

Année 2004

THESE

Présentée devant

L'INSTITUT DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

Pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR

Ecole Doctorale : MEGA

Formation Doctorale : Thermique et Energétique

Par

Rémi COQUARD

**Etude du transfert de chaleur couplé conduction-
rayonnement dans les mousses de Polystyrène expansé :
Modélisation et caractérisation**

Soutenance le 22 Octobre 2004 devant la Commission d'Examen

Jury MM. Daniel QUENARD

Gilles FLAMANT

Gérard JEANDEL

Jean Christophe BATSALE

Jean-François SACADURA

Dominique BAILLIS

Rapporteur

Rapporteur

Directrice de thèse

ECOLE DOCTORALES Septembre 2004

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
	CHIMIE DE LYON	M. Denis SINOÛ Université Claude Bernard Lyon 1 Lab Synthèse Asymétrique UMR UCB/CNRS 5622 Bât 308 2 ^{ème} étage 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.44.81.83 sinou@univ-lyon1.fr
E2MC	ECONOMIE, ESPACE ET MODELISATION DES COMPORTEMENTS	M. Alain BONNAFOUS Université Lyon 2 14 avenue Berthelot MRASH Laboratoire d'Economie des Transports 69363 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.69.72.76 Alain.Bonnafous@mrash.fr
E.E.A.	ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE	M. Daniel BARBIER INSA DE LYON Laboratoire Physique de la Matière Bâtiment Blaise Pascal 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43.64.43 Daniel.Barbier@insa-lyon.fr
E2M2	EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION http://biomserv.univ-lyon1.fr/E2M2	M. Jean-Pierre FLANDROIS UMR 5558 Biométrie et Biologie Evolutive Equipe Dynamique des Populations Bactériennes Faculté de Médecine Lyon-Sud Laboratoire de Bactériologie BP 1269600 OULLINS Tél : 04.78.86.31.50 Jean-Pierre.Flandrois@biomserv.univ-lyon1.fr
EDIIS	INFORMATIQUE ET INFORMATION POUR LA SOCIETE http://www.insa-lyon.fr/ediis	M. Lionel BRUNIE INSA DE LYON EDIIS Bâtiment Blaise Pascal 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43.60.55 lbrunie@if.insa-lyon.fr
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE http://www.ibcp.fr/ediss	M. Alain Jean COZZONE IBCP (UCBL1) 7 passage du Vercors 69367 LYON Cedex 07 Tél : 04.72.72.26.75 cozzone@ibcp.fr
	MATERIAUX DE LYON http://www.ec-lyon.fr/sites/edml	M. Jacques JOSEPH Ecole Centrale de Lyon Bât F7 Lab. Sciences et Techniques des Matériaux et des Surfaces 36 Avenue Guy de Collongue BP 163 69131 ECULLY Cedex Tél : 04.72.18.62.51 Jacques.Joseph@ec-lyon.fr
Math IF	MATHEMATIQUES ET INFORMATIQUE FONDAMENTALE http://www.ens-lyon.fr/MathIS	M. Franck WAGNER Université Claude Bernard Lyon1 Institut Girard Desargues UMR 5028 MATHEMATIQUES Bâtiment Doyen Jean Braconnier Bureau 101 Bis, 1 ^{er} étage 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43.27.86 wagner@desargues.univ-lyon1.fr

MEGA	<u>MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE</u> http://www.lmfa.ec-lyon.fr/autres/MEGA/index.html	M. François SIDOROFF Ecole Centrale de Lyon Lab. Tribologie et Dynamique des Systèmes Bât G8 36 avenue Guy de Collongue BP 163 69131 ECULLY Cedex Tél :04.72.18.62.14 Francois.Sidoroff@ec-lyon.fr
------	---	---

INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

Directeur : STORCK A.

Professeurs :

AMGHAR Y.	LIRIS
AUDISIO S.	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
BABOT D.	CONT. NON DESTR. PAR RAYONNEMENTS IONISANTS
BABOUX J.C.	GEMPPM***
BALLAND B.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BAPTISTE P.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
BARBIER D.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BASKURT A.	LIRIS
BASTIDE J.P.	LAEPSI****
BAYADA G.	MECANIQUE DES CONTACTS
BENADDA B.	LAEPSI****
BETEMPS M.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
BIENNIER F.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
BLANCHARD J.M.	LAEPSI****
BOISSE P.	LAMCOS
BOISSON C.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
BOIVIN M. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES SOLIDES
BOTTA H.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Développement Urbain
BOTTA-ZIMMERMANN M. (Mme)	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Développement Urbain
BOULAYE G. (Prof. émérite)	INFORMATIQUE
BOYER J.C.	MECANIQUE DES SOLIDES
BRAU J.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Thermique du bâtiment
BREMOND G.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BRISSAUD M.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
BRUNET M.	MECANIQUE DES SOLIDES
BRUNIE L.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
BUFFIERE J-Y.	GEMPPM***
BUREAU J.C.	CEGELY*
CAMPAGNE J-P.	PRISMA
CAVAILLE J.Y.	GEMPPM***
CHAMPAGNE J-Y.	LMFA
CHANTE J.P.	CEGELY*- Composants de puissance et applications
CHOCAT B.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Hydrologie urbaine
COMBESCURE A.	MECANIQUE DES CONTACTS
COURBON	GEMPPM
COUSIN M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
DAUMAS F. (Mme)	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et Thermique
DJERAN-MAIGRE I.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL
DOUTHEAU A.	CHIMIE ORGANIQUE
DUBUY-MASSARD N.	ESCHIL
DUFOUR R.	MECANIQUE DES STRUCTURES
DUPUY J.C.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
EMPTOZ H.	RECONNAISSANCE DE FORMES ET VISION
ESNOUF C.	GEMPPM***
EYRAUD L. (Prof. émérite)	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
FANTOZZI G.	GEMPPM***
FAVREL J.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
FAYARD J.M.	BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
FAYET M. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES SOLIDES
FAZEKAS A.	GEMPPM
FERRARIS-BESSO G.	MECANIQUE DES STRUCTURES
FLAMAND L.	MECANIQUE DES CONTACTS
FLEURY E.	CITI
FLORY A.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATIONS
FOUGERES R.	GEMPPM***
FOUQUET F.	GEMPPM***
FRECON L. (Prof. émérite)	REGROUPEMENT DES ENSEIGNANTS CHERCHEURS ISOLÉS
GERARD J.F.	INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
GERMAIN P.	LAEPSI****
GIMENEZ G.	CREATIS**
GOBIN P.F. (Prof. émérite)	GEMPPM***
GONNARD P.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
GONTRAND M.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
GOUTTE R. (Prof. émérite)	CREATIS**
GOUJON L.	GEMPPM***
GOURDON R.	LAEPSI****
GRANGE G. (Prof. émérite)	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE

GUENIN G.
GUICHARDANT M.
GUILLOT G.
GUINET A.

GUYADER J.L.
GUYOMAR D.
HEIBIG A.
JACQUET-RICHARDET G.
JAYET Y.
JOLION J.M.
JULLIEN J.F.
JUTARD A. (Prof. émérite)
KASTNER R.
KOULOUMDJIAN J. (Prof. émérite)
LAGARDE M.
LALANNE M. (Prof. émérite)
LALLEMAND A.
LALLEMAND M. (Mme)
LAREAL P. (Prof. émérite)
LAUGIER A. (Prof. émérite)
LAUGIER C.
LAURINI R.
LEJEUNE P.
LUBRECHT A.
MASSARD N.
MAZILLE H. (Prof. émérite)
MERLE P.
MERLIN J.
MIGNOTTE A. (Mle)
MILLET J.P.
MIRAMOND M.
MOREL R. (Prof. émérite)
MOSZKOWICZ P.
NARDON P. (Prof. émérite)
NAVARRO Alain (Prof. émérite)
NELIAS D.
NIEL E.
NORMAND B.
NORTIER P.
ODET C.
OTTERBEIN M. (Prof. émérite)
PARIZET E.
PASCAULT J.P.
PAVIC G.
PECORARO S.
PELLETIER J.M.
PERA J.
PERRIAT P.
PERRIN J.

PINARD P. (Prof. émérite)
PINON J.M.
PONCET A.
POUSIN J.
PREVOT P.
PROST R.
RAYNAUD M.
REDARCE H.
RETIF J-M.
REYNOUARD J.M.
RICHARD C.
RIGAL J.F.
RIEUTORD E. (Prof. émérite)
ROBERT-BAUDOUY J. (Mme) (Prof. émérite)
ROUBY D.
ROUX J.J.
RUBEL P.
SACADURA J.F.
SAUTEREAU H.
SCAVARDA S. (Prof. émérite)
SOUIFI A.
SOUROUILLE J.L.
THOMASSET D.
THUDEROZ C.
UBEDA S.

GEMPPM***
BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
PHYSIQUE DE LA MATIERE
PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS

VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
MATHEMATIQUE APPLIQUEES DE LYON
MECANIQUE DES STRUCTURES
GEMPPM***
RECONNAISSANCE DE FORMES ET VISION
UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Géotechnique
INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
MECANIQUE DES STRUCTURES
CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et thermique
CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et thermique
UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Géotechnique
PHYSIQUE DE LA MATIERE
BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
INFORMATIQUE EN IMAGE ET SYSTEMES D'INFORMATION
UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
MECANIQUE DES CONTACTS
INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE
PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
GEMPPM***
GEMPPM***
INGENIERIE, INFORMATIQUE INDUSTRIELLE
PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Hydrologie urbaine
MECANIQUE DES FLUIDES ET D'ACOUSTIQUES
LAEPSI****
BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
LAEPSI****
LAMCOS
AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
GEMPPM
DREP
CREATIS**
LAEPSI****
VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
GEMPPM
GEMPPM***
UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Matériaux
GEMPPM***
INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE

PHYSIQUE DE LA MATIERE
INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
PHYSIQUE DE LA MATIERE
MODELISATION MATHEMATIQUE ET CALCUL SCIENTIFIQUE
INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE
CREATIS**
CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Transferts Interfaces et Matériaux
AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
CEGELY*
UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
LGEF
MECANIQUE DES SOLIDES
MECANIQUE DES FLUIDES
GENETIQUE MOLECULAIRE DES MICROORGANISMES
GEMPPM***
CENTRE DE THERMIQUE DE LYON – Thermique de l'Habitat
INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Transferts Interfaces et Matériaux
INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
PHYSIQUE DE LA MATIERE
INGENIERIE INFORMATIQUE INDUSTRIELLE
AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
ESCHIL – Equipe Sciences Humaines de l'Insa de Lyon
CENTRE D'INNOV. EN TELECOM ET INTEGRATION DE SERVICES

VELEX P.
VERMANDE P. (Prof émérite)
VIGIER G.
VINCENT A.
VRAY D.
VUILLERMOZ P.L. (Prof. émérite)

MECANIQUE DES CONTACTS
 LAEPSI
 GEMPPM***
 GEMPPM***
 CREATIS**
 PHYSIQUE DE LA MATIERE

Directeurs de recherche C.N.R.S. :

BERTHIER Y.
CONDEMIN G.
COTTE-PATAT N. (Mme)
ESCUDE D. (Mme)
FRANCIOSI P.
MANDRAND M.A. (Mme)
POUSIN G.
ROCHE A.
SEGUELA A.
VERGNE P.

MECANIQUE DES CONTACTS
 UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
 UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
 CENTRE DE THERMIQUE DE LYON
 GEMPPM***
 UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
 BIOLOGIE ET PHARMACOLOGIE
 INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES
 GEMPPM***
 LaMcos

Directeurs de recherche I.N.R.A. :

FEBVAY G.
GRENIER S.
RAHBE Y.

BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
 BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS
 BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS

Directeurs de recherche I.N.S.E.R.M. :

KOBAYASHI T.
PRIGENT A.F. (Mme)
MAGNIN I. (Mme)

PLM
 BIOLOGIE ET PHARMACOLOGIE
 CREATIS**

* **CEGELY** CENTRE DE GENIE ELECTRIQUE DE LYON

** **CREATIS** CENTRE DE RECHERCHE ET D'APPLICATIONS EN TRAITEMENT DE L'IMAGE ET DU SIGNAL

*** **GEMPPM** GROUPE D'ETUDE METALLURGIE PHYSIQUE ET PHYSIQUE DES MATERIAUX

**** **LAEPSI** LABORATOIRE D'ANALYSE ENVIRONNEMENTALE DES PROCEDES ET SYSTEMES INDUSTRIELS

AVANT-PROPOS

Cette thèse a été effectuée au Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB) de Grenoble au sein de la division Caractérisation Physique des Matériaux (CPM). Elle a fait l'objet d'une convention CIFRE entre le CSTB et le Centre de Thermique de l'INSA de Lyon (CETHIL) qui s'est chargé de mon encadrement et du suivi de mes travaux.

Je remercie tout d'abord ma directrice de thèse, Mme Dominique BAILLIS pour la confiance et l'attention qu'elle m'a accordée tout au long de ce travail.

Je remercie également M. Daniel QUENARD qui fut mon responsable au sein du CSTB. A travers lui, j'adresse mes remerciements au CSTB et particulièrement à la division CPM qui a accueilli mes recherches.

Je remercie d'autre part :

- ✓ M. le Professeur G. JEANDEL et M. G. FLAMANT, Directeur de Recherches au CNRS, pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail
- ✓ ainsi que M. le Professeur Jean François SACADURA et M. Jean Christophe BATSALE pour leur participation à mon jury de thèse

Je voudrais également adresser mes plus vifs remerciements aux partenaires industriels en collaboration avec lesquels j'ai effectué une partie de ces recherches, la société KNAUF et EDF, pour m'avoir fourni les différents échantillons, photographies et mesures dont j'avais besoin.

Mes remerciements amicaux s'adressent enfin à tous les membres et collègues du CSTB, du CETHIL ou d'ailleurs pour les discussions fructueuses : C. POMPEO, D. GIRAUD, F. OLIVE, M. RUBAUD, R. VAILLON Maître de Conférence, HARIFIDY R., POET J.M..

RESUME

Cette étude s'intéresse aux transferts de chaleur en régime permanent dans les mousses de Polystyrène Expandé (PSE) de faible densité. Ces matériaux sont principalement utilisés pour l'isolation thermique des bâtiments et possèdent une structure particulière. Etant donné leur très faible masse volumique, ils sont le siège d'un couplage entre transfert thermique par conduction et par rayonnement.

Une première partie de l'étude a pour but de modéliser l'évolution de la conductivité thermique équivalente de ces mousses avec les différents paramètres qui la caractérisent (masse volumique, taille de cellules, taille de billes, porosité interbille). Pour cela, le couplage conduction-rayonnement en géométrie monodimensionnelle et l'équation du transfert radiatif sont résolus numériquement par la méthode des volumes de contrôle associée à la méthode des ordonnées discrètes.

La conductivité phonique de ces matériaux est prédite en adaptant des modèles déjà existants. Par contre, les propriétés radiatives sont déterminées à partir des indices de réfraction du polystyrène en utilisant une méthode originale permettant de prendre en compte la structure complexe de ces mousses.

Les résultats théoriques concernant les propriétés radiatives et la conductivité thermique équivalente des mousses de PSE sont validés à partir de mesures spectrométriques et de mesures flux métriques sur des échantillons que nous avons pu caractériser.

Dans une deuxième partie, trois actions consistant à introduire des rupteurs de rayonnement au sein de l'isolant pour freiner la propagation du rayonnement et donc diminuer le transfert de chaleur par rayonnement sont analysées. Ces trois actions se différencient par l'échelle à laquelle les rupteurs agissent sur le transfert radiatif (échelle macroscopique, échelle microscopique, échelle mésoscopique).

Dans chaque cas, la modélisation théorique nous permet de déterminer les caractéristiques des rupteurs maximisant la baisse de conductivité thermique équivalente des mousses. Les résultats sont ensuite validés à partir de mesures flux métriques montrant que des baisses sensibles de la conductivité thermique équivalente peuvent être obtenues en utilisant ces actions.

Enfin, dans une dernière partie nous nous intéressons à l'application des méthodes de mesure classiques de la conductivité équivalente au cas des mousses de PSE. Ces méthodes de mesure sont basées sur l'hypothèse d'un transfert de chaleur purement conductif. Nous montrons donc les limites de chacune de ces méthodes dans le cas de matériau où le transfert de chaleur par rayonnement est non négligeable.

TABLE DES MATIERES

AVANT-PROPOS.....	7
RESUME.....	8
TABLE DES MATIERES.....	9
NOMENCLATURE.....	11
INTRODUCTION GENERALE.....	13
1 . RAPPELS SUR LE TRANSFERT DE CHALEUR DANS LES MILIEUX POREUX	18
1.1 Lois fondamentales du transfert thermique en milieu poreux.....	19
1.1.1 Equation de l'énergie	19
1.1.2 Transfert thermique conductif	20
1.1.3 Equation du transfert radiatif.....	22
1.2 Modélisation du transfert de chaleur dans les milieux poreux en 1-D cartésien avec symétrie azimutale.....	25
1.2.1 Découplage conduction-rayonnement et résolutions approchées de l'ETR.....	27
1.2.2 Résolution précise de l'ETR et du couplage conduction-rayonnement	30
1.2.3 Détermination des propriétés radiatives des milieux poreux	39
2 . ETUDE DU TRANSFERT DE CHALEUR DANS LES MOUSSES DE POLYSTYRENE EXPANSE (PSE) DE FAIBLE DENSITE	52
2.1 Analyse de la structure des mousses de Polystyrène Expansée	54
2.1.1 Structure du lit de billes compressées	56
2.1.2 Structure du milieu cellulaire interne aux billes.....	57
2.2 Modélisation du transfert de chaleur en 1-D cartésien dans les mousses de PSE....	61
2.2.1 Bibliographie	61
2.2.2 Présentation du modèle développé	63
2.2.3 Evolution de la conductivité thermique équivalente des mousses de PSE.....	106
2.2.4 Validation expérimentale du modèle de calcul de la conductivité thermique équivalente	112
3 . AMELIORATION DU POUVOIR ISOLANT DES MOUSSES DE PSE DE FAIBLE DENSITE	115
3.1 Action à l'échelle macroscopique	117
3.1.1 Principe.....	117
3.1.2 Etude théorique du transfert thermique en présence de films rupteurs de rayonnement.....	119
3.1.3 Validation expérimentale	127
3.1.4 Conclusions	132
3.2 Action à l'échelle microscopique	133
3.2.1 Principe.....	133
3.2.2 Modélisation du transfert de chaleur en présence de particules opacifiantes.	134
3.3 Action à l'échelle mésoscopique.....	172
3.3.1 Principe.....	172

3.3.2	Etude de la baisse de conductivité thermique équivalente d'un arrangement de billes cellulaires enrobées.....	172
3.4	Conclusions sur les trois approches	195
4 .	ANALYSE DES METHODES DE MESURE DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE EQUIVALENTE APPLIQUEES AUX MOUSSES DE PSE DE FAIBLE DENSITE	196
4.1	Mesures flux métriques ou par plaques chaudes gardées.....	197
4.1.1	Principe.....	197
4.1.2	Application aux mousses de PSE de faible densité.....	199
4.1.3	Conclusions	207
4.2	Mesure par sonde fil ou fil chaud.....	208
4.2.1	Principe.....	208
4.2.2	Application aux mousses de PSE de faible densité.....	210
4.2.3	Conclusions	233
	CONCLUSION GENERALE.....	235
	REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	238
	ANNEXE I.....	245
	ANNEXE II.....	254
	ANNEXE III.....	258
	ANNEXE IV.....	275
	ANNEXE V.....	282
	ANNEXE VI.....	291

NOMENCLATURE

a : diffusivité thermique de la mousse en m^2/s
 C_e : section efficace d'extinction en m^2
 C_s : section efficace de diffusion en m^2
 C_a : section efficace d'absorption en m^2
 C_p : chaleur spécifique de la mousse en $J/kg/K$
 C_{fil} : chaleur spécifique du fil en $J/kg/K$
 d : distance entre deux billes voisines
 D_{cell} : diamètre moyen des cellules formant le milieu cellulaire en m
 D_{bille} : diamètre des billes formant la mousse en m
 $E_{c,\lambda}$: émissivité monochromatique de la face chaude
 $E_{f,\lambda}$: émissivité monochromatique de la face froide
 $E_{fil,\lambda}$: émissivité monochromatique du fil chaud
 E_n : énergie en W/m^2
 ep : épaisseur des films en m
 f_s : fraction de polymère présent dans les poutres de cellules
 h : épaisseur des fenêtres de cellules en m
 $k_{équ}$: conductivité thermique équivalente en $W/m/K$
 k : conductivité thermique en $W/m/K$
 l : épaisseur de la tranche d'isolant en m
 L_0 : luminance incidente en $W/m^2/Sr$
 $L(s, \bar{\Delta})$: Luminance au point d'abscisse s dans la direction $\bar{\Delta}$ en $W/m^2/Sr$
 $L^0(T)$: luminance d'émission du corps noir à la température T en $W/m^2/Sr$
 M : masse surfacique déposée en kg/m^2
 M : masse introduite par unité de volume en kg/m^3
 $\tilde{n} = n - ik$: indice de réfraction imaginaire
 ny : nombre de subdivisions utilisées dans la méthode des volumes de contrôle en 1-D cartésien
 nR : nombre de subdivisions utilisées dans la méthode des volumes de contrôle en 1-D cylindrique
 nb : nombre de bandes de la discrétisation spectrale
 nbd : nombre de directions de la quadrature utilisée
 P : fonction de phase de diffusion
 q : flux de chaleur surfacique en W/m^2
 q_c : flux conductif surfacique en W/m^2
 q_r : flux radiatif surfacique en W/m^2
 q_t : flux de chaleur surfacique moyen mesuré sur les plaques chaude et froide en W/m^2
 R_{bille} : rayon des billes formant la mousse en m
 R_{fil} : rayon du fil chaud en m
 R_{film} : réflectance des films polystyrène
 R_{fen} : réflectance des fenêtres
 R_{lim} : rayon du cylindre fictif pour la résolution de l'équation du transfert radiatif en géométrie cylindrique en m
 R_h : réflectance hémisphérique
 S_{fen} : surface visible de la fenêtre en m^2
 S_{sp} : surface spécifique en m^2/m^3
 t : temps en s
 T : température en K

T_c : température de la plaque chaude
 T_f : température de la plaque froide
 t_{fen} : taille des fenêtres en m
 T_d : transmittance directionnelle
 T_h : transmittance hémisphérique
 Tr_{fen} : transmittance des fenêtres
 Tr_{film} : transmittance des films polystyrène
 U : puissance linéique de chauffage du fil en W/m
 V_{cube} : volume des cellules cubiques en m^3
 V_{dode} : volume des cellules dodécaédriques en m^3
 V_{fen} : volume d'une fenêtre en m^3
 w_i : pondération de la i ème direction de la quadrature utilisée
 z : coordonnée selon l'axe parallèle au flux de chaleur monodimensionnel en m

Symboles grecs

β : coefficient volumique d'extinction en m^{-1}
 β_R : coefficient d'extinction de Rosseland moyenné en m^{-1}
 κ : coefficient volumique d'absorption en m^{-1}
 σ : coefficient volumique de diffusion en m^{-1}
 ε : porosité
 λ : longueur d'onde en μm
 $\Omega = 4\pi$: angle solide total en stéradian
 $d\Omega$: angle solide élémentaire en stéradian
 χ_i : paramètre de correction pour la normalisation de la fonction de phase
 ϕ : angle d'azimuth en rad
 θ : angle polaire en rad
 μ : coefficient directeur de la direction faisant un angle θ avec la direction du flux de chaleur
 $\omega = \sigma/\beta$: albédo
 ρ : masse volumique de la mousse en kg/m^3
 ρ_{fil} : masse volumique du fil en kg/m^3

Indices

c : conducteur
 r : radiatif
 $cell$: cellules
 $npar$: nuage de particules
 $part$: particules
 po : poudre
 PS : polystyrène
 $bille$: bille

INTRODUCTION GENERALE

Parmi tous les secteurs d'activités, le bâtiment est actuellement le plus gros consommateur d'énergie avec plus de 45% de l'énergie totale, loin devant des secteurs comme l'industrie (28 %) ou les transports (24 %). Or, la majeure partie de cette énergie est utilisée pour chauffer les locaux. Dans ces conditions, on imagine facilement l'importance de l'isolation thermique des bâtiments sur la réduction de la consommation énergétique globale. L'amélioration de la qualité des isolants constitue donc un enjeu énergétique majeure.

La grande majorité des matériaux d'isolation thermique utilisés à l'heure actuelle se classent en deux catégories suivant la nature de leur structure interne. On distingue :

- Les isolants alvéolaires possédant une structure cellulaire ouverte ou fermée pouvant renfermer un gaz d'imprégnation autre que l'air. Parmi ces isolants, on peut citer les mousses de Polystyrène Expandé, les mousses de Polyuréthane ou encore le liège.
- Les isolants fibreux constitués par l'entrelacement plus ou moins aléatoire de fibres de grande longueur. Les matériaux fibreux les plus couramment utilisés sont les laines de verre et les laines de roche

Dans les deux cas, la quasi totalité du volume de l'isolant est constitué d'air et le principe d'action sur le transfert de chaleur est le même :

La présence de la matrice solide cellulaire ou fibreuse empêche tout mouvement convectif de se former à l'intérieur du matériau et permet de limiter fortement le transfert de chaleur par convection. Par ailleurs, la forte porosité de l'isolant limite le transfert de chaleur par conduction à travers la matrice solide.

L'essentiel du transfert de chaleur se fait donc par conduction thermique à travers l'air qui est majoritairement utilisé comme gaz d'imprégnation depuis l'entrée en vigueur de la nouvelle réglementation thermique visant à réduire les émissions de gaz à effet de serre. Cette réglementation interdit en effet l'utilisation de gaz de faibles conductivités comme les CFC ou HCFC qui étaient auparavant largement utilisés comme gaz d'imprégnation. Cependant, on constate également qu'une part non négligeable d'énergie peut être transportée par rayonnement thermique à travers la matrice solide.

Afin de quantifier les performances thermiques des isolants, les professionnels de l'isolation utilisent une grandeur appelée « conductivité thermique équivalente » ($k_{\text{équ}}$ en W/m/K) qui représente le flux de chaleur total, par unité de surface, traversant l'isolant soumis à un gradient de température unité. Au plus cette conductivité thermique est faible, au plus l'isolant est efficace.

La masse volumique est un paramètre qui influence très fortement les performances thermiques des isolants. Ainsi, pour l'ensemble des isolants traditionnels, l'évolution qualitative de la conductivité thermique équivalente avec la masse volumique est similaire et peut être résumée par la figure 1.

Lorsque la masse volumique de l'isolant est relativement importante le flux de chaleur traversant l'isolant par rayonnement thermique peut être négligé puisque la matrice solide dense empêche le rayonnement thermique de se propager. Le transfert thermique se fait donc uniquement par conduction gazeuse et par conduction solide. En outre, étant donné que la conductivité de la matrice solide est supérieure à celle de l'air, une augmentation de la masse

volumique de l'isolant entraîne une augmentation de sa « conductivité thermique équivalente ».

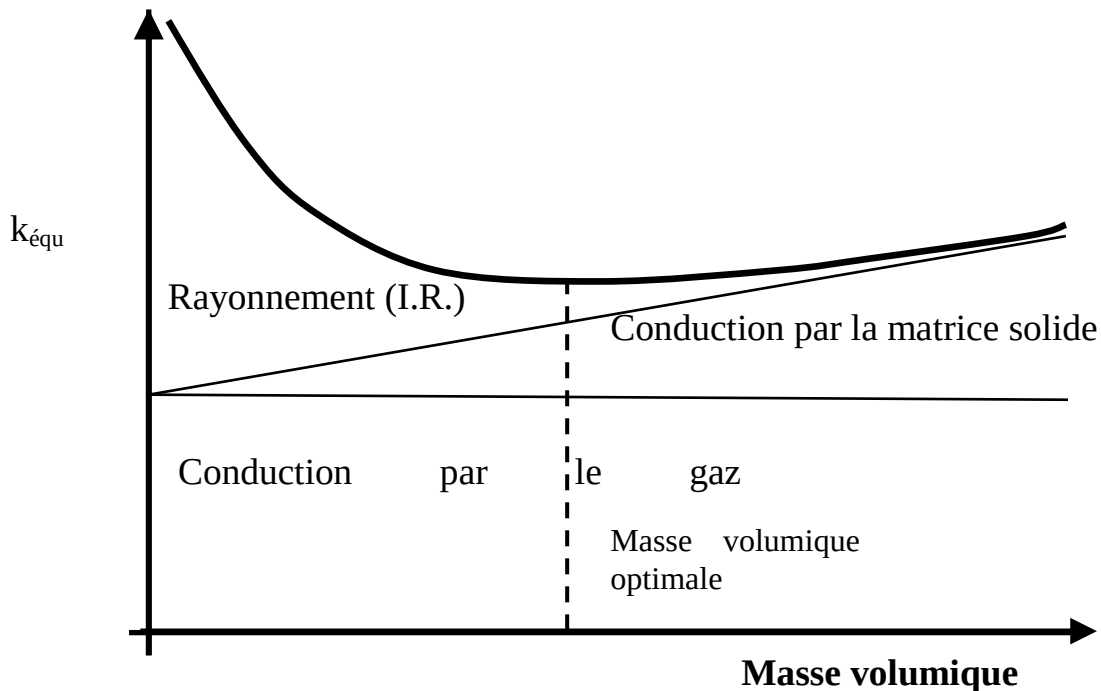


Figure 1 : Illustration de l'évolution de la conductivité thermique équivalente des isolants avec leur masse volumique

En revanche, lorsque la masse volumique de l'isolant est suffisamment faible, le transfert de chaleur par rayonnement thermique n'est plus négligeable. Par ailleurs, au plus la densité de l'isolant est faible, au moins la matrice solide constitue un obstacle à la propagation du rayonnement thermique. Ainsi, le transfert thermique radiatif s'accroît lorsque la masse volumique de l'isolant diminue. Pour des matériaux de faible densité, cette augmentation est plus rapide que la baisse de conductivité due à la diminution du transfert thermique par conduction solide. Dans ce cas, la conductivité thermique équivalente de l'isolant a donc tendance à augmenter lorsque sa masse volumique baisse.

Les deux effets antagonistes que nous venons de citer ont pour conséquence l'existence d'une densité de l'isolant optimale pour laquelle la conductivité thermique équivalente de l'isolant est minimale. Lorsque la masse volumique du matériau est inférieure à cette masse volumique optimale, on parle d'isolant « faible densité » (IFD). Ce type d'isolant est intéressant à plusieurs titres :

- Leur coût de production plus faible étant donné qu'ils nécessitent moins de matière première
- En outre, ils permettent de réduire sensiblement le poids des matériaux.

En revanche, leurs performances thermiques sont relativement médiocres étant donné qu'une proportion importante (jusqu'à 40% pour les plus faibles densités) du flux total se propage par rayonnement thermique ce qui limite leur utilisation. Par ailleurs, les modes de transfert de chaleur qui interviennent au sein de ce type d'isolant restent mal connus. En effet,

si le transfert de chaleur par conduction obéit à des lois relativement simples, il n'en va pas de même pour le transfert thermique radiatif dans les milieux poreux de faible densité qui fait intervenir les phénomènes d'absorption, d'émission mais également de diffusion du rayonnement par le milieu.

L'objectif principal de la thèse est de mieux comprendre les phénomènes de transfert thermiques et notamment radiatif au sein de isolants de faible densité afin de pouvoir les optimiser thermiquement. Les travaux effectués peuvent être scindés en trois parties. La première partie porte sur la modélisation des transferts couplés conduction-rayonnement à partir de la microscopie des matériaux. La deuxième s'intéresse à l'optimisation du comportement radiatif des isolants faible densité. La troisième partie est plus exploratoire. Elle vise à utiliser les modèles développés dans la première partie afin de mieux comprendre les méthodes de mesure telles que la méthode des plaques chaudes gardées ou du fil chaud appliquées à ces milieux semi-transparents, ces méthodes étant généralement utilisées pour des milieux opaques.

Nous nous sommes donc penché, dans la première partie de ce travail, sur la modélisation du transfert de chaleur par conduction et rayonnement dans les isolants de faible densité en nous intéressant plus particulièrement aux mousses de Polystyrène Expandé (PSE). Ces matériaux occupent une large partie (26 %) du marché de l'isolation thermique et ont été jusqu'à présent relativement peu étudiés par rapport aux autres types d'isolant comme les laines de verre. Ils possèdent en effet une structure poreuse complexe (voir figure 2).

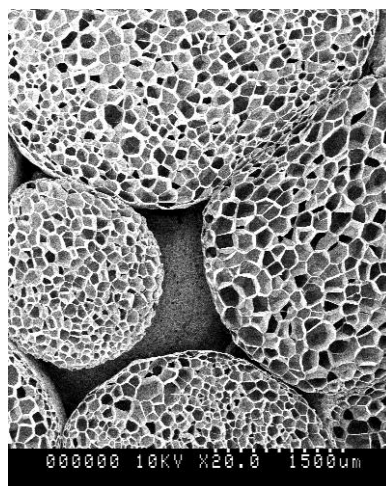


Figure 2 : Photo d'une coupe de mousses de Polystyrène Expandé (PSE)

L'étude que nous avons réalisée est basée sur la résolution de l'équation de l'énergie qui régit l'équilibre thermique à l'intérieur de l'isolant et permet de résoudre le couplage conduction-rayonnement. L'équation du transfert radiatif (ETR) prenant en compte les phénomènes d'émission, d'absorption et de diffusion du rayonnement par l'isolant, est résolue par la méthode, très précise, des ordonnées discrètes.

Les propriétés conductives du matériau poreux ont été déterminées à partir des résultats d'études antérieures. En ce qui concerne les propriétés radiatives, nous avons mis au point des méthodes de modélisation originales basées sur une approche Monte Carlo et permettant de tenir compte de la structure complexe des mousses de PSE.

Les résultats théoriques ont été comparés à des mesures de conductivité thermique équivalente réalisées sur plusieurs plaques de PSE de caractéristiques variables et ont permis

de valider le modèle de calcul du flux thermique total. Nous avons également validé le modèle de détermination des caractéristiques radiatives à l'aide de mesures spectrométriques sur des tranches de PSE d'épaisseur contrôlée. Enfin, une étude paramétrique a mis en évidence l'influence des paramètres physiques caractérisant la structure des mousses de PSE sur leurs performances thermiques. Ceci nous a permis de déterminer les valeurs de ces différents paramètres qui permettent d'optimiser l'efficacité de l'isolant.

Toutefois, malgré l'optimisation des performances thermiques des mousses de PSE, le transfert thermique radiatif garde un rôle très important dans le transfert de chaleur global. Ainsi, afin de réduire davantage le flux de chaleur par rayonnement, plusieurs actions ont été proposées par l'entreprise KNAUF, le CSTB et EDF. L'analyse et la mise en œuvre de ces actions font l'objet d'un contrat entre ces trois organismes. A terme, le but de ce contrat est de produire des mousses de PSE faible densité « améliorées » dont la conductivité thermique équivalente est nettement diminuée. Ces actions se différencient en trois approches suivant l'échelle à laquelle l'action sur le transfert radiatif est envisagée :

- Approche macroscopique : le principe est alors d'introduire un ou plusieurs films de propriétés radiatives spécifiques à l'intérieur de la plaque d'isolant pour empêcher le rayonnement infrarouge de se propager
- Approche microscopique : le principe est d'insérer dans la matrice poreuse de polystyrène, des particules microscopiques qui absorbent et diffusent le rayonnement thermique infrarouge.
- Approche mésoscopique : l'action consiste à enrober les billes formant la mousse de PSE avant leur moulage avec un produit ayant une forte interaction avec le rayonnement afin de créer des obstacles supplémentaires à la propagation du rayonnement thermique

Pour chacune de ces approches, nous avons mis en place des modèles permettant d'évaluer les gains de conductivité équivalente qu'il est possible d'obtenir en fonction des propriétés radiatives et des caractéristiques physiques des produits utilisés (films, peintures, poudres). A partir de cette étude, nous avons pu mettre en avant les propriétés radiatives et les caractéristiques optimales des produits utilisées pour chaque approche. Les résultats théoriques des modèles prenant en compte l'influence des différents « rupteurs » de rayonnement ont fait l'objet de validations expérimentales à partir de mesures de conductivité équivalente par plaque chaude gardée ou de mesures spectrométriques.

Enfin, dans une dernière partie, nous nous sommes intéressés à l'adaptation des méthodes de mesure traditionnelles du transfert thermique utilisées au CSTB au cas des mousses de PSE de faible densité. Ces méthodes classiques de mesure de la conductivité thermique équivalente des isolants sont de deux types :

- Les mesures par plaque chaude gardée ou mesures flux métriques effectuées en régime établi
- Les mesures par la méthode du fil chaud en régime transitoire qui ont l'avantage de permettre une mesure plus rapide

Pour les mesures en régime établi, la conductivité thermique équivalente est calculée à partir d'une mesure du flux thermique traversant une plaque d'isolant soumise à un gradient de température. En revanche, pour les mesures en régime transitoire, elle est déduite de l'évolution de la température d'un fil chauffé introduit à l'intérieur de l'isolant. Toutefois, dans les deux cas, la conductivité thermique équivalente est déterminée en supposant que le transfert de chaleur à l'intérieur de l'isolant se fait uniquement par conduction.

Or, dans les isolants faible densité, le transfert thermique radiatif est non négligeable. Par ailleurs, les lois régissant le transfert radiatif dans ce genre d'isolant sont différentes et plus complexes que pour le transfert conductif et, par conséquent, l'application des méthodes de mesure traditionnelles est problématique. Ceci conduit notamment à des erreurs ou à des fluctuations inexplicables sur les valeurs de conductivité thermique équivalente mesurées pour ce genre de produit.

C'est pourquoi, afin d'interpréter et de mieux comprendre les problèmes liés à l'utilisation des méthodes de mesure habituelles pour les isolants faible densité, nous avons simulé ces deux types de mesure en les appliquant au cas des mousses de polystyrène expansé étudiées précédemment. La modélisation des mesures en régime établi fait appel à la résolution de l'équation de l'énergie et de l'ETR en 1-D cartésien alors que la modélisation des mesures par fil chaud nécessite de résoudre l'équation de l'énergie et l'ETR en 1-D cylindrique transitoire. Les résultats obtenus ont été validés par plusieurs mesures flux métriques ou par fil chaud sur des mousses de PSE que nous avons caractérisées. Ils nous ont permis, notamment, de mettre en évidence l'influence sur la valeur de la conductivité thermique mesurée, de certains paramètres (épaisseur d'isolant, émissivité des frontières) qui, théoriquement, n'interviennent pas sur le transfert conductif. Ces paramètres n'étaient jusqu'alors pas pris en compte dans l'analyse des résultats de mesure et pouvaient donc être à l'origine d'erreurs de mesure.

Cette analyse quantitative nous permet de conclure que l'utilisation d'un seul paramètre (en l'occurrence la conductivité thermique équivalente) pour caractériser le transfert thermique dans les isolants faible densité, est insuffisante. L'idéal serait de disposer de deux paramètres se rapportant respectivement au transfert conductif et radiatif

1. RAPPELS SUR LE TRANSFERT DE CHALEUR DANS LES MILIEUX POREUX

1.1 Lois Fondamentales du transfert thermique en milieu poreux

1.2 Modélisation du transfert de chaleur dans les milieux poreux en 1-D cartésien avec symétrie azimutale

La grande majorité des matériaux utilisés traditionnellement pour l'isolation des bâtiments appartiennent à la famille des milieux poreux. En effet, leur structure poreuse, qu'elle soit fibreuse ou cellulaire, permet d'annuler le transfert de chaleur par convection et de « profiter » de la faible conductivité thermique du gaz qui l'imprègne (en grande majorité l'air) pour réduire fortement le transfert thermique au sein du matériau.

Ainsi, deux modes de transfert de chaleur interviennent simultanément dans les milieux poreux :

- Le transfert conductif à travers la matrice poreuse et le gaz d'imprégnation
- Le transfert thermique radiatif

Le transfert de chaleur par rayonnement peut jouer un rôle important dans les milieux poreux de faible densité. Typiquement, pour des densités très faibles, la part du rayonnement dans le transfert de chaleur total à l'intérieur des isolants est de 30% à 40% à température ambiante et peut prendre des proportions plus importantes pour des températures supérieures.

Du point de vue de l'interaction avec le rayonnement thermique, les milieux poreux se classent dans la catégorie des milieux semi-transparents. Ils sont capables d'absorber, d'émettre mais également de diffuser le rayonnement.

Les deux mécanismes de transfert de chaleur par conduction et rayonnement obéissent à des lois de propagation très différentes. Par ailleurs, ils sont tous les deux étroitement liés au champ de température régnant à l'intérieur du matériau étudié et peuvent avoir une influence mutuelle l'un sur l'autre. En effet, toute modification de l'un entraîne une variation du champ de température et à des effets sur l'autre. On parle alors de « couplage conduction-rayonnement ».

La prise en compte de ce couplage nécessite une résolution simultanée des équations régissant chacun des modes de transfert de chaleur. Aussi, afin de simplifier le problème, de nombreuses études traitant du transfert de chaleur dans des milieux poreux ont négligé ce phénomène.

Dans les prochains paragraphes, nous décrivons les mécanismes régissant le transfert de chaleur total dans les milieux poreux. Nous détaillons notamment les lois fondamentales du transfert thermique par conduction et par rayonnement. Nous récapitulons ensuite les différentes méthodes qui ont été précédemment utilisées pour résoudre le transfert thermique dans les milieux poreux en faisant la distinction entre les méthodes de résolutions approchées négligeant le couplage conduction-rayonnement et les méthodes de résolution exactes.

1.1 Lois fondamentales du transfert thermique en milieu poreux

1.1.1 Equation de l'énergie

Cette équation traduit l'équilibre thermique total à l'intérieur du matériau considéré. C'est donc elle qui définit le couplage entre le transfert thermique conductif et le transfert thermique radiatif. Elle est obtenue à partir d'un bilan d'énergie dans un élément de volume élémentaire dans lequel on a la conservation de l'énergie thermique totale. Elle s'exprime sous la forme d'une équation différentielle. Dans le cas où aucune source ou puits de chaleur

n'est présent dans le milieu, et que seuls les transferts de chaleur conductif et radiatif interviennent, cette équation s'écrit :

$$\rho.C_p \cdot \frac{\delta T}{\delta t} = -div(q_t) = -(div(q_r) + div(q_c)) \quad (1.1)$$

où $div(q_t)$, $div(q_c)$ et $div(q_r)$ représentent la divergence du flux thermique total, du flux thermique conductif et du flux thermique radiatif

Dans la plupart des cas que nous étudierons, nous considérerons uniquement le transfert de chaleur en régime établi. L'équation de l'énergie, se réduit alors à :

$$div(q_r) = -div(q_c) \quad (1.2)$$

Enfin, si on considère uniquement le transfert de chaleur entre 2 plaques planes parallèles à température uniforme (1-D cartésien), comme ce sera souvent le cas pour la caractérisation des isolants, l'équation de l'énergie se simplifie encore et devient :

$$\frac{\delta q_c}{\delta z} = -\frac{\delta q_r}{\delta z} \quad (1.3)$$

1.1.2 Transfert thermique conductif

Le transfert par conduction dans les milieux poreux est un phénomène complexe du fait de la structure toujours compliquée de ces milieux constitués d'une phase fluide et d'une phase solide. L'importance du transfert par conduction dépend ainsi d'un nombre important de paramètres comme : la conductivité de la phase fluide et de la phase solide, la morphologie de la matrice solide, la proportion et la répartition de chaque phase

Cependant, lorsque la taille des pores est très faible devant les dimensions macroscopiques du milieu, la propagation de la chaleur par conduction peut être prise en compte en utilisant une loi simple de FOURIER de même type que celle utilisée pour des matériaux homogènes.

On a alors :

$$q_c = -k_c \cdot grad(T) \quad (1.4)$$

Dans le cas d'un transfert de chaleur en 1-D cartésien, le flux thermique conductif s'exprime plus simplement par la relation :

$$q_c = -k_c \frac{\delta T}{\delta z} \quad (1.5)$$

La valeur de la conductivité thermique k_c du milieu poreux est fortement dépendante de la conductivité des deux phases et de la morphologie du milieu poreux. Des études ont été menées sur des milieux sableux (Black 1982), des lits de particules sphériques (Bouvard 1995, Hsu 1994), les milieux granulaires (Vachon 1977), les structures en nid d'abeilles, les mousses de verre ou encore les poudres. Il est évident que pour ce genre de milieu, les modélisations développées ne sont pas adaptées à la caractérisation du transfert conductif dans les isolants traditionnels (milieux cellulaires et fibreux). Cependant, elles nous permettent de comprendre plus en détail les voies de propagation du flux conductif à travers le matériau notamment grâce à l'analogie électrique souvent utilisée comme référence.

Pour les milieux poreux cellulaires, N.C Hilyard et A. Cunningham (1982) ainsi que Dawson et Shorthall (1982) décrivent de manière précise la structure de ces matériaux. Ils sont constitués par une matrice solide formant des cellules de type dodécaèdre pentagonal. Ces cellules sont formées par l'assemblage de poutres de polymères formant des faces de

forme pentagonale recouvertes ou non par un film de polymère. Une part importante du polymère peut être contenue dans les poutres formant les cellules. La porosité de ces matériaux est très importante et atteint des valeurs supérieures à 95%.

A partir de considérations géométriques, L.R. Glicksmann (1985) propose une formule pour évaluer la conductivité de ce type de milieux poreux. Ainsi :

$$k_c = \varepsilon k_g + k_p (1 - \varepsilon) \frac{1}{3} (2 - f_s) \quad (1.6)$$

où k_c est la conductivité phonique du matériau

k_g est la conductivité du gaz contenu (air)

k_p est la conductivité du polymère

ε est la porosité du matériau

et f_s est la part de polymère contenu dans les poutres de cellules

Cunningham (1988) propose une autre formulation prenant en compte l'orientation des poutres et négligeant l'effet des fenêtres de cellules sur le transfert conductif.

L.R. Glicksmann (1994) a également mis au point une modélisation établie à partir du raisonnement sur une cellule cubique. Il retrouve ainsi la formule (1.6) explicitée plus haut et l'étend à toutes les formes de cellules. L'analyse sur une cellule de forme cubique avait déjà été réalisée par Russell (1934). Boetes (1986) utilise également ce genre de modélisation.

Enfin, une étude menée par A.G Leach (1993) dans laquelle l'auteur récapitule l'ensemble des modèles utilisés (modèle parallèle-série, modèle cubique, modèle sphérique) pour le calcul de la conductivité des milieux cellulaires montre que l'ensemble de ces modèles tend vers une conductivité thermique dans les milieux cellulaires fermés de la forme :

$$k_c = \varepsilon k_g + k_p (1 - \varepsilon) \frac{2}{3} X \quad (1.7)$$

où X est un facteur compris entre 0 et 1

Cette étude conforte donc la formule (1.6) donnée par Glicksmann. Aussi pour les milieux cellulaires fermés, cette formule est communément admise comme étant une bonne approximation.

D'autres études sur des milieux cellulaires de morphologie plus complexe comme les mousses de PSE ont été réalisées. Ces milieux poreux sont obtenus par moulage de billes cellulaires entre lesquelles des cavités d'air se forment. La taille de ces billes est suffisamment faible pour supposer que le transfert conductif obéit à une loi du même type que (1.5). Cette structure macroscopique a une influence sur la conductivité thermique des mousses de PSE et il est évident que l'application de la formule de Glicksmann (1.6) sans modification tenant compte de cette structure, conduirait à des erreurs. Une étude menée au CSTB par Quenard et al. (1996) prend en compte de l'influence de la structure macroscopique. Les auteurs considèrent que les mousses de PSE sont constituées de 3 phases distinctes :

- Une phase correspondant aux macroporosités (cavités interbilles, défauts d'empilement)
- Une phase correspondant à la zone de cœur (centre des billes)
- Une phase correspondant à la zone de peau (en périphérie de la bille)

Le calcul de la conductivité thermique des mousses de PSE se fait alors par application au choix de trois modèles « triphasés » permettant le calcul de la conductivité de milieux à trois phases à partir des données géométriques du milieu et de la conductivité des trois phases.

Ces modèles sont : le modèle de D.Krischer et K.Kroll, le modèle de De Vries et le modèle K.W. Jackson et W.Z. Black.

Pour les milieux fibreux, différentes corrélations ont été établies pour obtenir la conductivité du milieu. Ainsi Daryabeigi (1999) propose :

$$k_c = (1-f)k_g + f^3k_s \quad (1.8)$$

avec k_s conductivité thermique des fibres
et f la fraction volumique de fibres

Rish (1985) évalue la conductivité d'un milieu de fibre de verre grâce à la formule :

$$k_c = k_{air} + 0.0095\rho$$

où k_{air} est la conductivité de l'air

Jaster (1990) propose quant à lui un modèle de type :

$$k_c = (1-f)a_g \left(\frac{T}{T_0} \right)^n + f.c(a_s + b_s T) \quad (1.9)$$

Le 1^{er} terme du second membre correspond à la conductivité du gaz et le 2^{ème} terme à la conductivité dans le solide. a_g , n , c , a_s , b_s sont des constantes empiriques.

Dans sa thèse, Milandri (2000) utilise une formule directement issue des travaux de LANGLAIS et KLARSFELD (1983) et applicable pour les fibres de silice :

$$k_c = 0.2572.T^{0.81} + 0.00527.\rho^{0.91}(1 + 0.13\frac{T}{100}) \quad (1.10)$$

où k_c s'exprime en mW/mK.

Cette formule est de la forme de celle proposée par JASTER puisque la fraction volumique de fibre peut être facilement reliée à la masse volumique en considérant que la masse volumique de l'air est très faible devant celle du solide :

$$f = \frac{\rho}{\rho_s}$$

où ρ_s est la masse volumique du solide constituant les fibres

1.1.3 Equation du transfert radiatif

1.1.3.1 Cas général

Le transfert thermique par rayonnement à l'intérieur des milieux poreux, qui se comportent comme des milieux semi-transparents absorbant et diffusant le rayonnement thermique infrarouge, obéit à des lois différentes du transfert conductif. En effet, la chaleur ne se propage pas de proche en proche comme dans le cas du transfert par conduction mais sous forme de rayonnement électromagnétique susceptible d'être absorbée ou diffusée par la matrice solide formant le milieu poreux. Pour caractériser intégralement le transfert radiatif dans un milieu poreux semi-transparent, il est alors nécessaire de déterminer, en tout point du milieu et dans toutes les directions, le champ de luminance pour l'ensemble des longueurs d'onde infrarouge. La luminance spectrale directionnelle $L_\lambda(s, \bar{\Delta})$ est définie comme suit :

En un point de coordonnées s et pour une surface élémentaire associée dA de normale $\vec{n}$, on considère $d\phi_\lambda$, la puissance rayonnante dans l'intervalle de longueur d'onde compris entre λ et $\lambda+d\lambda$, à travers la surface projetée perpendiculairement à la direction $\bar{\Delta}$, $dA.\cos\theta$ et dans

l'angle solide $d\Omega$ centré sur $\vec{\Delta}$. La luminance spectrale directionnelle représente alors la puissance rayonnante monochromatique ($d\phi_\lambda$) à travers l'unité de surface projetée perpendiculairement à $\vec{\Delta}$ ($dA \cdot \cos\theta$) dans l'angle solide unitaire centré sur $\vec{\Delta}$ ($d\Omega$) et par unité de longueur d'onde $d\lambda$ autour de la longueur d'onde λ .

$$L_\lambda(s, \vec{\Delta}) = \frac{d^3\phi_\lambda}{dA \cdot \cos\theta \cdot d\Omega \cdot d\lambda} \quad (1.12)$$

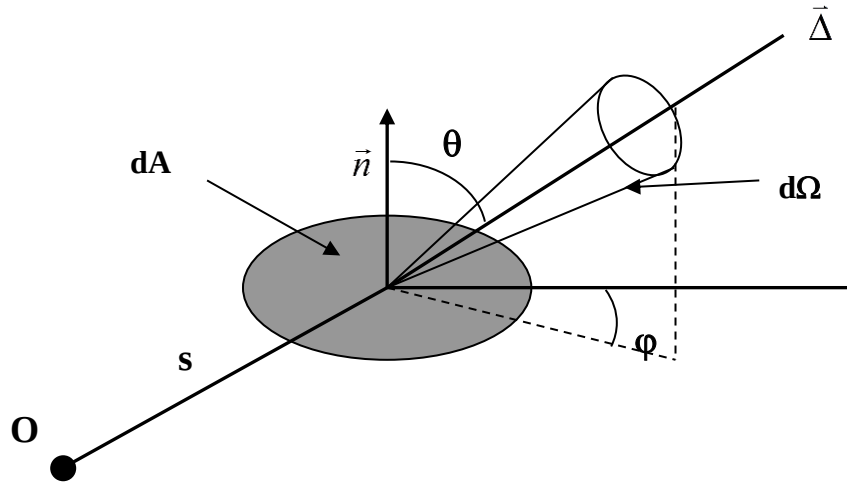


Figure 1.1 : Définition de la luminance spectrale directionnelle L_λ

Ce champ de luminance est régi par l'équation du transfert radiatif (ETR) qui est obtenue à partir d'un bilan d'énergie radiative dans un volume élémentaire placé sur le chemin d'un faisceau de rayonnement. Ce bilan est effectué en utilisant l'approche macroscopique d'Euler qui consiste à considérer le milieu poreux semi-transparent comme homogène à l'échelle macroscopique.

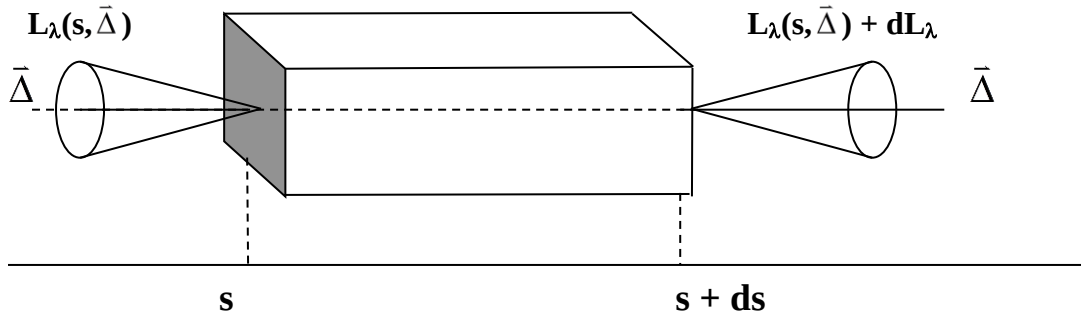


Figure 1.2 : Variation de la luminance spectrale directionnelle à la traversée d'un volume élémentaire

Durant son trajet dans l'élément de volume, la luminance du faisceau est modifiée par le milieu de différentes façons :

- Le milieu atténue la luminance en absorbant et diffusant une partie du rayonnement incident. On a alors /

$$dL_{\lambda}^{A+D} = -(\kappa_{\lambda} L_{\lambda} ds + \sigma_{\lambda} L_{\lambda} ds) = -\beta_{\lambda} L_{\lambda} ds \quad (1.13)$$

κ_{λ} est le coefficient monochromatique d'absorption

σ_{λ} est le coefficient monochromatique de diffusion

$\beta_{\lambda} = \kappa_{\lambda} + \sigma_{\lambda}$ est le coefficient monochromatique d'extinction

- Le milieu émet lui-même une quantité de rayonnement dans la longueur d'onde considérée. On a alors $dL_{\lambda}^E = \kappa_{\lambda} L_{\lambda}^0(T_s) ds$

$L_{\lambda}^0(T_s)$ est la luminance monochromatique d'émission du corps noir à la température du volume considéré et qui est donnée par la loi de Planck :

$$L_{\lambda}^0(T) = n^2 \frac{2 \times hc_0^2}{\lambda^5 \left[e^{\frac{hc_0}{\lambda kT}} - 1 \right]} \quad (1.14)$$

n est l'indice de réfraction du milieu homogène, c_0 est la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans le vide ($c_0 = 2.99776 \cdot 10^8$ m/s), h la constante de Planck ($h = 6.626 \cdot 10^{-34}$ J.s) et k la constante de Boltzmann ($k = 1.3805 \cdot 10^{-23}$ J/K).

- Le milieu diffuse une partie du rayonnement provenant de toutes les directions de l'espace $\bar{\Delta}'$ dans la direction $\bar{\Delta}$ du faisceau. Ce rayonnement vient s'ajouter à celui du faisceau incident. On a :

$$dL_{\lambda}^{D'} = \frac{\sigma_{\lambda}}{4\pi} \int_{\Omega'=4\pi} P_{\lambda}(\bar{\Delta}' \rightarrow \bar{\Delta}) \cdot L_{\lambda}(s, \bar{\Delta}') \cdot d\Omega' \cdot ds \quad (1.15)$$

P_{λ} est la fonction de phase de diffusion du milieu. Le terme $\frac{P_{\lambda}(\bar{\Delta}' \rightarrow \bar{\Delta}) \cdot d\Omega'}{4\pi}$

représente la proportion de l'énergie radiative diffusée d'un faisceau incident dans l'angle solide élémentaire $d\Omega'$ le soit dans l'angle solide $d\Omega$ centré sur $\bar{\Delta}$. Dans le cas où le milieu étudié est isotrope comme ce sera le cas pour l'ensemble des milieux que nous étudierons, la fonction de phase ne dépend que de l'angle entre la direction d'incidence et la direction de diffusion. Cette fonction doit être normalisée afin que la somme des probabilités de diffusion dans toutes les directions soit égale à 1. Elle doit donc vérifier la relation :

$$\frac{1}{4\pi} \int_{\Omega'=4\pi} P_{\lambda}(\bar{\Delta}' \rightarrow \bar{\Delta}) \cdot d\Omega' = 1 \quad (1.16)$$

Finalement on obtient en sommant chacune de ces contributions :

$$dL_{\lambda} = -\beta_{\lambda} L_{\lambda} ds + \kappa_{\lambda} L_{\lambda}^0(T_s) ds + \int_{\Omega'=4\pi} \frac{\sigma_{\lambda}}{4\pi} \cdot P_{\lambda}(\bar{\Delta}' \rightarrow \bar{\Delta}) \cdot L_{\lambda}(s, \bar{\Delta}') \cdot d\Omega' \cdot ds \quad (1.17)$$

Cette relation peut se traduire par une équation différentielle appelée équation du transfert radiatif:

$$\frac{1}{\beta_{\lambda}} \frac{dL_{\lambda}(s, \bar{\Delta})}{ds} + L_{\lambda}(s, \bar{\Delta}) = (1 - \omega_{\lambda}) L_{\lambda}^0(T) + \int_{\Omega'=4\pi} \frac{\omega_{\lambda}}{4\pi} \cdot P_{\lambda}(\bar{\Delta}' \rightarrow \bar{\Delta}) \cdot L_{\lambda}(s, \bar{\Delta}') \cdot d\Omega' \quad (1.18)$$

où $\omega_{\lambda} = \sigma_{\lambda}/\beta_{\lambda}$ est l'albédo monochromatique et correspond à la proportion de l'énergie interceptée par le milieu qui est diffusée

En toute rigueur, il serait nécessaire de prendre en compte la dérivée de la luminance avec le temps puisque le rayonnement met un certain temps pour traverser le volume élémentaire. On a alors :

$$\frac{dL_\lambda(s, \vec{\Delta}, t)}{ds} = \frac{\delta L_\lambda(s, \vec{\Delta}, t)}{\delta s} + \frac{1}{c} \frac{\delta L_\lambda(s, \vec{\Delta}, t)}{\delta t}$$

où c est la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique dans le milieu

Toutefois, le deuxième terme du second membre peut être négligé étant donné que les ondes électromagnétiques se propagent très rapidement et l'on considère que la luminance s'établit instantanément.

1.1.3.2 Equation du Transfert Radiatif pour un transfert monodimensionnel en géométrie cartésienne

Dans la plupart des problèmes que nous traiterons par la suite, le transfert de chaleur peut être considéré comme monodimensionnel en coordonnées cartésiennes. C'est le cas notamment lorsqu'on a affaire à un milieu poreux compris entre deux surfaces planes et parallèles de grande taille, de températures différentes.

En outre, les propriétés des matériaux que nous étudierons ainsi que les conditions aux limites radiatives seront toujours indépendantes de l'angle d'azimut ϕ (symétrie azimutale). Dans ce cas, l'expression de l'Equation du Transfert Radiatif peut être nettement simplifiée :

$$\mu \frac{\delta L_\lambda(z, \mu)}{\delta z} = -\beta_\lambda L_\lambda(z, \mu) + \kappa_\lambda L_\lambda^0(T) + \frac{\sigma_\lambda}{2} \int_{-1}^1 P_\lambda(\mu' \rightarrow \mu) L_\lambda(z, \mu') d\mu' \quad (1.19)$$

avec $\mu = \cos\theta$ et z la coordonnée selon l'axe perpendiculaire aux plans des interfaces

Les conditions aux limites, pour un transfert de chaleur en 1-D cartésien entre 2 plaques planes opaques à réflexion diffuse s'écrivent :

$$\begin{cases} L_\lambda(0, \mu) = E_{c,\lambda} L_\lambda^0(T_c) + 2.R_{c,\lambda} \int_0^1 L(0, -\mu') \mu' d\mu' \\ L_\lambda(l, -\mu) = E_{f,\lambda} L_\lambda^0(T_f) + 2.R_{f,\lambda} \int_0^1 L(l, \mu') \mu' d\mu' \end{cases} \quad (1.20)$$

où T_c et T_f sont les températures des plaques chaude ($z = 0$) et froide ($z = l$)

l est l'épaisseur du milieu poreux soumis au gradient de température

$E_{c,\lambda}$, $E_{f,\lambda}$, $R_{c,\lambda}$ et $R_{f,\lambda}$ sont les émissivités et les réflectivités monochromatiques des plaques chaude et froide

1.2 Modélisation du transfert de chaleur dans les milieux poreux en 1-D cartésien avec symétrie azimutale

Les milieux poreux sont utilisés dans de très nombreuses applications thermiques, essentiellement pour l'isolation. C'est pourquoi, un nombre important d'études se sont déjà penchées sur la modélisation du transfert de chaleur par conduction et rayonnement dans des milieux de différentes morphologies. La plupart de ces études se rapportent au transfert de chaleur entre deux plaques planes parallèles à température uniforme et différentes l'une de l'autre (1-D cartésien) en régime établi. Cette configuration correspond aux conditions d'utilisation habituelles des milieux poreux telles que l'isolation des bâtiments. En outre, l'étude du transfert de chaleur en 1-D cartésien permet de comparer les résultats théoriques avec des mesures flux métriques ou par plaques chaudes gardées couramment utilisées. Par ailleurs, la grande majorité des milieux poreux possèdent des propriétés thermiques indépendantes de l'angle d'azimut φ (symétrie azimutale), c'est pourquoi, dans la suite de ce chapitre, nous nous placerons dans cette hypothèse.

Toutefois, la résolution en 1-D cartésien des équations régissant le transfert thermique radiatif et conductif et de l'équilibre thermique régnant à l'intérieur du milieu poreux n'est pas sans difficulté :

Certes, le transfert de chaleur par conduction peut être facilement résolu puisqu'il obéit à une loi simple de diffusion. La principale difficulté consiste alors à exprimer la conductivité thermique du matériau poreux en fonction de celles de ses constituants et de sa morphologie. Dans ce domaine, différentes méthodes sont disponibles et ont été appliquées à des milieux poreux variés.

Par contre, l'équation du transfert radiatif étant de type intégral-différentiel, sa résolution analytique est plus complexe. La difficulté principale provient du terme intégral. Différents auteurs ont publié des ouvrages traitant de la résolution du problème de transfert par rayonnement comme Chandrasekhar (1960), Hottel et Sarofim (1967), Ozisik (1973) ou Sacadura (1987). On distingue ainsi : les solutions analytiques formelles, qui ne sont applicables que pour des cas particuliers peu adaptés aux cas de milieux réels, les solutions approchées et les solutions numériques dites « exactes ». En outre, pour chacune de ces solutions, il est nécessaire de connaître les propriétés radiatives du milieu poreux considéré. Or, ces propriétés radiatives sont étroitement liées aux propriétés optiques des constituants ainsi qu'à leur forme et à leur dimension et font intervenir des théories compliquées traitant de l'interaction entre le rayonnement et la matière.

Enfin, la résolution de l'équation de l'énergie et donc du couplage conduction-rayonnement est nécessaire. Le champ de température régnant dans l'isolant est lui-même fortement dépendant des flux de chaleur conductif et radiatif.

Ainsi, la résolution exacte du transfert de chaleur par conduction et rayonnement dans les milieux poreux en régime établi nécessite d'avoir recours à des méthodes numériques itératives.

Toutefois, étant donné la complexité de ces méthodes et le temps de calcul important qu'elles nécessitent, de nombreux auteurs ont fait appel à certaines simplifications permettant d'estimer le transfert thermique total par des méthodes analytiques nettement moins lourdes à mettre en place. Le couplage conduction-rayonnement est alors négligé et le transfert radiatif est traité par des lois simplifiées nécessitant certaines hypothèses.

Dans les prochains paragraphes, nous récapitulons, dans un premier temps, les méthodes simplifiées négligeant le couplage conduction-rayonnement. Nous présentons ensuite les méthodes de résolution numériques permettant de résoudre simultanément l'équation de l'énergie et du transfert radiatif. Bien que ces méthodes de résolutions soient qualifiées

d'exactes, la précision des résultats reste cependant fortement dépendante de la précision sur la connaissance des propriétés radiatives des milieux étudiés. Enfin, dans une troisième partie, nous présentons les principaux travaux réalisés précédemment pour déterminer les propriétés radiatives de différents milieux poreux à partir de la connaissance de leur morphologie et des propriétés optiques de leurs constituants. Cette partie constitue la principale difficulté dans la caractérisation des performances thermiques des isolants.

1.2.1 Découplage conduction-rayonnement et résolutions approchées de l'ETR

Lorsque le couplage conduction-rayonnement est négligé, le transfert thermique total régnant à l'intérieur du milieu est obtenu en sommant simplement la contribution du flux thermique conductif et du flux thermique radiatif obtenus en supposant une variation de température linéaire à l'intérieur de l'isolant. La conductivité thermique équivalente du milieu poreux peut alors être vue comme la somme d'une contribution due à la conduction et d'une contribution due au transfert radiatif, ces deux contributions étant indépendantes l'une de l'autre. Dans ce cas, il est possible d'introduire la notion de « conductivité thermique radiative ». La conductivité thermique équivalente est alors simplement la somme de cette conductivité et de la conductivité « conductive » du milieu poreux.

$$k_{equ} = k_c + k_r \quad (1.21)$$

En ce qui concerne le transfert thermique conductif, comme nous l'avons vu, la conductivité thermique du milieu poreux peut être obtenue à l'aide de modèles empiriques ou semi-empiriques en prenant en compte les conductivités thermiques de ses constituants et la morphologie du milieu poreux.

En revanche, pour le flux thermique radiatif, les études négligeant le couplage conduction-rayonnement utilisent des modèles simplifiés pour traiter la propagation du rayonnement dans les milieux poreux.

1.2.1.1 Méthode des deux flux

Parmi les plus utilisés pour le transfert radiatif en 1-D cartésien, nous pouvons citer le modèle des 2 flux ou approximation de Schuster-Schwartzschild dont le principe est d'effectuer un bilan de luminance dans le sens de propagation du flux et dans le sens opposé. Ce modèle prend en compte l'atténuation, l'émission et la rétrodiffusion (diffusion dans le sens opposé à la luminance) du rayonnement par le milieu poreux. Il nécessite la détermination de deux coefficients caractérisant le comportement radiatif du milieu : le coefficient d'absorption P (en m^{-1}) et le coefficient de rétrodiffusion K (en m^{-1}) qui peuvent être déterminés expérimentalement ou calculés grâce à la théorie de Mie que nous détaillerons plus loin.

En effectuant un bilan de luminance sur une fine tranche de matériau poreux où la luminance incidente en direction avant est L_λ et la luminance incidente en direction arrière est B_λ , on a :

Pour la direction avant :

- une partie $P.dz.L_\lambda$ de la luminance incidente est absorbée
- une partie $K.dz.L_\lambda$ est diffusée
- le reste est transmis : $(1-(K+P).dz).L_\lambda$

De la même manière, pour la direction arrière :

- une partie $P.dz.B_\lambda$ de la luminance incidente est absorbée
- une partie $K.dz.B_\lambda$ est diffusée
- le reste est transmis : $(1-(K+P).dz).B_\lambda$

La tranche émet elle-même du rayonnement dans les deux directions selon la loi d'émission de Boltzmann : $P.dz.\sigma.T^4$ où σ est la constante de Boltzmann et T la température.

Et finalement, l'Equation du Transfert Radiatif se ramène à un système de deux équations :

$$L_\lambda(z+dz) = (1-K.dz-P.dz).L_\lambda(z) + K.dz.B_\lambda + P.dz.L_\lambda^0(T)$$

$$B_\lambda(z) = (1-K.dz-P.dz).B_\lambda(z+dz) + K.dz.L_\lambda + P.dz.L_\lambda^0(T)$$

ou encore sous forme d'équations différentielles

$$\frac{dL_\lambda}{dz} = -(K+P).L_\lambda + K.B_\lambda + P.L_\lambda^0(T)$$

$$-\frac{dB_\lambda}{dz} = -(K+P).B_\lambda + K.L_\lambda + P.L_\lambda^0(T)$$

Les conditions aux limites étant :

$$L(z=0) = \varepsilon_c L_\lambda^0(T_c) + (1-E_c).B(z=0)$$

$$B(z=d) = \varepsilon_f L_\lambda^0(T_f) + (1-E_h).L(z=d)$$

où T_c et T_f sont les températures des plaque chaudes et froides et E_c et E_f les émissivités des plaques chaude et froide

Le flux thermique radiatif total est alors obtenu en effectuant la différence des flux en direction avant et en direction arrière pour l'ensemble des longueurs d'onde :

$$q_r = \int_0^\infty \frac{(L_\lambda - B_\lambda)}{2} . d\lambda \quad (1.22)$$

Ce modèle a été utilisé par un grand nombre d'auteurs. Il peut être assez précis dans le cas de matériau à diffusion isotrope mais se révèle inadéquat pour des milieux diffusant de manière très pointue vers l'avant et l'arrière.

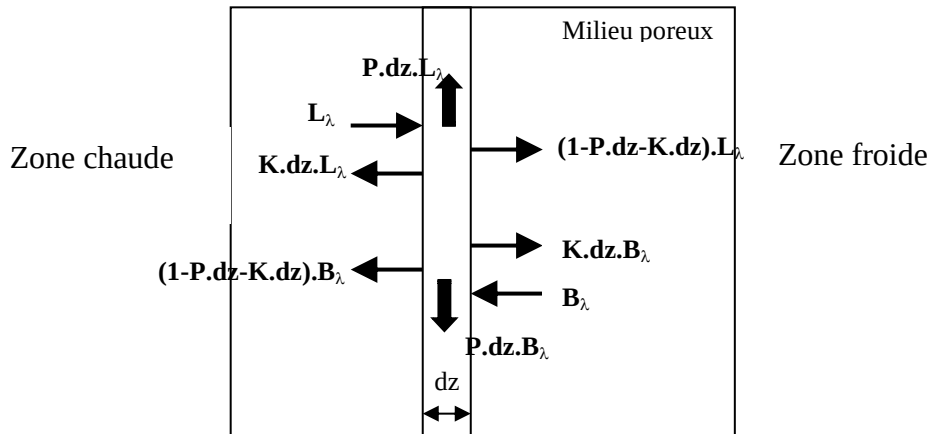


Figure 1.3 : Bilan de luminance pour le modèle à deux flux

1.2.1.2 Méthode de Rosseland

Le modèle de Rosseland-Deissler est également une approximation largement utilisée. Ce modèle n'est rigoureusement valable que pour les milieux semi-transparents optiquement épais, c'est-à-dire pour lesquels le libre parcours moyen des photons (distance moyenne parcouru par un photon avant d'être absorbé ou diffusé) est très petit devant l'épaisseur du milieu considéré. C'est le cas de certains milieux poreux utilisés pour l'isolation. Le transfert de chaleur par rayonnement peut alors être estimé par une relation du même type que celle utilisée pour la conduction de la chaleur. On a, pour un transfert de chaleur en 1-D cartésien :

$$q_r = -k_r \frac{\delta T}{\delta z} \quad (1.23)$$

où la conductivité radiative k_r est calculée en considérant l'indice de réfraction du milieu constant et égal à 1 compte tenu de la forte porosité des isolants à partir de :

$$k_r = \frac{16T^3}{3\beta_R} \quad (1.24)$$

avec β_R le coefficient d'extinction (m^{-1}) de Rosseland moyenné sur toutes les longueurs d'onde. Il est obtenu à partir des coefficients d'extinction monochromatiques β_λ par la relation :

$$\frac{1}{\beta_R(T)} = \int_0^\infty \frac{1}{\beta_\lambda} \frac{dL_\lambda^0(T)}{dL^0(T)} d\lambda \quad (1.25)$$

Cette approximation est également appelée approximation de diffusion car elle conduit à une équation de même type que celle régissant le transfert thermique conductif. L'absorption et la diffusion du rayonnement par le milieu sont alors tellement importantes que les photons ne peuvent parcourir que de très faibles distances avant d'être absorbés ou diffusés et par conséquent, l'énergie radiative se propage de proche en proche. Aucun échange de chaleur par rayonnement entre 2 points éloignés n'est possible. La propagation de la chaleur par rayonnement suit ainsi le même mécanisme que la conduction et conduit à une expression similaire du flux.

Cette approximation présente l'avantage d'être très simple à mettre en œuvre et nécessite seulement la connaissance du coefficient d'extinction. Ce coefficient d'extinction peut être calculé ou déterminé expérimentalement pour des échantillons d'épaisseur donnés par des mesures d'atténuation du rayonnement incident. En effet, cette atténuation du rayonnement est reliée au coefficient d'extinction par la loi de Jackson:

$$I(z) = I_0 e^{-\beta_R z} \quad (1.26)$$

où I_0 est l'intensité incidente

L'approximation de Rosseland a été abondamment utilisée. Elle donne une bonne évaluation du transfert radiatif assez loin des parois pour des milieux optiquement épais qui diffusent la lumière de manière quasi isotrope. Pour des milieux diffusants anisotropes, ce qui est le cas par exemple des milieux fibreux et des mousses de PSE, un coefficient de diffusion corrigé doit alors être calculé pour tenir compte de l'anisotropie de la diffusion. Le coefficient d'extinction corrigé σ_λ^* est calculé par :

$$\sigma_\lambda^* = \sigma_\lambda \cdot (1 - \langle \mu \rangle_\lambda) \quad (1.27)$$

$$\text{avec } \langle \mu \rangle_\lambda = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P_\lambda(\mu) \cdot \mu \cdot d\mu \quad (1.28)$$

Si la diffusion vers l'arrière est dominante, le coefficient corrigé est supérieur, dans le cas contraire, il est inférieur.

Comme précisé plus haut, cette approximation n'est pas valable pour les points du milieu situés trop près de la paroi qui peuvent recevoir du rayonnement de la paroi. En général, les erreurs occasionnées sont négligées étant donné que les zones concernées sont de faible taille devant l'épaisseur. Cependant, certains auteurs ont tenté de modéliser ce phénomène en considérant notamment que pour certains points de l'isolant située près de la paroi, le rayonnement se propage dans un milieu non absorbant entre 2 plans frontières. Le modèle de Rosseland-Deissler est couramment utilisé.

1.2.1.3 Autres méthodes

D'autres méthodes ont été mises en place par différents auteurs comme la méthode des 3 flux qui reprend les mêmes principes que la méthode des deux flux en considérant cette fois ci trois directions dont les cosinus directeurs par rapport à la direction d'incidence valent 0, 2/3 et -2/3. De même, de nombreuses études empiriques concernant le transfert radiatif dans les mousses (polyuréthane, PSE) ou les milieux fibreux ont tenté de prendre en compte tous les facteurs influençant l'amplitude de ce transfert.

1.2.2 Résolution précise de l'ETR et du couplage conduction-rayonnement

Comme nous l'avons précisé plus haut, pour rendre compte de manière rigoureuse du transfert thermique au sein des milieux poreux, il est nécessaire de prendre en compte l'influence mutuelle des deux modes de transfert de chaleur gouvernant l'équilibre thermique. La prise en compte de ce couplage nécessite de résoudre, en tout point du matériau considéré, l'équation de l'énergie.

Les flux thermiques radiatif et conductif étant chacun liés au champ de température par des lois différentes, il n'est pas possible de résoudre directement cette équation. Le champ de température régnant dans l'isolant doit donc être déterminé par un processus itératif.

Ce processus itératif se déroule comme suit :

Dans un premier temps on se donne un champ de température initiale qui est, en principe, différent du champ de température réel régnant dans l'isolant. Ce champ de température peut être linéaire par exemple. Grâce à ce champ de température, on calcule, en tout point de l'isolant, la divergence du flux radiatif $div(q_r)$ traversant l'isolant en résolvant numériquement l'équation du transfert radiatif. L'équation de l'énergie est alors résolue en déterminant le champ de température pour lequel, en tout point du milieu, on a :

$$\frac{\delta q_c}{\delta z} = - \frac{\delta q_r}{\delta z}$$

Le nouveau champ de température obtenu est utilisé une nouvelle fois pour calculer la divergence du flux radiatif...et ainsi de suite.

En répétant ce processus itératif un grand nombre de fois, le champ de température converge vers le champ de température réel. Dans la pratique le processus itératif est répété jusqu'à ce que la différence entre les champs de température obtenus lors de deux itérations successives devienne inférieure à une valeur fixée très petite.

L'algorithme suivant résume la procédure :

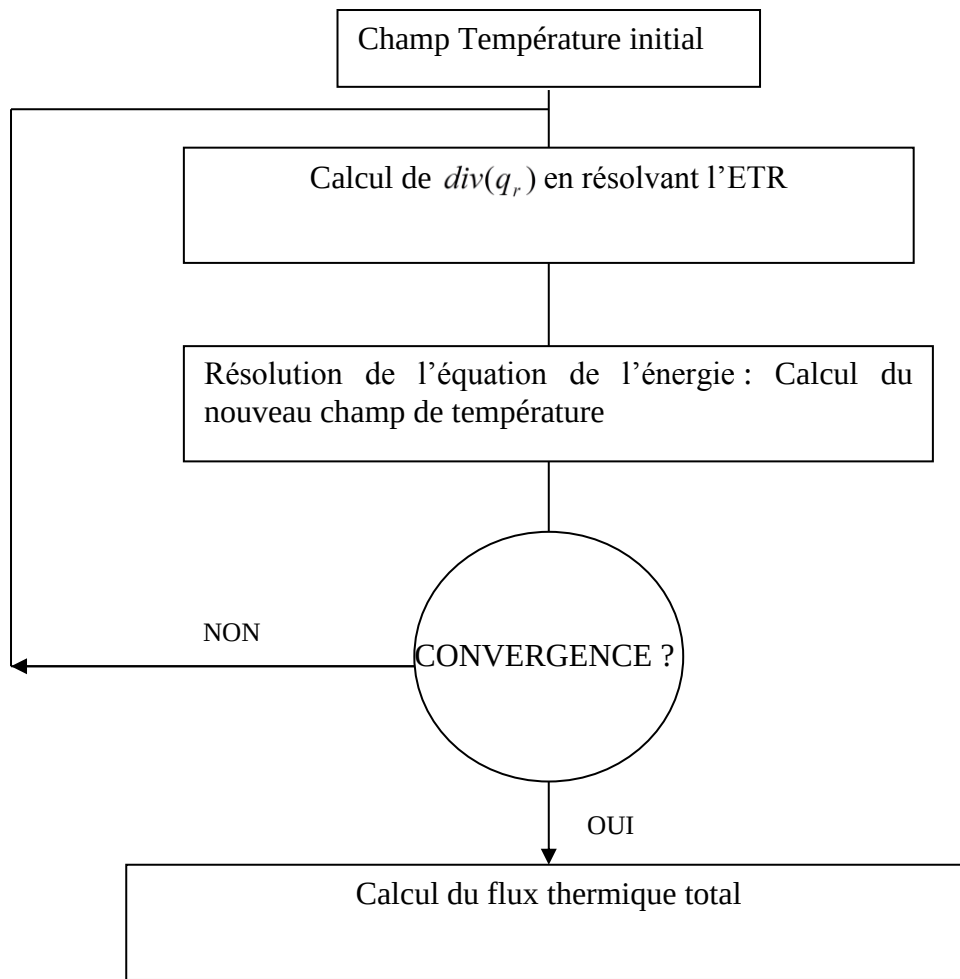


Figure 1.4 : Illustration de l'algorithme pour la résolution du couplage conduction-rayonnement

Dans les paragraphes suivants, nous décrivons les méthodes permettant de résoudre successivement l'équation de l'énergie et l'Equation du Transfert Radiatif pour déterminer le champ de température et la divergence du flux radiatif à chaque nouvelle itération.

1.2.2.1 Résolution de l'équation de l'énergie et calcul du nouveau champ de température

La résolution de l'équation de l'énergie doit permettre, à partir de la connaissance de la divergence du flux radiatif, de déterminer le champ de température en chaque point du milieu poreux, à la nouvelle itération. Pour cela, la plupart des auteurs utilisent la méthode des volumes de contrôle. Le domaine est alors subdivisé en un ensemble de petits volumes juxtaposés (voir figure 1.5). Le centre de chacun de ces éléments représente un nœud. Le maillage est tel que deux volumes voisins n'ont en commun qu'une seule face. Il peut être régulier ou variable. Dans le cas d'un maillage régulier, les faces des volumes de contrôle se trouvent à mi-distance entre les deux nœuds voisins, alors qu'elles ne le sont plus dans le cas d'un maillage irrégulier.

Pour resserrer le maillage près des frontières du volume, un maillage irrégulier de type **Tchebycheff** peut être utilisé. Dans ce cas, les dimensions de chaque volume de contrôle sont données par la relation :

$$\Delta z_j = \frac{1}{2} \left[\cos\left(\frac{(j-1)\pi}{ny}\right) - \cos\left(\frac{j\pi}{ny}\right) \right] \quad (1.29)$$

où n_y est le nombre de subdivisions utilisées

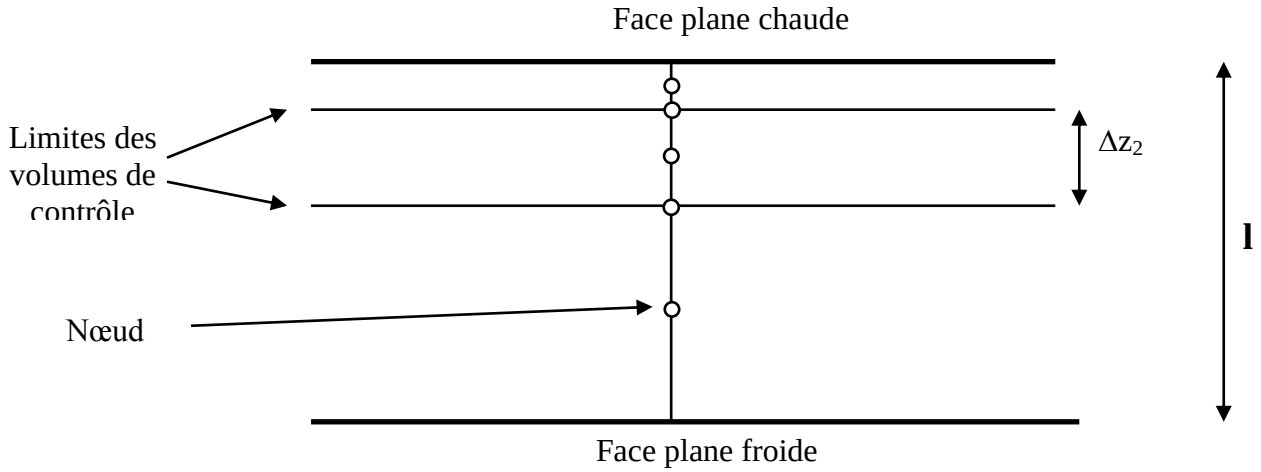


Figure 1.5 : Délimitation du maillage en volumes de contrôle

L'équation de l'énergie faisant intervenir les dérivées partielles est intégrée sur chaque volume en supposant une variation de température linéaire à l'intérieur de chaque volume. La divergence du flux conductif est déterminée en chaque nœud du maillage en utilisant la relation (1.5) liant le flux thermique conductif au champ de température. On a alors en prenant les notations de la figure 1.5:

$$\left(\frac{\Delta q_c}{\Delta z}\right)_P = \frac{\lambda_c(w) \frac{T_P - T_W}{dz_w} - \lambda_c(e) \frac{T_E - T_P}{dz_e}}{\Delta z} = -\left(\frac{\Delta q_r}{\Delta z}\right)_P \quad (1.30)$$

où $\lambda_c(e)$ et $\lambda_c(w)$ sont les conductivités thermiques du milieu aux interfaces e et w du volume de contrôle centré autour du point P

T_P , T_E et T_W sont les températures aux nœuds P, E et W

$\left(\frac{\Delta q_r}{\Delta z}\right)_P$ est la divergence du flux radiatif au point P

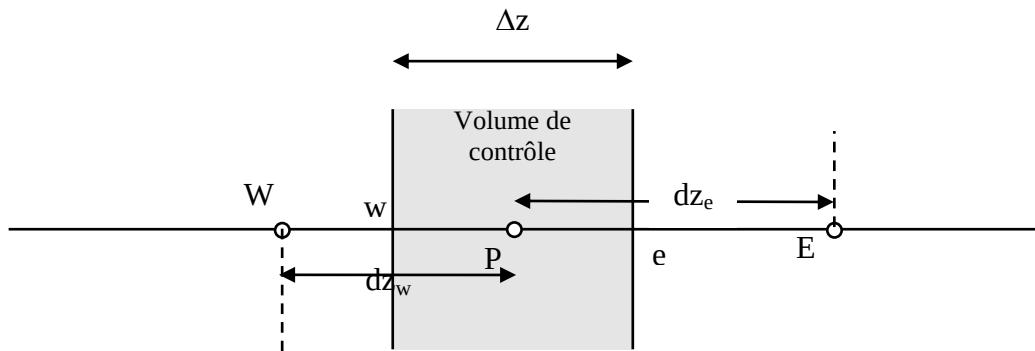


Figure 1.6 : Représentation d'un volume de contrôle et des nœuds voisins

Ce système d'équation peut être écrit sous la forme :

$$a_P T_P = a_E T_E + a_W T_W + \left(\frac{\Delta q_r}{\Delta z}\right)_P \Delta z \quad (1.31)$$

avec $a_e = \frac{\lambda_c(e)}{dz_e}$, $a_w = \frac{\lambda_c(w)}{dz_w}$ et $a_p = a_e + a_w$

On a alors à faire à un système d'équations tridiagonales dont les inconnues sont les températures des nœuds. Il peut être résolu par la méthode **T.D.M.A.**

1.2.2.2 Résolution de l'ETR par la méthode des ordonnées discrètes

Pour résoudre le couplage conduction rayonnement, il est nécessaire, à chaque itération, de déterminer la divergence du flux radiatif $div(q_r)$ en tout point du matériau à partir du champ de température à l'itération précédente. Or, le flux radiatif en un point du milieu est directement lié au champ de luminance monochromatique par la relation :

$$q_r = \int_0^\infty \int_{\Omega=4\pi} L_\lambda(s, \vec{\Delta}) \cdot \vec{\Delta} \cdot d\Omega \cdot d\lambda \quad (1.32)$$

En utilisant certaines simplifications algébriques, la divergence du flux radiatif $div(q_r)$ peut également être obtenue directement à partir du champ de luminance :

$$div(q_r) = \int_0^\infty \kappa_\lambda [4\pi \cdot L_\lambda^0 - G_\lambda(s)] d\lambda \quad (1.33)$$

$$G_\lambda(s) = \int_{\Omega=4\pi} L_\lambda(s, \vec{\Delta}) \cdot d\Omega \quad (1.34)$$

$G_\lambda(s)$ est appelé rayonnement incident. Nous pouvons remarquer que dans cette expression, aucun terme de diffusion n'apparaît et que la divergence du flux radiatif correspond simplement à la différence entre l'énergie émise et l'énergie absorbée par le milieu.

Dans le cas d'un transfert de chaleur en 1-D cartésien avec symétrie azimutale, les équations précédentes se simplifient :

$$q_r = 2\pi \int_0^\infty \int_{-1}^1 L_\lambda(y, \mu) \cdot \mu \cdot d\mu \cdot d\lambda \quad (1.35)$$

$$div(q_r) = \frac{\delta q_r}{\delta z} = \int_0^\infty \kappa_\lambda [4\pi \cdot L_\lambda^0(T) - G_\lambda(y)] d\lambda \quad (1.36)$$

$$G_\lambda(y) = 2\pi \int_{-1}^1 L_\lambda(s, \mu) \cdot d\mu \quad (1.37)$$

Afin de déterminer la divergence du flux radiatif en tout point du milieu, il est donc nécessaire de résoudre l'équation du transfert radiatif. Nous avons vu précédemment que, dans la plupart des cas, cette équation ne peut être résolue analytiquement et nous devons donc faire appel à des méthodes de résolution numériques.

Parmi ces méthodes, on peut citer la méthode des harmoniques sphériques décrite par Ozisik (1973), la méthode des zones de HOTTEL ou encore les méthodes de lancer de rayon. Toutefois, la méthode des ordonnées discrètes encore appelée méthode « Sn » est la plus couramment utilisée étant donné qu'elle permet d'obtenir des résultats plus précis sans être trop lourde à mettre en place contrairement aux méthodes précédemment citées. Le principe est de discrétiser le domaine angulaire pour remplacer l'équation intégral-différentielle par un

système d'équations aux dérivées partielles. Elle permet d'obtenir des résultats très précis lorsque les discrétisations angulaires sont suffisamment nombreuses et adaptées au milieu étudié.

Pour un transfert de chaleur en 1-D cartésien, elle a notamment été utilisée par :

- Houston et Korpela (1982) pour des isolants fibreux
- Uny (1986) pour déterminer les paramètres radiatifs d'un matériau fibreux non émissif (froid) à diffusion isotrope
- Fiveland (1987), qui a proposé un nouvel ensemble de directions de discrétisation
- Chu et Tseng (1988) pour étudier la précision des méthodes simplifiées de résolution de l'ETR dans des poudres ultrafines
- Nicolau (1994) pour identifier les propriétés radiatives de milieux fibreux à partir de mesures en transmittances et réflectances directionnelles et hémisphériques
- Baillis (1994) pour modéliser le couplage conduction rayonnement dans des mousses de carbone.
- Milandri (2000) pour quantifier le transfert de chaleur dans des milieux fibreux sans symétrie azimutale

L'équation du transfert radiatif et les conditions aux limites dans le cas de nos hypothèses sont données par les relations (1.19) et (1.20). La résolution de ces équations par la méthode des ordonnées discrètes se fait en deux étapes :

- ✓ Une **discrétisation angulaire** pour laquelle on choisit un certain nombre de directions, chacune étant affectée d'une pondération. Cette discrétisation permet de remplacer le terme intégral par une somme quadratique effectuée sur les luminances suivant les directions choisies aussi bien pour l'équation du transfert radiatif que pour les conditions aux limites. Cette procédure transforme l'équation intégral-différentielle en un système d'équations aux dérivées partielles.
- ✓ Une **discrétisation spatiale**. Cette discrétisation en volumes de contrôle est la même que celle utilisée pour résoudre l'équation de l'énergie (voir paragraphe 1.2.2.1).

1.2.2.2.1 Discrétisation angulaire

Pour la discrétisation angulaire, plusieurs quadratures, correspondant à l'ensemble des directions de discrétisations et des pondérations associées, peuvent être choisies. Les plus couramment utilisées sont : la quadrature de Fiveland, de Gauss ou de Radau. Des combinaisons de quadratures peuvent également être utilisées. Ces quadratures comprennent toujours un nombre paire de directions discrétisées dont la moitié sont orientées dans des directions avant (μ positif) et l'autre moitié dans des directions arrières (μ négatif).

Une fois que la quadrature est choisie, le terme intégral intervenant dans l'équation du transfert radiatif ou dans les conditions aux limites peut être remplacé par une somme de terme discrétisés sur ces directions :

$$\int_{-1}^1 P_{\lambda}(\mu' \rightarrow \mu) L_{\lambda}(z, \mu') d\mu' = \sum_{i=1}^{nbd/2} w_i (P_{\lambda}(\mu_i \rightarrow \mu) L_{\lambda}(y, \mu_i) + P_{\lambda}(-\mu_i \rightarrow \mu) L_{\lambda}(y, -\mu_i)) \quad (1.38)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \int_0^1 L_\lambda(0, -\mu') \cdot \mu' d\mu' = \sum_{i=1}^{nbd/2} L_\lambda(0, -\mu_i) \cdot \mu_i \cdot w_i \\ \int_0^1 L_\lambda(l, \mu') \cdot \mu' d\mu' = \sum_{i=1}^{nbd/2} L_\lambda(l, \mu_i) \cdot \mu_i \cdot w_i \end{array} \right. \quad (1.39)$$

où nbd est le nombre de directions de la quadrature et nbd/2 le nombre de directions positives

w_i et μ_i sont les pondérations et les cosinus directeurs des directions de la quadrature utilisée ($\mu_i \geq 0$ pour $1 \leq i \leq nbd/2$)

L'ETR peut alors être remplacée par l'équation suivante :

$$\mu_j \frac{\delta L_\lambda(z, \mu_j)}{\delta z} = -\beta_\lambda L_\lambda(z, \mu_j) + \kappa_\lambda L_\lambda^0(T) + \frac{\sigma_\lambda}{2} \sum_{i=1}^{nbd/2} w_i (P_\lambda(\mu_i \rightarrow \mu_j) L_\lambda(y, \mu_i) + P_\lambda(-\mu_i \rightarrow \mu_j) L_\lambda(y, -\mu_i)) \quad (1.40)$$

et les conditions aux limites s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} L_\lambda(0, \mu_j) = \varepsilon_{c,\lambda} L_\lambda^0(T_c) + 2\rho_{c,\lambda} \sum_{i=1}^{nbd/2} L_\lambda(0, -\mu_i) \cdot \mu_i \cdot w_i \quad \mu_j \geq 0; y = 0 \\ L_\lambda(l, \mu_j) = \varepsilon_{f,\lambda} L_\lambda^0(T_f) + 2\rho_{f,\lambda} \sum_{i=1}^{nbd/2} L_\lambda(l, \mu_i) \cdot \mu_i \cdot w_i \quad \mu_j \leq 0; y = d \end{array} \right. \quad (1.41)$$

Avec $1 \leq j \leq nbd$

Par la suite, afin d'alléger les expressions, nous omettrons les indices λ et y et on notera simplement pour $1 \leq i \leq nbd/2$:

$$\begin{aligned} L_\lambda(y, \mu_i) &= L_i \\ L_\lambda(y, -\mu_i) &= L_{-i} \\ P_\lambda(\mu_i, \mu_j) &= P_{ij} \\ P_\lambda(-\mu_i, \mu_j) &= P_{-ij} \end{aligned}$$

1.2.2.2.2 Normalisation de la fonction de phase discrétisée

Pour que la condition de conservation de l'énergie radiative soit satisfaite, la fonction de phase doit être normalisée c'est-à-dire que la relation (1.16) doit être vérifiée. Pour un transfert monodimensionnel en géométrie cartésienne avec symétrie azimutale, cette équation de normalisation se simplifie et s'écrit :

$$\frac{1}{2} \left[\int_0^1 P_\lambda(\mu' \rightarrow \mu) d\mu' + \int_0^1 P_\lambda(-\mu' \rightarrow \mu) d\mu' \right] = 1 \quad (1.42)$$

Dans la méthode des ordonnées discrètes, la fonction de phase caractérisant la déviation du rayonnement diffusé par le milieu subit également la discrétisation angulaire selon les directions de la quadrature choisie. Ainsi, sous sa forme discrétisée, la fonction de phase n'est plus normalisée si bien que :

$$\frac{1}{2} \sum_{i=1}^{nbd/2} w_i [P_{ij} + P_{-ij}] \neq 1 \quad 1 \leq j \leq nbd/2 \quad (1.43)$$

Ceci peut conduire à des erreurs étant donné qu'on n'a plus conservation de l'énergie radiative. Pour surmonter ce problème Uny (1986), Nicolau (1994) et Baillis (1995), et

suivent la démarche suivante : les valeurs P_{ij} et P_{-ij} sont affectées d'un facteur correctif qui s'écrit sous la forme $(1+\chi_i+\chi_j)$. Les coefficients χ_i sont associés à chaque direction μ_i . L'équation de normalisation de la fonction de phase s'écrit alors :

$$\frac{1}{2} \sum_{i=1}^{nbd/2} w_i [1 + \chi_i + \chi_j] [P_{ij} + P_{-ij}] = 1 \quad 1 \leq j \leq nbd/2 \quad (1.44)$$

On obtient ainsi un système d'équations qu'il est possible de résoudre par la méthode de linéarisation de GAUSS et qui permet de calculer les valeurs de χ_i pour i variant de 1 à $nbd/2$. Par la suite, on conservera la notation P_{ij} pour désigner les valeurs normalisées de la fonction de phase discrétisées.

1.2.2.2.3 Calcul des luminances aux nœuds et aux faces des volumes de contrôle

La discrétisation spatiale en volumes de contrôle permet d'exprimer l'équation du transfert radiatif (1.18) sous forme d'un système d'équations algébriques. Chacune de ces équations est exprimée dans un des volumes de contrôle délimité. Ainsi, en considérant la luminance constante dans chaque élément de volume du maillage, on a :

$$\mu_j \frac{\Delta L_j}{\Delta z} = -\beta \bar{L}_j + \kappa \bar{L}^0(z) + \frac{\sigma_\lambda}{2} \sum_{i=0}^{nbd/2} w_i (P_{ij} \bar{L}_i + P_{-ij} \bar{L}_{-i}) \quad (1.45)$$

où $\bar{L}_j$ et $\bar{L}^0$ sont respectivement, la valeur moyenne de la luminance suivant la direction j à l'intérieur de l'élément considéré et la valeur moyenne de la luminance du corps noir à la température de l'élément considéré.

L'accroissement ΔL_j de la luminance dans la direction j à l'intérieur du volume de contrôle peut être exprimé en utilisant les luminances sur les faces est (notée e) et ouest (notée w) du volume de contrôle :

$$\Delta L_j = (L_{je} - L_{jw}) \quad (1.46)$$

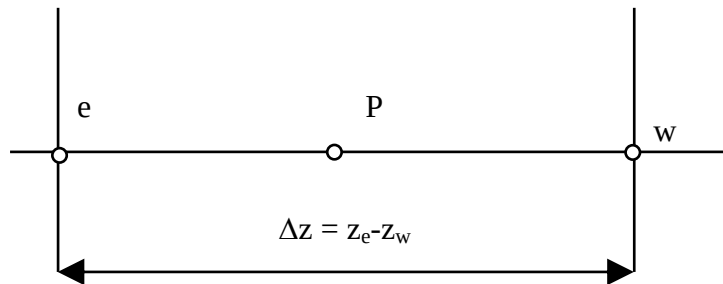


Figure 1.7 : représentation d'un volume de contrôle élémentaire

L'équation devient alors :

$$\mu_j (L_{je} - L_{jw}) = -\beta \Delta z \bar{L}_j + \kappa \Delta z \bar{L}^0(z) + \frac{\sigma_\lambda}{2} \Delta z \sum_{i=0}^{nbd/2} w_i (P_{ij} \bar{L}_i + P_{-ij} \bar{L}_{-i}) \quad (1.47)$$

Les luminances sur les deux faces du volume de contrôle constituent deux nouvelles inconnues pour le système d'équation. Pour pouvoir résoudre le système, il est alors nécessaire de se fixer une loi de variation de la luminance à l'intérieur de l'élément de volume. En supposant une variation linéaire de la luminance à l'intérieur de chaque élément, la valeur moyenne de la luminance à l'intérieur d'un élément du maillage est calculée simplement par la relation :

$$\bar{L}_j = \frac{L_{je} + L_{jw}}{2} \quad (1.48)$$

La valeur moyenne $\bar{L}_j$ de la luminance à l'intérieur de l'élément de volume est donc égale à la luminance L_{jp} au point P situé au centre de l'élément. Pour chaque équation, le nombre d'inconnues est alors réduit à 2. Cependant, étant donné que deux volumes de contrôle voisins sont en contact par une face, si les luminances sur une face d'un des volumes sont connues, il est possible de déterminer les luminances à l'intérieur et sur les faces de chaque élément en résolvant chaque équation successivement de proche en proche. En effet, si L_{jw} est connue, on a :

$$L_{je} = 2.L_{jp} - L_{jw} \quad (1.49)$$

En remplaçant cette expression dans l'équation précédente, on obtient :

$$L_{jp} = \frac{\kappa.\Delta z.L_p^0 + \frac{\sigma}{2}.\Delta z.\left[\sum_{i=0}^{nbd/2} w_i.(P_{ij}.L_{ip} + P_{-ij}.L_{-ip})\right] + 2\mu_j.L_{jw}}{2\mu_j + \beta.\Delta z} \quad (1.50)$$

De la même manière, si L_{je} est connue, on a :

$$L_{jw} = 2.L_{jp} - L_{je} \quad (1.51)$$

$$L_{jp} = \frac{\kappa.\Delta z.L_p^0 + \frac{\sigma}{2}.\Delta z.\left[\sum_{i=0}^{nbd/2} w_i.(P_{ij}.L_{ip} + P_{-ij}.L_{-ip})\right] - 2\mu_j.L_{je}}{-2\mu_j + \beta.\Delta z} \quad (1.52)$$

Le terme $\kappa.\Delta z.L_p^0 + \frac{\sigma}{2}.\Delta z.\left[\sum_{i=10}^{nbd/2} w_i.(P_{ij}.L_{ip} + P_{-ij}.L_{-ip})\right]$ est également appelé terme source car il représente l'influence de l'émission et de la diffusion à l'intérieur du volume de contrôle sur l'accroissement de la luminance.

Les conditions aux limites nous permettent d'exprimer les luminances sur les faces des volumes de contrôle en contact avec les surfaces planes parallèles limitant le domaine d'étude. Ainsi, en gardant l'orientation donnée sur la figure 1.7, les luminances sur la face e du premier volume de contrôle dans les directions telles que $\mu_j > 0$ sont données par la relation :

$$L_{je} = E_c.L^0(T_c) + 2R_c.\sum_{i=0}^{nbd/2} L_{-i}.\mu_i.w_i \quad (1.53)$$

De la même manière les luminances sur la face w du dernier volume de contrôle dans les directions telles que $\mu_j < 0$ sont données par la relation :

$$L_{jw} = E_f.L^0(T_f) + R_f.\sum_{i=0}^{nbd/2} L_i.\mu_i.w_i \quad (1.54)$$

Ainsi en se fixant un champ de luminance de départ, on peut déterminer les luminances à la nouvelle itération en chaque point et sur chaque face en utilisant les relations (1.49) et (1.50) pour $\mu_j > 0$ et les relations (1.51) et (1.52) pour $\mu_j < 0$. Dans ces relations, le terme source est évalué à partir des luminances à l'itération précédente.

Après chaque itération, on calcule la différence relative entre le nouveau et l'ancien champ de luminance. Si elle est supérieure à une tolérance prédéfinie très petite (10^{-5} par exemple), les conditions aux limites et les termes sources sont recalculés pour une nouvelle itération jusqu'à la convergence.

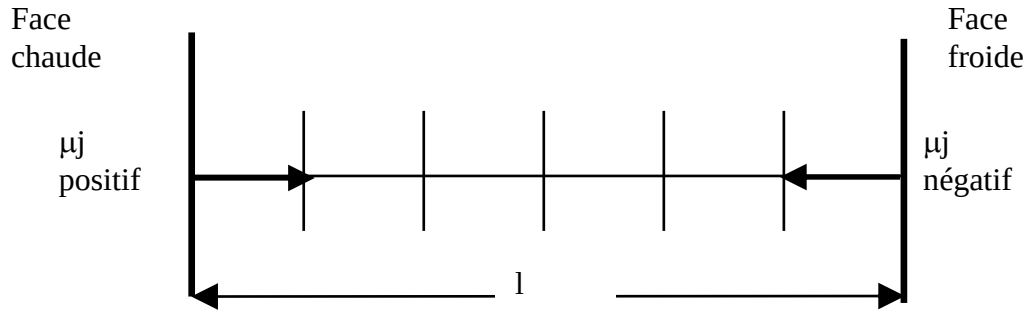


Figure 1.8 : sens de balayage des volumes de contrôle suivant le signe du cosinus directeur de la direction de luminance

1.2.2.2.4 Intégration sur l'ensemble des longueurs d'onde

Pour calculer le flux radiatif et la divergence du flux radiatif, il est nécessaire d'effectuer l'intégration des contributions de toutes les longueurs d'onde. La plupart des études antérieures utilisent un modèle gris par bandes. Le principe est de subdiviser le domaine spectral en **nb** bandes d'amplitudes $\Delta\lambda_k$, k allant de 1 à **nb**. A l'intérieur de ces bandes, les propriétés radiatives β_k , κ_k , σ_k et P_k sont supposées constantes et le calcul du champ de luminance L_{ik} pour la $k^{\text{ième}}$ bande est réalisée en utilisant la méthodologie décrite précédemment avec les valeurs β_k , κ_k , σ_k et P_k au lieu de β_λ , κ_λ , σ_λ et P_λ .

En tenant compte à la fois de la discrétisation angulaire due à la méthode des ordonnées discrètes et la discrétisation spectrale due au modèle gris par bandes, la double intégrale dans la relation (1.32) est alors remplacée par une double somme :

$$q_r = 2\pi \sum_{k=1}^{nb} \sum_{i=1}^{nbd/2} (L_{i,k} \cdot \mu_i - L_{-i,k} \cdot \mu_i) \cdot w_i \quad (1.55)$$

où $L_{i,k} = \int_{\Delta\lambda_k} L_{i\lambda} \cdot d\lambda$

La relation (1.33) exprimant la divergence du flux radiatif devient alors :

$$\frac{\delta q_r}{\delta z} = \sum_{k=1}^{nb} \kappa_k \cdot \left[4\pi \cdot L_k^0 - 2\pi \sum_{i=1}^{nbd/2} w_i \cdot (L_{ik} + L_{-ik}) \right] \quad (1.56)$$

où : $L_k^0 = \int_{\Delta\lambda_k} L_\lambda^0 \cdot d\lambda$

Dans la réalité, l'intégration suivant les longueurs d'onde n'est jamais réalisée sur $[0, \infty[$ mais sur un intervalle $[\lambda_1, \lambda_2]$ ou λ_1 est suffisamment petit et λ_2 suffisamment grand pour que l'énergie radiative transportée en dehors de cet intervalle de longueurs d'onde soit négligeable. Ainsi, on a :

$$\Delta\lambda = (\lambda_1 - \lambda_2) = \sum_{k=1}^{nb} \Delta\lambda_k \quad (1.57)$$

1.2.3 Détermination des propriétés radiatives des milieux poreux

Pour traiter le transfert de chaleur couplé conduction rayonnement, nous avons vu que les milieux poreux sont assimilés à des milieux semi transparents homogènes absorbants et diffusants dont l'interaction avec le rayonnement thermique est décrite par les propriétés radiatives associées. Ces propriétés radiatives sont définies pour chaque longueur d'onde :

- Le coefficient d'extinction β_λ (m^{-1}) correspond à l'inverse de la distance moyenne parcourue par les photons de longueur d'onde λ avant d'être interceptés (absorbés ou diffusés) par le milieu.
- Le coefficient de diffusion σ_λ (m^{-1}) correspond à l'inverse de la distance moyenne parcourue par les photons de longueur d'onde λ avant d'être diffusés par le milieu. On peut également utiliser l'albedo de diffusion ω_λ défini comme le rapport entre le coefficient de diffusion et le coefficient d'extinction.
- Le coefficient d'absorption κ_λ (m^{-1}) correspond à l'inverse de la distance moyenne parcourue par les photons de longueur d'onde λ avant d'être absorbés par le milieu
- La fonction de phase de diffusion $P_\lambda(\mu' \rightarrow \mu)$ représente la probabilité pour qu'un rayon, de longueur d'onde λ , incident dans l'angle solide élémentaire $2\pi.d\mu'$ soit diffusé dans l'angle solide $2\pi.d\mu$ centré sur la direction μ . Dans l'ensemble des cas que nous traitons, le milieu est considéré isotrope et la fonction de phase de diffusion ne dépend que de l'angle θ entre la direction de diffusion et la direction d'incidence. La fonction de phase de diffusion peut alors être notée $P_\lambda(\theta)$.

Chacune de ces propriétés radiatives est étroitement liée à la morphologie du milieu poreux considéré mais également aux propriétés de ses constituants.

Les méthodes présentées précédemment pour résoudre rigoureusement le couplage conduction rayonnement dans les milieux poreux (paragraphe 1.1.5) permettent d'obtenir des résultats très précis, mais pour cela, les propriétés radiatives utilisées doivent décrire le plus fidèlement possible l'interaction entre le milieu poreux étudié et le rayonnement thermique.

De nombreuses études ont déjà été réalisées afin de déterminer β_λ , σ_λ , κ_λ et $P_\lambda(\theta)$ pour des milieux poreux variés comme les milieux fibreux, les mousses, les lits de particules.... Les méthodes utilisées peuvent se classer en deux types :

- Les méthodes prédictives basées sur des modèles théoriques permettant de modéliser directement l'interaction du milieu avec le rayonnement à partir de la connaissance de sa structure et des caractéristiques radiatives de ses constituants.
- Les méthodes d'identification basées sur des mesures spectrales de transmission, de réflexion ou d'émission sur des échantillons du milieu poreux étudié

1.2.3.1 Prédiction théorique des propriétés radiatives de milieux poreux

1.2.3.1.1 Cas général

Le principe des méthodes dites prédictives est de représenter la structure du milieu poreux étudié sous la forme d'un arrangement de particules de formes et de tailles pouvant être différentes et simulant de manière fidèle la morphologie réelle du milieu.

Les caractéristiques radiatives individuelles de chacune de ces particules peuvent être obtenues en étudiant leur interaction avec une onde plane incidente et en résolvant les équations de Maxwell. Ces équations ont pu être résolues analytiquement dans le cas de particules sphériques, cylindriques ou pour des sphéroïdes grâce notamment à la théorie de Mie. Les solutions sont détaillées dans de nombreux ouvrages (Brewster 1992, Siegel et Howell 1981, Bohren et Huffman 1983) traitant de la diffusion électromagnétique. La résolution de ces équations nécessite de connaître l'indice de réfraction imaginaire du matériau () constituant les particules et permet d'obtenir les propriétés radiatives fondamentales caractérisant l'interaction entre la particule et le rayonnement. Ces propriétés individuelles sont : la section efficace d'extinction C_e , la section efficace de diffusion C_s et la fonction de phase de diffusion $P(\theta)$. La résolution exacte des équations de Maxwell pour des particules de forme plus complexe que les sphères, les sphéroïdes ou les cylindres ne peut être réalisée analytiquement et nécessite d'avoir recours à des méthodes numériques très compliquées et coûteuses en temps de calcul. Heureusement, dans le cas où les particules répondent à certaines conditions, des résultats analytiques permettent d'estimer plus simplement leurs propriétés radiatives individuelles. Ces conditions dépendent à la fois de leur taille, par l'intermédiaire du paramètre de taille x de la particule, et de l'indice de réfraction imaginaire de la matière qui les constitue. Le paramètre de taille x est défini par

avec D : la taille caractéristique de la particule et λ la longueur d'onde considérée.

Ainsi pour des particules telles que :

- ✓ $x = \frac{\pi \cdot D}{\lambda} \ll 1$ et $x|\tilde{n} - 1| \ll 1$, la théorie de diffusion de Rayleigh est applicable
- ✓ $x = \frac{\pi \cdot D}{\lambda} \gg 1$ et $x|\tilde{n} - 1| \gg 1$, l'optique géométrique et la théorie de la diffraction sont applicables
- ✓ $|\tilde{n} - 1| \ll 1$ et $x|\tilde{n} - 1| \ll 1$, la théorie de diffusion de Rayleigh-Debye-Gans est applicable
- ✓ $x \gg 1$ et $|\tilde{n} - 1| \ll 1$, la théorie de la diffraction anormale est applicable

Lorsque l'interaction de chacune des particules formant le milieu cellulaire avec le rayonnement incident n'est pas influencée par la présence des particules environnantes, les propriétés radiatives du milieu poreux global peuvent être obtenues directement à partir des propriétés individuelles de chacune des particules. On parle alors de **diffusion indépendante**. On a alors :

$$\left. \begin{aligned} \beta_\lambda &= \sum_i C_{e,\lambda,i} \cdot N_i ; & \sigma_\lambda &= \sum_i C_{s,\lambda,i} \cdot N_i ; & \omega_\lambda &= \frac{\sigma_\lambda}{\beta_\lambda} ; \\ P_\lambda(\theta) &= \frac{1}{\sigma_\lambda} \sum_i C_{s,\lambda,i} \cdot P_{\lambda,i}(\theta) \cdot N_i \end{aligned} \right\} \quad (1.58)$$

où N_i (m^{-3}) est le nombre de particules d'indice de taille i par unité de volume

L'hypothèse de diffusion indépendante peut être utilisée pour obtenir les propriétés radiatives d'un milieu poreux lorsque les deux conditions suivantes sont satisfaites :

- Il n'y a pas d'interférences entre les ondes électromagnétiques diffusées par deux particules voisines. Ceci conduit à une valeur limite du paramètre c/λ où c est la distance moyenne entre deux particules.
- La distance entre deux particules est très grande devant leur taille. La diffusion d'une particule peut alors être considérée comme ponctuelle et chaque particule interagit avec le rayonnement comme si elle était isolée. Ceci conduit à une valeur minimale de la porosité du milieu.

Dans le cas où il y a des interférences entre les rayons diffusés par des particules voisines, on parle d'« effet de champ lointain ». Cet effet n'affecte que les propriétés de diffusion du milieu poreux. En outre, lorsque les particules formant le milieu sont de grande taille devant la longueur d'onde étudiée, cet effet n'intervient pas.

De la même manière, lorsque l'on a de multiples diffusions dans un élément de volume élémentaire dans lequel les propriétés de diffusion et d'absorption des particules sont affectées par la proximité des autres particules, on parle de d'« effet de champ proche ».

Pour traiter les problèmes faisant intervenir des effets de diffusion dépendante, certains auteurs ont recours à des techniques de Monte Carlo ou de suivi de rayon permettant de prendre en compte l'interaction entre les particules. Cependant, ces techniques sont applicables uniquement dans le cas de l'optique géométrique et négligent en général les phénomènes de diffraction par les particules.

Une autre approche consiste à corriger les résultats issus de l'hypothèse de diffusion indépendante par des corrélations empiriques ou semi-empiriques.

1.2.3.1.2 Milieux fibreux

De nombreuses études se sont penchées sur la modélisation des propriétés radiatives des milieux fibreux. Ces milieux sont abondamment utilisés notamment pour l'isolation en général du fait de leur capacité à réduire le transfert thermique radiatif. La plupart de ces études assimilent la matrice fibreuse à un arrangement de cylindres circulaires infinis homogènes et considèrent que ces particules diffusent le rayonnement de manière indépendante. Les propriétés radiatives individuelles des particules sont alors obtenues analytiquement grâce à la théorie de Mie pour des cylindres infinis.

- Timusk (1984) a utilisé cette théorie pour déterminer les coefficients d'extinction et d'absorption de milieux fibreux où les fibres sont orientées aléatoirement. Les indices de réfraction du matériau constituant les fibres sont déterminés à partir de mesures de transmittance et réflectance sur des films fins du matériau. Les propriétés radiatives obtenues sont utilisées pour déterminer la conductivité thermique radiative par la méthode de Rosseland et ont permis

d'estimer le flux thermique total traversant le milieu compris entre deux plaques planes parallèles de température différente. Les résultats ont été comparés à des mesures par plaque chaude gardée et montrent un bon accord

- Lee (1989) a présenté un modèle permettant d'évaluer l'influence de l'orientation des fibres sur le transfert radiatif à travers les milieux fibreux compris entre deux plaque planes parallèles. L'analyse montre que l'angle polaire entre les fibres et la direction de propagation du flux radiatif joue un rôle très important sur le coefficient de rétrodiffusion du milieu. Pour des fibres orientées parallèlement aux frontières planes, la diffusion vers l'arrière du rayonnement est plus importante ce qui minimise le transfert thermique radiatif au travers de la couche fibreuse isolante.
- Jeandel et al. (1993) ont utilisé la théorie de Mie et l'hypothèse de diffusion indépendante pour déterminer les propriétés radiatives (coefficient d'extinction et de rétro diffusion) d'un milieu composé de fibres de silice compris dans des plans parallèles aux plaques délimitant le milieu. Le flux de chaleur dans le cas d'un transfert purement radiatif est déterminé en utilisant la méthode des deux flux. L'analyse des résultats montre l'influence du diamètre des fibres et de l'épaisseur du milieu sur le flux thermique.
- Cunnington (1990), à partir de la résolution des équations de Maxwell par la théorie de Mie calcule les efficacités d'extinction, de diffusion, la fraction de rétrodiffusion et l'albedo de plusieurs milieux fibreux constitués par l'arrangement aléatoire de fibres de différents matériaux (carbone, Alumine, Titane, Silice). A partir d'un modèle découplant conduction et rayonnement et en utilisant une expression de la conductivité thermique radiative basée sur la méthode de Rosseland, il parvient à estimer le flux radiatif à travers ces milieux et comparent leurs performances thermiques. Le milieu à base de carbone est identifié comme celui ayant les meilleures qualités pour l'application recherchée (très isolant et léger).
- Milos et Marshall (1997) ont mis en place une procédure de calcul du coefficient d'extinction d'un milieu fibreux avec des orientations anisotropes des fibres. La théorie de diffusion électromagnétique de Mie est utilisée. Les auteurs considèrent que la distribution anisotrope des fibres est la superposition d'une distribution aléatoire et d'une distribution normale au flux thermique. La valeur du coefficient est alors obtenu à partir des coefficients "isotrope" et "normal" en utilisant des facteurs de pondération prenant en compte la fraction de fibres orientées aléatoirement ou normales au flux thermique.
- Milandri (2000) a effectué une étude très complète sur le comportement thermique des milieux fibreux. La partie théorique du travail vise à déterminer tous les paramètres thermiques (température, flux...) d'un isolant fibreux compris entre 2 plans frontières parallèles noirs à température imposée. La résolution de l'équation de l'énergie est couplée à celle de l'ETR sans symétrie azymutale. Les propriétés du milieu fibreux sont calculées à partir de la théorie de Mie appliquée à un cylindre infiniment long pour des fibres aléatoirement réparties dans des plans inclinés par rapport aux plans des frontières (pas de symétrie azymutale) ou aléatoirement réparties dans l'espace. La détermination des

paramètres optiques (indice de réfraction complexe) du matériau (silice) nécessaire à l'application de la théorie de Mie a été réalisée à partir du modèle des oscillateurs de LORENTZ dont les paramètres ont été ajustés à partir des indices donnés par la méthode de KRAMERS-KRONIG. Une fois les propriétés radiatives obtenues, l'ETR et l'équation de l'énergie ont été résolues numériquement par un code aux différences finies grâce à la méthode des ordonnées discrètes pour l'ETR. L'influence des facteurs morphologiques et des conditions aux limites sur le transfert de chaleur a été étudiée.

L'ensemble de ces études met en évidence l'influence de la porosité du milieu, du diamètre des fibres, des caractéristiques optiques ainsi que de l'orientation des fibres sur les propriétés radiatives du milieu.

Des modèles plus complets prenant en compte la présence de particules infibrées ont également été développés :

- Jeandel et al. (1997) ont étudié le transfert radiatif dans des laines minérales portées à haute température en modélisant celles ci comme des matériaux contenant une distribution aléatoire de fibres cylindriques et d'amas sphériques. Les propriétés radiatives de ces fibres ont alors été obtenues grâce à l'hypothèse de diffusion indépendante. La résolution numérique de l'équation de l'énergie en couplant la conduction et le rayonnement a permis de quantifier les échanges de chaleur. L'influence de la taille des fibres et des amas sur les transferts de chaleur a été analysée. Les résultats obtenus ont été confrontés à plusieurs mesures expérimentales qui ont permis de valider le modèle.
- Boulet et al. (1996) présentent une étude théorique de l'influence des particules infibrées sur le flux radiatif traversant un milieu de fibres de silice. Les caractéristiques radiatives d'un tel milieu sont obtenues en modélisant les fibres par des cylindres et les infibrés par des sphères et en faisant l'hypothèse de diffusion indépendante. L'équation du transfert radiatif est ensuite résolue en faisant l'hypothèse simplificatrice d'un champ de température linéaire, ce qui permet de quantifier les effets de différents paramètres comme la taille des infibrés et la fraction de fibres présentes sur le flux radiatif traversant le milieu.

Des études sur des milieux comprenant des fibres enrobées ont également été réalisées.

- Ebert et al. (1991) proposent un modèle de prédiction du coefficient d'extinction d'un milieu constitué de fibres de verre enrobées par une couche de milieu réfléchissante métallique. L'enrobage intervient sur une seule face de la fibre et est modélisé par un cylindre métallique contribuant au coefficient d'extinction indépendamment de la fibre. Des mesures de transmission hémisphérique et directionnelle permettent de calculer ce coefficient en prenant en compte la diffusion dans les calculs. Les résultats expérimentaux et théoriques montrent qu'il existe un diamètre d'enrobage optimum donnant un coefficient d'extinction le plus élevé possible. Par contre, les valeurs des optimums prédits sont différentes des valeurs expérimentales
- Dombrovsky (1997) a étudié le comportement radiatif de microfibres enrobées de métal. Leurs propriétés radiatives (facteur d'extinction, de diffusion) peuvent

être déterminées grâce à l'algorithme de Mie pour le cylindre à deux couches. Les calculs montrent que les fibres ainsi constituées se comportent comme des fibres de métal (fort coefficient d'extinction) dans le domaine spectral infrarouge même lorsque l'épaisseur d'enrobage est faible. Les auteurs comparent ces valeurs avec des données expérimentales et constatent un bon accord. En revanche pour des longueurs d'onde de l'ordre du mm, l'approximation d'une fibre métallique homogène n'est plus valable. Ainsi, l'épaisseur de l'enrobage a une influence sur le coefficient d'extinction. L'enrobage des fibres par du métal constitue néanmoins dans les deux cas un moyen efficace pour augmenter le coefficient d'extinction des milieux microfibreux.

Lee (1994) s'est intéressé à la limite d'application de la théorie de diffusion indépendante pour des milieux fibreux. Il a montré que cette limite dépend fortement de la fraction volumique de fibres présentes et qu'elle était plus contraignante lorsque l'on a affaire à des milieux où les fibres sont normales à la direction d'incidence du rayonnement. Il a également montré que la limite d'application de la théorie de diffusion indépendante intervient pour des fractions volumiques plus faibles lorsque l'indice de réfraction du matériau composant les fibres est élevé, sauf dans le cas de fibres non absorbantes pour lesquelles cette limite est indépendante de l'indice de réfraction.

1.2.3.1.3 Mousses

Le transfert radiatif à l'intérieur des mousses a également été largement étudié. Ces milieux poreux peuvent en effet se présenter sous différentes formes suivant leur porosité mais également suivant la nature du matériau constituant la matrice solide.

A l'instar des milieux fibreux, les mousses peuvent être utilisées pour l'isolation thermique. Dans ce cas, ce sont des matériaux cellulaires rigides et fortement poreux dont les cellules peuvent être assimilées à des dodécaèdres pentagonaux. Ces cellules peuvent être fermées ou ouvertes et le transfert de chaleur par rayonnement joue un rôle très important dans le transfert de chaleur total.

- Glicksmann et al. (1990, 1994) ont étudié les mousses cellulaires plastiques de faible densité à pores fermés. Ces mousses sont modélisées comme un arrangement aléatoire de poutres de cellules opaques et de fenêtres de cellules pouvant être fines ou épaisses. Les cellules sont supposées être des dodécaèdres réguliers. La section des poutres de cellules est supposée constante et occupe les 2 tiers d'un triangle équilatéral. La contribution des poutres de cellules et des fenêtres sur le coefficient d'extinction de Rosseland est ajoutée puisque l'hypothèse de diffusion indépendante est utilisée. Les auteurs proposent une expression du coefficient d'extinction moyenné en fonction du diamètre des cellules, de la masse volumique de la mousse et de la masse volumique du polymère.
- Kuhn et al. (1992, 2004) se sont penchés sur la modélisation du transfert de chaleur dans les mousses cellulaires fermées de polystyrène expansée (PSE), de polystyrène extrudé (XPS) et de polyuréthane (PU). Pour cela, ils utilisent un modèle négligeant le couplage conduction rayonnement et faisant appel à la méthode de Rosseland corrigée (milieu optiquement épais) pour le calcul de la conductivité thermique radiative.
Les mousses de polyuréthane et de polystyrène extrudé sont supposées être composées de poutres et fenêtres de cellules disposées aléatoirement et diffusant le

rayonnement de manière indépendante. Pour simplifier l'étude, les poutres de cellules s'apparentant à des cylindres triangulaires sont assimilées à des cylindres circulaires de longueur très importante devant leur diamètre. Alors que les fenêtres de cellules sont modélisées par des plaques planes pentagonales dont l'épaisseur supposée constante est très petite devant les autres dimensions. A partir de considérations géométriques, les auteurs parviennent à exprimer l'épaisseur des fenêtres de cellules et le diamètre des poutres en fonction du diamètre des cellules, de la fraction de matière présente dans les poutres et de la masse volumique du milieu.

Pour les mousses de PSE obtenues par moulage de billes cellulaires, les auteurs utilisent la même modélisation en supposant cette fois que les poutres de cellules sont suffisamment petites pour être négligées. Par ailleurs, la structure macroscopique de ces mousses due aux défauts d'empilement des billes cellulaires lors de leur moulage est également négligée.

L'interaction des poutres de cellules avec le rayonnement thermique est prise en compte en utilisant la résolution analytique exacte développée par Mie pour des cylindres circulaires infiniment longs. Cette résolution permet d'avoir accès aux sections efficaces d'extinction, d'absorption et à la fonction de phase de diffusion des poutres de cellules en fonction de leur orientation par rapport au rayonnement incident. En moyennant ces valeurs pour l'ensemble des directions d'incidence possible, les auteurs calculent le coefficient d'extinction de Rosseland corrigé du à la présence des poutres.

En revanche, les fenêtres de cellules ayant une largeur et une hauteur nettement supérieures aux longueurs d'onde considérée, leurs caractéristiques radiatives sont déterminées en utilisant l'approximation de l'optique géométrique et les lois de réflexion et de transmission des films fins prenant en compte les interférences entre ondes réfléchies et transmises. Comme pour les poutres, ces propriétés sont moyennées pour l'ensemble des directions d'incidence et les auteurs déterminent le coefficient d'extinction de Rosseland corrigé des fenêtres.

Les indices de réfraction du polystyrène et du polyuréthane utilisés pour déterminer les caractéristiques radiatives des particules sont issus de la littérature.

Les auteurs ont validé les résultats obtenus par leur modèle pour des mousses de PSE en comparant les valeurs de coefficient d'extinction de Rosseland théoriques et celles identifiées à partir de mesures de transmittance et réflectances pour deux mousses différentes de masse volumique identique. L'accord entre les valeurs prédites et corrigées est très bon. L'étude complète sur le transfert de chaleur dans les mousses de PSE montre que l'augmentation de la masse volumique diminue fortement l'importance du transfert radiatif. En outre, il existe un diamètre de cellule optimal pour lequel le flux radiatif traversant la mousse est minimal pour une masse volumique donnée. Ce diamètre de cellules optimal varie en fonction de la masse volumique du matériau.

L'étude des résultats théoriques pour les mousses de polystyrène extrudé et les mousses de PU montre en revanche que le transfert thermique radiatif est plus faible lorsque la majorité du polystyrène est présent dans les poutres et que les fenêtres de cellules sont très fines. Les auteurs constatent qu'il existe un diamètre de cellule optimal et que le transfert thermique radiatif est d'autant plus faible que la masse volumique du matériau est élevée.

- Baillis (1995) s'est intéressée aux mousses de carbone à pores ouverts destinées à la protection thermique à vocation aéronautique et spatiale. Ce matériau poreux est

formé de cellules polyédriques composées de bâtonnets de section quasi triangulaire disposés aux arêtes du polyèdre. Ces bâtonnets se rejoignent quatre par quatre au niveau des jonctions entre arêtes pour former des amas compacts de matière. Ainsi, l'auteur modélise les propriétés radiatives de la mousse en supposant qu'elle est formée par l'arrangement aléatoire de bâtonnets de section triangulaire et d'amas correspondant à l'intersection volumique de quatre bâtonnets, chacune de ces particules étant opaque au rayonnement.

Le milieu est supposé suffisamment poreux pour que l'effet de champ proche puisse être négligé et pour que l'hypothèse de diffusion indépendante soit utilisée. Les bâtonnets et les amas de matière étant de grande taille devant les longueurs d'onde infrarouge considérées, les sections efficaces et la fonction de phase de chaque particule sont déterminés en utilisant les lois fondamentales de l'optique géométrique et de la diffraction par des particules opaques. Ces lois nécessitent de connaître la réflectivité du carbone formant la mousse. Cette valeur étant difficile à obtenir directement, l'auteur utilise une méthode d'identification de Gauss à partir de mesures de transmittances spectrales bi directionnelles sur des échantillons de mousse grâce à un spectromètre à transformée de Fourier.

L'auteur valide son modèle en comparant les valeurs de flux thermique total théorique, obtenues par résolution numérique de l'équation de l'énergie et de l'équation du transfert radiatif (méthode des ordonnées discrètes), avec des mesures sur plaque chaude gardée.

- Taine et Tancrez (2002) se sont intéressés à la détermination directe des propriétés radiatives de milieux cellulaires. La structure peut être assimilée à un arrangement de sphères opaques se chevauchant à l'intérieur d'une phase fluide transparente (DOOS) ou, inversement, à un arrangement de sphères transparentes à l'intérieur d'une phase solide opaque (DOTS). Les mousses étudiées sont telles que les longueurs d'onde considérées sont très petites devant la taille caractéristique des sphères formant le milieu. Les lois de l'optique géométrique sont utilisées et la diffraction est négligée. La réflexion à l'interface entre les deux phases peut être spéculaire ou diffuse. A partir de simulations Monte Carlo à l'échelle des pores permettant de prendre en compte le phénomène de diffusion dépendante, les auteurs peuvent calculer la fonction de distribution cumulée d'extinction, la fonction de probabilité d'absorption et la fonction de distribution des cosinus incidents. A partir de ces fonctions, ils parviennent à identifier le coefficient d'extinction, d'absorption et la fonction de phase de diffusion du milieu continu homogène représentant le comportement du milieu poreux. Pour les milieux poreux DOTS de porosité supérieure à 0.65, les auteurs étudient l'évolution des coefficients d'absorption et de diffusion avec la porosité et la surface spécifique par unité de volume

Des mousses de porosité nettement plus faibles ont également été étudiées comme les mousses de verre :

- Fedorov et Viskanta (1999, 2000) ont étudié le comportement radiatif des mousses de verre qui se déposent sur les parois de fours à verre et freinent le transfert thermique nécessaire à la fusion du verre. Des couches de mousse de verre se forment en effet entre les gaz de combustion et le verre. Ces mousses sont constituées de bulles de gaz de forme sphérique contenues dans une matrice de verre.

Les auteurs modélisent ce milieu comme un arrangement aléatoire de bulles dont la distribution de taille suit une loi de fonction gamma.

Ils parviennent à calculer les propriétés radiatives (coefficient d'extinction, de diffusion, fonction de phase) à partir de l'intégration des sections efficaces d'extinction, de diffusion et la fonction de phase de chaque bulle du milieu.

A partir de ces valeurs, ils résolvent simultanément l'équation du transfert radiatif et de la conservation de l'énergie pour prendre en compte le couplage conduction rayonnement. La méthode des 2 flux est utilisée et permet le calcul du flux radiatif pour différentes plages de longueurs d'onde dans lesquelles le milieu est considéré comme gris. Le flux radiatif total est obtenu en faisant la somme sur toutes les plages de longueurs d'onde pour lesquelles le milieu est semi transparent.

