



HAL
open science

Contribution à l'étude numérique de la ventilation naturelle dans des cavités ouvertes par la simulation des grandes échelles. Application au rafraîchissement passif des bâtiments

Boris Brangeon

► To cite this version:

Boris Brangeon. Contribution à l'étude numérique de la ventilation naturelle dans des cavités ouvertes par la simulation des grandes échelles. Application au rafraîchissement passif des bâtiments. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de la Réunion, 2012. Français. NNT: . tel-02870950v1

HAL Id: tel-02870950

<https://theses.hal.science/tel-02870950v1>

Submitted on 10 Dec 2012 (v1), last revised 17 Jun 2020 (v2)

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.

THÈSE DE DOCTORAT

défendue en vue de l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LA RÉUNION

Faculté des Sciences de l'Homme et de l'Environnement

ECOLE DOCTORALE SCIENCES DE L'ENVIRONNEMENT

spécialité : Mécanique et Sciences du bâtiment

Présentée par

Boris BRANGEON

**Contribution à l'étude numérique de la ventilation naturelle dans
des cavités ouvertes par la simulation des grandes échelles.
Application au rafraîchissement passif des bâtiments**

Thèse Co-Dirigée par **Pr. Alain BASTIDE** et **Pr. Patrice JOUBERT**

Soutenue le 26 octobre 2012

Devant la Commission d'Examen :

Rapporteurs :	Shihe XIN	Professeur INSA de Lyon (CETHIL)
	Etienne WURTZ	Directeur de Recherche CNRS Polytech'Savoie (CEA-LITEN)
Examineurs :	Harry BOYER	Professeur Université de la Réunion (PIMENT)
	Alain BASTIDE	Professeur Université de la Réunion (PIMENT)
	Patrice JOUBERT	Professeur Université de la Rochelle (LaSIE)
	Anne SERGENT	Maître de Conférences Université PMC (LIMSI)
	Franck LUCAS	Maître de Conférences HDR Université de la Réunion (PIMENT)

Laboratoire d'accueil : Laboratoire de Physique et d'Ingénierie Mathématique pour l'Énergie et l'Environnement (PIMENT)

Remerciements

Ce travail de recherche a été réalisé au sein du Laboratoire de Physique et d'Ingénierie Mathématique pour l'Energie et l'Environnement (PIMENT), dont je tiens à remercier son Directeur, Mr Philippe LAURET, Professeur à l'Université de la Réunion, pour m'avoir accueilli pendant ses trois ans.

Je voudrais en tout premier lieu, remercier mes deux directeurs de thèse Alain BASTIDE, Professeur à l'Université de la Réunion et Patrice JOUBERT, Professeur à l'Université de la Rochelle. Tout au long de ce travail de thèse, leur encadrement de mon activité de recherche a été très enrichissant, tant sur les plans humains que scientifique. Ils ont toujours su se rendre disponible malgré leur emploi chargé et la distance pour Patrice. Un grand MERCI à vous deux pour votre exemplarité.

Je remercie Mr Shihe XIN, Professeur à INSA de Lyon et Mr Etienne WURTZ, Directeur de Recherche CNRS, pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu accorder à mon travail en acceptant d'en être rapporteurs et pour l'honneur qu'ils me font en participant à mon jury de thèse.

Je souhaite remercier Mr Harry BOYER, Professeur à l'Université de la Réunion, et Mr Franck LUCAS, Maître de conférences HDR à l'Université de la Réunion, pour avoir accepté d'examiner mon travail.

Je tiens à remercier Mlle Anne SERGENT, Maître de conférences à l'Université Paris-Sud, de l'intérêt qu'elle a porté à mon travail et d'avoir accepté de faire partie du jury.

Je souhaite également remercier Mr François PENOT, Directeur de Recherche CNRS, et Mr Didier SAURY, Maître de Conférences à l'Université de Poitiers, pour m'avoir accueilli à de nombreuses reprises au sein de leur laboratoire pPrime. Leurs compétences dans le domaine de l'expérimentation ont été très enrichissantes.

Je remercie Mr Francis ALLARD, Professeur à l'Université de la Rochelle et aux membres du laboratoire LaSIE, pour leur accueil lors de mes quelques séjours.

Mes remerciements s'adressent aussi à toute l'équipe pédagogique Science du Bâtiment et de l'Environnement, Isabelle, Vanessa, Habiba, Dominique, Mathieu, Eric, Carole, Thierry, JB et plus particulièrement à Jean-Philippe pour son soutien et les bons repas de sa famille. Je

remercie l'équipe pédagogique du STAPS, Chantal, Pierre, Xavier, Georges, Nicolas... pour les nombreuses discussions amicales.

Et maintenant, je remercie mes amis doctorants (ou jeunes docteurs), Olivier et Karine (merci pour tout, n'a retrouv bientôt!), Placide (mon pote de galère!), Aurélie (en pleine rédaction), Frantz, Blaise, Aurélien, Dimitri, Stéphane, Chrystelle, Volana, Néria, Tony... J'ai une pensée pour Driss et son compagnon d'infortunes Simba, encore merci pour ton accueil.

Je remercie également ma famille (Merci à tous!) et mes amis Poitevins (sans commentaires!) qui m'ont toujours soutenu.

Enfin, je remercie Maeva qui m'a soutenue pendant ces trois années. La distance n'a pas rendue les choses toujours facile mais j'ai envie de lui dire "On l'a fait!!!". Maeva a grandement participé à ce travail et je suis sur qu'elle connaît la définition d'un nombre important des lettres grecques qui figurent dans ce mémoire.

Je finirai par ces mots : "Merci a zot tout!"

A Le Tampon, le 6 décembre 2012.

Ti hach i coupe gros bois !
(Avec de la persévérance, on arrive à ce que l'on souhaite)
proverbe créole.

À mes Parents
À ma Soeur
À ma Famille
À mes Amis

À ma moitié Maeva.

Résumé

Contexte du sujet : La climatisation est un poste de dépense énergétique important dans le secteur du bâtiment, qui pourrait être réduit de manière drastique par l'utilisation de systèmes passifs de rafraîchissement. Dans les climats chauds et humides, le rafraîchissement passif des bâtiments est une solution éprouvée, qui s'ordonne autour de quatre principes : minimiser les apports de chaleur interne et externe, apporter de l'inertie au bâtiment, humidifier l'air et assurer une bonne ventilation pour favoriser les échanges convectifs.

Objectifs : La description des transferts thermo-convectifs (évaluation des débits massiques, des transferts de chaleur) mis en jeu dans des cavités ouvertes (pièces avec ventilation traversante, cheminées solaires, doubles peaux, espaces sous-toiture) est encore mal connue et constitue un enjeu pour l'amélioration des systèmes passifs. L'étude de ces phénomènes peut être évaluée par la mécanique des fluides numérique. Les objectifs de ce travail de thèse sont : de réaliser des simulations numériques fines du comportement thermo-aéraulique dans des configurations typiques de systèmes passifs en climat tropical humide, afin d'améliorer nos connaissances sur la ventilation naturelle, d'approfondir et d'apporter des éléments de réponses en ce qui concerne le choix des conditions limites numériques à appliquer pour les systèmes ouverts.

Modélisation numérique : L'approche numérique adoptée dans ce travail, pour étudier la convection naturelle turbulente, est la simulation des grandes échelles (SGE ou LES en anglais). Cette approche se situe à mi-parcours entre la méthode de calcul direct et la résolution des équations moyennées en temps, de type RANS. L'avantage d'une telle technique est la réduction appréciable du nombre de points de discrétisation nécessaire par rapport à celui exigé par la méthode de calcul direct, tout en conservant l'aspect dynamique des écoulements.

Résultats : Les résultats obtenus lors de ce travail concernent l'étude des conditions limites dynamiques à imposer pour des géométries ouvertes avec une SND et l'application de la SGE à différentes configurations de cavités ouvertes en régime turbulent, afin de caractériser les champs de température et de vitesse et d'en déduire les grandeurs intégrales d'intérêt (débit massique, débit enthalpique, renouvellement d'air, ...). Les résultats de ces calculs ont été comparés soit à d'autres résultats numériques dans le cadre de benchmarks nationaux (benchmark numérique AmeTh et ADNBâti) ou à des résultats expérimentaux.

Mots-clés : Ventilation naturelle, rafraîchissement passif, Simulation des Grandes Echelles, géométries ouvertes.

Abstract

Context : Air-conditioning represents a high-energy expenditure in the sector of the building, which could be reduced drastically through the use of passive cooling systems. In hot and humid climates, the passive cooling of premises is a tried and tested technique ordained around four principles : to minimize the external and internal heat transfers, to bring inertness to the building, to humidify the air, and to ensure a good convection in order to favor convective exchanges.

Objective : The description of thermo-convective transfers (estimation of mass flows rate and heat transfers) set in open cavities (rooms with crossing ventilation, solar chimney, outer skin of a double facade,...) is still relatively uncommon and the stakes are high to improve passive systems. The study of these phenomena can be evaluated through computational fluid dynamics. This thesis's objectives are to achieve precise numerical simulations of airflow in specific configurations of passive systems in damp tropical climates, in order to improve and deepen our knowledge of natural convection and to begin to give information concerning the choice of numerical boundary conditions to apply to open geometries.

Numerical approach : The numerical approach adopted in this work, to study the natural turbulent convection, is the Large-Eddy Simulation. This approach is halfway between a direct numerical simulation and Reynolds-averaged Navier–Stokes equations. Such a technique is advantageous as it leads to a necessary substantial reduction of the number of discretization points compared to the technique of direct simulation requirements, while retaining the dynamic aspect of the flows.

Results : The results obtained in this work refer to the study of the dynamic boundary conditions to impose in open geometries with SND and to the application of the LES to different configurations of open cavities with a turbulent flow, in order to characterize temperature and velocity fields and then deduce mass flow rate, enthalpy flow,... The results have been compared either to other numerical results in the framework of national benchmarks (benchmark AmeTh and ADN Bâti) or to experimental results.

Keywords : Natural convection, passive cooling, Large Eddy Simulation, open enclosures.

Table des matières

Nomenclature	xvii
1 Ventilation naturelle	3
1.1 Réglementations thermiques	5
1.1.1 Objectifs de la RTAA DOM	5
1.2 Rafraîchissement passif	6
1.2.1 Définition	6
1.2.2 Ventilation naturelle traversante	7
1.2.3 Confort thermique humain	7
1.2.4 Campagne de mesures	10
1.3 Modélisation numérique des bâtiments	22
1.3.1 Modèles nodaux	23
1.3.2 Modèles zonaux	24
1.3.3 Quelques outils numériques	24
1.3.4 Modèles détaillés : codes de champs	25
1.4 Cadre et objectifs de travail	26
1.4.1 Projet 4C	26
1.4.2 Objectifs scientifiques et structure du mémoire	27
2 Description et éléments de validation de l’outil numérique : Géométries fermées	31
2.1 Introduction : convection naturelle turbulente	33
2.1.1 Approximation de Boussinesq	33
2.1.2 Equations de conservation de base	34
2.2 Modélisation numérique d’écoulements turbulents	35
2.2.1 Simulation numérique directe	35
2.2.2 La modélisation statistique de la turbulence : RANS	35
2.2.3 Verrous spécifiques à l’étude numérique des bâtiments	36
2.3 Simulations des Grandes Echelles	37
2.3.1 Principes généraux et avantages	37
2.3.2 Notions de filtrages : opérateur de filtrage et séparation d’échelles	38
2.3.3 Les équations de conservation filtrées	40
2.3.4 Modélisation de τ_{ij} et de h_j dans l’espace physique	41
2.3.5 Approche dynamique des modèles de sous-maille	48

2.3.6	Equations de conservation sans dimension adaptées aux écoulements turbulents	54
2.4	Méthode des volumes finis	55
2.4.1	Maillage	56
2.4.2	Discrétisation spatiale	57
2.4.3	Discrétisation temporelle	60
2.4.4	Algorithme de couplage pression-vitesse	61
2.5	Comparaison SND-SGE	65
2.5.1	Description de l'écoulement et de l'étude	67
2.5.2	Conditions limites	68
2.5.3	Maillage	68
2.5.4	Quantités turbulentes	74
2.5.5	Résultats et discussions	76
2.6	Conclusion du chapitre	88
3	Description numérique du comportement aéraulique appliqué aux géométries ouvertes	91
3.1	Développement numérique motivé par des besoins spécifiques	93
3.1.1	Canaux asymétriquement chauffés	93
3.1.2	Objectifs	94
3.1.3	Conditions aux limites pour les géométries ouvertes	95
3.1.4	Recirculation	96
3.1.5	Récapitulatif des conditions limites en géométrie ouverte	97
3.2	Convection naturelle dans un canal vertical	98
3.2.1	Présentation du benchmark AmeTh	98
3.2.2	Mise en équation	99
3.2.3	Conditions limites du problème	100
3.2.4	Comparaison inter-logiciels	101
3.2.5	Résultats GB-0 : $A = 10$, $Ra_m = 1 \times 10^5$	102
3.2.6	Influence des conditions aux limites aérauliques	107
3.2.7	Conclusion	118
3.3	Convection naturelle dans un canal incliné	119
3.3.1	Dispositif expérimental	119
3.3.2	Présentation du problème numérique	120
3.3.3	Comparaisons avec l'expérimentation	123
3.3.4	Comparaison détaillée	132
3.3.5	Conclusion	141
3.4	Conclusion du chapitre et perspectives	141
3.4.1	Perspectives	142
3.4.2	Couplage système	146
4	Rafrâichissement passif d'un bâtiment à géométrie ouverte	149
4.1	Introduction	151
4.1.1	Méthodes d'évaluation des débits de ventilation naturelle	151
4.1.2	Méthodes d'évaluation de la puissance de rafraîchissement	154
4.1.3	Objectifs	156
4.1.4	Démarche suivie	156
4.2	Application au rafraîchissement passif d'un bâtiment	157

4.2.1	Présentation du benchmark ADNBâti	157
4.2.2	Présentation du problème simplifié	158
4.3	Résultats préliminaires à faibles nombres de Rayleigh	162
4.3.1	Ouvertures	164
4.3.2	Echanges aux parois et débit traversant	165
4.3.3	Conclusion	169
4.4	Ecoulement de Rayleigh-Bénard	169
4.4.1	Introduction	169
4.4.2	Objectif	170
4.4.3	Configuration étudiée	170
4.4.4	Résultats	171
4.4.5	Conclusion	174
4.5	Nombres de Rayleigh rencontrés dans le bâtiment	174
4.5.1	Simulation numérique directe	175
4.5.2	Comparaison SND-SGE et influence des conditions aux limites	185
4.5.3	Comparaison inter-logiciels	194
4.6	Simulation des grandes échelles pour $Ra_H = 1,43 \times 10^{10}$	200
4.6.1	Etude des quantités intégrales	200
4.7	Perspective : vers un cas 3D	207
4.7.1	Problème	207
4.7.2	Résultats	209
4.7.3	Conclusion	215
4.8	Conclusion du chapitre	216

Conclusion générale

Liste des figures

1	Répartition des consommations d'énergie par secteur d'activités.	1
1.1	Evolution des objectifs de la réglementation thermique (http://rt2012-leguide.com).	5
1.2	Points clés de la Réglementation Thermique Acoustique Aération [RTAA 2009].	6
1.3	Bâtiment à énergie positive (BEPOS). IUT St-Pierre de la Réunion.	10
1.4	Dispositif expérimental dans une classe de cours.	11
1.5	Config 1 : tout fermés.	16
1.6	Config 2 : tout ouverts.	17
1.7	Config 3 : tirage Nord → Sud.	18
1.8	Config 4 : tirage Sud → Nord.	19
1.9	Config 4 : tirage Sud → Nord.	20
1.10	Différents niveaux de discrétisation du bâtiment et modèles correspondants.	22
1.11	Exemples de discrétisations spatiales d'une pièce suivant le type de modèle utilisé.	23
1.12	Synoptique du projet 4C (ANR-08-HABISOL-0).	27
1.13	Structure du mémoire.	29
2.1	Zones de validité des différents modèles Boussinesq (usuel et thermodynamique) et non-Boussinesq lorsque le fluide est de l'air à 300 K [Pons et Le Quéré 2006].	33
2.2	Spectre d'énergie pour un écoulement turbulent [El Shrif 2008].	37
2.3	Représentation schématique de la classification des modèles pour le tenseur sous-maille proposée par Sagaut [Sagaut 1998].	42
2.4	Transfert d'énergie cinétique à travers les échelles [Sergent 2000].	44
2.5	Transfert d'énergie cinétique à travers les échelles [El Shrif 2008].	49
2.6	Représentation des différentes grilles.	56
2.7	Schéma d'un volume de contrôle.	57
2.8	Organigramme récapitulatif. Procédure de résolution des équations de Navier-Stokes avec la méthode PISO.	63
2.9	Frises chronologiques représentant les travaux de références expérimentaux (haut) et numériques (bas) sur la cavité différentiellement chauffée.	66
2.10	Système de coordonnées et repérage des vitesses.	67
2.11	$Ra_H = 1 \times 10^{10}$. Champs moyens SND 2D. SND spectrale à gauche [Xin 1993] et VF à droite [Sergent 2000]. Pour chaque cas, fonction de courant à gauche et isothermes de température à droite, uniformément distribuées entre -0,4 et 0,4.	70

2.12	$Ra_H = 1 \times 10^{10}$. Champs moyens SGE 2D. Influence de la grille de discrétisation. Pour chaque cas, fonction de courant à gauche et isothermes de température à droite, uniformément distribuées entre -0,4 et 0,4.	70
2.13	$Ra_H = 1 \times 10^{10}$. Champs moyens SND 3D. Pour chaque cas, fonction de courant à gauche et isothermes de température à droite, uniformément distribuées entre -0,5 et 0,5 [Gorobets 2008, Trias 2006].	72
2.14	$Ra_H = 1 \times 10^{10}$. Champs moyens SGE 3D. Pour chaque cas, fonction de courant à gauche et isothermes de température à droite, uniformément distribuées entre -0,5 et 0,5.	73
2.15	Champs moyens SND 2D. De gauche à droite : $Ra_H = 6,4 \times 10^8, 2 \times 10^9, 1 \times 10^{10}$ [Trias 2006]. Pour chaque cas, fonction de courant à gauche et isothermes de température à droite, uniformément distribuées entre -0,5 et 0,5.	79
2.16	Champs moyens SGE 2D. De gauche à droite : $Ra_H = 6,4 \times 10^8, 2 \times 10^9, 1 \times 10^{10}$. Pour chaque cas, fonction de courant à gauche et isothermes de température à droite, uniformément distribuées entre -0,5 et 0,5.	79
2.17	Champs moyens SGE 2D. Profils de température dans le plan médian vertical (en haut) et dans le plan médian horizontal (en bas).	80
2.18	Quantités turbulentes pour $Ra_H = 6,4 \times 10^8$	81
2.19	Quantités turbulentes pour $Ra_H = 2 \times 10^9$	81
2.20	Quantités turbulentes pour $Ra_H = 1 \times 10^{10}$	81
2.21	Champs moyens SND 3D. De gauche à droite : $Ra_H = 6,4 \times 10^8, 2 \times 10^9, 1 \times 10^{10}$ [Trias <i>et al.</i> 2010a ;b]. Pour chaque cas, fonction de courant à gauche et isothermes de température à droite, uniformément distribuées entre -0,5 et 0,5.	83
2.22	Champs moyens SGE 3D. De gauche à droite : $Ra_H = 6,4 \times 10^8, 2 \times 10^9, 1 \times 10^{10}$. Pour chaque cas, fonction de courant à gauche et isothermes de température à droite, uniformément distribuées entre -0,5 et 0,5.	83
2.23	Champs moyens SGE 3D. Profils de température dans le plan médian vertical (en haut) et dans le plan médian horizontal (en bas).	84
2.24	Quantités turbulentes pour $Ra_H = 6,4 \times 10^8$	85
2.25	Quantités turbulentes pour $Ra_H = 2 \times 10^9$	85
2.26	Quantités turbulentes pour $Ra_H = 1 \times 10^{10}$	85
2.27	Nombre de Nusselt local moyen (à gauche) et son écart type (à droite) le long de la paroi chaude.	89
3.1	Représentation d'un canal asymétriquement chauffé. Géométrie 3D. Configuration AmeTh.	94
3.2	Phénomène d'aspiration à l'entrée et à la sortie du canal. En dehors de la zone pointillée rouge, l'écoulement est un écoulement de Stokes ($Re \ll 1$).	96
3.3	Exemple de jeux de conditions aux limites utilisées en entrée et sortie du canal (GB-LB).	98
3.4	Géométrie 2D avec conditions aux limites et emplacement des coupes (à gauche). Géométrie 3D avec les dimensions (à droite).	101
3.5	Comparaisons des profils de vitesse u et w à différentes hauteurs dans le canal (3.5(a) et 3.5(b)), profil de température le long de la paroi chauffée (3.5(c)) et profil de pression le long de la ligne médiane (3.5(d)) (GB-0).	104
3.6	Comparaison du profil de la composante verticale w de la vitesse à l'entrée du canal entre GB-0, LB-0, GB-LB et LB-LB (PIMENT).	108

3.7	Comparaison du profil de la composante verticale w de la vitesse à différentes hauteurs (PIMENT).	109
3.8	Comparaison du profil de la température θ à la sortie du canal entre GB-0, LB-0, GB-LB et LB-LB (PIMENT).	110
3.9	Champs de la température (PIMENT).	111
3.10	Iso-valeurs de la composante horizontale u de la vitesse (PIMENT).	112
3.11	Iso-valeurs de la composante verticale w de la vitesse. La zone de recirculation est identifiée par la zone blanche (PIMENT).	113
3.12	Iso-valeurs de la fonction de courant (PIMENT).	114
3.13	Bilan global des grandeurs intégrales moyennées suivant le type de condition aux limites. De gauche à droite : nombre de Nusselt moyen $\langle Nu_1 \rangle$, débit traversant q_{ve} [en $m^2 \cdot h^{-1}$] et débit de l'écoulement ré-entrant q_{vs} [en $m^2 \cdot h^{-1}$], longueur de pénétration l_w , taille de l'écoulement ré-entrant d_w et de la recirculation d_{ψ}	118
3.14	Dispositif expérimental du GRER. Canal asymétriquement chauffé à flux constant, incliné d'un angle i [Dupont <i>et al.</i> 2008].	120
3.15	Configuration du domaine étudié. Canal asymétriquement chauffé à flux constant, incliné d'un angle i	120
3.16	Zones d'existence de l'écoulement inverse [Samot <i>et al.</i> 2010].	123
3.17	Nombres de Nusselt et débit moyens pour différents rapports de forme 6,5 ; 10,67 et 12,8. Comparaison entre études numériques et travaux expérimentaux de [Webb et Hill 1989] et de [Dupont <i>et al.</i> 2007].	125
3.18	Ecart de température avec l'extérieur pour $q_0 = 10 W \cdot m^{-2}$ (a) et $q_0 = 100 W \cdot m^{-2}$ (b), $H/b = 6, 5$. Comparaison études numériques avec travaux expérimentaux de [Dupont <i>et al.</i> 2007].	127
3.19	Représentation de la profondeur $1 - l_{\xi}$ en fonction du nombre de Rayleigh modifié $Ra_m \cos(i)$	128
3.20	Zone d'existence de l'écoulement inverse permanent, en référence à la cartographie de Samot <i>et al.</i> [2010].	128
3.21	Evolution de la vitesse verticale proche de la sortie $z/H = 0, 96$ pour différentes inclinaisons i	129
3.22	Champ expérimental. Iso-contours de w/V_d uniformément distribuée entre -0,5 et 3,0. $H/b = 10,7$ et $Ra_H = 5,89 \times 10^9$ ($q_0 = 10 W \cdot m^{-2}$) [Samot <i>et al.</i> 2010].	132
3.23	Champs moyens obtenus pour le calcul. Iso-contours de w/V_d à l'intérieur du canal pour différentes conditions limites. $H/b = 10,7$ et $Ra_H = 5,89 \times 10^9$ ($q_0 = 10 W \cdot m^{-2}$).	134
3.24	Comparaison des profils de vitesse w/V_d pour deux hauteurs dans le canal $z/H = 0,078$ et $z/H = 0,859$. $Ra_H = 5,89 \times 10^9$, $H/b = 10,7$ et $i = 0^\circ$	135
3.25	Champs moyens. Iso-contours de w/V_d à l'intérieur du canal pour différentes conditions limites. $H/b = 10,7$ et $Ra_H = 5,89 \times 10^9$ ($q_0 = 10 W \cdot m^{-2}$).	137
3.26	Champs moyens. Iso-contours de w/V_d à l'intérieur du canal 3D pour la condition LB-LB. $H/b = 10,7$ et $Ra_H = 5,89 \times 10^9$ ($q_0 = 10 W \cdot m^{-2}$).	139
3.27	Comparaison des profils de vitesse w/V_d pour deux hauteurs dans le canal $z/H=0,078$ et $z/H=0,859$. $Ra_H = 5,89 \times 10^9$, $H/b=10,7$ and $i = 0^\circ$	140
3.28	Comparaison du profil de la composante verticale w de la vitesse à différentes hauteurs $z = 0$, $z = 3H/4$ et $z = H$ (GB-0, LB-0) avec une condition limite de vorticité nulle [Garnier <i>et al.</i> 2012].	143

3.29	Schéma d'un canal asymétriquement chauffé avec prise en compte du rayonnement de surface (S_1 et S_2). ϕ_r est le flux radiatif net et ϕ_c est le flux convectif.	144
3.30	Profil de la vitesse verticale w à la sortie de canal pour une émissivité de 0,1. Profil comparé à [Li <i>et al.</i> 2011].	146
3.31	Profil de la température θ à la sortie de canal pour une émissivité de 0,1. Profil comparé à [Li <i>et al.</i> 2011].	146
3.32	Champ de pression $Ra_b = 5 \times 10^5$. Dépression en amont de la partie chauffée. . .	147
4.1	Présentation de l'institut CNRS de Cargèse. Bâtiment étudié.	157
4.3	Schéma du bâtiment à modéliser. Géométrie 2D avec cotes en cm	159
4.2	Schéma 2D et 3D du cas test ADN Bâti.	160
4.4	Champs moyens. Isothermes (à gauche) et isovaleurs de la fonction de courant (à droite) pour $Ra_H = 10^5$, 10^6 et 10^7	163
4.5	Comparaison des profils de la vitesse horizontale moyenne $\langle u \rangle [-]$ pour différentes coupes. $Ra_H = 10^5(\circ)$, $Ra_H = 10^6(\bullet)$, $Ra_H = 10^7(\triangle)$. La ligne en pointillée rouge représente $u = 0$. $\langle u \rangle \in [-0,31; 0,11]$	163
4.6	Profils des vitesses moyennes horizontales et verticales. Entrée : (4.6(a) et 4.6(b)). Sortie : (4.6(c) et 4.6(d)).	165
4.7	Evolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh basé sur la longueur caractéristique. Comparaison avec les corrélations empiriques.	167
4.8	Évolution du débit traversant q_v en fonction du nombre de Rayleigh.	168
4.9	Champ instantané de température pour $Ra_H = 1 \times 10^7$	169
4.10	Canal horizontal.	171
4.11	Evolution du nombre de Nusselt $\langle Nu \rangle$ à la paroi.	173
4.12	Evolution du nombre de Nusselt $\langle Nu \rangle$ à la paroi avec les deux lois de turbulence.	174
4.13	Évolution de l'écart de température en fonction du nombre de Rayleigh.	176
4.14	Evolution du débit traversant q_v en fonction du nombre de Rayleigh.	178
4.15	Evolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh basé sur la longueur caractéristique L_c . Comparaison avec les corrélations empiriques.	179
4.16	Comparaison des profils de la vitesse horizontale moyenne $\langle u \rangle [-]$. $Ra_H = 1,43 \times 10^8(\circ)$, $Ra_H = 7,15 \times 10^8(\bullet)$, $Ra_H = 1,43 \times 10^9(\triangle)$. La ligne en pointillée rouge représente $u = 0$. $u \in [-0,25; 0,09]$	181
4.17	Résultats SND. Champs moyens de température uniformément répartis entre 0 et 1, avec lignes de courant à gauche et exemples champs instantanés de température à droite.	182
4.18	Résultats SND. Champs moyens de la variance $\langle \theta'\theta' \rangle$ (à gauche) et de l'énergie cinétique turbulente $\langle k \rangle$ (à droite).	183
4.19	Résultats SND. Champs moyens des quantités turbulentes $\langle u'u' \rangle$ (à gauche) et $\langle w'w' \rangle$ (à droite).	184
4.20	Comparaison détaillée SND-SGE et des conditions aux limites des profils de vitesse horizontale moyenne $\langle u \rangle$ pour $Ra_H = 1,43 \times 10^8$ à $x = 0,4[-]$ (1 m), $x = 1,6[-]$ (4 m) et $x = 2,4[-]$ (6 m).	189
4.21	Comparaison globale SND-SGE des profils de la vitesse moyenne horizontale $\langle u \rangle$ pour $Ra_H = 1,43 \times 10^8$. SND(\bullet) et SGE (\circ). La ligne en pointillée rouge représente $u = 0$. $\langle u \rangle \in [-0,32; 0,2]$	189

4.22	Comparaison détaillée SND-SGE et des conditions aux limites des profils de température θ pour $Ra_H = 1,43 \times 10^8$ à $x = 0,4 [-]$ (1 m), $x = 1,6 [-]$ (4 m) et $x = 2,4 [-]$ (6 m).	190
4.23	Influence des conditions aux limites de pression. Comparaison des profils de vitesse moyenne $\langle u \rangle$ et $\langle w \rangle$ pour $Ra_H = 1,43 \times 10^8$ à l'entrée et à la sortie.	191
4.24	Comparaison SND-SGE. Influence des conditions limites. Champs moyens de température uniformément répartis entre 0 et 1, avec lignes de courant à gauche et $\langle \theta' \theta' \rangle$ à droite.	192
4.25	Comparaison SND-SGE. Influence des conditions limites. Champs moyens des quantités turbulentes, avec $\langle u' u' \rangle$ à gauche et $\langle v' v' \rangle$ à droite.	193
4.26	Schéma des profils de pression utilisé par la méthode nodale. [Li 2000, Stephan <i>et al.</i> 2011]	196
4.27	Comparaison inter-logiciels. Débit traversant et puissance de rafraîchissement pour $\Delta T = 0,1$ K (4.27(a) et 4.27(b)).	198
4.28	Comparaison inter-logiciels. Débit traversant et puissance de rafraîchissement pour $\Delta T = 0,5$ K (4.28(a) et 4.28(b)).	199
4.29	Evolution du débit traversant q_v en fonction du nombre de Rayleigh.	201
4.30	Evolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh. Comparaison avec les corrélations empiriques.	203
4.31	Comparaison SND-SGE des profils de vitesse horizontale $\langle u \rangle$ pour $1,43 \times 10^8 < Ra_H < 1,43 \times 10^{10}$ à $x = 0,4 [-]$ (1 m), $x = 1,6 [-]$ (4 m) et $x = 2,4 [-]$ (6 m).	204
4.32	Comparaison SND-SGE des profils de température $\langle \theta \rangle$ pour $1,43 \times 10^8 < Ra_H < 1,43 \times 10^{10}$ à $x = 0,4 [-]$ (1 m), $x = 1,6 [-]$ (4 m) et $x = 2,4 [-]$ (6 m).	205
4.33	Résultats $Ra = 1,43 \times 10^{10}$ SGE 2D. Champs moyens et instantanés de température et quantités turbulentes.	206
4.34	Plan 3D du cas bâtiment de Cargèse [Stephan <i>et al.</i> 2010].	208
4.35	Champs de température obtenus par le LEB (à gauche, $\Delta T = 0,1$ K) et par CENAERO (à droite, $\Delta T = 0,1$ K).	210
4.36	Champs de température dans le plan perpendiculaire à l'entrée et à la sortie pour $Ra_H = 1,43 \times 10^8$ SGE3D. L'iso-surface $\theta = 0,1$ est également représentée figure 4.36(b) et 4.36(c).	211
4.37	Iso-surfaces de la température pour $Ra_H = 1,43 \times 10^8$. Cavité SGE3D.	212
4.38	Iso-surfaces du module de la vitesse sans-dimension pour $Ra_H = 1,43 \times 10^8$. Cavité SGE3D.	214
4.39	Résultats de simulation pour $Ra_H = 1,43 \times 10^8$. Cavité SGE3D.	215

Liste des tableaux

1.1	Principaux codes de simulation dynamique du bâtiment. M=Multizone Z=Zonal, Th=Thermique A=Aéraulique.	25
2.1	Filtres spatiaux homogènes et isotropes.	39
2.2	Récapitulatif non exhaustif des modèles de sous-maille utilisés dans la littérature.	48
2.3	Evaluation de la viscosité de sous-maille (à gauche) et de la diffusivité de sous-maille (à droite) par une approche dynamique. Dans notre étude $\alpha = 0,5$	53
2.4	Récapitulatif des différentes discrétisations des termes de l' équation (Éq. 2.81). $F_i = S_f \cdot (\tilde{u}_i)_f$ est le flux à travers la surface S_f	58
2.5	Exemples de schémas courants de discrétisation temporelle.	60
2.6	Conditions aux limites imposées à la cavité fermée.	68
2.7	$Ra_H = 1 \times 10^{10}$. Comparaison entre les simulations SGE 2D et des références SND 2D.	71
2.8	Comparaison entre les simulations SGE 3D et des références SND 3D.	73
2.9	Caractéristiques des simulations SGE et des références SND.	77
2.10	Grandeurs numériques moyennes. De gauche à droite : nombre de Rayleigh, acronyme du cas étudié, nombre de Nusselt paroi chaude, son maximum et sa position sur la paroi verticale chaude, stratification thermique, maximum de la vitesse horizontale et verticale et leurs positions respectives dans le plan médian horizontal, maximum de la vitesse horizontale et verticale et leurs positions respectives dans le plan médian vertical.	87
3.1	Récapitulatif des conditions aux limites pour la pression.	97
3.2	Caractéristiques des simulations et équipes de recherches.	102
3.3	Comparaisons des grandeurs intégrales locales et moyennes pour GB-0 entre les différents contributeurs.	105
3.4	Comparaisons des grandeurs intégrales locales et moyennes pour GB-0 entre les différents contributeurs.	106
3.5	Comparaisons des grandeurs intégrales moyennes pour LB-0 entre les différents contributeurs.	115
3.6	Comparaisons des grandeurs intégrales moyennes pour GB-LB entre les différents contributeurs.	116
3.7	Comparaisons des grandeurs intégrales moyennes pour LB-LB entre les différents contributeurs.	117

3.8	Valeurs de $Ra_m \cos(i)$ en fonction des paramètres b , i , H/b et q_0 pour chaque cas étudié.	122
3.9	Corrélations $Nu_{1/2} = \alpha (Ra_m \cos(i))^\beta$	125
3.10	Résultats pour un rapport de forme $H/b = 12,8$ (GB-0). De gauche à droite : l'angle d'inclinaison i [$^\circ$], le nombre de Rayleigh modifié multiplié par le cosinus de l'angle d'inclinaison $Ra_m \cos(i)$, le débit traversant q_{ve} [$m^2 \cdot h^{-1}$], la vitesse débitante, le nombre de Nusselt à mi-hauteur du canal $Nu_{1/2}$, le nombre de Nusselt à mi-hauteur du canal expérimental Nu_{exp} , le nombre de Nusselt à mi-hauteur du canal obtenu par la corrélation de Webb et al. Nu_{Webb} , la profondeur de pénétration de l'écoulement ré-entrant L_ξ et la puissance évacuée de chaleur [W].	130
3.11	Résultats pour les rapports de forme $H/b = 10,67$ et $H/b = 6,5$ (LB-LB). De gauche à droite : l'angle d'inclinaison i [$^\circ$], le nombre de Rayleigh modifié multiplié par le cosinus de l'angle d'inclinaison $Ra_m \cos(i)$, le débit traversant q_{ve} [$m^2 \cdot h^{-1}$], la vitesse débitante, le nombre de Nusselt à mi-hauteur du canal $Nu_{1/2}$, le nombre de Nusselt à mi-hauteur du canal expérimental Nu_{exp} , le nombre de Nusselt à mi-hauteur du canal obtenu par la corrélation de Webb et al. Nu_{Webb} , la profondeur de pénétration de l'écoulement ré-entrant l_ξ et la puissance évacuée de chaleur [W].	131
3.12	Résultats des grandeurs intégrales moyennes. $H/b = 10,7$ et $Ra_H = 5,89 \times 10^9$ ($q_0 = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$).	136
3.13	Résultats des grandeurs intégrales moyennes. $H/b = 10,7$ et $Ra_H = 5,89 \times 10^9$ ($q_0 = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$).	138
3.14	Résultats des grandeurs intégrales moyennes. $H/b = 10,7$ et $Ra_H = 5,89 \times 10^9$ ($q_0 = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$).	139
4.1	Valeurs des nombres de Nusselt moyens et positions du maximum local en fonction du nombre de Rayleigh.	166
4.2	Valeurs moyennes quantitatives. De gauche à droite : nombre de Rayleigh basé sur la hauteur Ra_H , débit sans dimension G , vitesse de convection naturelle U_{CN} ($m \cdot s^{-1}$), taux de renouvellement η ($vol \cdot h^{-1}$), température moyenne du fluide sortant θ_m (-), débit traversant numérique q_v et empirique $q_{v_{emp}}$ ($m^2 \cdot h^{-1}$) (Éq. 4.9) et puissance de rafraîchissement Q numérique et empirique (W) (Éq. 4.13).	168
4.3	Corrélations $Nu = \alpha Ra_{Lc}^\beta$ obtenues à partir de nos résultats.	168
4.4	Simulations de référence.	171
4.5	Résultats obtenus par une approche de la simulation des grandes échelles avec modèle dynamique des échelles mixtes.	172
4.6	Paramètres physiques et numériques des simulations.	176
4.7	Valeurs moyennes. De gauche à droite : nombre de Rayleigh basé sur la hauteur Ra_H , débit sans dimension G , vitesse de convection naturelle U_{CN} ($m \cdot s^{-1}$), taux de renouvellement η ($vol \cdot h^{-1}$), température moyenne du fluide sortant θ_m (-), débit traversant numérique q_v et empirique $q_{v_{emp}}$ ($m^2 \cdot h^{-1}$) (Éq. 4.9) et puissance de rafraîchissement numérique Q et empirique Q_{emp} (W) (Éq. 4.13).	177
4.8	Valeurs des nombres de Nusselt moyens et positions du maximum local en fonction du nombre de Rayleigh.	178
4.9	Corrélations $Nu = \alpha Ra_{Lc}^\beta$	178
4.10	Paramètres physiques et numériques des simulations.	186

4.11	Valeurs moyennes. De gauche à droite : cas de calcul, taux de renouvellement η ($\text{vol} \cdot \text{h}^{-1}$), température moyenne du fluide sortant θ_m (-), débit traversant numérique q_v ($\text{m}^2 \cdot \text{h}^{-1}$) et puissance de rafraîchissement Q (W).	187
4.12	Valeurs des nombres de Nusselt moyens et positions du maximum local en fonction du nombre de Rayleigh.	188
4.13	Caractéristiques des simulations et équipes de recherches.	195
4.14	Paramètres physiques et numériques de la simulation.	200
4.15	Valeurs moyennes. De gauche à droite : nombre de Rayleigh basé sur la hauteur Ra_H , débit sans dimension G , vitesse de convection naturelle U_{CN} ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$), taux de renouvellement η ($\text{vol} \cdot \text{h}^{-1}$), température moyenne du fluide sortant θ_m (-), débit traversant numérique q_v et empirique $q_{v_{emp}}$ ($\text{m}^2 \cdot \text{h}^{-1}$) (Éq. 4.9), puissance de rafraîchissement numérique Q et empirique Q_{emp} (W) (Éq. 4.13).	201
4.16	Valeurs des nombres de Nusselt moyens et positions du maximum local en fonction du nombre de Rayleigh.	202
4.17	Corrélations $\text{Nu} = \alpha Ra_{L_c}^\beta$	202
4.18	Paramètres physiques et numériques de la simulation. NS : Navier-Stokes sans modèle de turbulence.	209
4.19	Valeurs moyennes quantitatives. De gauche à droite : nombre de Rayleigh basé sur la hauteur Ra_H , taux de renouvellement η ($\text{vol} \cdot \text{h}^{-1}$), température moyenne du fluide sortant θ_m (-), débit traversant q_v ($\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$) et puissance de rafraîchissement Q (W).	210

Nomenclature

	Termes sans-dimension	<hr/>	[Unité]
Nu	Nombre de Nusselt		[-]
C_ϵ	Constante de Kolmogorov		[-]
Gr	Nombre de Grashof		[-]
Pr	Nombre de Prandtl		[-]
Pr_{sm}	Nombre de Prandtl de sous-maille		[-]
Ra	Nombre de Rayleigh		[-]
Ra_b	Nombre de Rayleigh basé sur b $\left(Ra_b = \frac{g\beta\Delta T b^3}{\nu\kappa}\right)$		[-]
Ra_H	Nombre de Rayleigh basé sur H $\left(Ra_H = Ra_m \left(\frac{H}{b}\right)^5\right)$		[-]
Ra_{Lc}	Nombre de Rayleigh basé sur L_c $\left(Ra_{Lc} = \frac{g\beta(T_p - T_0)L_c^3}{\nu\kappa}\right)$		[-]
Ra_m	Nombre de Rayleigh modifié $\left(Ra_m = \frac{g\beta q_0 b^4}{\lambda\nu^2} \frac{b}{H} Pr = Ra_b \frac{b}{H}\right)$		[-]
Re	Nombre de Reynolds		[-]
	Opérateurs	<hr/>	[Unité]
$(\bullet)'$	Variable de sous-maille		
$(\bullet)^d$	Déviateur de la variable		
$(\bullet)_{\max}$	Maximum de la variable		
$\langle\langle\bullet\rangle\rangle$	Moyenne d'ensemble de la variable		
$\overline{(\bullet)}$	Variable doublement filtrée spatialement		
$\widetilde{(\bullet)}$	Variable filtrée spatialement		

	Lettres grecques	<hr/>	[Unité]
β	Coefficient d'expansion thermique		$[\text{K}^{-1}]$
δ	Symbole de Kronecker		$[-]$
ϵ	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente		$[-]$
η	Taux de renouvellement		$[\text{vol} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{h}^{-1}]$
κ	Diffusité thermique		$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$
κ_{sm}	Diffusivité turbulente de sous-maille		$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$
λ	Conductivité thermique		$[\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$
μ	Viscosité dynamique		$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}]$
ν	Viscosité cinématique		$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$
ν_{eff}	Viscosité efficace		$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}]$
ν_{sm}	Viscosité turbulente de sous-maille		$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$
Ω	Domaine de l'écoulement		$[-]$
$\overline{\Delta}$	Taille du filtre		$[\text{m}]$
ϕ_{sm}	Energie du flux thermique de sous-maille		$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}]$
Π	Pression filtrée modifiée		$[-]$
ρ	Masse volumique		$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$
σ	Ecart type		$[-]$
τ_{ij}	Tenseur des contraintes de sous-maille		$[-]$
Θ	Potentiel		$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}]$
θ	Température sans dimensions		$[-]$
θ_d	Température débitante sans dimensions		$[-]$
ε	Emissivité		$[-]$
k_c	Nombre d'onde de coupure		$[-]$

	Indices	<hr/>	[Unité]
0	Etat de référence		
<i>adia</i>	Adiabatique		
<i>c</i>	Chaud		
<i>dyn</i>	Dynamique		
<i>e</i>	Entrée		
<i>ext</i>	Extérieur		
<i>f</i>	Froid		
<i>int</i>	Intérieur		
<i>p</i>	Parois		

s	Sortie
sm	Sous-maille

	Lettres latines majuscules	[Unité]
$ \tilde{S}_{ij} $	Norme du tenseur des taux de déformation $\left(S = \sqrt{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}}\right)$	[-]
ΔT	Différence de température	[K]
\bar{T}	Température médiane	[°C]
A	Surface d'ouverture	[m ²]
A_z, A_y	Rapport de forme	[-]
B	Poussée d'Archimède	[N]
C_d	Coefficient de décharge	[-]
C_p	Capacité calorifique	[J · kg ⁻¹ · K ⁻¹]
F	Flux	[-]
G	Fonction filtre	[-]
H	Hauteur	[m]
I	Intensité turbulente	[-]
L_c	Largeur caractéristique	[m]
L_{ij}	Tenseur de Léonard	[-]
L_x, L_y, L_z	Largeur, profondeur et hauteur de la cavité	[-]
N_{x_i}	Nombre de maille suivant la direction x_i	[-]
S	Surface de la zone considérée	[m ²]
$S_{1/2}$	Stratification thermique	[-]
S_{ij}	Tenseur des déformations $\left(S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)\right)$	[-]
T	Température	[°C]
T_i	Température de l'air dans la zone	[°C]
U_{CN}	Vitesse de convection naturelle $\left(\frac{\kappa}{H} Ra^{1/2}\right)$	[m · s ⁻¹]
V	Volume de la zone considérée	[m ³]
V_d	Vitesse débitante $(V_d = \frac{1}{b} \int_0^b u(z=0) dx)$	[m · s ⁻¹]
TA	Temps d'accumulation statistique	[-]

	Lettres latines minuscules	[Unité]
b	Largeur du canal	[m]
C_p	Coefficient de pression	

d_ϕ	Largeur de la recirculation	[m]
d_w	Largeur de l'écoulement ré-entrant	[m]
$e_{ij}e_{ij}$	Erreur quadratique	[-]
e_i	Vecteur unitaire dans la direction i	[-]
f	Force	[N = kg · m · s ⁻²]
$f_{\text{Van Driest}}$	Fonction de Van Driest	[-]
g	Champ de pesanteur	[m.s ⁻²]
i	Angle d'inclinaison	[°]
l_2	Norme L2	[-]
l_ξ	Longueur de l'écoulement ré-entrant	[m]
l_m	Longueur de mélange	[m]
p	Pression	[Pa = kg · m ⁻¹ · s ⁻²]
p_m	Pression motrice	[Pa]
q_0	Densité de flux de chaleur	[W · m ⁻²]
q_v	Débit traversant	[m ³ · h ⁻¹]
q_c	Energie cinétique	[m ² · s ⁻²]
q_{sm}	Energie cinétique de sous-maille	[m ² · s ⁻²]
t	Temps	[s]
T_m	Température moyenne	[K]
t_m	Temps de mélange	[s]
u,v,w	Vitesse horizontale, transversale et verticale	[m · s ⁻¹]
u_i	Vitesse instantanée dans la direction x_i	[m · s ⁻¹]
u_{parietal}	Vitesse pariétale	[m · s ⁻¹]
u_{sm}	Vitesse de sous-maille	[m · s ⁻¹]
x,y,z	Coordonnée horizontale, transversale et verticale	[m]
y^+	Distance à la paroi	[-]

Liste des abréviations

4C	Confort en Climat Chaud sans Climatiser
ADEME	Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Énergie
ADNBâti	Amélioration de la Description Numérique globale des Bâtiments
ALD	Anémométrie Laser à effet Doppler
AmeTh	Amélioration des Echanges Thermiques
BiCGStab	BiConjugate Gradient Stabilized
CD	Central Differencing

CETHIL	CEntre THERMIque de Lyon
CFD	Computational Fluid Dynamic
CG	Conjugate Gradient
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique
CPU	Central Processing Unit
CV	Volume de contrôle
DIC	Diagonal Incomplete-Cholesky
DILU	Diagonal Incomplete-LU
FDM	Finite Difference Method
FEM	Finite Element Method
FORTRAN	Formula Translator
FVM	Finite Volume Method
GAMG	Preconditioned Conjugate Gradient
GRER	Groupe de Recherche sur les Energies Renouvelables
GRESPI	Groupe de Recherche En Sciences Pour l'Ingénieur
I2M-TREFLE	Institut de Mécanique et d'Ingénierie de Bordeaux-Transferts Ecoulements Fluides Energétique
LaSIE	Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement
LGCgE	Laboratoire Génie Civil et géo-Environnement
LIMSI	Laboratoire d'Informatique pour la Mécanique et les Sciences de l'Ingénieur
LOCIE	Laboratoire d'Optimisation de la Conception et Ingénierie de l'Environnement
LTM	Laboratoire des Technologies de la Microélectronique
LU	Décomposition Low Up
MAC	Marker-And-Cell
MFN	Mécanique des Fluides Numérique
MSME	Laboratoire de Modélisation et Simulation Multi Echelle
PCG	Preconditioned Conjugate Gradient
PIMENT	Laboratoire de Physique et d'Ingénierie Mathématique pour l'Energie et l'Environnement
PISO	Pressure Implicit with Splitting of Operators
pPRIME	Institut de Recherche et Ingénierie en Matériaux Mécanique et Energétique pour les Transports, l'Energie et l'Environnement
PROJ	Projection
QUICK	Quadratic Upstream Interpolation of Convective Kinematics
RANS	Simulation des équations de Navier Stokes Moyennées (Reynolds-Averaged Navier-Stokes)

SGE, LES	Simulation des Grandes Échelles (Large Eddy Simulation)
SIMPLE	Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations
SIMPLEC	SIMPLE Consistent
SIMPLER	SIMPLE Revised
SND, DNS	Simulation Numérique Directe (Direct Numerical Simulation)
TKE	Turbulent Kinetic Energy
UCL	Université catholique de Louvain
UD	Upwind Differencing

Introduction générale

Le dernier rapport rendu par le groupe intergouvernemental d'experts pour l'étude du climat (GIEC) a confirmé le relèvement de la température moyenne de l'atmosphère terrestre de 1,5 à 6°C d'ici à la fin du siècle. La valeur réelle dépendra essentiellement de l'importance des moyens mis en œuvre pour réduire les consommations d'énergie des secteurs d'activités directement liés au réchauffement climatique au travers des émissions de dioxyde de carbone, de méthane et d'oxyde d'azote. En Europe, le secteur "bâtiment" consomme plus du tiers de l'énergie globale. De ce fait, le bâtiment, et surtout les logements, représentent le plus grand gisement d'économies d'énergie. La figure 1 montre que le bâtiment représente 47% de la consommation d'énergie en France (industrie agriculture 28%, transports 25%). Deux tiers sont consommés dans l'habitat, un tiers dans le tertiaire, public et privé.

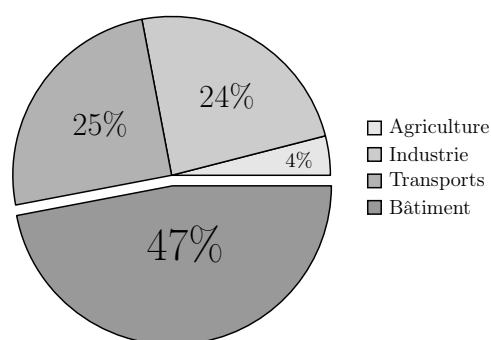


Figure 1 : Répartition des consommations d'énergie par secteur d'activités.

Les réglementations actuelles en France métropolitaine (Grenelle 2, RT 2012) et dans les Départements d'Outre Mer (PERformances ENergétiques des bâtiment (PERENE), RTDOM) définissent des catégories de bâtiments pour lesquels un confort d'été est possible sans recourir à une climatisation, dont il s'agit de limiter autant que possible les applications. La climatisation est un poste de dépense énergétique important dans le secteur du bâtiment. La maîtrise des dépenses énergétiques au moyen de systèmes passifs permettrait une réduction drastique de

l'utilisation de la climatisation. Dans les climats chauds et humides, la solution préconisée est d'utiliser la ventilation naturelle traversante.

Cette thèse s'intègre au projet ANR HABISOL Confort en Climat Chaud sans Climatiser (4C). Le travail de recherche proposé concerne l'étude des écoulements d'air naturel à l'intérieur des bâtiments et des systèmes passifs. Plus précisément, les travaux portent sur la modélisation numérique des phénomènes turbulents, des phénomènes convectifs à l'intérieur des pièces et des composants aérauliques passifs qui constituent des verrous scientifiques importants pour lesquels ces travaux vont apporter des résultats et des réponses.

Ce mémoire s'organise en quatre chapitres :

- Dans le premier chapitre, nous définissons le rafraîchissement passif des bâtiments et évaluons le potentiel de ventilation naturelle à l'aide d'une campagne de mesures. Par la suite, un état de l'art (non exhaustif) sur les méthodes de modélisation numérique du comportement thermo-aéraulique des bâtiments est proposé.
- Dans le chapitre deux, la Simulation des Grandes Echelles et le modèle de sous-maille d'échelles mixtes par une approche dynamique sont détaillés. Une présentation des méthodes de couplage vitesse-pression est proposée et les méthodes sont testées sur la cavité de Green-Taylor où il existe une solution analytique. Les écoulements obtenus par une Simulation des Grandes Echelles sont étudiés et analysés sur une cavité différentiellement chauffée en 2D et 3D pour des nombres de Rayleigh importants $Ra = 1 \times 10^{10}$. Cette étude permet la validation de l'outil numérique développé dans notre laboratoire.
- Le chapitre trois est consacré à l'application d'une Simulation Directe des équations de Navier-Stokes sur un canal asymétriquement chauffé vertical et aussi incliné. Une étude détaillée des conditions aux limites de pression pour les géométries ouvertes est entreprise. Les différents résultats sont comparés par rapport à des résultats d'autres équipes de recherche et des résultats expérimentaux.
- Enfin dans le chapitre quatre, la Simulation des Grandes Echelles est utilisée sur un bâtiment ouvert en 2D et 3D afin d'étudier le rafraîchissement passif. L'influence des conditions aux limites de pression est analysée et des comparaisons sont réalisées avec des résultats de la littérature et des résultats d'autres techniques de modélisation.

CHAPITRE 1

Ventilation naturelle

Ce chapitre vise à poser un cadre précis pour cette thèse. Nous précisons quelques notions sur la consommation d'énergie des bâtiments en rappelant les objectifs du Grenelle de l'environnement et les réglementations thermiques. Nous définissons les principes essentiels du rafraîchissement passif et plus précisément de la ventilation naturelle traversante. Par la suite, nous présentons quelques notions sur l'évaluation du confort dans l'habitat et une campagne de mesure qui a pour but de mettre en évidence le potentiel de ventilation naturelle traversante. Ensuite, nous présentons quelques méthodes et outils d'aide à la conception en vue d'améliorer les dépenses énergétiques des bâtiments. Pour finir, nous définissons nos objectifs et choisissons les outils de calcul utilisés dans la suite de l'étude.

Sommaire

1.1	Réglementations thermiques	5
1.2	Rafrâichissement passif	6
1.3	Modélisation numérique des bâtiments	22
1.4	Cadre et objectifs de travail	26

1.1 Réglementations thermiques

Le Plan Bâtiment a été lancé en janvier 2009 pour mettre en œuvre le Grenelle de l'environnement dans l'ensemble du secteur du bâtiment. Les objectifs du Plan Bâtiment Grenelle sont ambitieux puisqu'il s'agit de réduire les consommations d'énergie de 38% et les émissions de gaz à effet de serre de 50% d'ici 2020. Il faut donc assurer la qualité de tous les nouveaux bâtiments à construire et travailler aussi sur le patrimoine existant. Le Plan Bâtiment a des objectifs clairs : en 2012, tous les nouveaux bâtiments seront à "basse consommation" (BBC) et en 2020 à "énergie positive" (BEPOS).

Pour mettre en application ses objectifs, la loi Grenelle renforce les exigences de la réglementation. Les réglementations thermiques se succèdent, Règles THK 77, RT 2000, RT 2005. Entre ces différentes réglementations, les niveaux de performances augmentent et les consommations de référence diminuent de plus ou moins 15%. Avec la RT 2012, un bâtiment qui consomme aujourd'hui entre 150 et 200 kWh · m⁻² · an⁻¹ (CEP¹), on prévoit de diviser par 3 ou par 4 sa consommation énergétique soit environ 50 kWhm⁻² · an⁻¹ (voir Fig. 1.1).

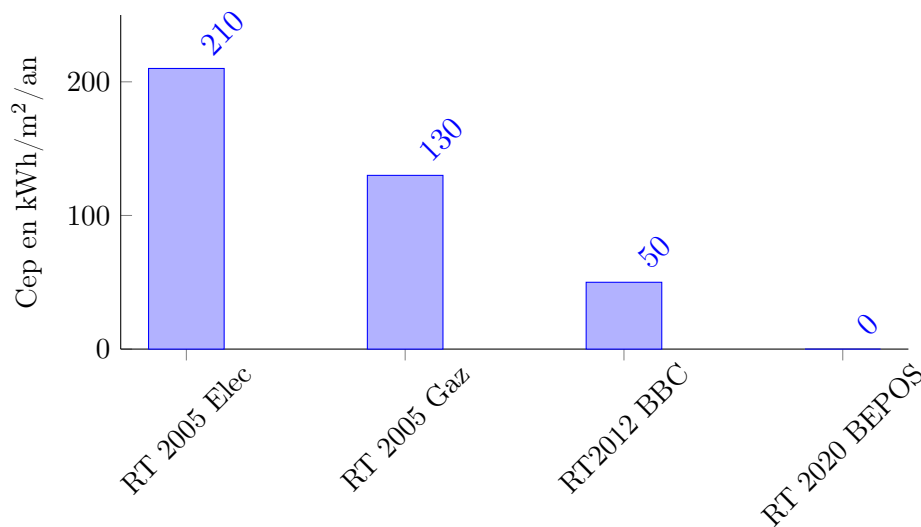


Figure 1.1 : Evolution des objectifs de la réglementation thermique (<http://rt2012-leguide.com>).

1.1.1 Objectifs de la RTAA DOM

Le climat et le mode de vie des Départements d'Outre-Mer (DOM) rendent la réglementation métropolitaine inadaptée en matière de thermique, d'acoustique et d'aération. La Réglementation Thermique Acoustique Aération (RTAA DOM) (voir Fig. 1.2), est une récente réglementation thermique adaptée aux conditions climatiques des DOM. La réglementation thermique vise à

1. Consommation conventionnelle d'énergie primaire

limiter la consommation d'énergie, à freiner le recours aux énergies fossiles au profit des énergies renouvelables ainsi qu'à garantir un confort thermique pour les occupants.

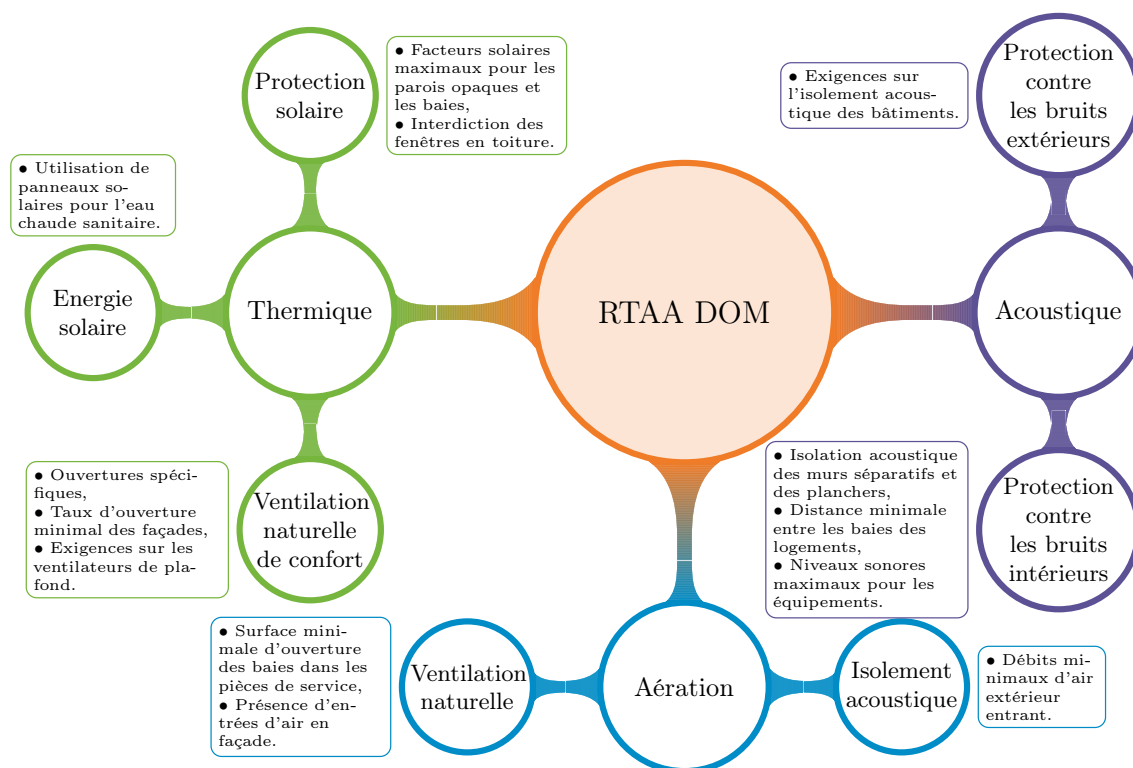


Figure 1.2 : Points clés de la Réglementation Thermique Acoustique Aération [RTAA 2009].

Nous pouvons remarquer que la ventilation naturelle est un point clé de cette réglementation qui vise à limiter la consommation d'énergie tout en garantissant un confort thermique minimal des occupants. C'est dans cette perspective d'améliorer la qualité du confort thermique que nos travaux de thèse s'inscrivent. Nous nous intéressons plus précisément à la ventilation naturelle pour le rafraîchissement passif des bâtiments.

1.2 Rafraîchissement passif

1.2.1 Définition

Le rafraîchissement passif des bâtiments dans les climats modérés, ou dans les climats présentant une différence de température jour/nuit importante, repose sur l'utilisation d'une forte inertie thermique couplée à une protection solaire optimale le jour et sur une ventilation nocturne suffisante afin de réduire les pics de température dans les pièces le jour suivant. Ainsi, pour assurer un rafraîchissement passif de ces bâtiments et de favoriser l'utilisation des ressources naturelles sans recourir à des systèmes thermodynamiques (climatisation, ...), nous pouvons définir quatre principes, à savoir :

- minimiser les apports de chaleur, à la fois internes et externes, en limitant le rayonnement et la conduction à travers les parois ;
- apporter de la masse thermique (inertie), afin d'amortir la chaleur extérieure pénétrant dans le bâtiment ;
- ventiler, avec de l'air frais, en favorisant les échanges par convection diurne et nocturne ;
- humidifier, afin d'apporter de la fraîcheur par évaporation ou évapo-transpiration en présence de plantes.

Nous nous intéressons par la suite à la ventilation naturelle traversante.

1.2.2 Ventilation naturelle traversante

Comme nous l'avons observé en introduction (voir Fig. 1), le bâtiment est un des secteurs le plus consommateur d'énergie et le plus producteur de CO₂. Il devient urgent d'y introduire des pratiques économes en énergie : des nouvelles réglementations thermiques vont dans ce sens.

Pendant la période de saison chaude, il est possible d'avoir recours à la climatisation ou à la ventilation mécanique, moins consommatrice d'énergie pour cette dernière, pour satisfaire le confort thermique des occupants. Outre ces techniques mécanisées, les ouvertures béantes permettent le rafraîchissement des occupants. Ainsi, dans le cas où le bâtiment possède plusieurs ouvertures placées sur des façades opposées, la ventilation qui se met en place est de type traversante. Bien entendu cette ventilation n'a pas d'intérêt si l'air extérieur est plus chaud que l'air intérieur. De plus, l'orientation des ouvertures est importante afin de maximiser les échanges avec l'extérieur. D'autre part, on peut utiliser la ventilation traversante nocturne pour permettre le déstockage de la chaleur emmagasinée la journée dans l'enveloppe du bâtiment. Ce mécanisme de ventilation traversante est un bon moyen utilisé dans le rafraîchissement passif des bâtiments afin de maintenir des conditions de confort thermique.

Nous proposons, dans ce qui suit, une application expérimentale sur la ventilation naturelle diurne et nocturne afin de mettre en évidence son impact sur le confort thermique.

1.2.3 Confort thermique humain

L'homme est un organisme vivant dont le milieu intérieur conserve une température corporelle constante, indépendamment du milieu extérieur. On parle d'organisme homotherme. Il dispose d'un système dynamique de thermorégulation qui lui permet de réguler ses échanges de chaleur avec l'extérieur afin de maintenir sa température corporelle autour de 36,7°C. Pour cela, il doit être en équilibre avec son environnement. En effet, la chaleur interne produite par le corps doit être égale aux déperditions de chaleur dans son environnement. Par exemple, si la chaleur produite est supérieure à celle perdue, le corps se réchauffe. Dans le cas inverse, il se refroidit. On

Chapitre 1. Ventilation naturelle

peut alors considérer le corps humain comme un système thermodynamique et établir un bilan thermique sur celui-ci qui s'écrit de la façon suivante [ASHRAE 2009] :

$$M - W = Q_{stk} + Q_{resp} + S = (C + R + K + E_{stk}) + (C_{resp} + E_{resp}) + S_{stk} + S_{cr} \quad (1.1)$$

avec :

M :	taux du métabolisme	$(W \cdot m^{-2})$
W :	travail interne	$(W \cdot m^{-2})$
Q_{stk} :	flux de chaleur échangé à la surface cutanée	$(W \cdot m^{-2})$
Q_{resp} :	flux de chaleur échangé par voie respiratoire	$(W \cdot m^{-2})$
C :	flux de chaleur sensible échangé par convection à la surface de la peau	$(W \cdot m^{-2})$
R :	flux de chaleur sensible échangé par rayonnement à la surface de la peau	$(W \cdot m^{-2})$
K :	flux de chaleur sensible échangé par conduction à la surface de la peau	$(W \cdot m^{-2})$
E_{stk} :	flux de chaleur latente échangé par évaporation à la surface de la peau	$(W \cdot m^{-2})$
C_{resp} :	flux de chaleur échangé par convection respiratoire	$(W \cdot m^{-2})$
E_{resp} :	flux de chaleur échangé par évaporation respiratoire	$(W \cdot m^{-2})$
S_{stk} :	taux de chaleur stockée dans la peau	$(W \cdot m^{-2})$
S_{cr} :	taux de chaleur stockée à l'intérieur du corps	$(W \cdot m^{-2})$

Pour le détail des paramètres, nous invitons le lecteur à consulter, par exemple, le manuscrit de thèse de Moujalled [2007].

Globalement, environ 60% des pertes de chaleur se font par convection avec l'air ambiant, 35% par rayonnement et 1% par conduction avec le sol. Nous notons que les échanges par rayonnement sont importants ce qui explique pourquoi nous sommes aussi sensibles à la température des parois. En effet, le corps humain, par l'intermédiaire de thermorécepteurs, est capable de transcrire les messages sensoriels en information qualitative (sensation de froid, chaud) et quantitative (amplitude). On définit alors, par exemple, le confort thermique comme un état d'esprit qui exprime la satisfaction quant à l'ambiance thermique [ASHRAE 2009]. Ce paramètre peut être quantifié par l'intermédiaire de l'expérimentation sur des occupants ou mannequins qui permettent d'établir des modèles physiques empiriques. Nous pouvons citer le modèle de Fanger [1987] qui établit une méthode analytique permettant d'évaluer le confort thermique par un indice : le vote moyen prévisible (PMV) définissant une valeur sur une échelle de sensation thermique. Par exemple, une valeur de PMV de zéro exprime une sensation de confort thermique optimale. Une valeur de PMV négative signifie que la température est plus basse que la température idéale. Réciproquement, une valeur positive signale que cette température est plus élevée. Le PMV peut être calculé à partir des six paramètres de base du confort thermique qui sont :

- la température d'air ;
- la température des parois ;
- l'humidité relative ;

- la vitesse de l'air ;
- l'habillement, qui représente une résistance thermique aux échanges de chaleur entre la surface de la peau et l'environnement ;
- le métabolisme, qui est la production de chaleur interne du corps humain permettant de maintenir celui-ci autour de 36,7°C.

Cependant, la méthode du PMV ne fonctionne pas pour des humidités relatives trop élevées (> 60%), cas de la Réunion, et pour des espaces non confinés. On peut alors utiliser la méthode de Givoni [1978] qui consiste à placer sur le diagramme de l'air humide les points correspondant à la situation observée. Ainsi le pourcentage de points situés dans les zones de confort ($0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$; $0,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) permet de savoir si on est en situation de confort thermique.

Par la suite, les indices de confort choisis sont le diagramme de confort de Givoni et la température opérative T_{op} (ou température résultante). La température opérative, qui est un indice de confort simple, intègre l'effet de la convection et du rayonnement. Elle est calculée à partir de la relation suivante :

$$T_{op} = \alpha T_{int} + (1 - \alpha) T_r \quad (1.2)$$

avec :

T_{int} :	température de l'air intérieur de la pièce	(°C)
T_r :	température moyenne de rayonnement des parois	(°C)
α :	coefficient dépendant de la vitesse de l'air intérieur (= 2/3 pour une pièce ventilée)	

La température moyenne de rayonnement peut être définie par la relation suivante [AFNOR 2002] :

$$T_r = (((T_g + 273,15)^4 + 2,47 \times 10^8 V_{int}^{0,6} (T_g - T_{int})^{0,25}) - 273,15) \quad (1.3)$$

où T_g est la température de globe noir (voir Fig. 1.4(b)) obtenue par un thermomètre inséré dans une boule noire dont le diamètre est déterminé de façon à ce que les échanges de chaleur par convection et par rayonnement soient estimés dans les mêmes proportions que pour le corps humain.

Officiellement, c'est la température de l'air ambiant qu'il faut tracer sur le diagramme de Givoni. Cependant, nous décidons de tracer la température opérative car cela nous permet de prendre en compte un paramètre de plus, la température de parois, qui influe sur le confort. Bien entendu nous avons conscience que cela modifie les températures de rosée.

Appliquons maintenant ces méthodes sur un exemple de conception bioclimatique afin d'évaluer le potentiel de ventilation naturelle sur le confort thermique.

1.2.4 Campagne de mesures

Dans cette partie, nous souhaitons mettre en évidence le potentiel de ventilation naturelle pour le rafraîchissement passif. Pour cela, nous avons choisi d'effectuer une campagne de mesures dans le bâtiment ENERPOS localisé à Saint Pierre de la Réunion (voir Fig. 1.3). Ce bâtiment a été conçu en suivant les principes passifs de conception thermo-aéraulique (isolation toiture, protections solaires, brasseurs d'air, jalousies intérieures et extérieures, . . .). Il est composé de deux bâtiments sur deux niveaux ($1000 \text{ m}^2 \text{ SHON}^2$ avec une toiture PV ($49 \text{ kWc}/310\text{m}^2$). Le bâtiment est orienté Nord-Sud. Cette orientation permet de réduire les apports solaires très importants pour les orientations Est et Ouest. De plus, la présence dans cette région intertropicale de vents soufflant du Sud-Est vers le Nord-Est, appelés alizés, favorisent la ventilation naturelle dans le bâtiment. Cependant, il faut privilégier l'orientation du bâtiment suivant la direction des brises thermiques³ qui sont présentes toute l'année. En effet, les alizés n'existent pas l'été.

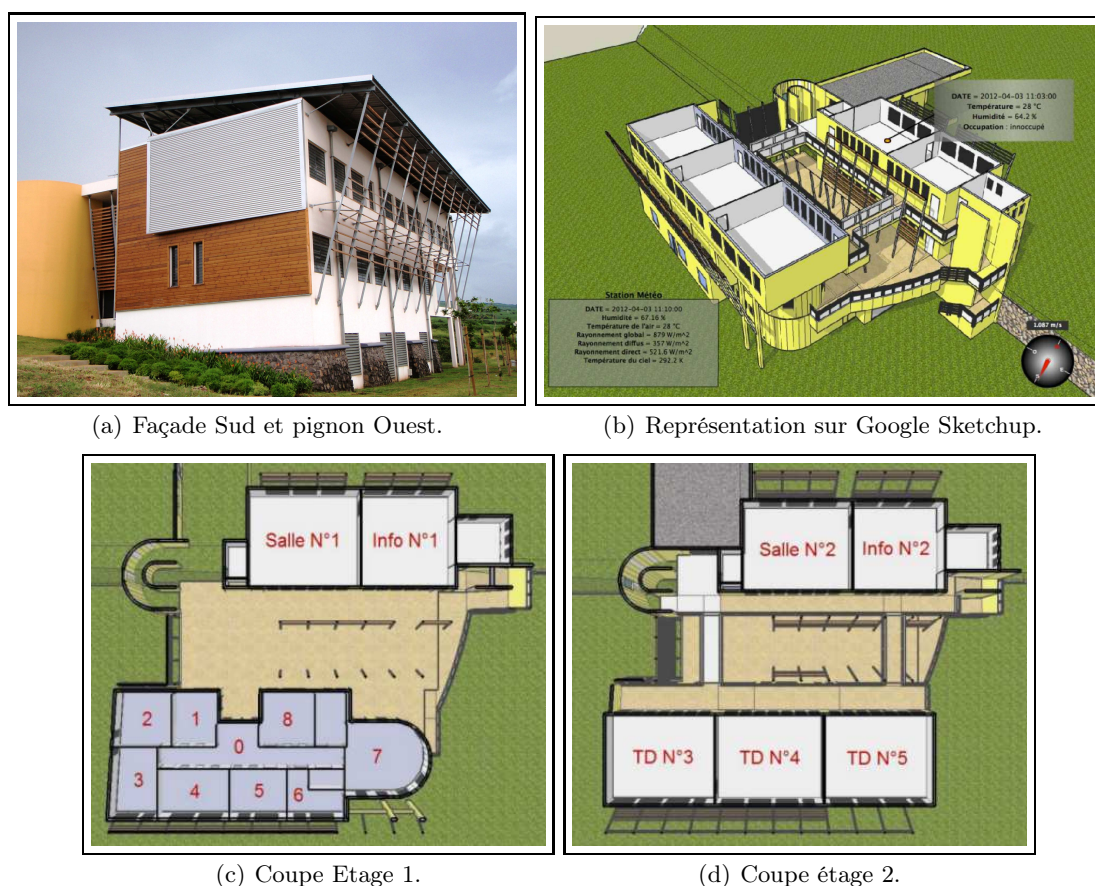


Figure 1.3 : Bâtiment à énergie positive (BEPOS). IUT St-Pierre de la Réunion.

Une campagne de mesures de vitesses et de températures a été réalisée pendant quelques jours en été (du 20/01/2010 au 23/01/2010), à l'intérieur d'une salle de cours du bâtiment

2. surface hors œuvre nette

3. vents perpendiculaires à la côte : mer → terre la journée, terre → mer la nuit

située à l'étage (salle 2) (voir Fig. 1.3(d)). Nous avons procédé aux mesures dans une pièce dépourvue de mobilier et en dehors des heures d'occupation. Pour cela, des appareils de mesure : anémomètre à fil chaud, boule grise, hygromètre (voir Fig. 1.4(b)), ont été mis en place au centre de la pièce, permettant de relever toutes les 10 minutes, les paramètres propres au confort thermique :

- température d'air → mesurée⁴ ;
- température des parois → mesurée ;
- humidité relative → mesurée ;
- vitesse de l'air → mesurée.

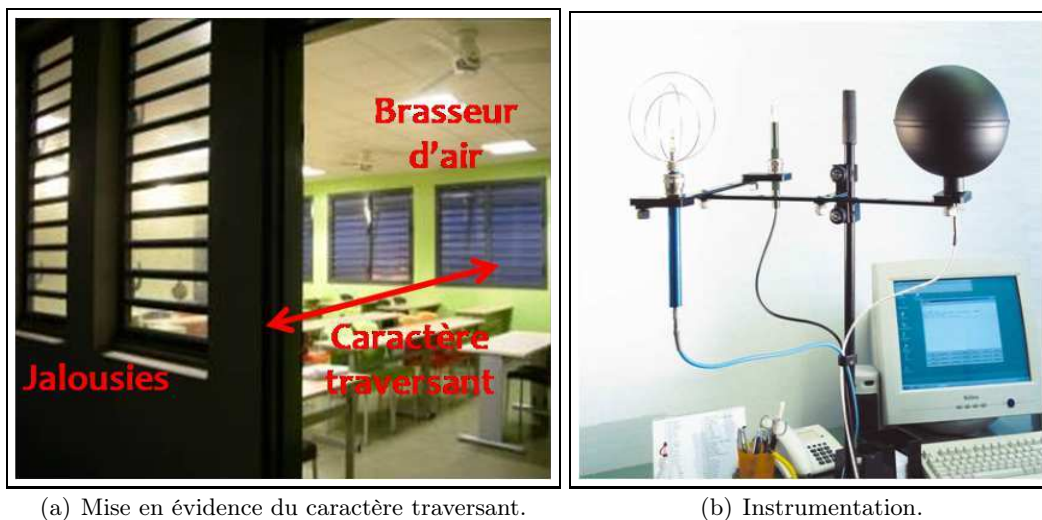


Figure 1.4 : Dispositif expérimental dans une classe de cours.

La présence d'une station météo à proximité du bâtiment permet d'évaluer les différents paramètres :

- vitesse du vent à 4 et 10 m de hauteur (V_{4m} et V_{10m} , appareil : anémomètre) ;
- direction du vent à 4 et 10 m de hauteur (γ_{4m} et γ_{10m} , appareil : girouette) ;
- rayonnement global et diffus (appareil : pyranomètre) ;
- température extérieure (T_{ext} , appareil : thermomètre) ;
- humidité relative extérieure (ψ_{ext} , appareil : hygromètre).

Objectifs

Les objectifs de cette campagne de mesures sont les suivants :

4. toutes les mesures ont été réalisées au centre de la pièce

- mettre en évidence le potentiel de rafraîchissement nocturne passif du bâtiment. Cela permet de comprendre ce qui constitue l'idée majeure d'un bâtiment sans climatisation,
- analyser le comportement du bâtiment avec différents types de scénarios d'ouverture des ouvrants (persiennes). Les scénarios sont les suivants :

1. **Config 1** : l'ensemble des jalousies est fermé ;
2. **Config 2** : l'ensemble des jalousies est ouvert ;
3. **Config 3** : jalousies basses Nord ouvertes et jalousies hautes Sud ouvertes ;
4. **Config 4** : jalousies basses Sud ouvertes et jalousies hautes Nord ouvertes.

Remarque : Sur chaque façade de la pièce, des jalousies hautes et basses permettent de créer les différents scénarios ci-dessus.

Résultats

Pour chaque configuration, nous représentons la rose des vents qui indique la direction du vent ($^{\circ}$) et son intensité ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$), mesurée à 10 m. Nous différencions les mesures en fonction du jour ou de la nuit par l'ajout du symbole (\star) pour le cas d'une mesure nocturne. Nous représentons l'évolution des vitesses et des températures intérieures et extérieures de la salle de classe en fonction du temps. Nous indiquons par une surface grise les périodes nocturnes. Enfin, nous représentons le diagramme de Givoni pour chaque configuration. Le passage de la couleur noire à la couleur rouge indique le changement de scénario.

Remarque : Nous utilisons une estimation par noyau (ou encore méthode de Parzen-Rozenblatt [Parzen 1962]) qui est une méthode non-paramétrique d'estimation de la densité de probabilité d'une variable aléatoire. Elle se base sur un échantillon d'une population statistique (par exemple, la vitesse intérieure) et permet d'estimer la densité en tout point du support.

Les figures 1.5, 1.6, 1.7 et 1.9 présentent les résultats obtenus pour chaque scénario d'ouverture.

Configuration 1 (témoin) : Dans ce cas, toutes les jalousies sont fermées. La série de mesures commence le matin à 8h le 20/01/2010 et se termine le 21/01/2010 à 6h, après on change de scénario.

La rose des vents (cf. Fig. 1.5(a)) montre la présence des deux phénomènes de vent typique de la Réunion. En effet, durant la journée, les vents dominants ont une direction Sud-Est typique

des alizés ; durant la nuit, ce sont plutôt les brises thermiques qui dominent avec une direction Nord-Est, perpendiculaire à la côte. L'intensité des alizés est de l'ordre de $1,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ de 8h à 14h et augmente en changeant de direction pour des vitesses d'air de l'ordre de $3,0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Nous constatons qu'à l'intérieur de la salle (cf. Fig. 1.5(b)), il n'y a pas de circulation d'air. Une vitesse d'air résiduelle est tout de même observée, de l'ordre de $0,025 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. La température extérieure T_{ext} (cf. Fig. 1.5(e)) est de $\approx 28^\circ\text{C}$, durant la journée, et chute progressivement durant la nuit pour atteindre un palier à 23°C (cf. Fig. 1.6(e)). La température intérieure varie peu entre la journée et la nuit ($\approx 27^\circ\text{C}$) : elle est toujours inférieure à la température extérieure de $1,5^\circ\text{C}$, ce qui montre que le bâtiment limite les apports de chaleur par des protections solaires.

Très clairement, nous observons un écart de 3°C entre la température extérieure et intérieure à peu près constant tout au long de la nuit. Ceci peut s'expliquer par une bonne inertie du bâtiment. La chaleur emmagasinée dans l'enveloppe du bâtiment ne peut pas être déstockée par la ventilation naturelle inexistante dans cette configuration. Le diagramme de Givoni (cf. Fig. 1.5(d)) montre bien que les points sont dans une zone d'inconfort, zone bleue.

Cette première série de mesures nous permet de conclure sur deux points. Dans un premier temps, nous avons montré une bonne inertie et une bonne réduction des apports solaires du bâtiment, essentielles dans la conception bioclimatique. Dans un second temps, nous mettons en évidence le besoin d'une ventilation mécanisée ou naturelle pour atteindre une situation de confort thermique. Pour cette journée, le confort thermique serait atteint pour une vitesse d'air de l'ordre de $0,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Nous constatons de plus, que même si on faisait baisser l'humidité dans l'air, nous n'attendrions pas une situation de confort. Regardons maintenant le cas où l'on ouvre toute les jalousies.

Configuration 2 (tout ouvert) : Dans ce cas, toutes les jalousies sont ouvertes. La série de mesures commence le matin à 6h le 21/01/2010 et se termine le 22/01/2010 à 6h, après on change de scénario.

La rose des vents (cf. Fig. 1.6(a)) montre la présence, la journée, des vents dominants pour une direction Sud-Ouest avec une intensité de $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. La nuit, ce sont plutôt les brises thermiques qui dominent avec une direction toujours Nord-Est, perpendiculaire à la côte. Nous constatons à l'intérieur de la salle (cf. Fig. 1.6(b)) une circulation d'air à partir de 6h, au moment de l'ouverture des jalousies, avec une vitesse d'air de l'ordre de $0,2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. La température extérieure T_{ext} (cf. Fig. 1.6(e)) est de $\approx 29,5^\circ\text{C}$, durant la journée, et chute progressivement durant la nuit pour atteindre un palier à 25°C (cf. Fig. 1.7(e)). La température intérieure $\approx 28^\circ\text{C}$, augmente légèrement au fur à mesure de la journée mais reste toujours inférieure à la température extérieure.

Avec la mise en place d'une ventilation naturelle, nous observons que celle-ci a peu d'effet la journée et que d'après le diagramme de Givoni, nous sommes même en situation d'inconfort (cf. Fig. 1.6(d)). Ceci s'explique par l'orientation des vents dominants qui ont une orientation Sud-Ouest. L'effet du vent sur le potentiel de rafraîchissement est faible. Ceci s'explique par le blocage du vent par le bâtiment 1 (voir Fig. 1.3(b)). Cependant, la nuit, la température intérieure chute et tend vers la température extérieure. L'orientation du bâtiment fait que dans cette situation, nous profitons des brises thermiques qui abaissent la température de $\approx 3^\circ\text{C}$. La ventilation naturelle traversante fait diminuer la température opérative, qui tient compte aussi de la température des parois, ce qui a pour effet direct de déplacer le points vers la gauche sur le diagramme de Givoni (cf. Fig. 1.6(d)). De plus, si on regarde l'évolution des vitesses d'air intérieure au cours de la nuit (cf. Fig. 1.7(b)), nous pouvons même affirmer que la salle est en situation de confort thermique puisque les vitesses V_{int} sont de l'ordre de $0,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Cette deuxième série de mesures montre que l'orientation des vents dominants, la journée, est importante pour que la ventilation naturelle ait un effet direct sur le rafraîchissement du bâtiment. Pour atteindre une situation de confort la journée, il faut absolument mettre en fonctionnement les brasseurs d'air. Au contraire, le fait que les brises thermiques sont toujours perpendiculaires à la côte, cela favorise la circulation de l'air dans le bâtiment si celui-ci est bien orienté. En effet, le bâtiment doit présenter le maximum d'ouvrants en direction des vents de terre pour assurer un rafraîchissement et atteindre des conditions de confort sans climatisation et sans ventilation mécanique.

Configuration 3 (tirage thermique Nord Sud) : Dans ce cas, toutes les jalousies sont ouvertes. La série de mesures commence le matin à 6h le 22/01/2010 et se termine le 23/01/2010 à 6h, après on change de scénario.

La rose des vents (cf. Fig. 1.7(a)) montre la présence, la journée, des vents dominants pour une direction Sud-Ouest avec une intensité de $2,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (brise légère). La nuit, la direction des vents est différente des autres cas précédents. On retrouve les brises thermiques direction Nord-Est pour la nuit du 21/01/2010 au 22/01/2010. Cependant, celles-ci ont des directions plutôt Nord-Ouest pour la nuit du 22/01/2010 au 23/01/2010. Nous constatons à l'intérieur de la salle (cf. Fig. 1.7(b)), une chute de la circulation d'air à partir de 6h, au moment de la fermeture des ouvrants inférieurs côté Sud-Ouest et supérieurs côté Nord-Est. La vitesse d'air passe de $0,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ à $0,2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Dans cette configuration, nous bloquons la circulation d'air pouvant venir des vents de mer, ce qui a un impact direct sur la situation de confort dans le bâtiment. En effet, nous constatons d'après le diagramme de Givoni, un déplacement des points d'une zone de confort à une zone extrême d'inconfort. Il faudrait une vitesse d'air intérieure d'environ $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ pour revenir en situation de confort thermique. Les brises thermiques n'étant

pas dans la bonne direction, elles ne permettent pas un tirage thermique la nuit. Toutefois, on revient en situation de confort au cours de la nuit (cf. Fig. 1.9(d)). La température extérieure T_{ext} (cf. Fig. 1.7(e)) est de $\approx 30^\circ\text{C}$, durant la journée, et chute progressivement durant la nuit (cf. Fig. 1.9(e)). La température intérieure $\approx 28^\circ\text{C}$, augmente légèrement au fur à mesure de la journée mais reste toujours inférieure à la température extérieure. Au cours de la nuit, celle-ci devient supérieure à la température extérieure (cf. Fig. 1.9(e)).

Cette troisième série de mesures montre que le scénario d'ouverture à un impact direct sur le confort thermique, à l'intérieur du bâtiment, durant la journée. Cependant, il est difficile d'en tirer une conclusion définitive. Il faudrait, dans de futurs travaux, réaliser des mesures plus longues pour voir si ce type de scénario convient ou non.

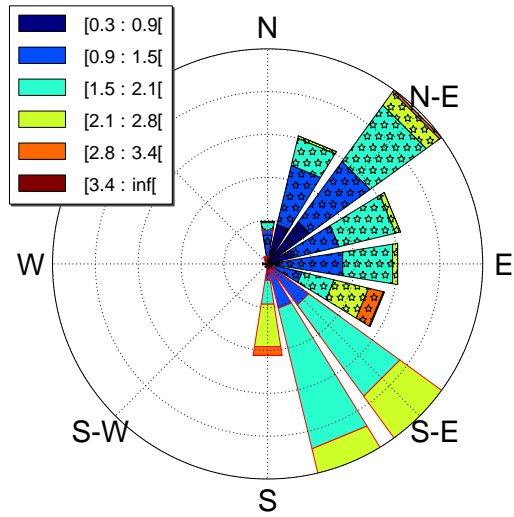
Configuration 4 (tirage thermique Sud Nord) : Dans ce cas, toutes les jalousies sont ouvertes. La série de mesures commence le matin à 6h le 23/01/2010 et se termine le 24/01/2010 à 6h.

La rose des vents (cf. Fig. 1.9(a)) montre la présence, la journée et la nuit, de vents dominants pour une direction Sud-Est avec des vitesses importantes de l'ordre $6\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (brise modérée). Le scénario, choisi indépendamment de la situation climatique, est dans une situation idéale face à la direction du vent. En effet, les ouvrants inférieurs côté Sud et les ouvrants supérieurs côté Nord sont ouverts. Nous allons pouvoir profiter pleinement des vents dominants la journée et la nuit. Dès lors que nous avons procédé au changement de configuration, c'est-à-dire de la Config 3 à la Config 4, nous observons sur la figure 1.9(b) une augmentation significative de la vitesse d'air intérieure passant de $0,2\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à $1\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Cette augmentation a pour effet de faire migrer les points vers la droite dans le diagramme de Givoni (cf. Fig. 1.9(d)) passant d'une zone de confort thermique à une autre. On considère que pour une vitesse égale à $1\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ on obtient un effet rafraîchissant équivalent à 4°C . Par exemple, une température ambiante de 30°C , conduit à la sensation d'une température de 26°C . Cependant, durant la journée, la présence dans une salle de cours de vitesses intérieures aussi importantes ($> 1\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) a des conséquences néfastes sur le confort psychologique.⁵

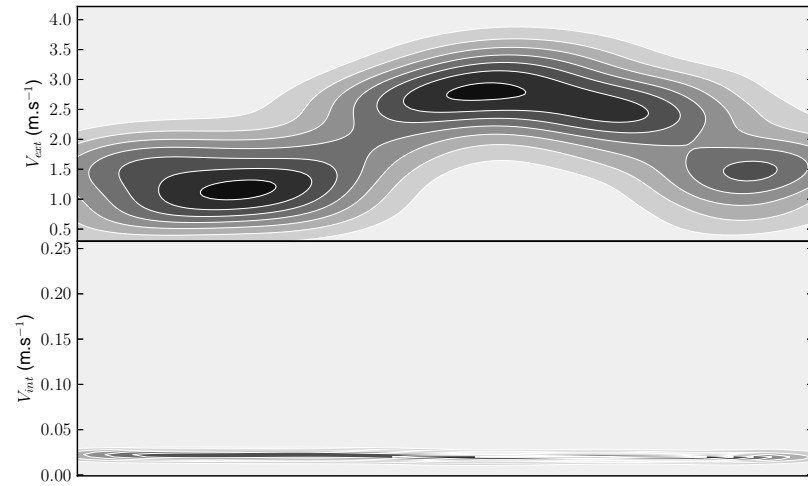
Au cours de la nuit, la vitesse de vent diminue, ce qui a pour effet de diminuer les vitesses d'air à l'intérieur du bâtiment. Les points sur le diagramme de Givoni (cf. Fig. 1.9(d)) se déplacent vers une zone acceptable en terme de confort thermique.

Cette dernière série de mesures montre les effets que peut avoir une sur-ventilation diurne dans une salle de cours et le fait que ce scénario ne permet pas de profiter des brises thermiques venant de l'Est.

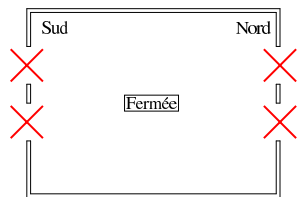
5. le fait que les papiers légers se déplacent sur les bureaux



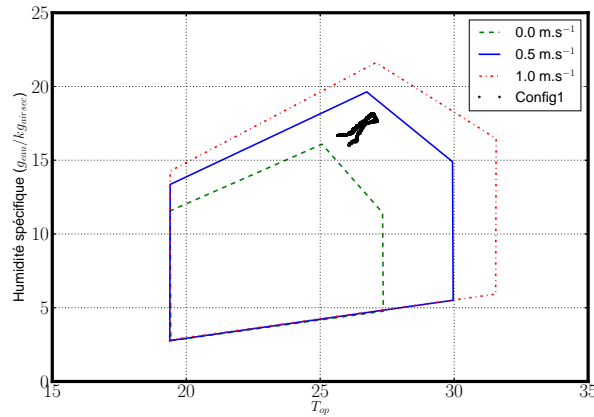
(a) rose des vents. Nuit (★).



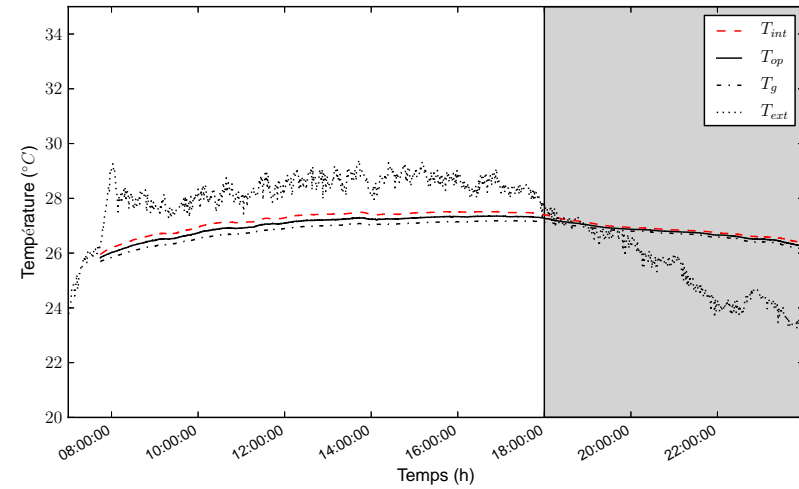
(b) Vitesse d'air à l'extérieur V_{ext} et intérieure V_{int} ($m \cdot s^{-1}$).



(c) Config 1.

