Ecoulements et transferts thermiques en convection naturelle dans les milieux macro-poreux alimentaires application aux refrigerateurs menagers

Sami Ben Amara

▶ **To cite this version:**

Sami Ben Amara. Ecoulements et transferts thermiques en convection naturelle dans les milieux macro-poreux alimentaires application aux refrigerateurs menagers. Physics [physics]. INAPG (AgroParisTech), 2005. English. NNT : 2005INAP0006 . pastel-00001581

HAL Id: pastel-00001581
https://pastel.hal.science/pastel-00001581

Submitted on 11 Sep 2006

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

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

INSTITUT NATIONAL AGRONOMIQUE PARIS-GRIGNON

Ecole Doctorale ABIES

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Institut National Agronomique Paris-Grignon

Discipline : Génie des Procédés

Présentée et soutenue publiquement le 04 février 2005 par

Sami BEN AMARA

Ingénieur Industries Alimentaires ESIA-TUNIS
DEA Génie des Procédés ENSIA-MASSY

ECOULEMENTS ET TRANSFERTS THERMIQUES EN CONVECTION NATURELLE DANS LES MILIEUX MACRO-POREUX ALIMENTAIRES

APPLICATION AUX REFRIGERATEURS MENAGERS

Membres de Jury :	Françoise MONCHOUX	*Président*
	Alain KONDJOYAN	*Rapporteur*
	Dominique GOBIN	*Rapporteur*
	Denis FLICK	*Directeur de thèse*
	Marie-Catherine CHARRIER-MOJTABI	*Codirecteur de thèse*
	Onrawee LAGUERRE	*Examinateur*
Membres invités :	Graciela ALVAREZ	
	Bérengère LARTIGUE	
	Jean MOUREH	

Cemagref

Institut de recherche pour l'ingénierie de l'agriculture et de l'environnement
Unité de Recherche Génie des Procédés Frigorifiques - Antony

A tous ceux qui me sont chers,

Remerciements

Au terme de ce travail, je voudrais remercier ici toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à son bon déroulement.

Mes premiers remerciements s'adressent à mon directeur de thèse M. Denis FLICK, professeur à l'INAP-G. Je tiens à lui exprimer ma profonde reconnaissance pour ses précieux conseils, l'enthousiasme et les innombrables heures qu'il m'a consacrées. La qualité de son encadrement, sa perspicacité et lucidité scientifiques, et son esprit de rigueur ont été primordiaux tout au long de la thèse. Qu'il trouve ici le témoignage de ma plus profonde gratitude.

Je remercie Mme Onrawee LAGUERRE, chargée de recherche au sein de la division GPAN du Cemagref, qui m'a fait profiter de son expérience dans le domaine de la réfrigération des produits. Je tiens également à lui exprimer ma sincère reconnaissance pour l'intérêt avec lequel elle a suivi ce travail, pour toute sa gentillesse, son bon accueil, sa constante bonne humeur et ses précieuses contributions tout au long de la thèse.

J'adresse mes plus vifs remerciements à mon codirecteur de thèse, Mme Marie-Catherrine CHARRIER-MOJTABI, professeur au Laboratoire d'Energétique de Toulouse qui a bien voulu encadrer ce travail. Je remercie très vivement Mme Bérengère LARTIGUE, maître de conférence au Laboratoire d'Energétique de Toulouse et Mme Françoise MONCHOUX, professeur au Laboratoire d'Energétique de Toulouse pour leur soutien efficace et attentif. Je suis sensible à toutes leurs remarques d'intérêt envers mon travail. Je n'oublierai pas de remercier le personnel de l'IMFT qui a contribué au bon déroulement de mon séjour à Toulouse.

Je voudrais garder une place particulière à Mme Graciela ALVAREZ et M. Jean MOUREH, chargés de recherche au sein de la division GPAN pour leur amicale collaboration et l'intérêt constant apporté à ce travail.

Je remercie M. Dominique GOBIN, directeur de recherche au CNRS ainsi que M. Alain KONDJOYAN, chargé de recherche à l'INRA, qui m'ont fait l'honneur d'être rapporteurs pour cette thèse. Par la même occasion je remercie Mme Françoise MONCHOUX, qui a bien voulu accepter de faire partie de mon jury de thèse.

Je tiens à remercier Mr. Jacques GUILPART, chef de la division GPAN du Cemagref, de m'avoir accueilli au sein de son unité de recherche.

Je garde en mémoire tous ceux qui ont contribué de près ou de loin au bon déroulement des expérimentations : Michèle UDE, Françoise OLLIVON, Mamady TANGARA, Christophe JOUQUIN, Joseph ANDREU et Claude FAVIER, qu'ils trouvent ici le témoignage de ma plus profonde reconnaissance.

Ma gratitude s'adresse également à l'ensemble du personnel de la division GPAN et du GIE-Cemafroid. J'ai vécu au sein de cette division une expérience très enrichissante aussi bien sur le plan professionnel que sur le plan humain.

J'exprime enfin mes remerciements à tout le personnel, aux stagiaires et thésards du Cemagref, ainsi qu'à mes parents, ma famille et mes amis, qui, par leur bonne humeur, sympathie et amitié ont contribué au bon déroulement de cette thèse.

Avant propos

Ce travail de thèse a été réalisé au sein de l'unité de recherche GPAN (Génie des Procédés frigorifiques - Antony) du Cemagref (Institut de recherche pour l'ingénierie de l'agriculture et de l'environnement). Un séjour de 3 mois a été effectué à l'Institut de Mécanique de Fluide de Toulouse, en liaison avec le Laboratoire d'Energétique de Toulouse, afin de réaliser des mesures de Vélocimétrie par images de particules.

La thèse fait partie des thématiques de recherche de l'UMR-Génial (Unité Mixte de Recherche Génie industriel alimentaire, qui regroupe le Cemagref, l'INAPG, l'ENSIA et l'INRA). Elle est inscrite dans le cadre d'un projet AQS (Aliment Qualité Sécurité) financé par la Direction Générale de l'Alimentation (DGAl) du Ministère de l'Agriculture. Le financement de la thèse a été réalisé conjointement par le Cemagref et la région Ile de France.

Plusieurs partenaires ont participé à ce projet :

- Des partenaires scientifiques
  - ✓ INAP-G (Institut National Agronomique Paris – Grignon).
  - ✓ Laboratoire d'Energétique de Toulouse.
- Des partenaires industriels : deux fabricants de réfrigérateurs ménagers
  - ✓ Bosch et Siemens Électroménager
  - ✓ Whirlpool France

Résumé

L'étude porte sur les écoulements et les transferts en convection naturelle au sein d'empilements de produits alimentaires et plus particulièrement dans des réfrigérateurs ménagers. L'approche est à la fois expérimentale et numérique. Une première étude a été effectuée dans un empilement ordonné de sphères soumis à une convection à faible vitesse d'air (u<0.2 ms^{-1}). L'intensité des échanges convectifs entre les objets et l'air ainsi qu'entre la paroi de la cavité et l'air a été caractérisée en fonction de la position et de la vitesse. Par ailleurs, les résultats ont montré que les autres modes de transfert (conduction et rayonnement entre les objets et avec les parois) sont du même ordre de grandeur que la convection. Des mesures de vitesse d'air (par vélocimétrie par images de particules) et de température ont été effectuées dans une enceinte fermée représentant une maquette d'un réfrigérateur ménager (à l'échelle 1) dans différentes configurations (maquette vide, maquette chargée d'empilement de produits inertes thermiquement et de produits échangeant de la chaleur). Des instationnarités dans le bas de l'enceinte vide ont été mis en évidence ($Ra \approx 3\times10^8$). La présence d'empilements d'objets (même inerte thermiquement) modifie de façon importante les écoulements et les transferts. Les simulations numériques effectuées avec un logiciel de mécanique de fluide pour les différentes configurations étudiées sur la maquette et dans le cas d'un réfrigérateur réel ont donné des prédictions satisfaisantes en comparaison avec les mesures expérimentales.

Mots clés : milieu macro-poreux, convection naturelle, coefficient de transfert convectif, conduction, rayonnement, réfrigérateur ménager, simulations numérique (CFD).

Abstract

In this work, the airflow and heat transfer by natural convection have been investigated in a stack of foodstuffs and particularly in domestic refrigerators. Both experimental and numerical approaches were conducted. Firstly, an experimental study was carried out using an ordered stack of spheres that was subjected to low air velocities (u<0.2 m s^{-1}). The convective heat transfer coefficients between the objects and the air and between the wall of the cavity and the air were characterized according to the position and air velocity. The results showed that conduction and radiation effects between the objects and with the walls were of the same order of magnitude as convection. Measurements of the air velocity (using Particle Imaging Velocimetry) and temperature were made in an enclosure representing a domestic refrigerator model for various configurations (empty model, model loaded with stacking of inert products and model loaded with stacking of heat exchange products). A transient state behavior was observed at the bottom of the empty enclosure at a Rayleigh of 3×10^8. The presence of object stacks (even thermally inert) was shown to significantly modify the airflow and heat transfer characteristics. The numerical simulations using computational fluid dynamic software for various configurations (carried out for the model and real refrigerator) were shown to satisfactorily predict the experimental measurements.

Keywords : macro-porous media, natural convection, convective heat transfer, radiation, conduction, domestic refrigerator, numerical simulation (CFD)

Publications

- BEN AMARA S., LAGUERRE O., et FLICK D., (2004), Experimental study of convective heat transfer during cooling with low air velocity in a stack of objects, *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 43, p. 1212-1221.

- LAGUERRE O., BEN AMARA S., et FLICK D., (2005), Experimental study of heat transfer by natural convection in closed cavity : Application to domestic refrigerator, *Journal of Food Engineering*, (Soumis le 22/04/2004, accepté le 05/10/2004).

- LAGUERRE O., BEN AMARA S., et FLICK D., (2005), Heat transfer between wall and packed bed crossed by low velocity airflow, *International Journal of Thermal Sciences*, (Soumis le 04/10/2004)

Communications

- BEN AMARA S., LAGUERRE O., et FLICK D., (2003), Echanges convectifs à faible vitesse d'air dans un empilement d'objets, *Congrès de la Société Française de Thermique- Thermique et micro technologies*, 3-6 juin, Grenoble, Elsever, p. 471- 476.

- BEN AMARA S., FLICK D., ALVAREZ G., et LAGUERRE O., (2003), Heat transfer and Air flow in domestic refrigerators, *21st IIR International Congress of Refrigeration*, August 17-22, Washington, DC USA, CD-ROM.

- FLICK D., DOURSAT Ch., BEN AMARA S., LAGUERRE O., et ALVAREZ G., (2003), Modélisation empirique des transferts thermiques dans un empilement de produits alimentaires, *6èmes Journées Milieux Poreux*, 12-14 novembre, Toulouse.

- BEN AMARA S., FLICK D., MOUREH J., ALVAREZ G., et LAGUERRE O., (2004), Numerical simulation and experiment in domestic refrigerators, *International Congress on Engineering and Food – ICEF 9*, 7-11 March, Monpellier, CD-ROM.

- BEN AMARA S., LAGUERRE O., MOUREH J., et FLICK D., (2005), Numerical and experimental study of heat transfer in a domestic refrigerator, *Soumis à Model-It : The third international symposium on Applications of Modelling as an Innovative Technology in the Agri-Food Chain*, May 29 - June 2, Leuven, Belgium.

- BEN AMARA S., LAGUERRE O., CHARRIER-MOJTABI M-C., et LARTIGUE B., (2005), Visualisation des écoulements dans une maquette de réfrigérateur domestique par PIV, *Soumis au 11ème édition du Congrès FLUVISU (Visualisation et Traitement d'Images en Mécanique des Fluides)* 7-9 juin, Lyon.

- BEN AMARA S., LAGUERRE O., CHARRIER-MOJTABI M-C., LARTIGUE B., et FLICK D., (2005), Numerical and experimental study of airflow in a domestic refrigerator model, *Soumis au Congrès Eurotherm77 (Heat and Mass Transfer in Food Processing)*, June 20th - 22nd, University of Parma, Italy.

Table des Matières

Introduction 19
I. Analyse Bibliographique 23
I-1. Généralités sur les réfrigérateurs ménagers 23
I-1-1. Exigences du produit : La chaîne du froid 23
I-1-2. Importance des températures dans la maîtrise du développement microbien 24
I-1-3. Différents types de réfrigérateurs ménagers 26
I-1-4. Réglementations 27
I-1-5. Consommation énergétique 28
I-1-6. Enjeux économiques 28
I-2. Transferts thermiques dans les réfrigérateurs ménagers 28
I-2-1. Analyse qualitative des échanges 28
A. Echanges thermiques dans les réfrigérateurs 28
B. Exemples d'évolution de température dans les réfrigérateurs ménagers 29
1-2-2. Etudes expérimentales et numériques 30
I-3. Convection naturelle en milieu libre 32
I-3-1. Equations générales de la convection naturelle 33
A. Equations de conservation 33
B. Equations d'état et de transfert, hypothèses simplificatrices 33
C. Forme adimensionnelle en convection mixte 34
D. Forme adimensionnelle en convection naturelle 35
I-3-2. Convection naturelle externe : notion de couche limite thermique et hydrodynamique 36
A. Développement de la couche limite laminaire sur une plaque verticale 36
B. Effet de la turbulence 39
C. Corrélations empiriques 40
I-3-3. Convection naturelle interne 40
A. Convection interne dans un espace entre deux plaques parallèles horizontales 40
B. Convection interne dans une cavité rectangulaire fermée 41
I-3-4. Rayonnement dans une cavité 44
I-4. Ecoulements et transferts en milieu poreux 44
I-4-1. Caractérisation des écoulements en milieu poreux 44
I-4-2. Modélisation des transferts thermiques en milieu poreux 47
A. Modèle à une température 48
B. Modèles à deux températures 57
I-4-3. Convection naturelle en milieu poreux 61
A. Convection externe 61
B. Convection interne 62
I-5. Conclusion 64

II. Matériels et Méthodes 67
II-1. Caractérisation expérimentale des différents modes d'échange dans un empilement ordonné de sphères à faible vitesse d'air 67
II-1-1. Dispositif expérimental 68
II-1-2. Méthodes 69
A. Caractérisation de la perte de charge dans l'empilement 69

B. Caractérisation des différents modes de transfert au sein de l'empilement *70*
C. Caractérisation expérimentale des échanges convectifs entre la paroi de la conduite et l'air *75*
II-2. Caractérisation des écoulements et des transferts dans une maquette de réfrigérateur ménager 77
II-2-1. Dispositif expérimental : Maquette de réfrigérateur 78
A. Caractéristiques des réfrigérateurs commerciaux *78*
B. Caractéristiques de la maquette *79*
II-2-2. Méthodes 81
A. Mesures thermiques *81*
B. Mesures de l'écoulement de l'air dans la maquette par vélocimétrie par images de particules (PIV) *86*
II-3. Caractérisation des transferts thermiques dans un réfrigérateur ménager 91

III. Modélisations et Simulations 97
III-1. Modèle 'macro-poreux' 97
III-1-1. Description du modèle macro-poreux 98
A. Equation de conservation de la masse *98*
B. Equation de conservation de la quantité de mouvement *99*
C. Bilan des échanges de chaleur au niveau de la surface du produit *99*
D. Bilan des échanges de chaleur dans l'air *100*
E. Echange entre l'air et le produit *100*
F. Echange entre l'air et la paroi *101*
G. Conduction radiale dans le produit *101*
III-1-2. Algorithme et résolution 102
A. Algorithme *102*
B. Résolution *103*
III-1-3. Validation du code de calcul 103
III-2. Modélisation directe : Approche CFD 104
III-2-1. Phénomènes et hypothèses 104
III-2-2. Discrétisation et résolution 105
III-2-3. Conditions initiales et conditions aux limites (CFD Fluent) 107
III-2-4. Tests de convergence 109
A. Principe *109*
B. Comparaison des résultats *111*
III-2-5. Influence du pas de temps 113
A. Principe *113*
B. Comparaison des résultats *113*
III-2-6. Etude du maillage 114
A. Principe *114*
B. Comparaison des résultats *114*
III-2-7. Etude du rayonnement 115
A. Principe *115*
B. Comparaison des résultats *117*
III-2-8. Paramètres de résolution adoptés 119
III-3. Conclusion 119

IV. Résultats et Discussions 123
IV-1. Caractérisation expérimentale des écoulements et des transferts dans un empilement ordonné de sphères à faible vitesse d'air 123
IV-1-1. Caractérisation expérimentale de la perte de charge dans l'empilement 123
A. Comparaison avec la littérature 124
B. Expression de la perte de charge sous forme adimensionnelle 125
IV-1-2 Caractérisation expérimentale des transferts au sein de l'empilement de sphères 125
A. Estimation du coefficient de transfert par convection, par conduction et par rayonnement 125
B. Caractérisation expérimentale des échanges par conduction entre deux sphères en fonction de leur conductivité 128
C. Influence des paramètres opératoires sur le coefficient de transfert par convection 130
IV-1-3. Caractérisation expérimentale des transferts au niveau de la paroi de la conduite et l'air 133
A. Estimation de la conductance entre la paroi de la conduite et les sphères 133
B. Influence des paramètres opératoires sur le coefficient de transfert convectif entre la paroi de la conduite et l'air 134
IV-1-4. Conclusion 139
IV-2. Caractérisation des écoulements et des transferts par convection naturelle dans des enceintes remplies ou non d'empilements de produits 139
IV-2-1. Ecoulements et transferts dans des enceintes vides 140
A. Cas de la maquette de réfrigérateur vide 140
B. Cas du réfrigérateur ménager vide (sans étagères) 159
IV-2-2. Ecoulements et transferts dans des enceintes remplies de produits inertes thermiquement 161
A. Cas de la maquette de réfrigérateur remplie de quatre blocs de sphères creuses 161
B. Cas du réfrigérateur ménager vide avec étagères en verre 172
IV-2-3. Ecoulements et transferts dans des enceintes remplies de produits échangeant de la chaleur 174
A. Cas de la maquette expérimentale chargée avec un bloc de sphères en gel 174
B. Cas de l'enceinte parallélépipédique complètement remplie de sphères en gel 181
C. Cas du réfrigérateur ménager chargé avec des paquets de méthyle cellulose 187
IV-2-4. Conclusion 190

Conclusion Générale 193
Références Bibliographiques 199
Annexes 205

Nomenclature

Lettres latines

a	:	coefficient d'absorption du rayonnement	$\mathbf{m^{-1}}$
a_v	:	rapport surface des sphères / volume du lit occupé par ces sphères	$\mathbf{m^{-1}}$
a_1	:	coefficient relatif aux transferts par conduction et par rayonnement entre particules	$\mathbf{Wm^{-1}K^{-1}}$
a_2	:	coefficient relatif aux échanges par conduction et dispersion dans l'air	$\mathbf{Wm^{-1}K^{-1}}$
a_3	:	coefficient dépendant de la géométrie et de la position du produit dans l'empilement	-
a_4	:	coefficient dépendant de la géométrie et de la position du produit dans l'empilement	-
A	:	surface d'échange	$\mathbf{m^2}$
A_{sf}	:	interface entre la phase solide et la phase fluide	$\mathbf{m^2}$
A_0	:	surface spécifique	$\mathbf{m^{-1}}$
b_3	:	coefficient dépendant de la géométrie et de la position du produit dans l'empilement	-
b_4	:	coefficient dépendant de la géométrie et de la position du produit dans l'empilement	-
c_3	:	coefficient dépendant de la géométrie et de la position du produit dans l'empilement	-
C	:	conductance de contact entre deux sphères	$\mathbf{WK^{-1}}$
C_{paroi}	:	conductance entre la paroi et les sphères	$\mathbf{WK^{-1}}$
Cp	:	capacité thermique massique à pression constante de l'air	$\mathbf{J\ kg^{-1}\ K^{-1}}$
C_v	:	capacité thermique massique à volume constant	$\mathbf{J\ kg^{-1}K^{-1}}$
C'	:	conductance équivalente à l'échange par rayonnement	$\mathbf{WK^{-1}}$
C_1	:	facteur lié aux frottements visqueux (terme de Darcy)	$\mathbf{m^{-2}}$
C_1^*	:	facteur adimensionnel lié aux frottements visqueux (terme de Darcy)	-
C_2	:	facteur lié aux frottements turbulents et aux changements de direction d'air (terme de Forchheimer)	$\mathbf{m^{-1}}$
C_2^*	:	facteur adimensionnel lié aux frottements turbulents et aux changements de direction d'air (terme de Forchheimer)	-
C_3	:	facteur lié aux rétrécissements/élargissements à l'entrée/sortie de l'empilement	-
d_3	:	coefficient dépendant de la géométrie et de la position du produit dans l'empilement	-
$\boldsymbol{D}$	:	tenseur de diffusion total	$\mathbf{m^2\ s^{-1}}$
D	:	diamètre des particules (des sphères)	**m**
Da	:	constante de Darcy ; $Da = K/L^2$	-
$\boldsymbol{D}^d$	:	tenseur de dispersion.	$\mathbf{m^2\ s^{-1}}$
D_T	:	diamètre de la colonne	**m**
$D_\perp$	:	dispersion transversale	$\mathbf{m^2\ s^{-1}}$
$D_{//}$	:	dispersion longitudinal	$\mathbf{m^2\ s^{-1}}$
F	:	coefficient empirique qui dépend de la porosité et de la microstructure du milieu poreux (terme de Forchheimer)	-
Fo	:	nombre de Fourier ; $Fo = \alpha t/R^2$	-
F_r	:	facteur d'échange radiatif	-
F_{12}	:	facteur de forme dépendant de la géométrie étudiée	-
g	:	accélération de pesanteur	$\mathbf{m\ s^{-2}}$
Gr	:	nombre de Grashof ; $Gr = g\beta\Delta TL^3/\nu^2$	-
H	:	hauteur de l'empilement (hauteur occupée par les sphères)	**m**
H	:	enthalpie massique	$\mathbf{J\ kg^{-1}}$
h_{ext}	:	coefficient de transfert entre l'air ambiant et la paroi externe de la maquette	$\mathbf{Wm^{-2}K^{-1}}$
h_{glob}	:	coefficient de transfert global au niveau des parois	$\mathbf{Wm^{-2}K^{-1}}$
h_{maq}	:	coefficient de transfert global de la maquette	$\mathbf{Wm^{-2}\ K^{-1}}$

h_{paroi}	:	coefficient de transfert convectif entre la paroi et l'air	**$Wm^{-2}\,K^{-1}$**
$h_{réel}$	:	coefficient de transfert global d'un réfrigérateur réel	**$Wm^{-2}\,K^{-1}$**
h_{sf}	:	coefficient de transfert convectif à l'interface	**$Wm^{-2}\,K^{-1}$**
$I_{entrant}$	:	intensité radiative entrante dans la direction $\vec{s}$ (à la position $\vec{r}$)	**$Wm^{-2}\,sr^{-1}$**
$I(\vec{r},\vec{s})$	:	intensité radiative dans la direction $\vec{s}$ (à la position $\vec{r}$)	**$Wm^{-2}\,sr^{-1}$**
j_q	:	densité de flux convectif à la paroi	**Wm^{-2}**
$j_{q.int}$	:	densité de flux de chaleur moyenne sur l'interface particule/fluide.	**Wm^{-2}**
j_r	:	densité de flux de chaleur par rayonnement entre deux corps gris	**Wm^{-2}**
k	:	conductivité thermique de l'air	**$W\,m^{-1}\,K^{-1}$**
k_A	:	moyenne arithmétique de la conductivité thermique	**$W\,K^{-1}$**
k_e	:	conductivité thermique effective.	**$W\,K^{-1}$**
k_{ef}	:	conductivité thermique effective de la phase fluide	**$W\,K^{-1}$**
k_{es}	:	conductivité thermique effective de la phase solide	**$W\,K^{-1}$**
k_f	:	conductivité thermique de la phase fluide	**$W\,K^{-1}$**
k_G	:	moyenne géométrique de la conductivité thermique	**$W\,K^{-1}$**
k_H	:	moyenne harmonique de la conductivité thermique	**$W\,K^{-1}$**
k_p	:	conductivité thermique du produit	**$W\,K^{-1}$**
k_r	:	conductivité radiative	**$W\,K^{-1}$**
k_r	:	conductivité radiative équivalente	**$W\,K^{-1}$**
k_s	:	conductivité thermique de la phase solide	**$W\,K^{-1}$**
k_s*	:	conductivité adimensionnelle de la phase solide	**-**
K	:	perméabilité	**m^2**
$\boldsymbol{K}$	:	tenseur de perméabilité	**m^2**
L	:	longueur	**m**
m	:	facteur de forme qui dépend de la géométrie	**-**
M	:	rapport entre la dimension de l'image photographiée et l'objet étudié	**-**
M_a	:	masse molaire de l'air (29 g $mole^{-1}$)	**$kg\,mole^{-1}$**
M_w	:	masse molaire de l'eau (18 g $mole^{-1}$).	**$kg\,mole^{-1}$**
n	:	nombre de rangées	**-**
n_0	:	indice de réfraction	**-**
$\vec{n}$	:	vecteur normal unitaire	**-**
Nu	:	nombre de Nusselt	**-**
$Nu_{p,n}$	:	nombre de Nusselt à la paroi face à la rangée n	**-**
$Nu_{p,\infty}$	:	nombre de Nusselt dans la zone établie	**-**
N_θ	:	discrétisation de l'angle θ	**rad^{-1}**
N_φ	:	discrétisation de l'angle φ	**rad^{-1}**
p	:	pression ou pression motrice	**Pa**
p*	:	nombre d'Euler	**-**
p^{n+1}	:	pression à l'itération $n+1$	**Pa**
Pe	:	nombre de Peclet *;* $Pe = uR/\alpha$	**-**
Pr	:	nombre de Prandtl ; $Pr = \nu/\alpha$	**-**
$\dot{Q}$	:	puissance de chauffage	**W**
$\vec{r}$	:	vecteur position	**m**
R	:	rayon de la sphère	**m**
Ra	:	nombre de Rayleigh ; $Ra = Gr \times Pr$	**-**
R_c	:	résistance électrique des éléments chauffants	**Ω**
Re	:	nombre de Reynolds ; $Re = L\,u/\nu$	**-**

$\vec{s}$	:	vecteur direction	**-**
$\vec{s}'$	:	direction du vecteur de dispersion	**-**
t	:	temps	**s**
t_0	:	temps de référence	**s**
t^*	:	temps adimensionnel	**-**
T	:	température, température d'air, température mesurée	**°C ou K**
T_{air}	:	température de l'air	**°C ou K**
T_{amb}	:	température ambiante dans la cellule d'essai	**°C ou K**
T_C	:	température de la paroi chaude	**°C ou K**
T_{eq}	:	température à cœur du produit à l'équilibre thermique (régime permanent)	**°C ou K**
T_f	:	température de la phase fluide	**°C ou K**
T_F	:	température de la paroi froide	**°C ou K**
T_{ini}	:	température initiale	**°C ou K**
T_m	:	température moyenne du produit	**°C ou K**
T_p	:	température de particule	**°C ou K**
T_{paroi}	:	température de la paroi	**°C ou K**
$T_{p.int}$	:	température des particules à l'interface	**°C ou K**
T_s	:	température de surface du solide ou température de la phase solide	**°C ou K**
$T_{S.C}$	:	température de la sphère chauffée	**°C ou K**
T_{sf}	:	température du solide à l'interface solide-fluide	**°C ou K**
$T_{S.R}$	:	température de la sphère réceptrice	**°C ou K**
$T_{S.1}$	:	température de la sphère creuse en celluloïd en contact avec la sphère chauffée	**°C ou K**
$T_{S.2}$	:	température de la sphère creuse en celluloïd en contact avec la sphère réceptrice	**°C ou K**
T_0	:	température de référence	**°C ou K**
T_1	:	température de la surface 1	**°C ou K**
T_2	:	température de la surface 2	**°C ou K**
$\langle T \rangle$	:	moyenne volumique de la température au niveau d'un élément de volume représentatif	**°C ou K**
$\langle T \rangle^f$	:	moyenne volumique de la température dans la phase fluide au niveau d'un élément de volume représentatif	**°C ou K**
$\langle T \rangle^s$	:	moyenne volumique de la température dans la phase solide au niveau d'un élément de volume représentatif	**°C ou K**
T_∞	:	température loin de surface du solide	**°C ou K**
T^*	:	température adimensionnelle	**-**
ΔT	:	écart de température	**°C ou K**
ΔT_d	:	écart maximum de température entre les phases solide et fluide au niveau de l'élément représentatif	**°C ou K**
ΔT_l	:	écart maximum de température entre les phases solide et fluide au niveau du pore	**°C ou K**
ΔT_L	:	écart de température globale	**°C ou K**
u	:	vitesse du fluide	**m s^{-1}**
u_y	:	vitesse verticale du fluide	**m s^{-1}**
u_0	:	vitesse de référence	**m s^{-1}**
u^n	:	vitesse à l'itération n	**ms^{-1}**
$u^{n'}$	:	vitesse déduite à partir de l'estimation de la pression	**ms^{-1}**
u^*	:	vitesse adimensionnelle	**-**
$\vec{u}$	:	vitesse de filtration = vitesse superficielle du fluide = vitesse de Darcy	**m s^{-1}**
$\vec{u}_p$	:	vitesse moyenne interstitielle de pore	**m s^{-1}**
U	:	énergie interne massique	**J kg^{-1}**
U	:	tension de chauffage	**V**

V_f	:	volume occupé par le fluide	**m^3**
V_s	:	volume occupé par le solide	**m^3**
w	:	fraction massique de vapeur d'eau	**-**
w_0	:	fraction massique de vapeur d'eau de référence	**-**
x	:	distance, position suivant la direction horizontale	**m**
x^*	:	distance adimensionnelle	**-**
Δx	:	pas d'espace suivant la direction horizontale	**m**
(x,y)	:	position du centre de la sphère	**-**
(x,y,r)	:	position radiale dans une particule centrée en (x,y)	**-**
X	:	déplacement des particules mesuré pendant un intervalle δt	**m**
y	:	distance, position suivant la direction verticale	**m**
$\vec{y}$	:	vecteur unitaire ascendant	**-**
Δy	:	pas d'espace suivant la direction verticale	**m**
z	:	distance, profondeur de la maquette	**m**

Lettres grecques

α	:	diffusivité thermique du fluide	**m^2 s^{-1}**
α_m	:	diffusivité thermique moyenne	**m^2 s^{-1}**
α_r	:	coefficient de sous-relaxation	**-**
β	:	coefficient d'expansion thermique	**K^{-1}**
β'	:	coefficient d'expansion 'hydrique'	**-**
δt	:	intervalle de temps	**s**
$\Delta\rho$	:	différence de masse volumique	**kg m^{-3}**
ε	:	porosité de l'empilement	**-**
ε_r	:	émissivité	**-**
ε_{r1}	:	émissivité de la surface 1	**-**
ε_{r2}	:	émissivité de la surface 2	**-**
Φ_{rad_12}	:	flux radiatifs entre les deux surfaces S_1 et S_2	**W m^{-2}**
$\Phi_{rad_entrant}$	:	flux radiatif entrant au niveau d'une surface	**W m^{-2}**
$\Phi_{rad_sortant}$	:	flux radiatif sortant d'une surface	**W m^{-2}**
Φ'	:	fonction de phase	**-**
η	:	paramètre de similarité	**-**
φ	:	angle azimutal	**rad**
μ	:	viscosité dynamique du fluide	**Pa s**
μ'	:	viscosité effective	**Pa s**
ν	:	viscosité cinématique du fluide	**m^2 s^{-1}**
θ	:	angle polaire	**rad**
ρ	:	masse volumique de l'air	**kg m^{-3}**
ρ_0	:	masse volumique de l'air dans les conditions de référence (T_0, w_0)	**kg m^{-3}**
ρ_∞	:	masse volumique loin de la surface du solide	**kg m^{-3}**
σ	:	constante de Stefan-Boltzmann, $\sigma = 5.67040\times10^{-8}$	**W m^{-2} K^{-4}**
σ_s	:	coefficient de dispersion du rayonnement	**m^{-1}**
$\overline{\overline{\tau}}$	:	tenseur des contraintes visqueuses	**Pa**
Ω'	:	angle solide	**sr**
ξ	:	coefficient lié à la conduction unidirectionnel en régime transitoire dans une sphère	**rad**
ψ	:	coefficient lié à la conduction unidirectionnel en régime transitoire dans une sphère	**-**
$\vec{\nabla}p$	:	gradient de pression	**Pa m^{-1}**

Introduction

Introduction

Dans les industries agroalimentaires, au cours de procédés tel que le refroidissement ou le séchage d'un empilement de produits, on constate souvent des différences importantes dans la qualité du produit final en fonction de sa position dans l'ensemble. Ces hétérogénéités de traitement sont dues, d'une part, aux différences de propriétés de l'écoulement d'air (humidité, température, vitesse) arrivant localement au niveau des produits, d'autre part, à une multiplicité de paramètres technologiques. Ces derniers sont liés à la géométrie de l'installation (conception) ainsi qu'aux caractéristiques de l'empilement d'objets (forme des produits, écartements, arrangement, type de conditionnement).

Ce travail de thèse vise à apporter des éléments pour expliquer et quantifier l'effet de différents facteurs sur les hétérogénéités de température dans un empilement de produits soumis à des transferts par convection naturelle.

L'objectif scientifique est de comprendre les mécanismes d'écoulement et de transfert en convection naturelle interne, dans des configurations tridimensionnelles et en présence de nombreux obstacles, afin de développer une méthodologie de prédiction de ces mécanismes.

La démarche appliquée ici se veut générale et transposable à différents types d'empilement de produits soumis à la convection naturelle. Ce phénomène est souvent rencontré en industrie agroalimentaire, c'est le cas par exemple de la conservation de produits dans une chambre froide, du transport dans un camion frigorifique ou de palettes de produits laissées sur un quai de chargement. Toutefois, pour être applicable, un travail de cette nature doit tenir compte des spécificités de chaque cas. L'application traitée dans cette thèse est la conservation des produits alimentaires dans les réfrigérateurs ménagers à froid statique (sans ventilation).

L'objectif pratique est de localiser, en fonction du type de réfrigérateur et de son chargement, les zones "chaudes" et "froides" qui peuvent présenter des risques sanitaires ou de congélation pour les produits qui y seraient placées et de proposer éventuellement des dispositifs susceptibles de réduire l'hétérogénéité de la température.

Un des points clés de l'étude est qu'en convection naturelle, les vitesses et les flux échangés sont faibles et on s'attend à ce que les échanges par conduction ou par rayonnement soient du même ordre de grandeur que ceux par convection.

C'est pourquoi, nous avons d'abord entrepris une caractérisation expérimentale des différents échanges ayant lieu au sein d'un empilement d'objets (sphères) en contact avec les parois d'une enceinte et soumis à un écoulement d'air à faible vitesse : convection entre l'air et la surface des produits ou les parois de l'enceinte, conduction et rayonnement entre produits ou avec les parois.

Nous avons abordé la modélisation et la simulation numérique de ces phénomènes par deux approches :

- Utilisation d'un code industriel de mécanique des fluides et de transfert thermique (Computational Fluid Mechanics, CFD)
- Formalisation d'un modèle semi-empirique considérant l'empilement comme un milieu poreux en distinguant les températures de l'air, en surface et à cœur des produits. Pour cela, nous avons écrit un code de calcul spécifique dont les paramètres ont été identifiés expérimentalement.

Nous avons ensuite étudié expérimentalement et numériquement différentes configurations d'écoulement et de transfert en convection naturelle interne se rapprochant de celle d'un réfrigérateur ménager. Pour éviter une confrontation directe avec toute la complexité géométrique et de fonctionnement d'un réfrigérateur réel et pour pouvoir effectuer des mesures de vitesse par PIV (vélocimétrie par images de particules), nous avons construit une maquette de réfrigérateur (à l'échelle 1) permettant d'observer les mêmes phénomènes que dans le cas réel mais avec des conditions aux limites plus simples et bien établies.

Dans une démarche à complexité croissante, nous avons étudié successivement le cas d'enceintes vides (maquette et réfrigérateur réel), celui d'enceintes remplies de produits inertes thermiquement (maquette remplie de sphères creuses, réfrigérateur muni d'étagères) et celui d'enceintes remplies de produits échangeant de la chaleur (maquette et enceinte parallélépipédique remplies de sphère pleines, réfrigérateur chargé de produits 'test').

Une analyse des résultats expérimentaux portant notamment sur l'influence de la température et de la surface de la paroi froide a été effectuée. Une comparaison avec les simulations numériques a été ensuite réalisée.

Après une analyse bibliographique sur les réfrigérateurs ménagers, sur la convection naturelle et les milieux poreux. On présente dans ce mémoire de thèse les dispositifs et plans expérimentaux, on aborde ensuite l'approche de modélisation et de simulations numériques. Enfin, on analyse et compare les différents résultats expérimentaux et numériques.

Chapitre I

Analyse Bibliographique

I. Analyse Bibliographique

I-1. Généralités sur les réfrigérateurs ménagers

Pour situer les enjeux, à l'heure actuelle, la quasi-totalité des ménages français sont équipés d'appareils de conservation des aliments par le froid : réfrigérateurs, réfrigérateurs-congélateurs et/ou congélateurs domestiques. En 1999, le parc est estimé à environ 37 millions d'unités en France et 130 millions en Europe (AFF (2001)).

I-1-1. Exigences du produit : La chaîne du froid

Le risque sanitaire d'origine microbienne associé à la consommation d'aliments contaminés est bien connu. Les industriels ont mis en place des mesures d'hygiène, notamment par la maîtrise de la température dans la chaîne du froid dès la production des denrées alimentaires, puis tout au long des étapes de transformation, de stockage, de transport et de distribution. Si à présent, les premiers maillons de la chaîne du froid sont en général solides, il n'en est pas de même du dernier (maillon consommateur), qui est souvent très faible, voire inexistant.

Le consommateur disposant d'un réfrigérateur a confiance dans la protection apportée par ce dernier, mais, mal informé ou négligent, il commet souvent des erreurs pouvant être préjudiciables à sa santé.

Une étude réalisée en 2004 par le Cemagref à la demande de l'ANIA (Association nationale des industries alimentaires) et mené par Derens et *al.* (2004) sur trois types de produits réfrigérés (yaourts, produits carnés et produits de charcuterie) et sur tous les maillons de la chaîne du froid : de l'expédition du produit (usine) à la conservation domestique (consommateur), a montré que les produits passent en moyenne autant de temps dans le meuble de vente que dans les réfrigérateurs ménagers (3 à 5 jours en moyenne). Les produits réfrigérés sont globalement conservés dans des bonnes conditions chez les professionnels. Cependant, l'enquête a montré que plus de 40% de ces produits sont conservés par le consommateur dans des conditions défavorables dès qu'ils sortent du point de vente (Fig. I-1).

Une autre étude réalisée par le Cemagref (Laguerre et *al.* (2002)) sur le niveau de température dans les réfrigérateurs en France a montré que 26% des réfrigérateurs domestiques présentent une température moyenne supérieure à 8°C. Cette température est pourtant la température maximale tolérée pour les aliments (arrêté du 9 mai 1995 réglementant l'hygiène des aliments remis directement au consommateur). De plus, il a été observé une forte hétérogénéité de température au sein d'un même appareil. Ceci est lié généralement à un mauvais réglage de thermostat ou un mauvais chargement des produits dans le réfrigérateur.

Des enquêtes concernant la conservation des aliments dans les réfrigérateurs ménagers (dans des conditions d'utilisation réelle) ont été également menées dans d'autres pays : Irlande du Nord (Flynn et *al*. (1992)), Royaume Uni (James et Evans (1992)), Pays-Bas (Lezenne Coulander (1994)), Nouvelle Zélande (O'Brien (1997)) et Grèce (Sergelidis et *al*. (1997)). Ces enquêtes ont montré que la moyenne de la température d'air dans les réfrigérateurs est aux alentours de 6°C (minimum 0°C et maximum 12°C), alors que la valeur moyenne préconisée par la réglementation est de 4°C ou 5°C (suivant le pays).

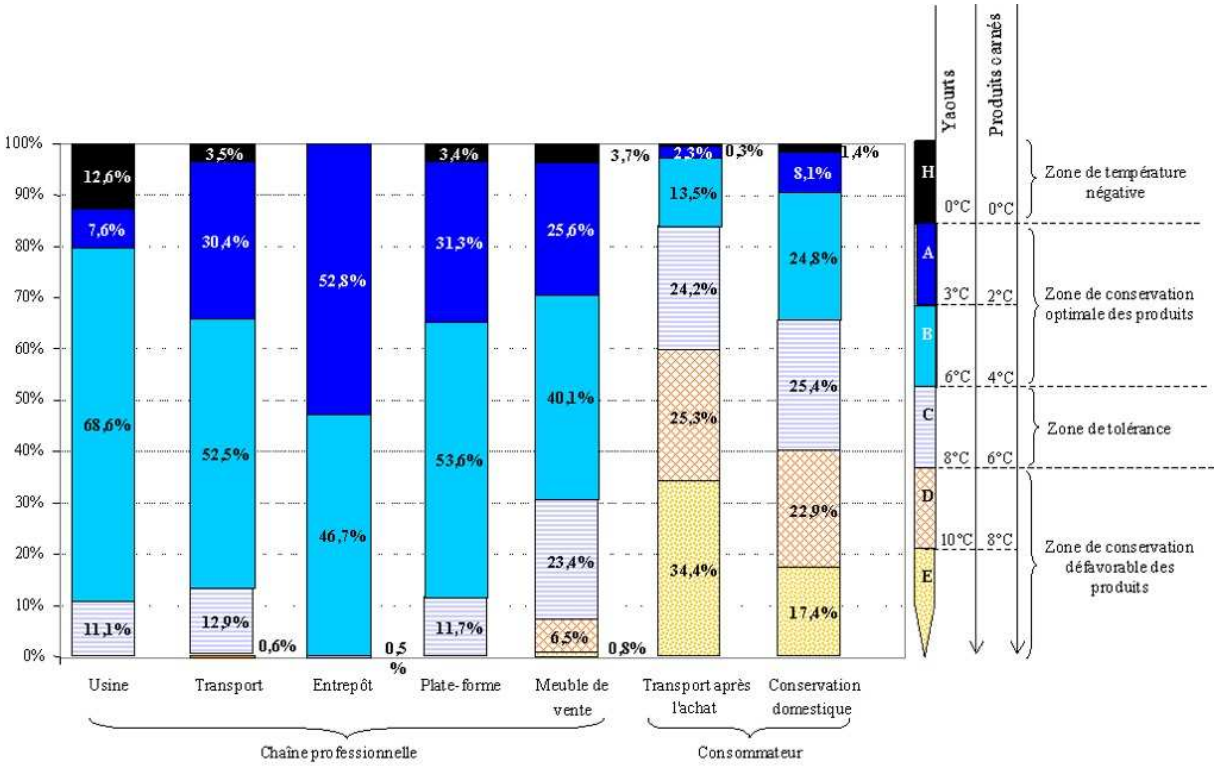


Figure I-1. Répartitions en classe des moyennes des températures de yaourts et des produits carnés par maillon de la chaîne du froid (en ordonnées % des produits) - Derens et *al.* (2004)

I-1-2. Importance des températures dans la maîtrise du développement microbien

Le recours au froid est primordial en agroalimentaire. On différencie en matière de conservation, les procédés de réfrigération (ou froid dit positif : température supérieure au point de congélation voisin de 0°C) et les procédés de congélation (ou froid dit négatif : température nettement inférieure au point de congélation). Par ailleurs, on distingue, d'une part, le froid dynamique, permettant le refroidissement rapide des denrées alimentaires, et d'autre part, le froid statique permettant le maintien en température des aliments préalablement réfrigérés. De par leurs performances, les matériels correspondants sont différents. Le froid agit en inhibant le développement des micro-organismes, voire en le stoppant pour les températures inférieures à -18°C. En revanche, même à des températures négatives, le froid ne constitue en aucun cas un moyen d'action pour leur destruction. La figure I-2 illustre quelques exemples de températures approximatives d'arrêt de croissance de germes pathogènes.

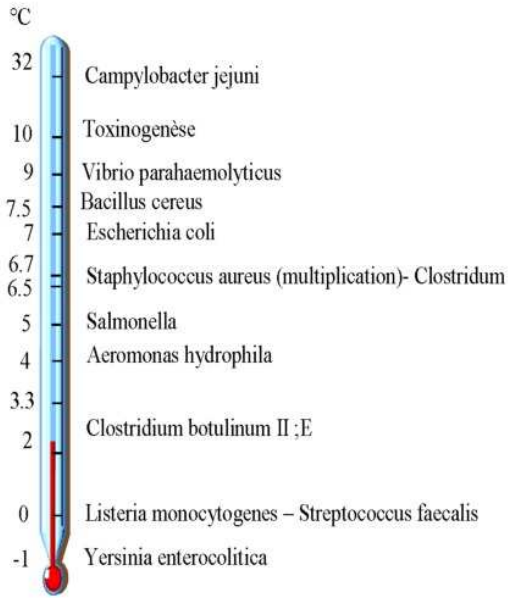


Figure I-2 : Température approximative d'arrêt de croissance de germes pathogènes - Rosset (2002)

En réalité, essentiellement deux bactéries s'avèrent dangereuses, la *salmonelle* et la *listeria*, parce qu'il s'agit de germes dangereux qui n'entraînent pas de modifications apparentes de l'aliment. Les autres agents d'altération ont une action visible, en rendant, par exemple, une viande poisseuse, puis en lui donnant une odeur de putréfaction bien avant que ces transformations soient pathogènes.

Toute hausse de température des produits accélère plus ou moins fortement la croissance microbienne. On peut dire qu'une montée de 5°C (pendant quelques dizaines de minutes) multiplie approximativement la vitesse de croissance de certains germes par deux (voire plus). Indiquons par exemple que la teneur en *Listeria* peut passer, en moins de 8 jours, de quelques unités par gramme à plus de 1000 lors d'un stockage à +10°C (Rosset et Rosset (2000)).

Il faut signaler que l'action du froid s'exerce également sur les enzymes : ralentissement, mais sans arrêt complet, de leur activité (dégradation des protéines, destruction des vitamines …).

Compte tenu des hétérogénéités de température dans les réfrigérateurs ménagers, il est important de bien connaître la position des zones froides et des zones chaudes afin de bien placer les aliments sensibles.

Pour un réfrigérateur dont la zone la plus froide est située au-dessus du bac à légumes, ce qui est le cas pour la majorité de réfrigérateurs, il est recommandé de placer les aliments selon la figure I-3.

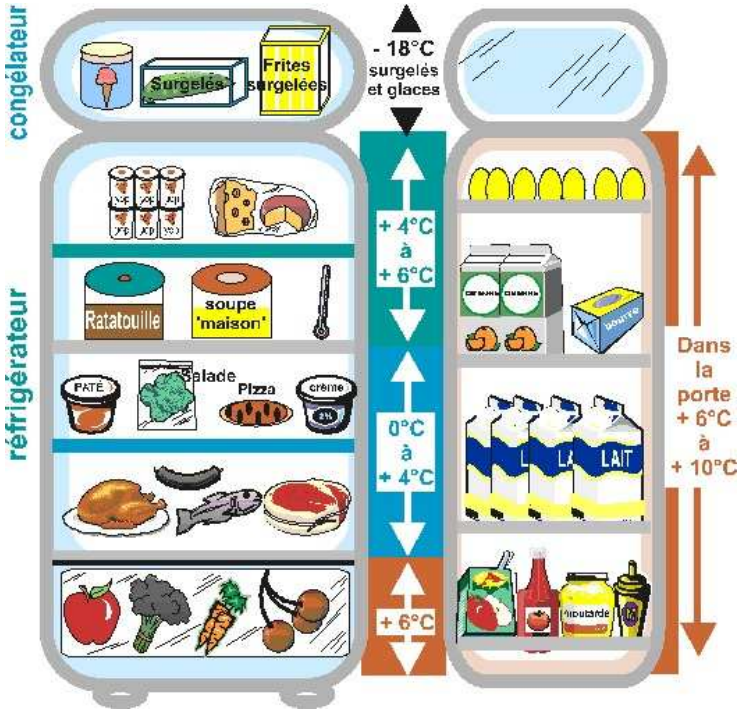


Figure I-3 : Recommandation pour le placement des aliments dans les réfrigérateurs ménagers (d'après Roussille (2002))

Zone froide inférieure à 4°C : Poisson, viande et volaille, charcuterie, plats cuisinés et salades composées, pâtes fraîches et fromages au lait cru.

Zone fraîche, de 4°C à 6°C : Lait et produits laitiers, yaourts, fromage à la découpe ou râpé et pâtisseries sans crème..
Zone tempérée, de 6°C à 10°C : Beurre, oeufs, crème fraîche, fromage à pâte molle, fruits et légumes..

I-1-3. Différents types de réfrigérateurs ménagers

La réfrigération domestique propose différents types de froid ; froid statique, froid brassé ou froid ventilé.

a. Froid statique

Dans ce cas, il n'y a pas de ventilation, la circulation se fait uniquement par convection naturelle (Fig. I-4-a). C'est le modèle le plus ancien et le plus courant en Europe. Le froid statique ne maintient pas une température égale en tous points du réfrigérateur, qui comporte une zone froide (inférieure ou égale à 4 degrés) et des zones chaudes (5 à 8 degrés, voire davantage dans le bac à légumes).

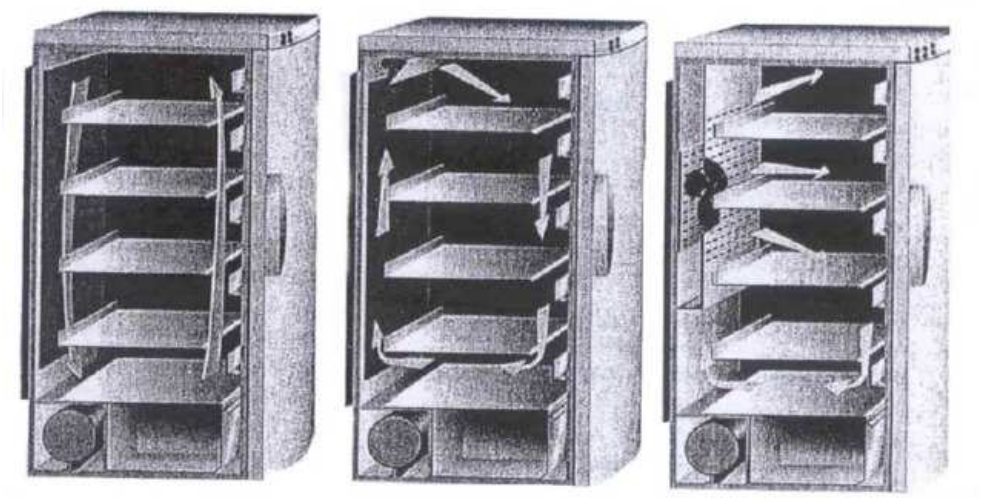
b. Froid brassé

Il s'agit de réfrigérateurs à froid statique équipés de ventilateurs (Fig. I-4-b). Les ventilateurs font circuler l'air et permettent ainsi une descente en température plus rapide après ouverture de la porte ou si l'on y met des produits chauds. En régime permanent, la

température d'air est plus homogène que dans les réfrigérateurs à froid statique. Il y a cependant un surcoût énergétique ; il faut non seulement apporter l'énergie mécanique au ventilateur mais aussi évacuer l'apport de chaleur supplémentaire lié à la dissipation thermique de celle-ci.

c. Froid ventilé (à air pulsé)

Cette technique, présente sur les réfrigérateurs type 'américains' ou 'No Frost', produit une température très homogène (Fig. I-4-c). Une turbine (encastrée dans la paroi arrière) pousse l'air dans le réfrigérateur après qu'il soit passé à proximité de l'évaporateur. Il n'y a pas stratification de température et il y a moins de réchauffement après ouverture de la porte. Les inconvénients de cette technique sont qu'elle est plus bruyante, plus chère, qu'elle dessèche légèrement les aliments non emballés et qu'elle consomme davantage d'énergie.



(a) (b) (c)

Figure I-4 : Les trois types de froid[⊗] ; (a) froid statique, (b) froid brassé, (c) froid ventilé (d'après Roussille (2002))

I-1-4. Réglementations

Un décret daté du 3 avril 2002 impose aux réfrigérateurs de posséder une zone d'entreposage à température inférieure ou égale à 4°C clairement identifiée par une signalétique indélébile, sous forme littérale, graphique ou de couleur. En général, cette zone se situe en bas du réfrigérateur. Cette nouvelle norme est rendue obligatoire pour tous les appareils commercialisés à partir d'octobre 2002, seuls les modèles à froid ventilé y échappent puisque, avec cette technique, la température est presque uniforme dans tout le compartiment.

[⊗] Remarque : les circulations d'air indiquées ne reposent ici ni sur des mesures ni sur des simulations.

I-1-5. Consommation énergétique

La part des équipements ménagers frigorifiques était estimée à 5 % de la consommation énergétique en France en 1992 (avec 18 TWh), et représentait près du quart de la consommation du secteur résidentiel (AFF (2001)).

I-1-6. Enjeux économiques

D'un strict point de vue sanitaire, la prise en compte du risque de contamination mène logiquement à abaisser la température des réfrigérateurs et à assurer la plus grande homogénéité possible. Pour ce faire, différentes solutions techniques sont envisageables: diminution de la température d'évaporation, amélioration des transferts convectifs. Quelle que soit la solution retenue, elle se traduit par une augmentation des consommations énergétiques des réfrigérateurs. Or, le consommateur souhaite avoir un appareil qui dépense peu d'énergie et qui garantisse la sécurité des aliments. Pour répondre à ces objectifs contradictoires, il est nécessaire de mieux comprendre et mieux maîtriser les phénomènes de circulation d'air et de transfert thermique en convection naturelle dans les géométries complexes que constituent les réfrigérateurs lorsqu'ils sont chargés de produits.

I-2. Transferts thermiques dans les réfrigérateurs ménagers

I-2-1. Analyse qualitative des échanges

Généralement, les dimensions extérieures des réfrigérateurs commercialisés sont de 60cm×60cm (largeur×profondeur) avec une hauteur variant entre 90cm à 200cm. L'épaisseur moyenne des parois des réfrigérateurs est de l'ordre de 4cm avec une conductivité thermique globale d'environ 0.027 W $m^{-1}K^{-1}$ (données constructeurs). Ces parois sont généralement un assemblage de trois types de matériaux : une fine couche de métal pour le revêtement extérieur du réfrigérateur, une couche de polyuréthane qui assure l'isolation thermique et enfin, une fine couche de polystyrène pour le revêtement intérieur du réfrigérateur.

L'emplacement et la dimension de la paroi de l'evaporateur varie selon le modèle. Il est généralement encastré dans la paroi verticale située au fond du compartiment et occupe en moyenne entre 40% et 80% de la surface de cette paroi.

A. Echanges thermiques dans les réfrigérateurs

Dans le cas d'un réfrigérateur vide, une boucle de circulation d'air va s'installer : l'air refroidi près de l'évaporateur descend et l'air chaud en contact avec la porte et les parois monte (Fig. I-5). Les échanges de chaleur sont dus essentiellement à la convection naturelle entre les parois internes du réfrigérateur et l'air, au rayonnement entre la paroi de l'évaporateur et les autres parois internes, à la conduction au sein même des parois (Laguerre et Flick (2004)).

Dans le cas d'un réfrigérateur rempli de produits, ceux-ci sont refroidis grâce à la fois à la convection naturelle, au rayonnement entre les parois internes du réfrigérateur et la surface des produits, à la conduction et au rayonnement entre les produits.

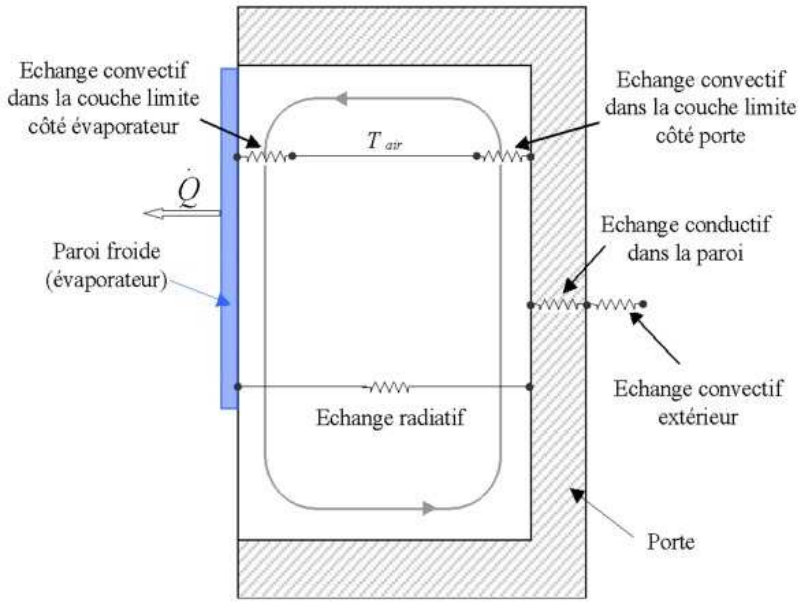


Figure I-5 : Schéma des échanges convectifs et radiatifs dans un réfrigérateur ménager vide

B. Exemples d'évolution de température dans les réfrigérateurs ménagers

Le fonctionnement d'un réfrigérateur est cyclique. En effet, la régulation de la température est effectuée par une commande 'tout ou rien' (marche/arrêt) du compresseur ce qui entraîne des variations de température de la paroi de l'évaporateur et par suite de la température de l'air dans le réfrigérateur. La figure I-6 présente un exemple de variation de température de la paroi de l'évaporateur dans un réfrigérateur ménager pour un thermostat réglé à 6°C. Nous constatons à partir de cette figure que la température varie de –12°C à +7°C, avec une température moyenne estimé à –1.2.

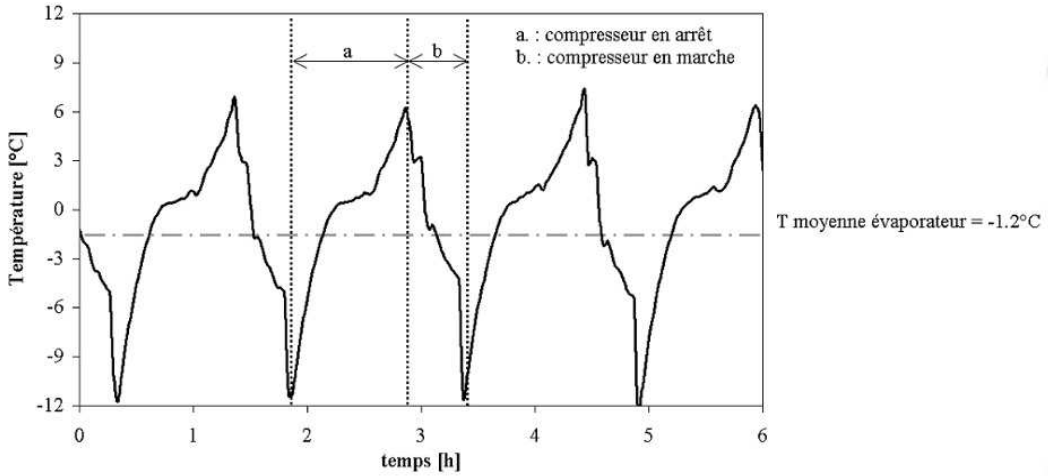


Figure I-6 : Exemple de variation de température sur la paroi de l'évaporateur d'un réfrigérateur ménager, le thermostat étant réglé sur 6°C (Laguerre et Flick (2004))

Malgré les variations de température de l'air au sein des réfrigérateurs, due au cycle arrêt-marche du compresseur (Fig. I-7), il y a très peu de fluctuations de température du produit car les aliments, composés majoritairement d'eau, ont une assez forte inertie thermique. En effet, sur l'exemple du suivi de refroidissement d'un morceau de cervelas réalisé par Laguerre et Flick (2004), on observe que la fluctuation de la température de l'air dans le réfrigérateur n'est pas perçue ni au niveau de la température de surface, ni au niveau de la température à cœur de ce produit (Fig. I-8).

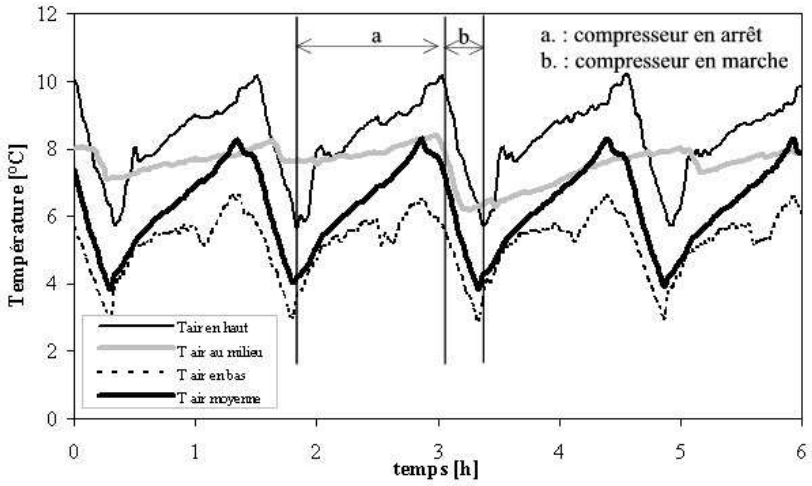


Figure I-7 : Exemple de variation de température de l'air à différentes positions dans un réfrigérateur ménager, le thermostat étant réglé sur 6°C (Laguerre et Flick (2004))

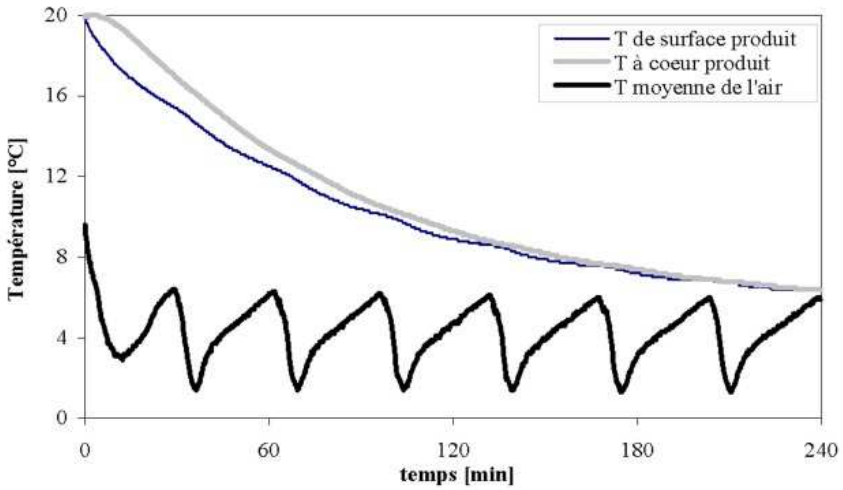


Figure I-8 : Evolution de la température d'un cervelas dans un réfrigérateur ménager, le thermostat étant réglé sur 6°C (Laguerre et Flick (2004))

1-2-2. Etudes expérimentales et numériques

Peu d'études ont porté spécifiquement sur les transferts thermiques au sein des réfrigérateurs domestiques alors que des études assez nombreuses portent sur le système de production du froid des réfrigérateurs.

Les études réalisées sur les réfrigérateurs ménagers sont essentiellement liées à la quantification des échanges thermiques à travers les parois et les joints et de l'apport de chaleur dû à la ventilation (Boughton et *al*. (1996), Deschamps et *al*. (1999)). D'autres travaux portent sur le pilotage du compresseur à l'aide d'un simple thermostat ou en utilisant un système électronique plus sophistiqué (Sorensen et *al.* (1997)). Ces études ont pour objectif d'optimiser les performances énergétiques mais elles ne tiennent pas compte de l'hétérogénéité de température de l'air au sein des réfrigérateurs et les appareils sont testés à vide.

Quelques études (expérimentales ou/et numériques) portant sur les écoulements d'air et les transferts thermiques dans les réfrigérateurs ménagers ont été réalisées mais toujours à vide. Ding et *al.* (2004) ont étudié numériquement l'influence de l'espacement entre les étagères en verre et la paroi de l'évaporateur (ainsi que la paroi côté porte) sur la distribution de température dans un réfrigérateur vide à froid statique. Ils ont montré que l'écart maximal de température de l'air, calculé entre le haut et le bas du réfrigérateur, augmente quand cet espacement augmente. Pereira et Nieckele (1997) ont étudié les échanges par convection naturelle au niveau de l'évaporateur. Silva et Melo (1998) ont caractérisé expérimentalement un réfrigérateur non ventilé (vide) par une cartographie des températures et par des flux locaux sur les parois et sur l'évaporateur. Deschamps et *al.* (1999) ont réalisé une étude numérique de l'écoulement d'air et des transferts thermiques permettant de prédire le champ de température et de vitesse dans un réfrigérateur.

Une expérimentation en laboratoire sur des réfrigérateurs vides ou chargés de paquets tests a été réalisée par James et Evans (1992) afin d'étudier l'influence des ouvertures de porte, du réglage du thermostat et de l'introduction d'un aliment chaud sur la température. Cette étude reste néanmoins empirique et aucune extrapolation n'est envisageable.

Il est important de souligner que la circulation de l'air et sa température dépendent fortement de la conception de l'appareil (position et taille de l'évaporateur), de l'arrangement des produits et du taux de remplissage. Afin d'étudier ces phénomènes, nous pouvons nous inspirer des nombreuses études sur les écoulements et les transferts en convection naturelle et forcée dans une enceinte remplie d'obstacles ou d'empilements d'objets. Certaines de ces études ont montré l'importance de l'hétérogénéité des échanges qui dépend de la porosité et de la position des objets par rapport au parcours de l'air (Muralidher et Kulacki (1987), Stanek et Vychodil (1988), Kazmierczak et Muley (1994), Carniol (2000)). Néanmoins, les résultats de ces études ne peuvent pas être appliqués directement au cas des réfrigérateurs chargés de produits du fait des différences de géométrie des enceintes et de propriétés (nature, dimension, forme) des produits.

De nombreuses études ont porté sur le refroidissement d'empilements de produits alimentaires : Baird et al (1975) pour des oranges, Arifin et Chau (1987, 1988), Emond et *al.* (1996) pour des fraises, Amos et *al.* (1993), Parsons et *al.* (1970) pour des prunes et des pêches, Gaffney et Baird (1977) pour des poivrons, Wang et Tupun (1969), Bennett et *al.*

(1980) pour des tomates ; Alvarez et Flick (1999) pour des fruits et légumes conditionnés en palette et Carniol et *al.* (2000) pour des produits laitiers. Mais ces études ne prennent pas en compte les échanges par conduction et par rayonnement entre les produits. Or ceux-ci ne sont plus négligeables si la convection s'effectue à faible vitesse (dans les zones mal ventilées ou dans les installations fonctionnant en convection naturelle).

I-3. Convection naturelle en milieu libre

La convection naturelle est le mouvement qui résulte d'un gradient de température ou/et de concentration qui engendre un gradient de masse volumique dans le fluide (poussée d'Archimède).

La variation de la masse volumique peut être due à la présence d'un gradient de température (cas le plus courant) ou de concentration. La masse volumique des gaz et des liquides diminue généralement avec l'augmentation de la température ($\partial\rho/\partial T<0$).

En convection naturelle, les vitesses et les intensités de transfert sont généralement beaucoup plus faibles que celles observées en convection forcée. D'ailleurs, quand il est souhaitable de réduire au minimum l'intensité des transferts thermique ou de réduire au minimum des frais d'exploitation, la convection naturelle est souvent préférée à la convection forcée (Incropera et Dewitt (1996)).

On s'intéresse dans cette partie aux transferts de chaleur par convection naturelle résultant de la présence d'un gradient de température dans un fluide newtonien, ce qui est le cas dans les réfrigérateurs domestiques non ventilés.

On admettra que l'effet des variations d'humidité est faible. En effet, l'approximation linéaire de la masse volumique de l'air humide (à pression constante) s'écrit :

$$\rho = \rho_0\left[1-\beta\left(T-T_0\right)-\beta'\left(w-w_0\right)\right] \qquad \textbf{(I-1)}$$

ρ : masse volumique de l'air à la température T ; [kg m^{-3}]
ρ_0 : masse volumique de l'air dans les conditions de référence T_0 et w_0
w : fraction massique de la vapeur d'eau
w_0 : fraction massique de la vapeur d'eau de référence
β : coefficient d'expansion thermique ; $\beta = 1/T_0 \approx 1/273$ [K^{-1}] ;
β' : coefficient d'expansion 'hydrique' ; $\beta' = M_a / M_w - 1 \approx 0.61$;
M_a : masse molaire de l'air (29 g mole^{-1}) ;
M_w : masse molaire de l'eau (18 g mole^{-1}).
Typiquement, $\Delta T \approx 10$K et $\Delta w \approx 0.005$ d'où : ($\beta'\Delta w \approx 3$‰)< ($\beta\Delta T \approx 4$%).

I-3-1. Equations générales de la convection naturelle

A. Equations de conservation

La convection naturelle est régit par trois équations : l'équation de conservation de la masse, l'équation de conservation de la quantité de mouvement et l'équation de conservation de l'énergie. Ces équations s'écrivent respectivement :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u} = 0 \qquad \textbf{(I-2)}$$

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{u}\vec{u} = -\vec{\nabla} p + \vec{\nabla} \cdot \overline{\overline{\tau}} + \rho \vec{g} \qquad \textbf{(I-3)}$$

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \rho U \vec{u} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_q + \overline{\overline{\tau}} : \vec{\nabla} \vec{u} - p \vec{\nabla} \cdot \vec{u} \qquad \textbf{(I-4)}$$

U : énergie interne massique [J kg^{-1}], u : vitesse du fluide [m s^{-1}], j_q : densité du flux convectif [Wm^{-2}], $\overline{\overline{\tau}}$: tenseur des contraintes visqueuses [Pa], g : accélération de pesanteur [m s^{-2}], p : pression [Pa].

B. Equations d'état et de transfert, hypothèses simplificatrices

- *Approximation de Boussinesq* : L'approximation de Boussinesq consiste à supposer que la masse volumique est constante sauf dans le terme généralisé de la convection naturelle soit le terme $\rho \vec{g}$ de l'équation de Navier Stoks. Ainsi ;

$$\rho = \rho_0 \qquad \textbf{(I-5)}$$

Sauf pour :

$$\rho \vec{g} = \rho_0 \left(1 - \beta \left(T - T_0\right)\right) \vec{g} \qquad \textbf{(I-6)}$$

Cette approximation linéaire est valable pour $(T\text{-}T_0) << T_0$

Pour un gaz parfait $\beta = 1/T_0$; où T_0 est la température de référence [K] ; T_0 est prise à l'infini pour une convection externe autour d'un objet et elle est prise comme une valeur moyenne loin des parois en convection interne.

- On considère l'air comme un gaz parfait ($U = C_v\ T + cte$, $H = Cp\ T + cte$; C_v : capacité thermique massique à volume constant [J kg^{-1}K^{-1}], Cp : capacité thermique massique à pression constante [J kg^{-1}K^{-1}], H : enthalpie massique [J kg^{-1}])
- On néglige l'apport de l'énergie interne dû à la dissipation visqueuse

$$\overline{\overline{\tau}} : \vec{\nabla} \vec{u} << \left| \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_q \right| \qquad \textbf{(I-7)}$$

- On suppose que le fluide est newtonien de viscosité constante et incompressible

$$\overline{\overline{\tau}} = \rho \nu \left(\vec{\nabla} \vec{u} + \left(\vec{\nabla} \vec{u} \right)^t \right) \qquad \textbf{(I-8)}$$

- On suppose que la conductivité thermique est constante

$$\vec{j}_q = -k\vec{\nabla}T \qquad \textbf{(I-9)}$$

En appliquant ces approximations, les équations I-2, I-3 et I-4 deviennent respectivement :

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{u} = 0 \qquad \textbf{(I-10)}$$

$$\frac{\partial\rho_0\vec{u}}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot\rho_0\vec{u}\vec{u} = -\vec{\nabla}\left(p+\rho_0 gz\right) + \rho_0\nu\nabla^2\vec{u} - \rho_0\beta\left(T-T_0\right)\vec{g} \qquad \textbf{(I-11)}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot T\vec{u} = \alpha\nabla^2 T \qquad \textbf{(I-12)}$$

avec $\alpha=k/(\rho Cp)$; $\nu=\mu/\rho$

α : diffusion thermique du fluide [$m^2\ s^{-1}$], ν : viscosité cinématique du fluide [$m^2\ s^{-1}$]

Par la suite on note abusivement p au lieu de $(p+\rho_0 gz)$ et ρ au lieu de ρ_0.

C. Forme adimensionnelle en convection mixte

Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie peuvent être exprimées sous forme adimensionnelle en réalisant les substitutions suivantes : $x=x^*L$; $u=u^*u_0$; $T=T_0+T^*\Delta T$; $t=t^*u_0/L$; $p=p^*(\rho u_0^2)$ où L, ΔT, u_0 sont des valeurs caractéristiques du système étudié et p^* est le nombre d'Euler.

$$\vec{\nabla}^*\cdot\vec{u}^* = 0 \qquad \textbf{(I-13)}$$

$$\frac{\partial\vec{u}^*}{\partial t^*} + \vec{\nabla}^*\cdot\vec{u}^*\vec{u}^* = -\vec{\nabla}^* p^* + \frac{1}{Re}\nabla^{*2}\vec{u}^* + \frac{Gr}{Re^2}T^*\vec{y} \qquad \textbf{(I-14)}$$

$$\frac{\partial T^*}{\partial t^*} + \vec{\nabla}^*\cdot T^*\vec{u}^* = \frac{1}{Re\cdot Pr}\nabla^{*2}T^* \qquad \textbf{(I-15)}$$

avec :

Re : le nombre de Reynolds ; $Re=L\,u_0/\nu$

Gr : le nombre de Grashof ; $Gr=g\beta\Delta TL^3/\nu^2$

Pr : le nombre de Prandtl ; $Pr=\nu/\alpha$

$\vec{y}$: vecteur unitaire ascendant.

Rappelons que le nombre de Reynolds fournit une mesure du rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses agissant sur un élément de fluide et que le nombre de Grashof indique le rapport de la force de flottabilité à la force visqueuse agissant sur le fluide.

Les résolutions des équations I-13 à I-15, permet d'établir des corrélations pour les transferts de chaleur de la forme $Nu= f(Re, Gr, Pr)$; Nu étant le nombre de Nusselt définie par $Nu=hL/k$, il représente le rapport entre les échanges convectifs et conductifs. Il est important de noter que cette formulation n'est possible que s'il existe une vitesse de convection forcée

caractéristique (u_0) bien définie. D'une façon générale, les effets combinés de la convection naturelle et forcée doivent être considérés quand $(Gr/Re^2) \approx 1$. Si $(Gr/Re^2) << 1$, les effets de convection naturelle peuvent être négligés. Si $(Gr/Re^2) >> 1$, les effets de convection forcée peuvent être négligés (Incropera et Dewitt (1996)).

D. Forme adimensionnelle en convection naturelle

Dans le cas de la convection naturelle, le temps de référence (t_0) est basé sur la diffusivité thermique :

$$t_0 = \frac{L^2}{\alpha} \qquad \textbf{(I-16)}$$

$$t^* = \frac{\alpha t}{L^2} \qquad \textbf{(I-17)}$$

On en déduit une vitesse de référence :

$$u_0 = \frac{\alpha}{L} \qquad \textbf{(I-18)}$$

Ainsi,

$$u^* = \frac{uL}{\alpha} \qquad \textbf{(I-19)}$$

Les équations adimensionnelles de conservation de masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie s'écrivent respectivement :

$$\vec{\nabla}^* \cdot \vec{u}^* = 0 \qquad \textbf{(I-20)}$$

$$\frac{\partial \vec{u}^*}{\partial t^*} + \vec{\nabla}^* \cdot \vec{u}^* \vec{u}^* = -\vec{\nabla}^* p^* + Pr \nabla^{*2} \vec{u}^* + Gr\, Pr^2\, T^* \vec{y} \qquad \textbf{(I-21)}$$

$$\frac{\partial T^*}{\partial t^*} + \vec{\nabla}^* \cdot T^* \vec{u}^* = \nabla^{*2} T^* \qquad \textbf{(I-22)}$$

Pour une géométrie donnée, si les températures aux limites du système sont constantes, les seuls nombres sans dimensions qui interviennent sont ceux de Grashof *(Gr)* et de Prandtl *(Pr)*. On utilise souvent le couple (*Ra, Pr*) au lieu du couple (*Gr, Pr*) où $Ra = Gr \times Pr$ est le nombre de Rayleigh. Pour un objet de forme donné, le nombre de Nusselt s'écrit alors :

$$Nu = \frac{\dot{Q}}{A \Delta T} \frac{L}{k} = f(Ra, Pr) = g(Gr, Pr) \qquad \textbf{(I-23)}$$

A étant la surface de l'objet et $\dot{Q}$ étant le flux de chaleur total à travers cette surface. Ensuite, on peut montrer que :

$$Nu = f(Ra) \quad \text{pour } Pr >> 1 \qquad \textbf{(I-24)}$$

$$Nu = f(Ra \times Pr) \quad \text{pour } Pr << 1 \qquad \textbf{(I-25)}$$

Pour l'air (à 20°C), $Pr = 0.71$

Les solutions en régime laminaire et permanent des équations I-20, I-21 et I-22 ont été déterminées dans différentes situations. Le cas d'un long cylindre horizontal (T_s et T_∞ =constantes), par exemple, a été étudié numériquement par Fujii et *al.* (1979) et Kuehn et Goldstein (1980). Leurs résultats, exprimant le nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh (pour *Pr=0.71*), sont représentés sur la figure I-9. Un bon accord est observé entre leurs résultats et ceux des expériences. Les différences observées pour $Ra \geq 10^6$ sont dues à la turbulence qui n'a pas été prise en compte dans leurs études.

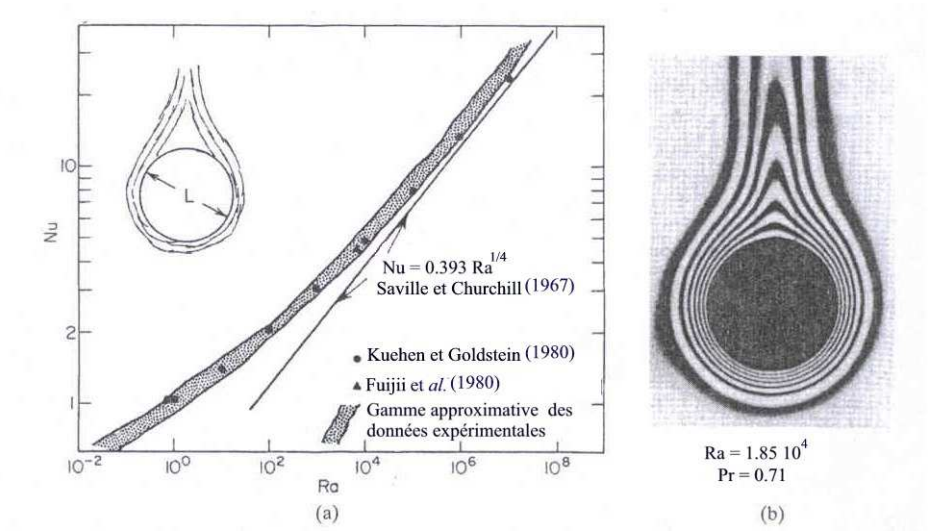


Figure I-9 : (a) Valeurs prédites et mesurées du nombre de *Nu* pour un long cylindre horizontal ; (b) champ de température autour d'un cylindre horizontal en convection naturelle

I-3-2. Convection naturelle externe : notion de couche limite thermique et hydrodynamique

A. Développement de la couche limite laminaire sur une plaque verticale

Un exemple classique de convection naturelle externe est celui du développement de la couche limite sur une plaque verticale chauffée (Fig. I-10). Ce cas de figure est proche de celui rencontré près des parois latérales internes d'un réfrigérateur (autre que la paroi de la l'évaporateur). La plaque est immergée dans un fluide étendu et immobile avec $T_s > T_\infty$. Les forces de flottabilité induisent une couche limite dynamique dans laquelle le fluide chauffé s'élève verticalement, entraînant le fluide de la région immobile. Une couche limite se développe également si $T_s < T_\infty$. Dans ce cas, le mouvement du fluide est descendant (cas de la paroi de l'évaporateur dans les réfrigérateurs ménager à froid statique).

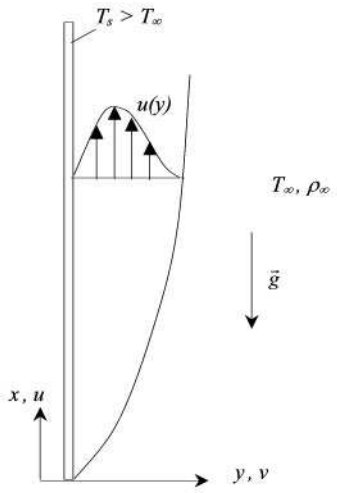


Figure I-10 : Développement de la couche limite sur une plaque verticale chauffée

Considérons maintenant un écoulement laminaire de couche limite en régime permanent (Fig. I-10). La gravité est dirigée vers le bas (direction -*x*). On suppose que le problème est bidimensionnel et on utilise l'approximation de Boussinesq.

L'équation de mouvement suivant la direction *x* s'écrit alors (en négligeant le terme $\nu\left(\partial^2 u / \partial x^2\right)$) :

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}-g+\nu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \qquad \textbf{(I-26)}$$

Notons qu'il n'y a aucune force de gravité dans la direction *y* (dans l'équation du mouvement suivant *y), d'où, ∂p/∂y=0*. Par conséquent le gradient de pression suivant *x* à un point quelconque dans la couche limite est égal au gradient de pression dans la région hors de la couche limite. Dans cette région *u=0*, et l'équation I-26 se réduit à :

$$\frac{\partial p}{\partial x}=-\rho_\infty g \qquad \textbf{(I-27)}$$

En substituant l'équation I-27 dans I-26, nous obtenons l'expression suivante:

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}=\frac{g}{\rho}\left(\rho_\infty-\rho\right)+\nu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \qquad \textbf{(I-28)}$$

L'équation I-28 s'applique à chaque point de la couche limite.

Le premier terme dans le second membre de l'équation I-28 désigne la poussée d'Archimède qui peut être explicitée en utilisant le coefficient volumétrique de dilatation thermique (β), l'ensemble des équations régissant le problème est alors :

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0 \qquad \textbf{(I-29)}$$

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}=g\beta\left(T-T_\infty\right)+\nu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \qquad \textbf{(I-30)}$$

$$u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}=\alpha\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \qquad \textbf{(I-31)}$$

avec les conditions aux limites suivantes :

Pour $y=0$; $u=v=0$ et $T=T_s$

Pour $y\to\infty$; $u\to 0$ et $T\to T_\infty$

Le problème dynamique (Eq. I-29 et I-30), ne peut pas être découplé du problème thermique (Eq. I-31) : la solution de l'équation de mouvement dépend de la connaissance de la température *T*, et par conséquent de la solution de l'équation de l'énergie.

Une solution à ce problème a été proposé par Ostrach (1953). Elle utilise une transformation des variables du problème en introduisant un paramètre de similarité de la forme :

$$\eta\equiv\frac{y}{x}\left(\frac{Gr_x}{4}\right)^{1/4} \qquad \textbf{(I-32)}$$

avec

$$Gr_x=\frac{g\beta(T_s-T_\infty)x^3}{\nu^2} \qquad \textbf{(I-33)}$$

Les résultats sont présentés sur la figure I-11. On peut ainsi obtenir la valeur de la composante de vitesse suivant *x* et la température *T* en chaque point.

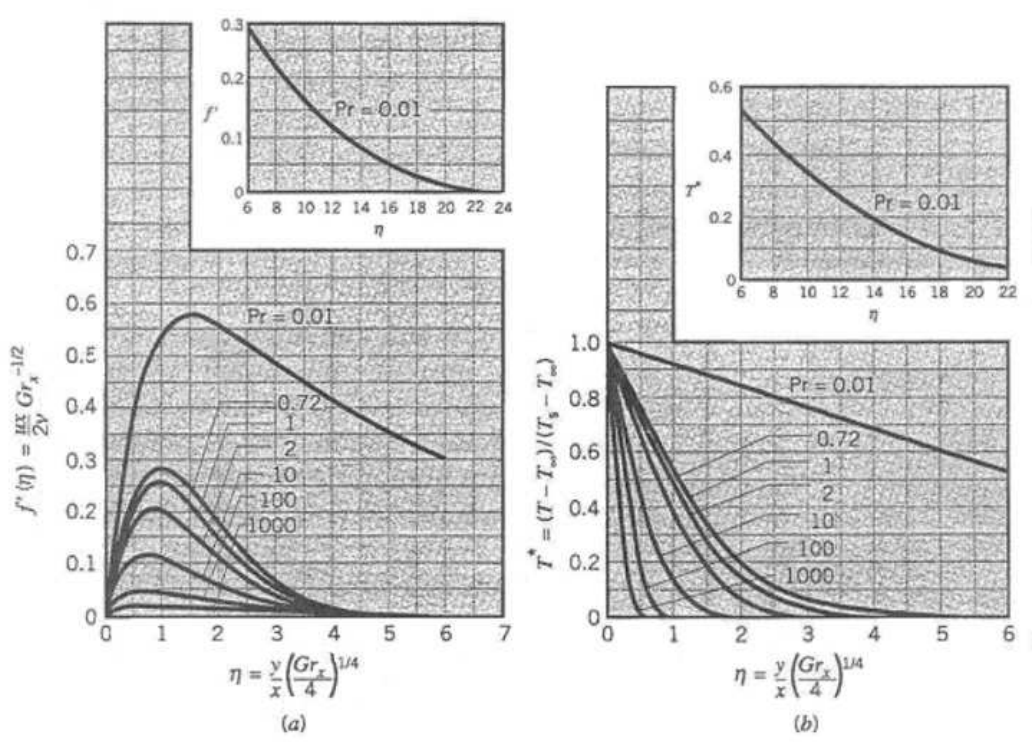


Figure I-11 : Couche limite laminaire sur une plaque plane verticale isotherme en convection naturelle (a) profil de vitesse ; (b) profil de température (d'après Ostrach (1953))

En introduisant la loi de Fourier pour obtenir l'expression du flux pariétal et en exprimant le gradient de température en fonction de η (Eq. I-32), on obtient :

$$Nu_x = \frac{hx}{k} = -\left(\frac{Gr_x}{4}\right)^{1/4} \left.\frac{dT^*}{d\eta}\right|_{\eta=0} = -\left(\frac{Gr_x}{4}\right)^{1/4} g(Pr) \qquad \textbf{(I-34)}$$

Remarquons que le gradient de température (sans dimension) à la surface est fonction du nombre de Prandtl (*g(Pr)*). Cette dépendance est bien illustrée par la figure I-11-b, et elle a été déterminée numériquement pour quelques valeurs de Prandtl (Ostrach (1953)). Ces résultats ont été ensuite corrélés par une formule d'interpolation par Le Fevre (1956) :

$$g(Pr) = \frac{0.75\,Pr^{1/2}}{\left(0.609 + 1.221\,Pr^{1/2} + 1.238\,Pr\right)^{1/4}} \qquad \textbf{(I-35)}$$

Cette corrélation est valable pour $0 \le Pr \le \infty$

La moyenne du coefficient de transfert sur une surface de longueur *L* s'écrit :

$$\bar{h} = \frac{1}{L}\int_0^L h\,dx = \frac{k}{L}\left[\frac{g\beta(T_s - T_\infty)}{4\nu^2}\right]^{1/4} g(Pr)\int_0^L \frac{dx}{x^{1/4}} \qquad \textbf{(I-36)}$$

En intégrant cette expression, on obtient :

$$\overline{Nu_L} = \frac{\bar{h}L}{k} = \frac{4}{3}\left(\frac{Gr_L}{4}\right)^{1/4} g(Pr) \qquad \textbf{(I-37)}$$

B. Effet de la turbulence

Il est important de noter que la couche limite hydrodynamique (issue de la convection naturelle) n'est pas nécessairement laminaire. Typiquement, la convection naturelle est due à une instabilité thermique qui entraîne une instabilité hydrodynamique ; cette dernière peut s'amplifier impliquant une transition de l'écoulement d'un régime laminaire à un régime turbulent (Fig. I-12).

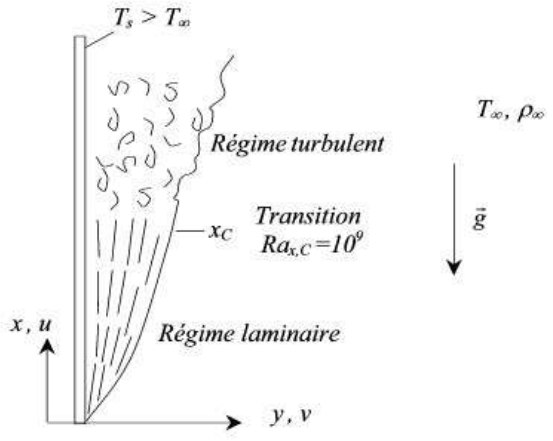


Figure I-12 : Transition dans la couche limite sur une plaque plane verticale en convection naturelle

La transition dans la couche limite dépend de l'importance de la force de flottabilité et des forces visqueuses dans le fluide. Cette magnitude est déterminée à l'aide du nombre de Rayleigh (qui dépend en particulier de l'écart de température). Pour une plaque verticale, le nombre de Rayleigh critique est d'environ 10^9 :

$$Ra_{x,c} = Gr_{x,c} \times Pr = \frac{g\beta(T_s - T_\infty)x^3}{\nu\alpha} \approx 10^9 \quad \textbf{(I-38)}$$

Ce phénomène de transition est discuté par Gebhart et *al.*(1988).

C. Corrélations empiriques

Les corrélations empiriques exprimant la convection naturelle externe sont généralement de la forme suivante :

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{h}L}{k} = Cte \times Ra^n \quad \textbf{(I-39)}$$

Le nombre de Nusselt étant basé sur la longueur caractéristique *L* de l'objet (le diamètre pour une sphère ou un cylindre horizontal infini, la hauteur pour une plaque verticale, par exemple). Typiquement, *n = 1/4* pour un écoulement laminaire et *n=1/3* pour un écoulement turbulent.

Par exemple, pour une plaque verticale isotherme, Churchill et Chu (1975) ont proposé deux corrélations. La première corrélation est valable pour tout nombre de *Ra* (Eq. I-40). La deuxième corrélation est valable seulement en régime laminaire ($Ra \leq 10^9$; Eq. I-41).

$$\overline{Nu_L} = \left[0.825 + \frac{0.387 Ra^{1/6}}{\left(1 + (0.492/Pr)^{9/16}\right)^{8/27}} \right]^2 \quad \textbf{(I-40)}$$

$$\overline{Nu_L} = 0.68 + \frac{0.670 Ra^{1/4}}{\left(1 + (0.492/Pr)^{9/16}\right)^{4/9}} \quad \textbf{(I-41)}$$

I-3-3. Convection naturelle interne

A. Convection interne dans un espace entre deux plaques parallèles horizontales

La présence d'un gradient de masse volumique dans un fluide soumis à la force de la gravité n'assure pas nécessairement l'existence d'un phénomène de convection naturelle. Considérons par exemple les deux conditions de la figure I-13 où un fluide est compris entre deux grandes plaques horizontales maintenues à des températures différentes ($T_1 \neq T_2$).

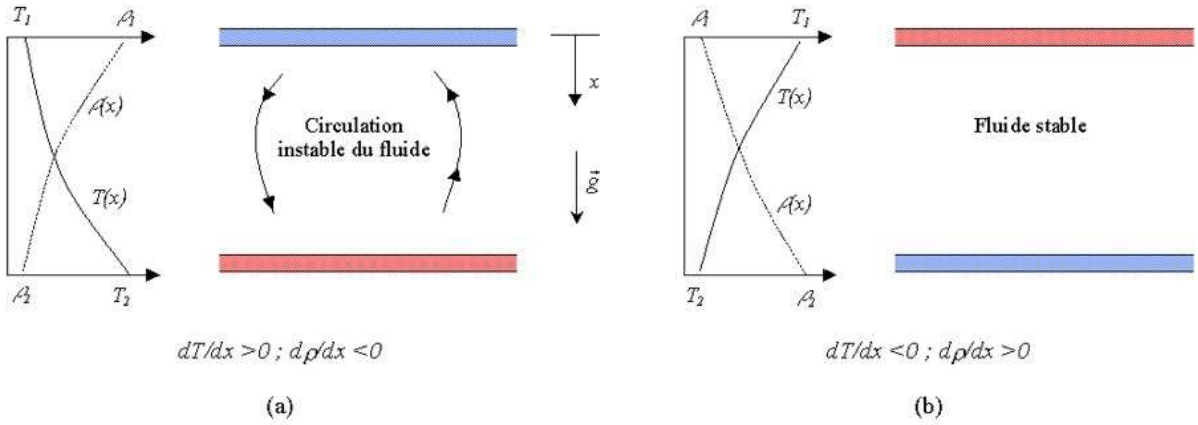


Figure I-13 : (a) Gradient instable de température (b) Gradient stable de température

Dans le premier cas (Fig. I-13-a), où la température de la plaque inférieure (T_2) est plus élevée que celle de la plaque supérieure (T_1), la masse volumique décroît dans le même sens que la direction de la force de gravité. Si la différence de la température dépasse une valeur critique, il y a naissance de la convection naturelle. La force de gravité exercée sur le fluide plus dense des couches supérieures excède celle qui agit sur le fluide plus léger des couches inférieures. Le fluide plus lourd descendra, alors que le fluide plus léger s'élèvera. La condition de décroissance de la masse volumique dans la direction de la gravité n'est pas vérifiée dans le deuxième cas (Fig. I-13-b), pour lequel la plaque inférieure est la plus froide ($T_1 > T_2$). Les conditions sont maintenant stables, le transfert thermique (Fig. I-13-b) se produit alors uniquement par conduction. On a affaire à des couches immobiles de fluide de plus en plus chaude vers le haut, on parle de stratification thermique.

B. Convection interne dans une cavité rectangulaire fermée

La circulation d'air dans une cavité vide est généralement provoquée par un écart entre la température des parois. Catton (1978), Yang (1988) et Ostrach (1988) ont réalisé une synthèse sur ce sujet où les résultats expérimentaux et de modélisations ont été présentés. D'après ces auteurs, deux types d'écoulement sont générés par les forces de flottabilité.

Le premier type d'écoulement est appelé 'convection conventionnelle' qui se produit lorsque le gradient de densité (qui est dû à un gradient de température ou de concentration) est perpendiculaire au champ de pesanteur. Dans ce cas, la convection démarre sans seuil. C'est typiquement le cas lorsqu'une paroi verticale d'une cavité rectangulaire est chauffée et celle située en face est refroidie.

Le deuxième type d'écoulement est appelé 'convection instable' ; il se produit lorsque le gradient de densité est parallèle mais opposé au vecteur de gravité. Ce type d'écoulement est observé quand la paroi horizontale du bas est chauffée et celle du haut est refroidie. Un mouvement de convection n'apparaît alors qu'à partir d'un certain écart de température.

Dans ce qui suit, nous n'allons présenter que le cas de la 'convection conventionnelle' : écoulement dans une cavité différentiellement chauffée qui correspond aux phénomènes rencontrés dans un réfrigérateur domestique à froid statique, l'évaporateur (paroi froide) étant généralement situé sur la face verticale arrière.

La précision des résultats expérimentaux est limitée par les faibles vitesses et par le fait que l'écoulement et le transfert de chaleur dans une cavité fermée sont très sensibles aux conditions aux limites. En effet, il est difficile de maintenir des parois parfaitement adiabatiques dans une cavité fermée, surtout lorsque le fluide utilisé est l'air. Ces difficultés expliquent le nombre limité d'études expérimentales concernant la convection naturelle dans les cavités fermées remplie d'air.

Dans le cas de la convection naturelle dans une cavité remplie d'air, pour $Ra<10^3$, le mode de transfert de chaleur dominant est la conduction. L'augmentation du nombre de Rayleigh intensifie la circulation d'air en boucle dans la couche limite près des parois verticales. L'écoulement passe ensuite du régime laminaire ($10^3<Ra<10^9$) au régime turbulent ($Ra>10^9$) ce qui s'accompagne d'un accroissement significatif du nombre de Nusselt.

Le rapport de forme de la cavité (H/L) a une influence importante sur le régime de l'écoulement (Incropera et Dewitt (1996) ; Rohsenow et *al.* (1992)). Ainsi, des études expérimentales ont été menées par Eckert et Carlson (1961) afin d'étudier le transfert de chaleur en convection naturelle au niveau des parois verticales isothermes d'une cavité rectangulaire fermée remplie d'air pour différent rapports de forme (H/L=2.5, 10 et 20). Cette étude a été réalisée grâce à la technique d'interférométrie de Mach-Zehnder. Le niveau de température des parois de la cavité a été maintenu avec une grande précision. Eckert et Carlson (1961) ont observé notamment qu'en dehors des couches limites, la température est uniforme suivant des plans horizontaux et croît suivant la direction verticale ascendante. Une corrélation a été proposée entre le nombre de Nusselt moyen et le nombre de Grashof pour les différents rapports de forme étudiés. Aucune mesure de vitesse n'a été réalisée dans cette étude.

Récemment, Tian et Karayiannis (2000) ont étudié l'écoulement de l'air dans une cavité de section carrée (hauteur×largeur=0.75m×0.75m) et de 1.5m de profondeur pour un régime légèrement turbulent (Ra=1.58×10^9), les parois verticales de cette cavité étant isothermes. Les auteurs ont mesuré les températures et les vitesses de l'air à différente distance des parois de la cavité en utilisant des thermocouple de type E et un anémomètre laser à effet Doppler (LDA). Ils ont observé la présence de deux types d'écoulement dans la cavité (Fig. I-14). Le premier est une grande boucle de re-circulation très proche des parois où la température et la vitesse varient rapidement ; le deuxième est constitué de petites boucles de re-circulations situées entre les couches limites (au niveau des parois) et le centre de la cavité (région loin des couches limites).

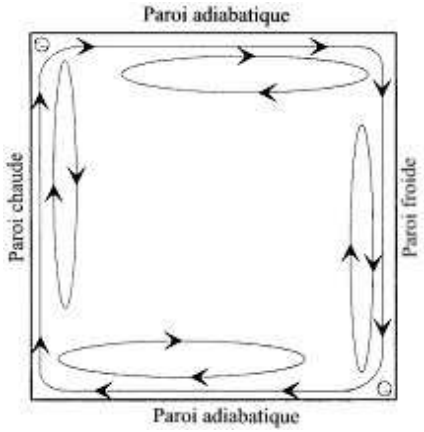


Figure I-14 : Ecoulement dans une cavité fermée (Tian et Karayiannis (2000))

Ramesh et Venkateshan (2001) ont utilisé l'interférométrie différentielle afin de visualiser l'écoulement dans la couche limite thermique d'une cavité carrée (de section 4cm×4cm - parois verticales isothermes) et en régime laminaire ($10^5 < Gr < 10^6$). Mergui et *al.* (1993) ont visualisé les écoulements dans une cavité vide à l'aide d'une tomographie laser pour un nombre de Rayleigh fixé à 1.7×10^9. Dans les deux cas, les auteurs ont remarqué la présence de couches limites stables le long des parois verticales chaude et froides. Pour $Ra=1.7\times10^9$, Mergui et *al.* (1993) ont par ailleurs constaté des oscillations périodiques, en particulier dans le coin supérieur du côté de la plaque chaude.

L'état de surface des parois a également une influence importante sur les transferts thermiques. Anderson et Bohn (1986) ont étudié l'influence de la rugosité des parois sur la convection naturelle dans une cavité cubique. Ils ont observé une augmentation du nombre de Nusselt pouvant atteindre 15%.

Quelques corrélations entre *Nu* et *Ra* sont présentées dans le tableau I-1 pour le cas de la convection naturelle dans une cavité rectangulaire vide dont une paroi verticale est chauffée, celle située en face est refroidie et celles du haut et du bas sont isolées.

Tableau I-1 : Corrélation empirique des transferts de chaleur par convection dans une cavité rectangulaire vide

Corrélation	Domaine de validité	Auteurs
$\overline{Nu}_L = 0.18\left(\frac{Pr}{0.2+Pr}Ra_L\right)^{0.29}$	$1 < H/L < 2$ $10^{-3} < Pr < 10^5$ $10^3 < \frac{Ra_L\, Pr}{0.2+Pr}$	Catton (1978)
$\overline{Nu}_L = 0.22\left(\frac{Pr}{0.2+Pr}Ra_L\right)^{0.28}\left(\frac{H}{L}\right)^{-1/4}$	$2 < H/L < 10$ $Pr < 10^5$ $10^3 < Ra_L < 10^{10}$	Catton (1978)
$\overline{Nu}_L = 0.42 Ra_L^{1/4}\, Pr^{0.012}\left(\frac{H}{L}\right)^{-0.3}$	$10 < H/L < 40$ $1 < Pr < 2 \times 10^4$ $10^4 < Ra_L < 10^7$	MacGregor et Emery (1959)
$\overline{Nu}_L = 0.046 Ra_L^{1/3}$	$1 < H/L < 40$ $1 < Pr < 20$ $10^6 < Ra_L < 10^9$	MacGregor et Emery (1959)
$\overline{Nu}_L = 0.560 Gr^{0.195}$	$H/L=1$ $Pr = 0.72$ $5 \times 10^4 < Gr < 2 \times 10^6$	Ramesh et Venkateshan (2001)

Une étude bibliographique sur les différentes corrélations entre *Nu* et *Ra* dans une cavité fermée vide a été réalisé par Khalifa (2001). Cette étude concerne plus de 40 articles.

I-3-4. Rayonnement dans une cavité

Nous allons traiter dans ce paragraphe le cas simple du rayonnement entre deux des surfaces constituant une cavité. Dans le cas ou le fluide compris entre ces surfaces est l'air, ce dernier peut être considéré comme un milieu transparent (pas d'absorption, d'émission ni de diffusion). L'échange par rayonnement entre surfaces s'ajoute aux échanges par convection et par conduction au niveau des parois.

Le bilan des flux radiatifs entre les deux surfaces s'écrit :

$$\Phi_{rad_12} = \frac{\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1-\varepsilon_{r1}}{\varepsilon_{r1}A_1} + \frac{1}{A_1F_{12}} + \frac{1-\varepsilon_{r2}}{\varepsilon_{r2}A_2}} \qquad \textbf{(I-42)}$$

où F_{12} est un facteur de forme sans dimension ne dépendant que de la géométrie, σ est la constante de Stefan-Boltzmann, $\sigma = 5.67040\times10^{-8}$ W m^{-2} K^{-4}.

Quelques cas d'échanges radiatifs entre deux surfaces grises et diffuses sont donnés par le tableau I-2**.**

Tableau I-2 : Quelques cas d'échanges radiatifs entre deux surfaces grises et diffuses

Géométrie		Relation
Plans parallèles infinis	$A_1=A_2=A$ $F_{12}=1$	$\Phi_{rad_12} = \frac{A\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\varepsilon_{r1}} + \frac{1}{\varepsilon_{r2}} - 1}$
Long cylindres concentriques ($r_1<r_2$)	$A_1/A_2= r_1/r_2$ $F_{12}=1$	$\Phi_{rad_12} = \frac{A_1\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\varepsilon_{r1}} + \frac{1-\varepsilon_{r2}}{\varepsilon_{r2}}\left(\frac{r_1}{r_2}\right)}$
Sphères concentriques ($r_1<r_2$)	$A_1/A_2= (r_1/r_2)^2$ $F_{12}=1$	$\Phi_{rad_12} = \frac{A_1\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{\varepsilon_{r1}} + \frac{1-\varepsilon_{r2}}{\varepsilon_{r2}}\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2}$
Petit objet dans une grande cavité	$A_1/A_2\approx0$ $F_{12}=1$	$\Phi_{rad_12} = A_1\sigma\varepsilon_{r1}(T_1^4 - T_2^4)$

I-4. Ecoulements et transferts en milieu poreux

Un milieu poreux est généralement composé d'un empilement de particules solides dans lequel un fluide peut se mouvoir librement dans les pores formés entre ces particules.

I-4-1. Caractérisation des écoulements en milieu poreux

La première mise en équation du mouvement d'un fluide dans un milieu poreux saturé a été proposée par Darcy (1856) au milieu du 19^{ième} siècle. Darcy a montré expérimentalement

que le débit d'un écoulement d'eau à travers une colonne de sable était proportionnel au gradient de pression appliqué entre deux sections de cette colonne.

Pour un milieu isotrope, l'équation de Darcy généralisé peut s'écrire :

$$\vec{\nabla} p = -\frac{\mu}{K}\vec{u} + \rho\vec{g} \qquad \textbf{(I-43)}$$

où $\vec{\nabla} p$ est le gradient de pression,

μ et ρ sont respectivement la viscosité et la masse volumique du fluide,

K est la perméabilité (exprimée en [m^2]) qui ne dépend pas de la nature du fluide, mais seulement de la géométrie de la matrice solide,

$\vec{u}$ est la vitesse de filtration ou la vitesse superficielle du fluide, définie comme le débit volumique du fluide par unité de section normale à l'écoulement (vitesse moyenne sur un volume élémentaire représentatif VER[⊗]).

On peut définir également la vitesse moyenne interstitielle de pore ($\vec{u}_p$) comme le débit volumique rapporté à la surface occupée par le fluide. Ces deux vitesses sont reliées par la relation suivante :

$$\vec{u} = \varepsilon\vec{u}_p \qquad \textbf{(I-44)}$$

ε étant la porosité, définie comme suit :

$$\varepsilon = \frac{V_f}{V_f + V_s} \qquad \textbf{(I-45)}$$

V_f est le volume occupé par le fluide et V_s est le volume occupé par le solide.

Pour des milieux non isotropes, le gradient de pression et la vitesse ne sont pas nécessairement parallèles en l'absence de forces extérieures, on utilise alors un tenseur de perméabilité noté ***K***.

Cependant, la loi de Darcy n'est pas adaptée aux écoulements à forte vitesse et aux écoulements des gaz à basse pression. A de faibles pressions de gaz et pour de petites dimensions de pore, le libre parcourt moyen des molécules du gaz est du même ordre de grandeur que la dimension des pores et c'est pourquoi, il y a présence d'une vitesse de glissement (Effet Kundsen). Scheidegger (1974) a examiné l'effet de glissement de Kundsen, de la rugosité de la surface interne, de l'absorption de la surface, de la condensation capillaire et de la diffusion moléculaire sur la perméabilité, et il a remarqué que les perméabilités aux gaz et liquides d'une même matrice poreuse peuvent être remarquablement différentes.

Dès le début du 20ième siècle, Forchheimer (1901) a mis en évidence expérimentalement qu'il y a apparition de re-circulations à l'échelle du pore lorsque le débit de l'écoulement est

[⊗] Une introduction à la prise de moyenne sur un volume élémentaire représentatif (VER) est proposée par Kaviany dans Rohsenow et *al.* (1992), une discussion détaillée pour des milieux périodiques et non périodiques a été présentée par Quintard et Whitaker (1994 a et b)

important. Ces re-circulations produisent une chute supplémentaire de pression exprimée sous la forme d'une fonction quadratique de la vitesse de filtration :

$$\vec{\nabla} p = -\frac{\mu}{K}\vec{u} + \rho\vec{g} - \frac{\rho F}{\sqrt{K}}|\vec{u}|\vec{u} \qquad \textbf{(I-46)}$$

où F est un coefficient empirique qui dépend de la porosité et de la microstructure du milieu poreux.

Pour un $Re/(1-\varepsilon) \leq 10$, (où $Re = \rho D u/\mu$ est le nombre de Reynolds basé sur le diamètre de particule D), le terme de Forchheimer peut être négligé. Par ailleurs, lorsque la perméabilité du milieu est grande, les forces de cisaillement visqueux au sein du fluide peuvent être du même ordre de grandeur que la résistance induite par la matrice poreuse. L'introduction d'un terme représentant les contraintes visqueuses (forces de cisaillements) a été proposée par Brinkman (1947). Ce terme permet également de rendre compte des forces de frottement qui ont lieu au niveau des surfaces qui délimitent le milieu poreux (en présence de ce terme, on considère une condition aux limites d'adhérence à ces surfaces, alors qu'en l'absence de ce terme, on considère qu'il y a glissement sans frottement).

La loi modifiée de Darcy-Brinkman-Forchheimer (DBF) est alors représentée par l'équation suivante :

$$\vec{\nabla} p = -\frac{\mu}{K}\vec{u} + \rho\vec{g} - \frac{\rho F}{\sqrt{K}}|\vec{u}|\vec{u} + \mu'\nabla^2\vec{u} \qquad \textbf{(I-47)}$$

où μ' est une viscosité effective qui dépend de la viscosité du fluide (μ) et de la porosité (ε).

Enfin, une forme plus générale d'équation du mouvement qui tient compte de l'inertie macroscopique du fluide a été proposée, cité par Kaviany dans Rohsenow et *al.* (1992).

$$\underset{(1)}{\frac{\rho_0}{\varepsilon}\left(\frac{\partial\vec{u}}{\partial t} + \vec{u}\cdot\vec{\nabla}\vec{u}\right)} = \underset{(2)}{-\vec{\nabla} p} + \underset{(3)}{\rho\vec{g}} + \underset{(4)}{\frac{\mu'}{\varepsilon}\nabla^2\vec{u}} - \underset{(5)}{\frac{\mu}{K}\vec{u}} - \underset{(6)}{\rho\frac{F}{\sqrt{K}}|\vec{u}|\vec{u}} \qquad \textbf{(I-48)}$$

(1) terme exprimant les forces d'inertie macroscopiques (développement des écoulements à l'échelle macroscopique)

(2) gradient de pression

(3) force de gravité

(4) cisaillement visqueux à l'échelle macroscopique, appelé terme visqueux de Brinkman ou encore terme de l'effet de la surface délimitant le milieu poreux.

(5) cisaillement visqueux à l'échelle microscopique, appelé terme de Darcy

(6) terme exprimant les forces d'inertie microscopiques, appelé terme d'inertie d'Ergun ou encore terme de Forchheimer (développement des écoulements à l'échelle microscopique)

Plusieurs auteurs, dont Irmay (1958), ont proposé des relations empiriques pour relier la perméabilité et le coefficient de Forchheimer de lits fixes de particules en vrac à la porosité et à la taille des particules sous la forme :

$$\frac{1}{K} = C_1^* \frac{(1-\varepsilon)^2}{D^2\varepsilon^3} \qquad \textbf{(I-49)}$$

$$\frac{F}{\sqrt{K}} = C_2^* \frac{(1-\varepsilon)}{D\varepsilon^3} \qquad \textbf{(I-50)}$$

C_1^* et C_2^* sont des facteurs dépendant de la forme des particules, à déterminer par voie expérimentale. Le tableau I-3 présente quelques valeurs de C_1^* et C_2^* proposées par la littérature pour des particules sphériques en vrac.

Tableau I-3 : Quelques valeurs C_1* et C_2* de proposés par la littérature

Références	C_1^*	C_2^*
Ergun (1952)	150	1.75
Macdonald et *al.* (1979)	180	1.8
Achenbach (1995)	160	$3\left((1-\varepsilon)/Re\right)^{0.1}$
Kozeny-Carman (d'après Lorences et *al.* (2003))	180	0

Les relations exprimant la perte de charge dans un milieu poreux présupposent que la matrice poreuse est parfaitement homogène. Cette matrice est caractérisée par la dimension moyenne des particules et par sa porosité moyenne (ou taux de vide moyen). Or, la porosité varie en fait très fortement notamment près des parois. La figure I-15 montre la fluctuation de la porosité près des parois. A cet emplacement, des passages préférentiels d'air sont fréquemment observés. Cet effet est particulièrement marqué lorsque le rapport entre le diamètre de la colonne et le rayon des particules est proche de 1.

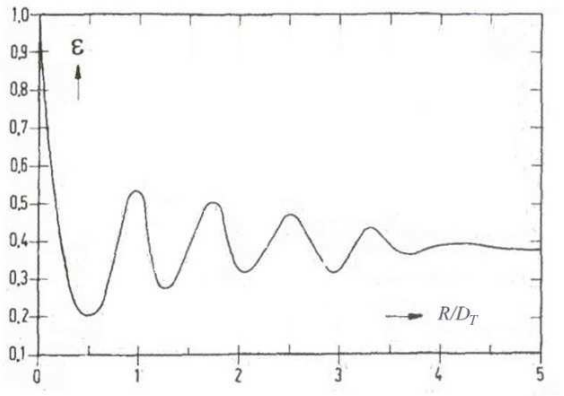


Figure I-15 : Distribution radiale de la porosité dans un lit fixe de sphère en vrac (R =rayon de la sphère, D_T = diamètre de la colonne) (Achenbach (1995))

I-4-2. Modélisation des transferts thermiques en milieu poreux

Il existe de très nombreux travaux concernant la caractérisation des transferts de chaleur et de matière au sein d'un milieu poreux fixe traversé par un fluide en écoulement.

L'objectif de notre analyse n'est pas d'établir une synthèse exhaustive de ces travaux, mais d'en présenter quelques-uns qui reflètent les différents concepts et les démarches classiquement utilisées.

Les transferts de chaleur dans un milieu poreux dépendent à la fois des propriétés thermiques et physiques de la phase solide et de la phase fluide, ils peuvent être approchés par 2 types de modèle : modèle à une température et modèles à deux températures.

A. Modèle à une température

On s'intéresse dans ce paragraphe au cas d'un milieu poreux isotrope, en négligeant les dissipations dues aux forces visqueuses et les variations d'énergie interne dues aux changements de pression.

Le milieu poreux est normalement hétérogène (milieu composé des phases fluide et solide). Dans le cas d'un modèle dit à une température, le milieu est cependant considéré comme homogène : tout se passe comme s'il y avait un équilibre thermique local entre les phases solide et fluide. Cette hypothèse est rendue possible en supposant que l'écart maximum de température entre les deux phases (solide et fluide) au niveau du pore (ΔT_l) et au niveau d'un élément représentatif (ΔT_d) du milieu poreux est très petit devant l'écart de température globale (ΔT_L) au niveau de l'ensemble du milieu poreux considéré. On peut donc négliger la différence de température locale entre la phase solide et la phase fluide.

En utilisant cette hypothèse d'équilibre local[⊗] $\langle T\rangle^s = \langle T\rangle^f = \langle T\rangle$, l'équation de bilan d'énergie (moyenne sur un volume élémentaire représentatif contenant les phases solide et fluide) peut être écrite en tenant compte des différents modes de transfert thermique qui interviennent.

