



HAL
open science

**Convection naturelle turbulente en cavité
différentiellement chauffée à grands nombres de
Rayleigh : caractérisation expérimentale des écoulements
et des transferts thermiques, étude numérique du
couplage convection-rayonnement**

Francis, Lénine Djanna Koffi

► **To cite this version:**

Francis, Lénine Djanna Koffi. Convection naturelle turbulente en cavité différentiellement chauffée à grands nombres de Rayleigh : caractérisation expérimentale des écoulements et des transferts thermiques, étude numérique du couplage convection-rayonnement. Sciences de l'ingénieur [physics]. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2011. Français. NNT : . tel-00595352

HAL Id: tel-00595352

<https://theses.hal.science/tel-00595352>

Submitted on 24 May 2011

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.

THESE

pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET
D'AEROTECHNIQUE

(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique.
Secteur de Recherche : Energie, Thermique, Combustion

Présentée par :

Francis Lénine DJANNA KOFFI

**CONVECTION NATURELLE TURBULENTE EN CAVITE DIFFERENTIELLEMENT
CHAUFFEE A GRANDS NOMBRES DE RAYLEIGH : CARACTERISATION
EXPERIMENTALE DES ECOULEMENTS ET DES TRANSFERTS THERMIQUES,
ETUDE NUMERIQUE DU COUPLAGE CONVECTION-RAYONNEMENT.**

Directeurs de Thèse :

Didier SAURY & Patrice JOUBERT & Denis LEMONNIER

Soutenue le 6 avril 2011 devant la Commission d'Examen

- JURY -

Pierre PARANTHOËN	Directeur de Recherche CNRS, CORIA, Rouen	Président, Rapporteur
Shihe XIN	Professeur, CETHIL, Lyon	Rapporteur
Patrick LE QUÉRÉ	Directeur de Recherche CNRS, LIMSI, Orsay	Examineur
Anne SERGENT	Maître de Conférences, LIMSI, Orsay	Examineur
Denis LEMONNIER	Directeur de Recherche CNRS, INSTITUT P', Poitiers	Examineur
Patrice JOUBERT	Maître de Conférences HDR, LEPTIAB, La Rochelle	Examineur
Didier SAURY	Maître de Conférences, INSTITUT P', Poitiers	Examineur
François PENOT	Directeur de Recherche CNRS, Poitiers	Invité

REMERCIEMENTS

Ma carrière de chercheur peut véritablement démarrer!!! Qu'il me soit permis d'écrire ces quelques mots à l'endroit des personnes qui ont œuvré pour que ce rêve se réalise.

Mes premiers mots s'adressent à mes directeurs de thèse, MM. François PENOT, Directeur de Recherche au CNRS, Patrice JOUBERT, MC HDR à l'Université de La Rochelle et Didier SAURY, MC à l'Université de Poitiers, qui ont répondu favorablement à la demande d'un jeune enseignant en quête de savoir en acceptant, de m'accueillir au sein de cette équipe de recherche. A ces éminents chercheurs, je voudrais exprimer ma profonde gratitude pour tout ce qu'ils m'ont apporté tant sur le plan scientifique, qu'humain. Vous m'avez par ailleurs inculqué l'esprit de la persévérance, de l'endurance et d'abnégation qui seront à n'en pas douter le socle de ma carrière de chercheur.

Je remercie M. Denis LEMONNIER, Directeur de Recherche au CNRS, pour ses multiples conseils et pour avoir accepté d'assurer la direction de cette thèse après le départ à la retraite de M. François PENOT.

Mes remerciements s'adressent à M. Daniel PETIT pour avoir accepté de m'accueillir au sein du Laboratoire d'Etudes Thermiques (aujourd'hui rattaché à l'institut P').

Je tiens à remercier vivement MM. Shihe XIN, Professeur au CETHIL de Lyon et Pierre PARANTHOËN, Directeur de Recherche au CORIA, pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail en acceptant de le juger malgré les tâches que cela incombe.

Je souhaite également que M. Patrick. LE QUERE, Directeur de Recherche au CNRS et Mme Anne SERGENT, MC à l'Université Pierre et Marie CURIE reçoivent ma sincère gratitude pour avoir accepté de participer à mon jury de thèse.

J'adresse mes vifs remerciements aux Professeurs Maurice TCHUENTE et Alain ONDOUA pour leur soutien et encouragement.

J'exprime ma gratitude aux Professeurs Bruno BEKOLO, Louis Max AYINA OHANJA, Robert NZENGWA, respectivement Recteur de l'Université de Douala, Directeur de l'IUT de Douala et Doyen de la Faculté de G.I. de Douala, pour leur soutien. Vos encouragements ont été pour moi, une source de motivation supplémentaire.

Je tiens à remercier mes collègues de bureau, Nicolas ROUGER et Yamina HARNANE pour leur aide et soutien, ainsi que tous les doctorants que j'ai côtoyés pendant ces années de thèse, sans oublier Arnaud LEMOINE, un stagiaire avec qui nous avons beaucoup travaillé dans ce bureau.

J'adresse également mes remerciements à l'ensemble du personnel du Laboratoire, plus particulièrement à Jean-Louis TUHAULT, Jacques NERAULT, André PITEAU, Hervé ARLAUD, Christophe QUINTARD, Yann THOMAS, Cyril ROMESTANT, Catherine FUENTES, Catherine LAVALLADE, Hélène GRASSIN pour leur disponibilité et leur dévouement.

Je tenais enfin à remercier les amis et collègues qui m'ont soutenu durant ces années de dur labeur, je pense à M et Mme KEMJE, Mathieu KODJOCK, Louis MONKAM, Guy TAKAMTE, René TCHINDA, Alexis KEMAJOU, Gédéon YOMI, Jean Noël TCHATO, Max NDAME, Blaise MTOPI, Armand NZEUKOU, Ernest NJIEMOUN, Charly TOUNDJI, Dieunedort TCHAKOUK, Guy NGAHA, Didier PATIO, Solange MEKAM, Achille NASSI, Duplex WANSI, Alain WOAFFO, Flavien TOZE, Luc MBAZE, Thierry EBELE, Léonard FOMEKONG, Apolinaire

SANDUO, Ruben MOUANGUE, Ghislain TCHUEN, Daniel LEBY, Amédée AMBOA, Clément MBIAKOP, Lauris TCHAMO, Catherine DONANIAN, Gabriel GADOU, Horace MBAPPE.

DEDICACE

A ma chère maman, Madame Emilienne SEDIO épouse DJANNA

A ma chère épouse, Claire MEGNE

A mon fils Yann Brunel DJANNA TAKEDAM

A M. et Mme TCHIEBEB

A mes frères et sœurs, Roland DJANNA, Blandine DJANNA, Peguy YONKOUA, Chantal NJONKOU, Loïc TCHIEBEB, Brice TCHIEBEB, Sonia TCHIEBEB, Ornela TCHIEBEB.

Remerciements	i
Dédicace	iii
Nomenclature	xi
Introduction générale	1
Chapitre I Etude bibliographique de la convection naturelle en cavité	3
1. La convection naturelle en cavité différentiellement chauffée : Etat de l'art	5
1.1. Sensibilité de la convection naturelle à des conditions aux limites thermiques	7
1.2. Couplage de la convection naturelle avec le rayonnement	16
1.2.1. Rayonnement surfacique.....	16
1.2.2. Rayonnement volumique.....	20
1.3. Convection naturelle à hauts nombres de Rayleigh.....	23
2. Problématique.....	29
Chapitre II Dispositif expérimental et métrologie	31
1. Introduction.....	33
2. Dispositif expérimental	33
2.1. Parois verticales « actives ».....	34
2.2. Parois horizontales « passives ».....	36
2.3. Parois avant et arrière.....	38
3. Métrologie associée.....	38
3.1. Mesure de vitesse.....	39
3.1.1. La Vélocimétrie Laser à effet Doppler 2D (LDV-2D).....	39
3.1.1.1. Mise en œuvre.....	39
3.1.1.2. Incertitude de mesure.....	40
3.1.2. La Vélocimétrie par Imagerie des Particules 2D (PIV-2D).....	40
3.1.2.1. Mise en œuvre.....	41
3.1.2.2. Traitement d'images et validation des vecteurs	42
3.1.2.3. Précision de la PIV	45
3.2. Mesure de température	47
3.2.1. Suivi des conditions limites thermiques et ambiantes.....	47
3.2.2. Métrologie « fine » de température.....	48
3.2.2.1. Moyens de mesure.....	48
3.2.2.2. Précision de la mesure de température et dispositions expérimentales.....	50
3.2.2.3. Incertitude sur la mesure de température.....	51

3.3. Mesure de flux de chaleur	53
3.3.1. Présentation des méthodes de mesure.....	53
3.3.2. Problèmes expérimentaux liés à la mesure des flux pariétaux.....	54
3.3.3. Incertitude de mesure du flux de chaleur.....	55
3.3.3.1. Relative à la première méthode.....	55
3.3.3.2. Relative à la deuxième méthode.....	56
Chapitre III Présentation des moyens et méthodes numériques.....	59
1. Mise en équation du problème	61
1.1. Modèle physique	61
1.2. Modèle mathématique	61
1.2.1. Equations de bilan	62
1.2.2. Equations adimensionnées.....	63
1.2.2.1. Grandeurs adimensionnelles caractéristiques du problème.....	63
1.2.2.2. Systèmes d'équations adimensionnées.....	64
1.2.3. Conditions aux limites.....	65
2. Techniques de simulation numérique de la turbulence	65
2.1. Simulation numérique directe (DNS)	66
2.2. Approche moyennée des équations de Navier-Stokes (RANS).....	66
2.3. Simulation des grandes structures (SGS).....	67
2.3.1. Filtrage spatial implicite	68
2.3.2. Equations de conservation filtrées dans l'espace physique	69
2.3.3. Modélisation de sous-maille.....	70
2.3.3.1. Modélisation de la viscosité de sous-maille	73
2.3.3.2. Modélisation de la diffusivité de sous-maille	75
3. Traitement numérique des équations à résoudre.....	78
3.1. Discrétisation temporelle	78
3.1.1. Résolution de l'équation de la quantité de mouvement associée à l'équation de conservation de la masse.....	79
3.1.2. Résolution de l'équation de poisson pour le potentiel auxiliaire Π	80
3.2. Traitement numérique du terme source S_r dans l'équation de l'énergie.....	81
3.2.1. Equation de transfert radiatif (ETR).....	81
3.2.2. Méthode des ordonnées discrètes (MOD) pour la résolution de l'ETR.....	82
3.2.3. Discrétisation spatiale de l'ETR.....	83
3.3. Discrétisation spatiale des termes convectifs et de diffusion.....	85
3.3.1. Méthode des volumes de contrôle à maillages décalés.....	85
3.3.2. Schémas de discrétisation.....	86
3.3.2.1. Traitements des termes convectifs.....	86
3.3.2.2. Traitement des termes de diffusion.....	87
3.4. Problème de Helmholtz.....	87

4. Conclusion.....	88
--------------------	----

Chapitre IV Etude du champ dynamique des écoulements de convection naturelle à hauts nombres de Rayleigh.....89

1. Introduction.....	91
2. Etude du champ dynamique pour un nombre de Rayleigh égal à $1,2 \times 10^{11}$	91
2.1. Hypothèse de l'étude et validation du dispositif expérimental PIV.....	91
2.2. Champs moyen et fluctuant à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$	93.
2.2.1. Circulation globale dans la cavité.....	93
2.2.2. Vitesses et fluctuations dans la cavité à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$	95
2.2.2.1. Composante verticale de vitesse et fluctuation.....	95
2.2.2.2. Composante horizontale de vitesse et fluctuation.....	102
3. Grandeurs turbulentes.....	105
3.1. Energie cinétique turbulente 2D.....	105
3.2. Intensité de turbulence.....	106
3.3. Bidimensionnalité.....	107
3.4. Détection des structures cohérentes.....	108
4. Comparaison du champ dynamique pour les trois nombres de Rayleigh.....	115
4.1. Champs moyen et fluctuant.....	115
4.1.1. Circulation globale dans la cavité.....	115
4.1.2. Vitesses et fluctuations.....	117
4.1.3. Intensité de turbulence.....	119
4.2. Lois d'évolution de la vitesse maximale en convection naturelle dans une cavité différentiellement chauffée.....	119
5. Conclusion partielle.....	121

Chapitre V Caractérisation thermique des écoulements de convection naturelle à hauts nombres de Rayleigh.....123

1. Etude de la stratification thermique.....	125
1.1. Stratification thermique avec rayonnement des parois passives important.....	126
1.2. Stratification thermique dans la cavité avec rayonnement des parois passives faible....	127
1.3. Influence du rayonnement des parois passives sur la stratification thermique.....	128
1.4. Première confrontation avec la simulation numérique.....	130
2. Etude du champ thermique pour un nombre de Rayleigh égal à $1,2 \times 10^{11}$	131
2.1. Profils de température moyenne dans le plan médian entre les parois verticales actives et à mi-profondeur.....	131
2.2. Fluctuations RMS de température.....	135
2.3. Moments d'ordre 3 et 4.....	140
2.3.1. Facteur de dissymétrie de température.....	140

2.3.2. Facteur d’aplatissement.....	141
2.4. Analyse en fréquence.....	142
2.4.1. Analyse spectrale dans le cœur	142
2.4.1.1. Généralités sur l’existence des ondes de gravité.....	142
2.4.1.2. Spectre dans le cœur.....	142
2.4.2. Spectre dans les couches limites	143
2.4.2.1. Dans la couche limite chaude.....	143
2.4.2.2. Dans la couche limite froide	149
2.5. Transferts de chaleur le long des parois actives	152
3. Comparaison du champ thermique pour les trois écarts de température étudiés	155
3.1. Epaisseur de la couche limite thermique.....	155
3.2. Position du maximum de fluctuation RMS de température.....	156
3.3. Flux de chaleur.....	157
3.4. Densité spectrale de puissance.....	158
3.5. Lois d’évolution du transfert de chaleur en convection naturelle en cavité différentiellement chauffée.....	161
4. Conclusion partielle.....	163

Chapitre VI Etude du couplage de la convection naturelle turbulente avec le rayonnement.....165

1. Introduction.....	167
2. Validation du code.....	167
2.1. Validation du couplage convection naturelle avec le rayonnement surfacique.....	167
2.2. Validation du couplage convection naturelle avec le rayonnement volumique.....	169
2.3. Confrontations avec d’autres résultats de simulation numérique.....	170
3. Etude de l’effet du rayonnement sur l’écoulement de convection naturelle turbulent dans une cavité différentiellement chauffée.....	173
3.1. Influence du rayonnement sur la structure générale de l’écoulement.....	173
3.2. Etude de la centro-symétrie.....	175
3.3. Champ dynamique moyen.....	177
3.4. Champ thermique.....	180
3.4.1. Température moyenne.....	180
3.4.2. Fluctuations RMS de la température.....	187
3.5. Grandeurs turbulentes de l’écoulement.....	188
3.5.1. Energie cinétique turbulente.....	188
3.5.2. Tensions de Reynolds.....	190
3.5.3. Flux de chaleur turbulent.....	192
3.6. Transfert de chaleur.....	194
4. Synthèse.....	196

Conclusion générale.....	199
Bibliographie.....	203
Annexe A Programme pour le calcul de divergence, vorticité, des critères Q et λ_2.....	213
Annexe B Données sur le champ dynamique pour les deux écarts de température : 7°C ($Ra_H = 4,0 \times 10^{10}$) et 14 °C ($Ra_H = 8,1 \times 10^{10}$).....	215
Annexe C Données sur le champ thermique pour les deux écarts de température : 7°C ($Ra_H = 4,0 \times 10^{10}$) et 14 °C ($Ra_H = 8,1 \times 10^{10}$).....	221

NOMENCLATURE

A_H	Rapport de forme horizontal = $\frac{D}{\ell}$	[]
A_T	Rapport de forme transverse = $\frac{H}{D}$	[]
A_V	Rapport de forme vertical = $\frac{H}{\ell}$	[]
C_p	Capacité calorifique massique du fluide	[J.kg ⁻¹ K ⁻¹]
D	Profondeur de la cavité	[m]
f	Fréquence	[Hz]
f_{bv}	Fréquence de Brunt – Väisälä	[Hz]
g	Accélération de la pesanteur	[m.s ⁻²]
G	Rayonnement incident	[W.m ⁻² .sr ⁻¹]
H	Hauteur de la cavité, longueur de référence	[m]
I	Intensité de turbulence	[]
k	Energie cinétique turbulente	[m ² .s ⁻²]
L, L^0	Luminance et luminance du corps noir	[W.m ⁻² .sr ⁻¹]
ℓ	Largeur de la cavité	[m]
n	Coordonnée normale à la paroi	[]
Nu	Nombre de Nusselt	[]
Nu_c	Nombre de Nusselt convectif	[]
Nu_r	Nombre de Nusselt radiatif	[]
Nu_t	Nombre de Nusselt total : $Nu_c + Nu_r$	[]
p	Pression	[Pa]
p_m	Pression motrice : $p + \rho_0 g z$	[Pa]
P	Pression adimensionnée	[]

Pl	Nombre de Planck : $\frac{\lambda\Delta T}{H\sigma T_0^4}$	[]
Pr	Nombre de Prandtl : $\frac{\nu}{\alpha}$	[]
Q	Débit massique linéique	[g.s ⁻¹ .m ⁻¹]
q _r [*]	Densité de flux radiatif	[W.m ⁻²]
q _r	Flux radiatif adimensionné	[]
Ra _H	Nombre de Rayleigh basé sur la hauteur : $\frac{g\beta\Delta TH^3}{\alpha\nu}$	[]
Ra _ℓ	Nombre de Rayleigh basé sur la largeur : $\frac{g\beta\Delta T\ell^3}{\alpha\nu}$	[]
Re	Nombre de Reynolds	[]
S	Paramètre de stratification de la cavité	[]
S _r	Terme source radiatif	[W.m ⁻³]
S _r [*]	Terme source radiatif adimensionné	[]
\bar{S}	Norme du taux de déformation des échelles résolues	[]
t [*]	Temps adimensionné	[]
t	Temps	[s]
T	Température locale de l'air	[°C]
T _c	Température de la paroi chaude	[°C]
T _f	Température de la paroi froide	[°C]
T ₀	Température moyenne des parois actives : $\frac{T_c+T_f}{2}$	[°C]
ΔT	Ecart de température : T _c -T _f	[°C]
x,y,z	Coordonnées cartésiennes dimensionnelles	[m]
X,Y,Z	Coordonnées cartésiennes adimensionnées ($= \frac{x}{H}; \frac{y}{H}; \frac{z}{H}$)	[]
V _{ref}	Vitesse de référence : $V_{ref} = \frac{\alpha}{H}\sqrt{Ra_H}$	[m.s ⁻¹]
v _{MAX}	Vitesse maximale atteinte dans toute la cavité	[m.s ⁻¹]
u,v,w	Composantes transverse, horizontale et verticale de la vitesse	[m.s ⁻¹]

U,V,W Composantes de la vitesse adimensionnée $(= \frac{u}{V_{ref}}; \frac{v}{V_{ref}}; \frac{w}{V_{ref}})$ []

Symboles grecs :

θ	Température adimensionnée : $= \frac{T-T_0}{\Delta T}$	[]
α	Diffusivité thermique	[m ² .s ⁻¹]
β	Coefficient de dilatation thermique	[K ⁻¹]
μ, η, ξ	Cosinus directeurs de la direction suivant x, y, et z	[]
ε	Emissivité des parois	[]
λ	Conductivité thermique	[W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
ν	Viscosité cinématique	[m ² .s ⁻¹]
μ	Viscosité dynamique	[Pa.s]
$\bar{\Delta}$	Taille du filtre	[]
κ	Coefficient d'absorption	[m ⁻¹]
τ	Epaisseur optique	[]
σ	Constante de Stephan Boltzmann ($5,67 \times 10^{-8}$)	[W.m ⁻² .K ⁻⁴]
φ	Densité de flux	[W.m ⁻²]
Ω	Angle solide	[sr]
ρ	Masse volumique du fluide	[kg. m ⁻³]
δ_{ij}	Symbole de Kronecker	[]

Abréviations

DNS	Direct Numerical Simulation
ETR	Equation de transfert radiatif
LES	Large Eddy Simulation
MOD	Méthodes des ordonnées discrètes

SLW Spectral Line Weighted-sum

Indices

p	paroi
RMS	relatif à la fluctuation de la grandeur
sm	sous-maille
max	relatif à la grandeur maximale à une position
ref	relatif à la quantité de référence pour l'adimensionnement
CD	conduction
CCV	conducto-convectif
flat	facteur d'aplatissement de la quantité
skew	facteur de dissymétrie de la quantité

Exposant

'	relatif à la fluctuation de la grandeur
---	---

INTRODUCTION GENERALE

La problématique énergétique dans le secteur du bâtiment est un des enjeux majeurs du développement durable, car ce secteur compte parmi les plus gros consommateurs d'énergie de nos jours avec environ 45% de la dépense énergétique globale [EurObserv'er 2006]. A cet effet, la maîtrise des échanges de chaleur dans l'habitat et la qualité des ambiances intérieures deviennent des paramètres importants pour rationaliser la consommation de l'énergie dans les bâtiments. En effet, pour déterminer la consommation d'énergie dans les locaux d'habitation et y caractériser l'ambiance thermique perçue par les occupants, la conduction, le rayonnement puis la convection doivent être pris en compte de façon précise. Les transferts de chaleur au sein d'un habitacle sont principalement dus aux effets couplés de convection naturelle et du rayonnement, bien que la contribution de ce dernier ait été pendant longtemps ignorée.

Les phénomènes de convection naturelle ont fait et continuent de faire l'objet de nombreuses activités de recherche. Ce type d'écoulement qui s'observe au dessus d'une source de chaleur, à l'intérieur d'un habitat (autour d'un réfrigérateur, au dessus d'un radiateur, etc...), autour de notre corps... est omniprésent dans la vie quotidienne et dans la quasi-totalité des processus industriels. On note cependant que dans le contexte de l'habitat, où le nombre de Rayleigh est généralement élevé (de l'ordre de 10^{11}), les expérimentations sont rares et les calculs peu nombreux. Il y a donc nécessité d'une part, de faire un effort pour mettre en place un dispositif expérimental soigné pour explorer et mieux appréhender les écoulements de convection naturelle turbulents qui se développent au sein d'une pièce d'habitation et d'autre part de mettre au point des outils numériques capables de prédire de manière réaliste (prise en compte des différents modes de transfert) les mouvements d'air à l'intérieur des bâtiments. Nous abordons dans ce travail une étude expérimentale et numérique sur les écoulements dans des enceintes de type habitat caractérisés par des nombres de Rayleigh de l'ordre de 10^{11} . Initialement, ce travail s'inscrivait dans le cadre d'une Action Concertée Incitative Energie-Habitat du programme COCORAPHA (2004-2007) dont les principaux objectifs étaient :

- de développer une plateforme logicielle disposant de capacités prédictives réelles dans le contexte de la thermique de l'habitat,
- d'obtenir des données expérimentales précises et fiables dans des conditions modèles pertinentes par rapport au contexte applicatif envisagé.

Le présent mémoire se répartit en six chapitres résumés ci-dessous :

- le premier chapitre consiste en une revue bibliographique sur les principales thématiques abordées par les chercheurs en convection naturelle en cavité différentiellement chauffée. Ce chapitre pose également la problématique de cette thèse.
- le deuxième chapitre est consacré à la description de l'environnement expérimental (cellule expérimentale, métrologie) mis au point au LET (intégré à l'Institut P' au 1^{er} Janvier 2010) en

vue d'examiner rigoureusement les écoulements au sein d'une configuration de type habitat. Le dispositif expérimental (une cavité de 3,84 m de hauteur, de 1 m de largeur et de 0,86 m de profondeur) requiert d'importantes précautions expérimentales pour une bonne investigation : nous nous sommes particulièrement préoccupés, de la maîtrise des conditions expérimentales ainsi que leur suivi.

-les méthodes numériques utilisées dans cette thèse sont présentées en détail dans le troisième chapitre. Il s'agit d'implémenter un module de rayonnement dans un code Volumes Finis de convection naturelle turbulente existant.

-une étude expérimentale détaillée des champs de vitesse dans la cavité différentiellement chauffée fait l'objet du quatrième chapitre. Plusieurs configurations ont été explorées pour des nombres de Rayleigh de $4,0 \times 10^{10}$, $8,1 \times 10^{10}$ et $1,2 \times 10^{11}$ tout en limitant les écarts de température à $\Delta T \leq 20^\circ\text{C}$, pour rester dans le cadre des hypothèses des faibles écarts de température (Boussinesq) et compatibles avec des applications à la thermique de l'habitat.

-le cinquième chapitre est dédié à la caractérisation du champ de température dans la cavité pour les trois nombres de Rayleigh sus-mentionnés.

-enfin, le dernier chapitre présente les résultats numériques issus du couplage de la convection naturelle turbulente avec le rayonnement. L'effet du rayonnement de parois et/ou du gaz sur les écoulements de convection naturelle turbulents est examiné.

CHAPITRE I ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE DE LA CONVECTION NATURELLE EN CAVITE

1. La convection naturelle en cavité différentiellement chauffée : Etat de l'art
 - 1.1. Sensibilité de la convection naturelle à des conditions aux limites thermiques
 - 1.2. Couplage de la convection naturelle avec le rayonnement
 - 1.2.1. Rayonnement surfacique
 - 1.2.2. Rayonnement volumique
 - 1.3. Convection naturelle à hauts nombres de Rayleigh
2. Problématique

La convection naturelle est le mouvement de fluide dû à une force motrice volumique (Archimède) résultant, par exemple, de la présence simultanée, dans le fluide, d'un gradient de température et d'une force de gravité. Ce couplage fort entre la thermique et la dynamique fait de ce type d'écoulement un sujet d'étude particulièrement attractif.

Les premières études de convection naturelle concernent les écoulements de couche limite sur plaque plane (à température ou à flux imposé). Ensuite, les chercheurs vont se pencher sur les écoulements de convection naturelle en espace confiné avec comme principale illustration, une cavité parallélépipédique remplie d'air possédant deux parois opposées soumises à un écart de température constant (une paroi chauffée et la paroi opposée refroidie). Une telle cavité est le siège d'écoulement de convection naturelle et fait l'objet de nombreuses études tant expérimentales que numériques. On peut distinguer deux principales configurations :

- les parois différentiellement chauffées (parois actives) sont horizontales et donc le gradient thermique est parallèle au champ de gravité ; si la paroi chauffée est en dessous, on parle alors de convection de Rayleigh-Bénard,
- les parois actives sont verticales et donc le gradient thermique est perpendiculaire au champ de gravité, il s'agit ici de la convection naturelle en cavité différentiellement chauffée.

Dans le cadre de ce mémoire, on s'intéressera à ce deuxième cas d'étude qui constitue un véritable laboratoire si l'on s'en tient à la multitude de sujets de recherche qui s'y réfèrent.

Dans ce chapitre, nous passons en revue quelques thématiques ayant retenu l'attention de la communauté scientifique internationale depuis plus de trois décennies. Après ce rapide tour d'horizon, nous allons exposer la problématique de cette thèse.

1. LA CONVECTION NATURELLE EN CAVITE DIFFERENTIELLEMENT CHAUFFEE : ETAT DE L'ART.

Xin [2005] désigne la cavité différentiellement chauffée comme étant une enceinte parallélépipédique fermée dont deux parois verticales opposées sont soumises à un écart de température constant, les autres parois adiabatiques et le rapport de forme vertical est compris entre 0,5 et 10 (au dessus c'est une fente et en dessous c'est une cavité allongée).

Le problème de convection naturelle dans les cavités différentiellement chauffées a été posé au milieu du siècle par Batchelor [1954] qui fut le premier, à définir les régimes de conduction et de couches limites. Il examine en détail les cas des faibles nombres de Rayleigh ($Ra < 10^5$) et fait une analyse qualitative pour des valeurs élevées du nombre de Rayleigh. On peut retenir de cette étude que d'une manière générale, lorsqu'on soumet les parois verticales d'une cavité remplie d'air à un écart de température constant, l'écoulement engendré dépend de plusieurs paramètres dont les principaux comme par exemple:

-le nombre de Rayleigh

$$Ra_H = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\alpha\nu}$$

-le nombre de Prandtl: $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$

-le rapport de forme vertical $A_v = \frac{H}{\ell}$

Depuis lors, ce type d'écoulement, en raison de la multiplicité des applications technologiques qui s'y réfèrent (capteurs solaires, thermique du bâtiment, refroidissement des circuits électroniques et des réacteurs nucléaires,...) et aussi parce qu'il constitue un cas idéal pour la validation des codes numériques [Mergui 1993], fait l'objet d'un intérêt croissant.

Cette classe d'écoulement est caractérisée par une mise en mouvement inéluctable du fluide contenu dans la cavité, sous l'effet du gradient thermique généré par l'écart de température des deux parois en vis-à-vis.

Le cheminement principal du fluide est le suivant : il monte au niveau de la paroi chaude, rejoint la paroi froide en longeant le plafond (jet pariétal), puis, redescend au niveau de la paroi froide, puis enfin, rejoint la paroi chaude par le plancher. De plus, suivant les conditions limites imposées, il se peut que des zones de recirculation apparaissent comme le montre la figure 1.2-1. On peut également observer sur cette figure le développement des couches limites le long des parois chaude et froide, ainsi que la transition vers la turbulence ou même la turbulence pleinement développée suivant les cas (Ra_H grand).

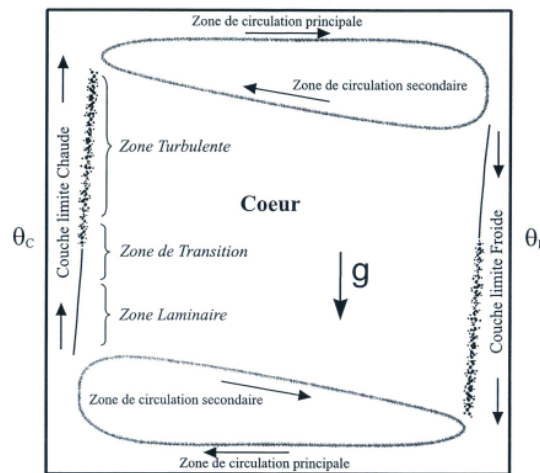


Figure 1.2-1 Représentation schématique de l'écoulement pour un nombre de Rayleigh égal à $1,5 \times 10^9$
[Salat 2004]

1.1. Sensibilité de la convection naturelle à des conditions aux limites thermiques

En convection naturelle, l'un des problèmes expérimentaux majeurs reste la maîtrise des conditions aux limites thermiques imposées sur les parois du système. S'il est vrai que les résultats expérimentaux peuvent permettre de valider les codes numériques, il faut alors trouver le bon compromis entre les conditions expérimentales et les formulations mathématiques proposées par les numériciens. En général, à l'exception des parois actives, toutes les autres parois sont considérées soit adiabatiques, soit parfaitement conductrices.

Dans le cas de parois horizontales adiabatiques, Le Quéré [1987] identifie deux classes d'écoulement selon le rapport de forme vertical de la cavité :

*Pour $A_v \geq 4$, l'instationnarité résulte de l'instabilité intrinsèque des couches limites verticales sous forme d'ondes progressives se propageant dans le sens de l'écoulement. La période associée à ces instabilités évolue au voisinage de Ra_c comme $Ra^{-1/2}$.

*Pour $A_v < 4$, l'instationnarité est due à la déstabilisation d'une zone à forte divergence dans les coins en sortie de couche limite d'après Paolucci et Chenoweth [1989]. La période relative à ces instabilités évolue au voisinage de Ra_c comme $Ra^{-1/2}$.

Dans le cas de parois horizontales conductrices, le mécanisme responsable de l'apparition des premières instationnarités dans les couches limites correspond au déclenchement d'instabilités thermiques (de type Rayleigh-bénard) le long des parois horizontales, qui sont amplifiées ou amorties par la couche limite suivant un processus de filtrage tel que décrit par Gebhart [1973]. Lorsque le nombre de Rayleigh augmente, l'écoulement horizontal à proximité du plafond (resp. plancher) est refroidie (resp. réchauffé) le long de son parcours, et lorsque le gradient local excède celui que le fluide peut supporter, ce dernier éjecte une perturbation thermique qui peut alors être absorbée par la couche limite. Cette perturbation va ensuite être amortie ou amplifiée par la couche limite verticale suivant un processus de filtrage tel que décrit par Gebhart [1973]. Cette perturbation est généralement amortie sur la première moitié de la couche limite avant d'être amplifiée sur la deuxième moitié. Ces perturbations thermiques ont un effet plus déstabilisant sur l'écoulement que les perturbations d'origine hydrodynamique rencontrées pour des cavités à parois adiabatiques. En effet, pour une cavité carrée remplie d'air par exemple, le nombre de Rayleigh critique pour lequel apparaissent les premières instationnarités est de l'ordre de 2×10^8 [Le Quéré 1987] [Mergui 1993] dans le cas adiabatique alors qu'il passe à 2×10^6 dans le cas conducteur [Le Quéré 1987]. On peut le voir sur la figure 1.2-2 qui présente la valeur du nombre de Rayleigh critique pour des cavités de rapport de forme compris entre 1 et 10. Les valeurs du nombre de Rayleigh critique ont été confirmées numériquement par Winters [1987] et Jones et Briggs [1989] malgré la constatation d'une forte sensibilité de Ra_c au maillage, et sont en bon accord avec les résultats expérimentaux de Briggs et al [1985].

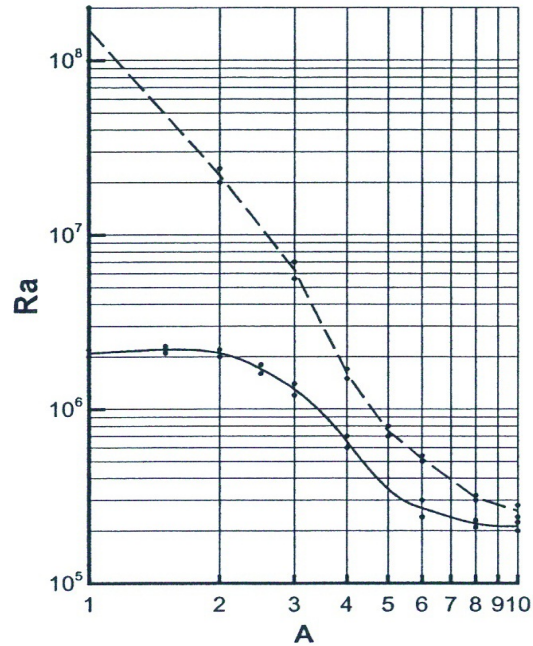


Figure 1.2-2 Comparaison des courbes correspondant à la transition à l'instationnarité pour des parois adiabatiques (---) ou des parois conductrices (—) en cavité remplie d'air ($A = \frac{H}{\ell}$) [Le Quéré 1987]

Si les conditions aux limites influent notablement sur l'apparition des instabilités, elles agissent également sur la structure de l'écoulement. Les figures 1.2-3 (a)-(d), représentent les lignes de courant correspondant au cas d'écoulement d'air dans une cavité de rapport de forme égal à 2 ((a) et (b)) pour $Ra_H = 2 \times 10^6$. On peut constater la présence de mouvements de recirculation dans la partie haute et basse de la cavité dans le cas conducteur (b), inexistant dans le cas adiabatique (a). En revanche, on observe nettement la présence d'un ressaut hydraulique en aval des couches limites verticales dans le cas adiabatique (c) à $Ra_H = 1,7 \times 10^8$ tandis que pour le cas conducteur (d) à $Ra_H = 1 \times 10^6$, l'écoulement est formé par deux zones de couches limites prolongées par des écoulements horizontaux le long du plafond et du plancher. On ne note plus ici la présence de la zone décollée observée pour le cas adiabatique (c). Enfin on constate que pour cette gamme de Rayleigh, la centro-symétrie de l'écoulement est conservée aussi bien pour le cas de parois horizontales adiabatiques que pour le cas de parois conductrices.

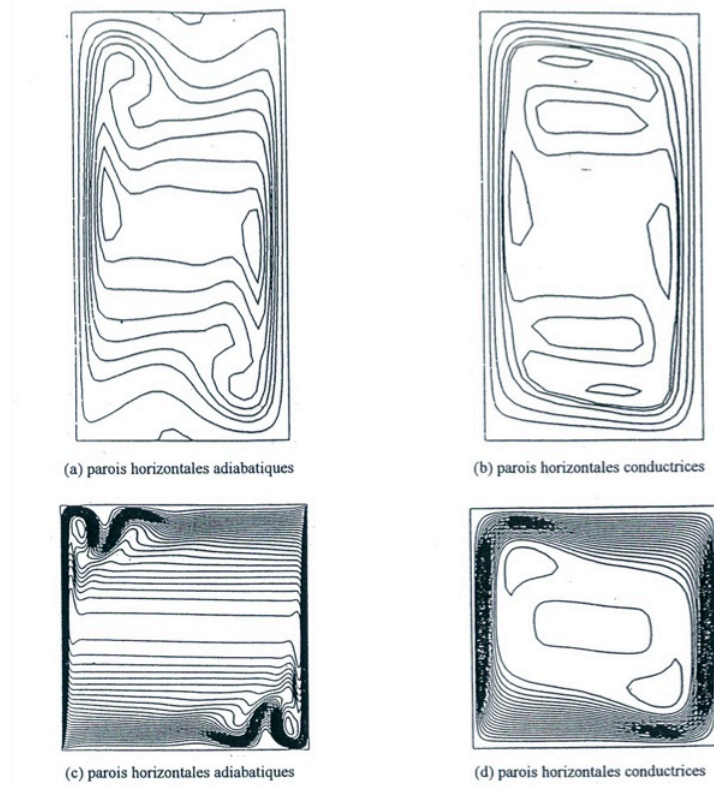


Figure 1.2-3 Comparaison de l'allure des fonctions de courant. (a) et (b) : $A_H=2$, $Ra_H = 2 \times 10^6$ [Le Quéré 1987] ; (c) et (d) $A_H=1$, $Ra_H = 1,7 \times 10^8$ (c) ; $Ra_H = 1 \times 10^6$ (d) [Henkes 1990]

Les figures 1.2-4 (a)-(c) [Henkes 1990] présentent les isothermes correspondant à une cavité carrée remplie d'air. Les figures (a) et (b) sont relatives respectivement au cas conducteur et adiabatique pour $Ra_H = 1 \times 10^6$. La ligne pointillée sur la figure (a) délimite une zone à stratification thermique stable (au-dessus), et une zone à stratification thermique instable (au-dessous). La figure (c) correspond au cas adiabatique pour $Ra_H = 1,7 \times 10^8$ et on voit bien apparaître une zone décollée près du plafond et du plancher.

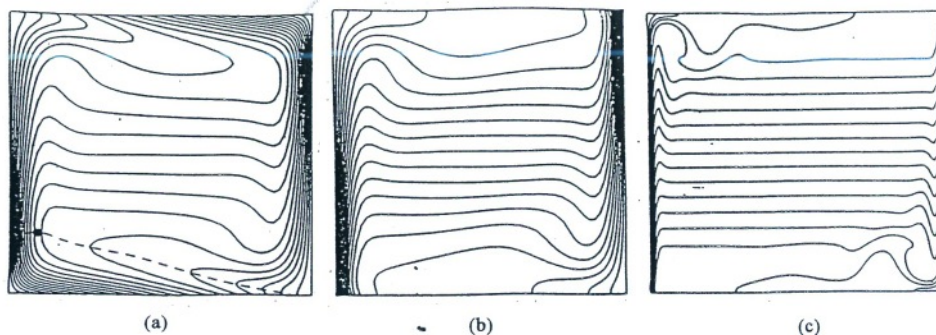


Figure 1.2-4 Comparaison de l'allure des isothermes $A_H=1$ $Ra_H = 1 \times 10^6$ (a) parois conductrices et (b) parois adiabatiques ; $Ra_H = 1,7 \times 10^8$ (c) parois adiabatiques [Henkes 1990]

Les conditions aux limites, agissant ainsi sur les mécanismes responsables des instabilités et sur la structure de l'écoulement, influent par ricochet sur le transfert de chaleur le long des parois verticales actives et sur la stratification thermique au centre. La figure 1.2-5 (a) extraite de Lankhorst [1991], montre que le nombre de Nusselt global le long des parois verticales relatif au cas conducteur est inférieur à celui relevé dans le cas adiabatique pour les mêmes valeurs de paramètres. La grande différence s'observe sur l'allure des courbes au bord d'attaque de la paroi. Dans le cas conducteur, le fluide se réchauffe (se refroidit) au cours de son parcours le long du plancher (du plafond), d'où une différence de température atténuée entre le fluide et la paroi aux bords d'attaque par rapport au cas adiabatique, et donc une diminution relative du transfert de chaleur. La figure 1.2-5 (b), montre que le gradient thermique au centre de la cavité dans le cas adiabatique est nettement supérieur (d'environ 20%) à celui relevé dans le cas conducteur, du fait de la génération de « panaches » le long des parois horizontales.

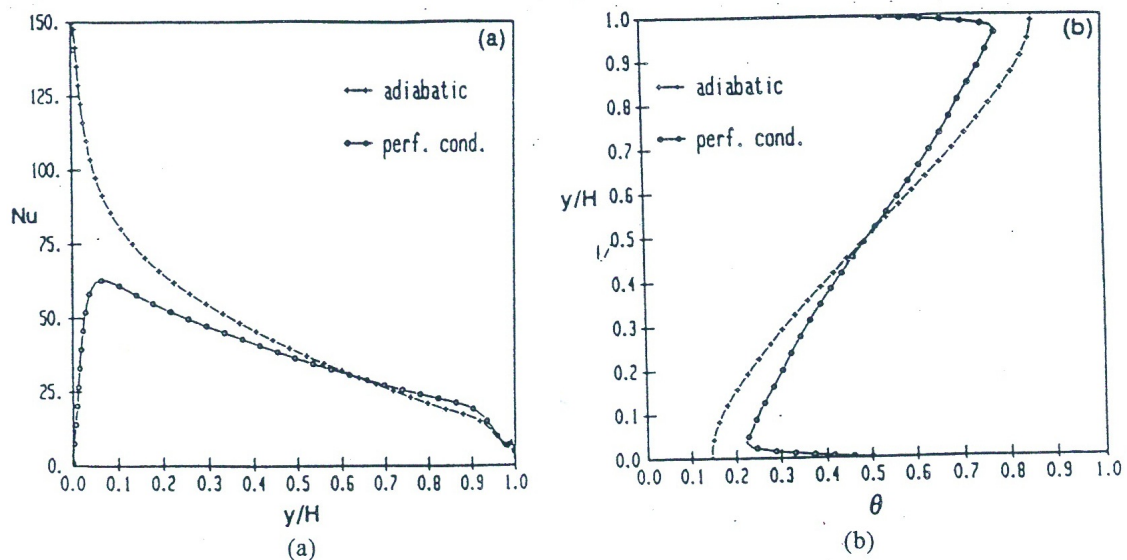


Figure 1.2-5 Influence des conditions aux limites ($A_H = 1$, $Ra_H = 4,5 \times 10^9$) (a) sur le transfert de chaleur, (b) sur la stratification au centre [Lankhorst 1991].

Pour permettre une confrontation plus pertinente avec les expérimentateurs, Le Quéré [1986 -1987] impose un profil linéaire de température sur les parois horizontales, simulant ici des parois parfaitement conductrices.

Afin de simuler les écoulements dans des conditions plus réalistes, Xin [2005] va développer un code de convection naturelle DNS-3D qui prend en compte le rayonnement des parois et la conduction dans les parois horizontales, avant et arrière. Ce couplage complet des différents modes de transfert de chaleur sur les parois de la cavité permet de restituer plus précisément l'écoulement.

Du point de vue expérimental, la sensibilité de la convection naturelle à des conditions aux limites a également été mise en évidence par différents auteurs. Par exemple, l'étude

expérimentale réalisée par Yguel [1988] dans une cavité de 2,5m de hauteur et $3,1 \times 3,1 \text{ m}^2$ de section de base ($A_V=0,8$; $\Delta T=10,5^\circ\text{C}$; $Ra_H=1,7 \times 10^{10}$) contenant de l'air a permis de mettre en évidence la grande sensibilité de l'écoulement et de la répartition du champ thermique aux changements même localisés, des conditions aux limites thermiques et radiatives imposées sur les différentes parois. En effet si les parois horizontales sont conductrices, les modifications des conditions aux limites sur des parois latérales (parois adiabatiques ou parois conductrices) entraînent une modification des transferts convectifs sur toutes les faces de la cavité. Le transfert de chaleur sur les parois actives diminue dans le cas de parois latérales adiabatiques relativement au cas de parois latérales conductrices.

Les études expérimentales réalisées par Tian [1997] et Salat [2004] dans une cavité carrée différentiellement chauffée, pour des nombres de Rayleigh respectivement égaux à $1,58 \times 10^9$ ($H \times \ell \times D = 0,75 \text{ m} \times 0,75 \text{ m} \times 1,5 \text{ m}$; $\Delta T=40^\circ\text{C}$) et $1,50 \times 10^9$ ($H \times \ell \times D = 1 \text{ m} \times 1 \text{ m} \times 0,32 \text{ m}$; $\Delta T=15^\circ\text{C}$) montrent d'importantes modifications de la structure de l'écoulement dues aux conditions limites thermiques. En effet, les parois horizontales dans le dispositif de Tian sont conductrices tandis que celles de Salat se rapprochent beaucoup plus des conditions adiabatiques comme le montre la figure 1.2-6. On note une centro-symétrie de l'écoulement dans les deux cas (figure 1.2-7). De plus on observe la présence des écoulements secondaires au voisinage des parois verticales et horizontales ainsi que deux petits tourbillons de coin de dimensions $d/L=0,01$ dans le cas conducteur alors que dans le cas adiabatique, les zones de recirculation n'existent que près des parois horizontales et les tourbillons sont absents. Nous pouvons remarquer d'après Gray et Giorgini [1976], que si l'hypothèse de Boussinesq est respectée pour la configuration de Salat [2004], il n'en est pas de même pour le cas de Tian [1997].

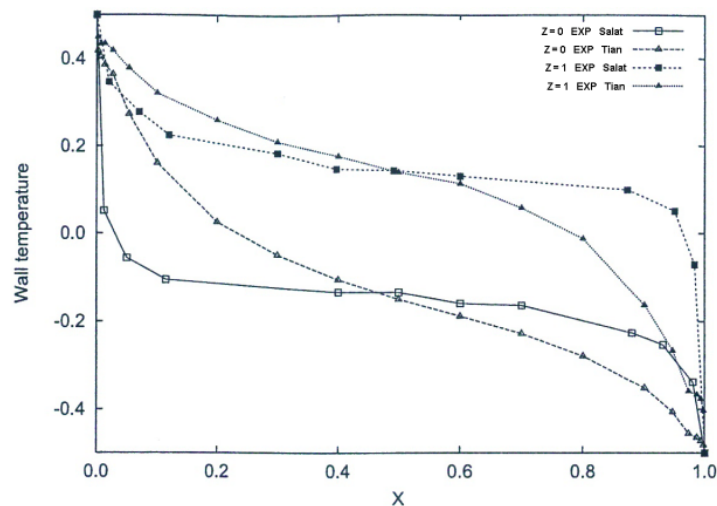


Figure 1.2-6 Répartition expérimentale de température le long des parois horizontales [Salat 2004] et [Tian 1997]

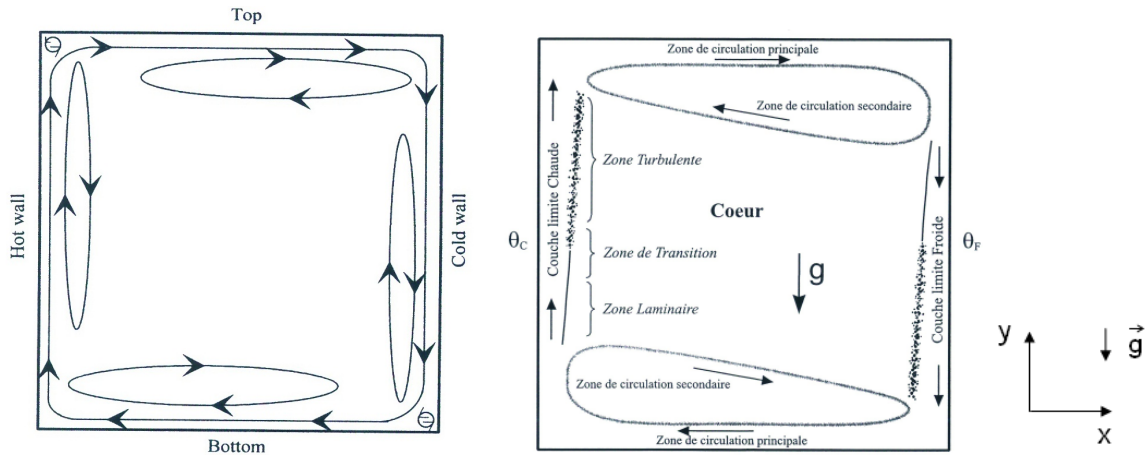


Figure 1.2-7 Comparaison du Schéma simplifié de l'écoulement dans la cavité [Tian et Karayiannis 2000a] à gauche et Salat [2004] à droite.

Une étude expérimentale de l'influence des températures de parois haute et basse a été menée par Wu et al [2006] dans une cavité carrée différentiellement chauffée contenant de l'air, et pour $Ra_H = 1,36 \times 10^8$. Cette étude met clairement en évidence les modifications de l'écoulement dues à des différentes conditions aux limites thermiques sur le plafond et le plancher de la cavité (figure 1.2-8). Lorsque le plafond est chauffé, le plancher étant adiabatique ou isotherme, la température de l'air en dehors de la couche limite n'est pas uniforme et croit fortement (figure 1.2-8a et 1.2-8c) ; il s'en suit un décollement au niveau du plafond qui génère des écoulements secondaires dans la région comprise entre la couche limite chaude verticale et la zone de décollement. La position du lieu de décollement au plafond se rapproche de la paroi chaude au fur et à mesure que la température du plafond augmente. Les écoulements secondaires affectent sensiblement le transfert de chaleur dans la cavité, principalement dans le coin supérieur. Cependant quand le plancher est refroidi, en maintenant le plafond adiabatique, la température de l'air en dehors de la couche limite reste uniforme et on n'observe plus de décollement au plafond (figure 1.2-8b). Par ailleurs, Lorsque la température du plafond passe de 52°C à 109°C , le flux de chaleur local au voisinage du quart supérieur de la paroi chaude décroît de 40% environ (figure 1.2-9a). Cependant, lorsque le plancher est refroidi, de 31°C à 13°C , le flux de chaleur local sur le quart inférieur de la paroi chaude augmente d'environ 50% et de 10% sur la partie haute de la paroi chaude (figure 1.2-9b).

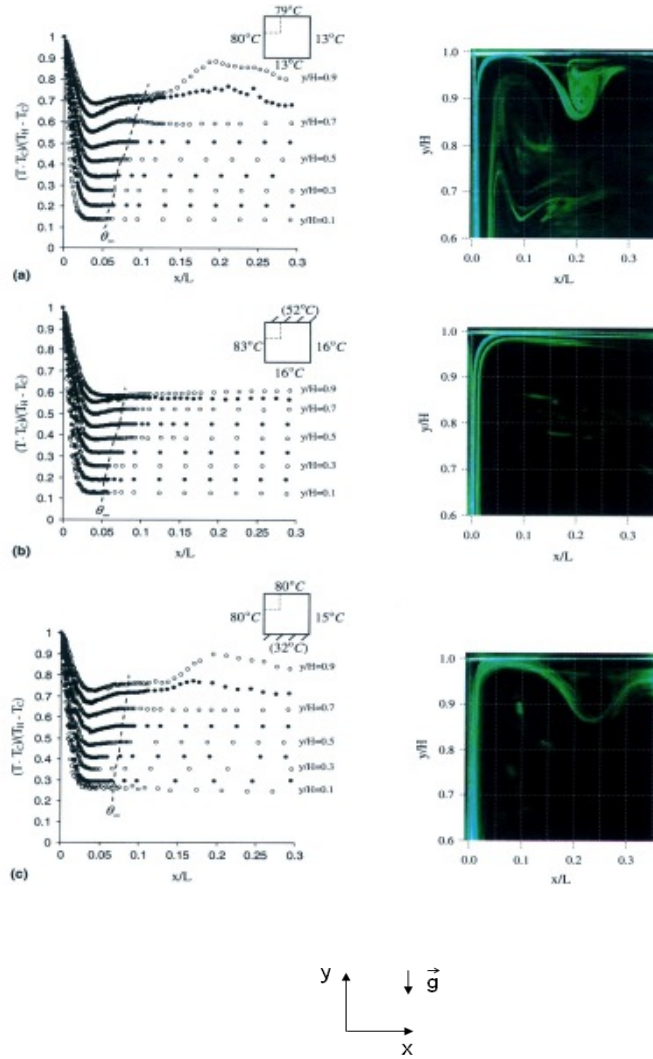


Figure 1.2-8 Comparaison des profils de température (à gauche) dans la cavité et de l'écoulement dans le coin haut (à droite) où les températures du plafond et du plancher sont respectivement (a) 79°C et 13°C, (b) 52°C (adiabatique) et 16°C, (c) 80°C et 32°C (adiabatique) [Wu et al 2006]

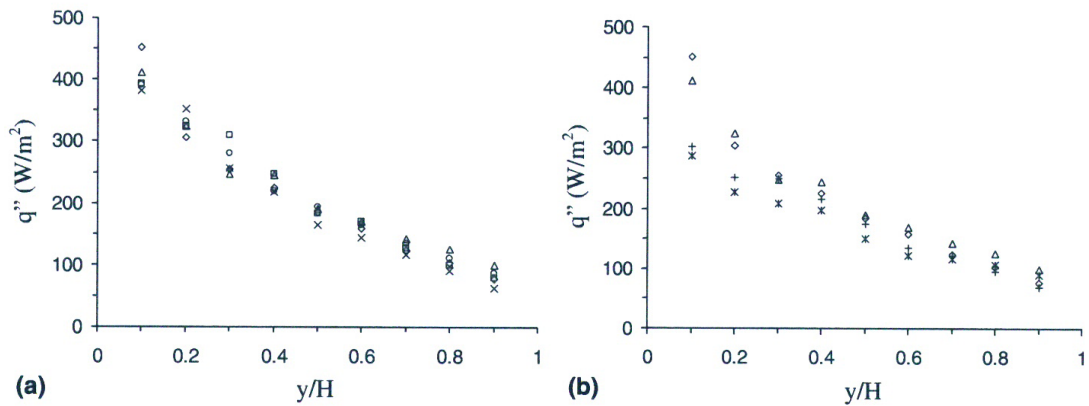


Figure 1.2-9 Comparaison du flux de chaleur local le long de la paroi chaude où les températures du plafond et du plancher sont respectivement (a) Δ : 52°C (adiabatique) et 16°C ; \circ : 71°C et 12°C ; \diamond : 79°C et 13°C ; \square : 89°C et 13°C ; \times : 109°C et 14°C ; et (b) $*$: 51°C (adiabatique) et 31°C (adiabatique) ; Δ : 52°C (adiabatique) et 16°C ; $+$: 80°C et 32°C (adiabatique), \diamond : 79°C et 13°C [Wu et al 2006]

Expérimentalement, il est difficile d'obtenir les conditions adiabatiques ou parfaitement conductrices et donc, afin de permettre aux numériciens d'appliquer les conditions aux limites réelles à leur modélisation, Mergui et Penot [1996], Tian [1997] et plus tard Salat [2004] ont déterminé expérimentalement les profils de température sur les parois horizontales.

La figure 1.2-11 [Sergent 2000] présente une comparaison entre les profils verticaux de température à mi-largeur obtenus par DNS-2D ($Ra_H=1,5 \times 10^9$) avec parois horizontales conductrices, à ceux obtenus expérimentalement par Mergui et Penot [1997] ($Ra_H=1,7 \times 10^9$) et Tian [1997] ($Ra_H=1,58 \times 10^9$). On constate que l'implantation des conditions aux limites réalistes sur les parois horizontales ne semble pas suffire pour prédire correctement l'écoulement. On pense alors à effectuer les calculs 3D avec conditions aux limites réalistes sur les parois avant et arrière. Salat [2004], va ainsi déterminer à l'aide d'une caméra infra rouge la répartition de température sur les parois haute et basse ainsi que sur les faces avant et arrière (figure 1.2-6 et 1.2-10). En utilisant ces répartitions de température expérimentales sur les quatre parois passives comme conditions aux limites de Dirichlet dans un code de calcul LES (avec un modèle de sous maille adapté), Joubert [2008] parvient à décrire correctement l'écoulement pour cette valeur du nombre de Rayleigh.

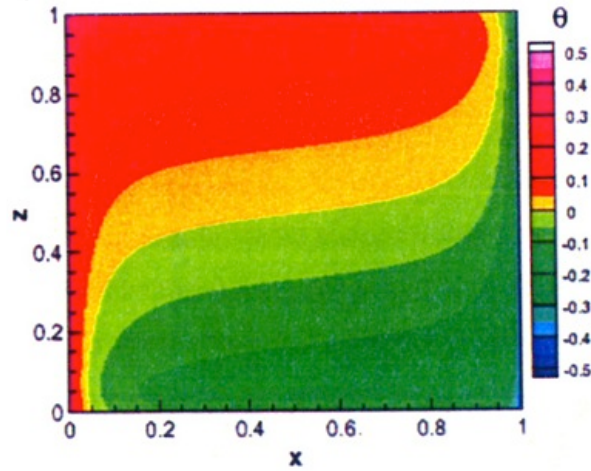


Figure 1.2-10 Répartition de température sur les faces avant et arrière Salat [2004]

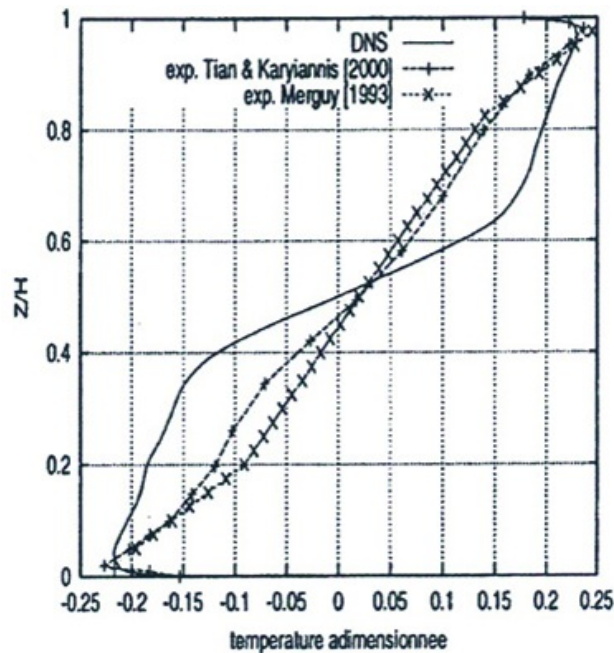


Figure 1.2-11 Comparaison des profils verticaux de température expérimentaux et numériques (DNS 2D) à mi-largeur (extrait de [Sergent 2000])

En résumé, nous retiendrons que l'écoulement de convection naturelle en cavité différentiellement chauffée est fortement tributaire des conditions aux limites thermiques imposées au système.

1.2. Couplage de la convection naturelle avec le rayonnement

Les transferts de chaleur qui se produisent au sein d'un écoulement de convection naturelle en espace confiné résultent en réalité des échanges conductifs, convectifs et radiatifs. La prise en compte du rayonnement de parois ou même du rayonnement de gaz dans les écoulements de convection naturelle s'avère incontournable pour une modélisation efficace des transferts de chaleur et de la dynamique de l'écoulement.

Plusieurs travaux (principalement numériques) ont été consacrés ainsi au couplage du rayonnement de parois et/ou de gaz avec la convection naturelle pour le cas des cavités rectangulaires remplies d'air, d'un gaz gris ou non gris.

1.2.1. Rayonnement surfacique

Balaji et Venkateshan [1993], Akimaya et Chong [1997], Salat et Penot [2003], Lauriat et Desrayaud [2006], Ergin [1999], Xin [2005], Wang et al [2006] étudient l'influence du rayonnement surfacique sur la convection naturelle en cavité.

Wang et al [2006] montrent que, pour une cavité carrée remplie d'air avec des parois haute et basse adiabatiques ($10^4 \leq Ra_H \leq 10^7$), le rayonnement de surface fait baisser le nombre de Rayleigh critique caractérisant l'apparition de l'instationnarité et que le rayonnement fait varier jusqu'à 10% le nombre de Nusselt convectif. On note également une parfaite centrosymétrie de l'écoulement en présence du rayonnement indépendamment des émissivités de parois. De plus, le rayonnement des parois, fait diminuer la stratification au centre de la cavité. Des résultats similaires avaient déjà été obtenus numériquement par Akimaya et Chong [1997], et expérimentalement par Salat et Penot [2003].

Velusamy et al [2001] ont quant à eux étudié numériquement (RANS-2D et modèle k- ϵ et méthode des radiosités pour le modèle radiatif) l'influence de l'émissivité de parois, de l'écart de température et de la température moyenne sur les transferts de chaleur convectif et radiatif dans une cavité carrée différentiellement chauffée remplie d'air considéré comme un milieu transparent. Pour la configuration étudiée par les auteurs (A_V ; $\Delta T=50^\circ\text{C}$; $Ra_H=1 \times 10^{11}$), l'approximation de Boussinesq n'est plus valable. On retient de ce travail que dans le cas de convection pure le développement des couches limites le long des parois actives est similaire aux cas de plaque plane verticale dans un milieu infini. On note une forte stratification thermique dans le cas sans rayonnement par rapport au cas avec rayonnement de parois (figure 1.2-12). De plus on observe une perte de symétrie de l'écoulement en présence du rayonnement. En convection pure le nombre de Nusselt convectif chaud (Nu_f) décroît et atteint un minimum à $y/H = 0,08$, puis augmente légèrement avec la hauteur. Le nombre de Nusselt chaud décroît ensuite au-delà de la zone de transition quand la cote augmente à cause de la croissance de la couche limite turbulente. En tenant compte de l'interaction avec le rayonnement, on observe une décroissance monotone du flux convectif chaud sur toute la

hauteur de la cavité (fig 1.2-13 a). Au terme de cette étude, on ne sait pas à quoi attribuer la perte de symétrie de l'écoulement observée en présence du rayonnement. Est-ce le fait du régime d'écoulement (turbulent), des effets non Boussinesq, des effets radiatifs, ou tout simplement le modèle radiatif utilisé?

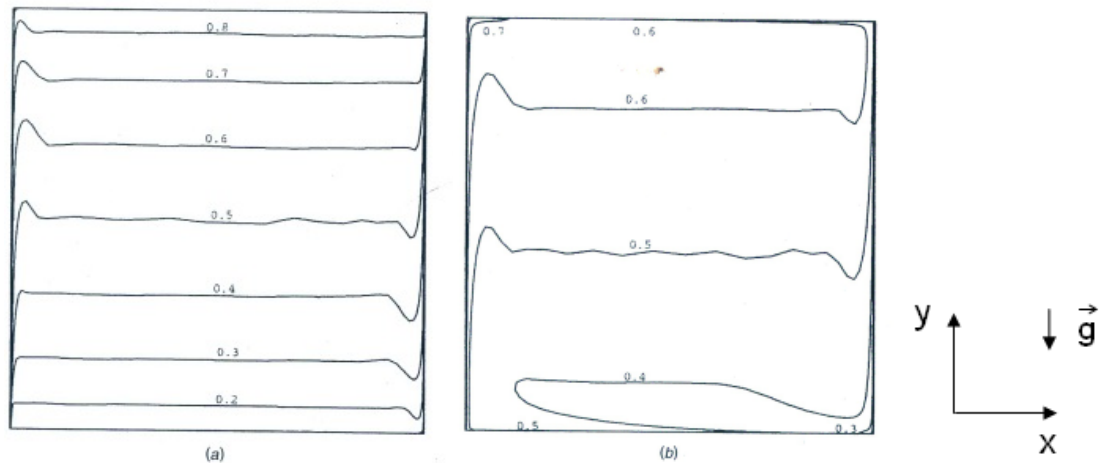


Figure 1.2-12 Champ de température en convection pure (a) ($\epsilon = 0$; $Ra=10^{11}$; $T_0 = 323K$; $\Delta T = 50K$) et en présence du rayonnement (b) ($\epsilon = 0,9$; $Ra=10^{11}$; $T_0 = 323K$; $\Delta T = 50K$) [Velusamy et al 2001]

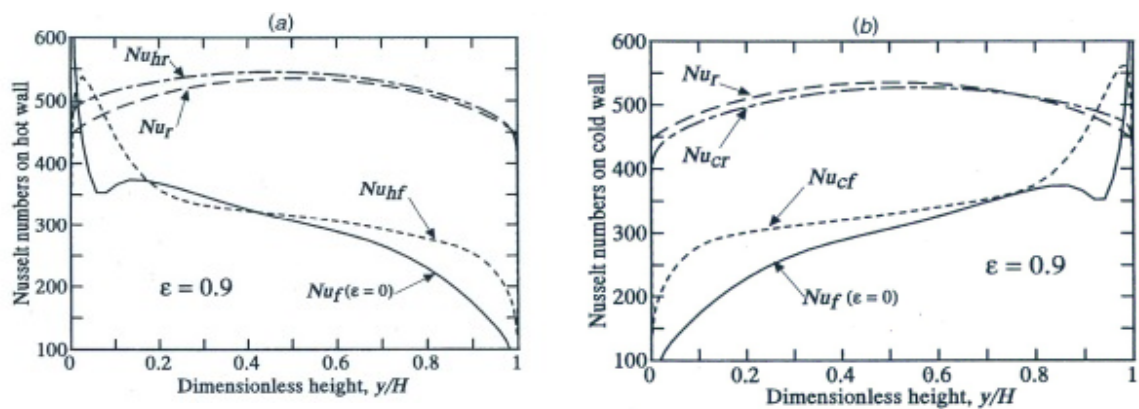


Figure 1.2-13 Influence du rayonnement sur le nombre de Nusselt (a) paroi chaude et (b) paroi froide pour $Ra=10^{11}$; $T_0=323K$; $\Delta T=50K$ ($Nu_r \equiv Nu$ radiatif sans convection ; $Nu_f \equiv Nu$ convectif sans rayonnement ; $Nu_{hr}, Nu_{cr} \equiv Nu$ radiatif chaud, froid en présence de la convection ; $Nu_{hf}, Nu_{cf} \equiv Nu$ convectif chaud, froid en présence du rayonnement) [Velusamy et al 2001]

Jaballah et al [2007] ont entrepris une étude numérique de l'influence du rayonnement surfacique sur l'écoulement de convection naturelle en cavité carrée contenant de l'air avec des parois diffuses ($\Delta T=10^\circ C$; $0 \leq \epsilon \leq 1$; $10^5 \leq Ra_H \leq 10^8$). Le flux radiatif est évalué par la méthode des radiosités. D'une manière générale, le rayonnement modifie le champ de température au voisinage des parois adiabatiques haute et basse (figure 1.2-14). De plus, On observe une nouvelle fois que la symétrie de l'écoulement est brisée avec le rayonnement de

surface (fig 1.2-15). Par ailleurs on peut remarquer que la gamme de Rayleigh étudiée ici correspond à la zone laminaire instationnaire ($Ra_H \in [10^6 ; 5 \times 10^7]$).

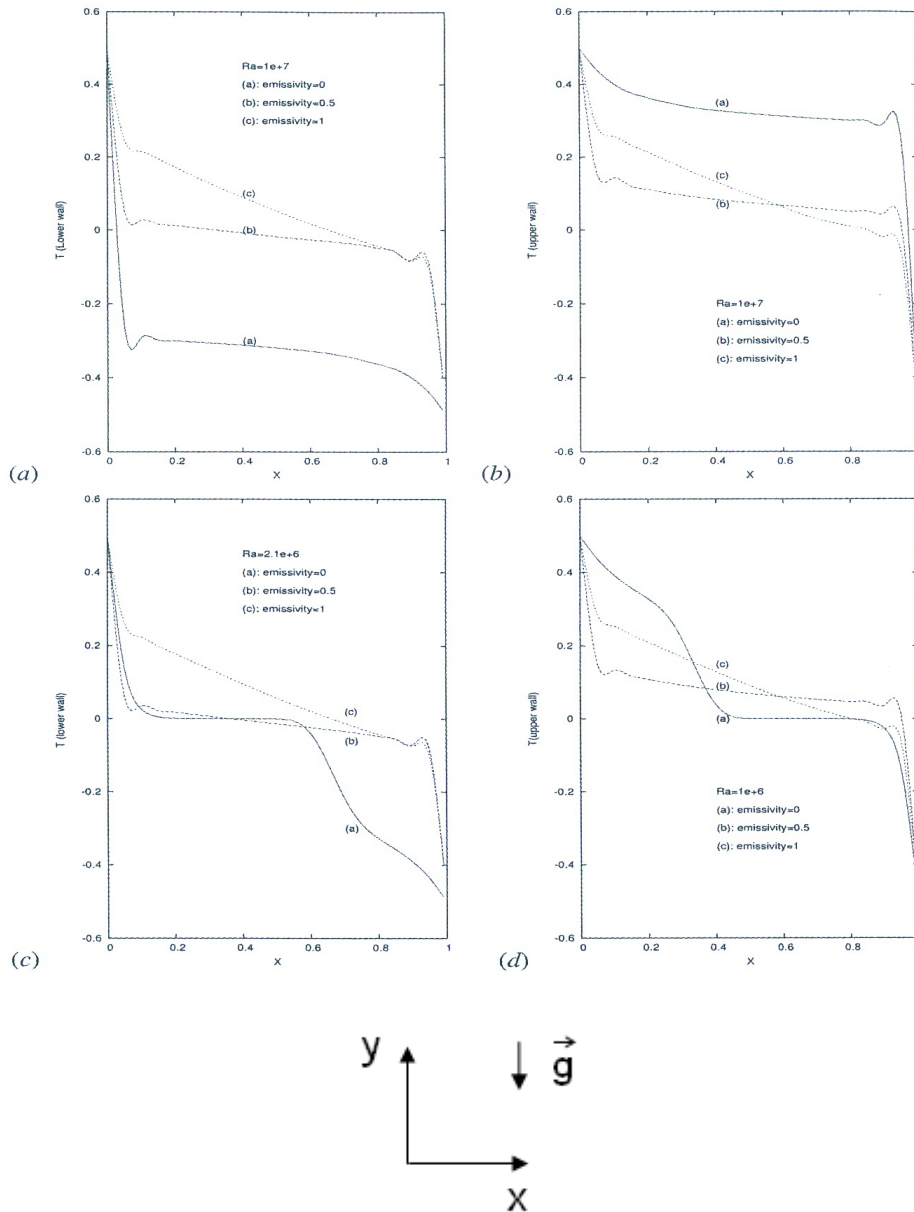


Figure 1.2-14 Profils de température au plancher et au plafond (adiabatiques) pour différentes valeurs de l'émissivité et pour deux nombres de Rayleigh [(a) et (b)] $Ra_H = 10^7$ et pour [(c) et (d)] $Ra_H = 2,1 \times 10^6$ [Jaballah et al 2007]

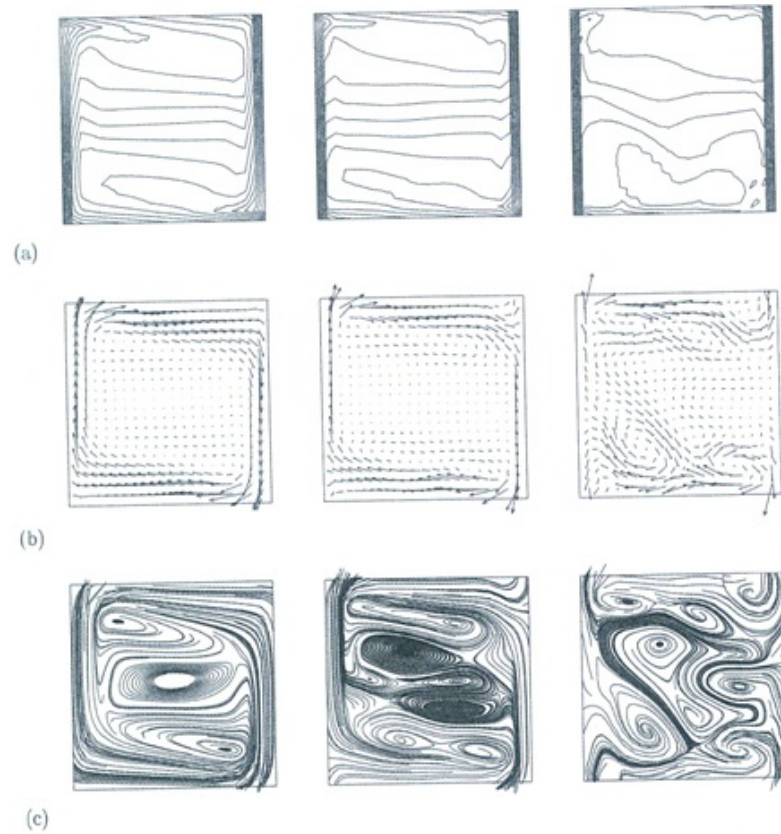


Figure 1.2-15 Isothermes (a) ; Champ de vitesse (b) ; Lignes de courant (c) avec le rayonnement de parois ($\epsilon = 0,5$) pour différents nombres de Rayleigh, $Ra_H = 2, 1 \times 10^6, Ra_H = 10^7, Ra_H = 5 \times 10^7$ [Jaballah et al 2007]

En 2008, l'interaction du rayonnement de parois sur la convection naturelle a été analysée numériquement par Xaman et al [2008] en régime laminaire et turbulent (modèle $k - \epsilon$) dans une cavité carrée remplie d'air comportant une paroi verticale isotherme et opaque tandis que la paroi opposée, en verre est exposée à un flux solaire constant; les parois haute et basse sont supposées adiabatiques (voir figure 1.2-16).

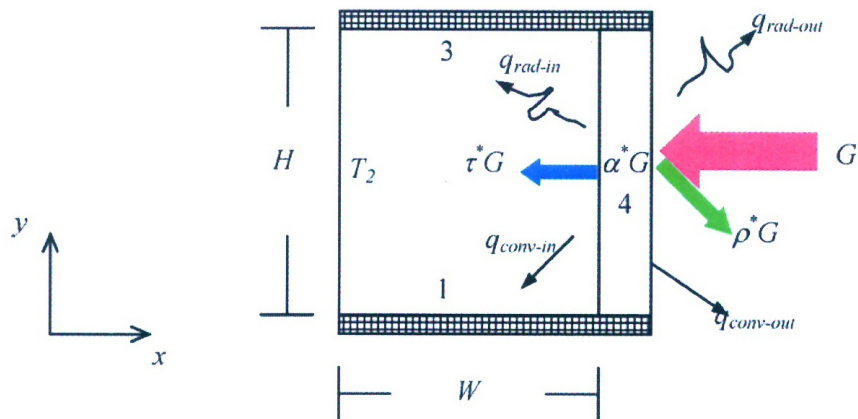


Figure 1.2-16 Représentation schématique de la cavité [Xaman et al 2008]

Cette configuration où l'une des faces est à flux imposé, diffère de la cavité différentiellement chauffée étudiée dans cette thèse, mais présente l'avantage d'être très proche d'une pièce d'habitation. Il ressort de cette étude (tableau 1.2-1), qu'en considérant toutes les parois très émissives (émissivité = 0,9), le nombre de Nusselt total subit une augmentation d'environ 28% par rapport au cas de convection pure c'est-à-dire de parois non émissives en régime laminaire ($10^3 \leq Ra_H \leq 10^6$). En régime turbulent ($Ra_H \geq 10^9$), la contribution du rayonnement au Nusselt de convection pure est de l'ordre de 45%.

Ra_H	Nu avec rayonnement	Nu sans rayonnement	Ecart relatif (%)
10^3	1,45	1,04	28,28
10^4	2,55	1,83	28,24
10^5	5,11	3,77	26,22
10^6	10,19	7,54	26,01
10^9	94,95	52,12	45,11
10^{10}	203,94	112,27	44,95
10^{11}	439,39	253,31	42,35
10^{12}	972,51	591,27	39,20

Tableau 1.2-1 Influence du rayonnement sur le nombre de Nusselt total [Xaman et al 2008]

1.2.2. Rayonnement volumique

La convection naturelle avec le milieu participant a été abordée numériquement par Lauriat [1982], Chang et al [1983], Yucel et al [1989], Fusegi et Farouk [1989], [Colomer et al 2004], Ibrahim et Lemonnier [2009], Meftah et al [2009].

Fusegi et Farouk [1989], étudient le couplage de la convection naturelle et du rayonnement dans une cavité différentiellement chauffée dont les parois sont toutes noires ($\varepsilon = 1$), remplie d'un gaz non gris en régimes laminaire et faiblement turbulent ($\Delta T=555K$, $10^4 \leq Ra_H \leq 2 \times 10^9$). L'ETR est traitée par une approche volumes finis et les quantités radiatives sont évaluées par la décomposition des harmoniques sphériques à l'ordre 1 (approximation P-1) combinée au modèle de somme pondérée des gaz gris. Le modèle de turbulence utilisé est $k-\varepsilon$. Il ressort de cette étude, que la fonction de courant présente déjà une dissymétrie en convection pure (figure 1.2-17 a) et quand tous les effets radiatifs (parois et gaz) sont pris en compte, cette dissymétrie est encore plus prononcée (figure 1.2-17 c). Il faut signaler qu'on est hors Boussinesq d'après l'écart de température imposé. Par ailleurs, le rayonnement volumique réduit légèrement le flux de chaleur à la paroi et intensifie les mouvements de recirculation au sein de la cavité. De plus, on observe une accélération de l'écoulement le long du plancher et du plafond lorsqu'on tient compte du rayonnement par rapport au cas de convection naturelle pure (figure 1.2-18 a) ; ceci est causé par des forts

gradients de température qui résultent des interactions entre la convection et le rayonnement au voisinage des parois adiabatiques. Le rayonnement a pour effet d'épaissir la couche limite le long des parois isothermes comme le montre la figure 1.2-18 b. Fusegi et Farouk [1989] trouvent que le rayonnement peut augmenter considérablement la valeur du Nusselt convectif jusqu'à 5 à 6 fois sa valeur dans le cas de convection pure en régime laminaire.

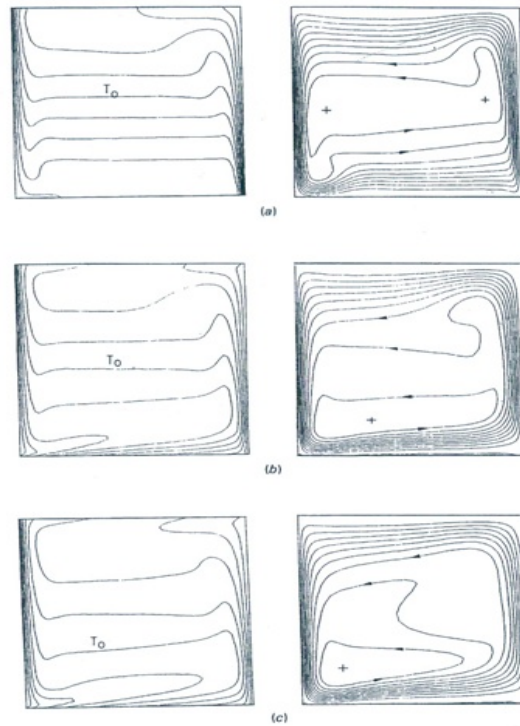


Figure 1.2-17 Champ de température (à gauche) et ligne de courant (à droite) sans rayonnement (a) ; avec rayonnement de parois (b) et avec rayonnement de parois et volumique (c) ($Gr=6,55 \times 10^6$) [Fusegi et Farouk 1989]

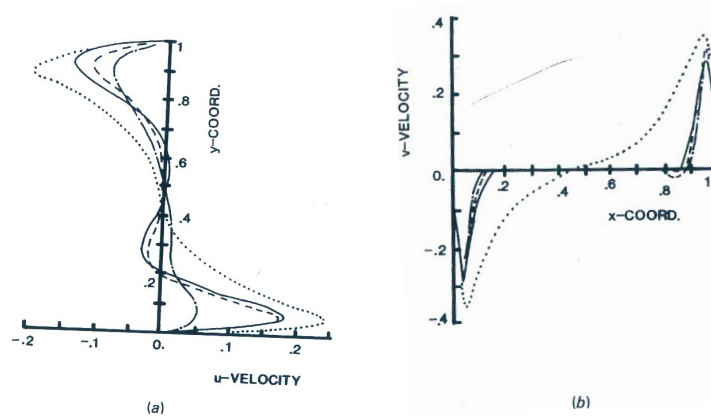


Figure 1.2-18 Profils de vitesse (a) horizontal à $x = 0,5$ et (b) vertical à $y = 0,5$ dans le plan médian de la cavité (--- sans rayonnement ; -.- avec rayonnement surfacique ; — avec rayonnement surfacique et volumique ; ... modèle de bande) [Fusegi et Farouk 1989]

Colomer et al [2004], traitent aussi le couplage de la convection naturelle laminaire ($10^3 \leq Ra_H \leq 10^6$) avec le rayonnement dans une cavité carrée différentiellement chauffée remplie d'un mélange de gaz de composition 70% N₂+20% H₂O+10% CO₂. Les parois verticales de la cavité sont isothermes ($T_c= 600K$ et $T_f=300K$) et noires ($\epsilon=1$). L'ETR est résolue par la méthode des ordonnées discrètes conjointement à la décomposition des harmoniques sphériques d'ordre 3 (approximation P-3). L'influence du nombre de Planck est analysée. Il est montré que pour $Pl > 0,5$ et pour des faibles valeurs de l'épaisseur optique, le rayonnement influe très peu sur l'écoulement. En revanche, pour des nombres de Planck relativement faibles ($Pl < 0,01$), l'effet du rayonnement volumique devient important et modifie sensiblement le flux de chaleur à la paroi.

Tout récemment, A. Ibrahim [2010] a étudié l'influence du rayonnement sur l'écoulement de convection naturelle dans une cavité carrée différentiellement chauffée contenant de l'air ambiant (à 50% d'humidité) et ce, pour les deux configurations suivantes :

- une cavité de dimensions 1m×1m avec un ΔT de 15K et $T_0 = (T_c+T_f)/2=293K$,
- une cavité de dimensions 2,15m × 2,15m avec un ΔT de 1,5K et $T_0 = (T_c+T_f)/2=293K$.

Ces configurations correspondent à un même nombre de Rayleigh ($Ra_H=1,5 \times 10^9$). Les parois haute et basse sont adiabatiques et toutes les quatre parois sont considérées noires ($\epsilon=1$). Pour la méthode numérique utilisée, l'auteur a développé un modèle radiatif fondé sur la méthode des ordonnées discrètes pour résoudre l'ETR associée au modèle SLW pour prendre en compte le spectre réel d'absorption du gaz. Ce module radiatif est par la suite implanté dans un code CFD AQUILON. Dans le cadre de ce travail, il a été montré que le rayonnement du gaz influe relativement peu sur l'écoulement dans la cavité de moyennes dimensions (1m×1m). En revanche, dans la cavité de grandes dimensions (2,15m×2,15m), le rayonnement volumique provoque une diminution significative de la stratification thermique ($S= 0,84$ pour la cavité de coté 1m contre 0,61 pour celle de 2,15m de coté).

De toutes les études numériques entreprises sur le couplage convection-rayonnement, l'originalité réside dans la méthode de résolution d'une part de l'équation de Navier Stokes, et d'autre part de l'équation de transfert radiatif. Les approches sont donc diverses, ce qui entraîne également une dispersion des résultats. Par exemple sur les valeurs obtenues par Yücel et al [1989] dans le cas d'un milieu gris suivant la méthode P-1 ou S4, on peut relever une variation de l'ordre de 27% sur les valeurs de Nusselt radiatif à $Ra_H= 5 \times 10^6$.

D'un point de vue expérimental, très peu d'études ont été entreprises pour évaluer l'impact des effets radiatifs sur l'écoulement de convection naturelle en cavité différentiellement chauffée. Ceci peut probablement s'expliquer par la difficulté de mise en œuvre d'un dispositif expérimental approprié.

Nous pouvons cependant évoquer les contributions de Yguel [1988], Cherkaoui [1994], qui ont étudié expérimentalement le couplage convecto-radiatif dans une cavité de grandes dimensions (2,5m de hauteur et de section de base 3,1×3,1m² environ). Cherkaoui [1994]

étudie trois configurations radiatives des parois : soit toutes très émissives, soit toutes très réfléchissantes, soit mixtes. Les propriétés radiatives du gaz ont été modifiées en portant l'air à l'intérieur de la cavité à différentes humidités relatives. Les résultats montrent qu'il n'y a pas de modification sensible des échanges convectifs lorsqu'on change les propriétés radiatives des parois ou du gaz. En revanche ils confirment que la stratification du cœur de la cavité dépend des propriétés d'absorption de l'air dans le domaine de l'infrarouge.

Plus récemment, Rouger [2009] s'est attaché à caractériser l'écoulement de convection naturelle dans une cavité cubique en présence du CO₂. Les parois verticales actives sont isothermes et les parois passives sont adiabatiques. L'écart de température fixé entre les parois actives est $\Delta T = 20\text{K}$, $Ra_H = 1,48 \times 10^9$. Il constate que malgré les différences importantes de quantité de CO₂ injectées dans la cavité (taux variant de 4 à 67%), le paramètre de stratification reste quasiment constant. De même, jusqu'à un taux de 25% de CO₂, l'influence du rayonnement volumique sur les vitesses dans les couches limites verticales est négligeable.

1.3. La convection naturelle en cavité à haut nombre de Rayleigh

Une fois le régime laminaire et la transition vers la turbulence abordés, il convient de s'intéresser au régime turbulent caractérisé par des valeurs élevées du nombre de Rayleigh ($> 10^9$). En effet dans une cavité différentiellement chauffée de hauteur H , de largeur ℓ et de profondeur D , si l'écart de température entre les parois verticales est constant alors, l'écoulement généré dépend de la géométrie (rapport de forme vertical), du fluide (nombre de Prandtl), de l'écart de température, de la taille de la cavité et des conditions aux limites thermiques sur les parois horizontales et/ou latérales. Il en résulte une très grande diversité des écoulements obtenus par le nombre important de combinaisons possibles. Pour notre cas d'étude, le fluide est de l'air ($Pr=0,71$) et l'écart de température doit être inférieur à 28,6K (limite de validité de l'approximation de Boussinesq selon Gray et Giorgini [1976]).

Ainsi on obtient expérimentalement une valeur élevée du nombre de Rayleigh en augmentant par exemple la hauteur de la cavité, ce qui rend alors très difficile le contrôle des conditions aux limites. Toutefois, le dispositif expérimental réalisé par l'équipe de F. PENOT [Mergui 1993] autour des années 1990 qui consiste en une cavité carrée différentiellement chauffée ($H=0,94\text{m}$; $\ell=0,94\text{m}$; $D=0,30\text{m}$) et permettant d'atteindre les valeurs de Rayleigh de l'ordre de $1,7 \times 10^9$ ($\Delta T=20\text{ }^\circ\text{C}$), constitue jusqu'à ce jour une base de données pour la validation des codes numériques. Dans cette maquette, un effort particulier est fait pour obtenir les conditions adiabatiques sur les parois horizontales, avant et arrière et l'écart de température entre les parois actives est fixé de sorte que l'approximation de Boussinesq soit respectée. Ce dispositif a été ensuite modifié par Salat [2004] dans le but d'améliorer les conditions d'adiabaticité sur les parois passives et d'entreprendre ainsi l'investigation de la convection naturelle en régime faiblement turbulent ($Ra_H=1,5 \times 10^9$; $\Delta T=15\text{ }^\circ\text{C}$; $H=1\text{m}$; $\ell=1\text{m}$;

$D=0,32\text{m}$). Il observe le long des parois verticales deux couches limites, laminaires dans leur première moitié et turbulentes ensuite. Il relève dans les couches limites une fréquence de l'ordre de 1 Hz caractéristiques des ondes progressives. La couche limite dynamique présente une épaisseur de 4,4 cm contre 2,8 cm pour la couche limite thermique. La vitesse maximale dans les couches limites avoisine 0,20 m/s. Une analyse en fréquence des signaux de température fait ressortir la présence des ondes de gravité dans le cœur de la cavité caractérisées par une fréquence d'environ 0,06 Hz, soit une période autour de 16 s. L'intensité de turbulence est estimée à 5%.

Pour le cas de parois haute et basse proches des conditions parfaitement conductrices, et non plus adiabatiques comme la configuration précédente, les travaux expérimentaux de Tian et Karayiannis [2000a-2000b] sur une cavité carrée de $0,75\text{m}\times 0,75\text{m}\times 1,50\text{m}$ et avec un écart de température de 40°C (soit Ra_H de $1,58\times 10^9$) ont également retenu notre attention. Les investigations expérimentales menées par ces auteurs ont conduit à d'importants résultats. La couche limite thermique fait 3,8 cm d'épaisseur contre 7,5 cm pour la couche limite dynamique. On retrouve une couche limite beaucoup plus épaisse que celle de la cavité de Salat [2004]. La vitesse verticale maximale est de l'ordre de 0,23 m/s. Après une analyse spectrale du champ de fluctuation de température dans la couche limite froide, on décèle la présence de plusieurs fréquences caractéristiques dont un pic à 0,21 Hz situé à proximité du lieu où on a enregistré le maximum de fluctuation de température. A la frontière de la couche limite, une seule fréquence de 0,13 Hz émerge. L'intensité de turbulence dans cette cavité avoisine 8%, plus élevée que dans le cas des conditions aux limites quasi adiabatiques.

Breton [1989] se sert du dispositif expérimental utilisé par Yguel [1988] ($H=2,5\text{m}$; $\ell=3,1\text{m}$; $D=3,1\text{m}$) pour étudier la stabilité des écoulements de convection naturelle dans une cavité à haut nombre de Rayleigh. Des visualisations effectuées par cet auteur révèlent le caractère stable de l'écoulement de couche limite laminaire près de la paroi verticale, même pour les nombres de Grashof de l'ordre de 10^{11} . Cependant, cet écoulement stable reste très fragile ; en effet une modification minime des conditions aux limites entraîne une forte déstabilisation des écoulements près des parois, conduisant à une augmentation importante des densités de flux locales.

Quelques années plus tard, Mustapha [1994] s'intéresse plus en détail à la couche limite le long de la paroi active dans cette même cavité. Une visualisation de l'écoulement et une analyse spectrale des fluctuations de température montrent l'apparition et la disparition de cellules de recirculation et de fortes fluctuations thermiques ; De plus, Mustapha [1994] vérifie que la similitude établie entre la cellule à échelle réelle et une maquette à échelle réduite est conservée dans le cas des écoulements le long d'une paroi non isotherme verticale dans une cavité dont le nombre de Rayleigh basé sur la hauteur est voisin de 10^{11} .

Du point de vue de la simulation numérique, on assiste aujourd'hui à l'émergence de plusieurs méthodes de calculs pour caractériser les écoulements turbulents de convection

naturelle [Xin et Le Quéré 1995], [Trias et al 2010 a-b] pour la DNS et [Peng et Davidson 1998], [Sergent 2000], [Sergent et al 2003], [Ezzouhri et al 2009] pour la LES.

Xin et Le Quéré [1995] effectuent des calculs (DNS-Spectral) de la convection naturelle turbulente ($Ra_H \sim 10^{10}$) en cavité bidimensionnelle remplie d'air de rapport de forme vertical 4 (figure 1.2-19). Les parois horizontales sont adiabatiques et celles verticales sont isothermes. Pour cette configuration, les auteurs trouvent que les couches limites verticales sont laminaires sur un peu plus de la moitié de la cavité avant de devenir turbulentes après une rapide transition. Ils relèvent une excitation entretenue du cœur qui oscille à la fréquence de Brunt-Väisälä. Le cœur de la cavité reste généralement stratifié avec un paramètre de stratification supérieur à 1. Une loi de transfert de chaleur est établie : $Nu = 0,32Ra_H^{1/4}$.

