

Étude de la transition entre convection naturelle et convection forcée dans une cavité traversante

S. Wullens^{1,2*}, M. Pons², E. Wurtz³, Y. Fraigneau²

¹ LOCIE, U. Savoie - CNRS, UMR5271, Savoie Technolac, 73376 Le Bourget du Lac Cedex, France

² LIMSI-CNRS, UPR3251, BP 133, 91403 Orsay Cedex, France

³ LEB, CEA-LITEN-INES, Savoie Technolac, 73376 Le Bourget du Lac Cedex, France

* (auteur correspondant : sebastien.wullens@univ-savoie.fr)

Résumé - L'objectif de cet article est de décrire la transition entre convection naturelle et convection forcée au sein de la pièce d'habitation du benchmark ADNBati à bas nombre de Rayleigh. Cette pièce est modélisée par une cavité équipée de deux ouvertures opposées. Une validation de la méthode dans le cadre de la convection naturelle stricte est présentée. Des valeurs de débits et de nombres de Nusselt sont comparées à celles obtenues par des équipes ayant travaillé sur le benchmark. Ces mêmes variables sont ensuite présentées dans le cas de la convection mixte.

Nomenclature

| | | | |
|--------------|--|----------------------|---|
| A | surface ou section, m^2 | T | température, K |
| c_p | chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$ | P_z | pression totale ouverture Z, Pa |
| g | accélération de la gravité, $m.s^{-2}$ | \mathbf{u} | vecteur vitesse |
| H | hauteur de la pièce, m | z | position verticale, - |
| L | longueur de la pièce, m | Symboles grecs | |
| \mathbf{n} | vecteur unité sortant du domaine | Π | pression statique, - |
| p | pression adimensionnée | β | coefficient d'expansion isobare, K^{-1} |
| Pr | nombre de Prandtl, - | α | diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$ |
| q_{inz} | débit net entrant à l'ouverture Z, - | ν | viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$ |
| q_v | débit traversant, - | θ | température, - |
| Q_v | débit traversant, $m^3.h^{-1}$ | ρ | masse volumique, $kg.m^{-3}$ |
| Q_h | puissance de refroidissement, W | Indices et exposants | |
| Ra | nombre de Rayleigh, - | A, B | relatif à l'ouverture A, ou B |
| Re | nombre de Reynolds, - | i | relatif à l'air intérieur |
| Ri | nombre de Richardson, - | o | relatif à l'air extérieur |
| Nu_p | nombre de Nusselt à la paroi p, - | ref | de référence |
| t | temps | p | relatif aux parois |

1. Introduction

Pour réduire la consommation énergétique dans les bâtiments, il est important de limiter l'utilisation de systèmes de climatisation en été. La ventilation naturelle est un des principaux moyens de rafraîchir un bâtiment sans consommation énergétique. Pour soutenir son développement, il faudrait être capable de garantir ses performances en termes de débit et taux de rafraîchissement sur une année type.

La majorité des constructions sont soumises à de la convection forcée, soit par ventilation mécanique, soit par effet du vent comme par exemple dans [1]. De nombreuses études, s'appuyant sur des modèles de turbulence ont donc été menées pour modéliser la convection forcée dans les pièces [2]. Toutefois, certains bâtiments sont conçus pour favoriser les écoulements de convection naturelle comme compléments aux effets du vent, voire comme principal moteur de la ventilation. Des études numériques ont donc été menées sur des géométries de type bâtiment en convection naturelle stricte [3-5] et en convection mixte [6].

Beaucoup d'études reprennent ces résultats pour valider ou améliorer les modèles mono et multizone communément utilisés dans le bâtiment [2]. Nous proposons ici de discuter de premiers résultats sur les effets d'un écoulement de convection mixte à partir d'une résolution directe des équations de Navier-Stokes.

2. Présentation et modélisation du problème

2.1. Géométrie et mise en équations

La géométrie considérée est celle décrite dans le benchmark ADN Bati [4]. Il s'agit d'une modélisation en deux dimensions d'une chambre du bâtiment Charpak construit sur le site de l'IES de Cargèse. La cavité de longueur $L=6,50$ m et de hauteur $H=2,50$ m est équipée de deux ouvertures avec registres (non modélisés), opposées et décentrées (cf. fig. 1). La résolution est restreinte à cette cavité. Les murs à l'intérieur sont supposés à température constante et uniforme $T_p > T_o$. Cette hypothèse annule tout transfert par rayonnement entre parois et par conduction dans celles-ci. L'écoulement est supposé laminaire et étant donné les faibles écarts de température entre les murs et l'air extérieur, les équations de Navier-Stokes seront écrites en supposant l'approximation de Boussinesq vérifiée.