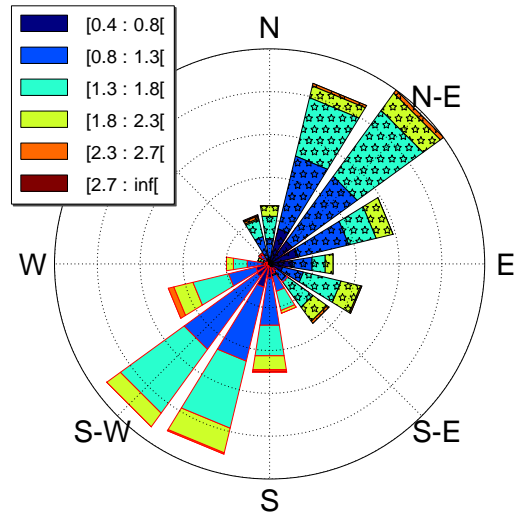


(d) Diagramme de Givoni.

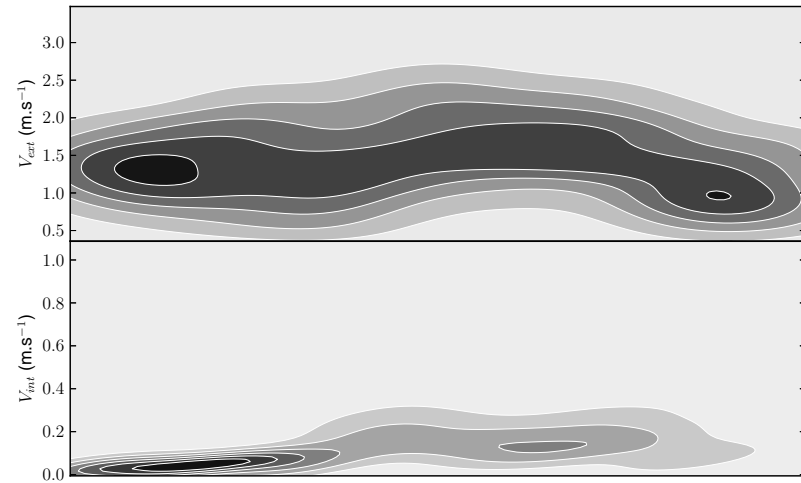
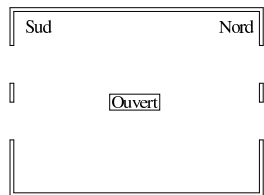


(e) Evolution des températures T_{int} , T_{op} , T_{ext} en fonction du temps.

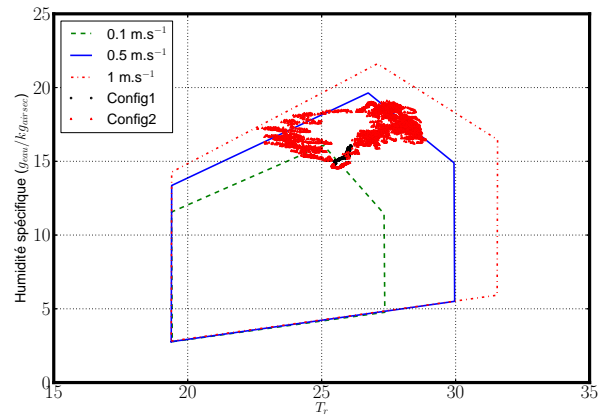
Figure 1.5 : Config 1 : tout fermés.



(a) rose des vents. Nuit (★).

(b) Vitesse d'air à l'extérieur V_{ext} et intérieure V_{int} ($m \cdot s^{-1}$).

(c) Config 2.



(d) Diagramme de Givoni.

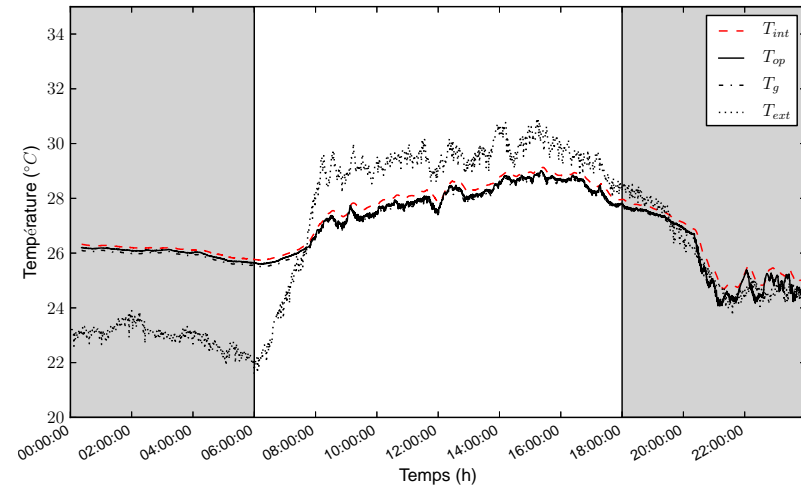
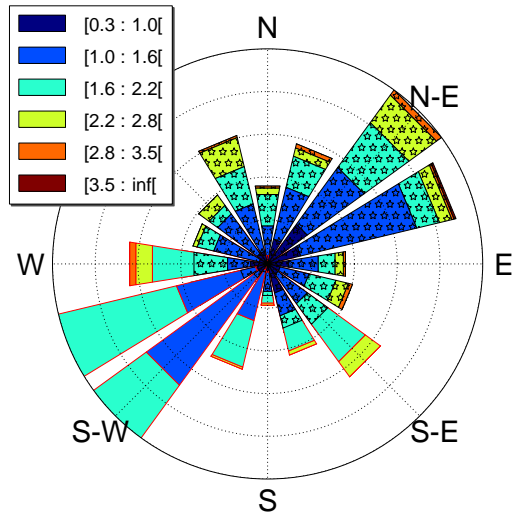
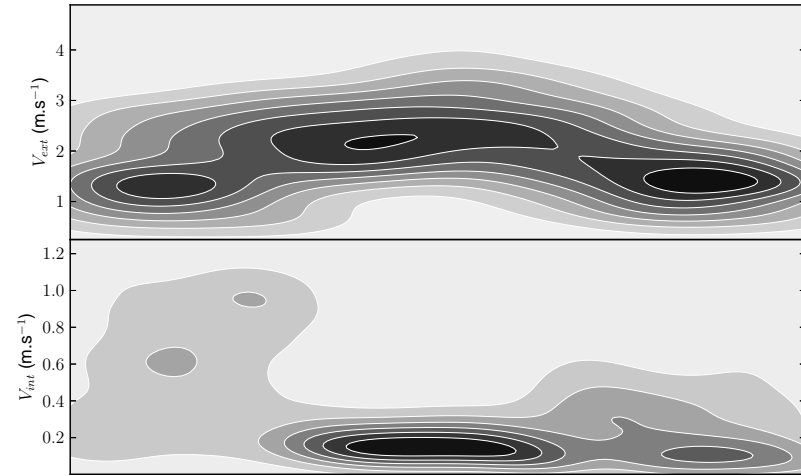
(e) Evolution des températures T_{int} , T_{op} , T_{ext} en fonction du temps.

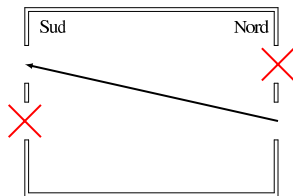
Figure 1.6 : Config 2 : tout ouverts.



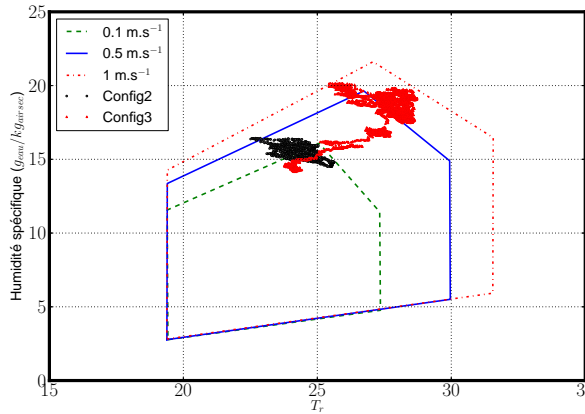
(a) rose des vents. Nuit (★).



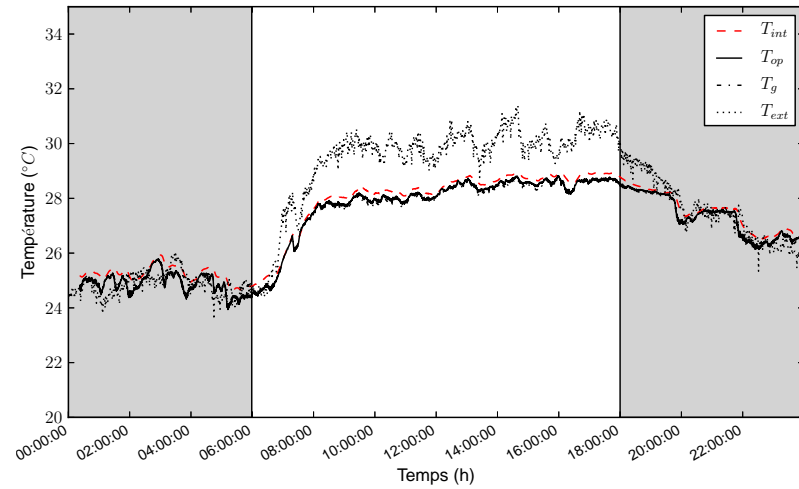
(b) Vitesse d'air à l'extérieur V_{ext} et intérieure V_{int} ($m \cdot s^{-1}$).



(c) Config 3

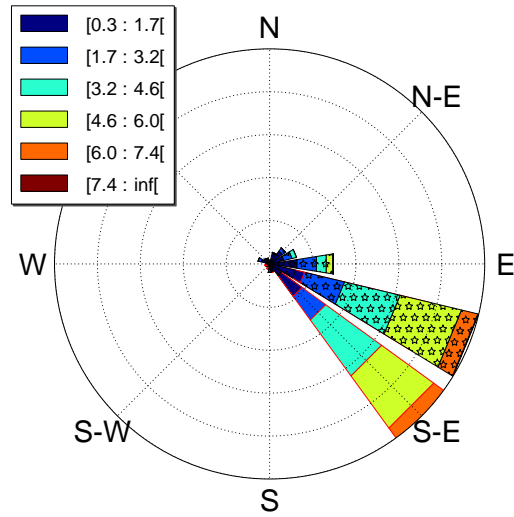


(d) Diagramme de Givoni.

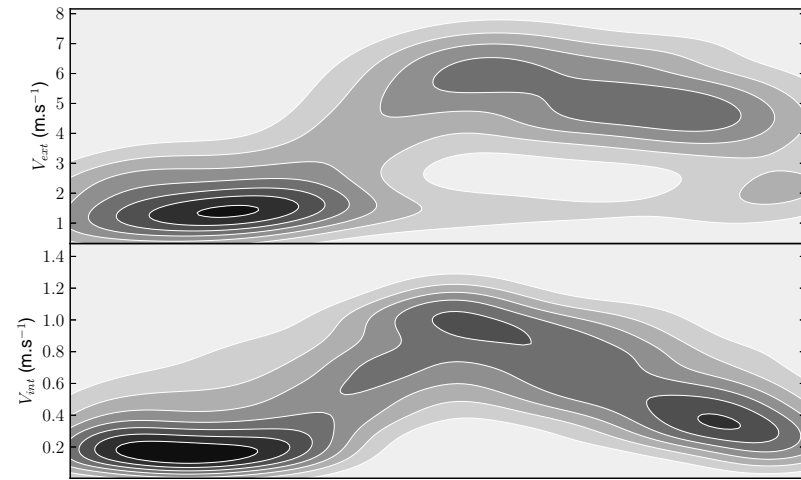
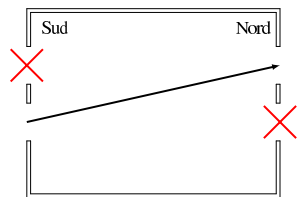


(e) Evolution des températures T_{int} , T_{op} , T_{ext} en fonction du temps.

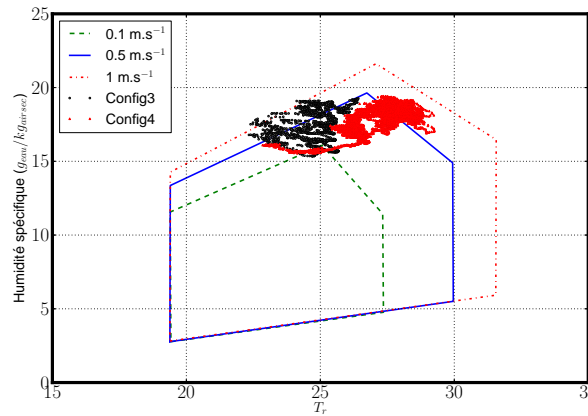
Figure 1.7 : Config 3 : tirage Nord → Sud.



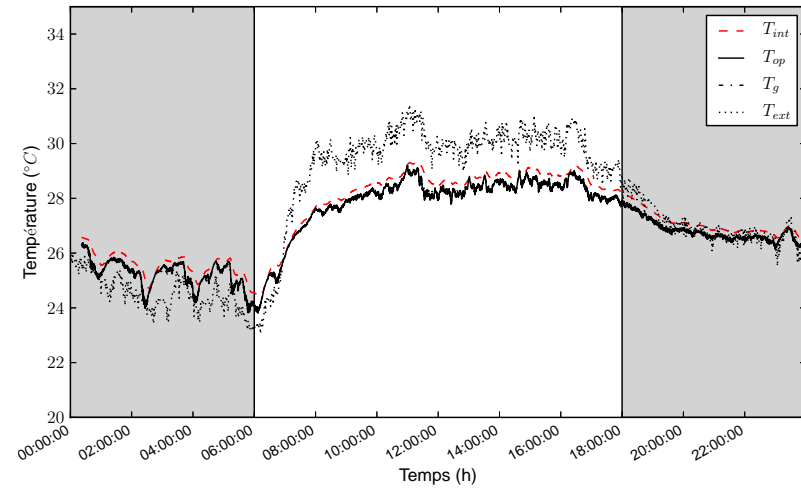
(a) rose des vents. Nuit (★).

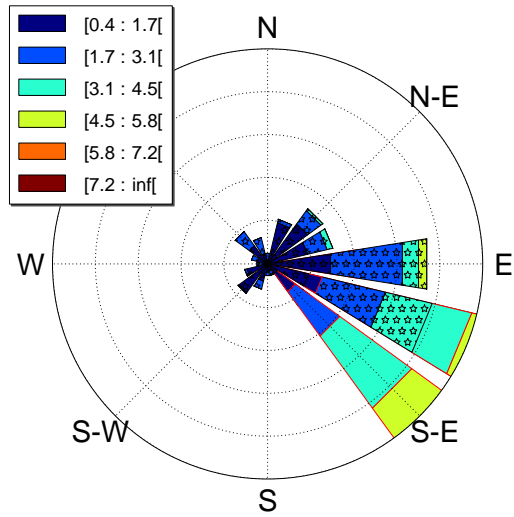
(b) Vitesse d'air à l'extérieur V_{ext} et intérieure V_{int} ($m \cdot s^{-1}$).

(c) Config 4.

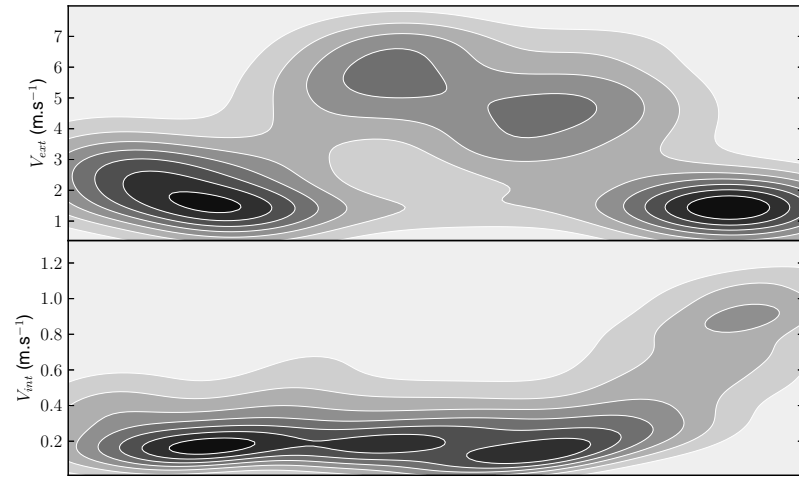


(d) Diagramme de Givoni.

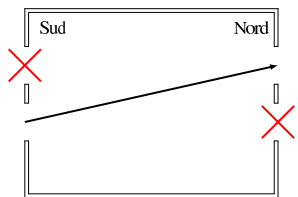
(e) Evolution des températures T_{int} , T_{op} , T_{ext} en fonction du temps.**Figure 1.8** : Config 4 : tirage Sud \rightarrow Nord.



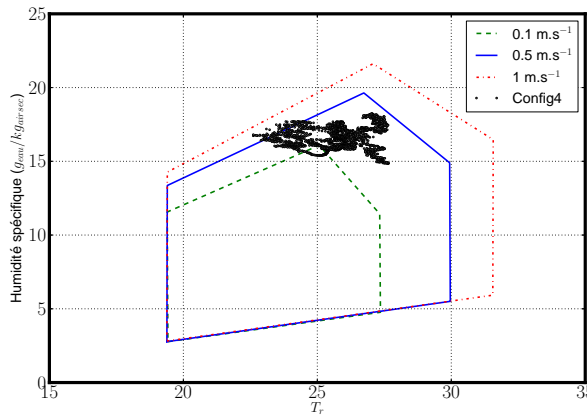
(a) rose des vents. Nuit (★).



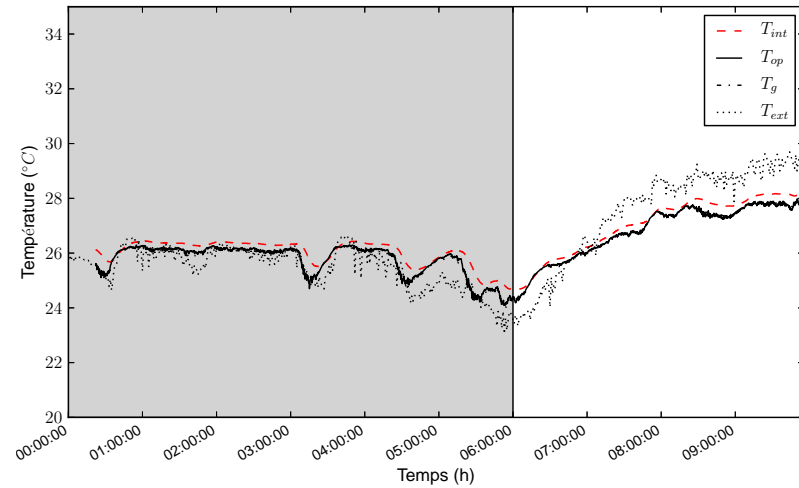
(b) Vitesse d'air à l'extérieur V_{ext} et intérieure V_{int} ($m \cdot s^{-1}$).



(c) Config 4.



(d) Diagramme de Givoni.



(e) Evolution des températures T_{int} , T_{op} , T_{ext} en fonction du temps.

Figure 1.9 : Config 4 : tirage Sud → Nord.

Conclusion

De manière générale, nous avons observé que le bâtiment était à la base bien conçu, (inertie lourde, protection solaire) ce qui permet d'optimiser les chances d'être proche d'une zone de confort thermique. La campagne de mesure a permis de mettre en évidence un potentiel de ventilation naturelle important pour le rafraîchissement passif des locaux qu'il ne faut surtout pas négliger dans une conception bioclimatique. En effet, la ventilation traversante en complément parfois avec une ventilation mécanisée permet, la journée, d'obtenir une situation de confort thermique. Une sur-ventilation nocturne permet, quant à elle, de diminuer la température intérieure de la salle et ainsi de déstocker l'énergie accumulée dans l'enveloppe du bâtiment.

La connaissance de l'interaction entre la vitesse de l'air et les différents scénarios d'ouverture permet d'élaborer une stratégie adaptée au fonctionnement du bâtiment. En effet, nous avons remarqué que les scénarios d'ouverture doivent être différents la journée et la nuit afin d'optimiser le confort thermique. C'est pour cela qu'il est important de considérer cette interaction dans l'apprentissage du fonctionnement des ouvrants aux occupants pendant la journée. La nuit, il serait idéal de pouvoir agir sur les ouvrants de façon à choisir la meilleure configuration pour sur-ventiler le bâtiment.

Il est vrai que la pertinence de la campagne de mesures peut être contestée. En effet, nous aurions pu proposer un autre protocole expérimental pour pouvoir montrer les effets des différents scénarios sur le confort thermique. Idéalement, il aurait fallu instrumenter, par exemple, quatre salles avec chacune un scénario d'ouverture différent. Cette manière de procéder nous permettrait de mieux comparer les scénarios d'ouverture puisque les données météo extérieures seraient les mêmes. Cependant, ce dispositif expérimental est très coûteux et difficile à mettre en place dans des bâtiments occupés.

Dans cette partie, nous montrons que l'expérimentation est très enrichissante pour comprendre les différentes interactions climat-bâtiment-confort. Cependant, la réalisation de mesures dans un environnement de grande taille et dans des conditions réelles est très contraignante et on peut se poser des questions quant à la validité des mesures. Toutes ces contraintes ne permettent pas d'optimiser la conception bioclimatique des bâtiments afin de respecter les réglementations thermiques. Le recours à d'autres méthodes est donc nécessaire.

Beaucoup moins contraignante en terme de coût financier et de temps, l'expérimentation "virtuelle" permet d'étudier un nombre indéfini de cas toujours dans le but de concevoir des bâtiments qui consomment de moins en moins d'énergie. Nous proposons par la suite un récapitulatif des différentes bases de modélisations numériques qui sont utilisées pour ce type d'étude.

1.3 Modélisation numérique des bâtiments

La première génération de logiciels créés représentait chaque pièce par une seule température et une seule pression (modèles nodaux). La seconde génération découpait chaque pièce en quelques dizaines de zones (modèles zonaux). Ces codes sont encore largement utilisés, même s'ils sont progressivement remplacés par des codes commerciaux et intégrés de Mécanique des Fluides Numérique (MFN).

Les modèles développés pour prédire de manière dynamique les débits traversants dans les bâtiments consistent à résoudre les équations de bilan ou les équations de transport dans les volumes d'air définis comme volumes de contrôle. Suivant le niveau de raffinement du modèle (voir Fig. 1.10) (voir Fig. 1.11), les volumes de contrôle correspondront :

- ① au bâtiment dans son intégralité (modèle nodal monozone) ;
- ② aux différentes pièces qui le composent (modèle nodal multizone) ;
- ③ aux différentes zones d'une même pièce (modèle zonal) ;
- ④ aux volumes définis par un maillage fin de l'ambiance (modèle détaillé).

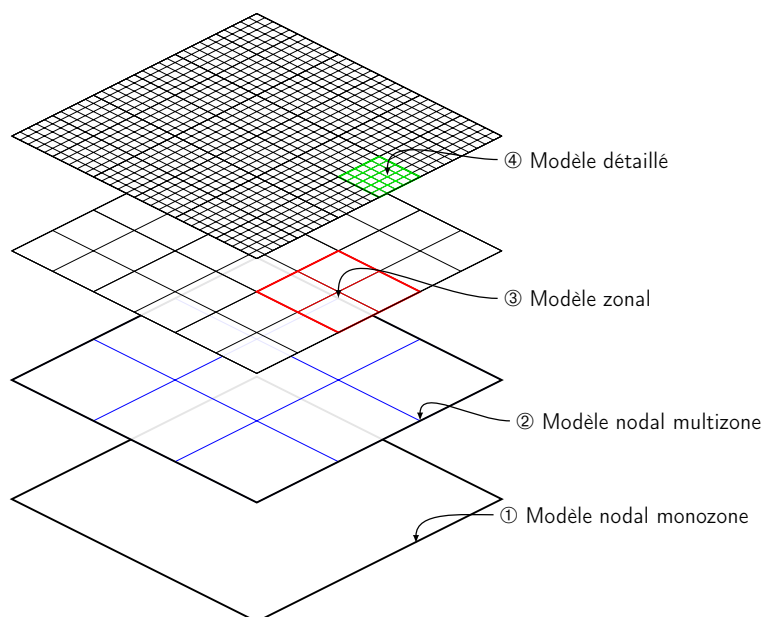


Figure 1.10 : Différents niveaux de discrétisation du bâtiment et modèles correspondants.

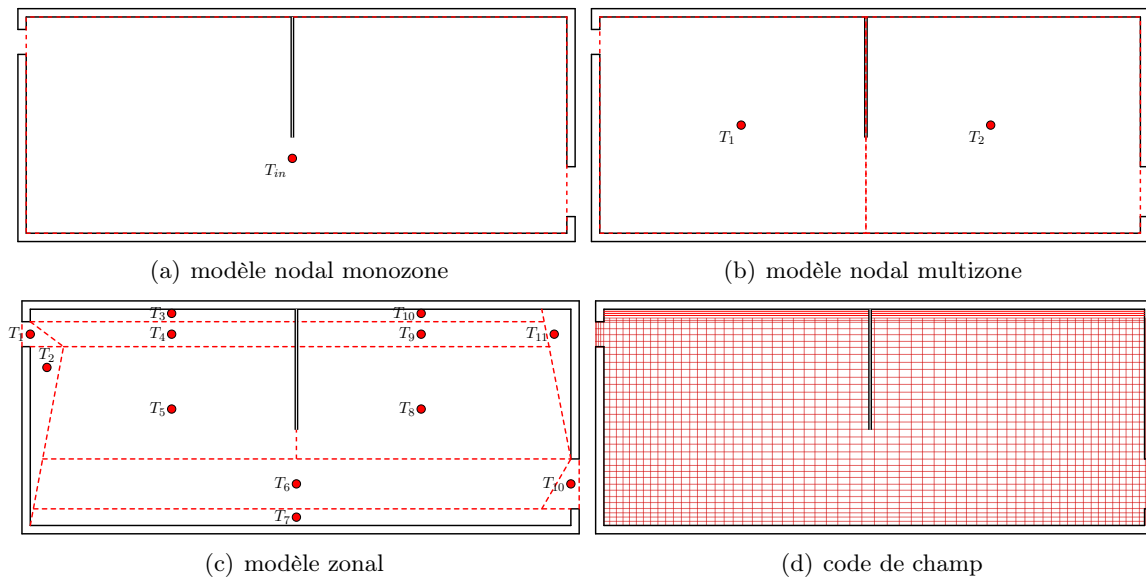


Figure 1.11 : Exemples de discrétisations spatiales d'une pièce suivant le type de modèle utilisé.

1.3.1 Modèles nodaux

Ce sont des modèles très simples et rapides puisqu'ils consistent à représenter les zones d'un bâtiment par des noeuds. Chaque zone est décrite par un ensemble de variables d'état (température, pression, humidité, ...). A partir des équations de conservation (masse, enthalpie, ...) on peut calculer l'état de ces variables au cours du temps. On peut différencier ces modèles en deux familles : **modèles nodaux monozones et multizones**.

- Les modèles nodaux monozones représentent l'enveloppe totale du bâtiment en une seule maille de calcul (un nœud) (voir Fig. 1.11(a)), où toutes les quantités physiques telles que la température et la pression sont uniformes. A partir de données d'entrée générales, tels que la constitution de l'enveloppe (conductivité des matériaux, capacité thermique, perméabilité, ...), les systèmes de production de chauffage et les systèmes de ventilation, les modèles nodaux monozones permettent une évaluation du comportement thermique du bâtiment. Ils sont très intéressants pour avoir une vision globale sur le fonctionnement du bâtiment. L'inconvénient est qu'ils ne sont pas adaptés à l'évaluation du confort et à la bonne représentation des phénomènes physiques locaux. Pour plus de renseignements, nous invitons le lecteur à consulter Allard [1998] qui fait référence à plusieurs types de modèles.
- Les modèles nodaux multizones représentent chaque zone thermique du bâtiment par une maille (un noeud par maille) (voir Fig. 1.11(b)). Dans chaque zone les variables d'état sont uniformes et sont reliées entre elles par des lois empiriques et semi-empiriques. Ce type de modélisation permet de représenter la répartition non-uniforme des températures entre les zones et permet aussi le couplage thermo-aéraulique. A chaque pas de temps la température est fixe dans chaque zone ce qui permet de calculer la pression due au tirage thermique

entre les zones. On peut ainsi calculer le débit massique à partir de l'équation de Bernoulli qui est conservative entre les zones [Feustel et Dieris 1992, Roldan 1985]. Ces modèles sont rapides et précis mais présentent les inconvénients de ne pas prendre en compte les effets de sources de chaleur localisées des systèmes, tels que les radiateurs ou le plancher chauffant, qui induisent une forte stratification thermique, paramètre important en ce qui concerne le confort thermique. Pour finir, ces méthodes simplifiées dans l'évaluation du confort thermique dans les bâtiments, demandent une connaissance, au préalable, de la nature des écoulements moteurs notamment dans le cas d'écoulement turbulent en convection naturelle et dépendent fortement de la validité des lois empiriques utilisées.

1.3.2 Modèles zonaux

Les modèles zonaux se basent sur les principes des modèles nodaux mais chaque zone thermique est divisée en plusieurs autres zones qui dépendent chacune d'une situation d'écoulement spécifique : panaches thermiques [Inard 1988, Inard *et al.* 1998], couches limites thermique le long des parois (voir Fig. 1.11(c)), etc. . . . Ces zones spécifiques sont divisées en volumes de contrôles. Les équations de la conservation de la masse et de l'énergie sont appliquées à chaque cellule. Le moteur de l'écoulement est régi par une simple différence de pression entre les cellules (modèle en champs de pression). Cependant, cette approche ne permet pas une prédiction satisfaisante du mouvement dans les zones d'écoulement à forte intensité dans une pièce ventilée. De récents travaux [Inard *et al.* 1998] utilisent la mécanique des fluides numériques en dégradant les équations aux prix de résultats moins précis mais avec un gain assuré en temps de calcul. Les principes généraux sont d'utiliser des mailles grossières, d'ajouter localement des termes sources aux niveaux des nœuds du maillage pour simuler les écoulements moteurs (panache thermique, débit), d'utiliser des viscosités et des diffusivités turbulentes constantes et pour finir d'utiliser des lois de parois thermiques. Bouia [1993], Inard *et al.* [1996], Wurtz [1995] et Wurtz *et al.* [1999] traitent les zones spécifiques par la résolution de l'équation du mouvement simplifiée, à l'aide de lois issues d'études semi-empiriques et expérimentales. Musy [1999] et Mora [2003] utilisent, par exemple, des modèles de jet libre pour caractériser les zones à écoulement à forte vitesse.

1.3.3 Quelques outils numériques

Les chercheurs et les concepteurs de bâtiments (architectes, ingénieurs) utilisent les modèles précédents dans des outils de simulation dynamique. A partir de la description du bâtiment, de ses équipements et de scénarios de fonctionnement, ces logiciels réalisent le calcul des différentes températures, des besoins de chauffage et de rafraîchissement et de la consommation énergétique totale du bâtiment. Le bâtiment y est traité de manière multi-zonale. Outre les échanges thermiques conductifs, convectifs et radiatifs avec l'environnement, ces logiciels prennent souvent en compte les échanges latents (condensation et évaporation d'eau) et les échanges thermiques avec le sol. Les principaux outils sont présentés ci-après :

Logiciel	Modèle	Couplage	Référence
CODYBA	M	Th	[Roux 1984]
CONTAM94	M	Th + A (AIRNET)	[Walton 1989]
COMFIE	M	Th + A	[Peuportier 1989]
CODYRUN	M	Th + A	[Boyer 1993]
COMIS	M	Th + A	[Feustel 1998, Warren 1992]
GENSPARK	Z	Th + A	[Mora 2003, Musy 1999, Wurtz <i>et al.</i> 1999]
SAMIRA	Z	Th + A	[Bouia 1993, Inard <i>et al.</i> 1998]
ENERGY+	M	Th + A (COMIS)	[Huang <i>et al.</i> 1999]
TRNFLOW	M	Th + A (COMIS)	[Weber <i>et al.</i> 2003]
MODELICA	M	Th + A	[Wetter 2006]
...			

Tableau 1.1 : Principaux codes de simulation dynamique du bâtiment. M=Multizone Z=Zonal, Th=Thermique A=Aéraulique.

Remarque : En marge de ces travaux de thèse, nous avons participé au développement numérique d'un module nommé OptiClim [Lucas *et al.* 2011]. C'est une approche globale et pratique pour diagnostiquer les performances des bâtiments climatisés, qui s'appuie sur l'outil numérique ENERGY+. Les résultats de simulations permettent d'évaluer la puissance de refroidissement nécessaire aux bâtiments, l'impact de la mise en œuvre des systèmes et de la maintenance. Le résultat de cette analyse globale permet de qualifier l'ensemble du système en attribuant un label énergétique. Ce travail nous a permis de manipuler les modèles multizones mais aussi d'améliorer notre vision critique sur l'évaluation du confort thermique dans le bâtiment.

1.3.4 Modèles détaillés : codes de champs

Les techniques numériques de mécanique de fluides (MFN) développées en partie grâce à l'apparition de moyens informatiques importants et par leur faible coût financier par rapport aux expérimentations, permettent la prédiction détaillée des écoulements. En effet, ces codes détaillés découpent le domaine étudié en millions de cellules (voir Fig. 1.11(d)) où l'on résout les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, ce qui permet une description détaillée de l'évolution spatiale et temporelle de la vitesse et de la température ou d'autres grandeurs telles que les concentrations d'humidité ou de polluant. Ces techniques numériques nécessitent des puissances de calculs et des temps de calcul importants. Cet inconvénient en limite l'accès aux bureaux d'étude en charge d'évaluer l'impact énergétique dans le domaine de l'habitat.

MFN dégradée

Bellivier [2004] propose un couplage entre un code MFN (Code Saturne) et des modèles zonaux. La modélisation d'une bouche de soufflage dans une grande pièce, entraîne une réduction des mailles proches de celle-ci. Pour contourner ce problème et pour garder une uniformité dans son maillage et ainsi éviter toute instabilité numérique, Bellivier [2004] propose d'enfermer dans des boîtes de même taille que le maillage, les écoulements moteurs. Les écoulements seront simulés par une approche zonale avec des lois semi-empiriques. Les solutions du système sont alors imposées au code MFN.

Simulation des Grandes Echelles

Toujours dans un but de réduction du temps de calcul, une autre technique de modélisation s'offre à nous. Plus onéreuse en temps de calcul et en ressources informatiques que les autres méthodes, la Simulation des Grandes Echelles (SGE) permet une prédiction très précise des écoulements turbulents. L'idée de cette approche est de faire la différenciation entre les grosses structures (gros tourbillons), responsables du transport de l'écoulement et les petites structures responsables de leur dissipation visqueuse. L'application d'un filtre spatial permet cette différenciation. Pour finir, les grosses structures seront obtenues par résolution directe des équations de conservation et les petites structures seront, quant à elles, obtenues par un modèle de sous-maille.

Nous avons vu dans les différentes approches de modélisation, le besoin de connaître dans le détail les phénomènes physiques, essentiel pour bien caractériser les écoulements moteurs. C'est dans ce cadre d'étude que se situent nos travaux de thèse. Nous proposons d'utiliser la Simulation des Grandes Echelles pour évaluer les écoulements turbulents engendrés par la ventilation naturelle dans le domaine du rafraîchissement passif des bâtiments. Nous considérons la Simulation des Grandes Echelles comme un moyen de connaissance précis sur certains types d'écoulements rencontrés dans l'habitat. De plus, l'apparition de nouvelles techniques de simulation numérique : parallélisme massif et l'utilisation des GPU, permettent de plus en plus l'utilisation de la MFN détaillée pour la modélisation d'écoulement turbulent dans les bâtiments.

1.4 Cadre et objectifs de travail

1.4.1 Projet 4C

Ces travaux de thèse s'inscrivent dans le cadre du programme de recherche **Confort en Climat Chaud sans Climatiser (4C)** sélectionné par l'**Agence Nationale de la Recherche (ANR)** coordonné par M. Alain Bastide. Ce projet se propose d'étudier la ventilation naturelle pendant les saisons chaudes dans les climats tempérés du Sud de la France ou dans les climats chauds et humides des DOM. Ses objectifs premiers sont de limiter l'utilisation des systèmes actifs de climatisation au profit de la ventilation naturelle autour de cinq mots clés : expérimenter, modéliser,

optimiser, contrôler et intégrer. Nous proposons le schéma suivant pour comprendre la dynamique autour de la ventilation naturelle au sein de ce projet, en faisant apparaître les différents partenaires.

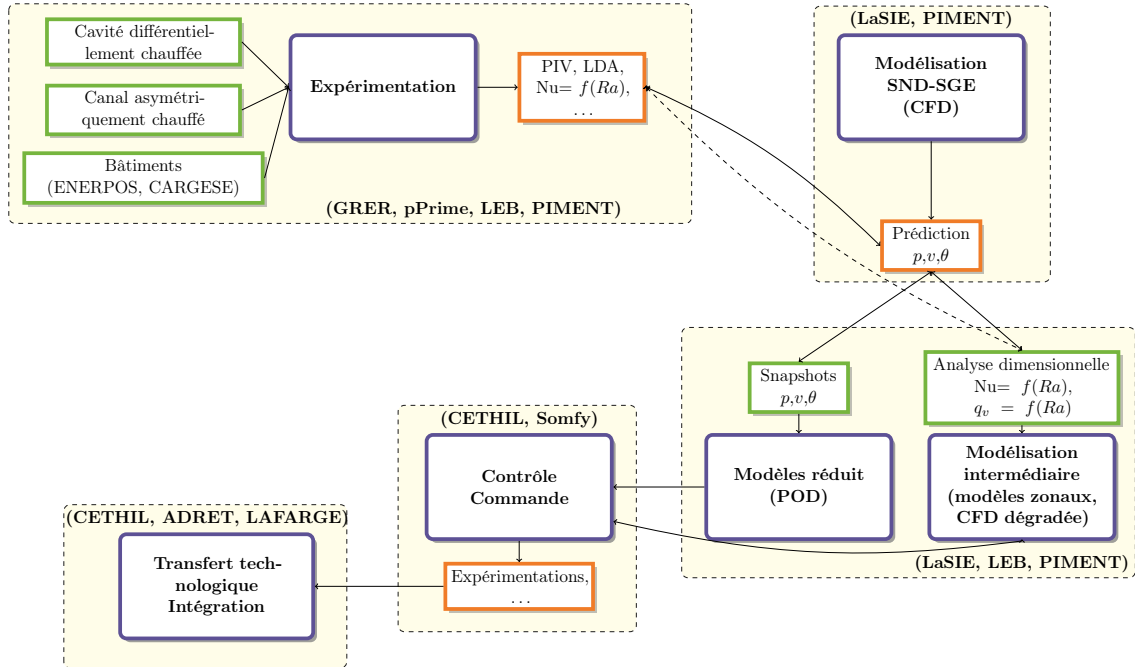


Figure 1.12 : Synoptique du projet 4C (ANR-08-HABISOL-0).

Nos travaux se situent à mi-chemin entre expérimentation fine et modélisation intermédiaire. Les expérimentations nous permettent d’analyser et de comparer nos résultats issus de la modélisation fine. Les résultats obtenus (corrélations, champs) serviront pour alimenter les approches de la modélisation intermédiaire.

1.4.2 Objectifs scientifiques et structure du mémoire

Notre objectif premier est d’analyser numériquement la phénoménologie associée aux quantités physiques à appliquer sur les conditions aux limites des domaines de calcul pour les géométries ouvertes. Pour cela, nous mettons en œuvre une modélisation détaillée qui utilise la Simulation des Grandes Echelles (SGE). Dans un premier temps, nous proposons une étude numérique sur la convection naturelle turbulente dans une cavité différentiellement chauffée afin de valider notre outil numérique à partir de résultats expérimentaux et de la littérature (Chapitre 2). Dans un second temps, nous étudions numériquement les échanges thermo-aérauliques dans un canal incliné et asymétriquement chauffé. Nous analysons et comparons nos résultats numériques avec des résultats expérimentaux et nous analysons l’influence des conditions aux limites appliquées aux géométrie ouvertes (Chapitre 3).

Chapitre 1. Ventilation naturelle

Notre objectif final est d'associer le développement numérique issu du Chapitre 1 et 2 au profit de l'étude de la ventilation naturelle, à haut nombre de Rayleigh, à l'intérieur d'un bâtiment, dans le cadre d'un rafraîchissement passif (Chapitre 4). Le but étant de pouvoir fournir des corrélations thermo-aérauliques ($Nu = f(Ra)$, $q_v = f(Ra)$) à une autre tâche du projet 4C, qui concerne la modélisation intermédiaire.

Nous finirons par une conclusion générale sur ces travaux.

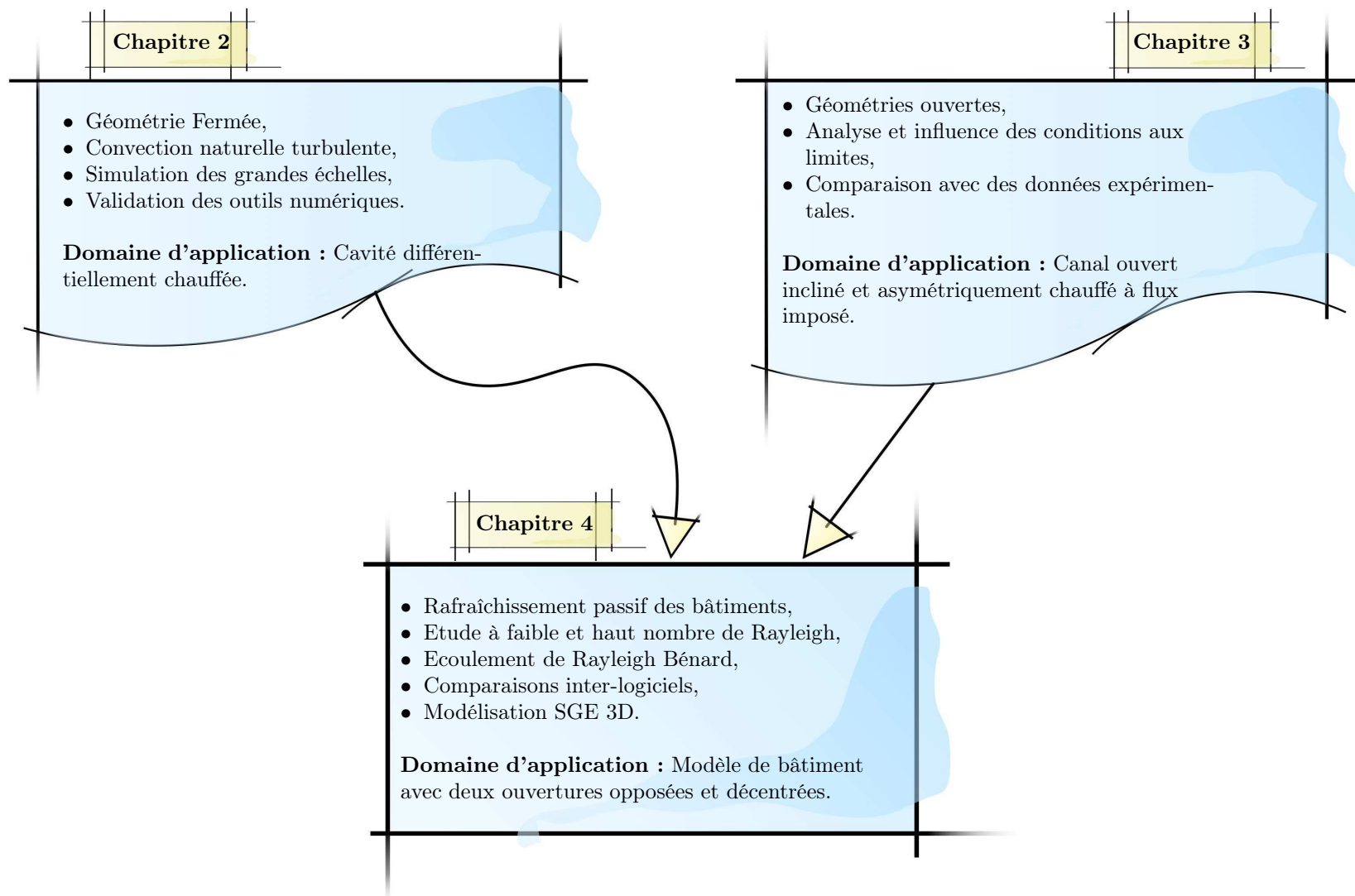


Figure 1.13 : Structure du mémoire.

CHAPITRE 2

Description et éléments de validation de l'outil numérique : Géométries fermées

DANS ce chapitre, nous présenterons la description et les éléments de validation de l'outil numérique utilisé pour la modélisation des écoulements de convection naturelle turbulente. Dans un premier temps, nous rappellerons les équations de conservation qui régissent la convection naturelle turbulente et le choix de la méthode de modélisation. Dans un second temps, nous détaillerons les modèles de turbulence utilisés, puis nous introduirons les techniques numériques et leurs validations sur un cas analytique. Ensuite, nous proposerons un problème physique qui sera notre cas d'étude en géométrie fermée. Pour finir, nous présenterons la comparaison entre nos simulations et des cas de références.

Sommaire

2.1	Introduction : convection naturelle turbulente	33
2.2	Modélisation numérique d'écoulements turbulents	35
2.3	Simulations des Grandes Echelles	37
2.4	Méthode des volumes finis	55
2.5	Comparaison SND-SGE	65
2.6	Conclusion du chapitre	88

2.1 Introduction : convection naturelle turbulente

2.1.1 Approximation de Boussinesq

En convection naturelle d'origine thermique, le mouvement du fluide est dû à la variation de masse volumique liée aux gradients de température. Lorsque ceux-ci restent faibles, les propriétés thermo-physiques du fluide, comme la viscosité dynamique μ , la conductivité thermique λ et la chaleur massique C_p sont supposées constantes, à l'exception de la masse volumique ρ , dont les variations sont considérées linéaires et données par la relation suivante [Boussinesq 1903, Oberbeck 1879] :

$$\rho(T) = \rho(T_0)[1 - \beta(T - T_0)] \quad (2.1)$$

où : $\beta = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$ est le coefficient d'expansion thermique à pression constante. Il décrit le changement de volume à pression constante en fonction de la température. ρ_0 est la masse volumique à la température de référence T_0 .

Dans le domaine du bâtiment, on suppose que l'approximation de Boussinesq reste valable. Cette approximation n'est pas valable pour des bâtiments de forte hauteur et/ou des grandes différences de température ($\Delta T > 20$ K) [Pons et Le Quéré 2006] (voir Fig. 2.1).

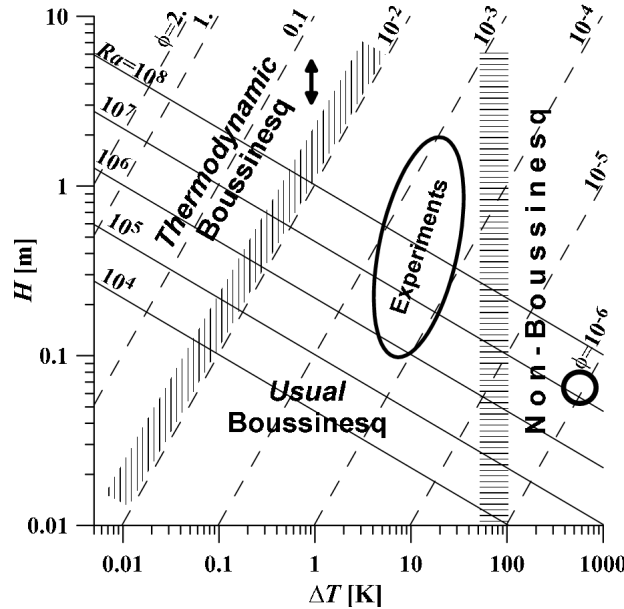


Figure 2.1 : Zones de validité des différents modèles Boussinesq (usuel et thermodynamique) et non-Boussinesq lorsque le fluide est de l'air à 300 K [Pons et Le Quéré 2006].

2.1.2 Equations de conservation de base

On suppose que l'air est un fluide visqueux newtonien et que l'écoulement est incompressible. Les équations de Navier-Stokes et l'équation de continuité décrivent les écoulements de fluide. Ces équations sont des équations non-linéaires aux dérivées partielles. Il est possible d'obtenir une solution à ces équations si on les couple à des conditions limites et initiales appropriées.

- **Conservation de la masse :**

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.2)$$

- **Conservation de la quantité de mouvement (équations de Navier-Stokes) :**

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + f_i \quad (2.3)$$

où $\sigma_{ij} = \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ représente le tenseur des contraintes visqueuses (terme de diffusion). f_i représente la force volumique due à la gravité (terme de la poussée thermique d'Archimède $-\rho g \delta_{iz}$).

Si on tient compte de la variation linéaire de la masse volumique de l'approximation de Boussinesq (Éq. 2.1), on obtient l'équation de quantité de mouvement suivante :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_m}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right) + g\beta(T - T_0)\delta_{iz} \quad (2.4)$$

où : $p_m = p + \rho_0 g z$ est la pression motrice qui correspond à l'état de référence du fluide (ρ_0, T_0) , ν la viscosité cinématique, g le champ de pesanteur.

- **Conservation de l'énergie :**

Cette équation est déduite du premier principe de la thermodynamique en négligeant l'effet de la variation de la pression devant celle de la température. Elle s'exprime alors par :

$$\frac{\partial(\rho C_p T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho C_p u_j T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \xi + Q \quad (2.5)$$

où ξ et Q sont respectivement le terme de dissipation visqueuse et la puissance volumique dissipée (rayonnement thermique, ...) qui seront négligés par la suite. D'après ces hypothèses, on peut écrire :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial(u_j T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (2.6)$$

où $\kappa = \frac{\lambda}{\rho C_p}$ désigne la diffusivité thermique du fluide (en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$), C_p est la capacité calorifique (en $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) et λ la conductivité thermique (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$).

2.2 Généralités sur la modélisation numérique d'écoulements turbulents

2.2.1 Simulation numérique directe

L'idée la plus naturelle pour trouver les solutions turbulentes des équations de conservation est de résoudre directement ces équations, c'est-à-dire de calculer toutes les échelles de l'écoulement : des échelles énergétiques aux échelles dissipatives.

La **S**imulation **N**umérique **D**irecte (SND, DNS en anglais) consiste à résoudre explicitement¹ toutes les échelles caractéristiques spatio-temporelles de l'écoulement (longueur de Kolmogorov, Taylor, ...). Le niveau des discrétisations est extrêmement fin, permettant de capturer toutes les structures de l'écoulement mis en jeu dans les transferts énergétiques. En effet, à partir de la loi de Kolmogorov [Kolmogorov 1941], la théorie montre que le rapport entre les échelles des gros tourbillons et les échelles de Kolmogorov est proportionnel à $Re^{3/4}$. Ceci implique que pour capturer toutes les échelles, il faut utiliser une grille tridimensionnelle avec un nombre de points de l'ordre de $Re^{9/4}$. Le temps de calcul quant à lui est proportionnel à $Re^{11/4}$.

Limitée actuellement par la puissance des ordinateurs (place mémoire et temps CPU), cette méthode n'est possible que dans des configurations simples, académiques et à faibles nombres de Reynolds locaux. Toutefois, la réalisation d'une SND semble nécessaire car elle permet de calculer et de visualiser toutes les quantités (u, p, T, \dots), souvent délicates à mesurer expérimentalement.

Par la suite, la SND réalisée par quelques auteurs Le Quéré [1987], Sargent [2000], Trias *et al.* [2010b], Tric *et al.* [2000], Xin [1993] pour les cavités fermées et par Brangeon *et al.* [2011a;b;c], Joulin *et al.* [2010] pour les cavités ouvertes, nous servira de référence pour les cas numériques étudiés dans ce travail de doctorat.

2.2.2 La modélisation statistique de la turbulence : RANS

O. Reynolds [Reynolds 1895] a proposé la décomposition des valeurs instantanées de la vitesse et de la pression en une partie moyenne et une partie fluctuante comme :

$$u(\mathbf{x}, t) = \langle u \rangle(\mathbf{x}, t) + u'(\mathbf{x}, t) \text{ et } p(\mathbf{x}, t) = \langle p \rangle(\mathbf{x}, t) + p'(\mathbf{x}, t) \quad (2.7)$$

où $\langle \bullet \rangle$ représente l'opérateur de moyenne et \bullet' l'opérateur des fluctuations (écarts par rapport aux moyennes).

Si la décomposition (Éq. 2.7) est appliquée aux équations du mouvement d'un fluide in-

1. aucune modélisation

Chapitre 2. Description et éléments de validation de l’outil numérique : Géométries fermées

compressible, nous obtenons les équations de Navier-Stokes moyennées (RANS), qui décrivent l’évolution des quantités moyennes :

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \langle u \rangle &= 0 \\ (\partial t + \langle u \rangle \cdot \nabla) \langle u \rangle &= f - \frac{1}{\rho} \nabla \langle p \rangle + \nu \Delta \langle u \rangle + \nabla \cdot \tau\end{aligned}\tag{2.8}$$

Le terme supplémentaire $\tau = -\rho u' u'$ (tenseur de Reynolds) représente l’influence énergétique des petites échelles sur les valeurs moyennes de l’écoulement.

Le traitement statistique des équations (Éq. 2.8) se traduit par une perte d’informations qui doit être reconstruite et introduite dans les équations à l’aide d’un schéma de fermeture qui modélise le tenseur de Reynolds (modèles de turbulence $k - \epsilon$, $k - \omega$, ...).

Comme toutes les échelles de la turbulence sont modélisées, l’utilisation d’un maillage plus grossier améliore le temps de calcul par rapport à la méthode directe. La méthode RANS présente l’avantage de permettre la simulation d’écoulement en géométrie complexe et à nombre de Reynolds élevé, ce qui n’est pas envisageable avec la SND. Cependant, la RANS repose sur la faculté du modèle de turbulence à reproduire correctement la totalité du spectre turbulent présent dans l’écoulement. Un mauvais ajustement des constantes du modèle RANS peut induire une trop forte dissipation dès que des effets turbulents interviennent ce qui entraîne une représentation non satisfaisante du comportement de l’écoulement. Ce type de méthode ne sera pas utilisé pour la prédiction des conditions de l’environnement intérieur des bâtiments.

2.2.3 Verrous spécifiques à l’étude numérique des bâtiments

Les verrous scientifiques concernant l’étude numérique des écoulements turbulents d’air naturel à l’intérieur des bâtiments, et en particulier pour une gamme de nombre de Rayleigh important ($Ra_H = 10^{11}$), sont de réduire le temps de calcul des modèles numériques et de décrire correctement les phénomènes physiques.

Compte tenu du coût d’une SND en terme de temps de calcul et de la mauvaise description du caractère fluctuant de la turbulence des méthodes RANS, la méthode dite de **S**imulation des **G**randes **E**chelles (SGE) a été adoptée. C’est une approche qui permet une meilleure prise en compte des instationnarités. L’utilisation de l’outil de modélisation SGE est donc justifiée dans notre étude.

2.3 Simulations des Grandes Echelles

2.3.1 Principes généraux et avantages

Pour bien comprendre l'intérêt fort de l'utilisation de la SGE, il faut introduire la notion de cascade d'énergie. Le concept de cascade d'énergie peut s'interpréter de la manière suivante : l'énergie introduite dans un système au niveau des grosses structures et ensuite transférée aux échelles de plus en plus petites, pour être enfin dissipée moléculairement au niveau des plus petites échelles. En effet, on considère que les structures turbulentes sont des éléments tourbillonnaires qui s'entraînent les uns aux autres, produisant le transfert d'énergie dû à des échelles de plus en plus petites, jusqu'à ce que les forces visqueuses deviennent prépondérantes et dissipent l'énergie. Cette **cascade énergétique** est illustrée par la figure 2.2.

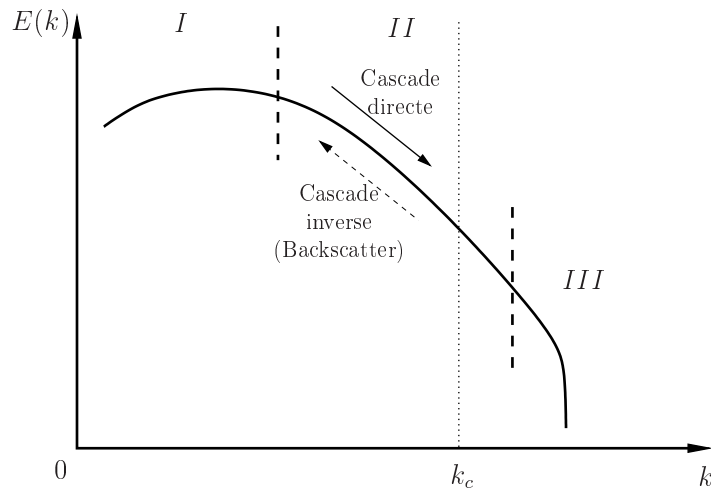


Figure 2.2 : Spectre d'énergie pour un écoulement turbulent [El Shrif 2008].

La base de la SGE est de tirer parti de la cascade d'énergie des écoulements turbulents entre les grandes échelles intégrales de l'écoulement et les petites échelles dissipatives, afin d'effectuer un découplage spatial entre elles. Dans l'espace spectral, cela se traduit par la définition d'un nombre d'onde de coupure k_c , délimitant les échelles résolues, des petites échelles de la turbulence modélisées par un modèle sous-maille. Ainsi, avec l'approche de la simulation des grandes échelles, on **résout** les équations de Navier-Stokes pour les structures turbulentes de **grandes tailles** et on **modélise** l'effet des structures de **petites tailles**, les échelles de sous-maille.

Le spectre d'énergie se décompose en trois parties (voir Fig. 2.2) : la zone de production (I), la zone inertielle (II) et la zone de dissipation (III). La zone inertielle est une zone dans laquelle l'énergie est transférée intégralement des plus grandes échelles vers des échelles plus petites. La théorie de Kolmogorov [Kolmogorov 1941] conduit au fait que le spectre d'énergie cinétique

Chapitre 2. Description et éléments de validation de l’outil numérique : Géométries fermées

turbulente peut s’écrire sous la forme : $E(k) \propto k^a \varepsilon^b$ et que la pente du spectre d’énergie dans la zone inertielle est égale à $a = -5/3$ en échelle logarithmique. Plus précisément, on a :

$$E(k) = C_k \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (2.9)$$

où $C_k = 1,5$ est la constante de Kolmogorov [Kolmogorov 1941] et ε représente le taux de dissipation de l’énergie cinétique turbulente.

Les avantages de la Simulation des Grandes Echelles sont les suivants :

- réduction de la puissance de calcul requise par rapport à une Simulation Numérique Directe ;
- utilisation d’une approche instationnaire, qui a donc la capacité à reproduire les fluctuations temporelles de l’écoulement, contrairement aux approches en moyenne statistique de Reynolds (§2.2.2) ;

Remarque : Si la coupure intervient dans le voisinage de la zone de dissipation, la partie sous-maille est alors négligeable (la simulation tend alors vers la SND).

Dans la partie suivante, nous allons introduire la notion de filtrage, qui va nous permettre de distinguer ce qu’on entend par *grandes échelles* et *petites échelles* d’un écoulement turbulent.

2.3.2 Notions de filtrages : opérateur de filtrage et séparation d’échelles

Le concept de modélisation de sous-maille repose sur une distinction entre les grandes et petites structures turbulentes, les premières devant être résolues alors que les secondes font l’objet d’une modélisation. Cette séparation d’échelles est faite à l’aide d’une opération de filtrage appliquée au système des équations régissant l’écoulement. Dans notre cas, nous utilisons un filtre passe-bas isotropique en fréquence (passe-haut en échelle spatiale).

Si on note ψ une variable à filtrer, et $G_{\tilde{\Delta}}$ une fonction filtre de taille caractéristique $\tilde{\Delta}$, alors la fonction filtrée $\tilde{\psi}$, correspondant aux échelles de tailles supérieures à $\tilde{\Delta}$, est le résultat de l’opération suivante :

$$\tilde{\psi}(\mathbf{x}, t) = \int_{\Omega} G_{\tilde{\Delta}}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}) \psi(\boldsymbol{\xi}, t) d\boldsymbol{\xi} \quad (2.10)$$

où Ω définit le domaine de l’écoulement, $\tilde{\psi}$ correspond au champ résolu, $\tilde{\Delta}$ représente la largeur du filtre choisi et $G_{\tilde{\Delta}}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi})$ désigne le filtre appliqué à la variable au point x .

Par la suite, on suppose que l'opérateur de filtrage est normé :

$$\int_{\mathbb{R}^n} G_{\tilde{\Delta}}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}) d\boldsymbol{\xi} = 1 \text{ où : } \Omega = \mathbb{R}^n \quad (2.11)$$

Puis on remarque qu'en turbulence homogène, la grandeur filtrée ne dépend pas de la position x et donc, on peut écrire :

$$\tilde{\psi}(\mathbf{x}, t) = \int_{\mathbb{R}^n} G_{\tilde{\Delta}}(\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}) \psi(\boldsymbol{\xi}, t) d\boldsymbol{\xi} \quad (2.12)$$

Cette équation (Éq. 2.12) représente en fait un produit de convolution $\tilde{\psi} = G * \psi$.

On peut écrire aussi que, la partie haute fréquence de ψ (non résolue), notée ψ' , représente le champ de sous maille et est définie par :

$$\psi'(\mathbf{x}, t) = \psi(\mathbf{x}, t) - \tilde{\psi}(\mathbf{x}, t) \quad (2.13)$$

A partir des équations (Éq. 2.12) et (Éq. 2.13), on réalise le filtrage des équations ((Éq. 2.4) et (Éq. 2.6)) en choisissant un filtre dans le tableau 2.1 qui récapitule les filtres spatiaux les plus couramment utilisés.

nom du filtre	formule
filtre boîte (box filter, top-hat filter)	$G_{\tilde{\Delta}}(\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}) = \begin{cases} \frac{1}{\tilde{\Delta}} & \text{si } \mathbf{x} - \boldsymbol{\xi} \leq \frac{\tilde{\Delta}}{2} \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases}$
filtre porte (spectral cut-off filter, sharp cut-off filter)	$G_{\tilde{\Delta}}(\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}) = \frac{\sin\left(\frac{\pi(\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi})}{\tilde{\Delta}}\right)}{\frac{\pi(\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi})}{\tilde{\Delta}}}$
filtre gaussien (gaussian filter)	$G_{\tilde{\Delta}}(\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}) = \left(\frac{6}{\pi\tilde{\Delta}^2}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{-6(\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi})^2}{\tilde{\Delta}^2}\right)$

Tableau 2.1 : Filtres spatiaux homogènes et isotropes.

Dans nos études numériques SGE, un filtre boîte est utilisé et la taille caractéristique du filtre $\tilde{\Delta}$ est définie par Deardorff [1970] comme :

$$\tilde{\Delta} = \left(\tilde{\Delta}_x \tilde{\Delta}_y \tilde{\Delta}_z\right)^{1/3} \quad (2.14)$$

où $\tilde{\Delta}_x, \tilde{\Delta}_y, \tilde{\Delta}_z$ représentent respectivement les pas du maillage dans les trois directions de

l'espace. Une autre formulation, proposée par Germano et al [Germano *et al.* 1991], définit pour la longueur du filtre :

$$\tilde{\Delta} = \left(\tilde{\Delta}_x^2 + \tilde{\Delta}_y^2 + \tilde{\Delta}_z^2 \right)^{1/2} \quad (2.15)$$

2.3.3 Les équations de conservation filtrées

Ce paragraphe est consacré à la dérivation des équations constitutives de la technique de filtrage employée de la simulation des grandes échelles, c'est-à-dire les équations de Navier-Stokes filtrées.

Après le filtrage des équations de conservation de la quantité de mouvement (Éq. 2.4) et de l'énergie (Éq. 2.6), on obtient l'expression classique des équations de la convection naturelle avec les hypothèses de Boussinesq pour les quantités filtrées :

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tilde{p}_m}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \right) + g\beta(\tilde{T} - T_0)\delta_{iz} \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_j \tilde{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\kappa \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) \quad (2.18)$$

Des termes non-linéaires, $\tilde{u}_i \tilde{u}_j$ et $\tilde{u}_j \tilde{T}$ sont apparus après le filtrage dans les équations (Éq. 2.17) et (Éq. 2.18). Il faut exprimer ces termes en fonction des variables filtrées \tilde{u}_i , \tilde{T} et \tilde{p}_m .

On peut décomposer u de la façon suivante :

$$u = \underbrace{\tilde{u}}_{\text{partie résolue}} + \underbrace{u'}_{\text{partie non résolue}} \quad (2.19)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \tilde{u}_i \tilde{u}_j &= (\tilde{u}_i + u'_i)(\tilde{u}_j + u'_j) \\ &= \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \tilde{u}_i u'_j + u'_i \tilde{u}_j + u'_i u'_j + \overbrace{\tilde{u}_i u'_j - u'_i \tilde{u}_j}^{=0} \\ &= \underbrace{\tilde{u}_i \tilde{u}_j - u'_i u'_j}_{\text{Tenseur de Léonard}} + \underbrace{\tilde{u}_i u'_j + u'_i \tilde{u}_j}_{\text{Tenseur croisé}} + \underbrace{u'_i u'_j}_{\text{Tenseur de Reynolds}} + \tilde{u}_i \tilde{u}_j \\ &\quad \underbrace{\hspace{10em}}_{\text{Tenseur des contraintes de sous maille}} \\ &= \underbrace{L_{ij} + C_{ij} + R_{ij}}_{\tau_{ij}} + \tilde{u}_i \tilde{u}_j \end{aligned} \right. \quad (2.20)$$

Après avoir effectué la décomposition de Léonard sur les termes non linéaires $\tilde{u}_i \tilde{u}_j$ et $\tilde{u}_j \tilde{T}$, on fait apparaître deux termes qui représentent les interactions entre les échelles résolues (échelles de grandes tailles) et les échelles de sous-maille (échelles de taille inférieure à la maille de calcul).

Ces termes, notés τ_{ij} et h_j , désignent respectivement les composantes du tenseur des contraintes de sous-maille (τ) et du vecteur « flux thermique » de sous-maille (h). On les exprime de la façon suivante :

$$\begin{cases} \tau_{ij} &= \widetilde{u_i u_j} - \widetilde{u_i} \widetilde{u_j} \\ h_j &= \widetilde{u_j \theta} - \widetilde{u_j} \widetilde{\theta} \end{cases} \quad (2.21)$$

Si on introduit le tenseur des contraintes et vecteur de flux de sous-maille, l'équation (Éq. 2.17) et (Éq. 2.18) prend la forme suivante :

$$\frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \widetilde{u}_i \widetilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \widetilde{p}_m}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \left(\frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \widetilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + g\beta(\widetilde{T} - T_0)\delta_{iz} \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial \widetilde{T}}{\partial t} + \frac{\partial \widetilde{u}_j \widetilde{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\kappa \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial h_j}{\partial x_j} \quad (2.24)$$

2.3.4 Modélisation de τ_{ij} et de h_j dans l'espace physique

Modélisation du tenseur des contraintes de sous-maille τ_{ij}

Dans cette partie, on cherche à modéliser l'influence des échelles de taille inférieure à la maille de calcul sur la dynamique des échelles résolues (échelles de grandes tailles). Pour cela, on utilise un modèle de sous-maille qui a pour but de dissiper l'énergie cinétique des grandes échelles.

Il existe deux types de modélisation : la modélisation structurelle et fonctionnelle. Dans ce travail, c'est à cette dernière que nous nous référons. Dans cette approche, le mécanisme de transfert d'énergie depuis les échelles résolues vers les échelles de sous-maille est supposé analogue aux mécanismes moléculaires représentés par le terme de dissipation visqueuse. Le modèle de sous-maille peut donc être évalué par une viscosité sous-maille appelée aussi viscosité turbulente sous-maille. Pour bien comprendre de quoi il s'agit, Sagaut [1998] propose une classification présentée par le schéma (cf. Fig. 2.3). Des compléments peuvent être trouvés dans les livres suivants [Lesieur 1997, Sagaut 1998].

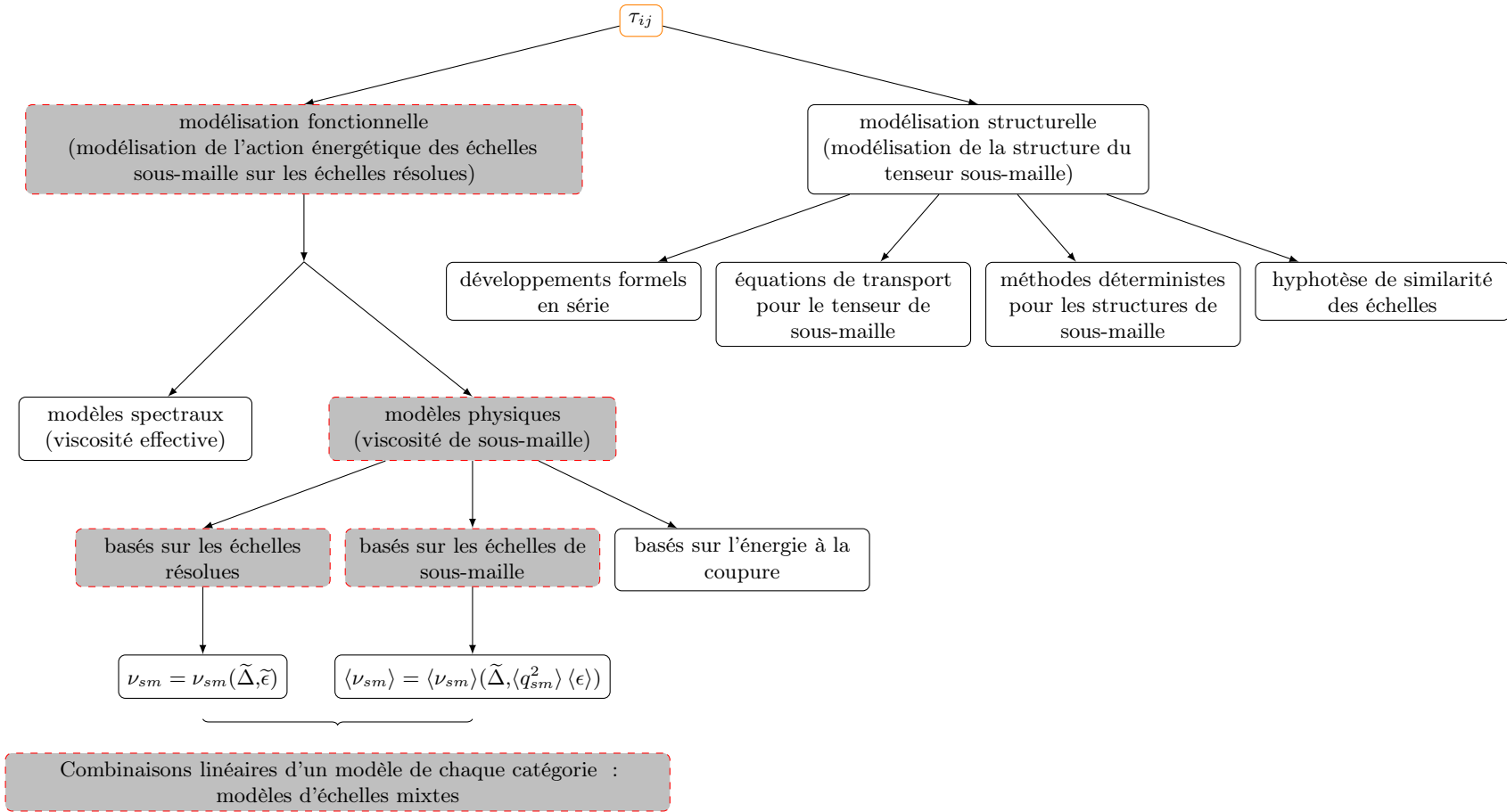


Figure 2.3 : Représentation schématique de la classification des modèles pour le tenseur sous-maille proposée par Sagaut [Sagaut 1998].

La modélisation se base sur l'hypothèse d'une dépendance linéaire entre les contraintes turbulentes de sous-maille τ_{ij} , et le tenseur des taux de déformation résolus \tilde{S}_{ij} , appelée **hypothèse de Boussinesq** :

$$\boxed{\tau_{ij}^d = \tau_{ij} - \frac{\delta_{ij}}{3}\tau_{kk} = -2\nu_{sm}\tilde{S}_{ij}} \quad (2.25)$$

avec :

- $\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)$ est le tenseur de déformation du champ filtré,
- τ_{ij}^d est le déviateur du tenseur des contraintes de sous-maille.

La partie isotrope du tenseur des contraintes (partie sphérique de τ), $\frac{\delta_{ij}}{3}\tau_{kk}$, n'est pas modélisée mais plutôt intégrée à une pression filtrée modifiée $\tilde{\Pi}$:

$$\tilde{\Pi} = \frac{\tilde{p}_m}{\rho_0} + \frac{\delta_{ij}}{3}\tau_{kk} \quad (2.26)$$

- ν_{sm} est un coefficient appelé *viscosité turbulente de sous-maille*. La viscosité turbulente de sous-maille n'est pas une propriété du fluide mais une propriété du mouvement. ν_{sm} est évaluée, par une analyse dimensionnelle, comme le produit d'une longueur caractéristique de la turbulence sous-maille, appelée longueur de mélange, $l_m = \tilde{\Delta}$ (avec $\tilde{\Delta}$: taille de la maille) et par une vitesse caractéristique des fluctuations turbulentes, $u_{sm} = \frac{l_m}{t_m}$ d'où :

$$\nu_{sm} \propto \frac{l_m^2}{t_m} \propto \tilde{\Delta} u_{sm} \quad (2.27)$$

ν_{sm} est calculée en chaque point du domaine de calcul.

A partir de l'équation (Éq. 2.23) et en respectant à l'hypothèse de Boussinesq (Éq. 2.25), l'équation du mouvement peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \tilde{\Pi}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\nu + \nu_{sm}) \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \right) + g\beta(\tilde{T} - T_0)\delta_{iz} \quad (2.28)$$

Les modèles de viscosité turbulente consistent à modifier la viscosité de l'écoulement de façon à compenser l'absence d'une partie des termes non-linéaires, responsables de l'interaction entre grandes et petites échelles.

Selon [Aupoix et Cousteix 1982], il existe trois catégories de modèles (voir Fig. 2.3) :

- modèles basés sur l'énergie à la coupure ;
- modèles basés sur les échelles résolues ($\nu_{sm} = \nu_{sm}(\tilde{\Delta}, \tilde{\epsilon})$) ;
- modèles basés sur les échelles de sous-maille ($\langle \nu_{sm} \rangle = \langle \nu_{sm} \rangle(\tilde{\Delta}, \langle q_{sm}^2 \rangle \langle \epsilon \rangle)$).

Chapitre 2. Description et éléments de validation de l’outil numérique : Géométries fermées

La famille des modèles scalaires (aucune équation de transport supplémentaire : modèle de Smagorinsky, modèle d’échelles mixtes, etc ...) sont ceux qui sont mis en œuvre dans ce travail.

Dans la partie qui suit, on expose les modèles de sous maille et leurs approches dynamiques.

Modèle de Smagorinsky (modèles basés sur les échelles résolues)

C’est historiquement le premier modèle de sous maille. Il est l’un des modèles les plus utilisés en SGE. Il a été proposé par le météorologue américain J. Smagorinsky en 1963 [Smagorinsky 1963]. Ce modèle se base sur les échelles résolues de la forme $\nu_{sm} = \nu_{sm}(\tilde{\Delta}, \tilde{\epsilon})$.

La modélisation réside maintenant dans l’identification de la vitesse caractéristique des échelles de sous-maille afin de déterminer la viscosité se sous-maille $\nu_{sm} = \tilde{\Delta} u_{sm}$. Une analyse dimensionnelle simple (vu dans [Montreuil 2000]), montre que nous avons :

$$u_{sm} \propto \epsilon^{1/3} \tilde{\Delta}^{1/3} \quad (2.29)$$

D’après l’hyphothèse d’équilibre local entre la production (ϵ_I), le transfert d’énergie à la coupure ($\tilde{\epsilon}$) et la dissipation de l’énergie cinétique turbulente (ϵ) ([Sagaut 1998], par exemple) et en tenant compte de la symétrie du tenseur des contraintes sous-maille, la dissipation visqueuse de l’énergie cinétique sous-maille (ϵ) s’écrit :

$$\langle \epsilon_I \rangle = \langle \tilde{\epsilon} \rangle = \langle \epsilon \rangle \equiv \langle -\tilde{S}_{ij} \tau_{ij} \rangle = \langle 2\nu_{sm} \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij} \rangle \quad (2.30)$$

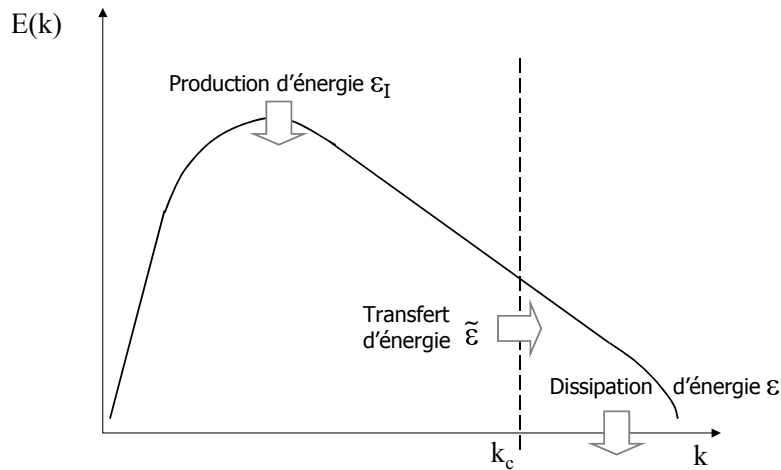


Figure 2.4 : Transfert d’énergie cinétique à travers les échelles [Sergent 2000].

L’équation (Éq. 2.30) peut être approchée par :

$$\langle \epsilon \rangle = \langle \nu_{sm} \rangle \langle 2\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij} \rangle \quad (2.31)$$

Notons que dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope, nous pouvons écrire à partir de (Éq. 2.9) que :

$$\langle |\tilde{S}_{ij}|^2 \rangle = \langle 2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij} \rangle = \int_0^{k_c} 2k^2 E(k) dk \quad (2.32)$$

On déduit donc à partir des équations (Éq. 2.29)(Éq. 2.31) que :

$$\langle u_{sm} \rangle \propto \tilde{\Delta} \langle 2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij} \rangle^{1/2} \quad (2.33)$$

D'après (Éq. 2.27), on arrive à la relation de fermeture du problème et ainsi, le modèle définit la viscosité turbulente de sous-maille de la façon suivante :

$$\langle \nu_{sm} \rangle = (C_s \tilde{\Delta})^2 \langle |\tilde{S}| \rangle \quad (2.34)$$

Le modèle de Smagorinsky [Smagorinsky 1963] s'exprime de la façon suivante :

$$\nu_{sm} = (C_s \tilde{\Delta})^2 |\tilde{S}| \quad (2.35)$$

où :

- $|\tilde{S}|$ est la norme du tenseur des taux de déformation :

$$|\tilde{S}| = \sqrt{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}} \quad (2.36)$$

- C_s est la constante de Smagorinsky fixe théorique égale à $0,18^2$. Bien qu'une valeur théorique puisse être donnée pour cette constante, dans la pratique cette valeur est modifiée afin d'obtenir de meilleurs résultats : par exemple, Deardorff [Deardorff 1970] préconise la valeur $C_s = 0,1$ pour des écoulements cisailés libres.

Le modèle de Smagorinsky possède quelques défauts, notamment d'être trop dissipatif et de tendre vers une valeur non nulle lorsque l'on s'approche des parois. Pour palier ce défaut, on utilise des fonctions d'amortissement permettant de ramener la valeur de ν_{sm} à la paroi à 0. Par exemple, on peut utiliser la fonction de Van Driest [Van Driest 1956] qui se définit de la manière suivante :

$$f_{\text{Van Driest}} = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right) \quad (2.37)$$

avec :

- $y^+ = \frac{y u_{\text{parietale}}}{\nu}$ est la distance à la paroi ;

2. qui n'est pas une vraie constante mais une fonction de filtrage

- A^+ est une constante prise égale à 25.

L’équation (Éq. 2.35) s’écrit alors de la façon suivante :

$$\nu_{sm} = (C_s \tilde{\Delta} f_{\text{Van Driest}})^2 |\tilde{S}| \quad (2.38)$$

Ce modèle ne prend pas en compte le transfert d’énergie par cascade inverse (voir ¶2). Il présente un caractère trop dissipatif car le taux de déformation des échelles résolues ne s’annule pas forcément dans les zones bien résolues de l’écoulement.

Modèle utilisant l’énergie cinétique de sous-maille

Ces modèles se basent sur l’hypothèse suivante : si l’énergie cinétique à la coupure est non nulle, alors il existe une action de sous-maille. On peut exprimer l’énergie cinétique de sous-maille comme $q_{sm} = \frac{1}{2} \widetilde{(u_i)'(u_i)'}$. q_{sm} est exprimée à l’aide de son équation de conservation [Sergent 2000] :

$$\frac{\partial q_{sm}}{\partial t} + \frac{\partial q_{sm} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \mathcal{D}_{iss} + \mathcal{D}_{iff} - g\beta(\widetilde{T}u_z - \tilde{T}\tilde{u}_z) - \tau_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \quad (2.39)$$

avec \mathcal{D}_{iss} les termes dissipatifs dus aux effets visqueux et \mathcal{D}_{iff} les termes diffusifs dus aux forces de pression, dus aux effets visqueux et aux modes de sous-maille.

Bardina et al. [Bardina *et al.* 1980] émet l’hypothèse que l’énergie cinétique de sous-maille q_{sm} soit égale à l’énergie cinétique à la coupure q_c en se basant sur l’hypothèse de similarité des échelles (modélisation structurelle, (cf. Fig. 2.3)), qui énonce que les grandes échelles de sous-maille sont structurellement homogènes aux plus petites échelles résolues soit $\widetilde{(u_i)' \equiv (\tilde{u}_i)'}$. L’énergie cinétique de sous-maille peut s’écrire alors :

$$q_{sm} \equiv q_c = \frac{1}{2} \widetilde{(\tilde{u}_i)'(\tilde{u}_i)'} \quad (2.40)$$

On peut aussi exprimer $\widetilde{(\tilde{u}_i)'}$ de la façon suivante :

$$\widetilde{(\tilde{u}_i)'} = \tilde{u}_i - \overline{\overline{\tilde{u}_i}} \quad \text{avec } \overline{\overline{\bullet}} \text{ un double filtrage.} \quad (2.41)$$

L’équation (Éq. 2.40) peut se réécrire :

$$q_{sm} = \frac{1}{2} (\tilde{u}_i - \overline{\overline{\tilde{u}_i}})(\tilde{u}_i - \overline{\overline{\tilde{u}_i}}) \quad (2.42)$$

Bardina et al. expriment la viscosité de sous-maille (modèle **T**urbulent **K**inetic **E**nergy (TKE)) comme :

$$\nu_{sm} = C_{\text{TKE}} \tilde{\Delta} (q_{sm})^{1/2} \quad (2.43)$$

où la constante C_{TKE} est communément prise égale à 0,2.

Modèle d'échelles mixtes

Dans ce modèle, initialement proposé par [Sagaut 1995, Ta Phuoc 1994], la viscosité de sous-maille est évaluée sous forme d'une moyenne géométrique pondérée du modèle de Smagorinsky (§2.3.4) et du modèle d'énergie cinétique turbulente (TKE), au moyen d'un paramètre $\alpha \in [0,1]$, généralement pris égal à 0,5.

$$\nu_{sm} = \left((C_s \tilde{\Delta})^2 |\tilde{S}| \right)^\alpha \left(C_{\text{TKE}} \tilde{\Delta} (q_{sm})^{1/2} \right)^{1-\alpha} \quad (2.44)$$

La puissance de ce modèle à échelles mixtes est qu'il peut s'annuler localement dans les zones bien résolues de l'écoulement, aux parois, et dans les zones laminares.

Modélisation du vecteur flux thermique de sous-maille h_j

Dans cette modélisation, on fait l'hypothèse que le mécanisme de transfert d'énergie des grandes structures résolues vers les petites structures de sous-maille est réalisé sous forme diffusive. Si on reprend les hypothèses employées lors de la modélisation du tenseur des contraintes de sous-maille τ_{ij} , on peut écrire :

$$h_j = -\kappa_{sm} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \quad (2.45)$$

où $\frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j}$ est le gradient de la température résolue et κ_{sm} la diffusivité de sous-maille.

En combinant les équations 2.45 et 2.24, on peut réécrire l'équation d'énergie comme ceci :

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_j \tilde{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\kappa + \kappa_{sm}) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) \quad (2.46)$$

On peut lier κ_{sm} et ν_{sm} par la relation dite d'Analogie de Reynolds :

$$\kappa_{sm} = \frac{\nu_{sm}}{Pr_{sm}} \quad (2.47)$$

Les travaux de Sergent [Sergent 2000], ont permis de conclure que ce type d'association ne parvenait pas à représenter de manière correcte l'écoulement dans les parties hautes et basses d'une cavité différentiellement chauffée. Si on cherche à maintenir une dynamique correcte dans les couches limites, une stratification centrale thermique et un nombre de Nusselt qui ne soit pas trop surévalué, le nombre de Prandtl de sous-maille Pr_{sm} doit être proche de 0,6. Toutefois, l'allure générale de l'écoulement persiste à ne pas être satisfaisante pour des écoulements de convection naturelle. L'équation (Éq. 2.47) impose que si ν_{sm} est nulle, κ_{sm} est nulle, ce qui

Chapitre 2. Description et éléments de validation de l’outil numérique : Géométries fermées

n’est pas exact [Montreuil 2000]. Afin de palier ce défaut, d’autres modèles de sous-maille ont été développés par la suite afin de dissocier le calcul κ_{sm} et ν_{sm} . Le tableau 2.2 récapitule, par exemple, les différents modèles utilisés pour des écoulements anisothermes par Sergent *et al.*.

intitulé du modèle	formule	auteurs
Modèle de Smagorinsky	$\kappa_{sm} = C_S^2 \tilde{\Delta}^2 \tilde{S} $	[Ezzouhri 2007]
Modèle basé sur l’énergie du flux thermique de sous-maille ³	$\kappa_{sm} = C_\Phi \frac{\tilde{\Delta}}{\Delta T} \Phi_{sm} ^{1/2}$	[Sergent 2000]
Modèle basé sur le vecteur T_i ⁴	$\kappa_{sm} = C_T^2 \frac{\tilde{\Delta}^3}{\Delta T} \tilde{T} $	[Sergent 2000]
Modèle local (échelles mixtes)	$\kappa_{sm} = C_L \frac{\tilde{\Delta}^{(2\alpha+1)}}{\Delta T} \tilde{T} ^\alpha \Phi_{sm} ^{(1-\alpha)/2}$	[Sergent <i>et al.</i> 2003]

Tableau 2.2 : Récapitulatif non exhaustif des modèles de sous-maille utilisés dans la littérature.

De manière générale, aussi bien en ce qui concerne le champ dynamique que le champ thermique, ces modèles conduisent à de bons résultats, en comparaison avec l’expérimentation (cavité différentiellement chauffée [Salat 2004, Saury *et al.* 2011]). Cependant, afin de mieux adapter les modèles de sous-maille à la nature locale de l’écoulement, une procédure générale a été proposée par Germano en 1991 [Germano *et al.* 1991]. Cette procédure consiste à évaluer à chaque instant de calcul et en tout point de l’espace la constante du modèle utilisée (C_S , C_Φ , C_T , C_L). Désignée depuis sous la dénomination de modèle dynamique, cette procédure peut être appliquée à tout modèle de sous-maille [Ezzouhri 2007].

Notre choix de démonstration s’est porté sur une approche dynamique du modèle de Smagorinsky et du modèle d’échelles mixtes.

2.3.5 Approche dynamique des modèles de sous-maille

Approche dynamique appliquée au modèle de Smagorinsky pour le tenseur des contraintes de sous-maille τ_{ij}

Cette approche consiste à corriger la constante C_S des modèles de façon à ce qu’elle soit mieux adaptée à la structure locale de l’écoulement turbulent. Adoptons ici la notation $C_S = C_{dyn}^\nu$.

-
3. $\Phi_{sm} = \frac{1}{2} \phi'_i \phi'_i$, avec $\phi'_i = (\tilde{u}_j)' (\tilde{T})' = \frac{1}{2} (\tilde{u}_j - \overline{u}_j) (\tilde{T} - \overline{T})$
 4. $|\tilde{T}| = \sqrt{2 \tilde{T}_i \tilde{T}_i}$, avec $\tilde{T}_i = \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \tilde{S}_{ij}$

Le modèle de sous-maille dynamique utilise un double filtrage :

- le premier filtrage (filtre implicite, grille), noté \tilde{G} , de longueur de filtre $\tilde{\Delta}$ et de nombre d'onde k_c est représenté par (\bullet) ;
- le second filtrage (filtre test), noté \overline{G} , de longueur de filtre $\overline{\Delta}$ et de nombre d'onde⁵ $k_{c\eta} = k_c/\eta$ est représenté par $(\overline{\bullet})$. Il est appliqué aux échelles résolues, de taille supérieure au filtre implicite ($\overline{\Delta} > \tilde{\Delta}$).

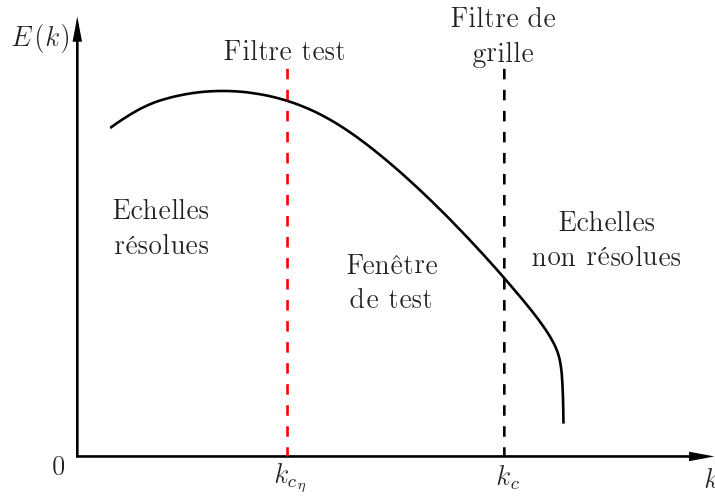


Figure 2.5 : Transfert d'énergie cinétique à travers les échelles [El Shrif 2008].

Commençons par exprimer le tenseur des contraintes de sous-maille τ_{ij} par :

$$\tau_{ij} = \widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j \quad (2.48)$$

Par la suite, on définit un tenseur de sous-maille T_{ij} qui correspond au deuxième niveau de filtrage (contribution au tenseur des contraintes sous-maille des échelles inférieures à $\overline{\Delta}$) :

$$T_{ij} = \overline{\widetilde{u_i u_j}} - \overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} \quad (2.49)$$

La relation de Germano exprime le tenseur L_{ij} de la manière suivante :

$$L_{ij} = T_{ij} - \overline{\tau_{ij}} \quad (2.50)$$

donc l'écriture finale de L_{ij} devient alors :

$$\boxed{L_{ij} = \overline{\widetilde{u_i u_j}} - \overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j}} \quad (2.51)$$

Ce terme, encore appelé tenseur de Léonard, correspond à la contribution au tenseur des

5. Généralement $\eta = 2$ par les auteurs.

Chapitre 2. Description et éléments de validation de l'outil numérique : Géométries fermées

contraintes sous-maille des échelles comprises entre $\tilde{\Delta}$ et $\bar{\Delta}$.