- Si seul les transferts thermiques par conduction interviennent (le fluide étant immobile dans les pores), le bilan s'écrit :

$$\left[\varepsilon\left(\rho C_p\right)_f + (1-\varepsilon)\left(\rho C_p\right)_s\right]\frac{\partial\langle T\rangle}{\partial t} = \vec{\nabla}\cdot\left(k_e\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle\right) \qquad \textbf{(I-51)}$$

  Les indices '*s*' et '*f*' représentent ici respectivement la phase fluide et la phase solide.
  Cp est la capacité thermique massique,
  k_e est la conductivité thermique effective [W m^{-1} K^{-1}].

- Si des transferts thermiques par conduction et par convection interviennent (le fluide étant en mouvement dans les pores), le bilan s'écrit :

$$\left[\varepsilon\left(\rho Cp\right)_f + (1-\varepsilon)\left(\rho Cp\right)_s\right]\frac{\partial\langle T\rangle}{\partial t} + \left(\rho Cp\right)_f\vec{u}\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle = \vec{\nabla}\cdot\left(k_e\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle\right) + \left(\rho Cp\right)_f\vec{\nabla}\cdot\left(\varepsilon\boldsymbol{D}^d\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle\right) \qquad \textbf{(I-52)}$$

  $\boldsymbol{D}^d$ est appelé tenseur de dispersion.

[⊗] $\langle T\rangle^s$ et $\langle T\rangle^f$ sont respectivement les moyennes volumiques de la température dans la phase solide et dans la phase fluide au niveau d'un élément de volume représentatif ($\langle T\rangle^s = \frac{1}{V_s}\int_{V_s} T dV$ et $\langle T\rangle^f = \frac{1}{V_f}\int_{V_f} T dV$)

- Si des transferts thermiques par conduction, par convection et par rayonnement interviennent, le bilan s'écrit :

$$\underbrace{\left[\varepsilon(\rho Cp)_f + (1-\varepsilon)(\rho Cp)_s\right]\frac{\partial\langle T\rangle}{\partial t}}_{(1)} + \underbrace{(\rho Cp)_f \vec{u}\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle}_{(2)} = \underbrace{\vec{\nabla}\cdot\left(k_e\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle\right)}_{(3)} + \underbrace{(\rho Cp)_f \vec{\nabla}\cdot\left(\varepsilon \boldsymbol{D}^d\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle\right)}_{(4)} + \underbrace{\vec{\nabla}\cdot\left(k_r\cdot\vec{\nabla}\langle T\rangle\right)}_{(5)} \quad \textbf{(I-53)}$$

(1) terme d'inertie thermique,

(2) terme exprimant l'effet convectif à l'échelle macroscopique,

(3) terme exprimant la conduction à l'échelle des pores,

(4) terme exprimant l'effet convectif à l'échelle des pores,

(5) terme exprimant le rayonnement à l'échelle des pores.

k_r : conductivité radiative [W m^{-1} K^{-1}].

Afin d'identifier les paramètres k_e, $\boldsymbol{D}^d$ et k_r caractérisant les différentes modes de transferts thermiques dans un milieu poreux, plusieurs corrélations ont été proposées dans la littérature. Un aperçu de ces corrélations est donné dans les paragraphes suivants.

A-1. Conductivité thermique effective

Kaviany (1991) a proposé un modèle simple où les transferts de chaleur à travers la phase solide et la phase fluide sont supposées agir en parallèle.

L'équation d'énergie s'écrit pour la phase solide :

$$(1-\varepsilon)(\rho Cp)_s\frac{\partial T_s}{\partial t} = (1-\varepsilon)\vec{\nabla}\cdot\left(k_s\vec{\nabla}T_s\right) \quad \textbf{(I-54)}$$

Et pour la phase fluide :

$$\varepsilon(\rho Cp)_f\frac{\partial T_f}{\partial t} + (\rho Cp)_f\vec{u}\cdot\vec{\nabla}T_f = \varepsilon\vec{\nabla}\cdot\left(k_f\vec{\nabla}T_f\right) \quad \textbf{(I-55)}$$

On remarque que dans la seconde équation, il y a apparition d'un terme convectif lié à la vitesse de filtration $\vec{u}$.

Posant maintenant T_s=T_f=T et en remplaçant dans les deux équations précédentes, on obtient :

$$(\rho Cp)_m\frac{\partial T}{\partial t} + (\rho Cp)_f\vec{u}\cdot\vec{\nabla}T = \vec{\nabla}\cdot\left(k_e\vec{\nabla}T\right) \quad \textbf{(I-56)}$$

$(\rho Cp)_m$ est la capacité thermique globale par unité de volume qui s'écrit :

$$(\rho Cp)_m = (1-\varepsilon)(\rho Cp)_s + \varepsilon(\rho Cp)_f \quad \textbf{(I-57)}$$

k_e est la conductivité thermique globale du milieu poreux :

$$k_e = k_A = (1-\varepsilon)k_s + \varepsilon k_f \quad \textbf{(I-58)}$$

L'équation I-58 correspond à l'hypothèse où le transfert de chaleur par conduction dans la phase solide et dans la phase liquide prend place en parallèle, la conductivité thermique effective k_e est alors la moyenne arithmétique (k_A) entre les conductivités k_s et k_f (Eq. I-58).

Si la conduction dans la phase solide et dans la phase fluide prend place en série, l'inverse de la conductivité thermique effective $1/k_e$ est alors la moyenne pondérée de $1/k_s$ et $1/k_f$: k_e est la moyenne harmonique (k_H) de k_s et k_f (Eq. I-59).

$$\frac{1}{k_e} = \frac{1}{k_H} = \frac{1-\varepsilon}{k_s} + \frac{\varepsilon}{k_f} \qquad \textbf{(I-59)}$$

En général, k_A et k_H sont respectivement des limites supérieure et inférieure pour k_e (le plus souvent $k_H \leq k_A$ avec une égalité quand $k_f = k_s$).

Dans la pratique, k_e est souvent estimé comme la moyenne géométrique (k_G) de k_s et k_f.

$$k_e = k_G = k_s^{1-\varepsilon} \cdot k_f^{\varepsilon} \qquad \textbf{(I-60)}$$

Cette relation (Eq. I-60) permet une bonne estimation de k_e à condition que k_s et k_f ne soient pas très différent l'un de l'autre (Nield et Bejan (1992)).

Ces approches simples (moyennes arithmétique, harmonique ou géométrique) sont insuffisantes pour obtenir des résultats précis ou lorsque k_s et k_f ne sont pas du même ordre de grandeur ce qui est le cas pour les produits alimentaires et l'air ($k_s \approx 0.5$ $Wm^{-1}K^{-1}$ pour un produit alimentaire, $k_f \approx 0.025$ $Wm^{-1}K^{-1}$ pour de l'air). Il faut alors affiner la modélisation de la structure de la matrice solide.

Lorsque la conductivité thermique de la phase solide est grande devant celle du fluide, la manière dont s'effectue l'interconnexion entre les particules influe fortement sur la conduction. De plus, lorsqu'il s'agit de particules non consolidées (les particules ne collent pas les unes aux autres), le contact entre ces particules joue un rôle important. D'une façon générale, la conductivité thermique effective dépend donc :

- de la conductivité thermique de chaque phase
- de la structure de la matrice solide, notamment (mais pas uniquement) de la porosité.
- de la résistance de contact entre les particules non consolidées.
- du rapport entre le libre parcourt moyen et la dimension des pores pour les gaz à faible pression.

Les modèles utilisés pour évaluer la conductivité thermique effective sont souvent fondés sur l'identification du milieu poreux à une structure géométrique régulière et simple. La conductivité est ainsi calculée soit par calcul numérique soit par résolution analytique (avec ou sans hypothèses simplificatrices - Combarnous et Bories (1975)). Dans ce dernier cas, on aboutit généralement à des formulations explicites de k_e en fonction des conductivités thermiques des phases (solide et fluide) en présence et de la porosité (Tableau I-4).

Tableau I-4 : Quelques modèles de conductivité thermique effective en milieu poreux granulaire (adapté de (Kaviany (1991))

Modèle	Corrélation	Remarques
Equation de Maxwell (borne inférieure)	$\frac{k_e}{k_f}=\frac{2\varepsilon+(3-\varepsilon)\frac{k_s}{k_f}}{3-\varepsilon+\varepsilon\frac{k_s}{k_f}}$	milieu constitué de sphères dispersées dans une phase fluide continue ($\varepsilon \approx 1$) pas d'influence entre particules
Equation de Maxwell (borne supérieure)	$\frac{k_e}{k_f}=\frac{2\left(\frac{k_s}{k_f}\right)^2(1-\varepsilon)+(1+2\varepsilon)\frac{k_s}{k_f}}{(2+\varepsilon)\frac{k_s}{k_f}+1-\varepsilon}$	Milieu constitué d'inclusions fluides dans une matrice solide continue
Krupiczka (1967)	$\frac{k_e}{k_f}=\left(\frac{k_s}{k_f}\right)^{0.280-0.757\log\varepsilon-0.057\log(k_s/k_f)}$	(pour $0.2\le\varepsilon\le 0.6$)
Kunii et Smith (1960)	$\frac{k_e}{k_f}=\varepsilon+\frac{(1-\varepsilon)}{\Phi_2+4.63(\varepsilon-0.26)(\Phi_1-\Phi_2)+2/3(k_f/k_s)}$	(pour $0.26\le\varepsilon\le 0.476$) Φ_1 et Φ_2 sont deux fonctions décroissantes de (k_f/k_s)
Zehnder et Schlunder (1970)	$\frac{k_e}{k_f}=1-(1-\varepsilon)^{1/2}+\frac{2(1-\varepsilon)^{1/2}}{1-(k_f/k_s)B}\left[\frac{[1-(k_f/k_s)]B}{[1+(k_f/k_s)B]^2}\ln\frac{1}{(k_f/k_s)B}-\frac{B+1}{2}-\frac{B-1}{1-(k_f/k_s)B}\right]$	$B=1.25\left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon}\right)^{10/9}$
Hadley (1986)	$\frac{k_e}{k_f}=(1-\alpha_0)\frac{\varepsilon f_0+(k_s/k_f)(1-\varepsilon f_0)}{1-\varepsilon(1-f_0)+(k_s/k_f)\varepsilon(1-f_0)}+\alpha_0\frac{2(k_s/k_f)^2(1-\varepsilon)+(1+2\varepsilon)(k_s/k_f)}{(2+\varepsilon)(k_s/k_f)+1-\varepsilon}$ $\log\alpha_0=-4.898\,\varepsilon$ $\quad 0\le\varepsilon\le 0.0827$ $\log\alpha_0=-4.405-3.154(\varepsilon-0.0827)$ $\quad 0.0827\le\varepsilon\le 0.298$ $\log\alpha_0=-1.084-6.778(\varepsilon-0.298)$ $\quad 0.298\le\varepsilon\le 0.580$ $f_0=0.8+0.1\,\varepsilon$	Construit à partir du modèle de Maxwell borne supérieure par introduction d'une fonction d'ajustement $f_0(\varepsilon)$ et une fonction de poids $\alpha_0(\varepsilon)$ (pour $0\le\varepsilon\le 0.580$)

Prasad et *al.* (1989) ont mené des expériences pour différentes valeurs de rapports (k_s/k_f) afin de vérifier la validité des corrélations de Hadley, Kunii et Smith, Zehnder et Schlunder, et Krupiczka (Fig. I-16). Pour des valeurs de $(k_s/k_f) \le 10^3$, les quatre corrélations présentent un bon ajustement avec les résultats expérimentaux. Pour des valeurs élevées de (k_s/k_f), seule la corrélation de Hadley prédit correctement la conductivité thermique effective. Pour un milieu poreux composé d'une matrice solide ayant une conductivité thermique proche de celles de produits alimentaires dans laquelle circule de l'air, le rapport $k_s/k_f \approx 20$.

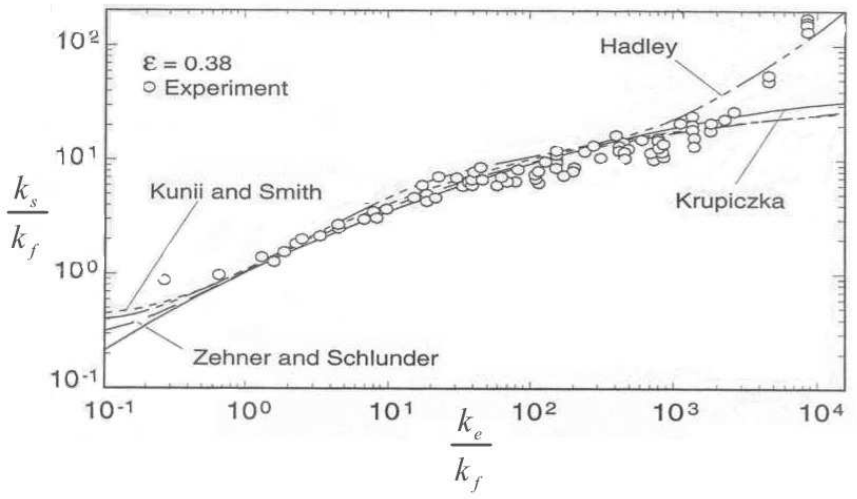


Figure I-16 : Conductivité thermique effective pour des lits de particules – Prédiction théorique (Tableau I-4) et résultats expérimentaux (Kaviany (1991))

A-2. Dispersion

L'équation I-58 (modèle simple de transferts en parallèle) ne tient compte que d'un mouvement convectif macroscopique du fluide (terme $(\rho Cp)_f \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T$), mais à l'échelle des pores, le fluide change souvent de direction, les filets de fluide se divisent et confluent, la vitesse est plus importante dans les passages préférentiels des interstices que dans les zones mortes et tout près des particules. Ceci conduit à introduire un terme supplémentaire de dispersion :

$$(\rho Cp)_f \vec{\nabla} \cdot \left(\varepsilon \boldsymbol{D}^d \cdot \vec{\nabla} \langle T \rangle \right) \qquad \textbf{(I-61)}$$

Parfois, on introduit également le tenseur de diffusion total,

$$\boldsymbol{D} = \frac{k_e}{(\rho Cp)_f} + \varepsilon \boldsymbol{D}^d \qquad \textbf{(I-62)}$$

Dans un milieu isotrope traversé par un écoulement moyen unidirectionnel, selon (ox) par exemple (Fig. I-17), on distingue la dispersion longitudinal $D_{//}$ (selon (ox)) et la dispersion transversale $D_{\perp}$ (selon (oy) et (oz)) le tenseur de dispersion s'écrit alors :

$$\boldsymbol{D}^d = \begin{bmatrix} D_{//} & 0 & 0 \\ 0 & D_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & D_{\perp} \end{bmatrix} \qquad \textbf{(I-63)}$$

$D_{\perp}$ est généralement faible par rapport à $D_{//}$. La dispersion longitudinale et la dispersion transverse disparaissent près des parois qui délimitent le milieu poreux.

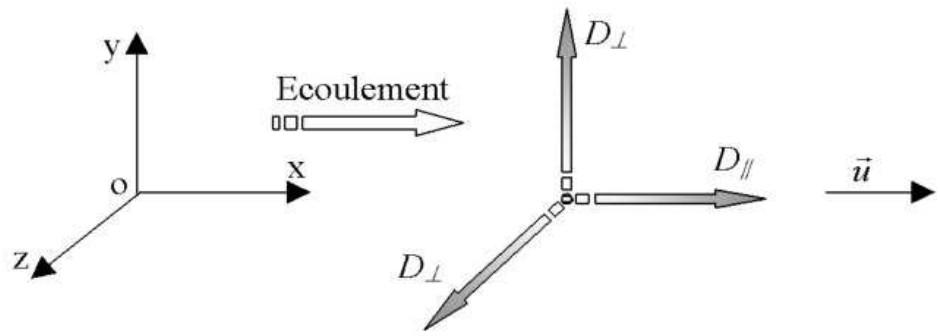


Figure I-17 : Schéma de la dispersion longitudinal $D_{//}$(selon (ox)) et la dispersion transversale $D_\perp$ (selon (oy) et (oz))

Le tenseur de dispersion est une fonction complexe de la structure de la matrice, de la porosité, des propriétés thermiques des phases et des caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement :

$$\boldsymbol{D}^d = \boldsymbol{D}^d\left(structure, \varepsilon, \frac{(\rho Cp)_s}{(\rho Cp)_f}, \frac{k_s}{k_f}, Pr, Re\right) \qquad \textbf{(I-64)}$$

Une comparaison des valeurs expérimentales de dispersion avec les prédictions de Koch et Brandy (1985) (Tableau I-5) est illustrée par la figure I-18. On observe un bon accord entre l'expérience et les prédictions sauf pour $Pe \leq 20$.

Tableau I-5 : Coefficient de dispersion pour différents nombres de Peclet (Koch et Brandy (1985))

$D^d_{//}/\alpha$	$D^d_{\perp}/\alpha$
(a) $\frac{3(k_s/k_f-1)}{k_s/k_f+2}(1-\varepsilon)+\frac{2^{0.5}}{15}\frac{Pe^2}{(1-\varepsilon)^{0.5}}$	(a) $\frac{3(k_s/k_f-1)}{k_s/k_f+2}(1-\varepsilon)+\frac{2^{0.5}}{60}\frac{Pe^2}{(1-\varepsilon)^{0.5}}$
(b) $\left[\frac{3}{4}\frac{PeK^{0.5}}{R^{0.5}}-2-\frac{3}{2}\frac{R^{0.5}}{PeK^{0.5}}+\frac{3R}{Pe^2K}+\left(\frac{3R^{0.5}}{PeK^{0.5}}-\frac{3R^{1.5}}{Pe^3K^{1.5}}\right)\times ln\left(\frac{PeK^{0.5}}{R^{0.5}}+1\right)\right]\left(\frac{R}{K}\right)^{0.5}$	(b) $\left[\frac{1}{4}+\frac{3}{4}\frac{R^{0.5}}{PeK^{0.5}}-\frac{3}{4}\frac{R}{Pe^2K}+\left(\frac{3}{2}\frac{3R^{1.5}}{Pe^3K^{1.5}}-\frac{3}{4}\frac{R^{0.5}}{PeK^{0.5}}\right)\times\ln\left(\frac{PeK^{0.5}}{R^{1/2}}+1\right)\right]\left(\frac{R}{K}\right)^{0.5}$
(c) $\frac{3}{4}Pe$	(c) $\frac{3(2)^{0.5}}{8}(1-\varepsilon)^{0.5}$
(d) $\frac{3}{4}Pe+\frac{1}{6}\pi^2(1-\varepsilon)Pe\times ln(Pe)+\frac{9}{15}(1+\gamma)^2\frac{\alpha_f(1-\varepsilon)Pe^2}{\alpha_f}$	(d) $\frac{63(2)^{0.5}}{320}(1-\varepsilon)^{0.5}Pe$

$Pe = uR/\alpha$,

(a) pour $Pe << (1-\varepsilon)^{0.5} << 1$ et $(Pe\, K^{0.5}/R^{0.5}) << 1$; (b) pour $(1-\varepsilon)^{3/4} << Pe << 1$;

(c) pour $(1-\varepsilon)^{0.5} << Pe << 1$ et $(Pe\, K^{0.5}/R^{0.5}) >> 1$; (d) pour $Pe >> 1$

D'autres corrélations concernant la dispersion longitudinale et transversale sont proposées en Annexe I-1.

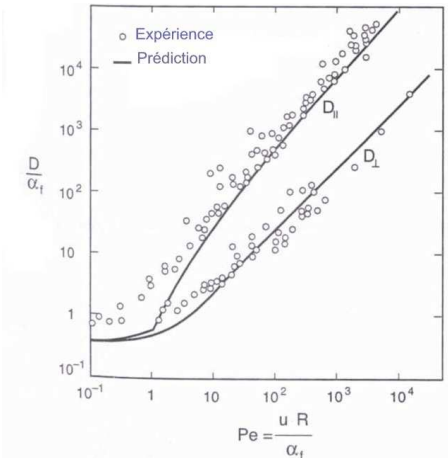


Figure I-18 : Influence de la vitesse de filtration sur les dispersions totales longitudinale et transversale (Kaviany (1991))

Dans le cas des écoulements dans un réfrigérateur ménager chargé de produits, l'ordre de grandeur attendu pour le nombre de Peclet est de 500 ($u \approx 0.2$ m/s ; D=10cm (dimension moyenne des produits réfrigérer) ; $\alpha_f = 2\times10^{-5}$ pour l'air).

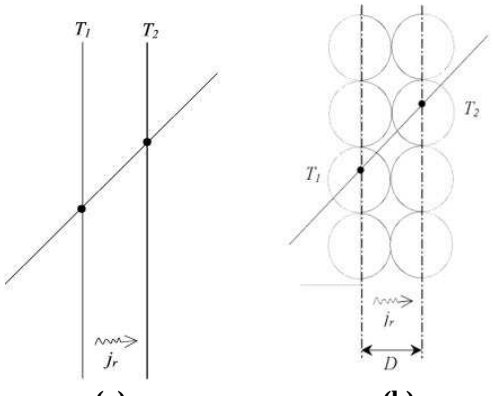
A-3. Conductivité radiative

Dans un milieu libre, la densité de flux de chaleur par rayonnement entre deux plaques infinies grises maintenues à des températures différentes T_1 et T_2 s'écrit (Fig. I-19-a) :

$$j_r = \frac{\sigma}{(2/\varepsilon_r)-1}\left(T_1^4 - T_2^4\right) \qquad \textbf{(I-65)}$$

Dans un milieu poreux, le rayonnement émis par une particule est absorbé par les particules voisines. Argo et Smith (1953), Yagi et Kunii (1957) et Kunii et Smith (1960) ont proposé une approximation du flux radiatif entre deux couches successives de particules d'un milieu poreux en fonction de la température moyenne T_m du produit (en partant du bilan du flux radiatif entre de larges surfaces grises) (Fig. I-19-b) :

$$j_r = \frac{\sigma}{(2/\varepsilon_r)-1}\left(T_1^4 - T_2^4\right) \approx \frac{4\sigma T_m^3}{(2/\varepsilon_r)-1}\left(T_1 - T_2\right) = \frac{4\sigma T_m^3}{(2/\varepsilon_r)-1}\left(-D\frac{\partial T}{\partial x}\right) \qquad \textbf{(I-66)}$$



(a) **(b)**

Figure I-19 : (a) flux radiatif en milieu libre (b) flux radiatif entre deux couches successives de particules

Ceci conduit à exprimer la densité de flux radiatif en fonction du gradient de température et d'une conductivité radiative équivalente k_r :

$$j_r = -k_r \vec{\nabla} T \qquad \textbf{(I-67)}$$

Plus généralement, la conductivité radiative équivalente est exprimée sous la forme suivante :

$$k_r = 4F_r D\sigma T_m^3 \qquad \textbf{(I-68)}$$

où F_r est appelé facteur d'échange radiatif et dépend de la forme, de l'emissivité et de la conductivité des particules.

Cette approche a plusieurs limitations, la plus importante est que la valeur de F_r est difficile à estimer. Vortmeyer (1978) a rapporté des expériences pour une conductivité de particules infinie (cas des métaux). Le cas d'une conductivité très faible peut également être traité en considérant qu'il y a équilibre entre le rayonnement émis et absorbé en un même point. Cependant, le cas intermédiaire ou la conductivité des particules est comparable à la conductivité radiative, montre une forte dépendance de la conductivité radiative avec la conductivité du solide. Plusieurs modèles ont été proposés pour la prédiction de F_r. Une revue de ces modèles est donnée par Vortmeyer (1978).

Tien et Drolen (1987) proposent un modèle dit à deux flux, qui relie F_r à l'emissivité des particules ε_r, à la porosité ε et à une conductivité adimensionnelle k_s*

$$F_r = F_r\left(k_s^*, \varepsilon_r, \varepsilon\right) \qquad \textbf{(I-69)}$$

où :

$$k_s^* = \frac{k_s}{4D\sigma T_m^3} \qquad \textbf{(I-70)}$$

Kaviany (1967) a mesuré des valeurs de F_r pour un empilement de sphères de porosité $\varepsilon=0.476$ et pour différentes valeurs d'emissivité ε_r et de conductivité adimensionnelle de la phase solide k_s^*. Deux types de surfaces ont été étudiés : surfaces spéculaires (les rayons incidents sont réfléchis suivant une direction privilégiée) et surfaces diffuses (pas de direction privilégiée pour les rayons réfléchis).

Les résultats sont présentés sur les figures I-20-a et I-20-b pour différentes valeurs de k_s^*. Les résultats sont très proches pour les deux types de surface étudiée. Notons que pour une augmentation de ε_r, la conductivité radiative augmente nettement pour des valeurs de k_s^* élevées.

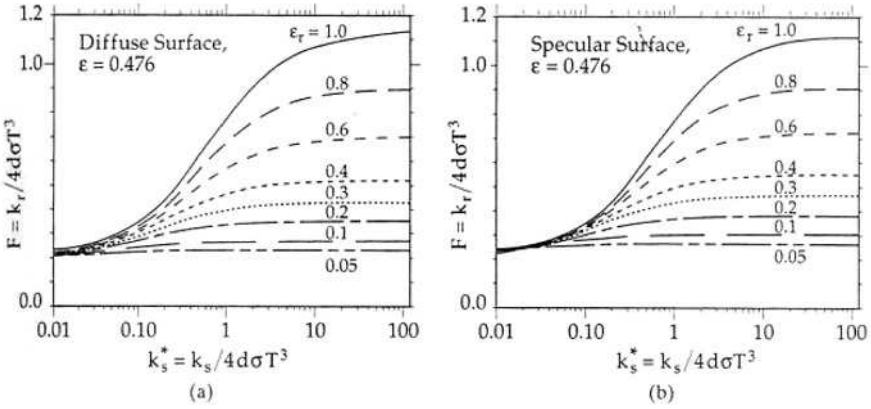


Figure I-20 : Effet de la conductivité du solide (sans dimension) sur la conductivité radiative (sans dimension) (a)- particules à surfaces diffuses (b)- particules à surfaces spéculaires

Kaviany (1967) propose également une corrélation résumant ses résultats ($\varepsilon = 0.476$) :

$$F_r = a_1 \varepsilon_r \tan^{-1}\left(a_2 \frac{k_s^{*a_3}}{\varepsilon_r} \right) + a_4 \qquad \textbf{(I-71)}$$

avec,

	Spéculaire	Diffuse
a_1	0.5711	0.5756
a_2	1.4704	1.5333
a3	0.8237	0.8011
a_4	0.2079	0.1843

L'effet de la porosité sur la conductivité radiative a été discuté par Singh et Kaviany (1991). Par exemple, pour une décroissance de la porosité de 0.6 à 0.5, la valeur de F_r varie de 0.47 à 0.51 pour $\varepsilon_r = 0.35$ (pour une surface spéculaire), et de 0.94 à 0.97 pour $\varepsilon_r = 0.85$ (pour une surface diffuse).

En pratique, la porosité d'un empilement d'objets varie entre 0.3 et 0.6, avec une valeur moyenne d'environ 0.4 pour un empilement irrégulier de sphères, par conséquent, la sensibilité de la conductivité radiative à la porosité est faible (comparée avec les autres paramètres, ε_r et k_s^*).

A-4. Coefficient de transfert de chaleur entre la paroi et le fluide

Dans de nombreuses applications industrielles, un flux de chaleur pénètre dans un lit fixe de particules à partir de la paroi pour le chauffer ou le refroidir (ou bien pour assurer une réaction chimique). Dans cette situation, la chaleur traverse une couche limite thermique relative au fluide en écoulement dans ce lit fixe. L'épaisseur de cette couche limite thermique dépend des nombres du Reynolds et de Prandtl.

Si l'épaisseur de la couche limite est nettement plus grande que la taille d'un volume élémentaire représentatif, la condition aux limites traduit simplement la continuité de la température : $\langle T \rangle^s = \langle T \rangle^f = \langle T \rangle = T_{paroi}$

Dans le cas contraire et notamment si la couche limite est moins épaisse que la taille des particules, on introduit un coefficient de transfert qui relie la densité de flux de chaleur à la paroi à l'écart entre la température de paroi et la température du lit (extrapolation à la paroi, Fig. I-21) :

$$j_{paroi} = h_{paroi}\left(T_{paroi} - \langle T \rangle\right) \qquad \textbf{(I-72)}$$

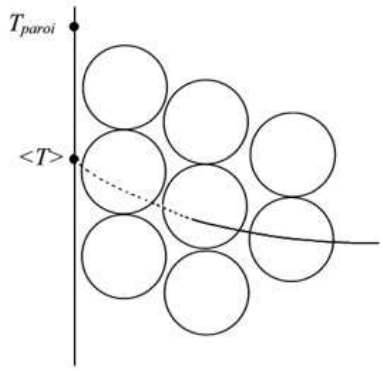


Figure I-21 : **Coefficient de transfert de chaleur entre la paroi et le fluide**

Li et Finlayson (1977), en se basant sur les résultats expérimentaux de Yagi et Wakao (1959), ont proposé la corrélation suivante pour le coefficient de transfert convectif à la paroi pour un empilement désordonné de sphères (Pr =0.71) :

$$\frac{h_{paroi} D}{k_f} = 0.17\, Re^{0.79} \qquad \textbf{(I-73)}$$

Cette corrélation est valable pour $20 \leq Re \leq 7600$ et $0.05 \leq D/D_T \leq 0.3$ ($Re = uD/\nu$; D_T est le diamètre de la colonne).

B. Modèles à deux températures

Quand l'écart de température entre les phases devient significatif devant les variations spatiales de température (d'une des deux phases) à l'échelle macroscopique (ou même à l'échelle d'un volume élémentaire représentatif), il est préférable d'utiliser un modèle à deux températures (une température pour chaque phase). Ceci est notamment le cas en régime transitoire lorsque la phase solide est chauffée ou refroidie par la phase fluide.

Dans ce type de modèle on considère que localement, les phases solides et fluides possèdent des températures distinctes. Chaque phase est caractérisée par une conductivité thermique effective appropriée. On introduit par ailleurs différents couplages thermiques entre les phases.

Le modèle le plus simple introduit un couplage thermique entre les phases de façon empirique, par le biais d'un paramètre h_{sf} appelé coefficient de transfert convectif à l'interface (solide-fluide).

Le couplage des équations d'énergie des deux phases a été formulé (à l'aide des techniques d'homogénéisation) par différents auteurs dont Carbonell et Whitaker (1984), Zanotti et Carbonell (1984) et Quintard et *al.*(1997). Nous n'abordons ici que le cas d'un transfert de chaleur en régime transitoire avec un écoulement stationnaire monophasique.

L'équation d'énergie pour chaque phase (solide et fluide) peut être écrite de la façon suivante :

$$\frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial t} + \vec{u}_{ff} \cdot \vec{\nabla} \langle T \rangle^f + \vec{u}_{fs} \cdot \vec{\nabla} \langle T \rangle^s = \vec{\nabla} \cdot \boldsymbol{D}_{ff} \cdot \vec{\nabla} \langle T \rangle^f + \vec{\nabla} \cdot \boldsymbol{D}_{fs} \cdot \vec{\nabla} \langle T \rangle^s + \frac{A_{sf}}{V_f (\rho Cp)_f} h_{sf} \left(\langle T \rangle^s - \langle T \rangle^f \right) \quad \textbf{(I-74)}$$

$$\frac{\partial \langle T \rangle^s}{\partial t} + \vec{u}_{sf} \cdot \vec{\nabla} \langle T \rangle^f + \vec{u}_{ss} \cdot \vec{\nabla} \langle T \rangle^s = \vec{\nabla} \cdot \boldsymbol{D}_{sf} \cdot \vec{\nabla} \langle T \rangle^f + \vec{\nabla} \cdot \boldsymbol{D}_{ss} \cdot \vec{\nabla} \langle T \rangle^s + \frac{A_{sf}}{V_s (\rho Cp)_s} h_{sf} \left(\langle T \rangle^f - \langle T \rangle^s \right) \quad \textbf{(I-75)}$$

où A_{sf} est l'interface entre la phase solide et la phase fluide.

Des tenseurs de diffusion thermique totale $\boldsymbol{D_{ff}}$, $\boldsymbol{D_{ss}}$, $\boldsymbol{D_{fs}}$ et $\boldsymbol{D_{sf}}$ et le coefficient de transfert convectif à l'interface h_{sf} sont introduits. Ces tenseurs de diffusion thermique totale incluent à la fois les tenseurs de la diffusion thermique effective (fluide stagnant) et les tenseurs de dispersion hydrodynamique. Différentes vitesses apparaissent, $\vec{u}_{ff}$ est assez directement lié à la vitesse de filtration $\vec{u}$, les autres vitesses étant plus difficile à interpréter.

Les coefficients dans les équations I-74 et I-75 ont été calculés pour différentes géométries par Quintard et *al.*(1997).

On note la similitude de certains termes de ces équations avec celle du modèle simple de transfert en parallèle (Eq. I-54 et I-55) qui peuvent se réécrire :

$$\frac{\partial \langle T \rangle^s}{\partial t} + 0 + 0 = 0 + \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{k_s}{(\rho Cp)_s} \vec{\nabla} \langle T \rangle^s \right) + 0 \quad \textbf{(I-76)}$$

$$\frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial t} + \frac{\vec{u}}{\varepsilon} \cdot \vec{\nabla} \langle T \rangle^f + 0 = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{k_f}{(\rho Cp)_f} \vec{\nabla} \langle T \rangle^f \right) + 0 + 0 \quad \textbf{(I-77)}$$

Wakao et Kaguei (1982) présentent un historique sur le développement des équations d'énergie pour les modèles à deux températures. Nous détaillons ici trois de ces modèles (Fig. I-22) dans le cas d'un écoulement unidirectionnel (selon (ox)).

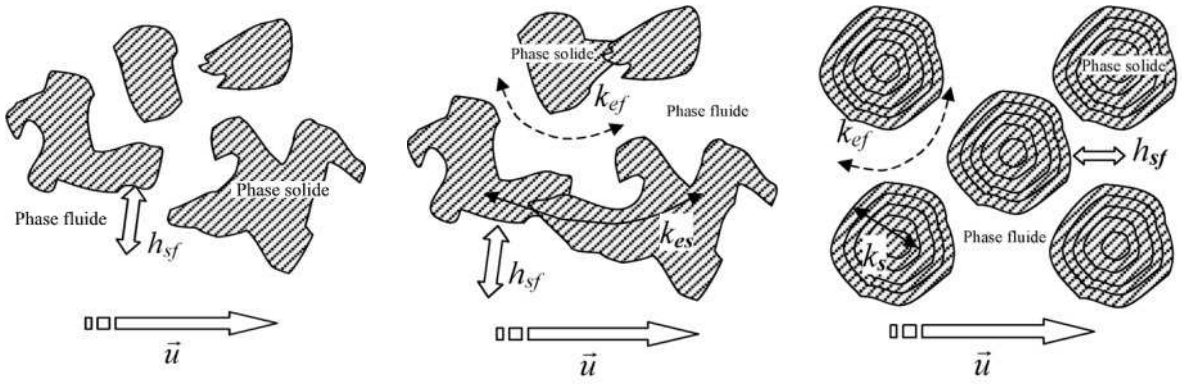


Figure I-22 : schémas des modèles à deux températures (a) Modèle de Schumann, (b) Modèle à phase solide continue, (c) Modèle considérant des particules dispersées

B-1. Modèle de Schumann

C'est le modèle le plus simple et le moins précis (Fig. I-22-a), il suppose un écoulement du fluide de type piston et considère qu'il n'y a pas de résistance à la conduction dans la phase solide (pas de gradient de température au sein d'une particule). Les équations d'énergie respectivement pour la phase fluide et la phase solide sont alors données par :

$$\frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial t} + \frac{u}{\varepsilon}\frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial x} = \frac{h_{sf} A_0}{\varepsilon(\rho Cp)_f}\left(\langle T \rangle^s - \langle T \rangle^f\right) \quad \textbf{(I-78)}$$

$$\frac{\partial \langle T \rangle^s}{\partial t} = -\frac{h_{sf} A_0}{(1-\varepsilon)(\rho Cp)_s}\left(\langle T \rangle^s - \langle T \rangle^f\right) \quad \textbf{(I-79)}$$

où $A_0 = A_{fs}/V$ est la surface spécifique.

Le modèle ne tient compte ni de la conduction (dans aucune des deux phases) ni de la dispersion. Il est valable uniquement en régime transitoire.

B-2. Modèle à phase solide continue (Continuous solid model)

Ce modèle tient compte de la conduction (axiale) dans les deux phases (Fig. I-22-b). Il fait apparaître deux paramètres : conductivités thermiques effectives de la phase fluide k_{ef} et de la phase solide k_{es}.

$$\frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial t} + \frac{u}{\varepsilon}\frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial x} = \frac{k_{ef}}{\varepsilon(\rho Cp)_f}\frac{\partial^2 \langle T \rangle^f}{\partial x^2} + \frac{h_{sf} A_0}{\varepsilon(\rho Cp)_f}\left(\langle T \rangle^s - \langle T \rangle^f\right) \quad \textbf{(I-80)}$$

$$\frac{\partial \langle T \rangle^s}{\partial t} = \frac{k_{es}}{(1-\varepsilon)(\rho Cp)_s}\frac{\partial^2 \langle T \rangle^s}{\partial x^2} - \frac{h_{sf} A_0}{(1-\varepsilon)(\rho Cp)_s}\left(\langle T \rangle^s - \langle T \rangle^f\right) \quad \textbf{(I-81)}$$

La dispersion dans la phase fluide peut éventuellement être intégrée dans k_{ef}. Le modèle considère qu'il n'y a pas de gradient de température dans les particules. Les paramètres k_{es}, k_{ef} et h_{sf} sont déterminés expérimentalement.

B-3. Modèle considérant des particules dispersées (Dispersed particles based model)

Ce modèle tient compte de la conduction et de la dispersion dans la phase fluide (Fig. I-22-c). Il ne tient pas compte de la conduction entre les particules (il n'apparaît pas de conductivité effectives de la phase solide k_{es}) mais il intègre la conduction au sein des particules (qui fait intervenir la conductivité du matériau de la phase solide k_s). On considère pour cela un gradient radial de température au sein des particules (supposées sphériques).

$$\frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial t} + \frac{u}{\varepsilon}\frac{\partial \langle T \rangle^f}{\partial x} = \frac{k_{ef}}{\varepsilon(\rho Cp)_f}\frac{\partial^2 \langle T \rangle^f}{\partial x^2} + \frac{h_{sf} A_0}{\varepsilon(\rho Cp)_f}\left(T_{sf} - \langle T \rangle^f\right) \qquad \textbf{(I-82)}$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{k_s}{(\rho Cp)_s}\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial T_s}{\partial r}\right) \qquad \textbf{(I-83)}$$

$$-k_s \left.\frac{\partial T_s}{\partial r}\right|_{r=R} = h_{sf}\left(T_{sf} - \langle T \rangle^f\right) \qquad \textbf{(I-84)}$$

où $T_{sf} = T_s$ (température du solide) sur A_{sf}.

Ce modèle semble le mieux adapté pour décrire les écoulements dans des réfrigérateurs ménager chargé de produits. Cependant, il ne tient pas en compte la conduction et de rayonnement entre les produits.

B-4. Coefficient de transfert particule-fluide h_{sf}

Wakao et Kaguei (1982) ont examiné les résultats expérimentaux (mesure de différentes températures dans des lits fixes) de plusieurs auteurs (en régime stationnaire et en régime transitoire) pour évaluer la valeur de h_{sf}. Ils ont proposé une corrélation pour la valeur de h_{sf} dans le cas d'un empilement désordonné de sphères :

$$Nu = \frac{h_{sf} D}{k_f} = 1.1 Re^{0.6} Pr^{1/3} + 2 \qquad \textbf{(I-85)}$$

Pour des particules sphériques, $Re = uD/\nu$

Pour des nombres de *Re* très faibles, le transfert par conduction est dominant, le nombre de Nusselt tend alors vers une valeur constante que les auteurs supposent égale à la valeur théorique pour une sphère isolée ($Nu = 2$).

Il faut noter que la mesure de h_{sf} devient plus difficile et l'expérimentation moins précise quand *Re* est très faible. La figure I-23 montre les résultats expérimentaux donnés par plusieurs sources et la corrélation proposée par Wakao et Kaguei (1982).

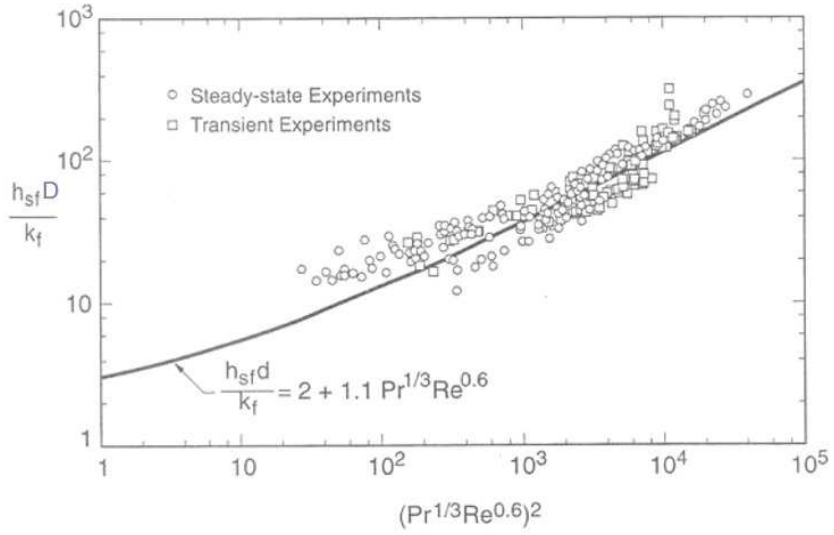


Figure I-23 : Corrélation proposée par Wakao et Kaguei (1982) à partir de différents résultats expérimentaux pour l'estimation de h_{sf} (en régime stationnaire et transitoire)

A noter que nous n'avons pas trouvé de corrélation portant sur les transferts entre une paroi délimitant un milieu poreux et le fluide dans le cadre des modèles à deux températures.

I-4-3. Convection naturelle en milieu poreux

A. Convection externe

On s'intéresse dans cette partie à la convection naturelle autour d'un objet chauffé (plaque, cylindre ou sphère) immergé dans un milieu poreux.

De même qu'en milieu libre, il existe pour les milieux poreux des corrélations permettant de prédire les transferts thermiques (caractérisé par un nombre de Nusselt) en fonction des écarts de température (caractérisés par un nombre de Rayleigh) et de la géométrie. On utilise dans ce cas une diffusivité thermique moyenne α_m et un nombre de Rayleigh modifié (basé sur la longueur caractéristique L et la perméabilité K du milieu poreux) définis comme suit :

$$\alpha_m = \frac{k_m}{(1-\varepsilon)(\rho Cp)_s + \varepsilon(\rho Cp)_f} \qquad \textbf{(I-86)}$$

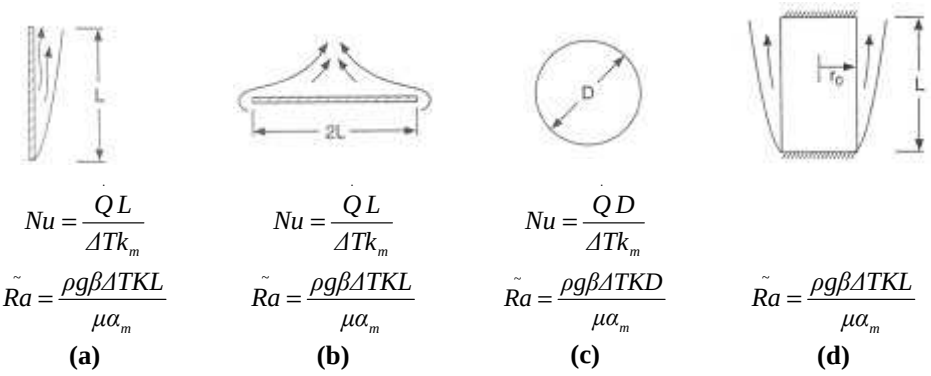
$$\widetilde{Ra} = Ra \times Da = \frac{\rho g \beta \Delta T L^3}{\mu \alpha_m} \times \frac{K}{L^2} = \frac{\rho g \beta \Delta T K L}{\mu \alpha_m} \qquad \textbf{(I-87)}$$

k_m est la conductivité moyenne, [W m^{-1} K^{-1}]
K est la perméabilité du milieu poreux, [m^{-2}]
Da est la constante de Darcy, $Da = K/L^2$

Le tableau I-6 présente quelques-unes de ces corrélations.

Tableau I-6 : Transfert de chaleur par convection naturelle externe dans un milieu poreux

Configuration	Corrélation	Validation expérimentale	Références
Plaque verticale isotherme (Fig. I-24-a)	$Nu = 0.89\tilde{Ra}^{1/2}$	$1<\check{R}a<10^2$ polyuréthane de 0.98 de diamètre et de 0.4 à 4 pores par millimètre	Cheng et Minkowycz (1977)
Plaque horizontale isotherme chauffée sur la face supérieure (Fig. I-24-b)	$Nu = 1.26\tilde{Ra}^{1/2}$	Pas de validation expérimentale	Cheng et Chang (1976)
Cylindre horizontal isotherme (Fig. I-24-c)	$Nu = 0.565\tilde{Ra}^{1/2}$	$5<\check{R}a<10^2$	Fand et *al.* (1986)
Sphère isotherme (Fig. I-24-c)	$Nu = 0.362\tilde{Ra}^{1/2}$	Pas de validation expérimentale	Cheng (1985)
Cylindre vertical avec des extrémités adiabatiques (Fig. I-24-d)	$\frac{q_c}{q_p} = 1 + 0.26\zeta_L$ [⊗] $\zeta_L = \frac{2L}{r_0\,\tilde{Ra}^{1/2}}$	Pas de validation expérimentale	Minkowycz et Cheng (1976)



$Nu = \frac{\dot{Q}\,L}{\Delta T k_m}$ $\tilde{Ra} = \frac{\rho g \beta \Delta T K L}{\mu \alpha_m}$ **(a)**

$Nu = \frac{\dot{Q}\,L}{\Delta T k_m}$ $\tilde{Ra} = \frac{\rho g \beta \Delta T K L}{\mu \alpha_m}$ **(b)**

$Nu = \frac{\dot{Q}\,D}{\Delta T k_m}$ $\tilde{Ra} = \frac{\rho g \beta \Delta T K D}{\mu \alpha_m}$ **(c)**

$\tilde{Ra} = \frac{\rho g \beta \Delta T K L}{\mu \alpha_m}$ **(d)**

Figure I-24 : Transfert de chaleur par convection naturelle externe dans un milieu poreux (a) Plaque verticale isotherme ; (b) Plaque horizontale isotherme chauffée sur la face supérieure ; (c) Cylindre horizontal isotherme ; (a) Cylindre vertical avec des extrémités adiabatiques

B. Convection interne

Plusieurs synthèses sur les transferts thermiques en convection naturelle dans une cavité remplie d'un milieu poreux ont été réalisées : Nield et Bejan (1992), Carbonell et Whitaker (1984), Cheng (1978), Kaviany (1991) et Oosthuizen (1998). Selon ces auteurs, quand le nombre de Rayleigh modifié ($\tilde{Ra}$) est inférieur à une valeur critique $\tilde{Ra}_c$, le transfert est principalement par conduction. Quand $\tilde{Ra} > \tilde{Ra}_c$, l'écoulement d'air entraîne des transferts par convection non négligeables.

L'écoulement d'air dans une cavité remplie d'un milieu poreux est en général laminaire, Un écoulement circulaire, similaire à celui observé dans une cavité vide apparaît. Celui-ci a

[⊗] q_c : flux de chaleur sur le cylindre ; q_p : flux de chaleur pour une plaque verticale de même hauteur et de même surface que le cylindre.

lieu principalement dans la couche limite le long des parois et la vitesse est beaucoup plus faible au centre de la cavité (Fig. I-25).

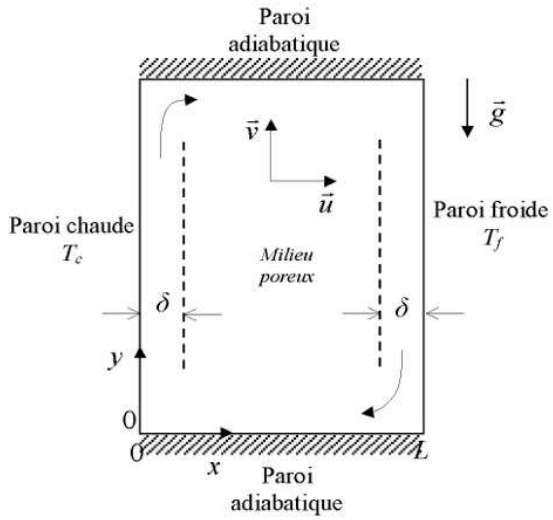


Figure I-25 : Couche limite dans une cavité remplie de milieu poreux et chauffée différentiellement sur les côtés, d'après Nield et Bejan (1992)

Le tableau I-7 présente quelques corrélations concernant le transfert de chaleur par convection naturelle interne dans un milieu poreux contenu dans une cavité (l'une des faces de cette cavité étant chauffée, la face opposée étant refroidie).

Tableau I-7 : Transfert de chaleur par convection naturelle interne dans un milieu poreux

Configuration	Corrélation	Validation expérimentale	Références
Couche de milieu poreux horizontale chauffée de dessous (Fig. I-26-a)	$Nu = \left[1, \frac{\tilde{Ra}}{40}\right]_{max}$	Eparpillement de données expérimentales	Elder (1967)
Cavité rectangulaire différentiellement chauffée (Fig. I-26-b)	(Fig. I-27)	$0.1<A<30$ A : rapport de forme ; $A=H/d$	Benjan (1979)

$Nu = \frac{\dot{Q} H}{\Delta T k_m}$; $\tilde{Ra} = \frac{\rho g \beta \Delta T K H}{\mu \alpha_m}$ **(a)**

$Nu = \frac{\dot{Q} d}{\Delta T k_m}$; $A = \frac{H}{d}$; $\tilde{Ra} = \frac{\rho g \beta \Delta T K d}{\mu \alpha_m}$ **(b)**

Figure I-26 : Transfert de chaleur par convection naturelle interne dans un milieu poreux ; (a) Couche de milieu poreux horizontale chauffée de dessous ; (b) Cavité rectangulaire, chauffée du côté

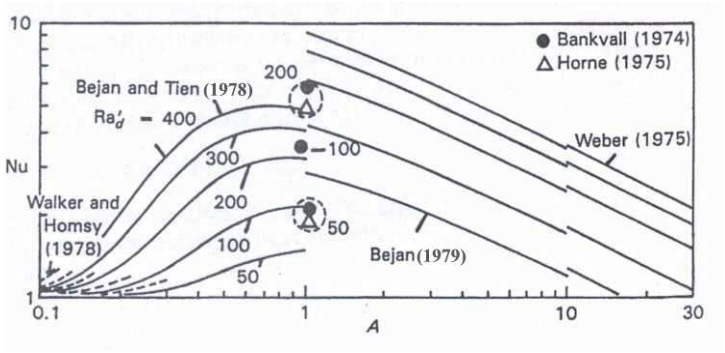


Figure I-27 : Corrélations proposées pour calculer le transfert de chaleur dans une cavité remplie de milieu poreux, d'après Bejan (1979)

I-5. Conclusion

Dans le cas d'un réfrigérateur rempli de produits, les produits sont refroidis grâce, à la fois, à la convection naturelle, au rayonnement entre les parois internes du réfrigérateur et la surface des produits, à la conduction et au rayonnement entre les produits.

La littérature concernant les transferts thermiques dans les milieux poreux et les lits fixes fait apparaître plusieurs approches pour tenir compte des différents modes de transferts thermiques : conduction, convection et rayonnement. Par ailleurs, on distingue les modèles à une température qui considèrent un équilibre local entre le produit et l'air et les modèles à deux températures qui considèrent que chaque phase est représentée par une température. Le modèle considérant des particules dispersées semble le plus adapté à notre situation mais il ne tient pas compte du rayonnement et de la conduction entre particules.

Une des caractéristiques des transferts par convection naturelle est que les vitesses sont faibles et que les différents modes d'échanges peuvent être du même ordre de grandeur. C'est pourquoi dans la première partie de la thèse, nous nous sommes intéressés aux transferts thermiques au sein d'un empilement de produits traversé par un flux d'air à faible vitesse (u < 0.2 m s^{-1}) en tenant compte à la fois de la convection avec l'air et des effets de rayonnement et de conduction entre produits.

Dans la deuxième partie de la thèse, nous nous sommes intéressés à la convection naturelle dans les enceintes remplies ou non d'empilement d'objets. Avant d'aborder les géométries complexes que l'on rencontre pour des produits alimentaires dans un réfrigérateur réel, nous avons étudié expérimentalement et numériquement le cas d'empilements réguliers de sphères placées dans une enceinte parallélépipédique dont une face verticale est refroidie et les autres échangent de la chaleur avec l'extérieur.

Chapitre II

Matériels et Méthodes

II. Matériels et Méthodes

La thématique générale de recherche dans laquelle s'inscrit ce travail est celle des écoulements et des transferts au sein d'empilements de produits alimentaires. L'application visée ici est celle des produits stockés dans un réfrigérateur ménager à froid statique (non ventilé). Dans ce cas, les écoulements d'air, qui se font par convection naturelle, sont couplés aux transferts au niveau des parois du réfrigérateur et de la surface des produits (ceux ci ayant généralement une géométrie très complexe).

Devant la multiplicité des facteurs d'influence (dimension du réfrigérateur, taille – position et arrangement des produits, niveaux de température initiaux et aux limites…), nous avons choisi d'analyser d'abord les transferts dans un empilement de produits dans une situation plus simple : en convection forcée, mais dans des conditions proches de celle rencontrées dans un réfrigérateur, c'est à dire à faible vitesse d'air. En effet, en première approche, on peut considérer que dans un réfrigérateur (même vide- Fig. II-1-a) s'établit une convection naturelle entre la paroi froide (évaporateur) et les autres parois et que l'écoulement ainsi généré traverse les empilements de produits à faible vitesse (Fig. II-1-b).

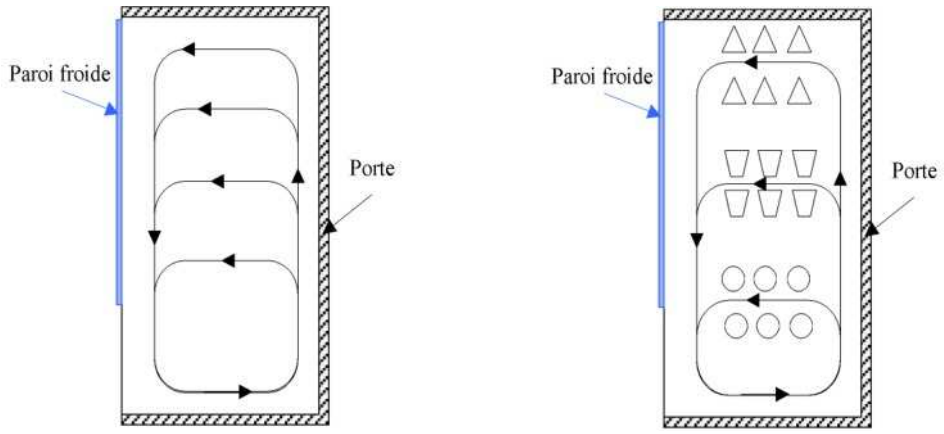


Figure II-1 : Convection naturelle dans un réfrigérateur ménager, (a) Cas d'un réfrigérateur vide ; (b) cas d'un réfrigérateur chargé d'empilement d'objets

Ensuite, nous avons étudié les transferts dans une maquette de réfrigérateur ménager à l'échelle 1. Cette étude nous a permis de dresser une cartographie de température et de vitesse dans le cas de la maquette vide, le cas de la maquette remplie avec des produits inertes thermiquement (il s'agit de quatre blocs de sphères creuses en PVC) et le cas de la maquette chargée avec des produits échangeant de la chaleur.

II-1. Caractérisation expérimentale des différents modes d'échange dans un empilement ordonné de sphères à faible vitesse d'air

La première partie de la thèse vise à apporter des éléments pour expliquer et quantifier l'effet de différents facteurs (vitesse, position, écart de température) sur les transferts

thermiques lors d'un refroidissement d'un empilement de produits. Ce refroidissement est effectué en convection forcée (à faible vitesse d'air, $u < 0.2$ m s^{-1}) tout en tenant compte de l'effet du rayonnement et de la conduction entre produits.

Le cas d'un écoulement unidirectionnel dans un empilement régulier de sphères a été traité. Pour cela, nous avons mis au point un dispositif expérimental qui permet de caractériser, dans différentes conditions, la perte de charge dans l'empilement, les transferts convectifs, conductifs et radiatifs au niveau des sphères et des parois de la conduite.

II-1-1. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est composé d'une veine de soufflage en PVC de section carrée (dimension interne largeur×profondeur×hauteur : 19cm×19cm×64cm) pouvant contenir de 1 à 10 rangées de 5×5 sphères creuses en celluloïd (balles de ping-pong) de 38 mm de diamètre en arrangement cubique régulier (Fig. II-2). L'ensemble du dispositif est installé dans une cellule à température contrôlée (maintenue à une température de 20°C±0.2°C). Un capteur de pression différentielle (Differential Pressure Transmitter Model FCO352) permet de mesurer la perte de charge dans l'empilement avec une précision de ± 0.25%. Le débit d'air est mesuré sur le conduit d'aspiration au moyen d'une sonde Annubar reliée à un manomètre. On en déduit ensuite la vitesse débitante de l'air (vitesse à l'amont de l'empilement- Annexe II-1).

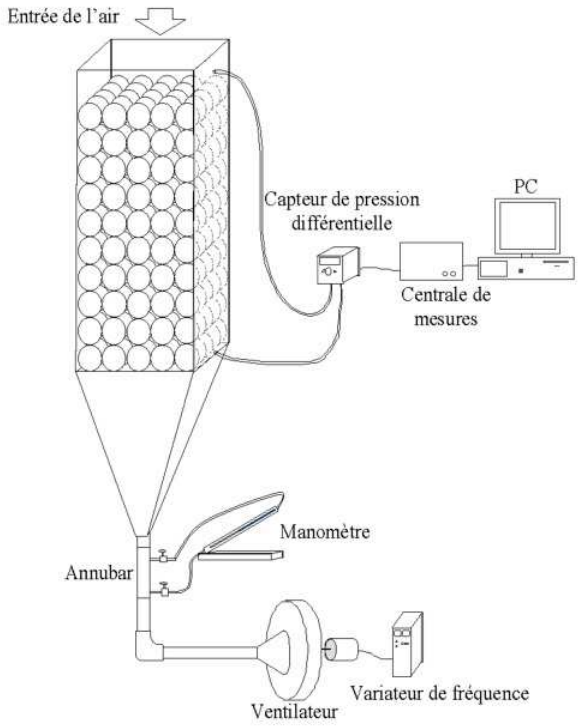


Figure II-2 : Schéma du dispositif expérimental

La vitesse à l'entrée de l'empilement est régulée à l'aide d'un variateur de fréquence (ALSTON type ALSPA MV500) qui alimente le ventilateur. La gamme de vitesse utilisée varie de 0.03 à 0.20 m/s dans la section carrée de la caisse en PVC.

La précision de la mesure de la vitesse est estimée à ± 10% pour u =0.03 m s^{-1} et ±1% pour u = 0.20 m s^{-1}.

La température de l'air en amont de l'empilement est mesurée à l'aide de thermocouples de type T préalablement étalonnés dont la précision est estimée à ± 0.2°C. Tous les instruments de mesure sont reliés à une centrale de mesure de type FLUKE HELIOS I.

II-1-2. Méthodes

A. Caractérisation de la perte de charge dans l'empilement

Un bilan de conservation de la quantité de mouvement dans l'empilement de sphères étudié nous permet de dresser l'équation II-1 qui tient compte à la fois l'équation proposée par Forchheimer (1901) (Eq. I-46) et celle proposé par Iramay (1958) (Eq. I-49 et I-50) en introduisant l'approximation de Boussinesq (Eq. I-5 et I-6) :

$$\vec{\nabla} p = -C_1^* \frac{(1-\varepsilon)^2}{D^2 \varepsilon^3} \mu \vec{u} - C_2^* \frac{(1-\varepsilon)}{D\varepsilon^3} \rho |\vec{u}| \vec{u} - \rho_0 \beta (T_{air} - T_0) \vec{g} \qquad \textbf{(II-1)}$$

p : pression motrice, [Pa]

μ : viscosité dynamique, [Pa s]

ρ : masse volumique de l'air à la température T_{air}, [kg m^{-3}]

ρ_0: masse volumique de l'air à la température de référence T_0, [kg m^{-3}]

β: coefficient d'expansion thermique à la température de référence T_0, [K-1]

ε : porosité de l'empilement.

Notons que les coefficients C_1^* et C_2^* sont des facteurs dépendant de la forme des particules, à déterminer par voie expérimentale. Ces coefficients sont liés respectivement aux frottements visqueux (terme de Darcy) et aux frottements turbulents et aux changements de direction de l'air (terme de Forchheimer).

L'arrangement des sphères dans le dispositif expérimental est un arrangement cubique régulier (cube contenant une sphère ; ε =0.476).

En négligeant les forces dues à la gravité (T_{air} = T_0) ; la projection de l'équation II-1 suivant la verticale s'écrit :

$$-\frac{\Delta p}{H} = C_1^* \frac{(1-\varepsilon)^2}{D^2 \varepsilon^3} \mu u + C_2^* \frac{(1-\varepsilon)}{D\varepsilon^3} \rho u^2 \qquad \textbf{(II-2)}$$

H : hauteur occupée par les sphères ; ($H = n\ D$ avec n : nombre de rangées et D : diamètre des balles)

Les coefficients C_1^* et C_2^* ont été déterminés en mesurant la perte de charge dans l'empilement pour différentes vitesses d'air (la vitesse de l'air varie de 0.03 m s^{-1} à 0.18 m s^{-1}) et pour différents nombres de rangées constituant l'empilement (le nombre de rangée varie de 1 à 10).

B. Caractérisation des différents modes de transfert au sein de l'empilement

Les transferts thermiques sont estimés en régime permanent à l'aide de sphères en laiton instrumentées d'un thermocouple de type T et pouvant être chauffées par une résistance électrique (Fig. II-3) qui sont introduites dans l'empilement à différentes positions.

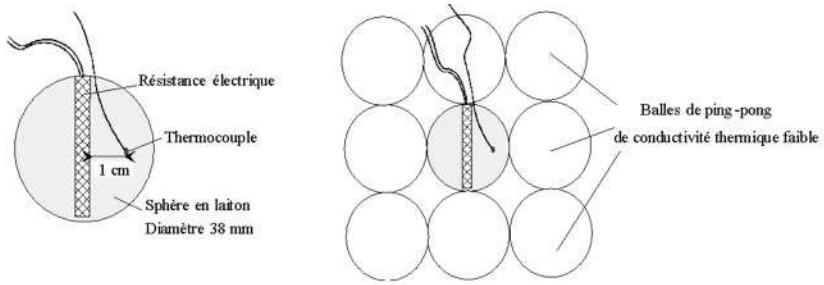


Figure II-3 : Schéma du capteur sphérique utilisé pour la mesure du coefficient de transfert thermique

Les échanges par convection, par rayonnement et/ou par conduction ont été quantifiés en utilisant des sphères de différentes natures :

- Sphère creuse en celluloïd blanc (très faible conductivité) **(**Fig. II-4-a**)**
- Sphère creuse en celluloïd, peinte en noir mat (très faible conductivité, forte émissivité) (Fig. II-4-b)
- Sphère en laiton chromée (forte conductivité, faible émissivité ; ε_r = 0.12) (Fig. II-4-c)
- Sphère en laiton peinte en noir mat (forte conductivité, forte émissivité ; ε_r =0.97) (Fig. II-4-d)

L'émissivité de la sphère en laiton chromée ainsi que celle de la sphère en laiton peinte en noir mat ont été mesurées à l'aide d'une caméra Infra-Rouge. Le principe de cette détermination est présenté en Annexe II-2.

Des expériences ont été réalisées dans quatre configurations pour distinguer l'effet des différents modes de transfert (Fig. II-5) :

- Caractériser la convection seule : en introduisant une sphère chauffée en laiton chromée (faible émissivité) au milieu d'un empilement de sphères creuses en celluloïd blanc (Fig. II-5-a).
- Caractériser la convection et la conduction en introduisant dans l'empilement de sphères creuses en celluloïd blanc, une sphère en laiton chromée chauffée en contact ponctuel avec une autre sphère en laiton chromée (non chauffée), cette dernière étant simplement équipée d'un thermocouple à cœur (Fig. II-5-b).
- Caractériser la convection et le rayonnement en introduisant une sphère en laiton chauffée et peinte en noire (forte émissivité) dans un empilement de sphères creuses en celluloïd peintes en noir (Fig. II-5-c).

- Caractériser la convection, la conduction et le rayonnement en introduisant au milieu d'un empilement de sphères creuses en celluloïd peintes en noire, deux sphères en laiton peintes en noir, en contact ponctuel, l'une étant chauffée et l'autre étant seulement équipée d'un thermocouple à cœur (Fig. II-5-d).

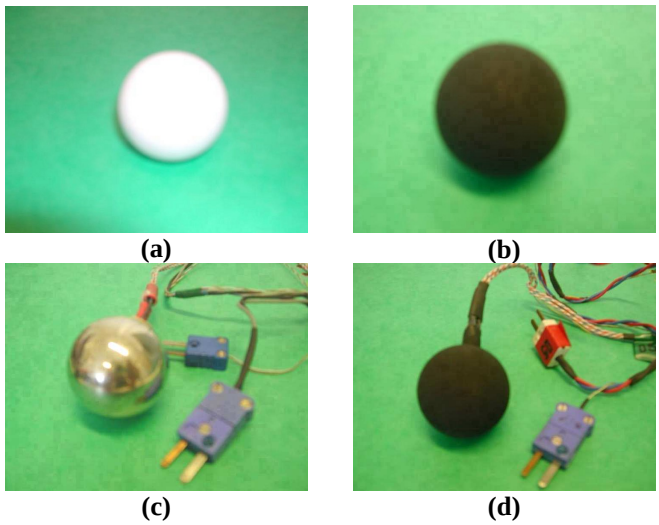


Figure II-4 : Photos des différentes sphères utilisées (∅ = 38 mm) ; (a) Sphère creuse en celluloïd blanc ; (b) Sphère creuse en celluloïd peinte en noir mat ; (c) Sphère en laiton chromée ; (d) Sphère en laiton peinte en noir mat

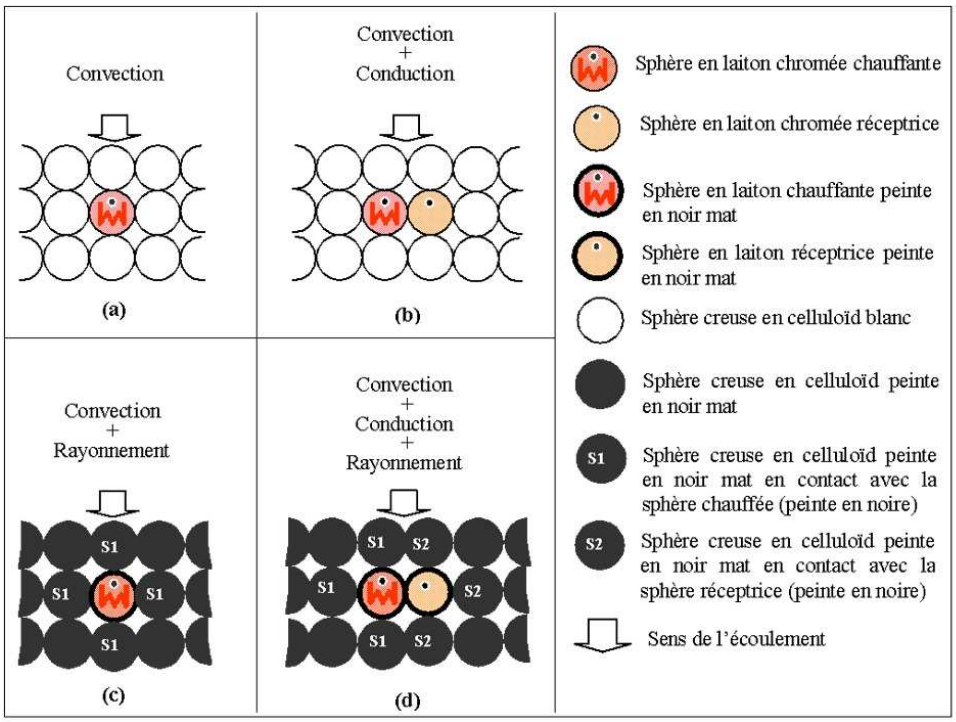


Figure II-5 : Schéma des différentes expériences pour la quantification de la convection, la conduction et le rayonnement

Il faut noter que les quatre séries d'expériences ont été réalisées dans les mêmes conditions, soit avec une vitesse débitante d'air à l'entrée de l'empilement fixée à 0.11 m s^{-1} et avec une sphère chauffée placée au milieu de la $5^{ème}$ rangée de l'empilement de sphères

creuses en celluloïd qui compte 10 rangées de 5×5 sphères (Fig. II-6). Par ailleurs, la puissance de chauffage a été ajustée de sorte que la différence de température entre la sphère chauffée et l'air (en amont) soit toujours de 15°C ± 0.2°C.

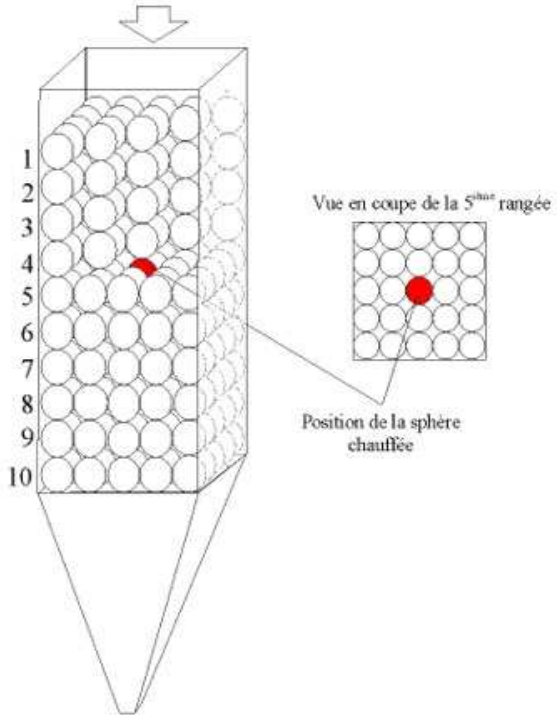


Figure II-6 : Schéma de la position de la sphère chauffée dans l'empilement

Ensuite, nous avons étudié l'influence des paramètres opératoires sur le coefficient de transfert de chaleur par convection seule (en utilisant la sphère en laiton chromée et un empilement de sphères creuses en celluloïd). Trois paramètres ont été étudiés :

- Influence de l'écart de température entre la sphère chauffée et l'air : En jouant sur la puissance de chauffage, on fait varier la différence de température entre la sphère chauffée et l'air (ΔT variant entre 2.3°C et 43.1°C). La sphère chauffée est placée au milieu de la 5ème rangée de l'empilement et la vitesse de l'air débitante est fixée à 0.11 m s^{-1}.
- Influence de la vitesse de l'air à l'entrée de l'empilement : l'expérience consiste à faire varier la vitesse de l'air à l'aide du variateur de fréquence (u variant entre 0.03 m s^{-1} et 0.18 m s^{-1}). La sphère chauffée est placée au milieu de la 5ème rangée de l'empilement (Fig. II-6) et la différence de température entre la sphère chauffée et l'air (en amont) est fixée à 15°C ± 0.2°C.
- Influence de la position de la sphère chauffée dans l'empilement : l'expérience consiste à faire varier la position de la sphère chauffée dans l'empilement (le rang varie de 1 à 10 mais la sphère est toujours placée au centre de sa rangée). La vitesse débitante d'air est fixée à 0.11 m s^{-1} et la différence de température entre la sphère chauffée et l'air est fixée à 15°C ± 0.2°C.

B-1. Caractérisations de la convection

Le coefficient de transfert convectif est mesuré en stationnaire (Alvarez et Flick (1999)) en négligeant le terme de conduction avec les sphères voisines (les sphères voisines étant des sphères creuses en celluloïd de conductivité thermique faible) et le rayonnement (la sphère chauffante en laiton chromé ayant une faible émissivité) (Fig. II-5-a).

La température de la sphère chauffée peut être considérée comme homogène. En effet la conductivité thermique du laiton est grande (k_{laiton} = 126 $Wm^{-1}K^{-1}$) et le coefficient de transfert convectif n'excède pas 14 $Wm^{-2}K^{-1}$ dans nos expériences, ceci conduit à un nombre de Biot toujours inférieur à $2\ 10^{-3}$.

Le coefficient de transfert convectif est défini par l'équation suivante :

$$h = \frac{\dot{Q}}{A(T_{s.c} - T_{air})} \qquad \textbf{(II-3)}$$

avec

$$\dot{Q} = \frac{U^2}{R_c} \qquad \textbf{(II-4)}$$

$\dot{Q}$: puissance de chauffage, [W]

A : surface d'échange, [m^2]

T_{air} : température de l'air, [°C]

$T_{S.C}$: température de la sphère chauffée, [°C]

U : tension de chauffage, [V]

R_c : résistance chauffante, [Ω]

B-2. Caractérisations de la convection et de la conduction

Le bilan thermique en régime permanent pour la sphère chauffée et la sphère réceptrice (toutes deux en laiton chromé et ayant donc une emissivité faible- Fig. II-5-b) s'écrit :

Pour la sphère chauffée :

$$\dot{Q} + hA(T_{air} - T_{S.C}) + C(T_{S.R} - T_{S.C}) = 0 \qquad \textbf{(II-5)}$$

Pour la sphère réceptrice :

$$hA(T_{air} - T_{S.R}) + C(T_{S.C} - T_{S.R}) = 0 \qquad \textbf{(II-6)}$$

où C est la conductance de contact entre les deux sphères [WK^{-1}], $T_{S.R}$ est la température de la sphère réceptrice [°C].

On peut déduire ainsi h et C à partir des valeurs expérimentales de $\dot{Q}$, $T_{S.C}$, $T_{S.R}$ et T_{air}

Les expériences décrites précédemment permettent de quantifier les échanges par conduction entre deux sphères en laiton dont la conductivité thermique (k_{laiton} = 126 $Wm^{-1}K^{-1}$) est très importante par rapport aux produits alimentaires ($k_{aliment} \approx 0.5$ $Wm^{-1}K^{-1}$).

Il n'a pas été possible d'utiliser une sphère en gel chauffante (nombre de Biot trop grand, le gel représentant un produit alimentaire composé principalement d'eau). La conductance entre deux sphères en gel a pu être obtenue de façon indirecte (§ Chapitre IV. Résultats et discussions). A partir d'expériences complémentaires (Tableau II-1**)** en utilisant des sphères de différentes conductivités :

- Aluminium ($k_{aluminium}$ = 230 $Wm^{-1}K^{-1}$),
- Inox (k_{inox} = 15 $Wm^{-1}K^{-1}$),
- Gel aqueux de gélatine (composée de 96% d'eau et de 4% de FlenogenM53, $k_{gel} \approx 0.5$ $Wm^{-1}K^{-1}$).

Tableau II-1 : Différent type de sphères utilisées pour l'identification de la conductance entre deux sphères en fonction de la conductivité du matériau

cas	Sphère chauffante ($T_{S.C}$)	Sphère réceptrice ($T_{S.R}$)
a	Aluminium	Aluminium
b	Inox	Inox
c	Aluminium	Inox
d	Aluminium	Gel

B-3. Caractérisations de la convection et du rayonnement

En tenant compte du phénomène de rayonnement, le bilan thermique en régime permanent pour la sphère chauffée (peinte en noire) entourée de sphères creuses en celluloïd (peintes en noire - Fig. II-5-c), s'écrit :

$$\dot{Q} + hA\left(T_{air} - T_{S.C}\right) + 6C'\left(T_{S.1} - T_{S.C}\right) = 0 \qquad \textbf{(II-7)}$$

$T_{S.1}$: température de la sphère creuse en celluloïd en contact avec la sphère chauffée, [°C].

Le coefficient *C'* représente ici la conductance équivalente correspondant à l'échange par rayonnement entre la sphère chauffée et une de ces voisines. On considère ici que la sphère chauffée échange par rayonnement uniquement avec les 6 sphères voisines immédiates (le dispositif expérimental étant tridimensionnel). A priori, l'échange par rayonnement est proportionnel à $\left(T_{S.1}^4 - T_{S.C}^4\right)$ mais comme l'écart de température est faible devant la température absolue, une linéarisation est possible.

Le bilan sur une sphère creuse en celluloïd en contact avec la sphère chauffée s'écrit:

$$h\frac{A}{2}\left(T_{air} - T_{S.1}\right) + C'\left(T_{S.C} - T_{S.1}\right) = 0 \qquad \textbf{(II-8)}$$

On considère que la moitié de la surface de la sphère creuse en celluloïd (qui est en face de la sphère chauffée) reçoit un flux radiatif et que celui-ci est évacué par convection sur cette même partie (on néglige la conduction au sein de la sphère creuse en celluloïd).

On peut ainsi déduire les valeurs de *C'* et $T_{S.1}$ de la mesure de $\dot{Q}$, $T_{S.C}$ et T_{air} et en utilisant la valeur de *h* issue d'une autre expérience (sphère chauffée chromée entourée de sphères creuses en celluloïd dans les mêmes conditions expérimentales : même position dans

l'empilement, même vitesse débitante, même écart de température entre la sphère chauffée et l'air).

B-4. Caractérisations de la convection, de la conduction et du rayonnement

L'expérience où tous les modes de transferts interviennent servira ici de validation (Fig. II-5-d). En utilisant les valeurs de *h*, de *C* et de *C'* issues des expériences précédentes, et en écrivant les différents bilans thermiques, nous pouvons calculer les valeurs de $T_{S.C}$ et de $T_{S.R}$ à partir de $\dot{Q}$ et T_{air} et les comparer avec les valeurs expérimentales.

Bilan sur la sphère chauffée :

$$\dot{Q} + hA(T_{air} - T_{S.C}) + C(T_{S.R} - T_{S.C}) + 5C'(T_{S.1} - T_{S.C}) + C'(T_{S.R} - T_{S.C}) = 0 \quad \textbf{(II-9)}$$

Bilan sur la sphère réceptrice :

$$hA(T_{air} - T_{S.R}) + C(T_{S.C} - T_{S.R}) + 5C'(T_{S.2} - T_{S.R}) + C'(T_{S.C} - T_{S.R}) = 0 \quad \textbf{(II-10)}$$

Bilan sur une sphère creuse en celluloïd en contact avec la sphère chauffée :

$$h\frac{A}{2}(T_{air} - T_{S.1}) + C'(T_{S.C} - T_{S.1}) = 0 \quad \textbf{(II-11)}$$

Bilan sur une sphère creuse en celluloïd en contact avec la sphère réceptrice :

$$h\frac{A}{2}(T_{air} - T_{S.2}) + C'(T_{S.R} - T_{S.2}) = 0 \quad \textbf{(II-12)}$$

$T_{S.2}$: température de la sphère creuse en celluloïd en contact avec la sphère réceptrice, [°C].

C. Caractérisation expérimentale des échanges convectifs entre la paroi de la conduite et l'air

La quantification des échanges convectifs entre les parois délimitant un empilement de sphères et l'air a été déterminée en utilisant le même dispositif expérimental (§ II-1.2). Les transferts thermiques par conduction entre la paroi et les sphères sont limités du fait que les sphères sont creuses et les échanges sont dus essentiellement à la convection entre la paroi et l'air (Fig. II-7).

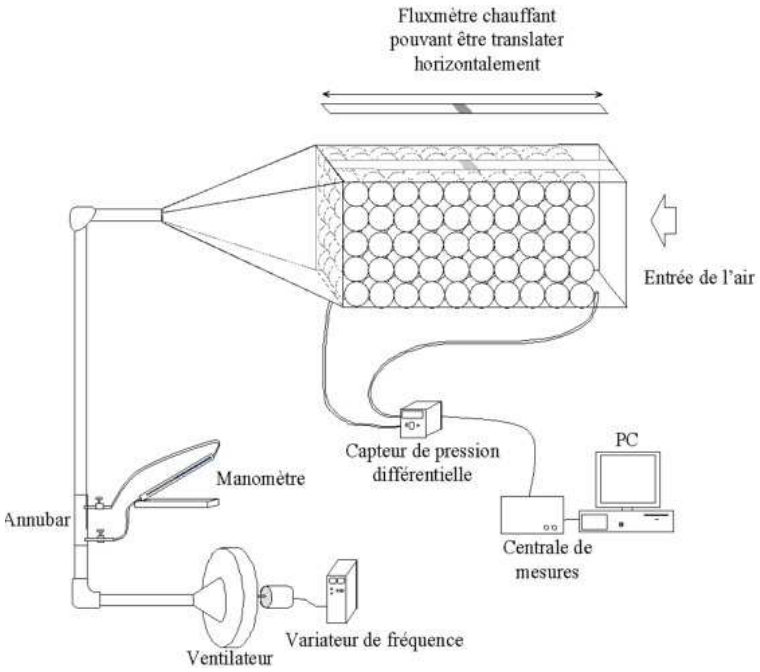


Figure II-7 : Dispositif pour la quantification des échanges convectifs entre la paroi et l'air

Le coefficient de transfert convectif entre la paroi et l'air est mesuré à l'aide d'un fluxmètre chauffant (marque Captec, dimension 4cm×4cm, épaisseur 450 µm). Ce fluxmètre est équipé d'un thermocouple de surface et est chauffé uniformément (sur la face opposée à celle en contact avec le lit fixe) à l'aide d'une résistance électrique dont la puissance peut être variée permettant ainsi d'ajuster l'écart de température entre le fluxmètre et l'air (Fig. II-8**)**.

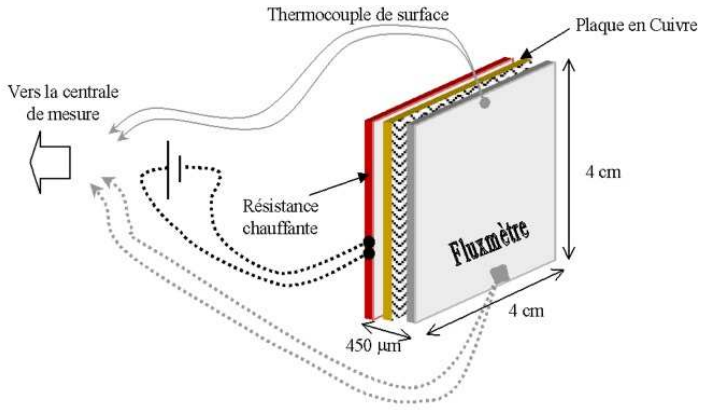


Figure II-8 : Schéma du fluxmètre chauffant

Le fluxmètre est fixé sur la paroi horizontale supérieure de la veine de soufflage en PVC (ce qui permet de réduire les effets de la convection naturelle). Le support du fluxmètre chauffant peut coulisser permettant ainsi de changer sa position.

Le coefficient de transfert convectif entre la paroi et l'air, h_{paroi}, est calculé en régime permanent en utilisant l'équation II-13 :

$$h_{paroi} = \frac{j_q}{T_{paroi} - T_{air}} \qquad \textbf{(II-13)}$$

j_q = densité de flux thermique à la paroi (donnée par le fluxmètre chauffant), [W m^{-2}]

T_{air} = température de l'air, [°C]

T_{paroi} = température de la paroi (donnée par le thermocouple de surface installé sur le fluxmètre chauffant), [°C]

L'influence de trois paramètres opératoires sur le coefficient de transfert convectif entre la paroi et l'air a été explorée :

- Influence de la vitesse de l'air à l'entrée de l'empilement,
- Influence de la position du fluxmètre chauffant le long de la paroi, (cette expérience a permis d'étudier l'influence du développement hydrodynamique dans la zone d'entrée de l'empilement)
- Influence de l'écart de température entre le fluxmètre chauffant et l'air à l'entrée de l'empilement.

Par ailleurs, le développement conjoint des couches limites hydrodynamique et thermique a été étudié. Pour ce faire, quatre résistances chauffantes identiques à celle utilisée au niveau du fluxmètre ont été disposées sur la paroi en amont du fluxmètre (Fig. II-9). Ces résistances sont alimentées avec la même tension que celle du fluxmètre. La densité du flux de chaleur sur la paroi est alors uniforme sur une bande de largeur 4 cm (proche du diamètre de sphères) allant de l'entrée du lit jusqu'au point de mesure (Fig. II-9).

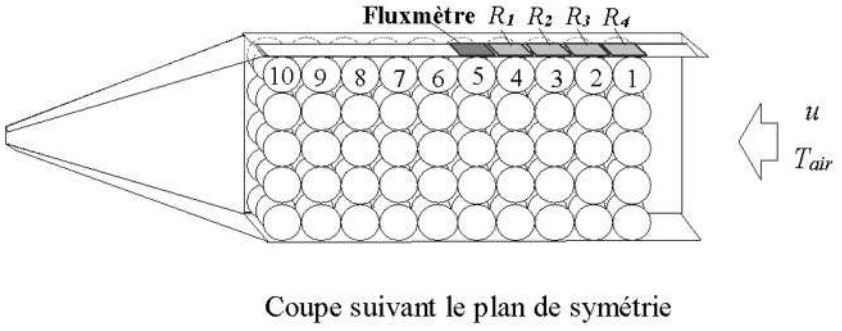


Figure II-9 : Dispositif pour l'étude du développement conjoint des couches limites hydrodynamique et thermique

II-2. Caractérisation des écoulements et des transferts dans une maquette de réfrigérateur ménager

La connaissance des profils de température et de vitesse d'air dans un réfrigérateur est importante pour la maîtrise de la qualité des aliments. En effet, si le consommateur connaît la position des zones chaude et froide dans son réfrigérateur, il peut placer correctement le produit. Il est également nécessaire de connaître l'épaisseur des couches limites thermiques et hydrodynamiques près de l'évaporateur et près des parois latérales. En effet, si le produit est

placé trop près de la paroi de l'évaporateur, il pourrait y avoir des risques de congélation et s'il est trop près des parois latérales, des risques sanitaires pourraient se présenter.

Les réfrigérateurs domestiques ont des géométries variées et complexes (aménagements intérieurs notamment au niveau de la porte) et un fonctionnement discontinue (régulation tout ou rien de la température par des cycles arrêt/marche du compresseur) ceci rend l'analyse des phénomènes assez délicate. C'est pourquoi, nous avons réalisé des expériences dans une maquette de réfrigérateurs (à l'échelle 1) qui permet d'observer les mêmes phénomènes que ceux rencontrés dans un réfrigérateur domestique mais avec des conditions aux limites bien maîtrisées (en régime permanent) et une géométrie plus simple.

Des cartographies de température et de vitesse ont été réalisées dans la maquette vide et remplie avec des empilements de sphères creuses. La comparaison des résultats nous a permis de mettre en évidence l'influence de la présence des obstacles sur les écoulements et les transferts.

Par ailleurs, l'influence de deux paramètres a été étudié : dimension de la surface de paroi froide (paramètre lié à la conception de l'appareil) et température de celle-ci (paramètre lié au réglage de thermostat par le consommateur).

Enfin, nous avons réalisé une expérience en régime transitoire où la maquette était remplie avec un empilement de sphères en gel.

Les résultats ainsi obtenus ont également été utilisés pour valider des simulations numériques.

II-2-1. Dispositif expérimental : Maquette de réfrigérateur

A. Caractéristiques des réfrigérateurs commerciaux

Dans le commerce, on trouve différents types de réfrigérateurs domestiques. Dans le cadre de notre étude, on s'est intéressé seulement aux réfrigérateurs à froid statique.

Les dimensions interne d'un réfrigérateur ménager type (moyenne sur 4 modèles) sont :

- Hauteur : 110 cm (sans bac à légumes)
- Largeur : 51 cm
- Profondeur : 47 cm

Le coefficient de transfert global des parois latérales d'un réfrigérateur réel est fonction de l'épaisseur d'isolant qui est variable selon le modèle. Nous avons calculé le coefficient de transfert global d'un réfrigérateur type (données fournies par le groupe 'Bosch et Siemens Electroménager'(Fig. II-10))

En additionnant les différentes résistances qui constituent la paroi d'un réfrigérateur on trouve dans ce cas un coefficient de transfert global égal à : $h_{réel}$ =0.46 $Wm^{-2}K^{-1}$

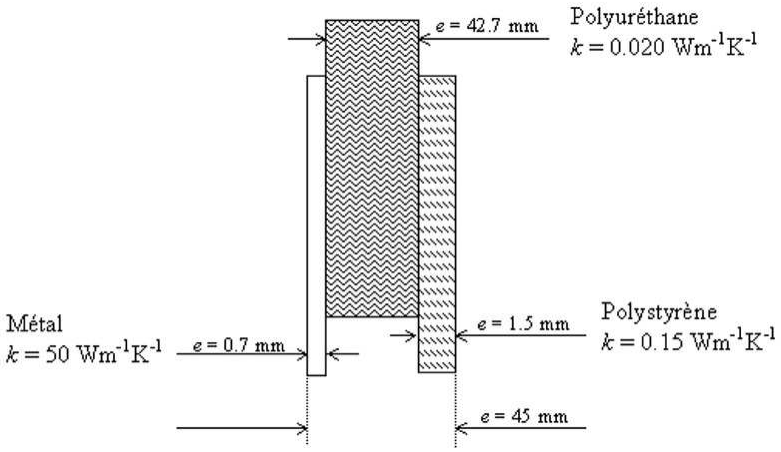


Figure II-10 : Caractéristiques thermiques d'une paroi d'un réfrigérateur

B. Caractéristiques de la maquette

La maquette est de forme parallélépipédique ; elle comporte une paroi froide (simulant l'évaporateur) et trois parois latérales en double vitrage afin de pouvoir visualiser l'écoulement lors des expériences de vélocimétrie par images de particules ou PIV. Le double vitrage choisi est composé de deux vitres de 6 mm d'épaisseur séparées par une couche d'air de 10 mm. Le coefficient de transfert global correspondant à ce double vitrage est de h_{maq} = 2.31 $Wm^{-2}K^{-1}$ (en supposant l'air immobile).

Nous avons d'abord chercher s'il était possible de construire une maquette à échelle réduite en double vitrage qui respecterait l'analogie de Grashoff avec un réfrigérateur réel comme décrit précédemment. Cette analogie montre que cela n'est possible que de façon approchée : respect des flux thermiques globaux au niveau des parois latérales mais répartition différente (entre haut et bas des parois, par exemple). Un aperçu de cette analogie est présenté en Annexe II-3**.**

C'est pourquoi, nous avons finalement choisi une maquette à l'échelle 1 en ajoutant une isolation supplémentaire de 4 mm de polystyrène extrudé. Ceci ramène le coefficient de transfert global (hors résistance externe) d'une paroi latérale à 0.55 $Wm^{-2}K^{-1}$ (assez proche de la valeur typique calculée précédemment). Cette isolation supplémentaire n'est retirée que temporairement et localement pour effectuer les mesures de vélocimétrie.

Finalement les dimensions internes choisies pour la maquette sont (Hauteur × Largeur × Profondeur) 1m × 0.5m × 0.5m. Les 3 parois latérales et la paroi supérieure (couvercle) de la maquette comportent un double vitrage surmonté d'une plaque en polystyrène extrudé. Le bas de la maquette est équipé d'une trappe permettant l'introduction de la fumée lors de l'étape d'ensemencement (mesures PIV). Pour les mesures thermiques, la paroi supérieure en double vitrage est remplacée par un capot en PVC plus pratique à démonter.

La quatrième paroi latérale (face arrière) est une paroi en aluminium chicanée (2.5 cm d'épaisseur) où circule un fluide frigoporteur en circuit fermé afin de maintenir une basse température simulant ainsi la paroi froide du réfrigérateur (l'évaporateur) (Fig. II-11). Un bain

thermostaté (Marque ViscothermVT2, puissance 170 W) permet de refroidir le fluide frigoporteur (mélange eau + glycol à 50% en masse). Le circuit de passage du fluide frigoporteur est fait de telle sorte qu'il est possible de refroidir la moitié supérieure ou la totalité de la surface de la plaque d'aluminium (Fig. II-12).

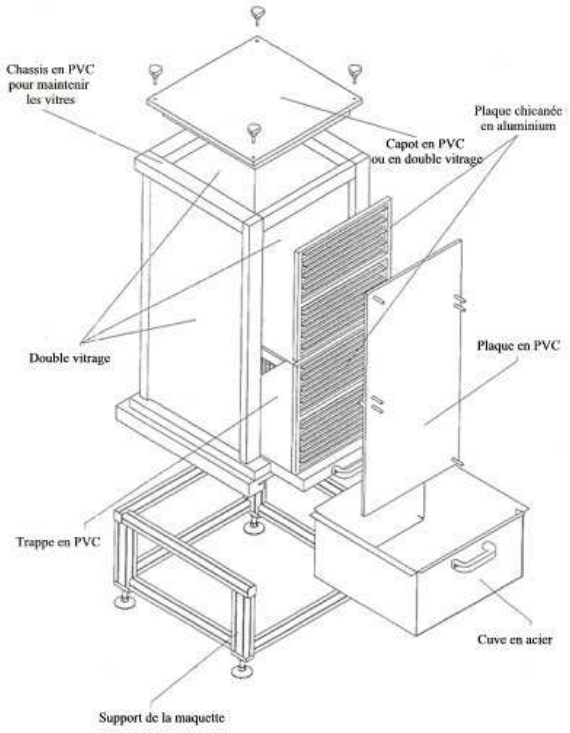


Figure II-11 : Schéma de la maquette du réfrigérateur (l'ensemble est recouvert de plaques de polystyrène extrudé de 4 cm d'épaisseur pour renforcer l'isolation)

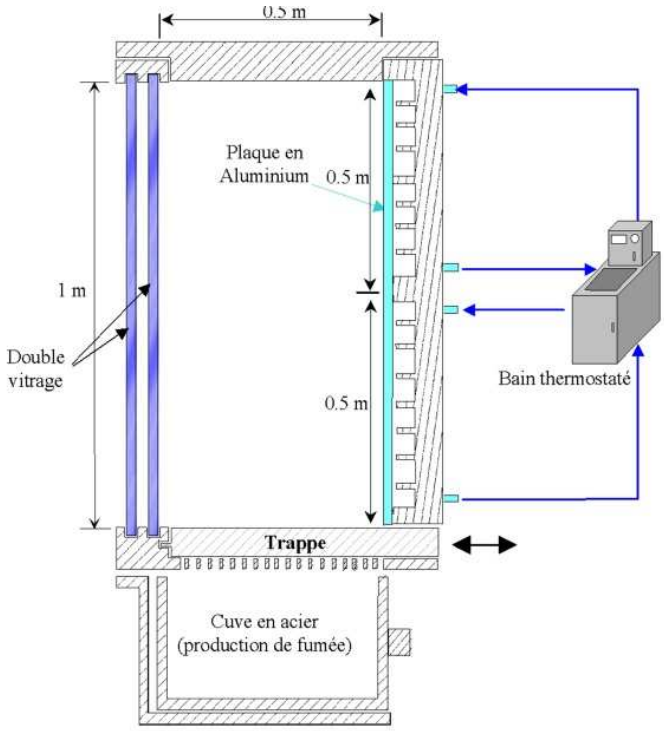


Figure II-12 : Coupe suivant le plan de symétrie de la maquette

II-2-2. Méthodes

A. Mesures thermiques

A-1. Conditions expérimentales

La présence d'un plan de symétrie sur la maquette (plan vertical perpendiculaire à la paroi froide) nous a permis de réduire le champ d'investigation. Après vérification de la symétrie dans quelques conditions particulières (IV. Résultats et Discussions, IV-2-1. A-2), les différentes mesures n'ont été réalisées que sur une moitié de la maquette.

Les différentes expériences thermiques ont été réalisées dans une cellule à température fixée. La température ambiante autour de la maquette était fixée à 20°C±0.2°C. Deux températures de paroi froide de la maquette ont été étudiées :

- -10°C : correspondant en général à la température de l'évaporateur en fin des cycles de marche du compresseur.
- 0°C : correspondant à la température moyenne de l'évaporateur sur un cycle 'marche / arrêt' du compresseur.

Pour un réfrigérateur domestique, la surface de l'évaporateur varie selon le modèle. En général, cette surface varie entre la moitié et la totalité de la surface de la paroi arrière du réfrigérateur. Pour notre étude, nous avons choisi de travailler avec deux surfaces de paroi froide :

- Soit en refroidissant la totalité de la paroi froide (100% de la paroi froide),
- Soit en refroidissant la moitié supérieure de la paroi froide (50% de la paroi froide).

Il est à souligner ici que, pour toutes les expériences (sauf l'expérience ou la maquette est chargée avec un empilement de sphères remplies de gel), nous avons travaillé en régime permanent. La maquette est donc refroidie jusqu'à ce que la température de l'air de tous les points de mesure devienne constante. Ensuite, la température moyenne de chaque point de mesure est calculée en utilisant les valeurs au palier (moyenne de 100 valeurs sur une période d'une heure et demie).

Dans ces conditions, le nombre de Rayleigh dans la maquette varie entre 1.36×10^8 et 3.36×10^8 selon la température de la paroi froide utilisée ; le nombre de Rayleigh étant calculé en se basant sur la hauteur de la paroi froide de la maquette (0.5m ou 1m) et sur l'écart de température entre la paroi froide (–10°C ou 0°C) et le centre de la paroi (en verre) située en face de la paroi froide (variant de 4°C à 11°C). Le régime d'écoulement est donc laminaire ou transitoire.

A-2. Mesure du profil de température dans la couche limite (maquette vide).

Neuf thermocouples de type T, constitués de fils nus de 200 µm de diamètre ont été fixés sur un support en plexiglas. Les fils des thermocouples sont maintenus tendus et équidistants de 5 mm (l'écoulement est peu perturbé vu que les fils n'obstruent que 4% de la section de passage, Fig. II-13[⊗]). Le support en plexiglas est ensuite plaqué contre la paroi sur laquelle la couche limite thermique est étudiée.

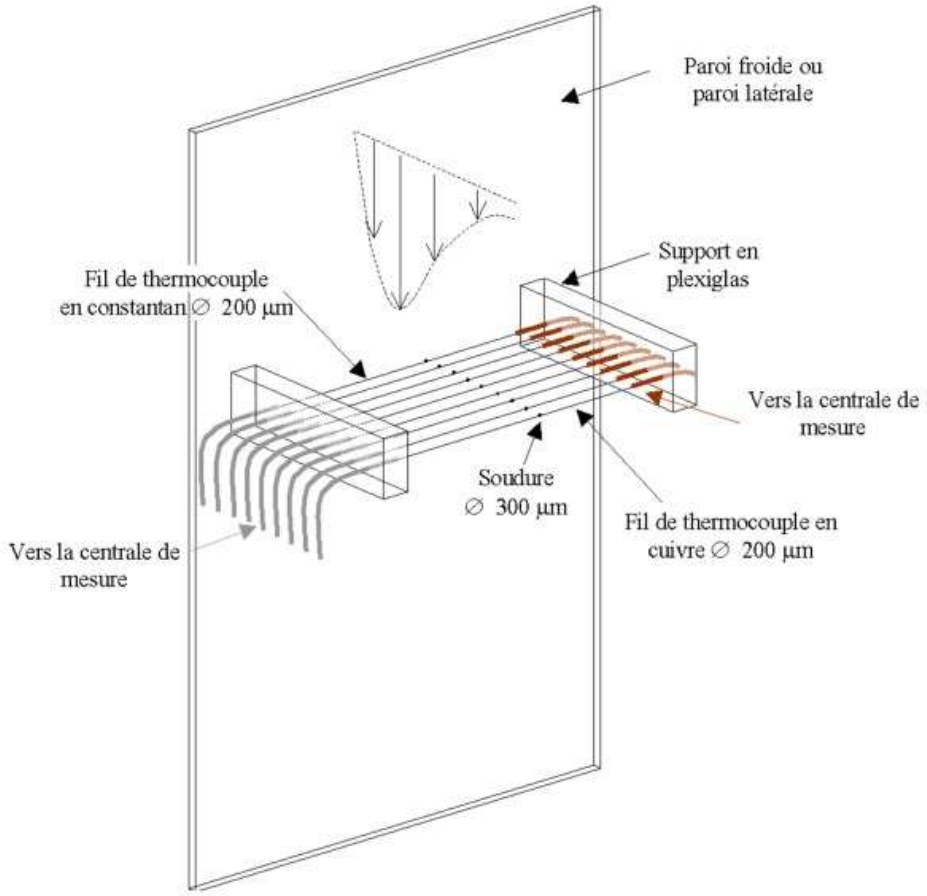


Figure II-13 : Schéma du dispositif expérimental pour mesurer les températures sur la couche limite thermique

Le profil de température sur la couche limite a été mesuré sur 3 niveaux de hauteur (10 cm, 50 cm et 90 cm par rapport au bas de la maquette). Ces mesures ont été réalisées sur le plan de symétrie et sur le plan parallèle à la paroi froide et coupant la maquette en deux (Fig. II-14).

Notons qu'une seule température de la paroi froide a été étudiée (0°C), la paroi arrière de la maquette a été refroidie sur la totalité et sur la moitié supérieure.

[⊗] les photos du dispositif expérimental sont présentées en Annexe II-5

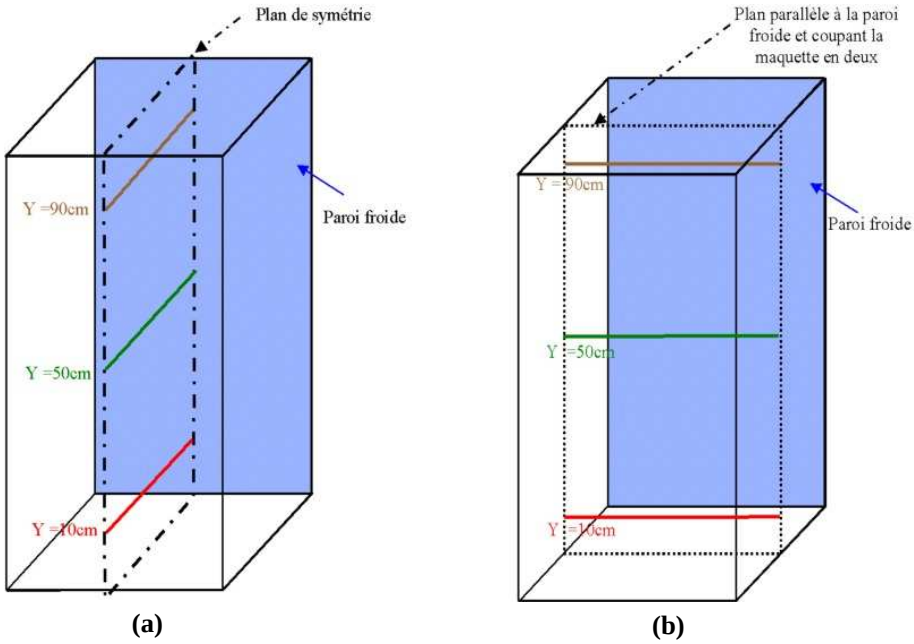


Figure II-14 : Mesure de température dans les couches limites (a) Profil sur le plan de symétrie, (b) Profil sur le plan parallèle à la paroi froide et coupant la maquette en deux

A-3. Mesure des profils verticaux de température loin de la couche limite (maquette vide)

Afin de mesurer la température de l'air à différentes positions dans la maquette, un support de 5 tiges verticales (4 mm de diamètre) portant chacune 7 thermocouples type T a été utilisé (Fig. II-15).

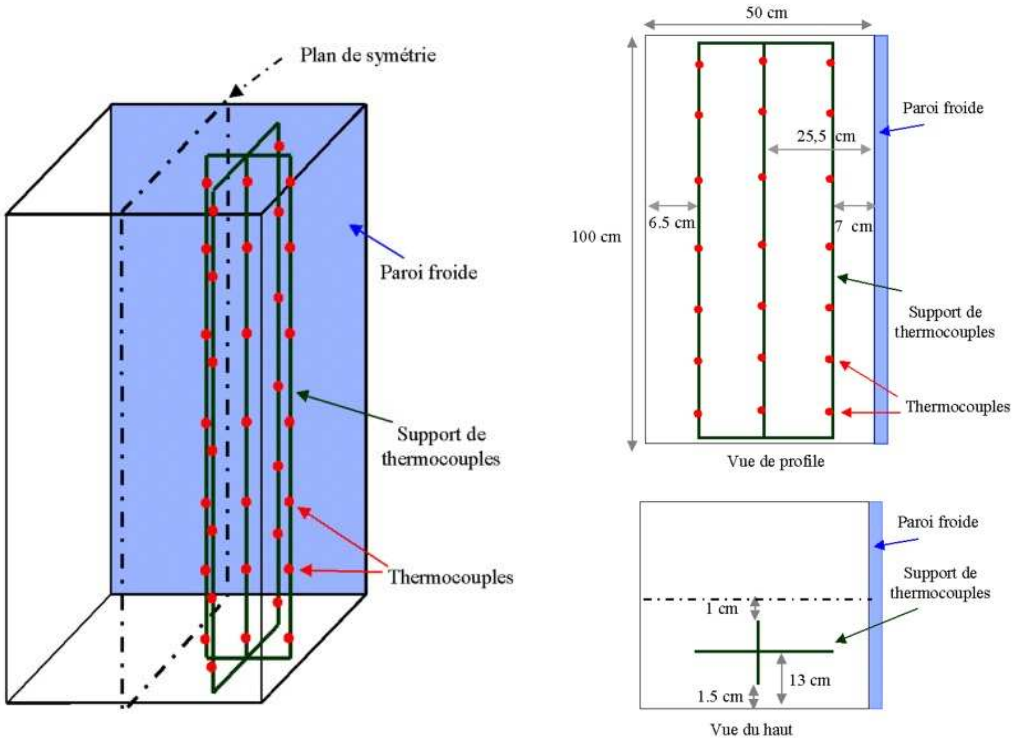


Figure II-15 : Dispositif expérimental pour la mesure de température de l'air dans la maquette vide

Afin de vérifier que la présence du support ne perturbe pas la mesure, nous avons comparé la température mesurée par un thermocouple ainsi fixé sur le support avec celle mesurée à la même position en fixant le thermocouple sur un fil fin (fil de pèche). Aucune différence de valeur mesurée n'a été observée.

Les deux températures (0°C et –10°C) ainsi que les deux surfaces de la paroi froide (100% et 50%) ont été étudiées.

A-4. Mesure des profils verticaux de température dans la maquette remplie de sphères creuses

Afin d'étudier l'influence de l'introduction d'obstacles sur le champ de température, quatre blocs de sphères creuses en PVC ont été introduits dans la maquette. Chaque bloc est composé d'un empilement de 6×5×3 sphères de 75 mm de diamètre (Fig. II-16). En régime permanent, nous pouvons supposer que les transferts thermiques entre l'air et les sphères sont négligeables (objets thermiquement inertes), mais ces sphères constituent néanmoins des obstacles qui vont modifier l'écoulement ce qui aura des répercussions sur le champ de température.

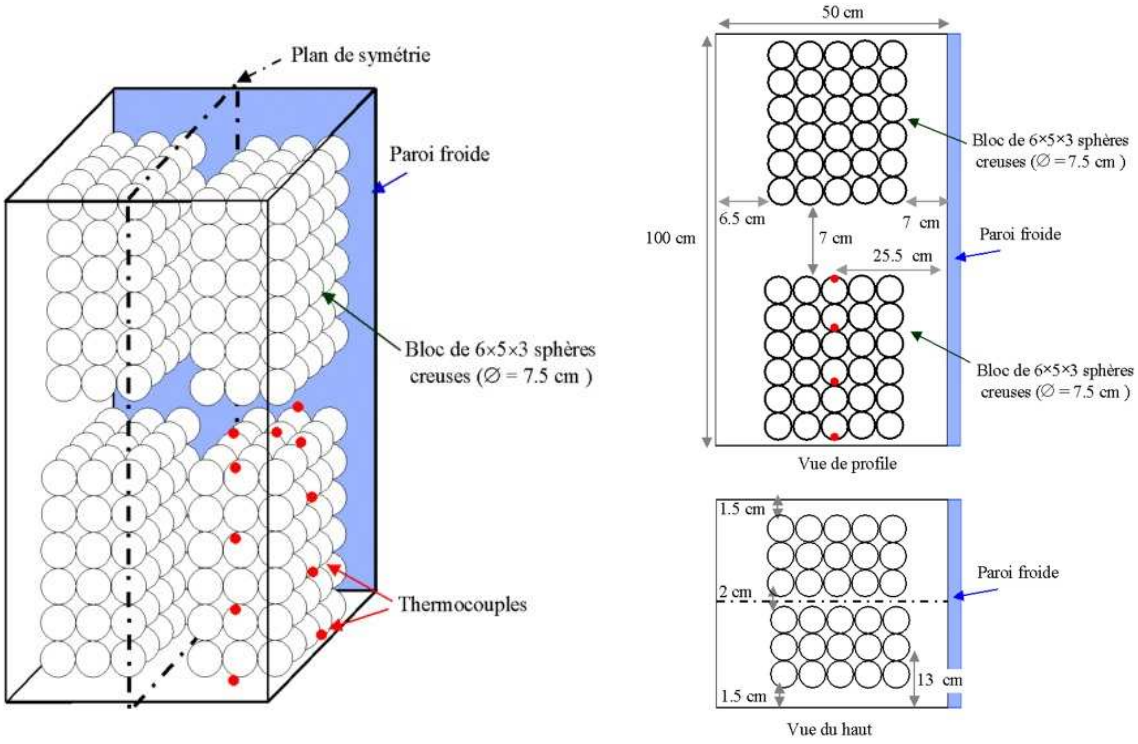


Figure II-16 : Dispositif expérimental pour la mesure de température de l'air dans la maquette remplie avec quatre blocs de 6×5×3 sphères creuses

Nous avons instrumenté uniquement un bloc de ces sphères par des thermocouples (type T) pour éviter la présence d'un grand nombre de fils (qui risquent de perturber l'écoulement). La position de ces thermocouples a été choisie de telle façon que nous mesurons la température d'air à la même position que celle dans la maquette vide. La position de ce bloc instrumenté a été changée permettant ainsi une cartographie de température sur la totalité de la hauteur de la maquette.

Les deux températures (0°C et –10°C) ainsi que les deux surfaces de la paroi froide (100% et 50%) ont été étudiées.

A-5. Mesure de température lors d'un refroidissement d'un empilement de sphères en gel

On s'intéresse dans cette partie à l'étude de l'évolution de la température lors d'un refroidissement d'un empilement de sphères pleines présentant une inertie thermique et conduisant la chaleur (étude en régime transitoire). Deux cas de figures ont été étudiés :

1er cas : Enceinte partiellement remplie de sphères en gel (écoulement à l'intérieur et à l'extérieur de l'empilement) : Il s'agit d'un empilement de 6×6×5 (hauteur×profondeur×largeur) sphères (75 mm de diamètre) placées dans la maquette de réfrigérateur. Des sphères creuses en PVC ont été remplies avec un gel alimentaire (Gel aqueux de gélatine composée de 96% d'eau et de 4% de FlenogenM53, $k_{gel} \approx 0.5$ $Wm^{-1}K^{-1}$) et disposées à l'intérieur de la maquette comme le montre la figure II-17. La totalité de la paroi arrière de la maquette a été refroidie à –10°C. Une partie des sphères se trouvant sur le plan de symétrie de cet empilement ont été équipée à cœur par des thermocouples (type T, préalablement étalonnées), d'autres thermocouples ont été installés entre ces sphères afin de mesurer la température de l'air (Fig. II-17). Nous avons aussi vérifié la symétrie dans l'empilement en comparant la température de quelques sphères se situant de part et d'autre du plan de symétrie.

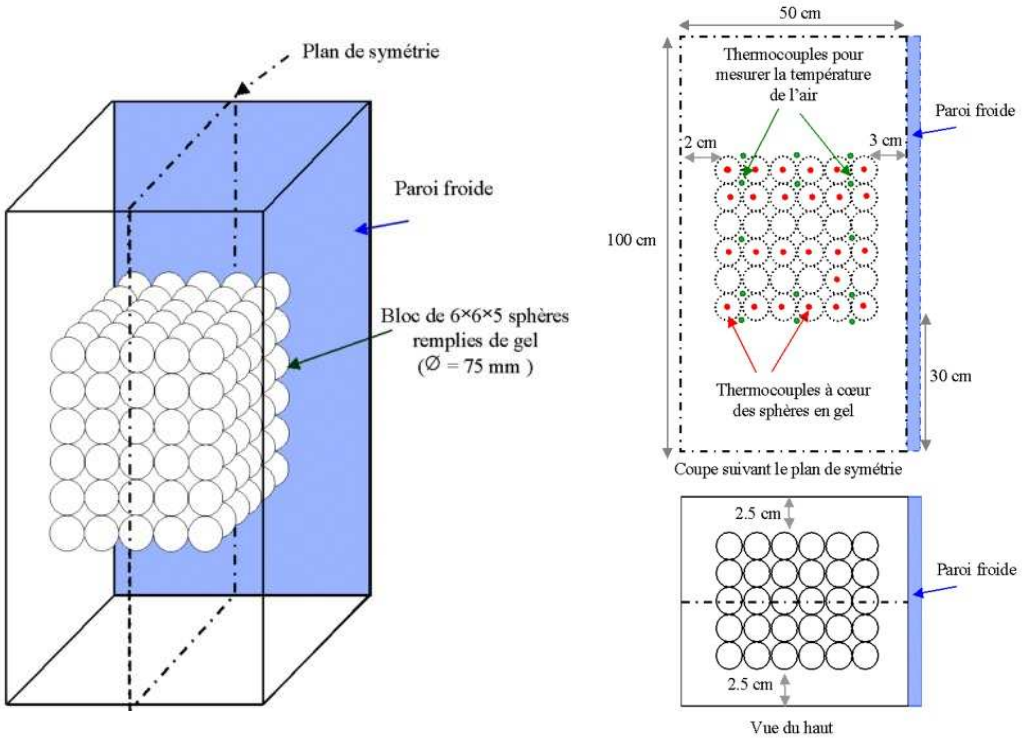


Figure II-17 : Ecoulement autour d'un milieu partiellement rempli de sphères en gel (empilement de 6×6×5 sphères en gel)

2ème cas : Enceinte complètement remplie de sphères en gel (écoulement uniquement à l'intérieur de l'empilement) : Il s'agit d'un parallélépipède complètement rempli avec le même empilement de sphères en gel que celui utilisé dans l'expérience précédente. Les sphères qui sont situées sur le plan de symétrie ont été équipées à cœur par des thermocouples type T. Quatre des six faces que constitue l'empilement ont été isolées à l'aide de plaque de polystyrène extrudé (le haut et le bas de l'empilement ont été isolés avec des plaques de polystyrène extrudé de 5 cm d'épaisseur, les deux faces latérales ont été isolées avec des plaques de polystyrène extrudé de 3 cm d'épaisseur). La paroi arrière de la maquette a été utilisée afin de refroidir à 0°C une des faces verticales de l'enceinte parallélépipédique (Fig. II-18). La dernière face verticale est constituée d'une plaque en aluminium (2 mm d'épaisseur) en contact avec l'ambiance (20°C).