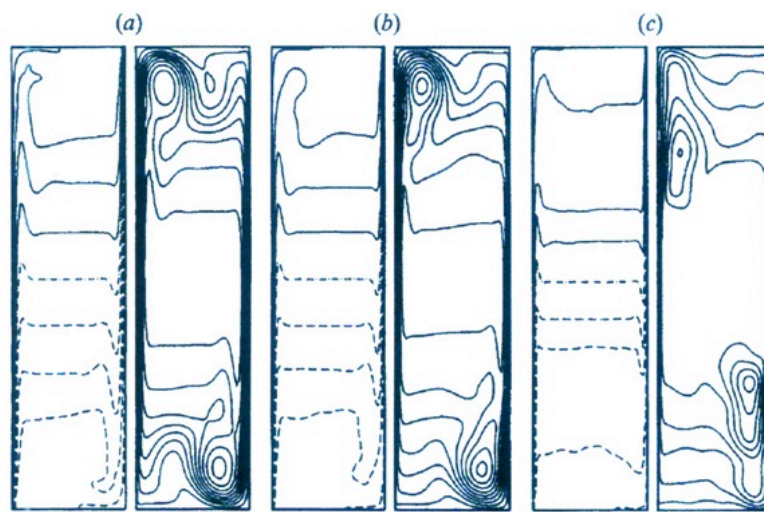
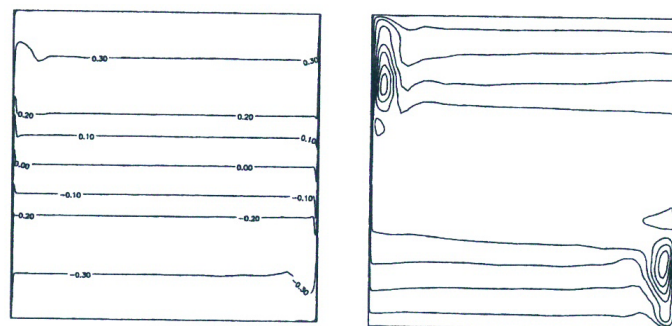


Figure 1.2-19 Profils de température à gauche et lignes de courant droite pour chaque Rayleigh (a) $Ra = 6,4 \times 10^8$ (b) $Ra = 2 \times 10^9$ (c) $Ra = 10^{10}$ [Xin et Le Quéré 1995]

Sergent et al [2003] ont développé un modèle mixte de diffusivité de sous maille pour la LES qui permet de simuler la convection naturelle 2D en cavité carrée pour un nombre de Rayleigh de 5×10^{10} . Ce modèle est en bon accord avec les résultats DNS et a montré sa pertinence dans différentes configurations [Sergent 2005 ; Salat 2004].



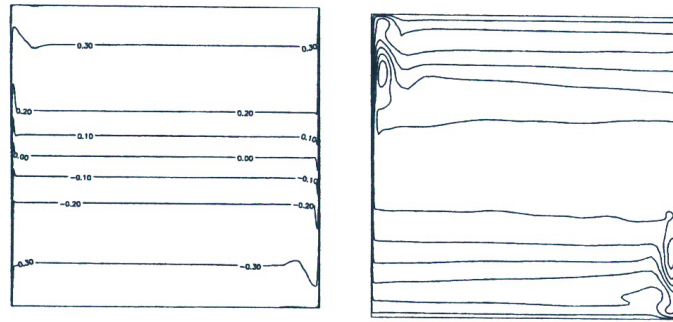


Figure 1.2-20 Isothermes à gauche et lignes de courant à droite ($Ra_H = 5 \times 10^{10}$) DNS (au dessus) et modèle local (en dessous) [Sergent et al 2003]

Peng et Davidson [2001], par une approche de modèle dynamique pour la LES-3D, décrivent l'écoulement dans une cavité carrée différentiellement chauffée ($Ra_H=1,5 \times 10^9$; $\Delta T=40$ °C; $H=0,75m$; $\ell=0,75m$; $D=1,50m$) dotée des conditions purement conductrices sur des parois horizontales (les profils utilisés sont ceux mesurés par Tian [1997]) et des conditions périodiques sur des parois avant et arrière. Ils trouvent un mouvement de faible amplitude dans le cœur, même si expérimentalement on a tendance à affirmer après visualisation que c'est une zone de "repos". Sur la figure 1.2-21, on relève une accélération de l'écoulement au plancher par rapport au plafond. La figure 1.2-22 fait ressortir plusieurs zones de recirculation au voisinage des parois verticales et dans les quatre coins. Quand le Rayleigh augmente, les zones de recirculation en proche parois verticales s'amplifient et leur interaction avec le cœur de la cavité devient plus forte.

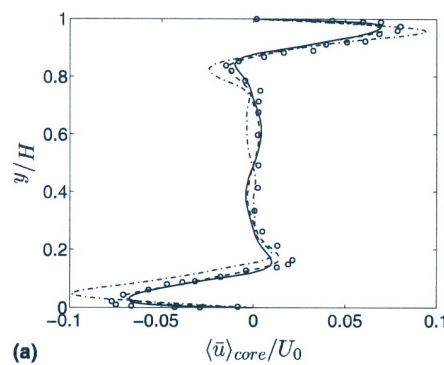


Figure 1.2-21 Profils de vitesse à mi-largeur à $Ra_H=1,58 \times 10^9$ (--- modèle de Smagorinsky ; ---- modèle dynamique ; ○ expérimentale) [Peng et Davidson 2001]

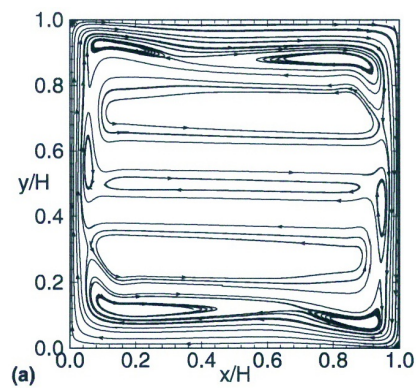


Figure 1.2-22 Lignes de courant de l'écoulement moyen $Ra_H=1,58 \times 10^9$ [Peng et Davidson 2001]

Salat [2004] réalise une étude numérique 3D par une approche DNS pour caractériser l'écoulement de convection naturelle dans la cavité expérimentale du LET de rapport de forme vertical égal à 1, pour un nombre de Rayleigh basé sur la hauteur de $1,5 \times 10^9$. En effectuant l'étude pour deux rapports de forme transverse (0,33 et 1), il met en évidence la

bidimensionnalité de l'écoulement moyen. En effet, on observe une très bonne concordance entre les profils de vitesse et de température comme nous le montre la figure 1.2-23. La sensibilité des résultats au rapport de forme transverse est relativement faible. Pour une configuration proche, Soria [2004] montre aussi que les principaux effets 3D sont seulement visibles dans les coins si l'on ne s'intéresse qu'aux grandeurs moyennes.

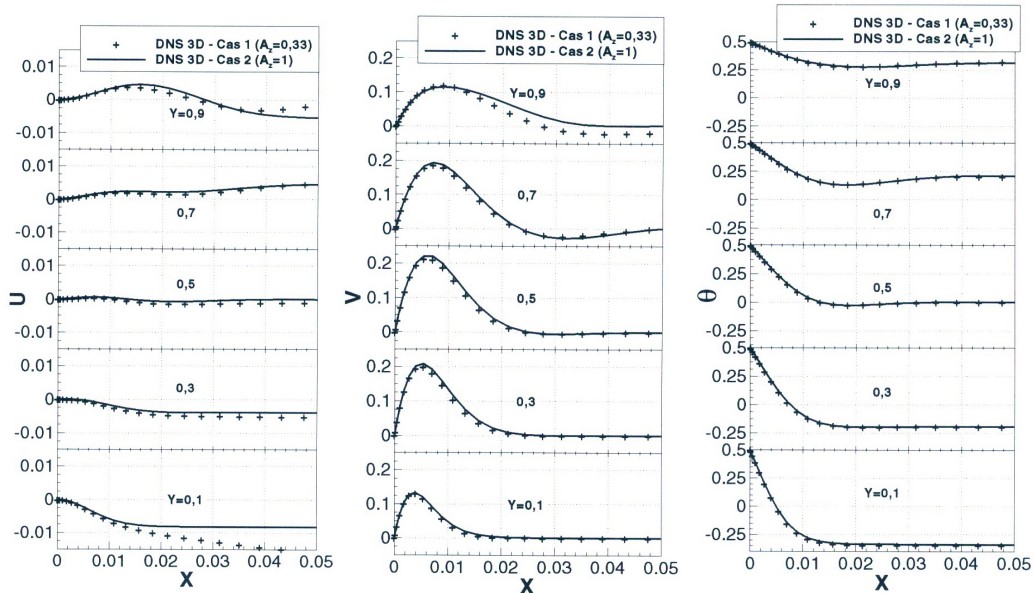


Figure 1.2-23 Comparaison de vitesse moyenne horizontale, de vitesse moyenne verticale et de température moyenne dans le plan vertical médian à proximité de la paroi chaude pour deux rapports de forme transverse. [Salat 2004]

Tout récemment Trias et al [2010a - 2010b], par une approche DNS-3D ont caractérisé dans le détail, l'écoulement de convection naturelle en cavité à très haut nombre de Rayleigh ($\sim 10^{11}$) (figure 1.2-24). Les conditions aux limites adiabatiques sont imposées sur les parois horizontales tandis que les faces avant et arrière sont soumises à des conditions périodiques. La figure 1.2-25 montre que la couche limite reste laminaire et se dégrade progressivement à partir du lieu où de grosses structures sont éjectées vers le cœur. Ils mettent en évidence la présence des ondes progressives de type Tollmien-Schlichting qui déstabilisent d'avantage les couches limites, générant ainsi une transition précoce vers la turbulence. Le transfert de chaleur obéit à la loi $Nu = 0,182 \times Ra_H^{0,275}$, beaucoup plus proche d'une corrélation en $Ra_H^{1/4}$. Les auteurs retrouvent un cœur en mouvement avec des isothermes qui oscillent caractérisant les ondes de gravité dans la partie centrale de la cavité. Trias et al [2010b] concluent que les structures éjectées sont assez grosses pour exciter et entretenir les ondes de gravité au cœur de la cavité. De plus, il est établi que le tiers de la dissipation totale d'énergie est dû aux fluctuations turbulentes.

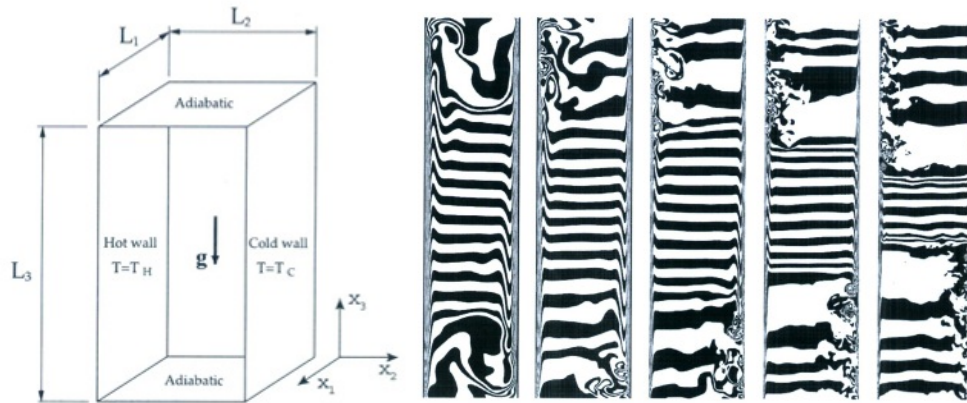


Figure 1.2-24 Modèle d'étude [Trias et al 2010a]

Figure 1.2-25 Champs de température instantané de la gauche vers la droite ($Ra_H=6,4 \times 10^8$; 2×10^9 ; 10^{10} ; 3×10^{10} ; 10^{11}) issus de [Trias et al 2010b].

Si la mise en œuvre d'un dispositif expérimental pour appréhender les régimes d'écoulement faiblement turbulents ($Ra_H \sim 10^9$) et même plus sévères ($Ra_H \sim 10^{11}$) reste très complexe, l'avènement des ordinateurs puissants vers la fin des années 80 a permis aux numériciens de commencer à simuler cette gamme d'écoulement. La parution de plusieurs papiers récents, qui traitent numériquement des écoulements turbulents de convection naturelle témoigne d'avantage de la nécessité de disposer d'une expérience de référence pour les régimes plus sévères. De plus, le manque de données sur le couplage convection naturelle rayonnement exige plus que jamais de développer des modèles numériques plus réalistes (prise en compte de tous les modes de transfert de chaleur pendant les mouvements de convection naturelle) pour une confrontation plus pertinente avec les résultats expérimentaux.

2. PROBLEMATIQUE

Cette revue bibliographique nous a permis d'identifier plusieurs thématiques qui ont été abordées par les chercheurs en convection naturelle dans une cavité différentiellement chauffée. Le premier constat qui se dégage est que l'ensemble de ces études concerne le régime laminaire ou transitionnel des écoulements, excepté quelques unes qui ont traité des régimes faiblement turbulents. On a noté un contexte fleurissant de la mécanique des fluides numérique avec en prime la parution très récente des papiers qui traitent des écoulements en turbulence pleinement développée en cavité différentiellement chauffée et qui méritaient que l'on s'y attarde. Quelle confiance pourrions-nous accorder à ces simulations numériques si l'on ne dispose pas d'une base de données expérimentales fiables et précises pour la validation de ces modélisations mathématiques? Pour rendre un modèle de calcul fiable, il est indispensable de comparer les résultats obtenus aux données expérimentales.

Si nous disposons à ce jour des résultats numériques et expérimentaux relatifs aux régimes laminaire et de transition vers la turbulence [Winters 1987], [Chikhaoui 1989], [Jones et

Briggs 1989], [Penot et al 1990], si quelques investigations expérimentales ont été effectuées pour des écoulements faiblement turbulents ($Ra_H \sim 10^9$) [Mergui et Penot 1996-1997], [Tian et Karayiannis 2000a], [Salat 2004], très peu d'expériences de grandes dimensions, générant un régime d'écoulement pleinement turbulent ont été réalisées.

Par ailleurs, peu d'études traitant du couplage convection-rayonnement surfacique, mieux encore convection-rayonnement volumique et surtout pour des hauts nombres de Rayleigh ont été effectuées. En effet, rares sont les codes numériques qui intègrent le rayonnement pourtant inhérent en convection naturelle, effectuant ainsi des calculs en faisant l'hypothèse de parois non émissives et de milieu transparent. De plus, la plupart des simulations portant sur le couplage de la convection avec le rayonnement traitent des configurations avec du fluide non-Boussinesq (grands écarts de température) et prédisent un écoulement de convection naturelle non centro-symétrique. On peut dès lors se demander, si la perte de symétrie de l'écoulement est due aux effets radiatifs, aux effets non Boussinesq ou tout simplement à la méthode numérique utilisée.

Dans le cadre d'une Action Concertée Incitative Energie-Habitat, menée par : P. LE QUERE (LIMSI Orsay), A. SOUFIANI (EM2C Paris), P. JOUBERT (LEBTAB La Rochelle), F. PENOT, D. SAURY (LET Futuroscope), G. LAURIAT (LETEM Marne La Vallée), un projet intitulé COCORAPHA (COuplage CONvection RAYonnement pour l'HABitat), actuellement dénommé COCORACOPHA (COuplage CONvection RAYonnement CONdensation Pour l'HABitat (PIE2)) a été mis au point avec pour but *de développer et valider une méthodologie numérique permettant de modéliser et simuler les transferts couplés convectifs-radiatifs-conductifs dans le contexte de la thermique de l'habitat*. Dans sa nouvelle version COCORACOPHA2 (PIE3), une orientation numérique a été prise pour caractériser les couplages Convection/Rayonnement et Convection/Condensation.

Ce travail de thèse s'inscrit en droite ligne avec les attentes du projet dans la mesure où :
-premièrement, la mise en place d'une expérience originale au LET, à savoir la construction d'une cavité de 4 m de hauteur environ et de section de base $1 \times 0,86 \text{ m}^2$ qui nous a permis d'obtenir des données expérimentales précises et fiables pour la validation des simulations numériques des écoulements pleinement turbulents rencontrés notamment dans l'habitat.

-deuxièmement, bien que les ambiances habitées soit quasiment remplies d'air, ce dernier est toujours chargé de vapeur d'eau (taux d'humidité non nul) ou même de polluant (CO_2 par exemple) devenant ainsi un gaz absorbant. De plus les murs d'un habitacle présentent toujours une émissivité non nulle. On envisage dans ce mémoire d'implanter un algorithme de rayonnement dans un code LES-2D de convection naturelle turbulente afin d'une part, de mieux prédire l'écoulement d'air et d'évaluer la contribution radiative sur les transferts de chaleur dans l'habitat et d'autre part, d'enrichir la base de données pour la validation des codes numériques.

CHAPITRE II DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET METROLOGIE

1. Introduction
2. Dispositif expérimental
 - 2.1. Parois verticales « actives »
 - 2.2. Parois horizontales « passives »
 - 2.3. Parois avant et arrière
3. Métrologie associée
 - 3.1. Mesure de vitesse
 - 3.1.1. La Vélocimétrie Laser à effet Doppler 2D (LDV-2D)
 - 3.1.1.1. Mise en œuvre
 - 3.1.1.2. Incertitude de mesure
 - 3.1.2. La Vélocimétrie par Imagerie des Particules 2D (PIV-2D)
 - 3.1.2.1. Mise en œuvre
 - 3.1.2.2. Traitement d'images et validation des vecteurs
 - 3.1.2.3. Précision de la PIV
 - 3.2. Mesure de température
 - 3.2.1. Suivi des conditions limites thermiques et ambiantes
 - 3.2.2. Métrologie « fine » de température
 - 3.2.2.1. Moyens de mesure
 - 3.2.2.2. Précision de la mesure de température et dispositions expérimentales
 - 3.2.2.3. Incertitude sur la mesure de température
 - 3.3. Mesure de flux de chaleur
 - 3.3.1. Présentation des méthodes de mesure
 - 3.3.2. Problèmes expérimentaux liés à la mesure des flux pariétaux
 - 3.3.3. Incertitude de mesure du flux de chaleur
 - 3.3.3.1. Relative à la première méthode
 - 3.3.3.2. Relative à la deuxième méthode

1. INTRODUCTION

Les écoulements de convection naturelle, sont générés par un gradient de masse volumique. Celui-ci peut provenir de diverses inhomogénéités spatiales (concentration, température, ...). Une particularité de l'écoulement de convection naturelle est que ce dernier est potentiellement chaotique [Rouger 2009] et donc beaucoup de précautions sont à prendre pour réussir une expérimentation.

Comme on a pu le constater dans la littérature, la mise en œuvre du dispositif expérimental pour explorer la convection naturelle en espace confiné n'est pas du tout aisée. En effet, la difficulté essentielle pour les expérimentateurs est le contrôle des conditions aux limites thermiques imposées sur les différentes parois du système. Un défi à relever dans la réalisation de notre maquette expérimentale était de nous rapprocher au mieux des configurations étudiées par les numériciens à savoir une cavité aux parois verticales différentiellement chauffées à température constante et aux parois horizontales et latérales adiabatiques. Par ailleurs, le but de cette expérience est d'atteindre un nombre de Rayleigh de l'ordre de 10^{11} caractéristique des écoulements de convection naturelle turbulents rencontrés dans les espaces habités. Ce faisant, on s'est imposé une contrainte forte qui est le respect de l'approximation de Boussinesq. L'étude proposée par Gray et al [1976] montre que pour que cette approximation soit valable, l'écart de température imposé entre les parois actives avec de l'air comme fluide d'étude ne doit pas dépasser $28,6\text{ °C}$. Dans la présente étude l'écart maximal de température considéré est de 20 °C ($Ra_H=1,2\times 10^{11}$).

Ce chapitre s'attache à présenter le dispositif expérimental et les moyens de mesures utilisés au cours de nos investigations.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental consiste en une cavité différentiellement chauffée dont les parois actives ont une hauteur de 4 m, une profondeur de 1,02 m et sont espacées de 1 m. Pour les 4 parois dites « passives », il y a 8 cm d'isolant encastré entre ces parois actives. Par conséquent, les dimensions intérieures de la cavité sont : $H = 3,84\text{ m}$ (hauteur), $l = 1\text{ m}$ (largeur), $D = 0,86\text{ m}$ (profondeur) (voir figure 2.2-1).

La cavité nécessite pour son implantation une hauteur de 7 m environ (1 m sous la cavité afin d'installer le système de positionnement et de support de la cavité, 4 m pour la cavité et 2 m pour l'instrumentation dédiée aux mesures de température et de vitesse par PIV à l'intérieur de la cavité). On souhaite en outre, effectuer les mesures dans la moitié haute de la cavité. En effet, l'écoulement de convection naturelle étant, *à priori*, centro-symétrique, l'étude sur la moitié supérieure de la cavité doit suffire pour caractériser l'écoulement et les échanges de chaleur dans cette cavité.

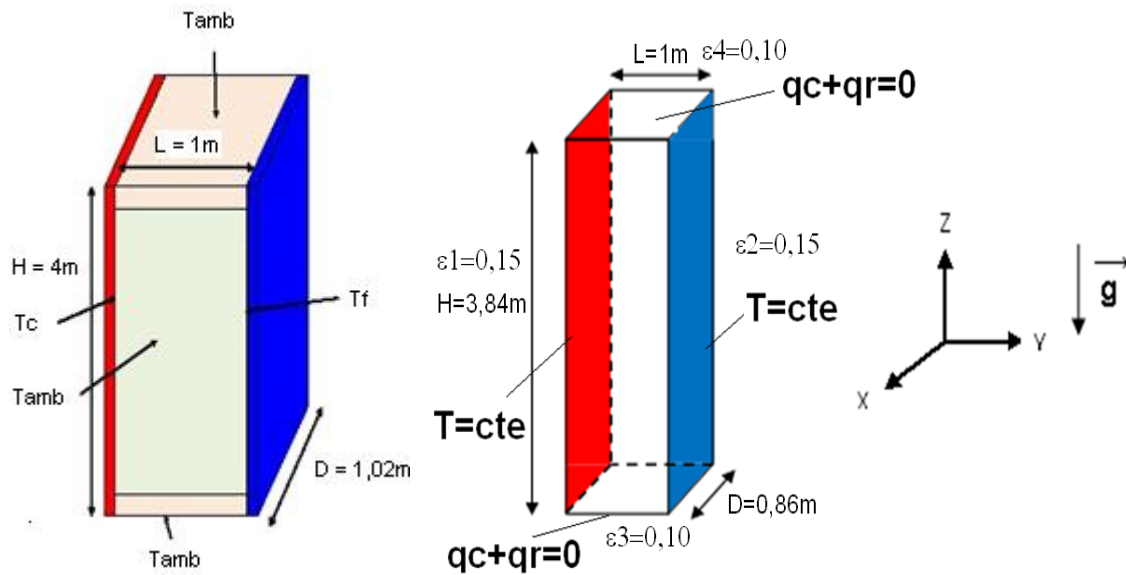


Figure 2.2-1 Représentation de la cavité différentiellement chauffée avec conditions aux limites thermiques.

2.1. Parois verticales « actives »

Les forces de poussée d'Archimède qui sont le « moteur » de l'écoulement, sont générées par l'écart de température imposé entre les parois verticales, d'où le nom de parois verticales « actives ». Ces dernières doivent à cet effet être dimensionnées avec le plus grand soin, ce qui exige au préalable une bonne connaissance des propriétés thermophysiques du matériau qui les constitue. Chaque paroi active est ainsi un échangeur composé de deux plaques de duralumin ($AU4G$, $\lambda = 134 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$; $\varepsilon = 0,15 \pm 0,03$; $\rho = 2800 \text{ kg m}^{-3}$; $C_p \approx 900 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$) d'une épaisseur de 1 cm séparées par un cadre en PVC d'une épaisseur de 2 cm. Des profilés en aluminium sont disposés en « U » entre les plaques en duralumin afin d'assurer une circulation du fluide caloporteur sur toute la surface de l'échangeur. Des photographies de l'échangeur ouvert sont présentées sur la Figure 2.2-2. Deux échangeurs de dimensions $1,02\text{m} \times 2\text{m}$ sont donc nécessaires pour réaliser une paroi « active » de 4 m de hauteur. Ces échangeurs sont fixés à des profilés rigides en aluminium de section $9\text{cm} \times 18\text{cm}$ afin de les maintenir alignés et plans (Figure 2.2-3). Ces profilés sont vissés sur un système de positionnement eux-mêmes vissés sur des IPE, prévus pour soutenir la charge de la cavité. Grâce à un système de sabots, le positionnement mécanique des parois peut être effectué afin que celles-ci soient verticales, parallèles entre-elles et écartées de la distance souhaitée.

La circulation de l'eau glycolée dans l'échangeur se fait grâce à un cryothermostat qui permet la régulation du fluide en température (à $0,1 \text{ }^\circ\text{C}$ près) ainsi que la circulation de celui-ci. Les échangeurs sont branchés en parallèle afin d'assurer une meilleure homogénéité des températures et pour diminuer les pertes de charge. Les parois « actives » ont donc pour dimensions $1,02 \text{ m} \times 4 \text{ m} \times 0,04 \text{ m}$. A l'intérieur des parois, le fluide circule dans l'échangeur en

légère dépression par rapport à la pression atmosphérique afin d'éviter un gonflement des parois.

Enfin, la partie à l'arrière des parois actives a été fermée avec des panneaux de polystyrène extrudé, ayant une conductivité thermique $\lambda = 0,035 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ et une masse volumique $\rho = 33 \text{ kgm}^{-3}$. Des panneaux de 3 cm d'épaisseur ont été fixés aux profilés à l'arrière des échangeurs. Ensuite, en haut et en bas, cette partie a été fermée avec des panneaux de 8 cm d'épaisseur encastrés entre les profilés, la paroi et les panneaux de 3cm. Des purgeurs d'air ont été installés en haut de chaque échangeur, afin d'éviter qu'il y ait de l'air emprisonné dans le circuit d'eau glycolée.

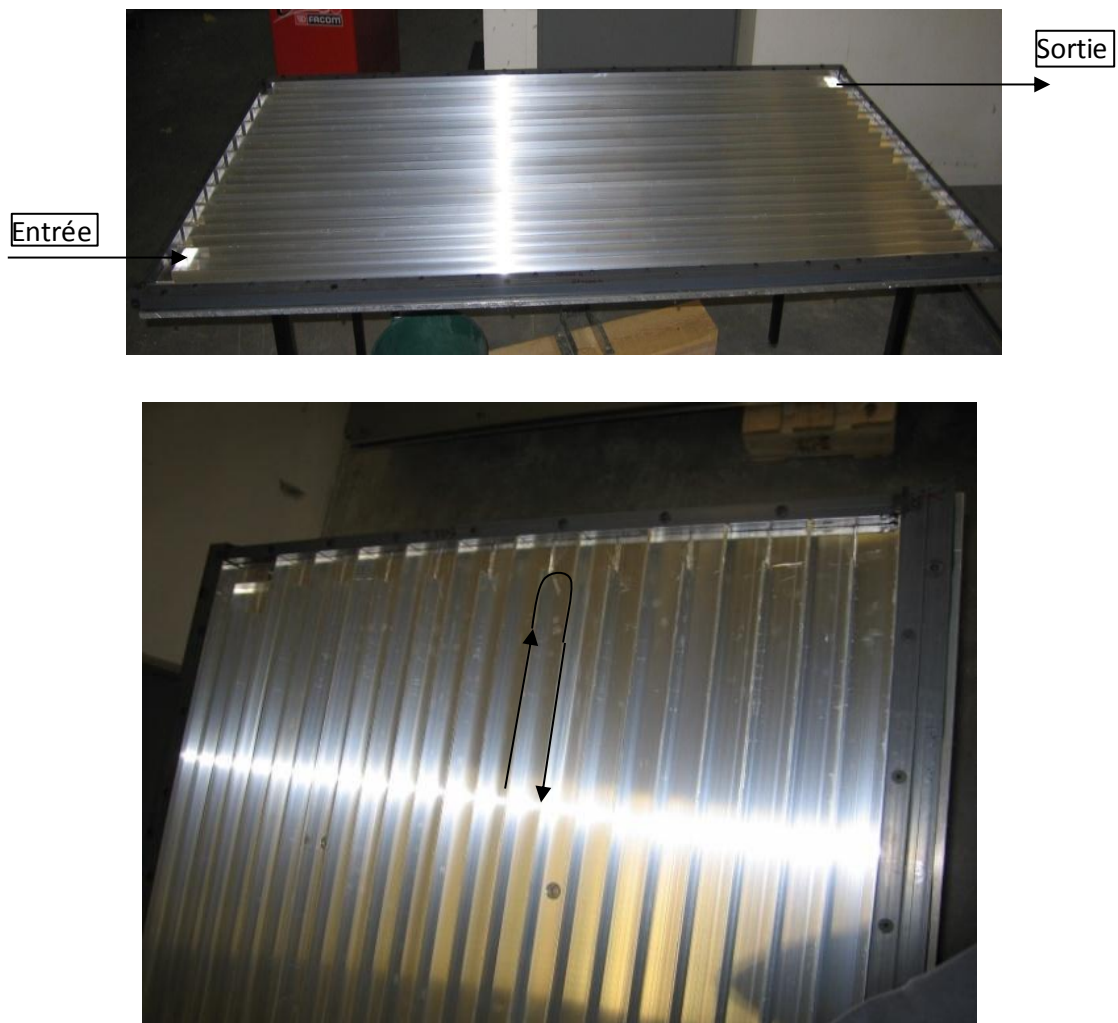


Figure 2.2-2 : Photographies d'une plaque d'échangeur avec les profilés en "U".



Figure 2.2-3 : Photographie de la face externe d'une paroi avant son installation avec les profilés et la tuyauterie.

2.2.Parois horizontales

Le plancher est réalisé avec des panneaux de polystyrène extrudé de 8 cm d'épaisseur (1) encastrés entre les parois. De plus, afin d'assurer une meilleure isolation et étanchéité à l'air, des panneaux d'isolation supplémentaires de 3 cm d'épaisseur (2), ainsi qu'une planche de contre-plaqué de 1,5 cm d'épaisseur (3) sont fixés sous les panneaux de 8 cm pour soutenir l'ensemble (figure 2.2-4).

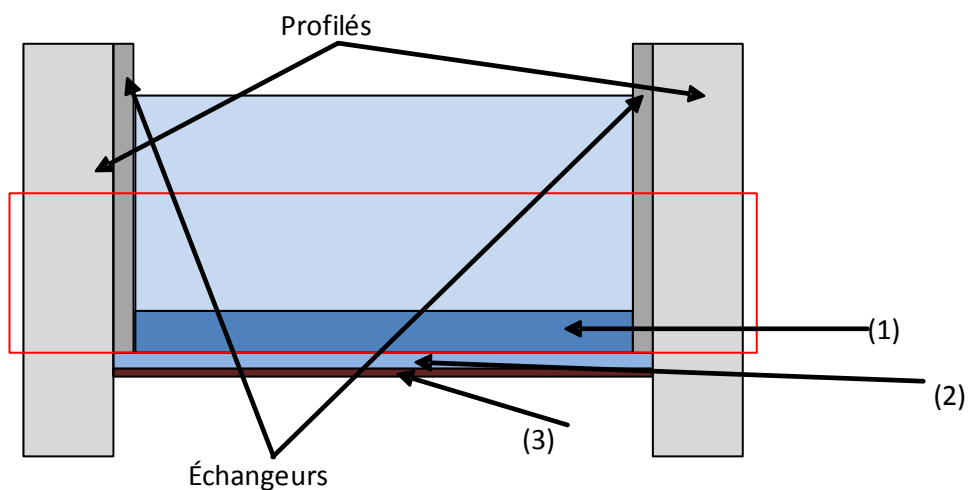


Figure 2.2-4 Schéma d'installation du plancher.

Le plafond est composé d'un bloc de polystyrène extrudé de 10 cm d'épaisseur (dont 8 cm sont encastrés entre les parois actives), au dessus duquel une planche de contre-plaqué de 1,8 cm d'épaisseur a été collée. En fonction de la mesure à effectuer le plafond a été parfois modifié ou simplement remplacé.

Pour les mesures de stratification le plafond est recouvert ou non sur sa face interne d'un film fin d'aluminium d'épaisseur 40 μm et d'émissivité 0,1. Un trou d'environ 2mm de diamètre est réalisé sur le plafond et permet au fil à plomb solide du thermocouple K d'effectuer une translation sur toute la hauteur de la cavité (figure 2.2-5).



Figure 2.2-5 : Photo du plafond de la cavité avec le système de poulie pour les mesures de stratification.

Pour les mesures de température dans la cavité, un plafond rainuré est réalisé et l'étanchéité du dispositif est assurée par deux bandes de polycarbonate de 5cm×100cm et de 1mm d'épaisseur, qui couissent sur deux joints mousse. La canne de thermocouple peut se déplacer librement à l'aide d'une glissière en PVC vissée dans le support en contre plaqué. Le principe est illustré sur la figure (2.2-6).

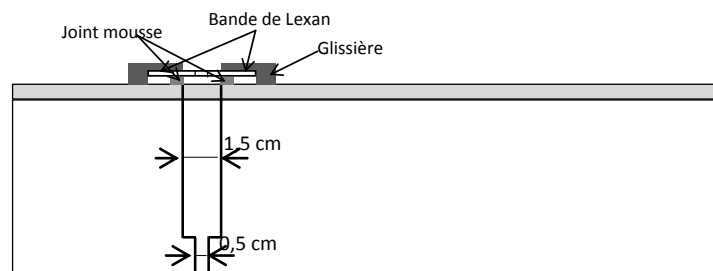


Figure 2.2-6 : Schéma de la glissière au plafond

Pour les mesures de vitesse par PIV un troisième plafond a été fabriqué, constitué de deux fentes de 2cm, une au tiers avant du plafond et l'autre dans le plan médian, suivant la largeur de la cavité. Chacune des fentes est couverte d'une bande de polycarbonate de 5cm×100cm afin de faire passer la nappe laser.

2.3.Parois avant et arrière

Les parois avant et arrière sont composées de panneaux de 8 cm d'épaisseur (4) encastrés entre les parois différentiellement chauffées. Ensuite des panneaux de 3 cm (5) sont fixés aux profilés afin d'assurer une meilleure étanchéité et une meilleure isolation.

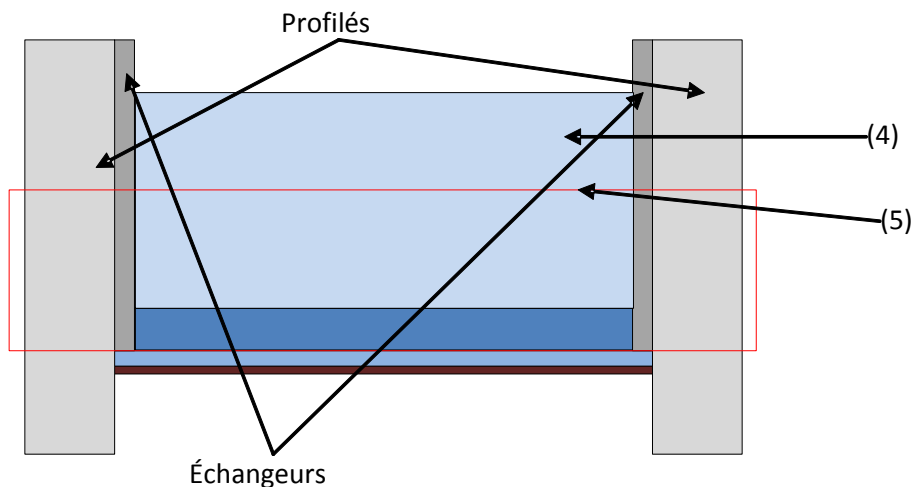


Figure 2.2-7 Schéma d'installation des parois avant et arrière.

En définitive, le dispositif expérimental consiste en une cavité différentiellement chauffée de dimensions intérieures : $H = 3,84$ m (hauteur), $\ell = 1$ m (largeur), $D = 0,86$ m (profondeur).

Telle que réalisée, la cavité constitue un problème de Dirichlet complet car nous nous sommes efforcés pendant sa mise en œuvre, de nous rapprocher au mieux d'une configuration à température imposée soient T_c et T_f les températures des parois actives et T_{amb} la température des quatre autres parois (figure 2.2-1).

3. METROLOGIE ASSOCIEE

La métrologie associée à ce dispositif est relative aux mesures de température et de vitesse. Les mesures de température assurent deux objectifs :

- ✓ les mesures de contrôle qui permettent d'une part de s'assurer que les parois actives sont isothermes, et d'autre part de suivre la température ambiante dans le hall de l'expérience.

- ✓ les mesures de la température locale et instantanée dans l'air permettent de caractériser la thermique de l'écoulement étudié.

Les mesures de vitesse (effectuées par LDV et par PIV) ont quant à elles permis de caractériser la dynamique de l'écoulement dans la cavité.

3.1. Mesure de vitesse

Les mesures de vitesse dans cette cavité ont été dans un premier temps réalisées dans le cadre de la thèse de Rouger [2009] par Vélocimétrie Laser à effet Doppler 2D (LDV-2D). Des points d'interrogation subsistent quant au cheminement du fluide dans la cavité. Ce qui motivera la mise en place de la Vélocimétrie par imagerie des particules (PIV) standard et résolue en temps que nous avons utilisée par la suite pour préciser la dynamique de l'écoulement étudié.

3.1.1. La Vélocimétrie Laser à effet Doppler (LDV)

Parmi les méthodes optiques basées sur la diffusion de la lumière, la Vélocimétrie Laser à effet Doppler bidimensionnel (LDV-2D) opérant en diffusion arrière est une technique de mesure non intrusive bien maîtrisée au laboratoire.

3.1.1.1. Mise en œuvre

La chaîne de mesure utilisée est constituée d'un laser Argon continu Spectra Physics (type 2000) de 5W. Il émet simultanément des puissances importantes sur deux longueurs d'onde distinctes : une raie verte de longueur d'onde 514,5nm et une raie bleue de longueur d'onde 488nm créant deux volumes de mesure identiques mais à plans de franges perpendiculaires. Les faisceaux lasers se croisent à l'aide d'une lentille convergente caractérisée par une distance focale de 600mm, conduisant à un volume de mesure de dimensions 0,1mm×0,1mm×1,4mm. L'ensemencement se fait avec des particules d'huile sublime. La lumière rétrodiffusée par les particules traversant ce volume est collectée à l'aide de deux photomultiplicateurs précédé par un filtre interférentiel et analysé en fréquence par une technique de FFT (*Fast Fourier Transform*) grâce à un Burst Spectrum Analyser (BSA) de marque DANTEC. Ce BSA effectue un codage du signal sur 14 bits, ce qui assure une très grande résolution. Par exemple, pour une gamme de vitesse comprise entre $-0,25\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $+0,25\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, la résolution en vitesse vaut $3\times 10^{-5}\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Le signe de la vitesse est donné de manière classique en créant un réseau de franges mobiles à l'aide d'un modulateur acousto-optique (cellule de *Bragg*) à 40MHz. La torche LDV est assujettie à un système de déplacement tridimensionnel piloté informatiquement grâce au logiciel d'acquisition de la société DANTEC. Pour recueillir le signal émis par les particules, nous travaillons en rétrodiffusion (les optiques de transmission et de réception sont associées dans la torche

laser). La figure 2.3-1 montre une vue générale de la cavité équipée du banc laser LDV utilisé pour les mesures de vitesse.



Figure 2.3-1 : Vue de la cavité instrumentée avec la LDV 2D.

3.1.1.2. Incertitude de mesure

Il est admis que les vitesses moyennes sont connues avec une incertitude de 1% et les écarts types avec une incertitude de 5% [Skurtys 2004].

La précision du positionnement d'un point de mesure par rapport à la paroi est estimée à 0,05 mm (la résolution du système de déplacement étant de 0,01mm), ce qui est largement suffisant pour effectuer des mesures dans les couches limites d'épaisseur de l'ordre du centimètre.

3.1.2. La Vélocimétrie par imagerie des particules(PIV)

Si la LDV a permis de caractériser les couches limites dynamiques, elle se verra limitée quant à préciser le cheminement de l'écoulement dans la cavité. Ce qui motivera la mise en place de la PIV afin de mieux explorer le parcours du fluide au sein de la cavité.

Le principe de base de la Vélocimétrie par Imagerie de Particules bidimensionnelle consiste à dire que si pendant un intervalle de temps Δt , une particule d'ensemencement se déplace dans une nappe laser de la position \underline{x} à la position $\underline{x} + \Delta \underline{x}$, la vitesse locale de l'écoulement est donnée par la relation :

$$\overrightarrow{V}(\underline{x}, t) = \frac{\overrightarrow{\Delta x(\underline{x}, t)}}{\Delta t} \quad (2.1)$$

3.1.2.1. Mise en œuvre

Pour pouvoir effectuer les mesures de vitesse par PIV dans la cavité, il a fallu adapter cette dernière aux contraintes du dispositif de mesure. Nous avons ainsi réalisé un nouveau plafond ainsi que de nouveaux panneaux de polystyrène extrudé munis d'une fenêtre de visualisation de dimensions 18cm×28cm (figure 2.3-2) afin d'accéder à l'intégralité des zones de mesure et principalement les deux coins supérieurs qui étaient hors d'atteinte avec les fenêtres utilisées pour les mesures LDV. On a réalisé deux fentes de 2cm au plafond, une au tiers avant du plafond et l'autre dans le plan médian, suivant la largeur de la cavité afin de faire passer la nappe laser. La chaîne de mesure PIV a nécessité ensuite l'ensemencement de l'écoulement à explorer avec de fines particules d'huile de paraffine générée par un vaporisateur CF TAYLOR, une nappe laser pulsé servant à éclairer les particules à des instants précis et d'un détecteur pour stocker l'information lumineuse diffusée par les particules d'ensemencement se déplaçant dans la nappe de lumière.

Le plan Laser et le détecteur (Caméra CCD) double trame sont tous deux synchronisés et disposés perpendiculairement, l'un à l'autre. La camera est située à environ 1,5 m de la face avant. A chaque pulsation le laser effectue deux éclairages très rapprochés (de l'ordre de 10^{-3} s pour $\Delta T=20K$ à 10^{-2} s pour $\Delta T=7K$) du champ de particules. La fréquence de pulsation du laser est fixée à 4Hz. On obtient donc 4 doublets de pulsation laser par seconde (soit 2×4 images) dont sont déduits 4 champs de vitesse instantanée.

Pour chaque mesure, nous devons :

- déplacer les panneaux composant la face avant de la cavité de façon à placer la fenêtre à l'endroit souhaité,
- placer ensuite la camera en face de la fenêtre de visualisation à l'aide du système de déplacement robotisé,
- ajuster la position du laser et effectuer une bonne mise au point afin d'obtenir un éclairage optimal (par exemple il vaut mieux avoir une nappe laser la plus fine possible (environs 4 mm) pour éviter les biais sur des calculs du plan 2D,
- effectuer la mise au point de la camera.

Après tous ces réglages on lance alors l'acquisition de 4 séries de mesures comportant chacune 280 images (70s par serie). Il faut signaler en passant que cette capacité correspond à la limite de mémoire de notre caméra et donc après la première série, les images sont d'abord transférées à l'ordinateur de traitement avant la prochaine série. La figure 2.3-3 présente une vue de la cavité avec instrumentation de PIV.



Figure 2.3-2 Photographie d'un panneau de polystyrène extrudé avec fenêtre de visualisation

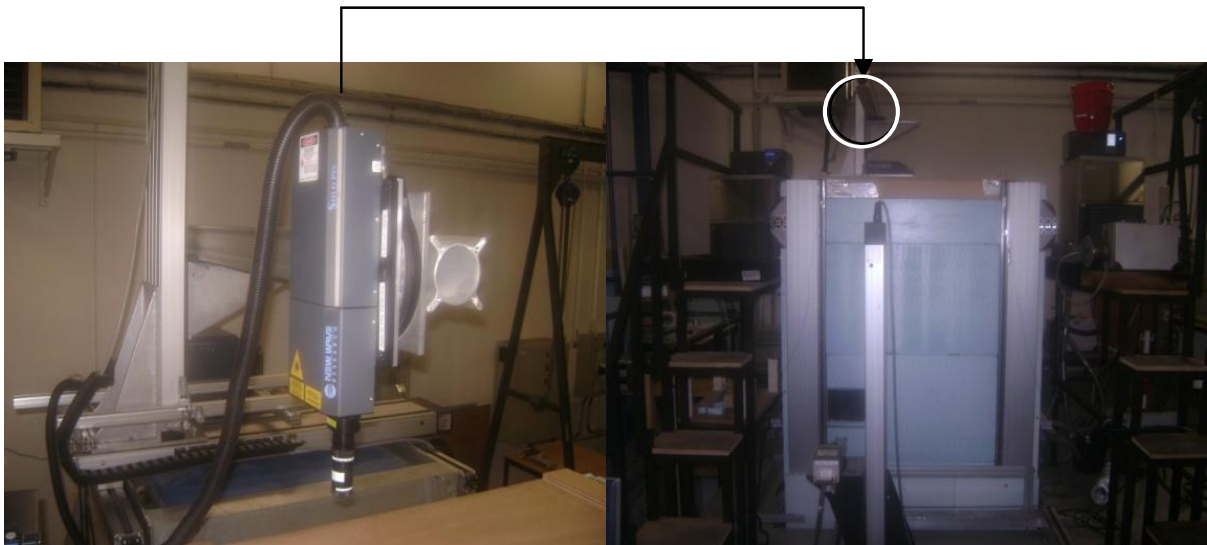


Figure 2.3-3 Photographie de l'instrumentation PIV (tête laser à gauche et camera à droite)

3.1.2.2. Traitement d'images et validation des vecteurs

3.1.2.2.1. Procédures

L'écoulement de convection naturelle dans la cavité possédant plusieurs échelles de temps, l'acquisition des images faite par la caméra CCD est traitée à l'aide d'une technique itérative appelée corrélation adaptative [Scarano et Reithmuller 1999]. La résolution spatiale des mesures de vitesse dépendant de la taille de la fenêtre d'interrogation, nous avons choisi une taille de fenêtre terminale suffisamment petite pour représenter les structures de l'écoulement, mais suffisamment grande pour obtenir un bon rapport signal sur bruit. Le traitement adaptatif s'effectue en deux grandes étapes :

- on débute le traitement par la méthode classique d'inter-corrélation avec une taille de fenêtre d'interrogation de 64×64 pixels. On effectue un autre passage pour affiner le

positionnement de la fenêtre cible. En effet, celle-ci contient au moins une partie des particules de la fenêtre d'interrogation, mais elles ne sont pas forcément centrées dans la fenêtre, ce qui diminue le pic d'inter-corrélation. On ajuste donc la position de la fenêtre cible en la déplaçant dans une zone centrée autour de la position la plus probable obtenue par l'estimation précédente.

– puis, on passe à l'échelle inférieure 32×32 pixels en projetant l'estimation du champ déplacement sur l'échelle inférieure, on ajuste enfin la position des fenêtres cibles autour du champ de déplacement estimé. Afin d'augmenter la densité de vecteur du champ, on utilise une technique de recouvrements des fenêtres d'interrogation. Ainsi nous avons utilisé, un recouvrement des fenêtres de 50% dans chaque direction ce qui permet de doubler le nombre de vecteurs du champ. Ce moyen ne permet pas d'augmenter la résolution spatiale, puisque la taille des fenêtres reste identique, mais permet seulement d'augmenter la quantité d'information. Il convient de relever que la différence entre ce traitement adaptatif et le traitement classique se voit essentiellement dans les zones où les gradients de vitesse sont importants.

Le champ obtenu représente réellement le mouvement du fluide à l'intérieur de la zone explorée. Toutefois, il s'agit maintenant de valider l'ensemble de ces vecteurs, à savoir rejeter les vecteurs issus de corrélations aléatoires.

Pour cela, parmi l'ensemble des critères de validation proposés dans le logiciel Flowmanager (Dantec 2000), nous avons appliqué successivement aux champs de vecteurs une validation sur la hauteur du rapport signal sur bruit et un filtrage par moyenne glissante. La valeur du rapport signal sur bruit (RSB) caractérise le degré de "déteçtabilité" du pic de corrélation par rapport au bruit de la corrélation. Plus il est proche de 1 plus il est difficile de détecter un pic de corrélation. Lorsque ce rapport est supérieur à 1, il existe dans l'espace de corrélation, un pic ayant une amplitude supérieure aux autres (bruit) et pouvant être considéré comme celui qui va nous permettre de mesurer le déplacement des particules. Cette méthode consiste donc à considérer comme non valides tous les vecteurs dont le RSB de la corrélation est inférieur à un seuil fixé ζ , c'est à dire n'ayant pas un degré de "déteçtabilité" suffisant. En revanche tous ceux dont le RSB est supérieur au seuil sont supposés valides. L'inconvénient de cette méthode est de ne valider qu'une classe de vecteurs car, si le fait d'avoir un RSB proche de 1 nous assure dans la majorité des cas que le vecteur n'a pu être calculé correctement. Le fait d'avoir une valeur élevée du RSB ne nous renseigne absolument pas sur la validité du vecteur. Par exemple des fenêtres d'analyse contenant des taches sur les images peuvent avoir de très bons niveaux de corrélation avec des RSB très élevés. De façon classique en PIV, $\zeta = 1,2$. Dans notre cas, on applique cependant un critère un petit peu plus restrictif de 1,25 dans toutes les validations effectuées.

Pour le calcul des grandeurs dérivées (critère Q, λ_2 , div,...) un filtrage par moyennes glissantes est effectué. Le principe du filtrage par moyennes glissantes est de comparer

chaque vecteur estimé à ses voisins les plus proches, ceci en supposant une certaine continuité de l'écoulement dans ses changements de directions. Dans notre cas, nous avons considéré des zones d'interrogation de 3×3 vecteurs. Le vecteur moyen s'écrit :

$$\bar{V}(x, y) = \frac{1}{9} \sum_{i=x-1}^{x+1} \sum_{j=y-1}^{y+1} V(i, j) \quad (2.2)$$

Le vecteur à la position (x, y) est alors rejetée si :

$$\|V(x, y) - \bar{V}(x, y)\| > \varsigma \quad (2.3)$$

3.1.2.2.2. Extrait d'un champ de vitesse

Une fois les différents réglages effectués nous lançons l'acquisition d'une première série de mesures. On obtient des images brutes dont un extrait est présenté sur la figure 2.3-4. De cette image brute nous allons soustraire le bruit pour avoir une image traitée.

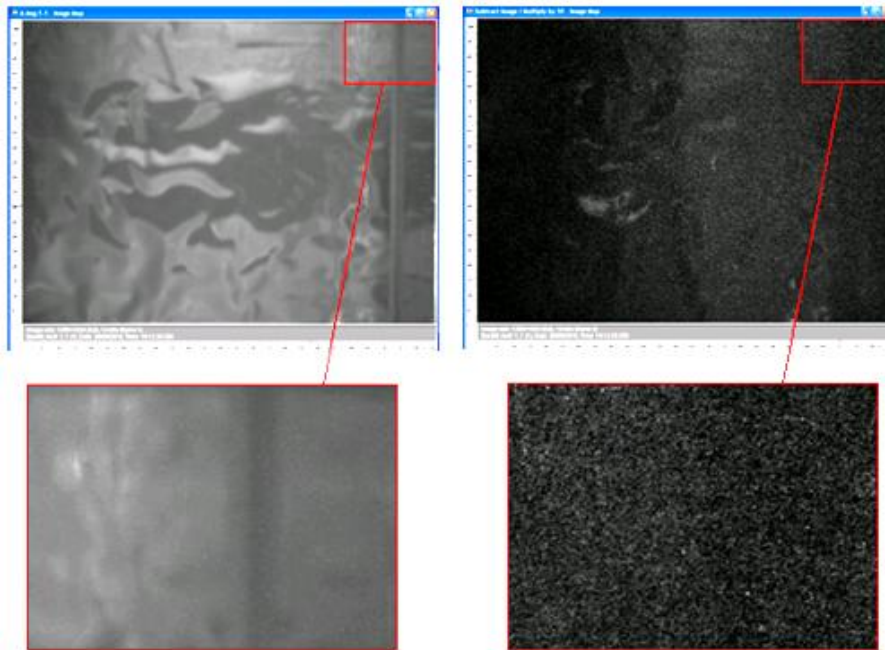


Figure 2.3-4 Images brute (à gauche) et traitée (à droite)

A partir de cette image, le logiciel va maintenant effectuer le calcul de corrélation lui permettant de tracer les vecteurs vitesse des particules, et donc du fluide sur l'ensemble du champ mesuré. Ce calcul génère cependant encore certaines erreurs que l'on va pouvoir supprimer et corriger en appliquant un ou plusieurs traitements supplémentaires. On termine en effectuant un lissage du champ de vecteur obtenu afin d'affiner le résultat (figure 2.3-5).

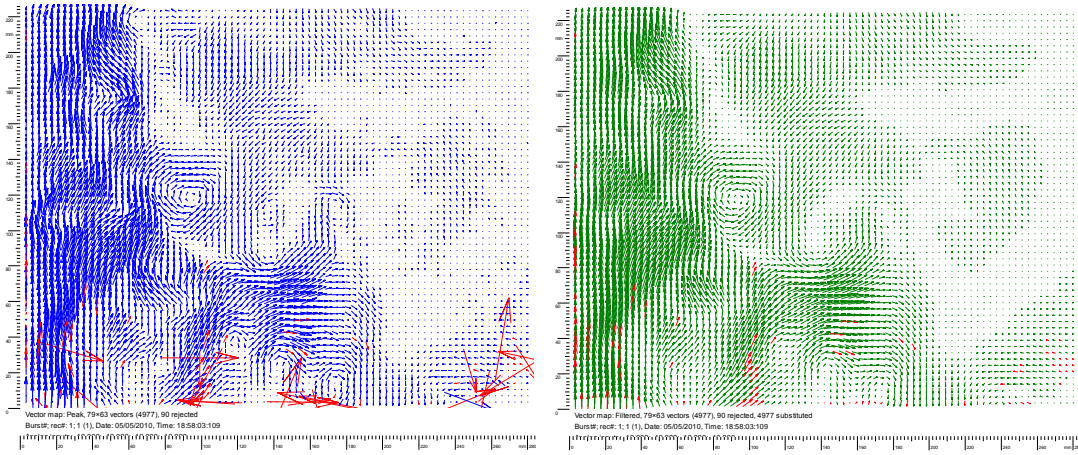


Figure 2.3-5 Champs de vitesse instantanée après le calcul de corrélation (à gauche) et après traitement (à droite)

3.1.2.3. Précision de la PIV

3.1.2.3.1. Résolution spatiale

On entend par résolution spatiale la dimension de la plus petite structure de l'écoulement qui peut être observée. Chaque vecteur vitesse représente le déplacement d'un "bloc" de fluide dont la taille est celle de la fenêtre d'interrogation. La plus petite structure identifiable est dépendante de 3 paramètres :

$$\lambda_{\text{structure}} = S_g \times N_{\text{int}} \times d_{\text{pitch}}$$

où :

– S_g est le facteur de grossissement (taille de l'image / taille de l'objet). Ce paramètre est fixé par la taille de la zone à explorer.

– d_{pitch} est la distance entre les centres de 2 pixels adjacents (le "pixel pitch"). Il est fixé par la caméra CCD.

– N_{int} , le nombre de pixels dans la fenêtre d'interrogation (32×32) est le seul paramètre variable qui peut être choisi par l'utilisateur.

Dans notre cas la caméra CCD possède un "pixel pitch" $d_{\text{pitch}} = 6,7 \mu\text{m}$. La fenêtre d'interrogation terminale utilisée est : 32×32 et le facteur de grossissement pour les vues générales était égal à 33,1. Ainsi la plus petite structure identifiable est de diamètre :

$$\lambda_{\text{structure}} \approx 0,007\text{m}.$$

3.1.2.3.2. Vitesse minimale détectable

On peut considérer, en première approximation, que le plus petit déplacement décelable dans le plan image est celui de la dimension d'un pixel. Il existe toutefois une technique appelée, interpolation sub-pixel du pic d'inter-corrélation, valable si au moins quatre pixels sont illuminés par la même particule, qui permet de minimiser l'erreur de mesure.

3.1.2.3.3. Vitesse maximale détectable

La vitesse maximale détectable dans l'écoulement est déterminée par le déplacement maximal des particules d'ensemencement à l'intérieur de la fenêtre d'interrogation. Elle s'exprime par :

$$V_{\max} = \frac{S \times d_{\max}}{\Delta t} \quad (3.4)$$

où d_{\max} est le déplacement admissible dans le plan image qui doit évidemment être inférieur à la taille de la fenêtre d'interrogation. Il est préconisé, dans le guide de l'utilisateur du logiciel d'acquisition et de traitement d'images PIV, Flowmanager (Dantec 2000), que pour assurer un nombre de paires de particules suffisant dans chaque fenêtre d'interrogation, que le déplacement maximal doit être inférieur au quart de la taille de la fenêtre :

$$d_{\max} \leq \frac{N_{\text{int}} \times d_{\text{pitch}}}{4}$$

3.1.2.3.4. Biais vers les faibles vitesses

La mesure de vitesse par PIV sous-estime généralement la valeur de la vitesse : on parle de biais vers les faibles vitesses. Les principales raisons sont les suivantes :

- La première, appelée "pertes de paires" [Adrian 1991], se produit lorsque des particules un peu plus rapides que d'autres ont leurs positions initiale et finale en dehors de la fenêtre d'interrogation. Dans ce cas, le calcul du déplacement moyen sera effectué sur des particules de plus faibles inerties. Ce phénomène apparaît en particulier dans le cas de déplacements importants à l'intérieur des fenêtres d'interrogation.
- Malgré les validations qui permettent d'éliminer les vecteurs issus de corrélations aléatoires, un certain nombre de ces vecteurs peuvent être validés. Leur direction étant généralement aléatoire donc plus ou moins opposée à la direction vraie, l'opération de moyennage des champs instantanés lorsqu'elle sera utilisée sera donc biaisée [Skurtys 2004]
- En présence de fort gradient de vitesse (par exemple : dans les couches limites), le rapport signal sur bruit diminue fortement dans chaque fenêtre, ce qui a tendance à générer un nombre important de vecteurs issus de corrélations aléatoires qui, s'ils ne sont pas éliminés par les différentes validations, vont minimiser la vitesse mesurée [Skurtys 2004].

3.1.2.3.5. Effets des écoulements 3D

La technique décrite jusqu'à présent suppose l'écoulement observé strictement 2D, la composante du vecteur vitesse perpendiculaire au plan est supposée nulle. En réalité, la troisième composante induit des erreurs de mesure qui vont dépendre en particulier de l'épaisseur de la nappe laser. En effet, une nappe laser trop épaisse pourra contenir des vecteurs vitesse de composantes transversales plus grandes ; la projection de ces vecteurs sur

le plan image biaisera alors les calculs du plan 2D. Dans notre cas, la nappe laser utilisée faisait environ 1 mm d'épaisseur.

3.2.Mesure de température

Si les mesures de vitesse sont non-intrusives, il n'en est pas de même pour les mesures de température. Cette dernière est la grandeur qui nous est la plus familière car le corps humain est très sensible à la sensation de "chaud" et de "froid". Cependant, la température est un paramètre dont la mesure s'avère très délicate d'abord parce qu'elle est toujours indirecte (un thermomètre mesure sa propre température), mais aussi parce qu'elle n'a pas de référence formelle, du fait de son caractère intensif. Il est important de mettre sur pied une instrumentation appropriée pour des mesures de température rigoureuses.

3.2.1. Suivi des conditions limites thermiques et ambiantes

En convection naturelle, les gradients de température sont relativement faibles. Les écoulements générés sont très sensibles au milieu environnant, la difficulté essentielle réside donc dans le contrôle des conditions aux limites imposées sur les différentes parois du dispositif. Pour faire un suivi des températures des parois actives, nous avons fixé 12 thermocouples de type K sur les faces externes des échangeurs soient six par paroi répartis ainsi qu'il suit : quatre thermocouples sont disposés aux deux entrées et aux deux sorties d'eau. Les deux autres sont placés au niveau des purges de l'échangeur afin de s'assurer qu'il n'y a pas d'air dans le circuit. Pour maintenir les parois actives à des températures constantes, on retient le principe de la boîte à eau qui consiste à faire circuler un fluide caloporteur (ici, de l'eau glycolée) dont la température est contrôlée par un cryothermostat à ± 0.02 °C à l'arrière d'une plaque conductrice de chaleur. Ceci permet d'assurer une température homogène et constante sur toute la surface de la plaque active (à $\pm 0,1$ °C). La température des parois « actives » est imposée de sorte que $\frac{1}{2}(T_c+T_f)$ soit égale à la température ambiante, ce qui permet également de réduire les déperditions avec le milieu extérieur.

La cavité a été placée dans une fosse qui est destratifiée à l'aide d'un système de ventilation basse vitesse. La température ambiante est finalement contrôlée à $\pm 0,5$ °C, grâce à quatre thermocouples K placés autour de la cavité à différentes hauteurs.

Des capteurs de la pression atmosphérique, de l'humidité relative, et du point de rosée ainsi que tous les autres capteurs de contrôle de température sont reliés à une centrale Agilent 34970 A via une carte 34901A qui enregistre en continu toutes les informations de contrôle.

3.2.2. Métrologie « fine » de température

3.2.2.1. Moyens de mesure

Pour détecter les fluctuations de température, l'instrumentation que l'on utilise doit avoir un temps de réponse le plus court possible. Deux types d'acquisition en température sont réalisés : les mesures de température de contrôle et les mesures de température de l'air dans la cavité.

Des thermocouples de type K de 100 μ m de diamètre sont utilisés pour les mesures de contrôle des températures des parois actives, ainsi que pour suivre l'évolution de la température ambiante.

La mesure de la stratification thermique se fait par un thermocouple de type K de 25 μ m que l'on fixe à un poids que l'on translate sur l'axe vertical médian à l'aide d'un moteur pas-à-pas et d'un système de poulies.

Pour établir une cartographie du champ de température dans la cavité, un thermocouple fin de type K de 12,5 μ m de diamètre est déplacé dans le volume à explorer avec une extrême précision. Ceci a conduit à la réalisation d'une canne de support de plus de 2 m de longueur, coudée suivant 2 angles droits perpendiculaires (voir figure 2.3-6). Elle traverse le plafond à travers une fente pratiquée dans l'isolant, perpendiculairement aux parois actives et à proximité de la face verticale avant (figure 2.2-6). Cette fente d'environ 2 cm de largeur est fermée par une glissière coulissante fixée au support de sonde et entraînée par le système de déplacement. Ce dernier est constitué de 3 axes orthogonaux motorisés de déplacement linéaire, chacun d'une course de 1 m, avec un pas de 2,5/400 mm (soit 6,25 μ m) et une garantie mécanique de positionnement meilleure que 50 μ m par tour. Le réglage du parallélisme, de la verticalité et de l'horizontalité du dispositif de déplacement et de la cavité nécessite de nombreuses manipulations.

A l'extrémité du support, un micro-thermocouple de type K et de 12,5 μ m de diamètre a été installé pour des mesures ponctuelles et instantanées. Pour les mesures directes de température, ces thermocouples sont branchés en opposition avec un thermocouple de référence plongé dans un bain à température connue par l'intermédiaire d'une sonde PT100 étalonnée située dans son voisinage immédiat. La tension amplifiée à l'aide d'un amplificateur (FEMTO DLPVA-100-B Series) de gain 1000 (60 dB) est alors mesurée à l'aide d'une carte d'acquisition National Instrument PCI-6128 M Series (résolution de 18 bits). Au final, la température locale et instantanée est obtenue avec une précision de 0,02 °C à la condition que les bruits électromagnétiques soient réduits au maximum par des blindages efficaces des couples et que les impédances soient bien adaptées à celles des entrées des amplificateurs < 100 Ω).

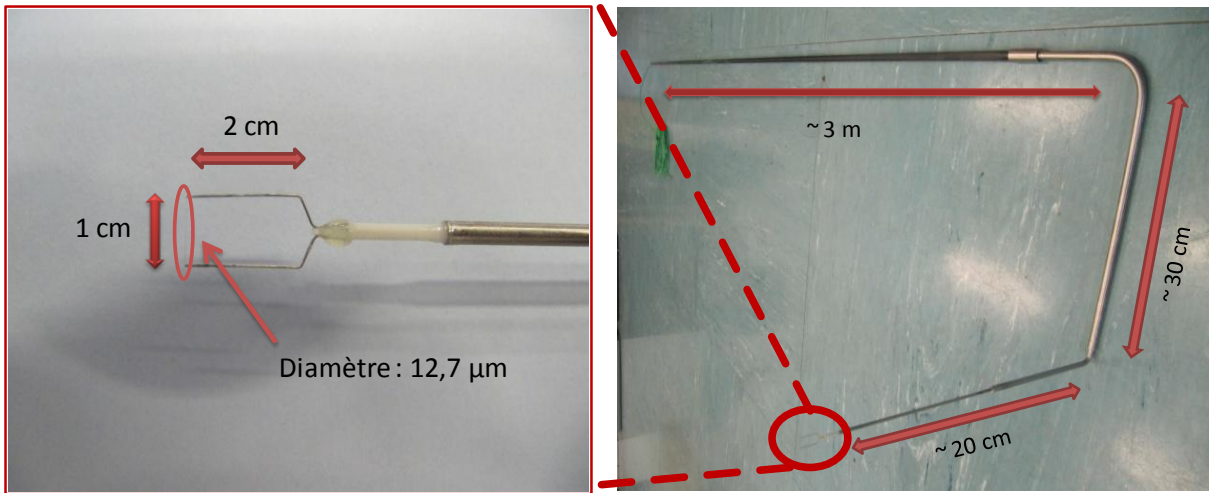


Figure 2.3-6 Photographies du capteur de température utilisé

Le thermocouple sera ensuite remplacé par un thermocouple double en vue de mesurer le gradient de température instantané entre les deux couples. Malheureusement, les mesures effectuées n'étaient pas reproductibles et pour cause, les deux couples de 12,5 μ m de diamètre et leurs câbles de compensation engendrent une résistance électrique de l'ordre de 300 Ω . Ce qui nous a conduits à remplacer ces amplificateurs par un nano voltmètre AGILENT 34420A ayant une impédance d'entrée adaptée pour la suite de nos investigations. Le schéma du principe est représenté ci-dessous (figures 2.3-7 et 2.3-8).

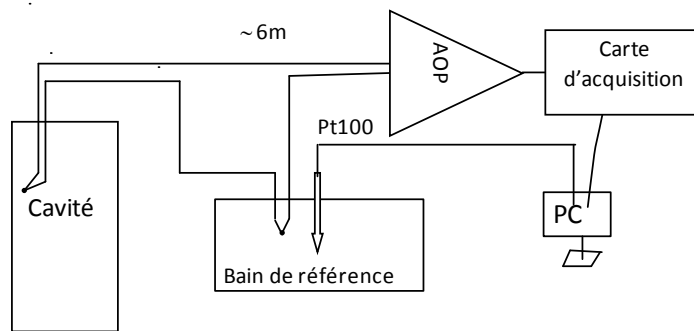


Figure 2.3-7 Schéma simplifié de la chaîne d'acquisition avec amplificateur

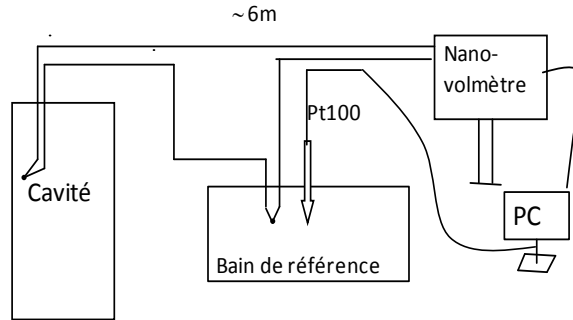


Figure 2.3-8 Schéma simplifié de la chaîne d'acquisition avec nanovoltmètre

3.2.2.2. Précision de la mesure de température et dispositions expérimentales.

Un des objectifs de ce programme était de constituer une base de données précises et fiables pour d'éventuelles confrontations avec les numériques. Pour y arriver des précautions s'avèrent indispensables à prendre. Tout d'abord, le capteur de température utilisé doit présenter les caractéristiques essentielles suivantes :

-avoir un temps de réponse court associé à un amortissement faible des fluctuations thermiques de l'écoulement pour pouvoir en rendre compte correctement. Mergui [1993] montre que les fréquences relatives à un écoulement de convection naturelle avec de l'air en cavité différentiellement chauffée pour $Ra_H=1,5 \times 10^9$ sont inférieures à 2Hz. Pour un thermocouple ayant les mêmes propriétés thermophysiques que le notre mais deux fois plus gros ($25\mu\text{m}$), Salat [2004] estime à 0,04s le temps de réponse et un amortissement de 10% pour une fréquence d'excitation de 2 Hz. Notre capteur semble également très bien adapté pour ce type d'écoulement.

-être le moins intrusif possible vis-à-vis de l'écoulement. La canne de thermocouple est faite de fibres de carbone creuses pour ne pas créer de pont thermique dans les zones stratifiées. Par ailleurs, il faut minimiser les échanges radiatifs et convectifs entre la sonde et son environnement ; ce qui nous a conduit à choisir un thermocouple fin de très faible diamètre ($12,5\mu\text{m}$) et de recouvrir toutes les faces des parois "passives" d'une feuille de faible émissivité. Nous considérons les perturbations dues aux effets conductifs à travers les broches négligeables puisque le diamètre du fil est faible et que les conductivités thermiques des différents matériaux sont peu importantes ($\lambda_{\text{chromel}} \approx 20\text{W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$; $\lambda_{\text{alume1}} \approx 30\text{W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$) Enfin, toujours dans le but de minimiser les transferts par conduction entre les fils et la soudure on dispose les broches du thermocouple dans une même isotherme.

De plus, ce capteur doit être associé à un dispositif permettant son positionnement spatial de manière extrêmement précise. Pour cela, nous devons vérifier régulièrement que la canne se déplace librement dans la fente pratiquée dans le plafond c'est-à-dire qu'aucun contact n'est possible entre la canne et le plafond, sous peine de fausser le positionnement spatial de

la sonde de température. La position relative du capteur par rapport aux parois est mesurée à l'aide d'une lunette grossissante montée sur une platine de déplacement micrométrique. Les parois actives étant polies, il est possible de visualiser le reflet du capteur dans la paroi lorsque le capteur est très proche de celle-ci (< 3mm). La demi-distance mesurée entre le capteur et son image fournit la distance du capteur à la paroi avec une précision de 20µm.

Toutes ces dispositions étant prises pour améliorer la précision de nos mesures, il reste cependant à relever les incertitudes liées aux appareils de mesures et au système de déplacement.

3.2.2.3. Incertitude sur la mesure de température

3.2.2.3.1. Incertitude liée à la carte d'acquisition

Pour effectuer la conversion analogique-numérique, le signal d'acquisition est envoyé directement vers une carte d'acquisition "National Instrument" (modèle PCI-6128 M Series ; résolution de 18 bits) opérant en mesure de tension, et piloté par ordinateur à l'aide du logiciel Labview. La résolution et la gamme de la carte d'acquisition déterminent le plus petit niveau de signal d'entrée détectable. Ce plus petit niveau, appelé "largeur de code" est calculé de la manière suivante :

$$\text{largeur de code} = \frac{\text{gamme de la carte}}{2^{\text{résolution}}}$$

La carte d'acquisition "National Instrument" dispose d'un gain maximal de 100. Pour ce gain le signal d'entrée de mesure en tension doit être compris entre -0,1V et 0V ou entre 0V et 0,1V. Avec une sortie pleine échelle [0V ; 0,1V], la carte permet donc d'obtenir un signal ayant une résolution de 0,8 µV. En première approximation, on peut considérer que les thermocouples de type K ont une sensibilité moyenne de 40 µV/°C. Nous obtenons alors une résolution maximale en température de 0,02°C.

3.2.2.3.2. Incertitude liée au nanovoltmètre

Les caractéristiques sur la précision du nanovoltmètre sont indiquées sur le tableau 2.3-1 ci-dessous.

AGILENT 34420 A			
Temps d'intégration	Résolution	Chiffres	Bits
1NPLC	≤ 0,000003gamme	7 ^{1/2}	18
Précision: ±(% de la valeur mesurée + % gamme)			
Gamme	Sur 24 heures à 23°C ± 1°C	Sur 90 jours à 23°C ± 5°C	Sur 1 an à 23°C ± 5°C
100mV	0,0015 + 0,0003	0,003 + 0,0004	0,0004 + 0,0006

Tableau 2.3-1 Caractéristiques du nanovoltmètre AGILENT 34420 A

3.2.2.3.3. Incertitude sur la température moyenne.

Nous avons déterminé l'erreur moyenne $\overline{\delta T}$ mesurée en un point sur la valeur moyenne de la température.

L'erreur moyenne $\overline{\delta T}$ de la température moyenne \overline{T} est égale à l'erreur moyenne $\overline{\delta T}$ divisée par la racine carrée du nombre de mesures [Neuilly 1998] si la répartition de la grandeur est une gaussienne et si les mesures sont décorréllées.

$$\overline{\delta T} = \frac{\overline{\delta T}}{\sqrt{N}} = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}$$

Lors de l'étude de l'écoulement pour $Ra_H=1,2 \times 10^{11}$, nous avons mesuré dans la couche limite turbulente, une erreur moyenne la plus importante $\overline{\delta T}$ égale à 2,1°C. La température moyenne \overline{T} a été obtenue après l'acquisition de 1024 échantillons. Nous obtenons alors une erreur moyenne sur la valeur moyenne $\overline{\delta T}$ inférieure à 0,07°C. Soit pour ce point de mesure, une erreur du même ordre de grandeur que l'erreur sur la mesure.

3.2.2.3.4. Incertitude de positionnement

Le capteur de température est déplacé à l'aide d'un système motorisé de type *Charly Robot* de déplacement linéaire d'une course de 1m, avec un pas de 2,5/400 mm et une garantie mécanique de positionnement meilleure que 50µm par tour.

3.3.Mesure de flux de chaleur

3.3.1. Présentation des méthodes de mesure

L'un des enjeux de cette étude reste la maîtrise des transferts de chaleur dans cette cavité. Ainsi afin de quantifier les transferts convectifs pariétaux, nous avons précédé de deux manières :

Dans un premier temps, à partir des mesures de température effectuées dans la couche thermique conductrice (zone où le flux de chaleur est constant car le profil de température est linéaire). La difficulté réside dans le fait qu'il faut pour cela scruter le dernier millimètre à l'approche d'un mur vertical de 4m de hauteur par petits pas de déplacement de l'ordre de 3/10 mm à l'aide d'une sonde fragile montée au bout d'une canne de plus de 3 mètres de hauteur coudée deux fois. De plus, compte tenu des fluctuations importantes dans la sous couche visqueuse un maximum de points est nécessaire pour obtenir une bonne estimation de la pente moyenne à l'origine. Plusieurs séries de mesures sont effectuées pour s'assurer de la reproductibilité de la mesure. La densité locale de flux de chaleur se décompose en un flux convectif et un flux conductif. A la paroi, la vitesse étant nulle, le flux convectif est nul et on détermine le flux de chaleur local pariétal en considérant uniquement la contribution du flux conductif qui s'écrit :

$$\varphi_p(z) = -\lambda \left(\frac{\partial T(y,z)}{\partial y} \right)_p \quad (3-1)$$

Les profils étant linéaires dans la sous couche visqueuse, on approche la dérivée $\left(\frac{\partial T(y,z)}{\partial y} \right)_p$ par extrapolation des pentes des profils établis très près des parois et nous en déduisons le flux de chaleur local. De même les valeurs locales du nombre de Nusselt sont calculées par la relation :

$$Nu(z) = \frac{H}{\Delta T} \left(\frac{\partial T(y,z)}{\partial y} \right)_p \quad (3-2)$$

Une deuxième méthode s'inspire d'un micro fluxmètre développé au laboratoire et permet d'évaluer le flux instantané. Ce capteur est composé de deux micro thermocouples de type K de 12,5 μm de diamètre espacés de $e = 500 \pm 10 \mu\text{m}$ et montés en opposition. Nous positionnons la sonde à 0,1 mm de la paroi à l'aide d'un robot piloté par ordinateur. Encore une fois la difficulté est le positionnement de la sonde au plus près de la paroi. Nous devons définir des critères nous permettant de savoir que la sonde se trouve à moins d'un dixième de millimètre de la paroi car la cavité est complètement opaque. On mesure à travers une petite fenêtre (réalisée sur la face avant pour les mesures de vitesse par LDV) et à l'aide d'une lunette de visée, la distance séparant la soudure du thermocouple de son reflet dans la paroi. Les côtes $Z=0,90$ et $Z=0,85$ et $Z=0,80$ servent de référence et on note pour une acquisition de 1024 échantillons les températures maximale, minimale, et moyenne du fluide ainsi que l'écart type moyen à chaque position. Ces valeurs représentent pour nous des indicateurs de positionnement de la sonde pour les autres côtes où les mesures sont réalisées complètement en "aveugle". Dès lors qu'on est situé à moins d'un dixième de millimètre de la

paroi on peut à l'aide de ce thermocouple double mesurer la différence de température instantanée entre les deux couples et ainsi évaluer le flux instantané pariétal par :

$$\varphi(z, t) = \lambda \frac{\Delta T(z, t)}{e} \quad (3-3)$$

Le nombre de Nusselt est alors obtenu par :

$$Nu(z, t) = \frac{H}{\Delta T} \frac{\varphi(z, t)}{\lambda} \quad (3-4)$$

Soit en valeur moyenne

$$\langle Nu(z) \rangle = \frac{1}{t_{aq}} \int_0^{t_{aq}} Nu(z, t) dt \quad (3-5)$$

L'évaluation du Nusselt global sur toute la hauteur de la cavité est possible par la relation :

$$\langle Nu_g \rangle = \frac{1}{H} \int_0^H Nu(z) dz \quad (3-6)$$

La mesure reste cependant délicate car la différence de tension mesurée est de l'ordre du microvolt.

3.3.2. Problèmes expérimentaux liés à la mesure des flux pariétaux

L'obtention de valeurs fiables de flux pariétal et avec une incertitude relative acceptable (< 10 %) est relativement complexe [Saury et al 2009b]. Dans la présente expérience, une première campagne de mesure n'a pas pu produire des résultats validés concernant la mesure du gradient de température. Nous revenons sur les difficultés imprévisibles qui ont conduit à cette situation afin que les futurs expérimentateurs fassent attention. En effet, on observe de que c'est seulement dans les deux derniers millimètres au voisinage de la paroi que les profils de température sont linéaires. Nous devons par la suite effectuer avec précision des mesures de température sur un millimètre, au bout d'un dispositif placé à plusieurs mètres de hauteur dans une cavité qui fait elle aussi 4 mètres de hauteur.

Les mesures de température réalisées au cours d'une première campagne n'étaient pas reproductibles et donc, pas assez rigoureuses pour calculer un gradient à partir d'un profil de température. Il s'est avéré que même une mesure en différentiel avec les deux thermocouples en opposition, bien que faites après des étalonnages rigoureux desdits couples, a entraînée des résultats non reproductibles du nombre de Nusselt. Et pour cause, les deux sondes de 12,5 μm et leurs câbles de compensation (trop fins) engendrent des résistances électriques de l'ordre de 300 Ω , valeur trop grande pour l'adaptation d'impédance des amplificateurs FEMTO utilisés (ce problème n'était pas évident à prévoir). Des valeurs de l'ordre de 300 pour $R_{aH} = 1,2 \times 10^{11}$ ont d'abord été avancées. Soit, en tenant compte de l'incertitude, une valeur comprise entre 210 et 390 ! De nouveaux essais ont ensuite été entrepris en utilisant cette fois, un nano

voltmètre AGILENT 34420A possédant une impédance d'entrée adaptée, ce qui a permis de résoudre ce problème. Mais une nouvelle source d'incertitude est apparue, due cette fois à une dérive dans la fabrication des sondes qui a entraîné un raccord de broches trop gros. Dans ces couches limites où le maximum de vitesse est situé très près de la paroi, l'effet d'obstacle et la déviation des lignes de courant et donc la déviation des lignes isothermes au voisinage de la sonde, conduisent à un biais sur la mesure de température à proximité de la paroi. Une nouvelle conception de sonde a permis de contourner la difficulté.

Ces conditions de mesure réunies ont finalement permis d'accéder à une mesure du gradient de température, donc au nombre de Nusselt avec une erreur relative inférieure à 10%.

3.3.3. Incertitude de mesure du flux de chaleur

3.3.3.1. Relative à la première méthode

La densité de flux de chaleur peut être estimée à partir du profil de température. Cette grandeur est alors proportionnelle à la pente du profil à la paroi (équation 3-1). En considérant l'erreur sur la conductivité thermique de l'air négligeable, l'erreur relative de la densité de flux est égale à l'erreur sur la pente à la paroi définie par [Fonctions Statistiques d'Excel] :

$$\delta \left(\frac{dT}{dy} \right) = \sqrt{\frac{1}{(n-2)} \left[\sum \left(\frac{dT}{dy} - \overline{\left(\frac{dT}{dy} \right)} \right)^2 - \frac{\left[\sum (y-\bar{y}) \left(\frac{dT}{dy} - \overline{\left(\frac{dT}{dy} \right)} \right) \right]^2}{\sum (y-\bar{y})^2} \right]} \quad (3-7)$$

où n est la taille de l'échantillon.

Nous choisissons d'évaluer l'erreur relative sur la densité de flux à la côte Z=0,85 où la pente évaluée à partir de 6 points est égale à 0,741 °C/mm.

L'erreur-type évaluée sur la mesure de la pente à cette cote est de :

$$\delta \left(\frac{dT}{dy} \right) = \sqrt{\frac{1}{(n-2)} \left[\sum \left(\frac{dT}{dy} - \overline{\left(\frac{dT}{dy} \right)} \right)^2 - \frac{\left[\sum (y-\bar{y}) \left(\frac{dT}{dy} - \overline{\left(\frac{dT}{dy} \right)} \right) \right]^2}{\sum (y-\bar{y})^2} \right]} = 0.099 \text{ °C/mm}$$

d'où une erreur relative,

$$\left| \frac{\delta \varphi}{\varphi} \right| = \frac{\delta \left(\frac{dT}{dy} \right)}{\left(\frac{dT}{dy} \right)} = \frac{0,099}{0,741} \quad \text{soit}$$

$$\left| \frac{\delta \varphi}{\varphi} \right| \approx 13\%$$

De même, à la cote $Z=0,05$ dans la couche limite chaude qui correspond en admettant la centro-symétrie à $Z= 0,95$ dans la couche limite froide on a mesuré à partir de 6 points une pente égale à $1,12^\circ\text{C}/\text{mm}$.

L'erreur-type évaluée sur la mesure de la pente à cette cote est de :

$$\delta\left(\frac{dT}{dy}\right) = \sqrt{\frac{1}{(n-2)} \left[\sum \left(\frac{dT}{dy} - \overline{\left(\frac{dT}{dy}\right)}\right)^2 - \frac{[\sum(y-\bar{y})\left(\frac{dT}{dy} - \overline{\left(\frac{dT}{dy}\right)}\right)]^2}{\sum(y-\bar{y})^2} \right]} = 0.116 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{mm}$$

ce qui conduit à une erreur relative de :

$$\left|\frac{\delta\varphi}{\varphi}\right| = \frac{\delta\left(\frac{dT}{dy}\right)}{\left(\frac{dT}{dy}\right)} = \frac{0,116}{1,121} \quad \text{soit}$$

$$\left|\frac{\delta\varphi}{\varphi}\right| \approx 10\%$$

L'erreur relative sur la densité de flux mesuré à partir des profils de température a ainsi été évaluée à différentes cotes et reste inférieure à 20% dans tous les cas

3.3.3.2. Relative à la deuxième méthode

Nous avons montré précédemment que la précision sur la chaîne de mesure était égale à $0,02^\circ\text{C}$. Pour cette méthode, nous n'effectuons qu'une seule mesure de température. En positionnant notre thermocouple double à une cote et très près de la paroi on a mesuré :

A $Z=0,95$ dans la couche limite chaude, $\Delta T=0,27^\circ\text{C}$ pour $e=(500\pm 10)\mu\text{m}$. L'erreur relative de cette mesure est de :

$$\left|\frac{\delta\varphi}{\varphi}\right| = \left|\frac{\delta(\Delta T)}{\Delta T}\right| + \left|\frac{\delta e}{e}\right| \quad (3-8)$$

$$\left|\frac{\delta\varphi}{\varphi}\right| = \left|\frac{2 \times 0,02}{0,27}\right| + \left|\frac{0,01}{0,5}\right| \quad \text{soit}$$

$$\left|\frac{\delta\varphi}{\varphi}\right| \approx 17\%$$

A $Z=0,05$ dans la couche limite chaude, $\Delta T=0,8^\circ\text{C}$ pour $e=(500\pm 10)\mu\text{m}$. L'erreur relative maximale de cette mesure est de :

$$\left|\frac{\delta\varphi}{\varphi}\right| = \left|\frac{2 \times 0,02}{0,8}\right| + \left|\frac{0,01}{0,5}\right| \quad \text{soit}$$

$$\left|\frac{\delta\varphi}{\varphi}\right| \approx 7\%$$

De manière générale l'erreur relative sur la densité de flux mesurée à l'aide du micro thermocouple double reste inférieure à 20%.

De cette deuxième méthode, nous tirons deux avantages :

- la principale : l'accès aux valeurs instantanées du gradient de température.
- un confort expérimental car une seule mesure permet de déterminer le transfert convectif pariétal.

CHAPITRE III PRESENTATION DES MOYENS ET METHODES NUMERIQUES

1. Mise en équation du problème
 - 1.1. Modèle physique
 - 1.2. Modèle mathématique
 - 1.2.1. Equations de bilan
 - 1.2.2. Equations adimensionnées
 - 1.2.2.1. Grandeurs adimensionnelles caractéristiques du problème
 - 1.2.2.2. Systèmes d'équations adimensionnées
 - 1.2.3. Conditions aux limites
2. Techniques de simulation numérique de la turbulence
 - 2.1. Simulation numérique directe (DNS)
 - 2.2. Approche moyennée des équations de Navier-Stokes (RANS)
 - 2.3. Simulation des grandes structures (SGS)
 - 2.3.1. Filtrage spatial implicite
 - 2.3.2. Equations de conservation filtrées dans l'espace physique
 - 2.3.3. Modélisation de sous-maille
 - 2.3.3.1. Modélisation de la viscosité de sous-maille
 - 2.3.3.2. Modélisation de la diffusivité de sous-maille
3. Traitement numérique des équations à résoudre
 - 3.1. Discrétisation temporelle
 - 3.1.1. Résolution de l'équation de la quantité de mouvement associée à l'équation de conservation de la masse
 - 3.1.2. Résolution de l'équation de Poisson pour le potentiel auxiliaire Π
 - 3.2. Traitement numérique du terme source S_r dans l'équation de l'énergie
 - 3.2.1. Equation de transfert radiatif (ETR)
 - 3.2.2. Méthode des ordonnées discrètes (MOD) pour la résolution de l'ETR
 - 3.2.3. Discrétisation spatiale de l'ETR
 - 3.3. Discrétisation spatiale des termes convectifs et de diffusion
 - 3.3.1. Méthode des volumes de contrôle à maillages décalés
 - 3.3.2. Schémas de discrétisation
 - 3.3.2.1. Traitements des termes convectifs
 - 3.3.2.2. Traitement des termes de diffusion
 - 3.4. Problème de Helmholtz
4. Conclusion

Ce chapitre présente les moyens numériques utilisés dans ce mémoire. La première section est consacrée à la mise en équation du problème de convection naturelle dans un milieu participant. Ensuite nous présentons les différentes méthodes de résolution des équations.

1. MISE EN EQUATION DU PROBLEME

1.1. Modèle physique

Le modèle physique considéré est présenté sur la figure 3.1-1. Il s'agit d'une cavité parallélépipédique de 3,84 m de hauteur, de 1m de largeur et de 0,86 m de profondeur remplie d'air supposé transparent dans un premier temps et, ensuite traité comme un gaz gris. Les parois de l'enceinte sont des surfaces grises et diffuses, à faible émissivité ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0,15$ pour les parois actives et $\varepsilon_3 = \varepsilon_4 = 0,1$ pour les parois haute et basse. Les parois avant et arrière ont également une émissivité de 0,1. Les parois verticales sont isothermes et maintenues à température constante T_c pour la paroi chaude et T_f pour la paroi froide. Les parois haute, basse avant et arrière sont isolées.

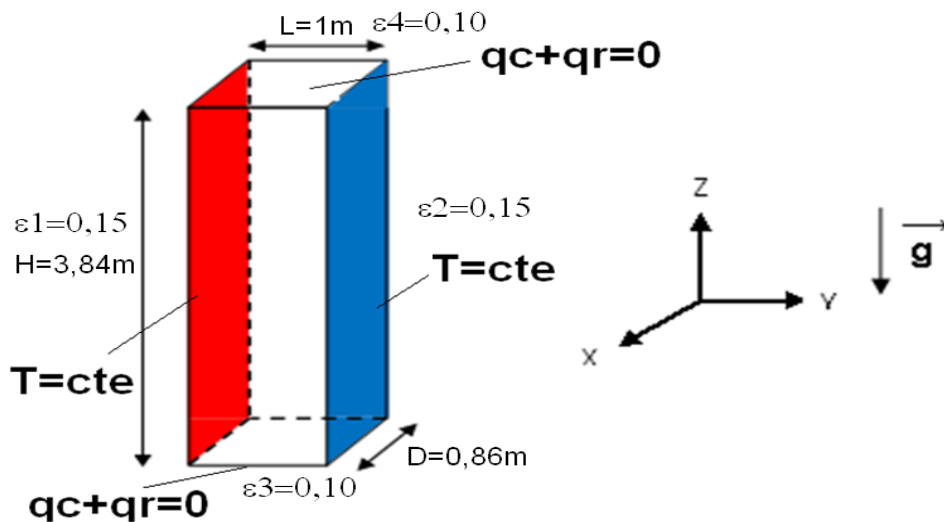


Figure 3.1-1 Modèle physique

1.2. Modèle mathématique

Les équations présentées dans cette partie sont basées sur des hypothèses qu'il convient de rappeler :

- l'écoulement est instationnaire
- le fluide est supposé newtonien

- la variation de la masse volumique n'est considérée que dans le terme de la poussée thermique d'Archimède et elle est supposée constante (égale à ρ_0) pour les autres termes des équations : c'est l'hypothèse de Boussinesq.
- le volume reste constant sous l'action d'une pression externe (fluide isovolume), alors que sa masse volumique varie linéairement telle que $\rho = \rho_0[1 - \beta(T - T_0)]$ où β est le coefficient d'expansion thermique et ρ_0 la masse volumique à la température de référence T_0 définie par : $T_0 = \frac{T_c + T_f}{2}$.
- la seule source interne d'énergie est celle issue du bilan local entre l'absorption et l'émission volumique du rayonnement au sein du fluide.

1.2.1. Equations de bilan

D'une manière plus générale, les équations de conservation de la masse, de quantité de mouvement, et de l'énergie dans le cas anisotherme, moyennant les hypothèses énoncées ci-dessus s'écrivent :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_m}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + g\beta(T - T_0)\delta_{iz} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial(u_j T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha \left(\frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \right] + \frac{1}{\rho_0 c_p} S_r \quad (3.3)$$

Où p_m est la pression motrice qui correspond à l'état de référence (ρ_0, T_0) telle que $p_m = p + \rho_0 g z$.

α est la diffusivité thermique du fluide : $\alpha = \frac{\lambda}{\rho_0 c_p}$

S_r est le terme source qui caractérise la participation radiative du fluide (absorption, émission) telle que $S_r = -\nabla \cdot \vec{q}_r$. Ce terme se calcule une fois le champ spatial et directionnel de la luminance connu dans tout le domaine de calcul. Il est à noter que les luminances sont solutions de l'équation de transfert radiatif qui exprime en chaque point d'un chemin optique et suivant une direction donnée, le bilan entre la perte (absorption et diffusion) et le gain (émission et renforcement par diffusion) de photons.