Le modèle dynamique repose sur l'hypothèse que les deux tenseurs sous-maille T et τ peuvent être modélisés au moyen du même modèle. L'expression du tenseur des contraintes τ_{ij}^d peut être donnée en fonction de C_{dyn}^ν par la relation suivante :

$$\tau_{ij}^d = \tau_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} = -2C_{dyn}^\nu \tilde{\Delta}^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij} \quad (2.52)$$

Par analogie, l'expression du tenseur T_{ij} avec l'hypothèse que la valeur de la constante dynamique C_{dyn}^ν est identique entre les deux niveaux de filtrage est donnée par :

$$T_{ij}^d = T_{ij} - \frac{1}{3}T_{kk}\delta_{ij} = -2C_{dyn}^\nu \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (2.53)$$

L'application de la relation (Éq. 2.50) de Germano, permet d'obtenir l'expression du tenseur L_{ij}^d sous la forme suivante :

$$L_{ij}^d = L_{ij} - \frac{1}{3}L_{kk}\delta_{ij} = \overline{(-2C_{dyn}^\nu \tilde{\Delta}^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij})} - 2C_{dyn}^\nu \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (2.54)$$

Enfin, si on fait l'hypothèse que $\overline{-2C_{dyn}^\nu \tilde{\Delta}^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij}} \approx -2C_{dyn}^\nu \left(\bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \right)$, alors on peut écrire la relation suivante :

$$L_{ij}^d = L_{ij} - \frac{1}{3}L_{kk}\delta_{ij} = 2C_{dyn}^\nu M_{ij} \quad (2.55)$$

$$\text{où : } M_{ij} = \overline{(\tilde{\Delta}^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij})} - \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij}$$

Comme L_{ij}^d peut-être évalué explicitement, on peut exprimer l'erreur commise par cette hypothèse :

$$e_{ij} = L_{ij}^d - 2C_{dyn}^\nu M_{ij} \quad (2.56)$$

Afin de déterminer une valeur unique de C_{dyn}^ν , une méthode de calcul par les moindres carrées, en minimisant l'erreur quadratique $e_{ij}e_{ij}$ a été proposée par Lilly [1992] soit :

$$\frac{\partial e_{ij}e_{ij}}{\partial C_{dyn}^\nu} = 0 \quad (2.57)$$

Finalement, l'expression de C_{dyn}^ν en chaque point du maillage et à chaque instant est donnée par :

$$\boxed{C_{dyn}^\nu = \frac{1}{2} \frac{L_{ij}^d M_{ij}}{M_{ij} M_{ij}}} \quad (2.58)$$

Pour conclure, dans le cas dynamique, la viscosité de sous-maille ν_{sm} est exprimée en fonction de la constante dynamique C_{dyn}^ν par :

$$\boxed{\nu_{sm} = C_{dyn}^\nu \tilde{\Delta}^2 |\tilde{S}|} \quad (2.59)$$

Dans le cas du modèle de Smagorinsky dynamique, on obtient ⁶ :

$$L_{ij} = \overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j \quad (2.60)$$

$$M_{ij} = \overline{(\tilde{\Delta}^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij} - \tilde{\Delta}^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij})} = \tilde{\Delta}^2 (\overline{|\tilde{S}| \tilde{S}_{ij}} - 4 \overline{|\tilde{S}| \tilde{S}_{ij}}) \quad (2.61)$$

Remarques :

1. C_{dyn}^ν apparaît sous forme d'une fraction dont le dénominateur peut s'annuler. Cela conduit à effectuer un traitement supplémentaire pour garantir la stabilité de la simulation numérique ;
2. C_{dyn}^ν peut prendre des grandes valeurs négatives, ce qui se traduit par une remontée d'énergie des petites échelles vers les grandes échelles (cascade inverse). Par exemple, [Joubert 2008] et [Ezzouhri 2007] autorisent que $\nu_{sm} \geq -0,1\nu$. Le bornage de la viscosité de sous-maille évite un effet anti-dissipatif qui engendre une instabilité numérique.

Il existe plusieurs méthodes pour assurer la stabilité du schéma numérique utilisé. Nous énoncerons celles utilisées dans nos simulations :

- on impose que C_{dyn}^ν reste positive (absence de cascade inverse).
- on régularise la constante dynamique car $C_{dyn}^\nu \approx \overline{C_{dyn}^\nu}$ (Éq. 2.3.5). On effectue alors, un lissage spatial de C_{dyn}^ν en appliquant l'opérateur de moyenne $\langle \bullet \rangle$ au dénominateur et au numérateur :

$$C_{dyn}^\nu = \frac{1}{2} \frac{\langle L_{ij}^d M_{ij} \rangle}{\langle M_{ij} M_{ij} \rangle} \quad (2.62)$$

Approche dynamique appliquée au modèle de Smagorinsky pour le vecteur flux thermique de sous-maille h_j

Une approche dynamique [Ezzouhri 2007] peut également être utilisée pour déterminer la constante d'un modèle. Adoptons ici la notation $C_s = C_{dyn}^\kappa$.

6. n'est vrai que si la taille du filtre test constante.

Chapitre 2. Description et éléments de validation de l'outil numérique : Géométries fermées

Commençons par exprimer le vecteur flux thermique de sous-maille h_j par :

$$h_j = \widetilde{u}_j \widetilde{T} - \widetilde{u}_j \widetilde{T} \quad (2.63)$$

Par analogie, on peut exprimer le H_j par :

$$H_j = \overline{\widetilde{u}_j \widetilde{T}} - \overline{\widetilde{u}_j \widetilde{T}} \quad (2.64)$$

On applique la relation de Germano qui permet d'obtenir le vecteur résultant : $\mathcal{L}_j = H_j - \overline{h}_j$.

Si on remplace h_j et H_j par leurs équations respectives (2.63) et (2.64), on obtient :

$$\boxed{\mathcal{L}_j = \overline{\widetilde{u}_j \widetilde{T}} - \overline{\widetilde{u}_j \widetilde{T}}} \quad (2.65)$$

Par la suite, le vecteur h_j peut aussi s'exprimer en fonction de la constante C_{dyn}^κ par la relation suivante :

$$h_j = -C_{dyn}^\kappa \widetilde{\Delta}^2 |\widetilde{S}| \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j} \quad (2.66)$$

De même pour le vecteur H_j :

$$H_j = -C_{dyn}^\kappa \overline{\widetilde{\Delta}^2} |\overline{\widetilde{S}}| \frac{\partial \overline{\widetilde{T}}}{\partial x_j} \quad (2.67)$$

Ce qui nous donne la relation suivante :

$$\mathcal{L}_j = H_j - \overline{h}_j = \overline{C_{dyn}^\kappa \widetilde{\Delta}^2 |\widetilde{S}| \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j}} - C_{dyn}^\kappa \overline{\widetilde{\Delta}^2} |\overline{\widetilde{S}}| \frac{\partial \overline{\widetilde{T}}}{\partial x_j} \quad (2.68)$$

Enfin, si on fait l'hypothèse que $\overline{C_{dyn}^\kappa \widetilde{\Delta}^2 |\widetilde{S}| \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j}} \approx C_{dyn}^\kappa \left(\overline{\widetilde{\Delta}^2 |\widetilde{S}| \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j}} \right)$, alors on peut écrire la relation suivante :

$$\mathcal{L}_j = C_{dyn}^\kappa \mathcal{M}_j \quad (2.69)$$

$$\text{où : } \mathcal{M}_j = \overline{\widetilde{\Delta}^2 |\widetilde{S}| \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j}} - \overline{\widetilde{\Delta}^2} |\overline{\widetilde{S}}| \frac{\partial \overline{\widetilde{T}}}{\partial x_j}$$

Finalement, l'expression de C_{dyn}^κ , après la procédure de minimisation de Lilly, en chaque point du maillage et à chaque instant est donnée par :

$$\boxed{C_{dyn}^\kappa = \frac{\mathcal{L}_j \mathcal{M}_j}{\mathcal{M}_j \mathcal{M}_j}} \quad (2.70)$$

Pour conclure, dans le cas dynamique, la diffusivité de sous-maille κ_{sm} est exprimée en fonction de la constante dynamique, notée C_{dyn}^κ par :

$$\boxed{\kappa_{sm} = C_{dyn}^\kappa \widetilde{\Delta}^2 |\widetilde{S}|} \quad (2.71)$$

Dans le cas du modèle dynamique de Smagorinsky, on obtient :

$$\mathcal{L}_j = \overline{\widetilde{u}_j \widetilde{T}} - \overline{\widetilde{u}_j} \overline{\widetilde{T}} \quad (2.72)$$

$$\mathcal{M}_j = \overline{\widetilde{\Delta}^2 |\widetilde{S}| \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j}} - \overline{\widetilde{\Delta}^2} |\overline{\widetilde{S}}| \frac{\partial \overline{\widetilde{T}}}{\partial x_j} \quad (2.73)$$

Les inconvénients de cette procédure sont identiques à ceux précédemment cités (lissage, bornes).

Approche dynamique appliquée au modèle d'échelles mixtes

Dans ce cas, on reprend la démarche précédente. Dans le tableau 2.3, nous évaluons dans la colonne de gauche la viscosité de sous-maille et dans la colonne de droite la diffusivité de sous-maille par une approche dynamique.

$\nu_{sm} = C_{dyn}^\nu \left(\widetilde{\Delta}^2 \widetilde{S} \right)^\alpha \left(\widetilde{\Delta} (q_{sm})^{1/2} \right)^{1-\alpha}$ $\tau_{ij}^d = -2C_{dyn}^\nu \left(\widetilde{\Delta}^2 \widetilde{S} \widetilde{S}_{ij} \right)^\alpha \left(\widetilde{\Delta} (q_{sm})^{1/2} \widetilde{S}_{ij} \right)^{1-\alpha}$ $T_{ij}^d = -2C_{dyn}^\nu \left(\overline{\widetilde{\Delta}^2} \overline{\widetilde{S}} \overline{\widetilde{S}}_{ij} \right)^\alpha \left(\overline{\widetilde{\Delta}} (\overline{q}_{sm})^{1/2} \overline{\widetilde{S}}_{ij} \right)^{1-\alpha}$ $C_{dyn}^\nu = \frac{1}{2} \frac{\langle L_{ij}^d M_{ij} \rangle}{\langle M_{ij} M_{ij} \rangle}$ $L_{ij} = \overline{\widetilde{u}_i \widetilde{u}_j} - \overline{\widetilde{u}_i} \overline{\widetilde{u}_j}$ $M_{ij} = \overline{\left(\widetilde{\Delta}^2 \widetilde{S} \widetilde{S}_{ij} \right)^\alpha \left(\widetilde{\Delta} (q_{sm})^{1/2} \widetilde{S}_{ij} \right)^{1-\alpha}} - \overline{\left(\overline{\widetilde{\Delta}^2} \overline{\widetilde{S}} \overline{\widetilde{S}}_{ij} \right)^\alpha \left(\overline{\widetilde{\Delta}} (\overline{q}_{sm})^{1/2} \overline{\widetilde{S}}_{ij} \right)^{1-\alpha}}$	$\kappa_{sm} = C_{dyn}^\kappa \left(\frac{\widetilde{\Delta}^3}{\Delta T} \widetilde{T} \right)^\alpha \left(\frac{\widetilde{\Delta}}{\Delta T} (\Phi_{sm})^{1/2} \right)^{(1-\alpha)}$ $h_j = C_{dyn}^\kappa \left(\frac{\widetilde{\Delta}^3}{\Delta T} \widetilde{T} \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j} \right)^\alpha \left(\frac{\widetilde{\Delta}}{\Delta T} (\Phi_{sm})^{1/2} \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j} \right)^{(1-\alpha)}$ $H_j = C_{dyn}^\kappa \left(\frac{\overline{\widetilde{\Delta}^3}}{\Delta T} \overline{\widetilde{T}} \frac{\partial \overline{\widetilde{T}}}{\partial x_j} \right)^\alpha \left(\frac{\overline{\widetilde{\Delta}}}{\Delta T} (\overline{\Phi}_{sm})^{1/2} \frac{\partial \overline{\widetilde{T}}}{\partial x_j} \right)^{(1-\alpha)}$ $C_{dyn}^\kappa = \frac{1}{2} \frac{\langle \mathcal{L}_j \mathcal{M}_j \rangle}{\langle \mathcal{M}_j \mathcal{M}_j \rangle}$ $\mathcal{L}_j = \overline{\widetilde{u}_j \widetilde{T}} - \overline{\widetilde{u}_j} \overline{\widetilde{T}}$ $\mathcal{M}_j = \left(\frac{\widetilde{\Delta}^3}{\Delta T} \widetilde{T} \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j} \right)^\alpha \left(\frac{\widetilde{\Delta}}{\Delta T} (\Phi_{sm})^{1/2} \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j} \right)^{(1-\alpha)} - \left(\frac{\overline{\widetilde{\Delta}^3}}{\Delta T} \overline{\widetilde{T}} \frac{\partial \overline{\widetilde{T}}}{\partial x_j} \right)^\alpha \left(\frac{\overline{\widetilde{\Delta}}}{\Delta T} (\overline{\Phi}_{sm})^{1/2} \frac{\partial \overline{\widetilde{T}}}{\partial x_j} \right)^{(1-\alpha)}$
---	--

Tableau 2.3 : Evaluation de la viscosité de sous-maille (à gauche) et de la diffusivité de sous-maille (à droite) par une approche dynamique. Dans notre étude $\alpha = 0,5$.

Nous rappelons que l'énergie thermique à la coupure Φ_{sm} peut s'exprimer comme :

$$\Phi_{sm} = \frac{1}{2} \phi'_i \phi'_i, \text{ avec } \phi'_i = (\widetilde{u}_j)' (\widetilde{T})' = \frac{1}{2} (\widetilde{u}_j - \overline{\widetilde{u}_j}) (\widetilde{T} - \overline{\widetilde{T}}) \quad (2.74)$$

et le vecteur T_i comme :

$$|\tilde{T}| = \sqrt{2\tilde{T}_i\tilde{T}_i}, \text{ avec } \tilde{T}_i = \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \tilde{S}_{ij} \quad (2.75)$$

Autres modèles de sous-maille

D’après la figure 2.3, il existe d’autres voies de modélisation du tenseur de sous-maille τ_{ij} que l’approche fonctionnelle (vue dans Joubert [2008]). Nous invitons le lecteur à consulter les documents de Razafindralandy [2005], Sagaut [1998] qui, en autres, donnent une liste exhaustive de modèles de sous-maille (modèle de fonction de structure, modèle de gradient, modèle de Taylor, modèle de Lund et Novikov, ...). D’ailleurs, D.Razafindralandy [Razafindralandy 2005, Razafindralandy *et al.* 2007] établit des familles mathématiques de modèle de sous-maille qui ne détruisent pas les propriétés d’invariance des équations de Navier-Stokes par rapport à certaines transformations appelées symétries. Il montre aussi que l’approche dynamique et le modèle de similarité d’échelles respectent les propriétés de symétries des équations de Navier-Stokes.

Conclusion : choix des modèles de sous-maille

Comme nous venons de le voir, différents auteurs développent et améliorent de nouveaux modèles de sous-maille pour le tenseur de τ_{ij} et le flux h_j . D’après notre étude bibliographique, les modèles d’échelles mixtes dynamiques sont particulièrement intéressants puisqu’ils permettent une bonne représentation du comportement des écoulements anisothermes d’air en cavités fermées. Par la suite, toutes nos Simulations des Grandes Echelles utiliseront une approche dynamique des modèles d’échelles mixtes (voir §2.3.5).

2.3.6 Equations de conservation sans dimension adaptées aux écoulements turbulents

Les équations (Éq. 2.28) et (Éq. 2.46) sont rendues sans dimension par rapport à une vitesse caractéristique de convection naturelle U_{CN} :

$$U_{CN} = \sqrt{\frac{g\beta\Delta TH}{Pr}} = \frac{\kappa}{H} Ra_H^{1/2} \quad (2.76)$$

où : Ra_H représente le nombre de Rayleigh basé sur la hauteur : $Ra_H = PrGr = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\kappa\nu}$.

Le nombre de Grashof $Gr = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\nu^2}$ compare les forces d’Archimède aux forces visqueuses.

Le nombre de Prandtl $Pr = \frac{\nu}{\kappa}$ est le rapport entre le temps caractéristique de diffusion de la chaleur et le temps caractéristique de diffusion de la quantité de mouvement. Le nombre de Rayleigh nous renseigne sur la nature de l’écoulement et sur le type de transfert thermique. Par exemple, pour $Ra_H < 10^3$, le transfert s’opère essentiellement par conduction, $10^4 < Ra < 10^9$, le transfert se fait par convection naturelle et l’écoulement est laminaire. Au-delà, c’est à dire pour $Ra_H > 10^{10}$, le transfert est toujours par convection naturelle mais l’écoulement devient

turbulent. Prenons un exemple type de bâtiment : $H = 3$ m, $\Delta T = 10$ °C, $Pr = 0,71$ on obtient un $Ra_H = 3 \times 10^{10}$. On constate que les écoulements d'air à l'intérieur des bâtiments sont généralement turbulents.

La température sans dimension prend la forme suivante :

$$\tilde{\theta} = \frac{\tilde{T} - \frac{T_c + T_f}{2}}{\Delta T} \quad (2.77)$$

Dans le cas de notre étude (§2.5), $\Delta T = T_c - T_f$ où T_c et T_f correspondent aux températures des parois isothermes côté chaud et côté froid.

On pose : $\tilde{u}^* = \tilde{u}/U_{CN}$, $x^* = x/H$, $t^* = tU_{CN}/H$, ce qui donne le système d'équations final :

$$\frac{\partial \tilde{u}_i^*}{\partial x_i^*} = 0 \quad (2.78)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_i^*}{\partial t^*} + \frac{\partial(\tilde{u}_i^* \tilde{u}_j^*)}{\partial x_j^*} = -\frac{\partial \tilde{\Pi}}{\partial x_i^*} + \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left(\text{Pr} Ra_H^{-1/2} \left(1 + \frac{\nu_{sm}}{\nu} \right) \left(\frac{\partial \tilde{u}_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial \tilde{u}_j^*}{\partial x_i^*} \right) \right) + \text{Pr} \tilde{\theta} \delta_{iz} \quad (2.79)$$

$$\frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial t^*} + \frac{\partial(\tilde{u}_j^* \tilde{\theta})}{\partial x_j^*} = \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left(Ra_H^{-1/2} \left(1 + \frac{\kappa_{sm}}{\kappa} \right) \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x_j^*} \right) \quad (2.80)$$

Pour des raisons de simplification de notation, on considérera par la suite, que les grandeurs physiques u , θ , x et t sont sans dimension.

Après avoir expliqué le principe de la simulation des grandes échelles et choisi nos modèles de sous-maille, la démarche suivante sera l'intégration spatio-temporelle des équations ci-dessus.

2.4 Discrétisation des équations de Navier-Stokes par la méthode des volumes finis

Le principe de la discrétisation est de transformer les équations aux dérivées partielles considérées (Éq. 2.79)(Éq. 2.80) en un système d'équations algébriques pouvant être résolu par des méthodes numériques. Il existe plusieurs techniques de discrétisation et d'agencement numériques. Il s'agit notamment des méthodes des éléments finis (FEM), des différences finies (FDM), des volumes finis (FVM) et des méthodes spectrales ainsi que des approches moins courantes telle que la méthode Lattice-Boltzmann, en plein regain. La discrétisation FDM et les méthodes spectrales sont utilisées en raison de leur précision. La méthode FEM ne garantit pas la conservation locale des variables dépendantes (de masse par exemple), ce qui est sans doute le plus important dans la dynamique des fluides plus que la précision de la méthode. Aujourd'hui, la méthode FVM, est la plus largement utilisée dans les codes MFN commerciaux et de recherche. Elle offre le meilleur compromis entre souplesse et précision. Dans ce travail de thèse, nous utilisons la méthode des

volumes finis (FVM). L’avantage de cette méthode est qu’elle utilise la formulation conservative des équations. La conservation des quantités dans un volume de contrôle est respectée [Patankar 1980].

2.4.1 Maillage

Pour résoudre correctement les écoulements incompressibles, des espaces d’approximation différents pour la vitesse et la pression sont introduits. Cette construction est nécessaire car elle permet de faire un bon couplage entre la pression et la vitesse et d’éviter des oscillations non réalistes de la fonction de pression. Les algorithmes numériques classiques basés sur une grille structurée de calcul pour la plupart se répartissent en deux catégories : les systèmes de grille décalée, et colocalisée.

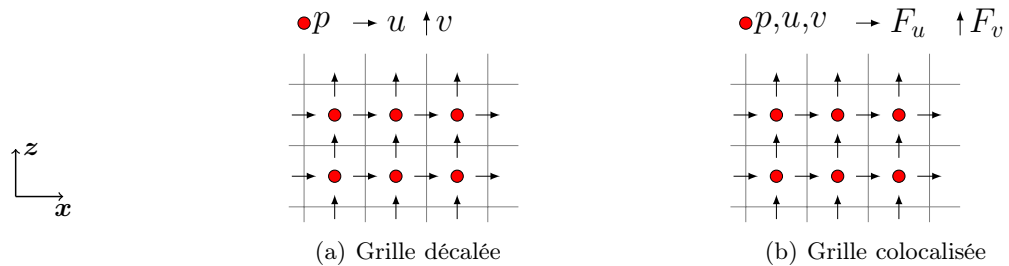


Figure 2.6 : Représentation des différentes grilles.

En 1965, Harlow et Welsch [Harlow et Welch 1965] ont proposé d’utiliser des maillages décalés (« staggered grid ») où la pression et la vitesse ne reposent pas aux mêmes positions. La continuité est centrée sur les points de pression. L’équation dynamique correspondant à chaque composante de vitesse est centrée sur le point de la vitesse respective. Un exemple d’un système de grille décalée dans un plan à deux dimensions est représenté dans la figure 2.6(a). Durant de nombreuses années, cette formulation a pratiquement été la seule méthode possible pour les méthodes de volumes finis et de différences finies.

En 1983, l’interpolation de Rhie et Chow [Rhie et Chow 1983] permet d’éviter le recours obligatoire d’une grille décalée tout en conservant la précision des schémas numériques. Ainsi, le même maillage peut alors être utilisé pour la vitesse et la pression : grille colocalisée (« collocated grid »), c’est à dire que les composantes de la vitesse et de la pression sont évaluées au centre du volume de contrôle. Un champ de vitesse intermédiaire est défini, qui est obtenu par une interpolation. Le flux F est distribué dans l’espace comme dans le système de grille décalée. Un exemple d’un système de grille colocalisée dans un plan à deux dimensions est montré dans la figure 2.6(b).

2.4.2 Discrétisation spatiale

Le processus de discrétisation peut être divisé en deux étapes :

1. décomposition du domaine en un ensemble de volumes élémentaires appelés volumes de contrôle (CV) ;
2. intégration des équations du problème sur ces volumes de contrôle.

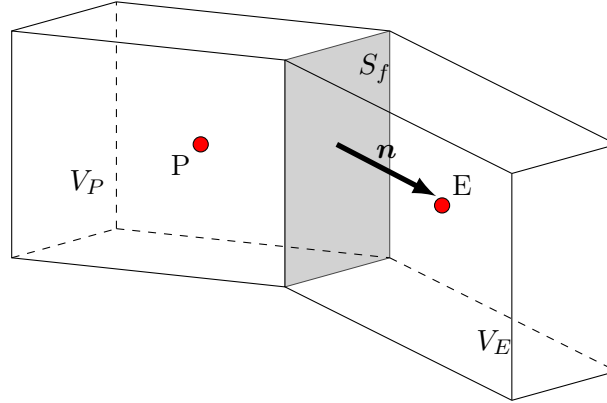


Figure 2.7 : Schéma d'un volume de contrôle.

Soit E le centre du volume de contrôle voisin. Soit \mathbf{n} le vecteur unitaire orthogonal à la face commune aux deux volumes de contrôle, appelée S_f . Les volumes de contrôle sont des hexaèdres, c'est-à-dire composés de six volumes voisins. Toutes les variables partagent le même volume de contrôle. C'est un arrangement dit co-localisé. Les variables telles que la vitesse u , la pression Π , et la température θ sont définies au centre P du volume de contrôle CV. Certaines variables nécessitent d'être définies à la surface S_f . Elles seront indicées par la lettre f .

La forme intégrale standard de l'équation du mouvement dans un volume de contrôle V est écrite ci-dessous :

$$\int_t^{t+\Delta t} \left[\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_P} \phi dV}_{\text{terme temporel}} + \underbrace{\int_{V_P} \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_i \phi) dV}_{\text{terme convectif}} - \underbrace{\int_{V_P} \frac{\partial}{\partial x_j} (\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j}) dV}_{\text{terme diffusif}} \right] dt = \int_t^{t+\Delta t} \left[\underbrace{\int_{V_P} S_\phi(\phi) dV}_{\text{termes sources}} \right] dt \quad (2.81)$$

où ϕ peut prendre les valeurs des variables \tilde{u}_i , θ . Le terme Γ_ϕ représente la diffusion de la quantité ϕ dans le volume de contrôle et S_ϕ représente la production de la quantité ϕ .

Chapitre 2. Description et éléments de validation de l'outil numérique : Géométries fermées

Chaque terme de l'équation (Éq. 2.81) peut être traité séparément. Le Théorème d'Ostrogradsky (Éq. 2.82) sera utilisé afin de réduire les d'intégrales de volume en intégrales de surface. Soit un volume V délimité par une surface ∂V :

$$\iiint_V \nabla \cdot \phi dV = \oiint_{\partial V} \phi \cdot \mathbf{n} \cdot d\mathbf{S} \quad (2.82)$$

où V exprime le volume de contrôle (CV), ∂V la surface frontière de CV et dS un élément de surface. \mathbf{n} symbolise le vecteur normal sortant à la surface de contrôle ∂V .

Toutes les variables sont supposées varier linéairement autour du point P et du temps t , de sorte que :

$$\phi(x) = \phi_P + (x - x_P) \cdot (\nabla \phi)_P \quad (2.83)$$

$$\phi_{(t+\Delta t)} = \phi^t + \Delta t \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_t \quad (2.84)$$

L'intégration de l'opérateur de divergence sur la surface s'exprime de la manière suivante :

$$\int_{V_P} \frac{\partial \phi}{\partial x_j} dV = \int_{\partial V_P} (\phi n_j) dS = \sum_f \left(\int_{S_f} (\phi n_j) dS \right) = \sum_f \phi_f n_j S_f \quad (2.85)$$

Le développement du terme convectif et des autres termes (diffusifs, sources, temporel) ne sont pas développés dans la suite du document. On peut se référer au document suivant [De Villiers 2006] qui explicite tous les termes.

Récapitulatif

Le tableau 2.4 résume les différentes discrétisations de chaque termes (Éq. 2.81) par la méthode des volumes finis :

Terme	approximation
Terme temporel :	$\int_{V_P} \frac{\partial \phi}{\partial t} dV \approx \frac{\partial \phi}{\partial t} \cdot V_P$
Terme convectif :	$\int_{V_P} \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_i \phi) dV \approx \sum_f F_i \phi_f n_j$
Terme diffusif ⁷ :	$\int_{V_P} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) dV \approx \sum_f \Gamma_\phi (S_f \cdot \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right)_f \phi_f n_j)$

Tableau 2.4 : Récapitulatif des différentes discrétisations des termes de l'équation (Éq. 2.81). $F_i = S_f \cdot (\tilde{u}_i)_f$ est le flux à travers la surface S_f .

Schémas numériques (QUICK)

Les schémas centrés et décentrés sont des schémas d'ordres faibles (respectivement d'ordre 2 et d'ordre 1). Les schémas décentrés présentent la particularité d'être diffusifs, c'est-à-dire que la solution obtenue est atténuée par la diffusion numérique. Il existe des schémas d'ordre plus élevé qui utilisent un plus grand nombre de nœuds voisins mais ils sont le plus souvent dispersifs, c'est-à-dire que la solution obtenue peut-être non-physique en raison d'oscillations parasites. Par exemple, le schéma **Q**uadratic **U**pstream **I**nterpolation of **C**onvective **K**inematics (QUICK) développé par [Leonard 1979], fait passer une parabole par deux nœuds amonts de l'écoulement et un nœud aval. En monodimensionnel, ce schéma s'écrit sous la forme suivante :

Si $F_i > 0$ on a :

$$\phi_f = \frac{1}{8}(3\phi_P + 6\phi_W - \phi_{WW}) \quad (2.86)$$

Si $F_i < 0$ on a :

$$\phi_f = \frac{1}{8}(3\phi_E + 6\phi_P - \phi_W) \quad (2.87)$$

où W et WW représentent les nœuds amont et E le nœud aval.

Remarques : D'après [Ezzouhri 2007, Joubert 2008, Sergent 2000], le schéma QUICK introduit une dissipation d'énergie suffisante et correctement localisée, qui représente convenablement l'effet des petites échelles dynamiques. L'utilisation de ce schéma conduit de fait à une modélisation de sous-maille implicite des petites échelles dynamiques. Ceci se traduit par une utilisation par ces auteurs, d'un schéma centré pour les termes non-linéaires convectifs de l'équation de conservation de l'énergie et par l'utilisation d'un schéma QUICK pour de l'équation de conservation de la quantité du mouvement.

Limiteur de flux

Les schémas du premier ordre présentent des solutions stables mais moins précises (diffusion numérique). Cependant, les schémas du deuxième ordre présentent des solutions précises mais ils oscillent aux niveaux des discontinuités (dispersion numérique). L'idée est donc de combiner les avantages des deux schémas en appliquant un limiteur de flux. Cette idée a pour but d'améliorer le comportement des schémas d'ordre élevé. Elle est apparue au début des années 70 dans le schéma hybride de [Harten et Zwas 1972].

7. gradient évalué à la face.

Chapitre 2. Description et éléments de validation de l’outil numérique : Géométries fermées

L’idée principale des limiteurs de flux est de limiter les dérivées spatiales à des valeurs réalistes. En effet, lorsque l’on est en présence d’un fort gradient (forte pente), le limiteur de flux rentre en action pour lisser la solution et par conséquent éviter les oscillations numériques. Ainsi, grâce au limiteur, nous pourrions passer à l’ordre 1 lorsque nous serons confrontés à une discontinuité. Cependant, il faudra tenir compte que les limiteurs sont connus pour être diffusifs.

Il existe un grand nombre de méthodes qui permettent ce type de procédure (van Leer, Superbee, UMIST, minmod). La méthode de limitation de flux minmod est utilisée pour le terme convectif de l’équation de l’énergie lorsque l’on sera en présence de forts gradients de température (cas du bâtiment).

2.4.3 Discrétisation temporelle

Il existe divers schémas de discrétisation temporelle. Appliquons ces schémas sur une équation de type transport-diffusion :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \phi = \nabla^2 \phi \quad (2.88)$$

Le tableau 2.5 récapitule quelques schémas temporels :

combinaisons	forme
Euler-explicite/Euler-implicite	$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \phi^n = \nabla^2 \phi^{n+1}$
Adams-Bashforth/Crank-Nicolson	$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} + \frac{3}{2} \mathbf{V} \cdot \nabla \phi^n - \frac{1}{2} \mathbf{V} \cdot \nabla \phi^{n-1} = \frac{1}{2} (\nabla^2 \phi^{n+1} + \nabla^2 \phi^n)$
Euler retardé du second ordre/Adams-Bashforth	$\frac{3\phi^{n+1} - 4\phi^n + \phi^{n-1}}{2\Delta t} + 2\mathbf{V} \cdot \nabla \phi^n - \mathbf{V} \cdot \nabla \phi^{n-1} = \nabla^2 \phi^{n+1}$

Tableau 2.5 : Exemples de schémas courants de discrétisation temporelle.

Dans notre travail, on utilise un schéma du second ordre proposé par Vanel et al. [Vanel *et al.* 1986], qui combine une discrétisation Euler retardé du second ordre pour les termes diffusifs à une discrétisation Adams-Bashforth pour les termes convectifs, pour la discrétisation temporelle des différents termes des équations de mouvement et d’énergie (voir tableau 2.5), à la seule différence que nous appliquons l’extrapolation sur le flux ($F = S_f \cdot (\tilde{u}_i)_f$) et non sur l’opérateur divergence.

Ce qui donne, de manière générale, l'équation suivante :

$$\frac{3\tilde{\phi}^{n+1} - 4\tilde{\phi}^n + \tilde{\phi}^{n-1}}{2\Delta t} V_P + \sum_f (2F^n - F^{n-1}) \tilde{\phi}^{n+1} = \sum_f (\Gamma_\phi)_f S_f \cdot \left(\nabla \tilde{\phi} \right)_f^{n+1} + \dots \quad (2.89)$$

2.4.4 Algorithme de couplage pression-vitesse

Introduction

La difficulté de résolution du système discret est liée à la contrainte d'incompressibilité. Le problème du couplage se manifeste par la présence des variables vitesse et pression dans les équations de quantité de mouvement. Le gradient de pression (terme source) joue le rôle du moteur de l'écoulement. Cependant, on ne dispose d'aucune équation de transport pour cette variable qu'est la pression. En effet, si le gradient de pression est connu a priori, on peut calculer le champ vitesse qui dans ce cas vérifie bien l'équation de continuité. Seulement, la pression est souvent une inconnue à déterminer. Cette particularité des équations rend nécessaire l'utilisation d'un algorithme de couplage pression-vitesse.

Méthodes de couplage

Le code de recherche qui a été développé, à partir de bibliothèques C++ [OpenFOAM 2012], utilise une grille de calcul colocalisée. Deux méthodes de couplage vitesse-pression ont fait l'objet d'une étude approfondie durant ce travail :

1. une méthode similaire à un algorithme SIMPLE [Patankar et Spalding 1972] avec une amélioration qui consiste à faire plusieurs corrections successives au lieu d'une seule. Cette méthode est appelée algorithme **P**ressure **I**mplicit with **S**plitting of **O**perators (PISO) développée initialement par [Issa 1986] et a été appliquée à des écoulements de convection naturelle par [Oliveira et Issa 2001],
2. une méthode de projection sur un champ à divergence nulle adaptée à des maillages colocalisés. Cette méthode utilise une correction de pression à la place de la pression réelle. Nous utilisons une méthode s'inspirant de la méthode de projection introduite par [Chorin 1968; 1967, Temam 1968] basée sur une marche en temps fractionnaire, des méthodes de pénalisation de [Peyret et Taylor 1983] et la méthode de projection incrémentale de [Guermond 1999]. Les méthodes de projection permettent de garder un formalisme mathématique plus rigoureux et consistent à projeter le champ de vitesse issu de la première approximation sur un champ à divergence nulle.

PISO : Pressure Implicit with Splitting of Operators

Cette méthode de couplage proposée par [Issa 1986] permet le couplage vitesse-pression via la conservation des flux. En adoptant les notations de Ferziger et Peric [Ferziger et Peric 1999], l'équation du mouvement peut s'écrire sous forme matricielle :

$$\mathcal{A}\tilde{u}_P = \mathcal{H} - \nabla\tilde{\Pi} + g\beta(\tilde{T} - T_0)\delta_{iz} \quad (2.90)$$

où \mathcal{A} représente tous les coefficients correspondant aux termes temporels, de convection et de diffusion de \tilde{u}_p et \mathcal{H} représente tous les coefficients dépendant des cellules voisines E du point P .

Les valeurs de \tilde{u}_P à la face s'obtiennent en interpolant (Éq. 2.90) :

$$(\tilde{u}_P)_f = \left(\frac{\mathcal{H} + g\beta(\tilde{T} - T_0)\delta_{iz}}{\mathcal{A}} \right)_f - \left(\frac{\nabla\tilde{\Pi}}{\mathcal{A}} \right)_f \quad (2.91)$$

$$\text{On pose } (\tilde{u}^\bullet)_f = \left(\frac{\mathcal{H} + g\beta(\tilde{T} - T_0)\delta_{iz}}{\mathcal{A}} \right)_f$$

On évalue le flux $F^\bullet = S_f \cdot (\tilde{u}^\bullet)_f$ à travers la surface S_f .

Pour satisfaire l'incompressibilité, la divergence de l'équation (Éq. 2.90) doit être nulle c'est à dire que :

$$\nabla \cdot (\tilde{u}_P) = \nabla \cdot (\tilde{u}^\bullet) - \nabla \cdot \left(\frac{\nabla\tilde{\Pi}}{\mathcal{A}} \right) = 0 \quad (2.92)$$

d'où :

$$\begin{aligned} \int_{V_P} \nabla \cdot (\tilde{u}^\bullet) dV &= \int_{V_P} \nabla \cdot \left(\frac{\nabla\tilde{\Pi}}{\mathcal{A}} \right) dV \\ \sum_f F^\bullet &= \sum_f S_f \cdot \left(\frac{\nabla\tilde{\Pi}}{\mathcal{A}} \right)_f \end{aligned} \quad (2.93)$$

On évalue la pression Π_f à partir de l'équation (Éq. 2.93) ce qui permet de corriger \tilde{u}_P :

$$\tilde{u}_P = \tilde{u}^\bullet - \frac{1}{\mathcal{A}} \sum_f (S_f \cdot \Pi_f - g\beta(\tilde{T}_f - T_0)\delta_{iz}) \quad (2.94)$$

Organigramme récapitulatif de la méthode PISO

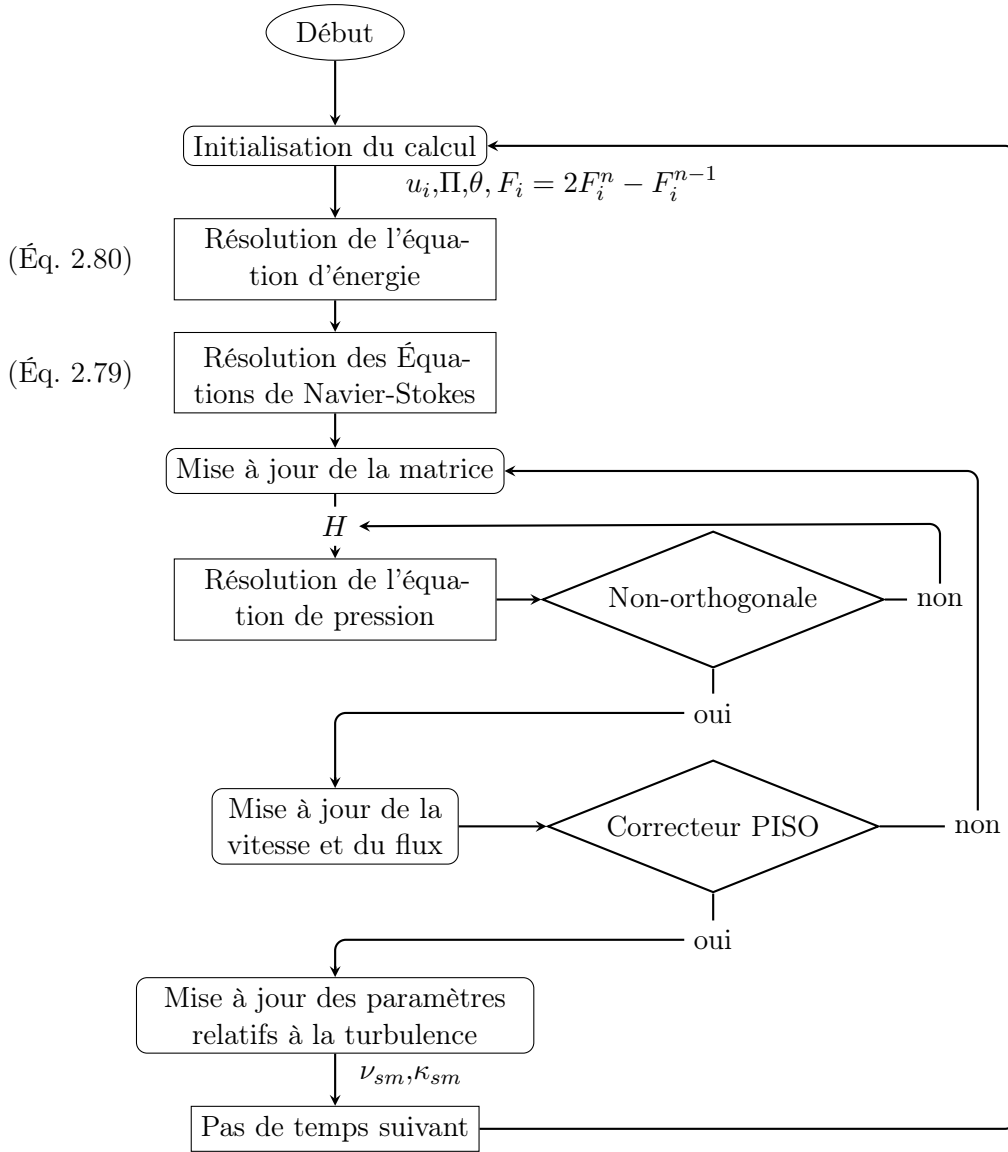


Figure 2.8 : Organigramme récapitulatif. Procédure de résolution des équations de Navier-Stokes avec la méthode PISO.

Méthode de projection sur un champ à divergence nulle

Le couplage vitesse-pression est traité par une méthode de projection à pas fractionnés du second ordre en temps, proposée initialement par Peyret [Peyret et Taylor 1983], qui se décompose en 2 étapes : la 1ère étape (étape de prédiction) consiste à obtenir un champ de vitesse auxiliaire \tilde{u}_i^\bullet qui satisfait aux équations du mouvement mais où apparaît la pression à l’instant n et non $n + 1$. Ce champ de vitesse doit ensuite être corrigé afin de respecter l’équation de continuité. Pour cela, la 2ème étape (étape de projection) consiste à projeter le champ de

Chapitre 2. Description et éléments de validation de l'outil numérique : Géométries fermées

vitesse sur l'espace des champs de vitesse à divergence nulle.

Appliquons cette méthode à l'équation de quantité de mouvement réécrite sous la forme suivante :

$$\nu_{\text{eff}} \nabla^2 \tilde{u}_i^{n+1} - \frac{3}{2\Delta t} \tilde{u}_i^{n+1} = S_f + \nabla \Pi^{n+1} \quad (2.95)$$

où : ν_{eff} est la viscosité efficace, S_f regroupe tous les termes explicite de l'équation de conservation de la quantité de mouvement (instant n et (n-1)) :

$$S_f = \frac{-4\tilde{u}_i^n + \tilde{u}_i^{n-1}}{2\Delta t} + 2(\tilde{u}_i \cdot \nabla \tilde{u}_j)^n - (\tilde{u}_i \cdot \nabla \tilde{u}_j)^{n-1} + g\beta(\tilde{T} - T_0)\delta_{iz}^{n+1}$$

Première étape : Introduction d'un champ de vitesse auxiliaire :

$$\nu_{\text{eff}} \nabla^2 (\tilde{u}_i^\bullet)^{n+1} - \frac{3}{2\Delta t} (\tilde{u}_i^\bullet)^{n+1} = S_f + \nabla \Pi^n \quad (2.96)$$

La prédiction du champ intermédiaire $(\tilde{u}_i^\bullet)^{n+1}$ ne satisfait pas l'équation de conservation de la masse ($\nabla u_i^{n+1} \neq 0$).

Deuxième étape : Etape de correction :

En faisant intervenir la différence entre les équations (éq.2.95) et (éq.2.96), on relie \tilde{u}_i^{n+1} à la pression. Ce qui nous donne l'expression suivante :

$$\nu_{\text{eff}} \nabla^2 \tilde{u}_i^{n+1} - \frac{3}{2\Delta t} \tilde{u}_i^{n+1} - \nu_{\text{eff}} \nabla^2 (\tilde{u}_i^\bullet)^{n+1} - \frac{3}{2\Delta t} (\tilde{u}_i^\bullet)^{n+1} = \nabla \Pi^{n+1} - \nabla \Pi^n \quad (2.97)$$

voir note bas de page ⁸

$$\nu_{\text{eff}} \overbrace{\nabla^2 (\tilde{u}_i^{n+1} - (\tilde{u}_i^\bullet)^{n+1})} - \frac{3}{2\Delta t} (\tilde{u}_i^{n+1} - (\tilde{u}_i^\bullet)^{n+1}) = \nabla (\Pi^{n+1} - \Pi^n), \text{ soit}$$

$$\nu_{\text{eff}} \nabla [\nabla \cdot (\tilde{u}_i^{n+1} - (\tilde{u}_i^\bullet)^{n+1})] - \underbrace{\nabla \wedge [\nabla \wedge (\tilde{u}_i^{n+1} - (\tilde{u}_i^\bullet)^{n+1})]}_{\overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{\text{rot}}(\text{irrot})) = 0} - \frac{3}{2\Delta t} (\tilde{u}_i^{n+1} - (\tilde{u}_i^\bullet)^{n+1}) \quad (2.98)$$

$$= \nabla (\Pi^{n+1} - \Pi^n), \text{ soit encore}$$

$$- \frac{3}{2\Delta t} (\tilde{u}_i^{n+1} - (\tilde{u}_i^\bullet)^{n+1}) = \nabla [\Pi^{n+1} - \Pi^n - \nu_{\text{eff}} \nabla \cdot (\tilde{u}_i^{n+1} - (\tilde{u}_i^\bullet)^{n+1})]$$

Si on applique l'opérateur divergence $\nabla \cdot ()$ et en tenant compte de la continuité, on obtient une équation de Poisson :

$$\frac{3}{2\Delta t} \nabla \cdot ((\tilde{u}_i^\bullet)^{n+1}) = \nabla \cdot (\nabla [\Pi^{n+1} - \Pi^n + \nu_{\text{eff}} \nabla \cdot ((\tilde{u}_i^\bullet)^{n+1})]), \text{ soit encore} \quad (2.99)$$

$$8. \nabla^2 \mathbf{A} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla \wedge (\nabla \wedge \mathbf{A}) = \overrightarrow{\text{grad}} \text{ div } \mathbf{A} - \overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{\text{rot}} \mathbf{A}$$

$$\boxed{\frac{3}{2\Delta t} \nabla \cdot ((\tilde{u}_i^\bullet)^{n+1}) = \Delta \Theta^{n+1}} \quad (2.100)$$

La résolution de l'équation de poisson nous permet d'obtenir le potentiel Θ . Il est nécessaire de lui appliquer la condition limite suivante (type Neumann) : $\frac{\partial \Theta^{n+1}}{\partial n} = 0$. Par la suite, le potentiel va nous permettre de corriger la pression :

$$\Pi^{n+1} = \Pi^n + \Theta^{n+1} - \nu_{\text{eff}} \nabla \cdot ((\tilde{u}_i^\bullet)^{n+1}) \quad (2.101)$$

En reprenant l'équation (éq.2.98), le potentiel permet ensuite de corriger la vitesse :

$$\tilde{u}_i^{n+1} = (\tilde{u}_i^\bullet)^{n+1} - \frac{2\Delta t}{3} \nabla \Theta \quad (2.102)$$

Le choix de la méthode, pour la suite, s'est porté sur la méthode PISO qui se présente comme la méthode la plus rapide.

2.5 Comparaison SND-SGE : cas de la cavité différentiellement chauffée

Depuis plusieurs décennies (voir Fig. 2.9), la configuration de la cavité aux parois différentiellement chauffées fait l'objet de nombreuses études expérimentales [Djanna 2011, Mergui 1993, Salat 2004] et numériques [Joubert 2008, Le Quéré 1987, Xin 1993]. L'intérêt porté à ce type d'écoulement est dû non seulement au fait que de multiples applications technologiques s'y réfèrent (thermique de l'habitat (mur trombe), refroidissement des composants électroniques ...), mais également, parce qu'il constitue un cas idéal pour l'élaboration de modèles numériques destinés à la résolution des équations de Navier-Stokes.

L'objectif de cette partie est de tester le modèle de sous-maille échelles mixtes [Sergent 2000] développé dans notre outil, avec une approche dynamique, pour un écoulement pleinement turbulent dans une cavité différentiellement chauffée de rapport de forme $A = 4$. Pour cela, nous avons comparé les résultats issus de simulations SGE à des résultats issus de simulations SND. Les calculs 2D et 3D de [Trias 2006, Trias *et al.* 2010a;b] vont nous servir de références. Ces auteurs présentent des écoulements turbulents en cavité de rapport de forme 4 à des nombres de Rayleigh égal à $6,4 \times 10^8$, 2×10^9 et 1×10^{10} . La transition laminaire-turbulent s'effectue pour $Ra_H \geq 2,3 \times 10^8$ [Xin et Le Quéré 1995]. On s'appuie aussi sur les travaux et résultats SND 2D de Sergent [2000] et de Xin et Le Quéré [1995] pour l'étude du cas où $Ra_H = 1 \times 10^{10}$.

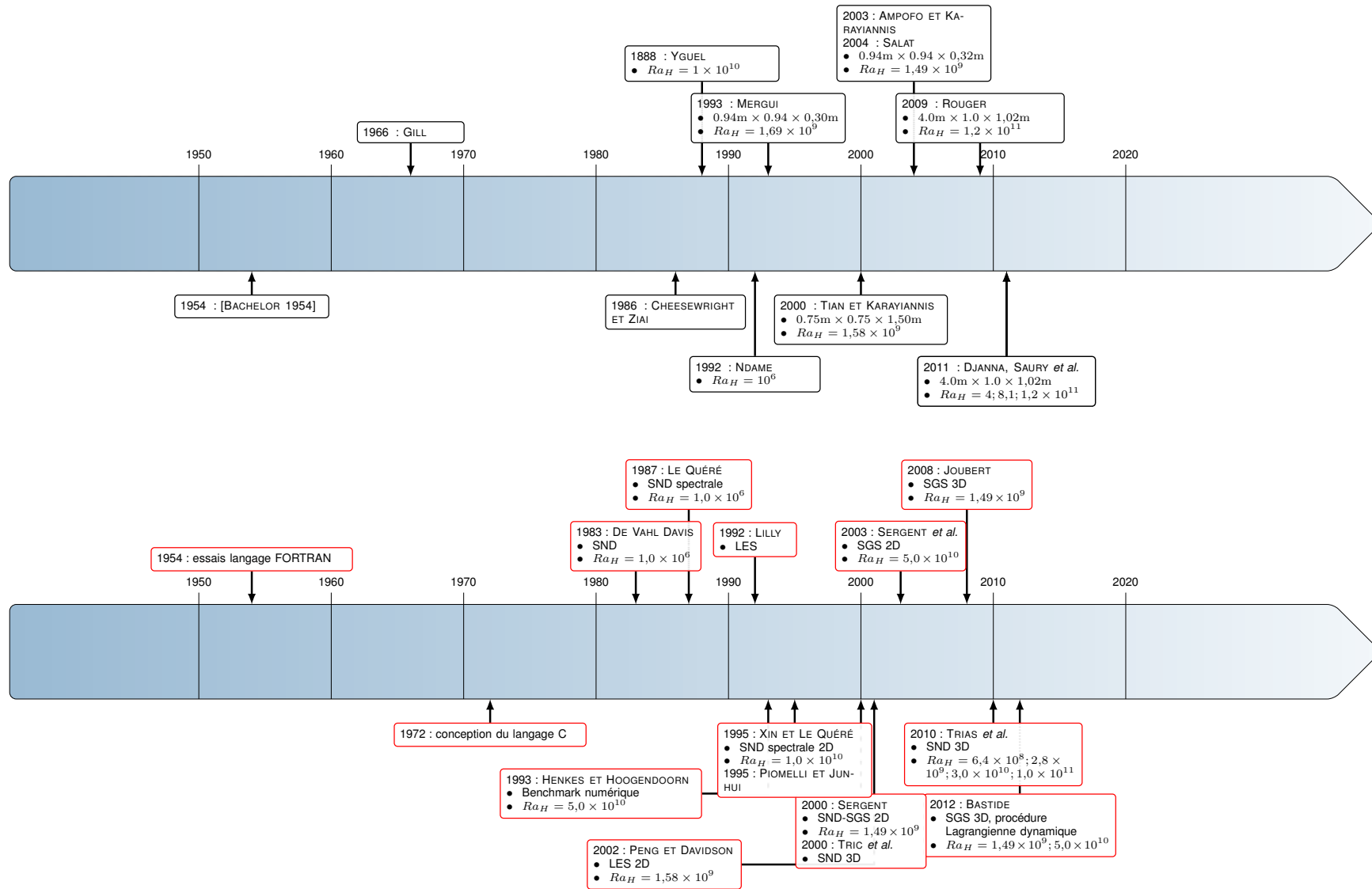


Figure 2.9 : Frises chronologiques représentant les travaux de références expérimentaux (haut) et numériques (bas) sur la cavité différemment chauffée.

2.5.1 Description de l'écoulement et de l'étude

La variation de la masse volumique du fluide dans une telle cavité, due aux gradients de température aux parois, génère un mouvement ascendant le long de la paroi chaude et un mouvement descendant sur la paroi froide ($\theta_c > \theta_f$). La circulation est bouclée par la présence de parois horizontales en partie basse et haute de la cavité. La partie centrale de la cavité est pratiquement au repos. Dans cette zone de stratification thermique, la vitesse verticale est quasiment nulle. Les couches limites verticales deviennent turbulentes (instabilités) dans les angles de la cavité (région haute de la couche chaude ascendante et région basse de la couche froide descendante).

La figure 2.10 présente la configuration de ce cas d'étude : l'air est chauffé à la paroi verticale gauche isotherme $T_c > T_f$ et refroidi à la paroi opposée isotherme T_f . Deux types de parois horizontales existent : adiabatiques ou conductrices. Dans notre cas, nous utiliserons des parois adiabatiques. Le domaine de résolution des équations est une cavité de largeur L_x , de hauteur L_z et de profondeur L_y , différentiellement chauffée avec un écart de température $\Delta T = T_c - T_f$. Le repérage des coordonnées et des vitesses est présenté sur la figure 2.10. Les rapports de forme caractéristiques de la cavité valent $A_z = \frac{L_z}{L_x}$ et $A_y = \frac{L_y}{L_x}$.

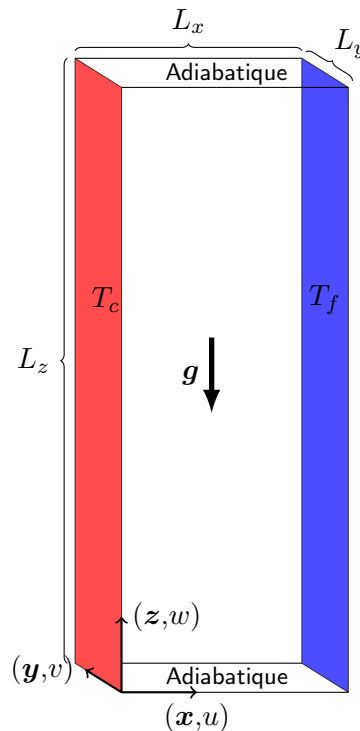


Figure 2.10 : Système de coordonnées et repérage des vitesses.

2.5.2 Conditions limites

L’écoulement de convection naturelle dépend de trois éléments sans dimension indépendants que sont le rapport de forme A_z , le nombre de Prandtl Pr et le nombre de Rayleigh Ra . Dans notre étude, le fluide est de l’air $Pr = 0,71$, et le rapport de forme étudié est $A_z = 4$.

Le tableau ci-dessous résume les conditions aux limites imposées.

	Parois verticales		Parois horizontales		Parois latérales
	Gauches	Droites	Plafond	Plancher	Avant et Arrière
$\mathbf{V}(u,v,w)$	(0 0 0)	(0 0 0)	(0 0 0)	(0 0 0)	périodique
θ	$\theta_c = 0,5$	$\theta_f = -0,5$	$\frac{\partial\theta}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial\theta}{\partial z} = 0$	périodique

Tableau 2.6 : Conditions aux limites imposées à la cavité fermée.

Une condition de périodicité est utilisée pour modéliser une direction homogène infinie. Aucune discrétisation particulière n’est nécessaire pour ce type de condition aux limites. Soit A_y le rapport de forme et \mathbf{e}_y le vecteur unitaire dans la direction \mathbf{y} , alors toute variable ϕ considérée (vitesse, température ou pression), et quelque soit l’ordre n de sa dérivée, est définie tel que :

$$\phi^{(n)}(x,y,z,t) = \phi^{(n)}(x,y + \mathbf{e}_y A_y, z, t) \quad (2.103)$$

2.5.3 Maillage

Sachant que les couches limites thermiques et dynamiques diminuent lorsque le nombre de Rayleigh augmente [Le Quéré 1987] et que l’évolution de la température suivant \mathbf{x} dans une cavité suit une loi tangentielle [Mergui et Penot 1996], Henkes et Hoogendoorn [1993] préconisent l’utilisation d’une loi de répartition en tangente hyperbolique afin de mieux représenter les couches limites. La répartition des points du maillage la mieux adaptée à l’écoulement étudié suit une loi en tangente hyperbolique en x (direction horizontale) [Henkes et Hoogendoorn 1993, Sargent 2000, Trias *et al.* 2010b] donnée par :

$$x(k) = \frac{L_x}{2} \left(1 + \frac{\tanh\left(\gamma_x \left(\frac{2(k-1)}{N_x} - 1\right)\right)}{\tanh(\gamma_x)} \right) \quad (2.104)$$

On constate que si $\gamma_x = 0$, on retrouve une répartition régulière en x .

Importance du maillage

L'objectif de cette section est de montrer l'influence du maillage sur le résultat numérique obtenu avec une approche SGE. Pour le choix de la méthode le lecteur peut se référer à [Sergent 2000]. La théorie de la simulation des grandes échelles montre que le maillage fixe la fréquence de coupure permettant la séparation des échelles à résoudre des échelles à modéliser. Il est important de connaître le nombre de nœuds minimum suivant chaque direction afin de capturer le maximum d'informations tout en ayant un modèle de sous-maille efficace.

La réflexion utilisée est basée sur trois questions principales : est-ce que l'estimation de l'allure générale de l'écoulement moyen de convection naturelle est correctement représenté (répartition des isothermes et de fonctions de courant) ? Est-ce que le modèle de sous-maille est influent dans les simulations obtenues ? Et pour finir, est-ce que le maillage est assez grossier (gain de temps de calcul) ? Sachant, que par la suite, notre but étant de privilégier les phénomènes thermiques et la description de la nature des écoulements dans les bâtiments.

Le cas étudié dans cette partie est le cas $Ra_H = 1 \times 10^{10}$ qui est bien documenté. Toutes les quantités (vitesse, température, ...) sont moyennées sur un temps suffisamment long pour que les valeurs statistiques soient bien convergées. A partir du moment où le nombre de Nusselt à la paroi chaude (Nu_c) est sensiblement égal au nombre de Nusselt à la paroi froide (Nu_f) et que l'évolution temporelle du nombre de Nusselt calculé à la paroi chaude Nu_c atteint un régime asymptotique, on commence à faire les moyennes temporelles. Analysons les résultats en 2D (voir Fig. 2.12) et les résultats en 3D (voir Fig. 2.14).

Simulations numériques 2D :

Nous comparons, tout d'abord, nos résultats numériques à des résultats de référence [Sergent 2000, Xin 1993]. La figure 2.11(a) présente les travaux de Le Quéré et Xin. Il s'agit d'un écoulement turbulent en cavité de rapport de forme 4 à un nombre de Rayleigh de 1×10^{10} obtenus avec une simulation directe spectrale bidimensionnelle (acronyme SND2D1 (voir Tab. 2.7)). Les auteurs utilisent une méthode spectrale de discrétisation spatiale en polynômes de Chebyshev plus précise que les méthodes volumes finis. La figure 2.11(b) présente les travaux de Sergent sur la même configuration mais en utilisant une simulation directe bidimensionnelle basée sur la méthode des volumes finis (acronyme SND2D2). On constate une bonne similitude des champs de température et de l'écoulement générale.

Notre objectif est d'effectuer une étude paramétrique sur le maillage, sur la même configuration afin d'évaluer une grille de discrétisation appropriée pour la réalisation de simulations des grandes échelles. Nous comparerons donc nos résultats SGE 2D aux résultats SND 2D. nous nous appuyerons sur les figures 2.11(a) et 2.11(b). Le tableau 2.7 présente les caractéristiques des simulations.

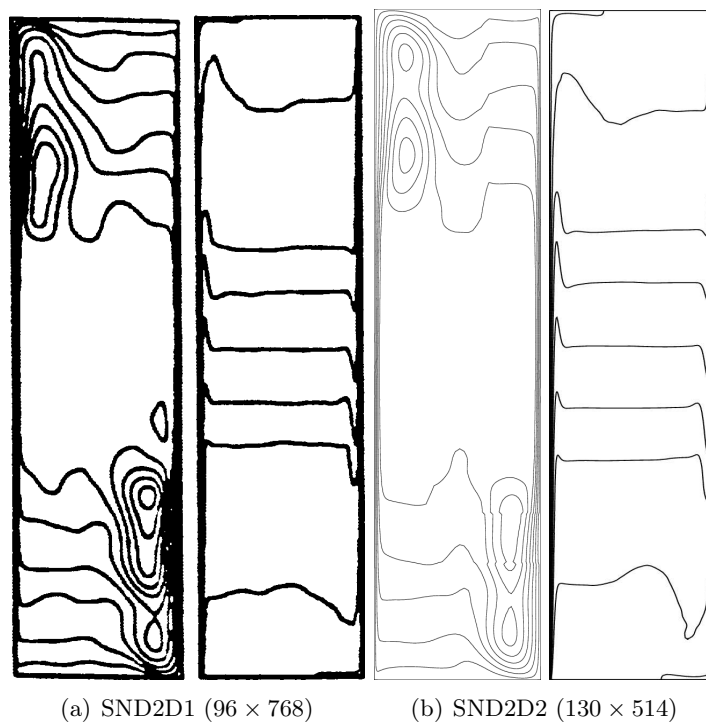


Figure 2.11 : $Ra_H = 1 \times 10^{10}$. Champs moyens SVD 2D. SVD spectrale à gauche [Xin 1993] et VF à droite [Sergent 2000]. Pour chaque cas, fonction de courant à gauche et isothermes de température à droite, uniformément distribuées entre -0,4 et 0,4.

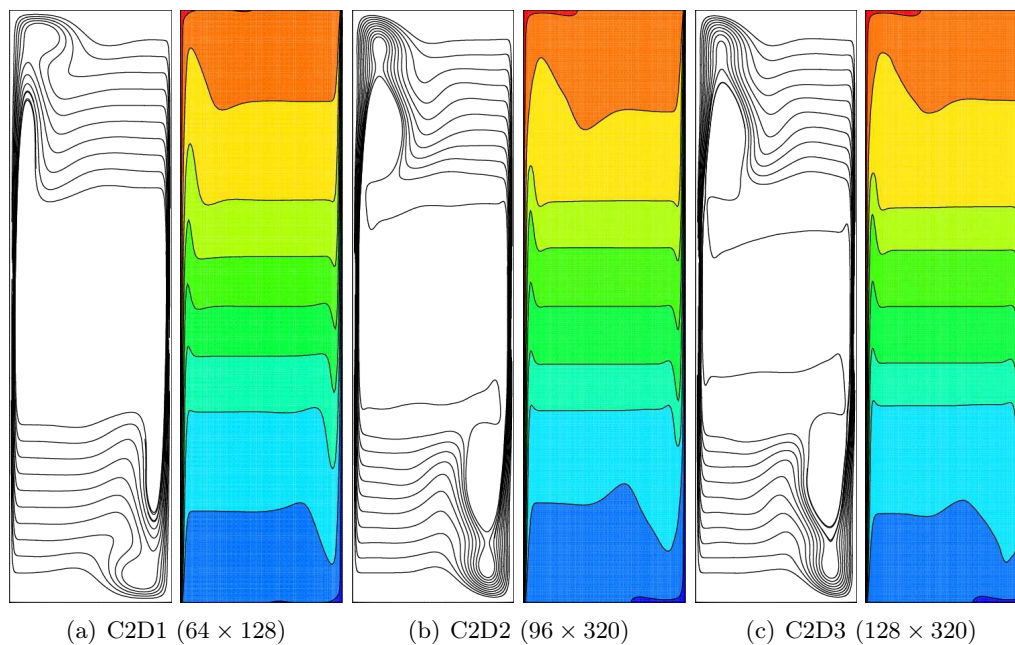


Figure 2.12 : $Ra_H = 1 \times 10^{10}$. Champs moyens SGE 2D. Influence de la grille de discrétisation. Pour chaque cas, fonction de courant à gauche et isothermes de température à droite, uniformément distribuées entre -0,4 et 0,4.

Cas#	SND2D1	SND2D2	SGE2D	C2D1	C2D2	C2D3
Auteur	Xin [1993]	Sergent [2000]	Sergent [2000]	–	–	–
N_x	96	130	66	64	96	128
N_z	768	514	130	128	320	320
y_c^+	–	–	–	1,11	0,75	0,55
y_{adia}^+	–	–	–	2,76	1,41	1,07
$\frac{\nu_{sm}}{\nu} _{\max}$	–	–	0,82	0,87	0,54	0,48
$\frac{\kappa_{sm}}{\kappa} _{\max}$	–	–	–	0,98	0,63	0,43
w_{\max} $z = 0,5$	0,230 en $x = 0,0038$	0,226 en $x = 0,0040$	0,238 en $x = 0,0036$	0,221 en $x = 0,0040$	0,223 en $x = 0,0035$	0,224 en $x = 0,0040$
w_{\max} $z = 0,75$	$\approx 0,11$ en $x \approx 0,0054$	0,12 en $x = 0,0055$	0,167 en $x = 0,0052$	0,135 en $x = 0,0050$	0,130 en $x = 0,0055$	0,11 en $x = 0,0060$
Nu_c	102	100,5	122,6	100,5	100,2	100,36
$S_{1/2}$	1,10	1,10	1,17	1,20	1,02	1,05

Tableau 2.7 : $Ra_H = 1 \times 10^{10}$. Comparaison entre les simulations SGE 2D et des références SND 2D.

Trouver un bon compromis aux différentes questions énoncées précédemment n'est pas évident. En effet, on observe sur la figure 2.12 que dans un premier temps, les cas C2D2 et C2D3 correspondent le mieux à l'écoulement étudié. Cependant, si on regarde le rapport $\frac{\nu_{sm}}{\nu}|_{\max}$, tableau 2.7, on constate que le modèle de sous-maille est peu influent (ce rapport doit être de l'ordre de 1 sinon on effectue une SND sous-résolue). D'un point de vue des transferts thermiques, le cas C2D1 évalue correctement les échanges aux parois cependant la stratification thermique est surestimée. De manière générale, les maxima sont bien évalués et bien localisés.

Par la suite, nous retiendrons qu'il est nécessaire d'avoir un nombre suffisamment important suivant l'axe x afin de bien évaluer les couches limites. L'auteur Sergent [2000] préconise un maillage 66×130 ($Ra_H = 1 \times 10^{10}$) pour ses simulations SGE et ses études de modèles de sous-maille (cf. Tab. 2.7). Comparé à l'auteur cité précédemment, notre solveur et l'intégration du modèle de sous-maille des échelles mixtes semblent être satisfaisants en deux dimensions. Regardons ce qu'il en est en trois dimensions.

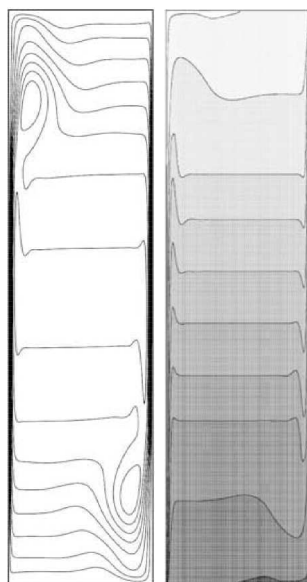
Simulations numériques 3D :

La figure 2.13 présente les résultats d'une simulation directe [Gorobets 2008, Trias 2006] pour un écoulement turbulent tridimensionnel en cavité de rapport de forme 4 à un nombre de Rayleigh de 1×10^{10} (acronyme SND3D (voir Tab. 2.8)). Gorobets [2008], Trias [2006] utilisent

Chapitre 2. Description et éléments de validation de l’outil numérique : Géométries fermées

des algorithmes évolués pour la résolution de grands systèmes linéaires creux⁹ ($Ax = b$) et adaptés à des calculs parallèles sur des clusters. En effet, ils utilisent une méthode de résolution parallèle de l’équation de Poisson [Soria *et al.* 1996] et [Gorobets *et al.* 2010] qui combine efficacement les techniques de résolutions directes et itératives en utilisant une approche de type complément de Schur (méthode multi-niveau) [Gaidamour 2009]. Ils décomposent le domaine en sous-domaines qui sont répartis sur les processeurs. L’intérieur des sous-domaines est éliminé de manière directe pour se ramener à un problème sur l’interface. Ce problème est résolu grâce à une méthode itérative préconditionnée par une factorisation LU. Le couplage entre méthodes directes et méthodes itératives permet de garder la précision de la méthode directe et de profiter de la faible consommation en mémoire des méthodes itératives. Ces techniques leur permettent la résolution de grands systèmes telle que l’on peut rencontrer dans la simulation directe des équations de Navier-Stokes en trois dimensions. Nous utilisons ces méthodes de résolution dans notre code de calcul.

[Gorobets 2008] et [Trias 2006] combinent ces méthodes de résolution avec une méthode de décomposition de Fourier [Hockney 1965] qui permet de découpler les inconnues dans la direction périodique y dans notre cas. Ils ont adapté cette technique pour la résolution du système linéaire de l’équation de Poisson à des ordres supérieurs à 4. Nous nous servons de leurs résultats pour comparer nos résultats issus de la simulation des grandes échelles en trois dimensions.



(a) SND3D ($190 \times 128 \times 462$)

Figure 2.13 : $Ra_H = 1 \times 10^{10}$. Champs moyens SND 3D. Pour chaque cas, fonction de courant à gauche et isothermes de température à droite, uniformément distribuées entre -0,5 et 0,5 [Gorobets 2008, Trias 2006].

9. comporte une forte proportion de coefficients nuls

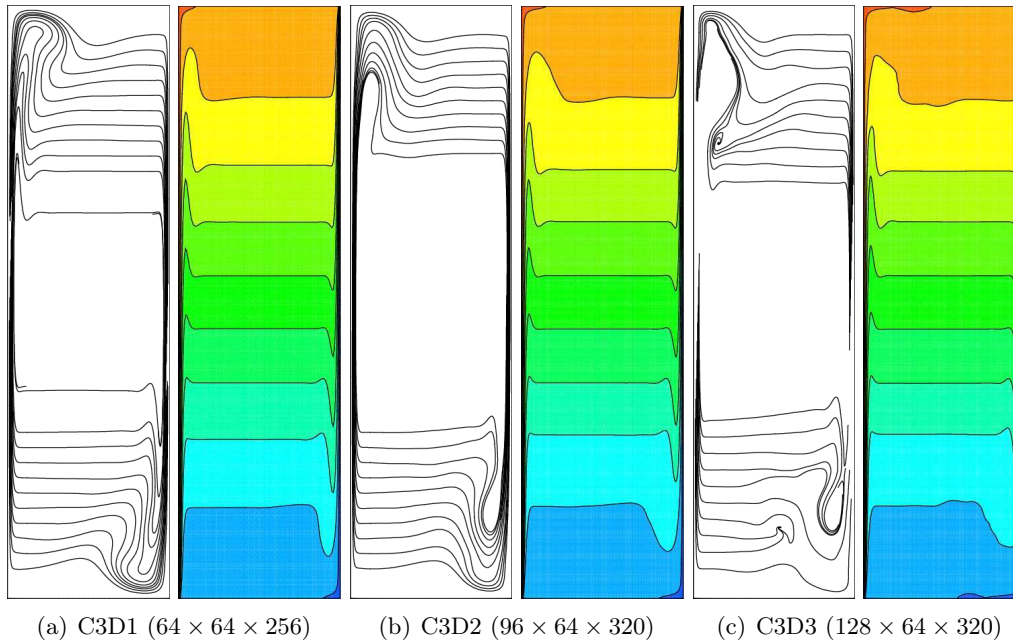


Figure 2.14 : $Ra_H = 1 \times 10^{10}$. Champs moyens SGE 3D. Pour chaque cas, fonction de courant à gauche et isothermes de température à droite, uniformément distribuées entre -0,5 et 0,5.

Cas#	SND3D	C3D1	C3D2	C3D3
Auteur	Gorobets [2008], Trias [2006]	–	–	–
N_x	190	64	96	128
N_y	128	64	64	64
N_z	462	256	320	320
y_c^+	–	1,94	0,76	0,56
y_{adia}^+	–	1,17	1,24	0,56
$\frac{\nu_{sm}}{\nu} _{\max}$	–	0,90	0,85	0,72
$\frac{\kappa_{sm}}{\kappa} _{\max}$	–	1,10	0,94	0,82
w_{\max} $z = 0,5$	0,223 en $x = 0,0037$	0,220 en $x = 0,0039$	0,220 en $x = 0,0035$	0,226 en $x = 0,0037$
Nu_c	101,94	100,43	101,24	101,33
$S_{1/2}$	1,01	1,01	1,00	1,01

Tableau 2.8 : Comparaison entre les simulations SGE 3D et des références SND 3D.

On observe, tableau 2.8, que pour tous les cas, le modèle de sous-maille est bien influent sur

les simulations numériques, ce qui est un bon point. Si on s’intéresse à l’allure de l’écoulement (voir Fig. 2.14), on constate que les isothermes et les fonctions de courant sont correctement représentées pour le cas C3D3 par rapport à la SND avec environ 8 millions moins de cellules, ce qui est très satisfaisant en terme de temps de calcul. Pour un nombre de Rayleigh égal à 1×10^{10} , on notera qu’il est nécessaire d’avoir au minimum un nombre de maille égal à 128 sur l’axe des \mathbf{x} pour permettre d’avoir une bonne allure de l’écoulement. Pour finir, au regard des valeurs moyennes de y_c^+ et y_{adia}^+ obtenues pour les parois, nous nous sommes attachés à ne pas avoir de valeurs supérieures à 2.

Cette méthodologie est appliquée à chaque fois qu’on étudie un écoulement de convection naturelle turbulent à l’intérieur des cavités. A présent, nous allons nous intéresser à la présentation des quantités turbulentes qui nous permettront, par la suite, une comparaison plus complète entre les simulations SGE et SND.

2.5.4 Quantités turbulentes

L’étude de la turbulence consiste à calculer les indicateurs classiques de la statistique : la variance ($\langle u_i'^2 \rangle$, $\langle \theta'^2 \rangle$) et la covariance ($\langle u_i' u_j' \rangle$ ($i \neq j$), $\langle u_i' \theta' \rangle$).

Intensité de la turbulence : variance et écart-type

La variance σ_{phi}^2 est une mesure statistique caractérisant la dispersion d’une distribution, et est définie comme :

$$\sigma_{\phi}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (\phi_i - \langle \phi \rangle)^2 \quad (2.105)$$

où N est le nombre total de points de l’ensemble des données.

Rappelons que pour les champs ϕ (température, vitesse, etc) où on peut séparer la valeur moyenne de la partie fluctuante, on peut écrire :

$$\phi = \langle \phi \rangle + \phi' \quad (2.106)$$

où ϕ est la valeur instantanée de la variable. On rappelle les résultats suivants :

- $\langle \phi' \rangle = 0$,
- $\langle \langle \phi \rangle \phi' \rangle = 0$,
- $\langle \langle \phi \rangle \rangle = \langle \phi \rangle$.

En combinant (Éq. 2.105) et (Éq. 2.106), on obtient :

$$\sigma_\phi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (\phi'_i)^2 \text{ ou } \sigma_\phi^2 = \langle \phi'^2 \rangle \quad (2.107)$$

Par conséquent, la moyenne du carré de la quantité turbulente d'une variable peut être interprétée comme la variance de cette variable. L'écart-type (σ) est liée à la variance par :

$$\sigma_\phi = \sqrt{\sigma_\phi^2} = \left(\langle \phi'^2 \rangle \right)^{0.5} \quad (2.108)$$

Donc, comme on peut le voir sur (Éq. 2.108), si l'écart type est grand, alors la quantité turbulente de l'écoulement est grande, c'est à dire, l'intensité de la turbulence est importante. Par ailleurs, si on prend l'exemple de la vitesse d'écoulement, on définit que si $\sigma_u^2 = \sigma_v^2 = \sigma_w^2$, alors la turbulence est isotrope.

Un paramètre sans dimension qui est souvent utilisé comme une mesure de l'intensité de turbulence (I) est donnée par :

$$I = \frac{\sigma_M}{\langle M \rangle} \text{ en } [\%] \quad (2.109)$$

avec : $\langle M \rangle = \sqrt{\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle + \langle w^2 \rangle}$ et $\sigma_M = \sqrt{\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2}$.

L'une des quantités les plus importantes utilisées pour étudier la turbulence et son évolution dans la couche limite est l'énergie cinétique turbulente (k).

$$k = \frac{1}{2} \left(\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle \right) \quad (2.110)$$

où u' , v' , et w' désignent les fluctuations des composantes du vecteur vitesse.

Covariances

La quantité $\frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (w_i - \langle w \rangle)(\theta_i - \langle \theta \rangle) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} (w'_i \theta'_i) = \langle w' \theta' \rangle$ s'interprète comme un flux turbulent vertical de température potentielle (covariance).

La covariance est :

- positive quand les deux variables augmentent ou diminuent ensemble ;
- négative quand leur variation est opposée ;
- nulle quand la variation d'une variable est complètement indépendante des variations de l'autre.

La quantité turbulente $\langle w' \theta' \rangle$ représente un transport de chaleur :

- $\langle w'\theta' \rangle > 0$, le transport de chaleur est vers le haut ;
- $\langle w'\theta' \rangle < 0$, le transport de chaleur est vers le bas.

La covariance entre la vitesse verticale (w) et la vitesse horizontale (u) représente un transport de quantité de mouvement par unité de masse. Les covariances entre les diverses composantes de la vitesse sont nommées contraintes de Reynolds.

Après cette partie théorique, nous pouvons ainsi calculer les flux turbulents moyens de quantités de mouvement ($\langle u'w' \rangle$), de température ($\langle w'\theta' \rangle$) et les variances ($\langle u'^2 \rangle$, $\langle w'^2 \rangle$ et $\langle \theta'^2 \rangle$) moyennés sur des temps longs. Ces quantités turbulentes vont nous permettre de comparer nos simulations SGE à la référence SND [Trias 2006] et ainsi vérifier la validité du modèle dans les conditions d’hypothèses données.

2.5.5 Résultats et discussions

Cette section est dédiée à la comparaison entre les résultats numériques issus des calculs par Simulation Directe des équations de Navier-Stokes (SND) et les champs numériques issus de nos Simulations des Grandes Échelles (SGE). Les calculs SND qui serviront de référence pour examiner la validité de notre modèle, ont été réalisés par F.X. Trias et al [Trias *et al.* 2010a;b], Gorobets [Gorobets 2008], A. Sergent [Sergent 2000], S. Xin [Xin 1993], P. Le Quéré [Le Quéré 1994]. Le tableau(cf. Tab. 2.9) récapitule les caractéristiques de calcul.

		Cas#	Ra_H	N_x	N_y	N_z	L_y	γ_x	γ_z	TA	Δt	
2D	SGE 2D	A2D	$6,4 \times 10^8$	64	–	128	2,0	1,5	1,5	590	$3,0 \times 10^{-3}$	
		B2D	2×10^9	80	–	192	1,0	1,75	0,0	6000	$2,0 \times 10^{-3}$	
		C2D	1×10^{10}	96	–	320	1,0	2,0	0,0	2350	$1,5 \times 10^{-3}$	
	SND 2D	TR2DA[Trias 2006]	$6,4 \times 10^8$	218	–	438	2,0	1,5	1,0	300	$6,96 \times 10^{-4}$	
		TR2DB[Trias 2006]	2×10^9	202	–	448	1,0	1,75	0,0	200	$6,51 \times 10^{-4}$	
		XI2DC[Xin 1993]	1×10^{10}	96	–	768	–	–	–	150	$2,0 \times 10^{-3}$	
		SE2DC[Sergent 2000]	1×10^{10}	130	–	514	–	–	–	–	$2,0 \times 10^{-3}$	
		TR2DC[Trias 2006]	1×10^{10}	194	–	459	1,0	2,0	0,0	175	$7,56 \times 10^{-4}$	
	3D	SGE 3D	A3D	$6,4 \times 10^8$	64	32	128	2,0	1,5	1,5	740	$5,0 \times 10^{-3}$
			B3D	2×10^9	80	64	192	1,0	1,75	0,0	440	$3,0 \times 10^{-3}$
C3D			1×10^{10}	128	64	320	1,0	2,0	0,0	240	$1,0 \times 10^{-3}$	
SND 3D		TR3DA[Trias <i>et al.</i> 2010a;b]	$6,4 \times 10^8$	156	128	312	2,0	1,5	1,5	850	$1,26 \times 10^{-3}$	
		TR3DB[Trias <i>et al.</i> 2010a;b]	2×10^9	144	64	318	1,0	1,75	2,0	550	$1,27 \times 10^{-3}$	
		GO3DC[Gorobets 2008]	1×10^{10}	190	128	462	1,0	2,0	0,0	330	$6,25 \times 10^{-4}$	

Tableau 2.9 : Caractéristiques des simulations SGE et des références SND.

Chapitre 2. Description et éléments de validation de l’outil numérique : Géométries fermées

Pour chaque cas traité (cf. Tab. 2.9), on peut comparer les champs de vitesse, de température et les quantités turbulentes avec [Trias 2006], pour les cas 2D et [Gorobets 2008, Trias *et al.* 2010a ;b], pour les cas 3D.

Résultats bidimensionnels (2D)

Les champs de température et les fonctions de courant moyennés sont représentés sur la figure 2.16. Ne connaissant pas les valeurs des fonctions de courant de la référence [Trias 2006], une représentation approchée des lignes des courant est réalisée. Le résumé des résultats des grandeurs (Nu , u_{\max} , w_{\max} ...) est présenté dans le tableau 2.10.

Au vu des résultats SGE 2D, on constate que les champs obtenus sont correctement moyennés dans le temps. On respecte bien la symétrie de l’écoulement qui est traditionnellement appelée propriété de centro-symétrie (cf. Fig. 2.17). Dans cette gamme de nombre de Rayleigh choisie, on remarque que les écoulements sont similaires : avec des minces couches limites verticales, le coeur de la cavité linéairement stratifié en température (stratification thermique, (cf. Fig. 2.17(a)) et deux zones de ressaut hydraulique (présence de cellules contra-rotatives) en partie haute, coté chaud, et partie basse, coté froid. Les résultats SND pour le cas $Ra_H = 1 \times 10^{10}$ font apparaître une épaisse couche limite alors qu’elle est plus petite pour l’approche SGE ce qui correspond à une différence pour les zones de détachement tourbillonnaire en partie avale dans la couche limite visible également sur les figures 2.17(a) et 2.17. Notre SGE prédit un détachement plus tardif que la SND.

Regardons maintenant les quantités turbulentes. Les distributions spatiales des quantités turbulentes sont sensiblement en accord avec la SND. Les résultats, en deux dimensions, comme on peut le voir dans les figures 2.18, 2.19 et 2.20, toutes les statistiques turbulentes ($\langle \theta' \theta' \rangle$, $\langle w' \theta' \rangle$, $\langle u' u' \rangle$, $\langle w' w' \rangle$) sont quasiment nulles dans les couches limites verticales. Les fluctuations sont concentrées au niveau des régions supérieures (partie chauffée) et inférieures (partie basse). Les distributions bidimensionnelles du flux de chaleur turbulent $\langle w' \theta' \rangle$ sont par contre très différentes entre la SND et la SGE.

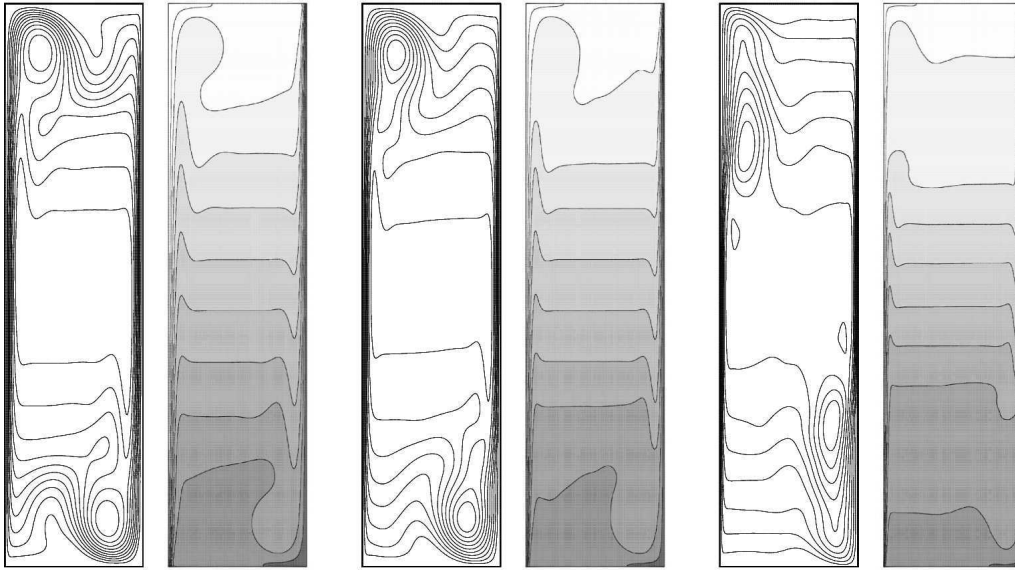


Figure 2.15 : Champs moyens SND 2D. De gauche à droite : $Ra_H = 6,4 \times 10^8, 2 \times 10^9, 1 \times 10^{10}$ [Trias 2006]. Pour chaque cas, fonction de courant à gauche et isothermes de température à droite, uniformément distribuées entre -0,5 et 0,5.

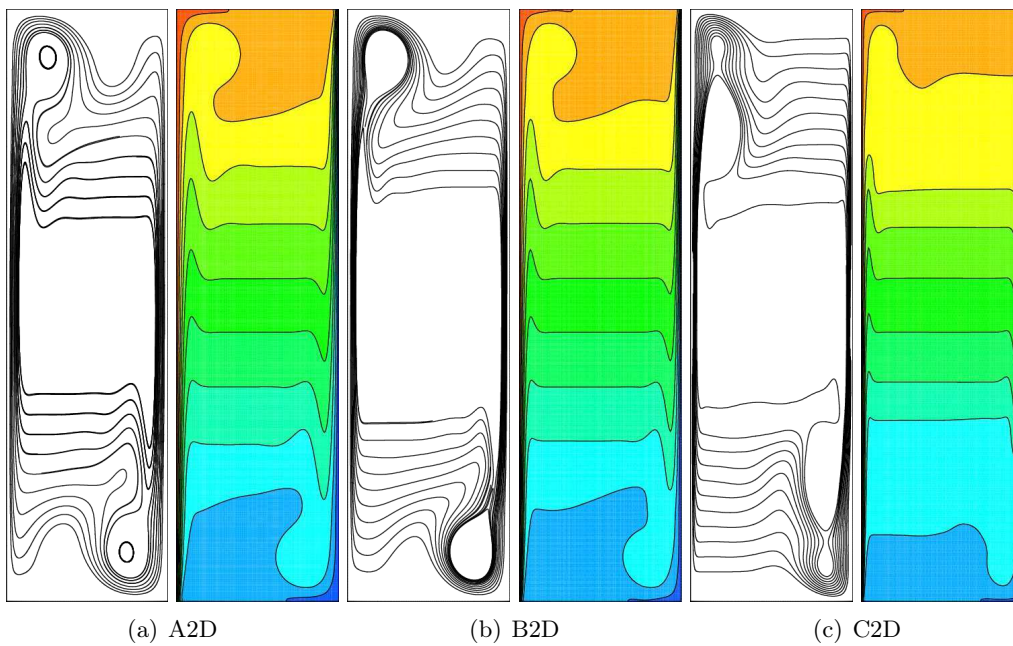
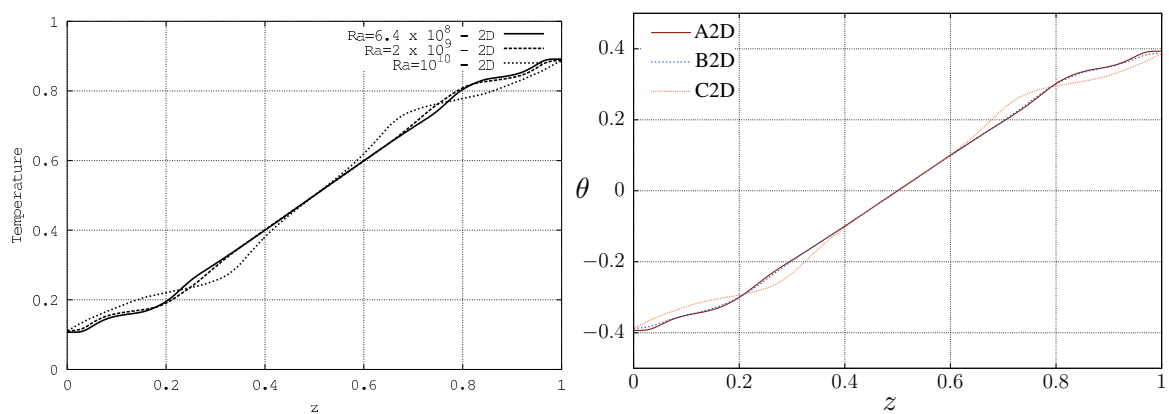
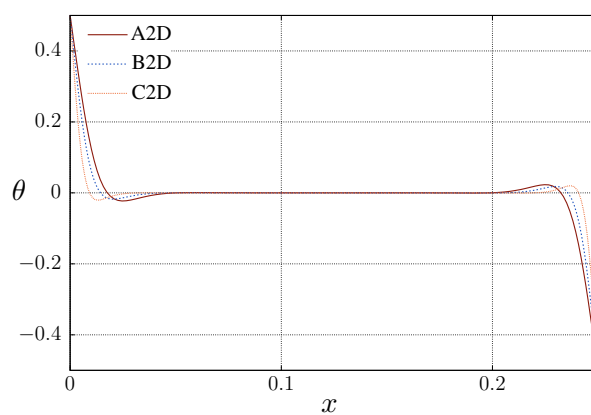


Figure 2.16 : Champs moyens SGE 2D. De gauche à droite : $Ra_H = 6,4 \times 10^8, 2 \times 10^9, 1 \times 10^{10}$. Pour chaque cas, fonction de courant à gauche et isothermes de température à droite, uniformément distribuées entre -0,5 et 0,5.



(a) plan médian vertical. SND [Trias 2006] à gauche, SGE à droite.



(b) plan médian horizontal SGE.

Figure 2.17 : Champs moyens SGE 2D. Profils de température dans le plan médian vertical (en haut) et dans le plan médian horizontal (en bas).

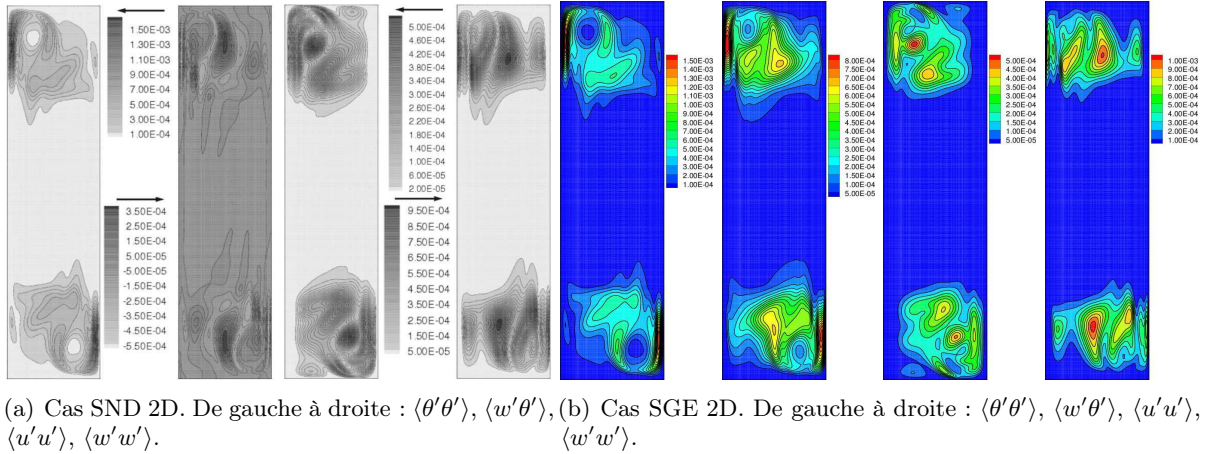


Figure 2.18 : Quantités turbulentes pour $Ra_H = 6,4 \times 10^8$.

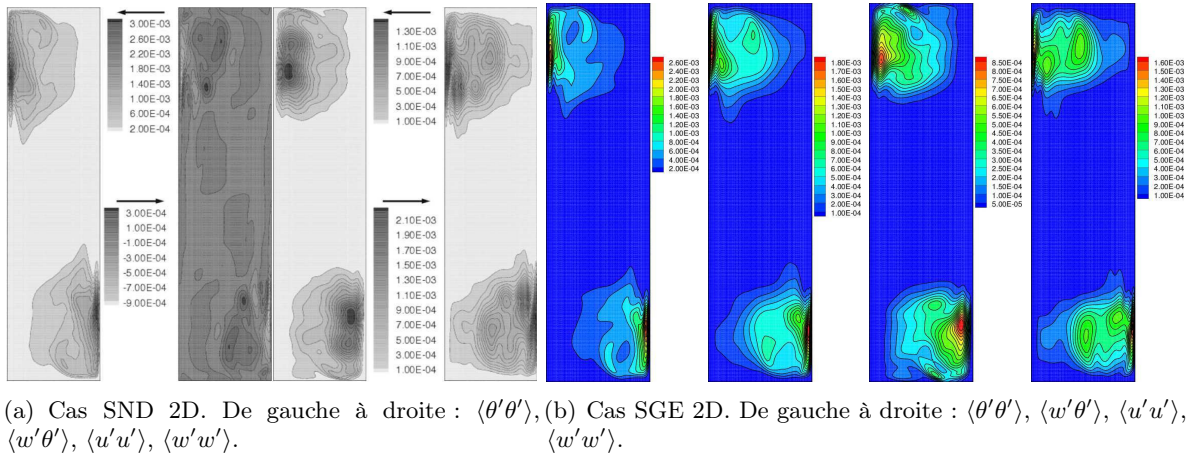


Figure 2.19 : Quantités turbulentes pour $Ra_H = 2 \times 10^9$.