Un modèle simple se basant sur l'analogie électrique est utilisé pour calculer la valeur de la conductivité phonique de la mousse en fonction de celles du solide et du gaz.

Les conditions aux limites pour la résolution de l'ETR et de l'équation de l'énergie prennent en compte les réflectivités aux surfaces, les températures des milieux environnants ainsi que la convection et la transmission de chaleur par rayonnement pour les longueurs d'onde pour lesquelles le milieu est semi-transparent.

Une étude paramétrique est ensuite réalisée pour caractériser l'influence de l'épaisseur de la mousse, de la fonction de phase de diffusion, de la taille des bulles, et de la forme des bulles sur les grandeurs calculées.

1.2.3.1.4 Lits de particules

Dembélé et al (1997) se sont intéressés à l'atténuation du rayonnement d'un incendie par une suspension de gouttelettes d'eau. Les auteurs ont considéré à la fois la contribution de la phase liquide (gouttelettes d'eau sphériques en suspension) et de la phase vapeur (vapeur d'eau + dioxyde de carbone) sur l'atténuation du rayonnement provenant du feu. Les propriétés radiatives du milieu composé par les gouttelettes d'eau en suspension ont été déterminées à partir de la théorie de Mie pour des particules sphériques et en supposant que la théorie de diffusion indépendante est valable.

Cependant, la plupart des lits étudiés ont une porosité relativement faible puisque les particules peuvent être en contact ou même compressées si bien que la théorie de diffusion indépendante n'est en général pas valable.

Les limites d'applicabilité de la théorie de diffusion indépendante ont été étudiées expérimentalement depuis le début des années 1970 par différents auteurs comme Hottel et al (1971), Ishimaru et Kuga (1982) et Brewster [1983]. Brewster (1983) et Yamada et al (1986) ont proposé un critère unique basé sur la valeur du nombre sans dimension c/λ . Leurs résultats indiquaient qu'aucun effet de dépendance n'était constaté tant que $c/\lambda > 0.3$ or 0.5.

De leur côté, Singh et Kaviany (1991) ont examiné le phénomène de diffusion dépendante dans les lits de particules sphériques de grandes dimensions (domaine de l'optique géométrique) en réalisant des simulations de type Monte Carlo. Ils ont comparé les valeurs de transmittances hémisphériques obtenues par leurs simulations avec des résultats expérimentaux disponibles mais également avec les résultats issues de la résolution de l'équation du transfert radiatif en considérant l'hypothèse de diffusion indépendante. La théorie de diffusion indépendante s'avère obsolète pour des milieux de faibles porosités même lorsque le critère sur c/λ est vérifié, ce qui montre que l'effet de champ proche intervient dans ce genre de milieu. L'écart est plus important pour la transmission à travers des lits de particules opaques que pour des particules transparentes ou semi transparentes. Pour des

particules de mêmes caractéristiques radiatives, l'erreur commise en utilisant la théorie de diffusion indépendante est d'autant plus importante que la porosité est faible. L'écart est significatif même pour des porosités ε de l'ordre de 0.935.

Différentes méthodes ont été proposées pour prendre en compte l'effet de diffusion dépendante dans les lits de particules sphériques :

- Kamiuto (1990) et Kamiuto et al (1991) ont proposé une corrélation pour des lits de particules sphériques de grande taille devant la longueur d'onde. Le coefficient d'extinction et l'albedo de diffusion sont modifiés de la manière suivante :

$$\beta = \gamma \times \beta_{\text{indépendant}} \quad \text{et} \quad \omega = 1 - (1 - \omega_{\text{indépendant}}) / \gamma \quad (1.59)$$

$$\text{où } \gamma = 1 + 3/2 \times (1 - \varepsilon) - 3/4 \times (1 - \varepsilon)^2 \text{ for } \varepsilon < 0.921$$

Le coefficient d'absorption est supposé égal à celui issu de la théorie de diffusion indépendante. De même, la fonction de phase reste inchangée. Pour des particules opaques, les propriétés radiatives indépendantes sont déterminées par une combinaison des lois de l'optique géométrique et de la théorie de la diffraction nécessitant la connaissance de la réflectivité hémisphériques des particules. A partir de cette corrélation, les auteurs calculent la transmittance hémisphérique de lits de particules compressées positionnées aléatoirement correspondant aux conditions de l'expérience réalisée par Chen et Churchill. Ils ont observé que leur corrélation donne des résultats beaucoup plus cohérents avec les résultats expérimentaux que la théorie de diffusion indépendante. Ils ont également appliqué la théorie de l'optique géométrique à des sphères d'aluminium et d'acier inoxydable. L'albedo et le

paramètre d'asymétrie de la fonction de phase ($g = 0.5 \times \int_{-1}^1 P(\mu') \mu' d\mu'$) ont également

été déterminés expérimentalement pour des lits de particules d'aluminium et d'acier inoxydable. Les résultats expérimentaux sont comparés avec les prédictions théoriques basées sur la corrélation proposée. Il s'avère que les albédos obtenus sont proches des prédictions théoriques alors que les facteurs d'asymétrie diffèrent significativement des valeurs prédites.

- Kaviany et Singh (1992), et Singh et Kaviany (1992) ont présenté une méthode pour modéliser le transfert radiatif en régime dépendant à travers des lits de particules sphériques de grande taille devant la longueur d'onde. A l'intérieur de tels milieux, le phénomène de diffusion dépendante du à l'effet de champ proche intervient même pour des porosités importantes. Les propriétés radiatives en régime dépendant pour un lit de particules opaques sont obtenues à partir des propriétés radiatives en régime indépendant en modifiant le coefficient d'extinction du milieu tandis que l'albedo et la fonction de phase restent inchangés. Le facteur de modification du coefficient d'extinction S_r est obtenu en déterminant le rapport entre les pentes de variation de la transmittance hémisphérique avec l'épaisseur calculée par la procédure Monte Carlo et celle issue de la théorie indépendante. Les auteurs constatent que S_r ne dépend que de la porosité du lit et est quasiment indépendant de la réflectivité des particules. Les valeurs de S_r sont approximées par la relation suivante :

$$S_r = 1 + 1.84 \times (1 - \varepsilon) - 3.15 \times (1 - \varepsilon)^2 + 7.2 \times (1 - \varepsilon)^3 \text{ pour } \varepsilon > 0.3 \quad (1.60)$$

Les auteurs ont également comparés leurs résultats avec ceux de Kamiuto [7] obtenus à partir de leur corrélation (décrite plus haut). Les résultats des deux méthodes ne sont en général pas en bon accord.

- Dans l'article publié par Jones et al (1996), la luminance sortant d'un lit monodispersé, chauffé et non isotherme, de particules opaques de grande taille devant la longueur d'onde (1mm de diamètre et porosité de 0.37) avec des émissions et réflexions aux frontières est mesuré pour différentes longueurs d'onde et différentes directions à l'aide d'une technique radio métrique. Les auteurs ont comparé les luminances mesurées et calculées. Le lit est supposé monodimensionnel, optiquement épais et est soumis à des conditions de températures de surface constantes et connues. La luminance quittant le lit est simulée numériquement en utilisant la méthode des ordonnées discrètes pour résoudre l'ETR couplée à une résolution de l'équation de conservation de l'énergie. Les propriétés radiatives sont obtenues en utilisant les lois de l'optique géométrique et de la diffraction et la corrélation développée par Kamiuto [1990] et Kamiuto et al [1991]. Il s'avère que les luminances mesurées et calculées sont en bon accord pour les directions proches de la normale aux plans frontières. Par contre, elles divergent lorsque l'angle polaire dépasse 48° . Pour ces angles polaires, les valeurs mesurées varient fortement avec la direction alors que les valeurs calculées sont pratiquement diffuses. Les luminances calculées à partir de la théorie de diffusion indépendante montrent que cette hypothèse n'est pas valable dans ce cas. Ces constatations suggèrent que le transfert radiatif près des frontières ne peut pas être représenté de manière adéquate par une forme continue de l'ETR ou alors que les caractéristiques issues de la corrélation de Kamiuto ne sont pas adéquates.
- Dans un travail plus récent, Baillis et Sacadura (2002) comparent des mesures d'émissivité spectrales directionnelles à des prédictions théoriques pour un milieu isotherme composé de particules sphériques de bronze (opaques) oxydées et de grande taille devant la longueur d'onde. Deux milieux ont été testés, l'un de porosité 0.31 contenant des billes de diamètre $300\ \mu\text{m}$ et l'autre composé de billes de $400\ \mu\text{m}$ pour une porosité de 0.39. Les résultats tendent à montrer que la corrélation proposée par Singh et Kaviani convient très bien.
- Enfin, Coquard et Baillis (2002) ont mis en place une méthode de détermination des propriétés radiatives volumiques pour des lits de particules sphériques opaques réfléchissant le rayonnement de manière diffuse ou spéculaire. Cette méthode est basée sur une procédure de lancer de rayon à l'intérieur d'une sphère contenant un grand nombre de particules formant le lit. Le principe est de déterminer le coefficient d'extinction, l'albedo et la fonction de phase de diffusion du milieu homogène absorbant et diffusant dont le comportement est le plus proche de celui du lit. Le coefficient d'extinction est obtenu directement et la fonction de phase est déterminée à partir d'un bilan des réflexions intervenant à la surface de chaque particule. Par contre, la détermination de l'albedo nécessite une méthode d'identification. Les résultats de cette étude sont en très bon accord avec la corrélation proposée par Singh et Kaviani (1992) aussi bien pour la variation du coefficient d'extinction corrigé avec la porosité que pour l'albedo et la fonction de phase qui restent pratiquement inchangés par rapport à ceux issus de la diffusion indépendante. En revanche, les résultats de Kamiuto (1990) sont en moins bon accord. Les auteurs comparent également les valeurs de transmittance hémisphériques prédites par leur méthode dans les conditions de l'expérience menée par Chen et Churchill avec les résultats

expérimentaux de ces auteurs. Ils utilisent la méthode des ordonnées discrètes pour résoudre l'ETR. Leurs résultats théoriques s'avèrent plus précis que ceux de la corrélation de Kamiuto et nettement améliorés par rapport à ceux issus de la diffusion indépendante.

1.2.3.2 Identification des propriétés radiatives à partir de mesures expérimentales

Les méthodes de prédiction et d'identification présentent chacune leurs avantages et inconvénients. Les modèles de prédiction sont adaptés à l'optimisation thermique des matériaux mais chaque type de matériau requiert un modèle différent. Par contre les méthodes d'identification permettent d'étudier avec le même protocole différents types de matériaux.

Les méthodes d'identification sont basées sur des mesures spectrométriques sur des échantillons du milieu que l'on désire caractériser. Des procédures d'identification permettent alors de déterminer les propriétés radiatives qui minimisent l'écart entre les mesures expérimentales et les résultats de la résolution théorique de l'ETR par la méthode choisie. Le nombre de mesures nécessaires est égal au nombre de paramètres utilisés pour décrire le comportement radiatif du milieu poreux étudié.

- Roux et Yajnik (1987) ont développé une méthode de détermination des coefficients de diffusion et d'absorption de fibres de verre et de PSE à partir de mesures de réflectance directionnelle-hémisphérique et hémisphérique-directionnelle. Pour des longueurs d'onde allant de 2 à 40 μm , ils identifient les valeurs des coefficients par une méthode des moindres carrés non linéaire minimisant l'écart entre les réflectivités théoriques et expérimentales. Le modèle utilisé pour résoudre l'équation du transfert radiatif et obtenir les réflectances théoriques est la méthode des ordonnées discrètes en supposant également que la fonction de phase des mousses et des fibres est isotrope. La principale différence entre les deux milieux étudiés concerne l'albédo de diffusion qui est faible pour les fibres de verre et en revanche élevé pour les mousses de polystyrène expansé. Les valeurs des propriétés radiatives sont ensuite utilisées dans un modèle de couplage conduction-rayonnement et les valeurs de conductivités thermiques calculées sont comparées à des mesures faites à l'« Oak Ridge National Laboratory ». Le modèle se révèle très bon pour les fibres mais moins bon pour les PSE pour lesquels les mesures de propriétés radiatives n'ont pu se faire que sur un intervalle de longueur d'onde de 2-20 μm .
- Glicksmann et al. (1987) ont mis en place un dispositif de détermination des propriétés radiatives (coefficient d'extinction, de diffusion, fonction de phase de diffusion) des milieux poreux fibreux ou cellulaires. Cette méthode s'appuie sur des mesures directionnelles de la luminance transmise ou réfléchi par des échantillons d'épaisseur contrôlée éclairés par un rayonnement infrarouge. En faisant l'hypothèse que pour les angles inférieurs à 10° , la luminance transmise provient uniquement du faisceau de départ qui n'a subi ni absorption ni diffusion et que chaque rayon ne peut subir qu'une seule diffusion avant de ressortir du milieu, les auteurs parviennent à résoudre l'équation du transfert radiatif et à exprimer analytiquement les réflectances et transmittances directionnelles en fonction des propriétés radiatives qu'ils souhaitent déterminer. Ces caractéristiques sont obtenues pour certaines mousses et milieux fibreux.

- Nicolau (1994) a présenté une méthode de détermination des propriétés radiatives d'isolants fibreux grâce à la méthode d'identification de Gauss. Cette méthode consiste à minimiser l'écart entre les transmittances et réflectances théoriques et expérimentales de manière à déterminer les propriétés radiatives les mieux adapter à la description du comportement radiatif du milieu.
Le dispositif expérimental permet des mesures bi-directionnelles de réflectance et transmittance d'un échantillon irradié par un rayon de faible angle solide.
L'ETR est résolue en séparant l'intensité transmise dans la direction incidente en 2 : une intensité correspond directement au faisceau ni absorbé ni diffusé et l'autre au rayon diffusé dans la direction d'incidence. La diffusion du milieu est décrite avec une bonne fidélité par la combinaison de 2 fonctions H-G associés à une composante isotropique (4 paramètres).
L'application de la méthode des ordonnées discrètes permet le calcul du champ de luminance ainsi que des réflectances et transmittance en fonction de 6 paramètres (albedo, épaisseur optique, paramètres de la fonction de phase).
La méthode de Gauss permet de déterminer les paramètres minimisant les écarts grâce à un processus itératif basé sur le calcul des coefficients de sensibilité.
Une approche à partir de ces coefficients de sensibilité montre que pour des épaisseurs optiques importantes il est difficile de déterminer certains de ces paramètres à cause de la dépendance linéaire de certains de ces coefficients. Dans ce cas les auteurs proposent une méthode de détermination directe de l'épaisseur optique par une approximation du second ordre de l'intensité diffusée dans la direction incidente à partir des valeurs de l'intensité transmise dans des directions proches de l'incidence. Ils proposent également de fixer la valeur du paramètre le moins sensible pour rendre l'identification des autres paramètres possible. La valeur du paramètre fixé arbitrairement est ensuite déterminée par dichotomie en choisissant la valeur conduisant aux écarts les plus faibles.
Cette méthode est appliquée à plusieurs isolants fibreux.

2. ETUDE DU TRANSFERT DE CHALEUR DANS LES MOUSSES DE POLYSTYRENE EXPANSE (PSE) DE FAIBLE DENSITE

2.1 Analyse de la structure des mousses de PSE

2.2 Modélisation du transfert de chaleur en 1-D
cartésien

Les mousses de Polystyrène Expandé (PSE) sont des matériaux poreux très largement utilisés industriellement. Leurs qualités mécaniques en font notamment un très bon produit pour l'emballage et la protection des produits. Toutefois la principale application de ces matériaux concerne l'isolation thermique en général et l'isolation des bâtiments en particulier.

Les mousses de PSE représentent ainsi plus du quart des parts de marché totales de l'isolation thermique des bâtiments. Ceci les place au second rang des isolants les plus vendus derrière les laines de verre. Elles ont, en effet, l'avantage d'un coût de production relativement faible, du à une matière première peu coûteuse et à un processus de fabrication relativement simple à mettre en place industriellement, et présentent des performances thermiques intéressantes. En outre, elles sont faciles à manipuler et n'occasionnent pas de désagrément lors de leur mise en place ou de leur utilisation contrairement aux laines minérales.

Par ailleurs, les mousses de PSE utilisées couramment ont une masse volumique qui peut varier de 9 à 20 kg/m³. Du fait de leur densité très faible, ces matériaux sont le siège d'un transfert de chaleur couplé conduction-rayonnement. La proportion du transfert thermique radiatif pour les mousses les plus légères dépasse 40%, d'où l'importance de tenir compte du couplage entre les deux modes de transfert de chaleur.

Leur structure poreuse les place dans la famille des isolants alvéolaires même si comme nous le verrons, leur morphologie est plus complexe qu'une simple matrice cellulaire. Ceci explique notamment que le transfert de chaleur à travers ces isolants a été relativement peu étudié jusqu'à maintenant.

Nous avons donc réalisé une étude complète prenant en compte le plus précisément possible la structure des mousses et l'interaction entre les deux modes de transfert de chaleur. Pour cela, nous utilisons une méthode de calcul du flux thermique basée sur la méthode des volumes de contrôle associé à la méthode des ordonnées discrètes pour la résolution de l'équation du transfert radiatif. Ce type de résolution a été décrit dans le paragraphe 1.2.2. Les calculs ont été réalisés pour un transfert thermique unidimensionnel en géométrie cartésienne et en régime permanent à l'intérieur d'une épaisseur de mousses de PSE soumise à un gradient de température. En effet, cette configuration correspond à celle qui est très majoritairement utilisée pour la caractérisation expérimentale des performances thermiques des isolants puisque les dispositifs expérimentaux classiquement utilisés (dispositif flux métrique ou système de plaques chaudes gardées) permettent de mesurer le flux thermique traversant une épaisseur d'isolant comprise entre deux plaques planes de températures différentes. Les résultats théoriques et les valeurs expérimentales sont exprimés en terme de conductivité thermique équivalente du matériau représentant le rapport entre le flux thermique total traversant l'isolant, l'épaisseur d'isolant et la différence de température entre les deux plaques.

Les propriétés conductives des mousses sont modélisées à partir des résultats issus d'études antérieures qui se sont intéressées spécifiquement à la morphologie des mousses de PSE. En revanche, les propriétés radiatives nécessaires à la résolution de l'ETR sont déterminées à partir d'une approche originale et novatrice. Nous avons mis en place un modèle de calcul des propriétés radiatives basé sur une approche Monte Carlo afin, notamment, de prendre en compte une structure des mousses plus proches de la réalité. En outre, notre modèle nous permet d'estimer l'influence du phénomène de diffusion dépendante et d'avoir accès aux trois propriétés radiatives (coefficient d'extinction, albédo et fonction de phase de diffusion). Les résultats du modèle théorique ont pu être validé à partir de mesures spectrométriques en réflectance et transmittance sur des lames de mousses de polystyrène expansé de différentes épaisseurs.

Les résultats théoriques concernant l'estimation du flux thermique total traversant l'isolant sont également confrontés à des mesures de conductivité thermique équivalente de divers échantillons de PSE dont l'ensemble des paramètres de structure ont été préalablement déterminés.

2.1 Analyse de la structure des mousses de Polystyrène Expansée

Nous avons vu que les mousses de Polystyrène Expansé se classent dans la catégorie des isolants plastiques alvéolaires. Toutefois, leur structure poreuse est relativement complexe comparée à celles des autres milieux poreux utilisés pour l'isolation du bâtiment et notamment des autres plastiques alvéolaires (mousses de PU, ...). L'image (figure 2.1) prise au microscope électronique à balayage illustre la morphologie caractéristique des mousses de PSE. En effet, on peut constater que les pores formant la structure poreuse des mousses de PSE sont de deux types :

- ✓ Des pores cellulaires de formes régulières contenues à l'intérieur de billes.
- ✓ Des pores, de forme beaucoup plus irrégulière, formées par le défaut d'empilement de ces billes lors du moulage.

La taille caractéristique des pores formant le milieu cellulaire est de l'ordre d'une centaine de μm alors que celle des défauts d'empilement des billes est de l'ordre de plusieurs mm. Par la suite, nous utiliserons donc les termes de porosité microscopique et porosité macroscopique, respectivement.

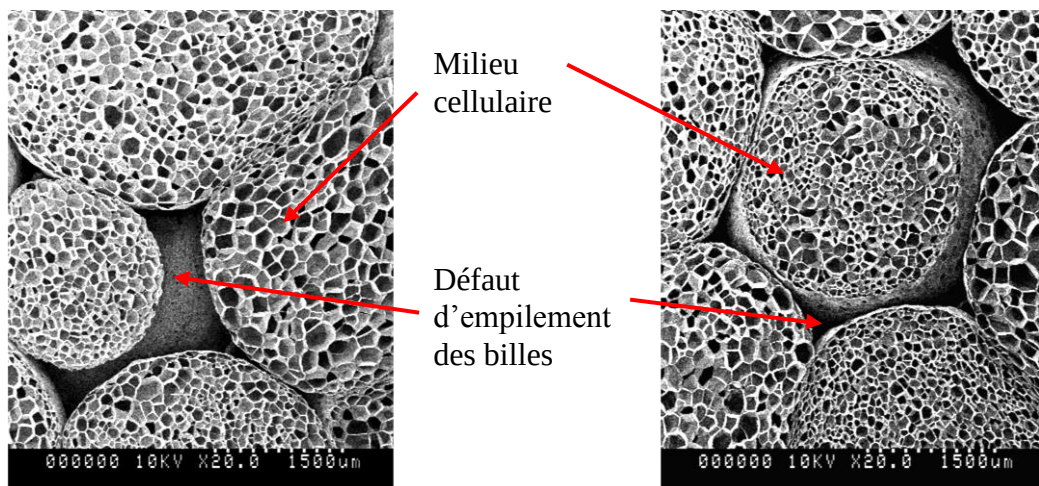


Figure 2.1 : Photographie au MEB de coupes de mousses de PSE

Cette structure découle directement du mode de fabrication des mousses de PSE. En effet, les mousses de PSE sont fabriquées à partir de billes de polystyrène faiblement poreuses pentanisées. Ces billes ont, au départ, un diamètre inférieur au mm et sont indépendantes les unes des autres. Elles sont expansées une première fois (préexpansion), grâce à la présence du pentane, par simple injection de vapeur d'eau chauffée afin d'augmenter sensiblement leur porosité. Elles sont ensuite introduites dans un récipient fermé et subissent une seconde

expansion lors de laquelle elles sont comprimées les unes contre les autres. Lors de cette compression, des liens mécaniques se créent entre les billes en contact, si bien qu'en fin de seconde expansion, la matière se trouve sous la forme d'un bloc unique de matériau poreux rigide à partir duquel des plaques de polystyrène peuvent être découpées. Le diamètre approximatif des billes à la fin de la seconde expansion est compris entre 3 mm et 6 mm.

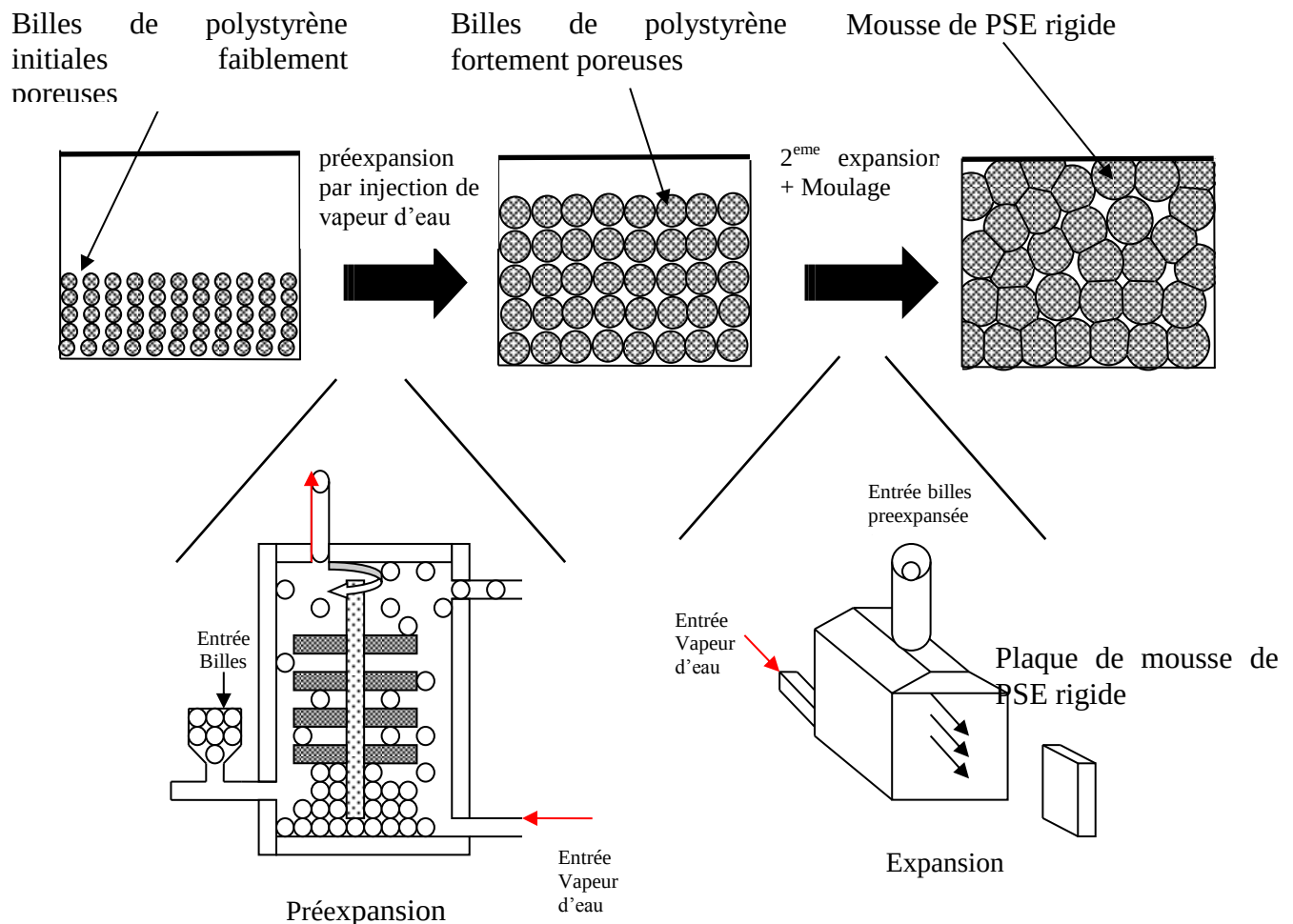


Figure 2.2 : Illustration du processus de fabrication des mousses de PSE

Certaines études qui se sont intéressées à la morphologie des mousses de PSE (Quenard 1996) ont également émis l'hypothèse que le matériau poreux contenu dans les billes de PSE pouvait se décomposer en deux phases distinctes se différenciant suivant la taille moyenne des cellules qui les constitue. Ainsi, les auteurs distinguent la zone de milieu cellulaire situé au centre de la bille (zone de cœur) composé de cellules de taille relativement grande et la zone de milieu cellulaire située en périphérie de la bille (zone de peau) dont les cellules sont moins volumineuses. Ils expliquent cette disparité par le fait que les cellules situées dans la zone de peau n'ont pas pu subir une deuxième expansion aussi importante que les cellules de la zone de cœur étant donné les contraintes mécaniques qu'elles subissent durant cette opération. Toutefois, à partir d'observations au Microscope Electronique à Balayage (MEB) effectuées sur des coupes de différentes mousses de PSE que nous sommes amenés à étudier, nous n'avons pas constaté clairement de différences de tailles de cellules entre zone de cœur et

zone de peau. Cette disparité n'est, en tout cas, pas visible dans la majorité des mousses observées. Aussi, nous négligerons par la suite la présence de cellules de tailles différentes et nous supposerons que le milieu cellulaire est homogène à l'intérieur de chaque bille.

2.1.1 Structure du lit de billes compressées

Comme nous l'avons vu précédemment, lors de leur deuxième expansion, les billes de polystyrène cellulaire sont compressées et moulées les unes sur les autres afin de former un matériau rigide. Ce moulage est à l'origine de la formation de macroporosité de formes relativement complexes et diverses. La photo (figure 2.3) représentant une coupe très fine de mousse de PSE illustre bien cette morphologie macroscopique caractéristique.

La porosité $\varepsilon_{\text{interbille}}$ due aux défauts d'empilements des billes varie entre 4% et 10% suivant les échantillons de mousse de PSE considérés. En général, cette porosité est d'autant plus faible que la masse volumique de la mousse est faible.

Le diamètre des billes est relativement homogène à l'intérieur de la mousse et nous supposerons donc par la suite que toutes les billes d'une même mousse ont le même diamètre. Nous pouvons noter, là aussi, qu'au plus la masse volumique de la mousse est faible, au plus le diamètre des billes est important.

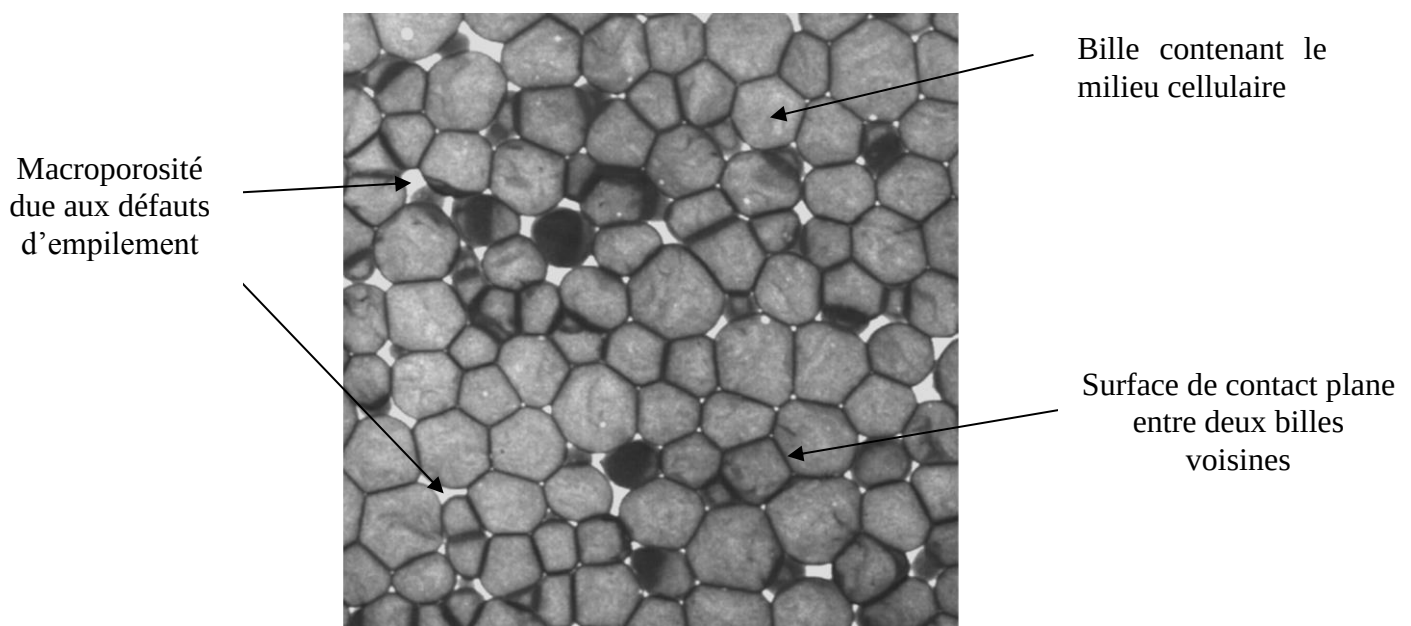


Figure 2.3 : Photographie d'une coupe de mousse de PSE

La structure macroscopique caractéristique des mousses de PSE peut être reproduite de manière précise en assimilant la mousse à un arrangement de particules sphériques qui s'entrecoupent rendant compte de la compression de ces sphères lors de leur seconde expansion. Ainsi, la distance d entre le centre de deux billes en contact est inférieure au diamètre des billes. Cette distance d dépend directement du taux d'expansion des billes lors de leur moulage et est lié à la porosité $\varepsilon_{\text{interbille}}$. La surface de contact entre 2 billes voisines est supposée plane et est donc située sur le plan d'intersection des deux sphères comme illustré sur la figure 2.4.

Nous pouvons vérifier sur cette figure que la morphologie de l'arrangement de billes proposé permet de rendre compte de manière très précise de la structure macroscopique des

mousses réelles. Notamment, la forme particulière des macroporosités ainsi que la surface de contact entre billes voisines est bien restituée.

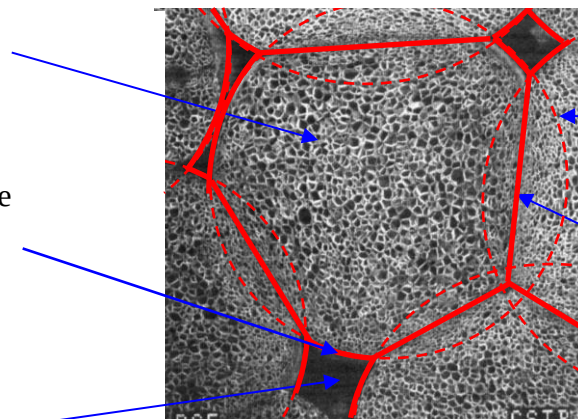
La structure macroscopique de la mousse est alors parfaitement définie à partir de deux paramètres qui sont :

- ✓ le rayon R_{bille} des billes
- ✓ la distance d entre le centre de deux billes en contact

Milieu cellulaire

Surface de la bille
non déformée

Macroporosité



Limite des sphères de
l'arrangement simulant la

Surface de contact entre
deux billes voisines

Figure 2.4 : Photographie représentant la morphologie du PSE et sa représentation dans le modèle

2.1.2 Structure du milieu cellulaire interne aux billes

Le milieu cellulaire contenu dans les billes formant les mousses de PSE possède une porosité très importante variant globalement entre 97% et 99.5%. La forme et la taille des cellules à l'intérieur de ce milieu sont relativement homogènes (voir figure 2.5).

Aussi, nous supposons par la suite que toutes les cellules du milieu interne aux billes ont les mêmes dimensions.

La plupart des études qui se sont intéressées à la morphologie des mousses de PSE ont supposées que les cellules possèdent une forme dodécaédrique (voir figure 2.6). Chaque cellule est alors formée de 12 faces de polystyrène en forme de pentagones réguliers reliées par leur arête. Le milieu cellulaire a donc une structure poreuse fermée.

Etant donné la très forte porosité du milieu cellulaire pour les mousses de PSE, l'épaisseur des fenêtres est négligeable devant leur taille. Nous supposons donc également que l'épaisseur de ces fenêtres est constante sur toute la surface.

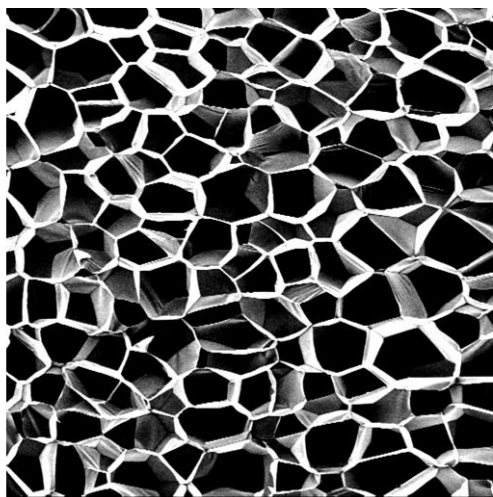


Figure 2.5 : Photographie d'une coupe de milieu cellulaire de mousse de PSE prise au MEB

Enfin, dans la plupart des milieux cellulaires de forme dodécaédrique, on observe la présence d'amas de matière au niveau des arêtes de cellule (figure 2.6.b.). Ces amas de matière sont formés par la jonction des faces de cellules et ont une épaisseur plus importante que les fenêtres. Cependant, dans le cas des mousses de PSE, étant donné que l'expansion des mousses est proche de son maximum, ces amas sont de taille relativement modeste. Aussi, nous négligerons par la suite la présence de ces amas et nous supposerons donc que toute la matrice solide est comprise dans les fenêtres de cellules.

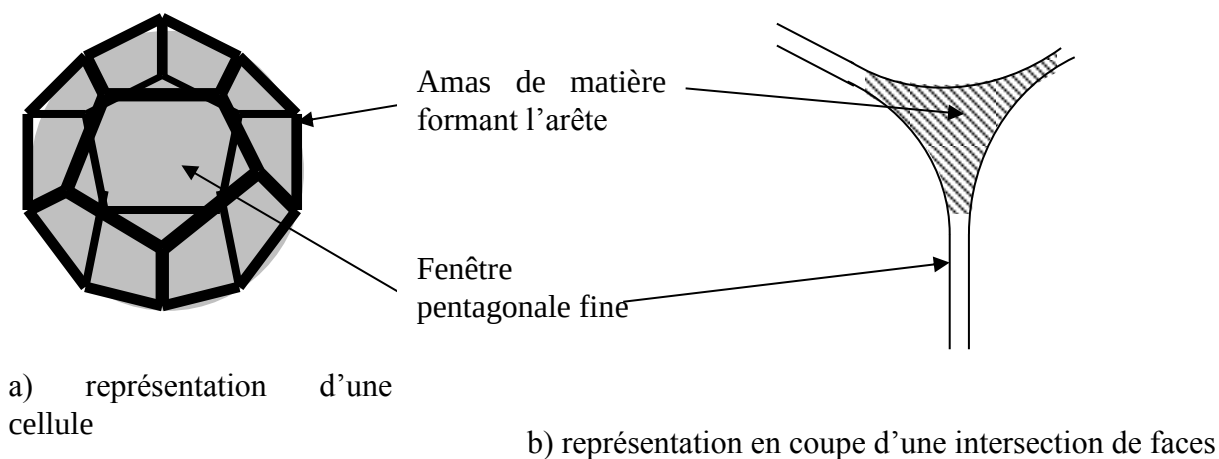


Figure 2.6 : structure microscopique théorique du milieu cellulaire

2.1.2.1 Relations structurelles pour les cellules dodécaédriques

La taille caractéristique des pores formant le milieu cellulaire est exprimée par le diamètre moyen des cellules D_{cell} . Ce diamètre moyen correspond à la distance entre 2 faces

opposées du dodécaèdre (voir figure 2.7). Le volume V_{dode} de la cellule est directement relié au diamètre D_{cell} par la relation :

$$V_{dode} = 0.42705 \times D_{cell}^3$$

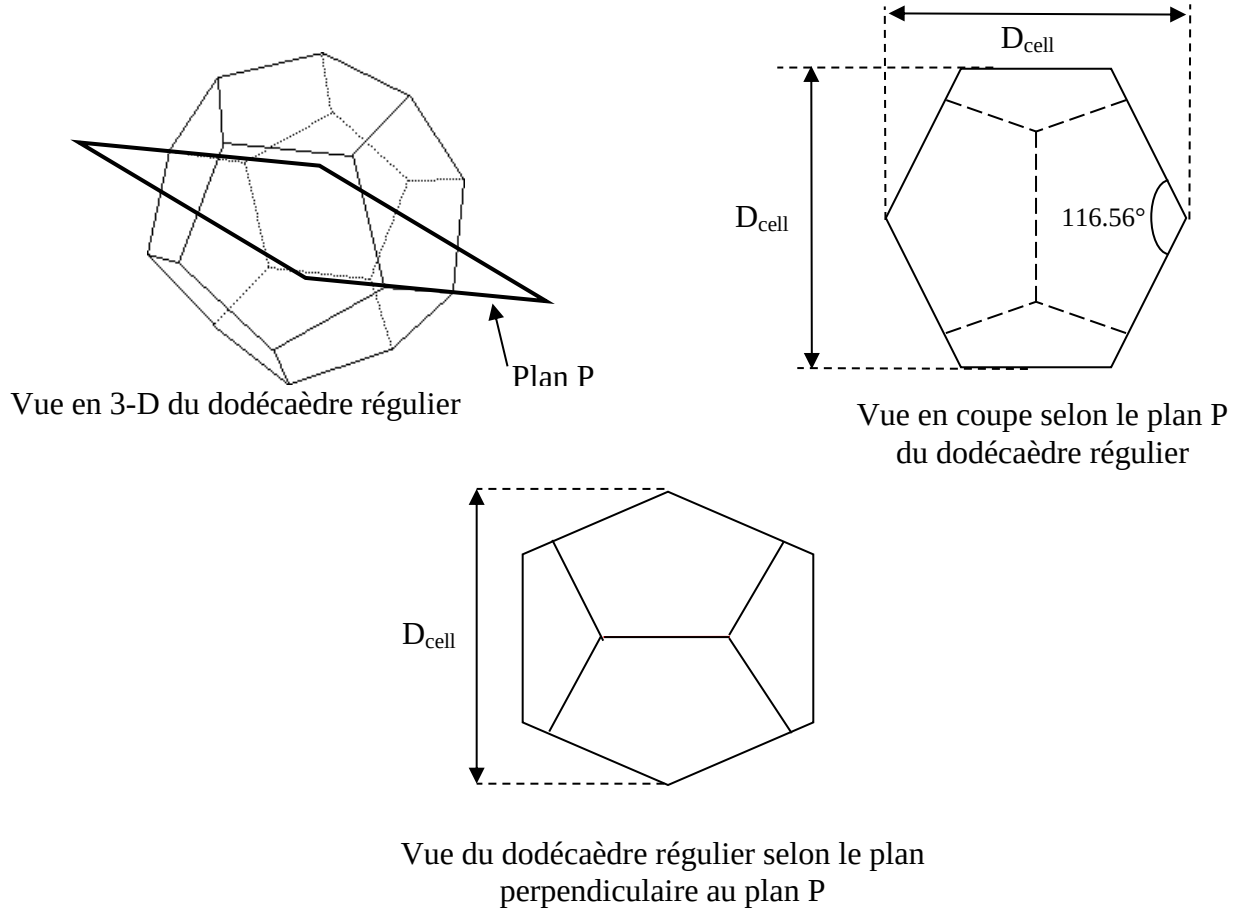


Figure 2.7 : Illustration de la morphologie des cellules dodécaédriques

La taille t_{fen} (voir figure 2.8) des fenêtres pentagonales formant la cellule est reliée au diamètre des cellules par la relation :

$$t_{fen} = \frac{D_{cell}}{2 \times \sin(\frac{116.56^\circ}{2})} \approx \frac{D_{cell}}{1.7013} \quad (2.1)$$

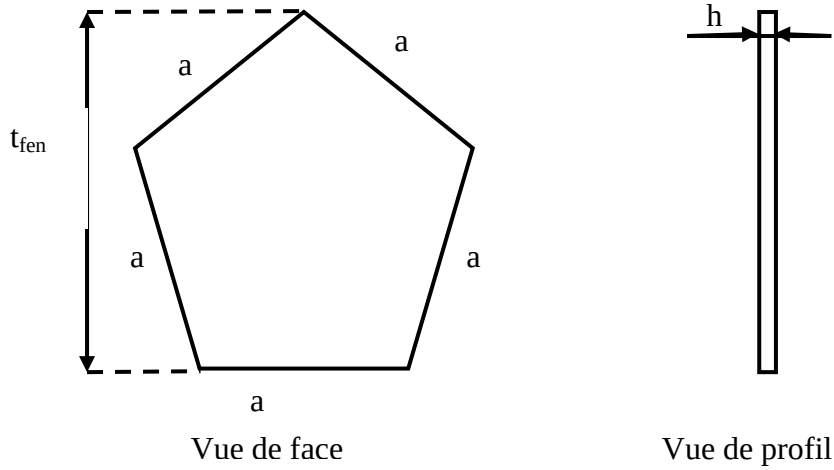


Figure 2.8 : Illustration des fenêtres pentagonales

La longueur a du côté du pentagone est relié à la hauteur t_{fen} par la relation :

$$a = \frac{t_{fen}}{\cos(18^\circ) + \cos(54^\circ)} \approx 0.64984 \times t_{fen} \quad (2.2)$$

et la surface S_{fen} de la fenêtre vaut :

$$S_{fen} = 0.746542 \times t_{fen}^2 \quad (2.3)$$

Enfin l'épaisseur h des fenêtres est obtenue à partir de la porosité du milieu cellulaire ε_{cell} et le diamètre des cellules D_{cell} . En effet, étant donné que la cellule est composée de 12 faces qui sont chacune partagées avec une cellule voisine, on compte donc 6 faces entières par cellule. Or, chaque fenêtre occupe un volume V_{fen} de polystyrène tel que :

$$V_{fen} = S_{fen} \times h \quad (2.4)$$

On obtient donc à partir d'un bilan sur une seule cellule :

$$(1 - \varepsilon_{cell}) = \frac{6 \times V_{fen}}{V_{dode}} \Leftrightarrow h \approx 0.276 \times (1 - \varepsilon_{cell}) \times D_{cell} \quad (2.5)$$

2.1.2.2 Relations de structures pour le réseau de cellules cubiques

Dans la réalité, il n'est pas possible d'occuper l'espace entier en utilisant uniquement des cellules de forme dodécaédrique pentagonales liées les unes aux autres par leurs faces. Les cellules formant le milieu intérieur des billes de polystyrène ne sont donc pas rigoureusement des dodécaèdres. Des études menées sur des photographies de coupe de mousses de PSE ont montrées que les fenêtres formant le milieu cellulaire ne sont pas toutes de forme pentagonale mais que l'on trouve également des fenêtres hexagonales ou quadrilatères. La forme des cellules est donc plus complexe que le modèle dodécaédrique et varie d'une cellule à une autre. Ainsi, la structure du milieu cellulaire ne peut pas être prise en compte de manière rigoureuse étant donné qu'elle ne peut pas être décrite à partir d'une cellule de référence unique.

Toutefois, afin d'estimer l'influence de la morphologie du milieu cellulaire sur les propriétés thermiques des mousses de PSE, les calculs qui seront réalisés par la suite et qui prennent en compte une structure dodécaédrique seront également réalisés en supposant une structure de type cubique (figure 2.9) pour le milieu cellulaire.

Dans ce cas, les relations liant la taille caractéristique D_{cube} aux autres paramètres morphologiques sont différentes. Ainsi, on a :

$$V_{cube} = D_{cube}^3 \quad (2.6)$$

avec V_{cube} : volume de la cellule cubique

La surface S_{fen} de chaque fenêtre de cellule vaut

$$S_{fen} = D_{cube}^2 \quad (2.7)$$

Si on suppose comme précédemment que les amas de matière au niveau des jonctions entre faces de cellules sont négligeables et que les fenêtres de cellules ont une épaisseur constante, le volume des fenêtres vaut

$$V_{fen} = D_{cube}^2 \times h \quad (2.8)$$

Chaque cellule cubique partage 6 fenêtres avec une cellule voisine. Le nombre de fenêtres par cellule est donc de 3. L'épaisseur h des fenêtres carrées est obtenue à partir du diamètre D_{cube} et de la porosité ε_{cell} en faisant un bilan sur une cellule. On a :

$$(1 - \varepsilon_{cell}) = \frac{3 \times V_{fen}}{V_{cube}} = \frac{3 D_{cube}^2 \times h}{D_{cube}^3} = \frac{3 \times h}{D_{cube}} \quad \Leftrightarrow \quad h = \frac{(1 - \varepsilon_{cell}) \times D_{cube}}{3} \quad (2.9)$$

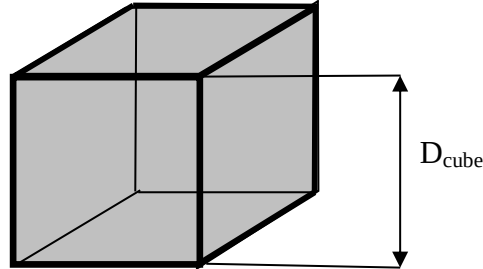


Figure 2.9 : Illustration de la morphologie des cellules cubiques

2.2 Modélisation du transfert de chaleur en 1-D cartésien dans les mousses de PSE

2.2.1 Bibliographie

Les travaux précédents qui se sont penchés sur le transfert de chaleur dans les mousses de PSE sont essentiellement l'œuvre de Glicksmann et al. (1990, 1994), Kuhn et al. (1992, 2004) et Quenard et al. (1996).

Glicksmann et al. sont les premiers à avoir mis en évidence l'importance du rayonnement dans les mousses alvéolaires. Ils ont modélisé le transfert de chaleur dans ces mousses grâce à un modèle découplant le transfert thermique conductif et radiatif. Les auteurs utilisent la formule (1.6) pour déterminer la conductivité phonique des mousses en supposant

qu'elles ont une structure homogène à l'échelle macroscopique. Ils supposent également que les plastiques alvéolaires se comportent comme des milieux optiquement épais et utilisent ainsi l'approximation de Rosseland pour traiter le transfert par rayonnement. Leur étude concernait l'ensemble des mousses alvéolaires, c'est pourquoi ils ont pris en compte des cellules comprenant à la fois des fenêtres de cellules d'épaisseur constante et très faible mais également des poutres de forme cylindrique triangulaire qu'ils ont assimilées à des cylindres circulaires. Toutefois, ils se sont limités au cas des mousses de masse volumique relativement importante ($\rho > 20 \text{ kg/m}^3$) pour lesquelles l'approximation de Rosseland donne des résultats satisfaisants. De plus, leur étude est surtout valable pour les mousses de polyuréthane présentant une structure macroscopique homogène et où la présence de poutres de cellules est évidente. Cette étude préliminaire est moins bien adaptée aux mousses de PSE qui présentent une morphologie particulière à la fois au niveau de la cellule (pas de poutres de cellules) mais également à l'échelle macroscopique.

Kuhn et al. ont effectué une étude théorique s'inspirant des travaux de Glicksmann, visant plus précisément le transfert thermique dans les mousses de PSE. Ainsi, les auteurs négligent la présence des poutres de cellules. Le matériau est alors composé uniquement de fenêtres de cellules d'épaisseur constante et très faible devant les autres dimensions. Ils émettent également l'hypothèse que le milieu est suffisamment poreux pour que les fenêtres diffusent le rayonnement de manière indépendante. Etant donné que la taille des fenêtres ($\cong 100 \text{ }\mu\text{m}$) est relativement importante devant les longueurs d'onde du rayonnement thermique considéré ($\cong 10 \text{ }\mu\text{m}$), les auteurs utilisent les lois de l'optique géométrique des films fins prenant en compte les phénomènes d'interférence entre ondes réfléchies et réfractées pour traiter l'interaction entre les fenêtres et le rayonnement thermique.

Cependant, le flux thermique total est estimé en négligeant le couplage conduction rayonnement. Or, étant donné l'importance du transfert radiatif, cette simplification peut être à l'origine d'erreurs non négligeables sur le flux de chaleur.

En outre, les mousses de PSE sont assimilés à des milieux optiquement épais pour lesquels la conductivité thermique radiative est déterminée grâce à l'expression analytique de Rosseland. Pour des mousses de masse volumique relativement faible ($< 15 \text{ kg/m}^3$), cette approximation nous semble mal adaptée, puisque l'interaction rayonnement matière est alors nettement moins importante. Par ailleurs, elle ne permet pas de prendre en compte l'influence des paramètres comme l'émissivité des plaques chaude et froide ou encore l'épaisseur d'isolant sur le transfert radiatif.

Enfin, le modèle développé par Kuhn et al. néglige les macroporosités. La morphologie spéciale due aux défauts d'empilement des billes de PSE lors de leur moulage est donc négligée. Or, la porosité macroscopique est de l'ordre de 10% et la forme sphérique des particules comprimées peut influencer le comportement radiatif du milieu.

Quenard et al. se sont inspirés des travaux antérieurs pour mettre en place un modèle prenant en compte de manière plus précise la morphologie réelle des mousses. Cette étude avait pour but d'étudier l'influence de tous les paramètres morphologiques sur les performances thermiques. Afin de prendre en compte ces paramètres de structure, les auteurs ont assimilé les mousses de PSE à un matériau composé de trois phases qui se différencient par leur structure microscopique :

- Une phase correspond au milieu cellulaire présent au centre des billes (zone de cœur). Elle est caractérisée par une certaine porosité et une taille de cellules moyenne.

- Une phase correspond au milieu cellulaire situé en périphérie des billes (zone de peau) dont la taille de cellules est inférieure à la zone de cœur.
- Une phase correspond aux macroporosités remplies d'air, générées lors du moulage des billes pendant la deuxième expansion. Ces macroporosités ont des formes originales très aléatoires et différentes les unes des autres. Toutefois les auteurs leur affectent une taille caractéristique moyenne.

La conductivité thermique équivalente de chacune des phases en présence est déterminée individuellement en découplant le transfert thermique radiatif et le transfert thermique conductif.

Pour les phases composées de milieux cellulaires, la formule (1.6) est utilisée pour obtenir la conductivité thermique « conductive » tandis que l'approximation de Rosseland sert à estimer la conductivité thermique radiative. Les auteurs utilisent le modèle de Glicksman pour déterminer le coefficient d'extinction de Rosseland du milieu cellulaire en tenant compte de la présence des poutres et des fenêtres de cellules qui peuvent être fines ou à grande absorptivité.

La conductivité thermique équivalente des macroporosités est quant à elle déterminée en supposant que le transfert convectif est nul du fait de la taille caractéristique suffisamment petite des macroporosités. La conductivité thermique « conductive » est celle de l'air et la conductivité thermique radiative est déterminée en considérant que le flux de chaleur échangé par rayonnement dans les macroporosités est égal au flux entre deux plaques de température différentes éloignées d'une distance correspondant à la taille caractéristique des cellules. L'émissivité de ces plaques fictives est égale à celle du polystyrène.

Finalement la conductivité thermique équivalente de l'ensemble des phases composant la mousse de PSE est calculée grâce à une combinaison des conductivités thermiques équivalentes de chacune des phases en utilisant le modèle de De Vries qui permet de prendre en compte les proportions volumiques de chaque phase. Ce modèle suppose qu'une des phases constitue un milieu continu (zone de peau) voyant les deux autres constituants comme des inclusions dispersées de forme ellipsoïdales n'interagissant pas l'une avec l'autre.

La principale difficulté pour mettre en application ce modèle vient du fait qu'il est difficile de pouvoir déterminer expérimentalement les proportions de chaque phase, le rapport des tailles de cellules entre la zone de cœur et la zone de peau ainsi que les dimensions des poutres de cellule. Les auteurs admettent d'ailleurs qu'il paraît difficile de pouvoir retrouver directement les valeurs de conductivité thermique équivalente mesurées.

Le modèle développé permet donc de prendre en compte une structure interne beaucoup plus proche de la structure réelle des mousses. Cependant, les auteurs négligent toujours le couplage conduction rayonnement et le modèle de Rosseland est utilisé pour le calcul de conductivité radiative. En outre, la présence de poutres de cellules est prise en compte ce qui nous paraît mal adapté. Enfin, il nous semble que le fait d'assimiler la mousse de PSE à un matériau composé de trois phases dans lesquelles les phénomènes radiatifs interviennent indépendamment les uns des autres peut être à l'origine d'erreurs sur l'estimation du flux thermique total.

2.2.2 Présentation du modèle développé

Pour mener à bien l'évaluation du transfert thermique total, il est nécessaire de caractériser le plus précisément possible le comportement des mousses de PSE aussi bien au niveau de la conduction de la chaleur qu'au niveau de l'interaction avec le rayonnement infrarouge. Ceci passe par une détermination de la conductivité thermique et des propriétés

radiatives spectrales (coefficient d'extinction, albédo et fonction de phase de diffusion) de la mousse.

2.2.2.1 Modélisation de la conductivité phonique de la mousse

Nous avons vu que la conductivité thermique est fortement liée à la structure interne du milieu poreux. Dans notre cas, cette structure interne se caractérise par deux échelles de porosité différente : la porosité cellulaire interne aux billes et la porosité générée par l'empilement de billes. Pour tenir compte de l'influence de ces porosités de tailles différentes, le modèle de Quenard et al. est utilisé. La mousse est alors décomposée en trois phases dont la conductivité thermique varie : la zone de milieu cellulaire de cœur des billes (z_c), la zone de milieu cellulaire située en périphérie des billes (z_p) et les macroporosités (z_{air}). Toutefois, la prise en compte de la zone de peau ayant peu d'influence sur la conductivité de l'ensemble, nous ne jugeons pas utile de différencier le milieu cellulaire en deux phases. Dans notre cas, nous considérerons donc que les mousses sont composées uniquement d'une phase cellulaire et de macroporosités d'air.

Dans le cas où trois zones sont considérées, la conductivité phonique k_M résultant de l'interaction des différentes phases peut être déterminée par le modèle de De Vries qui suppose que l'une des phases constitue un milieu continu (zone de milieu cellulaire en périphérie des billes z_p) voyant les deux autres constituants (zone de cœur z_c , macroporosités air) comme des inclusions sphériques n'interagissant pas entre elles.

On a alors :

$$k_M = \frac{V_v^{zp} \cdot k_{zp} + G^{zc} \cdot V_v^{zc} \cdot k_{zc} + G^{air} \cdot V_v^{air} \cdot k_{air}}{V_v^{zp} + G^{zc} \cdot V_v^{zc} + G^{air} \cdot V_v^{air}} \quad (2.10)$$

où les V_v représentent les proportions volumiques de chacune des phases. et G^{zc} et G^{zair} les rapports des gradients de température entre zone de cœur-zone de peau et macroporosité-zone de peau respectivement.

Dans le cas où les zones de cœur et macroporosités sont supposées sphériques, on a :

$$G^{zc} = \frac{1}{(1 + 1/3 \times (k_{zc} / k_{zp}) - 1)} ; \quad G^{zair} = \frac{1}{(1 + 1/3 \times (k_{air} / k_{zp}) - 1)} \quad (2.11)$$

Si nous considérons que les zones de cœur et zones de peau ne forment qu'une seule zone de milieu cellulaire (cell), et que la proportion volumique des macroporosités s'exprime par la porosité interbille $\varepsilon_{interbille}$, la conductivité de l'ensemble se réduit à

$$k_M = \frac{(1 - \varepsilon_{interbille}) \cdot k_{cell} + G^{air} \cdot \varepsilon_{interbille} \cdot k_{air}}{(1 - \varepsilon_{interbille}) + G^{air} \cdot \varepsilon_{interbille}} \quad (2.12)$$

ce qui correspond à la conductivité thermique d'un milieu cellulaire comprenant des inclusions d'air sphériques.

Pour estimer la conductivité thermique de la phase cellulaire, nous faisons appel à la corrélation (1.6) proposée par Glicksman qui est communément admise comme étant une bonne approximation. Dans cette formule, la conductivité thermique du milieu cellulaire dépend de sa porosité, des conductivités de chacun des constituants et de la fraction volumique de polymère dans les poutres. On a alors :

$$k_{cell} = \varepsilon_{cell} \cdot k_{air} + k_p \cdot (1 - \varepsilon_{cell}) \cdot \frac{(2 - f_s)}{3} \quad (2.13)$$

où k_{air} , k_p sont les conductivités thermiques de l'air et du polystyrène formant les cellules
 ϵ_{cell} est la porosité du milieu cellulaire, f_s la fraction volumique de polymère dans les poutres
(0 dans notre cas)

La conductivité de l'air dépend de la température et nous supposons que cette évolution est linéaire entre 250 K et 300 K et entre 300 K et 350 K. On a alors :

$$\left. \begin{aligned} k_{air} (W / m / K) &= 0.02624 + 0.0000794 \times (T - 300) \quad \text{pour } T > 300 \text{ K} \\ k_{air} (W / m / K) &= 0.02624 + 0.0000758 \times (T - 300) \quad \text{pour } T < 300 \text{ K} \end{aligned} \right\} \quad (2.14)$$

En revanche, l'évolution de la conductivité thermique du polystyrène avec la température n'est pas connue. Toutefois, étant donné la forte porosité des milieux étudiés, il n'est pas nécessaire de connaître λ_p avec une précision très importante car son influence sur la conductivité thermique de l'ensemble est faible. Nous prendrons donc une valeur indépendante de la température égale à la valeur indiquée par différents fournisseurs pour 300K : $k_p = 0.16 W / m / K$.

La conductivité thermique de la zone macroporeuse est celle de l'air et nous pouvons donc exprimer la conductivité thermique de la mousse en fonction de la porosité du milieu cellulaire ϵ_{cell} , de la porosité interbille $\epsilon_{interbille}$ due aux défauts d'empilement et de la température T en combinant les différentes relations obtenues.

Il est intéressant de remarquer que la conductivité thermique des mousses de PSE obtenue en utilisant la modélisation décrite, est indépendante des caractéristiques physiques de la mousse autres que la porosité et la porosité interbille et en particulier, elle ne dépend pas de la taille des cellules formant le milieu cellulaire. Par ailleurs, étant donné que la porosité des mousses est toujours très élevée ($> 98\%$), les variations de leur conductivité thermique restent très faibles. Par exemple, pour des mousses de porosités respectives 99.2 % ($\rho \cong 8.4 \text{ kg/m}^3$) et 98.5 % ($\rho \cong 15.8 \text{ kg/m}^3$) possédant une porosité interbille de 6%, la conductivité thermique à 300 K est de 26.88 mW/m/K et 27.45 mW/m/K respectivement.

2.2.2.2 Modélisation des propriétés radiatives des mousses

Nous avons vu que les mousses de PSE sont des matériaux poreux possédant une structure spéciale. En effet, ils présentent à la fois une porosité à l'échelle microscopique formée par le milieu cellulaire contenu dans les billes, mais également une porosité macroscopique due aux défauts d'empilements des billes lors du moulage. La porosité macroscopique peut atteindre 10% pour certaines mousses. Cependant, les précédentes études traitant du transfert thermique radiatif dans les mousses de PSE (Kuhn, Glicksmann) ont toutes négligé l'influence de la porosité macroscopique et de la morphologie d'empilement de billes sur l'interaction rayonnement-mousse. Ainsi, les différents auteurs ont assimilés les mousses de PSE à un milieu cellulaire homogène.

Or, l'interaction rayonnement-matière est étroitement liée à la structure du matériau considéré. Il nous semble donc nécessaire de prendre en compte de la manière la plus précise possible la morphologie réelle des mousses.

Une méthode de détermination des propriétés radiatives des mousses de PSE permettant de tenir compte de la morphologie exacte a donc été mise au point. Cette méthode se divise en deux étapes :

- Dans la première étape, nous nous intéressons uniquement aux propriétés radiatives du milieu cellulaire interne aux billes de PSE. Différents modèles sont utilisés pour déterminer les variations de ces propriétés avec la morphologie du milieu cellulaire
- Nous nous intéressons ensuite aux propriétés globales des mousses de PSE. Ainsi, afin de prendre en compte la structure macroscopique des mousses, le matériau est modélisé comme un arrangement de billes cellulaires compressées. Le milieu cellulaire contenu à l'intérieur des billes est assimilé à un milieu semi-transparent absorbant et diffusant le rayonnement dont les propriétés radiatives ont été déterminées lors de l'étape précédente. A partir d'une procédure de lancer et suivi de rayon à l'intérieur de l'arrangement de billes, les propriétés radiatives des mousses sont identifiées.

Les calculs théoriques ont été appliqués à différentes mousses de propriétés physiques et structurales différentes. Nous avons ainsi pu analyser l'influence de la porosité totale, de la taille des cellules internes aux billes, de la porosité interbille et de la taille des billes sur le coefficient d'extinction, l'albédo et la fonction de phase de diffusion des mousses.

2.2.2.2.1 Propriétés radiatives du milieu cellulaire interne

Tout d'abord, nous nous intéressons uniquement aux propriétés radiatives du milieu cellulaire contenu dans les billes.

L'interaction entre le rayonnement thermique infrarouge et le milieu cellulaire contenu dans les billes est fortement dépendante des propriétés optiques (indices de réfraction) de la matrice de polystyrène mais également de la morphologie du milieu cellulaire. Dans le cas des mousses de PSE, les cellules sont, en général, assimilées à des dodécaèdres pentagonaux dont les faces sont occupées par des fenêtres de polystyrène pentagonales (voir figure 2.8). L'épaisseur h de ces fenêtres est très faible devant le diamètre des cellules. En outre, pour les types de mousses étudiées, la taille des surépaisseurs au niveau des arêtes des cellules est très faible si bien que les poutres de cellules ne sont pas visibles. Nous négligerons donc par la suite leur influence sur le transfert thermique radiatif et nous supposons que les fenêtres formant chaque cellule sont planes et d'épaisseur constante.

Dans le cas des mousses de polystyrène étudiées, le diamètre moyen D_{cell} des cellules est en général de l'ordre de 100 à 200 microns et la taille des fenêtres de cellules est donc largement supérieure aux longueurs d'onde infrarouge correspondant au rayonnement thermique à température ambiante. Le paramètre de taille x des fenêtres formant le milieu cellulaire définit par : $x = \frac{2\pi D}{\lambda}$ (avec D , taille caractéristique de la particule et λ longueur d'onde considérée) est donc nettement supérieur à 1.

Nous pouvons donc légitimement penser que, dans notre cas, l'interaction entre le rayonnement thermique infrarouge et les fenêtres formant le milieu cellulaire peut être traité en utilisant l'approximation de l'optique géométrique et la théorie de la diffraction. D'autre part, l'influence du phénomène de diffraction sur le transfert thermique radiatif peut être négligé puisque la fonction de phase de diffraction, pour des particules beaucoup plus grandes que la longueur d'onde, est orientée majoritairement dans la direction d'incidence. Ainsi, la direction des rayons diffractés est très proche de la direction d'incidence. Du point de vue énergétique, les rayons diffractés peuvent donc être assimilés à des rayons transmis.

Ces hypothèses présentent l'avantage de simplifier considérablement le problème puisque le rayonnement infrarouge peut alors être assimilé à un faisceau de rayons d'épaisseur nulle susceptibles d'être réfléchis, absorbés ou réfractés aux interfaces entre l'air et la matière. De plus, les lois de réflexion, réfraction et absorption se présentent sous forme analytique et sont donc facilement manipulables.

Afin de vérifier que les lois de l'optique géométrique peuvent être utilisées de manière satisfaisante dans le cas de milieux cellulaires dont la taille des pores est proche de celle des mousses de Polystyrène Expandé que nous étudions, les propriétés radiatives des fenêtres de cellules obtenues en utilisant les lois de l'optique géométrique ont été comparées aux propriétés radiatives données par un logiciel de résolution des équations de Maxwell. Ceci nous a notamment permis d'estimer l'erreur sur le flux thermique radiatif commise lorsque l'approximation de l'optique géométrique est utilisée. L'ensemble des calculs et des comparaisons réalisés sont rassemblés dans l'Annexe I.

Différents modèles de détermination du coefficient d'extinction, de l'albédo et de la fonction de phase de diffusion du milieu cellulaire, permettant de prendre en compte ou non le phénomène de diffusion dépendante entre les particules formant le milieu cellulaire ont ensuite été mises en place. Le modèle faisant appel à l'hypothèse de diffusion indépendante s'inspire des travaux réalisés par Kuhn et al. et est présenté en détail dans l'Annexe II. Tandis que le modèle prenant en compte la diffusion dépendante basé sur une approche Monte Carlo est explicité dans l'Annexe III. En outre, pour chacun de ces modèles nous avons pu prendre en compte des milieux cellulaires de forme dodécaédrique ou cubique.

Enfin, nous avons développé une méthode expérimentale permettant de déterminer les indices de réfraction du polystyrène nécessaires au calcul des propriétés radiatives à partir de mesures spectrométriques sur des films de polymère. Les détails de la méthode et les variations des indices obtenus sont explicités dans l'Annexe IV.

Les méthodes de détermination des propriétés radiatives du milieu cellulaire contenu dans les billes de PSE ainsi obtenues ont été appliquées à des milieux de caractéristiques différentes. Nous avons ainsi pu étudier les variations de ces propriétés avec la longueur d'onde mais également caractériser l'influence de la morphologie du milieu cellulaire et du phénomène de diffusion dépendante. Dans ces deux cas, afin de simplifier la comparaison des résultats obtenus, les propriétés radiatives globales β_{cell} , ω_{cell} et $P_{cell}(\theta)$ sont calculées en prenant en compte l'ensemble des longueurs d'onde du spectre d'émission du corps noir à la température moyenne T du milieu. Pour cela, il est nécessaire de prendre en compte la proportion de l'énergie radiative totale émise par le corps noir, transportée par chaque longueur d'onde. Les propriétés radiatives moyennes sont donc obtenues par les relations :

$$\beta_{cell} = \frac{\int_{2\mu m}^{100\mu m} \beta_{cell,\lambda} L_{\lambda}^0(T).d\lambda}{\int_{2\mu m}^{100\mu m} L_{\lambda}^0(T).d\lambda} \quad (2.15) \quad ; \quad \sigma_{cell} = \frac{\int_{2\mu m}^{100\mu m} \sigma_{cell,\lambda} L_{\lambda}^0(T).d\lambda}{\int_{2\mu m}^{100\mu m} L_{\lambda}^0(T).d\lambda} \quad (2.16)$$

$$\sigma_{cell} . P_{cell}(\theta) = \frac{\int_{2\mu m}^{100\mu m} \sigma_{cell,\lambda} . P_{cell,\lambda}(\theta) . L_{\lambda}^0(T).d\lambda}{\int_{100\mu m}^{2\mu m} L_{\lambda}^0(T).d\lambda} \quad (2.17) \quad \text{et} \quad \omega_{cell} = \frac{\sigma_{cell}}{\beta_{cell}} \quad (2.18)$$

où $\beta_{\text{cell},\lambda}$, $\sigma_{\text{cell},\lambda}$ et $P_{\text{cell},\lambda}(\theta)$ sont respectivement le coefficient d'extinction, le coefficient de diffusion et la fonction de phase de diffusion monochromatique

Or, nous avons choisi d'utiliser un modèle gris par bandes pour exprimer les variations du coefficient d'extinction, de l'albédo et de la fonction de phase. Ainsi, dans chacune des bandes délimitées, les propriétés radiatives sont supposées constantes et on a donc finalement :

$$\beta_{\text{cell}} = \frac{\sum_{i=1}^N (\beta_i \times \int_{\lambda_{di}}^{\lambda_{fi}} L_{\lambda}^0(T) d\lambda)}{\int_0^{\infty} L_{\lambda}^0(T) d\lambda} \quad (2.19) \quad ; \quad \sigma_{\text{cell}} = \frac{\sum_{i=1}^N (\sigma_i \times \int_{\lambda_{di}}^{\lambda_{fi}} L_{\lambda}^0(T) d\lambda)}{\int_0^{\infty} L_{\lambda}^0(T) d\lambda} \quad (2.20)$$

$$\sigma_{\text{cell}} P_{\text{cell}}(\theta) = \frac{\sum_{i=1}^N (\sigma_i \cdot P_i(\theta) \times \int_{\lambda_{di}}^{\lambda_{fi}} L_{\lambda}^0(T) d\lambda)}{\int_0^{\infty} L_{\lambda}^0(T) d\lambda} \quad (2.21)$$

où β_i , σ_i et $P_i(\theta)$ sont respectivement le coefficient d'extinction, le coefficient de diffusion et la fonction de phase de diffusion calculés pour la $i^{\text{ème}}$ bande de longueurs d'onde et N le nombre total de bandes

2.2.2.2.1.1 Variation des propriétés radiatives avec la longueur d'onde

Les résultats présentés dans ce paragraphe ont été obtenus pour des milieux cellulaires dodécaédriques tels que $D_{\text{cell}} = 200 \mu\text{m}$ dont la porosité varie entre 0.992 et 0.985 dans le cas de la théorie indépendante et d'une orientation aléatoire.

Variation du coefficient d'extinction monochromatique

L'évolution du coefficient d'extinction monochromatique $\beta_{\text{cell},\lambda}$ avec la longueur d'onde est représentée sur la figure suivante.

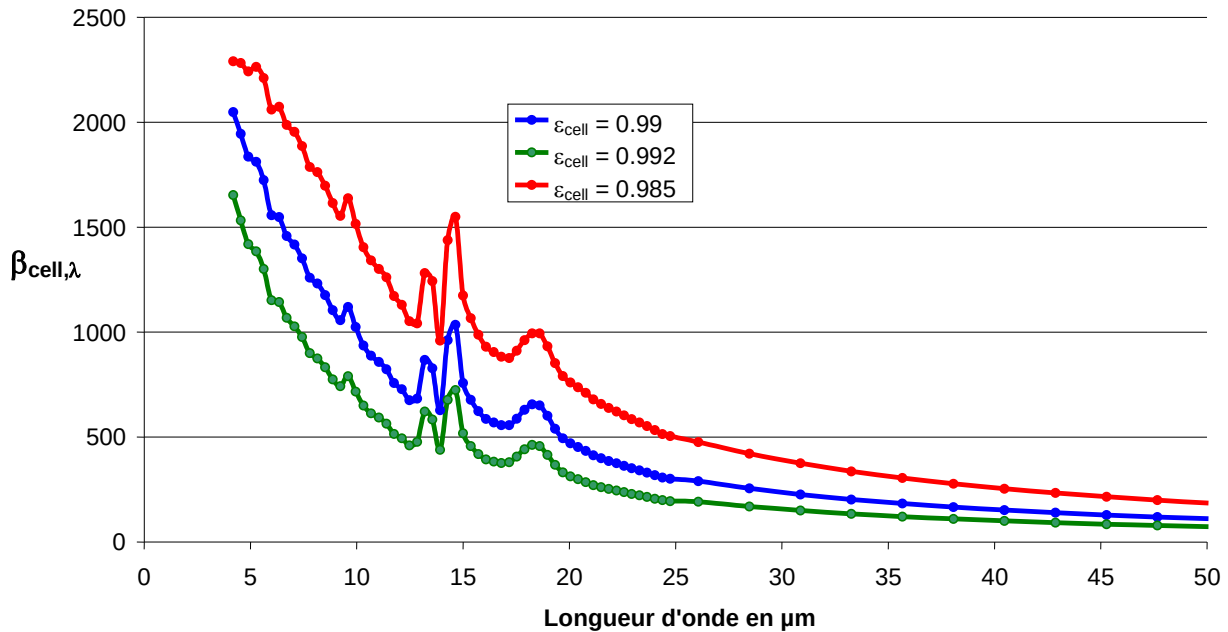


Figure 2.10 : Evolution du coefficient d'extinction du milieu cellulaire avec la longueur d'onde pour différentes porosités

Nous pouvons remarquer que le coefficient d'extinction $\beta_{cell,\lambda}$ dépend fortement de la longueur d'onde considérée. Nous constatons notamment la présence de pics d'extinction pour des longueurs d'onde précises correspondant aux pics d'absorption du polystyrène formant la matrice. Cependant, en dehors de ces pics, l'évolution générale de β_{λ} avec la longueur d'onde est monotone et décroissante. Ainsi, le milieu cellulaire a une forte interaction avec les longueurs d'onde du proche infrarouge. Cette interaction est d'autant moins importante que les longueurs d'onde se rapprochent de l'infrarouge lointain pour lesquelles le milieu est quasiment transparent. L'évolution est la même quelques soient les caractéristiques physiques (masse volumique, taille de cellules, ...). Cette variation générale n'est pas due aux caractéristiques optiques (indices de réfraction) du polystyrène qui, nous l'avons vu n'évoluent pas de manière significative avec la longueur d'onde en dehors des pics d'absorption, mais à l'interaction rayonnement fenêtre qui est fortement dépendante du rapport entre l'épaisseur de la fenêtre et la longueur d'onde considérée. Ceci est du au phénomène d'interférence entre les ondes réfléchies et réfractées par les fenêtres.

Variation de l'albedo monochromatique

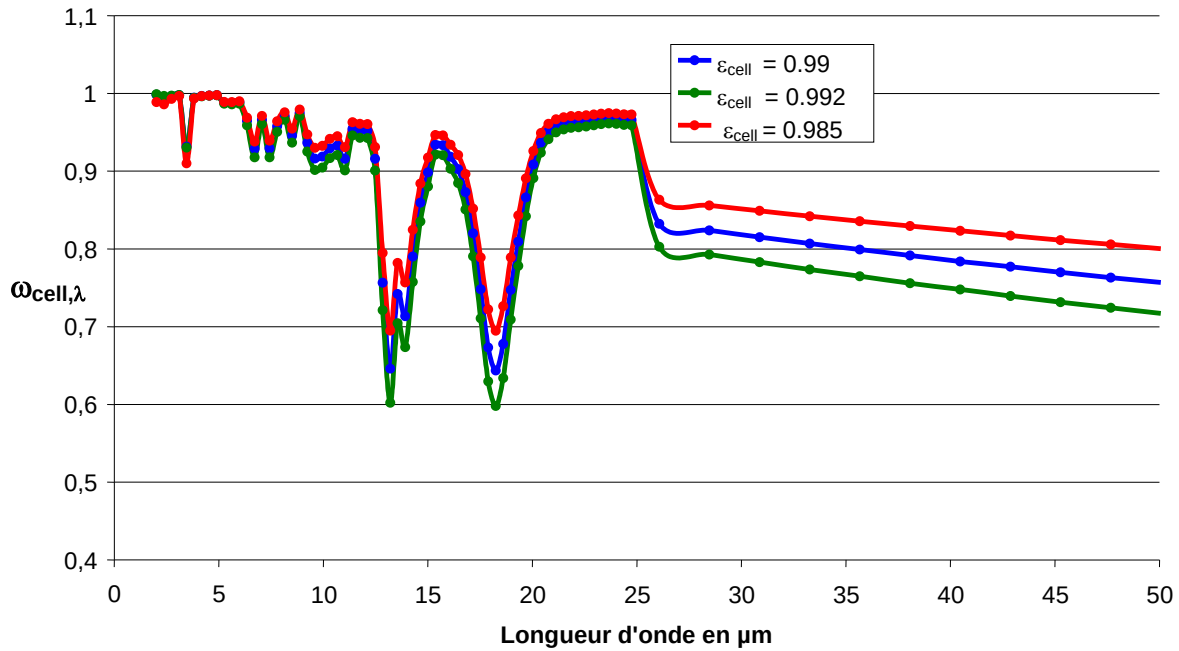


Figure 2.11 : Evolution de l'albedo du milieu cellulaire avec la longueur d'onde

L'évolution de l'albedo de diffusion avec la longueur d'onde permet de mieux comprendre les phénomènes régissant l'interaction entre le rayonnement et la matrice solide. Ainsi, pour les longueurs d'onde autres que celles correspondant aux raies d'absorption du polystyrène, l'albedo est très élevé et ne varie pas de manière significative. La majorité du rayonnement intercepté est alors diffusé puisque le polystyrène a un comportement diélectrique (faible absorption).

Par contre, nous observons une baisse brutale pour les longueurs d'onde d'absorption du polystyrène. Pour ces longueurs d'onde, l'énergie absorbée par les fenêtres augmente de manière importante et la proportion d'énergie diffusée sur l'énergie totale interceptée diminue nettement. L'évolution de $\omega_{\text{cell},\lambda}$ est donc étroitement liée à l'évolution de k_λ .

Enfin, nous pouvons remarquer que la baisse de $\beta_{\text{cell},\lambda}$ lorsque la longueur d'onde augmente s'accompagne également d'une baisse régulière de l'albedo monochromatique $\omega_{\text{cell},\lambda}$. Ceci montre donc que la baisse de l'extinction par le milieu est essentiellement due à une baisse du coefficient de diffusion alors que le coefficient d'absorption n'évolue pas de manière notable avec la longueur d'onde en dehors des pics d'absorption.

Variation de la fonction de phase de diffusion monochromatique

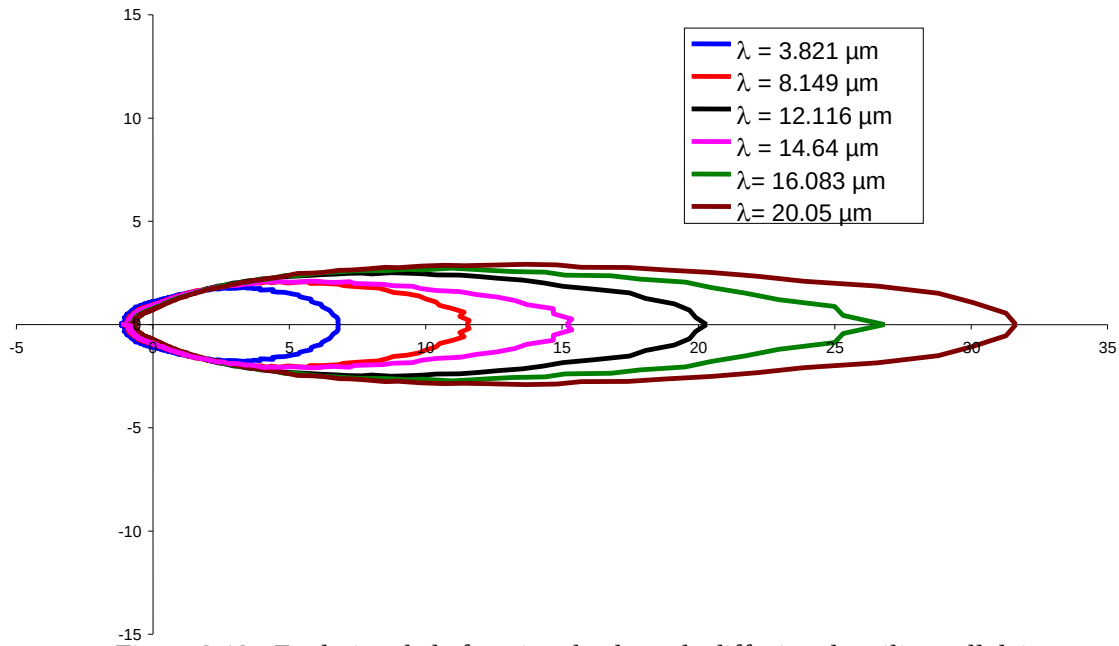


Figure 2.12 : Evolution de la fonction de phase de diffusion du milieu cellulaire avec la longueur d'onde

La fonction de phase de diffusion du milieu cellulaire varie également fortement avec la longueur d'onde. Pour des longueurs d'onde faible, les rayons interceptés sont redirigés dans des directions moins proches de la direction d'incidence que pour les longueurs d'onde importantes. Ceci a donc tendance à limiter la propagation du rayonnement de faible longueur d'onde à l'intérieur du milieu par rapport au rayonnement de forte longueur d'onde.

Nous pouvons également constater que les variations irrégulières du coefficient d'extinction et de l'albedo observées pour les raies d'absorption du polystyrène n'interviennent pas sur la fonction de phase de diffusion. En effet, la longueur d'onde 14.64 μm correspond à l'un de ces pics et la fonction de phase correspondantes ne subit pas de fluctuations par rapport aux longueurs d'onde qui lui sont proches. Ceci montre bien que l'augmentation de l'indice de réfraction imaginaire n'a pas d'influence notable sur la diffusion du rayonnement par les fenêtres et que les fluctuations de β_λ et ω_λ sont uniquement dues à une augmentation de l'absorption par le milieu.

Conclusions

Il s'avère que les propriétés radiatives du milieu cellulaire dépendent fortement de la longueur d'onde considérée. Ainsi, la diffusion du rayonnement par le milieu, qui est prédominante dans les mousses de PSE, est nettement plus faible pour des longueurs d'onde importantes que pour des faibles longueurs d'onde. Ceci se traduit par une baisse importante du coefficient d'extinction avec la longueur d'onde et par une variation de la fonction de phase de diffusion qui favorise plus les directions proches de la direction d'incidence. Le phénomène d'interférence intervenant lors de la diffusion du rayonnement par les fenêtres de cellules de faible épaisseur est à l'origine de ces variations importantes. Nous constatons également l'existence de bandes de longueurs d'onde relativement étroites pour lesquelles l'absorption par le polystyrène est largement augmentée et qui entraînent un accroissement ponctuel du coefficient d'extinction monochromatique et une baisse sensible de l'albedo.

Ces observations montrent qu'il est nécessaire de prendre en compte l'ensemble des longueurs d'onde du spectre infrarouge pour déterminer le flux radiatif traversant le milieu.

Elles montrent également que le comportement radiatif du milieu cellulaire varie suivant la température à laquelle elles sont utilisées. En effet, au plus la température est élevée, au plus l'énergie radiative émise est transportée par des rayonnements de faible longueur d'onde avec lesquels le milieu a une plus forte interaction.

2.2.2.2.1.2 Influence de la morphologie du milieu cellulaire

Nous avons calculé les propriétés radiatives de milieu cellulaire dodécaédrique et cubique en utilisant l'hypothèse de diffusion indépendante afin de quantifier l'influence de la morphologie des cellules sur les propriétés du milieu. Les calculs ont été effectués pour une porosité du milieu cellulaire comprise entre 0.992 et 0.98 et des cellules de diamètre 100 μm et 200 μm .

Influence sur le coefficient d'extinction

Nous avons calculé le coefficient d'extinction global pour des milieux cellulaires parfaitement dodécaédrique et cubique en utilisant l'hypothèse de diffusion indépendante et en faisant varier la taille des cellules et la porosité du milieu. La comparaison des résultats est illustrée sur la figure 2.13.

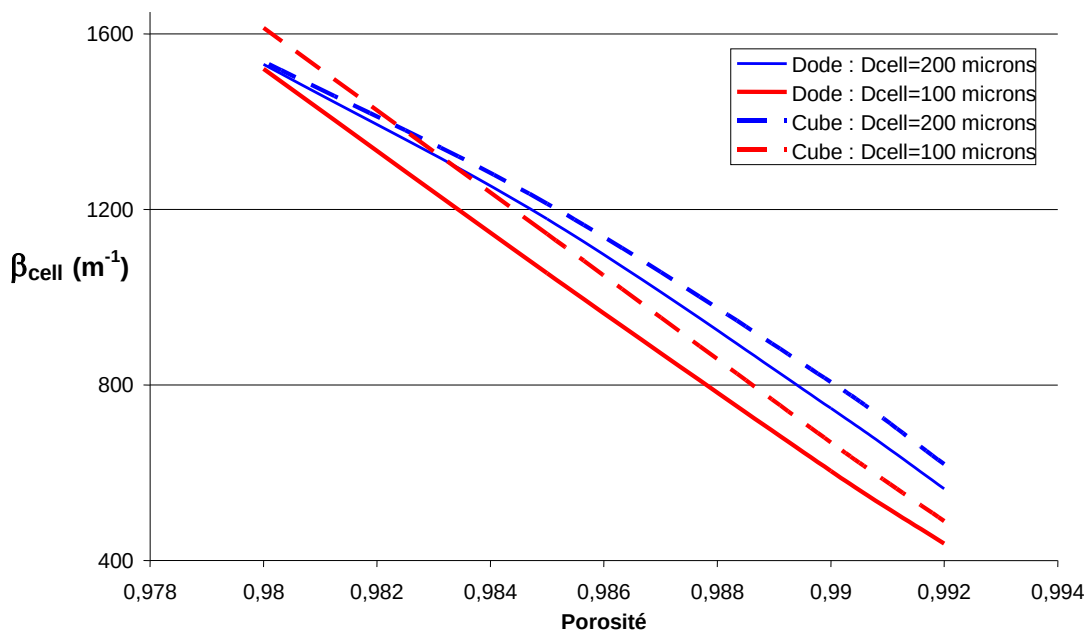


Figure 2.13 : Comparaison des coefficients d'extinction des milieux cellulaires dodécaédriques et cubiques obtenues avec l'hypothèse de diffusion indépendante

Nous remarquons que quelque soit la forme des cellules, la porosité du milieu a une forte influence sur le coefficient d'extinction du milieu. Comme nous pouvions nous y attendre, au plus le milieu est dense, au moins le rayonnement est susceptible de se propager. Pour une même taille de cellule et une même porosité, le milieu cellulaire de forme cubique est plus opaque au rayonnement que le milieu cellulaire dodécaédrique dans la gamme de taille de cellule courante pour les mousses de PSE (entre 100 et 200 μm). La différence est d'autant plus importante que la taille des cellules est faible. Pour des cellules de 200 μm de diamètre, les résultats obtenus pour les deux types de milieu cellulaire restent tout de même relativement proches quelque soit la porosité du milieu.

Influence sur l'albédo

En ce qui concerne l'albédo du milieu cellulaire, les différences entre un réseau de cellules dodécaédrique ou cubique sont illustrées sur la figure 2.14. Dans les deux cas, l'albédo du milieu est très élevé (> 0.85) quelles que soient la porosité et la taille des cellules. Il est d'autant plus élevé que la porosité du milieu cellulaire est faible et que le diamètre des cellules est important.

Nous pouvons constater que les résultats pour les deux types de milieu (cubiques ou dodécaédriques) sont assez proches. L'albédo obtenu pour un milieu cellulaire cubique est cependant toujours plus élevé que l'albédo du milieu cellulaire dodécaédrique ayant les mêmes caractéristiques. Comme pour le coefficient d'extinction, cette différence est plus faible lorsque les cellules sont de grande taille. Par ailleurs, dans les deux cas, nous constatons que la forme de l'évolution de l'albédo avec la porosité est similaire.

En conclusion, l'influence de la morphologie du milieu cellulaire sur l'albedo est donc relativement faible.

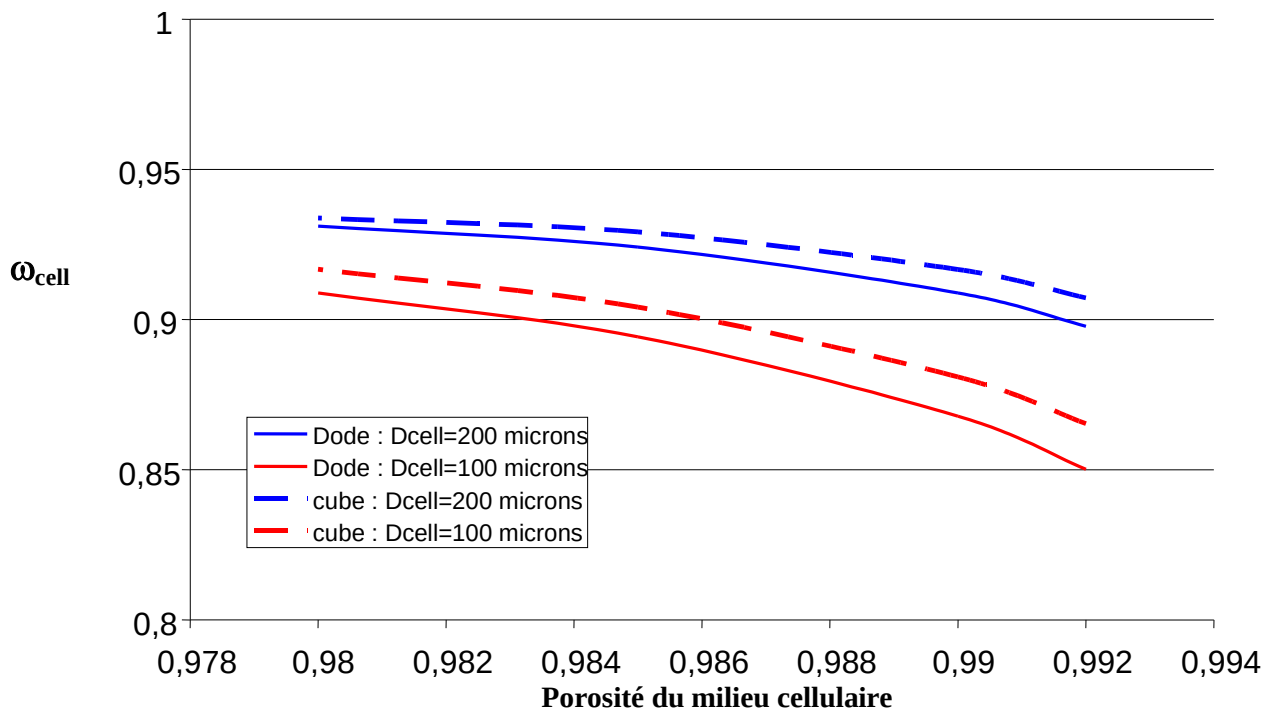


Figure 2.14 : Comparaison des albedos du milieu cellulaire dodécaédrique et cubique obtenus avec l'hypothèse de diffusion indépendante

Influence sur la fonction de phase de diffusion

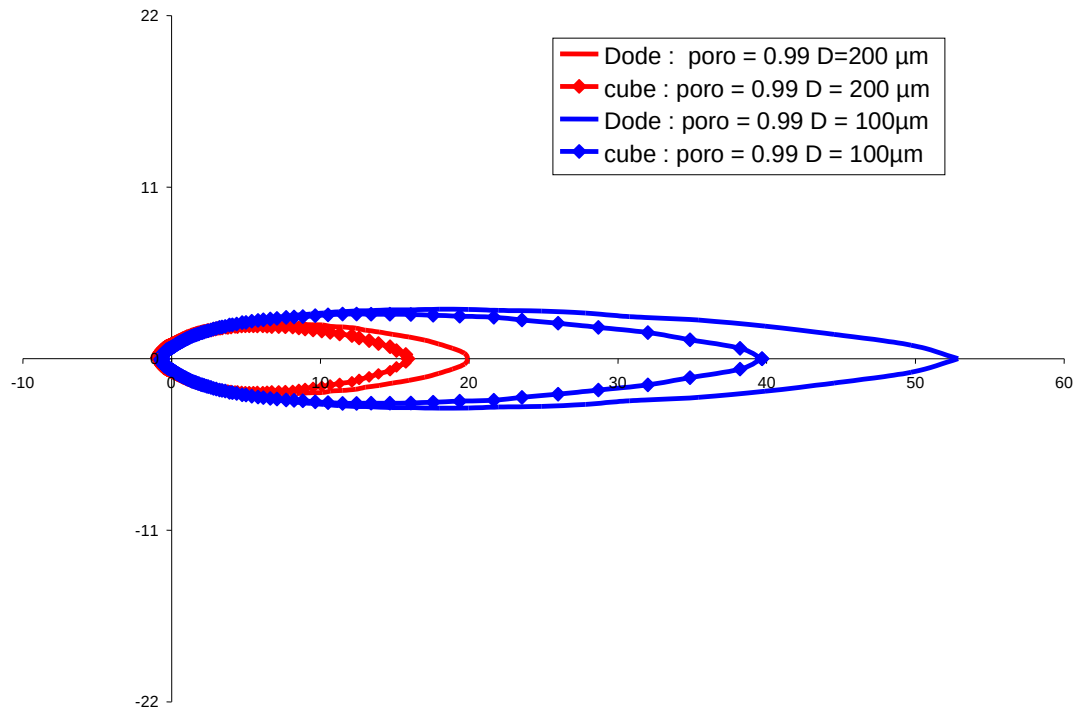


Figure 2.15 : Comparaison des fonctions de phase de diffusion de milieux cellulaires dodécaédrique et cubique obtenus avec l'hypothèse de diffusion indépendante

La fonction de phase de diffusion obtenue pour des milieux cellulaires cubique ou dodécaédrique est fortement orientée vers les directions avant. Nous constatons qu'au plus le diamètre des cellules est faible, au plus la fonction de phase de diffusion a tendance à diffuser le rayonnement dans des directions proches de la direction d'incidence et donc à favoriser le transfert de chaleur par rayonnement. Nous remarquons également que la fonction de phase pour des milieux cellulaires cubique privilégie moins les directions avant que celle pour des milieux dodécaédriques quelles que soient la taille des cellules et la porosité.

Conclusion sur l'influence de la morphologie du milieu cellulaire

Comme nous venons de le mettre en évidence, la forme des cellules a une influence non négligeable sur chacune des propriétés radiatives du milieu cellulaire. Il apparaît ainsi globalement, pour les tailles de cellules et les porosités qui nous intéressent dans le cas des mousses de PSE ($100 \mu\text{m} < D_{\text{cell}} < 250 \mu\text{m}$, $0.98 < \varepsilon_{\text{cell}} < 0.992$), qu'un milieu de cellules dodécaédriques favorise le transfert thermique radiatif par rapport à des cellules cubiques. En effet, pour des réseaux de mêmes tailles de cellules et de mêmes porosités, le coefficient d'extinction est plus élevé pour des cellules cubiques et la fonction de phase de diffusion est moins orientée vers les directions avant alors que l'albédo de diffusion est sensiblement le même dans les deux cas.

2.2.2.2.1.3 Influence du phénomène de diffusion dépendante

Nous avons calculé les propriétés radiatives des milieux cellulaires de forme dodécaédrique et cubique en prenant en compte ou non le phénomène de diffusion dépendante et comparé les résultats obtenus. Comme précédemment, les calculs ont été effectués pour une porosité comprise entre 0.992 et 0.98 et pour des cellules de diamètre $100 \mu\text{m}$ et $200 \mu\text{m}$.

Influence sur le coefficient d'extinction

L'influence du phénomène de diffusion dépendante sur le coefficient d'extinction du milieu cellulaire a été étudiée en comparant les résultats des différents modèles, pour un milieu cellulaire cubique et un milieu cellulaire dodécaédrique. Les résultats pris comme référence sont ceux obtenus en faisant l'hypothèse de diffusion indépendante (indépendant) dans un milieu cellulaire cubique ou dodécaédrique déformé. Les autres résultats tiennent compte du phénomène de diffusion dépendante dans un milieu où les fenêtres sont arrangées aléatoirement (arrangement aléatoire) et dans les réseaux cubique et dodécaédrique déformé décrits dans le paragraphe 2. de l'Annexe III.

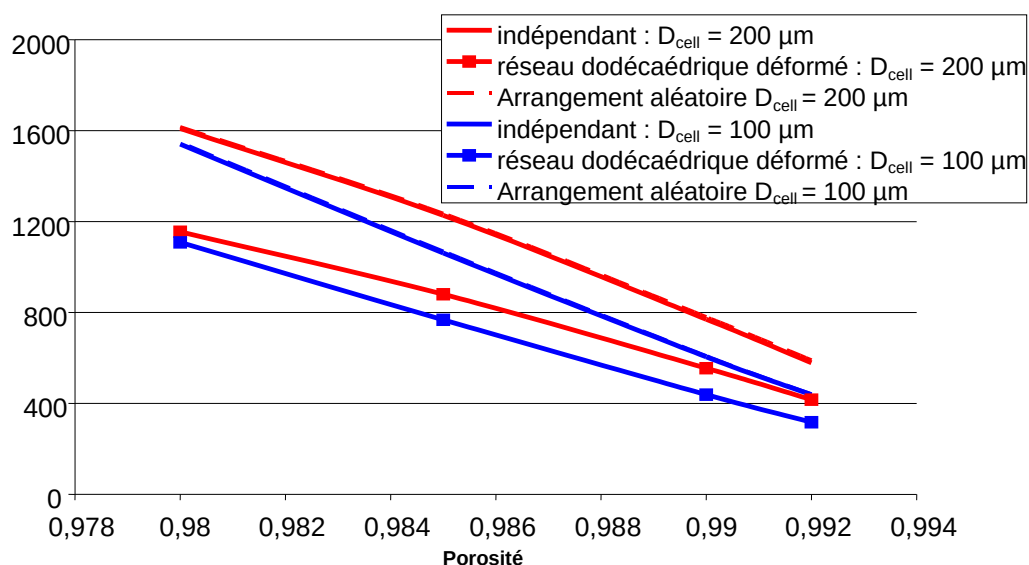


Figure 2.16 : Comparaison du coefficient d'extinction du milieu cellulaire obtenu en diffusion indépendante et dépendante pour un milieu cellulaire

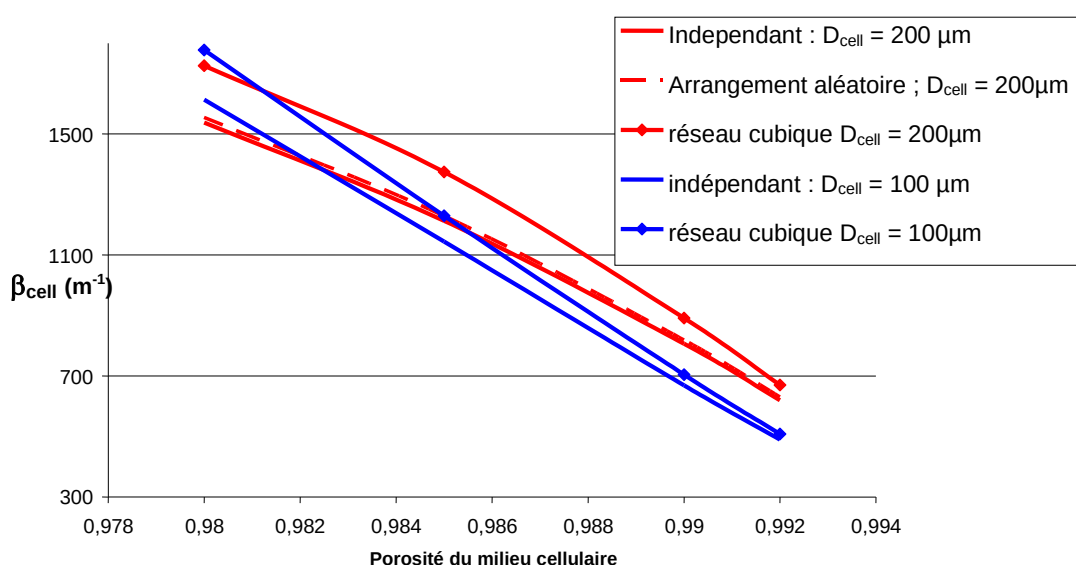


Figure 2.17 : Comparaison du coefficient d'extinction du milieu cellulaire obtenu en diffusion indépendante et dépendante pour un milieu cellulaire cubique

Les graphiques ci-dessus nous permettent de faire plusieurs conclusions sur le phénomène de diffusion dépendante. Tout d'abord, il apparaît que lorsque le milieu cellulaire

est assimilé à un arrangement de fenêtres dont la position et l'orientation sont choisies aléatoirement, l'influence du phénomène de diffusion dépendante sur le coefficient d'extinction est négligeable puisque les résultats sont identiques à ceux obtenus en diffusion indépendante aussi bien pour un réseau de cellules dodécaédriques que cubiques. Dans ce cas, le champ de luminance incident sur chaque fenêtre n'est pas perturbé par la présence des fenêtres voisines qui sont disposées de manière aléatoire.

En revanche, lorsque l'on prend en compte une morphologie fixée pour le milieu cellulaire (réseau dodécaédrique ou cubique), nous remarquons que le phénomène de diffusion dépendante a une importance non négligeable, aussi bien pour un réseau de cellules dodécaédriques que cubiques. Ainsi, pour le réseau de cellules dodécaédriques déformées décrit dans le chapitre précédent, la diffusion dépendante a tendance à diminuer le coefficient d'extinction du milieu et la différence relative varie entre 10% et 16 %. Par contre, pour le réseau de cellules cubiques, le coefficient d'extinction est plus important en régime de diffusion dépendante qu'en diffusion indépendante et la différence relative entre les deux modèles varie entre 8% et 14 %. Le fait que le phénomène de diffusion dépendante soit important uniquement lorsque la morphologie du réseau est fixée (cellules cubiques ou dodécaédriques) peut s'expliquer comme suit :

Etant donné que la morphologie de ces réseaux est fixée, la position et l'orientation de chaque fenêtre les unes par rapport aux autres sont fixes et le réseau peut être obtenu à partir d'un seul type de cellules (cubique ou dodécaédrique déformée) dupliquées à l'infini. Ainsi, si l'on considère appartenant à une cellule à l'intérieur d'un réseau de morphologie fixée, la position et l'orientation des fenêtres environnantes par rapport à cette fenêtre seront toujours les mêmes quelque soit la cellule considérée. Or, le champ de luminance arrivant sur une fenêtre est perturbé par la présence des fenêtres environnantes. Et, comme ces fenêtres sont toujours positionnées et orientées de la même manière par rapport à la fenêtre considérée, le champ de luminance arrivant sur la fenêtre est toujours perturbé de la même façon. Ainsi, certaines zones de la fenêtre ou certaines directions d'arrivée sur la fenêtre peuvent être privilégiées et modifient donc l'interaction entre le rayonnement et la fenêtre.

En revanche, lorsque les fenêtres sont positionnées aléatoirement les unes par rapport aux autres, le champ de luminance arrivant sur une fenêtre est perturbé de manière totalement aléatoire et indépendante de la position de la fenêtre. Aucune direction d'incidence n'est alors privilégiée lors de l'interaction entre la fenêtre et le rayonnement thermique et tout se passe donc comme si le champ de luminance arrivant sur chaque fenêtre n'était pas perturbé par la présence des fenêtres voisines.

Nous remarquons également, à la fois pour le réseau cubique et le réseau dodécaédrique, que l'influence de la diffusion dépendante est d'autant plus marquée que le milieu est dense. Ceci s'explique par le fait que plus le milieu est dense, plus l'interaction d'une fenêtre avec le rayonnement thermique est importante. Ainsi, l'influence des fenêtres environnantes sur le champ de luminance arrivant sur une fenêtre est également augmentée.

Influence sur l'albédo de diffusion

La comparaison des résultats des différents modèles concernant l'albédo de diffusion du milieu cellulaire est illustrée sur les figures suivantes pour des milieux dodécaédrique déformé et cubique.

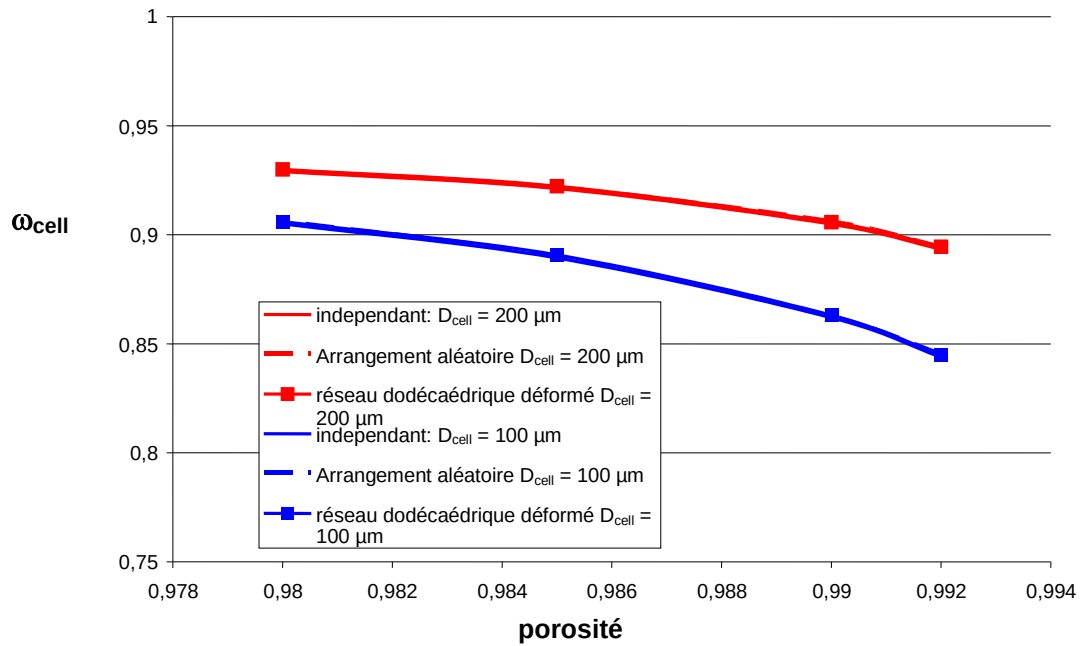


Figure 2.18 : Comparaison de l'albédo du milieu cellulaire obtenu en diffusion indépendante et dépendante pour un milieu cellulaire dodécaédrique déformé

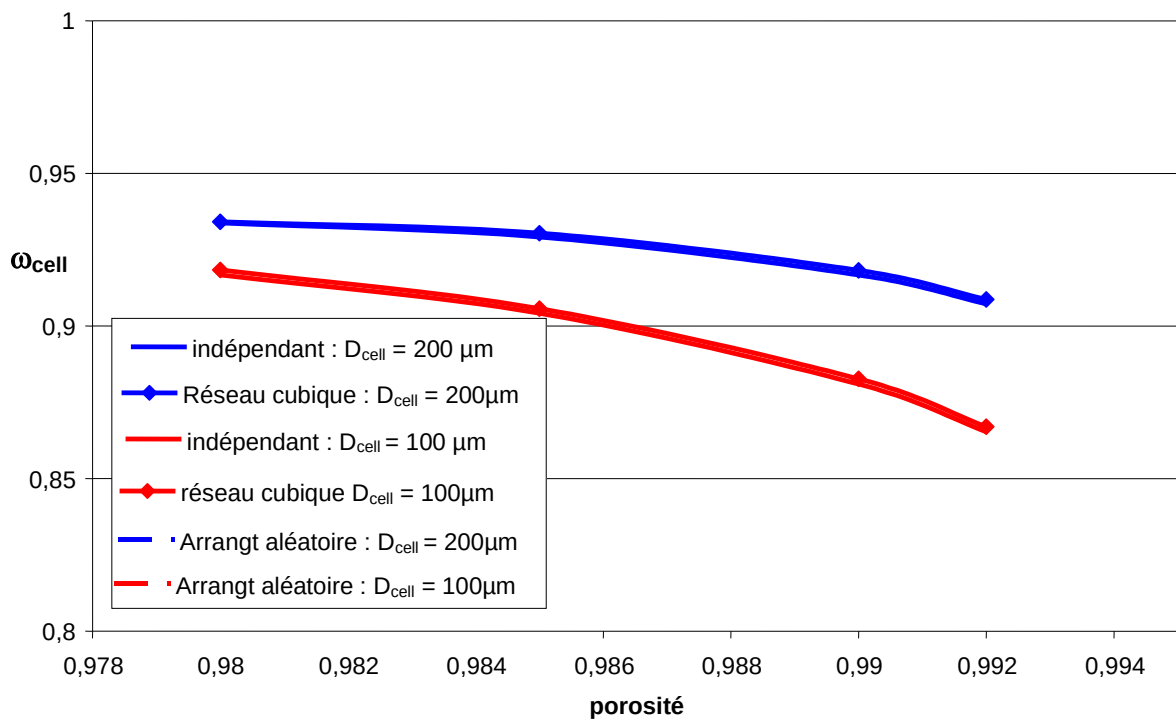


Figure 2.19 : Comparaison de l'albédo du milieu cellulaire obtenu en diffusion indépendante et dépendante pour un milieu cellulaire cubique

Nous pouvons remarquer que quelque soit la morphologie du milieu étudié (dodécaédrique ou cubique) et le type de milieu étudié (fenêtres réparties aléatoirement ou réseau de morphologie fixée), le phénomène de diffusion dépendante n'a pas d'influence sur l'albédo du milieu.

Influence sur la fonction de phase de diffusion

Nous remarquons que la fonction de phase du milieu obtenue en prenant en compte l'effet de champ proche est sensiblement la même que celle obtenue en faisant l'hypothèse de diffusion indépendante des fenêtres et ce même pour un réseau cellulaire de morphologie fixée.

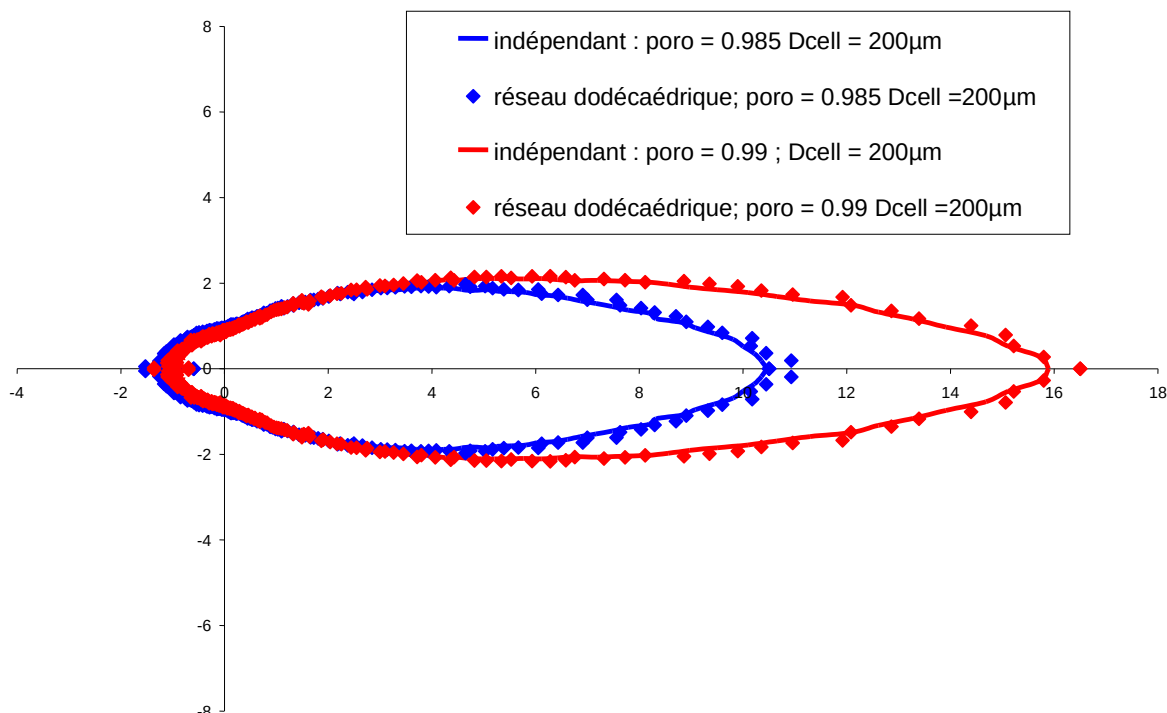


Figure 2.20 : Comparaison des fonctions de phase de diffusion pour un réseau de cellules dodécaédriques déformées obtenues en diffusion indépendante et dépendante

Conclusion sur l'influence de la diffusion dépendante

D'après les résultats obtenus, il apparaît que, pour des milieux cellulaires de morphologie fixée et régulière, la présence des fenêtres voisines est susceptible de perturber le champ de luminance incident sur chaque fenêtre quelque soit la forme des cellules considérées. Les propriétés radiatives de ces milieux ne sont donc pas celles obtenues en supposant que les fenêtres diffusent le rayonnement de manière indépendante les unes des autres. Toutefois, cette constatation n'est valable que lorsque la disposition des fenêtres formant le milieu cellulaire est fixe. Ainsi, lorsque les fenêtres sont disposées aléatoirement dans le milieu, les propriétés radiatives obtenues par notre méthode sont rigoureusement identiques à celles issues de la théorie de diffusion indépendante.

L'important est donc de savoir si, dans les milieux cellulaires formant les mousses de PSE, la disposition des particules les unes par rapport aux autres peut être considérée comme fixe. Or, nous avons vu que lors de leur formation, les cellules s'expansent de manière relativement anarchique si bien qu'il n'est pas possible de déterminer une cellule de base permettant de représenter l'ensemble du milieu cellulaire. Ainsi, les cellules observées dans les mousses de PSE, même si elles sont composées en majorité de fenêtres pentagonales ont des formes très irrégulières et la position et l'orientation des fenêtres peuvent être considérées

comme pratiquement indépendantes de celles de ses voisines. C'est pourquoi, par la suite, nous supposons que les propriétés radiatives du milieu cellulaire formant les billes de PSE sont celles d'un milieu où les fenêtres carrées (cellules cubiques) ou pentagonales (cellules dodécaédriques) sont disposées totalement aléatoirement. Notre étude montre qu'elles peuvent alors être déterminées à partir de l'hypothèse de diffusion indépendante.

2.2.2.2.2 Prise en compte de la structure macroscopique

L'ensemble des études précédentes traitant du transfert thermique radiatif dans les mousses de PSE ont considérées seulement la structure cellulaire interne aux billes et ont négligées les macroporosités. Or, la porosité interbille peut atteindre 10 % pour certaines mousses et les macroporosités ont une forme caractéristique qui peut avoir une influence sur les propriétés radiatives du matériau.

Nous avons vu, dans le paragraphe 1.3.1 que cette structure macroscopique peut être reproduite de manière très fidèle en assimilant les mousses de PSE à un empilement de billes cellulaires susceptibles de s'entrecouper. Nous avons donc adopté cette représentation des mousses de PSE pour prendre en compte l'influence de la porosité macroscopique sur leurs propriétés radiatives. Afin de tenir compte précisément de cette morphologie, nous avons choisi une approche Monte Carlo pour traiter le problème. Le milieu cellulaire contenu dans les billes est supposé se comporter comme un milieu semi-transparent homogène absorbant et diffusant le rayonnement dont les propriétés radiatives ont été déterminées dans le paragraphe 1.4.2.2.1. Ses propriétés radiatives peuvent alors être identifiées à partir d'une procédure de lancer de rayon. Les détails de la procédure de lancer de rayon et de l'identification des propriétés radiatives sont rassemblés dans l'Annexe 5.

2.2.2.2.3 Evolution des propriétés radiatives avec les paramètres caractéristiques des mousses de PSE

Le modèle que nous avons mis en place a été appliqué à différentes mousses de PSE en faisant à chaque fois varier la masse volumique, le diamètre des cellules, le rayon des billes ou la porosité interbille dans la gamme des valeurs rencontrées couramment. Ceci nous a permis d'estimer l'influence de chacun de ces paramètres sur le comportement radiatif théorique de la mousse de PSE globale.

Comme précédemment pour le milieu cellulaire, les résultats sont exprimés à l'aide de propriétés radiatives globales prenant en compte l'ensemble des longueurs d'onde (relations 2.15 à 2.18). Les calculs sont effectués pour une température du milieu de 295K.

2.2.2.2.3.1 Influence de la masse volumique du matériau

Les résultats donnés dans cette partie ont été calculés pour des mousses de PSE de porosité interbille égale à 6%, composées de billes de diamètre 4 mm contenant des cellules de 100 μm à 300 μm de diamètre. Les calculs ont été effectués pour un milieu cellulaire de forme cubique (cube) ou dodécaédrique (dodé).

Influence sur le coefficient d'extinction

Nous avons fait varier la masse volumique des mousses de 8 kg/m^3 à 20 kg/m^3 en gardant une porosité interbille de 6%. Les résultats sont illustrés sur la figure 2.21.

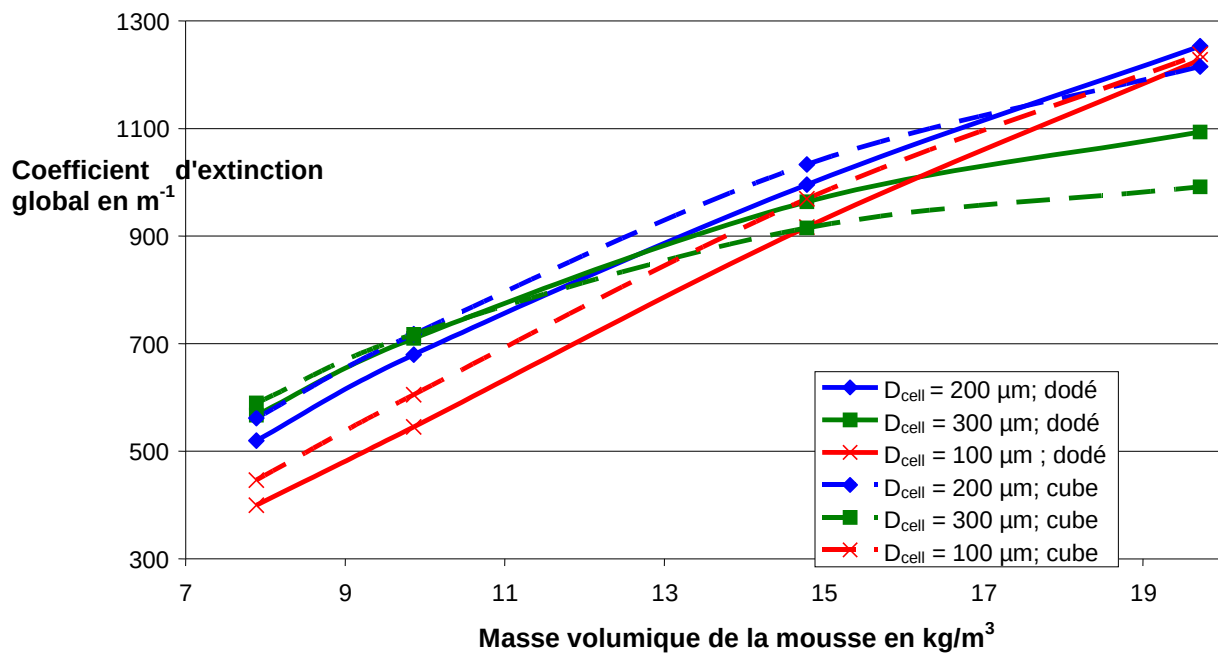


Figure 2.21 : Evolution du coefficient d'extinction global des mousses avec leur masse volumique pour différentes tailles de cellules

Nous pouvons constater que la masse volumique a une forte influence sur le coefficient d'extinction du milieu. Ainsi, comme nous pouvions nous y attendre, au plus le milieu est dense, au plus le rayonnement thermique a du mal à se propager aussi bien pour un milieu cellulaire cubique que dodécaédrique. Par conséquent, le transfert par rayonnement a tendance à diminuer lorsque la masse volumique augmente. Cette observation est valable quelque soit la taille des cellules formant le milieu cellulaire interne aux billes. Toutefois, l'évolution est différente suivant la taille des cellules. Pour des cellules de petite taille (100 µm), l'augmentation du coefficient d'extinction avec la masse volumique est plus rapide que pour des cellules de grande taille (300 µm). Ainsi, lorsque l'on a affaire à des mousses de PSE de faible masse volumique, le coefficient d'extinction est plus important pour des cellules de grande taille alors que pour des masses volumique élevées, le coefficient d'extinction est maximal pour des cellules de taille plus faible (100-200 µm).

En ce qui concerne la forme des cellules prises en compte dans le calcul, nous remarquons, comme précédemment pour le milieu cellulaire, que le coefficient d'extinction d'un milieu de forme cubique est légèrement plus élevé que celui obtenu pour un milieu cellulaire dodécaédrique lorsque la masse volumique est faible et que les cellules sont de petite taille. Par contre, lorsque la masse volumique de la mousse devient importante ($> 15 \text{ kg/m}^3$) et que les cellules sont très grosses (300 µm), le coefficient d'extinction de la mousse composée de milieu cellulaire cubique devient plus faible que pour un milieu cellulaire dodécaédrique.

Influence sur l'albedo de diffusion

Nous avons effectué la même étude que précédemment pour l'albedo de diffusion de la mousse. Les résultats sont illustrés sur la figure suivante.

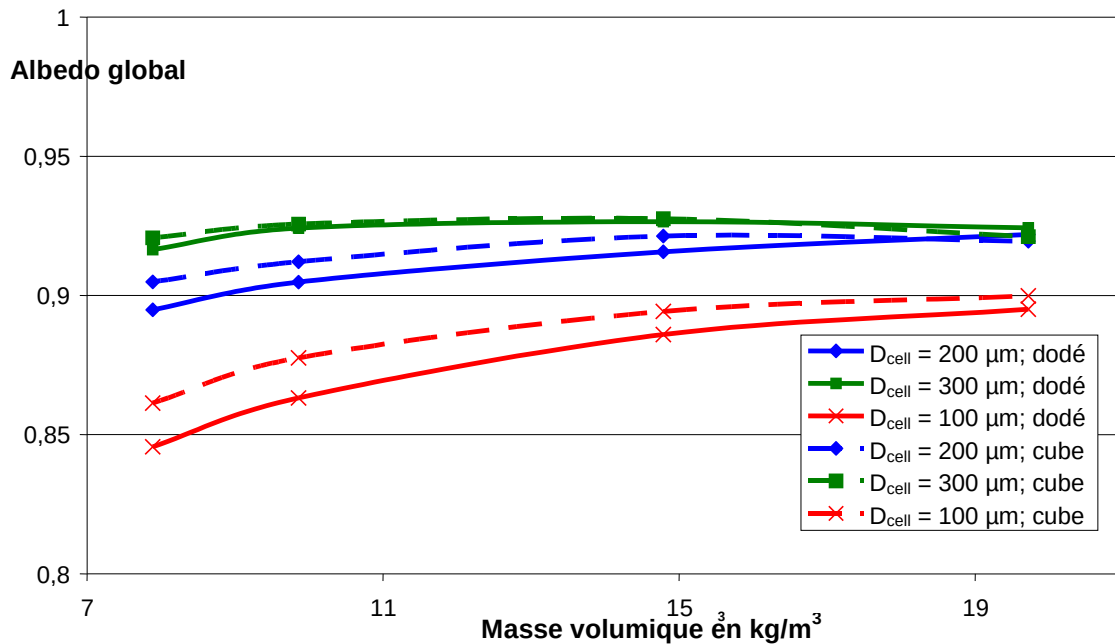


Figure 2.22 : Evolution de l'albedo de la mousse avec sa masse volumique pour différentes taille de cellules

Nous constatons que l'albedo des mousses étudiées est toujours très élevé (> 0.85) quelque soit les caractéristiques du milieu cellulaire interne aux billes et quelque soit sa morphologie (cubique ou dodécaédrique). La majorité des rayons interceptés dans les mousses de PSE sont diffusés et donc simplement redirigés.

L'évolution de l'albedo avec la masse volumique est beaucoup moins significative que pour le coefficient d'extinction. Cependant, nous constatons que pour une taille de cellule donnée, l'albedo a tendance à augmenter lorsque la masse volumique de la mousse croît. Par ailleurs, au plus le diamètre des cellules est important, au moins l'augmentation est marquée. Ainsi, pour des mousses dont les cellules sont très grosses ($300 \mu\text{m}$), la valeur de l'albedo est pratiquement indépendante de la masse volumique de la mousse. Ces constatations sont valables à la fois pour un milieu cellulaire dodécaédrique ou cubique.

En ce qui concerne l'influence de la forme des cellules, nous remarquons, comme précédemment pour le milieu cellulaire seul, que pour une morphologie cubique, l'albedo théorique est légèrement plus élevé que pour un milieu dodécaédrique. Toutefois, la différence reste toujours très faible.

Influence sur la fonction de phase de diffusion

L'évolution de la fonction de phase globale du milieu avec la porosité est illustrée sur la figure 2.23. Nous avons représenté la fonction de phase pour un milieu cellulaire dodécaédrique (dodé) et cubique (cube).

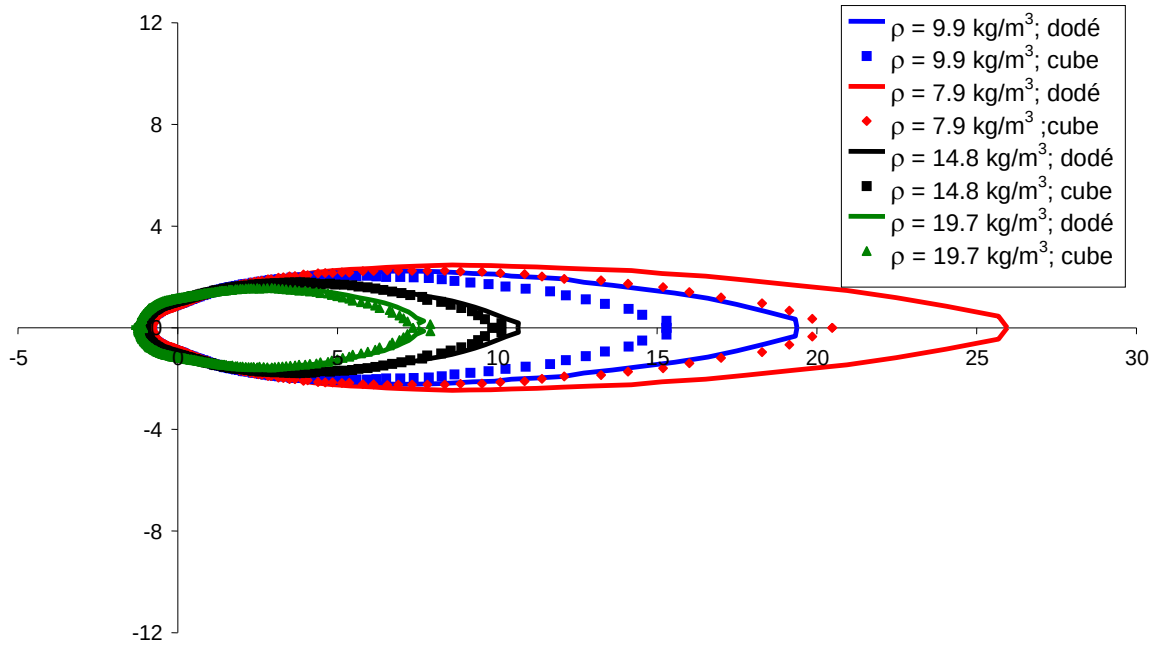


Figure 2.23 : Evolution de la fonction de phase de diffusion de la mousse avec la masse volumique pour un milieu cellulaire dodécaédrique et cubique avec $D_{\text{cell}} = 200 \mu\text{m}$

Nous constatons que la fonction de phase de diffusion globale théorique des mousses de PSE est fortement orientée vers les directions avant quelque soit la masse volumique considérée et quelque soit la morphologie du milieu cellulaire. Cette masse volumique a, cependant, une forte influence sur la fonction de phase de diffusion globale puisqu'au moins la mousse est dense, au plus elle diffuse dans les directions avant. La diffusion par les mousses de PSE les plus légères s'oppose donc moins à la propagation du rayonnement dans le milieu ce qui favorise encore le transfert de chaleur par rayonnement par rapport aux mousses plus denses.

Nous notons également dans le cas étudié ($D_{\text{cell}} = 200 \mu\text{m}$), que la fonction de phase de diffusion pour des mousses formées de cellules cubiques est moins orientée vers les directions avant que pour les cellules dodécaédriques. Ceci conduit donc là aussi à un transfert thermique radiatif moins important pour des cellules cubiques. Cependant, pour des mousses de masse volumique importante, la différence entre les fonctions de phase de diffusion des deux types de milieu est quasiment nulle.

Conclusions

D'après les observations faites sur l'évolution des propriétés radiatives des mousses de PSE avec la masse volumique, il apparaît clairement qu'au plus la mousse est dense, au moins le transfert de chaleur par rayonnement est prépondérant. En effet, le coefficient d'extinction augmente sensiblement avec la masse volumique et la fonction de phase favorise moins les directions avant. Il semble également que cette baisse du transfert par rayonnement avec l'augmentation de la masse volumique soit moins marquée lorsque les cellules sont de grandes tailles.

Ceci confirme les conclusions intuitives concernant l'évolution de l'intensité du transfert radiatif avec la masse volumique pour l'ensemble des isolants.

2.2.2.2.3.2 Influence du diamètre des cellules

Les résultats présentés ont été obtenus pour des mousses de PSE de porosité interbille 6% dont les billes ont un diamètre de 4 mm et dont la masse volumique varie entre 8 kg/m^3 et 20 kg/m^3 .

Influence sur le coefficient d'extinction

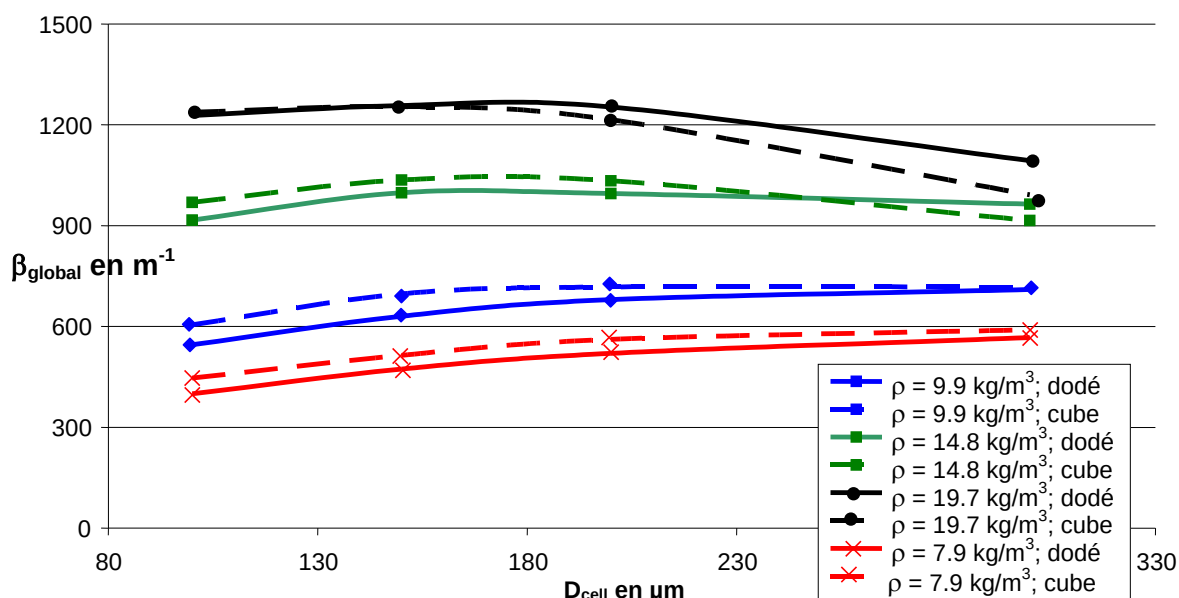


Figure 2.24 : Evolution du coefficient d'extinction global des mousses avec le diamètre des cellules pour différentes masses volumiques

L'évolution du coefficient d'extinction avec le diamètre des cellules est plus complexe que celle observée pour la masse volumique. En effet, nous constatons que le coefficient d'extinction global passe par un maximum pour une taille de cellule donnée. Cette taille de cellule optimale varie avec la masse volumique de la mousse considérée et la morphologie du milieu cellulaire. Ainsi, plus la mousse est dense, plus le diamètre optimal est faible. Par ailleurs, ce diamètre optimal est légèrement plus faible lorsque l'on a affaire à des milieux cellulaires cubiques.