1.2.2. Equations adimensionnées

1.2.2.1. Grandeurs adimensionnelles caractéristiques du problème

- Rapport de forme vertical : $A_V = \frac{H}{\ell}$
- Rapport de forme transverse : $A_T = \frac{H}{D}$
- Rapport de forme horizontal : $A_H = \frac{D}{\ell}$
- Coordonnées adimensionnées : $X = \frac{x}{H} ; Y = \frac{y}{H} ; Z = \frac{z}{H}$
- Température adimensionnée $\theta = \frac{T-T_0}{\Delta T_{ref}}$ avec $T_0 = \frac{T_c+T_f}{2}$ avec $\Delta T_{ref} = T_c - T_f$
- Vitesses adimensionnées $U = \frac{u}{V_{ref}} ; V = \frac{v}{V_{ref}} ; W = \frac{w}{V_{ref}}$ avec $V_{ref} = \frac{\alpha}{H} \sqrt{Ra_H}$
- Temps adimensionné $t^* = \frac{t}{t_{ref}}$ avec $t_{ref} = \frac{L_{ref}}{V_{ref}} = \frac{H^2}{\alpha \sqrt{Ra_H}}$
- Rapport de température $\Theta_0 = \frac{T_0}{\Delta T}$
- Nombre de Planck $Pl = \frac{\lambda \Delta T}{H \sigma T_0^4}$ (son inverse est le nombre de rayonnement N_r)
- Terme source adimensionnée $S_r^* = \frac{H^2}{\lambda \Delta T \sqrt{Ra_H}} S_r$
- Flux radiatif adimensionné $q_r^* = \frac{H}{\lambda \Delta T} q_r$
- Nombre de Rayleigh $Ra_H = \frac{g \beta \Delta T H^3}{\alpha \nu}$
- Nombre de Prandtl $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$
- Nombre de Nusselt : C'est le flux de chaleur échangé de manière conduction, convection et radiation, adimensionnée par un flux de conduction de référence. Il peut se décomposer en deux parties : d'une part le nombre de Nusselt conducto-convectif noté Nu_{CCV} et le nombre de Nusselt radiatif noté Nu_r . On écrit :

$$Nu_{CCV} = \frac{\varphi_{CCV}}{\varphi_{CD}}$$

$$Nu_r = \frac{q_r}{\varphi_{CD}}$$

Le flux de conduction de référence φ_{CD} est basé sur l'écart de température entre les parois différentiellement chauffées et sur la

hauteur de la cavité (en général, on le base sur la largeur de la cavité), soit :

$$\Phi_{CD} = \frac{\lambda}{H} (T_c - T_f)$$

Le flux conducto-convectif s'exprime à partir du gradient normal à la paroi considérée, soit :

$$\Phi_{CCV} = -\lambda \vec{\nabla} T \cdot \vec{n}$$

Le flux radiatif quant à lui, est défini tel que :

$$\vec{\nabla} \vec{q}_r(r) = \int_0^\infty \kappa_\lambda [4\pi L_\lambda^0(T) - G_\lambda(r)] d\lambda$$

-Paramètre de stratification thermique est donné par :

$$S = \left(\frac{\partial \theta}{\partial Z} \right)_{Y=0,13; X=0,11} = \frac{H}{\Delta T} \left(\frac{\partial T}{\partial Z} \right)_{y=0,5m; x=0,43m}$$

1.2.2.2. Système d'équations adimensionnées

En adimensionnant le système formé par les équations 3.1, 3.2 et 3.3 avec les grandeurs de référence, le système s'exprime sous la forme :

$$\frac{\partial U_i}{\partial X_i} = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t^*} + \frac{\partial (U_i U_j)}{\partial X_j} = -\frac{\partial p_m}{\partial X_i} + \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\text{PrRa}_H^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right) \right] + \text{Pr}\theta\delta_{iz} \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t^*} + \frac{\partial (U_j \theta)}{\partial X_j} = \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\text{Ra}_H^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial \theta}{\partial X_j} \right) \right] + \frac{H^2}{\alpha \rho_0 C_p \Delta T \sqrt{\text{Ra}}} S_r \quad (3.6)$$

ou encore ramenées dans un repère cartésien, ces équations s'écrivent :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} + \frac{\partial W}{\partial Z} = 0 \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t^*} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} + W \frac{\partial U}{\partial Z} = -\frac{\partial p_m}{\partial X} + \text{PrRa}_H^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Z^2} \right) \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t^*} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} + W \frac{\partial V}{\partial Z} = -\frac{\partial p_m}{\partial Y} + \text{PrRa}_H^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Z^2} \right) \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t^*} + U \frac{\partial W}{\partial X} + V \frac{\partial W}{\partial Y} + W \frac{\partial W}{\partial Z} = -\frac{\partial p_m}{\partial Z} + \text{PrRa}_H^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial Z^2} \right) + \text{Pr}\theta \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t^*} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} + W \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \text{Ra}_H^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} \right) + S_r^* \quad (3.11)$$

Nous obtenons ainsi le système d'équations dont l'ensemble des variables est sans dimension.

1.2.3. Conditions aux limites

Les conditions aux limites associées au système d'équations précédent sont les suivantes :

- Condition d'adhérence aux parois

$$U = V = W = 0 \quad (3.12)$$

- Condition aux limites thermiques

$$\text{Paroi chaude} \quad \theta(Y = 0) = 0,5, \quad \forall(X, Z) \quad (3.13)$$

$$\text{Paroi froide} \quad \theta\left(Y = \frac{1}{A_V}\right) = -0,5 \quad \forall(X, Z) \quad (3.14)$$

$$\text{Au plancher} \quad \left(\frac{\partial\theta}{\partial Z}\right)_{Z=0} - q_r^* = 0 \quad \forall(X, Y) \quad (3.15)$$

$$\text{Plafond} \quad \left(\frac{\partial\theta}{\partial Z}\right)_{Z=1} + q_r^* = 0 \quad \forall(X, Y) \quad (3.16)$$

$$\text{Paroi arrière} \quad \left(\frac{\partial\theta}{\partial X}\right)_{X=0} - q_r^* = 0 \quad \forall(Y, Z) \quad (3.17)$$

$$\text{Paroi avant} \quad \left(\frac{\partial\theta}{\partial X}\right)_{X=\frac{1}{A_T}} + q_r^* = 0 \quad \forall(Y, Z) \quad (3.18)$$

2. TECHNIQUES DE SIMULATION NUMERIQUE DE LA TURBULENCE.

La quasi totalité des écoulements de fluide présents aussi bien dans la nature (océans, atmosphère, habitat...) que dans l'industrie (aéronautique, automobile, réacteurs chimiques...), présente un caractère turbulent. Même si la question d'une définition précise et générale de la turbulence reste toujours ouverte, on reconnaît toutefois, à ces écoulements quelques propriétés générales et universelles. On admet généralement l'imprédictibilité de l'écoulement et son caractère aléatoire, mais on ne lui attribue pas une complète désorganisation ou un caractère totalement chaotique. En effet, on constate que le mode naturel d'écoulement turbulent d'un fluide visqueux tend vers une organisation instationnaire et tridimensionnelle en structures cohérentes (tourbillons) entretenue par des mécanismes d'échange d'énergie entre structures répartis sur une large gamme d'échelles spatiales et temporelles [Chassaing 2000] [Lesieur 1997]. D'un point de vue numérique, la qualité de simulation d'un écoulement turbulent dépend de sa capacité à représenter toute la gamme d'échelles spatio-temporelles présentes dans l'écoulement. Une telle approche n'est réaliste que si l'on utilise des maillages suffisamment fins, ce qui exige que le pas de discrétisation en espace de la simulation doit être plus petit que la longueur caractéristique η de la plus petite structure de l'écoulement. Dans le cadre d'écoulements turbulents, on retient en général deux échelles extrêmes. La première représente la taille des plus grandes structures énergétiques présentes dans l'écoulement et dépendant de la configuration étudiée L_g . La deuxième, correspondant à l'échelle des plus petites structures dissipatives η est appelée échelle de Kolmogorov. Le

rapport de ces deux échelles $\frac{L_g}{\eta} \propto Re^{3/4}$ donne une estimation du nombre de points de discrétisation dans une direction donnée de l'espace permettant de calculer toutes les structures présentes dans l'écoulement. Re représente un nombre de Reynolds basé sur une échelle de vitesse et une échelle de longueur des plus grosses structures de l'écoulement ; la turbulence étant tridimensionnelle, l'effort de maillage est proportionnel à $Re^{9/4}$.

2.1.Simulation Numérique Directe (DNS)

Une telle approche, consiste à résoudre explicitement toutes les échelles caractéristiques de l'écoulement. De tels calculs nécessitent des discrétisations extrêmement fines permettant de capturer toutes les structures de l'écoulement en jeu dans les transferts énergétiques intrinsèques à la topologie de l'écoulement. Limitée actuellement par la puissance des ordinateurs, cette approche n'est possible que dans des configurations simples, académiques et à faibles nombres de Reynolds, c'est à dire limitée à des écoulements présentant une gamme d'échelles spatio-temporelles relativement étroite. Ainsi, Moin et Kim [1997] estiment à 10^{20} le nombre de degrés de liberté nécessaires à la résolution numérique de l'écoulement autour d'un avion complet. Or les ressources informatiques actuellement disponibles ne permettent de simuler que des nombres de Reynolds de quelques milliers et donc des maillages de 10^9 à 10^{10} points. Cependant, lorsqu'elle peut être mise en œuvre, la DNS permet une description fine et déterministe de l'écoulement et de ses caractéristiques (fluctuations, champs moyen, topologie) puisque la résolution directe des équations ne dépend d'aucune modélisation.

2.2.Approche moyennée des équations de Navier-Stokes

C'est une première approche de modélisation statistique de la turbulence qui a été proposée afin de simuler des écoulements de fluides turbulents. Les approches RANS, pour *Reynolds Averaged Navier-Stokes*, sont basées sur un moyennage des équations régissant l'écoulement. La solution découlant de la résolution des équations issues de méthodes RANS présente les caractéristiques moyennes de l'écoulement. Ces méthodes statistiques qui ont connu des développements importants (modélisations au second ordre, multi-échelles... [Lesieur 1997]) font aujourd'hui partie du domaine public et sont largement utilisées dans la plupart des logiciels de CFD commerciaux. Le principal avantage d'une telle méthode est sa rapidité de calcul. Dans le cas d'écoulements possédant une ou plusieurs directions d'homogénéité, le nombre de degrés de liberté peut être diminué substantiellement. De plus, l'aspect temporel n'intervenant pas dans son formalisme, le problème peut être simplifié par sa dimension temporelle. En outre, toutes les échelles de la turbulence étant modélisées, l'utilisation de maillages plus lâches qu'en DNS peut-être envisagée puisqu'ils ne doivent pas prendre en compte les plus petites structures dissipatives de l'écoulement. Cependant, toutes les échelles de la turbulence étant modélisées, la représentation du caractère turbulent de

l'écoulement repose intégralement sur la capacité du modèle à les reproduire correctement. Ainsi, la tendance générale se dégageant de ce genre d'approche est le manque de généralité des modèles développés et l'ajustement de nombreuses constantes pour les modèles de fermeture des équations, en fonction de l'écoulement traité.

Afin de s'affranchir de l'opération de moyennage et d'accéder aux informations liées au caractère instationnaire des écoulements turbulents, la simulation des grandes structures apparait comme une solution prometteuse pour modéliser l'effet de la turbulence sur l'écoulement.

2.3.Simulation des Grandes Structures (SGS)

Une des approches ayant reçu une large part de développement ces 50 dernières années est la Simulation des Grandes Echelles (en anglais LES pour *Large Eddy Simulation*) [Lesieur et Metais 1996]. Les développements théoriques de la SGS sont fondés sur deux hypothèses formulées par Kolmogorov en 1941 dans le cadre de la turbulence homogène isotrope :

-la première hypothèse relative à l'équilibre énergétique, qui suppose d'une part que les petites structures dissipatives s'adaptent « instantanément » aux variations plus lentes imposées par les grosses structures et sont de ce fait toujours en équilibre énergétique, et d'autre part que cet équilibre est universel et ne dépend pas des conditions particulières de l'écoulement,

-la deuxième hypothèse est basée sur l'existence d'une zone dans laquelle le spectre d'énergie ne dépend plus de la viscosité. Dans cette zone appelée zone inertielle, qui est d'autant plus étendue que le nombre de Reynolds de turbulence est élevé, l'énergie est transférée sans dissipation visqueuse, des grandes vers les petites échelles.

La figure 3.2-1 illustre un spectre d'énergie en turbulence homogène isotrope.

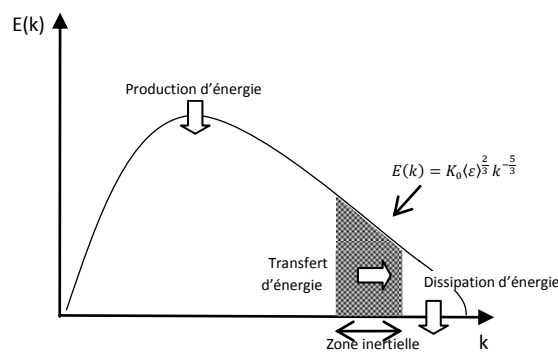


Figure 3.2-1 Représentation schématique d'un spectre d'énergie pour une turbulence homogène isotrope [Joubert 2008]

L'initiateur de cette approche, Smagorinsky [1963], propose de considérer les contributions aux grandes échelles (les grands courants atmosphériques) comme étant explicitement calculées, et de modéliser les effets des structures dont la taille caractéristique est inférieure à la maille de calcul de la discrétisation considérée. Ceci fait apparaître la notion de filtrage (implicite) des échelles présentes dans l'écoulement et pose les bases nécessaires au développement de modélisations pour les échelles sous-maille. Celles-ci représentent les échelles dont la taille est inférieure à la largeur du filtre passe-bas appliqué aux équations régissant l'écoulement turbulent. L'avantage de cette approche est qu'elle laisse une faible part à la modélisation puisqu'une partie réduite des échelles (celles dont le caractère est le plus universel) est modélisée alors que les échelles dont la taille est supérieure au filtre associé au maillage sont explicitement calculées par les équations d'évolution. Le caractère universel de la modélisation sous-maille est un avantage indéniable de l'approche qui est apte à simuler tout type d'écoulement. De même que son formalisme qui tend naturellement vers une DNS lorsque le raffinement de maillage (taille caractéristique du filtre) permet de résoudre toutes les échelles du spectre d'énergie de l'écoulement jusqu'à l'échelle de Kolmogorov [Lesieur 1997].

Ce travail repose sur une approche de la simulation de la turbulence basée sur la LES, dont le formalisme et les fermetures sont détaillés dans les paragraphes suivants.

2.3.1. Filtrage spatial implicite

Le formalisme de la LES reposant sur ce concept de filtrage implicite des équations de bilan, on introduit un filtre G de largeur $\bar{\Delta}$. Ainsi, pour réaliser la séparation des structures en simulation des grandes structures, le filtre spatial utilisé est de type passe-bas en nombre d'onde qui ne laissera passer alors que les grosses structures spatiales de l'écoulement. La plus petite longueur d'onde qui puisse alors être reproduite entièrement correspond au nombre d'onde $k_c = \frac{\pi}{\bar{\Delta}}$.

Le produit de convolution correspondant à une variable $f(x'_i, t)$ s'écrit dans l'espace physique.

$$\bar{f}(x_i, t) = \int_{\Lambda} f(x'_i, t) G(x_i - x'_i) dx'_i \quad (3.19)$$

où, $\bar{f}(x_i, t)$ est la variable filtrée (ou résolue) qui correspond aux échelles de taille supérieure à $\bar{\Delta}$ et associées aux nombres d'onde inférieurs à k_c , G est le noyau de convolution du filtre utilisé.

Le filtre défini doit vérifier les propriétés suivantes : linéarité et commutation avec les opérateurs de dérivation temporelle et spatiale [Ghosal 1999]. Cette dernière propriété n'est généralement pas vérifiée mais il est souvent admis que les erreurs commises sont

négligeables [Sagaut 2002]. La largeur du filtre $\bar{\Delta}$ issu de la discrétisation des équations sur une grille de calcul est généralement donnée dans le cas de maillages cartésiens orthogonaux (ce qui sera le cas ici) par :

$$\bar{\Delta} = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{\frac{1}{3}} \quad (3.20).$$

Les dimensions $\Delta x, \Delta y$ et Δz de la maille seront calculées à l'aide de la relation suivante [Deardoff 1970].

$$\Delta x = \frac{1}{2} [x(i+1) - x(i-1)]$$

$$\Delta y = \frac{1}{2} [y(i+1) - y(i-1)]$$

$$\Delta z = \frac{1}{2} [z(i+1) - z(i-1)]$$

où $x(i), y(j)$ et $z(k)$ sont respectivement les abscisses suivant les directions OX, OY, OZ du nœud (i, j, k) .

Pour les calculs menés dans ce travail, les nœuds du maillage seront répartis sur la grille de calcul à l'aide des trois lois suivantes :

- Loi régulière (pour les nœuds verticaux par exemple):

$$z(i) = (i - 0,5) \left(\frac{1}{N-2} \right) * d \quad (3.21)$$

- Loi en cosinus, exprimée pour les nœuds horizontaux (par exemple) sous la forme :

$$y(i) = 0,5 \left[1 - \cos \left(\frac{\pi(i-1)}{N-1} \right) \right] * d \quad (3.22)$$

- Loi avec resserrement en tangente hyperbolique exprimée pour les nœuds horizontaux (par exemple) de la manière suivante :

$$y(i) = 0,5 \left[1 + \frac{\tanh \left[\alpha \left(\frac{i-1}{N-1} - 0,5 \right) \right]}{\tanh \left(\frac{\alpha}{2} \right)} \right] * d \quad (3.23)$$

α étant le coefficient de resserrement, i est l'indice de position des nœuds, N est le nombre de nœuds et d la longueur discrétisée spatialement.

2.3.2. Equations de conservation filtrées dans l'espace physique

En appliquant un filtrage passe-bas aux équations de bilan (3.4), (3.5), (3.6) et avec les hypothèses précédentes, on obtient le système d'équations filtrées à résoudre dans une approche LES :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t^*} + \frac{\partial (\bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}_m}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\text{PrRa}_H^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \text{Pr} \bar{\theta} \delta_{iz} \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t^*} + \frac{\partial (\bar{U}_i \bar{\theta})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\text{Ra}_H^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \right) \right] + \bar{S}_r^* \quad (3.26)$$

Les nouveaux termes $\overline{U_i U_j}$ et $\overline{U_i \theta}$ issus du filtrage sont à exprimer en fonction des variables filtrées. Pour ce faire, on définit alors le tenseur des contraintes de sous-maille (ou tenseur de Reynolds) τ_{ij} et le flux de sous-maille $\pi_{j\theta}$ de la façon suivante

$$\tau_{ij} = \overline{U_i U_j} - \bar{U}_i \bar{U}_j \quad (3.27)$$

$$\pi_{j\theta} = \overline{U_j \theta} - \bar{U}_j \bar{\theta} \quad (3.28)$$

le système d'équations filtrées dans l'espace physique s'écrit alors :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t^*} + \frac{\partial (\bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\text{PrRa}_H^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial \tau_{ij}^d}{\partial x_j} + \text{Pr} \bar{\theta} \delta_{iz} \quad (3.30)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t^*} + \frac{\partial (\bar{U}_j \bar{\theta})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\text{Ra}_H^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \right) \right] - \frac{\partial \pi_{j\theta}}{\partial x_j} + \bar{S}_r^* \quad (3.31)$$

$\bar{p} = \bar{p}_m + \frac{1}{3} \tau_{ii} \delta_{ij}$, \bar{p} est la pression modifiée,

\bar{U}_i et $\bar{\theta}$ sont respectivement les composantes de la vitesse et de la température filtrées.

$\tau_{ij}^d = \tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{ii} \delta_{ij}$, τ_{ij}^d est le déviateur du tenseur des contraintes de sous-maille.

τ_{ij} et $\pi_{j\theta}$ sont respectivement les composantes du tenseur des contraintes de sous-maille et du vecteur du flux de sous-maille.

2.3.3. Modélisation de sous-maille

La modélisation sous-maille en LES de la turbulence repose sur l'hypothèse d'universalité des mouvements à petite échelle. Cette hypothèse est généralement vérifiée loin des parois et de possibles interfaces (bulles, surface libre...) [Sagaut 2002]. La modélisation de sous maille consiste à relier les termes de sous-maille apparus après filtrage, τ_{ij}^d et $\pi_{j\theta}$, aux variables

résolues du problème $\bar{U}_i, \bar{P}, \bar{\theta}$. Cette opération doit respecter deux types de contraintes [Sagaut 1998] :

❖ Contraintes physiques

Le modèle de sous-maille doit garder une cohérence suffisante avec le phénomène physique à modéliser, c'est-à-dire :

- respecter les propriétés fondamentales des équations du mouvement,
- s'annuler dans les zones où il n'existe pas de structures de sous-maille, en particulier le long des parois solides,
- conserver la dynamique des structures résolues et ne pas détruire les mécanismes moteurs de l'écoulement, en provoquant par exemple une relaminarisation artificielle des couches limites turbulentes,
- reproduire les effets physiques attendus.

❖ Contraintes numériques

Le modèle de sous-maille va être introduit dans un code de simulation numérique.

Ceci nécessite que :

- le cout de l'algorithme additionnel du modèle doit rester raisonnable, d'où l'intérêt des modèles locaux en temps et en espace,
- le modèle ne doit pas déstabiliser la solution numérique.

Les deux tenseurs τ_{ij} et $\pi_{j\theta}$ correspondent à de nouvelles inconnues dont on cherche à modéliser les effets sur les grandeurs filtrées. La résolution du système défini par les équations (3.29), (3.30) et (3.31) permet de résoudre le problème posé au niveau des échelles résolues, et doit reposer sur une modélisation des termes sous-maille ci-dessus afin de constituer un système d'équations fermées [Lesieur 1997].

Léonard [1974] propose une décomposition des tenseurs en faisant apparaître les différentes interactions entre échelles résolues et échelles de sous-maille. En effet, Chaque variable dépendant du temps et de l'espace $U(\xi, t)$ ou $\theta(\xi, t)$ peut s'écrire comme la somme d'une partie filtrée et d'une partie fluctuante.

$$U(\xi, t) = \bar{U}(\xi, t) + U'(\xi, t) \quad (3.32)$$

$$\theta(\xi, t) = \bar{\theta}(\xi, t) + \theta'(\xi, t) \quad (3.33)$$

La décomposition du tenseur τ_{ij} , proposée par Léonard [1974] peut se mettre sous la forme :

$$\tau_{ij} = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} \quad (3.34)$$

- $L_{ij} = \overline{\bar{U}_i \bar{U}_j} - \bar{U}_i \bar{U}_j$ est le tenseur de Léonard, qui représente les interactions entre les grandes échelles,

- $C_{ij} = \overline{\overline{U_i U'_j}} - \overline{U'_i \overline{U_j}}$ est le tenseur des termes croisés qui représente les interactions entre les grandes et les petites échelles,
- $R_{ij} = \overline{U'_i U'_j}$ est le tenseur vrai de sous-maille qui représente les interactions entre les échelles de sous-maille.

De la même manière, on peut exprimer $\pi_{j\theta}$ comme étant :

$$\pi_{j\theta} = L_{j\theta} + C_{j\theta} + R_{j\theta} \quad (3.35)$$

- $L_{j\theta} = \overline{\overline{U_j \overline{\theta}}} - \overline{U_j} \overline{\theta}$
- $C_{j\theta} = \overline{\overline{U_j \theta'}} - \overline{U'_j} \overline{\theta}$
- $R_{j\theta} = \overline{U'_j \theta'}$

Dans le cadre de ce travail, nous retenons la modélisation explicite des contraintes sous-maille τ_{ij}^d basée sur une hypothèse de viscosité sous-maille ν_{sm} en reliant les contraintes de sous-maille au tenseur des taux de déformation résolus \overline{S}_{ij} :

$$\tau_{ij}^d = -2\nu_{sm} \overline{S}_{ij} \quad (3.36)$$

$$\text{où } \overline{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right)$$

Nous avons également retenu une modélisation explicite pour le tenseur du flux de chaleur de sous-maille basée sur la diffusivité de sous maille α_{sm} . Par analogie à la loi de Fourier, le flux de chaleur de sous-maille est relié au gradient de température résolue par :

$$\pi_{j\theta} = -\alpha_{sm} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_j} \quad (3.37)$$

Le système d'équations de conservation gouvernant l'écoulement, prend maintenant la forme :

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.38)$$

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t^*} + \frac{\partial (\overline{u}_i \overline{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mathbf{v}_{mol} + \mathbf{v}_{sm}) \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \text{Pr} \overline{\theta} \delta_{iz} \quad (3.39)$$

$$\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial t^*} + \frac{\partial (\overline{u}_j \overline{\theta})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\alpha_{mol} + \alpha_{sm}) \left(\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_j} \right) \right] + \overline{S}_r^* \quad (3.40)$$

où $\nu_{mol} = \text{Pr} \text{Ra}_H^{-\frac{1}{2}}$ et $\alpha_{mol} = \text{Ra}_H^{-\frac{1}{2}}$ sont respectivement la viscosité et la diffusivité moléculaires adimensionnelles. Il reste maintenant à modéliser la viscosité de sous-maille et

la diffusivité de sous-maille. Nous précisons ici que la résolution de ce système dans le cas où $v_{sm} = \alpha_{sm} = 0$ correspond à un calcul DNS.

2.3.3.1. Modélisation de la viscosité de sous-maille

2.3.3.1.1. Le modèle de Smagorinsky

Ce modèle est basé sur une hypothèse de longueur de mélange dans laquelle on considère que la viscosité sous-maille est proportionnelle à une échelle de longueur (ici associée au filtrage des équations, à savoir la taille caractéristique du maillage) notée $\bar{\Delta}$, et une échelle de vitesse déterminée par le produit $\bar{\Delta}|\bar{S}|$ où $|\bar{S}|$ est la norme du tenseur des taux de déformation résolus défini par :

$$|\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$$

Finalement, l'écriture du modèle de Smagorinsky se fait de la façon suivante :

$$v_{sm} = (C_s\bar{\Delta})^2|\bar{S}| \quad (3.41)$$

La valeur théorique de la constante, associée aux hypothèses de base (turbulence homogène isotrope) et en supposant l'existence d'un spectre inertiel infini est égale à 0,18 [Lilly 1962].

Ce modèle présente l'avantage qu'il est particulièrement simple à implémenter, car basé sur les seules échelles résolues et a connu un grand succès dans les applications industrielles. Par contre le modèle de Smagorinsky possède deux défauts :

- d'une part, en ne faisant intervenir que la partie symétrique du tenseur des taux de déformations résolus, \bar{S}_{ij} , on ne tient compte que des taux de déformations sans tenir compte des taux de vorticités Ω_{ij} eux aussi responsables d'étirements tourbillonnaires et donc de dissipation turbulente.
- d'autre part, ce modèle est de l'ordre $o(1)$ à la paroi (*i.e.* il tend vers une valeur non nulle lorsque l'on se rapproche de la paroi) à cause de l'emploi du tenseur \bar{S}_{ij} qui est lui-même d'ordre $o(1)$ vers la paroi [Nicoud et Ducros 1999]

Pour pallier ce défaut, on utilise pour ce type de modèle des fonctions d'amortissement permettant de ramener la valeur de v_{sm} à la paroi à 0. Un exemple de fonction d'amortissement dans le cas d'écoulements confinés est la fonction de Van-Driest qui se met sous la forme :

$$v_{sm} = [C_s\bar{\Delta}(1 - e^{-y^+/25})]^2|\bar{S}| \quad (3.42)$$

où C_s est ajustée à l'écoulement considéré, avec des valeurs généralement comprises entre 0,1 et 0,2.

Les autres modèles vont se construire autour de ce modèle de Smagorinsky dans le but de l'améliorer.

2.3.3.1.2. L'hypothèse de similarité des échelles et le modèle de Bardina

Un autre moyen de s'assurer que le modèle s'annule à la paroi est de construire un modèle fonctionnel basé sur l'estimation de la viscosité de sous-maille non plus sur $\|\bar{S}\|$ mais sur l'énergie cinétique à la coupure q_c , ou encore sur l'énergie cinétique de sous-maille, q_{sm} . Dans ces modèles dits TKE (Turbulent Kinetic Energy), de forme générale :

$$v_{sm} = C_{TKE} \bar{\Delta} \sqrt{q_{sm}}, \quad (3.43)$$

L'évaluation de l'énergie cinétique q_{sm} peut se faire soit, à partir d'une forme théorique du spectre énergétique, soit de manière explicite, à partir des quantités résolues. Bardina et al [1980] ont pour cela, proposé l'hypothèse dite de similarité des échelles qui suppose que la structure des échelles spatiales de l'écoulement est identique de part et d'autre de la coupure spatiale imposée par le filtrage et que les échelles de sous-maille les plus énergétiques sont celles qui se trouvent au voisinage de la coupure. Les plus grandes échelles de sous-maille notées \bar{u}'_i sont donc supposées identiques aux plus petites échelles résolues, notées $(\bar{u}_i)'$. L'estimation de $(\bar{u}_i)'$ est réalisée en appliquant un filtre explicite aux échelles résolues à l'aide d'un filtre test, désigné par \sim , de taille $\tilde{\Delta}$ supérieure à $\bar{\Delta}$, soit $(\bar{u}_i)' = \bar{u}_i - \tilde{u}_i$.

En posant $\bar{u}'_i = (\bar{u}_i)'$ on obtient une estimation de q_{sm} par :

$$q_{sm} = q_c = \frac{1}{2} (\bar{u}_i)' (\bar{u}_i)'.$$

Bardina et al [1980] proposent également un modèle structurel, qui consiste à estimer le tenseur de sous-maille par :

$$\tau_{ij} = \overline{\bar{U}_i \bar{U}_j} - \overline{\bar{U}_i} \overline{\bar{U}_j}$$

Liu et al [1994] vont proposer la version modifiée comme suit :

$$\tau_{ij} = \overline{\tilde{U}_i \tilde{U}_j} - \overline{\tilde{U}_i} \overline{\tilde{U}_j}$$

Les zones correspondantes aux différentes échelles sont bien illustrées sur la figure 3.3-2.

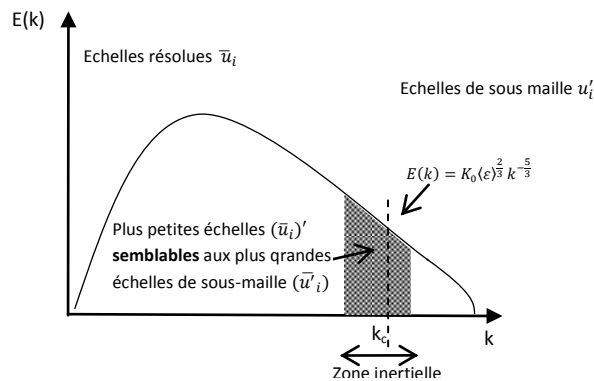


Figure 3.2-2 Illustration des échelles spatiales associées au filtre implicite dans le cas de l'hypothèse de similarité d'échelles [Ezzouhri 2007]

2.3.3.1.3. Modèle d'échelles mixtes

L'idée de base proposée par Ta Phuoc [1994] et Sagaut [1998], est de pondérer le modèle de Smagorinsky par un terme basé sur l'énergie des échelles proches de la coupure. On introduit de ce fait une double dépendance du modèle, à la fois sur les échelles résolues et sur le contenu énergétique à la coupure, qui doit permettre au modèle de s'annuler naturellement lorsque cette énergie est nulle c'est-à-dire lorsque l'écoulement est entièrement résolu. On obtient ainsi un modèle dit d'échelles mixtes qui se présente comme une pondération entre le modèle de Smagorinsky et le modèle TKE, de forme générale :

$$\nu_{sm} = [(C_s \bar{\Delta})^2 |\bar{S}|]^\alpha [C_{TKE} \bar{\Delta} \sqrt{q_c}]^{(1-\alpha)} \quad (3.44)$$

Ce modèle possède un coefficient de pondération entre les deux modèles, α , variable entre 0 et 1. En général, on considère $\alpha=0,5$ et la valeur théorique de C_{TKE} est définie égale à 0,126 [Bardina et al 1980]. Ce modèle peut également être interprété comme une extension du modèle de Smagorinsky, dont la constante serait transformée en une fonction de pondération "dynamique" (car réajustée à chaque pas de temps et à chaque nœud du maillage) dépendant des variables à la coupure. Cette fonction permet de lutter contre l'effet trop diffusif du modèle fonctionnel, et de mieux prendre en compte les caractéristiques locales de l'écoulement grâce à une extrapolation des informations contenues dans les échelles résolues. Ainsi le modèle d'échelles mixtes peut s'annuler localement dans les zones bien résolues de l'écoulement, aux parois, et théoriquement dans les zones laminares.

2.3.3.2. Modélisation de la diffusivité de sous-maille

2.3.3.2.1. Analogie de Reynolds

Dans la grande majorité des modèles, la diffusivité de sous-maille α_{sm} est déduite de ν_{sm} à l'aide de l'analogie de Reynolds en faisant intervenir un nombre de Prandlt de sous-maille constant.

$$\alpha_{sm} = \frac{\nu_{sm}}{Pr_{sm}} \quad (3.45)$$

Ce nombre de Prandlt de sous-maille est très souvent compris dans la gamme [0,3 ; 0,6], excepté dans le cas de quelques approches dynamiques [Joubert 2008].

Le modèle de base de diffusivité de sous maille à partir du modèle de Smagorinsky s'écrit :

$$\pi_{j\theta} = -C_\theta \frac{\bar{\Delta}^2 |\bar{S}|}{Pr_{sm}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial X_j} \quad (3.46)$$

avec $C_\theta = C_s^2$

2.3.3.2.2. Modèles modifiés de Smagorinsky

Eidson [1985] a proposé des modifications au modèle de base de Smagorinsky pour traiter des situations de convection naturelle. Son modèle consiste à corriger le temps caractéristiques des grandes échelles dynamiques $\tau \propto \|\bar{S}\|^{-1}$ par un terme lié à la stratification thermique :

$$\tau \propto \left(|\bar{S}|^2 - \frac{g\beta}{Pr_{sm}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.47)$$

Ce modèle a été appliqué à la convection de Rayleigh-Bénard ([Eidson 1985], [Wong et Lilly 1994], [Peng et Davidson 1998]), et au cas de la cavité différentiellement chauffée par Peng et Davidson [2001]. Ces derniers auteurs ont proposé différentes modifications de ce modèle qui ont conduit aux expressions de viscosité et diffusivité de sous-maille suivantes :

$$\nu_{sm} = C_v \bar{\Delta}^2 \left(|\bar{S}| - \frac{g\beta}{Pr_{sm}|\bar{S}|} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} \right) \quad (3.48)$$

$$\alpha_{sm} = C_\theta \bar{\Delta}^2 \left(|\bar{S}| - \frac{g\beta}{Pr_{sm}|\bar{S}|} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} \right) \quad (3.49)$$

avec $C_v = C_s |\bar{S}|$ et $C_\theta = (C_s |\bar{S}|) / Pr_{sm}$. Les constantes doivent être calculées de manière dynamique comme on peut le constater. Ce modèle procure par ricochet l'avantage de calculer à chaque instant une valeur locale du Prandlt de sous-maille.

2.3.3.2.3. Analyse comparative des différents modèles et Modèle d'échelle mixte pour la diffusivité de sous-maille.

Bastiaans et al [2000] ont comparé cinq modèles de types fonctionnels pour le cas de panaches thermiques en 2D et 3D dans une enceinte fermée. Le point commun de ces différents modèles que sont, le modèle de Smagorinsky, le modèle dynamique, la fonction structure de Métais et Lesieur, le modèle de Kolmogorov-Prandtl, le modèle de Eidson, est qu'ils font tous appel à l'analogie de Reynolds avec une valeur de Pr_{sm} constante. L'étude de Bastiaans et al [2000] révèle qu'il n'y a pas homogénéité dans la qualité des résultats des différents modèles. Par exemple, le modèle fonction structure présente de bons résultats pour la valeur moyenne de la vitesse verticale mais pas pour son écart-type. Le modèle de Eidson et le modèle dynamique donnent quant à eux les résultats globalement moins bons que le modèle de Smagorinsky. Le meilleur comportement global est observé pour le modèle Kolmogorov-Prandtl. Ce modèle qui fait cependant partie des modèles à une équation et nécessite la résolution d'une équation de transport supplémentaire pour l'énergie cinétique de sous-maille, est donc plus couteux en temps de calcul. Dans sa thèse de Doctorat, A. Sargent [2000] a montré que l'analogie de Reynolds ne parvenait pas à représenter de manière satisfaisante l'écoulement dans les parties haute et basse d'une cavité différentiellement chauffée. De plus la viscosité et la diffusivité de sous-maille ont des effets différents, mais

complémentaires sur l'écoulement. Ainsi pour un nombre de Prandtl de sous-maille élevé ($Pr_{sm} = 3$), on obtient une allure du nombre de Nusselt à la paroi chaude très proche de la DNS, mais une mauvaise approximation de la dynamique de l'écoulement. Ces tendances sont cependant inversées lorsqu'on considère un Prandtl de sous-maille autour de 0,5. Ces conclusions contradictoires vont justifier le choix de Sergent et al [2003] de développer un modèle original pour la diffusivité de sous-maille, modèle que nous utiliserons dans ce mémoire. Par analogie au modèle d'échelles mixtes proposé par Ta Phuoc [1994] et Sagaut [1998], Sergent et al. [2003] vont développer un modèle local de diffusivité de sous-maille sous la forme :

$$\alpha_{sm} = C_s^{2\alpha} C_{TKE}^{(1-\alpha)} \frac{\bar{\Delta}^{(2\alpha+1)}}{\Delta\theta} |\bar{T}^2|^{\frac{\alpha}{2}} |\Phi_{sm}^2|^{\frac{(1-\alpha)}{2}} \quad \text{ou simplement :}$$

$$\alpha_{sm} = C_d \frac{\bar{\Delta}^{(2\alpha+1)}}{\Delta\theta} |\bar{T}^2|^{\frac{\alpha}{2}} |\Phi_{sm}^2|^{\frac{(1-\alpha)}{2}} \quad \text{avec } 0 < \alpha < 1 \quad (3.50)$$

où $C_d = C_s^{2\alpha} C_{TKE}^{(1-\alpha)}$ est une constante,

$|\Phi_{sm}^2|$ est l'énergie du flux thermique de sous-maille telle que $\Phi_{sm}^2 = \frac{1}{2} \pi_{j\theta} \pi_{j\theta}$,

$\bar{\Delta}$ est la taille de la maille,

$\Delta\theta$ est un écart caractéristique de température,

$|\bar{T}| = \sqrt{2\bar{T}_{ij}\bar{T}_{ij}}$ et $\bar{T}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial x_i} + \frac{\partial\bar{\theta}}{\partial x_j} \right) \bar{S}_{ij}$ (Sans sommation sur les indices répétés),

α est le coefficient de pondération entre le modèle de Smagorinsky et le modèle TKE.

En vue de déterminer les nouvelles constantes et paramètres de ce modèle, des études paramétriques dans le cas de la cavité différentiellement chauffée ont été menées ; de plus ce modèle a été testé avec succès sur d'autres configurations en convection naturelle telles que la convection de Rayleigh-Bénard [Sergent et al. 2005].

En résumé les modèles de viscosité de sous maille et de diffusivité de sous-maille utilisés dans nos calculs s'écrivent :

➤ Viscosité de sous-maille

$$\nu_{sm} = C_v \left(\bar{\Delta}^2 \cdot \sqrt{|\bar{S}^2|} \right)^{\alpha_v} \left(\bar{\Delta} \sqrt{|q_{sm}^2|} \right)^{(1-\alpha_v)} \quad \text{avec } \alpha_v = 0,5 \quad C_v = 0,0025 \quad (3.51)$$

➤ Diffusivité de sous-maille

$$\alpha_{sm} = C_d \frac{\bar{\Delta}^{(2\alpha+1)}}{\Delta\theta} |\bar{T}^2|^{\frac{\alpha}{2}} |\Phi_{sm}^2|^{\frac{(1-\alpha)}{2}} \quad \text{avec } \alpha = 0,5 \quad C_d = 0,6 \quad (3.52)$$

3. TRAITEMENT NUMERIQUE DES EQUATIONS A RESOUDRE

Nous rappelons que le système à résoudre s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_i} = 0 \quad (3.53)$$

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t^*} + \frac{\partial (\bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial X_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial X_i} + \frac{\partial}{\partial X_j} \left[(v_{\text{mol}} + v_{\text{sm}}) \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial X_i} \right) \right] + \text{Pr} \bar{\theta} \delta_{iz} \quad (3.54)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t^*} + \frac{\partial (\bar{U}_j \bar{\theta})}{\partial X_j} = \frac{\partial}{\partial X_j} \left[(\alpha_{\text{mol}} + \alpha_{\text{sm}}) \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial X_j} \right) \right] + \bar{S}_r^* \quad (3.55)$$

avec $\bar{P} = \bar{p}_m + \frac{1}{3} \tau_{ii} \delta_{ij}$

3.1. Discrétisation temporelle

Pour l'approche SGS, la discrétisation temporelle adoptée pour résoudre le système des équations (3.53 ; 3.54 ; 3.55) est un schéma d'Euler retardé pour la dérivation en temps, combinée à une extrapolation explicite de type Adams-Bashforth pour les termes non linéaires et le terme source volumique, et à une représentation implicite des termes de diffusion dans les équations de transport diffusion. L'application de ces schémas au système d'équations précédent donne :

$$\left. \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_i} \right|^{n+1} = 0 \quad (3.56)$$

$$\begin{aligned} \frac{3\bar{U}_i^{n+1} - 4\bar{U}_i^n + \bar{U}_i^{n-1}}{2\Delta t} + 2 \left. \frac{\partial (\bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial X_j} \right|^n - \left. \frac{\partial (\bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial X_j} \right|^{n-1} &= -\left. \frac{\partial \bar{P}}{\partial X_i} \right|^{n+1} + \frac{\partial}{\partial X_j} \left[(v_{\text{mol}} + v_{\text{sm}}) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_j} \right]^{n+1} + \\ \frac{\partial}{\partial X_j} \left[(v_{\text{mol}} + v_{\text{sm}}) \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial X_i} \right]^n + \text{Pr} \bar{\theta} \delta_{iz} \Big|^{n+1} & \end{aligned} \quad (3.57)$$

$$\begin{aligned} \frac{3\bar{\theta}^{n+1} - 4\bar{\theta}^n + \bar{\theta}^{n-1}}{2\Delta t} + 2 \left. \frac{\partial (\bar{U}_j \bar{\theta})}{\partial X_j} \right|^n - \left. \frac{\partial (\bar{U}_j \bar{\theta})}{\partial X_j} \right|^{n-1} &= \frac{\partial}{\partial X_j} \left[(\alpha_{\text{mol}} + \alpha_{\text{sm}}) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial X_j} \right]^{n+1} + (2\bar{S}_r^*|^n - \bar{S}_r^*|^{n-1}) \\ & \end{aligned} \quad (3.58)$$

or $\frac{\partial}{\partial X_j} \left[(v_{\text{mol}} + v_{\text{sm}}) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_i} \right]^n = v_{\text{mol}} \frac{\partial}{\partial X_j} \left(\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial X_i} \right)^n + \frac{\partial}{\partial X_j} \left(v_{\text{sm}} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial X_i} \right)^n$

et avec l'application de l'équation de conservation de la masse,

$v_{\text{mol}} \frac{\partial}{\partial X_j} \left(\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial X_i} \right)^n = v_{\text{mol}} \frac{\partial}{\partial X_i} \left(\frac{\partial \bar{U}_j}{\partial X_j} \right)^n = 0$; le système discrétisé devient alors :

$$\left. \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_j} \right|^{n+1} = 0 \quad (3.59)$$

$$\begin{aligned} \frac{3\bar{U}_i^{n+1} - 4\bar{U}_i^n + \bar{U}_i^{n-1}}{2\Delta t} + 2 \left. \frac{\partial(\bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial X_j} \right|^n - \left. \frac{\partial(\bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial X_j} \right|^{n-1} &= - \left. \frac{\partial \bar{P}}{\partial X_i} \right|^{n+1} + \frac{\partial}{\partial X_j} \left[(v_{mol} + v_{sm}) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_j} \right]^{n+1} + \\ \frac{\partial}{\partial X_j} \left(v_{sm} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial X_i} \right)^n + Pr \bar{\theta} \delta_{iz} \Big|^{n+1} & \end{aligned} \quad (3.60)$$

$$\begin{aligned} \frac{3\bar{\theta}^{n+1} - 4\bar{\theta}^n + \bar{\theta}^{n-1}}{2\Delta t} + 2 \left. \frac{\partial(\bar{U}_j \bar{\theta})}{\partial X_j} \right|^n - \left. \frac{\partial(\bar{U}_j \bar{\theta})}{\partial X_j} \right|^{n-1} &= \frac{\partial}{\partial X_j} \left[(\alpha_{mol} + \alpha_{sm}) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial X_j} \right]^{n+1} + (2\bar{S}_r^*|^n - \bar{S}_r^*|^{n-1}) \\ & \end{aligned} \quad (3.61)$$

Remarques : l'équation de conservation de l'énergie (3^{ème} équation) fait apparaître les vitesses évaluées explicitement aux temps n et (n-1). En conséquence, cette équation peut être résolue indépendamment de l'équation de conservation de la quantité de mouvement.

3.1.1. Résolution de l'équation de conservation de la quantité de mouvement associée à l'équation de la conservation de la masse.

La méthode utilisée pour réaliser l'intégration en temps de l'équation de conservation de la quantité de mouvement combinée à celle de la conservation de la masse est une méthode de projection [Peyret et Taylor 1983] associée à une correction de pression [Magnaudet et al 1995] qui est d'ordre 2 en temps.

L'équation de conservation de la quantité de mouvement discrétisée en temps peut se mettre sous la forme :

$$\frac{3}{2\Delta t} \bar{U}_i^{n+1} - \frac{\partial}{\partial X_j} \left[(v_{mol} + v_{sm}) \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial X_j} \right]^{n+1} = - \left. \frac{\partial \bar{P}}{\partial X_i} \right|^{n+1} + S_t \quad \text{soit :}$$

$$\frac{3}{2\Delta t} \bar{U}_i^{n+1} - \text{div}[v_{tot} \text{grad}(\bar{U}_i)]^{n+1} = -\text{grad}(\bar{P})^{n+1} + S_t \quad (3.62)$$

avec

$$S_t = -2 \left. \frac{\partial(\bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial X_j} \right|^n + \left. \frac{\partial(\bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial X_j} \right|^{n-1} + \frac{\partial}{\partial X_j} \left(v_{sm} \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial X_i} \right)^n + Pr \bar{\theta} \delta_{iz} \Big|^{n+1} + \frac{1}{2\Delta t} (4\bar{U}_i^n - \bar{U}_i^{n-1});$$

$v_{tot} = v_{mol} + v_{sm}$ est la viscosité totale.

La méthode de prédiction-corrrection se décompose en deux étapes :

L'étape de prédiction, consiste à calculer une quantité intermédiaire \widehat{U}_i qui satisfait

$$\frac{3}{2\Delta t} \widehat{U}_i - \text{div}[v_{tot} \text{grad}(\widehat{U}_i)] = -\text{grad}(\bar{P})^n + S_t \quad (3.63)$$

Le champ de vitesse obtenu n'est pas à divergence nulle et peut s'exprimer suivant la décomposition de Helmholtz, comme la somme d'un champ à divergence nulle \bar{U}_i et du gradient d'un potentiel scalaire, Π (étape de projection) :

$$\widehat{U}_i = \bar{U}_i + \text{grad}\Pi \quad (3.64)$$

On procède ensuite à une étape de correction en faisant la différence membre à membre des expressions (3.62) et (3.63) et on obtient :

$$\frac{3}{2\Delta t}(\bar{U}_i^{n+1} - \widehat{U}_i) - \text{div}[\mathbf{v}_{\text{tot}}\text{grad}(\bar{U}_i^{n+1} - \widehat{U}_i)] = -\text{grad}(\bar{P}^{n+1} - \bar{P}^n) \quad (3.65)$$

En utilisant la propriété $\text{div}(\text{grad}) = \text{grad}(\text{div})$, (avec la vérification du $\text{rot}(\text{rot})=0$), et compte tenu de $\text{div}(\bar{U}_i^{n+1}) = 0$ (car la quantité \bar{U}_i^{n+1} vérifie l'équation de la conservation de masse), l'équation (3.65) devient :

$$\frac{3}{2\Delta t}(\bar{U}_i^{n+1} - \widehat{U}_i) = -\text{grad}(\Pi^{n+1}) \quad (3.66)$$

où Π^{n+1} est le potentiel auxiliaire, donné par :

$$\Pi^{n+1} = \bar{P}^{n+1} - \bar{P}^n + \mathbf{v}_{\text{tot}} \text{div}(\widehat{U}_i) \quad (3.67)$$

En appliquant l'opérateur div à (3.66), on obtient l'équation de Poisson pour le potentiel Π de la forme suivante

$$\frac{3}{2\Delta t} \text{div}(\widehat{U}_i) = \text{div}[\text{grad}(\Pi^{n+1})] \quad (3.68)$$

3.1.2. Résolution de l'équation de Poisson pour le potentiel auxiliaire Π

La résolution de l'équation de Poisson se fait en 2D suivant une méthode de diagonalisation des opérateurs discrets suivant une direction de l'espace. Le système linéaire ainsi obtenu ne portera plus que sur l'autre direction de l'espace et il sera résolu par la méthode de Thomas (TDMA, Tri Diagonal Matrix Algorithm). En 3D, une bi-diagonalisation dans deux directions de l'espace est utilisée.

Les conditions aux limites à appliquer à l'équation de Poisson pour le potentiel Π obtenue sont des conditions de Newman [Peyret et Taylor 1983], [Calmet 1995] :

$$\frac{\partial \Pi^{n+1}}{\partial \vec{n}} = 0 \quad \text{où } \vec{n} \text{ est la normale aux parois du domaine étudié.}$$

Une fois l'opérateur auxiliaire Π obtenu, nous pouvons déduire la pression recherchée à l'instant $(n+1)$ telle que :

$$\bar{P}^{n+1} = \bar{P}^n + \Pi^{n+1} - \mathbf{v}_{\text{tot}} \text{div}(\widehat{U}_i) \quad (3.69)$$

L'équation (3.65) permet également d'obtenir la vitesse à l'instant (n+1), soit :

$$\bar{U}_i^{n+1} = \hat{U}_i - \frac{2\Delta t}{3} \text{grad}(\Pi^{n+1}) \quad (3.70)$$

3.2. Traitement numérique du terme source S_r dans l'équation d'énergie

3.2.1. Equation de Transfert radiatif (ETR)

Le terme source S_r représente le taux d'échange radiatif dans le bilan de l'énergie dans la cavité. Le transfert radiatif au sein d'un milieu absorbant et émissif se caractérise par un champ (vectoriel) de densité de flux, duquel on déduit un champ (scalaire) de sources volumiques S_r qui peut se calculer en tout point par :

$$S_r(r) = -\nabla \cdot \vec{q}_r(r) = \int_0^\infty \kappa_\lambda [G_\lambda(r) - 4\pi L_\lambda^0(T)] d\lambda \quad (3.71)$$

L'équation de la divergence du flux radiatif qui exprime le fait que le bilan net d'énergie radiative dans un volume de contrôle est égal à l'énergie émise moins l'irradiation absorbée s'écrit simplement :

$$\nabla \cdot \vec{q}_r(r) = \int_0^\infty \kappa_\lambda [4\pi L_\lambda^0(T) - G_\lambda(r)] d\lambda \quad (3.72)$$

où $G_\lambda(r)$ représente le rayonnement incident défini localement par :

$$G_\lambda(r) = \int_{4\pi} L_\lambda(r, \vec{\Omega}) d\Omega \quad (3.73)$$

et $L^0(T) = \int_0^\infty L_\lambda^0(T) d\lambda = \frac{\sigma T^4}{\pi}$ est la luminance totale d'un corps noir à la température locale.

Dans ce travail, plusieurs hypothèses ont été introduites :

- les propriétés radiatives du milieu sont supposées indépendantes de la longueur d'onde, c'est l'approximation du milieu gris. De plus l'effet de la température sur le coefficient d'absorption devient important lorsque les variations de température dans le milieu dépassent largement 100°C [Rafieivand 1999], ce qui est très loin d'être notre cas d'étude; en conclusion on retiendra pour la suite, le modèle gaz gris ($\kappa_\lambda(T(y, z)) = \kappa_0 = \text{cte}$)
- l'enceinte considérée, contient un milieu semi-transparent émettant et absorbant.
- les parois de l'enceinte sont considérées grises. Les parois haute et basse sont à flux imposé.

Compte tenu de ces hypothèses, l'équation (3.71) s'écrit :

$$S_r(r) = -\nabla \cdot \vec{q}_r(r) = \kappa_0 \left[\int_{4\pi} L(r, \vec{\Omega}) d\Omega - 4\sigma T^4 \right] \quad \text{or} \quad L(r, \vec{\Omega}) \text{ est solution de l'ETR qui s'écrit pour le cas d'un milieu bidimensionnel non diffusant et en coordonnées cartésiennes :}$$

$$\mu \frac{dL}{dx} + \eta \frac{dL}{dy} + \kappa_0 L = \kappa_0 L^0 \quad (3.74)$$

μ et η sont les cosinus directeur de la direction $\vec{\Omega}$ c'est à dire les projections de cette direction sur les axes x et y. Pour résoudre l'ETR ci-dessus, la méthode des ordonnées discrètes a été retenue.

3.2.2. Méthode des ordonnées discrètes pour la résolution de l' ETR

La méthode des ordonnées discrètes a été appliquée initialement par Chandrasekhar [1960] dans le domaine de l'astrophysique et elle a ensuite été utilisée dans le domaine du transfert radiatif par Lathrop [1966], Khalil et Truelove [1977], et Fiveland [1982]. Cette méthode a été utilisée pour des cas de problèmes purement radiatifs ou couplés en géométrie cartésienne 2D et 3D ([Fiveland 1984], [Jammaluddin et Smith 1988]) dans un milieu gris absorbant-émettant non diffusant. Le principe de cette méthode consiste à approcher l'intégrale d'une grandeur directionnelle quelconque $f(\vec{\Omega})$ sur un angle solide $d\Omega$ autour de cette direction, par une formule de quadrature de la forme :

$$\int_{4\pi} f(\vec{\Omega})d\Omega = \sum_{m=1}^M w_m f(\vec{\Omega}_m)$$

où M représente le nombre total de directions discrètes ($\vec{\Omega}_m$) qui divise la sphère unité (discrétisation angulaire) et w_m les poids associés à chaque direction.

La méthode des ordonnées discrètes permet ainsi de passer de l'équation de transfert radiatif, qui est de type intégral-différentiel, à un système d'équations algébriques obtenues en remplaçant la représentation directionnelle par un ensemble discret de directions. Cette méthode fournit ainsi M équations différentielles qui sont de la forme :

$$\mu_m \frac{dL_m}{dx} + \eta_m \frac{dL_m}{dy} + \kappa_0 L_m = \kappa_0 L^0 \quad m = 1, \dots, M \quad (3.75)$$

En résolvant ces M équations, les champs de luminance L_m sont obtenus sur l'ensemble du domaine. Ensuite nous utilisons les formules de quadrature pour évaluer les autres grandeurs radiatives telles que le rayonnement incident G, le flux radiatif q_r , et le terme source S_r .

$$G(r) = \sum_{m=1}^M w_m L_m(r) \quad (3.76)$$

$$\vec{q}_r(r) = \sum_{m=1}^M w_m \vec{\Omega}_m L_m(r) \quad (3.77)$$

$$S_r(r) = \kappa_0 [G(r) - 4\pi L^0] \quad (3.78)$$

Nous avons choisi dans ce travail les quadratures S_N (Level Symetric Quadrature) qui sont les plus couramment utilisées. Elles font appel à des directions symétriques par rapport à tout

axe de coordonnées et, de ce fait il suffit de définir les directions discrètes dans un seul octant de l'espace pour que l'ensemble des directions soit connu sur 4π stéradians. De plus, l'ensemble des directions et des poids associés doit être invariant par toute rotation de 90° autour d'un des axes de coordonnées.

Ces deux conditions (symétrie et invariance par la rotation) imposent les contraintes suivantes pour toute direction m :

$$\mu_m^2 + \eta_m^2 + \xi_m^2 = 1 \quad (3.79)$$

$$\sum_{m=1}^N w_m = \int_{4\pi} d\Omega = 4\pi \quad (3.80)$$

$$\sum_{m=1}^N \mu_m w_m = \int_{4\pi} \mu d\Omega = 0 \quad (3.81)$$

Le nombre total de directions de ce type de quadrature (S_N) est $N \times (N+2)$. Ainsi, la quadrature (S_8) que nous avons utilisée a 80 directions, mais pour un problème bidimensionnel, on peut par symétrie n'en considérer que la moitié. Les données correspondant à la quadrature S_8 figurent dans le tableau 3.4-1.

Quadrature S_8			
Cosinus directeurs			Poids
μ	η	ξ	w
0,1422555	0,1422555	0,9795543	0,1712359
0,1422555	0,5773503	0,8040087	0,0992284
0,1422555	0,8040087	0,5773503	0,0992284
0,1422555	0,9795543	0,1422555	0,1712359
0,5773503	0,1422555	0,8040087	0,0992284
0,5773503	0,5773503	0,5773503	0,4617179
0,5773503	0,8040087	0,1422555	0,0992284
0,8040087	0,1422555	0,5773503	0,0992284
0,8040087	0,5773503	0,1422555	0,0992284
0,9795543	0,1422555	0,1422555	0,1712359

Tableau 3.4-1 Direction et poids de quadrature S_8 [Ibrahim 2010]

3.2.3. Discrétisation spatiale de l'ETR

Les équations (3.75) sont discrétisées suivant la méthode des volumes finis sur un maillage cartésien bidimensionnel tel que représenté sur la figure 3.3-1. L'ETR discrétisée pour une direction Ω_m s'écrit sous la forme :

$$\mu_m \Delta z (L_{m,E} - L_{m,W}) + \eta_m \Delta y (L_{m,N} - L_{m,S}) + \kappa_0 L_{m,P} dV = \kappa_0 L^0 dV \quad (3.82)$$

où $(L_{m,P}, L_{m,E}, L_{m,W}, L_{m,N}, L_{m,S})$ sont respectivement les luminances au centre et suivant les quatre directions (East, West, North, South).

Lorsque les cosinus directeurs μ_m et η_m sont tous les deux positifs, la direction de propagation est telle que, pour chaque volume de contrôle, les luminances sont connues sur les faces W et S (par le calcul de la maille précédente ou les conditions aux limites) et inconnues au centre de la maille (P) ainsi que sur les faces E et N. Pour ainsi calculer explicitement la luminance au centre de la maille, le schéma d'interpolation positif de Lathrop [1966] est adopté :

$$L_{m,P} = aL_{m,E} + (1-a)L_{m,W} = bL_{m,N} + (1-b)L_{m,S} \quad (3.83)$$

Les pondérations a et b étant calculées par :

$$a = \max\left(\frac{1}{2}, 1 - \frac{|\mu_m|\Delta z}{\kappa_0\Delta y\Delta z + 2|\eta_m|\Delta y}\right) \quad (3.84)$$

$$b = \max\left(\frac{1}{2}, 1 - \frac{|\eta_m|\Delta y}{\kappa_0\Delta y\Delta z + 2|\mu_m|\Delta z}\right) \quad (3.85)$$

L'interpolation (3.83) permet d'éliminer les luminances inconnues sur les faces E et N ; on en déduit la luminance au centre du volume de contrôle à partir de l'équation (3.82) :

$$L_{m,P} = \frac{\frac{|\mu_m|\Delta z}{a}L_{m,W} + \frac{|\eta_m|\Delta y}{b}L_{m,S} + \kappa_0L^0\Delta V}{\frac{|\mu_m|\Delta z}{a} + \frac{|\eta_m|\Delta y}{b} + \kappa_0\Delta V} \quad (3.86)$$

De la relation (3.83), on peut par la suite en déduire les autres luminances inconnues par :

$$L_{m,E} = L_{m,W} + \frac{L_{m,P} - L_{m,W}}{a} \quad (3.87)$$

$$L_{m,N} = L_{m,S} + \frac{L_{m,P} - L_{m,S}}{b} \quad (3.88)$$

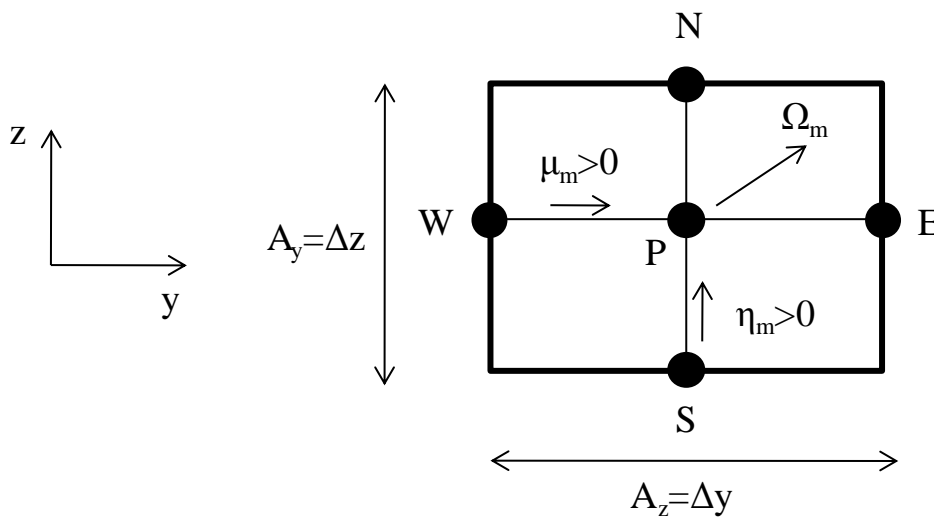


Figure 3.3-1 Volume de contrôle ($\Delta V = \Delta y \Delta z$)

3.3. Discrétisation spatiale des termes convectifs et de diffusion

3.3.1. Méthode des volumes de contrôle à maillages décalés

Les équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie sont discrétisées par la méthode des volumes finis (ou volume de contrôle) popularisée par Patankar [1980]. Cette méthode a connu un grand essor depuis les années 70-80 grâce à sa robustesse, sa facilité d'implémentation, et son formalisme très proche de la réalité physique. La méthode consiste à localiser sur le domaine de calcul les variables, de manière décalée, ainsi chaque inconnue occupe un volume fini, appelé maille, limité par des interfaces et qui est décalé par rapport aux autres. Une représentation schématique de la grille avec des mailles décalées est donnée sur la figure 3.3-2 avec une vue en 2D du plan YOZ. Les indices i et j correspondent aux nœuds scalaires.

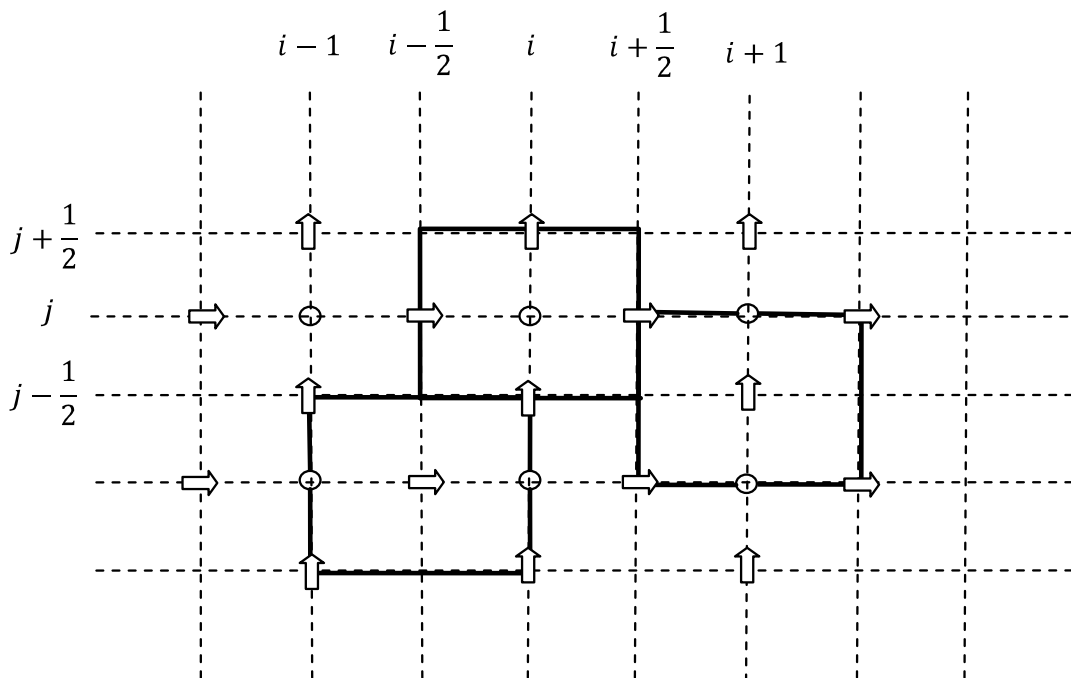


Figure 3.3-2 Représentation schématique d'une grille à maille décalée.

Les équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie sont résolues sur ce maillage qui est défini par la répartition des nœuds scalaires (température $\bar{\theta}$ et S_r). Les nœuds vectoriels (vitesse \bar{U}_i) seront quant à eux positionnés au milieu des nœuds scalaires. L'évaluation de la solution des équations se fera sur les nœuds internes du domaine. Cependant, les nœuds externes ont été mis à l'extérieur de chaque frontière du domaine pour imposer les conditions aux limites suivant la méthode des mailles fictives.

3.3.2. Schémas de discrétisation

Différents schémas numériques ont été utilisés suivant le type d'opérateur et avec pour objectif l'obtention d'une méthode de résolution consistante au second ordre en espace.

3.3.2.1. Traitement des termes convectifs

Les termes non-linéaires convectifs sont exprimés par $\frac{\partial(\bar{U}_j \bar{U}_i)}{\partial x_j}$ dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, et par $\frac{\partial(\bar{U}_j \bar{\theta})}{\partial x_j}$ dans l'équation de conservation de l'énergie. Afin de simplifier les notations, désignons un terme non-linéaire convectif par $\frac{\partial(\bar{U} \bar{f})}{\partial \xi}$ où $\xi = (x, y, z)$. La discrétisation spatiale de ce terme convectif est donnée par :

$$\left. \frac{\partial(\bar{U} \bar{f})}{\partial \xi} \right|_j = \frac{1}{\Delta \xi} \left[\left(\bar{U}_{j+\frac{1}{2}} \cdot \bar{f}_{j+\frac{1}{2}} \right) - \left(\bar{U}_{j-\frac{1}{2}} \cdot \bar{f}_{j-\frac{1}{2}} \right) \right]$$

si la variable transportée \bar{f} est la vitesse \bar{U}_i ; ou alors par

$$\left. \frac{\partial(\bar{U} \bar{f})}{\partial \xi} \right|_j = \frac{1}{\Delta \xi} \left[\left(\bar{U}_{j+\frac{1}{2}} \cdot \bar{f}_{j+1} \right) - \left(\bar{U}_{j-\frac{1}{2}} \cdot \bar{f}_{j-1} \right) \right]$$

si la variable transportée \bar{f} est la température $\bar{\theta}$.

Dans tous les cas, \bar{U} est la vitesse de convection à l'interface entre deux nœuds adjacents. En revanche, lorsque la variable transportée \bar{f} est la vitesse \bar{U}_i , celle-ci peut être approchée :

- soit par une droite passant par les deux nœuds voisins pour le schéma centré d'ordre 2 :

$$\bar{U}_{j+\frac{1}{2}} \cdot \bar{f}_{j+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \bar{U}_{j+\frac{1}{2}} (\bar{f}_{j+1} + \bar{f}_j)$$

- soit par une parabole passant par trois points adjacents lorsqu'il s'agira du schéma Quick :

$$\bar{U}_{j+\frac{1}{2}} \cdot \bar{f}_{j+\frac{1}{2}} = \frac{1}{16} \bar{U}_{j+\frac{1}{2}} (3\bar{f}_{j+1} + 3\bar{f}_j - 7\bar{f}_{j-1} + \bar{f}_{j-2}) + \frac{1}{16} \left| \bar{U}_{j+\frac{1}{2}} \right| (3\bar{f}_{j+1} + 9\bar{f}_j + 5\bar{f}_{j-1} - \bar{f}_{j-2})$$

Si la vitesse de convection est positive, ($\bar{U}_{j+\frac{1}{2}} > 0$), l'équation utilisant le schéma Quick devient :

$$\bar{U}_{j+\frac{1}{2}} \cdot \bar{f}_{j+\frac{1}{2}} = \frac{1}{8} \bar{U}_{j+\frac{1}{2}} (3\bar{f}_{j+1} + 6\bar{f}_j - \bar{f}_{j-1})$$

Et si la vitesse de convection est négative ($\bar{U}_{j+\frac{1}{2}} < 0$), on obtient :

$$\bar{U}_{j+\frac{1}{2}} \cdot \bar{f}_{j+\frac{1}{2}} = \frac{1}{8} \bar{U}_{j+\frac{1}{2}} (3\bar{f}_j + 6\bar{f}_{j-1} - \bar{f}_{j-2})$$

Le schéma Quick introduit ainsi un terme dissipatif non linéaire dont l'intérêt est de préserver la précision globale du second ordre du schéma, tout en renforçant la stabilité de la simulation dans le cas de la simulation des grandes structures.

3.3.2.2. Traitement des termes de diffusion

Tous les termes de diffusion sont discrétisés avec des schémas centrés. Afin de simplifier les notations, le terme de diffusion dans les équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie se mettra sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\Gamma \frac{\partial \bar{f}}{\partial \xi} \right)$$

où $\xi = (x, y, z)$. La discrétisation spatiale de ce terme lorsque la variable transportée \bar{f} est la vitesse \bar{U}_i est donnée par :

$$\left. \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\Gamma \frac{\partial \bar{f}}{\partial \xi} \right) \right|_{i,j} = \frac{1}{\Delta \xi_i \Delta \xi_j} \left(\Gamma \bar{f}_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}} + \Gamma \bar{f}_{i-\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}} - \Gamma \bar{f}_{i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}} - \Gamma \bar{f}_{i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}} \right)$$

où, Γ désigne $v_{\text{tot}} = (v_{\text{mol}} + v_{\text{sm}})$.

3.4. Problème de Helmholtz

Les discrétisations temporelles et spatiales que nous avons précédemment effectuées permettent d'arriver à des systèmes linéaires. La variable notée \bar{g}_p^{n+1} (vitesses ou température) en un point p du maillage, inconnue à l'instant $(n+1)$ peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$a_p \bar{g}_p^{n+1} = a_E \bar{g}_E^{n+1} + a_N \bar{g}_N^{n+1} + a_W \bar{g}_W^{n+1} + a_S \bar{g}_S^{n+1} + S_t \quad (3.89)$$

avec $a_p = 1 + a_E + a_N + a_W + a_S$ où

a_E, a_N, a_W, a_S sont les coefficients suivant les quatre directions (East, North, West, South) du maillage obtenus après la discrétisation des équations et S_t le terme source qui regroupe tous les termes explicites connus à l'instant n et $(n-1)$.

Afin de se ramener à des systèmes linéaires ne portant que sur une direction spatiale, une méthode de « Splitting » est utilisée et consiste à résoudre l'équation (3.89) en deux étapes suivant la direction de dérivation.

Considérons une équation de conservation qui s'écrit en 2D de la manière suivante :

$$\bar{g}^{n+1} = A \frac{\partial^2}{\partial Y^2} \bar{g}^{n+1} + B \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \bar{g}^{n+1} + S_t \quad (3.90)$$

En lui appliquant la méthode de résolution, on obtient les étapes suivantes :

- 1) $(\bar{g}^{n+1})' = A \frac{\partial^2}{\partial Y^2} \bar{g}^{n+1} + S_t + \text{conditions aux limites suivant la direction OY}$
- 2) $\bar{g}^{n+1} - (\bar{g}^{n+1})' = B \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \bar{g}^{n+1} + \text{conditions aux limites suivant la direction OZ}$

Finalement, le problème se ramène à la résolution successive de deux systèmes matriciels tri-diagonaux qui seront résolus par la méthode de Thomas (TDMA) et qui conserve la précision du schéma initial.

4. CONCLUSION

Nous avons décrit dans cette partie les méthodes numériques utilisées pour l'étude du couplage entre la convection naturelle turbulente en cavité et le rayonnement volumique de gaz gris. La partie convection naturelle est traitée à l'aide du code Volumes Finis 2D disponible au LEPTIAB et au LIMSI, et la partie rayonnement a été développée par l'équipe de Denis LEMONNIER, à l'aide d'un modèle de gaz gris par bande associée à une méthode aux ordonnées discrètes. Nous présentons ci-dessous, un algorithme simplifié de la méthode numérique utilisé pour traiter le couplage convection / rayonnement.

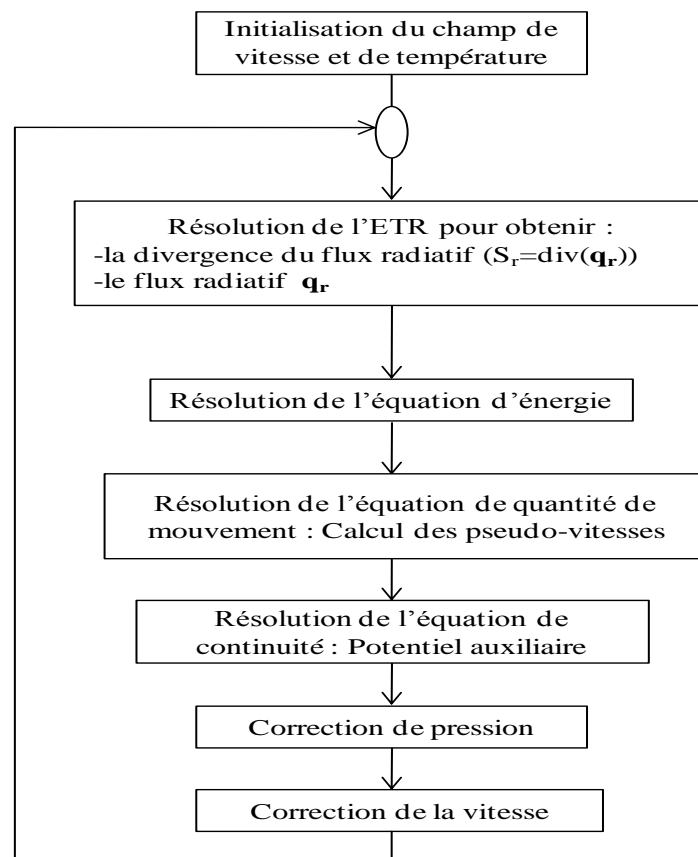


Figure 3.4-1 Algorithme simplifié pour le couplage convection-rayonnement.

CHAPITRE IV ETUDE DU CHAMP DYNAMIQUE DES ECOULEMENTS DE CONVECTION NATURELLE A HAUTS NOMBRES DE RAYLEIGH.

1. Introduction
2. Etude du champ dynamique pour un nombre de Rayleigh égal à $1,2 \times 10^{11}$
 - 2.1. Hypothèse de l'étude et validation du dispositif expérimental PIV
 - 2.2. Champs moyen et fluctuant à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$
 - 2.2.1. Circulation globale dans la cavité
 - 2.2.2. Vitesses et fluctuations dans la cavité à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$
 - 2.2.2.1. Composante verticale de vitesse et fluctuation
 - 2.2.2.2. Composante horizontale de vitesse et fluctuation
3. Grandeurs turbulentes
 - 3.1. Energie cinétique turbulente 2D
 - 3.2. Intensité de turbulence
 - 3.3. Bidimensionnalité
 - 3.4. Détection des structures cohérentes
4. Comparaison du champ dynamique pour les trois nombres de Rayleigh
 - 4.1. Champs moyen et fluctuant
 - 4.1.1. Circulation globale dans la cavité
 - 4.1.2. Vitesses et fluctuations
 - 4.1.3. Intensité de turbulence
 - 4.2. Lois d'évolution de la vitesse maximale atteinte en convection naturelle dans une cavité différentiellement chauffée
5. Conclusion partielle

1. INTRODUCTION

Ce chapitre est dédié à la caractérisation du champ de vitesse de l'écoulement dans le plan médian de la cavité pour des nombres de Rayleigh égaux à $4,0 \times 10^{10}$ ($\Delta T = 7^\circ\text{C}$), $8,1 \times 10^{10}$ ($\Delta T = 14^\circ\text{C}$) et $1,2 \times 10^{11}$ ($\Delta T = 20^\circ\text{C}$). Pour toutes ces configurations, l'émissivité des parois passives est de $0,10 \pm 0,05$. Cette étude s'inscrit à la suite du travail réalisé par Rouger [2009] dans sa thèse qui a amorcé par LDV, une description dynamique de l'écoulement. En effet, l'auteur a effectué les mesures de vitesse dans la cavité à deux cotes $Z=0,70$ et $Z=0,85$ pour trois écarts de température, 7°C , 14°C , et 20°C . Cette étude qui a fourni d'importants résultats sur les grandeurs moyennes et fluctuantes, n'a cependant pas suffi pour décrire correctement le cheminement du fluide dans la cavité. Nous envisageons alors une nouvelle campagne de mesures de vitesse par PIV afin de préciser la dynamique de l'écoulement et de caractériser la turbulence au sein de la cavité.

2. ETUDE DU CHAMP DYNAMIQUE POUR $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$

2.1. Hypothèse de l'étude et validation du dispositif expérimental PIV

Dans sa thèse, Rouger [2009] a effectué les mesures de vitesse par LDV qui ont débouché sur deux hypothèses, quant au cheminement du fluide dans la partie haute de la cavité (figure 4.2-1). La PIV a été choisie pour mener une investigation spatiale plus poussée de la dynamique de l'écoulement. Les profils de vitesse obtenus par PIV sont dans un premier temps comparés à ceux obtenus par Rouger [2009] en LDV. La figure 4.2-2 montre une bonne concordance entre les deux courbes, excepté la zone en proche paroi où les profils obtenus par PIV sont tronqués. En effet, en proche paroi, la méthode de calcul des champs de vitesse (fenêtrage) ne permet pas d'avoir d'information pour les grands champs. Au final on peut dire que ces légères différences sont sans conséquences notables sur l'objectif principal de cette étude.

Nous signalons que les mesures PIV ont été réalisées dans le plan vertical à mi-profondeur perpendiculaire aux deux parois actives. Ces profils nous permettent d'ores et déjà de confirmer la valeur de l'épaisseur de couche limite dynamique, déterminée en LDV à 14 cm environ à cette altitude.

Nous avons scruté pour chacun des trois écarts de température ($\Delta T = 20^\circ\text{C}$, 14°C , et 7°C), 18 zones de $20 \times 30 \text{ cm}^2$, soient 14 le long des deux parois chaude et froide et 4 au milieu de la cavité (voir figure 4.2-3) à l'aide d'une fenêtre de visualisation. Les résultats commentés à la suite de ce travail resteront valables dans la cavité mises à part les zones comprises dans le dernier centimètre à la paroi.

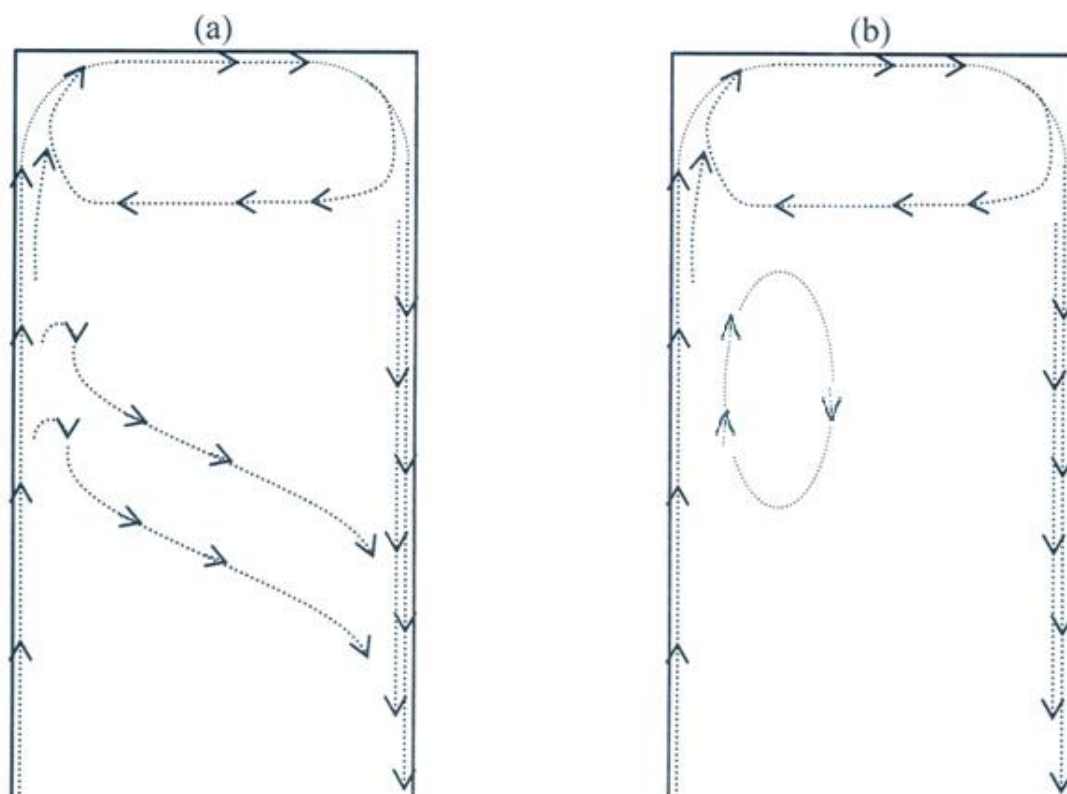


Figure 4.2-1 Schémas supposés de l'écoulement de convection naturelle dans la partie haute de la cavité différentiellement chauffée proposés par Rouger [2009]

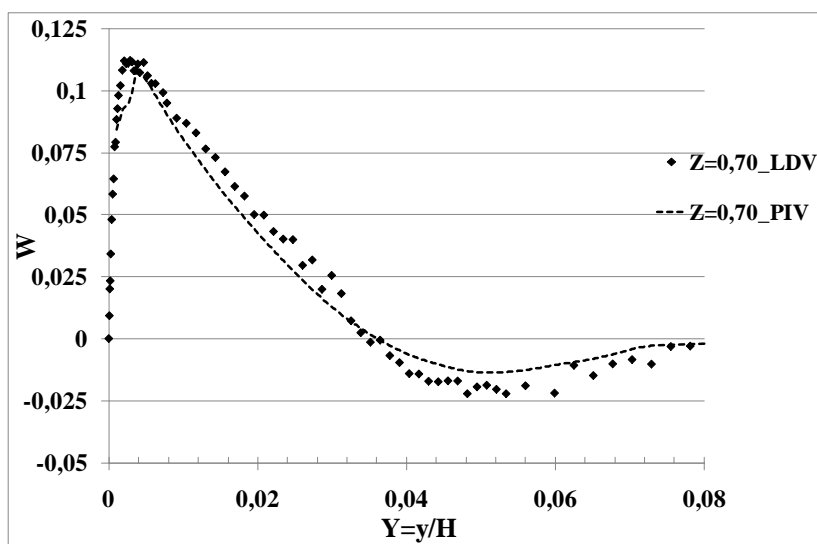


Figure 4.2-2 Comparaison des profils de la composante verticale de vitesse adimensionnée pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

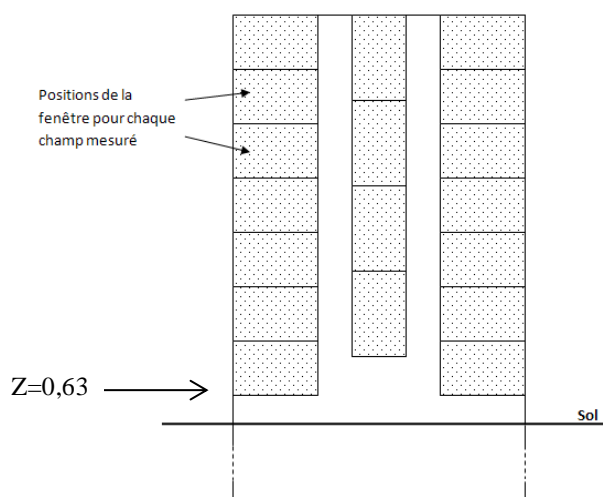


Figure 4.2-3 Schéma des différentes positions mesurées.

2.2. Champs moyen et fluctuant à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$

2.2.1. Circulation globale dans la cavité

Nous avons représenté le champ de vitesse moyenne sur la figure 4.2-4 où l'on peut voir se développer, principalement des couches limites dynamiques le long des parois actives et un écoulement de type « jet » au voisinage du plafond.

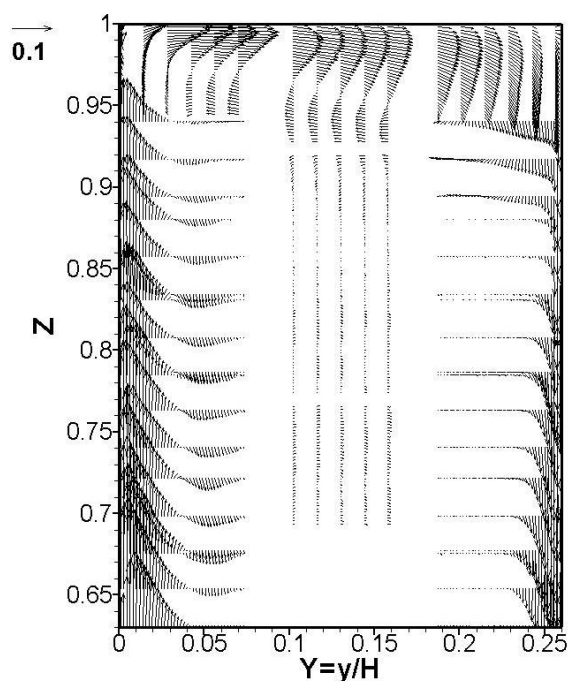


Figure 4.2-4 Champ de vitesse moyenne adimensionnée dans la partie haute de la cavité pour $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ soit $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

La cartographie du module de la vitesse moyenne présentée sur la figure 4.2-5 nous donne de constater que les vitesses les plus importantes sont localisées dans les couches limites verticales. Toutefois il convient de souligner que l'intensité du mouvement est particulièrement faible : le maximum de vitesse ne dépasse pas 14% (du moins pour la région scrutée $0,63 < Z < 1$) de la vitesse de référence de convection naturelle V_{ref} (avec $V_{ref} = \frac{\alpha\sqrt{Ra_H}}{H} = 1,90$ m/s).

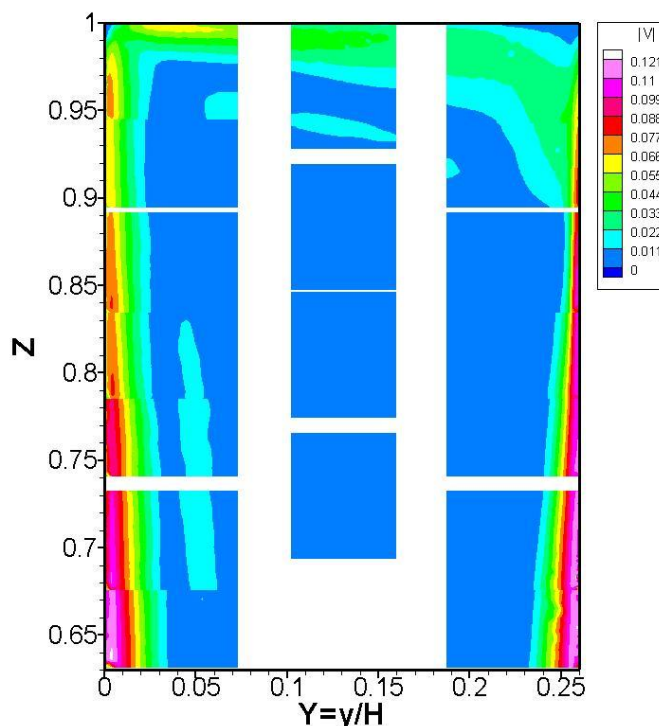


Figure 4.2-5 Cartographie du module de la vitesse moyenne adimensionnée pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

La figure 4.2-6 restitue le cheminement complet du fluide dans toute cette partie de la cavité. L'analyse des lignes de courant représentées sur cette figure nous amène à faire quelques constats :

- on voit apparaître un écoulement descendant en dessous de la cote $Z=0,94$ et qui s'étend sur environ 20 cm depuis la frontière extérieure de la couche limite chaude. Cet écoulement « retour » n'est pas observé au-delà de la cote $Z = 0,94$ le long de la paroi chaude et non plus en bordure extérieure de la couche limite froide,
- l'écoulement au voisinage de la paroi haute présente les caractéristiques d'un jet pariétal (figure 4.2-4) dirigé vers la paroi opposée. A l'attaque de la paroi froide, l'air se retrouve pour une partie aspirée par l'amont de la couche limite froide et pour une autre partie, remis en circulation dans la partie haute de la cavité, créant ainsi un écoulement secondaire,

-entre $Z=0,63$ et $Z=0,95$, une partie du fluide est renvoyée vers le cœur de la cavité et une autre partie vers le bas avec une nette tendance à contribuer à la formation d'un écoulement secondaire à la frontière de la couche limite. Il est à noter que cette recirculation en bordure de la couche limite chaude combinée à l'alimentation de la couche limite opposée n'a jamais été observée expérimentalement pour des nombres de Rayleigh inférieurs à 2×10^9 avec des cavités de rapport de forme inférieur ou égal à 4.

-la couche limite froide est alimentée par du fluide en provenance de l'écoulement principal, de l'écoulement secondaire près du plafond et enfin de la couche limite chaude. Vu l'intervalle de temps entre nos différentes mesures (environ 5 minutes), il est légitime de penser que l'alimentation de cette couche limite froide à travers ces différents circuits aérauliques est permanente.

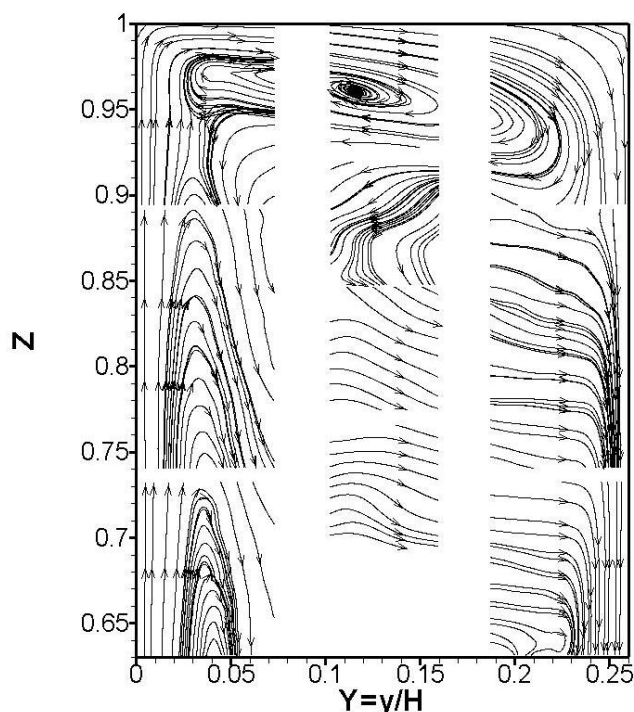


Figure 4.2-6 Lignes de courant dans la partie haute de la cavité pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

2.2.2. Vitesses et fluctuations dans la cavité à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$

2.2.2.1. Composante verticale de vitesse et fluctuation

La figure 4.2-7 présente une cartographie de vitesse moyenne verticale W ainsi que la fluctuation RMS associée W_{RMS} (ou W'). Une analyse rapide de cette figure nous amène à dire que nous sommes en présence d'un écoulement de couche limite et que les fluctuations sont principalement localisées dans les couches limites verticales.