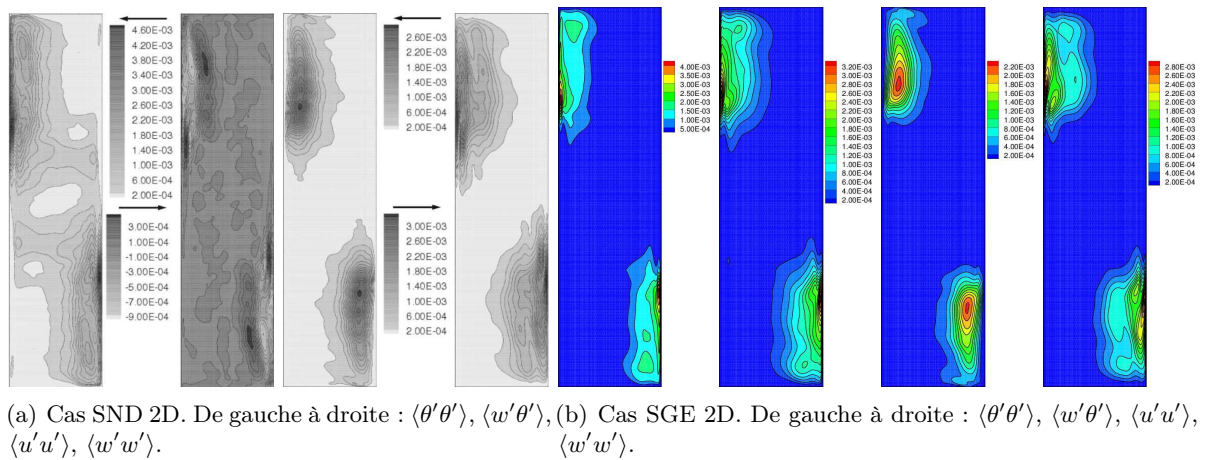


Figure 2.20 : Quantités turbulentes pour $Ra_H = 1 \times 10^{10}$.

Conclusion partielle

On peut considérer que les champs moyens SGE 2D (cf. Fig. 2.16) sont en parfait accord avec la référence (cf. Fig. 2.15). De même pour les champs turbulents (cf. Fig. 2.18), (cf. Fig. 2.19) et (cf. Fig. 2.20). Comparé à la SND, le modèle de turbulence échelles mixtes représente correctement le comportement d’un écoulement de convection naturelle dans une cavité naturelle de rapport de forme 4 en bidimensionnel. Analysons maintenant le cas tridimensionnel.

Résultats tridimensionnels (3D)

Les champs de température et les fonctions de courant moyennés sont représentés sur la figure 2.22. Le résumé des résultats des grandeurs (Nu , u_{\max} , w_{\max} . . .) est présenté dans le tableau 2.10.

Cette confrontation de notre solveur SGE avec des résultats de références en trois dimensions s’avère cohérente. Le passage en trois dimensions améliore la qualité de nos résultats : meilleure représentation des couches limites et des isothermes. Il faut tenir compte du fait que le maillage a été adapté à l’écoulement afin que le modèle de sous-maille soit influent.

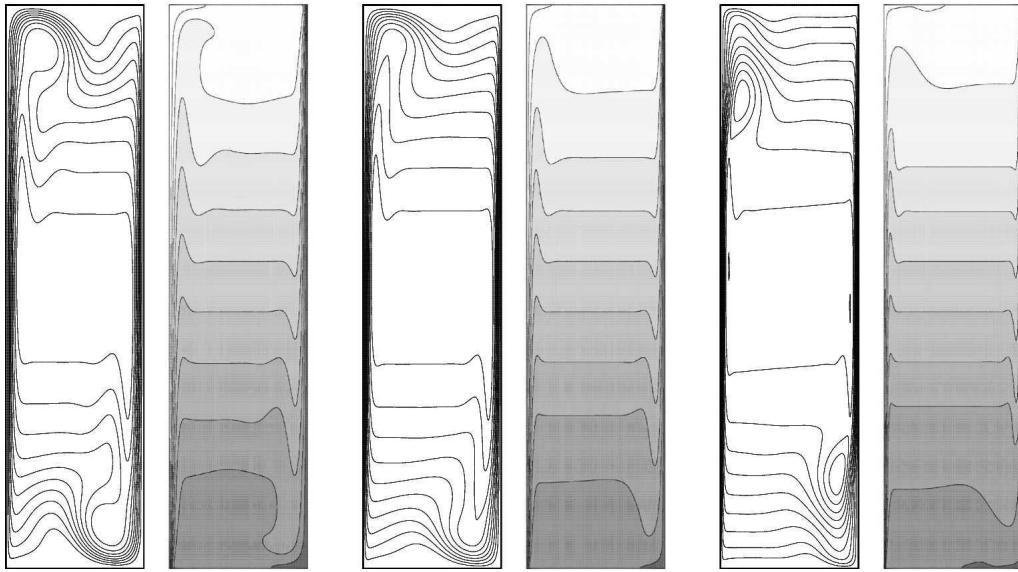


Figure 2.21 : Champs moyens SND 3D. De gauche à droite : $Ra_H = 6,4 \times 10^8$, 2×10^9 , 1×10^{10} [Trias *et al.* 2010a;b]. Pour chaque cas, fonction de courant à gauche et isothermes de température à droite, uniformément distribuées entre -0,5 et 0,5.

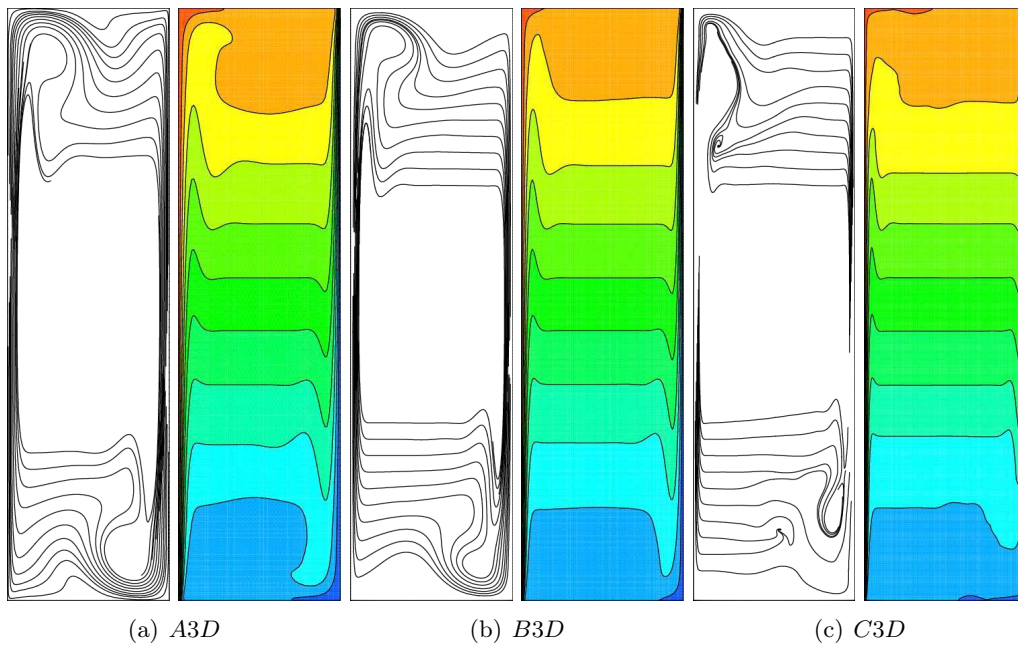


Figure 2.22 : Champs moyens SGE 3D. De gauche à droite : $Ra_H = 6,4 \times 10^8$, 2×10^9 , 1×10^{10} . Pour chaque cas, fonction de courant à gauche et isothermes de température à droite, uniformément distribuées entre -0,5 et 0,5.

Chapitre 2. Description et éléments de validation de l'outil numérique : Géométries fermées

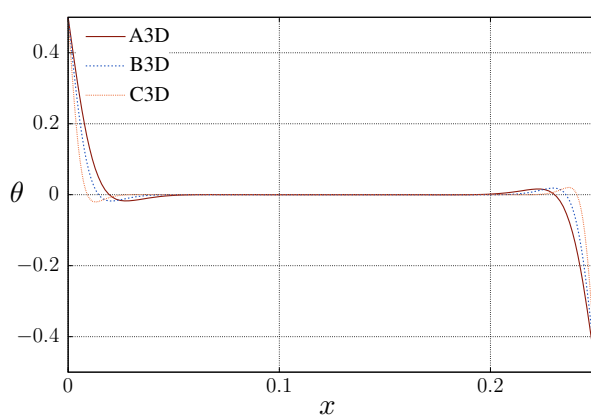
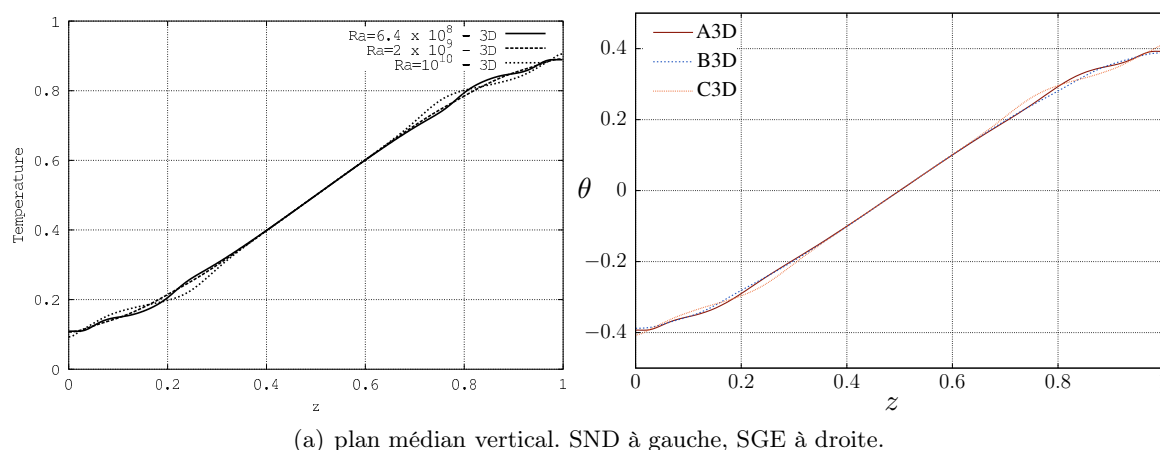
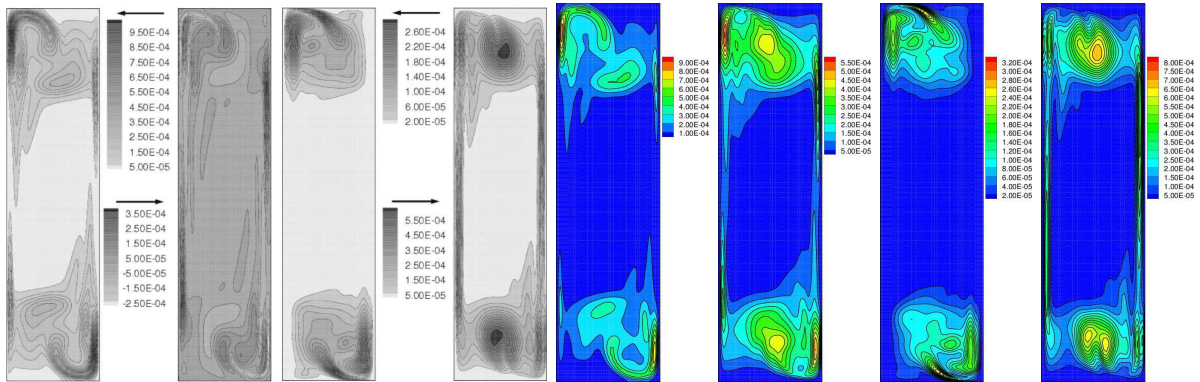


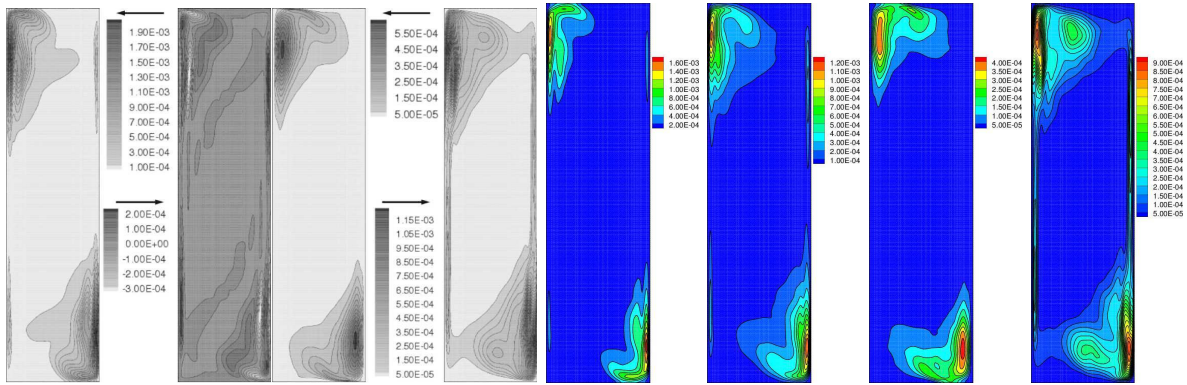
Figure 2.23 : Champs moyens SGE 3D. Profils de température dans le plan médian vertical (en haut) et dans le plan médian horizontal (en bas).

La figure 2.23 présente les profils de température dans le plan médian horizontal et vertical. La figure 2.23(a) et le tableau 2.10 confirme une bonne évaluation de la stratification thermique au vu des résultats SND. Regardons maintenant les quantités turbulentes. Les distributions spatiales des quantités turbulentes sont sensiblement en accord avec la SND. Pour $Ra_H = 6,4 \times 10^8$ et $Ra_H = 2 \times 10^9$, les quantités statistiques turbulentes ($\langle \theta' \theta' \rangle$, $\langle w' \theta' \rangle$, $\langle u' u' \rangle$, $\langle w' w' \rangle$) sont non nulles dans les couches limites verticales, ce qui n'est pas visible pour la 2D (cf. Fig. 2.24) (cf. Fig. 2.25) (cf. Fig. 2.26). De même que le cas bidimensionnel, les fluctuations sont concentrées au niveau des régions supérieures (partie chauffée) et inférieures (partie basse). On note une meilleure représentation de la quantité de turbulente $\langle w' \theta' \rangle$.



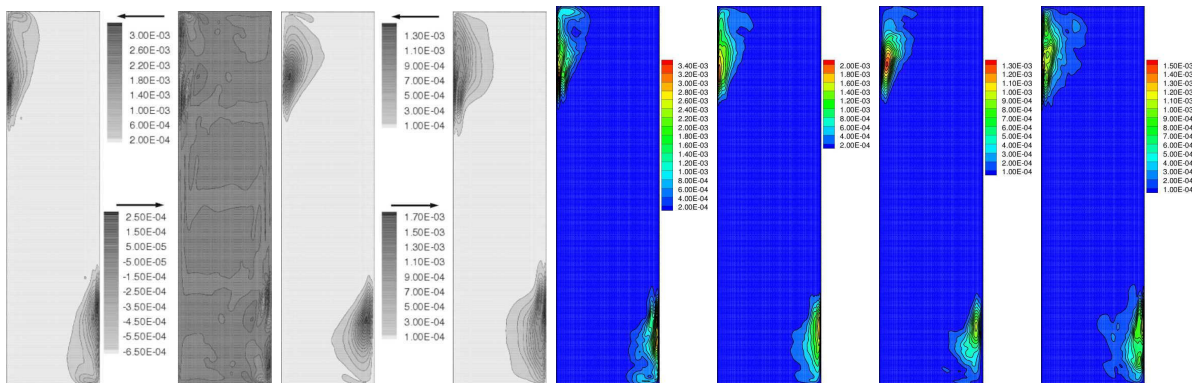
(a) Cas SND 3D. De gauche à droite : $\langle \theta' \theta' \rangle$, $\langle w' \theta' \rangle$, $\langle u' u' \rangle$, $\langle w' w' \rangle$. (b) Cas SGE 3D. De gauche à droite : $\langle \theta' \theta' \rangle$, $\langle w' \theta' \rangle$, $\langle u' u' \rangle$, $\langle w' w' \rangle$.

Figure 2.24 : Quantités turbulentes pour $Ra_H = 6,4 \times 10^8$.



(a) Cas SND 3D. De gauche à droite : $\langle \theta' \theta' \rangle$, $\langle w' \theta' \rangle$, $\langle u' u' \rangle$, $\langle w' w' \rangle$. (b) Cas SGE 3D. De gauche à droite : $\langle \theta' \theta' \rangle$, $\langle w' \theta' \rangle$, $\langle u' u' \rangle$, $\langle w' w' \rangle$.

Figure 2.25 : Quantités turbulentes pour $Ra_H = 2 \times 10^9$.



(a) Cas SND 3D. De gauche à droite : $\langle \theta' \theta' \rangle$, $\langle w' \theta' \rangle$, $\langle u' u' \rangle$, $\langle w' w' \rangle$. (b) Cas SGE 3D. De gauche à droite : $\langle \theta' \theta' \rangle$, $\langle w' \theta' \rangle$, $\langle u' u' \rangle$, $\langle w' w' \rangle$.

Figure 2.26 : Quantités turbulentes pour $Ra_H = 1 \times 10^{10}$.

Conclusion partielle

L’analyse des résultats des simulations des grandes échelles en trois dimensions montre que la précision est globalement satisfaisante, bien qu’apparaît une petite dégradation de l’allure de l’écoulement au niveau des zones des ressauts en partie haute, côté paroi chaude et en partie basse côté paroi froide. Les quantités turbulentes nous permettent d’affirmer que le modèle de turbulence est bien adapté aux écoulements de convection naturelle turbulente.

Généralisation des résultats

Le tableau 2.10 généralise la comparaison des résultats issus du calcul 2D et 3D pour les approches SGE et SND. On constate que dans la plupart des cas étudiés, le modèle de sous-maille sous-estime faiblement le nombre de Nusselt moyen (erreur $< 0,4\%$). La figure 2.27 compare la distribution des écarts types du nombre de Nusselt entre 2D et 3D. Les fluctuations, se produisant dans la partie haute de la cavité ($z = 0,7$), présentent des différences évidentes entre l’approche SND et l’approche SGE (cf. Fig. 2.27) notamment d’un point de vue intensité. Cependant, on peut observer que les maxima pour la vitesse horizontale u et verticale w sont localement proches entre la SND et la SGE.

Ra	Cas#	$\langle Nu_c \rangle$	$\langle Nu_c \rangle_{\max}$	z	$S_{1/2}$	u_{\max}	x	w_{\max}	x	u_{\max}	z	w_{\max}	z
$6,4 \times 10^8$	A3D	49,37	179,61	$3,63 \times 10^{-3}$	1,01	$8,33 \times 10^{-4}$	$2,23 \times 10^{-1}$	$2,21 \times 10^{-1}$	$7,25 \times 10^{-3}$	$2,31 \times 10^{-2}$	$9,47 \times 10^{-1}$	$4,43 \times 10^{-2}$	$7,74 \times 10^{-2}$
	TR3DA	49,24	171,89	$3,63 \times 10^{-3}$	1,02	$9,02 \times 10^{-4}$	$2,22 \times 10^{-1}$	$2,22 \times 10^{-1}$	$7,26 \times 10^{-3}$	$2,72 \times 10^{-2}$	$9,52 \times 10^{-1}$	$4,47 \times 10^{-1}$	$6,91 \times 10^{-2}$
	A2D	49,26	172,23	$1,08 \times 10^{-3}$	0,99	$8,74 \times 10^{-4}$	$2,22 \times 10^{-1}$	$2,22 \times 10^{-1}$	$7,25 \times 10^{-3}$	$2,05 \times 10^{-2}$	$9,49 \times 10^{-1}$	$3,94 \times 10^{-2}$	$8,91 \times 10^{-2}$
	TR2DA	49,23	196,96	$4,52 \times 10^{-3}$	1,01	$8,69 \times 10^{-4}$	$2,22 \times 10^{-1}$	$2,23 \times 10^{-1}$	$7,51 \times 10^{-3}$	$2,32 \times 10^{-2}$	$9,49 \times 10^{-1}$	$4,49 \times 10^{-2}$	$8,41 \times 10^{-2}$
2×10^9	B3D($64 \times 64 \times 128$)	66,16	250,21	$3,90 \times 10^{-3}$	1,03	$6,13 \times 10^{-4}$	$2,28 \times 10^{-1}$	$2,21 \times 10^{-1}$	$5,38 \times 10^{-3}$	$2,81 \times 10^{-2}$	$9,68 \times 10^{-1}$	$2,58 \times 10^{-2}$	$3,90 \times 10^{-2}$
	B3D($80 \times 64 \times 128$)	66,20	247,28	$3,90 \times 10^{-3}$	1,03	$6,26 \times 10^{-4}$	$2,28 \times 10^{-1}$	$2,22 \times 10^{-1}$	$6,23 \times 10^{-3}$	$2,61 \times 10^{-2}$	$9,68 \times 10^{-1}$	$2,46 \times 10^{-2}$	$3,90 \times 10^{-2}$
	B3D($80 \times 64 \times 192$)	66,19	260,44	$2,26 \times 10^{-3}$	1,01	$7,77 \times 10^{-4}$	$2,28 \times 10^{-1}$	$2,14 \times 10^{-1}$	$5,11 \times 10^{-3}$	$1,19 \times 10^{-2}$	$9,43 \times 10^{-1}$	$2,86 \times 10^{-2}$	$6,77 \times 10^{-2}$
	TR3DB	66,63	260,49	0	1,01	$6,36 \times 10^{-4}$	$2,29 \times 10^{-1}$	$2,22 \times 10^{-1}$	$5,76 \times 10^{-3}$	$1,76 \times 10^{-2}$	$9,57 \times 10^{-1}$	$1,67 \times 10^{-2}$	$6,01 \times 10^{-2}$
	B2D(64×128)	66,09	241,68	$3,90 \times 10^{-3}$	0,99	$6,39 \times 10^{-4}$	$2,28 \times 10^{-1}$	$2,21 \times 10^{-1}$	$5,38 \times 10^{-3}$	$1,61 \times 10^{-2}$	$9,53 \times 10^{-1}$	$2,81 \times 10^{-2}$	$7,81 \times 10^{-2}$
	B2D(128×256)	66,10	255,69	$1,95 \times 10^{-3}$	0,99	$6,29 \times 10^{-4}$	$2,29 \times 10^{-1}$	$2,22 \times 10^{-1}$	$5,38 \times 10^{-3}$	$1,59 \times 10^{-2}$	$9,45 \times 10^{-1}$	$2,80 \times 10^{-2}$	$8,20 \times 10^{-2}$
	TR2DB	66,19	249,80	$1,12 \times 10^{-3}$	1,00	$6,04 \times 10^{-4}$	$2,29 \times 10^{-1}$	$2,23 \times 10^{-1}$	$5,76 \times 10^{-3}$	$2,01 \times 10^{-2}$	$9,47 \times 10^{-1}$	$3,63 \times 10^{-2}$	$8,71 \times 10^{-2}$
1×10^{10}	C3D($96 \times 64 \times 288$)	101,51	448,17	$1,73 \times 10^{-3}$	1,08	$4,40 \times 10^{-4}$	$4,26 \times 10^{-3}$	$2,19 \times 10^{-1}$	$3,57 \times 10^{-3}$	$7,45 \times 10^{-3}$	$9,61 \times 10^{-1}$	$2,05 \times 10^{-3}$	$9,13 \times 10^{-1}$
	C3D($96 \times 64 \times 320$)	101,24	452,40	$1,56 \times 10^{-3}$	1,00	$4,48 \times 10^{-4}$	$2,36 \times 10^{-1}$	$2,20 \times 10^{-1}$	$3,57 \times 10^{-3}$	$8,53 \times 10^{-3}$	$9,59 \times 10^{-1}$	$2,45 \times 10^{-3}$	$9,75 \times 10^{-1}$
	C3D($128 \times 64 \times 320$)	101,33	447,40	$1,56 \times 10^{-3}$	1,01	$4,59 \times 10^{-4}$	$4,66 \times 10^{-3}$	$2,21 \times 10^{-1}$	$3,91 \times 10^{-3}$	$9,17 \times 10^{-3}$	$9,65 \times 10^{-1}$	$3,17 \times 10^{-3}$	$9,75 \times 10^{-1}$
	GO3DC	101,94	459,50	$8,13 \times 10^{-1}$	1,01	$4,08 \times 10^{-4}$	$4,70 \times 10^{-3}$	$2,23 \times 10^{-1}$	$3,79 \times 10^{-3}$	$8,93 \times 10^{-3}$	$9,84 \times 10^{-1}$	$1,94 \times 10^{-3}$	$9,63 \times 10^{-1}$
	C2D(96×320)	100,15	440,49	$1,56 \times 10^{-3}$	1,02	$4,63 \times 10^{-4}$	$5,01 \times 10^{-3}$	$2,23 \times 10^{-1}$	$3,57 \times 10^{-3}$	$8,54 \times 10^{-3}$	$9,90 \times 10^{-1}$	$4,88 \times 10^{-3}$	$8,75 \times 10^{-1}$
	TR2DC	100,60	441,65	0	1,08	$6,18 \times 10^{-4}$	$5,26 \times 10^{-3}$	$2,29 \times 10^{-1}$	$3,75 \times 10^{-3}$	$8,30 \times 10^{-3}$	$9,58 \times 10^{-1}$	$2,60 \times 10^{-3}$	$2,31 \times 10^{-1}$
	XI2DC	101	—	—	1,15	—	—	—	—	—	—	—	—
	SE2DC	100,40	—	—	1,07	—	—	$2,26 \times 10^{-1}$	4×10^{-3}	—	—	—	—

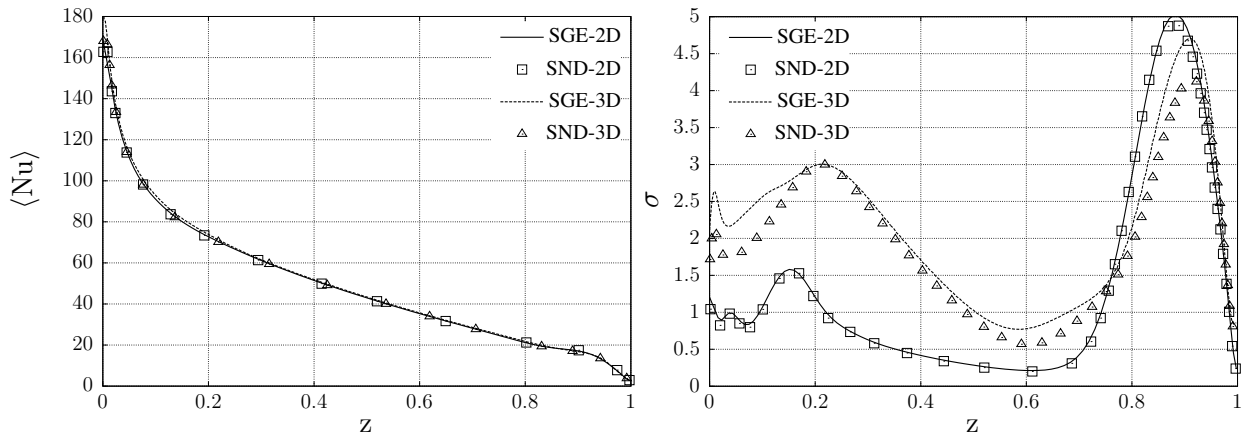
Tableau 2.10 : Grandeurs numériques moyennes. De gauche à droite : nombre de Rayleigh, acronyme du cas étudié, nombre de Nusselt paroi chaude, son maximum et sa position sur la paroi verticale chaude, stratification thermique, maximum de la vitesse horizontale et verticale et leurs positions respectives dans le plan médian horizontal, maximum de la vitesse horizontale et verticale et leurs positions respectives dans le plan médian vertical.

2.6 Conclusion du chapitre

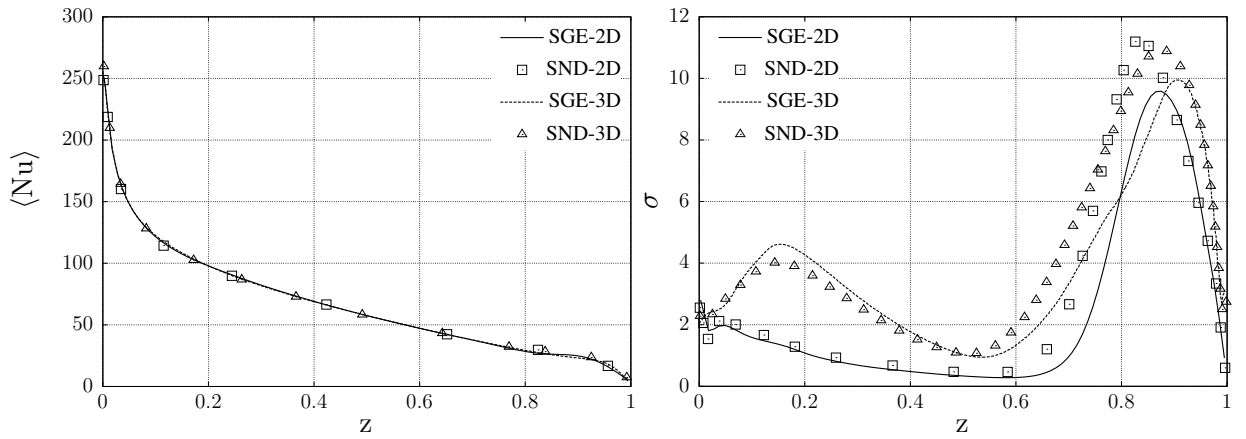
Dans ce chapitre, la simulation des grandes échelles et le modèle de sous-maille ont été présentés. Nous avons fait le choix d’utiliser une approche dynamique du modèle d’échelles mixtes connu dans la littérature pour caractériser correctement la structure et l’intensité des écoulements de convection naturelle turbulente dans des géométries fermées [Ezzouhri *et al.* 2009]. Ce modèle de sous-maille est appliqué pour modéliser le tenseur des contraintes τ_{ij} et le vecteur flux thermique h_j de sous-maille. Notre travail a consisté à développer numériquement ce modèle dans notre outil de calcul [OpenFOAM 2012]. D’autre part, nous avons comparé deux approches de couplage vitesse-pression : une méthode qui utilise un algorithme PISO et une méthode de projection sur un champ à divergence nulle. La comparaison sur un cas test avec solution analytique a permis de mettre en évidence que la méthode de projection améliore la convergence sur les champs de pression et respecte davantage l’hypothèse d’incompressibilité. Cependant, notre choix s’est porté sur la méthode PISO qui s’avère deux fois plus rapide avec des résultats très satisfaisants. Pour finir, nous avons entrepris une étude des écoulements de convection naturelle turbulente en 2D et 3D dans une cavité différentiellement chauffée de rapport de forme 4. Une comparaison des résultats de la simulation des grandes échelles avec des résultats de références de simulation directe a été réalisée. D’une manière générale, les conclusions suivantes peuvent être énoncées :

- un bon accord entre les résultats des simulations directes et les résultats des simulations des grandes échelles que ce soit en deux ou en trois dimensions ;
- une approche dynamique du modèle de sous-maille d’échelles mixtes adaptée à la réalisation de simulations à haut nombre de Rayleigh à l’intérieur de cavité fermée ;
- des transferts thermiques sont évalués de façon très satisfaisante ;
- une réduction considérable du nombre de cellules et donc du temps de calcul.

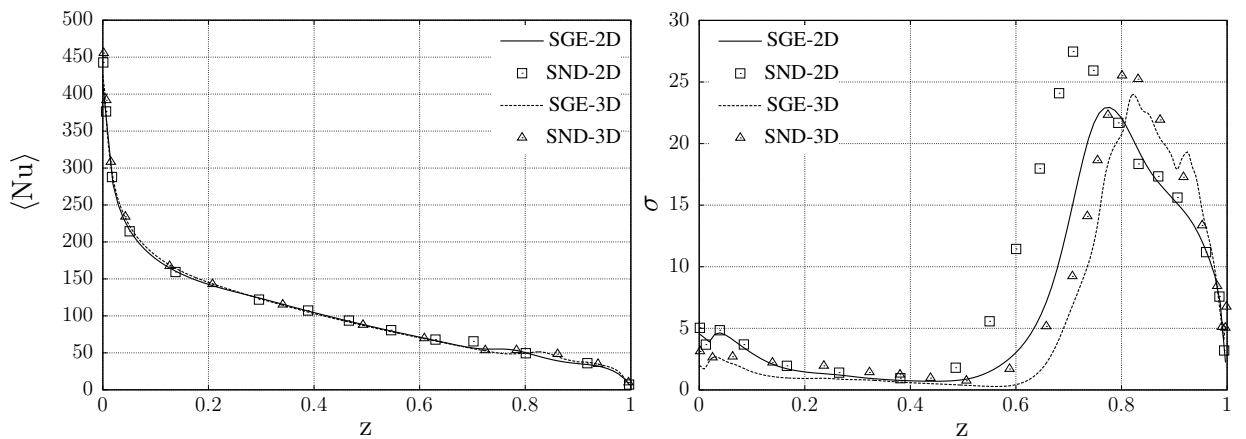
Ces résultats montrent que la simulation SGE, présentée tout au long du chapitre, décrit de manière satisfaisante la dynamique des écoulements à l’intérieur de la cavité différentiellement chauffée. En ce sens, le solveur et le modèle de sous-maille SGE pourront donc être utilisés au chapitre 4 comme outil d’évaluation des transferts de chaleur pour l’application au rafraîchissement nocturne des bâtiments à haut nombre de Rayleigh.



(a) $Ra_H = 6,64 \times 10^8$



(b) $Ra_H = 2 \times 10^9$



(c) $Ra_H = 1 \times 10^{10}$

Figure 2.27 : Nombre de Nusselt local moyen (à gauche) et son écart type (à droite) le long de la parois chaude.

CHAPITRE 3

Description numérique du comportement aérodynamique appliqué aux géométries ouvertes

Ce chapitre est consacré à l'étude comparative et la validation des conditions limites de pression à appliquer aux géométries ouvertes. Rappelons que notre objectif est de comprendre les phénomènes physiques mis en jeu lors du rafraîchissement nocturne d'un bâtiment ouvert. Une partie de ce chapitre sera consacrée à une étude comparative de nos résultats numériques avec ceux d'autres laboratoires (comparaison inter-logiciels). Notre cas d'étude sera un canal vertical asymétriquement chauffé. La deuxième partie sera consacrée à la comparaison entre nos résultats et des données expérimentales sur un canal incliné et asymétriquement chauffé.

Sommaire

3.1	Développement numérique motivé par des besoins spécifiques . . .	93
3.2	Convection naturelle dans un canal vertical	98
3.3	Convection naturelle dans un canal incliné	119
3.4	Conclusion du chapitre et perspectives	141

3.1 Développement numérique motivé par des besoins spécifiques

3.1.1 Canaux asymétriquement chauffés

Plusieurs problèmes comme la cheminée, le refroidissement en face arrière des parois doubles peaux verticales ou en toiture peuvent être représentés par une géométrie de type canaux verticaux ou inclinés asymétriquement chauffés (voir Fig. 3.1). Le principe de fonctionnement de ce type de canal est celui du thermosiphon qui repose sur la poussée d'Archimède ($\mathbf{B} = \rho\mathbf{g} - \nabla p_0 = (\rho - \rho_0)\mathbf{g}$). L'amplitude de cette force, dépend directement des variations de la masse volumique du fluide considéré (ici de l'air). Sous certaines hypothèses notamment en considérant le fluide comme parfait respectant l'approximation de Boussinesq ($\rho - \rho_0 = \rho_0\beta(T - T_0)$)¹ [Boussinesq 1903, Oberbeck 1879]), on peut exprimer la poussée d'Archimède en fonction de la température : $\mathbf{B} = \rho_0\beta(T - T_0)\mathbf{g}$ (domaine de validité voir ¶2.1.1). Dès qu'il y a un écart de température, le fluide se met en mouvement naturellement.

La convection naturelle en canal ouvert a fait l'objet de nombreuses études numériques et expérimentales. Les résultats des études expérimentales de Elenbaas [Elenbaas 1942] ont déterminé les différents modes d'écoulement en fonction d'un nombre de Rayleigh modifié (rapport du nombre de Rayleigh construit sur la largeur du canal par l'allongement du canal). Bar-Cohen et al. [Bar-Cohen et Rohsenow 1984] ont présenté, un ensemble de corrélations pour un canal chauffé asymétriquement. Sparrow et al. [Sparrow *et al.* 1984] ont pu mettre en évidence, lors de visualisations expérimentales, pour différentes conditions de chauffage et de rapport d'allongement, l'apparition d'un écoulement inverse en sortie de canal. Plus récemment, cette recirculation de l'écoulement a également été étudiée par Samot et al. [Samot *et al.* 2010].

Cette configuration fait l'objet depuis quelques années, d'un regain d'intérêt dans la communauté des numériciens [Desrayaud *et al.* 2007, Fedorov *et al.* 1997, Le Quéré 2008, Zoubir *et al.* 2011], car elle pose des problèmes non triviaux en terme de conditions limites cohérentes à appliquer en entrée et sortie, particulièrement pour représenter correctement les recirculations observées expérimentalement [Fossa *et al.* 2008, Manca *et al.* 2003, Popa *et al.* 2012].

1. Pour un fluide parfait, on a $\beta = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$

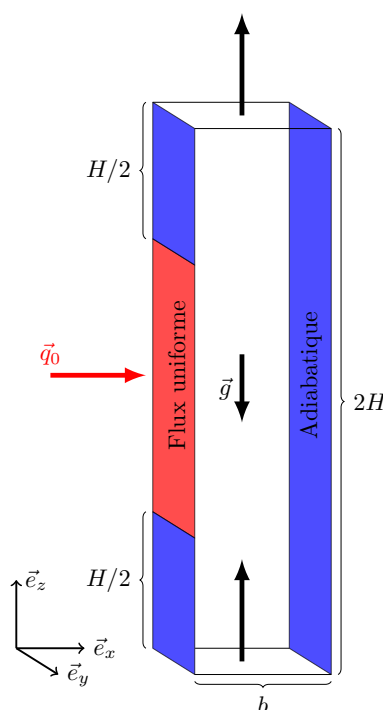


Figure 3.1 : Représentation d'un canal asymétriquement chauffé. Géométrie 3D. Configuration AmeTh.

3.1.2 Objectifs

À l'origine, on considérait une géométrie ouverte (exemple bâtiment avec des ouvertures) dans un domaine où les frontières étaient suffisamment éloignées de celui-ci afin de ne pas perturber l'écoulement. On pouvait alors utiliser des conditions limites standards. Le problème de ces conditions limites est qu'elles exigent un domaine physique assez grand, entraînant un sur-coût numérique en terme de mémoire et de puissance processeur considérable. Des perturbations non physiques peuvent apparaître si le domaine d'intégration n'est pas assez grand. Gan [2010] montre que ce domaine doit être, idéalement, d'environ dix fois la largeur de la cavité pour un chauffage asymétrique et cinq fois plus pour le chauffage symétrique. Dans l'optique de réduire ce type de problèmes (temps de calcul, dispersion numérique), une réflexion s'est organisée dans la communauté scientifique autour de la création de conditions limites directement applicables aux limites de la géométrie.

Les objectifs sont les suivants :

- respecter les phénomènes physiques mis en jeu. Seule l'expérimentation peut nous renseigner sur les profils de vitesse et de température, sur les débits mis en jeu dans les canaux [Chami et Zoughaib 2010, Dalbert *et al.* 1981, Penot et Dalbert 1983, Samot *et al.* 2010] ;
- apporter de l'information avec des expérimentations numériques pour comparer les résultats

avec le peu de résultats expérimentaux disponibles en conditions réelles [Brangeon *et al.* 2012];

- améliorer le temps de calcul en réduisant le domaine numérique en appliquant directement des conditions aux limites à la géométrie considérée;
- étudier plusieurs conditions limites numériques et comparer les résultats entre eux mais aussi avec d'autres équipes de recherches [Desrayaud *et al.* 2007].

3.1.3 Conditions aux limites pour les géométries ouvertes

Pour les géométries ouvertes en convection naturelle, le choix des conditions aux limites à appliquer à la vitesse et la pression est délicat. En effet, dans le cas d'un canal asymétriquement chauffé, l'écoulement, de type thermosiphon, résulte de l'équilibre entre les forces dues à la poussée d'Archimède et les pertes de charge totales de l'écoulement entre l'ouverture basse et l'ouverture haute du canal. C'est-à-dire un équilibre entre la perte de pression p_e (entrée du canal) due à la viscosité et l'augmentation de pression $p_s = -\rho_0 \int_s g\beta(T - T_0)dx$ (sortie du canal) due aux différences de température. Aucun choix n'apparaît cependant trivial pour imposer des conditions de vitesse ou de pression à l'ouverture basse du canal. Cependant, il semble qu'on pourrait appliquer une condition limite pour la pression à l'entrée du canal [Desrayaud *et al.* 2007].

En considérant que le rotationnel de la vitesse est nul et le fluide incompressible et que l'écoulement est stationnaire, on peut appliquer le théorème Bernoulli le long d'une ligne de courant entre l'entrée (e) et le point (k) (voir Fig. 3.2).

$$p_e^* + \frac{1}{2}\rho V_e^2 = p_k^* + \frac{1}{2}\rho V_k^2 \quad (3.1)$$

où $V_k = 0$ (fluide au repos) et $p_k^* = 0$.

On peut donc, maintenant, relier le débit traversant à la différence de pression entre l'ouverture basse (e) et l'ouverture haute (s) par la relation :

$$\int_s (p + \rho gz).dA - \int_e (p + \rho gz).dA = \int_e \frac{1}{2}\rho |V|^2 .dA \quad (3.2)$$

Deux expressions peuvent être envisagées naturellement pour la condition limite de pression à l'entrée du canal :

- relation locale le long d'une ligne de courant (LB) :

$$p(x,0) = \frac{p_e^*(x,0)}{\rho} = -\frac{1}{2}V(x,0)^2 \quad (3.3)$$

- relation globale le long d'un tube de courant (pression uniforme) (GB) :

$$p(x,0) = \frac{p_e^*(x,0)}{\rho} = -\frac{1}{2} \left(\int_0^1 V(x,0)dx \right)^2 = \frac{1}{2A_e^2} G^2 \quad (3.4)$$

où G est le débit d'entrée et A_e est la section d'entrée.

On peut appliquer les conditions obtenues précédemment (Éq. 3.3) et (Éq. 3.4), en entrée et en sortie .

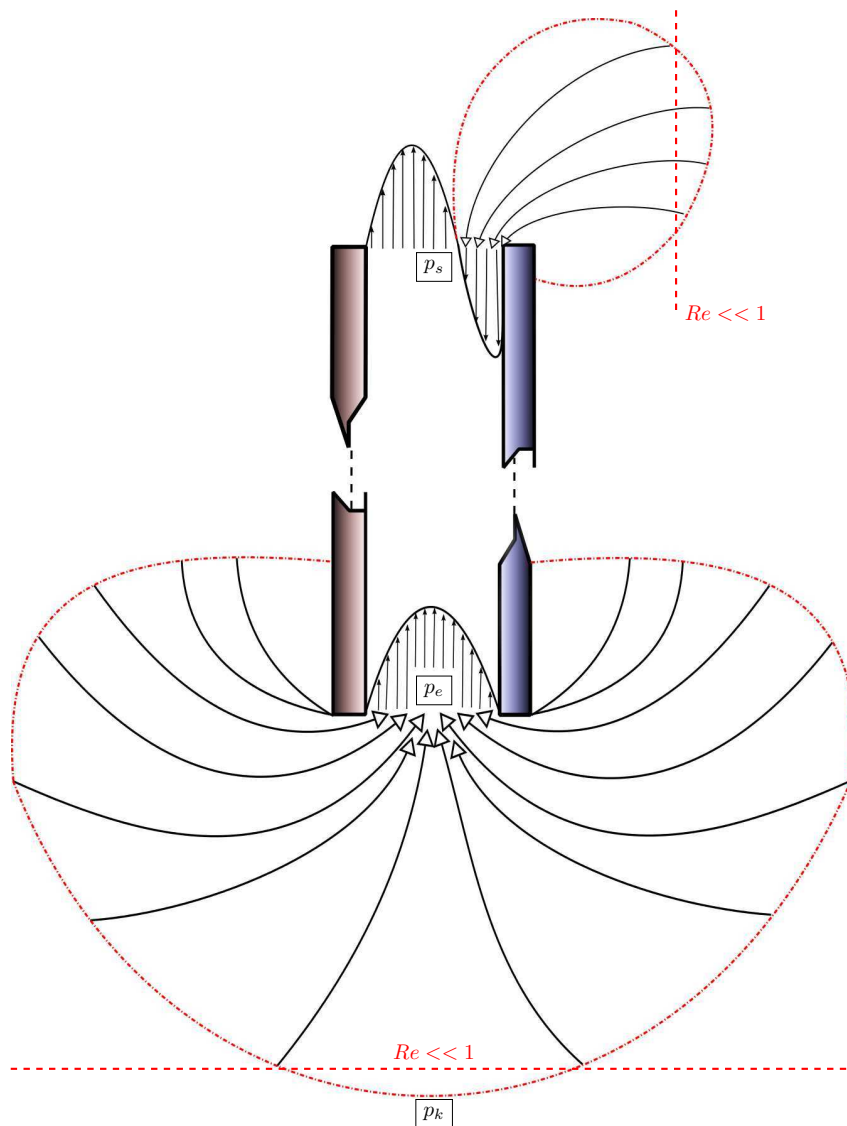


Figure 3.2 : Phénomène d'aspiration à l'entrée et à la sortie du canal. En dehors de la zone pointillée rouge, l'écoulement est un écoulement de Stokes ($Re \ll 1$).

3.1.4 Recirculation

Plusieurs auteurs, Fossa *et al.* [2008], Popa *et al.* [2012], Samot *et al.* [2010], Zoubir *et al.* [2011], dans le cas de canaux chauffés asymétriquement, décrivent des écoulements inverses en sortie de canal. Ce phénomène s'explique par la conservation de la masse. Dans la couche limite convective chaude, le long de la paroi chauffée, le débit augmente de plus en plus avec

3.1. Développement numérique motivé par des besoins spécifiques

l'élévation du fluide dans le canal. La conservation de la masse contraint un écoulement inverse, en sortie de canal, du côté de la paroi froide, afin d'approvisionner la couche limite convective. Des visualisations de recirculation ont été réalisés avec de l'air par Dupont *et al.* [2008], avec de l'eau par Ospir *et al.* [2008 ; 2012].

Notre objectif est de tester numériquement ces jeux de conditions limites précédents pour la pression en entrée et en sortie, le but étant de retrouver les champs et profils de vitesse issus de l'expérimentation du GRER (§3.3) et des résultats numériques d'autres équipes de recherches (comparaison inter-logiciel) (§3.2.1).

3.1.5 Récapitulatif des conditions limites en géométrie ouverte

On utilise donc ici, un jeu de conditions aux limites originales aux ouvertures. On rappelle qu'à l'ouverture basse du domaine, les hypothèses suivantes sont respectées : l'écoulement est incompressible et permanent, que les termes visqueux sont négligeables et que le rotationnel de la vitesse est nul.

		Entrée	
		GB	LB
Sortie	0	GB-0	LB-0
	LB	GB-LB	LB-LB

Tableau 3.1 : Récapitulatif des conditions aux limites pour la pression.

Par exemple, l'acronyme GB-0 signifie qu'on applique une condition limite de pression du type Bernoulli global en entrée et une condition de jet libre en sortie ($p = 0$). GB-LB est l'association d'une condition limite de pression Bernoulli global en entrée et une condition limite de type Bernoulli local lorsque qu'il y a une recirculation (fluide ré-entrant). Le code de MFN que nous avons développé évalue en permanence la vitesse en sortie afin de pouvoir choisir la bonne condition limite.

Par exemple, pour le jeu de condition limite GB-LB, les tests sont les suivants :

- en entrée : $p = -\frac{1}{2S_e^2}G^2$ (Bernoulli global, **1**), $G = \int_0^1 V(x,0)dx$ le débit entrant et S_e la surface totale de l'entrée ;
- en sortie : si $V(x,H) < 0$ alors $p = -\frac{1}{2}(V(x,H))^2$ (Bernoulli local, **3**) sinon on impose une condition de jet libre : $p = 0$ (**2**).

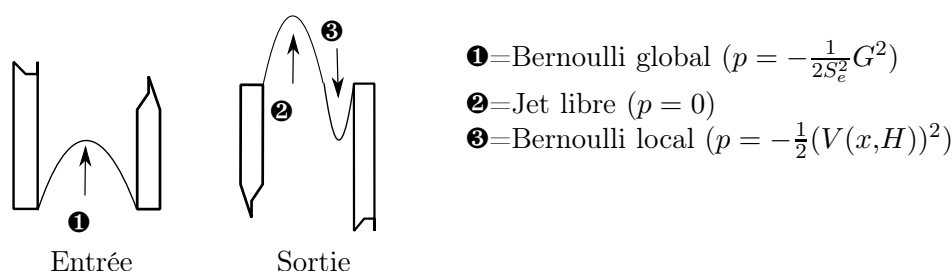


Figure 3.3 : Exemple de jeux de conditions aux limites utilisées en entrée et sortie du canal (GB-LB).

Comme le montre le tableau 3.1, on peut aussi utiliser une condition limite de type Bernoulli local en entrée.

Des essais préliminaires réalisés en imposant une condition de jet libre en sortie, sans test sur le sens de l'écoulement, ont conduit dans certains cas à des situations non réalistes pour lesquelles le fluide ré-entrait en partie haute du canal pour ressortir par la section d'entrée. Le fait d'imposer le jeu de conditions **2-3**, en sortie, a permis d'éliminer ces comportements tout en conservant la possibilité d'observer des recirculations de fluide en partie haute. Il s'avère que ce phénomène n'est apparu que pendant les phases de démarrage de simulation dû probablement à des gradients importants. Pour finir, le passage d'un cas d'étude à un autre, avec un Ra_b plus élevé, nous avons recouru à la création d'une rampe de température. Cela permet de monter progressivement en température et de s'affranchir des perturbations trop importantes.

Implémentation numérique

Ces types de conditions limites ont demandé un temps de développement numérique non négligeable. Il faut bien comprendre que ces types de conditions limites n'existaient pas dans les bibliothèques utilisées OpenFOAM [2012]. Le fait d'utiliser un code laboratoire a permis de bien apprécier tous les cas de figures (voir Tab. 3.1). Ainsi, nous avons développé un code numérique 2D-3D pour étudier les écoulements de convection naturelle au sein de canaux ouverts verticaux ou inclinés.

3.2 Convection naturelle dans un canal vertical

3.2.1 Présentation du benchmark AmeTh

Le GDR AmeTh (**G**roupe **D**e **R**echerche sur l'**A**mélioration des **E**changes **T**hermiques, Thème 4, intitulé "Transferts Thermoconvectifs dans les parois alvéolaires et les thermosiphons", <http://www.univ-valenciennes.fr/gdr-ameth>) est un groupement d'équipes de recherche françaises, dont l'objectif est de quantifier et optimiser les transferts dans les enveloppes du

bâtiment.

Dans le cadre de ce GDR, un exercice numérique, où plusieurs équipes de recherche (cf. Tab. 3.2) travaillent sur un même cas d'étude, a été proposé. Le cas choisit dans ce benchmark est le cas expérimental de [Webb et Hill 1989] bien documenté. Il s'agit d'un écoulement de convection naturelle dans un canal vertical de hauteur H , de largeur b (cf. Fig. 3.4) avec recirculation en sortie. La moitié de la paroi gauche est soumise à un flux constant ($q_0 > 0$ sur une longueur H_c). Le reste des parois est isolé où on impose une condition d'adiabacité.

Ce problème va permettre d'établir une base de données comparatives de résultats numériques pour différentes conditions limites en entrée et en sortie. De plus, ce problème va permettre de servir de référence pour la validation de méthodes numériques pour les cavités ouvertes.

3.2.2 Mise en équation

L'écoulement est supposé incompressible, laminaire et bidimensionnel. Les échanges radiatifs entre surfaces ne sont pas pris en compte. Les équations qui régissent l'écoulement de convection naturelle avec les hypothèses précédentes s'expriment de la manière suivante sous forme sans dimension :

$$\frac{\partial U_i}{\partial X_i} = 0 \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial U_i U_j}{\partial X_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + Pr Ra_b^{-1/2} \frac{\partial^2 U_i}{\partial X_j \partial X_j} + Pr \theta \delta_{iz} \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial U_j \theta}{\partial x_j} = Ra_b^{-1/2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial X_j \partial X_j} \quad (3.7)$$

Les équations sont rendues sans dimensions par les grandeurs suivantes :

- coordonnées spatiales : $X_i = \frac{x_i}{b}$;
- le temps : $t = \frac{t}{U_{CN}}$;
- les vitesses : $U_i = \frac{u_i}{U_{CN}}$;
- la pression : $P = \frac{p}{U_{CN}^2}$;
- la température : $\theta = \frac{T - T_0}{\Delta T}$.

où U_{CN} est la vitesse caractéristique de convection naturelle : $U_{CN} = \kappa Ra_b^{1/2} / b$ [Bejan 1984],

Chapitre 3. Description numérique du comportement aéraulique appliqué aux géométries ouvertes

b largeur du canal et ΔT la différence de température : $\Delta T = q_0 b / \lambda$. Le nombre de Prandtl, $Pr = \nu / \kappa$, est fixé à 0,71.

Par ailleurs, le nombre de Rayleigh peut s'écrire sous plusieurs formes. Rappelons brièvement les écritures :

- nombre de Rayleigh basé sur la largeur : $Ra_b = \frac{g\beta\Delta T b^3}{\nu\kappa} = \frac{g\beta q_0 b^4}{\nu\kappa\lambda}$;
- nombre de Rayleigh modifié : $Ra_m = \frac{g\beta q_0 b^4}{\lambda\nu^2} \frac{b}{H_c} Pr = Ra_b \frac{b}{H_c}$. Attention, H_c correspond à la hauteur chauffée ;
- nombre de Rayleigh basé sur la hauteur chauffée : $Ra_{H_c} = Ra_m \left(\frac{H_c}{b} \right)^5 = \frac{g\beta q_0 H_c^4}{\lambda\nu\kappa}$.

Pour des soucis de clarté, toutes les variables sont présentées sans dimension. L'unité sera précisée si nous utilisons des quantités dimensionnées.

3.2.3 Conditions limites du problème

Le flux est supposé constant et homogène sur la paroi dite chaude soit $\forall z \in [H/4, 3H/4]$ $\frac{\partial\theta}{\partial\mathbf{n}}|_{(x,z)} = 1$, où \mathbf{n} est le vecteur normal extérieur à la frontière. Pour la paroi opposée, une condition d'adiabaticité est appliquée, $\frac{\partial\theta}{\partial\mathbf{n}}|_{(b,z)} = 0$, de même pour les parois amont et aval de la paroi chauffée, c'est à dire $\forall z \in [0, H/4]$ et $\forall z \in [3H/4, H]$. Les conditions limites imposées aux extrémités sont les suivantes : si $w(x, H) < 0$ alors $\theta = 0$, sinon $\frac{\partial\theta}{\partial\mathbf{n}}|_{(x,H)} = 0$. Pour la vitesse, on impose en entrée et en sortie : $\forall x \in]0, 1[$, $u(x, 0) = u(x, H) = \frac{\partial w}{\partial z} = 0$. La vitesse est nulle aux parois (condition de non-glissement) ainsi que la dérivée normale de la pression aux parois : $\frac{\partial p}{\partial\mathbf{n}} = 0$. La figure 3.4 résume l'ensemble des conditions aux limites.

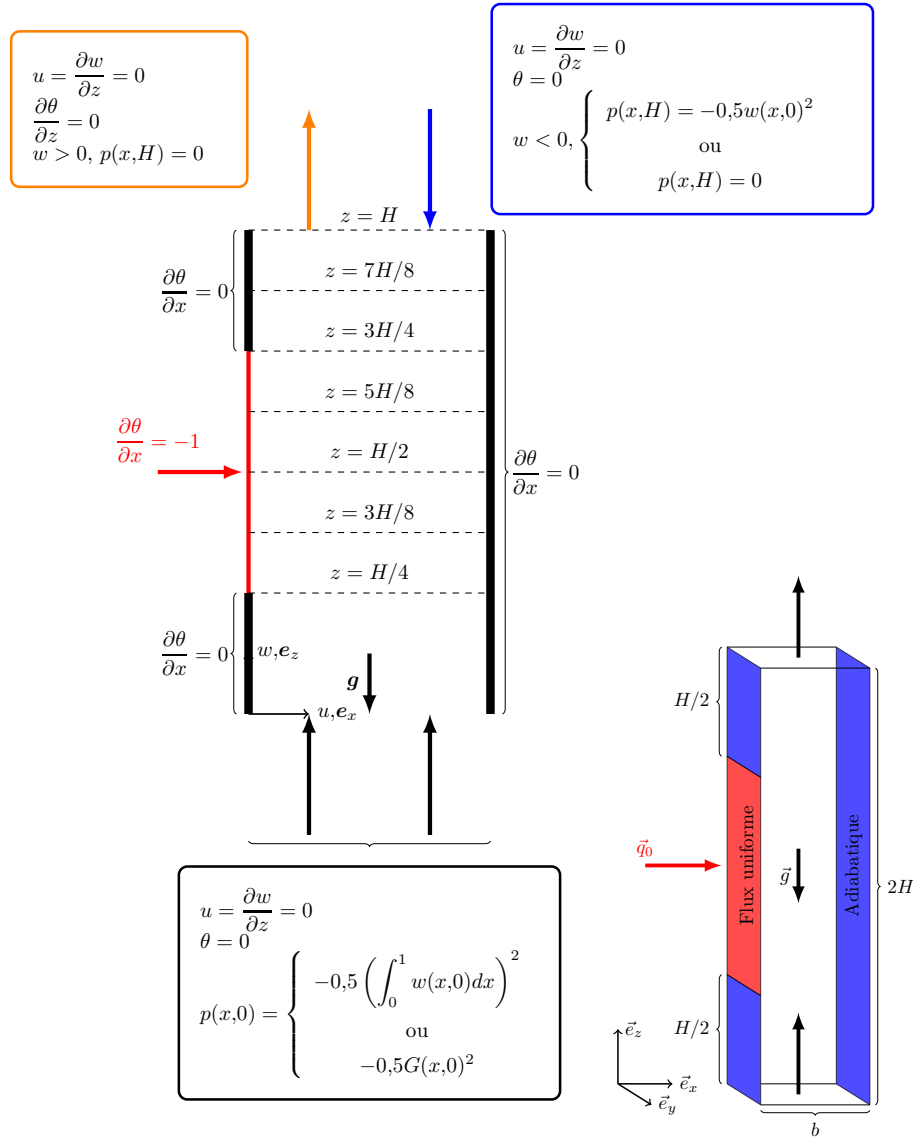


Figure 3.4 : Géométrie 2D avec conditions aux limites et emplacement des coupes (à gauche). Géométrie 3D avec les dimensions (à droite).

3.2.4 Comparaison inter-logiciels

Chaque équipe de recherche participant au projet (cf. Tab. 3.2), a fourni des résultats pour une valeur de Rayleigh modifié de $Ra_m = 1 \times 10^5$ ($Ra_b = 5 \times 10^5$) et un rapport de forme $A = 10$. Ce cas n'est pas choisi au hasard. Il s'agit d'un problème qui donne lieu à une recirculation en sortie. Nous présenterons donc l'ensemble des résultats obtenus pour le jeu de conditions limites GB-0, LB-0, GB-LB et LB-LB (voir Tab. 3.1).

Chapitre 3. Description numérique du comportement aéralique appliqué aux géométries ouvertes

Equipe Laboratoire	Code	Maillage	Méthode	Références
PIMENT	code laboratoire	48×600	Volumes Finis	[Brangeon <i>et al.</i> 2011a]
Pprime	FDS	400×400	Différences finies	[FDS 2012]
MSME	code laboratoire	253×1520	Volumes Finis	[Chénier <i>et al.</i> 2006]
CETHIL	code laboratoire	200×1200	Différences finies	[Zoubir <i>et al.</i> 2011]
I2M-TREFLE	Thétis	100×1000	Volumes Finis	[Vincent <i>et al.</i> 2004]
LIMSI	code laboratoire	256×2048	Volumes Finis	[Garnier <i>et al.</i> 2012]
LGCgE	Fluent	50×300	Volumes Finis	[FLUENT 2012]

Tableau 3.2 : Caractéristiques des simulations et équipes de recherches.

Pour chaque étude, nous comparons des champs de vitesse, de température. Pour compléter la comparaison, nous identifions des grandeurs en rapport avec le rafraîchissement passif. Les paramètres sont les suivants :

- le nombre de Nusselt local (1) noté $Nu_1(z) = \frac{1}{\theta(0,z)}$;
 - le nombre de Nusselt local (2) noté $Nu_2(z) = \frac{1}{\theta(0,z) - \theta_d(z)}$;
- avec la température débitante $\theta_d(z) = \frac{1}{\bar{v}} \int_0^1 w(x,z)\theta(x,z)dx$ et la vitesse moyenne $\bar{v} = \int_0^1 w(x,z)dx \forall z \in]0,H[$;
- la taille de l'écoulement ré-entrant d_w ;
 - la taille de la recirculation d_ψ ;
 - le débit traversant $q_{ve}(z=0) = 3600U_{CN} \left(\int_0^1 w(x,0)dx \right)$ en $[m^2 \cdot h^{-1}]$;
 - le débit ré-entrant $q_{vs}(z=H) = -3600U_{CN} \left(\int_{x_0}^1 w(x,H)dx \right)$ en $[m^2 \cdot h^{-1}]$.

3.2.5 Résultats GB-0 : $A = 10$, $Ra_m = 1 \times 10^5$

Historiquement, les premiers essais de comparaisons étaient peu concluants. En effet, Desrayaud *et al.* [2007] montraient une grande dispersion sur les grandeurs physiques. Les grandeurs montrant la plus grande dispersion étaient la composante verticale de la vitesse et la pression motrice. Les résultats numériques obtenus semblaient être fonction de la méthode de discrétisation utilisée et du couplage vitesse-pression d'où une importante dispersion. La comparaison du champ de température était satisfaisante. Nous nous sommes servis du cas de référence GB-0, exploité par Desrayaud *et al.* [2007], afin de pouvoir bien mener le développement numérique avec les bibliothèques C++ de OpenFOAM [OpenFOAM 2012] et compléter les travaux de comparaison.

Les résultats sont obtenus pour les valeurs suivantes, $Ra_m = 1 \times 10^5$, $A = 10$. La figure

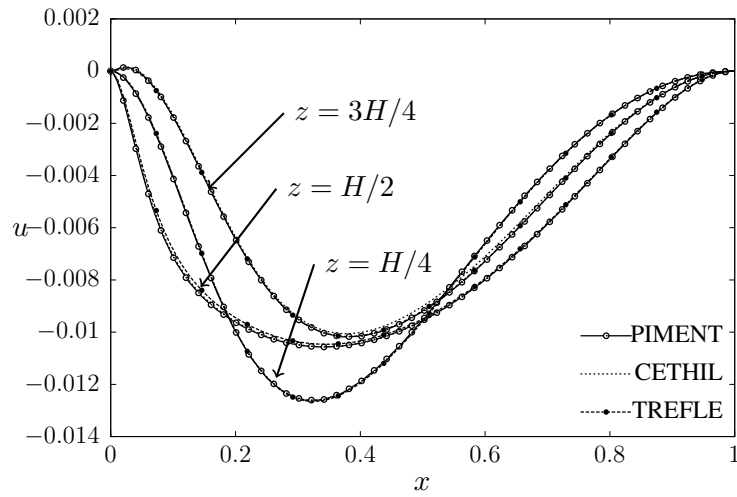
3.5, illustre les profils de vitesse horizontale (cf. Fig. 3.5(a)) et verticale (cf. Fig. 3.5(b)) pour différentes coupes du canal (voir Fig. 3.4). Nous comparons nos résultats avec ceux obtenus par le CETHIL [Zoubir *et al.* 2011] et par le TREFLE [THETIS 2012]. Il est visible que les codes numériques donnent des résultats similaires. Sur la figure (cf. Fig. 3.5(b)), du côté de la paroi chaude, on distingue le développement de la couche limite ascendante et on observe que la vitesse verticale augmente progressivement vers son maximum en sortie de canal. De plus, toujours sur la même figure, on peut relever deux informations essentielles. La première information est la taille de l'écoulement ré-entrant en partant de la paroi adiabatique : $d_w = 0,498$ conforme aux autres résultats numériques (voir Tab. 3.3(a)). En sortie de canal, la moitié de la largeur b est occupée par cet écoulement qui ré-entre à la température de référence T_0 . La deuxième information est la profondeur de pénétration de l'écoulement ré-entrant. Dans ce cas GB-0, elle se situe entre $H/2$ et $3H/4$.

Les différents codes de MFN donnent le même profil de température (cf. Fig. 3.5(c)) le long de la paroi chauffée. Cela est confirmé par les valeurs des nombres de Nusselt moyens ($\langle \text{Nu}_1 \rangle$, $\langle \text{Nu}_2 \rangle$) relevées dans le tableau 3.2(d) et locaux ($\text{Nu}_1(z)$, $\text{Nu}_2(z)$) relevées dans le tableau 3.2(a) et 3.2(b). Dans l'expérience de Webb et Hill, $\langle \text{Nu}_1 \rangle_{\text{Webb}} = 7,65$ et $\text{Nu}_1(x, H/2)_{\text{Webb}} = 6,21$ contre $\langle \text{Nu}_1 \rangle = 6,94$ et $\text{Nu}_1(x, H/2) = 6,22$ pour nos résultats. Soit respectivement une erreur relative de 9% et de 0,16%.

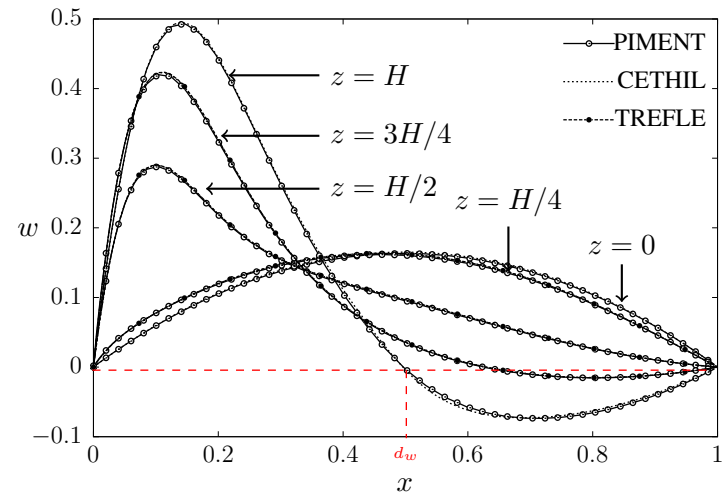
Par contre, des différences apparaissent quant au profil de pression (cf. Fig. 3.5(d)) le long de la ligne médiane. On constate un désaccord en sortie du canal concernant le profil de pression difficile à expliquer (voir zoom figure 3.5(d)). En sortie de canal la pression est nulle (condition limite respectée), par contre on relève sur nos résultats un petit ressaut en amont de la sortie, qui est également présent sur les résultats du TREFLE. Desrayaud *et al.* constate également ce ressaut de pression.

Les tableaux 3.4(a) et 3.4(b) présentent respectivement la taille de l'écoulement ré-entrant et la taille de recirculation. Ces tableaux confirment la bonne concordance de résultats avec ceux du TREFLE et du CETHIL.

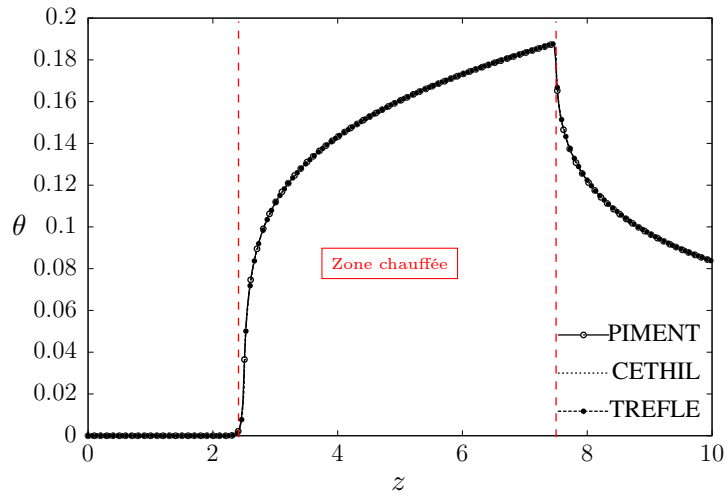
Le lecteur pourra constater que la confrontation de nos résultats avec d'autres codes MFN récapitulée dans le tableau 3.2. Les différentes méthodes utilisées donnent des résultats proches, ce qui est confirmé par une dispersion σ très faible.



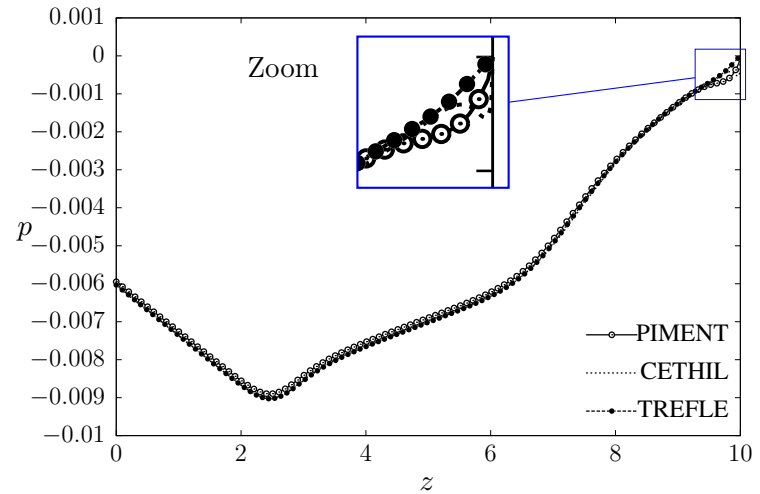
(a) Profil de la composante horizontale u à différentes hauteurs z .



(b) Profil de la composante verticale w à différentes hauteurs z .



(c) Profils de température le long de la paroi chauffée $x = 0$.



(d) Profils de pression le long de la ligne médiane $x = 0,5$.

Figure 3.5 : Comparaisons des profils de vitesse u et w à différentes hauteurs dans le canal (3.5(a) et 3.5(b)), profil de température le long de la paroi chauffée (3.5(c)) et profil de pression le long de la ligne médiane (3.5(d)) (GB-0).

(a) Nombre de Nusselt local Nu_1 .							(b) Nombre de Nusselt local Nu_2 .						
$Nu_1(z)$							$Nu_2(z)$						
z	3H/8	H/2	5H/8	3H/4	7H/8	H	z	3H/8	H/2	5H/8	3H/4	7H/8	H
PIMENT	7,269	6,227	5,684	5,501	9,879	11,94	PIMENT	8,255	7,812	7,865	8,947	27,37	52,19
Pprime	7,491	6,393	5,827	5,800	10,07	12,16	Pprime	8,528	8,058	8,107	9,221	27,54	50,80
MSME	7,284	6,236	5,691	5,665	9,886	11,95	MSME	8,256	7,807	7,853	8,917	27,22	51,76
CETHIL	7,286	6,238	5,693	5,664	9,891	11,95	CETHIL	8,254	7,802	7,845	8,890	27,09	51,31
I2M-TREFLE	7,266	6,221	5,678	5,534	9,877	12,26	I2M-TREFLE	8,232	7,786	7,834	8,606	27,30	58,55
LIMSI	7,303	6,250	5,703	5,676	9,926	12,00	LIMSI	8,228	7,735	7,735	8,700	25,37	45,38
$\langle Nu_1(z) \rangle$	7,317	6,261	5,713	5,640	9,922	12,04	$\langle Nu_2(z) \rangle$	8,292	7,833	7,873	8,880	26,982	51,66
$\sigma(Nu_1(z))$	0,087	0,066	0,057	0,108	0,075	0,135	$\sigma(Nu_2(z))$	0,116	0,114	0,124	0,214	0,804	4,197
(c) Température débitante θ_b .							(d) Résumés des grandeurs moyennes.						
$\theta_b(z) \times 10^2$							$\langle Nu_1 \rangle$ $\langle Nu_2 \rangle$ $q_{ve}(z=0)$ $q_{vs}(z=H)$						
z	3H/8	H/2	5H/8	3H/4	7H/8	H	PIMENT	6,947	8,519	6,27	1,43		
PIMENT	1,630	3,240	4,860	6,470	6,460	6,460	Pprime	7,142	8,792	6,40	1,24		
Pprime	1,623	3,233	4,826	6,379	6,300	6,252	MSME	6,924	8,483	6,29	1,42		
MSME	1,617	3,226	4,837	6,431	6,442	6,438	CETHIL	6,930	8,482	6,30	1,43		
CETHIL	1,610	3,213	4,818	6,407	6,420	6,417	I2M-TREFLE	6,980	8,484	6,29	1,44		
I2M-TREFLE	1,615	3,230	4,846	6,451	6,462	6,452	LIMSI	6,960	8,430	6,60	1,22		
LIMSI	1,539	3,072	4,605	6,124	6,133	6,130	$\langle \bullet \rangle$	6,981	8,532	6,35	1,36		
$\langle \theta_b(z) \rangle$	1,606	3,202	4,799	6,377	6,369	6,358	$\sigma(\bullet)$	0,081	0,130	0,13	0,10		
$\sigma(\theta_b(z)) \times 10^3$	0,334	0,645	0,960	1,280	1,306	1,359							

Tableau 3.3 : Comparaisons des grandeurs intégrales locales et moyennes pour GB-0 entre les différents contributeurs.

(a) Taille de l'écoulement entrant d_w							(b) Taille de la recirculation d_ψ						
$d_w(z) \times 10^1$							$d_\psi(z) \times 10^1$						
z	3H/8	H/2	5H/8	3H/4	7H/8	H	z	3H/8	H/2	5H/8	3H/4	7H/8	H
PIMENT	–	–	0,902	3,709	4,637	4,987	PIMENT	–	–	1,380	5,456	6,670	7,080
Pprime	–	–	0,580	3,530	4,530	5,050	Pprime	–	–	0,890	5,190	6,500	7,000
MSME	–	–	0,891	3,713	4,641	5,020	MSME	–	–	1,334	5,392	6,652	7,068
CETHIL	–	–	0,920	3,700	4,630	5,030	CETHIL	–	–	1,330	5,380	6,610	7,000
I2M-TREFLE	–	–	0,903	3,723	4,646	5,001	I2M-TREFLE	–	–	1,344	5,405	6,657	7,072
LIMSI	–	–	0,260	3,219	4,404	4,794	LIMSI	–	–	0,392	4,705	6,349	6,841
$\langle d_w(z) \rangle$	–	–	0,742	3,599	4,581	4,980	$\langle \bullet \rangle$	–	–	1,112	5,255	6,573	7,010
$\sigma(d_w(z)) \times 10^2$	–	–	2,699	1,999	0,973	0,939	$\sigma(\bullet) \times 10^2$	–	–	3,976	2,843	1,262	0,904

Tableau 3.4 : Comparaisons des grandeurs intégrales locales et moyennes pour GB-0 entre les différents contributeurs.

Conclusion

Dans cette partie, nous avons comparé un seul type de condition limite (GB-0) avec six équipes de recherches. Desrayaud *et al.* ont observé avec le même exercice, que les résultats numériques sont fonction de la méthode de discrétisation, du couplage vitesse-pressure et de la résolution des équations. Dans notre comparaison, les différents codes utilisent essentiellement des méthodes de discrétisation volumes finis et il n'y a pas de dispersion numérique. Il est intéressant d'observer que notre code donne des résultats corrects avec un maillage assez grossier (48×600) vis à vis d'autres contributeurs ((256×2048) pour le LIMSI, par exemple).

Cette première étape de comparaison est satisfaisante. Les conditions limites numériques qui ont été développées dans notre code laboratoire sont correctes d'un point de vue numérique. Cependant, on ne peut rien affirmer quant à la validité physique des résultats. Regardons maintenant les autres jeux de conditions limites.

3.2.6 Influence des conditions aux limites aérauliques

Afin d'évaluer l'influence des conditions limites aérauliques sur le cas $A = 5$, $Ra_m = 1 \times 10^5$, nous présentons plusieurs profils de vitesse (cf. Fig. 3.6 et Fig. 3.7) pour différentes hauteurs dans le canal, ainsi que les iso-valeurs de la composante u et w de la vitesse (cf. Fig. 3.10 et Fig. 3.11), les champs de la température (cf. Fig. 3.9) et pour finir les iso-valeurs de la fonction de courant 3.12. Pour appuyer la compréhension des phénomènes physiques, le lecteur peut regarder les tableaux 3.5, 3.6 et 3.7.

Comparaison à l'entrée

Dans la section inférieure du canal (entrée), l'utilisation d'une condition de type Bernoulli globale (GB, pression uniforme) conduit à un écoulement de Poiseuille (cf. Fig. 3.6). L'écoulement du fluide est déjà pleinement développé dans la section d'entrée. A l'inverse, la condition de pression Bernoulli locale (LB) conduit à une augmentation de la composante u (figures 3.10(b) et 3.10(d)) ce qui produit un profil de vitesse essentiellement plat à l'entrée du canal. D'après la figure 3.6, pour $x = 0,5$, nous relevons que $w_{\max,GB0} \approx 2w_{\max,LB0}$. Le fluide est d'autant plus accéléré en entrée lorsque l'on applique une condition limite LB en sortie de canal.

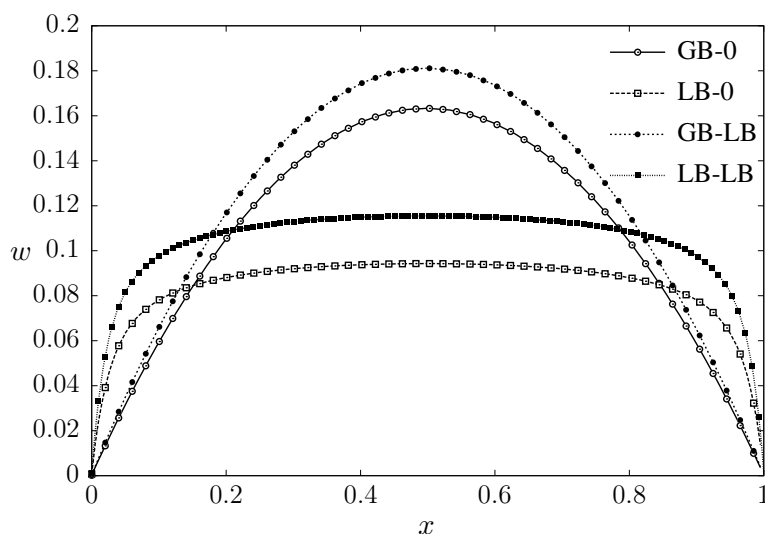


Figure 3.6 : Comparaison du profil de la composante verticale w de la vitesse à l'entrée du canal entre GB-0, LB-0, GB-LB et LB-LB (PIMENT).

Comparaison à différentes hauteurs

Regardons l'influence des conditions limites à différentes hauteurs dans le canal. Les figures 3.7(a), 3.7(b), 3.7(c) et 3.7(d) représentent les profils de vitesse verticale w pour différentes hauteurs respectivement $z = H/4$, $z = H/2$, $z = 3H/4$, et $z = H$. En entrée de la partie chauffée $z = H/4$, les profils de vitesses sont paraboliques (cf. Fig. 3.7(a)). On trouve à cette hauteur $w_{\max, \text{GB-0}} \approx 1,5w_{\max, \text{LB-0}}$. Comparé à la condition limite locale (LB), nous observons que le débit d'air pour une condition de pression uniforme est inférieur. Cependant, pour la partie supérieure du canal ((cf. Fig. 3.7(c)) et (cf. Fig. 3.7(d))), la zone de recirculation est beaucoup plus importante pour les conditions basées sur des expressions locales, ce qui induit un débit d'air ré-entrant par la sortie plus important. Les vitesses maximales à l'intérieur de la couche limite chaude, sont similaires entre les différentes conditions aux limites étudiées. En effet, le jeu de condition limite influe peu sur le champ de température, comme on peut le constater sur la figure 3.9 et sur les valeurs du nombre de Nusselt (figures 3.4(a), 3.5(a) et 3.6(a)).

La figure 3.8 présente le profil de la température en sortie. Nous remarquons que le fluide sort à une température un peu plus élevée avec une condition locale. La largeur de la recirculation est plus importante pour le cas LB-0 (repérée $\forall \theta = 0$).

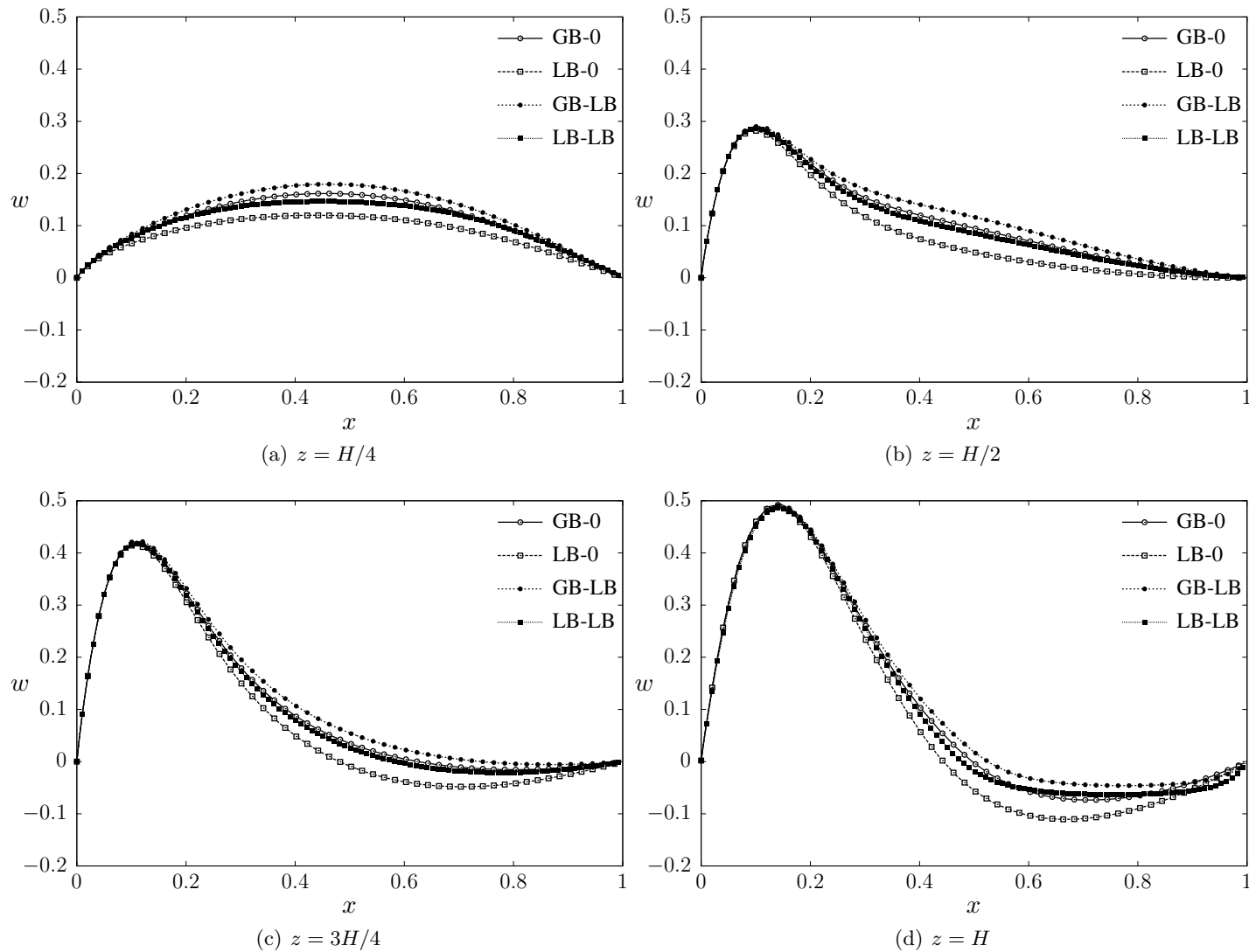


Figure 3.7 : Comparaison du profil de la composante verticale w de la vitesse à différentes hauteurs (PIMENT).

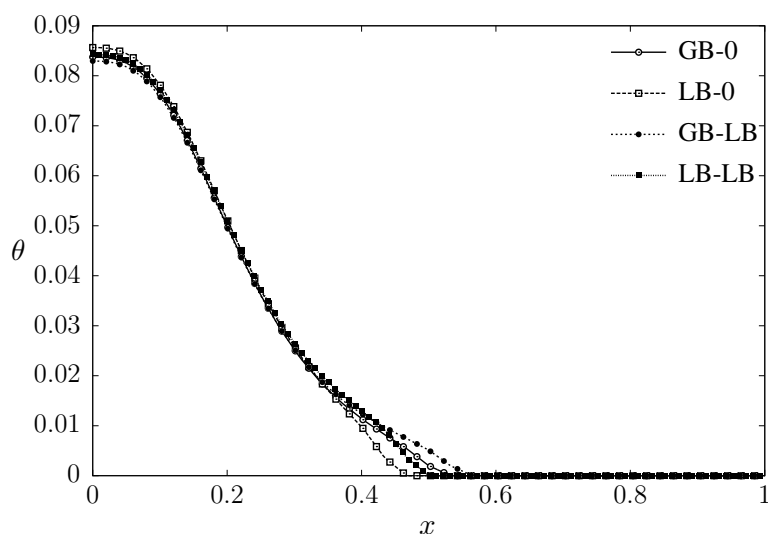


Figure 3.8 : Comparaison du profil de la température θ à la sortie du canal entre GB-0, LB-0, GB-LB et LB-LB (PIMENT).

Comparaison sur la recirculation

Si on note, l_w , la longueur de l'écoulement ré-entrant, on obtient $l_{wGB-0} = 4,36$; $l_{wLB-0} = 5,01$; $l_{wGB-LB} = 3,56$ et $l_{wLB-LB} = 4,23$. L'association d'une condition de type Bernoulli locale (LB) en entrée et d'une condition de jet libre en sortie ($p = 0$), provoque une pénétration importante du fluide extérieur à l'intérieur du canal (voir Fig. 3.11(b)).

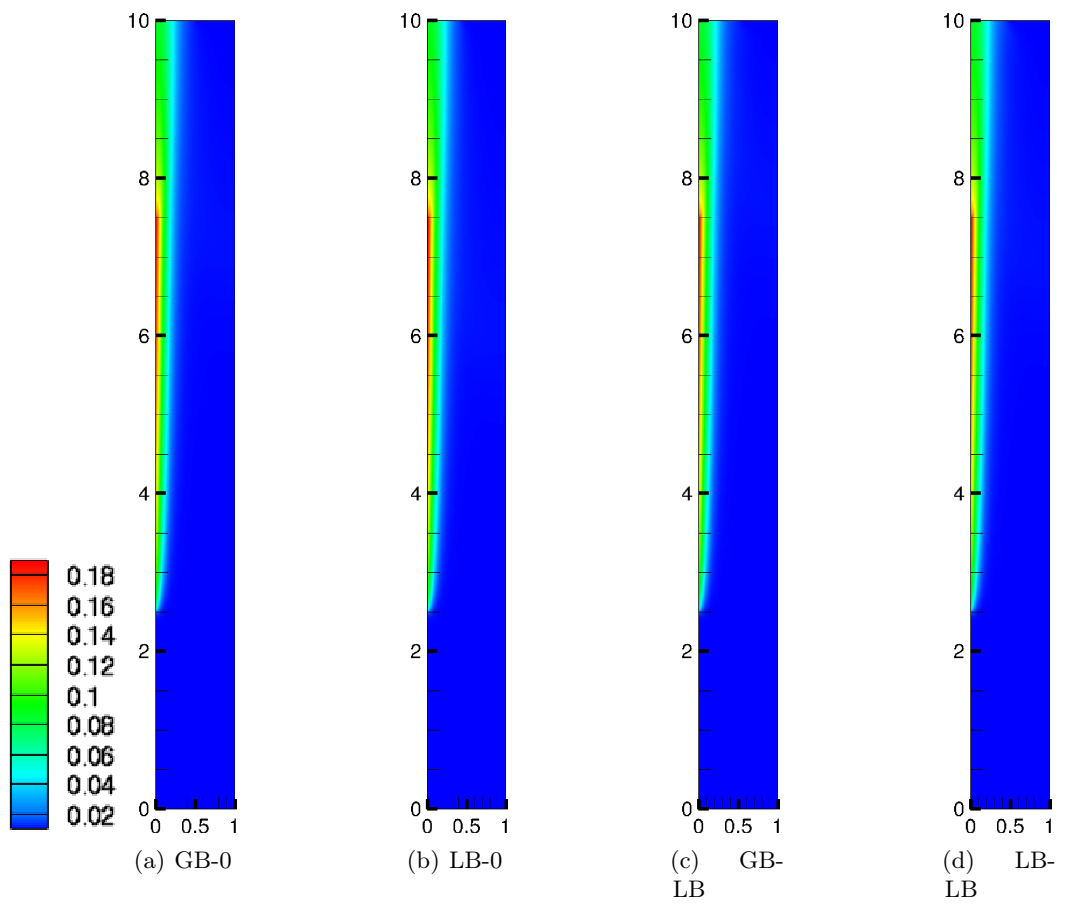


Figure 3.9 : Champs de la température (PIMENT).

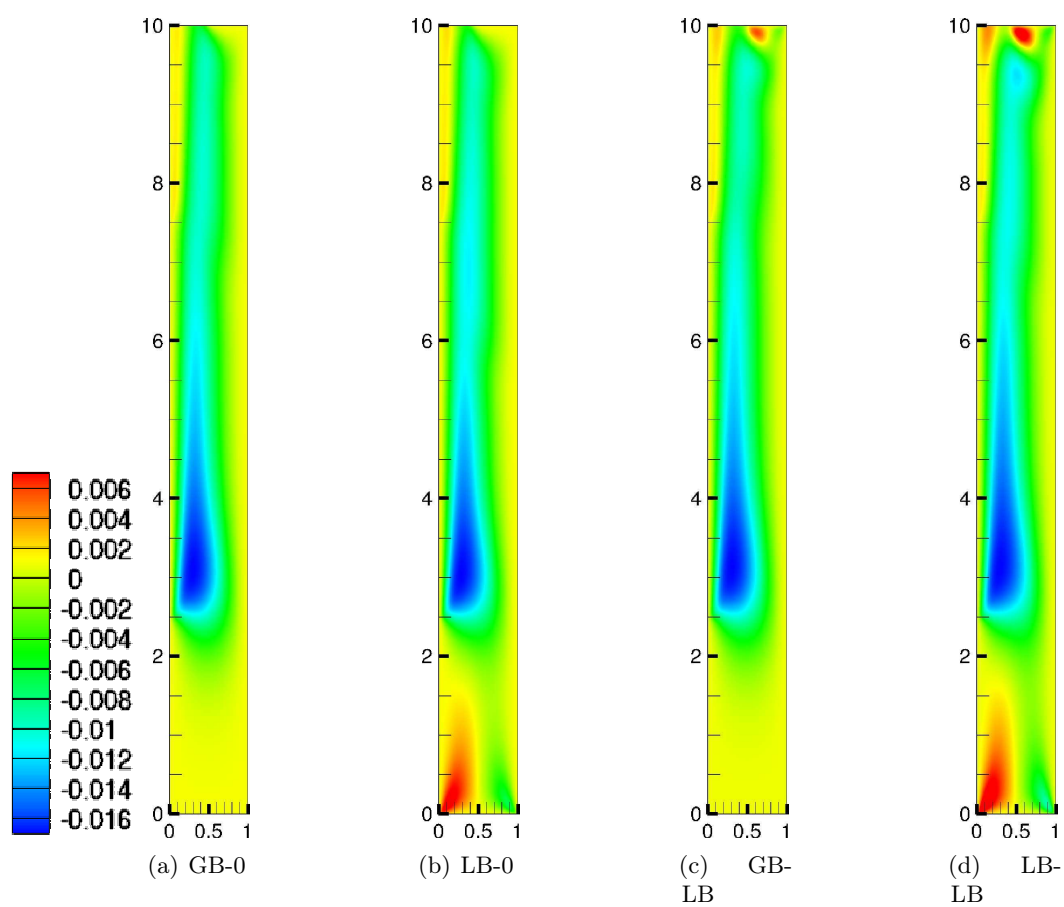


Figure 3.10 : Iso-valeurs de la composante horizontale u de la vitesse (PIMENT).