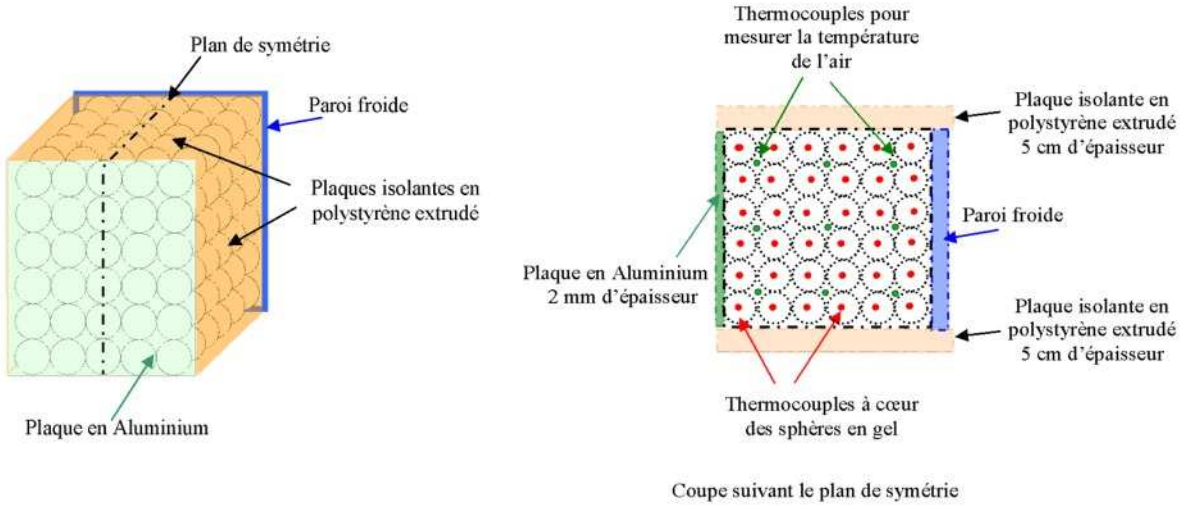


Figure II-18 : Ecoulement autour d'un milieu complètement rempli de sphères en gel (Enceinte parallélépipédique complètement rempli d'un empilement de 6×6×5 sphères en gel)

B. Mesures de l'écoulement de l'air dans la maquette par vélocimétrie par images de particules (PIV)

B-1. Principe de la PIV

La Vélocimétrie par Images de Particules est basée sur la mesure de la vitesse de particules jouant le rôle de traceurs entraînés par le fluide. Toutefois, plutôt que de concentrer la lumière dans un petit volume de mesure (comme pour la vélocimétrie laser à effet Doppler), une tranche entière de l'écoulement est illuminée. Cet éclairement d'un feuillet lumineux très mince est produit à l'aide d'un laser. Les particules traceuses sont ainsi rendues visibles et on enregistre des images de ces particules à des instants successifs. Le déplacement des traceurs sera déterminé par une analyse des images obtenues. Comme on enregistre simultanément les images de toutes les particules illuminées dans un plan, on accède bien au champ instantané des vitesses (Riethmuller (2003) ;Trinité (2003)**)**.

Le principe de base de la PIV est donc simple (même si sa mise en application est délicate) : la vitesse instantanée d'un fluide est mesurée par la détermination des déplacements

de traceurs illuminés par un feuillet lumineux. La mesure est accomplie en deux étapes : la première consiste à enregistrer les images, la seconde est l'analyse de ces dernières qui conduit à la détermination des déplacements des traceurs.

B-2. Saisie des images

Le dispositif optique de base d'un système de PIV est présenté à la figure II-19[⊗]. La source lumineuse est un laser Nd-Yag (Marque Quantel - Big Sky Laser Model CFR400 - 1000 Watts) constituée de deux cavités couplées dont l'émission est pulsée et le feuillet lumineux est obtenu par une lentille cylindrique. L'énergie que la source laser peut produire à chaque émission est de 200 millijoules. Ce type de laser permet de disposer de suffisamment d'énergie lumineuse (pour que les traceurs soient visibles par la caméra) avec un temps d'éclairement très faible (de l'ordre de 0.2 ms).

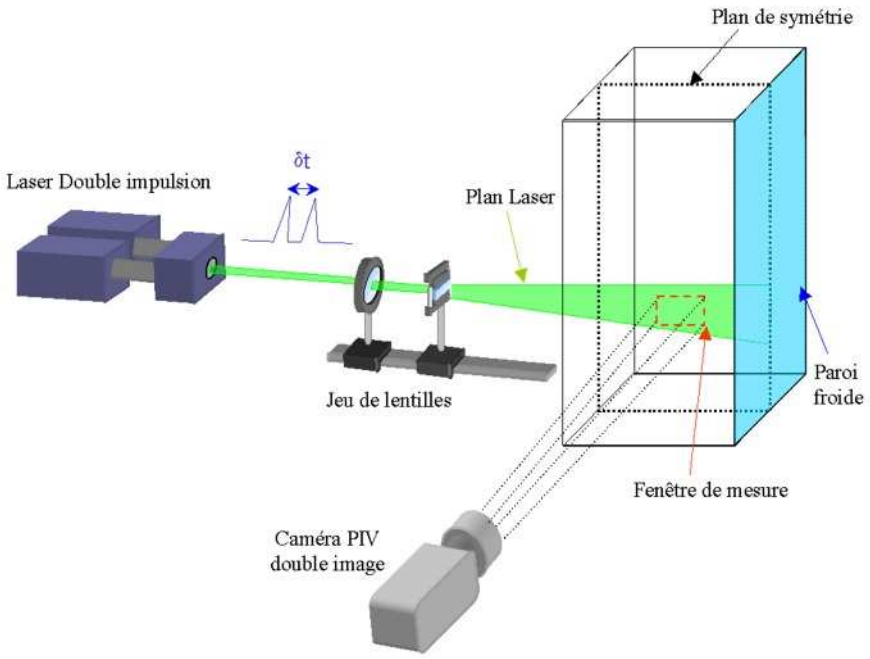


Figure II-19 : Dispositif expérimental de vélocimétrie par images de particules

Une caméra vidéo CCD (SensiCam 12 BIT Cooled Imaging) est placée selon un axe perpendiculaire à la tranche laser en réglant la mise au point de sorte à obtenir une image bien nette des particules ajoutées comme traceur dans l'écoulement. On impressionne le capteur électronique en activant le laser plusieurs fois (enregistrement de 60 couples d'images). Les traceurs produisent ainsi des images correspondant chacune à leur position respective au moment des tirs du laser.

Notons que dans ce dispositif, l'image est acheminée vers deux capteurs CCD distincts qui sont synchronisés avec les deux émissions du laser pulsé. L'avantage d'un tel dispositif est qu'aucun transfert rapide de l'image n'est nécessaire, les capteurs CCD constituant les

[⊗] Les photos du dispositif PIV sont présentées en Annexe II-5

mémoires tampons. Après la prise de vue, chacune des images obtenues (1280×1024 pixels) est déchargée vers l'ordinateur de traitement.

Le temps d'exposition d'un capteur CCD correspond au temps mis entre les deux émissions du laser pulsé soit 3.5 ms (appelé temps inter-images) et l'écart entre la saisie de deux couples d'images est de 250 ms.

B-3. Traitement des images

Chaque couple d'images est traité afin d'obtenir le champ de vitesse instantané dans le plan étudié. Ce traitement a été réalisé à l'aide du logiciel **PIVIS** conçu par l'équipe signaux et images de l'Institut de Mécaniques des Fluides de Toulouse. Le logiciel permet de dresser le champ de vitesse à partir de couples d'images prises à des intervalles de temps successifs en utilisant le principe de l'intercorrélation des images.

La largeur d'une image est représentée par 1280 pixels et la hauteur d'une image est représentée par 1024 pixels.

Ces images sont ensuite divisées en petites fenêtres élémentaires, appelées aires d'interrogation. Plusieurs dimensions sont possibles : 8×8, 16×16, 32×32, 64×64 ou 128×128 pixels. Pour nos mesures, il s'est avéré que la taille optimale était de 64×64 pixels (plus l'aire est petite, plus on aura de 'points de mesures' de la vitesse, mais il faut avoir suffisamment de traceur présent dans l'air pour établir une intercorrélation). Chaque aire d'interrogation issue de l'image prise à l'instant t est ensuite 'juxtaposée' à une aire de recherche issue de l'image prise à l'instant $t+\delta t$ (Fig. II-20). La mesure de similitudes entre les images successives de l'écoulement dans ces deux aires est calculée par une intercorrélation. Cette intercorrélation sur le déplacement des particules aboutit à une estimation de la vitesse (deux composantes dans le plan éclairé) au centre de chaque aire d'interrogation. Une illustration du principe de l'intercorrélation des images est présentée dans l'Annexe II-4.

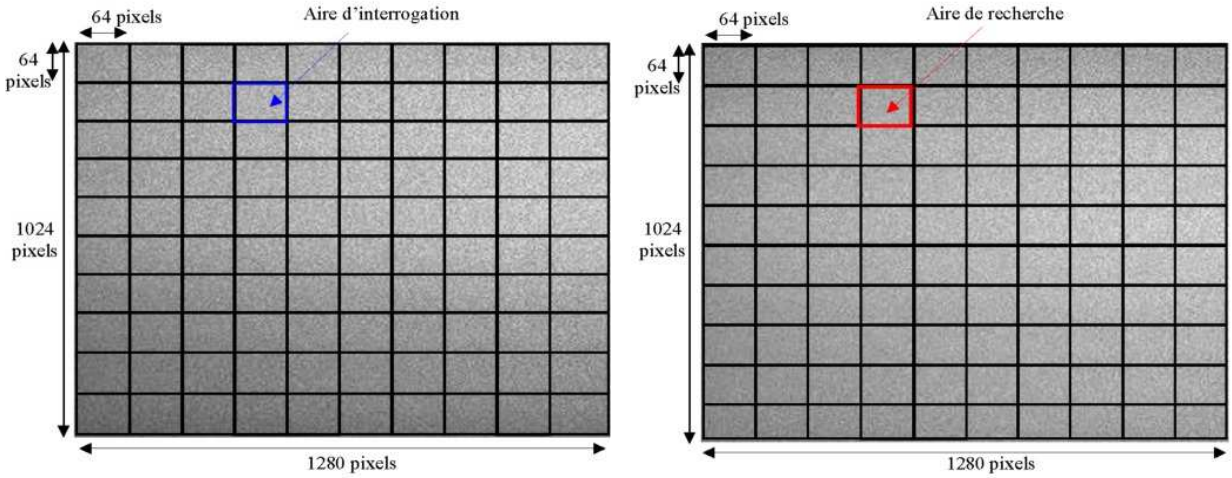


Figure II-20 : Juxtaposition entre l'aire d'interrogation et l'aire de recherche ; (a) Image prise à l'instant *t*, (b) Image prise à l'instant $t+\delta t$

La vitesse instantanée locale est ensuite donnée par la relation suivante :

$$\vec{u} = \frac{1}{M}\left(\frac{\vec{X}}{\delta t}\right) \qquad \textbf{(II-14)}$$

où X est le déplacement des particules mesuré sur le cliché pendant l'intervalle δt, M le facteur de grossissement de prise de vue (M représente le rapport entre la dimension de l'image photographiée et l'objet étudié - Fig. II-21).

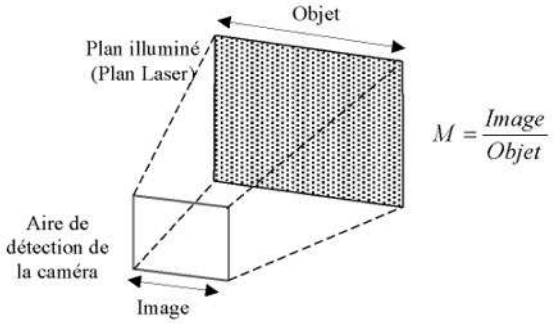


Figure II-21 : Facteur de grossissement *M* de la caméra

A l'issue de ce traitement, et à partir des 60 couples d'images, on obtient 60 champs de vitesse par fenêtre de mesure, le temps entre deux prises de couple d'image étant de 250 ms.

Une moyenne sur les 60 champs issus d'une même fenêtre de mesure a été réalisée. Ces champs moyens sont ensuite juxtaposés pour former le champ de vitesse moyen sur tout le plan de symétrie.

B-4. Ensemencement

La Vélocimétrie par Images de Particules mesure la vitesse des traceurs ajoutés à l'écoulement. Il est donc essentiel que ceux-ci suivent correctement l'écoulement; en conséquence, il est nécessaire d'employer des traceurs de faible diamètre ayant une densité proche de celle de l'air afin de suivre le plus fidèlement possible l'écoulement.

Des essais d'ensemencement ont été réalisés dans la maquette avec de la fumée de cigarette, d'encens ainsi qu'avec un générateur de fumée. Vu l'importance du volume de la maquette à ensemencer, nous avons opté pour un ensemencement à l'aide du générateur de fumée (Marque : STAGETECH Professional Lighting ; Type : SPF2) qui permet de produire des quantités importantes de fumée en un laps de temps réduit. Le diamètre des gouttelettes d'huile produites est de l'ordre de 1µm (Elena (2003)).

Le générateur de fumée a été relié à l'aide d'une conduite au bac situé en bas de la maquette. Une fois la fumée introduite dans ce bac, on la laisse reposer pendant une dizaine de minutes (laissant le temps aux gouttelettes les plus grosses de sédimenter) avant de tirer la trappe séparant le bac et la cavité interne de la maquette (Fig. II-22). Une fois la fumée à l'intérieure de la maquette, la trappe est refermée. Puis, on attend que la température de la

fumée introduite s'équilibre avec la température à l'intérieur de la maquette avant de commencer à réaliser les mesures par PIV.

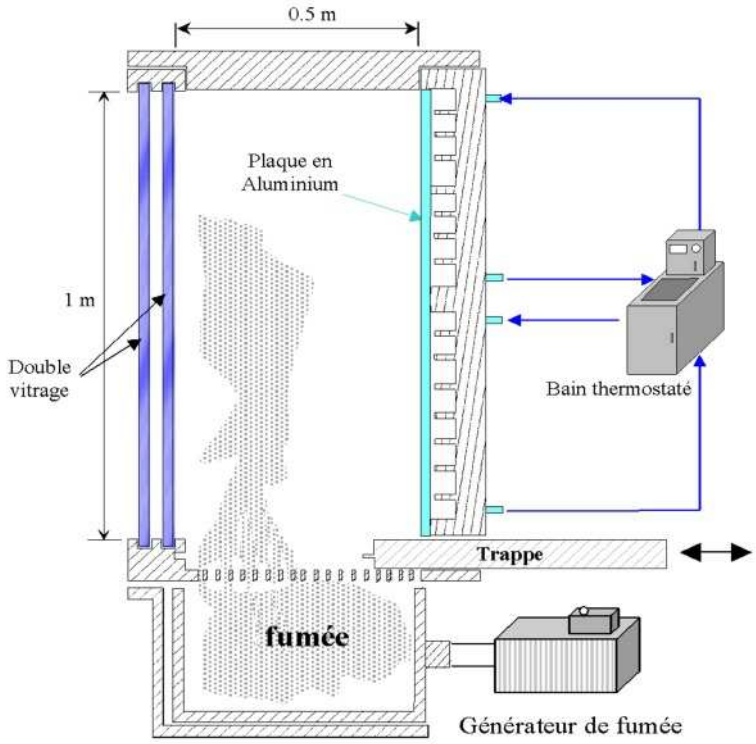


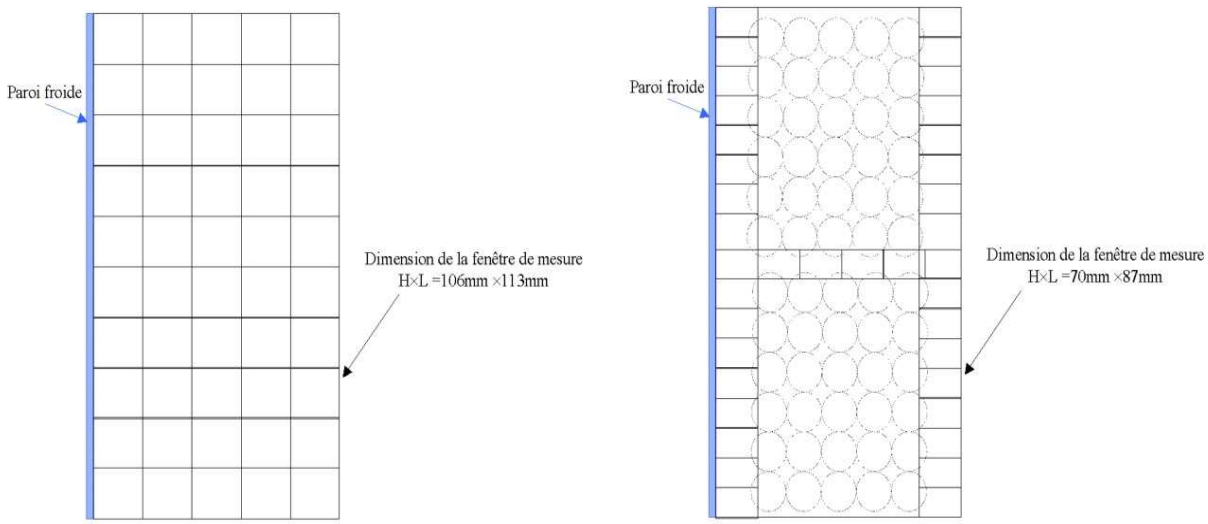
Figure II-22 : Production de la fumée dans la maquette pour les mesures PIV

B-5. Plan d'expérience et conditions expérimentales

Les différentes mesures PIV ont été réalisées sur le plan de symétrie de la maquette. Ces mesures ont été réalisées dans le cas de la maquette vide et dans le cas de la maquette remplie avec les quatre blocs de sphères creuses.

Cas de la maquette vide : le plan de symétrie a été divisé en 50 fenêtres de mesures, chaque fenêtre de mesure fait 106 mm de hauteur et 133 mm de largeur (Fig. II-23-a). Les mesures PIV ont été réalisées pour deux températures de la paroi froide (-10°C et 0°C) et pour deux surfaces différentes de cette paroi (la totalité ou la moitié supérieure de la face arrière est refroidie).

Cas de la maquette remplie avec quatre blocs de sphères creuses : le plan de symétrie dans ce cas a été divisé en 38 fenêtres de mesures, chaque fenêtre de mesure fait 70 mm de hauteur et 87mm de largeur. Ces fenêtres de mesures sont situées tout le long de la paroi froide, de la paroi vitrée en face de la paroi froide et entre le bloc supérieur et inférieur de sphères creuses (Fig. II-23-b). Les mesures PIV ont été réalisées dans ce cas pour deux surfaces de paroi froide (la totalité ou la moitié supérieure de face arrière est refroidie) et pour une seule température de l'évaporateur (0°C).



(a) **(b)**

Figure II-23 : Différentes fenêtres de mesure par PIV sur le plan de symétrie ; (a) Cas de la maquette vide, (b) Cas de la maquette remplie de 4 blocs de sphères creuses

Les différentes mesures PIV ont été réalisées avec une température ambiante comprise entre 22.9°C et 25.2°C, afin d'homogénéiser les différents résultats, une correction de la vitesse en fonction de la température de l'air à été apportée :

$$u^* = \frac{u}{\sqrt{g\beta L\left(T_{amb} - T_f\right)}} \qquad \textbf{(II-15)}$$

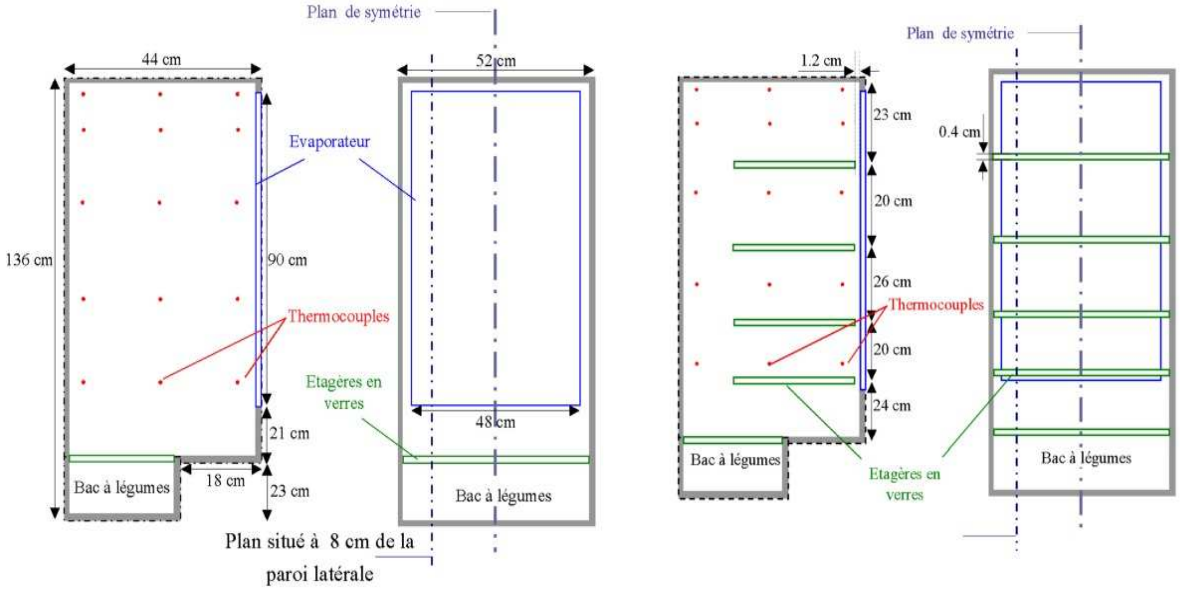
u^* : vitesse réduite
u : vitesse mesurée, [m s^{-1}]
g : accélération de pesanteur, [m s^{-2}]
β : coefficient de dilatation thermique ($\beta=1/T_f$), [K^{-1}]
L : hauteur de la paroi froide, [m]
T_{amb} : température ambiante, [K]
T_f : température de la paroi froide de la maquette, [K]

Cette correction repose sur l'hypothèse simplificatrice selon laquelle les forces de poussée d'Archimède ($\rho\beta g L^3 \Delta T$) compensent des frottements proportionnels à la pression dynamique ($1/2\ \rho u^2 L^2$).

II-3. Caractérisation des transferts thermiques dans un réfrigérateur ménager

Afin de valider les résultats thermiques obtenus au niveau de la maquette de réfrigérateurs. Un réfrigérateur 'réel' à froid statique (sans ventilateur) a été étudié. Une représentation schématique ainsi que les dimensions générales sont montrées dans la figure II-24. Trois cas ont été étudiés :

- Cas du réfrigérateur vide, sans étagères en verre (Fig. II-24-a)
- Cas du réfrigérateur équipé avec des étagères en verre (Fig. II-24-b)
- Cas du réfrigérateur équipé avec des étagères en verre et chargé de produits (des paquets de méthyle cellulose) (Fig. II-24-c).



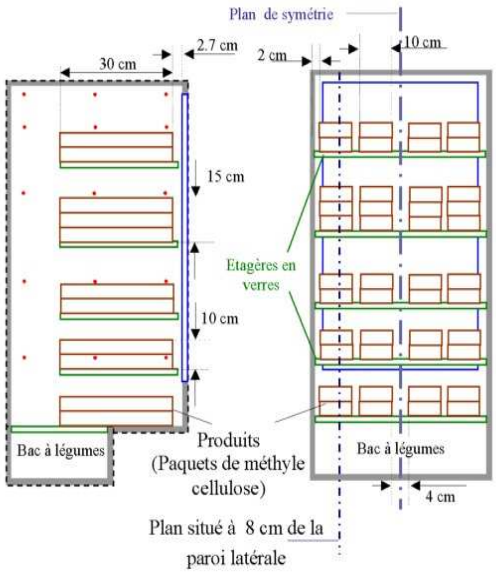


Figure II-24 : Géométrie du réfrigérateur domestique étudié ; (a) Réfrigérateur vide ; (b) Réfrigérateur avec étagères en verre ; (c) Réfrigérateur avec étagères en verre et rempli de produits

Les différentes expériences ont été réalisées dans une cellule à température contrôlée (maintenue à une température de 20°C±0.2°C). Comme le montre la figure II-24, l'évaporateur occupe environ 80% de la totalité de la paroi arrière du réfrigérateur. L'espace situé en bas à l'arrière (derrière le bac à légumes) représente l'emplacement du compresseur.

La température de l'air ainsi que celle des produits a été mesurée à l'aide de thermocouples type T préalablement étalonnés et placés à différentes positions sur le plan de symétrie et sur le plan situé à 8 cm de la paroi latérale (Fig. II-24).

La conductivité thermique des étagères en verre est de 0.75 $Wm^{-1}K^{-1}$. Le réfrigérateur a été chargé avec des paquets test de méthyle cellulose dont la conductivité thermique est de 0.5 $Wm^{-1}K^{-1}$, la disposition de ces paquets est montrée dans la figure II-24-c.

Chapitre III

Modélisations et Simulations

III. Modélisations et Simulations

Les expérimentations décrites dans le chapitre précédent ont un double objectif de :

- Caractériser les écoulements et les transferts dans les situations explorées (comparaison des phénomènes, meilleure maîtrise du froid dans les réfrigérateurs…)
- Permettre de valider (ou non) des modèles qui pourront être utilisé pour prédire les écoulements et les transferts dans des situations voisines mais différentes (étude de sensibilité aux paramètres, test numérique d'une configuration susceptible d'améliorer l'homogénéité…)

Deux approches de modélisation ont été développées, la première considère l'empilement d'objets comme un milieu poreux avec certaines spécificités et a fait l'objet d'un code de calcul que nous avons développé, la deuxième utilise un code de calcul industriel de mécanique de fluide et de transfert (CFD Fluent) avec un maillage direct de chaque objet en centaines de mailles.

Ces deux approches sont présentées dans ce chapitre, leurs avantages et leurs limites sont ensuite comparées.

III-1. Modèle 'macro-poreux'

L'objectif est de prédire les écoulements et les transferts thermiques au sein d'un empilement d'objets considéré comme un milieu macro-poreux. Nous utilisons le terme 'macro-poreux' pour signifier que la taille des particules n'est pas forcément négligeable devant l'échelle macroscopique (typiquement, la dimension des produits n'est que 10 fois plus petite que les dimensions d'un réfrigérateur, par exemple). Cette hypothèse est le plus souvent vérifiée pour les milieux décrits par les modèles 'classiques' de milieu poreux. Par ailleurs, la taille importante des particules fait qu'en régime transitoire, leur température n'est pas homogène (au sein d'une même particule) et diffère de celle de l'air qui l'entoure.

Le modèle proposé tient compte :

- des échanges convectifs entre la surface des particules et l'air, en fonction de la vitesse de l'air (localement, autour de la particule),
- de la conduction au sein des particules,
- de la conduction entre particules voisines,
- du rayonnement de surfaces entre particules voisines,
- de ces phénomènes au niveau des parois en contact avec l'empilement de particules.

Les paramètres du modèle ont été identifiés expérimentalement pour un empilement ordonné de sphères d'un taux de vide de 47.6 %.

Le modèle proposé repose, pour l'écoulement, sur l'équation de Darcy-Forchheimer (écoulement laminaire non rampant), l'approximation de Boussinesq étant utilisée pour tenir compte de la convection naturelle.

L'approche des transferts thermiques en régime transitoire considère des particules dispersées au sein desquelles il y a conduction monodimensionnelle entre la surface et le cœur (comme pour un des modèles présentés dans l'analyse bibliographique, I-4-2-B ; Fig. I-22-c). Le transfert convectif entre la surface de ces particules et le fluide dépend de la vitesse locale de l'air. On tient compte des échanges par conduction et par rayonnement entre particules voisines (contrairement au modèle trouvé dans la littérature). On néglige l'inertie thermique du fluide devant celle des produits et on ne tient pas compte de la conduction et de la dispersion dans le fluide.

On considère dans la suite le cas particulier d'un arrangement bidimensionnel régulier de sphères (Fig. III-1), mais les équations sont écrites sous une forme généralisable et applicable à un empilement quelconque (y compris les empilements non périodiques).

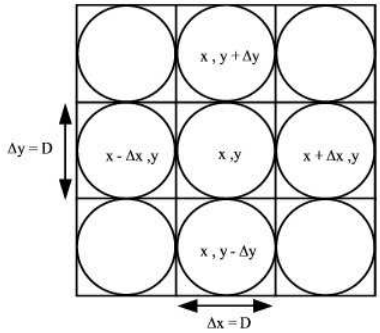


Figure III-1 : Maillage cartésien bidimensionnel

Considérons une sphère centrée en *(x,y)*, l'espacement horizontal (respectivement verticale) avec sa voisine de droite (respectivement du haut) est $\Delta x=D$ (respectivement $\Delta y=D$). On note T_{air} *(x,y)* la température moyenne de l'air entourant (dans le cube circonscrit) la sphère centrée en *(x,y)*. On note T_p *(x,y,r)* la température (moyenne) au rayon r de la particule centrée en *(x,y)*.

III-1-1. Description du modèle macro-poreux

A. Equation de conservation de la masse

On suppose que la masse volumique est constante (ρ =cte), l'équation de conservation de la masse s'écrit alors :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \qquad \textbf{(III-1)}$$

où $\vec{u}$ est la vitesse de Darcy.

B. Equation de conservation de la quantité de mouvement

Pour le mouvement moyen, nous utilisons l'équation III-2 qui fusionne à la fois l'équation proposée par Forchheimer (1901) **(**Eq. I.46) et celle proposée par Iramay (1958) (Eq. I-49 et I-50) et en introduisant l'approximation de Boussinesq **(**Eq. I-5 et I-6) :

$$\vec{\nabla} p = -C_1^* \frac{(1-\varepsilon)^2}{D^2\varepsilon^3}\mu\vec{u} - C_2^* \frac{(1-\varepsilon)}{D\varepsilon^3}\rho|\vec{u}|\vec{u} - \rho_0\beta(T_{air} - T_0)\vec{g} \qquad \textbf{(III-2)}$$

Cette relation est similaire à l'équation d'Ergun classiquement utilisée pour les lits fixes. Elle ne prend pas en compte le terme de Brinkman ($\mu'\nabla^2\vec{u}$) car ce terme est à priori faible devant le terme de Forchheimer ($C_2^*(1-\varepsilon)\rho|\vec{u}|\vec{u}/(D\varepsilon^3)$). En effet, les ordres de grandeur de ces deux termes sont :

Terme de Brinkman : $|\mu'\nabla^2\vec{u}| \approx \mu\, u_0 / l_0^2 \approx 2\ 10^{-4}$ Pa m^{-1}

Terme de Forchheimer : $|C_2^*(1-\varepsilon)\rho|\vec{u}|\vec{u}/(D\varepsilon^3)| \approx |C_2^*(1-\varepsilon)\rho u_0^2/(D\varepsilon^3)| \approx 2$ Pa m^{-1}

Avec : $u_0 \approx 0.1$ m s^{-1}, l'ordre de grandeur des vitesses.

$D \approx 0.05$ m, l'ordre de grandeur de la dimension des particules.

$\varepsilon \approx 0.5$, l'ordre de grandeur de la porosité.

$l_0 \approx 0.1$, l'ordre de grandeur des dimensions sur lesquelles on observe des variations de la vitesse d'air (Fig. III-2)

$\mu \approx 17$ 10-6 Pa s, viscosité dynamique de l'air à 0°C.

$\rho \approx 1.3$ kg m^{-3}, masse volumique de l'air à 0°C.

$C_2^* \approx 1.75$, Ergun (1952) ; (Chapitre I- Analyse Bibliographique -Tableau I-3).

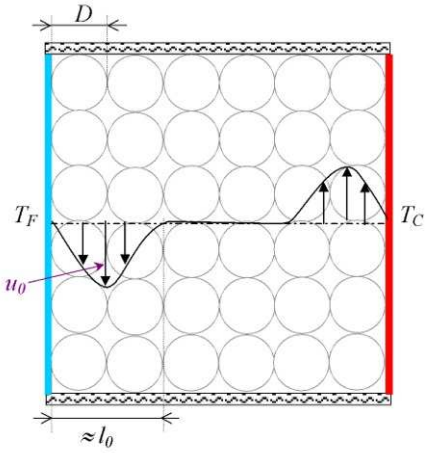


Figure III-2 : Différentes grandeurs utilisées pour estimer le terme de Brinkman et le terme de Forchheimer

C. Bilan des échanges de chaleur au niveau de la surface du produit

Il s'agit du bilan qui relie le flux de chaleur entrant par conduction dans une sphère centrée en *(x,y)* aux échanges par convection entre l'air et la surface de cette sphère et aux échanges par conduction et rayonnement avec les sphères voisines (au nombre de 4 pour un arrangement bidimensionnel régulier):

$$\pi D^2 k_p \left.\frac{\partial T_p}{\partial r}\right|_{x,y,r=R} = \pi D^2 h \left(T_{air} - T_p\big|_{x,y,r=R}\right) + \frac{C+C'}{D}\left(\begin{array}{l}\left(T_p\big|_{x+\Delta x,y,r=R} - T_p\big|_{x,y,r=R}\right)+\left(T_p\big|_{x-\Delta x,y,r=R} - T_p\big|_{x,y,r=R}\right)+\\ \left(T_p\big|_{x,y+\Delta y,r=R} - T_p\big|_{x,y,r=R}\right)+\left(T_p\big|_{x,y-\Delta y,r=R} - T_p\big|_{x,y,r=R}\right)\end{array}\right) \quad \textbf{(III-3)}$$

h est le coefficient de transfert convectif, [$Wm^{-1}K^{-1}$]
C est la conductance de contact entre une sphère et une de ses voisines, [WK^{-1}]
C' est la conductance équivalente pour le rayonnement linéarisée, [WK^{-1}].

L'équation III-3 est une forme plus générale de l'équation I-84 du modèle considérant des particules dispersées (Chapitre I- Analyse Bibliographique).

La relation III-3 peut être considérée comme la forme discrétisée de l'équation aux dérivées partielles suivantes :

$$a_v k_p \left(\frac{\partial T_p}{\partial r}\right)_{r=R} = a_v h\left(T_{air} - T_p\right) + a_1 \nabla^2 T_P \quad \textbf{(III-4)}$$

a_1 est le coefficient relatif aux transferts par conduction et par rayonnement entre particules qui est homogène à une conductivité thermique [$Wm^{-1}K^{-1}$].

$$a_1 = \frac{C+C'}{D} \quad \textbf{(III-5)}$$

a_v représente le rapport entre la surface des sphères et le volume du lit occupé par ces sphères :

$$a_v = \frac{\pi D^2}{D^3} = \frac{\pi}{D} \quad \textbf{(III-6)}$$

D. Bilan des échanges de chaleur dans l'air

On utilise une approche analogue pour le bilan qui relie les flux convectif à travers les facettes de la 'maille' (cube contenant la sphère étudiée) aux échanges convectif entre l'air et la sphère étudiée et aux échanges par conduction et dispersion dans l'air. On obtient ainsi :

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\rho Cp T_{air} \vec{u}\right) = a_v h\left(T_p - T_{air}\right) + a_2 \nabla^2 T_{air} \quad \textbf{(III-7)}$$

a_2 est le coefficient relatif aux échanges par conduction et dispersion dans l'air [$Wm^{-1}K^{-1}$]. Par la suite, on négligera la dispersion dans l'air devant le transfert convectif.

E. Echange entre l'air et le produit

Les transferts thermiques au niveau de l'interface entre les particules et le fluide peuvent être caractérisés par le coefficient de transfert, défini par :

$$h = \frac{j_{q.int}}{T_{air} - T_{p.int}} \quad \textbf{(III-8)}$$

où T_{air} est la température moyenne de l'air autour de la sphère et $T_{p.int}$ est la température des particules à l'interface, considérée comme uniforme sur une particule ; $j_{q.int}$ est la densité de flux de chaleur moyenne sur l'interface particule/fluide.

Pour un empilement de sphère, Wakao et Kaguei (1982) ont proposé une relation qui ne tient compte que de l'influence de la vitesse sur le coefficient de transfert convectif (Eq. III-9). Cette équation inclut aussi la conduction dans l'air qui est exprimée par la constante additive de valeur 2 (correspondant à la conduction dans l'air pour une sphère isolée).

$$Nu = 1.10\, Pr^{1/3}\, Re^{0.60} + 2 \qquad \textbf{(III-9)}$$

Dans le cas ou la vitesse de l'air est faible, la convection naturelle à l'échelle des pores peut intervenir. En effet, le fait d'introduire une sphère chauffée dans l'empilement va générer un changement du profil de vitesse de l'air dans un voisinage immédiat de cette sphère chauffée et le coefficient de transfert (h) entre l'air et le produit dépendra alors de la différence de température $\left|T_{p.int} - T_{air}\right|$ (Figure III-3).

$$Nu = \frac{hD}{k} = a_3\left(\frac{\rho u D}{\mu}\right)^{b_3} + c_3\left(\frac{g\beta\left|T_p - T_{air}\right|D^3}{\nu^2}\right)^{d_3} + 2 \qquad \textbf{(III-10)}$$

a_3, b_3, c_3 *et* d_3 sont des coefficients à déterminer par voie expérimentale. Ils dépendent de la géométrie et de la position du produit dans l'empilement.

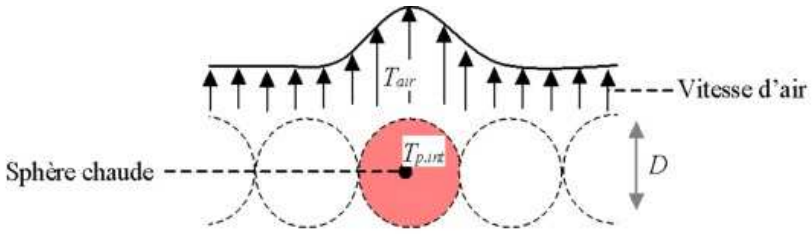


Figure III-3 : Profil de vitesse au voisinage d'un objet chaud dans un empilement

F. Echange entre l'air et la paroi

Dans le cas d'un empilement de produits délimité par une paroi, le coefficient de transfert convectif h_{paroi} entre la paroi de l'enceinte et l'air au voisinage des produits, est fonction, en plus de la vitesse de l'air, de la position et de la géométrie du produit (dont dépendent les coefficients a_4 et b_4) :

$$Nu_p = \frac{h_{paroi} D}{k} = a_4\left(\frac{uD}{\nu}\right)^{b_4} \qquad \textbf{(III-11)}$$

G. Conduction radiale dans le produit

La conduction radiale dans un produit s'écrit :

$$\rho_p Cp_p \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{1}{r^m}\frac{\partial}{\partial r}\left(k_p r^m \frac{\partial T_p}{\partial r}\right) \qquad \textbf{(III-12)}$$

L'indice m est un facteur de forme qui dépend de la géométrie, par exemple, $m = 1$ pour un cylindre et $m = 2$ pour une sphère.

Le modèle présenté est donc un essai d'approche multi-échelle de l'empilement d'objets en ce sens qu'aux 2 ou 3 dimensions à l'échelle 'macroscopique' (position (x,y,z)) d'un objet dans l'empilement s'ajoute une dimension à l'échelle 'microscopique' (position radiale (r)) dans l'objet.

III-1-2. Algorithme et résolution

Les équations du modèle sont discrétisées par la méthode des volumes finis. Le pas d'espace étant pris égal au diamètre d'une sphère, une maille correspond au cube circonscrit à une sphère. La conduction dans les particules est résolue de façon explicite (sinon on aboutit à un couplage de toutes les équations). On utilise un schéma amont implicite pour l'équation de conservation de l'énergie du fluide. L'équation du mouvement est résolue (en pression) par linéarisation. A chaque pas de temps, le couplage entre écoulement et transferts (convection naturelle) est résolu de façon itérative entre les équations de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement (avec sous-relaxation).

A. Algorithme

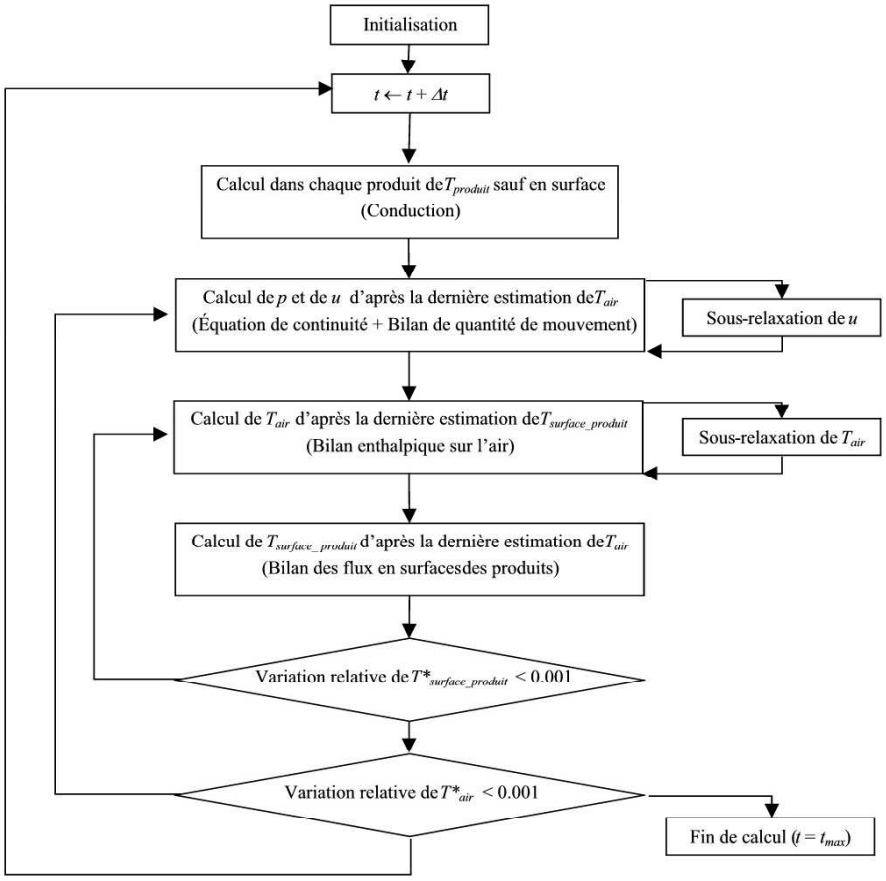


Figure III-4 : Algorithme de résolution

B. Résolution

Il s'agit de résoudre à la fois l'équation de la conservation de masse (Eq. III-1) et l'équation de conservation de la quantité de mouvement (Eq. III-2).

L'équation de conservation de la quantité de mouvement peut s'écrire :

$$\vec{u} = \frac{-\vec{\nabla}p - \rho_0\beta(T_{air} - T_0)\vec{g}}{C_1^* \frac{(1-\varepsilon)^2}{D^2\varepsilon^3}\mu + C_2^* \frac{(1-\varepsilon)}{D\varepsilon^3}\rho|\vec{u}|} \qquad \textbf{(III-13)}$$

Sachant que $\vec{\nabla}\cdot\vec{u} = 0$ (Equation de conservation de masse), l'équation III-13 devient :

$$\vec{\nabla}\cdot\left(\frac{-\vec{\nabla}p - \rho_0\beta(T_{air} - T_0)\vec{g}}{C_1^* \frac{(1-\varepsilon)^2}{D^2\varepsilon^3}\mu + C_2^* \frac{(1-\varepsilon)}{D\varepsilon^3}\rho|\vec{u}|}\right) = 0 \qquad \textbf{(III-14)}$$

A partir de la dernière estimation de la température d'air, les équations III-13 et III-14 sont résolues selon le schéma suivant :

$$\begin{aligned} u^n \xrightarrow{\textit{équation III-14}} p^{n+1} \;;\; \left(\vec{\nabla}\cdot\left(\frac{-\vec{\nabla}p^{n+1} - \rho_0\beta(T_{air} - T_0)\vec{g}}{C_1^* \frac{(1-\varepsilon)^2}{D^2\varepsilon^3}\mu + C_2^* \frac{(1-\varepsilon)}{D\varepsilon^3}\rho|u^n|}\right) = 0\right) \\ p^{n+1} \xrightarrow{\textit{équation III-13}} u^{n'} \;;\; u^{n'} = \frac{-\vec{\nabla}p^{n+1} - \rho_0\beta(T_{air} - T_0)}{C_1^* \frac{(1-\varepsilon)^2}{D^2\varepsilon^3}\mu + C_2^* \frac{(1-\varepsilon)}{D\varepsilon^3}\rho u^n} \\ u^n, u^{n'} \xrightarrow{\textit{relaxation}} u^{n+1} \;;\; u^{n+1} = (1-\alpha_r)u^n + \alpha_r u^{n'} \end{aligned} \qquad \textbf{(III-15)}$$

De l'estimation de la vitesse u à l'itération n (notée u^n), on déduit la pression p à l'itération $n+1$ (notée p^{n+1}). A partir de l'estimation p^{n+1}, on déduit une nouvelle estimation de la vitesse (notée $u^{n'}$). On applique ensuite une sous-relaxation sur cette nouvelle vitesse ($u^{n'}$) pour obtenir la vitesse à l'itération $n+1$, (α_r est le coefficient de sous-relaxation).

III-1-3. Validation du code de calcul

Les différentes équations décrivant l'écoulement et les transferts thermique dans un empilement d'objets ont été intégrées dans un code de calcul. La résolution de ces différentes équations a été réalisée en 2D sur le Logiciel Matlab 6.1.

Les résultats expérimentaux obtenus avec une enceinte parallélépipédique complètement remplie de sphères en gel (Chapitre II- Matériels et méthodes, § II-2-2-A5, Fig. II-18) ont été utilisées afin de valider le code de calcul. La simulation a été réalisée pour la couche des sphères situées sur le plan de symétrie. La validation a été effectuée seulement du point de vue thermique (comparaison de la température à cœur des sphères en gels et de la température de l'air au voisinage de ces sphères).

Notons enfin que cette expérience (enceinte parallélépipédique complètement remplie de sphères en gel) a également été modélisée sur le logiciel CFD Fluent. Une comparaison entre expérience (mesures thermiques), simulation directe avec Fluent et simulation par l'approche "milieu macro-poreux" a été réalisée (Chapitre IV- Résultats et discussions).

III-2. Modélisation directe : Approche CFD

Dans cette partie, nous allons présenter une approche directe mettant en œuvre le code CFD Fluent. Cette approche a été utilisée pour prédire les écoulements et les transferts thermiques dans des enceintes vides, complètement ou partiellement remplies d'empilements d'objets. Dans ce cas, l'échelle de discrétisation est nettement inférieure à celle des objets. Alors que dans l'approche "milieu macro-poreux", les mailles étaient typiquement de la taille d'un objet et contenaient à la fois du fluide et du solide, dans l'approche directe, une maille contient soit du fluide, soit du solide et chaque objet est découpé en plusieurs mailles (en moyenne, une sphère de 75 mm de diamètre est découpée en 2100 mailles).

Nous présentons ici les hypothèses et les principes de résolution numérique des équations ainsi que la sensibilité de la solution aux discrétisations spatiales et temporelles (dans le cas de la maquette vide).

III-2-1. Phénomènes et hypothèses

Les principaux phénomènes pris en compte dans cette approche et les hypothèses correspondantes sont les suivantes :

- Résolution des équations de Navier Stoks.
- La géométrie est tridimensionnelle.
- On tient compte de la convection naturelle générée par des différences de température (on ne tient pas compte des variations d'humidité) en utilisant l'approximation de Boussinesq.
- L'écoulement est supposé laminaire car le nombre de Rayleigh dans la maquette vide (basé sur la hauteur de la maquette (1m) et la différence entre température de la paroi froide (T_f = -10°C) et de la température moyenne interne des autres parois ($T_c \approx$ 2.6°C) est au maximum de 3.36×10^8. Cependant, la résolution est transitoire ce qui permet de rendre compte d'éventuelles instationnarités.
- On tient compte de l'inertie mécanique et thermique du fluide.
- On n'introduit aucune loi empirique de transfert entre le fluide et les surfaces des particules ou de l'enceinte (les couches limites sont supposées être discrétisées assez finement).
- La conduction au sein des objets est tridimensionnelle (on ne la suppose pas radiale), celle entre objets peut s'effectuer au niveau d'une surface de contact (dans le cas de

deux sphères, on considère un léger écrasement pour éviter un contact purement ponctuel) et par l'intermédiaire de l'air les séparant.

- On tient compte du rayonnement entre toutes les surfaces (enceintes et objets) qui sont supposées grises (non spéculaires). L'absorption et la diffusion par l'air ne sont pas pris en compte.

III-2-2. Discrétisation et résolution

La résolution numérique des équations a été effectuée sur une configuration tridimensionnelle par la méthode des volumes finis sur le logiciel CFD Fluent® 6.1.18. Les différentes simulations ont été réalisées en régime instationnaire bien que l'on s'intéresse le plus souvent au régime permanent obtenu pour des conditions aux limites constantes.

Le maillage utilisé de la maquette de réfrigérateur a été réalisé sur Gambit 2.1 pour les différentes configurations étudiées (maquette vide, maquette chargée avec quatre blocs de sphères creuses, maquette chargée avec des sphères en gel) et pour les deux surfaces de la paroi froide (la totalité ou la moitié supérieure). Deux types de maille ont été utilisés : cartésien pour les configurations vides, tétraédrique pour les configurations faisant intervenir les blocs de sphères. Un aperçu de ces différents maillages est présenté dans le tableau III-1 (Fig. III-5).

La géométrie ainsi que le maillage utilisé afin de simuler le cas du réfrigérateur réel a été réalisé sur Fluent 4.1 pour les différentes configurations étudiées (réfrigérateur vide, réfrigérateur équipé d'étagères en verre, Réfrigérateur équipé d'étagères en verre et chargé de produits parallélépipédiques). Une discrétisation cartésienne a été utilisé (Tableau III-2 ; Fig. III-6)

Notons que dans toutes les configurations étudiées, et compte tenu de la présence d'un plan de symétrie, seule la moitié du domaine du calcul a été modélisée. Le maillage a été resserré près des parois (présence de couches limites avec forts gradients de vitesse et de température).

Tableau III-1 : Différentes géométries et maillages réalisés sur Gambit 2.1

	Cas étudié	Surface de la paroi froide	Type de maillage	Nombre total de mailles
Maquette de réfrigérateur	Maquette de réfrigérateur vide (maillage de référence)	Totalité	Cartésien	360 750
		Moitié supérieure	Cartésien	379 990
	Maquette de réfrigérateur chargé avec 4 blocs de 6×5×3 sphères creuses	Totalité	Cartésien –tétraédrique	622 941
		Moitié supérieure	Cartésien –tétraédrique	643 516
	Maquette de réfrigérateur chargé avec un bloc de 6×6×5 sphères remplies de gel	Totalité	Cartésien –tétraédrique	720 250
	Parallélépipède complètement rempli de sphères en gel	-	Tétraédrique	403 619

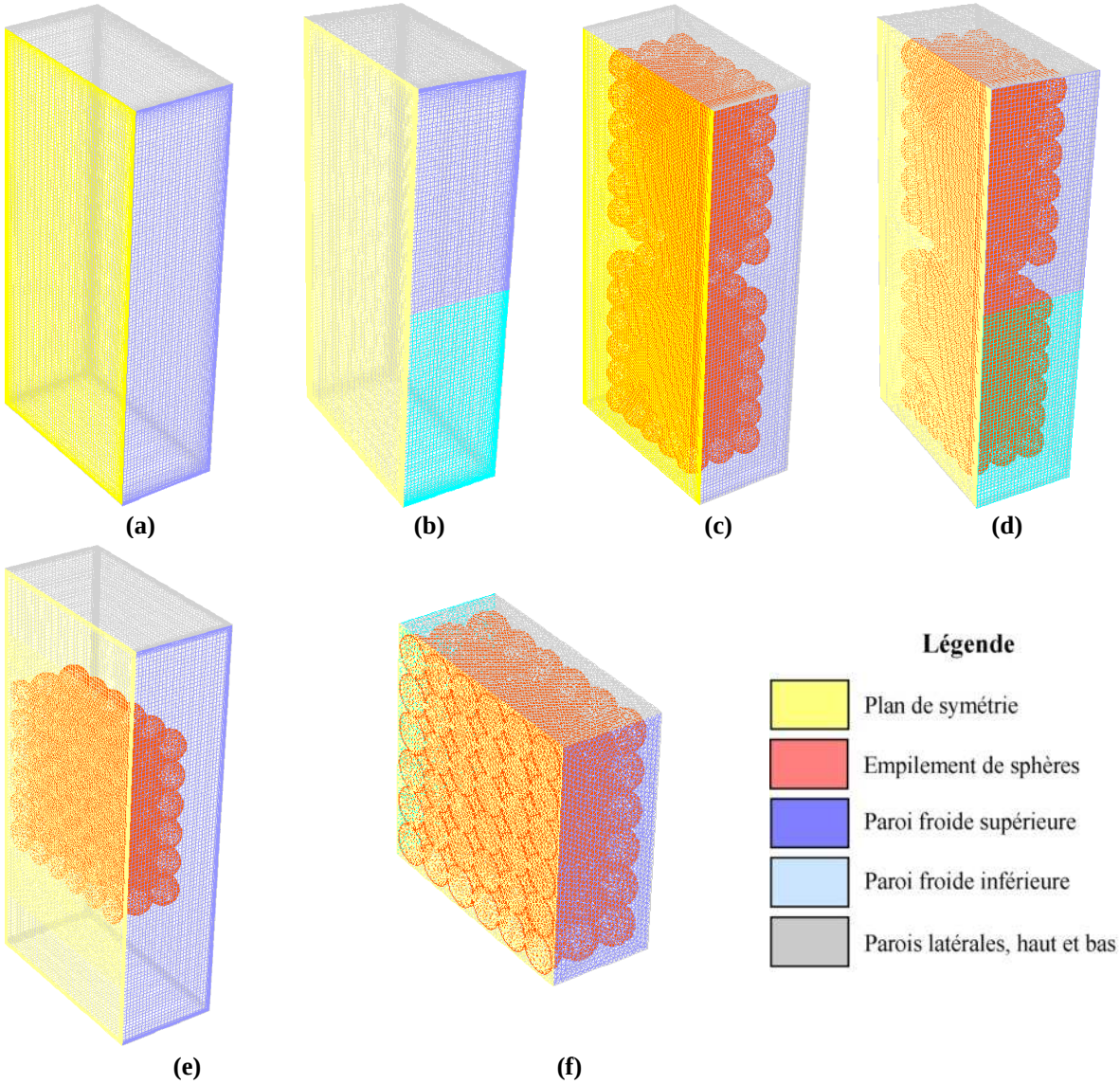


Figure III-5 : Maillages réalisés sur Gambit 2.1 (a) Maquette de réfrigérateur vide, 100% de la paroi froide[1]; (b) Maquette de réfrigérateur vide, 50% de la paroi froide[2] ; (c) Maquette de réfrigérateur chargé avec 4 blocs de sphères creuses, 100% de la paroi froide (d) Maquette de réfrigérateur chargé avec 4 blocs de sphères creuses, 50% de la paroi froide; (e) Maquette de réfrigérateur chargé avec un bloc de sphères remplies de gel ; (f) Parallélépipède complètement rempli de sphères en gel

Tableau III-2 : Différentes géométries et maillages réalisés sur CFD Fluent 4.1

Cas étudié	Type de maillage	Nombre total de mailles
Réfrigérateur vide	Cartésien	379 200
Réfrigérateur avec étagères en verre	Cartésien	337 220
Réfrigérateur avec étagères en verre et rempli de produits	Cartésien	950 460

Pour les différents cas simulés, les critères de résolution (préconisés par Fluent dans le cas de la convection naturelle) et les coefficients de sous-relaxation utilisés sont présentés dans le tableau III-3.

[1] Totalité de la paroi arrière refroidie
[2] Moitié supérieure de la paroi arrière refroidie

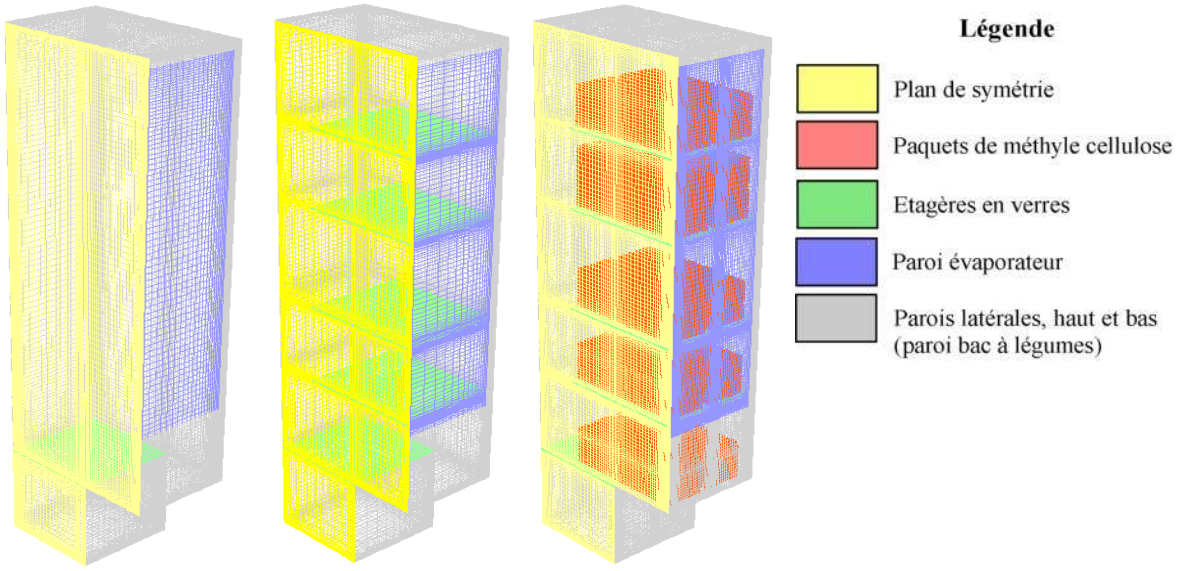


Figure III-6 : Maillages réalisés sur Fluent 4.1 (a)- Réfrigérateur vide ; (b)- Réfrigérateur équipé d'étagères en verre ; (c)- Réfrigérateur équipé d'étagères en verre et chargé de produits

Tableau III-3 : Critères de résolution et coefficients de sous-relaxations utilisés

	Facteur de sous-relaxation	Type de discrétisation
Pression	0.8	Presto
Masse volumique	1	-
Forces de gravité	1	-
Quantité de mouvement	0.2	Second ordre amont
Energie	1	Second ordre amont
Rayonnement	1	-
Couplage Pression-vitesse	-	Simple

Nous avons utilisé une forte sous-relaxation de la vitesse (0.2) car les équations sont fortement non-linéaires dans les problèmes de convection naturelle.

Notons que les différents cas simulés tiennent compte du phénomène du rayonnement. Le modèle de rayonnement à ordonnées discrètes (DO - Discrete Ordinates) a été utilisé. Une explication plus détaillée de ce modèle est présentée dans le paragraphe III-2-4.

III-2-3. Conditions initiales et conditions aux limites (CFD Fluent)

On cherche (sauf dans le cas des sphères en gel) à prédire uniquement le fonctionnement en régime permanent. Pour l'atteindre plus rapidement par la simulation, on part de conditions initiales (différentes des conditions réelles) proches des valeurs d'équilibre attendues (on considère donc, ce qui n'est pas toujours vrai, que le champ de vitesse et de température ne dépendent pas des conditions initiales une fois le régime permanent atteint).

La température initiale de simulation choisie pour l'air est 2°C. En effet, cette température est proche de la température moyenne trouvée dans un réfrigérateur ménager sur un cycle de fonctionnement. Le tableau III-4 regroupe les propriétés thermo-physiques de l'air à la température de référence de 2°C. Ces propriétés sont supposées constantes.

Tableau III-4 : Propriétés thermo-physiques de l'air à 2°C

	Abréviation	Valeur	Unité
Température de référence	T_{ref}	2	[°C]
Masse volumique	ρ	1.278	[kg m^{-3}]
Capacité thermique massique	Cp	1006	[J kg^{-1} K^{-1}]
Viscosité	μ	17.21 10^{-6}	[Pa s]
Conductivité thermique	k	24.3 10^{-3}	[W m^{-1} K^{-1}]
Coefficient d'expansion thermique	β	3.636 10^{-3}	[K^{-1}]

Les propriétés thermo-physiques des autres matériaux intervenant dans les simulations sont regroupées dans le tableau III-5.

Tableau III-5 : Propriétés thermo-physiques des matériaux intervenant dans les simulations

	Gel aqueux de gélatine①	Méthyle cellulose	Aluminium	Verre	Unité
Température de référence	20	20	20	20	[°C]
Masse volumique	1013	1100	2700	2700	[kg m^{-3}]
Capacité thermique massique	4100	3372	900	800	[J kg^{-1} K^{-1}]
Conductivité thermique	0.519	0.5	230	0.75	[W m^{-1} K^{-1}]

Pour les différentes simulations réalisées, les conditions aux limites imposées sont présentées dans le tableau III-6, III-7 et III-8.

Tableau III-6 : Conditions aux limites utilisées lors des simulations effectuées sur la maquette

Paroi			Paroi froide		Paroi du haut			Paroi du bas			Parois latérales		
Matière			Aluminium		PVC + Polystyrène extrudé			PVC + Polystyrène extrudé			Verre + Polystyrène extrudé		
Type de condition aux limites			Température imposée		Coefficient de transfert + Température ambiante extérieure			Coefficient de transfert + Température ambiante extérieure			Coefficient de transfert + Température ambiante extérieure		
Cas étudié		Surface de la paroi froide	T_{paroi}	ε_r	h_{glob}②	T_{amb}	ε_r	h_{glob}	T_{amb}	ε_r	h_{glob}	T_{amb}	ε_r
Maquette de réfrigérateur	Maquette de réfrigérateur vide	100 %	-10°C et 0°C	0.1③	1.3	20	0.9④	1.36	20	0.9	0.52	20	0.9⑤
		50 %	-10°C et 0°C	0.1	1.3	20	0.9	1.36	20	0.9	0.52	20	0.9
	Maquette de réfrigérateur chargé avec 4 blocs de sphères creuses	100 %	-10°C et 0°C	0.1	1.3	20	0.9	1.36	20	0.9	0.52	20	0.9
		50 %	-10°C et 0°C	0.1	1.3	20	0.9	1.36	20	0.9	0.52	20	0.9
	Maquette de réfrigérateur chargé avec un bloc de sphères en gel	100 %	-10°C	0.1	1.3	20	0.9	1.36	20	0.9	0.52	20	0.9

① valeurs déterminées par Alvarez (1992)
② la valeur de h_{glob} inclut la résistance convective externe.
③ d'après Wen et Mudawar (2004)
④ d'après DOW (1991)
⑤ d'après Pieters et *al.*(1995)

Tableau III-7 : Conditions aux limites utilisées lors des simulations effectuées pour un parallélépipède complètement rempli de sphères en gel

Paroi	Paroi froide		Paroi du haut			Paroi du bas			Paroi latérale			Paroi face paroi froide	
Matière	Aluminium		Polystyrène extrudé			Polystyrène extrudé			Polystyrène extrudé			Aluminium	
Type de condition aux limites	Température imposée		Coefficient de transfert + Température ambiante extérieure			Coefficient de transfert + Température ambiante extérieure			Coefficient de transfert + Température ambiante extérieure			Température imposée	
Cas étudié	T_{paroi}	ε_r	h_{glob}	T_{amb}	ε_r	h_{glob}	T_{amb}	ε_r	h_{glob}	T_{amb}	ε_r	T_{paroi}	ε_r
Parallélépipède complètement rempli de sphères en gel	0°C	0.1	0.54	20	0.9	0.54	20	0.9	0.88	20	0.9	20	0.1

Tableau III-8 : Conditions aux limites utilisées lors des simulations effectuées sur le réfrigérateur réel

Paroi	Evaporateur		Parois latérales-Paroi du bas - Paroi du haut		
Matière	Revêtement en polystyrène		Polystyrène		
Type de condition aux limites	Température imposée		Coefficient de transfert + Température ambiante extérieure		
Cas étudié	T_{paroi}	ε_r	h_{glob}	T_{amb}	ε_r
Réfrigérateur vide	-0.5	0.9	0.34	20	0.9
Réfrigérateur avec étagères en verre	-0.5	0.9	0.34	20	0.9
Réfrigérateur avec étagères en verre et rempli de produits	-0.5	0.9	0.34	20	0.9

h_{glob} est le coefficient de transfert global au niveau des parois, [$Wm^{-2}K^{-1}$]
T_{amb} est la température ambiante dans la cellule d'essai, [°C]
T_{paroi} est la température de la paroi étudiée, [°C]
ε_r est l'emissivité de la paroi.

Notons que dans le cas de la maquette, le coefficient de transfert global h_{glob} a été calculé en additionnant les différentes résistances thermiques que forment la paroi étudiée (PVC, double vitrage, isolant) et celle liée au transfert entre l'air ambiant et la paroi externe de la maquette ($h_{ext} \approx 10$ $Wm^{-2}K^{-1}$). Concernant le cas du réfrigérateur (réel), h_{glob} a été mesuré par la méthode d'isothermie (Annexe III-1).

III-2-4. Tests de convergence

A. Principe

Le phénomène de convection naturelle est un phénomène difficile à simuler numériquement en régime stationnaire étant donné que les champs de vitesse et de pression dépendent essentiellement du champ de température, il faut donc les calculer simultanément (couplage vitesse-pression et vitesse-température).

L'approche que nous avons adoptée est une résolution en régime pseudo-instationnaire. A la différence de la résolution en régime instationnaire (stricte) où l'on cherche la solution à

tout instant (ce qui nécessite de faire converger la solution pour chaque pas de temps), la résolution en régime pseudo-instationnaire, qui n'a pour objectif que de trouver la solution une fois le régime permanent atteint, ne nécessite pas de faire converger la solution à chaque pas de temps.

La stratégie consiste donc à se satisfaire d'une solution imparfaite dans la phase transitoire, pour atteindre plus rapidement le régime permanent.

Cette stratégie de résolution a l'avantage d'être moins coûteuse en temps de calcul. L'inconvénient de cette approche est qu'on ne peut plus prendre les résidus comme repère pour valider la convergence d'un cas étudié (car on n'attend pas que la solution converge sur un pas de temps). Afin de remédier à ce problème, nous avons choisi de suivre l'évolution de la température et de la norme de la vitesse en quelques points de contrôle dans le domaine de calcul. On pourra ensuite juger de la convergence d'un cas en s'assurant de la stabilité des résultats à partir d'un certain nombre d'itérations (en un point de contrôle donné). Nous avons suivi l'évolution du profil de température et de vitesse sur trois hauteurs différentes (10 cm, 50 cm et 90 cm) sur le plan de symétrie. Sur chaque hauteur, cinq points de contrôle ont été fixés (Fig. III-7).

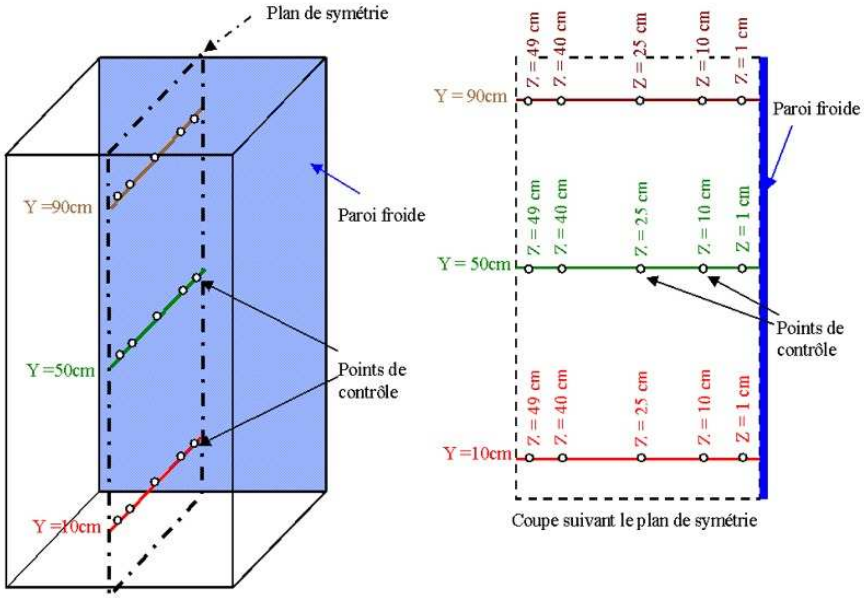


Figure III-7 : Position des points de contrôle dans la maquette de réfrigérateur

Cette étude de convergence de la solution est présentée ici dans le cas de la maquette vide pour une paroi froide refroidie dans sa totalité (100% de la paroi froide) à -10°C (sans modèle de rayonnement).

Finalement les paramètres de résolution numérique sont les suivants : le pas de temps, le nombre d'itérations par pas de temps et le nombre de pas de temps.

Au départ, on commence avec un pas de temps faible car les évolutions sont rapides (et cela augmente la stabilité du fait d'un terme d'inertie grand), puis on augmente le pas de temps car les évolutions sont plus lentes et on augmente le nombre d'itérations par pas de

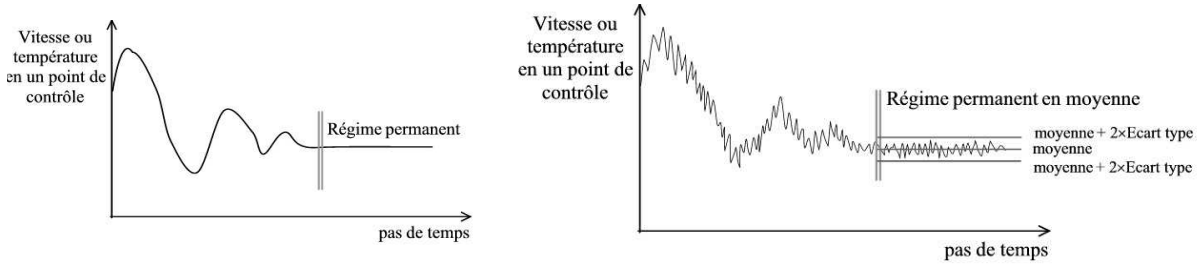
temps pour obtenir une meilleure précision au fur et à mesure que l'on approche du régime permanent auquel on s'intéresse. Les valeurs adoptées aux différentes étapes sont présentées sur le tableau III-9. Un enregistrement de tous les champs (vitesse, température, pression) est réalisé au terme de chaque étape.

Tableau III-9 : Différents enregistrements effectués

Etape / Enregistrement	Pas de temps [s]	Nombre de pas de temps	Nombre d'itération par pas de temps	Durée totale [min]
1	1	600	30	10
2	2	600	35	30
3	4	600	40	70
4	6	600	45	130
5	8	600	50	210

On admet que le régime permanent est atteint au moins pour le dernier enregistrement (210 min).

Pour estimer si le régime permanent est atteint, on vérifie si, aux points de contrôle, la vitesse et la température deviennent constantes (Fig. III-8-a). La difficulté que nous avons rencontrée est que, du fait d'instabilités physiques ou numériques, la température et la vitesse continuent de fluctuer autour d'une moyenne même après un très grand nombre d'itérations figure III-8-b (surtout en certains points de contrôle). C'est pourquoi, pour estimer si on atteint un régime permanent en moyenne (et qu'en même temps on atteint une convergence numérique) nous avons calculé pour les derniers résultats d'itérations (600 pas de temps de 8 secondes), la moyenne de la température et de la norme de la vitesse, ainsi que leurs écarts types au niveau des points de contrôle. On admettra ensuite que la solution a convergé si les températures (ou les normes de la vitesse) sont comprises dans le domaine délimité par deux fois l'écart type (inférieur et supérieur) calculé au niveau des points de contrôles issus du dernier enregistrement (600 pas de temps de 8 secondes).



(a) **(b)**

Figure III-8 : (a) Vitesse (ou température) constante en régime permanent, (b) Fluctuation de la vitesse (ou de la température) autour d'une valeur moyenne en régime permanent

B. Comparaison des résultats

Le figure III-9 présente le profil de la température et de la norme de la vitesse pour les différents enregistrements (1 à 4) et pour les trois hauteurs étudiées (y = 10 cm, y = 50 cm et y = 90 cm).

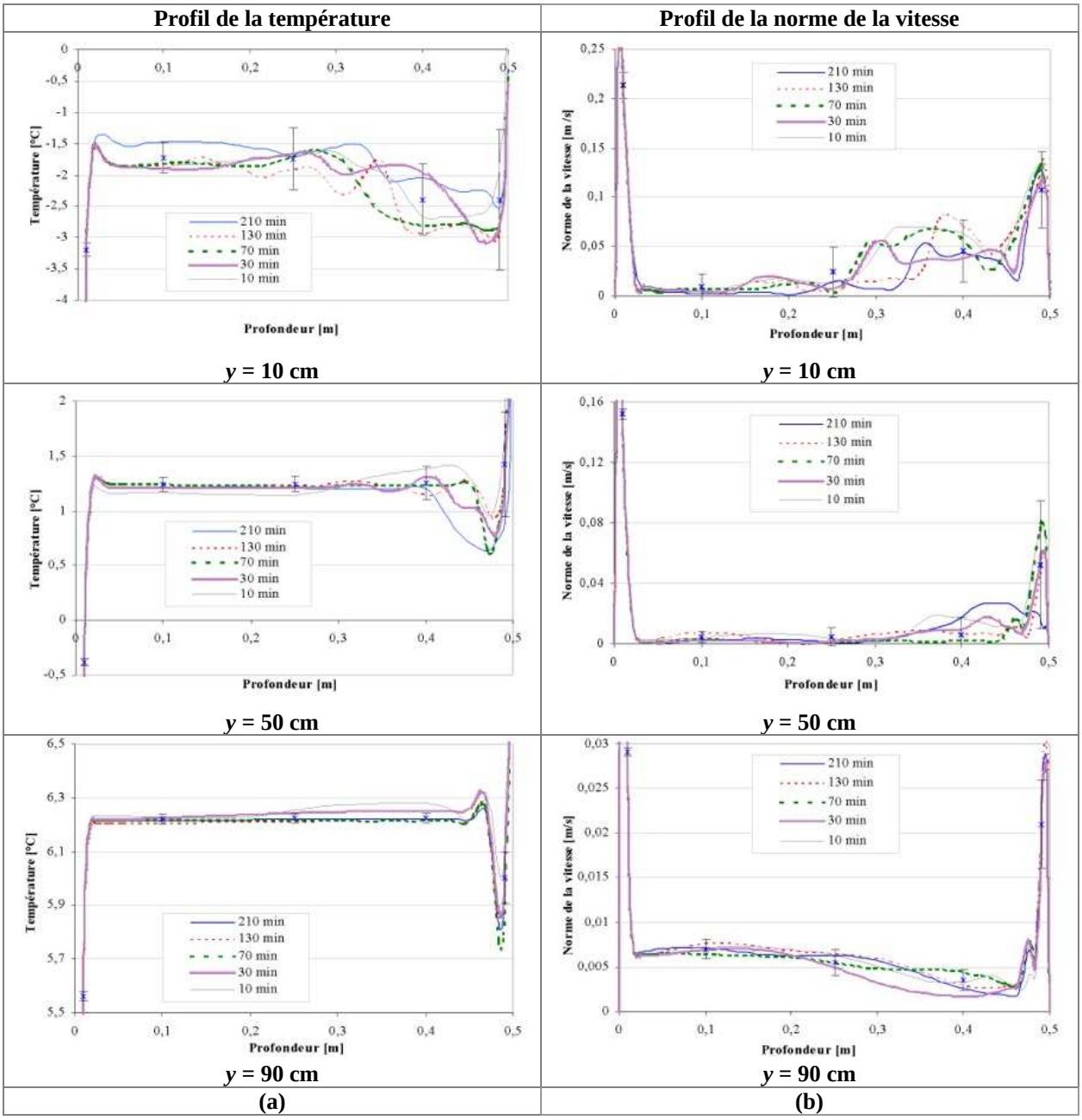


Figure III-9 : Etude de la convergence ; (a) Profil de la température pour trois hauteurs différentes : *y*=10cm, *y*=50cm et *y*=90cm ; (b) Profil de la norme de la vitesse pour trois hauteurs différentes : *y*=10 cm, *y*=50cm et *y*=90cm ; (les croix et les barres représentent la moyenne ± 2 fois l'écart type aux points de contrôle pendant l'étape 5)

On remarque que les profils issus des enregistrements 3 et 4 (durée totale 70 et 130 min) sont bien compris dans le domaine délimité par l'écart type calculé au niveau des points de contrôles issus des dernières itérations. Pour ces deux enregistrements, on peut donc supposer que le régime permanent est atteint. Par contre, pour les premiers enregistrements (enregistrements 1 et 2), on remarque que les profils de température (Fig. III-9-a, y = 50 cm et y = 90 cm ; Fig. III-9-b, y= 90 cm) sont éloignés du domaine de convergence de la solution.

Désormais, pour les différentes simulations qui vont suivre, on admettra que la solution a atteint le régime permanent au bout de l'enregistrement 4.(nous avons choisi d'arrêter les

itérations au bout de l'enregistrement 4 plutôt que l'enregistrement 3 pour avoir une marge de sécurité).

III-2-5. Influence du pas de temps

A. Principe

Afin d'étudier l'influence du pas de temps sur la solution, nous avons poussé les itérations précédentes (au-delà de l'étape 5 en réduisant le pas de temps de 8s à 0.2 s pendant 2 minutes : 600 pas de temps de 0.2 s ; 50 itérations par pas de temps).

B. Comparaison des résultats

Le tableau III-10 regroupe les valeurs moyennes de la température et de la norme de la vitesse ainsi que leurs écarts-types respectifs calculés au niveau des points de contrôle.

Tableau III-10 : Influence du choix du pas de temps sur la solution

Hauteur [cm]	Profondeur [cm]	Température				Norme de la vitesse			
		Température moyenne [°C]		Ecart type [°C]		Norme de la vitesse moyenne [m s^{-1}]		Ecart type [m s^{-1}]	
		600 pas de temps à 8s	600 pas de temps à 0,2s	600 pas de temps à 8s	600 pas de temps à 0,2s	600 pas de temps à 8s	600 pas de temps à 0,2s	600 pas de temps à 8s	600 pas de temps à 0,2s
y = 10	z = 1	-3.197	-3.122	0.051	0.059	0.213	0.215	0.0067	0.0034
	z = 10	-1.722	-1.579	**0.129**	**0.127**	0.010	0.014	**0.0064**	**0.0078**
	z = 25	-1.743	-1.448	**0.249**	**0.217**	0.024	0.025	**0.0126**	**0.0133**
	z = 40	-2.394	-2.182	**0.286**	**0.375**	0.046	0.044	**0.0155**	**0.0148**
	z = 49	-2.393	-1.762	**0.557**	**0.704**	0.108	0.119	**0.0193**	**0.0180**
y = 50	z = 1	-0.381	-0.401	0.017	0.023	0.152	0.152	0.0018	0.0016
	z = 10	1.240	1.224	0.033	0.048	0.004	0.007	0.0020	0.0024
	z = 25	1.243	1.216	0.035	0.046	0.005	0.004	0.0029	0.0017
	z = 40	1.250	1.225	0.074	0.199	0.006	0.011	0.0058	0.0081
	z = 49	1.427	1.312	**0.240**	**0.479**	0.052	0.057	**0.0212**	**0.0271**
y = 90	z = 1	5.561	5.544	0.009	0.045	0.029	0.029	0.0002	0.0006
	z = 10	6.221	6.196	0.009	0.035	0.007	0.007	0.0006	0.0009
	z = 25	6.225	6.201	0.009	0.041	0.005	0.006	0.0007	0.0010
	z = 40	6.225	6.203	0.009	0.043	0.004	0.004	0.0006	0.0014
	z = 49	6.002	5.943	**0.048**	**0.162**	0.021	0.022	**0.0025**	**0.0059**

Ce tableau nous permet de constater que globalement les moyennes de la température et de la norme de vitesse restent quasi inchangées en passant d'un pas de temps de 8s à 0.2s. Les écarts types sont importants surtout en bas de la maquette (*y* = 10 cm). En effet, dans le haut de la maquette, il s'établit une stratification de la température alors que c'est dans le bas de la maquette qu'il se produit des re-circulations et éventuellement des instabilités. La diminution du pas de temps accentue ces variations mais influe peu sur la valeur moyenne des paramètres étudiés (la température et la norme de la vitesse). On peut donc conclure que le pas de temps (s'il est inférieur à 8s) n'influe pas sur les champs moyens.

III-2-6. Etude du maillage

A. Principe

Afin d'étudier l'influence du maillage sur la solution, le cas de la maquette vide avec une paroi froide refroidie dans sa totalité à -10°C a été simulé en l'absence de rayonnement. Quatre types de maillage ont été utilisés (tous ces maillages sont resserrés près des parois - Tableau III-11).

Tableau III-11 : Différents maillages utilisés

	Couche limite près des parois					
	Epaisseur de la 1ère maille [cm]	Facteur de progression	Nombre de mailles	Epaisseur [cm]	Taux d'espacement entre mailles	Nombre total de mailles
Grossier	0.1	1.2	15	7.2	1.2	181 800
Moyen	0.1	1.2	15	7.2	1	252 648
Fin	0.1	1.15	18	7.58	0.9	360 750
Très Fin	0.1	1.1	20	5.72	0.9	469 614

Le principe de notre démarche est la même que pour l'étude de la convergence de la solution. Elle consiste à tracer les profils de température et de la norme de la vitesse issus des simulations avec les maillages Grossier, Moyen et Fin et à comparer ces profils avec ceux issus de la simulation avec le maillage Très Fin. On admettra que le maillage est adéquat lorsque le profil de température (ou de la norme de la vitesse) est compris dans le domaine délimité par deux fois l'écart type (inférieur et supérieur, calculé sur 600 pas de temps) calculé au niveau des points de contrôles issus de la simulation avec le maillage Très Fin.

B. Comparaison des résultats

La figure III-10 présente le profil de la température et de la norme de la vitesse pour les différents maillages utilisés et pour les trois hauteurs étudiées (y = 10 cm, y = 50 cm et y = 90 cm).

On remarque que, mis à part dans les zones instationnaires (en bas et en haut côté paroi chaude) les différents maillages donnent des résultats assez proches. Dans les zones instationnaires, les profils varient beaucoup d'un instant à l'autre pour un même maillage, il est donc difficile de comparer les résultats pour deux maillages à des instants donnés. Nous avons finalement choisi le maillage dit 'Fin' qui est un compromis acceptable entre résolution spatiale et temps de calcul.

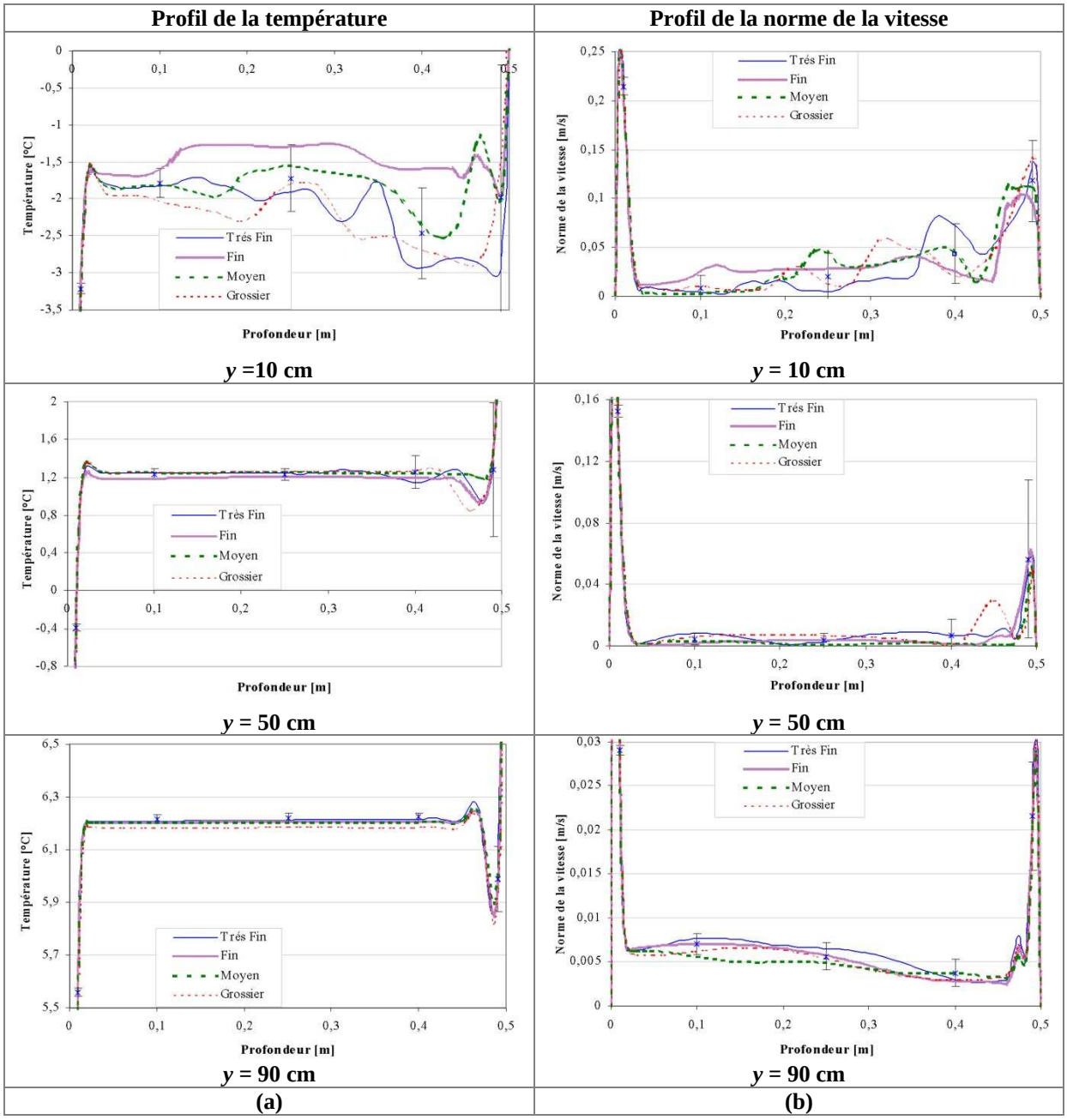


Figure III-10 : Etude de la sensibilité de la solution aux maillages ; (a) Cas de la température pour trois hauteurs différentes : y=10cm, y=50cm et y=90cm ; (b) Cas de la norme de la vitesse pour trois hauteurs différentes : y=10cm, y=50cm et y=90cm ; (les croix et les barres représentent la moyenne ± 2 fois l'écart type aux points de contrôle du maillage Très Fin)

III-2-7. Etude du rayonnement

A. Principe

Les résultats de la simulation dépendent également du modèle de rayonnement utilisé. Fluent propose cinq modèles de rayonnement, seul deux modèles sont appropriés pour simuler le rayonnement à l'intérieure d'une cavité fermée : le modèle S2S (Surface to Surface) et le modèle DO (Discrete Ordinates).

Le premier modèle (modèle S2S), basé sur le calcul de facteur de vu (ou facteur de forme) entre deux surfaces, semblait être le modèle le mieux approprié puisque le fluide ne participe pas au rayonnement, mais on s'est heurté à plusieurs problèmes pour mettre en œuvre ce modèle car il ne peut pas être utilisé dans les cas suivants :

- Si le maillage utilisé présente un plan de symétrie ; ceci aurait impliqué de travailler avec un maillage entier du domaine d'étude.
- S'il y a présence d'obstacle dans le volume d'étude : le cas de la maquette chargée avec quatre blocs de sphères creuses n'aurait pas pu être étudié à l'aide de ce modèle.

De plus, la génération des facteurs de vu nécessite des ressources en mémoire vive très importantes, et ces ressources croissent rapidement en augmentant le nombre de surface.

C'est pourquoi nous avons opté pour le modèle DO (Discrete Ordinates), qui résout l'équation générale de transfert radiatif suivante (selon une direction $\vec{s}$ donnée) [⊗]:

$$\vec{\nabla} \cdot \left(I\left(\vec{r},\vec{s}\right)\vec{s}\right) + \left(a+\sigma_s\right)I\left(\vec{r},\vec{s}\right) = an_0^2\frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi}\int_0^{4\pi} I\left(\vec{r},\vec{s}'\right)\Phi'\left(\vec{s},\vec{s}'\right)d\Omega' \qquad \textbf{(III-16)}$$

$I(\vec{r},\vec{s})$: intensité radiative dans la direction $\vec{s}$ (à la position $\vec{r}$)
$\vec{r}$: vecteur position
$\vec{s}$: vecteur direction
$\vec{s}'$: direction du vecteur de dispersion
a : coefficient d'absorption
n_0 : indice de réfraction
σ_s : coefficient de dispersion
σ : constante de Stefan-Boltzmann
T : température locale
Φ' : fonction de phase
Ω' : angle solide

Ce modèle de rayonnement peut tenir compte de la participation du milieu au rayonnement mais dans notre cas, il n'y a ni absorption, ni diffusion (a = 0, σ_s = 0), d'où :

$$\vec{\nabla} \cdot \left(I\left(\vec{r},\vec{s}\right)\vec{s}\right) = 0 \qquad \textbf{(III-17)}$$

Au niveau d'une surface, il y a absorption, réflexion, diffusion et émission. Pour une surface se comportant comme un corps gris d'émissivité ε_r, le flux radiatif entrant ($\Phi_{rad_entrant}$) au niveau de cette surface s'écrit :

$$\Phi_{rad_entrant} = \int_{\vec{s}\cdot\vec{n}>0} I_{entrant}\,\vec{s}\cdot\vec{n}\,d\Omega' \qquad \textbf{(III-18)}$$

[⊗] Fluent (2003)

Le flux radiatif sortant ($\Phi_{rad_sortant}$) de cette surface s'écrit :

$$\Phi_{rad_sortant} = (1-\varepsilon_r)\Phi_{rad_entrant} + n_0^2 \varepsilon_r \sigma T_S^4 \qquad \textbf{(III-19)}$$

$I_{entrant}$: intensité radiative entrante dans la direction $\vec{s}$ (à la position $\vec{r}$)

$\vec{n}$: vecteur normal

T_s : température de surface, [K]

Chaque octant d'angle solide est discrétisé en $N_\theta \times N_\varphi$ angles solides. Les angles θ et φ sont respectivement l'angle polaire et l'angle azimutal (Fig. III-11).

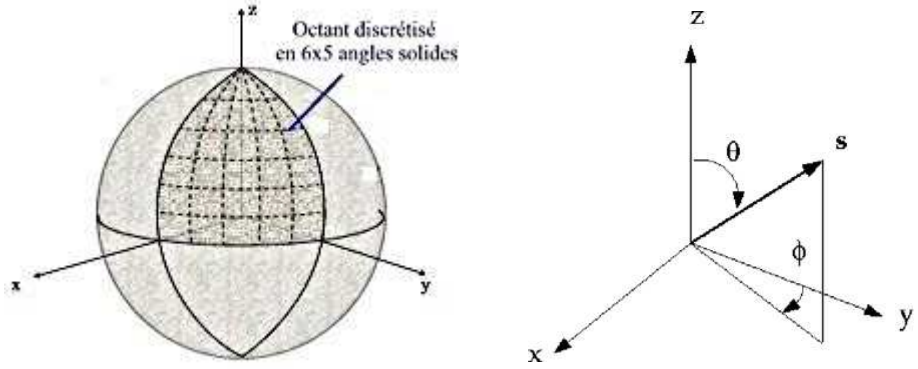


Figure III-11 : Discrétisation angulaire

En utilisant le modèle de rayonnement DO, la solution des simulations peut dépendre de la finesse de la discrétisation des angles θ et φ.

Afin d'étudier l'influence de cette discrétisation sur la solution, le cas de la maquette vide (totalité de la paroi froide refroidie à -10°C) a été simulé avec trois discrétisations angulaires (Tableau III-12).

Tableau III-12 : Discrétisations angulaires utilisées

	N_θ	N_φ
Cas 1	2	2
Cas 2	4	4
Cas 3	6	6

La discrétisation de chaque octant en 6×6 angles solides est supposée être 'Très Fine', les autres discrétisation sont donc à comparer avec cette dernière.

Le principe de notre démarche consiste à tracer les profils de la température et de la norme de la vitesse issus des cas 1 et 2 et à comparer ces profils avec ceux du cas 3. On admettra que la solution est indépendante de la discrétisation angulaire lorsque le profil de température (ou de la norme de la vitesse) est compris dans le domaine délimité par deux fois l'écart type (inférieur et supérieur) calculé au niveau des points de contrôles issus du cas 3.

B. Comparaison des résultats

Le figure III-12 présente le profil de la température et de la norme de la vitesse pour les différents discrétisations angulaires utilisées et pour les trois hauteurs étudiées (y = 10 cm,

y = 50 cm et y = 90 cm). On remarque que, mis à part les zones instationnaires, les profils obtenus avec différentes discrétisations angulaires sont assez proches (dans les zones instationnaires, il est difficile de faire des comparaisons, cf. remarques du § III-2-6) .

Pour les différentes simulations faisant intervenir le modèle de rayonnement DO, nous avons finalement choisi de travailler avec la discrétisation angulaire $N_\theta = N_\varphi = 4$ (compromis entre résolution angulaire et temps de calcul).

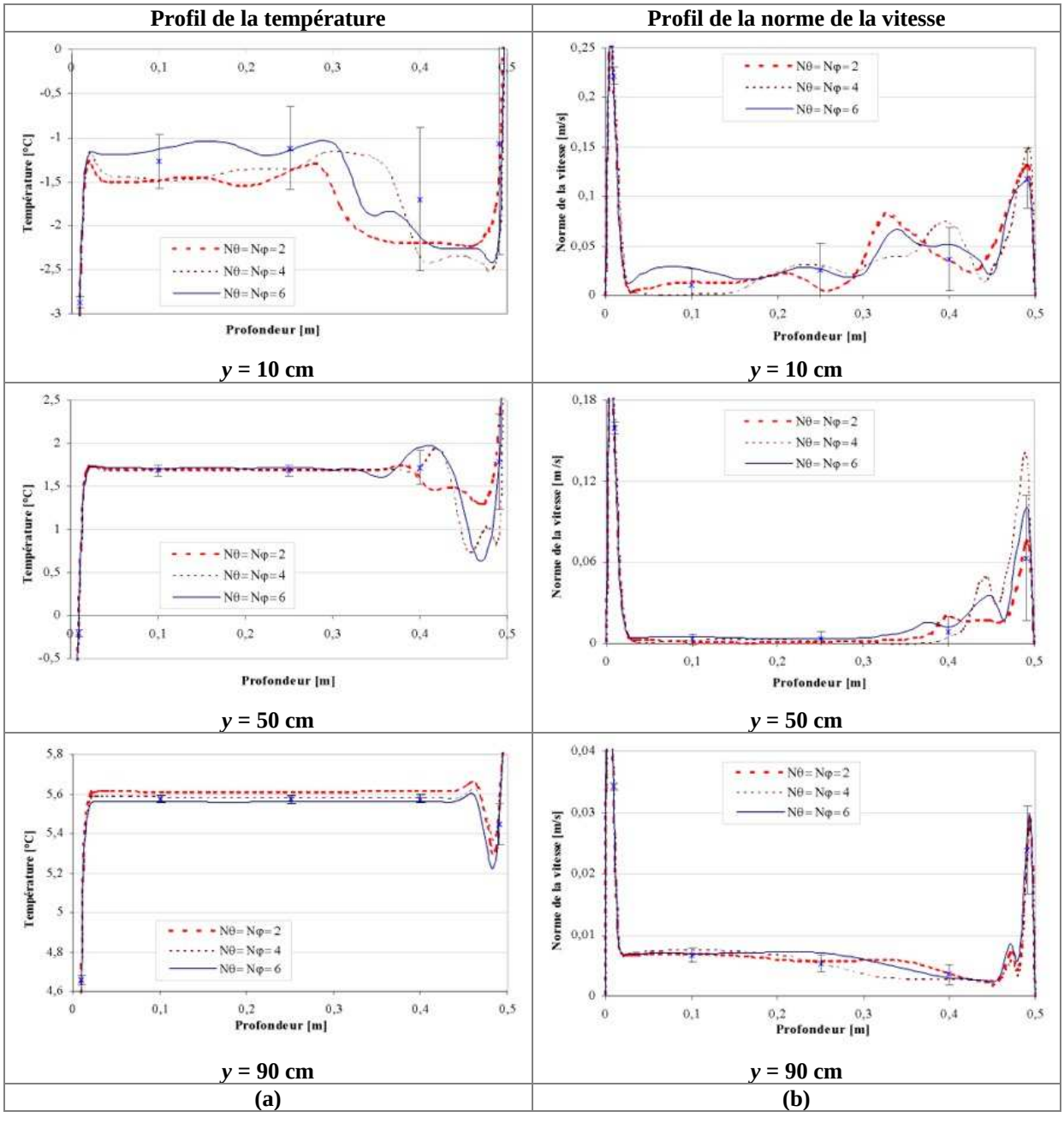


Figure III-12 : Etude de la sensibilité de la solution à la discrétisation angulaire ; (a) Profil de la température pour trois hauteurs différentes y=10cm, y=50cm et y=90cm ; (b) Profil de la norme de la vitesse pour trois hauteurs différentes y=10cm, y=50cm et y=90cm ; (les croix et les barres représentent la moyenne ± 2 fois l'écart type aux points de contrôle de la discrétisation angulaire $N_\theta = N_\varphi = 6$)

III-2-8. Paramètres de résolution adoptés

Une étude détaillée a été menée sur la convergence ainsi que sur la sensibilité aux discrétisation spatiales, temporelles et angulaire dans le cas de la maquette vide (totalité de la paroi froide refroidie à -10°C).

Les résultats de cette étude nous ont permis de fixer le nombre d'itérations nécessaire pour atteindre la convergence et le régime permanent (en moyenne) et d'adopter des compromis (entre finesse de discrétisation et temps de calcul) comportant des marges de sécurité.

Des études plus sommaires (concernant la convergence et l'influence de la discrétisation) ont été menées dans les autres configurations (maquette remplie, réfrigérateurs réels) en partant des mêmes ordres de grandeur pour différents paramètres numériques (pas de temps, nombre d'itération par pas de temps, maillage …)

Les différentes simulations (Fluent) ont été réalisées sur une grappe (ou cluster ou ferme) de PC. L'équipement comprend 24 nœuds bi-processeurs Intel Xéon 2,4 GHz avec 2 GO de mémoire sur 18 nœuds et 4 GO pour 6 nœuds, 40 GO de disque dur par nœuds, un serveur avec 430 GO de disque dur, ainsi qu'un commutateur Gigabit.

III-3. Conclusion

Comme conclusion de ce chapitre, nous proposons de comparer les potentialités et les limites des deux approches présentées précédemment (approche CFD directe, approche 'macro-poreux') dans une optique d'application plus large que celle des réfrigérateurs ménagers (Tableau III-13).

Nous avons également mentionné deux autres approches possibles :

- Approche CFD avec milieu poreux standard : elle consisterait à résoudre les équations de Navier-Stokes (éventuellement généralisées au cas turbulent par un modèle k-ε ou RSM) pour l'écoulement libre (autour des empilements d'objets) et les équations de Darcy-Forchheimer au sein des empilements avec un modèle 'standard' de transfert en milieu poreux à une température. Cette possibilité existe avec le logiciel Fluent.
- Approche CFD couplée avec l'approche 'macro-poreux' : elle consisterait à résoudre les équations de Navier-Stokes pour l'écoulement libre et à utiliser un modèle de type 'macro-poreux' dans les empilements d'objets distinguant les températures de l'air, de la surface et du cœur du produit et tenant compte des différents modes de transferts. Cette possibilité n'existe pas avec le logiciel Fluent et notre code actuel 'macro-poreux' n'est pas adapté pour simuler les écoulements libres.

Pour résumer, on peut dire que l'approche CFD directe (maillage de chaque objet) est possible et est sans doute la mieux adaptée dans le cas d'un réfrigérateur domestique mais elle est techniquement impossible (avec les ordinateurs actuels) pour des enceintes plus vastes contenant des dizaines de milliers d'objets (exemple : véhicule frigorifique chargé de pommes..). L'approche mixte CFD + approche 'macro-poreux' serait alors certainement la plus appropriée.

Tableau III-13 : Comparaison entre les simulations CFD Fluent et le code 'macro-poreux'

	Approche CFD directe (maillage de chaque sphère)	Approche CFD avec milieu poreux standard (modèle à 1 température)	Approche 'macro-poreux'	Approche CFD (écoulement libre dans les empilements) + Approche 'macro-poreux'
Possibilités – Avantages	❑ Ecoulement et transferts dans l'empilement. ❑ Ecoulement et transferts hors de l'empilement.	❑ Ecoulement et transferts hors de l'empilement. ❑ Prise en compte de la résistance à l'écoulement dans l'empilement. ❑ Temps de calcul réduit.	❑ Ecoulement et transferts dans l'empilement. ❑ Temps de calcul réduit.	❑ Ecoulement et transferts dans l'empilement. ❑ Ecoulement et transfert hors de l'empilement.
Limites – Impossibilités-inconvénients	❑ Maillage lourd (à refaire pour chaque type d'empilement). ❑ Temps de calcul long.	❑ Empilement caractérisé simplement par des coefficients de perte de charge. ❑ Pas de prise en compte des échanges air/produits ; produits/produits…	❑ Ecoulement et transfert hors empilement non simulé dans le code actuel. ❑ Non prise en compte des termes d'inertie. ❑ Caractérisation expérimentale ou numérique[⊗] des coefficients de perte de charge et de transferts.	❑ Caractérisation expérimentale ou numérique des coefficients de perte de charge et de transferts.
Cas possible	❑ Réfrigérateur[⊕] vide ou rempli de produits.	❑ Réfrigérateur chargé de produits n'échangeant pas de chaleur (sphères creuses, étagères en verre…). ❑ Réfrigérateur chargé de produits échangeant de chaleur en régime permanent de façon approchée.	❑ Enceinte complètement remplie de produits échangeant de la chaleur par convection, conduction et rayonnement.	❑ Réfrigérateur chargé de produits. ❑ Chambre froide. ❑ Véhicule frigorifique. ❑ Chambre d'affinage. ❑ Séchoir à bois…
Cas impossible	❑ Chambre froide avec des milliers de produits.	❑ Réfrigérateur chargé de produits en régime transitoire. ❑ Convection+conduction +rayonnement au sein de l'empilement en régime permanent.	❑ Réfrigérateur partiellement rempli de produit.	

[⊗] Simulation CFD directe d'un volume élémentaire représentatif avec maillage de chaque objet
[⊕] Il s'agit de la maquette de réfrigérateur ou du réfrigérateur réel

Chapitre IV

Résultats et Discussions

IV. Résultats et Discussions

Dans ce chapitre, nous traiterons d'abord les écoulements et les transferts au sein d'un empilement ordonné de sphères traversé par un flux d'air à faible vitesse imposée. Ensuite, nous nous intéresserons à la convection naturelle dans des enceintes vides, des enceintes remplies avec des produits inertes thermiquement et les enceintes remplies avec des produits échangeant de chaleur. Des comparaisons entre les résultats expérimentaux et les simulation seront présentées.

IV-1. Caractérisation expérimentale des écoulements et des transferts dans un empilement ordonné de sphères à faible vitesse d'air

IV-1-1. Caractérisation expérimentale de la perte de charge dans l'empilement

Le premier aspect que nous abordons est la résistance à l'écoulement engendrée par les objets dans l'empilement. A partir du graphique représentant la perte de charge dans les empilements en fonction du nombre de rangées (Fig. IV-1), nous avons déterminé la valeur de la pente pour chaque vitesse étudiée. Nous avons remarqué que dans la pratique, l'ordonnée à l'origine n'est pas nulle et qu'elle est proportionnelle à (ρu^2). Un terme supplémentaire peut être ajouté à l'équation II-2 qui s'écrit alors sous la forme suivante :

$$-\Delta P = \left(C_1 \mu u + C_2 \rho u^2\right) H + C_3 \rho u^2 \qquad \textbf{(IV-1)}$$

On attribue la perte de charge supplémentaire ($C_3 \rho u^2$) au rétrécissement et à l'élargissement brusque que subit l'écoulement respectivement à l'entrée et à la sortie du milieu poreux.

Dans les milieux poreux, cette perte de charge singulière est le plus souvent négligeable devant la perte de charge linéaire. Il n'en est pas ainsi dans notre cas où l'épaisseur du lit ne comporte que quelques rangées de particules.

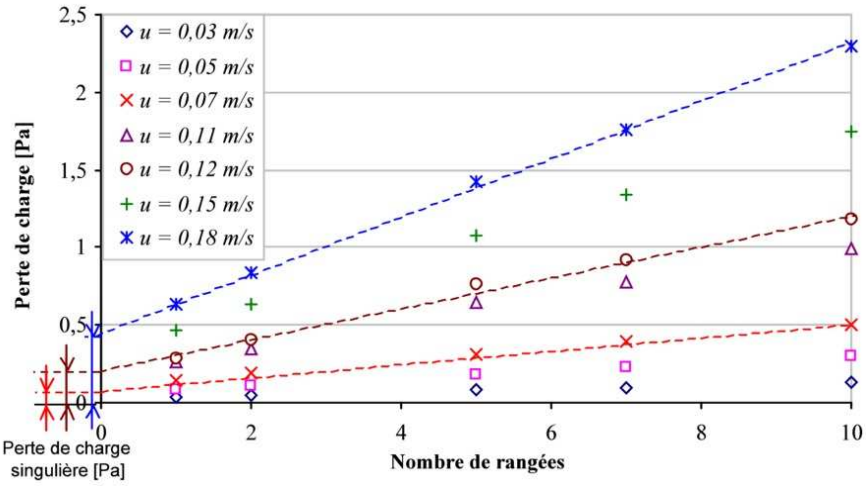
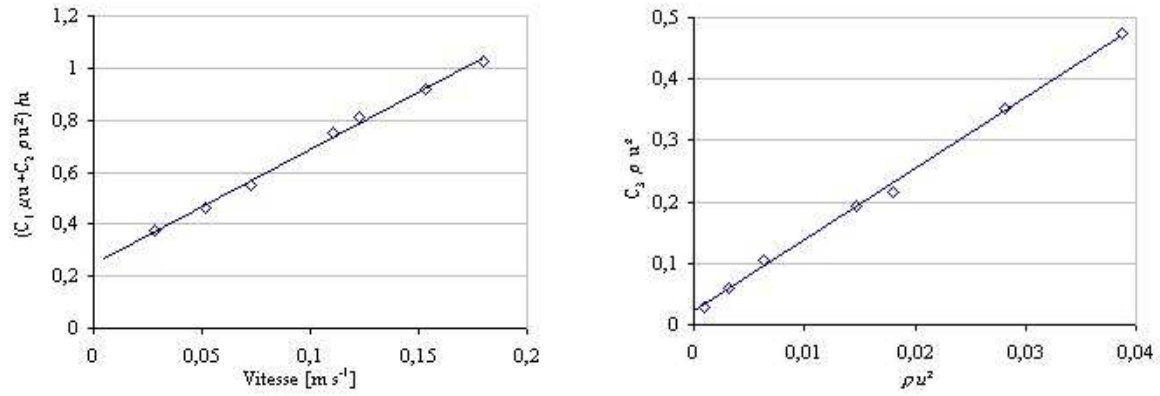


Figure IV-1 : Perte de charge dans l'empilement en fonction du nombre de rangées de sphères en arrangement cubique régulier

Afin de déterminer les valeurs des coefficients C_1 et C_2, on trace le graphique représentant les valeurs de la pente trouvées précédemment divisées par la vitesse correspondante ($\frac{C_1 \mu u + C_2 \rho u^2}{u}$) en fonction de la vitesse (Fig. IV-2-a). On déduit ainsi la valeur de C_2 à partir de la pente et la valeur de C_1 à partir de l'ordonnée à l'origine de ce graphique.

La constante C_3 est déterminée à partir de la pente du graphique représentant l'ordonnée à l'origine (issues de la Figure IV-1) en fonction de $\rho_0 u^2$ (Fig. IV-2-b). On note une bonne adéquation du modèle proposé (Eq. IV-1) puisque tous les graphiques montrent des évolutions linéaires.



(a) **(b)**

Figure IV-2 : Détermination des coefficients relatifs à la perte de charge dans l'empilement
(a) : Détermination des coefficients C_1 et C_2 ; (b) : Détermination du coefficient C_3

Finalement, on obtient pour un empilement ordonné de sphère (∅=3.8cm) en arrangement cubique régulier (ε=0.476) pour des faibles vitesses d'air (0.03 m s^{-1} < u < 0.18 m s^{-1}) :

C_1 = 35.1 10^4 m^{-2} ; C_2 = 96.3 m^{-1} et C_3 = 12.4 (sans dimension)

A. Comparaison avec la littérature

Une comparaison avec la littérature est présentée dans le tableau IV-1. Nous remarquons que le coefficient C_2 que nous proposons (lié aux changements de direction de l'air) est plus faible que ceux proposés par la littérature. Ceci peut être expliqué par le fait que nous avons utilisé un arrangement régulier et périodique de sphères, il existe donc des passages préférentiels pour l'air ce qui limite l'effet du frottement avec l'air traversant l'empilement, alors que les modèles proposés par la littérature sont donnés pour des empilements désordonnés de sphères et pour des milieux poreux. Ce décalage par rapport à la littérature est illustré aussi par la figure IV-3 sur laquelle nous avons tracé la perte de charge dans l'empilement en fonction de la vitesse débitante pour différentes corrélations.

Tableau IV-1: Comparaison avec la littérature des coefficients C_1 et C_2

Corrélations	C_1 [m^{-2}]	C_2 [m^{-1}]	C_3
Corrélation proposée	$35.1\ 10^4$	96.3	12.4
Ergun (1952)	$26.4\ 10^4$	223.7	-
Mc Donald et *al.* (1979)	$31.7\ 10^4$	230.1	-
Achenbach (1995)	$28.2\ 10^4$	256.5	-
Kozeny-Carman (d'après Lorences et *al.* (2003))	$31.7\ 10^4$	0	-

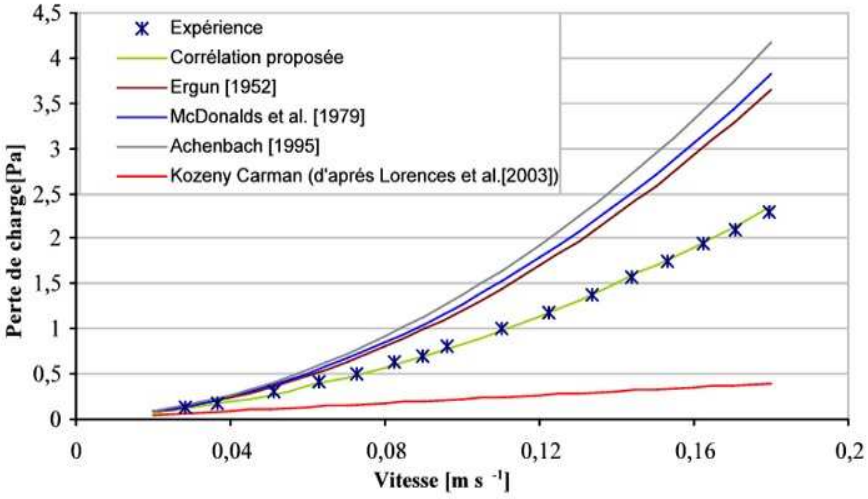


Figure IV-3 : Perte de charge dans l'empilement en fonction de la vitesse débitante pour différentes corrélations proposé par la littérature (H = 0.38 m)

B. Expression de la perte de charge sous forme adimensionnelle

L'équation IV-1 peut se réécrire en faisant apparaître des coefficients adimensionnels indépendants de la taille des sphères (pour un arrangement cubique de sphères).

$$-\Delta P = \frac{1}{2}\rho u^2 \left[\left(\frac{C_1'}{Re} + C_2' \right) \frac{H}{D} + C_3' \right] \qquad \textbf{(IV-2)}$$

avec $Re = \rho u D/\mu$; $74 \leq Re \leq 445$

$C_1' = 2\ C_1\ D^2 = 1014$; $C_2' = 2\ C_2\ D = 7.32$; $C_3' = 2\ C_3 = 24.8$

IV-1-2 Caractérisation expérimentale des transferts au sein de l'empilement de sphères

A. Estimation du coefficient de transfert par convection, par conduction et par rayonnement

Rappelons d'abord le modèle simple utilisé pour décrire les transferts au sein de l'empilement présenté précédemment (§ II-1-2.B). Les différents modes de transferts : la convection, la conduction et le rayonnement sont illustrés sur la figure IV-4.

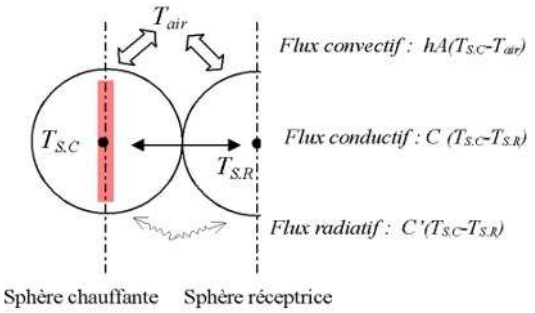


Figure IV-4 : Différents modes de transfert dans un empilement de sphères.

La comparaison des valeurs de *C*, *C'* et de $h \times A$, présentés dans le tableau IV-2, montre que les transferts par rayonnement et par conduction sont du même ordre de grandeur que celui par convection et ne peuvent pas être négligés à faible vitesse d'air. On remarque que la puissance nécessaire pour maintenir un écart de 15°C entre la sphère chauffante et l'air est d'autant plus importante que le nombre de modes de transfert intervenant est important. En présence de rayonnement, par exemple, la puissance supplémentaire représentant 39 % de la puissance nécessaire dans le cas d'un transfert par convection seul.