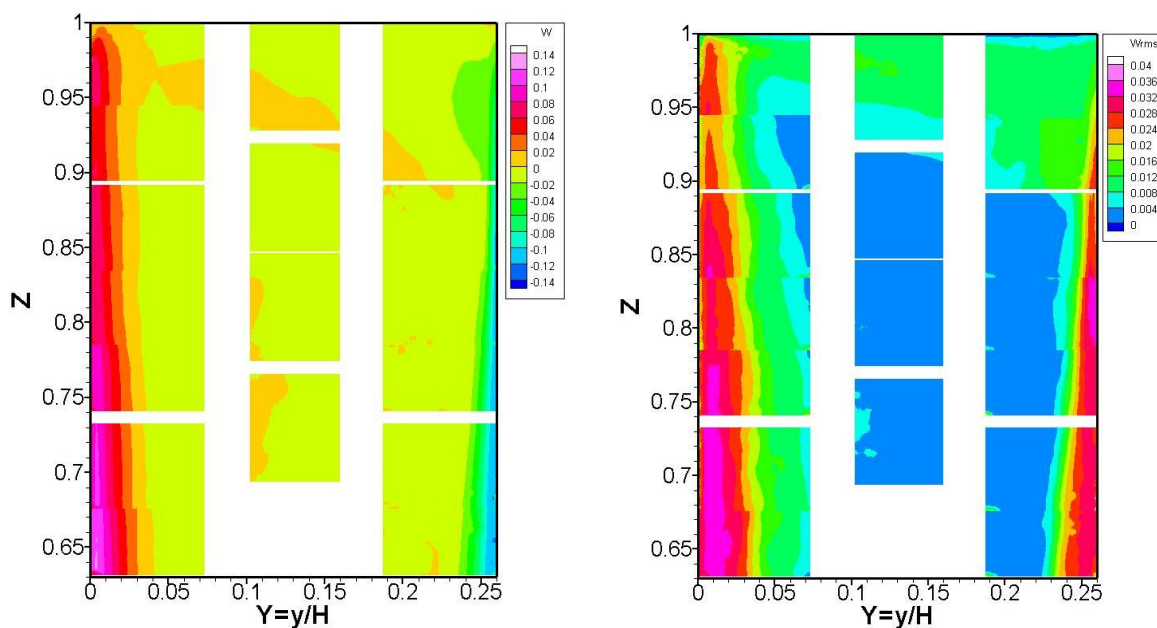


Figure 4.2-7 Cartographies de la composante verticale de vitesse adimensionnée (à gauche) et de sa fluctuation (à droite) pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Quelques profils de la moyenne de la composante verticale de vitesse ainsi que sa fluctuation ont été tracés et analysés pour chacune des couches limites.

**Couche limite chaude*

La variation de la composante verticale de la vitesse W ainsi que de l'écart-type de sa fluctuation W' (ou W_{RMS}) à différentes hauteurs Z sont tracés sur les figures 4.2-8 ; 4.2-9.

L'examen de la figure 4.2-8 montre que la couche limite présente une épaisseur relativement importante, autour de 14 cm. On remarque par ailleurs que cette épaisseur n'est pas constante; elle fait sensiblement 16 cm à la cote $Z=0,65$ contre 12cm à la cote $Z=0,90$ soit une nette diminution de 25%. En réalité, il s'agit d'une couche limite déstabilisée par le passage de structures tourbillonnaires observées dans la couche limite. A cela il faut ajouter l'impact de l'écoulement secondaire sur la couche limite chaude qui pourrait aussi entraîner une réduction de l'épaisseur de la couche limite.

Pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$, la vitesse verticale maximale est atteinte à la cote $Z=0,65$ ($Ra_Z = 3,2 \times 10^{10}$). De plus, le maximum de vitesse, quelle que soit la cote se situe entre $y=0,006$ m et $y=0,014$ m de la paroi.

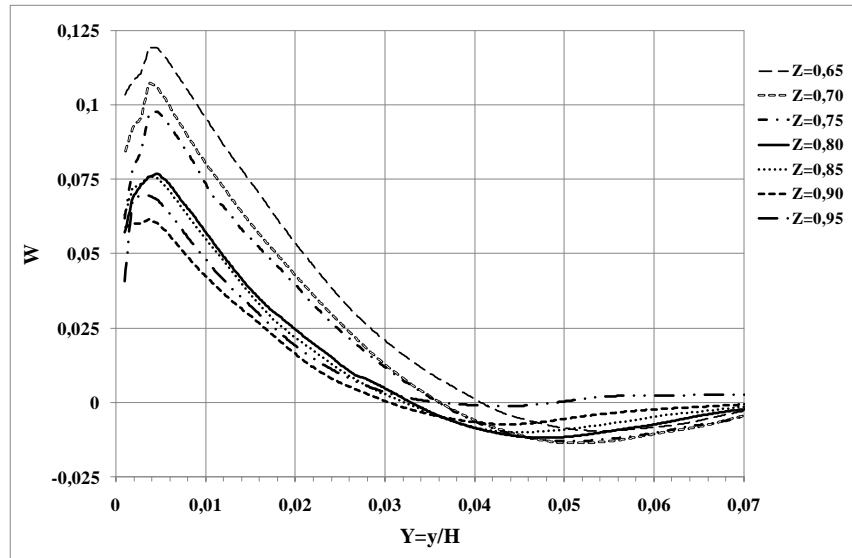


Figure 4.2-8 Profils de la vitesse verticale moyenne adimensionnée dans la couche limite chaude pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Le caractère turbulent de la couche limite apparaît sur la figure 4.2-9. L'amplitude des fluctuations verticales atteint à la cote $Z = 0,70$, 29% de la vitesse maximale obtenue et reste relativement élevée dans toute la couche limite. Cependant on peut remarquer que la répartition des fluctuations décrit une sorte de « plateau » dans la couche limite chaude, indiquant ainsi que les fluctuations sont quasiment constante dans la couche limite dans la zone turbulente. Cette tendance était déjà observée par Salat [2004] pour un nombre de Rayleigh (Ra_H) de $1,5 \times 10^9$.

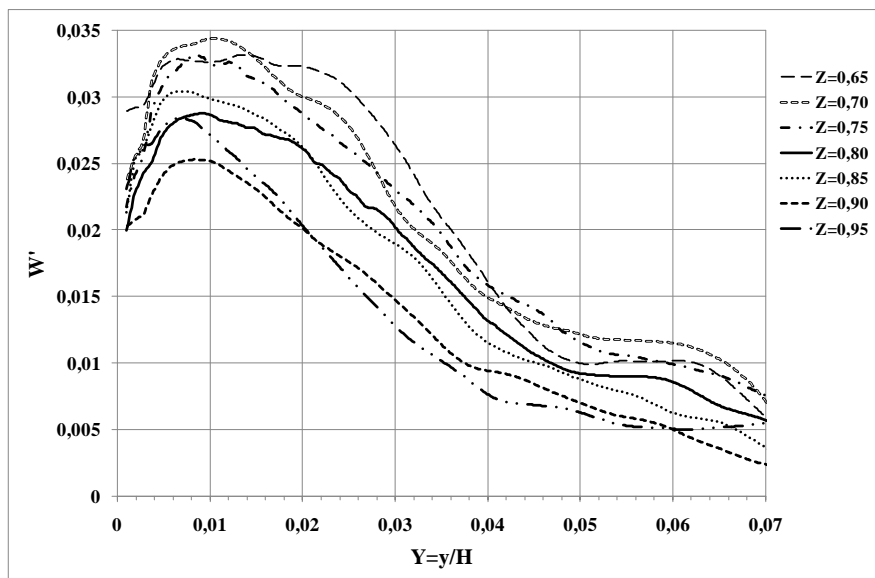


Figure 4.2-9 Profils de l'écart-type de la fluctuation de la vitesse verticale moyenne adimensionnée dans la couche limite chaude pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

L'évolution du maximum de la composante verticale de vitesse en fonction du nombre de Rayleigh local est restituée sur la figure 4.2-10. On s'aperçoit que, la vitesse verticale augmente dans la zone laminaire ($Ra_H \leq 3 \times 10^9$) et décroît dans la zone turbulente ($Ra_H \geq 1 \times 10^{10}$) au fur et à mesure que l'on remonte le long du mur chaud.

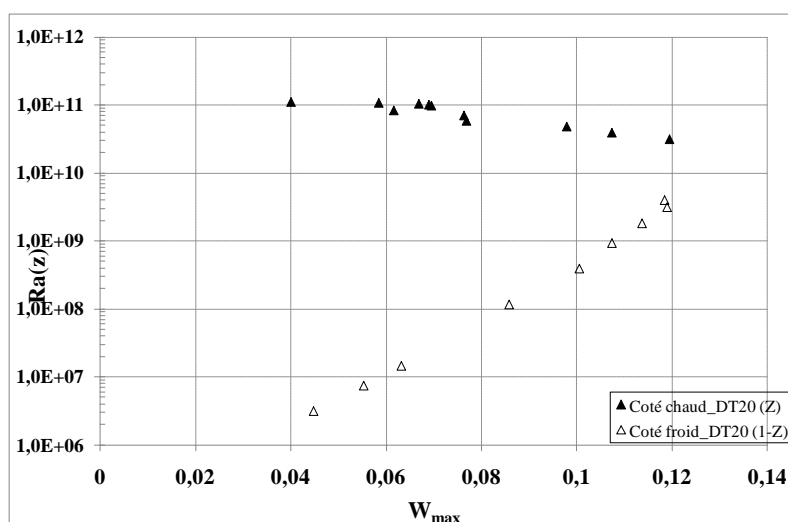


Figure 4.2-10 Evolution du maximum de la composante verticale de vitesse adimensionnée dans les couches limites chaude et froide pour un écart de température de 20°C soit pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Nous avons calculé les débits circulant et redescendant en bordure de la couche limite chaude pour différentes hauteurs et le tableau 4.2-1 restitue quelques grandeurs caractéristiques dans la couche limite.

Z	W_{max}	W'_{max}	$Q_{cir} (g.s^{-1}.m^{-1})$	$Q_{rec} (g.s^{-1}.m^{-1})$	δ_v / H	δ_{rec} / H
0,65	0,120	0,033	19,1	-2,8	0,041	0,032
0,70	0,107	0,034	15,3	-3,4	0,037	0,037
0,75	0,098	0,033	14,0	-3,3	0,036	0,037
0,80	0,077	0,029	10,1	-2,7	0,033	0,040
0,85	0,076	0,031	9,6	-2,2	0,032	0,041
0,90	0,062	0,025	7,42	-1,7	0,030	0,042

Tableau 4.2-1 Caractéristiques principales de la couche limite chaude pour $\Delta T = 20^\circ C$ soit $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Le débit montant (ou circulant) est calculé de la façon suivante :

$$Q_{cir} = \int_0^{\delta_v} \rho_0 \times W \times l \times dy \quad (4.1)$$

et le débit redescendant (ou recirculant) ,

$$Q_{rec} = \int_{\delta_v}^{\delta_{rec}} \rho_0 \times W \times l \times dy \quad (4.2)$$

L'épaisseur de la couche limite dynamique est définie sur la figure 4.2-11 suivant la typologie d'écoulement rencontrée.

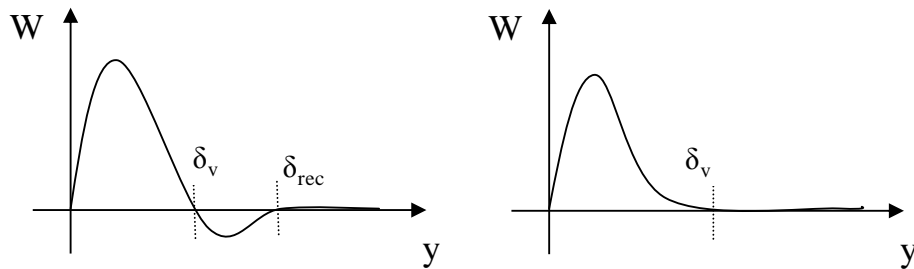


Figure 4.2-11 Définition de l'épaisseur de la couche limite dynamique

La figure 4.2-12 montre que le débit circulant diminue sensiblement avec l'altitude. Le débit recirculant est maximal à la cote $Z=0,70$ où on enregistre le maximum de fluctuation de vitesse. On constate, en remontant la paroi chaude depuis la cote $Z=0,70$, une très légère tendance à la diminution du débit recirculant.

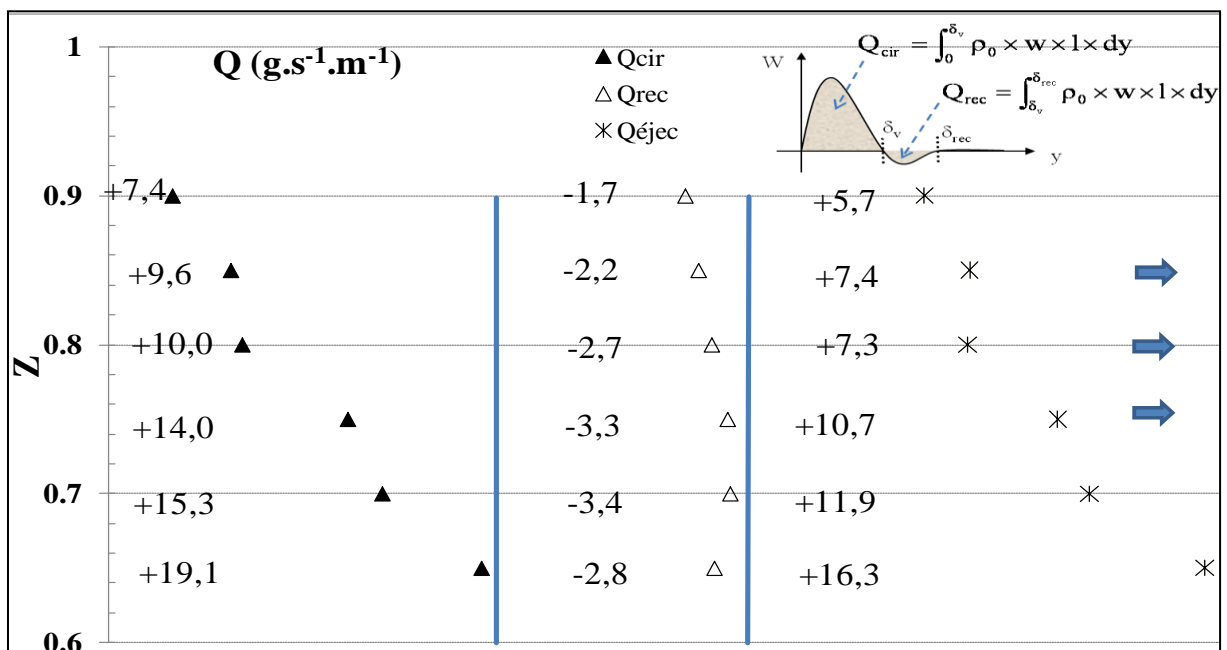


Figure 4.2-12 Evolution des débits circulant (Q_{cir}) et redescendant (Q_{rec}) en fonction de l'altitude pour $Ra_H=1,2 \times 10^{11}$.

La figure 4.2-13 représente l'évolution de l'épaisseur de la couche limite adimensionnée en fonction du nombre de Rayleigh local. Celle-ci montre que l'épaisseur de couche limite croît avec l'altitude dans la région laminaire et décroît dans la région turbulente lorsqu'on remonte le long du mur chaud. Cette évolution de la couche limite peut paraître surprenante, et pour mieux la comprendre, il faut remonter à l'évolution du débit et de la vitesse maximale suivant la hauteur. En effet dans la région laminaire le fait que la vitesse maximale et

l'épaisseur de couche limite augmentent a pour conséquence l'augmentation du débit circulant et un raisonnement analogue peut être mené dans la zone turbulente où la diminution de la vitesse maximale et de l'épaisseur de couche limite entraîne la diminution du débit. Cette diminution est liée à l'apparition de l'écoulement redescendant en bordure de la couche limite turbulente chaude. Cet écoulement allant alimenter la couche limite froide (cf. figure 4.2-6).

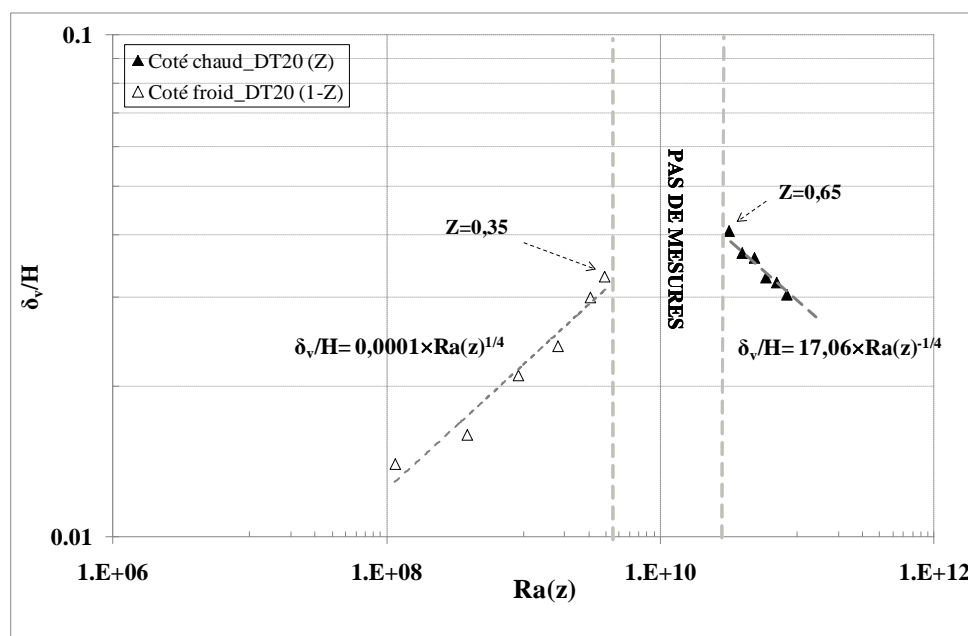


Figure 4.2-13 Evolution de l'épaisseur de la couche limite en fonction du nombre de Rayleigh local

**Couche limite froide*

Nous reportons également sur les figures 4.2-14 ; 4.2-15, la variation de la composante verticale de la vitesse W ainsi que de sa fluctuation W_{RMS} (ou W') à différentes hauteurs Z .

On enregistre à la cote $Z = 0,70$, la valeur maximale de la composante verticale de vitesse qui est du même ordre de grandeur que dans la couche limite chaude (figure 4.2-14). On peut observer sur cette figure une couche limite très affectée en amont (à la cote $Z=0,95$) par le jet pariétal. La couche limite s'épaissit sensiblement quand on descend le long de la paroi froide tandis que le maximum de vitesse augmente. L'épaisseur passe de 10cm environ à la cote $Z = 0,85$ (correspondant à $Z=0,15$ coté chaud par centro-symétrie) à 13cm à la cote $Z=0,65$ (resp. 0,35) soit un accroissement de 23%.

Les fluctuations de vitesse verticale adimensionnée sont principalement localisées dans la couche limite avec un maximum de 0,034 à la cote $Z=0,80$ (correspondant à $Z=0,20$ coté chaud par centro-symétrie) (figure 4.2-15). L'amplitude des fluctuations atteint 28% de la vitesse verticale maximale enregistrée.

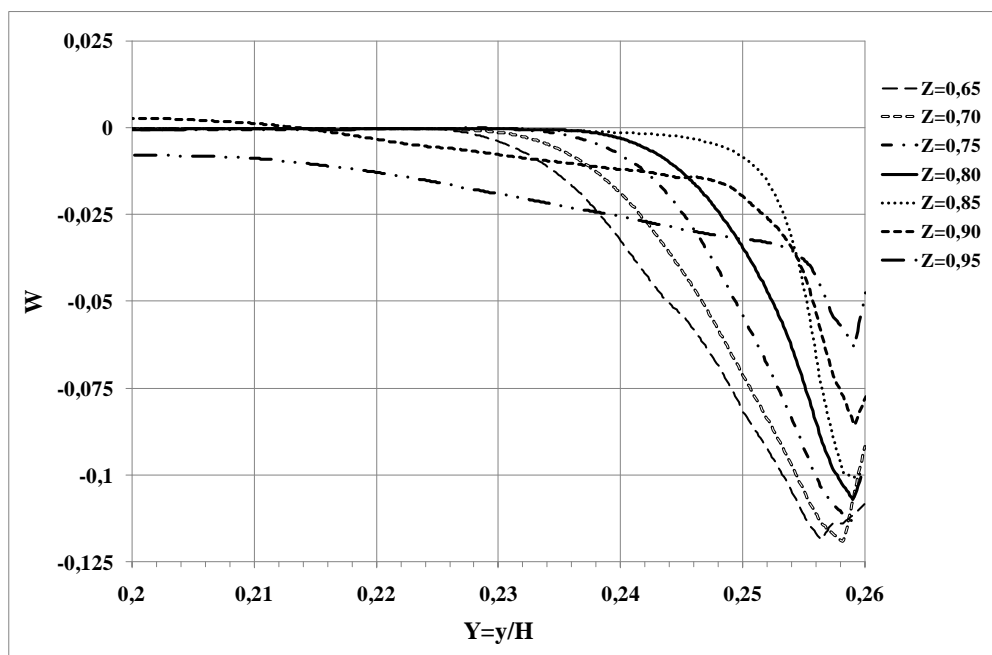


Figure 4.2-14 Profils de la vitesse verticale moyenne adimensionnée dans la couche limite froide pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

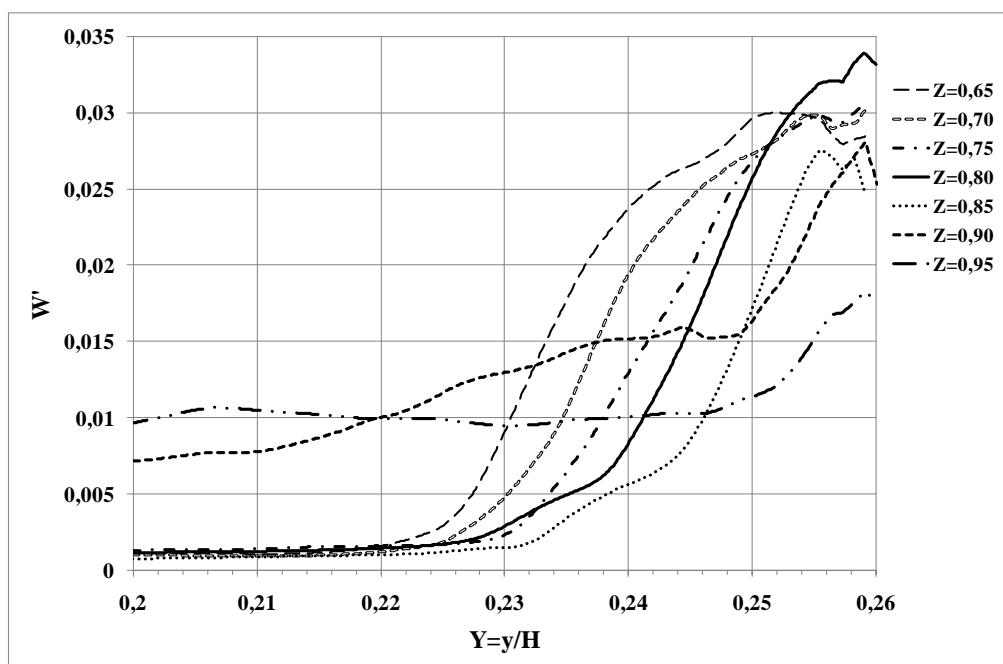


Figure 4.2-15 Profils de l'écart type de la fluctuation de la vitesse verticale adimensionnée dans la couche limite froide pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

2.2.2.2. Composante horizontale de vitesse et fluctuation

La figure 4.2-16 présente une cartographie de vitesse moyenne horizontale ainsi que la fluctuation associée. Excepté la zone $0,90 \leq Z < 1$, la vitesse horizontale est relativement faible dans le reste de la cavité. L'écoulement au voisinage de la paroi haute présente les caractéristiques d'un jet comme on peut le constater sur la figure 4.2-17 où nous avons représenté l'évolution de la vitesse horizontale à mi-largeur ($Y \approx 0,13$) et à une position correspondant au bord d'attaque du plafond ($Y \approx 0,035$). On retrouve bien que la vitesse initiale est maximale en amont du jet. Il est important de signaler que cette vitesse est atteinte pour $0,995 \leq Z < 1$ soit à moins de 2 cm à peu près du plafond.

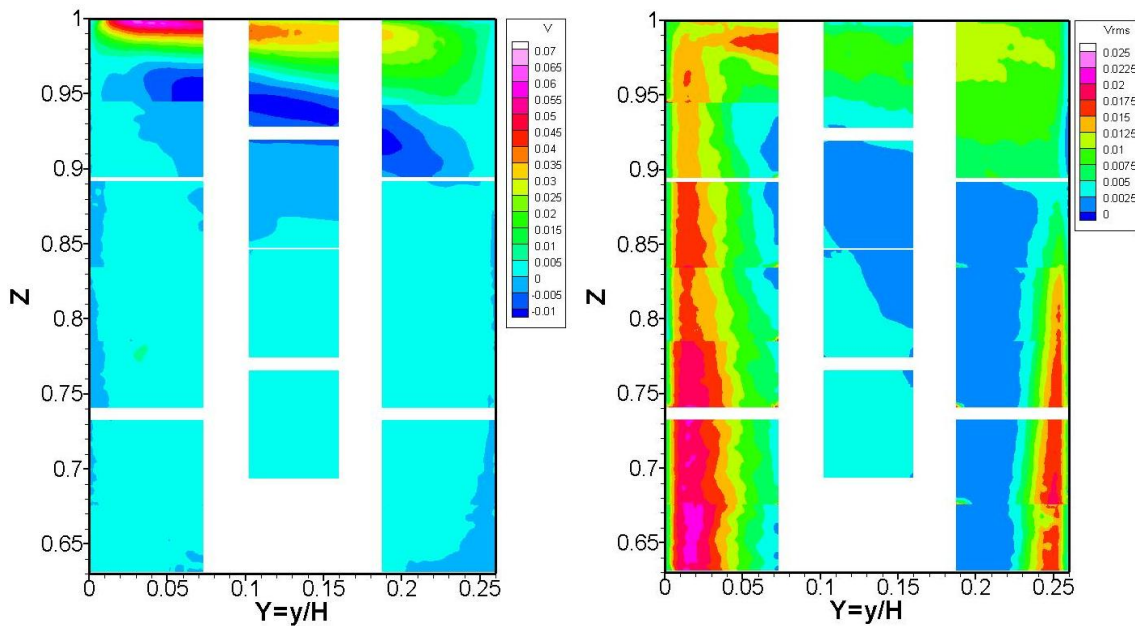


Figure 4.2-16 Cartographies de la vitesse horizontale moyenne adimensionnée (à gauche) et de sa fluctuation (à droite) pour $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ soit $Ra = 1,2 \times 10^{11}$.

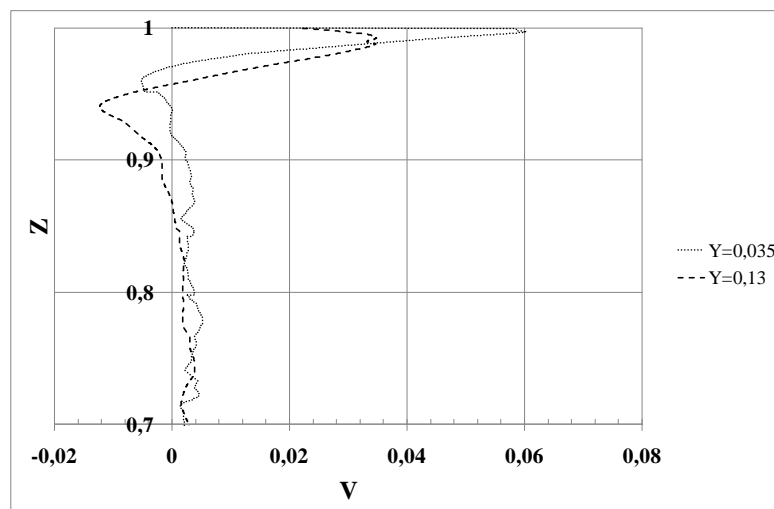


Figure 4.2-17 Composante horizontale de vitesse adimensionnée au niveau du plafond pour $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ soit $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

La composante horizontale de vitesse et sa fluctuation sont analysées dans chaque couche limite.

-Couche limite chaude

La variation de la composante horizontale de la vitesse V ainsi que de sa fluctuation V' (ou V_{RMS}) et ce pour différentes hauteurs Z , sont représentés sur les figures 4.2-18 ; 4.2-19.

Nous remarquons à l'examen de la figure 4.2-18, que pour $0,65 \leq Z \leq 0,85$, la composante horizontale de la vitesse prend des valeurs négatives dans la couche limite chaude (en proche paroi), caractéristique d'une légère aspiration de la couche limite à ces différentes cotes. Cependant, les valeurs négatives importantes à la cote $Z=0,95$ sont dues à la présence de l'écoulement secondaire dirigé vers la paroi chaude que nous avons décelé au voisinage du plafond. On enregistre aussi sur chaque profil de V un maximum ($V \sim 0,005$) en sortie de couche limite qui traduit bien l'éjection du fluide vers l'extérieur de la couche limite.

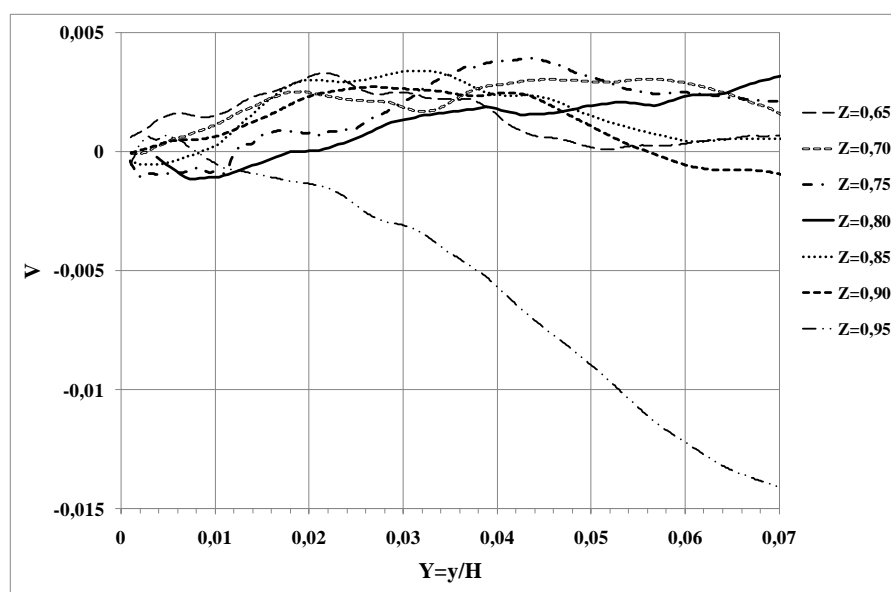


Figure 4.2-18 Profils de la vitesse horizontale moyenne adimensionnée dans la couche limite chaude pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Les fluctuations horizontales restent significatives dans la couche limite (figure 4.2-19), atteignant pour $0,65 \leq Z \leq 0,75$, près de 17% de la vitesse maximale verticale. On atteindrait dans cette région, une turbulence relativement développée. On note aussi que la forme des fluctuations tend vers un palier dans la couche limite.

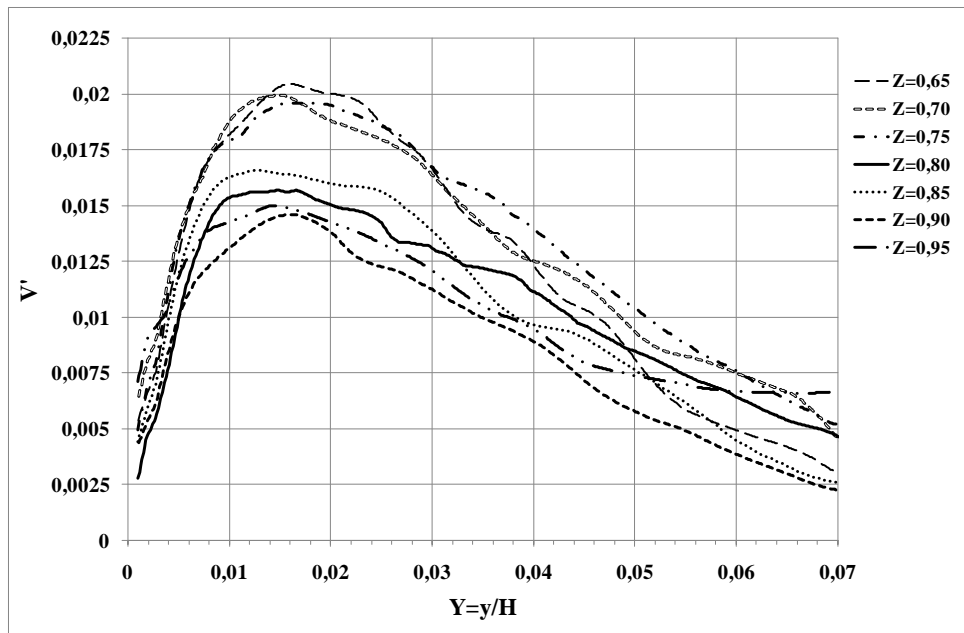


Figure 4.2-19 Profils de l'écart type de la fluctuation de la vitesse horizontale adimensionnée dans la couche limite chaude pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

**Couche limite froide*

On note sur la figure 4.2-20, les valeurs positives significatives de V entre $Z=0,70$ et $Z=0,85$ qui confirment la présence d'un mouvement du fluide qui vient alimenter la couche limite froide. De plus les valeurs significatives négatives décelées en bordure de couche limite froide à $Z=0,90$, témoignent de l'effet d'entraînement provoqué par l'écoulement secondaire sur la couche limite dans cette région.

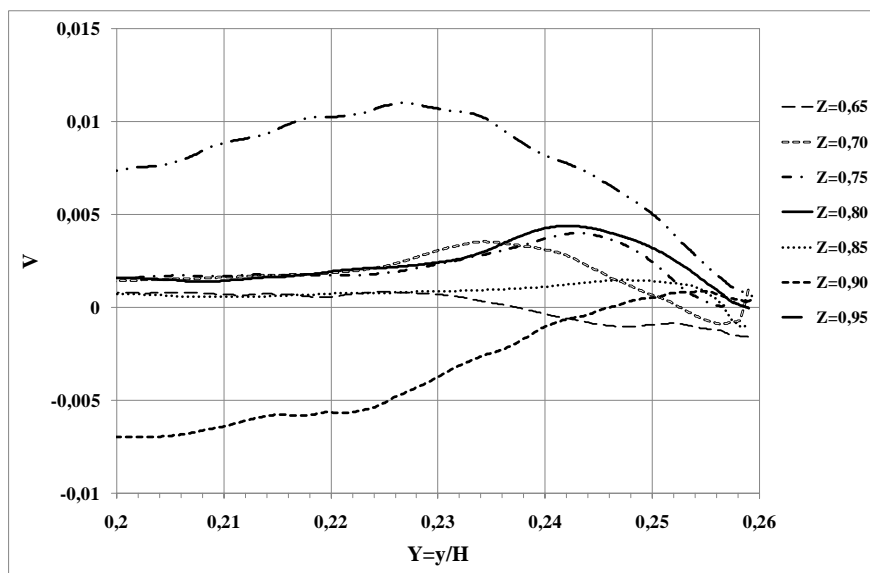


Figure 4.2-20 Profils de la vitesse horizontale moyenne adimensionnée dans la couche limite froide pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

L'examen de la figure 4.2-21 révèle une amplification des fluctuations horizontales entre $Z=0,70$ et $Z=0,85$ dans la couche limite, qui est induit par un mouvement prononcé de la masse fluide venant alimenter la couche limite froide. On peut remarquer que entre $Z = 0,65$ (correspondant à $Z=0,35$ côté chaud, par centro-symétrie) et $Z=0,85$ (resp. $Z=0,15$), les profils de fluctuation de vitesse horizontale présentent un pic représentant le maximum.

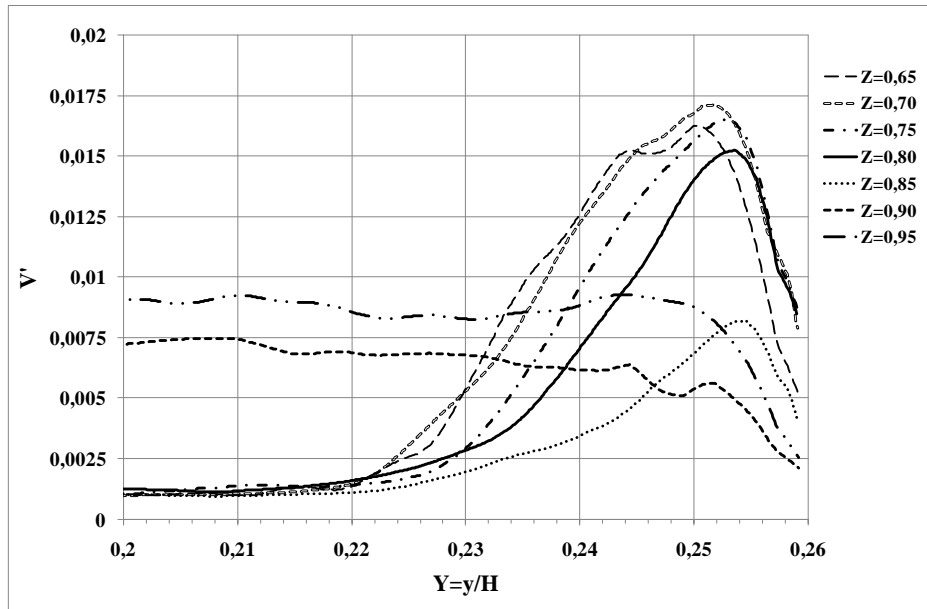


Figure 4.2-21 Profils de l'écart type de la fluctuation de la vitesse horizontale adimensionnée dans la couche limite froide pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

3. QUANTITES TURBULENTES

3.1. Energie cinétique turbulente 2D

Nous avons calculé k , l'énergie cinétique turbulente 2D à partir des fluctuations RMS des composantes horizontale et verticale de vitesse de la manière suivante :

$$k = \frac{(v'^2 + w'^2)}{2} \quad (4-3)$$

Une cartographie de l'énergie cinétique turbulente 2D est représentée sur la figure 4.3-1. On constate bien évidemment que l'énergie cinétique turbulente est répartie dans les couches limites. Elle atteint les valeurs importantes dans la zone $(0,63 \leq Z \leq 0,77$ et $0,01 \leq Y \leq 0,02)$. Cette zone semble bien correspondre au lieu où on a enregistré la vitesse verticale maximale suivant chaque cote. En dehors de cette région, l'énergie cinétique diminue au fur et à mesure que l'on se rapproche de la frontière de la couche limite ou même de la paroi.

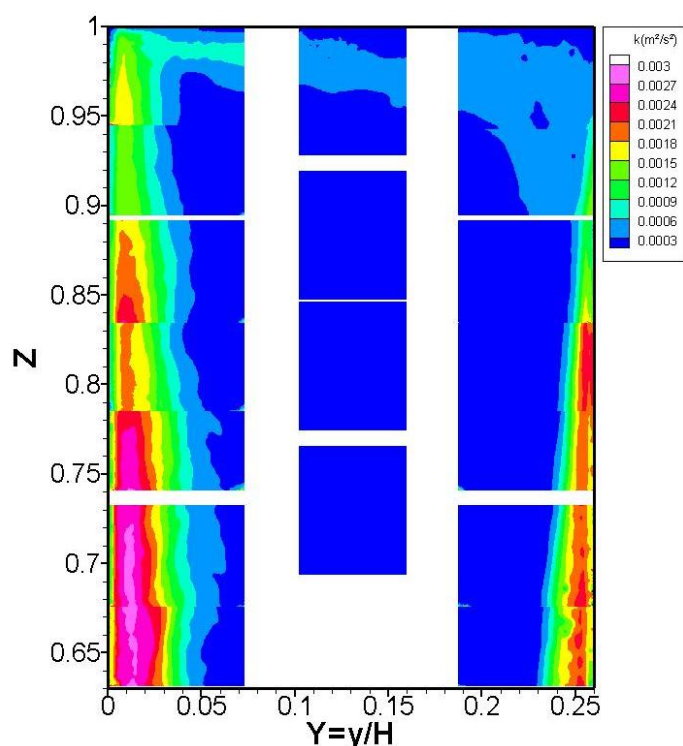


Figure 4.3-1 cartographie de l'énergie cinétique turbulente dans la partie haute de la cavité pour un écart de température de 20°C soit $Ra = 1,2 \times 10^{11}$.

3.2. Intensité de turbulence

L'intensité de turbulence dynamique a été calculée dans la couche limite chaude à 4cm environ de la paroi chaude ($Y \approx 0,01$) (lieu où la vitesse verticale est maximale dans la couche limite) et à différentes altitudes ; ainsi qu'à 4 cm du plafond ($Z \approx 0,99$) suivant la largeur de la cavité. Ces grandeurs, représentées sur les figures 4.3-2 et 4.3-3 sont respectivement définies par :

$$I_w = \frac{\sqrt{\overline{(w')^2}}}{\overline{w}} \quad (4-4)$$

$$\text{et} \quad I_v = \frac{\sqrt{\overline{(v')^2}}}{\overline{v}} \quad (4-5).$$

Au regard de la figure 4.3-2, on peut dire que le niveau de turbulence a tendance à décroître lorsqu'on remonte le long du mur chaud. Toutefois l'intensité de turbulence dans la couche limite chaude reste élevée ; on trouve à la cote $Z=0,70$ une intensité de turbulence maximale de l'ordre de 28%, ceci confirme la tendance observée sur la figure 4.3-1.

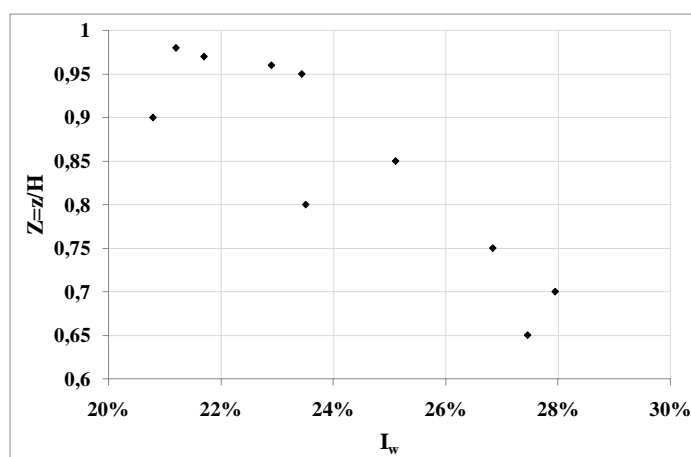


Figure 4.3-2 Intensité de turbulence dans la couche limite chaude (à $Y=y/H=0,01$ de la paroi chaude) pour un écart de température de 20°C soit $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

En suivant la direction horizontale de l'écoulement le long du plafond, on enregistre également un niveau de turbulence assez élevé allant jusqu'à 26% à $Y=y/H=0,06$ du mur chaud (figure 4.3-3). En effet, l'interaction entre l'écoulement principal et l'écoulement secondaire génère une zone de cisaillement, qui, associée à l'impact de l'écoulement principal sur le plafond pourraient expliquer ce niveau de turbulence. Les fluctuations de vitesse sont faibles à mi largeur au plafond, d'où une intensité de turbulence relativement faible. Ensuite l'impact du jet pariétal sur la paroi froide va accroître les fluctuations, augmentant ainsi l'intensité de turbulence en aval du jet.

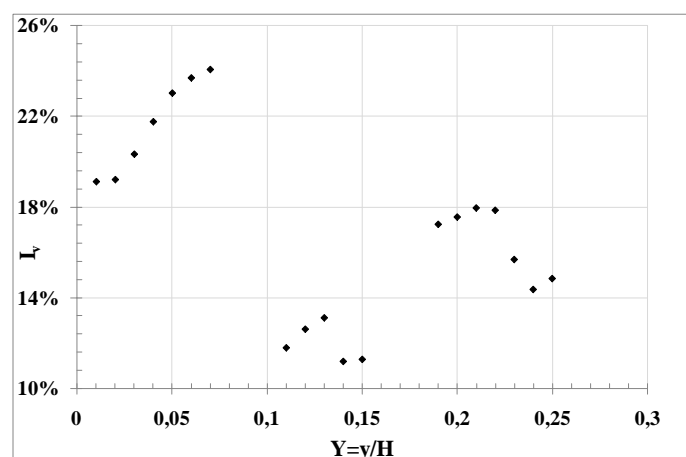


Figure 4.3-3 Intensité de turbulence au voisinage du plafond ($Z=z/H=0,99$) pour un écart de température de 20°C soit $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

3.3. Bidimensionnalité

Nous nous sommes également attachés au cours de nos investigations à identifier les zones où l'écoulement devenait plus ou moins tridimensionnel. Nous avons pour cela effectué

le calcul de la divergence sur les champs de vitesse instantanée et moyenne. En effet la divergence présente l'intérêt de traduire la conservation du débit masse en tout point dans le cas d'un écoulement à masse volumique constante.

Si le vecteur vitesse \vec{V} a pour composantes moyennes \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} , alors sa divergence s'écrit :

$$\text{div}\vec{V} = \frac{\partial\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial\bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial\bar{w}}{\partial z} \quad (4.12)$$

Or l'équation de continuité qui traduit la conservation du débit masse en 2D s'écrit :

$$\text{div}\vec{V} = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial\bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial\bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (4.13)$$

On peut donc en déduire que si en 2D $\text{div}\vec{V} \neq 0$, alors il n'y a pas conservation du débit dans le plan (y, z) et cela implique que $\frac{\partial\bar{u}}{\partial x} \neq 0$, d'où l'existence d'une troisième composante de la vitesse non nulle et par conséquent, l'écoulement est tridimensionnel.

En appliquant la divergence aux champs de vitesse moyenne, on trouve un écoulement quasiment bidimensionnel dans le plan médian de la cavité comme l'atteste la figure 4.3-13

où $\frac{\partial\bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial\bar{w}}{\partial z} \approx 0 \Leftrightarrow \frac{\partial\bar{u}}{\partial x} = 0$

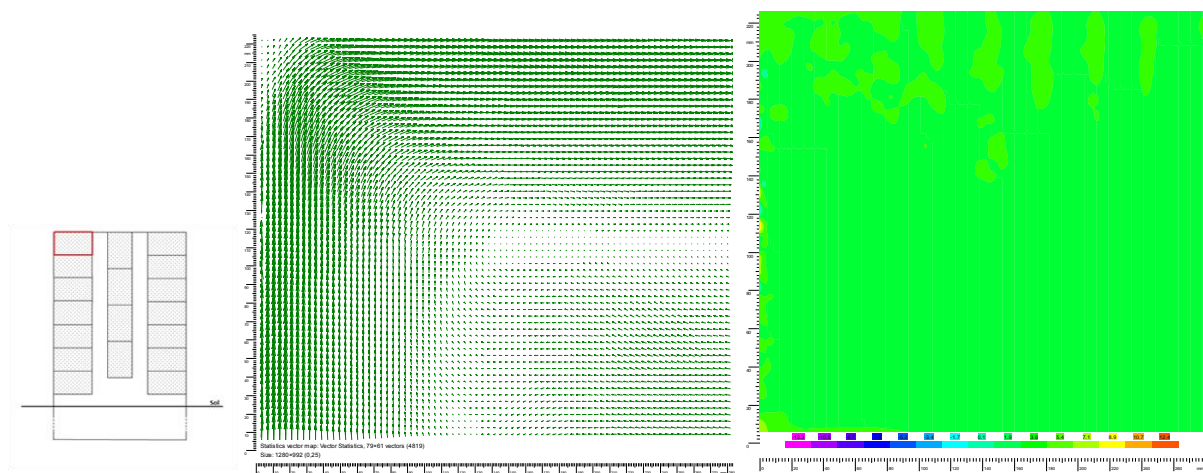


Figure 4.3-13 Champ de vitesse moyenne (à gauche) et sa divergence (à droite) le long de la paroi chaude ($0,950 \leq Z \leq 0,995$ et $0 \leq Y \leq 0,07$) pour un écart de température de 20°C soit $\text{Ra} = 1,2 \times 10^{11}$.

3.4. Détection des structures cohérentes

L'un des avantages de la PIV, c'est de permettre une visualisation quasi instantanée de l'écoulement à travers un champ assez large. Ceci offre donc la possibilité de voir se former et évoluer des structures cohérentes dues à la turbulence de l'écoulement. Après traitement des images et validation des vecteurs par le logiciel Flowmanager (Dantec 2000), plusieurs méthodes peuvent être retenues pour mettre en évidence les tourbillons dans les champs de

vecteur vitesse instantanée. Le logiciel Flowmanager (Dantec 2000) propose un calcul de la vorticité instantanée. Cependant, ce critère présente l'inconvénient majeur de ne pas faire la distinction entre tourbillon et cisaillement [Skurtys 2004]. Ainsi, pour mettre en évidence les tourbillons, nous avons retenu deux méthodes : les critères Q et λ_2 .

- *Critère Q* : proposé par Hunt et al [1988], il définit les tourbillons comme étant la région où l'écoulement est dominé par le tenseur de rotation. Par conséquent, les structures tourbillonnaires sont identifiées par une représentation des iso-valeurs de Q positives alors que leurs centres sont identifiés par les valeurs maximales de Q.

Il est défini par l'équation suivante :

$$Q = \frac{1}{2} (\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) \quad (4-6)$$

où Ω est la partie antisymétrique (rotation) du tenseur de gradient de vitesse et S la partie symétrique du tenseur de gradient de vitesse (caractérisant le cisaillement).

- *Critère λ_2* : proposé par Jeong et Hussain [1995], il consiste à chercher les valeurs propres du tenseur symétrique $S^2 + \Omega^2$ où S et Ω représentent les mêmes tenseurs que pour le critère Q. Les zones à valeurs propres négatives correspondent à des régions à pression minimale locale due au mouvement tourbillonnaire. Le centre de tourbillon est identifié par l'extremum de la fonction λ_2 . Pour un écoulement incompressible et 2D, $Q = -\lambda_2$.

Ces deux critères n'étant pas disponibles dans le logiciel de traitement, il a fallu écrire un programme (Annexe A) pour effectuer les calculs. Nous allons donc détailler le calcul permettant d'obtenir le critère Q sous une forme algébrique dans le cas d'un écoulement 2D :

Soit τ le tenseur de gradient de vitesse 2D :

$$\tau = \begin{pmatrix} \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{\partial w}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial z} & \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix} = S + \Omega \quad (4-7)$$

Or τ peut être écrit sous la forme $\tau = \frac{\tau^+ + \tau^-}{2} + \frac{\tau^+ - \tau^-}{2}$

Donc $S = \frac{\tau^+ + \tau^-}{2}$ et $\Omega = \frac{\tau^+ - \tau^-}{2}$

$$\text{On a donc } S = \begin{pmatrix} \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) & \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (4-8)$$

$$\text{Et } \Omega = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) & 0 \end{pmatrix} \quad (4-9)$$

$$\text{Or } Q = \frac{1}{2}(\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) \quad \text{avec } \|\Omega\|^2 = \text{tr}(\Omega \cdot {}^t\Omega)$$

$$\Omega \cdot {}^t\Omega = \begin{pmatrix} \left(\frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right)\right)^2 & 0 \\ 0 & \left(\frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right)\right)^2 \end{pmatrix}$$

$$\text{Donc } \|\Omega\|^2 = \frac{1}{4}\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 + \frac{1}{4}\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right)^2$$

$$S \cdot {}^tS = \begin{pmatrix} \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \frac{1}{4}\left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 & \frac{1}{2}\frac{\partial v}{\partial y}\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right) + \frac{1}{2}\frac{\partial w}{\partial z}\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right) \\ \frac{1}{2}\frac{\partial v}{\partial y}\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right) + \frac{1}{2}\frac{\partial w}{\partial z}\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right) & \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2 + \frac{1}{4}\left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 \end{pmatrix}$$

$$\text{donc } \|S\|^2 = \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2$$

$$\text{d'où } Q = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 - \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 - \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2\right)$$

$$Q = -\frac{1}{2}\left(\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2 + \frac{\partial v}{\partial z}\frac{\partial w}{\partial y}\right)$$

$$\text{ou encore } Q = -\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)\left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)$$

car l'équation de continuité en 2D nous donne :

$$\text{div}\vec{V} = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \Rightarrow \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial w}{\partial z} \quad (4-10)$$

C'est ce dernier résultat (4-10) que l'on va pouvoir utiliser dans notre calcul du critère Q. Ce calcul aurait pu être fait en 3D mais cela aurait été sans intérêt dans la mesure où les résultats de l'expérimentation sont 2D (on suppose donc $\frac{\partial u}{\partial x} = 0$).

Pour le critère λ_2 , on peut aussi démontrer que, en 2D [Jeong et Hussain 1995],

$$\lambda_2 = \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)\left(\frac{\partial w}{\partial y}\right) = -Q \quad (4-11)$$

Le programme permettant les calculs de Q et λ_2 est donné en annexe C.

Appliquons à présent ces critères à quelques champs de vitesses instantanées. On distingue bien sur le champ de vitesse de la figure 4.3-5, les structures tourbillonnaires dans la couche limite chaude qui sont mises en évidence par les critères λ_2 et Q représentés respectivement sur la figure 4.3-6. Nous représentons quelques séquences temporelles des champs de vecteur vitesse avec les critères λ_2 et Q qui leurs sont appliqués (figures 4.3-7 à 4.3-12).

Nous avons ainsi pu identifier dans les couches limites verticales et sur la partie extérieure de la couche limite chaude, des tourbillons de formes elliptiques (quelques fois circulaires) ayant un sens de rotation aléatoire (figure 4.3-5) : sens des aiguilles d'une montre ou bien sens contraire. On constate en bordure de la couche limite chaude que le mouvement tourbillonnaire provoque une éjection d'air chaud vers le cœur de la cavité. Cette quantité d'air est remplacé par de l'air moins chaud qui est alors entraîné par l'écoulement principal. De plus la présence de structures tourbillonnaires provoque une variation de l'épaisseur de la couche limite chaude.

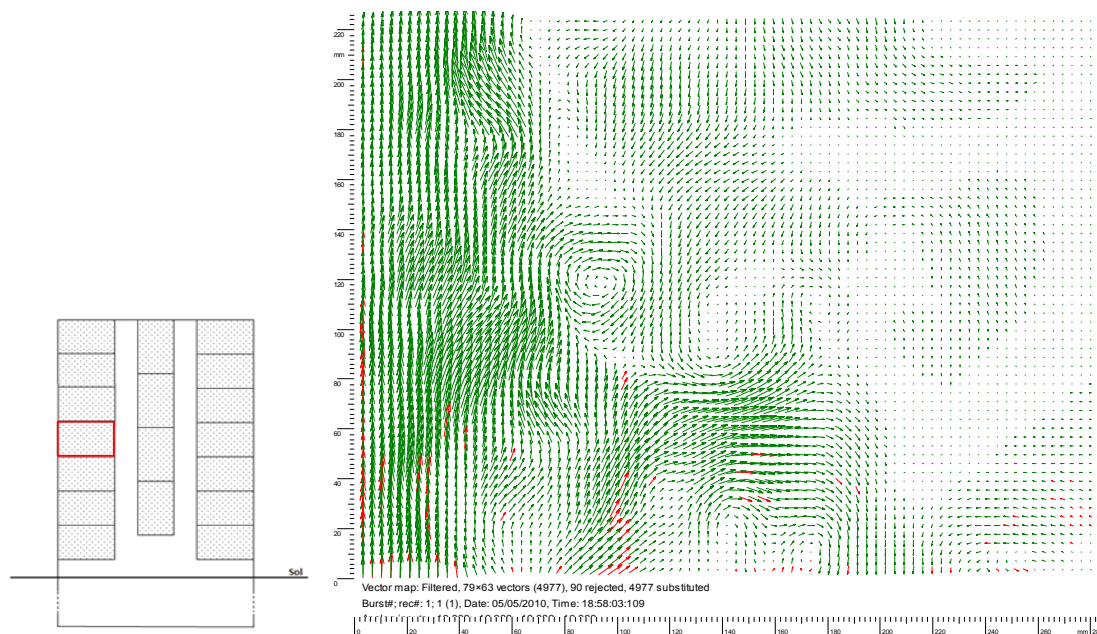


Figure 4.3-5 Champ de vitesse instantané le long de la paroi chaude ($0,790 \leq Z \leq 0,836$ et $0 \leq Y \leq 0,07$) pour un écart de température de 20°C soit $Ra = 1,2 \times 10^{11}$.

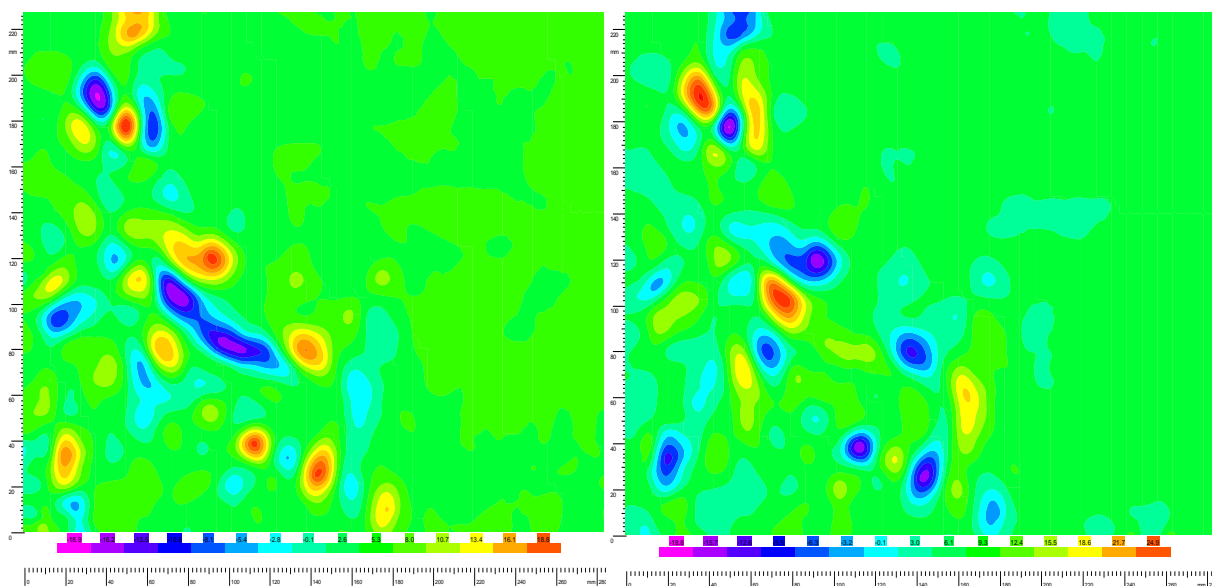


Figure 4.3-6 Détection des structures singulières avec les critères Q (à gauche) et λ_2 (à droite) ($0,790 \leq Z \leq 0,836$ et $0 \leq Y \leq 0,07$) pour $Ra = 1,2 \times 10^{11}$.

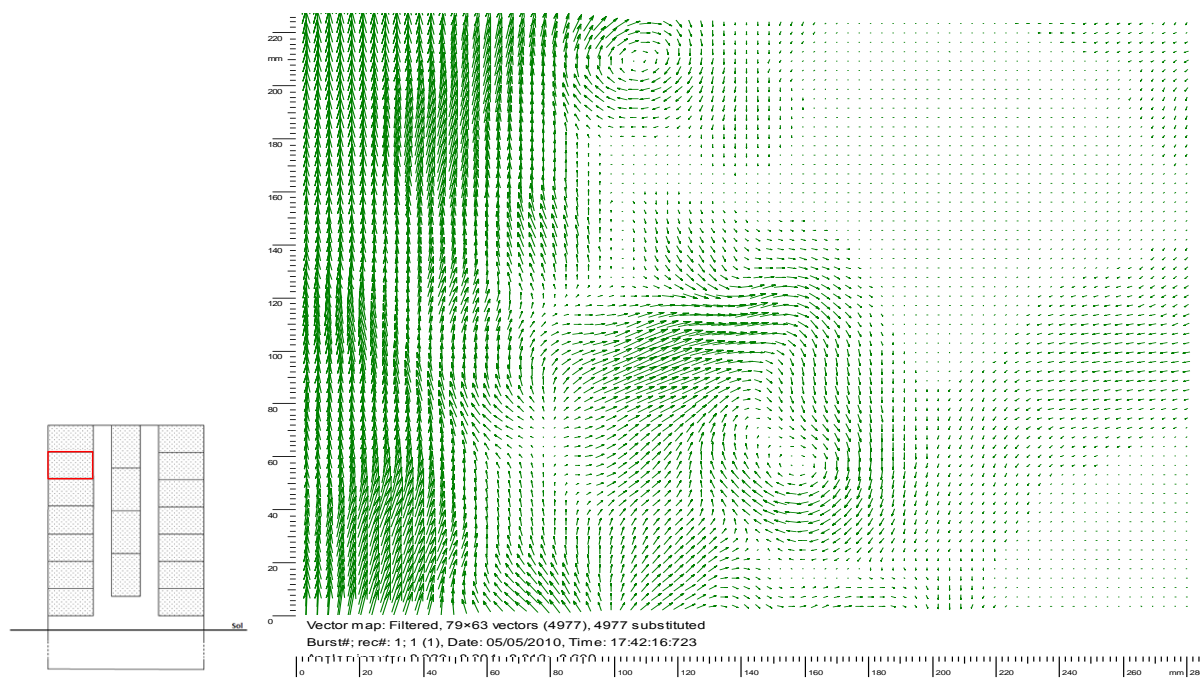


Figure 4.3-7 Champ de vitesse instantanée le long de la paroi chaude ($0,90 \leq Z \leq 0,945$ et $0 \leq Y \leq 0,07$) pour un écart de température de 20°C soit $Ra = 1,2 \times 10^{11}$.

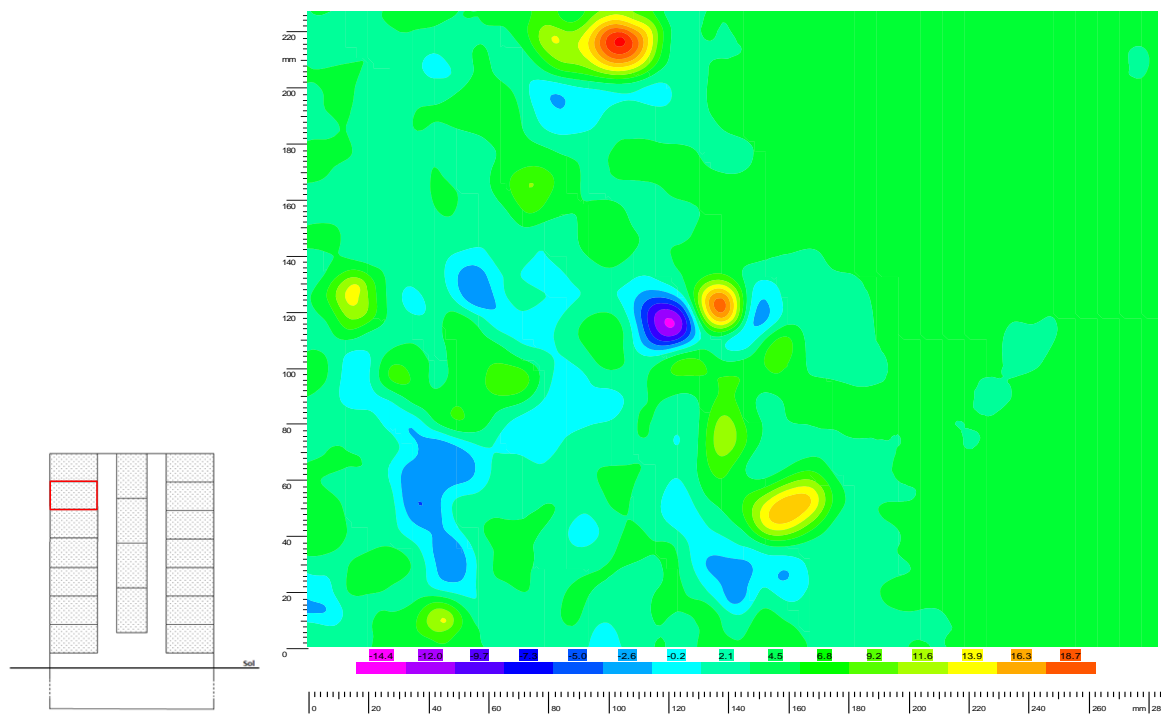


Figure 4.3-8 Détection des structures singulières avec le critère Q ($0,90 \leq Z \leq 0,945$ et $0 \leq Y \leq 0,07$) pour $Ra = 1,2 \times 10^{11}$.

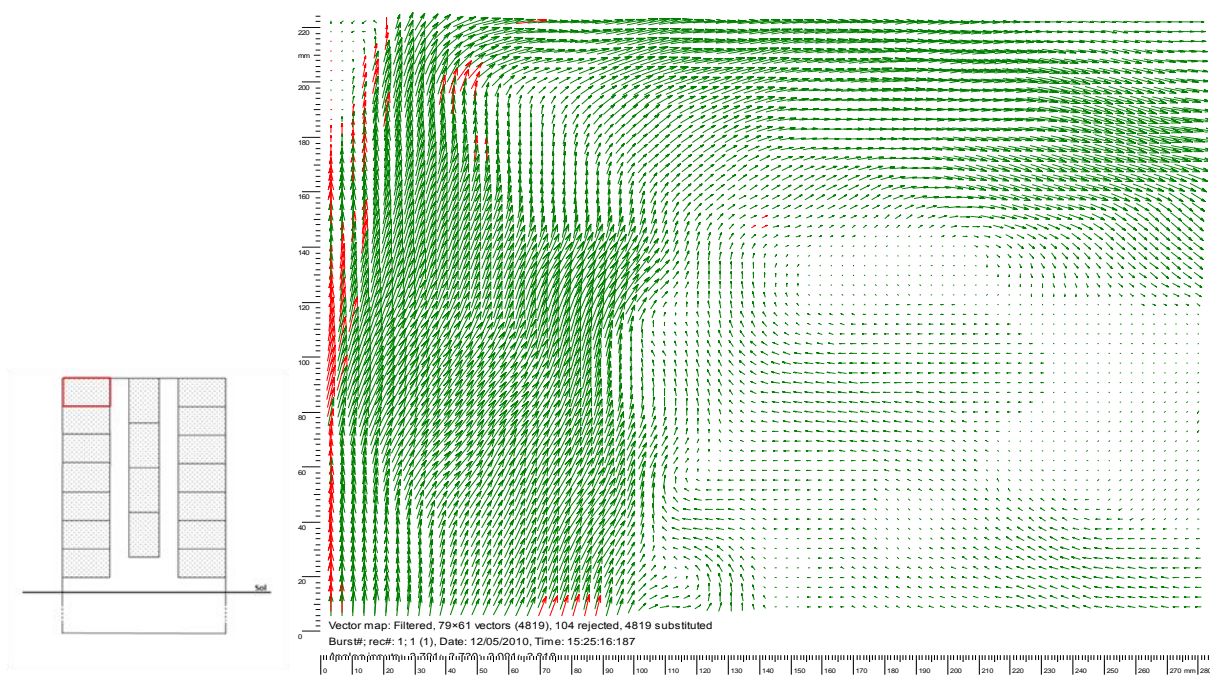


Figure 4.3-9 Champ de vitesse instantanée le long de la paroi chaude ($0,950 \leq Z \leq 0,995$ et $0 \leq Y \leq 0,07$) pour un écart de température de 20°C soit $Ra = 1,2 \times 10^{11}$.

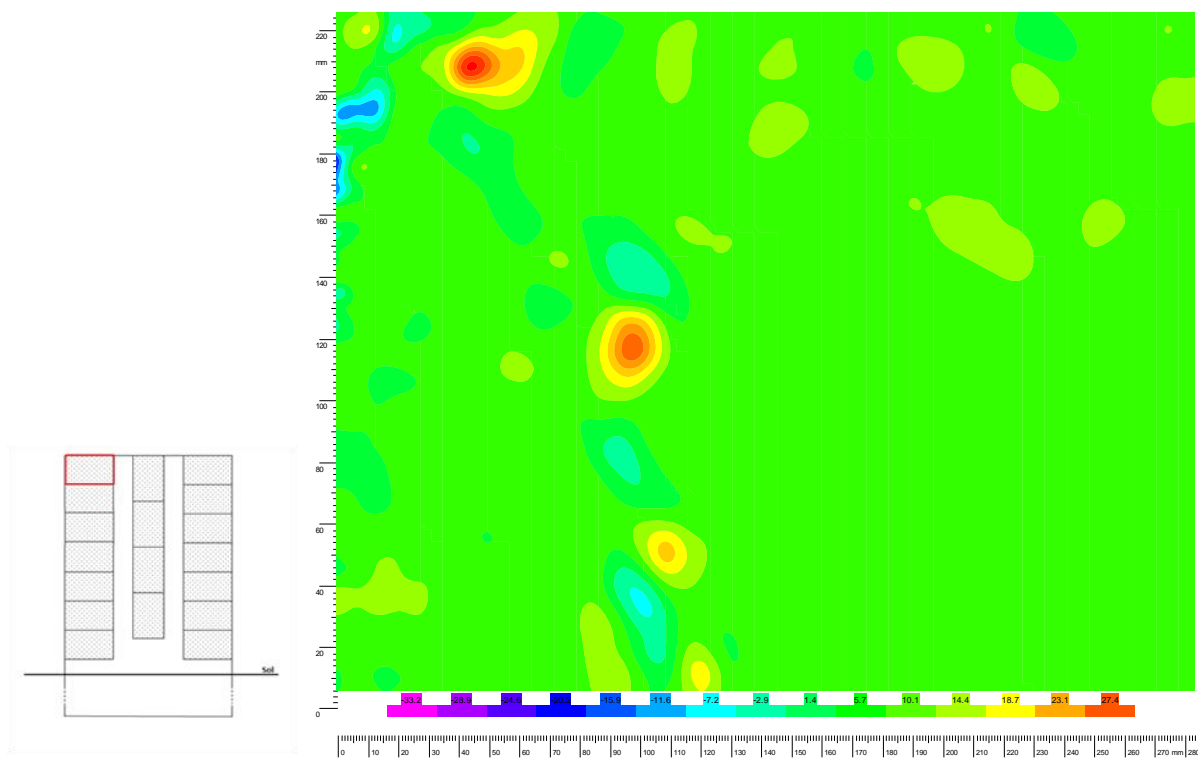


Figure 4.3-10 Détection des structures singulières avec le critère Q ($0,950 \leq Z \leq 0,995$ et $0 \leq Y \leq 0,07$) pour $Ra = 1,2 \times 10^{11}$.

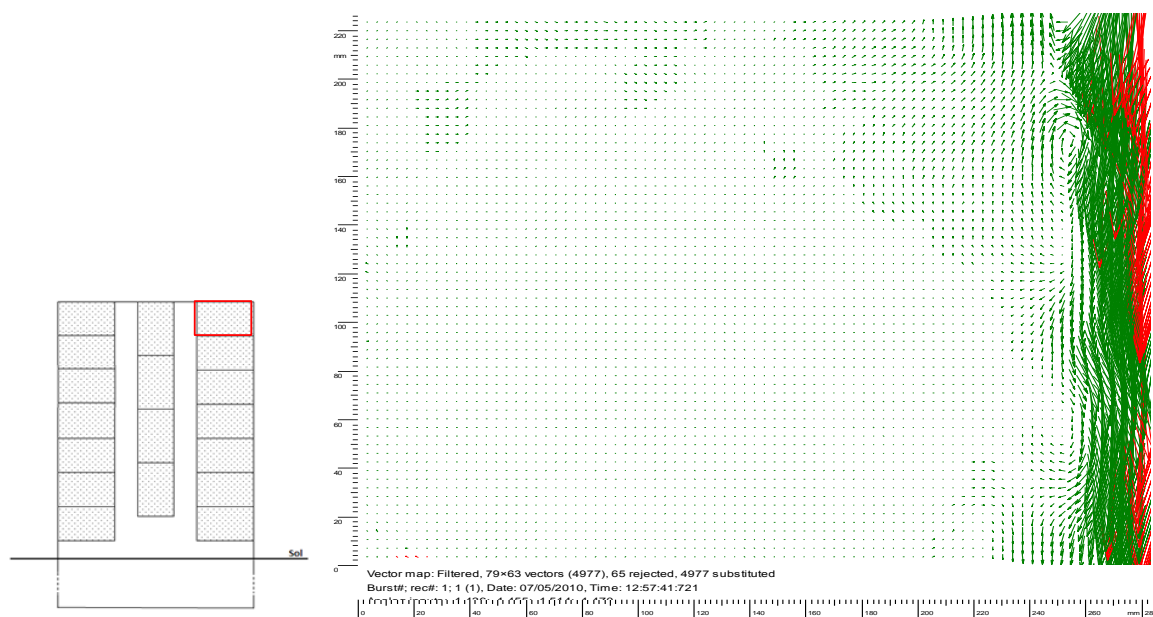


Figure 4.3-11 Champ de vitesse instantané le long de la paroi froide ($0,950 \leq Z \leq 0,995$ et $0,186 \leq Y \leq 0,260$) pour un écart de température de 20°C soit $Ra = 1,2 \times 10^{11}$.

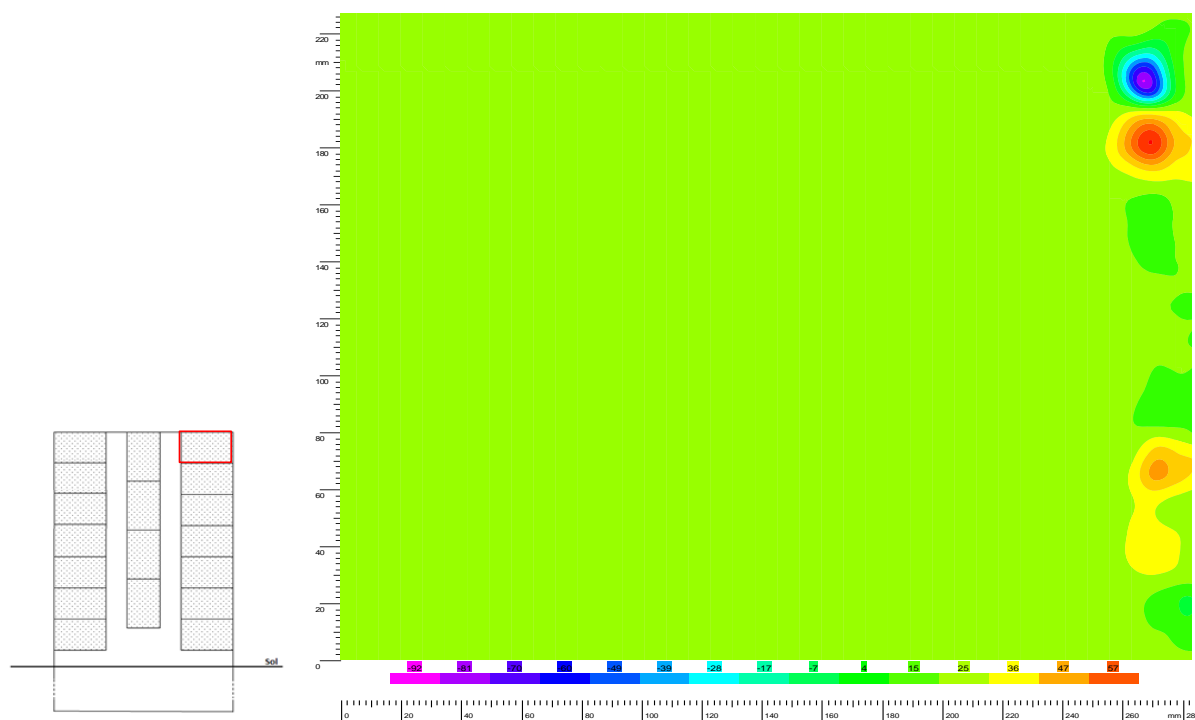


Figure 4.3-12 Détection des structures singulières avec le critère Q ($0,950 \leq Z \leq 0,995$ et $0,186 \leq Y \leq 0,260$) pour $Ra = 1,2 \times 10^{11}$.

Notons pour finir que ces mesures de grands champs ($20 \times 30 \text{ cm}^2$) et la fréquence d'acquisition de 4 Hz ne permettent malheureusement pas de faire d'analyse spatio-temporelle des structures cohérentes.

4. COMPARAISON DU CHAMP DYNAMIQUE POUR LES TROIS NOMBRES DE RAYLEIGH ETUDIES

Nous précisons d'emblée que les résultats relatifs aux nombres de Rayleigh $8,1 \times 10^{10}$ et $4,0 \times 10^{10}$ sont donnés en annexe B. Nous présentons dans cette partie juste quelques figures permettant de mener une étude comparative pour les trois nombres de Rayleigh.

4.1. Champs moyen et fluctuant

4.1.1. Circulation globale dans la cavité

Si l'on maintient entre les parois actives une température de 14 °C ($Ra_H=8,1 \times 10^{10}$) ou même de 7 °C ($Ra_H=4,0 \times 10^{10}$), les mêmes remarques que celles relatives à la configuration précédente peuvent être formulées, du moins qualitativement à savoir, la présence du jet pariétal au plafond et la formation d'un écoulement secondaire dans la partie haute, d'un écoulement « retour » en bordure de la couche limite chaude, des couches limites dynamiques en développement le long des parois actives (figure 4.4-1).

On peut toutefois relever que l'écoulement « retour » se limite à la cote $Z=0,88$ pour $\Delta T = 14\text{ °C}$ et à $Z=0,85$ pour $\Delta T = 7\text{ °C}$. D'autre part, on peut déjà apercevoir les centres des « rouleaux » sur le bord de la couche limite chaude dans le cas $\Delta T = 7\text{ °C}$, ce qui n'est pas surprenant. En effet pour la configuration $\Delta T = 7\text{ °C}$, la zone de transition ($Ra_H \in [9,2 \times 10^8 ; 4,0 \times 10^9]$ soit $Z \in [0,28 ; 0,46]$) se trouve plus haut que pour la configuration $\Delta T = 20\text{ °C}$ ($Z \in [0,20 ; 0,33]$) ; ce qui justifie bien que l'on commence à voir le centre des tourbillons qui se développent à la frontière extérieure de la couche limite sur la configuration $\Delta T = 7\text{ °C}$.

Il semble également se former une structure dans la configuration $\Delta T = 7\text{ °C}$ (en dessous de la zone de recirculation du côté froid) que nous avons tenté d'explorer en effectuant un zoom à cet endroit dans un plan différent du plan médian (un tiers avant). On retrouve à cet endroit de très faibles vitesses, preuve qu'il n'y a en réalité pas de mouvement (figure 4.4-2), donc les lignes de courant représentées à cet endroit n'ont que très peu de sens physique.

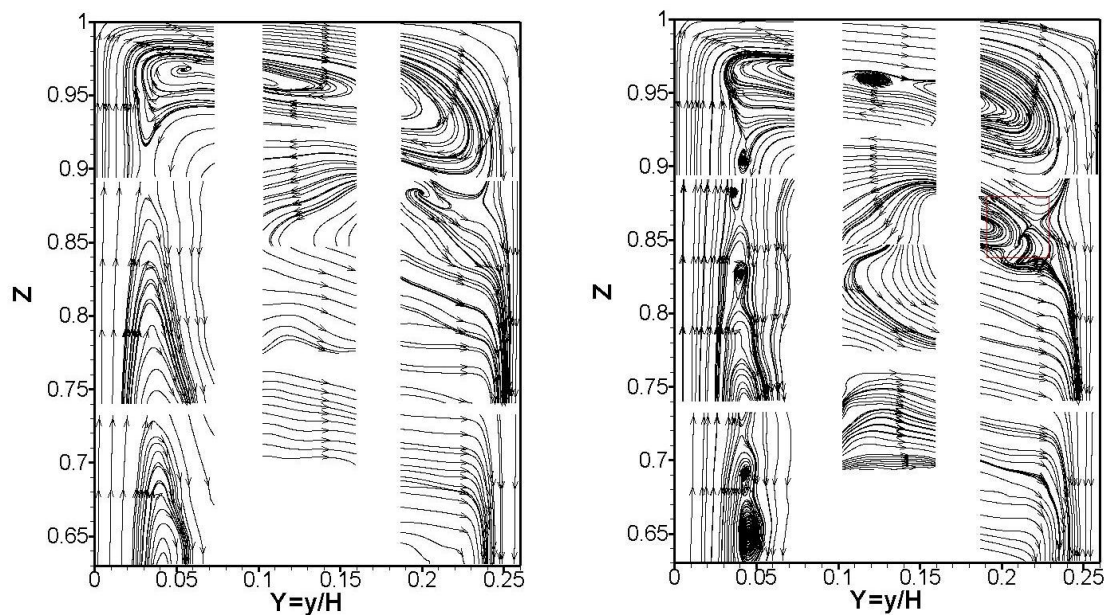


Figure 4.4-1 Lignes de courant dans la partie haute de la cavité pour $Ra_H = 8,1 \times 10^{10}$ (à gauche) et $Ra_H = 4,0 \times 10^{10}$ (à droite)

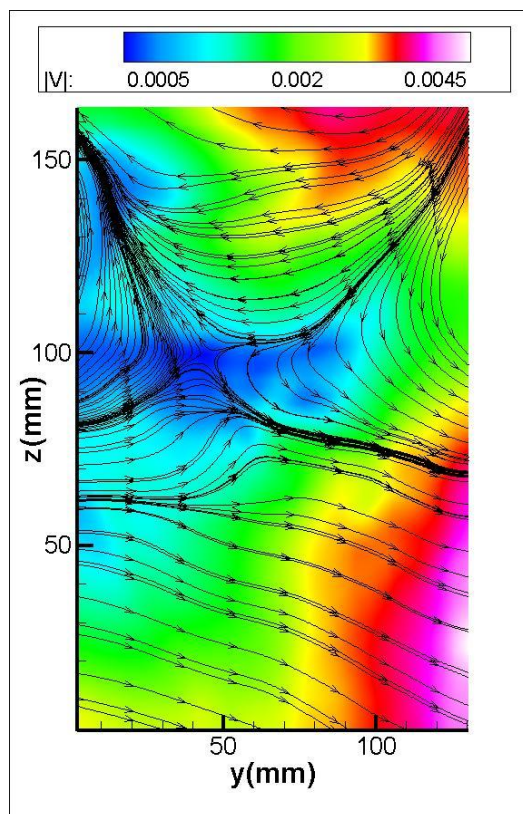


Figure 4.4-2 Zoom de la zone située en amont de la couche limite froide effectué dans le plan un tiers avant perpendiculaire aux parois actives à $\Delta T = 7^\circ C$ soit $Ra_H = 4,0 \times 10^{10}$.

4.1.2. Vitesses et fluctuations

Nous représentons (figure 4.4-3 et 4.4-4) l'évolution de la vitesse et la fluctuation maximales enregistrées dans la couche limite chaude en fonction du nombre de Rayleigh local pour les différentes configurations. Nous pouvons constater que, indépendamment de l'écart de température, la vitesse maximale, dans la région laminaire, croît avec la hauteur alors que dans la zone turbulente on note plutôt une décroissance de celle-ci quand on remonte le long de la paroi chaude (figure 4.4-3). La même tendance s'observe sur l'évolution des fluctuations maximales (figure 4.4-4).

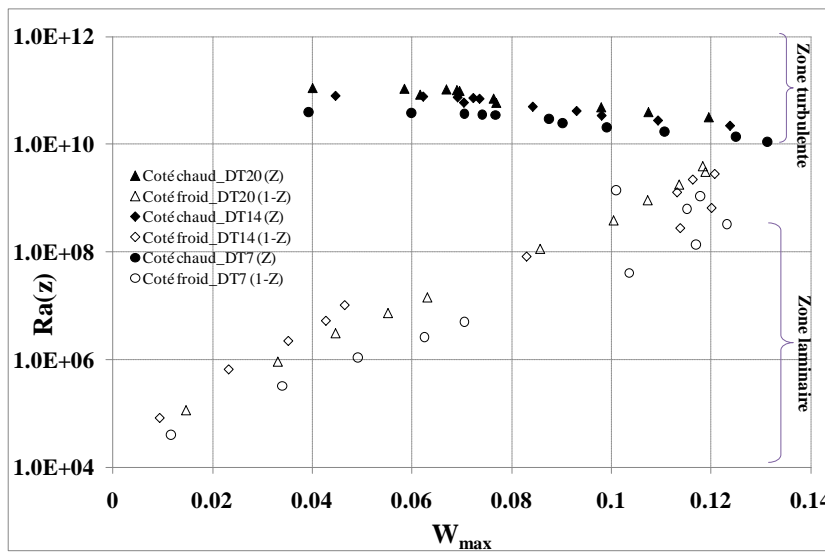


Figure 4.4-3 Evolution du maximum de la vitesse verticale moyenne dans la couche limite chaude en fonction du nombre de Rayleigh local pour les trois écarts de température étudiés.

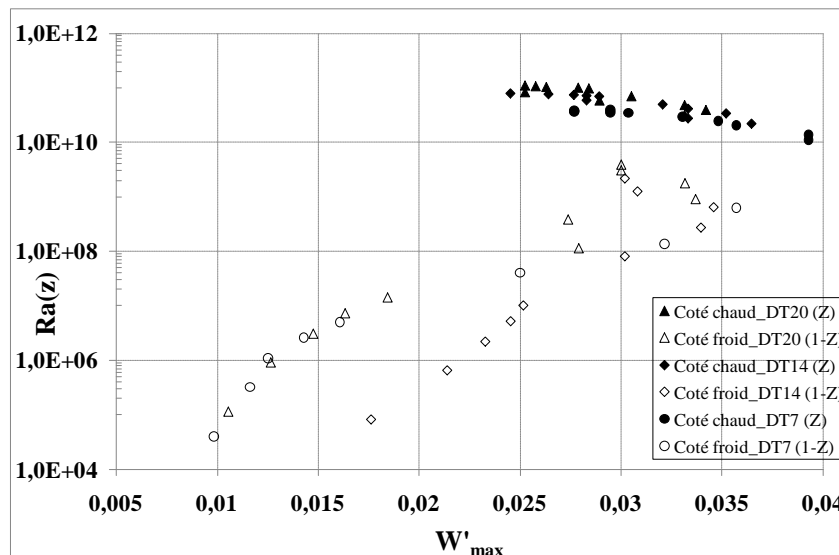


Figure 4.4-4 Evolution du maximum de l'écart type de la fluctuation de la vitesse verticale dans la couche limite chaude en fonction du nombre de Rayleigh local pour les trois écarts de température étudiés.

La figure 4.4-5 représente l'évolution de la composante horizontale de vitesse à mi largeur au niveau du plafond pour les trois écarts de température étudiés. L'examen de la figure 4.4-5 montre que la vitesse maximale du jet pariétal au voisinage du plafond à mi largeur est pratiquement la même quelles que soient les trois configurations (l'écart relatif est inférieur à 6% environ entre les cas $\Delta T = 7^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 20^\circ\text{C}$).

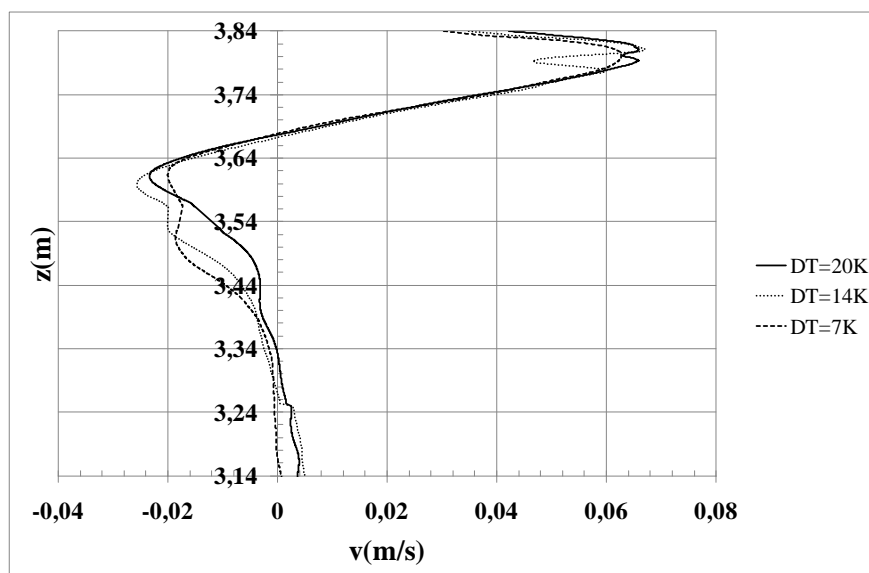


Figure 4.4-5 Profils de composante horizontale de vitesse au niveau du plafond à mi-largeur pour les trois écarts de température étudiés.

Nous avons reporté les différentes grandeurs caractéristiques obtenues pour chaque écart de température dans le tableau 4.4-1. On peut dire que la vitesse maximale obtenue dans la cavité ne dépasse pas 14% de la vitesse de convection naturelle (V_{ref}), quel que soit l'écart de température imposé entre les parois actives. Nous constatons que le débit circulant dans la partie haute diminue avec l'écart de température tandis que le débit redescendant croit légèrement lorsque l'écart de température diminue.

Ra_H	Z	w_{max} (m/s)	$W_{max} = w_{max} / V_{ref}$	Q_{cir} ($g \cdot s^{-1} \cdot m^{-1}$)	Q_{rec} ($g \cdot s^{-1} \cdot m^{-1}$)
$1,2 \times 10^{11}$	0,65	0,23	0,121	19,1	-3,7
$8,1 \times 10^{10}$	0,65	0,20	0,126	15,7	-5,1
$4,0 \times 10^{10}$	0,65	0,15	0,134	13,3	-5,2

Tableau 4.4-1 Vitesse maximale dans la cavité en fonction des différents nombre de Rayleigh.

L'évolution de l'épaisseur de couche limite dynamique dans la zone turbulente pour les deux écarts de température (7°C et 14°C) confirme bien la tendance observée pour un nombre de Rayleigh de $1,2 \times 10^{11}$ ($\Delta T = 20^\circ\text{C}$) comme le montre la figure 4.4-6. On note d'ailleurs pour les trois écarts de température une évolution de l'épaisseur de couche limite en $Ra(z)^{-1/4}$.

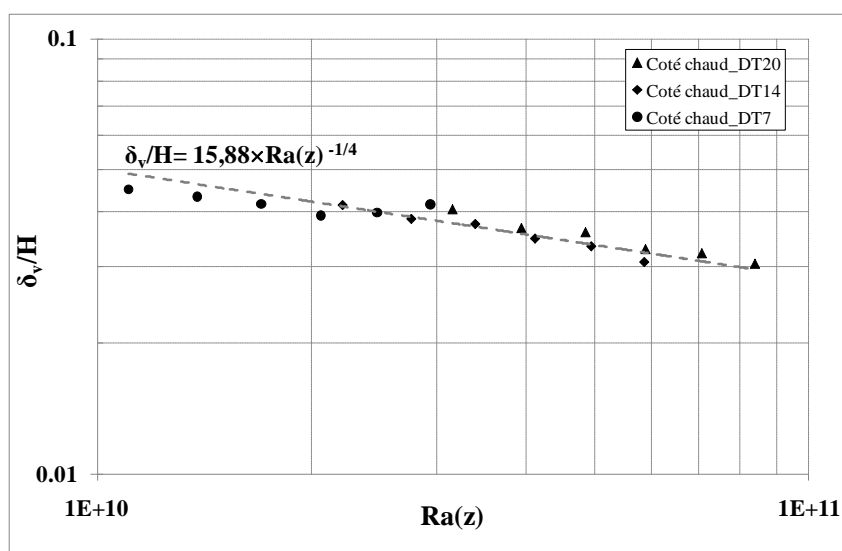


Figure 4.4-6 Evolution de l'épaisseur de la couche limite dynamique dans la zone turbulente en fonction du nombre de Rayleigh local pour les trois écarts de température.