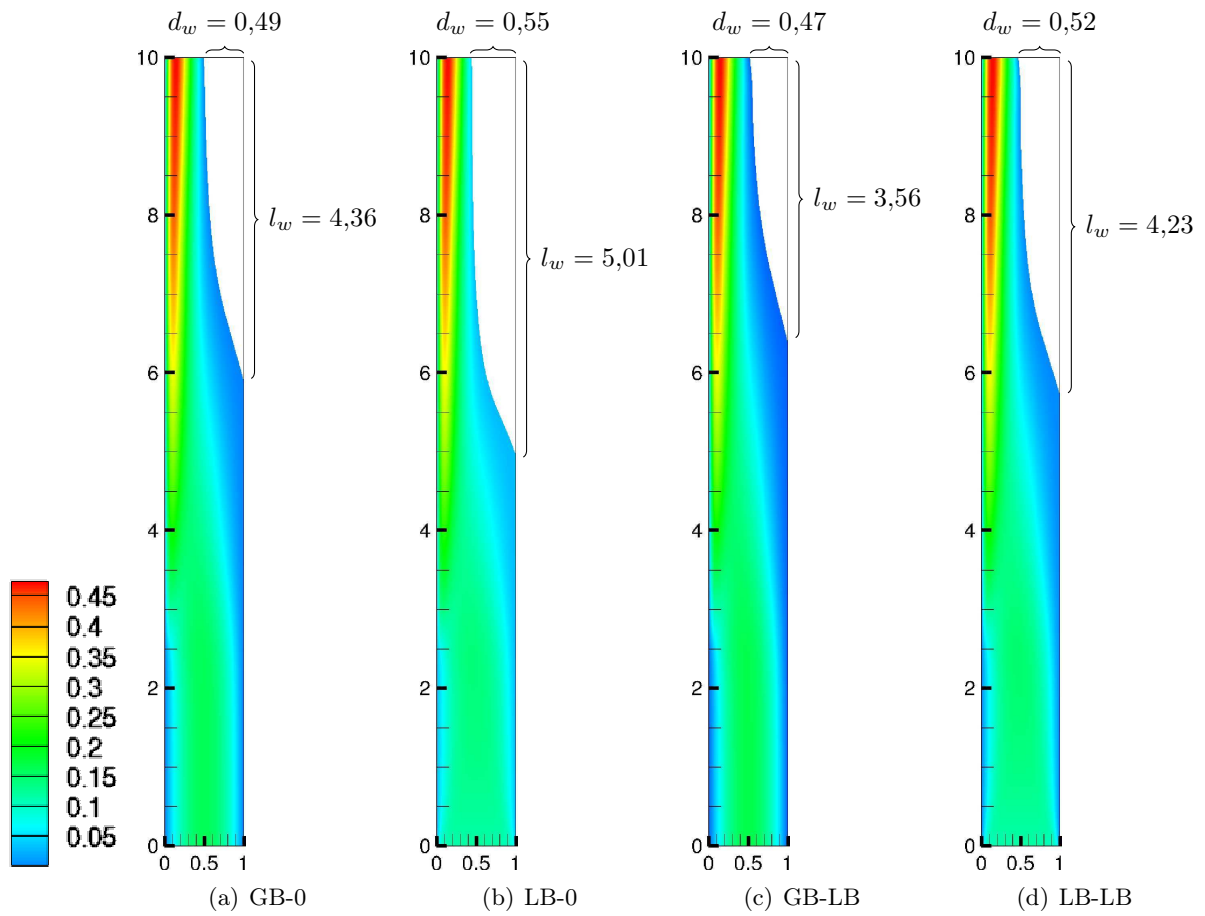


Figure 3.11 : Iso-valeurs de la composante verticale w de la vitesse. La zone de recirculation est identifiée par la zone blanche (PIMENT).

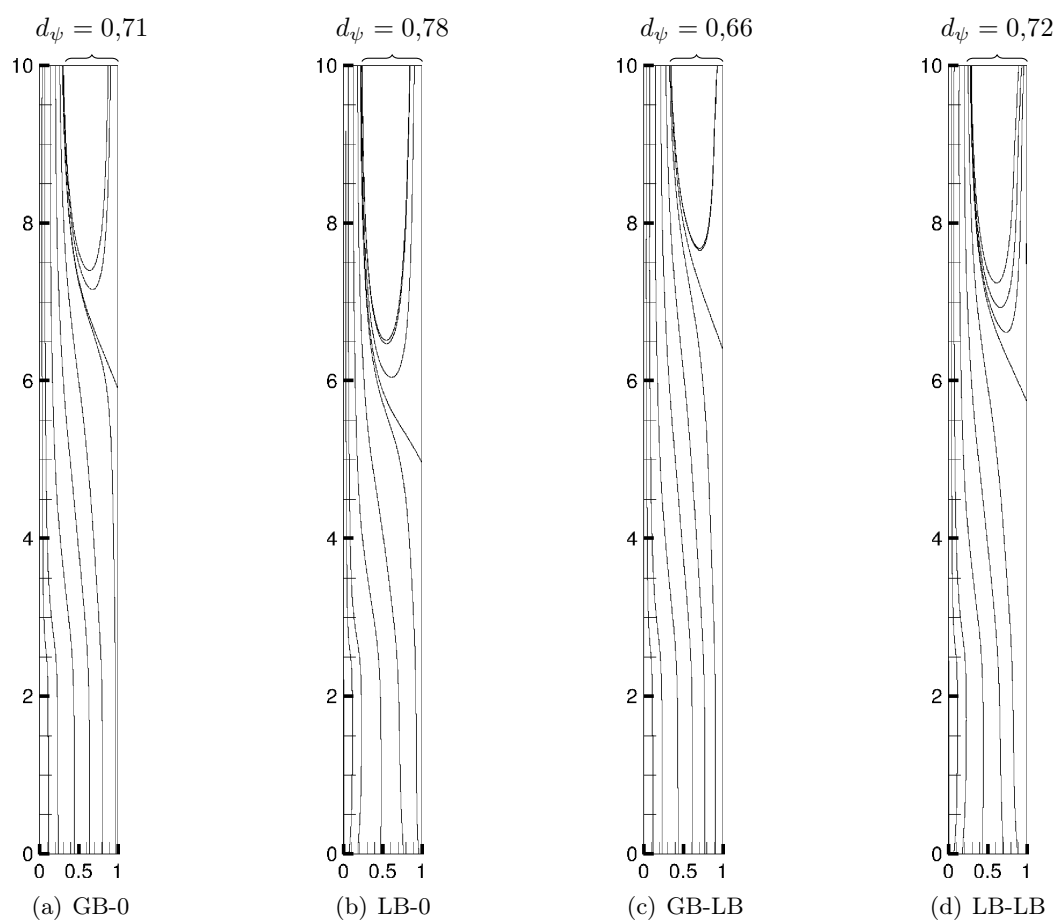


Figure 3.12 : Iso-valeurs de la fonction de courant (PIMENT).

(a) Nombre de Nusselt local Nu_1 .

$Nu_1(z)$						
z	3H/8	H/2	5H/8	3H/4	7H/8	H
PIMENT	7,182	6,160	5,619	5,600	9,686	11,67
MSME	7,191	6,166	5,624	5,600	9,692	11,68
CETHIL	7,198	6,172	5,630	5,602	9,707	11,70
$\langle Nu_1(z) \rangle$	7,190	6,166	5,624	5,601	9,695	11,68
$\sigma(Nu_1(z))$	0,008	0,006	0,006	0,001	0,011	0,015

(b) Nombre de Nusselt local Nu_2 .

$Nu_2(z)$						
z	3H/8	H/2	5H/8	3H/4	7H/8	H
PIMENT	8,473	8,330	8,725	10,598	52,395	613,0
MSME	8,469	8,311	8,690	10,52	50,98	474,5
CETHIL	8,449	8,265	8,612	10,34	47,52	283,0
$\langle Nu_2(z) \rangle$	8,464	8,302	8,676	10,486	50,298	456,8
$\sigma(Nu_2(z))$	0,013	0,033	0,058	0,132	2,508	165,7

(c) Température débitante θ_b .

$\theta_b(z) \times 10^2$						
z	3H/8	H/2	5H/8	3H/4	7H/8	H
PIMENT	2,121	4,228	6,335	8,419	8,414	8,402
MSME	2,098	4,186	6,274	8,342	8,356	8,348
CETHIL	2,056	4,104	6,151	8,180	8,198	8,192
$\langle \theta_b(z) \rangle$	0,021	0,042	0,063	0,083	0,083	0,083
$\sigma(\theta_b(z)) \times 10^3$	0,331	0,632	0,938	1,229	1,129	1,099

(d) Grandeurs moyennes.

	$\langle Nu_1 \rangle$	$q_{ve}(z=0)$	$q_{vs}(z=H)$
PIMENT	6,855	4,79	2,37
MSME	6,828	4,85	2,34
CETHIL	6,840	4,93	2,29
$\langle \bullet \rangle$	6,841	4,86	2,33
$\sigma(\bullet)$	0,01	0,07	0,04

Tableau 3.5 : Comparaisons des grandeurs intégrales moyennes pour LB-0 entre les différents contributeurs.

(a) Nombre de Nusselt local Nu_1 .							(b) Nombre de Nusselt local Nu_2 .						
$Nu_1(z)$							$Nu_2(z)$						
z	3H/8	H/2	5H/8	3H/4	7H/8	H	z	3H/8	H/2	5H/8	3H/4	7H/8	H
PIMENT	7,318	6,260	5,713	5,696	9,965	12,05	PIMENT	8,200	7,665	7,622	8,527	23,75	40,38
MSME	7,325	6,265	5,716	5,694	9,967	12,06	MSME	8,204	7,667	7,623	8,519	23,78	40,50
CETHIL	7,324	6,264	5,716	5,689	9,962	12,05	CETHIL	8,207	7,674	7,635	8,528	23,94	40,99
$\langle Nu_1(z) \rangle$	7,322	6,263	5,715	5,693	9,965	12,05	$\langle Nu_2(z) \rangle$	8,204	7,669	7,627	8,525	23,823	40,62
$\sigma(Nu_1(z))$	0,004	0,003	0,002	0,004	0,003	0,006	$\sigma(Nu_2(z))$	0,004	0,005	0,007	0,005	0,102	0,323

(c) Température débitante θ_b .							(d) Grandeurs moyennes.			
$\theta_b(z) \times 10^2$							$\langle Nu_1 \rangle \quad q_{ve}(z=0) \quad q_{vs}(z=H)$			
z	3H/8	H/2	5H/8	3H/4	7H/8	H				
PIMENT	1,469	2,926	4,384	5,828	5,823	5,819	PIMENT	7,000	6,93	0,98
MSME	1,463	2,919	4,375	5,820	5,828	5,823	MSME	6,968	6,95	0,97
CETHIL	1,470	2,933	4,399	5,851	5,862	5,859	CETHIL	6,969	6,90	1,01
$\langle \theta_b(z) \rangle$	0,015	0,029	0,044	0,058	0,058	0,058	$\langle \bullet \rangle$	6,979	6,93	0,99
$\sigma(\theta_b(z)) \times 10^4$	0,379	0,700	1,212	1,609	2,122	2,203	$\sigma(\bullet)$	0,02	0,02	0,02

Tableau 3.6 : Comparaisons des grandeurs intégrales moyennes pour GB-LB entre les différents contributeurs.

(a) Nombre de Nusselt local Nu_1 .							(b) Nombre de Nusselt local Nu_2 .						
$Nu_1(z)$							$Nu_2(z)$						
z	3H/8	H/2	5H/8	3H/4	7H/8	H	z	3H/8	H/2	5H/8	3H/4	7H/8	H
PIMENT	7,257	6,212	5,670	5,649	9,834	11,87	PIMENT	8,290	7,887	7,992	9,18	29,71	61,16
MSME	7,265	6,217	5,674	5,648	9,837	11,87	MSME	8,293	7,887	7,990	9,166	29,71	61,33
CETHIL	7,266	6,218	5,675	5,645	9,836	11,87	CETHIL	8,293	7,887	7,989	9,150	29,71	61,36
LGCgE	7,269	6,220	5,674	5,646	9,835	11,87	LGCgE	8,304	7,900	8,034	9,154	2,971	61,35
$\langle Nu_1(z) \rangle$	7,264	6,217	5,673	5,647	9,836	11,87	$\langle Nu_2(z) \rangle$	8,295	7,890	8,001	9,163	29,710	61,30
$\sigma(Nu_1(z))$	0,005	0,003	0,002	0,002	0,001	0,000	$\sigma(Nu_2(z))$	0,006	0,006	0,022	0,014	0,000	0,094

(c) Température débitante θ_b .							(d) Grandeurs moyennes.			
$\theta_b(z) \times 10^2$										
z	3H/8	H/2	5H/8	3H/4	7H/8	H		$\langle Nu_1 \rangle$	$q_{ve}(z=0)$	$q_{vs}(z=H)$
PIMENT	1,715	3,418	5,122	6,806	6,802	6,795	PIMENT	6,940	5,93	1,52
MSME	1,707	3,406	5,108	6,790	6,801	6,792	MSME	6,909	5,95	1,51
CETHIL	1,705	3,403	5,105	6,787	6,801	6,794	CETHIL	6,914	5,95	1,51
LGCgE	1,712	3,405	5,084	6,790	6,802	6,800	LGCgE	6,912	5,95	1,51
$\langle \theta_b(z) \rangle$	0,017	0,034	0,051	0,068	0,068	0,068	$\langle \bullet \rangle$	6,919	5,94	1,51
$\sigma(\theta_b(z)) \times 10^5$	4,573	6,782	1,569	8,617	0,5774	3,403	$\sigma(\bullet)$	0,01	0,01	0,01

Tableau 3.7 : Comparaisons des grandeurs intégrales moyennes pour LB-LB entre les différents contributeurs.

Conclusion

Le travail numérique (2D) réalisé dans le cadre du benchmark numérique AmeTh montre une bonne concordance des résultats entre les différentes équipes de recherche pour une valeur du nombre de Rayleigh modifié $Ra_m = 1 \times 10^5$. Quelques différences entre le choix d'une condition de pression de type Bernoulli global et local existent entre les résultats mais ne conduisent pas à des différences significatives sur les phénomènes thermiques mis en jeu dans le canal vertical. Cependant, on constate que la longueur de pénétration de l'écoulement inverse dans le canal est plus importante lorsqu'on utilise une condition de Bernoulli locale en entrée et une condition de jet libre en sortie. En effet, d'après la figure 3.13, plus le débit est important, moins la longueur de pénétration est importante. Seule l'expérience peut trancher sur le choix d'un jeu de conditions limites adaptées à l'écoulement. C'est ce que nous verrons dans la deuxième partie de ce chapitre.

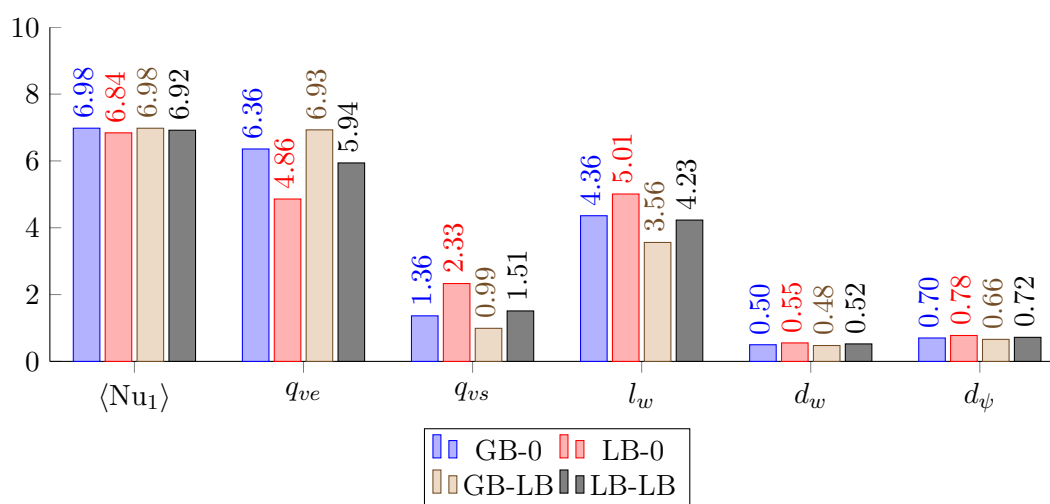


Figure 3.13 : Bilan global des grandeurs intégrales moyennées suivant le type de condition aux limites. De gauche à droite : nombre de Nusselt moyen $\langle Nu_1 \rangle$, débit traversant q_{ve} [en $m^2 \cdot h^{-1}$] et débit de l'écoulement ré-entrant q_{vs} [en $m^2 \cdot h^{-1}$], longueur de pénétration l_w , taille de l'écoulement ré-entrant d_w et de la recirculation d_ψ .

3.2.7 Conclusion

L'effet des conditions aux limites sur l'écoulement du fluide et sur le transfert de chaleur a été analysé et discuté. On peut retenir de cette étude numérique que :

- les échanges thermiques dépendent peu des conditions aux limites sur la pression ;
- la longueur de pénétration de l'écoulement inverse est quant à elle dépendante des conditions aux limites de pression en entrée ;
- la méthode de résolution des équations et le couplage vitesse-pression, vraisemblablement, importe peu.

Afin de mieux comprendre quelles sont les conditions limites adéquates pour les géométries ouvertes, nous allons maintenant tenter d'estimer le comportement d'un canal incliné asymétriquement chauffé, et soumis aux mêmes conditions limites pour lequel on dispose de quelques données expérimentales [Dupont *et al.* 2008].

3.3 Convection naturelle dans un canal incliné

Dans cette section, nous nous proposons de comparer les champs de vitesse et des grandeurs intégrales (Nu , q_v) à des mesures expérimentales effectuées dans un canal incliné asymétriquement chauffé par une équipe de recherche partenaire du projet 4C [Samot *et al.* 2010].

3.3.1 Dispositif expérimental

Le partenariat avec l'équipe de recherche du **G**roupe de **R**echerche sur les **E**nergies **R**enouvelables (GRER), laboratoire de recherche de Université des Antilles-Guyane, dont la thématique concerne les énergies renouvelables, nous a permis d'entreprendre cette étude numérique. En effet, depuis quelques années, les auteurs Dupont *et al.* [2007] et Samot *et al.* [2010] étudient les écoulements d'air de convection naturelle à l'intérieur de canaux ouverts pour approfondir et compléter des résultats de la littérature [Aung 1972, Chami et Zoughaib 2010, Giroux-Julien et Ménézo 2008].

Dans le projet 4C, le GRER a mis en place un dispositif expérimental représentant un canal ouvert aux extrémités, chauffé de manière asymétrique par un flux pariétal imposé. Ce canal est constitué de deux plaques planes parallèles en résine d'époxy. L'une d'entre elles est chauffée à flux imposé par une piste de cuivre traversée par un courant électrique. La face arrière de chaque plaque est isolée avec de la laine de verre d'une épaisseur de 10 cm. Les dimensions du canal sont les suivantes : longueur $H = 0,64$ m, épaisseur variable $b = 0,01$ m à 0,15 m, largeur $l = 0,304$ m. Chacune des plaques est instrumentée de 34 thermocouples de type K de 100 μm de diamètre (incertitude $\pm 0,1$ K). La figure 3.15 présente le dispositif expérimental.

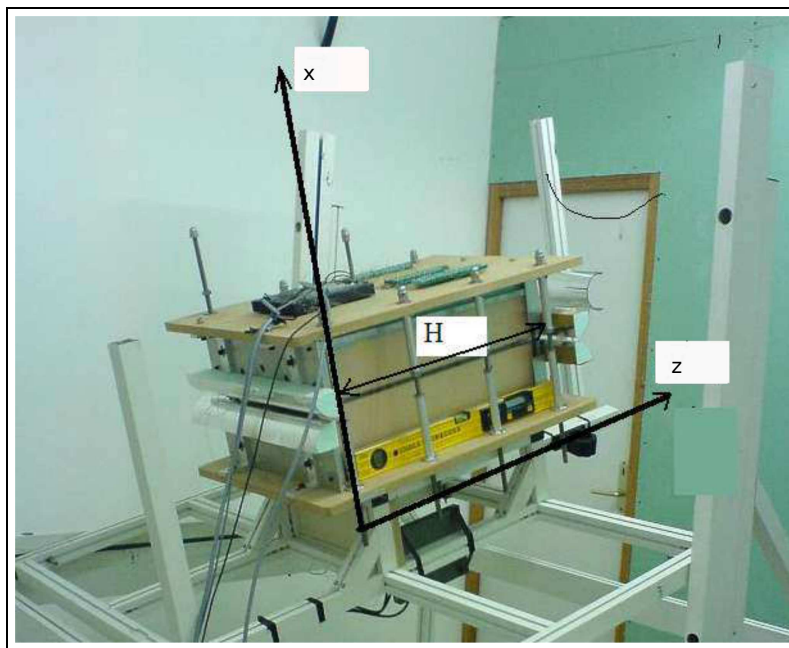


Figure 3.14 : Dispositif expérimental du GRER. Canal asymétriquement chauffé à flux constant, incliné d'un angle i [Dupont *et al.* 2008].

3.3.2 Présentation du problème numérique

Nous considérons un canal bidimensionnel ouvert aux extrémités, chauffé de manière asymétrique par un flux uniforme imposé sur sa face supérieure (cf. Fig. 3.15) (q_0). Ce canal est vertical ou incliné par rapport au champ de pesanteur g avec un angle d'inclinaison i .

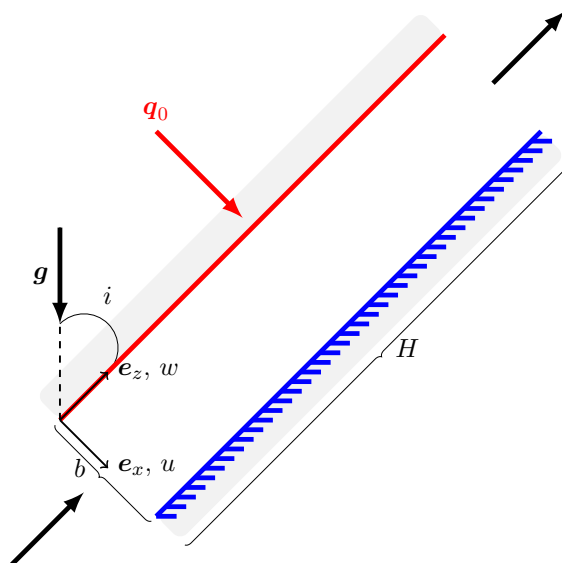


Figure 3.15 : Configuration du domaine étudié. Canal asymétriquement chauffé à flux constant, incliné d'un angle i .

Mise en équations

Les propriétés thermophysiques du fluide sont considérées constantes, exceptées pour la masse volumique dans le terme de la poussée d'Archimède (approximation de Boussinesq, $\rho(T_0) = \rho_0[1 - \beta(T - T_0)]$). Les échanges radiatifs entre les surfaces ne sont pas pris en compte. Les équations qui régissent l'écoulement de convection naturelle avec les hypothèses précédentes s'expriment, de la manière suivante sous forme sans dimension :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + Pr Ra_b^{-1/2} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + Pr \theta (\sin(i) \delta_{ix} - \cos(i) \delta_{iz}) \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial u_j \theta}{\partial x_j} = Ra_b^{-1/2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j \partial x_j} \quad (3.10)$$

Les équations sont rendues sans dimension par rapport à la vitesse caractéristique de convection naturelle : $U_{CN} = \kappa Ra_b^{1/2} / b$ [Bejan 1984], à la largeur du canal b et à la différence de température $\Delta T = q_0 b / \lambda$. Le nombre de Prandtl, $Pr = \nu / \kappa$, est fixé à 0,71 et la température ambiante T_0 est fixée à 298 K.

Les conditions limites sont identiques au problème du GDR AmeTh (voir Fig. 3.4).

Une étude préalable sur le maillage, nous a permis de sélectionner le maillage le moins coûteux en temps de calcul pour la suite des études, c'est-à-dire de commencer avec une grille de 64×512 avec une répartition cosinusoidale sur l'axe x donnée par la loi suivante :

$$x(i) = \frac{b}{2} \left\{ 1 - \cos \left(\frac{\pi(i-1)}{N-1} \right) \right\} \quad (3.11)$$

où b est la largeur du canal, N le nombre de noeuds suivant la direction x .

Cas étudiés et objectifs

Trois rapports de formes ont été analysés $H/b = 6,5$; $10,67$ et $12,8$ qui correspondent à des épaisseurs de la lame d'air de 0,005; 0,06 et 0,0985 m. Il en résulte un nombre caractéristique de Rayleigh modifié ($Ra_m \cos(i) = \frac{g \beta q_0 b^4}{\lambda \nu^2} \frac{b}{H} Pr \cos(i)$) qui varie entre $4,4 \times 10^3$ et 5×10^6 (cf. Tab. 3.8). Le régime de l'écoulement est laminaire.

Chapitre 3. Description numérique du comportement aéraulique appliqué aux géométries ouvertes

		Ra_H		$5,89 \times 10^9$	$2,95 \times 10^{10}$	$4,42 \times 10^{10}$	$5,89 \times 10^{10}$
		q_0 ($W \cdot m^{-2}$)		10	50	75	100
		grille		(64×512)	(128×512)	(128×1024)	(256×1024)
CL	b (m)	i ($^\circ$)	H/b	$Ra_m \cos(i)$			
GB-0	0,05	0	12,8	$1,71 \times 10^4$	$8,57 \times 10^4$	$1,29 \times 10^5$	$1,71 \times 10^5$
	0,05	45	12,8	$1,21 \times 10^4$	$6,06 \times 10^4$	$9,09 \times 10^4$	$1,21 \times 10^5$
	0,05	60	12,8	$8,57 \times 10^3$	$4,29 \times 10^4$	$6,43 \times 10^4$	$8,57 \times 10^4$
	0,05	75	12,8	$4,44 \times 10^3$	$2,22 \times 10^4$	$3,33 \times 10^4$	$4,44 \times 10^4$
LB-LB	0,06	0	10,67	$4,27 \times 10^4$	$2,13 \times 10^5$	$3,20 \times 10^5$	$4,27 \times 10^5$
	0,0985	0	6,5	$5,09 \times 10^5$	$2,54 \times 10^6$	$3,82 \times 10^6$	$5,09 \times 10^6$
	0,0985	45	6,5	$3,60 \times 10^5$	$1,80 \times 10^6$	$2,70 \times 10^6$	—
	0,0985	60	6,5	$2,54 \times 10^5$	$1,27 \times 10^6$	$1,91 \times 10^6$	—

Tableau 3.8 : Valeurs de $Ra_m \cos(i)$ en fonction des paramètres b , i , H/b et q_0 pour chaque cas étudié.

Samot *et al.* [2010] ont cartographié sur le graphe 3.16 les zones d'existence de l'écoulement inverse. Ils établissent les conclusions suivantes :

- pour des valeurs de rapport de forme H/b comprises entre 9,14 et 16 et des nombres de Rayleigh basé sur la hauteur (Ra_H) inférieurs à $4,46 \times 10^{10}$, l'écoulement inverse est permanent ;
- pour des valeurs de rapport de forme comprises entre 18,29 et 25,6 ; l'écoulement inverse est observé de manière transitoire ;
- pour des valeurs de rapport de forme supérieures à 25,6 ; l'écoulement inverse n'existe pas ;
- pour des valeurs de rapport de forme inférieures à 9 ; l'écoulement inverse redevient intermittent.

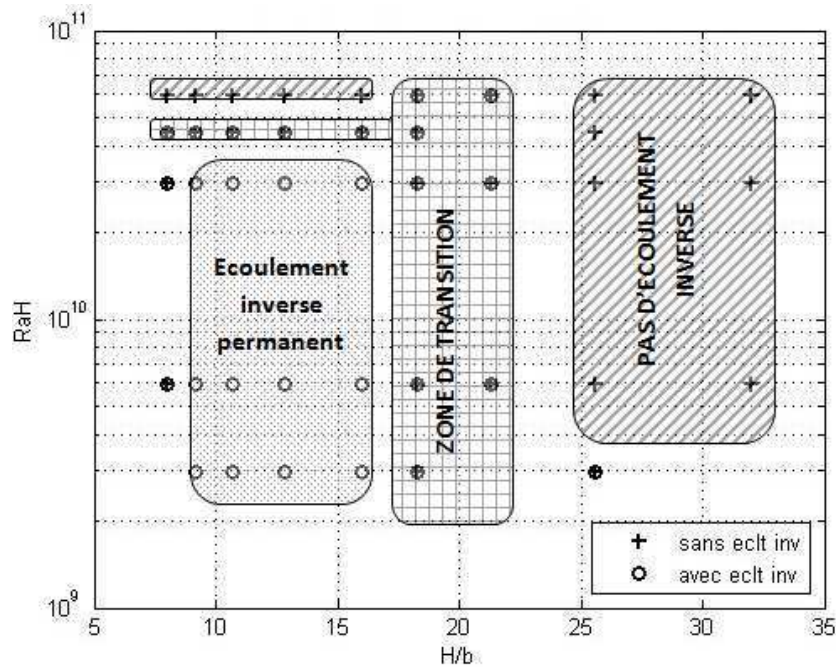


Figure 3.16 : Zones d'existence de l'écoulement inverse [Samot *et al.* 2010].

A partir de ces conclusions, nous nous sommes intéressés à modéliser des cas où l'on peut se trouver dans l'une de ces quatre zones afin d'avoir une vue globale des différents type d'écoulement. Les objectifs sont les suivants :

- regarder l'influence de l'angle d'inclinaison sur les transferts de chaleur. Nous regarderons pour cela l'évolution du nombre de Nusselt à mi-hauteur du canal $Nu_{1/2}$ en fonction du nombre de Rayleigh modifié intégrant l'angle d'inclinaison $Ra_m \cos(i)$ [Azevedo et Sparrow 1985, Miolard *et al.* 2003];
- déterminer la présence d'un écoulement inverse. Nous effectuerons pour cela une mesure de la vitesse proche de la sortie tous les 10 pas de temps. De plus nous relèverons la profondeur de pénétration de l'écoulement ré-entrant l_ξ . Si $l_\xi > 0$, on est en présence d'un écoulement inverse;
- apporter de l'information sur ce type de canal : débit q_v [$m^2 \cdot h^{-1}$], puissance évacuée

$$Q = \int_{\text{sortie}} \rho_0 C_p (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) (T - T_0) \cdot dA \text{ [W]}.$$

3.3.3 Comparaisons avec l'expérimentation

Une série de simulations a été effectuée sur 30 cas (cf. Tab. 3.8). L'angle d'inclinaison i varie de 0 à 75° et la densité de chauffage q_0 varie de 10 à $100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$. Les tableaux 3.10 et 3.11 présentent les résultats des cas étudiés.

Influence de l'angle d'inclinaison sur le nombre de Nusselt

La figure 3.17 donne l'évolution du nombre de Nusselt à mi hauteur du canal en fonction de $Ra_m \cos(i)$. Miolard *et al.* confirment l'intérêt de la prise en compte de l'inclinaison dans le nombre de Rayleigh dans le cadre de chauffage à flux imposé. Les résultats obtenus expérimentalement sont repérés par des ronds vides tandis que les résultats obtenus numériquement sont représentés par des ronds pleins noirs (GB-0) et des triangles noirs (LB-LB). Le choix d'avoir changé de condition limite à partir de $Ra_m \cos(i) = 4,27 \times 10^4$ s'explique par l'apparition, par intermittence, de bouffées de chaleur entraînant un dysfonctionnement du solveur. La condition limite développée GB (pression uniforme), ne prenait pas en compte la possibilité que le fluide, pendant les phases de démarrage de l'écoulement, pouvait ressortir par l'entrée. Problème qui ne peut pas arriver dans la configuration AmeTh puisqu'il existe une extension adiabatique en entrée et en sortie, ce qui doit permettre de limiter l'influence des différentes conditions aux limites sur l'écoulement. Ce problème a été résolu en changeant de condition limite. Par la suite, nous avons pris en compte ce problème dans GB : si $\nabla \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} > 0$ alors $P = -\frac{1}{2S_e} G^2$ où \mathbf{n} est le vecteur normal extérieur à la frontière, G le débit entrant sans dimension et S_e la surface totale de l'entrée. Sinon, si $\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} < 0$ alors on impose une condition de jet libre.

La corrélation fournie par [Webb et Hill 1989] est représentée par la courbe rouge. Elle prend la forme suivante pour un canal incliné :

$$Nu_{1/2} = 0,58 (Ra_m \cos(i))^{0,206} \tag{3.12}$$

On constate que nos résultats sont en bonne concordance avec ceux obtenus au GRER et correspondent bien à la corrélation proposée, avec un écart relatif inférieur à 1% pour un rapport de forme $H/b = 12,8$ ($4,44 \times 10^3 < Ra_m \cos(i) < 2 \times 10^5$) et le jeu GB-0. Pour un rapport de forme de $H/b = 6,5$ ($2,5 \times 10^5 < Ra_m \cos(i) < 5 \times 10^6$) et le jeu LB-LB, les écarts sont cependant plus importants, ce qui se traduit par des valeurs différentes des coefficients de la corrélation : $Nu_{1/2} = 0,72 Ra_m^{0,187}$ (cf. Tab. 3.9). Néanmoins, nous avons vu précédemment (voir Fig. 3.13), que dans la configuration du GDR AmeTh, le nombre de Nusselt ne varie pas de façon significative entre les différentes conditions aux limites de pression (variations <1%). Nous pouvons donc affirmer que ces différences observées, sur le nombre de Nusselt par rapport à la corrélation de Webb, ne sont pas dues au changement de condition limite (GB-0 \rightarrow LB-LB). Ceci peut s'expliquer par une transition vers la turbulence.

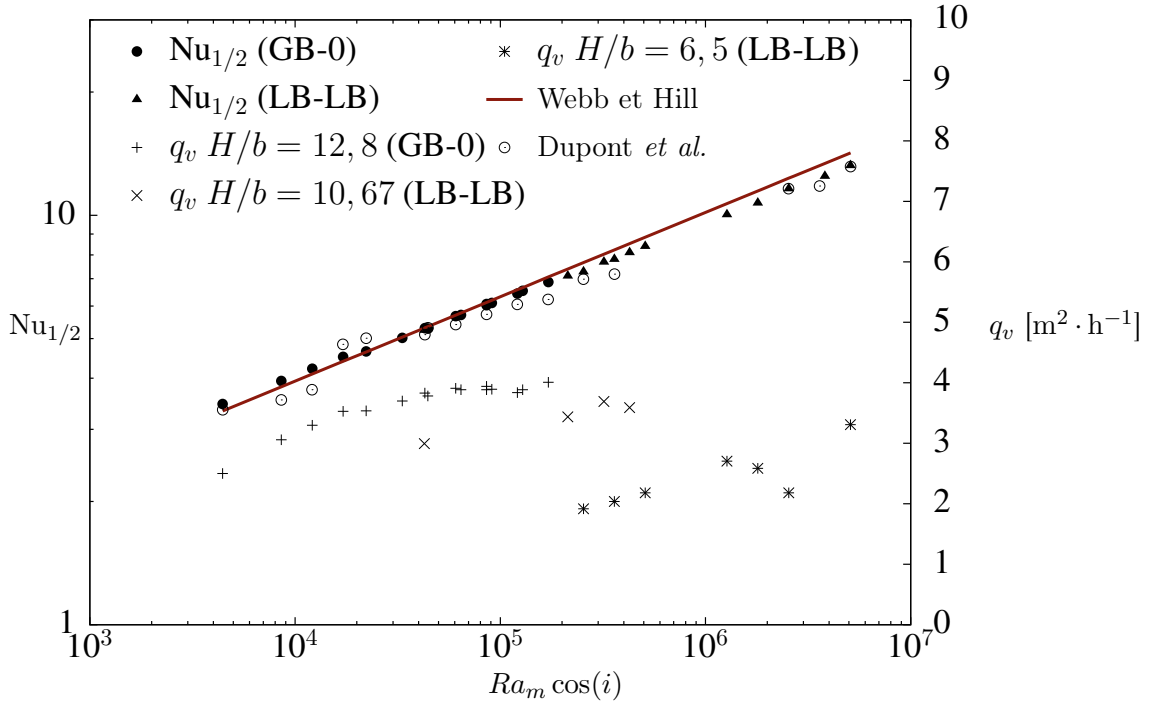


Figure 3.17 : Nombres de Nusselt et débit moyens pour différents rapports de forme 6,5 ; 10,67 et 12,8. Comparaison entre études numériques et travaux expérimentaux de [Webb et Hill 1989] et de [Dupont *et al.* 2007].

Références	Corrélation	
Webb et Hill	$Nu_{1/2} = 0,58(Ra_m \cos(i))^{0,206}$	
Dupont <i>et al.</i>	$Nu_{1/2} = 0,59(Ra_m \cos(i))^{0,206}$	
présente étude	$Nu_{1/2} = 0,61(Ra_m \cos(i))^{0,199}$	$4 \times 10^3 < Ra_m \cos(i) < 2 \times 10^5$
présente étude	$Nu_{1/2} = 0,72(Ra_m \cos(i))^{0,187}$	$2,5 \times 10^5 < Ra_m \cos(i) < 5 \times 10^6$

Tableau 3.9 : Corrélations $Nu_{1/2} = \alpha (Ra_m \cos(i))^\beta$.

La figure 3.18 présente l'évolution longitudinale des écarts de température entre la paroi chauffée et la température ambiante pour deux flux de chauffage $q_0 = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ et $q_0 = 100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ pour un rapport de forme égal à 6,5. On rappelle que nous prenons pour chaque cas numérique une température ambiante égale à $T_0 = 298 \text{ K}$ (25°C). Nous remarquons qu'a priori la mesure de température pour le cas b) est plutôt pour une $T_0 = 28,3^\circ\text{C}$. Ceci peut expliquer les différences sur la figure 3.18(b). En zone proche de la sortie du canal, on remarque que la température pariétale diminue dans le cas expérimental. Dupont *et al.* expliquent qu'il existe un effet d'extrémité important à la sortie du canal, dû aux échanges radiatifs avec l'extérieur. Ces échanges radiatifs ne sont pas pris en compte dans nos hypothèses de départ. Il est important de prendre

en considération cette remarque pour la suite de notre comparaison.

D'après les tableaux 3.10 et 3.11, plus la cavité est inclinée plus les échanges de chaleur diminuent. Il en va de même pour le débit. De plus, on constate que la puissance de refroidissement Q ne dépend pas a priori de l'angle d'inclinaison i et du rapport de forme. Cette puissance est de l'ordre en moyenne de 2,54 W pour $q_0 = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, de 11,56 W pour $q_0 = 50 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, de 16,42 W pour $q_0 = 75 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ et de 21,38 W pour $q_0 = 100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$. On peut établir que $Q \approx 0,2q_0S$.

Influence de l'angle d'inclinaison sur l'écoulement inverse

La figure 3.19 présente l'évolution de la profondeur de l'écoulement inverse $1-l_\xi$. Si $1-l_\xi = 0$, il n'y a pas d'écoulement inverse. Pour compléter notre comparaison, on trace l'évolution de la vitesse moyenne verticale $\langle w \rangle$ à une hauteur proche de la sortie ($z/H = 0,96$). La figure 3.21 présente ces évolutions pour différents angles d'inclinaison i .

Au regard des résultats dans les tableaux 3.10 et 3.11, de la figure 3.21, on constate que plus l'angle d'inclinaison est important plus la zone de recirculation diminue. Pour le rapport de forme $H/b = 12,8$; si nous suivons cette loi linéaire (cf. Fig. 3.19), on peut prédire une disparition de l'écoulement inverse vers $Ra_m \cos(i) \approx 5 \times 10^5$. Or Samot *et al.* déterminent expérimentalement un passage à un écoulement sans recirculation à $Ra_m \cos(i) \approx 1,71 \times 10^5$. Pour tous les autres rapports de forme, nous constatons un écoulement inverse permanent. Regardons maintenant les zones d'existence de l'écoulement inverse.

On rappelle que Samot *et al.* observent que l'écoulement inverse est permanent pour des rapports de forme compris entre 9,14 et 16 et $Ra_H < 4,46 \times 10^{10}$ ($Ra_m \cos(i) < 3,32 \times 10^4$). Nous trouvons bien des écoulements inverses permanents avec les résultats numériques. Cependant, nous observons, par l'intermédiaire de la "sonde numérique" placée près de la sortie, la présence d'écoulement inverse permanent au-delà de $Ra_m \cos(i) < 3,33 \times 10^4$. Ceci est vérifié par le profil de vitesse en proche sortie (cf. Fig. 3.21(b)). Expérimentalement, pour ce cas là, il n'existe pas d'écoulement inverse. Li *et al.* et Zoubir *et al.* montrent que l'écoulement est très sensible aux échanges par rayonnement entre parois, ce qui a pour effet de modifier la structure de l'écoulement et notamment faire disparaître l'écoulement inverse. Nous représentons la cartographie des zones d'existence de l'écoulement inverse que nous avons obtenue (cf. Fig. 3.20).

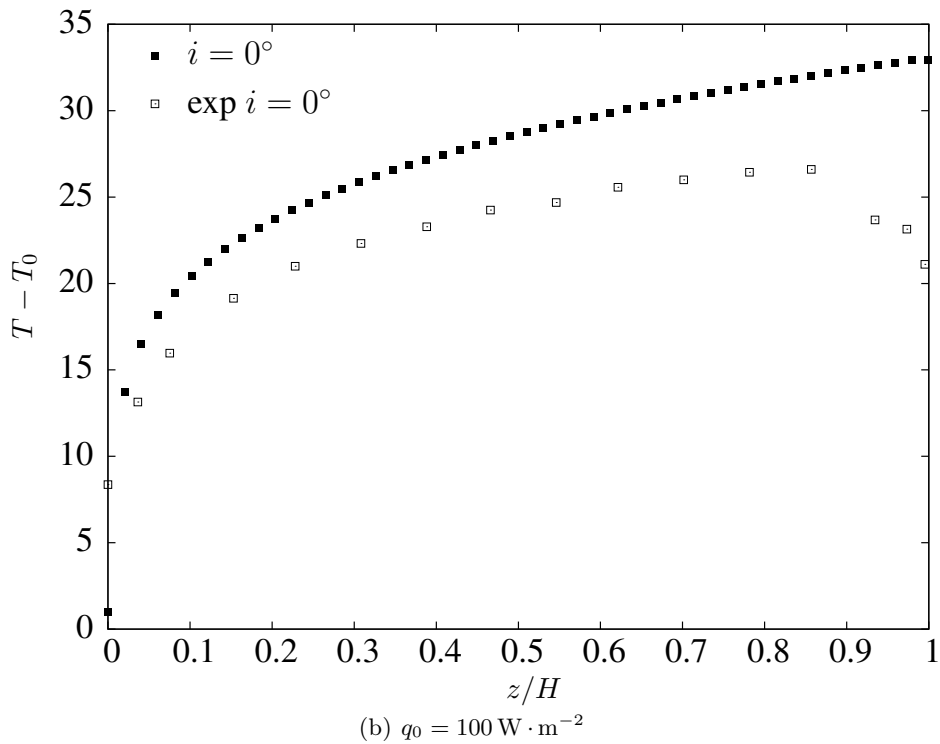
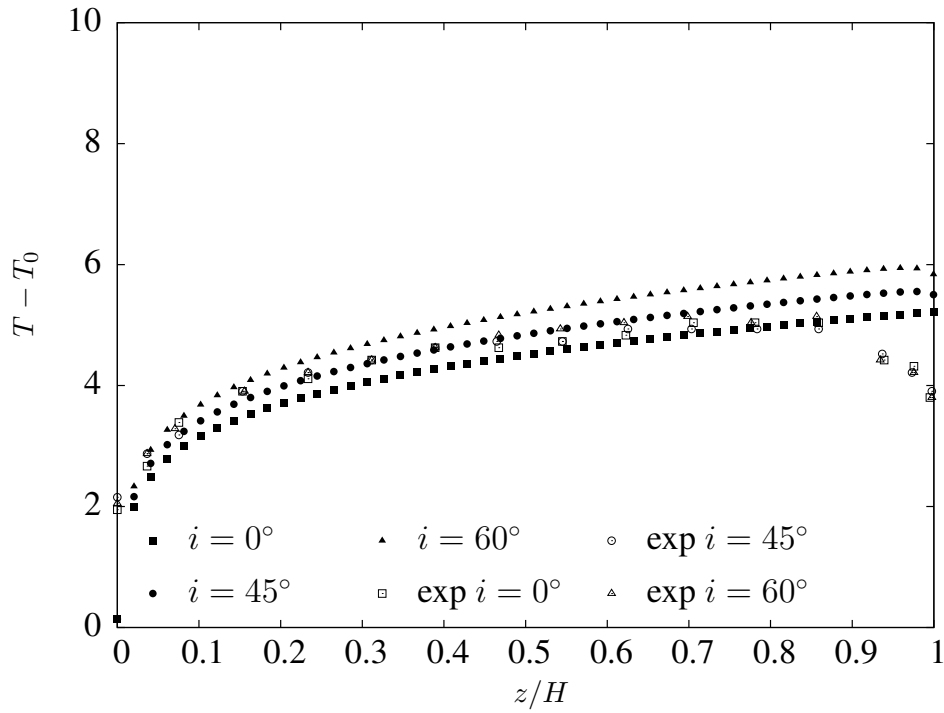


Figure 3.18 : Ecart de température avec l'extérieur pour $q_0 = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ (a) et $q_0 = 100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ (b), $H/b = 6,5$. Comparaison études numériques avec travaux expérimentaux de [Dupont *et al.* 2007].

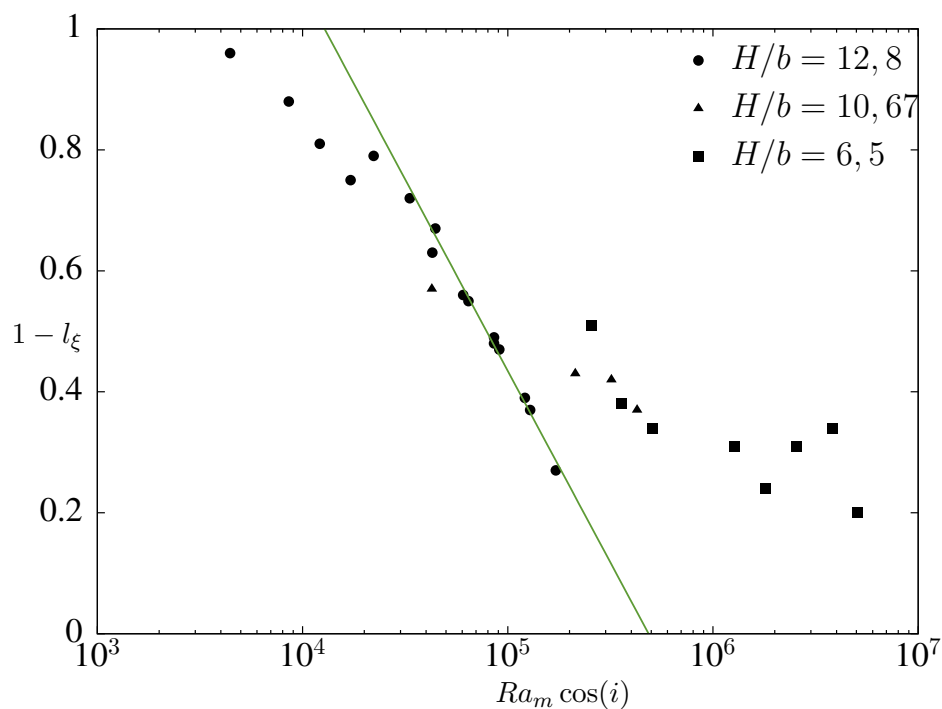


Figure 3.19 : Représentation de la profondeur $1 - l_\xi$ en fonction du nombre de Rayleigh modifié $Ra_m \cos(i)$.

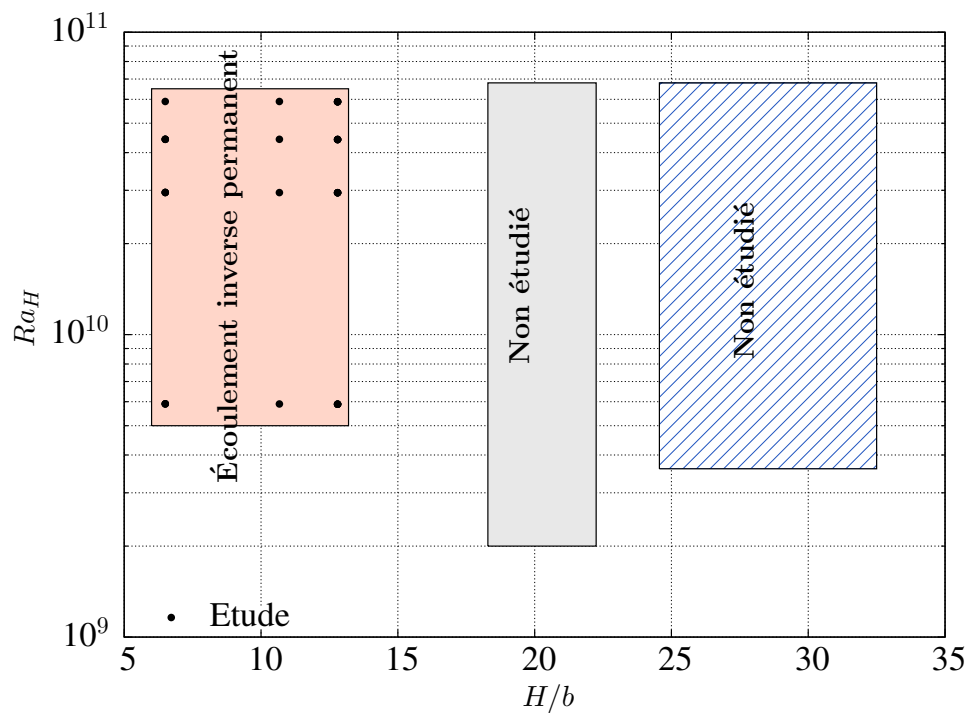
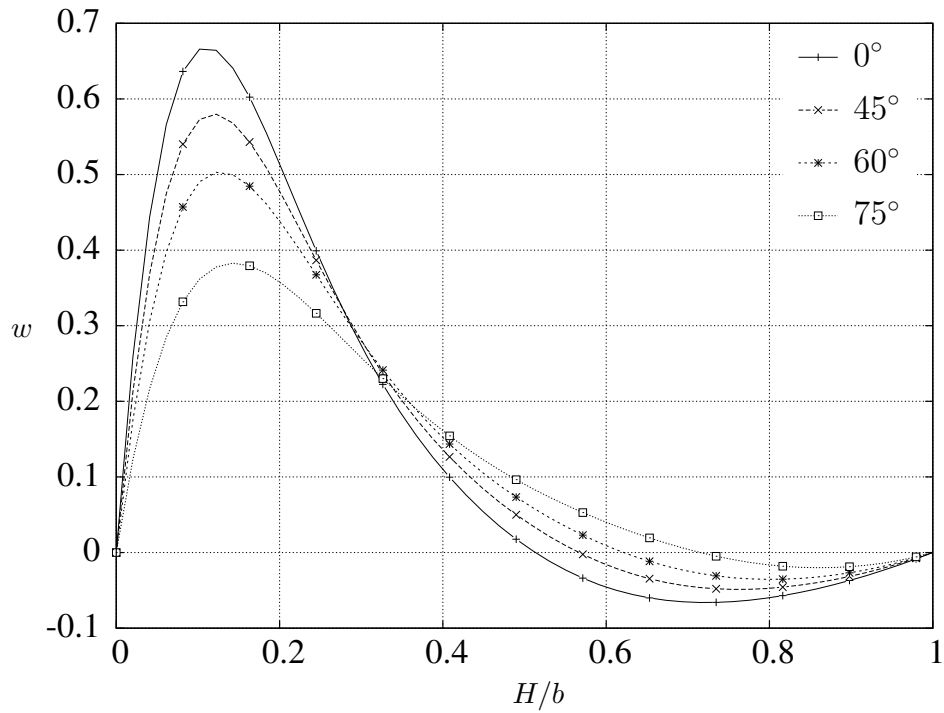
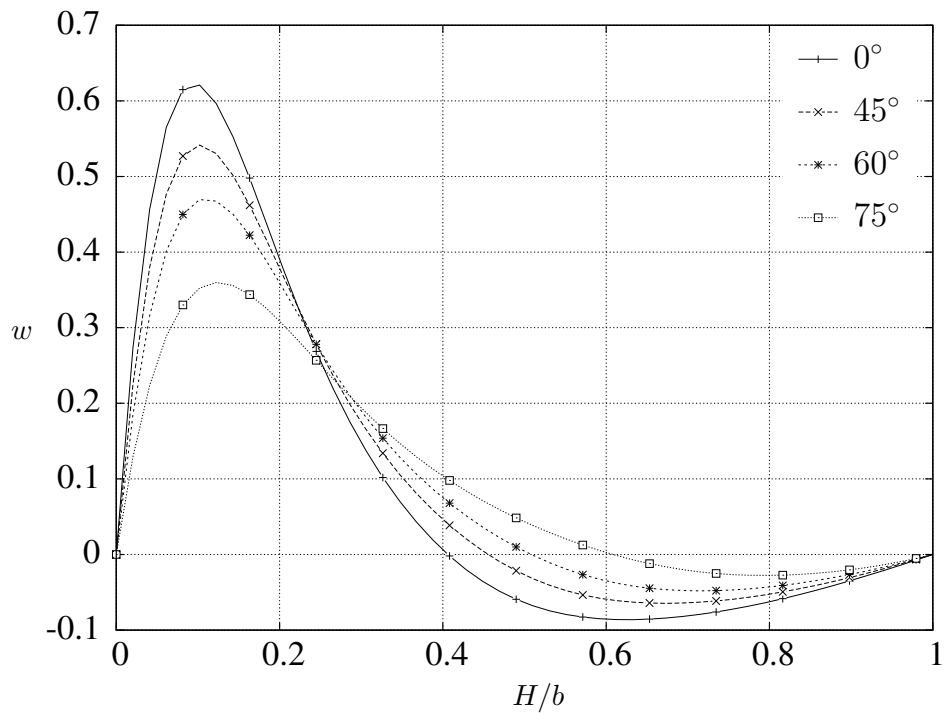


Figure 3.20 : Zone d'existence de l'écoulement inverse permanent, en référence à la cartographie de Samot *et al.* [2010].

3.3. Convection naturelle dans un canal incliné



(a) $Ra_H = 2,95 \times 10^{10}$, $H/b = 12,8$, $q_0 = 50 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$



(b) $Ra_H = 5,89 \times 10^{10}$, $H/b = 12,8$, $q_0 = 100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$

Figure 3.21 : Evolution de la vitesse verticale proche de la sortie $z/H = 0,96$ pour différentes inclinaisons i .

	q_0	i	$Ra_m \cos(i)$	q_{ve}	V_d	Nu	Nu_{exp}	Nu_{Webb}	$l_\xi (z/H)$	Q
$H/b = 12,8$	$10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$	0	$1,71 \times 10^4$	3,32	0,288	4,51	4,84	4,39	0,25	2,56
		45	$1,21 \times 10^4$	3,07	0,266	4,22	3,75	4,09	0,19	2,56
		60	$8,57 \times 10^3$	2,83	0,245	3,94	3,54	3,81	0,12	2,55
		75	$4,44 \times 10^3$	2,34	0,203	3,46	3,35	3,33	0,04	2,49
	$50 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$	0	$8,57 \times 10^4$	3,82	0,148	6,07	5,86	6,12	0,52	10,85
		45	$6,06 \times 10^4$	3,78	0,146	5,67	5,41	5,70	0,44	11,45
		60	$4,29 \times 10^4$	3,68	0,143	5,3	5,11	5,31	0,37	11,61
		75	$2,22 \times 10^4$	3,33	0,129	4,65	5,01	4,64	0,21	12,34
	$75 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$	0	$1,29 \times 10^5$	3,75	0,12	6,54	-	6,66	0,63	14,83
		45	$9,09 \times 10^4$	3,76	0,119	6,11	-	6,20	0,53	15,92
		60	$6,43 \times 10^4$	3,75	0,119	5,71	-	5,77	0,45	16,92
		75	$3,33 \times 10^4$	3,52	0,111	5,02	-	5,04	0,28	18,04
	$100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$	0	$1,71 \times 10^5$	3,91	0,12	6,87	6,23	7,06	0,73	20,99
		45	$1,21 \times 10^5$	3,69	0,101	6,44	6,06	6,58	0,61	19,78
		60	$8,57 \times 10^4$	3,75	0,103	6,03	5,73	6,12	0,51	21,39
		75	$4,44 \times 10^4$	3,62	0,099	5,29	5,31	5,35	0,33	23,36

Tableau 3.10 : Résultats pour un rapport de forme $H/b = 12,8$ (GB-0). De gauche à droite : l'angle d'inclinaison i [°], le nombre de Rayleigh modifié multiplié par le cosinus de l'angle d'inclinaison $Ra_m \cos(i)$, le débit traversant q_{ve} [$\text{m}^2 \cdot \text{h}^{-1}$], la vitesse débitante, le nombre de Nusselt à mi-hauteur du canal $Nu_{1/2}$, le nombre de Nusselt à mi-hauteur du canal expérimental Nu_{exp} , le nombre de Nusselt à mi-hauteur du canal obtenu par la corrélation de Webb et al. Nu_{Webb} , la profondeur de pénétration de l'écoulement ré-entrant L_ξ et la puissance évacuée de chaleur [W].

	q_0	i	$Ra_m \cos(i)$	q_{ve}	V_d	Nu	Nu_{exp}	Nu_{Webb}	$l_\xi (z/H)$	Q
$H/b = 10,67$	$10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$	0	$4,27 \times 10^4$	2,77	0,17	5,24	5,53	5,30	0,43	2,22
	$50 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$	0	$2,13 \times 10^5$	3,22	0,09	7,11	—	7,39	0,57	9,36
	$75 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$	0	$3,20 \times 10^5$	3,51	0,08	7,69	—	8,03	0,42	13,94
	$100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$	0	$4,27 \times 10^5$	3,39	0,06	8,10	—	8,52	0,63	17,10
$H/b = 6,5$	$10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$	0	$5,087 \times 10^5$	2,10	0,05	8,40	—	8,84	0,66	1,60
		45	$3,597 \times 10^5$	2,00	0,04	7,81	—	8,23	0,62	1,65
		60	$2,544 \times 10^5$	1,92	0,04	7,28	6,98	7,66	0,49	1,71
	$50 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$	0	$2,544 \times 10^6$	2,09	0,03	11,61	—	11,61	0,69	9,16
		45	$1,799 \times 10^6$	2,41	0,02	10,72	—	11,46	0,76	7,03
		60	$1,272 \times 10^6$	2,51	0,02	10,04	—	10,67	0,69	7,79
	$75 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$	0	$3,816 \times 10^6$		0,03	12,46	—	13,39	0,66	14,93
	$100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$	0	$5,087 \times 10^6$	3,08	0,02	13,23	13,15	14,20	0,80	14,29

Tableau 3.11 : Résultats pour les rapports de forme $H/b = 10,67$ et $H/b = 6,5$ (LB-LB). De gauche à droite : l'angle d'inclinaison i [°], le nombre de Rayleigh modifié multiplié par le cosinus de l'angle d'inclinaison $Ra_m \cos(i)$, le débit traversant q_{ve} [$\text{m}^2 \cdot \text{h}^{-1}$], la vitesse débitante, le nombre de Nusselt à mi-hauteur du canal $Nu_{1/2}$, le nombre de Nusselt à mi-hauteur du canal expérimental Nu_{exp} , le nombre de Nusselt à mi-hauteur du canal obtenu par la corrélation de Webb et al. Nu_{Webb} , la profondeur de pénétration de l'écoulement ré-entrant l_ξ et la puissance évacuée de chaleur [W].

Conclusion

Cette étude montre la difficulté de quantifier la nature des écoulements qui règnent dans les canaux inclinés asymétriquement chauffés. Nous avons montré que dans la configuration étudiée, nos simulations numériques permettent d'obtenir des renseignements exploitables tels que les nombres de Nusselt, les valeurs de débit et de puissance de refroidissement pour différents angles d'inclinaison. La méthode numérique mise en œuvre permet d'apporter une caractérisation fine des transferts de chaleur, de l'écoulement et des champs de température dans le canal. Cependant, nos hypothèses de simulations, notamment le fait de négliger le rayonnement, conduisent a priori à ne pas faire disparaître l'écoulement inverse en sortie de canal au delà de $Ra_H > 4,46 \times 10^{10}$, comme cela est observé expérimentalement.

Nous allons nous intéresser de manière détaillée à l'influence des conditions limites sur l'écoulement inverse. Il s'agit du cas $Ra_m \cos(i) = 4,27 \times 10^4$ ($Ra_H = 5,9 \times 10^9$, $H/b = 10,67$ et $i = 0^\circ$) détaillé dans la littérature [Samot *et al.* 2010] favorisant une meilleure comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux.

3.3.4 Comparaison détaillée

Les champs de vitesse 3.22 sont obtenus par l'application de la technique d'Anémométrie Laser à effet Doppler (ALD). L'emploi de cette technique sophistiquée a été retenu par Dupont *et al.* en raison de son caractère faiblement intrusif, de sa résolution spatiale et de son aptitude à discriminer le signe de la vitesse. Nous ne connaissons pas l'incertitude de mesure sur la vitesse.

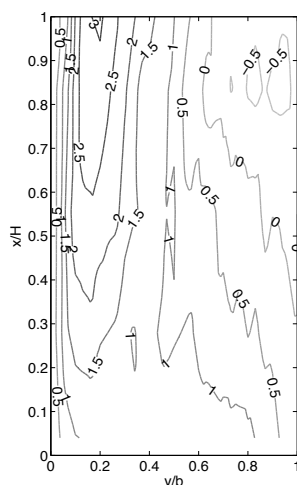


Figure 3.22 : Champ expérimental. Iso-contours de w/V_d uniformément distribuée entre -0,5 et 3,0. $H/b = 10,7$ et $Ra_H = 5,89 \times 10^9$ ($q_0 = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$) [Samot *et al.* 2010].

La visualisation (voir Fig. 3.22) montre que nous avons à faire à un écoulement avec recircu-

lation en sortie

Deux profils de vitesse ont été mesurés par [Dupont *et al.* 2008], le premier en $x/H = 0,078$ (au voisinage de l'entrée, (cf. Fig. 3.24(a))) et le second en $x/H = 0,859$ (proche de la sortie, (cf. Fig. 3.24(b))). Nous nous servons de ces résultats comme référence pour notre comparaison.

Influence des conditions limites

La figure 3.23 présente les champs moyens des iso-valeurs du rapport vitesse verticale calculée sur la vitesse débitante. La figure 3.24(a) présente le profil de vitesse proche de l'entrée du canal pour les différents cas étudiés. On obtient un profil parabolique déformé vers la paroi chauffée lorsqu'une pression uniforme est appliquée en entrée et un profil plat lorsque la pression locale est appliquée en entrée. Ne connaissant pas l'incertitude sur la mesure des vitesses expérimentales, il est difficile de savoir si nos profils sont dans la marge d'erreur. Cependant, on remarque que les profils obtenus par la condition LB sont plus proches du profil expérimental. Cela est confirmé par la visualisation 3.22 où on constate que l'isovaleur $w/V_d = 1,5$ est fermée dans le cas expérimental et dans les champs d'isovaleurs de la vitesse des cas LB (cf. Fig. 3.23(c)) et (cf. Fig. 3.23(d)).

Par contre, la condition (LB), surestime la vitesse le long de la paroi chauffée (voir Fig. 3.24(b)). En effet, on observe que la vitesse de sortie du côté de la paroi chaude a des valeurs 3,5 fois supérieures à la vitesse débitante contre 3 dans le cas expérimental. Ce qui est moins le cas pour la condition (GB) qui estime assez correctement la vitesse le long de la paroi chauffée. Cependant, nous constatons que le débit ne semble pas être conservé expérimentalement $\int_0^1 \frac{w(x)}{V_d} dx \neq 1$.

D'autre part, on peut ré-affirmer les observations énoncées pour la configuration AmeTh, c'est à dire que le jeu de condition LB-0 augmente la profondeur de pénétration de l'écoulement inverse (cf. Fig. 3.23(c)), ce qui est conforme à l'observation expérimentale. Toujours dans cette zone de recirculation, pour le cas expérimental, le fluide ré-entrant a une vitesse de l'ordre de la moitié de la vitesse débitante. Aucun jeu de conditions limites n'atteint ce niveau de vitesse dans la zone de recirculation.

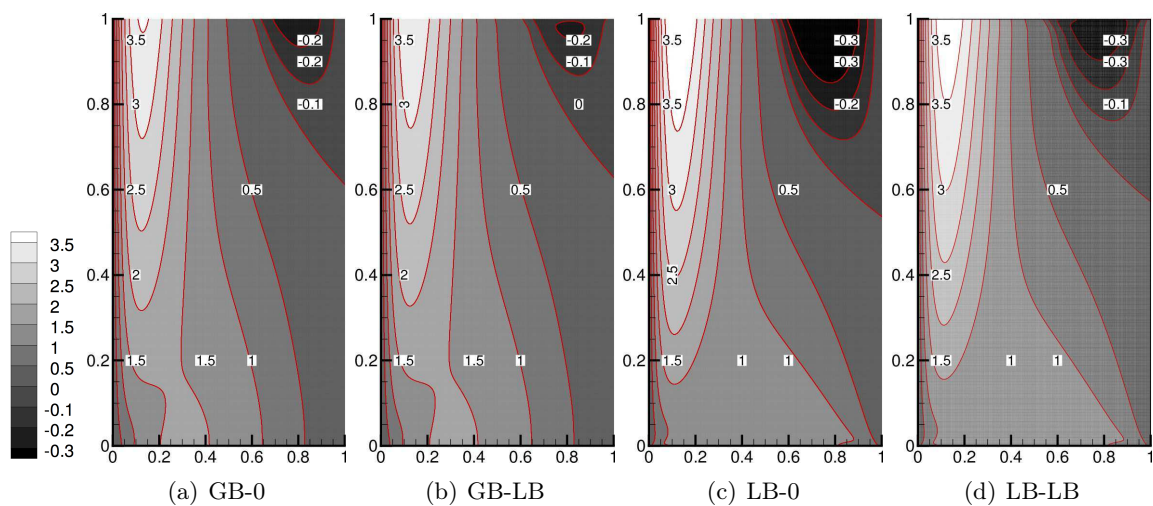


Figure 3.23 : Champs moyens obtenus pour le calcul. Iso-contours de w/V_d à l'intérieur du canal pour différentes conditions limites. $H/b = 10,7$ et $Ra_H = 5,89 \times 10^9$ ($q_0 = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$).

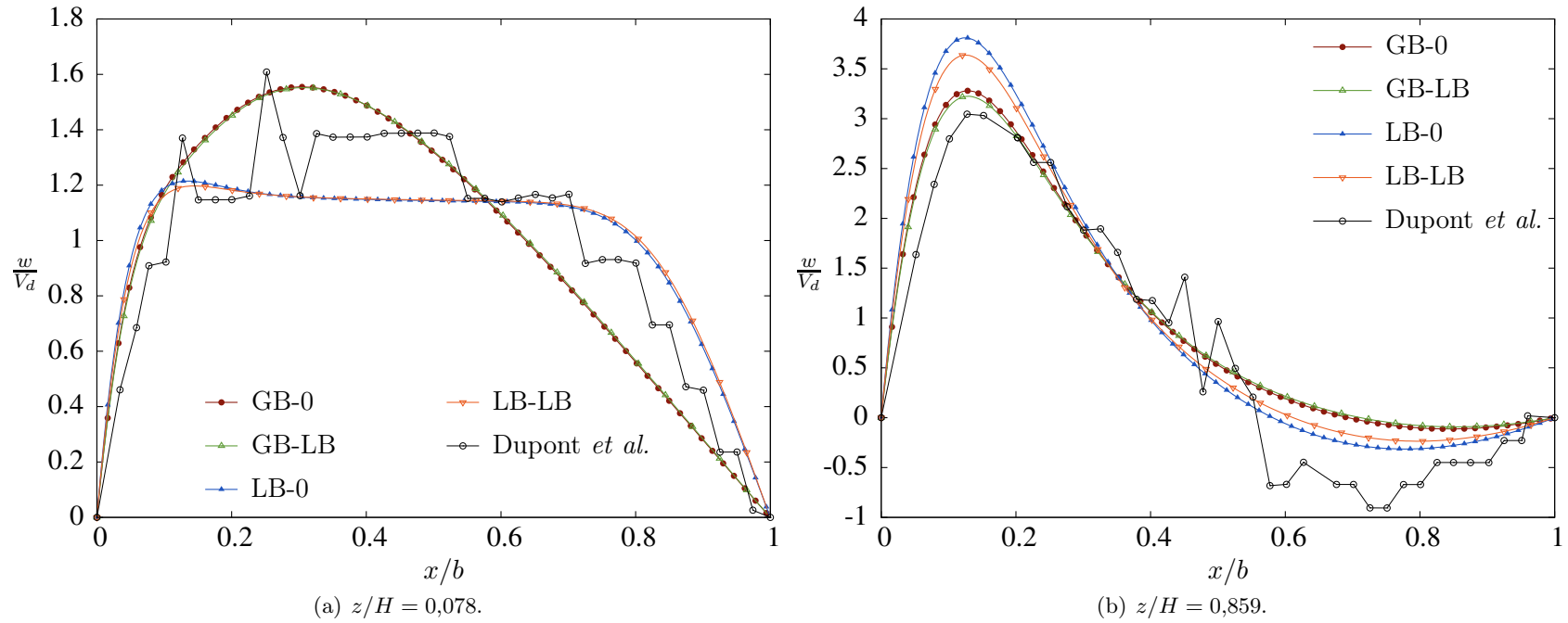


Figure 3.24 : Comparaison des profils de vitesse w/V_d pour deux hauteurs dans le canal $z/H = 0,078$ et $z/H = 0,859$. $Ra_H = 5,89 \times 10^9$, $H/b = 10,7$ et $i = 0^\circ$.

Chapitre 3. Description numérique du comportement aéraulique appliqué aux géométries ouvertes

Le tableau 3.12 présente le nombre de Nusselt à mi-hauteur du canal ($Nu_{1/2}$), le débit traversant (q_v) et la vitesse débitante (V_d). Dupont *et al.* donnent une valeur expérimentale pour la vitesse débitante notée $V_d = 0,043 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. On constate que les nombres de Nusselt sont bien évalués pour les cas où une pression globale en entrée est appliquée avec des écarts inférieurs à 4% entre les valeurs numériques et la valeur expérimentale. Cependant, lorsque l'on utilise une pression locale en entrée, on estime mieux la vitesse débitante avec des écarts inférieurs à 2%.

	$Nu_{1/2}$	$q_v [\text{m}^2 \cdot \text{h}^{-1}]$	V_d	$V_d [\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$
[Webb et Hill 1989]	5,305	–	–	–
[Dupont <i>et al.</i> 2007]	5,530	–	0,171	0,043
GB-0	5,337	3,113	0,187	0,047
GB-LB	5,343	3,173	0,191	0,048
LB-0	5,225	2,639	0,159	0,040
LB-LB	5,239	2,771	0,167	0,042

Tableau 3.12 : Résultats des grandeurs intégrales moyennes. $H/b = 10,7$ et $Ra_H = 5,89 \times 10^9$ ($q_0 = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$).

La comparaison des simulations avec les données expérimentales nous a permis de mettre en évidence l'importance des conditions limites d'un problème aux géométries ouvertes. Ce qui ressort de cette étude, est l'intérêt d'utiliser une condition limite de type Bernoulli locale en entrée du canal (LB). En effet en appliquant ce type de condition, on est apte de représenter correctement l'écoulement en entrée et la zone de recirculation. Cependant, le peu d'informations sur les mesures et sur le protocole expérimental, ne permettent pas d'en être vraiment certain. De plus, on a remarqué que la condition Bernoulli globale ne surestime pas les vitesses le long de la paroi chaude ce qui entraîne une meilleure estimation des échanges thermiques.

L'étude numérique proposée dans [Brangeon *et al.* 2012], suppose que ces différences sont dues :

- à la présence d'un convergent à l'entrée et un divergent à la sortie du canal ;
- aux effets tridimensionnels ;
- au rayonnement des parois. Dupont *et al.* [2008] montrent qu'il existe un effet d'extrémité important à la sortie du canal dû aux échanges radiatifs avec l'extérieur qui se traduit par une diminution de la température à partir de $z/H = 0,85$.

Influence du divergent en sortie

A l'entrée et à la sortie du canal des convergents et divergents en forme de quart de rond de rayon 0,05 m, ont été mis en place par les expérimentateurs afin de re-laminariser le fluide

3.3. Convection naturelle dans un canal incliné

en entrée et surtout réduire la perte de charge singulière à l'entrée. En effet, un changement de section brusque ou continu, convergent, divergent ; conduit à une perte de charge singulière notée ξ (de l'ordre de 0,2-0,3 pour un convergent). Celle-ci entraîne qu'une partie de l'énergie mécanique du fluide est transformée en chaleur (perte de pression). Dans notre cas, nous faisons l'hypothèse que la zone de contraction du fluide, à l'entrée du canal, s'effectue sans perte de charge appréciable. On suppose aussi, à l'entrée, qu'il n'existe pas de zone d'épanouissement du fluide et donc que la perte de charge singulière est négligeable. L'écoulement dans le convergent s'effectue alors de façon très régulière, sans gradients de vitesse importants susceptibles de produire de la turbulence. C'est pour cela que nous ne ferons pas l'étude numérique en considérant un convergent en entrée. Regardons maintenant si le divergent en sortie modifie l'allure de l'écoulement.

L'étude numérique suivante veut mettre en évidence l'influence du divergent en sortie sur l'allure du champ de vitesse. La figure 3.23 illustre le cas sans divergent et la figure 3.25 illustre le cas avec divergent avec l'acronyme DS (Divergent-Sortie). Nous constatons que l'allure de l'écoulement reste inchangée comparée au champ de vitesse 3.22. On peut tout de même noter que le fluide côté paroi chaude sort moins vite en présence du divergent.

Nous avons reporté les différentes grandeurs caractéristiques obtenues pour chaque cas dans le tableau 3.13. On constate que la présence des divergents en sortie augmente très faiblement les échanges de chaleur.

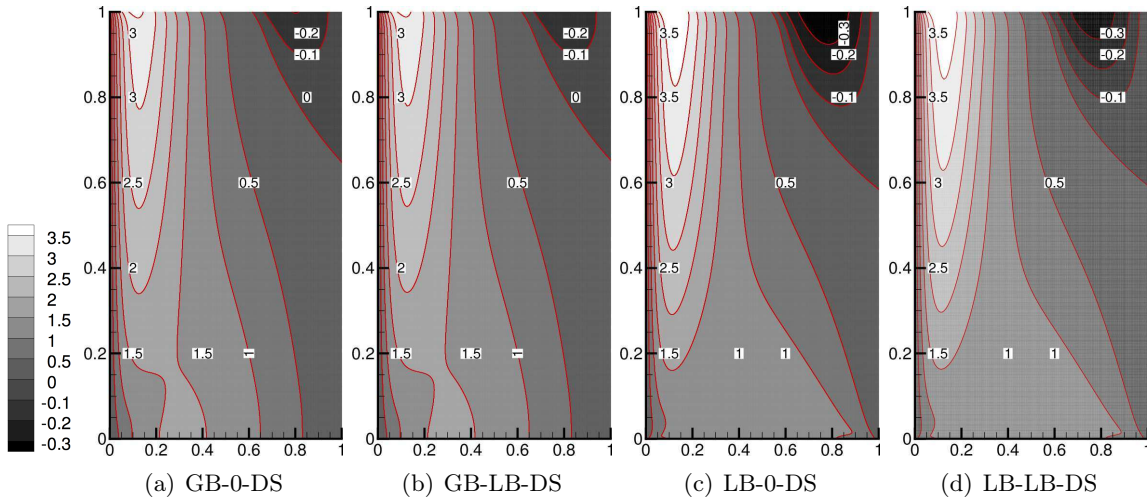


Figure 3.25 : Champs moyens. Iso-contours de w/V_d à l'intérieur du canal pour différentes conditions limites. $H/b = 10,7$ et $Ra_H = 5,89 \times 10^9$ ($q_0 = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$).

Chapitre 3. Description numérique du comportement aéraulique appliqué aux géométries ouvertes

	$Nu_{1/2}$	q_v [$m^2 \cdot h^{-1}$]	V_d	V_d [$m \cdot s^{-1}$]
[Webb et Hill 1989]	5,305	—	—	—
[Dupont <i>et al.</i> 2007]	5,530	—	0,171	0,043
GB-0-DS	5,355	3,273	0,195	0,049
GB-LB-DS	5,357	3,290	0,196	0,049
LB-0-DS	5,246	2,850	0,169	0,043
LB-LB-DS	5,250	2,883	0,172	0,043

Tableau 3.13 : Résultats des grandeurs intégrales moyennes. $H/b = 10,7$ et $Ra_H = 5,89 \times 10^9$ ($q_0 = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$).

Dans cette étude, nous avons regardé l'influence du divergent en sortie. Dans cette configuration, les résultats sans divergent en sortie fournissent la même estimation que les résultats sans divergent. C'est pour cela que par la suite, nous ne considérerons pas le divergent en sortie.

Ecoulement tridimensionnel

Cette section est consacrée à l'influence des effets tridimensionnels dans le canal. Précisons tout d'abord le choix de la condition limite transverse (e_y). Nous utilisons deux types de conditions limites :

- une condition de périodicité est utilisée pour modéliser une direction homogène infinie,
- une condition de paroi réelle, c'est-à-dire que nous considérons que les parois dans le plan x - z sont bien isolées (condition d'adiabacité $\partial_n \theta = 0$), une condition de non glissement pour la vitesse.

Nous avons sélectionné un maillage de $64 \times 32 \times 512$ et un pas de temps de 0,002 (sans dimension). Les résultats de chaque cas ci-dessus sont présentés sur la figure 3.26. Globalement, nous n'observons pas de différence sur l'écoulement ascendant entre les deux conditions limites. Cependant, nous constatons des vitesses plus importantes dans la zone de recirculation pour le cas où les parois latérales sont réelles. Il est vrai que dans l'expérimentation (cf. Fig. 3.22), on obtient bien des vitesses importantes dans cette zone. Cela est confirmé par l'analyse du profil de vitesse en sortie du canal (cf. Fig. 3.27). On relève toujours des vitesses importantes le long de la paroi chauffée de l'ordre de 3,5 fois la vitesse débitante.

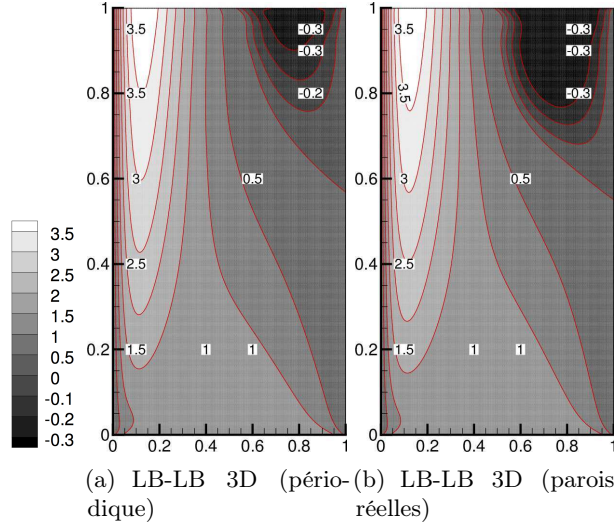


Figure 3.26 : Champs moyens. Iso-contours de w/V_d à l'intérieur du canal 3D pour la condition LB-LB. $H/b = 10,7$ et $Ra_H = 5,89 \times 10^9$ ($q_0 = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$).

	$Nu_{1/2}$	q_v [$\text{m}^2 \cdot \text{h}^{-1}$]	V_d	V_d [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]
[Webb et Hill 1989]	5,305	—	—	—
[Dupont <i>et al.</i> 2007]	5,530	—	0,171	0,043
LB-LB-3D (périodique)	5,243	2,765	0,166	0,042
LB-LB-3D (parois réelles)	5,238	2,710	0,163	0,041

Tableau 3.14 : Résultats des grandeurs intégrales moyennes. $H/b = 10,7$ et $Ra_H = 5,89 \times 10^9$ ($q_0 = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$).

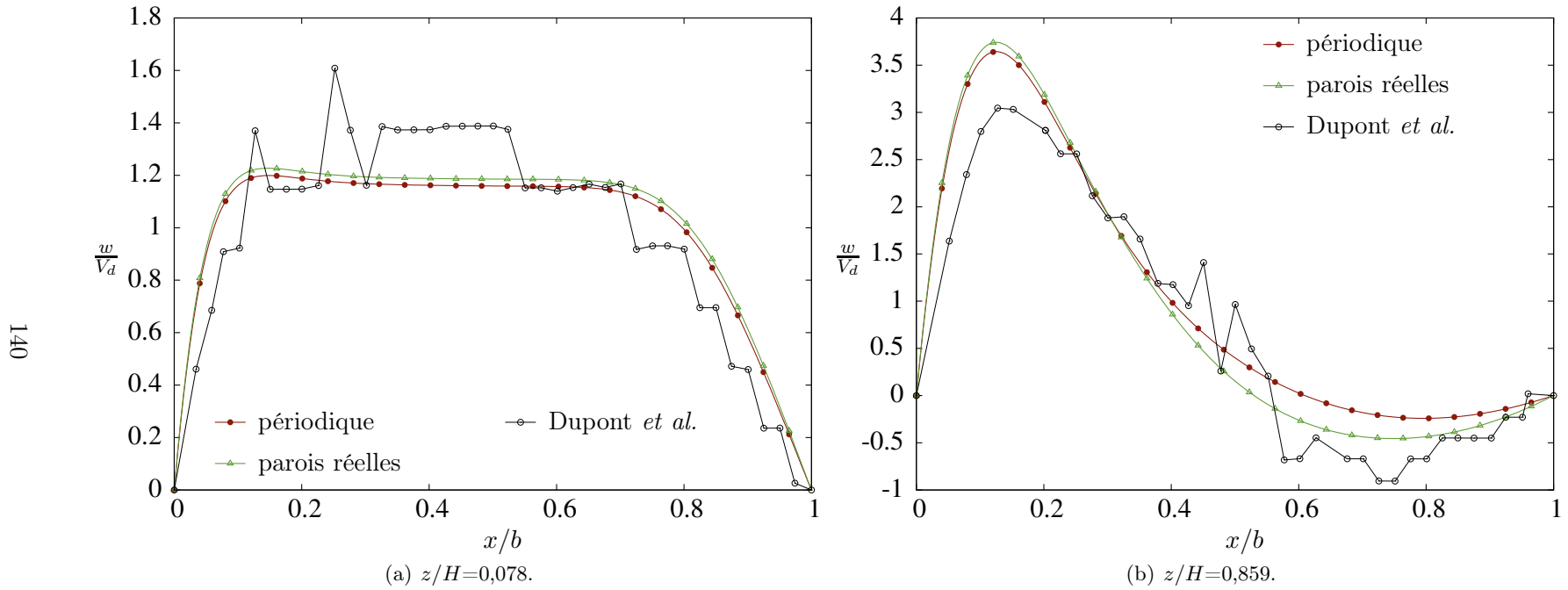


Figure 3.27 : Comparaison des profils de vitesse w/V_d pour deux hauteurs dans le canal $z/H=0,078$ et $z/H=0,859$. $Ra_H = 5,89 \times 10^9$, $H/b=10,7$ and $i = 0^\circ$.

Dans cette étude, nous avons regardé l'influence des effets tridimensionnels sur l'écoulement. Nous concluons que ces effets ne sont pas influents dans l'écoulement ascendant mais jouent un rôle important au niveau de la recirculation. En effet, le fait de considérer l'écoulement en trois dimensions augmente la vitesse dans la zone de recirculation. Cependant, on remarque que la profondeur de l'écoulement inverse n'est pas modifiée $\approx 0,6$. Les effets de bord des parois latérales ne sont pas à négliger.

3.3.5 Conclusion

L'étude expérimentale [Dupont *et al.* 2008] a permis d'établir les conditions d'existence d'un écoulement inverse dans le plan $(Ra_H, H/b)$ à partir de visualisations par ALD (voir Fig. 3.22). Un écoulement inverse permanent est observé dans une zone définie par $9,14 < H/b < 16$ et $Ra_H < 4 \times 10^{10}$. Numériquement, nous avons aussi observé un écoulement inverse dans cette gamme proposée. Cependant, nous observons un écoulement inverse permanent en sortie pour des $Ra_H > 4,46 \times 10^{10}$. Nous avons montré dans les parties précédentes, l'influence des conditions limites, l'influence du divergent en sortie, des effets tridimensionnels sur la zone de recirculation. Nous concluons que ce ne sont pas les seuls responsables de ce problème. Une question peut alors se poser : le choix de réaliser la modélisation sans la prise en compte du rayonnement de surface est-il légitime ? Nous présentons les travaux exploratoires sur la prise en compte du rayonnement de surface dans les perspectives de ce travail ¶3.4.1.

3.4 Conclusion du chapitre et perspectives

Dans ce chapitre, l'écoulement de convection naturelle a été étudié en utilisant une simulation directe des équations de Navier-Stokes. Nous avons présenté des conditions aux limites de pression pouvant être appliquées à l'interface du domaine de calcul pour les géométries ouvertes. Deux configurations à géométrie ouverte ont fait l'objet de nos études : un canal asymétriquement chauffé à flux constant vertical et un autre incliné. Dans la première configuration, la densité de flux était fixée et nous avons regardé l'influence des conditions limites sur l'écoulement et sur les échanges thermiques. Les résultats de cette étude ont été comparés à des résultats issus d'autres équipes de recherche. Dans la deuxième configuration, nous avons fait varier la densité de flux, l'angle d'inclinaison du canal et le rapport de forme. Les résultats obtenus ont été comparés à des résultats expérimentaux. Pour finir, nous avons regardé de manière détaillée l'influence des conditions aux limites sur l'écoulement inverse. De manière globale, les conclusions suivantes peuvent être énoncées :

- les conditions aux limites de pression utilisées permettent une recirculation en partie haute du canal ;
- le domaine de calcul est donc restreint à la géométrie considérée : gain de temps de calcul ;
- les échanges thermiques dépendent peu des conditions aux limites sur la pression ;

- la longueur de pénétration de l'écoulement inverse en sortie est dépendante de la condition aux limites de pression à l'entrée ;
- les méthodes numériques de couplage vitesse-pression ne semblent pas être influentes sur la représentation des écoulements ;
- l'étude numérique sur le canal incliné a montré que notre outil permet de retrouver les lois sur les échanges de chaleur du type $Nu_{1/2} = f(Ra_m \cos(i))$ des cas expérimentaux ;
- l'application d'une condition de pression calculée localement à l'ouverture semble la mieux adaptée pour une prédiction correcte de l'écoulement ;
- le fait de considérer l'écoulement en trois dimensions améliore la prédiction de l'écoulement et la profondeur de la recirculation ;
- l'hypothèse de négliger le rayonnement de surface ne permet pas de retrouver les zones d'existence de l'écoulement inverse permanent, en référence à la cartographie de Samot *et al.* [2010].

3.4.1 Perspectives

Autres conditions limites

D'autres travaux ont été réalisés autour des conditions limites aux interfaces des géométries ouvertes. Nous pouvons citer les travaux de Garnier *et al.* [2012] qui, au lieu d'imposer une condition de type Dirichlet homogène sur la vitesse horizontale $u = 0$ en entrée, utilisent une condition de Neumann sur la vitesse horizontale pour satisfaire une vorticité nulle $\omega = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} = 0$, afin de conserver en entrée du canal le caractère irrotationnel de l'écoulement amont. Ils associent cette condition limite de vitesse avec une condition aux limites sur la pression du type Bernoulli global (GB-0) et s'appuient sur les travaux de Le Quéré [2008] pour la méthode de résolution. La figure 3.28 présente les profils de la vitesse moyenne verticale $\langle w \rangle$ (GB-0 et LB-0) pour les hauteurs $z = 3H/4$ et $z = H$. Nous comparons ces profils avec les résultats obtenus par Garnier *et al.* [2012]. Une vitesse horizontale non nulle et un profil de vitesse verticale quasiment plat sont observés en entrée du canal. Les profils de vitesses obtenus dans la couche limite chaude avec la condition de vorticité sont similaires aux profils de vitesse avec le jeu de condition aux limites de type Bernoulli local (LB-0) (voir Fig. 3.28). Dans de futurs travaux, il sera intéressant de comparer ces conditions limites pour des valeurs de Ra_H plus importants afin de voir si cette observation est toujours vérifiée. S'il s'avère que cette observation est toujours vraie, l'utilisation d'une condition LB en entrée avec une condition de type Dirichlet homogène sur la vitesse horizontale évitera toute la démarche de résolution numérique supplémentaire engendrée par une condition de vorticité.

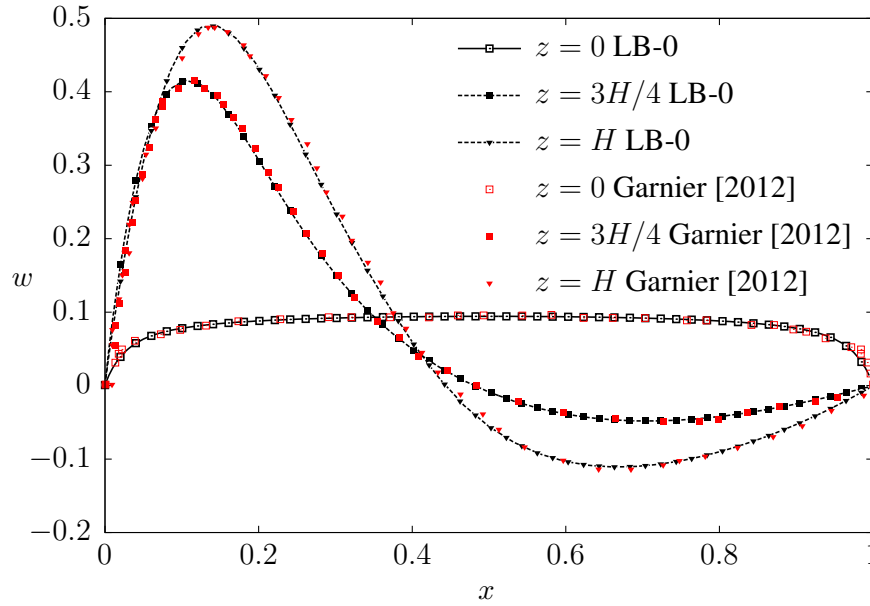


Figure 3.28 : Comparaison du profil de la composante verticale w de la vitesse à différentes hauteurs $z = 0$, $z = 3H/4$ et $z = H$ (GB-0, LB-0) avec une condition limite de vorticité nulle [Garnier *et al.* 2012].

Prise en compte du rayonnement de surface

Zoubir *et al.* [2011] et Li *et al.* [2011] montrent que l'écoulement dans un canal vertical asymétriquement chauffé, est très sensible aux échanges de chaleur par rayonnement entre les parois. Ces auteurs montrent que pour de faibles émissivités de paroi, la recirculation en sortie disparaît. Ceci pourrait expliquer pourquoi nous observons un écoulement inverse permanent dans les travaux précédents pour $Ra_H > 4,46 \times 10^{10}$. Il est donc nécessaire de prendre en compte le rayonnement de surface dans notre solveur. Dans cette partie, nous présentons les nouvelles conditions limites thermiques à appliquer sur le canal et la méthode de détermination de la densité de flux net radiatif. Les premiers résultats sont également présentés.

Conditions limites thermiques En présence du rayonnement, la condition limite adiabatique (cf. Fig. 3.29) est traduite par l'équilibre entre les flux convectif et radiatif ($\phi_{c,2} = \phi_{r,2}$). Le rayonnement de surface ne modifie pas les équations gouvernant le mouvement du fluide mais altère seulement les conditions aux limites thermiques [Wang *et al.* 2006]. Le couplage de la convection naturelle avec le rayonnement de surface se fait uniquement à travers les conditions aux limites thermiques.

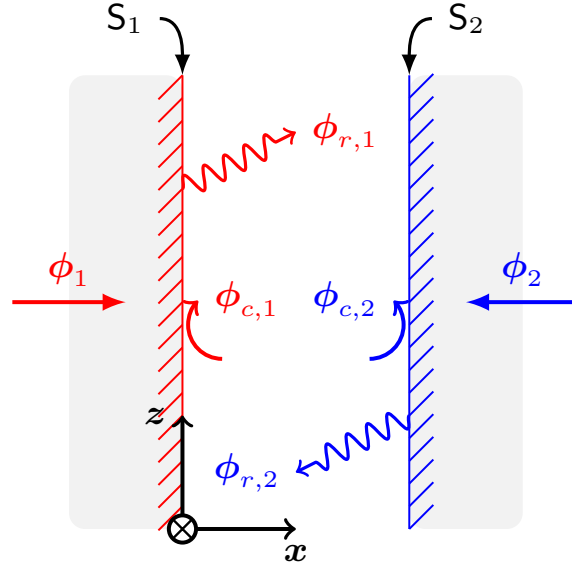


Figure 3.29 : Schéma d'un canal asymétriquement chauffé avec prise en compte du rayonnement de surface (S_1 et S_2). ϕ_r est le flux radiatif net et ϕ_c est le flux convectif.

D'après le bilan des flux échangés aux surfaces $\phi_1 = \phi_{c,1} + \phi_{r,1}$ et $\phi_2 = \phi_{c,2} + \phi_{r,2}$ et en appliquant une projection sur l'axe horizontal x , on obtient :

$$\begin{cases} q_1 = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} + q_{r,1} \\ q_2 = \lambda \frac{\partial T}{\partial x} - q_{r,2} = 0 \end{cases} \quad (3.13)$$

avec de manière générale $q = \phi/S$ la densité de flux thermique.

Finalement, si on rend le système sans dimension en introduisant $q_1 = \frac{\lambda \Delta T}{b}$, on obtient les conditions limites thermique suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{q_{r,1}}{q_1} - 1 \\ \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{q_{r,2}}{q_1} \end{cases} \quad (3.14)$$

Détermination de la densité de flux net radiatif A partir des bilans énergétiques des échanges par rayonnement pour chaque paroi de l'enceinte en terme de radiosités, on détermine la densité de flux net radiatif par la résolution du système d'équations suivant :

$$\sum_{j=1}^m \left[\frac{\delta_{ij}}{\epsilon_i} - \left(\frac{1}{\epsilon_i} - 1 \right) F_{ij} \right] (q_r)_j = \sum_{j=1}^m (\delta_{ij} - F_{ij}) \sigma (\Delta T \theta_i + T_0)^4 \quad (3.15)$$

où $q_r = \frac{\phi_{inet}}{S_i}$ est la densité de flux net radiatif, m est le nombre total de surfaces, ϵ_i est l'émissivité de la surface i , σ est la constante de Stephan-Boltzmann et F_{ij} est le facteur de

forme qui représente la fraction d'énergie radiative qui part d'une surface i et arrive sur une surface j .