Pour des mousses de masse volumique proche de 8 kg/m^3 , la taille de cellule permettant d'avoir un coefficient d'extinction global maximal est supérieure à $300 \mu\text{m}$ quelque soit la forme des cellules formant le milieu cellulaire. En revanche, pour des mousses dont la masse volumique est respectivement de 10, 15 et 20 kg/m^3 , le diamètre optimal est approximativement de $300 \mu\text{m}$, $200 \mu\text{m}$ et $150 \mu\text{m}$ pour un milieu cellulaire dodécaédrique et $250 \mu\text{m}$, $170 \mu\text{m}$ et $120 \mu\text{m}$ pour un milieu cellulaire cubique.

Influence sur l'albedo de diffusion

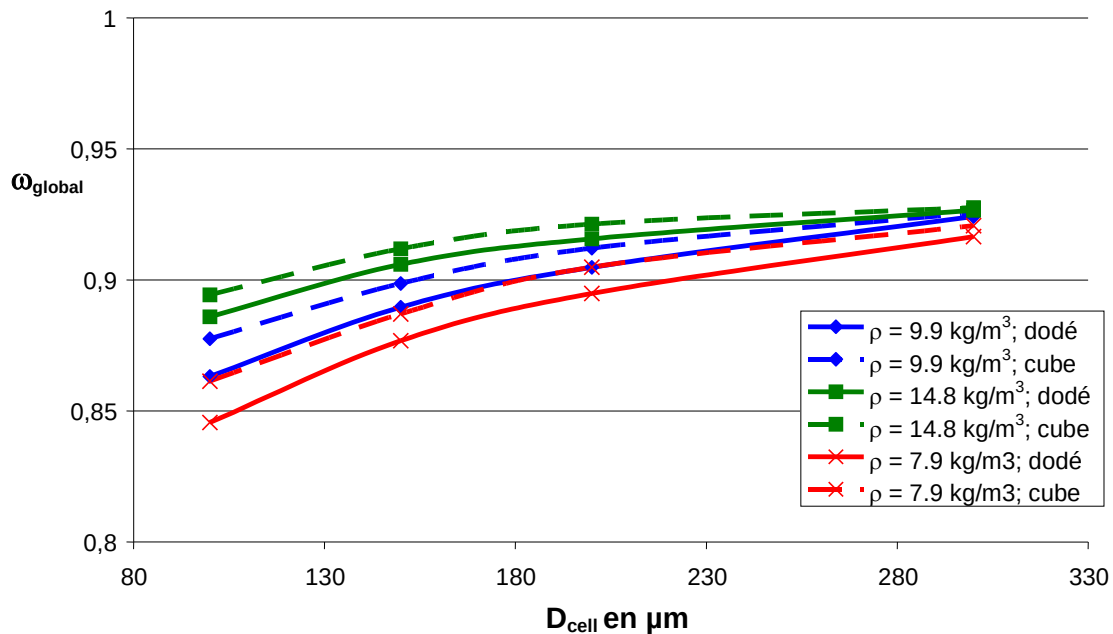


Figure 2.25 : Evolution de l'albedo global de la mousse avec le diamètre des cellules pour différentes masses volumiques

Nous pouvons constater que l'albedo de diffusion varie peu avec la taille des cellules contenues dans les billes de PSE et se situe toujours entre 0.85 et 0.93 pour la gamme de masse volumique et de taille de cellules courante. Les résultats montrent que l'albedo a tendance à augmenter lorsque les cellules ont une taille plus importante. Ceci est valable quelque soit la masse volumique et la forme des cellules considérées. Nous remarquons cependant que plus le milieu présente une masse volumique faible, plus l'augmentation de l'albedo avec la taille des cellules est importante.

Enfin, comme nous l'avons noté précédemment, l'albedo théorique pour un milieu cellulaire cubique est légèrement plus élevé que l'albedo des milieux cellulaires dodécaédriques pour l'ensemble de la gamme de masse volumique et de diamètre de cellules courante.

Influence sur la fonction de phase de diffusion

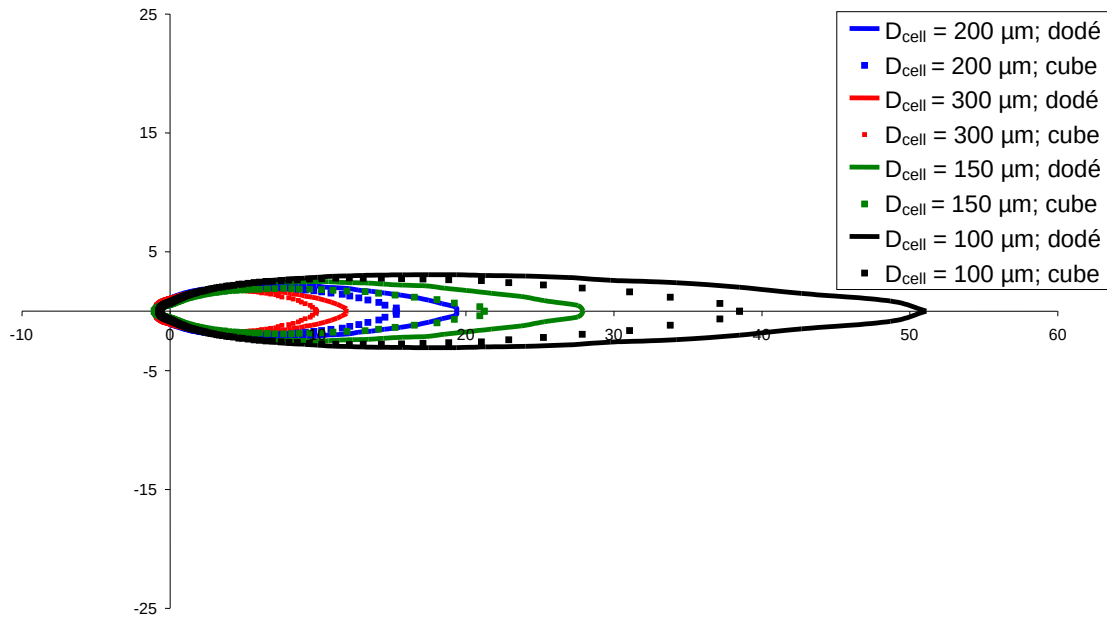


Figure 2.26 : Evolution de la fonction de phase de diffusion globale avec la taille des cellules pour une masse volumique de 9.9 kg/m^3

L'influence du diamètre des cellules internes aux billes sur la fonction de phase globale de la mousse est très importante. Nous notons ainsi que les mousses possédant des cellules de faible diamètre ont tendance à diffuser le rayonnement dans les directions avant de manière nettement plus importante que les mousses possédant de gros diamètres de cellules. La propagation du rayonnement à l'intérieur du milieu est donc plus facile lorsque les cellules sont petites ce qui favorise le transfert de chaleur radiatif.

Cette constatation est valable à la fois pour des milieux cellulaires cubiques et dodécaédriques.

Nous remarquons également, comme précédemment, que la fonction de phase de milieux cellulaires cubiques est moins orientée vers l'avant que pour les milieux cellulaires dodécaédriques quelque soit la taille des cellules formant les billes.

Conclusions

L'analyse des résultats concernant l'ensemble des propriétés radiatives montre qu'il existe certainement, pour une masse volumique donnée, un diamètre de cellule permettant de minimiser le transfert thermique radiatif. Ce diamètre de cellule optimal dépend de la masse volumique de la mousse considérée. Cependant, il n'est pas possible de déterminer sa valeur directement à partir de l'analyse des propriétés radiatives étant donné que seul le coefficient d'extinction présente un optimum. Il est nécessaire d'effectuer une étude paramétrique sur l'évolution du flux total obtenu à partir du couplage conduction-rayonnement.

2.2.2.2.3.3 Influence du diamètre des billes

Nous avons étudié l'évolution des propriétés radiatives avec le diamètre des billes de PSE pour des mousses de porosité interbille $\varepsilon_{\text{interbille}} = 6\%$, comportant des cellules

dodécaédriques ou cubiques de 200 μm de diamètre et dont la masse volumique varie de 8 à 15 kg/m^3 .

Influence sur le coefficient d'extinction

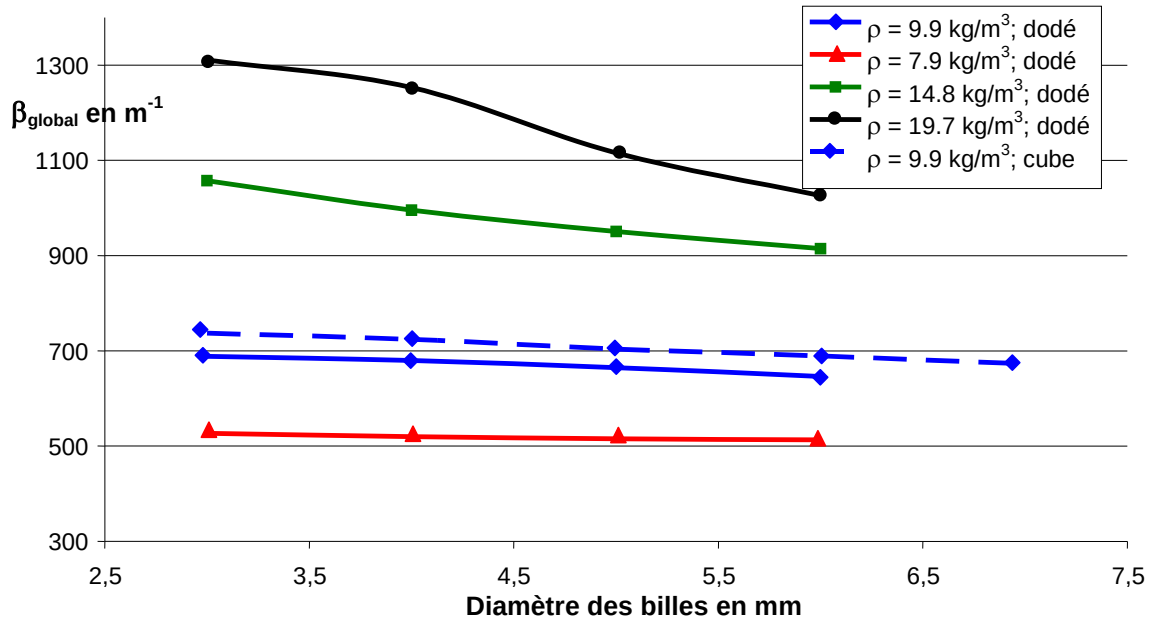


Figure 2.27 : Evolution du coefficient d'extinction global de la mousse avec le diamètre des billes pour différentes masses volumiques

L'analyse des courbes représentées sur la figure 2.27 montre que le diamètre des billes a une influence non négligeable sur le coefficient d'extinction global de la mousse. En effet, nous constatons une baisse régulière du coefficient d'extinction lorsque le diamètre des billes augmente. L'interaction entre la matrice solide de la mousse et le rayonnement infrarouge est donc favorisée lorsque l'on a des billes de faible taille.

Cette influence est d'autant plus importante que la masse volumique des mousses est élevée et qu'elles ont une interaction importante avec le rayonnement infrarouge. Ainsi, pour une mousse de masse volumique proche de 8 kg/m^3 , la baisse du coefficient d'extinction est très faible (< 3 % quand on passe de $D_{\text{bille}} = 3 \text{ mm}$ à 6 mm). Par contre, pour une masse volumique de 20 kg/m^3 , la baisse est significative (21 % entre $D_{\text{bille}} = 3 \text{ mm}$ et 6 mm). Les résultats montrent également que ces remarques sont indépendantes du type de milieu cellulaire pris en compte dans le modèle (cubique ou dodécaédrique).

Influence sur l'albedo de diffusion

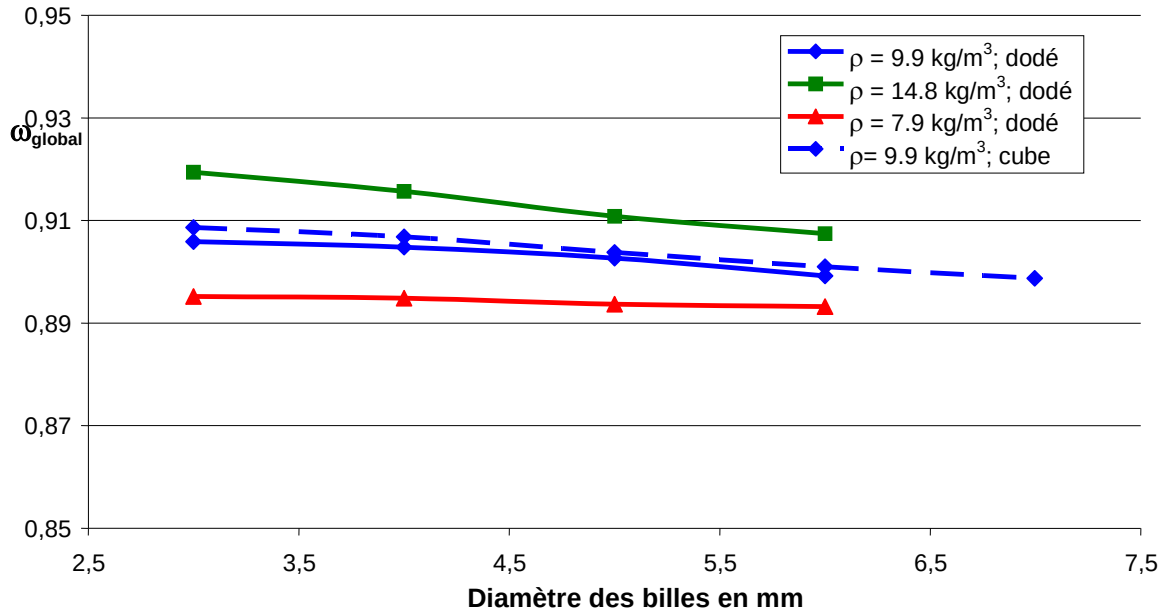


Figure 2.28 : Evolution de l'albedo global de la mousse avec le diamètre des billes pour différentes masses volumiques

L'évolution de l'albedo global avec le diamètre des billes formant la mousse est similaire à celle observée pour le coefficient d'extinction global. En effet, nous remarquons que l'albedo a tendance à diminuer lorsque les billes sont plus grosses et que cette diminution est plus sensible lorsque le milieu est dense et qu'il a donc une interaction plus importante avec le rayonnement infrarouge.

Pour les mousses formées de milieux cellulaires cubiques, les observations sont les mêmes.

Influence sur la fonction de phase de diffusion

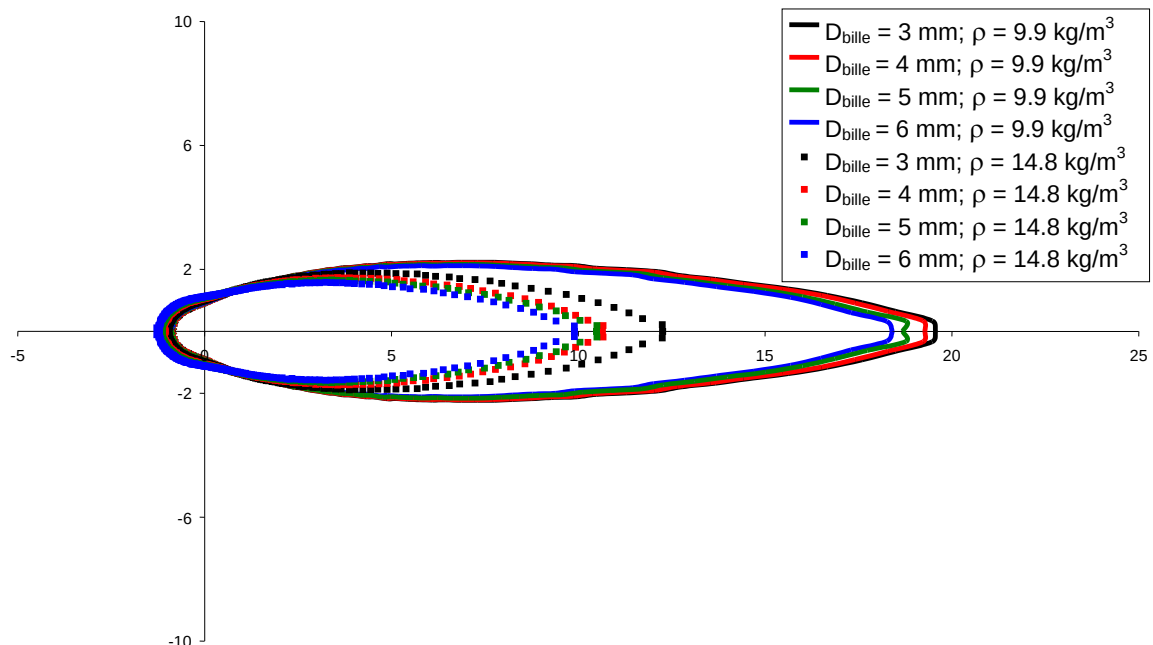


Figure 2.29 : Evolution de la fonction de phase globale avec le diamètre des billes

L'influence du diamètre des billes sur la fonction de phase de diffusion globale des mousses est relativement faible. Nous pouvons tout de même noter que plus le diamètre des billes est important, moins la mousse a tendance à diffuser le rayonnement dans les directions avant. Ceci est valable quelque soit la masse volumique des mousses considérées et quelques soient leur degré d'interaction avec le rayonnement infrarouge.

Cet effet est dû à la forme sphérique des particules formant la mousse. En effet, la fonction de phase de diffusion d'une particule isolée est différente de celle du milieu absorbant et diffusant qu'elle contient. Elle est plus orientée vers les directions arrière. En outre, au plus le nombre sans dimension $\beta_{\text{cell}} \cdot D_{\text{bille}}$ est élevé, au plus cet effet de « diffusion arrière » est marqué. Ceci explique pourquoi la mousse diffuse plus vers l'arrière lorsque le diamètre des billes augmente.

Conclusions

L'étude de l'évolution des propriétés radiatives de la mousse avec le diamètre des billes formant le milieu ne nous permet pas de conclure sur l'influence de D_{bille} sur le transfert de chaleur par rayonnement. En effet, le coefficient d'extinction a tendance à diminuer avec l'augmentation du diamètre des billes favorisant ainsi la propagation du rayonnement alors que, dans le même temps, la fonction de phase est moins orientée vers les directions avant. Pour en savoir plus, il est, par conséquent, nécessaire d'effectuer une étude paramétrique sur l'évolution du transfert de chaleur total obtenu par couplage conduction rayonnement.

2.2.2.2.3.4 Influence de la porosité interbille

Les résultats présentés dans ce paragraphe ont été obtenus pour une mousse telle que : $D_{\text{bille}} = 4 \text{ mm}$, $D_{\text{cell}} = 200 \text{ }\mu\text{m}$, $\rho = 9.9 \text{ kg/m}^3$ et 14.8 kg/m^3 et des cellules dodécaédriques ou cubiques. La porosité interbille des mousses dont les propriétés radiatives ont été calculées varie entre 2.9% et 13.2 %.

Influence sur le coefficient d'extinction

L'influence de la porosité interbille sur le coefficient d'extinction global des mousses est relativement faible lorsque l'on a affaire à des mousses de PSE légères pour lesquelles l'interaction avec le rayonnement infrarouge est faible. Nous observons toutefois une baisse régulière du coefficient d'extinction global lorsque la porosité interbille augmente. Cette baisse est d'autant plus importante que la masse volumique de la mousse est élevée. Ainsi, pour une masse volumique de 15 kg/m^3 cette baisse atteint 25% entre $\epsilon_{\text{interbille}} = 2.9\%$ et $\epsilon_{\text{interbille}} = 13.2 \%$ pour un milieu cellulaire dodécaédrique contre seulement 10% pour une masse volumique de 10 kg/m^3 .

Les conclusions sont valables aussi bien pour des milieux cellulaires dodécaédriques que des milieux cellulaires cubiques.

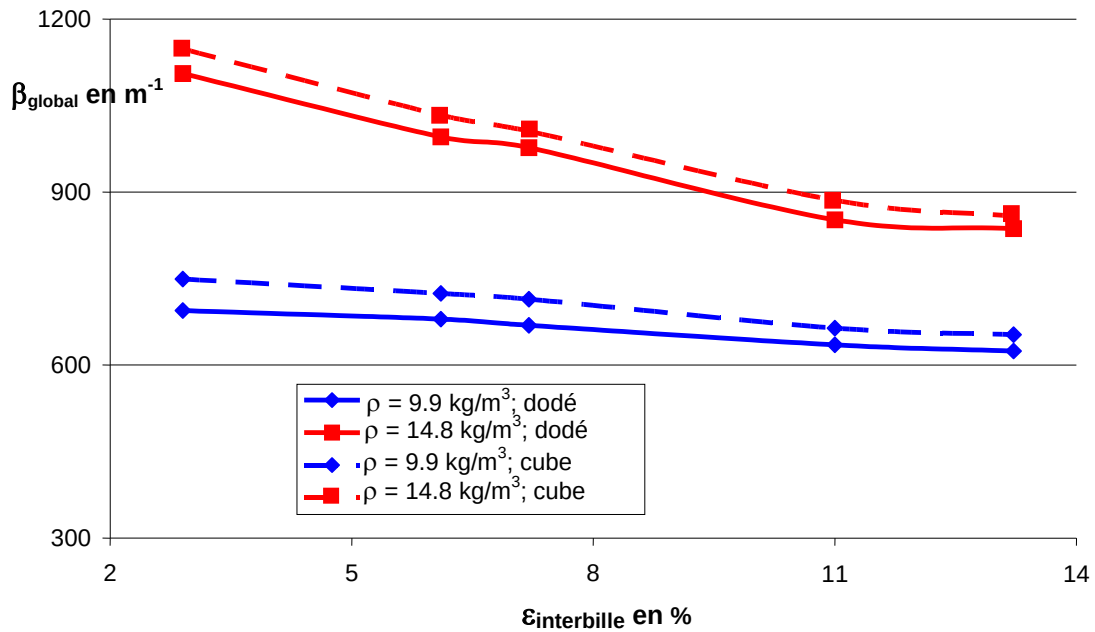


Figure 2.30 : Evolution du coefficient d'extinction global de la mousse avec la porosité interbille pour différentes masses volumiques

Influence sur l'albedo

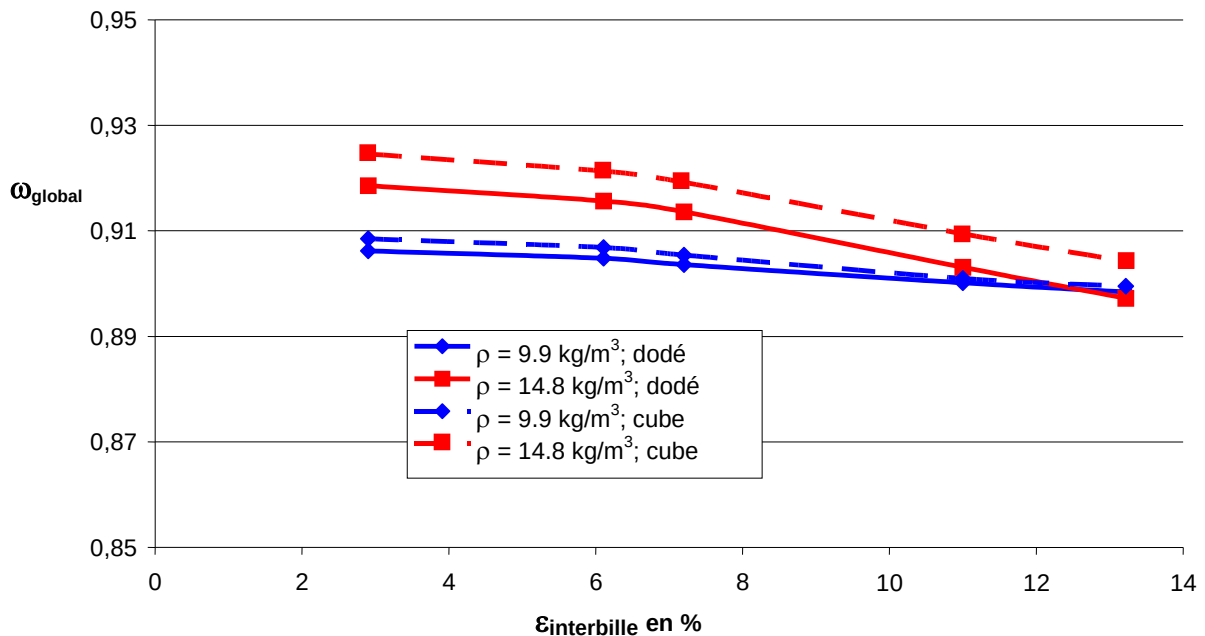


Figure 2.31 : Evolution de l'albedo global de la mousse avec la porosité interbille pour différentes masses volumiques

Nous constatons une légère baisse de l'albedo de diffusion de la mousse avec l'augmentation de la porosité interbille. Cette baisse est plus marquée pour les mousses ayant une forte interaction avec le rayonnement. Ces observations sont valables quel que soit la morphologie du milieu cellulaire.

Influence sur la fonction de phase de diffusion

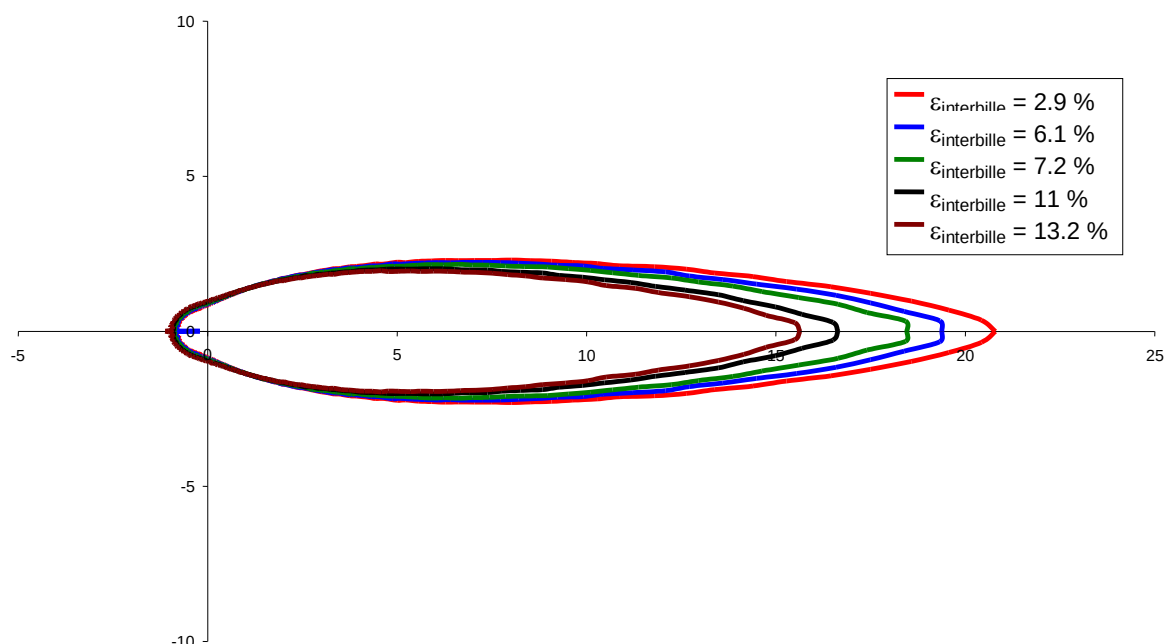


Figure 2.32 : Evolution de la fonction de phase globale des mousses avec la porosité interbille

Nous pouvons remarquer que la fonction de phase de diffusion globale de la mousse varie de manière significative avec la porosité interbille. Ainsi, plus la porosité interbille est importante, moins les directions avant sont privilégiées lors de la diffusion par la mousse. Ceci est une conséquence de l'effet de « diffusion arrière » dû à la forme sphérique des particules que nous évoquons dans le paragraphe 2.2.2.2.3.3. En effet, lorsque la porosité interbille augmente, la morphologie du lit de billes de PSE se rapproche plus de celle d'un empilement de billes sphériques et la forme de la particule a une influence plus importante sur la diffusion par le milieu. En revanche, lorsque la porosité interbille tend vers 0, il est de moins en moins facile de distinguer la forme sphérique des particules compressées et la morphologie de la mousse se rapproche de celle d'un milieu homogène. L'effet de diffusion arrière dû à la forme des particules est alors annulé.

Conclusions

Les résultats concernant l'évolution de chaque propriété radiative de la mousse avec la porosité interbille sont similaires à ceux obtenus en faisant varier le diamètre des billes. Il n'est donc pas possible de conclure directement sur l'influence de la porosité interbille sur le transfert de chaleur par rayonnement.

2.2.2.2.4 Validation expérimentale

Le modèle théorique de calcul des propriétés radiatives permet de prendre en compte de manière précise la morphologie des mousses de PSE. En outre, les propriétés optiques (indices de réfraction) du polystyrène formant la matrice solide des mousses, nécessaires pour le calcul des propriétés radiatives, ont été obtenues à partir de mesures sur des films de

polystyrène issus directement des mousses et, par conséquent, sont très proches de la réalité. Ainsi, les propriétés radiatives calculées doivent permettre de simuler précisément l'interaction rayonnement-matière intervenant à l'intérieur des mousses de PSE réelles.

Cependant, certaines hypothèses ont dû être utilisées pour mener à bien la caractérisation du comportement radiatif théorique des mousses. Parmi ces hypothèses, certaines peuvent ne pas être vérifiées pour des cas particuliers de mousses de PSE :

- Ainsi l'utilisation des lois de l'optique géométrique pour traiter l'interaction entre le rayonnement et le milieu cellulaire dans le cas de mousses présentant de très faibles tailles de cellules ($< 80 \mu\text{m}$) peut être à l'origine d'erreurs sur l'estimation des propriétés radiatives et du flux thermique traversant le milieu
- De même, pour certaines mousses, le diamètre des cellules contenues dans les billes est susceptible de varier de manière plus ou moins importante d'une bille à une autre ou à l'intérieur d'une même bille. Dans ce cas, l'hypothèse d'un milieu cellulaire formé de cellules de taille uniforme est remise en cause.
- Enfin, nous avons également supposé que la matrice polystyrène était répartie de manière uniforme sur toute la surface des fenêtres formant chaque cellule et que, par conséquent, le milieu cellulaire était formé uniquement de fenêtres de cellules d'épaisseur constante. Dans la réalité, l'épaisseur des fenêtres de cellules peut varier de manière plus ou moins importante entre le centre de la fenêtre, moins épais, et les extrémités proches des arêtes, plus épaisses. Par ailleurs, au niveau des arêtes de cellules formées par la jonction de plusieurs fenêtres, des amas de polystyrène de faible taille peuvent être observés. La répartition du polystyrène à l'intérieur de la cellule n'est donc pas rigoureusement celle qui est prise en compte dans le modèle théorique.

L'influence de ces différentes hypothèses sur l'estimation des propriétés radiatives des mousses de PSE est négligée par le modèle. Afin de vérifier la validité des propriétés obtenues théoriquement, nous avons comparé le comportement radiatif théorique et expérimental de plusieurs mousses.

2.2.2.2.4.1 Principe

Dans un premier temps, les données morphologiques microscopiques (diamètre moyen des cellules, porosité du milieu cellulaire) et macroscopiques (diamètre des billes, porosité interbille) des mousses testées sont préalablement déterminées. Les méthodes utilisées pour déterminer ces caractéristiques morphologiques dans le cas des mousses que nous avons étudiées sont décrites en détail dans l'annexe I et la précision des valeurs obtenues est discutée.

Une fois que les mousses ont été caractérisées, des tranches d'épaisseur contrôlée sont découpées à l'aide d'un microtome à vis micrométrique également utilisé pour la caractérisation morphologique des mousses (annexe I). L'épaisseur des tranches de PSE utilisée peut ainsi être obtenue avec une précision de $10 \mu\text{m}$. Cette épaisseur est plus faible que le diamètre des billes formant les mousses étudiées et les tranches obtenues ont donc l'allure décrite sur la figure 2.33 .

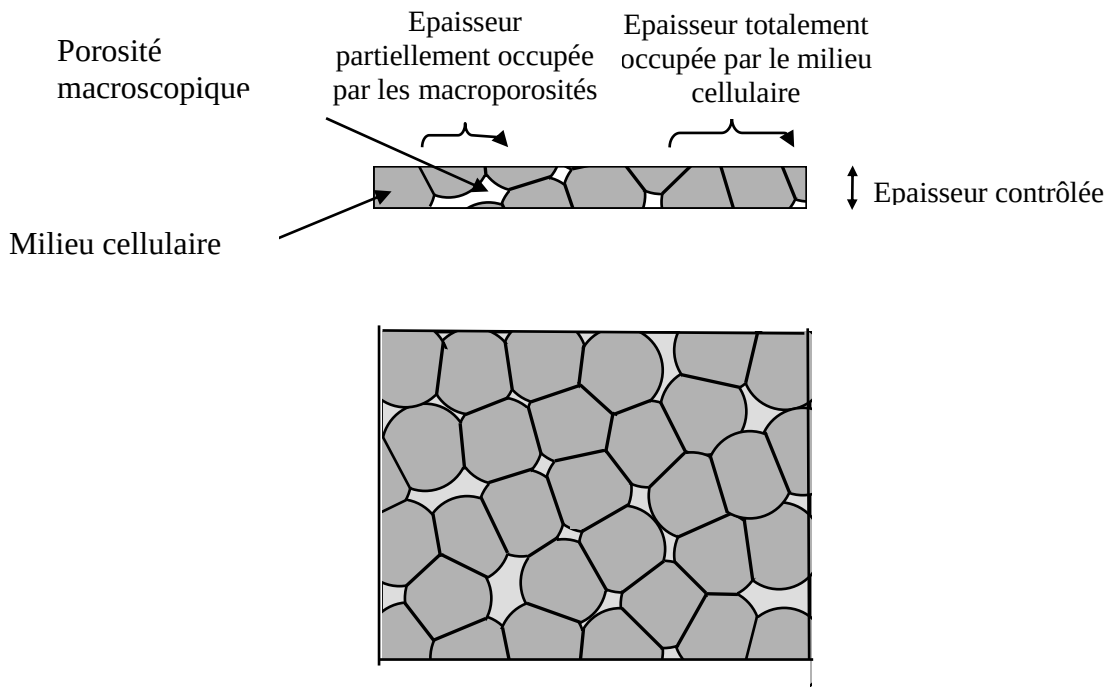


Figure 2.33 : Vue en coupe et vue de dessus d'une tranche de mousses de PSE découpée

Des mesures de transmittance et réflectance hémisphérique sont ensuite effectuées sur les tranches de mousse découpées (voir figure 2.34). Pour cela, nous utilisons un spectromètre à transformée de Fourier équipé d'une sphère intégrante permettant d'effectuer les mesures pour des longueurs d'onde allant de 2 à 25 μm . Pour obtenir la valeur de transmittance hémisphérique, on effectue tout d'abord une mesure de référence sans disposer d'échantillon en entrée de la sphère avant d'effectuer la mesure avec la tranche de PSE testée. Le rapport entre le signal énergétique mesuré dans les deux cas permet de déterminer la transmittance hémisphérique pour toutes les longueurs d'onde de la plage de mesure. En ce qui concerne la mesure en réflectance, la mesure référence est effectuée en disposant, à la place de l'échantillon, un miroir plan de référence dont la réflectivité, très proche de 1, est connue avec précision. Comme précédemment, le rapport entre les deux signaux permet de déduire la réflectance hémisphérique pour chaque longueur d'onde.

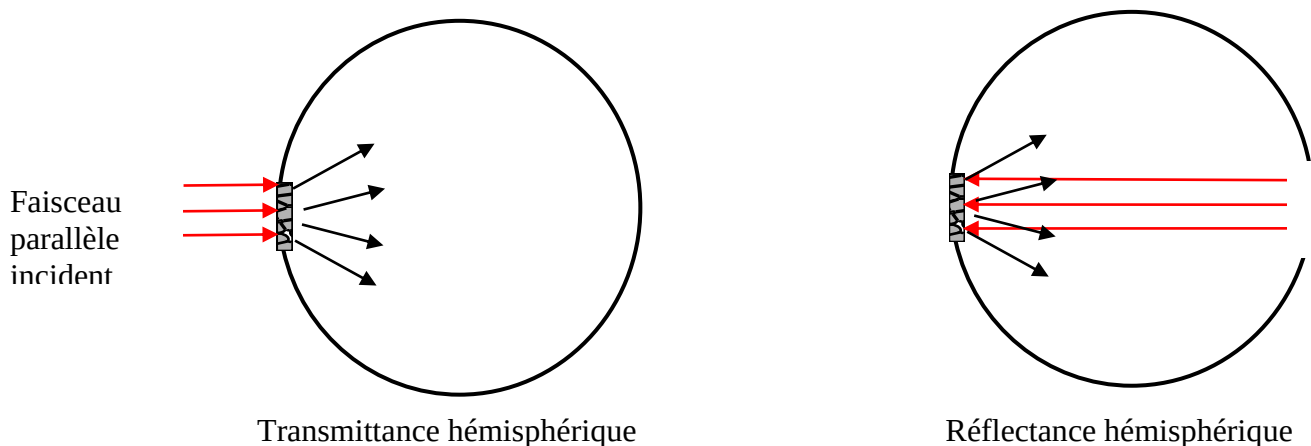


Figure 2.34 : Principe des mesures de transmittance et réflectance hémisphériques

Etant donné l'allure des coupes de PSE réalisées et étant donné que le faisceau infrarouge du spectromètre possède une section relativement faible ($\approx 1 \text{ cm}^2$), les valeurs de transmittance et réflectance mesurées sont susceptibles de varier suivant l'endroit où la mesure est effectuée. En effet, suivant la zone de la tranche obtenue, l'épaisseur peut être en partie occupée par les porosités macroscopiques ou au contraire être totalement occupée par le milieu cellulaire interne aux billes (voir figure 2.33). Ainsi, afin de tenir compte de l'inhomogénéité des tranches, une multitude de mesures sont effectuées en faisant varier à chaque fois la position du faisceau infrarouge incident sur la tranche. On détermine alors la transmittance et la réflectance hémisphérique moyenne de la tranche en moyennant les valeurs obtenues pour chaque mesure.

Les valeurs expérimentales de transmittance et réflectance obtenues sont ensuite comparées aux valeurs théoriques obtenues par le modèle de détermination des propriétés radiatives. Pour cela, on calcule dans un premier temps les propriétés radiatives du milieu cellulaire interne aux billes à partir des valeurs de la taille de cellules et de la porosité du milieu cellulaire déterminées précédemment pour la mousse étudiée. Ces propriétés radiatives sont calculées pour un nombre important de longueurs d'onde comprises entre 2 et 25 μm afin de pouvoir effectuer une comparaison précise des variations théorique et expérimentale des transmittances et réflectances hémisphériques avec la longueur d'onde. Ainsi, nous utilisons un modèle à 100 bandes spectrales d'environ 0.23 μm de largeur. Les valeurs des indices de réfraction utilisés pour les calculs sont obtenues pour chaque bande de longueurs d'onde à partir de la relation AIV.5.

Une fois que les propriétés radiatives ont été obtenues pour chaque longueur d'onde, les transmittance et réflectance hémisphériques de la tranche de PSE sont déterminées à partir d'une approche Monte Carlo. A partir du diamètre des billes et de la porosité interbille déterminée de la mousse de PSE étudié, on génère un lit de billes compressées simulant la morphologie macroscopique de la mousse étudiée comme expliqué dans le paragraphe 3. de l'Annexe V. Des rayons sont lancés dans des directions aléatoires à partir de points choisis également aléatoirement à l'intérieur du lit. Le trajet de chaque rayon est suivi jusqu'à ce qu'il sorte de la tranche fictive dont la face d'entrée se situe sur le point de départ, est perpendiculaire à la direction de départ du rayon (voir figure 2.35) et dont l'épaisseur est égale à la tranche de PSE découpée. Cette tranche de PSE fictive est propre à chaque rayon généré et simule les tranches découpées dans la mousse réelle.

Les rayons peuvent traverser la totalité de la tranche sans être interceptés. Ils peuvent également subir une ou plusieurs diffusions à l'intérieur des billes cellulaires ou être absorbés avant de quitter la tranche fictive par la face avant ou la face arrière. La distance *dist* parcourue par le rayon à l'intérieur du milieu cellulaire avant d'être intercepté est fortement dépendante du coefficient d'extinction monochromatique $\beta_{\text{cell},\lambda}$. Cette distance est déterminée à partir de nombres D ($0 < D < 1$) générées aléatoirement et indépendants les uns des autres par la relation (AIII.3) :

$$dist = \frac{-\ln(D)}{\beta_{\text{cell},\lambda}}$$

La probabilité pour que les rayons interceptés à l'intérieur d'une bille cellulaire soient diffusés est égale à $\omega_{\text{cell},\lambda}$ tandis que la probabilité pour qu'ils soient absorbés est de $(1 - \omega_{\text{cell},\lambda})$. Ainsi, chaque fois qu'un rayon est intercepté, son devenir est déterminé en utilisant un nombre D compris entre 0 et 1 généré aléatoirement. Si $D > \omega_{\text{cell},\lambda}$, la procédure considère que le rayon est absorbé par le milieu. Dans le cas contraire, le rayon est diffusé. L'angle de diffusion θ entre la direction d'incidence et la direction de diffusion du rayon est obtenu à

partir de la fonction de phase de diffusion du milieu interne aux billes $P_{cell,\lambda}(\theta)$ en utilisant, là aussi des nombres aléatoires D en déterminant la valeur de θ qui vérifie l'équation (AIII.4) :

$$\frac{\int_0^\theta P_{cell,\lambda}(\alpha) \sin(\alpha) d\alpha}{\int_0^\pi P_{cell,\lambda}(\alpha) \sin(\alpha) d\alpha} = D$$

Enfin, étant donné que le milieu cellulaire possède une symétrie azimutale pour la diffusion, l'angle d'azimut ϕ est choisi aléatoirement en utilisant la relation (AIII.5)

$$\phi = 2\pi \times D$$

Lorsque le rayon sort de la tranche fictive par la face avant, le compteur **Trh** est incrémenté tandis que si il sort par la face arrière, on incrémente le compteur **Refh**.

Pour un nombre **compt**, suffisamment important, de rayons dont le trajet est analysé, il est possible d'obtenir la transmittance T et la réflectance hémisphérique R moyennes de la tranche par les relations :

$$T = \frac{Trh}{compt} \quad (2.22) \quad ; \quad R = \frac{refh}{compt} \quad (2.23)$$

Le fait que les tranches de PSE fictives soient choisies aléatoirement pour chaque rayon permet de moyenner l'influence des macroporosités dans le calcul des transmittances et réflectances de la tranche en « sondant » l'ensemble du lit de billes. Ainsi, les valeurs moyennes de T et R obtenues par l'approche Monte Carlo ont la même signification que les transmittances et réflectances expérimentales moyennes déterminées à partir de plusieurs mesures à différents endroits de la tranche.

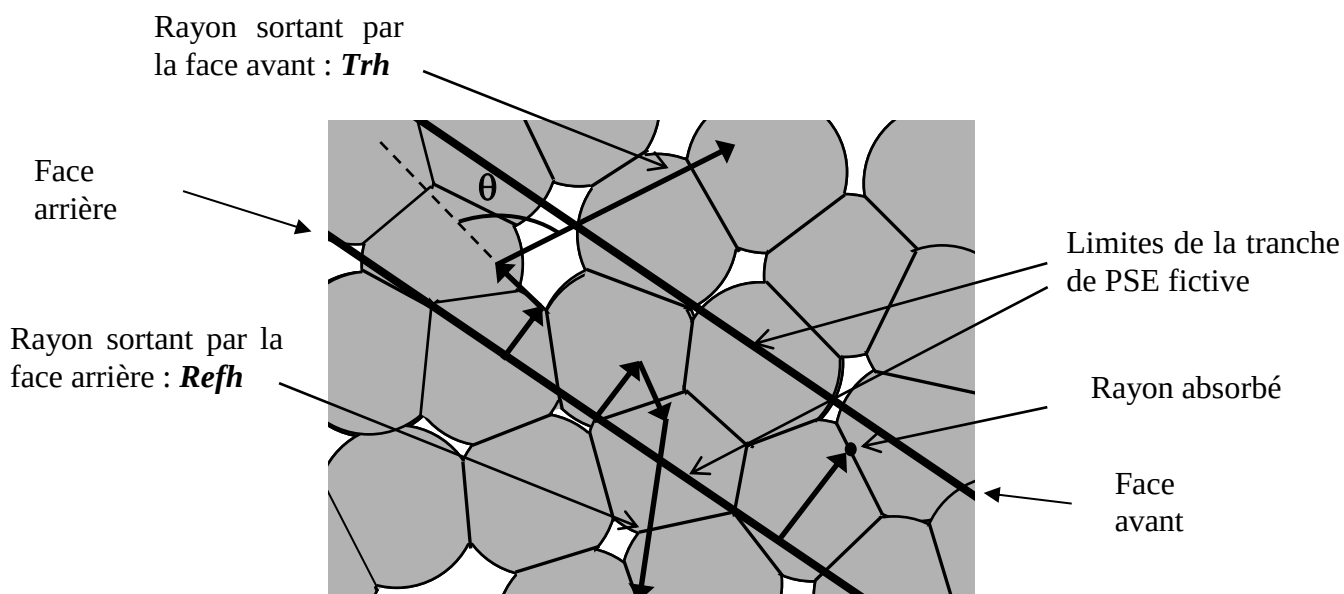


Figure 2.35 : Illustration en 2-D du suivi des rayons dans la tranche de PSE fictive

2.2.2.2.4.2 Résultats

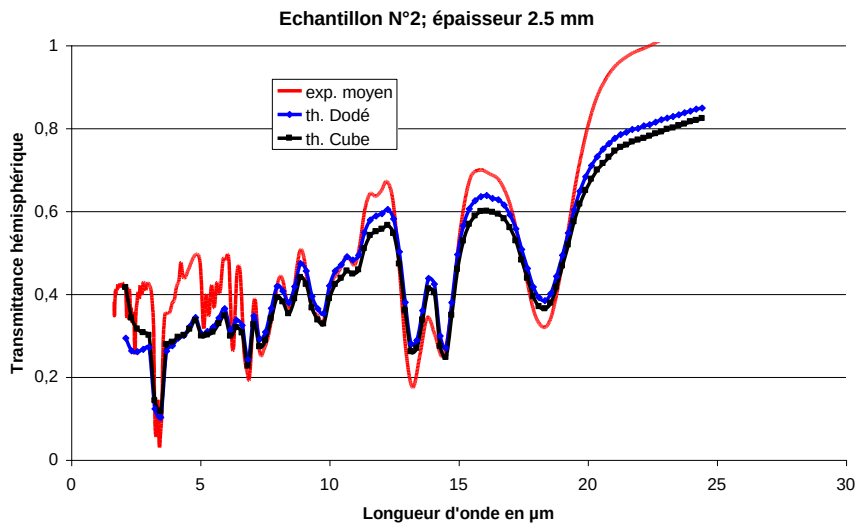
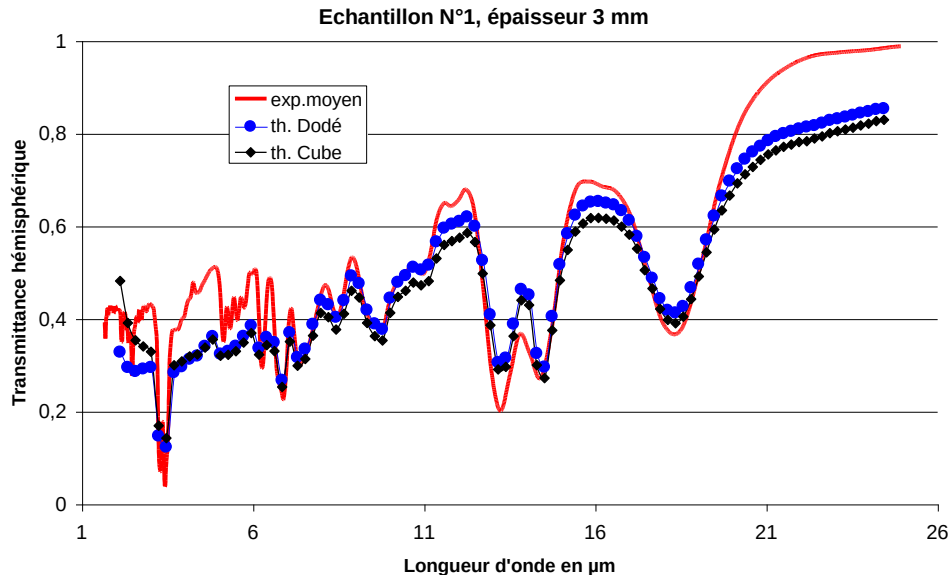
Nous avons comparé les résultats de transmittance et réflectance théorique et expérimentale des tranches pour 7 mousses de PSE différentes, fournies par le CSTB, et dont la masse volumique varie de 8.7 à 17 kg/m³. Les caractéristiques de ces mousses sont regroupées dans le tableau suivant pour chaque mousse de PSE testée.

N° d'échantillon	ρ en kg/m ³	D_{cell} moyen en μm	D_{bille} moyen en mm	$\epsilon_{\text{interbille}}$	ϵ_{cell}
1	8.7	200	5.6	6.1 %	99.1175 %
2	11.25	150	5.3	5.1 %	98.8686 %
3	12.8	160	5.1	7.1 %	98.6846 %
4	14.6	180	3.6	11.0 %	98.4368 %
5	12.5	110	4	13.2 %	98.6282 %
6	13.2	180	3.8	14.2 %	98.5351 %
7	17	80	3.2	8.1 %	98.2378 %

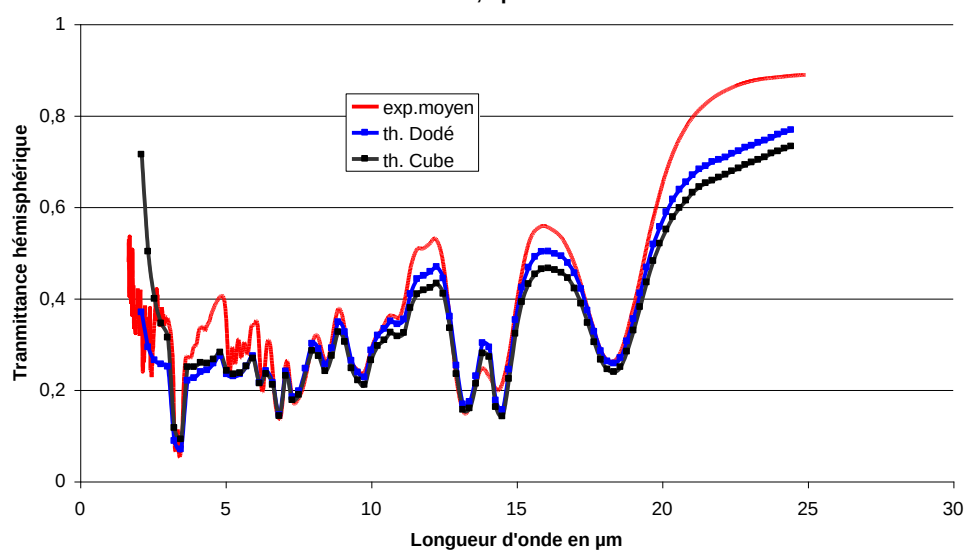
Tableau 2.1 : Récapitulatif des caractéristiques structurales des différentes mousses testées

Comparaison des transmittances hémisphériques

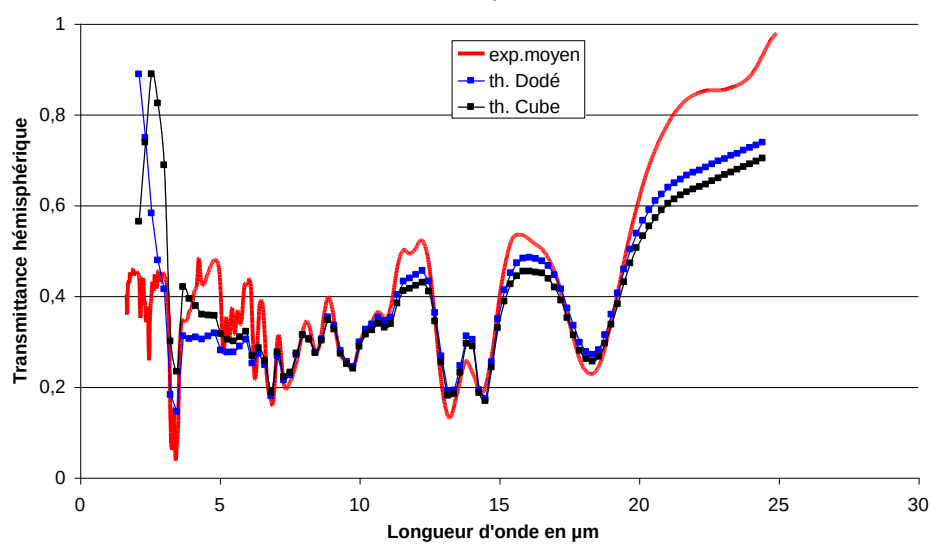
Pour chaque mousse de PSE, des tranches d'épaisseur égale à 2.5 mm ou 3 mm ont été découpées. A chaque fois, nous avons effectué une dizaine de mesures de transmittance hémisphérique que nous avons ensuite moyennées comme expliqué plus haut. Les résultats obtenus ont été comparés aux valeurs spectrales déterminées théoriquement par la procédure Monte Carlo en utilisant les paramètres caractéristiques de chaque mousse et les indices de réfraction du polystyrène que nous avons identifiés. Sur les figures suivantes, nous avons représenté les résultats obtenus théoriquement en supposant un milieu cellulaire dodécaédrique (th. Dodé) et cubique (th. Cube) ainsi que les résultats expérimentaux moyennés sur l'ensemble des mesures (exp. Moyen).



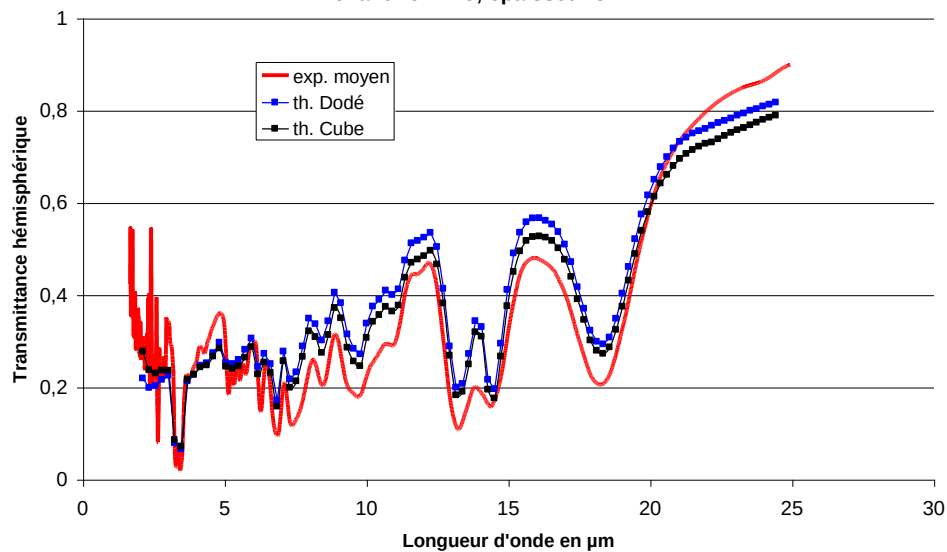
Echantillon N°3; épaisseur 3 mm



Echantillon N°4; épaisseur 2.5 mm



Echantillon N°5; épaisseur 3 mm



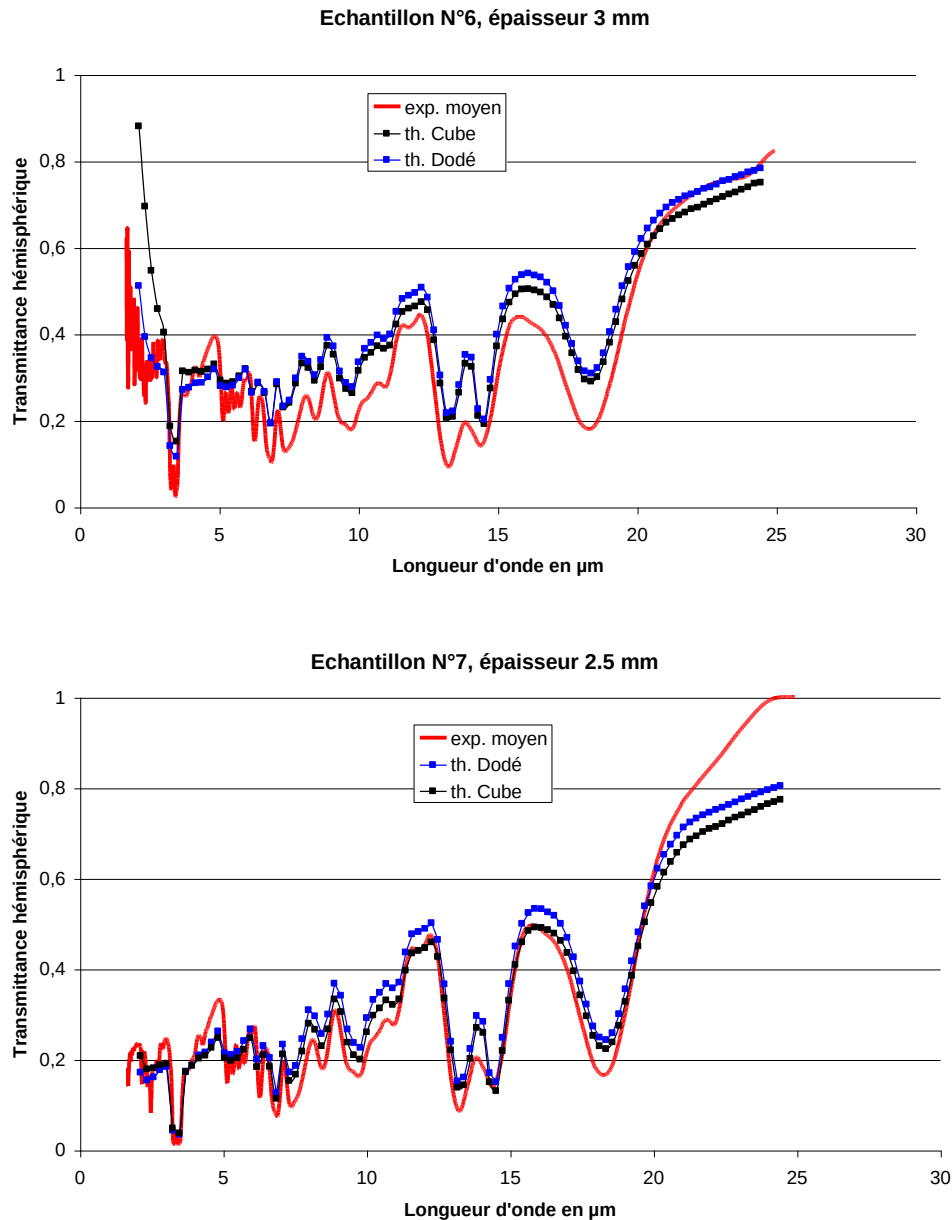


Figure 2.36 : Comparaison des transmittances hémisphériques théoriques et expérimentales pour les différents échantillons testés

Nous pouvons constater que les valeurs de transmittance obtenues à partir du modèle théorique permettent de restituer de manière très fidèle le comportement réel des mousses pour chacun des échantillons testés. En particulier, les variations de transmittance expérimentale avec la longueur d'onde sont bien prises en compte dans le calcul théorique. Les niveaux de transmittance déterminés théoriquement sont également relativement proches des valeurs mesurées pour la plupart des échantillons. Nous notons toutefois un décalage entre valeurs mesurées et valeurs théoriques. Pour certains échantillons, les transmittances théoriques sont légèrement supérieures et pour d'autres, légèrement inférieures. Nous remarquons également que des divergences peuvent être observées pour des très faibles ($< 3 \mu\text{m}$) ou très fortes ($> 21 \mu\text{m}$) longueurs d'onde. Ces différences s'expliquent essentiellement par le fait que, pour ces longueurs d'ondes extrêmes, la précision des mesures obtenues par le spectromètre est moindre. Par ailleurs, étant donné que ces longueurs d'onde transportent une

part peu importante de l'énergie radiative émise à température ambiante, l'influence des différences observées sur le transfert thermique est très faible.

Enfin, nous observons que les transmittances théoriques obtenues pour des milieux cellulaires cubiques et dodécaédriques sont très proches même si le milieu cellulaire dodécaédrique a tendance à favoriser la transmission du rayonnement à travers le milieu.

Afin de quantifier de manière plus simple les différences entre les transmittances théoriques et expérimentales, nous avons calculé, pour chaque échantillon les valeurs de transmittance globales théorique ($T_{th.cube}$ et $T_{th.dodé}$) et expérimentale (T_{exp}) à partir des valeurs spectrales ($T_{th.cube,\lambda}$, $T_{th.dodé,\lambda}$ et $T_{exp,\lambda}$) en utilisant le spectre d'émission du corps noir à 295 K. On a ainsi :

$$T_{th.dodé} = \frac{\int_{2\mu m}^{25\mu m} T_{th.dodé,\lambda} L_{\lambda}^0(T = 295K).d\lambda}{\int_{2\mu m}^{25\mu m} L_{\lambda}^0(T = 295K).d\lambda} \quad (2.24) ; \quad T_{th.cube} = \frac{\int_{2\mu m}^{25\mu m} T_{th.cube,\lambda} L_{\lambda}^0(T = 295K).d\lambda}{\int_{2\mu m}^{25\mu m} L_{\lambda}^0(T = 295K).d\lambda} \quad (2.25)$$

$$T_{exp} = \frac{\int_{2\mu m}^{25\mu m} T_{exp,\lambda} L_{\lambda}^0(T = 295K).d\lambda}{\int_{2\mu m}^{25\mu m} L_{\lambda}^0(T = 295K).d\lambda} \quad (2.26)$$

Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau suivant :

N° Echantillon	Epaisseur des tranches en mm	Transmittance théorique globale (dodé)	Transmittance théorique globale (cube)	Transmittance expérimentale globale
1	3	0.508 (-4.3%)	0.481 (-9.4%)	0.531
2	2.5	0.486 (-5.6%)	0.46 (-10.7%)	0.515
3	3	0.361 (-9.7%)	0.343 (-14.2%)	0.4
4	2.5	0.366 (-9%)	0.353 (-12.2%)	0.402
5	3	0.412 (+16.5%)	0.383 (+10.2%)	0.344
6	3	0.406 (+19.9%)	0.385 (+15.6%)	0.325
7	2.5	0.372 (+7.8%)	0.342 (-0.3%)	0.343

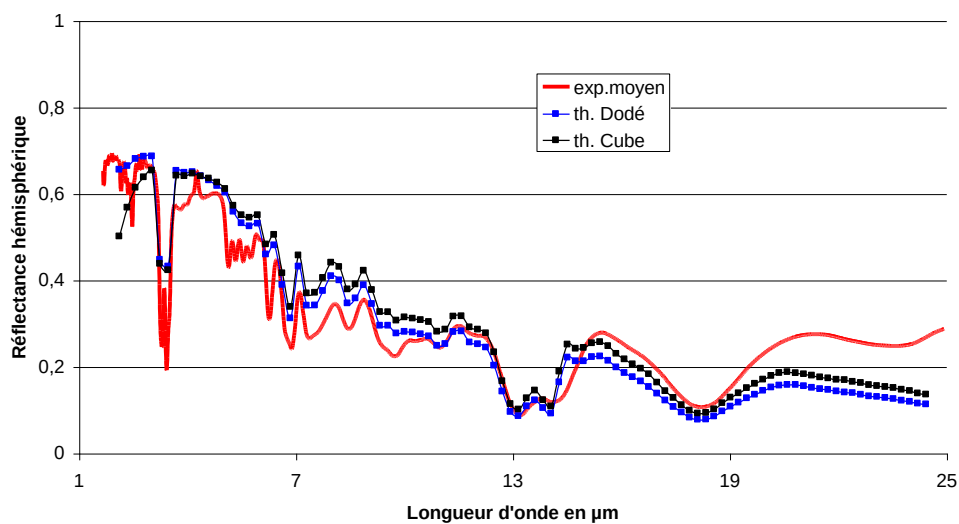
Tableau 2.2 : Comparaison des transmittances hémisphériques globales théoriques et expérimentales pour les différents échantillons testés

L'écart entre valeurs théorique et expérimentale reste faible. Nous pouvons toutefois noter des différences plus importantes pour l'échantillon N°3 et les échantillons N°5 et 6.

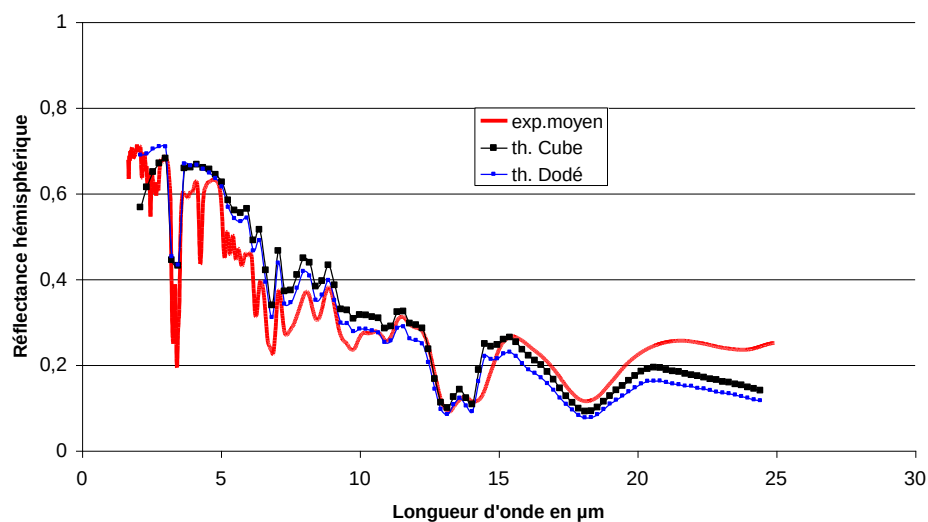
Comparaison des réflectances hémisphériques

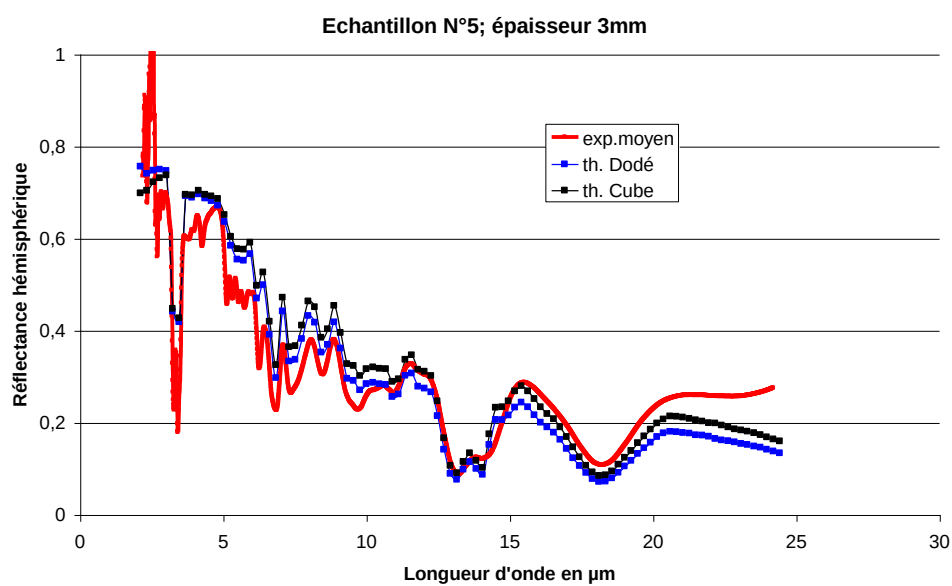
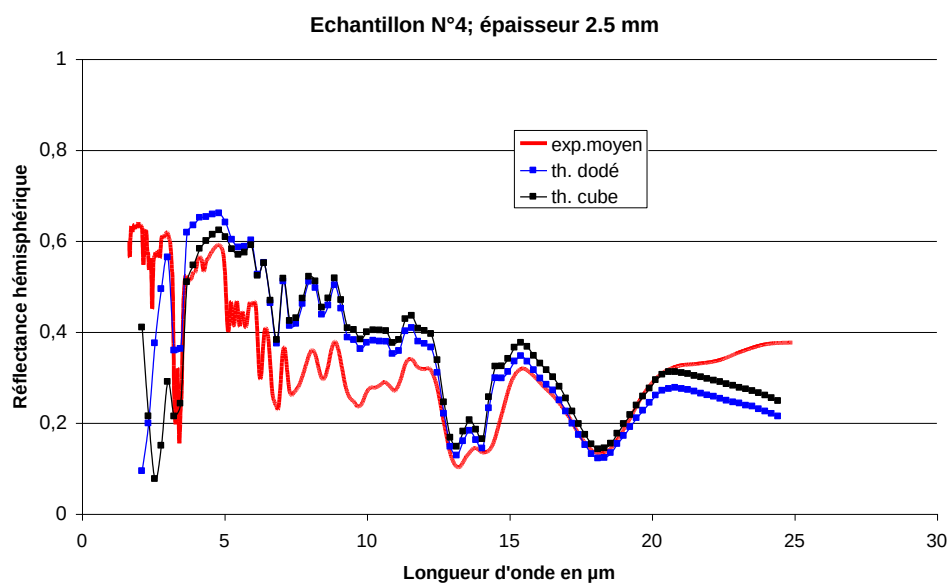
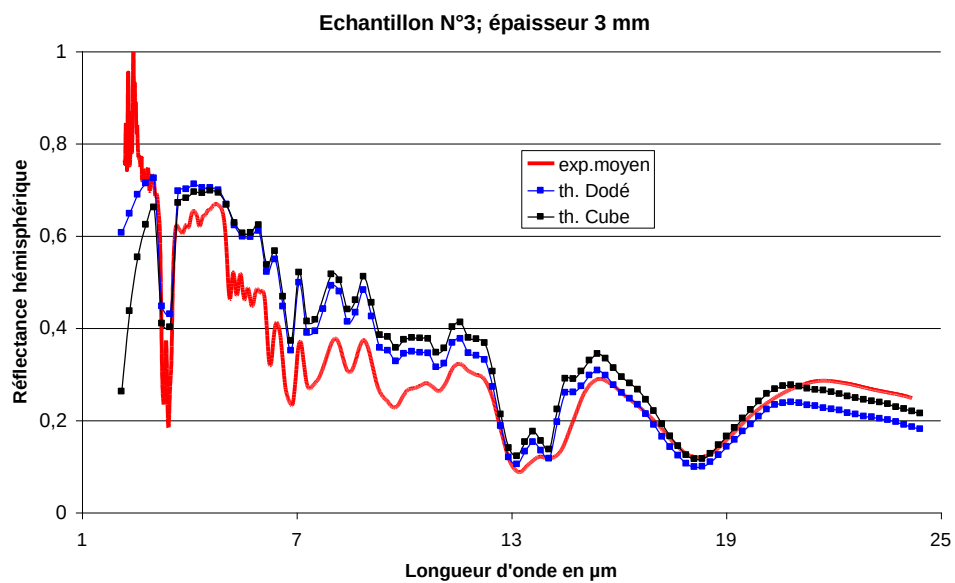
Nous avons effectué les mêmes comparaisons que précédemment pour les réflectances hémisphériques théoriques et mesurées pour chaque échantillon. Les résultats sont résumés sur les figures suivantes.

Echantillon N°1; épaisseur 3 mm



Echantillon N°2; épaisseur 2.5 mm





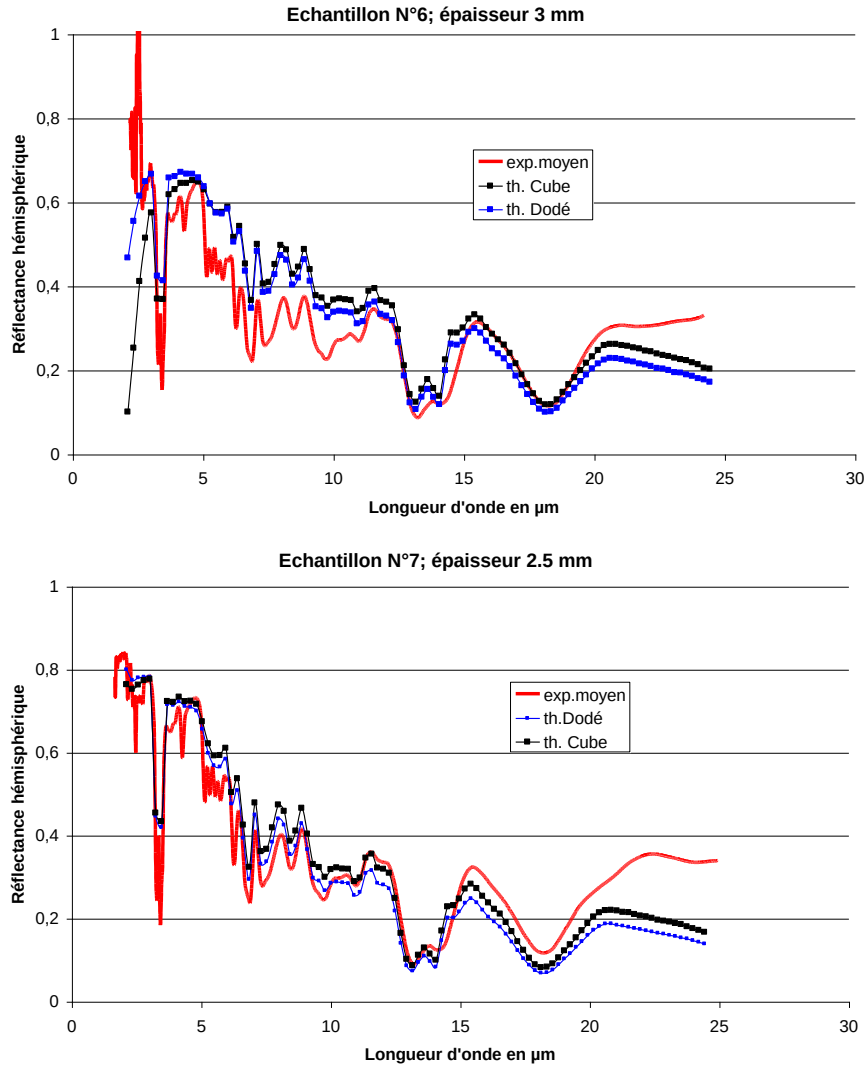


Figure 2.37 : Comparaison des réflectances hémisphériques théoriques et expérimentales pour les différents échantillons testés

Les résultats montrent un bon accord entre les réflectances théoriques et expérimentales. Comme précédemment pour la transmittance hémisphérique, le modèle de détermination des propriétés radiatives des mousses permet de prendre en compte de manière précise l'évolution de la réflectance hémisphérique et notamment les fluctuations dues au changement brutaux des propriétés optiques du polystyrène.

Les niveaux de réflectances obtenus théoriquement sont très proches des valeurs expérimentales. Nous constatons cependant un écart plus important pour les échantillons 3 et 4 pour lesquels le modèle surestime la réflectance hémisphérique des tranches pour la majorité des longueurs d'onde.

Nous pouvons également noter que les résultats théoriques pour des milieux cellulaires dodécaédriques et cubiques sont, là aussi, très proches. Toutefois, les milieux cellulaires cubiques ont tendance à favoriser la réflexion du rayonnement.

Comme précédemment, nous avons calculé pour chaque échantillon les réflectances hémisphériques globales théorique et expérimentale afin d'effectuer une comparaison prenant en compte l'ensemble des longueurs d'onde. Les formules permettant de déterminer les

réflectances globales sont les mêmes que celles présentées pour la transmittance hémisphérique. Les résultats sont illustrés dans le tableau suivant.

N° Echantillon	Epaisseur des tranches en mm	Réflectance théorique globale (dodé)	Réflectance théorique globale (cube)	Réflectance expérimentale globale
1	3	0.244 (-3.2%)	0.272 (+7.3%)	0.252
2	2.5	0.2475 (-2.6%)	0.275 (+7.6%)	0.254
3	3	0.308 (+15.5%)	0.331 (+21.3%)	0.2604
4	2.5	0.334 (+16.8%)	0.355 (21.7%)	0.278
5	3	0.254 (-2.3%)	0.282 (7.8%)	0.260
6	3	0.299 (9.4%)	0.324 (16.3%)	0.271
7	2.5	0.257 (10.8%)	0.286 (6.94%)	0.288

Tableau 2.3 : Comparaison des réflectances hémisphériques globales théoriques et expérimentales pour les différents échantillons testés

Les résultats concernant la réflectance hémisphérique globale confirme les conclusions précédentes. En effet, ils montrent que les réflectances observées expérimentalement sont proches des réflectances prédites par le modèle pour des milieux cellulaires cubiques ou dodécaédriques. Les écarts les plus importants sont constatés pour les échantillons N°3 et 4 pour lesquels la réflectance hémisphérique est surestimée de 15% et 17% par le modèle prenant en compte des cellules dodécaédriques.

2.2.2.2.4.3 Conclusions

La comparaison des résultats théoriques et expérimentaux concernant la transmission et la réflexion du rayonnement infrarouge par les mousses, nous permet de conclure que notre modèle de calcul propriétés radiatives des mousses restitue de manière fidèle le comportement réel des mousses. En effet, les variations avec la longueur d'onde de la transmittance et de la réflectance hémisphérique sont très bien prises en compte par les calculs théoriques pour l'ensemble des échantillons testés. D'autre part, les valeurs théoriques sont, dans la plupart des cas, très proches des valeurs mesurées aussi bien pour la réflexion que pour la transmission du rayonnement.

Des écarts plus importants sont cependant observés pour certaines des mousses testées. Ces différences peuvent s'expliquer par le fait que les paramètres caractérisant la structure des mousses (porosité, taille de cellules, porosité interbille, ...) et notamment la porosité interbille sont susceptibles de varier de manière plus ou moins importante suivant l'endroit où les coupes de PSE sont effectuées. Or, la porosité interbille a une influence notable sur la transmittance et la réflectance hémisphérique et peut donc être à l'origine des écarts constatés.

2.2.2.3 Résolution du couplage conduction-rayonnement

Comme expliqué plus haut, nous nous intéressons au flux de chaleur unidimensionnel en géométrie cartésienne et en régime permanent traversant les mousses de PSE. Ceci correspond, en effet, à la configuration qui est utilisée lors des mesures classiques par des dispositifs flux-mètriques ou de plaques chaudes gardées pour lesquelles on mesure le flux de chaleur total traversant une épaisseur d'isolant placée entre deux plaques planes de températures différentes.

Le calcul du flux de chaleur théorique traversant le matériau est réalisé en résolvant numériquement l'équation de l'énergie et l'Equation du Transfert Radiatif par la méthode des volumes de contrôle associé à la méthode des ordonnées discrètes. Ces méthodes de résolution sont explicitées en détail dans le paragraphe 1.2.2 et permettent de prendre en compte le couplage conduction-rayonnement. Elles nécessitent d'effectuer une discrétisation de l'épaisseur d'isolant, des directions de l'espace dans lesquelles se propage le rayonnement et du spectre de longueur d'onde transportant l'énergie radiative émise. Les discrétisations que nous avons utilisées pour mener à bien la résolution numérique du couplage sont détaillées par la suite.

Les différents paramètres nécessaires au calcul du flux de chaleur sont :

- la conductivité phonique k_c de la mousse, fonction de la température,
- les propriétés radiatives spectrales de la mousse,
- la température des plaques chaude T_c et froide T_f ,
- l'émissivité spectrale des plaques chaude $E_{c,\lambda}$ et froide $E_{f,\lambda}$,
- l'épaisseur l de la couche d'isolant caractérisée.

2.2.2.3.1 Discrétisation spatiale

Afin d'obtenir une résolution rapide et suffisamment précise de l'équation de l'énergie par la méthode des volumes de contrôle, l'épaisseur d'isolant est subdivisée en 30 volumes grâce à un maillage de type Tchebycheff (voir paragraphe 1.2.2.1), plus resserré sur les bords de l'épaisseur d'isolant.

2.2.2.3.2 Discrétisation angulaire

Afin de résoudre l'équation du transfert radiatif grâce à la méthode des ordonnées discrètes avec une bonne précision, nous avons utilisé une quadrature comprenant 90 directions pour la discrétisation angulaire des luminances. Les directions de discrétisation choisies balayent de manière régulière l'ensemble des directions faisant un angle θ allant de 0 à 180° par rapport à la direction d'incidence. Ces directions sont donc telles que $\theta_i = 0^\circ, 2^\circ, 4^\circ, 6^\circ, \dots, 86^\circ, 88^\circ, 92^\circ, 94^\circ, \dots, 180^\circ$ pour i allant de 1 à 90. Nous pouvons noter que la direction normale à la direction d'incidence n'est pas utilisée comme direction de discrétisation celle-ci correspondant à $\mu=0$ et donc à une énergie nulle.

Chaque direction discrétisée englobe toutes les directions comprises entre $\theta_i - 1^\circ$ et $\theta_i + 1^\circ$ sauf pour les directions $i=1$, $i=45$, $i=46$ et $i=90$. Ainsi, la direction $i=1$ regroupe l'ensemble des directions comprises entre qui regroupent 0° et 1° , la direction $i=90$ regroupe

l'ensemble des directions comprises entre 179° et 180° , la direction $i=45$ regroupe l'ensemble des directions comprises entre 87° et 90° et la direction $i=46$ regroupe l'ensemble des directions comprises entre 90° et 93° . Nous avons illustré cette quadrature sur la figure 2.38 en ne représentant que les directions proches de l'incidence ou proches de la normale à l'incidence.

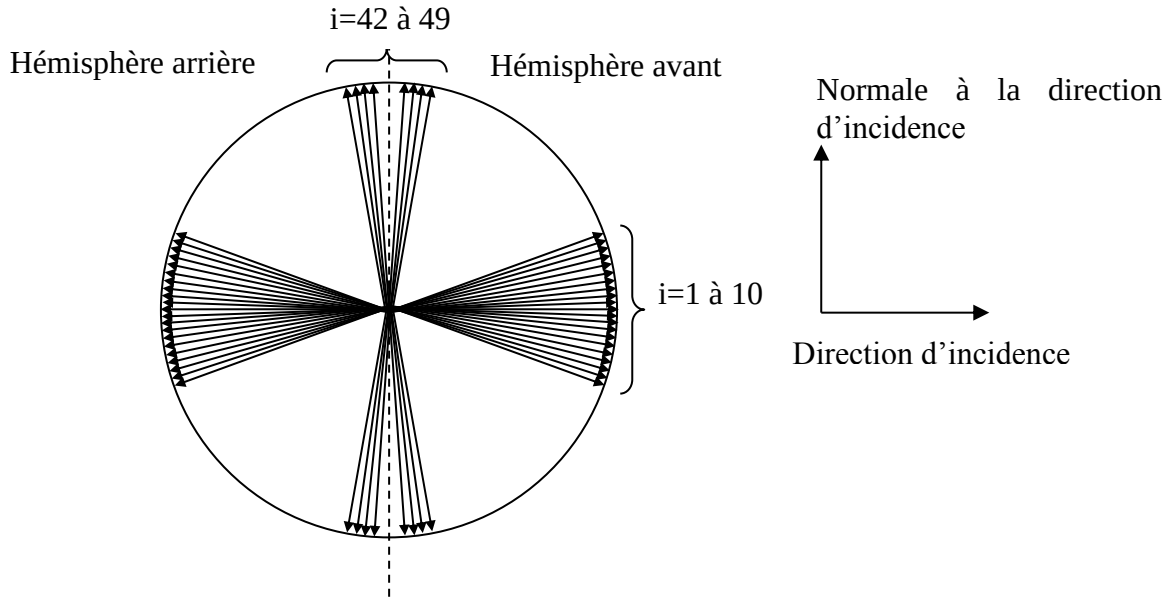


Figure 2.38 : Illustration des directions de la quadrature utilisée dans notre étude

Les cosinus directeurs μ_i de chaque direction discrétisée sont déterminés par les relations :

$$\mu_i = \cos(\theta_i) \quad (2.27)$$

Les pondérations w_i affectées à chaque direction de la quadrature sont proportionnelles à l'angle solide occupé par la direction discrétisée. On a ainsi :

$$\left. \begin{aligned} w_i &= |\cos(\theta_i - 1^\circ) - \cos(\theta_i + 1^\circ)| && \text{pour } i=1 \text{ à } 44 \text{ et } i=46 \text{ à } 89 \\ w_i &= |\cos(0^\circ) - \cos(1^\circ)| && \text{pour } i=1 \\ w_i &= |\cos(87^\circ) - \cos(90^\circ)| && \text{pour } i=45 \\ w_i &= |\cos(90^\circ) - \cos(93^\circ)| && \text{pour } i=46 \\ w_i &= |\cos(179^\circ) - \cos(180^\circ)| && \text{pour } i=90 \end{aligned} \right\} \quad (2.28)$$

Afin de vérifier que les discrétisations spatiales et angulaires que nous utilisons assurent une bonne précision pour la résolution du couplage, nous avons comparé les valeurs du flux de chaleur total que nous obtenons pour des milieux fictifs de caractéristiques conductives et radiatives précises, avec les valeurs exactes données dans la littérature. Nous constatons que l'écart relatif entre la valeur calculée et la valeur exacte reste inférieure à 0.5% quelque soient les propriétés du milieu fictif considéré et quelque soient les paramètres de l'étude (émissivité et température des plaques). La méthode de résolution que nous avons mis en place permet donc de résoudre le couplage conduction rayonnement de manière très précise.

2.2.2.3.3 Discrétisation spectrale

L'identification des propriétés radiatives des mousses prenant en compte leur structure macroscopique est coûteuse en temps de calcul. Aussi, afin de limiter le temps de calcul total, nous avons opté pour une discrétisation spectrale en 6 bandes de longueur d'onde pour la résolution de l'ETR. Nous avons vérifié que ce nombre de bandes était suffisant pour obtenir des résultats précis. Les propriétés radiatives des mousses sont identifiées pour chacune de ces bandes et sont supposées constantes à l'intérieur de l'intervalle de longueur d'onde. La discrétisation retenue est délimitée comme suit :

1. $\lambda_1 = 2 \mu\text{m} < \lambda < \lambda_2 = 8 \mu\text{m}$
2. $\lambda_2 = 8 \mu\text{m} < \lambda < \lambda_3 = 12 \mu\text{m}$
3. $\lambda_3 = 12 \mu\text{m} < \lambda < \lambda_4 = 15 \mu\text{m}$
4. $\lambda_4 = 15 \mu\text{m} < \lambda < \lambda_5 = 20 \mu\text{m}$
5. $\lambda_5 = 20 \mu\text{m} < \lambda < \lambda_6 = 25 \mu\text{m}$
6. $\lambda_6 = 25 \mu\text{m} < \lambda < \lambda_7 = 100 \mu\text{m}$

2.2.3 Evolution de la conductivité thermique équivalente des mousses de PSE

Dans les paragraphes précédents, nous avons présenté, dans le détail, les modélisations mises en place pour déterminer la conductivité thermique des mousses et leurs propriétés radiatives. Les résultats théoriques, notamment en ce qui concerne les propriétés radiatives, ont été validés à partir de mesures sur différentes mousses et s'avèrent relativement bon pour décrire le comportement thermique des mousses.

Nous avons également détaillé les méthodes de résolution du couplage conduction-rayonnement et notamment les discrétisations utilisées pour le calcul du flux de chaleur 1-D cartésien en régime permanent traversant les mousses soumises à un gradient de température. Ces discrétisations permettent une résolution numérique précise du couplage.

Le modèle ainsi décrit a été appliqué à différentes mousses fictives afin d'étudier l'évolution du flux de chaleur traversant les mousses de PSE en fonction des quatre paramètres caractérisant la structure des mousses : la masse volumique ρ , le diamètre D_{cell} des cellules internes aux billes, le diamètres D_{bille} des billes et la porosité interbille $\varepsilon_{\text{interbille}}$. Afin de donner plus de significations aux résultats obtenus et de permettre une comparaison avec les mesures expérimentales, les résultats théoriques sont exprimés sous forme de conductivité thermique équivalente λ_{eq} (W/m/K) des mousses. Pour cela, le flux thermique total calculé est simplement divisé par l'épaisseur d'isolant et par la différence de température entre les plaques chaude et froide.

Les paramètres de mesure (températures et émissivité des plaques, épaisseur d'isolant) que nous utilisons pour mener à bien les calculs sont ceux utilisés lors des mesures effectuées sur le dispositif flux métrique du CSTB. Ainsi, les températures des plaques prises en compte sont $T_c = 303 \text{ K}$ ($\cong 30^\circ\text{C}$) et $T_f = 288 \text{ K}$ ($\cong 15^\circ\text{C}$). La température moyenne à laquelle est effectué le calcul est donc de **295.5 K** soit **22.5 °C**.

En ce qui concerne les émissivités des plaques, les valeurs sont données égales à 0.9 pour la plaque chaude et la plaque froide : $E_{c,\lambda} = E_{f,\lambda} = 0.9$.

Enfin, les calculs ont été réalisés pour des épaisseurs de mousse de 40 mm.

2.2.3.1 Evolution de la conductivité thermique équivalente avec la masse volumique

Les calculs ont été réalisés pour des mousses de PSE de porosité interbille $\varepsilon_{\text{interbille}} = 6.1\%$ composées de billes de diamètre $D_{\text{bille}} = 4\text{mm}$ et dont le diamètre de cellules D_{cell} varie entre 100 et 300 μm . Nous avons pris en compte un milieu cellulaire dodécaédrique ou cubique. Les résultats sont illustrés sur les figures suivantes.

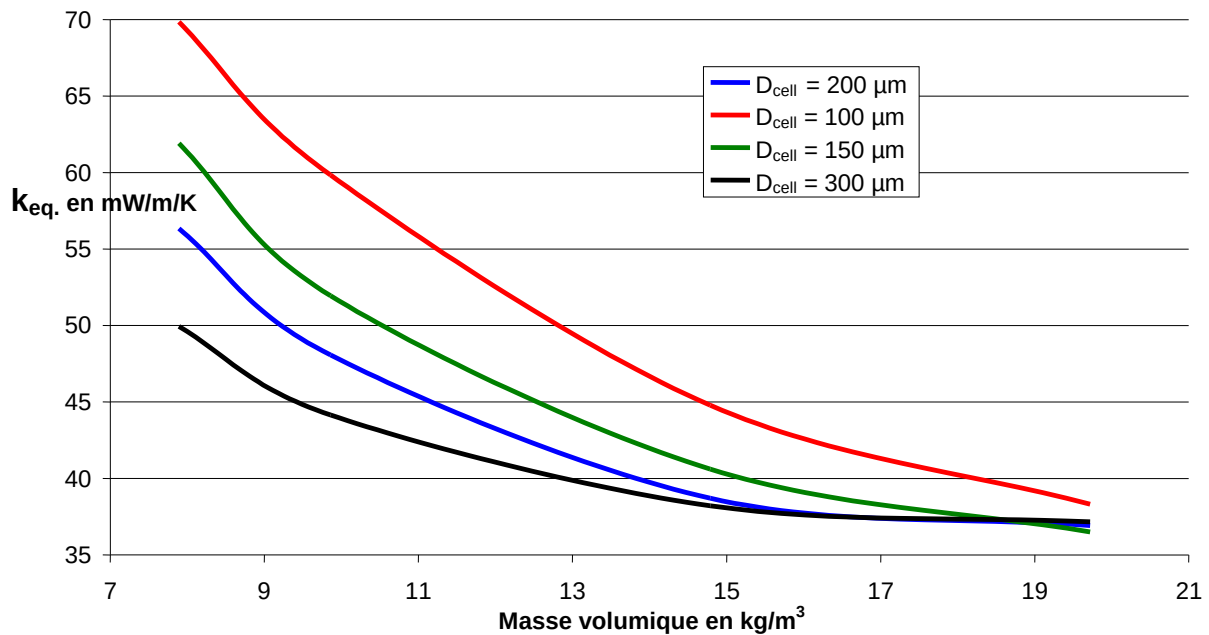


Figure 2.39 : Evolution de la conductivité thermique équivalente des mousses de PSE avec la masse volumique pour un milieu cellulaire dodécaédrique

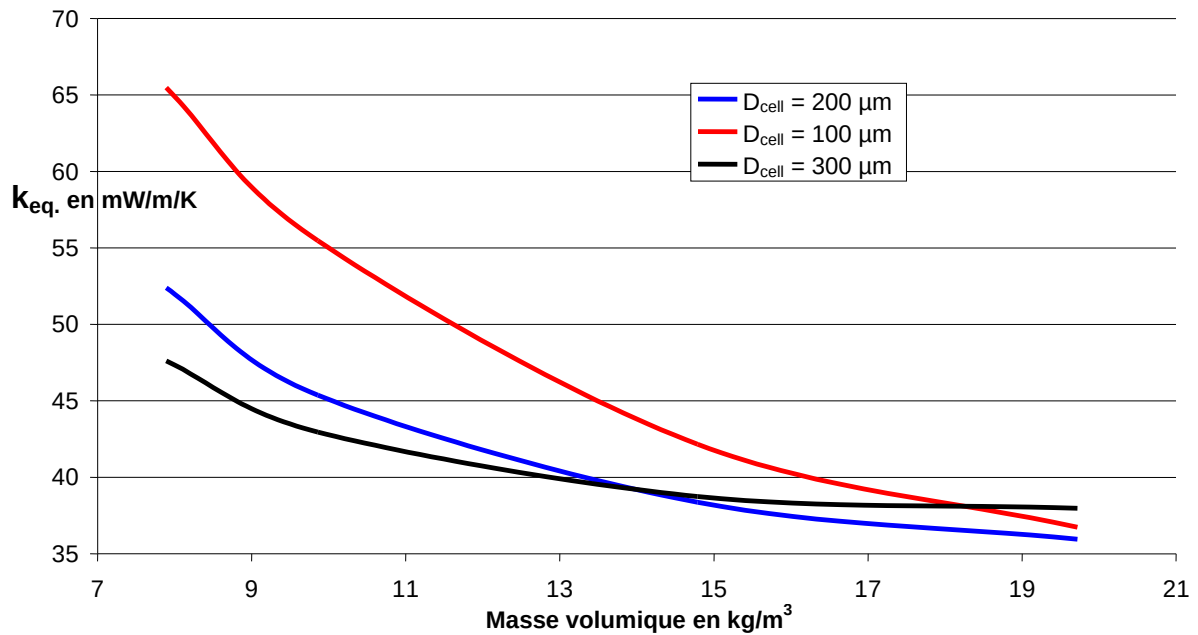


Figure 2.40 : Evolution de la conductivité thermique équivalente des mousses de PSE avec la masse volumique pour un milieu cellulaire cubique

Comme nous nous y attendions, la conductivité thermique équivalente des mousses de PSE diminue rapidement lorsque leur masse volumique augmente quelle que soit la taille et la forme des cellules. Ainsi la conductivité thermique équivalente théorique pour des cellules dodécaédriques de 200 μm de diamètre passe d'approximativement 56 mW/m/K à 37 mW/m/K lorsque la masse volumique varie de 8 à 20 kg/m^3 . Cette évolution n'est pas linéaire et au plus la masse volumique de la mousse est faible au plus la baisse de conductivité thermique due à une augmentation de masse volumique est rapide. Nous notons également que la conductivité thermique théorique déterminée en considérant un milieu cellulaire cubique est légèrement plus faible que pour des milieux cellulaires dodécaédriques. L'écart relatif maximal reste toutefois toujours inférieur à 7 % pour les masses volumiques et les tailles de cellules courantes.

Ces conclusions confirment les remarques qui ont été faites lors de l'étude de l'évolution du coefficient d'extinction et de la fonction de phase de diffusion des mousses avec la masse volumique.

Pour des masses volumiques très faibles ($\cong 8 kg/m^3$), des cellules de faible diamètre favorise nettement le transfert de chaleur. En revanche, pour des masses volumiques importantes, l'influence du diamètre des cellules est différente.

2.2.3.2 Evolution de la conductivité thermique équivalente avec le diamètre des cellules

Comme précédemment, les calculs ont été réalisés pour des mousses de porosité interbille $\varepsilon_{interbille} = 6.1 \%$ dont les billes ont un diamètre $D_{bille} = 4 mm$. Leur masse volumique varie de 7.9 à 19.7 kg/m^3 . Les résultats sont présentés sur les figures suivantes.

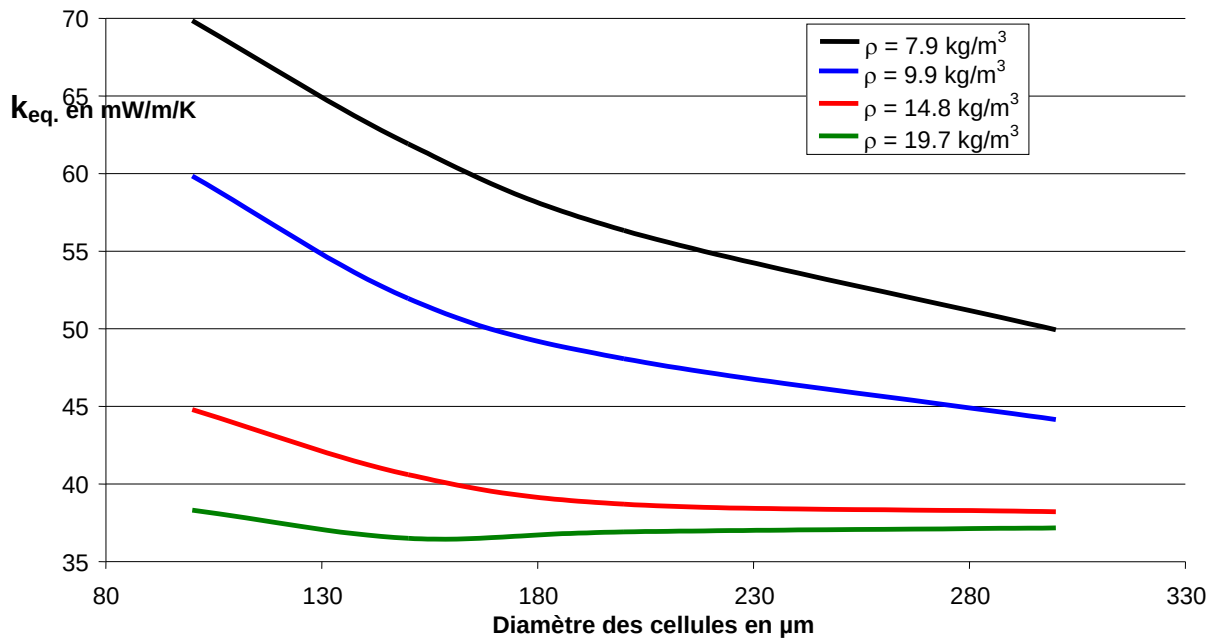


Figure 2.41 : Evolution de la conductivité thermique des mousses avec le diamètre des cellules internes aux billes (cellules dodécaédriques)

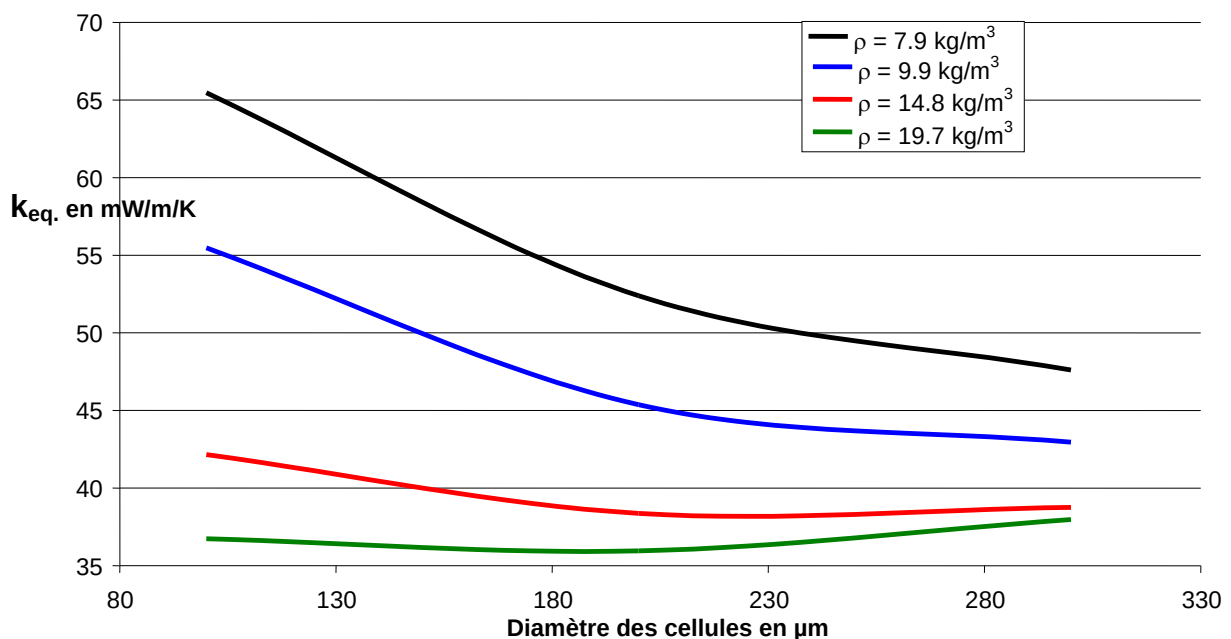


Figure 2.42 : Evolution de la conductivité thermique des mousses avec le diamètre des cellules internes aux billes (cellules cubiques)

Le diamètre des cellules formant le milieu poreux interne aux billes a une influence importante sur la conductivité thermique équivalente des mousses de PSE. Toutefois les variations de λ_{eq} avec le diamètre des cellules ne sont pas les mêmes pour des mousses de masses volumiques différentes.

Ainsi, pour des mousses de faible masse volumique, les résultats théoriques montrent que dans la gamme de taille de cellules étudiées ($100 \mu\text{m} < D_{cell} < 300 \mu\text{m}$), la conductivité thermique équivalente diminue nettement lorsque le diamètre D_{cell} augmente. Cette remarque

est valable aussi bien pour des cellules cubiques que dodécaédriques. Par exemple, pour des mousses de 8 kg/m^3 possédant des cellules cubiques, k_{eq} varie de 65 mW/m/K à 48 mW/m/K lorsque le diamètre des cellules passe de $100 \mu\text{m}$ à $300 \mu\text{m}$. Nous notons également que la baisse de conductivité équivalente avec le diamètre des cellules est moins rapide lorsque les cellules sont de grande taille.

En revanche, lorsque la masse volumique des mousses est supérieure à un certain seuil, nous constatons l'existence d'une taille de cellule optimale inférieure à $300 \mu\text{m}$ permettant de minimiser la conductivité thermique équivalente de l'épaisseur de mousse. Cette taille de cellule optimale varie avec la masse volumique de la mousse mais également suivant la morphologie des cellules considérées. Ainsi, pour des mousses de 14.8 kg/m^3 et 19.7 kg/m^3 , le diamètre de cellules optimal est approximativement de $300 \mu\text{m}$ et $250 \mu\text{m}$ pour des cellules dodécaédriques contre $250 \mu\text{m}$ et $200 \mu\text{m}$ pour des cellules cubiques.

En réalité, il existe une taille de cellule optimale quelque soit la masse volumique de la mousse. Toutefois, pour des mousses très légères, cette taille optimale est très élevée et supérieure aux tailles de cellules couramment rencontrées pour les mousses de PSE. C'est pourquoi, nous n'avons pas tenté de déterminer quantitativement leurs valeurs.

Ces conclusions confirment les remarques faites lors de l'étude de l'évolution du coefficient d'extinction, de l'albedo et de la fonction de phase des mousses avec D_{cell} qui suggéraient l'existence d'une taille de cellule optimale.

2.2.3.3 Evolution de la conductivité thermique équivalente avec le diamètre des billes

L'influence du diamètre des billes sur la conductivité thermique équivalente de la mousses a été étudiée pour des mousses de porosité interbille $\varepsilon_{interbille} = 6.1 \%$ composée de cellules de $200 \mu\text{m}$ de diamètre et dont la masse volumique est de 7.9 , 9.9 ou 14.8 kg/m^3 . Des cellules dodécaédriques ou cubiques ont été prises en compte. La figure suivante illustre les résultats.

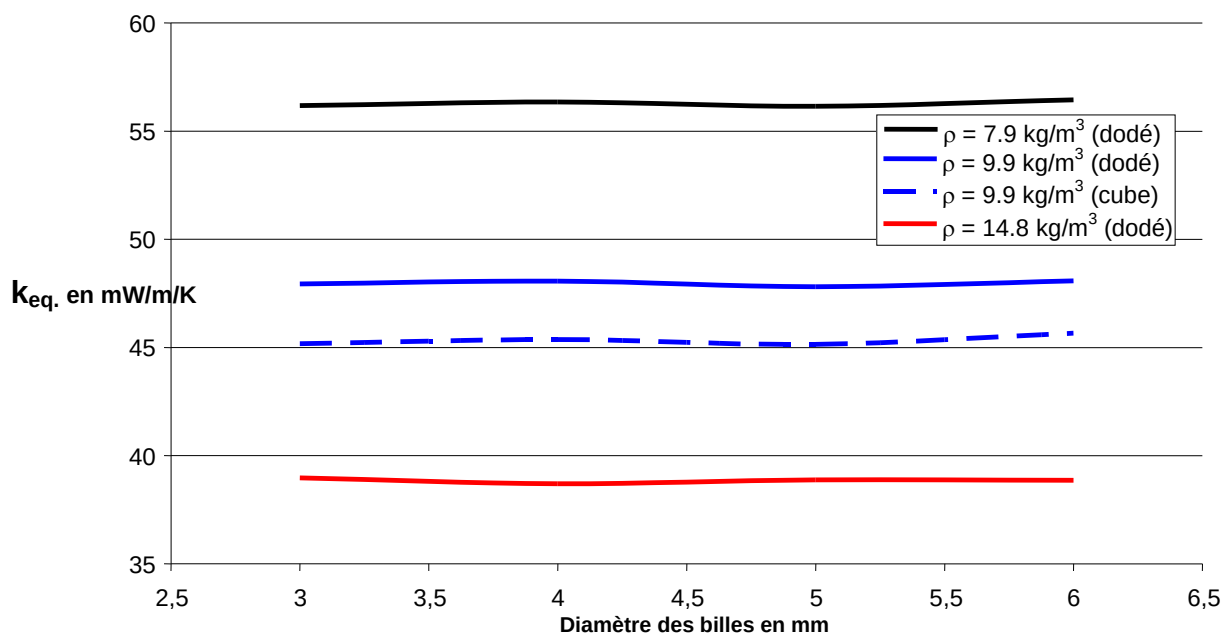


Figure 2.43 : Evolution de la conductivité thermique équivalente des mousses de PSE avec le diamètre des billes

Nous pouvons constater que l'influence du diamètre des billes sur les performances thermiques des mousses est quasiment nulle puisque l'on n'observe aucune variation significative de la conductivité équivalente lorsque D_{bille} passe de 3 mm à 6 mm. Cette remarque est valable quelque soit la morphologie des cellules considérées.

Ces résultats montrent donc que les influences antagonistes du diamètre des billes sur le coefficient d'extinction et la fonction de phase de diffusion, que nous avons constaté précédemment, ont tendance à s'annuler si bien que l'influence globale du diamètre des billes sur le flux thermique total est imperceptible.

2.2.3.4 Evolution de la conductivité thermique équivalente avec la porosité interbille

L'étude de l'influence de la porosité interbille sur la conductivité thermique équivalente a été réalisée pour des mousses composées de billes de 4 mm de diamètre et de cellules de 200 μm . Les calculs ont été réalisés pour différentes masses volumiques (correspondant à différentes porosités du milieu cellulaire) et en considérant des milieux cellulaires dodécaédriques ou cubiques. La figure 2.44 présente les résultats.

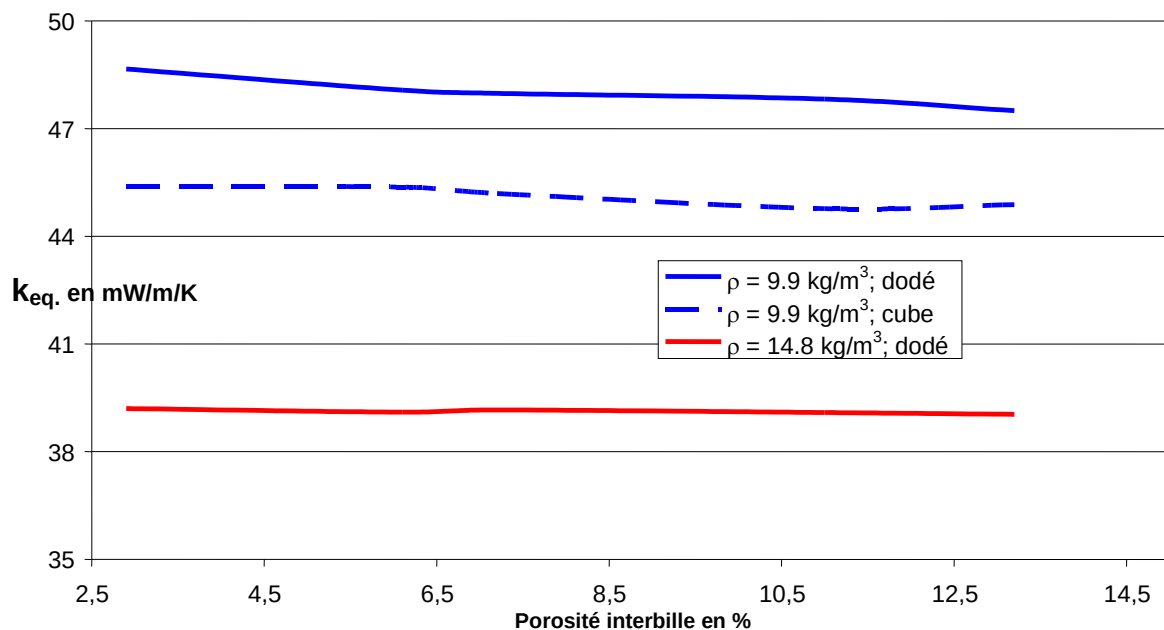


Figure 2.44 : Evolution de la conductivité thermique équivalente des mousses de PSE avec la porosité interbille

Les résultats de l'étude montrent que l'influence de la porosité interbille sur les performances thermiques de la mousse est relativement faible par rapport aux paramètres étudiés précédemment comme la masse volumique ou le diamètre D_{cell} . Toutefois, nous pouvons constater que la conductivité thermique équivalente des mousses a tendance à diminuer lorsque la porosité interbille augmente toute chose restant égale par ailleurs. Ainsi, pour une mousse de masse volumique 9.9 kg/m^3 , la conductivité thermique théorique passe de 48.7 à 47.5 mW/m/K lorsque la porosité interbille varie de 2.9% à 13.2%. Cette remarque est valable pour un milieu cellulaire cubique ou dodécaédrique et essentiellement pour les mousses dont la conductivité est relativement importante. Pour les mousses de masse volumique élevée,

pour lesquelles le transfert radiatif est faible, l'influence de la porosité interbille sur la baisse du transfert de chaleur par rayonnement est quasiment imperceptible.

2.2.3.5 Conclusions

L'étude de l'influence des paramètres physiques et des paramètres de structure des mousses de PSE sur leurs performances thermiques nous a permis de mettre en évidence que les paramètres importants pour la conductivité thermique équivalente sont essentiellement la masse volumique de la mousse et le diamètre des cellules formant la matrice cellulaire interne aux billes.

En effet, le modèle mis en place permet de rendre compte la forte diminution de λ_{eq} avec l'augmentation de la masse volumique.

Les résultats montrent également que pour les mousses de faible masse volumique auxquelles nous nous intéressons, il est intéressant d'obtenir des cellules de grande taille afin d'atteindre les performances thermiques les meilleurs possibles puisque le diamètre de cellule optimal se situe au-delà de 300 μm . Pour des mousses plus lourdes, le diamètre requis est plus faible et se situe aux alentours de 200 μm pour des mousses de 20 kg/m^3 . L'existence d'un diamètre de cellule optimal permettant de minimiser le transfert de chaleur par rayonnement avait déjà été mise en évidence par l'étude menée par Kuhn (2004).

Par ailleurs, notre modèle nous permet également de conclure que la taille des billes formant la mousse n'a pas d'influence sur leur conductivité thermique équivalente, bien que leurs propriétés radiatives varient avec D_{bille} .

Enfin, il s'avère que les performances thermiques théoriques des mousses de faible masse volumique s'améliorent légèrement lorsque leur porosité interbille augmente. Par conséquent, d'un point de vue théorique, il est intéressant d'obtenir des mousses dont la porosité interbille est la plus élevée possible même si cela pose certains problèmes au niveau du processus de fabrication.

Pour résumer, l'importance relative des différents paramètres peut être classée comme suit :

1. Masse volumique de la mousse
2. Diamètre des cellules formant le milieu poreux interne aux billes
3. Porosité interbille
4. Taille des billes comprimées

2.2.4 Validation expérimentale du modèle de calcul de la conductivité thermique équivalente

Nous avons mis en place un modèle de calcul de la conductivité thermique équivalente des mousses de PSE prenant en compte de la manière la plus fidèle possible les caractéristiques de ces mousses aussi bien au niveau de la résolution numérique du couplage conduction-rayonnement que de la détermination des propriétés conductives et radiatives des mousses. Ce modèle nous a permis d'analyser les différents paramètres de la mousse pouvant influencer la conductivité thermique équivalente en vue d'une optimisation de leurs performances thermiques lors du processus de fabrication.

Toutefois, certaines hypothèses ont dû être utilisées pour simplifier le problème notamment lors de la détermination des propriétés radiatives (optique géométrique, pas de

poutres, cellules de taille unique ...) nécessaires à la résolution du couplage. C'est pourquoi, afin d'appréhender la précision et la cohérence des résultats présentés précédemment, nous avons comparé les valeurs de conductivités thermiques équivalentes prédites par le modèle pour divers échantillons de mousses de PSE de faible densité avec les résultats de mesures flux métriques réalisées au CSTB.

Les plaques de mousses de PSE testées sont les mêmes que celles utilisées pour la validation des propriétés radiatives spectrales.

N° échantillon	ρ en kg/m^3	D_{cell} moyen en μm	D_{bille} moyen en mm	$\epsilon_{\text{interbille}}$	Epaisseur l en mm	T_c en K	T_f en K
1	8.7	200	5.6	6.1 %	61.5	304.3	287.8
2	11.25	150	5.3	5.1 %	50.8	304.1	287.7
3	12.8	160	5.1	7.1 %	50.4	304	287.8
4	14.6	180	3.6	11.0 %	49	304.6	287.8
5	12.5	110	4	13.2 %	60.1	304.2	287.8
6	13.2	180	3.8	14.2 %	49	303.9	287.8
7	17	80	3.2	8.1 %	49.2	304	287.8

Tableau 2.4 : Caractéristiques des différentes mousses testées et conditions de mesures

Les calculs ont été effectués en utilisant les discrétisations spatiale, angulaire et spectrale définies lors de l'étude de l'évolution de la conductivité thermique équivalente des mousses.

La comparaison des résultats théoriques et expérimentaux est illustrée sur la figure 2.45 où nous avons représenté les conductivités équivalentes théoriques et expérimentales pour chaque échantillon en fonction de leur masse volumique.

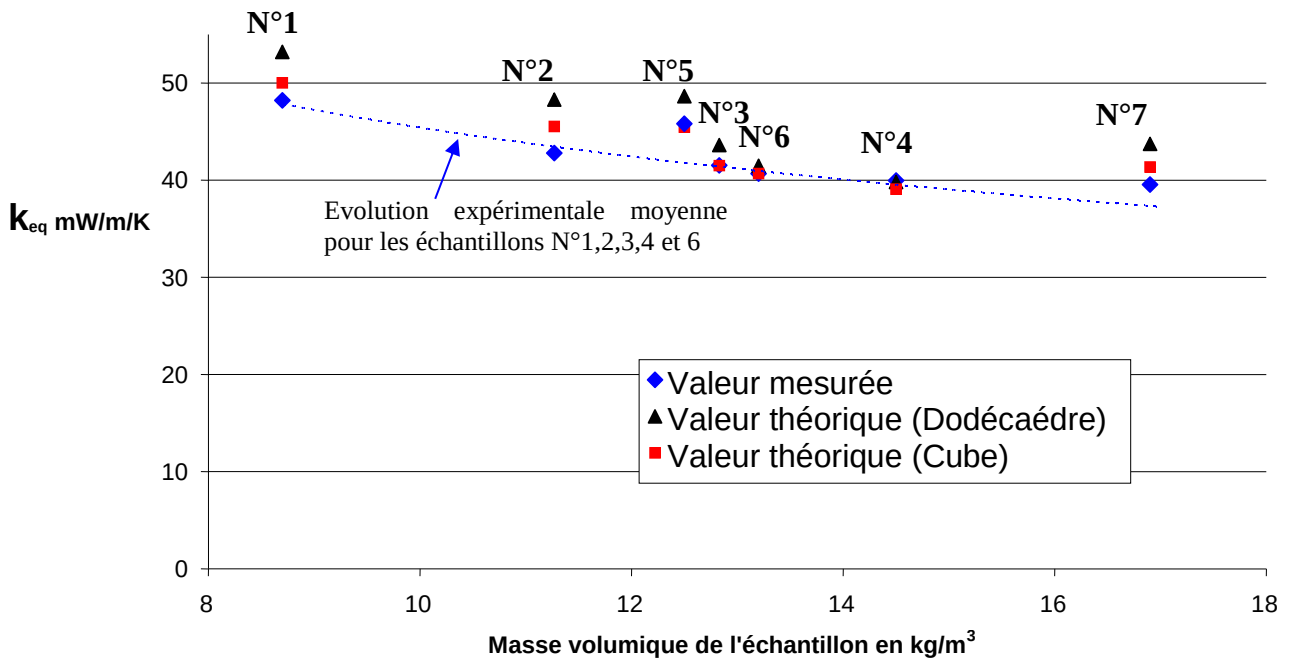


Figure 2.45 : Comparaison des valeurs de conductivité thermique équivalente mesurée et calculée pour les différents échantillons testés

Nous pouvons constater que l'accord entre les valeurs théoriques et expérimentales est relativement bon. Les résultats théoriques les moins bons sont obtenus pour l'échantillon N°2 pour lequel l'écart relatif est de 11% lorsque l'on considère un milieu cellulaire dodécaédrique et 6% pour en supposant un milieu cellulaire cubique. Pour l'ensemble des autres échantillons testés, l'erreur maximale est de 9% lorsque l'on suppose un milieu cellulaire dodécaédrique et seulement 4% lorsqu'il est cubique. Nous pouvons observer que les modèles théoriques ont, en général, tendance à surestimer la conductivité thermique équivalente du milieu quelques soient les caractéristiques de l'échantillon considéré.

A première vue, l'importance de l'écart entre théorie et expérience n'est pas liée à la masse volumique des échantillons testés. Toutefois, en ce qui concerne l'échantillon N°7, les résultats théoriques sont globalement moins fidèles aux mesures que pour les autres échantillons. Ceci peut s'expliquer par le fait que la taille moyenne des cellules est relativement faible (80 μm) et donc l'approximation de l'optique géométrique, utilisée dans le modèle théorique, est moins précise pour traiter l'interaction rayonnement-fenêtre.

Les résultats montrent également que les prédictions pour un milieu cellulaire cubique donnent de très bons résultats et sont plus proches de la réalité qu'en considérant un milieu cellulaire dodécaédrique, pour l'ensemble des échantillons testés.

Nous pouvons également remarquer que l'on observe bien une baisse régulière de la conductivité équivalente des mousses lorsque la masse volumique augmente excepté pour les échantillons N°5 et N°7, dont la taille moyenne de cellules est relativement faible par rapport aux autres échantillons. Pour ces échantillons, la conductivité thermique équivalente mesurée est supérieure à l'évolution moyenne déduite des résultats expérimentaux pour les autres échantillons. Cette remarque tend donc à confirmer les conclusions théoriques précédentes concernant l'influence de D_{cell} sur la conductivité équivalente puisque nous avons constaté que des cellules de petites tailles favorisent le transfert de chaleur par rayonnement. D'ailleurs, les résultats théoriques pour les échantillons N°5 et N°7 mettent également en évidence ce phénomène aussi bien pour un milieu cellulaire cubique que dodécaédrique.

3 . AMELIORATION DU POUVOIR ISOLANT DES MOUSSES DE PSE DE FAIBLE DENSITE

3.1 Action à l'échelle macroscopique

3.2 Action à l'échelle microscopique

3.3 Action à l'échelle mésoscopique

L'étude précédente concernant la modélisation du transfert de chaleur par conduction et rayonnement dans les mousses de PSE de faible densité nous a permis de mettre en évidence les paramètres physiques et structuraux ayant une influence sur leur comportement thermique. Ainsi, nous avons pu définir les caractéristiques permettant d'obtenir une conductivité thermique équivalente la plus faible possible et montré, notamment, qu'il est intéressant d'obtenir des cellules les plus grandes possibles.

Toutefois, les performances thermiques des mousses de PSE de faible densité restent relativement médiocres par rapport à d'autres matériaux isolants de densité plus élevée, le transfert de chaleur par rayonnement occupant, en effet, une part importante dans le transfert de chaleur total. Pour rendre les mousses de PSE plus compétitives tout en conservant leurs avantages (faible poids, coût de fabrication faible), il est donc nécessaire d'améliorer leur conductivité thermique équivalente. Par ailleurs, il paraît difficile d'agir significativement sur le transfert conductif des mousses de PSE étant donné que l'air, qui est le principal constituant jouant un rôle prépondérant, ne peut être remplacé par d'autres gaz d'imprégnation depuis l'entrée en vigueur de la nouvelle réglementation thermique visant à réduire l'émission de gaz à effet de serre. En revanche, il semble que le transfert thermique radiatif à l'intérieur des mousses puisse être sensiblement diminué sans changer significativement les caractéristiques et le mode de fabrication des mousses. Plusieurs actions ont ainsi été proposées par l'entreprise KNAUF, le CSTB et EDF. Ces actions consistent à introduire, au sein même des mousses, des « rupteurs » de rayonnement destinés à les rendre plus opaques au rayonnement infrarouge. Ces rupteurs se différencient suivant l'échelle à laquelle ils agissent sur le transfert radiatif. On distingue :

- Les rupteurs agissant à l'échelle macroscopique. Le principe consiste alors à disposer des films orientés perpendiculairement au flux de chaleur monodimensionnel régnant à l'intérieur des tranches de mousses de PSE afin d'empêcher la propagation du rayonnement et de réduire le transfert thermique radiatif.
- Les rupteurs agissant à l'échelle microscopique. La baisse du transfert thermique radiatif est obtenue en introduisant des particules ayant une forte interaction avec le rayonnement infrarouge responsable du transfert de chaleur par rayonnement, au sein même de la matrice polystyrène. Ces particules se répartissent à l'intérieur des fenêtres formant la matrice cellulaire interne aux billes et constitue un obstacle supplémentaire à la propagation du rayonnement.
- Les rupteurs agissant à l'échelle mésoscopique. Ils se présentent sous la forme de peintures ou de poudres permettant d'enrober les billes formant les mousses de PSE durant le processus de fabrication afin d'empêcher le rayonnement thermique de se propager à l'intérieur du matériau.

Pour les trois approches proposées, il est bien évident que les rupteurs utilisés doivent présenter des propriétés précises pour que leur efficacité soit maximale. Afin de déterminer les caractéristiques optimales des rupteurs introduits et estimer le gain en terme de performances thermiques qu'il est possible d'obtenir, nous avons mis au point, pour chaque action, des modèles permettant de prendre en compte l'influence des rupteurs sur le transfert thermique radiatif et sur le transfert de chaleur total à l'intérieur des mousses « améliorées ». Ces modèles s'inspirent largement du modèle développé lors de l'étude précédente concernant le transfert de chaleur dans les mousses de PSE, auquel des modifications ont été apportées. Ces modifications concernent aussi bien le calcul des propriétés conductives et radiatives des

mousses modifiées que les méthodes de résolution des équations de l'énergie et du transfert radiatif nécessaires à la prise en compte du couplage conduction rayonnement.

Les résultats théoriques concernant les gains de conductivité thermique équivalente ont été confrontés à des mesures expérimentales sur des mousses de PSE dans lesquelles des rupteurs ont été introduits. Ceci nous permet de valider les modèles théoriques.

D'autre part, les conclusions sur les gains envisageables pour chaque action constituent des indications essentielles pour permettre de déterminer si une des approches peut être retenue en vue d'une production industrielle de mousse de PSE améliorées.

3.1 Action à l'échelle macroscopique

3.1.1 Principe

Le principe de l'action à l'échelle macroscopique est illustré sur la figure 3.1. Les rupteurs se présentent sous la forme de films disposés à l'intérieur des mousses perpendiculairement au flux de chaleur. Ces films sont sensés empêcher la propagation du rayonnement thermique au sein des mousses de PSE.

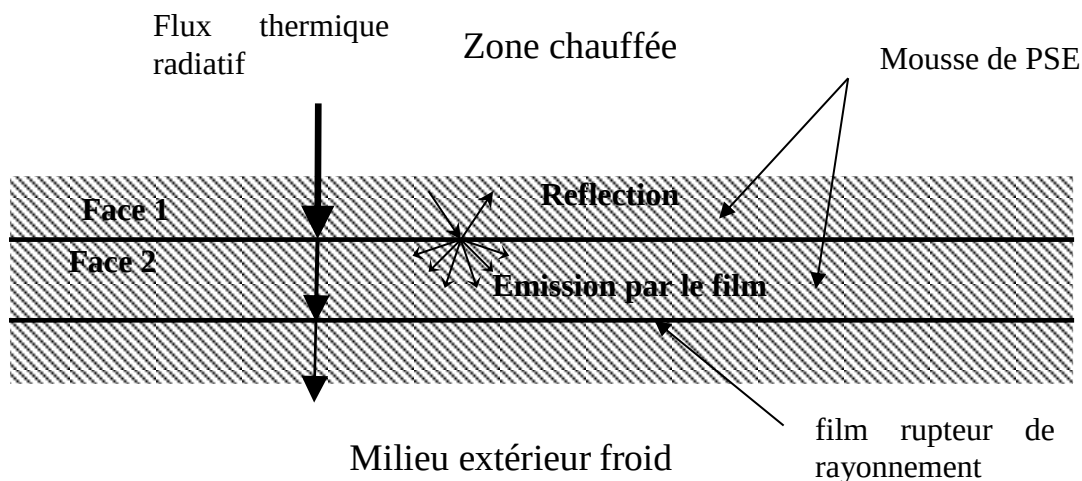


Figure 3.1 : Principe de l'action macroscopique

L'interaction des films avec le rayonnement infrarouge est caractérisée par trois propriétés monochromatiques :

- La transmittivité représentant la capacité du film à laisser passer le rayonnement incident. Dans le cas d'un film non diffusant, toute l'énergie transmise sort du film dans la direction d'incidence et la transmittance directionnelle $T_{d_{film},\lambda}$ est égale à la proportion d'énergie radiative incidente sortant du film dans la direction d'incidence. Dans le cas d'un film à transmission diffuse, l'énergie peut être transmise dans toutes les directions de l'hémisphère avant avec la même probabilité et la transmittance hémisphérique $T_{h_{film},\lambda}$ est égale à la proportion de l'énergie radiative incidente sortant du film dans l'hémisphère avant.

- L'émissivité $E_{\text{film},\lambda}$ et l'absorptivité $A_{\text{film},\lambda}$ caractérisant la capacité du film à émettre et absorber le rayonnement infrarouge. $E_{\text{film},\lambda}$ et $A_{\text{film},\lambda}$ sont toutes deux égales à la proportion d'énergie radiative incidente absorbée par le film
- La réflectivité représentant la capacité du film à réfléchir le rayonnement incident. Dans le cas d'un film à réflexion spéculaire, les rayons sont réfléchis dans une direction symétrique à la direction d'incidence par rapport à la normale à la surface du film et la réflectance directionnelle $Rd_{\text{film},\lambda}$ est égale à la proportion d'énergie radiative incidente réfléchie par le film. Dans le cas d'un film à réflexion diffuse, les rayons peuvent être réfléchis dans toutes les directions de l'hémisphère arrière avec la même probabilité et la réflectance hémisphérique $Rh_{\text{film},\lambda}$ est égale à la proportion d'énergie radiative incidente réfléchie par le film dans l'hémisphère arrière.

En effectuant un bilan de conservation d'énergie sur le film, on obtient la relation :

$$\left. \begin{aligned} Td_{\text{film},\lambda} + E_{\text{film},\lambda} + Rd_{\text{film},\lambda} &= 1 \text{ pour les films non diffusants} \\ Th_{\text{film},\lambda} + E_{\text{film},\lambda} + Rh_{\text{film},\lambda} &= 1 \text{ pour les films à réflexion et transmission diffuse} \end{aligned} \right\} (3.1)$$

Il est intéressant de noter que ces propriétés peuvent être différentes suivant la face du film que l'on considère si ces deux faces n'ont pas le même revêtement. Par la suite, nous différencierons donc les transmittances, les réflectivités et émissivités monochromatiques des deux faces que nous noterons $Td_{\text{film},\lambda,1}$, $Td_{\text{film},\lambda,2}$, $E_{\text{film},\lambda,1}$, $E_{\text{film},\lambda,2}$ et $Rd_{\text{film},\lambda,1}$, $Rd_{\text{film},\lambda,2}$ où l'indice 1 indique la face en regard de la plaque chaude et l'indice 2 la face en regard de la plaque froide (voir figure 3.1).

Pour décrire parfaitement le comportement radiatif des films, il est également nécessaire de connaître le type de réflexion intervenant à la surface du film. Dans le cas où, les rayons incidents sont réfléchis dans une direction symétrique à la direction d'incidence par rapport à la normale au plan du film, on parle de réflexion spéculaire (figure 3.2). Inversement, lorsque le rayonnement incident est réfléchi dans toutes les directions de l'hémisphère arrière avec la même probabilité, on parle de film à réflexion diffuse. Dans la réalité, le comportement en réflexion des films se situe entre ces deux cas extrêmes. Ainsi, une partie de l'énergie radiative incidente est réfléchie spéculairement et l'autre de manière diffuse.

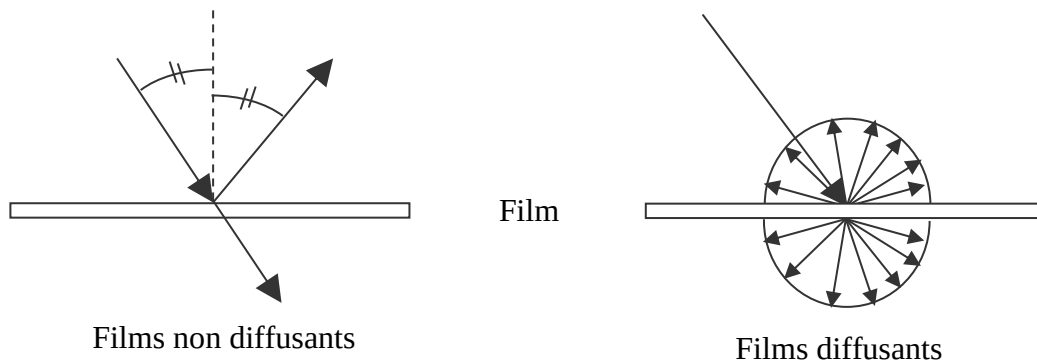


Figure 3.2 : Illustration des différents types de réflexion et transmission pour des films non diffusant et diffusant

Les caractéristiques des films que l'on désire introduire à l'intérieur des mousses doivent être choisies de manière à maximiser le gain de conductivité thermique qu'il est possible d'obtenir pour une épaisseur de mousse donnée. D'autre part, l'influence de la position des films introduits sur l'efficacité de l'action envisagée doit être analysée.