4.1.3. Intensité de turbulence

La figure 4.4-7 met en évidence un régime d'écoulement pleinement turbulent dans la couche limite chaude au-delà de la cote $Z=0,65$ pour les trois écarts de température étudiés. On peut toutefois observer que la région comprise entre $Z=0,65$ et $Z=0,75$ est le lieu où l'intensité de turbulence est maximale indépendamment de l'écart de température.

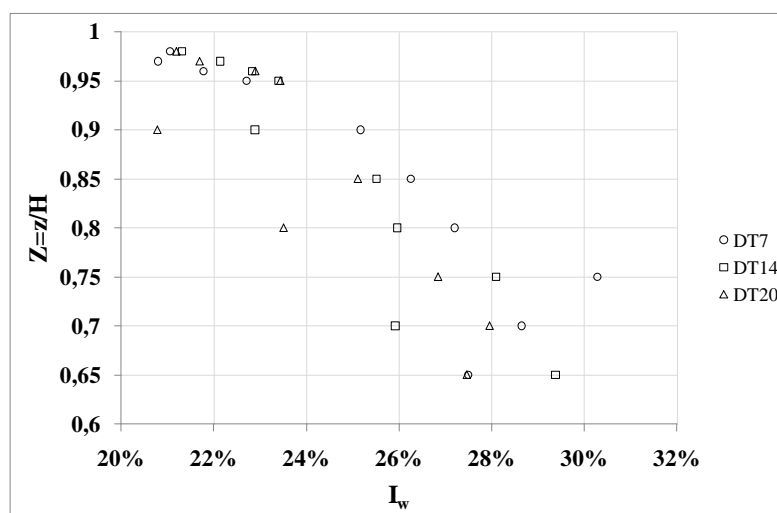


Figure 4.4-7 Intensité de turbulence (à $Y \approx 0,01$ soit de la paroi) dans la couche limite chaude pour les trois écarts de température.

4.2. Lois d'évolution de la vitesse maximale atteinte en convection naturelle dans une cavité différentiellement chauffée

Nous essayons d'établir une loi d'évolution de la vitesse maximale atteinte en convection naturelle dans une cavité différentiellement chauffée en fonction du nombre de Rayleigh.

Nous définissons pour cela un nombre de Reynolds basé sur la vitesse maximale et sur la hauteur de la cavité tel que :

$$Re_H = \frac{w_{MAX}H}{\nu} \quad (4.14)$$

Le tableau 4.4-2 nous permet de construire la courbe de la figure 4.4-9 ci-dessous qui met en évidence la loi d'évolution suivante :

$$\boxed{Re_H = \frac{w_{MAX}H}{\nu} = 0,29 \times Ra_H^{1/2}} \quad \text{pour } Ra_H \leq 3 \times 10^9 \quad (4.15)$$

$$\boxed{Re_H = \frac{w_{MAX}H}{\nu} = 11,1 \times Ra_H^{1/3}} \quad \text{pour } Ra_H > 3 \times 10^9 \quad (4.16)$$

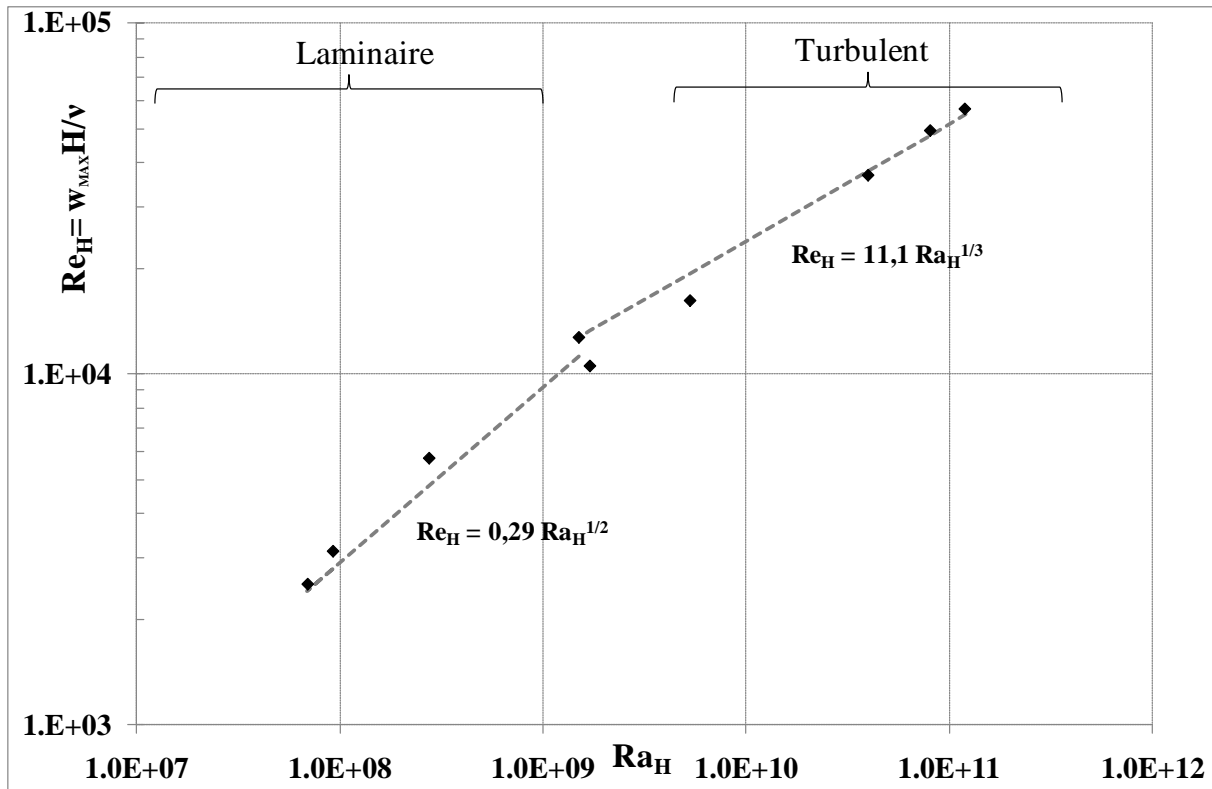


Figure 4.4-9 Evolution du nombre de Reynolds basé sur la vitesse maximale en fonction du nombre de Rayleigh.

Etude	Ra _H	A _v	H [m]	Z=z/H	w _{max} (m/s)	Re _H
Présente étude	1,2×10 ¹¹	3,84	3,84	0,65	0,227	56787
	8,1×10 ¹⁰	3,84	3,84	0,65	0,197	49282
	4,0×10 ¹⁰	3,84	3,84	0,65	0,147	36774
Mergui [1993]	5,3×10 ⁹	0,9	0,94	0,75	0,264	16167
	1,69×10 ⁹	0,9	0,94	0,75	0,172	10533
Salat [2004]	1,48×10 ⁹	1	1	0,70	0,195	12704
Skurtys [2004]	2,74×10 ⁸	4	0,48	0,50	0,184	5754
	9,20×10 ⁷	4	0,48	0,50	0,1	3127
Ndame [1992]	6,90×10 ⁷	4	0,36	0,50	0,11	2580

Tableau 4.4-2 Vitesses maximales mesurées dans différentes cavités différentiellement chauffées.

De l'équation (4.16), on déduit que pour $Ra_H > 3 \times 10^9$:

$$w_{MAX}H \propto Ra_H^{1/3} \quad (4.17)$$

Soit :

$$w_{MAX}H \propto \Delta T^{1/3}H \quad (4.18)$$

Par conséquent :

$$w_{MAX} \propto \Delta T^{1/3} \quad (4.19)$$

Ce qui veut dire que la vitesse maximale atteinte en convection naturelle en cavité différentiellement chauffée est indépendante de la hauteur et ne dépend que de l'écart de température imposé entre les parois actives dès que le nombre de Rayleigh est supérieur à 3×10^9 .

5. CONCLUSION PARTIELLE

Dans ce chapitre, l'étude du champ dynamique à travers des mesures de vitesse par PIV a été entreprise pour trois nombres de Rayleigh $4,0 \times 10^{10}$, $8,1 \times 10^{10}$ et $1,2 \times 10^{11}$. Ces mesures ont révélé de manière précise la dynamique de l'écoulement dans la partie haute de la cavité.

D'une manière générale le cheminement du fluide dans la cavité pour les trois configurations étudiées est similaire. Cet écoulement est caractérisé globalement par :

- la présence d'une couche limite ascendante le long de la paroi chaude et d'une couche limite descendante le long de la paroi froide reliée entre elles par un jet pariétal au plafond et au plancher,
- la présence au plafond, d'une recirculation dans une zone de circulation secondaire, à contre courant de la zone de circulation principale qui la jouxte et qui s'étend sur toute la largeur de l'enceinte,
- la présence d'un écoulement secondaire descendant à la frontière de la couche limite chaude, alimentant la couche limite froide en partie haute de la cavité et la couche limite chaude en dessous.

Des cartographies de vitesse, fluctuation de vitesse et d'énergie cinétique turbulente dans l'enceinte ont été établies. On a observé une évolution de la couche limite dynamique peu ordinaire dans la zone turbulente. Celle-ci s'amincit au fur et à mesure que l'altitude croît et ce, à partir d'un nombre de Rayleigh local sensiblement égal à 3×10^{10} ($Z \approx 0,63$). La diminution de la vitesse et du débit montant avec l'altitude (preuve de l'éjection du fluide vers le cœur), justifie cette décroissance de la couche limite dynamique dans la zone turbulente. Nous avons par ailleurs observé une couche limite assez déstabilisée dans le cas $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$ à la suite d'instabilités provoquées par l'apparition de grosses structures tourbillonnaires dans la couche limite. Nous avons calculé le débit recirculant en bordure de couche limite chaude et on a constaté une tendance à la diminution au fur et à mesure que le fluide remonte vers le plafond montrant que cet écoulement est alimenté par la partie extérieure de la couche limite chaude. On retrouve, une couche limite dynamique relativement épaisse (environ 14 cm). De plus, l'étendue de la zone de recirculation en bordure de couche limite chaude est estimée à 13 cm, soit sensiblement aussi épaisse que la couche limite dynamique.

Nos investigations ont mis en évidence le caractère pleinement turbulent de l'écoulement dans la cavité avec un taux de turbulence avoisinant 30% et ce, pour les trois configurations examinées. De plus, on a observé que la « turbulence » se rapproche de la paroi quand l'altitude augmente. La PIV offre l'avantage qu'elle permet l'accès à des champs de vitesse instantanée ; ainsi nous avons pu détecter et suivre le développement des structures cohérentes dans la cavité à l'aide des critères Q et λ_2 . La bidimensionnalité de l'écoulement moyen a également été démontrée.

CHAPITRE V CARACTERISATION THERMIQUE DES ECOULEMENTS DE CONVECTION NATURELLE A HAUTS NOMBRES DE RAYLEIGH

1. Etude de la stratification thermique
 - 1.1. Stratification thermique avec rayonnement des parois passives important
 - 1.2. Stratification thermique dans la cavité avec rayonnement des parois passives faible
 - 1.3. Influence du rayonnement des parois passives sur la stratification thermique
 - 1.4. Première confrontation avec la simulation numérique
 - 1.5. Profils de température moyenne dans le plan médian entre les parois verticales actives et à mi-profondeur
 - 1.6. Fluctuations RMS de température
 - 1.7. Moments d'ordre 3 et 4
 - 1.8. Analyse en fréquence
 - 1.8.1. Analyse spectrale dans le cœur
 - 1.8.1.1. Généralités sur l'existence des ondes de gravité
 - 1.8.1.2. Spectre dans le cœur
 - 1.8.2. Spectre dans les couches limites
 - 1.8.2.1. Dans la couche limite chaude
 - 1.8.2.2. Dans la couche limite froide
 - 1.9. Transferts de chaleur le long des parois actives
2. Comparaison du champ thermique pour les trois écarts de température étudiés
 - 2.1. Epaisseur de la couche limite thermique
 - 2.2. Position du maximum de fluctuation RMS de température
 - 2.3. Flux de chaleur
 - 2.4. Densité spectrale de puissance
 - 2.5. Lois d'évolution du transfert de chaleur en convection naturelle en cavité différentiellement chauffée
3. Conclusion partielle

Ce chapitre est consacré à l'étude détaillée du champ thermique dans une cavité différentiellement chauffée d'environ 4 mètres de hauteur, pour des valeurs du nombre de Rayleigh de l'ordre de 10^{11} . Deux principales zones ont été scrutées : le cœur de la cavité et les couches limites en développement le long des parois actives et du plafond.

Nous présentons dans un premier temps les mesures de la stratification thermique effectuées dans la cavité. Ensuite, les profils de température à différentes altitudes sont commentés et les transferts de chaleur sont quantifiés. Une étude détaillée des fluctuations de température dans les couches limites est entreprise. Dans le but de déterminer les fréquences caractéristiques de ces régimes d'écoulement, une étude spectrale du champ thermique dans la cavité est abordée. Les moments d'ordre 3 et 4 sont également analysés.

Toutes ces études ont été menées pour de très grandes valeurs du nombre de Rayleigh et ont permis de dégager une corrélation du transfert de chaleur en régimes laminaire et pleinement turbulent sur une large plage de valeur du nombre de Rayleigh (10^7 - 10^{11}).

1. ETUDE DE LA STRATIFICATION THERMIQUE

Depuis quelques décennies le paramètre de stratification thermique constitue un point de divergence entre les expérimentateurs et les numériciens qui étudient la convection naturelle en espace confiné. Si expérimentalement, la valeur obtenue se situe autour de 0,5, les calculs qui traitent des configurations idéales (parois passives adiabatiques) prédisent une valeur proche de l'unité. La prise en compte du rayonnement de parois par certains auteurs [Salat et Penot 2003], [Wang et al. 2006] a modifié de façon notable la stratification thermique. Une étude expérimentale dont le but est de déterminer l'influence du rayonnement de parois sur la stratification thermique dans une cavité à haut nombre de Rayleigh a été menée dans un premier temps.

Des mesures de température sont ainsi faites à mi largeur, dans le plan médian et sur toute la hauteur de la cavité. Un profil vertical est établi pour plusieurs écarts de températures $\Delta T = T_c - T_f$ de 10 ; 15 ; 17,4 et 20 K, soient respectivement des valeurs du nombre de Rayleigh de $0,58 \times 10^{11}$; $0,86 \times 10^{11}$; $1,0 \times 10^{11}$ et $1,2 \times 10^{11}$.

Nous avons déterminé pour chaque cas étudié un paramètre de stratification adimensionnel S caractéristique des écoulements en espace confiné et nous avons mis en évidence l'influence du rayonnement de surface sur la stratification thermique.

$$S = \frac{H}{\Delta T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{x=0,43m ; y=0,50m} = \left(\frac{\partial \theta}{\partial Z} \right)_{X=0,11 ; Y=0,13} \quad (4.1)$$

1.1.Stratification thermique avec rayonnement des parois passives important ($\epsilon = 0,60 \pm 0,05$)

Des mesures de température sur toute la hauteur dans le plan médian et à mi largeur sont réalisées avec des faces intérieures latérales et horizontales constituées de polystyrène extrudé sans revêtement ($\epsilon = 0,60 \pm 0,05$). La figure 5.1-1 présente des profils verticaux de température au centre de la cavité pour plusieurs écarts de température, et donc pour différents nombres de Rayleigh. Cette évolution est d'ailleurs relativement linéaire au cœur de la cavité, et on retrouve la tendance centro-symétrique de ce type d'écoulement. Cette linéarité disparaît lorsque l'on s'approche du plafond ou du plancher. Ceci s'explique principalement par le jet pariétal et probablement en partie par un rayonnement de paroi non négligeable.

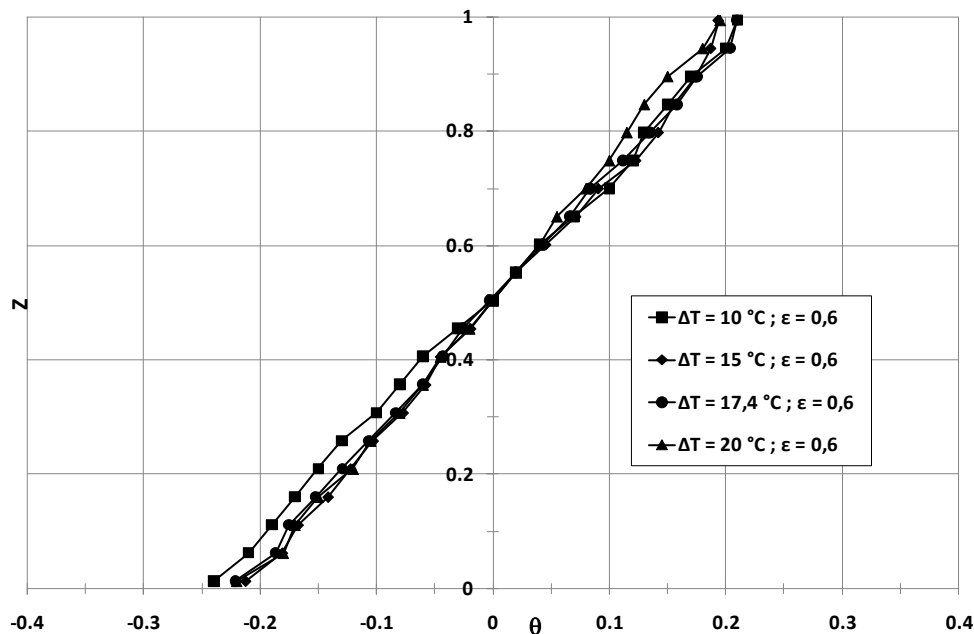


Figure 5.1-1 : Stratification thermique avec des parois d'émissivité importante pour différents ΔT

Le paramètre de stratification thermique S qui traduit l'évolution du gradient vertical sans dimension de température a été calculé pour chaque essai (cf éq. 4.1). En effet, le paramètre de stratification se détermine en calculant la pente de la courbe $\theta=f(Z)$ sur sa partie linéaire par la méthode des moindres carrés par exemple. L'évolution de ce paramètre, en fonction de l'écart de température entre les deux parois actives ou en fonction du nombre de Rayleigh, est reportée dans le tableau 5.1-1 ainsi que l'écart type σ_S sur cette valeur.

On constate que ce nombre reste quasiment constant quel que soit l'écart de température et est égal à une valeur de 0,45. L'étude statistique sur S montre que la dispersion sur ce paramètre ne dépasse pas 8 % avec peut être une tendance vers la diminution avec l'augmentation du nombre de Rayleigh.

$\Delta T [^{\circ}\text{C}]$	10,0	15,0	17,4	20,0
Ra_H	$5,8 \times 10^{10}$	$8,6 \times 10^{10}$	$1,0 \times 10^{11}$	$1,2 \times 10^{11}$
S	0,47	0,43	0,44	0,41
σS	0,03	0,03	0,03	0,03

Tableau 5.1-1 Evolution du paramètre de stratification en fonction du Rayleigh pour $\varepsilon = 0,6$.

1.2.Stratification thermique dans la cavité avec rayonnement des parois passives faible ($\varepsilon = 0,10 \pm 0,05$)

Les parois avant et arrière, le plancher et le plafond sont maintenant recouverts de film aluminisé de basse émissivité ($\varepsilon = 0,10 \pm 0,05$ et épaisseur du dépôt aluminisé 40 μm). Comme précédemment, des profils de température dans le plan médian vertical à mi-largeur ont été obtenus pour plusieurs écarts de température, et donc pour différents nombre de Rayleigh. Ils sont représentés sur la figure 5.1-2. On constate, sur cette figure, que comme dans la configuration précédente et quel que soit l'écart de température entre les parois actives, l'évolution de la température reste linéaire au cœur de la cavité. On note également la centro-symétrie des profils de température caractéristique de ce type de configuration. Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau 5.1-2 ci-dessous. L'étude d'incertitude montre que l'erreur commise sur ce paramètre ne dépasse pas 8 %. On peut donc conclure que le paramètre de stratification thermique est indépendant de l'écart de température, avec là encore peut être une légère tendance à la diminution de S quand le nombre de Rayleigh (Ra_H) augmente.

$\Delta T [^{\circ}\text{C}]$	10,0	15,0	17,4	20,0
Ra_H	$5,8 \times 10^{10}$	$8,6 \times 10^{10}$	$1,0 \times 10^{11}$	$1,2 \times 10^{11}$
S	0,59	0,57	0,57	0,54
σS	0,03	0,03	0,03	0,03

Tableau 5.1-2 Evolution du paramètre de stratification en fonction du Rayleigh pour $\varepsilon = 0,1$.

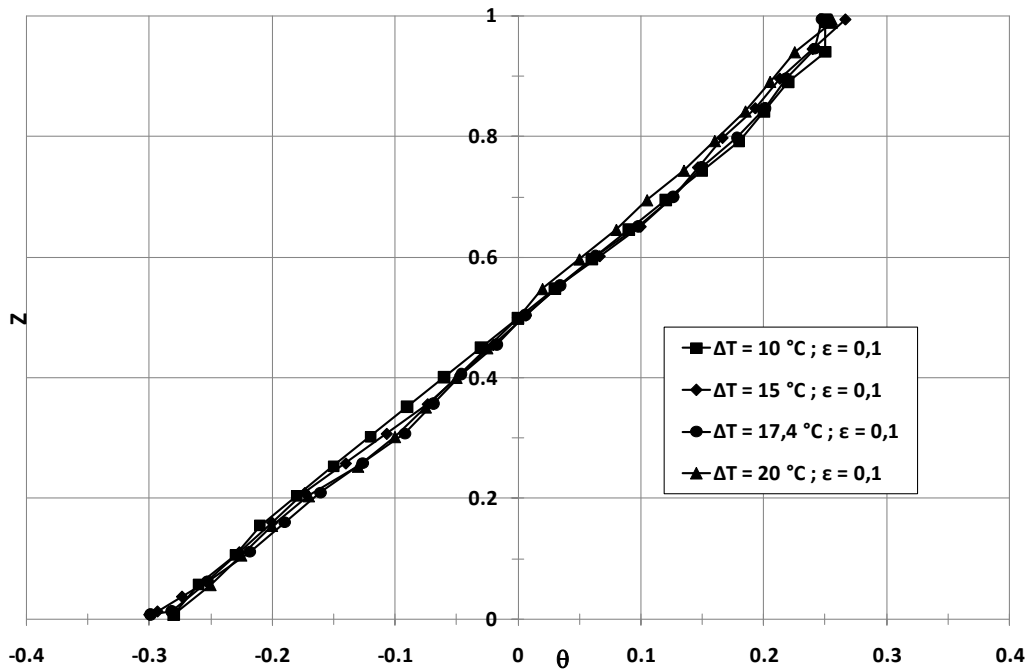


Figure 5.1-2 : Stratification thermique avec des parois de faible émissivité pour différents ΔT

1.3. Influence du rayonnement des parois passives sur la stratification thermique.

Afin d'étudier l'influence des parois « passives » sur la stratification thermique, les profils verticaux de température établis dans le cas où les parois passives ont une émissivité faible ($\epsilon = 0,10$) et dans le cas où elles ont une émissivité importante ($\epsilon = 0,60$) sont comparés un à un sur la figure 5.1-3. On peut remarquer que, dans tous les cas, l'augmentation de l'émissivité fait baisser le paramètre de stratification. Ceci peut en partie s'expliquer par les échanges radiatifs entre les parois haute et basse qui tendent à uniformiser les écarts de température entre ces deux parois, réduisant ainsi la stratification. Ceci est observé sur tous les essais réalisés. En prenant le cas $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$, le paramètre de stratification passe de 0,54 dans le cas où le rayonnement des parois passives est faible ($\epsilon = 0,10 \pm 0,05$) à 0,41 lorsque ce rayonnement devient plus important ($\epsilon = 0,60 \pm 0,05$) soit une diminution d'environ 24% (avec $A_V = 4$ et $A_H \approx 1$). Ce résultat est à rapprocher de celui obtenu par Salat et Penot [2003] qui présente une diminution de l'ordre de 34 % lorsque l'émissivité des parois avant et arrière passe de 0,10 à 0,95 ($0,72 \Rightarrow 0,54$) avec un rapport de forme horizontal proche du cas étudié ici ($A_V = 1$; $A_H = 0,32$ et $Ra_H = 1,5 \times 10^9$), mais à une valeur de Rayleigh plus faible.

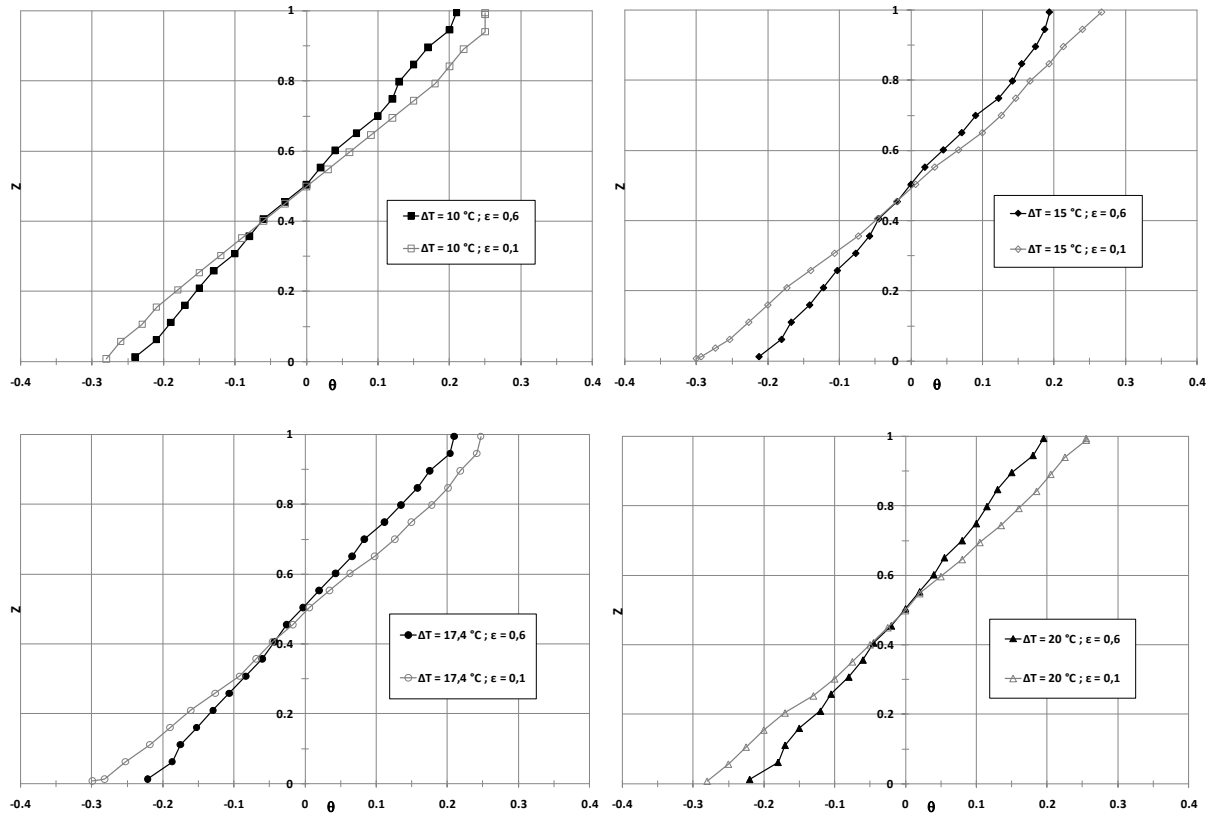


Figure 5.1-3 : Comparaison des stratifications thermiques avec des parois peu émissives ($\epsilon = 0,1$) et assez émissives ($\epsilon = 0,6$).

Le tableau 5.1-3 rassemble les résultats expérimentaux obtenus pour différentes configurations. Ce tableau confirme les observations précédentes, à savoir que pour une configuration géométrique donnée, la stratification diminue lorsque l'émissivité des parois passives augmente. On note également l'influence des rapports de forme. En effet, il apparaît que si le rapport de forme vertical A_v n'influence pas de manière significative le paramètre de stratification thermique, le rapport de forme horizontal A_h a quant à lui une influence notable sur la stratification en température. Ceci peut s'expliquer par un effet de confinement qui intensifie les échanges surfaciques des parois latérales (le facteur de forme augmente) [Saury et al 2011].

	Ra_H	A_v	A_h	ΔT	ε , parois avant et arrière	ε , plafond et plancher	S
Cas actuel (cavité de 3,84 m)	$5,80 \times 10^{10}$	3,84	0,86	10,0	0,10	0,10	0,59
	$8,60 \times 10^{10}$	3,84	0,86	15,0	0,10	0,10	0,57
	$1,00 \times 10^{11}$	3,84	0,86	17,4	0,10	0,10	0,56
	$1,20 \times 10^{11}$	3,84	0,86	20,0	0,10	0,10	0,54
	$5,80 \times 10^{10}$	3,84	0,86	10,0	0,60	0,60	0,47
	$8,60 \times 10^{10}$	3,84	0,86	15,0	0,60	0,60	0,44
	$1,00 \times 10^{11}$	3,84	0,86	17,4	0,60	0,60	0,44
S. Mergui [1993]	$1,69 \times 10^9$	0,9	0,29	20,0	0,97	0,10	0,37
	$5,30 \times 10^9$	0,9	0,29	62,0	0,97	0,10	0,60
J. Salat [2004]	$1,50 \times 10^9$	1	0,32	15,0	0,97	0,21	0,38
	$1,50 \times 10^9$	1	0,32	15,0	0,10	0,21	0,44
	$1,50 \times 10^9$	1	1,00	15,0	0,97	0,21	0,54
	$1,50 \times 10^9$	1	1,00	15,0	0,10	0,21	0,72
	$1,50 \times 10^9$	1	0,80	15,0	0,20	0,21	0,65
A. Ndamè [1992]	$1,01 \times 10^6$	4	1,33	14,2	0,97	0,04	0,71

Tableau 5.1-3 Récapitulatif de quelques configurations étudiées

1.4. Première confrontation avec la simulation numérique

Dans le cadre d'une communication privée sur le projet COCORACOPHA, Anne Sergent [2009] a réalisé les calculs en LES 3D sur la grande cavité étudiée dans ce mémoire, avec des parois (haute/basse, et avant/arrière) conductrices. Les distributions internes de température mesurées expérimentalement par Salat [2004] pour une autre cavité ont été introduites dans le code de calcul sous forme de conditions limites de type Dirichlet car dans le cas de la grande cavité, il n'a pas été possible pour l'instant de mesurer les températures pariétales. Les lois de distribution données ci-dessous ont été utilisées après une simple remise à l'échelle aux dimensions de la nouvelle cavité, sans aucune autre modification :

Parois haute et basse

$$\begin{cases} \theta_{\text{bottom}}(y, x) = (0,5 - y) + 0,994 \frac{y(y-1)(y-0,681)}{y(y-1) - 0,0406(y+0,5)} \quad \forall x \in [0; 0,86] \\ \theta_{\text{top}}(y, x) = -\theta_{\text{bottom}}(1-y, x) \quad \forall x \in [0; 0,86] \end{cases}$$

Parois avant et arrière

$$\begin{cases} \theta_1(y, x) = (0,5 - y) + \frac{y(y-1)(-8,512 + y(2,65 - 1,5z) + 15,70z - 7,539z^2)}{(y-1,01)(0,01+y)(0,85+0,5z)} ; z \geq 0,9 \\ \theta_2(y, x) = (0,5 - y) + \frac{0,7692y(y-1)(-0,8528 + 1,3y + 0,4057z)}{(y-1,01)(0,01+y)} ; 0,1 < z < 0,9 \\ \theta_3(y, z) = \theta_1(1-y, 1-z) ; \quad z \leq 0,1 \end{cases}$$

Cette configuration est très proche de l'étude présentée dans ce mémoire, correspondant à un ΔT de 20K ($Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$), une émissivité de 0,1 sur les parois horizontales, avant et arrière, de 0,15 sur les parois actives. La figure 5.1-4 montre un très bon accord entre les valeurs du paramètre de stratification thermique numérique et expérimentale, soit 0,54 pour le cas expérimental contre 0,52 pour l'approche numérique.

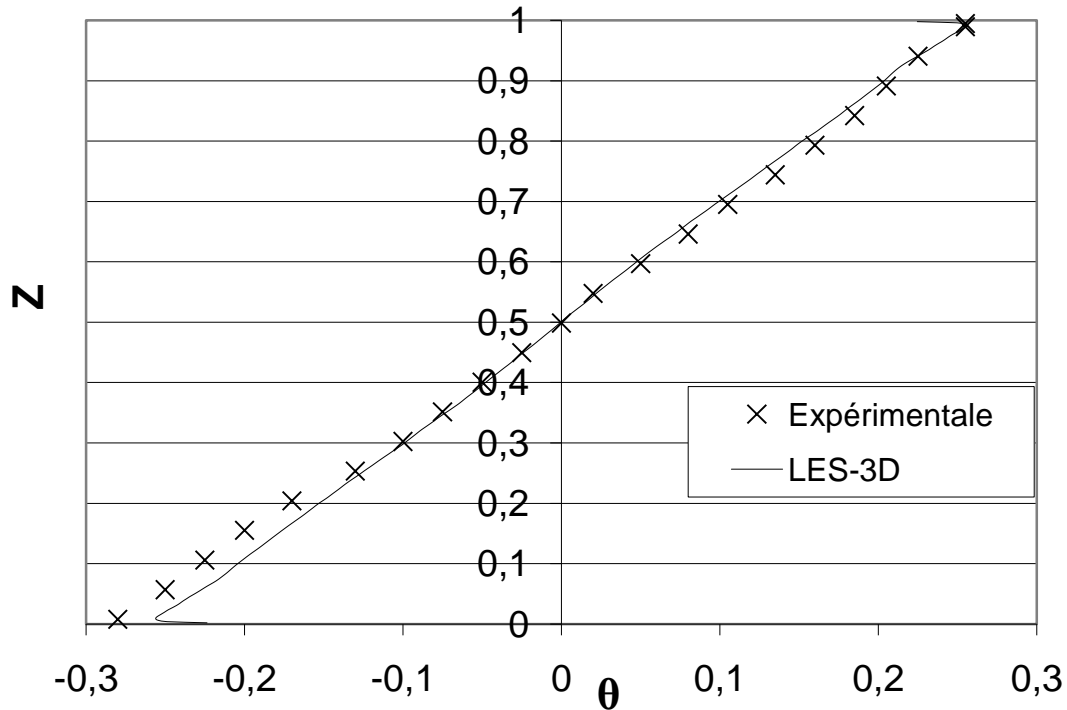


Figure 5.1-4 Comparaison de la stratification thermique pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$

2. ETUDE DU CHAMP DE TEMPERATURE POUR UN NOMBRE DE RAYLEIGH EGAL A $1,2 \times 10^{11}$

Nous précisons que toutes les mesures effectuées dans la suite de ce chapitre sont relatives à la configuration où les parois passives de la cavité ont une émissivité de $0,10 \pm 0,05$.

2.1. Profils de température moyenne dans le plan médian entre les parois verticales actives et à mi-profondeur

Des mesures de température ont été effectuées dans les couches limites ascendante et descendante à différentes altitudes (de $Z=0,30$ à $Z=0,95$). Les profils sont représentés sur la figure 5.2-1 pour ces différentes élévations.

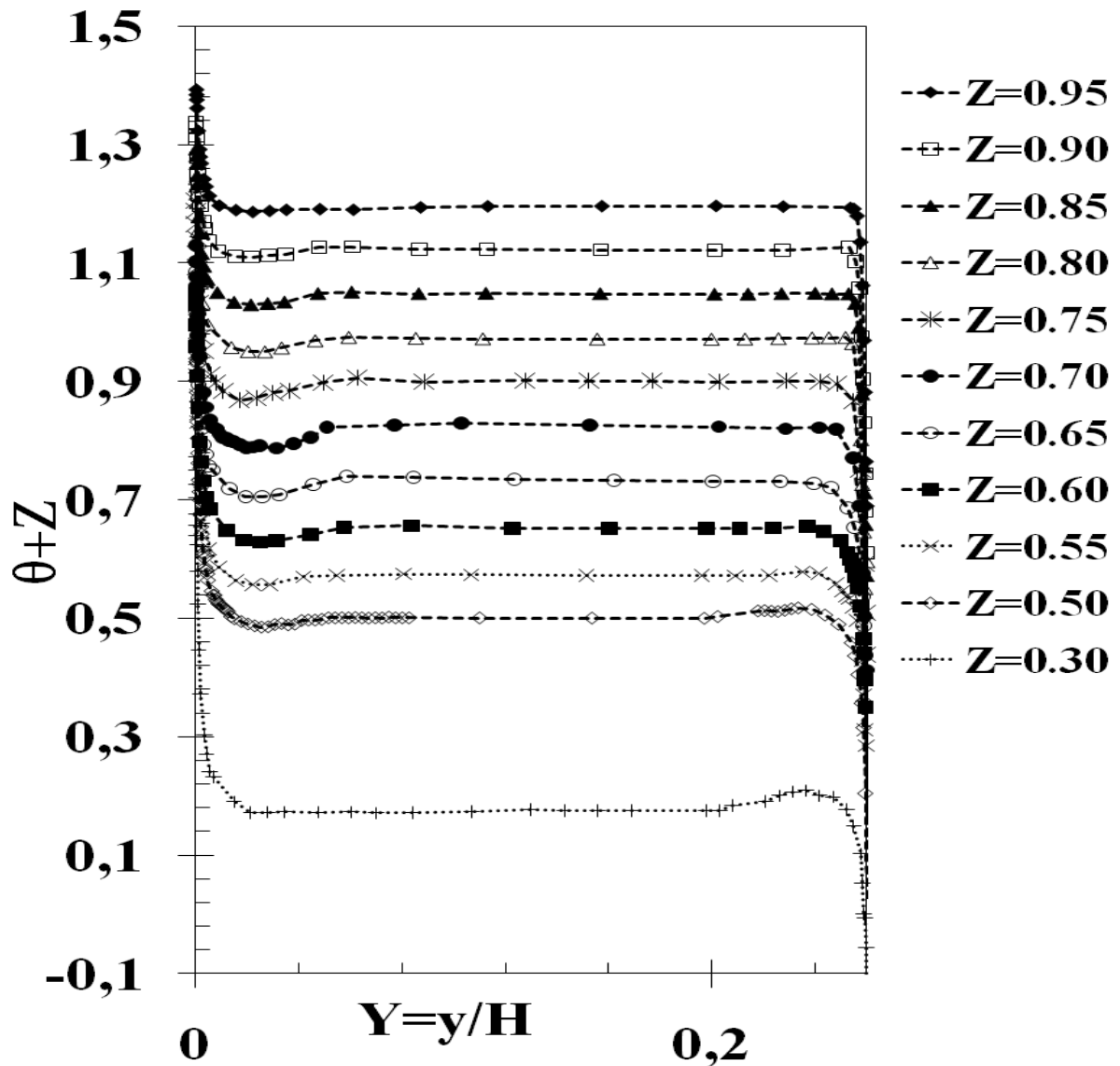


Figure 5.2-1 : Profils de température dans la cavité à différentes altitudes pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

La figure 5.2-1 révèle un état de stratification thermique pour le fluide au « repos » sur une hauteur comprise entre $Z=0,3$ et $Z=0,95$ (pour $0,09 < Y < 0,17$).

Dans la couche limite chaude on retrouve deux allures différentes du profil de température selon l'altitude considérée. Pour $Z=0,30$, on note une décroissance monotone de la température quand on s'éloigne de la paroi chaude alors que pour $0,30 \leq Z < 0,95$, la température atteint un minimum puis augmente pour atteindre la valeur de la température de cœur à cette altitude. Ceci est dû à l'entraînement par la couche limite chaude de l'air plus frais depuis les couches inférieures (environnement stratifié). Cet air plus frais, entraîné par effet visqueux, redescend ensuite pour rejoindre son isotherme (présence d'un écoulement descendant). Cette inversion des profils de température est caractéristique d'un écoulement en milieu stratifié, et est également observée par Tian et Karayiannis [2000a]. En effet, cette situation typique des écoulements de convection naturelle en milieu stratifié se produit

lorsque la quantité de chaleur reçue par le fluide à la frontière de la couche limite est insuffisante pour réchauffer rapidement le fluide à la température du cœur [Cheesewright 1967]. Ce comportement, est également observé sur les profils en bordure de la couche limite froide où pour $0,65 \leq Z < 0,95$, la température croît de façon monotone quand on s'éloigne de la paroi froide tandis que pour $0,30 \leq Z < 0,60$, la température atteint un maximum avant de diminuer pour retrouver la valeur de température de cœur à cette altitude. Ceci n'est pas surprenant, la centro-symétrie semble respectée comme l'atteste la figure 5.2-2.

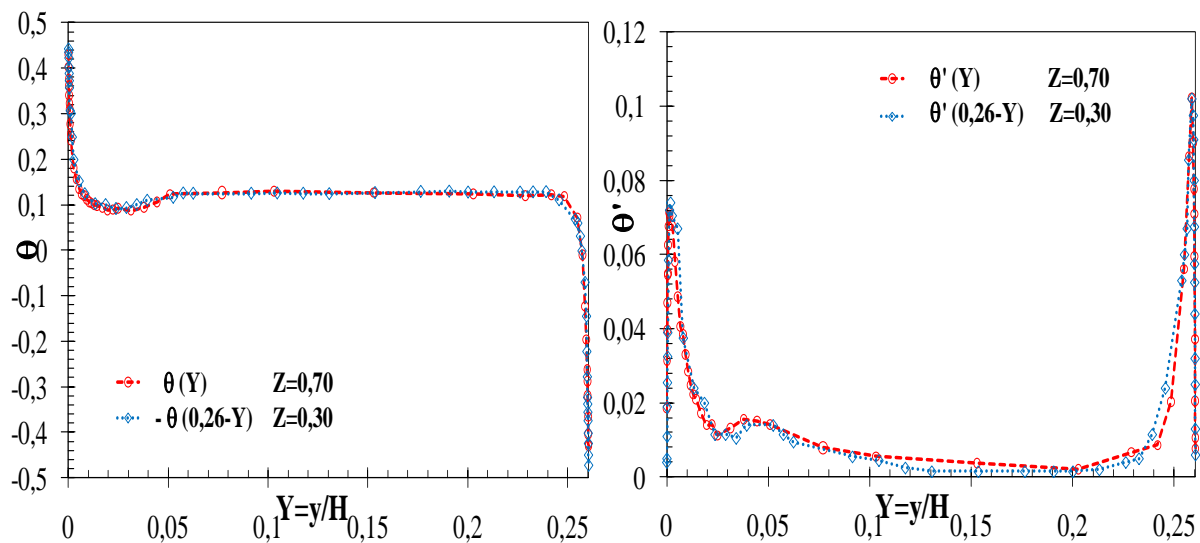


Figure 5.2-2 Mise en évidence de la centro-symétrie dans la cavité pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

La valeur de la température adimensionnée au centre de la cavité $(X, Y, Z) = (0,11; 0,13, 0,50)$ est de $\theta = 0,0005$ qui correspond à une différence de $0,01^\circ\text{C}$ entre la température du cœur et la température moyenne des parois actives à savoir $(T_c + T_f)/2$. Cette valeur de θ est très proche de la valeur 0 attendue pour les écoulements respectant la propriété de centro-symétrie. Il faut noter que la température des parois ($\theta(Y=0) = 0,5$ et $\theta(Y=0,26) = -0,5$) n'est jamais exactement retrouvée malgré toutes les précautions prises. Ceci peut être interprété à l'aide de quelques histogrammes (figure 5.2-3) du signal de température effectués à proximité des parois actives. En effet, la répartition des températures à proximité de la paroi n'est pas gaussienne et donc la valeur moyenne ne correspond donc pas à la valeur la plus souvent représentée dans le signal.

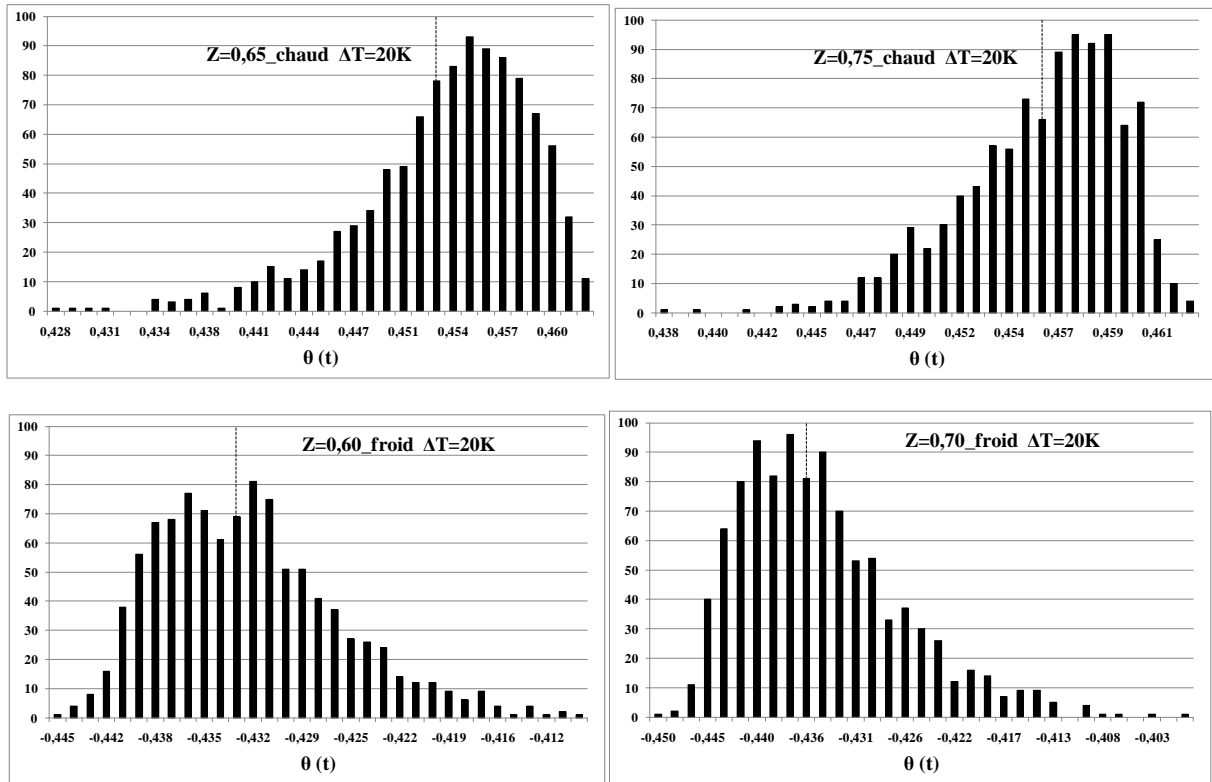


Figure 5.2-3 Histogramme de la répartition de $\theta(t)$ à proximité ($y=0,1$ mm ou $Y \approx 0.000026$) des parois chaude et froide

En définissant l'épaisseur de la couche limite thermique à une cote comme étant la distance à la paroi du lieu où le fluide atteint la température du cœur à cette altitude (figure 5.2-4), nous avons pu ainsi estimer l'épaisseur de la couche limite thermique δ_t à différentes altitudes. On a par exemple obtenu à mi-hauteur, $\delta_t \approx 58 \pm 2$ mm dans la couche limite chaude contre 60 ± 2 mm dans la couche limite froide. Le tableau 5.2-1 donne l'épaisseur de la couche limite thermique pour chaque position dans les deux couches limites verticales.

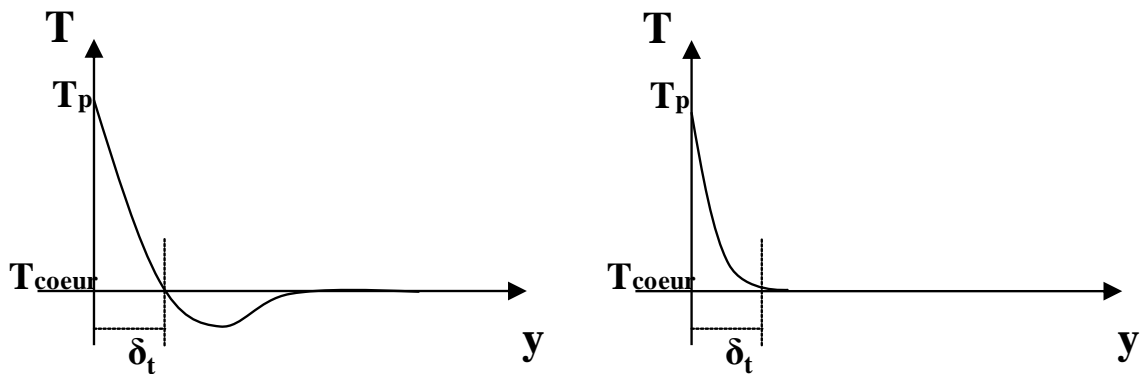


Figure 5.2-4 Définition de l'épaisseur de la couche limite thermique

Couche limite chaude		Couche limite froide	
Z=z/H	$\delta_t \pm 2(\text{mm})$	1-Z=1-z/H	$\delta_t \pm 2(\text{mm})$
0,30	57	0,70	35
0,40	64	0,55	60
0,50	58	0,50	63
0,55	50	0,45	65
0,60	46	0,40	60
0,65	40	0,35	56
0,70	38	0,30	47
0,75	31	0,25	45
0,80	32	0,20	32
0,85	36	0,15	29
0,90	33	0,10	27
0,95	36	0,05	21

Tableau 5.2-1 Evolution de l'épaisseur de la couche limite thermique en fonction de la hauteur.

A l'examen de la figure 5.2-5, on constate une évolution atypique des couches limites thermiques. En effet, dans la couche limite chaude, on a une évolution peu ordinaire de la couche limite qui s'épaissit au fur et à mesure que l'on remonte le long de la paroi jusqu'à $Z=0,40$ ($\sim Ra_z = 7,36 \times 10^9$, régime turbulent) puis celle-ci s'amincit considérablement au-delà de la mi-hauteur et tend vers une valeur constante ($\approx 3\text{cm}$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$). La couche limite thermique est réduite à près de 50% dans la moitié supérieure de la cavité particulièrement quand le nombre de Rayleigh local Ra_z atteint $4,85 \times 10^{10}$ ($\sim Z=0,75$). A partir de cette cote jusqu'à $Z=0,95$ (soit $Ra_z = 9,86 \times 10^{10}$), on peut relever une évolution quasi-constante de l'épaisseur de la couche limite observée sur la figure 5.2-5. Ce résultat n'était pas prévisible et pourrait être dû au passage des structures tourbillonnaires se développant en bordure de couche limite chaude, observées sur les champs de vitesse instantanée. Ces structures turbulentes grossissent quand la cote augmente et viennent empêcher le développement de la couche limite thermique. La même évolution semble se dégager dans la couche limite froide, confirmant encore une fois la probable centro-symétrie de l'écoulement.

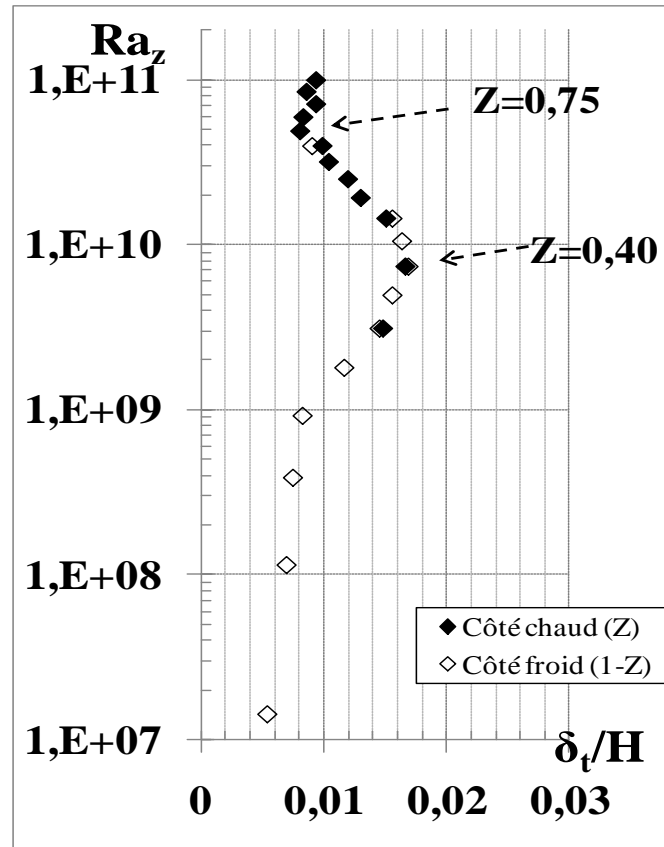


Figure 5.2-5 Evolution de l'épaisseur de la couche limite thermique en fonction du nombre de Rayleigh local.

2.2.Fluctuations de température RMS

L'évolution des fluctuations RMS de température θ' (ou θ_{RMS}) est présentée sur la figure 5.2-6 où on note une nouvelle fois que la centro-symétrie semble respectée. De plus on peut constater que d'une manière générale, les fluctuations de température augmentent avec la distance à la paroi et atteignent un maximum à environ 7 mm ($Y=0,0018$) de la paroi avant de décroître pour atteindre une valeur quasiment nulle en dehors de la couche limite quelle que soit la cote. Cette distance à la paroi correspond à la zone où la vitesse est maximale [Saury et al 2009c] comme on peut le voir sur la figure 5.2-7. Au-delà, la température est proche de celle du cœur. Les forces de poussée d'Archimède deviennent quasi-nulles. Toutefois du fluide continue de monter dû à un entrainement visqueux générant des fluctuations de la température (figure 5.2-8). Dans la partie haute de la cavité ($Z > 0,4$), du fluide plus frais est éjecté vers le cœur de la cavité et retourne (écoulement descendant) vers « son » isotherme. Cela génère un écoulement fortement cisailé et induit des fluctuations de température sur une zone relativement étendue (15 à 20 cm). Pour la partie basse ($Z < 0,4$), ce phénomène n'est pas observé. L'absence de cet écoulement fortement cisailé se traduit par une zone de fluctuation de température moins étendue (< 8 cm). On notera que les cotes $Z < 0,3$, peuvent

être obtenues par centro-symétrie. Le même raisonnement est applicable au coté froid dû à la propriété de centro-symétrie de ces écoulements.

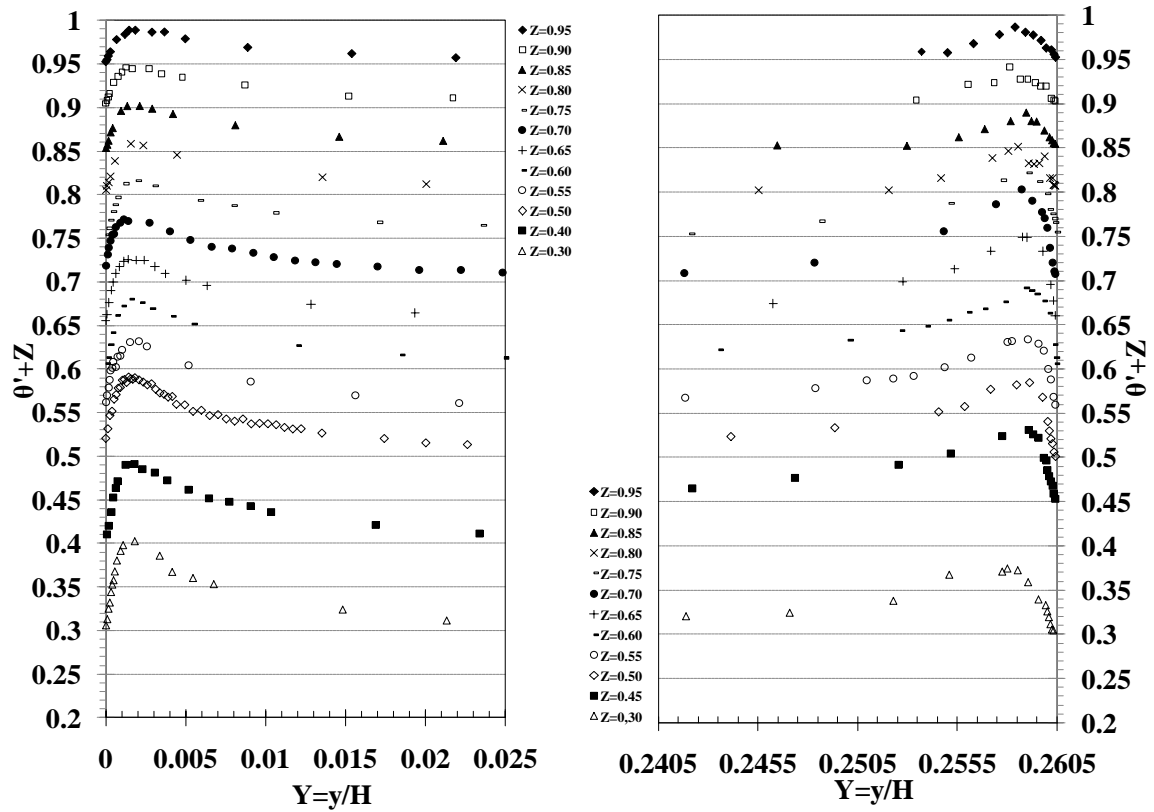


Figure 5.2-6 : Profils de fluctuations de température RMS dans les couches limites pour un nombre de Rayleigh égal à $1,2 \times 10^{11}$.

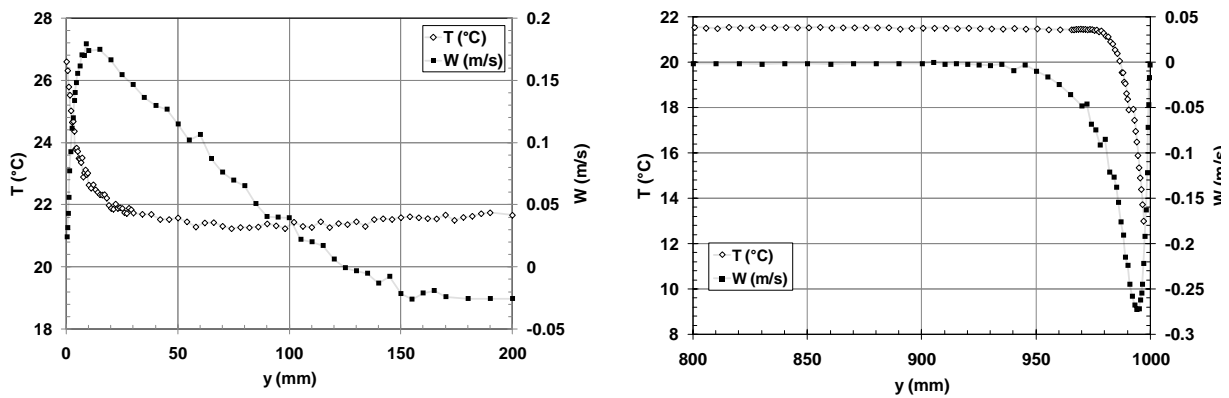


Figure 5.2-7 : Evolution de la température et de la composante verticale de la vitesse à l'altitude $Z = 0,85$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

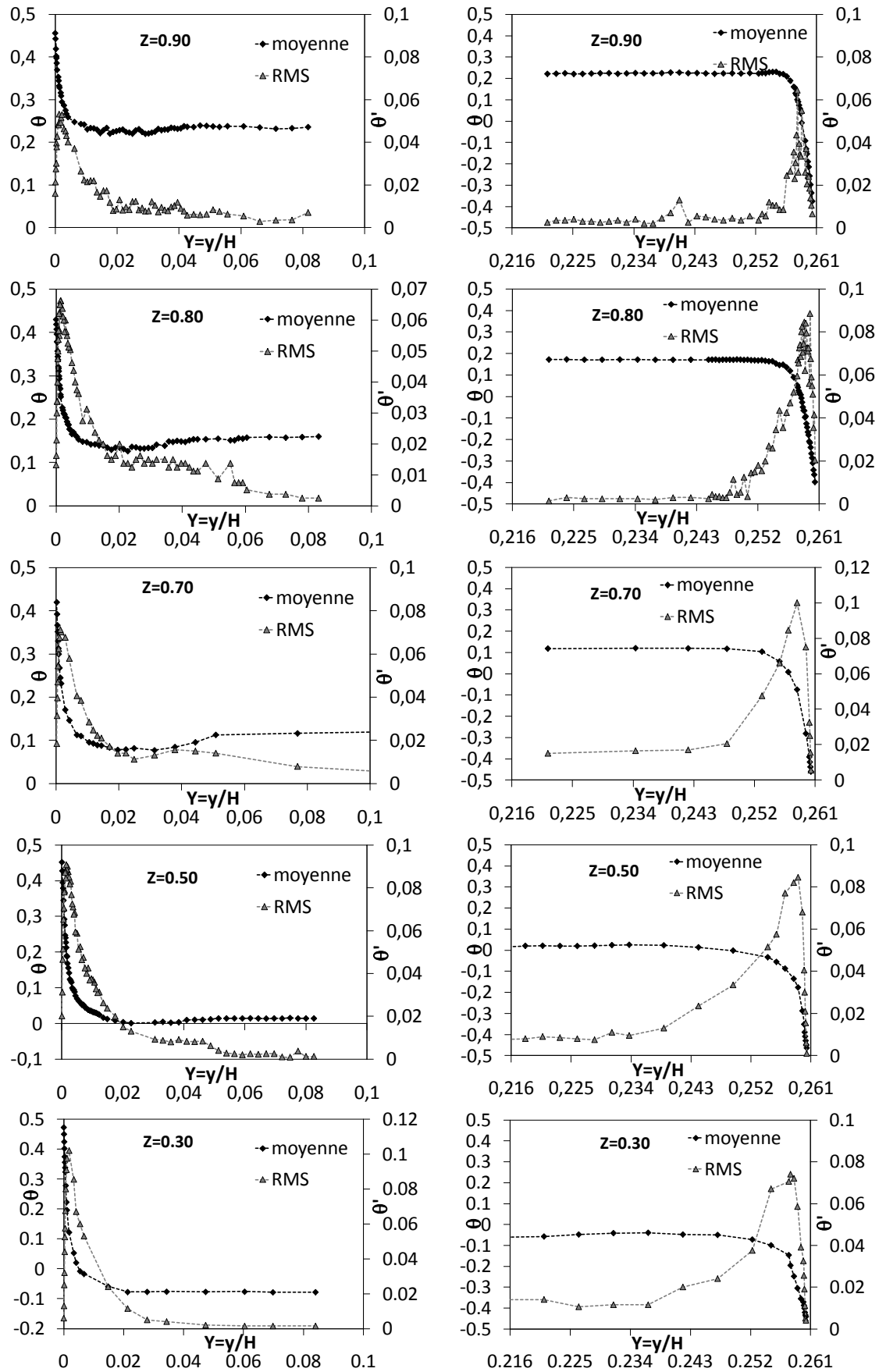
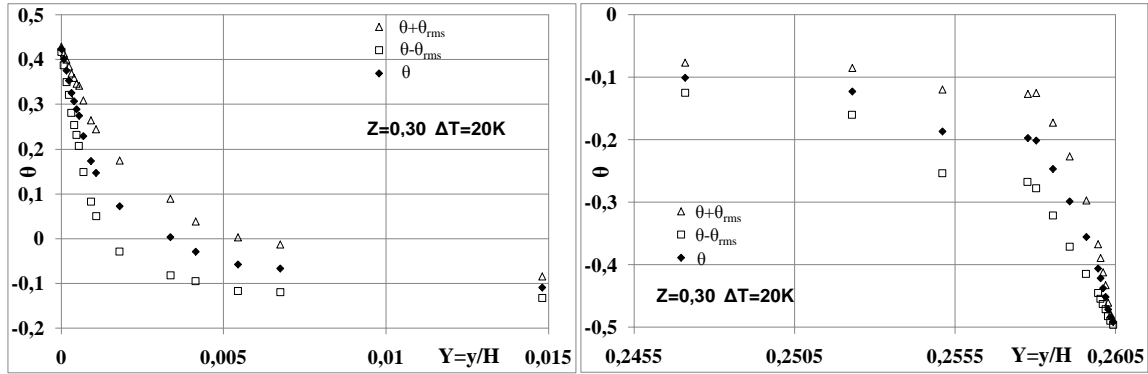
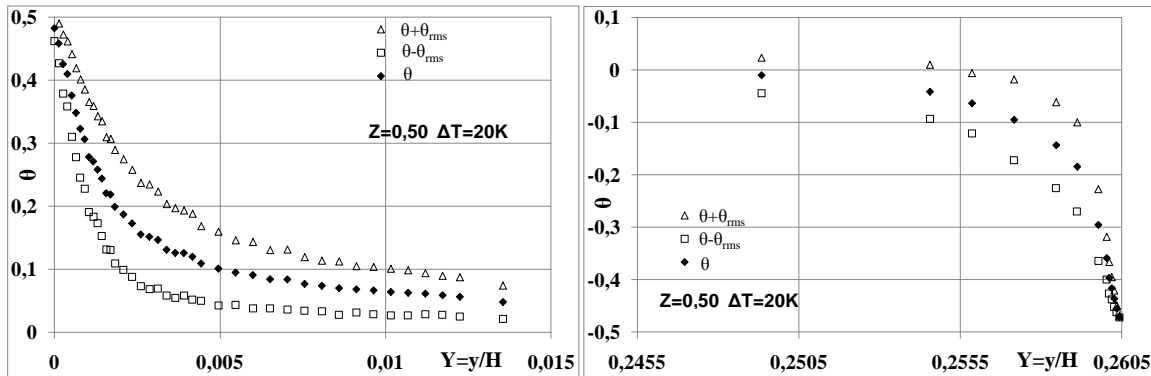


Figure 5.2-8 : Profils de température et fluctuations correspondantes dans les couches limites chaude ($0 \leq Y \leq 0,1$) et froide ($0,216 \leq Y \leq 0,261$) pour un nombre de Rayleigh égal à $1,2 \times 10^{11}$.

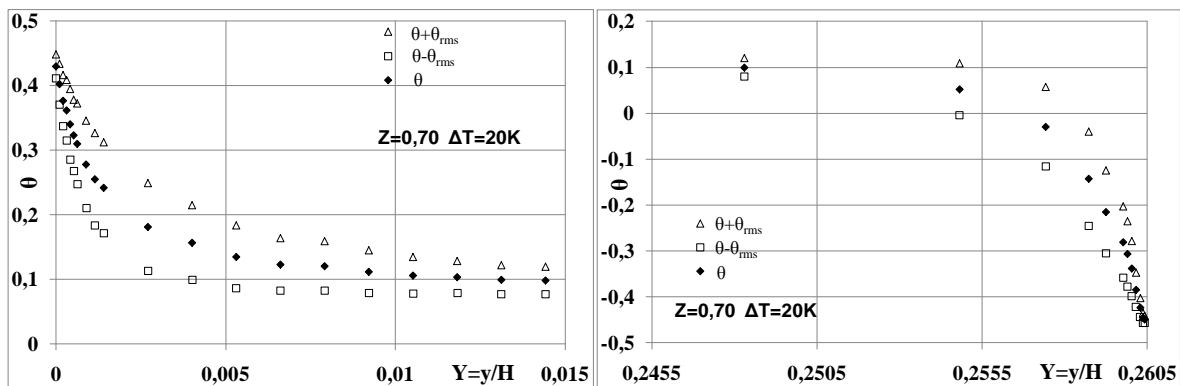
L'importance des fluctuations de température par rapport à la température moyenne mesurée est mise en évidence sur les figures 5.2-9 à 5.2-11 où sont tracées les enveloppes de température. Il ressort de cette figure que le maximum de fluctuation de température est enregistré dans la couche limite thermique.



5.2-9 Enveloppe de la température à $Z=0,30$ dans les couches limites thermiques chaude (à gauche) et froide (à droite) pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.



5.2-10 Enveloppe de la température à $Z=0,50$ dans les couches limites thermiques chaude (à gauche) et froide (à droite) pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.



5.2-11 Enveloppe de la température à $Z=0,70$ dans les couches limites thermiques chaude (à gauche) et froide (à droite) pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

Les fluctuations de température maximales dans les couches limites, que nous représentons en fonction de la hauteur sur la figure 5.2-12 ont été relevés. Le maximum de fluctuations RMS θ'_{\max} (ou $\theta_{\text{RMS_max}}$) = $T'_{\max}/\Delta T \approx 0,103$ soit $T'_{\max} = 2,06^{\circ}\text{C}$ pour $\Delta T = 20\text{K}$ ($\text{Ra}_H = 1,2 \times 10^{11}$), est atteint à la cote $Z=0,3$ dans la couche limite chaude. Pour une température maximale de $21,1^{\circ}\text{C}$ enregistrée à cette position, on déduit une intensité de turbulence thermique maximale I_{T_max} de l'ordre de 10%.

On constate également (figure 5.2-12) que pour $0 < Z < 0,20$ (soit $\text{Ra}_Z < 1 \times 10^9$, zone laminaire), l'écoulement est caractérisé par des fluctuations relativement faibles. La région $0,20 < Z < 0,30$ (soit $1 \times 10^9 < \text{Ra}_Z < 3 \times 10^9$, zone de transition) est marquée par une amplification des perturbations due à la transition vers la turbulence. Ensuite, on s'aperçoit que dans la région $0,30 \leq Z \leq 0,50$ (soit $3 \times 10^9 \leq \text{Ra}_Z \leq 1,5 \times 10^{10}$), l'écoulement est pleinement turbulent avec des fluctuations relativement importantes. On assiste enfin à un amortissement des perturbations dans la moitié supérieure de la cavité dont l'origine est probablement liée à l'évolution de la couche limite dynamique qui s'épaissit en conservant le débit. Cela induit donc des vitesses moins importantes sur une épaisseur plus large : les profils RMS de la vitesse comme nous l'avons vu dans l'étude du champ dynamique, tendent vers des plateaux et non plus des pics.

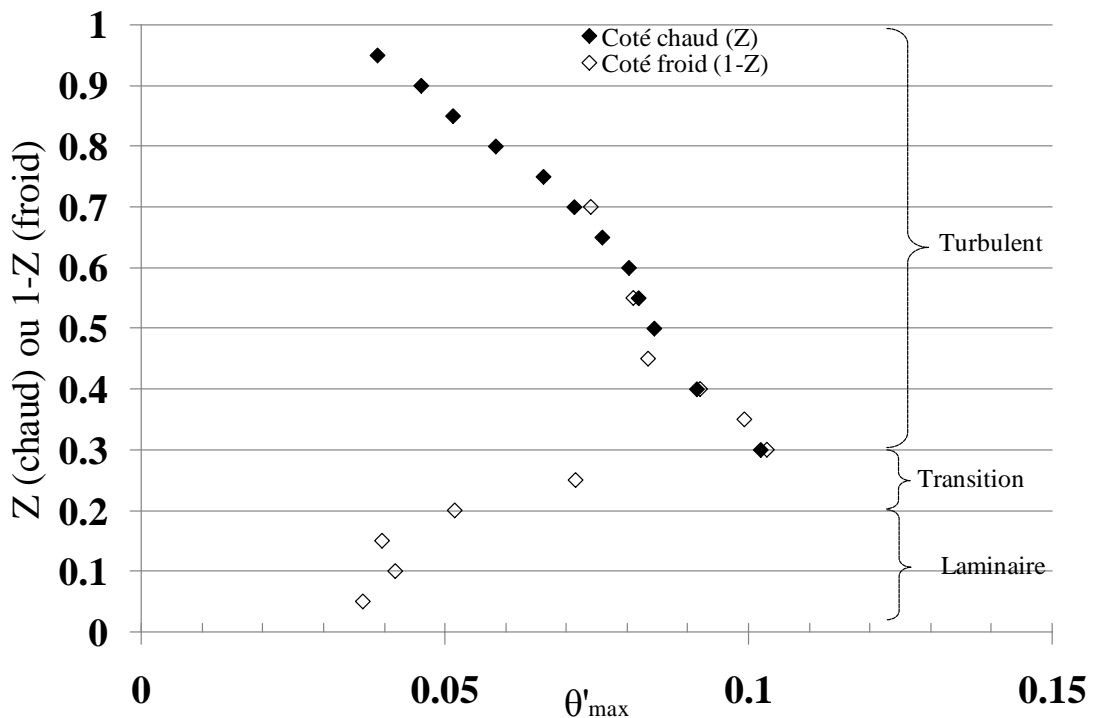


Figure 5.2-12 : Maximum de la valeur RMS (ou écart-type) de la fluctuation de température dans la couche limite thermique (à 7 mm environ de la paroi chaude ou froide) en fonction de l'altitude pour un nombre de Rayleigh égal à $1,2 \times 10^{11}$.

2.3. Moments d'ordre 3 et 4

La fonction densité de probabilité est très utilisée pour caractériser les écoulements turbulents ; alors les fonctions densité de probabilité des grandeurs fluctuantes (température et vitesse) ont une répartition gaussienne si on a une turbulence homogène [Chassaing 2000]. Les moments d'ordre 3 ou facteur de dissymétrie θ_{skew} et d'ordre 4 ou facteur d'aplatissement θ_{flat} permettent de dire si nous avons une répartition gaussienne ou non. On définit ces grandeurs pour la fluctuation de température ($\theta' = \theta - \bar{\theta}$) par :

$$\theta_{skew} = \frac{\overline{(\theta - \bar{\theta})^3}}{(\overline{(\theta - \bar{\theta})^2})^{3/2}} \quad \theta_{flat} = \frac{\overline{(\theta - \bar{\theta})^4}}{(\overline{(\theta - \bar{\theta})^2})^2}$$

Pour une distribution gaussienne, on a $\theta_{skew} = 0$ et $\theta_{flat} = 3$

2.3.1. Facteur de dissymétrie de température

On peut observer sur la figure 5.2-13, que dans la couche limite, le facteur de dissymétrie θ_{skew} est logiquement négatif au voisinage de la paroi chaude quelle que soit la côte. Ce paramètre croît ensuite au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la paroi pour atteindre un maximum positif situé à environ 6 cm de la paroi pour la zone comprise dans le quart supérieur de la cavité. Le maximum du facteur de dissymétrie pour la zone $Z < 0,75$ se trouve à 5 cm environ de la paroi c'est-à-dire en sortie de couche limite thermique. Cette grandeur décroît ensuite et atteint à nouveau les valeurs négatives avant de remonter.

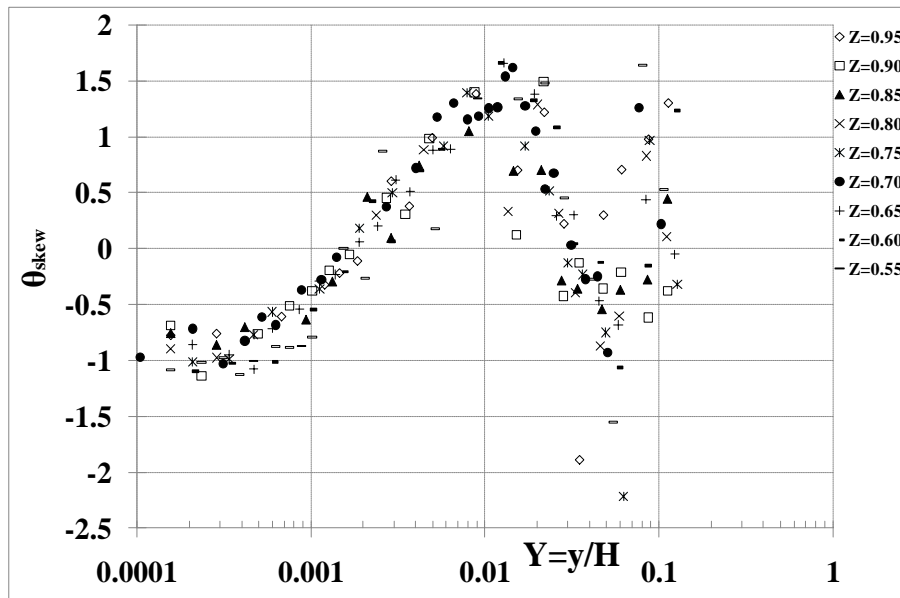


Figure 5.2-13 : Profils du facteur de dissymétrie des fluctuations de température à différentes cotes dans la couche limite chaude pour un nombre de Rayleigh égal à $1,2 \times 10^{11}$.

On note cependant que θ_{skew} s'annule dans un premier temps à 7mm de la paroi qui correspond bien au lieu où l'on a observé le maximum de fluctuations de température dans la couche limite. Le facteur de dissymétrie s'annule une seconde fois plus loin de la paroi à environ 14 cm de celle-ci qui correspond à peu près à la frontière de la couche limite dynamique (zone de cisaillement). Ces constats restent bien entendu une tendance pour l'instant.

2.3.2. Facteur d'aplatissement

Dans la couche limite chaude, le facteur d'aplatissement θ_{flat} (figure 5.2-14) est compris entre 2 et 6 quelle que soit la côte et décroît lorsqu'on s'éloigne de la paroi pour atteindre un minimum (aux alentours de 2) situé à environ 7 mm de la paroi (zone de vitesse maximale) en passant par une valeur nulle au voisinage du mur chaud. θ_{flat} croit ensuite pour atteindre un maximum dans la zone située à peu près à 5 cm de la paroi, c'est-à-dire en sortie de couche limite thermique.

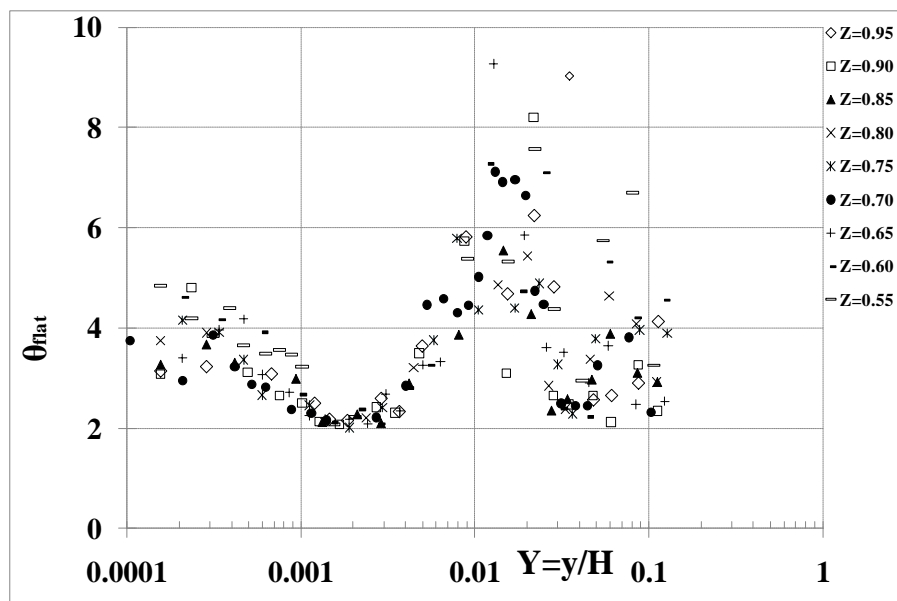


Figure 5.2-14 : Profils du facteur d'aplatissement des fluctuations de température dans la couche limite chaude pour un nombre de Rayleigh égal à $1,2 \times 10^{11}$.

On peut remarquer une grande adéquation sur le comportement des moments d'ordre 3 et 4, en l'occurrence entre le maximum de θ_{skew} et θ_{flat} à la sortie de la couche limite thermique. De plus on peut observer une correspondance entre les valeurs minimales de θ_{flat} et les passages de θ_{skew} par des valeurs nulles. On relève par moment des valeurs élevées du facteur d'aplatissement pour $0,50 < Z < 0,75$, traduisant le passage de petites structures plus rapides et le caractère intermittent de l'écoulement ce qui laisse entrevoir un régime d'écoulement turbulent établi [Elena 1977].

2.4. Analyse en fréquence

L'étude du comportement transitoire des solutions peut apporter des informations précieuses sur l'apparition ou non des phénomènes physiques dans un système donné [Mergui 1993]. Nous avons alors examiné l'allure du signal temporel issu du thermocouple pour les deux régions scrutées à savoir le centre de la cavité et les couches limites verticales. L'analyse fréquentielle a été réalisée par transformée de Fourier et nous avons représenté la densité spectrale de puissance (DSP) des fluctuations de température. La DSP traduit la répartition d'énergie du signal et peut être utilisée pour identifier la zone de transition du régime laminaire vers le régime turbulent [Yang 1988]. Nous avons choisi 1024 échantillons et une fréquence d'échantillonnage de 10Hz pour une durée d'acquisition de 102,4 secondes soit alors une résolution en fréquence de $9,76 \times 10^{-3}$ Hz sur une plage de [0 ; 5 Hz].

2.4.1. Analyse spectrale dans le cœur

2.4.1.1. Généralités sur l'existence des ondes de gravité

Patterson et Imberger [1980] ont mis en évidence l'éventualité d'un comportement oscillatoire de l'écoulement dans le cœur stratifié au cours de l'établissement de la solution stationnaire. Ces oscillations sont dues à l'excitation des ondes de gravité par une accumulation des intrusions liées à l'impact du jet horizontal sur la paroi opposée. Un critère d'existence de ces oscillations est défini par $(A_V/Pr)Ra_H^{1/4} > 1$ lié au temps d'établissement de la stratification $t_1 = (HL/\alpha)Ra_H^{-1/4}$ et au temps d'amortissement des oscillations $t_2 \sim (H^2/\nu)$. La fréquence associée à ces mouvements périodiques est $f = f_{bv} + A_V^{-2}$ où f_{bv} est la fréquence de Brunt – Väisälä définie par $f_{bv} = \frac{1}{2\pi} \left(g\beta S \frac{\Delta T}{H} \right)^{1/2}$.

Le Quéré [1987] a détecté numériquement l'existence de ces oscillations dans une cavité carrée de rapport de forme $A_V \leq 5$ et pour des Rayleigh inférieurs à la valeur pour laquelle l'écoulement devient instationnaire. Ensuite, dans ses travaux numériques, Xin [1993] dans le cas d'écoulement d'air dans une cavité à parois horizontales adiabatiques, de rapport de forme vertical $A_V = 4$, observe l'apparition des mouvements oscillatoires dans le cœur lorsque $Ra_H \geq 2 \times 10^9$.

2.4.1.2. Spectre dans le cœur

L'évolution temporelle du signal dans le cœur ainsi que sa DSP associée sont présentées sur la figure 5.2-15. Le signal de température met en évidence les mouvements oscillatoires basse fréquence de façon intermittente dans le cœur, montrant l'existence d'ondes de gravité

dans la partie centrale de la cavité. En effet la déstabilisation du cœur (stratifié) de la cavité, par les couches limites chaude et froide est la principale cause de l'excitation des isothermes dans cette zone. Nous avons cependant observé sur les champs instantanés de vitesse (au cours de nos mesures par PIV) le caractère intermittent de ces structures tourbillonnaires, d'où une évolution temporelle de la température quelque peu irrégulière. A cela il faut ajouter l'interaction des ondes de gravité avec le mouvement vertical des couches limites. Les basses fréquences excitées se situent dans une gamme allant de 0,027 Hz (période de 37 s) à environ 0,1 Hz (période de 10 s). On a pu identifier dans le cœur une fréquence caractéristique autour de 0,046 Hz soit 0,92 en fréquence adimensionnée par rapport à la fréquence de Brunt-Väisälä f_{bv} égale à 0,05 Hz dans ce cas.

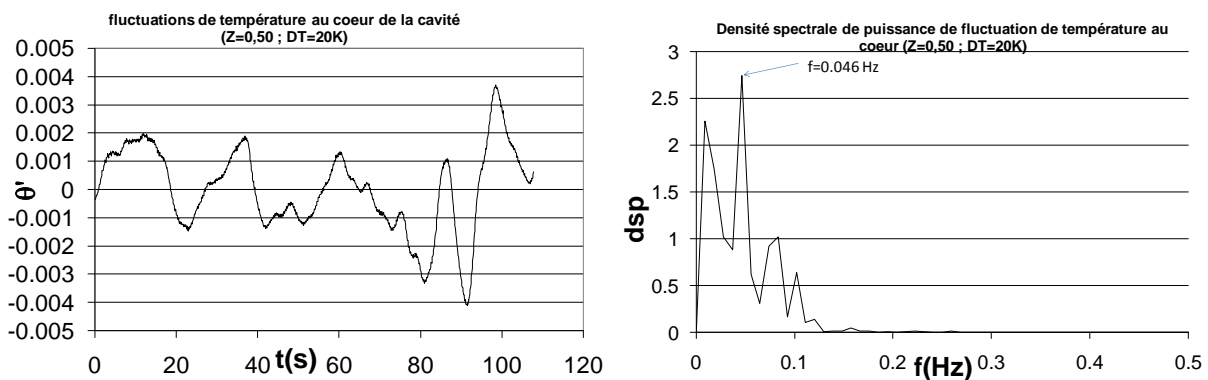


Figure 5.2-15 : Signal de fluctuation de température au cœur (à gauche) et DSP associée (à droite)

2.4.2. Spectre dans les couches limites

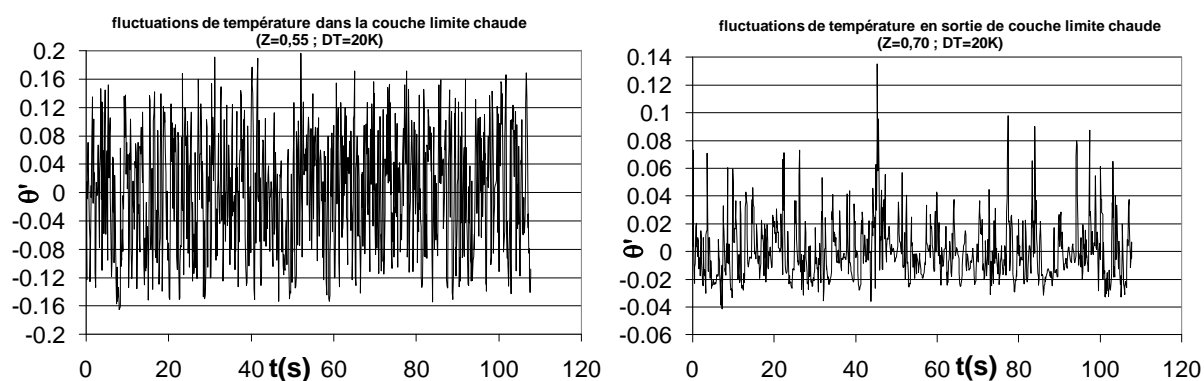
2.4.2.1. Dans la couche limite chaude

Nous présentons sur la figure 5.2-16 le signal de fluctuation de température dans la couche limite chaude pour deux positions particulières : à $y = 7$ mm environ de la paroi chaude qui correspond au lieu du maximum de vitesse et de fluctuation RMS de température et en sortie de la couche limite thermique située à peu près à $y = 5$ cm ($Y = 0.013$) de la paroi chaude.

On remarque que les fluctuations de température instantanées dans la couche limite chaude sont importantes, atteignant parfois 4°C ($\theta' = T'/\Delta T \approx 0,20$) à $Z=0,55$ soit un niveau de turbulence thermique instantané d'environ $I = \frac{100 \times T'_{\max}}{\bar{T}} = 20\%$

La frontière extérieure de la couche limite chaude reste elle aussi perturbée en particulier dans la moitié supérieure de la cavité. On enregistre par moment, à la cote $Z=0,70$ les fluctuations de l'ordre de 2°C pour une température moyenne mesurée de $21,76^\circ\text{C}$ soit une intensité de turbulence instantanée de 9%. En effet, l'écoulement « retour » important (écoulement descendant) observé en bordure de couche limite chaude, génère un fort

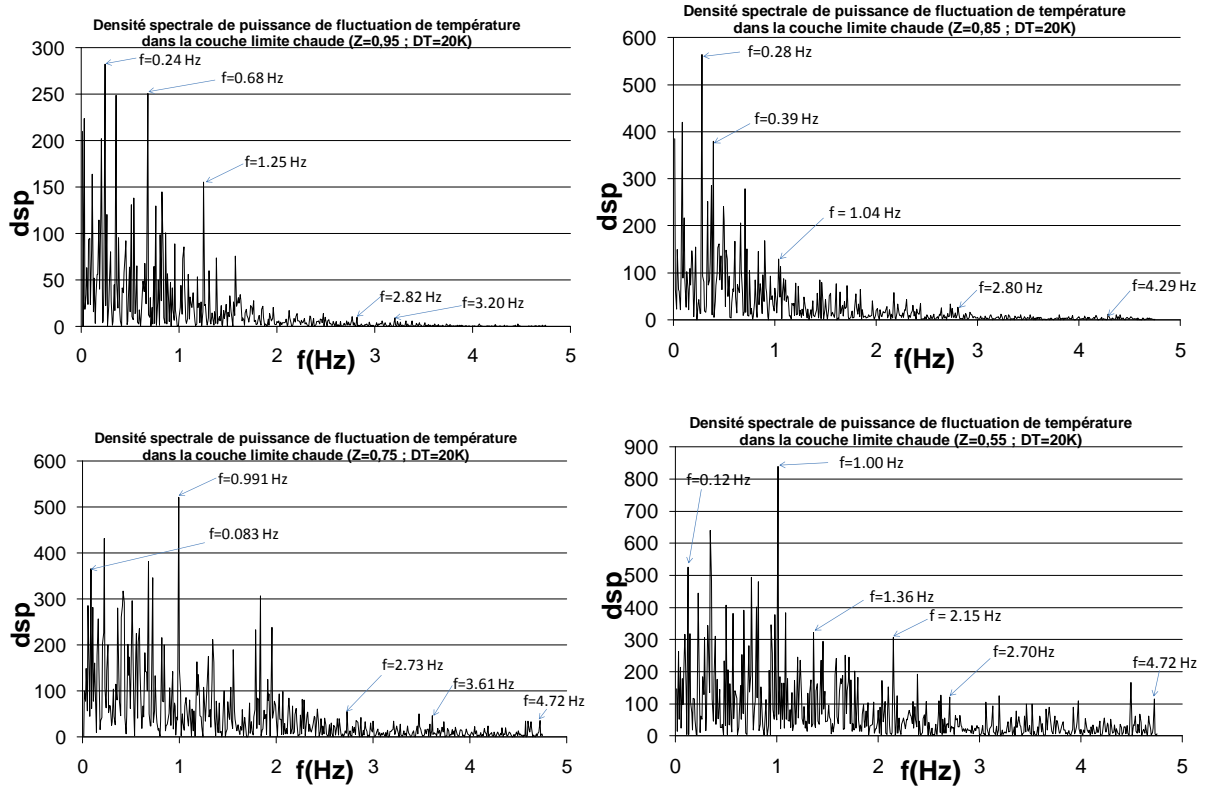
cisaillement, ce qui induit des fluctuations importantes de température comme nous l'avons remarqué plus haut sur les profils de fluctuations RMS (présence d'un pic / plateau en sortie de couche limite thermique). Pour $Y=0,013$, on retrouve également la dissymétrie observée sur le facteur de dissymétrie.



5.2-16 Evolution temporelle des fluctuations de température dans la couche limite chaude ($Y \approx 0,0018$) et en bordure de couche limite ($Y \approx 0,013$) pour Rayleigh égal à $1,2 \times 10^{11}$.