On voit apparaître le système linéaire suivant :

$$A_{ij}q_r = b \tag{3.16}$$

- si $i = j$ on a $\delta_{ij} = 1$ donc $A_{ij} = \frac{1}{\epsilon_i} - (\frac{1}{\epsilon_i} - 1)F_{ij}$ et $b = (1 - F_{ij})\sigma(\Delta T\theta_i + T_0)^4$,
- si $i \neq j$ on a $\delta_{ij} = 0$ donc $A_{ij} = (1 - \frac{1}{\epsilon_i})F_{ij}$ et $b = -F_{ij}\sigma(\Delta T\theta_i + T_0)^4$.

Si on connaît m températures on écrit m fois l'équation (Éq. 3.15), on obtient ainsi un système linéaire de m équations à m inconnues.

Travaux exploratoires Nos premiers travaux ont consisté à développer les conditions aux limites (Éq. 3.14) dans les bibliothèques OpenFOAM [2012] et adapter le module de calcul des densités du flux net radiatif existant pour une formulation sans dimension des équations. Par la suite, nous avons choisi le cas étudié du canal asymétriquement chauffé utilisé dans le benchmark AmeTh [Desrayaud *et al.* 2007] pour la validation où on considère que pour les ouvertures sont assimilées à des corps noirs. Nous comparons nos résultats numériques avec ceux obtenus par Li *et al.* [2011] pour une émissivité des parois égales à 0,1 avec le jeu de conditions GB-0.

Les figures 3.30 et 3.31 représentent respectivement le profil de la composante verticale de la vitesse w et le profil de température moyen θ à la sortie du canal. Nous comparons ces premiers résultats avec les résultats de Li *et al.* [2011]. Au regard de ces résultats, nous constatons que la vitesse et la température ne sont pas correctement représentées. Nous n'irons pas plus loin dans l'analyse de ces résultats. A ce jour, nous avons identifié que l'erreur provient du calcul des facteurs de forme qui est réalisé par une méthode lancer de rayons. L'outil utilisé ne permet pas d'évaluer correctement les facteurs de forme comparés aux résultats analytiques [Wang *et al.* 2006]. Par manque de temps, le travail de validation de l'outil n'a pas pu être présenté dans ce travail de thèse.

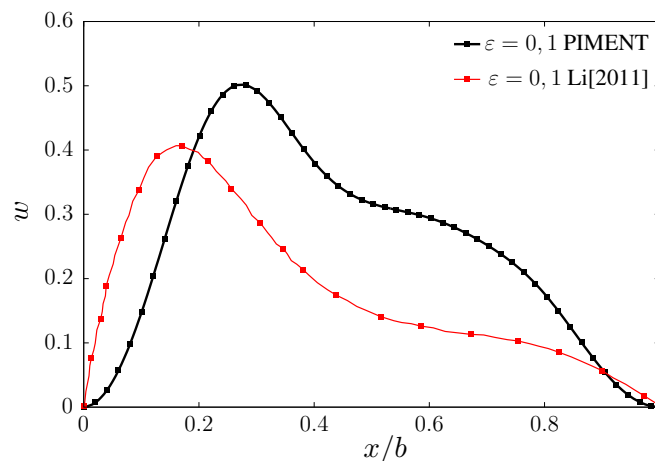


Figure 3.30 : Profil de la vitesse verticale w à la sortie de canal pour une émissivité de 0,1. Profil comparé à [Li et al. 2011].

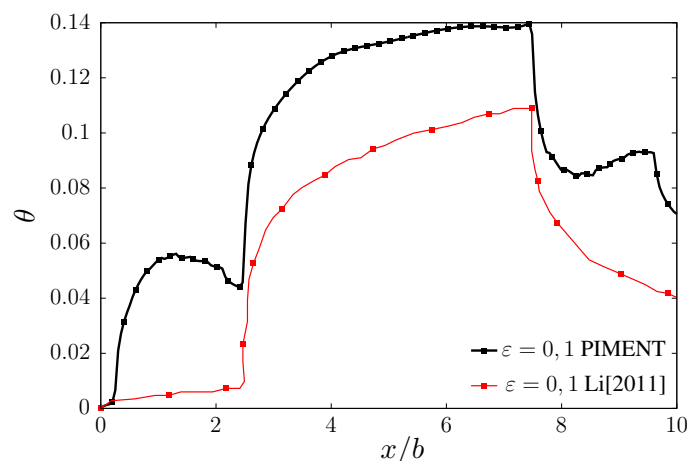


Figure 3.31 : Profil de la température θ à la sortie de canal pour une émissivité de 0,1. Profil comparé à [Li et al. 2011].

Les prochaines étapes de notre travail consisteront à :

- développer un module qui permet d'évaluer les facteurs de forme de manière analytique, en 2D, afin d'obtenir des résultats satisfaisants sur la configuration du canal ;
- procéder à une validation de l'outil numérique proposé par défaut dans OpenFOAM [2012] sur des géométries simples et complexes (obstacles, faces cachées.) ;
- regarder si un couplage peut être possible avec d'autres outils d'évaluation des facteurs de forme connus de la littérature Walton [2002].

3.4.2 Couplage système

Pendant cette étude, nous ne nous sommes pas intéressés au couplage d'un bâtiment avec le canal vertical asymétriquement chauffé afin de créer un système passif de ventilation. [Doressamy

3.4. Conclusion du chapitre et perspectives

Tayllamin 2012] a étudié la dépression, en amont de la partie chauffée ($z < 2,5$) (voir Fig. 3.32) afin de profiter de celle-ci pour créer une aspiration. Ces travaux ont permis de déduire des corrélations du type $q_{v\text{BTM}} = \alpha Ra_b^\beta q_{ve}^\gamma$ avec $q_{v\text{BTM}}$ le débit volumique net provenant du bâtiment (en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$), q_{ve} le débit volumique net à l'entrée du canal (en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$). Ce travail est à poursuivre et semble prometteur.

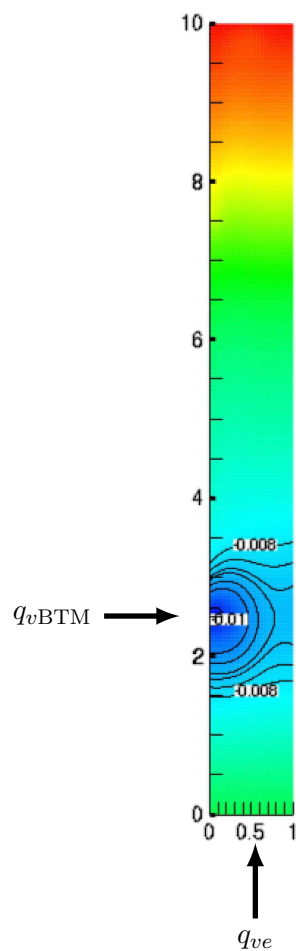


Figure 3.32 : Champ de pression $Ra_b = 5 \times 10^5$. Dépression en amont de la partie chauffée.

CHAPITRE 4

Rafrâichissement passif d'un bâtiment à géométrie ouverte

Nous présentons dans ce chapitre les calculs que nous avons choisi de réaliser afin d'étudier la convection naturelle turbulente avec les méthodes précédemment décrites. Dans une première partie, nous exploitons des résultats issus de simulations directes des équations de Navier-Stokes (SND) pour une gamme de nombre de Rayleigh basé sur la hauteur comprise entre 10^5 et 10^7 , afin de comprendre la phénoménologie des écoulements à l'intérieur d'un modèle de bâtiment ouvert. Puis, nous étudions les écoulements de Rayleigh-Bénard avec simulation des grandes échelles (SGE). Dans une seconde partie, nous analysons l'influence des conditions aux limites de pression. Par la suite, nous confrontons nos résultats de simulations fines avec d'autres équipes de recherche pour des nombres de Rayleigh basé sur la hauteur compris entre $1,43 \times 10^8$ et $1,43 \times 10^9$. Pour finir, nous étudions la convection naturelle turbulente pour des hauts nombres de Rayleigh, de l'ordre de $1,43 \times 10^{10}$, par plusieurs simulations des grandes échelles et l'étude d'un cas tridimensionnel.

Sommaire

4.1	Introduction	151
4.2	Application au rafraîchissement passif d'un bâtiment	157
4.3	Résultats préliminaires à faibles nombres de Rayleigh	162
4.4	Écoulement de Rayleigh-Bénard	169
4.5	Nombres de Rayleigh rencontrés dans le bâtiment	174
4.6	Simulation des grandes échelles pour $Ra_H = 1,43 \times 10^{10}$	200
4.7	Perspective : vers un cas 3D	207
4.8	Conclusion du chapitre	216

4.1 Introduction

Le bâtiment est un système thermodynamique complexe. L'analyse des flux énergétiques de celui-ci nécessite le recours à des méthodes d'évaluation de bilans enthalpiques et massiques. Des outils de calculs spécifiques avec des niveaux de précision différents sont mis en œuvre pour évaluer ces bilans énergétiques qui se déduisent de grandeurs physiques d'état telles que la température, la pression, l'humidité et la concentration de polluant. La modélisation numérique du comportement thermique du bâtiment nécessite de décomposer le système global en plusieurs zones où on différencie les volumes d'air de l'enveloppe. On appelle couplage thermo-aéraulique l'ensemble des sous-systèmes couplés entre eux, essentiellement par quatre types de transfert :

- transfert par rayonnement ;
- transfert par conduction ;
- transfert de masse (air, humidité) ;
- transfert par convection.

Dans cette étude, nous souhaitons étudier le comportement thermo-aéraulique d'un bâtiment dans le cadre d'un rafraîchissement passif et plus particulièrement l'influence des conditions aux limites sur les domaines ouverts. Afin de réduire la complexité phénoménologique du problème, les transferts par rayonnement, par conduction et le transfert d'humidité ne sont pas considérés dans le présent travail. Il est donc nécessaire d'avertir le lecteur que l'évaluation des grandeurs physiques relatives au rafraîchissement nocturne sera fixée et limitée par les hypothèses simplificatrices précédentes.

La partie suivante présente quelques méthodes destinées à la détermination des principales grandeurs physiques étudiées dans le cadre du rafraîchissement nocturne des bâtiments par ventilation naturelle, à savoir le débit de ventilation, les échanges thermiques et la puissance de rafraîchissement ¹.

4.1.1 Méthodes d'évaluation des débits de ventilation naturelle

La détermination des débits de ventilation naturelle n'est pas évidente. En effet, celle-ci dépend essentiellement des effets du vent, des effets du tirage thermique, du nombre d'ouvertures et de leurs positions. Nous exposons brièvement quelques méthodes de détermination des débits de ventilation naturelle de la littérature utilisées dans les approches nodales ou zonales.

1. quantité d'énergie par unité de temps évacuée par échanges convectifs à l'extérieur du système

Prise en compte du vent

Les effets du vent participent au renouvellement de l'air dans le bâtiment. Le mouvement est issu de plusieurs phénomènes comme la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur et de la turbulence engendrée. Le vent est modélisé par des lois logarithmiques du type :

$$U(z) = U_f / C_\kappa \ln(z/z_0) \quad (4.1)$$

où U_f est la vitesse de frottement au niveau du sol, C_κ la constante de Von Karman, z l'altitude et z_0 le coefficient de rugosité du sol (nature du terrain).

ou des lois de puissance du type :

$$U_1/U_2 = (z_1/z_2)^\gamma \quad (4.2)$$

où U_1 et U_2 sont respectivement les vitesses du vent aux altitudes z_1 et z_2 , γ est un paramètre lié à la rugosité du type $\gamma = A \ln(z_0) + B \ln(z_0)^2 + C$ [Counihan 1975].

Une relation couramment utilisée est : $U_z = \alpha U_{10} (z/10)^\gamma$ où U_{10} est la vitesse du vent à 10 m et γ , α sont des paramètres liés à la nature du terrain (voir tableau [Roux 2000]).

Le vent génère un champ de pression sur l'enveloppe des constructions. La pression moyenne s'exprime par la relation suivante :

$$\langle P \rangle = \frac{1}{2} \rho \langle Cp \rangle \langle U_z^2 \rangle \quad (4.3)$$

où $\langle Cp \rangle$ est le coefficient de pression qui dépend essentiellement de la dimension du bâtiment, de la direction du vent et de la distribution du champ de pression.

Pour chaque orifice du bâtiment, la pression peut être reliée au débit volumique par la relation suivante :

$$\Delta P = k \frac{\rho V^2}{2} = k \frac{\rho q_v^2}{2A^2} \quad (4.4)$$

avec k coefficient de perte charge lié à l'ouverture et q_v débit volumique ($\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$).

Dans le cas d'un bâtiment à une seule ouverture, Crommelin et Vrins [1988] proposent, par exemple, pour le calcul du débit, pour une vitesse de vent égale à $3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, la relation simple suivante :

$$q_v = 60,8A^{0,92} \quad (4.5)$$

où A est la section de l'ouverture et le débit est exprimé en $\text{dm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.

Dans le cas d'un bâtiment composé de deux ouvertures sur deux murs opposés, le débit peut s'exprimer de la façon suivante :

$$q_v = C_d A \sqrt{2\Delta p / \rho} \quad (4.6)$$

où C_d le coefficient de décharge de l'ouverture (-), Δp la différence de pression entre les deux ouvertures (Pa) et A la surface de l'ouverture (m^2). Cette relation n'est valable que si les deux ouvertures ont la même surface. Swami et Chandra [1988] proposent une variante valable pour des ouvertures de sections différentes.

$$q_v = C_d U_{ref} \frac{A_1 A_2}{\sqrt{A_1^2 + A_2^2}} \sqrt{2\Delta C_p} \quad (4.7)$$

où U_{ref} est la vitesse du vent à la hauteur de référence ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$), ΔC_p la différence entre les coefficients de pression sur les façades (-) et A_1 , A_2 les surfaces des ouvertures.

Par la suite, nous ne prendrons pas en compte des effets du vent dans nos travaux. Seule la ventilation naturelle par tirage thermique sera étudiée entre deux ouvertures opposées.

Prise en compte du tirage thermique

Le débit de ventilation dû au seul effet du tirage thermique peut être calculé pour une grande ouverture verticale avec la relation semi-empirique suivante [Awbi 1996] :

$$q_v = \frac{1}{3} C_d A \sqrt{\frac{g H \Delta T}{T_m}} \quad (4.8)$$

où T_m est la température moyenne dans chaque zone considérée, H la hauteur de l'ouverture (en m), g la constante de gravitation et ΔT la différence de température entre l'air intérieur T_{int} et extérieur T_{ext} (en K). Dans cette équation, le coefficient de décharge C_d dépend de la caractéristique de l'ouverture. Pour une ouverture à bord vif, il est égale à 0,61.

Dans le cas d'un bâtiment composé de deux ouvertures sur deux murs opposés, on appelle le débit de ventilation naturelle, le débit traversant. Le débit traversant est donné par British Standards Institute [1991] comme égal à :

$$q_v = C_d \sqrt{\frac{\Delta T g (z_{A_2} - z_{A_1})}{T_0 (A_1^{-2} + A_2^{-2})}} \quad (4.9)$$

où C_d est le coefficient de décharge, pris égal à 0,6 ; qui tient compte, entre autres, de la contraction du flux et de la viscosité du fluide.

Wurtz *et al.* [2006] proposent dans leur modèle zonal de calculer le débit traversant en faisant intervenir la température moyenne effective de l'air T_{av} dans le local considéré :

$$q_v = \sqrt{\frac{(T_{av} - T_0)g(z_{A_2} - z_{A_1})A_2}{T_0(A_1^{-1} + A_2^{-1})}} \quad (4.10)$$

Le lecteur pourra trouver dans Allard *et al.* [1992] des approximations de débit traversant lorsque les effets du vent sont couplés au tirage thermique.

Remarque : le débit traversant peut être relié au **taux de renouvellement d'air** η exprimé en $\text{vol} \cdot \text{h}^{-1}$, qui n'est d'autre que le débit divisé par le volume total du bâtiment. On préconise un taux de renouvellement d'air compris entre 4 et 8 $\text{vol} \cdot \text{h}^{-1}$ pour une ventilation traversante efficace [Serodio *et al.* 2010].

4.1.2 Méthodes d'évaluation de la puissance de rafraîchissement

La puissance de rafraîchissement renseigne sur la quantité de chaleur évacuée par la ventilation traversante. La puissance de rafraîchissement est évaluée à partir du débit traversant comme :

$$Q = \rho q_v C_p \Delta T \quad (4.11)$$

où Q la puissance de rafraîchissement (en W), ρ la masse volumique de l'air (en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$), q_v le débit traversant (en $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$), C_p la capacité thermique (en $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) et ΔT la différence de température entre l'air en entrée et l'air en sortie (en K). On prend généralement une température moyenne débitante en sortie égale à :

$$T_m = \frac{\int_{\text{sortie}} T \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} \cdot dA}{\int_{\text{sortie}} \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} \cdot dA} \quad (4.12)$$

où \mathbf{V} est la vitesse de l'air en sortie et \mathbf{n} est la normale extérieure à l'ouverture.

La puissance de rafraîchissement peut également être évaluée à partir des échanges thermiques aux parois par la loi de Newton :

$$Q = h_p A_p (T_p - \bar{T}) \quad (4.13)$$

où h_p est le coefficient d'échange convectif adapté à chaque paroi et \bar{T} la température moyenne de l'air, égale à $(T_0 + T_p)/2$.

L'inconvénient de cette dernière relation est de connaître les coefficients d'échanges convectifs sur chaque paroi. On peut les évaluer par des corrélations déterminées de façon empirique. Ainsi,

par exemple, en convection naturelle pour une paroi verticale chauffée à température constante, on a d'après [ASHRAE 2009] :

$$L_c = H, \quad \text{Nu} = 0,68 + \frac{0,67Ra_{L_c}^{1/4}}{[1 + (0,492/Pr)^{9/16}]^{4/9}} \quad 0,1 < Ra_{L_c} < 10^9 \quad (4.14)$$

$$L_c = H, \quad \text{Nu} = \left(0,825 + \frac{0,387Ra_{L_c}^{1/6}}{[1 + (0,492/Pr)^{9/16}]^{8/27}} \right)^2 \quad 10^9 < Ra_{L_c} < 10^{12} \quad (4.15)$$

où $\text{Nu} = \frac{h_p L_c}{\lambda}$ est le nombre de Nusselt, L_c la longueur caractéristique, H la hauteur de la paroi et $Ra_{L_c} = \frac{g\beta(T_p - T_0)L_c^3}{\nu\kappa}$ le nombre de Rayleigh. Les propriétés thermo-physiques sont évaluées pour une température égale à $(T_p + T_0)/2$, excepté l'expansion thermique β évaluée à la température T_0 .

Pour une paroi horizontale chauffée face supérieure, on a :

$$L_c = A/P, \quad \text{Nu} = 0,59Ra_{L_c}^{1/4} \quad 200 < Ra_{L_c} < 1 \times 10^4 \quad (4.16)$$

$$L_c = A/P, \quad \text{Nu} = 0,54Ra_{L_c}^{1/4} \quad 2,2 \times 10^4 < Ra_{L_c} < 8 \times 10^6 \quad (4.17)$$

$$L_c = A/P, \quad \text{Nu} = 0,15Ra_{L_c}^{1/3} \quad 8 \times 10^6 < Ra_{L_c} < 1,5 \times 10^9 \quad (4.18)$$

Pour une paroi horizontale chauffée face inférieure, on a :

$$L_c = A/P, \quad \text{Nu} = 0,27Ra_{L_c}^{1/4} \quad 1 \times 10^5 < Ra_{L_c} < 10^{10} \quad (4.19)$$

où P le périmètre et H la hauteur. Les propriétés thermo-physiques sont évaluées pour une température égale à $(T_p + T_0)/2$.

D'une manière générale, le coefficient d'échange convectif h_p peut être exprimé par la relation suivante :

$$h_p = a |(T_a - T_p)|^b \quad (4.20)$$

avec $a = 1,45$ et $b = 1/3$ pour les parois verticales [Allard 1987], $a = 1,5$ et $b = 1/3$ pour le plancher [ASHRAE 2009] et $a = 0,2$ et $b = 1/4$ pour le plafond [ASHRAE 2009]. Ces coefficients sont issus de résultats expérimentaux.

Conclusion

Nous avons montré quelques méthodes utilisées pour évaluer le débit de ventilation naturelle et la puissance de refroidissement nécessaire dans le cadre d'une étude sur le rafraîchissement passif par ventilation naturelle. Ces méthodes sont employées dans les codes numériques dynamiques ou simplifiés. Cependant, suivant le degré de complexité des phénomènes physiques rencontrés

dans le bâtiment et la précision voulue par l'utilisateur, ces méthodes présentent des limites de validité. En effet, ces corrélations dépendent fortement de la géométrie, des phénomènes physiques et des échelles étudiées. De plus, ces corrélations sont valables sous des hypothèses données d'expérimentation, néanmoins on les utilise dans le cas de notre étude. Notre travail consiste à comparer nos résultats numériques avec ces méthodes et si nécessaire discuter sur leur validité dans le domaine du rafraîchissement passif par ventilation naturelle nocturne.

4.1.3 Objectifs

Nous proposons dans ce travail de réaliser la simulation numérique de la convection purement naturelle (pas d'effets de vent), dans un bâtiment ouvert, par une approche à échelle fine type MFN. Il semble intéressant d'utiliser un code MFN pour ce genre de problème pour apporter et améliorer les corrélations du type $q_v = f(Ra)$ et $Nu = f(Ra)$ afin de les intégrer dans les codes simplifiés. La modélisation fine se présente comme une bonne démarche pour améliorer ces corrélations. Elle est plus facile à mettre en place qu'une expérimentation réelle et s'affranchit de plusieurs problèmes : mesures intrusives, respects des similitudes, coût. Cependant, le défaut de cette approche numérique est de recourir à des puissances de calcul importantes, des surcoûts de temps de calcul et des conditions aux limites idéalisées. On rappelle que le temps de calcul, pour une approche SND, est proportionnel à $Re^{11/4}$.

Nos objectifs sont les suivants :

- répondre à une partie des objectifs du projet 4C qui sont de caractériser les écoulements de ventilation naturelle avec des modèles numériques à échelles fines pour le rafraîchissement passif des bâtiment en climat chaud ;
- établir des résultats de référence avec notre code MFN ;
- comparer nos résultats numériques, issus de nos simulations fines (SND, SGE), à d'autres résultats obtenus par des modèles simplifiés ;
- fournir des corrélations sur les débits et sur les échanges de chaleur pour alimenter une base de données numériques pouvant être utilisée par les modèles simplifiés ;
- compléter nos travaux sur les conditions aux limites à appliquer aux frontières d'un domaine ouvert.

4.1.4 Démarche suivie

La démarche adoptée afin de répondre à ces objectifs s'est mise en place de manière assez logique et naturelle. La validation numérique de notre outil de simulation sur des cavités fermées par l'approche de la simulation des grandes échelles, dans le chapitre 2, était nécessaire pour représenter de manière satisfaisante les écoulements de convection naturelle turbulente pour des

hauts nombres de Rayleigh. La comparaison entre des résultats numériques et expérimentaux, dans le chapitre 3, sur le fonctionnement global d'un canal asymétriquement chauffé, a montré l'efficacité des conditions limites pour les géométries ouvertes. La démarche utilisée dans ce chapitre est donc de mettre en application tous les outils numériques précédents pour l'étude du rafraîchissement nocturne dans les bâtiments ouverts. Un modèle de bâtiment support est nécessaire pour mener à bien ce travail. Le choix du cas test bâtiment est expliqué dans la partie suivante.

4.2 Application au rafraîchissement passif d'un bâtiment

4.2.1 Présentation du benchmark ADNBâti

L'Amélioration de la Description Numérique du Bâtiment (ADNBâti) est un projet exploratoire du programme énergie du CNRS, coordonné par Michel Pons [Pons 2009], qui a pour but de relancer la réflexion au sein de la communauté française thermo-aéraulique du bâtiment et de commencer à comparer des méthodes numériques (<http://adnbati.limsi.fr>).

Le benchmark porte sur un problème de ventilation nocturne uniquement dû à la convection naturelle. Le bâtiment choisi dans ce projet est le nouveau bâtiment d'accueil en construction sur le site CNRS de l'Institut d'Études Scientifiques (IES) de Cargèse (cf. Fig. 4.1), où le climat se prête bien à un rafraîchissement passif. Le principe du travail est de comparer diverses méthodes utilisées dans le domaine du bâtiment pour évaluer les flux d'air et de chaleur. Le problème a donc été résolu par divers modèles adaptés, avec des méthodes allant des formules analytiques aux simulations numériques directes, en passant par les modèles nodaux, zonaux, ou sous-résolus [Brangeon *et al.* 2011a, Pons *et al.* 2012a;b].



(a) Façade Est.

(b) Intérieur de la pièce avec ventilation mécanisée au plafond.

Figure 4.1 : Présentation de l'institut CNRS de Cargèse. Bâtiment étudié.

Dans le cadre du programme de recherche **Confort en Climat Chaud sans Climatiser (4C)**, Stephan [2010] a étudié ce bâtiment et plus particulièrement l'effet que peut apporter une forte inertie thermique et l'influence des revêtements intérieurs sur le rafraîchissement passif. Les résultats obtenus sont encourageants. Ces études ont permis de montrer la possibilité de réaliser un rafraîchissement naturel des locaux par une sur-ventilation nocturne par ventilation naturelle avec la prise en compte des effets du vent. De plus, Stephan met en évidence le fait que l'inertie thermique du bâtiment permet de stocker la fraîcheur la nuit et de la restituer le jour suivant. Stephan a développé un modèle intermédiaire afin d'étudier les comportements aérauliques et thermiques de ce bâtiment. Sa démarche a été de réduire le temps de calcul des simulations en adaptant le nombre de mailles suivant les zones sollicitées (maillage adaptatif) et en parallélisant son code de calcul tout en garantissant des résultats satisfaisants

Nous nous inscrivons dans la continuité de ses travaux avec des objectifs différents. En effet, nous étudions aussi les comportements aérauliques et thermiques de ce bâtiment. Cependant, avec les outils développés dans les chapitres 2 et 3, nous pouvons analyser et décrire précisément les phénomènes physiques mis en jeu pour la convection purement naturelle, sans les effets du vent pour une gamme de nombre de Rayleigh étendue de 10^5 à 10^{10} . Ces différentes études, nous permettront d'obtenir des solutions de référence pour le benchmark ADNBâti qui seront confrontées à des résultats issus d'autres approches MFN ainsi qu'à des résultats issus de la modélisation intermédiaire et simplifiée.

4.2.2 Présentation du problème simplifié

Pour le bâtiment de l'IES de Cargèse (cf. Fig. 4.2), il n'existe pas de résultats expérimentaux (champs de vitesse, température). La seule référence ne peut être que numérique. Une simulation directe des équations de Navier-Stokes doit être entreprise. Le benchmark initial proposait que tous les modes de transfert thermique par convection, par conduction et par rayonnement, soient modélisés sur un domaine de calcul en 3D (voir Fig. 4.2). Cette complexité ne nous permettait pas de réaliser une simulation directe (SND). Après concertation entre les différentes équipes, le benchmark a été simplifié avec le cahier des charges suivant :

- la géométrie est bidimensionnelle ; (voir Fig. 4.3) ;
- les ouvertures sont opposées dans le même plan, contrairement au cas 3D (voir Fig. 4.2) ;
- le domaine de calcul ne se limite qu'à la pièce. L'extérieur n'est pas représenté ;
- le rayonnement de surface et la conduction dans les parois sont négligés ;
- les conditions thermiques sont constantes ;
- l'air extérieur est fixé à $T_0 = 25$ °C ;
- la température des parois est fixe et constante : $T_W = T_0 + \Delta T$ excepté les avancées pour lesquelles une condition d'adiabaticité est imposée ;

4.2. Application au rafraîchissement passif d'un bâtiment

- les ouvertures du type porte et fenêtre sont considérées comme fermées, seules les ouvertures du type registre sont ouvertes (haut de la porte côté Ouest et bas de la fenêtre côté Est) ;
- les jalousies ne sont pas représentées ;
- les effets du vent ne sont pas considérés.

Les propriétés thermo-physiques du fluide sont prises constantes et égales à celle de l'air à T_0 soit $\rho = 1,2 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$; $C_p = 1020 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$; $Pr = 0,71$; $\kappa = 2,25 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$; $\nu = 1,6 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ et $\beta = \frac{1}{T_0 + 273,15} \text{ K}^{-1}$.

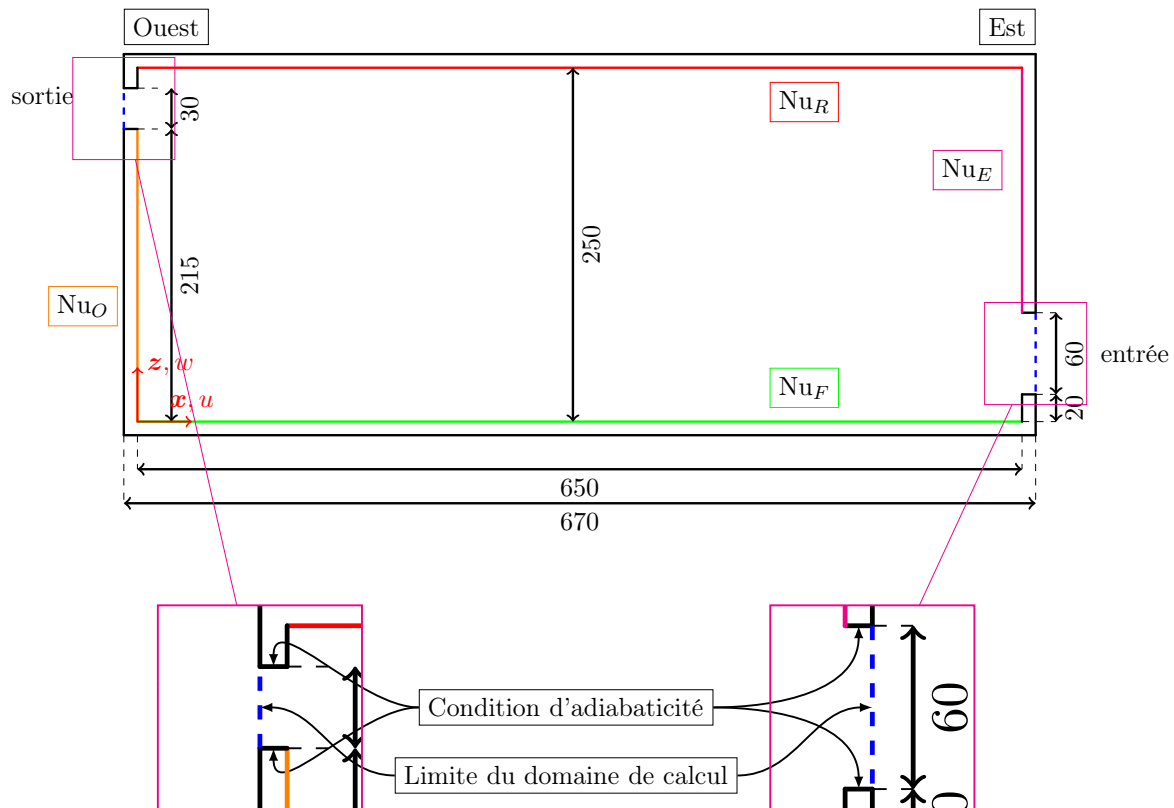


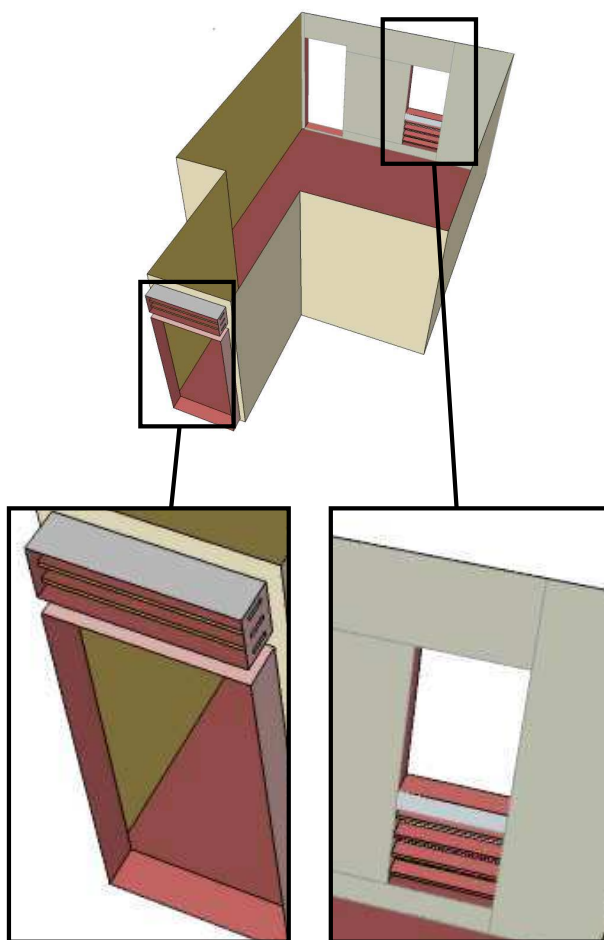
Figure 4.3 : Schéma du bâtiment à modéliser. Géométrie 2D avec cotes en cm

Les équations qui régissent les écoulements d'air dans ce type de configuration sont les équations décrites Section 2.3.6.

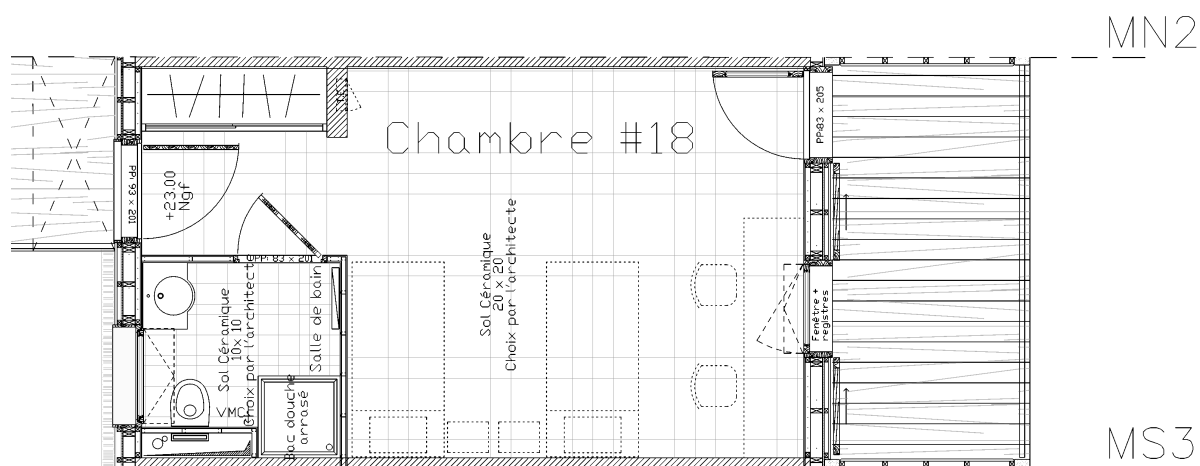
Conditions limites : température et vitesse

- **parois** : la température est supposée constante et homogène, égale à $T_p > T_0$ sur l'ensemble des parois de la cavité (soit $\theta = 1$), excepté pour les encadrements des ouvertures pour lesquels une condition d'adiabaticité est appliquée (cf. Fig. 4.3), $\partial_n \theta = 0$. La vitesse est nulle aux parois² ainsi que la dérivée normale de la pression à la paroi : $\partial_n p = 0$.

2. condition de non-glissement classique



(a) Géométrie 3D et agrandissement sur les ouvertures.



(b) Plan détaillé. Vue 2D.

Figure 4.2 : Schéma 2D et 3D du cas test ADNBAti.

- **ouverture basse Est/ouverture haute Ouest** : les ouvertures sont équipées d'encadrements de manière à prendre en compte l'épaisseur des murs de la pièce ADN Bâti. Les conditions limites imposées à l'extrémité de ces encadrements ($x = -0,04$ (0,1 m) et $x = 2,64$ (6 m)) sont les suivantes : si $\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} < 0$ alors : $\theta = 0$, sinon : $\frac{\partial \theta}{\partial x} = 0$. Pour la vitesse, on impose en entrée et en sortie : $w = \frac{\partial u}{\partial x} = 0$.

Conditions limites : pression

On admet qu'à l'ouverture basse du domaine, les hypothèses suivantes sont respectées : l'écoulement est incompressible et permanent, les termes visqueux sont négligeables et le rotationnel de la vitesse est nul. On peut donc relier le débit traversant à la différence de pression entre l'ouverture basse à l'Est (entrée) et l'ouverture haute à l'Ouest (sortie) par la relation :

$$\int_{\text{sortie}} (p + \rho g z) \cdot dA - \int_{\text{entrée}} (p + \rho g z) \cdot dA = \int_{\text{entrée}} \frac{1}{2} \rho |v|^2 \cdot dA \quad (4.21)$$

Les conditions limites pour la pression sont de type Bernoulli global pour l'entrée³ (Ouest) : $p_m = \frac{1}{2S_e^2} G^2$ et pression nulle pour la sortie (Est) : $p_m = 0$. L'acronyme de ce type de jeu de condition est GB-0.

Quantités physiques observées

- le débit de ventilation traversant [$\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$] :

$$q_v = 3600 \int_{\text{entrée}} \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} \cdot dA \quad (4.22)$$

- les nombres de Nusselt moyens aux parois, Ouest $\langle \text{Nu}_O \rangle$, Est $\langle \text{Nu}_E \rangle$; plancher $\langle \text{Nu}_F \rangle$ et plafond $\langle \text{Nu}_R \rangle$ (voir Fig. 4.3),
- le taux de renouvellement d'air η [$\text{vol} \cdot \text{h}^{-1}$];
- la température moyenne du fluide sortant θ_m [-] :

$$\theta_m = \frac{\int_{\text{sortie}} \theta \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} \cdot dA}{\int_{\text{sortie}} \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} \cdot dA} \quad (4.23)$$

- la puissance de rafraîchissement [W] :

$$Q = \rho q_v C_p \theta_m \Delta T \quad (4.24)$$

Les champs moyens analysés sont respectivement la vitesse et la température et leurs quantités turbulentes.

Dans la partie suivante on expose des résultats à faible nombre de Rayleigh $Ra_H < 1 \times 10^7$. L'objectif est de caractériser les écoulements, les comprendre et les analyser. Par la suite, on

3. les dénominations entrée et sortie tiennent compte du sens effectif de l'écoulement

s'attache à étudier des nombres de Rayleigh plus importants rencontrés dans le domaine du bâtiment $Ra_H > 1 \times 10^8$.

4.3 Résultats préliminaires à faibles nombres de Rayleigh

Nous présentons dans ce qui suit les résultats pour des valeurs de nombre de Rayleigh de 10^5 ; 10^6 et 10^7 . On constate que l'écoulement est laminaire stationnaire pour $Ra_H = 10^5$ et qu'il devient instationnaire pour $Ra_H = 10^6$ et $Ra_H = 10^7$. Une fois le régime établi observé, un calcul statistique est effectué, sur au minimum 60 unités de temps sans dimension⁴, afin d'obtenir les valeurs statistiques stabilisées de u , w et θ . Nous avons observé que le temps de mise en régime est de l'ordre de 50 unités de temps sans dimension, à partir d'un état initial de repos ou en partant d'une solution à plus bas nombre de Rayleigh.

La figure 4.4 représente les champs d'isothermes et d'isovaleurs de la fonction de courant pour les trois nombres de Rayleigh étudiés. Dans les trois cas, l'écoulement qui va de l'ouverture basse à l'Est à l'ouverture haute à l'Ouest se sépare en deux courants principaux. Un premier courant, constitué d'un jet froid, rampe le long du plancher jusqu'au mur Ouest, le long duquel il finit par monter. Le second courant, plus modéré, est réchauffé par la paroi Est et monte le long de celle-ci pour rejoindre l'ouverture haute à l'Ouest en restant collé au plafond. Entre ces deux courants prend place, non pas un courant lentement ascendant mais principalement deux cellules contra-rotatives qui vont en s'allongeant horizontalement lorsque Ra_H augmente. La première cellule est localisée au dessus du jet, dans la partie centrale de la cavité. La deuxième se situe entre la première cellule et la paroi chauffée du plafond. Celle-ci devient de plus en plus intense. Une troisième cellule est placée le long de la paroi Est mais elle disparaît au fur et à mesure que Ra_H augmente.

Par ailleurs, on voit apparaître une pénétration d'air frais de plus en plus prononcée dans la pièce avec l'augmentation du nombre de Rayleigh, c'est-à-dire lorsque la convection devient de plus en plus importante par rapport à la diffusion. L'épaisseur des couches limites thermiques diminue et le coeur de la cavité se refroidit.

La figure 4.5 représente les profils de la vitesse horizontale moyenne sans dimension pour différentes coupes $x_{1,2,\dots,9}$ espacées tous les 0,26 [-] et pour plusieurs différences de température. On constate que l'amplitude des vitesses avec dimension, mise en jeu est très faible, inférieure au $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$. Ces cas étudiés ne sont pas représentatifs de cas réels. Néanmoins, ils nous permettent de comparer nos outils numériques. On constate au regard de cette figure que plus le nombre de Rayleigh augmente plus le jet devient important. Ceci a pour conséquence de favoriser la pénétration d'air frais dans le bâtiment et donc de refroidir le coeur de la cavité.

4. temps minimum de convergence asymptotique

4.3. Résultats préliminaires à faibles nombres de Rayleigh

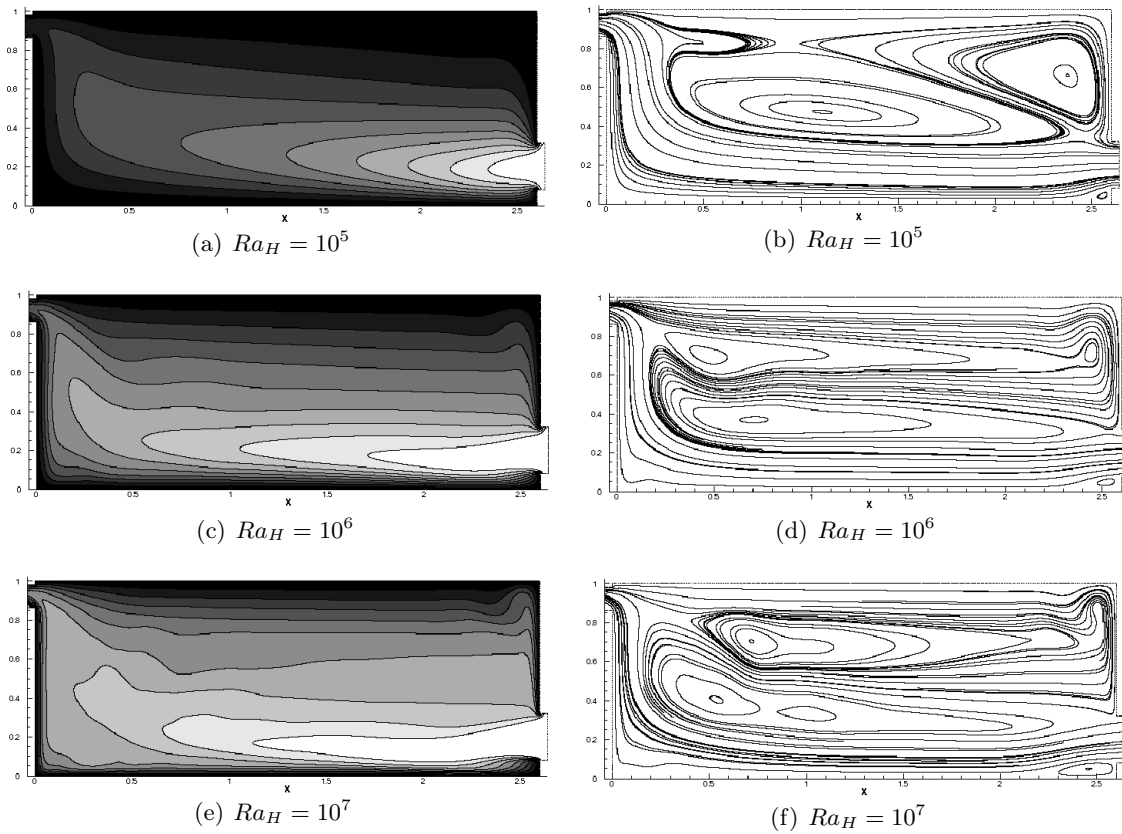


Figure 4.4 : Champs moyens. Isothermes (à gauche) et isovalues de la fonction de courant (à droite) pour $Ra_H = 10^5, 10^6$ et 10^7 .

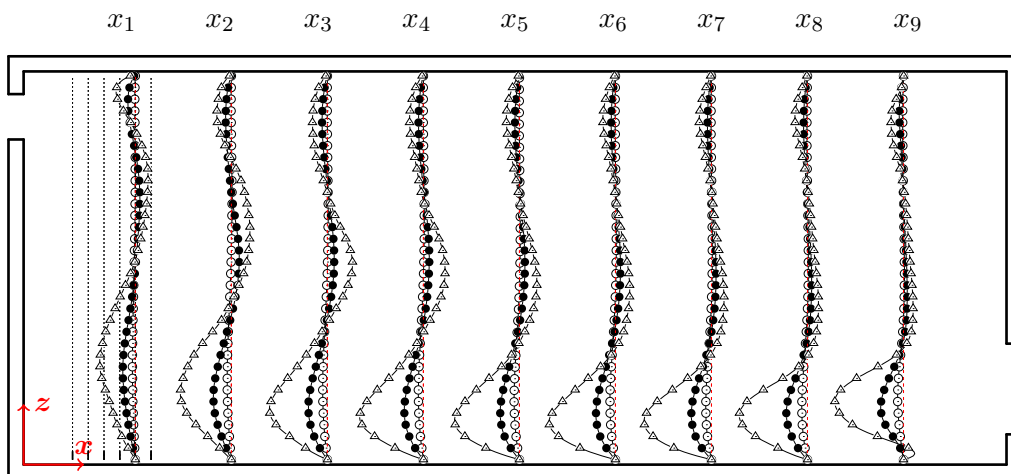


Figure 4.5 : Comparaison des profils de la vitesse horizontale moyenne $\langle u \rangle$ [–] pour différentes coupes. $Ra_H = 10^5$ (○), $Ra_H = 10^6$ (●), $Ra_H = 10^7$ (△). La ligne en pointillée rouge représente $u = 0$. $\langle u \rangle \in [-0,31 : 0,11]$.

4.3.1 Ouvertures

La figure 4.6 montre l'évolution des composantes $\langle u \rangle$ et $\langle w \rangle$ du vecteur vitesse à l'ouverture basse à l'Est ((cf. Fig. 4.6(a)) et (cf. Fig. 4.6(b))) et à l'ouverture haute à l'Ouest ((cf. Fig. 4.6(c)) et (cf. Fig. 4.6(d))) du domaine. Le rapport d'ouverture est égal à 0,5. L'allure générale des profils de vitesse à l'ouverture basse à l'Est tend à se déformer quand la différence de température entre l'air entrant et les parois augmente (cf. Fig. 4.6(a)). Ceci s'explique par l'apparition d'un écoulement vertical du fluide typique d'un écoulement de Rayleigh-Bénard en partie basse de la pièce. Cet écoulement vertical a tendance à se mettre en opposition avec celui du jet entrant. A l'ouverture haute Ouest, on constate que le fluide est légèrement ré-entrant (cf. Fig. 4.6(c)) pour $Ra_H = 10^6 - 10^7$ mais pour des nombres de Rayleigh inférieurs, ce n'est plus le cas. La disparition de la recirculation est due à l'augmentation de la dynamique de l'écoulement. La bonne représentation de la circulation d'air à travers les grandes ouvertures⁵ constitue un point sensible de tous les modèles aérauliques simplifiés. On constate que les conditions aux limites utilisées permettent cette recirculation.

5. désignent des orifices de taille suffisamment importante pour permettre la circulation simultanée de l'air dans les deux sens opposés.

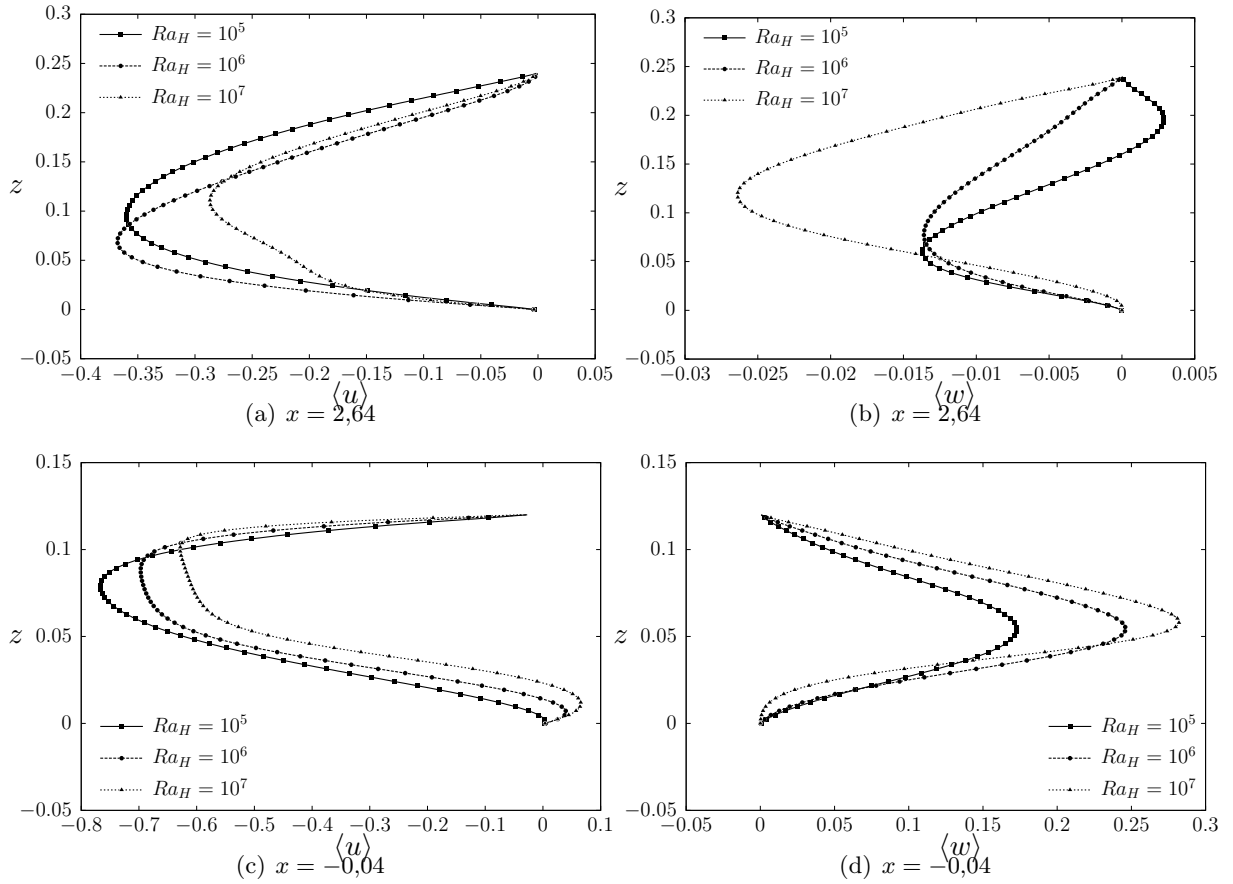


Figure 4.6 : Profils des vitesses moyennes horizontales et verticales. Entrée : (4.6(a) et 4.6(b)). Sortie : (4.6(c) et 4.6(d)).

4.3.2 Echanges aux parois et débit traversant

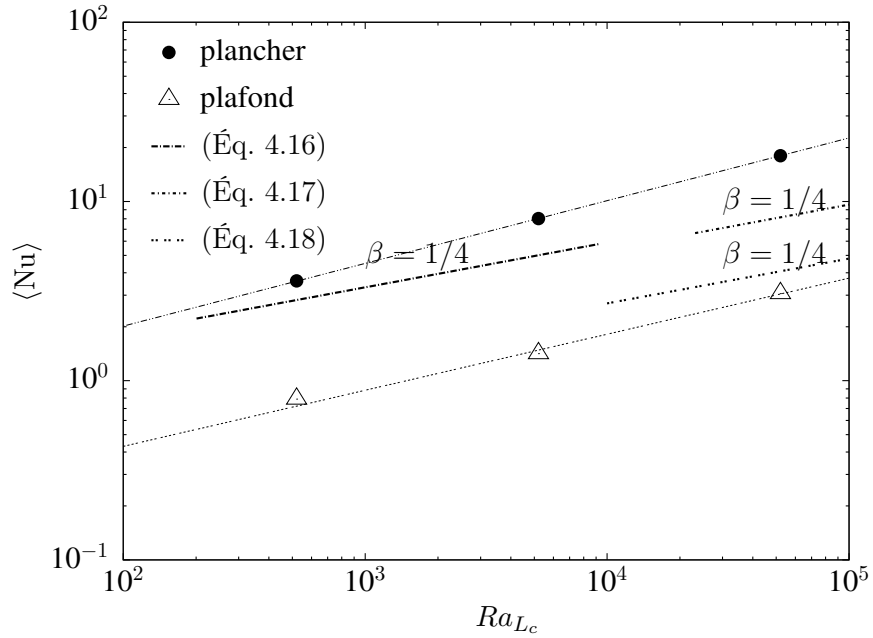
Les valeurs moyennes des nombres de Nusselt $\langle Nu_i \rangle$ obtenues le long des parois chaudes verticales et horizontales ($Nu_i = \frac{1}{H_i} \int \frac{\partial \theta}{\partial n} dS$) sont reportées dans le tableau 4.1 (Nu_F pour le plancher, Nu_R pour le plafond, Nu_O pour la paroi Ouest et Nu_E pour la paroi Est). Les résultats indiquent que la paroi qui déstocke le moins de chaleur est le plafond, ce qui n'est pas surprenant puisque la configuration est convectivement stable dans cette région (cf. Fig. 4.4). On remarque que pour $Ra_H = 10^5$, l'échange convectif sur la paroi montante Ouest est bien plus faible que celui le long de la paroi Est, alors que les échanges sont équilibrés pour les valeurs supérieures de Ra_H . Ceci s'explique par le fait que pour cette valeur, le jet horizontal est beaucoup plus faible et ne conserve pas une dynamique suffisante pour transporter du fluide froid jusqu'à la paroi Ouest. La figure 4.7 présente l'évolution des nombres du Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh sur les différentes parois. Nous comparons les évolutions en fonction des corrélations présentées dans la partie 4.1.2. Au regard de ces résultats, nous constatons un alignement des points (Ra_{L_c}, Nu) . Nous constatons que les corrélations empiriques sous-estiment les échanges de

chaleur pour le plancher et les sur-estiment pour les parois verticales et le plafond. La présence du jet rampant sur le plancher, vraisemblablement pas considéré dans les corrélations empiriques, explique les échanges thermiques importants. Nous obtenons une corrélation $Nu = 0,40Ra_{Lc}^{0,35}$ pour le plancher (cf. Tab. 4.3), ce qui est proche d'une pente de 1/3 typique de l'évolution du nombre de Nusselt pour des écoulements de Rayleigh Bénard que nous étudierons dans une autre partie.

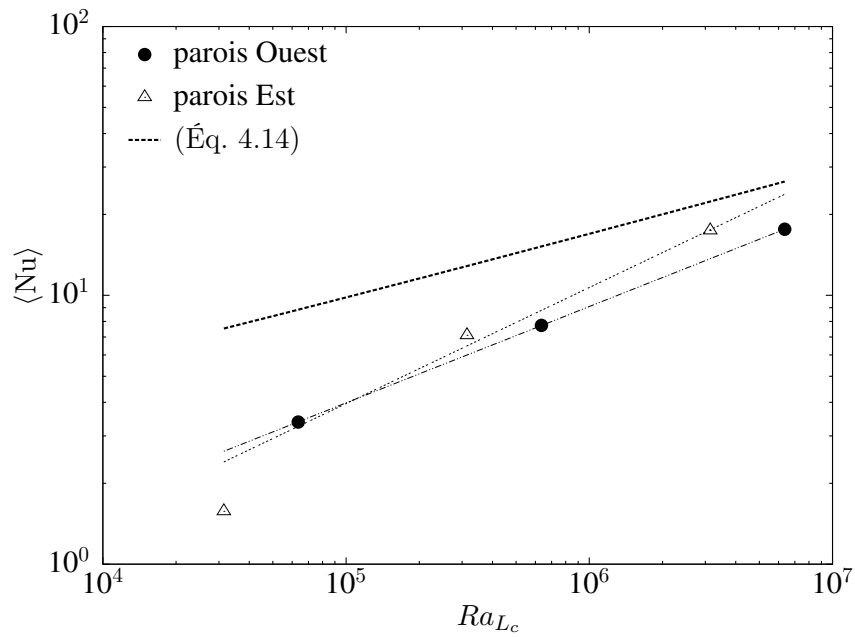
La température moyenne du fluide sortant à l'ouverture haute θ_m (cf. Tab. 4.2) nous renseigne sur la puissance totale de rafraîchissement par la ventilation traversante $Q = q_v \rho_0 C_p \theta_m \Delta T$. De manière quantitative (cf. tableau 4.2), on observe que le débit traversant q_v et la puissance évacuée Q restent peu importants. Il sera intéressant de voir si des renouvellements d'air efficaces ($\simeq 4 \text{ vol} \cdot \text{h}^{-1}$) pour le rafraîchissement nocturne peuvent être obtenus pour des valeurs du nombre de Rayleigh plus importantes. Nous comparerons le débit traversant et la puissance de rafraîchissement avec les valeurs obtenues par les corrélations empiriques (Éq. 4.9) et (Éq. 4.13). Cette comparaison montre que le débit est sous-estimé pour $Ra < 10^7$ ($err > 15\%$) et qu'il est plutôt bien évalué à partir de $Ra_H = 10^7$. La puissance thermique évacuée est quant à elle sur-estimée ($err > 20\%$) mais diminue quand ΔT augmente. Ceci s'explique par les hypothèses retenues par la corrélation qui suppose que la température de la pièce est bien homogène $\bar{T} = T_0 + 0,5\Delta T$ alors que dans le code de champ, nous calculons la température proche paroi sans faire d'hypothèse. De ce fait, plus l'air sera mélangé dans le bâtiment moins il y aura d'erreurs sur l'estimation de la puissance. Nous reprendrons par la suite cette comparaison pour des nombres de Rayleigh plus importants.

Ra_H	$\langle Nu_F \rangle$	$Nu_{F_{\max}}$	x	$\langle Nu_R \rangle$	$Nu_{R_{\max}}$	x	$\langle Nu_O \rangle$	$Nu_{O_{\max}}$	z	$\langle Nu_E \rangle$	$Nu_{E_{\max}}$	z
10^5	3,605	8,528	6,059	0,789	3,054	0,158	1,572	13,129	2,146	3,377	104,647	0,804
10^6	8,026	13,861	5,755	1,415	5,054	0,103	7,101	40,660	2,148	7,730	202,327	0,802
10^7	17,997	24,738	5,583	3,061	11,325	0,115	17,420	54,741	2,149	17,620	264,311	0,802

Tableau 4.1 : Valeurs des nombres de Nusselt moyens et positions du maximum local en fonction du nombre de Rayleigh.



(a) parois horizontales



(b) parois verticales

Figure 4.7 : Evolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh basé sur la longueur caractéristique. Comparaison avec les corrélations empiriques.

Ra_H	G	U_{CN}	η	θ_m	q_v	$q_{v_{emp}}$	Err_{q_v}	Q	Q_{emp}	Err_Q
10^5	0,023	0,003	0,09	0,85	1,47	1,13	0,231	$2,98 \times 10^{-5}$	$5,52 \times 10^{-5}$	0,46
10^6	0,021	0,009	0,26	0,69	4,26	3,57	0,161	$7,01 \times 10^{-4}$	$9,53 \times 10^{-4}$	0,26
10^7	0,017	0,028	0,69	0,57	11,37	11,32	0,004	$1,48 \times 10^{-2}$	$1,66 \times 10^{-2}$	0,10

Tableau 4.2 : Valeurs moyennes quantitatives. De gauche à droite : nombre de Rayleigh basé sur la hauteur Ra_H , débit sans dimension G , vitesse de convection naturelle U_{CN} ($m \cdot s^{-1}$), taux de renouvellement η ($vol \cdot h^{-1}$), température moyenne du fluide sortant θ_m (-), débit traversant numérique q_v et empirique $q_{v_{emp}}$ ($m^2 \cdot h^{-1}$) (Éq. 4.9) et puissance de rafraîchissement Q numérique et empirique (W) (Éq. 4.13).

Parois	α	β
Ouest	0,064	0,358
Est	0,027	0,431
Plancher	0,402	0,349
Plafond	0,102	0,312

Tableau 4.3 : Corrélations $Nu = \alpha Ra_{L_c}^\beta$ obtenues à partir de nos résultats.

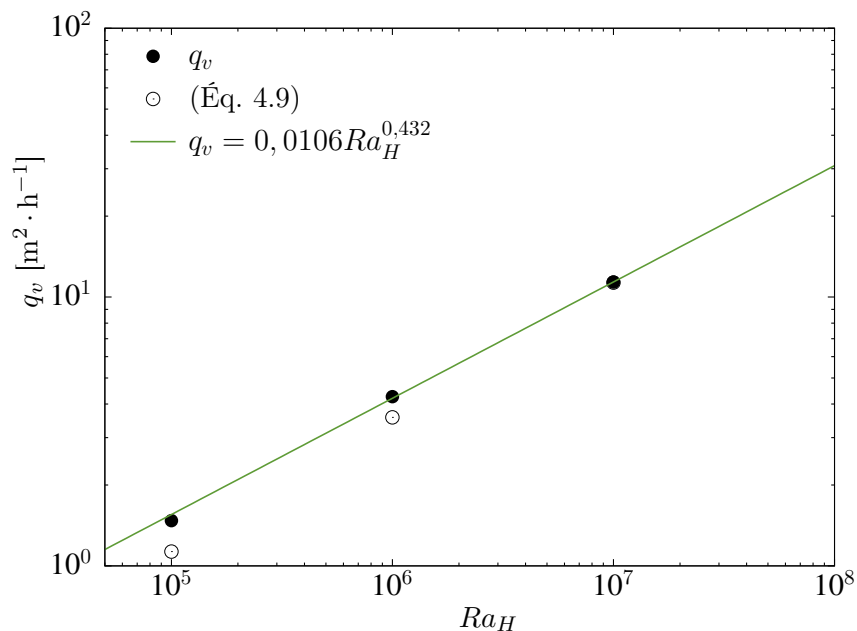


Figure 4.8 : Évolution du débit traversant q_v en fonction du nombre de Rayleigh.

4.3.3 Conclusion

Dans cette partie, nous avons mis en œuvre un code numérique avec une approche SND. Nous avons choisi un modèle de pièce qui sera la base pour les autres études qui vont suivre. L'étude que nous présentons ici nous a permis de prendre connaissance des phénomènes mis en jeu dans ce type de configuration. En effet, à faible nombre de Rayleigh, l'écoulement est laminaire. La couche limite au plafond est thermiquement stable. Les échanges de chaleur par transfert conductif s'établissent entre le plafond chaud et l'air froid au centre de la pièce. De plus, on constate sur la figure 4.9, au plancher, sous le jet traversant, la formation de panaches typiques d'un écoulement de Rayleigh-Bénard. Ce type d'écoulement de convection naturelle, généré par le plancher uniformément chauffé, apparaît dès lors qu'il existe un faible écart de température.

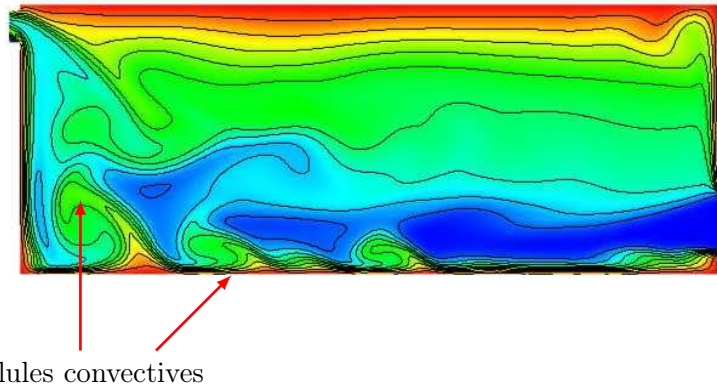


Figure 4.9 : Champ instantané de température pour $Ra_H = 1 \times 10^7$.

Nous savons que pour pouvoir atteindre par la suite des conditions représentatives de conditions réelles, $Ra_H = 10^8 - 10^{10}$, il sera indispensable de faire appel à des modèles de turbulence afin d'obtenir des temps de calcul acceptables pour des études paramétriques. La question est maintenant de savoir comment le modèle de turbulence, décrit dans le chapitre 2, réagit à ce type d'écoulement et en particulier sur les échanges de chaleurs aux parois. On propose donc une étude préliminaire sur les écoulements de Rayleigh-Bénard.

4.4 Écoulement de Rayleigh-Bénard

4.4.1 Introduction

La convection de Rayleigh-Bénard est une instabilité hydrodynamique décrite en 1900 par Henri Bénard. L'instabilité résulte du changement de densité du fluide lorsque la température varie entre deux parois horizontales. En partie inférieure, le fluide chauffé voit sa densité diminuée, il est donc soumis à la poussée d'Archimède qui tend à le faire monter. De même, en haut, le

fluide froid tend à descendre. On a alors création de panaches thermiques⁶ qui montent et qui descendent. L'utilisation de conditions aux limites rigides en $z = 0$ et $z = 1$ (voir Fig. 4.10) fait que l'écoulement convectif au sein du canal se déclenche lorsque le nombre de Rayleigh dépasse une valeur critique, à savoir $Ra_c = 1707$ avec l'apparition de plusieurs cellules contrarotatives. Ces cellules de convection se mettent en place avec une forme assez régulière et deviennent instables et désordonnées quand le nombre de Rayleigh augmente. La transition d'un régime laminaire à un régime turbulent est établi, pour de l'air ($Pr = 0,71$), entre $Ra_H = 2 \times 10^5$ et 4×10^5 .

4.4.2 Objectif

Dans ce problème de convection thermique, notre objectif est d'évaluer la dépendance du nombre de Nusselt Nu avec le nombre de Rayleigh Ra , qui prend souvent la forme, en convection turbulente, de loi de puissance du type $Nu \approx \alpha Ra^\beta$. Nous comparons nos résultats, issus d'une simulation des grandes échelles (SGE) à des résultats de la littérature. Cette comparaison nous permettra d'apporter de l'information quant à l'évaluation des nombres de Nusselt dans notre étude, sur le rafraîchissement passif. Nous tenons à préciser que cette étude n'a pas l'ambition de vouloir décrire dans le détail les écoulements de Rayleigh-Bénard, mais a pour but de vérifier la bonne évaluation des transferts de chaleur par notre outil numérique.

4.4.3 Configuration étudiée

La simulation des grandes échelles est utilisée pour simuler un écoulement d'air dans un canal de rapport de forme 0,25 (H/L) composé de deux plaques planes horizontales différentiellement chauffées. La plaque inférieure est chaude et la plaque supérieure est froide. Les différences de température étudiées engendrent des nombres de Rayleigh compris entre 4×10^5 et 1×10^9 . Une étude préalable nous a permis de choisir les conditions limites adaptées à ce type d'écoulement. Une condition de symétrie est utilisée pour les parois verticales. La vitesse est nulle sur les parois horizontales : $\mathbf{V} = 0$. On impose des conditions de Dirichlet pour les températures sur les parois horizontales : $\theta(x,0) = 0,5$ et $\theta(x,1) = -0,5$. Le modèle de turbulence est le modèle de sous-maille d'échelles mixtes [Sergent *et al.* 2003] utilisé dans le chapitre 2. La figure 4.10 présente le cas d'étude.

6. forme qui rappelle celle des champignons

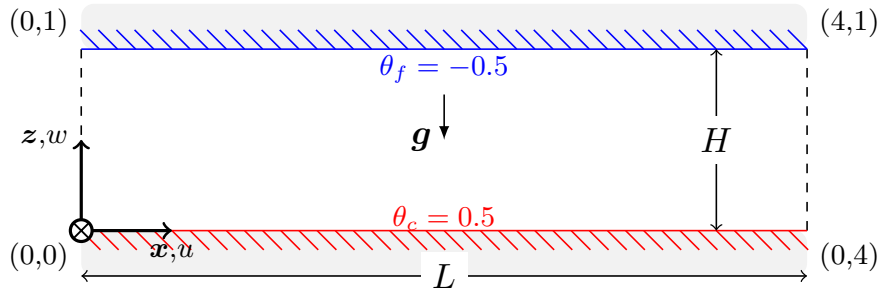


Figure 4.10 : Canal horizontal.

On utilise une grille où les points sont répartis suivant une loi cosinusoidale dans la direction verticale z et régulière dans la direction horizontale x .

4.4.4 Résultats

Nous comparons nos résultats à des simulations numériques issues de la littérature, avec les travaux de Kerr [1996] (SND 3D) et de Eidson [1985] (SGE 2D) pour des nombres de Rayleigh inférieurs à 2×10^7 . Les résultats pour des nombres de Rayleigh supérieurs sont confrontés aux études de Sergent [2000] (SGE 2D avec le modèle de sous-maille des échelles mixtes), de Peng *et al.* [2005] (SGE 3D avec une approche dynamique du modèle de Smagorinsky) et de Kenjereš et Hanjalić [1999] (RANS 2D et 3D). Le tableau 4.4 présente les domaines étudiés des travaux de la littérature, cités ci-dessus.

Auteurs	Type	Ra	$L : H(: l)$
[Eidson 1985]	SGE 2D	$[3,8 \times 10^5 - 8 \times 10^7]$	4 : 1
[Kerr 1996]	SND 3D	$[5 \times 10^4 - 2 \times 10^7]$	6 : 1 : 6
[Kenjereš et Hanjalić 1999]	RANS 2D-3D	$[1 \times 10^7 - 1 \times 10^9]$	4 : 1 : 4
[Sergent 2000]	SGE 2D	$[4 \times 10^5 - 1 \times 10^9]$	4 : 1
[Peng <i>et al.</i> 2005]	SGE 3D	$[6,3 \times 10^5 - 1 \times 10^9]$	6 : 1 : 6

Tableau 4.4 : Simulations de référence.

Le tableau 4.5 présente les résultats obtenus par simulation des grandes échelles par une approche dynamique du modèle de sous-maille d'échelles mixtes. Sur la figure 4.11, on représente l'évolution du nombre de Nusselt évalué à la paroi inférieure du domaine en fonction du nombre de Rayleigh.

Ra	Type	Grille	$\frac{\nu_{sm}}{\nu} _{\max}$	$\frac{\kappa_{sm}}{\kappa} _{\max}$	$\langle \text{Nu} \rangle$	Nu_{\max}	x	$\langle w'w' \rangle_{z=0,5}^{0,5}$	$\langle \theta'\theta' \rangle_{z=0,5}^{0,5}$
1×10^5	SGE2D	32×32	0,20	0,25	5,27	10,28	3,18	$7,30 \times 10^{-7}$	$9,56 \times 10^{-7}$
4×10^5	SGE2D	32×32	0,40	0,54	7,13	14,29	0,06	0,060	0,065
5×10^6	SGE2D	64×64	0,96	0,50	13,13	31,88	3,97	0,019	0,020
2×10^7	SGE2D	64×64	3,52	1,69	17,55	37,82	0,03	0,058	0,041
1×10^8	SGE2D	64×64	10,78	9,05	26,71	48,88	0,09	0,167	0,040
1×10^9	SGE2D	96×96	17,30	12,39	50,87	81,96	0,81	0,195	0,030

Tableau 4.5 : Résultats obtenus par une approche de la simulation des grandes échelles avec modèle dynamique des échelles mixtes.

Nous constatons une rupture dans l'alignement des points sur la courbe des nombres de Nusselt à partir de $Ra_H = 4 \times 10^5$. Au regard des quantités turbulentes relevées dans le tableau 4.5, nous remarquons que ces quantités ne sont pas négligeables. Nous relevons que le passage de laminaire à turbulent est compris entre $Ra_H = 1 \times 10^5$ et $Ra_H = 4 \times 10^5$ conformément à la littérature (par exemple [Sergent 2000]). D'autre part, comparé aux résultats SND 3D de Kerr [1996], on sur-estime le nombre de Nusselt quand $Ra < 5 \times 10^6$. De manière générale, toutes les approches SGE présentées, y compris nos travaux, sur-évaluent les échanges de chaleur, contrairement à l'approche RANS 2D de Kenjereš et Hanjalić [1999].

De nombreuses expérimentations prédisent une loi de puissance $\text{Nu} \approx Ra^{1/3}$ pour de l'air ($Pr \approx 0,71$) mais aussi pour d'autres fluides tels que le mercure ($Pr \approx 0,02$), l'eau ($Pr \approx 4$ à 8) et les huiles ($Pr > 15$)⁷. Il s'avère que cette loi n'est plus valable pour des nombres de Rayleigh élevés et une distinction entre deux régimes de turbulence dite "douce" (ou faible, loi en 1/3) et "dure" (ou forte, loi en 2/7) est proposée (voir Fig. 4.12). La valeur du nombre de Rayleigh de transition entre ces deux régimes dépend de la géométrie de la cellule. Heslot *et al.* [1987] proposent une transition autour de $Ra_H = 4 \times 10^7$ pour une cellule cylindrique de rapport de forme 1. Wu et Libchaber [1992] proposent quant à eux $Ra_H = 4 \times 10^8$ pour un rapport de forme 0,5. Castaing *et al.* [1989] et Heslot *et al.* [1987] préconisent pour les hauts nombres de Rayleigh une loi du type $\text{Nu} \approx Ra^{2/7}$. On peut citer les travaux précurseurs expérimentaux de Wu et Libchaber [1992] qui confirment cette pente et proposent une loi du type $\text{Nu} = 0,146Ra^{0,286}$. Récemment Niemela et Sreenivasan [2006] proposent une expérimentation qui évalue une loi en puissance du type $\text{Nu} = 0,124Ra^{0,31}$ pour une gamme de nombre de Rayleigh comprise entre $Ra_H = 1 \times 10^6$ et 1×10^{16} pour une cellule cylindrique de rapport de forme 4. D'un point de vue numérique, Kerr [1996] avec une simulation directe (SND), propose une corrélation $\text{Nu} = 0,186Ra^{0,282}$. Peng *et al.* [2005] avec une simulation des grandes échelles, utilisant une approche dynamique du modèle de Smagorinsky, proposent une corrélation égale

7. pour plus de renseignements sur ces études le lecteur peu se référer aux travaux de Roche [2002]

à $Nu = 0,253Ra^{0,257}$. Les résultats de Kenjereš et Hanjalić [1999] se rapprochent plus d'une corrélation établie par Castaing *et al.* [1989], du type $Nu = 0,23Ra^{0,282}$, pour un rapport de forme 1 avec comme fluide de l'hélium.

Nos études numériques ont conduit à la corrélation suivante : $Nu = 0,169Ra^{0,275}$ très proche des résultats numériques de Kerr [1996]. Ces résultats confirment que le modèle de turbulence utilisé est bien adapté à des écoulements de Rayleigh-Bénard. On remarque d'ailleurs que les grilles utilisées dans cette étude permettent au modèle de turbulence d'être influent (ν_{sm} étant jusqu'à 20 fois supérieure à la viscosité moléculaire ν).

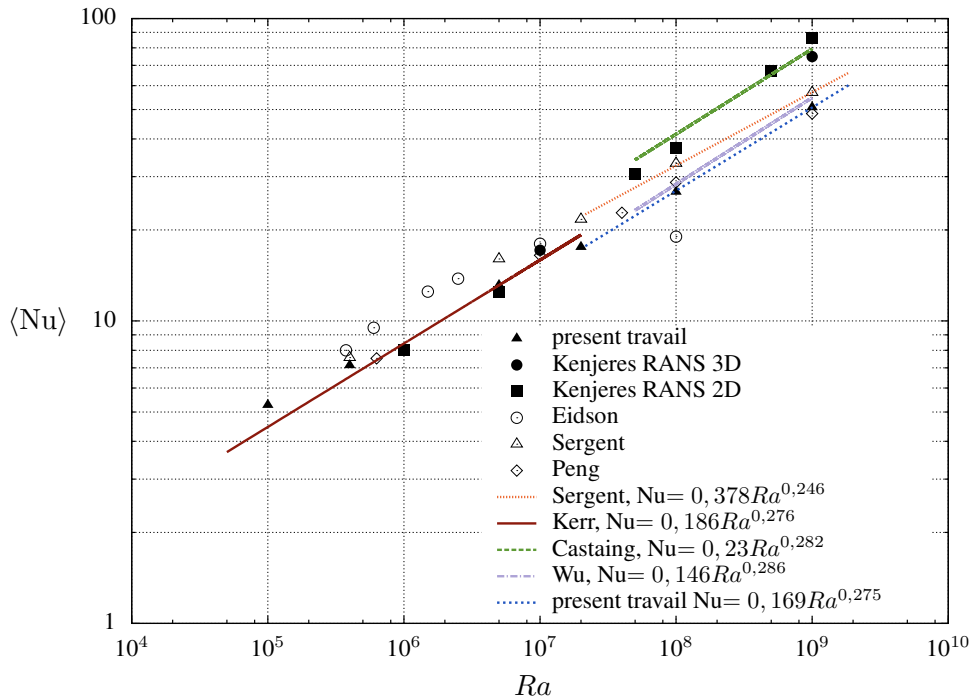


Figure 4.11 : Evolution du nombre de Nusselt $\langle Nu \rangle$ à la paroi.

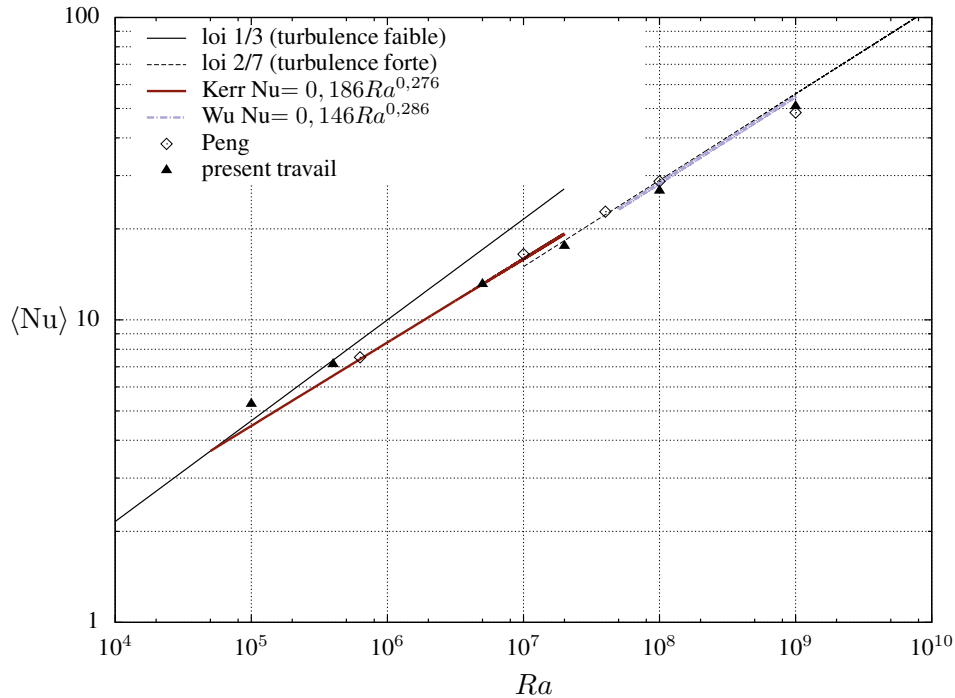


Figure 4.12 : Evolution du nombre de Nusselt $\langle Nu \rangle$ à la paroi avec les deux lois de turbulence.

4.4.5 Conclusion

Cette application nous a permis de montrer les phénomènes aérauliques qui peuvent être rencontrés dans un bâtiment notamment lorsque celui-ci possède un plancher chauffant. L'analyse du nombre de Nusselt à la paroi inférieure, nous a conduit à une corrélation avec une pente de $\beta = 0,275$ pour des nombres de Rayleigh élevés. Cette corrélation est en parfait accord avec la littérature et démontre le bon fonctionnement du modèle de turbulence d'échelles mixtes avec une approche dynamique.

Nous avons constaté que pour les premières simulations, avec des nombres de Rayleigh faibles, l'écoulement est essentiellement rampant. La présence d'un jet froid et par son intensité va sûrement retarder l'apparition des cellules convectives et influencer le transfert thermique [Eddakiri *et al.* 2007]. Nous allons maintenant présenter les travaux sur le modèle de bâtiment (voir Fig. 4.3) pour des nombres de Rayleigh supérieurs à 10^8 .

4.5 Nombres de Rayleigh rencontrés dans le bâtiment

Dans cette partie, nous étudions une gamme de nombres de Rayleigh plus élevés que les études précédentes. L'objectif de ce travail est de réaliser une simulation directe des équations de Navier-Stokes qui servira de référence numérique au benchmark ADNBâti. Dans le même temps, nous réalisons une simulation des grandes échelles et nous regardons l'influence des conditions

aux limites de la pression. Ensuite, nous confrontons nos résultats numériques à d'autres équipes de recherche participantes au benchmark et nous les analysons. Pour finir, nous concluons et mettons en avant quelques perspectives pour de prochains travaux.

4.5.1 Simulation numérique directe

La réalisation de la simulation numérique directe a demandé un temps important avant d'avoir des résultats exploitables et a pris une part importante dans ces travaux de thèse. En effet, les pas de temps sont faibles avec des maillages fins pour respecter des nombres de Reynolds locaux inférieurs à 60 (cf. Fig. 4.6) et des y^+ inférieurs à l'unité. Toutes ces précautions font que les résultats seront pris comme référence numérique pour nos études et pour des comparaisons inter-logiciels.

Cas étudiés

Le modèle de bâtiment est toujours celui du cas test du benchmark ADNBâti (voir Fig. 4.3). Les valeurs ΔT étudiées sont de 0,1 ; 0,5 ; 1K, ce qui équivaut à des nombres de Rayleigh basés sur la hauteur H respectivement égal à $Ra_H = 1,43 \times 10^8$ (❶) ; $7,15 \times 10^8$ (❷) et $1,43 \times 10^9$ (❸). Le jeu de conditions aux limites pour la pression est GB-0. Le choix de cette condition est imposée par l'exercice du benchmark. Toutefois, ce choix peut être critiqué puisque nous avons vu dans le chapitre précédent, que le jeu de condition aux limites LB-LB, comparé à l'expérimentation, est mieux adapté pour les écoulements de convection naturelle. La figure 4.13 présente l'évolution de la différence de température en fonction du nombre de Rayleigh. Les valeurs des différences de température entre les parois et l'air extérieur pour les trois premiers cas sont bien inférieures aux écarts de température rencontrés dans le domaine du bâtiment. Cependant, nous nous limitons à ne pas dépasser un écart de température de 1K car la réalisation d'une simulation directe à ce nombre de Rayleigh et le niveau de turbulence rencontré, demande l'utilisation d'un maillage excessivement fin et est contraignant en temps de calcul. Au-delà, nous procéderons à l'utilisation d'un modèle de turbulence avec une approche des grandes échelles.

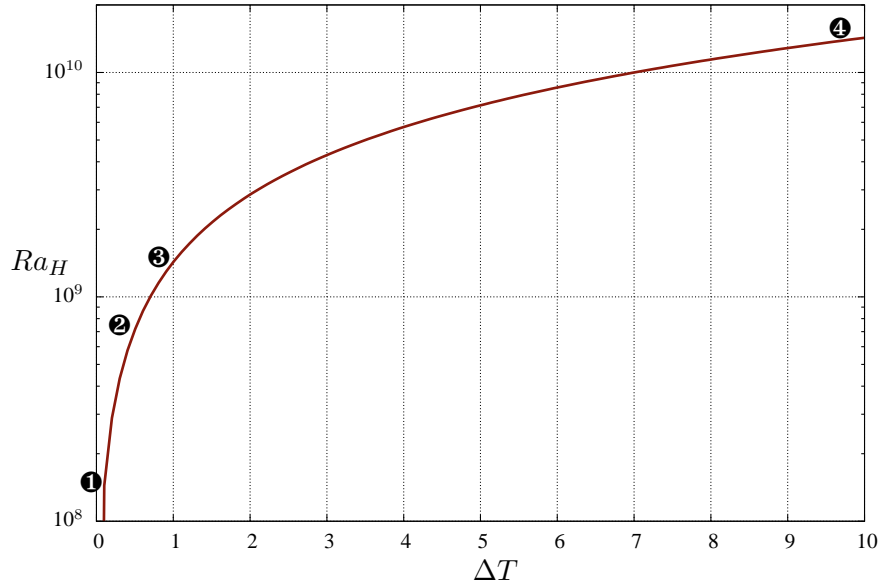


Figure 4.13 : Évolution de l'écart de température en fonction du nombre de Rayleigh.

Cas #	Type	CL	ΔT	Ra_H	N_x	N_z	Re_L	Δt	TA
❶	SND2D	GB-0	0,1	$1,43 \times 10^8$	1024	640	19	1×10^{-4}	100
❷	SND2D	GB-0	0,5	$7,15 \times 10^8$	1024	840	46	1×10^{-4}	160
❸	SND2D	GB-0	1,0	$1,43 \times 10^9$	1024	840	63	$1,5 \times 10^{-4}$	260

Tableau 4.6 : Paramètres physiques et numériques des simulations.

Etude des quantités intégrales

Le tableau 4.7 présente les résultats obtenus pour les quantités intégrales. Dans un premier temps, nous remarquons que la différence de température entre les parois et l'air extérieur, seul moteur de l'écoulement, ne permet pas encore un renouvellement d'air suffisant. Le taux de renouvellement d'air est encore faible et est inférieur à $6 \text{ vol} \cdot \text{h}^{-1}$. En ce qui concerne le débit traversant (cf. Fig. 4.14), nous observons que celui-ci augmente en fonction du nombre de Rayleigh suivant la loi de puissance du type $q_v = 0,0078 Ra_H^{0,447}$ et que les écarts entre les résultats MFN et les résultats du modèle empirique (Éq. 4.10) sont de l'ordre de 20%. L'erreur a tendance à augmenter lorsque ΔT augmente. La figure 4.15 représente l'évolution des nombres de Nusselt le long des parois horizontales et verticales. En ce qui concerne les parois qui ne sont pas soumises directement au jet froid, les méthodes empiriques [ASHRAE 2009] ((Éq. 4.15), (Éq. 4.18), (Éq. 4.19)) prédisent de manière satisfaisante les échanges de chaleurs aux parois avec des erreurs d'estimation inférieures à 15%. Par contre, elles ne semblent pas estimer convenablement les échanges thermiques le long du plancher. Les erreurs sont dans ce cas de l'ordre de 30%. Cette erreur importante peut s'expliquer par la forte intensité du jet rampant sur le plancher qui augmente largement les échanges thermiques et que l'on considère que la

4.5. Nombres de Rayleigh rencontrés dans le bâtiment

température du plancher reste constante. L'évolution du nombre de Nusselt sur le plancher suit une loi du type $Nu = 1,282Ra_{L_c}^{0,266}$ valable dans le domaine $1 \times 10^6 < Ra_{L_c} < 1 \times 10^8$. La corrélation est différente de celle de ASHRAE [2009] mais on retrouve cependant la même pente. Suite à l'étude sur les écoulement de Rayleigh-Bénard, nous pouvons affirmer qu'à partir de $Ra_H = 7,15 \times 10^8$, l'écoulement est en régime de turbulence dite "dure". Il faut noter que le fait de considérer l'écoulement en deux dimensions a des conséquences. En effet, la troisième dimension permettrait au jet de s'évaser sur le plancher et ainsi de réduire son intensité et par conséquent les échanges thermiques. Enfin, la puissance de rafraîchissement Q est faible, de l'ordre de 10 W pour $\Delta T = 1$ K. Elle est sous-estimée par les méthodes empiriques d'environ 20%. Dans cette configuration, on constate que toutes les parois évacuent de la chaleur avec le même ordre de grandeur, mis à part le plafond, où les échanges sont bien inférieures (cf. Fig. 4.7). Le tableau 4.9 propose des corrélations $Nu = f(Ra_{L_c})$ adaptées à nos résultats.

Cas #	G	U_{CN}	η	θ_m	q_v	q_{vemp}	Err $_{q_v}$	Q	Q_{emp}	Err $_Q$
❶	0,014	0,108	2,120	0,412	34,63	42,78	0,19	0,48	0,46	0,04
❷	0,013	0,241	4,452	0,337	72,75	95,67	0,23	4,17	3,41	0,18
❸	0,013	0,340	5,990	0,304	97,88	135,30	0,27	10,13	8,10	0,20

Tableau 4.7 : Valeurs moyennes. De gauche à droite : nombre de Rayleigh basé sur la hauteur Ra_H , débit sans dimension G , vitesse de convection naturelle U_{CN} ($m \cdot s^{-1}$), taux de renouvellement η ($vol \cdot h^{-1}$), température moyenne du fluide sortant θ_m (-), débit traversant numérique q_v et empirique q_{vemp} ($m^2 \cdot h^{-1}$) (Éq. 4.9) et puissance de rafraîchissement numérique Q et empirique Q_{emp} (W) (Éq. 4.13).

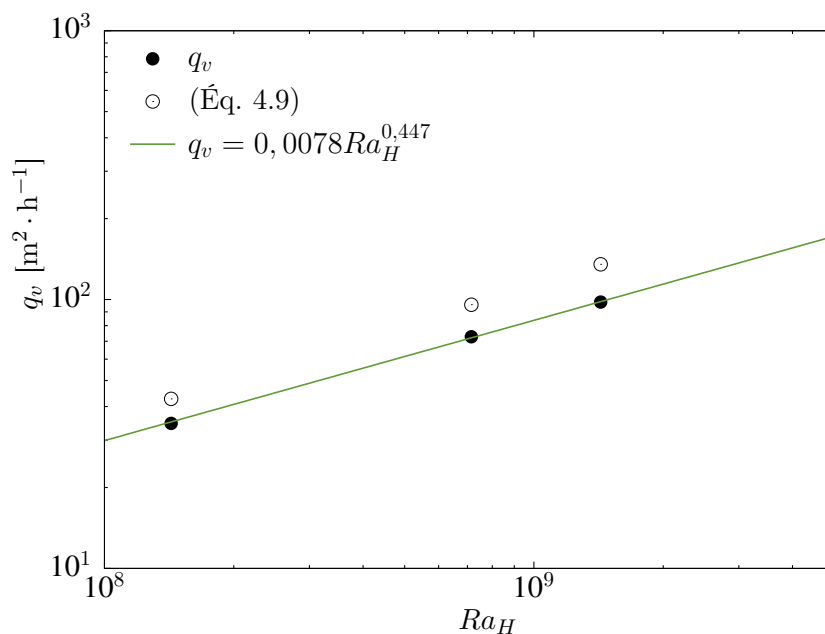


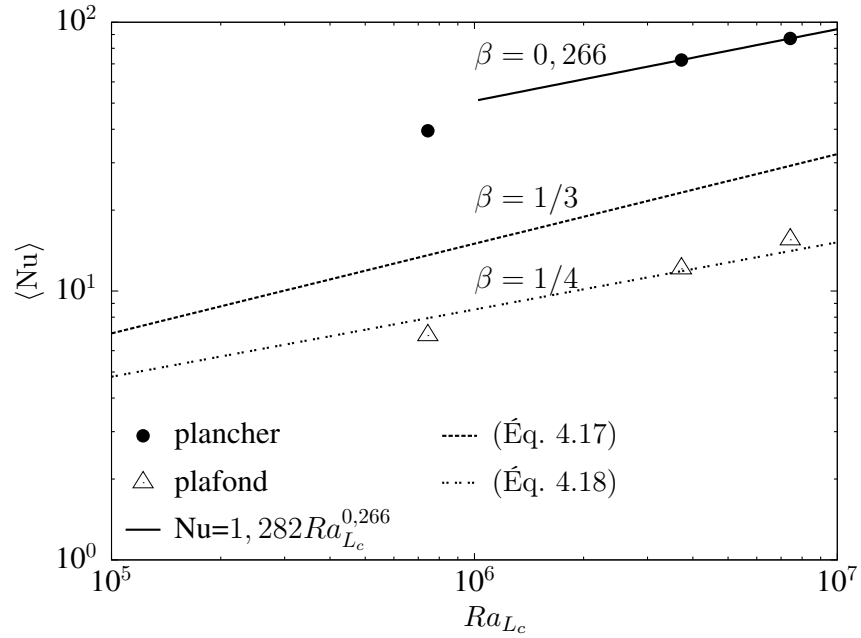
Figure 4.14 : Evolution du débit traversant q_v en fonction du nombre de Rayleigh.