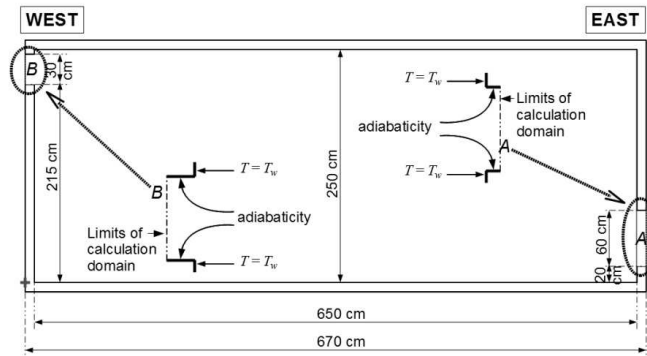


Figure 1: Géométrie du modèle de la cavité.

Les équations qui régissent les écoulements décrits précédemment s'expriment de la manière suivante sous forme adimensionnelle :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u} + \theta Ri \mathbf{e}_z \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \theta) = \frac{1}{RePr} \nabla^2 \theta \quad (3)$$

avec \mathbf{u} le vecteur vitesse, $p = \Pi + z/Fr$ la pression motrice et $\theta = (T - T_o)/(T_p - T_o)$ la température, où T_o est la température extérieure (fixée à 25°C). Les propriétés thermophysiques α , ν , c_p et β , supposées constantes et uniformes, sont données à cette température. Les références de longueur, vitesse et pression sont respectivement H , $u_0 = \sqrt{(P_B - P_A)/\rho} + (\alpha/H)\sqrt{Ra}$ et ρu_0^2 . Les paramètres qui régissent l'écoulement sont le nombre de Richardson $Ri = g\beta(T_p - T_o)H / u_0^2$, le nombre de Prandtl $Pr = \nu/\alpha$ et le nombre de Reynolds $Re = u_0 H/\nu$. En cas de convection naturelle stricte, $(P_B - P_A) = 0$ soit $1/Re = Pr\sqrt{Ra}$

et $Ri = Pr$ avec $Ra = g\beta(T_p - T_o)H^3/\nu\alpha$, on retrouve donc la forme adimensionnelle donnée dans [3].

2.2. Conditions aux limites

La température est imposée uniforme et constante au niveau des parois solides à $\theta_p=1$ excepté pour les encadrements d'ouvertures, qui eux sont supposés adiabatiques, $\nabla\theta\cdot\mathbf{n}=0$ (cf. Fig. 1). L'air entrant dans le domaine est imposé égal à la température à l'extérieur, $\theta_o=0$. On suppose que l'air sort du domaine de façon adiabatique.

Pour le couple vitesse - pression, une condition de non-glissement est appliquée sur toutes les parois solides. Le choix des conditions à appliquer sur les frontières ouvertes est un point délicat, qui est encore discuté dans la littérature [5]. Nous avons ici choisi de reprendre deux jeux de conditions aux limites différents. Dans les deux cas, le gradient de vitesse normale à la frontière est posé nul ($\nabla(\mathbf{u}\cdot\mathbf{n})\cdot\mathbf{n}=0$). Pour conserver la divergence nulle, la composante tangentielle de vitesse est elle aussi nulle ($\mathbf{u}\cdot\boldsymbol{\tau}=0$). Le premier jeu de conditions sur la pression permet la comparaison avec le benchmark ADN Bati pour la convection naturelle [4] :

- à l'ouverture A, si $\mathbf{u}\cdot\mathbf{n}_A < 0$ alors : $p = -(0.5 / A_A) \times \int_{A_A} (\mathbf{u}\cdot\mathbf{n}_A)^2 dA$, et $p = 0$ sinon ;
- à l'ouverture B, si $\mathbf{u}\cdot\mathbf{n}_B < 0$ alors : $p = -0.5 \times (\mathbf{u}\cdot\mathbf{n}_B)^2$, et $p = 0$ sinon.

La condition pour l'ouverture B, légèrement différente de celle proposée dans le benchmark ADN Bati, permet d'assurer la continuité de la pression en cas de recirculation. Elle a été utilisée dans [3].

Le second jeu est plus adapté à la convection mixte car nous ne savons pas *a priori* par où le fluide va sortir. La condition est la même pour les deux ouvertures A et B : si $\mathbf{u}\cdot\mathbf{n} < 0$ alors

$$p = -0.5 \left(\left(1 - \sqrt{\frac{Ri}{Pr}} \right)^2 \mathbf{n}\cdot\mathbf{e}_x + (\mathbf{u}\cdot\mathbf{n})^2 \right), \text{ et } p = -0.5 \left(\left(1 - \sqrt{\frac{Ri}{Pr}} \right)^2 \mathbf{n}\cdot\mathbf{e}_x \right) \text{ sinon.}$$

2.3. Grandeurs monitorées

$$\text{Débit volumique net entrant aux ouvertures : } q_{inZ} = \int_{A_Z} \frac{|\mathbf{u}\cdot\mathbf{n}_Z| - \mathbf{u}\cdot\mathbf{n}_Z}{2} dA \quad ; \text{ avec } Z=A \text{ ou } B.$$

$$\text{Débit volumique traversant : } q_v = - \int_{A_A} \mathbf{u}\cdot\mathbf{n}_A dA = \int_{A_B} \mathbf{u}\cdot\mathbf{n}_B dA.$$

Nombre de Nusselt moyen à la paroi solide j (avec $j = w, e, t, \text{ ou } b$ pour respectivement *ouest, est, haut et bas*) :

$$Nu_j = \frac{1}{A_j} \int_{A_j} (\nabla\theta\cdot\mathbf{n}_j) \cdot dA.$$

$$\text{Température moyenne du fluide sortant : } \bar{\theta}_Z = \left(\int_{A_Z} \frac{|\mathbf{u}\cdot\mathbf{n}| + \mathbf{u}\cdot\mathbf{n}}{2} \theta \cdot dA \right) / \left(\int_{A_Z} \frac{|\mathbf{u}\cdot\mathbf{n}| + \mathbf{u}\cdot\mathbf{n}}{2} \cdot dA \right);$$

avec $Z=A$ ou B .