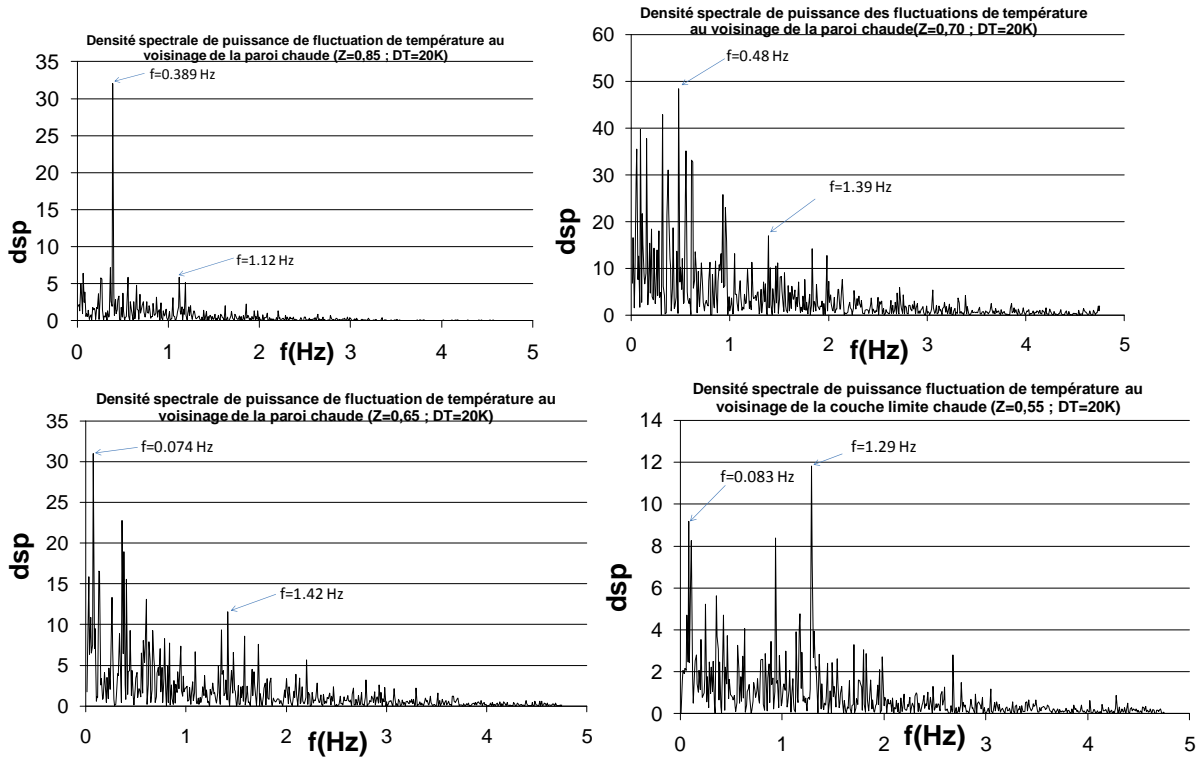
Nous présentons quelques spectres de fluctuation de température sur la figure 5.2-17. D'une manière générale, le spectre issu du signal temporel délivré par le thermocouple fait ressortir la présence de nombreux pics dans la couche limite chaude jusqu'à environ 4,5 Hz, rendant assez complexe l'analyse des fréquences émergentes. A l'examen de ces spectres, on peut affirmer que nous sommes en présence d'un écoulement turbulent dans la couche limite pour la région scrutée soit $0,55 \leq Z \leq 0,95$. Nonobstant la complexité du spectre, les fréquences émergentes autour de 1 Hz ont été détectées dans la couche limite à 7 mm de la paroi chaude (en l'occurrence aux cotes $Z=0,55$ et $Z=0,75$). On peut probablement les associer à des instabilités de Tollmien-Schlichting. Les mesures de vitesse LDV effectuées par Rouger [2009] (à 4 mm de la paroi chaude et à la cote $Z=0,85$) avaient déjà permis d'identifier ce type d'instabilités.

Pour ces positions, on ne détecte pas la présence des basses fréquences caractéristiques des ondes de gravité.



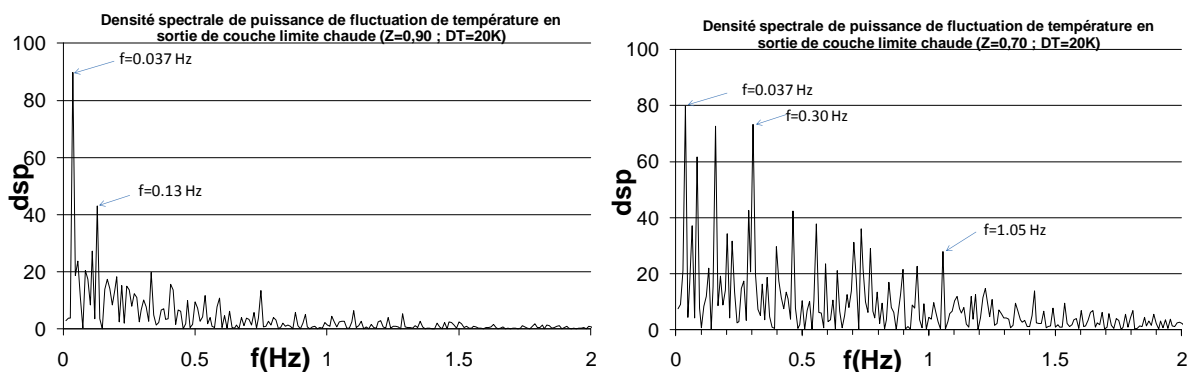
5.2-17 Densité spectrale de puissance de fluctuation de température dans la couche limite (à $Y \approx 0,0018$ soit $y = 7\text{mm}$ de la paroi chaude) pour Rayleigh égal à $1,2 \times 10^{11}$.

Nous avons enregistré, en proche paroi (à 0,3 mm de la paroi chaude), les fréquences supérieures au Hertz qui pourraient caractériser le passage de structures tourbillonnaires cohérentes (figure 5.2-18). Là encore en proche paroi on ne détecte pas la présence d'ondes de gravité (pas de basse fréquence caractéristique).



5.2-18 Densité spectrale de puissance de fluctuation de température au voisinage de la paroi chaude ($Y \approx 0,000078$ ou $y = 0,3\text{mm}$) pour Rayleigh égal à $1,2 \times 10^{11}$.

A 5 cm à peu près de la paroi chaude (en bordure de couche limite thermique), nous avons tracé les spectres à $Z=0,90$ et $Z=0,70$, sur la figure 5.2-19. On voit émerger des fréquences basses autour de $0,037$ Hz du même ordre de grandeur que la fréquence de Brunt – Väisälä. Ces basses fréquences excitées, caractérisent l'influence des ondes de gravité sur l'écoulement de couche limite.

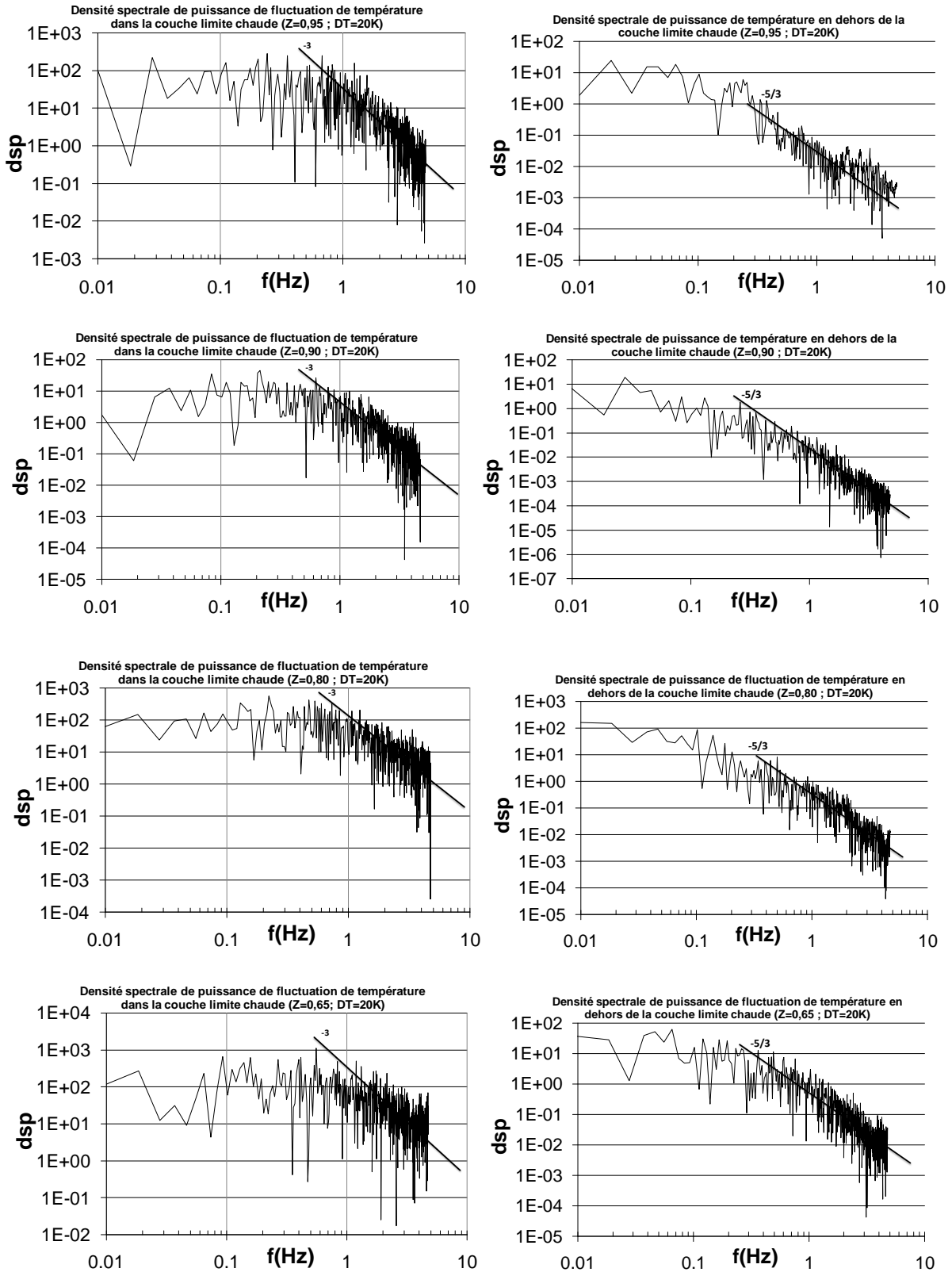


5.2-19 Densité spectrale de puissance de fluctuation de température en bordure de couche limite (à $Y \approx 0,013$ soit à $y = 5\text{cm}$ de la paroi chaude) pour Rayleigh égal à $1,2 \times 10^{11}$.

Une présentation des spectres en échelle logarithmique à une distance de 7 mm de la paroi chaude est donnée sur la figure 5.2-20. On remarque logiquement que les spectres sont plus énergétiques dans la couche limite qu'en dehors de celle-ci (environ une décade de plus). De plus, sur les spectres obtenus, on constate qu'à partir de 1 Hz, la décroissance du spectre suit une loi en f^{-3} dans la couche limite et en $f^{-5/3}$ en dehors de la couche limite. On y retrouve une décroissance déjà observée [Saury et al 2008], caractéristique des écoulements turbulents de convection naturelle où les gradients thermiques sont importants et donc les forces de poussée d'Archimède sont prépondérantes [Okamoto 1996]. Aussi devons-nous signaler que le même genre de décroissance avait déjà été observé, sur les spectres de vitesse. En effet, ce résultat confirme les observations de Lumley [1965]. D'après [Gebhart et al 1988], la décroissance du spectre dans la zone inertielle peut prendre deux valeurs caractéristiques :

- une pente en $-5/3$ [Corrsin 1951] dans la zone inertielle, en partie externe de la couche limite (poussée d'Archimède non prépondérante).
- une pente en -3 ([Shur 1962], [Lumley1965]) dans la zone inertielle en présence des forces de poussées d'Archimède importantes. Cette pente (-3) est le résultat de la cascade énergétique lorsque la zone inertielle est affectée par des effets de production turbulente liés à la poussée d'Archimède. Le régime de turbulence développée est bien atteint (pente en -3 de l'énergie spectrale aux fréquences les plus élevées), même si les spectres sont plutôt de type spectre de raies, indiquant la survivance des structures cohérentes dans les couches limites.

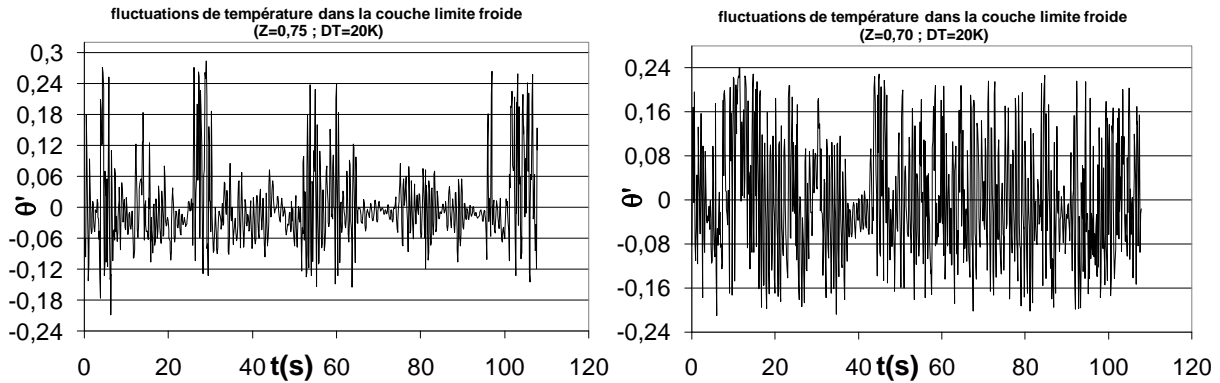
On note par ailleurs, que le pic le plus important est atteint à la cote $Z=0,65$ et correspond à 0,55 Hz du même ordre de grandeur que la fréquence de référence considérée pour les écoulements de couche limite, soit $f_0 = \frac{a}{H^2} Ra^{1/2} = 0,5 \text{ Hz}$ [Mergui 1993].



5.2-20 Densité spectrale de puissance dans la couche limite chaude ($Y \approx 0,0018$ à gauche) et en dehors de la couche limite chaude ($Y \approx 0,052$ à droite) pour Rayleigh égal à $1,2 \times 10^{11}$ et $0,55 \leq Z \leq 0,70$.

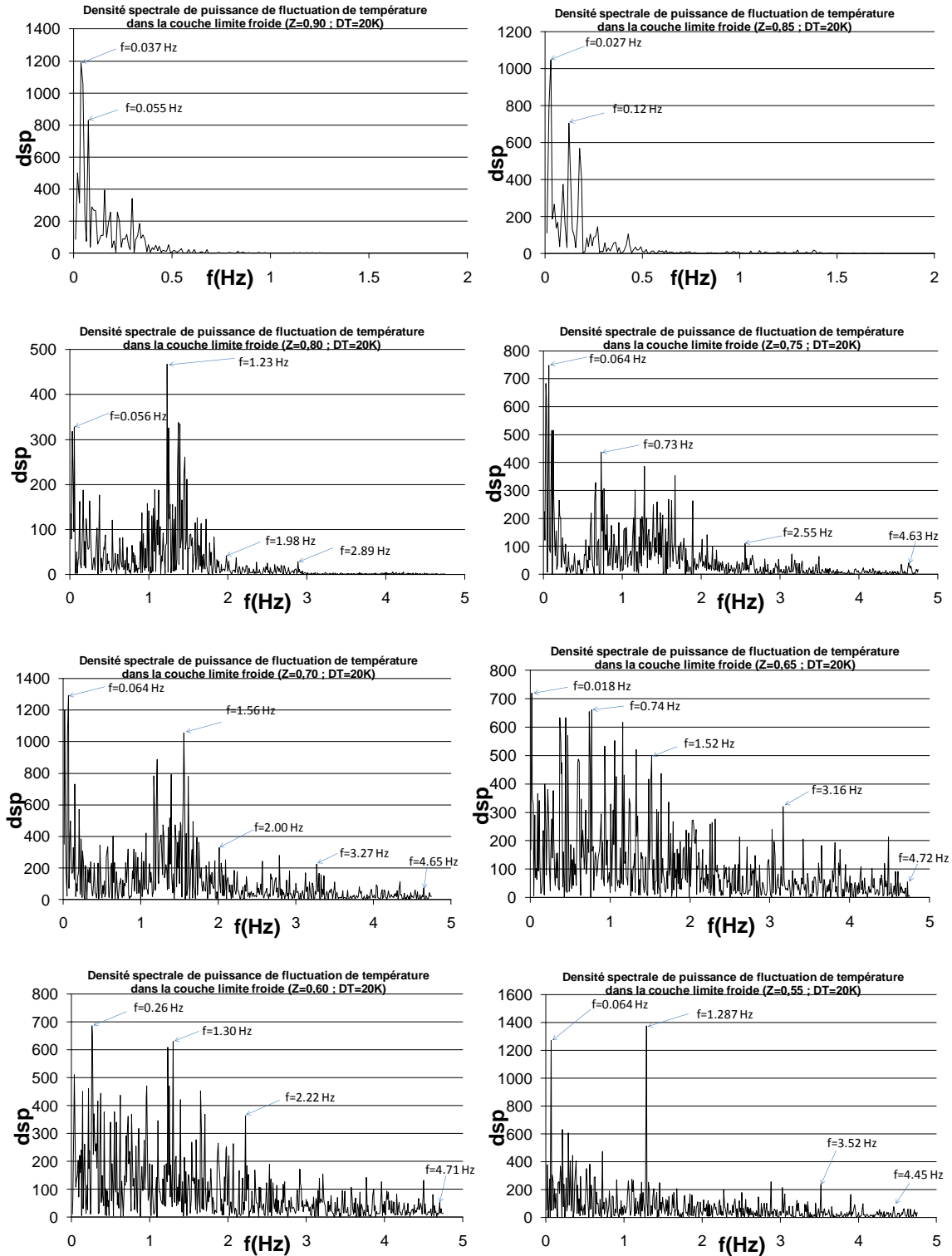
2.4.2.2. Dans la couche limite froide

Nous présentons sur la figure 5.2-21 les fluctuations de température dans la couche limite à $y = 7$ mm environ de la paroi froide qui correspond au lieu du maximum de fluctuation RMS. On constate que les fluctuations dans la couche limite froide sont relativement plus importantes que dans la couche limite chaude, atteignant parfois $5,4$ °C à $Z=0,75$. On signale tout de même une évolution quelque peu discontinue du signal de température à cette altitude.



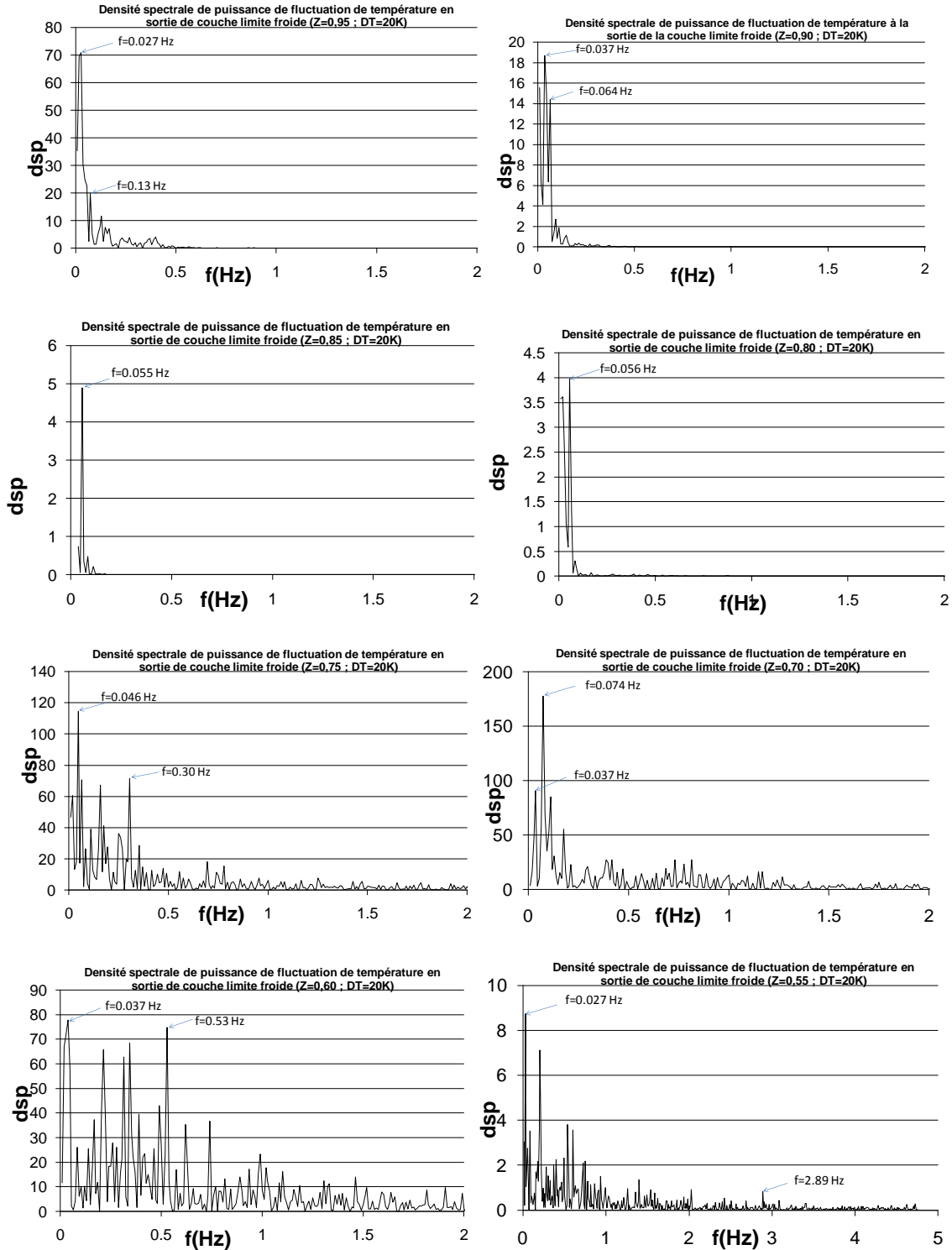
5.2-21 Evolution temporelle des fluctuations de température dans la couche limite froide pour Rayleigh égal à $1,2 \times 10^{11}$ (à $Y = \frac{y}{H} \approx 0,0018$ de la paroi froide).

Nous représentons sur la figure 5.2-22, quelques spectres dans la couche limite froide. Pour $0,85 \leq Z \leq 0,95$, le spectre met en évidence une seule basse fréquence caractéristique, et on note également qu'il ya relativement beaucoup moins de pics, ce qui témoigne des faibles fluctuations au sein de la couche limite dans cette région. Dans la région $0,55 < Z \leq 0,80$, on observe un signal assez complexe avec la présence de plusieurs pics, jusqu'à $4,5$ Hz. L'importance des fluctuations témoigne ainsi d'une turbulence pleinement développée dans la couche limite.



5.2-22 DSP dans la couche limite froide pour Rayleigh égal à $1,2 \times 10^{11}$ ($0,55 \leq Z \leq 0,95$; à $Y = \frac{y}{H} \approx 0,0018$ de la paroi froide).

En sortie de la couche limite froide (figure 5.2-23), sur toute la moitié supérieure de la cavité, le spectre fait ressortir une fréquence dominante basse comprise entre 0,027 Hz et 0,074 Hz, montrant l'existence d'oscillations liées aux ondes de gravité.



5.2-23 Densité spectrale de puissance des fluctuations de température en sortie de la couche limite froide pour $Ra = 1,2 \times 10^{11}$ ($0,55 \leq Z \leq 0,95$; à $Y = y/H \approx 0,013$ de la paroi froide).

2.5. Transferts de chaleur le long des parois actives

Les transferts de chaleur le long des parois actives ont été quantifiés à partir de la détermination du nombre de Nusselt. On accède à ce nombre de deux manières soit en utilisant les mesures de températures dans la couche limite thermique conductrice où le flux de chaleur est constant, soit en utilisant un thermocouple double monté en opposition. Nous signalons au passage que pour chaque paroi active seule la région $0,30 \leq Z \leq 0,95$ a été scrutée et la zone $0 < Z < 0,3$ sera ensuite déduite par centro-symétrie.

Pour la première méthode on évalue la pente à l'origine du profil de température pour en déduire le Nusselt local moyen par :

$$\langle Nu_z \rangle = \frac{H}{\Delta T} \left(\frac{dT}{dy} \right)_p \quad (5.1)$$

La deuxième méthode consiste à mesurer à l'aide d'un micro-fluxmètre composé de deux micro-thermocouples de type K de $12,5 \mu\text{m}$ de diamètre espacés de $e = 500 \pm 10 \mu\text{m}$ et montés en opposition, une différence de température instantanée. On peut ainsi remonter au Nusselt instantanée par :

$$Nu_z(t) = \frac{H}{\Delta T} \frac{\Delta T(z,t)}{e} \quad (5.2)$$

Soit en valeur moyenne :

$$\langle Nu_z \rangle = \frac{1}{t_{aq}} \int_0^{t_{aq}} Nu_z(t) dt \quad (5.3)$$

Si la première méthode permet d'obtenir directement les valeurs moyennes du flux de chaleur, la deuxième méthode quant à elle présente l'avantage d'accéder aux valeurs instantanées du flux de chaleur local par la relation :

$$\phi_z(t) = \lambda \frac{\Delta T(z,t)}{e} \quad (5.4)$$

La mesure reste cependant très délicate car la différence de tension mesurée est de l'ordre du microvolt. L'approximation (4) n'est valable que si les sondes sont vraiment placées au voisinage de la paroi où la vitesse devient négligeable.

L'évolution des flux (Nusselt) locaux est présentée sur la figure 5.2-24. Ces flux sont obtenus à partir des deux méthodes décrites précédemment (équations 5.1 et 5.2). Quelle que soit la méthode de calcul utilisée pour l'évaluation du flux de chaleur local, on retrouve la même allure, ce qui valide la mesure du fluxmètre instantané.

Le nombre de Nusselt est maximal au bas de la paroi chaude en raison d'une faible épaisseur de la couche limite thermique.

Trois zones distinctes apparaissent sur la figure 5.2-24 :

- 1 - $Z \in [0,3 ; 1]$: le flux de chaleur le long de la paroi chaude décroît (quasi-linéairement) quand Z augmente ; Le régime d'écoulement est turbulent dans cette région comme l'atteste la corrélation du transfert de chaleur sur la figure 5.2-25 ($Nu = f[(Ra_z)^{1/3}]$)
- 2 - $Z \in [0,2 ; 0,3]$: le flux de chaleur le long de la paroi chaude croît quand Z augmente,
- 3 - $Z \in [0 ; 0,2]$: le flux de chaleur le long de la paroi chaude décroît quand Z augmente.

Plusieurs hypothèses pourraient expliquer la présence de ces trois zones. Tout d'abord elles peuvent être dues au cheminement de l'écoulement vers la turbulence (zone laminaire, puis zone de transition et enfin zone turbulente). En effet, $Ra_H (Z=0,2)=9 \times 10^8$ et $Ra_H (Z=0,3)=3 \times 10^9$. Une deuxième explication provient de l'étude du champ de vitesse qui montre l'existence d'une zone de recirculation près du plafond et du plancher dont la hauteur semble correspondre. En comparant cette allure de la courbe de Nusselt à celle obtenue dans le cadre des études antérieures où l'on observait également les zones de recirculation, la première hypothèse semble plus pertinente pour justifier la présence des ces trois zones.

On remarque également sur la figure 5.2-24 que les fluctuations RMS du nombre de Nusselt sont très importantes atteignant parfois 50% de la valeur du flux moyen mesuré. La mesure du flux, effectuée à l'aide de notre dispositif, permet d'obtenir aussi les valeurs minimale et maximale du flux instantané qui sont indiquées sur la figure.

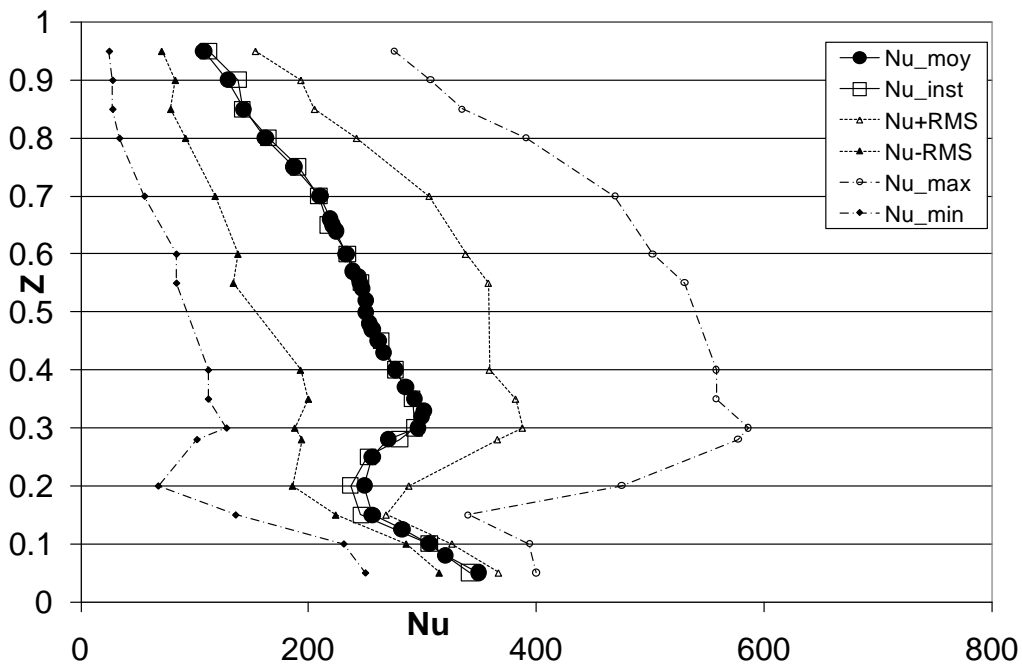


Figure 5.2-24 : Evolution du nombre de Nusselt en fonction de Z pour un nombre de Rayleigh égal à $1,2 \times 10^{11}$.

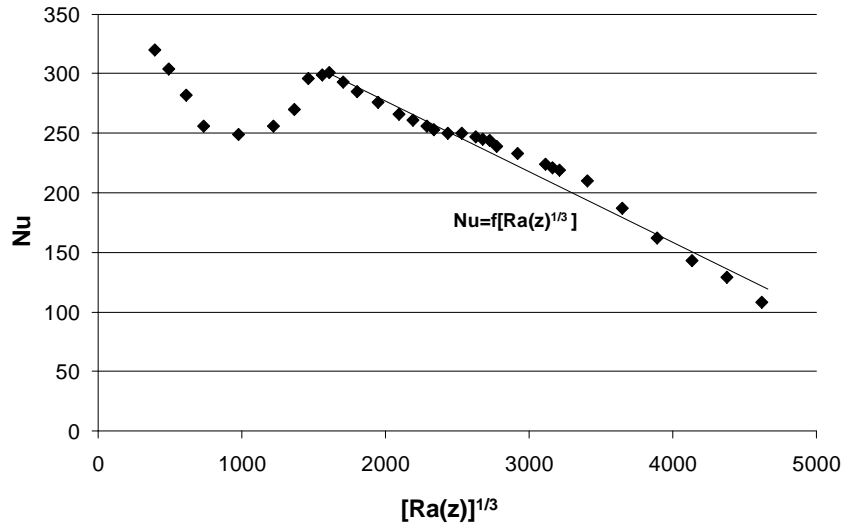


Figure 5.2-25 : Evolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh local ($\Delta T=20^{\circ}\text{C}$).

L'évaluation du Nusselt global (Nu_g) sur toute la hauteur est possible par la relation :

$$Nu_g = \frac{1}{H} \int_0^H Nu_z dz \quad (5.5)$$

Pour un écart de température de 20°C , soit $Ra = 1,2 \pm 0,05 \times 10^{11}$, on obtient $Nu_g = 228 \pm 30$. Cette valeur est comparable à celle obtenue numériquement (LES 3D) par Sergent [2009], soit $Nu_g = 254$ pour la même cavité. La figure 5.2-26 illustre le bon accord entre nos résultats expérimentaux et ceux fournis par la simulation LES-3D.

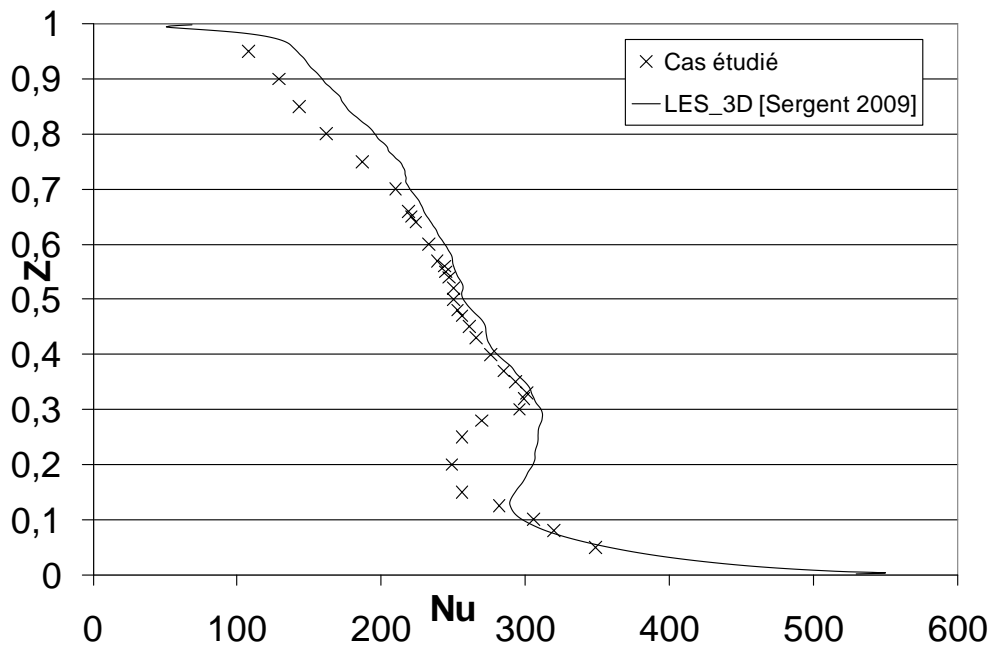


Figure 5.2-26 : Comparaison du nombre de Nusselt à celui obtenu numériquement par Sergent [2009] à Rayleigh égal à $1,2 \times 10^{11}$.

3. COMPARAISON DU CHAMP THERMIQUE POUR LES TROIS ECARTS DE TEMPERATURE ETUDIES.

L'étude du champ thermique a été effectuée pour trois écarts de températures $\Delta T=20K$; $14K$; $7K$. Seuls les résultats concernant $\Delta T=20K$ sont présentés en détail dans ce chapitre et ceux relatifs aux deux autres écarts de température sont reportés en annexe C.

Toutefois nous avons retenu quelques points essentiels nous permettant de mener une étude comparative du champ thermique pour les trois écarts de températures étudiés.

3.1.Epaisseur de la couche limite thermique

Il ressort du tableau 5.3-1 ci-dessous que l'épaisseur de la couche limite chaude présente une tendance à augmenter dans la région $0,55 \leq Z \leq 0,75$ quand le nombre de Rayleigh croit tandis que dans la région $0,80 \leq Z \leq 0,95$, c'est l'inverse qui se produit.

Ra_H	$\Delta T(K)$	$Z=z/H$	$\delta_t \pm 2(mm)$	δ_t/H
$1,2 \times 10^{11}$	20	0,55	50	0,0146
	20	0,60	56	0,0130
	20	0,75	30	0,0078
	20	0,80	32	0,0083
	20	0,95	36	0,0094
$8,1 \times 10^{10}$	14	0,55	46	0,012
	14	0,60	53	0,014
	14	0,75	28	0,0073
	14	0,80	34	0,0088
	14	0,95	39	0,010
$4,0 \times 10^{10}$	7	0,55	43	0,011
	7	0,60	48	0,013
	7	0,75	27	0,007
	7	0,80	38	0,0099
	7	0,95	44	0,011

Tableau 5.3-1 : Comparaison de l'épaisseur de la couche limite thermique chaude pour les trois écarts de température étudiés.

3.2.Position du maximum de fluctuation RMS de température

On constate sur le tableau 5.3-2 que le maximum de fluctuation RMS est sensiblement égal à la même valeur quel que soit l'écart de température. Cependant, la position du maximum de fluctuation de température dans la couche limite chaude se trouve dans la zone de transition vers la turbulence (autour de $Ra(z)=3 \times 10^9$) quel que soit l'écart de température imposé entre les parois actives comme l'atteste la figure 5.3-1.

Ra_H	θ'_{max}	Position de $\theta'_{max}(Z=z/H)$	$Ra(z)$
$1,2 \times 10^{11}$	0,103	0,32	$3,77 \times 10^9$
$8,1 \times 10^{10}$	0,101	0,35	$3,45 \times 10^9$
$4,0 \times 10^{10}$	0,107	0,45	$3,67 \times 10^9$

Tableau 5.3-2 Position du maximum de fluctuations de température en fonction du Rayleigh.

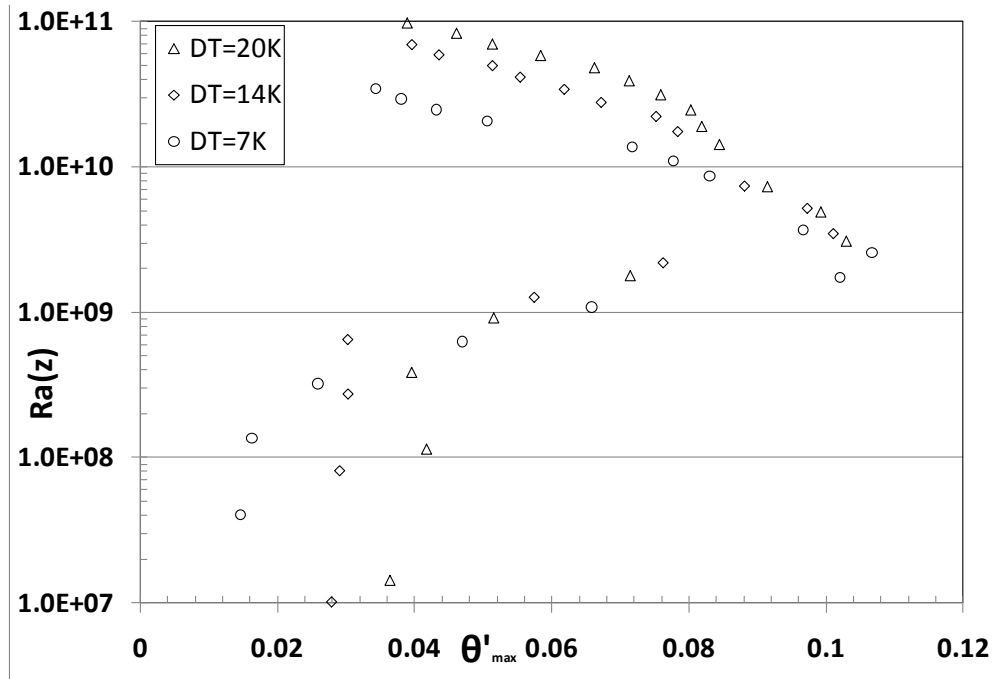


Figure 5.3-1 Evolution du maximum de fluctuations RMS de température suivant la hauteur de la cavité pour différents écarts de température.

3.3.Flux de chaleur

La figure 5.3-2 présente l'évolution du nombre de Nusselt local pour les trois écarts de température $\Delta T=20K, 14K, 7K$ en fonction du nombre de Rayleigh local.

Nous retrouvons la même allure de l'évolution du nombre de Nusselt pour les trois nombres de Rayleigh ($4,0 \times 10^{10}$; $8,1 \times 10^{10}$; $1,2 \times 10^{11}$). D'emblée on peut relever que le flux de chaleur pariétal augmente avec l'écart de température et donc, avec le nombre de Rayleigh. Cette représentation du Nusselt nous permet de mieux caractériser les différents régimes d'écoulement au sein de la cavité en fonction du nombre de Rayleigh local. En effet, la zone de transition vers la turbulence se situe entre $Ra(z) \approx 10^9$ et $Ra(z) \approx 4 \times 10^9$ indépendamment de l'écart de température imposé entre les deux parois actives.

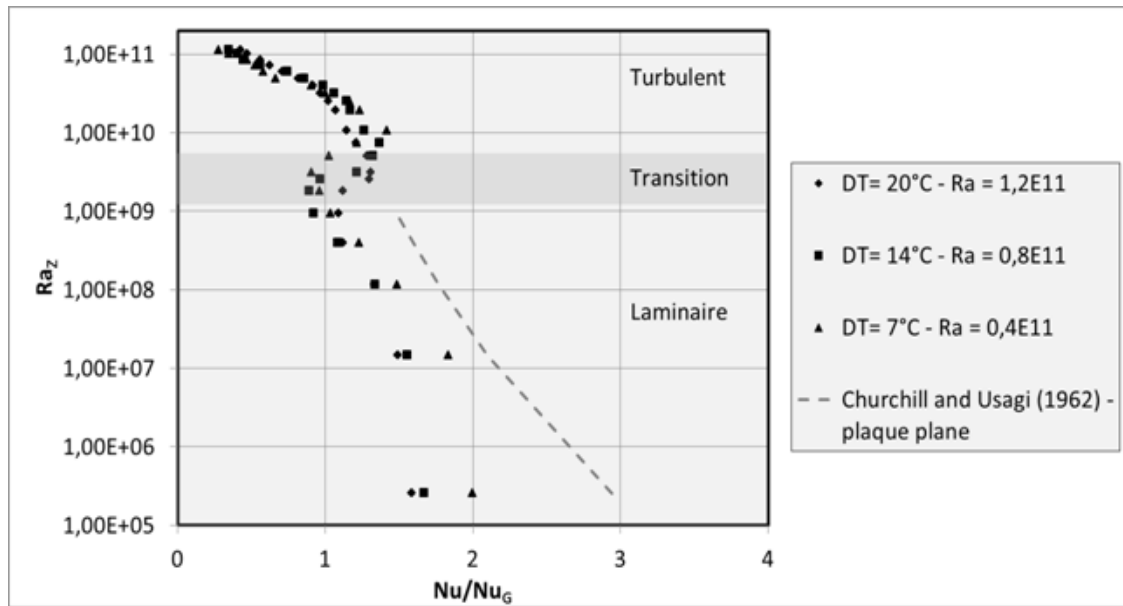


Figure 5.3-2 Variation du nombre de Nusselt le long de la paroi chaude pour différents écarts de température.

3.4. Densité spectrale

Les densités spectrales de puissance de la température dans la couche limite chaude sont représentées à la cote $Z=0,55$ pour les trois écarts de température étudiés (figures 5.3-3 à 5.3-5). Les instabilités de type Tollmien-Schlichting à $Z=0,55$ semblent se développer au fur et à mesure que le nombre de Rayleigh croît en bordure de couche limite au détriment de très basses fréquences (f_{bv} disparaît).

L'évolution temporelle de la température sur l'axe vertical médian à la cote $Z=0,75$ pour chaque écart de température est donnée sur les figures 5.3-6 à 5.3-8. L'examen de ces figures indique une nette influence des grosses structures éjectées par la couche limite chaude vers le cœur de la cavité pour $\Delta T=20K$ ($Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$) Ce qui se traduit par un signal de température plus irrégulier par rapport au cas $\Delta T=14K$ et $\Delta T=7K$ où l'éjection des grosses structures se fait moins sentir dans le plan médian.

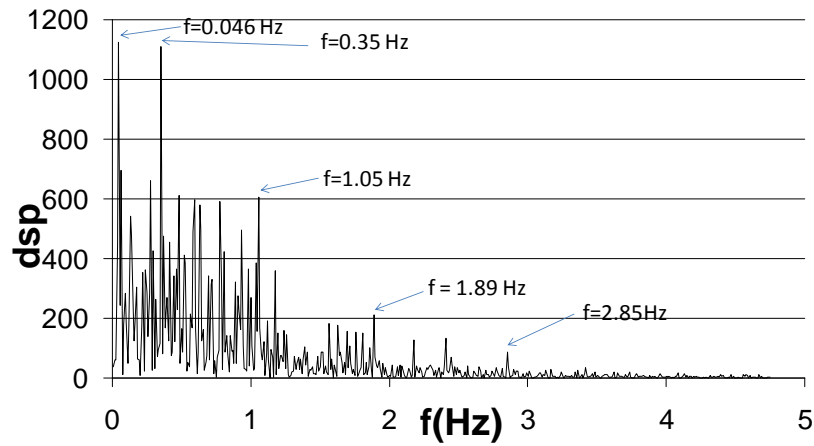


Figure 5.3-3 Densité spectrale de puissance de température dans la couche limite chaude ($Y=0,0018 ; Z=0,55$) pour $\Delta T= 7\text{K}$

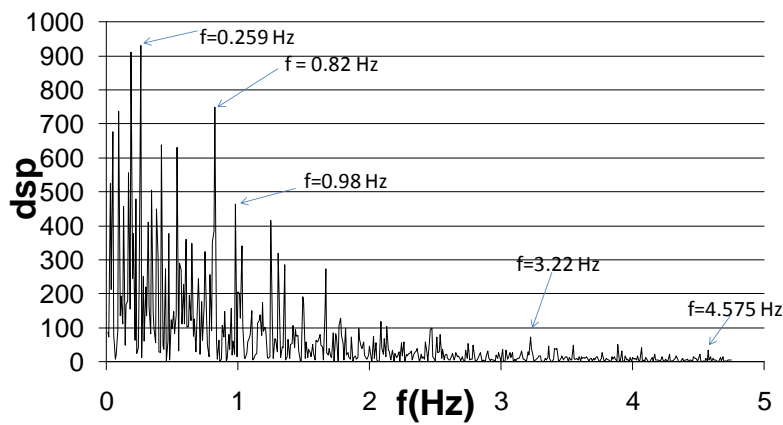


Figure 5.3-4 Densité spectrale de puissance de température dans la couche limite chaude ($Y=0,0018 ; Z=0,55$) pour $\Delta T= 14\text{K}$

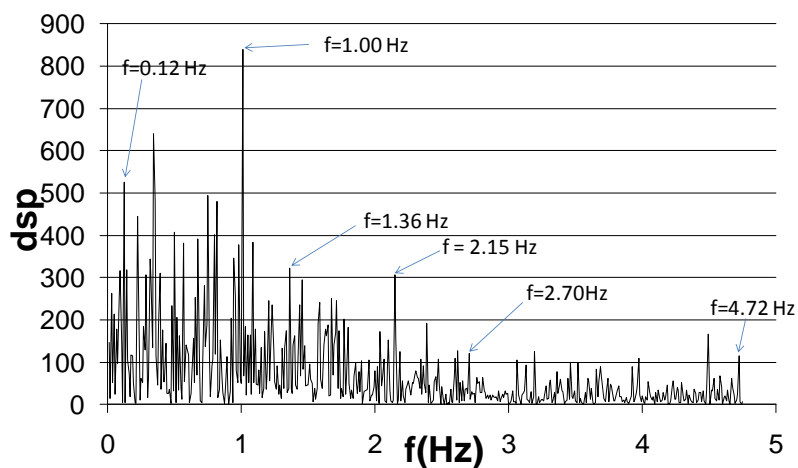


Figure 5.3-5 Densité spectrale de puissance de température dans la couche limite chaude ($Y=0,0018 ; Z=0,55$) pour $\Delta T= 20\text{K}$

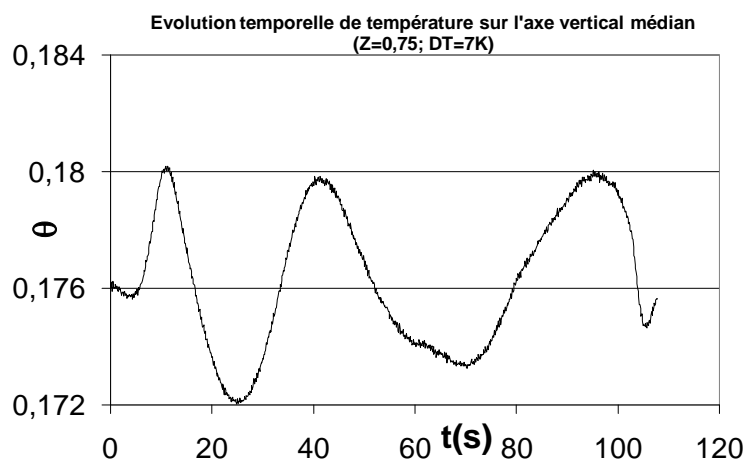


Figure 5.3-6 Evolution temporelle de température sur l'axe médian et à $Y \approx 0,13$ pour $Ra_H = 4,0 \times 10^{10}$.

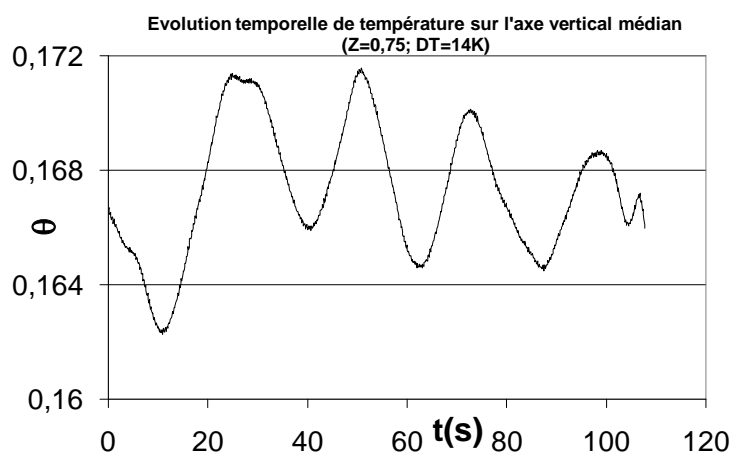


Figure 5.3-7 Evolution temporelle de température sur l'axe médian et à $Y \approx 0,13$ pour $Ra_H = 8,1 \times 10^{10}$.

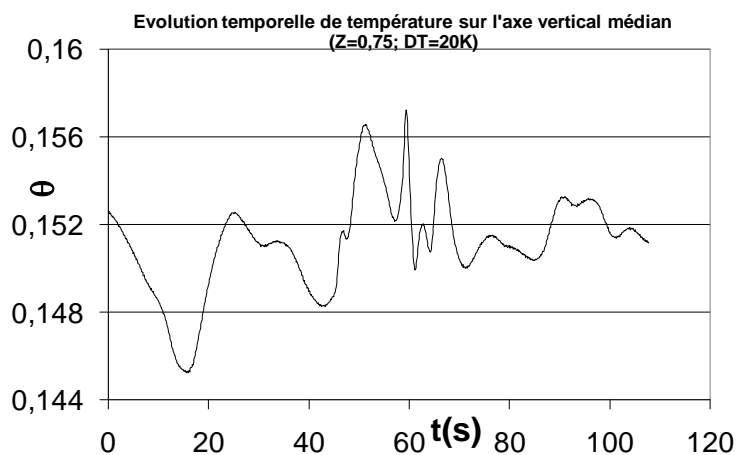


Figure 5.3-8 Evolution temporelle de température sur l'axe médian et à $Y \approx 0,13$ pour $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$.

3.5. Lois d'évolution du transfert de chaleur en convection naturelle en cavité différentiellement chauffée.

En thermique, il est important de pouvoir évaluer les transferts de chaleur qui apparaissent dans un système. La maîtrise des échanges de chaleur à la surface d'une paroi passe par une bonne estimation de l'épaisseur de la couche limite thermique qui s'y développe. Des lois d'évolution du transfert de chaleur sont établies soit numériquement, soit par l'expérience. Il s'agit en effet d'une loi de type $Nu=f(Ra)$. Ces lois restent particulières à chaque configuration étudiée, en raison du nombre important de facteurs agissant sur le transfert de chaleur (forme et taille du système, régime d'écoulement, environnement ...).

Lankhorst [1991] a déterminé numériquement des corrélations $Nu=f(Pr,Ra)$ pour des écoulements en cavité thermiquement entraînée à parois horizontales adiabatiques contenant de l'air, dans une large gamme de Rayleigh ($10^6 < Ra_H < 10^{12}$). Il trouve que pour $10^6 < Ra_H < 10^{10}$, $NuRa_H^{-1/4}$ converge asymptotiquement vers une valeur constante de 0,31. Ce résultat se rapproche de la corrélation $NuRa_H^{-1/4}=0,30$ obtenue numériquement par Henkes [1990] avec un code instationnaire. La zone de transition entre le régime laminaire et le régime turbulent a été située entre 10^9 et 10^{10} . Pour $10^{10} < Ra_H < 10^{12}$, une loi de type $Nu = 0,068Ra_H^{1/3}$ a été établie.

Au cours d'une étude numérique des écoulements d'air dans une cavité thermiquement entraînée à parois horizontales adiabatiques de rapport de forme $A_V=4$, ($Ra_H \in [10^8 ; 10^{10}]$), Xin [1993] trouve une loi d'évolution du nombre de Nusselt en $Ra_H^{1/4}$ (coefficients de corrélation de 0,31-0,32) malgré les valeurs élevées du nombre de Rayleigh.

De quelques études expérimentales effectuées, nous retiendrons celle de Cheesewright et Ziai [1986] qui encadre une large gamme de Rayleigh ($10^3 < Ra_H < 5 \times 10^{10}$) pour une cavité de rapport de forme $A=5$ dans le cas de l'air. La corrélation établie dans le cadre de cette étude est $Nu = 0,045Ra_H^{1/3}$ pour $10^9 < Ra_H < 5 \times 10^{10}$.

Les tableaux 5.3-3 et 5.3-4 présentent respectivement les nombres de Nusselt moyen et les épaisseurs de couche limite thermique pour plusieurs cavités différentiellement chauffées étudiées au LET durant ces deux dernières décennies.

Le tableau 5.3-5 présente les coefficients de corrélation du nombre de Nusselt en fonction de $Ra_H^{1/4}$ et $Ra_H^{1/3}$. La figure 5.3-9 met en évidence les lois d'évolution du Nusselt suivantes :

<p>$Nu = 0,288 Ra_H^{1/4}$ pour $9,2 \times 10^7 \leq Ra_H \leq 1,5 \times 10^9$ et $Pr = 0,71$ $Nu = 0,046 Ra_H^{1/3}$ pour $1,5 \times 10^9 \leq Ra_H \leq 1,2 \times 10^{11}$ et $Pr = 0,71$,</p>

avec un très bon accord vis-à-vis des résultats de Cheesewright et Ziai [1986] en $Ra_H^{1/3}$.

Etude	Ra _H	A _v	A _h	H [m]	T ₀ [°C]	ΔT [°C]	ε parois avant et arrière	ε du plafond et du plancher	Nu _g
Cas actuel	1,2×10 ¹¹	3,84	0,86	3,84	19	20,0	0,1	0,1	228
	8,1×10 ¹⁰	3,84	0,86	3,84	19	14,0	0,1	0,1	198
	4,0×10 ¹⁰	3,84	0,86	3,84	19	7,0	0,1	0,1	157
Mergui [1993]	5,3×10 ⁹	0,9	0,29	0,94	20	62,0	0,97	0,1	77
	1,7×10 ⁹	0,9	0,29	0,94	20	20,0	0,97	0,1	56
Salat [2004]	1,5×10 ⁹	1	0,32	1	22,5	15,0	0,97	0,21	55
Skurtys [2004]	2,7×10 ⁸	4	1,17	0,48	22	29,5	0,97	0,08	39
	9,2×10 ⁷	4	1,17	0,48	22	8,5	0,97	0,08	29

Tableau 5.3-3 Nusselt global le long de la paroi chaude dans différentes cavités différentiellement chauffées.

Etude	Ra _H	A _v	A _H	H [m]	Z/H	ε parois avant et arrière	ε du plafond et du plancher	δ _t [m]	δ _t /H
Cas actuel	1,2×10 ¹¹	3,84	0,86	3,84	0,75	0,1	0,1	0,030	0,008
	8,1×10 ¹⁰	3,84	0,86	3,84	0,75	0,1	0,1	0,028	0,006
	4,0×10 ¹⁰	3,84	0,86	3,84	0,75	0,1	0,1	0,027	0,011
Mergui [1993]	5,3×10 ⁹	0,9	0,29	0,94	0,75	0,97	0,1	0,022	0,023
	1,7×10 ⁹	0,9	0,29	0,94	0,75	0,97	0,1	0,026	0,028
Salat [2004]	1,5×10 ⁹	1	0,32	1	0,50	0,97	0,21	0,028	0,028
Skurtys [2004]	2,7×10 ⁸	4	1,17	0,48	0,50	0,97	0,08	0,028	0,058
	9,2×10 ⁷	4	1,17	0,48	0,50	0,97	0,08	0,028	0,058

Tableau 5.3-4 Epaisseur de la couche limite thermique chaude dans différentes cavités différentiellement chauffées.

Etude	Ra _H	A _v	A _h	H [m]	Nu _g Ra _H ^{-1/3}	Ecart ^{1/3}	Nu _g Ra _H ^{-1/4}	Ecart ^{1/4}
Cas actuel	1,2×10 ¹¹	3,84	0,86	3,84	0,0462	0%	0,387	-35%
	8,1×10 ¹⁰	3,84	0,86	3,84	0,0458	1%	0,371	-29%
	4,0×10 ¹⁰	3,84	0,86	3,84	0,0459	1%	0,351	-22%
Mergui [1993]	5,3×10 ⁹	0,9	0,29	0,94	0,0442	4%	0,285	1%
	1,7×10 ⁹	0,9	0,29	0,94	0,0469	-2%	0,276	4%
Salat [2004]	1,5×10 ⁹	1	0,32	1	0,0483	-5%	0,280	3%
Skurtys [2004]	2,7×10 ⁸	4	1,17	0,48	0,0593	-28%	0,299	-4%
	9,2×10 ⁷	4	1,17	0,48	0,0647	-40%	0,298	-4%

Tableau 5.3-5 Coefficient de corrélation des lois d'évolution du nombre de Nusselt en fonction du Rayleigh.

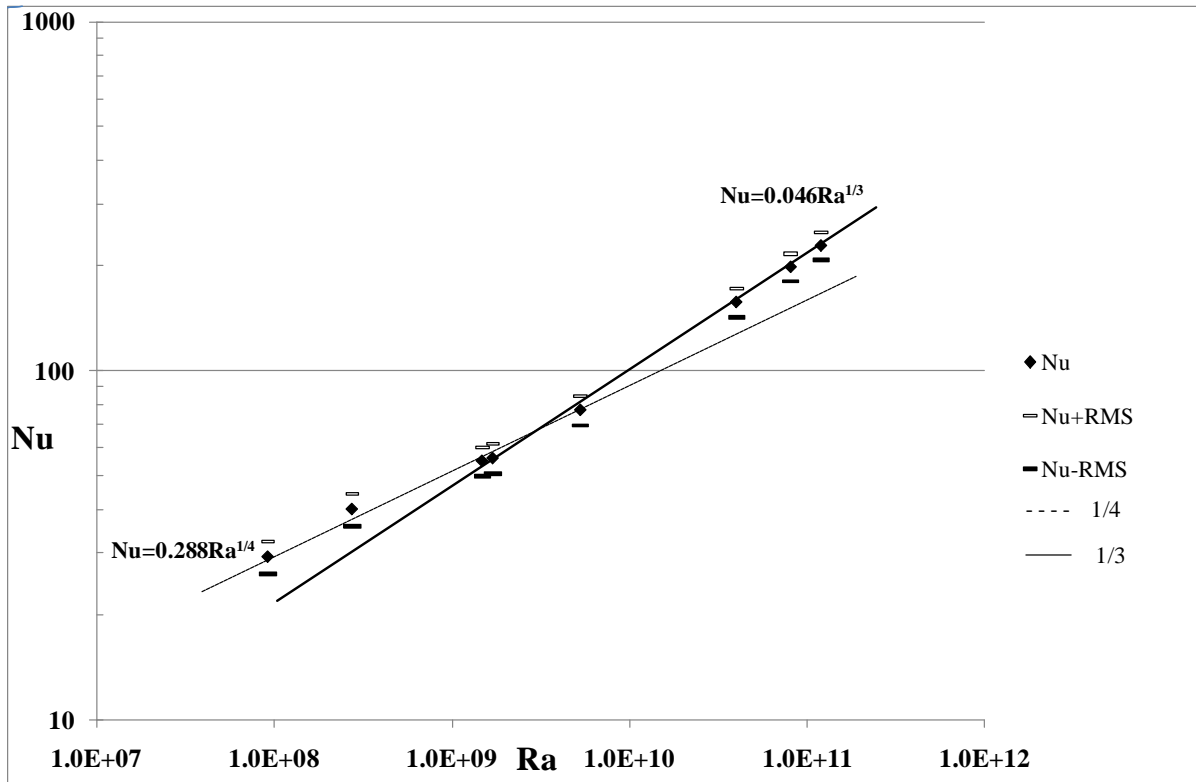


Figure 5.3-9 Représentation des lois d'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh

4. CONCLUSION

Ce chapitre propose une caractérisation expérimentale du champ thermique dans la partie haute d'une cavité différentiellement chauffée de grande taille dont le nombre de Rayleigh caractéristique est de l'ordre de 10^{11} . Une étude détaillée du champ de température dans la cavité est ainsi effectuée à l'aide des mesures par thermocouples fins.

Dans un premier temps, ces mesures ont permis de déterminer l'évolution de la stratification thermique dans les grands volumes (cavité différentiellement chauffée de 4m^3 environ) et de déterminer l'influence du rayonnement sur ce paramètre. Il ressort de notre étude que la partie centrale de cette cavité est stratifiée en température. De plus, Une investigation portant sur la contribution du rayonnement de parois à parois à la stratification thermique a été soigneusement menée et montre que la prise en compte du rayonnement est incontournable pour l'évaluation correcte des champs de température dans la cavité. On remarque qu'en baissant l'émissivité des parois de 0,6 à 0,1, le paramètre de stratification augmente de 0,41 à 0,54 soit de 25% environ pour un nombre de Rayleigh de $1,2 \times 10^{11}$. En effet le rayonnement intensifie les écoulements secondaires dans la cavité, ce qui génère un mélange plus important de fluide, par conséquent la température est beaucoup plus homogène dans le cœur réduisant ainsi la stratification thermique. Toutefois, bien que le rayonnement de paroi induise une modification de la stratification thermique, la centro-symétrie reste

conservée. Par des comparaisons avec des résultats de la littérature, il a pu être constaté, par ailleurs, que le rapport de forme hauteur/largeur joue un rôle secondaire sur la stratification thermique si l'on reste dans des facteurs raisonnables (de 1 à 4). De même, le facteur d'échelle, caractérisé par le nombre de Rayleigh, ne semble pas modifier notablement le champ de température dans le cœur de la cavité. La stratification mesurée a été comparée à des premiers résultats de LES-3D à $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$ qui ont montré une bonne concordance avec nos mesures (au moins pour les champs moyens).

Dans un deuxième temps, nous avons exploré les couches limites le long des parois actives et le cœur de la cavité. L'analyse de nos mesures fait état de couches limites thermiques très turbulentes et relativement épaisses (environ 5 cm). Une analyse spectrale de ces mesures a mis en évidence la présence de la fréquence de Brunt – Väisälä qui traduit les oscillations du cœur de la cavité. De plus on a relevé en proche paroi, et en sortie la couche limite thermique, la présence de fréquences de l'ordre du Hertz caractérisant la présence d'ondes progressives de Tollmien-Schlichting. L'analyse fréquentielle a en outre révélé que la décroissance du spectre dans les couches limites thermiques se fait en f^{-3} . Ce résultat était prévisible car dans les écoulements de convection naturelle, la décroissance du spectre en f^{-3} est présente dans les zones où les forces de poussée d'Archimède existent, ce qui est bien le cas dans les couches limites thermiques en convection naturelle (En dehors, une pente classique en $-5/3$ est retrouvée dans la zone inertielle [Rouger 2009], [Saury et al 2008]).

Le flux de chaleur pariétal local a été quantifié de deux manières par la détermination du nombre de Nusselt. Une première méthode a consisté à évaluer la pente des profils de température afin d'en déduire le nombre de Nusselt local. Une deuxième approche s'est inspirée d'un micro-fluxmètre conçu au laboratoire et qui a permis d'accéder aux valeurs instantanée et moyenne du nombre de Nusselt local. L'évolution du nombre de Nusselt local présente la même allure quelle que soit la méthode utilisée, ce qui valide bien notre dispositif expérimental. Nous avons néanmoins noté des fluctuations instantanées importantes du nombre de Nusselt allant jusqu'à 50% de la valeur moyenne mesurée.

Pour terminer ce chapitre nous avons comparé nos mesures à celles obtenues dans d'autres cavités différentiellement chauffées et on a pu établir quelques lois universelles. La plus importante est la corrélation qui traduit l'évolution du transfert de chaleur en fonction du nombre de Rayleigh à savoir : $Nu = 0,288Ra_H^{1/4}$ pour $9,2 \times 10^7 \leq Ra_H \leq 1,5 \times 10^9$ et $Nu = 0,046Ra_H^{1/3}$ pour $1,5 \times 10^9 \leq Ra_H \leq 1,2 \times 10^{11}$ avec $Pr = 0,71$.

CHAPITRE VI ETUDE DU COUPLAGE DE LA CONVECTION NATURELLE TURBULENTE AVEC LE RAYONNEMENT.

1. Introduction
2. Validation du code
 - 2.1. Validation du couplage convection naturelle avec le rayonnement surfacique
 - 2.2. Validation du couplage convection naturelle avec le rayonnement volumique
 - 2.3. Confrontations avec d'autres résultats de simulation numérique
3. Etude de l'effet du rayonnement sur l'écoulement de convection naturelle turbulent dans une cavité différentiellement chauffée
 - 3.1. Influence du rayonnement sur la structure générale de l'écoulement
 - 3.2. Etude de la centro-symétrie
 - 3.3. Champ dynamique moyen
 - 3.4. Champ thermique
 - 3.4.1. Température moyenne
 - 3.4.2. Fluctuations RMS de la température (Tensions de Reynolds)
 - 3.5. Grandeurs turbulentes de l'écoulement
 - 3.5.1. Energie cinétique turbulente
 - 3.5.2. Tensions de Reynolds
 - 3.5.3. Flux de chaleur turbulent
 - 3.6. Transfert de chaleur
4. Synthèse

1. INTRODUCTION

Le but de cette étude numérique est de coupler l'algorithme de rayonnement développé par l'équipe de Denis LEMONNIER avec un code de calcul disponible au LEBTIAB (Patrice JOUBERT et Anne SERGENT) et développé initialement par Patrick LE QUERE (LIMSI) pour la résolution des équations de convection naturelle pure (absence de rayonnement). Nous appliquerons par la suite ce couplage aux écoulements de convection naturelle dans une cavité différentiellement chauffée à haut nombre de Rayleigh. L'objectif visé est d'analyser l'influence du rayonnement de parois et /ou de gaz sur la dynamique et la thermique des écoulements de convection naturelle turbulents.

2. VALIDATION DU CODE

Nous avons testé la validité de notre code de calcul en comparant nos résultats à ceux disponibles dans la littérature. La validation s'est faite en deux parties :

-Couplage de la convection naturelle avec le rayonnement de parois dans une cavité remplie d'air considéré comme milieu transparent (non participant).

-Couplage de la convection naturelle avec le rayonnement (de parois et de gaz) dans une cavité remplie d'un fluide considéré comme un gaz gris.

2.1. Validation du couplage de la convection naturelle avec le rayonnement surfacique

Nous avons comparé nos résultats avec ceux issus des travaux de Wang et al [2006] concernant l'écoulement de convection naturelle en présence des parois grises dans une cavité différentiellement chauffée remplie d'air ($Pr=0,71$). L'écart de température imposé entre les parois actives est de 10K et la température de référence T_0 est égale à 293,5K. Les émissivités de parois varient de 0 à 1. Pour ce qui est de la méthode numérique de Wang et al [2006], les équations de Navier–Stokes sont discrétisées classiquement par une approche Volumes Finis avec un schéma d'ordre 2 en temps et en espace sur un maillage décalé non uniforme (progression géométrique) et le flux radiatif dérive du flux de radiativité, elle-même évaluée à partir des facteurs de forme. Au final, c'est une méthode directe et exacte qui est utilisée pour les échanges radiatifs. Cependant, notre code de calcul est de type Volume Finis pour les équations de transport et la résolution du problème radiatif est basée sur la méthode des ordonnées discrètes utilisant la quadrature S_8 qui est de fait une méthode approchée. Nos résultats sont donc, de facto moins précis que ceux de Wang et al. comme l'atteste le tableau 6.2-1, même si qualitativement, ils sont en très bon accord. En effet, nous observons quelques fois des écarts sur le Nusselt total à la paroi qui restent tout de même inférieurs à 5%. Par ailleurs, le champ de température et la fonction de courant que nous obtenons (figure 6.2-2) montrent une bonne concordance avec ceux de Wang et al [2006] (figure 6.2-1). On retrouve

également pour ces deux études une parfaite centro-symétrie de l'écoulement en présence du rayonnement surfacique et indépendamment de la valeur des émissivités de parois.

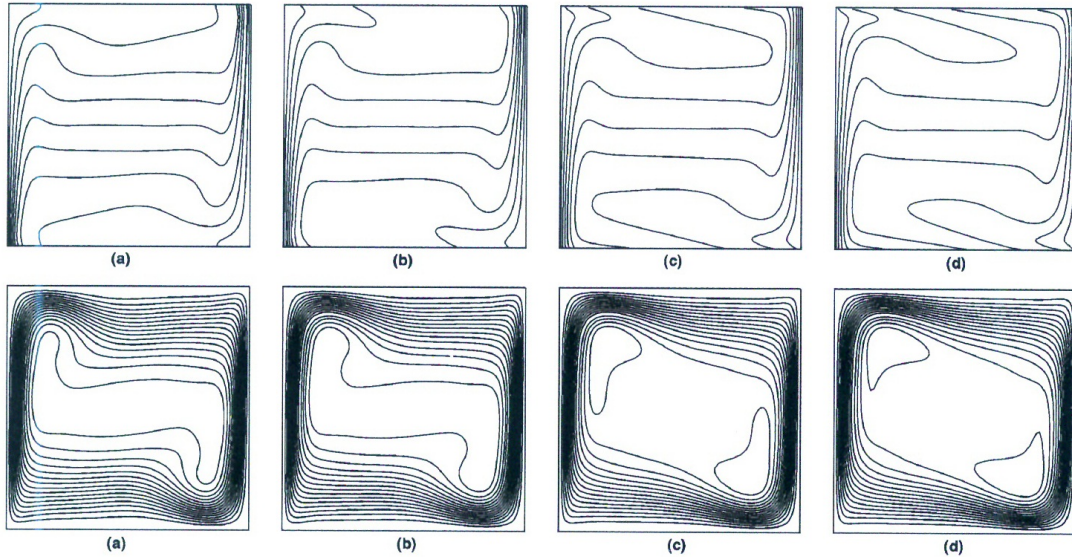


Figure 6.2-1 Influence de l'émissivité sur l'écoulement à $Ra_H=10^6$ (isotherme au dessus et fonction de courant en dessous) avec (a) $\varepsilon=0$, (b) $\varepsilon=0,1$, (c) $\varepsilon=0,4$, (d) $\varepsilon=0,8$. Wang et al [2006] ($T_0=293,5$ K et $\Delta T=10$ K).

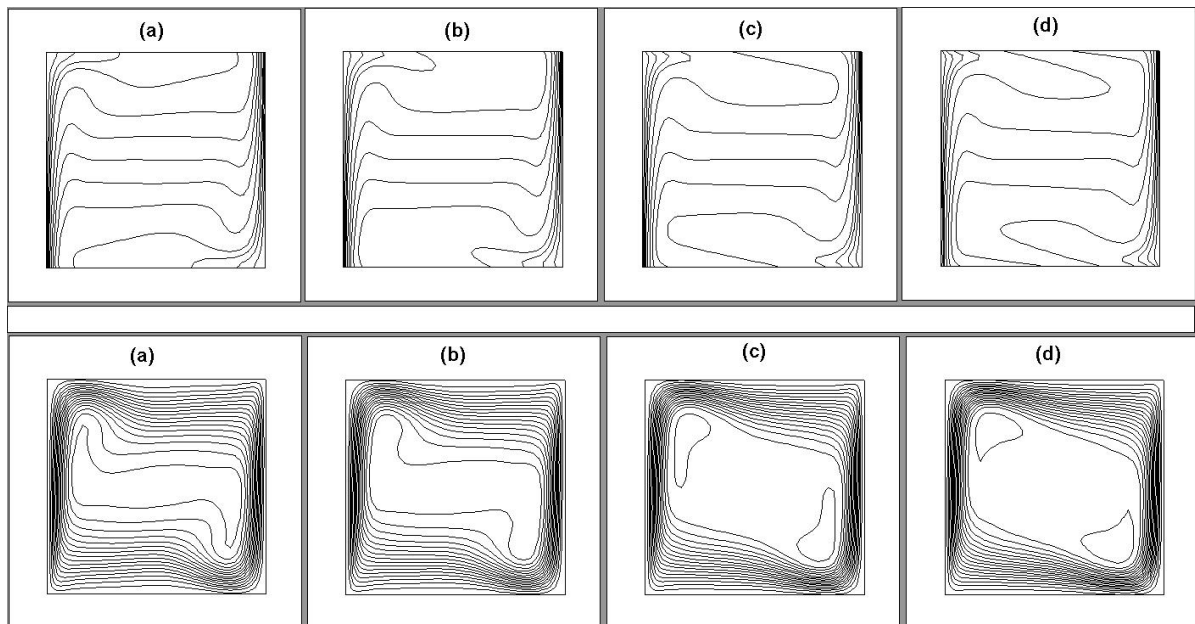


Figure 6.2-2 Influence de l'émissivité sur l'écoulement à $Ra_H=10^6$ (isotherme au dessus et fonction de courant en dessous) avec (a) $\varepsilon=0$, (b) $\varepsilon=0,1$, (c) $\varepsilon=0,4$, (d) $\varepsilon=0,8$. Notre calcul ($T_0=293,5$ K et $\Delta T=10$ K).

			Wang et al [2006] Maillage variable			Présente étude Maillage (50×50) Cosinus en y Régulier en z			
	Ra	H(m)	ϵ	Nu _c	Nu _r	Nu _t	Nu _c	Nu _r	Nu _t
Paroi chaude	10 ⁴	0,021	0,0	2,24	0	2,24	2,24	0	2,24
			0,2	2,26	0,51	2,77	2,29	0,51	2,80
			0,8	2,25	2,40	4,65	2,38	2,40	4,78
	10 ⁵	0,045	0,0	4,54	0	4,54	4,53	0	4,53
			0,2	4,39	1,09	5,48	4,58	1,09	5,67
			0,8	4,19	5,20	9,39	4,62	5,22	9,84
	10 ⁶	0,097	0,0	8,85	0	8,85	8,86	0	8,86
			0,2	8,38	2,36	10,74	8,43	2,36	10,79
			0,8	7,81	11,26	19,07	7,94	11,33	19,27
Paroi froide	10 ⁴	0,021	0,0	2,24	0	2,24	2,24	0	2,24
			0,2	2,27	0,50	2,77	2,30	0,50	2,80
			0,8	2,28	2,37	4,65	2,39	2,38	4,77
	10 ⁵	0,045	0,0	4,54	0	4,54	4,53	0	4,53
			0,2	4,41	1,07	4,48	4,59	1,08	5,67
			0,8	4,25	5,14	9,39	4,66	5,18	9,84
	10 ⁶	0,097	0,0	8,85	0	8,85	8,86	0	8,86
			0,2	8,42	2,32	10,74	8,46	2,33	10,79
			0,8	7,93	11,15	19,08	8,06	11,20	19,26

Tableau 6.2-1 Nombres de Nusselt sur les parois actives avec T₀=293,5 K et ΔT=10K

2.2. Validation du couplage de la convection naturelle avec le rayonnement volumique

Nous traitons ici le cas d'un écoulement de convection naturelle dans une cavité carrée différentiellement chauffée remplie d'un fluide homogène, satisfaisant aux hypothèses de Boussinesq avec un nombre de Prandtl égal à 0,72. Le nombre de Rayleigh choisi (Ra_H=5x10⁶) est tel que le fluide soit en activité convective relativement importante. Le fluide est considéré, dans un premier temps, transparent, puis dans un deuxième temps gris avec différentes épaisseurs optiques ($\tau = 0,2 ; 1 ; 5$). De plus, toutes les faces de la cavité sont considérées noires ($\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon_4 = 1$). L'équation de transfert radiatif est résolue par la méthode des ordonnées discrètes utilisant la quadrature S₈. Les résultats obtenus sont comparés à ceux de Yücel et al. [1989] qui ont utilisé une méthode identique à la notre. Le tableau 6.2-2 montre un très bon accord entre nos calculs et ceux de Yücel et al., avec un écart relatif inférieur à 1% sur le nombre de Nusselt total à la paroi et inférieur à 2% sur le Nusselt radiatif.

Coefficient d'absorption (κ)	Yücel et al [1989] Maillage non uniforme (51×51)		Présente étude Maillage (50×50) cosinus en y cosinus en z		Présente étude Maillage (50×50) tangente en y cosinus en z		Quadrature et schéma pour la MOD
	Nu _t	Nu _r	Nu _t	Nu _r	Nu _t	Nu _r	
$\kappa=0$ (transparent)	13,76	-	13,75	-	13,76	-	S ₈ , diamant
0,2	46,11	37,40	46,03	37,38	46,45	37,65	S ₈ , diamant
1	38,93	31,28	39,10	31,60	39,51	31,75	S ₈ , diamant
5	31,76	23,64	32,02	24,02	32,23	24,08	S ₈ , diamant
Cavité carrée différentiellement chauffée à parois noires Ra _H =5x10 ⁶ ; Pr=0,72 ; Pl=0,02							

Tableau 6.2-2 Comparaison des nombres de Nusselt radiatif et total sur la paroi chaude de la cavité.

2.3. Confrontations avec d'autres résultats de simulation numérique.

Nous allons maintenant chercher à valider l'approche numérique pour des conditions d'écoulement plus sévères que celles étudiées précédemment. Signalons d'emblée que l'approche numérique utilisée dans ce mémoire a déjà été validée pour les écoulements de convection naturelle pure faiblement turbulents (Ra_H=1,5x10⁹) dans une cavité carrée [Sergent et al., 2003, Salat et al., 2004; Joubert, 2008]. Nous souhaitons étendre l'étude à des régimes plus élevés. Pour ce faire, les calculs que nous effectuons concernant le régime d'écoulement turbulent sans rayonnement (Ra_H=1,15x10¹¹, A_V=4, ΔT=20K), sont comparés à ceux effectués récemment en DNS 3D par Trias et al. [2010a - 2010b] dans une cavité différentiellement chauffée (Ra_H=1x10¹¹, A_V=4) avec des parois horizontales adiabatiques et des conditions périodiques sur les parois avant et arrière, ce qui engendre un écoulement très proche des conditions 2D (de notre code).

Les tableaux et figures suivantes présentent quelques comparaisons. D'une façon générale, nous retrouvons qualitativement la même tendance, que ce soit pour l'évolution du nombre de Nusselt (figure 6.2-3 et tableau 6.2-3), les profils de température à mi largeur (figure 6.2-4) et à mi hauteur (figure 6.2-5), ou même la fonction de courant et les isothermes (figure 6.2-6). La centro-symétrie de l'écoulement est également bien préservée par notre approche. On note cependant une différence significative autour de la cote Z=0,5. En effet, dans notre cas, les deux zones de recirculation sont observées à des cotes plus proches de la mi-hauteur que dans le cas de Trias et al, ce qui produit une plus forte stratification thermique dans la zone centrale de la cavité (cf. figure 6-2-4). Ceci peut être dû à la différence de Rayleigh (15%).

	Trias et al [2010b] DNS-3D Maillage (682×1278×128)	Présente étude LES-2D Maillage (128×512)
Ra_H	1×10^{11}	$1,15 \times 10^{11}$
Nu_g	194	194

Tableau 6.2-3 comparaison des nombres de Nusselt en convection pure

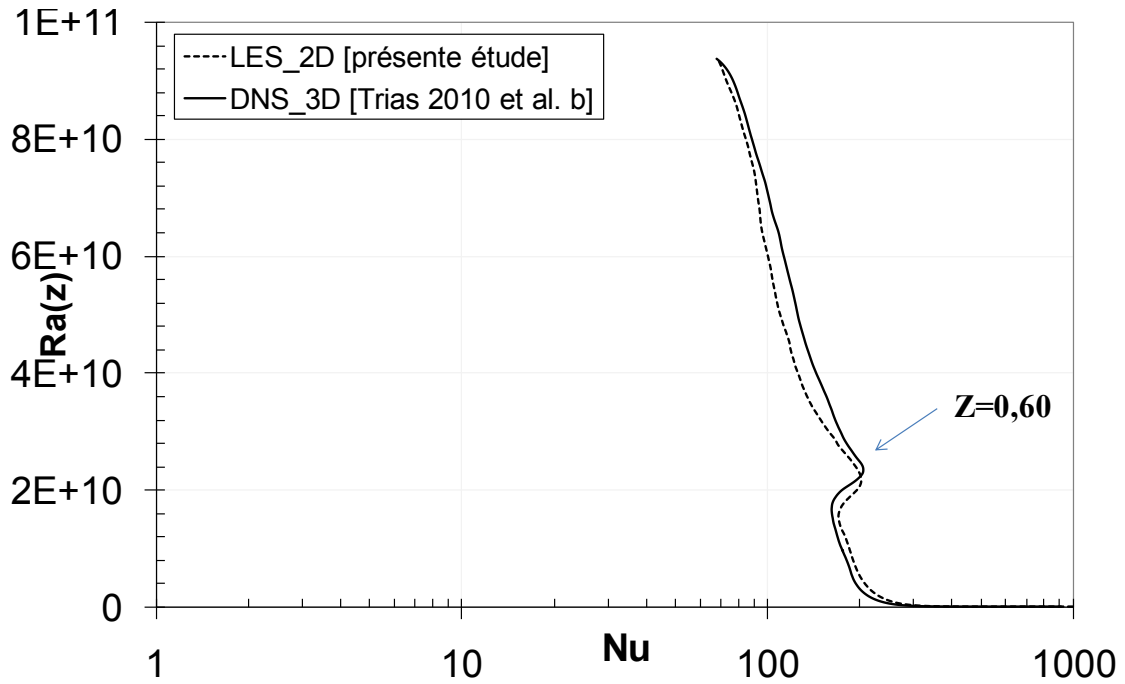


Figure 6.2-3 Comparaison de l'évolution du nombre de Nusselt en convection naturelle pure.

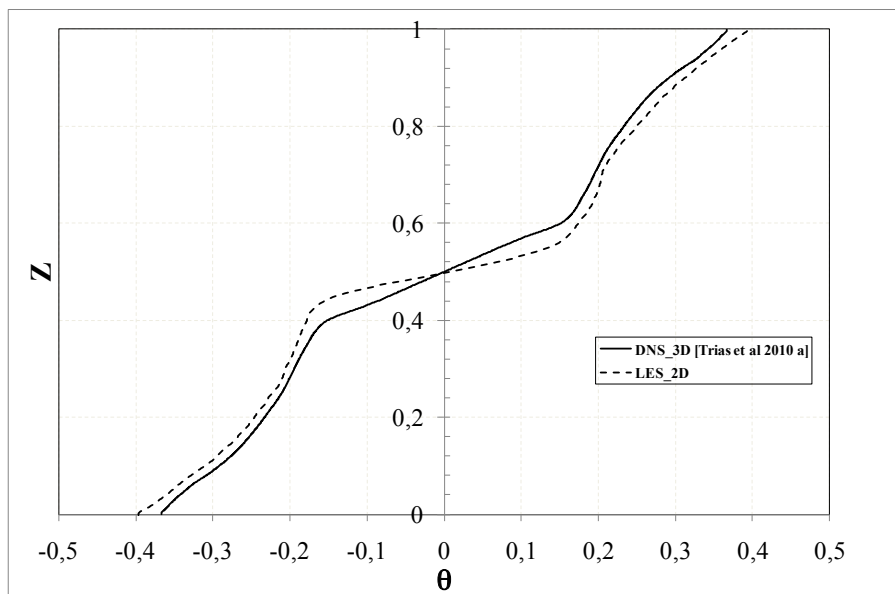


Figure 6.2-4 Comparaison des profils normalisés de température à mi-largeur de la cavité

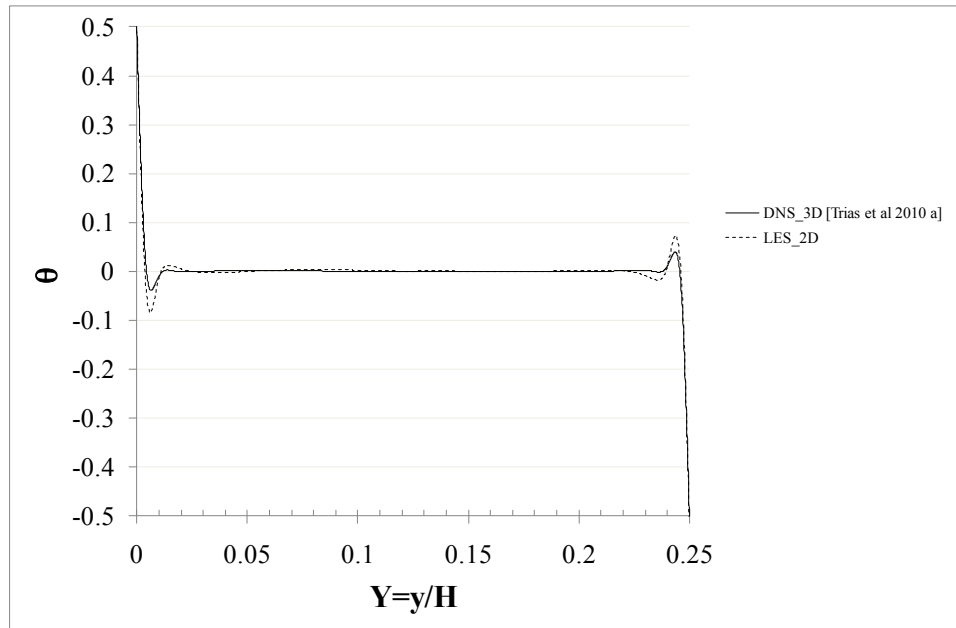


Figure 6.2-5 Comparaison des profils normalisés de température à mi-hauteur de la cavité

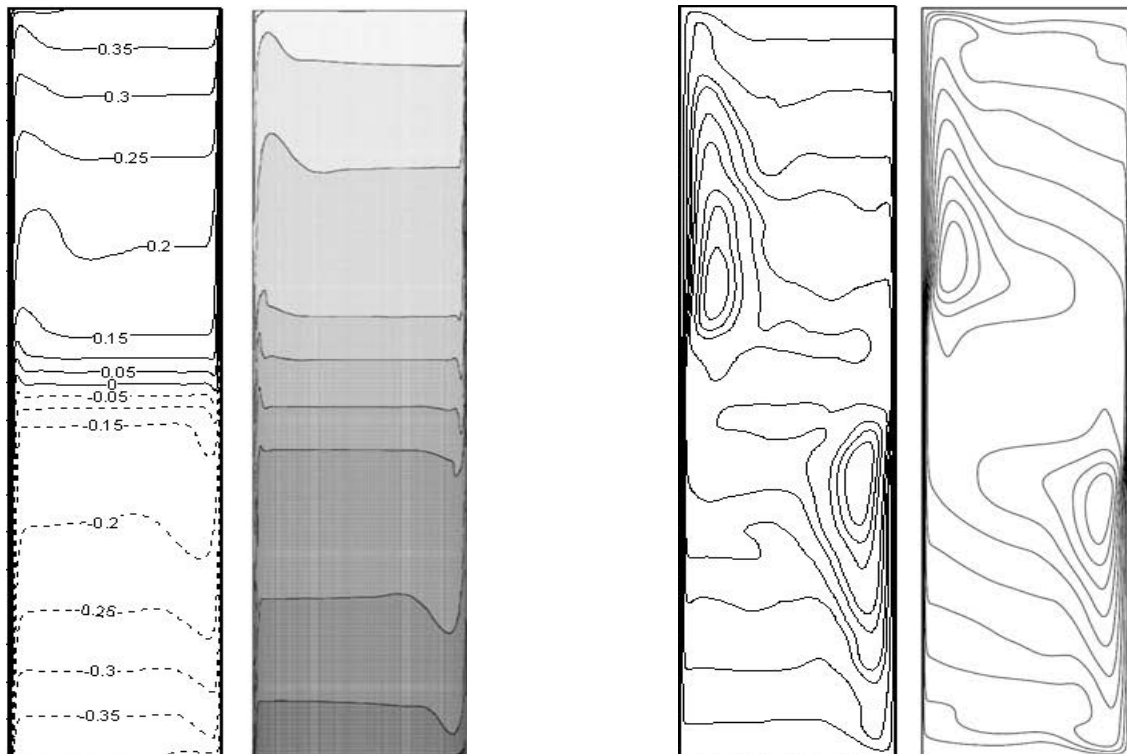


Figure 6.2-6 Comparaison des isothermes et fonctions de courant : (à droite) Trias et al [2010a] et (à gauche) Présente étude dans le cas de la convection pure

3. ETUDE DE L'EFFET DU RAYONNEMENT SUR L'ÉCOULEMENT DE CONVECTION NATURELLE TURBULENTE DANS UNE CAVITE DIFFERENTIELLEMENT CHAUFFEE

Nous avons effectué une série de calculs dans le but de mettre en évidence l'influence du rayonnement de parois et/ou du gaz sur l'écoulement de convection naturelle en espace confiné à haut nombre de Rayleigh. Tous les calculs effectués dans cette partie portent sur une cavité différentiellement chauffée de rapport de forme verticale égal à 4, de dimensions 3,84m de hauteur, 1m de largeur et 0,86m de profondeur, avec un écart de température de 20K entre les parois actives et une température moyenne de 293,5K. Dans ces conditions, le nombre de Rayleigh basé sur la hauteur est de $1,15 \times 10^{11}$. Nous avons retenu pour nos simulations un maillage de 128×512 (tangente hyperbolique en y et régulier en z).

Les différents cas étudiés correspondent à :

- la convection pure (CP) en négligeant tous les effets radiatifs,
- la convection avec rayonnement de surface (C-RS) où on considère que le rayonnement de parois ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0,15$; $\varepsilon_3 = \varepsilon_4 = 0,10$) et on néglige la participation radiative du gaz,
- la convection en présence du rayonnement volumique (C-RV) c'est-à-dire qu'on considère la contribution radiative du gaz en supposant toutes les parois de la cavité complètement réfléchissantes ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon_4 = 0$),
- la convection couplée au rayonnement surfacique et volumique (C-RS-RV).

Dans le cas du rayonnement volumique, plusieurs valeurs de κ ont été considérées : $\kappa = 0,26 \text{ m}^{-1}$; 1 m^{-1} ; 5 m^{-1} .

Ainsi, la notation RV_0,26 correspond au cas de rayonnement volumique avec $\kappa = 0,26 \text{ m}^{-1}$.

Les valeurs statistiques ont été réalisées sur des intervalles de 160 unités de temps adimensionnelles.

3.1. Influence du rayonnement sur la structure générale de l'écoulement.

Les figures 6.3-1 et 6.3-2 présentent les fonctions de courant dans la cavité pour les différentes configurations étudiées. Nous précisons que les mêmes isovalues de la fonction de courant sont représentées.

On note pour le cas de la convection pure (6.3-1a), la présence du ressaut hydraulique dans les coins supérieur haut et inférieur bas, ainsi que des écoulements de recirculation à proximité des parois verticales (écoulement descendant côté chaud situé entre le bord de la couche limite et le cœur de la cavité, et écoulement montant côté froid). On retrouve ici une bonne tendance centro-symétrique de l'écoulement.

Le rayonnement volumique seul (figures 6.3-1 c-e) fait apparaître deux nouvelles zones de recirculation dans les coins (en haut à gauche et en bas à droite), au détriment des ressauts hydrauliques observés en convection pure.

La figure 6.3-1b montre que le rayonnement de parois accentue encore l'affaiblissement des zones de recirculation à proximité des parois actives et modifie considérablement la structure de l'écoulement, avec l'apparition de nouvelles zones de recirculation en parties amont des couches limites chaude et froide. On peut aussi observer une distorsion de la zone de recirculation au voisinage des parois actives avec une tendance plus forte à alimenter la couche limite opposée.