Cas #	$\langle \text{Nu}_F \rangle$	$\text{Nu}_{F\text{max}}$	x	$\langle \text{Nu}_R \rangle$	$\text{Nu}_{R\text{max}}$	x	$\langle \text{Nu}_O \rangle$	$\text{Nu}_{O\text{max}}$	z	$\langle \text{Nu}_E \rangle$	$\text{Nu}_{E\text{max}}$	z
❶	39,494	62,226	0,169	6,827	22,058	6,368	44,485	75,243	2,147	40,130	253,144	0,803
❷	72,387	102,987	5,798	12,100	41,885	6,400	69,645	119,199	2,148	64,085	383,575	0,802
❸	87,015	117,882	5,830	15,511	58,477	6,413	86,215	133,177	2,147	79,391	402,025	0,803

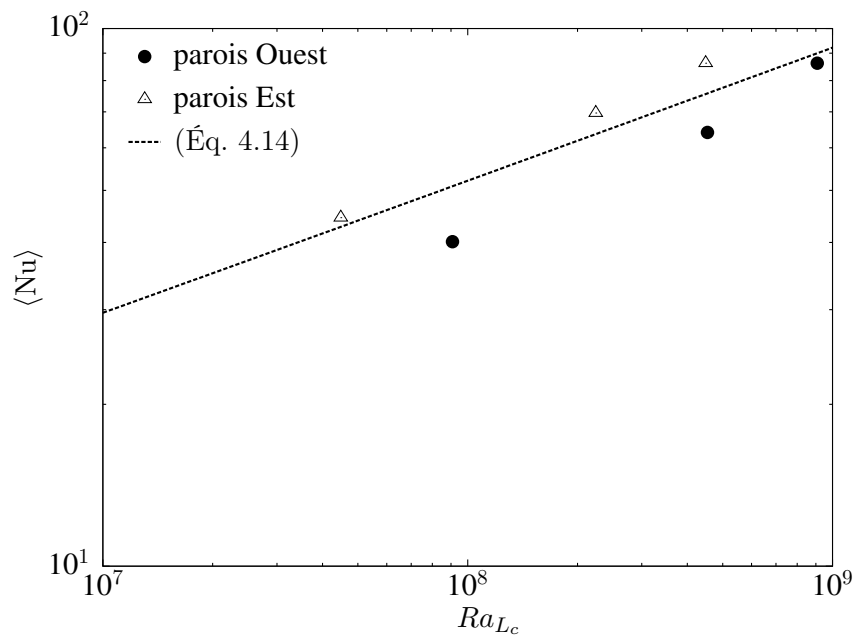
Tableau 4.8 : Valeurs des nombres de Nusselt moyens et positions du maximum local en fonction du nombre de Rayleigh.

Parois	α	β
Ouest	0,075	0,340
Est	0,273	0,288
Plancher	1,282	0,266
Plafond	0,054	0,357

Tableau 4.9 : Corrélations $\text{Nu} = \alpha \text{Ra}_{L_c}^\beta$.



(a) parois horizontales



(b) parois verticales

Figure 4.15 : Evolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh basé sur la longueur caractéristique L_c . Comparaison avec les corrélations empiriques.

Etude des champs moyens et instantanés

La figure 4.17 présente le champ moyen de température avec les iso-valeurs de la fonction de courant et un exemple de champ instantané pour les trois cas étudiés. L'écoulement moyen est essentiellement rampant. En effet, un jet principal froid rampe le long du plancher jusqu'au mur Ouest le long duquel il finit par monter et sortir par l'ouverture Ouest. Dans la partie haute de la cavité, le champ de température moyen est stratifié. Ceci s'explique par une zone convectivement stable à cet endroit. Les échanges de chaleur se font pratiquement par conduction entre le plafond et l'air froid du centre du domaine. De plus, nous constatons que plus la différence de température augmente entre la paroi et l'air extérieur, plus le centre du domaine se refroidit et plus la couche limite au plafond diminue. Par la suite, l'analyse du champ instantané de température (figures 4.17(b), 4.17(d) et 4.17(f)) met en évidence clairement la mise en place d'un écoulement du type Rayleigh-Bénard. Nous observons la formation de plusieurs cellules convectives qui viennent perturber le jet froid. Ces cellules participent au brassage de l'air froid avec l'air chaud provenant des parois. Le plancher est une zone convectivement très active qui permet en grande partie le mélange de l'air qui est ensuite propulsé vers l'ouverture Ouest par la couche limite ascendante de la paroi Ouest. Les figures 4.18(a), 4.18(c) et 4.18(e) présentent les quantités turbulentes dans la cavité. On voit que l'écoulement est turbulent tout le long du plancher et de la paroi Ouest. Nous constatons une petite zone turbulente en haut de la paroi Est. L'analyse des quantités turbulentes montre bien qu'il existe deux zones dans la pièce. Une zone turbulente près du plancher et une zone stable au coeur du domaine. Toutefois, malgré la présence d'une forte turbulence, l'air intérieur n'est pas bien mélangé.

La figure 4.16 représente les profils de la vitesse horizontale pour différentes coupes $x_{1,2,\dots,9}$ espacées tous les $0,26 [-]$ et pour les différents nombres de Rayleigh. On constate que l'amplitude des vitesses dimensionnées, mis en jeu, est encore très faible. Nous observons par l'intermédiaire de ces profils l'allure du jet entrant qui augmente en amplitude en fonction du nombre de Rayleigh. Au fur et à mesure que le fluide pénètre dans le bâtiment, nous remarquons que le jet disparaît, disloqué par les cellules convectives observées précédemment. La présence de vitesse positive au centre de la cavité, montre une zone de circulation de l'air confirmée par la représentation des iso-valeurs de la fonction de courant (voir Fig. 4.17). Plus le nombre de Rayleigh augmente, plus la zone centrale est sujette à cette circulation. Le long du plafond, nous pouvons distinguer le développement de la couche limite.

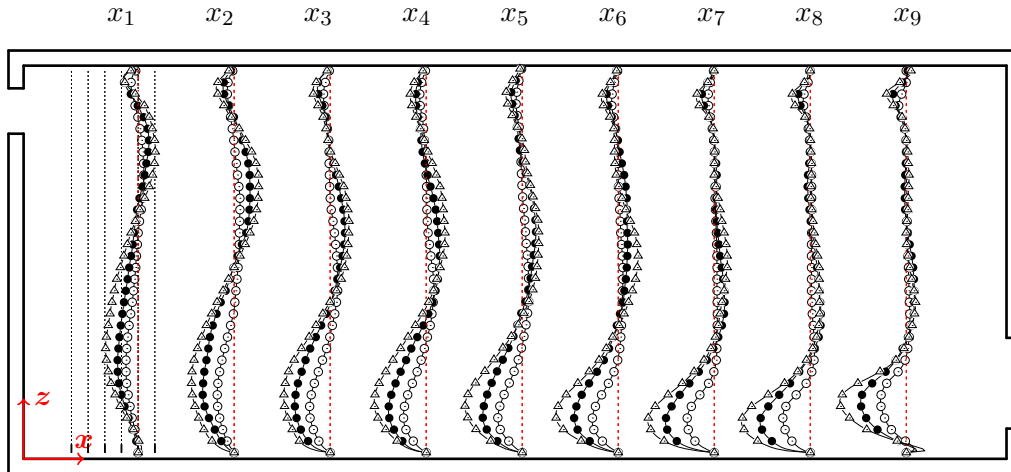


Figure 4.16 : Comparaison des profils de la vitesse horizontale moyenne $\langle u \rangle$ [-]. $Ra_H = 1,43 \times 10^8$ (\circ), $Ra_H = 7,15 \times 10^8$ (\bullet), $Ra_H = 1,43 \times 10^9$ (\triangle). La ligne en pointillée rouge représente $u = 0$. $u \in [-0,25; 0,09]$.

La figure 4.19 représente les quantités turbulentes $\langle u'u' \rangle$ et $\langle w'w' \rangle$. Les zones principales, où règne une activité de turbulence importante, sont localisées près des parois, mis à part sur la paroi Est. La zone de recirculation centrale est aussi une zone turbulente. Nous remarquons clairement le changement de régime de turbulence (turbulence faible vers une turbulence forte) entre $Ra_H = 1,43 \times 10^8$ et $Ra_H = 7,15 \times 10^8$. Le maximum d'énergie cinétique turbulente $\langle k \rangle$ est quasiment identique pour toutes les configurations. En effet, l'énergie cinétique turbulente est importante dans la zone de la recirculation proche de la sortie et essentiellement due à la formation d'une cellule contra-rotative. Ces quantités turbulentes nous serviront pour la comparaison avec l'approche numérique des grandes échelles (SGE).

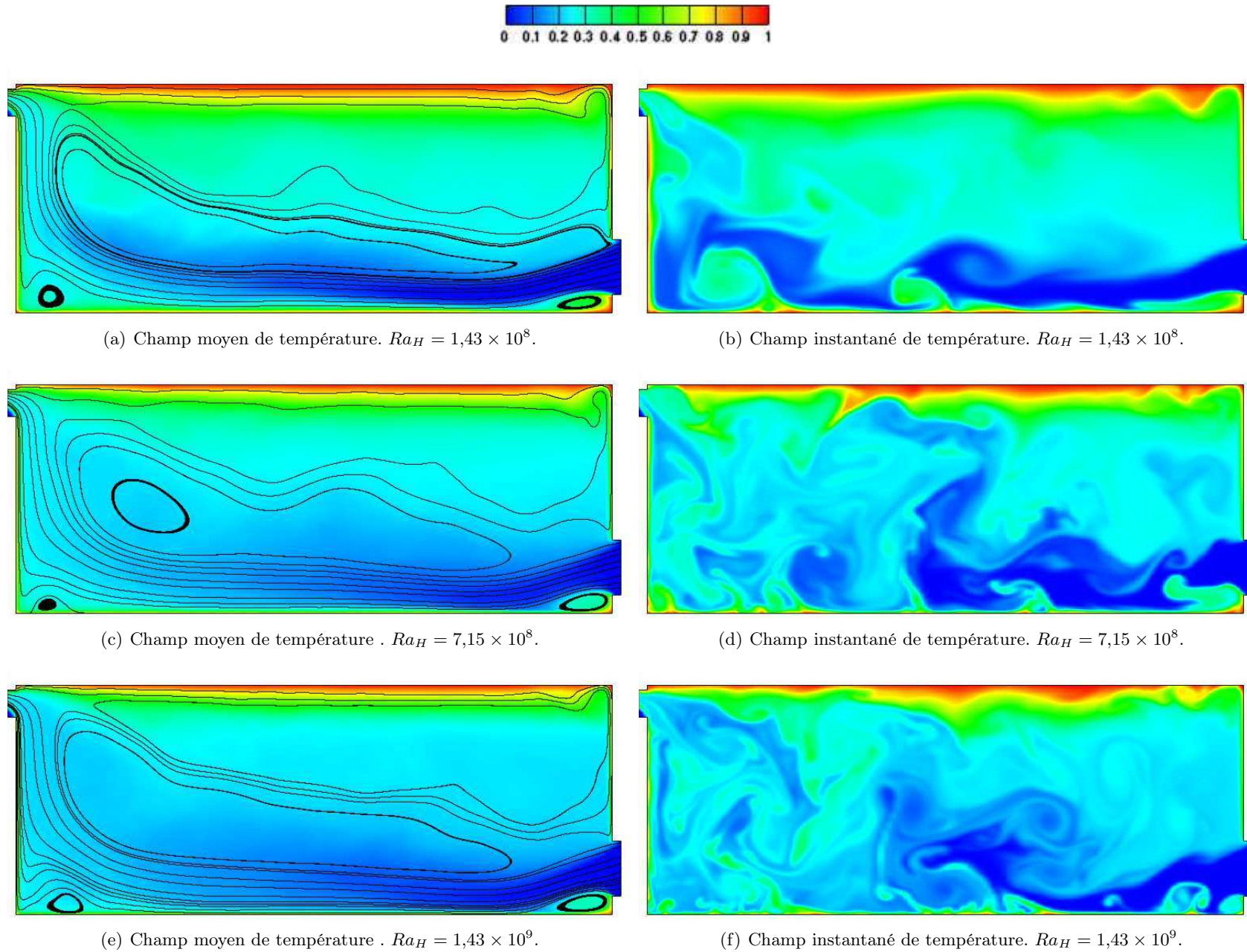
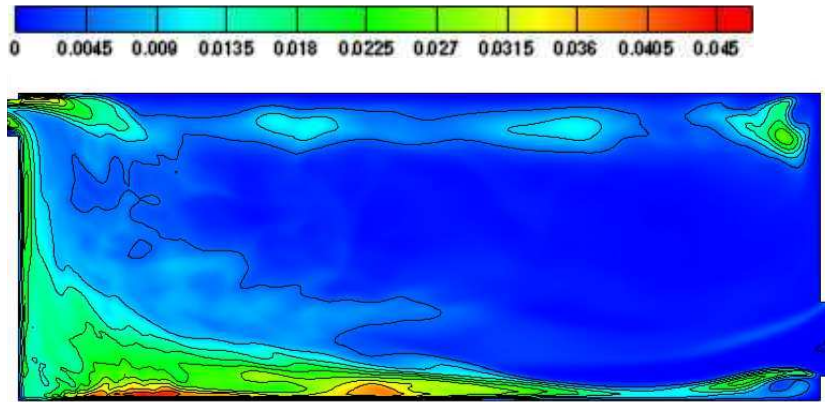
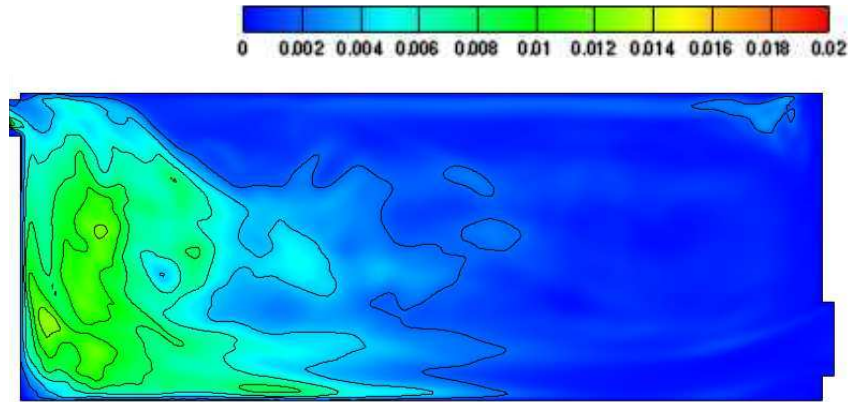
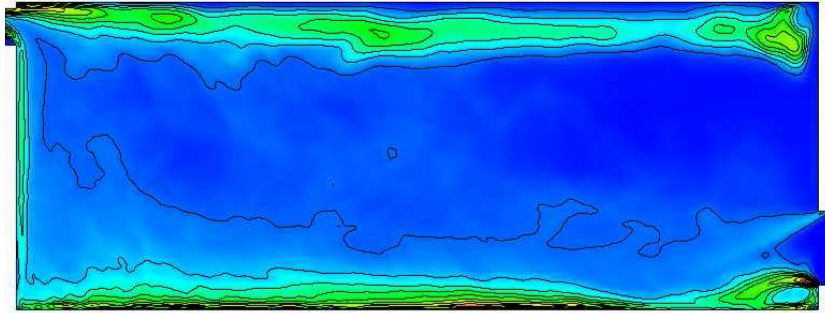
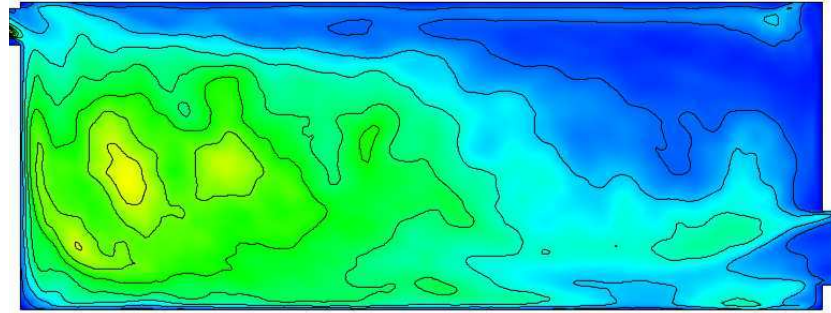
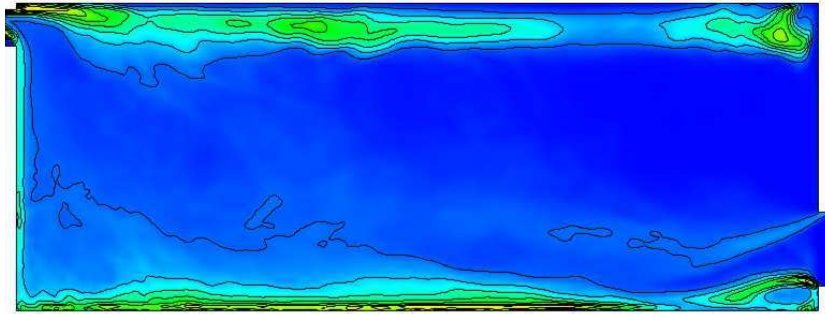
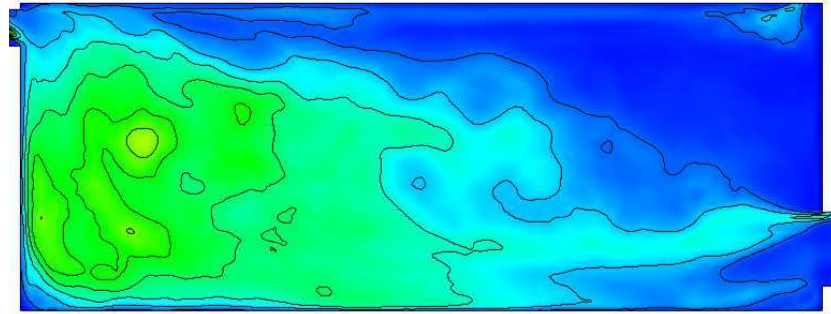


Figure 4.17 : Résultats SIND. Champs moyens de température uniformément répartis entre 0 et 1, avec lignes de courant à gauche et exemples champs instantanés de température à droite.

(a) Champ moyen de la variance $\langle \theta' \theta' \rangle$. $Ra_H = 1,43 \times 10^8$.(b) Champ d'énergie cinétique turbulente $\langle k \rangle$. $Ra_H = 1,43 \times 10^8$.(c) Champ moyen de la variance $\langle \theta' \theta' \rangle$. $Ra_H = 7,15 \times 10^8$.(d) Champ d'énergie cinétique turbulente $\langle k \rangle$. $Ra_H = 7,15 \times 10^8$.(e) Champ moyen de la variance $\langle \theta' \theta' \rangle$. $Ra_H = 1,43 \times 10^9$.(f) Champ d'énergie cinétique turbulente $\langle k \rangle$. $Ra_H = 1,43 \times 10^9$.**Figure 4.18** : Résultats SND. Champs moyens de la variance $\langle \theta' \theta' \rangle$ (à gauche) et de l'énergie cinétique turbulente $\langle k \rangle$ (à droite).

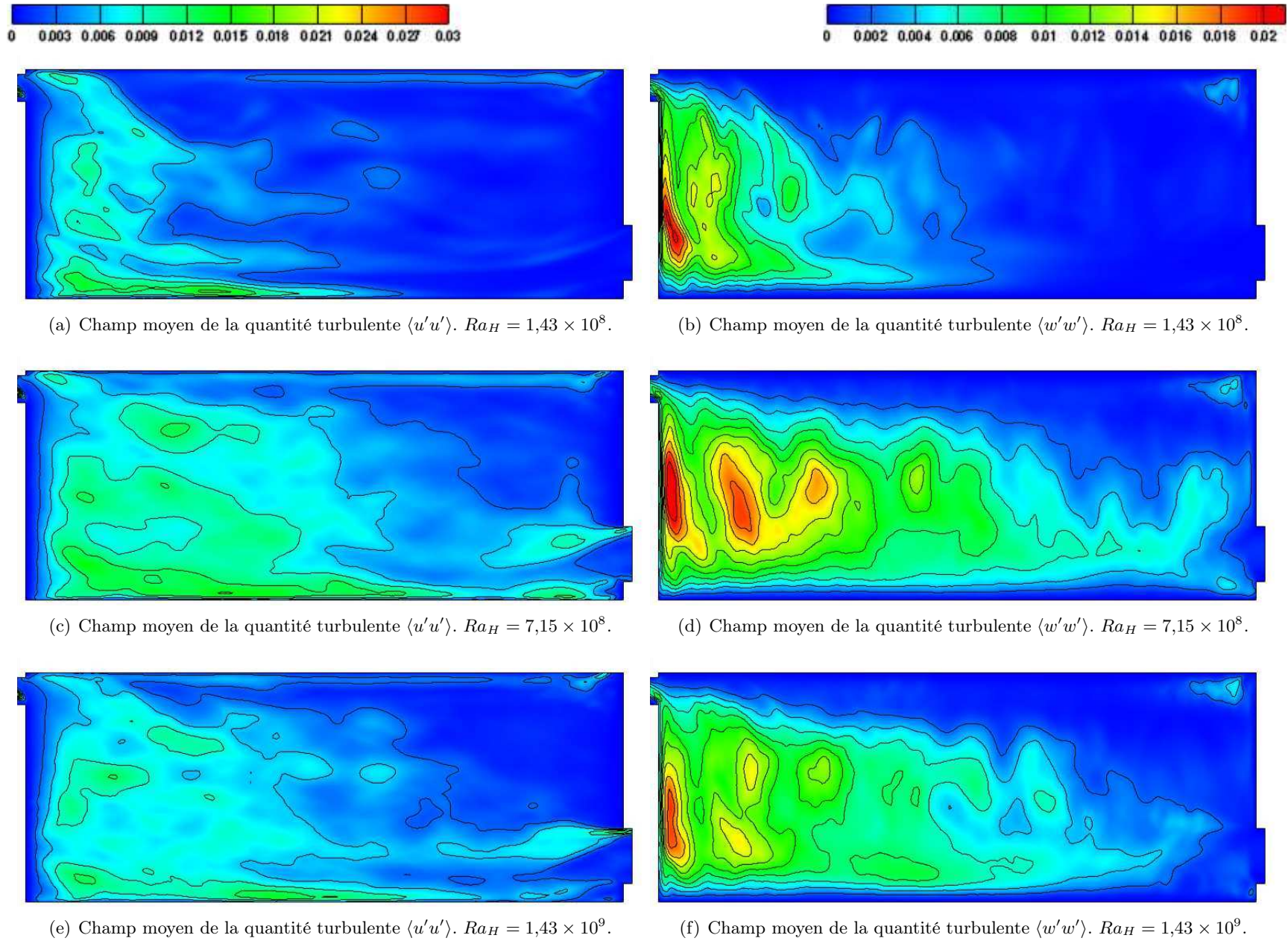


Figure 4.19 : Résultats SND. Champs moyens des quantités turbulentes $\langle u'u' \rangle$ (à gauche) et $\langle w'w' \rangle$ (à droite).

Conclusion

Dans cette étude, nous avons évalué la capacité de la simulation directe (SND) à prédire l'écoulement d'air dans un local ouvert pour des différences de température $\Delta T = 0,1 ; 0,5$ et 1 K. Dans un premier temps, nous avons étudié les quantités intégrales et montré que le taux de renouvellement d'air commence à être intéressant, pour un rafraîchissement du local, à partir d'un nombre de Rayleigh supérieur ou égal à $7,15 \times 10^8$. Cependant, malgré la présence d'une forte turbulence dans la cavité, nous constatons que l'air ressort de la cavité à faible température. De plus, on constate que la température moyenne sans dimension de l'air, à la sortie de la cavité, diminue lorsque le nombre de Rayleigh augmente. Suite à cette étude, nous pouvons conclure que les corrélations semi-empiriques choisis dans la première partie de ce chapitre 4.1.1 et 4.1.2, estiment le débit traversant et la puissance de rafraîchissement avec des erreurs de l'ordre de 20% et ont tendance à augmenter lorsque ΔT augmente. Pour finir, nous avons montré que les corrélations empiriques pour l'évaluation des nombres de Nusselt sur le plancher étaient mal adaptées. Nous avons proposé la loi d'échange $Nu = 1,282 Ra_{L_c}^{0,266}$ qui permettra de mieux évaluer les échanges de chaleur pour ce modèle de bâtiment.

Dans cette configuration, nous avons montré que l'écoulement est principalement rampant avec la présence d'un jet froid qui pénètre dans la cavité. Au fur et à mesure que la différence de température augmente, le jet est de plus en plus disloqué par la présence de cellules convectives typique des écoulements de Rayleigh-Bénard. Nous avons mis en évidence le passage d'une turbulence dite "douce" à une turbulence dite "dure" entre $Ra_H = 1,43 \times 10^8$ et $Ra_H = 7,15 \times 10^8$. Le coeur de la cavité est plutôt stratifié thermiquement en moyenne. La ventilation naturelle seule ne permet pas un brassage de l'air suffisant. Le recours à des brasseurs d'air au plafond permettrait probablement de casser la stratification thermique.

Bien que moins réalistes que des données expérimentales, ce sont ces solutions numériques qui nous serviront de référence pour les travaux suivants.

4.5.2 Comparaison SND-SGE et influence des conditions aux limites

Afin de vérifier la capacité de la modélisation des grandes échelles à prédire correctement les écoulements de convection naturelle, il apparaît intéressant de comparer les résultats issus de la SGE avec ceux obtenus avec la SND. Dans le même temps, nous comparons les différentes conditions aux limites pour la pression utilisées dans le chapitre 3 (GB-0, GB-LB, LB-0 et LB-LB). La SGE va nous permettre de réaliser une étude paramétrique sur les conditions limites qui était difficile d'entreprendre avec la SND, pour des soucis de temps de calcul. Le cas étudié est une configuration où la différence de température est égale à $\Delta T = 0,1$ K ($Ra_H = 1,43 \times 10^8$). Le type de modèle de turbulence utilisé est identique à celui utilisé dans l'étude concernant la prédiction des champs de vitesse et de température d'air dans une cavité fermée présentée dans

le chapitre 2, à savoir une approche dynamique du modèle de sous-maille d'échelles mixtes. Nous utilisons un maillage structuré régulier dans la direction verticale et une répartition tangente hyperbolique dans la direction horizontale avec un coefficient de resserrement égale à $\beta = 2,81$. La loi en tangente hyperbolique, exprimée pour les noeuds horizontaux, s'écrit sous la forme sans dimension suivante [Henkes et Hoogendoorn 1995] :

$$x(i) = 0,5 \left\{ 1 + \frac{\tanh\left(\beta\left(\frac{i-1}{N_x-1} - 0,5\right)\right)}{\tanh\left(\frac{\beta}{2}\right)} \right\} L/H \quad (4.25)$$

avec $L = 6,5$ m et $H = 2,5$ m, respectivement longueur et hauteur de la configuration.

Le tableau 4.10 présente les paramètres de simulation.

Cas #	Type	CL	ΔT	Ra_H	N_x	N_z	Re_L	$\frac{\nu_{sm}}{\nu} _{\max}$	$\frac{\kappa_{sm}}{\kappa} _{\max}$	Δt	TA
❶	SND2D	GB-0	0,1	$1,43 \times 10^8$	1024	640	19	—	—	1×10^{-4}	100
①	SGE2D	GB-0	0,1	$1,43 \times 10^8$	256	265	80	0,51	0,61	8×10^{-4}	470
②	SGE2D	GB-LB	0,1	$1,43 \times 10^8$	256	265	83	0,58	0,58	8×10^{-4}	360
③	SGE2D	LB-0	0,1	$1,43 \times 10^8$	256	265	88	0,80	0,33	8×10^{-4}	350
④	SGE2D	LB-LB	0,1	$1,43 \times 10^8$	256	265	86	1,10	0,54	8×10^{-4}	290

Tableau 4.10 : Paramètres physiques et numériques des simulations.

Pour cette étude, nous avons à notre disposition :

- les valeurs des quantités intégrales (cf. Tab. 4.11),
- les valeurs des nombres de Nusselt évaluées aux parois (cf. Tab. 4.12),
- les profils de vitesse horizontale et de température pour différentes coupes ((cf. Fig. 4.20) et (cf. Fig. 4.22)),
- les champs moyens de température et des quantités turbulentes ((cf. Fig. 4.24) et (cf. Fig. 4.25)).

D'après le tableau 4.10, le maximum du nombre de Reynolds local est de l'ordre de 80 ce qui n'est pas trop élevé pour la réalisation d'une simulation des grandes échelles avec un maillage $256 \times 265 > Re_L^{9/4}$. En effet, le nombre total de points doit être de l'ordre de $Re_L^{9/4}$ pour que la SGE ait un sens. Nous pouvons affirmer que l'on aurait pu utiliser un maillage un petit peu plus grossier pour cette étude. Cependant, pour avoir des résultats satisfaisants, nous avons poursuivi notre étude avec ces paramètres. Nous constatons que le modèle de sous-maille utilisé dans l'équation de la conservation de la quantité de mouvement et dans l'équation de conservation de l'énergie ont la même influence sur l'écoulement lorsque l'on utilise une condition aux limites

4.5. Nombres de Rayleigh rencontrés dans le bâtiment

GB en entrée. Le rapport sur les viscosités est de l'ordre de l'unité lorsqu'une condition aux limites LB en entrée est utilisée.

Au regard des résultats, de manière globale, la SGE a tendance à sur-estimer les différentes quantités. Pour le cas GB-0, la simulation des grandes échelles évalue convenablement le débit traversant q_v et la puissance de rafraîchissement Q avec une erreur inférieure à 2% par rapport à la simulation directe (cf. Tab. 4.11). L'influence des conditions aux limites sur la pression n'est pas négligeable sur cette configuration. En effet, l'application d'une pression calculée localement en entrée (LB) augmente le débit traversant de 2% par rapport à une condition GB. Cette augmentation n'améliore pas la capacité à rafraîchir le local, même au contraire, on constate une diminution de la température moyenne du fluide en sortie, ce qui a pour conséquence de modifier très faiblement la puissance de rafraîchissement.

Cas #	η	θ_m	q_v	Q
❶ (SND GB-0)	2,120	0,412	34,63	0,48
① (SGE GB-0)	2,147	0,414	35,08	0,49
② (SGE GB-LB)	2,168	0,412	35,50	0,49
③ (SGE LB-0)	2,220	0,406	36,30	0,50
④ (SGE LB-LB)	2,259	0,402	37,00	0,50

Tableau 4.11 : Valeurs moyennes. De gauche à droite : cas de calcul, taux de renouvellement η ($\text{vol} \cdot \text{h}^{-1}$), température moyenne du fluide sortant θ_m (-), débit traversant numérique q_v ($\text{m}^2 \cdot \text{h}^{-1}$) et puissance de rafraîchissement Q (W).

Les échanges de chaleur sont sur-évalués sur les parois horizontales (erreur $\approx 5\%$) et sous-évalués pour les parois verticales (erreur $\approx 3\%$) (cf. Tab. 4.12). Ceci peut s'expliquer par la position des premières mailles au niveau des parois. Une répartition en loi tangente hyperbolique est peut-être mal appropriée dans la direction horizontale. Une étude plus approfondie sur l'impact du maillage serait nécessaire. Cependant, nous avons respecté des y^+ inférieurs en moyenne à l'unité. Nous constatons que les positions des maximums des nombres de Nusselt sont bien évaluées, mis à part sur le plancher. Le maximum sur le plancher se situe à l'entrée pour la SGE et proche de la sortie pour la SND. Ceci peut s'expliquer par une forte activité à l'entrée de la cavité pour la SGE (voir Fig. 4.24(b)).

Chapitre 4. Rafrâichissement passif d'un bâtiment à géométrie ouverte

Cas #	$\langle \text{Nu}_F \rangle$	$\text{Nu}_{F\max}$	x	$\langle \text{Nu}_R \rangle$	$\text{Nu}_{R\max}$	x	$\langle \text{Nu}_O \rangle$	$\text{Nu}_{O\max}$	z	$\langle \text{Nu}_E \rangle$	$\text{Nu}_{E\max}$	z
❶	39,494	62,226	0,169	6,827	22,058	6,368	44,485	75,243	2,147	40,130	253,144	0,803
①	40,711	64,993	5,582	7,077	22,452	6,367	43,117	67,659	2,145	39,745	187,408	0,804
②	41,181	64,355	5,582	7,023	22,407	6,367	43,549	69,533	2,145	40,148	190,651	0,804
③	41,488	64,726	5,582	7,285	23,096	0,134	43,401	67,757	2,145	40,649	194,042	0,804
④	41,485	66,644	5,606	7,751	22,904	6,367	43,549	69,533	2,145	40,335	190,466	0,804

Tableau 4.12 : Valeurs des nombres de Nusselt moyens et positions du maximum local en fonction du nombre de Rayleigh.

Les profils de la vitesse horizontale ((cf. Fig. 4.21) et (cf. Fig. 4.20)) montrent que dans l'ensemble, l'écoulement est bien représenté par SGE GB-0 comparé à SND GB-0. Les valeurs maximales de la vitesse se localisent au même emplacement. Nous pouvons noter quelques différences pour la vitesse à l'entrée ($x = 2,4$) et dans la recirculation centrale ($x = 0,4$) où la SGE sur-estime la vitesse. En ce qui concerne les autres types de conditions aux limites, les résultats sont similaires le long du plancher. Cependant, on constate des différences dans la zone de recirculation centrale proche de la sortie. La condition LB en sortie permet une pénétration plus importante dans la cavité. Au regard des profils de température (cf. Fig. 4.22), la SGE représente correctement les profils de température dans la pièce. On note quelques différences à l'entrée où le jet froid est moins large pour la SND que pour la SGE et la température est plus importante dans la recirculation près de l'entrée pour la SND. Les conditions aux limites n'ont par contre pas d'influence sur les profils de température ce qui confirme les résultats sur les nombres de Nusselt (cf. Tab. 4.12).

4.5. Nombres de Rayleigh rencontrés dans le bâtiment

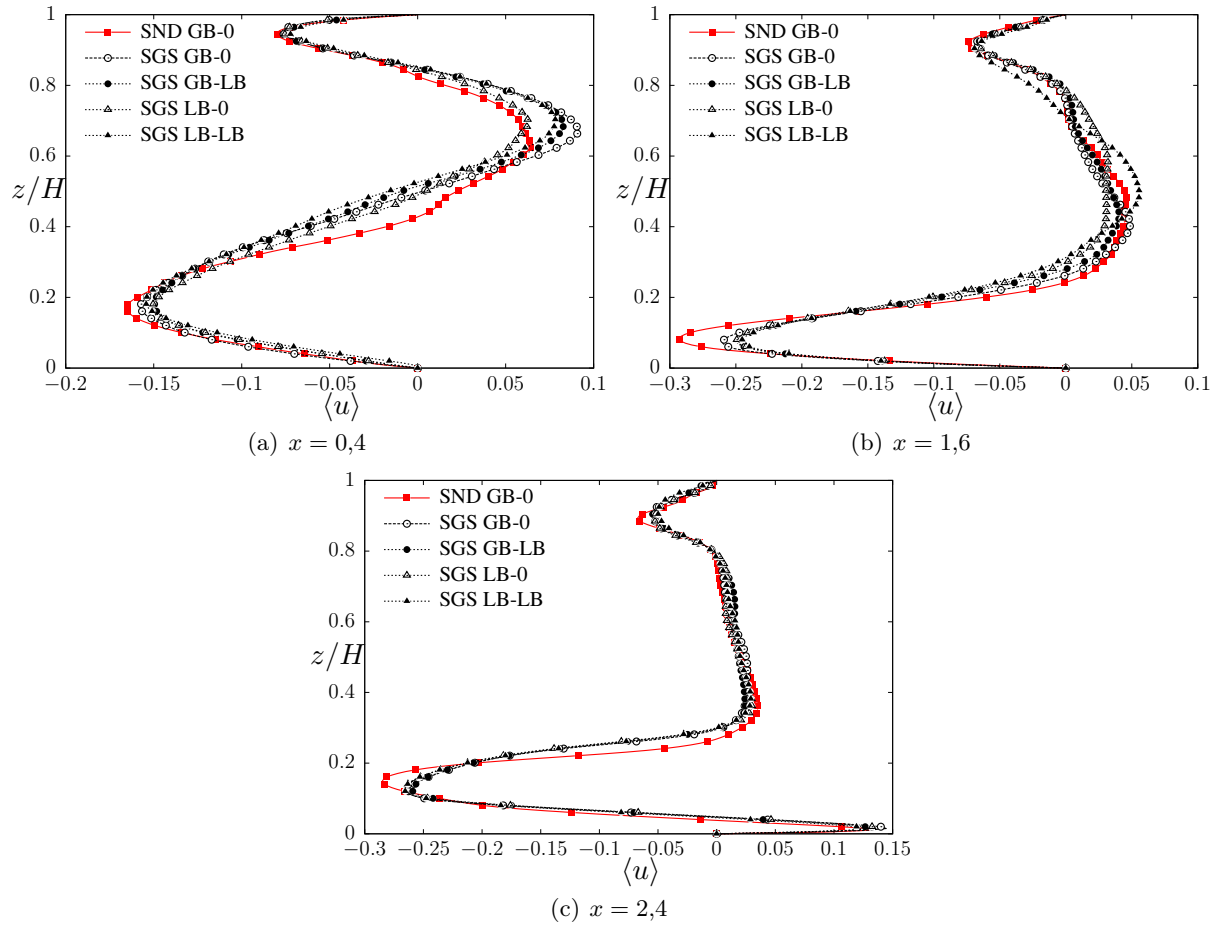


Figure 4.20 : Comparaison détaillée SND-SGE et des conditions aux limites des profils de vitesse horizontale moyenne $\langle u \rangle$ pour $Ra_H = 1,43 \times 10^8$ à $x = 0,4 [-]$ (1 m), $x = 1,6 [-]$ (4 m) et $x = 2,4 [-]$ (6 m).

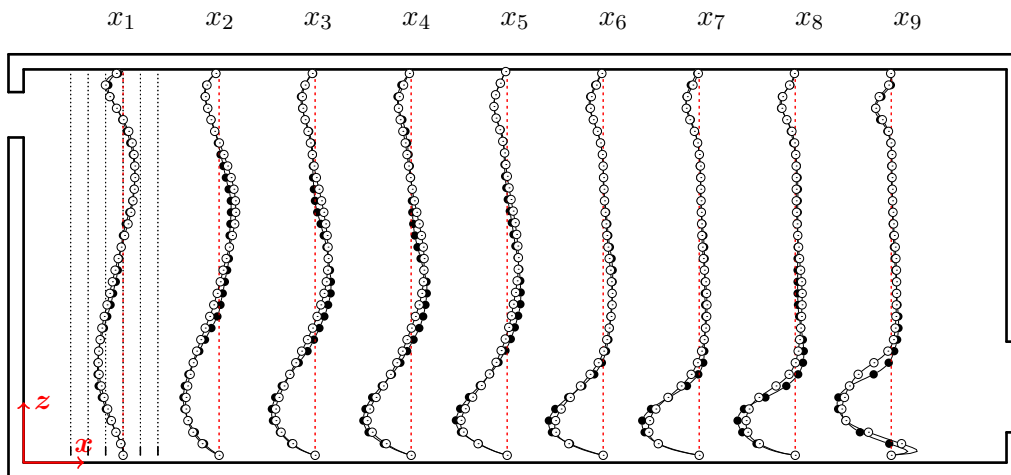


Figure 4.21 : Comparaison globale SND-SGE des profils de la vitesse moyenne horizontale $\langle u \rangle$ pour $Ra_H = 1,43 \times 10^8$. SND(●) et SGE (○). La ligne en pointillée rouge représente $u = 0$. $\langle u \rangle \in [-0,32; 0,2]$.

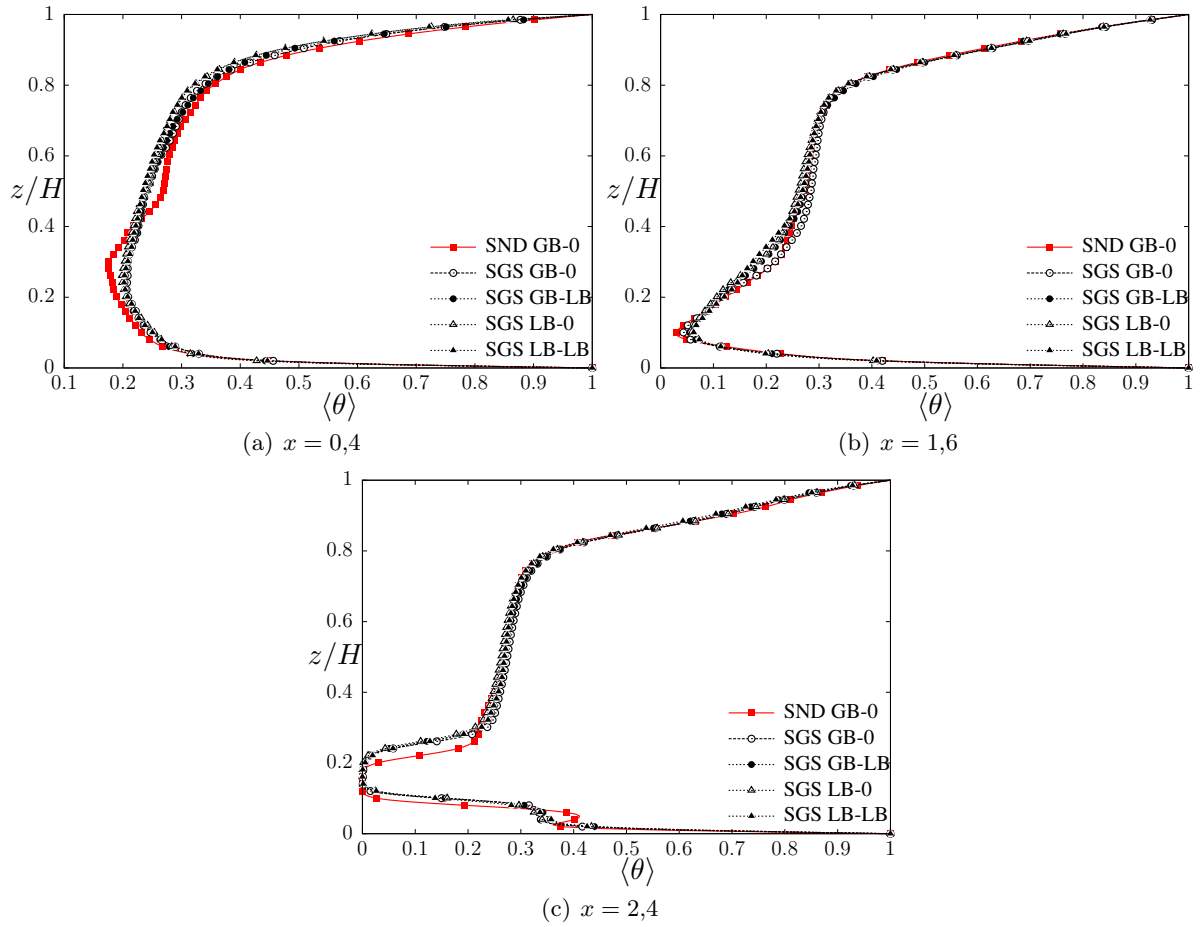


Figure 4.22 : Comparaison détaillée SND-SGE et des conditions aux limites des profils de température θ pour $Ra_H = 1,43 \times 10^8$ à $x = 0,4 [-]$ (1 m), $x = 1,6 [-]$ (4 m) et $x = 2,4 [-]$ (6 m).

Les figures 4.23(a), 4.23(b) et 4.23(c) présentent les profils des composantes de la vitesse moyenne horizontale $\langle u \rangle$ et verticale $\langle w \rangle$ à l'entrée et à la sortie. Nous regardons l'influence des conditions aux limites pour la pression. Globalement, nous constatons que les profils de vitesses sont similaires entre les différents jeux de conditions aux limites. Le maximum de la vitesse horizontale est plus important lorsqu'une condition du type LB est utilisée que ce soit en entrée ou en sortie. Par ailleurs, nous remarquons que les conditions aux limites n'ont pas d'influence sur la recirculation en sortie (cf. Fig. 4.23(b)) contrairement au cas du canal, où nous avons observé que la condition LB accentue la profondeur de pénétration de la recirculation. Nous pouvons donc affirmer que l'influence des conditions aux limites diffère selon si celles-ci sont appliquées sur une ouverture verticale (cas du bâtiment) ou horizontale (cas de la cheminée solaire).

4.5. Nombres de Rayleigh rencontrés dans le bâtiment

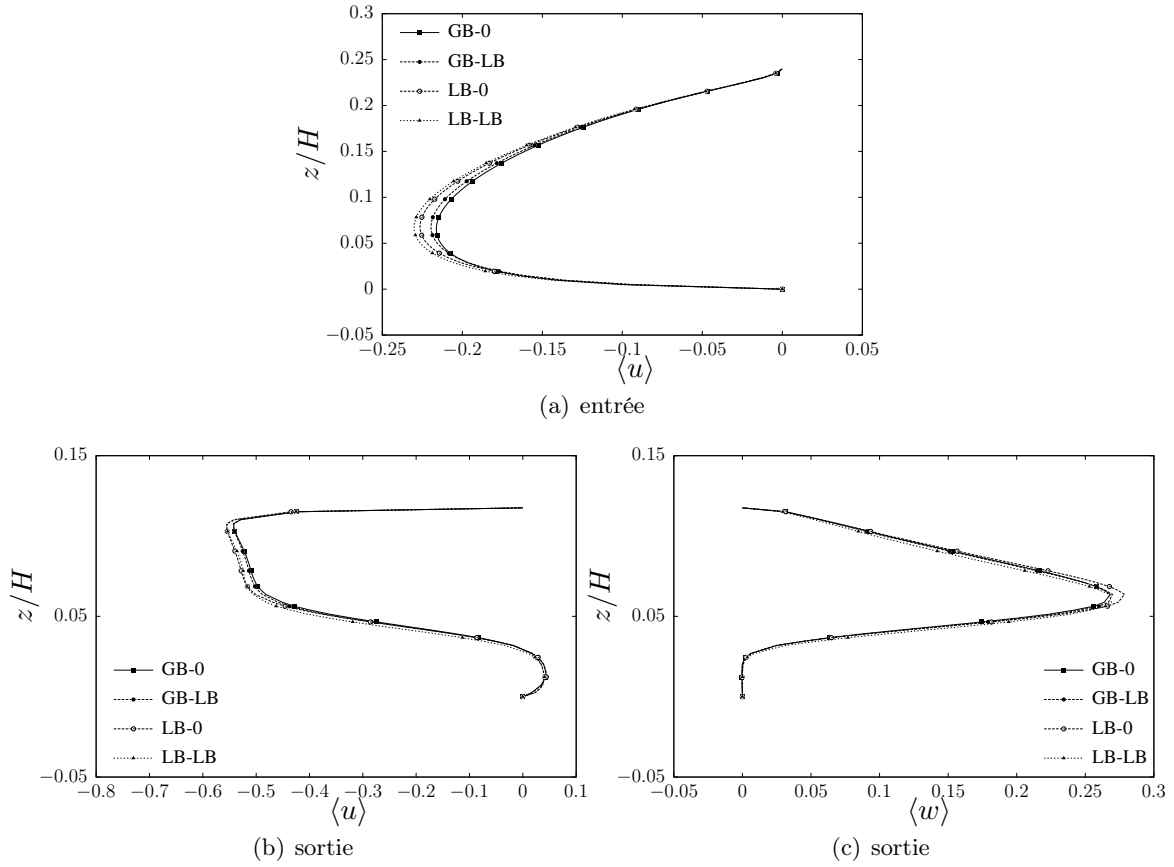


Figure 4.23 : Influence des conditions aux limites de pression. Comparaison des profils de vitesse moyenne $\langle u \rangle$ et $\langle w \rangle$ pour $Ra_H = 1,43 \times 10^8$ à l'entrée et à la sortie.

Les figures 4.24 et 4.25 représentent les champs moyens de température et des quantités turbulentes pour les différentes conditions aux limites étudiées. Le champ de température avec les lignes de courants sont correctement représentés par rapport à la SND (cf. Fig. 4.24(b)). Cependant, la température est moins élevée dans l'écoulement ascendant proche de la sortie pour la SGE, ce qui est confirmé par le profil de température (cf. Fig. 4.22(a)). Les quantités turbulentes sont évaluées au bon endroit avec une intensité un peu moindre sur le plancher et la paroi Ouest. Les zones turbulentes se localisent le long des parois mis à part le long de la paroi Est. L'influence des conditions aux limites n'a pas d'impact direct sur le champ de température. Nous constatons que la condition LB-LB augmente l'activité turbulente le long de la paroi Ouest. Ceci est confirmé par le rapport des viscosités important pour ce jeu de conditions dans le tableau 4.10.

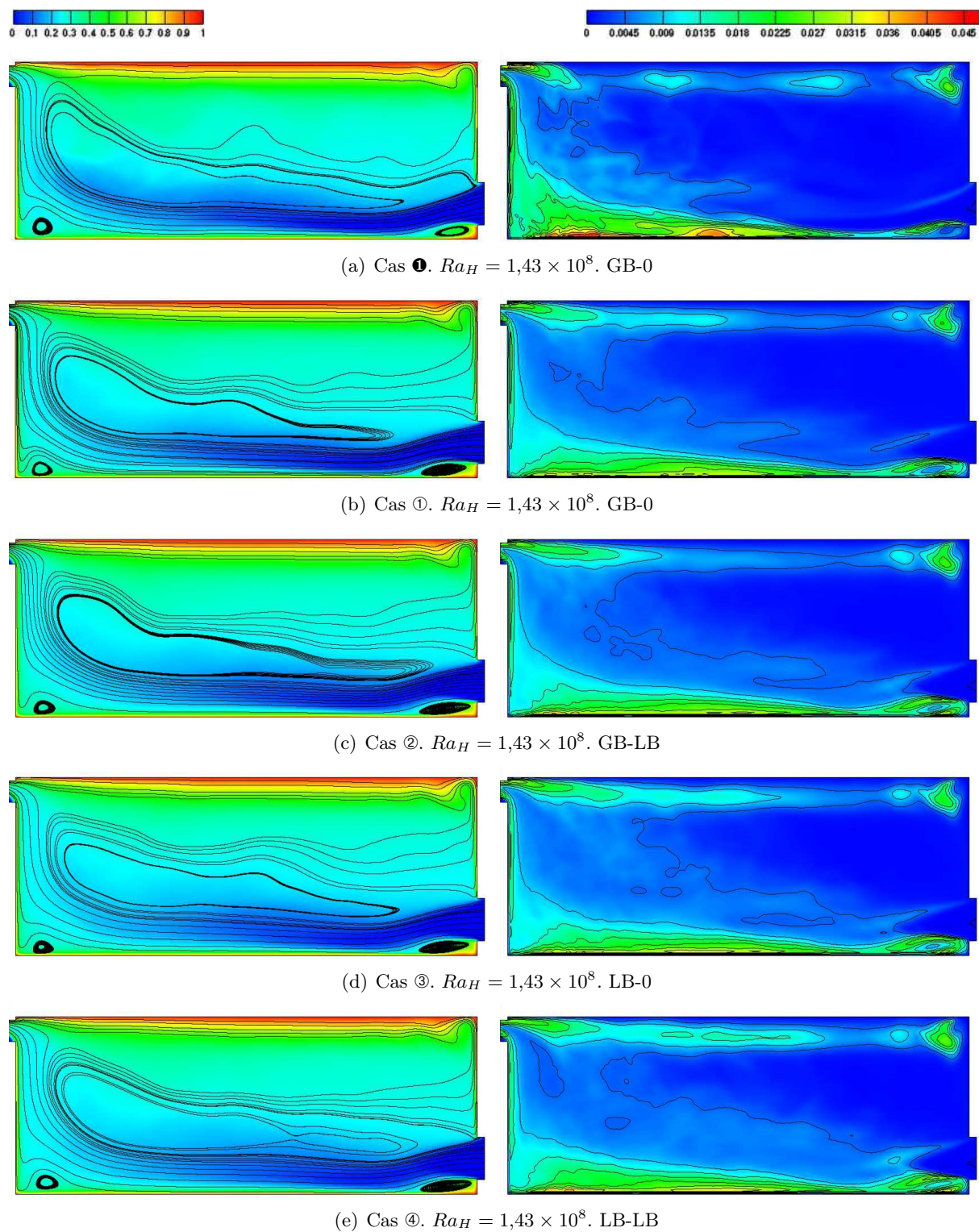


Figure 4.24 : Comparaison SND-SGE. Influence des conditions limites. Champs moyens de température uniformément répartis entre 0 et 1, avec lignes de courant à gauche et $\langle \theta' \theta' \rangle$ à droite.

4.5. Nombres de Rayleigh rencontrés dans le bâtiment

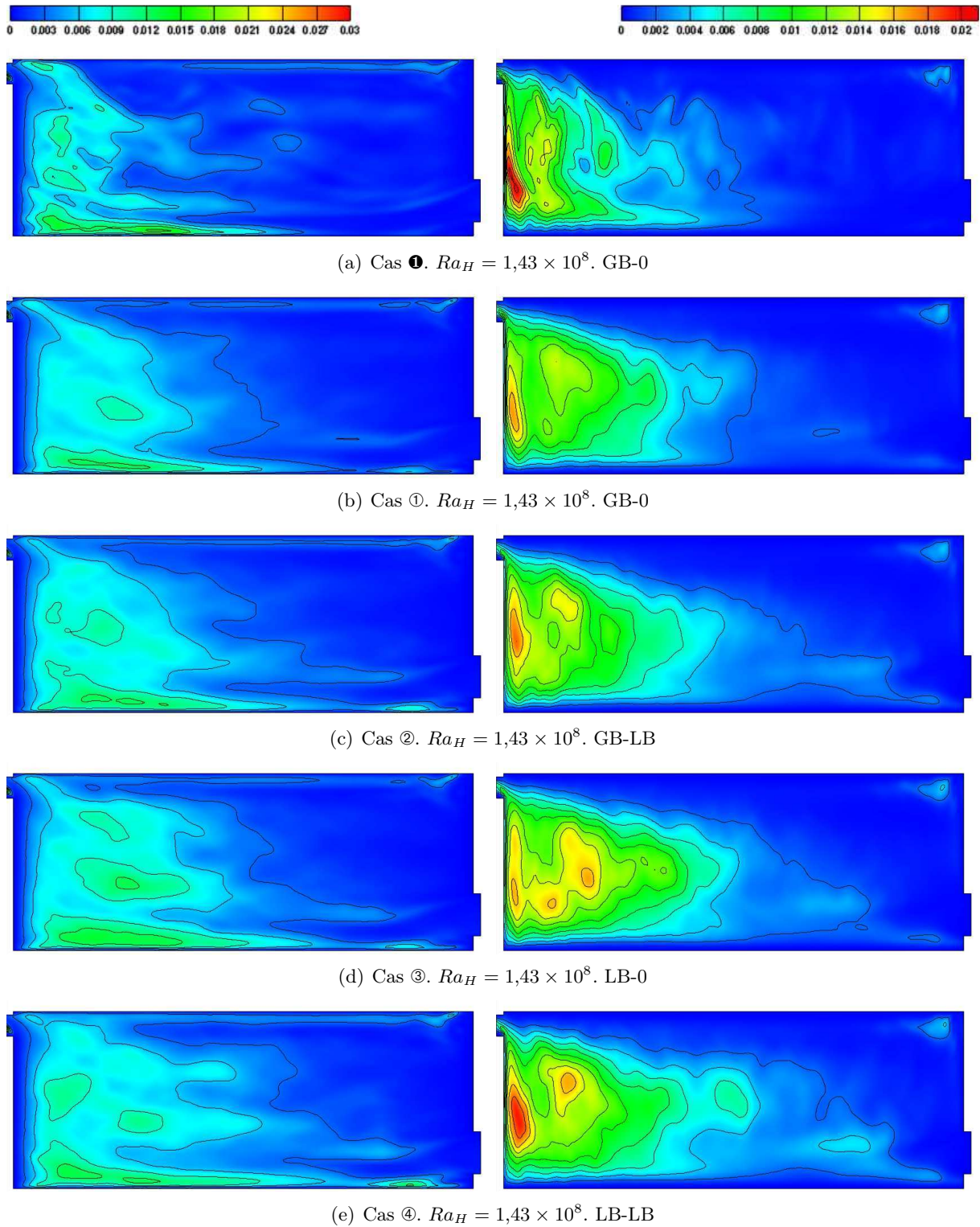


Figure 4.25 : Comparaison SND-SGE. Influence des conditions limites. Champs moyens des quantités turbulentes, avec $\langle u'u' \rangle$ à gauche et $\langle v'v' \rangle$ à droite.

Conclusion

Au regard de ces différents résultats, il apparaît clairement que la SGE prédit correctement l'écoulement de convection naturelle turbulente dans cette configuration à géométrie ouverte. Par l'intermédiaire de cette approche numérique, nous avons réduit par 10 la taille du maillage et augmenté par 10 le pas de temps, pour des erreurs inférieures à 2% sur les quantités intégrales et une représentation correcte de l'écoulement. Il est clair que le modèle de turbulence est très bien adapté à cette configuration mais pourrait être plus influent si on réalisait un maillage plus grossier.

Les conditions aux limites pour la pression en entrée et en sortie ont très peu d'impact sur le champ de température. Cependant, la condition LB conduit à une augmentation de la vitesse dans la zone de recirculation centrale de la cavité. Pour la suite des travaux, nous retiendront la condition LB-LB car c'est avec ce jeu que nous avons la meilleure représentation de l'écoulement dans le canal asymétriquement chauffé comparé aux données expérimentales.

D'après le constat de cette étude, nous pouvons entreprendre une simulation des grandes échelles pour des nombres de Rayleigh plus élevés et c'est ce que nous présentons dans la partie ¶4.6. Cependant, pour conclure sur l'exercice du benchmark ADNBâti, il apparaît intéressant de comparer nos résultats issus de modélisation fine SND et SGE, à d'autres méthodes numériques. Pour cela, nous proposons dans la partie suivante une comparaison inter-logiciels.

4.5.3 Comparaison inter-logiciels

Cette partie s'intéresse à la comparaison de plusieurs modèles, réalisée dans le cadre du benchmark ADNBâti [Brangeon *et al.* 2011a, Pons *et al.* 2012a;b, Stephan *et al.* 2010]. Les modèles utilisés par les auteurs vont de la méthode analytique ; aux codes de champs ; en passant par les modèles zonaux. Le but final est de réaliser une base de donnée numérique sur un cas test de bâtiment pour l'étude de la ventilation naturelle afin de tester les outils de calcul et pouvoir confronter les résultats. Pour le moment, seuls le débit traversant q_v et la puissance de refroidissement Q sont comparés. On peut imaginer qu'à terme, d'autres quantités seront ajoutées, tels que les coefficients d'échanges sur chaque paroi ainsi que quelques profils de vitesses, du moins pour les calculs de MFN.

Le tableau 4.13 présente les méthodes utilisées par les différentes équipes de recherche.

4.5. Nombres de Rayleigh rencontrés dans le bâtiment

	n°	Méthode	Laboratoire, Symbole	Maillage	Références méthode
Non MFN	①	Modèle analytique semi-empirique	PIMENT□/LaSIE△	–	–
	②	Modèle mono-zone (nodal)	LOCIE×/LaSIE△	–	[Li 2000]
	③	TRNFLOW-TRNSYS+CONTAM	UCL+/LaSIE△	–	[TRNSYS 2012]
	④	Modèle zonal	GRESPI/LTM◇	30 cellules	[Wurtz <i>et al.</i> 2006]
MFN	⑤	MFN laminaire	LOCIE×/CEA/LITEN/LEB▽	4000 cellules	[Stephan 2010]
	⑥	MFN avec modèle de turbulence (SGE)	CENERAO□/PIMENT□	400 × 256	[Brangeon <i>et al.</i> 2011b]
	⑦	MFN (SND)	CEA/LITEN/LEB▽/PIMENT□	1024 × 640	[FLUENT 2012]

Tableau 4.13 : Caractéristiques des simulations et équipes de recherches.

Descriptions des méthodes

Nous décrivons brièvement les méthodes utilisées par les différents protagonistes du benchmark par ordre croissant de niveau de finesse. Tous compléments sur les méthodes peuvent être obtenus dans les références mentionnées.

La méthode ① utilise les corrélations empiriques établies par le British Standards Institute [1991] et présentées précédemment par les équations(Éq. 4.9) et (Éq. 4.13).

La méthode ② est réalisée avec un modèle nodal initialement proposé par Li [2000] et réutilisée par Stephan *et al.* [2011]. Dans ce modèle, l'air peut circuler simultanément dans les deux sens (de la zone extérieure vers la zone intérieure et vice versa) (voir Fig. 4.26). On peut évaluer le débit par la relation $dq_v = K_t b (|\Delta P_{tot}(z)|)^{1/2} \text{sgn}(\Delta P_{tot}(z)) dz$ avec $K_t = C_d \sqrt{2/\rho}$, coefficient propre à l'ouverture et b largeur de l'ouverture. Lorsque z se situe au dessous de la hauteur de l'axe neutre, on a $\Delta P_{tot} = (P_{ext}(0) - P_1) (1 - \frac{z}{z^*})$ où $P_{ext}(0) = \frac{1}{2} \rho C_p v_{vent}^2 + (\rho_0 - \rho_1)g(H/2)$ est la pression extérieure évaluée au plancher. Lorsque z se situe au dessus de la hauteur de l'axe neutre, on a $\Delta P_{tot} = (P_{ext}(R1) - P_1) \left(\frac{z - z^*}{R1 - z^*} \right)$ où $P_{ext}(R1) = \frac{1}{2} \rho C_p v_{vent}^2 - (\rho_0 - \rho_1)g(H/2)$. L'axe neutre z^* , situé dans le plan entre les deux débits où la vitesse est nulle, est évalué à chaque pas de temps et donné par la relation suivante : $z^* = \frac{P_{ext}(0) - P_1}{(\rho_0 - \rho_1)g}$.

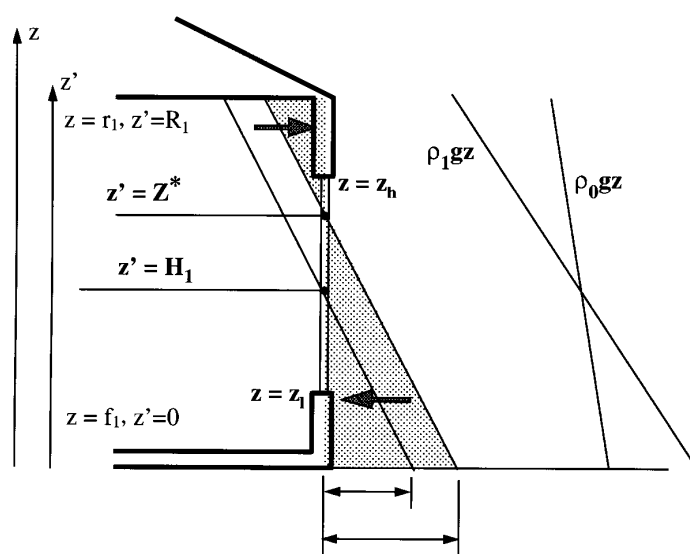


Figure 4.26 : Schéma des profils de pression utilisé par la méthode nodale. [Li 2000, Stephan *et al.* 2011]

La méthode ③ est basée sur un couplage des codes TRNSYS pour la thermique et COMIS ou CONTAM pour l'aéraulique (TRNSYS+COMIS=TRNFLOW) [TRNSYS 2012]. Ce code nodal calcule le débit selon l'équation 4.9.

La méthode ④ utilise une approche zonale décrite et utilisée par Wurtz *et al.* [2006]. Le débit est calculé d'après l'équation 4.10 et le flux de chaleur est calculé par la loi de Newton entre la température de parois et une cellule de fluide en proche paroi. Dans cette méthode, le domaine est divisé en 30 cellules.

Les méthodes ⑤, ⑥ et ⑦ utilisent des codes de champs MFN sans modèle de turbulence. Les équations de Navier-Stokes sont résolues soit sur un maillage régulier structuré avec FLUENT [2012] pour le LITEN, soit sur un maillage adaptatif pour le LOCIE [Stephan 2010]. La méthode ⑥ est réalisée avec un modèle de turbulence par une approche de simulation des grandes échelles et la méthode ⑦ par une simulation directe des équations de Navier-Stokes avec un maillage non-structuré, non-régulier pour le LITEN, à l'aide du logiciel FLUENT [2012].

Notre travail s'inscrit donc dans la partie des codes de champs MFN et nous utilisons les méthodes ⑥ et ⑦. Les approches sont décrites dans les parties précédentes ¶4.5.1 et ¶4.5.2.

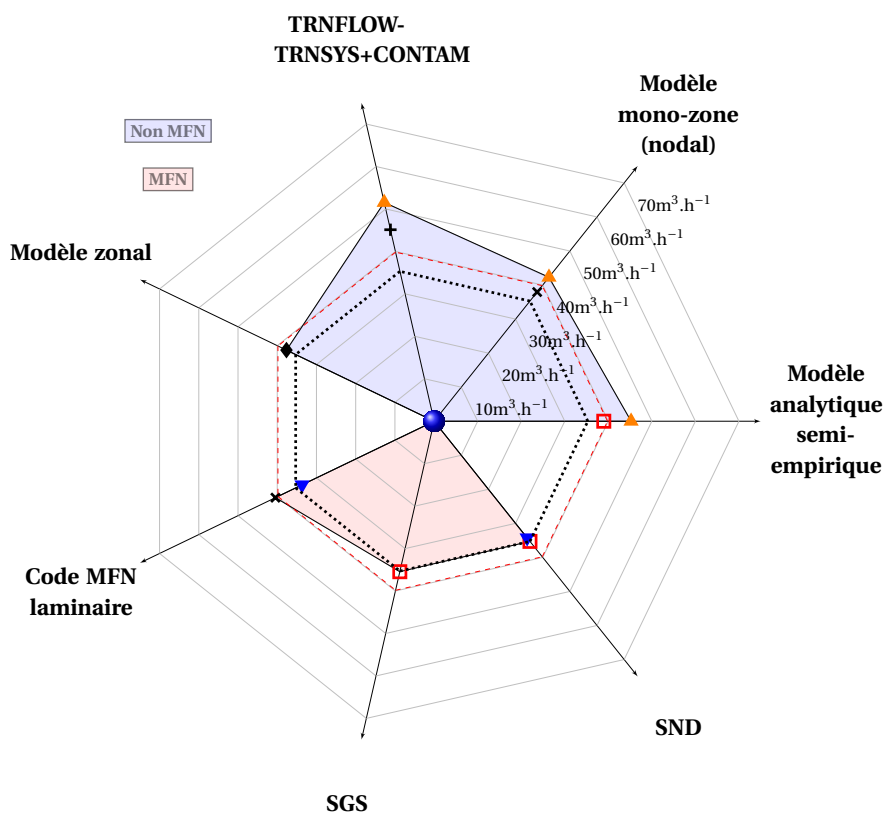
Résultats et discussions

Les figures 4.27 et 4.28 présentent la comparaison des résultats obtenus par les différentes méthodes décrites précédemment. Le débit traversant et la puissance de rafraîchissement pour $\Delta T = 0,1$ K sont observés respectivement sur les figures 4.27(a) et 4.27(b). Le débit traversant et la puissance de rafraîchissement pour $\Delta T = 0,5$ K sont observés respectivement sur les figures

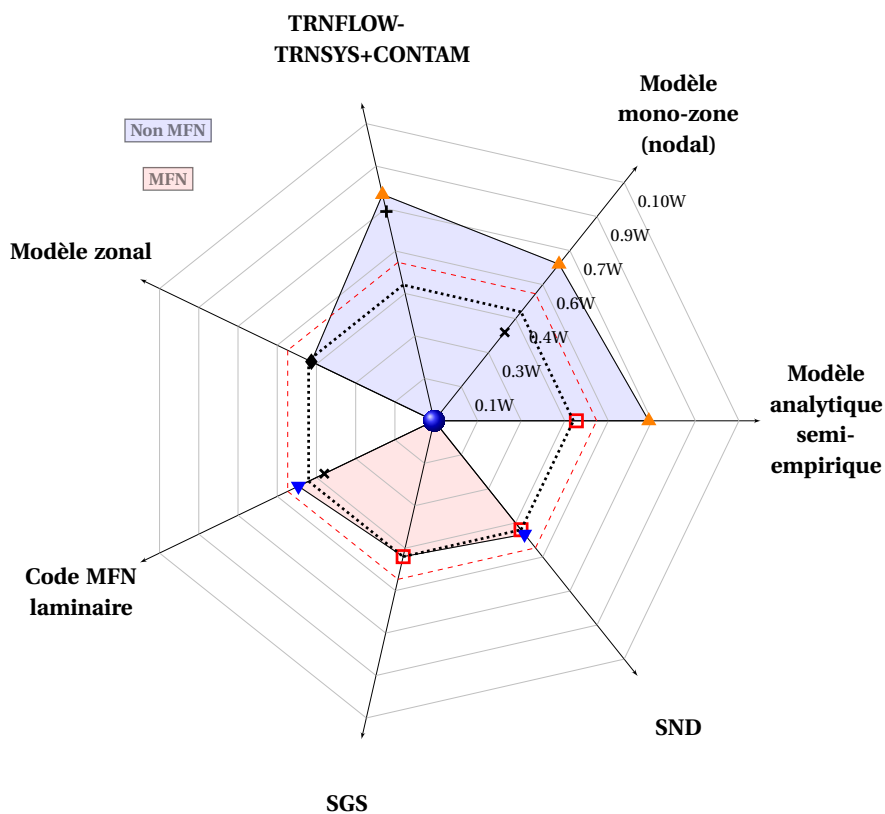
4.28(a) et 4.28(b). Les zones bleues et rouges correspondent respectivement aux méthodes non-MFN et MFN. La ligne en pointillés rouges correspond à la moyenne de l'ensemble des méthodes. On considère que la solution de référence est obtenue par la simulation directe (SND) représentée par la ligne en pointillés noirs.

De manière globale, nous constatons que les méthodes non-MFN sur-estiment les quantités intégrales. Les valeurs des débits traversants sont évaluées à $\pm 20\%$ autour de la moyenne. Les méthodes non-MFN, la méthode zonale [Wurtz *et al.* 2006] et la méthode nodale [Stephan *et al.* 2011], estiment le mieux le débit avec des erreurs inférieures à 10% par rapport à la SND. Les méthodes MFN donnent sensiblement les mêmes résultats pour $\Delta T = 0,1$ K, cependant les méthodes sous-résolues, avec des maillages fixes, sous-estiment le débit lorsque ΔT augmente. Le code utilisé avec le maillage adaptatif quant à lui sur-estime les débits traversants.

En ce qui concerne la puissance de rafraîchissement, les valeurs peuvent atteindre un facteur 2 entre les méthodes MFN et non-MFN. L'hypothèse d'évaluer la puissance de refroidissement à partir de la différence de température $T_p - \bar{T}$ où $\bar{T} = T_0 + 0,5\Delta T$ peut expliquer ces erreurs importantes [Pons *et al.* 2012a ;b]. En effet, nous avons vu précédemment que le fluide à l'intérieur du bâtiment est peu mélangé et a tendance à sortir froid $T_m = 298,191$ K ce qui engendre une différence de température de $T_p - T_m = 0,041$ K contre $T_p - \bar{T} = 0,05$ K. D'autre part, ces erreurs peuvent provenir du choix de la corrélation $Nu = f(Ra_{L_c})$ adaptée à ce type d'écoulement. Nous avons pu observer que les corrélations données par ASHRAE [2009] évaluent bien les coefficients convectifs sur les parois verticales et sur le plafond. Par contre, en ce qui concerne le plancher, les corrélations proposées ne sont pas adaptées à ce genre d'écoulement rampant en convection naturelle.



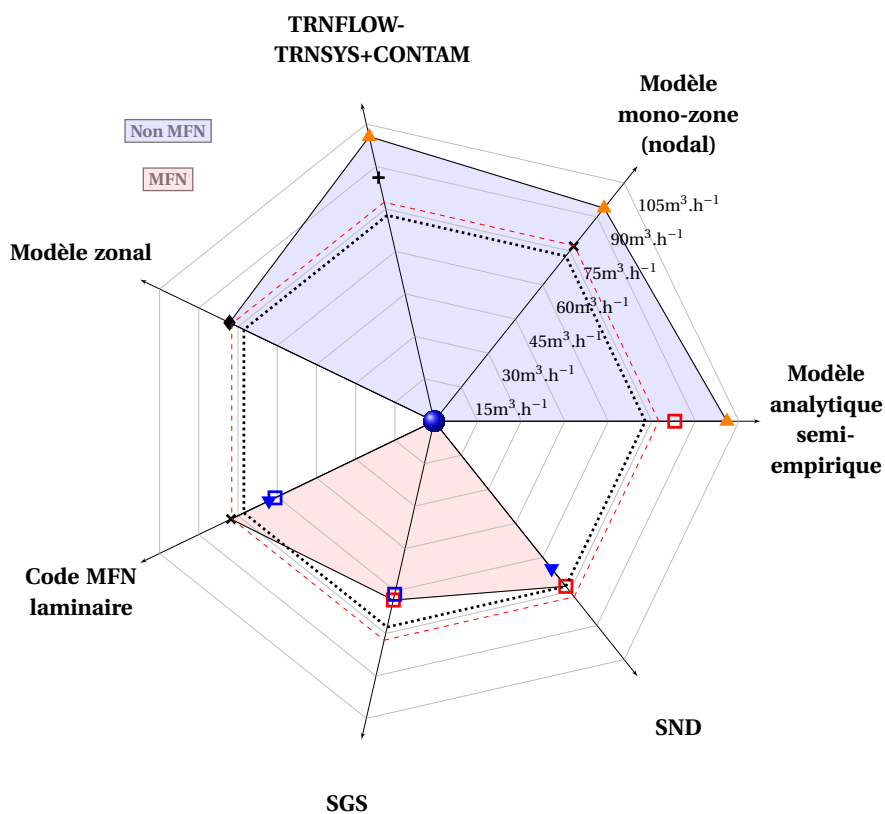
(a) Débit traversant $\Delta T = 0,1$ K.



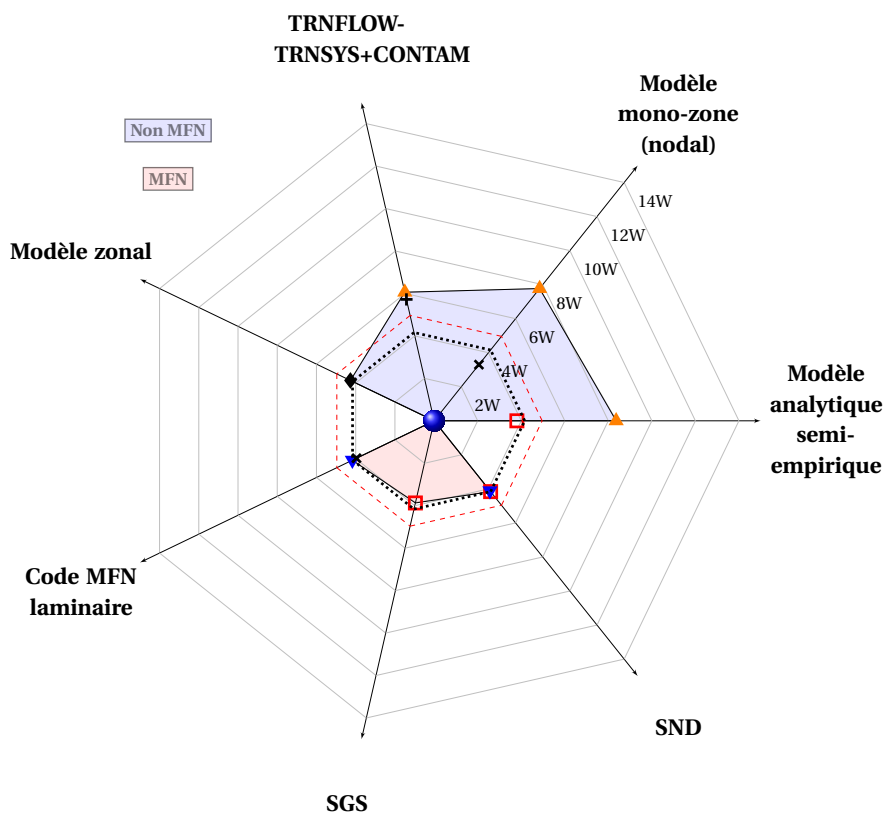
(b) Puissance de rafraîchissement $\Delta T = 0,1$ K.

Figure 4.27 : Comparaison inter-logiciels. Débit traversant et puissance de rafraîchissement pour $\Delta T = 0,1$ K (4.27(a) et 4.27(b)).

4.5. Nombres de Rayleigh rencontrés dans le bâtiment



(a) Débit traversant $\Delta T = 0,5$ K.



(b) Puissance de rafraîchissement $\Delta T = 0,5$ K.

Figure 4.28 : Comparaison inter-logiciels. Débit traversant et puissance de rafraîchissement pour $\Delta T = 0,5$ K (4.28(a) et 4.28(b)).

Conclusion

Dans cette étude, nous avons confronté nos résultats avec des méthodes non-MFN et MFN. Cette comparaison montre que le débit traversant est correctement évalué par les méthodes non-MFN, cependant celles-ci sur-estiment clairement la puissance de rafraîchissement. Ceci confirme les observations de l'étude précédente et re-démontre l'intérêt d'adapter les corrélations utilisées pour l'évaluation des échanges de chaleur. La méthode zonale se rapproche le plus des résultats MFN. On suppose que c'est la prise en considération, dans cette méthode, d'un modèle empirique de jet de parois qui favorise leur bonne estimation.

Ce travail de confrontation est à continuer en apportant d'autres informations comme la valeurs des coefficients d'échanges, etc ... Cette étude clôture notre apport dans l'exercice du benchmark ADNBâti, regardons maintenant un cas bidimensionnel pour un nombre de Rayleigh plus important $Ra_H = 1,43 \times 10^{10}$.

4.6 Simulation des grandes échelles pour $Ra_H = 1,43 \times 10^{10}$

On se propose d'étudier l'écoulement de convection naturelle pour un nombre de Rayleigh égal à $1,43 \times 10^{10}$ ($\Delta T = 10$ K). L'intérêt de cette étude est double. Dans un premier temps, nous voulons élargir la gamme de validité des corrélations $Nu = f(Ra_{Lc})$ et $q_v = f(Ra_H)$. D'ailleurs, les résultats seront présentés pour toute la gamme de nombres de Rayleigh étudiés dans ce travail de thèse, c'est-à-dire pour $1 \times 10^5 < Ra_H < 1,43 \times 10^{10}$. Dans un second temps, nous souhaitons toujours nous rapprocher de conditions réelles de rafraîchissement passif par ventilation naturelle.

Afin d'atteindre ces objectifs, une approche numérique des écoulements par la simulation des grandes échelles est utilisée. Le type de modèle de turbulence utilisé est une approche dynamique du modèle du sous-maille d'échelles mixtes. Le maillage est structuré et régulier suivant z et suit une répartition en tangente hyperbolique suivant x . Le tableau suivant présente les paramètres de simulation.

Cas #	Type	CL	ΔT	Ra_H	N_x	N_z	Δt	TA
④	SGE2D	LB-LB	10	$1,43 \times 10^{10}$	256	410	18 ms	330

Tableau 4.14 : Paramètres physiques et numériques de la simulation.

4.6.1 Etude des quantités intégrales

Le tableau 4.15 présente les résultats obtenus pour les grandeurs intégrales. Nous constatons que le taux de renouvellement d'air est très important ($15,87 \text{ vol} \cdot \text{h}^{-1}$), ce qui est très intéressant pour le rafraîchissement nocturne. D'ailleurs, nous obtenons une puissance de rafraîchissement de 209,28 W qui est largement sous-estimée par la corrélation empirique de 30%.

4.6. Simulation des grandes échelles pour $Ra_H = 1,43 \times 10^{10}$

Cas #	G	U_{CN}	η	θ_m	q_v	q_{vemp}	Err $_{q_v}$	Q	Q_{emp}	Err $_Q$
④	0,0107	1,076	15,873	0,237	259,37	427,87	0,39	209,28	143,576	0,31

Tableau 4.15 : Valeurs moyennes. De gauche à droite : nombre de Rayleigh basé sur la hauteur Ra_H , débit sans dimension G , vitesse de convection naturelle U_{CN} ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$), taux de renouvellement η ($\text{vol} \cdot \text{h}^{-1}$), température moyenne du fluide sortant θ_m (-), débit traversant numérique q_v et empirique q_{vemp} ($\text{m}^2 \cdot \text{h}^{-1}$) (Éq. 4.9), puissance de rafraîchissement numérique Q et empirique Q_{emp} (W) (Éq. 4.13).

La figure 4.29 présente l'évolution du débit traversant pour l'ensemble des nombres de Rayleigh étudiés. On constate que le débit évolue de façon linéaire suivant une loi $q_v = 0,011Ra_H^{0,427}$. Au delà de $Ra_H = 1 \times 10^7$, la corrélation empirique (Éq. 4.9) sur-estime le débit traversant et l'erreur relative ne fait qu'augmenter avec le nombre de Rayleigh.

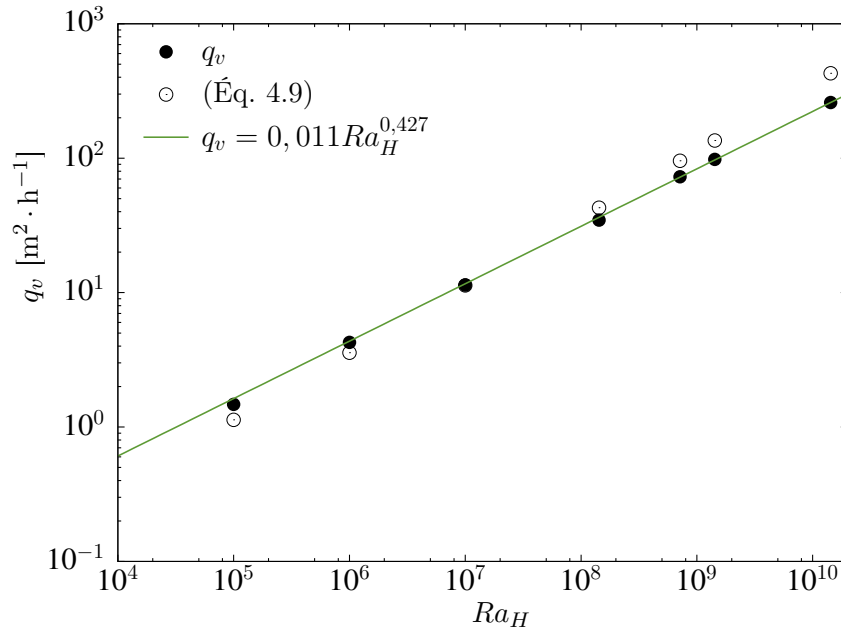


Figure 4.29 : Evolution du débit traversant q_v en fonction du nombre de Rayleigh.

Le tableau 4.16 présente les échanges de chaleur sur chaque paroi. La paroi la plus active est la paroi Ouest. On observe l'évolution des nombres de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh sur les figures 4.30(a) et 4.30(b). Nous présentons les corrélations obtenues dans le tableau 4.17. Les corrélations empiriques évaluent de manière satisfaisante les nombres de Nusselt pour les parois verticales et pour le plafond. Cependant, nous notons encore une fois que les corrélations empiriques choisies (Éq. 4.16), (Éq. 4.17) et (Éq. 4.18) ne sont pas adaptées pour l'évaluation des nombres de Nusselt sur le plancher.

L'étude globale sur évolution des échanges de chaleur le long du plancher (cf. Fig. 4.30(a)) met en évidence trois zones différentes d'écoulement, similaires aux zones décrites pour les écoule-

Chapitre 4. Rafraîchissement passif d'un bâtiment à géométrie ouverte

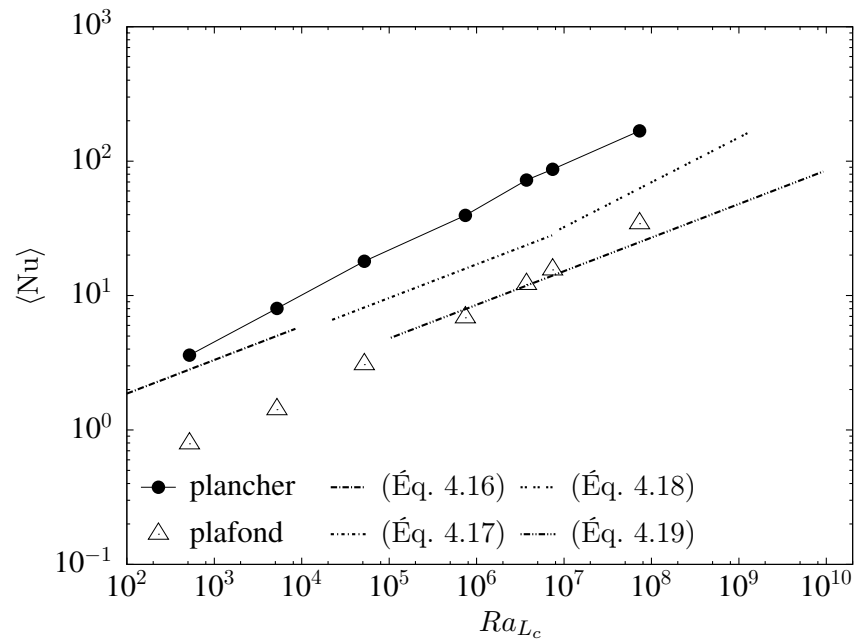
ments de Rayleigh-Bénard. Une première zone allant de $520 < Ra_{Lc} < 5,20 \times 10^4$ appelée "zone laminaire". Une zone de "turbulence douce" allant de $5,20 \times 10^4 \leq Ra_{Lc} < 7,44 \times 10^5$. Pour finir une zone de "turbulence dure" allant de $3,72 \times 10^6 < Ra_{Lc} < 7,31 \times 10^7$. Nous proposons une corrélation pour chacune de ces zones dans le tableau 4.17.

Cas #	$\langle Nu_F \rangle$	Nu_{Fmax}	x	$\langle Nu_R \rangle$	Nu_{Rmax}	x	$\langle Nu_O \rangle$	Nu_{Omax}	z	$\langle Nu_E \rangle$	Nu_{Emax}	z
④	168,11	264,02	6,046	34,233	163,969	6,455	181,618	274,172	0,062	170,149	508,716	0,803

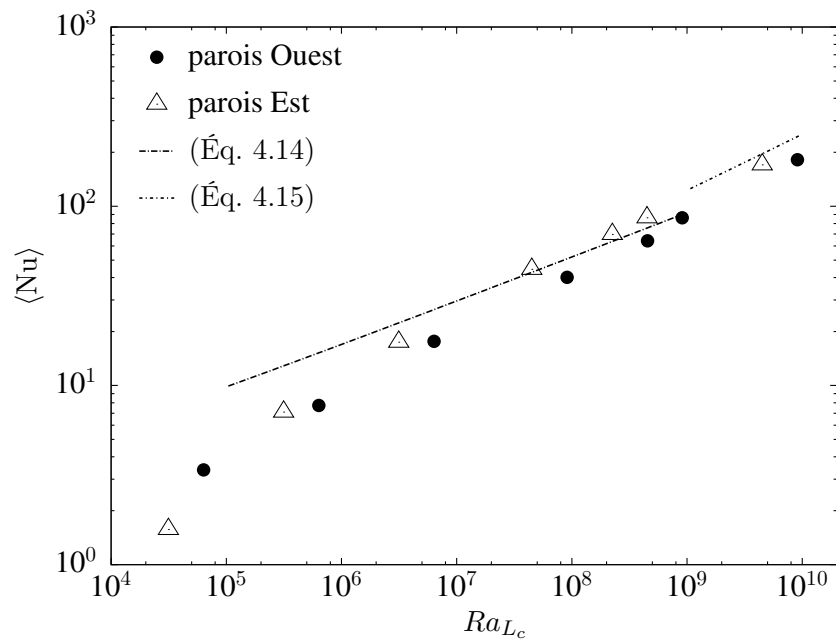
Tableau 4.16 : Valeurs des nombres de Nusselt moyens et positions du maximum local en fonction du nombre de Rayleigh.

Parois	α	β	Domaine
Ouest	0,086	0,333	$4,5 \times 10^7 < Ra_{Lc} < 1,43 \times 10^{10}$
Est	0,242	0,294	$4,5 \times 10^7 < Ra_{Lc} < 1,43 \times 10^{10}$
Plafond	0,065	0,346	$520 < Ra_{Lc} < 1,43 \times 10^{10}$
Plancher	0,402	0,349	$520 < Ra_{Lc} < 5,20 \times 10^4$
Plancher	0,726	0,295	$5,20 \times 10^4 \leq Ra_{Lc} < 7,44 \times 10^5$
Plancher	0,963	0,285	$3,72 \times 10^6 < Ra_{Lc} < 7,31 \times 10^7$

Tableau 4.17 : Corrélations $Nu = \alpha Ra_{Lc}^\beta$.



(a) parois horizontales



(b) parois verticales

Figure 4.30 : Evolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh. Comparaison avec les corrélations empiriques.

Comparaison des profils de vitesse et de température

La figure 4.31 représente le profil de la vitesse horizontale sans dimension pour différentes coupes dans la configuration. L'allure des profils est relativement similaire pour les différents nombres de Rayleigh. L'écoulement est rampant le long du plancher. Une zone convectivement stable pour $0,3 < z/H < 0,8$ est localisée entre $x = 1,6$ et $x = 2,4$ avec des vitesses quasiment nulles (cf. Fig. 4.31(c)). Les figures 4.32(a), 4.32(b) et 4.32(c) montrent que le cœur de la cavité est isotherme. Nous constatons que la couche limite le long du plafond est réduite pour $Ra_H = 1,43 \times 10^{10}$. D'ailleurs plus le nombre de Rayleigh augmente plus cette couche limite diminue. Au regard des profils de température (cf. Fig. 4.6.1), nous constatons que plus le nombre de Rayleigh augmente plus la température diminue dans la zone stratifiée. Nous relevons un net changement de température dans cette zone à partir de $Ra_H = 1,43 \times 10^9$.

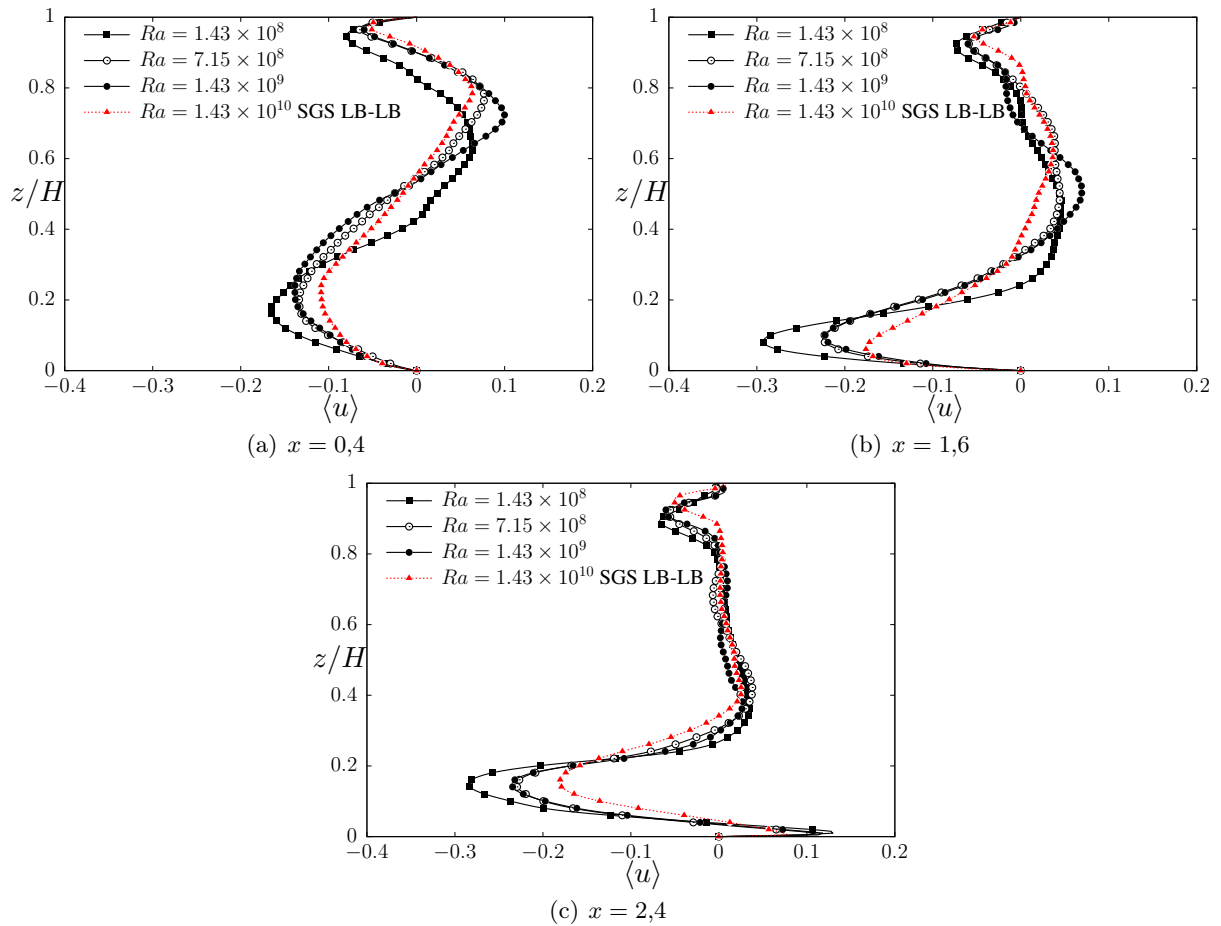


Figure 4.31 : Comparaison SND-SGE des profils de vitesse horizontale $\langle u \rangle$ pour $1,43 \times 10^8 < Ra_H < 1,43 \times 10^{10}$ à $x = 0,4 [-]$ (1 m), $x = 1,6 [-]$ (4 m) et $x = 2,4 [-]$ (6 m).