3.1.2 Etude théorique du transfert thermique en présence de films rupteurs de rayonnement

3.1.2.1 Modélisation du transfert de chaleur en présence des films

L'introduction de films disposés parallèlement aux surfaces chaude et froide ne modifie pas la géométrie du flux de chaleur traversant l'épaisseur d'isolant. Ainsi, le flux thermique reste monodimensionnel en géométrie cartésienne avec symétrie azimutale. D'autre part, les films introduits étant très fins ($< 50 \mu\text{m}$), bon conducteurs comparés aux mousses de PSE et disposés perpendiculairement au flux de chaleur, nous considérons que leur présence n'a pas d'influence sur le transfert de chaleur par conduction à l'intérieur de la tranche d'isolant. Par conséquent, la méthode de résolution de l'équation de l'énergie développée pour déterminer le flux thermique total traversant les mousses de PSE non modifiées peut donc être conservée dans le cas de la modélisation de l'action macroscopique.

Par ailleurs, les propriétés radiatives et conductives de la mousse ne sont pas affectées par la présence des films et les mêmes modèles que ceux utilisés précédemment sont conservés.

En revanche, la présence des films contribue à modifier le champ de luminance régnant à l'intérieur de l'isolant et doit être prise en compte dans la méthode des ordonnées discrètes permettant de résoudre l'Equation du Transfert Radiatif. En effet, elle doit faire apparaître des conditions aux limites, dépendant des caractéristiques radiatives des films, aux endroits où ils sont disposés. Pour cela, on utilise comme précédemment une discrétisation spatiale permettant de diviser l'épaisseur en sous volumes dans lesquels les luminances au centre et aux faces seront déterminées. La discrétisation spatiale utilisée doit être choisie de telle sorte que la position des films introduits corresponde à une frontière entre deux sous volumes (voir figure 3.3).

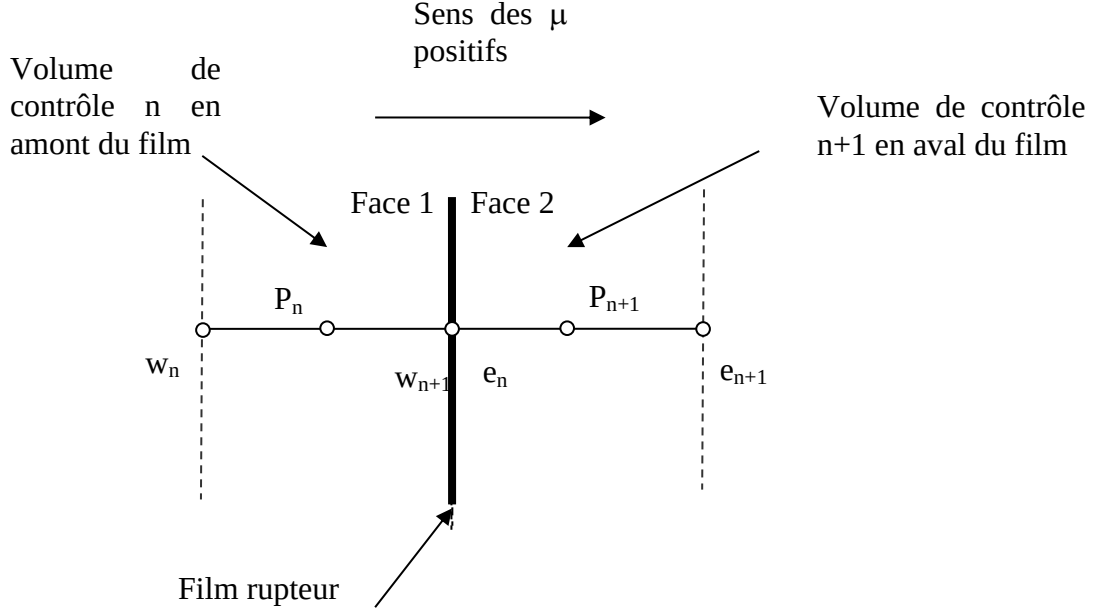


Figure 3.3 : Illustration de la discrétisation spatiale en présence de films rupteurs

Pour ces volumes, le calcul progressif de proche en proche des luminances à la base de la méthode des ordonnées discrètes est modifié par la présence du film. Les formules de calcul des luminances aux frontières e_n et w_{n+1} du sous volume n à partir des luminances en P_n et w_n (pour le sens des μ positifs) et en P_{n+1} et e_{n+1} (pour le sens des μ négatifs) doivent être modifiées pour tenir compte de la réflexion, transmission et de l'émission du film. Dans le cas d'un film à transmission et réflexion spéculaire, les formules deviennent :

$$L_\lambda(e_n, \mu_i) = (2L_\lambda(P_n, \mu_i) - L_\lambda(w_n, \mu_i))Td_{film, \lambda, 1} + Rd_{film, \lambda, 2} \cdot (2L_\lambda(P_{n+1}, -\mu_i) - L_\lambda(e_n, -\mu_i)) + E_{film, \lambda, 2} L_\lambda^0(T_{film}) \quad (3.2)$$

pour les μ_i positifs

$$L_\lambda(w_{n+1}, \mu_i) = (2L_\lambda(P_{n+1}, \mu_i) - L_\lambda(e_{n+1}, \mu_i))Td_{film, \lambda, 2} + Rd_{film, \lambda, 1} \cdot (2L_\lambda(P_n, -\mu_i) - L_\lambda(w_n, -\mu_i)) + E_{film, \lambda, 1} L_\lambda^0(T_{film}) \quad (3.3)$$

pour les μ_i négatifs

où T_{film} est la température du film considéré

Dans le cas d'un film à réflexion et transmission diffuse, les formules sont plus complexes puisqu'elles doivent prendre en compte les transmissions et réflexions de l'ensemble des luminances arrivant sur le film avec des directions différentes et on a :

$$L_\lambda(e_n, \mu_i) = \sum_{j=1}^{nbd/2} \frac{[(2L_\lambda(P_n, \mu_j) - L_\lambda(w_n, \mu_j)) \cdot \mu_j \cdot w_j]}{\pi} \cdot Th_{film, \lambda, 1} + 2 \cdot Rh_{film, \lambda, 2} \cdot \sum_{j=nbd/2+1}^{nbd} [(2L_\lambda(P_{n+1}, \mu_j) - L_\lambda(e_n, \mu_j)) \cdot \mu_j \cdot w_j] + E_{film, \lambda, 2} L_\lambda^0(T_{film}) \quad (3.4)$$

pour les μ positifs

$$L_\lambda(w_{n+1}, \mu_i) = \sum_{j=nbd/2+1}^{nbd} \frac{[(2L_\lambda(P_{n+1}, \mu_j) - L_\lambda(e_{n+1}, \mu_j)) \cdot \mu_j \cdot w_j]}{\pi} \cdot Th_{film, \lambda, 2} + 2 \cdot Rh_{film, \lambda, 1} \cdot \sum_{j=1}^{nbd/2} [(2L_\lambda(P_n, \mu_j) - L_\lambda(w_n, \mu_j)) \cdot \mu_j \cdot w_j] + E_{film, \lambda, 1} L_\lambda^0(T_{film}) \quad (3.5)$$

pour les μ négatifs

Où nbd représente le nombre de directions de discrétisations, les directions numérotées de 1 à nbd/2 correspondant aux μ positifs et les directions numérotées de nbd/2+1 à nbd correspondant aux μ négatifs.

Pour les volumes de contrôle ne possédant pas de films sur leurs frontières, les formules de calcul des luminances de proche en proche aux faces des sous volumes restent les mêmes que celles présentées pour la méthode des ordonnées discrètes en l'absence de films :

$$L_{\lambda}(e, \mu_i) = 2.L_{\lambda}(P, \mu_i) - L_{\lambda}(w, \mu_i) \quad \text{dans le sens des } \mu_i \text{ positifs} \quad (3.6)$$

$$L_{\lambda}(w, \mu_i) = 2.L_{\lambda}(P, \mu_i) - L_{\lambda}(e, \mu_i) \quad \text{dans le sens des } \mu_i \text{ négatifs} \quad (3.7)$$

Enfin, le reste de la procédure de résolution de l'ETR par la méthode des ordonnées discrètes reste inchangée par rapport à celle présentée précédemment.

3.1.2.2 Etude de l'influence des différents paramètres sur la baisse de conductivité thermique équivalente

L'approche macroscopique consistant à introduire des films au sein même des mousses de PSE doit permettre de réduire significativement le flux de chaleur traversant l'épaisseur d'isolant. Afin d'optimiser les gains de conductivité thermique équivalente qu'il est possible d'obtenir, nous avons effectué une étude théorique de l'évolution du flux thermique total traversant le matériau amélioré en fonction des propriétés des films introduits de leur nombre et leur positionnement.

Les calculs ont été effectués en considérant que la mousse de PSE d'origine dans laquelle les films sont introduits possède les caractéristiques suivantes : $\rho=9.9 \text{ kg/m}^3$, $D_{\text{cell}}=200 \text{ }\mu\text{m}$, $\varepsilon_{\text{interbille}} = 6\%$ et $D_{\text{bille}} = 4 \text{ mm}$. Ces caractéristiques ont été choisies parmi celles de mousses existantes sur le marché pour que le transfert de chaleur par rayonnement dans la mousse d'origine soit prépondérant de manière à identifier plus facilement l'influence de chacun des paramètres sur le transfert thermique radiatif. Les températures des plaques chaudes et froides choisies sont $T_c=303 \text{ K}$ et $T_f=288\text{K}$, l'épaisseur de mousse est de 40 mm et les émissivités E_c et E_f des plaques chaude et froide sont de 0.9 pour l'ensemble des longueurs d'onde considérées.

La conductivité thermique équivalente théorique de cette mousse en l'absence de film est de **45.6 mW/m/K** en considérant que le milieu cellulaire interne aux billes est cubique. Par la suite, les propriétés radiatives de la mousse utilisées pour la résolution numérique de l'ETR en présence de films seront celles obtenues en supposant un milieu cellulaire cubique puisque, nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les résultats théoriques sont plus proches de la réalité. La conductivité thermique équivalente calculée sera donc prise comme référence.

3.1.2.2.1 Influence des caractéristiques radiatives des films

3.1.2.2.1.1 Influence de la transmittivité des films

Nous avons étudié l'influence de la transmittivité des films introduits à l'intérieur de la mousse sur la conductivité thermique équivalente de l'ensemble. Pour simplifier l'étude tout en permettant de tirer des conclusions générales concernant l'ensemble des longueurs d'onde, les propriétés du film sont supposées indépendantes de la longueur d'onde. D'autre part, l'émissivité $E_{\text{film},\lambda}$ et la réflectivité $Rh_{\text{film},\lambda}$ du film sont égales quelque soit la transmittivité $Th_{\text{film},\lambda}$ du film. Nous supposons également que la réflexion intervenant à la surface des films est diffuse. Enfin, les deux faces du film sont supposées avoir les mêmes caractéristiques et on a donc pour l'ensemble des longueurs d'onde :

$$E_{\text{film},1} = E_{\text{film},2} = Rh_{\text{film},1} = Rh_{\text{film},2} = \frac{1 - Th_{\text{film}}}{2} \quad (3.8)$$

Les résultats théoriques obtenus en insérant 1 film au centre de l'isolant ou 2 films répartis régulièrement (positions à 1/3 et 2/3 de l'épaisseur) sont illustrés sur la figure suivante.

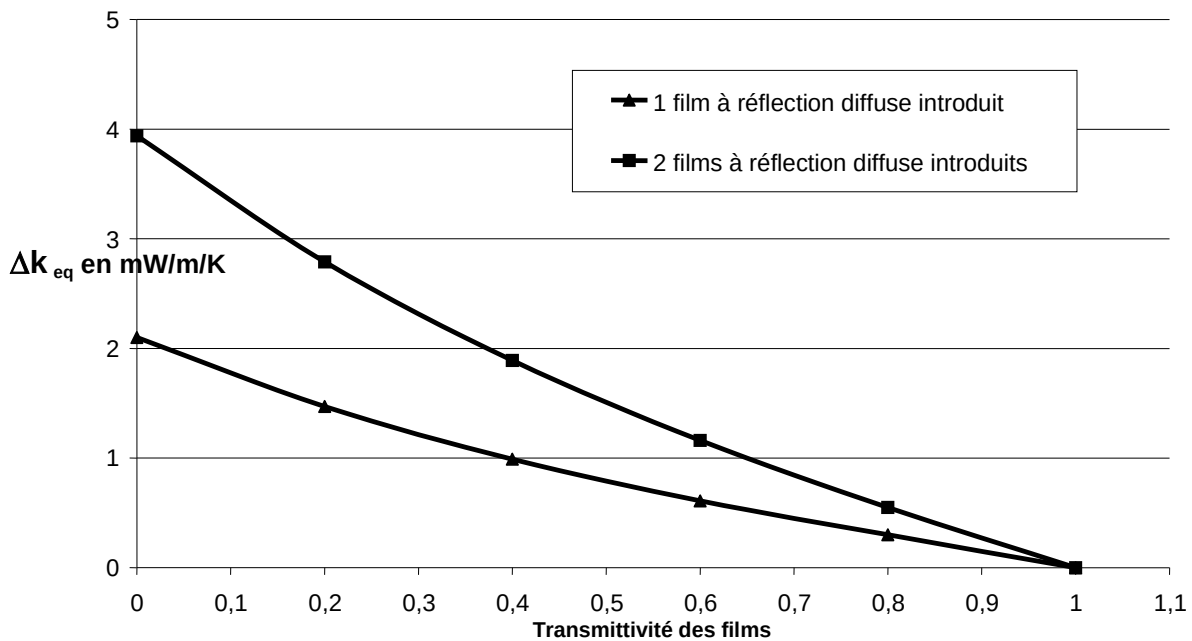


Figure 3.4 : Evolution de la baisse de conductivité thermique équivalente en fonction de la transmittivité du film pour 1 film et 2 films introduits

L'étude de la courbe montre, comme nous pouvions nous y attendre, que l'efficacité de l'action à l'échelle macroscopique dépend fortement de la capacité du film à interagir avec le rayonnement infrarouge. En effet, il est nécessaire d'utiliser des films opaques si l'on désire maximiser le gain en terme de conductivité thermique équivalente. L'évolution du gain avec la transmittivité du film est quasi linéaire.

3.1.2.2.1.2 Influence de l'émissivité des films

Les résultats précédents montrent qu'il est nécessaire d'utiliser des films opaques. Dans la suite de l'étude théorique, nous considérerons donc uniquement des films dont la transmittivité est nulle pour l'ensemble des longueurs d'onde infrarouge. En pratique, il n'est pas difficile de trouver des films opaques au rayonnement infrarouge. Toutefois, la transmittivité n'est pas l'unique caractéristique du film pouvant influencer la baisse de conductivité thermique équivalente puisque l'interaction du rayonnement avec le film n'est pas la même suivant que celui-ci absorbe ou réfléchisse le rayonnement. Les calculs ont donc été réalisés pour différents films opaques dont l'émissivité varie entre 0 (film totalement

réfléchissant) et 1 (film totalement absorbant). Etant donné que les films ne transmettent aucun rayonnement, nous avons :

$$Rh_{film} = 1 - E_{film} \quad (3.9)$$

Les conditions des calculs sont les mêmes que précédemment à savoir que les propriétés, identiques sur les deux faces du film, sont indépendantes de la longueur d'onde et que les films, au nombre de 1 ou 2, sont disposés régulièrement à l'intérieur de l'isolant.

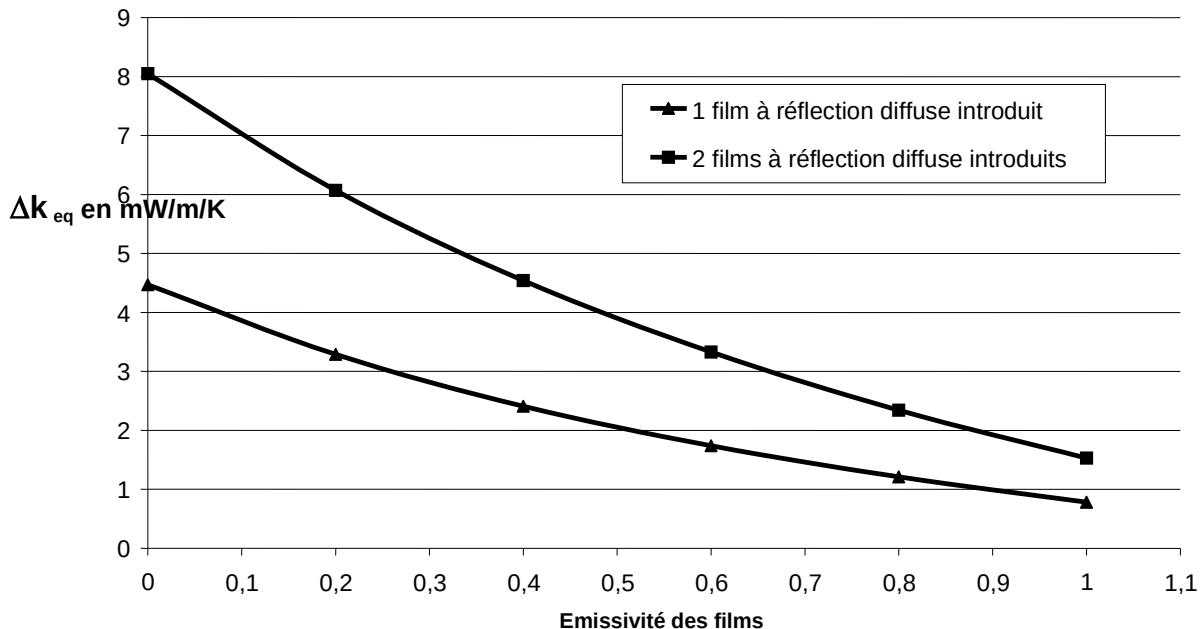


Figure 3.5 : Evolution de la baisse de conductivité thermique équivalente en fonction de l'émissivité des films pour 1 film et 2 films opaques introduits

Nous pouvons remarquer que l'émissivité des films introduits a une influence très importante sur l'efficacité de l'action envisagée. Il s'avère, en effet, que les films de faible émissivité conviennent nettement mieux que les films absorbant le rayonnement. Ainsi, les résultats théoriques montrent qu'une baisse de conductivité thermique importante peut être obtenue si l'on utilise des films opaques fortement réfléchissants. Par exemple, en introduisant un film totalement réfléchissant sur ses deux faces au centre de l'épaisseur d'isolant, la conductivité thermique de l'ensemble passe de **45.6 mW/m/K** à **41.2 mW/m/K** et descend même à **37.6 mW/m/K** si l'on introduit 2 films répartis régulièrement soit une baisse de 18% de la conductivité thermique de départ.

En revanche si les films sont totalement absorbants, les gains obtenus sont respectivement de **0.8** et **1.5 mW/m/K** et donc quasiment négligeables. Cette différence importante entre films réfléchissants et films absorbants peut s'expliquer simplement si l'on considère que lorsque les rayons sont réfléchis, ils sont en fait redirigés dans des directions arrières et ne peuvent traverser le film alors que les rayons absorbés sont ensuite réémis par le film dans l'ensemble des directions de l'espace et notamment en direction avant. La réflexion du rayonnement est donc plus intéressante pour limiter la propagation du rayonnement dans le milieu.

Nous notons que l'évolution du gain avec l'émissivité du film n'est pas linéaire. Au plus l'émissivité est faible au plus la baisse de conductivité thermique équivalente est rapide.

3.1.2.2.1.3 Influence du type de réflexion

Pour caractériser totalement l'interaction des films avec le rayonnement infrarouge, nous avons vu qu'il est non seulement nécessaire de connaître leur émissivité, leur

transmittivité et leur réflectivité mais également le type de réflexion intervenant à leur surface. En effet, pour un film à réflexion diffuse, l'énergie réfléchie n'est pas redirigée de la même manière que si la réflexion est spéculaire. Nous avons voulu étudier l'influence du type de réflexion en effectuant les mêmes calculs que précédemment avec des films opaques totalement réfléchissants sur leurs deux faces pour toute la gamme de longueur d'onde et dont la réflexion peut être diffuse ou spéculaire.

Ainsi, lorsque 1 film est introduit au centre de l'épaisseur de mousse, la conductivité thermique passe de **45.7 mW/m/K** à **41.17 mW/m/K** dans le cas d'une réflexion diffuse et **41.15 mW/m/K** pour une réflexion spéculaire. Lorsque deux films sont introduits, les conductivités thermiques équivalentes sont respectivement de **37.6 mW/m/K** et **37.55 mW/m/K**.

Ces résultats montrent donc que le type de réflexion intervenant à la surface des films n'a, en théorie, qu'une influence négligeable sur l'efficacité des films.

3.1.2.2 Influence du nombre de films introduits

Nous avons fait varier le nombre de rupteurs introduits en conservant toujours une répartition régulière des films à l'intérieur de l'isolant. Les propriétés des films ont été choisies de manière à maximiser la baisse de conductivité thermique équivalente. Les films sont donc parfaitement opaques et réfléchissants de manière diffuse. Les résultats sont illustrés sur la figure suivante.

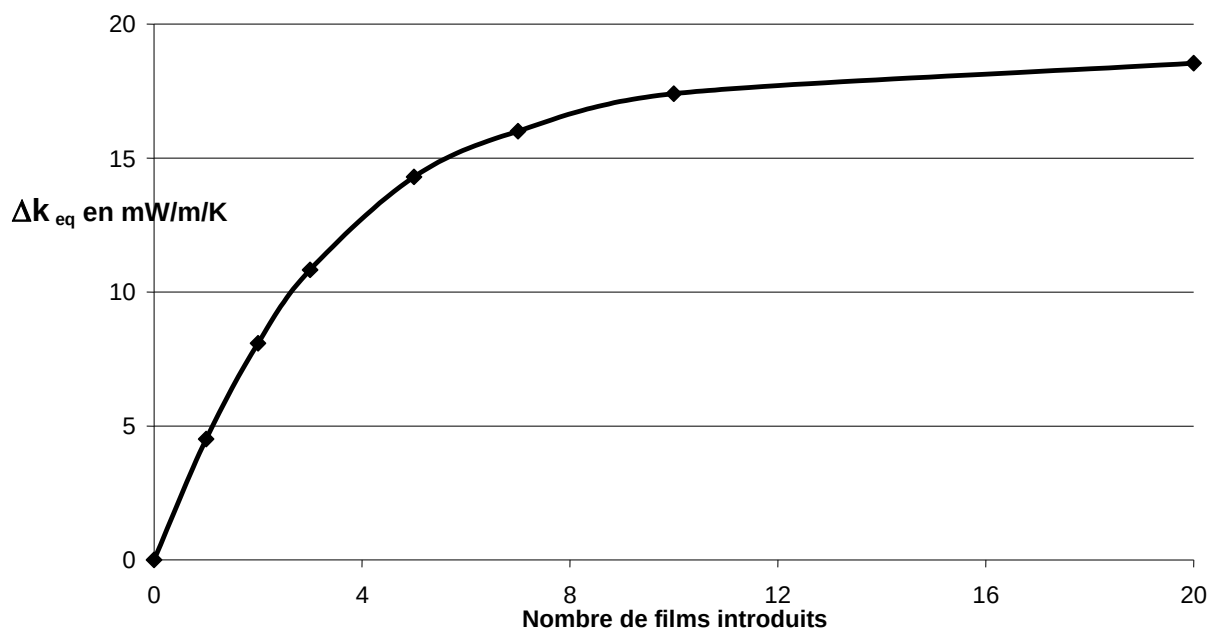


Figure 3.6 : Evolution de la baisse de conductivité thermique équivalente en fonction du nombre de films introduits

La baisse de conductivité thermique équivalente est d'autant plus importante que le nombre de films utilisés est grand. Toutefois, au plus le nombre de films déjà présents est élevé, au moins le gain obtenu par l'ajout d'un film supplémentaire est significatif. Nous pouvons également remarquer que lorsque le nombre de films introduits est très important, la conductivité thermique équivalente de l'ensemble tend vers une valeur limite. Cette valeur limite correspond en fait à la conductivité phonique de la mousse. Ainsi, lorsque l'on utilise

20 films, la conductivité thermique équivalente théorique de l'ensemble est égale à **27.15** mW/m/K alors que la conductivité phonique de la mousse à la température moyenne du milieu est de **26.8** mW/m/K. La proportion d'énergie traversant l'épaisseur d'isolant par rayonnement est alors quasiment annulée du fait de la présence des films.

3.1.2.2.3 Influence de la position et de l'orientation des films

La position des films est également susceptible de modifier leur influence sur le champ de luminance à l'intérieur de la tranche d'isolant. Par ailleurs, comme nous l'avons précisé, les films peuvent présenter des caractéristiques différentes suivant la face considérée. L'orientation des faces des films a alors une importance. Nous avons donc étudié les variations de la conductivité thermique équivalente avec ces deux paramètres.

3.1.2.2.3.1 Influence de la position des films

Afin de ne pas rendre l'étude trop lourde, seuls les cas où 1 et 2 films sont introduits ont été analysés. Dans les deux cas, les calculs ont été réalisés pour des films opaques totalement réfléchissant de manière diffuse sur leurs deux faces et pour l'ensemble des longueurs d'onde.

1 film introduit

Les résultats concernant l'évolution du gain de conductivité thermique équivalente en fonction de la position du film sont illustrés sur la figure 3.7. La position du film peut varier entre 0 et 1, la position 0 indiquant que le film est sur la frontière chaude, la position 1 qu'il est sur la frontière froide et la position 0.5 qu'il est au centre de l'isolant.

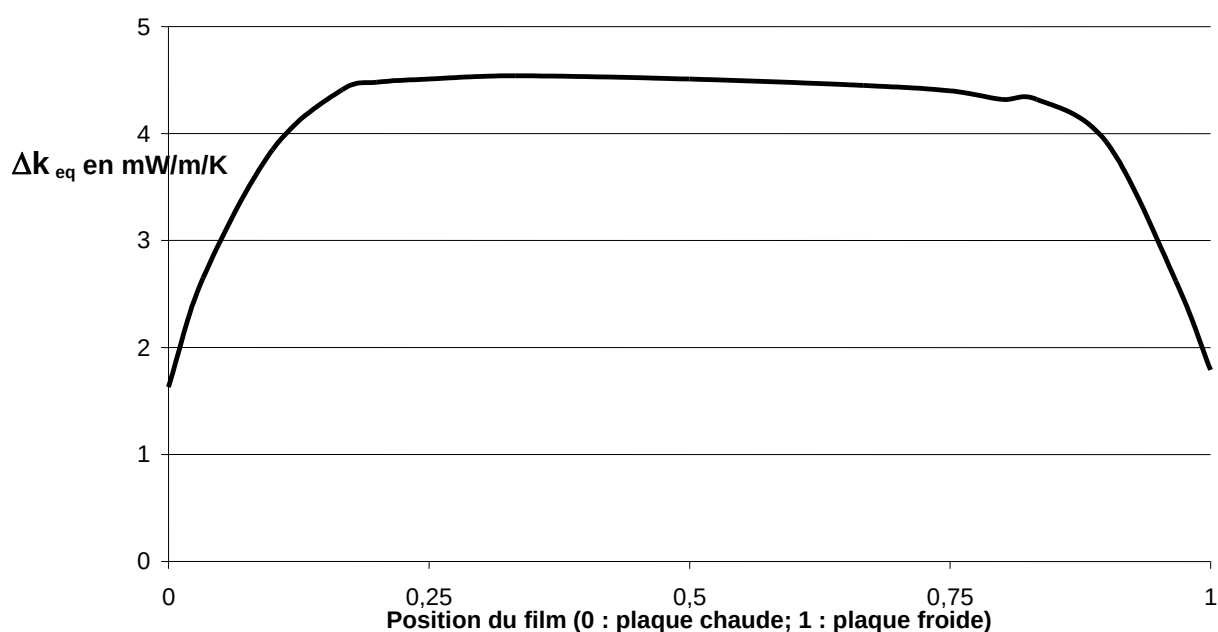


Figure 3.7 : Evolution de la baisse de conductivité thermique équivalente en fonction de la position du film pour 1 film introduit

Les résultats montrent que l'efficacité du film est maximale lorsque celui-ci est disposé à proximité du centre de l'épaisseur de mousse de PSE. Nous remarquons que la

baisse de conductivité thermique équivalente reste pratiquement inchangée tant que le film est situé entre les positions 0.2 et 0.8. Le gain est alors approximativement de **4.5 mW/m/K**.

Par contre, si le film est disposé trop près des extrémités de l'épaisseur d'isolant, son efficacité pour réduire le transfert de chaleur est très nettement diminuée. Ainsi, lorsqu'il est placé au niveau des plaques chaude et froide, la baisse n'est plus que de **1.6** et **1.8 mW/m/K** respectivement.

Nous pouvons également noter qu'en théorie, la position optimale du film n'est pas située rigoureusement au centre de l'isolant mais légèrement décalée en direction de la face chaude. Toutefois, la différence de gain entre les deux positions est négligeable.

2 films introduits

Dans le cas où deux films rupteurs de rayonnement sont introduits, les possibilités de positionnement des deux films sont multiples. Aussi, pour balayer l'ensemble des positions possibles pour les deux films, nous avons étudié deux répartitions possibles.

Dans un premier temps, nous supposons que les deux films sont disposés de manière symétrique par rapport au centre de l'isolant. Les positions respectives des deux films peuvent donc varier en prenant les valeurs 1/3-2/3, 1/4-3/4, 1/5-4/5 ...etc. Lorsque cette configuration sera utilisée, la position des films sera repérée en utilisant la position du film le plus proche de la plaque chaude (1/3 pour la répartition 1/3-2/3 par exemple). Elle peut donc varier entre 0 et 0.5.

Dans un deuxième temps, nous considérons une configuration telle que la distance entre les deux films reste constante et égale à 1/4 de l'épaisseur d'isolant, les films pouvant être plus ou moins rapprochés des deux plaques frontières. Les positions respectives des deux films varient donc entre les valeurs 0-1/4 et 3/4-1. Nous repérerons les positions des films lorsque cette configuration est utilisée grâce à la position moyenne des deux films dans l'isolant. Par exemple, la position 0-1/4 sera repérée par 1/8 et la position 3/4-1 par 7/8. Pour cette répartition des films les positions repères varient donc de 1/8 à 7/8.

Les résultats obtenus en faisant varier les positions des films selon les deux configurations sont illustrés sur la figure suivante.

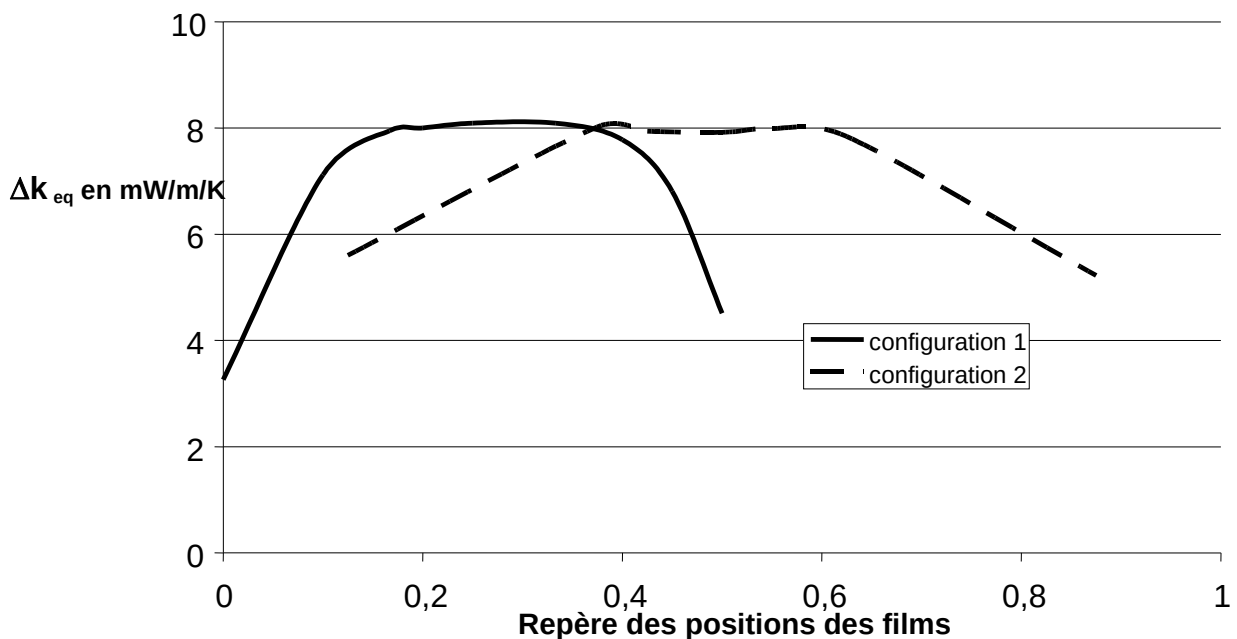


Figure 3.8 : Evolution de la baisse de conductivité thermique équivalente en fonction de la position des films pour 2 films introduits

Nous pouvons constater que lorsque les films sont répartis selon la première configuration, il est préférable de les positionner de manière régulière à l'intérieur de l'isolant c'est-à-dire dans la configuration 1/3-2/3. Si les films sont trop resserrés au centre ou trop proches des frontières, le gain diminue sensiblement et relativement rapidement.

Les résultats pour la deuxième configuration de répartition des films étudiée montrent quant à eux qu'il vaut mieux que les films soient centrés au milieu de l'isolant. Si ils sont disposés trop proches de l'une des frontières, la baisse de conductivité thermique diminue. Nous notons toutefois que cette diminution est plus faible que celle observée dans le cas de la première configuration.

3.1.2.2.3.2 Influence de l'orientation des films

Pour évaluer l'influence de l'orientation des faces des films, nous avons étudié le cas où les films utilisés possèdent une face parfaitement réfléchissante et une face parfaitement absorbante pour l'ensemble des longueurs d'onde infrarouge. Nous avons fait varier l'orientation des films lorsque 1 film et 2 films identiques sont introduits au centre de l'épaisseur de mousse et en position 1/3-2/3 respectivement.

Pour 1 seul film introduit, on obtient un gain théorique de **3.0 mW/m/K** lorsque la face réfléchissante est placée du côté de la plaque chaude alors que celui-ci est de **2.1 mW/m/K** dans le cas contraire.

Lorsque deux films sont introduits, la baisse de conductivité thermique obtenu dans le cas où les faces non émissives sont placées côté plaque chaude est de **5.7 mW/m/K** contre **4 mW/m/K** dans le cas contraire. Par ailleurs, les gains obtenus lorsque les deux films identiques ont une orientation inversée sont les mêmes que la face réfléchissante du premier film soit placée en direction chaude ou froide. Le gain est alors de **4.8 mW/m/K**.

Pour comparaison, on rappelle que les gains lorsque les films sont parfaitement réfléchissants sur les deux faces sont de **4.5 mW/m/K** pour 1 film et **8 mW/m/K** pour deux films introduits.

3.1.3 Validation expérimentale

L'étude théorique précédente s'avère très instructive pour caractériser l'action à l'échelle macroscopique. Cependant, afin de donner plus de valeurs aux conclusions énoncées, il convient de vérifier que les résultats observés expérimentalement sont bien en accord avec ceux issus de la modélisation.

Pour cela, nous avons effectué une série de mesures expérimentales sur des échantillons de mousses de PSE en utilisant des films de caractéristiques radiatives très différentes. Les épaisseurs de mousses de PSE utilisées pour les mesures sont les échantillons N°1 et N°5 que nous avons utilisé précédemment pour valider le modèle de calcul de la conductivité thermique équivalente des mousses de PSE. Nous rappelons leurs caractéristiques moyennes mesurées.

Echantillon N°1 : $\rho = 8.7 \text{ kg/m}^3$, $D_{\text{cell}} = 200 \text{ } \mu\text{m}$, $\varepsilon_{\text{interbille}} = 6.1 \text{ } \%$ et $D_{\text{bille}} = 5.6 \text{ mm}$, épaisseur = 61.5 mm

Echantillon N°5 : $\rho = 12.5 \text{ kg/m}^3$, $D_{\text{cell}} = 110 \text{ } \mu\text{m}$, $\varepsilon_{\text{interbille}} = 13.2 \text{ } \%$ et $D_{\text{bille}} = 4 \text{ mm}$, épaisseur = 60.1 mm

Les conductivités thermiques équivalentes théoriques des deux échantillons calculées pour des températures des plaques chaude et froide $T_c = 304.2 \text{ K}$ et $T_f = 287.8 \text{ K}$ et en considérant l'émissivité des frontières égale à 0.9 pour tout le spectre de longueur d'onde sont

respectivement de **53.2 mW/m/K** et **48.6 mW/m/K** dans le cas de cellules dodécaédriques et **50.25 mW/m/K** et **45.4 mW/m/K** pour des cellules cubiques.

Les valeurs mesurées à l'aide du dispositif flux métrique du CSTB dans les conditions décrites sont, quant à elles, de **48.2 mW/m/K** et **45.8 mW/m/K** respectivement.

Les conductivités thermiques équivalentes théoriques obtenues en émettant l'hypothèse que les cellules internes aux billes sont cubiques étant plus proches des valeurs mesurées, nous effectuerons par la suite les comparaisons de conductivité thermique équivalente en présence de films en utilisant cette hypothèse.

Nous disposons de deux films pour l'ensemble des mesures. Ces films sont parfaitement opaques. L'un est un film d'aluminium simple que l'on peut trouver facilement dans le commerce et l'autre est un film papier noirci par passage dans une photocopieuse. Les émissivités de ces deux films ont été mesurées au spectromètre à transformée de Fourier pour la gamme de longueur d'onde allant de 2 à 25 μm . Les spectres de réflectivité hémisphérique en incidence normale sont les suivants.

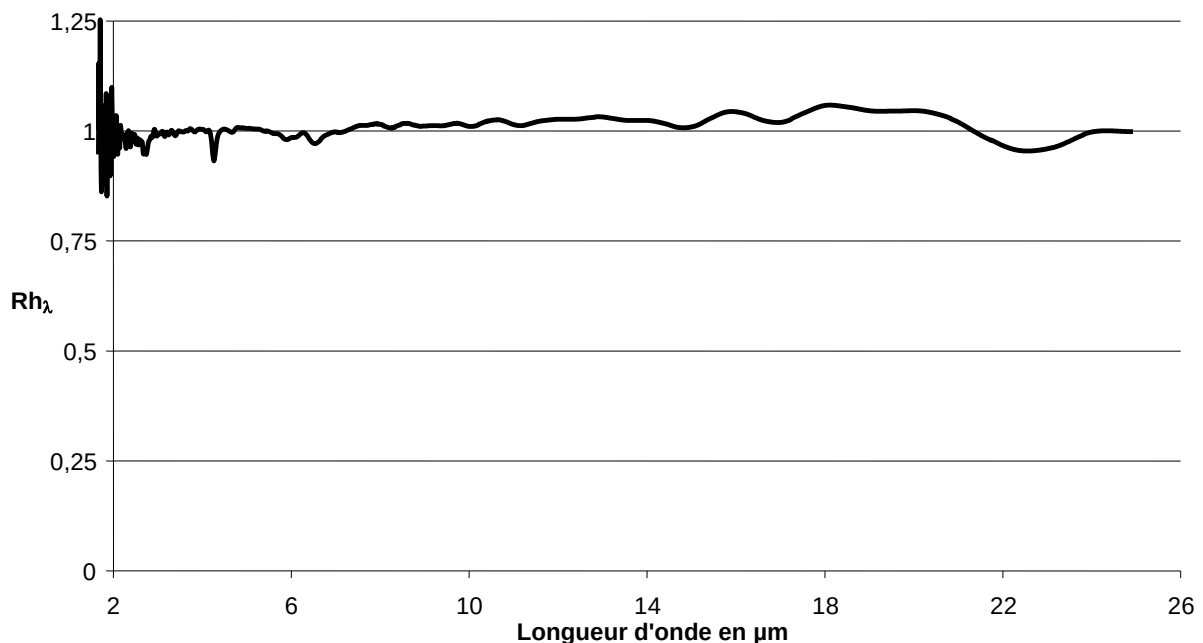


Figure 3.9 : Evolution de la réflectance hémisphérique avec la longueur d'onde du film aluminium utilisé pour les mesures expérimentales

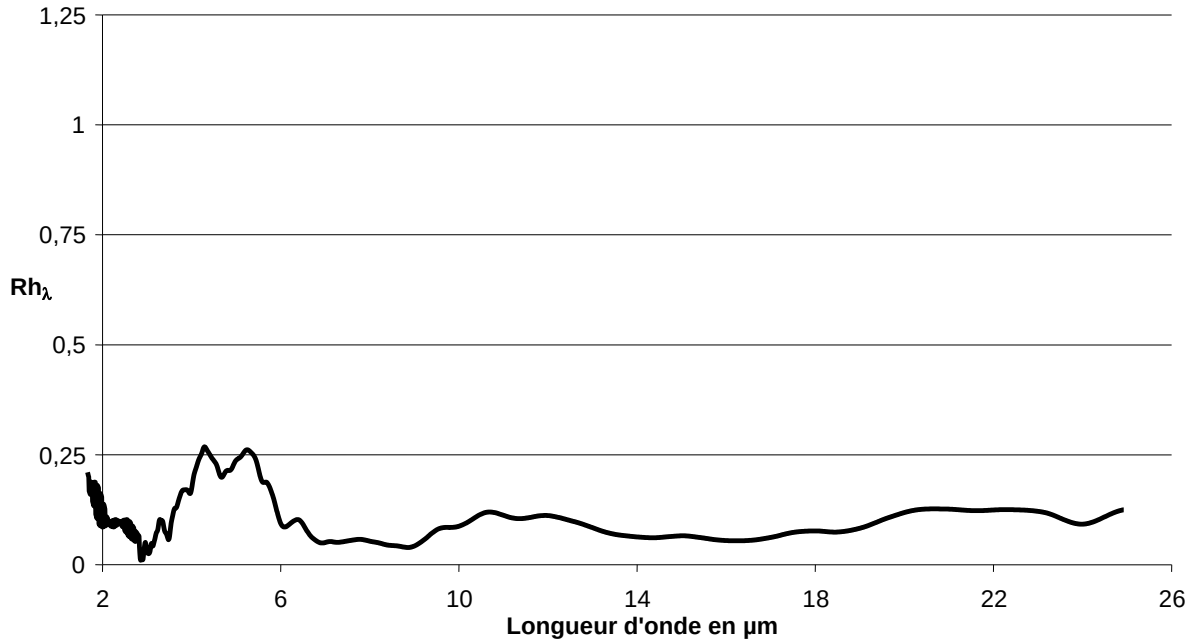


Figure 3.10 : Evolution de la réflectivité hémisphérique avec la longueur d'onde du film noirci utilisé pour les mesures expérimentales

Ces spectres montrent que ces deux films ont des propriétés radiatives intéressantes pour la validation que l'on désire réalisée. Le papier d'aluminium peut, en effet, être considéré comme parfaitement réfléchissant pour l'ensemble des longueurs d'onde. Le papier noir présente quant à lui une émissivité importante puisqu'il absorbe une très grande partie du rayonnement infrarouge incident. En toute rigueur, son émissivité varie légèrement avec la longueur d'onde comme le montre le spectre. Toutefois, nous considérerons en première approximation dans les calculs qu'il a un comportement gris en émissivité pour les longueurs d'onde considérées. Son émissivité globale E_{noir} est obtenue en moyennant l'émissivité monochromatique grâce au spectre d'émission du corps noir à la température moyenne de la mesure (295 K). On a ainsi :

$$E_{\text{noir}} = \frac{\int_{2\mu\text{m}}^{25\mu\text{m}} E_{\text{noir},\lambda} \cdot L_{\lambda}^0(295\text{K}) d\lambda}{\int_{2\mu\text{m}}^{25\mu\text{m}} L_{\lambda}^0(295\text{K}) d\lambda} = 1 - Rh_{\text{noir}} \approx 0.913$$

où E_{noir} , $E_{\text{noir},\lambda}$ et Rh_{noir} sont les émissivités globale et monochromatique et la réflectivité globale du film noir

Nous précisons que les caractéristiques radiatives des deux films sont identiques sur les deux faces. En outre, nous considérerons pour les calculs théoriques que les réflexions sont diffuses à la surface de chaque film.

3.1.3.1 Influence de l'émissivité des films

Nous avons effectué des mesures sur le dispositif flux métrique du CSTB sur l'échantillon N°1 en disposant un film aluminium ou un film noir au centre de l'épaisseur. Pour cela, la tranche de mousse de PSE a été découpée en deux parties de même épaisseur.

Les mesures montrent une baisse de la conductivité thermique équivalente de l'échantillon N°1 qui passe de **48.2 mW/m/K** à **42.7 mW/m/K** lorsque le film aluminium est

introduit. Les résultats théoriques indiquent, quant à eux, une baisse de **50.25 mW/m/K** à **45.6 mW/m/K**. Les gains expérimentaux et théoriques sont donc respectivement de **5.5 mW/m/K** et **4.65 mW/m/K**.

En utilisant le film noir, la conductivité thermique équivalente mesurée de l'ensemble atteint **47.0 mW/mK**, soit un gain de **1.2 mW/m/K** alors que les résultats théoriques prédisent un gain de **1.05 mW/m/K** ($k_{eq} = 49.2 \text{ mW/m/K}$).

Nous pouvons conclure de ces résultats que l'influence de l'émissivité des films sur leur efficacité à réduire le transfert radiatif est bien conforme aux prédictions théoriques puisque le film aluminium de très faible émissivité s'avère nettement plus avantageux que le film noir. Nous notons également que les valeurs des gains de conductivité thermique mesurés sont relativement proches des prédictions.

3.1.3.2 Influence de la position des films

Pour étudier l'influence de la position des films sur les gains de conductivité thermique équivalente, il est nécessaire de partager la tranche d'isolant pour pouvoir disposer les films en différents endroits. Pour ne pas perturber la structure interne de l'échantillon, le nombre de coupes ne doit pas être trop important. Pour les besoins de la validation, nous avons partagé l'échantillon N°1 en deux tranches et l'échantillon N°5 en trois tranches d'épaisseurs sensiblement identiques. Cela nous a permis d'effectuer des mesures en disposant un film aluminium en position 0 (face chaude) ou 1/2 ou 1 (face froide) pour l'échantillon N°1 et en position 0 ou 1/3 ou 2/3 ou 1 pour l'échantillon N°5.

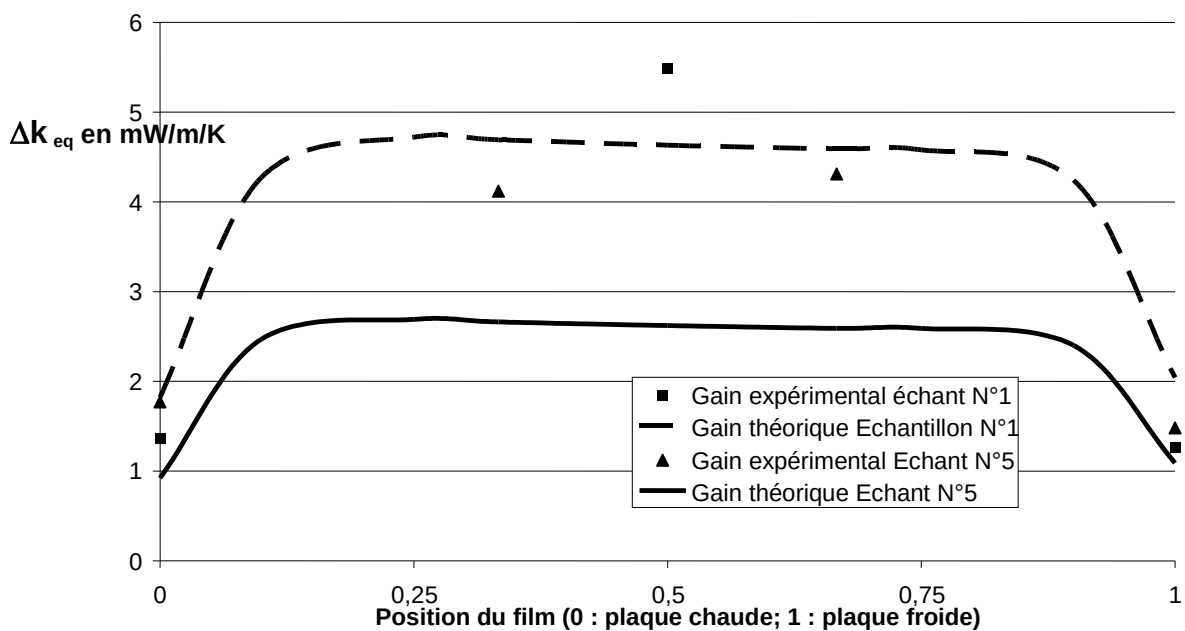


Figure 3.11 : Comparaison des gains expérimentaux et théoriques de conductivité thermique équivalente pour différentes positions du film aluminium

Nous constatons expérimentalement pour les deux mousses testées que le gain est nettement plus important si l'on positionne le film dans la partie centrale de l'épaisseur d'isolant plutôt que sur l'une des deux frontières. Les mesures sur l'échantillon N°5 montrent également qu'il n'y a pas de différences notables entre les gains obtenus si l'on positionne le film légèrement décalé vers la face avant ou vers la face arrière (positions 1/3 et 2/3). Enfin, les gains sont sensiblement équivalents que l'on positionne le film sur la frontière chaude

(position 0) ou sur la frontière froide (position 1). Ces trois remarques confirment parfaitement les conclusions théoriques.

Par ailleurs, nous notons tant au niveau théorique qu'expérimental que le gain est plus important pour l'échantillon N°1 que pour l'échantillon N°5. Ceci s'explique en partie par le fait que le flux thermique radiatif dans l'échantillon N°1 est plus élevé et donc que la présence du film a une influence plus importante.

Toutefois, nous pouvons remarquer des différences entre les valeurs théoriques et expérimentales de baisse de conductivité équivalente, surtout pour l'échantillon N°5. En effet, lorsque le film est placé au centre de l'isolant le modèle a tendance à sous estimer la baisse de conductivité thermique équivalente constatée expérimentalement. Ces écarts peuvent être dues aux résistances de contact des films non pris en compte dans les calculs et qui expliqueraient la baisse plus importante de conductivité thermique équivalente.

3.1.3.3 Influence du nombre de films

Nous avons effectué des mesures de la conductivité thermique équivalente de l'échantillon N°5 comprenant un ou deux films d'aluminium. Ces films peuvent être placés à l'intérieur de l'isolant (position 1/3 pour un film et 1/3-2/3 pour deux films) ou sur les frontières de la tranche de mousse (position 0 pour un film et position 0-1 pour deux films). Les résultats sont illustrés sur la figure suivante.

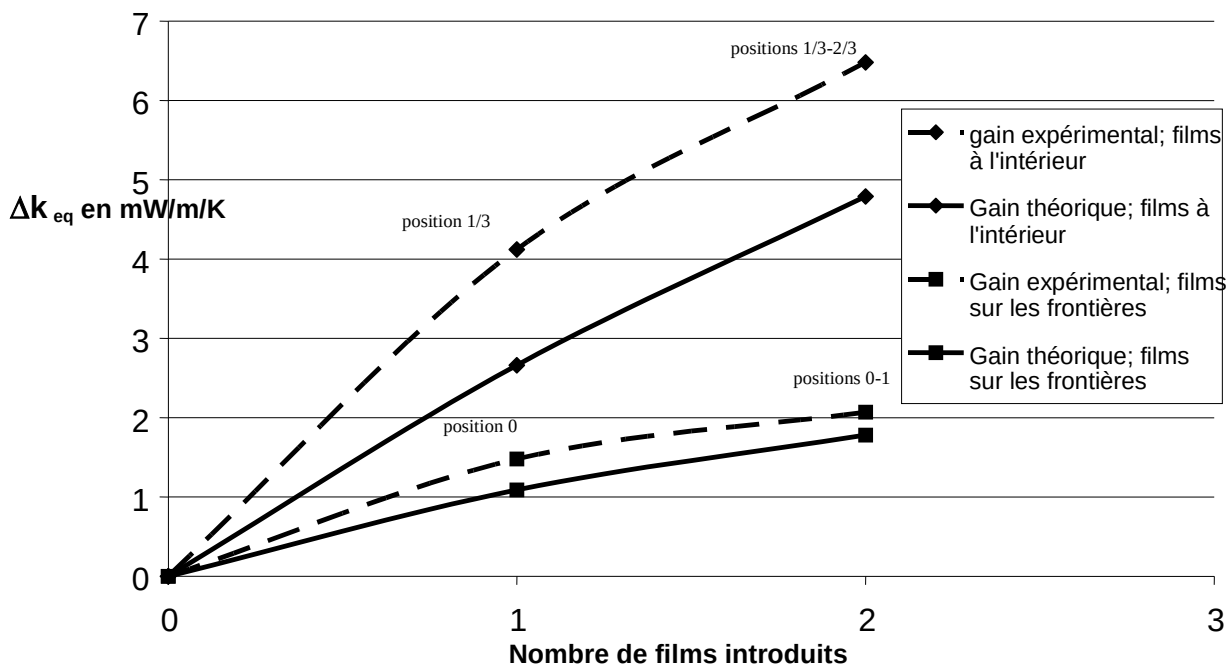


Figure 3.12 : Comparaison des gains de conductivité thermique équivalente expérimentale et théorique en fonction du nombre de films aluminium

Nous constatons expérimentalement que l'introduction d'un film d'aluminium supplémentaire permet d'augmenter encore l'efficacité de l'action. Par ailleurs, la baisse de conductivité thermique équivalente expérimentale due à l'introduction du deuxième film est plus faible que celle apportée par l'introduction du premier film. Ces deux constatations sont, là encore, en bon accord avec les prévisions théoriques et permettent de valider les conclusions précédentes.

Enfin, nous notons, comme précédemment que le modèle théorique a tendance à sous estimer la baisse de conductivité thermique équivalente observée expérimentalement.

3.1.3.4 Influence de l'orientation des faces des films

Nous avons réalisé des mesures en utilisant un film formé par la superposition d'un film aluminium et d'un film noir. De cette manière, le film obtenu présente une face de très faible émissivité et une face fortement absorbante. Le film est placé au centre de l'échantillon N°1 et nous avons fait varier l'orientation de la face chaude et de la face froide.

Lorsque la face fortement réfléchissante est placée côté face chaude, la conductivité thermique équivalente mesurée de l'épaisseur de mousse est de **44.3 mW/m/K** soit une baisse de **3.9 mW/m/K**. Lorsque l'on inverse l'orientation des faces (face réfléchissante coté frontière froide), la baisse n'est plus que de **3.0 mW/m/K** ($k_{eq} = 45.2 \text{ mW/m/K}$). Nous rappelons que les gains obtenus en utilisant un film parfaitement réfléchissant sur ses deux faces est de **5.5 mW/m/K**. Les valeurs théoriques prédites par le modèle indiquent quant à elles une baisse de **3.4 mW/m/K** et **2.3 mW/m/K** respectivement.

La baisse de conductivité thermique équivalente mesurée est donc plus faible lorsque l'on utilise un film réfléchissant sur une seule face. Par ailleurs, nous constatons également que l'influence de la présence du film est plus importante si l'on place la face la plus réfléchissante en direction de la frontière chaude ce qui confirme les constatations théoriques énoncées précédemment

.

3.1.4 Conclusions

D'après les résultats obtenus théoriquement ainsi que les mesures réalisées sur différents échantillons, il s'avère que les films utilisés doivent présenter des caractéristiques particulières pour rendre l'approche macroscopique la plus efficace possible. Ainsi, l'émissivité des films joue un rôle très important sur la diminution de la conductivité thermique équivalente des mousses et doit être la plus faible possible. Par exemple, le gain thermique dû à l'insertion d'un seul film parfaitement réfléchissant au centre d'une tranche de mousse de PSE de faible masse volumique ($\cong 10 \text{ kg/m}^3$) est de l'ordre de **5 mW/m/K** et cette valeur diminue rapidement si l'on utilise des films d'émissivité plus importante et est pratiquement nulle lorsque le film est parfaitement absorbant (émissivité égale à 1). L'étude théorique montre également que le type de réflexion (spéculaire ou diffuse) intervenant à la surface des films n'influe pas sur ce gain. Toutefois, nous n'avons pas pu valider expérimentalement cette conclusion étant donné qu'il est très difficile de se procurer des films ou le type de réflexion est parfaitement connu.

La position du film à l'intérieur de la tranche a également une influence importante sur la baisse de conductivité thermique équivalente. Nous avons observé expérimentalement et théoriquement que le gain est nettement plus faible si le ou les films sont disposés trop près des frontières chaude ou froide. Il est donc préférable de les répartir de manière régulière à l'intérieur de la tranche d'isolant. Par ailleurs, dans le cas où les films utilisés présentent des propriétés différentes sur leurs deux faces, l'efficacité est maximale si l'on positionne la face la plus faiblement émissive en regard de la frontière chaude. Les résultats expérimentaux ont validé cette conclusion théorique.

L'introduction de plusieurs films augmente encore le gain de conductivité thermique équivalente.

L'étude théorique et la validation expérimentale mettent en évidence l'intérêt de l'action macroscopique pour améliorer le pouvoir isolant des mousses de PSE puisqu'une baisse substantielle du flux thermique total traversant la tranche peut être obtenue simplement en insérant un ou plusieurs films à l'intérieur de la tranche.

Toutefois, plusieurs problèmes se posent en vue d'une application industrielle :

- En plus des propriétés radiatives requises, les films utilisés doivent posséder des caractéristiques de résistance mécanique suffisantes étant donné qu'ils sont amenés à être manipulés lors de la fabrication du produit. Les films aluminiums que nous avons utilisés pour la validation expérimentale et dont les caractéristiques radiatives sont très intéressantes, présentent le désavantage d'être très facilement froissés ou déchirés. Les recherches s'orientent donc plutôt vers les films aluminisés ou métallisés formés d'un film polymère sur lequel une fine couche d'aluminium ou de métal est déposée sur les deux faces de manière à assurer une très faible émissivité. Ces films sont nettement plus souple et résistants et sont par conséquent de bons candidats pour l'application envisagée. Leur principal inconvénient réside dans leur durabilité puisque la couche métallisée déposée semble relativement fragile et susceptible de se détériorer dans des conditions d'humidité et de température difficiles. Des essais de vieillissement sont en cours.
- D'autre part, le produit final doit être solidaire d'un point de vue mécanique et doit former un seul et unique bloc. Pour cela, il est donc nécessaire de lier mécaniquement le ou les films introduits au matériau isolant. Le procédé le moins contraignant en vue d'une application industrielle est le collage. Toutefois, il présente le désavantage de réduire l'efficacité des films aux endroits où la colle est déposée étant donné que les colles sont fortement absorbantes dans l'infrarouge. En outre, les points de colle peuvent être à l'origine de la détérioration progressive des films. Des études sont en cours pour estimer l'influence du mode de collage sur le gain apporté.

3.2 Action à l'échelle microscopique

3.2.1 Principe

Le principe de l'action microscopique est résumé par la figure suivante.

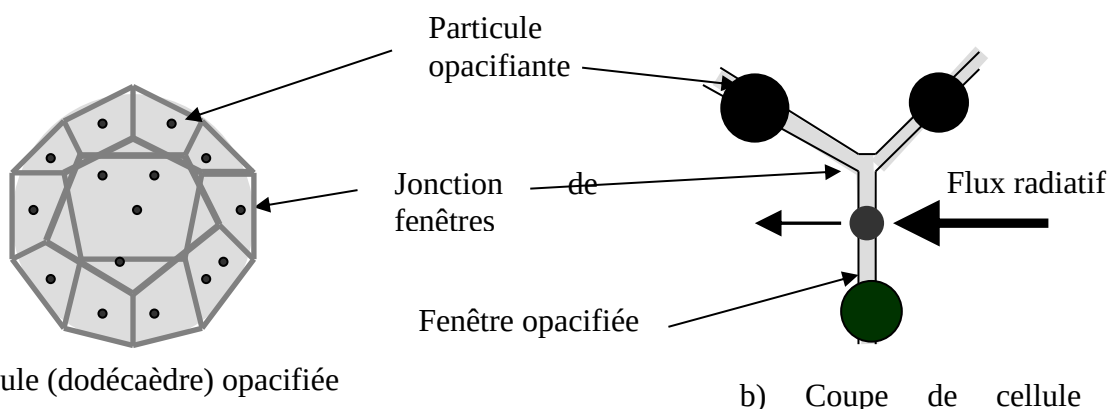


Figure 3.13: principe de l'action microscopique

Lors de l'expansion de la mousse, les particules opaques ajoutées à la matière première avant expansion viennent se répartir dans les fenêtres de polystyrène formant la matrice cellulaire. Leur présence permet d'augmenter l'interaction entre le matériau et le rayonnement et de limiter la propagation du rayonnement infrarouge responsable du transfert thermique radiatif.

L'ajout de particules opacifiantes à l'intérieur de mousses légères a déjà fait l'objet d'études, notamment de la part de Glicksman et al. (1991) qui ont étudié la baisse de conductivité thermique équivalente de mousses de polyuréthane lorsque des particules de graphite, d'aluminium, d'acier, de nickel ou de cobalt sont ajoutées à la matrice. Les auteurs montrent que le transfert thermique par rayonnement peut être nettement diminué si une quantité suffisante de particules est introduite mais que cette diminution est en partie compensée par une augmentation de la conductivité phonique de l'ensemble qui limite la baisse de conductivité thermique équivalente de la mousse. Ils préconisent donc d'utiliser des particules opaques de faible conductivité thermique obtenues par exemple en enrobant des particules de faible conductivité d'une fine couche de matériau opaque. Toutefois, ils n'ont considéré que des particules dont la taille est de l'ordre du micron et n'ont pas étudié l'influence de la taille et de la forme des particules sur la baisse de conductivité thermique radiative. D'autre part, dans leur étude, les quantités de particules introduites sont très importantes (jusqu'à 10% en volume).

L'action par ajout de charges opacifiantes est déjà utilisée par les entreprises BASF et SUNPOR qui produisent des billes de polystyrène non expansées chargées qui peuvent être utilisées pour obtenir des mousses de PSE de conductivité thermique équivalente nettement améliorée.

3.2.2 Modélisation du transfert de chaleur en présence de particules opacifiantes

Les particules opacifiantes introduites dans la matrice cellulaire des mousses ont une influence sur le transfert thermique radiatif mais sont également susceptibles d'affecter le transfert thermique conductif étant donné qu'elles ont une conductivité thermique différente du polystyrène. Il est donc nécessaire de prendre en compte leur présence dans le calcul des propriétés radiatives et de la conductivité phonique de la mousse « opacifiée »

3.2.2.1 Conductivité phonique de la mousse opacifiée

Du point de vue du transfert conductif, les fenêtres formant le milieu cellulaire des mousses de PSE peuvent être assimilés à des plans de polystyrène dans lesquels des particules de conductivité thermique différente de celle du polystyrène sont réparties (voir figure 3.14).

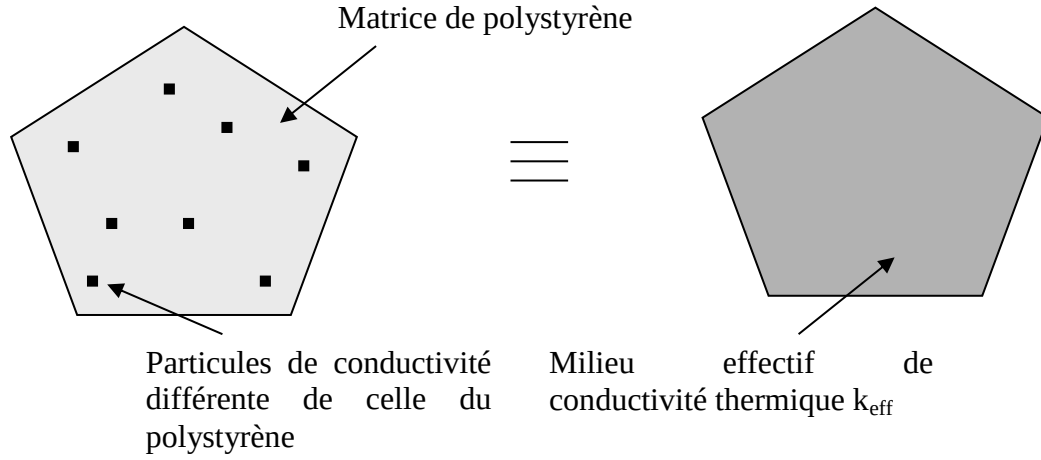


Figure 3.14 : Représentation d'une fenêtre opacifiée pour les modèles de Russel et Frey

Le transfert de chaleur par conduction peut alors être caractérisé grâce à la théorie du milieu effectif en supposant que ces fenêtres se comportent comme des fenêtres homogènes dont la conductivité thermique λ_{eff} est fonction de celle du polystyrène, de celle des particules introduites et de la proportion de la surface totale des fenêtres occupée par les particules. En utilisant l'analogie électrique et un schéma de résistances thermiques, Russel et Frey (Traité de physique du Bâtiment 1995) parviennent à deux expressions différentes pour la conductivité thermique du milieu effectif.

$$k_{eff} = k_p \frac{k_{op} p^{2/3} + k_p (1 - p^{2/3})}{k_{op} (p^{2/3} - p) + k_p (1 - p^{2/3} + p)} \quad (\text{modèle de Russel}) \quad (3.10)$$

$$k_{eff} = k_p \frac{k_{op} (1 - p^{1/3} + p) + k_p (p^{1/3} - p)}{k_{op} (1 - p^{1/3}) + k_p p^{1/3}} \quad (\text{modèle de Frey}) \quad (3.11)$$

où k_p , k_{op} et p sont respectivement les conductivités phoniques du polystyrène, des particules opacifiantes et la proportion de la surface totale des fenêtres occupée par les particules.

Afin d'estimer l'influence de la présence des particules, nous avons appliqué ces modèles au cas où des particules de graphite sont introduites dans la matrice polystyrène. Le pourcentage massique de particule est fixé à 2% ce qui correspond approximativement aux quantités introduites dans les mousses opacifiées que nous serons amené à tester. Pour les calculs, nous prenons une conductivité thermique du graphite égale à 100 W/m/K et 0.16 W/m/K pour le polystyrène et une masse volumique de 2000 kg/m³ pour le graphite et 1000 kg/m³ pour le polystyrène. La proportion de la surface totale des fenêtres occupée par les particules de carbone est alors approximativement de 1%. La conductivité thermique effective calculée est de 0.2 W/m/K en utilisant le modèle de Russel et 0.162 W/m/K avec le modèle de Frey. L'introduction de particules de forte conductivité thermique n'occasionne donc pas d'augmentation importante de la conductivité effective des fenêtres. Par ailleurs, l'influence sur la conductivité phonique du milieu cellulaire contenu dans les billes formant la mousse est encore plus faible. Comme nous l'avons vu pour le matériau cellulaire formé de fenêtres de polystyrène, on a en effet :

$$k^{cell} = \varepsilon_{cell} \cdot k_{air} + k_{eff} \cdot (1 - \varepsilon_{cell}) \cdot \frac{(2 - f_s)}{3}$$

La conductivité phonique du milieu cellulaire de porosité 99% contenant les particules de graphite est de 27.3 mW/m/K en utilisant les résultats du modèle de Russel. Lorsque aucune particule n'est introduite ($k_{\text{eff}} = k_p = 0.16$ W/m/K), la conductivité phonique théorique de la mousses est de 27.0 mW/m/K.

Ainsi, nous remarquons que l'augmentation de la conductivité thermique du milieu cellulaire due à l'introduction de particules de graphite est négligeable. Par la suite, nous considérerons donc que les particules n'ont aucun effet sur le transfert thermique conductif dans les mousses et la conductivité phonique sera la même que celle calculée pour les mousses de PSE non améliorées.

3.2.2.2 Propriétés radiatives de la mousse opacifiée

Les particules opacifiantes affectent fortement les propriétés radiatives de la mousse puisque ces particules doivent permettre d'augmenter l'interaction avec le rayonnement thermique. Dans le modèle développé, la présence de ces particules est prise en compte en considérant qu'elles diffusent le rayonnement indépendamment des fenêtres formant la matrice cellulaire.

Les propriétés radiatives de la mousse opacifiée sont alors déterminées en sommant simplement les contributions de la matrice polystyrène et du nuage de particules opacifiantes introduites. On a donc pour chaque longueur d'onde du spectre :

$$\beta_{\text{mop},\lambda} = \beta_{\lambda} + \beta_{\text{mpar},\lambda} ; \sigma_{\text{mop},\lambda} = \sigma_{\lambda} + \sigma_{\text{mpar},\lambda} ; P_{\text{mop},\lambda}(\theta) = \frac{\sigma_{\lambda} P_{\lambda}(\theta) + \sigma_{\text{mpar},\lambda} P_{\text{mpar},\lambda}(\theta)}{\sigma_{\text{mop},\lambda}} \quad (3.12)$$

où $\beta_{\text{mop},\lambda}$ (m^{-1}), $\sigma_{\text{mop},\lambda}$ (m^{-1}) et $P_{\text{mop},\lambda}(\theta)$ sont le coefficient d'extinction, le coefficient de diffusion et la fonction de phase de diffusion de la mousse de PSE opacifiée.

$\beta_{\text{mpar},\lambda}$ (m^{-1}), $\sigma_{\text{mpar},\lambda}$ (m^{-1}) et $P_{\text{mpar},\lambda}(\theta)$ sont le coefficient d'extinction, le coefficient de diffusion, et la fonction de phase de diffusion du nuage de particules.

β_{λ} (m^{-1}), σ_{λ} (m^{-1}) et $P_{\lambda}(\theta)$ sont le coefficient d'extinction, le coefficient de diffusion et la fonction de phase de diffusion de la mousse formée par la matrice polystyrène et ont déjà été étudiés dans la partie concernant la modélisation du transfert de chaleur dans les mousses de PSE.

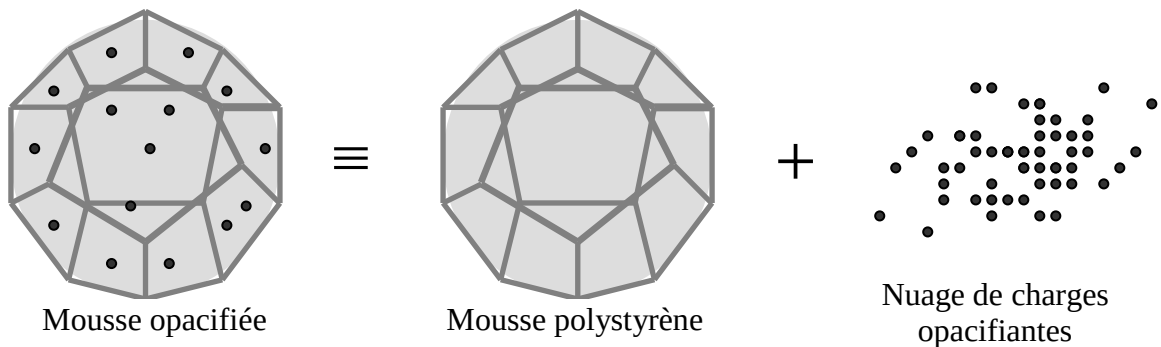


Figure : Illustration du calcul des propriétés radiatives des mousses opacifiées

Les propriétés radiatives du nuage de charges dépendent des caractéristiques physiques des charges (taille, forme) mais également de leur composition. Nous avons utilisé deux approches différentes pour déterminer ces propriétés radiatives :

- Une approche purement théorique basée sur la résolution des équations de Maxwell et donc de l'interaction rayonnement particule à l'intérieur des particules
- Une approche expérimentale basée sur des mesures spectrométriques sur des films de polystyrène chargé

L'approche théorique nous permet d'étudier l'influence des paramètres agissant sur l'interaction entre les particules et le rayonnement thermique afin de déterminer les caractéristiques des poudres permettant d'optimiser la baisse du transfert thermique radiatif. L'approche expérimentale, quant à elle, est utilisée pour estimer la baisse de conductivité thermique équivalente envisageable pour différentes poudres que l'on désire tester en vue d'une utilisation dans un processus industriel.

3.2.2.2.1 Approche théorique

Le pourcentage massique de charges introduites dans les mousses que nous serons amené à tester est de l'ordre de 2%. Nous considérons donc que la concentration de particules introduites est suffisamment faible pour que la diffusion du rayonnement thermique par une particule ne soit pas influencée par la présence des particules environnantes. Les propriétés radiatives du nuage de charges opacifiantes sont alors calculées directement à partir des propriétés individuelles des particules. D'après les formules (1.58) déjà présentées dans le paragraphe 1.2.3.1.1, on a :

$$\beta_{npar,\lambda} = \sum_i C_{e,\lambda,i} \cdot N_i ; \sigma_{npar,\lambda} = \sum_i C_{s,\lambda,i} \cdot N_i ; \quad \omega_{npar,\lambda} = \frac{\sigma_{npar,\lambda}}{\beta_{npar,\lambda}} ;$$

$$P_{npar,\lambda}(\theta) = \frac{1}{\sigma_{\lambda}} \sum_i C_{s,\lambda,i} \cdot P_{\lambda,i}(\theta) \cdot N_i$$

où $C_{e,\lambda,i}$ (m^2), $C_{s,\lambda,i}$ (m^2) et $P_{\lambda,i}(\theta)$ sont la section efficace d'extinction, la section efficace de diffusion et la fonction de phase de diffusion des particules d'indice de taille i présentes dans le nuage.

N_i (m^{-3}) est le nombre de particules d'indice de taille i par unité de volume de nuage.

Pour déterminer les sections efficaces et la fonction de phase d'une particule, il est nécessaire de résoudre les équations de Maxwell pour cette particule soumise à une onde plane incidente (paragraphe 1.2.3.1.1). Ces caractéristiques radiatives dépendent à la fois des propriétés optiques (indices de réfraction) du matériau formant la particule mais également de leur taille et de leur forme. La résolution analytique des équations de Maxwell n'est possible que pour des particules de forme particulière (sphère, cylindre circulaire infiniment long). Aussi, afin de pouvoir prendre en compte des particules de formes plus complexes, nous utilisons un logiciel de résolution numérique des équations de Maxwell mis au point et validé par Bruce T. Draine et Piotr J. Flatau (Draine 1988, Draine and Flatau 1994, Draine 2000). Nous avons utilisé ce logiciel basé sur la méthode « DDA » (Discrete Dipole Approximation) pour étudier l'évolution des propriétés radiatives des nuages de particules en fonction de la taille des particules, de leur forme et des caractéristiques optiques du matériau qui les constitue.

3.2.2.2.1.1 Variation des propriétés radiatives avec la taille des particules

Le logiciel de calcul des caractéristiques radiatives des particules de Draine et Flatau a été appliqué à des particules sphériques d'indice de réfraction $\tilde{n} = 3.0 - 0.1i$ dont le diamètre varie entre 1 et 15 microns. Ces caractéristiques radiatives ont été déterminées pour des longueurs d'onde de 5 μm , 10 μm et 15 μm qui sont des longueurs d'onde courantes du spectre d'émission du corps noir à 300 K. Dans chaque cas, nous avons calculé le coefficient d'extinction, le coefficient de diffusion et la fonction de phase de diffusion du nuage de particules correspondant en supposant que la masse volumique ρ_{npar} du nuage est de 200 g/m^3 (2% de la masse totale de la mousse de 10 kg/m^3) et que la masse volumique ρ_{mat} du matériau formant les particules est de 2 kg/L .

Dans ce cas, le nombre $N(\text{m}^{-3})$ de particules présentes dans le nuage par unité de volume est donné par :

$$N = \frac{\rho_{\text{npar}}}{\rho_{\text{mat}} V_{\text{part}}} = \frac{\rho_{\text{npar}}}{\rho_{\text{mat}} \times \frac{4}{3} \pi R_{\text{part}}^3} \approx \frac{2.39 \cdot 10^{-5}}{R_{\text{part}}^3} \quad (3.13)$$

$$\text{et on a : } \beta_{\text{npar},\lambda} = C_{e,\lambda} N ; \quad \sigma_{\text{npar},\lambda} = C_{s,\lambda} N ; \quad P_{\text{npar},\lambda}(\theta) = P_{\lambda,i}(\theta) \quad (3.14)$$

Influence sur les coefficients d'extinction et de diffusion

Les variations des coefficients d'extinction et de diffusion du nuage avec le rayon des particules sont illustrées sur la figure suivante pour des longueurs d'onde de 5 μm , 10 μm et 15 μm .

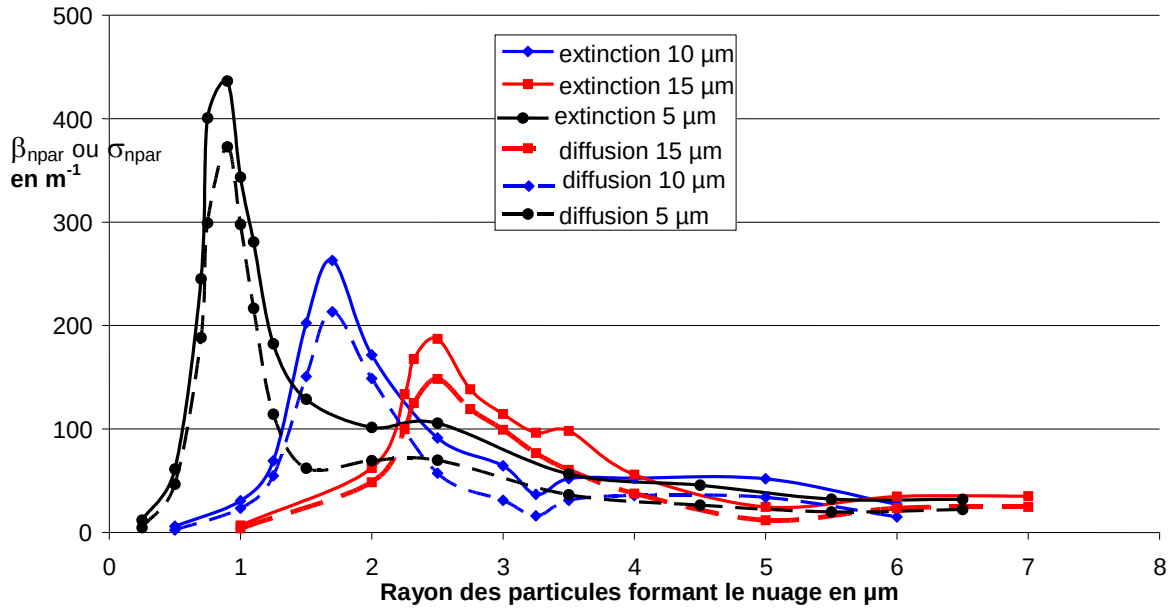


Figure 3.15 : Variation du coefficient d'extinction et de diffusion du nuage de particules sphériques avec leur rayon pour différentes longueurs d'ondes

Nous pouvons remarquer que les coefficients d'extinction et de diffusion du nuage sont fortement dépendants de la taille des particules. Ainsi, nous constatons une augmentation brutale du coefficient d'extinction du nuage pour une gamme de taille de particules relativement restreinte. L'interaction rayonnement-particules est alors maximale. Ce diamètre de particules optimal D_{opt} est d'autant plus grand que la longueur

d'onde λ du rayonnement considérée est élevée. Par ailleurs, le rapport entre le diamètre optimale et la longueur considérée est le même pour toutes longueurs d'onde. Dans le cas où l'indice de réfraction de la particule est $\tilde{n} = 3.0 - 0.1i$, on a $\frac{D_{opt}}{\lambda} \approx 0.34$.

De plus, nous remarquons que l'accroissement de l'interaction rayonnement-particule observé lorsque le diamètre des particules se rapproche de D_{opt} est essentiellement dû à une augmentation de la diffusion du rayonnement par la particule puisque le coefficient de diffusion suit une variation similaire à celle du coefficient d'extinction.

Enfin, nous pouvons également noter qu'au plus la longueur d'onde considérée est faible, au plus les pics d'extinction et de diffusion atteignent des valeurs importantes et au moins la gamme de taille de particules concernées par ce pic est large.

Influence sur la fonction de phase de diffusion

Pour caractériser l'influence de la taille des particules sur la fonction de phase de diffusion, nous avons représenté sur la figure suivante l'évolution du paramètre d'asymétrie g de la fonction de phase de diffusion avec la taille des particules pour des longueurs d'onde de 5 μm , 10 μm et 15 μm . Nous rappelons que le paramètre g ($-1 < g < 1$) est défini par

$$g = 0.5 \times \int_{-1}^1 P(\mu) \mu d\mu.$$

Ce paramètre permet d'indiquer si la fonction de phase des particules favorise plus les directions avant ($g > 0$) favorisant le transfert thermique radiatif à l'intérieur du nuage, ou les directions arrières ($g < 0$) qui limitent la propagation du rayonnement à l'intérieur du milieu.

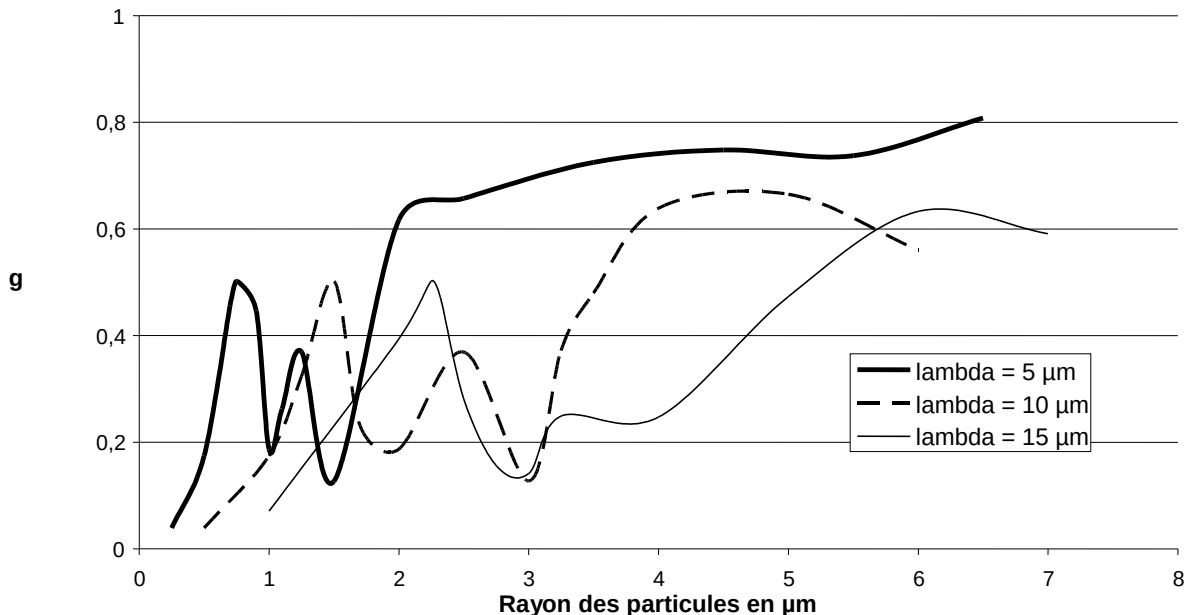


Figure 3.16 : Evolution du coefficient d'asymétrie de la fonction de phase des particules en fonction de leur taille pour différentes longueurs d'onde

Nous pouvons remarquer que cette évolution n'est pas monotone. Par ailleurs, il n'est pas possible de tirer de conclusions générales sur l'influence de la taille des particules sur la fonction de phase de diffusion étant donné qu'elle varie de manière plus ou moins aléatoire suivant les longueurs d'onde considérées. Nous pouvons cependant noter que lorsque les

particules sont de taille relativement importante par rapport au diamètre optimal ($\frac{D}{\lambda} > 0.8$), le paramètre g est élevé ce qui indique que les particules diffusent le rayonnement en priorité dans des directions proches de l'incidence. Par conséquent, la diffusion par les particules de taille importante favorise plus la propagation du flux thermique radiatif à l'intérieur du milieu.

3.2.2.2.1.2 Variation des propriétés radiatives avec l'indice de réfraction des particules

Nous avons étudié l'influence de la nature du matériau formant les particules sur leur interaction avec le rayonnement thermique en faisant varier les indices de réfraction réel et imaginaire de la particule. L'indice réel n varie de 1.5 à 5 et l'indice imaginaire de 0.01 à 2.

Influence sur les coefficients d'extinction et de diffusion

Les variations du coefficient d'extinction avec le rayon des particules sont représentées sur la figure suivante pour différents indices de réfraction des particules et une longueur d'onde incidente de 10 μm .

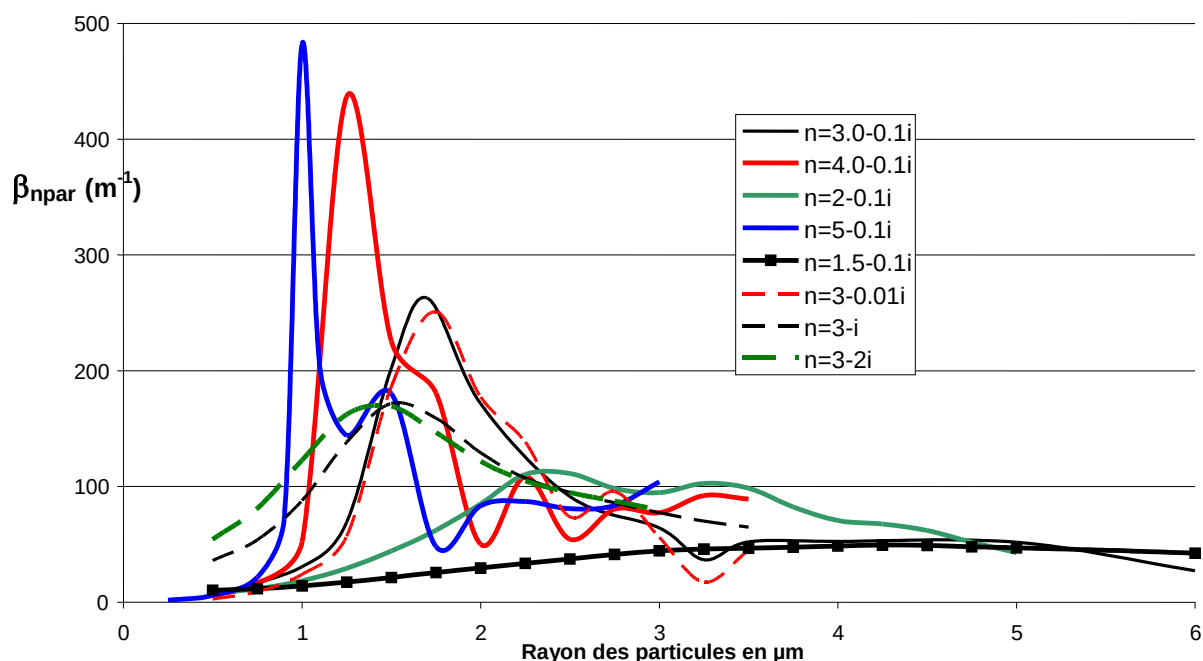


Figure 3.17 : Evolution du coefficient d'extinction du nuage de particules avec la taille des particules pour différents indices de réfraction et $\lambda = 10\mu\text{m}$

Les résultats théoriques montrent que l'indice de réfraction a une influence importante sur l'interaction entre le rayonnement thermique et les particules. Nous constatons ainsi que lorsque l'indice de réfraction réel est relativement élevé ($n > 2$), il existe une taille de particule qui maximise l'interaction avec le rayonnement infrarouge comme nous l'avons

constaté dans le paragraphe précédent pour $\tilde{n} = 3.0 - 0.1i$. Ce pic d'extinction est très pointu, c'est-à-dire que le coefficient d'extinction atteint des valeurs importantes mais concerne une gamme de taille de particules relativement restreinte en dehors de laquelle l'interaction rayonnement-particule est nettement plus faible. Au plus l'indice de réfraction réel n est élevé, au plus le pic d'extinction est marqué. Nous remarquons également que le diamètre de particule optimal varie avec l'indice de réfraction de la particule. Il est d'autant plus faible que l'indice réel n est élevé. Ainsi, pour des indices de réfraction $\tilde{n} = 5.0 - 0.1i$; $\tilde{n} = 4.0 - 0.1i$ et $\tilde{n} = 3.0 - 0.1i$, on a respectivement $\frac{D_{opt}}{\lambda} \approx 0.2$; $\frac{D_{opt}}{\lambda} \approx 0.25$ et $\frac{D_{opt}}{\lambda} \approx 0.34$.

En revanche, lorsque l'indice réel de la particule est relativement faible ($n \leq 2$), nous n'observons plus l'existence d'un pic d'extinction pour une gamme de taille de particules donnée. Le coefficient d'extinction varie alors de manière beaucoup plus lente avec la taille des particules. Il existe tout de même un diamètre pour lequel le coefficient d'extinction du nuage de particules est maximal mais il est nettement moins marqué que pour des indices n élevés. Par exemple, pour un indice de réfraction $\tilde{n} = 1.5 - 0.1i$, le coefficient d'extinction est quasiment constant lorsque le rayon des particules varie entre 3 et 7 μm . Toutefois, nous pouvons noter, comme pour les particules d'indice de réfraction élevé, que la taille des particules permettant de maximiser l'interaction rayonnement-matière est d'autant plus élevée que l'indice de réfraction réel est faible. Ainsi, lorsque l'indice de réfraction de la particule est $\tilde{n} = 2.0 - 0.1i$, on a $0.4 \leq \frac{D_{opt}}{\lambda} \leq 0.8$

L'indice de réfraction imaginaire k du matériau formant les particules a une influence nettement moins importante sur la valeur du coefficient d'extinction du nuage. Lorsque k est faible devant l'indice réel n , les variations de k n'ont quasiment aucune influence sur le coefficient d'extinction du nuage de particules. En revanche lorsque le matériau devient fortement absorbant et que l'indice de réfraction imaginaire est du même ordre de grandeur que l'indice de réfraction réel, nous constatons que le diamètre de particule optimal a tendance à diminuer si k augmente. Ainsi pour $\tilde{n} = 3.0 - 2i$, $\tilde{n} = 3.0 - i$ et $\tilde{n} = 3.0 - 0.1i$, nous avons respectivement : $\frac{D_{opt}}{\lambda} \approx 0.28$; $\frac{D_{opt}}{\lambda} \approx 0.3$ et $\frac{D_{opt}}{\lambda} \approx 0.34$. Par ailleurs, lorsque k augmente, le pic d'extinction est moins marqué (coefficient d'extinction maximale plus faible) mais concerne une gamme de taille de particule légèrement plus grande.

En ce qui concerne le coefficient de diffusion, son évolution avec la taille des particules est illustrée sur la figure suivante pour les mêmes indices de réfraction que précédemment.

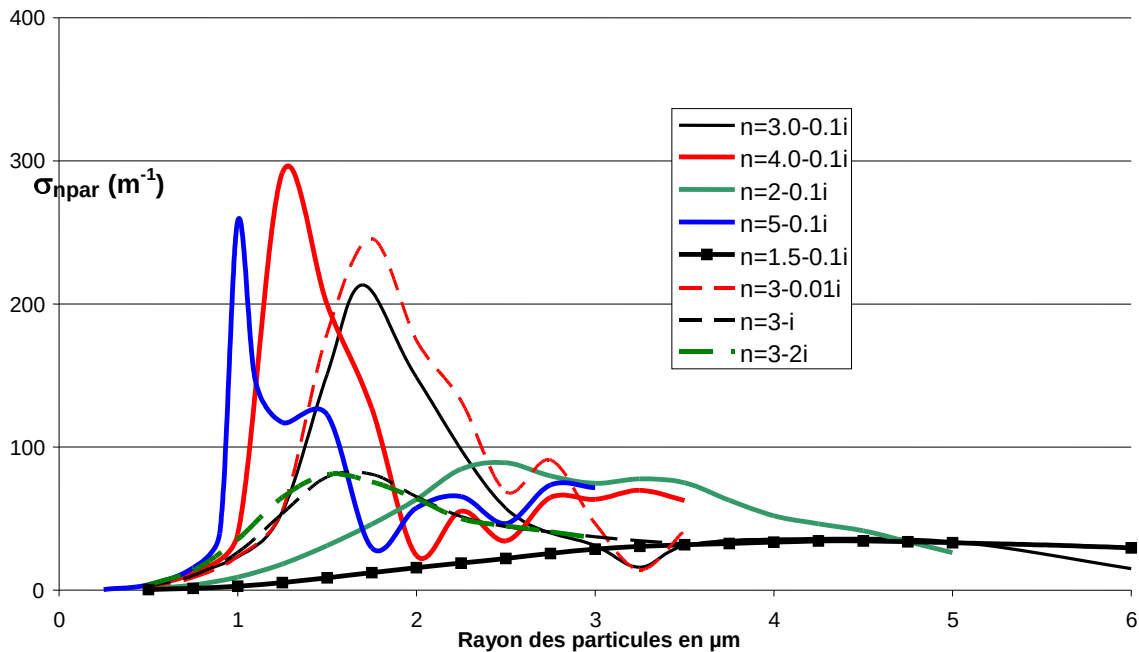


Figure 3.18 : Evolution du coefficient de diffusion du nuage de particules avec la taille des particules pour différents indices de réfraction

Les conclusions précédentes concernant le coefficient d'extinction sont également valables pour le coefficient de diffusion puisque dans tous les cas testés, les pics d'extinction observés sont dus à une augmentation brutale de la diffusion par les particules. Nous remarquons cependant que la diffusion du rayonnement par les particules fortement absorbantes (k du même ordre de grandeur que n) est sensiblement plus faible que lorsque l'indice de réfraction imaginaire est nettement inférieur à n alors que les coefficients d'extinction étaient plus proches. En effet, la proportion d'énergie absorbée par les particules sur l'énergie totale interceptée est alors plus importante et la diffusion joue un rôle moins prépondérant dans l'extinction du rayonnement.

Influence sur la fonction de phase de diffusion

L'évolution du coefficient d'asymétrie de la fonction de phase de diffusion avec le rayon des particules est représentée sur les figures suivantes (figures 3.19 et 3.20) pour différents indices de réfraction réels et imaginaires.

En ce qui concerne l'influence de l'indice de réfraction n , nous pouvons remarquer que plus il est élevé, plus le coefficient g subit des fluctuations importantes lorsque le diamètre des particules augmente. Ainsi, pour un indice de réfraction $\tilde{n} = 1.5 - 0.1i$ et $\tilde{n} = 2.0 - 0.1i$, ce coefficient évolue de manière quasiment monotone et croît lorsque le diamètre de la particule augmente. Par contre, lorsque l'indice réel est élevé ($\tilde{n} = 4.0 - 0.1i$ et $\tilde{n} = 5.0 - 0.1i$), g évolue de manière fortement discontinue et relativement aléatoire. Néanmoins, nous remarquons que quelque soit l'indice n , le coefficient d'asymétrie de la fonction de phase a tendance à augmenter lorsque les particules ont une taille plus importante. Une plus grande proportion d'énergie est alors diffusée dans les directions de l'hémisphère avant.

A l'inverse, en ce qui concerne l'indice de réfraction imaginaire, nous constatons qu'au plus l'indice k est faible, au plus le coefficient g subit de fluctuations importantes lorsque la taille

des particules augmente. Nous pouvons également noter que ces fluctuations interviennent pour des tailles de particules identiques lorsque l'indice n est inchangé. Seule l'intensité des fluctuations varie avec k . Comme précédemment, lorsque la taille des particules devient relativement importante, le coefficient d'asymétrie a tendance à augmenter.

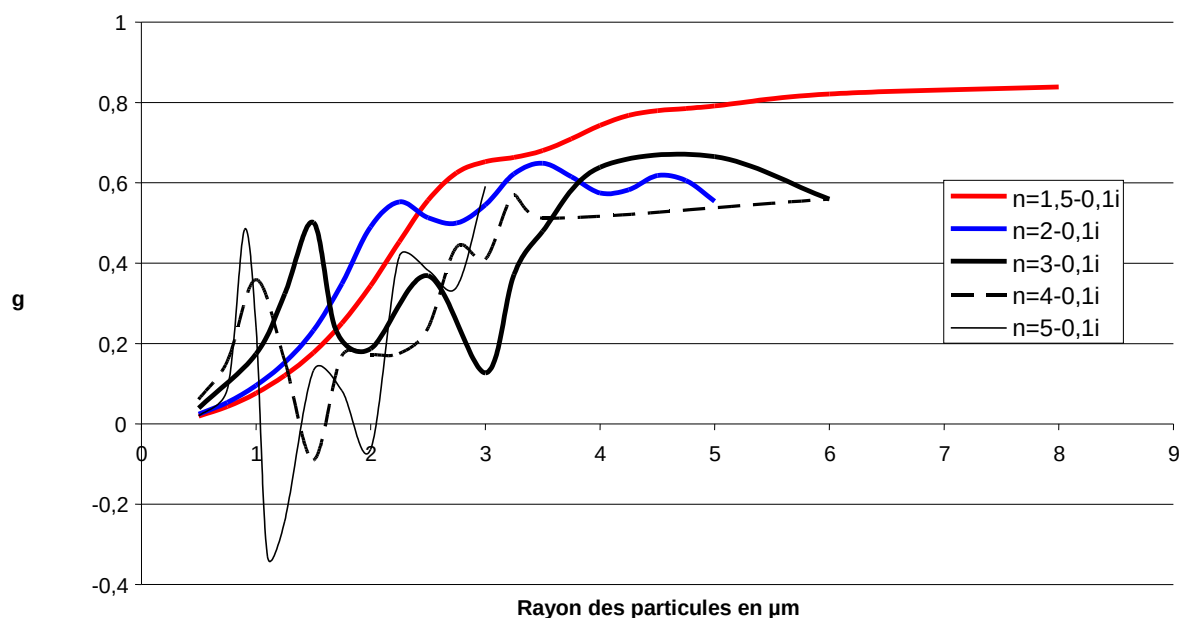


Figure 3.19 : Evolution du coefficient d'asymétrie de diffusion des particules en fonction de leur taille pour différents indices de réfraction réels

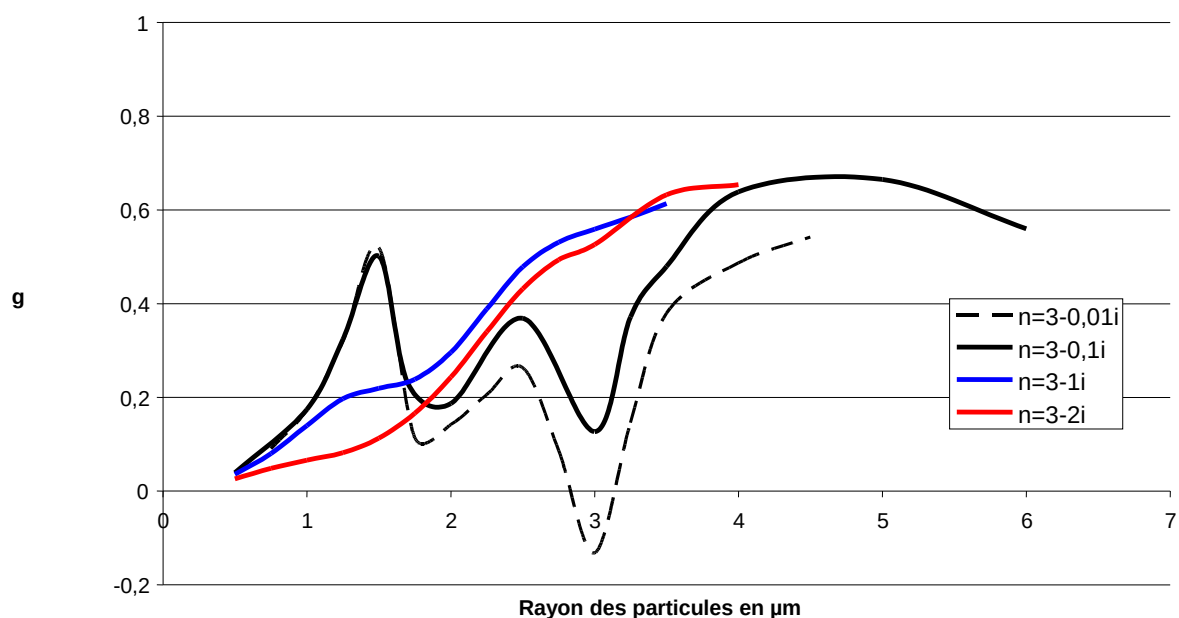


Figure 3.20 : Evolution du coefficient d'asymétrie de diffusion des particules en fonction de leur taille pour différents indices de réfraction imaginaire

3.2.2.2.1.3 Variation des propriétés radiatives avec la forme des particules

La morphologie des particules introduites peut également jouer un rôle sur leur interaction avec le rayonnement infrarouge. Afin de quantifier cette influence, nous avons étudié les variations des propriétés radiatives du nuage de particules introduit avec la forme des charges grâce au code de calcul développé par Draine et Flatau qui permet de prendre en compte des particules de forme relativement variées. Les différentes formes étudiées doivent s'éloigner de la morphologie compacte des particules sphériques prises en compte jusqu'ici et nous permettre d'étudier le cas de particules où :

- une des dimensions de la particule est nettement plus importante que les deux autres
- une des dimensions de la particule est nettement plus faible que les deux autres

Ainsi, les calculs ont été effectués en prenant en compte des particules de forme cylindrique circulaire dont la hauteur H est nettement plus importante ($H = 5 \times D$) ou nettement plus faible ($H = 0.2 \times D$) que le diamètre D . La forme de ces particules est illustrée sur la figure 3.21.

Les calculs ont également été réalisés pour des particules de forme cylindrique circulaire telles que $H = 0.5 \times D$ afin de comparer les résultats pour des particules plus compactes.

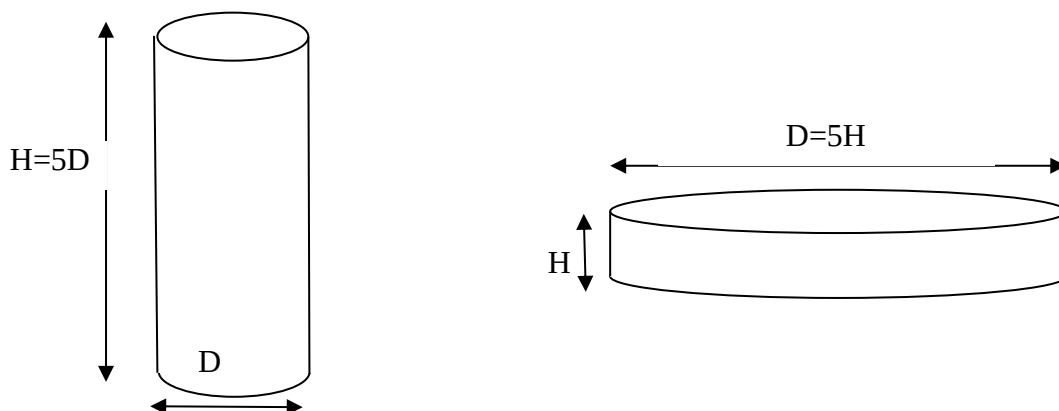


Figure 3.21 : Illustration des formes de particules prises en compte dans les calculs

Influence sur les coefficients d'extinction et de diffusion

Pour les différentes formes prises en compte, nous avons calculé les variations du coefficient d'extinction et de diffusion du nuage de particules étudié précédemment (200 g/m^3 soit 2% en masse et $\rho_{\text{mat}} = 2 \text{ kg/m}^3$) avec la taille des charges. Dans chaque cas, les particules sont supposées être orientées aléatoirement à l'intérieur du nuage. Par conséquent, leurs caractéristiques radiatives sont calculées en moyennant sur toutes les orientations possibles. Les résultats sont illustrés sur les figures suivantes pour une longueur d'onde de $15 \text{ }\mu\text{m}$. Nous faisons également apparaître l'évolution des coefficients d'extinction et de diffusion dans le cas de particules sphériques. La taille des particules est représentée par le rayon équivalent. Il correspond au rayon de la particule sphérique ayant le même volume que la particule étudiée.

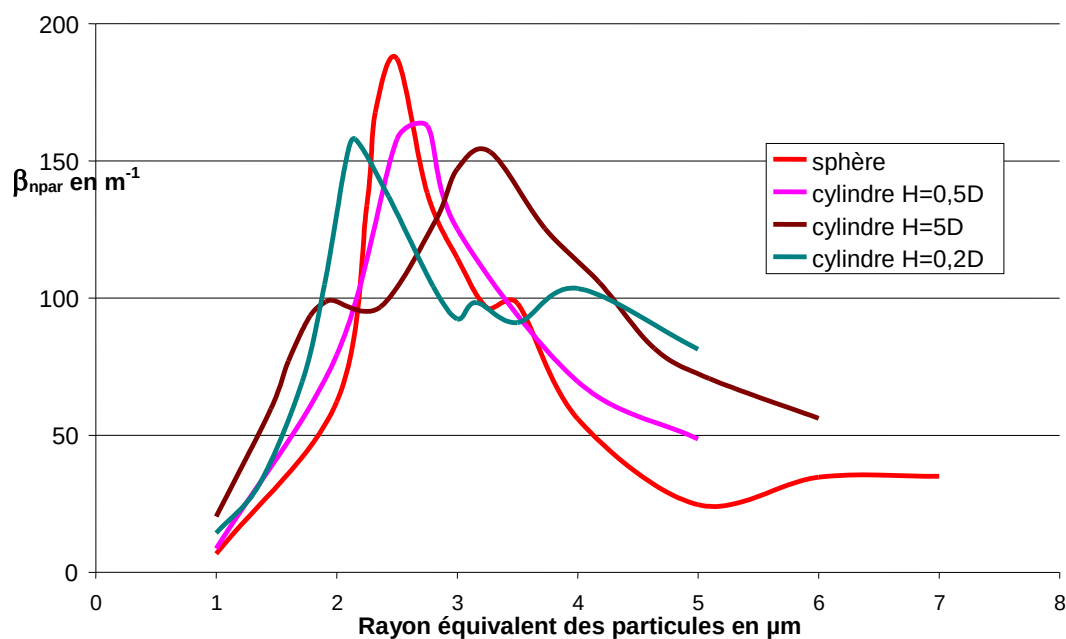


Figure 3.22 : Variation du coefficient d'extinction du nuage avec la taille des particules pour une longueur d'onde de 15 μm et un indice de réfraction $\tilde{n} = 3.0 - 0.1i$

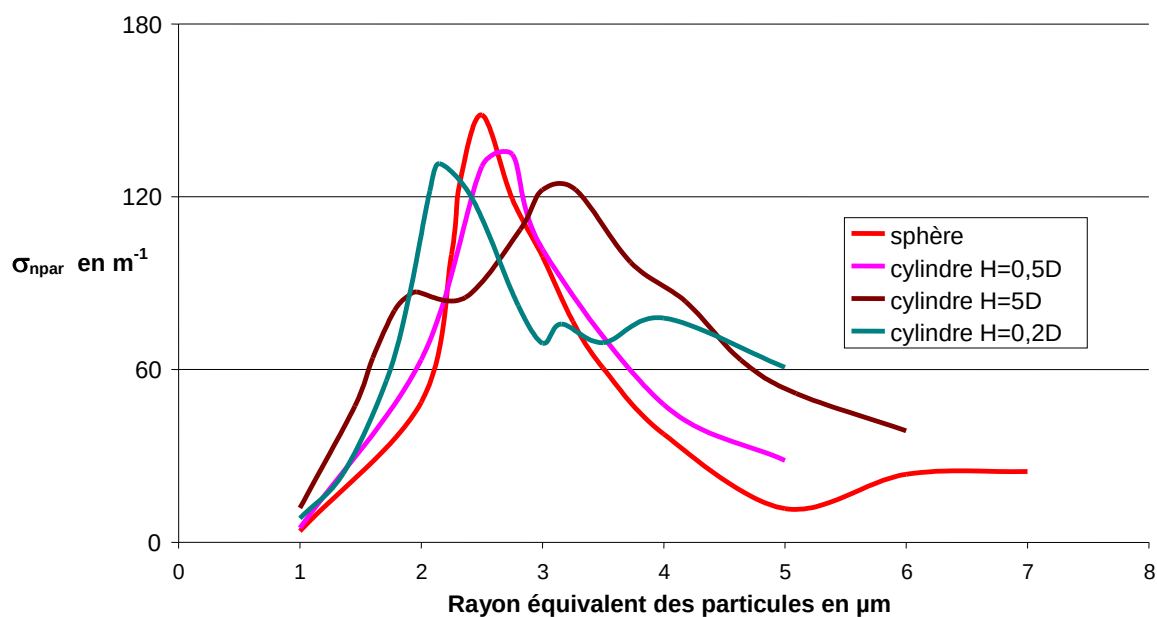


Figure 3.23 : Variation du coefficient de diffusion du nuage avec la taille des particules pour une longueur d'onde de 15 μm et un indice de réfraction $\tilde{n} = 3.0 - 0.1i$

Nous pouvons constater que la forme des particules introduites a une faible influence sur les coefficients de diffusion et d'extinction du nuage. Les résultats montrent en effet que quelque soit la forme de la particule, nous retrouvons bien, comme dans le cas des particules sphériques, un pic d'extinction et de diffusion pour une taille de particule donnée. Cette taille de particule, permettant d'optimiser l'interaction du nuage de particule avec le rayonnement infrarouge, est pratiquement indépendante de la forme des particules. Par exemple, pour un indice $\tilde{n} = 3.0 - 0.1i$ et une longueur d'onde de 15 μm , le rayon équivalent optimal est de :

- 2.15 μm pour des particules cylindriques telles que $H=0,2D$
- 2.5 μm pour des particules sphériques
- 2.75 μm pour des particules cylindriques telles que $H=0,5D$
- 3.15 μm pour des particules cylindriques telles que $H=5D$

Par ailleurs, nous notons également que le niveau du coefficient d'extinction maximal est pratiquement le même quelque soit la forme des particules.

Par contre, nous pouvons observer qu'au plus la forme des particules s'éloigne d'une forme compacte, au plus la gamme de longueur d'onde pour lesquelles l'interaction avec le rayonnement infrarouge est optimale, est étendue. L'utilisation de particules de formes allongée ou aplatie peut donc se révéler intéressante puisqu'elles permettent d'agir sur une gamme de longueur d'onde plus importante et par conséquent doit permettre d'augmenter le gain sur le transfert thermique radiatif.

Influence sur la fonction de phase de diffusion

Nous avons étudié les variations du coefficient d'asymétrie de la fonction de phase de diffusion avec le diamètre équivalent des particules pour les différentes formes retenues. Les résultats obtenus pour une longueur d'onde incidente de 15 μm et un indice de réfraction $\tilde{n} = 3.0 - 0.1i$ sont illustrés sur la figure suivante.

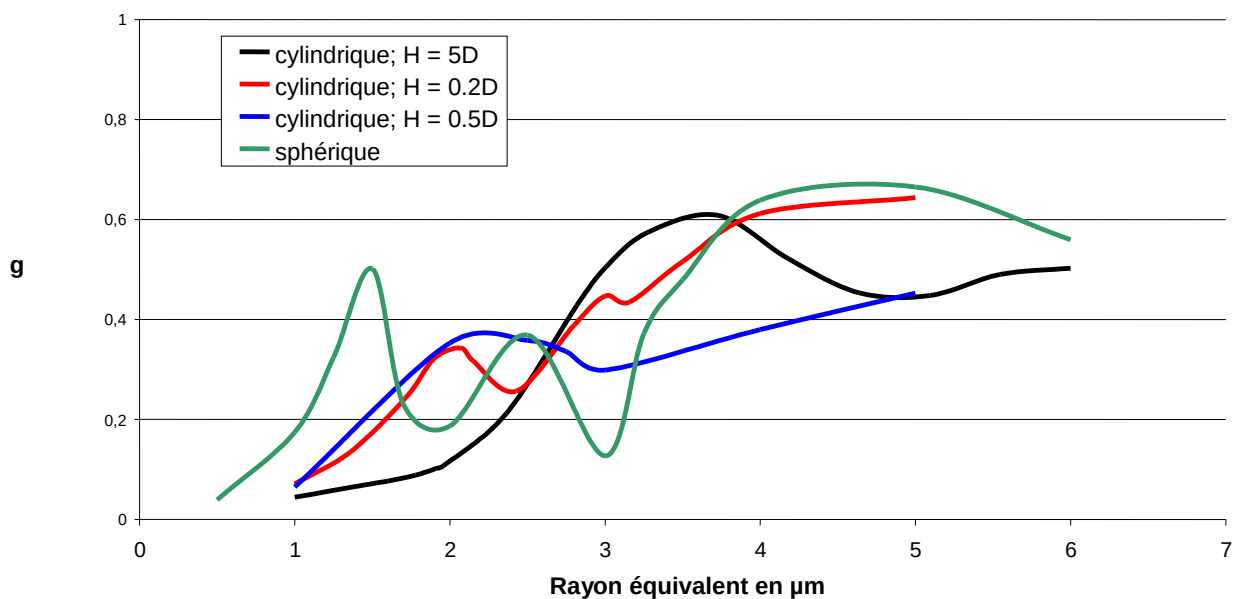


Figure 3.24 : Variation du coefficient d'asymétrie de diffusion avec la taille des charges pour $\tilde{n} = 3.0 - 0.1i$ et $\lambda=15 \mu\text{m}$

Nous pouvons observer que quelque soit la forme des particules présentes dans le nuage, l'évolution du paramètre g avec la taille des particules n'est pas monotone et est relativement aléatoire. Il n'est pas possible de dégager une hiérarchie permettant de classer les différentes formes prises en compte suivant la valeur du paramètre g puisque leur position relative varie avec la taille des particules. Ainsi, nous ne pouvons dégager aucune conclusion concernant l'influence de la forme des particules sur l'orientation de leur fonction de phase de diffusion. Néanmoins, nous constatons que pour toutes les formes de particules traitées, le paramètre g a globalement tendance à augmenter lorsque le rayon équivalent de la particule augmente.

3.2.2.2.1.4 Conclusions

A partir de l'étude paramétrique précédente, plusieurs conclusions peuvent être dégagées :

Tout d'abord, nous avons montré que le paramètre ayant le plus d'influence sur l'efficacité des charges à opacifier la mousse de PSE est la répartition de taille des particules à l'intérieur du nuage. En effet, pour chaque longueur d'onde du spectre infrarouge il existe une taille de particule optimale permettant de maximiser l'interaction rayonnement matière. Pour optimiser l'efficacité de la poudre, il est donc nécessaire que le nuage de particules introduites contienne une distribution de taille permettant de couvrir l'intégralité des longueurs d'onde du rayonnement thermique (5 à 25 μm). L'idéal serait d'avoir une répartition de taille similaire au spectre d'émission du corps noir à température ambiante centrée sur la taille de particule optimale pour $\lambda = 10 \mu\text{m}$. Par ailleurs, pour une longueur d'onde donnée, ce diamètre optimal dépend des propriétés optiques du matériau constituant la particule. Nous avons montré que plus l'indice de réfraction réel est élevé, plus les particules doivent être de petites tailles. L'indice de réfraction imaginaire quant à lui a très peu d'influence. Ainsi, pour obtenir une efficacité maximale des particules dans le cas où :

- $n \approx 2.0$, le diamètre équivalent D_{part} des particules doit être compris approximativement entre 2 et 15 μm ,
- $n \approx 3.0$, le diamètre équivalent D_{part} des particules doit être compris approximativement entre 1.5 et 10 μm ,
- $n \approx 4.0$, le diamètre équivalent D_{part} des particules doit être compris approximativement entre 1 et 8 μm .

L'étude paramétrique nous permet également de conclure que, pour obtenir une efficacité des particules maximale, il est nécessaire que l'indice de réfraction réel du matériau qui les constitue soit le plus élevé possible. En effet, nous avons vu qu'au plus l'indice n est élevé, au plus le pic d'extinction pour la taille de particule optimale est élevé et donc au plus la particule est susceptible d'opacifier la matrice cellulaire. Toutefois, nous constatons également qu'au plus n est élevé, au moins la gamme de longueurs d'onde concernées par l'augmentation de l'extinction par la particule est importante. Ainsi, pour une taille de particule donnée, on observe alors un pic d'extinction très pointu concernant une gamme de longueur d'onde très restreinte. Dans ce cas, la distribution de taille des particules à l'intérieur du nuage de particules utilisée joue un rôle encore plus important car, pour chaque longueur d'onde du rayonnement thermique doit correspondre une taille de particule permettant de maximiser l'interaction du nuage avec le rayonnement.

Enfin, en ce qui concerne l'influence de la forme des particules, nous avons montré que lorsque les particules s'éloignent d'une forme compacte (sphérique), le diamètre équivalent de la particule permettant d'optimiser l'interaction avec le rayonnement infrarouge varie faiblement et le coefficient d'extinction maximale est très proche de celui observé pour des particules sphériques. Par ailleurs, l'utilisation de particules allongées ou aplaties permet d'étendre l'efficacité de la particule à une gamme de longueurs d'onde plus importante. Il semble donc intéressant d'utiliser ce type de particules puisqu'elles permettraient d'accroître encore l'interaction avec le rayonnement thermique.

3.2.2.2.2 Approche expérimentale

L'approche théorique nous a permis de mettre en évidence les paramètres caractéristiques des poudres ayant une influence sur leur efficacité à réduire le transfert de chaleur par rayonnement. Les conclusions de cette étude sont très utiles pour le choix des charges à utiliser pour l'action envisagée, notamment en ce qui concerne la taille des particules. Toutefois, cette approche n'est pas adaptée pour la prédiction des gains sur la conductivité thermique équivalente des mousses étant donné que la répartition de taille, les variations avec la longueur d'onde des indices de réfraction et la forme exacte des particules composant les poudres que l'on désire utiliser sont très difficiles à connaître avec précision.

Pour prédire de manière plus précise la baisse de conductivité thermique qu'il est possible d'obtenir avec les différentes poudres retenues, il est préférable d'utiliser une méthode d'identification basée sur une approche expérimentale, utilisant des mesures spectrométriques effectuées directement sur les poudres que l'on désire tester. Cette approche ne nécessite en effet aucune hypothèse sur les caractéristiques ou la composition des poudres et doit permettre de prédire directement, à partir de mesures de transmittances et réflectances, les gains de conductivité thermique équivalente qu'il est possible d'obtenir avec les poudres testées

3.2.2.2.1 Principe

Cette approche est basée sur des mesures de transmittance directionnelle et hémisphérique et de réflectance hémisphérique de films de polystyrène contenant les poudres que l'on désire caractériser. Ces films sont obtenus à l'aide d'une presse, en mélangeant les poudres retenues dans les proportions que l'on désire utiliser dans la matière expansée, avec du polystyrène préalablement fondu. Leur épaisseur e_p , comprise entre 20 μm et 50 μm est mesurée précisément à l'aide d'un Palmer. La répartition des particules à l'intérieur des films chargés obtenus n'est pas parfaitement homogène. C'est pourquoi nous effectuons plusieurs mesures spectrométriques sur chaque film en changeant à chaque fois la position du faisceau incident de manière à prendre en compte cette inhomogénéité. Les mesures réalisées sont ensuite moyennées afin d'obtenir la transmittance directe moyenne ($T_{d\lambda}$), la transmittance hémisphérique moyenne ($T_{h\lambda}$) et la réflectance hémisphérique moyenne ($R_{h\lambda}$) des films.

En assimilant les films chargés à une tranche de milieu semi-transparent absorbant et diffusant de propriétés radiatives $\beta_{f,\lambda}$, $\omega_{f,\lambda}$ et $P_{f,\lambda}(\theta)$ soumise à une onde plane en incidence normale, il est possible de déterminer les réflectance et transmittance théoriques de la tranche en résolvant l'équation du transfert radiatif à l'intérieur du film. Un processus itératif peut alors être utilisé pour déterminer les valeurs de $\beta_{f,\lambda}$, $\omega_{f,\lambda}$ et $P_{f,\lambda}(\theta)$ permettant de minimiser l'écart entre les transmittance et réflectance théoriques de l'épaisseur de milieu semi-transparent et les valeurs expérimentales $T_{d\lambda}$, $T_{h\lambda}$ et $R_{h\lambda}$ mesurées. Les propriétés radiatives obtenues caractérisent le milieu semi-transparent absorbant et diffusant dont le comportement radiatif est le plus proche de celui du film chargé. Etant donné que le film est composé uniquement de polystyrène non diffusant et de particules, nous pouvons remonter aux propriétés radiatives $\beta_{po,\lambda}$, $\kappa_{po,\lambda}$ et $P_{po,\lambda}(\theta)$ de la poudre seule, à partir des valeurs de $\beta_{f,\lambda}$, $\omega_{f,\lambda}$ et $P_{f,\lambda}(\theta)$. On a :

$$\beta_{po,\lambda} = \beta_{f,\lambda} - \kappa_{PS,\lambda} \quad \kappa_{po,\lambda} = (1 - \omega_{f,\lambda}) \cdot \beta_{f,\lambda} - \kappa_{PS,\lambda} \quad P_{po,\lambda}(\theta) = P_{f,\lambda}(\theta)$$

où $\kappa_{PS,\lambda}$ est le coefficient d'absorption du polystyrène. Il est relié à l'indice de réfraction imaginaire k_λ par la relation : $\kappa_{PS,\lambda} = \frac{4\pi \times k_\lambda}{\lambda}$

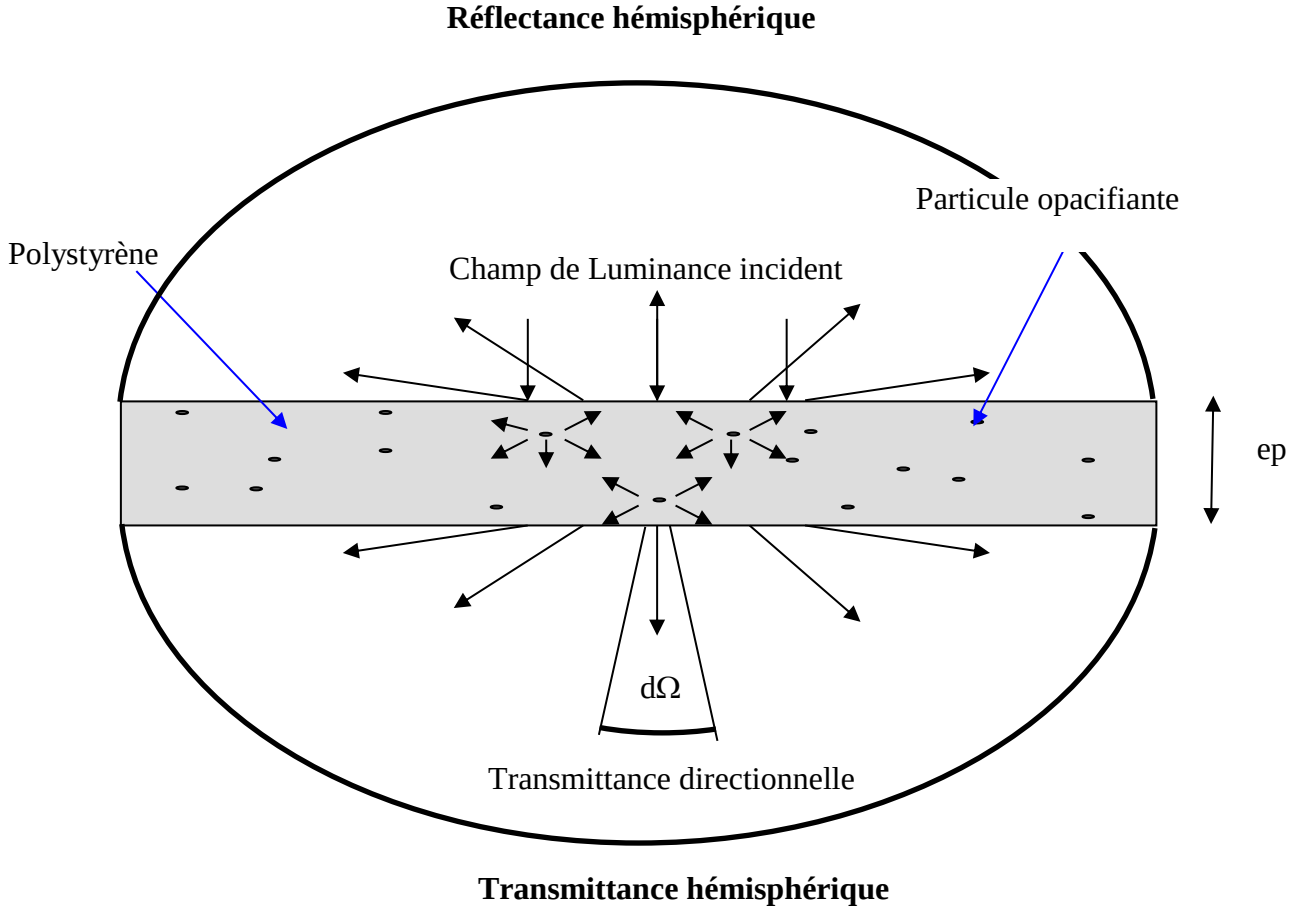


Figure 3.25 : Principe des mesures de transmittance et réflectance

Ces propriétés caractérisent le comportement radiatif de la poudre à l'intérieur du film. Cependant, lorsque la matière est expansée, le nombre de particules par unité de volume présent dans la mousse N_{mo} (m^{-3}) est nettement plus faible que le nombre N_f (m^{-3}) présent dans le film puisque qu'une majorité du volume de la mousse est occupée par les porosités d'air générées lors de l'expansion. On a ainsi :

$$N_{mo} = N_f \times (1 - \varepsilon) \quad (3.16)$$

Par conséquent, en supposant que les particules présentes dans le film testé sont suffisamment éloignées pour diffuser le rayonnement de manière indépendante, nous pouvons remonter aux propriétés du nuage de particule à l'intérieur de la matière expansée. On a :

$$\beta_{npar,\lambda} = \beta_{po,\lambda} \times (1 - \varepsilon) ; \quad \kappa_{npar,\lambda} = \kappa_{po,\lambda} \times (1 - \varepsilon) ; \quad P_{npar,\lambda}(\theta) = P_{po,\lambda}(\theta) \quad (3.17)$$

3.2.2.2.2 Calcul des transmittance et réflectance théorique à partir de $\beta_{f,\lambda}$, $\omega_{f,\lambda}$ et $P_{f,\lambda}(\theta)$

Le calcul théorique des transmittance et réflectance de la tranche de milieu semi-transparent représentant le film chargé est réalisé en résolvant l'Equation du Transfert Radiatif en 1-D cartésien. Etant donné que les mesures sur les films sont effectuées à l'aide

d'un spectromètre à transformée de Fourier, cette équation ne doit pas prendre en compte l'émission propre du milieu (milieu froid). L'ETR se réduit, dans ce cas, à :

$$\mu \frac{\delta L_\lambda(z, \mu)}{\delta z} = -\beta_\lambda L_\lambda(z, \mu) + \frac{\beta_\lambda \cdot \omega_\lambda}{2} \int_{-1}^1 P_\lambda(\mu' \rightarrow \mu) L_\lambda(z, \mu') d\mu' \quad (3.18)$$

Cette équation est résolue grâce à la méthode des ordonnées discrètes décrite précédemment (voir paragraphe 1.2.2.2) en ne prenant pas en compte le terme d'émission dans le calcul du terme source. Les relations (1.49) à (1.52) de calcul des luminances exprimées précédemment dans le cas d'un milieu émissif deviennent :

$$\left. \begin{aligned} L_{je} &= 2.L_{jp} - L_{jw} \\ \text{et } L_{jp} &= \frac{\frac{\beta \cdot \omega}{2} \cdot \Delta z \cdot \left[\sum_{i=1}^{nbd/2} w_i \cdot (P_{ij} \cdot L_{ip} + P_{-ij} \cdot L_{-ip}) \right] + 2\mu_j \cdot L_{jw}}{2\mu_j + \beta \cdot \Delta z} \text{ pour les } \mu_j \text{ positifs} \end{aligned} \right\} \quad (3.18)$$

$$\left. \begin{aligned} L_{jw} &= 2.L_{jp} - L_{je} \\ \text{et } L_{jp} &= \frac{\frac{\beta \cdot \omega}{2} \cdot \Delta z \cdot \left[\sum_{i=1}^{nbd/2} w_i \cdot (P_{ij} \cdot L_{ip} + P_{-ij} \cdot L_{-ip}) \right] - 2\mu_j \cdot L_{je}}{-2\mu_j + \beta \cdot \Delta z} \text{ pour les } \mu_j \text{ négatifs} \end{aligned} \right\} \quad (3.19)$$

Les conditions aux limites radiatives sont également différentes de celles présentées précédemment (relations (1.53) et (1.54)) pour un milieu compris entre deux plaques planes émissives puisque dans notre cas, les deux frontières sont « libres ». Ces conditions aux limites doivent en effet prendre en compte les réflexions spéculaires intervenant aux interfaces entre l'air et le polystyrène sur les frontières du film et la luminance incidente (voir figure 3.26). Ces réflexions et réfractions sont régies par les lois de Fresnel (relations (AI.3) et (AI.4)) qui permettent de calculer la réflectivité $R_\lambda(\theta)$ de l'interface en fonction de l'angle d'incidence θ par rapport à la normale à l'interface. Ainsi, les nouvelles conditions aux limites s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} L_\lambda(0, \mu=1) &= (1 - R_\lambda(\mu=1)) \times L_0 + R_\lambda(\mu=1) \times L(0, \mu=-1) \\ L_\lambda(0, \mu) &= R_\lambda(\mu) \times L(0, -\mu) \quad 0 \leq \mu < 1 \\ L_\lambda(d, -\mu) &= R_\lambda(\mu) \times L(d, \mu) \quad 0 \leq \mu \leq 1 \end{aligned} \right\} \quad (3.20)$$

où L_0 est la luminance incidente et d l'épaisseur du film

La résolution de l'ETR nous permet de connaître le champ de luminance régnant à l'intérieur du film chargé. Les transmittances directionnelle $T_{d\lambda,t}$ et hémisphérique $Th_{\lambda,t}$ et la réflectance hémisphérique $Rh_{\lambda,t}$ théoriques peuvent être obtenues à partir de ce champ de luminance. Nous rappelons les définitions de $T_{d\lambda,t}$, $Th_{\lambda,t}$ et $Rh_{\lambda,t}$:

- La transmittance directionnelle représente le rapport entre l'énergie radiative $En_{d\omega,\lambda}$ sortant du film dans le petit angle solide $d\omega$ centré sur la direction d'incidence et l'énergie totale incidente $En_{inc,\lambda}$. Pour le dispositif expérimental utilisé, l'angle solide $d\omega$ correspond à un demi angle de 2.9° (voir figure 3.27).
- La transmittance hémisphérique représente le rapport entre l'énergie radiative $En_{av,\lambda}$ sortant du film dans les directions de l'hémisphère avant et l'énergie incidente $En_{inc,\lambda}$.
- La réflectance hémisphérique représente le rapport entre l'énergie radiative $En_{ar,\lambda}$ sortant du film dans les directions de l'hémisphère arrière et l'énergie incidente $En_{inc,\lambda}$.