Lorsqu'on considère tous les effets radiatifs (figure 6.3-2 c-e), la recirculation près du plafond (ou du plancher) homogénéise mieux l'écoulement dans les parties haute et basse de la cavité par rapport au cas de rayonnement de parois. Par contre les mouvements de recirculations en bordure des couches limites tendent à disparaître quand le gaz devient optiquement très épais ($\kappa = 5 \text{ m}^{-1}$) (figure 6.3-2 e).

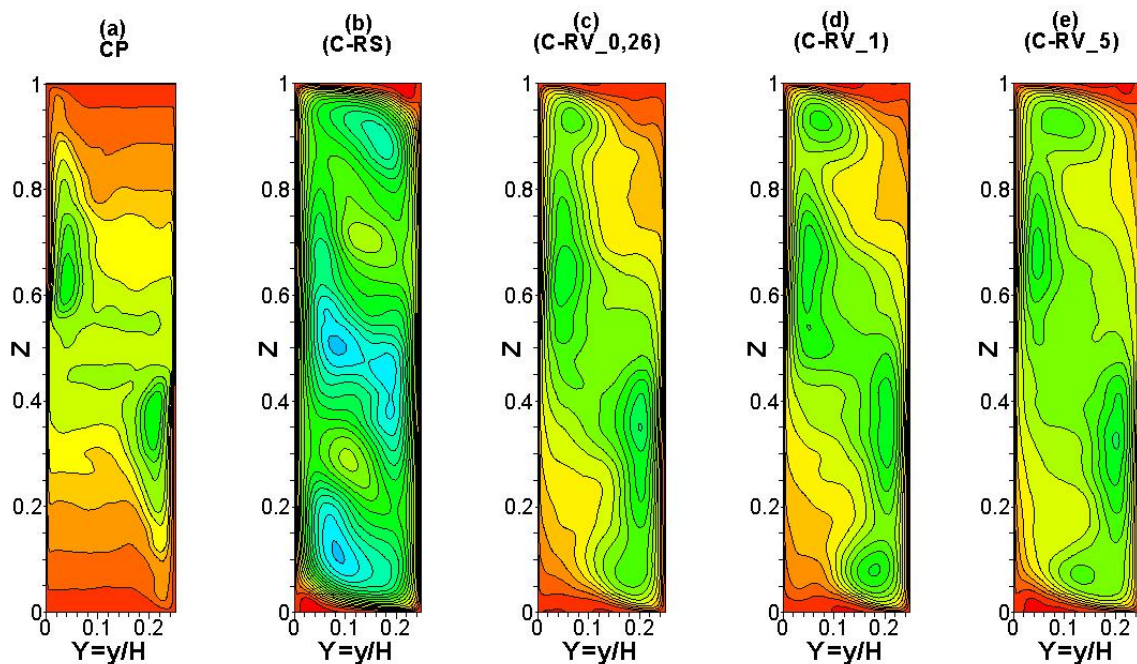


Figure 6.3-1 Fonctions de courant dans la cavité avec parois complètement réfléchissantes pour les cas (a-c-d-e)

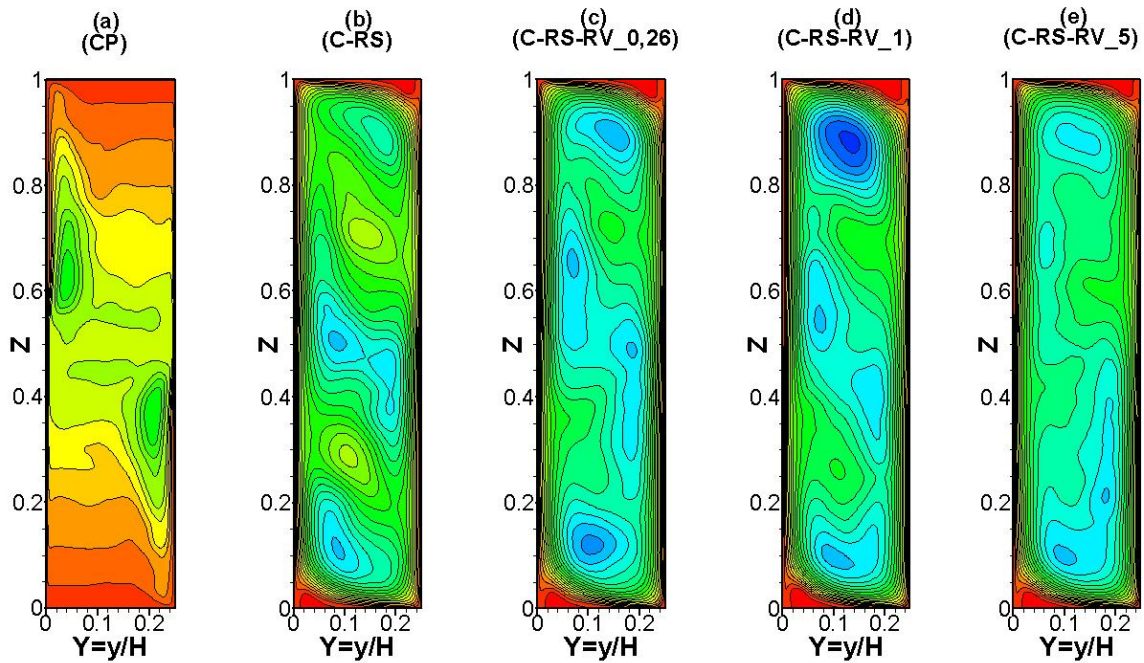


Figure 6.3-2 Fonctions de courant dans la cavité avec parois émissives pour les cas (b-c-d-e)

3.2. Etude de la centro-symétrie.

Afin de vérifier la centro-symétrie dans la cavité, nous avons tracé les profils de vitesse verticale et de température à différentes altitudes, ainsi que leurs correspondants par centro-symétrie dans toute la cavité et pour toutes les configurations étudiées. Il ressort que la centro-symétrie est conservée en convection pure (figure 6.3-3). En revanche, le rayonnement surfacique semble légèrement briser la symétrie de l'écoulement dans toute la cavité (figure 6.3-4), même si les différences observées restent faibles. Le rayonnement volumique quant à lui induit une légère dissymétrie dans les parties haute ($0,75 \leq Z < 1$) et basse ($0 < Z \leq 0,25$) de la cavité (figure 6.3-5) tandis que l'écoulement est quasi centro-symétrique entre $Z=0,25$ et $Z=0,75$ (figure 6.3-6). On s'aperçoit que le couplage des deux effets radiatifs provoque au sein de la cavité une dissymétrie, qui est beaucoup plus prononcée au voisinage des parois adiabatiques (figure 6.3-7 ; $Z=0,90$).

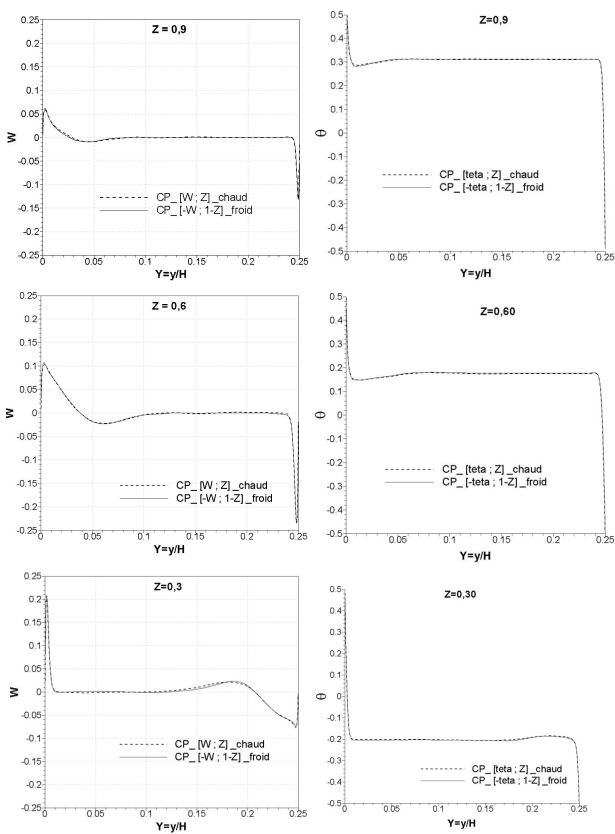


Figure 6.3-3 Profils et profils centro-symétriques de température (à droite) et de vitesse verticale (à gauche) à différentes altitudes en convection pure ($Ra_H=1,15 \times 10^{11}$).

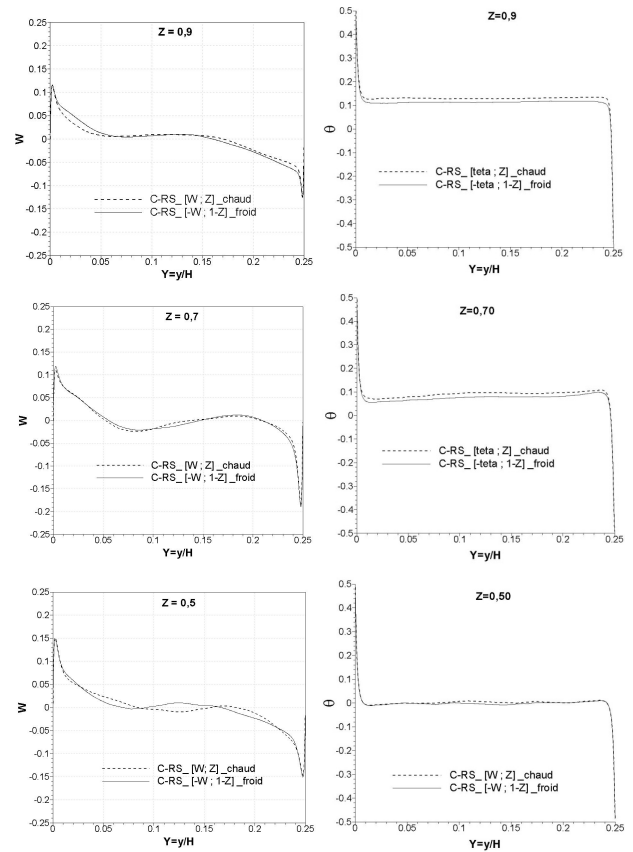


Figure 6.3-4 Influence du rayonnement de parois sur la centro-symétrie : profils de température (à droite) et de vitesse verticale (à gauche) à $Ra_H=1,15 \times 10^{11}$.

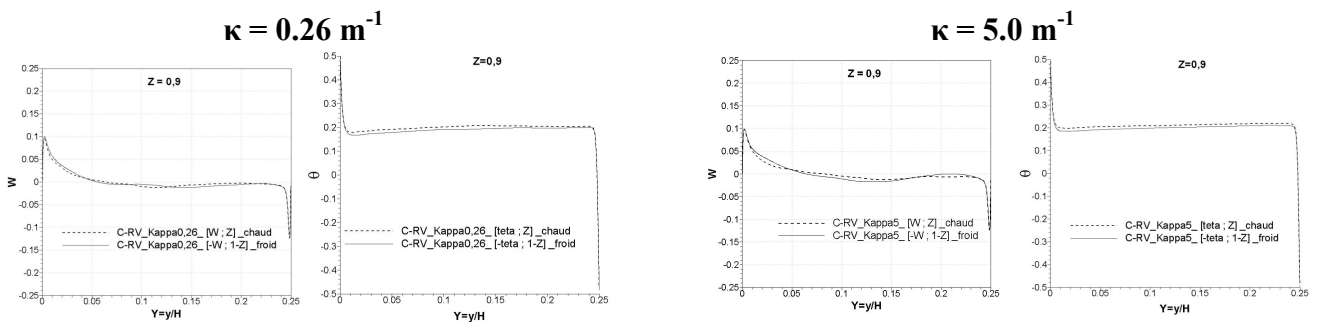


Figure 6.3-5 Influence du rayonnement volumique sur la centro-symétrie à proximité des parois horizontales à $Ra_H=1,15 \times 10^{11}$.

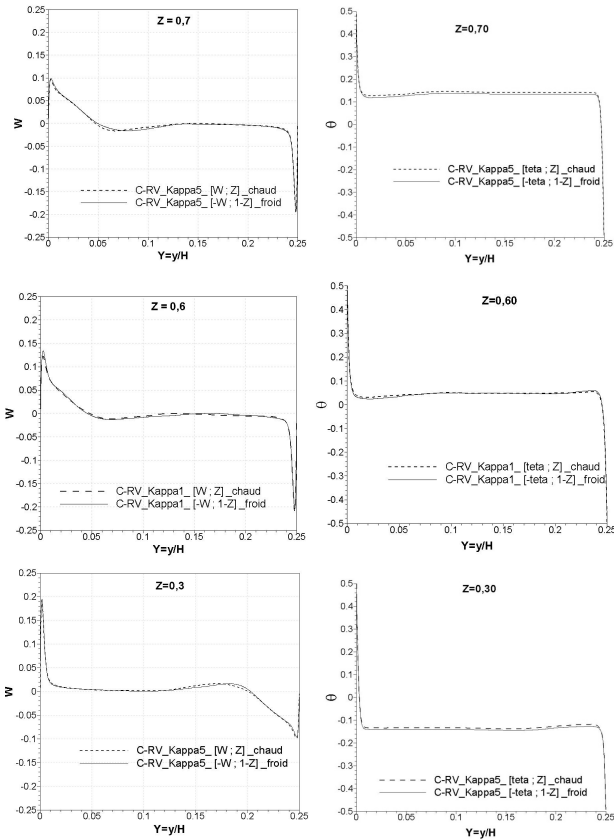


Figure 6.3-6 Influence du rayonnement volumique sur la centro-symétrie dans la cavité ($0,30 \leq Z \leq 0,70$), pour $Ra_H=1,15 \times 10^{11}$

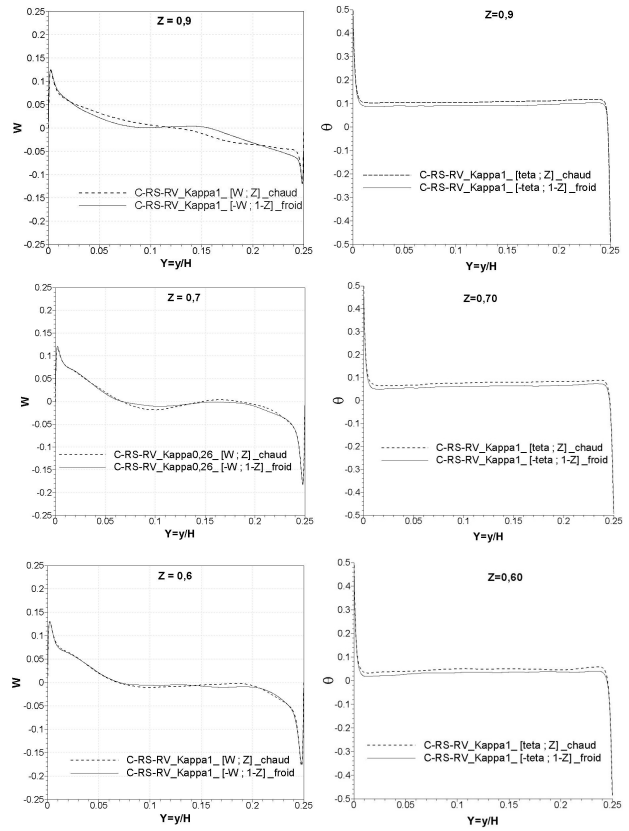


Figure 6.3-7 Influence du rayonnement surfacique et volumique sur la centro-symétrie dans la cavité à $Ra_H=1,15 \times 10^{11}$.

3.3. Champ dynamique moyen

Les profils de la composante de vitesse verticale W sont présentés sur les figures 6.3-8. Concernant la centro-symétrie, on retrouve les mêmes tendances que précédemment. On observe que les couches limites verticales en développement dans la partie laminaire ($Z=0,1 \rightarrow Ra_Z \approx 1,2 \times 10^8$), sont déjà beaucoup plus épaisses en présence du rayonnement de parois qu'en convection naturelle pure. Le rayonnement volumique quant à lui influe très peu sur les couches limites dans la zone laminaire. En revanche à la mi-hauteur ($Z=0,5 \rightarrow Ra_Z \approx 1,4 \times 10^{10}$), le rayonnement de gaz épaissit significativement la couche limite dynamique relativement au cas de convection pure. Au-delà de la mi-hauteur, c'est-à-dire dans la zone pleinement turbulente ($0,50 < Z < 0,90$), les effets radiatifs (surfacique ou volumique) influencent peu les couches limites dynamiques qui présentent dans cette zone des épaisseurs sensiblement identiques en présence ou non du rayonnement. De plus, il apparaît à l'examen de la figure 6.3-8 que le rayonnement (de parois ou de gaz) provoque une augmentation du débit circulant. Toutefois, cette augmentation est relativement plus importante avec le rayonnement de surface qu'avec le rayonnement volumique. Par ailleurs, la combinaison des

effets radiatifs (de parois et de gaz) augmente la vitesse maximale obtenue dans la couche limite (figure 6.3-9).

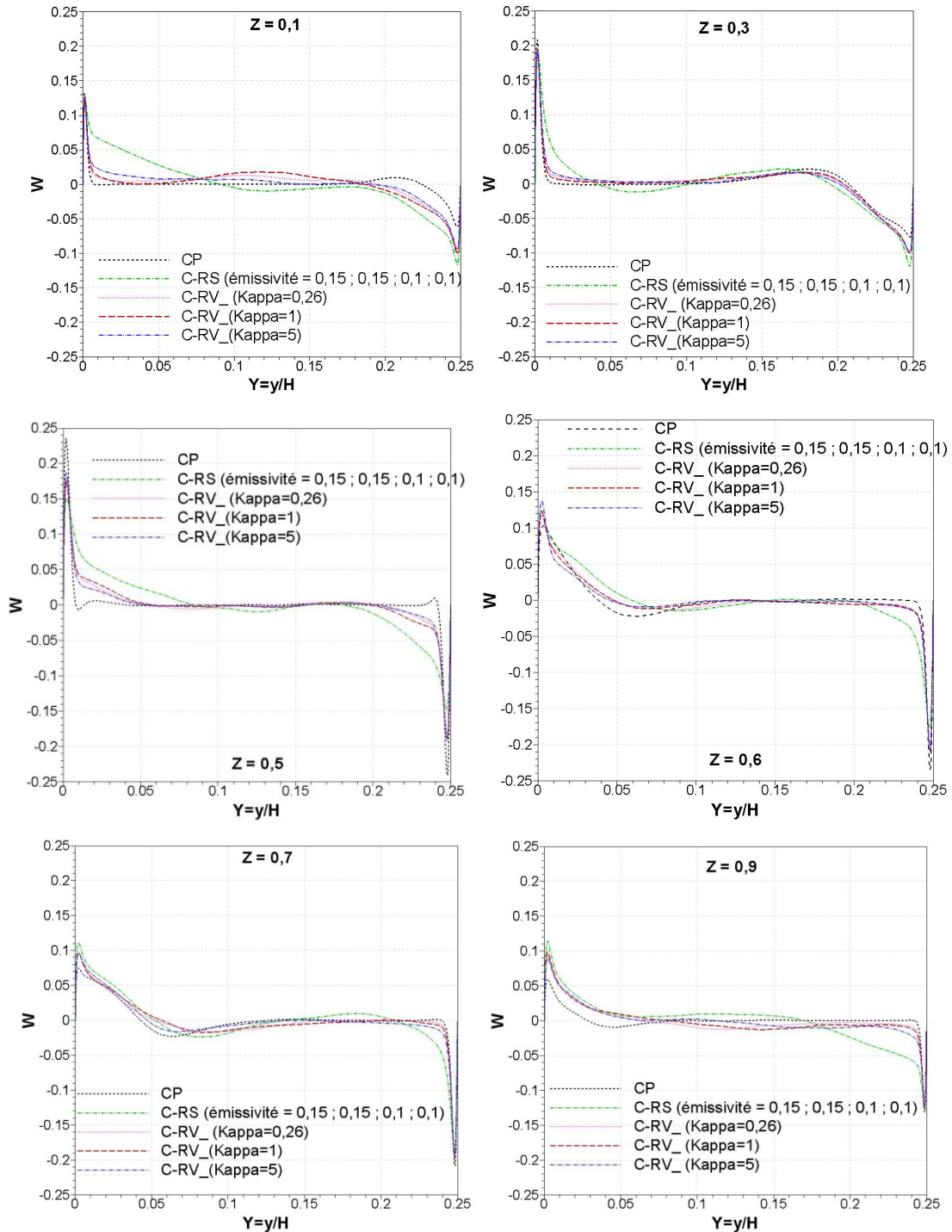


Figure 6.3-8 Profils de vitesse verticale adimensionnée dans la cavité avec les parois réfléchissantes pour les cas CP ; C-RV ($Ra_H=1,15 \times 10^{11}$)

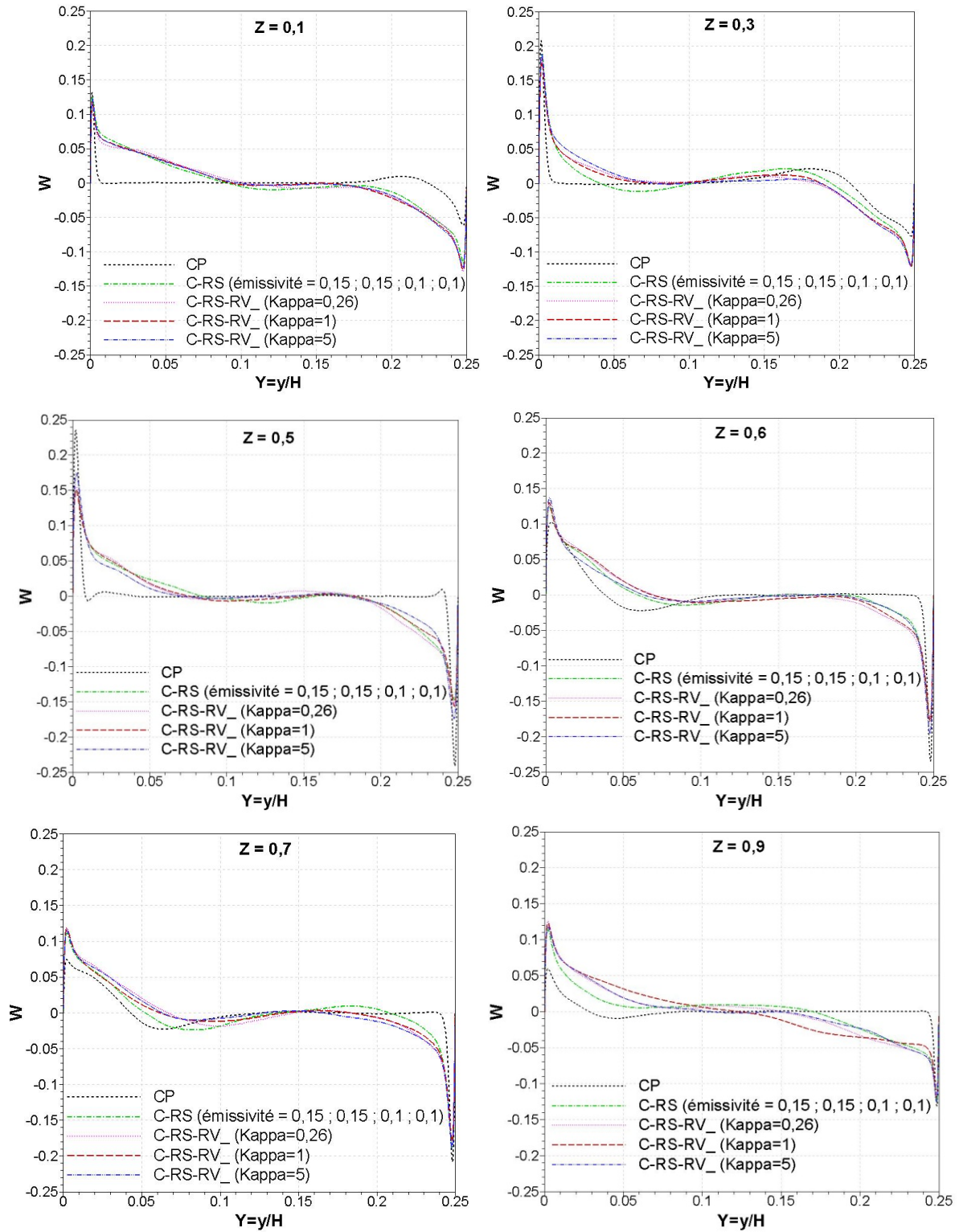


Figure 6.3-9 Profils de vitesse verticale adimensionnée dans la cavité avec des parois émissives pour les cas C-RS ; C-RS-RV ($Ra_H=1,15 \times 10^{11}$).

Par ailleurs, il est à noter la structure particulière du profil de la composante de vitesse horizontale V à mi-largeur dans la cavité (figure 6.3-10) qui signale un écoulement horizontal de faible amplitude dans quasiment toute la cavité ($0,10 < Z < 0,90$), excepté près des parois haute et basse ($0,9 < Z < 1$ et $0 < Z < 0,1$), dû aux effets radiatifs. On retrouve également sur la figure 6.3-10 un écoulement de type jet pariétal à proximité du plafond et du plancher. Il ressort également que le rayonnement surfacique intensifie le mouvement du fluide le long des parois horizontales. De même, l'accélération du fluide près de ces parois est plus importante quand tous les effets radiatifs (gaz et parois) sont considérés. On constate de plus, que l'accélération du fluide dans les couches de retour près du plafond et du plancher est principalement due au rayonnement surfacique. On peut en outre relever que la vitesse du jet pariétal, au plafond, croît légèrement avec le coefficient d'absorption (donc l'épaisseur optique) du gaz.

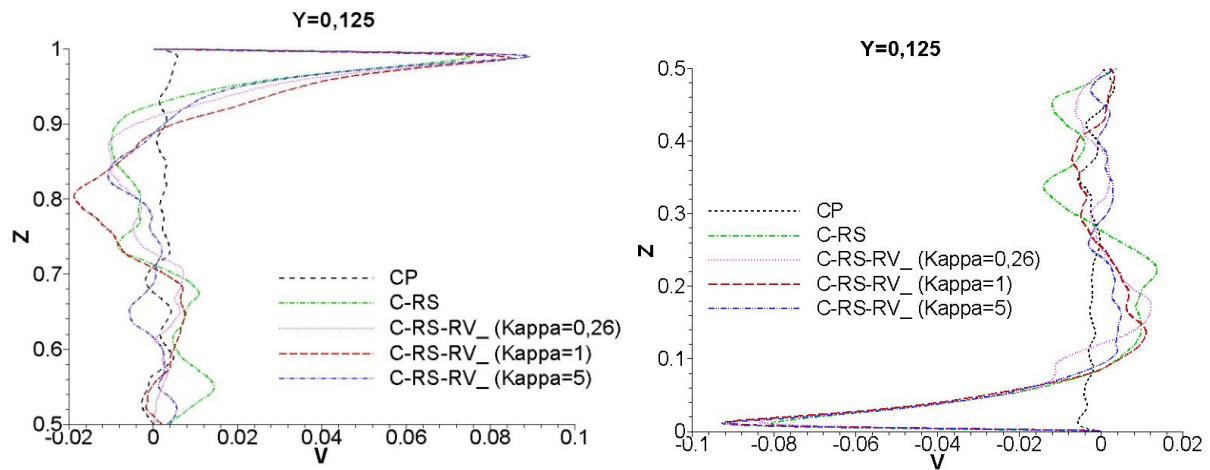


Figure 6.3-10 Profils de vitesse horizontale adimensionnée à mi-largeur dans la cavité ($Ra_H=1,15 \times 10^{11}$).

3.4. Champ thermique

3.4.1. Température moyenne

Le rayonnement de parois et/ou de gaz entraînent des changements importants sur les champs de température. Les modifications sont remarquables dans la partie centrale et à proximité des parois horizontales.

La figure 6.3-11 (a) fait ressortir une stratification importante dans la partie centrale de la cavité entre $Z=0,40$ et $Z=0,60$ lorsque le rayonnement n'est pas pris en compte. La prise en compte du rayonnement de parois seul, provoque une diminution importante de la stratification thermique dans le cœur de la cavité (figure 6.3-11 b). En effet, le rayonnement de parois génère une redistribution de température sur les parois passives (haute et basse) et donc une diminution de l'écart de température entre le plafond et le plancher. Ceci homogénéise fortement la température du fluide. Le paramètre de stratification évalué dans la

région comprise entre $Z=0,40$ et $Z=0,60$ passe de 2,50 en convection naturelle pure à 0,53 par exemple dans le cas où le rayonnement de parois est considéré avec un milieu transparent. Ce résultat est contraire à ce que l'on a observé antérieurement à $1,5 \cdot 10^9$ [Salat et al. 2004] où il avait été montré que le rayonnement de parois horizontales modifiait peu la stratification thermique et que c'est l'introduction des effets radiatifs sur les faces avant et arrière qui influençait radicalement la stratification au cœur. On notera que pour $Ra_H = 10^{10}$, en présence du rayonnement de parois, nous avons obtenu le paramètre de stratification de l'ordre de 1. On peut penser qu'en régime pleinement turbulent ($Ra_H \approx 10^{11}$) et surtout pour cette géométrie ($A_V = 4$), la sensibilité du cœur de la cavité aux effets radiatifs devient beaucoup plus grande probablement en raison des écoulements secondaires importants observés près des parois horizontales et qui s'étendent sur environ 80cm de hauteur. Cette analyse reste toutefois à approfondir.

La figure 6.3-11 (c) montre que le rayonnement volumique diminue également la stratification thermique au cœur de la cavité, mais dans une mesure moindre par rapport à ce qui est observé avec le rayonnement de surface. En effet, le fluide considéré radiativement gris, absorbe dans la couche limite, près de la paroi chaude le rayonnement. Ceci se justifie sur la figure 6.3-13 où l'on a représenté la distribution du terme source d'origine radiative au sein du fluide, terme résultant du bilan entre l'énergie absorbée et l'énergie émise par chaque élément fluide. On s'aperçoit que ce bilan est positif le long de la paroi chaude, et l'échauffement local du fluide tend à diminuer sa masse volumique, et donc à intensifier le mouvement ascendant. Un phénomène similaire se produit le long de la paroi froide et le mouvement du fluide dans la cavité est donc amplifié. La principale conséquence de cette intensification du mouvement de rotation dans la cavité sera donc de brasser suffisamment du fluide de manière à homogénéiser le milieu en température, réduisant ainsi la stratification. Cependant, on peut relever au regard de la figure 6.3-12 que lorsque tous les effets radiatifs sont considérés, le rayonnement de parois joue un rôle prépondérant sur la stratification thermique dans la cavité. Les profils de température à mi-largeur sont représentés sur les figures 6.3-14 et 6.3-15 et les valeurs du paramètre de stratification sont reportées dans le tableau 6.3-1 pour les différentes configurations étudiées.

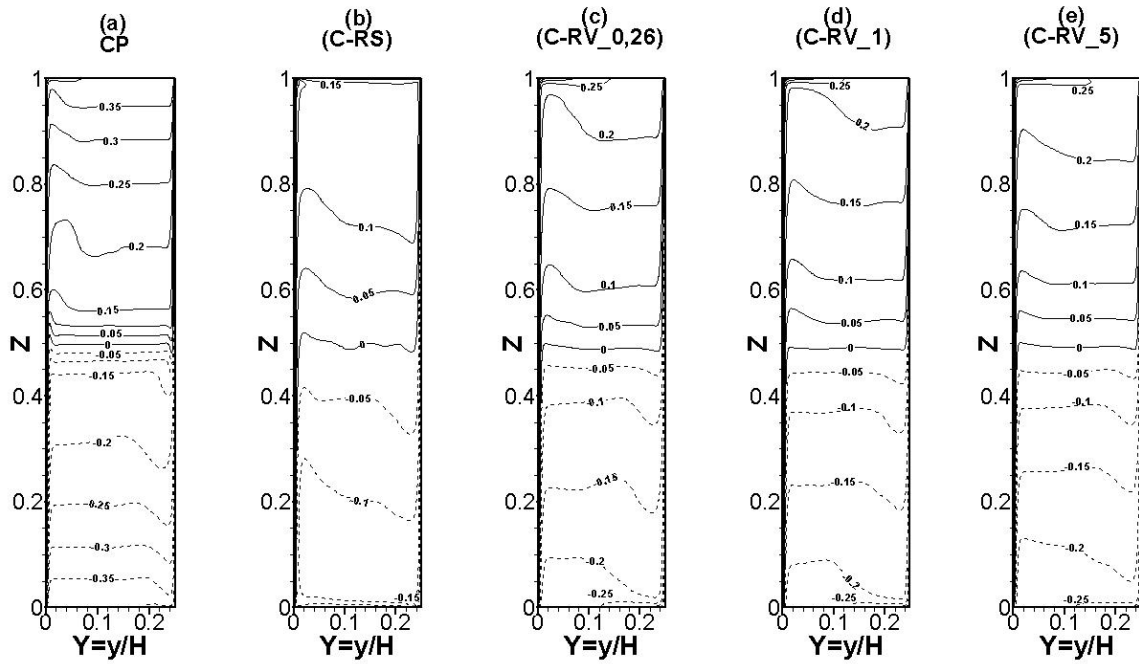


Figure 6.3-11 Isothermes dans la cavité avec parois complètement réfléchissantes pour les cas (a-c-d-e)

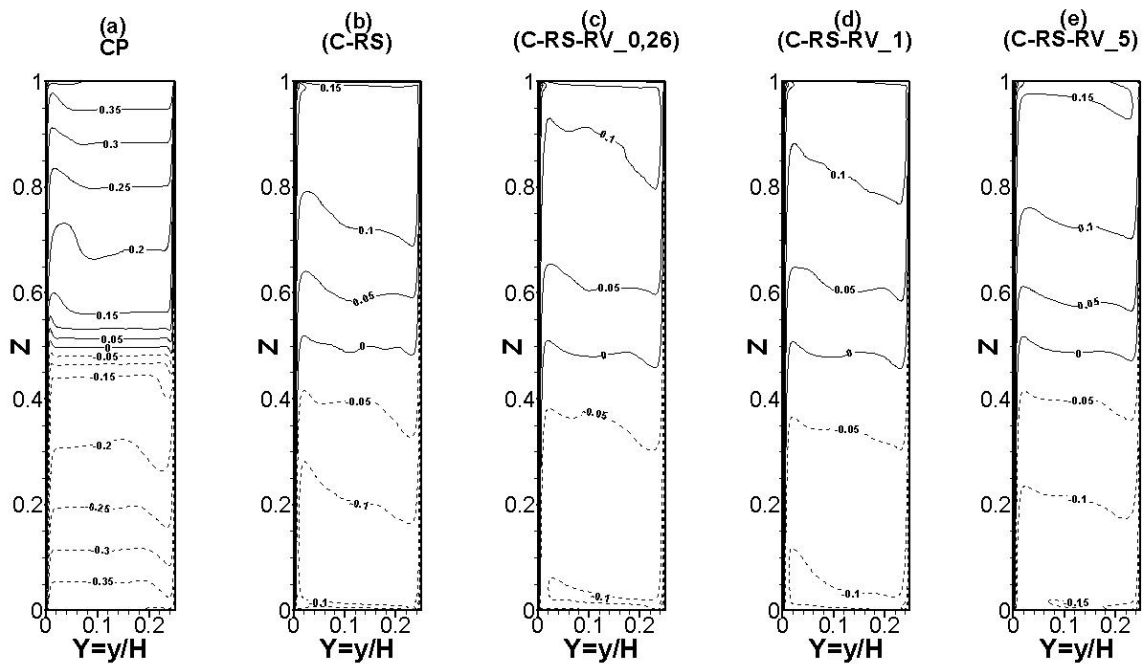


Figure 6.3-12 Isothermes dans la cavité avec parois émissives pour (b-c-d-e)

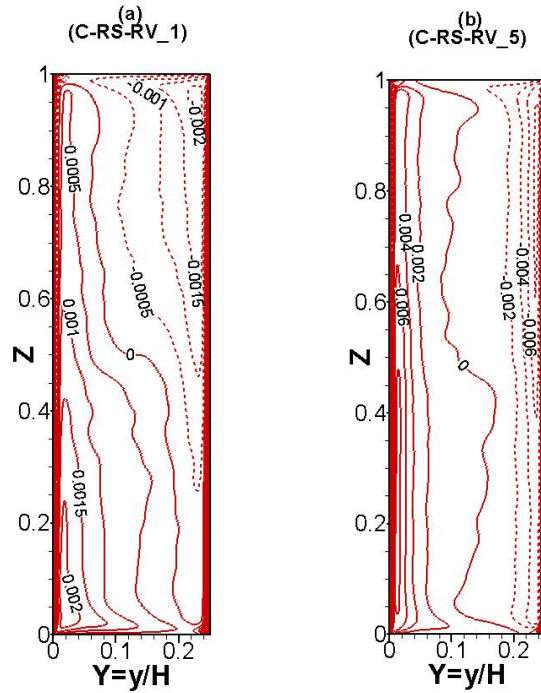


Figure 6.3-13 Distribution de puissance radiative normalisée dans la cavité pour $\kappa=1$ et $\kappa=5$

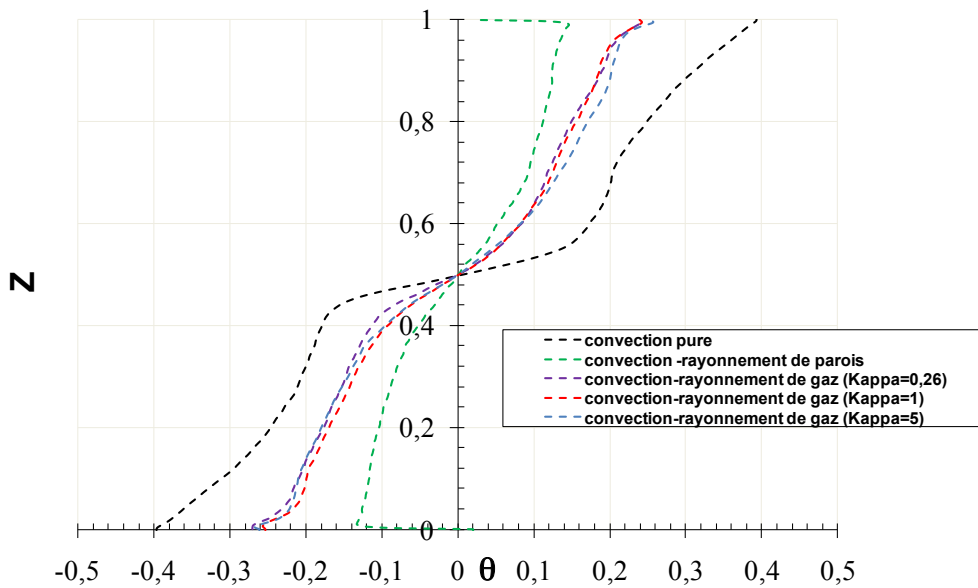


Figure 6.3-14 Influence du rayonnement (de parois ou de gaz) sur le profil de température à mi-largeur en présence des parois réfléchissantes lorsque le rayonnement volumique est considéré.

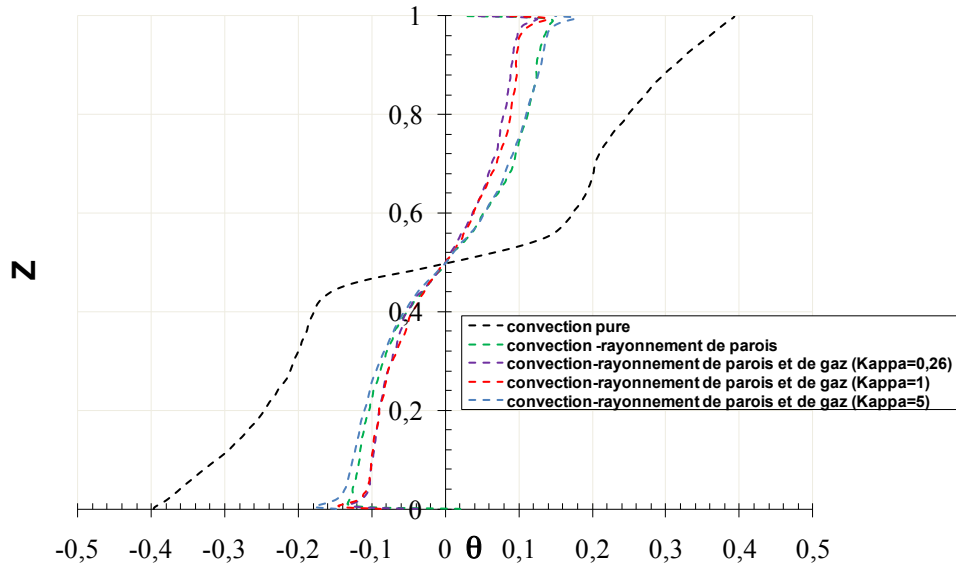


Figure 6.3-15 Influence du rayonnement (de parois et de gaz) sur les profils de température à mi-largeur.

	CP	C-RS	C-RS-RV ($\kappa=0,26$)	C-RS-RV ($\kappa=1$)	C-RS-RV ($\kappa=5$)	C-RV ($\kappa=0,26$)	C-RV ($\kappa=1$)	C-RV ($\kappa=5$)
S	2,55	0,53	0,42	0,38	0,55	1,30	1,03	0,97

Tableau 6.3-1 Paramètres de stratification pour différentes configurations étudiées

Les profils de température à différentes cotes (figure 6.3-16) montrent que globalement le rayonnement réchauffe le fluide au voisinage du plancher et le refroidit près du plafond. De plus, l'épaisseur de la couche limite thermique reste constante en présence ou non du rayonnement excepté à la cote $Z=0,50$.

En effet, à la cote $Z=0,5$, on observe un écoulement de retour en partie externe des couches limites, qui s'accompagne d'une très forte variation de la température. Cet écoulement de retour est caractéristique des écoulements de couches limites de convection naturelle en milieu stratifié, et se trouve très marqué ici du fait de la stratification très importante ($S=2,55$).

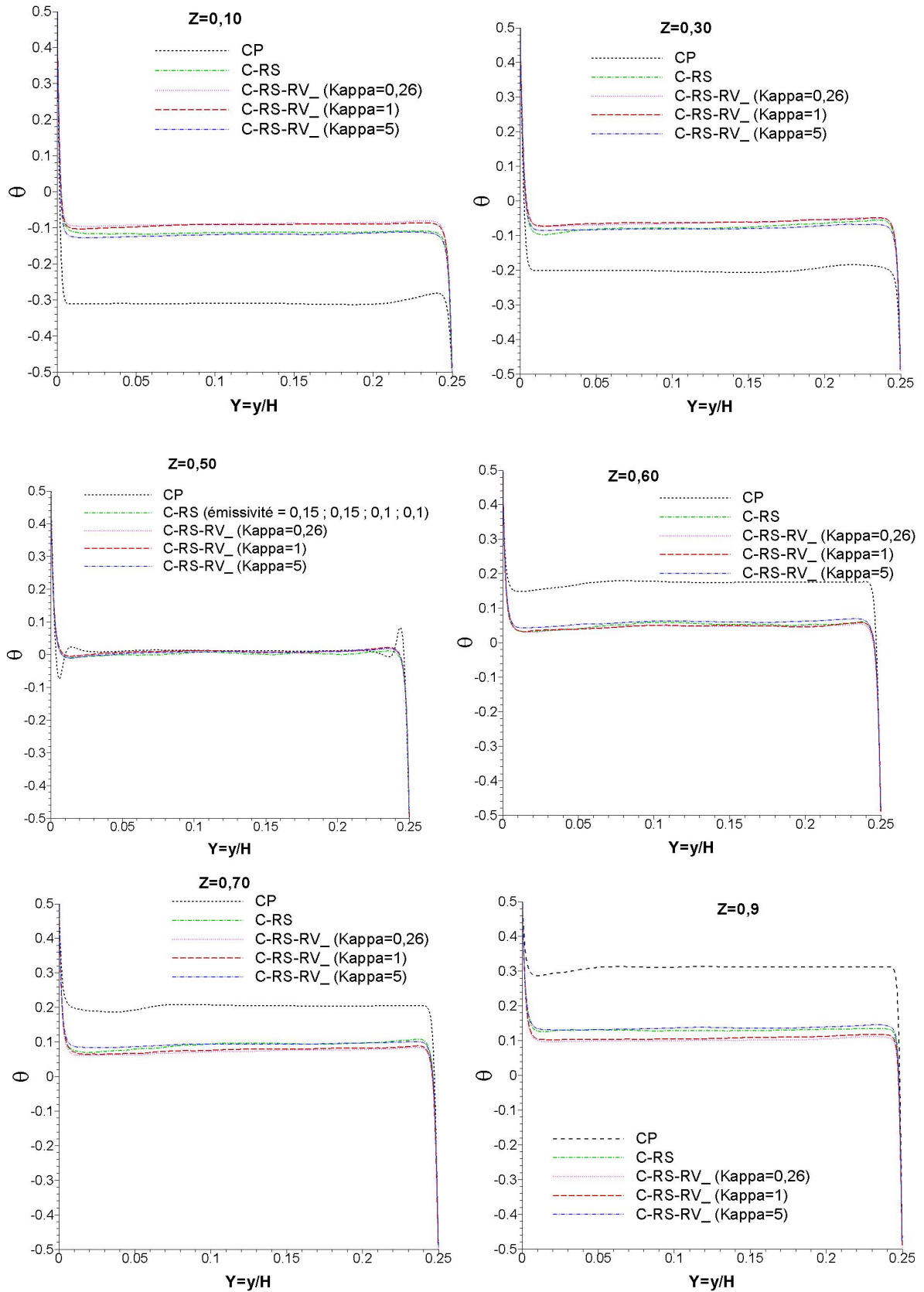


Figure 6.3-16 Profils de température dans la cavité à différentes altitudes

Les figures 6.3-17 et 6.3-18 présentent les profils de température le long des parois adiabatiques pour des différentes configurations. La paroi basse s'échauffe par rayonnement tandis que la paroi haute se refroidit par rayonnement dans tous les cas de figure. Nous remarquons que, en l'absence des effets radiatifs, l'écart de température entre la paroi basse et la paroi haute est le plus important. En revanche cet écart est plus faible lorsqu'on considère le rayonnement de parois seul et augmente en présence d'un milieu absorbant. Cela s'explique par le fait que dans un milieu optiquement épais, le fluide absorbe de l'énergie radiative émise par l'une des parois actives qu'il va par la suite transférer le long des parois adiabatiques. En considérant le rayonnement volumique seul, on constate que la répartition de température sur les parois horizontales est indépendante de l'épaisseur optique du gaz (figure 6.3-18).

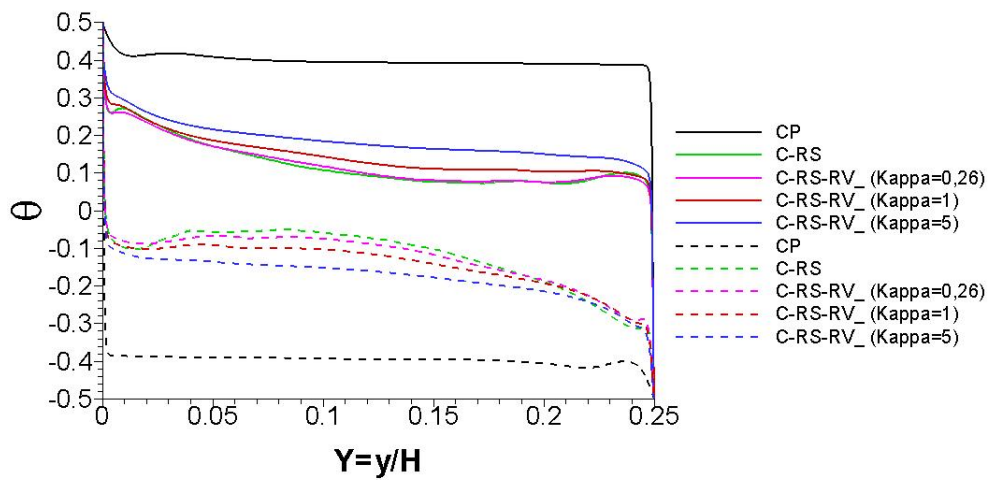


Figure 6.3-17 Température des parois horizontales : paroi haute (—) et paroi basse (- - -) dans le cas des parois émissives

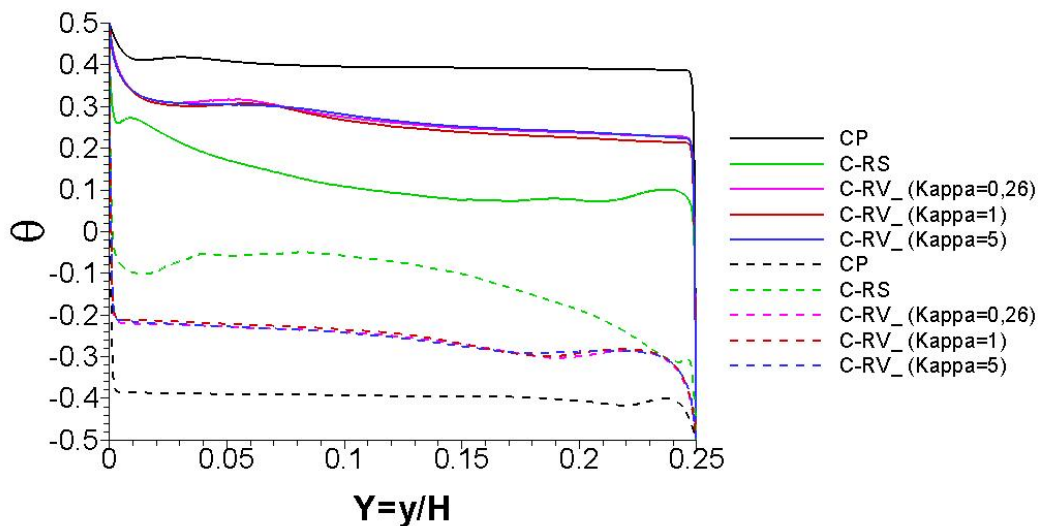


Figure 6.3-18 Température des parois horizontales : Paroi haute (—) et paroi basse (- - -) dans le cas des parois réfléchissantes

3.4.2. Fluctuations RMS de température (Tensions de Reynolds)

Le rayonnement de parois induit des fluctuations importantes de température dans les couches limites verticales et dans les coins (en haut à gauche et en bas à droite) (figure 6.3-19). Le rayonnement volumique amplifie également les fluctuations de température dans les couches limites pour un coefficient d'absorption variant entre 0,26 et 1. En revanche, lorsque le fluide est très épais optiquement ($\kappa=5$), le rayonnement volumique a plutôt tendance à amortir les fluctuations de température dans la cavité. En effet, en homogénéisant suffisamment la température du fluide dans la cavité, le rayonnement de gaz atténue les perturbations thermiques au sein de la cavité.

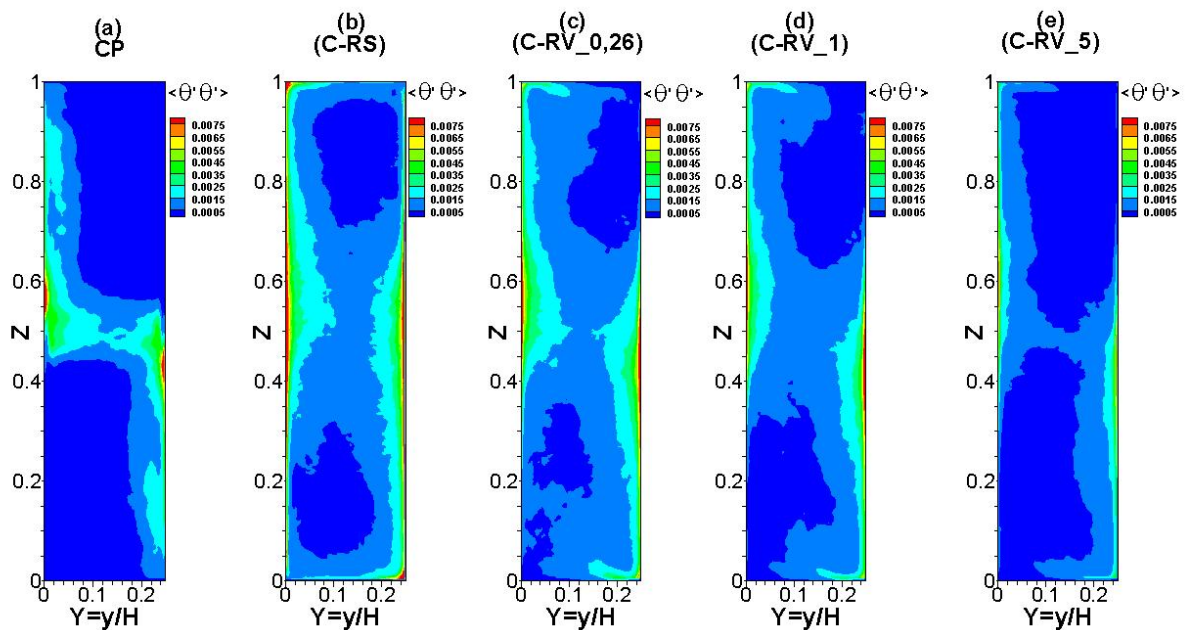


Figure 6.3-19 Champs normalisés de la grandeur fluctuante de température $\langle \theta' \theta' \rangle$ dans la cavité avec parois complètement réfléchissantes pour les cas (a-c-d-e)

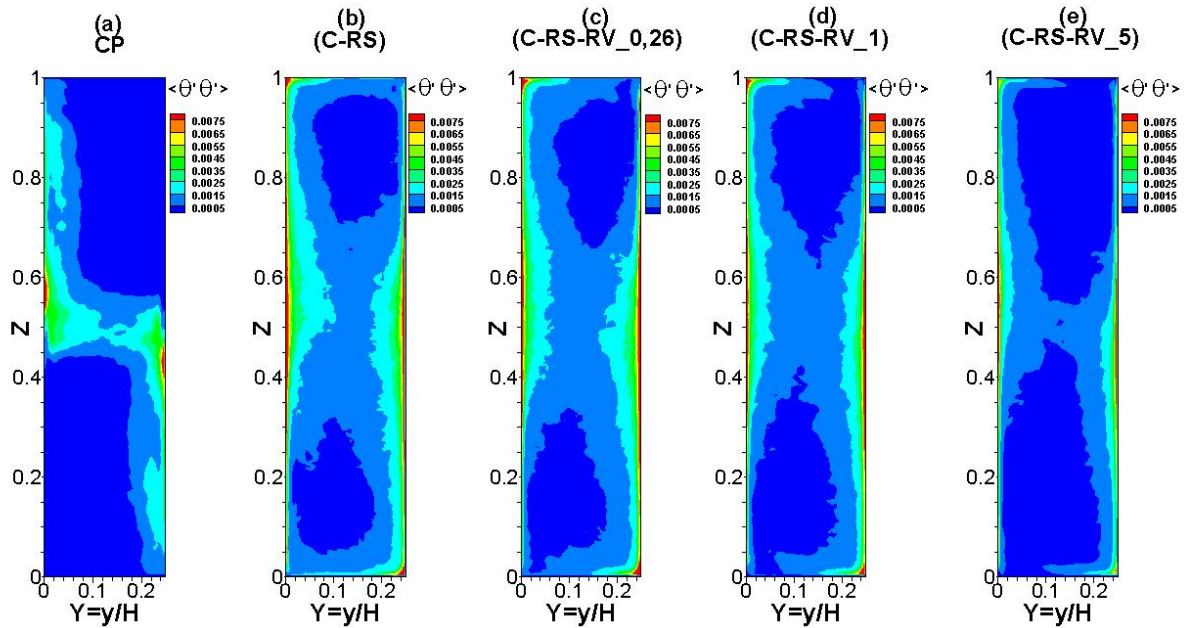


Figure 6.3-20 Champs normalisés de la grandeur fluctuante de température $\langle \theta' \theta' \rangle$ dans la cavité avec des parois émissives pour (b-c-d-e)

3.5. Grandeurs turbulentes de l'écoulement

3.5.1. Energie cinétique turbulente

A l'examen de la figure 6.3-21, il ressort que le rayonnement de parois induit une redistribution de l'énergie cinétique turbulente dans la cavité (notamment près des parois verticales). Dans le cas des parois émissives et en présence d'un gaz participant (fig. 6.3-22), nous constatons que l'énergie cinétique diminue au fur et à mesure que le gaz devient plus absorbant (quand κ augmente). Lorsque, simultanément, les deux effets radiatifs sont présents (fig. 6.3-22), on observe toujours cette redistribution de l'énergie cinétique turbulente dans les couches limites. Toutefois, on peut remarquer sur la figure 6.3-23, qu'à la cote $Z=0,70$ côté chaud (zone où la valeur de l'énergie cinétique est maximale), l'influence du rayonnement est très faible. En effet, l'énergie cinétique turbulente enregistrée à cette cote est essentiellement due à la formation des tourbillons observés en bordure de couche limite dynamique. Le maximum d'énergie cinétique est quasiment identique pour toutes les configurations (avec ou sans rayonnement).

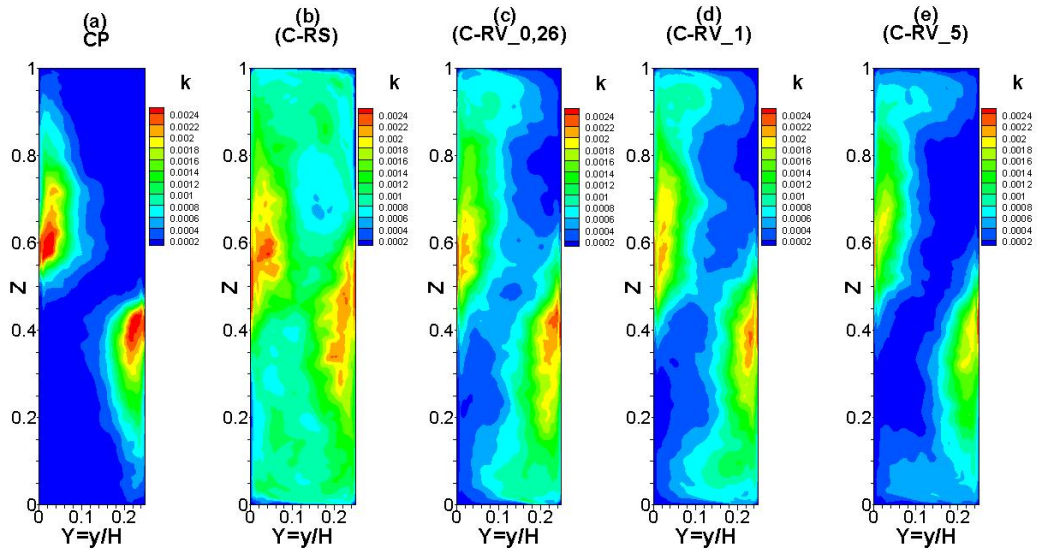


Figure 6.3-21 Champs de l'énergie cinétique turbulente dans la cavité avec parois complètement réfléchissantes pour les cas (a-c-d-e)

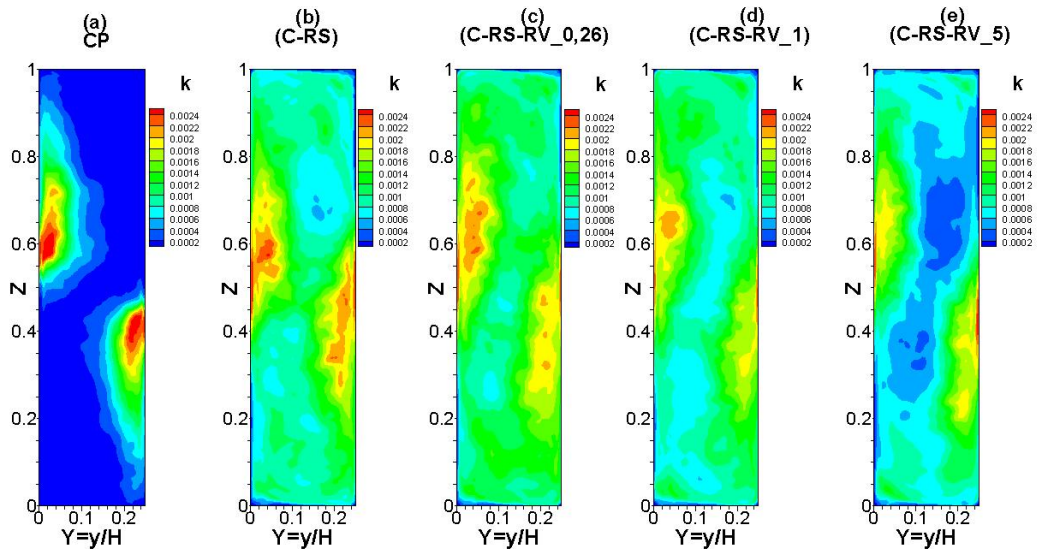


Figure 6.3-22 Champs de l'énergie cinétique turbulente dans la cavité avec parois émissives pour (b-c-d-e)

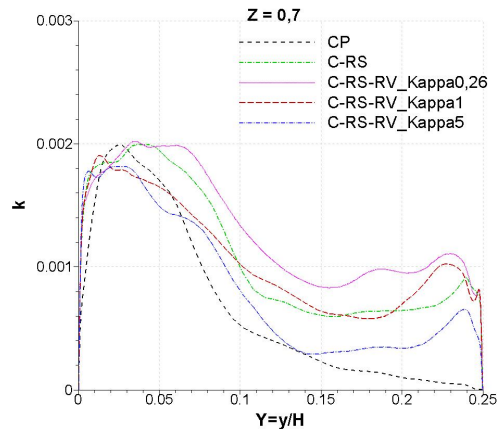


Figure 6.3-23 Profils de l'énergie cinétique turbulente dans la cavité à la cote $Z=0,70$ en présence des effets radiatifs.

3.5.2. Tensions de Reynolds

A partir des résultats statistiques issus de la LES 2D, les tensions de Reynolds ($\langle V'V' \rangle$, $\langle W'W' \rangle$ et $\langle W'V' \rangle$ ou $\langle V'W' \rangle$) ont pu être évaluées pour chaque cas de calcul. Elles sont présentées sur les figures 6.3-29 à 6.3-31.

En présence du rayonnement de parois, $\langle V'V' \rangle$ et $\langle W'W' \rangle$ prennent des valeurs significatives (figure 6.3-24 et 6.3-25) dans toute la cavité excepté dans la partie laminaire des couches limites verticales chaude et froide. La même observation peut-être faite en ne considérant que le rayonnement volumique (figure 6.3-24 c-e). Toutefois, l'effet du rayonnement volumique seul s'atténue avec l'augmentation de κ (coefficient d'absorption).

Concernant le terme « croisé » ($\langle V'W' \rangle$), le rayonnement de paroi modifie les valeurs de $\langle V'W' \rangle$ dans les coins, c'est-à-dire dans les zones où le fluide change de direction et où il y a donc une compétition entre les composantes verticale et horizontale de vitesse. Comme précédemment, la même observation peut-être faite en ne considérant que le rayonnement volumique (figure 6.3-25 c-e). A nouveau, l'effet du rayonnement volumique seul s'atténue avec l'augmentation de κ (coefficient d'absorption).

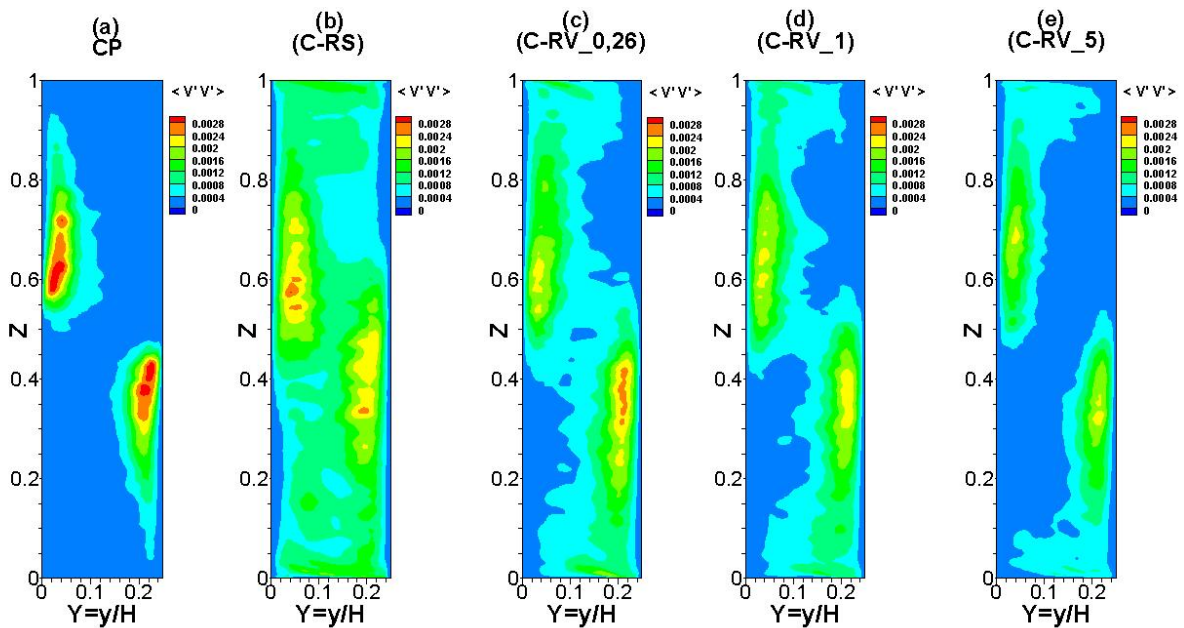


Figure 6.3-24 Cartographies de la grandeur fluctuante $\langle V'V' \rangle$ de la composante horizontale de vitesse adimensionnée dans la cavité avec parois complètement réfléchissantes pour les cas (a-c-d-e).

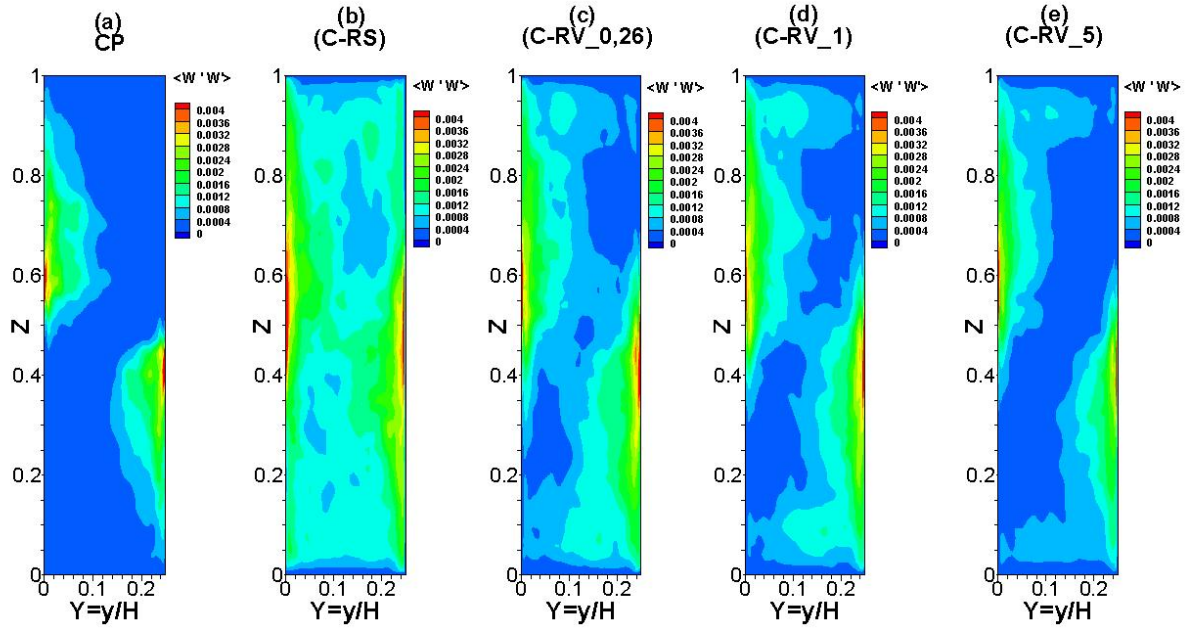


Figure 6.3-25 Cartographies de la grandeur fluctuante $\langle W'W' \rangle$ de la composante verticale de vitesse adimensionnée dans la cavité avec parois réfléchissantes pour les cas a-c-d-e ($Ra_H=1,15 \times 10^{11}$)

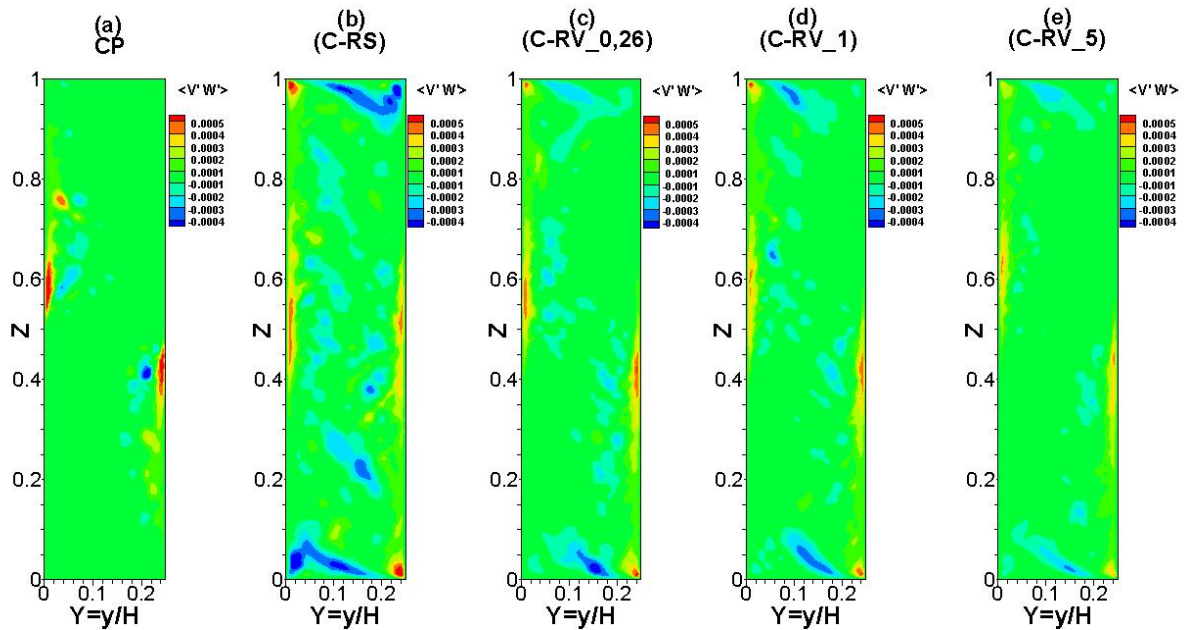


Figure 6.3-26 Champ des moments croisés d'ordre 1 $\langle V'W' \rangle$ (Tension de Reynolds) dans la cavité avec parois complètement réfléchissantes pour les cas (a-c-d-e)

La connaissance des valeurs de ces tensions est particulièrement importante pour modéliser la turbulence (cf. chapitre III, par exemple) ou pour évaluer, par exemple, la production d'énergie cinétique turbulente, P_k , dans la direction k . P_k est défini de la manière suivante :

$$P_k = -\langle U_i' U_k' \rangle \frac{\partial U_i}{\partial X_k} \quad (6.1)$$

Soit en 2D avec nos notations :

$$P_Y = -\langle V'V' \rangle \frac{\partial V}{\partial Y} - \langle V'W' \rangle \frac{\partial W}{\partial Y} \quad (6.2)$$

$$P_Z = -\langle W'V' \rangle \frac{\partial V}{\partial Z} - \langle W'W' \rangle \frac{\partial W}{\partial Z} \quad (6.3)$$

A titre d'exemple, la production d'énergie cinétique turbulente bidimensionnelle dans la direction Y est présentée sur la figure 6.3-27 pour la cote $Z=0,7$. Comme nous pouvons le constater ici, P_Y est négatif en proche paroi. Ce qui traduit un phénomène de « production destructrice » (dissipation) d'énergie cinétique turbulente. Ceci rejoint les observations expérimentales de Rouger [Rouger 2009].

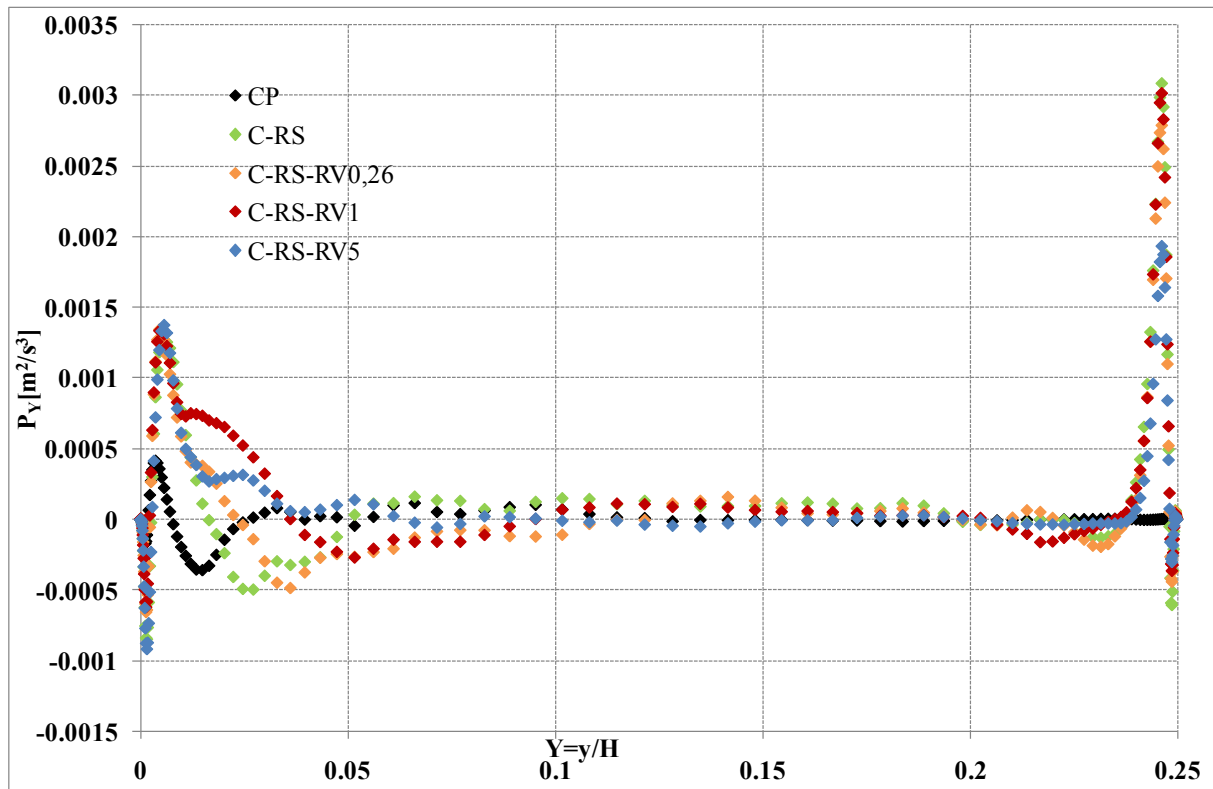


Figure 6.3-27 : Production d'énergie cinétique turbulente dans la direction Y à la cote $Z=0,7$ pour les différents cas de calcul traités

3.5.3. Flux de chaleur turbulent (tension de Reynolds)

Dans tous les cas, le rayonnement de parois intensifie le flux de chaleur turbulent au sein de la cavité plus particulièrement le long des couches limites verticales ($0,4 < Z < 0,8$ pour $V'\theta'$ sur la fig. 6.3-28-b et $0,2 < Z < 0,8$ pour $W'\theta'$ sur la fig 6.3-29-b) et dans les coins (en haut à gauche et en bas à droite). L'effet du rayonnement de gaz est visible lorsque le fluide a un coefficient d'absorption assez élevé ($\kappa = 5$) où on enregistre une légère diminution du flux de chaleur turbulent. Pour une valeur relativement faible du coefficient d'absorption, on peut négliger la contribution radiative du fluide sur les flux de chaleur turbulent.

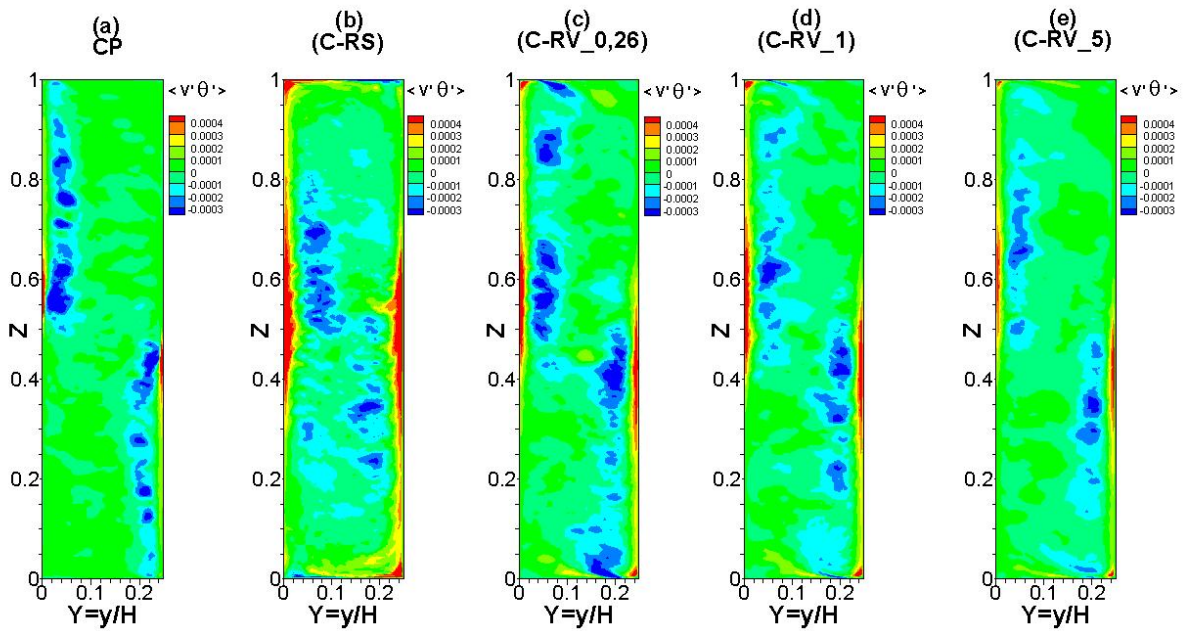


Figure 6.3-28 Cartographie de flux de chaleur turbulent $\langle v' \theta' \rangle$ dans la cavité

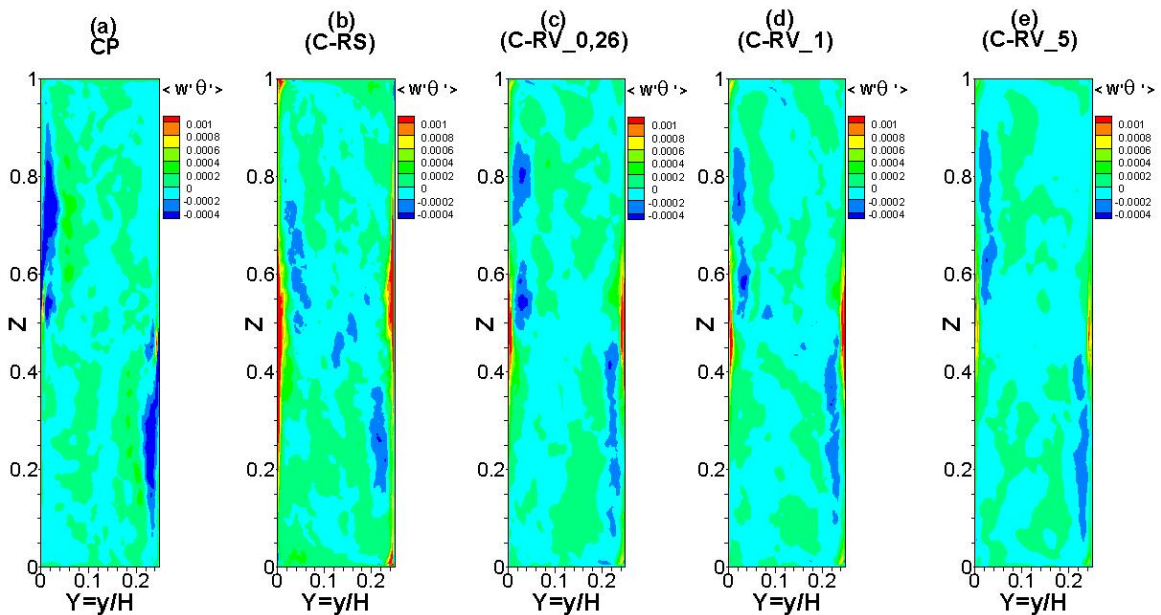


Figure 6.3-29 Cartographie de flux de chaleur turbulent $\langle w' \theta' \rangle$ dans la cavité

Notons au passage que tout comme nous l'avons fait pour les tensions de Reynolds relative à l'écoulement, on peut également définir un terme de production de la variance des fluctuations de température par :

$$P_{\theta} = -\langle U_i' \theta' \rangle \frac{\partial \theta}{\partial x_i} \quad (6.4)$$

3.6. Transfert de chaleur

L'évolution du transfert de chaleur le long de la paroi chaude est représentée pour plusieurs configurations (figure 6.3-30). On relève une augmentation du nombre de Nusselt total due au rayonnement des parois (tableau 6.3-2). En effet, le rayonnement de parois a pour effet d'accélérer l'écoulement en proche paroi et d'accroître le niveau de turbulence aussi bien dans les couches limites verticales que près du plafond et du plancher; ce qui va conduire à une augmentation du transfert de chaleur (jusqu'à 41% environ). La prise en compte du rayonnement (de parois et/ou de gaz) augmente l'échange thermique convectif sur les parois actives de la cavité (figure 6.3-31). Cet effet devient plus important (de l'ordre de 11%) lorsque tous les effets radiatifs sont présents. Cependant, le transfert radiatif est principalement dû au rayonnement de surface et diminue lorsque l'on passe d'un gaz transparent à un gaz gris (diminution de l'ordre de 9% entre le cas transparent et le cas d'un fluide très absorbant avec $\kappa = 5$). La quantité de chaleur totale transférée de la paroi chaude au fluide est de fait peu modifiée par le rayonnement de gaz. En effet, l'écart relatif entre le nombre de Nusselt total enregistré en présence d'un gaz transparent et celui en présence d'un gaz gris est inférieur à 4%.

Le tableau 6.3-3 montre que le nombre de Nusselt total à la paroi chaude est égal au nombre de Nusselt total à la paroi froide à 2% près. Ce qui voudrait dire que toute la chaleur transférée de la paroi chaude au fluide est quasiment restituée à la paroi froide.

Dans les tableaux 6.3-2 et 6.3-3:

- Nu_{cc} correspond au nombre de Nusselt convectif à la paroi chaude
- Nu_{cf} correspond au nombre de Nusselt convectif à la paroi froide
- Nu_{rc} correspond au nombre de Nusselt radiatif à la paroi chaude
- Nu_{rf} correspond au nombre de Nusselt radiatif à la paroi froide
- Nu_{tc} correspond au nombre de Nusselt total à la paroi chaude
- Nu_{tf} correspond au nombre de Nusselt total à la paroi froide
- ΣNu correspond au bilan, i.e. $\Sigma Nu = Nu_{tc} + Nu_{tf}$

	Nu_{cc}	Nu_{rc}	Nu_{tc}	Augmentation relative de Nu_t dû aux effets radiatifs	Augmentation relative de Nu_c dû aux effets radiatifs
CP ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon_4 = 0 ; \kappa = 0$)	194,48	-	194,48	-	-
C-RS ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0,15 ; \varepsilon_3 = \varepsilon_4 = 0,1 ; \kappa = 0$)	202,56	70,75	273,31	40,5%	4,1%
C-RS-RV ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0,15 ; \varepsilon_3 = \varepsilon_4 = 0,1 ; \kappa = 0,26$)	202,26	71,67	273,93	40,9%	4,0%
C-RS-RV ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0,15 ; \varepsilon_3 = \varepsilon_4 = 0,1 ; \kappa = 1$)	206,70	69,45	276,15	42,0%	6,3%
C-RS-RV ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0,15 ; \varepsilon_3 = \varepsilon_4 = 0,1 ; \kappa = 5$)	219,32	64,72	284,04	46,1%	12,8%
C-RV ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon_4 = 0 ; \kappa = 0,26$)	193,45	-	193,45	0,5%	0,5%
C-RV ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon_4 = 0 ; \kappa = 1$)	196,82	-	196,82	1,2%	1,2%
C-RV ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon_4 = 0 ; \kappa = 5$)	216,20	-	216,20	11,1%	11,1%

Tableau 6.3-2 Influence des effets radiatifs sur les nombres de Nusselt convectifs et totaux le long de la paroi chaude pour les différents cas de figure.

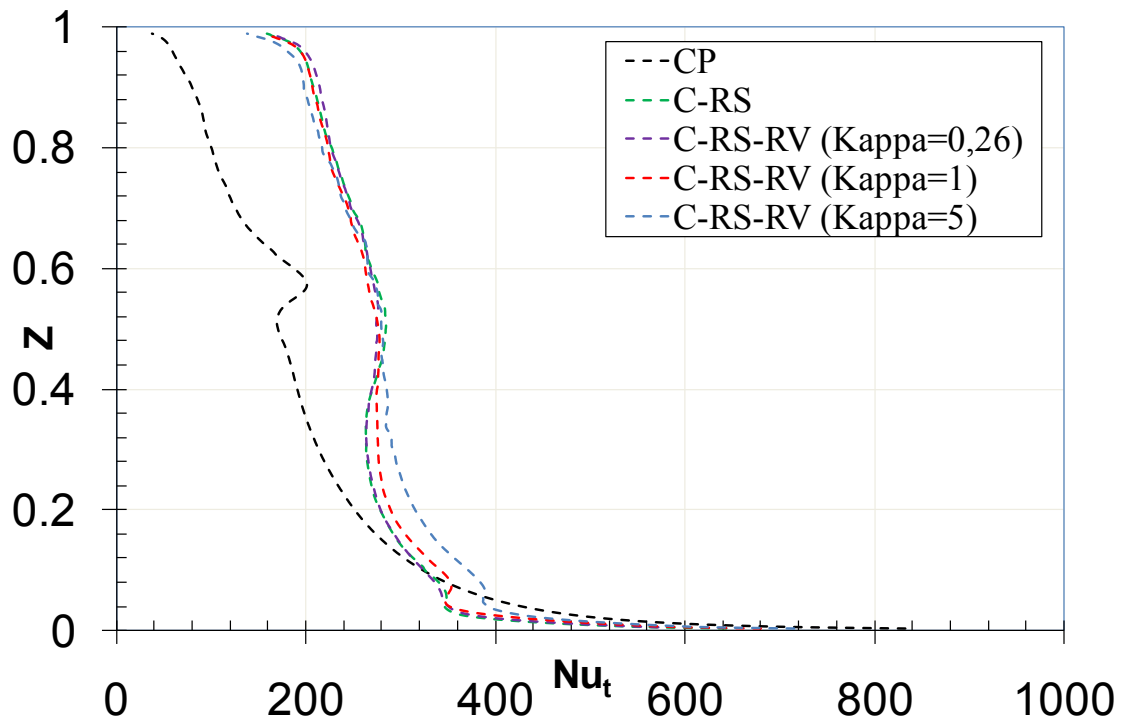


Figure 6.3-30 Influence du rayonnement sur le nombre de Nusselt total le long de la paroi chaude

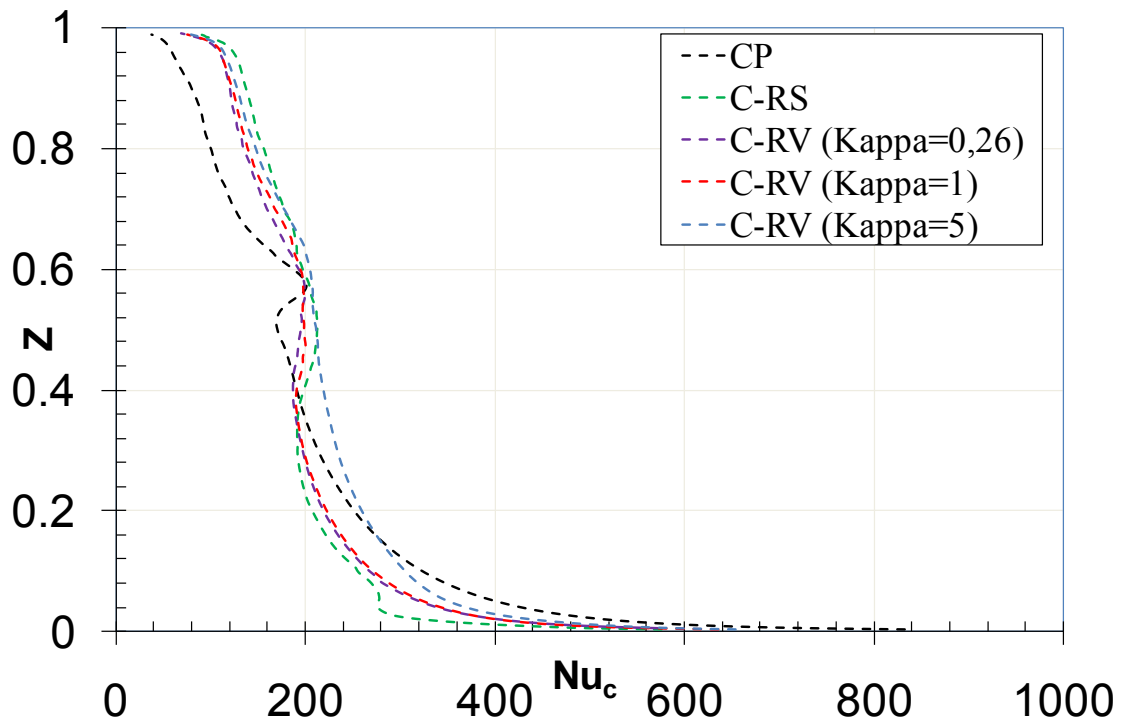


Figure 6.3-31 Influence du rayonnement sur le nombre de Nusselt convectif le long de la paroi chaude

	Nu _{cc}	Nu _{cf}	Nu _{rc}	Nu _{rf}	Nu _{tc}	Nu _{tf}	ΣNu	ΣNu/Nu _{tc}
CP (ε ₁ =ε ₂ =ε ₃ =ε ₄ =0 ; κ=0)	194,48	-194,71	-	-	-	-	-0,23	-0,1%
C-RS (ε ₁ =ε ₂ =0,15 ; ε ₃ =ε ₄ =0,1 ; κ=0)	202,56	-208,75	70,75	-70,73	273,31	-279,48	-6,17	-2%
C-RS-RV (ε ₁ =ε ₂ =ε ₃ =ε ₄ =0,1 ; κ=0,26)	202,26	-208,22	71,67	-67,64	273,93	-275,86	-1,93	-0,7%
C-RS-RV (ε ₁ =ε ₂ =0,15 ; ε ₃ =ε ₄ =0,1 ; κ=1)	206,70	-211,02	69,45	-65,08	276,15	-276,10	0,05	0,02
C-RS-RV (ε ₁ =ε ₂ =0,15 ; ε ₃ =ε ₄ =0,1 ; κ=5)	219,32	-224,75	64,72	60,14	284,04	-284,89	-0,84	-0,3%
C-RV (ε ₁ =ε ₂ =ε ₃ =ε ₄ =0 ; κ=0,26)	193,45	-193,20	-	-	-	-	0,25	0,1%
C-RV (ε ₁ =ε ₂ =ε ₃ =ε ₄ =0 ; κ=1)	196,82	196,80	-	-	-	-	-0,02	-0,01%
C-RV (ε ₁ =ε ₂ =ε ₃ =ε ₄ =0 ; κ=5)	216,43	218,17	-	-	-	-	1,74	0,8%

Tableau 6.3-3 Récapitulatif des nombres de Nusselt convectifs, radiatifs et totaux le long des parois actives pour les différents cas de figure.