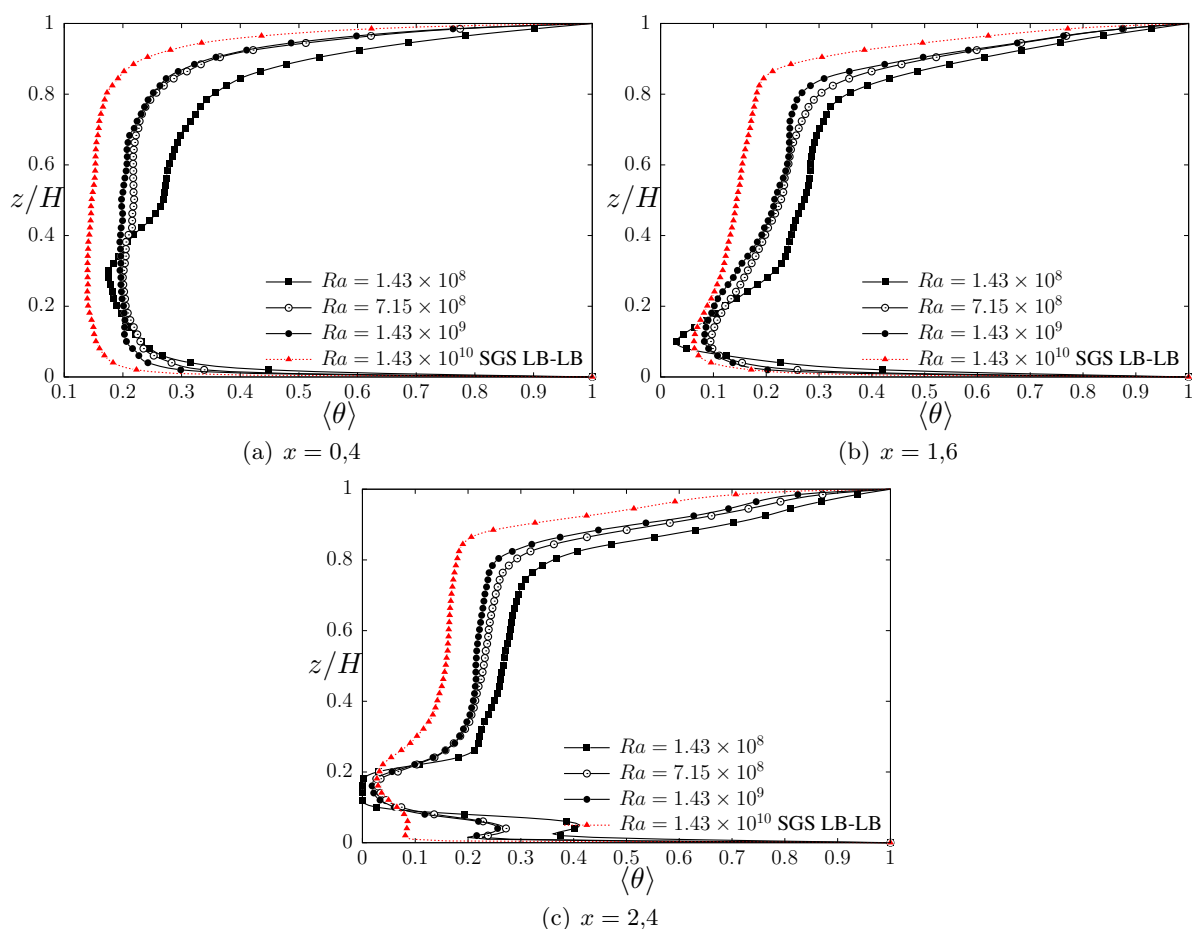
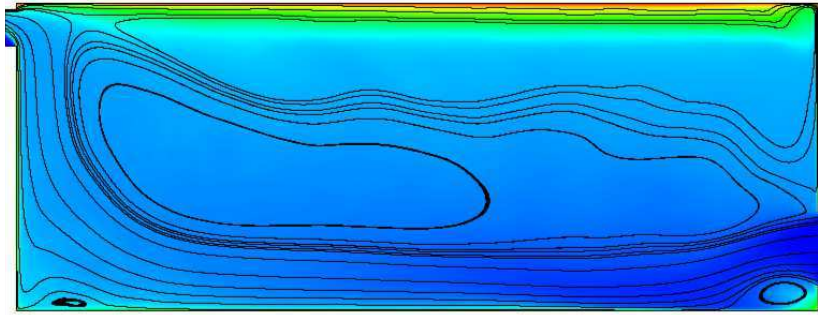
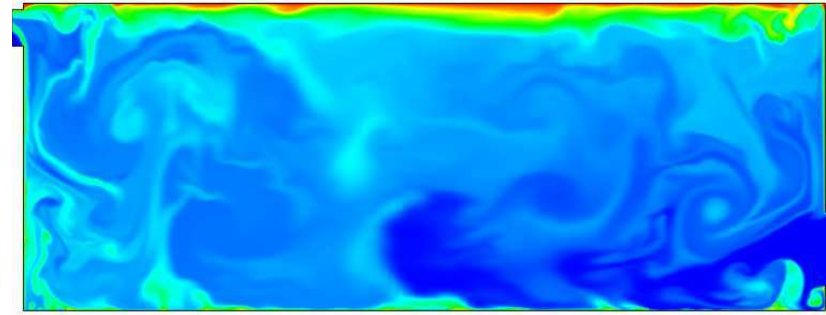
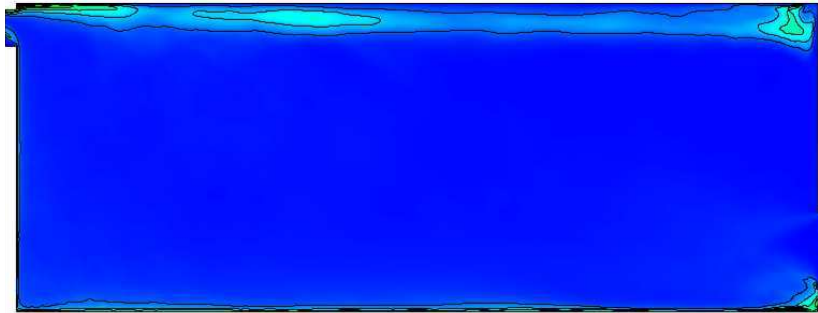
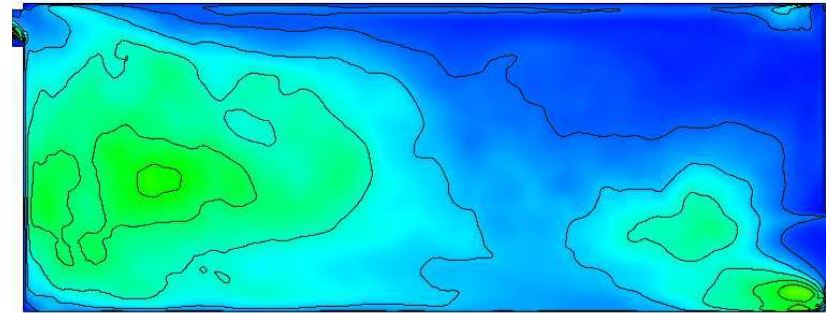
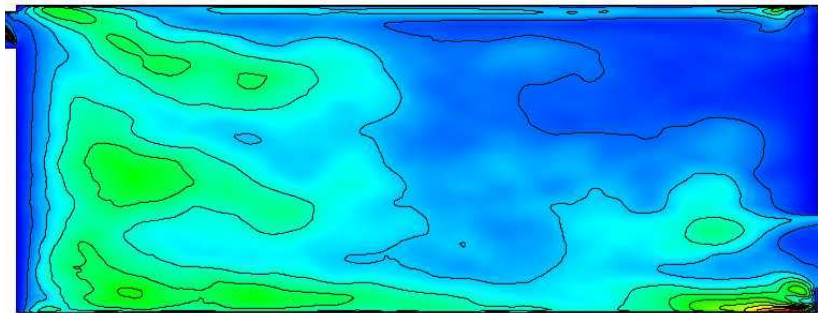
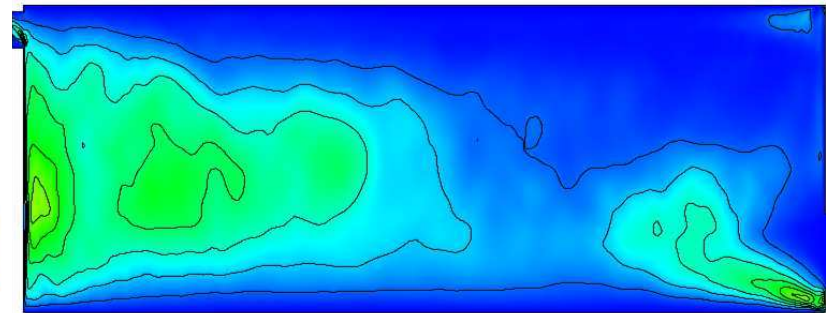


Figure 4.32 : Comparaison SND-SGE des profils de température $\langle \theta \rangle$ pour $1,43 \times 10^8 < Ra_H < 1,43 \times 10^{10}$ à $x = 0,4[-]$ (1 m), $x = 1,6[-]$ (4 m et $x = 2,4[-]$ (6 m).

Etude des champs moyens et instantanés : écoulement, champ de température et quantités turbulentes

La figures 4.33 et 4.6.1 montrent qu'à ce nombre de Rayleigh la couche limite thermique est considérablement réduite le long du plafond 4.33(a). L'air est beaucoup mieux mélangé à l'intérieur de la cavité et tend vers la température d'entrée. Le champ de température (voir Fig. 4.33(b)) instantané nous permet de visualiser le brassage de l'air par les cellules convectives.

(a) Champ moyen de température $\langle \theta \rangle \in 0,0 - 1,0$.(b) Champ de température instantané $\theta \in 0,0 - 1,0$.(c) Champ moyen de la quantité turbulente $\langle \theta' \theta' \rangle \in 0,0 - 0,1$.(d) Champ moyen de l'énergie cinétique $\langle k \rangle \in 0,0 - 0,02$.(e) Champ moyen de la quantité turbulente $\langle u' u' \rangle \in 0,0 - 0,03$.(f) Champ moyen de la quantité turbulente $\langle w' w' \rangle \in 0,0 - 0,03$.**Figure 4.33** : Résultats $Ra = 1,43 \times 10^{10}$ SGE 2D. Champs moyens et instantanés de température et quantités turbulentes.

Conclusion

L'étude de cas à haut nombre de Rayleigh a permis d'élargir la gamme de validité de la corrélation $Nu = f(Ra_{Lc})$ pour le plancher. La représentation de l'ensemble des cas étudiés tout au long de ce chapitre a montré l'existence de trois régimes d'écoulement au sein de cette configuration : un régime laminaire, un régime de turbulence douce et un régime de turbulence dure. Pour chacun des régimes, nous avons pu établir des corrélations sur les échanges de chaleur. Nous avons aussi proposé une corrélation pour le débit dont l'évolution du débit ne semble pas être dépendante de ces différents régimes. Nous pouvons conclure que le rafraîchissement de l'enceinte par convection naturelle pure n'est réellement efficace que pour des nombres de Rayleigh supérieurs à $1,43 \times 10^9$, pour lesquels on constate que l'air est bien mélangé et tend vers la température extérieure.

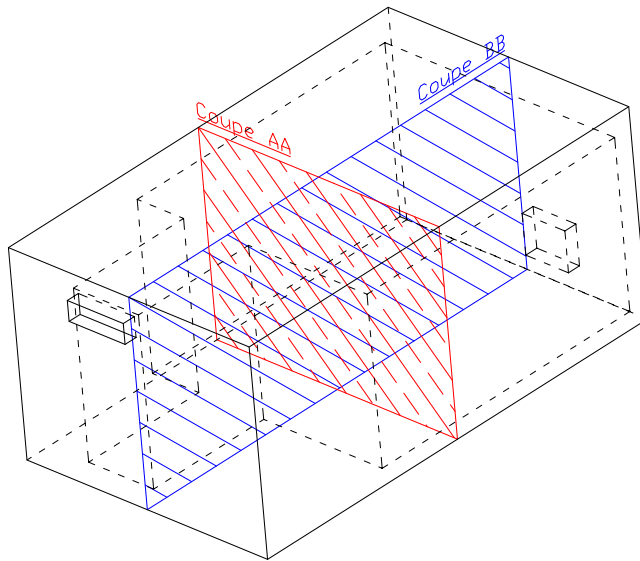
4.7 Perspective : vers un cas 3D

Dans cette partie, nous avons réalisé une simulation des grandes échelles pour le cas $Ra = 1,43 \times 10^8$ sur une configuration tridimensionnelle. Il s'agit, en fait, du cas réel du bâtiment de Cargèse où les ouvertures sont opposées et décentrées. Cette configuration est différente du cas 2D, les résultats seront difficilement comparables. Nos objectifs sont d'évaluer les débits traversants et la puissance de rafraîchissement. Nous pourrions comparer ces premiers résultats avec ceux obtenus par les contributeurs du LEB (CEA-LITEN) et du CENAERO pour le benchmark ADNBâti [Stephan *et al.* 2010]. Pour finir, nous analysons brièvement l'écoulement en nous appuyant sur des champs de température et des représentations tridimensionnelles.

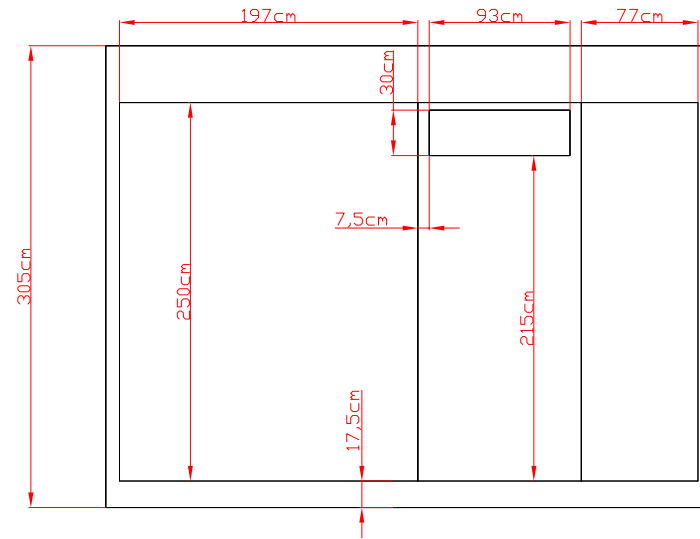
4.7.1 Problème

La figure 4.34 représente les plans de la configuration étudiée [Stephan *et al.* 2010]. Le domaine numérique est limité à l'intérieur du bâtiment, représenté en pointillé sur la figure 4.34(a). Toutes les dimensions sont respectées. Nous ne considérons pas l'épaisseur des murs en entrée et en sortie, ce qui supprime les avancées adiabatiques du cas 2D.

Coupe AA-1

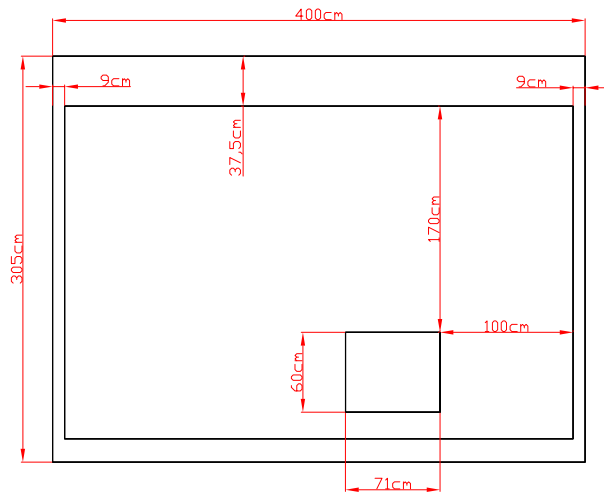


(a) Vue globale.



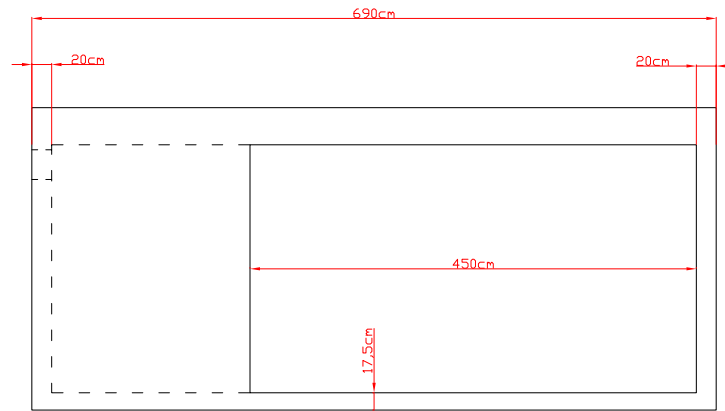
(b) Vue façade Ouest.

Coupe AA-2



(c) Vue façade Est.

Coupe BB



— Visible
 - - Caché
 (d) Vue façade Nord.

Figure 4.34 : Plan 3D du cas bâtiment de Cargèse [Stephan *et al.* 2010].

Les conditions aux limites sont identiques au cas 2D : $\theta = 1$, $\mathbf{V} = 0$ pour toutes les parois. Nous considérons les parois Nord et Sud comme des parois réelles. Nous utilisons le jeu de conditions aux limites d'entrée et de sortie LB-LB pour la pression. Nous respectons un nombre de Courant inférieur à 0,2 et des distances à la paroi du centre de la maille adjacente $y^+ < 5$. Le tableau 4.18 présente les paramètres de simulation. Le LEB et CENAERO ont réalisé des calculs sur cette configurations 3D avec le logiciel FLUENT [2012]. Leurs caractéristiques de simulations sont indiquées dans le tableau 4.18. Ils n'utilisent pas de modèle de turbulence et appliquent une condition aux limites de Bernoulli local pour la pression en entrée et en sortie. Les résultats sont présentés figure 4.35.

Cas #	Type	CL	ΔT	Ra_H	nbr cells	Re_L	Δt	TA
❶	SGE3D	LB-LB	0,1	$1,43 \times 10^8$	557 000	470	34 ms	215
LEB	NS 3D	LB-LB	0,1	$1,43 \times 10^8$	226 000	—	$\approx 10 - 15$ s	—
CENAREO	RANS 3D	LB-LB	0,1	$1,43 \times 10^8$	900 000	—	$\approx 10 - 15$ s	—

Tableau 4.18 : Paramètres physiques et numériques de la simulation. NS : Navier-Stokes sans modèle de turbulence.

4.7.2 Résultats

Quantités intégrales

Nous présentons les résultats des quantités intégrales dans le tableau 4.19. Nous relevons un débit traversant de $72 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, 25% plus élevé que les autres contributeurs qui trouvent des débits traversants de l'ordre de $58 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$. Le manque d'informations sur leurs simulations ne nous permettent pas de comprendre ces différences. Cependant les approches numériques utilisées, résolution des équations de Navier-Stokes sans modèle de turbulence pour le LEB et une approche RANS pour CENAERO, peuvent expliquer certaines différences. En effet, bien que ces approches soient relativement faciles à mettre en œuvre et peu coûteuses en temps de calcul, elles ne donnent pas d'informations sur les phénomènes instationnaires.

Nous relevons une puissance de rafraîchissement $Q = 2,11 \text{ W}$ ce qui est 4 fois plus important que dans le cas 2D. En effet, nous constatons que les résultats n'ont plus rien à voir avec le cas 2D. Ceci s'explique par un changement de géométrie, les ouvertures ne sont plus dans le même plan ce qui change l'écoulement à l'intérieur de la cavité. Il sera intéressant, dans de futurs travaux, de trouver un lien de similitude entre ces deux configurations afin de pouvoir mieux comparer les résultats.

Cas #	η	θ_m	q_v	Q
❶	1,49	0,86	72	2,11
LEB	1,19	—	58	—
CENAERO	1,09	—	53	—

Tableau 4.19 : Valeurs moyennes quantitatives. De gauche à droite : nombre de Rayleigh basé sur la hauteur Ra_H , taux de renouvellement η ($\text{vol} \cdot \text{h}^{-1}$), température moyenne du fluide sortant θ_m (-), débit traversant q_v ($\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$) et puissance de rafraîchissement Q (W).

Champs de température et écoulement

La figure 4.36 présente les champs de température moyens et instantanés dans les plans 2D perpendiculaires à l'entrée et à la sortie avec les iso-valeurs de la fonction de courant. L'iso-surface $\theta = 0,1$ est également représentée figure 4.36(b) et 4.36(c). Le champ de température présente une stratification nette sur une hauteur importante contrairement au cas 2D. En effet, le jet froid rampant qui pénètre dans l'enceinte (voir Fig. 4.36(a)), ne permet pas de refroidir le coeur de la pièce. Le niveau de température à mi-hauteur est important $\langle \theta \rangle = 0,8$. Ceci peut s'expliquer par l'absence de cellules convectives sur le plancher qui ne déstructurent pas la stratification. Une cellule contra-rotative est présente le long de la paroi opposée à l'entrée et en partie basse de la sortie. Le fluide sort à une température élevée ce qui diffère du cas 2D. Nous observons un certain accord entre les résultats obtenus par le LEB et le CENAERO (cf. Fig. 4.35). Cependant, ces travaux préliminaires de comparaisons avec ces contributeurs sont à poursuivre.

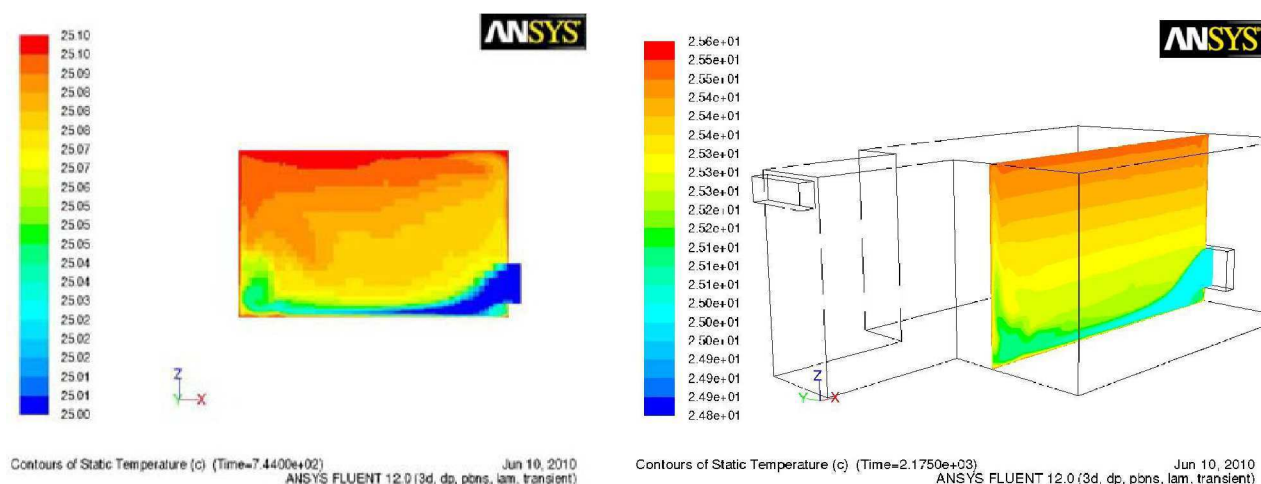
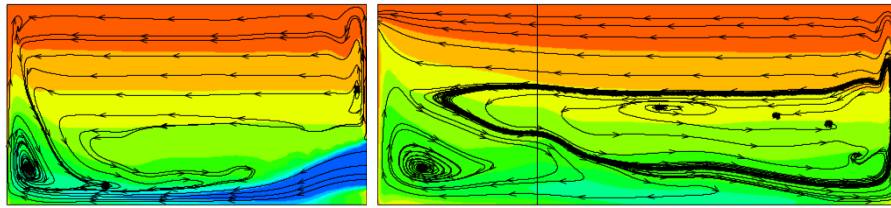
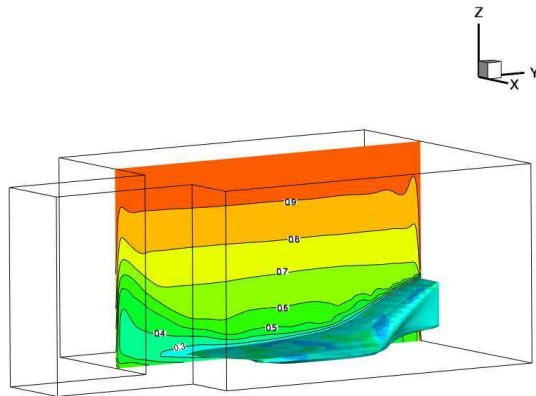


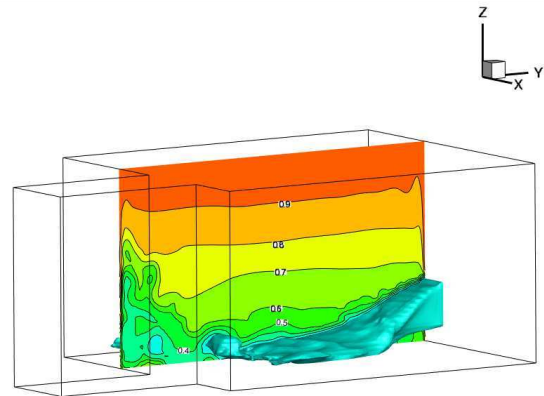
Figure 4.35 : Champs de température obtenus par le LEB (à gauche, $\Delta T = 0,1\text{K}$) et par CENAERO (à droite, $\Delta T = 0,1\text{K}$).



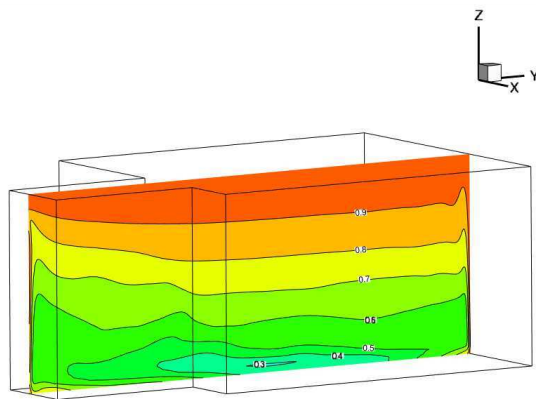
(a) Champ de température moyen avec iso-valeurs de la fonction de courant. Plan perpendiculaire à l'entrée à gauche et à la sortie à droite.



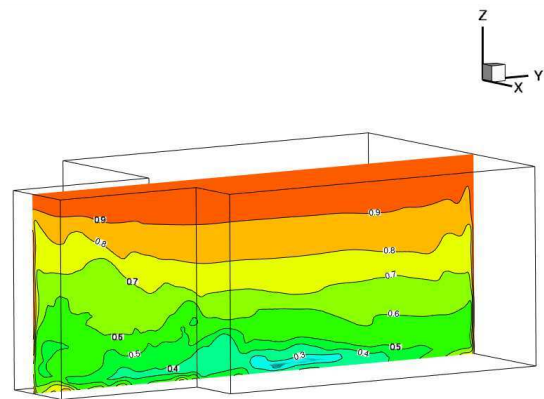
(b) Champ moyen. Entrée.



(c) Champ instantané. Entrée.



(d) Champ moyen. Sortie.



(e) Champ instantané. Sortie.

Figure 4.36 : Champs de température dans le plan perpendiculaire à l'entrée et à la sortie pour $Ra_H = 1,43 \times 10^8$ SGE3D. L'iso-surface $\theta = 0,1$ est également représentée figure 4.36(b) et 4.36(c).

La figure 4.37 montre la répartition des iso-surfaces de température entre 0 et 1 K dans l'ensemble de la pièce. Nous observons qu'à partir de l'isotherme 0,6 la stratification est uniforme dans l'ensemble de la pièce. Les températures faibles sont localisées près de l'entrée (figures 4.37(f), 4.37(g), 4.37(h), 4.37(i)). Ces représentations montrent clairement que l'enceinte n'est pas brassée. En effet pour cette différence de température $\Delta T = 0,1$ K, le recours à une ventilation mécanisée au plafond⁸ est nécessaire pour améliorer le brassage de l'air.

8. brasseurs d'air

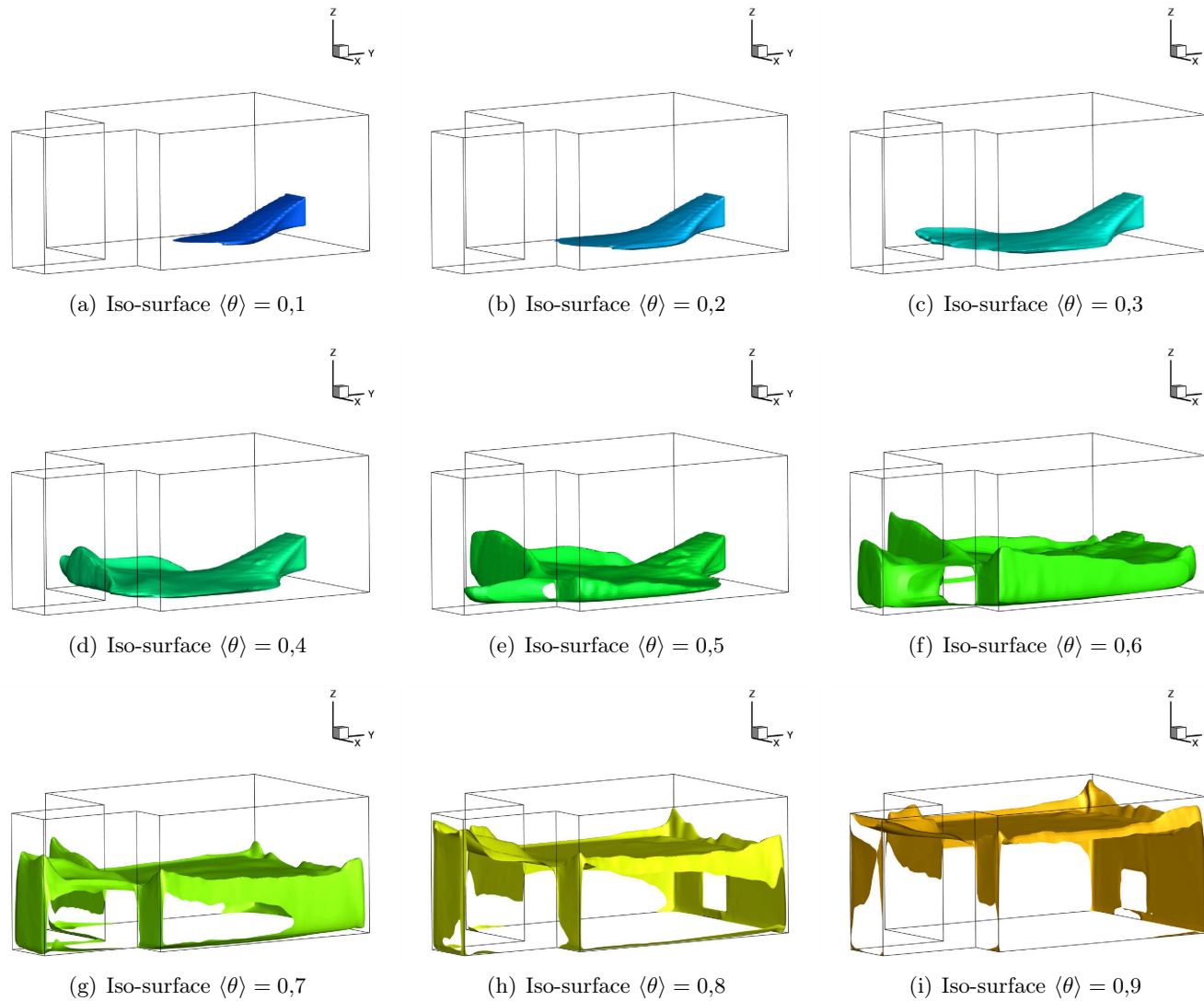


Figure 4.37 : Iso-surfaces de la température pour $Ra_H = 1,43 \times 10^8$. Cavité SGE3D.

La figure 4.38 représente les iso-surfaces du module de la vitesse moyenne sans-dimension. Les vitesses les plus élevées se localisent à l'entrée et à la sortie qui sont de l'ordre de la vitesse de convection naturelle $U_{CN} = 0,108 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et sont similaires aux vitesses obtenues par Stephan *et al.* [2010]. L'écoulement est en majeure partie rampant ce qui ne favorise pas le mélange de l'air. La partie basse de la sortie et la majeure partie centrale de la pièce sont les zones où les vitesses sont les plus faibles ce qui explique la présence d'une forte stratification thermique. Pour finir, la figure 4.39(a) représente le champ de vecteurs de la vitesse moyenne avec un dégradé de couleur suivant l'évolution de la température. Cette représentation dans l'espace nous permet de mieux visualiser les faibles vitesses dans la pièce et montre que le fluide sort de la pièce avec une température plus élevée ($\theta_m = 0,86$) que dans le cas 2D ($\theta_m = 0,41$).

La figure 4.39(b) représente trois lignes de courant dans la pièce. Par cette figure, nous voulons montrer le comportement de l'écoulement en 3D. Le fluide circule dans la cavité de la partie basse façade Est (entrée) jusqu'à la partie haute de la façade Ouest (sortie). Si on regarde la ligne de courant de couleur bleu, le fluide pénètre dans la pièce et se dirige vers le plafond et finit par sortir. Si on regarde la ligne de courant de couleur rouge, le fluide pénètre dans la cavité, puis rampe le long du plancher jusqu'au mur opposé, retransverse la pièce le long du plancher, pour finir par monter vers le plafond et enfin sortir. Le fluide qui suit la ligne de courant vert suit à peu près le même chemin mais sur une paroi opposée. Par cette description succincte, nous voulons montrer que le sens de l'écoulement en trois dimensions est complexe et très difficile à prédire sans outils numériques.

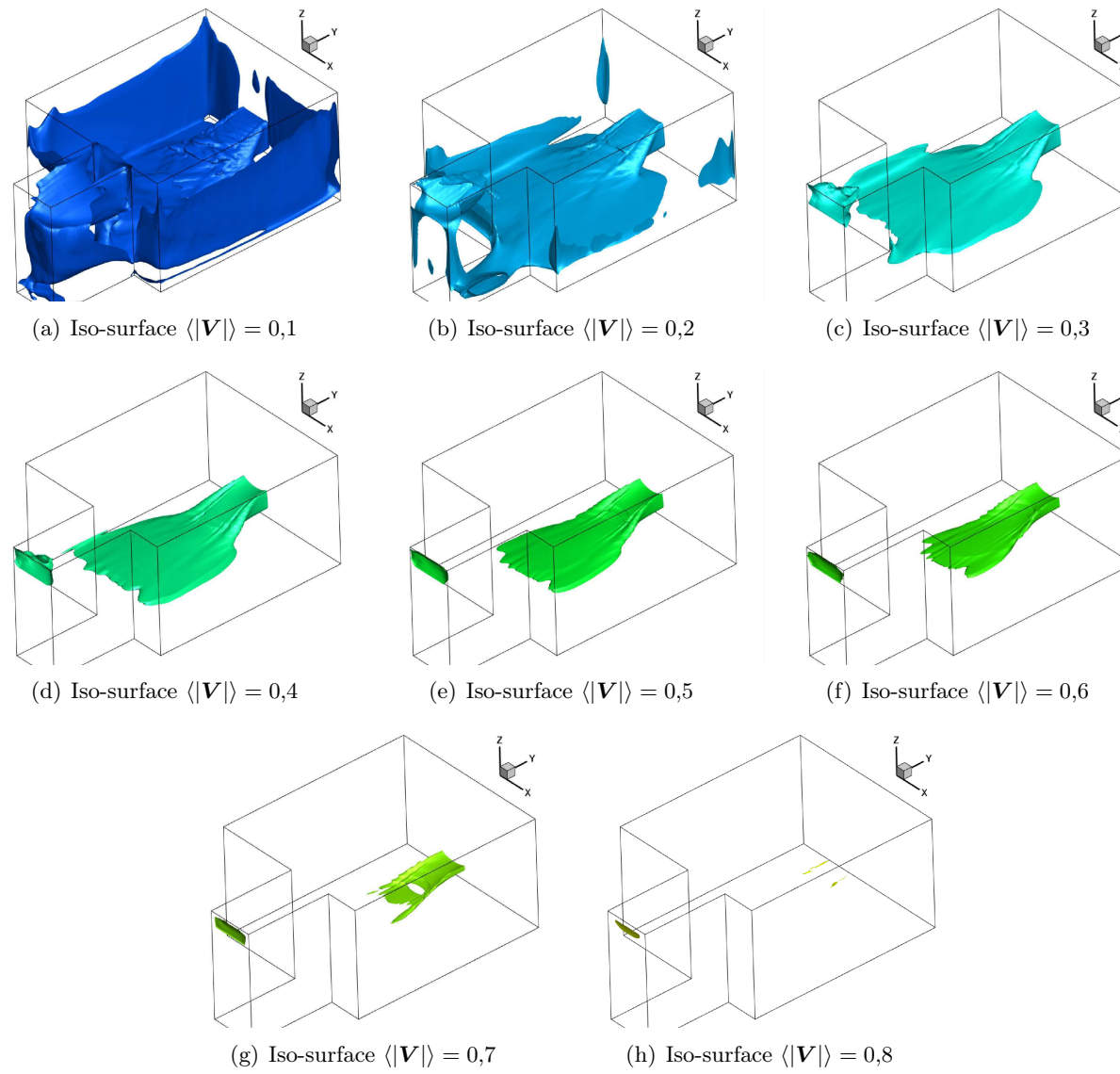
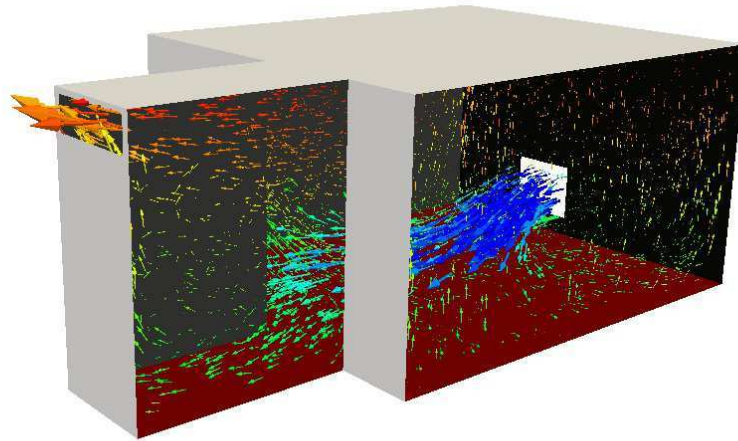
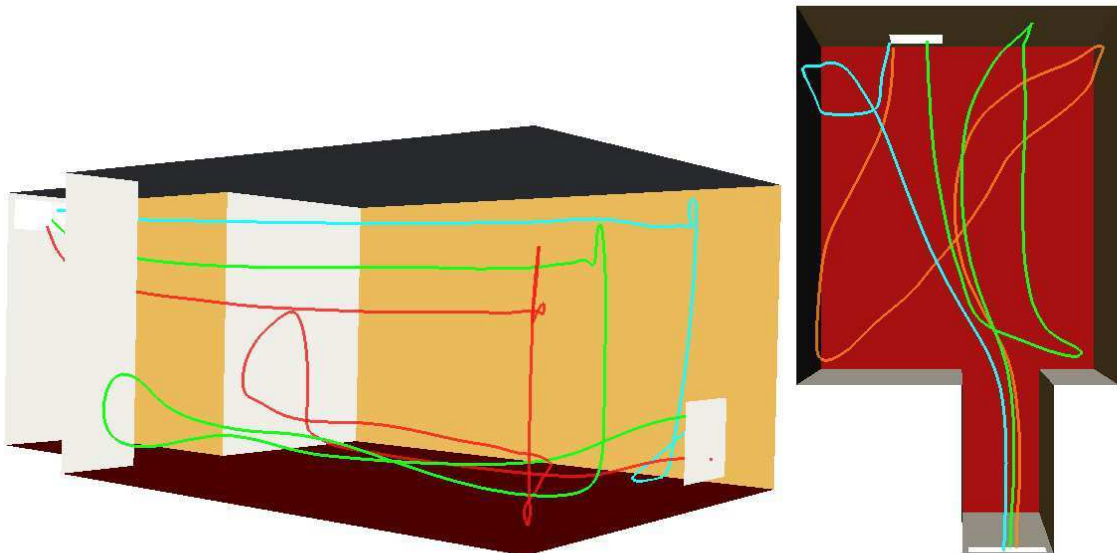


Figure 4.38 : Iso-surfaces du module de la vitesse sans-dimension pour $Ra_H = 1,43 \times 10^8$. Cavité SGE3D.



(a) Champ de vecteurs de la vitesse avec un dégradé de couleur suivant l'évolution de la température.



(b) Représentation de trois lignes de courants.

Figure 4.39 : Résultats de simulation pour $Ra_H = 1,43 \times 10^8$. Cavité SGE3D.

4.7.3 Conclusion

Ce travail sur une configuration tridimensionnelle met en évidence la complexité des phénomènes physiques de la ventilation naturelle rencontrés dans un bâtiment pour un nombre de Rayleigh encore faible. La simulation des grandes échelles nous a permis d'entreprendre ce type d'étude. L'ensemble de ces résultats numériques nous montre la différence du comportement thermo-aéraulique entre une configuration 2D et 3D même si dans les faits la géométrie est différente dans les deux cas. D'ailleurs, il sera intéressant de chercher un ratio entre ces deux cas afin de pouvoir mieux les comparer. Cependant, nous pourrions envisager d'étudier cette configuration en 3D avec les ouvertures en vis à vis mais ce changement s'éloignerait du cas réel de

la construction. Pour finir, nous avons vu que l'écoulement 3D réduit les phénomènes turbulents sur le plancher. Ceci pourrait s'expliquer par le maillage qui est trop grossier ce qui a tendance à re-laminariser l'écoulement le long du plancher, mais cela reste à vérifier dans de futurs travaux.

4.8 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, l'écoulement de convection naturelle turbulente a été étudié dans un modèle de bâtiment à géométrie ouverte dans le cadre d'un rafraîchissement passif nocturne. L'objectif global a été d'analyser le comportement thermo-aéraulique dans un bâtiment ouvert avec des méthodes numériques fines. Dans un premier temps, une simulation directe est réalisée pour établir des résultats de références pour une gamme de nombres de Rayleigh compris entre $1 \times 10^5 < Ra_H < 1,43 \times 10^9$. Cette étude a permis de comprendre la phénoménologie des écoulements à l'intérieur de la géométrie. Une étude sur les écoulements de Rayleigh-Bénard avec une simulation des grandes échelles a permis de mettre en évidence que le modèle de sous-maille d'échelles mixtes est adapté à ce type d'écoulement. La simulation des grandes échelles a été réalisée pour étudier l'influence des conditions aux limites de pression sur le modèle de bâtiment. Par la suite l'ensemble des résultats a été confronté à d'autres résultats issus de différentes méthodes numériques dans le cadre du benchmark ADNBâti. A partir de la modélisation fine, nous avons évalué les débits traversants et les puissances de rafraîchissement afin d'établir des corrélations destinées à la modélisation intermédiaire. Pour finir, une étude à haut nombre de Rayleigh $Ra_H = 1,43 \times 10^{10}$ a pu être réalisée ainsi qu'une étude en trois dimensions sur un cas réel de bâtiment. D'une manière globale, les conclusions suivantes peuvent être énoncées pour ce type de configuration de bâtiment :

- les écoulements de convection naturelle dans un bâtiment ouvert peuvent être évalués par l'ensemble des outils présentés dans ce travail de thèse ;
- pour toute la gamme de nombres de Rayleigh étudiée $1,43 \times 10^8 < Ra_H < 1,43 \times 10^{10}$, l'écoulement est quasiment similaire : écoulement de type Rayleigh-Bénard sur le plancher, présence d'un jet froid rampant en entrée, zone de recirculation au cœur de la pièce et couche limite thermique ascendante le long des parois verticales. Plus le nombre de Rayleigh est élevé plus le cœur de la cavité est brassé et donc refroidi.
- les conditions aux limites de pression étudiées n'ont pas d'influence sur le champ de température et sur l'écoulement en général. Nous pouvons affirmer que l'influence des conditions aux limites de pression diffère selon si celles-ci sont appliquées sur une ouverture perpendiculaire au champ de pesanteur (cas de la cheminée solaire) ou sur une ouverture parallèle au champ de pesanteur (cas du bâtiment) ;
- la comparaison inter-logiciels montre qu'en général les méthodes simplifiées sur-estiment les grandeurs de environ 20%. Nous avons proposé différentes corrélations pour les échanges de chaleur sur les parois et pour le débit traversant. Ainsi, celles-ci peuvent être employées

dans des modèles intermédiaires afin d'améliorer la prédiction des écoulements thermo-aérauliques ;

- les corrélations sur les prédictions des échanges de chaleur sur les parois verticales et pour le plafond fournies par ASHRAE [2009] estiment de manière satisfaisante les échanges. Cependant, nous préconisons d'utiliser les lois établies dans ce chapitre pour l'estimation des échanges de chaleur sur le plancher (cf. Tab. 4.17) ;
- les corrélations obtenues sur les échanges de chaleur, pour l'écoulement de Rayleigh-Bénard, sont conformes à la littérature ;
- les premiers résultats sur l'écoulement trois dimensions montrent que la stratification thermique est importante et que l'écoulement de Rayleigh-Bénard est moins intense que dans le cas bidimensionnel ce qui ne permet pas un brassage suffisant de l'air à l'intérieur de la pièce ;
- l'étude générale sur le rafraîchissement nocturne dans cette configuration d'ouverture montre qu'il serait nécessaire d'utiliser la ventilation mécanique au plafond afin de permettre un meilleur brassage de l'air et casser la stratification thermique néfaste au confort des occupants.

Conclusion générale et perspectives

Au cours de cette étude, nous avons tout d'abord évalué le potentiel de ventilation naturelle sur le confort thermique dans le cadre d'un rafraîchissement passif d'un bâtiment. Ce travail s'est appuyé sur une campagne de mesures où quatre scénarios d'ouvertures ont été testés. Nous avons mis en évidence l'influence des effets du vent couplés avec le tirage thermique sur la ventilation naturelle. Par la suite, nous avons présenté différentes méthodes de modélisation numérique du comportement thermo-aérodynamique des bâtiments. Un code de mécanique des fluides numérique par une approche de la Simulation des Grandes Echelles a été retenu pour la suite des travaux.

Ensuite, nous avons présenté l'approche de la Simulation des Grandes Echelles et le modèle de sous-maille dynamique d'échelles mixtes utilisé pour la modélisation numérique de la convection naturelle turbulente. Ainsi, la comparaison avec des résultats numériques de références, dans une cavité différentiellement chauffée, montre que la Simulation des Grandes Echelles associée avec le modèle de sous-maille dynamique d'échelles mixtes est adaptée pour la prédiction des champs de température et à la représentation satisfaisante des écoulements de convection naturelle turbulente à haut nombre de Rayleigh $Ra_H = 1 \times 10^{10}$. Les quantités turbulentes sont également bien représentées. L'ensemble des résultats montrent que la Simulation des Grandes Echelles et le modèle de sous-maille associé peuvent être appliqués pour l'étude du rafraîchissement passif.

Par la suite, nous avons étudié la phénoménologie associée aux limites des domaines de calcul des géométries ouvertes, en l'occurrence un canal asymétriquement chauffé à flux constant. Nous avons montré les avantages et inconvénients de l'utilisation de plusieurs jeux de conditions aux limites pour la pression, appliquées directement à l'interface du domaine numérique. Ainsi, les résultats obtenus, comparés avec d'autres équipes de recherche, ont permis de constituer une base d'informations relativement importantes sur l'amélioration des connaissances à propos des conditions aux limites pour les géométries ouvertes. D'autre part, la comparaison des résultats numériques obtenus sur un canal incliné, comparés aux résultats expérimentaux, ont permis d'identifier que la condition en pression, calculée localement à l'interface du domaine de calcul, permet une représentation satisfaisante des écoulements à l'intérieur des systèmes passifs ouverts

et plus particulièrement au niveau de la recirculation en sortie. De plus, nous avons pu observer que les conditions limites sont peu influentes sur le champ de température. Les corrélations obtenues sur les échanges thermiques sont en accord avec les résultats expérimentaux. Nous avons montré que la modélisation tridimensionnelle améliore la prédiction des solutions. En revanche, le fait de négliger le rayonnement de surface ne permet pas d'être en parfait accord avec les résultats expérimentaux. Par ailleurs, nous avons montré que notre outil n'est pas adapté au calcul de facteur de forme pour prendre en compte le rayonnement de surfaces. Cependant, le développement numérique de ce module reste une de nos priorités pour nos travaux à venir.

L'ensemble de ces travaux nous ont ensuite permis de mettre en œuvre une étude numérique sur le rafraîchissement nocturne d'un bâtiment ouvert par ventilation naturelle sans la prise en compte des effets du vent. Une simulation directe a été entreprise afin d'obtenir des solutions de référence. Nous avons analysé l'écoulement pour des faibles nombres de Rayleigh. Cette étude a permis d'identifier que l'écoulement était de type Rayleigh-Bénard sur le plancher. Une étude spécifique a montré que nos simulations étaient adaptées pour ce type d'écoulement. Les corrélations obtenues sur les échanges de chaleur sont conformes à la littérature. Par ailleurs, nous avons pu mettre en évidence les limites des méthodes simplifiées quant à l'évaluation des quantités intégrales tels que le débit traversant et la puissance de rafraîchissement pour des nombres de Rayleigh importants. La comparaison inter-logiciels montre qu'en général, les méthodes simplifiées sur-estiment les grandeurs de environ 20%. Nous avons proposé différentes corrélations pour les échanges de chaleur sur les parois et pour le débit traversant. Ainsi, celles-ci peuvent être employées dans des modèles intermédiaires afin d'améliorer la prédiction des écoulements thermo-aérauliques. La Simulation des Grandes Echelles a permis d'étudier l'écoulement de convection naturelle turbulente pour un nombre de Rayleigh élevé $Ra_H = 1 \times 10^{10}$. Cette étude nous a permis d'élargir le domaine d'application des corrélations sur les échanges de chaleur pour les parois verticales et horizontales. Une étude sur l'influence des conditions aux limites de pression a montré que celles-ci n'ont pas d'influence directe sur le champ de température, par contre elles modifient l'allure de la recirculation centrale proche de la sortie. Pour finir, un calcul en trois dimensions a été entrepris sur une configuration de bâtiment. Les résultats montrent la complexité de l'écoulement par rapport au cas bidimensionnel.

Perspectives

Dans la continuité directe de notre travail de thèse, la Simulation des Grandes Echelles va nous permettre d'entreprendre des études paramétriques comme par exemple l'optimisation de la taille des ouvrants afin d'optimiser le débit traversant. Enfin, ce type d'approche numérique devrait être de plus en plus utilisé au vu de la progression fulgurante des puissances informatiques. Nous souhaitons, par la suite, nous intéresser aux calculs parallèles sur carte graphique

(GPU) et ainsi améliorer le temps de calcul pour cette approche numérique.

Nous souhaitons pouvoir intégrer dans notre outil numérique le transfert d'humidité ainsi que le rayonnement de surface qui sont des paramètres très influents dans l'évaluation du confort thermique des occupants. Nous pouvons imaginer par la suite, un couplage solide-fluide, où l'on prendrait en compte l'inertie du bâtiment. Les méthodes de couplage existent dans les bibliothèques numériques utilisées par notre outil numérique.

Pour finir, nous souhaitons explorer d'autres outils et d'autres approches de modélisation dynamique du bâtiment toujours dans l'optique d'améliorer la description du comportement thermo-aérodynamique des bâtiments. A plus long terme, nous envisageons le couplage de l'approche numérique des Grandes Echelles avec des méthodes simplifiées telles que les méthodes zonales et nodales.

Bibliographie

- AFNOR (2002). NF EN ISO 7726 : Ergonomie des ambiances thermiques - Appareil de mesure des grandeurs physiques. Rapport technique, Paris, FRANCE. (Cité page 9.)
- ALLARD, F. (1987). Contribution à l'étude des transferts de chaleur dans les cavités thermiquement entraînées : Application aux cellules d'habitation. Thèse de doctorat, Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées, INSA de Lyon, France. (Cité page 155.)
- ALLARD, F. (1998). Natural ventilation in buildings : a design handbook. James and James. (Cité page 23.)
- ALLARD, F., BIENFAIT, D., HAGHIGHAT, F., LIBBECQ, G., PELLETRET, R., VANDAELE, L., WALKER, R. et van der MASS, J. (1992). IEA Annexe 20. Air Flow through large openings in Buildings. IEA. (Cité page 154.)
- AMPOFO, F. et KARAYIANNIS, T. G. (2003). Experimental benchmark data for turbulent natural convection in an air filled square cavity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46(19) :3551 – 3572. (Cité page 66.)
- ASHRAE (2009). ASHRAE Handbook Fundamentals. American Society of Heating Refrigerating and Air-conditioning Engineers Inc, Atlanta, i-p editio édition. (Cité pages 8, 155, 176, 177, 197 et 217.)
- AUNG, W. (1972). Fully Developed Laminar Free Convection between Vertical Plates Heated Asymmetrically. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15 :1577–1580. (Cité page 119.)
- AUPOIX, B. et COUSTEIX, J. (1982). Simple subgrid scale stresses models for homogeneous isotropic turbulence. *La Recherche Aérospatiale (English Edition)*, 4 :1–10. (Cité page 43.)
- AWBI, H. (1996). Air movement in naturally-ventilated buildings. *Renewable energy*, 8(1-4) :241–247. (Cité page 153.)

Bibliographie

- AZEVEDO, L. F. A. et SPARROW, E. M. (1985). Natural convection in open-ended inclined channels. *Journal of heat transfer*, 107(4) :893–901. (Cité page 123.)
- BACHELOR, G. (1954). Heat transfer by free convection across a closed cavity between vertical boundaries at different temperatures. *Quart. Appl. Maths*, 12 :209–233. (Cité page 66.)
- BAR-COHEN, A. et ROHSENOW, W. (1984). Thermally optimum spacing of vertical, natural convection cooled, parallel plates. *Journal of Heat Transfer*, 106(1) :116–123. (Cité page 93.)
- BARDINA, J., FERZIGER, J. et REYNOLDS, W. (1980). Improved turbulence models based on large eddy simulation of homogeneous incompressible turbulent flows. Rapport technique, Report TF-19, thermosciences Division, Dept. Mechanical Engineering, Stanford University. (Cité page 46.)
- BASTIDE, A. (2012). Contribution à la modélisation multi-niveaux des phénomènes convectifs dans le bâtiment. Habilitation à diriger de la Recherche, Université de la Réunion. (Cité page 66.)
- BEJAN, A. (1984). Convection heat transfer. John Wiley and Sons. (Cité pages 99 et 121.)
- BELLIVIER, A. (2004). Modélisation numérique de la thermoaéraulique du bâtiment : des modèles CFD à une approche hybride volumes finis/zonale. Thèse de doctorat, Université de la Rochelle. (Cité page 26.)
- BOUIA, H. (1993). Modélisation simplifiée d'écoulements de convection mixte interne : Application aux échanges thermo-aérauliques dans les locaux. Thèse de doctorat, Université de Poitiers. (Cité pages 24 et 25.)
- BOUSSINESQ, J. (1903). Théorie analytique de la chaleur. Gauthier-Villars. (Cité pages 33 et 93.)
- BOYER, H. (1993). Conception thermo-aéraulique de bâtiments multizones. Proposition d'un outil à choix multiple des modèles. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. (Cité page 25.)
- BRANGEON, B., BASTIDE, A. et JOUBERT, P. (2011a). Numerical investigation of airflow in an open geometry. *In Roomvent*, volume 12, page 8. tapir. (Cité pages 35, 102, 157 et 194.)
- BRANGEON, B., BASTIDE, A. et JOUBERT, P. (2012). Etude numérique de la ventilation naturelle dans un canal incliné chauffé à flux constant . *In Congrès Français de Thermique*, page 8, Bordeaux. (Cité pages 95 et 136.)
- BRANGEON, B., BASTIDE, A., JOUBERT, P. et PONS, M. (2011b). Étude numérique de la ventilation traversante naturelle dans une cavité ouverte . Application au rafraîchissement passif des locaux . *In Congrès Français de Thermique*, page 6. (Cité pages 35 et 195.)
- BRANGEON, B., BASTIDE, A., JOUBERT, P. et PONS, M. (2011c). Numerical investigation of natural convection in a cavity using an open geometry. *In Indoor air*, page 8. (Cité page 35.)

- BRITISH STANDARDS INSTITUTE, B. (1991). Code of Practice for Ventilation Principles and Designing for Natural Ventilation. BS 5925 : 1991. BSI Standards, London. (Cité pages 153 et 195.)
- CASTAING, B., GUNARATNE, G., HESLOT, F., KADANOFF, L., A.LIBCHABER, THOMAE, S., WU, X., ZALESKI, S. et ZANETTI, G. (1989). Scaling of hard thermal turbulence in Rayleigh–Bernard convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 204 :1–30. (Cité pages 172 et 173.)
- CHAMI, N. et ZOUGHAIB, A. (2010). Modeling natural convection in a pitched thermosyphon system in building roofs and experimental validation using particle image velocimetry. *Energy and Buildings*, 42(8) :1267–1274. (Cité pages 94 et 119.)
- CHEESEWRIGHT, R. et ZIAI, S. (1986). Distributions of Temperature and Local Heat-Transfer Rate In Turbulent Natural Convection in a Large Rectangular Cavity. *In 8th International Heat Transfer Conference*, pages 1465–1470, San-Fransisco. (Cité page 66.)
- CHÉNIER, E., EYMARD, R. et TOUAZI, O. (2006). Numerical Results Using a Colocated Finite-Volume Scheme on Unstructured Grids for Incompressible Fluid Flows. *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals*, 49(3) :259–276. (Cité page 102.)
- CHORIN, A. (1968). Numerical Solution of the Navier-Stokes Equations. *Mathematics of Computation*, 22(104) :745–762. (Cité page 61.)
- CHORIN, A. J. (1967). The numerical solution of the Navier-Stokes equations for an incompressible fluid. *Bulletin of the American Mathematical Society*, 73(6) :928–932. (Cité page 61.)
- COUNIHAN, J. (1975). Adiabatic atmospheric boundary layers : A review and analysis of data from the period 1880–1972. *Atmospheric Environment (1967)*, 9(10) :871–905. (Cité page 152.)
- CROMMELIN, R. et VRINS, E. (1988). Ventilation through a single opening in a scale model. *Air Infiltration Review*, 9 :11–15. (Cité page 152.)
- DALBERT, A.-M., PENOT, F. et PEUBE, J.-L. (1981). Convection naturelle laminaire dans un canal vertical chauffé à flux constant. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 24(9) : 1463–1473. (Cité page 94.)
- DE VAHL DAVIS, G. (1983). Natural convection of air in a square cavity : a bench mark numerical solution. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 3(3) :249–264. (Cité page 66.)
- DE VILLIERS, E. (2006). The Potential of Large Eddy Simulation for the Modeling of Wall Bounded Flows. Thèse de doctorat, Imperial College of Science, Technology and Medicine. (Cité page 58.)
- DEARDORFF, J. (1970). A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds. *Journal of Fluid Mechanics*, 41 :453–480. (Cité pages 39 et 45.)

Bibliographie

- DESRAYAUD, G., BENNACER, R., CALTAGIRONE, J., CHENIER, E., JOULIN, A., LAAROSSI, N. et MOJTABI, K. (2007). Etude Numérique comparative des écoulements thermo convectifs dans un canal vertical chauffé asymétriquement. *In VIII ème Colloque Interuniv. Franco-Québécois*, page 6. (Cité pages 93, 95, 102, 103, 107 et 145.)
- DJANNA, F. (2011). 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. Thèse de doctorat, Université de Poitiers. (Cité pages 65 et 66.)
- DORESSAMY TAYLLAMIN, J. (2012). A natural convection in differentially heated vertical channel. Rapport technique, Rapport de stage, Université de la Réunion, Tampon. (Cité page 146.)
- DUPONT, F., SOUBDHAN, T., BLONBOU, R., TUHAULT, J., PENOT, F. et SOUBDHANS, T. (2007). Etude expérimentale de la convection naturelle en canal vertical chauffé à flux constant : Influence de l'angle d'inclinaison. *In Congrès Français de Thermique*, page 6, Île des Embiez. (Cité pages ix, 119, 125, 127, 136, 138 et 139.)
- DUPONT, F., SOUBDHANS, T., BLONBOU, R., CALIF, R., TUHAULT, J., PENOT, F. et SOUBDHAN, T. (2008). Étude expérimentale des conditions d'apparition d'écoulements inverses en sortie d'un thermosiphon en convection naturelle d'air. *In Congrès Français de Thermique*, page 6, Toulouse. (Cité pages ix, 97, 119, 120, 125, 132, 133, 135, 136, 140 et 141.)
- EDDAKIRI, S., ELALAMI, S., EL GANAOU, M. et BENNACER, R. (2007). Analyse de l'écoulement de poiseuille Rayleigh Bénard par la méthode de latices Boltzmann. *In BEZIAN, J.-J., éditeur : 13 ème Journées Internationales de Thermique*, page 5, Albi, France. ENSTIMAC. (Cité page 174.)
- EIDSON, T. (1985). Numerical simulation of the turbulent Rayleigh–Bénard problem using sub-grid modelling. *Journal of Fluid Mechanics*, 158 :245–268. (Cité page 171.)
- EL SHRIF, A. (2008). Contrôle optimal par simulation de grandes échelles d'un écoulement de canal turbulent. Thèse de doctorat, Institut national polytechnique de Lorraine. (Cité pages vii, 37 et 49.)
- ELENBAAS, W. (1942). Heat dissipation of parallel plates by free convection. *Physica*, 11(9) :1–23. (Cité page 93.)
- EZZOUHRI, R. (2007). Étude numérique d'écoulements turbulents à l'aide de la Simulation des Grandes Structures. Thèse de doctorat, Université de La Rochelle. (Cité pages 48, 51 et 59.)
- EZZOUHRI, R., JOUBERT, P., PENOT, F. et MERGUI, S. (2009). Large Eddy simulation of turbulent mixed convection in a 3D ventilated cavity : Comparison with existing data. *International Journal of Thermal Sciences*, 48(11) :2017–2024. (Cité page 88.)

- FANGER, P. (1987). Thermal comfort in passive solar buildings. *European Communities Contractors Meeting. 1*, pages 33–46. (Cité page 8.)
- FDS (2012). [Http ://www.fire.nist.gov/fds](http://www.fire.nist.gov/fds). (Cité page 102.)
- FEDOROV, A., VISKANTA, R. et MOHAMAD, A. (1997). Turbulent heat and mass transfer in an asymmetrically heated , vertical parallel-plate channel. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 18(3) :307–315. (Cité page 93.)
- FERZIGER, J. H. et PERIC, M. (1999). Computational Methods for Fluid Dynamics. Springer-Verlag, 3 édition. (Cité page 62.)
- FEUSTEL, H. (1998). COMIS. An International Multizone Airflow and Contaminant Transport Model. *LBNL-42182, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley CA*. (Cité page 25.)
- FEUSTEL, H. et DIERIS, J. (1992). A survey of airflow models for multizone structures. *Energy and Buildings*, 30 :3–18. (Cité page 24.)
- FLUENT (2012). [Http ://www.ansys.com](http://www.ansys.com). (Cité pages 102, 195, 196 et 209.)
- FOSSA, M., MENEZO, C. et LEONARDI, E. (2008). Experimental natural convection on vertical surfaces for building integrated photovoltaic (BIPV) applications. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32(4) :980–990. (Cité pages 93 et 96.)
- GAIDAMOUR, J. (2009). Conception d’un solveur linéaire creux parallèle hybride direct-itératif. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux 1. (Cité page 72.)
- GAN, G. (2010). Impact of computational domain on the prediction of buoyancy-driven ventilation cooling. *Building and Environment*, 45(5) :1173–1183. (Cité page 94.)
- GARNIER, C., SERGENT, A. et LEQUÉRÉ, P. (2012). Modélisation numérique d’un canal vertical asymétriquement chauffé avec une condition aux limites à l’entrée de type vorticité. *Congrès Français de Thermique*, Tome 1. (Cité pages ix, 102, 142 et 143.)
- GERMANO, M., PIOMELLI, U. et MOIN, P. (1991). A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids*, 3(7) :1760–1765. (Cité pages 40 et 48.)
- GILL, A. E. (1966). The boundary-layer regime for convection in a rectangular cavity. *Journal of Fluid Mechanics*, 26 :515–536. (Cité page 66.)
- GIROUX-JULIEN, S. et MÉNÉZO, C. . (2008). Analyse des échanges convectifs sein d ’ une lame d ’ air ouverte et ventilée Application au rafraîchissement passif de composants Photovoltaïques intégrés au bâti. *In XIV Colloque National de la Recherche dans les IUT*, pages 1–8, Lyon-Villeurbanne. (Cité page 119.)

Bibliographie

- GIVONI, G. (1978). L'homme l'architecture et le climat. Paris :. *Le Moniteur*, page 460. (Cité page 9.)
- GOROBETS, A. (2008). Parallel algorithms for direct numerical simulations of incompressible turbulent flows on supercomputers. Thèse de doctorat, Universitat Politècnica de Catalunya. (Cité pages viii, 71, 72, 73, 76, 77 et 78.)
- GOROBETS, A., TRIAS, F. X., SORIA, M. et OLIVA, A. (2010). A scalable parallel Poisson solver for three-dimensional problems with one periodic direction. *Computers & Fluids*, 39(3) :525–538. (Cité page 72.)
- GUERMOND, J.-L. (1999). Un résultat de convergence d'ordre deux en temps pour l'approximation des équations de Navier-Stokes par une technique de projection incrémentale. *Mathematical Modelling and Numerical Analysis*, 33(1) :169–189. (Cité page 61.)
- HARLOW, F. et WELCH, J. (1965). Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. *The Physics of Fluids*, 8(12) :2182–2189. (Cité page 56.)
- HARTEN, A. et ZWAS, G. (1972). Switched numerical Shuman filters for shock calculations. *Journal of Engineering Mathematics*, 6 :207–216. (Cité page 59.)
- HENKES, R. et HOOGENDOORN, C. (1993). Turbulent natural convection in enclosures a computational and experimental benchmark study. In HENKES, R. et HOOGENDOORN, C., éditeurs : *Eurotherm-Ercoftac Seminar 22*, volume 22, March 25-27, Delft. Editions Europeennes Thermique et Industrie. (Cité pages 66 et 68.)
- HENKES, R. et HOOGENDOORN, C. (1995). Comparison exercise for computations of turbulent natural convection in enclosures. *Numerical heat transfer. Part B, fundamentals*, 28(1) :59–78. (Cité page 186.)
- HESLOT, F., CASTAING, B. et LIBCHABER, A. (1987). Transitions to turbulence in helium gaz. *Phys. Rev. A*, 36(12) :5870–73. (Cité page 172.)
- HOCKNEY, R. W. (1965). A Fast Direct Solution of Poisson's Equation Using Fourier Analysis. *J. ACM*, 12(1) :95–113. (Cité page 72.)
- HUANG, J., WINKELMANN, F. et BUHL, F. (1999). Linking the COMIS Multizone Airflow Model with the EnergyPlus. In *Proc. of the 6-th IBPSA*, pages 1–6. (Cité page 25.)
- INARD, C. (1988). Contribution à l'étude du couplage thermique entre une source de chaleur et un local. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, France. (Cité page 24.)
- INARD, C., BOUIA, H. et DALICIEUX, P. (1996). Prediction of air temperature distribution in buildings with a zonal model. *Energy and Buildings*, 24 :125–132. (Cité page 24.)

- INARD, C., MESLEM, A. et DEPECKER, P. (1998). Energy consumption and thermal confort in dwelling-cells : a zonal-model approach. *Building and environment*, 33(5) :279–291. (Cité pages 24 et 25.)
- ISSA, R. (1986). Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. *Journal of Computational Physics*, 62(1) :40–65. (Cité pages 61 et 62.)
- JOUBERT, P. (2008). Contribution à l'amélioration de la prévision des écoulements de convection naturelle turbulente en cavité. Habilitation à diriger de la Recherche, Université de la Rochelle. (Cité pages 51, 54, 59, 65 et 66.)
- JOULIN, A., CHÉNIER, E. et DESRAYAUD, G. (2010). Exercice de comparaison : convection naturelle dans un canal vertical. Rapport technique, Université Artois. (Cité page 35.)
- KENJEREŠ, S. et HANJALIĆ, K. (1999). Transient analysis of Rayleigh–Bénard convection with a RANS model. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 20(3) :329–340. (Cité pages 171, 172 et 173.)
- KERR, M. (1996). Rayleigh number scaling in numerical convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 310 :139–179. (Cité pages 171, 172, 173 et 174.)
- KOLMOGOROV, A. (1941). Local structure of turbulence in an incompressible uid for very large Reynolds numbers. *Comptes rendus (Doklady) de l'Academie des Sciences de l'U.R.S.S.*, 31 : 301–305. (Cité pages 35, 37 et 38.)
- LE QUÉRÉ, P. (1987). Etude de la transition à l'instationnarité des écoulements de convection naturelle en cavité différentiellement chauffée par méthodes spectrales Chebyshev. Thèse de doctorat, Université de Poitiers. (Cité pages 35, 65, 66 et 68.)
- LE QUÉRÉ, P. (1994). Onset of unsteadiness, routes to chaos and simulations of chaotic flows in cavities heated from the side. *In 10th International Heat Transfer Conference*, Brighton. (Cité page 76.)
- LE QUÉRÉ, P. (2008). On the computation of some external or partially enclosed natural convection flows. *In The 19th International Symposium on Transport Phenomena*, pages 1–8, Reykjavik, ICELAND. (Cité pages 93 et 142.)
- LEONARD, B. (1979). A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 19(1) :59–98. (Cité page 59.)
- LESIEUR, M. (1997). *Turbulence in Fluids, Fluid Mechanics and its Applications*. Kluwer. (Cité page 41.)

Bibliographie

- LI, R., SUN, H., CHÉNIER, E. et LAURIAT, G. (2011). Effet du rayonnement surfacique sur les recirculations de convection naturelle. *In Congrès Français de Thermique*, pages 181–186, Perpignan. (Cité pages x, 126, 143, 145 et 146.)
- LI, Y. (2000). Prediction of natural ventilation in buildings with large openings. *Building and Environment*, 35(3) :191–206. (Cité pages xi, 195 et 196.)
- LILLY, D. (1992). A proposed modification of Germano subgrid-scale closure method. *Physics of Fluids*, 4(3) :633_635. (Cité pages 50 et 66.)
- LUCAS, F., DAVID, M., MARC, O., MARTIN, J., BRANGEON, B. et PICGIRARD, F. (2011). Procedure for performance diagnostic for small air conditioning systems using dynamic simulations. *In Proceedings of Building Simulation 2011 : 12th Conference of International Building Performance Simulation Association*, pages 2807–2814, 14-16 November, Sydney. (Cité page 25.)
- MANCA, O., MUSTO, M. et NASO, V. (2003). Experimental analysis of asymmetrical isoflux channel-chimney systems. *International Journal of Thermal Sciences*, 42(9) :837–846. (Cité page 93.)
- MERGUI, S. (1993). Caractérisation expérimentale des écoulements d'air de convection naturelle et mixte dans une cavité fermée. Thèse de doctorat, Université de Poitiers. (Cité pages 65 et 66.)
- MERGUI, S. et PENOT, F. (1996). Convection naturelle en cavité carrée différentiellement chauffée : investigation expérimentale à $Ra = 1,69 \times 10^9$. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 39(3) :563–574. (Cité page 68.)
- MIOLARD, N., DESHAIES, B. et DUPONT, M. (2003). Etude expérimentale d'un écoulement de convection naturelle dans un canal incliné. *Congrès de la Société Française de Thermique*. (Cité pages 123 et 124.)
- MONTREUIL, E. (2000). Simulations numériques pour l'aérothermique avec des modèles sous-maille. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie. (Cité pages 44 et 48.)
- MORA, L. (2003). Prédiction des performances thermo-aérauliques des bâtiments par association de modèles de différents niveaux de finesse au sein d'un environnement orienté objet. Thèse de doctorat, Université de La Rochelle. (Cité pages 24 et 25.)
- MOUJALLED, B. (2007). Modélisation dynamique du confort thermique dans les bâtiments naturellement ventilés. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. (Cité page 8.)
- MUSY, M. (1999). Génération automatique de modèles zonaux pour l'étude du comportement thermo-aéraulique des bâtiments. Thèse de doctorat, Université de la Rochelle. (Cité pages 24 et 25.)

- NDAME, A. (1992). Etude expérimentale de la convection naturelle en cavité : de l'état stationnaire au chaos. Thèse de doctorat, Université de Poitiers. (Cité page 66.)
- NIEMELA, J. et SREENIVASAN, K. (2006). Turbulent convection at high Rayleigh numbers and aspect ratio 4. *ICTP - International Centre for Theoretical Physics*, page 10. (Cité page 172.)
- OBERBECK, A. (1879). Über die Wärmeleitung der Flüssigkeiten bei Berücksichtigung der Strömungen infolge von Temperatur Differenzen. *Ann. Phys. Chem*, 7 :271–292. (Cité pages 33 et 93.)
- OLIVEIRA, P. et ISSA, R. (2001). An improved PISO algorithm for the computation of buoyancy-driven flows. *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals*, 40(6) :473–493. (Cité page 61.)
- OPENFOAM (2012). Programmer's Guide. Rapport technique, OpenCFD Ltd, Reading. (Cité pages 61, 88, 98, 102, 145 et 146.)
- OSPIR, D., DEFAY, B., POPA, C. et FOHANNO, S. (2008). Etude d'un écoulement de convection naturelle dans un canal vertical chauffé asymétriquement. In *XXVIe Rencontres Universitaires de Génie Civil*, pages 1–8, Nancy. (Cité page 97.)
- OSPIR, D., POPA, C., CHERECHES, C., POLIDORI, G. et FOHANNO, S. (2012). Flow visualization of natural convection in a vertical channel with asymmetric heating. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 39(4) :486–493. (Cité page 97.)
- PARZEN, E. (1962). On estimation of a probability density function and. *Ann. Math. Stat.*, 33 :1065–1076. (Cité page 12.)
- PATANKAR, S. (1980). Numerical heat transfer and fluid flow. Hemisphere Pub. Corp. ; McGraw-Hill, Washington : New York :. (Cité page 56.)
- PATANKAR, S. et SPALDING, D. (1972). A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(10) :1787–1806. (Cité page 61.)
- PENG, S.-H. et DAVIDSON, L. (2001). Large eddy simulation for turbulent buoyant flow in a confined cavity. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 22(3) :323–331. (Cité page 66.)
- PENG, S.-H., DAVIDSON, L. et HANJALIC, K. (2005). Numerical analysis of Rayleigh-Benard convection using large eddy simulation at high Raleigh numbers. In *Proceedings of 4th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, volume 3, pages 983–988, Williamsburg, USA. (Cité pages 171 et 172.)
- PENOT, F. et DALBERT, A.-M. (1983). Convection naturelle mixte et forcée dans un thermosiphon vertical chauffé à flux constant. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 26(11) :1639–1648. (Cité page 94.)

Bibliographie

- PEUPOORTIER, B. (1989). Validation of Comfie. Report Commission of the European Communities CEC. Rapport technique, Université de Stuttgart I.T.W, Germany. (Cité page 25.)
- PEYRET, R. et TAYLOR, T. (1983). Computational methods for fluid flow. Springer-Verlag. (Cité pages 61 et 63.)
- PIOMELLI, U. et JUNHUI, L. (1995). Large-eddy simulation of rotating channel flows using a localized dynamic model. *Physics of fluids*, 7(4) :839–848. (Cité page 66.)
- PONS, M. (2009). Amélioration de la Description Numérique du Bâtiment. Rapport technique 3, CNRS, Paris, FRANCE. (Cité page 157.)
- PONS, M., BASTIDE, A., BRANGEON, B., STEPHAN, L., WURTZ, E., JAY, A., GOFFAUX, C., MAALOUF, C. et SALAGNAC, P. (2012a). Le cas-test ADNBATI, un benchmark sur la ventilation naturelle dans une pièce d'habitation. *In Congrès Français de Thermique*, page 8, Bordeaux. (Cité pages 157, 194 et 197.)
- PONS, M., BASTIDE, A., BRANGEON, B., WURTZ, E., STEPHAN, L., JAY, A., GOFFAUX, C., MAALOUF, C. et SALAGNAC, P. (2012b). Ventilation nocturne traversante, le cas-test numérique ADNBATI. *In IBPSA*, pages 1–8, Chambéry. (Cité pages 157, 194 et 197.)
- PONS, M. et LE QUÉRÉ, P. (2006). L'influence de l'effet "travail des forces de pression" sur la convection naturelle dans l'habitat. *In IBPSA*, volume 133, pages 1–8, La Réunion. (Cité pages vii et 33.)
- POPA, C., OSPIR, D., FOHANNO, S. et CHERECHES, C. (2012). Numerical simulation of dynamical aspects of natural convection flow in a double-skin façade. *Energy and Buildings*, 50 :229–233. (Cité pages 93 et 96.)
- RAZAFINDRALANDY, D. (2005). Contribution à l'étude mathématique et numérique de la simulation des grandes échelles. Thèse de doctorat, Université de la Rochelle. (Cité page 54.)
- RAZAFINDRALANDY, D., HAMDOUNI, A. et BÉGHEIN, C. (2007). A class of subgrid-scale models preserving the symmetry group of Navier-Stokes equations. *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, 12(3) :243 – 253. (Cité page 54.)
- REYNOLDS, O. (1895). On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. *Philos. Trans. R. Soc.*, 186 :123–164. (Cité page 35.)
- RHIE, C. et CHOW, W. L. (1983). Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation. *AIAA journal*, 21(11) :1525–1532. (Cité page 56.)
- ROCHE, P.-E. (2002). Convection thermique turbulente en cellule de Rayleigh-Bénard cryogénique. Thèse de doctorat, Université de Grenoble I. (Cité page 172.)

- ROLDAN, A. (1985). Etude thermique et aéraulique des enveloppes de bâtiment. Influence des couplages intérieurs et du multizonage. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. (Cité page 24.)
- ROUGER, N. (2009). Sensibilité de la convection naturelle en cavité différentiellement chauffée à des variations de paramètres géométriques, thermiques et massiques. Thèse de doctorat, Université de Poitiers. (Cité page 66.)
- ROUX, J. (1984). Proposition de modèles simplifiés pour l'étude du comportement thermique des bâtiments. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. (Cité page 25.)
- ROUX, J. (2000). Cours : Comportement thermique des bâtiment. Rapport technique, INSA de Lyon, Lyon. (Cité page 152.)
- RTAA (2009). Les nouvelles réglementations thermique, acoustique et aération propres aux départements d'outre-mer. Rapport technique, Ministère de l'Ecologie, de l'Energie, du Développement durable et de la Mer. (Cité pages vii et 6.)
- SAGAUT, P. (1995). Simulations numériques d'écoulement décollés avec des modeèles de sous-maille. Thèse de doctorat, Université Paris VI. (Cité page 47.)
- SAGAUT, P. (1998). Introduction à la simulation des grandes échelles pour les écoulements de fluide incompressible. Springer-Verlag, collection Mathématiques et Applications. (Cité pages vii, 41, 42, 44 et 54.)
- SALAT, J. (2004). Contribution à l'étude de la convection naturelle tridimensionnelle en cavité différentiellement chauffée. Thèse de doctorat, ENSMA, Université de Poitiers. (Cité pages 48, 65 et 66.)
- SAMOT, S., DUPONT, F. et PENOT, F. (2010). Mesure de température dans un écoulement renversé à la sortie d'un thermosiphon vertical chauffé à flux constant. *In Congrès Français de Thermique*, page 6, Touquet. (Cité pages ix, 93, 94, 96, 119, 122, 123, 126, 128, 132 et 142.)
- SAURY, D., ROUGER, N., DJANNA, F. et PENOT, F. (2011). Natural convection in an air-filled cavity : Experimental results at large Rayleigh numbers. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 38(6) :679–687. (Cité pages 48 et 66.)
- SERAGENT, A. (2000). Approche numérique d'écoulements de convention naturelle turbulente en cavité par la simulation des grandes échelles. Thèse de doctorat, Université de La Rochelle. (Cité pages vii, 35, 44, 46, 47, 48, 59, 65, 66, 68, 69, 70, 71, 76, 77, 171, 172, 173 et 174.)
- SERAGENT, A., JOUBERT, P. et LE QUÉRÉ, P. (2003). 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(22) :789–810. (Cité pages 48, 66 et 170.)

Bibliographie

- SERODIO, E., BUREAU, L., BONNAUD, S. et SALOMON, T. (2010). Annexe : Simulation climat 2030-2050 des bâtiments BBC. *Izuba Energie*, 2 :76. (Cité page 154.)
- SMAGORINSKY, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, 91(3) :99–164. (Cité pages 44 et 45.)
- SORIA, M., TRIAS, F. X., PÉREZ-SEGARRA, C. D. et OLIVA, A. (1996). Chapter 6 - Direct Numerical Simulation of Turbulent Natural Convection Flows on PC Clusters Using a Fourth-Order Symmetry-Preserving Method. In WINTER, G., ECER, A., FOX, P., PERIAUX, J. et SATOFUKA, N., éditeurs : *Parallel Computational Fluid Dynamics 2004*, pages 53–60. Elsevier Science, Amsterdam. (Cité page 72.)
- SPARROW, E., CHRYSLER, G. et AZEVEDO, L. (1984). Observed flow reversals and measured-predicted nusselt numbers for natural convection in a one-sided heated vertical channel. *Journal of Heat Transfer*, 106(2) :325–332. (Cité page 93.)
- STEPHAN, L. (2010). Modélisation de la ventilation naturelle pour l’optimisation du rafraîchissement passif des bâtiments. Thèse de doctorat, Université de Savoie. (Cité pages 158, 195 et 196.)
- STEPHAN, L., BASTIDE, A. et WURTZ, E. (2011). Optimizing opening dimensions for naturally ventilated buildings. *Applied Energy*, 88(8) :2791–2801. (Cité pages xi, 195, 196 et 197.)
- STEPHAN, L., WURTZ, E., BASTIDE, A., BRANGEON, B., JAY, A., GOFFAUX, C. et M.PONS (2010). Benchmark de ventilation naturelle traversante (ADNBATI). In *IBPSA France*. (Cité pages xi, 194, 207, 208 et 213.)
- SWAMI, M. et CHANDRA, S. (1988). Correlations for Pressure Distribution of Buildings and Calculation of Natural-Ventilation Airflow. *ASHRAE Transactions*, 94(1) :243–266. (Cité page 153.)
- TA PHUOC, L. (1994). Modèles de sous-maille appliqués aux écoulements instationnaires et décollés. In *Journée Thématique DRET*, Paris, FRANCE. (Cité page 47.)
- TEMAM, R. (1968). Une méthode d’approximation de la solution des équations de Navier-Stokes. *Bulletin de la S.M.F.*, 96 :115–152. (Cité page 61.)
- THETIS (2012). [Http ://thetis.enscbp.fr/](http://thetis.enscbp.fr/). (Cité page 103.)
- TIAN, Y. S. et KARAYIANNIS, T. G. (2000). 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(6) :849–866. (Cité page 66.)
- TRIAS, F. (2006). Direct numerical simulation and regularization modelling of turbulent flows on loosely coupled parallel computers using symmetry-preserving discretizations. Thèse de

- doctorat, Université Polytechnique de Catalogne. (Cité pages viii, 65, 71, 72, 73, 76, 77, 78, 79 et 80.)
- TRIAS, F., GOROBETS, A., SORIA, M. et OLIVA, A. (2010a). Direct numerical simulation of a differentially heated cavity of aspect ratio 4 with Ra-number up to $1e11$ - Part II : Heat transfer and flow dynamics. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(4) :674–683. (Cité pages viii, 65, 76, 77, 78 et 83.)
- TRIAS, F., GOROBETS, A., SORIA, M. et OLIVA, A. (2010b). Direct numerical simulation of a differentially heated cavity of aspect ratio 4 with Rayleigh numbers up to $10e11$ - Part I : Numerical methods and time-averaged flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(4) :665–673. (Cité pages viii, 35, 65, 66, 68, 76, 77, 78 et 83.)
- TRIC, E., LABROSSE, G. et BETROUNI, M. (2000). A first incursion into the 3D structure of natural convection of air in a differentially heated cubic cavity, from accurate numerical solutions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43(21) :4043–4056. (Cité pages 35 et 66.)
- TRNSYS (2012). Trnsys. (Cité pages 195 et 196.)
- VAN DRIEST, E. (1956). On turbulent flow near a wall. *J. Aero. Sci.*, 23 :1007–1011. (Cité page 45.)
- VANEL, J. M., PEYRET, R. et BONTOUX, P. (1986). A pseudo-spectral solution of vorticity stream-function equations using the influence matrix technique. In MORTON, K. W. et BAINS, M. J., éditeurs : *Numerical Methods for Fluid Dynamics*, pages 463–475. Clarendon Press, Oxford, Oxford. (Cité page 60.)
- VINCENT, S., CALTAGIRONE, J., LUBIN, P. et RANDRIANARIVELO, T. (2004). An adaptative augmented Lagrangian method for three-dimensional multimaterial flows. *Computers & Fluids*, 33(10) :1273–1289. (Cité page 102.)
- WALTON, G. (1989). AIRNET. A computer program for building airflow network modeling. *U.S. Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg MD.* (Cité page 25.)
- WALTON, G. (2002). Calculation of Obstructed View Factors by Adaptive Integration. *Technical Report NISTIR-6925*, page 23. (Cité page 146.)
- WANG, H., XIN, S. et LE QUÉRÉ, P. (2006). Étude numérique du couplage de la convection naturelle avec le rayonnement de surfaces en cavité carrée remplie d’air. *Comptes Rendus Mécanique*, 334(1) :48–57. (Cité pages 143 et 145.)
- WARREN, P. (1992). Multizone Air Flow Modelling (COMIS). Rapport technique, IEA. (Cité page 25.)

Bibliographie

- WEBB, B. et HILL, D. (1989). High Rayleigh number laminar natural convection in an asymmetrically heated vertical channel. *Journal of Heat Transfer*, 111(3) :649–656. (Cité pages ix, 99, 103, 124, 125, 136, 138 et 139.)
- WEBER, A., KOSCHENZ, M., DORER, V., HILLER, M. et HOLST, S. (2003). TRNFLOW, a new tool for the modelling of heat, air and pollutant transport in buildings within TRNSYS. *In 8th International IBPSA Conference*, pages 1363–1368, Eindhoven, Netherlands. (Cité page 25.)
- WETTER, M. (2006). Multizone airflow model in Modelica. *In Proc. of the 5-th International Modelica Conference*, pages 431–440. (Cité page 25.)
- WU, X.-Z. et LIBCHABER, A. (1992). Scaling relations in thermal turbulence : The aspect-ratio dependence. *Phys. Rev.*, A 45(2) :842–845. (Cité page 172.)
- WURTZ, E. (1995). Modélisation tridimensionnelle des transferts thermiques et aérauliques dans le bâtiment en environnement orienté objet. Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, France. (Cité page 24.)
- WURTZ, E., HAGHIGHAT, F., MORA, L., C., M. K., ZHAO, H., MAALOUF, C. et BOURDOUKAN, P. (2006). An integrated zonal model to predict transient indoor humidity distribution. *In Technical and symposium papers presented at the 2006 annual meeting of the American Society for Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers*, volume 12, pages 175–186, Chicago IL. American Society of Heating, Refrigerating and Air-conditioning Engineers. (Cité pages 153, 195, 196 et 197.)
- WURTZ, E., NATAF, J. et WINKELMANN, F. (1999). Two- and three-dimensional natural and mixed convection simulation using modular zonal models in buildings. *International journal of heat and mass transfer*, 42(5) :923–940. (Cité pages 24 et 25.)
- XIN, S. (1993). Simulations numériques de convection naturelle turbulente. Thèse de doctorat, Université Paris VI. (Cité pages vii, 35, 65, 69, 70, 71, 76 et 77.)
- XIN, S. et LE QUÉRÉ, P. (1995). Direct numerical simulations of two-dimensional chaotic natural convection in a differentially heated cavity of aspect ratio 4. *Journal of Fluid Mechanics*, 304 :87–118. (Cité pages 65 et 66.)
- YGUEL (1988). Etude de la convection naturelle tridimensionnelle dans les cavités de grandes dimensions. Thèse de doctorat, Université de Poitiers. (Cité page 66.)
- ZOUBIR, A., XIN, S., GIROUX-JULIEN, S. et MÉNÉZO, C. (2011). Étude numérique des transferts thermo-convectifs dans un canal d'air vertical à flux imposé. *In Société Française de la Thermique*, page 8, Perpignan. (Cité pages 93, 96, 102, 103, 126 et 143.)

Abstract

Context : Air-conditioning represents a high-energy expenditure in the sector of the building, which could be reduced drastically through the use of passive cooling systems. In hot and humid climates, the passive cooling of premises is a tried and tested technique ordained around four principles : to minimize the external and internal heat transfers, to bring inertness to the building, to humidify the air, and to ensure a good convection in order to favor convective exchanges.

Objective : The description of thermo-convective transfers (estimation of mass flows rate and heat transfers) set in open cavities (rooms with crossing ventilation, solar chimney, outer skin of a double facade,...) is still relatively uncommon and the stakes are high to improve passive systems. The study of these phenomena can be evaluated through computational fluid dynamics. This thesis's objectives are to achieve precise numerical simulations of airflow in specific configurations of passive systems in damp tropical climates, in order to improve and deepen our knowledge of natural convection and to begin to give information concerning the choice of numerical boundary conditions to apply to open geometries.

Numerical approach : The numerical approach adopted in this work, to study the natural turbulent convection, is the Large-Eddy Simulation. This approach is halfway between a direct numerical simulation and Reynolds-averaged Navier–Stokes equations. Such a technique is advantageous as it leads to a necessary substantial reduction of the number of discretization points compared to the technique of direct simulation requirements, while retaining the dynamic aspect of the flows.

Results : The results obtained in this work refer to the study of the dynamic boundary conditions to impose in open geometries with SND and to the application of the LES to different configurations of open cavities with a turbulent flow, in order to characterize temperature and velocity fields and then deduce mass flow rate, enthalpy flow,... The results have been compared either to other numerical results in the framework of national benchmarks (benchmark AmeTh and ADN Bâti) or to experimental results.

Résumé

Contexte du sujet : La climatisation est un poste de dépense énergétique important dans le secteur du bâtiment, qui pourrait être réduit de manière drastique par l'utilisation de systèmes passifs de rafraîchissement. Dans les climats chauds et humides, le rafraîchissement passif des bâtiments est une solution éprouvée, qui s'ordonne autour de quatre principes : minimiser les apports de chaleur interne et externe, apporter de l'inertie au bâtiment, humidifier l'air et assurer une bonne ventilation pour favoriser les échanges convectifs.

Objectifs : La description des transferts thermo-convectifs (évaluation des débits massiques, des transferts de chaleur) mis en jeu dans des cavités ouvertes (pièces avec ventilation traversante, cheminées solaires, doubles peaux, espaces sous-toiture) est encore mal connue et constitue un enjeu pour l'amélioration des systèmes passifs. L'étude de ces phénomènes peut être évaluée par la mécanique des fluides numérique. Les objectifs de ce travail de thèse sont : de réaliser des simulations numériques fines du comportement thermo-aéraulique dans des configurations typiques de systèmes passifs en climat tropical humide, afin d'améliorer nos connaissances sur la ventilation naturelle, d'approfondir et d'apporter des éléments de réponses en ce qui concerne le choix des conditions limites numériques à appliquer pour les systèmes ouverts.

Modélisation numérique : L'approche numérique adoptée dans ce travail, pour étudier la convection naturelle turbulente, est la simulation des grandes échelles (SGE ou LES en anglais). Cette approche se situe à mi-parcours entre la méthode de calcul direct et la résolution des équations moyennées en temps, de type RANS. L'avantage d'une telle technique est la réduction appréciable du nombre de points de discrétisation nécessaire par rapport à celui exigé par la méthode de calcul direct, tout en conservant l'aspect dynamique des écoulements.

Résultats : Les résultats obtenus lors de ce travail concernent l'étude des conditions limites dynamiques à imposer pour des géométries ouvertes avec une SND et l'application de la SGE à différentes configurations de cavités ouvertes en régime turbulent, afin de caractériser les champs de température et de vitesse et d'en déduire les grandeurs intégrales d'intérêt (débit massique, débit enthalpique, renouvellement d'air, ...). Les résultats de ces calculs ont été comparés soit à d'autres résultats numériques dans le cadre de benchmarks nationaux (benchmark numérique AmeTh et ADNBTi) ou à des résultats expérimentaux.