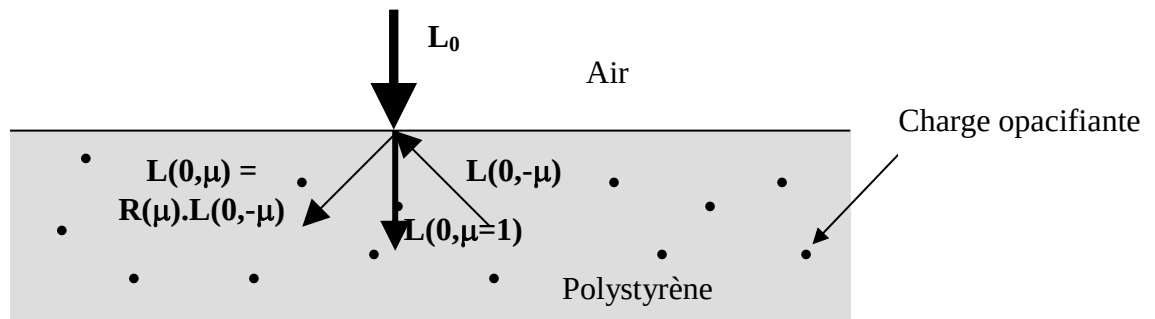


Figure 3.26 : Illustration des conditions aux limites à l'interface entre l'air et le film de polystyrène chargé

Etant donné que l'indice de réfraction du polystyrène formant les films est différent de celui de l'air, il est nécessaire de prendre en compte les réflexions et réfractions intervenant à l'interface air-film dans le calcul de énergies radiatives sortant du film. Ainsi, $E_{av,\lambda}$ et $E_{ar,\lambda}$ sont obtenues en intégrant respectivement les énergies sortant du film par la face avant dans toutes les directions de l'hémisphère avant et par la face arrière dans toutes les directions de l'hémisphère arrière :

$$En_{av,\lambda} = 2\pi \int_0^1 L_\lambda(ep, \mu). (1 - R_\lambda(\mu)). \mu. d\mu \quad (3.21)$$

$$En_{ar,\lambda} = 2\pi \int_0^1 L_\lambda(0, -\mu). (1 - R_\lambda(\mu)). \mu. d\mu \quad (3.22)$$

$En_{d\omega,\lambda}$ est obtenu en intégrant l'énergie sortant du film dans les directions de l'hémisphère avant faisant un angle compris 0° et 2.9° avec la direction d'incidence (angle solide $d\omega$). Or, étant donné qu'il y a réfraction à l'interface film-air, les rayons sortant du film dans cet angle solide appartiennent à un angle solide $d\omega_p$ plus faible lorsqu'ils sont à l'intérieur du film (voir figure 3.27). On a donc :

$$En_{d\omega,\lambda} = 2\pi \int_0^{\mu_p} L_\lambda(ep, \mu). (1 - R_\lambda(\mu)). \mu. d\mu \quad (3.23)$$

où $\mu_p = \cos(\theta_p)$ avec θ_p donné par la relations de Snell : $n_{PS,\lambda} \sin(\theta_p) = \sin(\theta = 2.9^\circ)$ où $n_{PS,\lambda}$ est l'indice de réfraction réel du polystyrène puisque $k_{PS,\lambda}$ est négligeable. Cet indice est connu puisque les variations de $\tilde{n}_{PS,\lambda}$ avec la longueur d'onde ont été déterminées dans l'Annexe IV.

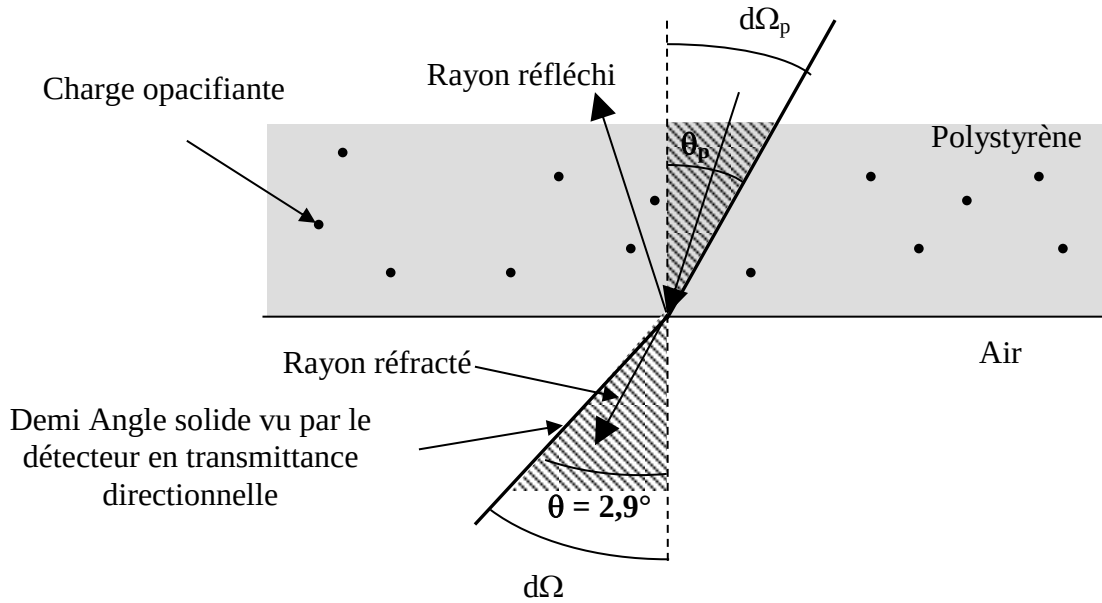


Figure 3.27 : Illustration des phénomènes de réflexion et réfraction à l'interface film-air

En exprimant les relations précédentes sous forme discrétisée, nous obtenons les expressions suivantes :

$$En_{av,\lambda} = 2\pi \sum_{i=1}^{nbd/2} L_{\lambda}(ep, \mu_i) \cdot (1 - R_{\lambda}(\mu_i)) \cdot \mu_i \cdot w_i \quad ; \quad En_{ar,\lambda} = 2\pi \sum_{i=1}^{nbd/2} L_{\lambda}(0, -\mu_i) \cdot (1 - R_{\lambda}(\mu_i)) \cdot \mu_i \cdot w_i$$

$$En_{d\omega,\lambda} = 2\pi \sum_{i=1}^{N_p} L_{\lambda}(ep, \mu_i) \cdot (1 - R_{\lambda}(\mu_i)) \cdot \mu_i \cdot w_i$$

où N_p est le numéro de la direction faisant un angle θ_p avec la direction d'incidence. Tout au long de ce travail, la discrétisation angulaire utilisée est la même que celle décrite dans le paragraphe 2.2.2.3.2.

L'énergie radiative incidente est quant à elle obtenue par la relation :

$$En_{inc,\lambda} = L_0 \cdot d\Omega_{inc} \quad (3.24)$$

où $d\Omega_{inc}$ correspond à l'angle solide d'incidence.

Pour le calcul théorique, nous supposons que la luminance incidente est constante dans l'angle solide correspondant à la première direction discrétisée et est nulle pour les autres directions de discrétisations. On a donc

$$En_{d\omega,\lambda} = 2\pi \cdot L_0 \cdot w_1 \quad (3.25)$$

On a donc finalement :

$$Th_{\lambda,t} = \frac{\sum_{i=1}^{nbd/2} L_{\lambda}(ep, \mu_i) \cdot (1 - R_{\lambda}(\mu_i)) \cdot \mu_i \cdot w_i}{L_0 \cdot w_1} \quad (3.26) ;$$

$$Rh_{\lambda,t} = \frac{\sum_{i=1}^{nbd/2} L_{\lambda}(0, -\mu_i) \cdot (1 - R_{\lambda}(\mu_i)) \cdot \mu_i \cdot w_i}{L_0 \cdot w_1} \quad (3.27)$$

$$Td_{\lambda,t} = \frac{\sum_{i=1}^{Np} L_{\lambda}(ep, \mu_i) \cdot (1 - R_{\lambda}(\mu_i)) \cdot \mu_i \cdot w_i}{L_0 \cdot w_1} \quad (3.28)$$

3.2.2.2.3 Identification de $\beta_{f\lambda}$, $\omega_{f\lambda}$ et $P_{f\lambda}(\theta)$ à partir des valeurs de Td_{λ} , Th_{λ} et Rh_{λ} mesurées

Les valeurs des transmittances et réflectance mesurées doivent nous permettre de déterminer les propriétés radiatives du milieu semi-transparent absorbant et diffusant dont le comportement radiatif théorique est le plus proche de celui du film chargé. Pour cela, le nombre de paramètres à identifier doit être inférieur ou égal au nombre de mesures différentes réalisées pour chaque film. Par conséquent, il est nécessaire d'exprimer la fonction de phase de diffusion $P_{f\lambda}(\theta)$ en fonction d'un seul paramètre puisque nous disposons uniquement de 3 mesures différentes pour chaque film. Nous choisissons donc d'exprimer $P_{f\lambda}(\theta)$ sous la forme d'une fonction de phase d'Henhey-Greenstein :

$$P_{H-G,\lambda}(\theta) = \frac{1 - g_{\lambda}^2}{1 + g_{\lambda}^2 - 2 \cdot g_{\lambda} \cdot \cos(\theta)} = P_{f,\lambda}(\theta) \quad -1 < g_{\lambda} < 1 \quad (3.29)$$

où g_{λ} est le paramètre d'Henhey-Greenstein

Lorsque g_{λ} est supérieur à 0, la fonction de phase de diffusion est orientée dans les directions avant. Dans le cas contraire, elle favorise la diffusion vers l'arrière.

Les procédures d'identification de paramètres les plus couramment utilisées font appel à la méthode de linéarisation de Gauss. Cette méthode itérative permet de minimiser l'écart quadratique entre les transmittances et réflectances théoriques et expérimentales. Cependant, elle nécessite de calculer les coefficients de sensibilité des transmittances et réflectance en fonction des paramètres que l'on désire identifier ($\beta_{f\lambda}$, $\kappa_{f\lambda}$ et $P_{f\lambda}(\theta)$) à chaque itération et est donc relativement coûteuse en temps de calcul et complexe à mettre en oeuvre.

Nous avons donc choisi de mettre en place une procédure d'identification itérative plus simple faisant appel au calcul des transmittances et réflectance théoriques présenté précédemment. Pour cela, nous émettons l'hypothèse que les transmittances et réflectances théoriques ou des grandeurs correspondant à la combinaison des réflectances et transmittances théoriques dépendent uniquement d'un des paramètres à identifier. Ainsi, la transmittance directionnelle $Td_{\lambda,t}$ dépend fortement du coefficient d'extinction $\beta_{f\lambda}$ mais varie peu avec $\omega_{f\lambda}$ et $P_{f\lambda}(\theta)$. De la même manière, la somme $Th_{\lambda,t} + Rh_{\lambda,t}$ représente la proportion de l'énergie incidente sortant du film sans être absorbée et dépend donc essentiellement de $\omega_{f\lambda}$. Enfin,

$\frac{Th_{\lambda,t}}{Rh_{\lambda,t}}$ traduit le rapport entre l'énergie transmise et l'énergie réfléchie par le film et varie essentiellement avec g_λ .

Le processus itératif se déroule comme suit :

A partir de valeurs de $\beta_{f,\lambda}^0$, $\omega_{f,\lambda}^0$ et g_λ^0 de départ choisies aléatoirement ou non, nous déterminons les transmittances et réflectances théoriques $Td_{\lambda,t}$, $Th_{\lambda,t}$ et $Rh_{\lambda,t}$. L'écart entre les valeurs théoriques et expérimentales de Td_λ , $Th_\lambda + Rh_\lambda$ et $\frac{Th_\lambda}{Rh_\lambda}$ nous permet de déterminer les incréments $\Delta\beta_{f,\lambda}$, $\Delta\omega_{f,\lambda}$ et Δg_λ pour calculer les valeurs de $\beta_{f,\lambda}$, $\omega_{f,\lambda}$ et g_λ à la prochaine itération :

$$\beta_{f,\lambda}^{i+1} = \beta_{f,\lambda}^i + \Delta\beta_{f,\lambda} \quad ; \quad \omega_{f,\lambda}^{i+1} = \omega_{f,\lambda}^i + \Delta\omega_{f,\lambda} \quad ; \quad g_\lambda^{i+1} = g_\lambda^i + \Delta g_\lambda$$

Ces incréments sont calculés en supposant que $Td_{\lambda,t}$, $Th_{\lambda,t} + Rh_{\lambda,t}$ et $\frac{Th_{\lambda,t}}{Rh_{\lambda,t}}$ dépendent uniquement de $\beta_{f,\lambda}$, $\omega_{f,\lambda}$ et g_λ respectivement. Nous avons ainsi :

$$\Delta\beta_{f,\lambda} = C_1 \times \frac{(Td_{\lambda,t}^i - Td_\lambda)}{Td_\lambda} \quad ; \quad \Delta\omega_{f,\lambda} = C_2 \times [(Th_\lambda + Rh_\lambda) - (Th_{\lambda,t}^i + Rh_{\lambda,t}^i)]$$

et

$$\Delta g_\lambda = C_3 \times \left(\frac{Th_\lambda}{Rh_\lambda} - \frac{Th_{\lambda,t}^i}{Rh_{\lambda,t}^i} \right)$$

où C_1 , C_2 et C_3 sont des constantes positives et $Td_{\lambda,t}^i$, $Th_{\lambda,t}^i$ et $Rh_{\lambda,t}^i$ les transmittances et réflectance théoriques à la $i^{\text{ème}}$ itération.

Le processus précédent est répété avec les valeurs de $\beta_{f,\lambda}$, $\omega_{f,\lambda}$ et g_λ à la nouvelle itération jusqu'à ce que les écarts relatifs entre les valeurs théoriques et expérimentales de Td_λ , Th_λ et Rh_λ soient tous inférieurs à une tolérance CV prédéfinie.

Le processus itératif peut être résumé par le schéma suivant :

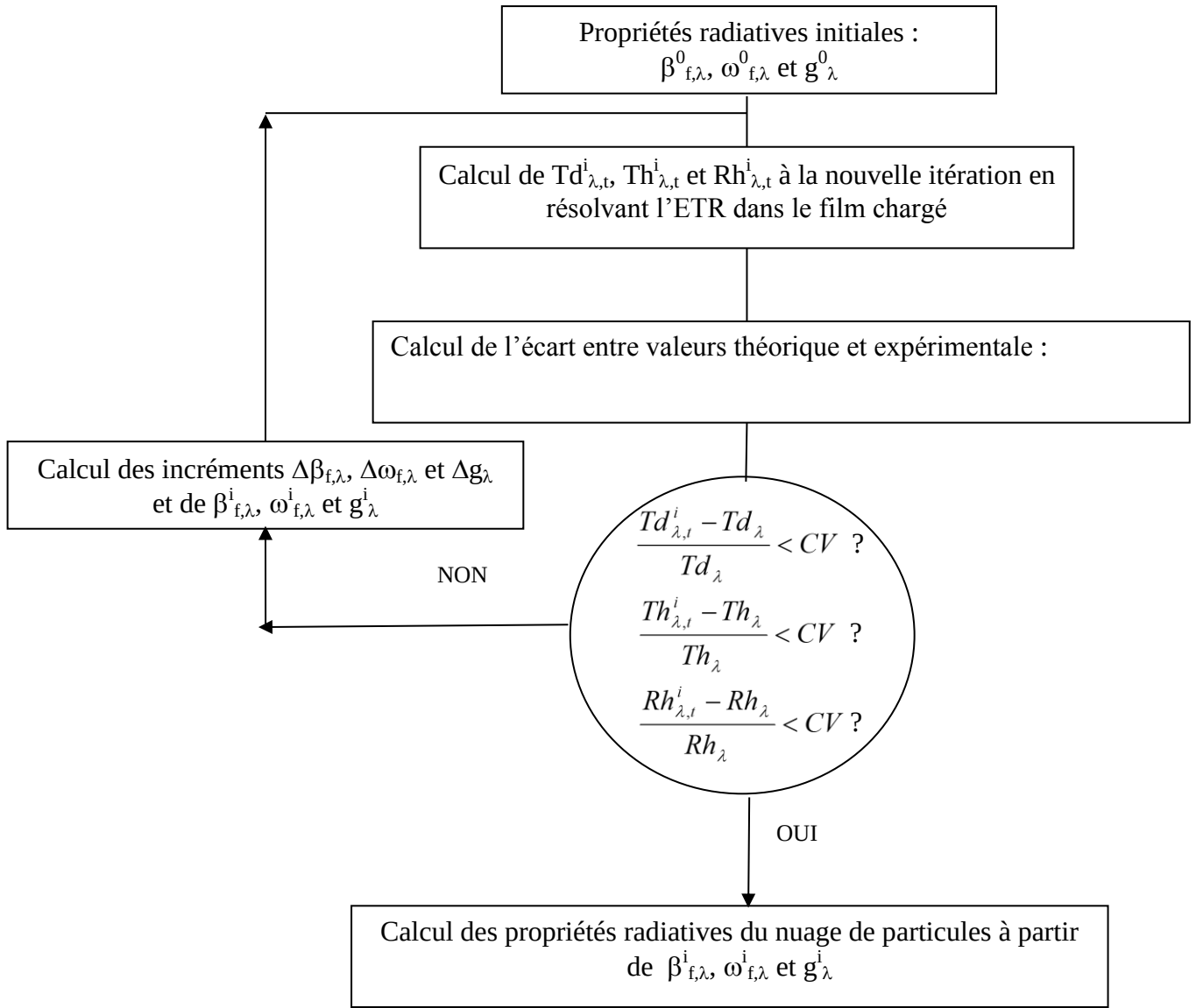


Figure 3.28 : Illustration de la procédure d'identification des propriétés radiatives des poudres testées

La vitesse de convergence de la méthode d'identification proposée dépend fortement des valeurs des constantes C_1 , C_2 et C_3 utilisées dans le calcul des incréments à chaque itération. Ces constantes sont choisies de manière à assurer la convergence. Pour les cas que nous avons traités, les valeurs de C_1 , C_2 et C_3 sont proches de 5000, 0.3 et 0.3 respectivement.

3.2.2.2.4 Validation de l'approche expérimentale

Afin de vérifier que les propriétés radiatives identifiées $\beta_{\text{np},\lambda}$ (m^{-1}), $\sigma_{\text{np},\lambda}$ (m^{-1}) et $P_{\text{np},\lambda}(\theta)$ caractérisent de manière fidèle le comportement réel des mousses à l'intérieur de la matière expansée, nous avons mis en place une procédure de validation expérimentale des résultats obtenus par l'approche expérimentale.

Cette validation est basée sur des mesures de conductivité thermique équivalente de différentes mousses de PSE opacifiées mais également sur des mesures de transmittance et réflectances de coupes d'épaisseur contrôlée de ces mousses. Les mousses utilisées pour la validation ont été réalisées en expansant les billes opacifiées commercialisées par SUNPOR. Elles nous sont fournies par l'entreprise KNAUF. La répartition des particules opacifiantes à l'intérieur de ces mousses est illustrée sur les photos suivantes qui ont été réalisées sur un MEB et qui nous sont fournies par EDF.

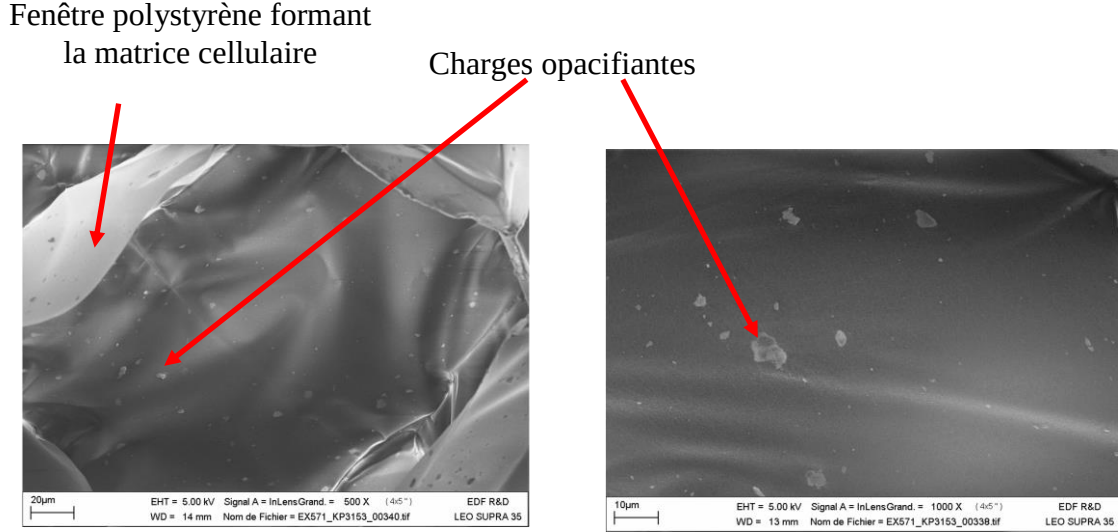


Figure 3.29 : Photographie au MEB de la répartition des charges opacifiantes à l'intérieur de la matrice polystyrène pour les échantillons testés

Des films chargés ont pu être réalisés en faisant fondre les mousses chargées. Ces films nous ont permis d'appliquer l'approche expérimentale pour déterminer les propriétés radiatives théoriques des poudres incorporées à la matière expansée. A partir de ces propriétés radiatives, nous avons calculé la conductivité thermique équivalente théorique de chaque mousse de PSE testée ainsi que les réflectances et transmittances théoriques des coupes réalisées. Les résultats ont été comparés aux valeurs expérimentales.

La discrétisation spectrale que nous avons utilisée pour la validation expérimentale permet de diviser l'ensemble des longueurs d'onde comprises entre 2 µm et 25 µm en 46 bandes de 0.5 µm de largeur. A l'intérieur de chacune de ces bandes de longueur d'onde $d\lambda_i$, les transmittances directionnelle $T_{d\lambda_i}$ et hémisphérique $Th_{d\lambda_i}$ et la réflectance hémisphérique $Rh_{d\lambda_i}$ des films chargés sont supposées constantes et égales à

$$T_{d\lambda_i} = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} T_{d\lambda} \cdot L_{\lambda}^0(T = 283K) \cdot d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} L_{\lambda}^0(T = 283K) \cdot d\lambda} ; \quad Th_{d\lambda_i} = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} Th_{\lambda} \cdot L_{\lambda}^0(T = 283K) \cdot d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} L_{\lambda}^0(T = 283K) \cdot d\lambda}$$

$$Rh_{d\lambda_i} = \frac{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} Rh_{\lambda} \cdot L_{\lambda}^0(T = 283K) \cdot d\lambda}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_{i+1}} L_{\lambda}^0(T = 283K) \cdot d\lambda}$$

où $\lambda_i = 2 \mu\text{m}, 2.5 \mu\text{m}, 3 \mu\text{m}, 3.5 \mu\text{m} \dots 24.5 \mu\text{m}, 25 \mu\text{m}$ pour i allant de 1 à 46

$$d\lambda_i = [\lambda_i, \lambda_{i+1}]$$

Les propriétés radiatives $\beta_{po,d\lambda_i}$, $\kappa_{po,d\lambda_i}$ et $P_{po,d\lambda_i}(\theta)$ des poudres présentes dans les films sont identifiées en utilisant la procédure décrite précédemment pour chacune de ces bandes.

Nous avons mesuré les paramètres de structure des différentes mousses opacifiées utilisées pour la validation de l'approche expérimentale en utilisant les techniques présentées dans l'annexe I. Ces caractéristiques, nécessaires pour les calculs théoriques de conductivité thermique équivalente et de transmittance et réflectance sont regroupées dans le tableau suivant.

ref d'échantillon	ρ en kg/m^3	D_{cell} moyen en μm	D_{bille} moyen en mm	$\varepsilon_{\text{interbille}}$	$\varepsilon_{\text{cell}}$
KP3153	10.3	225	6.5	5.2 %	98.986 %
KP3647	10.3	215	6.1	7.1 %	98.965 %
KP3136	10.8	203	6.2	2.9 %	98.962 %
KSO1416	11.6	199	6.1	11.0 %	98.7835 %
KC67	14.5	208	6.1	11.0 %	98.48 %
KSO1581	12.4	165	6.3	4.1 %	98.793 %

Tableau 3.1 : Récapitulatif des caractéristiques des échantillons de mousses de PSE opacifiées testées

Le pourcentage massique de charges introduites dans chacun des échantillons testés n'a pas pu être mesuré de manière fiable. Toutefois, il est nécessaire de le connaître pour mener à bien les calculs de propriétés radiatives de la matrice polystyrène sans charge. Aussi, nous supposons pour l'ensemble des calculs que la masse de charges introduites correspond à 2% de la masse totale pour chaque échantillon et que par conséquent, 98 % de la masse est contenu dans la matrice polystyrène. Cette valeur correspond approximativement aux valeurs moyennes de pourcentage massique mesurées par EDF sur les échantillons testés. Nous précisons toutefois qu'elle a une très faible influence sur les résultats théoriques.

Validation à partir de mesures spectrométriques

Nous avons comparé les mesures de transmittances et réflectances hémisphériques de coupes de mousses opacifiées de 2 mm d'épaisseur relatives à chaque échantillon avec les valeurs théoriques obtenues en utilisant les propriétés radiatives $\beta_{po,\lambda}$, $\kappa_{po,\lambda}$ et $P_{po,\lambda}(\theta)$ des poudres identifiées par l'approche expérimentale. Les coupes de mousse ont été obtenues à l'aide d'un microtome à vis micrométrique permettant de contrôler l'épaisseur des tranches. Comme lors de la validation des propriétés radiatives des mousses non opacifiées, nous avons effectué un nombre important de mesures pour chaque tranche de mousses en faisant varier à chaque fois la position du faisceau incident et calculé les réflectance et transmittance hémisphérique moyennes. De cette manière, les inhomogénéités des tranches dues à la morphologie macroscopique des mousses sont prises en compte.

Les transmittances et réflectances théoriques des épaisseurs de mousses ont , quant à elles, été calculées en utilisant la procédure de suivi de rayon présentée dans le paragraphe 2.2.2.4.1 pour la validation des propriétés radiatives théoriques des mousses non chargées. Cependant, cette fois, les propriétés radiatives $\beta_{cellop,d\lambda_i}$, $\kappa_{cellop,d\lambda_i}$ et $P_{cellop,d\lambda_i}(\theta)$ du milieu semi-transparent contenu dans les billes de mousse de PSE opacifiée ne sont plus uniquement celles du milieu cellulaire mais prennent également en compte la présence des particules opacifiantes. Ainsi :

$$\beta_{cellop,d\lambda_i} = \beta_{cell,d\lambda_i} + \beta_{po,d\lambda_i} \cdot (1 - \varepsilon_{cell}) \quad (3.30) ; \quad \sigma_{cellop,d\lambda_i} = \sigma_{cell,d\lambda_i} + \sigma_{po,d\lambda_i} \cdot (1 - \varepsilon_{cell}) \quad (3.31)$$

$$; P_{cellop,d\lambda_i}(\theta) = \frac{\sigma_{cell,\lambda} \cdot P_{cell,d\lambda_i}(\theta) + \sigma_{po,d\lambda_i} \cdot (1 - \varepsilon_{cell}) \cdot P_{po,d\lambda_i}}{\sigma_{cellop,d\lambda_i}} \quad (3.32)$$

où $\beta_{cell,d\lambda_i}$, $\sigma_{cell,d\lambda_i}$ et $P_{cell,d\lambda_i}(\theta)$ sont les propriétés radiatives moyennes du milieu cellulaire de polystyrène dans la bande de longueur d'onde $d\lambda_i$

ε_{cell} est la porosité du milieu cellulaire contenu dans les billes de la mousse de PSE testée

$\beta_{po,d\lambda_i}$, $\kappa_{po,d\lambda_i}$ et $P_{po,d\lambda_i}(\theta)$ sont les propriétés radiatives de la poudre contenue dans les films chargés identifiées à partir des transmittances et réflectances $T_{d\lambda_i}$, $Th_{d\lambda_i}$ et $Rh_{d\lambda_i}$

3.2.2.2.4.1.1 Comparaison des transmittances théorique et expérimentale

Les comparaisons des transmittances hémisphériques théorique et expérimentale pour les tranches obtenues à partir des échantillons KP3153, KP3136, KSO1416, KC67 et KSO1581 sont illustrées sur les figures suivantes. Les calculs théoriques ont été réalisés en supposant que les cellules internes aux billes sont parfaitement dodécaédriques. Nous précisons que les transmittances théoriques sont représentés sous la forme d'une courbe discontinue puisque, comme nous l'avons vu, les bandes de discrétisation spectrale utilisées pour l'identification des propriétés radiatives de la poudre sont relativement larges (0.5 μm).

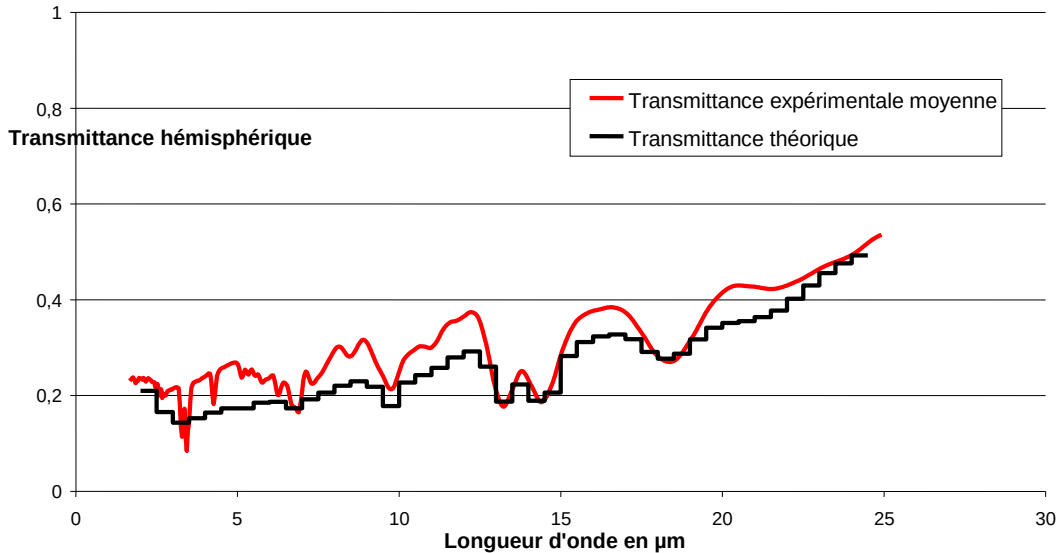


Figure 3.30 : Comparaison des transmittances hémisphériques expérimentale et théorique de la tranche de mousse de PSE opacifiée KP3153

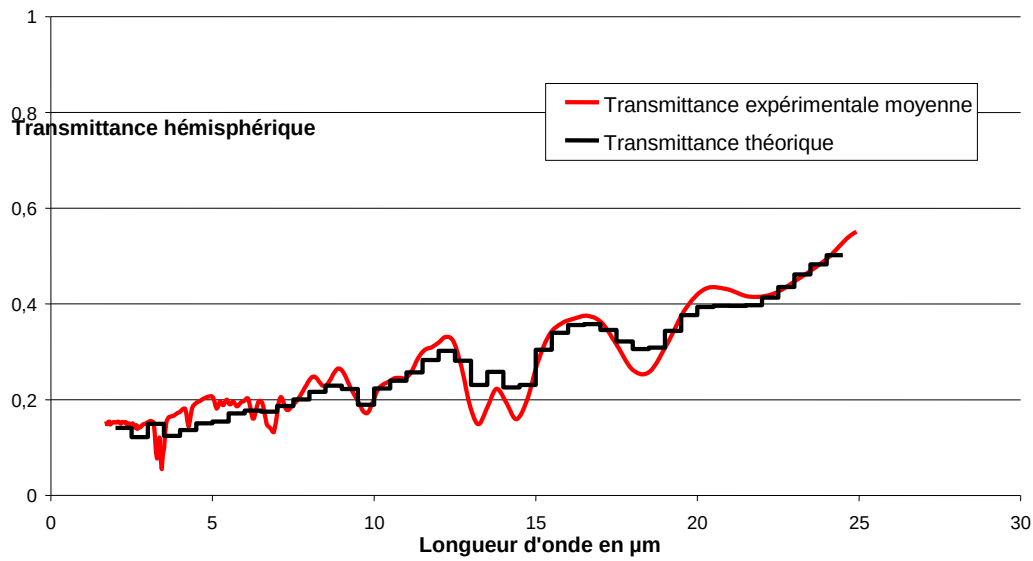


Figure 3.31 : Comparaison des transmittances hémisphériques expérimentale et théorique de la tranche de mousse de PSE opacifiée KP3136

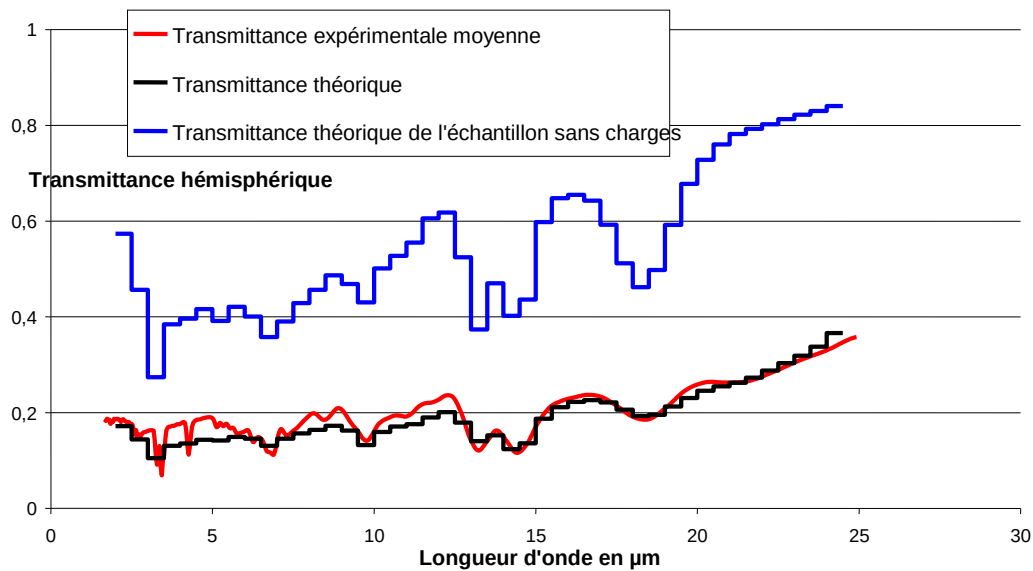


Figure 3.32 : Comparaison des transmittances hémisphériques expérimentale et théorique de la tranche de mousse de PSE opacifiée KSO1416

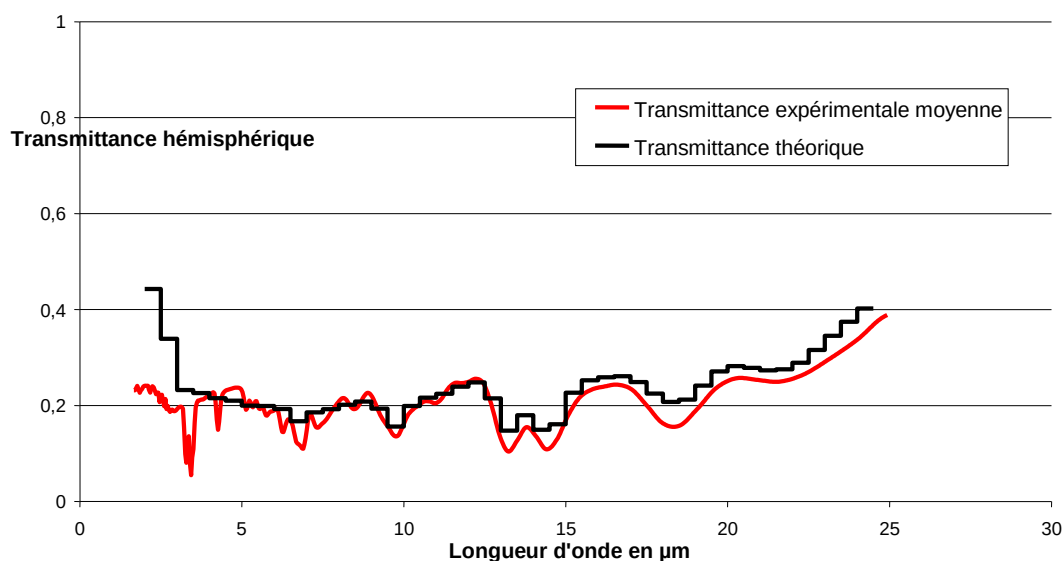


Figure 3.33 : Comparaison des transmittances hémisphériques expérimentale et théorique de la tranche de mousse de PSE opacifiée KC67

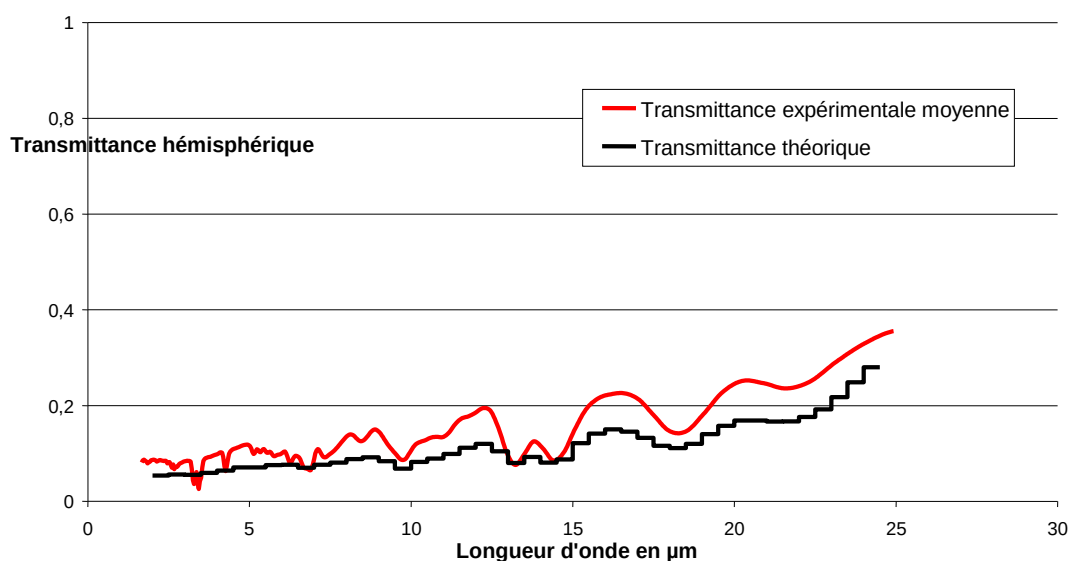


Figure 3.34 : Comparaison des transmittances hémisphériques expérimentale et théorique de la tranche de mousse de PSE opacifiée KSO1581

D'après les figures précédentes, nous pouvons constater que les transmittances théoriques calculées en utilisant l'approche expérimentale sont relativement proches des valeurs mesurées sur les tranches de mousses de PSE opacifiées que nous avons découpées. Par ailleurs, les valeurs théoriques suivent les mêmes variations avec la longueur d'onde que celles observées expérimentalement. Nous notons également que les résultats issus de l'approche expérimentale se trouvent tantôt au dessus tantôt au dessous des résultats expérimentaux suivant les tranches de mousse considérées.

Pour l'ensemble des échantillons, les résultats de l'approche expérimentale permettent de restituer de manière fidèle le comportement radiatif en transmission des poudres insérées dans les mousses testées.

Pour l'échantillon KSO1416 nous avons également représenté sur le graphe les variations théoriques de la transmittance dans le cas où aucune particule ne serait ajoutée. Nous constatons ainsi que l'influence des particules sur la transmittance des mousses de PSE est très importante puisque la transmittance est diminuée d'un facteur compris entre 3 et 4 suivant la longueur d'onde considérée.

3.2.2.2.4.1.2 Comparaison des réflectances théorique et expérimentale

Les réflectances hémisphériques théorique et expérimentale pour chaque échantillon de mousse opacifiée testée sont représentées sur les figures suivantes. Comme précédemment, les résultats théoriques ont été obtenus en considérant que le milieu cellulaire interne aux billes est parfaitement dodécaédrique.

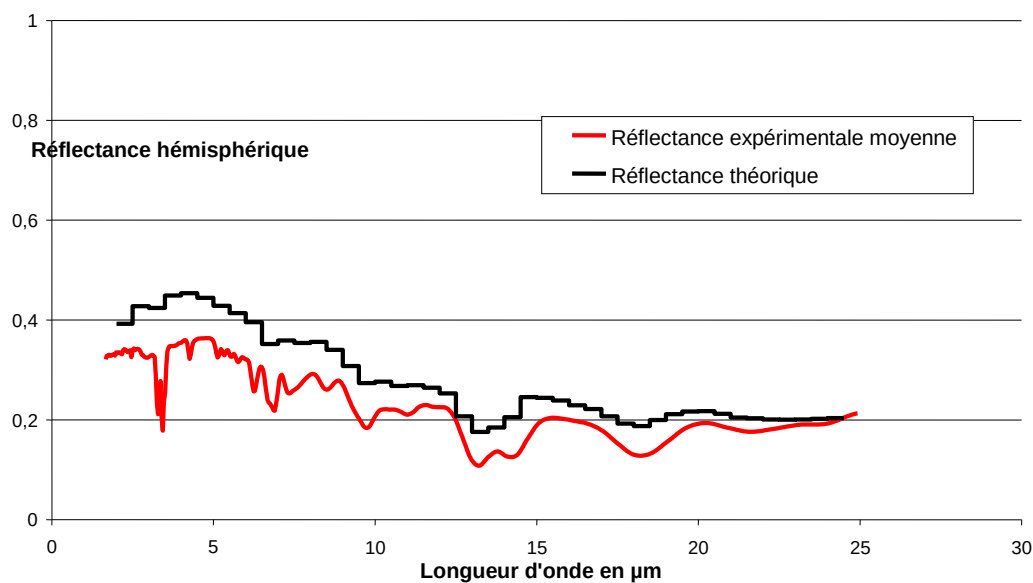


Figure 3.35 : Comparaison des réflectances hémisphériques expérimentale et théorique de la tranche de mousse de PSE opacifiée KP3153

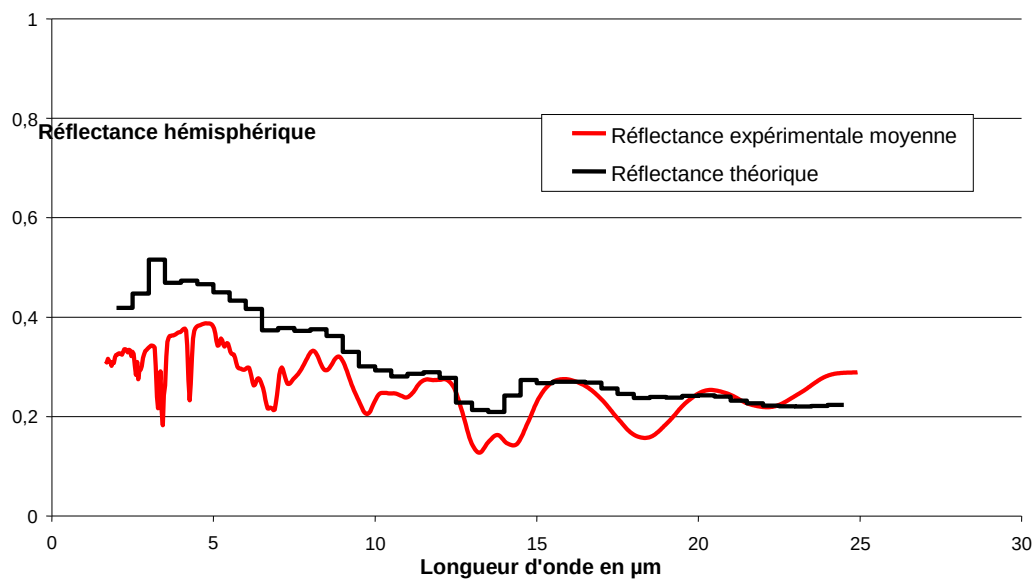


Figure 3.36 : Comparaison des réflectances hémisphériques expérimentale et théorique de la tranche de mousse de PSE opacifiée KP3136

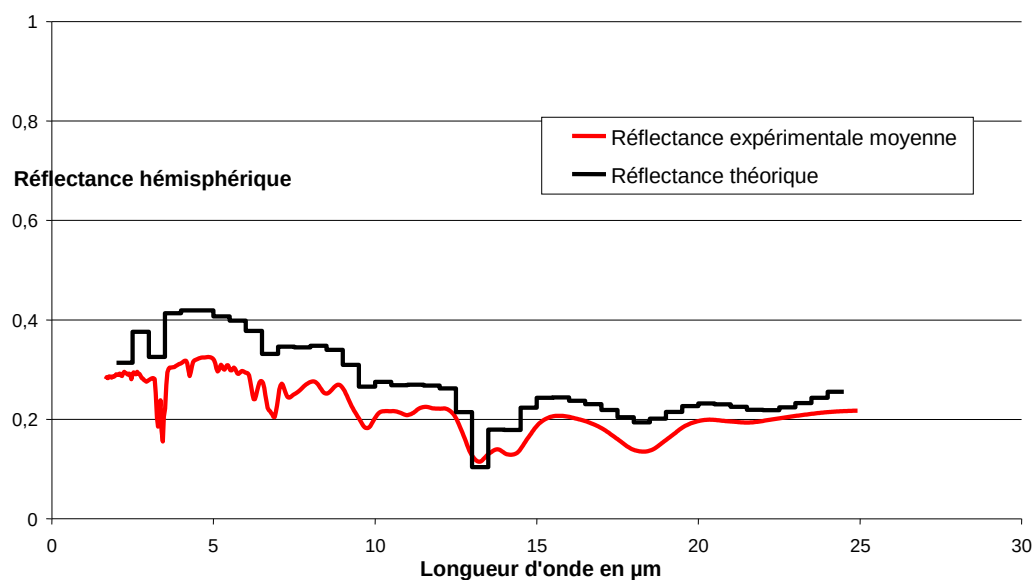


Figure 3.37 : Comparaison des réflectances hémisphériques expérimentale et théorique de la tranche de mousse de PSE opacifiée KSO1416

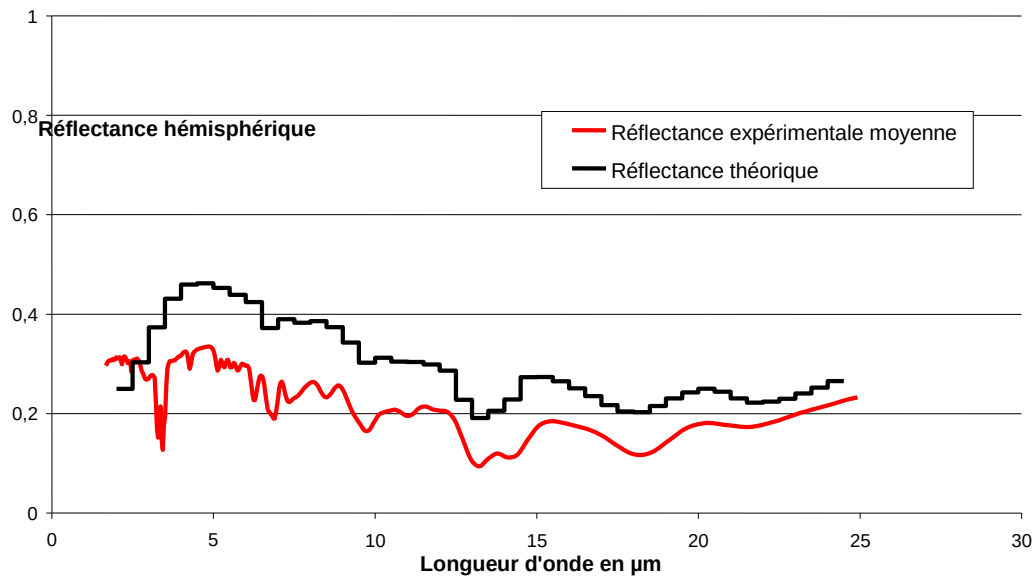


Figure 3.38 : Comparaison des réflectances hémisphériques expérimentale et théorique de la tranche de mousse de PSE opacifiée KC67

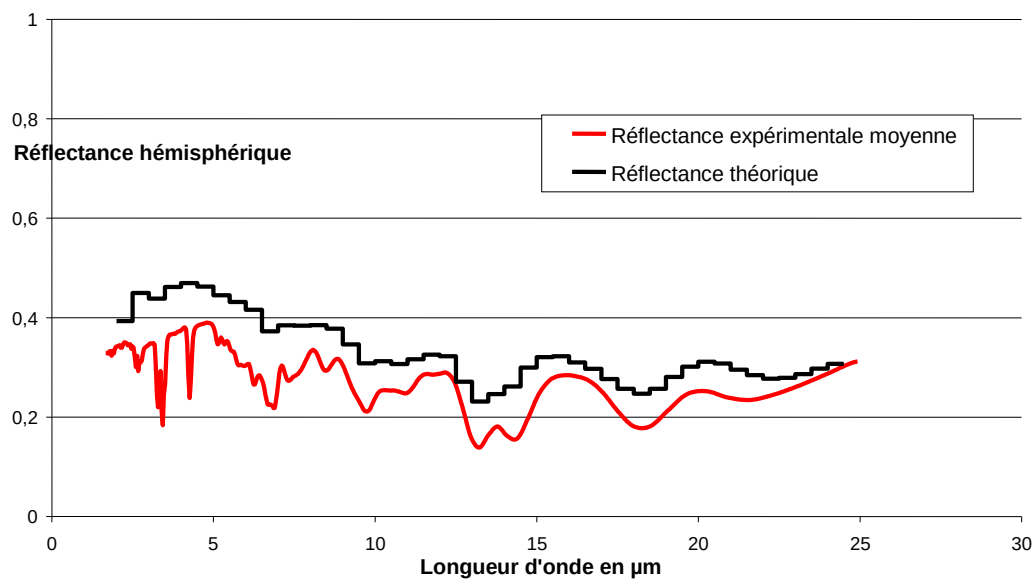


Figure 3.39 : Comparaison des réflectances hémisphériques expérimentale et théorique de la tranche de mousse de PSE opacifiée KSO1581

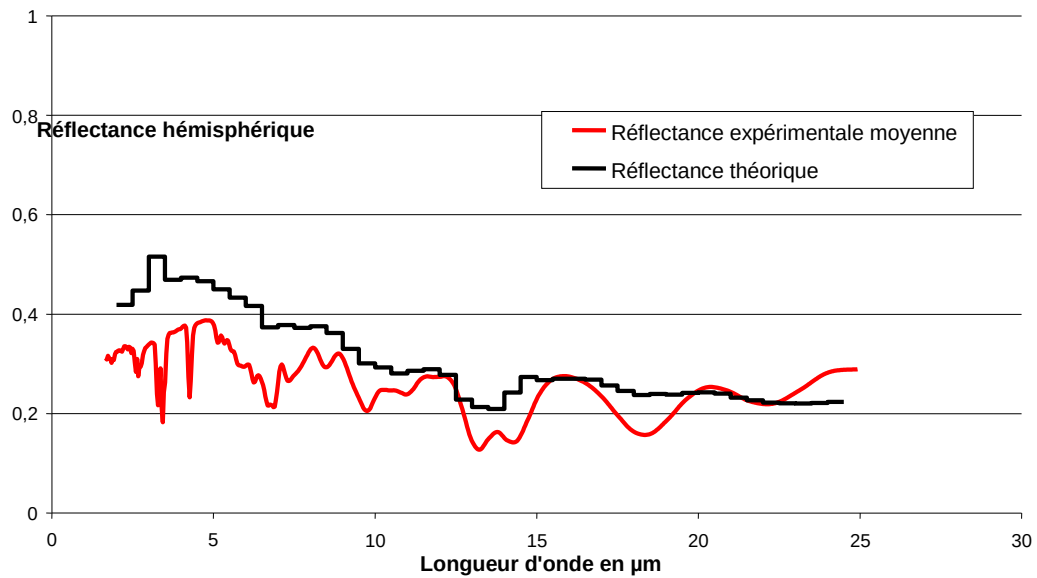


Figure 3.36 : Comparaison des réflectances hémisphériques expérimentale et théorique de la tranche de mousse de PSE opacifiée KP3136

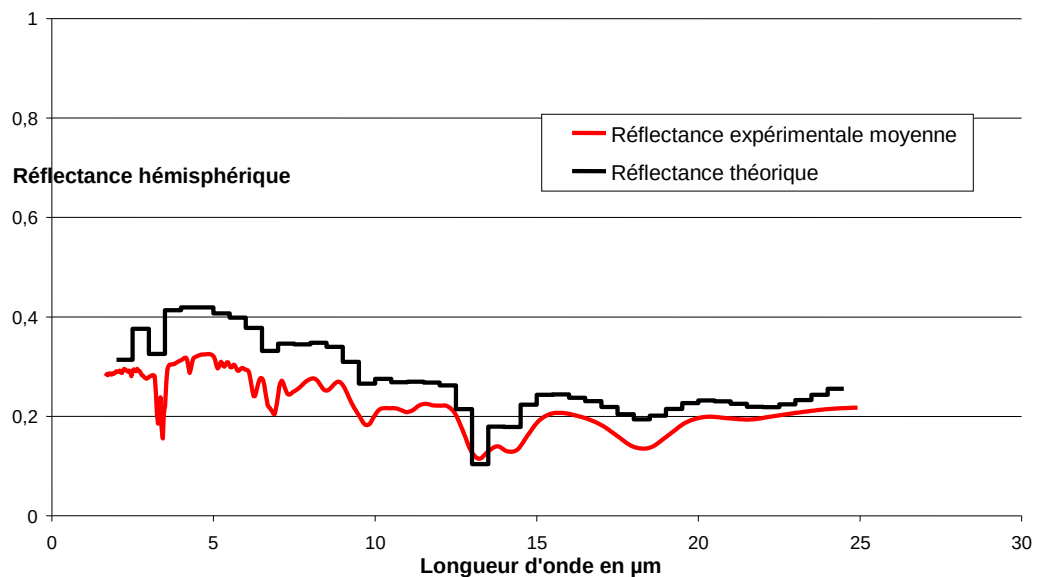


Figure 3.37 : Comparaison des réflectances hémisphériques expérimentale et théorique de la tranche de mousse de PSE opacifiée KSO1416

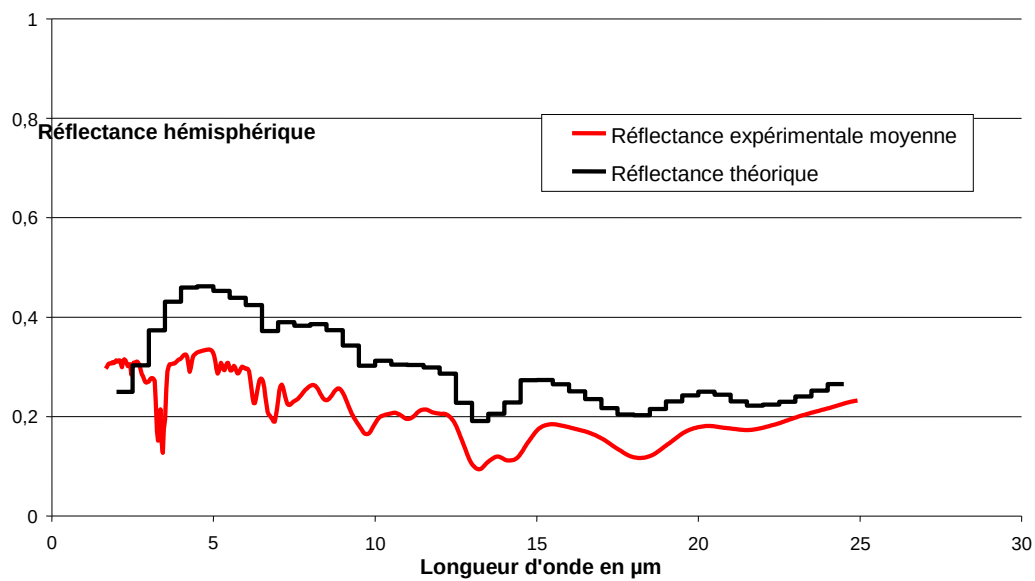


Figure 3.38 : Comparaison des réflectances hémisphériques expérimentale et théorique de la tranche de mousse de PSE opacifiée KC67

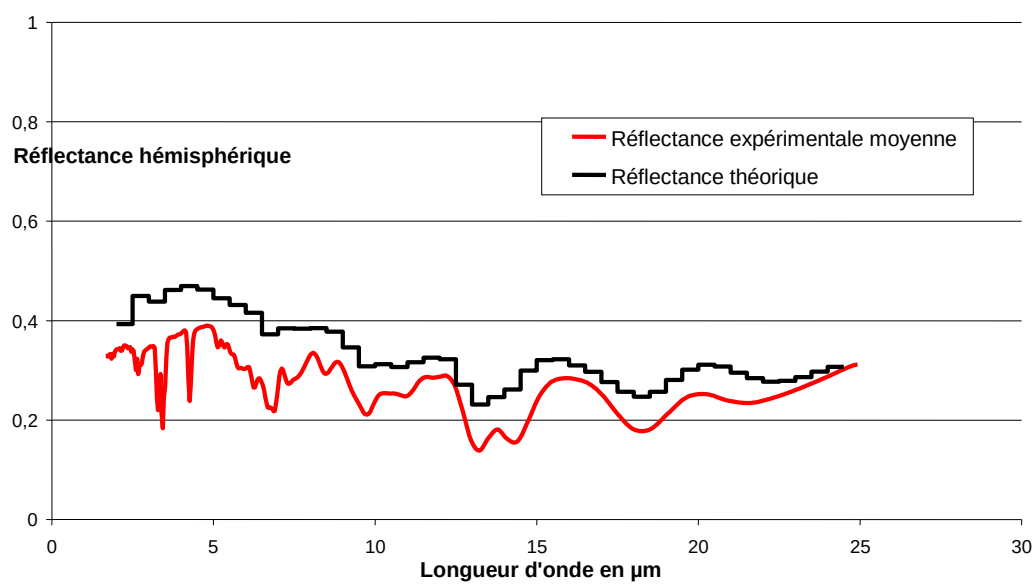


Figure 3.39 : Comparaison des réflectances hémisphériques expérimentale et théorique de la tranche de mousse de PSE opacifiée KSO1581

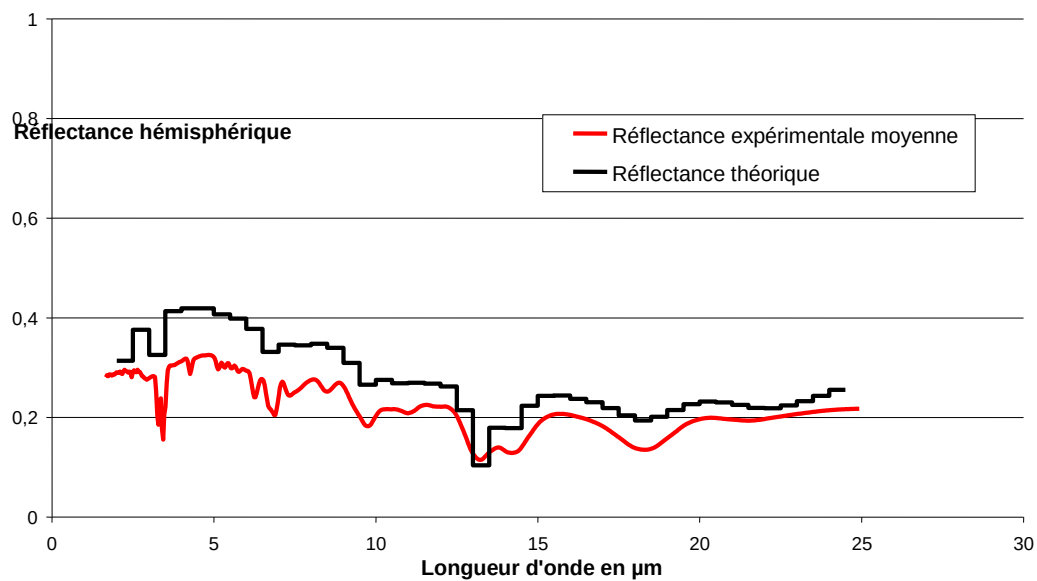


Figure 3.40 : Comparaison des réflectances hémisphériques expérimentale et théorique de la tranche de mousse de PSE opacifiée KSO1416

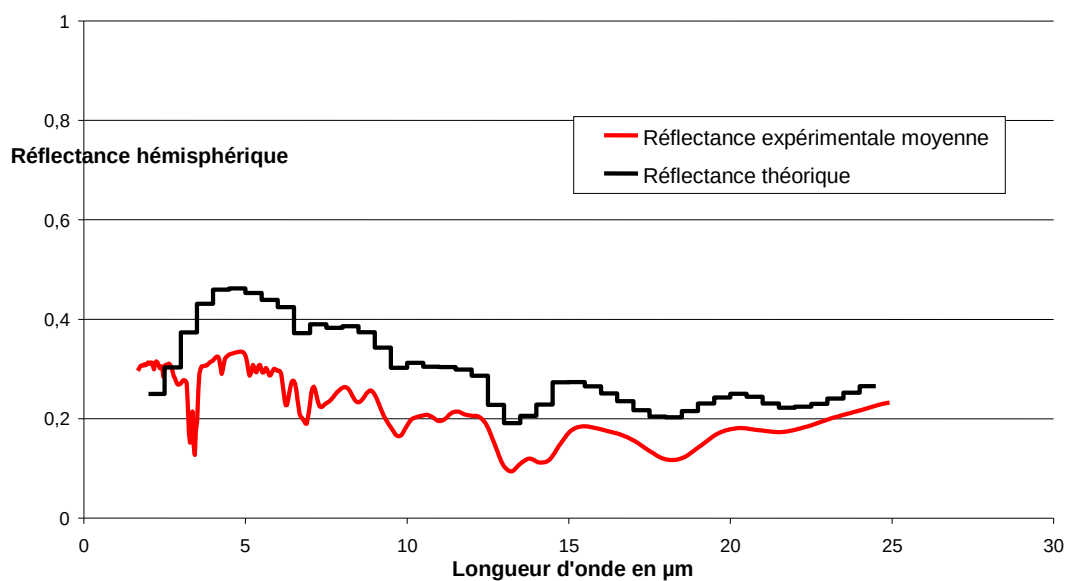


Figure 3.41 : Comparaison des réflectances hémisphériques expérimentale et théorique de la tranche de mousse de PSE opacifiée KC67

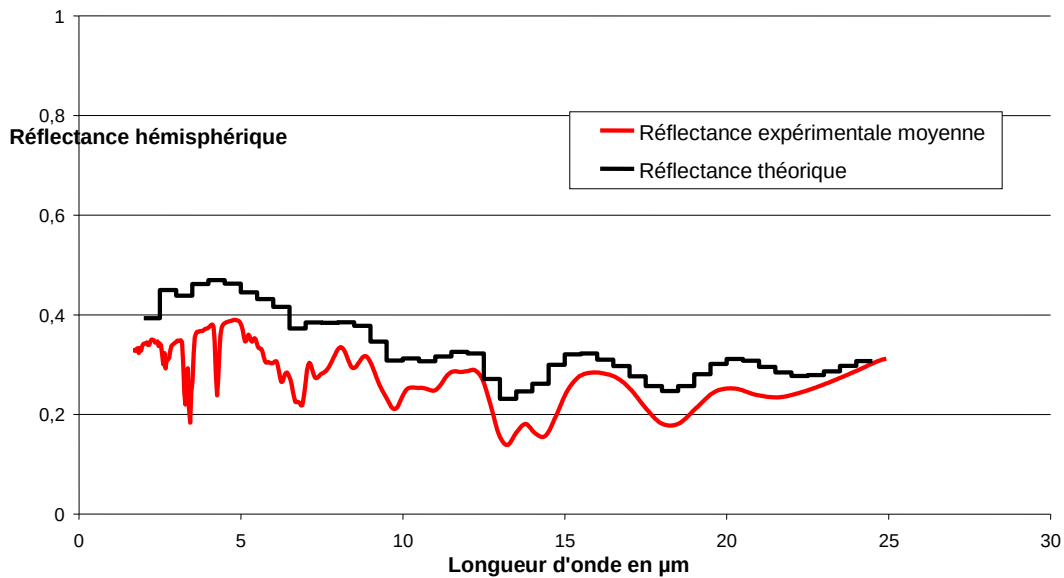


Figure 3.42 : Comparaison des réflectances hémisphériques expérimentale et théorique de la tranche de mousse de PSE opacifiée KSO1581

La comparaison des réflectances hémisphériques théorique et expérimentale montre que les calculs basés sur l'approche expérimentale ont tendance à surestimer la réflectance des coupes de mousses opacifiées pour l'ensemble des échantillons testés. L'écart relatif entre les résultats théoriques et les valeurs expérimentales est compris entre 20 % et 30 % suivant l'échantillon et la longueur d'onde considérée. L'approche expérimentale se révèle donc moins bonne pour décrire le comportement en réflexion des mousses opacifiées. Ceci pourrait être dû à un changement de comportement en réflexion des particules présentes dans le film et dans la matière expansée.

Cependant, nous pouvons noter que les variations de transmittance avec la longueur d'onde sont bien restituées par les résultats théoriques issus de l'approche expérimentale.

Validation à partir de mesures de conductivités équivalentes

Les conductivités thermiques équivalentes des mousses de PSE opacifiées utilisées pour la validation expérimentale ont été mesurées à l'aide d'un dispositif de plaque chaude gardée. Ces valeurs nous ont été fournies par l'entreprise KNAUF qui a réalisée les mesures à une température moyenne de 283 K (10°C) et une différence de température de 15 K entre les plaques chaude ($T_c = 290.5$ K) et froide ($T_f = 275.5$ K). Les tranches de mousses de PSE utilisées pour les mesures ont une épaisseur de 40 mm.

Les conductivités thermiques équivalentes théoriques ont, quant à elles, été déterminées en résolvant numériquement l'équation de l'énergie et du transfert radiatif. Comme nous l'avons déjà montré, nous considérons que la conductivité phonique des mousses n'est pas affectée par la présence des particules. Par contre, les propriétés radiatives de la mousse opacifiée ($\beta_{mop,\lambda}$, $\sigma_{mop,\lambda}$ et $P_{mop,\lambda}(\theta)$) utilisées pour cette résolution sont calculées en supposant que les particules opacifiantes insérées dans la matrice diffusent le rayonnement indépendamment de la présence de la matrice polystyrène. Les propriétés radiatives de la mousse opacifiée (mop) sont alors données par :

$$\beta_{mop,\lambda} = \beta_{\lambda} + \beta_{npar,\lambda}, \quad \sigma_{mop,\lambda} = \sigma_{\lambda} + \sigma_{npar,\lambda} \text{ et } P_{mop,\lambda}(\theta) = \frac{\sigma_{\lambda} P_{\lambda}(\theta) + \sigma_{npar} P_{npar,\lambda}(\theta)}{\sigma_{mop,\lambda}} \quad (3.33)$$

où $\beta_{npar,\lambda}$, $\sigma_{npar,\lambda}$ et $P_{npar,\lambda}(\theta)$ sont les propriétés radiatives monochromatiques du nuage de particules obtenues à partir de l'approche expérimentale

Les discrétisations spatiales, angulaires et spectrales utilisées pour la résolution numérique sont les mêmes que celles utilisées dans l'étude des mousses non chargées. Pour chaque bande de longueur d'onde $d\lambda_i$ de la discrétisation spectrale, les propriétés radiatives $\beta_{npar,d\lambda_i}$, $\sigma_{npar,d\lambda_i}$ et $P_{npar,d\lambda_i}(\theta)$ sont déterminées en moyennant les valeurs de $\beta_{npar,\lambda}$, $\sigma_{npar,\lambda}$ et $P_{npar,\lambda}(\theta)$ identifiées à partir de l'approche expérimentale. Pour les longueurs d'onde supérieures à 25 μm , les propriétés radiatives $\beta_{npar,\lambda}$, $\sigma_{npar,\lambda}$ et $P_{npar,\lambda}(\theta)$ n'ont pas pu être identifiées puisque le spectromètre utilisé ne peut effectuer de mesures au-delà de cette longueur d'onde. Afin de mener à bien les calculs, nous avons donc supposé, pour les longueurs d'onde supérieures à 25 μm , que les propriétés radiatives des charges sont égales aux propriétés radiatives moyennes entre 2 et 25 μm .

On a donc :

$$\beta_{npar,\lambda>25\mu\text{m}} = \frac{\int_{2\mu\text{m}}^{25\mu\text{m}} \beta_{npar,\lambda} L_{\lambda}^0(T = 283\text{K}).d\lambda}{\int_{2\mu\text{m}}^{25\mu\text{m}} L_{\lambda}^0(T = 283\text{K}).d\lambda} \quad (3.34)$$

$$; \sigma_{npar,\lambda>25\mu\text{m}} = \frac{\int_{2\mu\text{m}}^{25\mu\text{m}} \sigma_{npar,\lambda} L_{\lambda}^0(T = 283\text{K}).d\lambda}{\int_{2\mu\text{m}}^{25\mu\text{m}} L_{\lambda}^0(T = 283\text{K}).d\lambda} \quad (3.35)$$

$$\sigma_{npar,\lambda>25\mu\text{m}} . P_{npar,\lambda>25\mu\text{m}}(\theta) = \frac{\int_{2\mu\text{m}}^{25\mu\text{m}} \sigma_{npar,\lambda} . P_{npar,\lambda} . L_{\lambda}^0(T = 283\text{K}).d\lambda}{\int_{2\mu\text{m}}^{25\mu\text{m}} L_{\lambda}^0(T = 283\text{K}).d\lambda} \quad (3.36)$$

Pour une température de corps noir de 283 K (10°C), l'énergie radiative transportée par les longueurs d'onde supérieures à 25 μm représente approximativement 18% de l'énergie totale émise. Par conséquent, les éventuelles erreurs sur l'estimation des propriétés radiatives des poudres pour les longueurs d'onde supérieures à 25 μm n'a que peu d'influence sur l'estimation du flux thermique traversant les tranches de PSE testées.

Les résultats théoriques et expérimentaux de conductivité thermique équivalente pour les 6 échantillons testés sont donnés dans le tableau suivant. Afin de montrer l'influence de la présence des charges, nous faisons également apparaître dans ce tableau la conductivité thermique équivalente théorique dans le cas où aucune charge n'était introduite dans la matrice polystyrène. Dans chaque cas, la conductivité thermique équivalente est donnée pour une température moyenne de 283K et une différence de température de 15 K entre plaques chaude et froide. Enfin, les calculs ont été effectués en supposant que le milieu cellulaire est de forme cubique. En effet, nous avons vu que les résultats théoriques, pour les mousses sans charges, sont alors plus proches de la réalité.

ref d'échantillon	ρ en kg/m^3	k_{equ} théorique sans charges en mW/m/K	k_{equ} théorique avec charges en mW/m/K	k_{equ} mesuré en mW/m/K
KP3153	10.3	40.9	32.6	34.0
KP3647	10.3	41.2	31.8	32.0
KP3136	10.8	40.6	32.5	32.9
KSO1416	11.6	39.4	30.6	31.8
KC67	14.5	36.2	31.5	33
KSO1581	12.4	39.4	29.7	30.8

Tableau 3.2 : Comparaison des conductivités thermiques équivalentes expérimentales et théoriques pour les différents échantillons de mousse de PSE opacifiés testés

Tout d'abord, nous pouvons remarquer que les particules opacifiantes ajoutées à la matrice polystyrène dans le matériau commercialisé par SUNPOR permettent de réduire très sensiblement la conductivité thermique équivalente des mousses de PSE puisque des gains de 6 à 9 mW/m/K peuvent être obtenus pour les mousses de faible masse volumique. Nous remarquons également que les résultats théoriques issus de l'approche expérimentale sont relativement proches de la conductivité thermique équivalente réelle des mousses opacifiées. En effet, la différence entre les résultats théoriques et expérimentaux est toujours inférieure à 1.5 mW/m/K . Néanmoins, nous pouvons noter que les conductivités thermiques équivalentes prédites par l'approche expérimentale sont toujours inférieures aux valeurs mesurées. Le modèle développé a donc tendance à sous-estimer légèrement la conductivité équivalente mesurée. Cette conclusion était prévisible puisque nous avons vu que les réflectances hémisphériques théoriques des tranches de mousses opacifiées étaient légèrement supérieures aux valeurs mesurées pour l'ensemble des échantillons testés et que, par conséquent, l'approche expérimentale a tendance à surestimer la diffusion des particules vers les directions arrière.

Toutefois, les différentes comparaisons effectuées nous permettent de conclure que l'approche expérimentale prend en compte de manière relativement précise l'influence de la présence des charges opacifiantes sur le comportement radiatif des mousses. Elle peut donc être utilisée avec une bonne fiabilité pour prédire la conductivité thermique équivalente qu'il est possible d'obtenir en incorporant des particules opacifiantes à la structure cellulaire, et ce, simplement à partir des mesures réalisées sur les films chargés.

3.2.2.3 Estimation de la conductivité thermique équivalente de différentes mousses opacifiées

Les résultats concernant l'estimation des propriétés radiatives des charges opacifiantes à partir de l'approche théorique ont mis en évidence les caractéristiques requises pour que les charges utilisées aient une efficacité maximale sur la réduction du transfert radiatif à l'intérieur des poudres. A partir de ces indications, nous avons sélectionné différentes poudres de composition et de granulométrie différentes. Plusieurs films de polystyrène chargés ont été

réalisés à partir de chacune de ces poudres en faisant varier le pourcentage massique de charges introduites. Nous avons ensuite appliqué l'approche expérimentale décrite précédemment (mesure d'épaisseur de films, mesures spectrométriques, identification des propriétés radiatives des poudres) afin de prédire les conductivités thermiques équivalentes qu'il serait possible d'obtenir en incorporant ces charges à l'intérieur de mousses de PSE.

Les caractéristiques relatives à chacune des poudres testées ainsi que les conductivités thermiques équivalentes théoriques sont résumées dans le tableau suivant. Les résultats ont été obtenus en supposant que la mousse de PSE de départ (non chargée) a une masse volumique ρ de 10 kg/m³, un diamètre de cellule D_{cell} de 200 μm , une porosité interbille de 6 % et que le diamètre des billes est de 4 mm. La conductivité thermique équivalente théorique de cette mousse à 10°C ($T_c = 295.5$ K et $T_f = 275.5$ K) en supposant les cellules cubiques est de **41.9** mW/m/K.

Nature des charges	référence	Granulométrie	% massique introduit	$k_{\text{théorique}}$ à 10 °C (mW/m/K)	Gain thermique en mW/m/K
Carbone	Graphite KS4	50% < 2.4 μm 90% < 5 μm	2	32.1	9.8
			4	30.6	11.3
			6	30.2	11.7
	Noir Pigmentaire	50% < 15 nm	1	39.5	2.4
			2	37.6	4.3
Cuivre	Standard	50% < 16 μm 98% < 71 μm	1	38.7	3.2
			2	37.5	4.6
			3	35.3	6.6
	Rotoflex	50% < 8 μm 99.5% < 45 μm	1	37.5	4.6
			2	35.4	6.5
			3	34.0	7.9
Zinc	Standard	50% < 14 μm 98% < 45 μm	1	38.6	3.3
			2	37.2	4.7
			3	35.85	6.05
Bronze	Standard	50% < 2.7 μm	2	33.7	8.2
			4	31.6	10.3
			6	30.2	11.7

Nature des charges	référence	Granulométrie	% massique introduit	$k_{\text{théorique}}$ à 10 °C (mW/m/K)	Gain thermique en mW/m/K
TiO2	Tioxyde	50% < 0.19 μm	6	39.7	2.2

Silice	Tixosyl	50% <60 μm	4	40.7	1.2
			6	39.05	2.85

Tableau 3.3 : Estimation des conductivités thermiques équivalentes de la mousse de référence chargée avec les différentes particules et différentes quantités introduites

A travers l'analyse de ces résultats, nous pouvons constater que, comme nous l'avions conclu lors de l'étude théorique, la répartition des tailles de particules à l'intérieur des poudres utilisées joue un rôle prépondérant sur leur efficacité à réduire le transfert de chaleur par rayonnement.

En effet, pour les particules à base de cuivre et de carbone, deux poudres de différentes granulométries ont été testées. Les résultats issus de l'approche expérimentale montrent des différences importantes suivant la granulométrie indiquée. Ainsi, pour les poudres à base de carbone, lorsque la taille des particules composant la poudre est de l'ordre de quelques μm (KS4 ; 50% < 2.4 μm), des gains de conductivité thermique équivalente très intéressants peuvent être envisagés ($\cong 10 \text{ mW/m/K}$ pour 2% introduit). Par contre, pour la seconde poudre testée qui présente des particules beaucoup plus petites (Noir Pigmentaire ; 50% < 15 nm), les gains théoriques sont nettement plus faibles ($\cong 4 \text{ mW/m/K}$ pour 2% introduit). En ce qui concerne les poudres à base de cuivre, les mêmes observations peuvent être faites. Ainsi, la poudre Rotoflex (50% < 8 μm) se révèle plus efficace que la poudre standard présentant des tailles de particules plus importantes (50% < 16 μm). Ces résultats montrent donc que dans le cas du carbone et du zinc, il est nécessaire d'utiliser des particules dont le diamètre varie approximativement entre 1 et 10 μm ce qui confirme bien les conclusions que nous avons dégagées lors de l'étude théorique (pour $1 < n < 4$: $1\mu\text{m} < D_{\text{opt}} < 15 \mu\text{m}$)

Les résultats concernant les autres types de poudres testées confirment ces conclusions puisque nous constatons que lorsque la taille des particules présentes dans les poudres s'éloigne de cette fourchette (TiO_2 : 50% < 0.19 μm et Silice : 50% < 60 μm), l'efficacité des poudres est très faible même lorsque qu'une quantité importante est introduite dans la matrice cellulaire. En revanche, à chaque fois que la granulométrie des poudres testées se rapproche (Zinc standard 50% < 14 μm) ou correspond (Bronze Standard 50% < 2.7 μm) à cette plage de diamètres de particules, les poudres se révèlent efficaces ($\cong 5 \text{ mW/m/K}$ de gain pour 2% de poudre de Zinc et $\cong 8 \text{ mW/m/K}$ pour 2% de bronze).

La nature du matériau constituant les particules semble avoir une influence moins importante sur la réduction du transfert thermique radiatif. En effet, des gains substantiels de conductivité thermique équivalente peuvent être obtenus dès que la granulométrie adéquate est utilisée à la fois pour les poudres de carbone et les poudres de bronze. L'utilisation de ces deux poudres pour l'application envisagée se révèle donc très intéressante.

L'entreprise KNAUF a ainsi tenté de produire de manière expérimentale de la mousse de PSE opacifiée à partir de la poudre de bronze testée. Malheureusement, des problèmes ont été rencontrés lors de l'expansion de la matière opacifiée. En effet, les particules formant la poudre utilisée ont tendance à s'agglutiner provoquant ainsi l'apparition de zones où la matrice poreuse est très fortement chargée alors que des zones restent dépourvues de charges. La répartition des charges à l'intérieur de la matrice cellulaire est donc loin d'être uniforme comme nous le supposons dans les calculs effectués. Par conséquent, les gains thermiques atteints s'avèrent nettement plus faibles que les gains théoriques prévus par l'approche expérimentale. Ce problème pourrait être résolu grâce à l'ajout dans la matière de départ de produits dispersants favorisant la répartition uniforme des charges.

3.3 Action à l'échelle mésoscopique

3.3.1 Principe

Le principe de l'action mésoscopique est illustré par la figure suivante

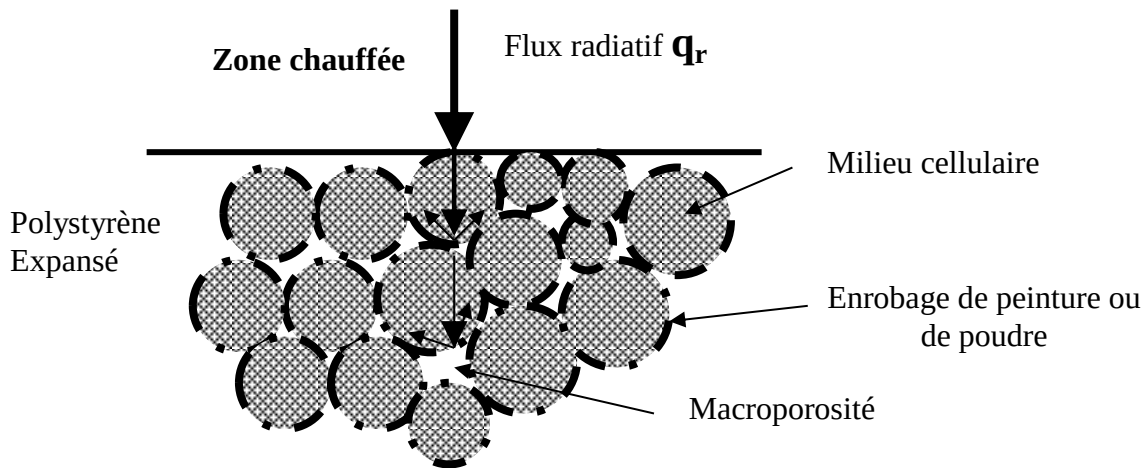


Figure 3.43 : principe de l'action mésoscopique

La produit permettant d'enrober les billes doit avoir une forte interaction avec le rayonnement thermique infrarouge afin d'empêcher sa propagation à l'intérieur du milieu. Par ailleurs, la quantité d'enrobage introduite doit être relativement faible afin que la réduction du transfert thermique radiatif ne soit pas compensée par une augmentation du transfert de chaleur par conduction due à l'introduction de l'enrobage de conductivité phonique plus importante que celle de la mousse.

Le produit utilisé peut se présenter sous forme de peinture ou de poudre venant adhérer à la surface des billes. Par ailleurs, l'enrobage des billes peut être effectué aussi bien avant ou après la première expansion.

3.3.2 Etude de la baisse de conductivité thermique équivalente d'un arrangement de billes cellulaires enrobées

L'obtention de mousses de PSE à billes enrobées est difficile à réaliser d'un point de vue expérimental étant donné qu'il est nécessaire après avoir enrobé les billes de les expandre afin d'assurer le moulage et la cohésion de la mousse. Cette opération nécessite un équipement important que nous ne possédons pas. Aussi, afin de pouvoir étudier expérimentalement l'influence de l'enrobage des billes sur le transfert de chaleur dans le milieu, nous nous sommes intéressés non pas à des mousses de PSE classiques mais à un empilement « libre » de billes de PSE. Ce type de milieu poreux peut être obtenu très facilement et leur morphologie se rapproche de celle des mousses de PSE puisqu'il comporte deux types de porosité :

- La porosité cellulaire à l'intérieur des billes,
- la macroporosité due aux défauts d'empilement des billes.

Nous considérerons donc par la suite que les conclusions sur l'efficacité de l'enrobage auxquelles nous aboutirons pour ce genre de milieu sont également valables dans le cas des mousses de PSE.

Par ailleurs, le modèle de calcul du transfert de chaleur dans les mousses de PSE que nous avons mis en place peut être utilisé dans le cas d'un lit de billes de PSE en contact étant donné que ce milieu peut être assimilé à une mousse de PSE dont la porosité interbille est très importante. Ainsi, pour le lit de billes, la macroporosité est approximativement de 50% alors qu'elle est de l'ordre de quelques % pour les mousses de PSE classiques.

L'arrangement de billes de PSE peut être obtenu simplement en empilant des billes de PSE récupérées après la première expansion et ne nécessite aucune expansion. Par ailleurs, l'enrobage des billes peut être réalisé relativement facilement étant donné qu'elles sont le siège de forces électrostatiques. Les billes formant l'empilement obtenu étant libres les unes des autres, le milieu obtenu ne possède aucune cohésion et doit donc être contenu dans un volume. Pour cela, nous utilisons un cadre parallélépipédique dont les dimensions sont celles des plaques flux métriques permettant la mesure de conductivité thermique équivalente (voir figure 3.44). L'épaisseur de l'empilement de billes est de 50 mm.

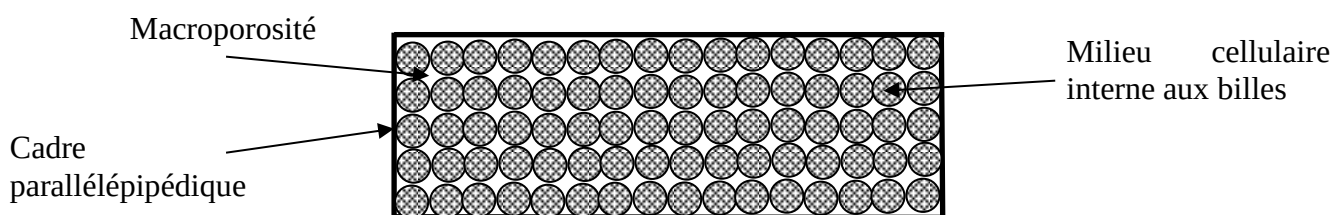


Figure 3.44 : Illustration du cadre parallélépipédique contenant l'empilement de billes cellulaires

3.3.2.1 Modélisation du transfert de chaleur dans l'empilement de billes enrobées

L'enrobage des billes de polystyrène à l'aide de poudres ou de peintures entraîne une modification des mécanismes de transfert de chaleur par conduction et par rayonnement à l'intérieur de l'empilement de billes. Nous avons donc développé un modèle théorique de détermination des nouvelles propriétés thermiques (conductivité phonique, propriétés radiatives) de l'arrangement en fonction des caractéristiques et de la quantité d'enrobage introduit. Cette modélisation doit nous permettre d'estimer les gains de conductivité thermique équivalente qu'il est possible d'obtenir en utilisant des enrobages de propriétés conductives et radiatives différentes.

3.3.2.1.1 Modélisation de la conductivité phonique de l'empilement de billes enrobées

Dans l'étude concernant le transfert de chaleur dans les mousses de polystyrène expansé, nous avons vu que la conductivité phonique de la mousse assimilée à un milieu à deux phases

(une phase correspondant au milieu cellulaire interne aux billes et une phase correspondant aux macroporosité d'air) peut être calculée en utilisant la relation (2.12) faisant intervenir la porosité macroscopique de l'empilement de billes. Toutefois, lorsque les billes formant le milieu sont enrobées par un matériau dont la conductivité thermique est nettement plus importante que celle de l'air et du milieu cellulaire, le transfert de chaleur par conduction à l'intérieur de l'empilement est perturbé. L'arrangement de billes est alors composé de trois phases distinctes de conductivité thermique différentes (figure 3.45) :

- Une phase de matériau cellulaire de conductivité k_{cell} occupant l'intérieur des billes de PSE. k_{cell} s'exprime en fonction de la porosité du milieu cellulaire $\varepsilon_{\text{cell}}$ par la relation 2.13
- Une phase correspondant aux macroporosités d'air de conductivité k_{air}
- Une phase correspondant à l'enrobage répartie sur la surface des billes et de conductivité k_{enr}

Etant donné qu'à l'échelle de l'épaisseur de l'empilement considérée, les différentes phases sont réparties de manière homogène, le mécanisme de transfert de chaleur par conduction à l'intérieur de la mousse à bille enrobée peut être décrit grâce à la théorie du milieu effectif. La conductivité thermique de l'ensemble est alors fonction des conductivités mais également de la répartition des trois phases en présence.

Pour modéliser cette conductivité thermique en prenant en compte de la manière la plus précise possible la répartition de l'enrobage, nous utilisons une cellule de référence idéale à partir de laquelle il est possible de décrire l'ensemble du milieu. Etant donné que l'enrobage est déposé sur la surface des billes, nous choisissons une cellule de référence cubique de côté égal au diamètre des billes D_{bille} , dans laquelle l'enrobage est réparti à la surface d'une sphère correspondant à la bille de PSE.

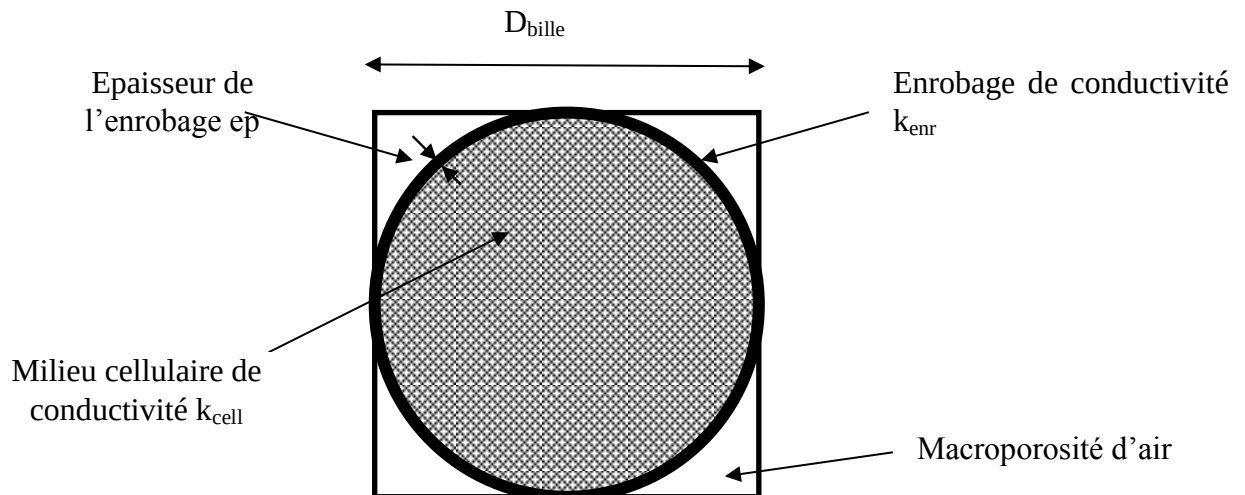


Figure 3.45 : Représentation d'une coupe de la cellule de référence pour le calcul de la conductivité phonique de l'empilement de billes enrobées

A partir de l'analogie électrique, nous pouvons déterminer la conductivité phonique k_c de l'ensemble. En utilisant un schéma de résistances R_x en série comme indiqué sur la figure 3.46, on a :

$$R_{tot} = \int_{x=-R_{bille}}^{x=R_{bille}} \frac{R_x dx}{2R_{bille}} \text{ et } k_c = \frac{1}{R_{tot}} \quad (3.37)$$

avec

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{1}{R_x} &= \frac{1}{\frac{1}{k_{enr}} \times \frac{4.R_{bille}^2}{\pi.(R_{bille}^2 - x^2)}} + \frac{1}{\frac{1}{k_{air}} \times \frac{4.R_{bille}^2}{4.R_{bille}^2 - \pi.(R_{bille}^2 - x^2)}} & (R_{bille}-ep) < x < R_{bille} \text{ et } -R_{bille} < x < -(R_{bille}-ep) \\ \frac{1}{R_x} &= \frac{1}{\frac{1}{k_{enr}} \times \frac{4.R_{bille}^2}{\pi.(R_{bille}^2 - (R_{bille}-ep)^2)}} + \frac{1}{\frac{1}{k_{air}} \times \frac{4.R_{bille}^2}{4.R_{bille}^2 - \pi.(R_{bille}^2 - x^2)}} + \frac{1}{\frac{1}{k_{cell}} \times \frac{4.R_{bille}^2}{(R_{bille}-ep)^2 - x^2}} & -(R_{bille}-ep) < x < (R_{bille}-ep) \end{aligned} \right.$$

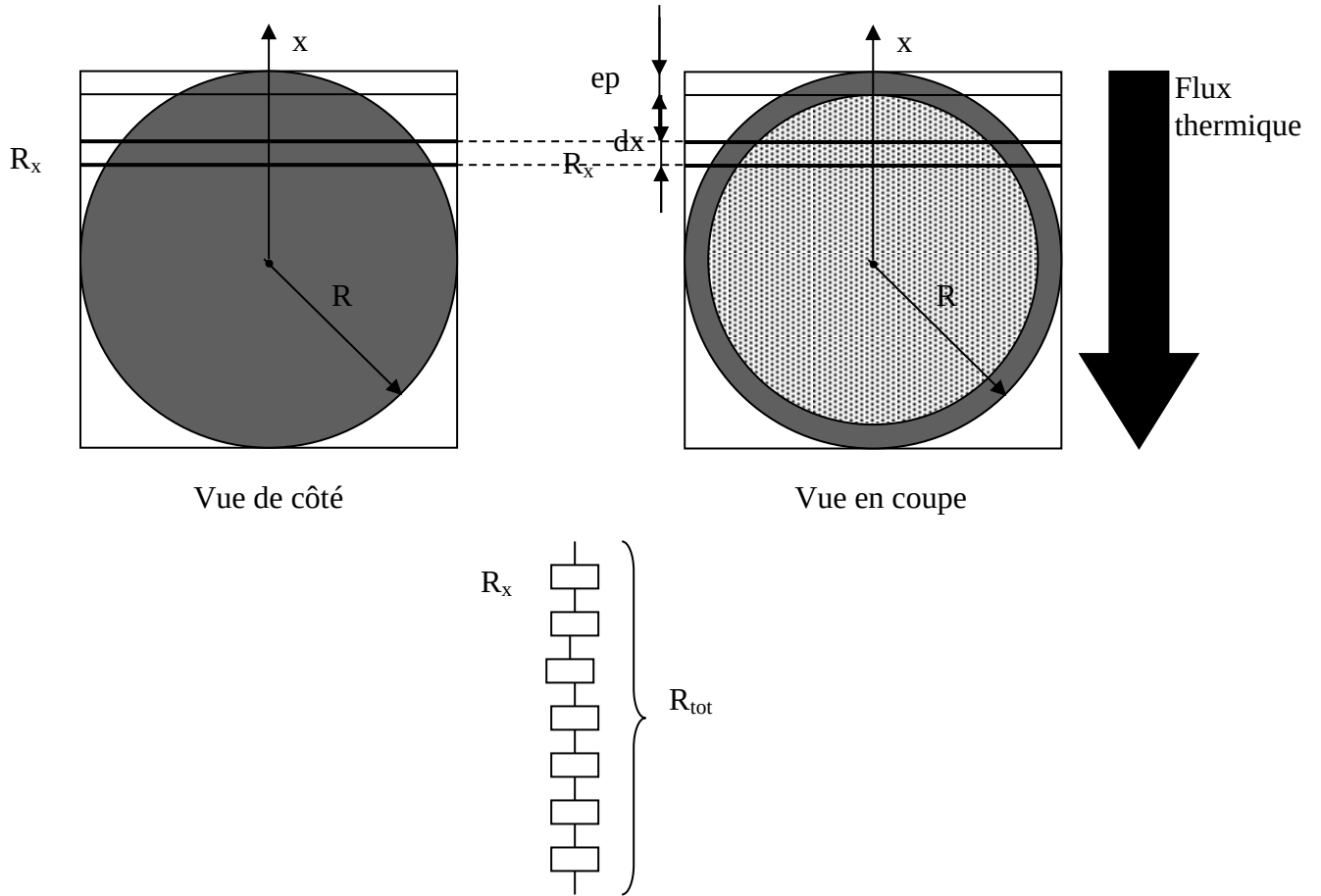


Figure 3.46 : Illustration du schéma de résistances en parallèles pour le calcul de la conductivité phonique de l'arrangement

Par contre, en utilisant un schéma de résistance en parallèle comme indiqué sur la figure 3.47, on obtient :

$$k_c = \frac{1}{R_{tot}} = \int_{\theta=-90^\circ}^{\theta=90^\circ} \frac{1}{R_\theta} \frac{dS(\theta)}{4.R_{bille}^2} + \frac{1}{R_{air}} \frac{(4.R_{bille}^2 - \pi R_{bille}^2)}{4.R_{bille}^2} \quad (3.38)$$

avec $dS(\theta)$: la surface sur laquelle s'applique la résistance R_θ :

$$dS(\theta) = 2\pi \cdot R_{bille} \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\theta) \cdot d\theta$$

et

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{\theta} = \frac{1}{k_{air}} \frac{R_{bille} - R_{bille} \cdot \cos(\theta)}{R_{bille}} + \frac{1}{k_{enr}} \frac{R_{bille} \cdot \cos(\theta) - (R_{bille} - ep) \cdot \cos(\theta_p)}{R_{bille}} + \frac{1}{k_{cell}} \frac{(R_{bille} - ep) \cos(\theta')}{R_{bille}} \quad 0 < \theta < \theta_p \\ R_{\theta} = \frac{1}{k_{air}} \frac{R_{bille} - R_{bille} \cdot \cos(\theta)}{R_{bille}} + \frac{1}{k_{enr}} \frac{R_{bille} \cdot \cos(\theta)}{R_{bille}} \quad \text{pour } \theta_p < \theta < 90^\circ \end{array} \right.$$

avec $\theta' = \sin^{-1}\left(\frac{R_{bille}}{R_{bille} - ep} \sin \theta\right)$ et $\theta_p = \sin^{-1}\left(\frac{R_{bille} - ep}{R_{bille}}\right)$

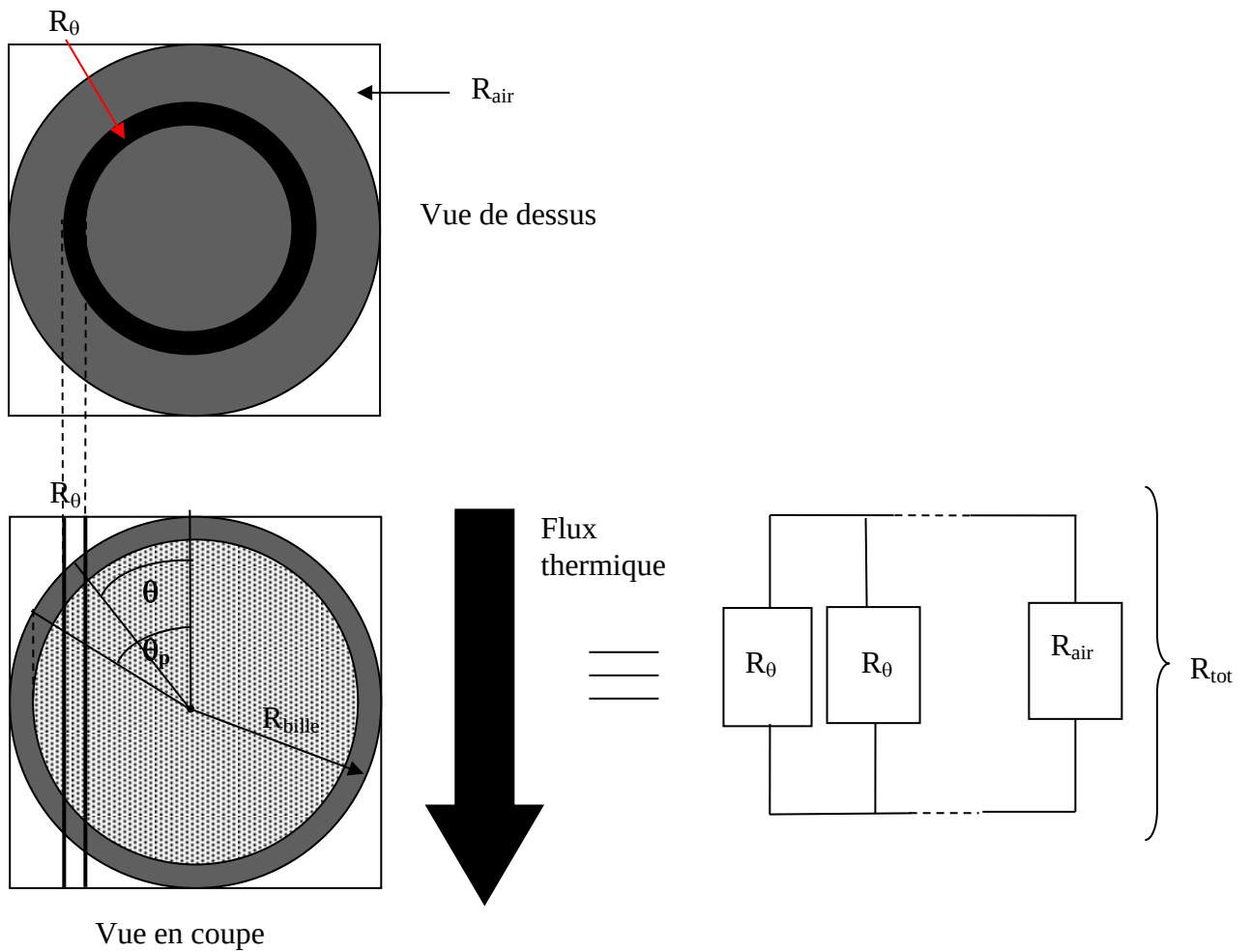


Figure 3.47 : Illustration du schéma de résistances en parallèles pour le calcul de la conductivité phonique de l'arrangement

L'épaisseur ep de l'enrobage peut être reliée à la masse $m(\text{kg/m}^3)$ d'enrobage ajoutée par unité de volume de l'empilement par la relation :

$$\frac{(4\pi R_{bille}^2 \times ep) \cdot \rho_{enr}}{8R_{bille}^3} = m \quad \Leftrightarrow \quad ep = \frac{2R_{bille} \times m}{\pi \cdot \rho_{enr}} \quad (3.39)$$

où $\rho_{enr} (\text{kg/m}^3)$ est la masse volumique du matériau d'enrobage

Afin d'illustrer l'influence de l'enrobage sur la conduction au sein de l'empilement, nous avons calculé, en utilisant les deux types de schéma de résistance, l'augmentation de la conductivité phonique de l'ensemble en fonction de la masse d'enrobage ajoutée par unité de volume d'empilement. Les calculs ont été réalisés pour des enrobages de conductivité thermique allant de 1 W/m/K à 100 W/m/K et en supposant que la masse volumique du matériau d'enrobage est de 2000 kg/m³. Les résultats sont illustrés sur la figure suivante.

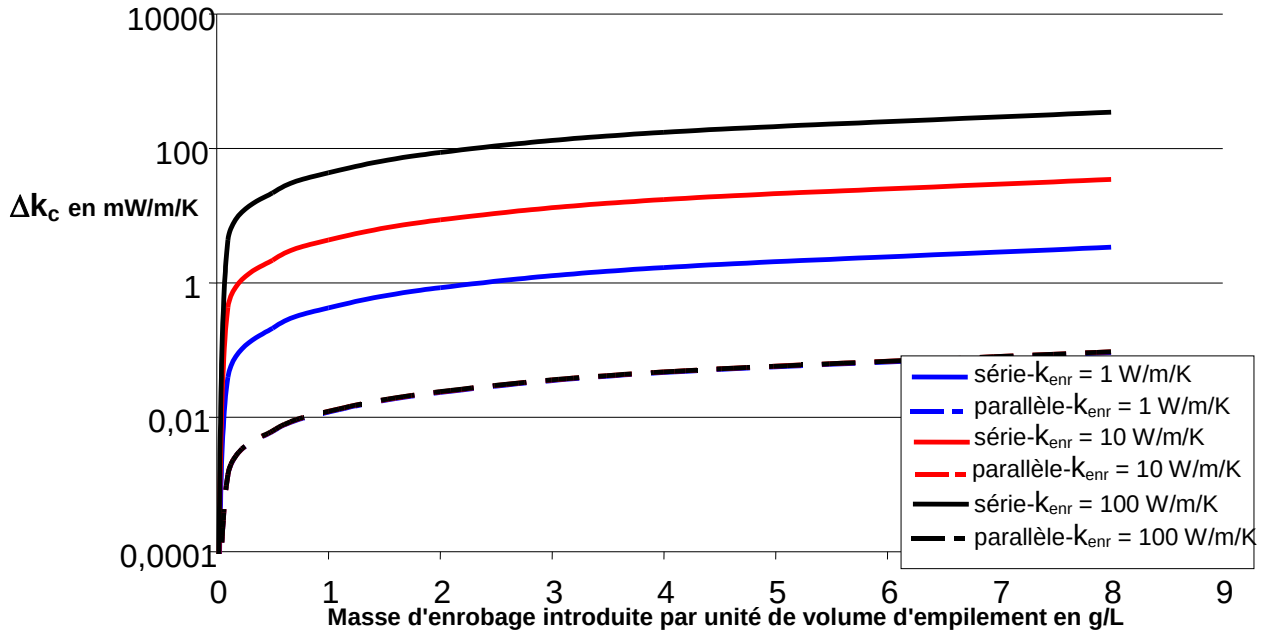


Figure 3.48 : Augmentation de la conductivité phonique de l'empilement en fonction de la masse d'enrobage introduite par unité de volume

Comme nous pouvons le constater, l'influence de la présence de l'enrobage sur la conductivité phonique de l'empilement varie beaucoup suivant le type de schéma de résistance thermique utilisé. Lorsque l'on utilise un schéma de résistance en série, l'augmentation de conductivité thermique due à la présence de l'enrobage est très marquée et est nettement plus importante que lorsque l'on utilise un schéma de résistances en parallèle. Ainsi, pour une quantité d'enrobage introduite de 1 g/L, la conductivité théorique du milieu passe respectivement de 27.02 à 32.03 mW/m/K et de 27.02 à 27.04 mW/m/K pour $k_{enr} = 10$ W/m/K. Si l'enrobage a une conductivité plus importante ($k_{enr} = 100$ W/m/K), la différence entre les deux modèles est encore plus marquée puisque les conductivités thermique théoriques sont alors de 77.01 mW/m/K et 27.04 mW/m/K pour le modèle de résistances en série et en parallèle respectivement.

Ces différences importantes s'expliquent par le fait que dans le modèle utilisant un schéma de résistance en série tout se passe comme si l'échange thermique entre les zones de forte conductivité de chaque tranche de résistance R_x s'effectuait parallèlement au flux de chaleur, ce qui conduit au phénomène de percolation. Par contre, le schéma de résistance en parallèle suppose au contraire qu'il n'y a pas d'échanges thermiques entre les zones de forte conductivité des tranches de résistance R_0 . Ces deux modèles constituent donc des cas extrêmes et la conductivité effective du milieu se situe entre ces deux valeurs.

Par ailleurs, nous pouvons également constater que les résultats issus du modèle de résistance en parallèles sont quasiment indépendants de la conductivité thermique de l'enrobage utilisé.

Afin de prendre en compte le fait que la conduction de la chaleur à l'intérieur du milieu réel se situe entre les deux cas extrêmes présentés plus haut, nous pouvons utiliser une interpolation linéaire qui permet de déterminer la conductivité k de l'ensemble en fonction des conductivités issues des modèles théoriques parallèles k_{parall} et série $k_{\text{série}}$:

$$k_c = n \times k_{\text{série}} + (1-n) \times k_{\text{parallèle}} \quad (3.40)$$

Le paramètre n est lié à la proportion des échanges thermiques conductifs au sein de l'enrobage qui sont parallèles au flux thermique imposé.

Il est possible de déterminer expérimentalement sa valeur à partir de mesures de l'évolution de la conductivité phonique de l'empilement avec la quantité d'enrobage introduit. Pour cela, nous utilisons une poudre de graphite de conductivité thermique importante ($k_{\text{enr}} = 112 \text{ W/m/K}$ à 20°C et $\rho_{\text{enr}} = 2200 \text{ kg/m}^3$) ayant une forte interaction avec le rayonnement thermique infrarouge. Les billes formant un empilement de masse volumique de 10 kg/m^3 ($\epsilon_{\text{cell}} = 0.98095$) sont enrobées en utilisant des quantités de poudre suffisantes pour que l'enrobage obtenu soit parfaitement opaque. Du point de vue radiatif, le milieu peut alors être considéré comme optiquement épais et la conductivité thermique équivalente de l'ensemble est la somme d'une conductivité « conductive » k_c et d'une conductivité thermique radiative k_r . L'enrobage étant déjà parfaitement opaque, tout ajout de poudre supplémentaire à la surface des billes n'entraîne aucune modification des phénomènes radiatifs au sein de l'empilement et par conséquent, pour des billes ayant un enrobage opaque les variations de la conductivité thermique équivalente de l'empilement de billes enrobées (par ajout de particules supplémentaires) sont dues uniquement à une augmentation de la conductivité phonique de l'ensemble. Ces variations peuvent alors être mesurées en utilisant le dispositif fluxmétrique du CSTB.

L'opération d'enrobage s'effectue par brassage des billes à l'intérieur d'un sac contenant la poudre testée. La quantité de poudre déposée sur la surface des billes est déterminée en pesant l'ensemble cadre+bille avant et après enrobage. Afin de s'assurer que l'enrobage réalisé est bien opaque au rayonnement infrarouge, nous réalisons des mesures de transmittances directionnelles et hémisphériques sur des films fins ($25 \mu\text{m}$) de polystyrène sur lesquels différentes masses surfaciques de poudre sont déposées. Nous constatons qu'à partir de 2 g par m^2 déposé, la couche de poudre peut être considérée comme opaque. Cette masse surfacique critique M (kg/m^2) peut être reliée à la masse m (kg/m^3) de poudre introduite par unité de volume d'empilement. En effet, on a :

$$M = \frac{m}{S_{\text{sp}}} \quad (3.41)$$

où $S_{\text{sp}}(\text{m}^2/\text{m}^3)$ est la surface spécifique de l'empilement et représente la surface totale des billes par unité de volume d'empilement

En supposant en première approximation que les billes formant l'empilement ont toute le même diamètre D_{bille} et que l'empilement est régulier, c'est-à-dire que chaque bille de diamètre D peut être isolée dans un cube de côté D , cette surface spécifique s'exprime par :

$$S_{\text{sp}} = \frac{\pi D_{\text{bille}}^2}{D_{\text{bille}}^3} = \frac{\pi}{D_{\text{bille}}} \quad (3.42)$$

On a finalement :

$$m = \frac{\pi \cdot M}{D_{\text{bille}}} \quad (3.43)$$

Dans le cas de l'empilement testé le diamètre moyen D_{bille} des billes a été déterminé à partir de mesures sur plusieurs dizaines de billes à l'aide d'un pied à coulisse : $D = 5 \text{ mm}$. La masse de poudre introduite par unité de volume à partir de laquelle l'enrobage peut être considéré comme opaque est alors de 1.26 g/L .

Nous avons ainsi réalisé plusieurs mesures de conductivité thermique équivalente successives pour des quantités de poudre introduite de 2.37 g/L et 3.84 g/L. Nous avons ainsi pu calculer l'augmentation de la conductivité phonique de l'empilement lorsque la masse d'enrobage passe de 2.37 g/L à 3.84 g/L. Ces valeurs ont ensuite été confrontées aux variations théoriques obtenues pour différentes valeurs du paramètre n . La comparaison des résultats théoriques et expérimentaux est illustrée sur la figure 3.49.

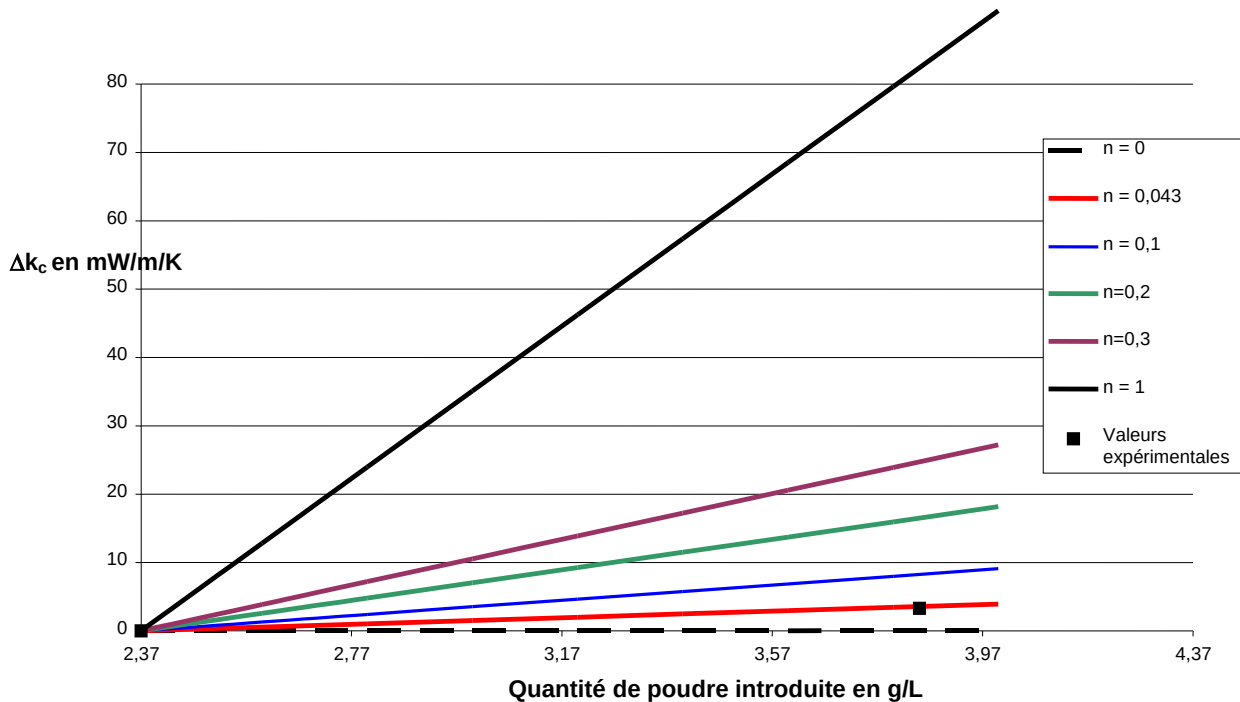


Figure 3.49 : Comparaison de l'augmentation théorique et expérimentale de la conductivité phonique de l'empilement avec la quantité de poudre introduite

Comme nous pouvons le remarquer, l'augmentation de la conductivité phonique de l'empilement de billes, constatée expérimentalement, est comprise entre les prédictions issues des deux modèles théoriques extrêmes ($k_{\text{série}}$: $n=1$; k_{parall} : $n=0$). Nous constatons également que la valeur du paramètre n permettant de minimiser l'écart entre les prévisions théoriques et les mesures expérimentales est proche de 0.043. Ainsi, dans la suite de l'étude, les calculs de conductivité phonique de l'empilement seront réalisés en considérant que le paramètre n est égal à cette valeur.

3.3.2.1.2 Détermination des propriétés radiatives de l'empilement de billes enrobées

L'enrobage des billes par un matériau ayant une forte interaction avec le rayonnement infrarouge entraîne une modification de la propagation du rayonnement thermique au sein de l'empilement de billes. Par ailleurs, les billes formant l'empilement ont un diamètre de l'ordre de quelques millimètres, ce qui est nettement plus petit que l'épaisseur d'empilement. Le transfert radiatif au sein du milieu peut donc être traité en assimilant l'empilement de billes à un milieu semi-transparent absorbant et diffusant dont les propriétés radiatives sont homogènes à l'échelle macroscopique.

Pour déterminer l'influence de l'enrobage sur ces propriétés radiatives, nous avons mis en place un modèle permettant de prendre en compte l'interaction entre le rayonnement infrarouge et l'enrobage à la surface des billes. Ce modèle est très largement inspiré de la

méthode développée dans l'Annexe V qui nous a permis de prendre en compte la structure macroscopique des mousses de PSE dans le calcul des propriétés radiatives.

3.3.2.1.2.1 Hypothèses

Pour que le modèle mis en place donne des résultats valides, les mêmes hypothèses que celles énoncées dans l'Annexe V doivent être vérifiées par l'empilement de billes considéré. Nous les rappelons ici.

Tout d'abord, nous supposons que l'épaisseur d'empilement est suffisamment grande devant la taille des billes pour que son comportement radiatif puisse être assimilé à celui d'un milieu semi-transparent homogène. Comme nous l'avons déjà dit, cette hypothèse est vérifiée dans notre cas.

Par ailleurs, le diamètre D_{bille} des billes cellulaires doit être nettement plus grand que les longueurs d'onde du rayonnement thermique afin que l'interaction entre le rayonnement thermique et les billes de PSE puisse être traitée en utilisant les lois de l'optique géométrique.

En outre, nous supposons que l'influence de la diffraction du rayonnement incident par les billes sur le transfert thermique radiatif est négligeable étant donné les tailles de billes rencontrées.

Enfin, étant donné que les billes sont de forme sphérique et que les propriétés radiatives du milieu cellulaire interne sont indépendantes de l'angle d'azimut, nous supposons également que les propriétés radiatives globales de l'empilement possèdent une symétrie azimutale.

3.3.2.1.2.2 Calcul des propriétés radiatives à partir de la procédure de lancer de rayon

Le principe du modèle développé est le même que celui utilisé pour la prise en compte de la structure macroscopique des mousses de PSE. Il s'agit d'identifier les propriétés radiatives (coefficient d'extinction β_{emp} , albédo ω_{emp} et fonction de phase de diffusion $P_{\text{emp}}(\theta)$) du milieu semi-transparent homogène absorbant et diffusant dont le comportement radiatif est le plus proche de celui du lit de billes enrobées.

Nous générons tout d'abord un arrangement de sphères en contact représentant la structure de l'empilement de bille considéré. Les lits de bille sont obtenus à partir d'un échantillon représentatif parallélépipédique de la même manière que dans le cas des mousses de PSE (paragraphe 3. de l'Annexe V). Toutefois, étant donné que l'on a affaire à un lit « libre » de billes non comprimées, l'échantillon représentatif est généré en faisant en sorte que la distance entre deux billes voisines soit égale à la somme des rayons des deux billes. De cette manière, le contact entre les deux sphères est ponctuel. Par ailleurs, étant donné que les billes sont parfaitement libres les unes des autres, la mesure des tailles de billes est relativement simple et rapide à réaliser contrairement au cas des mousses de PSE classiques. Nous pourrions donc par la suite tenir compte de la répartition réelle de la taille des billes à l'intérieur de l'empilement et ne plus faire l'hypothèse d'une répartition uniforme comme pour les mousses de PSE classiques.

Le milieu cellulaire contenu à l'intérieur de ces sphères est assimilé à un milieu semi-transparent absorbant et diffusant. Ses propriétés radiatives (coefficient d'extinction, albédo, fonction de phase de diffusion) sont calculées en utilisant le modèle décrit dans le paragraphe 2.2.2.2.1 à partir de sa porosité et de la taille des cellules qui le composent..

Nous appliquons ensuite une procédure de lancer de rayon à l'intérieur de l'arrangement. Le trajet de rayons, lancés à partir de points choisis aléatoirement à l'intérieur du lit avec des directions de départ aléatoires, est analysé jusqu'à ce qu'ils sortent de la sphère de rayon $R_{\text{sphère}}$ centrée sur le point de départ de chaque rayon (figure 3.50). Cette procédure de lancer de rayon diffère de celle mise en place pour les mousses de PSE classiques uniquement par le fait que les rayons peuvent interagir avec l'enrobage présent à la surface des billes.

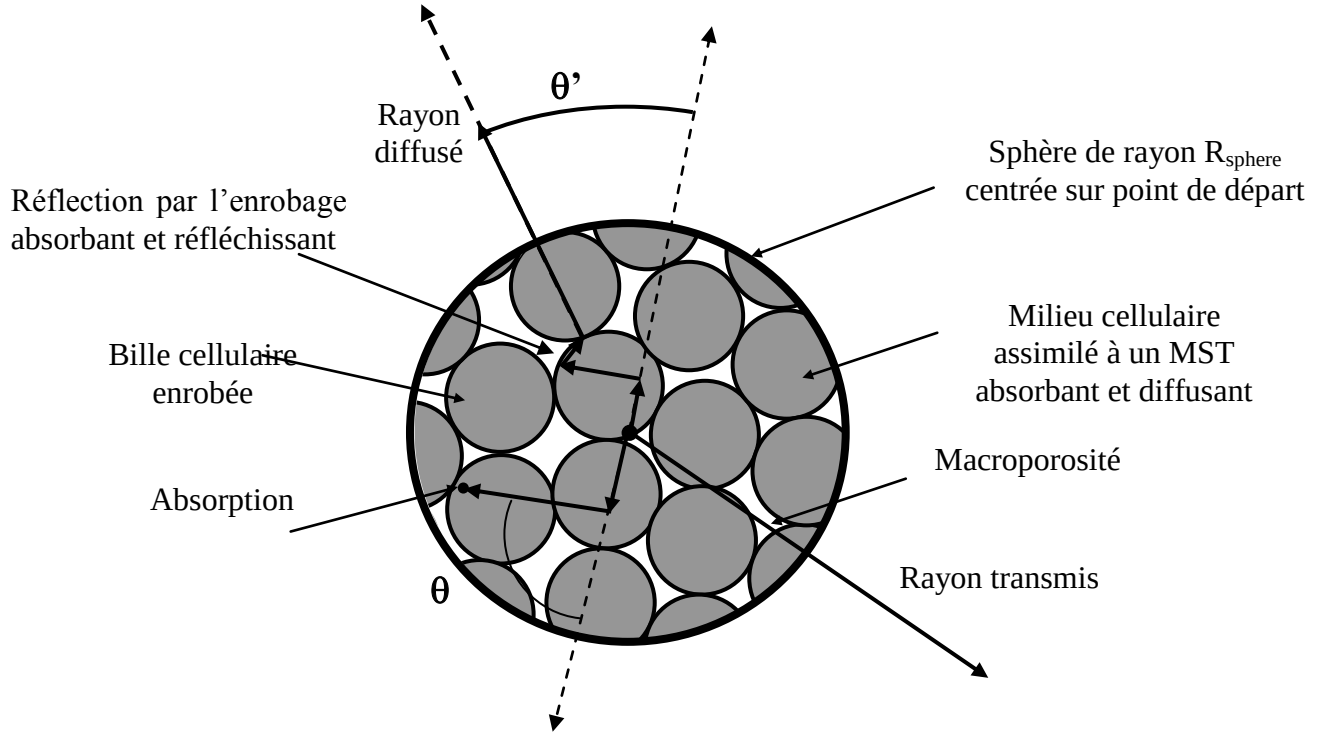


Figure 3.50 : Illustration en 2-D de la Procédure Monte Carlo dans la sphère de rayon $R_{\text{sphère}}$

Ainsi, les rayons sont susceptibles d'être absorbés ou diffusés à l'intérieur de la bille par le milieu cellulaire mais également à leur surface par l'enrobage.

Le trajet des rayons à l'intérieur du milieu cellulaire est suivi de la même manière que pour les mousses de PSE classiques :

- La distance **dist** parcourue par le rayon, à l'intérieur du milieu cellulaire, avant d'être intercepté est fortement dépendante du coefficient d'extinction β_{cell} . Cette distance est déterminée à partir de nombres D ($0 < D < 1$) générées aléatoirement et indépendantes les uns des autres par la relation (AIII.3) :

$$dist = \frac{-\ln(D)}{\beta_{\text{cell}}}$$

- La probabilité pour que les rayons interceptés à l'intérieur d'une bille cellulaire soient diffusés est égale à ω_{cell} tandis que la probabilité pour qu'ils soient absorbés est de $(1 - \omega_{\text{cell}})$. Ainsi, chaque fois qu'un rayon est intercepté, son devenir est déterminé en utilisant un nombre D compris entre 0 et 1 généré aléatoirement. Si $D > \omega_{\text{cell}}$, la procédure considère que le rayon est absorbé par le milieu. Dans le cas contraire, le rayon est diffusé.

- L'angle de diffusion θ entre la direction d'incidence et la direction de diffusion du rayon est obtenu à partir de la fonction de phase de diffusion du milieu interne aux billes $P_{cell}(\theta)$ en utilisant, là aussi des nombres aléatoires D et en déterminant la valeur de θ qui vérifie l'équation (AIII.4):

$$\frac{\int_0^\theta P_{cell}(\alpha) \sin(\alpha) d\alpha}{\int_0^\pi P_{cell}(\alpha) \sin(\alpha) d\alpha} = D$$

- Enfin, étant donné que le milieu cellulaire possède une symétrie azimutale pour la diffusion, l'angle d'azimut ϕ est choisi aléatoirement grâce à la relation (AIII.5):

$$\phi = 2\pi \times D$$

Par contre, les billes étant enrobées, il est nécessaire de tenir compte de la présence de l'enrobage à chaque fois qu'un rayon atteint la surface d'une des billes. Les rayons peuvent être absorbés, réfléchis ou simplement déviés. L'interaction du rayonnement avec l'enrobage est liée à sa réflectance et à sa transmittance hémisphérique et directionnelle. Ainsi, la probabilité pour qu'un rayon atteignant l'enrobage soit intercepté (absorbé ou réfléchi) est égale à $1-Th_\lambda$. Où Th_λ est la transmittance hémisphérique de l'enrobage à la longueur d'onde λ . La probabilité pour qu'il soit réfléchi est égale à Rh_λ , la réflectance hémisphérique de l'enrobage à la longueur d'onde λ . Lorsqu'un rayon atteint les frontières d'une des billes, son devenir est déterminé en générant un premier nombre aléatoire D compris entre 0 et 1 :

- Si $D < 1-Th_\lambda-Rh_\lambda$, le rayon est absorbé par l'enrobage et la procédure pour le rayon courant est stoppée.
- Si $1-Th_\lambda-Rh_\lambda < D < 1-Th_\lambda$, le rayon est réfléchi par l'enrobage. L'angle de diffusion du rayon est choisi suivant le type de réflexion de l'enrobage (voir figure 3.51).
 - ✓ Dans le cas d'un enrobage à réflexion spéculaire, le rayon est réfléchi dans la direction symétrique à la direction d'incidence par rapport à la normale à la surface de la bille (voir figure 3.51) : $\theta'' = \theta$.
 - ✓ Dans le cas d'un enrobage à réflexion diffuse, le rayon peut être réfléchi dans toutes les directions de l'hémisphère arrière. Dans le modèle mis en place, nous supposons que la réflexion diffuse est également isotrope, c'est à dire que toutes les directions de l'hémisphère arrière ont la même probabilité. La probabilité que le rayon soit réfléchi dans une direction faisant un angle θ avec la normale à la bille est proportionnelle à l'angle solide autour de cette direction. Cet angle solide est égal à $\sin\theta.d\theta$. L'angle de réflexion θ'' (voir figure 3.51) est donc choisi aléatoirement à l'aide d'un nombre D compris entre 0 et 1 en déterminant la valeur de θ'' qui vérifie :

$$\frac{\int_0^{\theta''} \sin(\theta) d\theta}{\int_0^{\pi/2} \sin(\theta) d\theta} = D \Leftrightarrow \cos \theta' = D \Leftrightarrow \theta' = \cos^{-1}(D) \quad (3.44)$$

L'angle d'azimut ϕ'' est choisi aléatoirement :

$$\phi'' = 2\pi \times D \quad (3.45)$$

Le suivi de rayon se poursuit ensuite avec la nouvelle direction de propagation du rayon.

- Si $D > 1 - Th_\lambda$, le rayon traverse l'enrobage. Toutefois, l'enrobage peut être diffusant comme, par exemple, lorsqu'il est formé par une poudre déposée sur la surface des billes. Dans ce cas, le rayon est susceptible d'être dévié lors de sa transmission à travers l'épaisseur d'enrobage. La probabilité pour que le rayon sorte de l'enrobage dans une direction différente de la direction d'incidence est

égale $1 - \frac{Td_\lambda}{Th_\lambda}$ où Td_λ est la transmittance directionnelle de l'enrobage à la

longueur d'onde λ . Contrairement à la réflexion, il est important de modéliser de manière précise le comportement en transmittance de l'enrobage. C'est pourquoi, nous avons pris en compte une combinaison entre la transmission spéculaire et la transmission diffuse. Le devenir du rayon est alors déterminé à partir d'un deuxième nombre D généré aléatoirement.

- ✓ Si $D > 1 - \frac{Td_\lambda}{Th_\lambda}$, le rayon traverse l'enrobage sans être dévié ($\theta' = \theta$).
- ✓ Si $D < 1 - \frac{Td_\lambda}{Th_\lambda}$, le rayon traverse l'enrobage en étant diffusé dans une des

directions de l'hémisphère avant. Etant donné que nous bénéficions uniquement de mesures de transmittances directionnelle ou hémisphérique de l'enrobage, il ne nous est pas possible de connaître la répartition angulaire de l'énergie diffusée par l'enrobage dans l'hémisphère avant. Nous supposons donc par la suite que cette diffusion est isotrope et que par conséquent, le rayon traversant l'enrobage peut être diffusé dans toutes les directions de l'hémisphère avant avec la même probabilité. Dans ce cas, la direction de sortie du rayon est choisie aléatoirement en déterminant l'angle θ' qui vérifie :

$$\frac{\int_0^{\theta'} \sin(\theta) d\theta}{\int_0^{\pi/2} \sin(\theta) d\theta} = D \Leftrightarrow \cos \theta' = D \Leftrightarrow \theta' = \cos^{-1}(D) \quad (3.46)$$

Le suivi de rayon se poursuit ensuite avec la nouvelle direction de propagation du rayon.

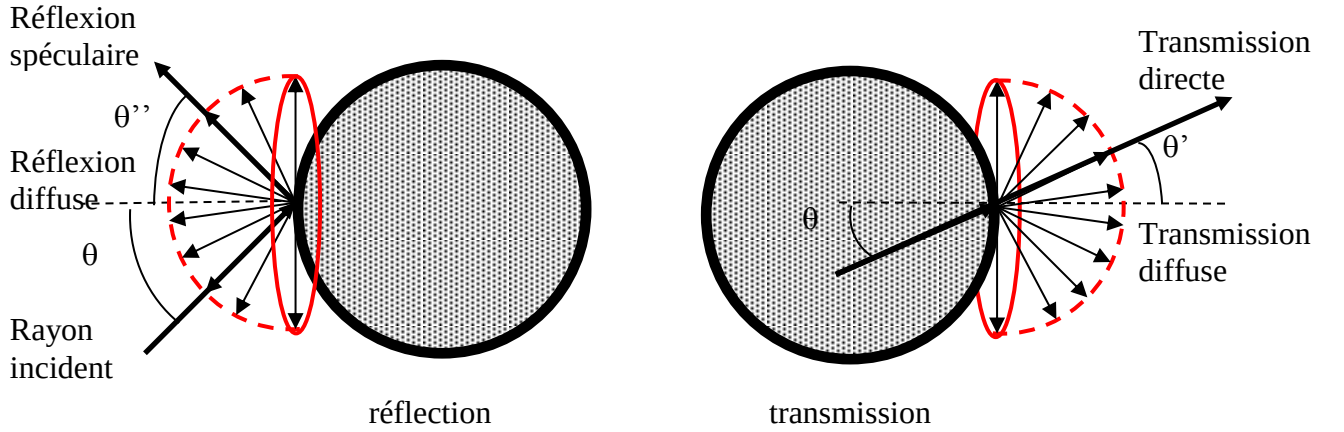


Figure 3.51 : Illustration de la réflexion et de la transmission des rayons par l'enrobage

La procédure de lancer de rayon nous permet de calculer les paramètres **Trans**, **Sca** et **E(θ')** que nous avons déjà défini précédemment (paragraphe 2. de l'Annexe V). Le coefficient d'extinction β_{emp} du milieu semi-transparent homogène absorbant et diffusant équivalent est calculé directement par la relation (AV.1) :

$$\beta_{emp} = -\text{Ln}(\text{Trans}) / R_{sphere}$$

Par contre, comme dans le cas des mousses de PSE classiques, l'albedo ω_{emp} et la fonction de phase de diffusion $P_{emp}(\theta)$ ne peuvent être obtenus directement. Il est nécessaire d'effectuer une nouvelle procédure de lancer de rayon dans un milieu semi-transparent homogène de propriétés radiatives β_{emp} , ω et $P(\theta)$ et d'identifier ω et $P(\theta)$ pour obtenir :

$$Sca_{homo} = Sca$$

et minimiser

$$F_2 = \sum_{\theta=0}^{180} (E_{homo}(\theta') - E(\theta'))$$

où **Sca_{homo}** et **E_{homo}(θ')** caractérise le milieu semi-transparent homogène.

Pour simplifier l'identification, la fonction de phase de diffusion du milieu équivalent est toujours exprimée en fonction d'un seul paramètre **co**. Elle est fonction de la fonction de phase de diffusion du milieu cellulaire interne $P_{cell}(\theta)$ et de la fonction de phase de diffusion d'une bille enrobée isolée $P_{part}(\theta)$ (relation AV.5) :

$$P_{emp}(\theta) = co \times P_{cell}(\theta) + (1 - co) \times P_{part}(\theta)$$

En utilisant cette expression, identifier le paramètre **co** revient donc à identifier la fonction de phase de diffusion du milieu semi-transparent homogène absorbant et diffusant dont le comportement radiatif se rapproche le plus de celui du lit de billes enrobées.

La fonction de phase de diffusion $P_{bille}(\theta)$ d'une bille enrobée isolée est obtenue en utilisant la même procédure de lancer de rayon que pour les mousses de PSE classiques. Elle permet de simuler l'interaction de la bille avec une onde plane incidente. Dans notre cas, la procédure doit également tenir compte de la présence de l'enrobage de la même manière que pour la procédure Monte Carlo à l'intérieur de l'arrangement.

Comme nous l'avons déjà expliqué précédemment dans le cas de lits de billes non enrobées (paragraphe 2.2.2.2.4), la valeur du rayon R_{sphere} de la sphère dans laquelle la procédure de lancer de rayon est réalisée a une grande importance sur la précision des

mesures. Cette sphère doit contenir un nombre suffisant de billes pour que les valeurs des propriétés radiatives identifiées soient indépendantes de sa valeur. De la même façon que nous avons déterminé la valeur de $R_{\text{sphère}}$ dans le paragraphe 4. de l'Annexe V, la valeur offrant le meilleur compromis dans notre cas est : $R_{\text{sphère}} = 4 \times R_{\text{bille}}$.