4. SYNTHÈSE

La convection naturelle turbulente couplée au rayonnement (de parois et/ou de gaz) a été étudiée numériquement dans le cas d'une cavité de rapport de forme vertical égal à 4 et à un nombre de Rayleigh de $1,15 \cdot 10^{11}$. Nous avons envisagé plusieurs configurations d'étude afin d'analyser dans un premier temps, l'influence du rayonnement de parois sur l'écoulement de convection naturelle turbulente dans une cavité remplie d'un fluide transparent, puis l'influence du rayonnement volumique sur la convection naturelle turbulente dans une cavité dont les parois sont grises ou complètement réfléchissantes. Enfin l'action couplée des effets radiatifs (de parois et de gaz) sur la convection naturelle turbulente a été analysée.

Les principales conclusions de cette étude se résument ainsi :

D'une manière générale, le rayonnement de parois et/ou de gaz semble légèrement briser la centro-symétrie de l'écoulement de convection naturelle turbulent à grand nombre de Rayleigh respectant l'approximation de Boussinesq et cette dissymétrie engendrée est beaucoup plus visible près des parois horizontales.

Le rayonnement de parois introduit des modifications relativement importantes sur la structure de l'écoulement en favorisant la formation d'écoulements secondaires à proximité des parois horizontales. Il provoque une distorsion des zones de recirculation tourbillonnaire observées en bordure de couches limites verticales. On a noté que pour le nombre de Rayleigh considéré, le rayonnement de parois diminue considérablement la stratification thermique dans le cœur de la cavité et influe sensiblement sur le transfert thermique au voisinage des

parois actives. De même, il génère un flux de chaleur turbulent important dans les couches limites verticales et dans les coins (en haut à gauche et en bas à droite). Lorsqu'il est seul, le rayonnement de parois induit une croissance de l'énergie cinétique turbulente près des parois adiabatiques. En effet, en convection pure les effets de turbulence se manifestent uniquement dans les couches limites verticales tandis que quand on prend en compte le rayonnement surfacique, la turbulence est présente également au voisinage des parois horizontales.

Le rayonnement du gaz agit également sur la structure de l'écoulement en favorisant la formation des zones tourbillonnaires dans la partie aval des couches limites verticales. Cependant, il tend à homogénéiser le champ thermique dans la zone centrale de la cavité, diminuant ainsi de façon significative la stratification thermique. Le rayonnement de gaz seul, influe peu sur le transfert thermique ; en revanche, l'influence est plus prononcée dans le cas d'un fluide fortement absorbant ($\kappa = 5$ par exemple). Du point de vue dynamique, le rayonnement de gaz a tendance à stabiliser l'écoulement en redistribuant l'énergie au sein du fluide.

Les effets radiatifs couplés introduisent globalement des modifications dans la structure de l'écoulement similaires à celles obtenues en présence du rayonnement de parois seul. De plus les quantités turbulentes (énergie cinétique turbulente, flux de chaleur turbulent, tensions de Reynolds), évaluées dans le cas où les deux effets radiatifs se combinent, sont relativement moins importantes que dans le cas où seul le rayonnement des parois est considéré. Ce dernier est donc le phénomène dominant, même si l'influence du rayonnement de gaz sur la stratification thermique au cœur est significative.

CONCLUSION GENERALE

Nous avons présenté dans ce mémoire les données issues d'investigations expérimentales de convection naturelle turbulente en cavité différentiellement chauffée de type habitat et les résultats numériques du couplage de la convection naturelle turbulente avec le rayonnement.

Une expérience permettant d'examiner dans le détail, les écoulements et les transferts de chaleur obtenus dans des enceintes non isothermes de grandes dimensions a ainsi été réalisée et mise en service après de longs efforts de conception et de réalisation. Ce dispositif expérimental consiste en une cavité différentiellement chauffée de $3,3 \text{ m}^3$ ($H=3,84 \text{ m}$; $L=1 \text{ m}$; $l =0,86 \text{ m}$) avec deux parois verticales montées en vis-à-vis dites « parois actives » maintenues à des températures uniformes et constantes T_c et T_f . Un accent particulier a été mis sur le suivi des conditions expérimentales afin que les résultats de nos mesures constituent une base de données précises et fiables. Des mesures ont été réalisées pour de grandes valeurs du nombre de Rayleigh (Ra_H de 10^{10} à 10^{11}) tout en limitant les écarts de température ($\Delta T \leq 20^\circ\text{C}$) pour rester dans le cadre des hypothèses de faibles écarts de température et compatibles avec des applications à la thermique des habitacles.

Dans un premier temps, une investigation sur le champ dynamique a été soigneusement menée à l'aide de la PIV-2D standard. Cette étude nous a permis de préciser le cheminement du fluide dans la partie haute de la cavité. On retrouve la co-existence des deux scénarii posés comme hypothèse par N. Rouger [2009] lors d'une première campagne de mesure par LDV-2D. En effet, en bordure de couche limite chaude ($0,65 \leq Z \leq 0,90$) nous avons identifié un écoulement « retour » dont une partie alimente la couche limite froide tandis qu'une autre partie contribue à la formation d'une recirculation importante à la frontière de la couche limite. Les mesures de vitesse réalisées mettent en évidence la présence des couches limites le long des parois actives (une montante le long de la paroi chaude et une descendante le long de la paroi froide), ainsi qu'un jet pariétal et une zone de recirculation au plafond. Grâce à la PIV-2D, nous avons pu visualiser l'écoulement. Ce qui nous a permis de voir se former et évoluer dans les couches limites, des structures cohérentes (grosses bouffées) dues à la turbulence de l'écoulement. Une détection de ces bouffées par le critère Q montre qu'il s'agit de grosses structures tourbillonnaires qui sont d'ailleurs responsables de l'éjection du fluide observée en bordure de couche limite. En effet, ces gros tourbillons turbulents montent le long de la paroi chaude en entraînant de l'air plus frais qui est par la suite éjecté à la frontière de la couche limite. Ceci explique l'épaississement brutal de la couche limite dynamique dans la partie turbulente de l'écoulement avec une épaisseur de 14 cm à partir de la cote $Z=0,65$. Cette épaisseur est à comparer avec celle de la couche limite thermique qui est de l'ordre de 5 cm dans cette partie c'est à dire trois fois plus faible. Un résultat marquant de notre étude concerne l'évolution du maximum de vitesse verticale pour des nombres de Rayleigh appartenant à $[10^7 ; 10^{11}]$. D'un point de vue de la turbulence, l'intensité de turbulence évaluée à différentes cotes dans les couches limites révèle une turbulence pleinement

développée dans la partie haute de la cavité avec un niveau de turbulence avoisinant 30%. Une caractérisation du champ de température dans la cavité a été entreprise à l'aide des micro-thermocouples. Nous avons quantifié les transferts de chaleur le long des parois actives par le nombre de Nusselt. Deux méthodes ont alors permis d'accéder au flux de chaleur pariétal (Nusselt) : d'une part en évaluant la pente du profil de température à la paroi et d'autre part, au moyen d'un micro-fluxmètre développé in situ au laboratoire et qui présente l'avantage d'accéder aux valeurs du flux pariétal instantané. L'analyse de l'évolution du Nusselt suivant la hauteur a permis d'identifier les différents régimes d'écoulement en proche paroi. En effet, pour le cas $Ra_H = 1,2 \times 10^{11}$, on a tout d'abord un écoulement laminaire ($0 \leq Z \leq 0,20$), puis une zone de transition ($0,20 < Z \leq 0,33$) et enfin un régime turbulent sur près des 2/3 de la cavité ($0,33 < Z \leq 1$). Nos résultats ont été comparés à ceux obtenus dans d'autres cavités différentiellement chauffées et ont permis d'établir des lois d'évolution sur la vitesse maximale atteinte dans une cavité différentiellement chauffée ainsi que sur le transfert de chaleur en fonction du nombre de Rayleigh. Ces lois s'écrivent :

-pour la vitesse maximale

$$Re_H = 0,29 Ra_H^{1/2} \text{ pour } 6,9 \times 10^7 \leq Ra_H \leq 1,5 \times 10^9 \text{ et } Pr = 0,71.$$

$$Re_H = 11,12 Ra_H^{1/3} \text{ pour } 1,5 \times 10^9 \leq Ra_H \leq 1,2 \times 10^{11} \text{ et } Pr = 0,71.$$

-pour l'évolution du transfert de chaleur

$$Nu = 0,288 Ra_H^{1/4} \text{ pour } 9,2 \times 10^7 \leq Ra_H \leq 1,5 \times 10^9 \text{ et } Pr = 0,71.$$

$$Nu = 0,046 Ra_H^{1/3} \text{ pour } 1,5 \times 10^9 \leq Ra_H \leq 1,2 \times 10^{11} \text{ et } Pr = 0,71.$$

L'étude numérique menée dans ce mémoire a porté sur l'analyse de l'influence du rayonnement sur la convection naturelle turbulente dans de grandes enceintes. Pour ce faire, un outil numérique a été en mis place, consistant à implémenter un module de rayonnement développé au LET par l'équipe de Denis LEMONNIER dans un code Volumes Finis disponible au LEBTIAB. La partie rayonnement est traitée à l'aide d'un modèle de gaz gris par bande, associé à une méthode aux ordonnées discrètes (pour résoudre l'équation de transfert radiatif dans des conditions spectrales données) et les équations de bilan de l'écoulement sont traitées en régime turbulent par une approche LES.

Il ressort que le rayonnement de parois modifie la dynamique de l'écoulement et des transferts de chaleur associés. En effet, malgré les parois faiblement émissives ($\varepsilon \leq 0,15$), on a enregistré une augmentation du flux de chaleur de l'ordre de 41% due aux effets radiatifs de parois. Le rayonnement favorise en outre, la formation d'écoulements secondaires avec pour conséquence une amplification des fluctuations dans quasiment toute la cavité entraînant logiquement un accroissement de l'énergie cinétique turbulente.

Il a été montré que le rayonnement de gaz influe significativement sur la thermique de l'écoulement, en particulier au centre de la cavité où la stratification thermique est

sensiblement atténuée. De plus, le rayonnement de gaz déstabilise le ressaut hydraulique au profit de la formation des zones tourbillonnaires dans les coins situés en aval des couches limites verticales.

Les effets radiatifs couplés (parois et gaz) introduisent des modifications dans la structure de l'écoulement similaires à celles obtenues en présence du rayonnement de parois seul, ce qui prouve la prépondérance de ce dernier sur le rayonnement volumique quel que soit le facteur d'absorption considéré. Un résultat important obtenu ici est que le rayonnement surfacique semble briser la symétrie de l'écoulement tandis que le rayonnement volumique considéré seul a plutôt tendance à la préserver. En revanche, on a observé une dissymétrie bien marquée de l'écoulement en présence des deux effets radiatifs considérés simultanément.

Au regard de l'intérêt croissant porté par la communauté « convectionniste » sur une meilleure connaissance des écoulements turbulents et une maîtrise des transferts de chaleur, cette contribution pourra servir de base pour de nouvelles perspectives :

-le rayonnement volumique affecte la stratification thermique d'après les simulations, alors des expériences avec peu de vapeur d'eau et en remontant les températures pourraient s'envisager.

-en réalité, dans une pièce d'habitation, l'air qui s'y trouve est un mélange de gaz (air sec, vapeur d'eau, CO₂...) et donc, dans notre code de calcul, la modélisation du fluide comme un gaz réel et non pas un gaz gris, semble indispensable pour une meilleure analyse de l'effet de rayonnement de gaz sur les écoulements de convection naturelle turbulents.

-il pourrait également être envisagé dans un avenir proche une étude des instabilités thermo-convectives au sein de cette grande cavité.

-les écoulements dans l'habitat sont généralement tridimensionnels. Cette dernière constatation reste une préoccupation et c'est en cela qu'une extension du code de simulation (LES-2D en présence du rayonnement) à des configurations 3D semble nécessaire.

BIBLIOGRAPHIE

- [Adrian 1991] R. J. Adrian Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics *Annu Rev Fluid Mech*, 23 : 261–304, 1991.
- [Akimaya et Chong 1997] M. Akiyama, Q.P. Chong, *Numerical analysis of natural convection with surface radiation in a square enclosure*, Numer. Heat Transfer, Part A 31, pp 419–433, 1997.
- [Balaji et Venkateshan 1993] C. Balaji, S.P. Venkateshan, *Interaction of surface radiation with free convection in a square cavity*, Int. J. Heat Fluid Flow 14, pp 260–267, 1993.
- [Basak et al 2006] T. Bassak, S. Roy, A. R. Balakrishnan, *Effects of thermal boundary conditions on natural convection flow within a square cavity*, Int J. Heat and Mass Transfer, 49 PP 4525-4535, 2006.
- [Batchelor 1954] G. K. Batchelor. *Heat transfer by free convection across a closed cavity between vertical boundaries at different temperatures*. Quaterly of Applied Mathematics, 12: 209-233, 1954.
- [Betts et Bokhari 2000] P. L. Betts and I. H. Bokhari, *Experiments on turbulent natural convection in an enclosed tall cavity*, Int J. Heat and Fluid Flow, 21, pp 675-683, 2000.
- [Breton 1989] J. L. Breton, *Similitude et stabilité des écoulements de convection naturelle dans une cavité fermée à haut nombre de Rayleigh*, Thèse de Doctorat de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, 1989.
- [Briggs et Jones 1985] D. G. Briggs et D. N. Jones, *Two-dimensional periodic natural convection in a rectangular enclosure of aspect ratio one*, Journal of Heat Transfer, Vol. 107, pp 850-854, 1985.
- [Betts et Bokhari 2000] P. L. Betts and I. H. Bokhari, *Experiments on turbulent natural convection in an enclosed tall cavity*, Int J. Heat and Fluid Flow, 21, pp 675-683, 2000.
- [Chang et al 1983] L.C. Chang, K.T. Yang, J.R. Lloyd, *Radiation–natural convection interactions in two dimensional complex enclosures*, J. Heat Transfer 105, pp 89–95, 1983.
- [Chassaing 2000] P.CHASSAING, *Turbulence en mécanique des fluides*, Cépaduès- Editions, 2000.
- [Chandrasekhar 1960] S. Chandrasekhar, *Radiative heat transfer* New York, Ed Dover, 1960.
- [Cheesewright 1967] R. Cheesewright *Natural convection from a plane, vertical surface in non-isothermal surroundings*, Int. J. Heat Mass Trans. 10, pp 1847-1859, 1967.

- [Cheesewright et Ziai 1986] R. Cheesewright, S. Ziai, *Distributions of temperature and local heat transfer rate in turbulent natural convection in a large rectangular cavity*. Proc. 8th Int. Heat Transfer Conf., San Francisco, California, pp. 1465-1470, 1986.
- [Cheesewright et al 1986] R. Cheesewright, K. J. King, S. Ziai, *Experimental data for the validation of computer codes for the prediction of two-dimensional buoyant cavity flows*. In : Notes on Numerical Flow Dynamics Vol. HTD-60 of ASME Winter Annual Meeting, pp 75-81, 1986.
- [Cherkaoui 1994] El Hafiane Cherkaoui *Etude expérimentale des couplages convectivo-radiatifs dans une cavité à haut nombre de Rayleigh. Méthode de bilan d'énergie*, Thèse de Doctorat de l'Université de Toulouse 3, 1994.
- [Colomer et al. 2004] G. Colomer, M. Costa, R. Consul, A. Oliva. *Three-dimensional numerical simulation of convection and radiation in a differentially heated cavity using the discrete ordinates method*. Int. J. Heat and Mass Transfer. (47) 257-269, 2004.
- [Corrsin 1951] Corrsin, S., *On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence*. J. appl. Phys., 22, pp 469-473, 1951.
- [Djanna et al 2008] F. Djanna, N. Rouger, D. Saury, F. Penot, *Stratification thermique de l'air dans une cavité en convection naturelle à grand nombre de Rayleigh*. Congrès SFT 2008, Toulouse, pp.169-174, 2008.
- [Djanna et al 2010] F. Djanna, N. Rouger, D. Saury, P. Joubert, F. Penot, *Sensibilité de la stratification thermique de l'air à des conditions aux limites radiatives et à des variations géométriques dans une cavité en convection naturelle à haut nombre de Rayleigh*. Revue des Energies Renouvelables, Vol.13, No3 (2010) , pp.389-398, 2010.
- [Elena 1977] M. Elena, *Etude expérimentale de la turbulence au voisinage de la paroi d'un tube légèrement chauffée* Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 20, Issue 9, September 1977, Pages 935-944, 1977.
- [EurObserv'er 2006] Epel Industrie Graphique, 6^e Bilan, *Etat des Energies Renouvelables en Europe*. Décembre 2006.ISBN-13 978-2-913620-41-4, 2006.
- [Ezzouhri 2007] R. Ezzouhri. *Etude numérique d'écoulements turbulents à l'aide de la Simulation des Grandes Structures : Application à des écoulements de convection naturelle et mixte en cavités ouvertes ou fermées*. Thèse de Doctorat de l'Université de La Rochelle, 2007.
- [Ezzouhri et al 2009] R. Ezzouhri, P. Joubert, F. Penot, S. Mergui. *Large Eddy Simulation of turbulent mixed convection in a 3D ventilated cavity: Comparison with existing data*. Int. J. of Thermal Sciences (48) 2017 - 2024, 2009.

- [Fiveland 1982] W.A. Fiveland *A discrete ordinates method for predicting radiative heat transfer in axisymmetric enclosures*. ASME, paper n 82-HT-20, 1982.
- [Fiveland 1984] W.A. Fiveland *Discrete-ordinates solutions of the radiative transport equation for rectangular enclosures*. ASME, J. Heat Transfer, vol 106, p 699-706, 1984.
- [Fusegi et Farouk 1989] T. Fusegi, B. Farouk, *Laminar and turbulent natural convection–radiation interactions in a square enclosure filled with a non-gray gas*, Numer. Heat Transfer, Part A 15, pp 303–322, 1989.
- [Gray et Giorgini 1976] D. Gray and A. Giorgini, *The validity of Boussinesq approximation for liquids and gases*, Int J. Heat and Mass Transfer, 19, pp 545-551, 1976.
- [Gebhart et al 1988] B. Gebhart, Y. Jaluria, R. L. Mahajan, B. Sammakia, *Buoyancy-induced flows and transport*, reference edition, Springer-Verlag, Berlin, 1988.
- [Gebhart 1973] B. Gebhart, *Instability transition and turbulence buoyancy induced flows*, Annual review of Fluid Mechanics, 5, pp 213, 1973.
- [Haldenwang 1984] P. Haldenwang, *Résolution tridimensionnelle des équations de Navier-Stokes par méthodes spectrales Chebyshev : Application à la convection naturelle*, Thèse de Doctorat d’Etat Univ de Provence, 1984.
- [Henkes 1990] Henkes R.A.M.W., *Turbulent natural boundary layers*, PHD Thesis, University of Delft, 1990.
- [Hunt et al 1988] J.C.R. Hunt, A.A. Wray, and P. Moin. *Eddies, stream and convergence zones in turbulent flows*. Tech. Report CTR-S88, Center for Turbulence Research, 1988.
- [Ibrahim 2010] A. Ibrahim, *Couplage de la convection naturelle et du rayonnement dans des mélanges gazeux absorbants-émettants*, Thèse de Doctorat de l’Université de Poitiers, 2010.
- [Ibrahim et Lemonnier 2009] A. Ibrahim, D. Lemonnier, *Numerical study of coupled double-diffusive natural convection and radiation in a square cavity filled with a N₂-CO₂ mixture*. ICHMT, 36 197-202, 2009.
- [Meftah et al 2009] S. Meftah, A. Ibrahim, D. Lemonnier, A. Benbrik, *Coupled radiation and double diffusive convection in non gray Air-CO₂ and Air-H₂O mixture in cooperating situations*. Numerical Heat Transfer, Part A: Applications, 56 (1) 1-19, 2009.
- [Jaballah et al 2007] S. Jaballah, H. Sammouda, A. Belghith, *Effect of surface radiation on the natural convection stability in a two-dimensional enclosure with diffusely emitting boundary walls*, Numerical Heat Transfer, Part A, 51, pp 495-516, 2007.

- [Jammaluddin et Smith 1988] A. S. Jammaluddin et P.J. Smith Predicting radiative heat transfer in rectangular enclosures using the discrete ordinates method. *Combustion, Science and Technology*, vol 59, pp 321-340, 1988.
- [Jeong et Hussain 1995]. Jeong and F. Hussain, « On the identification of a vortex », *J. Fluid Mech.*, 285:69–94, 1995.
- [Jones et Briggs 1989] Jones D. N. et Briggs D. G. *Periodic two-dimensional cavity flow: effect of linear horizontal thermal boundary condition*, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 111, pp 86-91, 1989.
- [Joubert 2008] P. Joubert, *contribution à l'amélioration de la prévision des écoulements de convection naturelle turbulente en cavité*, HDR de l'Université de La Rochelle, 2008.
- [Khalil et Truelove 1977] E. Khalil et Truelove Calculations of radiative heat transfer in a large gas filled furnace. *Letters in Heat and Mass Transfer*, Vol 4, pp 353-365, 1977.
- [Khalifa 2001] A. J. N. Khalifa, *Natural convective heat transfer coefficient – a review II. Surface in two- and three-dimensional enclosures*, *Energy conversion and management* 42, pp 505-517, 2001.
- [Lankhorst 1991] Lankhorst A., *Laminar and turbulent natural convection in cavities – numerical modeling and experimental validation*, PHD Thesis, University of Delft, 1991.
- [Lauriat 1982] G. Lauriat, *Combined radiation–convection in gray fluids enclosed in vertical cavities*, *J. Heat Transfer* (104) 609, 1982.
- [Lauriat et Desrayaud 2006] G. Lauriat, G Desrayaud. *Effect of surface radiation on conjugate natural convection in partially open enclosures*, *Int.J. of Thermal Sciences* (45) 335-346, 2006.
- [Lathrop 1966] K.D. Lathrop *Use of discrete ordinates method for simulation of photon transport problems*. *Nucl Sci. Eng*, Vol 4, pp 381-388, 1966.
- [Léonard 1974] Léonard, A. *Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows*. *Adv. In geophysics*, A 18, 237-248, 1974.
- [Le Quéré et Alziary 1986] Le Quéré P. and Alziary de Roquefort T. *Transition to unsteady natural convection of air in vertical differentially heated cavities : influence of thermal boundary conditions on the horizontal walls*, *Proc. 8th International Heat Transfer Conference*, San Francisco, California, Vol. 4, pp 1533-1538, 1986.
- [Le Quéré 1987] P. Le Quéré, *Etude de la transition à l'instationnarité des écoulements de convection naturelle en cavité verticale différenciellement chauffée par méthodes spectrales Chebyshev*, Thèse de doctorat ès Sciences, Université de Poitiers, 1987.

- [Le Quéré 2010] P. Le Quéré, Final report on the COCORACOPHA project, http://www.limsi.fr/Individu/plq/reprints/Rapport_final_COCORACOPHA_all.pdf, 2010.
- [Lumley 1965] Lumley, J. L., *Interpretation of time spectra measured in high-intensity shear flows*. Phys. of Fluids, Vol 8, pp1056-1062, 1965.
- [Mergui 1993] S. Mergui, *Caractérisation expérimentale des écoulements d'air de convection naturelle et mixte dans une cavité fermée*. Thèse de l'Université de Poitiers, 1993.
- [Mergui et Penot 1996] S. Mergui et F. Penot, *Convection naturelle en cavité carrée différentiellement chauffée : Investigation expérimentale à $Ra=1,69 \times 10^9$* , Int. J. Heat and Mass Transfer 39, pp. 563-574, 1996.
- [Mergui et Penot 1997] S. Mergui et F. Penot, *Analyse des vitesse et température de l'air en convection naturelle dans une cavité carrée différentiellement chauffée : investigation expérimentale à $Ra = 1,69 \times 10^9$* , Int. J. Heat and Mass Transfer 40, pp. 3427-3441, 1997.
- [Mustapha 1994] El Alami Mustapha, *Contribution à l'étude thermique et dynamique des écoulements le long d'une paroi non uniformément chauffée dans une cavité à grand nombre de Rayleigh*, Thèse de Doctorat de l' I.N.S.A. de Toulouse, 1994.
- [Mihiev 1956] M. Mihiev, *Fundamentals of Heat Transfer*, National-Thermodynamic Publisher, pp 1-392, 1956.
- [Ndamé 1992] A. Ndamé, *Etude expérimentale de la convection naturelle en cavité : De l'état stationnaire au chaos*, Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 1992.
- [Neuilly 1998] M. Neuilly. *Modélisation et estimation des erreurs de mesure*. Lavoisier Technique et Documentation, 1998.
- [Okamoto 1996] M. Okamoto, *Theoretical Investigation of Energy and Thermal Intensity Spectra in Buoyancy-Driven Turbulent Flows*, J. Phys. Soc. Jpn., 65, pp.3193-3201, 1996.
- [Patankar 1980] S.V. Patankar, *Numerical heat transfer and fluid flow*. Hemisphere Publishing Corporation, McGraw-Hill, 1980.
- [Patterson et Imberger 1980] J.C. Patterson, J. Imberger. *Unsteady natural convection in a rectangular cavity*, Journal of Fluid Mech. Vol 100, part1, pp 65-86, 1980.
- [Paolucci et Chenoweth 1989] Paolucci S. et Chenoweth D. *Transition to chaos in a differentially heated vertical cavity*, J. Fluid Mech., Vol. 201, pp. 379-410, 1989.
- [Peng et Davidson 2001] S. Peng, L. Davidson, *Large eddy simulation for turbulent buoyant flow in a confined cavity*. Int. J. Heat and Fluid Flow, 22, pp 323-331, 2001.

[Peng et Davidson 2002] S. Peng, L. Davidson, *On a subgrid-scale heat flux model for large eddy simulation for turbulent thermal flow*. Int. J. Heat and Mass Transfer, 45, pp 1393-1405, 2002.

[Penot et al 1990] F. Penot, A. Ndam, P. Le Quéré, *Investigation of the route to turbulence in a differentially heated cavity*. Ninth International Heat Transfer Conference, Jerusalem, Israel, 19-24 August 1990.

[Ravieivand 1999] M. Ravieivand, *Etude numérique de la convection de double diffusion en présence de rayonnement en cavité rectangulaire*, Thèse de Doctorat de l'Université de Poitiers, 1999.

[Rouger 2009] N. Rouger, *Sensibilité de la convection naturelle en cavité différentiellement chauffée à des variations de paramètres géométriques, thermiques et massiques*. Thèse de Doctorat de l'Université de Poitiers, 2009.

[Salat et Penot 2003] J. Salat, F. Penot, *Approche expérimentale de la convection naturelle en transition turbulente dans une cavité cubique différentiellement chauffée*, VIe Colloque Interuniversitaire Franco-québécois de Thermique des Systèmes, Québec, pp. 75-81, 26-28 Mai 2003

[Salat et al 2004] J. Salat, S. Xin, P. Joubert, A. Sergent, F. Penot, P. Le Quéré, *Experimental and numerical investigation of turbulent natural convection in a large air-filled cavity*, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 25, pp. 824-832, 2004.

[Salat 2004] J. Salat, *Contribution à l'étude de la convection naturelle tridimensionnelle en cavité différentiellement chauffée*, Thèse de Doctorat de l'Université de Poitiers, 2004.

[Saury et al 2008] D. Saury, N. Rouger, F. Djanna, F. Penot, *Caractérisation des écoulements de convection naturelle turbulente à grand nombre de Rayleigh*. Congrès Francophone des Techniques Laser, CFTL, pp. 167-174, ISBN 2-905267-62-3, Futuroscope, 16-19 Septembre 2008

[Saury et al 2009a] D. Saury, N. Rouger, F. Djanna, F. Penot, *Sur la thermique et la dynamique de la convection naturelle turbulente* 14ème Journées Internationales de Thermique, Djerba(Tunisie), 27-29 Mars 2009.

[Saury et al 2009b] D. Saury, N. Rouger, F. Djanna, F. Penot, *Sur la thermique et la dynamique de la convection naturelle à grand nombre de Rayleigh dans des cavités différentiellement chauffées*, Congrès SFT 2009, Vannes, 26 au 29 mai 2009.

[Saury et al 2009c] D. Saury, N. Rouger, F. Djanna, F. Penot, *Sur la cavité différentiellement chauffée : étude expérimentale des écoulements de convection naturelle à grand nombre de*

Rayleigh. Colloque Interuniversitaire Franco-Québécois, CIFQ, p.51-56, Lille, 18–20 mai 2009

[Saury et al 2009b] D. Saury, N. Rouger, F. Djanna, F. Penot, *Mesure de vitesse, de température et de flux thermique en espace confiné*. Actes Congrès SFT, p. 129-134, 2009.

[Saury et al 2010] D. Saury, F. Djanna, F. Penot, P. Joubert, *Mesures de température et de flux thermique instantané en convection naturelle à grand nombre de Rayleigh en espace confiné*. Congrès SFT, Le Touquet, 27 au 29 mai 2010.

[Saury et al 2011] D. Saury, N. Rouger, F. Djanna, F. Penot, *On the air-filled differentially-heated cavity: experimental characterization at large Rayleigh numbers*. International Communications in Heat and Mass Transfer (article accepté), 2011.

[Scarano et Reithmuller 1999] F. Scarano and M. L Reithmuller. *Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset*. *Exp in Fluids*, 26 :513–523, 1999.

[Sergent 2000] A. Sergent, *Approche numérique d'écoulements de convection naturelle turbulente en cavité par la simulation des grandes échelles*, Thèse de Doctorat de l'Université de La Rochelle, 2000.

[Sergent et al 2003] A. Sergent, P. Joubert, P. Le Quéré, *Development of a local subgrid diffusivity model for large eddy simulation of buoyancy driven flows: application to a square differentially heated cavity*, *Numerical Heat Transfer Part. A*, 44 (8), pp. 789-810, 2003.

[Sergent et al 2005] A. Sergent, P. Joubert, P. Le Quéré, *Large Eddy Simulation of hard turbulence regime in Rayleigh-Benard convection* Proceedings of 4th ICCHMT A, Paris, May 2005.

[Sergent 2009] A. Sergent, *Private communication on wall heat transfer in a differentially-heated cavity at $Ra_H = 1.2 \times 10^{11}$* (2009).

[Shur 1962] Shur, G. N., *Eksperimental'nyye issledovaniya energeticheskogo spektra atmosferyoy turbulentnosti. Tsentral' naya aerologicheskaya observatoriya*. *Trudy*, 43, 79-90 [Trans. As AID Report T-63-55 Aerospace Info. Div., Lib. Cong., 1962.

[Skurtys 2004] O. Skurtys, *Contribution au contrôle de la convection naturelle par excitation thermique des couches limites en cavité différenciellement chauffée*. Thèse de Doctorat de l'Université de Poitiers, 2004.

[Tennekes et Lumley 1972] H. Tennekes and J.L. Lumley. *A first Course in Turbulence*, 1972.

Tian 1997] Y.S. Tian, *low turbulence natural convection in an air filled square cavity*, PHD Thesis South Bank University, London, UK, 1997.

- [Tian et Karayiannis 2000a] Y. S. Tian, T. G. Karayiannis, *Low turbulence natural convection in an air filled square cavity Part I: the thermal and fluid flow fields*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 43, pp. 849-866, 2000.
- [Tian et Karayiannis 2000b] Y. S. Tian, T. G. Karayiannis, *Low turbulence natural convection in an air filled square cavity Part II: the turbulence quantities*, International Journal of Heat and Mass Transfer 43, pp. 867-884, 2000.
- [Trias et al 2010a] F.X. Trias, A. Gorobets, M. Soria, A. Oliva, *Direct numerical simulation of a differentially heated cavity of aspect ratio 4 with Rayleigh numbers up to 10^{11} – Part I: Numerical methods and time-averaged flow*, Int. J. Heat and Mass Transfer 53, pp. 665-673, 2010.
- [Trias et al 2010b] F.X. Trias, A. Gorobets, M. Soria, A. Oliva, *Direct numerical simulation of a differentially heated cavity of aspect ratio 4 with Rayleigh numbers up to 10^{11} – Part II: Heat transfer and flow dynamics*, Int. J. Heat and Mass Transfer 53, pp. 674-683, 2010.
- [Velusamy et al 2001] K. Velusamy, T. Sundararajan, K.N. Seetharamu, *Interaction effects between surface radiation and turbulent natural convection in square and rectangular enclosures*, J. Heat Transfer 123, pp 1063–1070, 2001.
- [Wang et al 2006] H. Wang, S. Xin, P Le Quéré, *Etude numérique du couplage de la convection naturelle avec le rayonnement de surfaces en cavité carrée remplie d'air*, C.R. académie des Sciences, 334, pp 48-57, 2006.
- [Winters 1987] K. F. Winters, *hopf bifurcation in the double-glazing problem with conducting boundaries*, Journal of Heat Transfer, Vol. 109, pp 894-898, 1987.
- [Wu et al 2006] W. Wu, D. Ewing, C.Y. Ching, *The effect of the top and bottom wall temperatures on the laminar natural convection in an air-filled square cavity*, Int J. Heat and Mass Transfer, 49, pp 1999-2008, 2006.
- [Xamán et al 2008] J. Xamán, J. Arce, G. Álvarez, Y. Chávez, *Laminar and turbulent natural convection combined with surface thermal radiation in a square cavity with a glass wall*, Int. J. Thermal Sciences, 47, pp 1630-1638, 2008.
- [Xin 1993] S. Xin, *Simulation numérique de convection naturelle turbulente*, Thèse de Doctorat, Université de Paris VI, 1993.
- [Xin et Le Quéré 1995] S. Xin, P. Le Quéré, *Direct numerical simulations of two-dimensional chaotic natural convection a differentially heated cavity of aspect ratio 4*, Journal of Fluid Mechanics, 304, pp. 87-118, 1995.
- [Xin 2005] S. Xin *Etudes Numériques de Convection Naturelle en Cavité et Problèmes Connexes*, HDR, Université de Paris Sud, 2005.

- [Xu et al 2009] F. Xu, J. C. Patterson, C. Lei, *Transition to a periodic flow induces by a thin fin on the sidewall of a differentially heated cavity*, Int J. Heat and Mass Transfer, 52, pp 620-628, 2009.
- [Yan et Zhu 2008] H. Yang and Z. Zhu, *Numerical study of three-dimensional turbulent natural convection in a differentially heated air-filled tall cavity*, Int Communication in Heat and Mass Transfer, 35, pp 606-612, 2008.
- [Yang 1988] K.T. Yang, *Transitions and bifurcations in laminar buoyant flows in confined enclosures*, Trans. ASME, Journal of Heat Transfer 110 pp 1191-1204, 1988.
- [Yücel et al 1989] A. Yücel, A. Acharya, M.L. Williams, *Natural convection and radiation in a square enclosure*, Numer. Heat Transfer, Part A 15, pp 261–278, 1989.
- [Yguel et al 1985] F. Yguel, P. Le Quéré, J.J. Vuillerme, *Natural convection of air in cavities, numerical solutions at high Rayleigh numbers and comparison with experiments*, Numerical Methods in Laminar and Turbulent Flow, Vol 1, pp. 853-865, 1985.
- [Yguel et Vuillerme 1986] F. Yguel, J.J. Vuillerme, *Experimental study of high Rayleigh number three-dimensional natural convection in air*, in Significant questions in buoyancy affected enclosures or cavity flows. *H.T.D.*, Vol 60, ASME éditeur, pp. 37-44, 1986.
- [Yguel 1988] F. Yguel, *Etude de la convection naturelle tridimensionnelle dans les cavités de grandes dimensions*. Thèse de Doctorat d'Etat Univ de Poitiers, 1988.

ANNEXES

ANNEXE A : PROGRAMME MATLAB POUR LE CALCUL DE DIVERGENCE, VORTICITE, DES CRITERES Q ET λ_2 (REALISE PAR M. JEAN-LOUIS TUHAULT).

```

1  %*****
2  %Après avoir sélectionné les fichiers concernés, il faut au niveau de la
3  %boite de dialogue, ouvrir l'onglet complex input et y valider le bouton
4  %exclure all, ensuite ouvrir l'onglet advanced et y valider les positions
5  %métriques et les vitesses en m/s
6  %*****
7  %paramètre permettant de sélectionner l'implantation dans la base du
8  %résultat de calcul souhaité
9  % si la valeur est 1 on implante lenda2, si la valeur est 2 on implante Q
10 %et si elle est trois la vorticité
11 Parameters=str2num(ParamStr);
12 cas=Parameters(1);
13
14 %recup des champs des composantes U et V des vecteurs à partir de Flowmanager
15 U=FMInput(1,2).Vec.U;
16 V=FMInput(1,2).Vec.V;
17 %Calcul des gradients en m/s par pixels
18 [Ux,Uy]=Gradient(U);
19 [Vx,Vy]=Gradient(V);
20 %Calcul des échelles en mm
21 dx=FMInput(1,2).Vec(1).X(1,2)-FMInput(1,2).Vec(1).X(1,1);
22 dy=FMInput(1,2).Vec(1).Y(2,1)-FMInput(1,2).Vec(1).Y(1,1);
23 %CALCUL des gradients en m/s*m
24 Ux=Ux.*1000./dx;
25 Vx=Vx.*1000./dx;
26 Uy=Uy.*1000./dy;
27 Vy=Vy.*1000./dy;
28 %Calcul critère lenda2
29 lenda2=Ux.*Ux+Uy.*Vy;
30 %Calcul critère Q
31 Q=-0.5.*(Ux.*Ux+Vy.*Vy+2.*Uy.*Vx);
32 %Calcul de la composante perpendiculaire au plan de la vorticité
33 O=Vx-Uy;
34 %Calcul de la divergence
35 D=Ux+Vy;
36 switch cas
37     case 1
38         FMoutScalar(lenda2,'Critère Lenda2');
39     case 2
40         FMoutScalar(Q,'Critère Q');
41     case 3
42         FMoutScalar(O,'Vorticité');
43     case 4
44         FMoutScalar(D,'Divergence');
45 end

```


ANNEXE B : DONNEES SUR LE CHAMP DYNAMIQUE POUR LES DEUX ECARTS DE TEMPERATURE : 7°C ($RA_H = 4,0 \times 10^{10}$) ET 14 °C ($RA_H = 8,1 \times 10^{10}$)

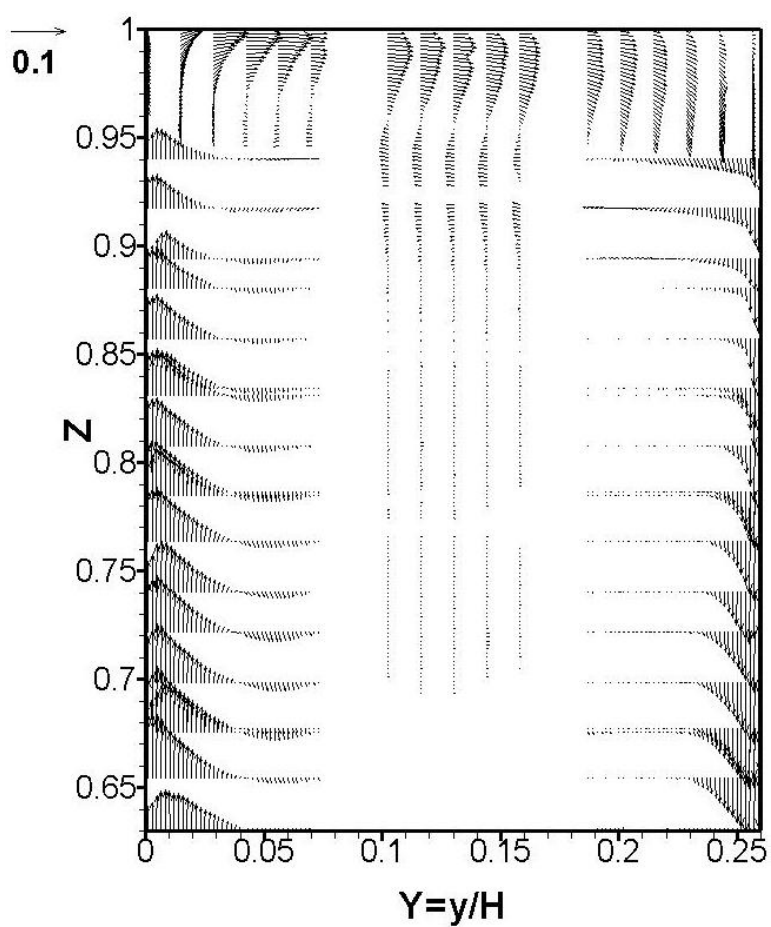


Figure B.1 Champ de vitesse moyenne dans la partie haute de la cavité pour $\Delta T = 14^\circ\text{C}$ soit $Ra = 8,1 \times 10^{10}$.

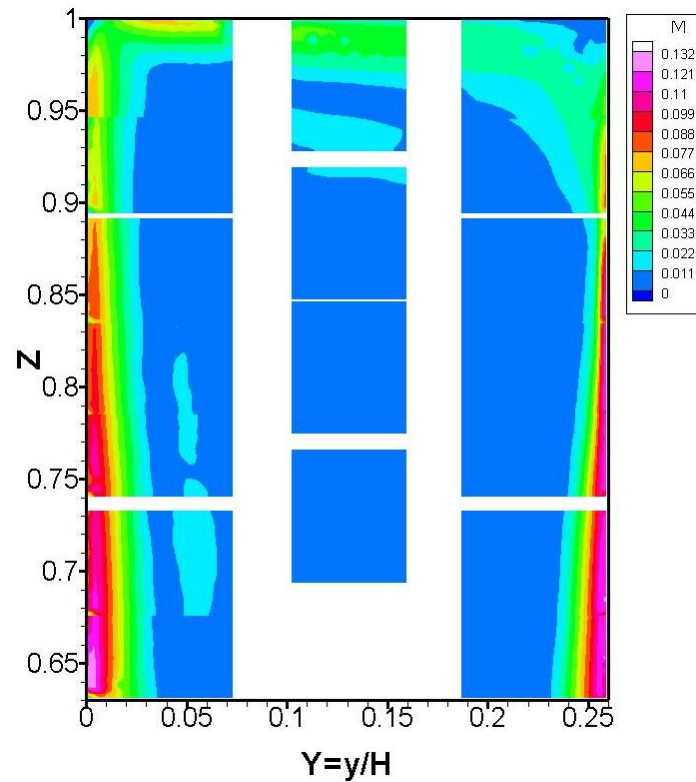


Figure B.2 Cartographie du module de la vitesse moyenne pour $\Delta T = 14^\circ\text{C}$ soit $Ra = 8,1 \times 10^{10}$.

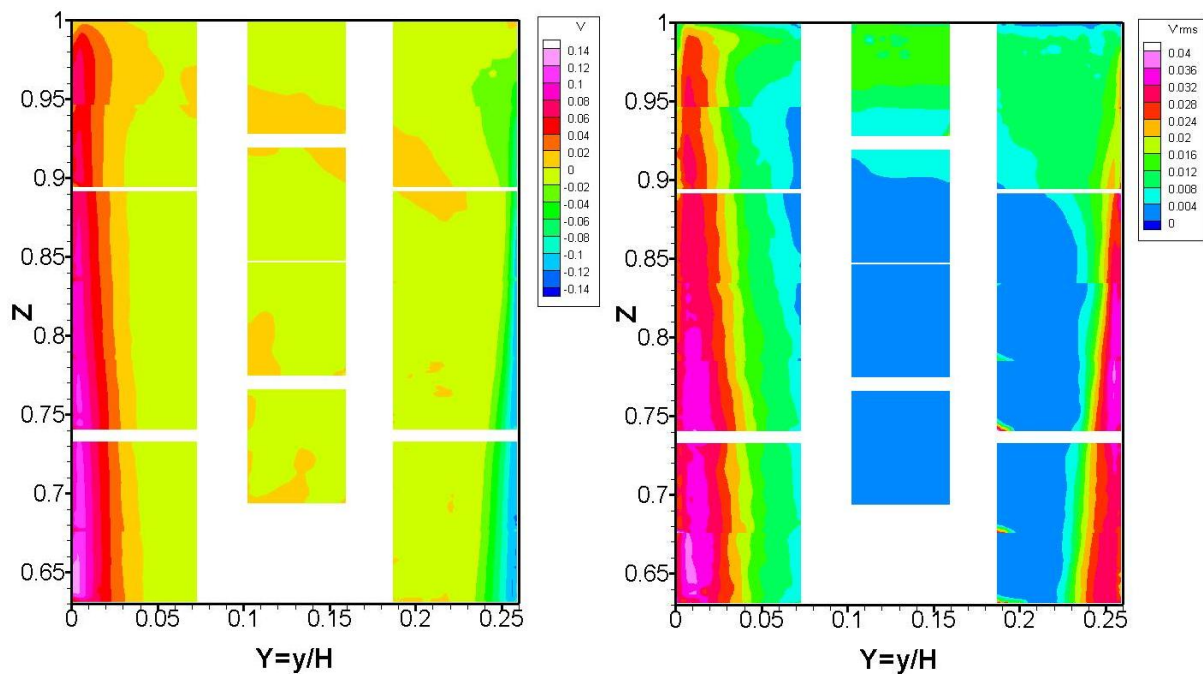


Figure B.3 Cartographies de la composante verticale de vitesse (à gauche) et de sa fluctuation (à droite) pour $\Delta T = 14^\circ\text{C}$ soit $Ra = 8,1 \times 10^{10}$.

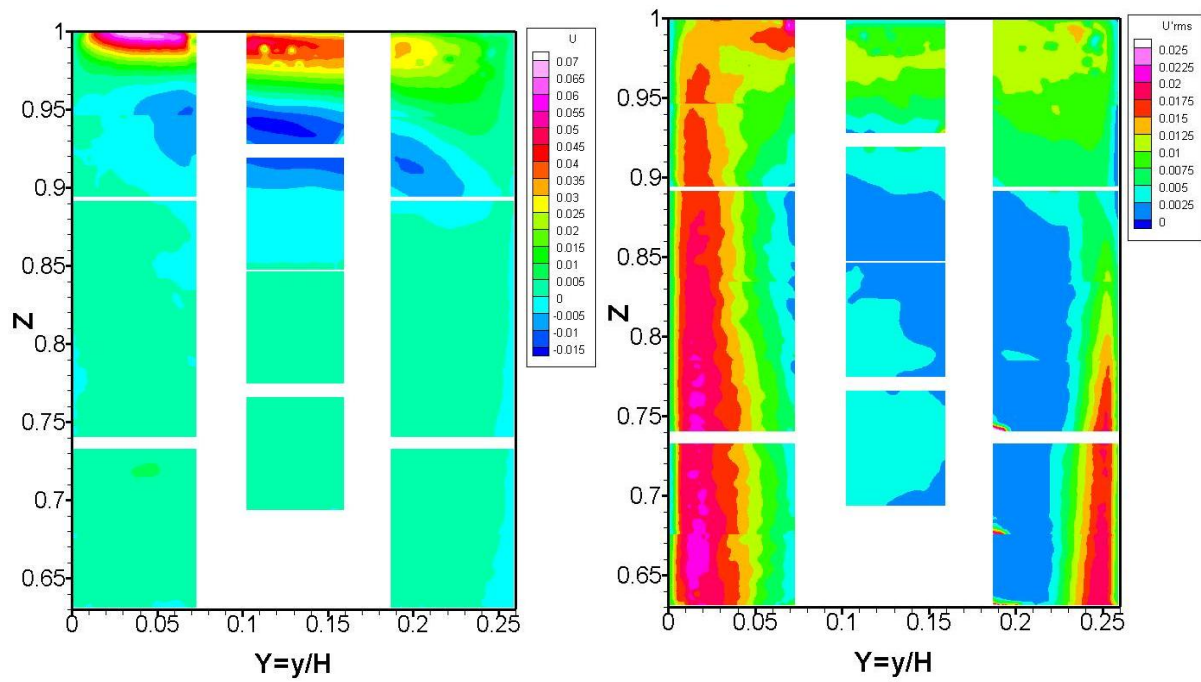


Figure B.4 Cartographies de la composante horizontale de vitesse (à gauche) et de sa fluctuation (à droite) pour $\Delta T = 14^\circ\text{C}$ soit $Ra = 8,1 \times 10^{10}$.

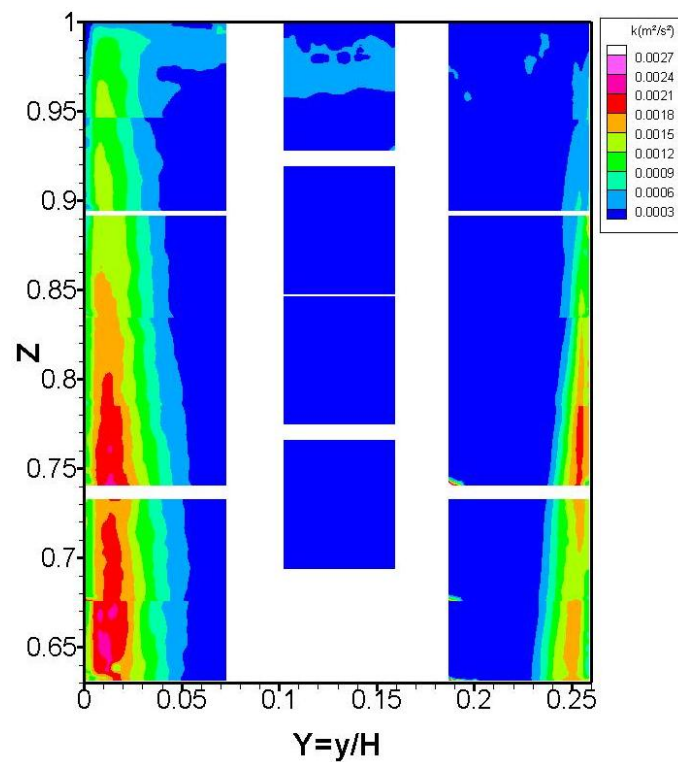


Figure B.5 Cartographie de l'énergie cinétique turbulente dans la partie haute de la cavité pour un écart de température de 14°C soit $Ra = 8,1 \times 10^{10}$.

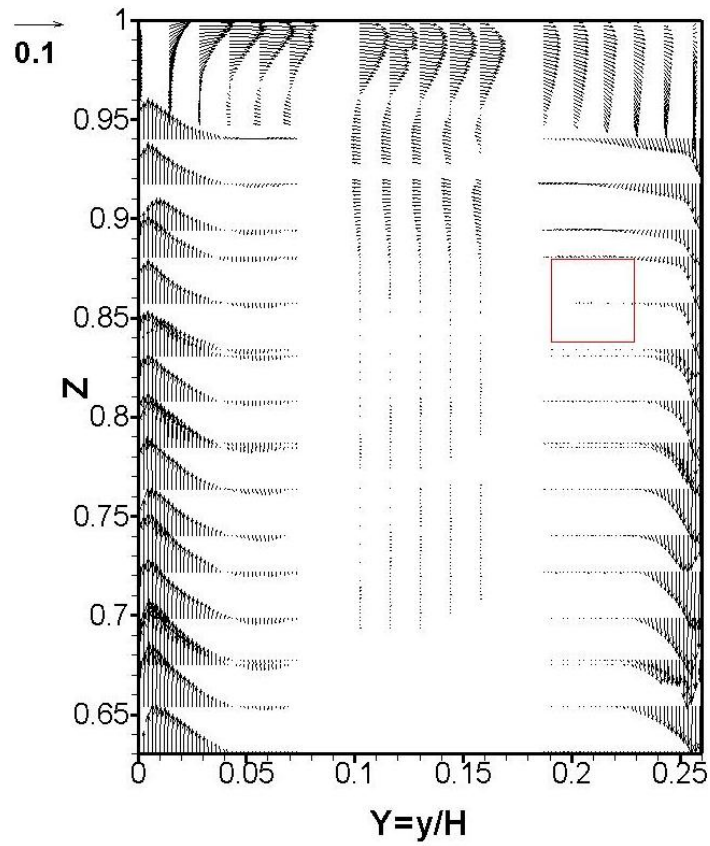


Figure B.6 Champ de vitesse moyenne dans la partie haute de la cavité pour $\Delta T = 7^\circ\text{C}$ soit $Ra = 4,0 \times 10^{10}$.

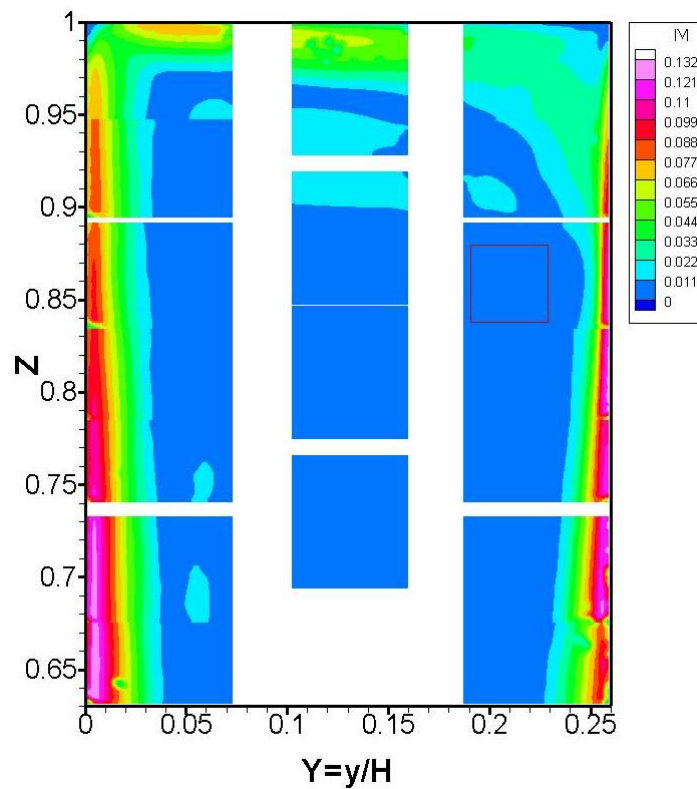


Figure B.7 Cartographie du module de la vitesse moyenne pour $\Delta T = 7^\circ\text{C}$ soit $Ra = 4,0 \times 10^{10}$.

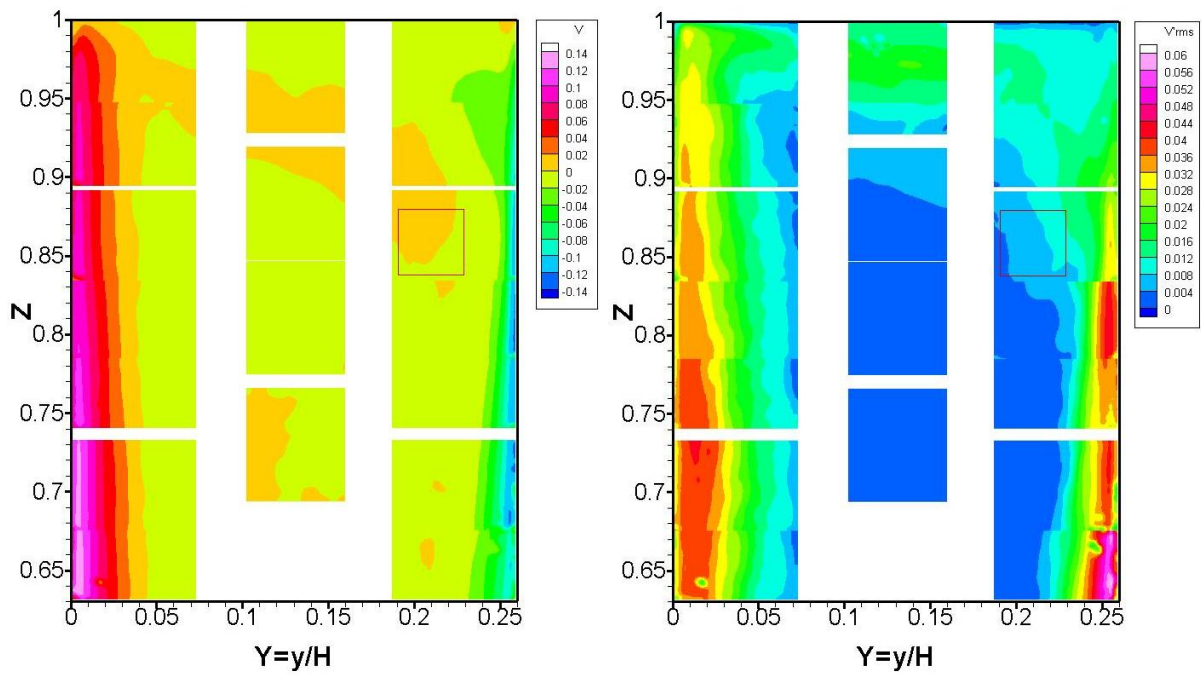


Figure B.8 Cartographies de la composante verticale de vitesse (à gauche) et de sa fluctuation (à droite) pour $\Delta T = 7^\circ\text{C}$ soit $Ra = 4,0 \times 10^{10}$.

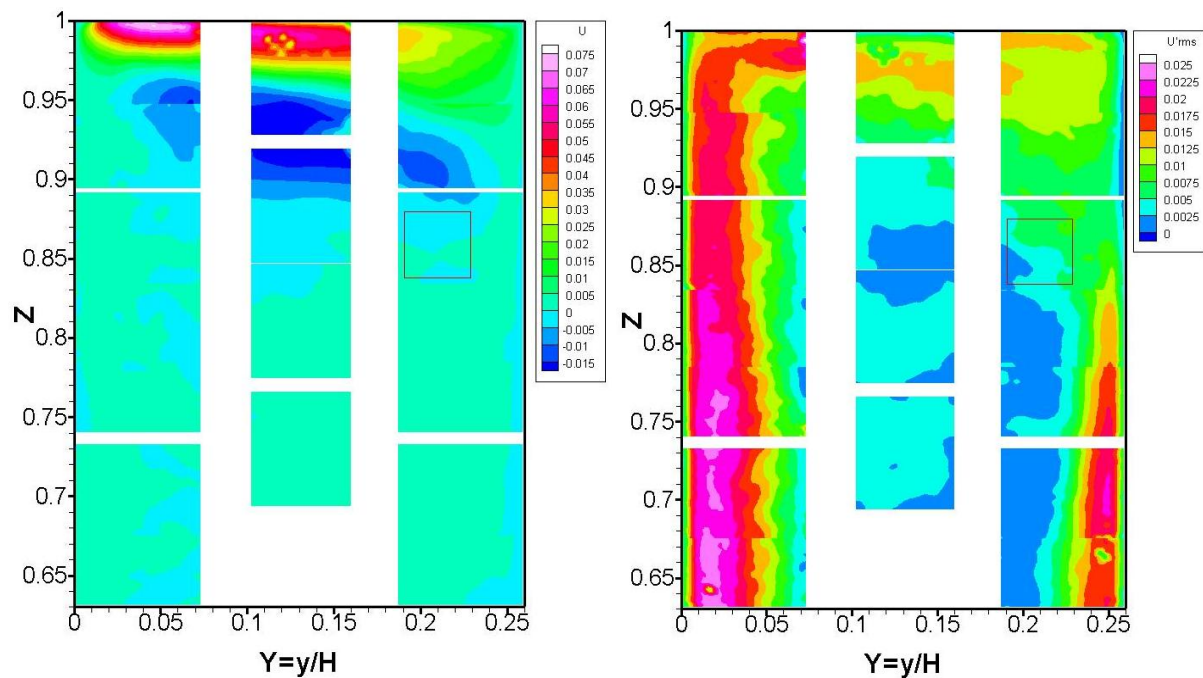


Figure B.9 Cartographies de la composante horizontale de vitesse (à gauche) et de sa fluctuation (à droite) pour $\Delta T = 7^\circ\text{C}$ soit $Ra = 4,0 \times 10^{10}$.

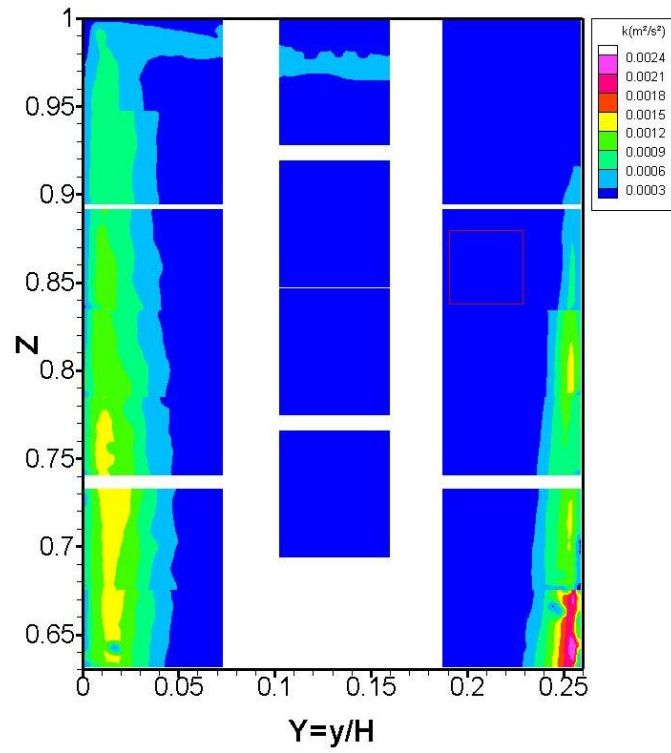


Figure B.10 Cartographie de l'énergie cinétique turbulente dans la partie haute de la cavité pour un écart de température de 7°C soit $Ra = 4,0 \times 10^{10}$.

ANNEXE C : DONNEES SUR LE CHAMP THERMIQUE POUR LES DEUX ECARTS DE TEMPERATURE : 7°C ($RA_H = 4,0 \times 10^{10}$) ET 14 °C ($RA_H = 8,1 \times 10^{10}$)

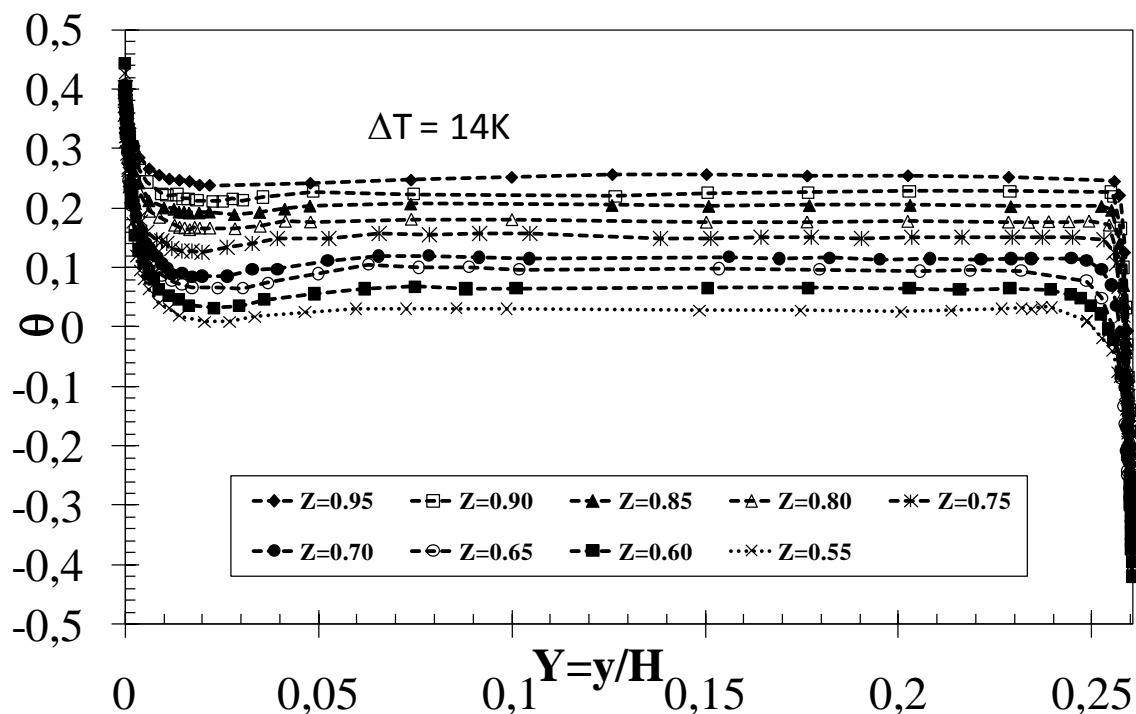


Figure C.1 : Profils de température dans la cavité à différentes altitudes pour $Ra = 8,1 \times 10^{10}$.

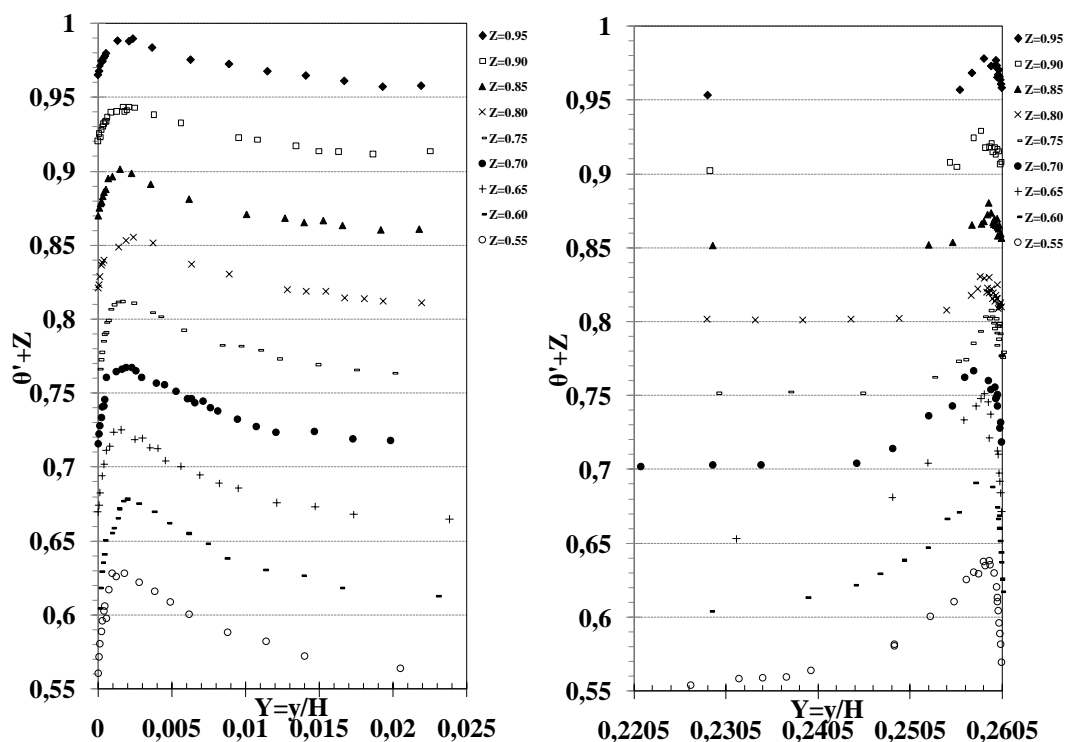


Figure C.2: Profils de fluctuations de température RMS dans les couches limites pour un nombre de Rayleigh égal à $8,1 \times 10^{10}$.

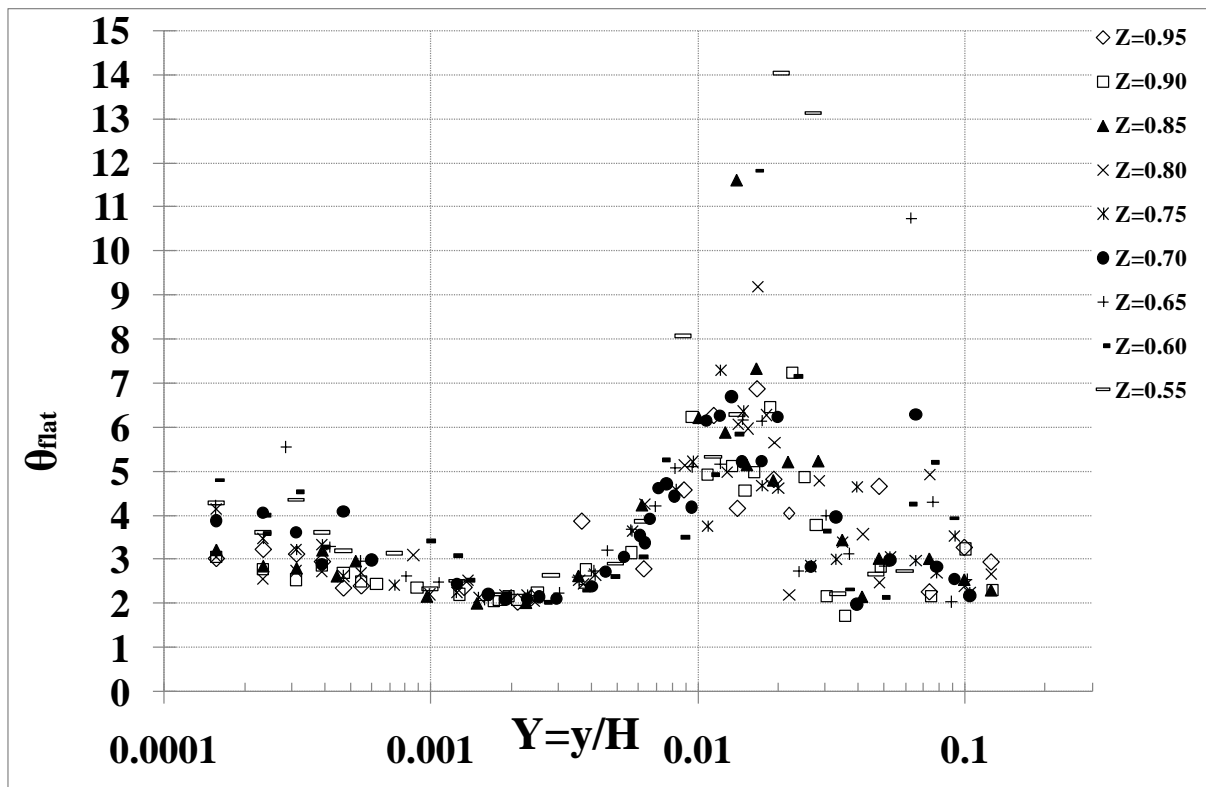


Figure C.3 : Profils du facteur d'aplatissement des fluctuations de température dans la couche limite chaude pour un nombre de Rayleigh égal à $8,1 \times 10^{10}$.

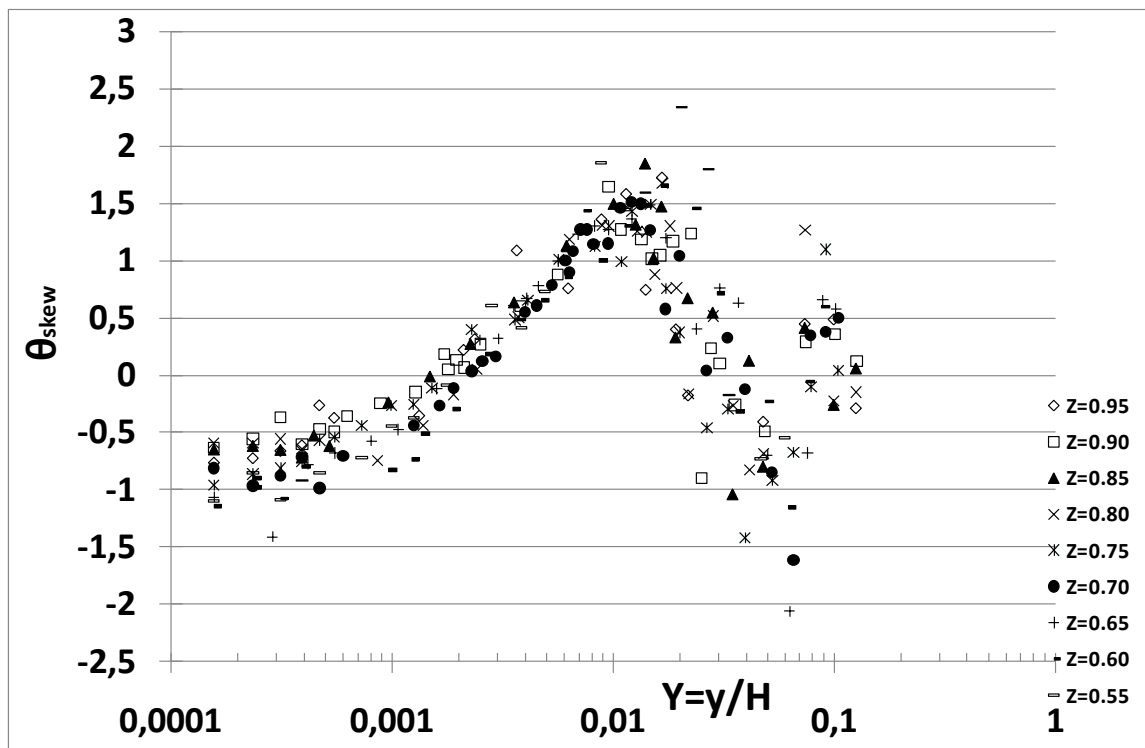


Figure C.4 : Profils du facteur de dissymétrie des fluctuations de température à différentes cotes dans la couche limite chaude pour un nombre de Rayleigh égal à $8,1 \times 10^{10}$.

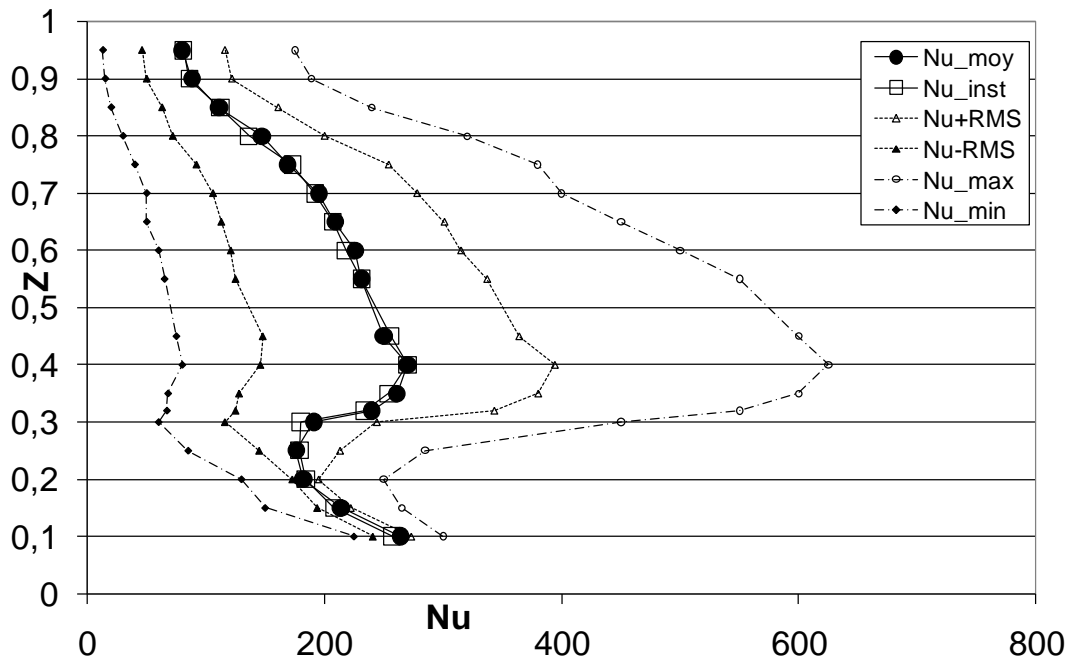


Figure C.5 : Evolution du nombre de Nusselt en fonction de Z pour un nombre de Rayleigh égal à $8,1 \times 10^{10}$.

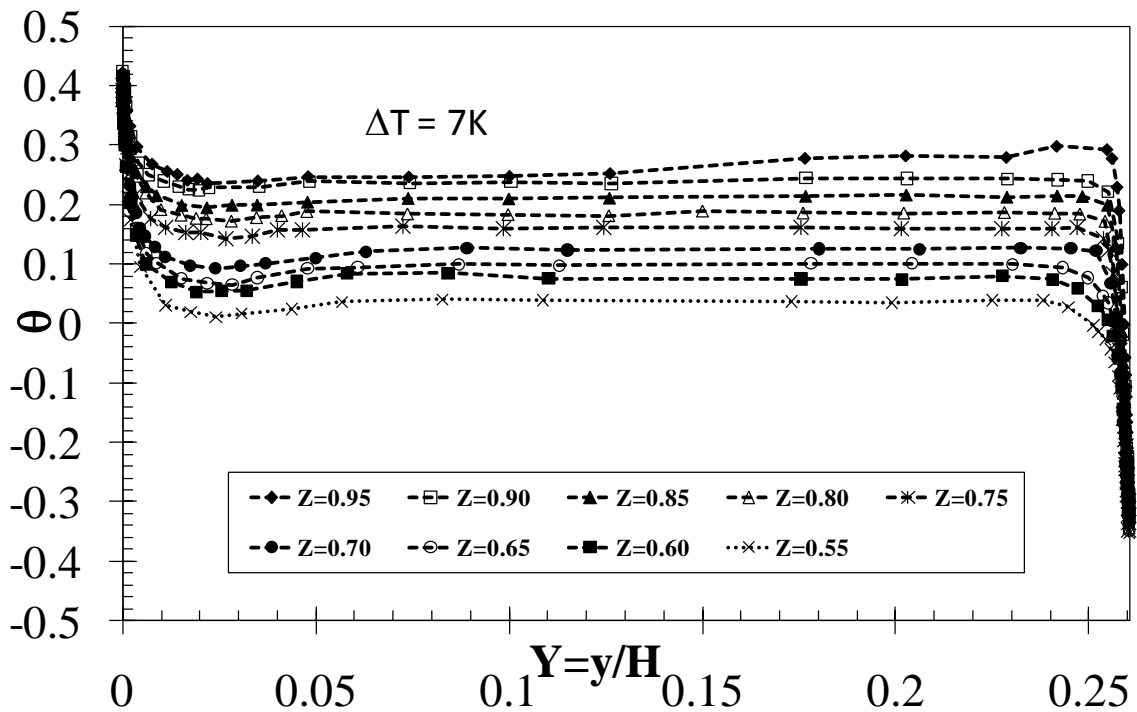


Figure C.6 : Profils de température dans la cavité à différentes altitudes pour $Ra = 4,0 \times 10^{10}$.

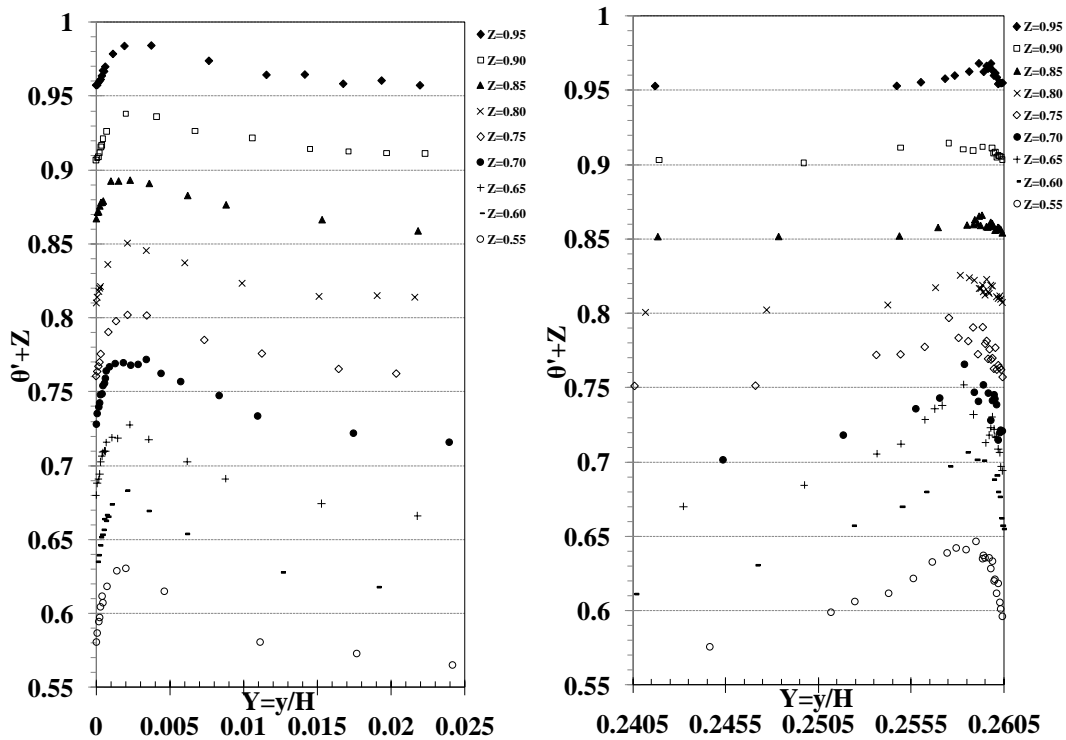


Figure C.7 : Profils de fluctuations de température RMS dans les couches limites pour un nombre de Rayleigh égal à $4,0 \times 10^{10}$.

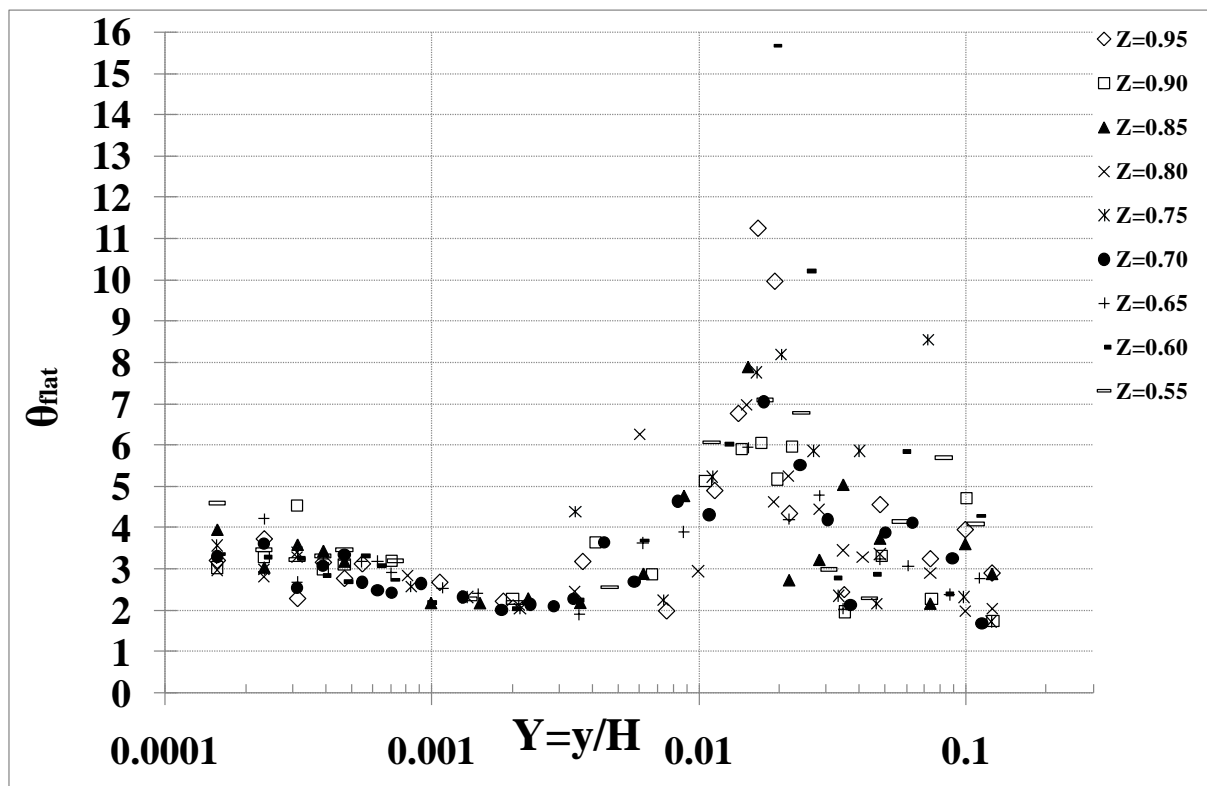


Figure C.8 : Profils du facteur d'aplatissement des fluctuations de température dans la couche limite chaude pour un nombre de Rayleigh égal à $4,0 \times 10^{10}$.

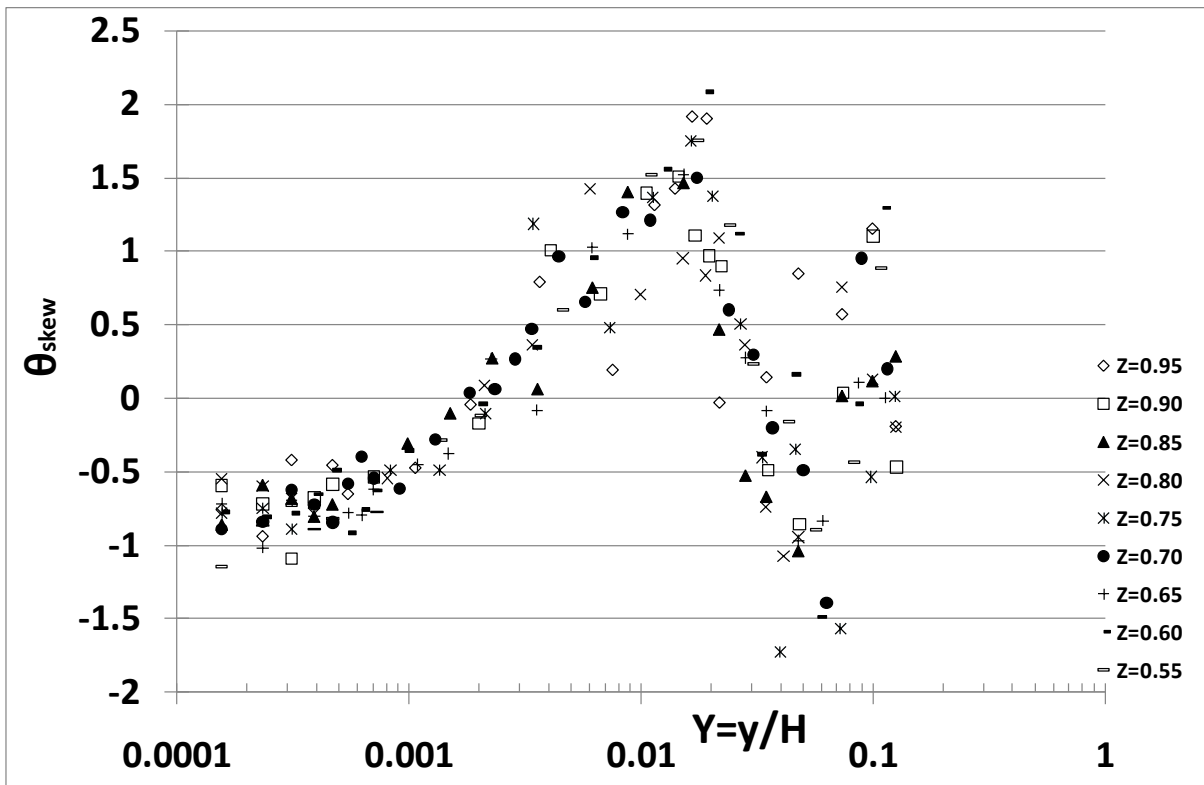


Figure C.9 : Profils du facteur de dissymétrie des fluctuations de température à différentes cotes dans la couche limite chaude pour un nombre de Rayleigh égal à $4,0 \times 10^{10}$.

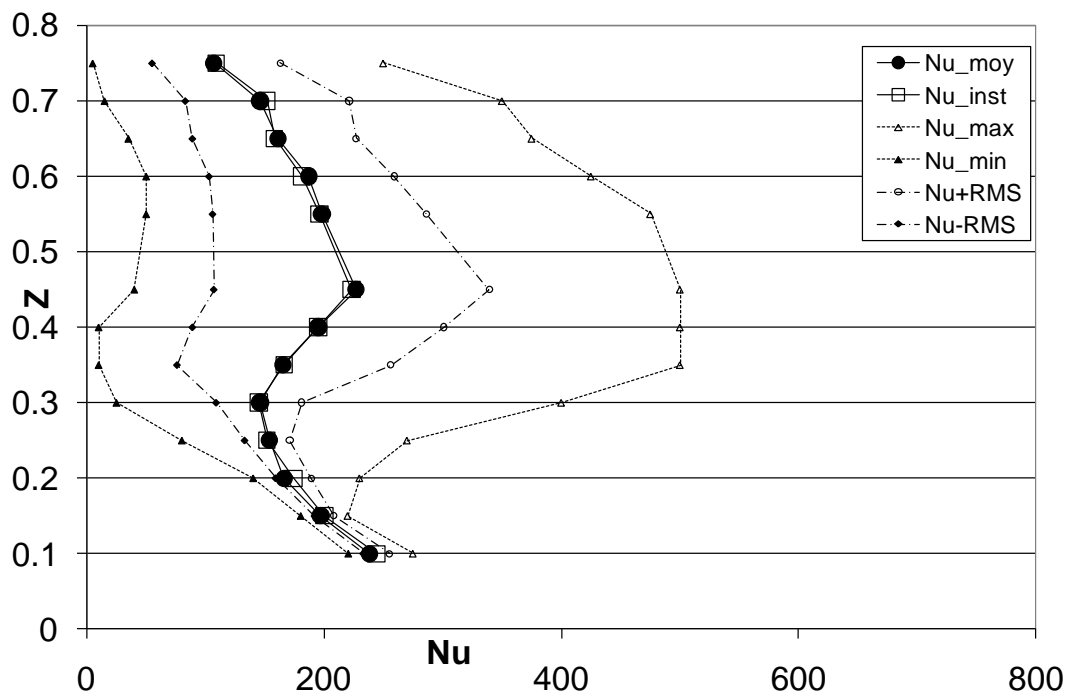


Figure C.10 : Evolution du nombre de Nusselt en fonction de Z pour un nombre de Rayleigh égal à $4,0 \times 10^{10}$.

RESUME

Ce travail présente des résultats expérimentaux obtenus dans une cavité différentiellement chauffée de 4 m de hauteur. Dans cette étude, des cartographies de température (micro-thermocouples) et de vitesse (LDV 2D et PIV standard) ont été établies pour des écoulements de convection naturelle turbulente à grands nombres de Rayleigh ($4,0 \times 10^{10} \leq Ra_H \leq 1,2 \times 10^{11}$) tout en respectant l'approximation de Boussinesq. L'exploitation des résultats expérimentaux a, entre autre, permis de caractériser la stratification thermique au centre de la cavité ainsi que son évolution en fonction du nombre de Rayleigh pour différentes émissivités des parois passives. En outre, cette caractérisation a permis de connaître les répartitions des flux échangés à la paroi, la typologie des écoulements au voisinage des parois actives et dans le plan vertical médian, ainsi que le cheminement du fluide dans la partie haute de la cavité. Ces résultats sont ensuite comparés à ceux obtenus dans d'autres cavités différentiellement chauffées de moindres dimensions étudiées antérieurement au laboratoire. L'ensemble de ces résultats montre une grande cohérence et nous permet de déterminer des lois d'évolution de la vitesse maximale atteinte dans la cavité et du transfert de chaleur aux parois en fonction du nombre de Rayleigh en régime laminaire et turbulent. En parallèle, une étude numérique 2D a été réalisée. Son objectif est d'étudier l'influence du rayonnement de surface ou volumique sur la structure de l'écoulement et sur les modes de transfert de chaleur. A cette fin, un module de transferts radiatifs a été implanté dans un code Volumes Finis de convection naturelle turbulente existant. La modélisation de la turbulence est réalisée par une approche LES avec un modèle de diffusivité de sous maille adapté à la convection naturelle. La partie rayonnement est traitée à l'aide d'un modèle de gaz gris par bande, associé à une méthode aux ordonnées discrètes. Une analyse de l'influence du rayonnement de parois et/ou de gaz sur les écoulements turbulents de convection naturelle est réalisée pour un nombre de Rayleigh de $1,2 \times 10^{11}$.

Mots clés : Micro-thermocouples, LDV-2D, PIV-2D, LES, Volumes Finis, méthodes aux ordonnées discrètes, modèle de gaz gris par bande, rayonnement de parois et/ou de gaz, approximation de Boussinesq, stratification thermique, transfert de chaleur.