Tableau IV-2 : Caractérisation des différents modes de transfert (milieu de la 5ème rangée ; u= 0.11 m s^{-1} ; ($T_{S.C}$ - T_{air})= 15°C)

	Convection	*Convection + Conduction*	*Convection + Rayonnement*
$\dot{Q}$ [W]	0.95	1.19	1.33
Augmentation de puissance par rapport au cas convection pure	-	+25 %	+ 39 %
h [W m^{-2} K^{-1}]	13.94	13.61	13.94
$h \times A$ [W K^{-1}]	6.32 10^{-2}	6.17 10^{-2}	6.32 10^{-2}
C [W K^{-1}]	-	2.56 10^{-2}	-
C'[W K^{-1}]	-	-	4.81 10^{-3}

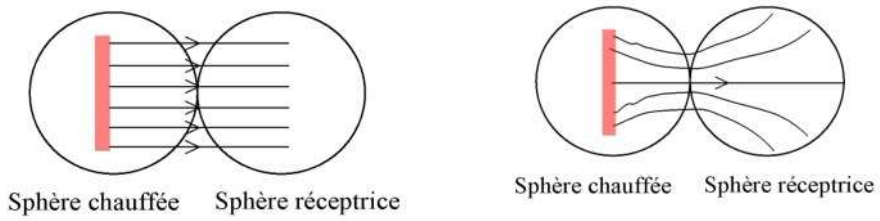
La conductance *C* est une fonction de la conductivité thermique de la sphère en laiton, de la conductivité thermique de l'air et de l'arrangement. La valeur de *C* est à rapprocher de la conductivité équivalente du milieu poreux k_e ; On montrera plus loin que $C=k_e \times D$. Schlunder (1966) a proposé une corrélation qui exprime k_e lors de transfert thermique unidirectionnel par conduction entre deux sphères (en contact ponctuel) :

$$\frac{k_e}{k} = \frac{2}{1-(k/k_p)}\left(\frac{ln(k_p/k)}{1-(k/k_p)} - 1\right) \qquad \textbf{(IV-3)}$$

Cette relation donne dans notre cas une valeur de *C* de 1.46 10^{-2} W K^{-1} qui est assez éloigné de nos valeurs expérimentales ($C \approx$ 2.56 10^{-2} W K^{-1}) mais du même ordre de grandeur. La corrélation de Schlunder (Eq. IV-3) a été établie en considérant des lignes de flux unidirectionnelles et parallèles (Fig. IV-5-a), mais en réalité cette hypothèse n'est pas vérifiée dans notre cas où la conductivité des sphères est très supérieure à celle du fluide. En effet, les lignes de courant convergent vers le point de contact entre les deux sphères

(Fig. IV-5-b). Nous pouvons néanmoins exprimer notre résultat sous forme de nombre sans dimension, ce qui permet son extension à d'autres diamètres (pour notre arrangement régulier de sphères et pour $k_P/k = 4.9\ 10^3$).

$$\frac{k_e}{k} = \frac{C}{kD} \approx 26.3 \qquad \textbf{(IV-4)}$$



(a) **(b)**

Figure IV-5 : Conduction entre deux sphères : (a) Hypothèse de Schlunder (1966) : Lignes de courant unidirectionnelles et parallèles ; (b) Notre cas : Lignes de courant convergeant vers le point de contact entre les deux sphères.

De façon similaire, on notera que la conductance équivalente par rayonnement (C') est une fonction de l'emissivité du milieu (ε_r) et de la nature de l'arrangement Argo et Smith (1953), Yagi et Kunii (1957) et Kunii et Smith (1960) ont proposé une approximation du flux radiatif dans un milieu poreux en fonction de la température moyenne T_m du produit (en partant du bilan du flux radiatif entre deux larges surfaces grises).

$$\Phi_{rad} = \frac{4\sigma T_m^3}{\frac{2}{\varepsilon} - 1}\left(T_{s.1} - T_{s.c}\right) \qquad \textbf{(IV-5)}$$

D'après cette relation, la conductance équivalente par rayonnement peut être exprimée comme suit :

$$C' = \frac{4\sigma D^2 T_m^{\ 3}}{\frac{2}{\varepsilon_r} - 1} \qquad \textbf{(IV-6)}$$

Cette relation nous donne une valeur de C' de $8.41\ 10^{-3}$ W K^{-1}, ce résultat est assez éloigné de nos valeurs expérimentales ($C' \approx 4.81\ 10^{-3}$ W K^{-1}) mais du même ordre de grandeur. Nous pouvons néanmoins exprimer notre résultat sous la forme d'un nombre sans dimension (pour notre arrangement régulier de sphères et pour $\varepsilon_r = 0.97$).

$$\frac{C'}{D^2 \sigma T_m^{\ 3}} \approx 2.15 \qquad \textbf{(IV-7)}$$

La dernière série d'expérience (caractérisation simultanément de la convection, de la conduction et du rayonnement) a été utilisée pour la validation. Le tableau IV-3 compare les valeurs estimées et mesurées de la température de la sphère chauffée et de la sphère réceptrice. On remarque que le calcul sous-estime légèrement la température de la sphère chauffante et surestime la température de la sphère réceptrice. Ce décalage pourrait

s'expliquer par le fait que dans les équations de bilan thermique proposées pour exprimer le rayonnement, on suppose qu'une sphère ne rayonne que vers ses six voisines immédiates et que l'échange par rayonnement entre deux sphères s'opère sur la moitié de leur surface, ce qui est une représentation très simplifiée de la réalité (Eq. II-11 et II-12).

Tableau IV-3 : Comparaison des températures $T_{S.C}$, $T_{S.R}$ estimées et mesurées par l'expérience englobant les trois modes de transferts (milieu de la 5ème rangée ; u = 0.11 m s^{-1} ; ($T_{S.C}$ - T_{air})= 15°C)

	$T_{S.C}$ [°C]	$T_{S.R}$ [°C]
Mesuré	35.0	22.6
Calculé	33.2	23.5

Cette variation entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées pourrait aussi s'expliquer par des problèmes de contact entre la sphère chauffée et la sphère réceptrice. En effet, si les deux sphères ne sont pas en contact ponctuel (ce qui est difficile à reproduire pour tous les essais), il y aura présence d'une fine couche d'air entre ces deux sphères, ce qui entraîne une variation de la valeur de la conductance *C* entre deux sphères (Tableau IV-2).

B. Caractérisation expérimentale des échanges par conduction entre deux sphères en fonction de leur conductivité

Le tableau IV-4 regroupe les résultats expérimentaux obtenus pour la conductance entre des sphères de différentes natures.

Tableau IV-4 : Conductance expérimentale et calculée entre deux sphères en contact ponctuel

		Nature du contact		Conductance [W K^{-1}]	
		Sphère chauffée ($T_{S.C}$)	Sphère réceptrice ($T_{S.R}$)	Expérimentation	Calcul
Expérience	Cas a	Aluminium	Aluminium	3.78 10^{-2}	-
	Cas b	Inox	Inox	1.38 10^{-2}	-
	Cas c	Aluminium	Inox	2.22 10^{-2}	2.02 10^{-2}
	Cas d	Aluminium	Gel	9.56 10^{-3}	
Calcul		Gel	Gel	-	5.47 10^{-3}

Afin d'interpréter les résultats de la mise en contact de deux sphères de nature différentes, on suppose que la résistance thermique entre deux sphères notées respectivement S_1 et S_2 est équivalente à la somme de la résistance entre la sphère S_1 et le plan médian et celle entre le plan médian et la sphère S_2 (Fig. IV-6). A partir de cette hypothèse, le flux conductif entre les deux sphères S_1 et S_2 peut s'écrire :

$$\Phi_{cond} = C(T_{S1} - T_{S2}) \qquad \textbf{(IV-8)}$$

avec

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{2C_{S1}} + \frac{1}{2C_{S2}} \qquad \textbf{(IV-9)}$$

C_{S1} = conductance entre deux sphères de même nature que la sphère S_1

C_{S2} = conductance entre deux sphères de même nature que la sphère S_2

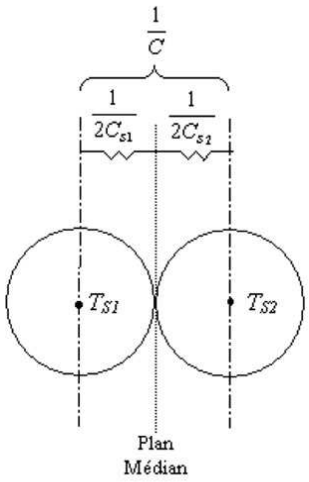


Figure IV-6 : Schéma des résistances thermiques par conduction pour deux sphères en contact

Ainsi, d'après l'équation IV-9 la conductance entre une sphère en aluminium chauffée et une sphère en inox réceptrice peut être estimée à partir de la conductance entre une sphère en aluminium chauffée et une sphère en aluminium réceptrice et la conductance entre une sphère en inox chauffée et une sphère en inox réceptrice (Tableau II-1 ; cas a, b et c) :

$$\frac{1}{C_{alu/inox}} = \frac{1}{2C_{alu/alu}} + \frac{1}{2C_{inox/inox}} \qquad \textbf{(IV-10)}$$

La valeur ainsi calculée par la relation IV-10 est proche de celle obtenue expérimentalement (Tableau IV-4). Cette hypothèse semble donc assez bien vérifiée, nous proposons alors d'appliquer le même raisonnement pour approcher la conductance entre deux sphères en gel qui est difficilement accessible par voie expérimentale (impossibilité de chauffer la sphère en gel). Nous pouvons noter alors, en appliquant l'équation IV-9, que :

$$\frac{1}{C_{gel/gel}} = \frac{2}{C_{alu/gel}} - \frac{1}{C_{alu/alu}} \qquad \textbf{(IV-11)}$$

Les différents résultats obtenus (Tableau IV-4) nous permettent de proposer une corrélation décrivant la conductance entre deux sphères de même nature en fonction de la conductivité.

$$\frac{C}{kD} = 2.09\left(\frac{k_p}{k}\right)^{0.32} \qquad \textbf{(IV-12)}$$

Nous avons comparé dans la figure IV-7 la conductance calculée par notre corrélation avec celle proposée par Schlunder (1966) :

$$\frac{C}{kD} = \frac{2}{1-(k/k_p)}\left(\frac{ln(k_p/k)}{1-(k/k_p)} - 1\right) \qquad \textbf{(IV-13)}$$

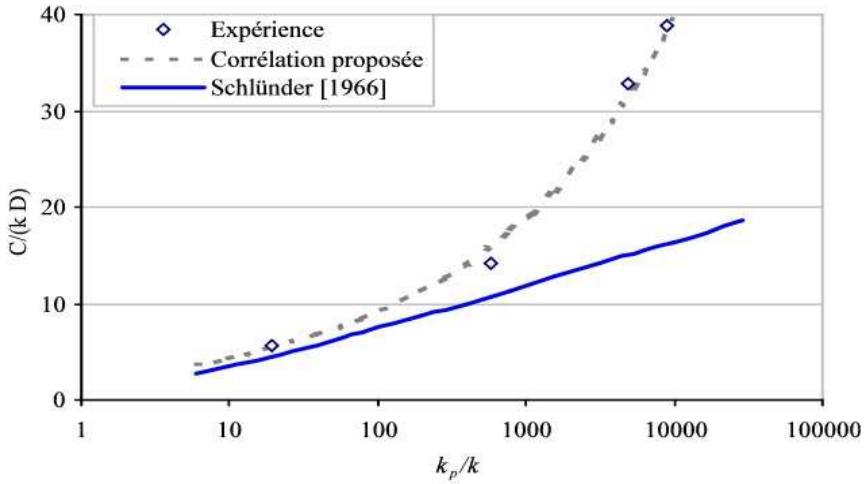


Figure IV-7 : Influence de la conductivité du produit sur la conductance

Les résultats sont proches quand la conductivité thermique du produit est faible et la différence devient plus grande quand la conductivité augmente car l'hypothèse de lignes de flux parallèles est mal vérifiée.

C. Influence des paramètres opératoires sur le coefficient de transfert par convection

C-1. Influence de l'écart de température entre la sphère chauffée et l'air

Dans une première série d'expérience, nous avons vérifié que l'estimation du coefficient de transfert convectif était indépendante de l'écart de température entre la sphère chauffante et l'air. La figure IV-8 montre l'évolution du coefficient de transfert convectif en fonction de l'écart de température entre la sphère chauffée et l'air pour trois vitesses débitantes d'air (0.11 m s^{-1}, 0.05 m s^{-1} et 0.03 m s^{-1}). L'écart de température entre la sphère chauffante et l'air varie entre 2.3°C et 43.1°C. La sphère chauffante en laiton chromé est positionnée au milieu de la 5ème rangée de l'empilement qui compte 10 rangées.

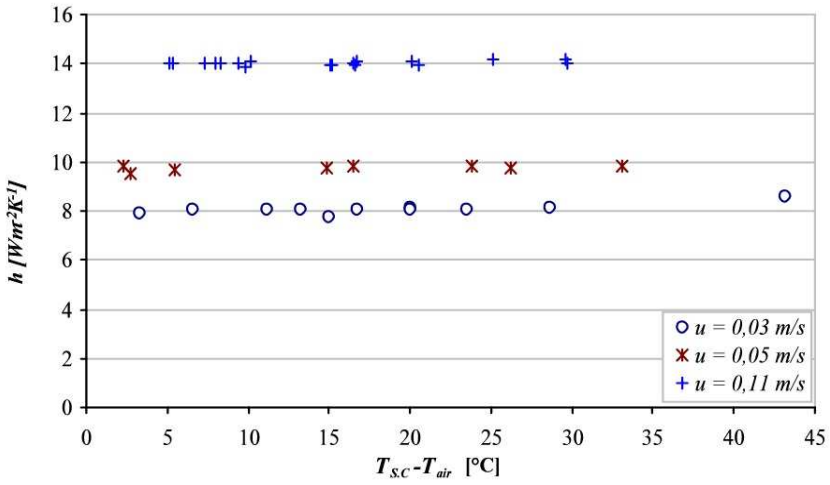


Figure IV-8 : Influence de la l'écart de température entre la sphère chauffée et l'air sur le coefficient de transfert convectif

Il faut toutefois noter que dans nos expériences, le nombre de Grashof n'a pas excédé $3\ 10^5$ alors que le nombre de Reynolds était toujours supérieur à 70. Pour un rapport Gr/Re^2 plus important (dans nos expériences ($(Gr/Re^2)_{max}$ = 69), un effet de convection naturelle localisée autour d'un objet chaud est néanmoins possible Rohsenow et *al.* (1998))

C-2. Influence de la vitesse d'air

Dans une deuxième série d'expériences, nous avons quantifié l'influence de la vitesse débitante sur le coefficient de transfert convectif au sein de l'empilement (Fig. IV-9). L'écart de température entre la sphère chauffée et l'air est fixé à 15°C ± 0.2°C. La sphère chauffante est positionnée au milieu de la 5ème rangée de l'empilement qui compte 10 rangées. La vitesse de l'air varie entre 0.03 m s^{-1} et 0.18 m s^{-1}.

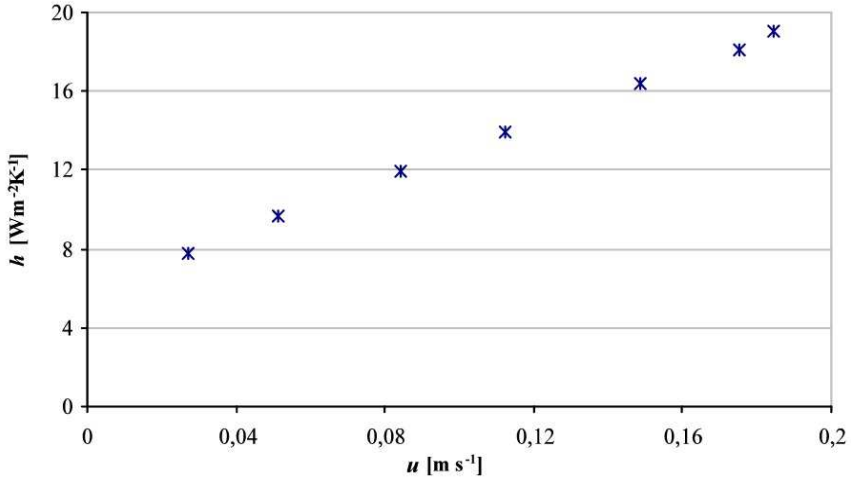


Figure IV-9 : Influence de la vitesse de l'air sur le coefficient de transfert de chaleur par convection (5ème rangée)

Pour un empilement désordonné de sphères, Wakao et Kaguei (1982) ont proposé la corrélation suivante entre le nombre de Nusselt et le nombre de Reynolds ($3 < Re < 3000$)

$$Nu = 1.10\ Pr^{1/3}\ Re^{0.60} + 2 \qquad \textbf{(IV-14)}$$

Avec nos conditions expérimentales, le nombre de Reynolds varie entre 74 et 445, nous avons pu ajuster nos données expérimentales par une corrélation de même forme et dont les coefficients sont assez proches de ceux proposés par Wakao et Kaguei (1982)

$$Nu = 1.09\ Pr^{1/3}\ Re^{0.53} + 2 \qquad \textbf{(IV-15)}$$

La figure IV-10 présente les corrélations issues des équations IV-14 et IV-15. La différence observée entre ces deux corrélations peut s'expliquer par le fait que, dans notre cas, l'empilement est ordonné, il existe en effet des passages préférentiels pour l'air et des zones peu ventilées qui diffèrent selon la configuration (en vrac ou ordonnée) et qui influent sur les transferts.

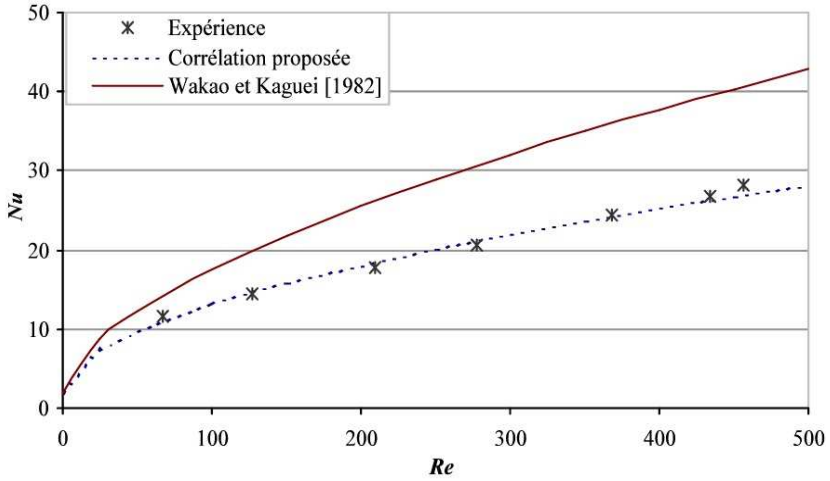


Figure IV-10 : Influence de la vitesse de l'air sur le coefficient de transfert convectif : Comparaison avec la corrélation proposée par Wakao et Kaguei (1982)

C-3. Influence de la position de la sphère chauffée dans l'empilement

Dans une troisième série d'essais, nous avons étudié l'influence de la position de la sphère chauffante dans l'empilement sur le coefficient de transfert pour trois vitesses débitantes d'air (0.11 m s^{-1}, 0.05 m s^{-1} et 0.03 m s^{-1}). L'écart de température entre la sphère chauffée et l'air est fixé à 15°C ± 0.2°C.

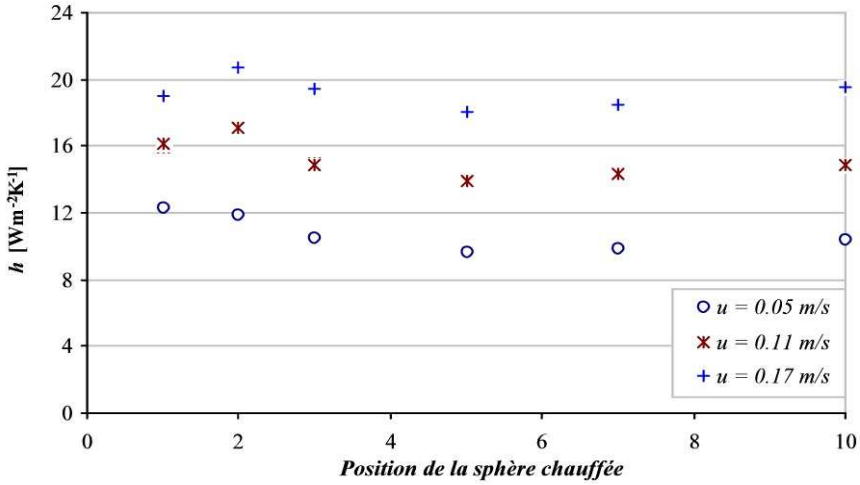


Figure IV-11 : Influence de la position du produit dans l'empilement sur le coefficient de transfert convectif

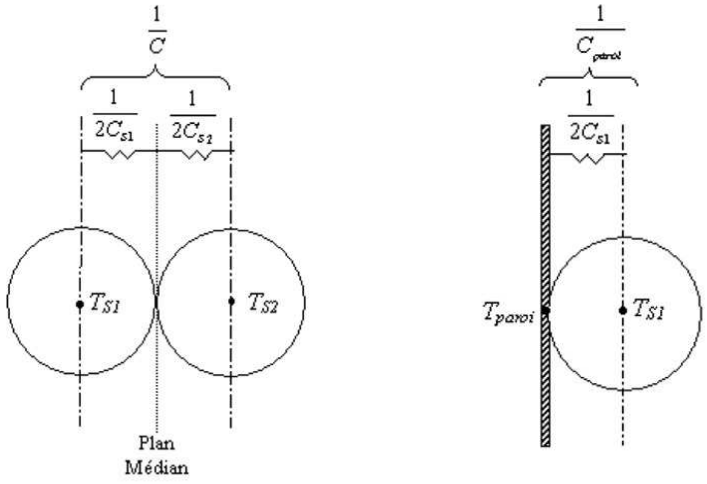
On observe (Fig. IV-11) que l'intensité des transferts est plus forte sur les premières et sur la dernière rangée. Ceci est certainement dû aux effets de rétrécissement et d'élargissement à l'entrée et à la sortie de l'empilement. Alors qu'au cœur de l'empilement, le champ de vitesse est périodique, au niveau des 2 ou 3 premières rangées, il existe une zone d'établissement qui se traduit par une augmentation du coefficient de transfert. L'effet de sortie d'air de l'empilement est quant à lui, limité à la dernière rangée. Cette variation des coefficients de transfert dans les zones d'entrées et de sortie est à rapprocher des résultats hydrodynamiques qui font apparaître que la perte de charge n'est pas simplement

proportionnelle à la profondeur du lit mais que s'ajoute une perte de charge singulière liée aux effets de rétrécissement et d'élargissement (Fig. IV-1). Comme dans les empilements alimentaires les dimensions des produits sont souvent du même ordre de grandeur que celles du contenant, on ne peut négliger ces phénomènes de bord qui sont une cause supplémentaire d'hétérogénéité de traitement.

IV-1-3. Caractérisation expérimentale des transferts au niveau de la paroi de la conduite et l'air

A. Estimation de la conductance entre la paroi de la conduite et les sphères

En adoptant une approche similaire à celle utilisée pour deux sphères de natures différentes, on peut également considérer que la résistance thermique entre une paroi et une sphère adjacente est équivalente à celle entre une sphère et un plan médian (la séparant d'une voisine, Fig. IV-12-b).



(a) **(b)**

Figure IV-12 : Schéma des résistances thermiques par conduction ; (a) cas de deux sphères en contact ; (b) cas d'une sphère en contact avec une paroi.

Selon cette hypothèse, le flux thermique conductif entre une paroi et une sphère adjacente vaut :

$$\Phi_{cond_paroi} = C_{paroi}(T_{paroi} - T_{S1}) \qquad \textbf{(IV-16)}$$

C_{paroi} est la conductance entre la paroi et les sphères qui peut s'écrire :

$$\frac{1}{C_{paroi}} = \frac{1}{2C_{S1}} \qquad \textbf{(IV-17)}$$

où C_{S1} est la conductance entre deux sphères de même nature que la sphère touchant la paroi (on obtient dans ce cas C_{paroi} = 1.09 10^{-2} W K^{-1} pour une sphère en gel).

B. Influence des paramètres opératoires sur le coefficient de transfert convectif entre la paroi de la conduite et l'air

L'intensité des échanges convectifs entre la paroi de la cavité et l'air en présence d'un empilement de sphères a été mesurée. L'influence des paramètres suivants a été étudiée : écart de température entre la paroi et l'air, vitesse de l'air et position le long de la paroi.

B-1. Influence de l'écart de température entre la paroi et l'air

Huit écarts de température variant de 1.5°C à 27°C ainsi que deux vitesses d'air (0.11 m s^{-1} et 0.05 m s^{-1}) ont été étudiés. Le fluxmètre chauffant est face à la 5^{e} rangée (n=5). Il est à noter qu'une configuration stable vis à vis de la convection naturelle a été choisie : chauffage d'une paroi horizontale sur sa face inférieure.

La température de l'air utilisée pour calculer le coefficient de transfert convectif entre la paroi et l'air (Eq. II-13) est celle mesurée à l'amont de l'empilement. Celle-ci est considérée identique à la température de l'air à l'amont de la 5^{e} rangée car l'augmentation de la température de l'air due au frottement est négligeable.

Les résultats expérimentaux de h_{paroi} en fonction de (T_{paroi}–T_{air}) sont présentés en figure IV-13.

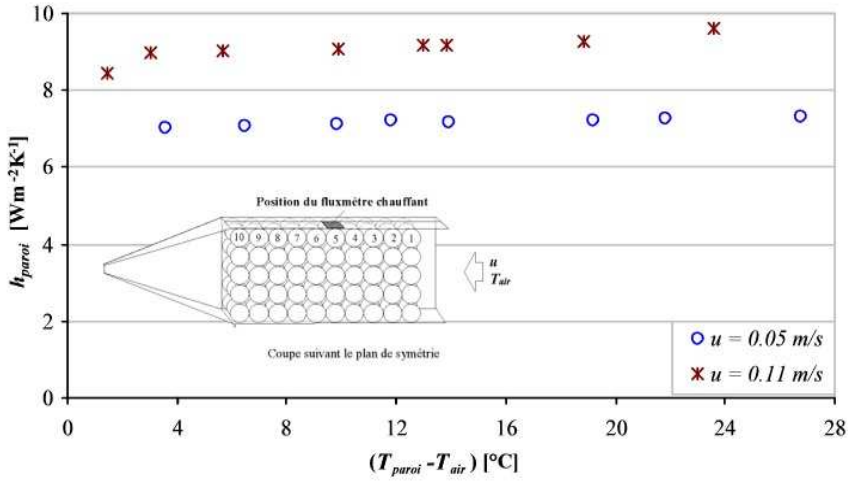


Figure IV-13 : Influence de l'écart de température entre la paroi et l'air ($T_{paroi} - T_{air}$) sur le coefficient de transfert convectif (Fluxmètre chauffant sur la 5^{ième} rangée).

Nous avons constaté qu'il n'y a quasiment pas d'influence de l'écart de température pour les 2 vitesses d'air étudiées, ce que l'on peut traduire par le fait que le nombre de Nusselt est indépendant du nombre de Rayleigh dans la gamme des nombres de Rayleigh et de Reynolds étudiée (Ra <1.6 10^5, Re > 100) et pour la configuration stable choisie.

B-2. Influence de la vitesse d'air

Huit vitesses d'air traversant l'empilement, variant de 0.04 m s^{-1} à 0.16 m s^{-1}, ont été utilisées. L'écart de température entre la paroi et l'air (T_{paroi}-T_{air}) est fixé à 15°C±0.2°C et le fluxmètre chauffant est placé face à la 5ème rangée (n = 5).

Comme précédemment, la température de l'air utilisée pour calculer le coefficient de transfert convectif entre la paroi et l'air est celle mesurée à l'amont de l'empilement. Les résultats sont présentés en figure IV-14.

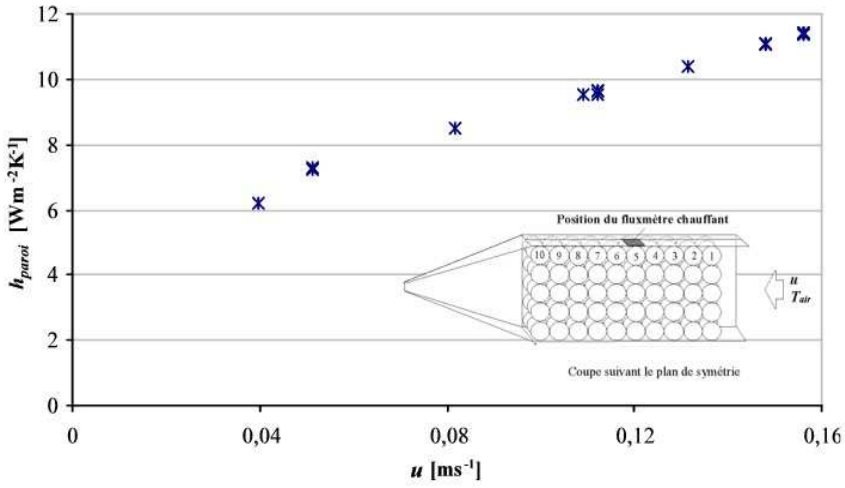


Figure IV-14 : Influence de la vitesse d'air sur le coefficient de transfert convectif (Fluxmètre chauffant sur la 5ème rangée, T_{paroi}-T_{air} = 15°C).

Nous avons observé que le coefficient de transfert entre la paroi et l'air augmente sensiblement avec la vitesse d'air. Cette influence est relativement similaire à celle obtenue dans le cas des échanges entre les sphères et l'air. Ces résultats permettent de proposer la corrélation suivante :

$$Nu_p = 1.56\, Pr^{1/3}\, Re^{0.42} \qquad \textbf{(IV-18)}$$

A défaut de trouver dans la littérature une corrélation basée sur le modèle à 2 températures, nous avons comparé notre corrélation avec celle de Li et Finlayson (1977) basée sur le modèle local à une température (Fig. IV-15**)**. On observe que les résultats concordent pour $Re \approx 300$, mais la corrélation de Li et Finlayson (1977) donne des valeurs inférieures à nos mesures pour $Re < 300$. Cette différence s'explique par la différence des modèles auxquels les corrélations se réfèrent mais aussi par la différence d'arrangements des sphères (ordonnées dans notre cas, en vrac dans l'autre cas).

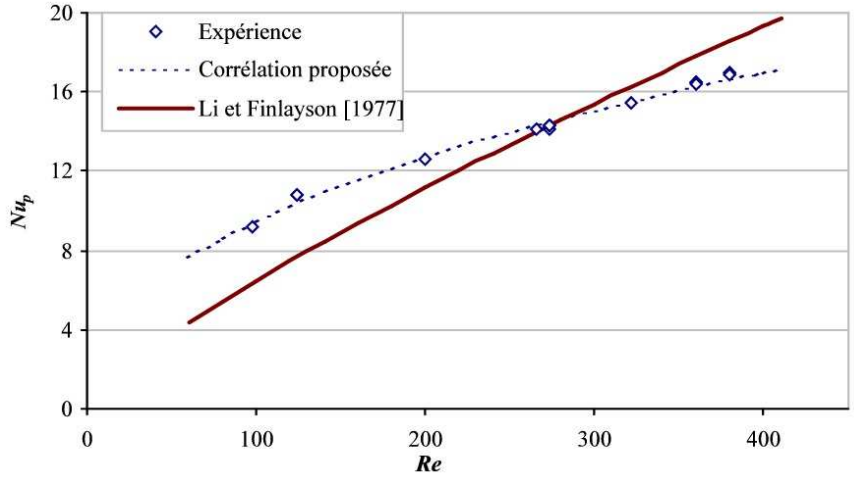


Figure IV-15 : Influence de la vitesse d'air sur le coefficient de transfert convectif

B-3. Influence de la position le long de la paroi : établissement de la couche limite hydrodynamique

Six positions du fluxmètre chauffant sont utilisées, celui-ci est placé respectivement face aux rangées 1, 2, 3, 5, 7 et 9. L'écart de température entre la paroi et l'air était fixé à 15°C±0.2°C et la vitesse d'air à 0.11 m s^{-1}. Les résistances chauffantes situées à l'amont du fluxmètre ne sont pas alimentées. Comme précédemment, la température de l'air utilisée pour calculer le coefficient de transfert convectif entre la paroi et l'air est celle mesurée à l'amont de l'empilement. L'évolution du nombre de Nusselt en fonction du numéro de la rangée est présentée en figure IV-16.

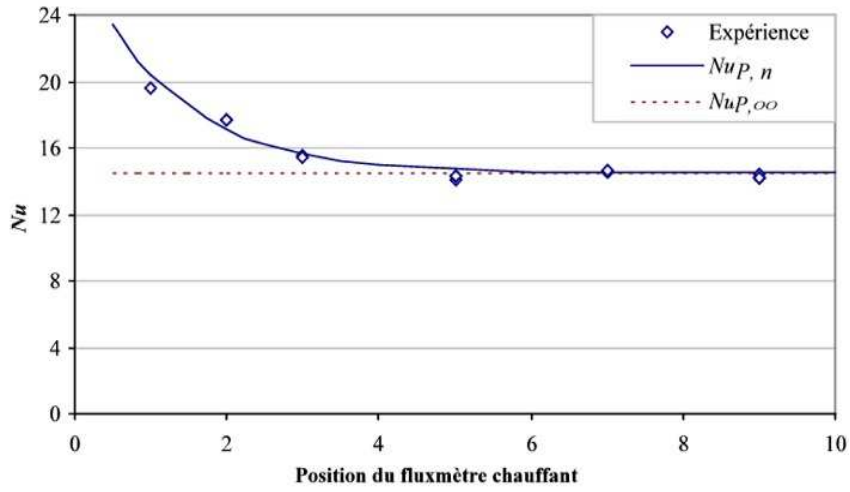


Figure IV-16 : Influence de la position le long de la paroi sur le nombre de Nusselt

Nous avons constaté que le nombre de Nusselt est plus grand au niveau des premières rangées (entrée de l'air dans l'empilement) et qu'il diminue progressivement jusqu'à la $5^{ème}$ rangée avant de devenir constant. Cette tendance est similaire à celle que nous avons observée au sein même de l'empilement pour les échanges entre l'air et les sphères (coefficient plus fort aux premières rangées). Ceci peut être expliqué par le phénomène d'établissement hydrodynamique lors de l'entrée d'air dans l'empilement. Il est à souligner que dans des

empilements alimentaires, cette zone d'établissement occupe un volume important alors qu'elle est le plus souvent négligeable dans les milieux poreux.

Nous proposons la corrélation suivante pour représenter la variation du nombre de Nusselt selon la position le long de la paroi de la cavité :

$$\frac{Nu_{p,n}}{Nu_{p,\infty}} = 1 + 0.41 e^{-(n-1)/1.22} \qquad \textbf{(IV-19)}$$

avec

$$Nu_{p,\infty} = 1.56\, Re^{0.42}\, Pr^{1/3} \qquad \textbf{(IV-20)}$$

$Nu_{p,n}$: nombre de Nusselt à la paroi face à la rangée n,
$Nu_{p,\infty}$: nombre de Nusselt dans la zone établie.

B-4. Influence de la position le long de la paroi : Etablissement simultané des couches limites hydrodynamique et thermique

Contrairement aux expériences précédentes, les résistances chauffantes montées en amont du fluxmètre chauffant sont alimentées avec la même puissance qu'au niveau du fluxmètre (Fig. IV-17). Le nombre de résistances chauffantes varie de 0 à 4 selon la position du fluxmètre qui varie de 1 à 5. Par exemple, quand le fluxmètre est placé face à la 2ème rangée, seule la résistance face à la 1ère rangée est en marche et quand le fluxmètre est placé face à la 5ème rangée, les quatre résistances sont en marche.

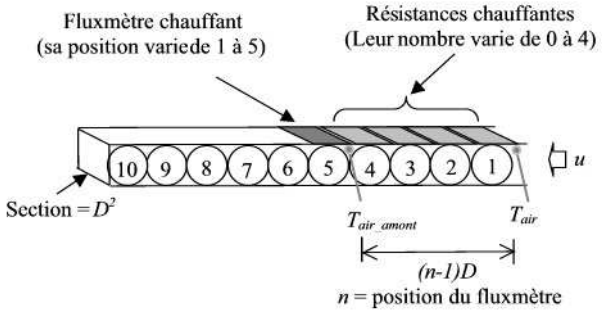


Figure IV-17 : Schéma montrant la position de mesure de la température de l'air à l'entrée de l'empilement (T_{air}) et celle estimée à l'amont du fluxmètre (T_{air_amont}).

Dans ces conditions, nous avons simultanément établissement hydrodynamique et thermique. Cette différence avec l'expérimentation précédente est à rapprocher des observations décrites dans la littérature (Incropera et Dewitt (1966)) pour une conduite vide (Fig. IV-18).

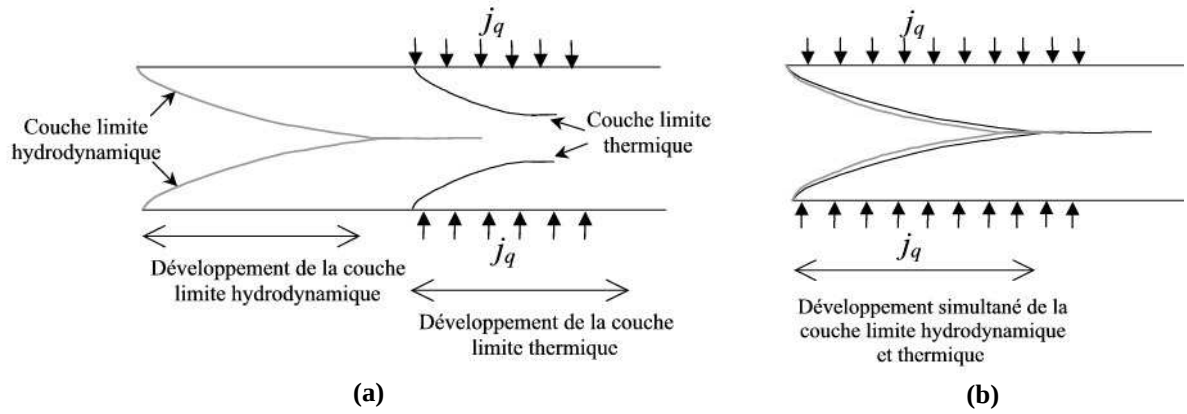


Figure IV-18 : Développement des couches limites hydrodynamique et thermique dans un cylindre vide chauffé à la paroi ; (a) Développement successif ; (b) Développement simultané

Pour cette expérience, le calcul du coefficient de transfert convectif au niveau de la paroi (h_{paroi}) a été effectué de deux façons différentes en se basant sur deux températures de l'air :

- Température de l'air mesurée à l'entrée de l'empilement (T_{air}), comme précédemment. Le nombre de Nusselt obtenu en utilisant cette température est noté Nu_p^*.

- Température de l'air juste en amont du fluxmètre (T_{air_amont}) en tenant compte de l'échauffement d'air dû aux résistances électriques situées avant le fluxmètre. Cette température est estimée en considérant que le flux thermique apporté par ces résistances est absorbé par l'air qui circule autour de la colonne de sphère adjacente à ces résistances (Fig. IV-17) :

$$\rho u C p D^2 (T_{air_amont} - T_{air}) = j_q (n-1) D^2 \qquad \textbf{(IV-21)}$$

où j_q est la densité de flux de chaleur apportée à l'air par les résistances chauffantes.

Le nombre de Nusselt obtenu en utilisant cette température est noté Nu_p^{**}.

Nous constatons sur la Fig. IV-19 que le coefficient (calculé par l'une ou l'autre des méthodes décrites ci-dessus) est plus faible à une position donnée lorsque le chauffage de la paroi débute dès l'entrée du lit que si le chauffage ne débute qu'au niveau du fluxmètre. On remarque cependant qu'en considérant la température estimée à l'amont de la zone de mesure, l'écart entre les deux situations (établissements hydrodynamique et thermique successifs ou simultanés) se réduit nettement et que le coefficient de transfert semble attendre un palier vers la 5ème rangée (nous ne disposons malheureusement pas de données pour un nombre de rangées plus important).

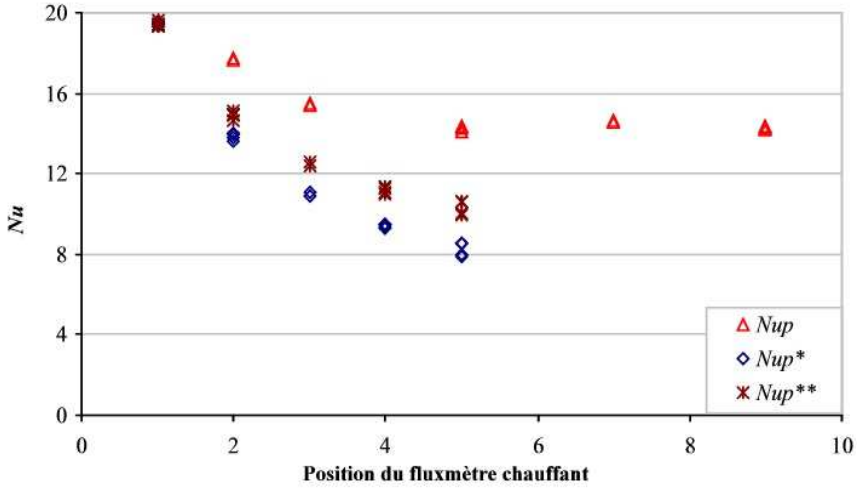


Figure IV-19 : Influence de l'établissement hydrodynamique et thermique simultanées sur le coefficient convectif entre la paroi et le lit fixe (u = 0.11 m s^{-1}, T_{paroi}-T_{air} = 15°C)

IV-1-4. Conclusion

Les résultats expérimentaux ont montré que, lors d'un traitement thermique à faible vitesse d'air d'un empilement d'objets, les différents modes de transfert (convection, conduction et rayonnement) sont du même ordre de grandeur et que l'on ne peut en négliger aucun. Les coefficients de transfert convectif au sein de l'empilement et au niveau de la paroi sont fonction de la vitesse de l'air et de la position dans l'empilement. Ce dernier aspect est certainement lié aux phénomènes de rétrécissement et d'élargissement à l'entrée et à la sortie de l'empilement qui se traduit aussi au niveau de la perte de charge.

Un développement simultané de la couche limite hydrodynamique et thermique contribue à réduire le coefficient de transfert convectif au niveau de la paroi par rapport au cas où ces deux couches limites se développent séparément.

Les résultats obtenus ont été traduits par des corrélations adimensionnelles qui pourraient être utilisées pour modéliser les transferts dans d'autres configurations (sphères de dimensions ou de nature différentes) où les vitesses d'air sont faibles notamment en convection naturelle.

IV-2. Caractérisation des écoulements et des transferts par convection naturelle dans des enceintes remplies ou non d'empilements de produits

Nous nous intéressons ici à la caractérisation des écoulements et des transferts thermiques par convection naturelle dans des enceintes fermées. Trois cas seront traités :

- Enceintes vides : maquette vide et réfrigérateur ménager vide (sans étagères).
- Enceintes remplies de produits inertes thermiquement : maquette remplie de quatre blocs de sphères creuses et réfrigérateur ménager équipé d'étagères en verre.

- Enceintes remplies de produits échangeant de la chaleur : maquette remplie d'un bloc de sphères en gel, enceinte parallélépipédique entièrement remplie de sphères en gel et réfrigérateur ménager chargé de paquets de méthyle cellulose (produit 'test').

Afin de comparer les résultats de mesure à différentes températures de la paroi froide (T_f), nous présentons les températures sous forme adimensionnelle :

$$\left(T^* = \frac{T - T_F}{T_{amb} - T_F} \right) \qquad \textbf{(IV-22)}$$

T_{amb} est la température ambiante (extérieur de la maquette) fixée à 20°C±0.2°C lors des expériences, T est la température de l'air mesurée et T_F est la température de la paroi froide.

Les résultats de la vitesse (mesures PIV) ont été également exprimés sous forme adimensionnelle en utilisation l'équation II-15 ($u^* = u / \sqrt{g\beta L(T_{amb} - T_F)}$).

IV-2-1. Ecoulements et transferts dans des enceintes vides

Nous traiterons ici le cas de la maquette de réfrigérateur vide et le cas du réfrigérateur ménager sans étagères en verre. L'étude menée s'intéresse à deux aspects : les écoulements d'air et le champ de température.

A. Cas de la maquette de réfrigérateur vide

A-1. Ecoulement d'air

Le champ de vitesse moyen sur le plan de symétrie de la maquette vide a été caractérisé (par les mesures PIV) pour les quatre conditions suivantes :

- Totalité de la paroi froide (100%) maintenue à -10°C
- Totalité de la paroi froide (100%) maintenue à 0°C
- Moitié supérieure de paroi froide (50%) maintenue à -10°C
- Moitié supérieure de paroi froide (50%) maintenue à 0°C

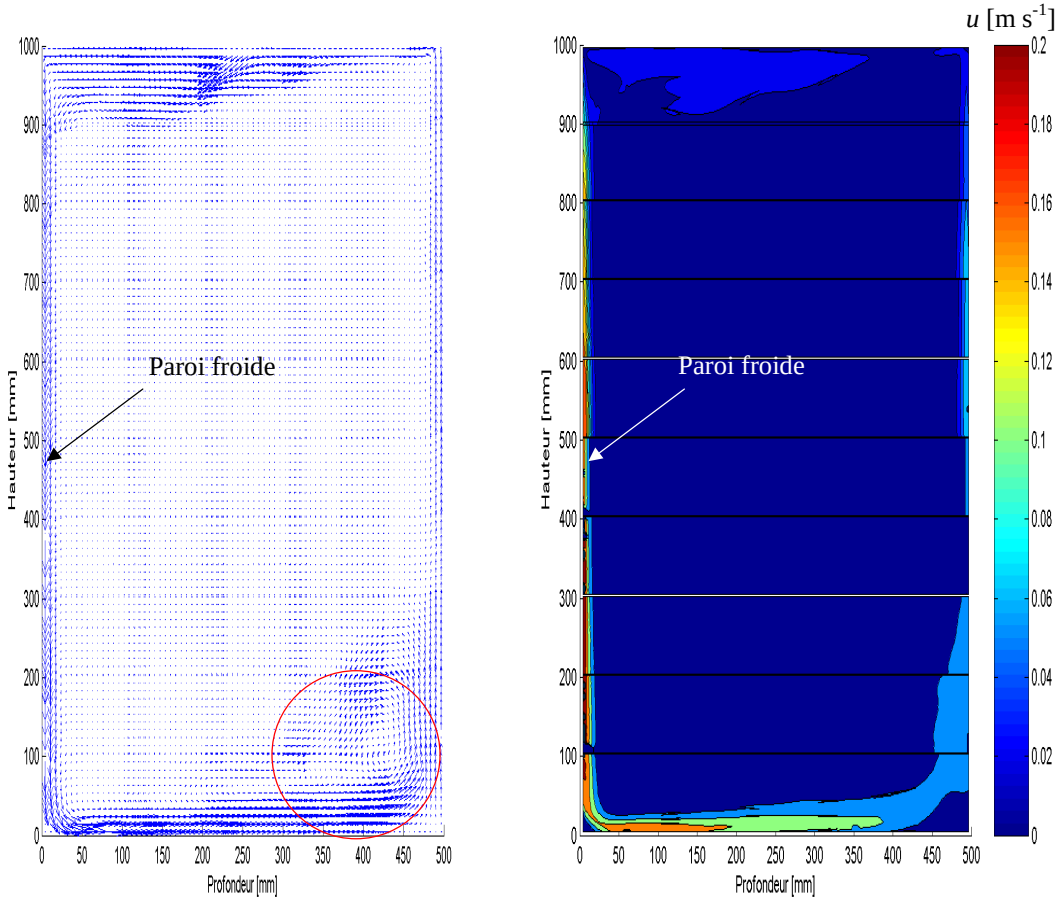
Des profils de vitesses à différentes hauteurs ainsi que des cartographies de la norme de la vitesse ont été déduites de ces mesures. Compte tenu du nombre important de données (champs et des profils de vitesses) obtenues pour les différentes conditions, nous ne présentons ici que quelques résultats et comparaisons, les autres résultats sont présentés en Annexe IV-1 et IV-2.

Nous nous intéresserons plutôt aux configurations où la paroi froide est maintenue à une température de 0°C qui est environ la température moyenne de l'évaporateur sur un cycle de fonctionnement du compresseur dans les réfrigérateurs ménagers.

a. Champ de vitesse

Pour donner une idée générale sur le champ de vitesse dans la maquette vide, nous présentons ici les résultats des mesures PIV réalisées quand la totalité de la paroi froide est maintenue à 0°C (nous notons ce cas : 100% à 0°C).

La figure IV-20 présente le champ de vitesse et la norme de la vitesse dans le plan de symétrie de la maquette vide. On remarque que l'écoulement principal se situe près des parois (couche limite hydrodynamique). Cet écoulement représente une grande boucle de re-circulation. L'air descend le long de la paroi froide tout en accélérant et remonte le long de la paroi vitrée (considérée comme une paroi chaude). Les vitesses les plus importantes sont situées le long de la paroi froide en bas de la maquette ($u_{max} \approx 0.2$ m s^{-1}). La vitesse d'air au centre de la maquette est très faible (< 0.04 m s^{-1}). On remarque aussi la présence d'une petite boucle de re-circulation en bas de la maquette côté paroi vitrée (Fig. IV-20-a).



(a) **(b)**

Figure IV-20 :Vitesse sur le plan de symétrie de la maquette vide (mesures PIV) - 100% de la paroi froide maintenue à 0°C, (a) Champ de vitesse ; (b) Norme de la vitesse

Les champs de vitesse pour les quatre configurations étudiées sont présentés en Annexe IV-1. Il est difficile de les comparer directement, nous avons préféré comparer des profils de vitesse à différentes hauteurs.

b. Profils de la vitesse verticale (u_y)

Les profils de la vitesse verticale (u_y) en fonction de la profondeur (la distance à la paroi froide) à trois hauteurs (y = 10 cm ; y = 50 cm et y = 90 cm) dans le cas où la totalité de la paroi froide est maintenue à 0°C sont présentés sur la figure IV-21. Une moyenne a en fait été calculée sur une bande de 1cm de part et d'autre de la hauteur visée (exemple : pour le profil de vitesse à y = 50 cm, nous avons effectué la moyenne des vitesses issues des hauteurs y = 49 cm, y = 49.5cm, y = 50 cm, y = 50.5 cm et y = 51 cm) et sur la durée d'acquisition (une mesure toutes les 0.25s pendant 15s).

On observe que l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique, côté paroi froide, augmente en descendant le long de cette paroi, pour atteindre une épaisseur maximale de 3 cm (y = 10 cm). Cette épaisseur est de 2.5cm du côté de la paroi vitrée à 50 cm de hauteur.

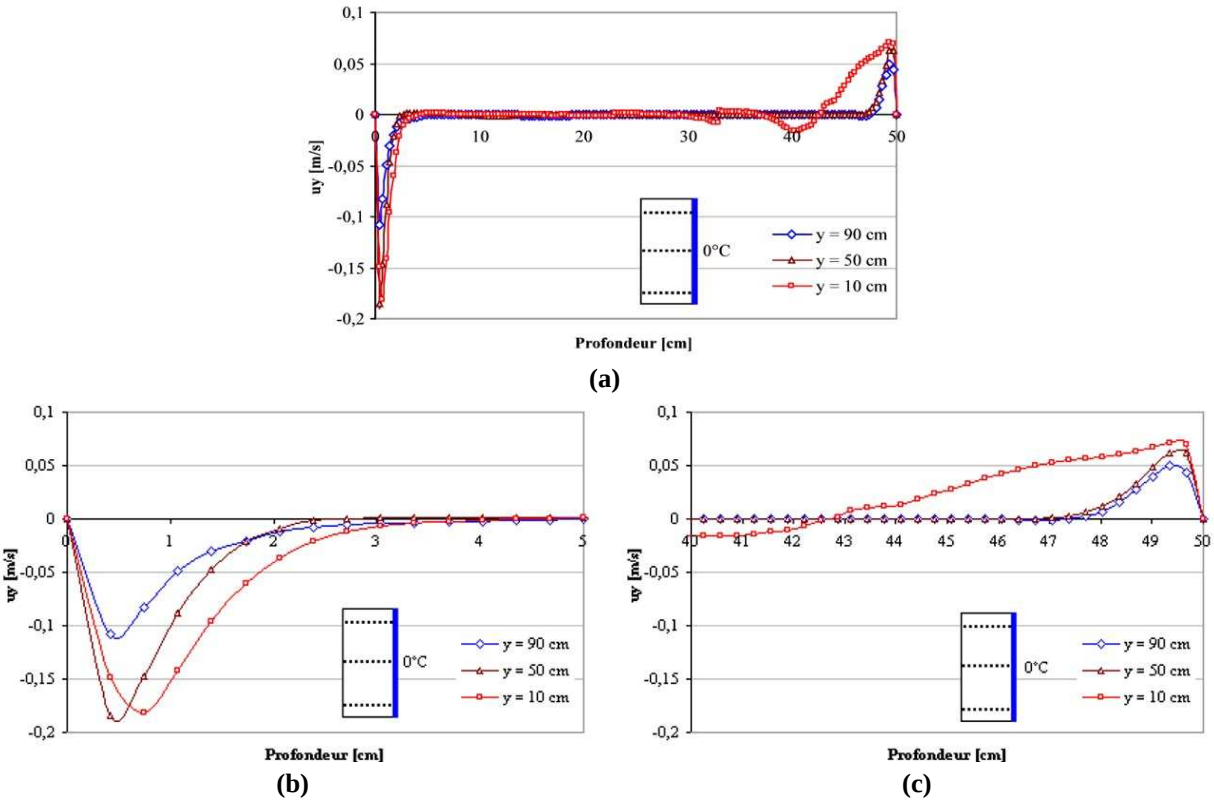
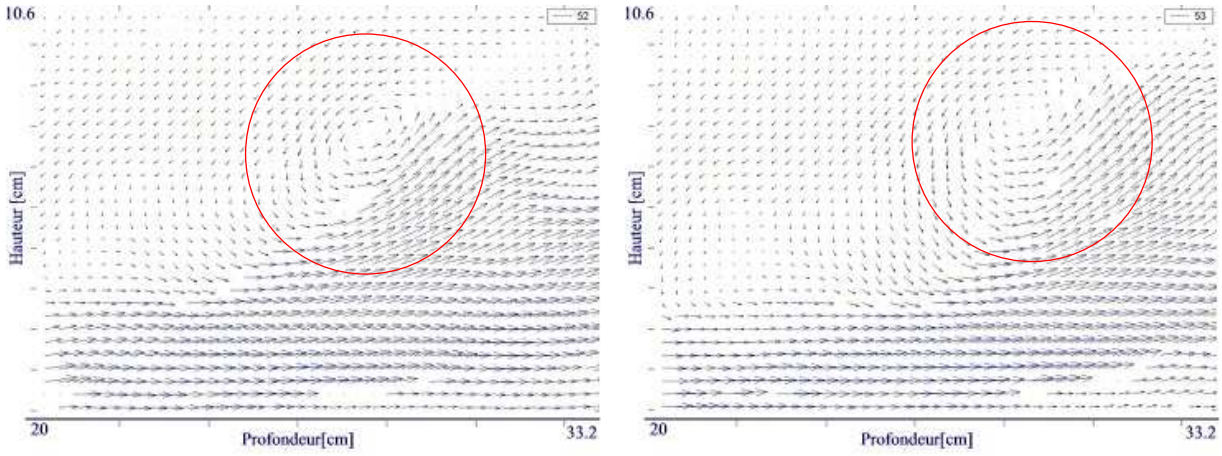


Figure IV-21 : Profil horizontal de la vitesse (u_y) sur trois hauteurs sur le plan de symétrie – Totalité de la paroi froide maintenue à 0°C, (a) Vue globale ; (b) Couche limite côté paroi froide ; (c) Couche limite côté paroi vitrée

Nous avons en fait observé que la vitesse en bas de la maquette (y = 10 cm) présente beaucoup de variations temporelles surtout du côté de la paroi vitrée. Ceci a déjà été remarqué lors de l'étude de sensibilité des simulations numériques (Chapitre III- Modélisations et simulations § III-2-4). Ces variations peuvent être expliquées par l'instabilité de l'écoulement dans cette partie de la maquette. Les mesures PIV montrent en effet la présence de petits tourbillons qui se déplacent le long de la paroi en bas de la maquette (Fig. IV-22). Dans cette zone, en un point donné, on observe des variations de vitesse qui parfois sont assez régulières avec une période de l'ordre de 2 s (Fig. IV-23).



instant (*t*) **instant (*t + 0.25 s*)**

Figure IV-22 : Exemple de champ instantané de vitesse sur une fenêtre de mesure PIV– (Position de la fenêtre de mesure : Profondeur entre 20 cm et 33.2 cm ; Hauteur entre 0 et 10.6 cm)- Cas de la maquette vide avec 100% de la paroi froide maintenue à -10°C, (u_{max} ≈ 0.12 m s^{-1})

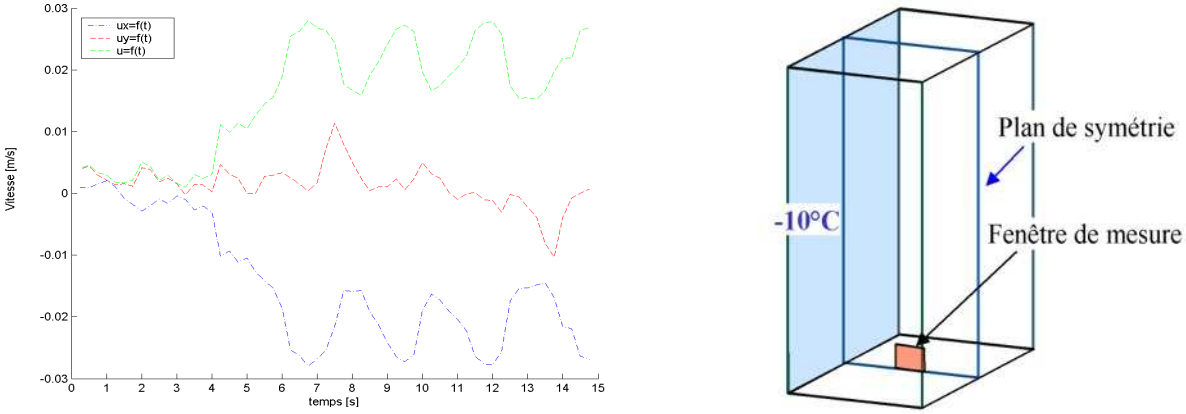


Figure IV-23: Exemple d'évolution temporelle de la vitesse (Position de la fenêtre de mesure : Profondeur entre 20 cm et 33.2 cm ; Hauteur entre 0 et 10.6 cm) - Cas de la maquette vide avec 100% de la paroi froide maintenue à -10°C

Influence de la température de la paroi froide

La figure IV-24 présente une comparaison des profils de la vitesse verticale (u_y) pour deux températures de la paroi froide : -10°C et 0°C et en utilisant la totalité de la paroi froide (100%). On remarque que les vitesses près de la paroi froide sont sensiblement supérieures pour -10°C que pour 0°C et ceux pour les deux hauteurs y = 10 cm et y = 50 cm. La différence des vitesses due à la température de la paroi froide est faible pour la hauteur y = 90 cm (Fig. IV-24-a). En effet, le haut de la maquette peut être considéré comme le point de départ de l'écoulement (l'air est presque stagnant à cet endroit). Les observations concernant les vitesses réduites (profils presque confondus) montrent que la vitesse est bien proportionnelle à $\sqrt{(T_{amb} - T_F)}$ (Fig. IV-24-b).

Notons enfin que l'épaisseur de la couche limite est peu influencée par la température de la paroi froide (-10°C ou 0°C), elle est presque identique dans les deux cas étudiés. Pour y = 50 cm, cette épaisseur est de l'ordre de 2.5 cm du côté paroi froide et du côté paroi vitrée (Fig. IV-25)

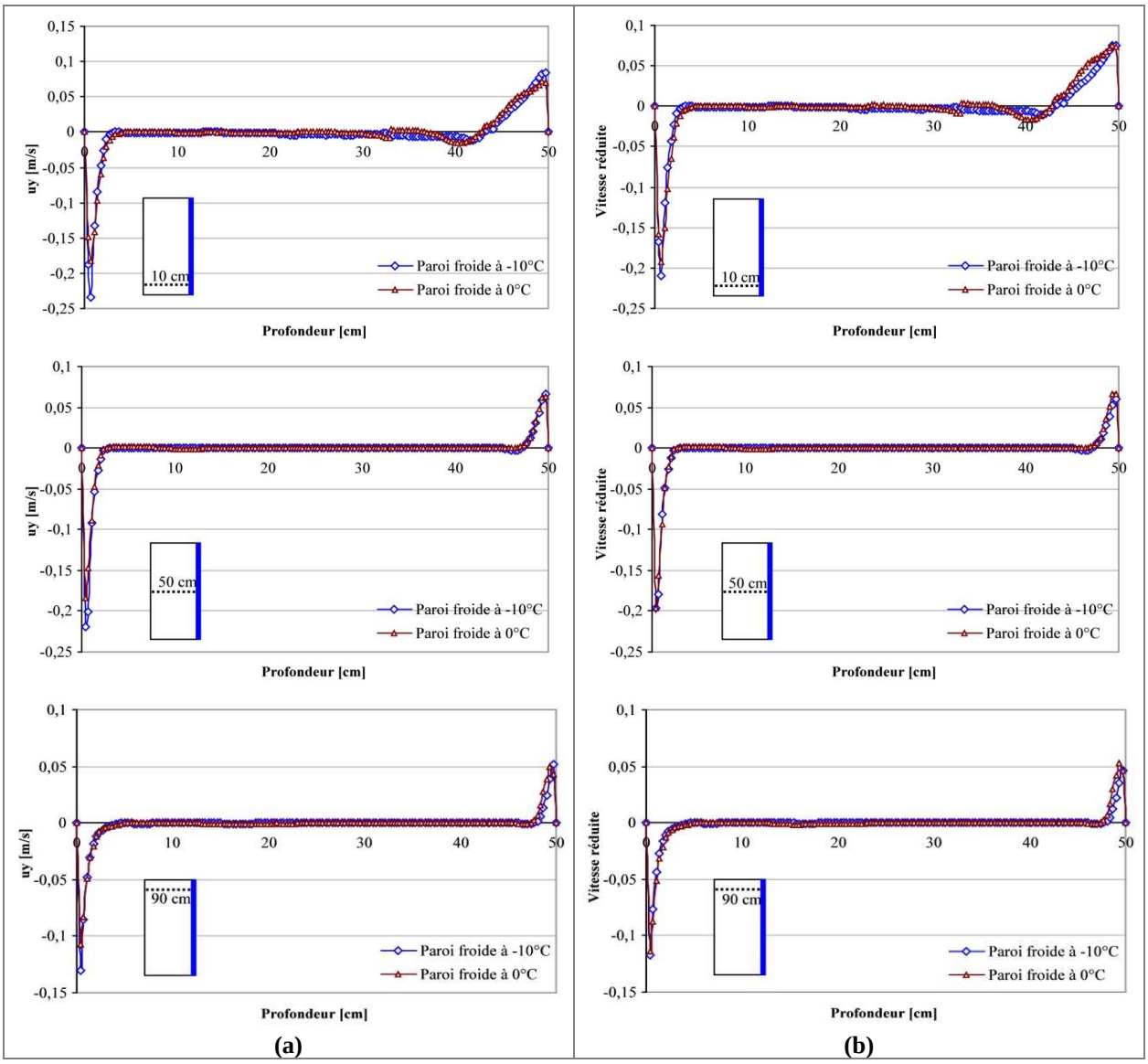


Figure IV-24 : Profil horizontal de la vitesse (u_y) pour les deux températures de la paroi froide (-10°C et 0°C) - Totalité de la surface froide utilisée ; (a) Vitesse en fonction de la profondeur de la maquette ; (b) Vitesse réduite en fonction de la profondeur de la maquette

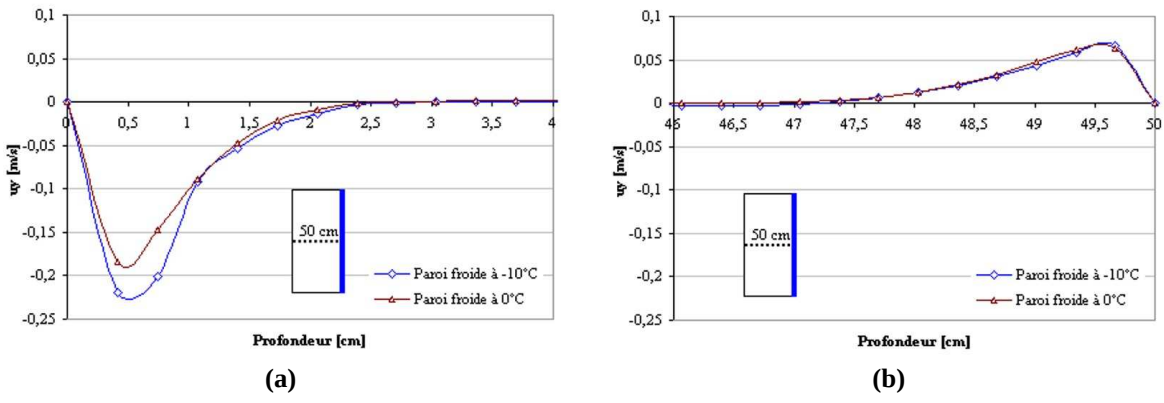


Figure IV-25 : Profil horizontal de la vitesse (u_y) sur le plan de symétrie de la maquette vide (y = 50 cm) - Deux températures de la paroi froide (-10°C et 0°C)- Totalité de la surface froide utilisée (a) Couche limite côté paroi froide; (b) Couche limite côté paroi vitrée

Influence de la surface de la paroi froide

Deux surfaces de paroi froide ont été utilisées : la totalité de la paroi froide (100%) ou la moitié supérieure de la paroi froide (50%). Nous présentons ici le cas où cette paroi est maintenue à 0°C, des résultats complémentaires sont présentés en Annexe IV-2.

Les profils horizontaux de la vitesse de l'air présentés en figure IV-26 sont presque identiques pour les deux surfaces étudiées sauf en bas de la maquette. On pourrait s'attendre à ce que la vitesse maximale en bas de la maquette du côté de la paroi froide soit plus importante quand la totalité de la paroi est refroidie, mais la différence constatée est faible (presque aucune différence à 0°C, +15% à -10°C). Ceci est sans doute dû à la faible résolution spatiale de la mesure (≈3.2 mm) comparée à l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique (≈25 mm) ce qui ne permet pas de détecter précisément le maximum de la vitesse.

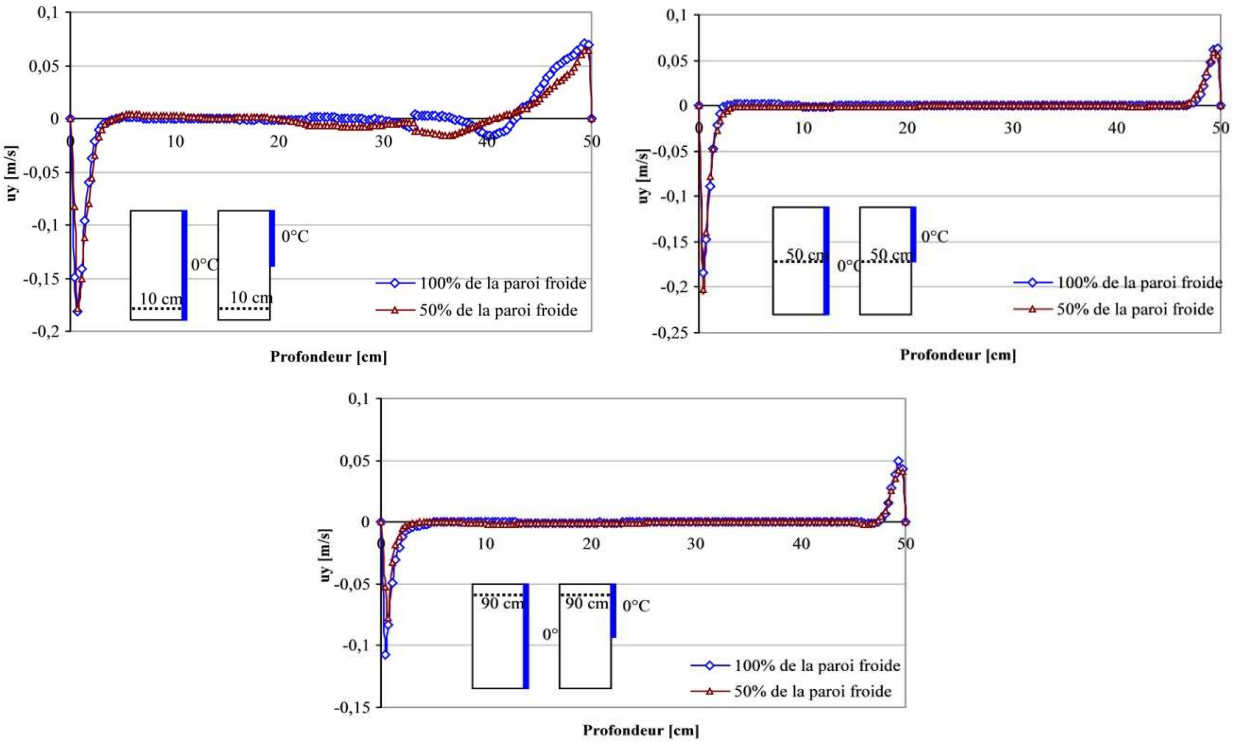


Figure IV-26 : Profil horizontal de la vitesse (u_y) pour les deux surfaces de la paroi froide (100% et 50%) -Paroi froide maintenue à 0°C

L'épaisseur de la couche limite est peu influencée par la surface refroidie (100% ou 50%), elle est presque identique dans les deux cas étudiés. Pour y = 50 cm, cette épaisseur est de l'ordre de 3 cm du côté paroi froide et du côté paroi vitrée (Fig. IV-27)

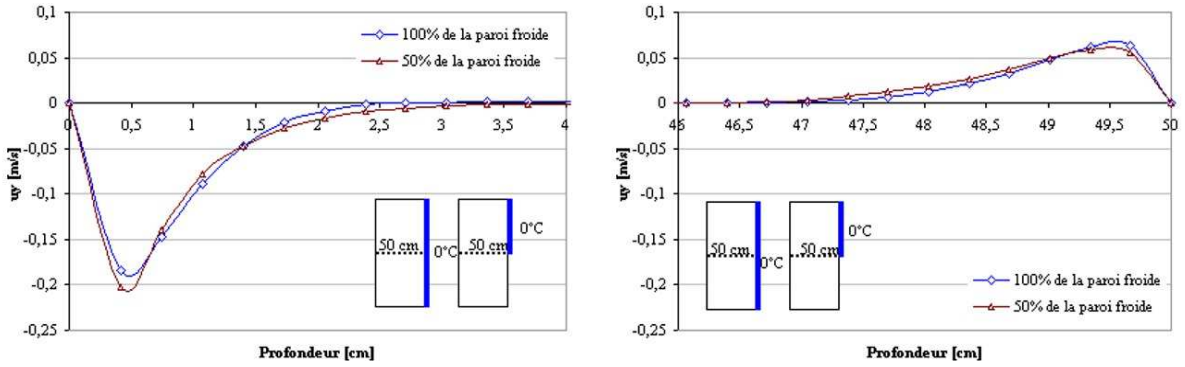


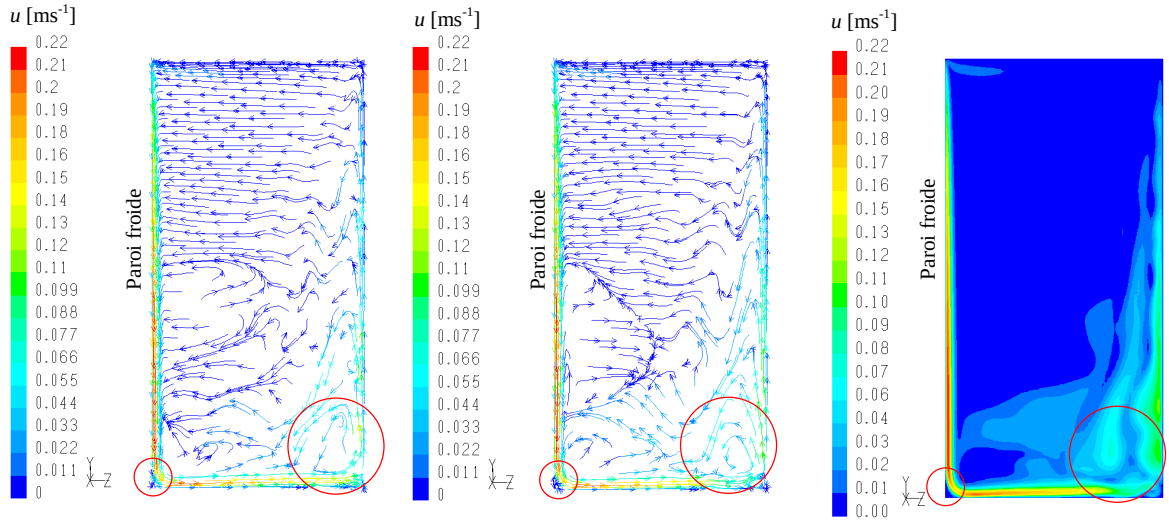
Figure IV-27 : Profil horizontal de la vitesse (u_y) sur le plan de symétrie de la maquette vide (y = 50 cm) - Paroi froide à 0°C- Totalité et moitié supérieure de la paroi froide utilisée (a) Couche limite côté paroi froide; (b) Couche limite côté paroi vitrée

c. Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations CFD

Afin de comparer d'une façon générale la vitesse expérimentale et celle obtenue par simulation sur Fluent dans la maquette vide, nous allons présenter le champ de vitesse et la norme de la vitesse dans le cas où la totalité de la paroi froide est maintenue à 0°C. Des résultats complémentaires sont présentés en Annexe IV-3.

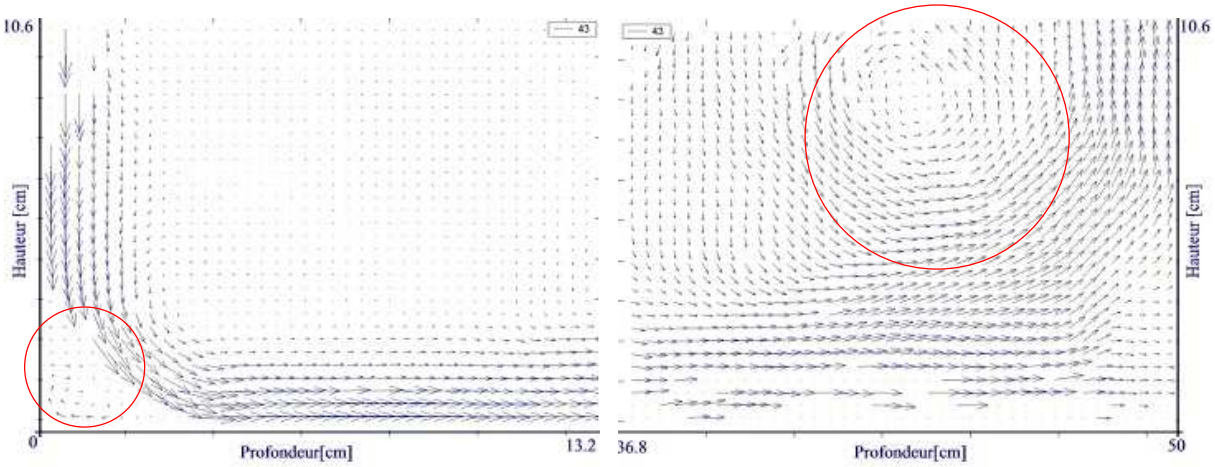
Les résultats de simulations concordent globalement avec les observations expérimentales (Fig. IV-28)**.** On remarque la présence de la grande boucle de re-circulation le long de la paroi froide et de la paroi vitrée, d'une petite boucle de re-circulation en bas de la maquette côté paroi vitrée et une autre côté paroi froide comme observé expérimentalement (Fig. IV-29). On note également que des filets d'air se détachent du côté de la paroi vitrée pour rejoindre la paroi froide avec des vitesses très faibles, leur trajectoire est relativement horizontale en haut de la maquette et est variable en bas de la maquette (Fig. IV-28-a).

Il faut remarquer que les champs simulés présentés ne sont pas des moyennes temporelles (comme les résultats expérimentaux de la figure IV-20) mais des champs instantanés. Ceux-ci peuvent être assez différents à des instants différents de la simulation : on voit par exemple sur la figure IV-28-b des lignes de courant s'éloignant de la paroi froide pour $0.2 < y < 0.5$, alors que la tendance est inversé à un autre moment (Fig. IV-28-a). Il faut noter néanmoins que les niveaux de vitesse dans les zones 'intermittentes' sont faibles.



(a) **(b)** **(c)**

Figure IV-28 : Résultats de simulations Fluent - Plan de symétrie de la maquette vide (100% à 0°C) , (a) Lignes de courant colorées par la norme de la vitesse à 70 min[⊗] ; (b) Lignes de courant colorées par la norme de la vitesse à 130min ; (C) Norme de la vitesse à 130 min

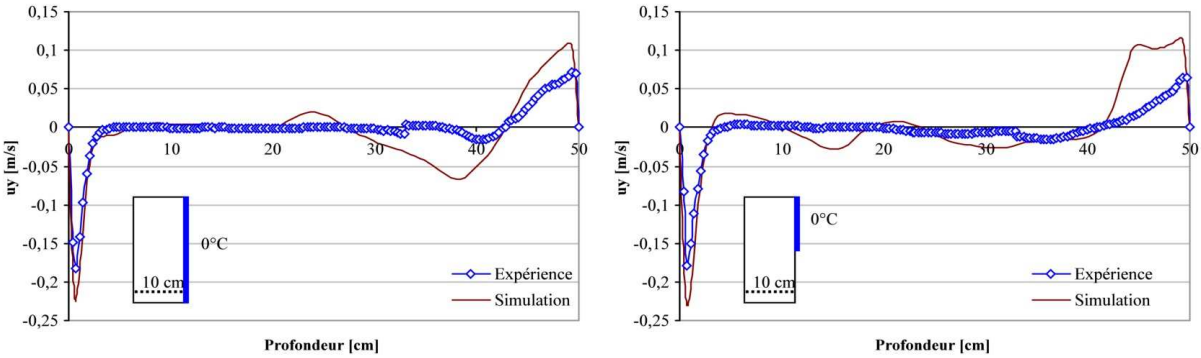


(a) **(b)**

Figure IV-29 : Mise en évidence par mesure PIV de boucles de re-circulations en bas de la maquette vide -Totalité de la paroi froide maintenue à -10°C ;
(a) Près de la paroi froide ($u_{max} \approx 0.25$ m s^{-1}); (b) Près de la paroi vitrée ($u_{max} \approx 0.13$ m s^{-1})

Pour les différentes configurations étudiées, la simulation surestime la vitesse maximale de l'air surtout du côté de la paroi chaude (paroi vitrée). La figure IV-30 compare, par exemple, les profils de vitesse verticale pour y = 10 cm obtenus par l'expérience et la simulation dans deux cas : 100% de la paroi froide maintenue à 0°C et 50% de la paroi froide maintenue à 0°C. La surestimation (côté paroi froide) est de l'ordre de 0.04 m s^{-1} pour le premier cas (100% à 0°C) et 0.05 m s^{-1} pour le deuxième cas (50% à 0°C) (Fig. IV-30).

[⊗] Les résultats des simulations à 70 min sont donnés ici comme exemple, désormais, et dans tout ce qui suit, les résultats seront présentés à 130 min (voir § III-2-4).



(a) **(b)**

Figure IV-30: Comparaison Expérience/ Simulation des profils de vitesse pour *y* = 10 cm ; (a) Totalité de la paroi froide maintenue à 0°C; (b) Moitié supérieure de la paroi froide maintenue à 0°C

Notons cependant le bon ajustement de l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique (surtout du côté de la paroi froide) observé entre les résultats des expérimentations et les simulations.

D'une façon générale, les différences entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par les simulation (CFD Fluent), aussi bien au niveau des vitesses que des températures (couplage), peuvent s'expliquer par différentes raisons :

- Incertitudes expérimentales :
  - ✓ Faible résolution spatiale et nécessité de présence de suffisamment de particules pour la mesure PIV des vitesses.
  - ✓ Perturbation de l'écoulement, assez grand temps de réponse et conduction thermique dans les fils pour la mesure de température par thermocouples.
- Incertitudes sur les paramètres et les conditions aux limites utilisées pour la simulation :
  - ✓ Coefficient de transfert entre la paroi interne de la maquette et l'air extérieur : ce coefficient est calculé en prenant la somme des résistances thermiques du verre, de l'air entre les vitres, de la plaque en polystyrène extrudé isolante et de celle lié à la convection naturelle externe. Ceci fait appel à de nombreuses approximations (on néglige les fuites d'air entre l'intérieur et l'extérieur de l'enceinte, on ne tient pas compte des supports du double vitrage et de l'isolant …)
  - ✓ Emissivité des parois
  - ✓ Température de la partie basse de la paroi arrière lorsque seule la partie supérieure est refroidie : la simulation considère une température constante sur la moitié inférieure (moyenne expérimentale sur trois points de mesures) alors qu'en réalité, du fait de la conduction dans la paroi en aluminium, il existe un gradient de température sur cette partie inférieure de la paroi (typiquement, la température est de 0°C pour *y* = 50 cm et 4,5°C pour *y* = 10 cm)

- Incertitudes sur la résolution numérique (Chapitre III - Modélisations et simulations)
  - ✓ Sensibilité au maillage
  - ✓ Sensibilité au pas de temps
  - ✓ Sensibilité au nombre d'itération par pas de temps
  - ✓ Atteinte d'un régime permanent en moyenne

Enfin, il n'est pas sûr que des conditions initiales différentes, expérimentales ou numériques, aboutissement à la même structure d'écoulement (et de température) dans la zone instationnaire du bas de la maquette.

A-2. Température

a. Profils horizontaux de température - Couches limites thermiques

Le profil de température dans la couche limite a été mesuré sur trois niveaux de hauteur (10 cm, 50 cm et 90 cm du bas de la maquette). Ces mesures ont été réalisées sur le plan de symétrie et sur le plan parallèle à la paroi froide se situant au milieu entre la paroi froide et la paroi vitrée (la paroi froide étant maintenue à 0°C).

La figure IV-31 présente le cas où la totalité de la surface est refroidie. D'une façon générale on observe que la température au centre de la maquette augmente avec la hauteur et elle est relativement constante à une même hauteur. On constate une épaisseur de la couche limite d'environ 2 cm près de la paroi froide (Fig. IV-31-b). Celle-ci est légèrement moins épaisse (environ 1.5 cm) près de la paroi vitrée (Fig. IV-31-c). Ceci pourrait s'expliquer par le fait qu'il y a moins de variation de température dans la couche limite près de cette paroi (environ 2°C) que près de la paroi froide (de 6°C à 9°C). La différence (paroi froide/chaude) vient du fait qu'il y a trois parois verticales chaudes et une seule paroi froide. D'après la théorie, l'épaisseur devrait être proche de zéro en haut de la paroi froide et augmenter progressivement en approchant du bas. Pour notre étude, l'espacement entre les thermocouples est de 5mm, l'épaisseur de la couche limite est donc difficile à estimer précisément par notre dispositif mais la tendance (augmentation de l'épaisseur de la couche limite thermique) est vérifiée.

A 10 cm de hauteur, l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique (≈3 cm) près de la paroi froide est légèrement supérieure à celle de la couche limite thermique (≈2 cm).

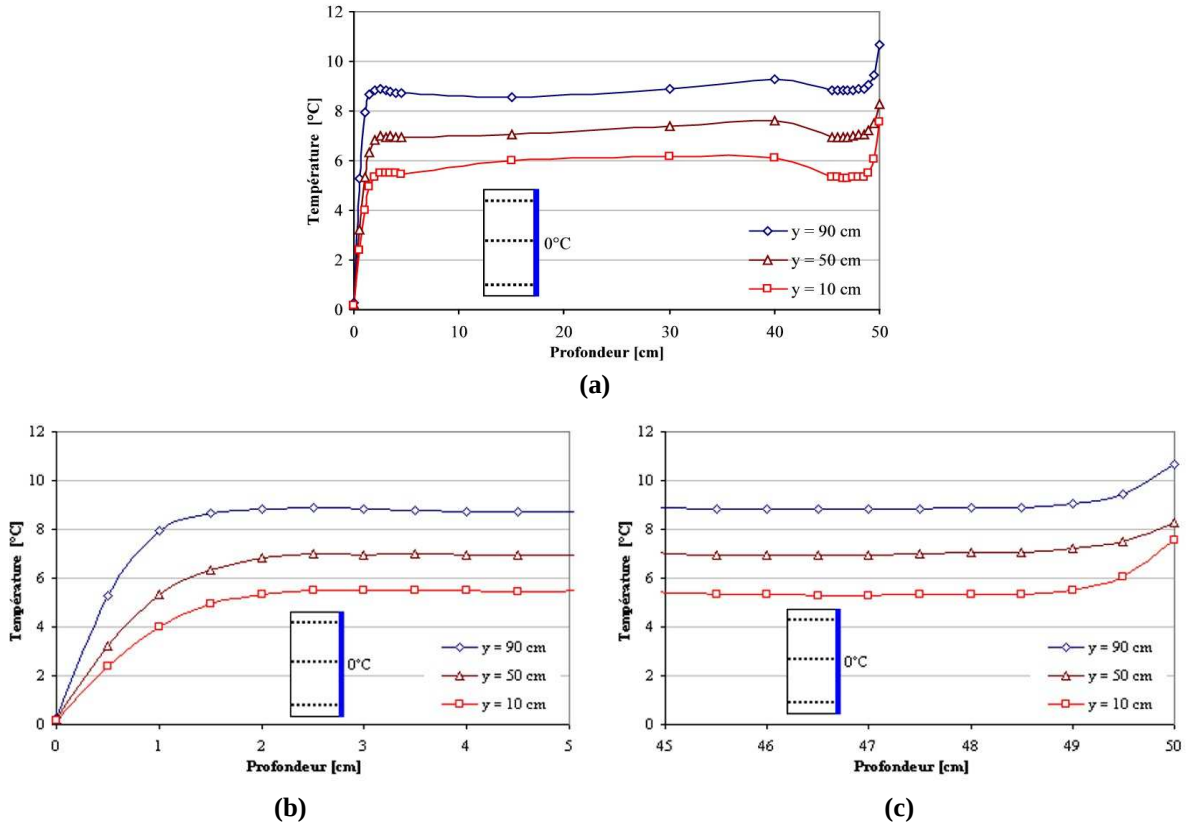


Figure IV-31 : Profil horizontal de température sur trois hauteurs sur le plan de symétrie – Totalité de la paroi froide maintenue à 0°C (a) Vue globale ; (b) Couche limite côté paroi froide ; (c) Couche limite côté paroi vitrée

Nous avons comparé le profil de température à mi-hauteur (y = 50 cm) pris entre la paroi froide et la paroi vitrée située en face avec celui pris à la même hauteur mais entre les deux parois vitrées latérales (Fig. IV-32). Nous avons constaté que le profil de température dans la couche limite près des trois parois vitrées est similaire quel que soit le côté. Les mêmes comparaisons effectuées pour y =10 cm et y = 90 cm confirment ces observations (Annexe IV-4).

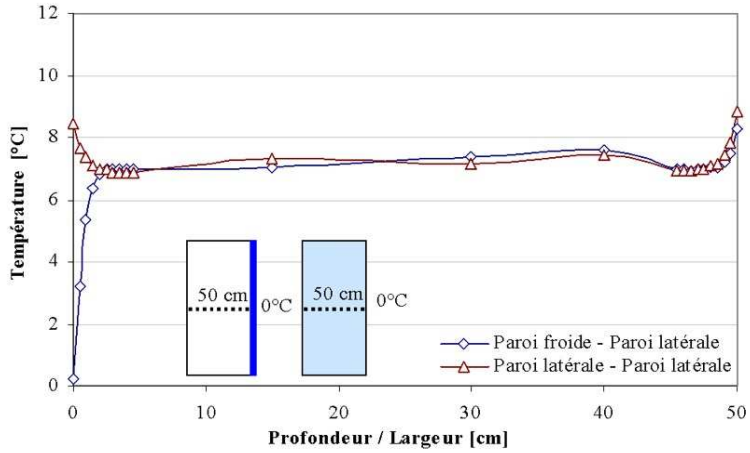


Figure IV-32 : Comparaison des profils de température horizontaux à mi-hauteur (y = 50 cm) entre la paroi froide et la paroi vitrée située en face et entre les deux parois latérales vitrées (Totalité de la paroi froide maintenue à 0°C)

Quand seulement la moitié supérieure (50%) de la surface est refroidie (Fig. IV-33), et par rapport au premier cas (100% de surface froide), la température au centre de la maquette augmente en moyenne de 2°C. Mais nous avons toujours la même allure de température dans la couche limite (même ordre de grandeur pour l'épaisseur de la couche limite) sauf à 10 cm de hauteur (Fig. IV-33-b). A cette hauteur, la paroi froide n'est pas alimentée par le fluide frigoporteur, la température de la paroi est donc plus élevée (environ 4°C).

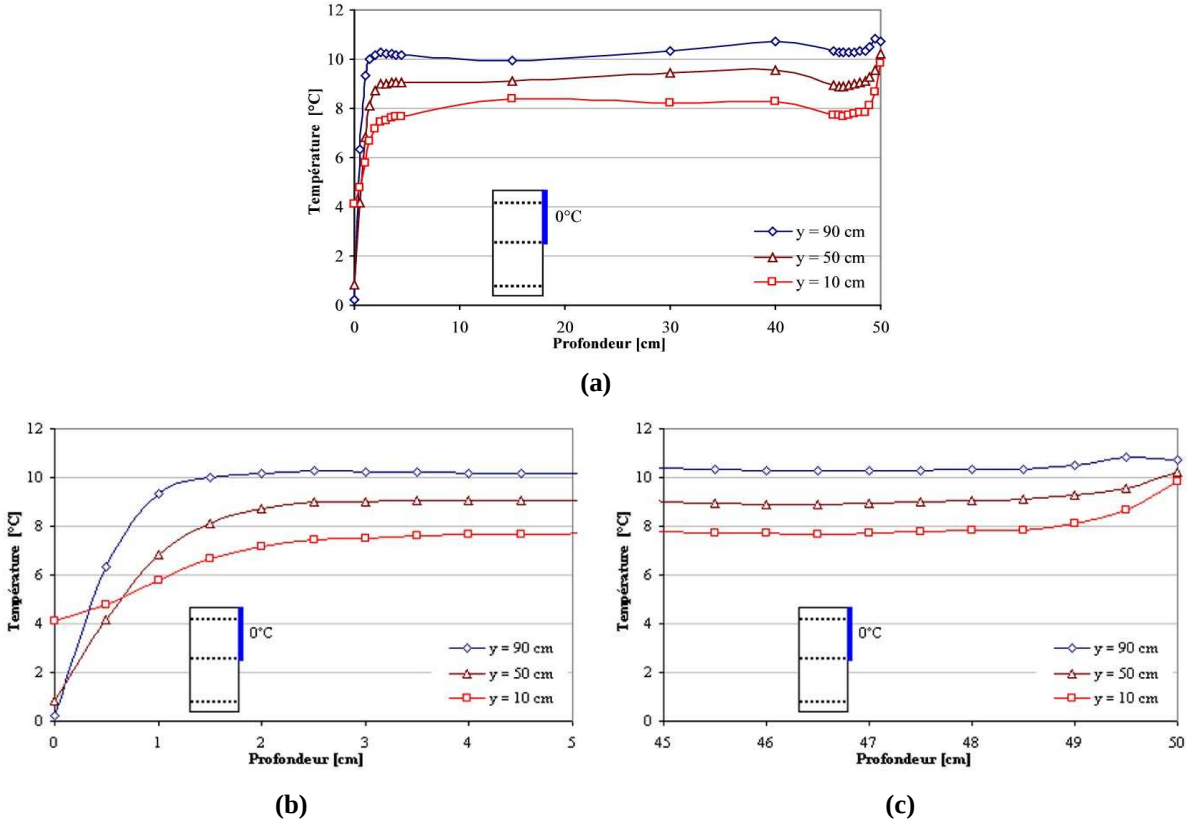


Figure IV-33 : Profil horizontal de température sur trois hauteurs sur le plan de symétrie – Moitié supérieure de la paroi froide maintenue à 0°C (a) Vue globale ; (b) Couche limite côté paroi froide ; (c) Couche limite côté paroi vitrée

b. Profils verticaux de température loin des couches limites thermiques

Les figures IV-34 et IV-35 présentent le cas ou la totalité de la paroi froide est maintenue à 0°C. D'autres résultats complémentaires sont présentés en Annexe IV-5.

Nous pouvons constater que sur le plan de symétrie (Fig. IV-34-a), plus on s'éloigne de la paroi froide, plus la température augmente. Le profil vertical près de la paroi froide est assez différent de celui près de la paroi vitrée située en face. En particulier, en bas de la maquette côté paroi vitrée, on note une augmentation de température, ceci est certainement lié à la re-circulation observée dans cette zone par les mesures PIV et par les simulations numériques (Fluent). Il est à noter qu'un phénomène similaire a également été observé numériquement par Sun et Emery (1997).

La température de l'air en haut de la maquette est presque la même quelle soit la distance de la paroi froide.

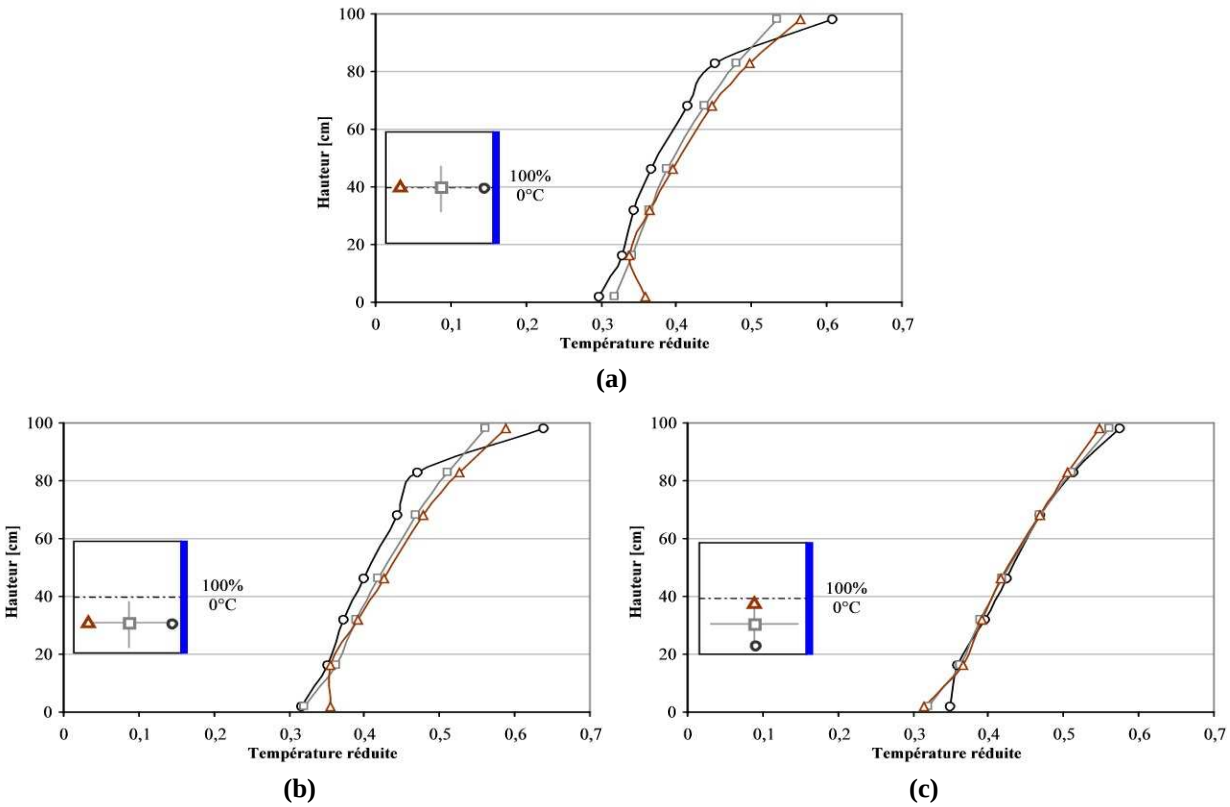
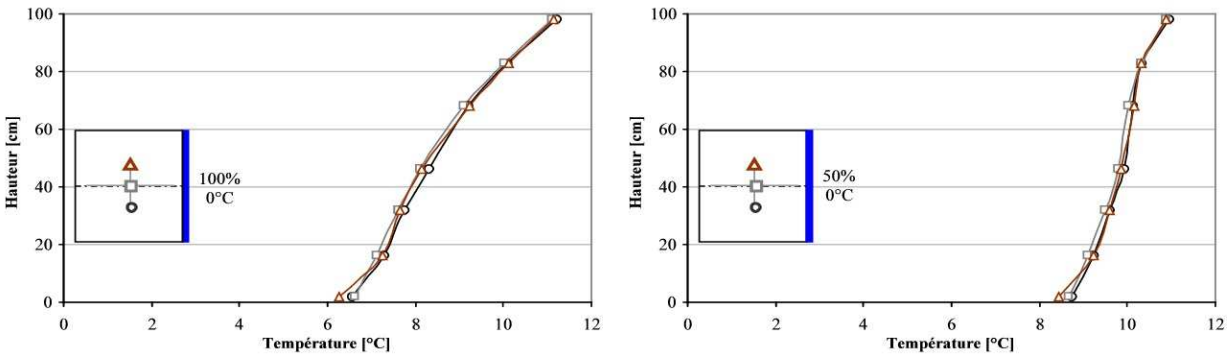


Figure IV-34 : Profils verticaux de température dans la maquette vide – Totalité de la paroi froide maintenue à 0°C

Nous avons également présenté les profils verticaux sur un plan se trouvant au milieu de la paroi latérale vitrée et du plan de symétrie (Fig. IV-34-b). La température sur ce plan est légèrement plus élevée que celle sur le plan de symétrie, mais l'allure des profils est similaire.

Des profils situés sur un plan parallèle à la paroi froide sont présentés en figure IV-34-c. Nous pouvons constater que les trois profils de température (à 2 cm, 12.5 cm et 23.5cm de la paroi latérale) sont quasiment identiques. Ceci confirme que la couche limite thermique est inférieure à 2 cm du coté des parois latérales.

Enfin, en mettant le support de thermocouple au centre de la maquette (Fig. IV-35), nous avons pu constater une bonne symétrie de température (la bonne symétrie de température a été aussi confirmée en plaçant le support de thermouples de part et d'autre du plan de symétrie).



(a) **(b)**

Figure IV-35 : Etude de la symétrie de la température dans la maquette vide ; (a) Totalité de la paroi froide maintenue à 0°C ; (b) Moitié supérieure de la paroi froide maintenue à 0°C

Influence de la température de la paroi froide

La figure IV-36 présente une comparaison des profils verticaux de la température de l'air pour deux températures de la paroi froide : -10°C et 0°C et en utilisant la totalité de la plaque froide (100%). On remarque que la température réduite est sensiblement inférieure pour -10°C que pour 0°C quelle que soit la hauteur et la distance à la paroi froide. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'écart de température entre la paroi froide et l'air est plus grand dans le cas de -10°C, ceci entraîne une circulation d'air par convection naturelle plus importante près la paroi froide (le nombre de Rayleigh est plus grand, Tableau IV-5). Vu les valeurs élevées du nombre de Rayleigh (proche de 10^9), on peut s'attendre à ce que la couche limite ne reste pas strictement laminaire. Il est possible, sans que nous puissions le confirmer expérimentalement, qu'en passant de 0°C à -10°C pour la paroi froide (le nombre de Rayleigh passant de 2.52 10^8 à 3.36 10^8), une partie de la couche limite ait changée de régime augmentant de façon significative les échanges. Pour la même raison, les échanges convectifs près des parois vitrées (Fig. IV-36-c et IV-36-d) augmentent aussi. Mais cette augmentation a peu d'influence sur les transferts du fait que la résistance thermique de l'isolation (double vitrage et polystyrène) est très grande par rapport à celle entre l'air et la paroi interne.

Tableau IV-5 : Nombres de Rayleigh pour les différentes configurations étudiées (basé sur la hauteur de la paroi froide et l'écart de température entre la paroi froide et la paroi vitrée)

Surface de la paroi froide	100%		50%	
Température de la paroi froide	-10°C	0°C	-10°C	0°C
Ra	3.36 10^8	2.52 10^8	2.13 10^8	1.36 10^8

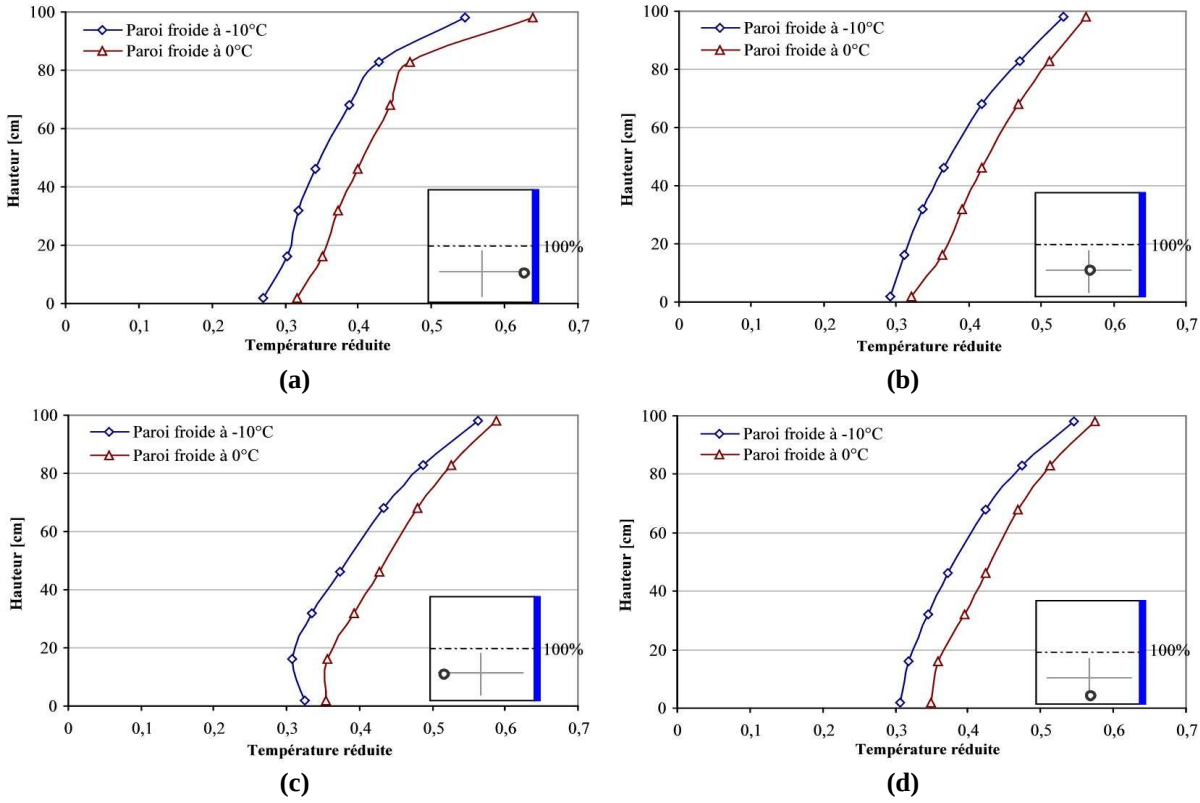


Figure IV-36 : Influence de température de la paroi froide sur les profils verticaux de température dans la maquette vide ; (a) Près de la paroi froide ; (b) A mi-distance entre la paroi froide et la paroi vitré en face ; (c) Près de la paroi vitrée (en face de la paroi froide) ; (d) Près de la paroi vitrée latérale

On observe toujours une 'cassure' du profil de température en bas de la maquette près de la paroi vitrée (située en face de la paroi froide – Fig. IV-36-c) liée à une re-circulation d'air à cet endroit.

Influence de la dimension de la paroi froide

Deux surfaces de paroi froide ont été étudiées : Totalité de la paroi froide (100%) ou moitié supérieure de la paroi froide (50%).

Les profils verticaux de la température de l'air sont présentés en figure IV-37 dans le cas où la paroi froide est maintenue à 0°C. Nous pouvons constater que la différence de température (entre 50% et 100%) est significative du bas jusqu'environ 80 cm de hauteur. La différence est faible entre 80 cm et 100 cm (ceci quelle que soit la distance de la paroi froide) dans la zone de stagnation de l'air chaud. On observe toujours une 'cassure' sur le profil vertical de température près de la paroi vitrée (située en face de la paroi froide) due à la présence d'une re-circulation d'air.

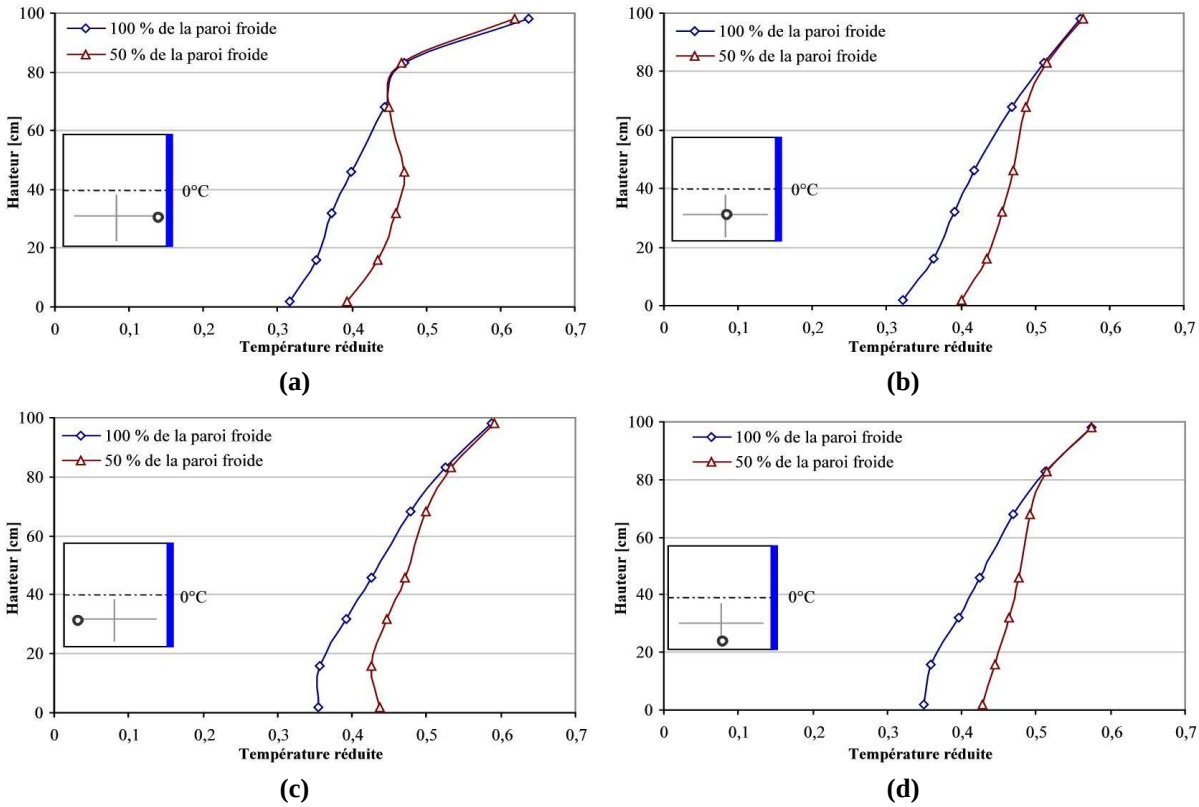


Figure IV-37 : Profils verticaux de température dans la maquette vide – 100% ou 50% de la paroi froide maintenue à 0°C (a) Près de la paroi froide ; (b) A mi-distance entre la paroi froide et la paroi vitrée; (c) Près de la paroi vitrée (en face de la paroi froide) ; (d) Près de la paroi vitrée latérale

Cette comparaison permet, en tout cas, de mieux comprendre l'influence de la surface occupée par l'évaporateur dans les réfrigérateurs domestiques sur la distribution de température. En effet, dans le cas où la température de la paroi froide est maintenue à 0°C (respectivement à -10°C), avec 100% de la surface de la paroi froide, la température est plus basse en moyenne de 2°C (respectivement de 3°C) en bas de la maquette par rapport au cas où seulement 50% de la surface de la paroi froide est utilisée mais la température maximale (en haut de la maquette) est presque inchangée.

c. Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations CFD

La figure IV-38 présente le champ de température pour deux cas de figure : totalité de la paroi froide à 0°C et moitié supérieure de la paroi froide à 0°C.

Pour les deux cas étudiés, nous notons la présence d'une stratification (jusqu'à mi-hauteur) de la température : les températures les plus froides sont situées en bas de la maquette et les plus chaudes en haut. Pour une hauteur donnée (sauf tout près des parois et en bas de la maquette), la température est quasi constante.

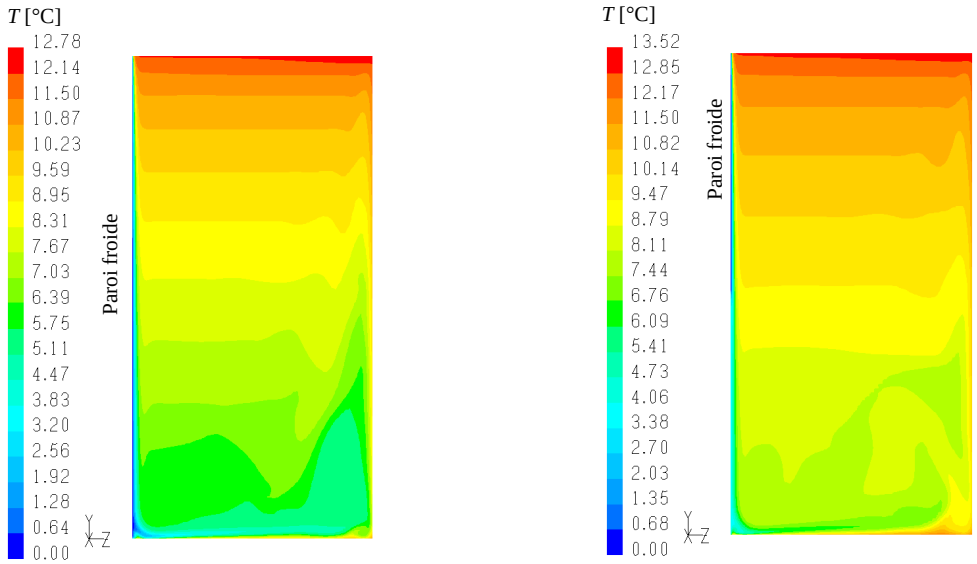


Figure IV-38 : Température d'air sur le plan de symétrie de la maquette vide obtenu par simulations CFD (a) Totalité de la paroi froide maintenue à 0°C ; (b) Moitié supérieure de la paroi froide maintenue à 0°C

La comparaison quantitative entre les résultats numériques et expérimentaux est présentée sous forme de profils verticaux de température pour les quatre configurations étudiées :100% à -10°C, 100% à 0°C, 50% à -10°C et 50% à 0°C (Fig. IV-39). Pour chaque configuration, trois positions sont étudiées : près de la paroi froide, à mi-distance entre la paroi froide et la paroi vitrée située en face, près de la paroi vitrée en face de la paroi froide. D'autres comparaisons complémentaires sont présentées en Annexe IV-6.

Notons que globalement, les résultats de simulation s'accordent relativement bien avec les résultats expérimentaux. Les remarques générales déjà formulées précédemment (§ IV-2-1-A-c) peuvent expliquer en partie les écarts observés. Il faut remarquer, en plus, que les résultats numériques sont des valeurs instantanées (résolution instationnaire) alors que les valeurs expérimentales sont des moyennes obtenues avec des thermocouples ayant déjà un temps de réponse non négligeable. Ceci peut expliquer des écarts dans la zone instationnaire du bas de la maquette (les thermocouples utilisés sont assez espacés (≈14 cm) et incapables de détecter le passage en quelque seconde d'un tourbillon, des mesures avec des thermocouples plus fin et plus rapprochés sont en cours). Par ailleurs, on peut soupçonner que la couche limite du côté de la paroi froide ne reste pas strictement laminaire dans certain cas. Or près de la paroi froide, aucune instabilité (fluctuations de température ou de vitesse) n'a été détectée numériquement (peut être à cause de pas d'espace et de temps encore trop grand ou du fait de la diffusion numérique qui a un effet stabilisant).

Dans le cas ou seulement 50% de la surface de la paroi froide est utilisée, le décalage observé entre les résultats expérimentaux et ceux issues de simulations, surtout en bas de la maquette, pourrait être dû au fait que la température de la partie inférieure de la paroi est mal représentée dans les simulations.