3.3.2.1.2.3 Résolution du couplage conduction-rayonnement

Comme pour les plaques de mousse de PSE, le transfert de chaleur à l'intérieur des lits de billes enrobés contenus dans le cadre parallélépipédique reste monodimensionnel en géométrie cartésienne. Le couplage conduction-rayonnement peut donc être résolu en utilisant les méthodes numériques présentées dans le paragraphe 1.2.2. Les discrétisations spatiales, angulaires et spectrales pour la résolution de l'équation du transfert radiatif sont les mêmes que celles utilisées pour le calcul de la conductivité thermique équivalente des mousses de PSE. Les propriétés radiatives du lit de bille sont donc calculées pour chaque bande de longueur d'onde en supposant que les transmittances et réflectances de l'enrobage sont constantes à l'intérieur de ces bandes. Les transmittances et réflectances utilisées pour le calcul dans chaque bande sont déterminés à partir des variations spectrales de Td_λ , Th_λ et Rh_λ par :

$$Td_i = \frac{\int_{\lambda_{di}}^{\lambda_{fi}} Td_\lambda L_\lambda^0(T).d\lambda}{\int_{\lambda_{di}}^{\lambda_{fi}} L_\lambda^0(T).d\lambda} ; \quad Th_i = \frac{\int_{\lambda_{di}}^{\lambda_{fi}} Th_\lambda L_\lambda^0(T).d\lambda}{\int_{\lambda_{di}}^{\lambda_{fi}} L_\lambda^0(T).d\lambda} ; \quad Rh_i = \frac{\int_{\lambda_{di}}^{\lambda_{fi}} Rh_\lambda L_\lambda^0(T).d\lambda}{\int_{\lambda_{di}}^{\lambda_{fi}} L_\lambda^0(T).d\lambda} \quad (3.47)$$

où Td_i , Th_i et Rh_i sont la transmittance directionnelle, la transmittance hémisphérique et la réflectance hémisphérique pour la $i^{\text{ème}}$ bande de longueur λ_{di} et λ_{fi} sont les longueurs d'onde délimitant la $i^{\text{ème}}$ bande

3.3.2.2 Validation expérimentale

Les modèles que nous venons de décrire nous permettent d'estimer théoriquement l'influence de la présence de l'enrobage sur le transfert de chaleur par conduction et par rayonnement à l'intérieur des lits de billes à partir des caractéristiques conductives (conductivité thermique) et radiatives (transmittance, réflectance) de l'enrobage. Il est alors possible d'étudier les variations de la conductivité thermique équivalente de l'ensemble avec les propriétés de l'enrobage et la quantité introduite, et ainsi de déterminer ses caractéristiques permettant de maximiser la baisse de conductivité thermique équivalente. Toutefois, il est tout d'abord nécessaire de valider expérimentalement ces modèles afin de s'assurer que les résultats obtenus théoriquement sont cohérents.

3.3.2.2.1 Description du protocole expérimental

La validation expérimentale s'effectue en utilisant un empilement de billes de masse volumique globale 10 kg/m^3 . Ces billes sont enrobées à l'aide d'une poudre de graphite formée de particules dont la taille est choisie de manière à maximiser l'interaction avec le

rayonnement infrarouge. Les caractéristiques de la poudre utilisée pour la validation des modèles théoriques sont données par les fournisseurs :

Pourcentage de carbone : 96-97%

Cendre : 3-4%

Taille de particule : 10% < 4 μm
50% entre 8.5 et 11 μm
90% < 25 μm

Les billes utilisées nous ont été fournies par l'entreprise KNAUF. Elles ont été retirées du processus de fabrication des mousses de PSE après la première expansion (paragraphe 2.1) et sont donc parfaitement libres les unes des autres. Nous avons volontairement choisi un empilement de masse volumique très faible de manière à ce que le transfert thermique radiatif au sein du lit soit prépondérant et que, par conséquent, les variations de conductivité thermique équivalente observées soient les plus importantes possibles

Pour effectuer les mesures, nous utilisons le cadre parallélépipédique décrit précédemment dont les dimensions sont celles des plaques chaude et froide utilisées pour la mesure de conductivité thermique équivalente. Le volume du cadre est de 3,38 L. Sa masse ainsi que la masse de billes introduites après remplissage sont mesurées et pris comme référence. Nous constatons que la masse de billes est sensiblement égale à 33.5 g (masse volumique très proche de 10 kg/m³). La conductivité thermique équivalente de l'empilement de billes non enrobées est alors mesurée en plaçant le cadre dans le dispositif flux métrique.

L'enrobage des billes s'effectue ensuite par brassage manuel à l'intérieur d'un sac dans lequel nous introduisons également une quantité contrôlée de poudre. Comme nous l'avons déjà précisé étant donné le caractère fortement électrostatique des billes de polystyrène, le dépôt de la poudre sur leur surface s'effectue sans aucun problème. La quantité de poudre déposée est déterminée en pesant à nouveau l'ensemble cadre + billes après leur enrobage. Les billes sont à nouveau disposées dans le cadre afin de mesurer la nouvelle conductivité thermique équivalente de l'empilement de billes. L'opération est répétée plusieurs fois en mesurant à chaque fois la quantité de poudre ajoutée et la conductivité thermique équivalente de l'ensemble.

3.3.2.2 Mesure des caractéristiques de l'empilement pour le calcul théorique

Pour pouvoir appliquer le modèle de détermination des propriétés radiatives et conductives et calculer la conductivité équivalente théorique du lit de billes, il est nécessaire de connaître, avant toute chose, les caractéristiques morphologiques du lit étudié, à savoir :

- la répartition de taille des billes à l'intérieur du lit,
- la porosité interbille de l'empilement $\varepsilon_{\text{interbille}}$,
- la porosité du milieu cellulaire $\varepsilon_{\text{cell}}$,
- la taille moyenne des cellules internes aux billes D_{cell} .

La répartition de taille des billes formant l'empilement considéré a été déterminée en mesurant le diamètre de quelques dizaines de billes choisies aléatoirement à l'aide d'un Palmer. Ce diamètre varie entre $D_{\text{min}} = 3.8 \text{ mm}$ et $D_{\text{max}} = 6.5 \text{ mm}$ et sa valeur moyenne $\langle D_{\text{bille}} \rangle$ est de 2.5 mm. Par ailleurs, les mesures montrent que la probabilité pour qu'une bille ait un

diamètre proche de la valeur moyenne est nettement plus importante que pour un diamètre qui s'écarte de cette valeur. Pour tenir compte de ce phénomène, nous supposons que le nombre de billes de rayon D_{bille} présentes dans le lit varie linéairement lorsque D_{bille} passe de D_{min} à $\langle D_{bille} \rangle$ et de $\langle D_{bille} \rangle$ à D_{max} , $\langle D_{bille} \rangle$ étant le diamètre le plus courant. La courbe de répartition des rayons des billes à l'intérieur du lit a alors l'allure représentée sur la figure 3.52.

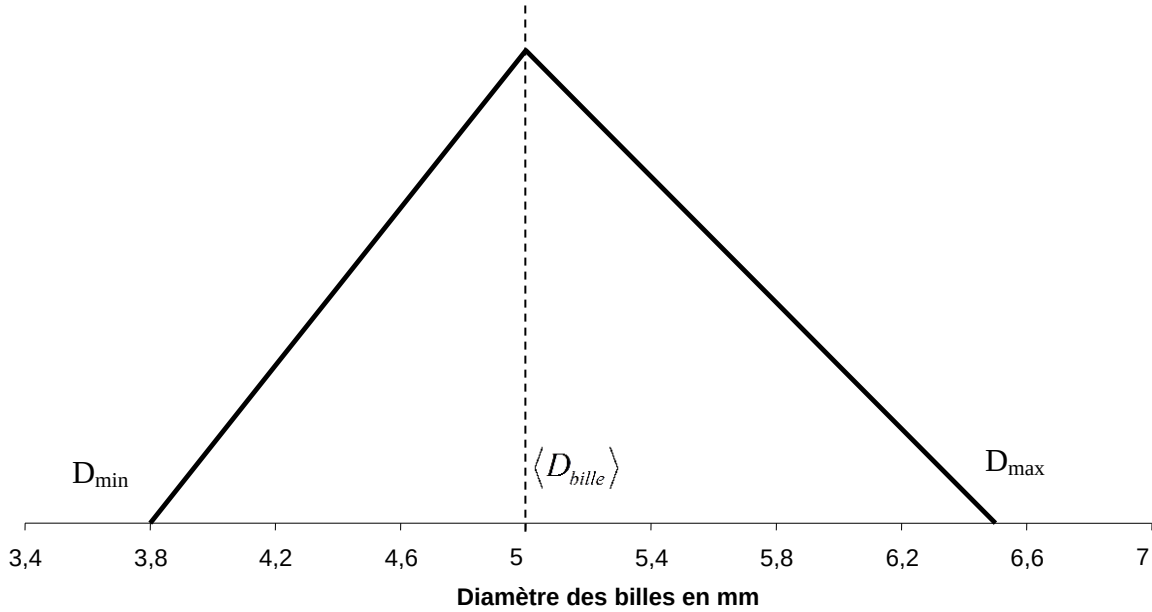


Figure 3.52 : Evolution de la répartition des tailles de billes à l'intérieur du lit étudié

A partir de cette répartition de taille, nous pouvons générer un arrangement de sphères représentant le lit de billes étudié et sur lequel nous appliquerons la procédure Monte Carlo. Comme nous l'avons déjà précisé, le lit étudié étant un empilement de billes « libres », la distance d entre le centre de deux billes voisines est donc égale à la somme des rayons des billes en contact. Pour tenir compte de la répartition de taille de billes, lors de la génération de chacune des billes de l'échantillon représentatif, le diamètre D_{bille} est choisi à l'aide d'un nombre aléatoire D en respectant la probabilité donnée par la répartition de taille obtenue précédemment. Le rayon D_{bille} choisi est celui qui vérifie l'équation :

$$\int_{D_{min}}^{D_{bille}} Prob(D_{bille}).dD_{bille} = D \quad (3.48)$$

où $Prob(D_{bille})$ est la fonction de répartition de la taille des billes dans le lit. Cette fonction de répartition vérifie l'équation :

$$\int_{D_{min}}^{D_{max}} Prob(D_{bille}).dD_{bille} = 1 \quad (3.49)$$

L'arrangement ainsi généré possède une porosité interbille $\epsilon_{interbille} = 49.6\%$.

La porosité du milieu cellulaire est déterminée à partir de la masse mesurée M_{mes} (kg) du lit de billes, du volume du cadre V_{cadre} et de la porosité interbille $\epsilon_{interbille}$ de l'arrangement. En effet, nous avons déjà établi en annexe la relation AVI.13 :

$$\epsilon_{cell} = 1 - \frac{M_{mes}}{(1 - \epsilon_{interbille}) \times (\rho_{PS} - \rho_{air}) \times V_{cadre}}$$

où ρ_{PS} ($\approx 1050 \text{ kg/m}^3$) est la masse volumique du polystyrène et ρ_{air} ($\approx 1.29 \text{ kg/m}^3$) la masse volumique de l'air

Pour le lit de billes étudié, on a $M_{mes} = 33.6 \text{ g}$, $V_{cadre} = 3.38 \text{ L}$ et $\varepsilon_{interbille} = 49.6\%$ et donc $\varepsilon_{cell} = 0.9812$.

Le diamètre moyen D_{cell} des cellules internes aux billes formant le lit étudié a été mesuré en découpant plusieurs billes choisies aléatoirement à l'intérieur du lit. Des clichés de ces coupes ont été obtenus au Microscope Electronique à Balayage et un traitement d'image similaire à celui effectué pour les mousses de PSE (voir Annexe I) nous permet de déterminer le diamètre moyen des cellules sur chaque cliché. En faisant la moyenne des tailles de cellules obtenues pour chaque cliché, nous pouvons déterminer le diamètre D_{cell} . Pour le lit de billes étudié, les mesures donnent $D_{cell} = 135 \mu\text{m}$.

3.3.2.2.3 Mesure des propriétés radiatives de l'enrobage

Afin de comparer les résultats théoriques et expérimentaux concernant l'évolution de la conductivité thermique équivalente de l'empilement avec la quantité de poudre introduite, nous devons connaître les variations des propriétés radiatives de l'enrobage (transmittance hémisphérique Th_λ , transmittance directionnelle Td_λ et réflectance hémisphérique Rh_λ) avec la quantité de poudre introduite.

Pour déterminer ces propriétés, nous avons effectué plusieurs mesures spectrométriques sur des films fins ($25 \mu\text{m}$) de polystyrène sur lesquels différentes quantités de poudre de graphite sont déposées. A partir de mesures de la transmittance hémisphérique $Th_{film,\lambda}$ et directionnelle $Td_{film,\lambda}$ du film, nous calculons la transmittance hémisphérique Th_λ et la transmittance directionnelle Td_λ de l'enrobage grâce aux relations :

$$Th_\lambda = \frac{Th_{film,\lambda}}{T_{PS\ 25\mu m,\lambda}} \quad ; \quad Td_\lambda = \frac{Td_{film,\lambda}}{T_{PS\ 25\mu m,\lambda}} \quad (3.50)$$

où $T_{PS25\mu m,\lambda}$ est la transmittance du film de polystyrène de $25 \mu\text{m}$ sans enrobage.

Ces relations sont obtenues en supposant que les phénomènes de réflexion à l'interface entre le polystyrène et la poudre sont négligeables. Etant donné qu'en l'absence de dépôt, le film de polystyrène ne diffuse pas le rayonnement, cette transmittance correspond à la fois à la transmittance directe et à la transmittance hémisphérique.

L'enrobage est réalisé en déposant la poudre à l'aide d'un pinceau. La masse surfacique déposée M est déterminée en pesant le film avec et sans l'enrobage et en mesurant ses dimensions. Etant donné la très faible masse surfacique déposée, des films de grande dimension ($30 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$) sont utilisés afin que la masse d'enrobage soit suffisamment importante pour être mesurée précisément. Le dépôt de la poudre s'effectue de manière à obtenir un enrobage le plus homogène possible. Toutefois, pour tenir compte des éventuels inhomogénéités, une vingtaine de mesures sont effectuées à différents endroits du film et la valeur de transmittance utilisée pour le calcul correspond à la moyenne de chaque mesure. Les évolutions des transmittances expérimentales mesurées avec la longueur d'onde sont représentées sur les figures suivantes.

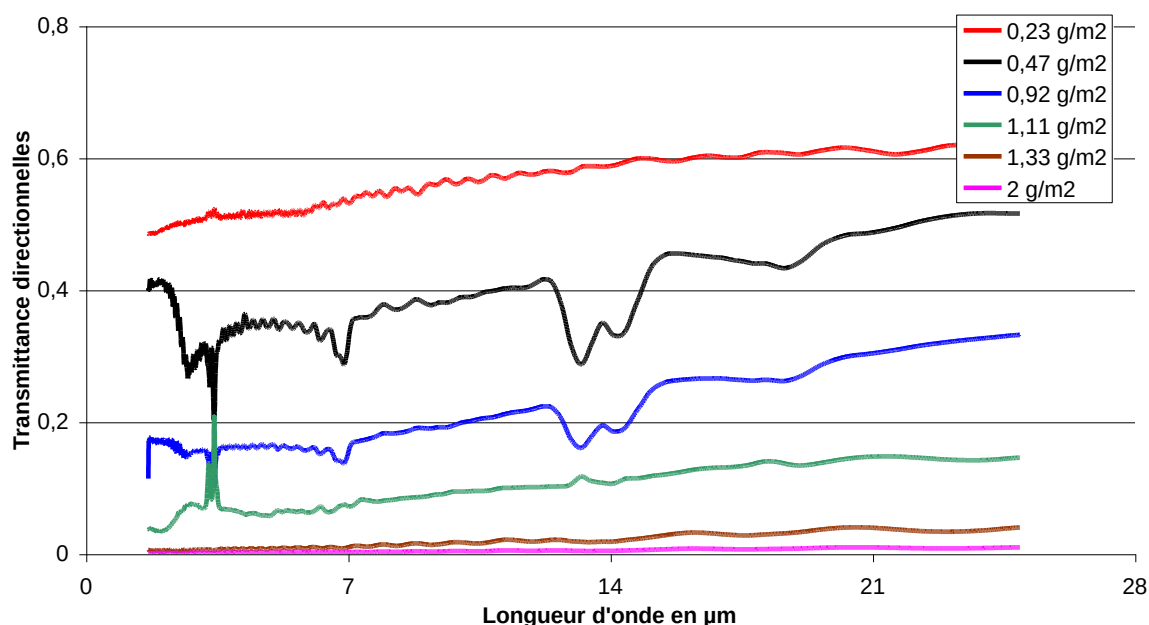


Figure 3.53 : Evolution de la transmittance directionnelle de l'enrobage avec la longueur d'onde pour différentes masses surfaciques

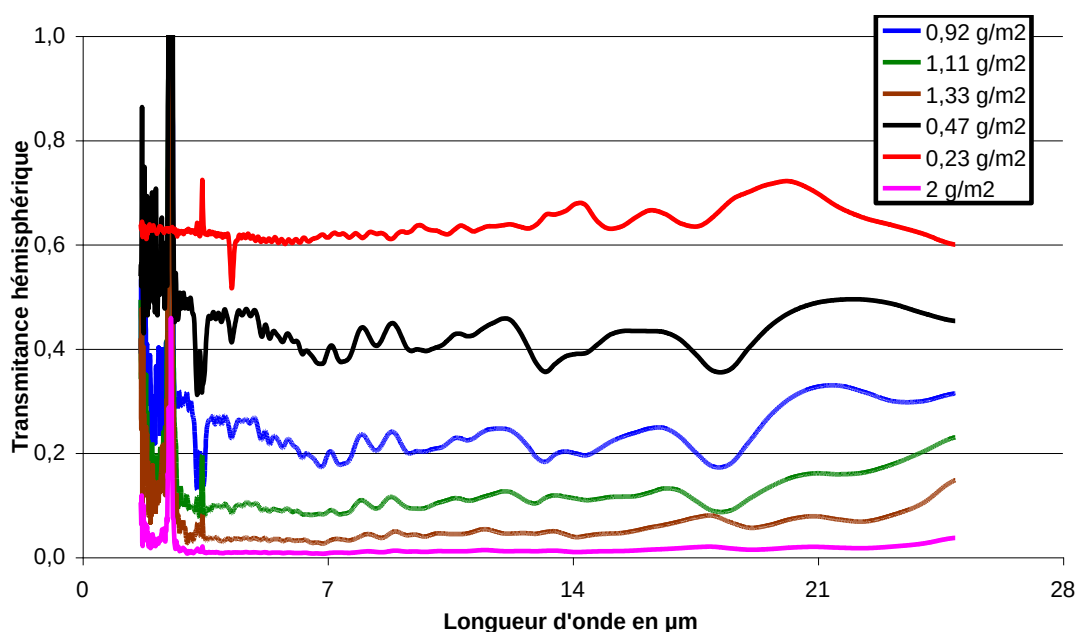


Figure 3.54 : Evolution de la transmittance hémisphérique de l'enrobage pour différentes masses surfaciques

La poudre utilisée présente une forte interaction avec le rayonnement infrarouge puisque pour une masse surfacique déposée de 2 g/m², l'enrobage peut être considéré comme opaque (transmittivité hémisphérique globale inférieure à 1%). Nous pouvons également remarquer que les transmittances hémisphérique et directionnelle sont très proches et que, par conséquent, l'enrobage obtenu est très faiblement diffusant.

En ce qui concerne la réflectance de l'enrobage, nous avons réalisé un film sur lequel une très forte masse surfacique (7g/m²) est déposée. Le dépôt de poudre étant alors parfaitement opaque, la réflectance du film correspond à la réflectance $R_{h_{op},\lambda}$ de l'enrobage

opaque. Nous avons mesuré cette réflectance hémisphérique et le résultat est illustré sur la figure suivante dans le cas de la poudre de graphite utilisée :

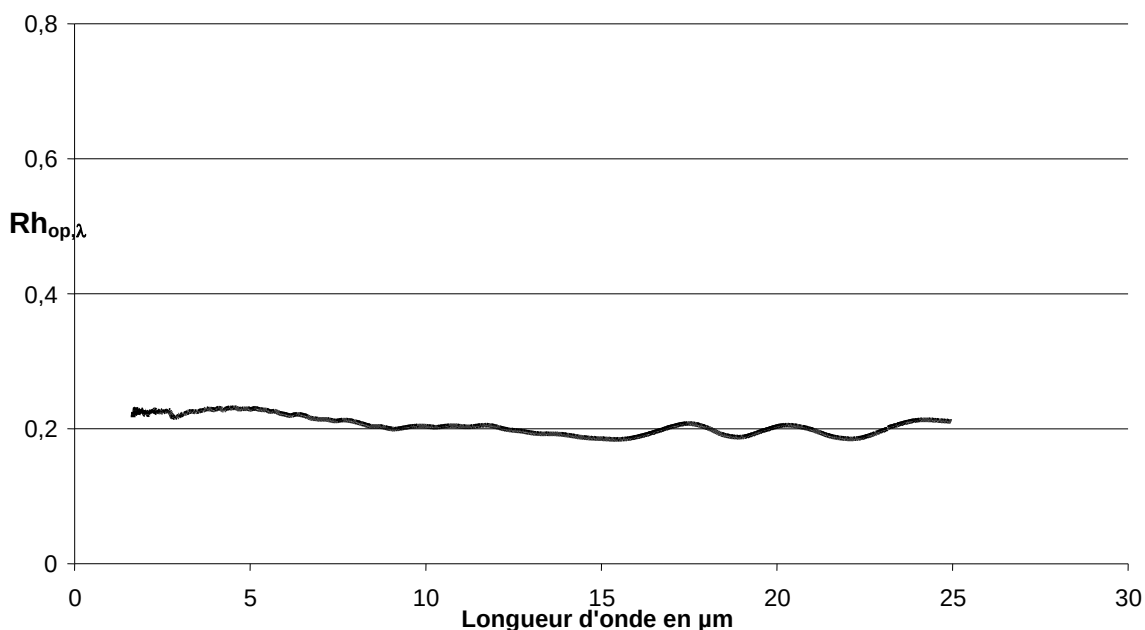


Figure 3.55 : Evolution de la réflectance hémisphérique de l'enrobage opaque avec la longueur d'onde

Par contre, dans le cas où l'enrobage n'est pas opaque, la réflectance hémisphérique de l'enrobage est plus difficile à déterminer expérimentalement. En effet, les mesures de réflectances des films englobent à la fois la réflectance de l'enrobage mais également celle du polystyrène puisque pour les masses surfaciques étudiées, l'enrobage n'est pas parfaitement opaque. Nous sommes donc obligés d'émettre une hypothèse simplificatrice nous permettant de calculer la réflectance de l'enrobage non opaque en fonction de sa transmittance et de la réflectance mesurée pour un enrobage opaque. Dans la suite des calculs, nous supposons donc que la proportion de l'énergie interceptée par l'enrobage qui est réfléchi est constante quelque soit la masse surfacique déposée. Par conséquent, la réflectance des dépôts non opaques R_{h_λ} peut être déduite des mesures de transmittances Th_λ et de réflectances de l'enrobage opaque $R_{h_{op,\lambda}}$ par la relation :

$$R_{h_\lambda} = R_{h_{op,\lambda}} \times (1 - Th_\lambda) \quad (3.51)$$

3.3.2.2.4 Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux

Les calculs théoriques ont été réalisés en utilisant les valeurs de transmittances et réflectances spectrales mesurées pour différentes masses surfaciques déposées et en supposant que la poudre se répartit uniformément à la surface de chaque bille lors du brassage. Par ailleurs étant donné que l'état de surface des billes cellulaires est irrégulier (surface non lisse), nous supposons que la réflexion à la surface des billes est diffuse. Pour relier la masse d'enrobage introduite théoriquement par unité de volume d'empilement à la masse surfacique déposée à la surface des billes, il nous faut connaître la surface spécifique S_{sp} de l'empilement de bille. Dans le cas d'un empilement régulier de billes de même diamètre, nous avons vu que cette surface spécifique est reliée au diamètre des billes par la relation (3.42) :

$$S_{sp} = \frac{\pi D_{bille}^2}{D_{bille}^3} = \frac{\pi}{D_{bille}}$$

Toutefois, l'arrangement de billes que nous utilisons pour modéliser l'empilement réel est parfaitement aléatoire et est constitué de billes dont le diamètre varie entre deux valeurs limites. Pour déterminer sa surface spécifique, nous la surface totale des billes présente dans l'échantillon représentatif de référence et nous la rapportons au volume de cet échantillon représentatif. Nous avons ainsi :

$$S_{sp} \approx \frac{2.843}{\langle D_{bille} \rangle} \quad (3.43)$$

La masse m de poudre introduite par unité de volume d'empilement pour le calcul théorique peut donc être obtenue par la relation :

$$m \approx \frac{2.843.M}{\langle D_{bille} \rangle} \quad (3.44)$$

La conductivité phonique théorique de l'empilement est calculée en utilisant le modèle présenté avec $n = 0.043$.

Les résultats théoriques sont ensuite comparés aux mesures de conductivité thermique équivalente expérimentale. Les calculs sont réalisés en supposant que le milieu cellulaire interne aux billes est cubique. La conductivité thermique équivalente théorique de l'empilement sans enrobage pour $T_c = 303$ K et $T_f = 288$ K est de **48.8 mW/m/K** alors que la conductivité mesurée est de **45.4 mW/m/K**. Nous remarquons, comme pour les mousses de PSE classiques, le modèle théorique surestime la conductivité équivalente du milieu.

Sur la figure suivante, nous avons représenté les évolutions théorique et expérimentale de la baisse de conductivité thermique équivalente de l'empilement avec la masse d'enrobage introduite par unité de volume.

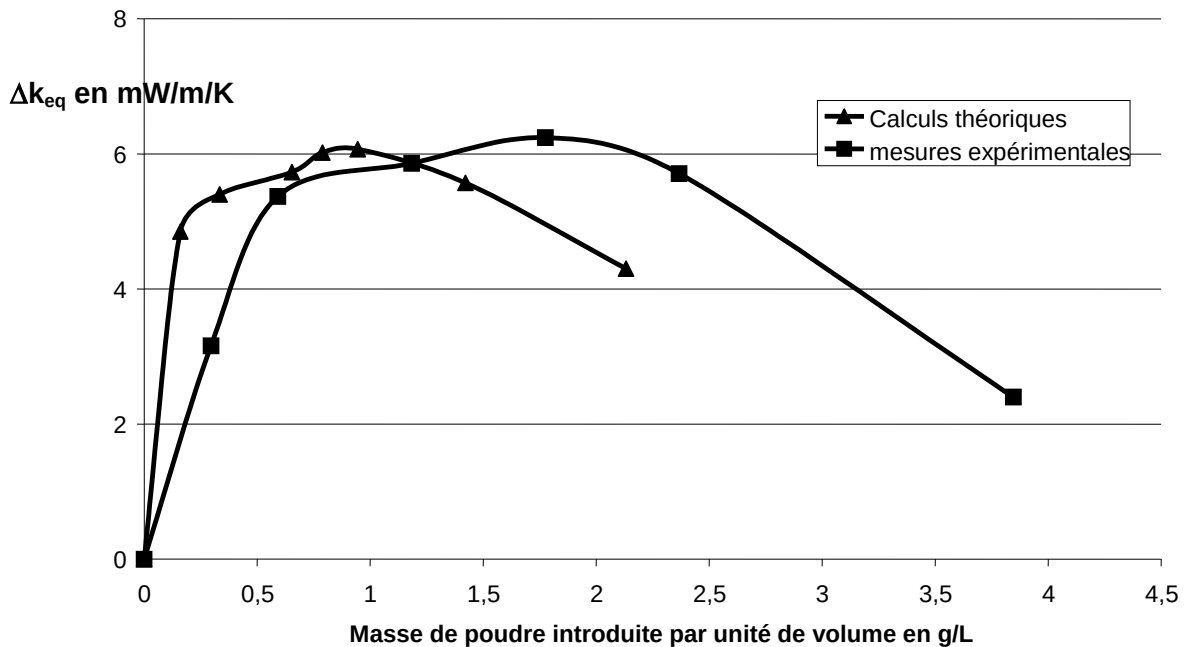


Figure 3.56 : Evolution de la baisse de conductivité thermique équivalente de l'empilement de billes avec la masse d'enrobage introduite par unité de volume

Nous pouvons constater comme nous nous y attendions que la baisse de conductivité thermique équivalente de l'empilement passe par un maximum pour une masse m donnée.

Au-delà de cette masse de poudre introduite, si l'on ajoute encore de la poudre, l'augmentation du transfert de chaleur par conduction devient supérieure à la baisse du transfert radiatif provoquée par l'opacification de la surface des billes.

Ce phénomène est observé expérimentalement mais est également prédit par le modèle théorique. Cependant, nous remarquons que la masse m critique optimale prédite est assez nettement plus faible que celle observée expérimentalement. Elle correspond à peu près à 2g/L pour l'expérience contre seulement 1 g/L selon le modèle. Cette différence peut sans doute s'expliquer par le fait que la totalité de la poudre ajoutée à l'empilement ne se répartit pas à la surface des billes mais qu'une partie peut par exemple adhérer aux parois du cadre ou se déposer sur la face inférieure. L'efficacité de l'enrobage est alors plus faible que celle prise en compte théoriquement ce qui explique que la baisse de conductivité thermique équivalente avec la quantité ajoutée est moins rapide lors des mesures expérimentales.

Par contre, la valeur maximale de la baisse de conductivité thermique équivalente théorique est relativement proche de celle observée expérimentalement puisque dans les deux cas, elle atteint une valeur légèrement supérieure à 6 mW//m/K soit près de 14% de la conductivité thermique équivalente de départ. Ces résultats montrent que l'action à l'échelle mésoscopique peut se révéler relativement intéressante. Par ailleurs, il semble que le modèle mis en place permette de prédire de manière assez précise les gains envisageables.

3.3.2.3 Influence des propriétés de l'enrobage sur la baisse de conductivité thermique équivalente

Afin d'optimiser la baisse de conductivité thermique équivalente, nous étudions théoriquement l'influence des propriétés de l'enrobage sur le transfert de chaleur au sein de l'empilement.

3.3.2.3.1 Influence de l'opacité de l'enrobage

La poudre de graphite utilisée pour la validation expérimentale présente une forte interaction avec le rayonnement infrarouge (faibles transmittivités pour de faibles masses surfaciques) ce qui explique qu'une baisse substantielle du transfert de chaleur par rayonnement peut être obtenue.

Pour étudier l'influence de l'opacité de l'enrobage, nous avons effectué les calculs pour un enrobage ayant la même conductivité phonique et la même réflectance $R_{h,op,\lambda}$ que la poudre de graphite précédente mais nécessitant une masse surfacique déposée plus importante pour obtenir la même opacité. Ainsi, nous considérons trois enrobages fictifs A, B et C nécessitant respectivement 2, 4 et 8 fois plus de masse surfacique pour obtenir les mêmes transmittances que celles présentées sur les figures 3.53 et 3.54.

L'évolution de la conductivité thermique équivalente de l'empilement de billes enrobées à l'aide de ces trois enrobages est présentée sur la figure 3.57. Nous avons également représenté l'évolution constatée expérimentalement et l'évolution théorique obtenue en utilisant la poudre de graphite testée.

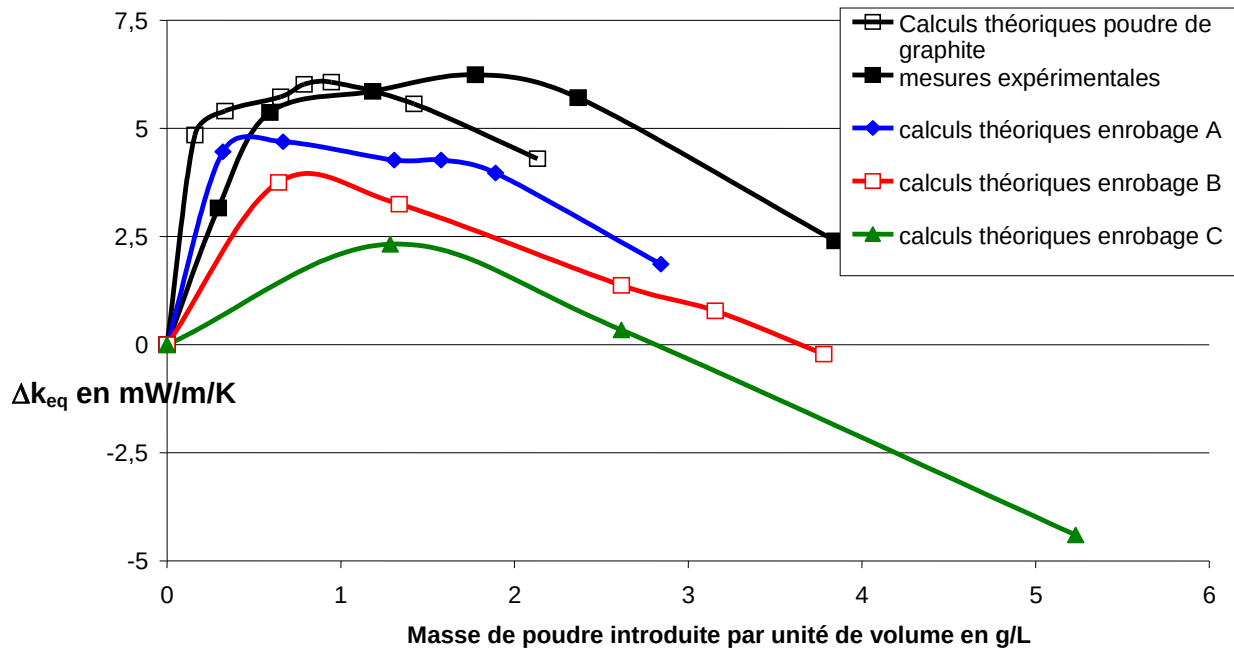


Figure 3.57 : Evolution de la baisse de conductivité thermique équivalente de l'empilement de billes avec la masse d'enrobage introduite par unité de volume

Les résultats théoriques montrent que l'opacité de l'enrobage joue un rôle essentiel puisque pour une même masse introduite, la baisse de conductivité thermique équivalente dépend très nettement de la transmittivité de l'enrobage utilisé. Cette baisse est d'autant plus importante que l'enrobage est opaque. Ainsi, la valeur maximale théorique de la baisse de conductivité thermique équivalente est approximativement de 6 mW/m/K pour la poudre de graphite, 5 mW/m/K pour l'enrobage A, 4 mW/m/K pour l'enrobage B et seulement 2.5 mW/m/K pour l'enrobage C.

Par ailleurs, comme nous pouvions nous y attendre, la quantité d'enrobage qu'il est nécessaire d'introduire pour avoir une conductivité thermique équivalente optimale est plus faible lorsque l'enrobage possède une forte interaction avec le rayonnement.

Ceci s'explique par le fait que pour les enrobages présentant une interaction relativement faible avec le rayonnement (enrobage C), il est nécessaire d'introduire une forte quantité de poudre pour que l'effet sur le transfert thermique radiatif devienne significatif alors que dans le même temps, le transfert thermique conductif croît régulièrement.

Ces observations nous permettent de conclure qu'il est nécessaire d'utiliser un enrobage ayant la plus faible transmittivité possible dans l'infrarouge pour une masse surfacique donnée si l'on veut que la baisse de conductivité thermique équivalente soit importante. Dans le cas où l'enrobage est réalisé à l'aide de poudres, les caractéristiques de ces poudres (diamètre de particules, indices de réfraction, formes ...) doivent donc être les mêmes que celles préconisées pour l'action à l'échelle microscopique étudiée précédemment afin d'obtenir une faible transmittivité.

3.3.2.3.2 Influence de la réflectance de l'enrobage et du type de réflexion

La poudre de graphite utilisée pour la validation expérimentale peut être considérée comme peu réfléchissante étant donné que la réflectance $R_{h_{op},\lambda}$ de l'enrobage opaque est

sensiblement égale à 0.2 quelques soient les longueurs d'onde infrarouge (voir figure 3.55) et que nous avons supposé pour les calculs théoriques que :

$$Rh_{\lambda} = Rh_{op,\lambda} \times (1 - Th_{\lambda})$$

La majeure partie de l'énergie radiative interceptée par l'enrobage à la surface des billes est donc absorbée.

Dans le cas où l'enrobage est, au contraire, fortement réfléchissant, l'interaction avec le rayonnement infrarouge est différente. Aussi, afin de connaître l'influence du caractère fortement réfléchissant ou fortement absorbant de l'enrobage sur la baisse de conductivité thermique équivalente, nous avons effectué les calculs théoriques de conductivité thermique équivalente pour deux enrobages fictifs, l'un parfaitement réfléchissant ($Rh_{\lambda} = (1 - Th_{\lambda})$) et l'autre totalement absorbant ($Rh_{\lambda} = 0$). Les autres caractéristiques de ces enrobages (conductivité thermique, variations des transmittances avec la masse déposée) sont les mêmes que celles de la poudre testée.

Nous avons également étudié l'influence du type de réflexion à la surface des billes. Pour cela, les calculs pour l'enrobage parfaitement réfléchissant ont été menés en supposant une réflexion diffuse ou spéculaire. L'ensemble des résultats est résumé sur la figure suivante :

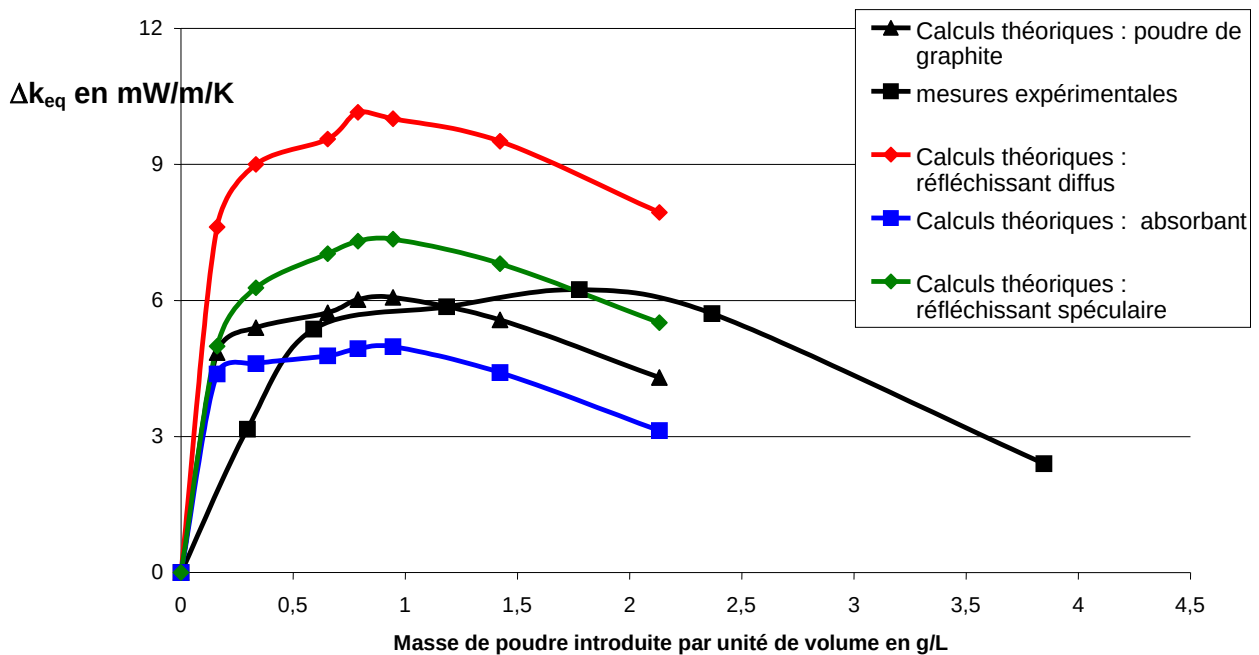


Figure 3.58 : Evolution de la baisse de conductivité thermique équivalente de l'empilement de billes pour différents types d'enrobage

Les résultats montrent que le caractère absorbant ou diffusant de l'enrobage utilisé a une importance notable sur sa capacité à réduire le transfert radiatif au sein de l'empilement. Nous constatons ainsi que les enrobages de forte réflectance sont sensiblement plus efficaces. Par ailleurs, nous remarquons également qu'il est préférable que l'enrobage réalisé réfléchisse de manière diffuse.

Ainsi, la baisse théorique de conductivité thermique équivalente maximale dépasse 10 mW/m/K pour un enrobage parfaitement réfléchissant diffus contre, respectivement, 7.4 mW/m/K lorsque la réflexion est spéculaire et 5 mW/m/K lorsque l'enrobage est totalement absorbant.

3.4 Conclusions sur les trois approches

L'étude réalisée dans ce chapitre montre que les trois approches envisagées pour agir sur le transfert thermique radiatif au sein des mousses de PSE peuvent permettre d'obtenir une réduction importante de leur conductivité thermique équivalente.

Pour cela, nous avons vu, dans le cas de l'action macroscopique par introduction au sein du matériau de films perpendiculaires au flux de chaleur, qu'il est nécessaire d'utiliser des films opaques de très faible émissivité. En ce qui concerne l'action microscopique, les poudres utilisées doivent également présenter des caractéristiques particulières puisqu'il existe pour chaque longueur d'onde et chaque indice de réfraction un diamètre de particule optimale permettant de maximiser l'interaction avec le rayonnement infrarouge et la réduction du transfert radiatif. Enfin, pour l'action mésoscopique, un enrobage de faible transmittivité et possédant une forte réflectivité doit être obtenu. Par ailleurs, la quantité de produit utilisé pour enrober les billes doit rester très faible afin de limiter l'augmentation du transfert thermique conductif et par conséquent, il doit également posséder une interaction maximale avec le rayonnement thermique infrarouge.

Toutefois, certains problèmes se posent en vue d'une application industrielle notamment en ce qui concerne les actions macroscopique et mésoscopique. En effet, pour l'approche macroscopique, nous avons vu qu'il est nécessaire de coller les films introduits afin d'obtenir un bloc cohérent mécaniquement. Ceci entraîne une baisse de l'efficacité de l'action (augmentation de l'émissivité due à la colle) et une augmentation des manipulations lors de la fabrication du produit qui la rende peu viable économiquement. Pour l'approche mésoscopique, les problèmes sont plus gênants puisque des essais ont montré qu'à partir d'une certaine quantité d'enrobage utilisée, il n'est plus possible de mouler de manière satisfaisante pour leur commercialisation les billes de polystyrène lors de la seconde expansion, le produit obtenu étant trop fragile. L'approche microscopique se révèle donc être la plus intéressante pour une application industrielle étant donné qu'elle n'occasionne pas de changements importants dans le processus de fabrication et sur les propriétés mécaniques du produit final. Cependant, il est nécessaire de résoudre le problème que nous avons déjà évoqué (paragraphe 3.2.2.3) concernant la répartition des charges dans la matière expansée.

4. ANALYSE DES METHODES DE MESURE DE LA CONDUCTIVITE THERMIQUE EQUIVALENTE APPLIQUEES AUX MOUSSES DE PSE DE FAIBLE DENSITE

4.1 Mesures par plaques chaudes gardées

4.2 Mesures par la méthode du fil chaud

Comme nous l'avons déjà précisé dans l'introduction générale, la conductivité thermique équivalente est le principal paramètre utilisé dans le milieu de l'isolation pour caractériser les performances thermiques des isolants. Cette grandeur représente le flux de chaleur total par unité de surface qui traverse le matériau soumis à un gradient de température unité. Elle donne une indication de la capacité du milieu à laisser passer la chaleur. Les méthodes de mesures classiques de la conductivité thermique équivalente utilisées au CSTB se divisent en deux catégories :

- Les mesures par plaques chaudes gardées ou flux métrique
- Les mesures par sonde fil ou dites du « fil chaud »

La principale différence entre ces deux méthodes de mesure provient du fait que dans un cas (plaques chaudes gardées) la mesure s'effectue lorsque le transfert de chaleur est en régime établi alors que dans l'autre cas (sonde fil) elle s'effectue en régime transitoire.

Toutefois, dans les deux cas, la conductivité thermique équivalente mesurée est déterminée en supposant que le transfert de chaleur à l'intérieur de l'isolant est purement conductif. Pour les isolants de masse volumique relativement élevée, ($>20 \text{ kg/m}^3$), le phénomène de transfert de chaleur par rayonnement au sein de l'isolant est négligeable comparé au transfert de chaleur total et cette hypothèse est vérifiée. Par contre, dans le cas où l'on a affaire à des isolants de densité plus faible comme les mousses de PSE légères, la matrice poreuse n'est plus suffisamment opaque au rayonnement infrarouge pour considérer que les phénomènes radiatifs au sein de l'isolant sont négligeables.

Dès lors, l'application des méthodes de mesure classiques s'avère problématique étant donné que les mécanismes de transfert de chaleur par rayonnement et par conduction obéissent à des lois fondamentalement différentes. Dans le cas des mesures par plaque chaude gardée, ceci se traduit par le fait que la valeur de conductivité thermique équivalente mesurée dépend de nouveaux paramètres qui ne devraient, théoriquement, pas influencer la mesure. Pour la méthode dite du « fil chaud », les conséquences sont plus gênantes étant donné que les mesures s'avèrent peu reproductibles selon le fil utilisé et peuvent être nettement différentes des valeurs obtenues avec le dispositif de plaque chaude gardée qui sont généralement prises comme référence. A l'heure actuelle, peu de travaux ont été réalisés sur la méthode du fil chaud appliquée aux milieux semi-transparents.

Afin de mieux comprendre les phénomènes à l'origine des divergences observées, nous avons modélisé ces deux méthodes de mesure en prenant en compte de manière précise le couplage entre le transfert conductif et le transfert radiatif. Les modèles ont été appliqués aux mousses de PSE caractérisées précédemment et les résultats ont été confrontés aux mesures réalisées avec les deux méthodes.

4.1 Mesures flux métriques ou par plaques chaudes gardées

4.1.1 Principe

Le principe des mesures flux métriques a déjà été évoqué précédemment étant donné que nous avons utilisé ce type de mesure lors de la validation des modèles théoriques développés dans les chapitres précédents.

L'isolant dont on désire connaître la conductivité thermique équivalente est découpé en forme de plaque parallélépipédique de base carrée (dimension 300 mmx300 mm pour le dispositif du CSTB Grenoble) et d'épaisseur l . Cette épaisseur est placée entre deux plaques planes en regard de températures T_c et T_f différentes. Un flux de chaleur s'installe alors entre les deux plaques. Lorsque le transfert thermique est parfaitement établi (plus de variations temporelles de température ni de flux au sein de l'isolant), la conductivité thermique équivalente est déduite des mesures du flux de chaleur au niveau des deux plaques. En effet, on a la relation :

$$q_t = -k_{equ} \frac{\Delta T}{\Delta z} \Leftrightarrow k_{equ} = \frac{|q_t| \cdot \Delta z}{\Delta T} = \frac{q_t \cdot l}{\Delta T} \quad (4.1)$$

où q_t (W/m²) est la moyenne des flux thermiques surfaciques q_{tc} et q_{tf} mesurés au niveau des plaques chaude et froide respectivement :

$$q_t = \frac{q_{tc} + q_{tf}}{2} \quad (4.2)$$

Afin de s'assurer que le transfert thermique qui s'établit au sein de l'isolant est bien monodimensionnel en géométrie cartésienne et que les effets de bords sont négligeables, les dimensions des plaques perpendiculaires au gradient de température doivent être nettement plus importantes que l'épaisseur d'isolant. En outre, il est nécessaire de limiter les fuites thermiques sur les bords de la plaque d'isolant testé.

Dans le cas où un dispositif de garde est utilisé pour annuler les pertes thermiques sur les bords de l'échantillon, on parle de mesures par « plaques chaudes gardées ». En revanche, lorsqu'une simple isolation (plaques de polyuréthane) est utilisée pour limiter ces fuites comme c'est le cas pour le dispositif utilisé au CSTB, on parle de mesures flux métriques.

Le temps d'attente nécessaire pour que le transfert de chaleur au sein de l'isolant atteigne le régime établi dépend des conditions de mesures et des caractéristiques de la mousse. En pratique, pour s'assurer que le régime établi est atteint, les mesures sont effectuées lorsque les fluctuations sur la valeur de q_t mesurée restent inférieures à une valeur limite suffisamment petite pendant un laps de temps prédéfini.

Enfin, l'incertitude sur les valeurs de conductivité thermique équivalente mesurées à l'aide du dispositif flux métrique a été estimée à 1 mW/m/K.

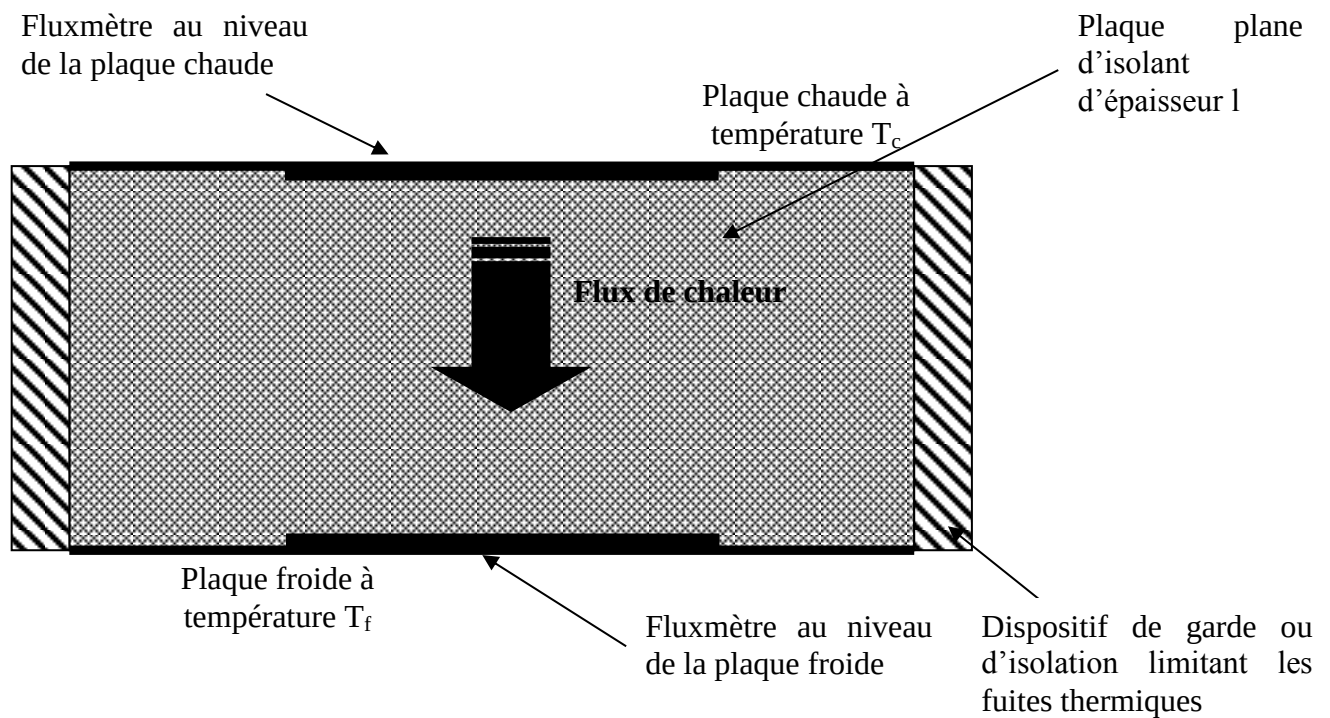


Figure 4.1 : Illustration des dispositifs utilisés pour les mesures par plaques chaudes gardées ou flux métrique

4.1.2 Application aux mousses de PSE de faible densité

Le principe des mesures flux métriques ou par plaques chaudes gardées est relativement simple. En effet, la configuration dans laquelle les mesures sont effectuées (1-D cartésien en régime établi) correspond à celle que subissent les mousses de PSE lors de leur utilisation classique pour l'isolation des murs (placées entre deux murs plans à températures différentes). La valeur de conductivité thermique équivalente obtenue donne donc une indication fiable de la capacité de l'isolant à limiter le transfert de chaleur lors de son utilisation. Toutefois, le calcul de la conductivité thermique équivalente par la relation (4.1) suppose que le flux de chaleur total traversant l'isolant est régi par une équation de diffusion et que, par conséquent, le transfert de chaleur au sein du milieu testé est purement conductif.

Or, dans le cas des mousses de PSE de faible densité pour lesquelles le transfert de chaleur par rayonnement est non négligeable, le flux de chaleur au sein de l'isolant obéit à des lois plus complexes. L'application de ce type de mesures aux mousses de PSE pose donc un certain nombre de problèmes qui se traduisent par l'apparition de nouveaux paramètres de mesures pouvant influencer sur la valeur finale de la conductivité thermique équivalente. Nous avons ainsi mis en évidence trois paramètres différents susceptibles d'influer sur la valeur de la mesure :

- les températures T_c et T_f des plaques chaude et froide en regard,
- les émissivités spectrales $E_{c,\lambda}$ et $E_{f,\lambda}$ des plaques chaude et froide,
- l'épaisseur l de la plaque d'isolant testée.

Afin d'analyser de manière théorique l'influence de chacun de ces paramètres, nous avons utilisé la modélisation du transfert de chaleur monodimensionnel en géométrie cartésienne à l'intérieur des mousses de PSE développée précédemment en faisant varier T_c , T_f , $E_{c,\lambda}$, $E_{f,\lambda}$ et l . Les méthodes numériques nécessaires à la résolution du couplage conduction rayonnement en 1-D cartésien ont déjà été détaillées dans le paragraphe 1.2.2 et les discrétisations utilisées sont présentées dans le paragraphe 2.2.2.3. Par ailleurs, les modèles permettant de déterminer les propriétés radiatives et conductives théoriques des mousses de PSE ont déjà été présentés dans le paragraphe 2.2.2.

Ces résultats théoriques ont été confrontés à des mesures expérimentales réalisées sur des mousses de PSE du commerce en faisant varier les paramètres étudiés afin de vérifier que les conclusions théoriques se retrouvent bien expérimentalement.

4.1.2.1 Influence des températures des plaques

D'après la loi de Planck donnée par l'équation (1.14), nous pouvons remarquer que la quantité d'énergie radiative émise par un corps augmente très nettement avec sa température. Par conséquent, le flux thermique radiatif qui traverse l'isolant lors des mesures fluxmétriques est nettement affecté par la température des plaques chaude et froide. Nous pouvons donc légitimement supposer que la conductivité thermique équivalente mesurée a tendance à augmenter avec la température de la mesure.

Par ailleurs, il est intéressant de noter que le flux thermique conductif peut également dépendre de la température de la mesure puisque la conductivité phonique des constituants de l'isolant est susceptible de varier avec la température. Dans le cas des mousses de PSE de faible densité constituées en très grande majorité d'air, le flux thermique par conduction augmente avec la température puisque la conductivité phonique de l'air suit la loi donnée par la relation (2.14) :

$$\left. \begin{aligned} k_{air} (W / m / K) &= 0.02624 + 0.0000794 \times (T - 300) \quad \text{pour } T > 300 \text{ K} \\ k_{air} (W / m / K) &= 0.02624 + 0.0000758 \times (T - 300) \quad \text{pour } T < 300 \text{ K} \end{aligned} \right\}$$

Toutefois, cette variation reste très nettement plus faible que celle due au phénomène radiatif.

Afin de quantifier l'influence théorique de la température des plaques chaude et froide sur la mesure de conductivité thermique équivalente, nous avons effectué une étude théorique en faisant varier, tout d'abord, la température moyenne de la mesure en gardant une différence de température constante entre les deux plaques chaude et froide. Nous avons ensuite étudié l'influence de cette différence de température lorsque la température moyenne reste constante.

4.1.2.1.1 Influence de la température moyenne des plaques

Les calculs théoriques ont été réalisés pour les échantillons N°1, 2 et 6 dont les caractéristiques (masses volumiques, tailles de cellules) ont déjà été spécifiées dans le tableau 2.5 et pour une température moyenne des plaques allant de 275 K à 305 K. La différence de température entre les deux plaques est fixée à 15 K. Les épaisseurs des tranches de mousse pour chaque échantillon sont également indiquées sur le tableau 2.5. Les émissivités $E_{c,\lambda}$ et $E_{f,\lambda}$ des plaques sont supposées indépendantes de la longueur d'onde et égales à 0.9. Enfin, nous supposons pour les calculs théoriques des propriétés radiatives de la mousse que le milieu cellulaire interne aux billes de PSE est de forme cubique étant donné que les résultats sont alors plus proches des mesures expérimentales.

Les évolutions théoriques des conductivités thermiques équivalentes des différents échantillons sont illustrées sur la figure (4.2). Malheureusement, ces résultats n'ont pas pu être confrontés à des mesures à différentes températures sur les échantillons concernés étant donné que le dispositif flux métrique du CSTB ne permet pas de faire varier les températures de plaque. Cependant, des lois de conversion empiriques permettant de calculer les conductivités thermiques équivalentes des mousses de PSE à température moyenne T_2 à partir de la mesure à une température moyenne T_1 , sont disponibles dans la norme NF EN ISO 10456 relative aux « Procédures pour la détermination des valeurs thermiques déclarées et utiles ». Ces lois de conversion sont basées sur un grand nombre de mesures réalisées sur des échantillons de mousse de PSE de caractéristiques différentes et sont valables pour des températures moyennes allant de 0°C à 30°C. La conductivité thermique équivalente k_2 d'un isolant à la température moyenne T_2 peut donc être déduite de celle mesurée sur le même isolant à la température T_1 par la relation :

$$k_2 = k_1 \cdot F_T \text{ avec } F_T = \exp(f_T \cdot (T_2 - T_1)) \quad (4.3)$$

Le coefficient de conversion f_T (1/K) est donné dans des abaques et dépend du type de matériau isolant considéré, de la conductivité thermique équivalente de ce matériau à 10°C et de l'épaisseur de la plaque d'isolant sur laquelle la mesure est réalisée. Dans le cas de plaques de mousse de PSE et pour une épaisseur de plaque comprise entre 40 mm et 100 mm, ces abaques donnent :

Conductivité équivalente à 10°C en W/m/K	Coefficient de conversion f_T en 1/K
0.032	0.003
0.035	0.0033
0.040	0.0036
0.045	0.0038
0.050	0.0041

Tableau 4.1 : Abaques donnant les facteurs de conversion liés à la température pour des tranches de mousses de PSE d'épaisseur comprise entre 40 mm et 100 mm

Nous avons appliqué ces lois de conversion aux mesures réalisées sur les échantillons N°1, 2 et 6 à une température moyenne de plaques proche de 296 K sur le dispositif flux métrique du CSTB et représenté les variations de conductivité thermique équivalente sur la figure 4.2. Les coefficients de conversion utilisés dans les trois cas sont respectivement de 0.003872 K⁻¹, 0.0036918 K⁻¹ et 0.003484 K⁻¹.

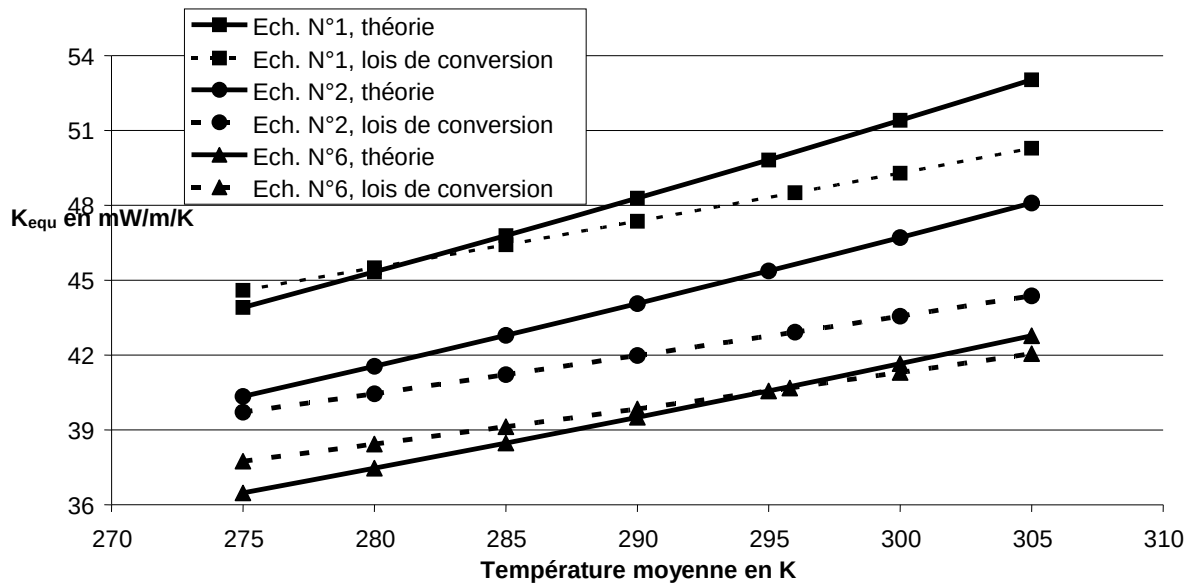


Figure 4.2 : Evolutions théorique et expérimentale de la conductivité thermique équivalente avec la température moyenne pour les échantillons N°1 2 et 6

La figure (4.2) montre, comme nous nous y attendions, une augmentation de la conductivité thermique équivalente des mousses lorsque la température moyenne des plaques augmente. Cette augmentation est prédite à la fois par le modèle théorique que nous avons mis au point et les lois de conversion données dans la norme. Nous constatons que dans les deux cas, cette augmentation est quasiment linéaire.

Par contre, nous remarquons qu'elle est plus rapide pour le modèle théorique que dans le cas où les lois de conversion sont utilisées. Ainsi, pour l'échantillon N°1 entre 275 K et 305 K, l'augmentation moyenne de la conductivité thermique équivalente pour une augmentation de température moyenne de 1K est de 0.3 mW/(mK)/K pour le modèle théorique contre seulement 0.19 mW/(mK)/K selon les lois de conversion de la norme. Pour l'échantillon N°2, ces augmentations sont de 0.26 mW/(mK)/K et 0.16 mW/(mK)/K alors que pour l'échantillon N°6, elles sont de 0.21 mW/(mK)/K et 0.14 mW/(mK)/K. Une des causes de ces différences pourraient provenir d'erreurs sur l'estimation des propriétés radiatives spectrales.

Enfin, nous pouvons noter que l'augmentation de la conductivité thermique équivalente avec la température est plus faible pour les échantillons de masse volumique relativement importante. Ceci est vérifié à la fois théoriquement et à partir des lois de conversion. Ceci s'explique par le fait que le transfert de chaleur par rayonnement est moins important dans les mousses les plus denses et par conséquent l'accroissement du flux thermique radiatif dû à l'augmentation de la température est moins marqué.

4.1.2.1.2 Influence de la différence de température entre les deux plaques

Comme précédemment, les calculs théoriques ont été réalisés pour les échantillons N°1, 2 et 6. Pour l'ensemble des calculs, la température moyenne des plaques est de 295 K et la différence $T_c - T_f$ va de 1 K à 20 K. Les résultats sont illustrés sur la figure suivante.

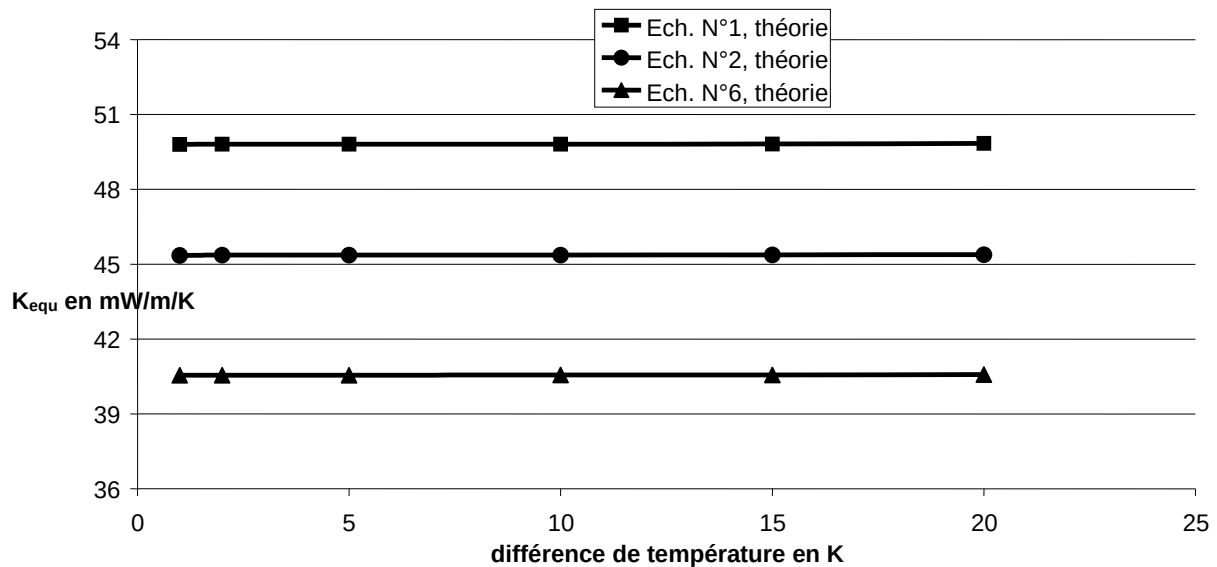


Figure 4.3 : Evolution théorique de la conductivité thermique équivalente avec la différence de température entre les deux plaques pour les échantillons N°1,2 et 6 et une température moyenne de mesure de 295K

Nous pouvons constater que théoriquement, la valeur de conductivité thermique mesurée par le dispositif flux métrique ou de plaques chaudes gardées est indépendante de la différence de température entre les deux plaques lorsque la température moyenne de la mesure reste constante. Cette conclusion est valable quelque soient les caractéristiques des échantillons étudiés.

Comme précédemment, ces résultats théoriques n'ont pas pu être confrontés à des mesures expérimentales étant donné qu'il n'est pas possible de faire varier les températures de plaques sur le dispositif du CSTB. Toutefois, nous pouvons noter que dans la norme citée précédemment, il n'est jamais fait référence à l'écart de température entre les plaques. Nous pouvons donc supposer que cette différence de température a une influence suffisamment faible pour qu'elle soit négligée et que par conséquent les conclusions théoriques sont bien vérifiées expérimentalement.

4.1.2.2 Influence de l'émissivité des plaques chaude et froide

La quantité d'énergie radiative émise par les plaques chaude et froide est également étroitement liée à leurs émissivités $E_{c,\lambda}$ et $E_{f,\lambda}$. Ainsi, lorsqu'une proportion non négligeable de chaleur traverse le milieu par rayonnement électromagnétique, ces émissivités peuvent influencer sur le flux thermique total. Pour étudier quantitativement cette influence, nous avons calculé les variations de conductivité thermique équivalente des échantillons N°1 et 6 lorsque l'émissivité des plaques chaude et froide varie entre 0 et 1. Nous avons étudié les cas où :

- les émissivités des deux plaques sont identiques et varient entre 0 et 1,
- seule l'émissivité d'une des deux plaques varie l'autre restant constante et égale à 0.9.

Dans chaque cas, les plaques sont supposées réfléchir le rayonnement de manière diffuse. Par ailleurs, la température moyenne des plaques est de 295 K et l'épaisseur des tranches est donnée dans le tableau 2.5.

Nous avons également effectué plusieurs mesures sur ces mêmes échantillons en plaçant des films d'aluminium sur une ou deux des deux plaques. Les films d'aluminium utilisés sont les mêmes que ceux décrits dans le paragraphe 3.1.3 dont la réflectance monochromatique mesurée est représentée sur la figure 3.9. L'émissivité de ces films est très faible pour l'ensemble des longueurs d'onde et nous supposons donc qu'elle est nulle.

Ces résultats expérimentaux obtenus pour une émissivité de plaque nulle viennent s'ajouter aux valeurs de conductivité thermique mesurées avec les plaques non recouvertes dont l'émissivité est proche de 0.9. L'ensemble des résultats est illustré sur la figure (4.4) dans le cas où les deux émissivités varient et sur la figure (4.5) dans le cas où seule une des émissivités varie. Dans ce cas, l'indication « plaque chaude » ou « plaque froide » dans la légende indique la plaque dont l'émissivité varie.

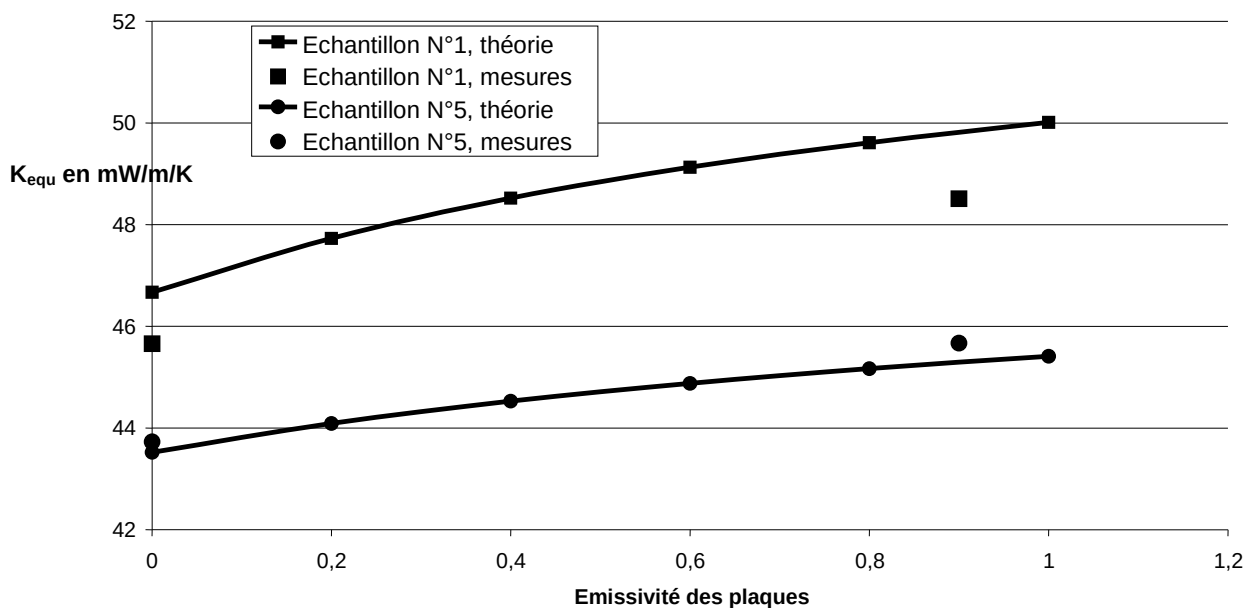


Figure 4.4 : Evolution théorique et expérimentale de la conductivité thermique équivalente des échantillons N°1 et 6 lorsque l'émissivité des deux plaques varie

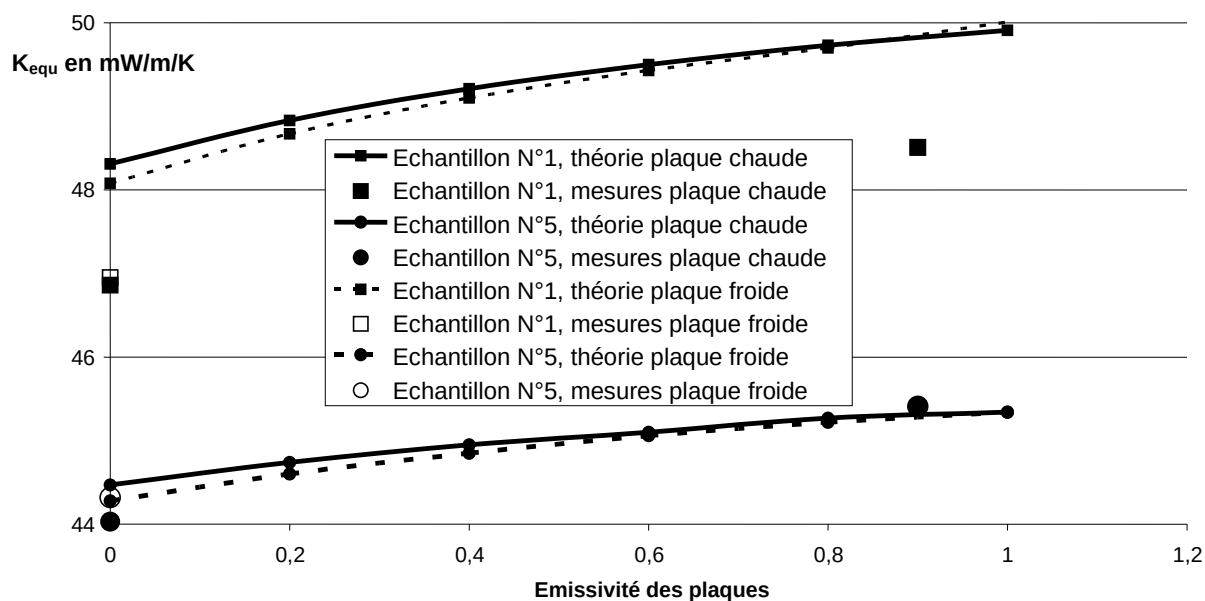


Figure 4.5 : Evolution théorique et expérimentale de la conductivité thermique équivalente des échantillons N°1 et 6 lorsque l'émissivité d'une seule plaque varie

Les courbes de résultats théoriques montrent comme nous pouvions nous y attendre que lorsque les deux plaques chaude et froide sont de moins en moins émissives, la conductivité thermique équivalente mesurée a tendance à diminuer régulièrement. Cette diminution reste relativement faible puisque la différence lorsqu'on passe de plaques d'émissivités 0.9 à des plaques d'émissivités nulles, est de 3.25 mW/m/K pour l'échantillon N°1 et 1.9 mW/m/K pour l'échantillon N°5 soit une baisse relative de 6.5% et 4.2% respectivement.

Les résultats expérimentaux obtenus sur ces mêmes échantillons en disposant ou non des films d'émissivités nulles sur les plaques confirment ces conclusions puisque la conductivité thermique équivalente mesurée de l'échantillon N°1 diminue de 2.85 mW/m/K (-5.9%) et celle de l'échantillon N°5 de 1.94 mW/m/K (-4.2%). Nous pouvons noter la très bonne adéquation entre les résultats théoriques et expérimentaux. Nous constatons également dans les deux cas que la baisse est plus importante pour l'échantillon N°1. Ceci s'explique par le fait que cet échantillon étant moins dense et donc moins opaque au rayonnement, une plus grande proportion de l'énergie émise par les plaques traverse l'épaisseur d'isolant et, par conséquent, l'émissivité de ces plaques a une plus grande influence sur le flux thermique radiatif transmis.

Les résultats théoriques obtenus en faisant varier l'émissivité d'une seule des plaques sont similaires à ceux obtenus précédemment. Ainsi, la conductivité équivalente mesurée a tendance à diminuer lorsqu'une des plaques devient de moins en moins émissive. Cette diminution est plus faible lorsque les émissivités des deux plaques varient simultanément. Par ailleurs, la baisse est quasiment identique que l'on fasse varier l'émissivité de la plaque chaude ou de la plaque froide. Les mesures expérimentales confirment là aussi complètement ces conclusions.

4.1.2.3 Influence de l'épaisseur de la tranche de mousse

L'épaisseur l des tranches de mousse de PSE sur lesquelles les mesures de conductivité équivalente sont réalisées influe sur la valeur de la mesure. En effet, dans le cas où l'isolant étudié n'est pas optiquement épais, le flux thermique q_r au sein du milieu radiatif ne peut être exprimé à l'aide d'une relation de diffusion de type :

$$q_r = -A \cdot \frac{dT}{dz}$$

où A est un facteur dépendant uniquement des caractéristiques de l'isolant et de la température.

La résolution du transfert radiatif est, en effet, beaucoup plus complexe et ne peut pas être obtenue analytiquement.

Nous avons effectué les calculs de conductivité équivalente des mousses pour les échantillons N°1 et 5 dont l'épaisseur de tranche peut varier entre 5 mm et 60 mm pour déterminer son influence. La température moyenne des plaques est de 295 K et l'émissivité des frontières est égale à 0.9 pour toutes les longueurs d'onde.

Afin de valider ces résultats théoriques, nous avons découpé les tranches d'échantillons N°1 et 5 d'épaisseur respectives 61.5 mm et 60.1 mm en tranches plus fines dont nous avons mesuré la conductivité équivalente.

L'ensemble des résultats théoriques et expérimentaux est représenté sur la figure suivante :

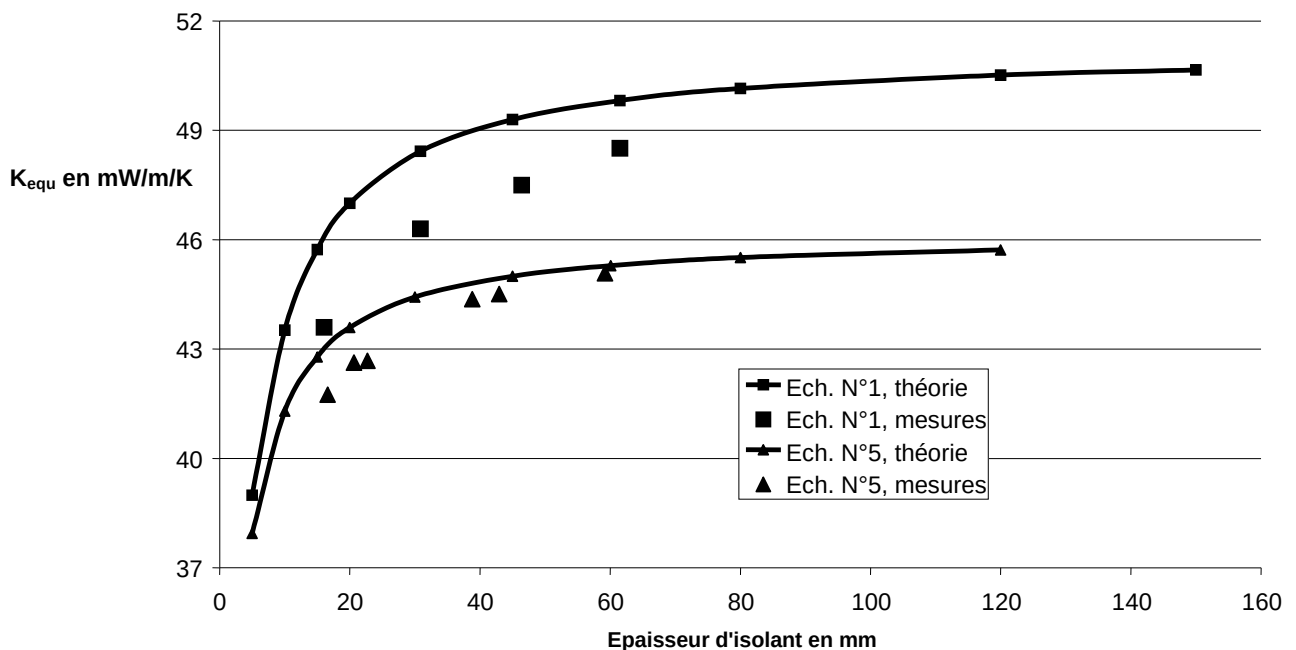


Figure 4.6 : Evolutions théorique et expérimentale de la conductivité équivalente des échantillons N°1 et 5 avec l'épaisseur de la tranche de mousse

Comme le montrent les résultats théoriques et expérimentaux, la conductivité équivalente mesurée a tendance à diminuer lorsque l'épaisseur des tranches de mousse de PSE diminue. Nous remarquons également que cette variation n'est pas linéaire mais qu'elle est d'autant plus rapide que l'épaisseur de la tranche est faible. Ainsi, la courbe théorique pour les deux échantillons présente une asymptote lorsque l'épaisseur des tranches devient très grande. Ceci montre que la conductivité thermique équivalente mesurée tend vers une valeur constante.

Par ailleurs, l'importance des variations de la conductivité thermique équivalente mesurée avec l'épaisseur des tranches est relativement importante puisque, par exemple pour l'échantillon N°1, elle passe théoriquement de 45.7 mW/m/K à 48.4 mW/m/K puis 49.8 mW/m/K lorsque l'épaisseur varie de 15 à 30.8 puis 61.5 mm. Nous constatons également qu'au plus le transfert thermique radiatif au sein de la mousse testée est important, au plus l'influence de l'épaisseur est importante.

Les résultats expérimentaux confirment de manière très satisfaisante les conclusions théoriques puisque l'on observe une augmentation significative de la conductivité équivalente mesurée avec l'épaisseur des tranches pour les deux échantillons testés. L'amplitude des variations observées pour les deux échantillons ainsi que la forme de l'évolution mesurée se rapprochent de celles prédites (augmentation plus rapide pour les épaisseurs faibles). En outre, nous constatons également que l'augmentation de la conductivité est plus rapide pour l'échantillon N°1 que pour l'échantillon N°5, cette observation venant, là aussi, confirmer les résultats théoriques.

4.1.3 Conclusions

L'étude théorique et expérimentale que nous venons de réaliser pour mettre en évidence les différents paramètres de la mesure susceptibles d'influencer la valeur finale de conductivité équivalente montre les limites de la méthode flux métrique lorsqu'elle est appliquée aux mousses de PSE de faible densité. Ainsi, pour ce genre de matériau, la valeur de conductivité thermique équivalente mesurée ne doit pas être considérée comme une valeur intrinsèque du matériau mais doit être rapportée aux conditions dans lesquelles la mesure est effectuée.

La température moyenne de la mesure, l'épaisseur de la tranche de mousse et à un degré moindre l'émissivité des plaques peuvent être à l'origine de différences non négligeables entre les mesures réalisées sur des appareils différents ou dans des conditions différentes. L'influence de la température est déjà prise en compte par les professionnels de l'isolation puisque la norme française donne des lois de correction permettant de convertir des mesures effectuées pour des températures différentes. En revanche, en ce qui concerne l'émissivité des plaques et surtout l'épaisseur de la tranche de mousse, leur influence reste peu connue et la plupart du temps négligée lors des mesures.

Une solution pour limiter les erreurs serait de fixer des fourchettes de valeur pour les conditions dans lesquelles les mesures doivent être réalisées afin de limiter l'influence de ces paramètres. Par ailleurs, il paraîtrait plus judicieux et plus cohérent d'un point de vue scientifique de ne plus caractériser le comportement thermique des mousses légères à travers un seul paramètre (conductivité thermique équivalente) mais en utilisant deux caractéristiques relatives au transfert conductif et transfert radiatif respectivement.

Toutefois, même si les mesures par plaques chaudes gardées pour les mousses faible densité présentent des limites, elles ont le mérite de donner une indication relativement précise de la capacité de la mousse à empêcher la propagation de la chaleur lors de son utilisation puisqu'elles sont réalisées dans des conditions similaires (transfert 1-D cartésien en régime établi). Par conséquent, elles seront toujours prises comme référence pour tous les autres types de mesures en précisant les conditions de mesures.

4.2 Mesure par sonde fil ou fil chaud

4.2.1 Principe

Comme nous l'avons précisé plus haut, les mesures de la conductivité thermique équivalente par la méthode du fil chaud s'effectuent en régime transitoire contrairement aux mesures par « plaque chaude gardée ». Le principe est d'introduire un fil métallique chauffé par effet joule à l'intérieur de l'isolant que l'on désire caractériser et de mesurer la montée en température du fil ou des zones du matériau qui sont situées à proximité immédiate du fil. La longueur du fil utilisé pour la mesure doit être suffisamment importante devant la distance à laquelle la mesure de température est effectuée afin que le transfert de chaleur soit monodimensionnel en géométrie cylindrique.

L'équation différentielle fondamentale régissant le transfert de chaleur pour une source linéique est l'équation de conservation de l'énergie qui, dans le cas d'un transfert de chaleur purement conductif, s'exprime par la relation :

$$\rho.C_p \cdot \frac{\delta T}{\delta t} = -\nabla \cdot \vec{q}_c = \nabla \cdot (k_c \Delta T) \quad (4.4)$$

Les conditions aux limites pour un fil chauffé avec une puissance linéique constante U sont :

- $\forall r$ lorsque $t \leq 0$, $T(r, t) = T_{init}$
- pour $r = R_{fil}$ et $\forall t$, $-k_c \left(\frac{\delta T}{\delta r} \right)_{r=R_{fil}} = \frac{U}{2\pi \cdot R_{fil}}$ (4.5)

avec $U(W/m)$ la puissance linéique de chauffage. Cette relation est valable uniquement lorsque l'inertie thermique du fil est négligeable.

- pour $r \rightarrow \infty$ et $\forall t$, $\lim_{r \rightarrow \infty} T(r, t) = T_{init}$

Pour un rayon du fil R_{fil} suffisamment petit et un temps t suffisamment long, c'est-à-dire lorsque $\frac{R_{fil}^2}{4 \cdot a \cdot t} \ll 1$, la solution de l'équation précédente peut être obtenue de manière analytique et s'exprime par la relation :

$$\Delta T = \frac{U}{4\pi \cdot k_c} \text{Ln} \left(\frac{4 \cdot a \cdot t}{r_{fil}^2 \cdot C} \right) \quad (4.6)$$

où a (m^2/s) est la diffusivité du matériau ($a = \frac{k_c}{\rho \cdot C_p}$), C est une constante égale à

$C = e^\gamma \approx 1.781$ et γ la constante d'Euler

A partir de cette formule, il suffit donc de connaître deux températures T_1 et T_2 mesurées aux temps t_1 et t_2 pour déterminer la conductivité thermique k_c du matériau. En effet, on a :

$$k_c = \frac{U}{4\pi} \frac{\text{Ln}(t_2) - \text{Ln}(t_1)}{T_2 - T_1} \quad (4.7)$$

Cette formule est utilisée lors de la procédure d'évaluation de la conductivité thermique d'un matériau par la méthode du fil chaud. Elle est très précise pour les milieux où seul le transfert de chaleur par conduction intervient. En pratique, la conductivité k_c mesurée

correspond au temps moyen ($\frac{t_1 + t_2}{2}$) où t_1 et t_2 sont le plus proches possibles de t_{moyen} tout en gardant une précision de mesure suffisante.

Les mesures sur des matériaux solides s'effectuent en général à l'aide de fil dont le diamètre est proche de 250 μm et nécessitent des temps de mesures relativement long (typiquement jusqu'à 600 s). Dans le cas de matériaux poreux, le transfert de chaleur par convection peut théoriquement intervenir également lorsque le gradient de température au sein du matériau est très important mais ce n'est jamais le cas en pratique.

Par ailleurs, les mesures par la méthode du fil chaud peuvent également être appliquées à des liquides ou des gaz mais nécessitent dans ce cas de recourir à des fils très fins (typiquement $R_{\text{fil}} = 5 \mu\text{m}$ et moins) et des temps de mesure courts (typiquement quelques secondes) afin que le critère $\frac{R_{\text{fil}}^2}{4.a.t} \ll 1$ soit respecté.

Le principal avantage de ce type de méthode est d'obtenir un résultat nettement plus rapide. Par ailleurs, le protocole est beaucoup moins contraignant que pour la méthode des plaques chaudes gardées étant donné que les mesures peuvent être réalisées sur des matériaux de forme quelconque. Ce type de mesure est donc très commode dans de nombreuses applications, par exemple pour contrôler de manière rapide les propriétés du matériau lors de son processus de fabrication.

Ebert et al. (Ebert 1998) ont déjà étudié expérimentalement le cas où la méthode de mesure par fil chaud est appliquée à des matériaux poreux dans lesquels le transfert de chaleur par rayonnement est non négligeable. Pour cela, ils ont effectués plusieurs mesures sur des échantillons d'aérogel de silice entre 300 K et 900 K et les ont comparés à des mesures sur des aérogels de silice opacifiés qui peuvent être considérés comme optiquement épais. Il s'avère ainsi que pour les échantillons semi-transparents, l'évolution de la température de l'aérogel à proximité du fil en fonction du temps ne correspond pas à l'évolution analytique donnée par la relation (4.6). Ils ont également noté que les erreurs sont d'autant plus importantes que la température du milieu est élevée.

Gross et al. (GROSS 2004) ont récemment mis en place un modèle numérique de simulation de la montée en température du fil chaud dans un matériau semi-transparent. Grâce aux résultats numériques, ils ont ainsi montré que lorsque le coefficient d'extinction du matériau semi-transparent est en dessous d'une valeur limite, la loi (4.6) d'évolution de la température avec le temps n'est plus valable. Par ailleurs, cette valeur limite augmente avec la température. Ils ont également mis en évidence le fait que la valeur de conductivité mesurée dépend de la puissance de chauffage utilisée.

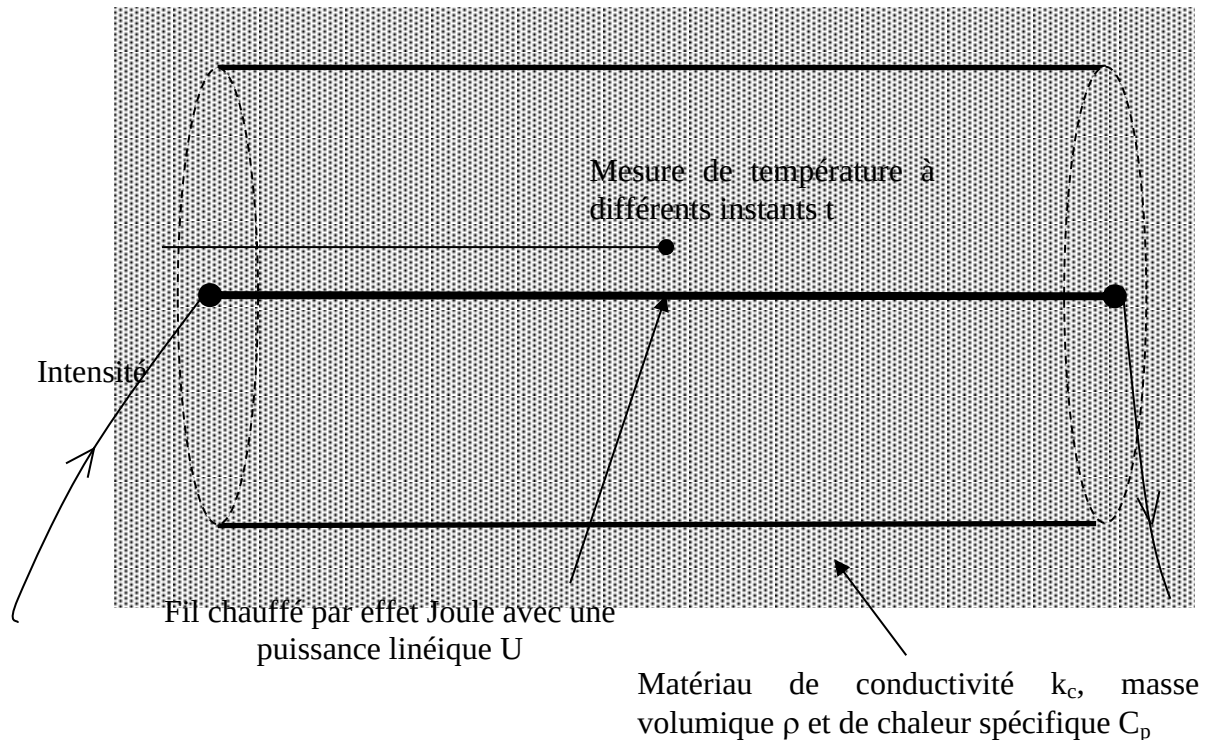


Figure 4.7 : Illustration du principe de la mesure par la méthode du fil chaud

4.2.2 Application aux mousses de PSE de faible densité

4.2.2.1 Modélisation de la mesure par fil chaud dans les mousses de PSE

Comme nous l'avons vu, la méthode de mesure par fil chaud ou sonde fil entraîne une perturbation de l'équilibre thermique régnant à l'intérieur de l'isolant que l'on désire caractériser. Cette perturbation est à l'origine d'un transfert de chaleur axisymétrique par conduction et rayonnement en régime transitoire. L'équilibre thermique au sein de l'isolant est régi par les équations de l'énergie, du transfert conductif et du transfert radiatif qui ont déjà été présentées dans le paragraphe 1.1 pour un transfert de chaleur quelconque. Nous détaillons dans ce paragraphe leurs expressions dans le cas d'un transfert de chaleur transitoire en géométrie axisymétrique ainsi que les méthodes numériques que nous avons utilisé pour résoudre le couplage conduction rayonnement au sein de la mousse.

4.2.2.1.1 Equations fondamentales

L'équation de l'énergie a déjà été présentée dans le paragraphe 1.1.1 et s'exprime pour un milieu sans source ni puits de chaleur par la relation (1.1) :

$$\rho.C_p.\frac{\delta T}{\delta t} = -\text{div}(q_t) = -(\text{div}(q_r) + \text{div}(q_c))$$

Nous voyons que la principale différence entre le cas idéal où seul le transfert conductif intervient (équation 4.4) et le cas où à la fois la conduction et le rayonnement joue un rôle provient du terme radiatif présent dans le second membre de l'équation de l'énergie.

Par ailleurs la condition aux limites au niveau du fil (relation 4.5) est également modifiée du fait de la présence du transfert de chaleur par rayonnement. De plus, dans le cas où l'inertie du fil n'est pas négligeable, il faut prendre en compte la chaleur nécessaire à la montée en température du fil. A partir d'un bilan de conservation d'énergie appliquée au fil, on obtient donc la condition aux limites suivante :

$$\rho_{\text{fil}} \cdot C_{\text{fil}} \cdot \pi R_{\text{fil}}^2 \frac{dT_{\text{fil}}}{dt} = U - q_r(r = R_{\text{fil}}) \cdot 2\pi \cdot R_{\text{fil}} + 2\pi \cdot R_{\text{fil}} \cdot k_c \left(\frac{dT}{dR} \right)_{r=R_{\text{fil}}} \quad (4.8)$$

où ρ_{fil} (kg/m³) et C_{fil} (J/kg/K) sont la masse volumique et la capacité calorifique du fil

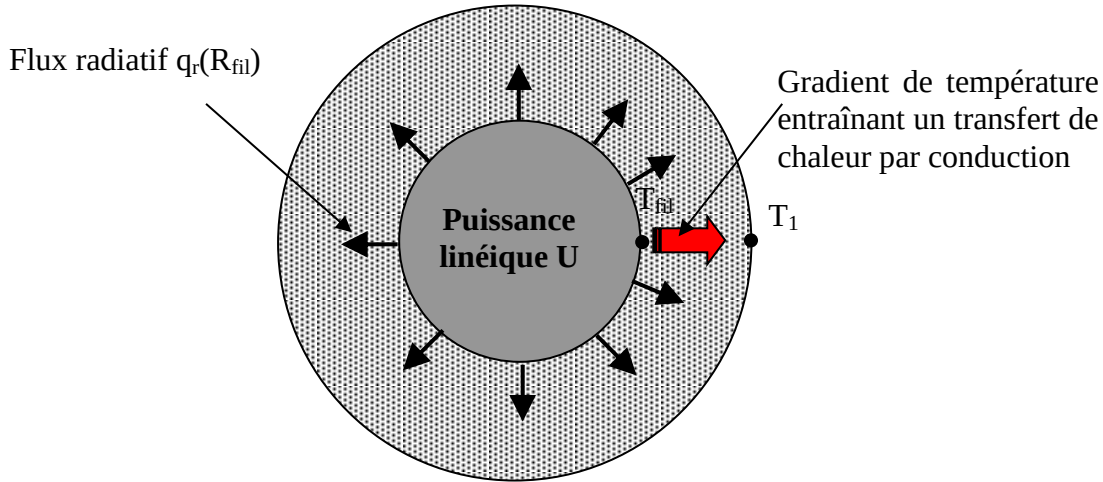


Figure 4.8 : Illustration du bilan de conservation d'énergie appliqué au fil

Par ailleurs, nous avons vu que le transfert de chaleur par conduction obéit à une loi de type FOURIER qui s'exprime par l'équation (1.4) :

$$\vec{q}_c = -k_c \cdot \text{grad}(\vec{T})$$

Dans le cas d'un transfert de chaleur en géométrie axisymétrique à l'intérieur d'un milieu de propriétés radiatives et conductives isotropes, le champ de température est indépendant de l'angle polaire ϕ et cette relation se simplifie :

$$\vec{q}_c = -k_c \cdot \left(\frac{\delta T}{\delta r} \cdot \vec{a}_r + \frac{\delta T}{\delta z} \cdot \vec{a}_z \right) \quad (4.9)$$

et

$$\text{div}(\vec{q}_c) = -\frac{1}{r} \frac{\delta}{\delta r} (r \cdot k_c \cdot \frac{\delta T}{\delta r}) - \frac{\delta}{\delta z} (k_c \cdot \frac{\delta T}{\delta z}) \quad (4.10)$$

où r est la variable radiale, z la variable axiale et $\vec{a}_r$, $\vec{a}_z$ les vecteurs correspondant (voir figure 4.9)

Si, de plus, comme dans notre cas, la longueur du fil chauffé est nettement plus importante que la distance à laquelle la mesure de température est effectuée, nous pouvons négliger les effets de bord et considérer que le transfert thermique est monodimensionnel en coordonnées cylindriques. Le champ de température est alors indépendant de la coordonnée z et nous avons :

$$\text{div}(\vec{q}_c) = -\frac{1}{r} \frac{\delta}{\delta r} (r \cdot k_c \cdot \frac{dT}{dr}) = -k_c \frac{d^2 T}{dr^2} - \frac{1}{r} \cdot k_c \cdot \frac{dT}{dr} - \frac{dk_c}{dr} \cdot \frac{dT}{dr} \quad (4.11)$$

Dans le cas des mousses de PSE, la conductivité phonique varie relativement peu avec la température et nous négligerons donc la contribution $\frac{dk_c}{dr}$ dans la suite du travail. On a donc finalement :

$$\rho.C_p \cdot \frac{\delta T}{\delta t} = k_c \cdot \frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot k_c \cdot \frac{dT}{dr} - \text{div}(q_r) \quad (4.12)$$

En ce qui concerne le transfert de chaleur par rayonnement, pour calculer la divergence du flux radiatif, il est nécessaire de connaître le champ de luminance à l'intérieur du milieu. Pour cela, il faut résoudre l'équation du transfert radiatif. Cette équation s'exprime pour un transfert de chaleur en géométrie quelconque par la relation (1.18) :

$$\frac{dL_\lambda(s, \vec{\Delta})}{ds} + \beta_\lambda \cdot L_\lambda(s, \vec{\Delta}) = \kappa_\lambda \cdot L_\lambda^0(T) + \frac{\sigma_\lambda}{4\pi} \int_{\Omega=4\pi} P_\lambda(\vec{\Delta}' \rightarrow \vec{\Delta}) \cdot L_\lambda(s, \vec{\Delta}') \cdot d\Omega'$$

Pour la mesure par fil chaud, le transfert de chaleur est monodimensionnel en coordonnées cylindriques et cette équation s'exprime alors sous la forme :

$$\mu \frac{\delta}{\delta r} [L_\lambda] - \frac{\eta}{r} \frac{\delta}{\delta \phi} [L_\lambda] + \beta_\lambda \cdot L_\lambda = \kappa_\lambda \cdot L_\lambda^0(T) + \frac{\sigma_\lambda}{4\pi} \int_{\Omega'=4\pi} P(\vec{\Delta}', \vec{\Delta}) \cdot L_\lambda \cdot d\Omega' \quad (4.13)$$

où ϕ est l'angle radial, μ, η et ξ (voir figure 4.9) sont les cosinus directeurs définis par :

$$\left. \begin{aligned} \mu &= \sin \theta \cdot \cos(\varphi - \phi) \\ \eta &= \sin \theta \cdot \sin(\varphi - \phi) \\ \xi &= \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad (4.14)$$

Etant donné que le milieu est isotrope, le champ de luminance dépend uniquement de r, θ et $(\varphi - \phi)$. Par ailleurs les propriétés radiatives monochromatiques de l'isolant sont constantes en tout point du milieu et la fonction de phase de diffusion dépend uniquement de l'angle entre la direction incidente et la direction de diffusion. L'équation peut donc être reformulée de manière plus explicite :

$$\mu \frac{\delta}{\delta r} [L_\lambda(r, \phi, \varphi, \theta)] - \frac{\eta}{r} \frac{\delta}{\delta \phi} [L_\lambda(r, \phi, \varphi, \theta)] + \beta_\lambda \cdot L_\lambda(r, \phi, \varphi, \theta) = \kappa_\lambda \cdot L_\lambda^0(T) + \frac{\sigma_\lambda}{4\pi} \int_{\phi'=0}^{2\pi} \int_{\xi'=-1}^1 P(\nu) \cdot L_\lambda(r, \phi, \phi', \theta') \cdot d\xi' \cdot d\phi' \quad (4.15)$$

avec $\nu = \mu \cdot \mu' + \eta \cdot \eta' + \xi \cdot \xi'$ le cosinus directeur de l'angle entre la direction d'incidence $\vec{\Delta}$ et la direction de diffusion $\vec{\Delta}'$.

Par ailleurs, en supposant que le fil est émissif et réfléchissant de manière diffuse, les conditions aux limites radiatives au niveau du fil chauffé s'expriment par :

$$L_\lambda(R_{\text{fil}}, \varphi, \phi, \theta) = E_{\text{fil}, \lambda} \cdot L_\lambda^0(T_{\text{fil}}) + \frac{1 - E_{\text{fil}, \lambda}}{\pi} \cdot \int_{\phi'=\phi+\pi/2}^{\phi+3\pi/2} \int_{\xi'=-1}^1 L(R_{\text{fil}}, \varphi', \phi, \theta') \cdot |\mu| \cdot d\xi' \cdot d\varphi' \quad \text{pour les } \mu \text{ positifs} \quad (4.16)$$

où R_{fil} est le rayon du fil chauffé, T_{fil} sa température, $E_{\text{fil}, \lambda}$ son émissivité monochromatique.

D'autre part, le film étant introduit librement dans la mousse, il serait nécessaire en toute rigueur de calculer le champ de température et de luminance pour l'ensemble des points dont la distance au fil est compris entre R_{fil} à $+\infty$. Toutefois, ceci ne peut être réalisé lorsque l'on utilise des méthodes de résolution numérique car le nombre de discrétisations spatiales serait trop important. Par conséquent, afin de limiter le temps de calcul et l'espace mémoire

requis, nous fixons une condition aux limites radiative fictive pour un rayon R_{lim} suffisamment grand pour que la valeur de R_{lim} n'influe pas sur le champ de luminance régnant au niveau du point de mesure. Cette condition aux limites s'écrit :

$$L_{\lambda}(R_{\text{lim}}, (\varphi - \phi), \theta) = L_{\lambda}^0(T_{\text{lim}}) \quad (4.17)$$

Ainsi, lors du calcul, tout se passe comme si le fil était entouré d'une enveloppe cylindrique de rayon R_{lim} et d'émissivité égale à 1. Dans l'ensemble des calculs théoriques que nous effectuerons par la suite, nous prendrons $R_{\text{lim}} = 0.1$ m. Nous avons vérifié que cette valeur est suffisamment grande pour qu'elle n'influe pas sur le champ de luminance ni sur le champ de température à proximité immédiate du fil. Par ailleurs, la condition aux limites (émissivité égale à 1) a été choisie arbitrairement, nous avons vérifié que cette condition aux limites n'influence pas les résultats.

Une fois que le champ de luminance a été déterminé, il est possible de calculer le flux radiatif et la divergence du flux radiatif en tout point du matériau. Etant donné que la mousse possède des propriétés conductives et radiatives isotropes et que la longueur du fil chaud est nettement plus importante que la distance à laquelle la mesure est effectuée, seule la composante radiale du flux radiatif est non nulle. On a donc

$$\vec{q}_r = q_r^r \cdot \vec{a}_r \quad (4.18)$$

Ce flux radiatif radial est indépendant de l'angle radial ϕ et de la hauteur z peut être déterminé à partir du champ de luminance en chaque point du matériau :

$$q_r^r(r, \phi) = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 L(r, \phi, \phi', \theta') \cdot \mu' \cdot d\xi' \cdot d\phi' \cdot d\lambda \quad (4.20)$$

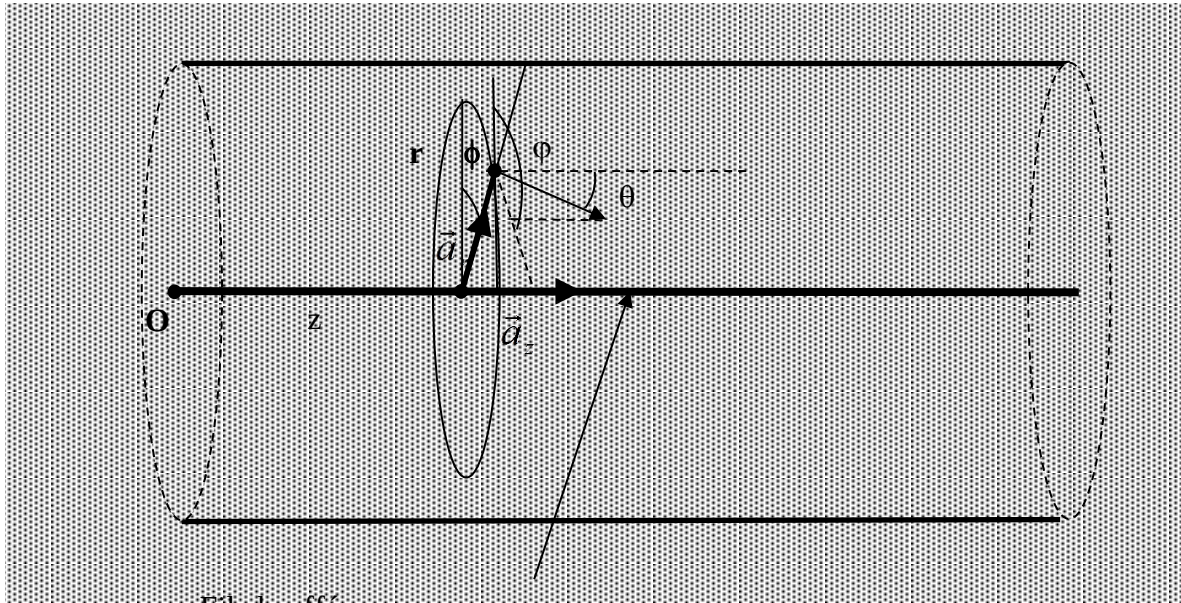
La divergence du flux radiatif s'exprime, quant à elle, par la relation :

$$\text{div}(\vec{q}_r) = \frac{1}{r} \cdot \frac{\delta}{\delta r} (r \cdot q_r^r) + \frac{1}{r} \cdot \frac{\delta q_r^{\phi}}{\delta \phi} + \frac{\delta q_r^z}{\delta z} \quad (4.21)$$

où q_r^r , q_r^{ϕ} et q_r^z sont les composantes du flux radiatif selon r , ϕ et z

Etant donné que q_r^{ϕ} et q_r^z sont nulles, la relation (4.21) se simplifie :

$$\text{div}(\vec{q}_r) = \frac{1}{r} \cdot \frac{\delta}{\delta r} (r \cdot q_r^r) = \frac{1}{r} \cdot \frac{\delta}{\delta r} (r \cdot q_r) \quad (4.22)$$



Fil chauffé avec une
puissance linéique U

Figure 4.9 : Illustration des coordonnées cylindriques et des vecteurs utilisés pour la résolution de l'équation de l'énergie et du transfert radiatif au sein de la mousse

4.2.2.1.2 Résolution numérique du couplage en régime transitoire

Afin de déterminer numériquement les variations du champ de température au sein du milieu lors du transfert thermique en régime transitoire, nous utilisons une technique de résolution de l'équation de l'énergie par pas de temps successifs. Le champ de température à $t = 0$ s est supposé uniforme et égal à T_{init} . Par ailleurs, étant donné qu'il est nécessaire de connaître le champ de température pour résoudre l'équation du transfert radiatif, un processus itératif « interne » doit, en toute rigueur, être utilisé à chaque intervalle de temps pour permettre de déterminer le profil de température et le champ de luminance correspondant. Toutefois, lorsque l'intervalle de temps est très faible ($\Delta t \ll 0.1$ s dans notre étude), ce processus itératif « interne » n'est pas nécessaire et le champ de température à la nouvelle itération peut être calculé directement à partir du champ de luminance de l'itération précédente sans occasionner d'erreurs. Dans son étude sur la montée en température d'un amas de verre, Viskanta (VISKANTA 2002) utilise cette approximation. Le processus de calcul du champ de température par pas de temps peut alors être résumé par le schéma suivant.

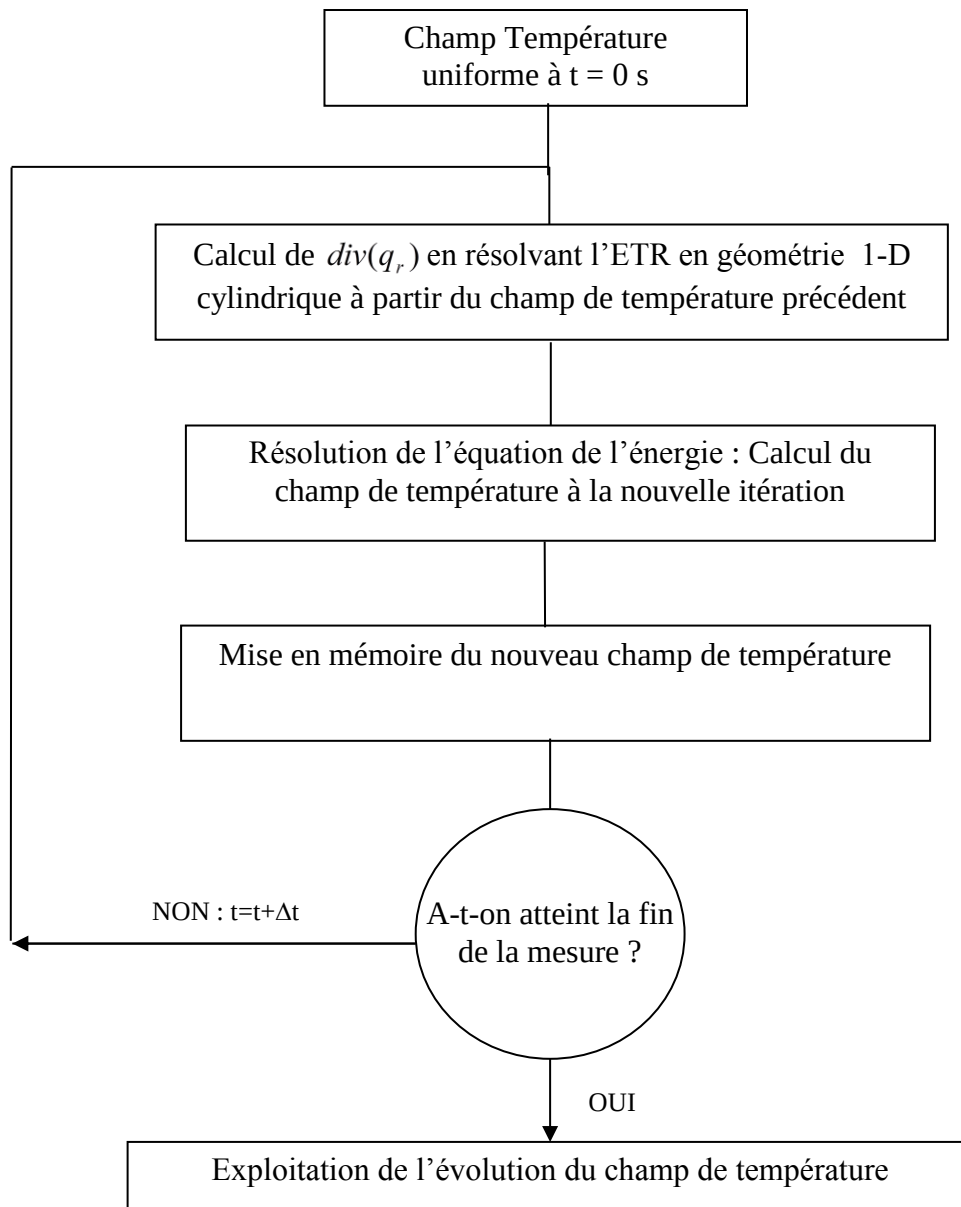


Figure 4.10 : Illustration de l'algorithme pour la résolution du couplage conduction-rayonnement

4.2.2.1.2.1 Résolution de l'équation de l'énergie et calcul du champ de température au nouveau pas de temps

A chaque nouveau pas de temps, la résolution de l'équation de l'énergie doit nous permettre de déterminer le champ de température à partir des champs de température et de luminance à l'itération précédente. Pour résoudre numériquement cette équation en coordonnées cylindriques, nous nous appuyons sur un maillage permettant de diviser le volume de calcul en nR sous volumes (voir figure 4.11). Le centre et les faces de ces couronnes représentent un nœud. La méthode numérique détermine les températures au centre (notées T_i) et sur les faces notées ($T_{f,i}$) de chacune de ces couronnes. Afin d'obtenir un maillage plus fin aux endroits où les gradients de température sont les plus importants c'est-à-

dire à proximité immédiate du fil, nous utilisons un maillage irrégulier resserré pour les faibles rayons. Les dimensions des sous volumes sont données par la relation :

$$\Delta R_i = \left[\cos\left(\frac{(i-1)\pi}{2.nR}\right) - \cos\left(\frac{i\pi}{2.nR}\right) \right] \cdot R_{\text{lim}} \quad (4.23)$$

où nR est le nombre de sous volumes

Nous avons vu que l'équation de conservation de l'énergie régissant l'équilibre thermique s'exprime par les relations (1.1) (4.12) et (4.22) puisque aucune source ou puits de chaleur n'est présent. Sous forme discrète, cette relation s'écrit pour les nœuds situés au centre des sous volume :

$$\rho.C_p \cdot \frac{T_i^{j+1} - T_i^j}{\Delta t} = 4k_c(T_i^j) \frac{T_{f,i}^j - 2T_i^j + T_{f,i-1}^j}{\Delta R(i)^2} + \frac{k_c(T_i^j)}{R_i} \cdot \left(\frac{T_{f,i}^j - T_{f,i-1}^j}{\Delta R(i)} \right) - \text{div}(q_r(R_i))^j \quad (4.24)$$

où $k_c(T_i^j)$ est la conductivité thermique de la mousse à la température T_i^j et $\text{div}(q_r(R_i))^j$ est la divergence du flux radiatif au point i et à l'itération j déterminée en résolvant numériquement l'ETR.

La température du nœud i au nouveau pas de temps peut donc être déterminée à partir du champ de température et du champ de luminance de l'itération précédente par la relation :

$$T_i^{j+1} = T_i^j + \frac{\Delta t}{\rho.C_p} \cdot \left[4k_c(T_i^j) \frac{T_{f,i}^j - 2T_i^j + T_{f,i-1}^j}{\Delta R(i)^2} + \frac{k_c(T_i^j)}{R_i} \cdot \left(\frac{T_{f,i}^j - T_{f,i-1}^j}{\Delta R(i)} \right) - \text{div}(q_r(R_i))^j \right] \quad (4.25)$$

Pour le nœud 1 situé à proximité immédiate du fil chaud, la température à la nouvelle itération est calculée en utilisant la formule (4.25) dans laquelle la température $T_{f,0}^j$ de la face amont du nœud 1 correspond en fait à la température T_{fil}^j du fil. Pour ce nœud, on a donc :

$$T_1^{j+1} = T_1^j + \frac{\Delta t}{\rho.C_p} \cdot \left[4k_c(T_1^j) \frac{T_{f,1}^j - 2T_1^j + T_{\text{fil}}^j}{\Delta R(1)^2} + \frac{k_c(T_1^j)}{R_1} \cdot \left(\frac{T_{f,1}^j - T_{\text{fil}}^j}{\Delta R(1)} \right) - \text{div}(q_r(R_1))^j \right] \quad (4.26)$$

Pour les nœuds situés sur les faces de chaque sous volume, la relation s'écrit sous forme discrète :

$$\rho.C_p \cdot \frac{T_{f,i}^{j+1} - T_{f,i}^j}{\Delta t} = k_c(T_{f,i}^j) \cdot \left(\frac{\frac{T_{i+1}^j - T_{f,i}^j}{\Delta R(i+1)/2} - \frac{T_{f,i}^j - T_i^j}{\Delta R(i)/2}}{\Delta R(i+1)/4 + \Delta R(i)/4} \right) + \frac{k_c(T_{f,i}^j)}{R_{f,i}} \cdot \left(\frac{T_{i+1}^j - T_i^j}{(\Delta R(i) + \Delta R(i+1))/2} \right) - \text{div}(q_r(R_{f,i}))^j \quad (4.27)$$

Et on obtient donc la relation permettant de calculer la température sur les faces de chaque sous volume au nouveau pas de temps :

$$T_{f,i}^{j+1} = T_{f,i}^j + \frac{\Delta t}{\rho.C_p} \cdot \left[k_c(T_{f,i}^j) \cdot \left(\frac{\frac{T_{i+1}^j - T_{f,i}^j}{\Delta R(i+1)/2} - \frac{T_{f,i}^j - T_i^j}{\Delta R(i)/2}}{\Delta R(i+1)/4 + \Delta R(i)/4} \right) + \frac{k_c(T_{f,i}^j)}{R_{f,i}} \cdot \left(\frac{T_{i+1}^j - T_i^j}{(\Delta R(i) + \Delta R(i+1))/2} \right) - \text{div}(q_r(R_{f,i}))^j \right] \quad (4.28)$$

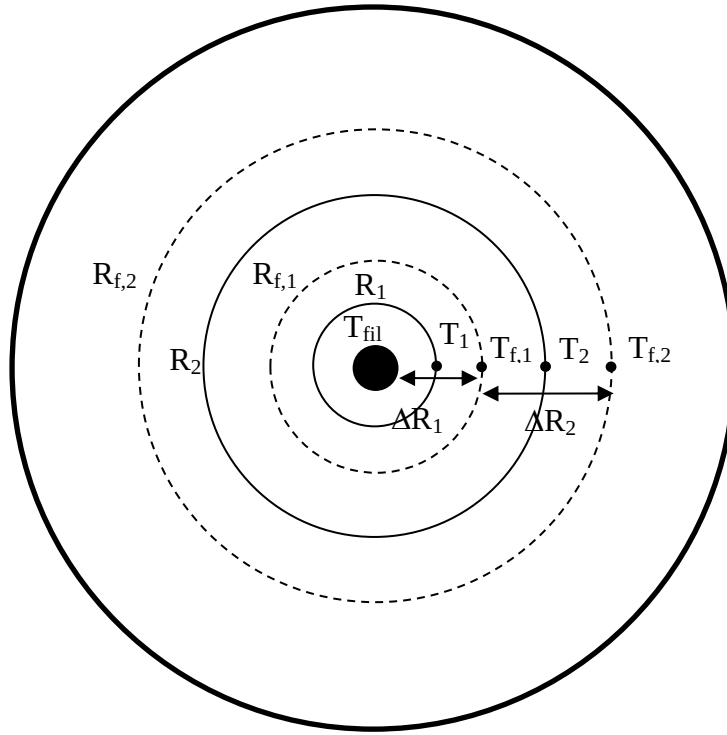


Figure 4.11 : Illustration du maillage en sous volumes pour la résolution de l'équation de l'énergie

Enfin, la température T_{fil} à l'interface entre le fil et la mousse est déterminée de telle sorte que la condition aux limites (4.8) soit respectée. Sous forme discrétisée, cette relation s'écrit :

$$\rho_{fil} \cdot C_{fil} \cdot \pi R_{fil}^2 \frac{T_{fil}^{j+1} - T_{fil}^j}{\Delta t} = U - q_r^j(R_{fil}) \cdot 2\pi \cdot R_{fil} - 2\pi \cdot R_{fil} \cdot k_c(T_{fil}^j) \cdot \left(\frac{T_{fil}^{j+1} - T_1^{j+1}}{\Delta R(1)/2} \right) \quad (4.29)$$

La température du fil à la nouvelle itération peut donc être calculée à partir du champ de luminance de l'itération précédente et de la température du 1^{er} nœud à la nouvelle itération par la relation :

$$T_{fil}^{j+1} = \frac{T_{fil}^j \cdot \rho_{fil} \cdot C_{fil} \cdot \pi R_{fil}^2 \frac{T_{fil}^{j+1} - T_{fil}^j}{\Delta t} + U - q_r^j(R_{fil}) \cdot 2\pi \cdot R_{fil} + \frac{4\pi \cdot R_{fil} \cdot k_c(T_{fil}^j) \cdot T_1^{j+1}}{\Delta R(1)}}{\frac{\rho_{fil} \cdot C_{fil} \cdot \pi R_{fil}^2}{\Delta t} + \frac{4\pi \cdot R_{fil} \cdot k_c(T_{fil}^j)}{\Delta R(1)}} \quad (4.30)$$

4.2.2.1.2.2 Résolution de l'ETR en géométrie axisymétrique par la méthode des ordonnées discrètes

D'après le schéma de résolution du couplage conduction-rayonnement en régime transitoire, il est nécessaire de déterminer le champ de luminance à l'intérieur de la mousse à chaque pas de temps afin de calculer en tout point du milieu :

$$q_r^r(r) = \int_0^\infty \int_{\phi'=0}^{2\pi} \int_{\xi'=-1}^1 L(r, \phi, \phi', \theta') \cdot \mu' \cdot d\xi' \cdot d\phi' \cdot d\lambda$$

et

$$\text{div}(\vec{q}_r) = \frac{1}{r} \cdot \frac{\delta}{\delta r} (r \cdot q_r^r) = \frac{1}{r} \cdot \frac{\delta}{\delta r} (r \cdot q_r)$$

La résolution de l'équation du transfert radiatif en 1-D cylindrique par la méthode des ordonnées discrètes s'effectue selon le même principe que pour un transfert 1-D en géométrie cartésienne grâce à une discrétisation spatiale de la zone entourant le fil et une discrétisation de l'ensemble des directions de l'espace. La discrétisation spatiale est obtenue à partir d'une discrétisation suivant le rayon et d'une discrétisation de l'angle ϕ (voir figure). La discrétisation radiale utilisée est la même que celle choisie pour résoudre l'équation de l'énergie à chaque pas de temps. Pour l'angle polaire, nous utilisons la discrétisation suivante :

$$\phi_n = (n-1/2) \cdot \Delta\phi \quad \text{avec} \quad \Delta\phi = \frac{2\pi}{N} \quad (4.31)$$

où N indique le nombre de discrétisations suivant ϕ

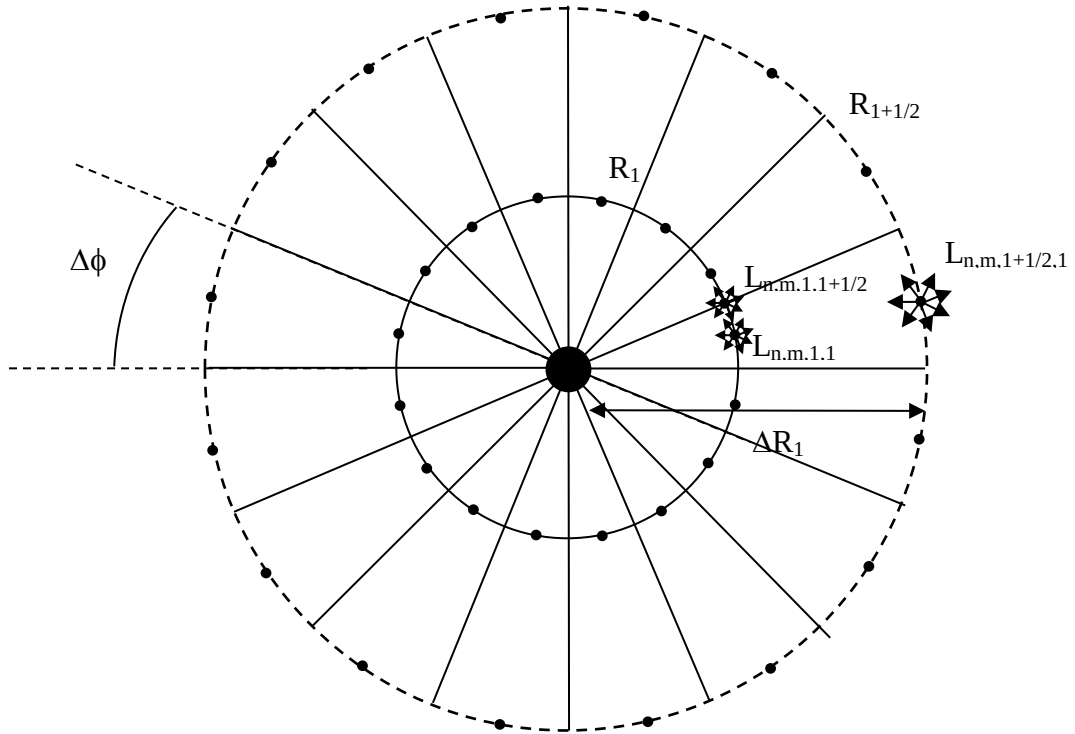


Figure 4.12 : Illustration sur le premier nœud radial de la discrétisation spatiale selon le rayon r et l'angle polaire ϕ

La discrétisation angulaire permet de séparer l'intégrale directionnelle de l'équation (4.15) en deux intégrales distinctes sur φ ($0 < \varphi < 2\pi$) et ξ ($0 < \theta < \pi$). Dans ce travail, nous choisissons les discrétisations angulaires suivantes :

$$\varphi_n = (n-1/2) \cdot \Delta\varphi \quad \text{avec} \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{N} \quad (4.32) \text{ et}$$

$$\theta_1 = \frac{\pi}{4(M-1)}; \theta_M = \pi - \frac{\pi}{4(M-1)} \quad \text{et} \quad \theta_m = (m-1) \frac{\pi}{(M-1)} \quad \text{pour } m=2, M-1 \quad (4.33)$$

où n et m indiquent les ordonnées discrètes en φ et ξ respectivement

Nous pouvons noter que nous avons choisi d'utiliser la même discrétisation pour l'angle polaire ϕ que pour l'angle φ .

Dans l'ensemble des expressions qui suivent, nous omettrons l'indice λ indiquant que les luminances et les propriétés radiatives sont monochromatiques et nous noterons $L_{n,m,i,j}$ la luminance au centre du nœud de rayon r_i et d'angle ϕ_j dans la direction (φ_n, θ_m) avec $i=1, nR$; $j=1, N$; $n=1, N$; $m=1, M$. En discrétisant l'équation (4.15) suivant les directions choisies, on obtient la relation suivante :

$$\mu_{n,m}(\phi) \frac{\delta}{\delta r} [L_{n,m,i,j}] - \frac{\eta_{n,m}(\phi)}{r} \frac{\delta}{\delta \phi} [L_{n,m,i,j}] + \beta \cdot L_{n,m,i,j} = \kappa \cdot L^0(T) + \frac{\sigma}{4\pi} \sum_{n'=1}^N \sum_{m'=1}^M P_{n,m,n',m'} \cdot L_{n',m',i,j} \cdot w_{n',m'} \quad (4.34)$$

pour n allant de 1 à N et m de 1 à M

où $w_{n,m}$ est le poids de la direction (φ_n, θ_m) . On compte donc au total $N \times M$ directions de discrétisations.

Le poids de chacune des directions discrétisées est proportionnel à l'angle solide qui l'entoure et on a donc :

$$w_{n,1} = (1 - \cos(\frac{\pi}{2(M-1)})) \times \Delta\phi ; w_{n,M} = (1 - \cos(\frac{\pi}{2(M-1)})) \times \Delta\phi \quad (4.35)$$

$$\text{et } w_{n,m} = (\cos((m-3/2) \frac{\pi}{M-1}) - \cos((m-1/2) \frac{\pi}{M-1})) \times \Delta\phi \text{ pour } m=2, M-1 \quad (4.36)$$

Les luminances sur les faces de chacun des sous volumes seront, quant à elles, notées $L_{n,m,i \pm 1/2, j}$ et $L_{n,m,i, j \pm 1/2}$ (voir figure 4.12).

En utilisant ces notations, la luminance au centre des sous volumes obtenus peut être reliée aux luminances sur chacune des faces par les relations :

$$\left. \begin{aligned} L_{n,m,i+1/2,j} &= (1+h) \cdot L_{n,m,i,j} - h \cdot L_{n,m,i-1/2,j} \text{ pour } \mu_{n,m,j} > 0 \\ L_{n,m,i-1/2,j} &= (1+h) \cdot L_{n,m,i,j} - h \cdot L_{n,m,i+1/2,j} \text{ pour } \mu_{n,m,j} < 0 \\ L_{n,m,i,j+1/2} &= (1+h) \cdot L_{n,m,i,j} - h \cdot L_{n,m,i,j-1/2} \text{ pour } \eta_{n,m,j} > 0 \\ L_{n,m,i,j-1/2} &= (1+h) \cdot L_{n,m,i,j} - h \cdot L_{n,m,i,j+1/2} \text{ pour } \eta_{n,m,j} < 0 \end{aligned} \right\} \quad (4.37)$$

où h est un facteur de différenciation. Dans le cas général h est égal à 1. Mais si une luminance négative est obtenue lors du processus itératif, h est diminué jusqu'à ce que la luminance concernée devienne positive. Pour les itérations suivantes h reprend la valeur 1.

A partir de ces relations et après plusieurs manipulations algébriques de l'équation (4.34) qui sont explicitées plus en détail par HSU (HSU 1998) notamment, il est possible d'obtenir une relation permettant de déterminer la luminance au centre des sous volumes en fonction des luminances sur deux des faces uniquement. On ainsi,

$$L_{n,m,i,j} = \frac{A' \cdot L_{n,m,i-1/2,j} + B' \cdot L_{n,m,i,j-1/2} + V_{i,j} S_{n,m,i,j}}{A'' + B'' + \beta \cdot V_{i,j}} \quad (4.38)$$

où

$$\begin{aligned} V_{i,j} &= \frac{1}{2} (R_{i+1/2}^2 - R_{i-1/2}^2) \cdot \Delta\phi \\ S_{n,m,i,j} &= \kappa \cdot L_{\lambda}^0(T_i) + \frac{\sigma}{4\pi} \sum_{n'=1}^N \sum_{m'=1}^M P_{n,m,n',m'} \cdot L_{n',m',i,j} \cdot w_{n',m'} \text{ est appelé terme source} \\ \left. \begin{aligned} A' &= \mu_{n,m,j} \cdot (h \cdot R_{i+1/2} \cdot \Delta\phi + R_{i-1/2} \Delta\phi) \\ B' &= dR(i) \cdot (h \cdot \eta_{n,m,j+1/2} + \eta_{n,m,j-1/2}) \\ A'' &= \mu_{n,m,j} \cdot (h \cdot R_{i+1/2} \Delta\phi + R_{i+1/2} \Delta\phi) \\ B'' &= dR(i) \cdot (1+h) \cdot \eta_{n,m,j+1/2} \end{aligned} \right\} \text{ pour } \mu_{n,m,j} > 0 \text{ et } \eta_{n,m,j} > 0 \quad (4.39) \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} A' &= -\mu_{n,m,j} \cdot (R_{i+1/2} \cdot \Delta\phi + h \cdot R_{i-1/2} \cdot \Delta\phi) \\ B' &= dR(i) \cdot (h \cdot \eta_{n,m,j+1/2} + \eta_{n,m,j-1/2}) \\ A'' &= -\mu_{n,m,j} \cdot (h \cdot R_{i-1/2} \Delta\phi + R_{i+1/2} \Delta\phi) \\ B'' &= dR(i) \cdot (1+h) \cdot \eta_{n,m,j+1/2} \end{aligned} \right\} \text{ pour } \mu_{n,m,j} < 0 \text{ et } \eta_{n,m,j} > 0 \quad (4.40)$$

$$\left. \begin{aligned} A' &= \mu_{n,m,j} \cdot (h \cdot R_{i+1/2} \cdot \Delta\phi + R_{i-1/2} \cdot \Delta\phi) \\ B' &= -dR(i) \cdot (h \cdot \eta_{n,m,j-1/2} + \eta_{n,m,j+1/2}) \\ A'' &= \mu_{n,m,j} \cdot (h \cdot R_{i+1/2} \Delta\phi + R_{i+1/2} \Delta\phi) \\ B'' &= -dR(i) \cdot (1+h) \cdot \eta_{n,m,j-1/2} \end{aligned} \right\} \text{ pour } \mu_{n,m,j} > 0 \text{ et } \eta_{n,m,j} < 0 \quad (4.41)$$

$$\left. \begin{aligned} A' &= -\mu_{n,m,j} \cdot (R_{i+1/2} \cdot \Delta\phi + h \cdot R_{i-1/2} \cdot \Delta\phi) \\ B' &= -dR(i) \cdot (h \cdot \eta_{n,m,j-1/2} + \eta_{n,m,j+1/2}) \\ A'' &= -\mu_{n,m,j} \cdot (h \cdot R_{i-1/2} \Delta\phi + R_{i-1/2} \Delta\phi) \\ B'' &= -dR(i) \cdot (1+h) \cdot \eta_{n,m,j-1/2} \end{aligned} \right\} \text{ pour } \mu_{n,m,j} < 0 \text{ et } \eta_{n,m,j} < 0 \quad (4.42)$$

Le champ de luminance à l'intérieur du milieu peut donc être déterminé grâce à un processus itératif. Ce processus commence en supposant que le champ de luminance est nul en tout point de la mousse sauf aux limites $r=R_{\text{fil}}$ (indice radial 0) et $r=R_{\text{lim}}$ (indice radial $nR+1/2$) où nous avons respectivement :

$$L_{n,m,0,j} = E_{\text{fil},\lambda} \cdot L_{\lambda}^0(T_{\text{fil}}) + \frac{R_{\text{fil},\lambda}}{\pi} \cdot \sum_{n'=j+N/4}^{j+3N/4} \sum_{m'=1}^M L_{n',m',0,j} \cdot |\mu_{n',m',j}| \cdot w_{n',m'} \quad (4.43)$$

$$L_{n,m,nR+1/2,j} = L_{\lambda}^0(T_{\text{lim}}) \quad (4.44)$$

On calcule ensuite de proche en proche les valeurs de $L_{n,m,i,j}$ à la nouvelle itération en allant de R_{fil} à R_{max} et de ϕ_1 à ϕ_N lorsque $\mu_{n,m,j} > 0$ et $\eta_{n,m,j} > 0$ (formule 4.39), de R_{fil} à R_{max} et de ϕ_N à ϕ_1 lorsque $\mu_{n,m,j} > 0$ et $\eta_{n,m,j} < 0$ (formule 4.40), de R_{max} à R_{fil} et de ϕ_1 à ϕ_N lorsque $\mu_{n,m,j} < 0$ et $\eta_{n,m,j} > 0$ (formule 4.41) et de de R_{max} à R_{fil} et de ϕ_N à ϕ_1 lorsque $\mu_{n,m,j} < 0$ et $\eta_{n,m,j} < 0$ (formule 4.42). Le processus itératif est répété jusqu'à ce que la différence entre les luminances à la nouvelle itération et à la précédente itération soit inférieure à une valeur Lim très petite fixée :

$$\left| \frac{L_{n,m,i,j}^{k+1} - L_{n,m,i,j}^k}{L_{n,m,i,j}^{k+1}} \right| < Lim \quad (4.45)$$

où l'exposant k indique que la luminance est calculée à la $k^{\text{ième}}$ itération

Afin de déterminer le flux radiatif et la divergence du flux radiatif qui interviennent dans la résolution du couplage conduction rayonnement, il est nécessaire de déterminer le champ de luminance pour toutes les longueurs d'onde du spectre infrarouge et d'effectuer l'intégration de chacune des contributions. Comme précédemment, nous utiliserons un modèle gris par bandes permettant de diviser l'ensemble du spectre en nb bandes de longueurs d'onde dans lesquelles les propriétés radiatives sont constantes. Pour chacune de ces bandes, nous résolvons l'équation du transfert radiatif par la méthode des ordonnées discrètes que

nous venons de présenter. Le flux radiatif radial et la divergence du flux radiatif radial peuvent alors être déterminés à partir des champs de luminance discrétisés obtenus pour chaque bande grâce aux relations suivantes.

$$q_r(r = R_i) = \sum_{l=1}^{nb} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N L_{n,m,i,j}^l \cdot \mu_{n,m,j} \cdot w_{n,m} \quad (4.46)$$

$$q_r(r = R_{f,i}) = \sum_{l=1}^{nb} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N L_{n,m,i+1/2,j}^l \cdot \mu_{n,m,j} \cdot w_{n,m} \quad (4.47)$$

$$\text{div}(q_r)_{r=R_i} = \frac{1}{R_i} \frac{R_{f,i} \cdot q_r(r = R_{f,i}) - R_{f,i-1} \cdot q_r(r = R_{f,i-1})}{\Delta R(i)} \quad (4.48)$$

$$\text{div}(q_r)_{r=R_{f,i}} = \frac{1}{R_{f,i}} \frac{R_{i+1} \cdot q_r(r = R_{i+1}) - R_i \cdot q_r(r = R_i)}{\Delta R(i)/2 + \Delta R(i+1)/2} \quad (4.49)$$

où $L_{n,m,i,j}^l = \int_{\Delta\lambda_l} L_{n,m,i,j}^\lambda$ et $\Delta\lambda_l$ l'intervalle de longueur d'onde de la l^{ème} bande

Afin de vérifier que notre méthode de résolution de l'ETR en géométrie cylindrique permet de déterminer de manière précise le champ de luminance à l'intérieur du milieu, nous avons comparé les résultats que nous obtenons pour un transfert purement radiatif avec les résultats exacts disponibles dans la littérature (TSAI 1990). Ainsi, les valeurs du flux radiatif

q_r et du rayonnement incident G_{ij} ($G_{ij} = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M L_{n,m,i,j} \cdot w_{n,m}$) obtenues en différents points du milieu pour différents cas de figure (propriétés radiatives et taille du volume) en utilisant notre modèle sont très proches des valeurs de référence (différence < 2 %) lorsque les discrétisations spatiale et angulaire $nR=12$, $N=12$ et $M=10$ sont utilisées.

4.2.2.1.3 Validation de la résolution numérique

Afin de valider la méthode numérique mis en place pour résoudre le couplage conduction-rayonnement en régime transitoire, nous avons appliqué le modèle développé dans le cas où la mousse possède un coefficient d'extinction très élevé ($\beta_\lambda = 1.10^6$: milieu opaque). Dans ce genre de milieu, le transfert thermique radiatif devient minoritaire et le transfert de chaleur peut donc être considéré purement conductif. La formule (4.7) est alors valide et nous allons vérifier que l'on retrouve bien numériquement la valeur de la conductivité phonique du matériau. Les calculs ont été réalisés pour un matériau fictif de propriétés proches de celles d'une mousse de PSE de forte densité dans lequel le transfert radiatif peut être négligé :

$k_c = 0.035 \text{ W/m/K}$; $\rho = 30 \text{ kg/m}^3$, $C_p = 1192 \text{ J/kg/K}$

Les propriétés du fil chaud sont celles d'un fil de constantan: $R_{\text{fil}} = 0.2 \text{ mm}$, $\rho_{\text{fil}} = 8900 \text{ kg/m}^3$, $C_{\text{fil}} = 472 \text{ J/kg/K}$ ($\rho_{\text{fil}} \cdot C_{\text{fil}} = 4200 \text{ kJ/m}^3/\text{K}$)

La puissance de chauffage est $U=0.87 \text{ W/m}$ et la température initiale est $T_{\text{init}} = 296 \text{ K}$.

La montée en température obtenue théoriquement pour des points situés à différentes distances R du centre du fil chaud est illustrée sur la figure suivante.

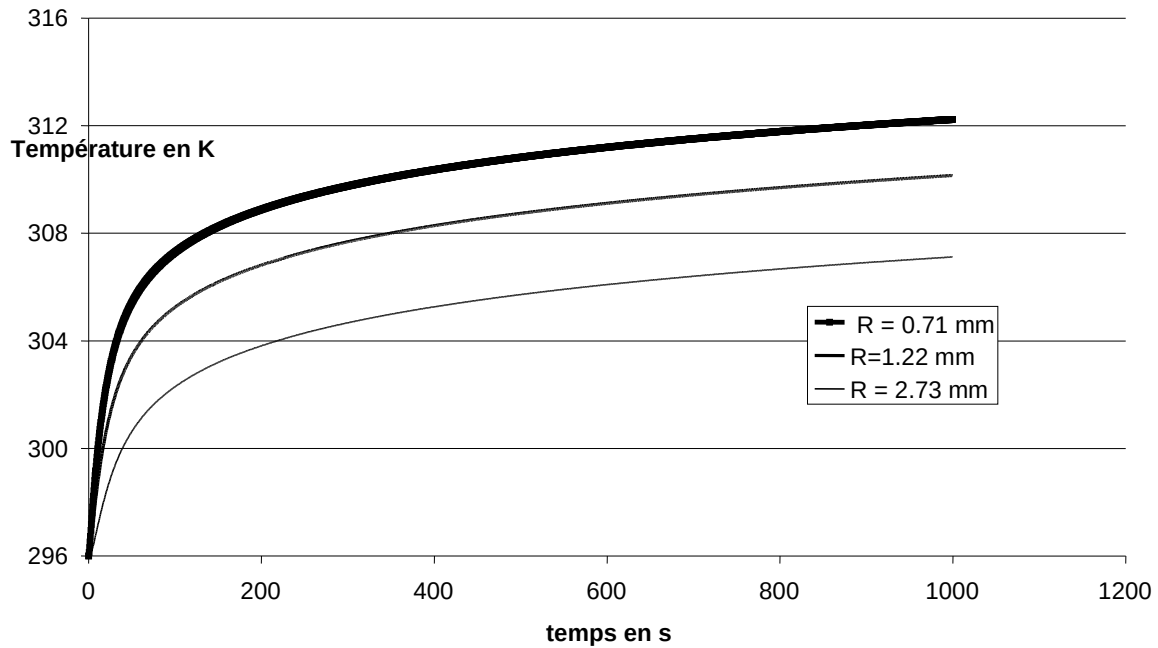


Figure 4.13 : Montée en température de points situés à différentes distances R du film pour un coefficient d'extinction $\beta_\lambda \rightarrow \infty$

Nous avons également calculé les variations de la conductivité thermique équivalente à partir de la formule (4.7). Ces variations sont représentées sur la figure suivante :

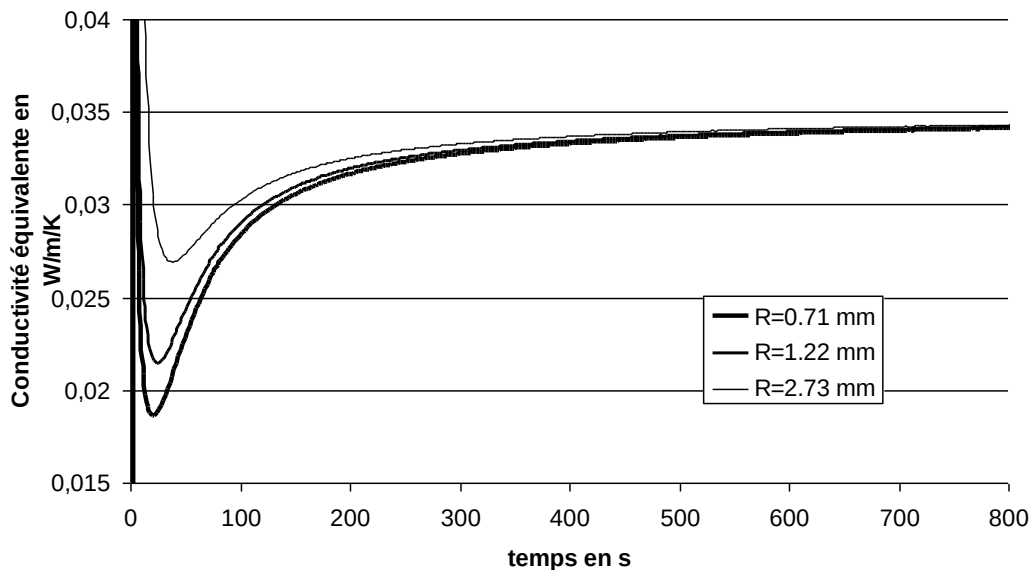


Figure 4.14 : Variation de la conductivité équivalente identifiée avec le temps à différentes distances du centre du fil

Nous pouvons constater que la montée en température du matériau à proximité du fil semble suivre une loi logarithmique. Toutefois, lorsque l'on regarde l'évolution de la conductivité équivalente calculée à partir de la formule (4.7), nous pouvons constater qu'aux faibles temps, cette valeur varie avec le temps. Ceci est dû à l'inertie du fil puisqu'au démarrage de la mesure, l'augmentation de température du fil est très rapide et par conséquent, la majeure partie de l'énergie dissipée par effet Joule sert à chauffer le fil. La relation (4.6) étant, en toute rigueur, valable uniquement pour un fil d'inertie négligeable, elle ne peut donc pas être appliquée au démarrage de la mesure. Par contre, au bout d'un temps

suffisamment long, l'augmentation de température du fil devient relativement lente et la proportion de l'énergie dissipée servant à chauffer le fil devient négligeable. La loi (4.7) est alors valide et la conductivité équivalente calculée tend donc vers la valeur de conductivité donnée du matériau qui dans notre cas est sensiblement égale à $k_c = 0.035 \text{ W/m/K}$ étant donné que le milieu est opaque ($\beta_\lambda = 1.10^6$).

Afin de mieux mettre en évidence l'effet de l'inertie du fil, nous avons effectué les mêmes calculs théoriques pour différents fils dont la valeur $\rho_{\text{fil}}.C_{\text{fil}}$ et le diamètre R_{fil} varient. L'évolution de la conductivité thermique calculée avec le temps auquel le calcul (relation 4.7) est effectuée est représentée sur la figure suivante.

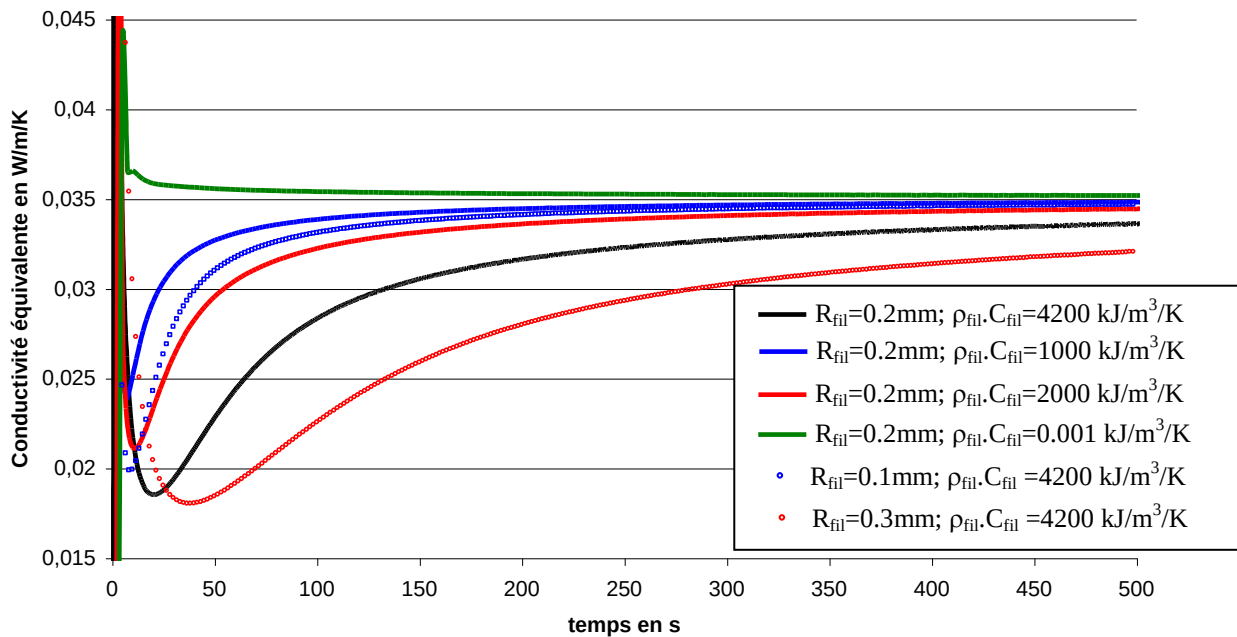


Figure 4.15 : Variation de la conductivité équivalente identifiée avec le temps pour différentes propriétés d'inertie thermique du fil chaud

Comme nous pouvons le constater, dans le cas du matériau testé ($k_c = 0.035 \text{ W/m/K}$; $\rho = 30 \text{ kg/m}^3$, $C_p = 1192 \text{ J/kg/K}$), les caractéristiques d'inertie du fil influent fortement sur la vitesse à laquelle la conductivité thermique tend vers la conductivité réelle du matériau. Ainsi, au plus les fils présentent une inertie faible, au plus la conductivité équivalente tend rapidement vers 0.035 W/m/K . Ainsi, au bout de 500 s la conductivité thermique équivalente est de :

- 0.033597 W/m/K lorsque $\rho_{\text{fil}}.C_{\text{fil}} = 4200 \text{ kJ/m}^3/\text{K}$ et $R_{\text{fil}} = 0.2 \text{ mm}$,
- 0.034446 W/m/K lorsque $\rho_{\text{fil}}.C_{\text{fil}} = 2000 \text{ kJ/m}^3/\text{K}$ et $R_{\text{fil}} = 0.2 \text{ mm}$,
- 0.034823 W/m/K pour $\rho_{\text{fil}}.C_{\text{fil}} = 1000 \text{ kJ/m}^3/\text{K}$ et $R_{\text{fil}} = 0.2 \text{ mm}$,
- 0.03518 W/m/K lorsque $\rho_{\text{fil}}.C_{\text{fil}} = 0.001 \text{ kJ/m}^3/\text{K}$ et $R_{\text{fil}} = 0.2 \text{ mm}$
- 0.034666 W/m/K lorsque $\rho_{\text{fil}}.C_{\text{fil}} = 4200 \text{ kJ/m}^3/\text{K}$ et $R_{\text{fil}} = 0.1 \text{ mm}$
- 0.032042 W/m/K lorsque $\rho_{\text{fil}}.C_{\text{fil}} = 4200 \text{ kJ/m}^3/\text{K}$ et $R_{\text{fil}} = 0.3 \text{ mm}$

Ces observations montrent que l'identification de la conductivité thermique équivalente par la relation (4.7) à partir de la montée en température d'un fil métallique de quelques dizaines de μm doit être effectué pour des temps relativement importants si l'on veut avoir une précision acceptable sur la valeur mesurée et ce même pour les matériaux dans lesquels le transfert de chaleur par rayonnement est négligeable.

4.2.2.2 Résultats théoriques et expérimentaux

4.2.2.2.1 Description du dispositif expérimental

Le dispositif de mesure par fil chaud utilisé au CSTB est composé de plusieurs organes :

- la sonde fil comprenant le fil chauffé ainsi que deux thermocouples situés à proximité du fil
- un générateur d'intensité permettant d'alimenter le fil chaud
- une centrale d'acquisition reliée aux thermocouples proches du fil permettant de mémoriser la montée en température

Les deux thermocouples permettant la mesure de température à proximité du fil sont situés respectivement à 1 mm et 5 mm du centre de l'élément chauffé. Pour assurer le positionnement des thermocouples par rapport au fil chaud, les trois éléments sont placés dans une tranche de kapton d'épaisseur 200 μm (voir schéma). Afin d'éviter tout pont thermique la tranche de kapton entre le fil chaud et les thermocouples est découpée.

Par ailleurs, le fil chauffé utilisé a une longueur L de 10 cm. En outre, il n'est pas constitué d'un seul et même matériau mais est en réalité formé de deux fils de constantan de base carrée $200\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$ reliés l'un à l'autre entre lesquels une épaisseur de kapton est placée. Le générateur d'intensité permet de faire circuler un courant électrique d'intensité I à l'intérieur du fil de constantan et de dissiper une certaine quantité de chaleur $Q(W)$ par effet Joule. Cette quantité de chaleur dissipée est proportionnelle à la résistance Ω du fil :

$$Q = \Omega I^2 \quad (4.50)$$

Nous avons mesuré cette résistance à l'aide d'un multimètre. On obtient une résistance de 21 ohm.

La quantité de chaleur U (W/m) dissipée par unité de longueur du fil chaud est donc de

$$U = \frac{Q}{L} = \frac{\Omega I^2}{L} \quad (4.51)$$

Comme nous pouvons remarquer, l'élément chauffant n'est pas de section cylindrique circulaire. En outre, il n'est pas chauffé de manière homogène puisque seuls les fils de constantan sont le siège d'un effet Joule. Toutefois, étant donné sa très petite taille, nous pouvons considérer que le transfert de chaleur généré est bien monodimensionnel en géométrie cylindrique.

Par ailleurs, pour prendre en compte de la manière la plus précise possible l'inertie du fil, nous supposons qu'il est de base circulaire avec une section égale à la section de l'ensemble constantan + kapton (figure 4.17). Nous prendrons également les propriétés d'inertie moyennées de l'ensemble constantan + kapton.

On a donc :

$$\pi.R_{fil}^2 = 200 \times 600 \mu\text{m}^2 \Leftrightarrow R_{fil} = 195.4 \mu\text{m} \quad (4.52)$$

et

$$\rho_{fil}.C_{fil} = \frac{2}{3}(\rho.C)_{constantan} + \frac{1}{3}(\rho.C)_{kapton} = \frac{2}{3}(4.21.10^6) + \frac{1}{3}(1.548.10^6) = 3.32.10^6 \text{ J}/(\text{m}^3.K) \quad (4.53)$$

Par ailleurs, l'émissivité du fil est très difficile à estimer et qu'il est impossible de la mesurer. Toutefois, étant donné le caractère fortement absorbant du kapton et du constantan,

nous supposons dans un premier temps que le fil est parfaitement émissif pour toutes les longueurs d'onde : $E_{\text{fil},\lambda} = 1$.

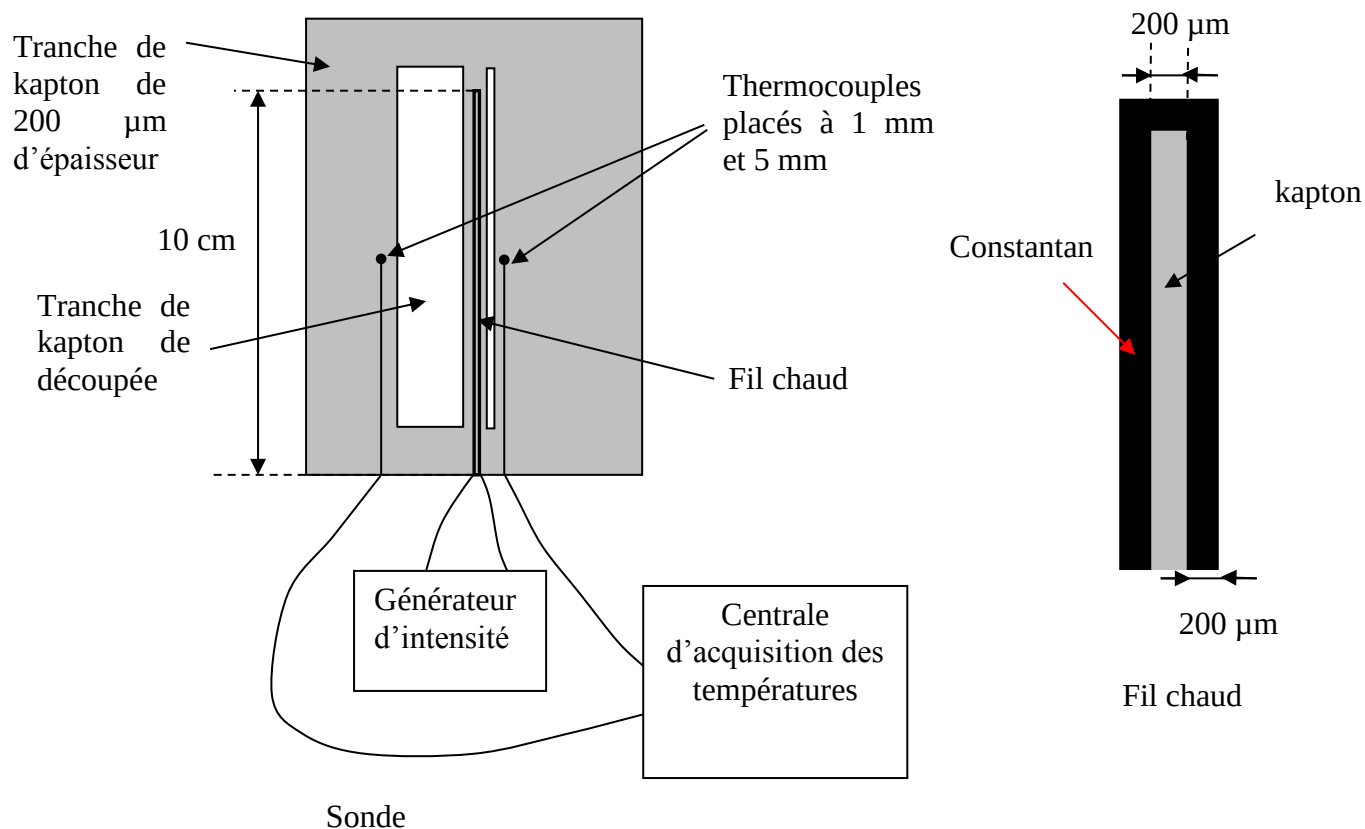


Figure 4.16 : Description de la sonde fil utilisée pour les mesures expérimentales

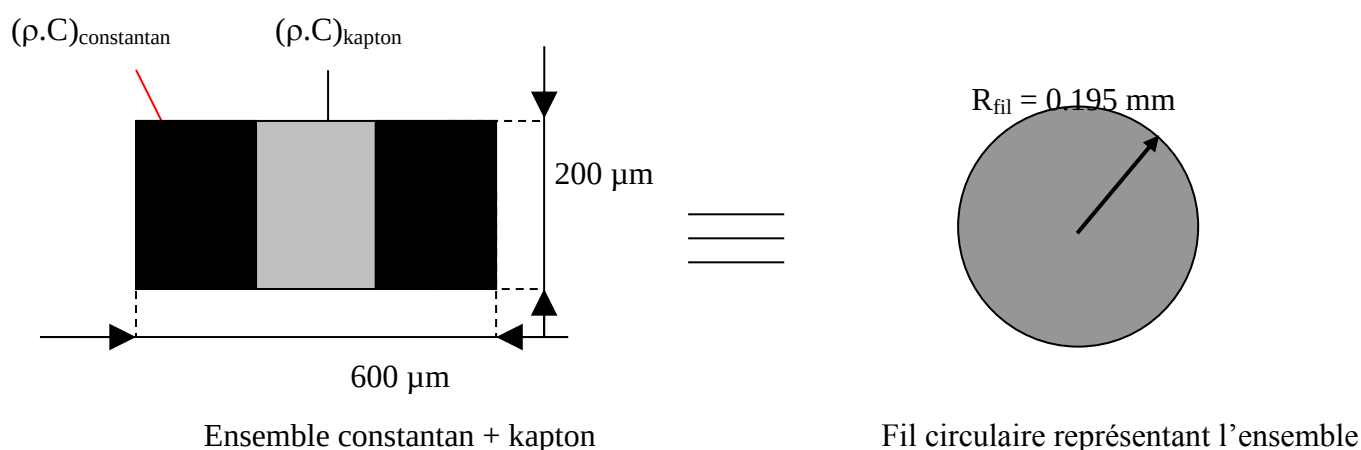


Figure 4.17 : Prise en compte du fil chaud dans le modèle

4.2.2.2.2 Comparaison théorie-mesures pour différents échantillons de mousse de PSE

Afin de valider le modèle développé permettant de prendre en compte le transfert de chaleur par rayonnement et l'inertie du fil, nous avons comparé les montées en température obtenues théoriquement et expérimentalement pour différents échantillons de mousse de PSE. La puissance de chauffage utilisée est de $U = 0.87 \text{ W/m}$ et la température initiale T_{init} de la mousse est de 296 K. La comparaison a été réalisée pour les échantillons N°1 et N°2 dont les propriétés sont données dans le tableau 2.5.

Les discrétisations spatiales et angulaires utilisées pour la résolution du couplage sont telles que $nR=13$, $N=12$, $M=10$ et $R_{\text{lim}} = 0.1 \text{ m}$. Le pas de temps de calcul est de 0.05 s. La discrétisation spectrale permettant de calculer le flux radiatif global est la même que celle utilisée précédemment (paragraphe 2.2.2.3.3) pour l'étude en géométrie 1-D cartésienne et les propriétés radiatives des mousses pour chaque bande de longueur d'onde sont celles qui ont été déterminées dans le paragraphe (2.2.4). En ce qui concerne le transfert de chaleur par conduction, la conductivité phonique des mousses est calculée grâce au modèle développé dans le paragraphe (2.2.2.1).

Les calculs ont été réalisés en utilisant les valeurs de $\rho_{\text{fil}} \cdot C_{\text{fil}}$ et R_{fil} et $E_{\text{fil},\lambda}$ déterminées précédemment. La masse volumique ρ du matériau est égale à la masse volumique du squelette de la mousse (tableau 2.5) à laquelle il faut ajouter la masse volumique de l'air (1.3 kg/m^3) contenue dans les pores qui subit également la montée en température. Enfin, la capacité calorifique C de la mousse est prise égale à 1200 J/kg/K quelque soit sa masse volumique.

L'évolution théorique de la température des mousses à $R=0.93 \text{ mm}$ (face du 1^{er} sous volume de la discrétisation spatiale) et à $R=4.89 \text{ mm}$ (centre du 3^{ème} sous volume de la discrétisation spatiale) et l'évolution mesurée à 1 mm et 5 mm sont représentées sur la figure suivante pour l'échantillon de mousse N°1.

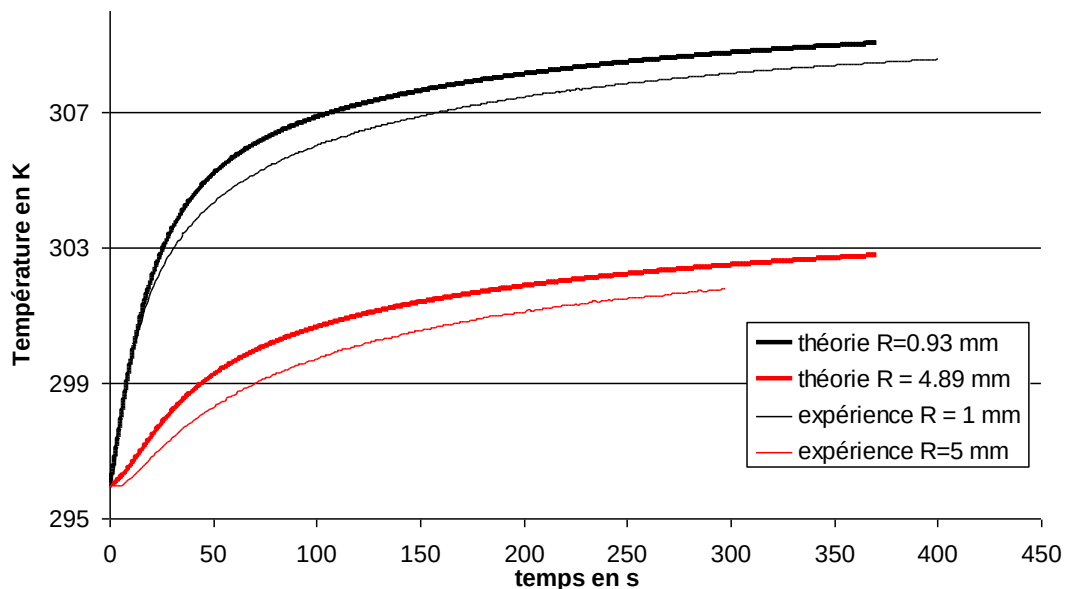


Figure 4.18 : Evolutions expérimentales et théoriques de la température de l'échantillon N°1 à proximité du fil chaud

Comme nous pouvons le constater, le modèle de couplage conduction-rayonnement permet de prédire de manière fidèle la montée en température du fil chaud constatée expérimentalement. Les températures prédites à $R=0.93$ mm et $R = 4.89$ mm sont légèrement supérieures à celle mesurées à 1 mm et 5 mm du fil chaud ce qui est tout à fait logique puisque les nœuds choisis sont très légèrement plus proches du fil chaud.

Nous remarquons également que la température semble suivre une évolution quasiment logarithmique avec le temps. Afin d'analyser de manière plus complète les résultats théoriques et expérimentaux nous avons également comparé sur les figures 4.19 et 4.20 l'évolution de la conductivité thermique équivalente (relation 4.7) avec le moment où la mesure est effectuée pour les échantillons de mousse N°1 et N°2.

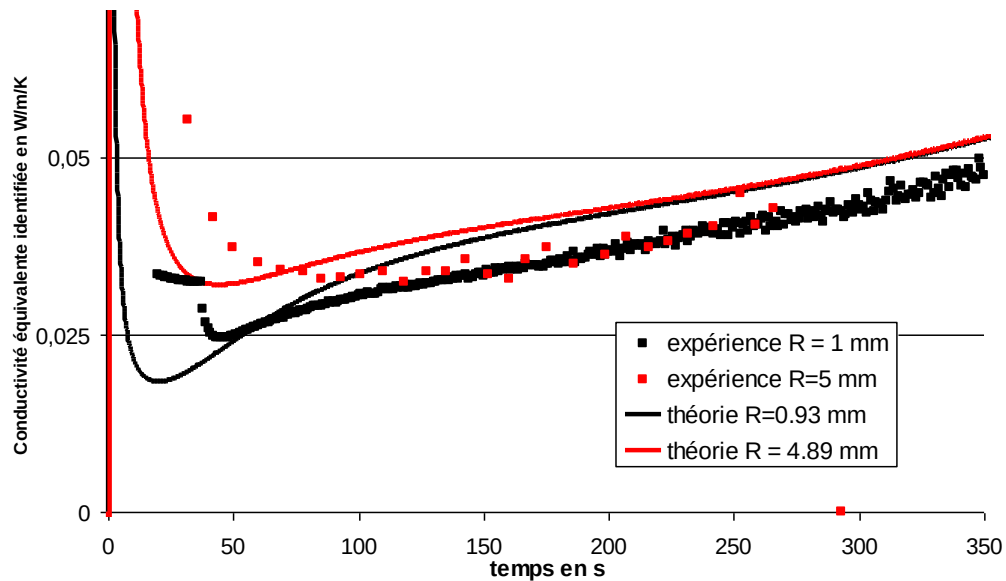


Figure 4.19 : Evolutions expérimentales et théoriques de la conductivité équivalente identifiée de l'échantillon N°1 en fonction du moment de la mesure

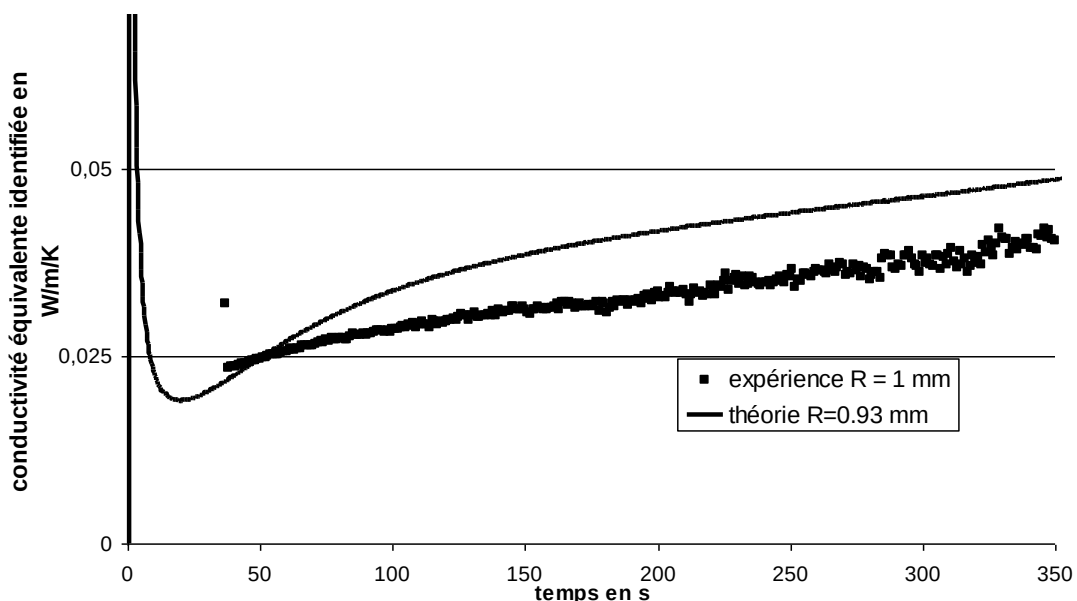


Figure 4.20 : Evolutions expérimentale et théorique de la conductivité équivalente de l'échantillon N°2 avec le temps

Les figures précédentes montrent un bon accord entre les conductivités thermiques équivalentes théorique et expérimentale quelque soit l'échantillon considéré. Nous constatons que pour les faibles temps, la conductivité équivalente varie nettement avec le temps. Ceci est dû au phénomène d'inertie du fil que nous avons déjà évoqué précédemment (paragraphe 4.2.2.1.3). En revanche, à partir d'un certain temps (≈ 100 s), l'inertie du fil ne perturbe plus le transfert de chaleur et la conductivité thermique suit une variation monotone. Ainsi, nous remarquons aussi bien expérimentalement que théoriquement que même lorsque l'inertie du fil devient négligeable, la conductivité thermique a tendance à augmenter avec le temps. Les conductivités équivalentes prédites sont toujours légèrement supérieures aux valeurs issues des mesures. Nous pouvons également noter que les écarts sont plus importants que ceux obtenus dans le cas des plaques chaudes gardées.

Enfin, nous pouvons également remarquer qu'au plus la mousse testée est légère et donc transparente au rayonnement (transfert radiatif plus important pour l'échantillon N°1 très léger), au plus la conductivité équivalente a tendance à augmenter rapidement. Il semble donc possible d'évaluer l'importance du transfert de chaleur par rayonnement à partir de la vitesse d'augmentation de la conductivité équivalente avec le temps de la mesure

4.2.2.2.3 Influence de la prise en compte du transfert radiatif

Afin d'analyser l'influence de la présence du transfert de chaleur par rayonnement sur la mesure par fil chaud, nous avons comparé l'évolution de la conductivité thermique obtenue par cette méthode en prenant en compte le couplage conduction-rayonnement avec les résultats obtenus en conduction pure avec une conductivité correspondant à la conductivité équivalente calculée par la méthode des plaques chaudes gardées. Les calculs pour transfert purement conductif ont été réalisés en fixant $q_r = 0$ en tout point du milieu et à n'importe quel moment.

Le modèle de calcul de la montée en température du fil chaud a été appliqué à deux mousses fictives N°1' et 2'. Ainsi, la conductivité phonique de ces mousses fictives varie avec la température de manière à parfaitement reproduire les variations de conductivité thermique équivalente calculées théoriquement pour les échantillons N°1, 2 par la méthode des plaques chaudes gardées (dans le paragraphe (4.1.2.1.1) et la figure (4.2)). Leurs conductivités thermiques à différentes températures sont résumées dans le tableau suivant.

Référence échantillon fictif	Conductivité phonique théorique par la méthode des plaques chaudes gardées à différentes températures moyennes en W/m/K						
	290 K	295 K	300 K	305 K	310 K	315 K	320 K
1'	0.04829	0.04982	0.05141	0.05303	0.05455	0.05607	0.05759
2'	0.04421	0.04551	0.0468	0.04809	0.04938	0.05067	0.05196

Tableau 4.2 : Variation avec la température de la conductivité phonique des échantillons fictifs purement conducteurs

Les variations théoriques de la conductivité thermique équivalente déterminée par la méthode du fil chaud pour les échantillons N°1 et 1', N°2 et 2' ont ensuite été comparées afin de mettre en évidence les différences lorsque l'on prend en compte ou non le phénomène de transfert thermique radiatif.

Ces comparaisons sont illustrées sur les figures suivantes.

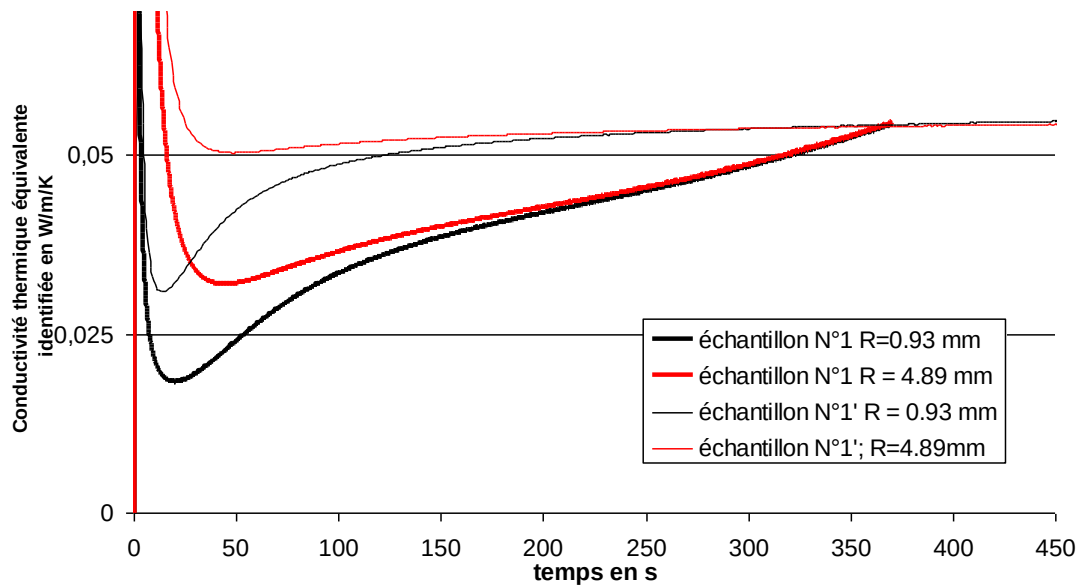


Figure 4.21 : Evolutions théoriques de la conductivité équivalente identifiée de l'échantillon N°1(couplage conduction-rayonnement) et 1' (purement conductif)

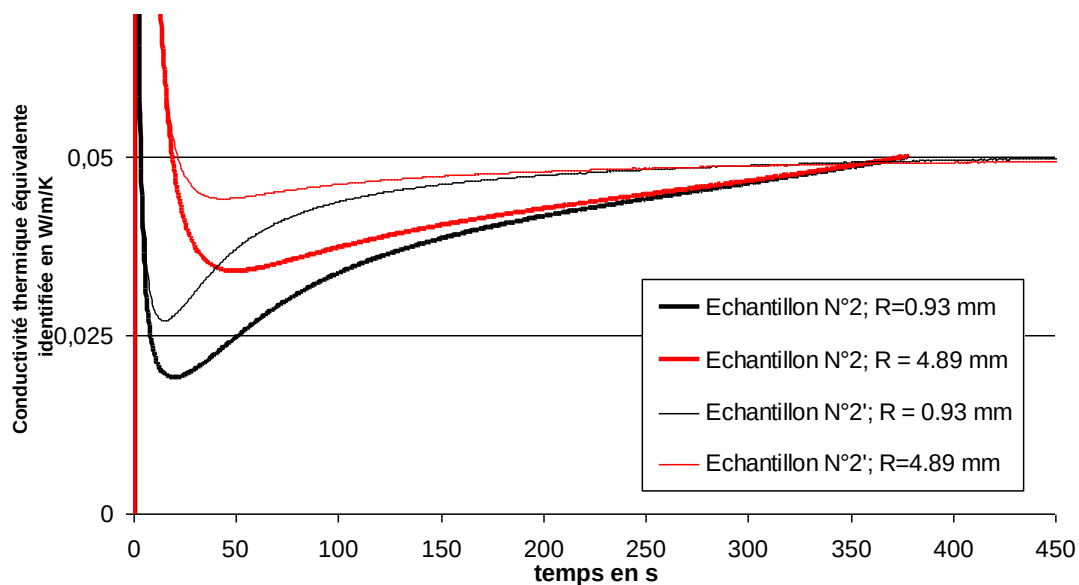


Figure 4.22 : Evolutions théoriques de la conductivité équivalente identifiée de l'échantillon N°2 (couplage conduction-rayonnement) et 2' (purement conductif)

La comparaison des résultats théoriques montrent que l'identification de la conductivité thermique équivalente par la méthode du fil chaud dans le cas où le transfert de chaleur est purement conductif donne des résultats très nettement différents du cas où le matériau est le siège d'un couplage conduction-rayonnement. En effet, lorsque le couplage conduction-rayonnement est pris en compte, nous avons vu que la conductivité équivalente augmente avec le temps t à laquelle l'identification (relation 4.7) est effectuée et ce même

lorsque l'inertie du fil devient négligeable. En revanche, la conductivité équivalente pour un matériau purement conducteur tend vers une valeur constante.

Ainsi, pour l'échantillon N°1', lorsque l'identification a lieu au bout de 200 s, 300 s ou 350 s de chauffage (inertie du fil négligeable), la valeur de conductivité équivalente est respectivement de 0.0531 W/m/K, 0.0538 W/m/K et 0.054 W/m/K. Ces très légères variations sont dues au fait que nous avons pris en compte une conductivité phonique de l'échantillon 1' variant avec la température (tableau 4.2). Par contre pour l'échantillon N°1, les conductivités équivalentes aux mêmes instants sont respectivement de 0.042 W/m/K, 0.0487 W/m/K et 0.0526 W/m/K. Nous retrouvons également ces différences pour l'autre échantillon.

Etant donné les variations observées, nous constatons qu'au bout d'un certain temps de chauffage, la conductivité équivalente pour les échantillons N°1 et 2 atteint la valeur obtenue pour les échantillons 1' et 2' et que par conséquent, la mesure par fil chaud correspond à celle issue de la mesure par plaque chaude gardée. Nous constatons également que ce temps de chauffage nécessaire pour que le résultat des deux méthodes de mesures soient cohérents est quasiment le même quelque soit l'échantillon considéré. Dans notre cas, il est compris entre 350 s et 400 s. Toutefois, pour des temps plus importants la conductivité équivalente obtenue par la méthode du fil chaud dépasse la valeur issue de la méthode des plaques chaude gardée.

4.2.2.2.4 Influence de la densité du matériau

Nous avons vu que la présence d'un transfert de chaleur par rayonnement influence fortement la méthode de mesure par fil chaud. Afin de mieux comprendre le rôle joué par le transfert radiatif, nous avons effectué une étude expérimentale et théorique sur des mousses de masses volumiques différentes dans lesquelles le transfert de chaleur par rayonnement joue donc un rôle plus ou moins important. Les échantillons testés sont l'échantillon N°1 ($\rho = 8.7 \text{ kg/m}^3$), N°2 ($\rho = 11.3 \text{ kg/m}^3$) et N°6 ($\rho = 14.6 \text{ kg/m}^3$) dont les caractéristiques sont données dans le tableau 2.5.

Les calculs pour ces mousses ont été effectués avec les mêmes discrétisations que dans le paragraphe précédent et leurs propriétés radiatives sont celles qui ont été déterminées dans le chapitre 2.2.4. Par ailleurs, la puissance de chauffage U utilisée pour les calculs et la mesure est de 0.87 W/m et la température initiale est de 296 K.

Les résultats théoriques et expérimentaux sont illustrés sur les figures suivantes.

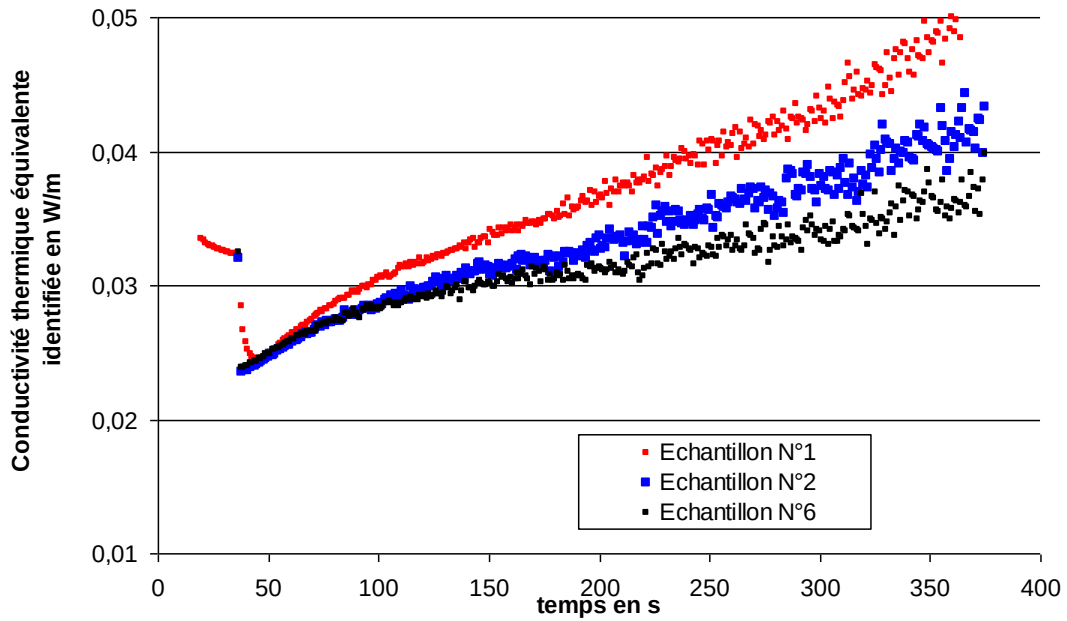


Figure 4.23 : Evolution expérimentale de la conductivité équivalente pour les échantillons N°1, N°2 et N°6 pour $R=1\text{mm}$

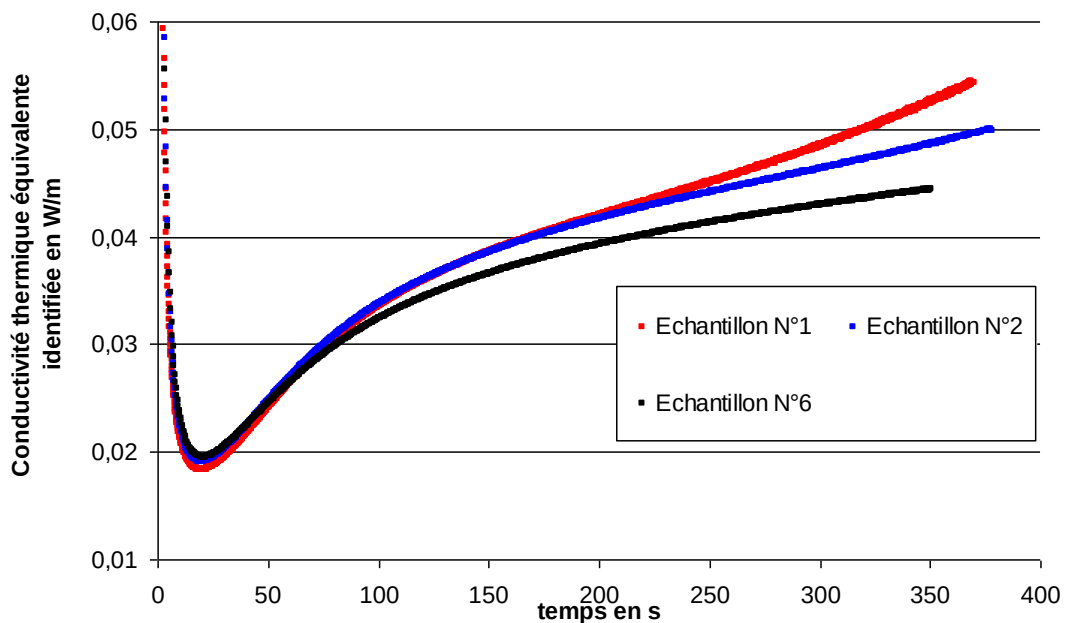


Figure 4.24 : Evolution théorique de la conductivité équivalente pour les échantillon N°1, N°2 et N°6 et $R=0,93\text{ mm}$

D'après l'analyse de ces figures, nous pouvons constater à la fois au niveau expérimental et théorique que l'augmentation de la conductivité équivalente avec le temps est d'autant plus rapide que le milieu est léger et donc transparent au rayonnement. Par ailleurs, nous notons également que la conductivité équivalente des mousses les plus opaques au rayonnement est plus faible que celle des mousses plus légères et que, par conséquent, la méthode du fil chaud permet de garder le même classement des mousses suivant leur conductivité équivalente que la méthode de mesure par plaque chaude gardée.

Ainsi, la vitesse d'augmentation de la conductivité équivalente avec le temps donne une indication sur l'importance du transfert de chaleur par rayonnement.

4.2.2.2.5 Influence de la puissance de chauffage U

La puissance de chauffage U permettant la montée en température du fil chaud et de la mousse est un paramètre susceptible de faire varier la valeur de conductivité équivalente. Pour connaître son influence, nous avons effectué une étude expérimentale et théorique. La mesure par fil chaud a été appliquée à l'échantillon N°1 en utilisant une puissance de chauffage de 0.87 W/m ou de 1.97 W/m. Les calculs théoriques correspondant ont également été effectués afin de vérifier que les conclusions théoriques se retrouvent bien expérimentalement.

Les figures 4.25 et 4.26 illustrent l'évolution de la conductivité équivalente obtenue expérimentalement et théoriquement respectivement lorsque la puissance de chauffage du fil varie.

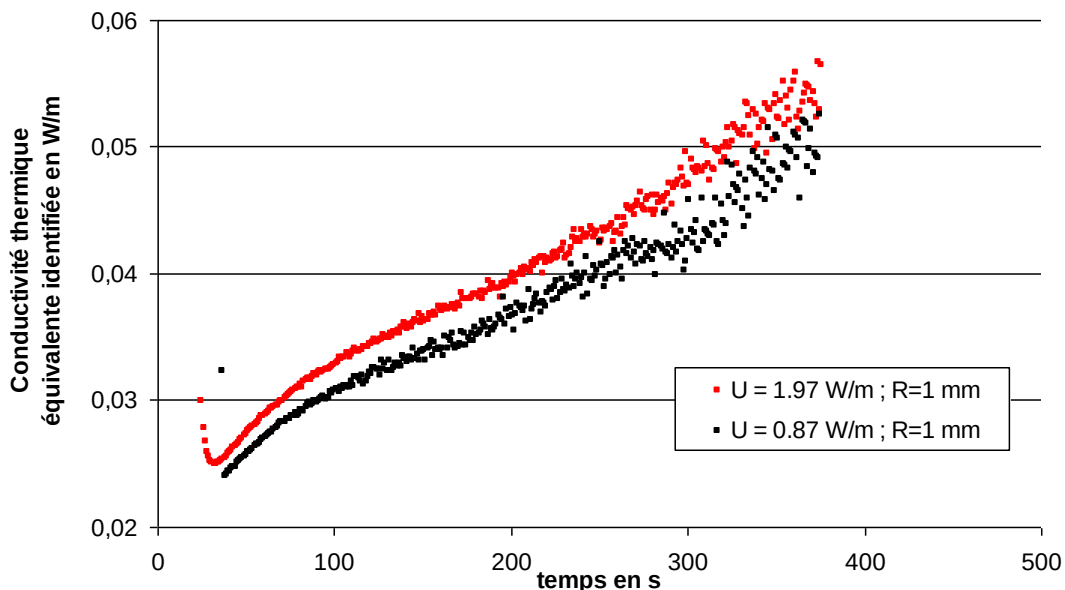


Figure 4.25 : Evolution expérimentale de la conductivité équivalente de l'échantillon N°1 pour deux puissances de chauffage différentes

Du point de vue expérimental, nous pouvons constater que la conductivité thermique équivalente n'est pas indépendante de la puissance de chauffage appliquée au fil. En effet, il semblerait que plus la puissance de chauffage est élevée, plus la conductivité thermique équivalente calculée est importante et ce quelque soit l'endroit où est fait la mesure. Ceci peut s'expliquer par le fait que lorsque la puissance de chauffage est plus grande, la température du fil et du matériau à proximité du fil atteint des valeurs plus importantes et par conséquent, l'énergie évacuée par rayonnement est plus élevée ce qui entraîne une valeur de conductivité équivalente supérieure.

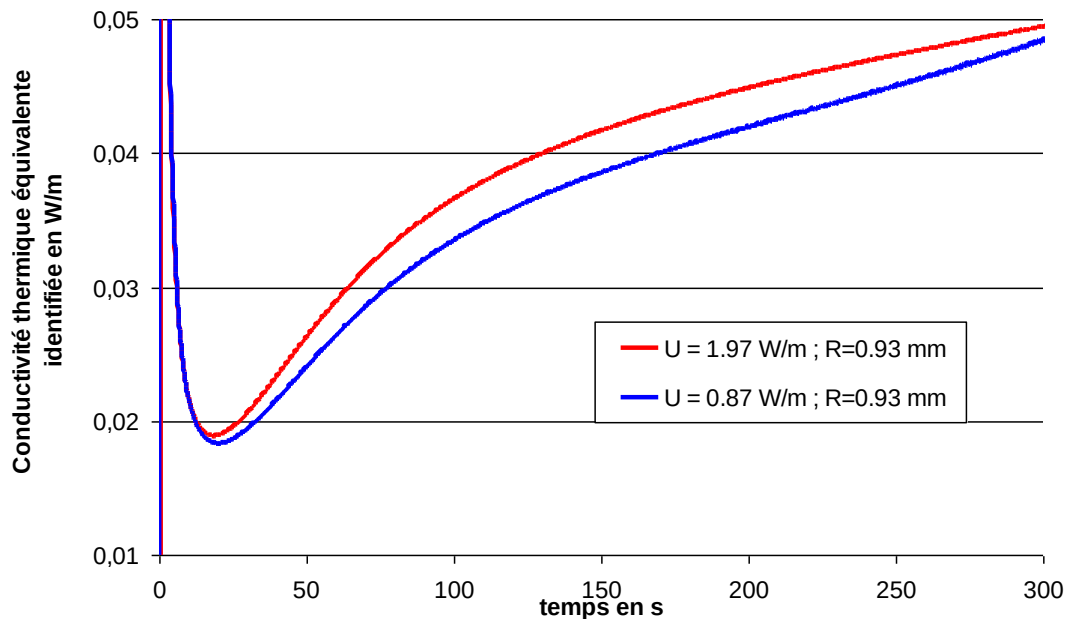


Figure 4.26 : Evolution théorique de la conductivité équivalente de l'échantillon N°1 pour deux puissances de chauffage différentes

Les résultats théoriques confirment les résultats expérimentaux puisque nous pouvons constater que la conductivité équivalente prédite pour une puissance de chauffage $U = 1.97$ W/m est toujours supérieure au cas où $U = 0.87$ W/m.

4.2.3 Conclusions

L'étude théorique et expérimentale réalisée sur des échantillons de mousses de PSE de faible densité nous permet de mettre en évidence les problèmes que posent l'application des mesures par la méthode du fil chaud à ce genre de matériau dans lesquels le transfert de chaleur par rayonnement est prépondérant.

Nous constatons aussi bien expérimentalement que théoriquement que pour ce genre de matériau, la conductivité thermique équivalente obtenue à partir de la courbe de montée en température du fil chaud augmente avec le temps auquel l'identification est effectuée. Ainsi, pour un temps t relativement faible, la conductivité équivalente obtenue par la méthode du fil chaud est nettement plus faible que celle issue de la méthode des plaques chaudes gardées que nous prenons comme référence. Par contre, si l'on calcule la conductivité équivalente après un temps de chauffage suffisamment long, sa valeur atteint cette valeur référence et la dépasse même lorsque la mesure est effectuée à un temps t encore plus éloigné. Nous avons également montré que l'évolution de la conductivité équivalente mesurée est différente suivant les caractéristiques de l'échantillon considéré et la puissance de chauffage du fil utilisée.

Ces observations montrent que la méthode du fil chaud est mal adaptée au cas des matériaux qui sont le siège d'un couplage entre le transfert thermique conductif et le transfert thermique radiatif et qu'elle peut être à l'origine d'erreurs importantes. Cette méthode de mesure a toutefois le mérite de donner des informations qualitatives sur l'importance du transfert de chaleur par rayonnement notamment grâce à la vitesse de l'augmentation de la conductivité thermique équivalente avec le temps.

Des améliorations peuvent cependant être envisagées afin de rendre cette mesure plus précise en adaptant par exemple le temps t à laquelle la mesure est effectuée à la puissance de chauffage utilisée. Par ailleurs, cette méthode de mesure pourrait également être utilisée pour

déterminer, à partir de l'évolution expérimentale de la température, un paramètre caractérisant le transfert de chaleur par rayonnement et permettre ainsi de mieux caractériser l'importance du phénomène radiatif à travers les matériaux de faible densité. Pour cela, une étude théorique et expérimentale plus complète sur l'influence des conditions de la mesure (température initiale, émissivité du fil, inertie du fil...) doit être conduite.

CONCLUSION GENERALE

L'étude réalisée nous a permis, dans un premier temps, de mettre au point un code de calcul de conductivité thermique équivalente des mousses de Polystyrène Expandé de faible densité prenant en compte de manière précise la structure complexe de ces isolants thermiques. Pour cela, le couplage entre le transfert de chaleur par conduction et par rayonnement dans le cas d'une géométrie monodimensionnelle en régime permanent est résolu numériquement. La méthode des volumes de contrôle et la méthode des ordonnées discrètes ont été utilisées pour résoudre l'équation de l'énergie et l'équation du transfert radiatif.

Les propriétés conductives des mousses ont été déterminées en s'inspirant de travaux antérieurs relatifs aux mousses cellulaires et en adaptant les modèles existants au cas des mousses de PSE de faible densité.

Par contre, les propriétés radiatives ont été modélisées en utilisant une approche novatrice. Ainsi, les mousses de PSE sont assimilées à un empilement compressé de billes contenant un milieu cellulaire dodécaédrique ou cubique. Cette représentation permet de tenir compte de leur structure macroscopique particulière (en forme de billes) due à leur mode de fabrication. Le coefficient d'extinction, l'albedo et la fonction de phase de diffusion de ces mousses sont ensuite déterminés à l'aide de procédures de lancer et de suivi de rayon à l'échelle du milieu cellulaire et à l'échelle de l'empilement. L'interaction rayonnement-matière est traitée en utilisant les lois de l'optique géométrique. Nous avons vérifié que ces lois peuvent être appliquées dans le cas des mousses de PSE que nous étudions. Par ailleurs, les propriétés optiques (indices de réfraction) du polymère polystyrène, nécessaires au calcul de l'interaction entre le rayonnement et le milieu cellulaire ont été identifiées grâce à des mesures de transmittance et réflectance sur des films de polystyrène. Les propriétés radiatives obtenues à partir du modèle de prédiction ont été comparées à des mesures spectrométriques sur des tranches de mousses disponibles dans le commerce.

Le modèle théorique nous a ensuite permis d'étudier les variations de la conductivité thermique équivalente des mousses en fonction de leur morphologie (masse volumique, taille de cellule, taille de billes, porosité de l'empilement) en vue d'une optimisation. Il apparaît ainsi que la masse volumique et le diamètre des cellules formant le milieu cellulaire influencent très nettement le comportement thermique tandis que la taille des billes et la porosité interbille ont une influence nettement moindre.

Les résultats issus du transfert de chaleur total à travers l'isolant ont été comparés à ceux obtenus par des mesures flux métriques dans le cas de mousses de morphologies différentes. Les paramètres morphologiques de chacune de ces mousses ont été mesurés et le modèle théorique de calcul de la conductivité thermique équivalente a été appliqué. Les résultats se sont avérés globalement satisfaisants. Un bon accord théorie-expérience a été obtenu. L'influence de la masse volumique et de la taille des cellules a pu notamment être mise en évidence aussi bien expérimentalement que théoriquement.

Dans une deuxième partie de l'étude, nous avons étudié différentes solutions techniques proposées pour réduire le transfert de chaleur radiatif dans les mousses de PSE de faibles densités. Trois approches sont considérées.

- Une approche agissant à l'échelle « macroscopique » dont le principe est de disposer des films opaques à l'intérieur même du matériau.

- Une approche agissant à l'échelle « microscopique » par introduction de particules ayant une forte interaction avec le rayonnement à l'intérieur même des cellules pour les rendre moins transparentes aux infrarouges.
- Une approche agissant à l'échelle « mésoscopique » par déposition à la surface des billes formant la mousse d'un enrobage ayant une forte interaction avec le rayonnement infrarouge.

Pour chacune de ces approches, un modèle théorique d'estimation de la baisse de conductivité thermique équivalente de la mousse en fonction des propriétés thermophysiques des rupteurs utilisés a été mis au point. Ces modèles nous permettent de déterminer les propriétés optimales des rupteurs dans le but de maximiser les gains thermiques. Ces modèles ont pu être comparés à des mesures thermiques ou spectrométriques sur des échantillons de mousses de PSE modifiées.

L'analyse des résultats montre que dans le cas de l'approche macroscopique, des gains substantiels peuvent être obtenus en utilisant des films de très faible émissivité disposés régulièrement à l'intérieur de l'isolant. Pour l'approche microscopique, nous remarquons que la taille des particules introduites et les propriétés optiques du matériau qui les constitue sont les paramètres les plus importants. Là aussi, des gains non négligeables peuvent être obtenus. Enfin, pour l'action à l'échelle mésoscopique, il est nécessaire d'utiliser une couche d'enrobage ayant une forte interaction avec le rayonnement infrarouge et dont la réflectance est la plus importante possible. Toutefois en prenant en compte l'ensemble des contraintes industrielles, il semble que l'approche microscopique soit la plus appropriée.

Enfin, nous nous sommes également intéressés aux différentes techniques utilisées par le CSTB pour caractériser les performances thermiques des mousses de PSE de faible densité. Ces méthodes de mesure sont essentiellement les mesures par plaques chaudes gardées effectuées pour un transfert de chaleur en régime établi, qui sont généralement prises comme référence, et les mesures dites du « fil chaud » en régime transitoire. Elles sont toutes deux basées sur l'hypothèse d'un transfert de chaleur purement conductif au sein de l'isolant testé. Une étude expérimentale et théorique menée sur différentes mousses de PSE, nous a permis de mettre en évidence les limites de ces méthodes de mesure lorsqu'elles sont appliquées pour déterminer des conductivités équivalentes à des isolants de faible densité dans lesquels le transfert de chaleur par rayonnement est non négligeable.

En ce qui concerne les mesures par plaques chaudes gardées, ceci se traduit par l'apparition de nouveaux paramètres pouvant influencer sur la valeur de conductivité thermique équivalente mesurée comme l'épaisseur de l'échantillon, la température de la mesure ou l'émissivité des plaques. Ces paramètres peuvent être à l'origine de différences entre les mesures effectuées sur deux appareils différents ou dans des conditions différentes. C'est pourquoi, il convient pour ce genre de mesure de toujours définir les conditions dans lesquelles la mesure est effectuée.

Pour les mesures par fil chaud, nous avons mis en évidence qu'elles sont mal adaptées aux matériaux qui sont le siège d'un couplage conduction-rayonnement. Nous envisageons d'effectuer une étude théorique et expérimentale plus poussée afin d'adapter cette méthode de mesure pour en tirer des informations quantitatives sur l'importance du transfert thermique radiatif dans les matériaux testés.

Les travaux réalisés lors de cette étude constituent une avancée certaine dans la compréhension des mécanismes de transfert de chaleur dans les mousses de PSE de faible densité et notamment pour la caractérisation de leur comportement radiatif. Toutefois,

plusieurs extensions peuvent être apportées à ce travail, notamment en ce qui concerne la mesure de la conductivité thermique équivalente de ces mousses. Une perspective de modélisation encore plus fine peut également être envisagée à partir d'images tomographiques.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

BAILLIS, D.

Modélisation des transferts thermiques dans des matériaux semi-transparents de type mousses à pores ouverts et prédiction des propriétés radiatives
Thèse de Doctorat , INSA Lyon, 1995, 271 p.

BAILLIS D. and SACADURA J.F.

Directional Spectral Emittance of a packed bed : Influence of the temperature gradient in the medium
Journal of Heat transfer 2002, Vol. 124, , pp. 904-911

BLACK K.W. and JACKSON

A unit cell model for predicting the conductivity of a granular medium containing an adhesive binder
International Journal of Heat and Mass Transfer 1982, vol. 26, pp 87-99.

BOETES R.

Heat Transfer in closed cell polyurethane foams
Thèse de doctorat, 1986, 292 p

BOHREN C.F. et HUFFMAN, D.R.

Absorption and scattering of light by small particles
New York : John Wiley and Sons, 1983, 530 p.

BOULET P. et MORLOT G.

Etude théorique de l'influence des infibrés sur le comportement radiatif des isolants fibreux.
International Journal of Heat and Mass Transfer 1996, Vol 39, pp 3221-3231

BOURRET F.

Mesure de la diffusivité thermique des mousses de carbone par la méthode FLASH et modélisation de la conductivité thermique
Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 1995, 123 p

BOUVARD C.A.

Modelling the effective thermal conductivity of random packing of spheres through densification
International Journal of Heat and Mass Transfer 1995, vol. 39, pp 1343-1350

BREWSTER M.Q.

Radiative Transfer in fluidized bed combustors
ASME paper No. 83-WA/HT-82, 1983

BREWSTER, M. QUINN

Thermal Radiative Transfer and Properties
New York: John Wiley and Sons, 1992, 543 p.

CHANDRASEKHAR S.

Radiative Transfer

New York : Dover Publications, Inc., 1960, 393 p.

COQUARD R. and BAILLIS D.

Radiative characteristics of opaque spherical particle beds

Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 2004, Vol 18, No2

CUNNINGHAM A.

A model for the overall heat transfer through low-density cellular plastics

Manchester : Imperial chemical industries limited organics division, 1988 : 12

CUNNINGTON, G.R.

Comparison of radiative Heat Transfer in several Fibrous Insulations

Journal of Thermal Insulation 1990, Vol 14, p107-122.

DARYABEIGI K.

Analysis and testing of High Temperature Fibrous Insulation for Reusable Launch Vehicle

37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, 1999

DAWSON J.R. and SHORTALL J.B.

The microstructure of rigid polyurethane foams

Journal of materials science 1982, vol 17, pp 220-224

DEMBELE S., DELMAS A. and SACADURA J.F.

A method for modelling the mitigation of hazardous fire thermal Radiation by water spray curtains

ASME, Journal of Heat Transfer, 1997, Vol. 119, No 4, pp. 746-753

DOMBROVSKY, L.A.

Radiative properties of highly porous thermal insulation of metal coated microfibers : comparison of calculations with the experimental data

Experimental Heat Transfer, Fluid mechanics and thermodynamics 1997, vol 26, p 409-416

DRAINE B.T.

The discrete dipole approximation and its application to interstellar graphite grains

Astrophysical Journal, 1988, vol 333, p 848-872

DRAINE B.T. and FLATAU P.J.

Discrete Dipole Approximation for scattering calculations

Journal of optical Society of America, 1994, vol 11, p 1491-1499

DRAINE B.T.

The Discrete-Dipole Approximation for light scattering by irregular targets

In : M.I. Mischenko, J.W. Hovenier and L.D. Travis Eds. Light scattering by Non spherical particles: Theory, measurement and Geophysical applications

New York : Academic Press, 2000, pp131-145

EBERT, H.-P.

Infrared radiations screen with very thin metallised glass fibres

12 ETPC. (1991).

EBERT, H.-P. , EBERLE W., NILSSON O. and FRICKE J.

Errors from radiative transfer in the determination of the thermal conductivity in semi-transparent media using the hot-wire method

Rapport, 1998, ZAE Bayern

FEDOROV A.G. and VISKANTA R.

Radiation characteristics of glass foams

Journal of the American Ceramic Society, 2000, Vol. 83, N° 11, pp. 2769-2776

FIVELAND W.A.

Discrete ordinates method for radiative heat transfer in isotropically and anisotropically scattering media

ASME Journal of heat transfer, 1987, vol 109, August pp 809-812

GLICKSMAN L.R. and SHUETZ M.A.

A basic Study of Heat transfer through Foam Insulation

Rapport, 1985 de quelle institution ?

GLICKSMAN L., SCHUETZ M. et SINOFSKY M.

Radiation Heat Transfer in Foam Insulation.

ASME Journal of heat transfer, 1987, vol 109, August pp 809-812

GLICKSMAN L., MOZKOWIEC M. and TORPEY M.

Radiation Heat Transfer in Foam Insulation.

Proceeding of the Ninth International Heat Transfer Conference, Jerusalem 1990

GLICKSMAN L.R., TORPEY M. and MARGE A.

Means to improve the thermal conductivity of foam insulation

POLYURETHANES WORLD CONGRESS, 24-26 September 1991

GLICKSMANN L.R.

Heat Transfer in foams

In : N.C. Hilyard and A. Cunningham Eds. Low Density Cellular plastics,
London : Chapman et Hall, 1994, pp 104-152

GROSS U. and TRAN L.T.S

Radiation effects on transient hot-wire measurements in absorbing and emitting porous media

International Journal of Heat and Mass Transfer 2004, Vol 47, pp 3279-3290

HILYARD N.C and CUNNINGHAM A.

Low Density Cellular plastics

London : Chapman et Hall, 1994

HOTTEL H. and SAROFIM A.F.

Radiative Transfer

New-York : Mc Graw-Hill, 1967, pp 378-407

HOTTEL H.C., SAROFIM A.F., DALZELL W.H. and VASALOS I.A.

Optical properties of coatings, effect of pigment concentration
AIAA Journal., 1971, Vol 9., pp 1895-1898

HSU C.T.

Modified Zehner-Schlunder models for stagnant thermal conductivity of porous media
International Journal of Heat and Mass Transfer 1994, vol. 37, pp 2751-2759.

HSU S.C., WU C.Y. and OU N.R.

Azimuthally dependent radiative transfer in a non-homogeneous cylindrical medium
Radiation Physics and Chemistry 1998vol. 53, pp 107-113

ISHIMARU A. and KUGA Y.

Attenuation constant of a coherent field in a dense distribution of particles
Journal of. Optic. Society. American. 1982, Vol 72, pp. 1317-1320.

JASTER N.A and ABUAF N.

Apparent Thermal conductivity of Fiberglass Insulation
Journal of Thermal Insulation, 1990, vol 14, pp 135-155

JEANDEL, G. BOULET, P. et MORLOT G.

International Journal of Heat and Mass Transfer, 1993; vol 36, No2, p 531

JEANDEL G., BOULET P., PINCEMIN F. et De DIANOUS P.

Modeling and experimental evaluation of the thermal insulation of mineral wool products at high temperature
In : Ronald S. Graves et Robert R. Zahr Eds. Insulation materials, testing and applications
ANN ARBOR : ASTM Publications, 1997, pp 243-258

JONES P.D., McLEOD D.G. and DORAI-RAJ D.E.

Correlation of measured and computed radiation intensity exiting a packed bed
Journal of. Heat Transfer. 1996, Vol 1182, pp. 94-102

KAMIUTO K.

Correlated Radiative Transfer in packed sphere systems
Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 1990Vol 43, No 1, pp 39-43

KAMIUTO K., IWAMOTO M., NISHIMURA T. and SATO M.

Albedos and asymetry factors of the phas efunction for packed spheres systems
Journal of Quantit. Spectroscopy and Radiative Transfer. 1991, Vol 46, No 4, pp 309-313

KAVIANY M. and SINGH B.P.

Radiative heat transfer in packed beds
In : Quintard M, Todorovic M. Eds. Heat and Mass transfer in Porous media.
Amsterdam : Elsevier Pub. Corp, 1992, pp 191-202.

KLARSFELD S. and BOMBERG M.

Semi Empirical Model of nHeat transfer in Dry Mineral Fiber Insulations
Journal of Thermal Insulation, 1983, vol 6, pp156-173

KUDO K., YANG W.J., TANAGUCHI H. and HAYASAKA H.

Heat Transfer in packed spheres by Monte Carlo method

Heat transfer in high Technology and Power Engineering Proceedings, Hemisphere publications, 1987, pp 529-540

KUHN J., EBERT H.P., ARDUINI SCHUSTER M.C., BUTTNER D. and FRICKE J.

Thermal transport in Polystyrene and Polyurethanes Foam Insulations.

International Journal of Heat and Mass Transfer 1992, Vol 35, No 7, pp 1795-1801

KUHN J., PLACIDO E. and ARDUINI SCHUSTER M.C

Thermal properties predictive model for insulating foams

International Journal of Heat and Mass Transfer 2004, Vol 12, No 4, pp 756-771

LEACH A.G.

Thermal conductivity of foams Models for Heat conduction

Applied physics, 1993, vol 26, pp 733-739

LEE, S.C.

Effect of fiber orientation on thermal radiation in fibrous media

International Journal of Heat and Mass Transfer, 1989; vol 32, No2, p 311

LEE, S.C.

TITRE DE L'ARTICLE ?

Journal of thermophysics and Heat Transfer, 1994; vol 8, No4, p 641

LEE, S.C. and CUNNINGTON G.R.

Radiative Properties of Fibrous Insulations : Theory versus experiment

Journal of thermophysics and Heat Transfer, 1996; vol 10, p 460-466

MILANDRI, A.

Détermination des paramètres radiatifs d'un isolant fibreux :théorie de Mie, oscillateur de LORENTZ et méthodes inverses

Thèse de doctorat , Université de Nancy I, 2000, 240 p

MILOS, F.S. et MARSHALL J.

The calculation of anisotropic extinction coefficients for radiation diffusion in rigid fibrous ceramic insulation

International Journal of Heat and Mass Transfer 1997, Vol 40, p 627-634

NICOLAU, V.P.

Identification des propriétés radiatives des milieux semi-transparents diffusants

Thèse de Doctorat, INSA Lyon, 1994, 234 p.

OZISIK M.N.

Radiative Transfer and interaction with conduction and convection

New York, John Wiley and Sons, 1973, 575 p.

QUENARD D., SALLEE H., MENNETEAU F.D. et GIRAUD D.

Heat transfer in the packings of cellular pellets : microstructure and apparent thermal conductivity

European Conference on Thermophysical properties, 1996 ,Lyon

RISH J.W and ROUX J.A.

Modeling of heat transfer through fibreglass insulation to assess attic radiant barrier
University of Mississippi, 1985 : 199 p

ROUX J.A. and YAJNIK S.

Determination of Radiative Properties of Fiberglass and Foam Insulation
Oak Ridge National Laboratory Report, 1987, 142 p

RUSSEL H.W.

Principles of heat flow in porous insulators, 1934 Qu'est-ce ?

SACADURA J.F.

Transfert radiatif et couplage conduction-rayonnement dans les milieux semi-transparents.
Problème direct et inverse
INSA Lyon, 1987

SIEGEL, R. et HOWELL, John R.

Thermal Radiation Heat Transfer
New York : Hemisphere Publishing Corporation USA, 1981, 862 p.

SINGH B.P. and KAVIANY M.

Independent theory versus direct simulation of radiation heat transfer in packed beds
International Journal of Heat and Mass Transfer, 1991, vol 34, No 11, pp 2869-2882

SINGH B.P. and KAVIANY M.

Modelling radiative heat transfer in packed beds
International Journal of Heat and Mass Transfer, 1992, Vol 35, No 6, , pp 1397-1405

TANCREZ M. et TAINE J.

Characterisation of the radiative properties of porous media with diffuse isotropic reflecting interfaces
IHTC 2002 vol.1, p 627-632

TIMUSK et McKAY

Determination of optical properties of fibrous thermal insulation
Journal of Applied Physics, 1984, vol 55 pp.4064-4071

TSAI J. R. and OZISIK M. N.

Radiation in cylindrical symmetry with anisotropic scattering and variable properties
International Journal of Heat and Mass Transfer, 1990, Vol 33, N°12, pp 2651-2658

UNY G.

Modélisation du transfert couple rayonnement-convection au sein des matériaux poreux et
identification de leurs propriétés radiatives. Application aux laines de verre
Thèse de doctorat : Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1986, 130 p.

VACHON R.

A prediction of the bounds on the thermal conductivity of granular materials
International Journal of Heat and Mass Transfer 1977, vol. 20, pp 711-723.

VISKANTA R. and FEDOROV A.G.

Radiative Transfer in a semi-transparent glass foam blanket

Journal of physical chemical glasses, 1999, vol. 41, pp 127-135

VISKANTA R. and LIM J.

Transient cooling of a cylindrical glass gob

Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2002, vol. 73, pp 481-490

WONG B.T. and MENGUC M.P.

Depolarization of radiation by non absorbing foams

Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2002, vol. 73, pp.273-284

YAMADA Y., CARTIGNY J.D. and TIEN C.L.

Radiative transfer with dependent scattering by particles : Part 2-experimental investigation

ASME, Journal of Heat Transfer, 1986, vol 108, p614

ANNEXE I : Limites de validité des lois de l'optique géométrique

Dans cet annexe, nous avons tenté d'estimer à partir de quelle taille de cellule les lois de l'optique géométrique peuvent être utilisées de manière satisfaisante pour traiter l'interaction rayonnement matière dans les milieux cellulaires. Pour cela, les propriétés radiatives des fenêtres de cellules obtenues par un logiciel de résolution des équations de Maxwell mis au point et validé par Bruce T. Draine et Piotr J. Flatau (1988, 1994, 2000) ont été comparées à celles données en appliquant les lois de l'optique géométrique. Nous rappelons que ces lois sont, en toute rigueur, valables uniquement lorsque la dimension caractéristique des particules est nettement plus grande que les longueurs d'onde considérées.

Pour simplifier le problème, les cellules sont supposées parfaitement dodécaédriques et le milieu cellulaire est donc formé uniquement de fenêtres pentagonales. L'interaction entre ces fenêtres et le rayonnement thermique est définie par les propriétés radiatives des fenêtres. Ces propriétés radiatives sont au nombre de quatre et sont obtenues en simulant l'interaction d'une fenêtre avec une onde plane incidente de longueur d'onde donnée. Elles permettent de caractériser la capacité des fenêtres à transmettre, absorber et réfléchir le rayonnement thermique incident :

- La section efficace d'absorption $C_{a,\lambda}$ (m^2) caractérise la capacité de la particule à absorber le rayonnement infrarouge incident.
- La section efficace de diffusion $C_{s,\lambda}$ (m^2) caractérise la capacité de la particule à diffuser le rayonnement infrarouge incident. .
- La section efficace d'extinction $C_{e,\lambda}$ (m^2) ($C_{e,\lambda} = C_{a,\lambda} + C_{s,\lambda}$)
- La fonction de phase $P_\lambda(\theta)$ représente la répartition angulaire de l'énergie diffusée par la particule

1. Résolution numérique des équations de Maxwell

En toute rigueur, pour obtenir les propriétés radiatives exactes des particules considérées, il est nécessaire de résoudre les équations de Maxwell en tout point de ces particules. Des résolutions analytiques exactes des équations de Maxwell sont actuellement disponibles uniquement pour des particules de géométrie spéciale comme des sphères, des sphéroïdes ou encore pour des cylindres circulaires de longueur infinie.

Pour des particules de forme plus complexe, il est nécessaire de faire appel à des méthodes numériques de résolution approchée. Parmi ces méthodes, la méthode « DDA » (discrete dipole approximation) est très attractive car elle permet de prendre en compte des particules de forme très diverses. Le principe de cette méthode aux éléments finis est de remplacer la particule continue par un tableau de dipôles ponctuels pour lequel le problème de diffusion est résolu.

Bruce T. Draine et Piotr J. Flatau ont mis au point un logiciel disponible gratuitement basé sur cette méthode. Ce logiciel a fait l'objet de plusieurs publications (Draine 1988, Draine and Flatau 1994, Draine 2000) qui ont permis de vérifier la validité des résultats obtenus. Le principe du calcul est décrit de manière détaillée dans plusieurs de ces articles.

Nous avons appliqué ce logiciel au cas des fenêtres pentagonales dont nous avons fait varier la taille et l'épaisseur. Dans chaque cas, un maillage très serré et des critères de convergence très stricts ont été utilisés de manière à obtenir les résultats les plus précis possibles. Ces résultats ont été pris comme référence.

Le logiciel décrit plus haut nous a alors permis de déterminer de manière exacte l'interaction entre une onde plane incidente et une fenêtre en déterminant la section efficace d'extinction C_e , de diffusion C_s et la fonction de phase diffusion $P(\theta)$ de la fenêtre.

2. Approximation de l'optique géométrique

Dans le cas où l'approximation de l'optique géométrique est applicable et où l'épaisseur h est négligeable devant t_{fen} , les propriétés radiatives d'une fenêtre sont déterminées simplement à partir de la réflectance R_{fen} et la transmittance t_{fen} de la fenêtre soumise à une onde plane, incidente avec un angle θ_{inc} , à l'aide des relations de Fresnel valables à l'interface plane entre l'air et le polystyrène (figure AI.1).

$$\text{On a alors : } C_e = S_{fen} \times (1 - T_{fen}) \quad \text{et} \quad C_s = S_{fen} \times R_{fen} \quad (\text{AI.1})$$

Où S_{fen} est la surface visible de la fenêtre. Dans le cas d'une fenêtre pentagonale elle est donnée par la relation :

$$S_{fen} = 0.726542 \times t_{fen}^2 \times \cos(\theta_{inc}) \quad (\text{AI.2})$$

Etant donné que l'épaisseur des fenêtres formant le polystyrène est du même ordre de grandeur que les longueurs d'onde infrarouge étudiées, il est nécessaire de prendre en compte le phénomène d'interférence entre les différentes ondes réfléchies et transmises pour le calcul des réflectances et transmittances. Le type de réflexion à l'interface air/polystyrène a également une grande importance dans le calcul des propriétés radiatives. La réflexion peut être diffuse ou spéculaire suivant l'état de surface de la fenêtre. Dans le cas où la réflexion est spéculaire, le rayon est réfléchi dans la direction symétrique à la direction d'arrivée par rapport à la normale tandis que pour une réflexion diffuse, la direction de diffusion est choisie aléatoirement dans le demi-espace arrière de la fenêtre. Dans le cas des mousses de PSE, nous prendrons en compte uniquement la réflexion spéculaire étant donné que l'épaisseur des fenêtres est toujours plus petite que les longueurs d'onde considérées.

D'après Brewster (1992), pour un rayon incident non polarisé sur un film diélectrique ($n \gg k$ vrai pour le polystyrène), les relations de Fresnel s'écrivent :

$$R_{12} = \frac{\Delta q_r}{\Delta q_i} = \frac{(|r_{12//}|^2 + |r_{12\perp}|^2)}{2} = R_{21} \quad (\text{AI.3}) \quad T_{12} = \frac{\Delta q_t}{\Delta q_i} = 1 - R_{12} = T_{21} \quad (\text{AI.4})$$

$$r_{12//} = \frac{E_{r//}}{E_{i//}} = \frac{n \cos(\theta_{inc}) - \cos(\theta_{ref})}{n \cos(\theta_{inc}) + \cos(\theta_{ref})} \quad (\text{AI.5}) \quad r_{12\perp} = \frac{E_{r\perp}}{E_{i\perp}} = \frac{\cos(\theta_{inc}) - n \cos(\theta_{ref})}{\cos(\theta_{inc}) + n \cos(\theta_{ref})} \quad (\text{AI.6})$$

$$\text{et} \quad \sin(\theta_{inc}) = n \sin(\theta_{ref}) \quad (\text{AI.7})$$

n et k sont les indices de réfraction réel et imaginaire du polystyrène.

θ_{inc} et θ_{ref} sont les angles d'incidence et de réfraction

R_{12} , T_{12} et R_{21} , T_{21} sont les réflectivités et les transmittivités à l'interface entre l'air et le polystyrène, et à l'interface entre le polystyrène et l'air

Δq_i , Δq_r et Δq_t sont les flux radiatifs incidents réfléchis et transmis à l'interface entre l'air et le polystyrène.

$E_{i//}$, $E_{i\perp}$ et $E_{r//}$, $E_{r\perp}$ sont les amplitudes complexes des vecteurs électriques incident et réfléchis pour des polarisations parallèles et réfléchies.

$r_{12//}$ et $r_{12\perp}$ sont les coefficients de réflexion de Fresnel pour une polarisation parallèle et perpendiculaire.

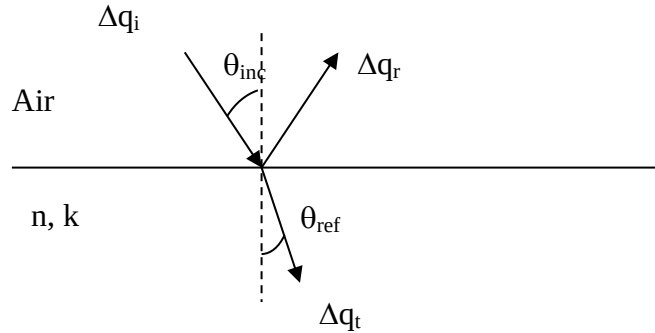


Figure A.I.1 : Relation de Fresnel à l'interface air polystyrène

En faisant le bilan sur l'ensemble des rayons transmis et réfléchis par le film après de multiples réflexions aux interfaces et en tenant compte des différences de phase entre les différents rayons transmis et réfléchis (figure AI.2), on obtient, pour la réflectance et la transmittance du film :

$$R_{fen} = R_{12} + T_{12}R_{21}T_{21}e^{-i \times 2\hat{\beta}} + T_{12}R_{21}^3T_{21}e^{-i \times 4\hat{\beta}} + \dots = \frac{R_{12} + R_{21}e^{-i \times 2\hat{\beta}}}{1 + R_{12}R_{21}e^{-i \times 2\hat{\beta}}} \quad (AI.8)$$

$$Tr_{fen} = T_{12}T_{21}e^{-i \times \hat{\beta}} + T_{12}R_{21}^2T_{21}e^{-i \times 3\hat{\beta}} + \dots = \frac{T_{12}T_{21}e^{-i \times \hat{\beta}}}{1 + R_{12}R_{21}e^{-i \times 2\hat{\beta}}} \quad (AI.9)$$

$$\text{avec } \tilde{\beta} = \frac{2\pi \times \tilde{n} \times hp \times \cos(\theta_{ref})}{\lambda} \quad (AI.10)$$

λ : longueur d'onde infrarouge considérée

h : épaisseur des fenêtres

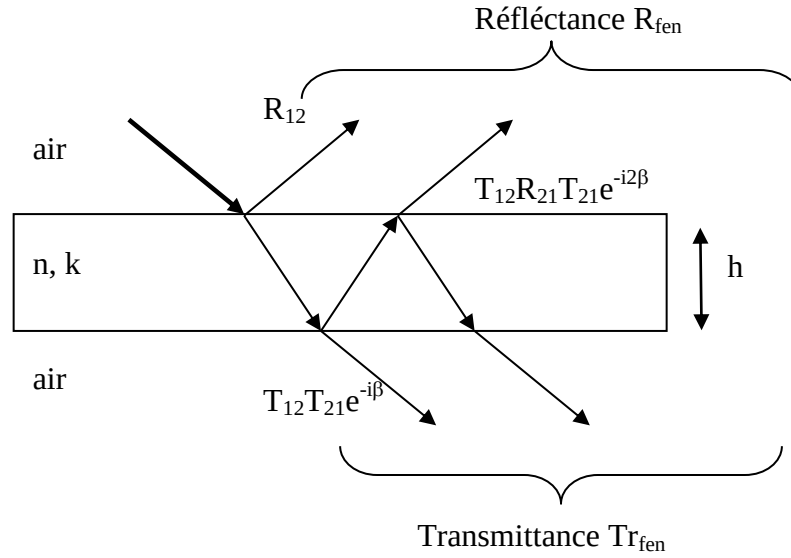


Figure A.I.2 : Calcul de transmittance et réflectance de la fenêtre

En ce qui concerne la fonction de phase de diffusion des fenêtres donnée par l'approximation de l'optique géométrique, étant donné que la réflexion à l'interface air/polystyrène est spéculaire, elle se caractérise par une seule direction de diffusion correspondant à la direction des rayons réfléchis. Dans le cas d'une onde arrivant sur la particule avec une incidence normale, la fonction de phase se présente donc sous la forme d'un Dirac orienté dans la direction arrière.

3. Résultats

Nous avons fait varier la taille des fenêtres t_{fen} entre 110 et 8 microns et comparé les propriétés radiatives des fenêtres obtenues par les deux méthodes. Nous avons également estimé l'erreur commise sur le flux thermique radiatif, lorsque l'approximation de l'optique géométrique est utilisée, en fonction de la taille des particules. Pour cela, nous avons résolu l'équation du transfert radiatif dans un milieu fictif composé de fenêtres de cellules diffusant le rayonnement de manière indépendante en utilisant les propriétés radiatives obtenues par les deux méthodes.

Pour des raisons de temps de calcul et de précision sur les valeurs obtenues par la méthode DDA, les propriétés radiatives ont été calculées pour une onde plane en incidence normale ($\theta_{inc}=0^\circ$) uniquement.

Le rapport $\frac{t_{fen}}{h}$ choisi pour les fenêtres étudiées est de 100 ce qui correspond approximativement à la morphologie des fenêtres présentes dans les mousses de PSE de faible masse volumique. L'indice de réfraction imaginaire du polystyrène utilisé pour les calculs est $\tilde{n} = 1.6 - 0.01i$ et la longueur d'onde considérée est de $10 \mu m$, soit approximativement la longueur d'onde d'émission maximale du corps noir à température ambiante.

3.1. Comparaison des fonctions de phase de diffusion

Pour une onde plane incidente normale, la fonction de phase de la fenêtre donnée par l'approximation de l'optique géométrique se présente sous la forme d'un Dirac dans la direction $\theta = 180^\circ$ puisque toute l'énergie réfléchie est orientée dans la direction arrière. De plus, cette fonction de phase est indépendante de la taille des particules. Pour plus de lisibilité, nous n'avons pas représenté cette fonction de phase sur la figure A.I.3.

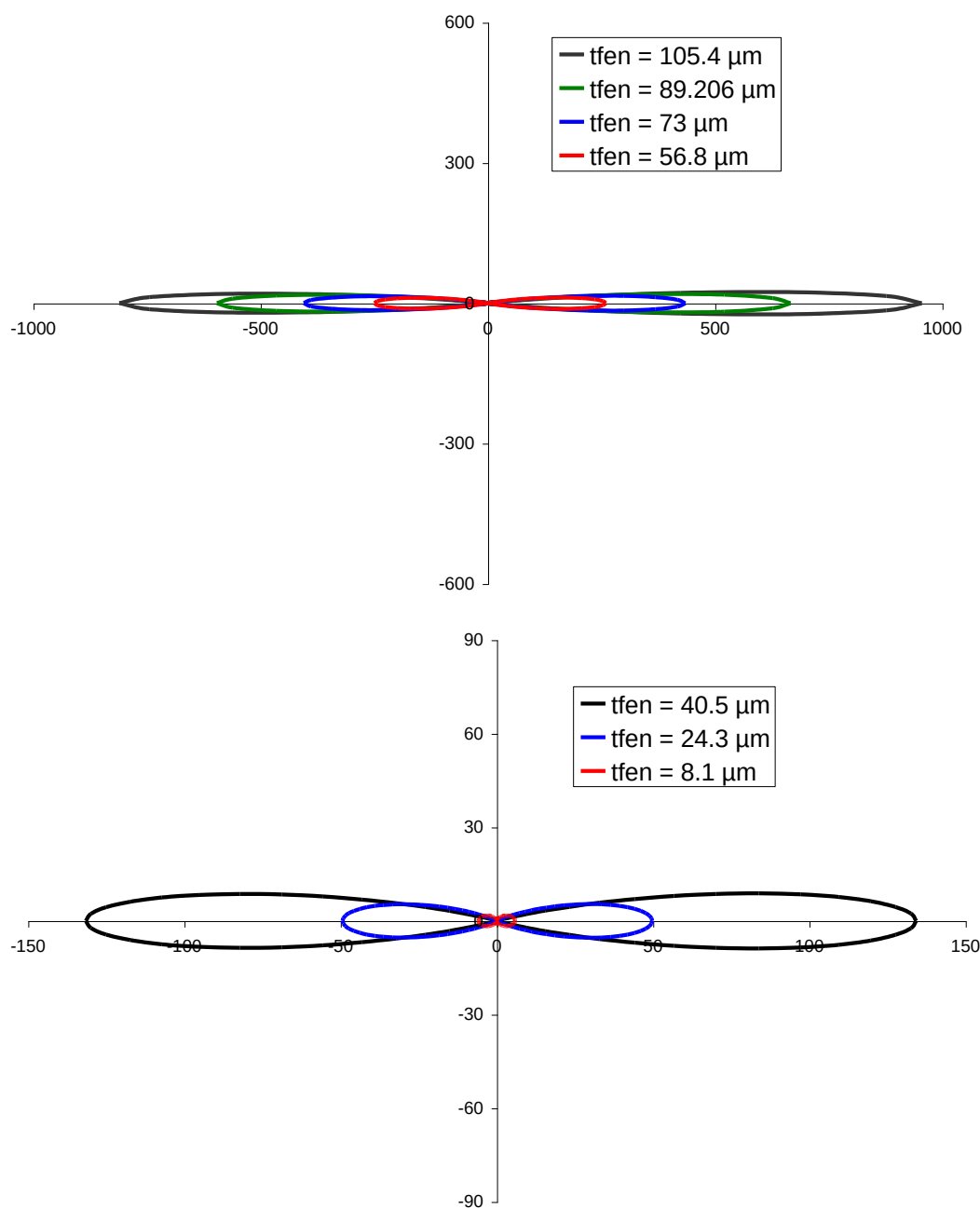


Figure A.I.3 : Comparaison des fonctions de phase données par l'approximation de l'optique géométrique et le modèle DDA en incidence normale pour différentes tailles de fenêtres

Par contre, la fonction de phase de diffusion obtenue par le modèle DDA possède une composante dans la direction avant (voir figure A.I.3). Ceci est du, notamment, au phénomène de diffraction de l'onde incidente par la fenêtre. Cependant, nous pouvons constater que cette composante est très rapprochée de la direction d'incidence ce qui signifie que l'énergie

radiative diffusée dans la direction avant n'est quasiment pas dévié de sa trajectoire. Ainsi, pour une fenêtre taille $t_{\text{fen}} = 105 \mu\text{m}$, 99% de l'énergie diffusée dans l'hémisphère avant est comprise dans un angle de 9° centrée autour de la direction d'incidence et 56 % dans un angle de 1° . D'un point de vue strictement énergétique, nous pouvons donc négliger le phénomène de diffusion avant en assimilant l'énergie diffusée dans l'hémisphère avant à de l'énergie transmise directement à travers la fenêtre. Par conséquent, pour des tailles de fenêtre proche de $100 \mu\text{m}$, il apparaît que l'approximation de l'optique géométrique est une bonne approximation pour l'estimation de la fonction de phase. Cependant, nous pouvons constater qu'au plus les fenêtres sont de petite taille au moins la fonction de phase de diffusion vers l'avant est proche de la direction d'incidence. Ainsi, pour des fenêtres telles que

- ✓ $t_{\text{fen}} = 89.2 \mu\text{m}$, 99 % de l'énergie diffusée en direction avant est comprise dans un angle de 9° centrée autour de la direction d'incidence et 56 % dans un angle de 1°
- ✓ $t_{\text{fen}} = 89.2 \mu\text{m}$, 99 % de l'énergie diffusée en direction avant est comprise dans un angle de 11° centrée autour de la direction d'incidence et 49 % dans un angle de 1°
- ✓ $t_{\text{fen}} = 73 \mu\text{m}$, 99 % de l'énergie diffusée en direction avant est comprise dans un angle de 14° centrée autour de la direction d'incidence et 41 % dans un angle de 1°
- ✓ $t_{\text{fen}} = 56.8 \mu\text{m}$, 99 % de l'énergie diffusée en direction avant est comprise dans un angle de 18° centrée autour de la direction d'incidence et 33 % dans un angle de 1°
- ✓ $t_{\text{fen}} = 40.5 \mu\text{m}$, 99 % de l'énergie diffusée en direction avant est comprise dans un angle de 25° centrée autour de la direction d'incidence et 24.4 % dans un angle de 1°
- ✓ $t_{\text{fen}} = 24.3 \mu\text{m}$, 99 % de l'énergie diffusée en direction avant est comprise dans un angle de 42° centrée autour de la direction d'incidence et 15.1 % dans un angle de 1°
- ✓ $t_{\text{fen}} = 8.1 \mu\text{m}$, 99 % de l'énergie diffusée en direction avant est comprise dans un angle de 84° centrée autour de la direction d'incidence et 2.5 % dans un angle de 1°

En ce qui concerne la diffusion en direction arrière, les résultats du modèle DDA montrent également que pour des tailles de fenêtre importante, la fonction de phase réelle est très proche de la fonction de phase obtenue par l'approximation de l'optique géométrique. Ainsi, pour des fenêtres telles que :

- ✓ $t_{\text{fen}} = 105 \mu\text{m}$, 99 % de l'énergie diffusée en direction arrière est comprise dans un angle de 9° centrée autour de la direction de réflexion (180°) et 56 % dans un angle de 1°
- ✓ $t_{\text{fen}} = 89.2 \mu\text{m}$, 99 % de l'énergie diffusée en direction arrière est comprise dans un angle de 11° centrée autour de la direction de réflexion (180°) et 49 % dans un angle de 1°
- ✓ $t_{\text{fen}} = 73 \mu\text{m}$, 99 % de l'énergie diffusée en direction arrière est comprise dans un angle de 14° centrée autour de la direction de réflexion (180°) et 41 % dans un angle de 1°
- ✓ $t_{\text{fen}} = 56.8 \mu\text{m}$, 99 % de l'énergie diffusée en direction arrière est comprise dans un angle de 18° centrée autour de la direction de réflexion (180°) et 33 % dans un angle de 1°

- ✓ $t_{\text{fen}} = 40.5 \text{ } \mu\text{m}$, 99 % de l'énergie diffusée en direction arrière est comprise dans un angle de 25° centrée autour de la direction de réflexion (180°) et 24 % dans un angle de 1°
- ✓ $t_{\text{fen}} = 24.3 \text{ } \mu\text{m}$, 99 % de l'énergie diffusée en direction arrière est comprise dans un angle de 42° centrée autour de la direction de réflexion (180°) et 15 % dans un angle de 1°
- ✓ $t_{\text{fen}} = 8.1 \text{ } \mu\text{m}$, 99 % de l'énergie diffusée en direction arrière est comprise dans un angle de 84° centrée autour de la direction de réflexion (180°) et 2.5 % dans un angle de 1°

Nous constatons que pour des tailles de fenêtre importantes, la majeure partie de l'énergie radiative diffusée en direction arrière est très proche de la direction 180° . La diffusion arrière de la particule peut donc être assimilée à de la réflexion pure et les lois de l'optique géométrique approximent bien la diffusion réelle. En revanche, comme précédemment pour la diffusion avant, pour des fenêtres de petite taille ($< 40 \text{ } \mu\text{m}$), cette approximation n'apparaît plus très précise.

3.2. Comparaison des sections efficaces

Nous avons comparé les résultats obtenus en traçant l'évolution du rapport entre les sections efficaces obtenues par la méthode DDA (C_{DDA}) et celles issues de l'approximation de l'optique géométrique ($C_{\text{opt. geo.}}$) dans le cas d'une onde plane en incidence normale.

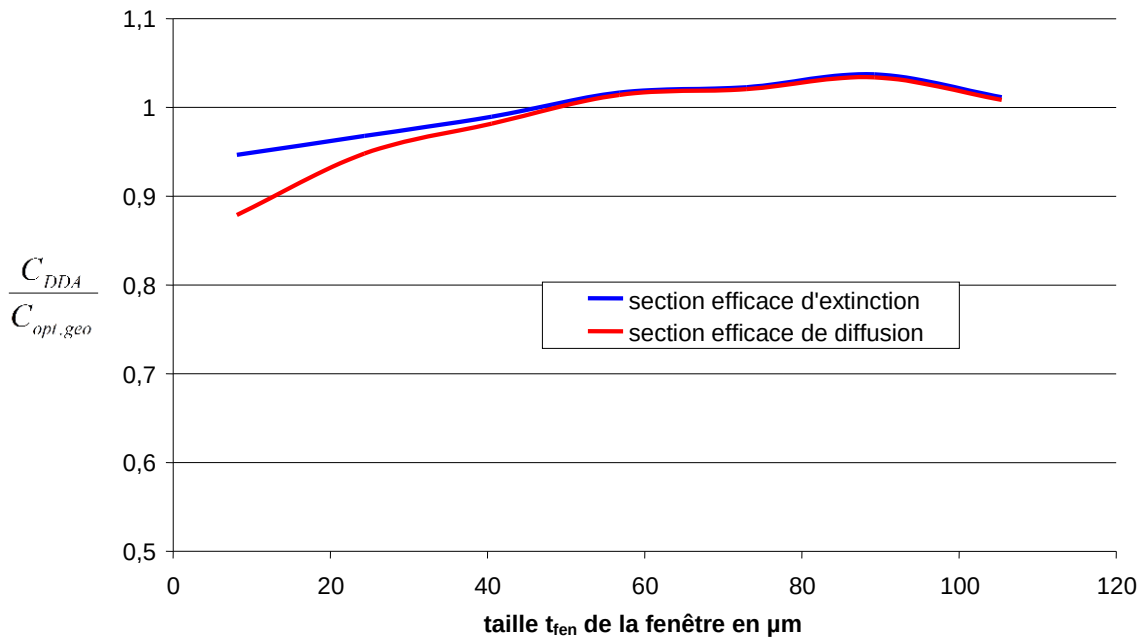


Figure A.I.4 : Evolution du rapport entre les sections efficaces obtenues par les deux méthodes en fonction de la taille des fenêtres

Nous pouvons remarquer que pour les tailles de fenêtre considérées, les sections efficaces prédites par l'approximation de l'optique géométrique sont proches de celles obtenues en résolvant les équations de Maxwell par la méthode DDA aussi bien pour la section efficace d'extinction que pour la section efficace de diffusion. Toutefois, pour des tailles inférieures à $30 \text{ } \mu\text{m}$, des divergences apparaissent entre les deux méthodes de résolution.

L'optique géométrique se révèle donc être une bonne approximation pour déterminer les sections efficaces d'extinction en incidence normale, et ce, même pour des fenêtres de taille relativement faible.

3.3. Estimation de l'erreur sur le transfert thermique radiatif

La comparaison des propriétés radiatives obtenues par les deux méthodes a montré que les résultats de l'approximation de l'optique géométrique sont très proches des résultats de la résolution des équations de Maxwell pour des tailles de fenêtres supérieures à 100 μm . Toutefois, pour des fenêtres plus petites, l'étude précédente ne nous permet pas d'estimer l'erreur relative qu'entraîne l'utilisation des lois de l'optique géométrique sur l'amplitude du transfert thermique radiatif à travers le milieu cellulaire.

Ainsi, afin d'estimer cette erreur, nous avons appliqué la méthode des ordonnées discrètes décrites dans le paragraphe 1.2.2.2 pour résoudre l'équation du transfert radiatif dans un milieu 1-D fictif composé de fenêtres de cellules diffusant le rayonnement de manière indépendante les unes des autres. Les propriétés radiatives obtenues par les deux méthodes pour une longueur d'onde incidente de 10 μm ont été utilisées et nous avons ainsi pu comparer les flux thermiques radiatifs théoriques traversant le milieu dans les deux cas.

Le milieu considéré est supposé en équilibre radiatif si bien que seul le transfert thermique par rayonnement est pris en compte. De plus, étant donné que les propriétés radiatives réelles issues de la méthode DDA ont pu être déterminées uniquement pour une onde plane en incidence normale, on suppose que toutes les fenêtres composant le milieu fictif sont orientées perpendiculairement au flux radiatif. Enfin, nous supposons que les propriétés radiatives du milieu sont indépendantes de la longueur d'onde et égales aux propriétés obtenues pour $\lambda=10\mu\text{m}$. La résolution de l'ETR ne nécessite donc pas de discrétisation spectrale.

Les calculs ont été effectués pour un milieu d'épaisseur 40 mm compris entre 2 plaques parfaitement émissives dont les températures sont $T_c = 300 \text{ K}$ et $T_f = 285 \text{ K}$. La quadrature utilisée est la même que celle décrite dans le paragraphe 1.2.2.2. De plus, la porosité ε_{fic} du milieu fictif a été fixée à 99%. Le coefficient d'extinction β_{fic} , l'albédo ω_{fic} et la fonction de phase de diffusion $P_{\text{fic}}(\theta)$ de ce milieu peuvent être déterminés simplement en sommant les contributions de chaque fenêtre. On a ainsi

$$\beta_{\text{fic}} = C_e \times N \quad (\text{AI.11}); \quad \omega_{\text{fic}} = \frac{C_s}{C_e} \quad (\text{AI.12}); \quad P_{\text{fic}}(\theta) = P_{\text{part}}(\theta) \quad (\text{AI.13})$$

avec N : nombre de fenêtres par unité de volume de milieu fictif

N dépend de la porosité et du volume des fenêtres. On a :

$$N = \frac{(1 - \varepsilon_{\text{fic}})}{V_{\text{fen}}} = \frac{(1 - \varepsilon_{\text{fic}})}{0.746524 \times t_{\text{fen}}^2 \times h} = \frac{(1 - \varepsilon_{\text{fic}}) \times 80}{0.746542 \times t_{\text{fen}}^3} \quad (\text{AI.14})$$

L'évolution des flux radiatifs obtenus en utilisant les résultats des deux méthodes est représentée sur la figure AI.5.

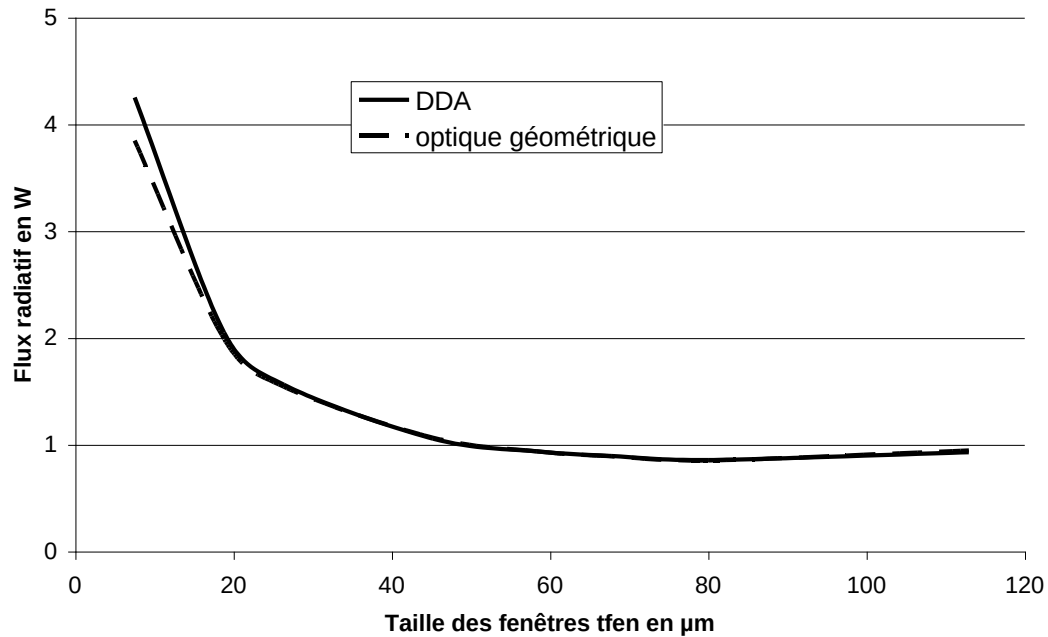


Figure A.I.5 : Evolution du flux thermique radiatif calculé à partir des deux méthodes en fonction de la taille des fenêtres

Comme nous pouvons le constater, l'erreur commise en utilisant les lois de l'optique géométrique pour traiter l'interaction rayonnement/fenêtres est négligeable tant que la taille des fenêtres est supérieure à $20 \mu m$. En effet, cette erreur relative est toujours inférieure à 2%. Pour des fenêtres plus petites, les résultats des deux méthodes commencent à diverger. Ainsi, pour des fenêtres telles que $t_{fen} = 8.1 \mu m$, l'utilisation des lois de l'optique géométrique entraîne une erreur relative de 7.5 % sur le flux radiatif total traversant le milieu fictif, ce qui reste relativement faible.

En conclusion, les lois de l'optique géométrique peuvent être utilisées avec précision tant que la taille des fenêtres reste supérieure à $20 \mu m$, ce qui correspond, dans le cas où les cellules sont parfaitement dodécaédrique, à un diamètre de cellule d'environ $35 \mu m$.

Cependant, il convient de relativiser ces résultats puisqu'ils ont été obtenus pour une longueur d'onde incidente de $10 \mu m$. De plus, les résultats obtenus traitent uniquement du cas où l'onde plane à une incidence normale alors que dans le milieu cellulaire réel, les fenêtres de cellules ont des orientations aléatoires.

En pratique, nous admettrons donc par la suite que les lois de l'optique géométrique sont valables pour des tailles de fenêtres supérieures à $50 \mu m$ ce qui correspond à un diamètre de cellule de l'ordre de $80 \mu m$.

ANNEXE II : Modélisation des propriétés radiatives du milieu cellulaire interne à partir de l'hypothèse de diffusion indépendante

Comme nous l'avons vu précédemment, plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour prédire les propriétés radiatives des milieux poreux. La plupart de ces méthodes assimilent le matériau poreux à un arrangement aléatoire de particules diffusant le rayonnement de manière indépendante. La forme et la taille des particules prises en compte sont directement reliées à la morphologie du milieu poreux considéré puisque ces particules sont sensées former la structure interne du milieu poreux. L'hypothèse de diffusion indépendante suppose que les particules sont suffisamment éloignées pour que le champ de luminance arrivant sur une particule ne soit pas affecté par la présence des autres particules. Ainsi, le comportement radiatif du milieu peut être déterminé à partir des propriétés d'une particule isolée.

Kuhn et al ont étudié les propriétés radiatives des mousses de PSE et de PU en utilisant cette méthode. Ainsi, les auteurs ont considéré que les mousses de PSE sont composées uniquement de fenêtres de cellules, alors que les mousses de PU sont composées de fenêtres et de poutres de cellules. Les propriétés du milieu cellulaire sont alors obtenues directement en sommant les propriétés de chaque particule orientée aléatoirement.

Nous avons appliqué ce type de méthode pour déterminer le coefficient d'extinction β_{cell} mais également l'albédo ω_{cell} et la fonction de phase de diffusion $P_{\text{cell}}(\theta)$ du milieu cellulaire. L'étude a été réalisée pour des cellules de forme dodécaédriques ou cubiques.

Si les cellules sont supposées parfaitement dodécaédriques, les fenêtres considérées sont de forme pentagonale. On a alors, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.1.2 :

$$t_{\text{fen}} = \frac{D_{\text{cell}}}{1.7013} ; \quad h = 0.276 \times (1 - \varepsilon_{\text{fen}}) \times D_{\text{cell}}$$

Si les cellules sont cubiques, les fenêtres sont carrées et on a :

$$t_{\text{fen}} = D_{\text{cell}} ; \quad h = \frac{(1 - \varepsilon_{\text{fen}}) \times t_{\text{fen}}}{3}$$

Si l'on suppose également que ces fenêtres diffusent le rayonnement de manière indépendante, les propriétés radiatives du milieu global sont déterminées à partir des propriétés d'une fenêtre isolée.

Ces propriétés sont : la section efficace d'extinction $C_{e,\lambda}$, la section efficace de diffusion $C_{e,\lambda}$, la section efficace d'absorption $C_{a,\lambda}$ et la fonction de phase de diffusion $P_{\lambda}(\theta)$. Elles ont déjà été définies précédemment.

Pour obtenir le coefficient d'extinction β_{cell} , l'albédo ω_{cell} et la fonction de phase de diffusion $P_{\text{cell}}(\theta)$ du milieu cellulaire, il suffit simplement de sommer la contribution de chaque fenêtre. Ces fenêtres étant orientées aléatoirement, il est nécessaire de prendre en compte dans les calculs toutes les orientations possibles des fenêtres dans l'espace. Ceci conduit à la détermination de propriétés radiatives moyennées sur l'ensemble des directions d'incidence possibles $\langle C_{a,\lambda} \rangle$, $\langle C_{s,\lambda} \rangle$ et $\langle P_{\text{part}}(\theta) \rangle$

On a alors :

$$\beta_{cell,\lambda} = N_{part} \times (\langle C_{a,\lambda} \rangle + \langle C_{e,\lambda} \rangle) \quad (AII.1) ; \quad \omega_{cell,\lambda} = \frac{\langle C_{s,\lambda} \rangle}{\langle C_{s,\lambda} \rangle + \langle C_{a,\lambda} \rangle} \quad (AII.2) \text{ et}$$

$$P_{cell,\lambda}(\theta) = \langle P_{part,\lambda}(\theta) \rangle \quad (AII.3)$$

Où N_{part} est le nombre de fenêtre par unité de volume. Cette grandeur est reliée au volume d'une cellule. Pour des cellules de forme dodécaédriques, chaque cellule possède 12 fenêtres qu'elle partage avec ses voisines. Le nombre de fenêtre par cellule est donc de 6 et on a la relation :

$$N_{part} = \frac{6}{V_{cell}} = \frac{14.06}{D_{cell}^3} \quad (AII.4)$$

En revanche, pour des cellules cubiques, il y a 3 fenêtres par cellule et on a :

$$N_{part} = \frac{3}{V_{cell}} = \frac{3}{D_{cell}^3} \quad (AII.5)$$

Afin de déterminer les propriétés radiatives moyennes sur l'ensemble des directions d'incidence, nous avons mis au point une procédure de suivi de rayon. Cette procédure permet de simuler une onde plane incidente sur une fenêtre orientée de manière aléatoire (figure AII.1). L'onde plane est divisée en un très grand nombre de rayons incidents d'énergie unité dont le trajet est analysé.

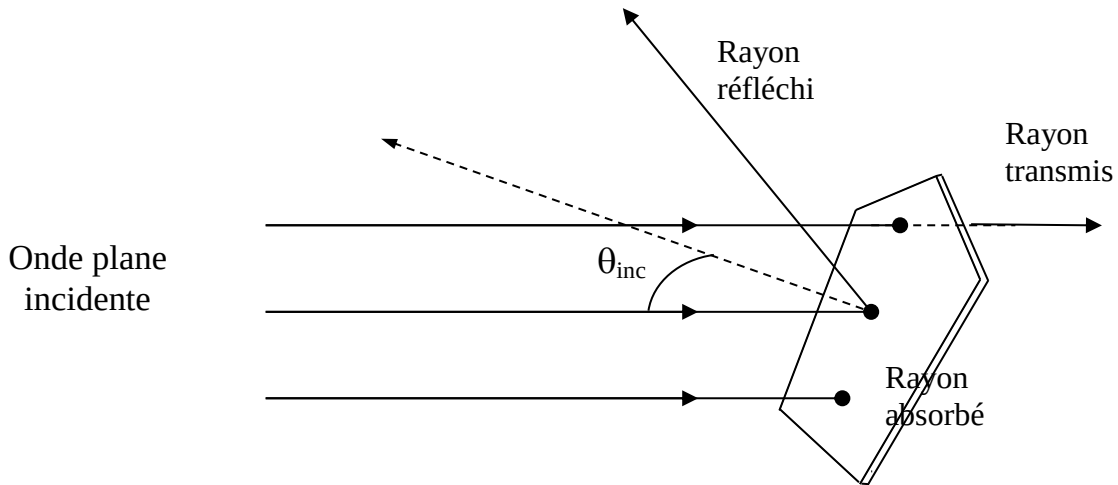


Figure AII.1 : Illustration de l'interaction d'une fenêtre pentagonale avec une onde plane incidente

La procédure se déroule comme suit :

1. Pour chaque rayon, l'angle d'incidence θ_{inc} avec la normale au plan de la fenêtre est choisi de manière aléatoire à l'aide d'un nombre D compris entre 0 et 1 généré aléatoirement. θ_{inc} doit être généré de façon à respecter la probabilité qu'a le rayon de rencontrer une fenêtre avec un angle donné θ' . Cette probabilité est proportionnelle à l'angle solide d'incidence du rayon sur la fenêtre. L'angle solide d'incidence du rayon s'exprime sous la forme : $d\omega_{inc} = 2\pi \sin(\theta') d\theta'$. La probabilité pour que le rayon rencontre la fenêtre avec un angle θ' est donc

proportionnelle à $\sin(\theta').d\theta'$. Il est alors possible de choisir aléatoirement l'angle θ_{inc} à partir du nombre D en déterminant la valeur de θ_{inc} qui vérifie :

$$\frac{\int_0^{\theta_{inc}} \sin(\theta).d\theta}{\int_0^{\pi/2} \sin(\theta).d\theta} = D \Leftrightarrow 1 - \cos\theta_{inc} = D \Leftrightarrow \theta_{inc} = \cos^{-1}(1 - D) \quad (AII.6)$$

2. Une fois que l'angle d'incidence a été déterminé de manière aléatoire, la procédure détermine la transmittance Tr_{fen} et la réflectance R_{fen} des fenêtres à l'aide des lois de l'optique des films fins. Ces lois sont régies par les équations (AI.8), (AI.9) et (AI.10).
3. La procédure détermine ensuite si le rayon est réfléchi absorbé ou transmis à partir d'un nombre D généré aléatoirement entre 0 et 1.
 - Si $D > R_{fen} + T_{fen}$, le rayon est absorbé par la fenêtre. Le compteur **Abs** est incrémenté d'une quantité égale à $S_{fen} \times \cos\theta_{inc}$ correspondant à la surface visible de la fenêtre.
 - Si $R_{fen} < D < R_{fen} + T_{fen}$, le rayon est transmis à travers la fenêtre.
 - Si $D < R_{fen}$, le rayon est réfléchi par la fenêtre. Le compteur **Dif** est incrémenté d'une quantité égale à $S_{fen} \times \cos\theta_{inc}$ correspondant à la surface visible de la fenêtre. L'angle θ entre la direction d'incidence et la direction de réflexion du rayon est calculé et sa valeur est mémorisée. Pour une réflexion spéculaire, on a : $\theta = 180 - 2 \times \theta_{inc}$ où θ et θ_{inc} sont exprimés en °.

Cette procédure est répétée jusqu'à ce que le nombre de rayons générés atteigne une valeur **compt** fixée très grande. On peut alors calculé :

- ✓ $\frac{Abs}{compt} = \langle S_{abs} \rangle$, la section efficace d'absorption moyennée sur l'ensemble des orientations possibles de la fenêtre
- ✓ $\frac{Dif}{compt} = \langle S_{dif} \rangle$; la section efficace de diffusion moyennée sur l'ensemble des orientations possibles de la fenêtre
- ✓ **R(θ)** : la répartition angulaire de l'énergie réfléchiée par la fenêtre moyennée sur l'ensemble des orientations possibles. Cette répartition est discrétisée pour les directions $\theta_0=0^\circ$, $\theta_1=1^\circ$, ..., $\theta_{180}=180^\circ$. Ainsi l'ensemble des rayons réfléchis avec un angle θ compris entre $\theta_i-0.5^\circ$ et $\theta_i+0.5^\circ$ avec la direction d'incidence sont regroupés dans **R(θ)**. La fonction de phase $\langle P_{part}(\theta) \rangle$ peut être calculé

directement à partir de la répartition angulaire $R(\theta_i)$. En effet, $R(\theta_i)$ représente la probabilité pour qu'un rayon incident soit réfléchi dans une direction faisant un angle compris entre $\theta_i - 0.5^\circ$ et $\theta_i + 0.5^\circ$ avec la direction d'incidence. Par contre, $\frac{1}{4\pi} \langle P_{part}(\theta) \rangle d\omega$ représente la probabilité pour que le rayon incident soit diffusé dans l'angle solide $d\omega$ centré sur la direction faisant un angle θ_i avec la direction d'incidence. On a donc :

$$\langle P_{part}(\theta_i) \rangle = \frac{4\pi R(\theta_i)}{d\omega(\theta_i)} \quad \text{pour } i \text{ allant de } 0 \text{ à } 180.$$

Or $d\omega(\theta_i) = 2\pi \sin(\theta_i) \Delta\theta_i = 2\pi \sin(\theta_i) \times \frac{\pi}{180}$ et donc

$$\langle P_{part}(\theta_i) \rangle = 4 \frac{R(\theta_i)}{\sin(\theta_i) \times \frac{\pi}{90}} \quad (\text{AII.7})$$

La fonction de phase est ensuite normalisée afin de satisfaire l'équation

$$\frac{1}{4\pi} \sum_{i=0}^{180} \langle P_{part}(\theta_i) \rangle \times 2\pi \sin(\theta_i) d\theta'_i = 1 \quad (\text{AII.8})$$

Dans la pratique, le nombre de rayons générés **compt** est choisi suffisamment grand pour que les propriétés radiatives calculées soient indépendantes de sa valeur. Dans l'ensemble des cas traités, nous avons pris **compt** = 10^6 .

ANNEXE III : Modélisation des propriétés radiatives du milieu cellulaire interne en prenant en compte la diffusion dépendante

L'hypothèse de diffusion indépendante est généralement utilisée afin de simplifier le calcul des propriétés radiatives des milieux poreux. Cependant, dans le cas des milieux cellulaires à pores fermés, aucune étude n'a permis de confirmer que l'utilisation de cette hypothèse n'entraîne pas d'erreurs significatives sur les valeurs des propriétés radiatives calculées. Nous avons donc développé un modèle de prédiction des propriétés radiatives du milieu cellulaire permettant de prendre en compte le phénomène de diffusion dépendante. La méthode est basée sur une procédure de type Monte Carlo permettant de suivre la trajectoire de rayon à l'intérieur du milieu cellulaire. Cette méthode permet donc de prendre en compte le comportement réel de chaque particule en présence de particules voisines. Deux variantes ont été mises en place :

- ✓ Premièrement, on suppose, comme précédemment que le comportement radiatif du milieu cellulaire peut être assimilé à celui d'un arrangement de fenêtres pentagonales (ou carrées) disposées et orientées aléatoirement dans l'espace en prenant en compte, cette fois ci, le fait que les particules voisines peuvent agir sur le champ de luminance incident sur ces particules.
- ✓ Dans un deuxième temps, la méthode est appliquée à un réseau de cellules se rapprochant de la forme dodécaédrique pentagonal couvrant l'intégralité de l'espace et à un réseau de cellules cubiques. Les fenêtres ne sont donc plus, comme dans les cas précédent, disposées et orientées de manière indépendante les unes par rapport aux autres. Il est alors possible de connaître l'influence du positionnement des fenêtres les unes par rapport aux autres sur le comportement radiatif du milieu.

En comparant les résultats avec ceux obtenus précédemment, nous avons donc pu caractériser l'influence du positionnement des fenêtres les unes par rapport aux autres sur les propriétés radiatives du milieu et ainsi de quantifier l'erreur commise en considérant que les particules sont réparties aléatoirement.

1. Propriétés radiatives d'un arrangement aléatoire de fenêtres

1.1. Principe de la méthode

Le principe est de déterminer le coefficient d'extinction β_{cell} , l'albedo de diffusion ω_{cell} et la fonction de phase de diffusion $P_{\text{cell}}(\theta)$ du milieu homogène absorbant et diffusant dont le comportement radiatif est le plus proche de celui du milieu cellulaire où les particules sont disposées aléatoirement.

Ainsi, nous avons, tout d'abord, généré un milieu composé par l'arrangement aléatoire de fenêtres pentagonales ou cubiques dont la position et l'orientation sont indépendantes les unes des autres. Ce milieu est censé représenter du point de vue radiatif le comportement du milieu cellulaire. La position et l'orientation des fenêtres étant choisis aléatoirement, certaines fenêtres sont susceptibles d'en intersecter d'autres. La taille et l'épaisseur des fenêtres composant le milieu correspondent à la taille des faces de chaque cellule du milieu cellulaire étudié.

Une procédure de type Monte Carlo est ensuite exécutée. Le trajet de rayons lancés à partir de points choisis aléatoirement dans le milieu et avec des directions de départ aléatoires, est analysé jusqu'à ce qu'ils sortent d'une sphère de rayon $R_{\text{sphère}}$ centrée sur le point de départ du rayon (figure AIII.1). Nous détaillerons par la suite le choix de la valeur de $R_{\text{sphère}}$ utilisée.

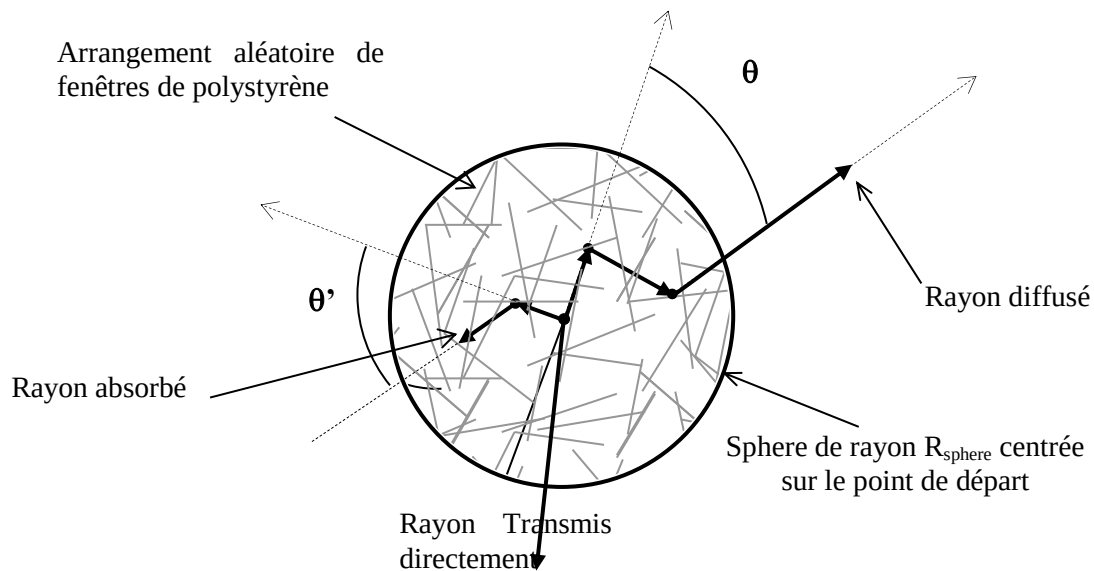


Figure AIII.1 : Illustration en 2-D de la procédure Monte Carlo dans la sphère de rayon $R_{\text{sphère}}$

Chaque rayon peut sortir de la sphère sans être intercepté, être réfléchi une ou plusieurs fois à la surface d'une fenêtre ou être absorbé avant de sortir de la sphère. A chaque fois qu'un rayon est réfléchi, l'angle θ' entre la direction d'incidence et la direction de réflexion est mémorisé. Par ailleurs, lorsque le rayon sort de la sphère après une ou plusieurs réflexions, l'angle θ entre la direction de départ et la direction de sortie du rayon est également mémorisé.

Pour un très grand nombre de rayons lancés, il est possible de calculer :

- **Trans** : la proportion de rayons quittant la sphère sans être interceptés (rayons transmis)
- **Dif** : la proportion de rayons sortant de la sphère après une ou plusieurs réflexions sur les fenêtres (rayons diffusés)
- **$E(\theta)$** : la répartition angulaire moyenne des rayons diffusés hors de la sphère. En pratique, cette répartition est discrétisée pour $\theta_0=0^\circ$, $\theta_1=1^\circ$, ..., $\theta_{180}=180^\circ$. Ainsi, l'ensemble des

rayons quittant la sphère dans une direction faisant en angle θ compris entre $\theta_i - 0.5^\circ$ et $\theta_i + 0.5^\circ$ avec la direction d'incidence sont regroupés dans $E(\theta_i)$

- $Z(\theta')$: la répartition angulaire moyenne des rayons réfléchis sur les fenêtres. Cette répartition est obtenue en mémorisant l'angle entre la direction incidente et la direction de reflection à chaque reflection sur une fenêtre. Comme pour $E(\theta)$, en pratique, $Z(\theta')$ est discrétisée pour $\theta'_0 = 0^\circ$, $\theta'_1 = 1^\circ$, ..., $\theta'_{180} = 180^\circ$.