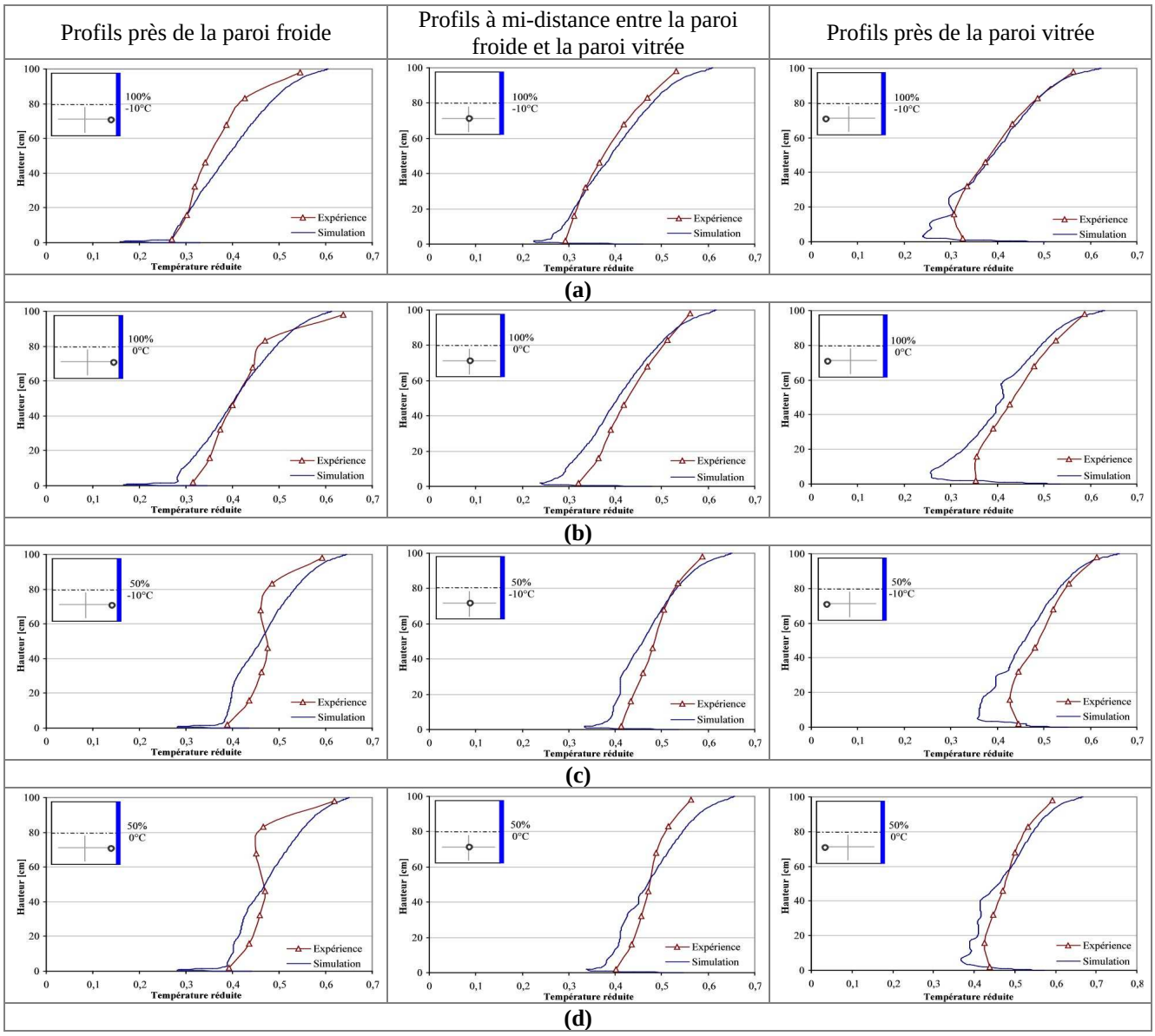


Figure IV-39 : Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations CFD des profils verticaux de température dans la maquette vide ; (a) 100% de la paroi froide maintenue à -10°C ; (b) 100% de la paroi froide maintenue à 0°C ; (c) 50% de la paroi froide maintenue à -10°C ; (d) 50% de la paroi froide maintenue à 0°C

Le tableau IV-6 présente une comparaison des températures moyennes dans la maquette vide obtenues par les expérimentations (moyenne de température sur tous les thermocouples y compris ceux des parois internes de la maquette) et par les simulations (moyenne volumique de température sur toute la maquette de réfrigérateur). Les valeurs données par l'expérience sont assez proche de celles calculées.

Remarquons que l'influence de la surface de la paroi froide est moins importante que celle de sa température. En effet, pour une surface de paroi froide donnée (100% ou 50%), quand sa température de la paroi passe de 0°C à -10°C, la température moyenne de l'air diminue d'environ 6°C alors que pour une température de paroi froide fixée, quand la surface passe de 50% à 100%, la température moyenne de l'air ne diminue que de 2°C environ.

Tableau IV-6 : Température moyenne de l'air dans la maquette vide [°C]

Surface de la paroi froide	100%		50%	
Température de la paroi froide	-10°C	0°C	-10°C	0°C
Expérimentations	1,62	8,45	3,93	9,44
Simulations Fluent	1,83	8,18	3,94	9,49

En ce qui concerne les couches limites, on observe que les résultats de simulation s'accordent relativement bien avec les résultats expérimentaux pour y = 10 cm (par exemple lorsque la totalité de la paroi froide est maintenue à 0°C (Fig. IV-40)). L'épaisseur de la couche limite thermique est assez bien reproduite par les simulations pour les trois hauteurs étudiées. Notons néanmoins que les simulations surestiment les températures surtout au centre (y = 50 cm) et en haut (y = 90 cm) de la maquette (voir aussi Annexe IV-7).

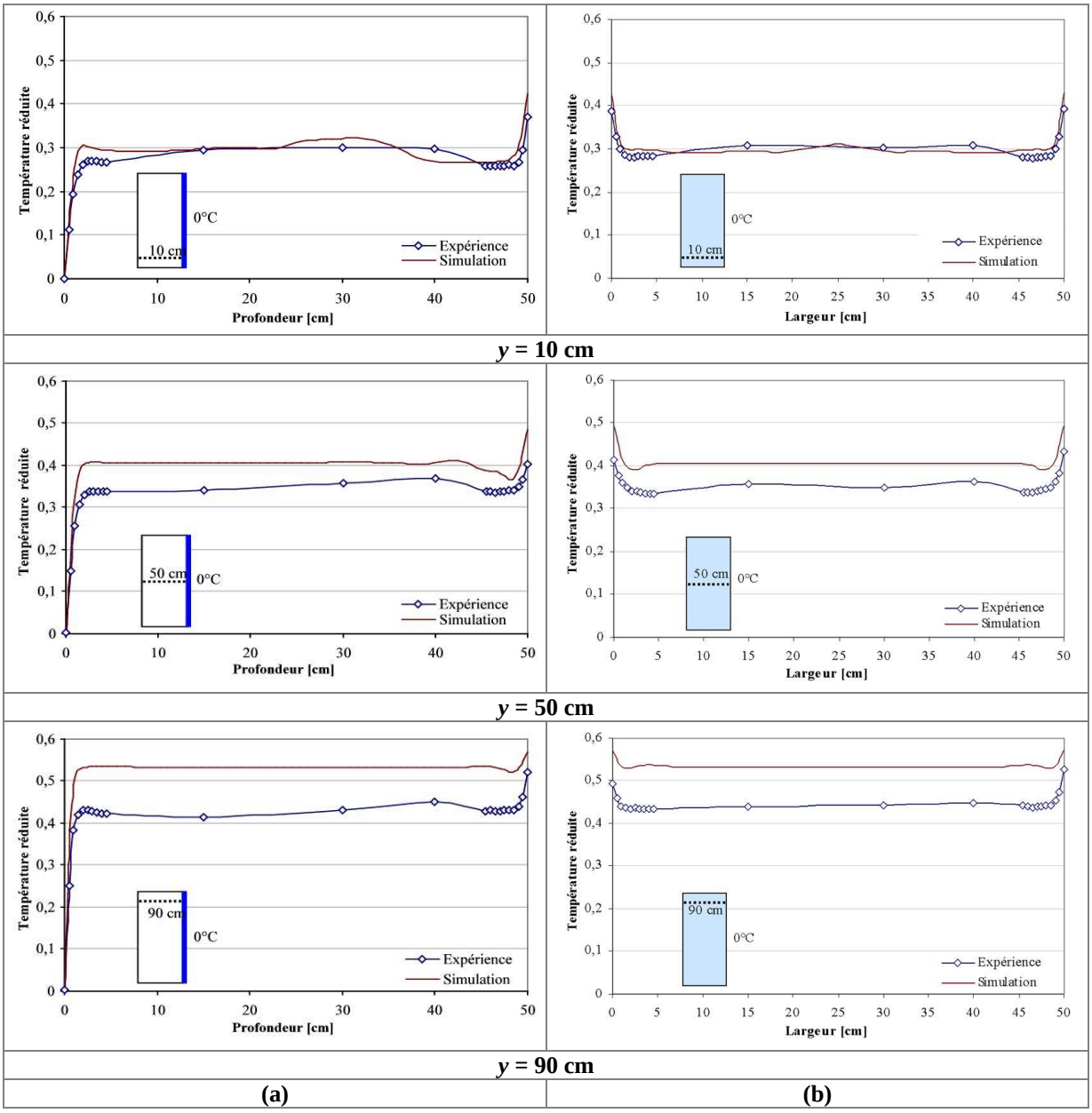


Figure IV-40 : Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations CFD des profils horizontaux de température -Totalité de la paroi froide maintenue à 0°C (a) Entre la paroi froide et la paroi vitrée située en face ; (b) Entre les deux parois latérales vitrées

B. Cas du réfrigérateur ménager vide (sans étagères)

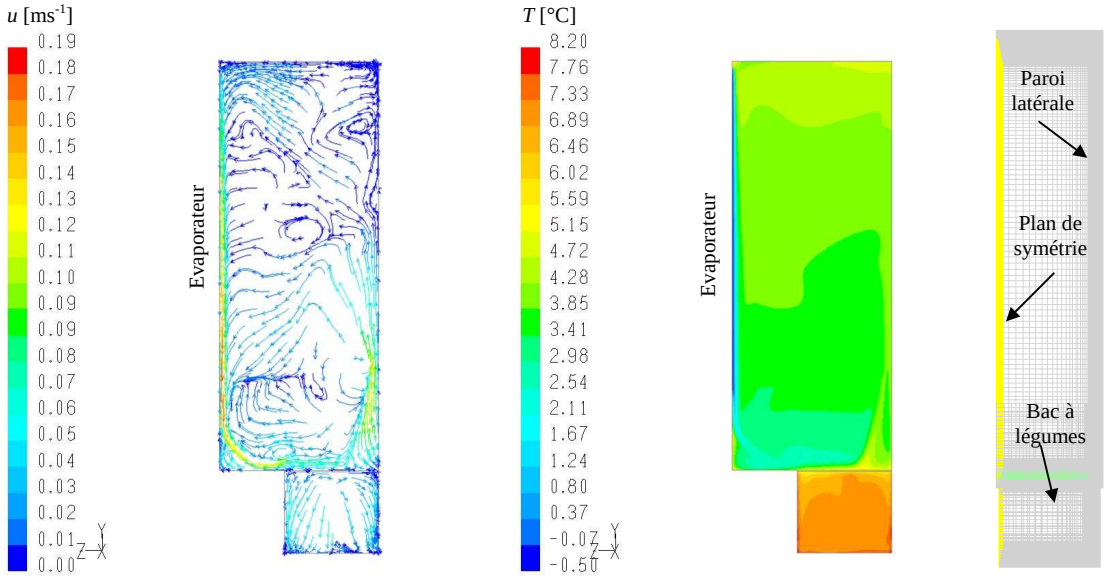
Nous analysons dans ce paragraphe les résultats de simulation réalisés sur Fluent dans le cas d'un réfrigérateur ménager vide. Une comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats de simulation concernant les profils verticaux de température sera ensuite présentée.

Nous commençons dans ce paragraphe par l'analyse des résultats numériques (vitesses et températures) car nous ne disposons pas de mesure de vitesse dans ce cas.

a. Ecoulement d'air et température simulés

La figure IV-41 présente les lignes de courant et le champ de température sur le plan de symétrie. Si on prend en considération la cavité du réfrigérateur ménager sans le bac à légumes, on remarque que cette cavité se comporte globalement comme le cas de la maquette vide. Notons néanmoins que l'écoulement au centre de cette cavité est plus 'chaotique' que dans le cas de la maquette vide ce qui explique que la stratification de température est moins nette.

Dans le bac à légumes se créent deux boucles de re-circulations opposées ; Ces boucles sont dues à la présence d'une paroi froide (l'étagère en verre qui sépare la cavité supérieure et le bac à légumes est refroidie grâce à l'écoulement qui provient de l'évaporateur, cette paroi joue donc le rôle d'une paroi froide pour le bac à légumes) et cinq parois 'isolées'.



(a) **(b)**

Figure IV-41 : Réfrigérateur ménager vide - Plan de symétrie, (a) Lignes de courant colorées par la norme de la vitesse ; (c) Champ de température

b. Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations

Une comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations (Fluent) des profils verticaux de température est présentée dans la figure IV-42. Ces profils sont dressés pour trois positions (distance avec l'évaporateur z = 2 cm ; z = 21,5 cm et z = 42 cm) sur le plan de symétrie et sur le plan situé à 8cm de la paroi latérale. On remarque que les résultats

de simulations s'ajustent assez bien à ceux de l'expérience sur le plan de symétrie. Le décalage de résultats observé à 8cm de la paroi latérale s'explique peut être par le fait que cette paroi comporte des encoches pour supporter des étagères (enlevées dans ce cas) qui n'ont pas été pris en compte dans les simulations. Ces encoches déstabilisent sans doute, et 'élargissement' peut être, la couche limite le long des parois latérales.

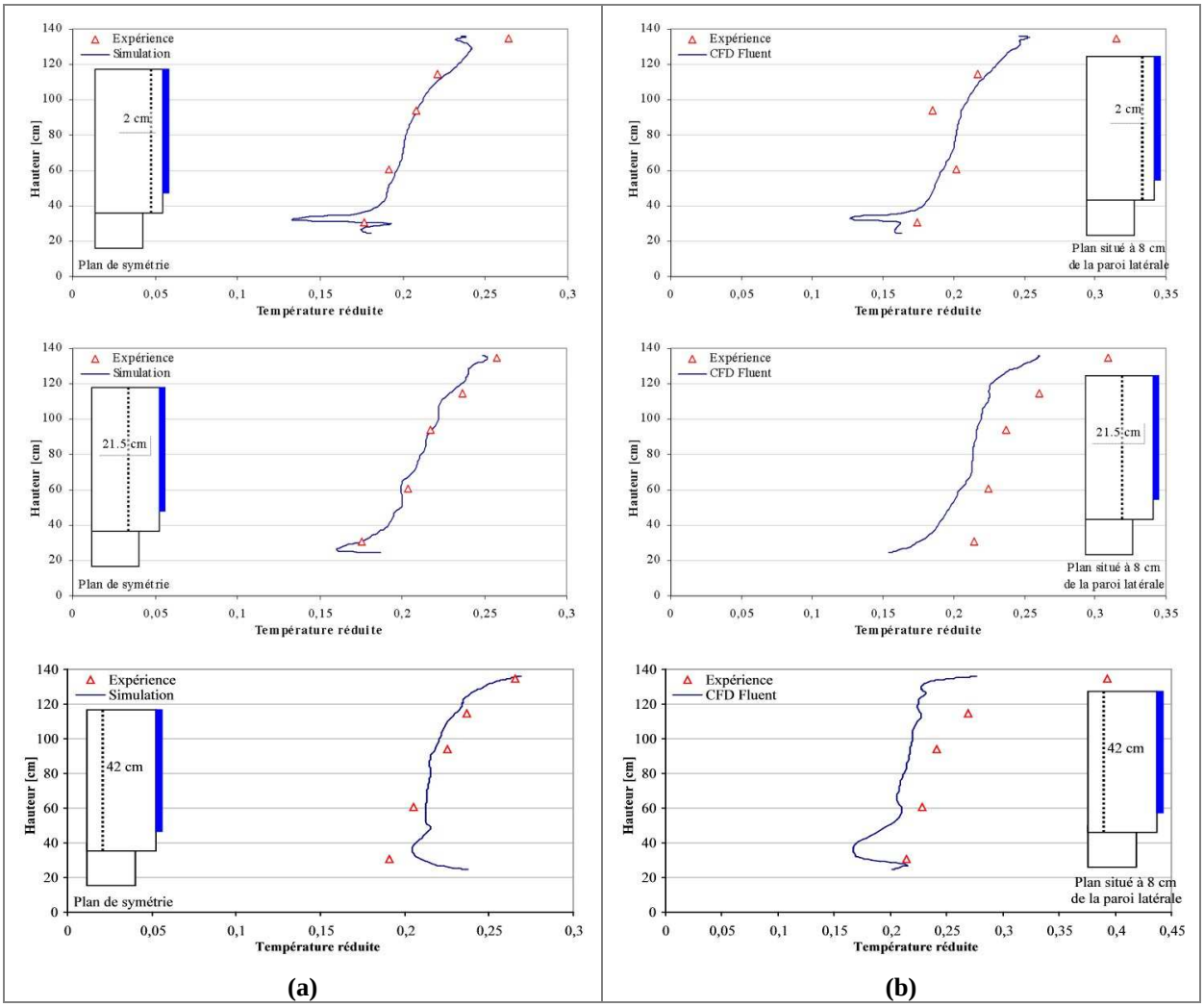


Figure IV-42 : Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations CFD des profils verticaux de température dans le cas du réfrigérateur ménager vide (sans étagères) ; (a) Sur le plan de symétrie (x = 26 cm) ; (b) Sur le plan situé à x = 8 cm de la paroi latérale

IV-2-2. Ecoulements et transferts dans des enceintes remplies de produits inertes thermiquement

On s'intéresse dans ce paragraphe aux cas de la maquette de réfrigérateur remplie de quatre blocs de 6×5×3 sphères creuses en PVC et d'un réfrigérateur réel équipé avec des étagères en verre.

A. Cas de la maquette de réfrigérateur remplie de quatre blocs de sphères creuses

A-1. Ecoulement d'air

Le champ de vitesse moyen sur le plan de symétrie de la maquette remplie de quatre blocs de 6×5×3 sphères creuses a été caractérisé (par les mesures PIV) pour les deux configurations suivantes :

- Totalité de la paroi froide (100%) maintenue à 0°C
- Moitié supérieure de la paroi froide (50%) maintenue à 0°C

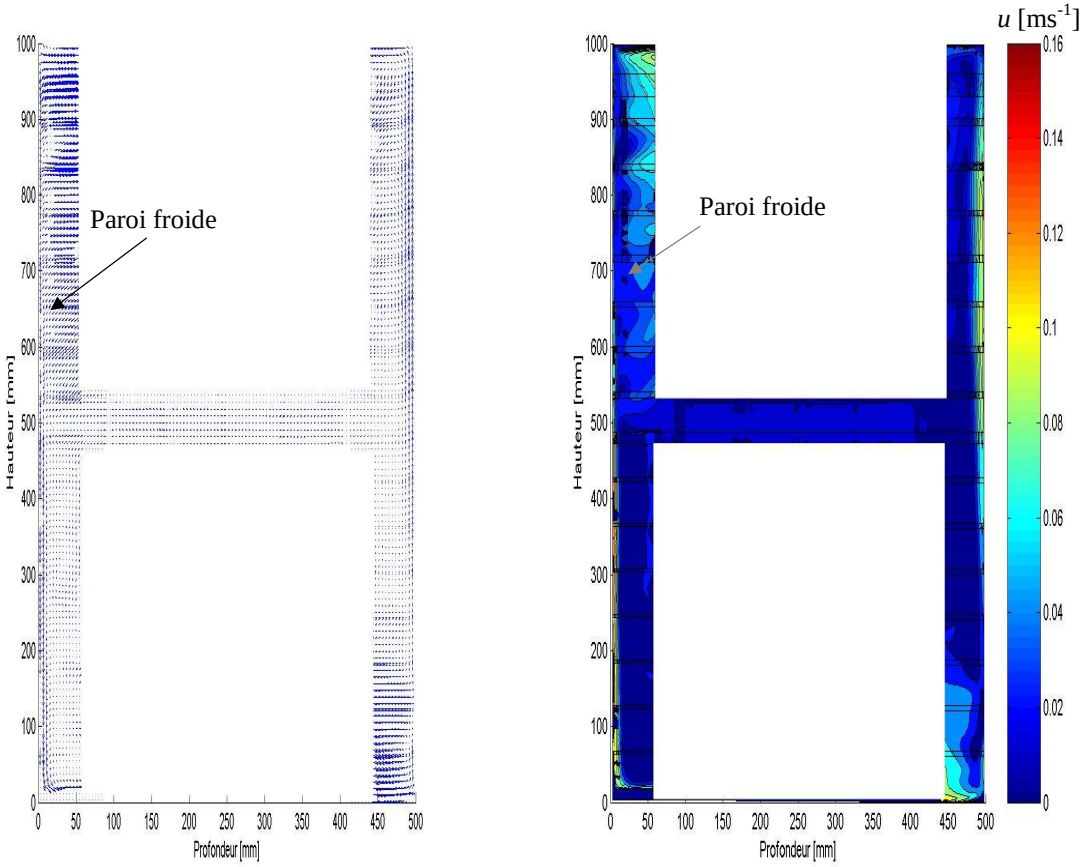
Une comparaison entre les deux configurations étudiées ainsi qu'avec le cas de la maquette vide est présentée dans le paragraphe suivant.

a. Champ de vitesse

Nous ne présentons ici que le cas de la maquette remplie de quatre blocs de sphères creuses dont la totalité de la paroi froide (100%) est maintenue à 0°C, des résultats complémentaires sont présentés en Annexe IV-8, IV-9 et IV-10.

La figure IV-43 présente le champ de vitesse et la norme de la vitesse sur le plan de symétrie de la maquette. On remarque que l'allure de l'écoulement principal est la même que pour la maquette vide : l'air descend le long de la paroi froide tout en augmentant de vitesse et remonte le long de la paroi vitrée (Fig. IV-43-a). Les vitesses d'air sont très faibles au centre de la maquette (Fig. IV-43-b). Rappelons que le plan de symétrie ne coupe pas les empilements de sphères.

Nous notons une baisse de la vitesse maximale (sur le plan de symétrie) entre le cas de la maquette vide ($u_{max} \approx 0.20$ m s^{-1}) et le cas de la maquette remplie de sphères creuses ($u_{max} \approx 0.16$ m s^{-1}). Nous essayerons plus loin d'interpréter ces résultats à l'aide des résultats complémentaires fournis par les simulations **(**paragraphe suivant § A-1-c).

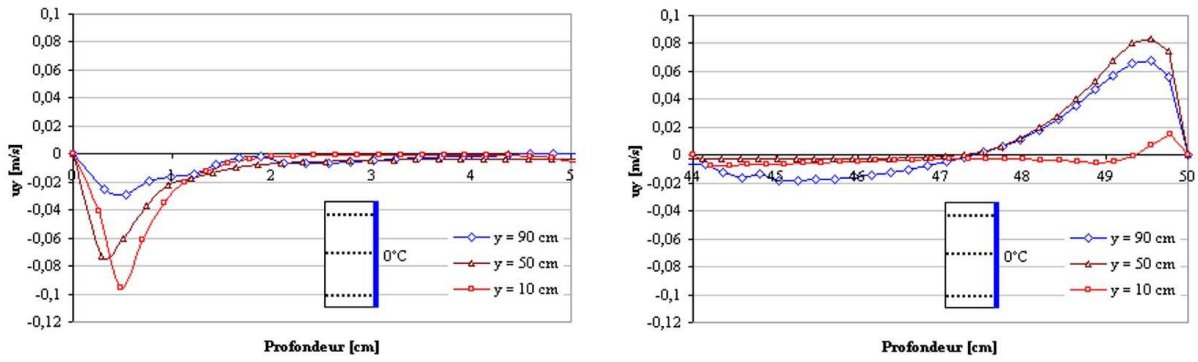


(a) **(b)**

Figure IV-43 : Vitesse sur le plan de symétrie de la maquette remplie avec quatre blocs de sphères creuses (mesures PIV)- 100% de la paroi froide maintenue à 0°C, (a) Champ de vitesse ; (b) Norme de la vitesse

b. Profils de la vitesse verticale (u_y)

La figure IV-44 présente les profils de la vitesse verticale (u_y) en fonction de la profondeur (distance à la paroi froide) à trois hauteurs (y = 10 cm ; y = 50 cm et y = 90 cm) pour le cas où la maquette remplie avec quatre blocs de sphères creuses et où la totalité de la paroi froide est maintenue à 0°C .



(a) **(b)**

Figure IV-44 : Profil horizontal de la vitesse (u_y) à trois hauteurs sur le plan de symétrie – Totalité de la paroi froide maintenue à 0°C, (a) Couche limite côté paroi froide ; (b) Couche limite côté paroi latérale vitrée

On observe que l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique, côté paroi froide, augmente en descendant le long de cette paroi. Cette épaisseur est de 2 cm pour y = 10 cm près de la paroi froide (contre 3 cm dans le cas de la maquette vide) et de 2.5 cm du côté de la paroi vitrée pour y = 50 cm (même épaisseur que dans le cas de la maquette vide).

Nous avons remarqué dans le paragraphe précédent que les vitesses maximales (sur le plan de symétrie) étaient plus faibles en présence des blocs de sphères creuses. Ceci est confirmé par la comparaison des profils de vitesses (Fig. IV-45). En effet, la vitesse maximale, côté paroi froide pour y = 10 cm passe de 0.18 m s^{-1} dans le cas de maquette vide à 0.1 m s^{-1} dans le cas de la maquette remplie de sphères creuses (Fig. IV-45-a). Cette diminution est plus nette du côté de la paroi froide et est observée dans les deux configurations étudiées : 100% de la paroi froide à 0°C et 50% de la paroi froide à 0°C (Fig. IV-45).

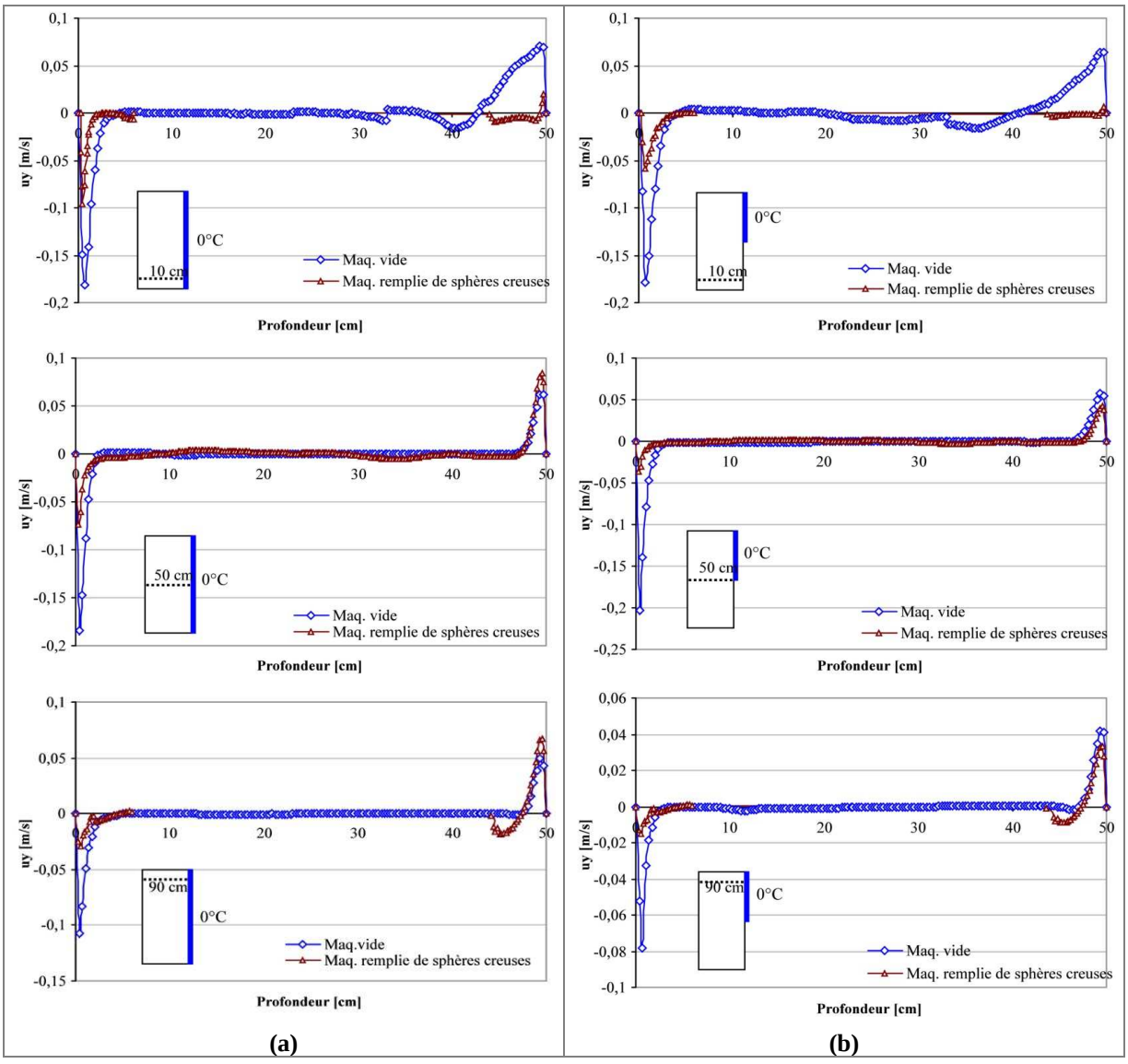


Figure IV-45 : Comparaison des profils horizontaux de vitesse entre le cas de la maquette vide et le cas de la maquette remplie avec quatre blocs de sphères creuses, (a) 100%de la paroi froide à 0°C ; (b) 50% de la paroi froide à 0°C

c. Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations CFD

Les figures IV-46-a et IV-46-b présentent la norme de la vitesse ainsi que les lignes de courants sur le plan de symétrie de la maquette remplie avec quatre blocs de sphères creuses (100% à 0°C). Les résultats de simulations concordent globalement avec les observations expérimentales. L'écoulement principal se situe près des parois, il est descendant côté paroi froide, ascendant côté paroi vitrée. Les vitesses sont faibles à cœur de la maquette. On observe également des filets d'air, déjà observés dans le cas de la maquette vide, qui se détachent du côté de la paroi vitrée pour rejoindre la paroi froide avec de faibles vitesses (Fig. IV-46-a**)**. Les vitesses sont plus faibles dans le cas de la maquette remplie avec des blocs de sphères creuses que dans le cas de la maquette vide (Fig. IV-28), ce qui explique que les boucles de re-circulation, observées dans le cas de maquette vide, sont moins identifiables dans le cas de la maquette remplie de sphères creuses. On peut supposer que l'introduction de sphères creuses (obstacle à l'écoulement) augmente les frottements alors que la force motrice (différence de poids des colonnes d'air froid, près de la paroi arrière, et chaud, près des autres parois verticales) reste presque inchangée. Ceci pourrait expliquer une diminution de vitesse.

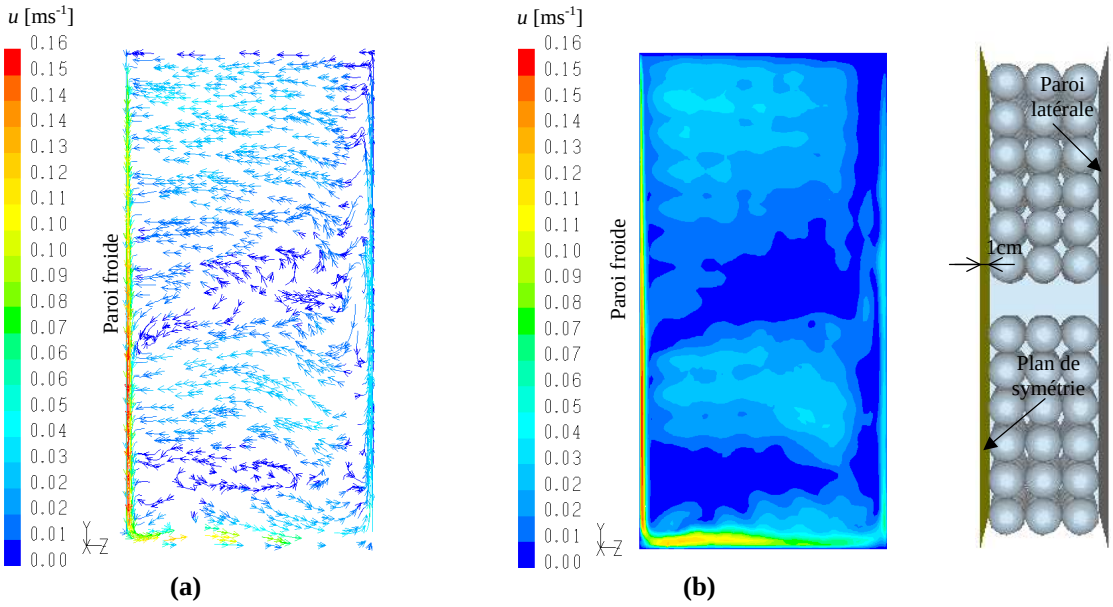


Figure IV-46 : Vitesse sur le plan de symétrie (100% à 0°C)- Maquette remplie de sphères creuses ; (a) Lignes de courant (b) Norme de la vitesse

Des différences plus importantes encore apparaissent dans le plan coupant les blocs de sphères (plan parallèle au plan de symétrie situé à 12.5 cm de la paroi latérale – Fig. IV-47-a et IV-47-b). Les vitesses sont plus importantes sur ce plan que sur le plan de symétrie et sont plus grandes en présence qu'en absence des blocs de sphères. En plus de la grande boucle de re-circulation (écoulement principal) le long de la paroi froide et de la paroi vitrée (déjà observée sur le plan de symétrie), on observe un écoulement préférentiel qui, venant du côté de la paroi vitrée, traverse l'espacement entre le bloc supérieur et le bloc inférieur de sphères creuses pour rejoindre la paroi froide et par suite l'écoulement principal. L'écoulement à travers les blocs de sphères s'effectue toujours à très faible vitesse (<0.025 ms^{-1}),

globalement, l'air circule plutôt horizontalement de la paroi vitrée vers la paroi froide. Notons aussi la présence des petites boucles de re-circulation en bas de la maquette côté paroi froide et côté paroi vitrée (déjà observée dans le cas de la maquette vide).

En présence de blocs de sphères creuses, l'écoulement semble 'canalisé' entre ces blocs, la paroi froide et les parois vitrées de la maquette (Fig. IV-47-a). Cette canalisation de l'écoulement semble augmenter légèrement la vitesse (entre la paroi froide et les blocs) et ceci crée peut-être une sorte d'aspiration dans cette zone, ce qui pourrait également expliquer des vitesses plus faibles sur le plan de symétrie par rapport au cas de la maquette vide (Fig. IV-47-c et IV-47-d).

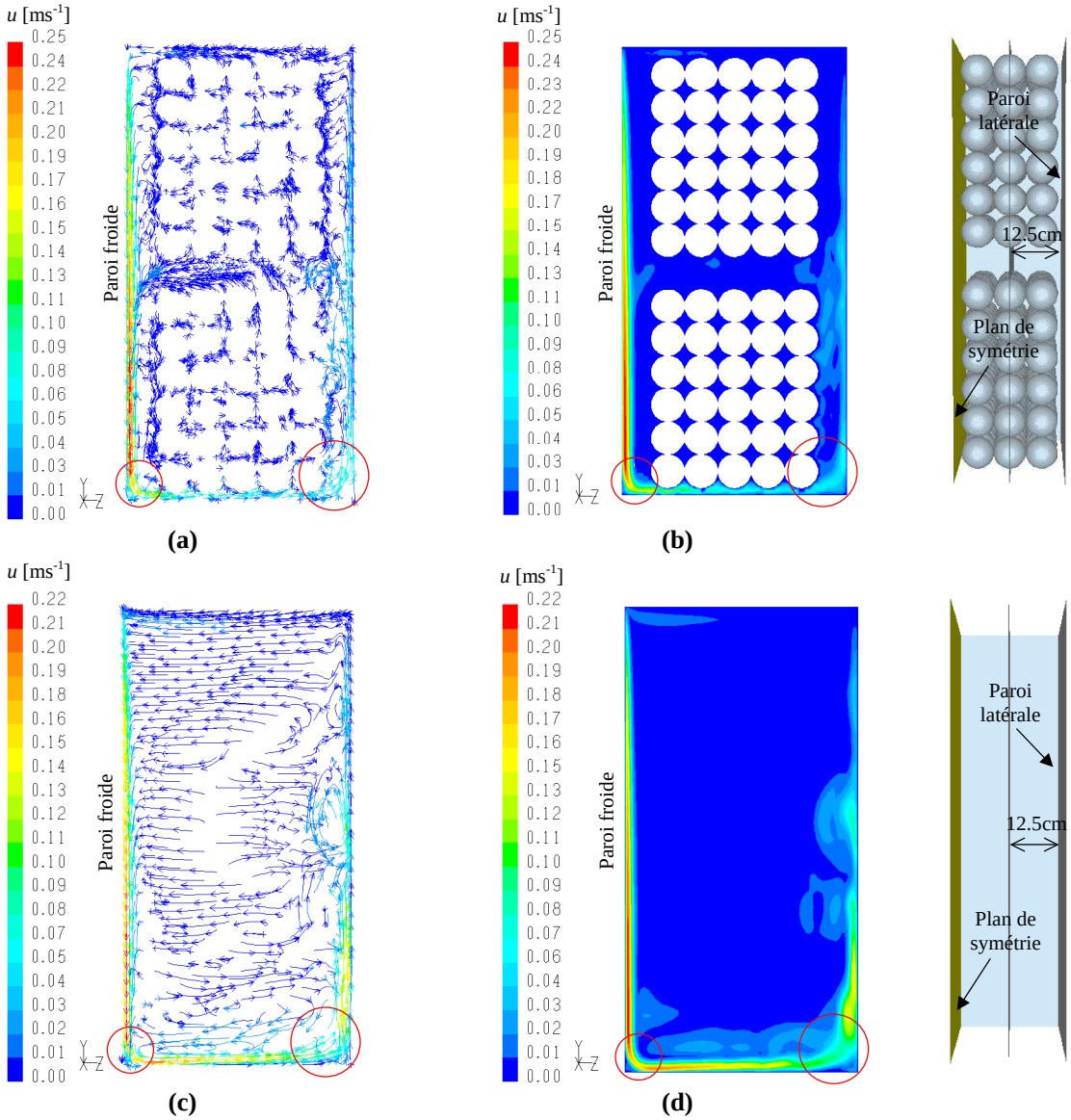


Figure IV-47 : Vitesse sur le plan situé à 12.5 cm de la paroi latérale (100% à 0°C) ; (a) Lignes de courants – Cas de la maquette remplie de sphères creuses ; (b) Norme de la vitesse – Cas de la maquette remplie de sphères creuses ; (c) Lignes de courants – Cas de la maquette vide ; (d) Norme de la vitesse – Cas de la maquette vide

Afin d'obtenir une information plus précise sur l'écoulement à l'intérieur de l'empilement, une coupe suivant le plan situé à 8.95 cm de la paroi latérale (plan où le fluide occupe quasiment toute la section – Fig. IV-48) a été effectuée. Dans les blocs de sphères, nous remarquons que les filets d'air suivent les passages préférentiels existant entre les rangées de sphères (les filets d'air se détachent du côté de la paroi vitrée pour rejoindre la paroi froide), leur trajectoire est relativement horizontale avec des vitesses très faibles (<0.04 ms^{-1}). Notons qu'autour des points de contact entre les sphères, la vitesse est quasi nulle ; l'air est stagnant dans ces zones et les transferts s'y font essentiellement par conduction.

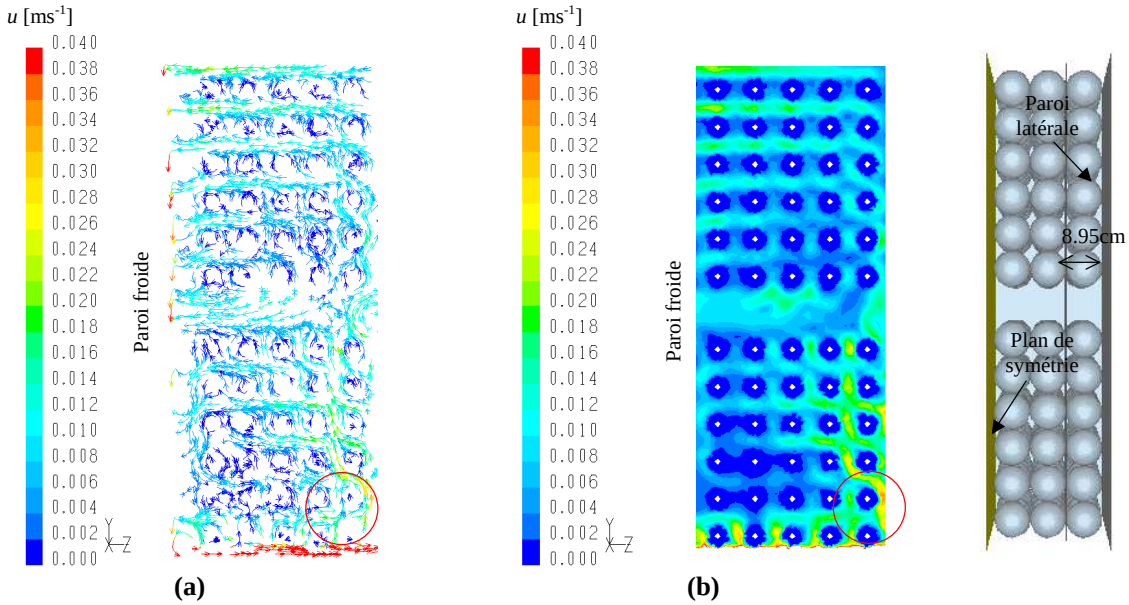
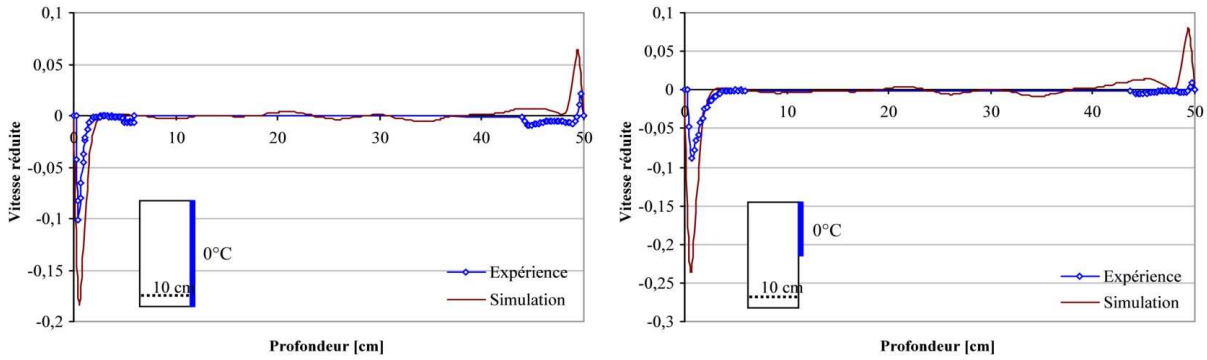


Figure IV-48 : Vitesse sur le plan situé à 8.95 cm de la paroi latérale (100% à 0°C) - Cas de la maquette remplie de sphères creuses ; (a) Lignes de courants ; (b) Norme de la vitesse

Une comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations CFD des profils horizontaux de vitesse est présentée dans la figure IV-49. Notons que quantitativement, comme dans le cas de la maquette vide, les résultats de simulation surestiment la vitesse maximale de l'air. La comparaison (entre les résultats numériques et expérimentaux) de profil de vitesse verticale à y = 10 cm pour deux configurations (100% de la paroi froide à 0°C et 50% la paroi froide à 0°C) montre une surestimation (côté paroi froide) de l'ordre de 0.05 m s^{-1} pour la première configuration (100% à 0°C) et 0.08 m s^{-1} pour la deuxième configuration (50% à 0°C). Toutefois, notons le bon accord observé entre les résultats des expérimentations et les simulations pour l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique du côté de la paroi froide. D'autres comparaisons entre des profils expérimentaux et numériques sont présentées en Annexe IV-11.



(a) **(b)**

Figure IV-49: Comparaison Expérience/ Simulations du profil de vitesse horizontale (*y*=10cm), (a) 100% de la paroi froide maintenue à 0°C; (b) 50% de la paroi froide maintenue à 0°C

A-2. Température

a. Etude expérimentale

Une comparaison entre le cas de la maquette remplie de quatre blocs de sphères creuses et celui de la maquette vide est présentée en Figure IV-50 (100% à 0°C). Nous pouvons constater que près de la paroi froide (Fig. IV-50-a), la température de l'air est plus basse en présence des blocs qu'en leur absence (maquette vide). Ceci s'explique par le fait que les blocs diminue la section de passage d'air entraînant ainsi une augmentation des vitesses près des parois. Par conséquent, les échanges convectifs avec l'air circulant dans l'espace entre la paroi et le bloc augmente.

Cette influence est plus visible près de la paroi froide que près de la paroi vitrée située en face car la résistance thermique entre l'air et la paroi vitrée est négligeable devant la résistance thermique globale des parois (double vitrage, plaque en polystyrène). Par ailleurs, la 'cassure' observée à mi-hauteur entre les deux blocs est due à l'écoulement transversal de l'air (de la paroi vitrée vers la paroi froide) par le passage préférentiel existant entre le bloc supérieur et inférieur (Fig. IV-47-a).

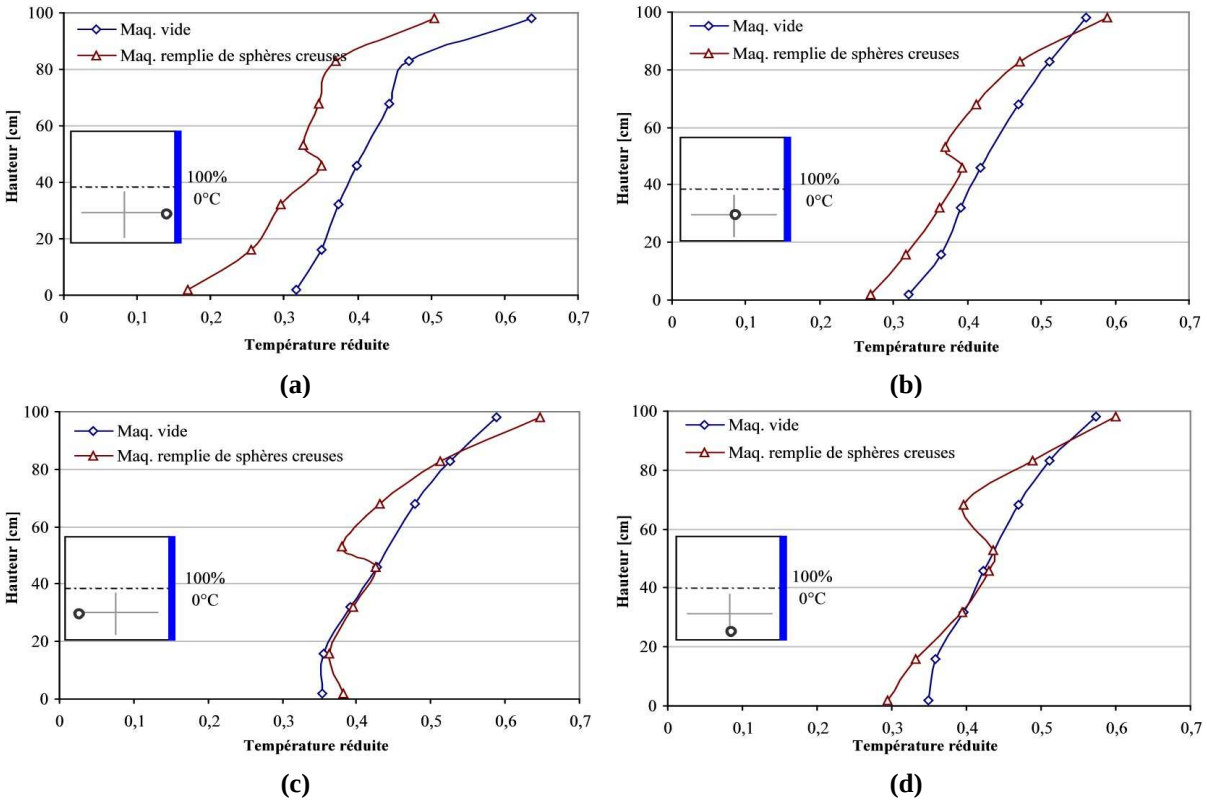


Figure IV-50 : Comparaison des profils verticaux de température entre le cas de la maquette vide et le cas de la maquette remplie avec quatre blocs de sphères creuses-Totalité de la paroi froide maintenue à 0°C (a) Près de la paroi froide ; (b) A mi-distance entre la paroi froide et la paroi vitré en face ; (c) Près de la paroi vitrée (en face de la paroi froide) ; (d) Près de la paroi vitrée latérale

Nous avons constaté qu'en haut de la maquette, l'air est plus chaud en présence des blocs qu'en leur absence (sauf près de la paroi froide). Ceci est dû au fait que les blocs empêche l'air de circuler entraînant ainsi une zone de stagnation encore plus importante que dans le cas de la maquette vide.

La température au centre des blocs est inférieure à celle à la même position dans la maquette vide (Fig. IV-50-b), mais cet écart de température est moins marqué que ce qu'on observe près de la paroi froide. La même allure du profil est observée près de la paroi vitrée mais l'écart entre les deux cas (vide et avec blocs) est presque nul sur la partie basse (Fig. IV-50-c et d).

On observe toujours une 'cassure' du profil de température (déjà observée dans le cas de la maquette vide) en bas de la maquette près de la paroi vitrée, ce phénomène est dû à la présence d'une re-circulation d'air à cet endroit (Fig. IV-47-a).

Des observations similaires ont été faites dans le cas où l'on refroidit uniquement la moitié supérieure de la paroi en aluminium (Fig. IV-51).

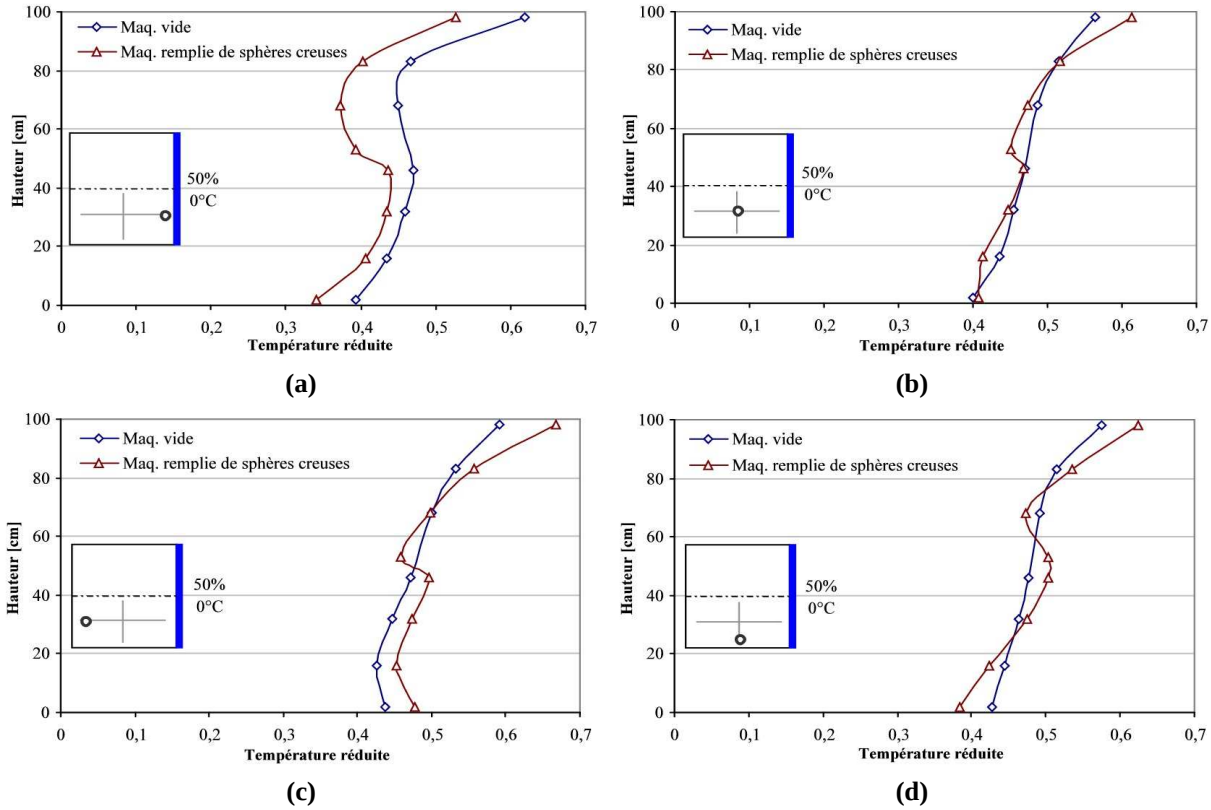


Figure IV-51 : Comparaison des profils verticaux de température entre le cas de la maquette vide et le cas de la maquette remplie avec quatre blocs de sphères creuses-Moitié supérieure de la paroi froide maintenue à 0°C (a) Près de la paroi froide ; (b) A mi-distance entre la paroi froide et la paroi vitré en face ; (c) Près de la paroi vitrée (en face de la paroi froide) ; (d) Près de la paroi vitrée latérale

D'autres résultats : cas de maquette remplie de sphères creuses : 100% à -10°C et 50% à -10°C sont est présentés en Annexe IV-12 et IV-13. Il faut noter que dans ces cas, la présence du chargement n'entraîne pas toujours une diminution moyenne des températures.

b. Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations CFD

La figure IV-52 présente le champ de température sur le plan de symétrie dans le cas de la maquette remplie avec quatre blocs de sphères creuses et dans le cas de la maquette vide pour la configuration où la totalité de la paroi froide est à 0°C. Pour les deux cas étudiés, nous notons la présence d'une stratification de température. Cette stratification est plus 'stable' (isothermes plus proches de droites horizontales) dans le cas de la maquette remplie de sphère creuses, que dans le cas de la maquette vide ce qui pourrait s'expliquer par les vitesses plus faibles observées dans ce cas (sur le plan de symétrie). La température maximale (située en haut de la maquette) est plus importante dans le cas de la maquette remplie de sphères creuses qui jouent un rôle d'obstacles à l'écoulement.

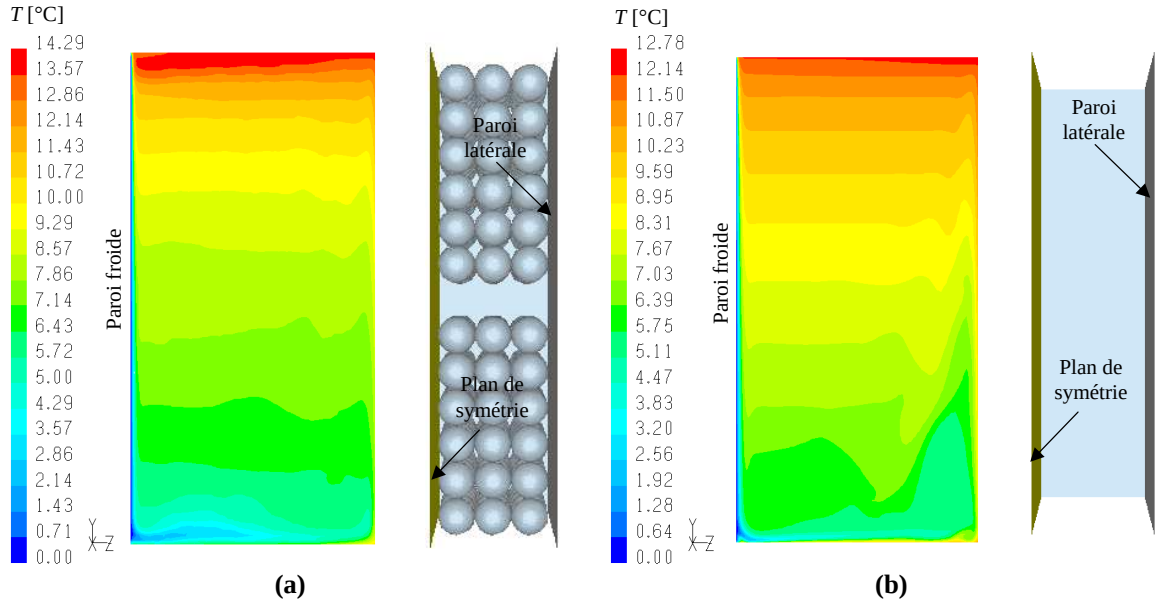


Figure IV-52 : Température sur le plan de symétrie (100% à 0°C), (a) Cas de la maquette remplie de sphères creuses, (b) Cas de la maquette vide

Cette constatation est confirmée sur le plan situé à 12.5 cm (Fig. IV-53) de la paroi latérale où la température maximale passe de 12,8°C dans le cas de la maquette vide à 14.8°C dans le cas de la maquette remplie de sphères creuses.

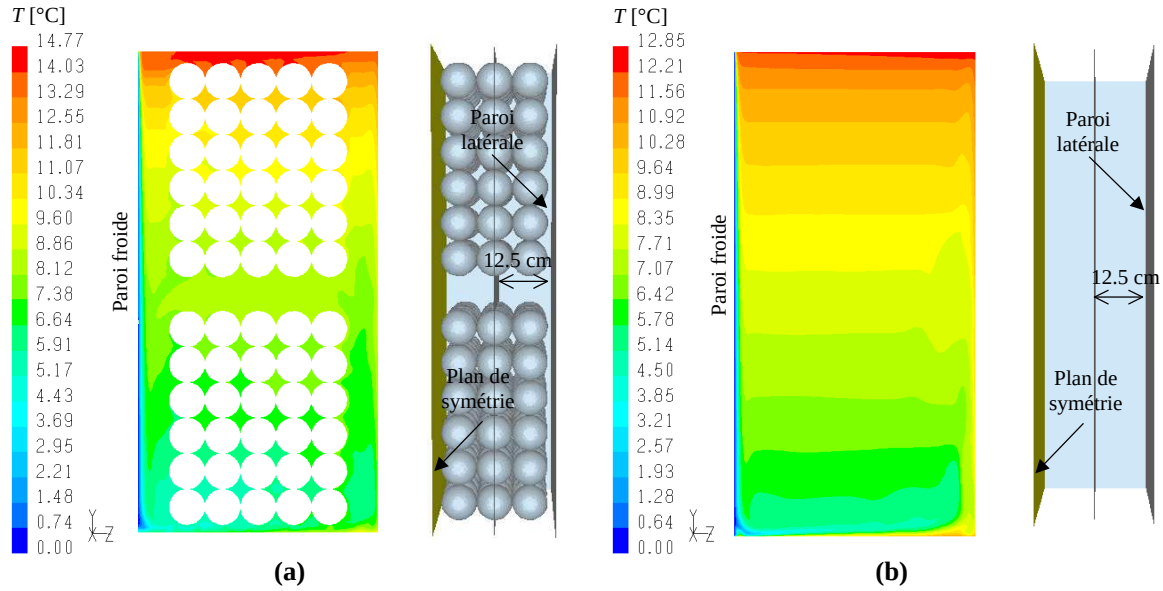


Figure IV-53 : Température sur le plan situé à 12.5 cm de la paroi latérale (100% à 0°C) ; (a) Cas de la maquette remplie de sphères creuses, (b) Cas de la maquette vide

La comparaison quantitative entre les résultats numériques et expérimentaux est présentée sous forme de profils verticaux de température pour les quatre configurations étudiées : 100% à -10°C, 100% à 0°C, 50% à -10°C et 50% à 0°C (Fig. IV-54). D'autres comparaisons complémentaires sont présentées en Annexe IV-14.

Notons que globalement, les résultats de simulation s'accordent relativement bien avec les résultats expérimentaux. Certains écarts importants notés près de la paroi froide pourraient

s'expliquer par des artefacts de mesures plus importants dans cette zone de fort gradient thermique (incertitude sur la position, conduction dans les fils, perturbation dû au support, effet de rayonnement entre les parois et le thermocouple)

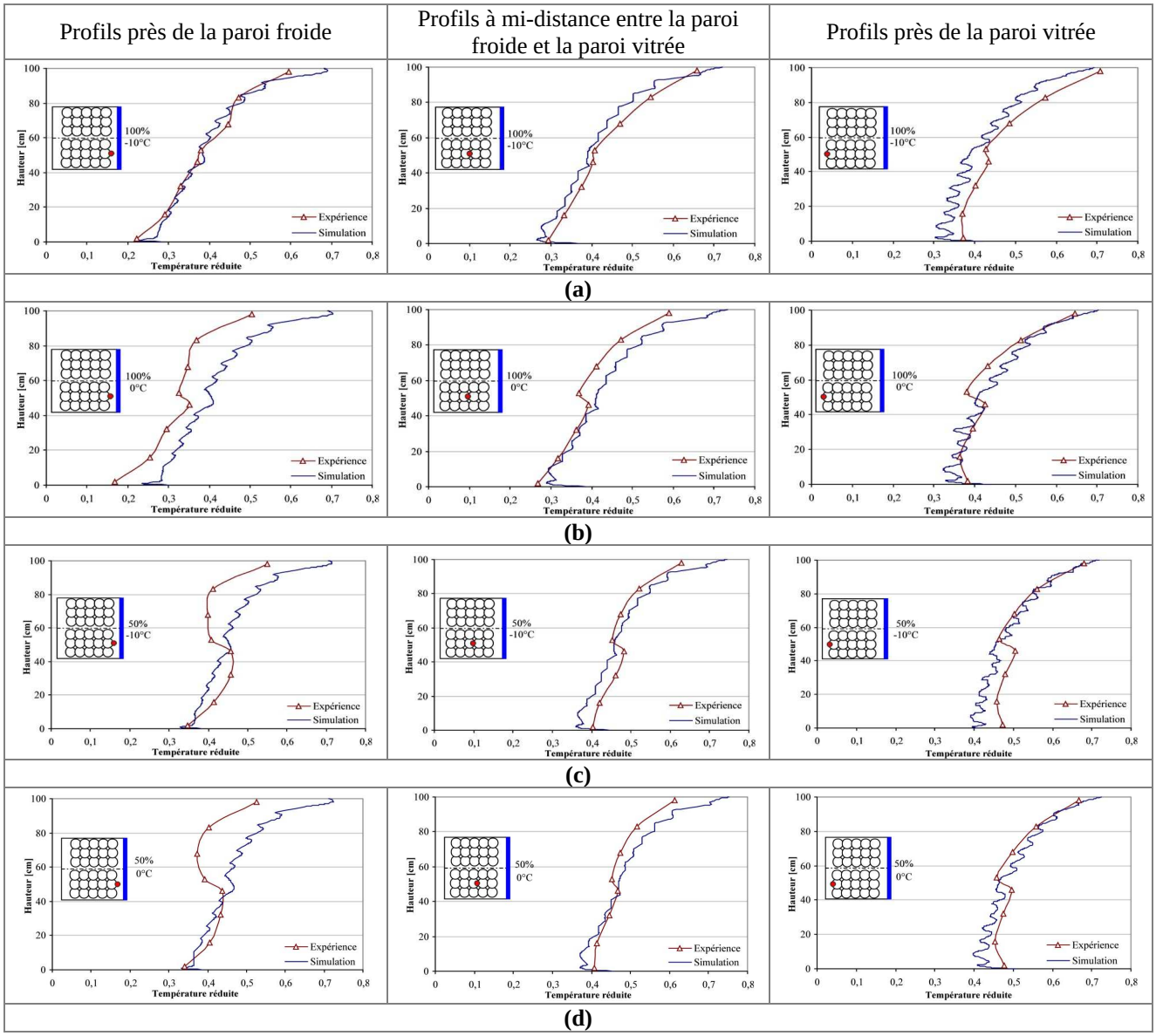


Figure IV-54 : Comparaison des résultats expérimentaux avec les résultats des simulations pour les profils verticaux de température dans la maquette remplie avec quatre blocs de sphères creuses (a) 100% de la paroi froide maintenue à -10°C ; (b) 100% de la paroi froide maintenue à 0°C ; (c) 50% de la paroi froide maintenue à -10°C ; (d) 50% de la paroi froide maintenue à 0°C

Le tableau IV-7 présente une comparaison des températures moyennes dans la maquette remplie avec quatre blocs de sphères creuses obtenues par les expérimentations (moyenne de température sur tous les thermocouples y compris ceux des parois internes de la maquette) et par les simulations sur Fluent (moyenne volumique de température sur toute la maquette de réfrigérateur).

Nous remarquons que, comme dans le cas de la maquette vide, l'influence de la surface de la paroi froide est moins importante que celle de sa température. En effet, pour une surface

de paroi froide donnée (100% ou 50%), quand la température de la paroi passe de 0°C à -10°C, la température moyenne de l'air diminue d'environ 5°C alors que pour une température de paroi froide fixée, quand la surface passe de 50% à 100%, la température moyenne de l'air ne diminue que de 1°C environ.

Tableau IV-7 : Température moyenne de l'air dans la maquette remplie avec des sphères creuses [°C]

Surface de la paroi froide	100%		50%	
Température de la paroi froide	-10°C	0°C	-10°C	0°C
Expérimentations	2,63	7,07	3,78	8,62
Simulations Fluent	2,11	8,42	4,01	9,53

B. Cas du réfrigérateur ménager vide avec étagères en verre

Nous analysons dans ce paragraphe les résultats de simulation réalisés sur Fluent dans le cas d'un réfrigérateur ménager vide et équipé avec des étagères en verre. Une comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques concernant les profils verticaux de température sera ensuite présentée (nous ne disposons pas de mesure de vitesse).

a. Ecoulement d'air et température simulés

La figure IV-55 montre les lignes de courant (colorées par la norme de la vitesse) et le champ de température sur le plan de symétrie. Dans la cavité supérieure du réfrigérateur ménager (sans le bac à légumes), on remarque une grande boucle de re-circulation le long des parois ainsi que des re-circulations plus petites entre les étagères en verre. Le champ de température est également influencé par la présence des étagères qui ralentissent l'écoulement et 'cantonnent' le froid (les températures en bas de la cavité sont plus basses qu'en absence d'étagères). En plus de la stratification globale (différence de température entre le bas et le haut du réfrigérateur) on observe une stratification au niveau de chaque étagère.

Dans le bac à légumes se crée une seule boucle de re-circulation contrairement au cas du réfrigérateur ménager vide ; Ce changement est peut-être dû au fait que l'étagère en verre que sépare la cavité supérieure du bac à légumes est plus froide que dans le cas vide, ce qui implique une augmentation du nombre de Rayleigh dans le bac à légumes.

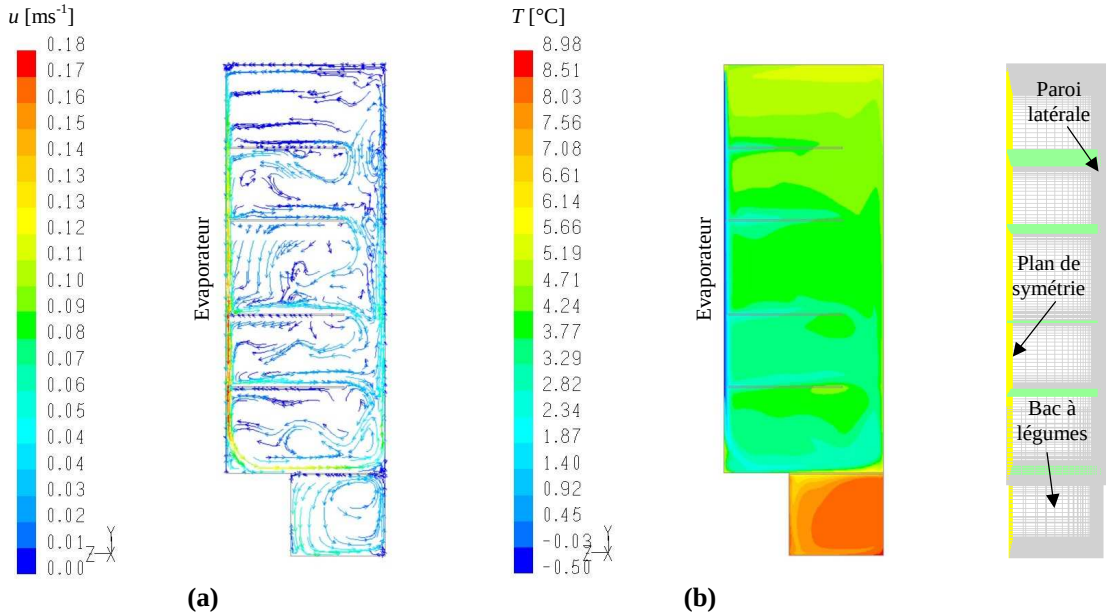
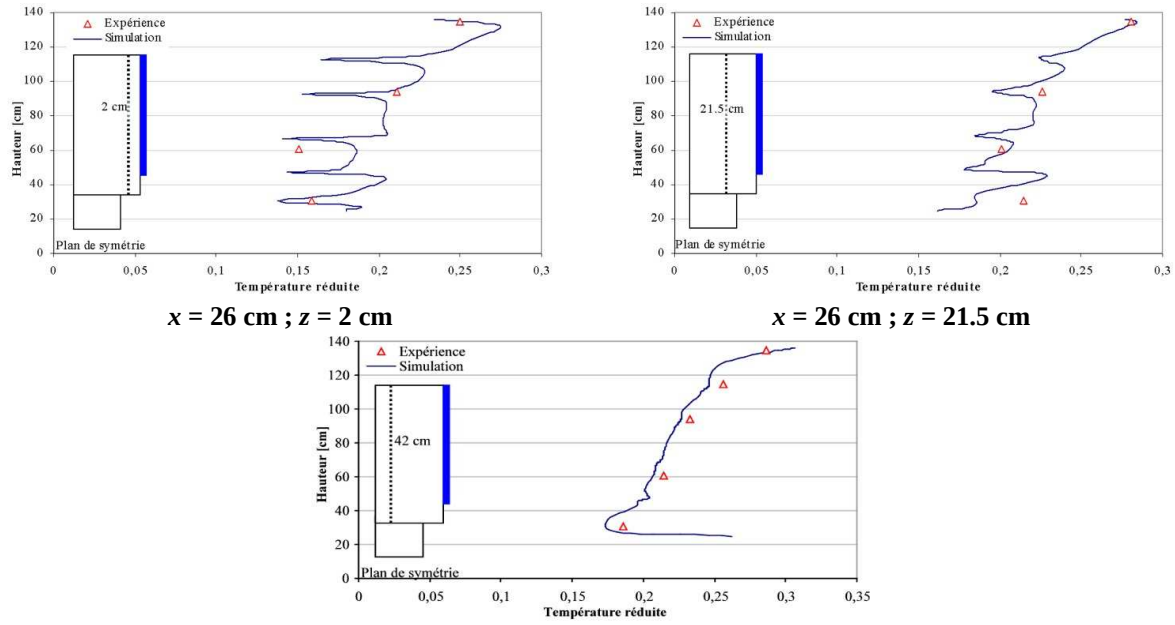


Figure IV-55 : Réfrigérateur ménager équipée avec des étagères- Plan de symétrie, (a) Champ de vitesse colorées par la norme de la vitesse; (b) Champ de température

b. Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations CFD

Une comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques pour les profils verticaux de température est présentée dans la figure IV-56 pour trois positions sur le plan de symétrie. Les résultats de simulations s'ajustent assez bien avec ceux de l'expérience. Les 'pics' de températures observées pour les résultats de simulations sont dus à la présence des étagères en verre (à l'équilibre, les étagères en verre ont une température nettement inférieure à celle de l'air qui les entoure du fait des échanges par rayonnement avec la paroi froide).



***x* = 26 cm ; *z* = 2 cm**

***x* = 26 cm ; *z* = 21.5 cm**

***x* = 26 cm ; *z* = 42 cm**

Figure IV-56 : Comparaison des résultats expérimentaux avec les résultats des simulations CFD des profils verticaux de température sur le plan de symétrie (*x*=26cm) dans le cas du réfrigérateur ménager équipé avec des étagères en verre

IV-2-3. Ecoulements et transferts dans des enceintes remplies de produits échangeant de la chaleur

Dans cette dernière partie, nous nous intéresserons à l'étude des écoulements et des transferts en régime transitoire dans des enceintes fermées remplies avec des produits échangeant de la chaleur ; c'est le cas de la maquette de réfrigérateur chargée d'un empilement de 6×6×5 sphères en gel, le cas de l'enceinte parallélépipédique complètement remplie avec un empilement de sphères en gel et le cas du réfrigérateur réel équipé avec des étagères en verre et chargé avec des paquets de méthyle cellulose.

A. Cas de la maquette expérimentale chargée avec un bloc de sphères en gel

a. Ecoulement d'air et température simulés

Nous n'avons pas effectué de mesures de vitesse dans le cas de la maquette remplie avec un bloc de sphères en gel. C'est pourquoi nous commencerons par présenter les résultats numériques (vitesses et températures). Notons que, initialement, la température des sphères en gel est de 22.5°C et la totalité de la paroi froide est maintenue à environ –10°C (la simulation tient compte de la régulation de la température de la paroi froide, qui varie légèrement au cours de l'expérience).

Dans cette partie, nous proposons de commencer par les résultats des champs de température afin d'expliquer les différentes observations au niveau de l'écoulement.

La figure IV-57 montre l'évolution de la température sur le plan de symétrie à différents instants : 10 min, 30 min, 100 min, 1000 min, 3000 min et 4200 min (régime permanent). Jusqu'à 100 min, on observe deux niveaux de températures : sous le bloc de sphères, la température est basse (de l'ordre de 5°C) du fait de l'air froid qui descend le long de la paroi froide. Dans l'empilement et au-dessus de celui-ci, la température est quasiment égale à la température initiale des sphères car l'air se réchauffe très rapidement en contact des sphères encore chaudes (en traversant l'empilement du bas en haut). Ensuite, on observe un front diffus de température (entre la zone froide du bas et la zone chaude du haut) qui remonte progressivement dans l'empilement. A t = 1000 min, on remarque que localement, l'air est légèrement plus froid que le produit. Dans la partie haute, la température de l'air et des produits baissent simultanément. Finalement, même à l'équilibre (t = 4200 min), la température subit une stratification comme dans le cas de l'enceinte vide ou remplie de sphères creuses.

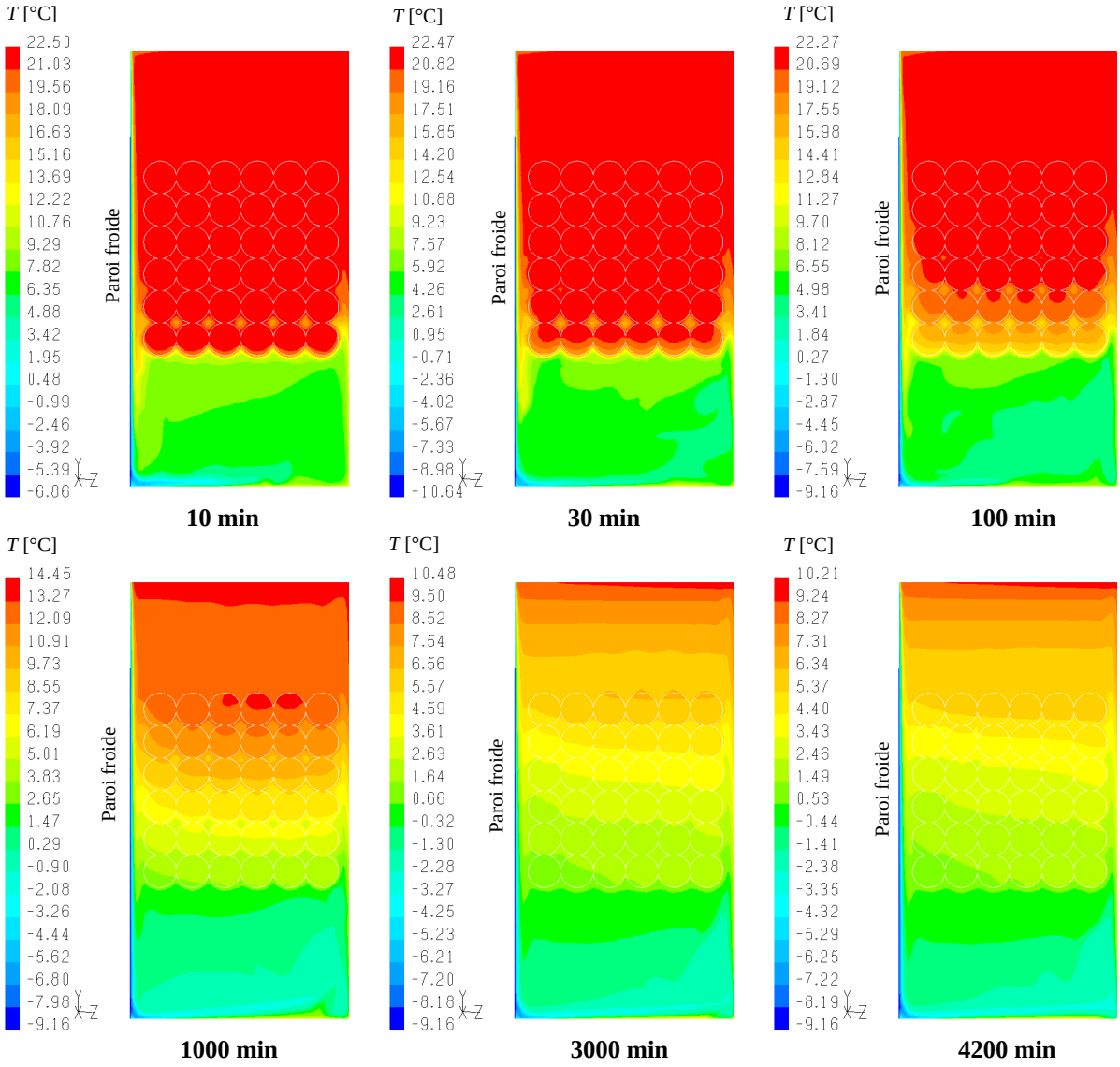


Figure IV-57 : Evolution de la température sur le plan de symétrie à différents instants : Cas de la maquette du réfrigérateur remplie avec des sphères en gel

En ce qui concerne l'écoulement, la figure IV-58 présente les lignes de courant et la norme de la vitesse sur le plan de symétrie de la maquette remplie avec un empilement de sphères en gel après 10 min de refroidissement (alors que les sphères en gel sont encore chaudes) et à l'équilibre thermique. On remarque toujours la présence de la grande boucle de re-circulation qui descend le long de la paroi froide et remonte le long de la paroi vitrée (Fig. IV-58-a) ainsi qu'une boucle de re-circulation plus petite en bas de la maquette du coté paroi vitrée. L'écoulement ascendant au sein de l'empilement est assez fort (jusqu'à 0.08 ms^{-1}) du fait de la convection naturelle générée par la différence de température entre les sphères et l'air qui les entoure.

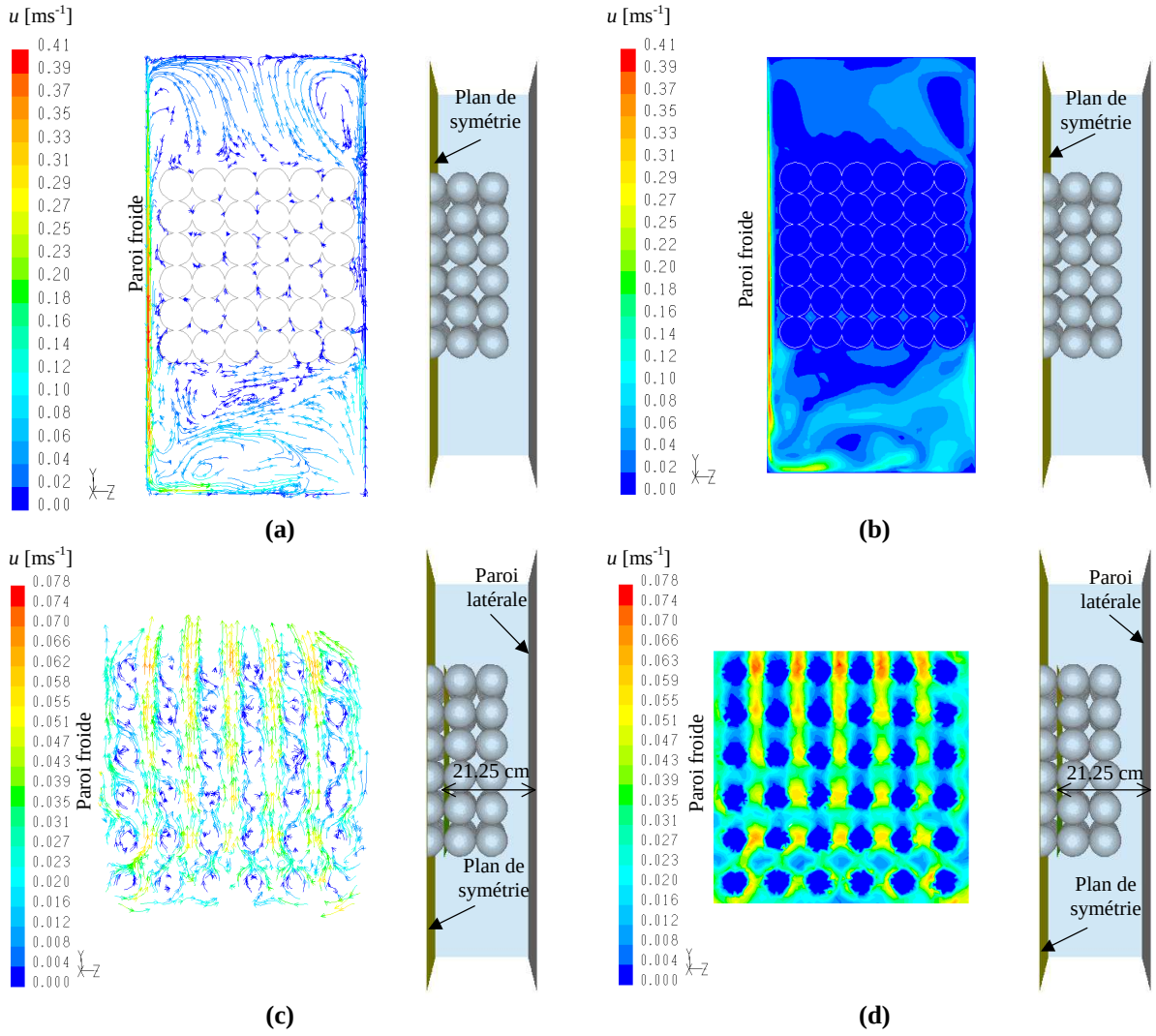


Figure IV-58 : Maquette de réfrigérateur remplie avec des sphères en gel <u>après 10 min</u>,
(a) Lignes de courant sur le plan de symétrie ; (b) Norme de la vitesse sur le plan de symétrie ;
(c) Lignes de courant au sein de l'empilement sur le plan situé à 21.25 cm de la paroi latérale ;
(d) Norme de la vitesse au sein de l'empilement sur le plan situé à 21.25 cm de la paroi latérale

En régime permanent (après 4200 min - Fig.IV-59), le fluide monte toujours à travers l'empilement mais avec une vitesse beaucoup plus faible (<0.02 ms^{-1} – Fig. 59-c) du côté de la paroi chaude (car en régime permanent, les sphères sont légèrement plus chaudes que l'air qui les entoure du côté de la paroi chaude du fait du rayonnement avec cette paroi). Les vitesses d'air sont très faibles au centre et en haut de la maquette (Fig. IV-59-b). En haut de la maquette et au-dessus de l'empilement de sphères en gel, des filets d'air se détachent de la paroi vitrée pour rejoindre la paroi froide avec un écoulement quasi horizontal.

Notons que le plan de symétrie de la maquette est également un plan de symétrie pour l'empilement de sphères en gel (le plan de symétrie coupe l'empilement de sphères en gel en deux), les vitesses les plus importantes sont situées sur ce plan. Une coupe sur un plan situé à 10 cm et à 5 cm de la paroi latérale vitrée montre une diminution progressive (en partant du centre de l'empilement) de la vitesse maximale (Fig. IV-59-b et IV-60).

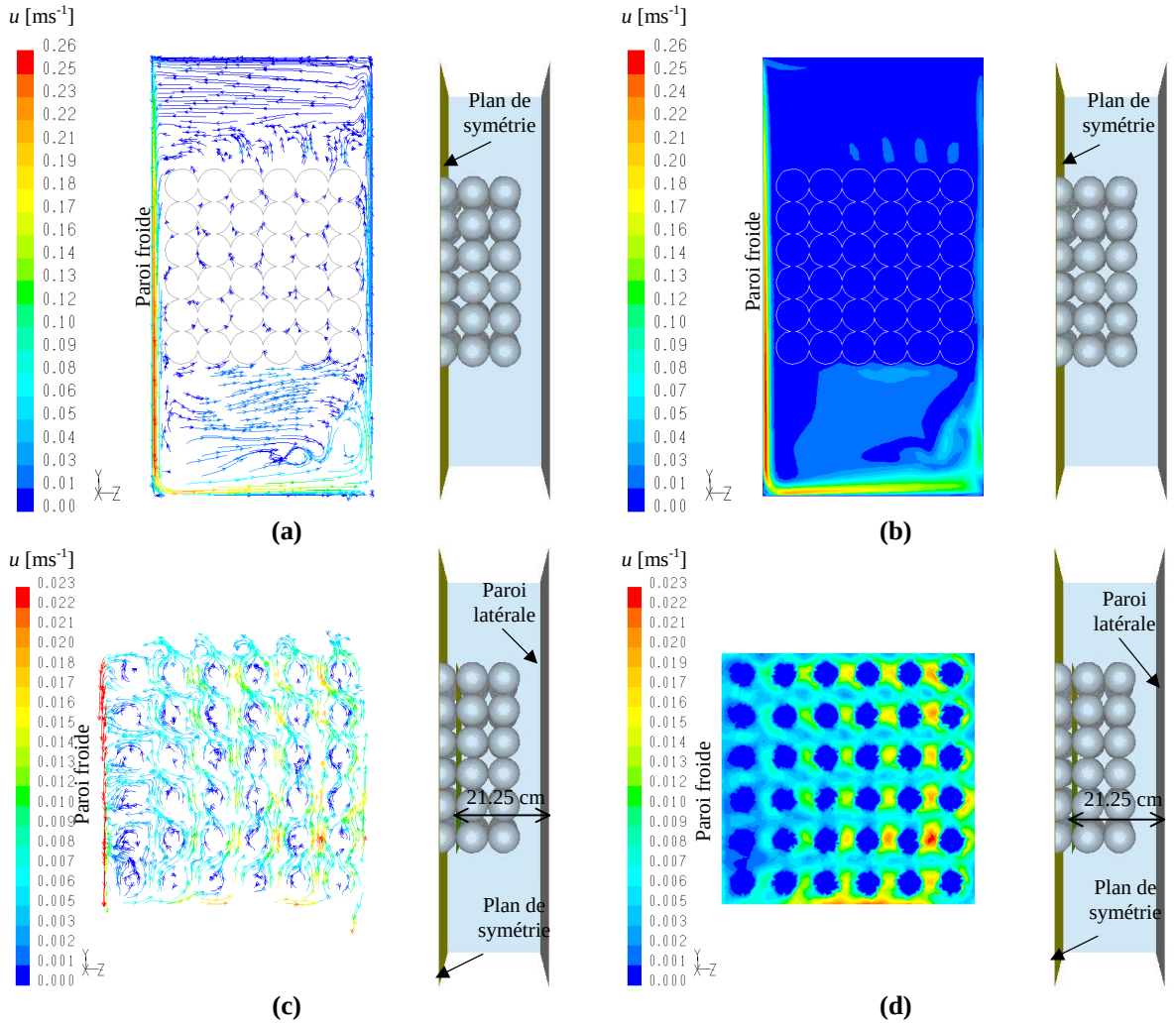


Figure IV-59 : Maquette de réfrigérateur remplie avec des sphères en gel <u>à l'équilibre</u> (4200 min), (a) Lignes de courant sur le plan de symétrie ; (b) Norme de la vitesse sur le plan de symétrie ; (c) Lignes de courant au sein de l'empilement sur le plan situé à 21.25 cm de la paroi latérale ; (d) Norme de la vitesse au sein de l'empilement sur le plan situé à 21.25 cm de la paroi latérale

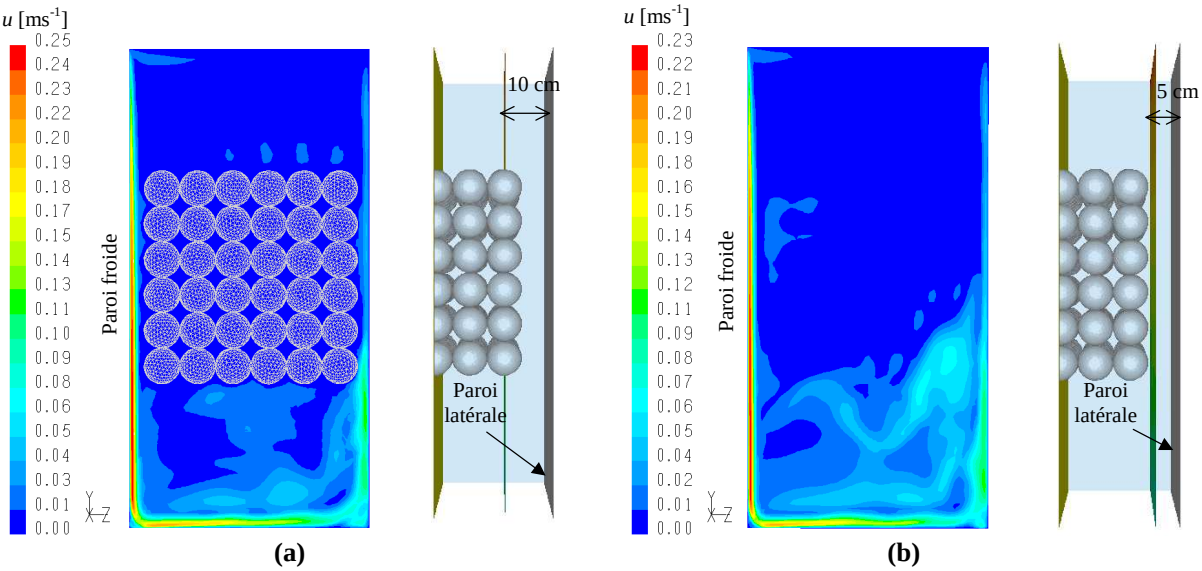
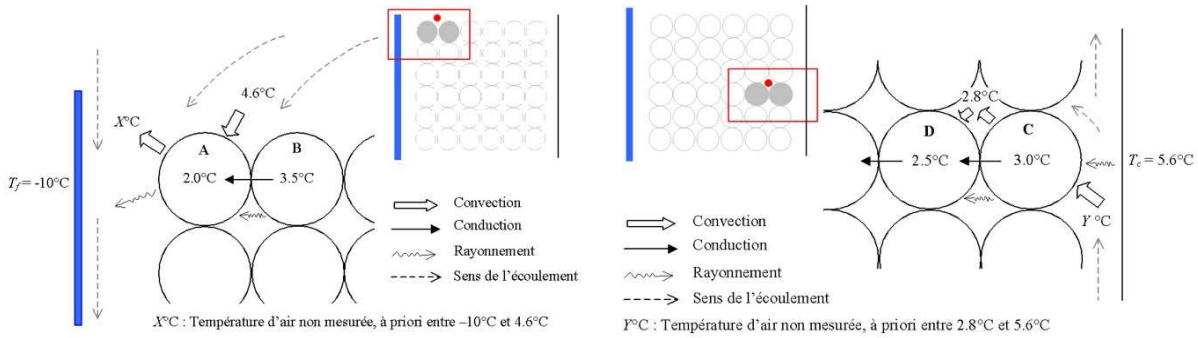


Figure IV-60 : Norme de la vitesse <u>à l'équilibre</u> (4200 min) - Cas de la Maquette remplie avec des sphères en gel (a) Plan situé à 10 cm de la paroi latérale ; (b) Plan situé à 5 cm de la paroi latérale

b. Température mesurée

Afin d'illustrer les phénomènes de transfert qui ont lieu entre les parois de la maquette et l'empilement de sphères en gel et au sein même de l'empilement, nous présenterons d'abord les températures à l'équilibre de deux sphères du côté de la paroi froide et de deux sphères du côté de la paroi vitrée. En régime permanent (à l'équilibre), le bilan des flux convectif, conductif et radiatif au niveau d'une sphère est nul. Pour la sphère A située en haut à gauche de l'empilement (T_A = 2.0°C ; Fig. IV-61-a), la convection qui a lieu avec l'air du côté de la paroi froide ainsi que le rayonnement avec cette paroi froide ont tendance à diminuer sa température. Cependant, la conduction et le rayonnement avec les sphères voisines (par exemple la sphère B, T_B = 3.5°C) ainsi que la convection due à l'air chaud qui arrive en haut de l'empilement (T_{air} = 4.6°C) tendent à augmenter la température de la sphère A.

Du côté de la paroi vitré (Fig. IV-61-b), nous assistons toujours à l'influence simultanée des transferts convectifs, conductifs et radiatifs. La sphère C reçoit de la chaleur par rayonnement en provenance de la paroi vitrée (T_C = 5.6°C) et par convection avec l'air circulant du côté de la paroi vitrée. Cependant, la sphère C cède de la chaleur par conduction et rayonnement aux sphères voisines (par exemple à la sphère D, T_D = 2.5°C).



(a) **(b)**

Figure IV-61 : Transfert de chaleur entre les parois et l'empilement de sphères en gel (a) Sphères du côté paroi froide; (b) Sphères du côté paroi vitrée

La figure IV-62 montre l'évolution de la température mesurée à cœur de quelques sphères. On remarque qu'elle passe progressivement de la température initiale (≈22.5°C) à une température d'équilibre (régime permanent) au bout d'environ de 2500 min.

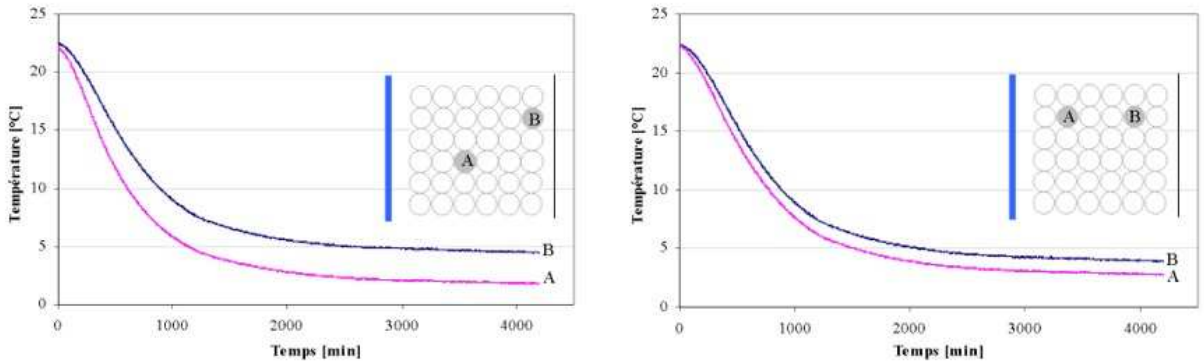


Figure IV-62 : Exemple d'évolution de la température mesurée à cœur des sphères

La figure IV-63 présente (en coordonnées semi-logarithmique) la variation, en fonction du nombre de Fourier, de la température réduite définie par :

$$T^* = \frac{T - T_{eq}}{T_{ini} - T_{eq}} = \psi \exp\left(-\xi^2 Fo\right) \qquad \textbf{(IV-23)}$$

où T_{eq} est la température à cœur à l'équilibre thermique (régime permanent), T_{ini} est la température initiale, T est la température mesurée, ξ (en rad) et ψ sont des coefficients relatifs à la conduction unidirectionnel en régime transitoire dans une sphère, Fo est le nombre de Fourier ($Fo = \alpha t/R^2$).

Partant de la pente et de l'asymptote de ces courbes, nous avons déterminé un nombre de Biot équivalent : nombre de Biot pour lequel on obtiendrait la même évolution de température pour une sphère de même nature (k_{gel} = 0.5 $Wm^{-1}K$, $(\rho Cp)_{gel}$ = 1013×4100 $Jm^{-3}K^{-1}$) et de même diamètre (∅=0.075 m), échangeant de la chaleur uniquement par convection avec un fluide de température constante égale à T_{eq}.

On obtient des valeurs pour le nombre de Biot équivalent de l'ordre de 1 (Incropera et DeWitt (1996)), ce qui signifie que la résistance aux transferts internes (conduction au sein de la sphère en gel) et la résistance externe (convection avec l'air, conduction et rayonnement avec l'environnement) sont du même ordre ; on ne peut en négliger aucun.

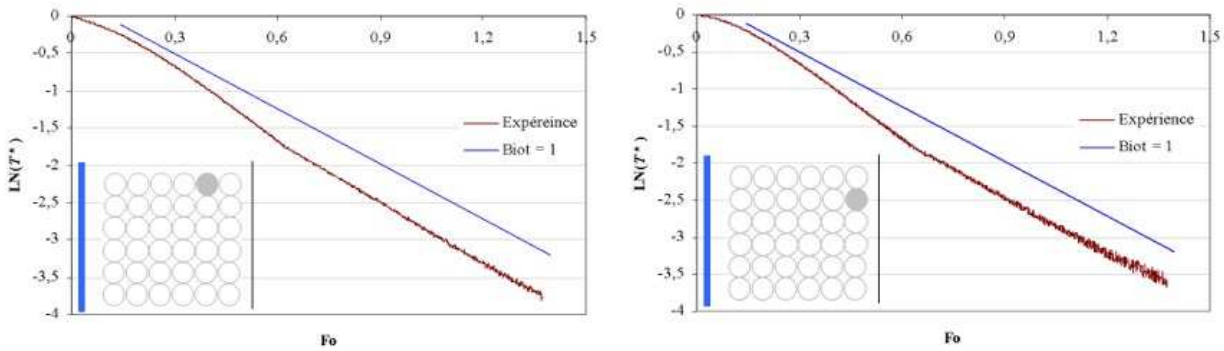
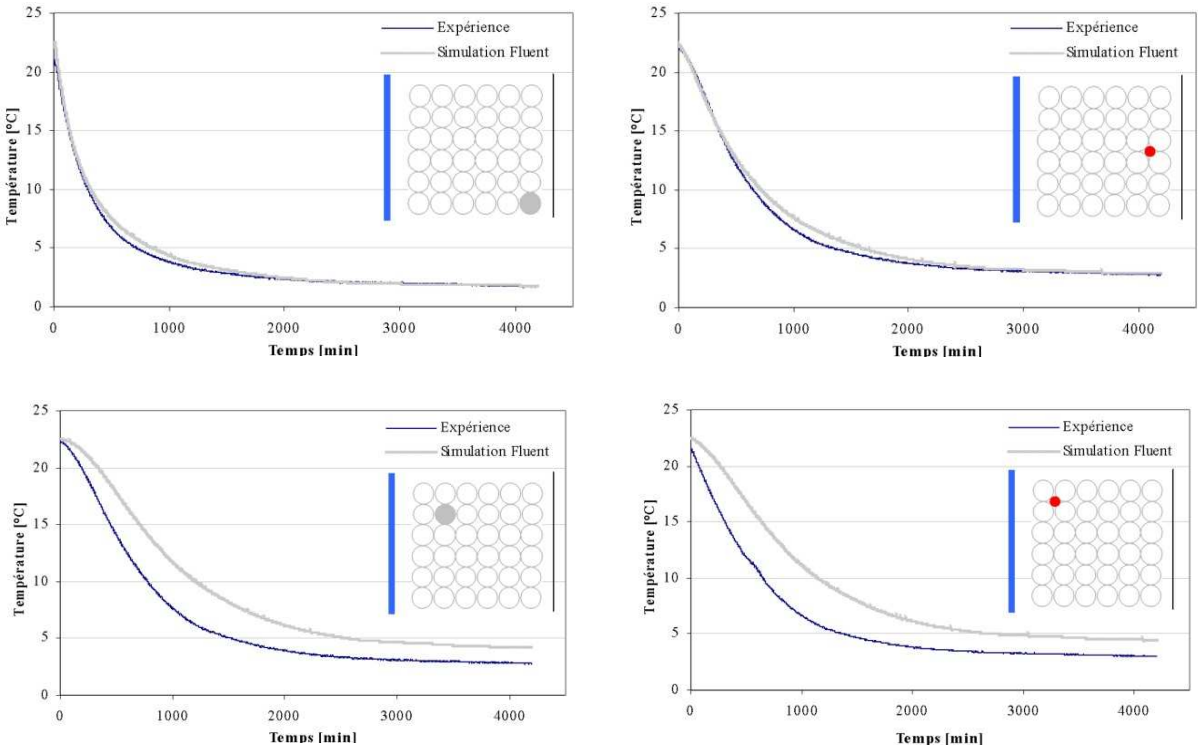


Figure IV-63 : Exemple de variation de la température réduite en fonction du nombre de Fourier

c. Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations CFD

Le nombre des points expérimentaux sur le plan de symétrie de l'empilement de sphères en gel n'étant pas suffisant pour dresser un champ global de température, nous présenterons seulement quelques comparaisons ponctuelles (température à cœur des produits et température de l'air dans l'empilement) entre les résultats expérimentaux et les simulations (Fig. IV-64)

Les différentes comparaisons montrent que les résultats de simulations surestiment légèrement les résultats de l'expérience pour certains points (Annexe IV-15).



(a) **(b)**

Figure IV-64 : Exemple de comparaison de température entre l'expérience et les résultats Fluent (sur le plan de symétrie) ; (a) Température à cœur du produit ; (b) Température de l'air

Pour estimer la validité des simulations, nous avons calculé l'écart moyen entre expérience et simulation sur les 31 points de mesures : $\overline{|T_{exp} - T_{sim}|}$. Ces écarts moyens sont présentés à mi-refroidissement (≈500min) et à l'équilibre (≈4200min) pour les températures à cœur des produits, la température de l'air et pour l'ensemble des deux températures (Fig. IV-65). Nous remarquons que les résultats expérimentaux sont mieux prédits en régime permanent qu'à mi-refroidissement. L'écart moyen est plus important à mi-refroidissement (≈ 2.7°C) qu'à l'équilibre (≈0.7°C).

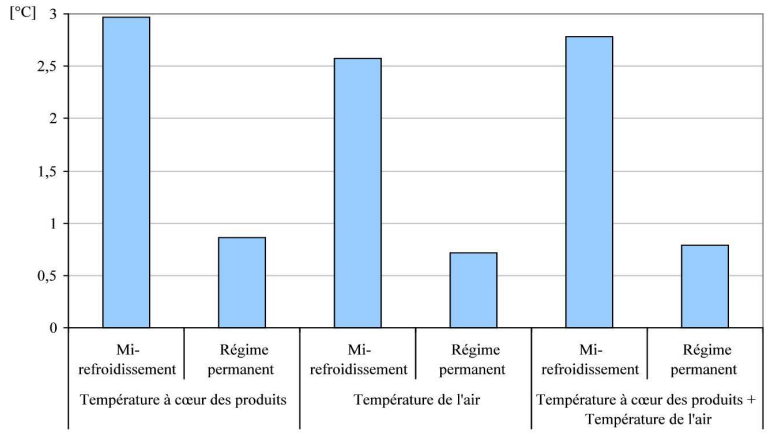


Figure IV-65 : Estimation de la validation des simulations- Cas de la maquette remplie avec un empilement de sphères en gel

B. Cas de l'enceinte parallélépipédique complètement remplie de sphères en gel

Dans cette partie, les résultats expérimentaux (température d'air et de produits obtenus avec une enceinte parallélépipédique complètement remplis avec des sphères en gel) seront comparés à la fois avec les résultats de notre code de calcul 'macro-poreux' et avec les résultats des simulations CFD (Fluent).

a. Ecoulement d'air

La figure IV-66 présente le champ de vitesse en régime permanent donnée par le modèle 'macro-poreux' et par les simulations CFD sur le plan de symétrie et sur un plan voisin où le fluide occupe quasiment toute la section (plan situé à 15.35 cm de la paroi latérale). Notons que nous n'avons pas effectué de mesures de vitesse dans ce cas.

A la différence des simulations CFD ou chaque maille contient soit du fluide, soit du solide et où chaque objet est découpé en plusieurs mailles (≈2100 mailles), les mailles dans notre code de calcul sont typiquement de la taille d'un objet et contiennent à la fois du fluide et du solide. Les vitesses calculées par le modèle 'macro-poreux' (Fig. IV-66-a) représentent la vitesse superficielle moyenne sur une maille alors que ceux obtenus par la simulation CFD sont des vitesses locales (dans la partie occupée par le fluide - Fig. IV-66-b et IV-66-c). Une comparaison directe n'est pas donc possible. Notons néanmoins que la tendance générale de l'écoulement est la même : présence d'une grande boucle de re-circulation qui descend le long de la paroi froide et remonte le long de la paroi 'chaude' avec des vitesses faibles au cœur de l'empilement.

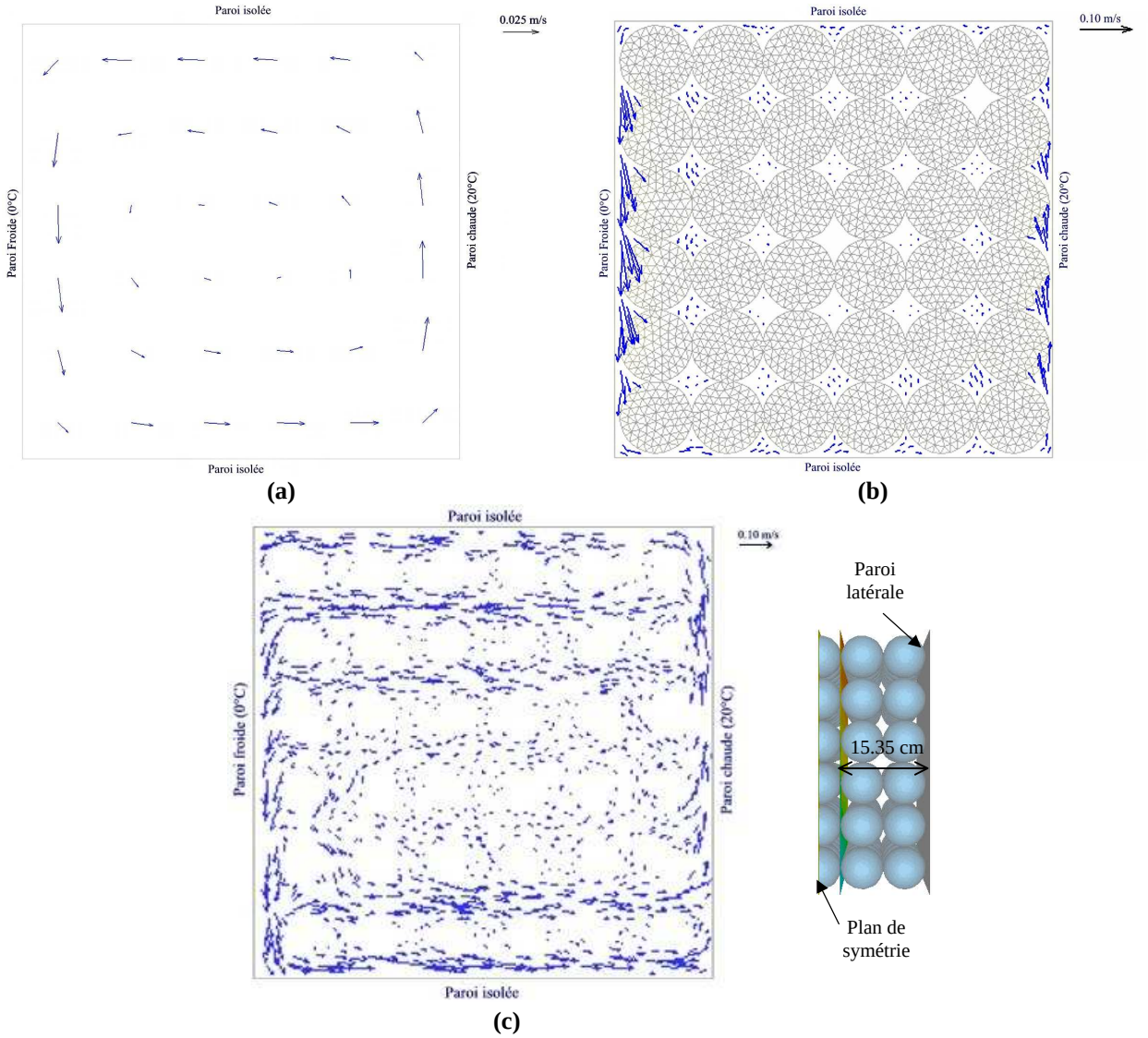


Figure IV-66 : Champ de vitesse à l'équilibre (10000 min) ; (a) Code 'macro-poreux' ; (b) Simulation CFD – Plan de symétrie ; (c) Simulation CFD – Plan situé à 15.35 cm de la paroi latérale

La figure IV-67 compare la norme de la vitesse interstitielle moyenne obtenue avec le modèle 'macro-poreux' (vitesse superficielle divisée par la porosité) et la norme de la vitesse obtenue par simulation CFD. L'allure générale est similaire et confirme les résultats observés précédemment. Cependant, nous notons que les vitesses maximales données par les simulations CFD ($\approx 0.10 ms^{-1}$) sont supérieures à celle données par le code 'macro-poreux'($\approx 0.05 ms^{-1}$). Ceci peut être expliqué par le fait que le modèle 'macro-poreux' ne permet pas de distinguer la vitesse du côté gauche ou droit d'une sphère (la maille est égale au cube circonscrit à la sphère) alors que la différence peut être importante pour une sphère adjacente à une paroi verticale froide ou chaude. De plus, lors des simulations CFD, il a fallu laisser un espace de 5 mm entre l'empilement et les parois pour que le calcul converge (en imposant un contact direct entre les sphères en gel et les parois, les calculs effectués sur Fluent ont toujours divergé rapidement. Ceci est sans doute dû à l'antagonisme de deux phénomènes de convection naturelle au niveau d'une sphère chaude touchant une paroi

froide : dans une maille adjacente à la fois à la paroi et à la sphère, l'air a tendance à monter du côté de la sphère et à descendre du côté de la paroi).

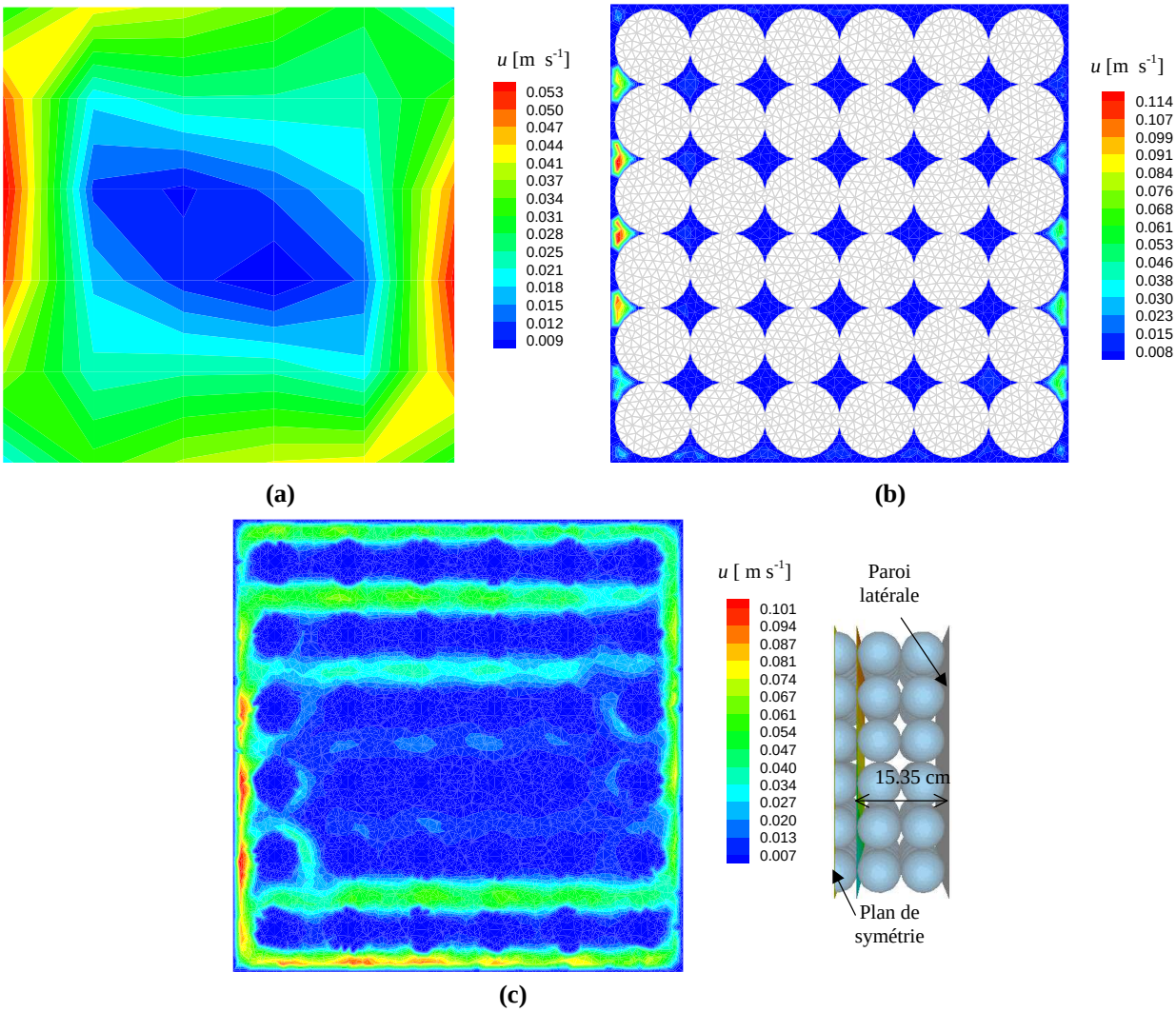


Figure IV-67 : Norme de la vitesse interstitielle; (a) Code 'macro-poreux' ⊗; (b) Simulation CFD - Plan de symétrie ; (c) Simulation CFD - Plan situé à 15.35 cm de la paroi latérale

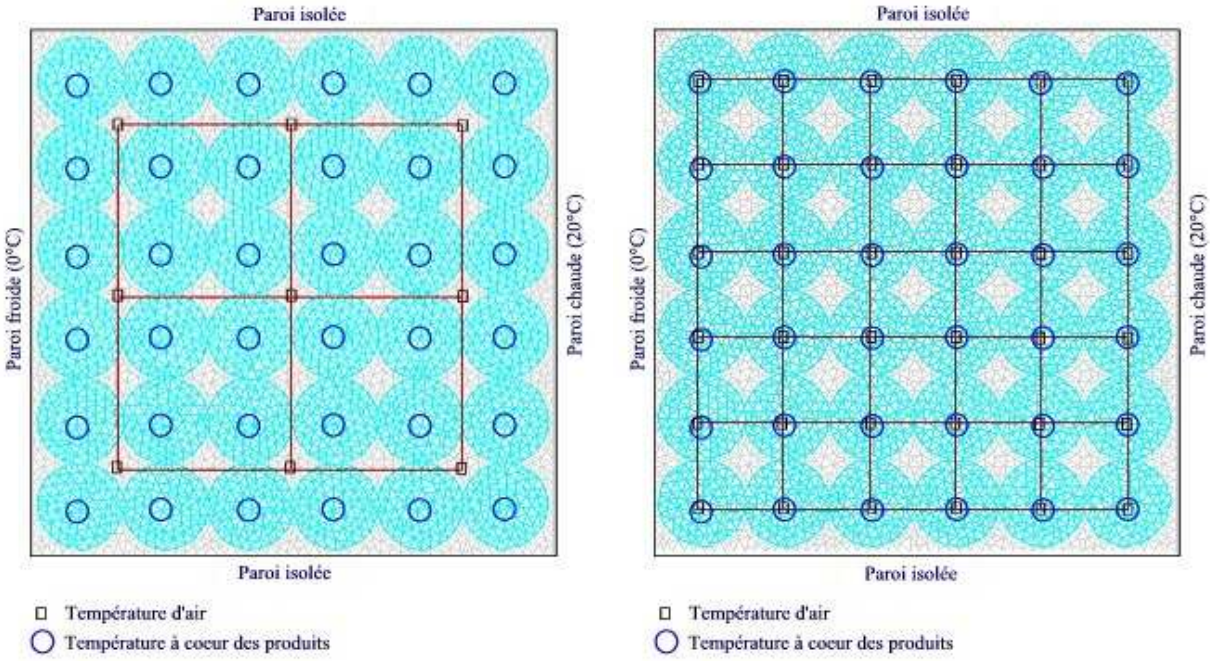
b. Comparaison entre les résultats expérimentaux, les résultats du code de calcul et les simulations CFD

A partir des points expérimentaux sur le plan de symétrie de l'empilement de sphères en gel (température à cœur des produits et température de l'air), nous avons réalisé une cartographie de la température à mi-refroidissement des produits (≈500min) et à l'équilibre (≈10000min) et nous avons comparé cette cartographie de température avec celles données par le code 'macro-poreux' et les simulations CFD (Fig. IV-69 et IV-70).

La cartographie de température à été réalisée à l'aide du logiciel Tecplot 7.0. A partir des points de mesure de la température à cœur des produits (6×6 points) et de la température de l'air (3×3 points), une interpolation a été réalisée afin de dresser le champ total de température sur l'ensemble du plan (Fig. IV-68-a). La même approche a été utilisée pour les

⊗ Norme de la vitesse interstitielle obtenue par interpolation des vitesses dans les 6×6 mailles

résultats donnés par le code de calcul ‘macro-poreux’ (6×6 estimations de température à cœur des produits et 6×6 estimations pour celle de l’air- Fig. IV-68-b).



(a) **(b)**

Figure IV-68 : (a) Position des points de mesure expérimentaux ; (b) Position des points estimés par le code ‘macro-poreux’

Globalement, on observe un bon accord entre les résultats expérimentaux et ceux du code ‘macro-poreux’ à mi-refroidissement et à l’équilibre. Cet accord est un peu moins bon pour les simulations CFD. A mi-refroidissement, les produits (et l’air) situés en bas et près de la paroi froide sont les premiers à être refroidis tandis que les produits situés en haut du côté de la paroi chaude sont presque à leur température initiale (T_{init}=22.5°). A l’équilibre, on observe toujours une zone froide en bas à gauche et une zone chaude en haut à droite.

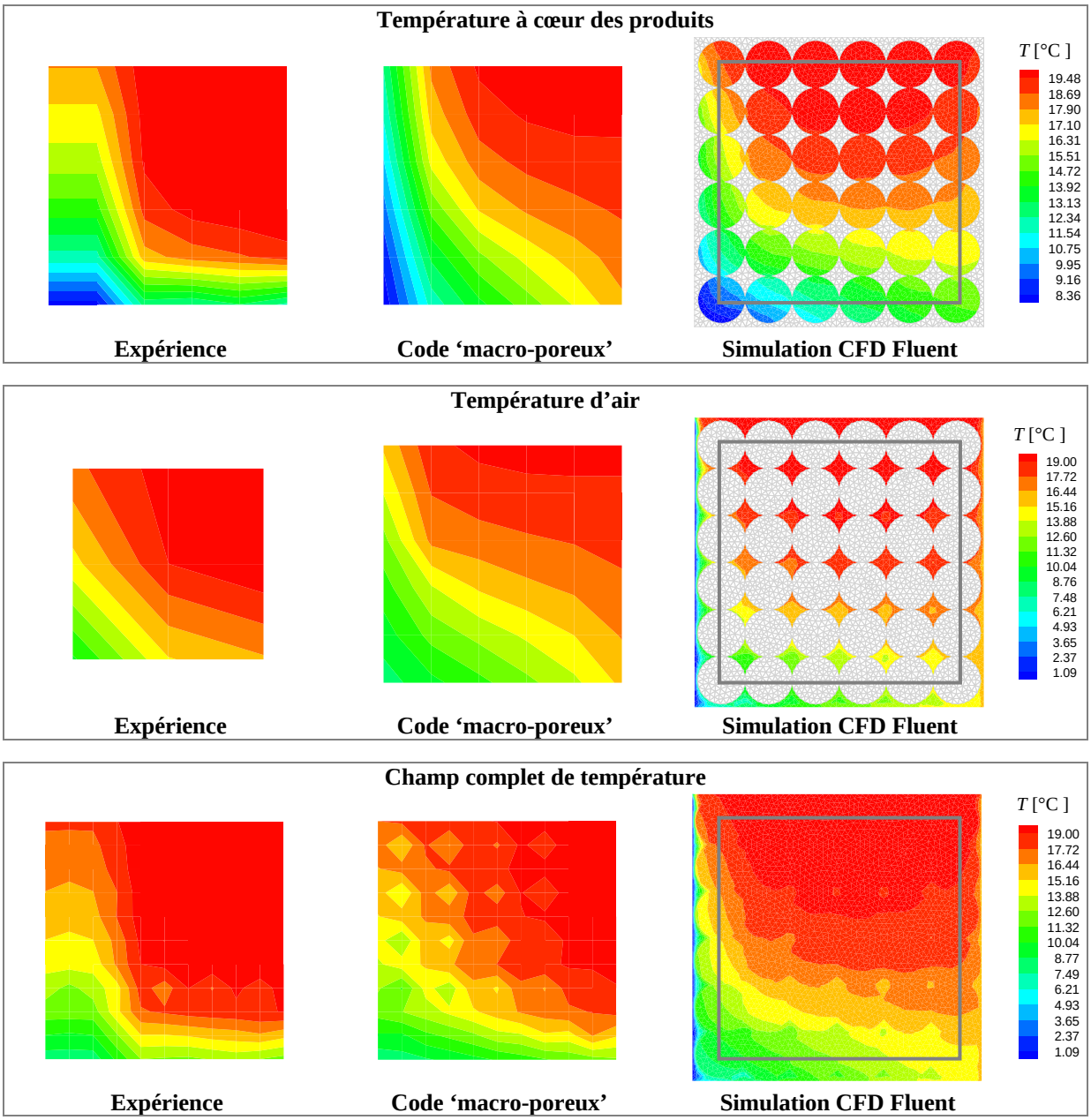


Figure IV-69 : Contour de température à cœur des produits et température de l'air entre les produits à mi-refroidissement (500 min)

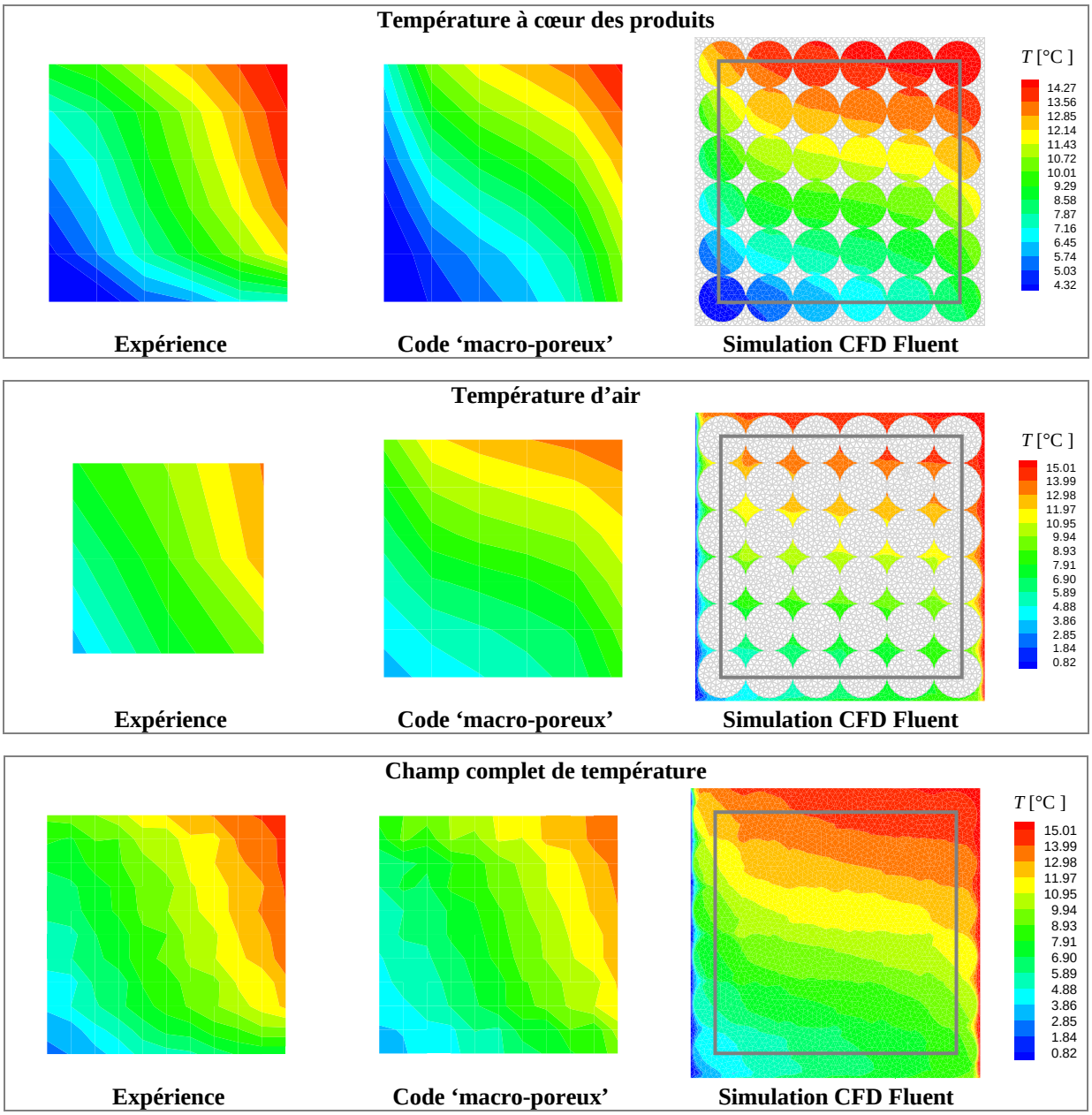


Figure IV-70 : Contour de température à cœur des produits et température de l'air entre les produits à l'équilibre (régime permanent – 10000 min)

Un exemple de suivi de la température à cœur des produits et de la température de l'air qui les entourent est présenté dans la figure IV-71.

Les comparaisons pour les différents points de mesures montrent que les résultats de simulations CFD surestiment toujours les températures alors que le code 'macro-poreux' présente une légère sous estimation (Annexe IV-16).

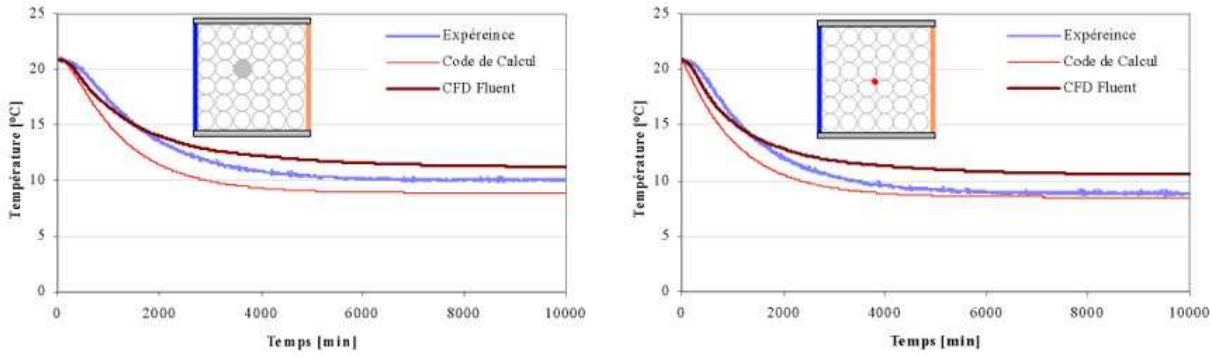


Figure IV-71 : Exemple de comparaison de température entre l'expérience, le code 'macro-poreux' et les résultats Fluent (a) Température à cœur du produit ; (b) Température de l'air

Les écarts moyens entre expérience et modélisation sont présentés (sur 45 points de mesures) à mi-refroidissement (≈500min) et à l'équilibre (≈10000min) pour les températures à cœur des produits, la température de l'air et l'ensemble des deux températures (Fig. IV-72). Nous remarquons une bonne prédiction des températures par le code 'macro-poreux' à mi-refroidissement et à l'équilibre, les simulations CFD présentent des écarts moyens un peu supérieurs à ceux du code 'macro-poreux'.

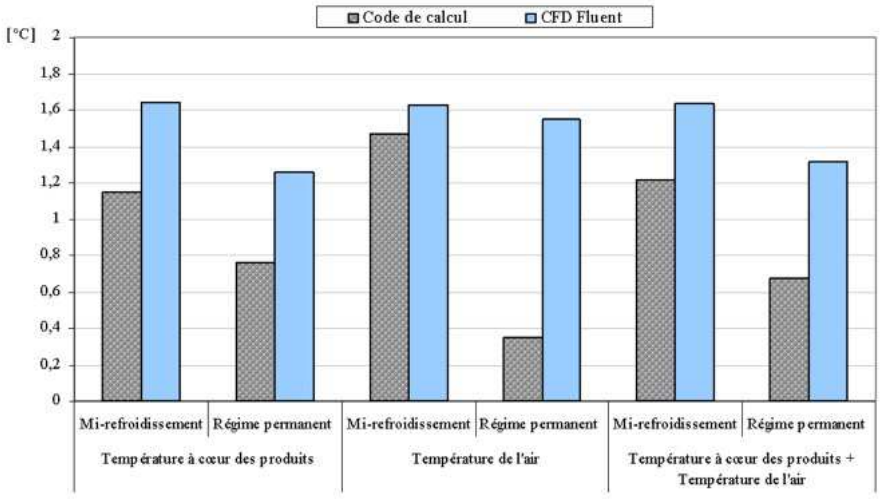


Figure IV-72 : Validation des résultats expérimentaux par le code 'macro-poreux' et les simulations Fluent

C. Cas du réfrigérateur ménager chargé avec des paquets de méthyle cellulose

Les résultats de simulations CFD (Fluent) réalisées dans le cas d'un réfrigérateur ménager équipé avec des étagères en verre et chargé avec des paquets de méthyle cellulose sont présentés dans ce paragraphe. Une comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques concernant les profils verticaux de température est ensuite présentée (nous ne disposons pas de mesure de vitesse).

a. Ecoulement d'air et de température simulés

La figure IV-73 présente les lignes de courants (colorées par la norme de la vitesse) et le champ de température sur le plan de symétrie et sur le plan situé à 8 cm de la paroi latérale (plan qui coupe les paquets de méthyle cellulose). Dans la cavité supérieure du réfrigérateur (sans le bac à légumes), on remarque certes la présence de la grande boucle de re-circulation le long des parois mais l'écoulement à cœur de la cavité est plus 'dispersé' que dans les cas où le réfrigérateur est vide ou équipé seulement avec des étagères. La température est rendue plus homogène grâce à la présence des étagères et des produits. On n'observe quasiment pas de stratification de température dans le plan coupant les produits.

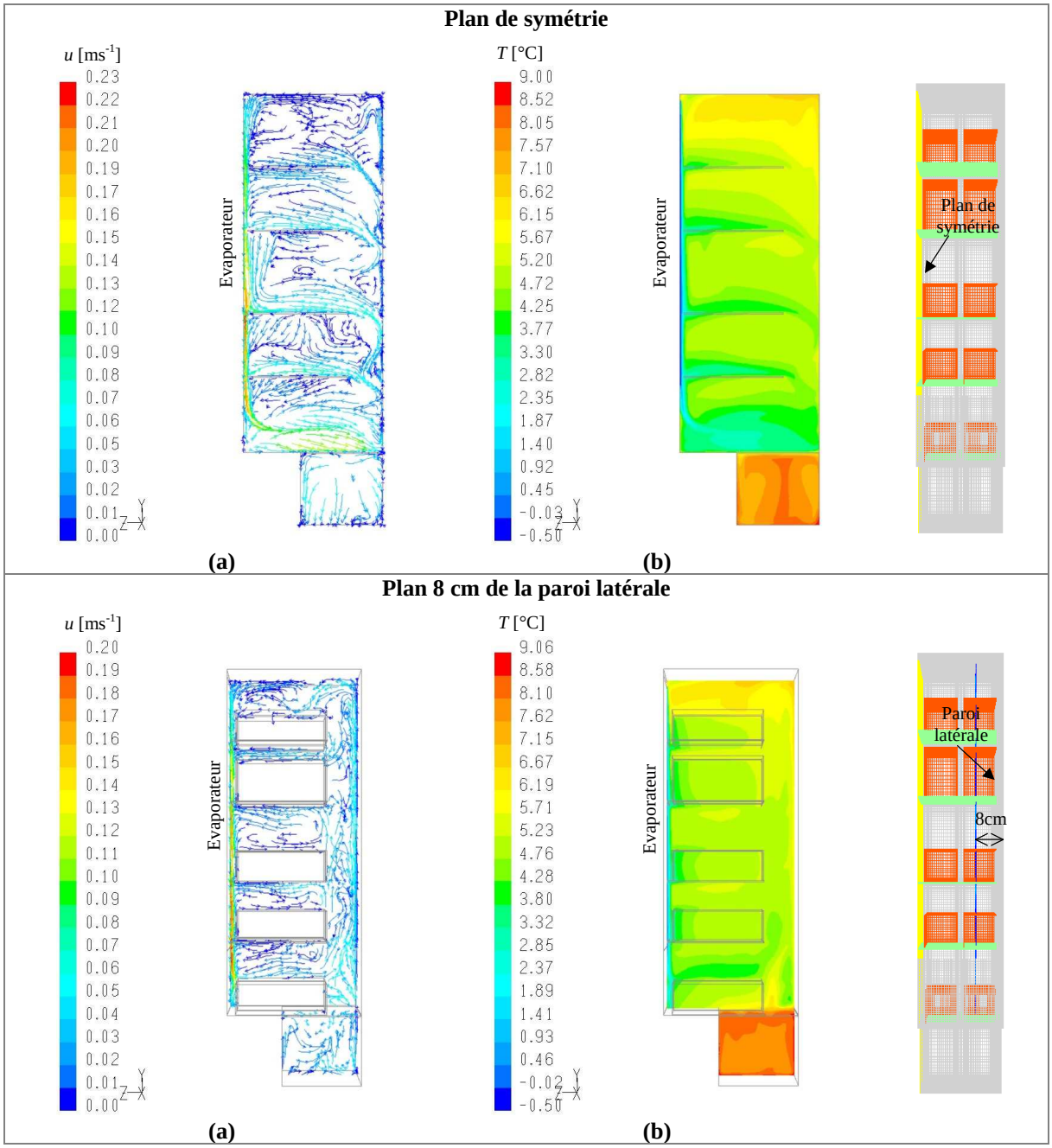


Figure IV-73 : Réfrigérateur ménager équipée avec des étagères, (a) Lignes de courant colorées par la norme de la vitesse; (b) Champ de température

Le tableau IV-8 présente une comparaison des températures moyennes de l'air simulées (moyenne volumique de température sur tout le réfrigérateur) entre les trois configurations de réfrigérateur ménager étudiées : Réfrigérateur vide, réfrigérateur équipé d'étagères en verre et réfrigérateur chargé de paquets de méthyle celluloses.

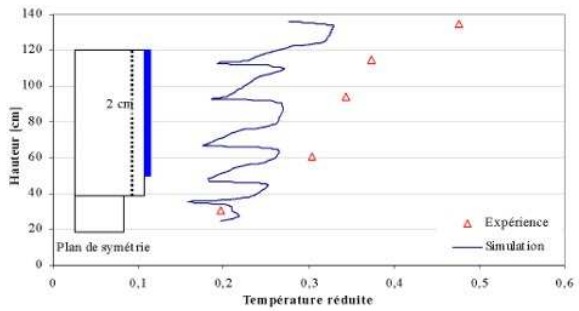
Nous remarquons que le fait d'introduire des obstacles (étagères, produits) augmente légèrement la température moyenne de l'air dans l'ensemble du réfrigérateur et en particulier dans la cavité supérieure. Notons, que la température moyenne dans le bac à légumes (qui dépend en autre de la température de l'étagère en verre qui sépare le bac à légumes de la cavité supérieure) varie peu (≈ 8°C), elle est bien adaptée pour la conservation des légumes.

Tableau IV-8 : Température moyenne de température de l'air obtenue par les simulations Fluent [°C]

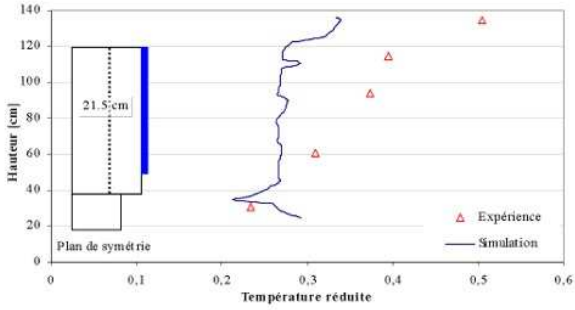
	Cavité supérieure	Bac à légumes	Cavité supérieure + Bac à légumes
Réfrigérateur vide	3.78	7.42	4.17
Réfrigérateur équipé d'étagère en verre	3.99	8.20	4.44
Réfrigérateur vide chargé de produits	5.06	8.04	5.47

b. Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations CFD

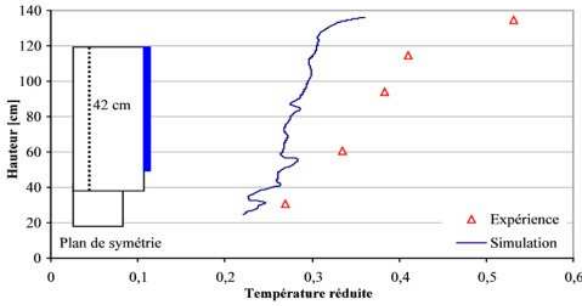
Une comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations pour les profils verticaux de température dans le réfrigérateur chargé de paquets de méthyle cellulose sont présentés dans la figure IV-74 pour trois positions sur le plan de symétrie. Nous remarquons que les résultats de simulations sont assez éloignés des résultats expérimentaux. Ceci pourrait être dû, entre autres, à une mauvaise prise en compte du rayonnement (emissivité des paquets de méthyle cellulose, emissivité des parois …).



x = 26 cm ; z = 2 cm



x = 26 cm ; z = 21.5 cm



x = 26 cm ; z = 42 cm

Figure IV-74 : Comparaison des résultats expérimentaux avec les résultats des simulations des profils verticaux de température sur le plan de symétrie (x=26cm) dans le cas du réfrigérateur ménager chargé avec des paquets de méthyle cellulose

IV-2-4. Conclusion

En conclusion, nous souhaitons indiquer quelques conséquences pratiques de nos observations. La distribution de température dans notre maquette de réfrigérateur confirme la théorie, il y a une stratification de température (zone chaude en haut, zone froide en bas). Il faut donc éviter de placer les aliments sensibles au niveau le plus haut (il peut parfois en être autrement dans un réfrigérateur, par exemple s'il est équipé d'un freezer en partie haute).

Les mesures au sein de la couche limite ont permis de constater que son épaisseur est d'environ 2 cm. Il faut donc que le consommateur place ses produits alimentaires sensibles à au moins 2 cm des parois du réfrigérateur (évaporateur ou paroi latérale) afin d'éviter des risques sanitaires et des risques de congélation de produits.

L'étude de l'influence de la température de la paroi froide a montré que, plus cette température est basse (par rapport à la température ambiante), plus l'intensité des transferts avec la paroi froide augmente (ce qui diminue les températures d'air dans la cavité même en terme adimensionnel). Actuellement, les compresseurs des réfrigérateurs fonctionnent de façon intermittente (régulation tout ou rien à vitesse fixe de compresseur). Quand le compresseur est en marche, la paroi froide (évaporateur) atteint typiquement -10°C, voire moins. Si, pour augmenter le coefficient de performance par exemple, on passait à un fonctionnement permanent du compresseur (régulation de vitesse du compresseur) avec une paroi moins froide, de l'ordre de 0°C, il faudrait sans doute s'attendre à une diminution de l'intensité des transferts et donc augmenter la surface de l'évaporateur.

Le niveau de température est plus élevé en bas de la maquette quand seule la moitié supérieure de la paroi verticale est refroidie (par comparaison avec le cas où la totalité est refroidie). Mais, la différence de température est peu importante à une hauteur supérieure à 80 cm. La surface et la position de l'évaporateur influe donc sur les niveaux et l'hétérogénéité des températures dans la partie basse des réfrigérateurs.

La présence des obstacles modifie significativement les écoulements et les transferts thermiques dans la maquette. Les obstacles, canalisant en quelque sorte l'écoulement d'air près des parois, permettent d'améliorer les échanges convectifs près de la paroi froide. On constate (cas où toute la paroi froide est maintenue à 0°C) que dans la plupart des points de mesure, la température de l'air est plus faible en présence des blocs qu'en leur absence (maquette vide). Le fait de remplir le réfrigérateur de produits (déjà refroidis) n'a donc pas forcément pour conséquence d'élever le niveau moyen de température par rapport à un réfrigérateur pratiquement vide. Par contre, la présence des blocs augmente la température maximale observée en partie haute, sans doute du fait d'un effet de stagnation de l'air encore plus grand en haut de la maquette.

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Rappel des objectifs

Ce travail de thèse visait à caractériser les écoulements et les transferts en convection naturelle dans des enceintes en présence d'empilement d'objets.

Démarche utilisée

En analysant un réfrigérateur ménager chargé de produits (qui est l'application visée pour notre travail), nous avons constaté différents degrés de complexité : géométrie de l'enceinte, géométrie des produits, conditions aux limites (fonctionnement transitoire du compresseur et par suite de l'évaporateur), couplage écoulement/transfert (en convection naturelle, l'écoulement influe sur les transferts et est lui-même généré par des écarts de température), couplage entre les différents modes de transferts (convection, conduction et rayonnement) et interaction entre l'enceinte et l'empilement.

Notre démarche a consisté à élaborer des problèmes intermédiaires plus simples et à les aborder par complexité croissante. Par ailleurs, notre démarche a toujours associé expérimentation et modélisation. Ceci est illustré dans le tableau A.

Principaux résultats

- Nous avons développé une méthodologie expérimentale et un modèle (macro-poreux) afin de caractériser et de prédire les échanges thermiques dans un empilement d'objets traversé par un flux d'air à faible vitesse (les vitesses faibles étant l'une des caractéristiques de la convection naturelle). Au sein des empilements (empilement ordonné de sphères), comme au niveau des parois, les échanges convectifs, conductifs et radiatifs sont du même ordre de grandeur à faible vitesse.
- Nous avons conçu et mis au point une maquette représentative des phénomènes rencontrés dans un réfrigérateur réel mais où les conditions aux limites sont mieux contrôlées. Des mesures de vitesse d'air (par vélocimétrie par images de particules, PIV) et de température ont été effectuées dans différentes configurations (différentes surfaces et températures de la paroi froide). Il faut noter que peu de résultats existaient dans la littérature pour une enceinte à une paroi verticale froide et trois parois verticales chaudes (cas d'un réfrigérateur) et pour un rapport de forme H/L=2, même en absence d'obstacle. L'utilisation du banc PIV a permis d'établir des cartographies de vitesses dans le plan de symétrie de la maquette vide et chargée de sphères creuses. Nous avons mis en évidence des instationnarités dans le bas de l'enceinte vide pour un nombre de Rayleigh de l'ordre de 3×10^{8}. Nous avons identifié des structures particulières d'écoulement (re-circulations) dans la zone instationnaire (ce qui aurait été difficile avec d'autres techniques). Il serait intéressant de compléter cette étude par

des mesures dans d'autres plans (que le plan de symétrie) pour mettre en évidence le caractère tridimensionnel de l'écoulement.

- Nous avons ensuite caractérisé l'influence d'empilement d'objets (sphères) sur l'écoulement et les transferts au sein de cette maquette. Même pour des objets inertes thermiquement (sphères creuses), on note des modifications importantes des champs de vitesses et de températures. Lorsque les objets échangent de la chaleur avec l'air (sphères pleines initialement chaude), en plus de l'écoulement de convection naturelle généré par les différences de température des parois de l'enceinte, un autre écoulement de convection naturelle est généré par la différence de température entre les produits et l'air avoisinant. Ces deux écoulements et les transferts associés interagissent fortement en début de refroidissement.
- Des simulations par une approche directe CFD ont été comparées avec les résultats expérimentaux pour toutes les configurations étudiées. L'allure des champs de vitesse et de température est généralement assez bien prédite même si localement on constate parfois des différences importantes. Différentes raisons possibles ont été avancées pour expliquer les écarts observés.
- Le modèle 'macro-poreux', dont les paramètres ont été identifiés expérimentalement en convection forcée à faible vitesse d'air (< 0.20 m s^{-1}), a donné des prédictions satisfaisantes dans le cas d'une enceinte parallélépipédique complètement remplie de sphères pleines (gel alimentaire). L'utilisation du code de calcul que nous avons élaboré pour traduire le modèle 'macro-poreux' est moins lourde et nécessite moins de temps de calcul que l'approche CFD.
- L'étude a permis d'identifier dans un réfrigérateur typique à froid statique, les zones froides (où stocker les produits sensibles) et les zones chaudes (où l'on peut néanmoins mettre des produits moins sensibles, mais à consommer frais). Le fait de disposer d'une gamme de température allant typiquement de 2°C et 7°C, du fait de la stratification thermique, peut être un atout de la technique du froid statique qui a en outre l'avantage d'être plus économe en énergie.

<u>Perspectives</u>

- On peut espérer améliorer les réfrigérateurs ménagers à froid statique en jouant sur la disposition (éventuellement en plusieurs parties) et sur le niveau température de l'évaporateur pour réduire les zones 'chaudes'. On pourrait également canaliser les écoulements par des aménagements intérieurs afin de favoriser les transferts.
- Afin de se rapprocher des conditions réelles au sein des réfrigérateurs ménagers, la modélisation pourrait être améliorée en introduisant le fonctionnement cyclique du compresseur, en introduisant le phénomène de migration de l'humidité du produit vers l'évaporateur, en étudiant l'effet des ouvertures de porte sur le fonctionnement...

- Enfin, nous pourrions coupler l'approche macro-poreux' dans les empilements avec une modélisation CFD hors de l'empilement pour aborder des configurations comportant des milliers de produits comme c'est le cas dans les chambres froides, les séchoirs, les chambres d'affinage…

Tableau A : Démarche adoptée par rapport à la complexité du problème

	Degré de complexité	Géométrie de l'enceinte	Géométrie du produit	Conditions de fonctionnement Conditions aux limites	Couplage écoulement/transferts	Couplages des différents modes de transfert	Interaction entre l'enceinte et l'empilement	Mesures expérimentales	Modèle 'macro-poreux'	Modélisation directe CFD
	Ecoulement et transferts dans un empilement ordonné de sphères à faible vitesse d'air	Conduite à section carrée	Sphères	Régime permanent (u et T_{air} contrôlés)	L'écoulement influence les transferts mais pas l'inverse	+	-	Perte de charge Flux de chaleur	Identification des paramètres du modèle 'macro-poreux'	**Perspective** Simulation à l'échelle d'un VER pour d'autres géométries que des sphères
	Maquette vide	Parallé-lépipédique	-	Régime permanent (T_F et T_{amb} contrôlés)	Interaction entre écoulements et transferts	-	-	u et T_{air}	-	u et T_{air}
	Réfrigérateur vide	Bac à légumes support d'étagères	-	Régime transitoire (marche/arrêt du compresseur)	Interaction entre écoulements et transferts	-	-	T_{air}	-	u et T_{air}
	Maquette chargée avec 4 blocs de sphères creuses	Parallé-lépipédique	Sphères	Régime permanent (T_F et T_{amb} contrôlés)	Interaction entre écoulements et transferts	-	L'empilement est un obstacle pour l'écoulement	u et T_{air}	**Perspective** En couplage avec la modélisation CFD hors de l'empilement	u et T_{air}
	Réfrigérateur équipé avec des étagères en verre	Bac à légumes et étagères	-	Régime transitoire (marche/arrêt du compresseur)	Interaction entre écoulements et transferts	-	Les étagères constituent un obstacle pour l'écoulement	T_{air}	-	u et T_{air}
	Maquette chargée avec des sphères en gel	Parallé-lépipédique	Sphères	Régime transitoire mais T_F et T_{amb} contrôlés	Interaction entre écoulements et transferts	+	L'empilement influe sur l'écoulement et les transferts	T_p *et* T_{air}	**Perspective** En couplage avec la modélisation CFD hors de l'empilement	u, T_p *et* T_{air}
	Enceinte parallélépipédique complètement remplie de sphères en gel	Parallé-lépipédique	Sphères	Régime transitoire mais T_F et T_C contrôlés	Interaction entre écoulements et transferts	+	L'empilement influe sur l'écoulement et les transferts	T_p *et* T_{air}	u, T_p *et* T_{air} à l'échelle d'une maille contenant une sphère	u, T_p *et* T_{air} chaque sphère est discrétisée en centaine de mailles
	Réfrigérateur chargé de produits test	Bac à légumes, étagères et produits…	Parallé-lépipédique	Régime transitoire (marche/arrêt du compresseur)	Interaction entre écoulements et transferts	+	Les produits influent sur l'écoulement et les transferts	T_p *et* T_{air}	-	u, T_p *et* T_{air}
Perspective	Votre réfrigérateur	Bac à légumes, étagères et produits…	Produits de forme diverse en arrangement complexe	Régime transitoire (marche/arrêt du compresseur)	Interaction entre écoulements et transferts	+	Les produits influent sur l'écoulement et les transferts	**Perspective**	**Perspective** En couplage avec la modélisation CFD hors de l'empilement	**Perspective**
	Chambre froide industrielle	Géométrie irrégulière, palettes…..	Produits de forme diverse arrangement complexe	Régime transitoire (marche/arrêt du compresseur)	Interaction entre écoulements et transferts	+	Les produits influent sur l'écoulement et les transferts	**Perspective**	**Perspective** En couplage avec la modélisation CFD hors de l'empilement	Impossibilité de mailler plusieurs dizaines de milliers d'objets

Références Bibliographiques

Références Bibliographiques

[1] Achenbach E., (1995), Heat and Flow Characteristics of Packed Bed, *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol.10, p. 17-27.

[2] AFF (Association Française du Froid), (2001), *Livre Blanc sur les Fluides Frigorigènes*, Conseil National du Froid.

[3] Alvarez A., (1992), *Etude des Transferts de Chaleur et de Matière au sein d'un Echangeur Complexe de Type 'Palette'*, Thèse de Docteur de l'Ecole National du Génie Rural, des Eaux et des Forêts, ENGREF-Paris, 212 p

[4] Alvarez A., et Flick D., (1999), Analysis of heterogeneous cooling of agricultural products inside bins. Part I: aerodynamic study, *Journal of Food Engineering*, vol 30, p. 227-237.

[5] Alvarez G., et Flick D., (1999), Analysis of Heterogeneous Cooling of Agricultural Products Inside Bins: Part II: Thermal Study, *Journal of Food Engineering*, vol. 39(3), p. 239-245.

[6] Amos N.D., Cleland D.J., et Banks N.H., (1993), Effect of pallet stacking arrangement on fruit cooling rates within forced air pre-coolers, In IIF/IIR-commissions B, B2, D1, D2/3, Palmerston North (New Zealand), p. 232-241.

[7] Anderson R., et Bohn M., (1986), Heat Transfer Enhancement in Natural-Convection Enclosure Flow, *Journal of Heat Transfer –Transactions of the ASME*, vol.108 (2): p. 330-336.

[8] Argo W.B., et Smith J.M., (1953), Heat Transfer in Packed Beds-Prediction of Radial Rates in Gaz-Solid Bed, *Chem. Eng. Prog.*, vol. 49(8), 443-451.

[9] Arifin B.B., et Chau K.V., (1987), Forced-air cooling of strawberries, *ASAE*, paper n° 87-6004.

[10] Aris R., et Amundson N. R., (1957), Some Remarks on Longitudinal Mixing or Diffusion in Fixed Bed, *AIChEJ.*, vol. 3, p.280-282.

[11] Baird C.D., Gaffney J.J., et Kinard D.T., (1975), Research facility for forced air precooling of fruits and vegetables, *ASHRAE Transactions*, vol. 94 (1), p. 1434-1454.

[12] Baron T., (1952), Generalized Graphic Method For the Design of Fixed Bed Catalytic Reactors, *Chem. Eng. Prog.*, vol. 48, p. 118-124.

[13] Bear J., (1988), *Dynamics of Fluids in Porous Media*, Dover, New York, 764 p.

[14] Bejan A., (1979), Boundary Layer Regime in a Vertical Enclosure Filled With a Porous Medium, *Letters Heat Mass Transfer*, vol. 6, p. 93-102.

[15] Bennett A.H., Strum H.L., Aharoni A., (1980), A velocity type forced-air vegetable precooler, *ASHRAE Journal*, December, p. 23-27.

[16] Boughton B.E., Clausing A.M., et Newell T.A., (1996), An Investigation of Household Refrigerator Cabinet Thermal loads, *HVAC&R Research*, vol. 2, n°. 2, p. 135-148.

[17] Brinkman H. C., (1947), A calculation of the Viscous Force Exerted by a Flowing Fluid on a Dense Swarm of Particules, *Appl. Sci. Res.*, (A1), p. 27-34.

[18] Carbonell R.G., et Whitaker S., (1984), Heat and Mass Transfer in Porous Media, In *Fundamentals of Transport Phenomena in Porous Media*, eds. Bear and Corapcioglu, Martinus Nijhoff, p. 121-198.

[19] Carniol N., (2000), *Transfert convectifs de chaleur dans les ensembles réguliers de produits alimentaires*, Thèse de Docteur de l'école nationale supérieure des industries agricoles et alimentaires ENSIA-MASSY, 146 p

[20] Carniol N., Kondjoyan A., Daudin J.D., Alvarez G., et Bimbenet J.J., (2000), Valeur et répartition des coefficients de transfert dans un ensemble de cylindres de hauteur réduite soumis à un écoulement d'air turbulent, *Entropie*, n° 227, 2000, p. 42-52.

[21] Catton I., (1978), Natural convection in enclosures, In Proc. *6th Int Heat Transfer Conf., Toronto, Canada*, vol. 2, p.13-20.

[22] Cheng P. (1978), Heat Transfer in Geothermal Systems, In *Advances in Heat Transfer*, edited by Hartnett J.P., et Irvine J.F., Academic Press, New York, vol. 14, p. 1-104.

[23] Cheng P., (1985), Geothermal Heat Transfer, In *Handbook of Heat transfer Application*, Rohsenow W.M., Hartnett J. P., et Ganiç E.N., McGraw-Hill eds., New York.

[24] Cheng P., et Chang I.D., (1976), Buoyancy Induced Flows in a Pourous Medium Adjacent to Impermeable Horizontal Surfaces, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 19, p. 1267-1272.

[25] Cheng P., et Minkowycz W.J., (1977), Free Convection About a Vertical Flat Plate in a Porous Medium With Application to Heat Transfer from a Dike, *J. Geophysical Research*. Vol. 82, p. 2040-2044.

[26] Churchill S.W., et Chu H.H.S., Correlating Equations for Laminar and Turbulent Free Convection from Vertical Plate, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 18, p. 1323-1329.

[27] Combarnous M.A., et Bories S.A., (1975), Hydrothermal Convection in Saturated Porous Media, *Adv. Hydroscience*, vol. 10, p. 231-307.

[28] Darcy H., (1856), *Les Fontaines Publiques de la Ville de Dijon, Dalmont*, Paris.

[29] De Josselin De Jong G., (1958), Longitudinal et Transverse Diffusion in Granular Deposits, *Trans. Amer. Geophs. Union*, vol. 39, p. 67-74.

[30] Derens E., Guilpart J., Palagos B., Prosen E., et Geslain T., (2004), La chaîne du froid, du fabricant au consommateur, *Revue générale du froid*, n° 1042, avril, p. 29-36.

[31] Deschamps C.J., et Prata A.T., (1999), Heat and fluid flow inside a household refrigerator cabinet, In *20th International Congress of Refrigeration, IIR/IIF, Sydney.*

[32] Ding G.L., Qiao H.T., et Lu Z.L., (2004), Ways to improve thermal uniformity inside a refrigerator, *Applied Thermal Engineering*, vol. 24, p. 1827-1840.

[33] DOW, (1991), Propriétés Spécifiques des Panneaux Isolants, Programme STYROFOAM : L'isolation des Spécialistes, *Editions ROULAND*, Paris.

[34] Eckert E.R.G., et Carlson W.O., (1961), Natural convection in an air layer enclosed between two vertical plates with different temperatures, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 2, p. 106-120.

[35] Edwards M.F., et Richardson J.E., (1968), Gas Dispersion in Packed Beds, *Chem. Engng.* Sci., vol. 23, p. 109-123.

[36] Elder J.W., (1967), Steady Natural Convection in a Porous Medium Heated From Below, *J. Fluid Mech*., vol. 27, p. 29-48.

[37] Elena M., (2003), Vélocimétrie et Granulométrie Laser en Mécanique des Fluides- Les Particules en Vélocimétrie Laser, Ecole d'automne Saint-Pierre d'Oléron, *Association Francophone de Vélocimétrie Laser*.

[38] Emond J.P., Mercier F., Sadfa S.O., Bourre M., et Gakwaya A. (1996), Study parameters affecting cooling rate and temperature distribution in forced air precooling of strawberries, *Transactions of ASAE*, vol. 39(6), p. 2185-2191.

[39] Ergun S., (1952), Fluid Flow Through Packed Columns, *Chemical Engineering Progress*, vol. 48, n°.2, p. 89-94.

[40] Fand M.R., Steinberger T.E., et Cheng P., (1986), Natural Convection Heat Transfer From a Horizontal Cylinder in a Porous Medium, *Int. J. Heat Transfer*, vol. 29-1, p. 119-133.

[41] Fluent, (2003), Modeling Heat Transfer, In *FLUENT 6.1 User's Guide*, Chap. 11.

[42] Flynn O.M., Blair I., et McDowell D., (1992), The efficiency and consumer operation of domestic refrigerators, *Int. J. Refrig.*, vol. 15, no 5, p. 307-312.

[43] Forchhheimer P.H.,(1901), Wasserbewegun Durch Boden, *Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingeniure*, vol. 45, p. 1782-1788.

[44] Fujii T., Fujii M., et Matsunaga T., (1979), A Numerical Analysis of Laminar Free Convection Around an Isothermal Horizontal Circular Cylinder, *Num. Heat Transfer*, vol. 2, p. 329-344.

[45] Gaffney J.J., et Bird C.D., (1977), Forced air cooling of bell peppers in bulk, *Transaction of ASAE*, p. 1174-1977.

[46] Gebhart B., Jaluria Y., Mahajan R.L., et Sammakia B., (1988), Buoyancy-Induced Flows and Transport, *Hemisphere Publishing*, Washington DC.

[47] Hadley G.R., (1986), Thermal Conductivity of Packed Metal Powders, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 32, p. 1793-1796.

[48] Horn F. J. M., (1971), Calculation of Dispersion Coefficient by Means of Moments, *AIChE J.*, vol. 17, p. 613-620.

[49] Incropera F.P., DeWitt D.P., (1996), *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, John Wiley & Sons, INC. 4ème edition, New York, Chap. 6 et Chap.9, 886 p

[50] Irmay S., (1958), On the Theoretical Derivation of Darcy and Forchheimer Formulas, *Eos, Trans. AGU*., vol. 39, p. 720-707.

[51] James S.J., et Evans J., (1992). The temperature performance of domestic refrigerators, *International Journal of Refrigeration*, vol. 15(5), p. 313-319.

[52] Kaviany M., (1967), Principles of Heat Transfer Characteristics of Porous Rocks, *Int. Chem. Engng.*, vol. 7, p. 122-144.

[53] Kaviany M., (1991), *Principles of Heat Transfer in Porous Media*, Mechanical Engineering Series, Springer-Verlag, New York.

[54] Kazmierczak M., et Muley A., (1994), Steady and Transient Natural Convection Experiments in a Horizontal Porous Layer: The Effects of a Thin Top Fluid Layer and Oscillating Bottom Wall Temperature, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 15(1), p. 30-41.

[55] Khalifa A.J.N., (2001), Natural convective heat transfer coefficient - a review I. Isolated vertical and horizontal surfaces, *Energy Conversion and Management*, vol. 42, p. 491-504.

[56] Khalifa A.J.N., (2001), Natural convective heat transfer coefficient - a review II. Surfaces in two and three-dimensional enclosures, *Energy Conversion and Management*, vol. 42, p. 505-517.

[57] Koch D.L. et Brady J.F.,(1985), Dispersion in Fixed Beds, *J. Fluid Mech.*, vol. 154, p. 399-427.

[58] Krupicka R., (1967), Analysis of Thermal Conductivity in Granular Materials, *Int. Chem. Engng.*, vol. 7, p.122-144.

[59] Kuehn T.H., et Goldstein R.J., (1980), Numerical Solution to the Navier-Stokes Equation for Laminar Natural Convection About a Horizontal Isothermal Circular Cylinder, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 23, p. 971-979.

[60] Kunii D., et Smith J.M., (1960), Heat Transfer Characteristics of Porous Rocks, *AIChE J.*, vol 6, p. 71-78.

[61] Laguerre O., Derens E., Palagos B., (2002), Study of domestic refrigerator temperature and analysis of factors affecting temperature: a French survey, *Int. J. Refrig.*, vol. 25, p. 653-659.

[62] Laguerre O., et Flick D., (2004), Heat transfer by natural convection in domestic refrigerators, *Journal of Food Engineering*, vol. 62(1), p.79-88.

[63] Lartigue B., (1999), Contribution à l'étude thermique et dynamique de doubles vitrages courbés : Approche numérique et expérimentale. Thèse de l'INSA de Toulouse, 171 pages

[64] Le Fevre E.J., (1956), Laminar Free Convection from a Vertical Plane Surface, *Proc. Ninth Int. Congr. Appl. Mech.*, Brussels, vol. 4.

[65] Lezenne Coulander de P.A., (1994), Koelkast temperature thuis, *Report of the regional Inspectorate for Health Protection*. Leeuwarden. The Netherlands.

[66] Li C.H., et Finlayson B.A., (1977), Heat Transfer in Packed Beds-A Reevaluation, *Chemical Engineering Science*, vol. 32 (9), p. 1055-1066.

[67] Lorences M.J., Patience G.S., Díez F. V., et Coca J., (2003), Fines Effects on Collapsing Fluidized Beds, *Powder Technology*, vol. 131(2-3), p. 234-240

[68] Macdonald I.F., EL-sayed M.S., Mow K., Dullien F.A.L., (1979), Flow Through Porous Media – The Ergun Equation Revisited, *Ind. Chem. Fundam*, vol. 18, n°. 3.

[69] MacGregor R.K. and Emery A.P., (1959), Free convection trough vertical plane layers: moderate and high Prandtl number fluids, *ASME J. Heat Transfer*, vol. 91, p. 391-403.

[70] Mergui S., Penot F., Tuhault J.L., (1993), Experimental natural convection in an air-filled square cavity at Ra=1.7 x 10^9, In *R.A.W.M. Henkes & C.J. Hogendoorn (eds.)*, 'Turbulent natural convection in enclosures: A computational and experimental benchmark study', Editions Européennes Thermique et industrie, p. 97-108.

[71] Minkowycz W.J., et Cheng P., (1976), Free Convection About a Vertical Cylinder in a Porous Medium, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 19, p. 805-813.

[72] Muralidhar K., et Kulacki F.A., (1987), Stability of Mixed Convection Flow, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 8(3), p. 228-234.

[73] Neild D.A., Bejan A., (1992), Convection in Porous Media, *Springer-Verlag ed.*, New York.

[74] O'Brien G.D., (1997), Domestic refrigerator air temperatures and the public's awareness of refrigerator use, *International Journal of Environmental Health Research*, vol. 7, p. 141-148.

[75] Oosthuizen P.H., (1998), Natural convective heat transfer in porous media filled enclosures, In *Handbook of Porous Media*, Edited by Kambiz V., et Hadim H.A., Marcel Dekker Inc., New York, chap. 11, p. 489-519.

[76] Ostrach S., (1953), An Analysis of Laminar Free Conection Flow and Heat Transfer About a Flat Plate Parallel to the Direction of the Generating Body Force, *National Advisory Committee for Aeronautics*, Report 1111.

[77] Ostrach S., (1988), Natural convection in enclosures, *ASME J. Heat Transfer*, n° 110, p.1175-1190.

[78] Parsons R.A., Mitchell F.G., et Mayer G., (1970), Forced air cooling in palletised fresh fruit, *Transactions ASAE*, paper n°70-875.

[79] Pereira R.H., et Nieckele, A.O., (1997), Natural convection in the evaporator region of household refrigerators, *Proc. Brazilian Congress Mechanical Eng.*, Bauru, CD rom, paper COB1236

[80] Pieters J.G., Deltour J.M.J.J., et Debruyckere M.J.G., (1995), Onset of Condensation on the Inner and Outer Surface of Greenhouse Covers during Night, *Journal of Agricultural Engineering Research*, vol. 61(3), p. 165-171.

[81] Prasad V., Kladas N., Bandyopadhaya A., et Tian Q., (1989), Evaluation of Correlations for Stagnant Thermal Conductivity of Liquid-Saturated Porous Beds of Spheres, *Int. J. Heat Transfer*, vol. 32, p. 1793-1796.

[82] Quintard M., Kaviany M., et Whitaker S., (1997), Two-Medium Treatement of Heat Transfer in Porous Media: Numerical Results for Effective Properties, *Adv. Water. Resour.*, vol. 20, p. 77-94.

[83] Quintard M., Whitaker S., (1994-a), Transport in Ordered and Disordered Porous Media I : The Cellular Average and the Use of Weighting Functions, *Transport in Porous Media*, vol. 14, p. 163-177.

[84] Quintard M., Whitaker S., (1994-b), Transport in Ordered and Disordered Porous Media II : Generalized Volume Averaging, *Transport in Porous Media*, vol. 14, p. 179-206.

[85] Ramesh N., and Venkateshan S.P., (2001), Experimental study of natural convection in a square enclosure using differential interferometer, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*,vol. 44, p.1107-1117.

[86] Riethmuller M.L., (2003), Vélocimétrie et Granulométrie Laser en Mécanique des Fluides- *Vélocimétrie par Images de Particules ou PIV, Ecole d'automne Saint-Pierre d'Oléron*, Association Francophone de Vélocimétrie Laser.

[87] Rohensenow W.M., Hartnett J.P., et Cho I.Y., (1992), *Handbook of Heat Transfer*, 3rd edition, McGraw-Hill Handbooks. Chap. 4 et 9.

[88] Rosset P., (2002), Conservation domestique des aliments par le froid, *Le concours Médial*, vol. 124(15), p. 999-1005.

[89] Rosset P., et Rosset R., (2000), La pathologie du réfrigérateur, *Revue Générale du Froid*, Janvier-Février n° 1000, p. 71-73.

[90] Roussille K., (2002), *Froid : Mode d'emploi*, Le Particulier Pratique, n° 272, p. 24-33.

[91] Saffman P. G., (1960), Dispersion Due to Molecular Diffusion and Macroscopic Mixing in Flow Through a Network of Capillaries, *J. Fluid Mech.*, vol. 7, p. 194-208.

[92] Sahraoui M, et Kaviany M., (1994), Slip and Non-Slip Temperature Boundary Conditions at Interface of Porous, Plain Media: Convection, *Int. J. Heat Transfer*, vol. 37, p. 1029-1044.

[93] Saville D.A., et Churchill S.W., (1967), Laminar Free Convection in Boundary Layers Near Horizontal Cylinders and Vertical Axisymmetric Bodies, *J. Fluid Mech.*, vol. 29, p. 391-399.

[94] Scheidegger A.E., (1974), Statistical Hydrodynamics in Porous Media, *J. Appl. Phys.*, vol. 25, p. 994-1001.

[95] Schertz W.W., et Bischoff K.G., (1969), Thermal and Material Transfer in No isothermal Packed Beds, *AIChE J.*, vol. 4, p. 597-604,.

[96] Schlunder E.U., (1966), Warme Und Stoffübertragung Zwischen Durchströmten Schuttungen und Darin Eingebetteten Einzelk Orpern, *Chem. Ing. Tech.*, vol. 38(9) , p. 967-&

[97] Sergelidis D., Abrahim A., Sarimvei A., Panoulis C., Karaioannoglou P., Genigeorgis C., (1997), Temperature distribution and prevalence of *Listeria spp*. in domestic, retail and industrial refrigerators in Greece, *International Journal of Food Microbiology*, vol. 34, p. 171-177.

[98] Silva L.W., Melo C., (1998), Heat transfer characterization in roll-bond evaporators, *MSC. Dissertation, Federal University of Santa Catarina*, Brazil.

[99] Singh B. P., et Kaviany M., (1991), Independent Theory Versus Direct Simulation of Radiative Heat Transfer in Packed Beds, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 34, p. 2869-2881.

[100] Sorensen L.P., Fredsted J.P., Willatzen M., (1997), Improvements in the Modeling and Simulation of Refrigeration Systems : Aerospace Tools Applied to a Domestic Refrigerator, *HVAC&R Research*, vol. 3, n°. 4, p. 387-403.

[101] Stanek V., et Vychodil P., (1988), Assessment of the Role of Thermally Induced Gas Flow Inhomogeneities in Fixed Bed Reactors , *Chemical Engineering and Processing*, vol. 24 (4), p. 203-209.

[102] Sun Y. S., Emery A.F., (1997), Effects of Wall Conduction, Internal Heat Sources and an Internal Baffle on Natural Convection Heat Transfer in a Rectangular Enclosure, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 40(4), p. 915-929

[103] Tian Y.S., and Karayiannis T.G., (2000), Low turbulence natural convection in an air filled square cavity: part I: the thermal and fluid flow fields, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, vol. 43, p.849-866.

[104] Tien C.L., et Drolen B.L., (1987), Thermal Radiation in Particlate Media with Dependent and Independent Scattering, *Annual Review of Numerical Fluid Mechanics and Heat Transfer*, vol. 1, p. 1-32.

[105] Trinité M., (2003), Vélocimétrie et Granulométrie Laser en Mécanique des Fluides- *La Vélocimétrie par Images de Particules, Ecole d'automne Saint-Pierre d'Oléron*, Association Francophone de Vélocimétrie Laser.

[106] Vortmeyer D., (1975), Axial Heat Dispersion in Packed Beds, *Chem. Engng. Sci.*, vol. 30, p. 999-1001.

[107] Vortmeyer D., (1978), Radiation in Packed Solids, In *Proceedings of 6th International Heat Transfer Conference, Toronto*, p.525-539.

[108] Wakao N., et Kaguei S., (1982), *Heat and Mass Transfer in Packed Bed*, Gordon and Breach Science, New York, 408p

[109] Wang J.K., et Tupun K., (1969), Forced air precooling of tomatoes in carton, *Transactions of ASAE*, p. 804-806.

[110] Wen C.D., et Mudawar I., (2004), Emissivity Characteristics of Roughened Aluminum Alloy Surfaces and Assessment of Multispectral Radiation Thermometry (MRT) Emissivity Models, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 47, p. 3591-3605.

[111] Yagi S., et Wakao N., (1959), Heat and Mass Transfer from Wall to Fluid in Packed Beds, *AIChE J.*, vol. 5, n°. 1, p. 79-85.

[112] Yagi S., Kunii D., (1957), Studies on Effective Thermal Conductivities in Packed Beds, *AIChE J.*, vol. 3(3), 373-381

[113] Yagi S., Kunii D., et Wakao N., (1960), Studies on axial Effective Thermal Conductivities in Packed Beds, *AIChE J.*, vol. 6, p. 543-546.

[114] Yang K.T., (1988), Natural convection in enclosures, In *Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer*, Wiley, New York, Chap. 13.

[115] Zanotti F., et Carbonell R.G., (1984), Development of Transfer Equation for Multi-Phase Systems-I-III, *Chem. Engng. Sci.*, vol. 39, p. 236-311.

[116] Zehnder P., et Schlunder E.U., (1970), Thermal Conductivity of Granular Materials at Moderate Temperatures, *Chemie. Ingr.Tech.*, vol. 42, p. 933-941.

Annexes

Annexe I-1 : Corrélations concernant le coefficient de diffusion totale *D*

Tableau A-I-1 : Quelques corrélations pour la diffusion totale *D* et le coefficient de dispersion D^d

	$D_{//}/\alpha$	$D_{\perp}/\alpha$
Milieu désordonné ; Re>>1 Aris et Amundson (1957)	$\frac{D_{//}}{\alpha}=\frac{Pe}{2}$; $(Pe=2u\ R/\alpha\ )$	$\frac{D_{\perp}}{\alpha}=\frac{Pe}{11}$
Milieu désordonné De Joosselin De Jong (1958)	$\frac{D^d_{//}}{\alpha}=\left(\lambda+\frac{3}{4}-0.577\right)\frac{Pe}{6}$; ($Pe=ul/(\varepsilon\alpha)$; λ dépend de la longueur du lit fixe ; l est la longueur moyenne du canal)	$\frac{D^d_{\perp}}{\alpha}=\frac{3Pe}{16}$
Milieu désordonné ; écoulement de Stockes, l/R=5 Saffman (1960)	$\frac{D^d_{//}}{\alpha}=\frac{Pe}{6}\left(ln(1.22Pe)-\frac{17}{12}-\frac{1}{200}Pe\right)$ $\frac{D^d_{//}}{\alpha}=\frac{Pe^2}{15}$; Pe<<1 ($Pe=ul/(\varepsilon\alpha)$; l est la longueur moyenne du canal)	$\frac{D^d_{\perp}}{\alpha}=\frac{3}{6}Pe+\frac{1}{1000}Pe^2$ $\frac{D^d_{\perp}}{\alpha}=\frac{1}{40}Pe^2$; Pe<<1
Milieu désordonné ; $k_f\to\infty$ (température uniforme dans la phase fluide mais pas dans la phase solide), Horn (1971)	$\frac{D^d_{//}}{\alpha}=\frac{C^2\varepsilon^2(1-\varepsilon)}{[\varepsilon+C(1-\varepsilon)]^3}\left[\frac{Pe^2}{15C}\frac{\alpha}{\alpha_s}+\frac{Pe}{3}\frac{u\ (\rho Cp)_f}{\varepsilon h_{sf}}\right]$ ($Pe=uR/(\varepsilon\alpha)$; $C=(\rho Cp)_s/(\rho Cp)_f$; h_{sf} est le coefficient de transfert à l'interface solide-fluide)	

Tableau A-I-2 : Corrélations concernant le coefficient de diffusion totale *D*

	$D_{//}/\alpha_f$	$D_{\perp}/\alpha_f$
Milieu désordonné Baron (1952)		$D_{\perp}/\alpha\ =Pe/(5\sim15)$ ($Pe=uD/\alpha$)
Milieu désordonné Yagi et *al.*(1960) Schertz et Bischoff (1969)	$D_{//}/\alpha\ =k_s/k_f+(0.7\sim0.8)Pe$ ($Pe=uD/\alpha$)	$D_{\perp}/\alpha\ =k_e/k_f+(0.1\sim0.3)Pe$ ($Pe=uD/\alpha$)
Milieu désordonné Re<50 Edwards et Richardson (1968)	$D_{//}/\alpha\ =0.73+\frac{0.5Pe}{1+(0.97/Pe)}$ [$Pe=uD/(\varepsilon\alpha)$]	
Milieu désordonné Vortmeyer (1975)	$D_{//}/\alpha\ =k_e/k_f+0.8Pe$ ($Pe=uD/\alpha$)	
Milieu désordonné Bear (1988)	$D_{//}/\alpha\ =k_e/k_f+0.5Pe^{(1\sim1.2)}$ pour $Pe\le10^4$ $D_{//}/\alpha=1.8Pe$ pour $Pe\ge10^4$ ($Pe=uD/\alpha$)	
Milieu ordonné bidimensionnel Sahraoui et Kaviany (1994)	$D_{//}/\alpha\ =1+0.128(Pe_l-1)$ pour $1\le Pe_l\le10$; $\varepsilon=0.8$ $D_{//}/\alpha\ =1+0.071(Pe_l-1)$ pour $1\le Pe_l\le10$; $\varepsilon=0.9$ $D_{//}/\alpha\ =0.019Pe_l^{1.82}$ pour $10\le Pe_l\le10^3$; $\varepsilon=0.8$ $D_{//}/\alpha\ =0.009Pe_l^{1.86}$ pour $10\le Pe_l\le10^3$; $\varepsilon=0.9$ ($Pe=ul/\alpha$)	

Annexe II-1 : Débit d'air sur le conduit d'aspiration

Pour le dispositif 1 (Fig. II-2), le débit d'air sur le conduit d'aspiration est donnée par la relation suivante (fournie par le fabricant de l'Annubar) :

$$Q_A = N \times S \times D^2 \times \sqrt{1/\rho} \times \sqrt{\Delta P} \quad \textbf{(A-1)}$$

Q_A : débit traversant le conduit d'aspiration [m^3/h] ;

N : facteur de conversion (donnée par le fabricant d'Annubar N = 0.012511) ;

S : coefficient de débit (donnée par le fabricant d'Annubar S= 0.6) ;

D : diamètre interne du conduit d'aspiration [mm] ;

ρ : masse volumique de l'air [kg/m^3] ;

ΔP : pression différentielle mesurée à l'aide du manomètre [mm de CE] (CE : colonne d'eau) ;

Le débit Q_A ainsi calculé dans le conduit d'aspiration est rapporté à la section carrée de la conduite en PVC pour obtenir la vitesse débitante (en [m s^{-1}]):

$$u = \frac{Q_A}{3600 \times 0.19^2} \quad \textbf{(A-2)}$$

Annexe II-2 : Mesure des emissivités des sphères

La mesure de l'emissivité des sphères a été réalisée à l'aide d'une caméra Infra-Rouge. L'expérience consiste à chauffer une sphère et à l'introduire dans une boîte peinte en noire (la boîte se comporte comme un corps noir).

On mesure la température de la sphère chauffée à l'aide un thermocouple placé à sa surface. La caméra Infra-Rouge mesure la densité du flux radiatif émis et réfléchi par un papier d'aluminium ainsi que la densité du flux émis et réfléchi par la sphère chauffée.

Le papier d'aluminium dont l'émissivité est proche de zéro réfléchit essentiellement le flux radiatif émis par les parois de la boîte (le facteur de forme entre la bande de papier d'aluminium et la sphère est négligeable). Il se comporte donc comme un corps noir à la température ambiante. Par un bilan, on détermine l'emissivité de la sphère :

$$\Phi_{rad_1} \approx \varepsilon_{r_paroi}\ \sigma T_{amb}^4 \quad \text{or} \quad \varepsilon_{r_paroi} \approx 1 \rightarrow \quad \Phi_{rad_1} \approx \sigma\, T_{amb}^4 \quad \textbf{(A-3)}$$

$$\Phi_{rad_2} = \varepsilon_r \sigma T_{sphère}^4 + (1-\varepsilon_r)\Phi_{rad_1} = \sigma\left(\varepsilon_r T_{sphère}^4 + (1-\varepsilon_r) T_{amb}^4\right) = \sigma\left(T_{amb}^4 + \varepsilon_r \left(T_{sphère}^4 - T_{amb}^4\right)\right) \quad \textbf{(A-4)}$$

Si la température ambiante à l'intérieur de la boîte noire est égale à la température de la sphère (donnée par le thermocouple), alors il est impossible de calculer ε_r, d'où la nécessité de chauffer la sphère.

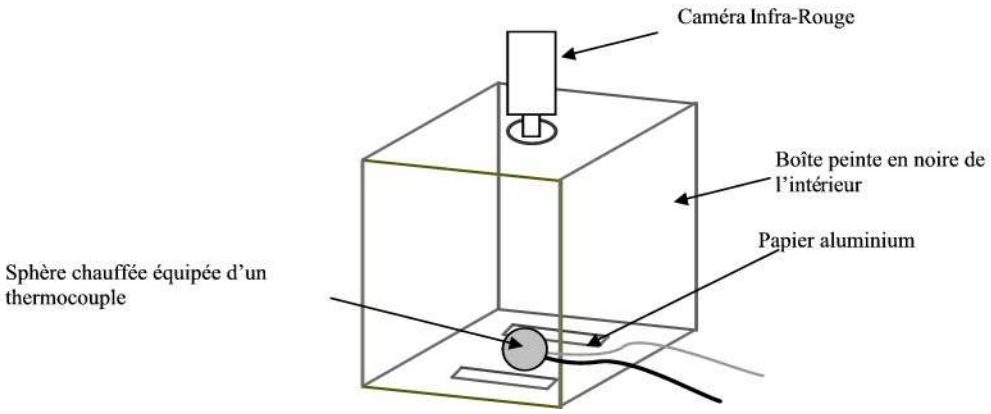


Figure A-1 : Dispositif expérimental pour la mesure des emissivité des sphères

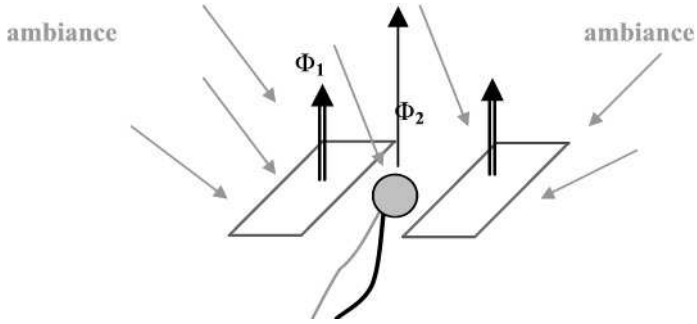


Figure A-2 : Différents flux radiatifs au niveau de la sphère étudiée

Annexe II-3 : Réduction de l'échelle de la maquette

Analogie de Grashoff

Pour une étude de convection naturelle sur une maquette (en conservant le même fluide), on doit veiller à conserver le même nombre de Grashoff.

$$Gr_{maq} = Gr_{réel} \qquad \textbf{(A-5)}$$

avec

$$Gr = \frac{g\,\beta\,\Delta T\,L^3}{\nu^2} \qquad \textbf{(A-6)}$$

Le fluide étant de l'air dans la maquette comme dans la situation réelle :

$$\beta_{maq} = \beta_{réel} \quad \textbf{et} \quad \nu_{maq} = \nu_{réel} \rightarrow \Delta T_{réel} L_{réel}^3 = \Delta T_{maq} L_{maq}^3 \qquad \textbf{(A-7)}$$

par suite

$$\Delta T_{maq} = \Delta T_{réel} \left(\frac{L_{réel}}{L_{maq}} \right)^3 \qquad \textbf{(A-8)}$$

Le nombre de Grashoff suffit de caractériser une configuration à deux parois isothermes (les autres étant adiabatiques) mais dans notre cas, les parois 'chaudes' ne sont pas isothermes. D'où la nécessité d'affiner l'analyse pour ces parois. Trois approximations sont présentées :

- L'échange entre l'intérieur de la maquette et l'extérieur est caractérisé par deux paramètres : ($h_{paroi_réel}$) et T_{ext}. Nous avons essayé en premier lieu d'approcher au mieux le cas d'un réfrigérateur réel en considérant un coefficient de transfert global uniforme.
- L'échange entre l'intérieur de la maquette et l'extérieur est caractérisé par un seul paramètre : la densité du flux à la paroi (j_q). On a supposé dans ce cas que la densité de flux de chaleur est uniforme sur toutes les parois (excepté celle de l'évaporateur)
- L'échange avec l'extérieur est caractérisé par un seul paramètre : Température interne de la paroi 'chaude' de la maquette (T_C). On considère dans ce cas que la température est uniforme sur les parois internes du réfrigérateur.

1er cas : Echange avec l'extérieur caractérisé par deux paramètres : le coefficient de transfert au niveau des parois h_{paroi} et la température externe T_{ext}

Cette hypothèse nous semble plus réaliste pour un réfrigérateur réel.

Les températures de la paroi froide (l'évaporateur) et de l'ambiance (l'intérieur et l'extérieur du réfrigérateur) ainsi que le coefficient de transfert global des parois sont basées sur les valeurs réelles du réfrigérateur.

L'analyse dimensionnelle de notre problème nous donne :

Grandeurs intervenant	Unités	Nombre sans dimension
$\Delta T\left\{(g\beta)^{\oplus},\rho,\nu,h_{paroi},L,(T_F-T_{ext}),k,Cp\right\}$	kg, m, s, K, J$^{\otimes}$	
9	5	4

$$\frac{\Delta T}{T_F-T_C}\left\{Gr=\frac{g\beta(T_F-T_{ext})L^3}{\nu^2},Pr=\frac{\nu\rho Cp}{k},Nu=\frac{h_{paroi}}{k/L}\right\} \qquad \textbf{(A-9)}$$

Dans le cas d'un réfrigérateur réel, on considère que la température moyenne de l'évaporateur lorsque le compresseur est en marche est de -10°C, et que la température de l'ambiance externe au réfrigérateur est de 20°C, ce qui nous donne un ΔT de 30°C. Le coefficient de transfert de la paroi vaut environ $h_{réel} \approx 0.46$ Wm^{-2}K^{-1}). Afin de respecter l'analogie de Grashoff, on devrait avoir, sur une maquette à l'échelle 3/4, un ΔT de 71°C (Eq. A-10) et un coefficient de transfert global de 0.63 Wm^{-2}K^{-1} (Eq. A-11). En effet, pour garder le même nombre de Grashoff :

$$\left|T_F-T_{ext}\right|_{maq}=\left|T_F-T_{ext}\right|_{réel}\times\left(\frac{L_{réel}}{L_{maq}}\right)^3=71°C \qquad \textbf{(A-10)}$$

$^{\oplus}$ g et β n'interviennent pas séparément mais ils interviennent par leur produit dans l'approximation de Boussinesq.

$^{\otimes}$ On néglige la dissipation d'énergie mécanique en chaleur, ce qui revient à distinguer l'énergie mécanique (kg m^2 s^2) et l'énergie thermique (J), sinon on a un nombre sans dimension supplémentaire : Brinkmann

Et pour garder le même nombre de Nusselt :

$$h_{paroi_maq} = h_{paroi_réel}\,\frac{L_{réel}}{L_{maq}} = 0.63\,Wm^{-2}K^{-1} \qquad \textbf{(A-11)}$$

Dans ce cas de figure, le coefficient h_{maq} exigé par l'analogie est de loin inférieur à celui du double vitrage proposé. Il semble impossible, en utilisant un double vitrage, de garder à la fois les mêmes nombres de Grashoff et de Nusselt.

<u>2ème cas</u> : L'échange avec l'extérieur est caractérisé par un seul paramètre : la densité de flux j_q

On considère le cas où l'on aurait une densité de flux de chaleur uniforme sur les parois 'chaudes', ceci est presque vrai pour un réfrigérateur réel car la résistance thermique de l'isolation est largement supérieure à la résistance des couches limites extérieurs et intérieurs à la paroi. Dans ce cas, l'échange avec l'extérieur est caractérisé par un seul paramètre : j_q

L'analyse dimensionnelle de notre problème nous donne :

Grandeurs intervenant	Unités	Nombre sans dimension
$\Delta T\{(g\beta),\rho,\nu,h_{paroi},L,j_q,k,Cp\}$	Kg, m, s, K, J	
8	5	3

$$\frac{\Delta T}{j_q L/k}\left\{ Gr = \frac{g\beta\left(j_q L/k\right)L^3}{\nu^2}, Pr = \frac{\nu\rho Cp}{k} \right\} \qquad \textbf{(A-12)}$$

Partant du fait que le nombre de Grashoff est constant ;

$$j_q L^4 = cst \quad \rightarrow \quad \left(j_q L^4\right)_{maq} = \left(j_q L^4\right)_{réel} \qquad \textbf{(A-13)}$$

Pour maquette à 75% de réduction,

$$j_{q_maq} = j_{q_réel}\left(\frac{L_{réel}}{L_{maq}}\right)^4 = 3.16 \times j_{q_réel} \qquad \textbf{(A-14)}$$

Si on suppose que $T_{C_réel} = 5°$ C et $T_{ext} = 20°$C, alors

$$j_{q_réel} = 7.0\,Wm^{-2} \qquad \textbf{(A-15)}$$

$$j_{q_maq} = j_{q_réel}\left(\frac{L_{réel}}{L_{maq}}\right)^4 = 22.3\,Wm^{-2} \qquad \textbf{(A-16)}$$

Avec le double vitrage ($h_{maq} \approx$ 2.31 $Wm^{-2}K^{-1}$), plutôt qu'une isolation de réfrigérateur ($h_{réel} \approx$ 0.47 $Wm^{-2}K^{-1}$) et avec des écarts de température (T_C - T_{ext}) du même ordre, on pourrait effectivement tripler environ la densité de flux de chaleur moyenne à travers les parois. Mais

l'hypothèse d'une densité de flux uniforme ne serait pas bien vérifiée car le double vitrage présente une résistance thermique du même que les résistances externes et internes à la paroi. La répartition du flux de chaleur risquerait d'être différente dans la maquette (à double vitrage) que dans un réfrigérateur réel.

3ème cas : L'échange avec l'extérieur est caractérisé par un seul paramètre : la température de la paroi interne 'chaude' T_C

On considère le cas où l'on aurait une température uniforme de la paroi interne 'chaude' du réfrigérateur, cette hypothèse est presque vraie dans le cas de la maquette du réfrigérateur (T_C proche de T_{ext}) mais mal vérifiée dans un réfrigérateur réel.

L'analyse dimensionnelle de notre problème nous donne :

Grandeurs intervenant	Unités	Nombre sans dimension
$\Delta T\{(g\beta),\rho,\nu,h_{paroi},L,(T_F-T_C),k,Cp\}$	Kg, m, s, K, J	
8	5	3

$$\frac{\Delta T}{(T_F-T_C)}\left\{Gr=\frac{g\beta(T_F-T_C)L^3}{\nu^2},Pr=\frac{\nu\rho Cp}{k}\right\} \qquad \textbf{(A-17)}$$

Partant du fait que le nombre de Grashoff est constant :

$$(T_{C_maq}-T_{F_maq})L^3_{maq}=(T_{C_réel}-T_{F_réel})L^3_{réel} \qquad \textbf{(A-18)}$$

Aucune des approches n'est vraiment satisfaisante comme l'illustre les schémas suivants :

Figure A-3 : Positionnement du réfrigérateur réel et de la maquette par rapport aux cas 2 et 3

Figure A-4 : Positionnement de $T_{C_réel}$ et T_{C_maq} par rapport à la température interne moyenne de l'air (dans la maquette ou le réfrigérateur) et la température externe

De plus, les approches 2 et 3 font intervenir des variables non contrôlées directement (j_q et T_C) qui sont reliées par la relation :

$$j_q=h_{paroi}(T_{ext}-T_C) \qquad \textbf{(A-19)}$$

En combinant les équations A-13, A-18 et A-19, on obtient :

$$h_{paroi_maq}\left(T_{ext_maq}-T_{C_maq}\right)L^4{}_{maq}=h_{paroi_réel}\left(T_{ext_réel}-T_{C_réel}\right)L^4{}_{réel} \quad \textbf{(A-20)}$$

$$h_{paroi_maq}\left(\left(T_{ext_maq}-T_{F_maq}\right)-\left(T_{C_maq}-T_{F_maq}\right)\right)L^4{}_{maq}=h_{paroi_réel}\left(T_{ext_réel}-T_{F_réel}-\left(T_{C_réel}-T_{F_réel}\right)\right)L^4{}_{réel} \quad \textbf{(A-21)}$$

$$h_{paroi_maq}\left(\left(T_{ext_maq}-T_{F_maq}\right)-\left(T_{C_réel}-T_{F_réel}\right)\frac{L^3{}_{réel}}{L^3{}_{maq}}\right)\frac{L^4{}_{maq}}{L^4{}_{réel}}=h_{paroi_réel}\left(T_{ext_réel}-T_{C_réel}\right) \quad \textbf{(A-22)}$$

Partant des valeurs caractéristiques suivantes :

h_{paroi_maq} =2.3 $Wm^{-2}K^{-1}$; $h_{paroi_réel}$ =0.47 $Wm^{-2}K^{-1}$; $T_{ext_maq}=T_{ext_.réel}$ = 20°C ;
$T_{C_maq}=T_{p_Int_réel}$ = 10°C ; $T_{F_maq}=T_{f_réel}$ = -10°C

Il est alors possible de déterminer le rapport de réduction de la maquette :

$$R_{red}=\frac{L_{maq}}{L_{réel}} \quad \textbf{(A-23)}$$

L'equation A-22 devient :

$$69R_{red}^4-46R_{red}-4.7=0 \quad \textbf{(A-24)}$$

On trouve R_{red} = 0.9 ;

Finalement, nous n'avons pas retenu cette approche car la répartition du flux de chaleur (de l'extérieur vers l'enceinte) aurait été différente dans la maquette, ce qui risquait de modifier l'allure des écoulements et des champs de température.

Nous avons préféré utiliser une maquette à l'échelle 1 isolée de façon équivalente à un réfrigérateur réel en ajoutant au double vitrage une couche d'isolant (qui est retiré localement pour permettre les mesures PIV)

Annexe II-4 : Illustration du principe de l'intercorrélation des images

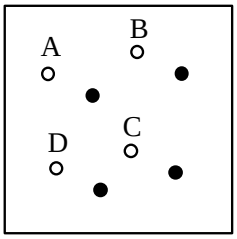
Il s'agit de traiter des couples d'images (donnés par la caméra CCD) afin d'obtenir le champ de vitesse instantanée dans le plan étudié.

Les images issues de la caméra sont divisées en petites fenêtres élémentaires carrées, appelées aires d'interrogation. Plusieurs dimensions sont possibles : 16, 32, 64 ou 128 pixels. Pour nos mesures, il s'est avéré que la taille optimale d'une aire d'interrogation était de 64 pixels. Notons que le nombre optimal de particules dans une aire d'interrogation doit être compris entre 5 et 10. (Lartigue (1999))

La mesure des similitudes entre 2 images successives de l'écoulement est calculée par une intercorrélation. Cette intercorrélation sur le déplacement des particules est effectuée pour chaque aire d'interrogation.

Nous allons illustrer cette méthode par un exemple simplifié. Considérons le déplacement de 4 particules dans une aire d'interrogation. La figure A-5 représente les

positions initiales et finales. Le traitement consiste à mesurer tous les déplacements possibles de chaque particule.

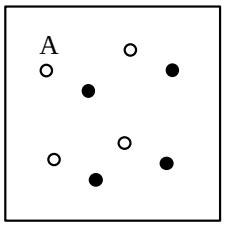


○ particule de la première image

● particule de la deuxième image

Figure A-5 : positions initiales et finales de particules dans une aire d'interrogation

Considérons tout d'abord la particule A : elle peut avoir 4 déplacements différents. Le schéma de droite de la figure A-6 représente ces 4 possibilités et quantifie le nombre de fois où elles se produisent. Dans ce premier cas bien sûr, les 4 déplacements sont tous différents et ne se produisent qu'une fois chacun.



○ particule de la première image

● particule de la deuxième image

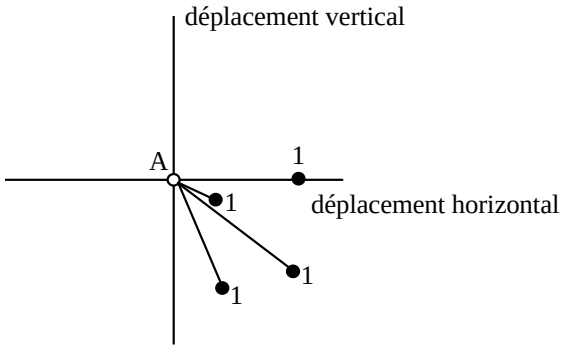
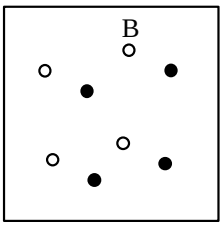


Figure A-6 : déplacements possibles pour la particule A

Etudions maintenant la particule B. Elle a également 4 déplacements possibles. En reproduisant ces déplacements sur le même graphe que celui représentant ceux de la particule A, nous pouvons constater que l'un d'eux est commun aux deux particules (Fig. A-7).



○ particule de la première image

● particule de la deuxième image

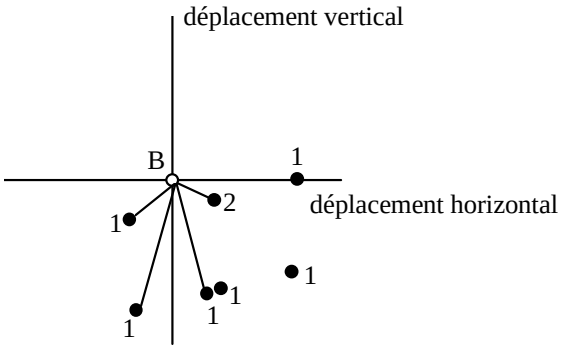


Figure A-7 : déplacements possibles pour la particule B

Nous raisonnons de même avec les particules C (Fig. A-8) et D (Fig. A-9) et nous retrouvons toujours le même déplacement le plus probable parmi les 4 possibles.

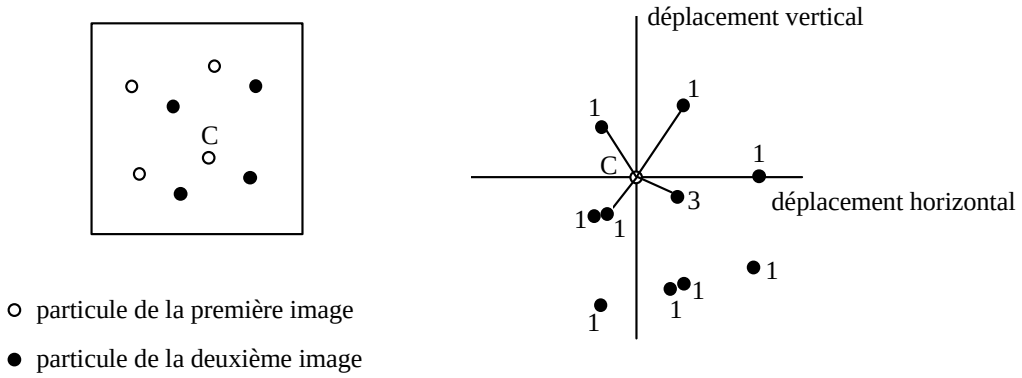


Figure A-8 : déplacements possibles pour la particule C

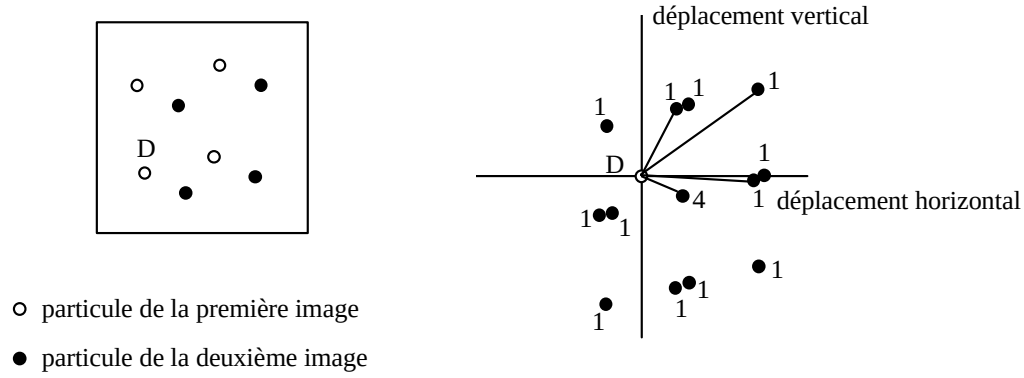


Figure A-9 : déplacements possibles pour la particule D

La figure A-10 synthétise tous les déplacements possibles. Il apparaît qu'un déplacement est représenté quatre fois. Il correspond au déplacement le plus probable dans l'aire d'interrogation considérée. Les autres déplacements possibles ont été trouvés deux fois ou une fois. Ils constituent un bruit de la mesure.

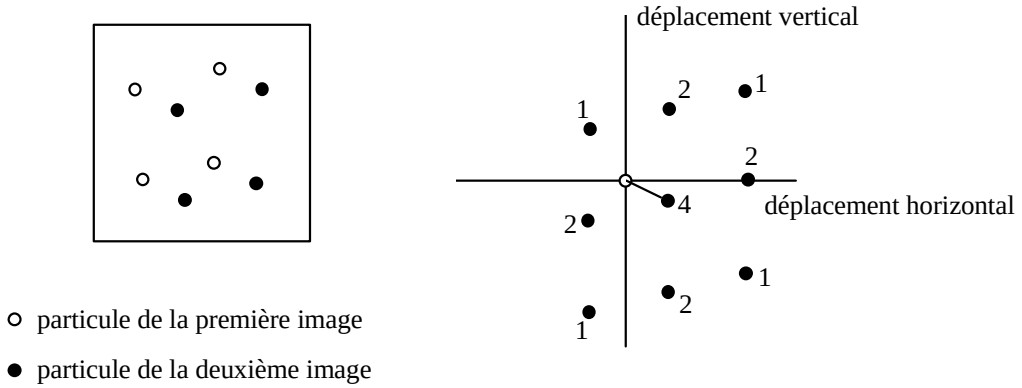


Figure A-10 : synthèse des déplacements possibles dans l'aire d'interrogation

Ainsi, le déplacement des particules est maintenant déterminé. La vitesse instantanée est facilement déduite dans l'aire d'interrogation, connaissant l'intervalle de temps entre les 2

images et le facteur de grossissement de la caméra. Ce dernier représente le rapport entre la dimension de l'image photographiée et l'objet étudié. En réitérant ce traitement pour chacune des aires, le champ vectoriel complet est obtenu.

Validation des vecteurs vitesse

Pour retenir un vecteur vitesse, 2 traitements sont proposés :

- Hauteur du pic d'intercorrélation (Rapport signal sur bruit : RSB): le pic correspondant au déplacement le plus probable des particules doit bien émerger du bruit environnant. Dans notre cas, nous avons fixé le critère RSB à 2.
- Gamme de vitesse : si l'on connaît a priori la gamme de vitesse dans laquelle se situe l'écoulement étudié, il est commode d'imposer des valeurs limites et d'éliminer ainsi les valeurs aberrantes. Nous n'avons pas utilisé ce critère.

Annexe II-5 : Photos des dispositifs expérimentaux

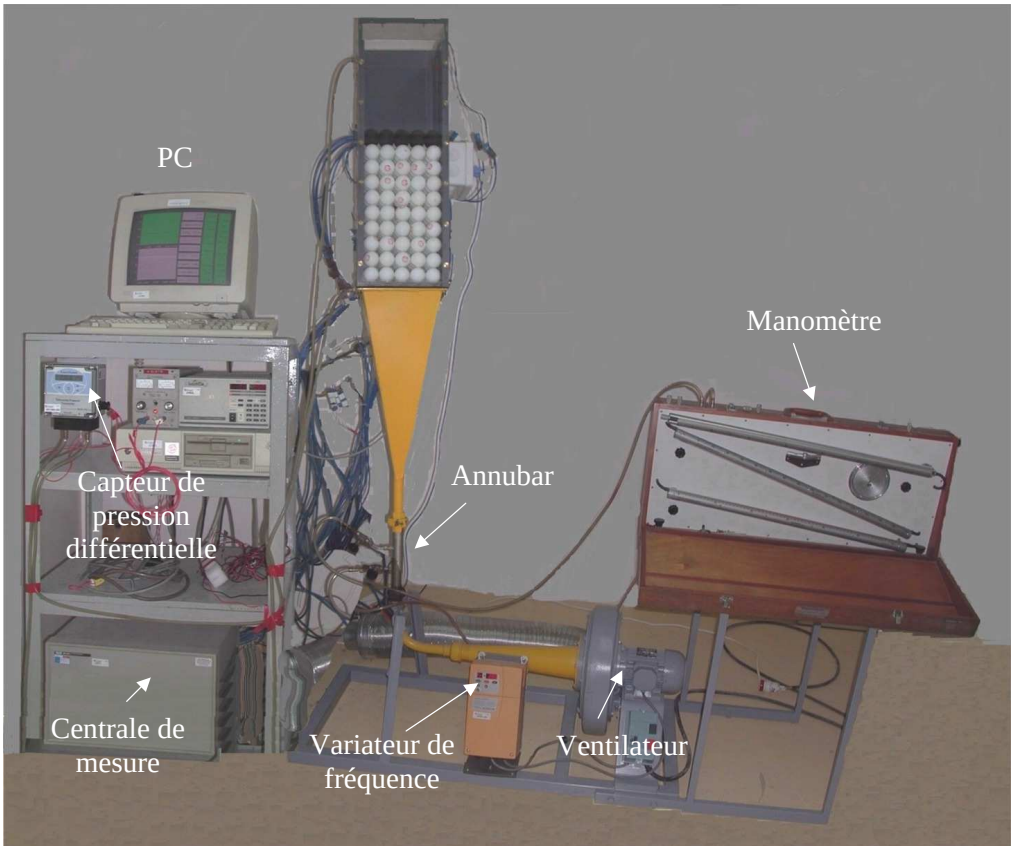


Figure A-11 : Dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation des différents modes d'échange dans un empilement ordonné de sphères

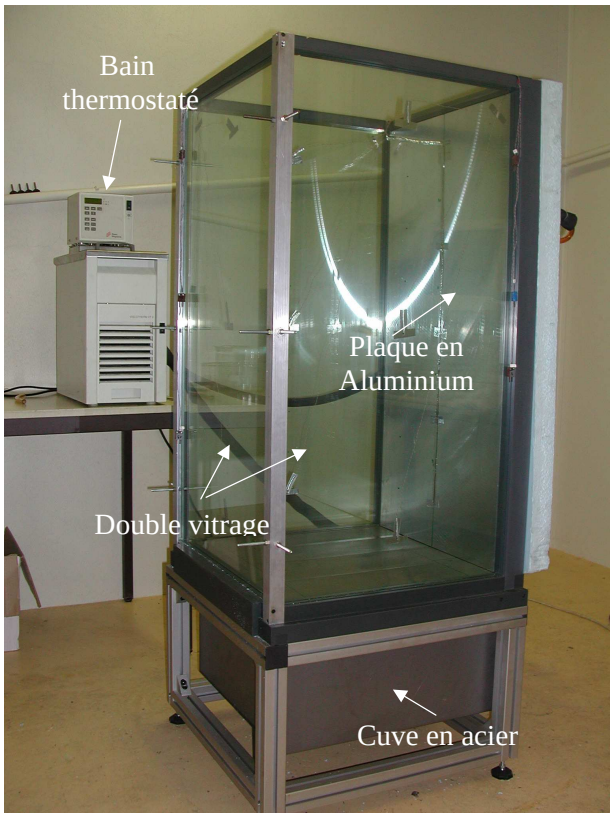
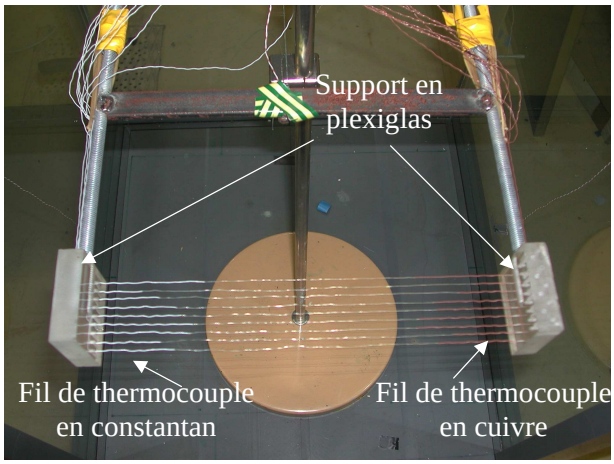


Figure A-12 : Maquette de réfrigérateur vide



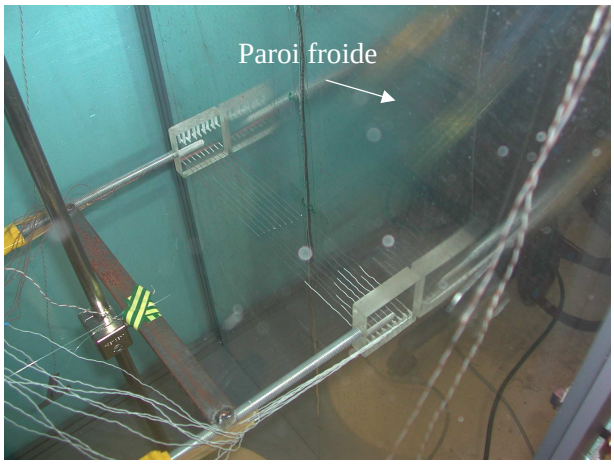


Figure A-13 : Dispositif expérimental pour mesurer les températures sur la couche limite thermique

Figure A-14 : Dispositif expérimental pour la mesure de la température d'air dans la maquette vide

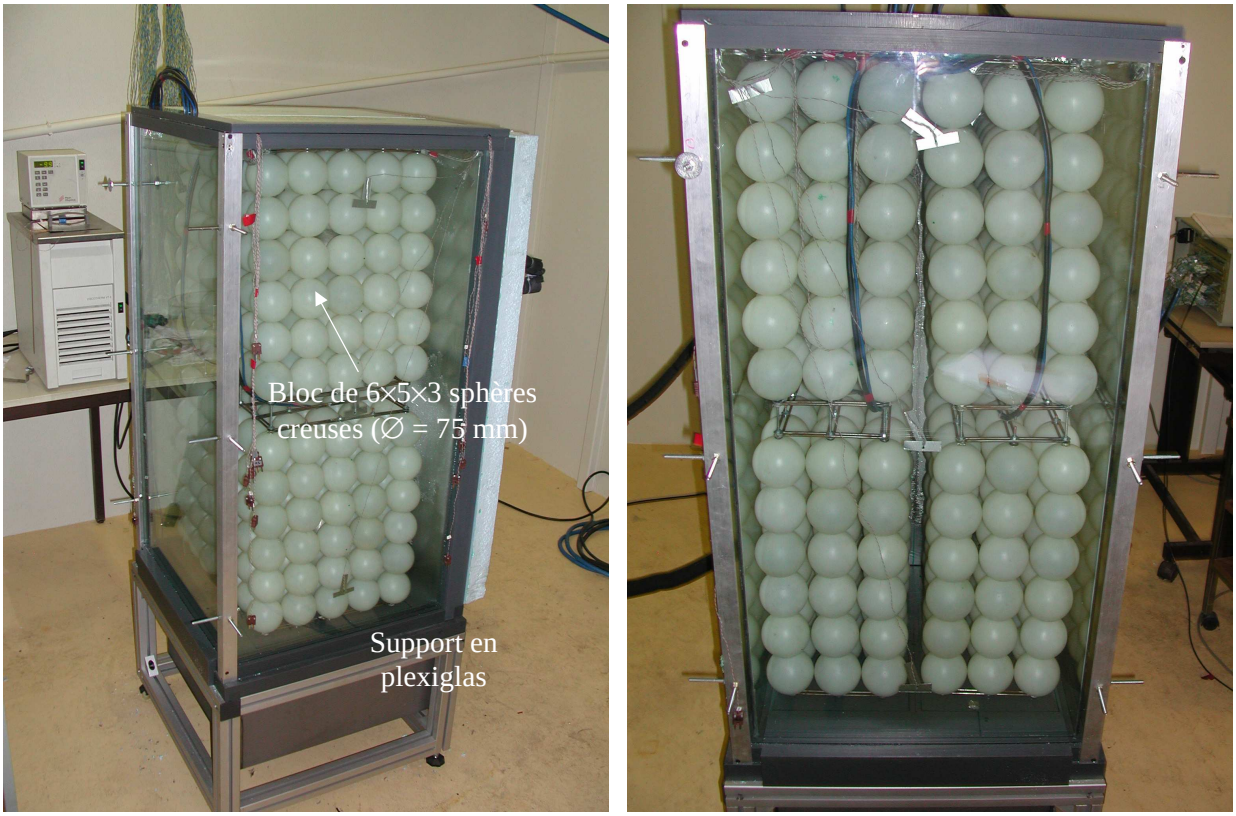


Figure A-15 : Dispositif expérimental pour la mesure de la température d'air dans la maquette remplie avec quatre blocs de 6×5×3 de sphères creuses

Figure A-16 : Dispositif expérimental pour la mesure de la température d'air et à cœur des produits - Maquette partiellement remplie de sphères en gel (empilement de 6×6×5 sphères en gel)

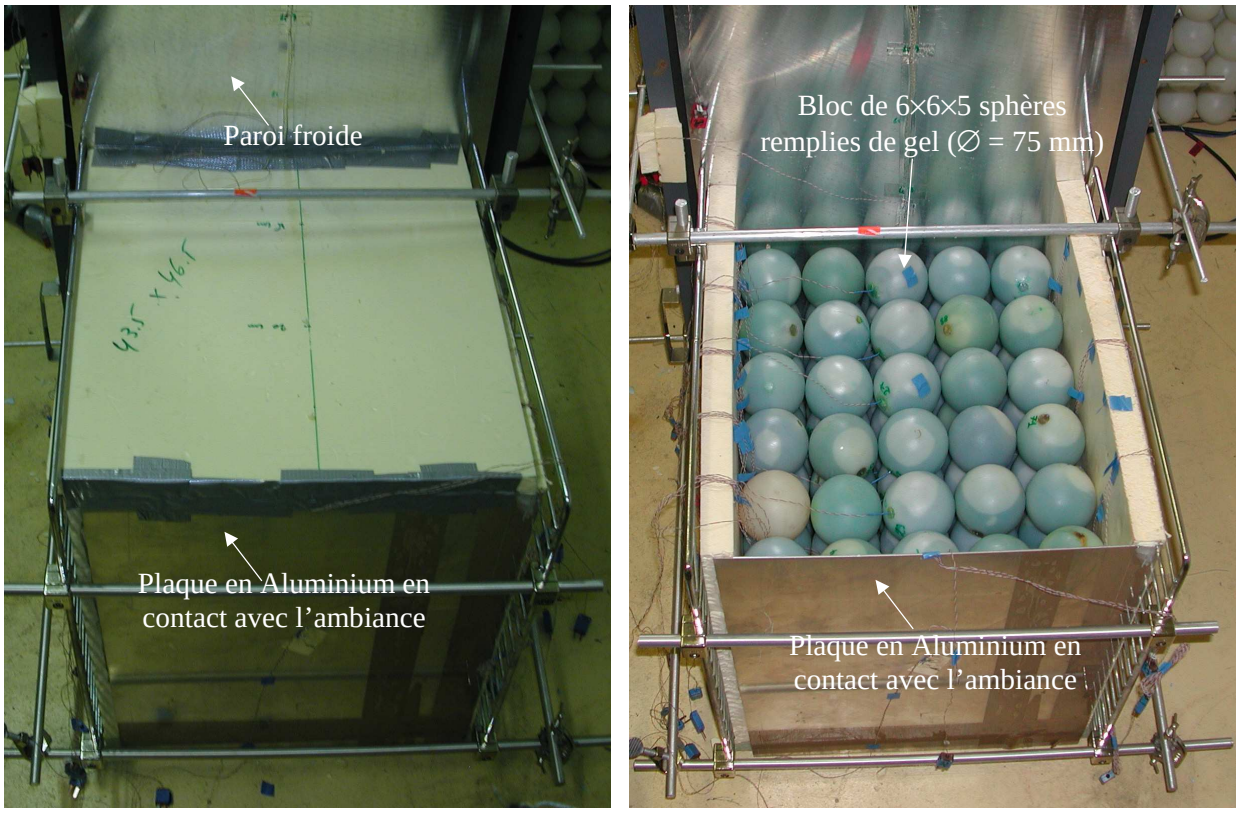


Figure A-17 : Dispositif expérimental pour la mesure de la température d'air et à cœur des produits - Enceinte parallélépipédique complètement remplie de sphères en gel (empilement de 6×6×5 sphères en gel)

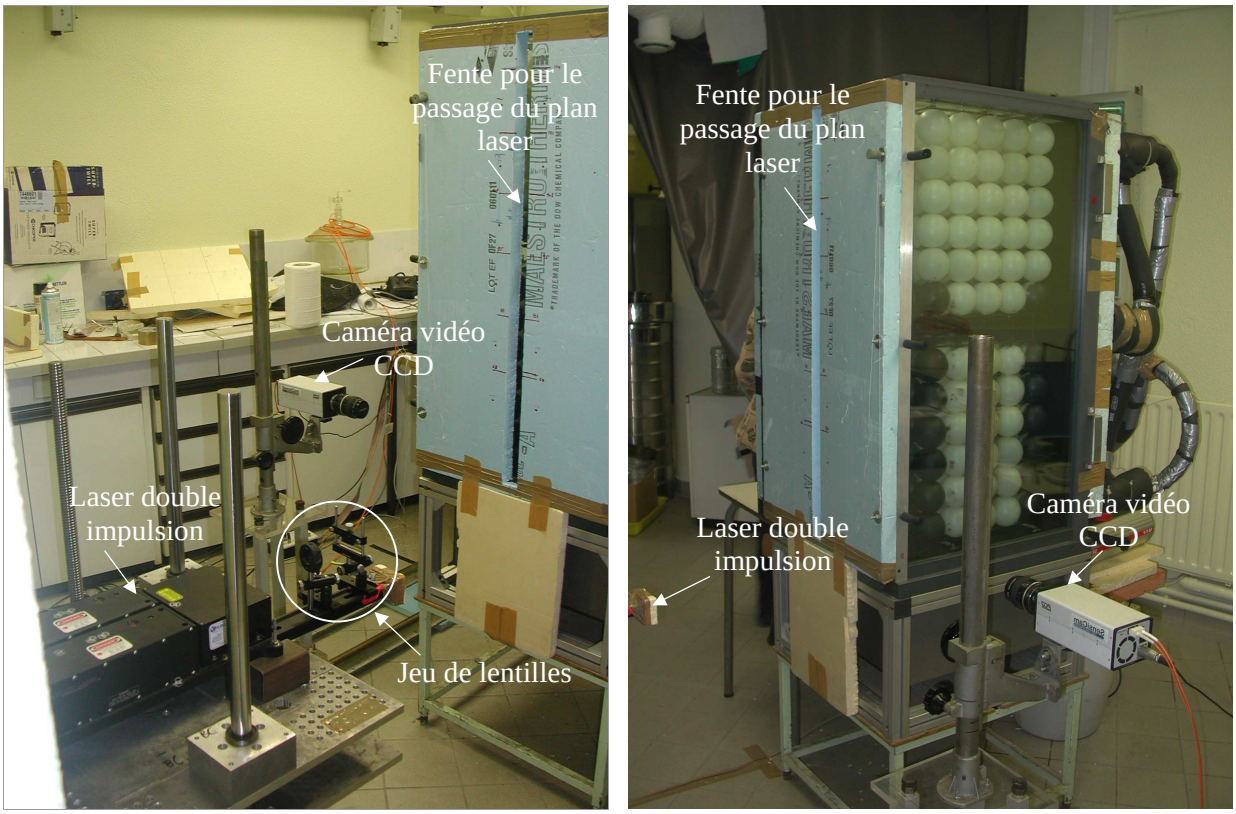


Figure A-18 : Dispositif expérimental de vélocimétrie par images de particules

Annexe III-1 : Mesure du coefficient global d'isolation des parois d'un réfrigérateur ménager h_{glob}

La méthode consiste à placer une résistance chauffante dans un réfrigérateur débranché porte fermée. Le réfrigérateur étant placé dans une cellule à température contrôlée (T_{ext} =8°C). La puissance de chauffe est réglée de telle sorte que la température moyenne de l'air à l'intérieur du réfrigérateur soit maintenue constante (T_{int} = 33°C). Cette puissance de chauffe compense donc les déperditions de chaleur vers l'ambiance externe. Une fois que le régime stationnaire est atteint (environ 12h), on mesure la puissance de chauffe ($\dot{Q}$), la température de l'air à l'intérieur (T_{int}) et à l'extérieur du réfrigérateur (T_{ext}).