Ces quatre paramètres décrivent entièrement le comportement radiatif du milieu. Les propriétés radiatives β_{cell} , ω_{cell} et $P_{cell}(\theta)$ sont identifiées à partir de ces valeurs. En effet, en considérant que l'arrangement de fenêtres est un milieu isotrope absorbant et diffusant, le paramètre **Trans**, déterminé précédemment dépend uniquement du coefficient d'extinction β_{cell} du milieu. Par définition, on a :

$$\exp(-\beta_{cell} \times R_{sphere}) = Trans \quad \Leftrightarrow \quad \beta_{cell} = -\frac{\text{Log}(Trans)}{R_{sphere}} \quad (\text{AIII.1})$$

En ce qui concerne la fonction de phase de diffusion du lit, elle peut être déterminée à partir de la répartition angulaire $Z(\theta')$ calculée lors de la procédure Monte Carlo. En effet, $Z(\theta')$ représente la probabilité pour qu'un rayon incident sur une fenêtre soit réfléchi dans une direction faisant un angle compris entre $\theta' - 0.5^\circ$ et $\theta' + 0.5^\circ$ avec sa direction d'incidence. Alors que $\frac{1}{4\pi} \langle P_{cell}(\theta) \rangle d\Omega$ représente la probabilité pour que le rayon incident soit diffusé dans l'angle solide $d\Omega$ centré sur la direction faisant un angle θ avec la direction d'incidence. On a donc :

$$P_{cell}(\theta_i) = \frac{4\pi \cdot Z(\theta_i)}{d\Omega(\theta_i)} \quad \text{pour } i \text{ allant de } 0 \text{ à } 180.$$

Or $d\Omega(\theta_i) = 2\pi \sin(\theta_i) \Delta\theta_i = 2\pi \sin(\theta_i) \times \frac{\pi}{180}$ et donc

$$P_{cell}(\theta_i) = 4 \frac{Z(\theta_i)}{\sin(\theta_i) \times \frac{\pi}{90}} \quad (\text{AIII.2})$$

La fonction de phase est ensuite normalisée afin de satisfaire l'équation (AII.8)

Enfin, pour l'albedo de diffusion ω_{cell} , il ne peut pas être identifié directement. Une procédure Monte Carlo similaire à la précédente est donc appliquée cette fois ci dans un milieu isotrope absorbant et diffusant de coefficient d'extinction $\beta = \beta_{cell}$, de fonction de phase de diffusion $P(\theta) = P_{cell}(\theta)$ et dont l'albédo ω variable. Pour chaque rayon, la distance **dist** parcourue avant d'être interceptée (absorbée ou diffusée) par le milieu absorbant et diffusant est déterminée à partir de nombres aléatoires D et du coefficient d'extinction β_{cell} par :

$$dist = \frac{-\ln(D)}{\beta_{cell}} \quad (\text{AIII.3})$$

La probabilité pour que le rayon soit absorbé est égale à $1 - \omega$ et à ω pour qu'il soit diffusé. Enfin, à chaque diffusion, l'angle θ entre les directions d'incidence et de diffusion du rayon est déterminé à partir de nombres aléatoires D et de la fonction de phase $P_{cell}(\theta)$ du milieu en déterminant les valeurs de θ qui satisfont l'équation :

$$\frac{\int_0^\theta P_{ins}(\alpha) \sin(\alpha) d\alpha}{\int_0^\pi P_{ins}(\alpha) \sin(\alpha) d\alpha} = D \quad (\text{AIII.4})$$

Les valeurs des intégrales sont déterminées analytiquement tandis que la valeur de θ est obtenue par dichotomie.

Enfin, étant donné que le milieu cellulaire possède une symétrie azimutale pour la diffusion, l'angle d'azimut ϕ est choisi aléatoirement. On a ainsi :

$$\phi = 2\pi \times D \quad (\text{AIII.5})$$

Lorsque le nombre de rayons lancés est suffisant, on peut alors calculer les paramètres $Trans_{homo}$, Dif_{homo} et $E_{homo}(\theta)$ qui ont la même signification que précédemment mais concerne cette fois ci le milieu équivalent isotrope absorbant et diffusant. Un processus itératif est alors utilisé de manière à identifier la valeur de ω pour laquelle on obtient $Dif_{homo} = Dif$. Le milieu absorbant, diffusant homogène et isotrope obtenu vérifie donc :

$$Trans_{homo} = Trans \quad ; \quad Dif_{homo} = Dif \quad \text{et} \quad Z_{homo}(\theta) = Z(\theta) \quad (\text{AIII.6})$$

Nous pouvons alors affirmer que son comportement radiatif est équivalent à celui du milieu composé de fenêtres disposées aléatoirement.

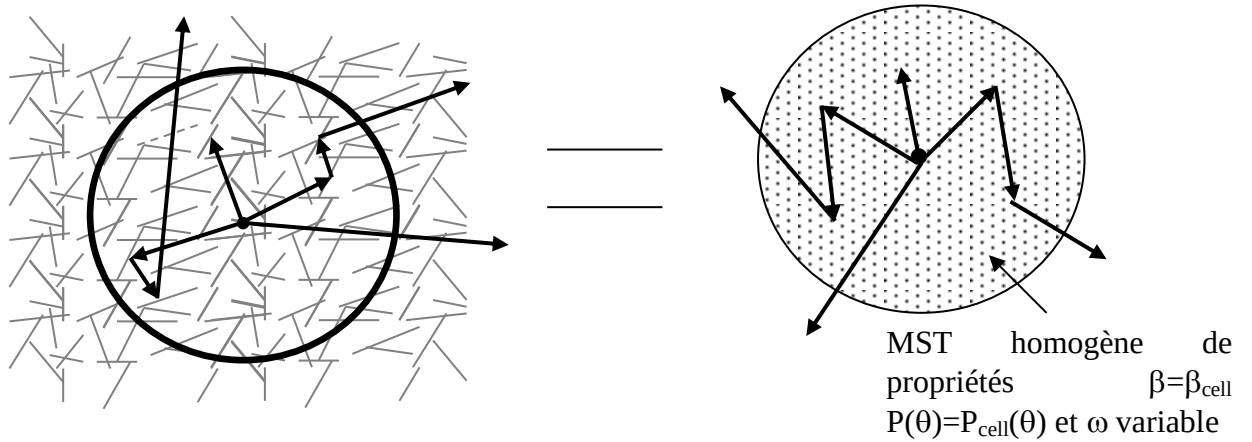


Figure AIII.2 : Principe de la méthode d'identification de l'albédo du milieu poreux

1.2. Génération de l'arrangement aléatoire de fenêtres

Afin de pouvoir appliquer la procédure de lancer de rayon, il est nécessaire de générer un arrangement de fenêtres de cellules dont les positions et les orientations dans l'espace sont aléatoires. Les dimensions des fenêtres sont les mêmes que les faces des cellules, supposées parfaitement dodécaédriques, qui forment le milieu cellulaire réel et sont données par les relations (2.1) à (2.9). Le milieu généré doit être de taille infini pour pouvoir appliquer la procédure Monte Carlo à partir de n'importe quel point du milieu. Cependant, afin de limiter l'espace mémoire nécessaire au calcul ainsi que le temps de calcul, nous avons considéré que l'arrangement entier était en fait composé d'une infinité d'échantillons identiques contenu

dans des boîtes parallélépipédiques de côté **cot** placées côte à côte pour remplir l'intégralité de l'espace (voir figure AIII.4). Cet échantillon parallélépipédique doit contenir un nombre suffisamment important de fenêtres de cellules pour être représentatif de la morphologie de l'arrangement.

Ainsi, la taille de ces échantillons représentatifs est choisie de manière à contenir un minimum de 500 fenêtres par échantillon. La position du centre de chaque fenêtre dans le repère (O,x,y,z) ainsi que l'orientation de ces fenêtres par rapport au repère fixe (x,y,z) (voir figure AIII.3) sont déterminées à partir de nombres D générés aléatoirement et indépendants les uns des autres. Pour la $i^{\text{ème}}$ fenêtre générée, on a :

$$\left. \begin{aligned} fen(i,1) &= D \times cot & ; & & fen(i,2) &= D \times cot & ; & & fen(i,3) &= D \times cot \\ fen(i,4) &= \cos^{-1}(1 - 2 \times D) & ; & & fen(i,5) &= 2\pi \times D \end{aligned} \right\} \quad (\text{AIII.7})$$

où $fen(i,1)$, $fen(i,2)$ et $fen(i,3)$ sont les coordonnées de la $i^{\text{ème}}$ fenêtre selon les axes x, y et z.

$fen(i,4)$ et $fen(i,5)$ sont les angles θ et φ formés entre le repère fixe (x,y,z) et le repère de la $i^{\text{ème}}$ fenêtre (x_i, y_i, z_i) (voir figure AIII.3). θ est l'angle entre la direction z et z_i . φ est l'angle entre la projection de z_i dans le plan orthogonal à z et l'axe y.

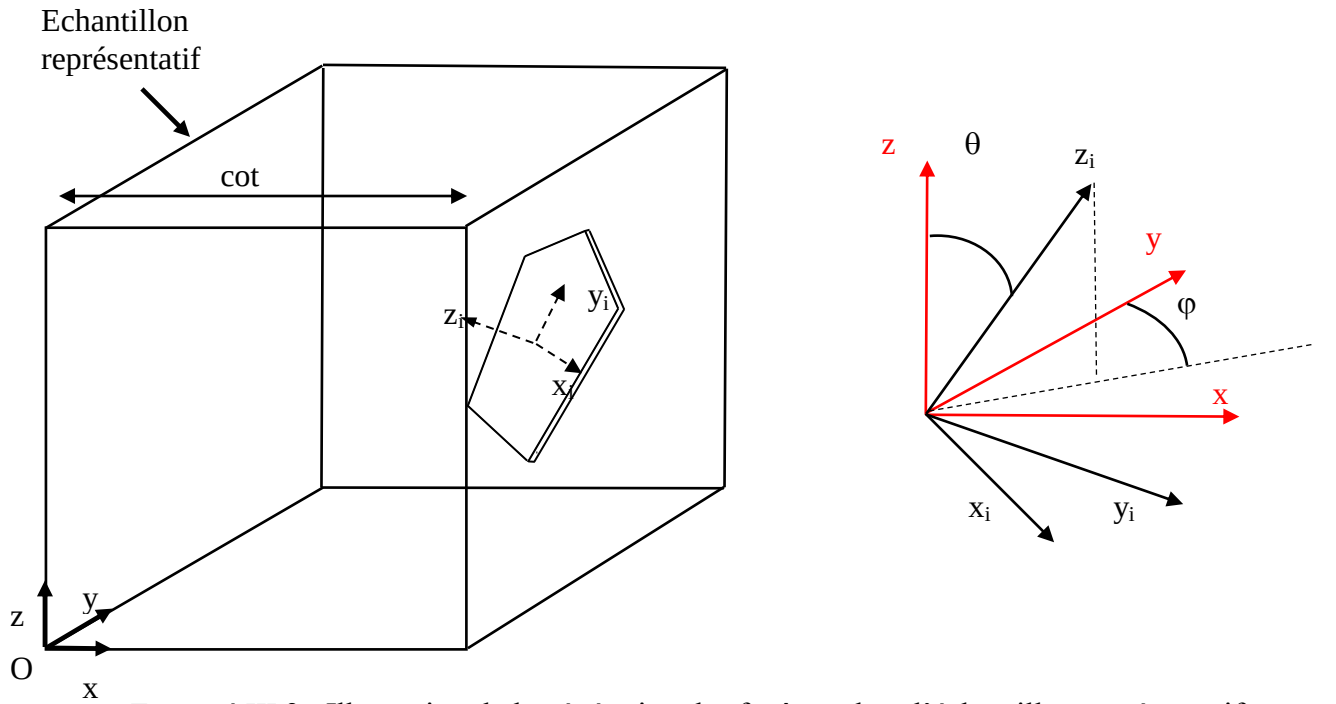


Figure AIII.3 : Illustration de la génération des fenêtres dans l'échantillon représentatif

Le nombre N_{fen} de fenêtres contenues dans l'échantillon représentatif est déterminé à partir de la taille de l'échantillon représentatif, de la porosité ε du milieu et des dimensions t_{fen} et h des fenêtres. On a, dans le cas où les fenêtres sont pentagonales (réseau dodécaédrique) :

$$1 - \varepsilon = \frac{N_{fen} \times 0.72654 t_{fen}^2 \times h}{cot^3} \quad \Leftrightarrow \quad N_{fen} = \frac{(1 - \varepsilon) \times cot^3}{0.72654 t_{fen}^2 \times h} \quad (\text{AIII.8})$$

Certaines fenêtres peuvent dépasser partiellement les limites de l'échantillon représentatif dans lequel elles ont été générées et sont donc partiellement comprises dans les échantillons représentatifs voisins (figure AIII.4). Afin d'assurer une parfaite continuité du

milieu au niveau des frontières entre échantillons voisins, il est alors nécessaire de prendre en compte la présence de ces fenêtres dans chacun des échantillons qu'elles occupent. Les fenêtres intersectant les limites de l'échantillon représentatif sont ainsi dupliquées à l'opposé de leur position d'origine. (figure AIII.4). Ces fenêtres supplémentaires ne sont pas prises en compte dans le nombre N_{fen} de fenêtres générées étant donné qu'elle représente en fait la fenêtre originelle présente partiellement dans l'échantillon voisin.

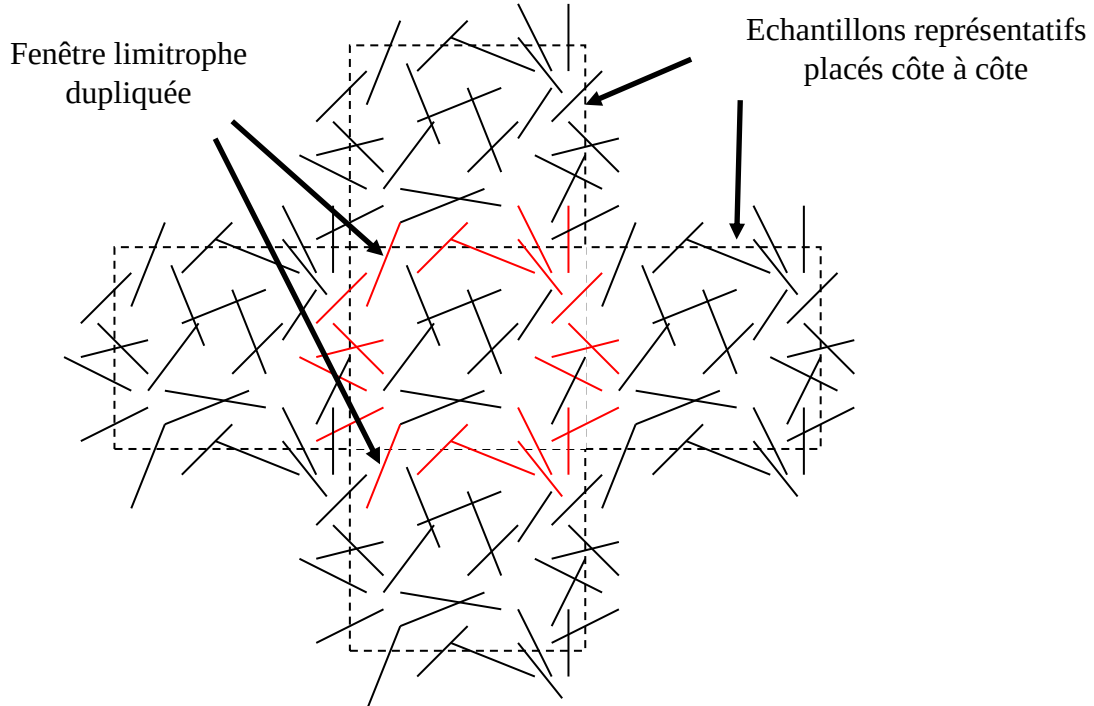


Figure AIII.4 : Illustration en 2-D de la génération de l'arrangement aléatoire de fenêtres de cellules à partir d'un échantillon représentatif unique

1.3. Procédure Monte Carlo

Dans ce paragraphe, nous décrivons en détail le déroulement de la procédure Monte-Carlo permettant de calculer les **Trans**, **Dif**, $E(\theta)$ et $Z(\theta')$.

1. Tout d'abord, le point de départ de chaque rayon est choisi aléatoirement à l'intérieur de l'échantillon représentatif de départ pris comme référence. Ses coordonnées sont déterminées à partir de nombres D générés aléatoirement. Ce point de départ doit appartenir à une porosité de l'arrangement obtenu, sinon un autre point de départ est généré. La direction de départ du rayon est également choisie aléatoirement à partir d'autres nombres aléatoires D .
2. Le trajet du rayon est analysé. La procédure de suivi du rayon détermine si le rayon percute une des fenêtres de l'échantillon représentatif courant ou si il atteint d'abord une des frontières de l'échantillon représentatif sans rencontrer de fenêtres
 - Si le rayon percute d'abord une particule, la procédure détermine ses nouvelles coordonnées (les coordonnées du point d'impact).

- ✓ Si le rayon a quitté la sphère de rayon R_{sphere} centrée sur le point de départ :
 - Si le rayon courant n'a encore jamais été réfléchi par une particule, le paramètre ***ntrans*** est incrémenté, la procédure retourne à l'opération 1 et un nouveau rayon est généré.
 - Si le rayon courant a déjà été réfléchi une ou plusieurs fois, l'angle θ (en degrés) entre la direction de départ du rayon et sa direction de sortie est calculé, le paramètre $Lum(\theta)$ est incrémenté, la procédure retourne à l'opération 1 et un nouveau rayon est généré.
- ✓ Si le rayon est toujours dans la sphère de rayon R_{sphere} , la procédure détermine l'angle α entre le rayon incident et la normale à la surface de la fenêtre. On calcule ensuite la probabilité pour que le rayon soit réfléchi, absorbé ou transmis à travers la fenêtre à partir des indices du polystyrène, de l'épaisseur de la fenêtre et de l'angle α en utilisant les lois de l'optique des films fins (relations (AI.8), (AI.9) et (AI.10)). Enfin, la procédure détermine si le rayon est réfléchi, absorbé ou transmis à partir d'un nombre généré aléatoirement.
 - Si le rayon est absorbé, le suivi du rayon courant est stoppé, la procédure retourne à l'opération 1 et un nouveau rayon est généré.
 - Si le rayon est réfléchi, le paramètre $Z(\theta')$ est incrémenté (où $\theta'=180-2\alpha$ est exprimé en °). La nouvelle direction du rayon est déterminée grâce à plusieurs changements de repère. La procédure retourne ensuite à l'opération 2 avec les nouvelles coordonnées et directions du rayon.
- Si le rayon atteint la frontière de l'échantillon représentatif courant, la procédure calcule ses nouvelles coordonnées.
 - ✓ Si le rayon a quitté la sphère de rayon R_{sphere} :
 - Si le rayon courant n'a jamais été réfléchi, le paramètre ***ntrans*** est incrémenté, la procédure retourne à l'opération 1 et un nouveau rayon est généré.
 - Si le rayon courant a déjà été réfléchi une ou plusieurs fois, l'angle θ (en degrés) entre la direction de départ du rayon et sa direction de sortie est calculé, le paramètre $Lum(\theta)$ est incrémenté, la procédure retourne à l'opération 1 et un nouveau rayon est généré.
 - ✓ Si le rayon est toujours dans la sphère de rayon R_{sphere} , le rayon entre dans l'échantillon représentatif voisin avec la même direction que précédemment. Ses coordonnées ainsi que celles du point de départ sont alors calculées dans le nouveau repère centré sur le nouvel échantillon représentatif. La procédure de suivi du rayon retourne à l'opération 2 avec les nouvelles coordonnées du rayon.

La procédure Monte-Carlo s'arrête lorsque le paramètre ***compt***, représentant le nombre de rayons générés atteint une limite fixée ***ntirs***.

Les paramètres ***Trans***, ***Sca***, ***E(\theta)*** et ***S(\theta')*** sont calculés par :

$$Trans = \frac{ntrans}{ntirs} ; Sca = \frac{\sum_{i=0}^{180} Lum(\theta_i)}{ntirs} ; E(\theta) = \frac{Lum(\theta)}{\sum_{i=0}^{180} Lum(\theta_i)} \times 4\pi ;$$

$$S(\theta') = \frac{Z(\theta')}{\sum_{j=0}^{180} Z(\theta_j)} \times 4\pi \quad (AIII.9)$$

1.4. Choix du rayon R_{sphere}

Le rayon R_{sphere} de la sphère dans laquelle la procédure de suivi de rayon est effectuée est un paramètre très important de l'étude. Nous avons vérifié que lorsque R_{sphere} est beaucoup plus grand que l'épaisseur des fenêtres de cellules, la valeur des propriétés radiatives identifiées est indépendante de R_{sphere} . Cependant, le choix du rayon R_{sphere} utilisé peut avoir une forte influence sur le temps de calcul et la précision des propriétés radiatives identifiées. En effet, étant donné que la procédure Monte Carlo utilise des nombres générés aléatoirement pour déterminer le cheminement des rayons, les répartitions angulaires $S(\theta)$ et $E(\theta)$ calculées lors de la procédure subissent des fluctuations. Au plus R_{sphere} est grand, au moins ces fluctuations sont prononcées. Quand R_{sphere} est grand, le nombre de réflexions subies par les rayons avant de sortir de la sphère est plus important que pour de faibles valeurs de R_{sphere} et les répartitions angulaires sont ainsi moins oscillantes. La valeur de R_{sphere} utilisée ne doit donc pas être trop petite.

D'un autre côté, si R_{sphere} est trop important, les paramètres **Trans** et **Sca** calculés lors de la procédure Monte Carlo deviennent très petits et les valeurs β et ω identifiées sont moins précises. De plus, une augmentation du rayon R_{sphere} utilisé entraîne une augmentation importante du temps de calcul.

Pour chaque milieu étudié, nous avons donc choisi une valeur de R_{sphere} représentant un bon compromis entre ces 2 phénomènes antagonistes.

2. Propriétés radiatives d'un réseau de cellules de morphologie fixée

La méthode de détermination des propriétés radiatives du milieu cellulaire décrite dans le paragraphe précédent permet de prendre en compte l'interaction entre les champs de luminance sortant de fenêtres de cellules voisines. Toutefois, ces fenêtres sont disposées et orientées de manière aléatoire. Ainsi, la position d'une fenêtre est totalement indépendante de la position des fenêtres qui lui sont voisines. Ceci conduit notamment au fait que certaines d'entre elles sont susceptibles de s'intersecter de manière aléatoire. En revanche, dans le cas d'un milieu cellulaire régulier de morphologie fixée, la position et l'orientation des fenêtres ne sont pas totalement indépendantes étant donné que le milieu cellulaire entier peut être défini à partir d'une cellule de base de forme constante et régulière.

Afin de déterminer si le fait que la position et l'orientation de deux fenêtres voisines ne soient pas totalement indépendantes est susceptible d'influencer les propriétés radiatives du milieu cellulaire considéré, nous avons appliqué la méthode précédente pour un réseau formé de cellule dodécaédrique déformée et de cellules cubiques.

2.1. Propriétés radiatives d'un réseau de cellules dodécaédriques

Nous avons vu qu'il n'est pas possible d'occuper tout l'espace en utilisant uniquement des cellules de forme dodécaédrique pentagonale régulière liées les unes aux autres par leurs faces. Ainsi, pour pouvoir appliquer la méthode d'identification des propriétés radiatives décrite précédemment, nous avons donc créé un réseau de cellules dodécaédriques déformées couvrant l'intégralité de l'espace. Ce réseau est composé d'une majorité de cellules en forme de dodécaèdres dont la structure a été légèrement modifiée mais également de cellules de forme plus complexe. Les résultats de propriétés radiatives obtenus pour ce milieu cellulaire ont été comparés aux résultats obtenus en supposant que les fenêtres formant ce réseau de cellules déformées sont positionnées de manière aléatoire.

2.1.1. Description de la structure du réseau de cellules

Le réseau cellulaire que nous avons mis au point a été obtenu comme suit. :

A partir d'une cellule dodécaédrique pentagonale régulière dont l'angle entre 2 faces adjacentes est de 116.56° que nous distordons (figure AIII.5), nous obtenons un dodécaèdre possédant 2 faces adjacentes faisant un angle de 120° .

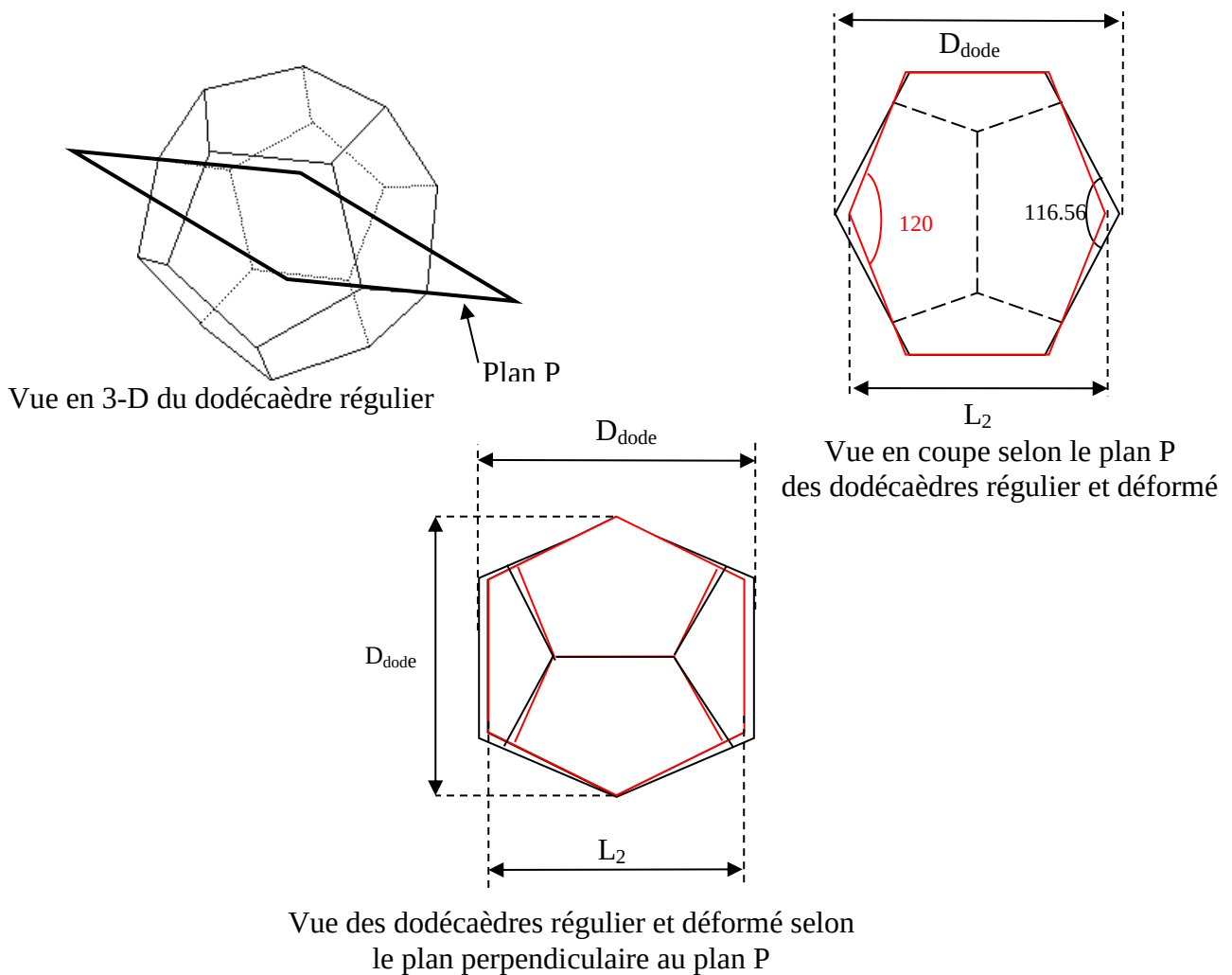


Figure AIII.5 : Illustrations des dodécaèdres régulier et déformé

Il est alors possible d'assembler 6 dodécaèdres déformés présents dans un même plan en les mettant en contact par leurs faces afin de former une couronne (figure AIII.6.a). L'ensemble du plan peut alors être rempli en imbriquant une multitude de couronnes ainsi formées. En superposant plusieurs de ces plans et en les mettant en contact suivant les arêtes des cellules dodécaédriques, on obtient un réseau de cellules composé uniquement de cellules dodécaédriques déformées. Cependant, on constate la présence de lacunes au centre des couronnes de dodécaèdres qui forment ainsi un volume non fermé à l'intérieur même du réseau. Ces « manques » peuvent être comblés en définissant de nouvelles cellules obtenues par l'ajout de nouvelles parois. On obtient ainsi un réseau cellulaire homogène. Ces nouvelles parois sont de deux types :

- Des parois de forme hexagonale parallèles au plan P, placées au centre des couronnes de cellules dodécaédriques (figure AIII.6.b).
- Des parois de forme triangulaire, positionnées perpendiculairement au plan P selon la figure AIII.6.c. Ces parois s'assemblent pour former des fenêtres quadrilatères lorsque les plans sont superposés.

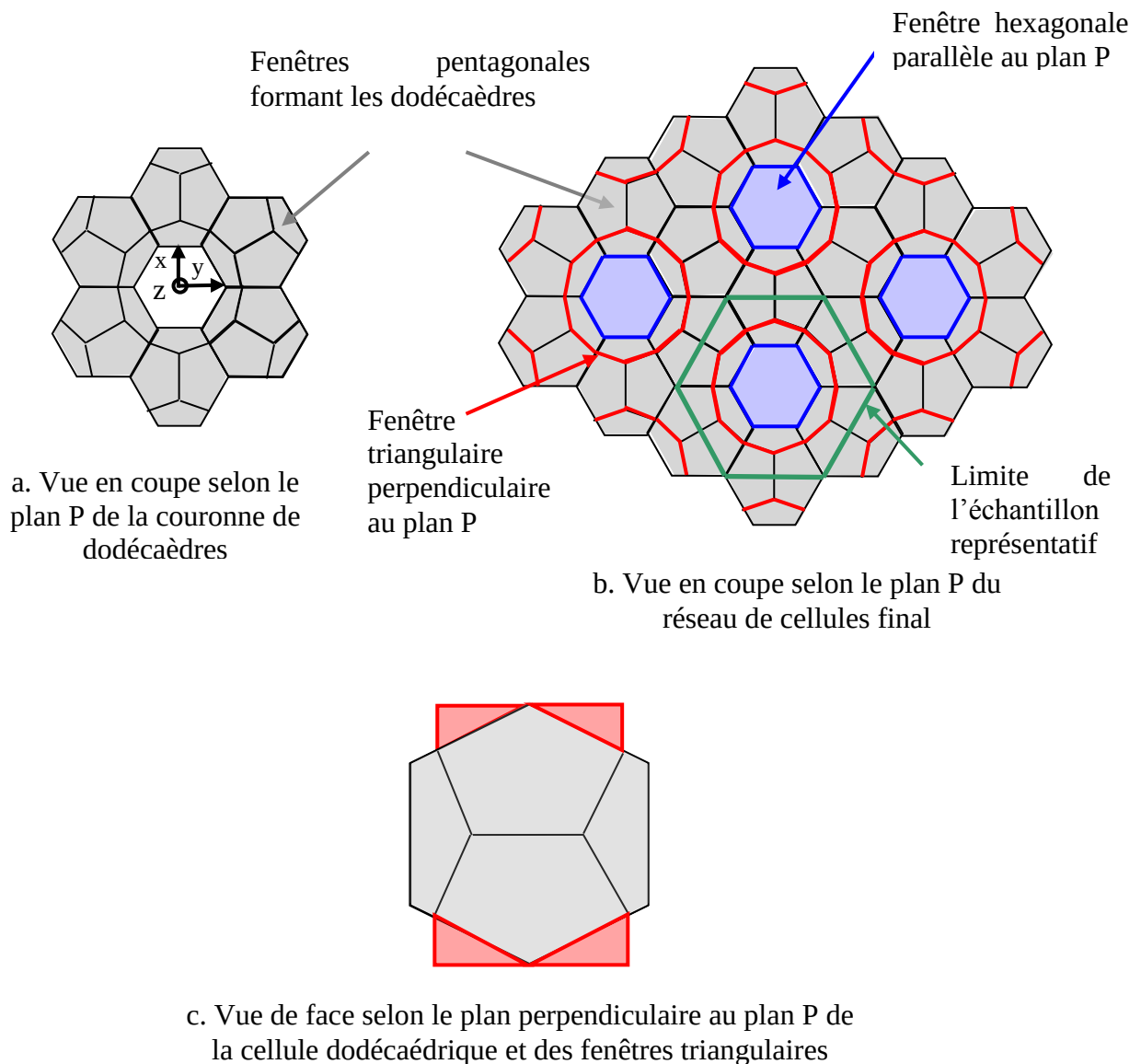


Figure AIII.6 : Illustration de la formation du réseau dodécaédrique déformé

Cet arrangement conduit à la formation d'un réseau de cellules occupant l'espace entier. Toutefois, le milieu cellulaire généré n'est pas uniquement composé de cellules dodécaédriques. Les nouvelles cellules sont de deux types :

- Des cellules composées de 2 faces hexagonales, 12 faces pentagonales et 12 faces triangulaires (notées 2)
- Des cellules composées 6 faces pentagonales et 6 faces triangulaires (notées 3)

Les contours, dans le plan P, des cellules ainsi créées sont illustrés sur la figure AIII.7.

Le milieu cellulaire généré peut être défini à partir d'un seul échantillon représentatif permettant de reconstruire l'intégralité du réseau cellulaire couvrant l'intégralité de l'espace. Cet échantillon représentatif est un cylindre de base hexagonale dont la hauteur est égale à celles des dodécaèdres déformés D_{dode} . Les contours de cet échantillon représentatif sont définis sur la figure AIII.6.b.

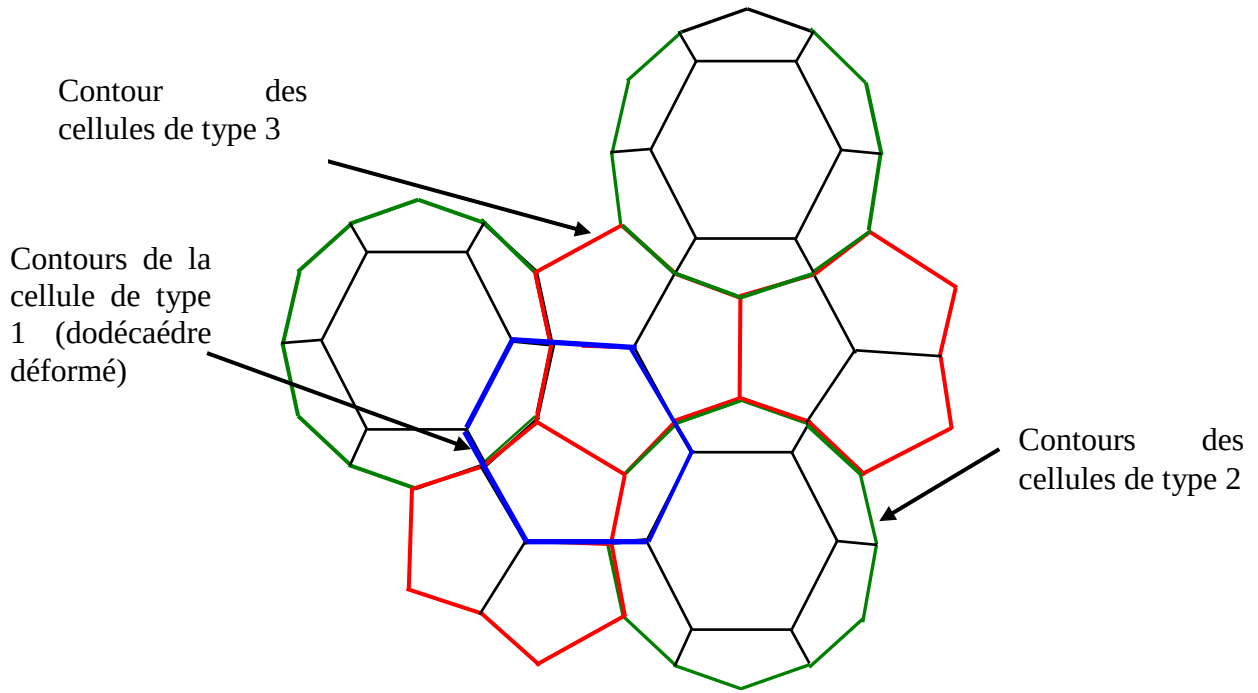


Figure AIII.7 : Vue en coupe selon le plan P des contours différents types de cellules formant le réseau dodécaédrique déformé

2.1.2. Relations de structure du réseau dodécaédrique déformé

Le réseau cellulaire obtenu est relativement complexe. Les relations liant les dimensions de chaque fenêtré et chaque cellule à l'épaisseur h des fenêtrés et à la porosité cellulaire $\varepsilon_{\text{cell}}$ sont explicités dans ce paragraphe.

Cellules dodécaédriques de type 1.

En ce qui concerne la cellule dodécaédrique, déformée afin d'obtenir un angle de 120° , les relations de structure sont modifiées.

La largeur L_2 du dodécaèdre modifié (voir figure AIII.5) vaut :

$$L_2 = 0.9593 \times D_{\text{dode}} \quad (\text{AIII.10})$$

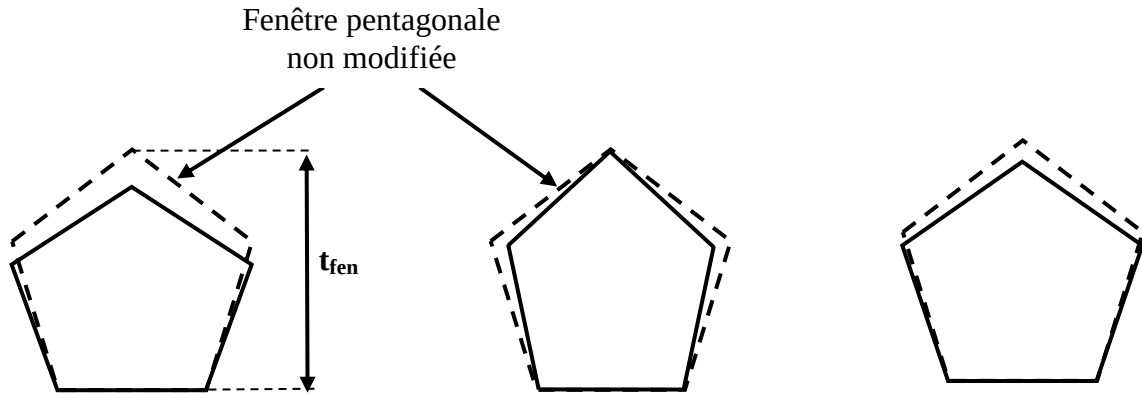
Le diamètre moyen D_{modif} des cellules dodécaédriques déformées vaut donc

$$D_{\text{modif}} = \frac{L_2 + 2 \times D_{\text{dode}}}{3} \approx 0.9864 \times D_{\text{dode}} \quad (\text{AIII.11})$$

Le dodécaèdre déformé est composé de douze faces pentagonales déformées. Ces faces sont réparties comme suit :

- ✓ 4 faces de type 1. de surface $S_1 = 0.70525 \times t_{\text{fen}}^2 \approx 0.2437 \times D_{\text{dode}}^2$
- ✓ 4 faces de type 2. de surface $S_2 = 0.70433 \times t_{\text{fen}}^2 \approx 0.2433 \times D_{\text{dode}}^2$

✓ 4 faces de type 3. de surface $S_3 = 0.71361 \times t_{fen}^2 \approx 0.24656 \times D_{dode}^2$



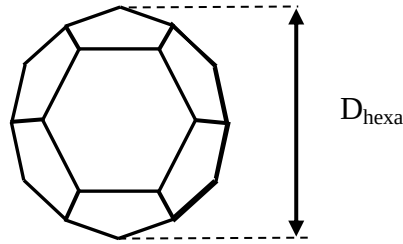
Fenêtre pentagonale de type 1. Fenêtre pentagonale de type 2. Fenêtre pentagonale de type 3.

Illustration des 3 types de fenêtres pentagonales formant le dodécaèdre modifié

Cellules de type 2

Le diamètre D_{hexa} des cellules composée de fenêtres hexagonales, pentagonales et triangulaires est illustré sur la figure suivante et s'exprime en fonction de D_{dode} par la relation

$$D_{hexa} \approx 1.27965 \times D_{dode} \quad (AIII.12)$$



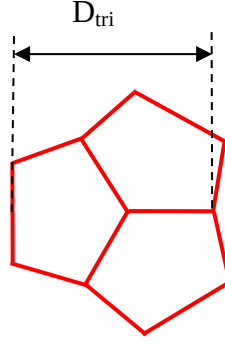
La surface des fenêtres hexagonales S_{hexa} placées au centre de la couronne de cellules dodécaédriques peut s'exprimer en fonction du diamètre D_{dode} par la relation :

$$S_{hexa} = 0.37907 \times D_{dode}^2 \quad (AIII.13)$$

Cellules de type 3

En ce qui concerne les cellules formées de faces pentagonales et triangulaires leur diamètre D_{tri} est illustré sur la figure suivante et s'exprime en fonction de D_{dode} par la relation :

$$D_{tri} \approx 0.6686 \times D_{dode} \quad (AIII.14)$$



La surface S_{tri} des parois triangulaires perpendiculaires au plan P permettant de fermer le milieu cellulaire vaut :

$$S_{tri} = 0.030507 \times D_{dode}^2 \quad (AIII.15)$$

Relations générales

Le volume V_{ech} de l'échantillon représentatif à base hexagonale à partir duquel il est possible de construire l'intégralité du réseau cellulaire s'exprime en fonction de D_{dode} par :

$$V_{ech} = 4.0678 \times D_{dode}^3 \quad (AIII.16)$$

Cet échantillon représentatif contient :

- 12 faces pentagonales de type 1.
- 12 faces pentagonales de type 2.
- 12 faces pentagonales de type 3.
- 1 face hexagonale
- 24 faces triangulaires

On peut donc remonter à l'épaisseur h des fenêtres à partir de la porosité du milieu cellulaire ε_{cell} en effectuant un bilan de matière dans un échantillon représentatif. On a :

$$(1 - \varepsilon_{cell}) = \frac{(12 \times S_1 + 12 \times S_2 + 12 \times S_3 + S_{hexa} + 24 \times S_{tri}) \times h}{V_{ech}} \approx \frac{9.914 \times D_{dode}^2 \times h}{4.0678 \times D_{dode}^3} \approx 2.437 \frac{h}{D_{dode}}$$

D'où $h = 0.41031 \times (1 - \varepsilon_{cell}) \times D_{dode}$ (AIII.17)

Chaque échantillon représentatif est composé de 6 cellules réparties comme suit :

- 3 cellules dodécaédriques déformées de diamètre moyen $D_{modif} \approx 0.9864 \times D_{dode}$
- 2 cellules à faces pentagonales et triangulaires de diamètre $D_{tri} \approx 0.6686 \times D_{dode}$
- 1 cellule à faces hexagonales, pentagonales et triangulaires de diamètre $D_{hexa} \approx 1.27965 \times D_{dode}$

Le diamètre moyen D_{cell} des cellules formant le réseau cellulaire obtenu est donc

$$D_{cell} = \frac{3 \times 0.9864 \times D_{dode} + 2 \times 0.6686 \times D_{dode} + 1.27965 \times D_{dode}}{6} = 0.92934 \times D_{dode} \quad (AIII.18)$$

2.1.3. Déroulement de la procédure Monte Carlo

Le principe de la méthode d'identification des propriétés radiatives est le même que pour l'arrangement aléatoire de fenêtres. Cependant, le déroulement de la procédure Monte Carlo est légèrement différent étant donné que la structure du milieu étudié n'est plus définie à partir d'un échantillon représentatif parallélépipédique contenant un grand nombre de fenêtres orientées et positionnées aléatoirement comme précédemment mais à partir d'un cylindre de base hexagonale contenant les 61 fenêtres formant la structure de base. La position et l'orientation de chaque fenêtre pentagonale, hexagonale et triangulaire sont repérées dans le repère O, x, y, z (voir figure AIII.3) par les coordonnées $fen(i,1)$, $fen(i,2)$, $fen(i,3)$, $fen(i,4)$ et $fen(i,5)$.

$fen(i,1)$, $fen(i,2)$ et $fen(i,3)$ sont les coordonnées de la i ème fenêtre selon les axes x , y et z .

$fen(i,4)$ et $fen(i,5)$ sont les angles θ et φ formés entre le repère fixe (x, y, z) et le repère de la i ème fenêtre (x_i, y_i, z_i) .

Ces coordonnées découlent directement de la morphologie du milieu cellulaire généré et sont donc fixées, à priori, pour chaque échantillon représentatif.

Une fois que les données géométriques du nouvel échantillon représentatif ont été déterminées, le déroulement de la procédure Monte-Carlo est le même que pour le milieu étudié précédemment. Des rayons sont lancés à partir de points choisis aléatoirement dans l'échantillon représentatif de départ avec des directions de départ aléatoires. Leur trajet est suivi jusqu'à ce qu'ils rencontrent une fenêtre ou qu'ils sortent de l'échantillon représentatif courant. La réflectivité, la transmittivité et l'absorptivité des fenêtres sont obtenues à partir des indices de réfraction du polystyrène, de la longueur d'onde considérée et de l'angle d'incidence du rayon, en utilisant les formules (2.22), (2.23) et (2.24).

Lorsque le rayon suivi sort de l'échantillon représentatif courant, il est nécessaire d'établir des conditions de périodicité du rayon afin d'assurer la continuité du milieu cellulaire. Tout se passe alors comme si le rayon pénétrait dans l'échantillon représentatif voisin avec la même direction de propagation. La procédure calcule les coordonnées du point d'entrée dans le nouvel échantillon représentatif et celui-ci devient l'échantillon représentatif courant.

Le suivi du rayon s'arrête lorsque celui-ci a été absorbé ou lorsqu'il sort de la sphère de rayon $R_{\text{sphère}}$ centrée sur le point de départ du rayon. Lorsque le nombre de rayons suivis est suffisamment important, nous pouvons calculer les mêmes nombres sans dimension que dans la méthode précédente :

$Trans$; Sca ; $E(\theta)$ et $S(\theta')$

Le processus d'identification de β_{cell} , ω_{cell} et $P_{\text{cell}}(\theta)$ à partir de $Trans$, Sca , $E(\theta)$ et $S(\theta')$ est le même que celui décrit pour l'arrangement aléatoire de fenêtres.

2.2. Propriétés radiatives d'un réseau de cellules cubiques

La méthode d'identification des propriétés radiatives a également été utilisée pour déterminer les propriétés radiatives d'un réseau de cellules cubiques. La structure de ce réseau est beaucoup plus simple et, comme précédemment, les résultats seront comparés à ceux obtenus en supposant que les cellules carrées formant le réseau sont disposées de manière indépendante les unes par rapport aux autres.

Description de la structure du réseau

Le réseau de cellule cubique pris en compte dans les calculs est illustré sur la figure AIII.8.

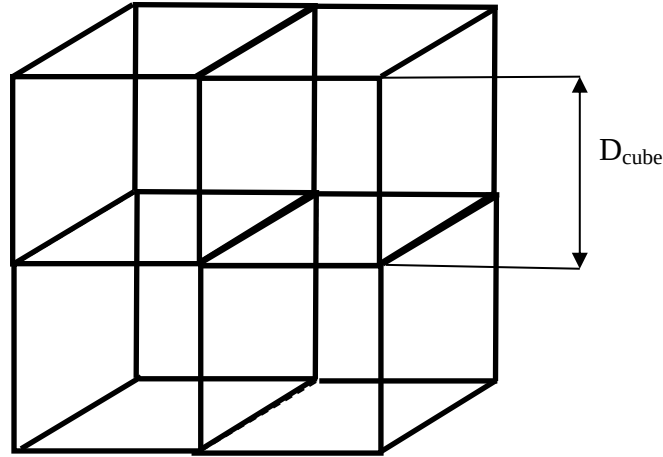


Figure AIII.8 : Illustration du réseau de cellules cubiques

Sa structure est définie à partir de la longueur de l'arête des cellules D_{cube} que l'on assimilera au diamètre équivalent de la cellule et de sa porosité ε_{cell} . Le volume V_{cube} d'une cellule est de :

$$V_{cube} = D_{cube}^3 \quad (AIII.19)$$

Chaque cellule cubique partage ses 6 fenêtres avec une cellule voisine. Le nombre de fenêtres par cellule est donc de 3. Le volume de chaque fenêtre de cellule est lié à la taille et à l'épaisseur h des fenêtres par la relation:

$$V_{fen} = D_{cube}^2 \times h \quad (AIII.20)$$

A partir d'un bilan de matière sur une cellule on obtient la relation liant la porosité du milieu cellulaire, l'épaisseur des fenêtres et le diamètre des cellules :

$$(1 - \varepsilon_{cell}) = \frac{3 \times V_{fen}}{V_{cube}} = \frac{3 \times h}{D_{cube}} \quad (AIII.21)$$

L'épaisseur des fenêtres est donc obtenue à partir de la porosité et la taille des fenêtres. On a :

$$h = \frac{(1 - \varepsilon_{cell}) \times D_{cube}}{3} \quad (AIII.22)$$

Déroulement de la procédure Monte Carlo

Le principe de la méthode d'identification des propriétés radiatives est le même que pour le milieu dodécaédrique déformé. Cependant, l'échantillon représentatif permettant de constituer l'ensemble du milieu correspond cette fois ci à une cellule cubique. Il contient 6 fenêtres de cellules occupant les 6 faces de l'échantillon représentatif. La position et l'orientation des 6 faces référencées sur la figure AIII.9 dans le repère (O,x,y,z) sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l}
fen(1,1) = \frac{D_{cube}}{2} ; fen(1,2) = \frac{D_{cube}}{2} ; fen(1,3) = 0 ; fen(1,4) = 0^\circ ; fen(1,5) = 0^\circ \\
fen(2,1) = \frac{D_{cube}}{2} ; fen(2,2) = \frac{D_{cube}}{2} ; fen(2,3) = D_{cell} ; fen(2,4) = 180^\circ ; fen(2,5) = 0^\circ \\
fen(3,1) = D_{cube} ; fen(3,2) = \frac{D_{cube}}{2} ; fen(3,3) = \frac{D_{cube}}{2} ; fen(3,4) = 90^\circ ; fen(3,5) = 270^\circ \\
fen(4,1) = 0 ; fen(4,2) = \frac{D_{cube}}{2} ; fen(4,3) = \frac{D_{cube}}{2} ; fen(4,4) = 90^\circ ; fen(4,5) = 90^\circ \\
fen(5,1) = \frac{D_{cube}}{2} ; fen(5,2) = 0 ; fen(5,3) = \frac{D_{cube}}{2} ; fen(5,4) = 90^\circ ; fen(5,5) = 0^\circ \\
fen(6,1) = \frac{D_{cube}}{2} ; fen(6,2) = D_{cube} ; fen(6,3) = \frac{D_{cube}}{2} ; fen(6,4) = 90^\circ ; fen(6,5) = 180^\circ
\end{array} \right. \quad (AIII.23)$$

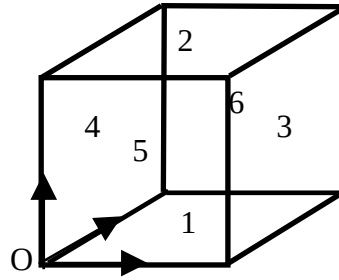


Figure AIII.9 : Numérotation des différentes faces

La totalité de l'espace est comblé en plaçant une infinité d'échantillons représentatifs en contact par leurs 6 faces.

Une fois que la position de chacune des fenêtres formant le réseau cubique a été définie, la procédure Monte-Carlo se déroule de la même manière que pour les milieux précédents. Des rayons sont lancés à partir de points choisis aléatoirement dans l'échantillon représentatif de départ avec des directions de départ aléatoires. Leur trajet est suivi jusqu'à ce qu'ils rencontrent une des fenêtres de la cellule cubique à laquelle ils appartiennent.

Les relations de périodicité permettant d'assurer la continuité du milieu cellulaire sont plus simples pour ce milieu cellulaire cubique puisque les limites de l'échantillon représentatif sont confondues avec les fenêtres formant la cellule. Ainsi, lorsque le rayon est transmis à travers une fenêtre, il entre automatiquement dans l'échantillon représentatif voisin.

Le suivi du rayon s'arrête lorsque celui-ci a été absorbé ou lorsqu'il sort de la sphère de rayon R_{sphere} centrée sur le point de départ du rayon. Lorsque le nombre de rayons générés est suffisamment important, on calcule les mêmes nombres sans dimension que dans la méthode précédente :

$Trans$; Sca ; $E(\theta)$ et $S(\theta')$

Puis, on identifie le coefficient d'extinction β_{cell} et $P_{cell}(\theta)$, l'albédo ω_{cell} et la fonction de phase de diffusion $P_{cell}(\theta)$.

ANNEXE IV Détermination des indices de réfraction du polystyrène

1. Principe

Comme nous l'avons vu dans la description de la modélisation des propriétés radiatives des mousses de polystyrène expansé, les indices de réfraction réel n et imaginaire k du polystyrène permettent de caractériser l'interaction entre la matière composant les mousses et le rayonnement thermique responsable du transfert de chaleur radiatif. Il est donc nécessaire de les connaître avec une bonne précision.

Les auteurs ayant étudiés précédemment le transfert de chaleur dans les mousses de PSE (Kuhn, Glicksmann) se sont déjà intéressés à l'évolution de ces indices avec la longueur d'onde infrarouge et des valeurs sont disponibles dans la littérature. Cependant, elles sont en général accessibles uniquement sous forme de graphiques et donc peu précises. De plus, ces valeurs ont été obtenues pour des polystyrènes dont la composition n'est pas forcément exactement la même que le polystyrène formant les mousses étudiées.

Nous avons donc nous mêmes mis au point une méthode de détermination expérimentale de ces indices à partir de mesures spectrométriques en réflectance et transmittance sur des films de polystyrène. Ces films, d'épaisseur contrôlée, ont été obtenus directement à partir d'échantillons de mousses de PSE fondues et moulées.

Une méthode de résolution des systèmes non linéaires détermine alors les indices n et k qui minimisent l'écart entre les valeurs mesurées et les valeurs théoriques pour chaque longueur d'onde. La méthode fait appel aux lois de l'optique des films épais qui se rapproche des lois obtenues pour les films fins (relations (AI.8), (AI.9) et (AI.10)) en négligeant cette fois ci les interférences. Ces lois permettent de déterminer la transmittance Tr_{film} et la réflectance R_{film} des films en fonction de leur épaisseur et des indices de réfraction. D'après Brewster (1992) ces lois dans le cas des milieux diélectriques ($k \ll n$), s'expriment par :

$$R_{film} = R_{12} + (1 - R_{12})TR_{21}T(1 - R_{12}) + = R_{12} + \frac{(1 - R_{12})^2 R_{23} T^2}{1 - R_{12} R_{23} T^2} \quad (AIV.1)$$

$$Tr_{film} = (1 - R_{12})T(1 - R_{12}) + (1 - R_{12})TR_{21}TR_{12}T(1 - R_{21}) + = \frac{(1 - R_{12})(1 - R_{21})T}{1 - T^2 R_{12} R_{21}} \quad (AIV.2)$$

$$\text{et} \quad T = \exp\left(-\frac{4\pi.k.ep}{\lambda \cos(\theta_{ref})}\right) \quad (AIV.3)$$

où R_{12} , R_{21} , T_{12} et T_{21} sont donnés par les relations (AI.3) à (AI.7)

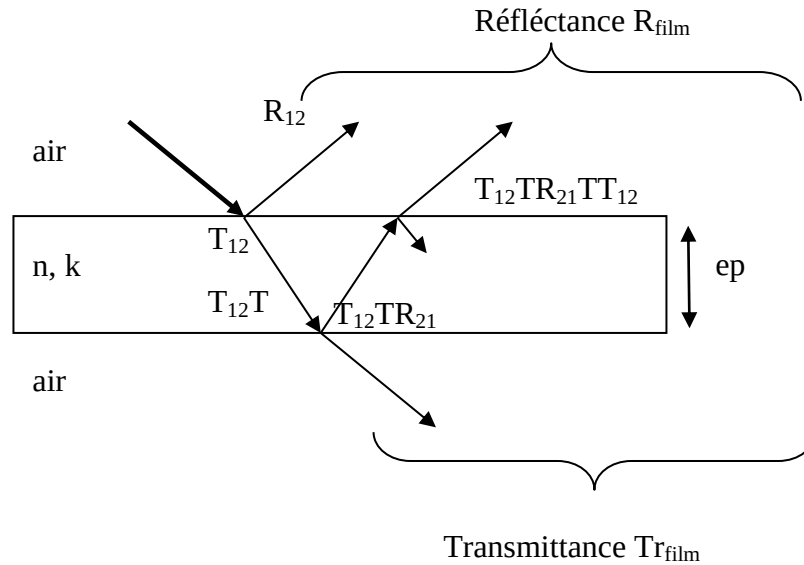


Figure AIV.1 : Calcul de transmittance et réflectance des films épais

A partir de l'ordre de grandeur des indices n et k disponibles dans la littérature, nous avons déterminé les épaisseurs de films adaptées à chaque mesure.

Ainsi, pour les mesures de réflectance, des films de fortes épaisseurs (0.64 mm) ont été utilisés afin d'éliminer tout phénomène d'interférence. En effet, pour que le phénomène d'interférence puisse être négligé, on doit avoir $ep/\lambda > 10$. Or, pour la longueur d'onde la plus importante (25 μm), on a $ep/\lambda \approx 26$.

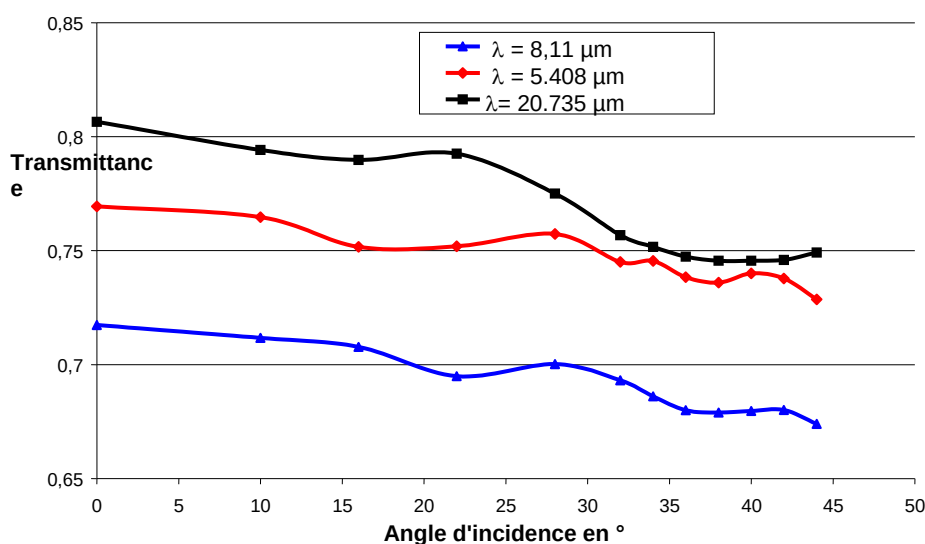
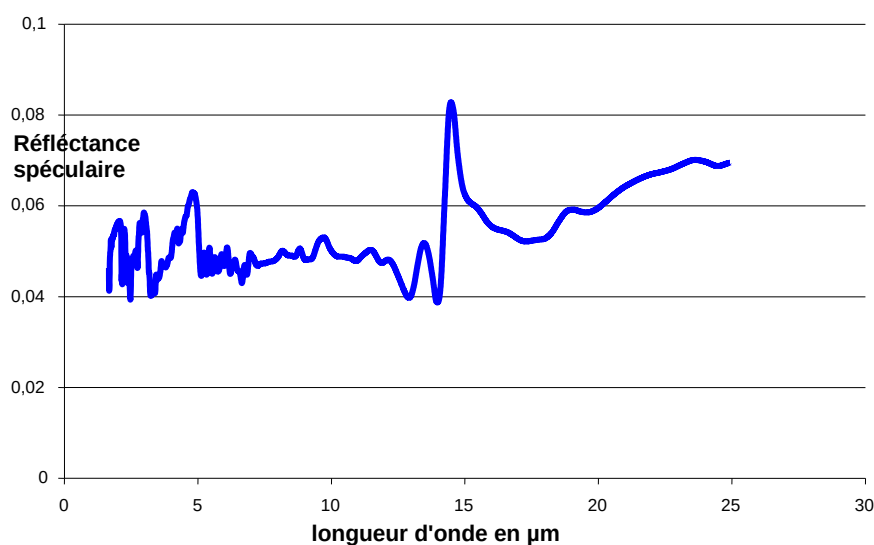
Pour les mesures de transmittance, il est nécessaire d'utiliser des films d'épaisseur relativement faible (54 μm) afin que la transmittance mesurée ne soit pas nulle pour les longueurs d'onde correspondant au pic d'absorption du polystyrène. Cependant, pour de tels épaisseurs les lois de l'optique des films épais ne sont plus valables puisqu'on assiste à des interférences entre les différents rayons réfléchis aux interfaces ce qui entraîne des fluctuations sur les valeurs de transmittance mesurées très sensibles à la valeur de l'épaisseur. Pour s'affranchir de ce problème nous avons mis au point un dispositif permettant de faire pivoter le porte échantillon autour d'un axe normal au plan d'incidence du rayon et ainsi de faire varier l'angle d'incidence. En moyennant les valeurs de transmittances obtenues pour de nombreux angles d'incidence compris entre 0 et 50°, il est possible d'éliminer les fluctuations des mesures dues au phénomène d'interférence. La relation (AIV.2) peut donc être utilisée pour calculer les transmittances et en déduire la transmittance moyenne pour des angles d'incidence compris entre 0 et 50°. L'identification des indices n et k se fera donc sur cette valeur moyenne.

A partir des mesures en réflectance à angle d'incidence fixe et en transmittance à angle d'incidence variable sur les films d'épaisseur connue, nous déterminons par un processus itératif de type JACOBI les indices du polystyrène constituant les films. A partir d'une valeur k_0 initiale de l'indice imaginaire proche de la valeur réelle, on détermine par dichotomie la valeur n_1 de l'indice réel qui permet de satisfaire l'équation (AIV.1). A partir de cette valeur de n calculée à la première itération, on en déduit, également par dichotomie, la valeur k_1 qui permet d'obtenir l'égalité des transmittances moyennes expérimentales et théoriques obtenues par l'équation (AIV.2). On utilise alors à nouveau l'équation (AIV.1) pour déterminer la valeur n_2 à la deuxième itérationCe processus itératif est répété jusqu'à ce que les fluctuations de k_i et n_i entre les itérations i et $i+1$ soient inférieures à une valeur très faible (0.01% dans notre cas). Les valeurs de n_{i+1} et k_{i+1} obtenues tendent alors vers les valeurs de n et k qui satisfont les deux équations simultanément.

2. Variation des indices identifiés avec la longueur d'onde

Les mesures ont été effectuées sur un spectromètre à transformée de FOURIER dont la plage de longueur d'onde est comprise entre 2 et 25 microns. Les mesures de réflectance spéculaire ont été réalisées en utilisant un dispositif pour lequel l'angle d'incidence du faisceau est de 11° . Les réflectances mesurées sont représentés sur la figure AIV.2.

Pour les mesures en transmittance, nous avons effectué les mesures pour des angles allant de 0° à 50° tous les 1° . Afin d'illustrer le phénomène d'interférence observé nous avons représenté l'évolution des transmittances avec l'angle d'incidence pour différentes longueurs d'onde sur la figure AIV.3.



On peut remarquer que ces interférences interviennent pour l'ensemble des longueurs d'onde du spectre étudié. On remarque également que la fréquence des fluctuations dues aux

interférences est d'autant plus importante que la longueur d'onde considérée est faible. Ceci est logique étant donné que la différence de trajet nécessaire pour avoir un déphasage de π entre 2 rayons transmis est plus faible pour les longueurs d'onde plus faible.

Après le lancement du processus itératif, les valeurs de n et k du polystyrène en fonction de la longueur d'onde sont identifiées. Ces variations sont représentées sur la figure AIV.4.

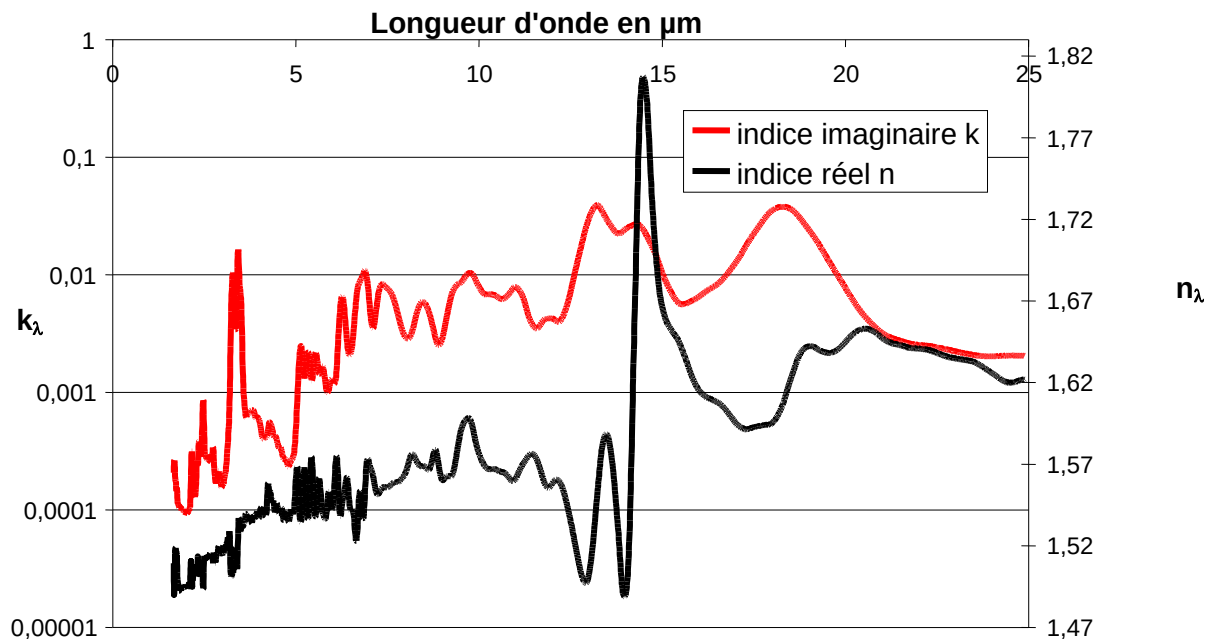


Figure AIV.4 : Variation avec la longueur d'onde des indices de réfraction identifiés

Afin de vérifier que les valeurs de n et k identifiées correspondent bien aux mesures, nous avons calculé le spectre de réflectance théorique et la variation de la transmittance en fonction de l'angle d'incidence à partir des valeurs de n et k identifiées. La comparaison des résultats théoriques et expérimentaux est illustrée sur les figures AIV.5 et AIV.6 pour les longueurs d'onde de 8.11 microns et 5.408 microns.

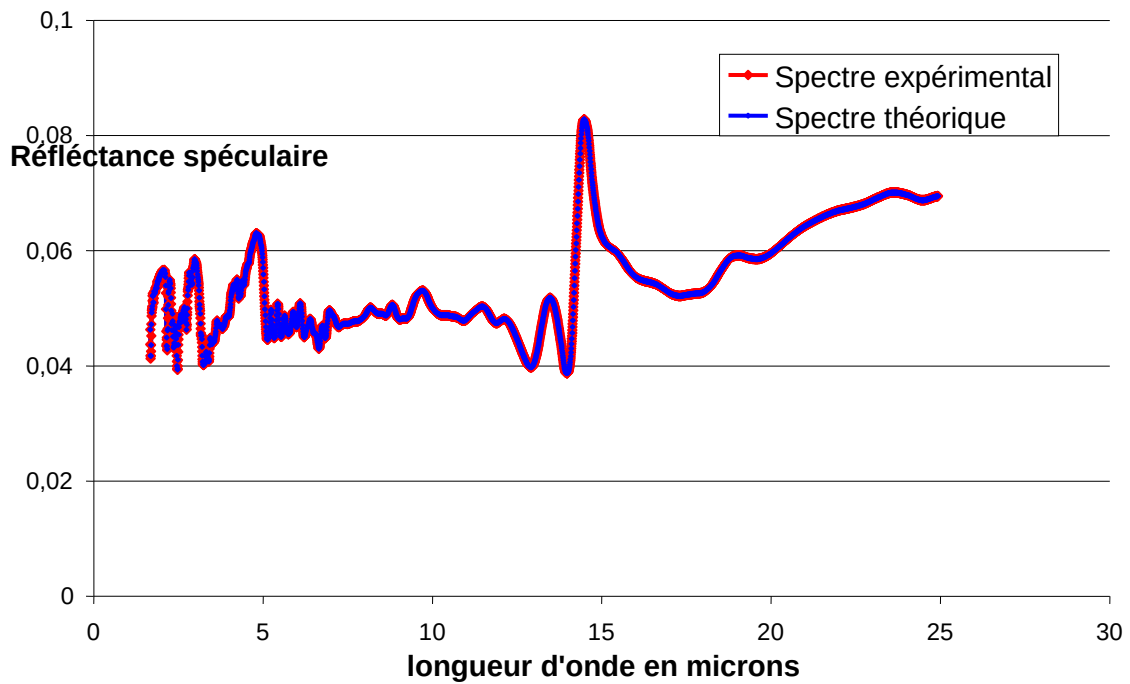


Figure AIV.5 : Comparaison des spectres de réflectance expérimental et théorique pour le film de 0.64 mm

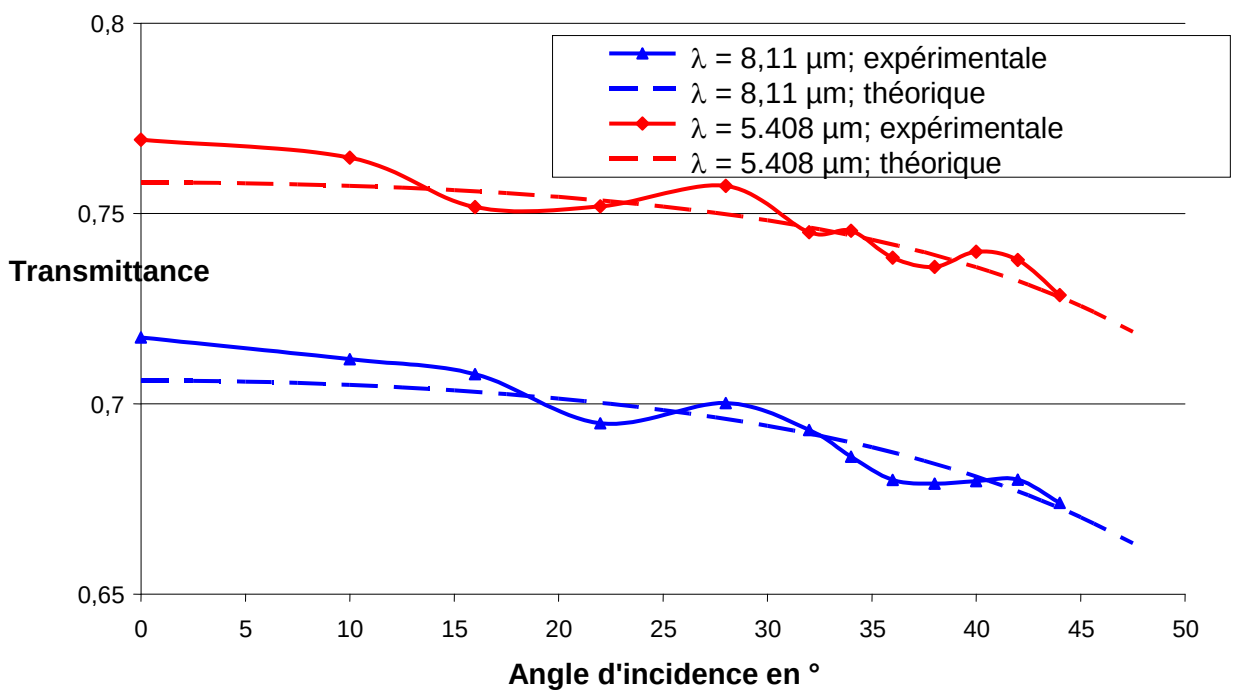


Figure AIV.6 : Evolution avec l'angle d'incidence des transmittances expérimentale et théorique pour le film de 54 μm

Les spectres de réflectance théorique et expérimental pour le film de forte épaisseur sont rigoureusement identiques. On peut également vérifier que le phénomène d'interférence observé expérimentalement n'est pas pris en compte dans le calcul théorique des transmittances à incidence variable pour le film de faible épaisseur. Cependant, les composante continue des transmittances théoriques et expérimentales suivent les mêmes

variations avec l'angle d'incidence du rayon. Les valeurs de n et k identifiées représentent donc bien le comportement du film de polystyrène.

3. Prise en compte des indices dans les calculs

Pour étudier l'influence de la longueur d'onde incidente sur les propriétés radiatives du milieu et, notamment, pour prendre en compte les variations de n et k de la matrice avec la longueur d'onde, nous utilisons un modèle gris par bande. Ainsi, les propriétés radiatives du matériau cellulaire sont calculées pour différentes bandes de longueur d'ondes couvrant l'intégralité du spectre infrarouge et sont supposées constantes sur ces intervalles de longueur d'onde. Pour déterminer les propriétés radiatives pour chaque bande, nous supposons également que n et k sont constants sur ces intervalles de longueur d'onde.

Afin de prendre en compte de la manière la plus précise possible les variations des indices de réfraction, il serait nécessaire d'utiliser un très grand nombre de bandes spectrales. Toutefois, le nombre de bandes de longueurs d'onde choisi a une influence directe sur le temps de calcul puisque, pour chaque bande, il faut appliquer les modèles de calcul des propriétés radiatives.

Aussi, afin d'obtenir une bonne précision des résultats sans alourdir de manière trop importante les calculs, nous avons délimité plusieurs bandes de longueurs d'onde de largeur $0.27 \mu\text{m}$. Pour chacune de ces bandes de longueur d'onde, les indices n_i et k_i utilisés dans les modèles de calcul des propriétés radiatives sont déterminés en moyennant les valeurs des indices monochromatiques n_λ et k_λ . En prenant en compte l'énergie radiative transportée par chaque longueur d'onde de la bande, on a :

$$n_i = \frac{\int_{\lambda_{di}}^{\lambda_{fi}} n_\lambda \times L_\lambda^0(T) \times d\lambda}{\int_{\lambda_{di}}^{\lambda_{fi}} L_\lambda^0(T) \times d\lambda} \quad ; \quad k_i = \frac{\int_{\lambda_{di}}^{\lambda_{fi}} k_\lambda \times L_\lambda^0(T) \times d\lambda}{\int_{\lambda_{di}}^{\lambda_{fi}} L_\lambda^0(T) \times d\lambda} \quad (\text{AIV.4})$$

où λ_{di} et λ_{fi} sont respectivement les limites inférieures et supérieures de la $i^{\text{ème}}$ bande de longueurs d'onde

Toutefois, pour les longueurs d'onde supérieures à $25 \mu\text{m}$, les indices n_λ et k_λ n'ont pas pu être identifiés puisque le spectromètre à transformée de FOURIER utilisé ne peut effectuer de mesure au-delà de cette limite. Nous avons donc choisi d'utiliser pour les longueurs d'onde supérieures à $25 \mu\text{m}$ les indices de réfraction moyens identifiés entre 2 et $25 \mu\text{m}$.

Pour une température de corps noir de 295 K (23°C), l'énergie radiative transportée par les longueurs d'onde supérieures à $25 \mu\text{m}$ représente approximativement 17% de l'énergie totale émise. L'erreur éventuelle commise sur les indices de réfraction pour cette bande de longueur d'onde n'a donc que peu d'influence sur l'estimation de transfert thermique radiatif total traversant le milieu. On a donc pour les bandes de longueurs d'onde supérieures à $25 \mu\text{m}$:

$$n_i = \frac{\int_0^{25\mu\text{m}} n_\lambda \times L_\lambda^0(T) \times d\lambda}{\int_0^{25\mu\text{m}} L_\lambda^0(T) \times d\lambda} \quad ; \quad k_i = \frac{\int_0^{25\mu\text{m}} k_\lambda \times L_\lambda^0(T) \times d\lambda}{\int_0^{25\mu\text{m}} L_\lambda^0(T) \times d\lambda} \quad (\text{AIV.5})$$

Nous pouvons constater qu'en toute rigueur, les indices n_i et k_i dépendent de la température d'émission du corps noir considérée. Cependant, l'influence de cette température sur leur valeur est très faible.

ANNEXE V : Prise en compte de la structure macroscopique des mousses de PSE dans la modélisation des propriétés radiatives

Pour prendre en compte l'influence de la structure à double échelle des mousses de PSE sur leurs propriétés radiatives, nous considérons qu'elles sont, en fait, formées d'un arrangement de billes compressées. Le milieu cellulaire présent à l'intérieur des billes est assimilé à un milieu semi-transparent homogène absorbant et diffusant dont les propriétés radiatives sont supposées connues. Les porosités macroscopiques sont alors formées par les défauts d'empilement des billes compressées.

Afin de prendre en compte de manière précise la structure macroscopique, nous utilisons une méthode de type Monte Carlo basée sur une procédure de lancer de rayon.

1. Hypothèses de l'étude

Pour que les résultats du modèle que nous présentons soient valides, il est nécessaire de vérifier plusieurs hypothèses. Tout d'abord, nous supposons que l'épaisseur des plaques de PSE que nous voulons caractériser est suffisamment grande devant la taille des billes formant le PSE pour que le comportement radiatif de la mousse puisse être assimilé à celui d'un milieu semi-transparent homogène. Pour que cette hypothèse soit valable, il est nécessaire d'avoir une épaisseur de matériau contenant plusieurs particules. Dans notre cas, l'épaisseur des plaques est toujours supérieure à 40 mm et le diamètre des billes est compris entre 3 mm et 6 mm et nous considérons donc que l'hypothèse est vérifiée.

En outre, le rayon R_{bille} des billes cellulaires doit être nettement plus grand que les longueurs d'onde du rayonnement thermique. Cette hypothèse, dans notre cas, est largement vérifiée puisque les longueurs d'onde concernées pour un transfert thermique à température ambiante sont comprises entre 5 μm et 25 μm alors que la taille des billes formant les mousses de PSE ont un diamètre de plusieurs millimètres. L'interaction entre le rayonnement thermique et les billes de PSE peut ainsi être traité en utilisant les lois de l'optique géométrique.

De plus, l'influence de la diffraction du rayonnement incident par les billes sur le transfert thermique radiatif peut être négligé. En effet, la fonction de phase de diffraction, pour des particules beaucoup plus grandes que la longueur d'onde, est orientée majoritairement dans la direction d'incidence. Ainsi, la direction des rayons diffractés est très proche de la direction d'incidence. Du point de vue énergétique, les rayons diffractés peuvent donc être assimilés à des rayons transmis.

Etant donné que les mousses sont composées de particules sphériques et que les propriétés radiatives du milieu cellulaire interne aux billes sont indépendantes de l'angle d'azimut, nous supposons également que les propriétés radiatives globales de la mousse possèdent une symétrie azimutale.

Enfin, étant donné la forte porosité du milieu cellulaire formant les billes de PSE, nous considérons qu'il n'y a pas de réflexion à l'interface entre l'air et les particules sphériques. L'indice de réfraction du milieu cellulaire est donc supposé égal à 1.

2. Principe de la méthode

Le principe de la méthode est d'identifier le coefficient d'extinction β_{lit} , l'albédo ω_{lit} et la fonction de phase de diffusion $P_{lit}(\theta)$ du milieu semi-transparent homogène absorbant et diffusant dont le comportement radiatif est le plus proche de l'arrangement de billes cellulaires représentant la mousse de PSE.

Pour cela, nous générons, dans un premier temps, un lit de particules sphériques compressées de taille infinie dont la porosité est égale à la porosité interbille de la mousse de PSE étudiée. Ce lit est composé de billes positionnées aléatoirement et est censé représenter la structure macroscopique de la mousse.

Une fois que l'arrangement de billes a été généré, une procédure Monte Carlo est lancée. Le trajet de rayons, lancés à partir de points choisis aléatoirement à l'intérieur du lit avec des directions de départ aléatoires, est analysé jusqu'à ce qu'ils sortent de la sphère de rayon R_{sphere} centrée sur le point de départ de chaque rayon (figure AV.1). Le choix du rayon R_{sphere} est discuté plus bas.

Chaque rayon peut subir une ou plusieurs diffusions ou être absorbé par le milieu absorbant et diffusant contenu dans les billes avant de sortir de la sphère. Ils peuvent également traverser l'intégralité de la sphère de rayon R_{sphere} sans être ni absorbés ni diffusés une seule fois. La distance *dist* parcourue par le rayon, à l'intérieur du milieu cellulaire, avant d'être intercepté est fortement dépendante du coefficient d'extinction β_{cell} . Cette distance est déterminée à partir de nombres D ($0 < D < 1$) générés aléatoirement et indépendants les uns des autres par la relation (AIII.3) que nous rappelons :

$$dist = \frac{-\ln(D)}{\beta_{cell,\lambda}}$$

La probabilité pour que les rayons interceptés à l'intérieur d'une bille cellulaire soient diffusés est égale à ω_{cell} tandis que la probabilité pour qu'ils soient absorbés est de $(1-\omega_{cell})$. Ainsi, chaque fois qu'un rayon est intercepté, son devenir est déterminé en utilisant un nombre D compris entre 0 et 1 généré aléatoirement. Si $D > \omega_{cell}$, la procédure considère que le rayon est absorbé par le milieu. Dans le cas contraire, le rayon est diffusé. L'angle de diffusion θ entre la direction d'incidence et la direction de diffusion du rayon est obtenu à partir de la fonction de phase de diffusion du milieu interne aux billes $P_{cell}(\theta)$ en utilisant, là aussi des nombres aléatoires D en déterminant la valeur de θ qui vérifie l'équation (AIII.4) :

$$\frac{\int_0^\theta P_{cel,\lambda}(\alpha) \sin(\alpha) d\alpha}{\int_0^\pi P_{cel,\lambda}(\alpha) \sin(\alpha) d\alpha} = D$$

Dans la procédure de suivi de rayon mise en place, les intégrales sont calculées numériquement tandis que la valeur de θ est obtenue par dichotomie.

Enfin, l'angle d'azimut ϕ est choisi à l'aide d'un nombre aléatoire D en utilisant la relation AIII.5:

$$\phi = 2\pi \times D$$

Lorsque le rayon suivi quitte la sphère de rayon $R_{\text{sphère}}$ après une ou plusieurs diffusions par le milieu cellulaire, l'angle θ' entre la direction de départ et la direction de sortie du rayon est mémorisée.

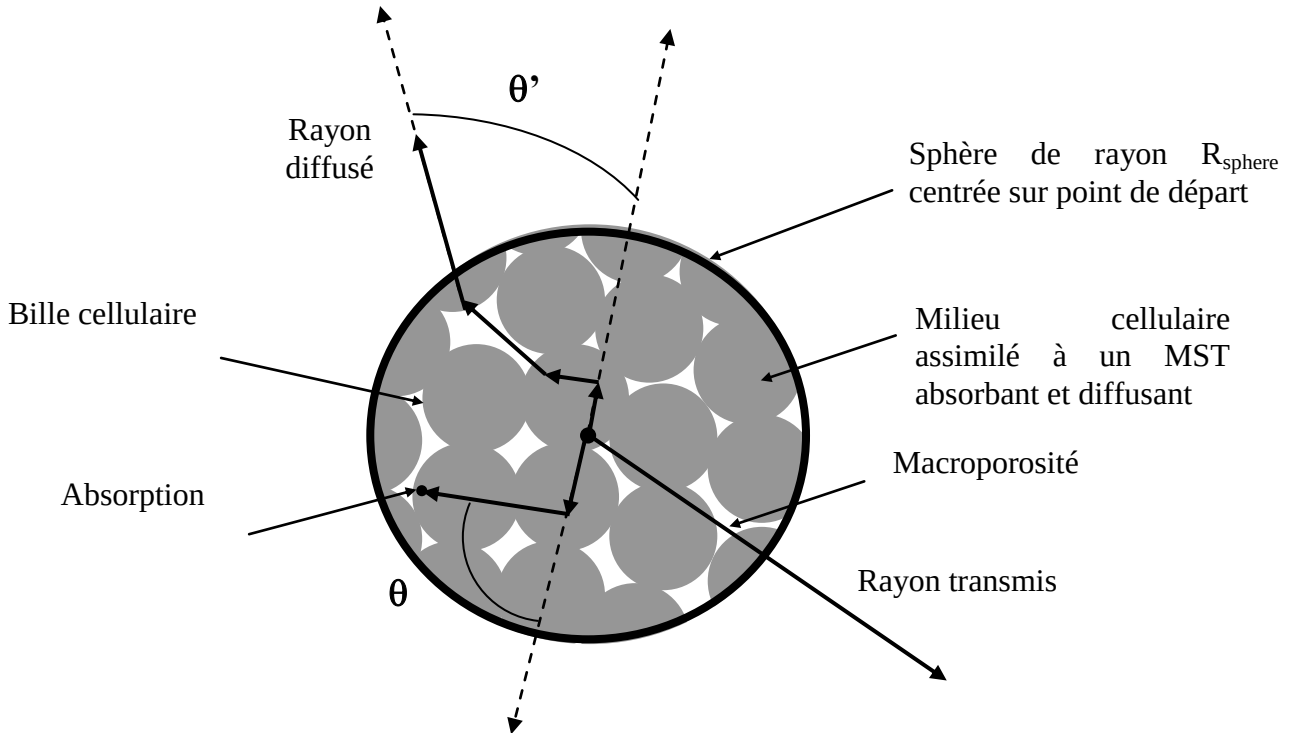


Figure AV.1 : Illustration en 2-D de la Procédure Monte Carlo dans la sphère de rayon $R_{\text{sphère}}$

Pour un grand nombre de rayons dont le trajet a été analysé, il est possible de calculer :

- **Trans** : la proportion d'énergie de départ qui quitte la sphère de rayon $R_{\text{sphère}}$ sans être absorbée ni diffusée (rayon transmis)
- **Sca** : la proportion d'énergie de départ qui quitte la sphère de rayon $R_{\text{sphère}}$ après avoir subi une ou plusieurs diffusions (rayon diffusé)
- **$E(\theta')$** : la répartition angulaire moyenne de l'énergie diffusée hors de la sphère de rayon $R_{\text{sphère}}$. Pour la procédure que nous avons mise en place, cette répartition est discrétisée pour les directions $\theta'_0=0^\circ$, $\theta'_1=1^\circ$, ..., $\theta'_{180}=180^\circ$. Ainsi, tous les rayons quittant la sphère avec un angle θ' compris entre $\theta'_i-0.5^\circ$ et $\theta'_i+0.5^\circ$ sont comptabilisés dans **$E(\theta'_i)$** .

Ces trois paramètres décrivent complètement le comportement radiatif du lit de billes cellulaires compressées et vont nous permettre de calculer les propriétés radiatives du lit.

En effet, en assimilant le lit à un milieu semi-transparent homogène absorbant et diffusant, le paramètre **Trans** est uniquement fonction du coefficient d'extinction équivalent β_{lit} du lit.

En utilisant l'équation de définition du coefficient d'extinction, nous avons donc :

$$\exp(-\beta_{lit} \times R_{sphere}) = Trans \quad \Leftrightarrow \quad \beta_{lit} = -\ln(Trans) / R_{sphere} \quad (AV.1)$$

Par contre, en ce qui concerne les propriétés de diffusion ω_{lit} et $P_{lit}(\theta)$ des mousses, elles ne peuvent pas être obtenues directement à partir de **Sca** et **E(θ')** étant donné que ces deux paramètres dépendent tous les deux de ω_{lit} et $P_{lit}(\theta)$. Il est donc nécessaire d'avoir recours à une méthode d'identification.

Par conséquent, une procédure de suivi de rayon similaire à la précédente est appliquée à un milieu homogène absorbant et diffusant fictif dont le coefficient d'extinction β_{homo} est fixé tel que : $\beta_{homo} = \beta_{lit}$ et dont l'albédo de diffusion ω_{homo} et la fonction de phase de diffusion $P_{homo}(\theta)$ peuvent être modifiés. Cette procédure permet d'obtenir les paramètres **Trans_{homo}**, **Sca_{homo}** et **E_{homo}(θ')** qui ont la même signification que précédemment mais qui caractérisent cette fois ci le comportement du milieu homogène fictif.

La méthode d'identification itérative consiste alors à déterminer les valeurs ω_{homo} et $P_{homo}(\theta)$ qui permettent d'avoir l'égalité :

$$Sca_{homo} = Sca \quad (AV.2)$$

et qui minimisent

$$F_2 = \sum_{\theta=0}^{180} (E_{homo}(\theta') - E(\theta')) \quad (AV.3)$$

Ainsi, le milieu semi-transparent absorbant et diffusant correspondant permet de reproduire de la manière la plus précise possible le comportement radiatif du lit de billes de PSE. En effet, on a alors :

$$Trans_{homo} = Trans \quad ; \quad Sca_{homo} = Sca \quad \text{et} \quad E_{homo}(\theta') \approx E(\theta') \quad (AV.4)$$

L'identification de la fonction de phase $P_{homo}(\theta)$ pose d'ordinaire un certain nombre de problèmes étant donné que le nombre de paramètres requis pour la caractériser est très important. Afin de simplifier la procédure d'identification, nous avons ainsi voulu exprimer la fonction de phase équivalente du lit à partir d'un seul paramètre. Etant donné que la mousse de PSE est un arrangement de particules sphériques contenant un milieu cellulaire absorbant et diffusant, nous avons choisi l'expression :

$$P_{lit}(\theta) = co \times P_{cell}(\theta) + (1 - co) \times P_{part}(\theta) \quad (AV.5)$$

où $P_{part}(\theta)$ est la fonction de phase d'une bille isolée

En effet, lorsque les billes sont suffisamment distantes les unes des autres pour diffuser le rayonnement de manière indépendante, la fonction équivalente du lit est celle d'une particule isolée (**co** = 0). En revanche, lorsque les particules sont fortement compressées, la porosité interbille tend vers 0 et la fonction de phase de la mousse tend vers la fonction de phase du milieu cellulaire interne (**co** = 1). En utilisant cette expression, identifier le paramètre **co** revient donc à identifier la forme de la fonction de phase de diffusion.

Cependant, pour pouvoir appliquer cette formule, il est nécessaire de déterminer la fonction de phase d'une bille isolée. Pour cela, nous utilisons également une approche Monte Carlo simulant l'interaction d'une bille avec une onde plane incidente (voir figure AV.2). L'onde plane incidente est divisée en une multitude de rayons incidents répartis uniformément sur la face d'entrée de la particule. Comme précédemment, le trajet de chaque rayon est analysé dans le repère cartésien x, y, z, chaque rayon pouvant traverser directement la

particule, être absorbé ou sortir de la particule après une ou plusieurs diffusions. L'angle de sortie θ' de chaque rayon sortant de la sphère après une ou plusieurs diffusions est mémorisé.

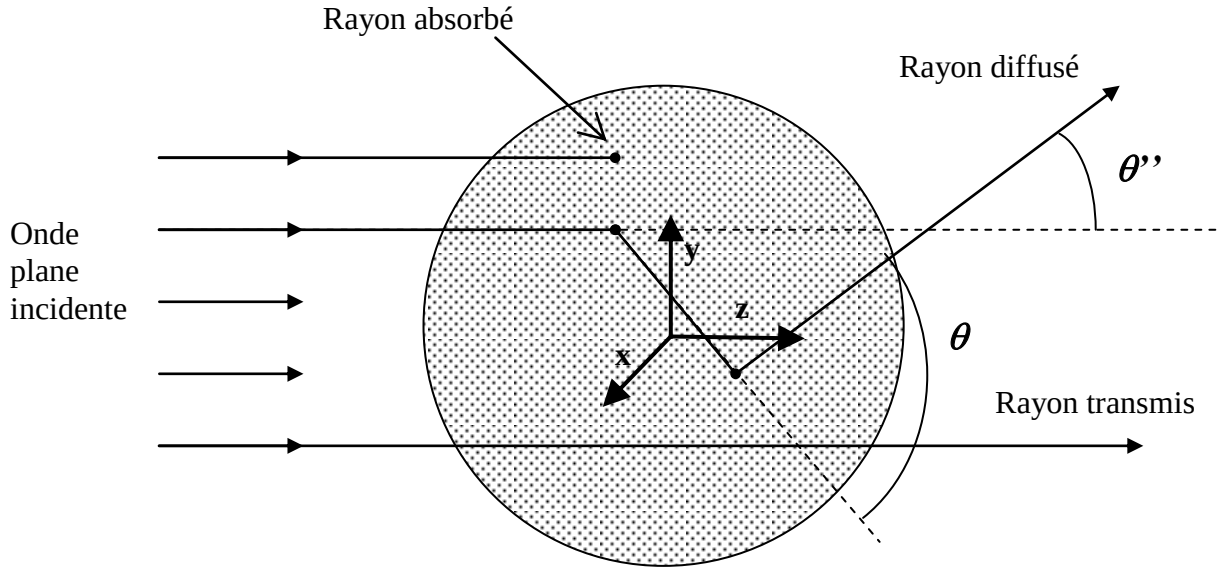


Figure AV.2 : Illustration de l'interaction de l'onde plane incidente avec la particule sphérique

Lorsque le nombre de rayons dont le trajet est analysé est suffisamment important, la procédure détermine la répartition angulaire moyenne $E(\theta'')$ de l'énergie diffusée hors de la sphère. Comme précédemment, cette répartition est discrétisée pour les directions $\theta_0''=0^\circ$, $\theta_1''=1^\circ, \dots, \theta_{180}''=180^\circ$. Chaque rayon sortant avec un angle θ'' compris entre $\theta''_i-0.5^\circ$ et $\theta''_i+0.5^\circ$ est comptabilisé dans θ''_i . La fonction de phase de diffusion de la bille est alors obtenue par la relation :

$$P_{part}(\theta') = 4\pi \frac{E(\theta'_i)d\Omega(\theta'_i)}{\int_{\Omega=4\pi} E(\theta'')d\Omega} \quad (AV.6)$$

où $d\Omega(\theta'_i)$ est l'angle solide autour de la direction θ'_i

3. Génération du lit de billes représentant la mousse de PSE

Afin de générer l'arrangement de billes cellulaires simulant la structure macroscopique des mousses de PSE, il est nécessaire de connaître deux paramètres permettant de décrire précisément et entièrement la morphologie de ces mousses :

- Le rayon R_{bille} des billes
- La distance moyenne d entre le centre de deux billes en contact

Les lits de billes générés doivent avoir des dimensions infinies afin de pouvoir appliquer la procédure de suivi de rayon à partir de n'importe quel point du milieu. Cependant, afin de limiter la mémoire requise, ainsi que le temps de calcul, les arrangements générés sont en fait

composés par une infinité d'échantillons représentatifs identiques de forme cubique qui sont disposés côte à côte (voir figure AV.4) pour couvrir l'intégralité de l'espace. Ces échantillons doivent contenir un nombre suffisant de billes pour être représentatif de la morphologie réelle des mousses de PSE.

L'échantillon représentatif est obtenu à partir d'une particule placée au centre du cube. Plusieurs sphères voisines sont ensuite générées aléatoirement à une distance d de cette première bille (figure AV.3). A chaque fois, l'algorithme vérifie que la particule générée et les particules déjà présentes ne s'entrecoupent pas de manière trop importante, c'est-à-dire que la distance entre le centre de deux particules en contact n'est pas inférieure à d . Dans le cas contraire, la bille générée n'est pas prise en compte.

Une fois que la totalité de l'espace entourant la sphère de départ est occupé et qu'il n'est plus possible de générer de billes voisines, la même opération est effectuée sur les nouvelles billes jusqu'à ce que l'intégralité de l'échantillon représentatif soit remplie. Certaines des particules générées peuvent être partiellement en dehors des limites de l'échantillon représentatif. Cependant, afin d'assurer la continuité du lit, un traitement spécial est appliqué aux particules présentes aux frontières de l'échantillon représentatif. En effet, l'algorithme génère une copie de cette bille à l'autre extrémité de l'échantillon et vérifie qu'elle n'est pas trop proche de billes déjà présentes. De cette manière, lors de la procédure de lancer de rayon, lorsque le rayon atteint une limite de l'échantillon représentatif courant, il entre dans l'échantillon représentatif voisin. Cet échantillon contient une sphère identique à la sphère dans lequel le rayon se propage (voir figure AV.3). Ainsi, tout se passe comme si le rayon n'avait rencontré aucune discontinuité.

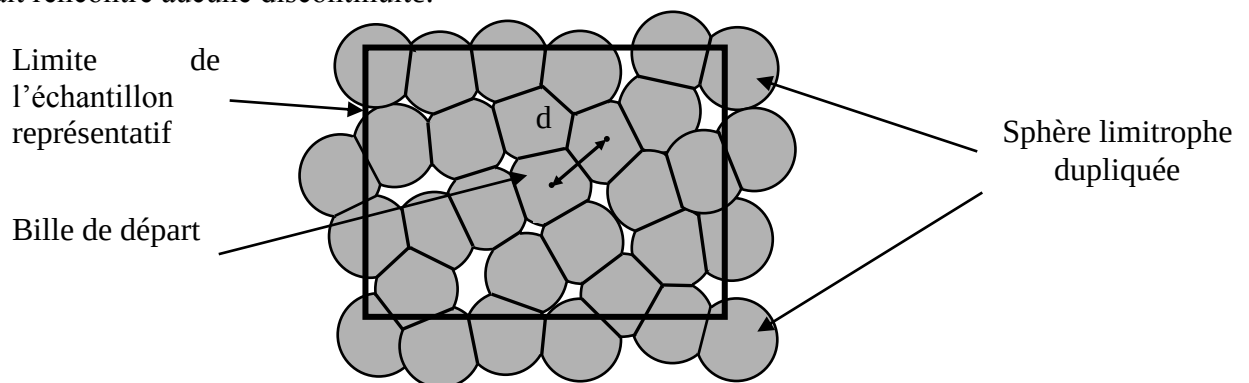


Figure AV.3 : Illustration en 2-D d'un échantillon représentatif généré

Pour les mousses de PSE que nous testons, nous verrons qu'à partir de mesures sur des coupes fines de matériau, il est possible de déterminer la taille moyenne des billes ainsi que la porosité interbille. Par contre, la distance moyenne d ne peut pas être connue précisément. Ainsi, les lits de billes cellulaires que nous utilisons pour simuler la mousse de PSE étudiée sont générés à partir de la porosité interbille mesurée. Pour cela, nous faisons varier la valeur de d jusqu'à obtenir un arrangement de billes compressées dont la porosité est égale à la porosité interbille mesurée sachant que plus d est petit, plus $\varepsilon_{\text{interbille}}$ est faible.

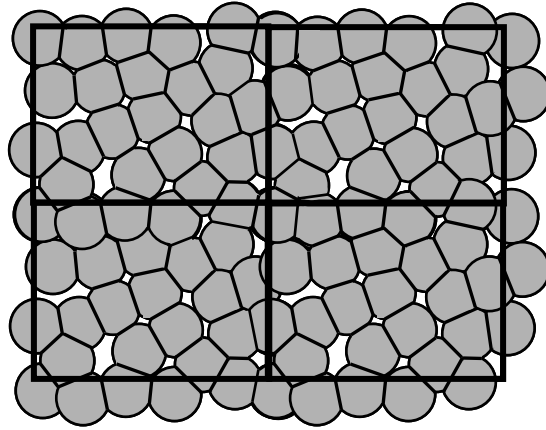


Figure AV.4 : Illustration de l'association de plusieurs échantillons représentatifs pour former un lit de billes continu

Pour chaque lit de billes généré, les positions de chaque sphère sont stockées dans les paramètres ***sph(i,1)***, ***sph(i,2)***, ***sph(i,3)*** qui représentent les coordonnées de la $i^{\text{ème}}$ sphère dans le repère centrée sur le centre de l'échantillon représentatif selon les axes x, y et z respectivement. La porosité de l'arrangement de sphère est déterminée par un processus statistique : on choisit un point de manière aléatoire à l'intérieur de l'échantillon représentatif. L'algorithme vérifie si ce point appartient ou non à une des billes présentes. Si ce n'est pas le cas, le compteur ***porosite*** est incrémenté. En répétant l'opération un grand nombre de fois ***compt*** de manière à « sonder » l'intégralité du volume de l'échantillon, la porosité peut être déterminée simplement par la relation ***porosite/compt***.

Les variations de la porosité du lit de billes compressées avec le rapport d/R_{bille} sont illustrées sur le tableau 2.1 pour différents lits.

$\frac{d}{R_{\text{bille}}}$	$\epsilon_{\text{interbille}}$
1.5	0.1322
1.45	0.11
1.4	0.072
1.35	0.0611
1.33	0.0407
1.28	0.02902

Tableau AV.1 : Variation de la porosité interbille avec le rapport d/R_{bille} pour différents lits de billes compressées

4. Choix du rayon R_{sphere}

Le rayon R_{sphere} de la sphère dans laquelle le suivi de rayon est effectué est un paramètre très important de la méthode mise au point. En effet, les résultats des calculs doivent être indépendants de sa valeur. Ainsi, nous avons étudié son influence sur les valeurs de β_{lit} , ω_{lit} et $P_{\text{lit}}(\theta)$ identifiées.

En ce qui concerne le coefficient d'extinction équivalent du lit, ses variations avec R_{sphere} sont représentées sur la figure AV.5 pour un lit de billes compressées de rayon $R_{\text{bille}} = 2$ mm, de porosité interbille $\varepsilon_{\text{interbille}} = 6.1\%$ et contenant un milieu cellulaire de coefficient d'extinction $\beta_{\text{cell}} = 750 \text{ m}^{-1}$. Nous pouvons remarquer que lorsque le rayon de la sphère est faible, la valeur du coefficient d'extinction identifiée est fortement dépendante de R_{sphere} . En effet, lorsque R_{sphere} est proche de 0, la procédure de lancer de rayon ne prend pas en compte la morphologie réelle du lit. Lors de la simulation Monte Carlo, tout se passe comme si les rayons se propageaient dans un milieu où la porosité est aléatoirement répartie. Le coefficient d'extinction identifié β_{lit} tend ainsi vers la valeur $(1 - \varepsilon_{\text{interbille}}) \times \beta_{\text{cell}}$.

En revanche, lorsque R_{sphere} devient nettement plus grand que le rayon R_{bille} des billes, la procédure de suivi de rayon tient compte de la morphologie réelle de l'arrangement et notamment la forme sphérique des billes. Lorsque $R_{\text{sphere}} \gg R_{\text{bille}}$, les rayons doivent traverser une ou plusieurs billes avant de sortir de la sphère. Le coefficient d'extinction identifiée converge donc vers la valeur du coefficient d'extinction du lit. Ainsi, il est nécessaire d'effectuer les calculs avec un rayon R_{sphere} suffisamment grand afin d'obtenir une valeur du coefficient d'extinction identifié proche de la valeur de convergence.

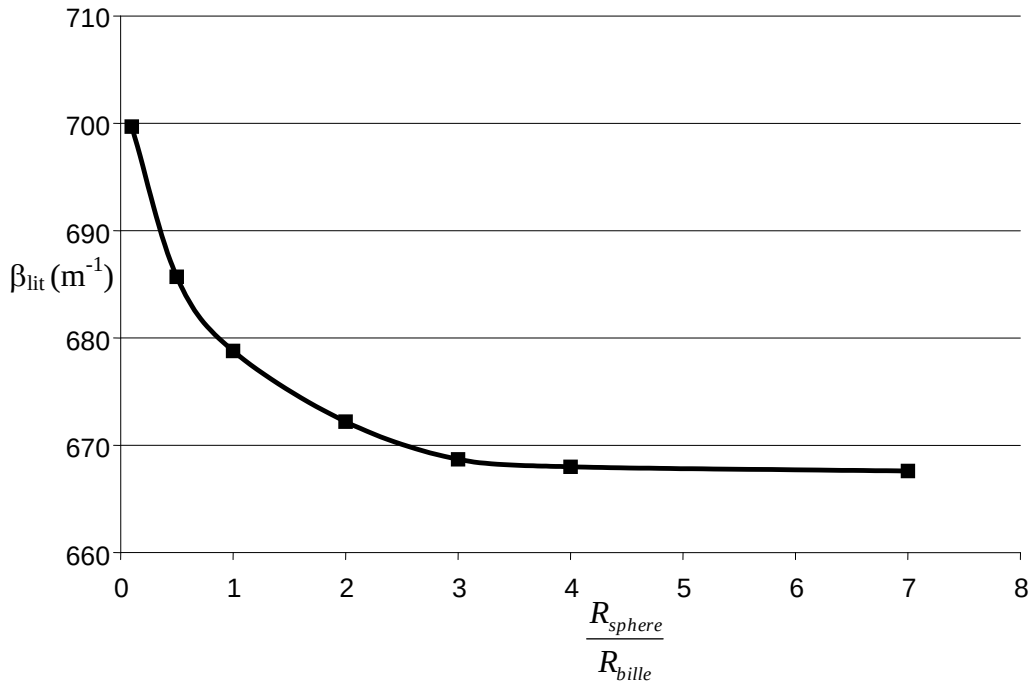


Figure AV.5 : Evolution du coefficient d'extinction identifié avec le rayon R_{sphere} pour un lit de porosité tel que $R_{\text{bille}} = 2$ mm, $\varepsilon_{\text{interbille}} = 6.1\%$ et $\beta_{\text{cell}} = 750 \text{ m}^{-1}$

Par exemple, dans le cas illustré sur la figure AV.5, si l'on utilise une sphère de rayon $R_{\text{sphere}} = 4 R_{\text{bille}}$, l'erreur commise est inférieure à 1%.

Les mêmes remarques sont également valables pour l'albédo et la fonction de phase de diffusion.

En outre, l'utilisation d'un rayon R_{sphere} très grand entraîne une augmentation rapide du temps de calcul nécessaire. Nous avons donc choisi une valeur de R_{sphere} telle que $R_{\text{sphere}} = 5 \times R_{\text{part}}$ qui représente un bon compromis entre la précision des propriétés radiatives identifiées et le temps de calcul.

ANNEXE VI : Caractérisation morphologique des mousses de PSE

Nous avons vu dans le paragraphe 2.1 que les mousses de PSE ont une morphologie très particulière puisque elles présentent à la fois des porosités microscopiques, formées par le milieu cellulaire interne aux billes, mais également des porosités macroscopiques dues aux défauts d'empilements des billes lors du moulage. Cette structure spéciale influence directement les propriétés thermiques et, notamment radiatives, des mousses, c'est pourquoi il est nécessaire de pouvoir la décrire précisément.

Le modèle de description de la structure des mousses de PSE assimile ces mousses à un arrangement de billes compressées, de taille uniforme, contenant un milieu poreux formé de cellules dodécaédriques ou cubiques de diamètre constant. Ainsi, pour décrire entièrement ce milieu, il est nécessaire de connaître quatre paramètres :

- La porosité interbille ou macroscopique $\varepsilon_{\text{interbille}}$ due aux défauts d'empilement des billes lors du moulage
- Le rayon moyen des billes
- Le diamètre moyen D_{cell} des cellules formant le milieu poreux contenu dans les billes
- La porosité du milieu cellulaire interne aux billes $\varepsilon_{\text{cell}}$

Chacun de ces paramètres peut être estimé directement ou indirectement à partir de différentes mesures sur les mousses de PSE analysées. Ainsi, la porosité interbille, le rayon moyen des particules ainsi que le diamètre moyen des cellules sont mesurées directement à partir de photographies optiques ou de clichés obtenues au MEB à l'aide de logiciels d'analyse d'images. En revanche, la porosité du milieu cellulaire ne peut pas être obtenue directement et il est nécessaire, pour pouvoir l'estimer, d'effectuer des mesures de masse volumique globale de la mousse et de tenir compte de la porosité interbille mesurée précédemment.

1. Mesure du rayon moyen D_{part} des billes

Pour mesurer le rayon moyen des billes, nous découpons dans un premier temps des tranches de mousses de PSE dont l'épaisseur est la plus faible possible. Cette opération est réalisée à l'aide d'une lame très affûtée et d'un microtome à vis micrométrique permettant de connaître l'épaisseur e_p des tranches avec une précision de 20 μm . Suivant les types de mousses caractérisées, l'épaisseur minimale des coupes qu'il est possible de réaliser en gardant une tranche suffisamment solide varie entre 300 μm et 500 μm . Nous constatons que plus la masse volumique de la mousse testée est importante, plus l'épaisseur minimale des tranches est faible. De même, d'une manière générale, les tranches qu'il est possible d'obtenir sont plus fines lorsque la mousse présente une porosité interbille plus faible puisque la cohésion entre les billes est meilleure.

Les tranches obtenues sont ensuite visualisées à l'aide d'un appareil de photographie optique monochromatique (voir schéma). Pour chaque mousse caractérisée, plusieurs tranches collectées à différents endroits de la plaque sont visualisées afin de tenir compte des éventuelles fluctuations des caractéristiques morphologiques de la mousse. Les clichés obtenus sont illustrés sur la figure AVI.1 représentant la photographie d'une tranche de PSE

de 500 μm d'épaisseur. La largeur de la photographie correspond dans la réalité à 3 cm. Nous pouvons observer que les contours des billes sont bien délimités sur le cliché réalisé.

Appareil photographique
optique

Tranche de
PSE

Fond Blanc

Eclairage

Figure AVI.1 : Illustration du dispositif de photographie optique des tranches de PSE

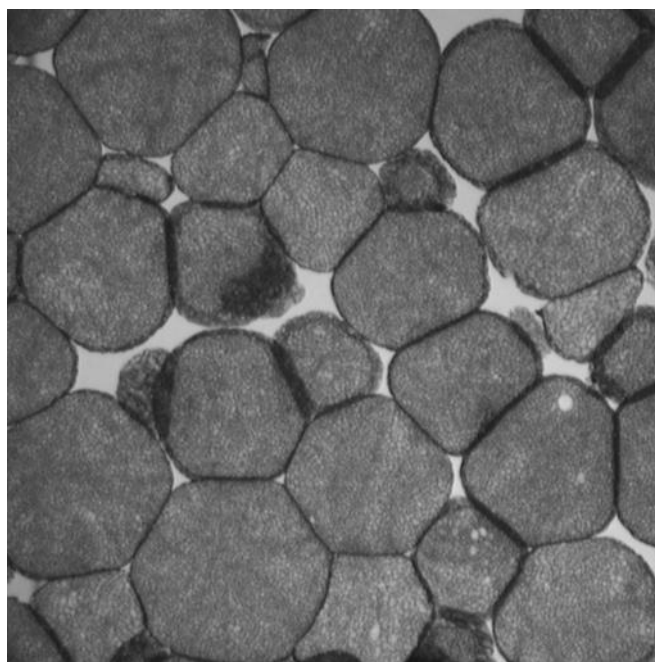
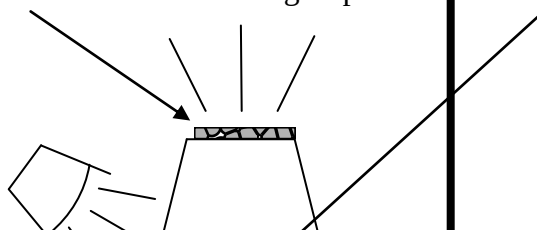


Figure AVI.2 : Illustration des clichés obtenus pour une tranche de 500 μm d'épaisseur et de 3 cm de largeur

Afin d'analyser les photographies obtenues, nous avons mis en place un logiciel de traitement d'images. Ce logiciel nous permet de dessiner les contours des sphères compressées et d'isoler les zones où l'épaisseur est entièrement occupée par les macroporosités. Ces informations sont regroupées dans une image représentant le



« squelette » de la coupe. Sur ce squelette, les contours et les macroporosités sont codés en couleur blanche alors que l'intérieur des billes est représenté en couleur noire. Le squelette de la coupe de la figure AVI.2 est illustré sur la figure AVI.3. Nous pouvons constater qu'il permet de définir de manière relativement fidèle les contours et la porosité macroscopique.

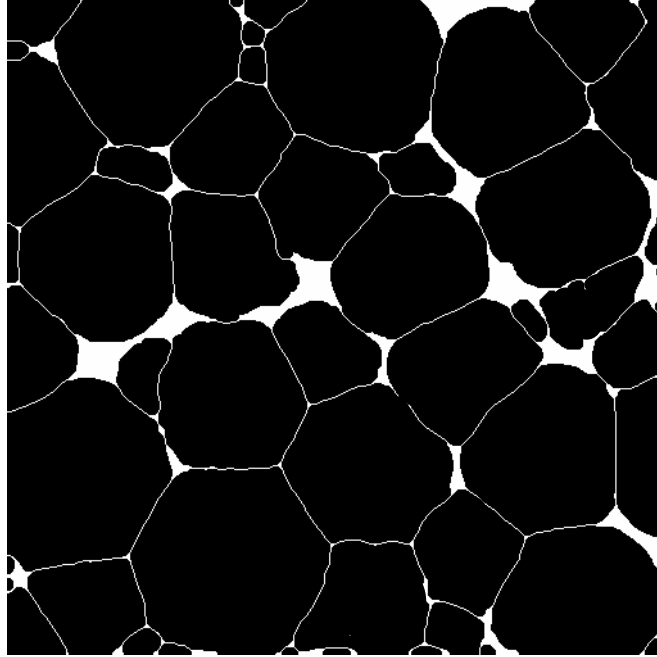


Figure AVI.3 : Squelette obtenu après traitement de l'image de la figure AVI.2

A partir de ce squelette, le diamètre moyen des billes est calculé en utilisant un logiciel d'analyses d'images utilisant la méthode des cordes. Cette méthode est basée sur l'hypothèse que les contours des billes obtenues sont des sphères et que, par conséquent, les coupes de billes observées sur les photos sont des disques. Nous pouvons constater que cette hypothèse n'est pas rigoureusement exacte mais nous négligerons son influence sur la valeur de diamètre obtenue.

Des lignes traversant l'intégralité de l'image sont tracées aléatoirement et permettent de déterminer la longueur moyenne L des segments traversant les billes délimitées sur le squelette. A partir de cette longueur déterminée en moyennant les longueurs des segments délimités sur chaque ligne, on peut déterminer le diamètre moyen D_{disque} des disques représentant les coupes des billes observées sur l'image. En effet, pour un disque de diamètre

D_{disque} , la longueur moyenne L des segments traversant le disque est de $L = \frac{\pi}{4} \times D_{\text{disque}}$. A partir de la longueur moyenne L de corde obtenue à partir du squelette, le diamètre moyen des disques représentant les coupes de billes sur l'image est donc obtenu par :

$$D_{\text{disque}} = \frac{4}{\pi} \times L \quad (\text{AVI.1})$$

Ce diamètre n'est pas égal au diamètre moyen des billes étant donné que toutes les billes ne sont pas coupées en leur milieu. Il faut en effet tenir compte du fait que certaines billes peuvent être coupées près de leurs extrémités et d'autres près de leur centre.

Ainsi, pour une sphère de diamètre D_{part} , le diamètre moyen du disque D_{disque} obtenu par intersection de cette sphère avec un plan choisi aléatoirement est $D_{\text{disque}} = \frac{\pi}{4} \times D_{\text{part}}$. D'où :

$$D_{part} = \frac{4}{\pi} \times D_{disque} = \left(\frac{4}{\pi}\right)^2 \times L \quad (AVI.2)$$

Il est difficile d'estimer l'incertitude sur la valeur du diamètre des billes d'autant plus que, pour les mousses réelles, il est susceptible de varier légèrement suivant l'endroit où la coupe a été réalisée. Ainsi, afin d'obtenir une valeur représentative du diamètre moyen, il est nécessaire d'effectuer l'analyse précédente sur un cliché comportant un nombre suffisamment important de billes et de réaliser plusieurs coupes à différents endroits. D'une manière générale, nous remarquons pour les mousses testées, que ce diamètre mesuré varie relativement peu suivant la coupe considérée.

2. Mesure de la porosité interbille $\epsilon_{interbille}$

La porosité interbille de la mousse de PSE est obtenue à l'aide des photographies utilisées pour la détermination du diamètre moyen des billes. En effet, à partir de ces clichés, il est possible de déterminer la proportion moyenne P_{mac} de la surface totale de la tranche occupée par les macroporosités en comptant simplement le nombre de pixels de couleur blanche sur les squelettes des différentes photographies de coupe de PSE (figure AVI.3).

Dans le cas où l'épaisseur ep des tranches réalisées est négligeable devant le diamètre des billes, la porosité interbille est égale à P_{mac} , d'où l'intérêt d'obtenir des coupes les plus fines possibles. Toutefois, pour les mousses que nous avons testées, l'épaisseur des tranches obtenues est en général comprise entre 300 μm et 500 μm alors que le diamètre des billes varie entre 3 et 6 mm. L'hypothèse précédente n'est donc pas rigoureusement valable et P_{mac} n'est pas égale à la porosité interbille mais légèrement inférieure.

Nous avons donc mis au point une méthode de rectification de la valeur de $\epsilon_{interbille}$ mesurée, basée sur l'analyse des lits de billes compressées. Ainsi, à partir de la méthode décrite dans le paragraphe 3. de l'annexe V, nous générons plusieurs lits de billes compressées de diamètre égal à D_{part} , mesuré précédemment, et présentant différentes valeurs de porosité interbille. Pour chacun d'entre eux, nous analysons plusieurs tranches d'épaisseur ep générées de manière aléatoire à l'intérieur du lit en déterminant la proportion P de la surface de la tranche dont l'épaisseur est totalement occupée par les macroporosités. Le lit de billes compressées dont la valeur moyenne de P est la plus proche de P_{mac} est alors choisi pour représenter la morphologie macroscopique de la mousse de PSE étudié. La porosité interbille de la mousse est donc égale à celle du lit de bille choisi.

La précision sur la valeur de la porosité interbille déterminée par cette méthode est fortement dépendante du nombre de lits de billes testés. Ainsi, afin d'obtenir une précision suffisante, nous avons généré un grand nombre de lits dont la porosité interbille varie entre 0.02 et 0.14 avec un écart moyen de 0.01 entre 2 lits successifs. La porosité interbille est donc obtenue avec une précision de l'ordre de 0.01.

3. Mesure du diamètre moyen D_{cell} des cellules

Pour déterminer le diamètre moyen des cellules formant le milieu cellulaire contenu dans les billes, nous utilisons une méthode semblable à celle utilisée précédemment pour mesurer le diamètre moyen des billes. Cependant, cette fois ci, les images ne sont plus obtenues à partir d'un appareil photographique optique mais d'un Microscope Electronique à Balayage permettant un grandissement compris entre 10X et 300X.

Des tranches de PSE sont découpées à différents endroits de la plaque que l'on désire caractériser. Les coupes doivent être effectuées avec une lame très affûtée pour ne pas

déformer la structure du milieu cellulaire lors de la découpe. La surface de ces tranches est ensuite métallisée par une fine couche d'or afin de pouvoir distinguer plus facilement les contours des cellules lors de l'observation au MEB. Pour chaque tranche de PSE découpées, plusieurs photographies correspondant au milieu cellulaire contenu dans différentes billes de la coupe, sont effectuées.

Un logiciel de traitement d'images nous permet ensuite de délimiter les contours de chaque cellule. Le « squelette » du milieu cellulaire est stocké dans une image binaire où les contours des cellules sont codés en couleur blanche et le reste de l'image en noire. Ce squelette est généré directement par le logiciel à partir de l'image. Toutefois, des corrections manuelles peuvent être apportées dans le cas où des erreurs grossières dues à une mauvaise image de départ sont observées. La figure AVI.4 illustre le type de cliché obtenu pour un grossissement de 70X ainsi que le squelette correspondant.

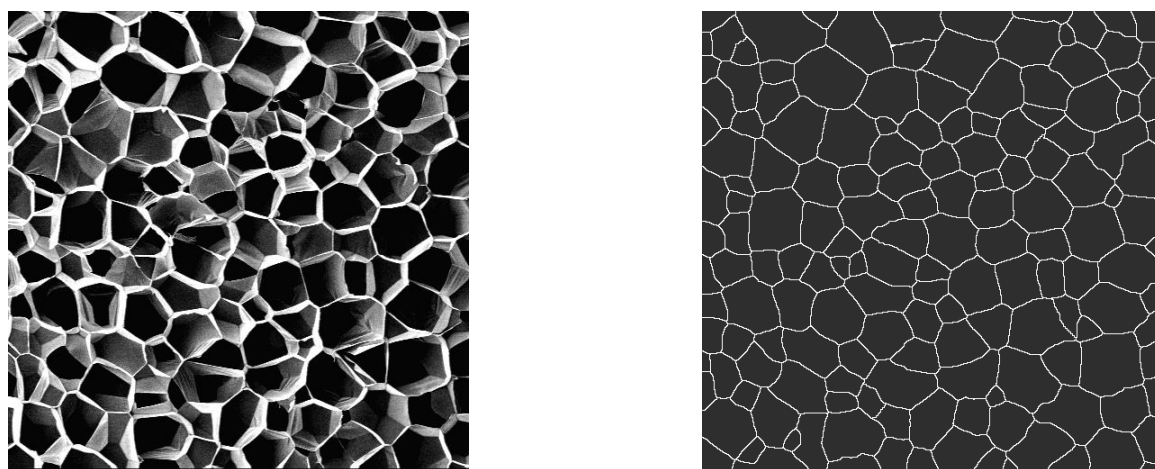


Figure AVI.4 : Photographie d'une coupe de milieu cellulaire pour un grossissement de 70X et son squelette

A partir de l'image « squelette », le diamètre moyen des particules est déterminé à l'aide d'un logiciel d'analyse d'images utilisant la méthode des cordes décrite plus haut. Le diamètre moyen des cellules D_{cell} est obtenu à partir de la longueur de corde moyenne L par la relation :

$$D_{cell} = \left(\frac{4}{\pi}\right)^2 \times L \quad (AVI.3)$$

Afin de vérifier si l'hypothèse d'une distribution de taille de cellule uniforme dans toute la mousse est vérifiée, il est possible de comparer les valeurs de D_{cell} obtenues pour des billes placées en différents endroits.

4. Mesure de la porosité du milieu cellulaire ε_{cell}

Comme nous l'avons expliqué plus haut, nous ne disposons pas de moyens de mesure directs de la porosité du milieu cellulaire. En revanche, nous pouvons estimer sa valeur si l'on connaît la porosité totale de la mousse. En effet, les porosités formant la mousse sont de deux types : porosité macroscopique et porosité cellulaire. La porosité globale ε de la mousse est donc reliée à la valeur de la porosité interbille moyenne $\varepsilon_{interbille}$ et de la porosité moyenne du milieu cellulaire ε_{cell} par la relation :

$$(1 - \varepsilon) = (1 - \varepsilon_{interbille}) \times (1 - \varepsilon_{cell}) \quad (AVI.4)$$

$$\text{Et donc : } \varepsilon_{cell} = 1 - \frac{(1 - \varepsilon)}{(1 - \varepsilon_{interbille})} \quad (\text{AVI.5})$$

La porosité globale ε peut être obtenue à partir de mesures de masse et de volume de la mousse :

Les mousses de PSE testées se présentent sous la forme de plaques parallélépipédiques d'épaisseur variant entre 4 et 6 mm et dont la surface est proche de 300x300 mm² afin de pouvoir effectuer des mesures de plaque chaude gardée ou flux métriques. Le volume V_{plaque} et la masse de ces plaques sont donc facilement mesurables à l'aide d'un pied à coulisse et d'une balance. En raisonnant sur une plaque, la masse totale M_T de la plaque est égale à la masse de la matrice solide et la masse d'air M_{air} emprisonnée dans les cellules :

$$M_T = M_{mat} + M_{air} \quad (\text{AVI.6})$$

En considérant que l'air emprisonné dans la matrice poreuse est à la même pression que l'air extérieur, on a :

$$M_{air} = \varepsilon \times \rho_{air} \times V_{plaque} \quad (\text{AVI.7})$$

où ρ_{air} est la masse volumique de l'air à la pression et à la température ambiantes
Or la masse mesurée M_{mes} lorsque l'on pose la plaque sur la balance est :

$$M_{mes} = M_T - P_A \quad (\text{AVI.8})$$

ou P_A est la masse correspondant à la poussée d'Archimède subie par la plaque
Cette poussée d'Archimède s'exprime par :

$$P_A = \rho_{air} \times V_{plaque} \quad (\text{AVI.9})$$

En combinant ses différentes relations, on obtient :

$$M_{mat} = M_{mes} + P_A - M_{air} = M_{mes} + (1 - \varepsilon) \times \rho_{air} \times V_{plaque} \quad (\text{AVI.10})$$

Or, la masse de la matrice polystyrène est liée à la porosité par la relation :

$$M_{mat} = (1 - \varepsilon) \times V_{plaque} \times \rho_{PS} \quad (\text{AVI.11})$$

où ρ_{PS} est la masse volumique du polymère polystyrène

On obtient donc :

$$(1 - \varepsilon) = \frac{M_{mes}}{(\rho_{PS} - \rho_{air}) \times V_{plaque}} \quad (\text{AVI.12})$$

L'expression de la porosité du milieu cellulaire en fonction du volume de la plaque, de la masse mesurée et de la porosité interbille est donc finalement :

$$\varepsilon_{cell} = 1 - \frac{M_{mes}}{(1 - \varepsilon_{interbille}) \times (\rho_{PS} - \rho_{air}) \times V_{plaque}} \quad (\text{AVI.13})$$

Pour une plaque de mousse 300x300 mm² de 6mm d'épaisseur et de masse volumique 10 kg/m³, en supposant une incertitude 1 mm pour les mesures des dimensions de la plaque, de 0.1 g pour la mesure de la masse, l'incertitude relative sur la masse volumique de la plaque est de 0.25 kg/m³. En supposant également que la masse volumique du polystyrène est connue avec une précision de 2%, l'incertitude $\Delta\varepsilon$ sur la porosité globale du milieu cellulaire est

$$\Delta\varepsilon \approx 0.00045. \text{ Soit une incertitude relative } \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \approx 4.5\%.$$

La mesure de la porosité interbille a été explicitée précédemment et est obtenue avec une précision de l'ordre de 0.01. Par conséquent, en supposant une porosité interbille de 0.1, l'incertitude relative sur la valeur de la porosité du milieu cellulaire vaut $\frac{\Delta \varepsilon_{cell}}{\varepsilon_{cell}} \approx 6\%$.

FOLIO ADMINISTRATIF
THESE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES
DE LYON

NOM : COQUARD		DATE de SOUTENANCE :	
22/10/2004			
(avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant)			
Prénoms : Rémi			
TITRE : Etude du transfert de chaleur couplé conduction-rayonnement dans les mousses de Polystyrène expansé : Modélisation et caractérisation			
NATURE : Doctorat		Numéro d'ordre : 04-ISAL-0064	
Ecole doctorale : MEGA			
Spécialité : Thermique et Energétique			
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 /		et	bis
		CLASSE :	
RESUME : Cette étude s'intéresse aux transferts de chaleur en régime permanent dans les mousses de Polystyrène Expansé (PSE) de faible densité. Ces matériaux sont principalement utilisés pour l'isolation thermique des bâtiments et possèdent une structure particulière. Etant donné leur très faible masse volumique, ils sont le siège d'un couplage entre transfert thermique par conduction et par rayonnement. Une première partie de l'étude a pour but de modéliser l'évolution de la conductivité thermique équivalente de ces mousses avec les différents paramètres qui la caractérisent (masse volumique, taille de cellules, taille de billes, porosité interbille). Pour cela, le couplage conduction-rayonnement en géométrie monodimensionnelle et l'équation du transfert radiatif sont résolus numériquement par la méthode des volumes de contrôle associée à la méthode des ordonnées discrètes. La conductivité phonique de ces matériaux est prédite en adaptant des modèles déjà existants. Par contre, les propriétés radiatives sont déterminées à partir des indices de réfraction du polystyrène en utilisant une méthode originale permettant de prendre en compte la structure complexe de ces mousses. Les résultats théoriques concernant les propriétés radiatives et la conductivité thermique équivalente des mousses de PSE sont validés à partir de mesures spectrométriques et de mesures flux métriques sur des échantillons que nous avons pu caractériser. Dans une deuxième partie, trois actions consistant à introduire des rupteurs de rayonnement au sein de l'isolant pour freiner la propagation du rayonnement et donc diminuer le transfert de chaleur par rayonnement sont analysées. Ces trois actions se différencient par l'échelle à laquelle les rupteurs agissent sur le transfert radiatif (échelle macroscopique, échelle microscopique, échelle mésoscopique). Dans chaque cas, la modélisation théorique permet de déterminer les caractéristiques des rupteurs permettant de maximiser la baisse de conductivité thermique équivalente des mousses. Les résultats sont ensuite validés à partir de mesures flux métriques qui montrent que des baisses sensibles de la conductivité thermique équivalente peuvent être obtenues en utilisant ces actions. Enfin, dans une dernière partie nous nous intéressons à l'application des méthodes de mesure classiques de la conductivité équivalente au cas des mousses de PSE. Ces méthodes de mesure sont basées sur l'hypothèse d'un transfert de chaleur purement conductif. Nous montrons donc les limites de chacune de ces méthodes dans le cas de matériau où le transfert de chaleur par rayonnement est non négligeable.			
MOTS-CLES : <i>Modélisation transfert de chaleur mousses de PSE rayonnement conduction</i> <i>propriétés radiatives rupteurs de rayonnement</i>			
Laboratoire (s) de recherches : CETHIL			
Directeur de thèse: Dominique BAILLIS			
Président de jury :			

Composition du jury : MM. Daniel QUENARD, Gilles FLAMANT, Gérard JEANDEL, Jean Christophe BATSALE, Jean-François SACADURA, Dominique BAILLIS

RESUME

Cette étude s'intéresse aux transferts de chaleur en régime permanent dans les mousses de Polystyrène Expandé (PSE) de faible densité. Ces matériaux sont principalement utilisés pour l'isolation thermique des bâtiments et possèdent une structure particulière. Etant donné leur très faible masse volumique, ils sont le siège d'un couplage entre transfert thermique par conduction et par rayonnement. Une première partie de l'étude a pour but de modéliser l'évolution de la conductivité thermique équivalente de ces mousses avec les différents paramètres qui la caractérisent (masse volumique, taille de cellules, taille de billes, porosité interbille). Pour cela, le couplage conduction-rayonnement en géométrie monodimensionnelle et l'équation du transfert radiatif sont résolus numériquement par la méthode des volumes de contrôle associée à la méthode des ordonnées discrètes. Les propriétés radiatives des mousses sont déterminées à partir des indices de réfraction du polystyrène en utilisant une méthode originale permettant de prendre en compte la structure complexe de ces mousses. Dans une deuxième partie, trois actions consistant à introduire des rupteurs de rayonnement au sein de l'isolant pour freiner la propagation du rayonnement et donc diminuer le transfert de chaleur par rayonnement sont analysées. Dans chaque cas, la modélisation théorique permet de déterminer les caractéristiques des rupteurs permettant de maximiser la baisse de conductivité thermique équivalente des mousses. Enfin, dans une dernière partie nous nous intéressons à l'application des méthodes de mesure classiques de la conductivité équivalente au cas des mousses de PSE (méthode des plaques chaudes gardées et du fil chaud). Ces méthodes de mesure sont basées sur l'hypothèse d'un transfert de chaleur purement conductif. Nous montrons donc les limites de chacune de ces méthodes dans le cas de matériau où le transfert de chaleur par rayonnement est non négligeable.

MOTS-CLES

*Modélisation transfert de chaleur mousses de PSE rayonnement conduction
propriétés radiatives rupteurs de rayonnement*

ABSTRACT

This study is interested in the heat transfer through low density expanded polystyrene foams (EPS). These materials are principally used for the thermal insulation of buildings and have a particular structure. Given their very low density, the heat is transferred by both conduction and radiation and a coupling occurs between these two modes. In a first part, the aim of the study is to modelise the evolution of the equivalent thermal conductivity of EPS foam with the parameters that characterise its structure (density, cell size, bead size, interbeads porosity). The coupling between conduction and radiation and the radiative heat transfer equation in monodimensional geometry are solved using the control volume method associated with the discrete ordinates method. The radiative properties of the foam are determined from the refractive index of polystyrene using an original method which permits to take into account the complex structure of these foams. In a second part, three actions designed to reduce the radiative heat transfer through EPS foams by introducing radiative breaker are analysed. For each approach, the theoretical modeling permits to determine the characteristics of the breakers that maximize the drop in the equivalent thermal conductivity. Finally, in a third part, we are interested in the extension of the traditional thermal conductivity measuring methods to EPS foams. These methods are based on the hypothesis of a purely conductive heat transfer. Then, we show the limits of each method in the case of materials where radiative heat transfer is significant.

KEYWORDS

*Modeling Heat transfer EPS foams radiation conduction
radiative properties radiation breaker*