Le coefficient de transmission (h_{glob}) vaut alors :

$$h_{glob} = \frac{\dot{Q}}{A_{moy}\left(T_{ext} - T_{int}\right)} \qquad \textbf{(A-25)}$$

avec A_{moy} est la surface moyenne de réfrigérateur définie comme suit :

$$A_{moy} = \sqrt{A_{ext} \times A_{int}} \qquad \textbf{(A-26)}$$

A_{ext} : surface externe du réfrigérateur, [m^2]

A_{int} : surface interne du réfrigérateur, [m^2]

Annexe IV-1 : Mesures PIV – Cas de la maquette vide

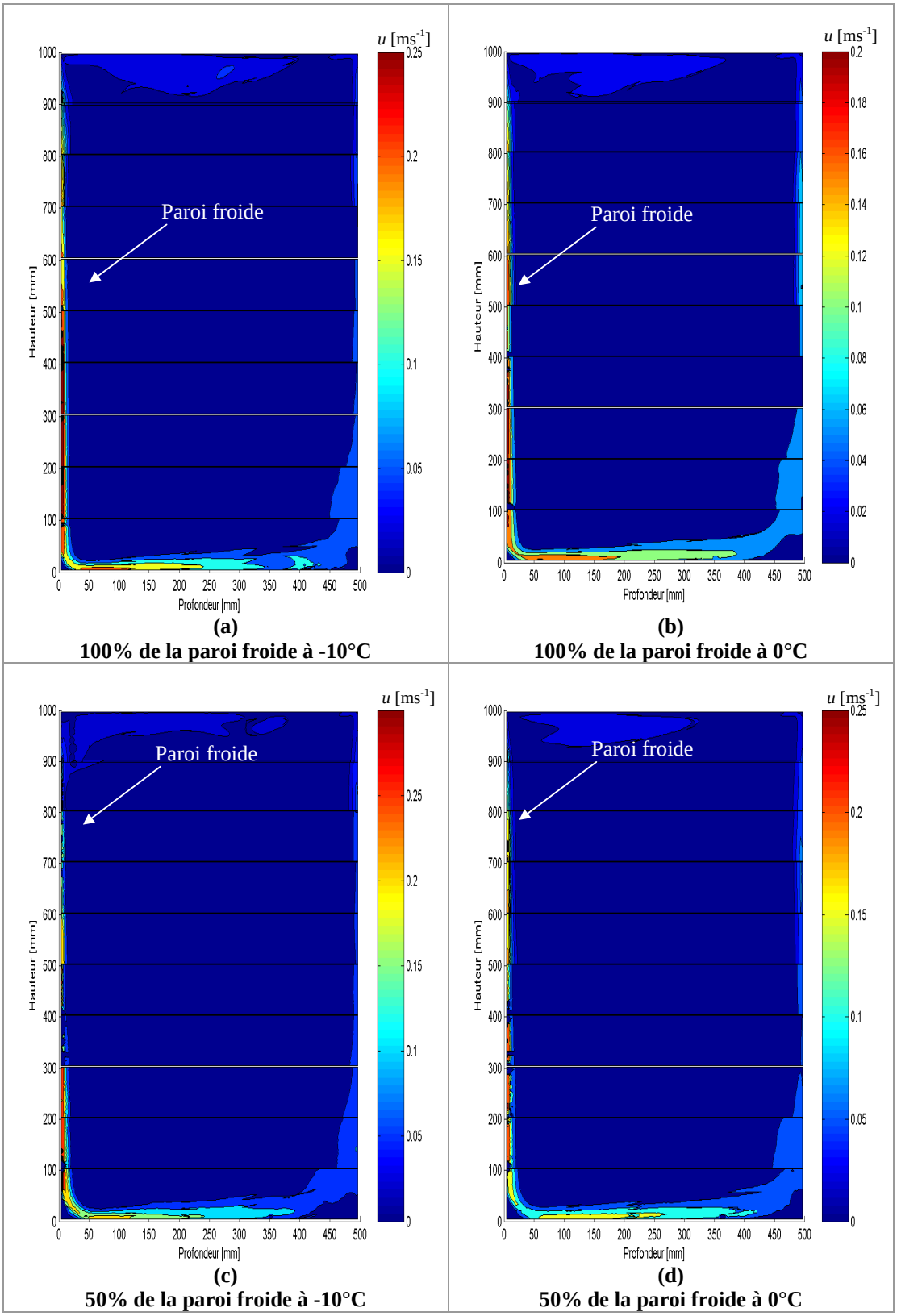


Figure A-19 : Norme de la vitesse sur le plan de symétrie de la maquette vide ; (a) 100% de la paroi froide maintenue à -10°C ; (b) 100% de la paroi froide maintenue à 0°C ; (c) 50% de la paroi froide maintenue à -10°C ; (d) 50% de la paroi froide maintenue à 0°C ;

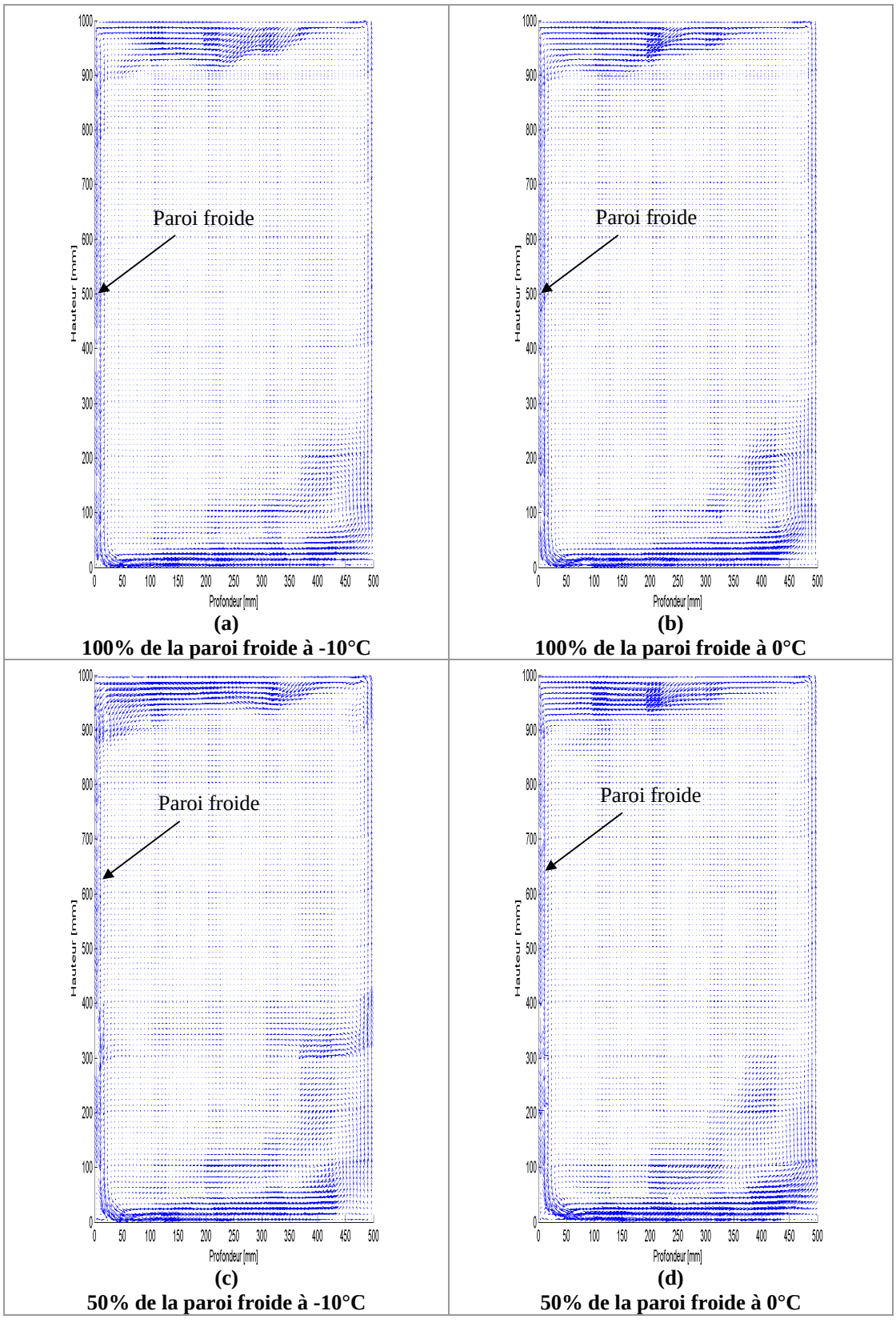


Figure A-20 : Champ de vitesse sur le plan de symétrie de la maquette vide, (a) 100% de la paroi froide maintenue à -10°C ; (b) 100% de la paroi froide maintenue à 0°C ; (c) 50% de la paroi froide maintenue à -10°C ; (d) 50% de la paroi froide maintenue à 0°C ;

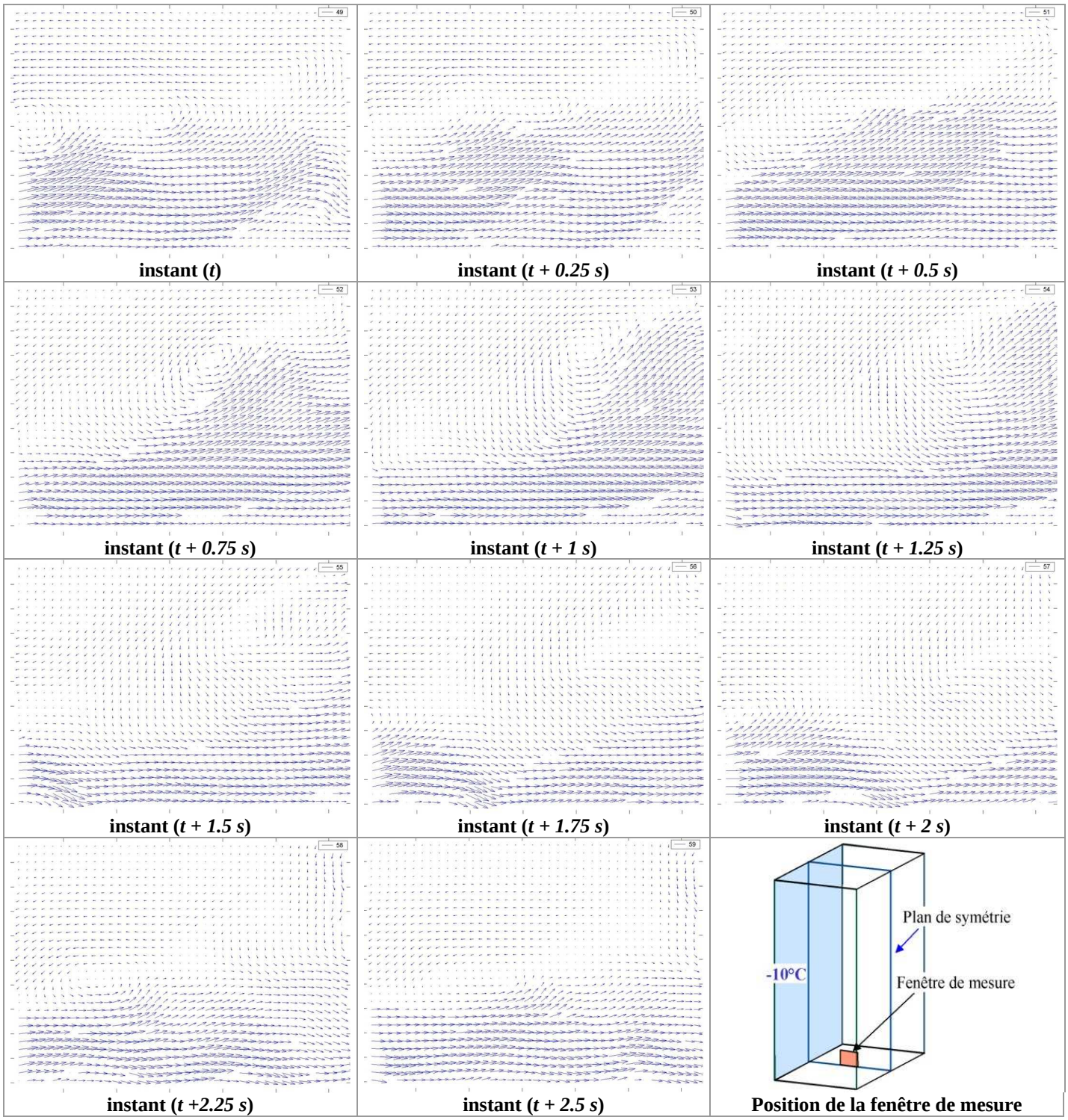


Figure A-21 : Exemple de champ instantané de vitesse sur une fenêtre de mesure PIV (Position de la fenêtre de mesure : Profondeur entre 20 cm et 33.2 cm ; Hauteur entre 0 et 10.6 cm) - Cas de la maquette vide avec 100% de la paroi froide maintenue à -10°C , ($u_{max} \approx 0.12$ m s^{-1})

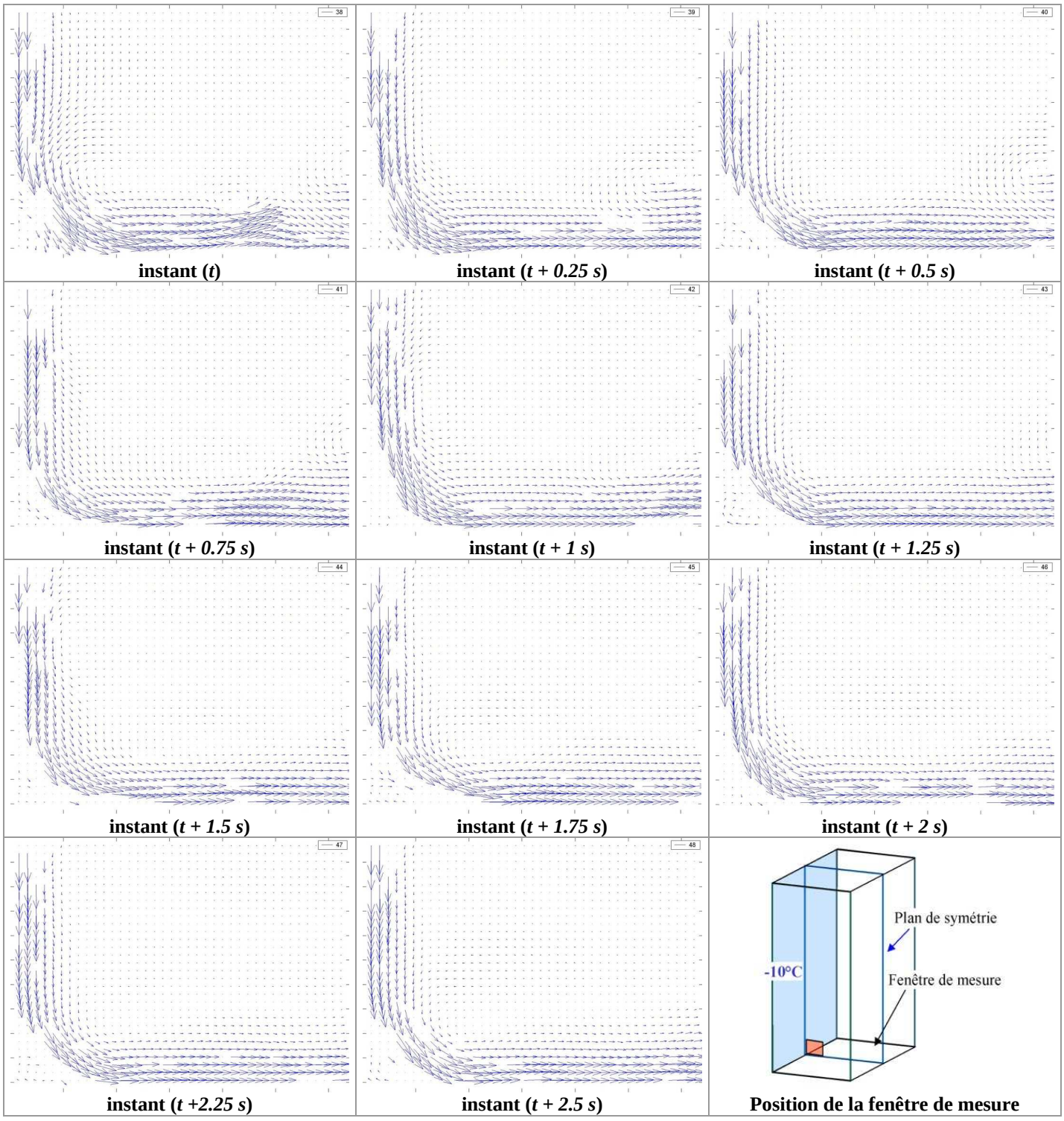


Figure A-22 : Exemple de champ instantané de vitesse sur une fenêtre de mesure PIV (Position de la fenêtre de mesure : Profondeur entre 0 cm et 13.2 cm ; Hauteur entre 0 et 10.6 cm) - Cas de la maquette vide avec 100% de la paroi froide maintenue à -10°C, ($u_{max} \approx 0.25$ m s^{-1})

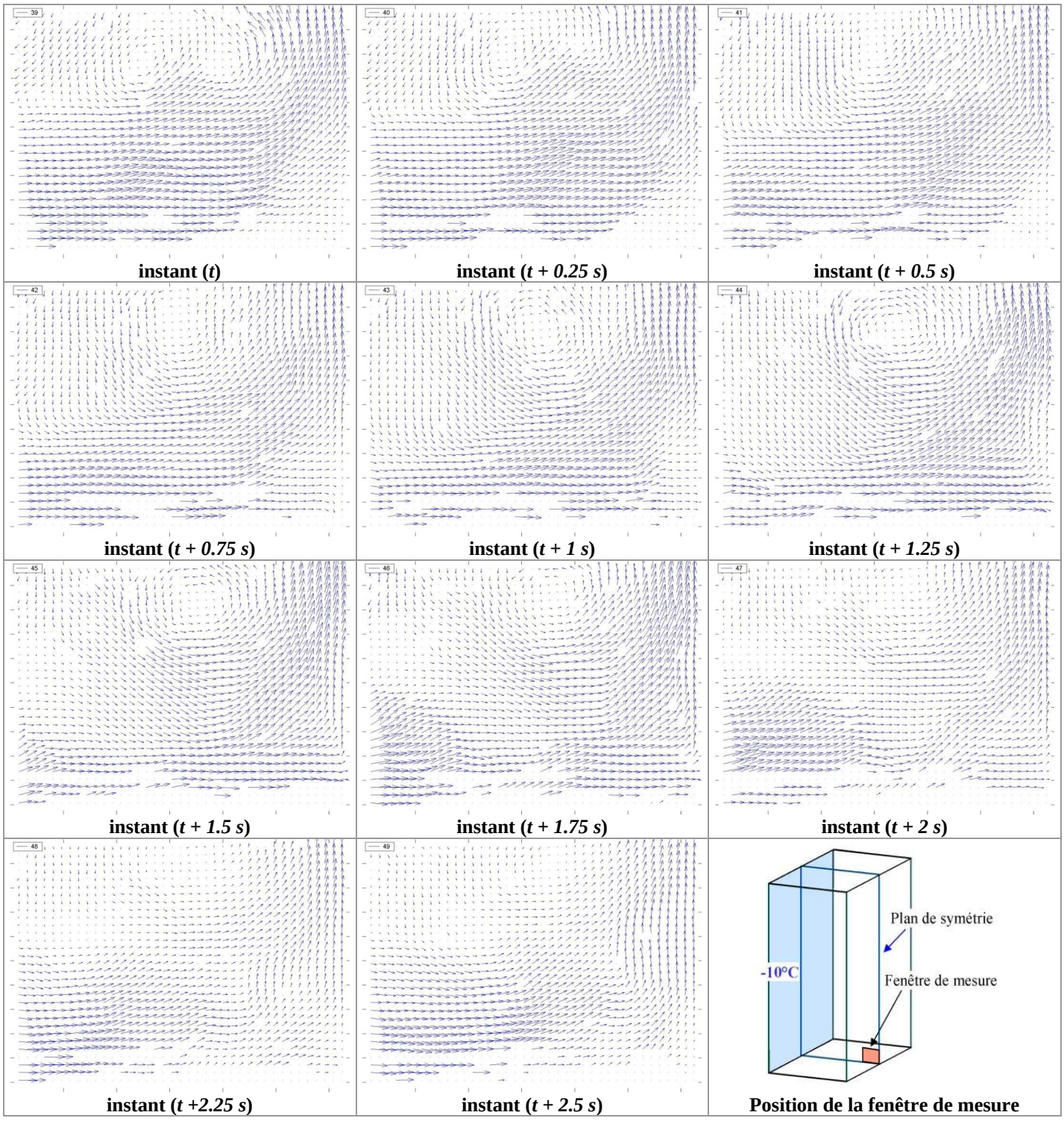
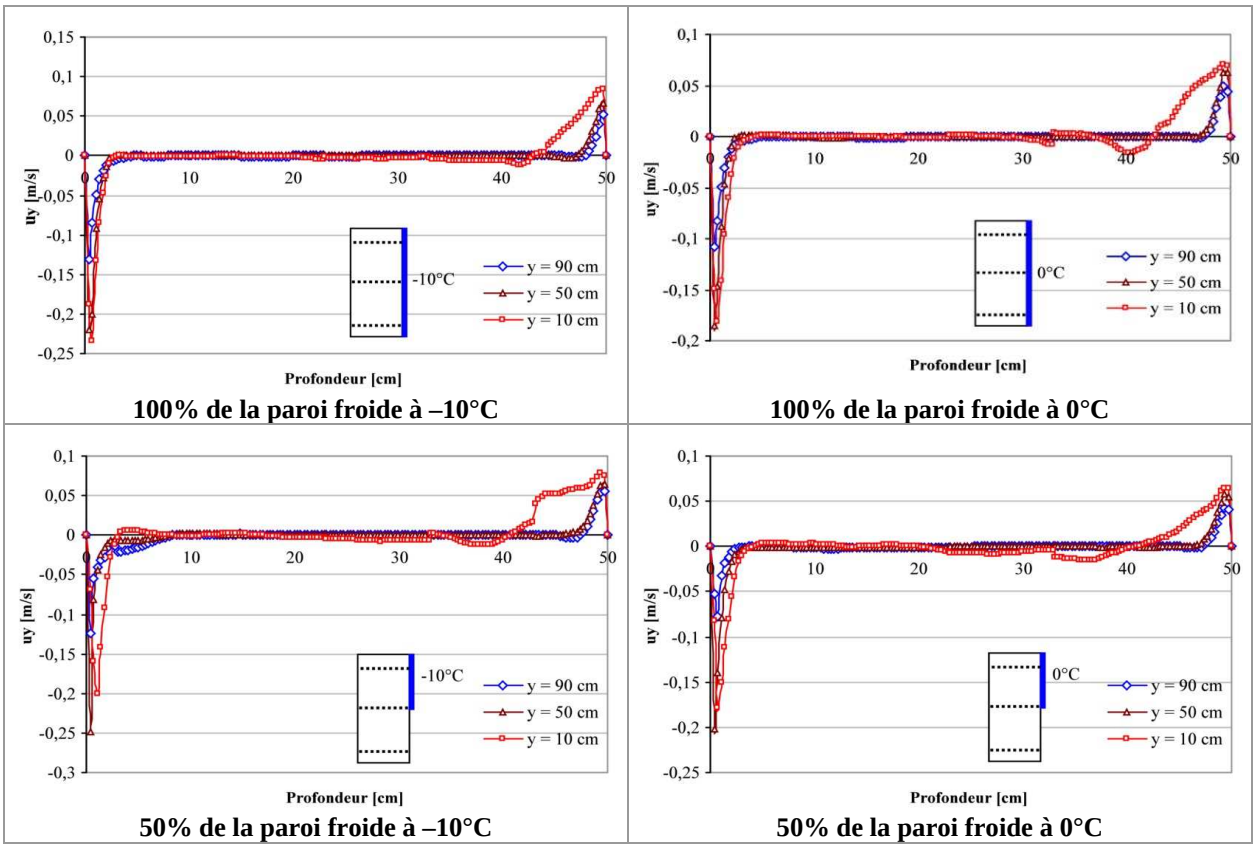


Figure A-23 : Exemple de champ instantané de vitesse sur une fenêtre de mesure PIV (Position de la fenêtre de mesure : Profondeur entre 36.8 cm et 50 cm ; Hauteur entre 0 et 10.6 cm) - Cas de la maquette vide avec 100% de la paroi froide maintenue à -10°C, ($u_{max} \approx 0.13$ m s^{-1})

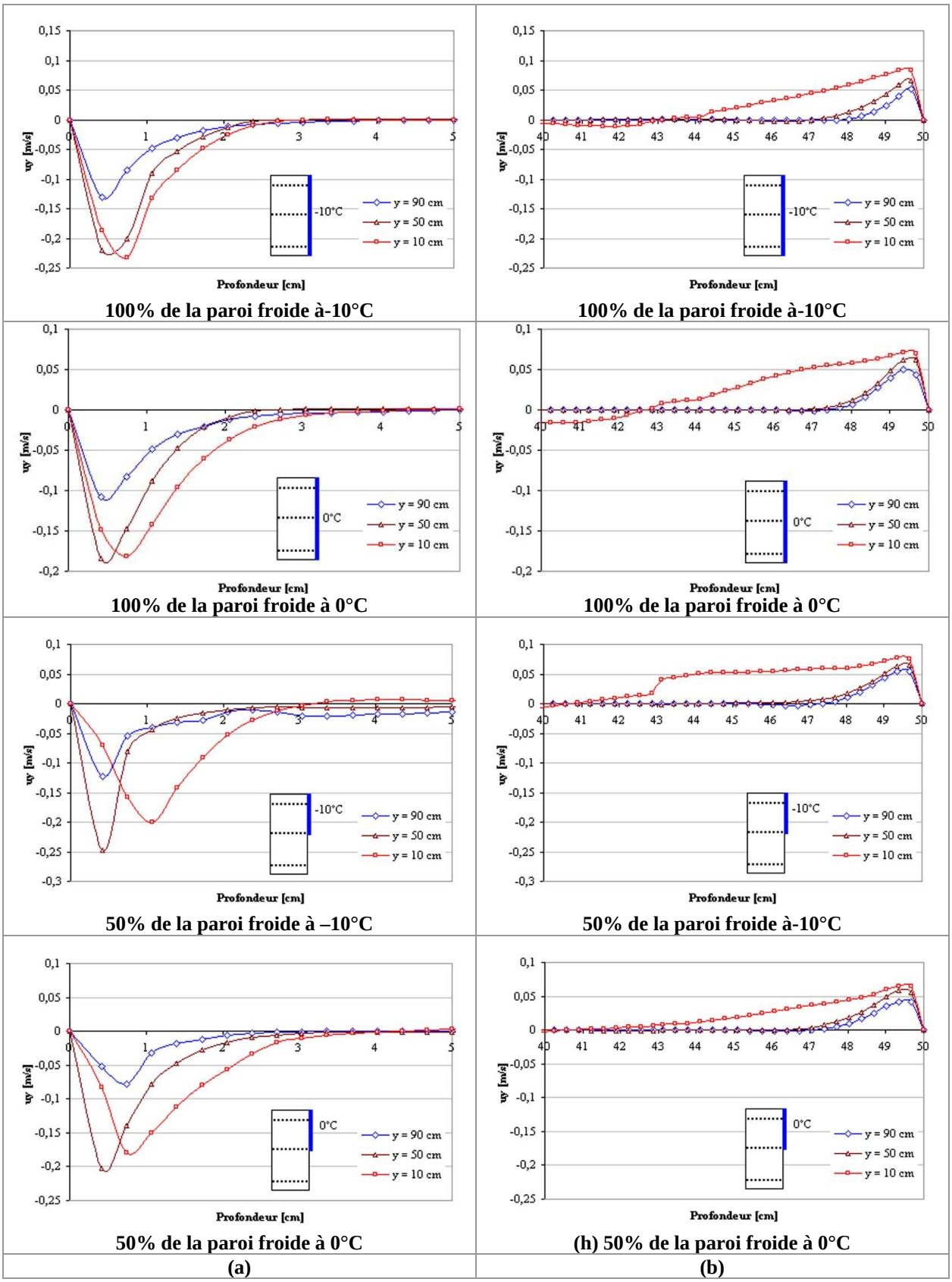
Annexe IV-2 : Comparaison expérimentale des profils horizontaux de la vitesse-Cas de la maquette vide



100% de la paroi froide à –10°C | **100% de la paroi froide à 0°C**

50% de la paroi froide à –10°C | **50% de la paroi froide à 0°C**

Figure A-24 : Profil horizontal de la vitesse (u_y) sur trois hauteurs différentes (y = 10 cm, y = 50 cm et y = 90cm) sur le plan de symétrie de la maquette vide



100% de la paroi froide à-10°C | 100% de la paroi froide à-10°C

100% de la paroi froide à 0°C | 100% de la paroi froide à 0°C

50% de la paroi froide à –10°C | 50% de la paroi froide à-10°C

50% de la paroi froide à 0°C | (h) 50% de la paroi froide à 0°C

(a) | (b)

Figure A-25 : Couche limite hydrodynamique à différentes hauteurs sur le plan de symétrie de la maquette vide (a) Couche limite côté paroi froide ; (b) Couche limite côté paroi vitrée (face à la paroi froide)

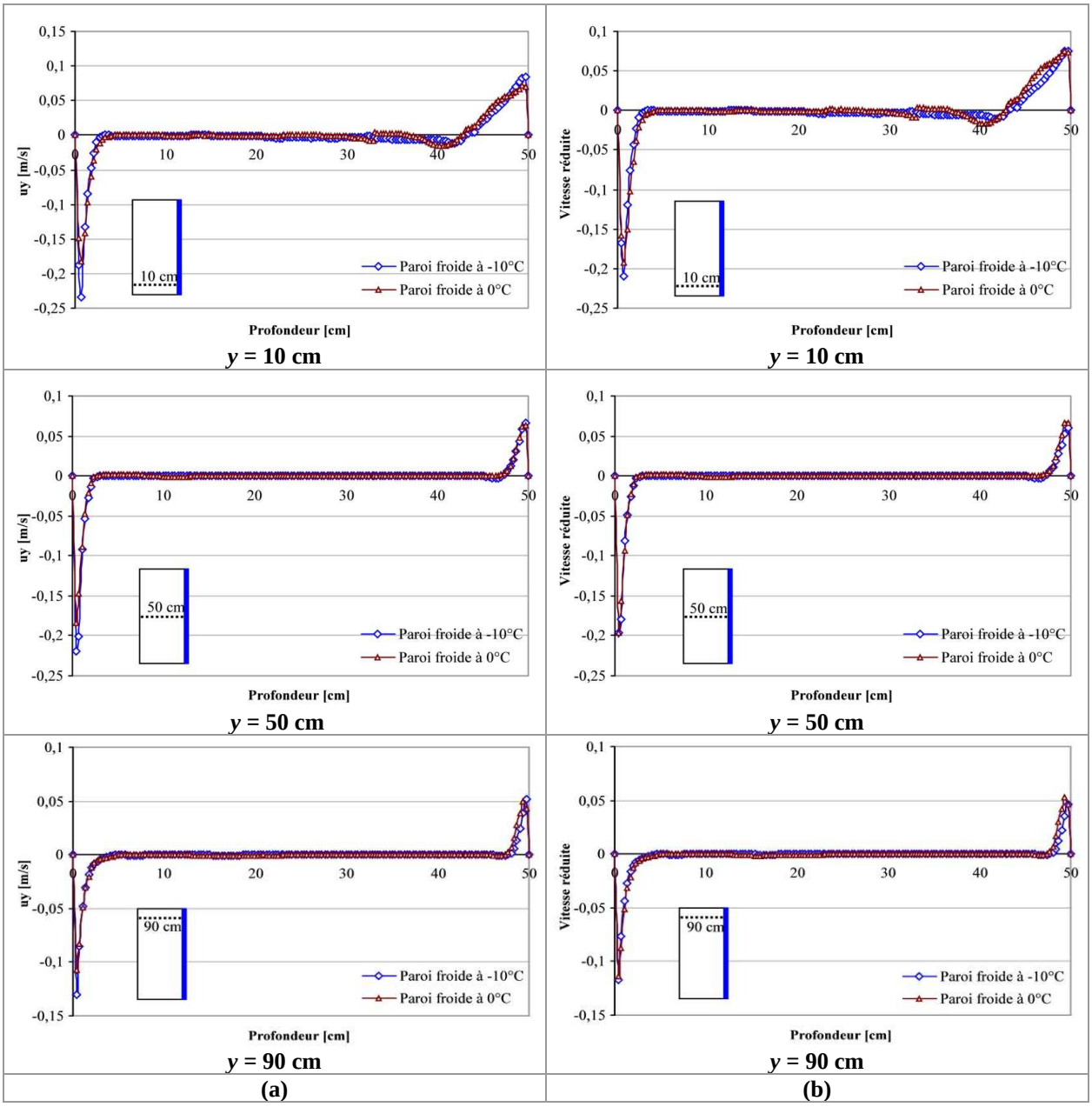


Figure A-26 : Profil horizontal de la vitesse (u_y) pour les deux températures de la paroi froide (-10°C et 0°C) - Totalité de la surface froide utilisée ; (a) Vitesse en fonction de la profondeur ; (b) Vitesse réduite en fonction de la profondeur

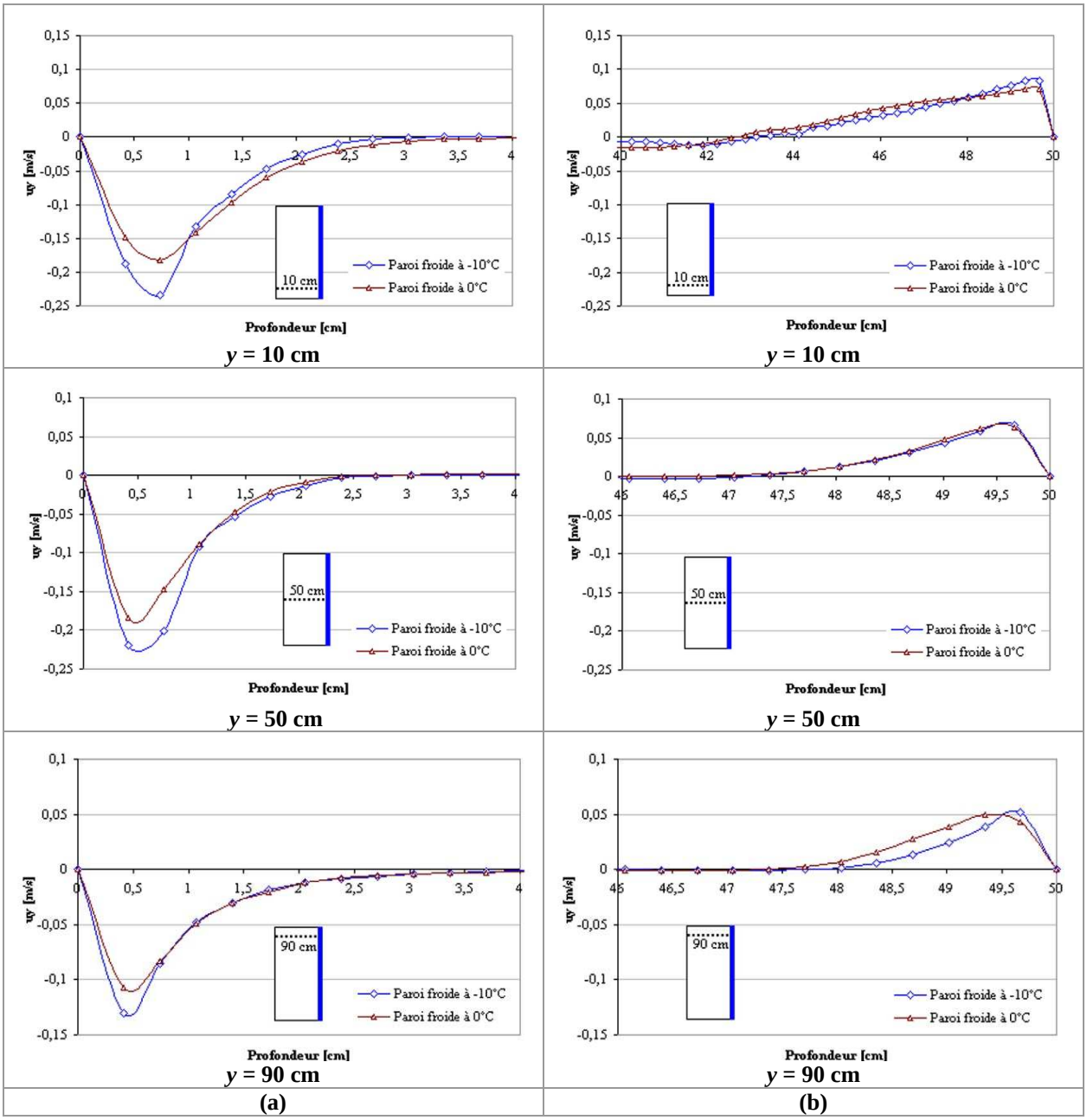


Figure A-27 : Couche limite hydrodynamique à différentes hauteurs sur le plan de symétrie de la maquette vide- Deux températures de la paroi froide (-10°C et 0°C) - Totalité de la surface froide utilisée (a) Couche limite côté paroi froide; (b) Couche limite côté paroi vitrée

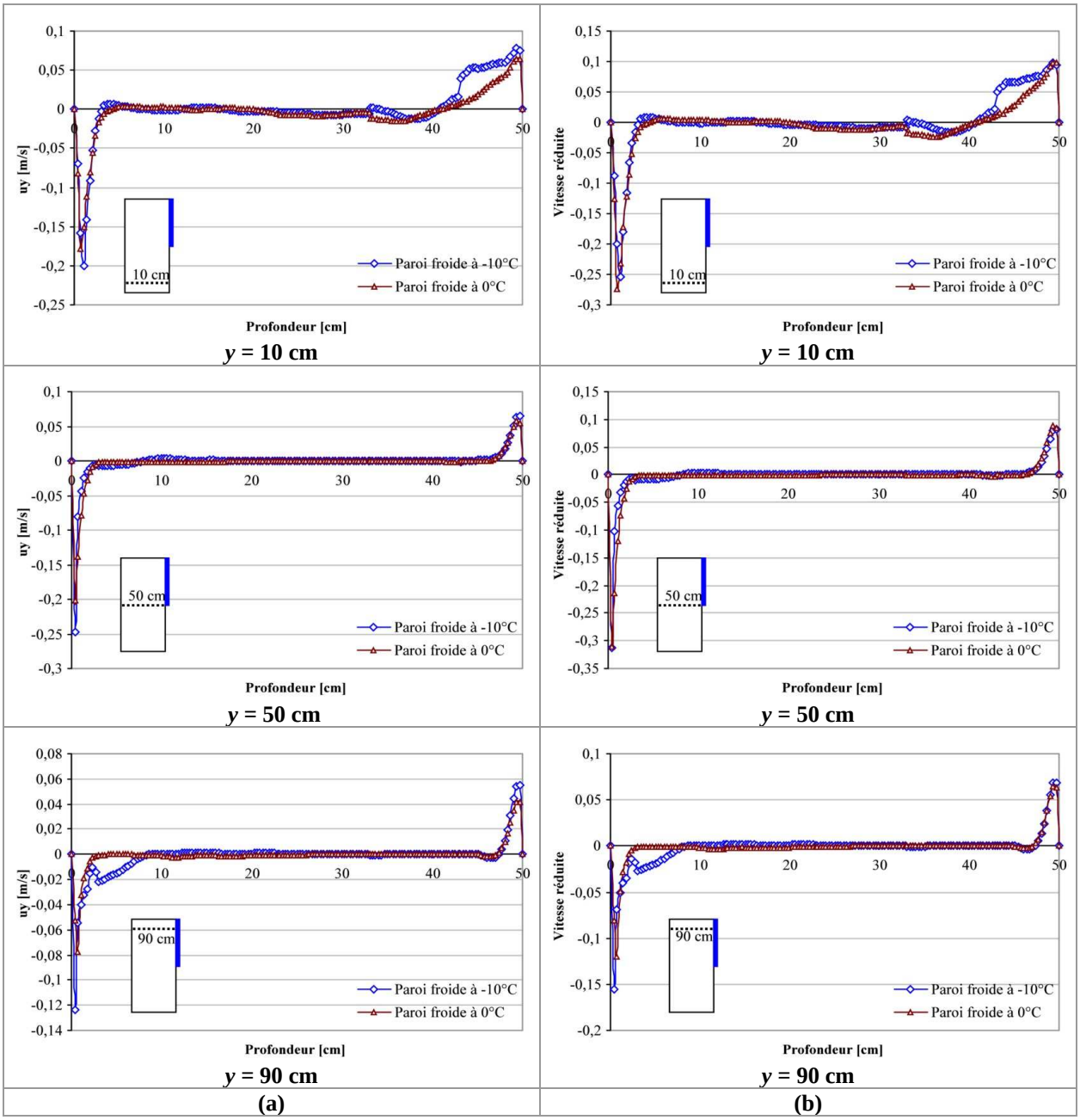


Figure A-28 : Distribution de la couche limite hydrodynamique pour les deux températures de la paroi froide (-10°C et 0°C) -Maquette vide –Moitié supérieure de la surface froide utilisée ; (a) Vitesse en fonction de profondeur ; (b) Vitesse réduite en fonction de profondeur

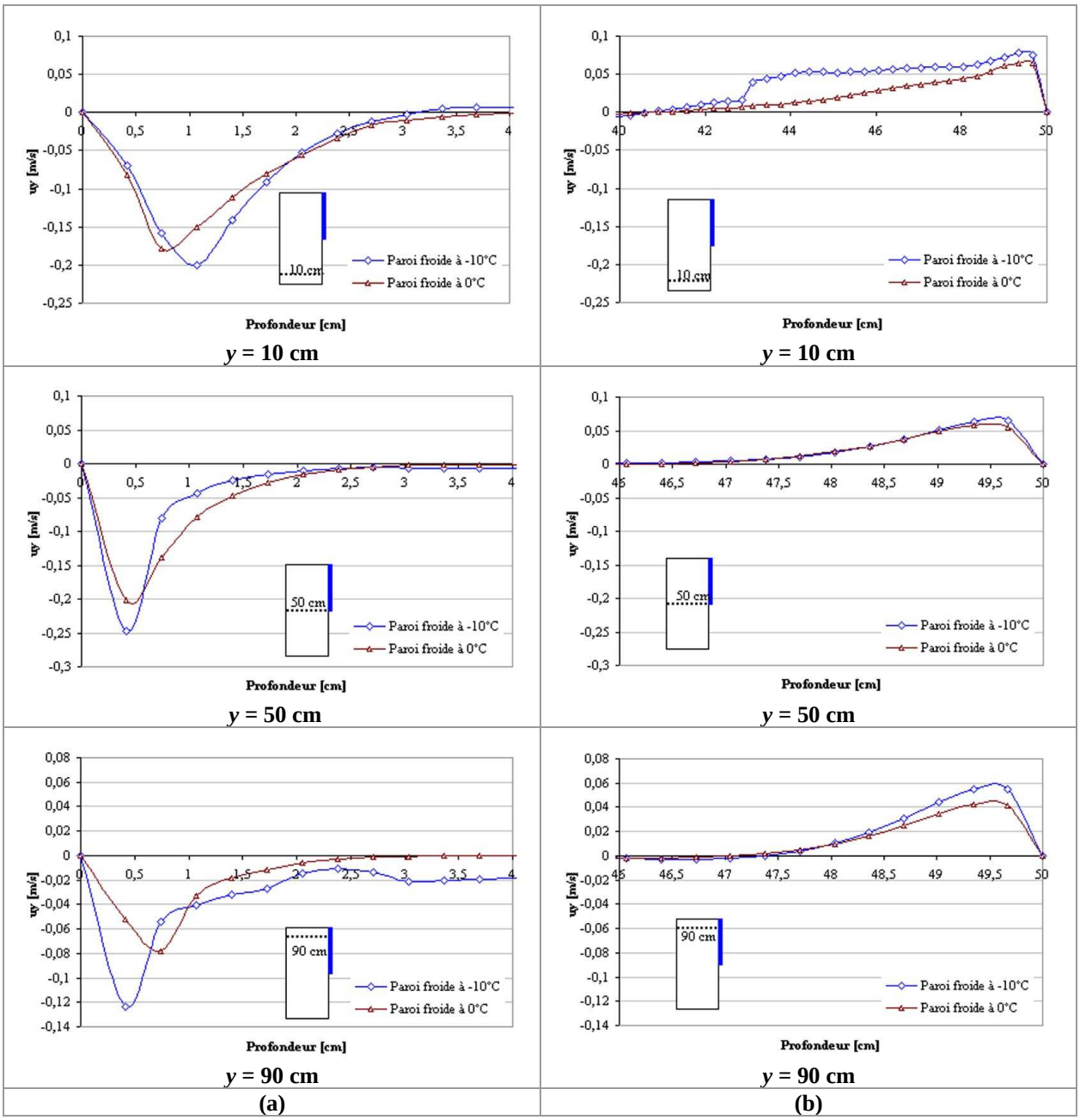


Figure A-29 : Couche limite hydrodynamique à différentes hauteurs sur le plan de symétrie de la maquette vide- Deux températures de la paroi froide (-10°C et 0°C)- Moitié supérieure de la surface froide utilisée (a) Couche limite côté paroi froide; (b) Couche limite côté paroi vitrée

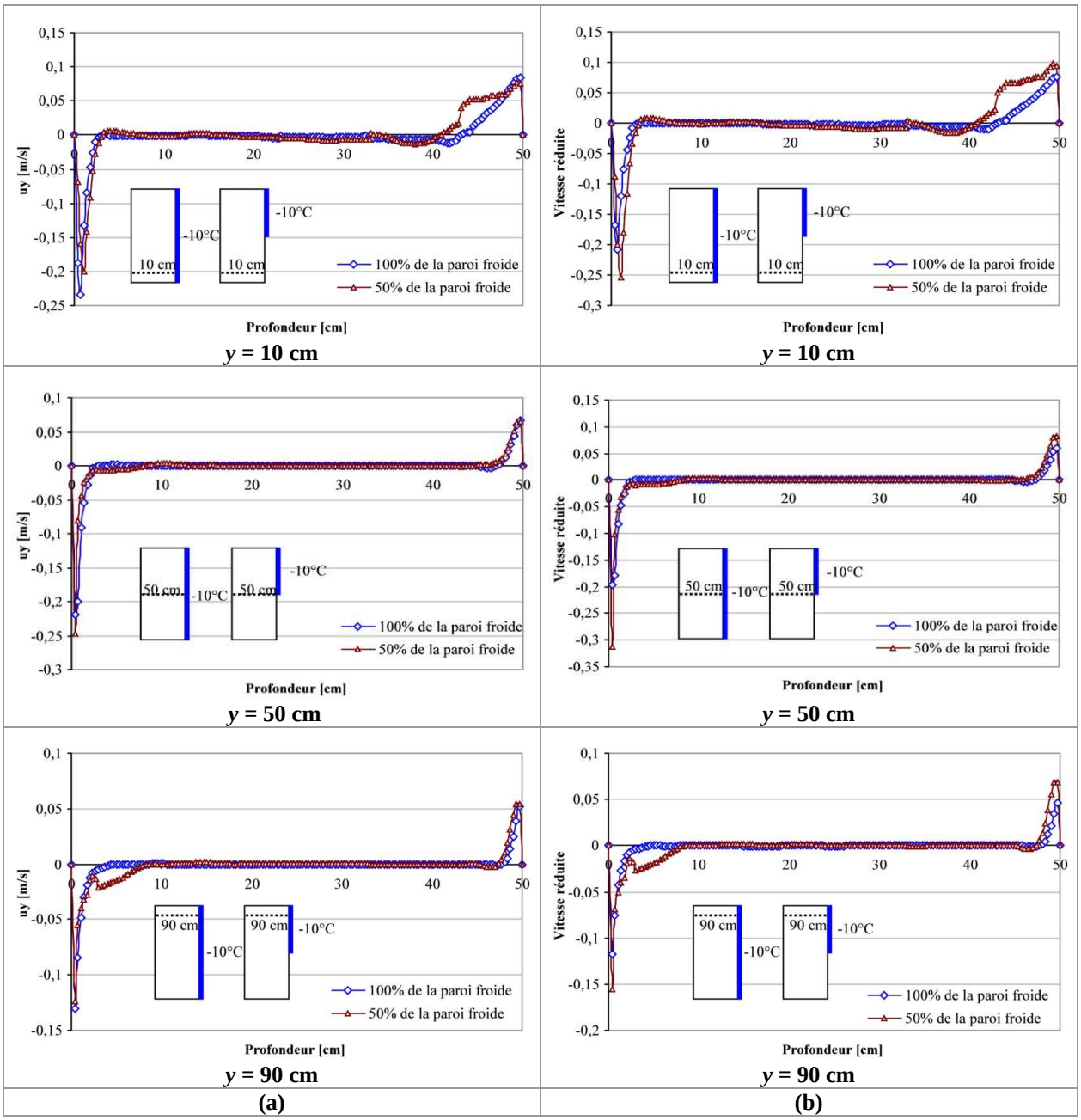


Figure A-30 : Distribution de la couche limite hydrodynamique pour les deux surfaces de la paroi froide (100% et 50%)- Maquette vide -Paroi froide maintenue à –10°C; ; (a) vitesse en fonction de profondeur ; (b) vitesse réduite en fonction de profondeur

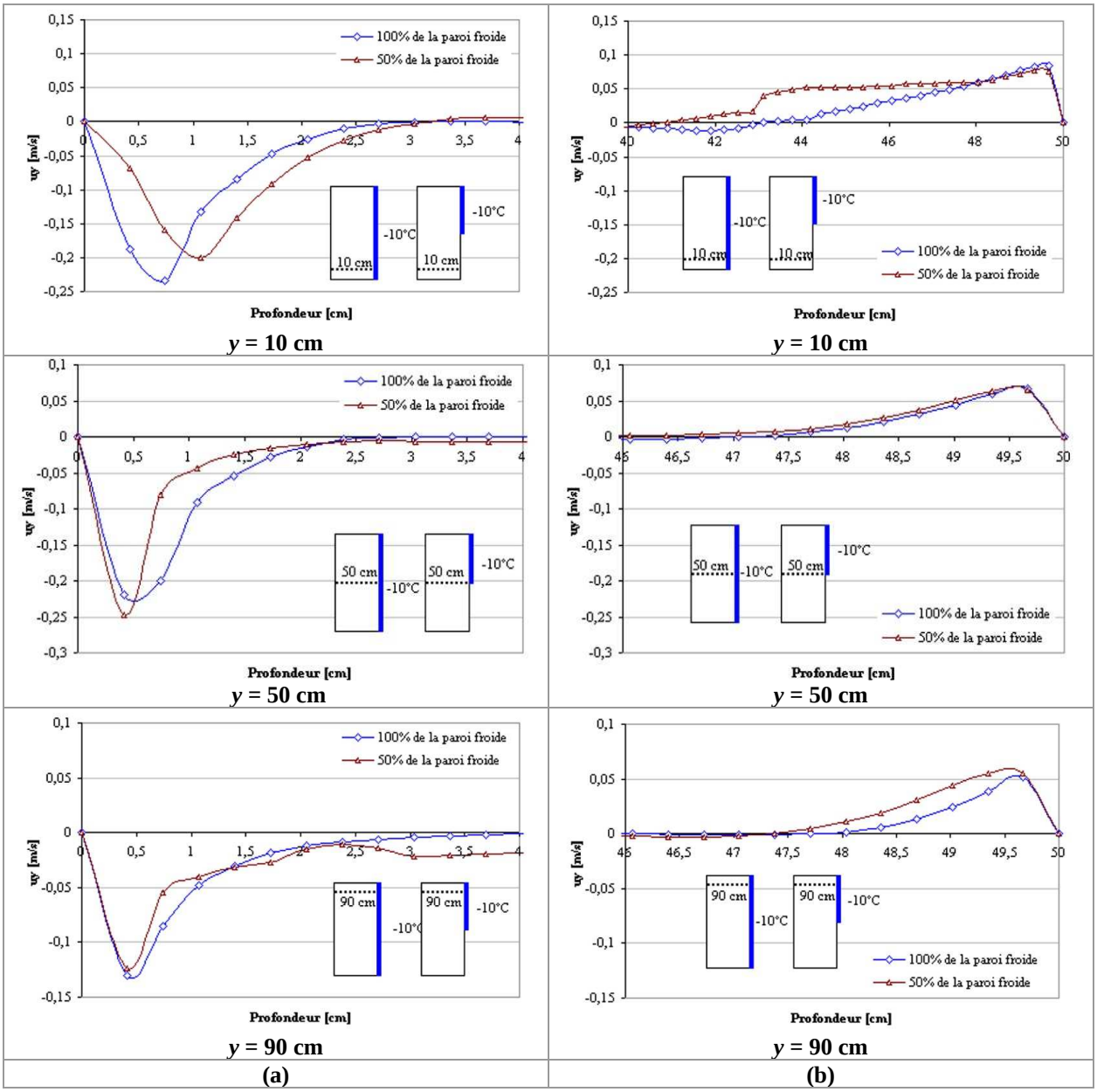


Figure A-31 : Couche limite hydrodynamique à différentes hauteurs sur le plan de symétrie de la maquette vide- Deux surfaces de la paroi froide (100% et 50%)- Paroi froide maintenue à -10°C (a) Couche limite côté paroi froide; (b) Couche limite côté paroi vitrée

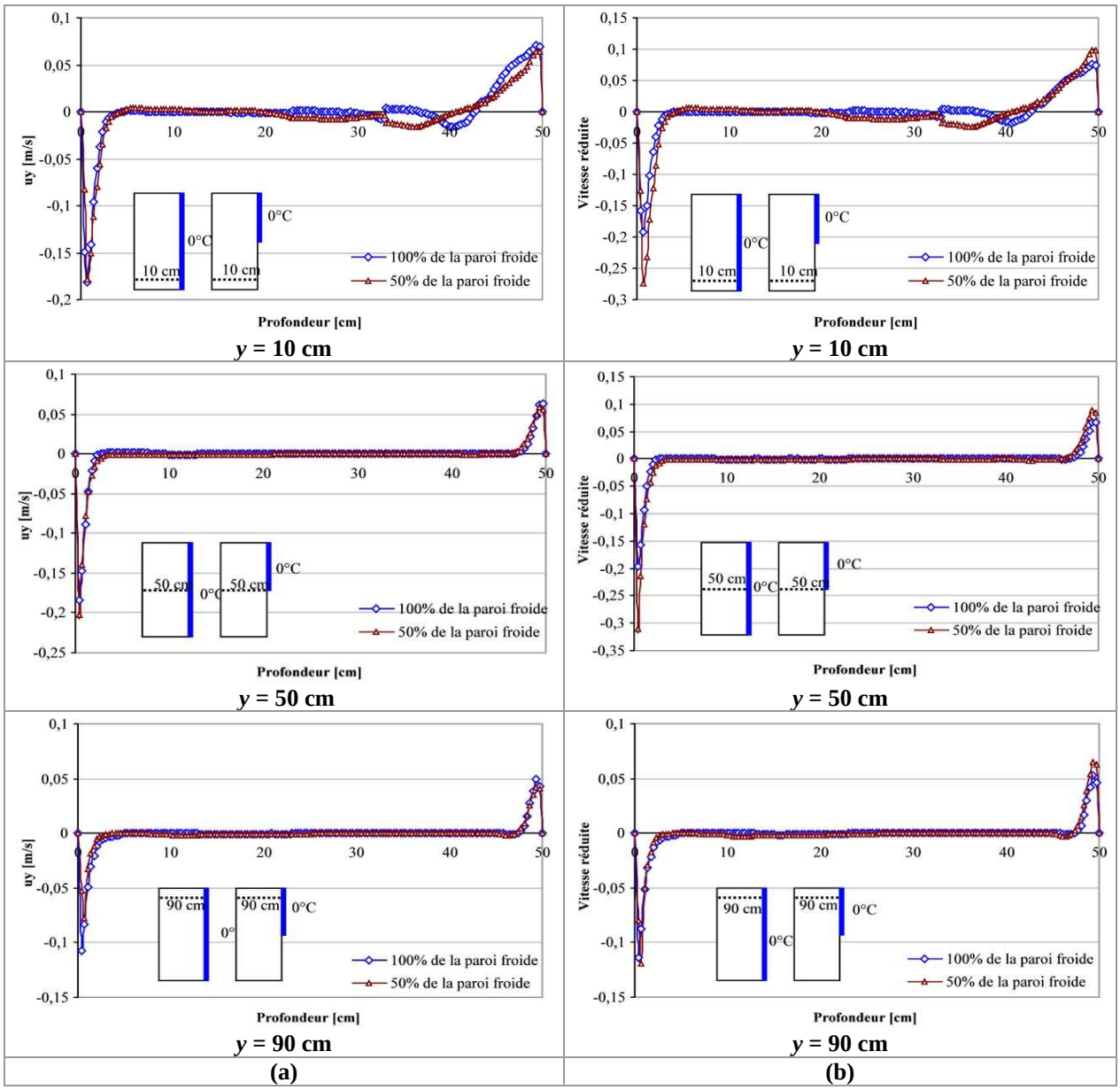


Figure A-32 : Distribution de la couche limite hydrodynamique pour les deux surfaces de la paroi froide (100% et 50%) - Maquette vide - Paroi froide maintenue à 0°C; ; (a) vitesse en fonction de profondeur ; (b) vitesse réduite en fonction de profondeur

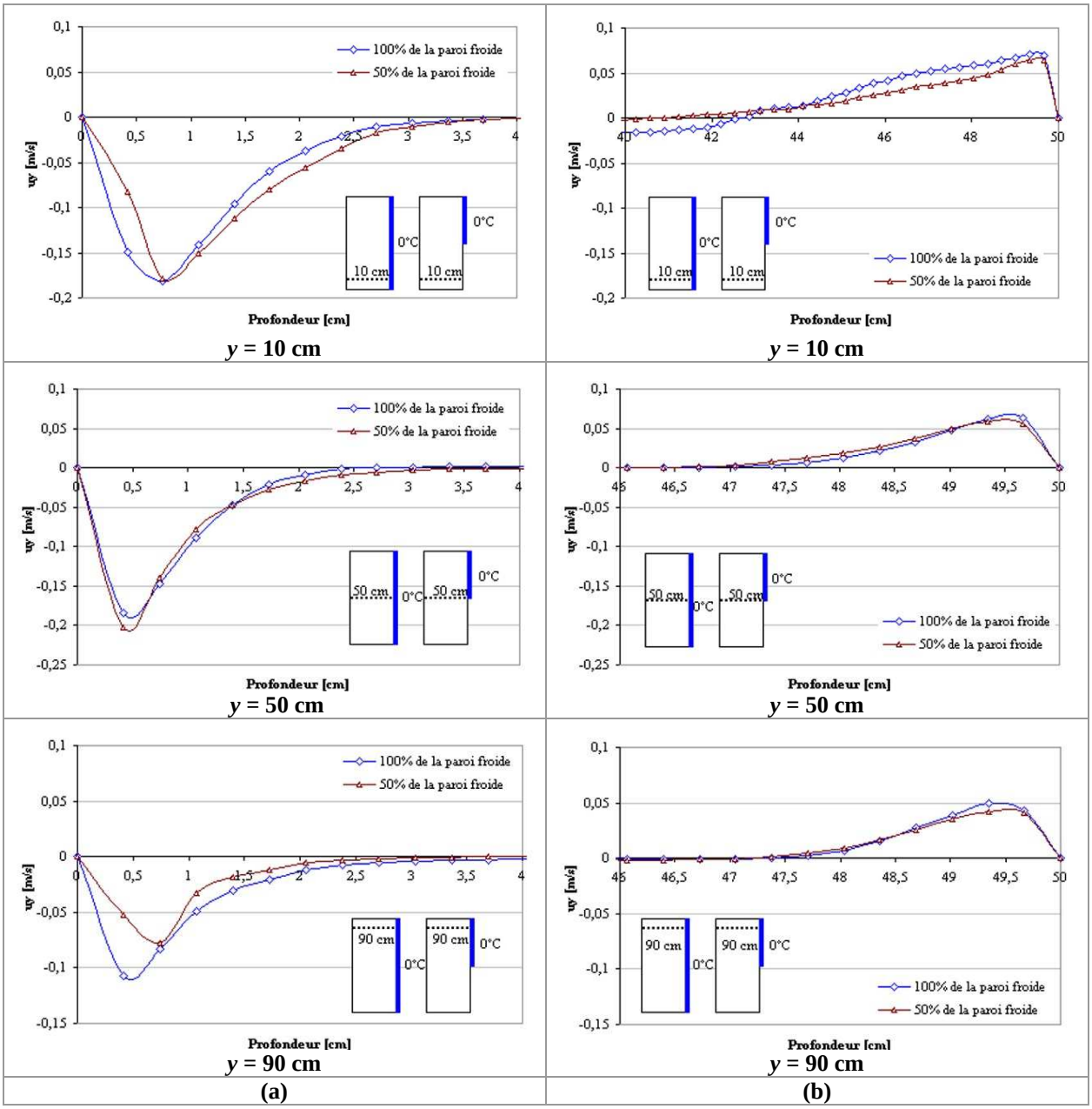


Figure A-33 : Couche limite hydrodynamique à différentes hauteurs sur le plan de symétrie de la maquette vide- Deux surfaces de la paroi froide (100% et 50%)- Paroi froide maintenue à 0°C (a) Couche limite côté paroi froide; (b) Couche limite côté paroi vitrée

Annexe IV-3 : Comparaison Expérience/Simulation CFD des profils horizontaux de la vitesse-Cas de la maquette vide

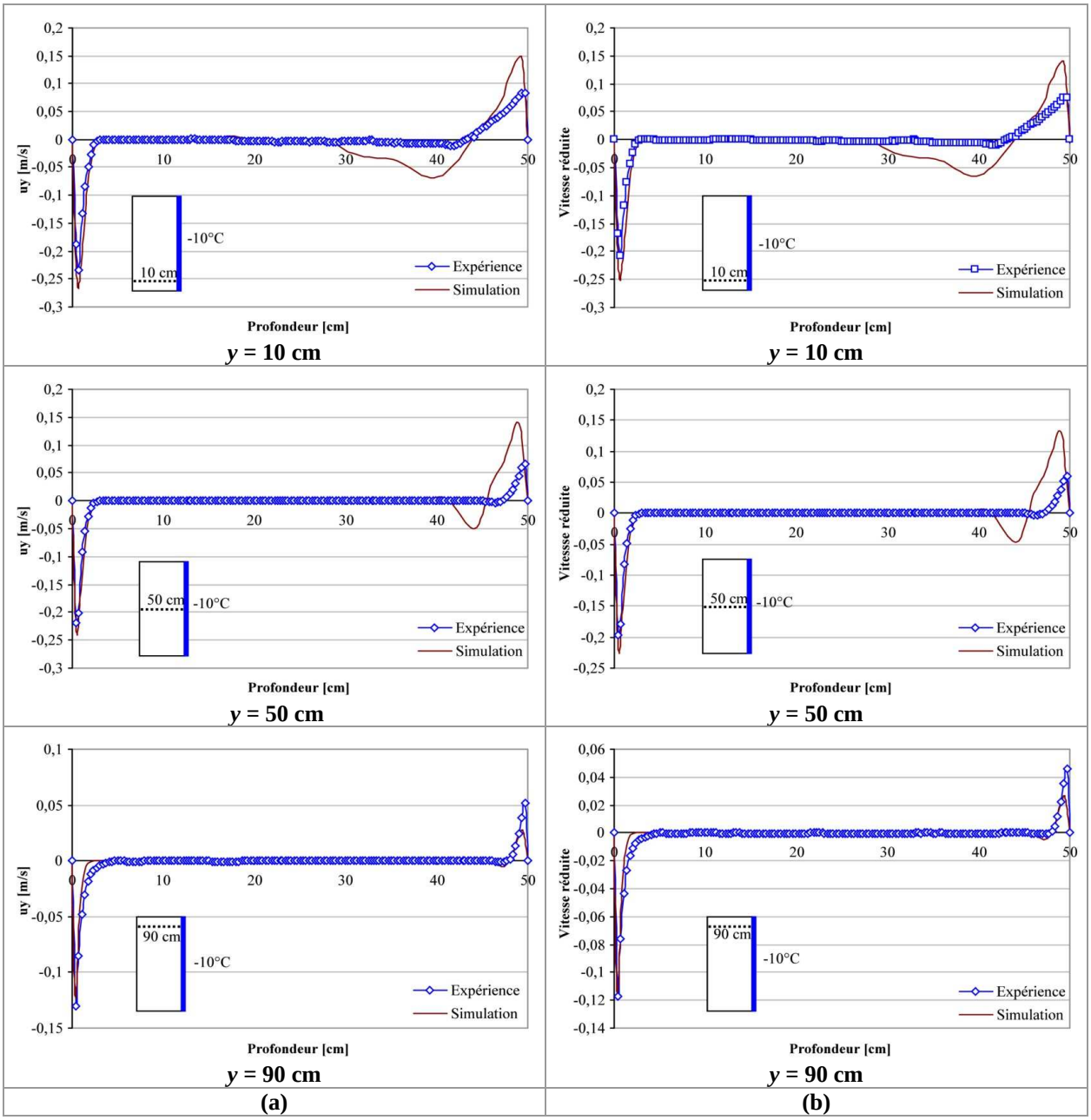


Figure A-34 : Comparaison Expérience/ Simulation CFD de la distribution de la vitesse sur la couche limite hydrodynamique sur différentes hauteurs-Maquette vide -Totalité de la paroi froide maintenue à -10°C, (a) vitesse en fonction de profondeur ; (b) vitesse réduite en fonction de profondeur

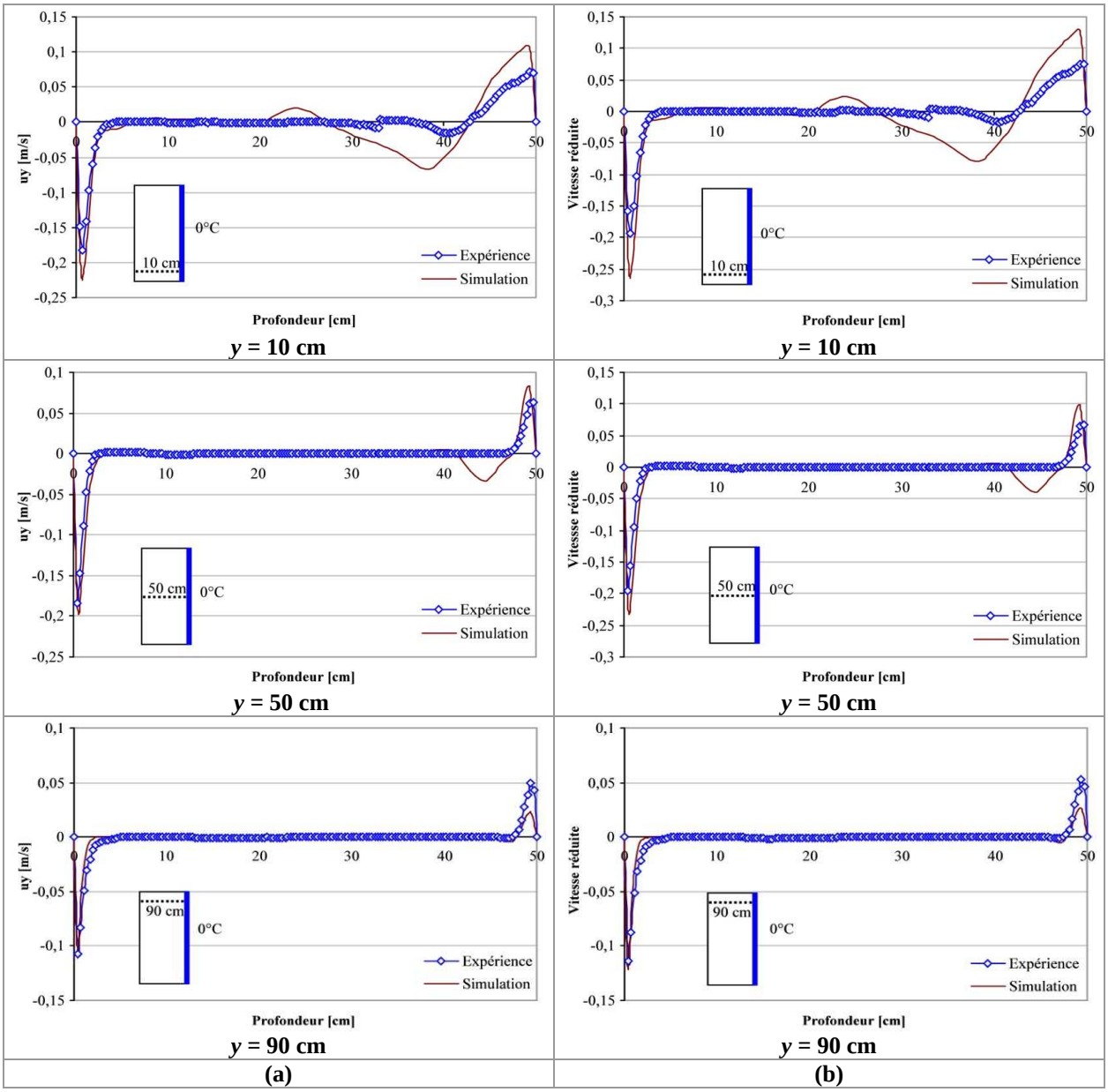


Figure A-35 : Comparaison Expérience/ Simulation CFD de la distribution de la couche limite hydrodynamique sur différentes hauteurs-Maquette vide -Totalité de la paroi froide maintenue à 0°C, (a) vitesse en fonction de profondeur ; (b) vitesse réduite en fonction de profondeur

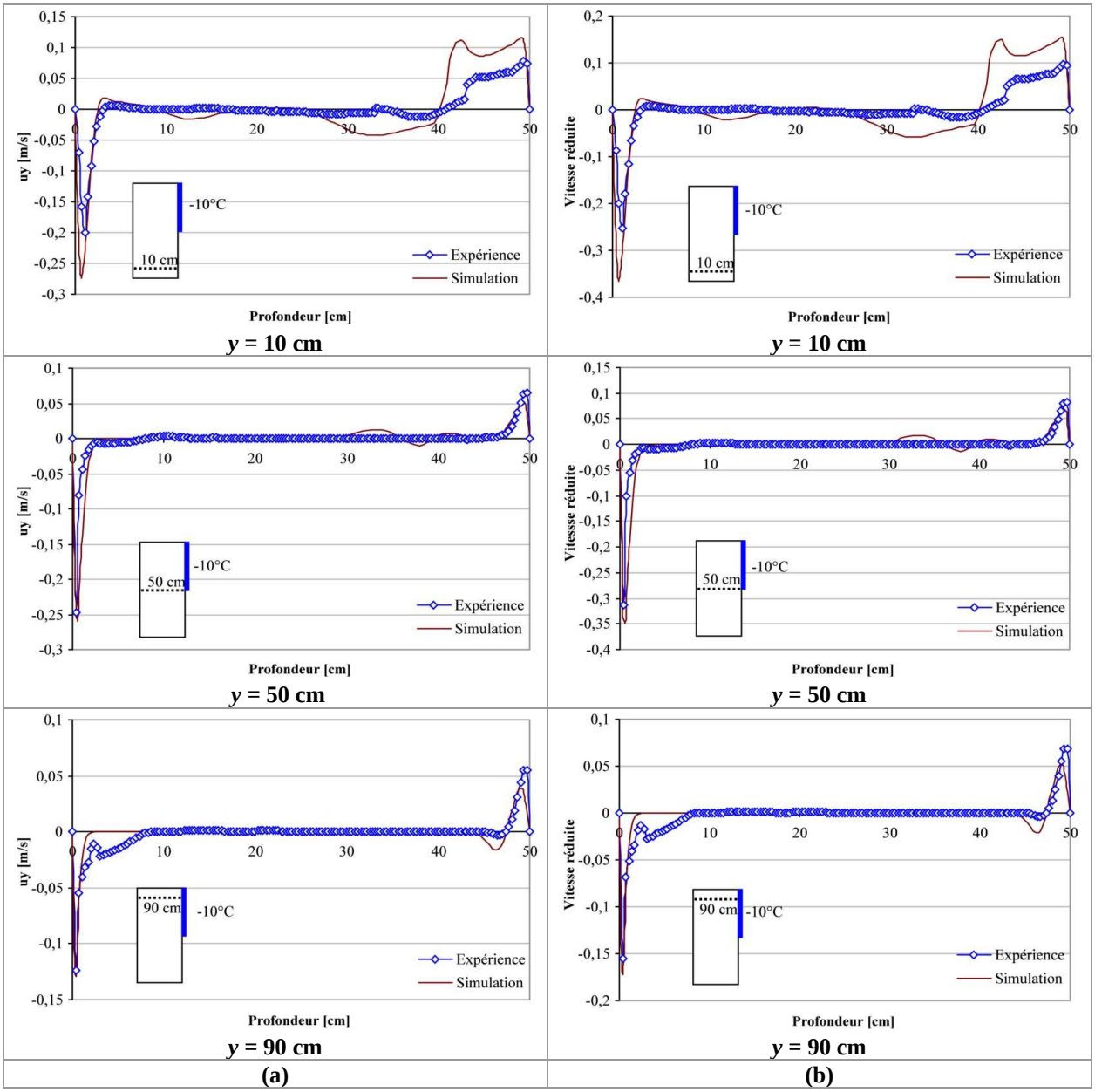


Figure A-36 : Comparaison Expérience/ Simulation CFD de la distribution de la couche limite hydrodynamique sur différentes hauteurs-Maquette vide –Moitié supérieure de la paroi froide maintenue à -10°C, (a) vitesse en fonction de profondeur ; (b) vitesse réduite en fonction de profondeur

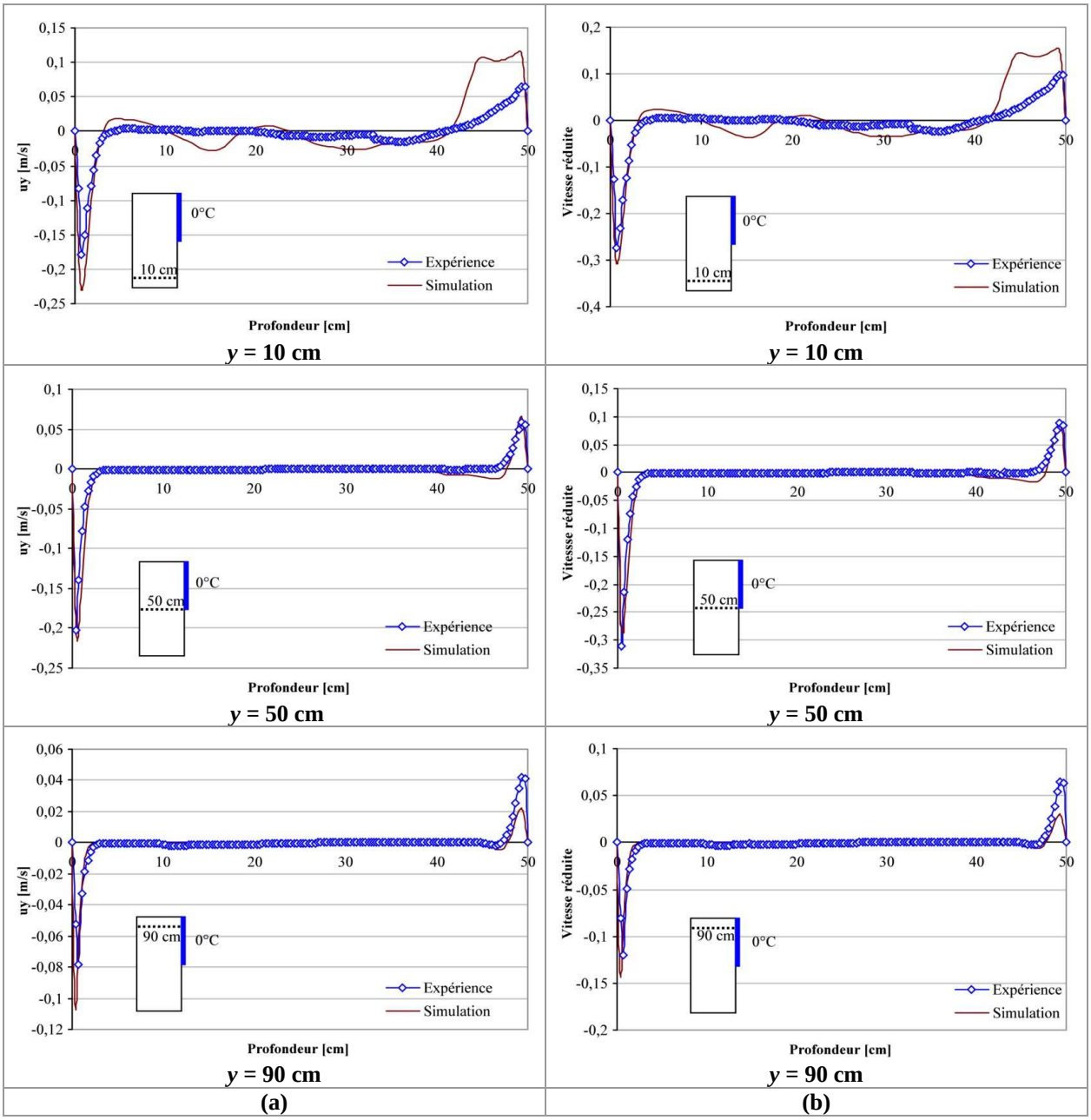


Figure A-37 : Comparaison Expérience/ Simulation CFD de la distribution de la couche limite hydrodynamique sur différentes hauteurs-Maquette vide –Moitié supérieure de la paroi froide maintenue à 0°C, (a) vitesse en fonction de profondeur ; (b) vitesse réduite en fonction de profondeur

Annexe IV-4 : Comparaison expérimentale des profils horizontaux de température-Cas de la maquette vide

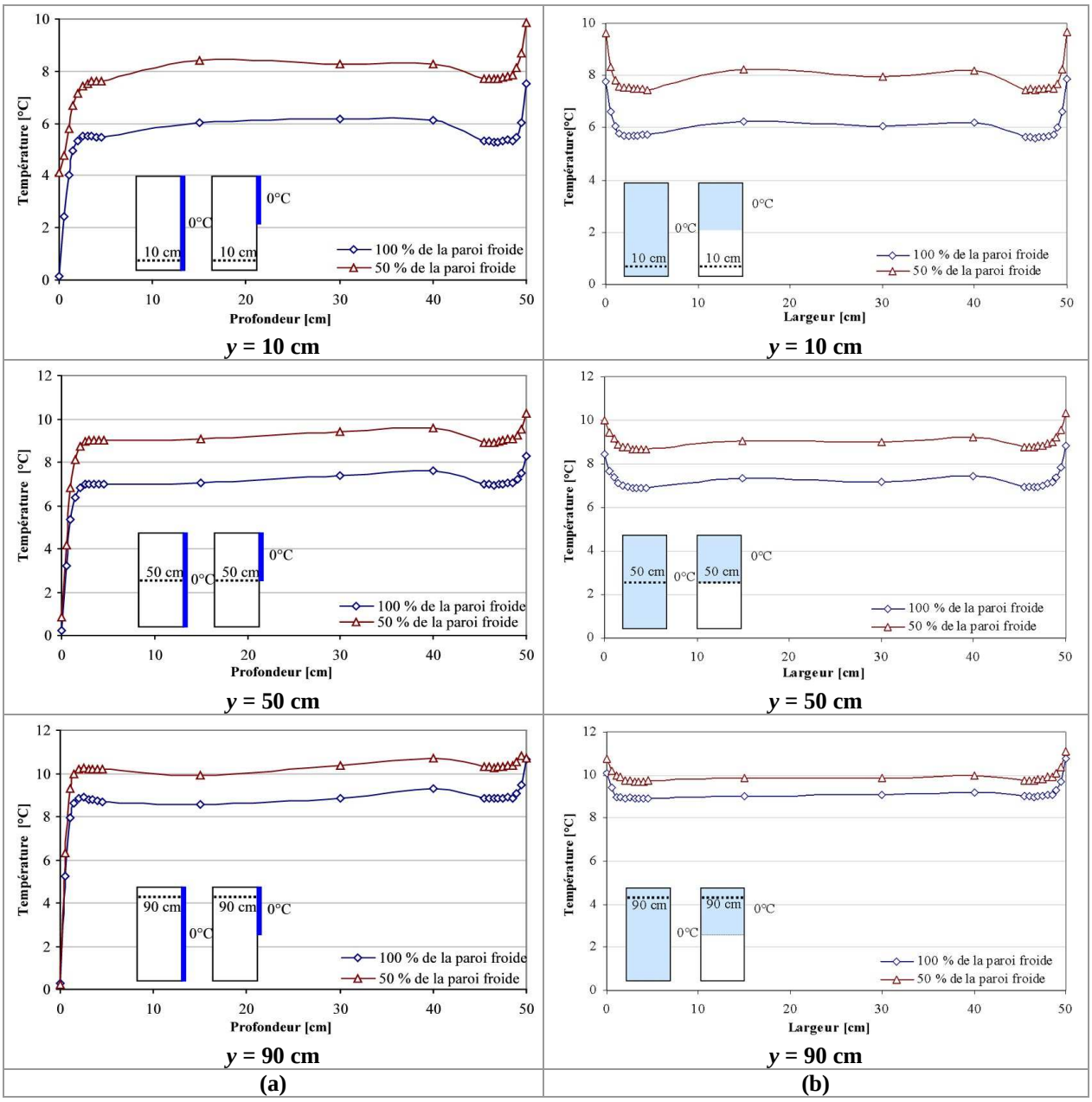


Figure A-38 : Distribution de la couche limite thermique pour différentes surfaces de la paroi froide (100% et 50%) - Cas de la maquette vide ; (a) Entre la paroi froide et la paroi latérale en face ; (b) Entre les deux parois latérales sur le plan médian

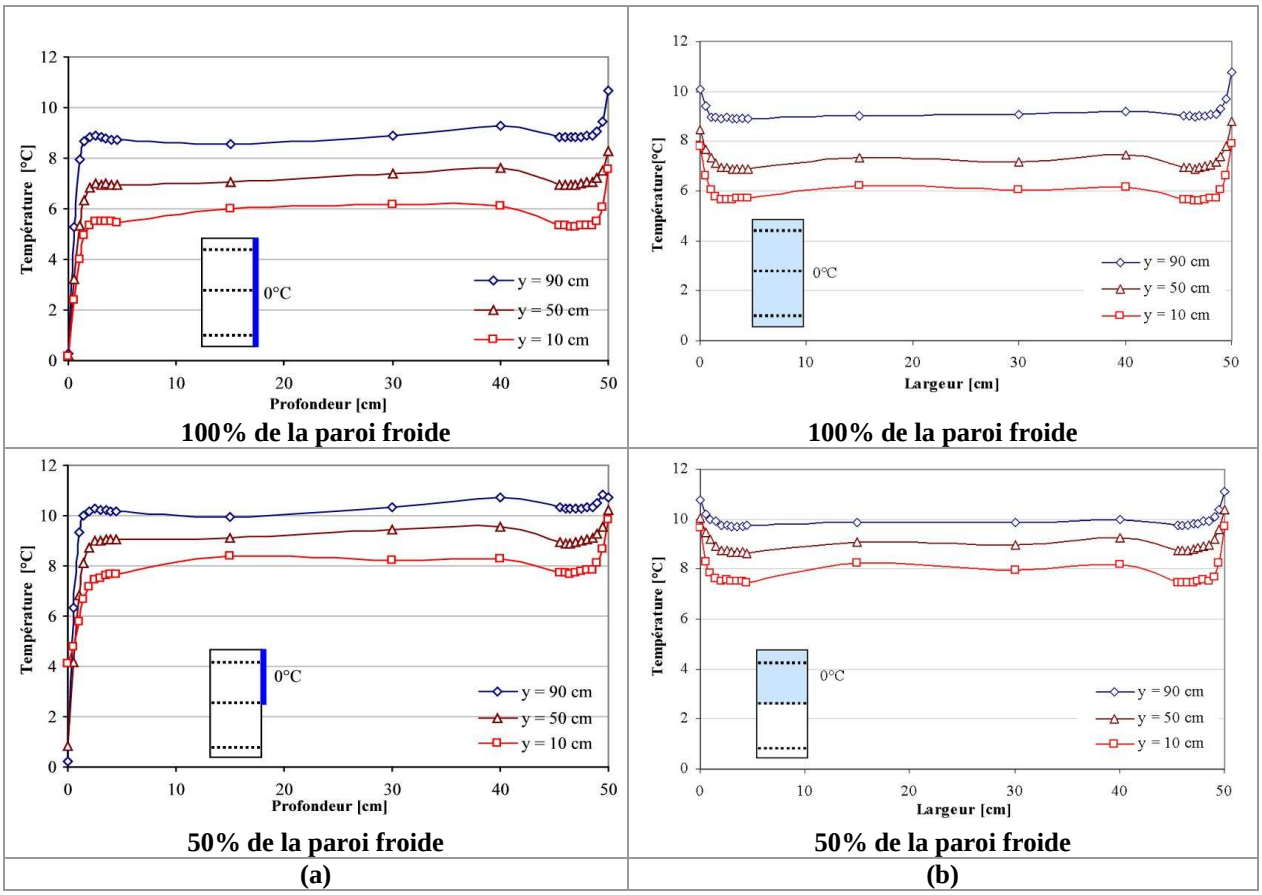
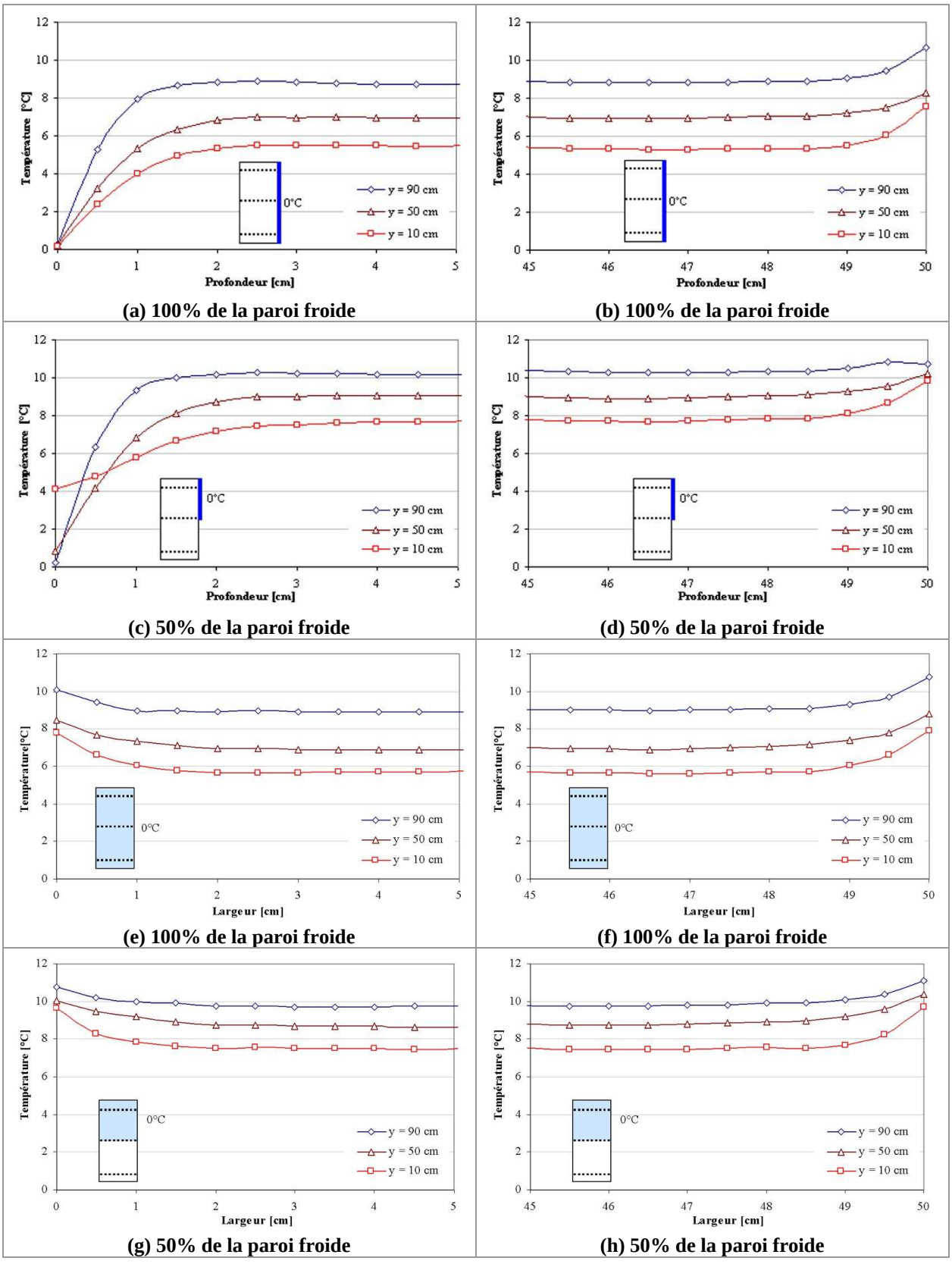


Figure A-39 : Distribution de la couche limite thermique sur trois hauteurs différentes (y = 10cm, y = 50cm et y = 90cm) - Cas de la maquette vide ; (a) Entre la paroi froide et la paroi latérale en face ; (b) Entre les deux parois latérales sur le plan médian



(a) 100% de la paroi froide

(b) 100% de la paroi froide

(c) 50% de la paroi froide

(d) 50% de la paroi froide

(e) 100% de la paroi froide

(f) 100% de la paroi froide

(g) 50% de la paroi froide

(h) 50% de la paroi froide

Figure A-40 : (a) Couche limite côté paroi froide (100%) ; (b) Couche limite côté paroi en face de la paroi face froide (100%) ; (c) Couche limite côté paroi froide (50%) ; (d) Couche limite côté paroi en face de la paroi face froide (50%) ; (c) et (d) Couche limite côté paroi latérale sur le plan médian (100%) ; (g) et (h) Couche limite côté paroi latérale sur le plan médian (50%)

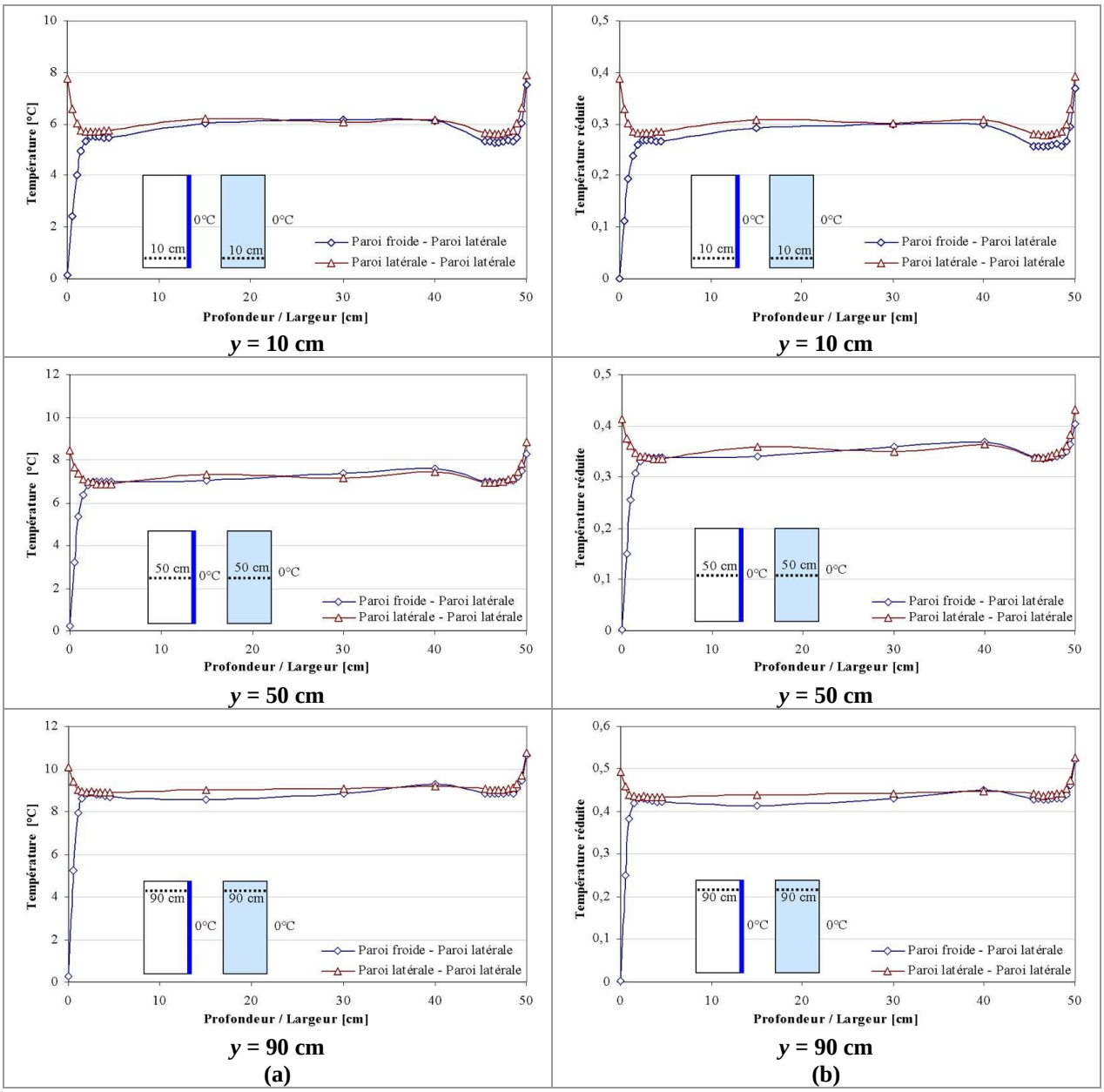


Figure A-41 : Comparaison de la distribution de la couche limite thermique entre la paroi froide et la paroi latérale en face et entre les deux parois latérales sur le plan médian-Totalité de la paroi froide maintenue à 0°C - Cas de la maquette vide ; (a)Température en fonction de la profondeur ; (b) Température réduite en fonction de la profondeur

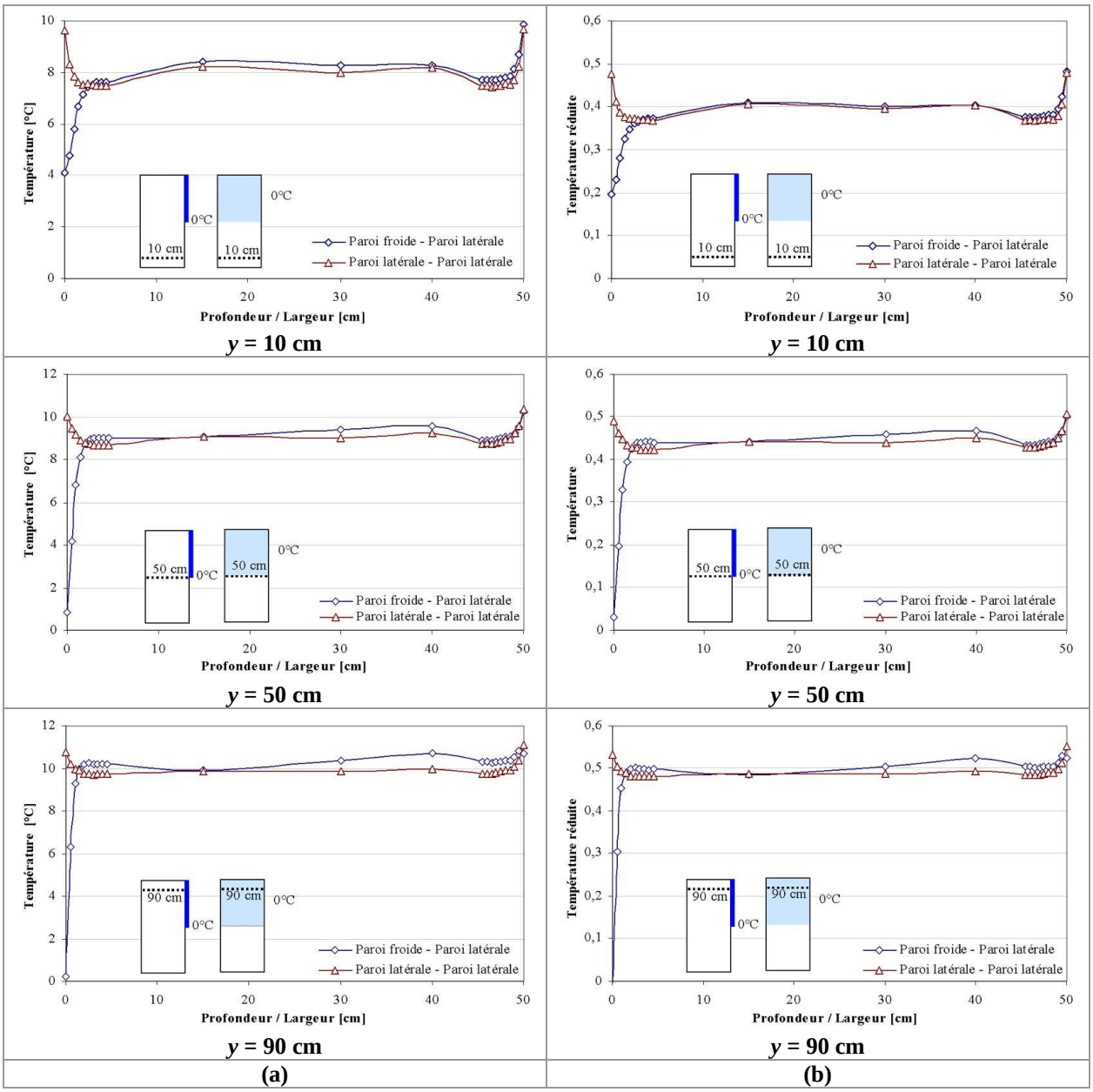


Figure A-42 : Comparaison de la distribution de la couche limite thermique entre la paroi froide et la paroi latérale en face et entre les deux parois latérales sur le plan médian-Moitié supérieure de la paroi froide maintenue à 0°C- Cas de la maquette vide ; (a)Température en fonction de la profondeur (b) Température réduite en fonction de la profondeur

Annexe IV-5 : Comparaison expérimentale des profils verticaux de température - Cas de la maquette vide

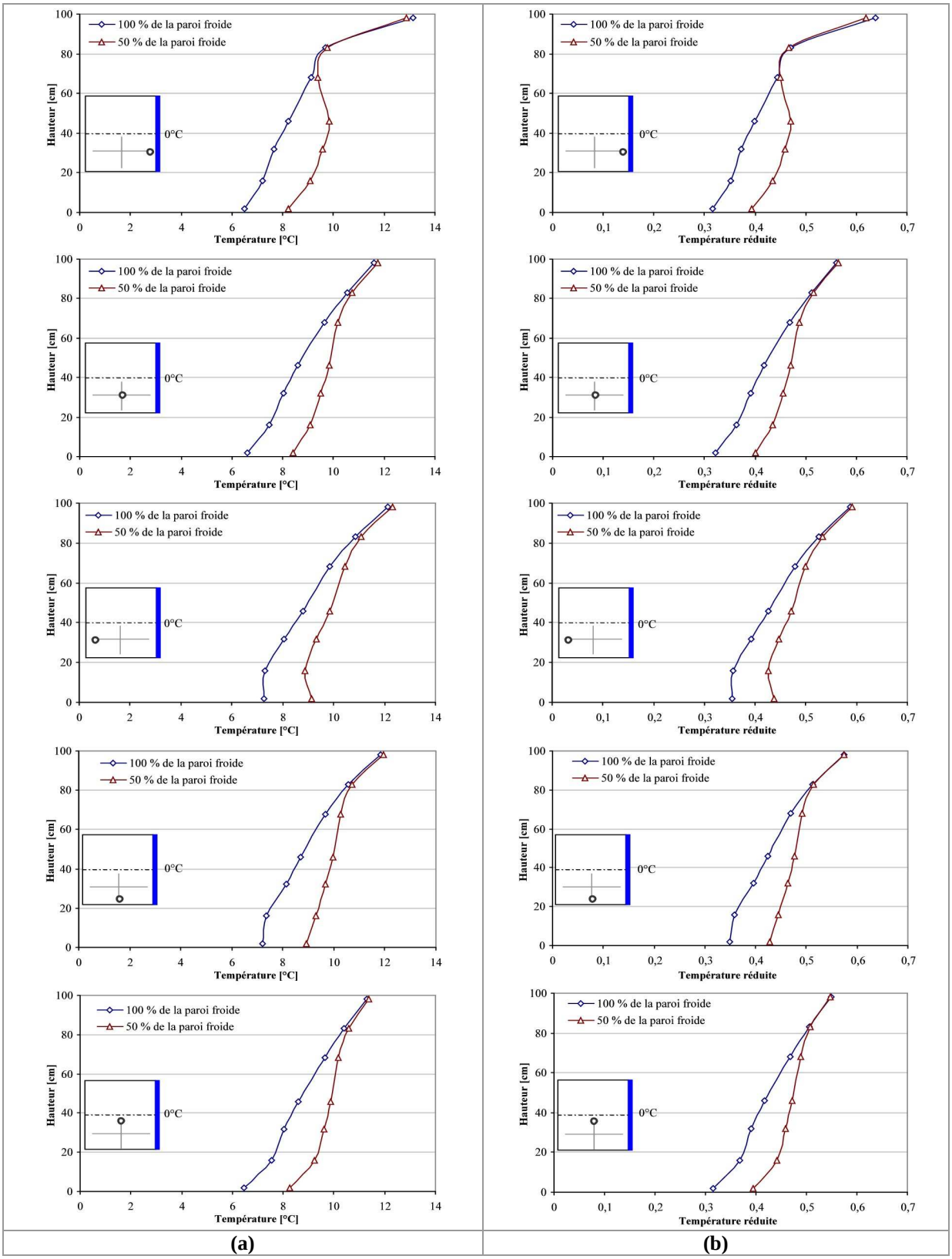


Figure A-43 : Profils verticaux de température à différentes positions dans la maquette vide et pour les deux surfaces de la paroi froide (100% et 50%) - Paroi froide maintenue à 0°C(a) Hauteur en fonction de la température; (b) Hauteur en fonction de la température réduite

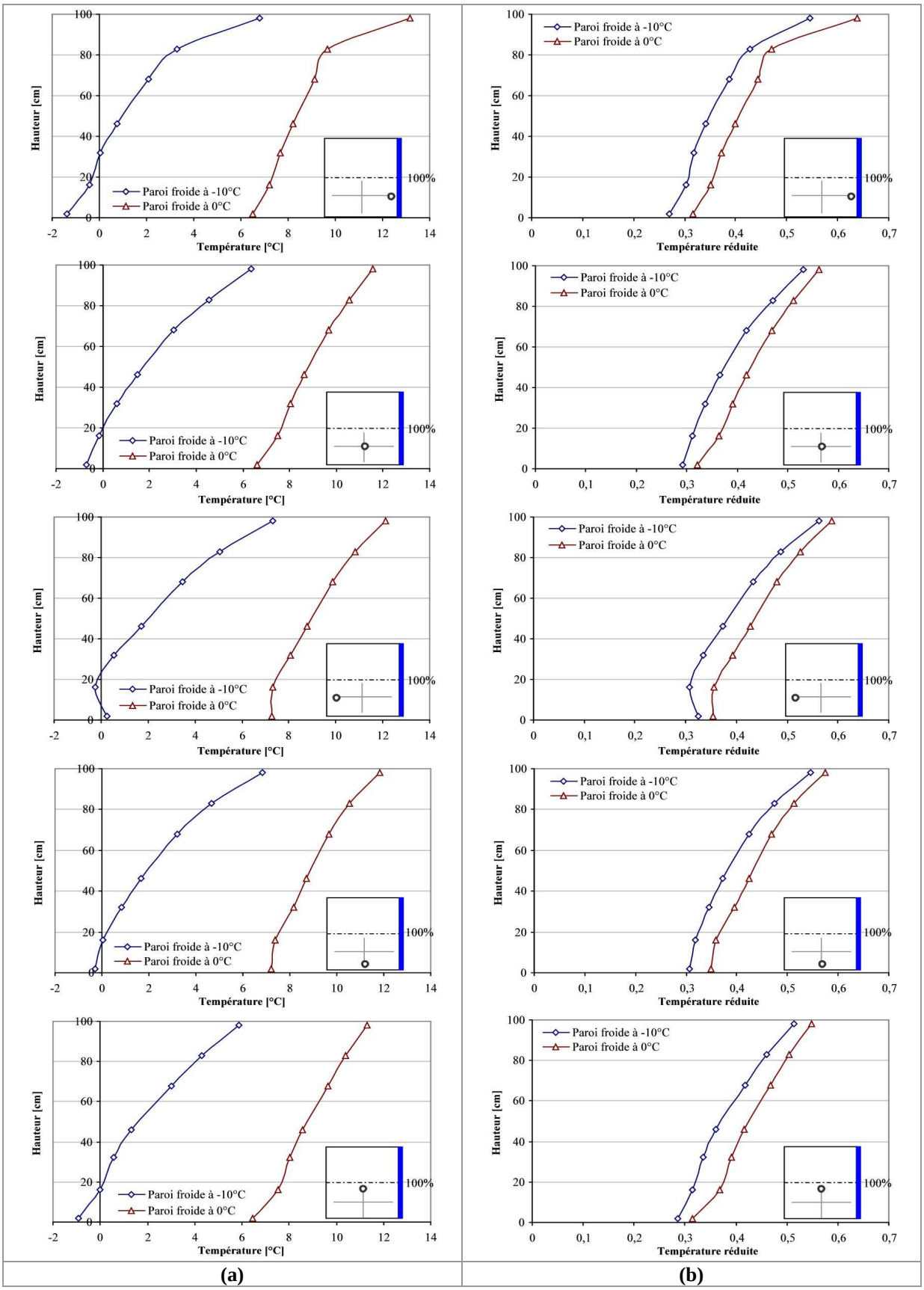


Figure A-44 : Profils verticaux de température à différentes positions dans la maquette vide et pour deux températures de la paroi froide (-10°C et 0°C) - 100% de la paroi froide (a) Hauteur en fonction de la température; (b) Hauteur en fonction de la température réduite

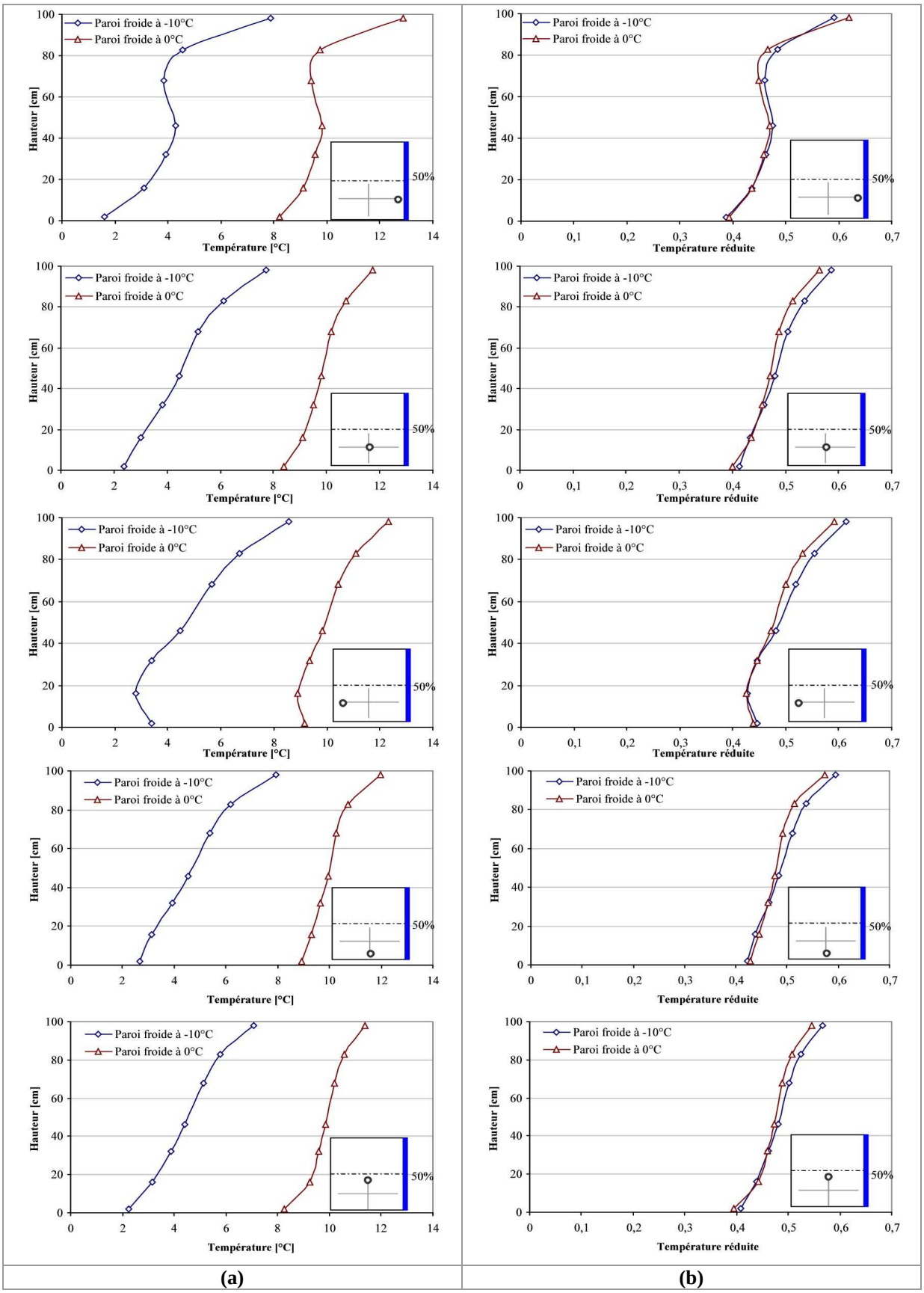


Figure A-45 : Profils verticaux de température à différentes positions dans la maquette vide et pour deux températures de la paroi froide (-10°C et 0°C) - 50% de la paroi froide (a) Hauteur en fonction de la température; (b) Hauteur en fonction de la température réduite

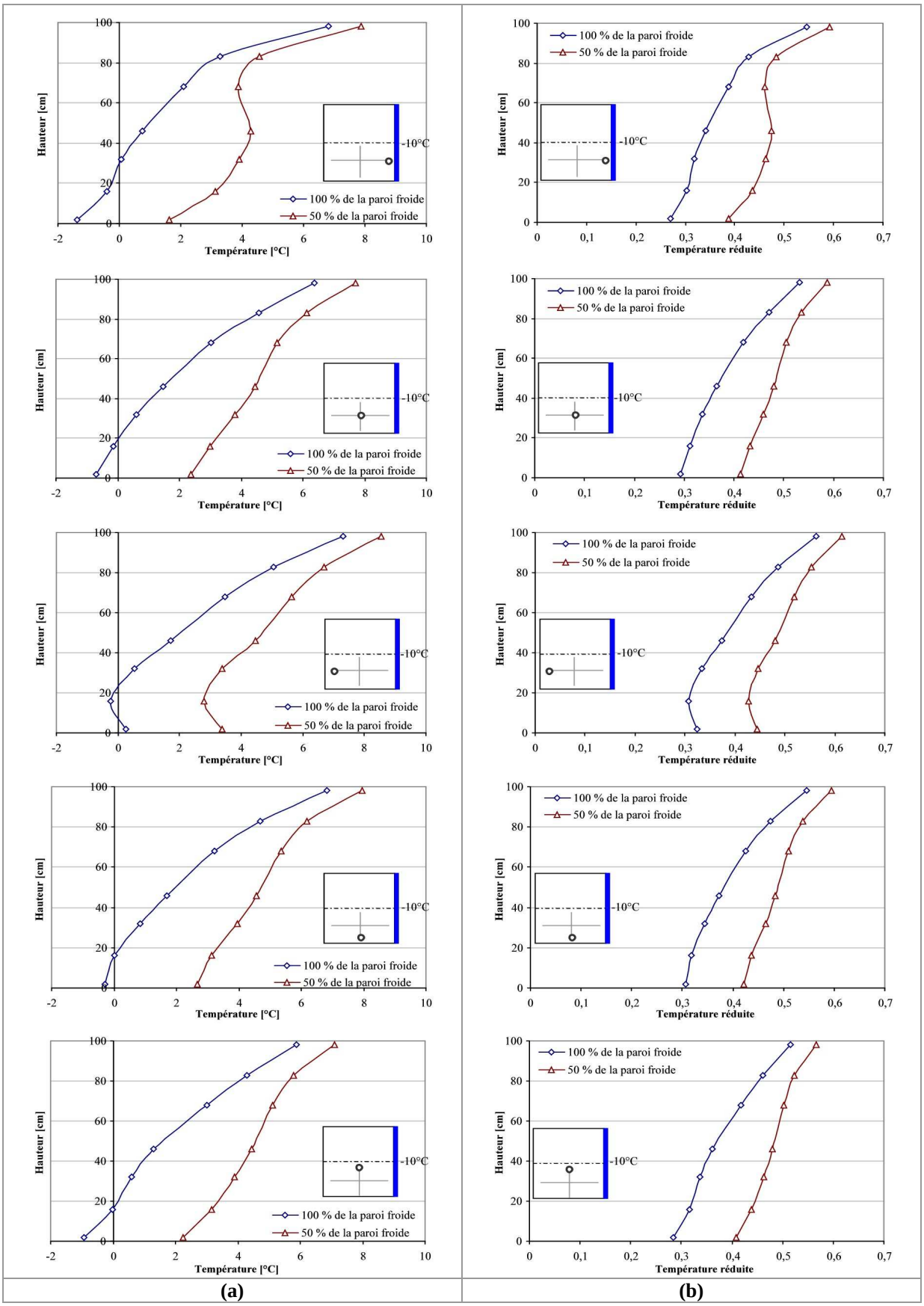


Figure A-46 : Profils verticaux de température à différentes positions dans la maquette vide et pour les deux surfaces de la paroi froide (100% et 50%) - Paroi froide maintenue à -10°C ; (a) Hauteur en fonction de la température; (b) Hauteur en fonction de la température réduite

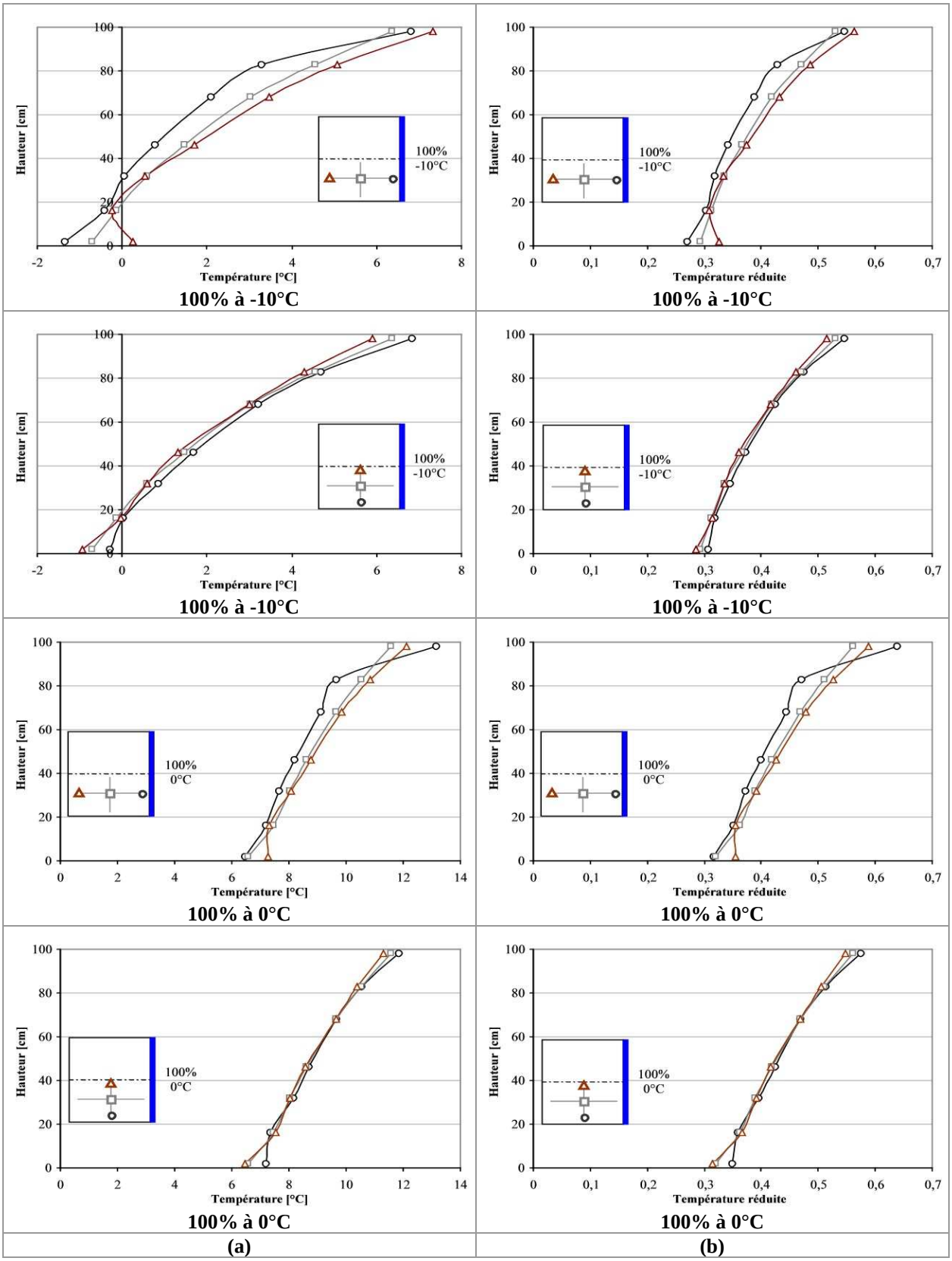


Figure A-47 : Comparaison des profils verticaux de température pour différentes positions dans la maquette vide- 100% de la paroi froide ; (a) Hauteur en fonction de la température; (b) Hauteur en fonction de la température réduite

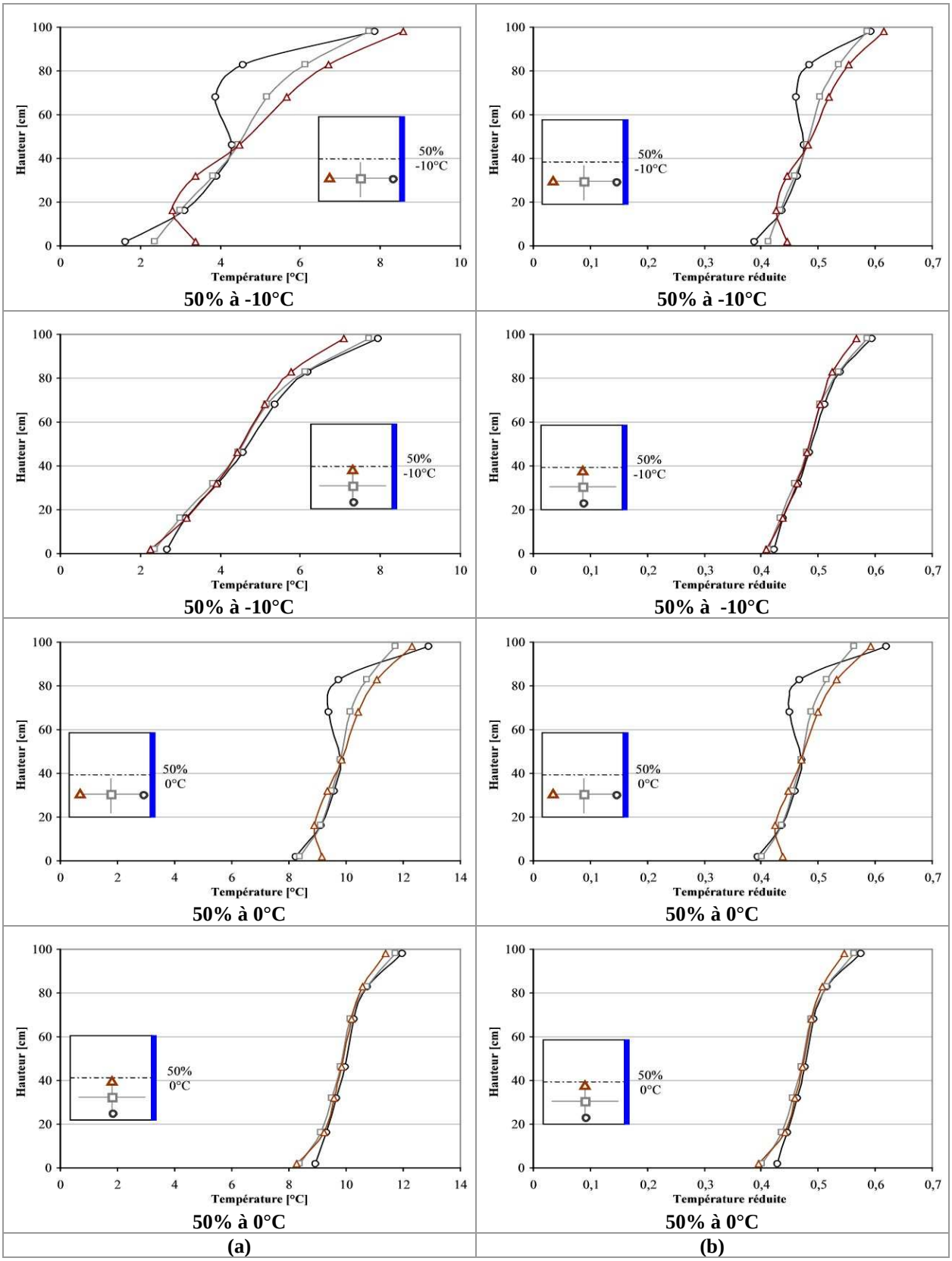


Figure A-48 : Comparaison des profils verticaux de température pour différentes positions dans la maquette vide- 50% de la paroi froide ; (a) Hauteur en fonction de la température; (b) Hauteur en fonction de la température réduite

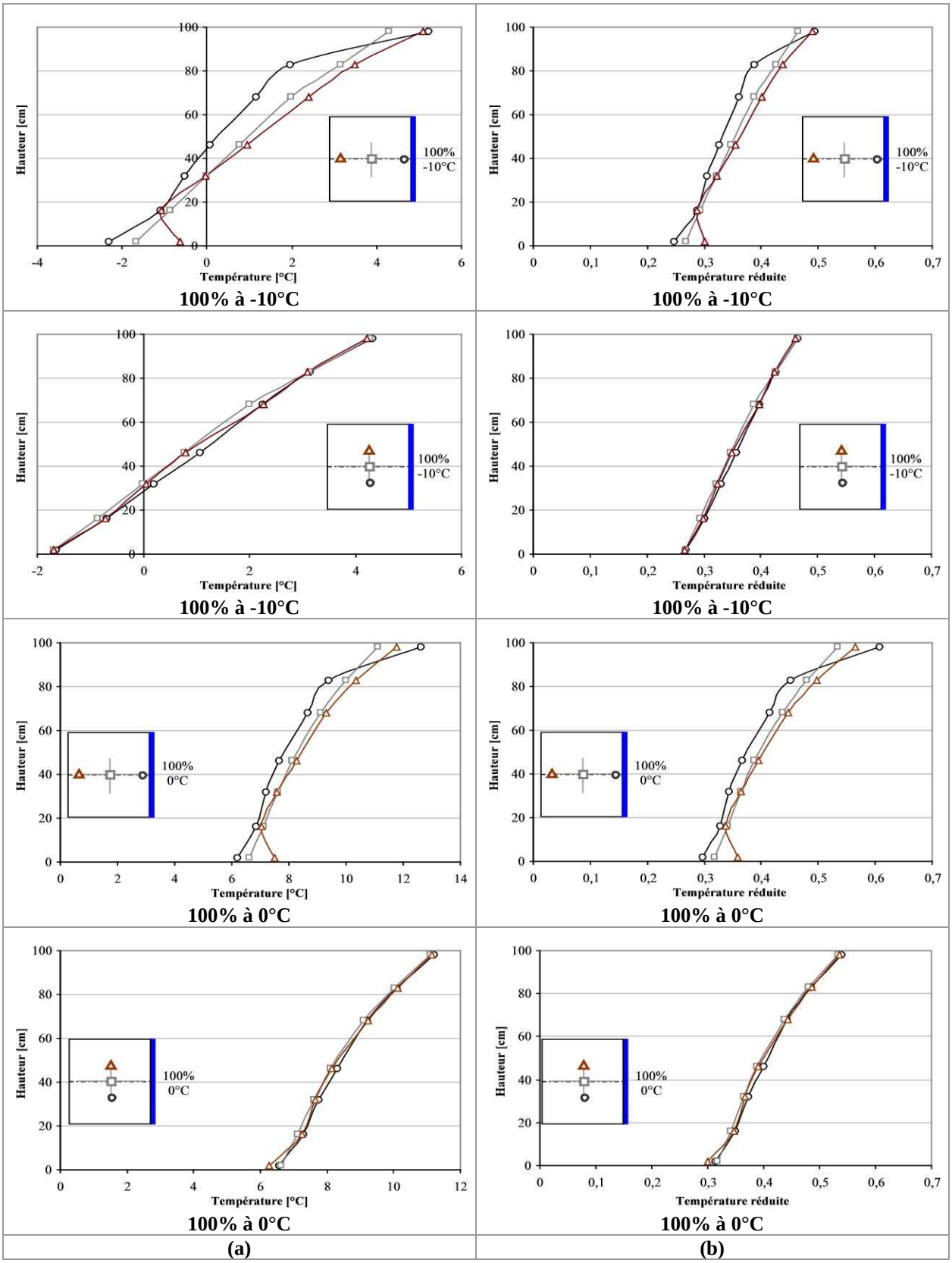


Figure A-49 : Comparaison des profils verticaux de température pour différentes positions par rapport au plan de symétrie de la maquette vide- 100% de la paroi froide ; (a) Hauteur en fonction de la température; (b) Hauteur en fonction de la température réduite

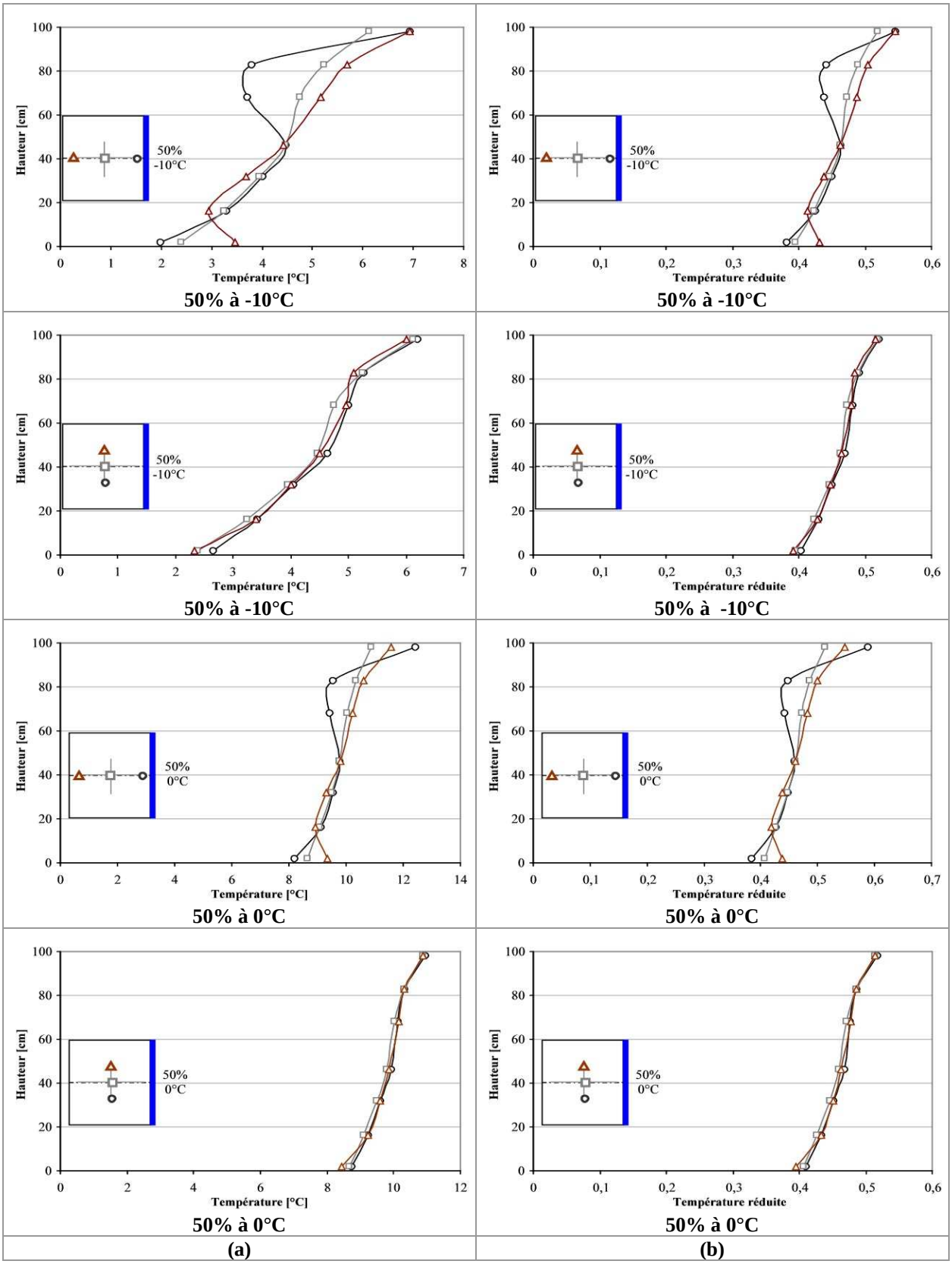


Figure A-50 : Comparaison des profils verticaux de température pour différentes positions par rapport au plan de symétrie de la maquette vide- 50% de la paroi froide (a) Hauteur en fonction de la température; (b) Hauteur en fonction de la température réduite

Annexe IV-6 : Comparaison Expérience/Simulation CFD des profils verticaux de température - Cas de la maquette vide

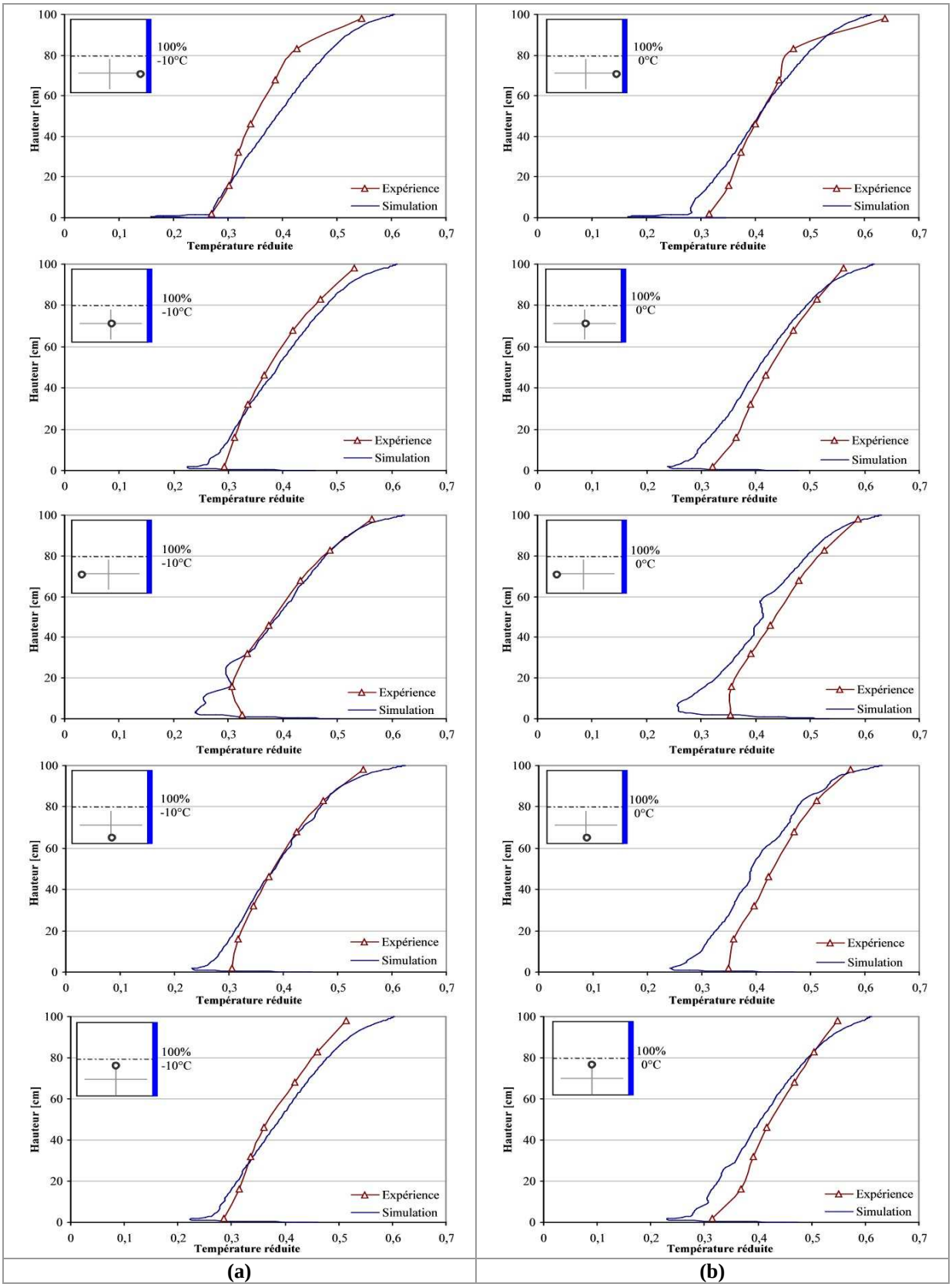


Figure A-51 : Comparaison Expérience/ Simulation CFD des profils verticaux de température pour différentes positions de la maquette vide (a) 100% à -10°C; (b) 100% à 0°C

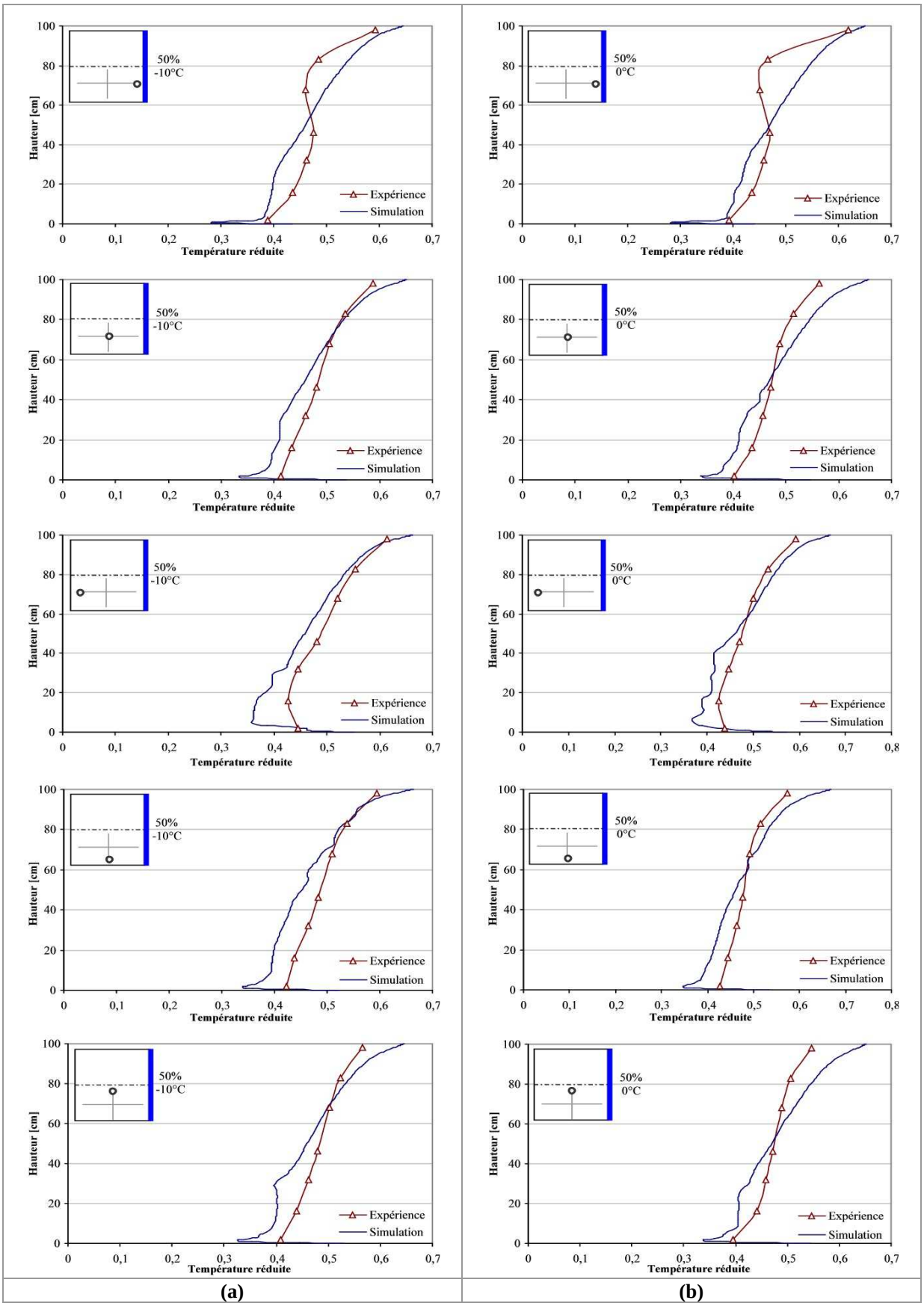


Figure A-52 : Comparaison Expérience/ Simulation CFD des profils verticaux de température pour différentes positions de la maquette vide (a) 50% à -10°C; (b) 50% à 0°C

Annexe IV-7 : Comparaison Expérience/Simulation CFD des profils horizontaux de température-Cas de la maquette vide

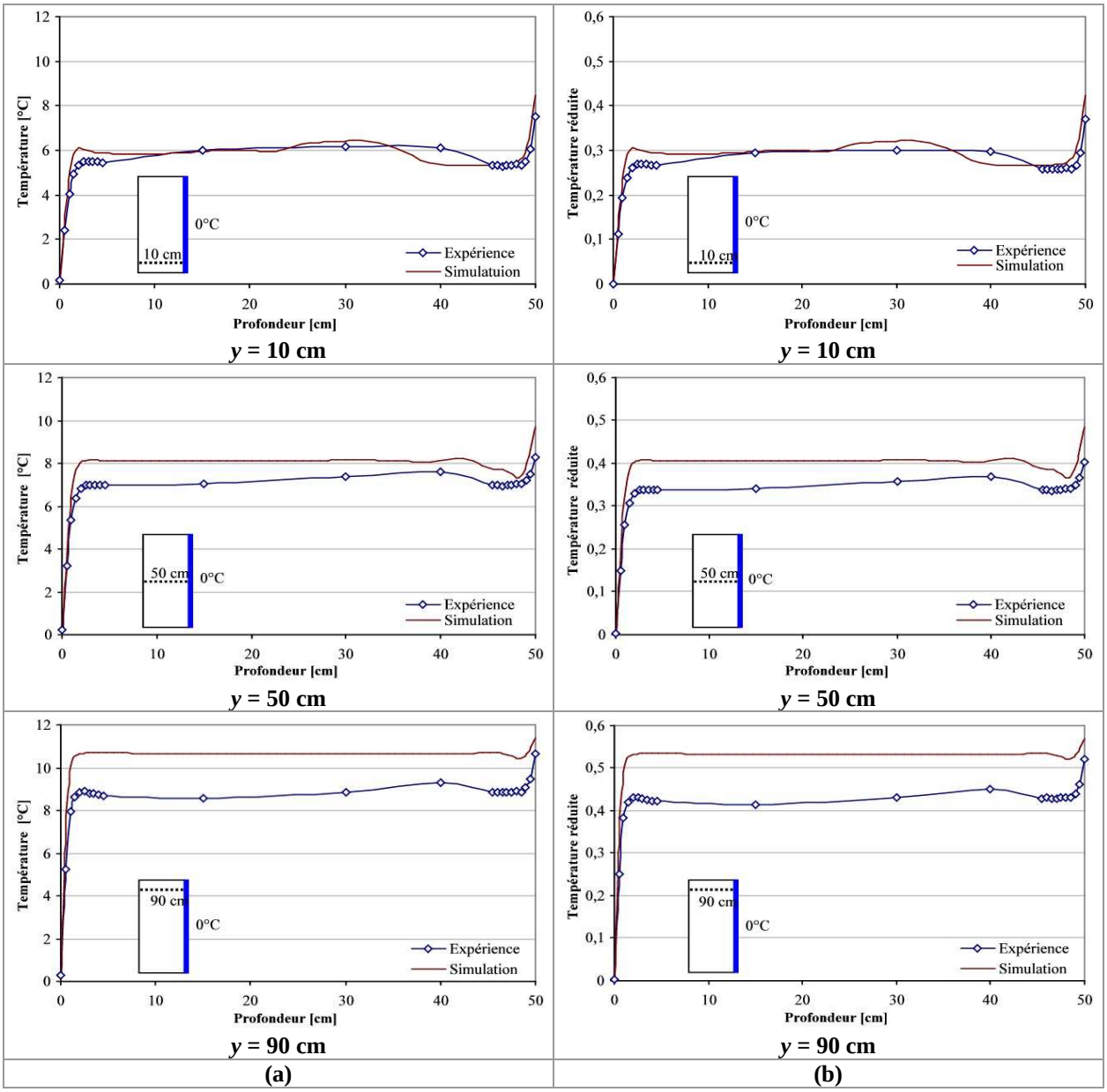


Figure A-53 : Comparaison Expérience/ Simulation CFD de la distribution de la couche limite thermique entre la paroi froide et la paroi latérale en face -Totalité de la paroi froide maintenue à 0°C (a) Température en fonction de la profondeur ; (b) Température réduite en fonction de la profondeur

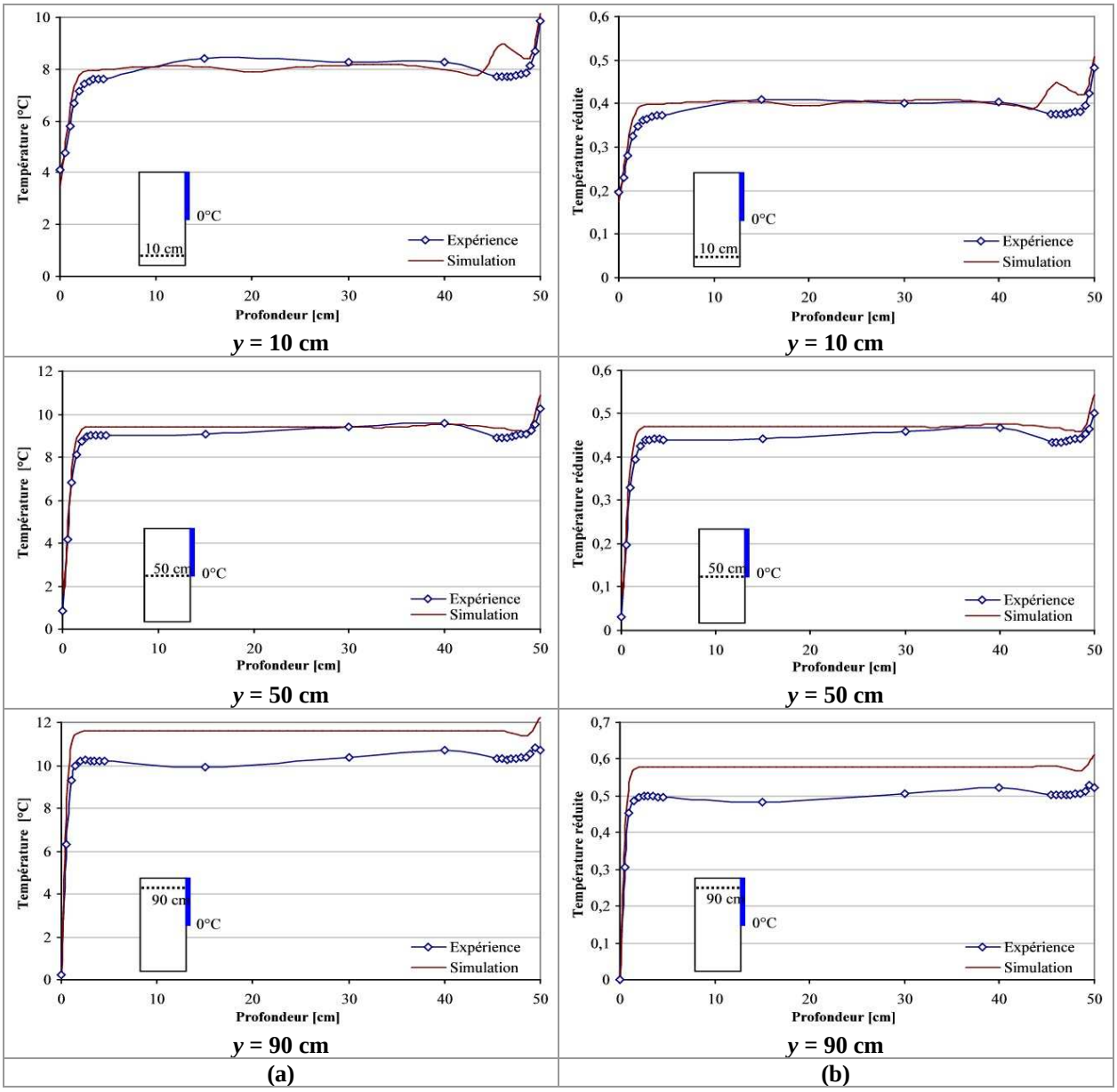


Figure A-54 : Comparaison Expérience/ Simulation CFD de la distribution de la couche limite thermique entre la paroi froide et la paroi latérale en face -Moitié supérieure de la paroi froide maintenue à 0°C (a) Température en fonction de la profondeur ; (b) Température réduite en fonction de la profondeur

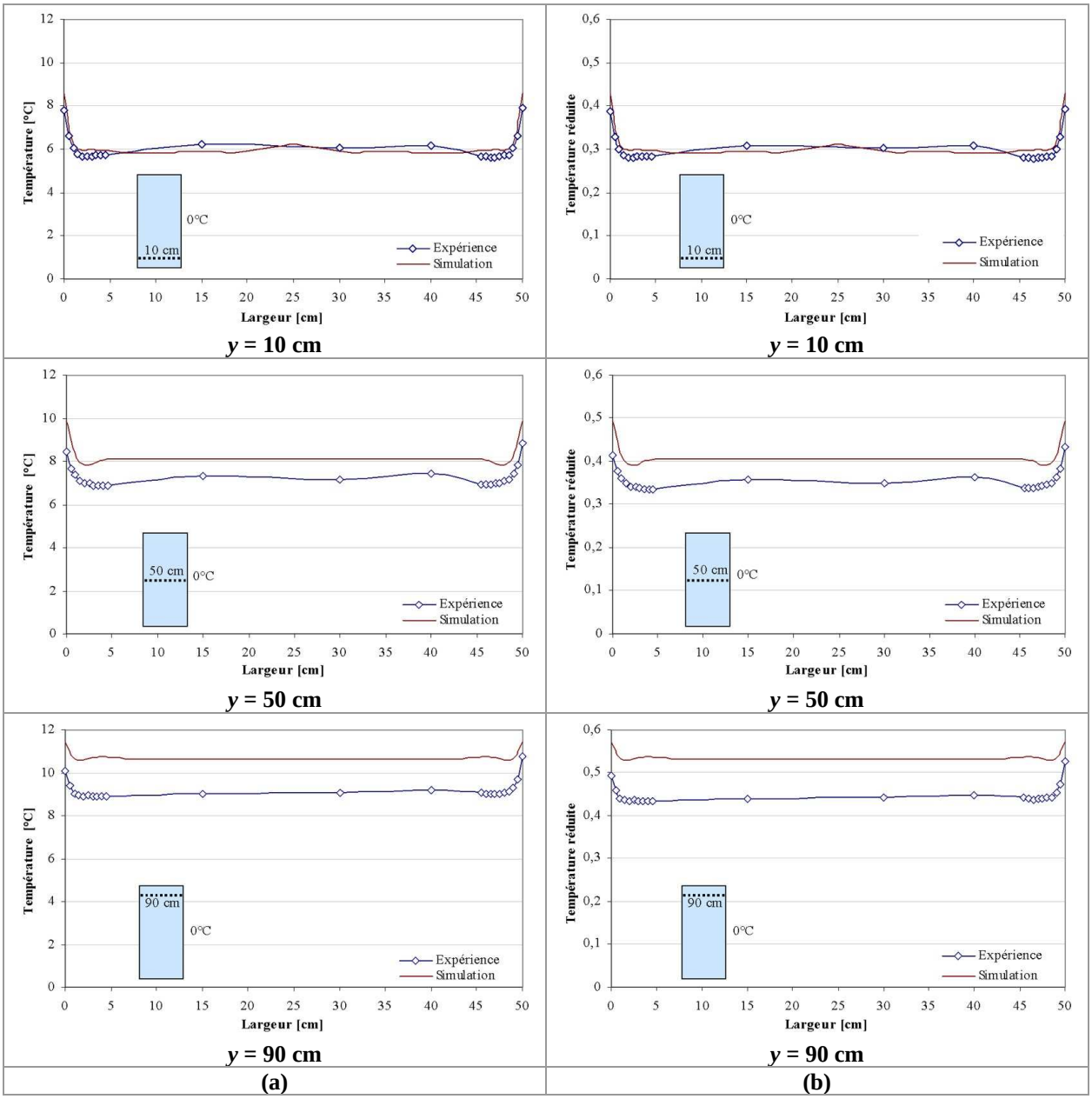


Figure A-55 : Comparaison Expérience/ Simulation CFD de la distribution de la couche limite thermique entre les deux parois latérales sur le plan médian-Totalité de la paroi froide maintenue à 0°C ;(a)Température en fonction de la profondeur ; (b) Température réduite en fonction de la profondeur

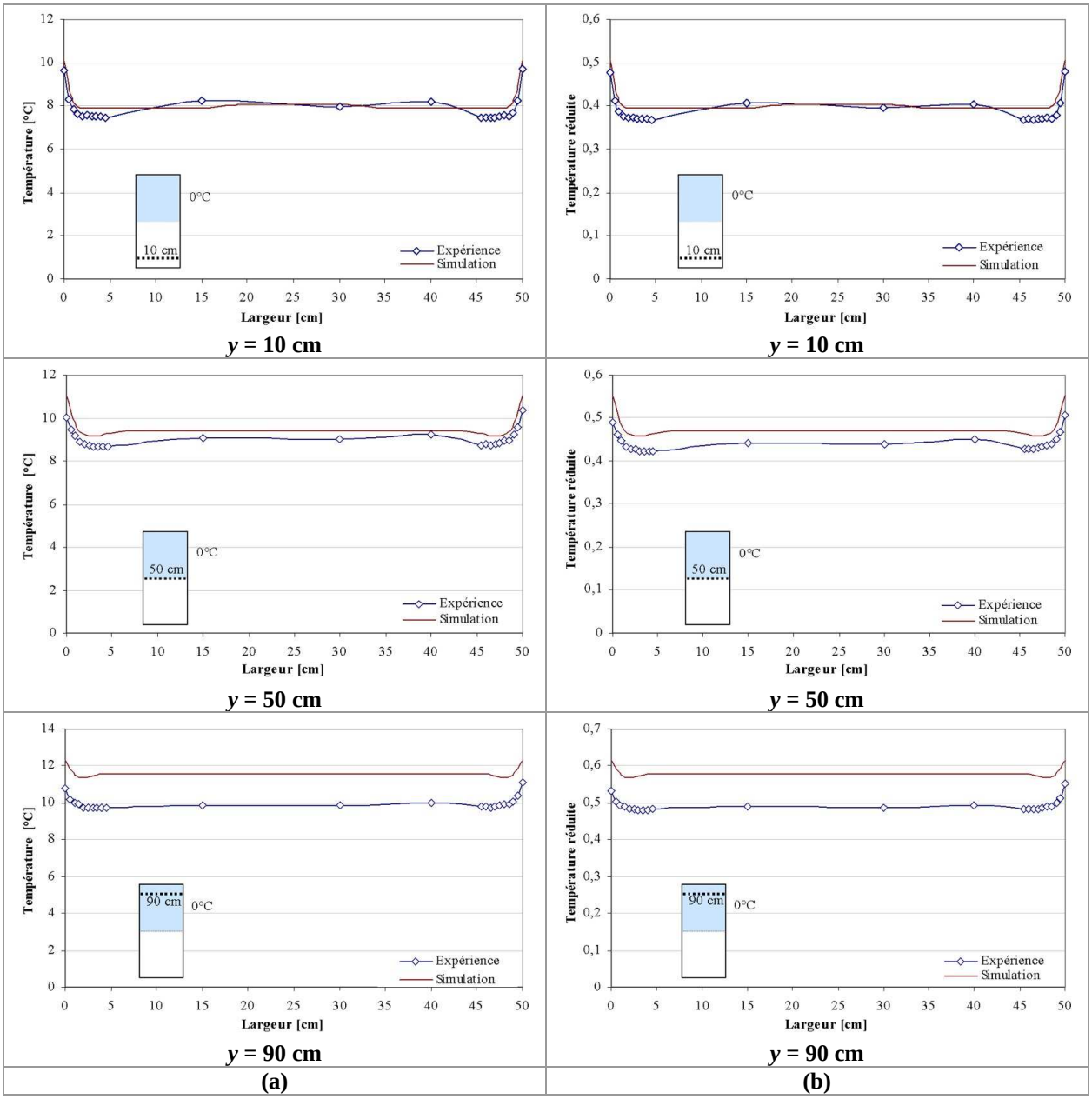


Figure A-56 : Comparaison Expérience/ Simulation CFD de la distribution de la couche limite thermique entre les deux parois latérales sur le plan médian-Totalité de la paroi froide maintenue à 0°C (a)Température en fonction de la profondeur ; (b) Température réduite en fonction de la profondeur

Annexe IV-8 : Mesure PIV- Cas de la maquette remplie de sphères creuses

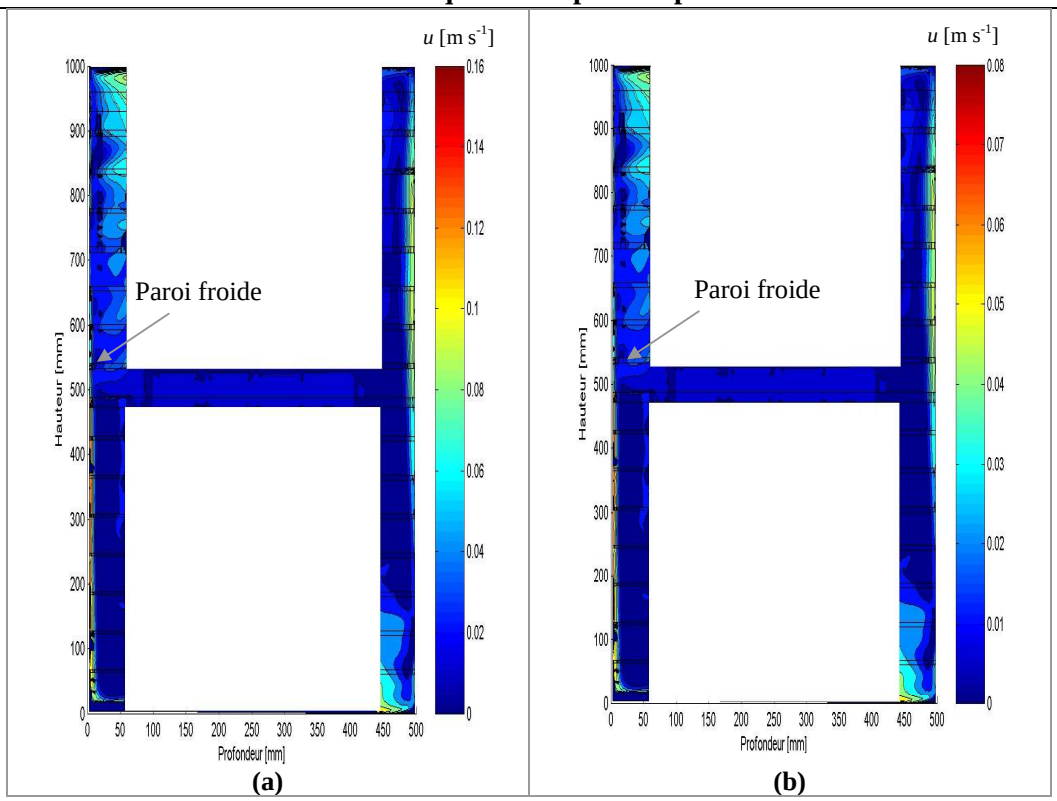


Figure A-57 : Norme de la vitesse sur le plan de symétrie de la maquette remplie avec quatre blocs de sphères creuses ; (a) 100% de la paroi froide maintenue à -0°C ; (b) 50% de la paroi froide maintenue à 0°C

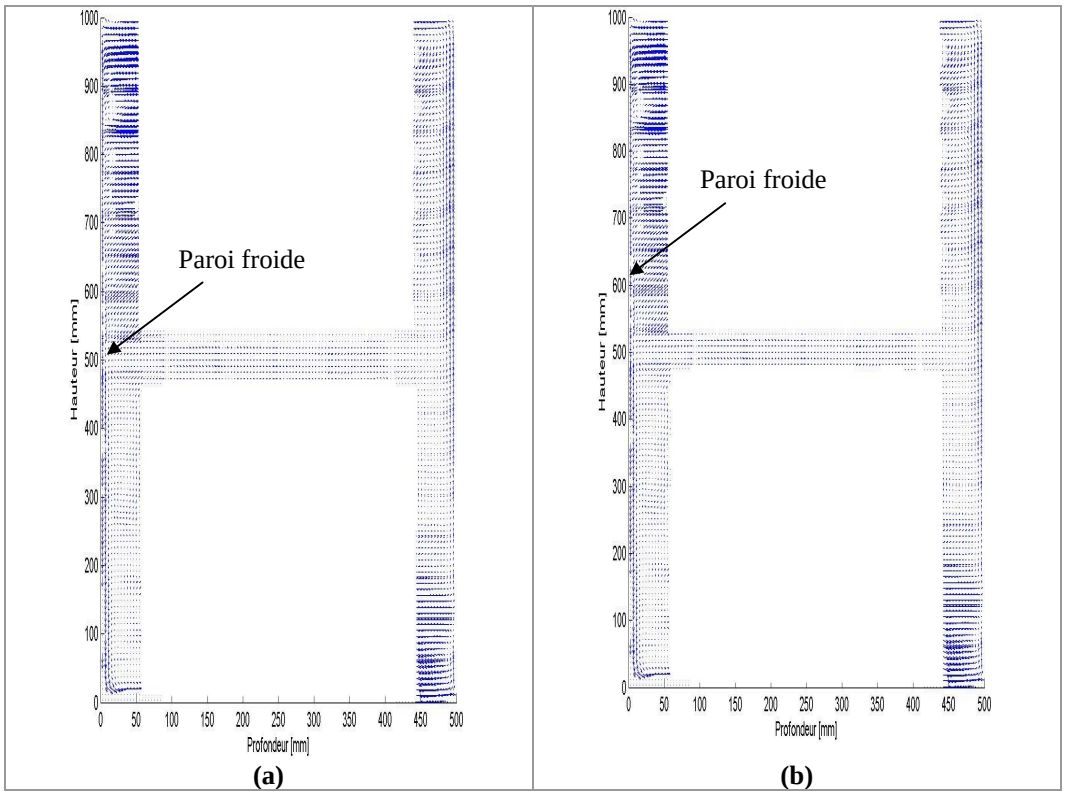


Figure A-58 : Champ de vitesse sur le plan de symétrie de la maquette remplie avec quatre blocs de sphères creuses, (a) 100% de la paroi froide maintenue à 0°C ; (b) 50% de la paroi froide maintenue à 0°C

Annexe IV-9 : Comparaison expérimentale des profils horizontaux de la vitesse - Cas de la maquette remplie de sphères creuses

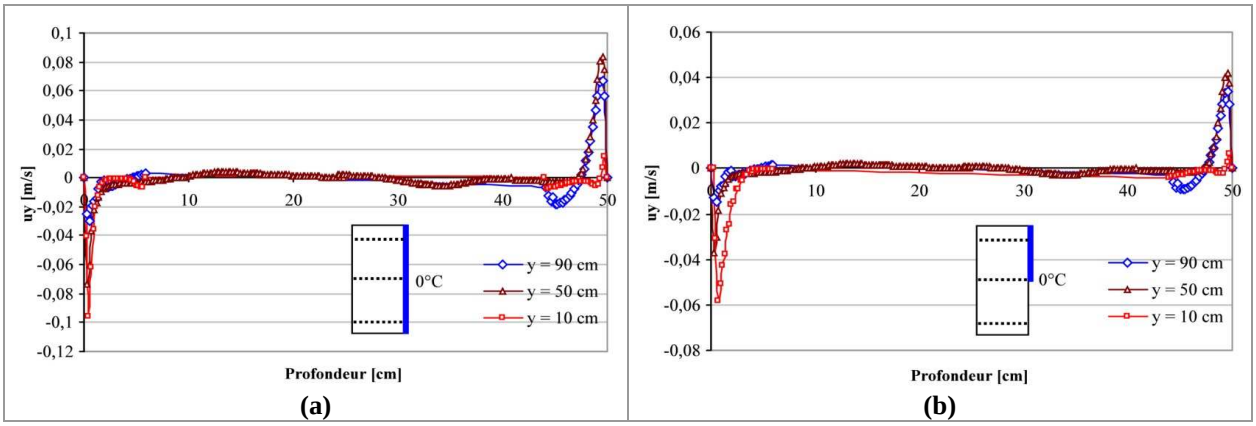


Figure A-59 : Distribution de la couche limite hydrodynamique sur trois hauteurs sur le plan de symétrie - Maquette remplie de sphères creuses- Paroi froide maintenue à 0°C; (a) 100% de la paroi froide ; (b) 50% de la paroi froide

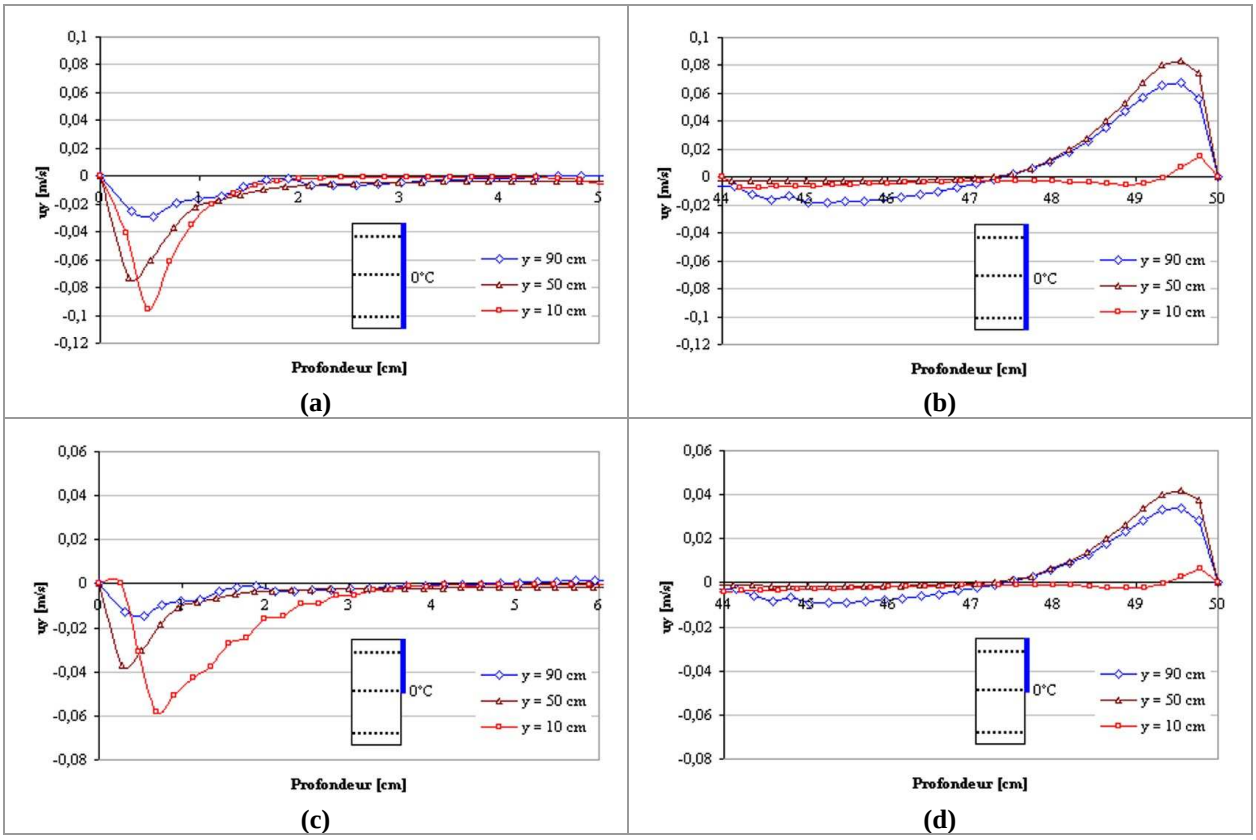


Figure A-60 : Couche limite hydrodynamique à différentes hauteurs sur le plan de symétrie de la maquette remplie de sphères creuses, (a) Couche limite côté paroi froide (100% à 0°C) ; (b) Couche limite côté paroi vitrée (100% à 0°C) ; (c) Couche limite côté paroi froide (50% à 0°C) ; (d) Couche limite côté paroi vitrée (50% à 0°C)

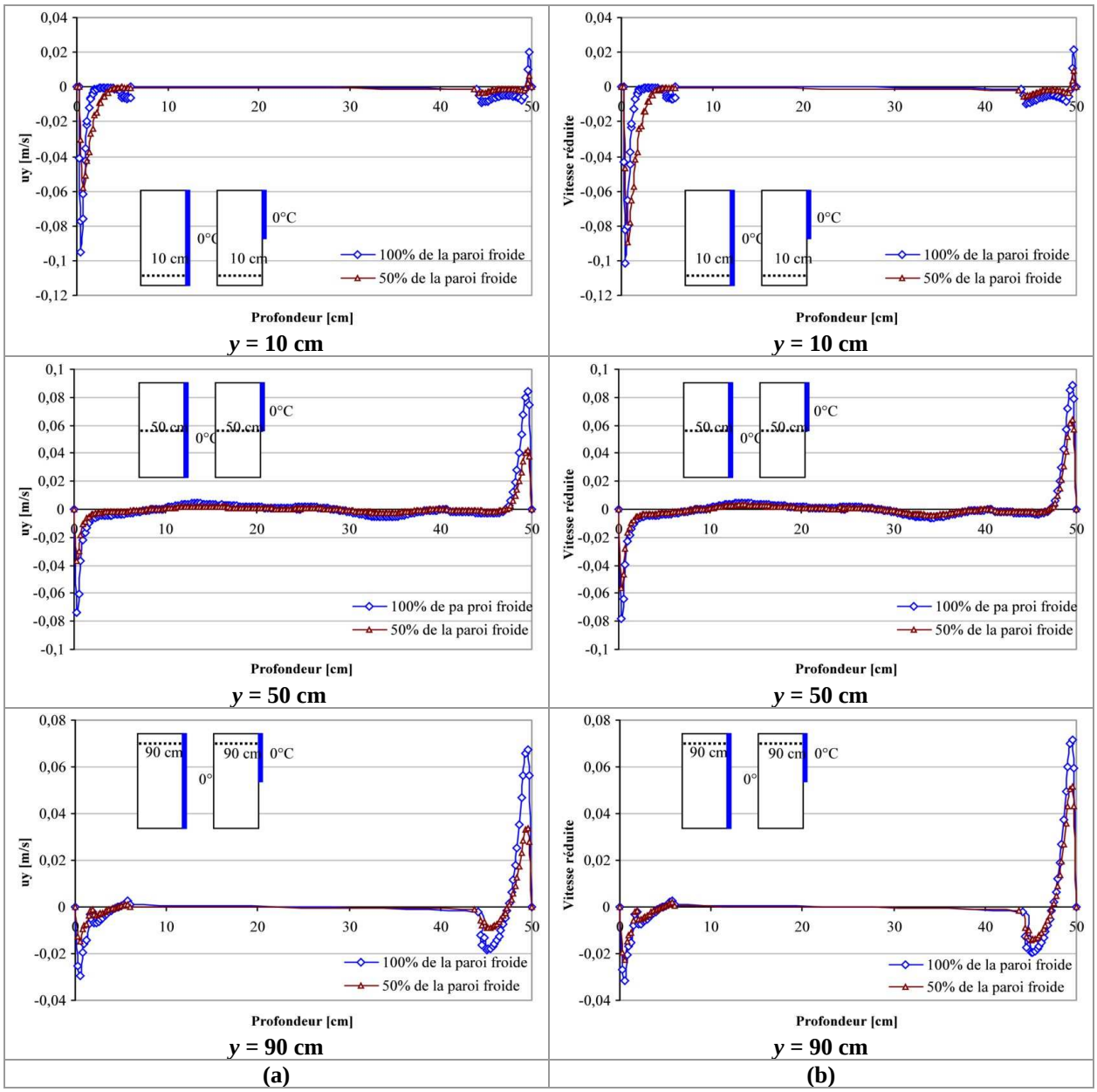


Figure A-61 : Distribution de la couche limite hydrodynamique pour les deux surfaces de la paroi froide (100% et 50%) - Maquette remplie de sphères creuses - Paroi froide maintenue à 0°C; (a) vitesse en fonction de profondeur ; (b) vitesse réduite en fonction de profondeur

Annexe IV-10 : Comparaison expérimentale des profils horizontaux de vitesse entre le cas de la maquette vide et le cas de la maquette remplie de sphères creuses

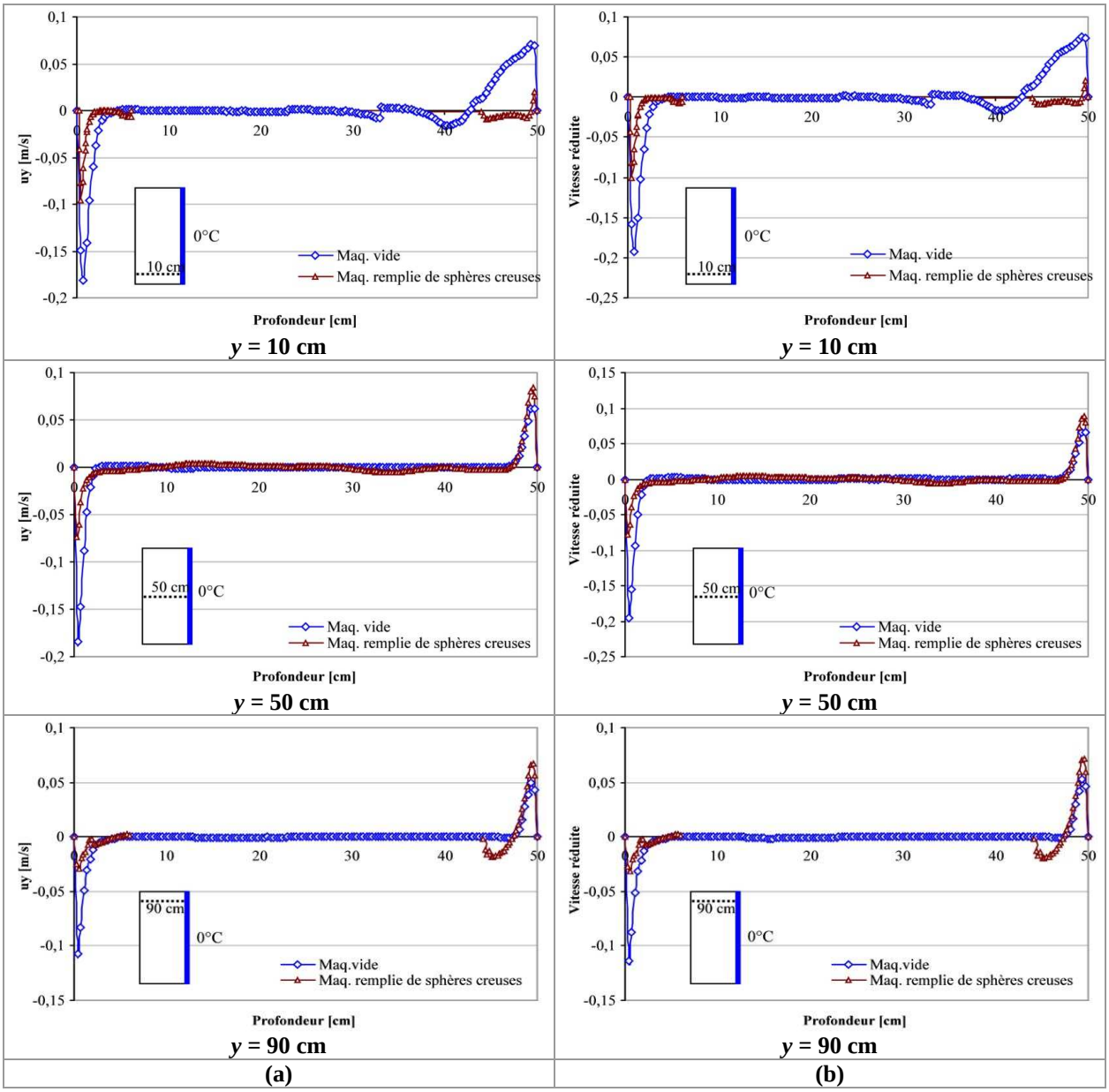


Figure A-62 : Comparaison des profils horizontaux de vitesse entre le cas de la maquette vide et le cas de la maquette remplie avec quatre blocs de sphères creuses (100% à 0°C), (a) vitesse en fonction de profondeur ; (b) vitesse réduite en fonction de profondeur

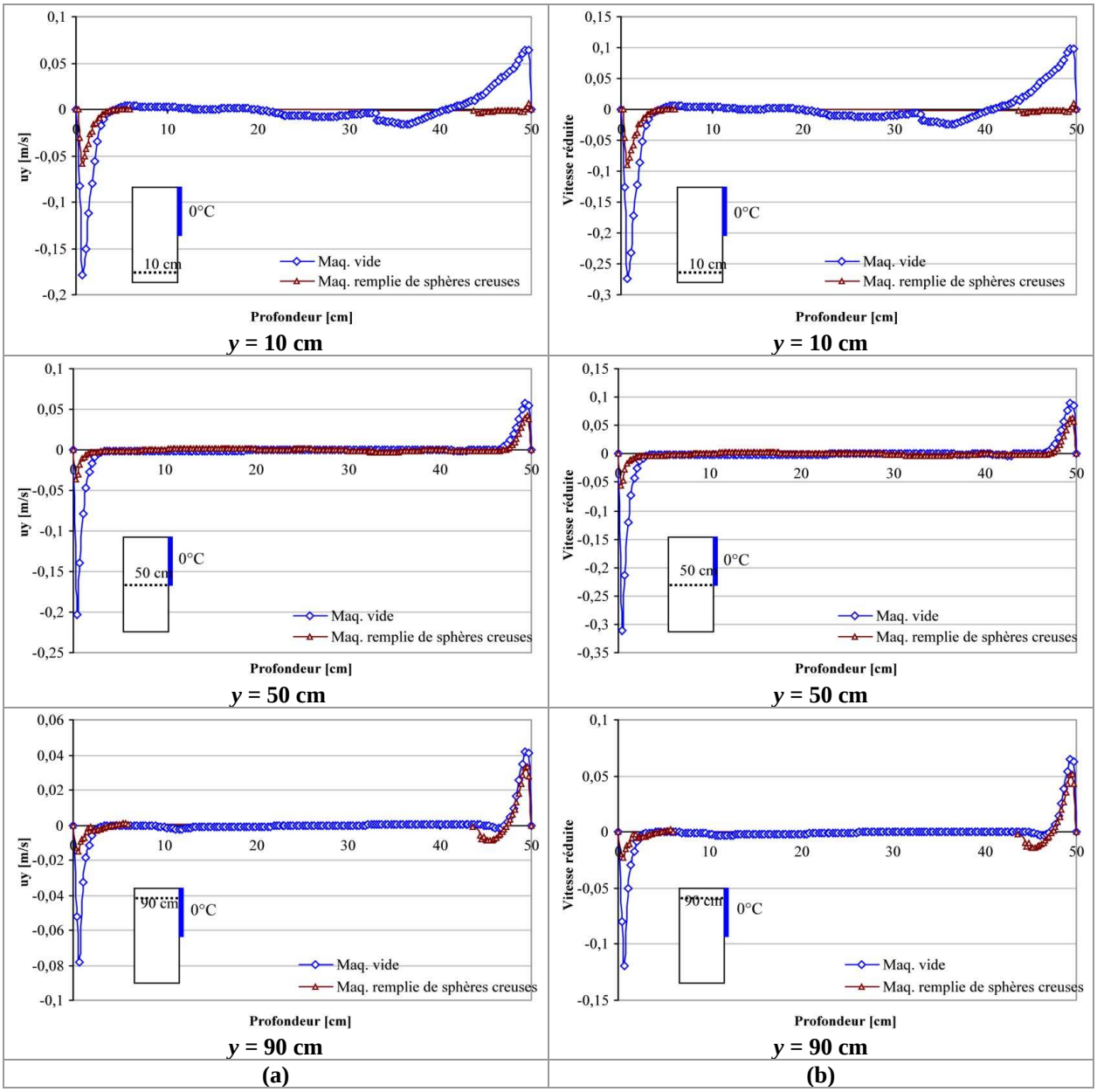


Figure A-63 : Comparaison des profils horizontaux de vitesse entre le cas de la maquette vide et le cas de la maquette remplie avec quatre blocs de sphères creuses (50% à 0°C), (a) vitesse en fonction de profondeur ; (b) vitesse réduite en fonction de profondeur

Annexe IV-11 : Comparaison Expérience/Simulation CFD des profils horizontaux de la vitesse-Cas de la maquette remplie de sphères creuses

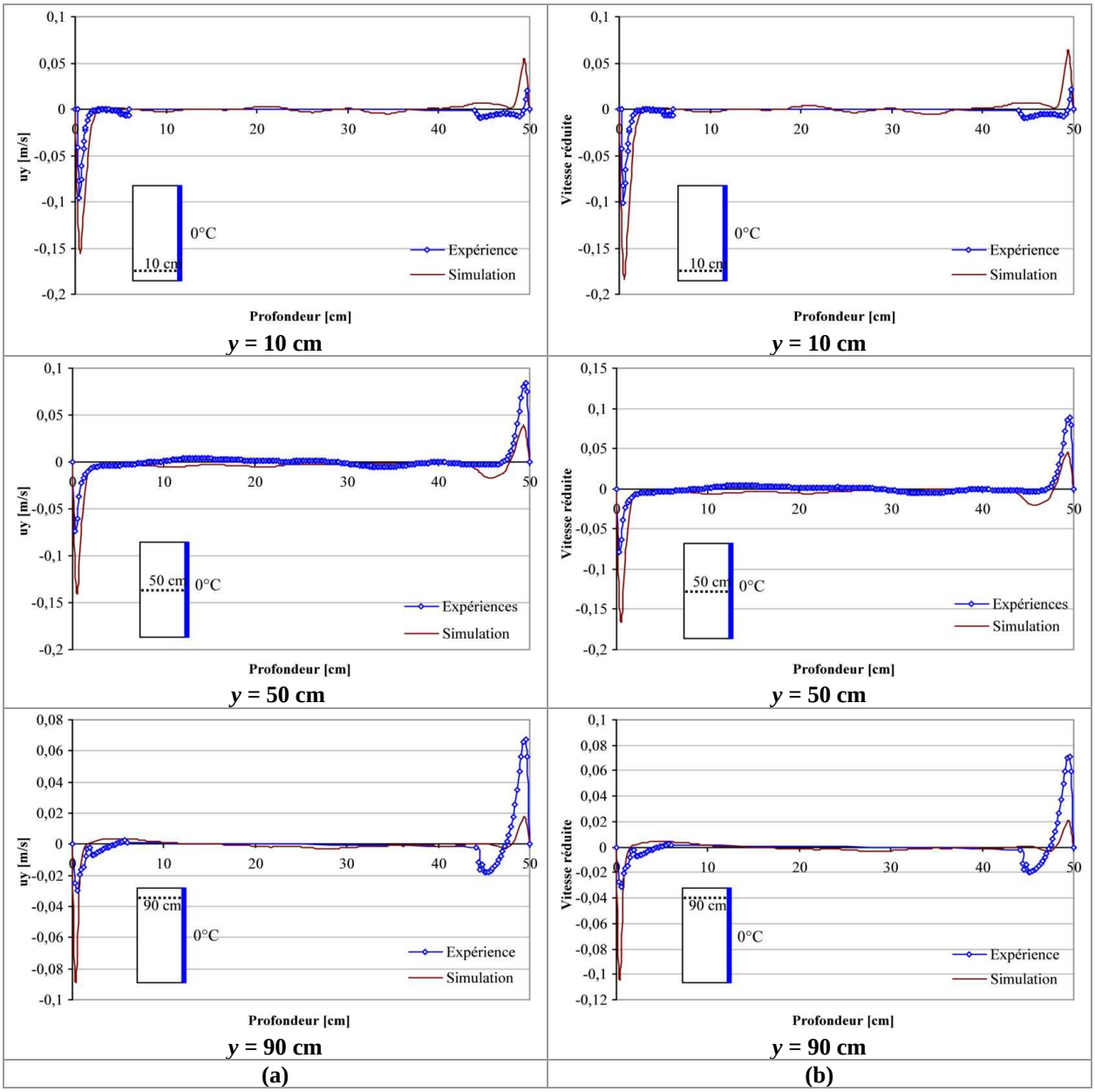


Figure A-64 : Comparaison Expérience/ Simulation CFD de la distribution de la couche limite hydrodynamique sur différentes hauteurs-Maquette remplie de quatre blocs de sphères creuses – Totalité de la paroi froide maintenue à 0°C, (a) vitesse en fonction de profondeur ; (b) vitesse réduite en fonction de profondeur

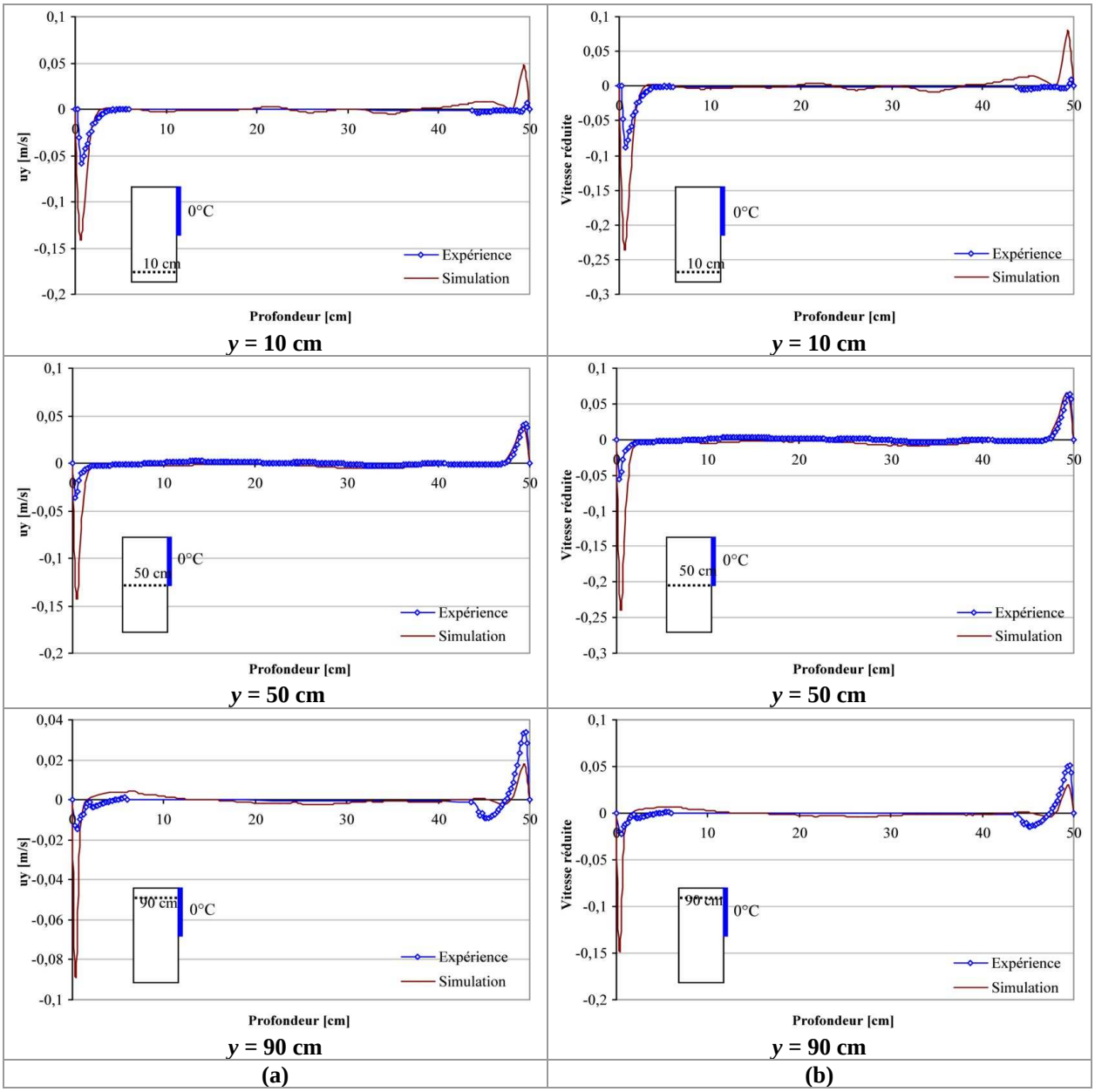


Figure A-65 : Comparaison Expérience/ Simulation CFD de la distribution de la couche limite hydrodynamique sur différentes hauteurs-Maquette remplie de quatre blocs de sphères creuses – Moitié supérieure de la paroi froide maintenue à 0°C, (a) Vitesse en fonction de profondeur ; (b)Vitesse réduite en fonction de profondeur

Annexe IV-12 : Comparaison expérimentale des profils verticaux de température-Cas de la maquette remplie de sphères creuses

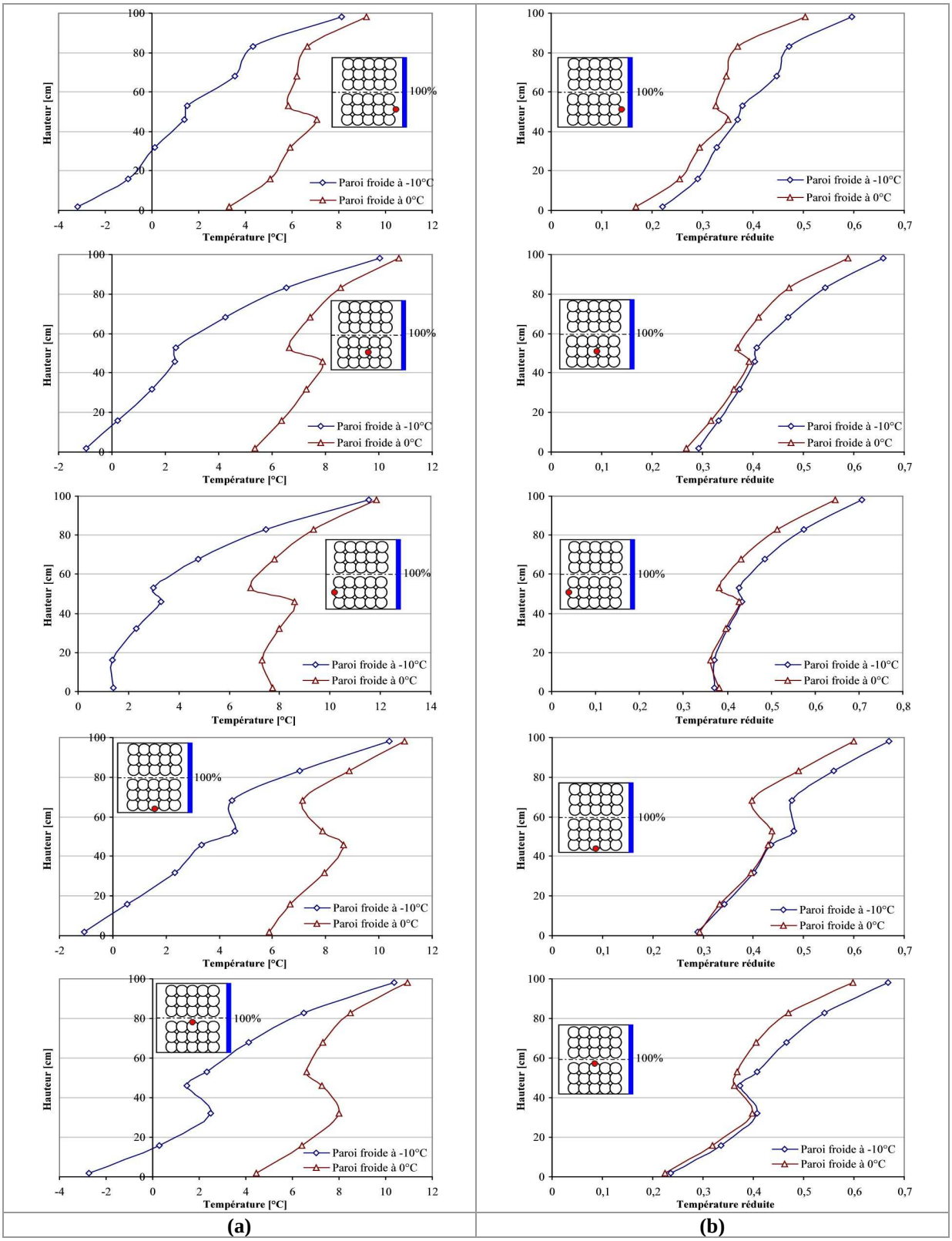


Figure A-66 : Profils verticaux de température à différentes positions dans la maquette remplie avec quatre blocs de sphères creuses pour deux températures de la paroi froide (-10°C et 0°C) - 100% de la paroi froide (a) Hauteur en fonction de la température; (b) Hauteur en fonction de la température réduite

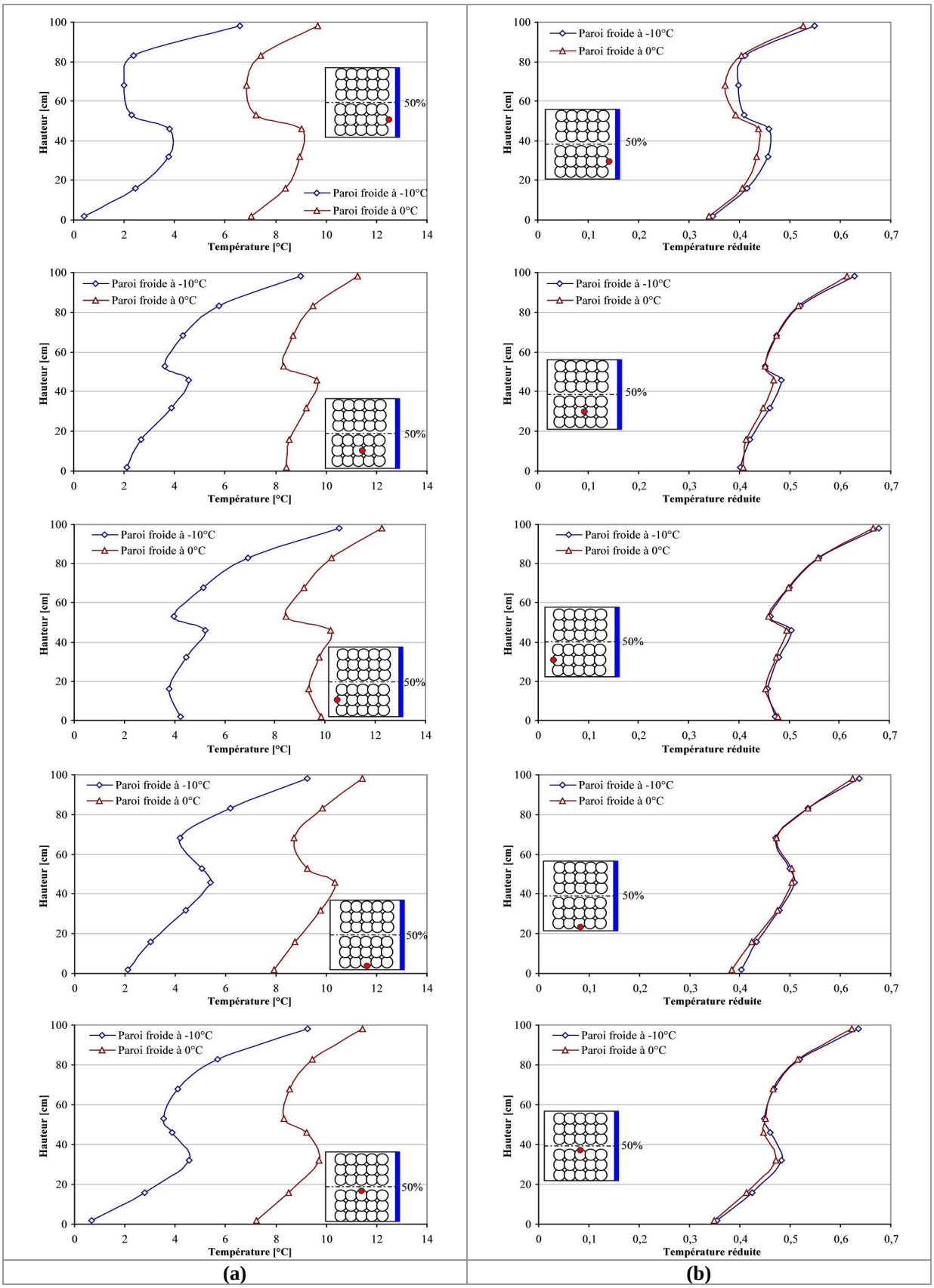


Figure A-67 : Profils verticaux de température à différentes positions dans la maquette remplie avec quatre blocs de sphères creuses pour deux températures de la paroi froide (-10°C et 0°C) - 50% de la paroi froide ; (a) Hauteur en fonction de la température; (b) Hauteur en fonction de la température réduite

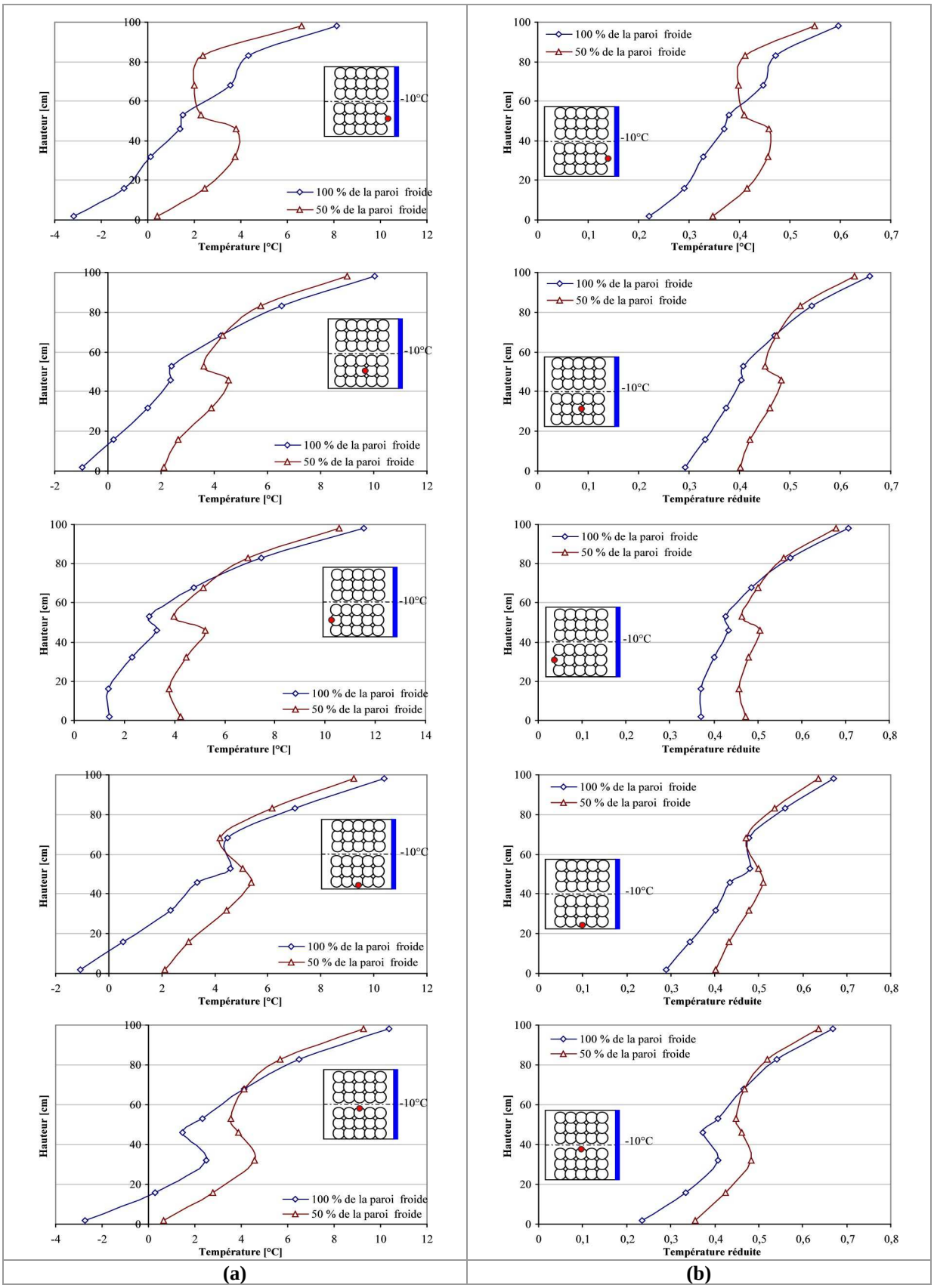


Figure A-68 : Profils verticaux de température à différentes positions dans la maquette remplie avec quatre blocs de sphères creuses pour les deux surfaces de la paroi froide (100% et 50%) - Paroi froide maintenue à -10°C ; (a) Hauteur en fonction de la température; (b) Hauteur en fonction de la température réduite

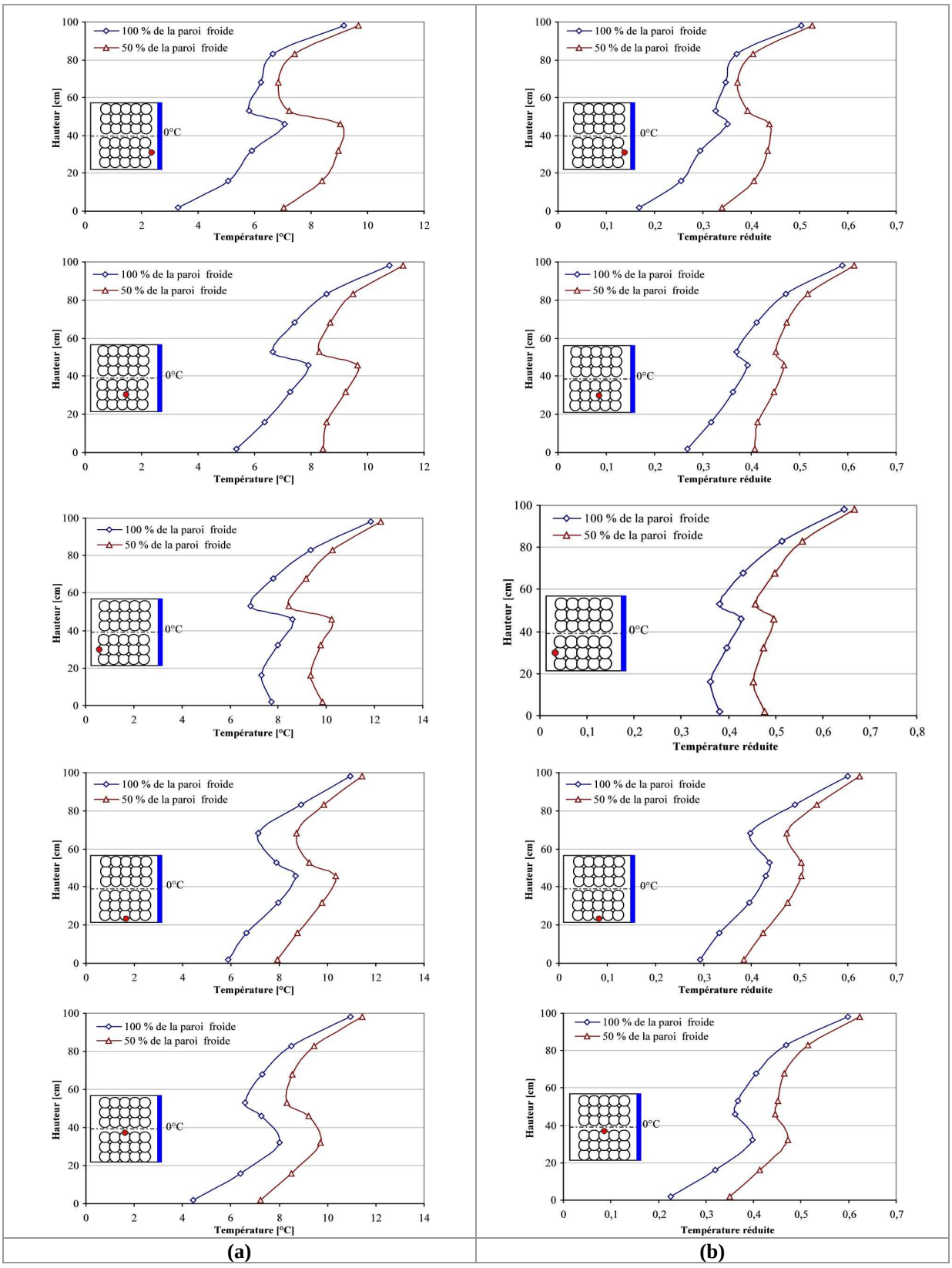


Figure A-69 : Profils verticaux de température à différentes positions dans la maquette vide et pour les deux surfaces de la paroi froide (100% et 50%) - Paroi froide maintenue à 0°C ; (a) Hauteur en fonction de la température; (b) Hauteur en fonction de la température réduite

Annexe IV-13 : Comparaison expérimentale des profils verticaux de température entre le cas de la maquette vide et le cas de la maquette remplie de sphères creuses

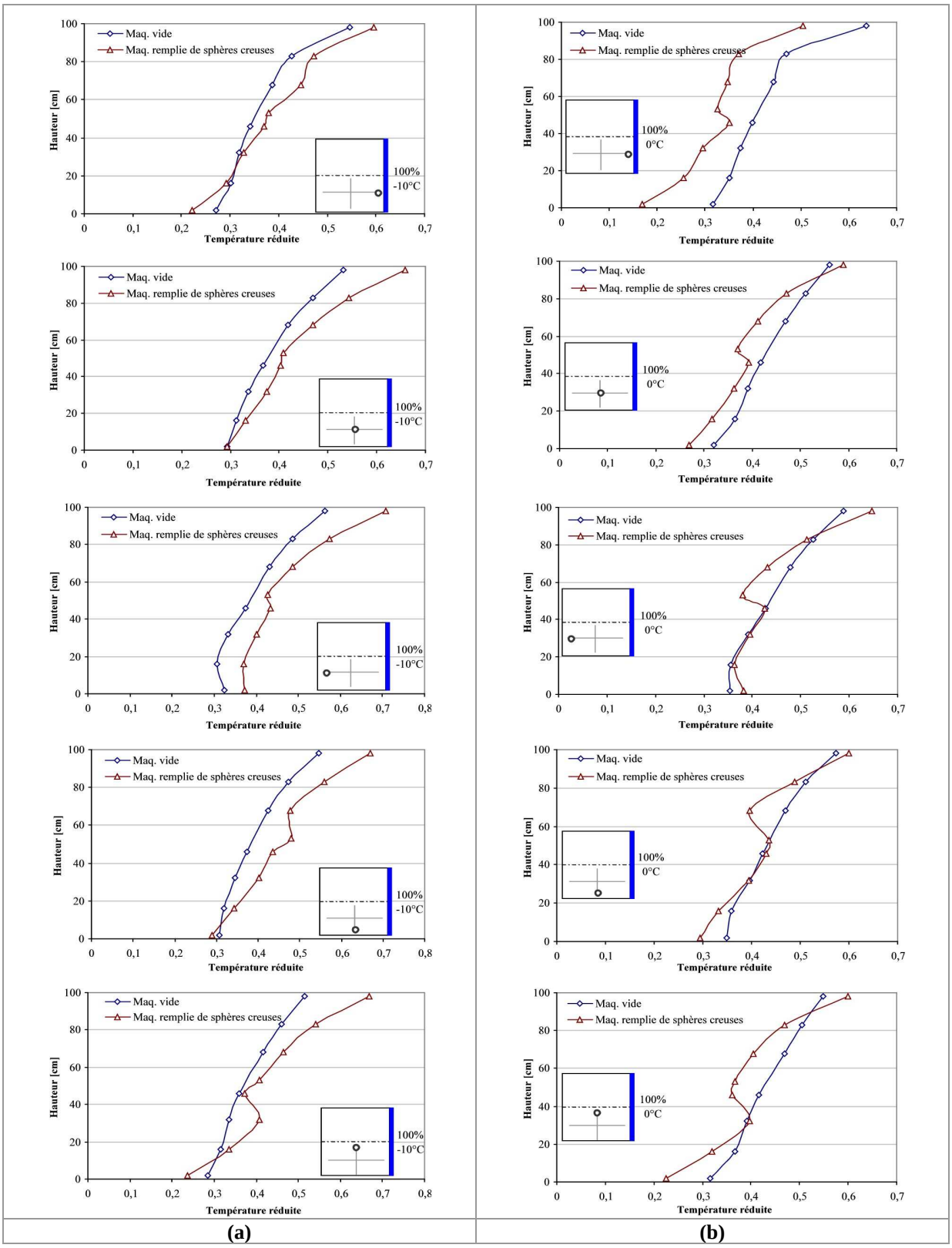


Figure A-70 : Comparaison des profils verticaux de température entre le cas de la maquette vide et le cas de la maquette remplie avec quatre blocs de sphères creuses ; (a) 100% à –10°C ; (b) 100% à 0°C

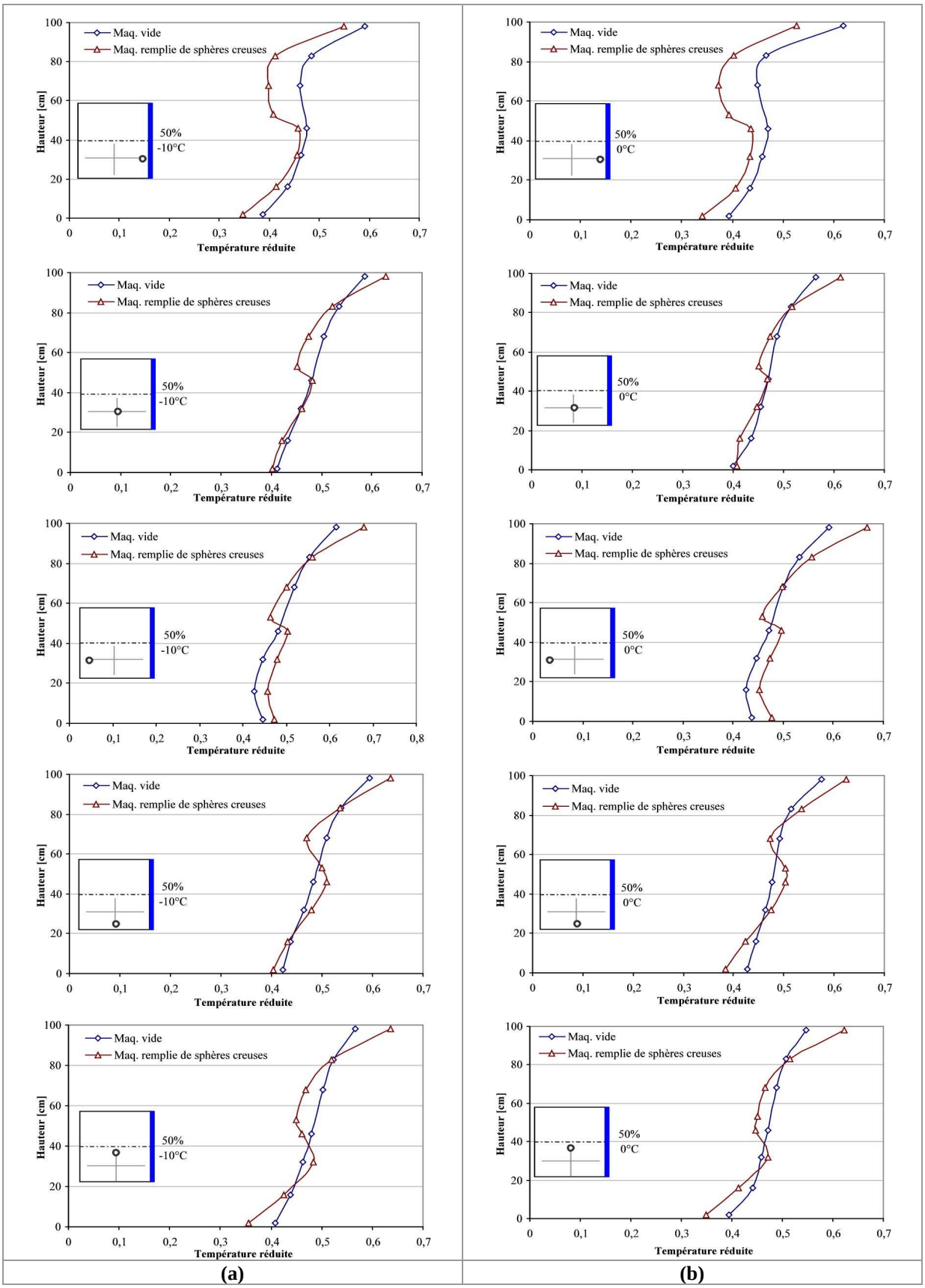


Figure A-71 : Comparaison des profils verticaux de température entre le cas de la maquette vide et le cas de la maquette remplie avec quatre blocs de sphères creuses (a) 50% à –10°C ; (b) 50% à 0°C

Annexe IV-14 : Comparaison Expérience/Simulation CFD des profils verticaux de température - Cas de la maquette remplie de sphères creuses

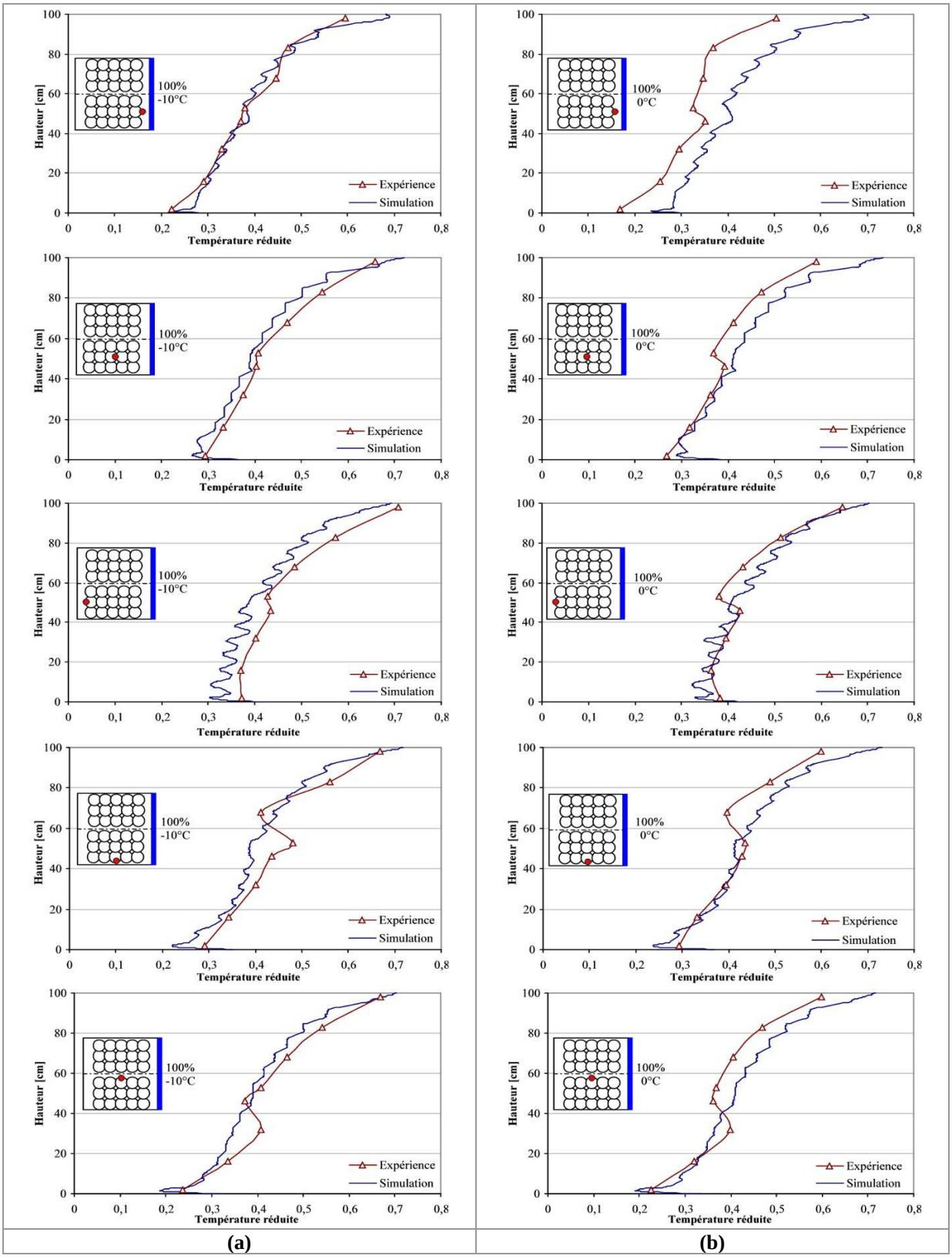


Figure A-72 : Comparaison Expérience/ Simulation CFD des profils verticaux de température pour différentes positions de la maquette vide remplie avec quatre blocs de sphères creuses ; (a) 100% à -10°C; (b) 100% à 0°C

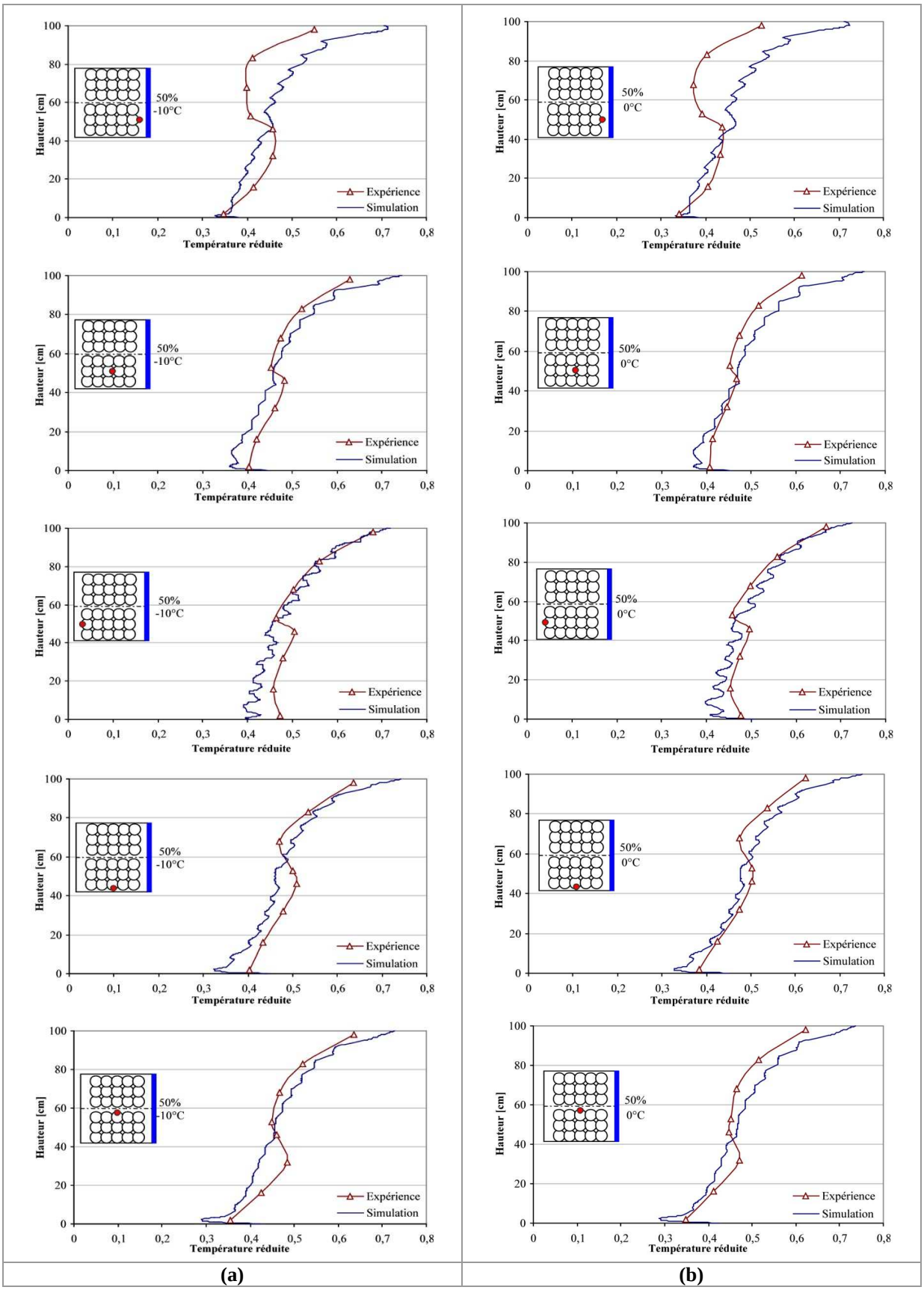


Figure A-73 : Comparaison Expérience/ Simulation CFD des profils verticaux de température pour différentes positions de la maquette vide remplie avec quatre blocs de sphères creuses ; (a) 50% à -10°C; (b) 50% à 0°C

Annexe IV-15 : Comparaison de suivi de température entre l'expérience et les résultats de simulation CFD – Cas de la maquette remplie de sphères en gel

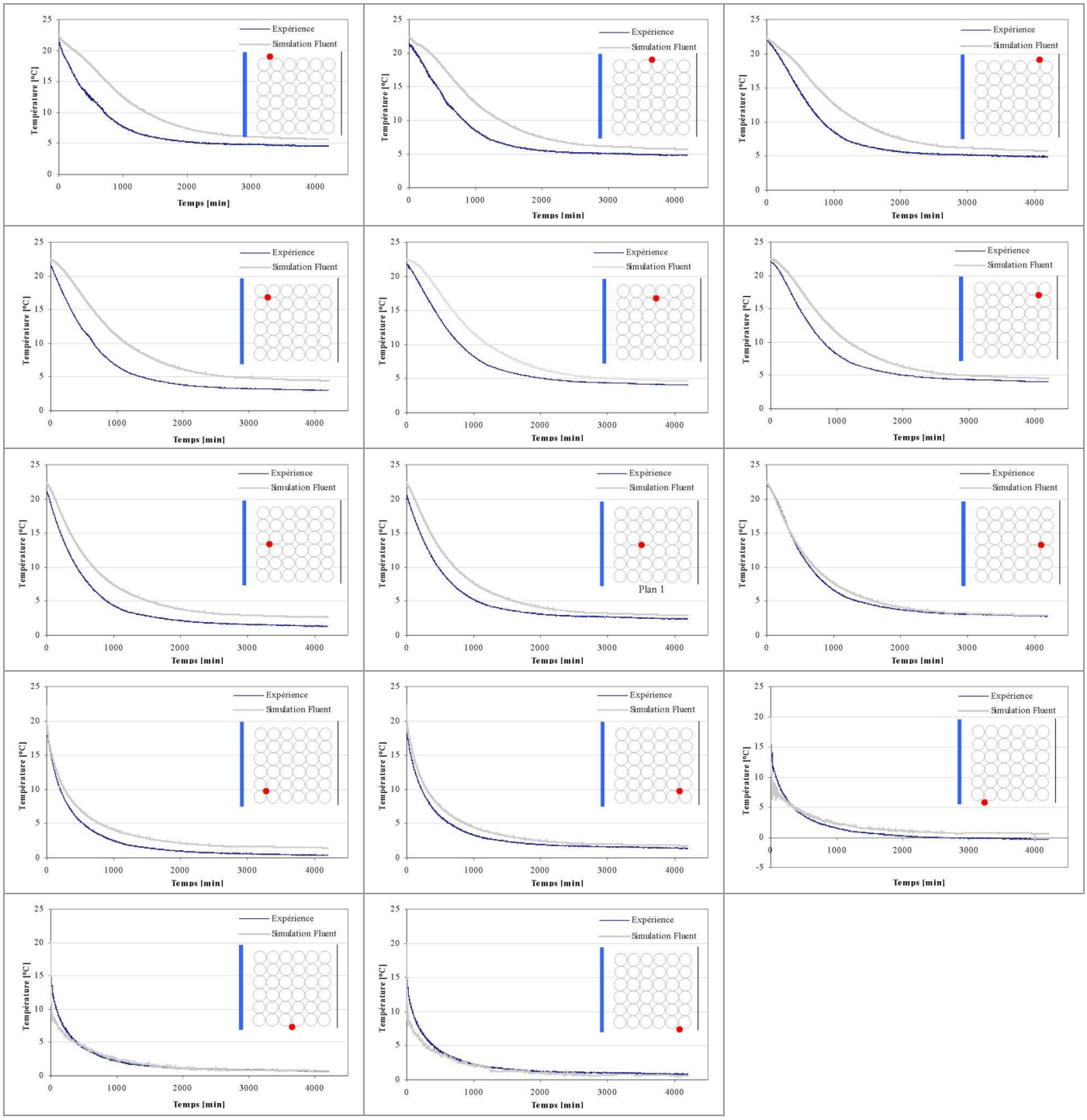


Figure A-74 : Comparaison de température de l'air entre l'expérience et les résultats de simulation CFD (sur le plan de symétrie) –Cas de la maquette remplie de sphères en gel

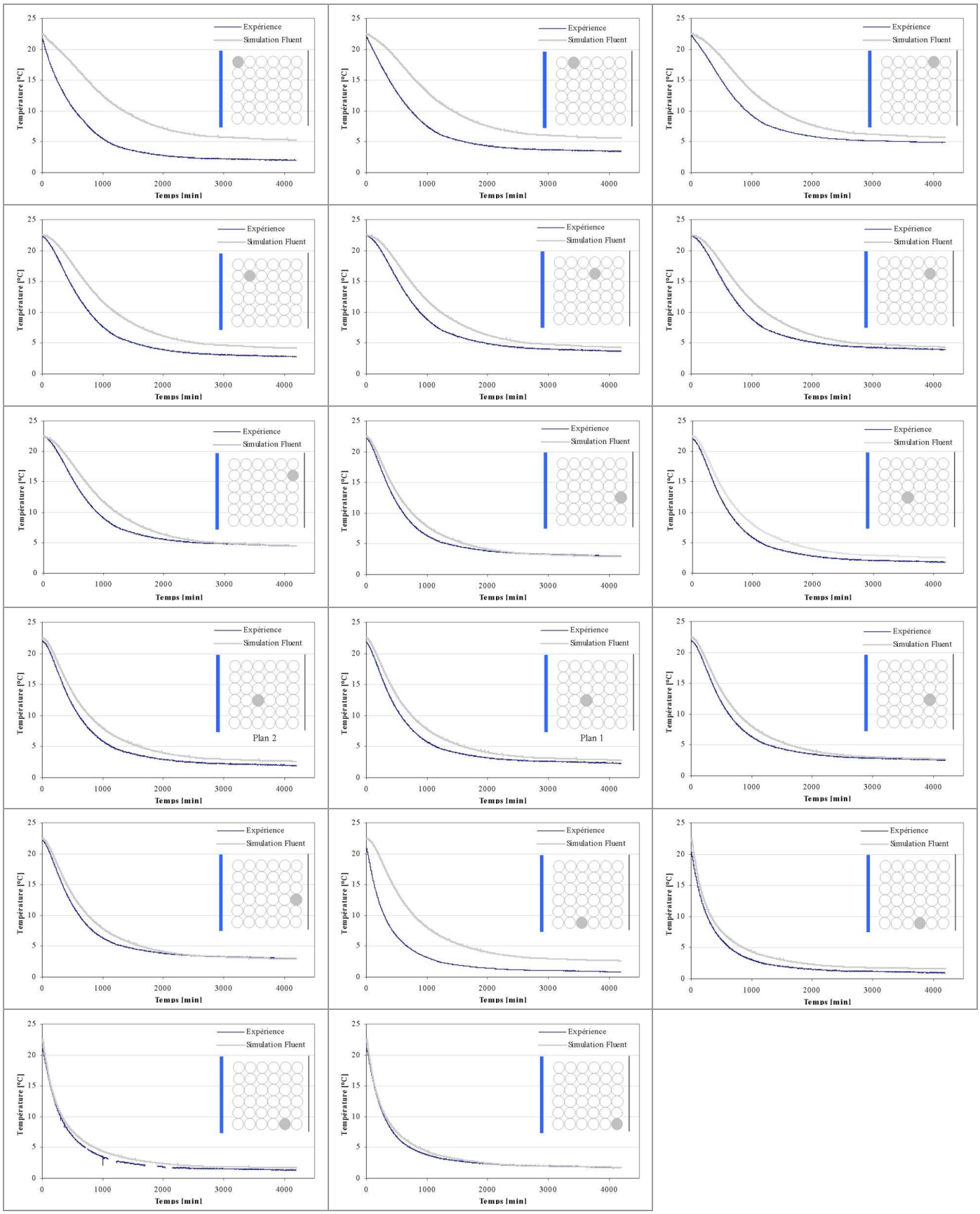


Figure A-75 : Comparaison de température à cœur des produits entre l'expérience et les résultats de simulation CFD (sur le plan de symétrie) – Cas de la maquette remplie de sphères en gel

Annexe IV-16 : Comparaison de suivi de température entre l'expérience, le code de calcul et les résultats de simulation CFD – Cas de l'enceinte parallélépipédique complètement remplie de sphères en gel

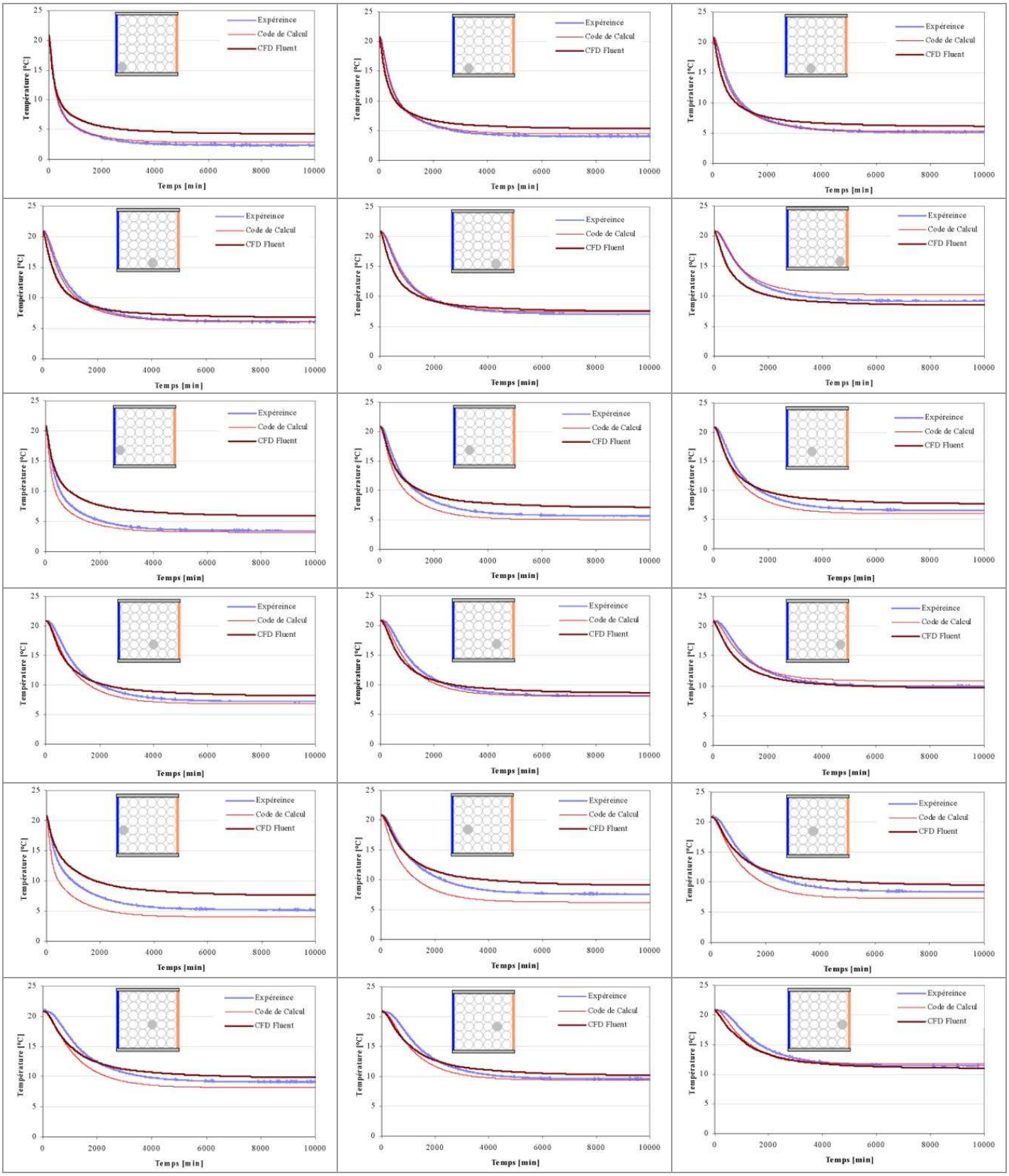


Figure A-76 : Comparaison de température à cœur du produit entre l'expérience, le code 'macro-poreux' et les résultats de simulation CFD – Cas de l'enceinte parallélépipédique complètement remplie de sphères en gel

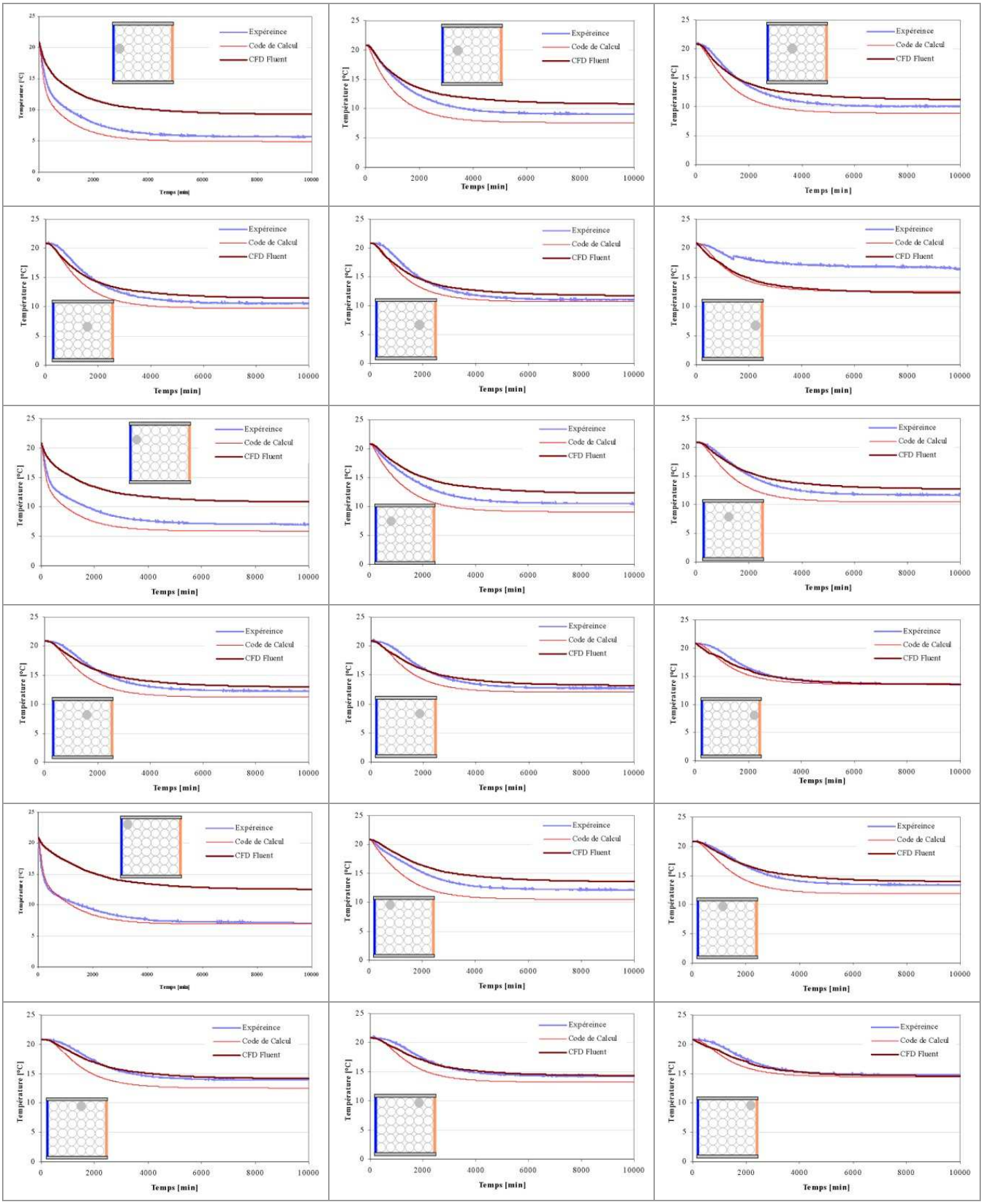


Figure A-77 : Comparaison de température à cœur du produit entre l'expérience, le code 'macro-poreux' et les résultats de simulation CFD – Cas de l'enceinte parallélépipédique complètement remplie de sphères en gel

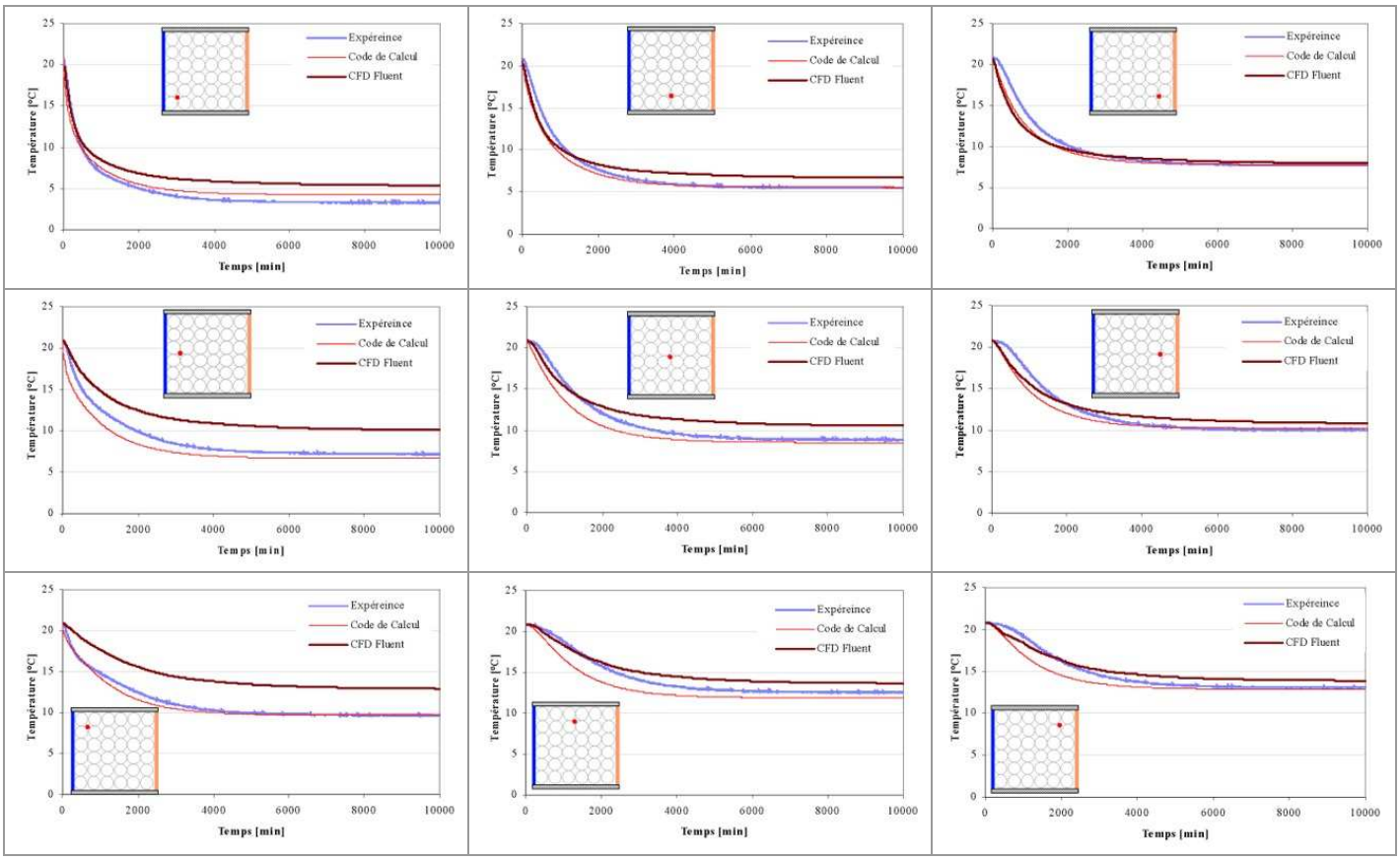


Figure A-78 : Comparaison de température de l'air entre l'expérience, le code 'macro-poreux' et les résultats de simulation CFD – Cas de l'enceinte parallélépipédique complètement remplie de sphères en gel