Débit volumique traversant exprimé en $m^3.h^{-1}$: $Q_v = 3600H^2u_0q_v$.

Puissance thermique emportée exprimée en W :

$$Q_h = \rho c_p (T_p - T_o) . H^2 . u_0 . [(q_v - q_{in A}) . \bar{\theta}_A + (q_v - q_{in B}) . \bar{\theta}_B] .$$

3. Comparaison avec les résultats de la littérature en convection naturelle

3.1. Grandeurs intégrales

La comparaison des méthodes porte ici sur des grandeurs intégrales et moyennes, le débit de ventilation traversant Q_v (exprimé en $m^3.h^{-1}$ comme usuellement fait pour l'habitat), la puissance de refroidissement Q_h (en W) et les nombres de Nusselt moyennés sur les parois solides.

| Essai | Ra | q_v | Nu_w | Nu_t | Nu_e | Nu_b | $\bar{\theta}_B$ | Q_v | Q_h |
|-------|--------|---------------|--------------|-------------|--------------|--------------|------------------|--------------|---|
| | | - | - | - | - | - | - | m^3/h | W |
| J | 10^7 | 0,0173 | 17,83 | 2,89 | 17,15 | 17,08 | 0,58 | 11,08 | 0,0150 |
| | | <i>0,0180</i> | <i>17,41</i> | <i>2,97</i> | <i>17,60</i> | <i>17,95</i> | <i>0,55</i> | <i>11,43</i> | <i>0,0155</i> |
| I | 10^6 | 0,0207 | 6,90 | 1,48 | 7,74 | 8,01 | 0,71 | 4,19 | $6,89 \times 10^{-4}$ |
| | | <i>0,0209</i> | <i>7,21</i> | <i>1,49</i> | <i>7,49</i> | <i>8,01</i> | <i>0,70</i> | <i>4,23</i> | <i>$6,85 \times 10^{-4}$</i> |
| H | 10^5 | 0,0230 | 1,56 | 0,79 | 3,32 | 3,61 | 0,86 | 1,47 | $2,95 \times 10^{-5}$ |
| | | <i>0,0230</i> | <i>1,58</i> | <i>0,80</i> | <i>3,41</i> | <i>3,61</i> | <i>0,85</i> | <i>1,47</i> | <i>$2,96 \times 10^{-5}$</i> |

Tableau 1 : Comparaison de nos résultats avec ceux de Brangeon et al. [3] reportés en italique pour différents nombre de Rayleigh

Nos résultats sont donc très proches de ceux déjà publiés. Pour $Ra = 10^5$, les différences sur toutes les valeurs reportées sont de l'ordre du pourcent. Sans dépasser 4%, l'écart relatif semble augmenter avec le Rayleigh. Ceci peut être un effet de la déstabilisation de l'écoulement sur nos conditions aux limites, qui ont été explicitées. Une étude plus approfondie devra être menée pour déterminer l'effet de cette explicitation.

Les échanges aux parois sont très différents les uns des autres. Quel que soit le nombre de Rayleigh, peu d'énergie est échangée par le plafond, comparé aux autres parois. En effet, dans la couche limite du plafond, la vitesse est faible et le fluide est déjà chaud [cf. fig. 2,3]. De plus, la paroi ouest échange peu à bas nombre de Rayleigh, le jet au niveau de l'ouverture A n'a pas une inertie suffisante pour transporter les faibles températures au niveau de ce mur [cf. fig.2]. Plus le nombre de Rayleigh diminue, plus la température moyenne du fluide en sortie augmente relativement à celle des murs. Comme expliqué précédemment, l'inertie du jet devient insuffisante pour transporter directement les faibles températures de l'ouverture A vers l'ouverture B.

3.2. Écoulements et profils de vitesse aux ouvertures

Dans cette partie, nous comparons les écoulements à l'intérieur de la cavité pour le régime laminaire stationnaire à $Ra = 10^5$ et le régime laminaire instationnaire à $Ra = 10^7$ [cf. fig. 2,3,10,11]. Les écoulements obtenus sont globalement les mêmes que ceux de Brangeon et al. [3] : le fluide sort au niveau de l'ouverture B, il provient principalement d'un jet rampant sur le sol depuis l'ouverture A et d'un courant lent et chaud collé au plafond pompé par la paroi

est. À bas Rayleigh, ces deux écoulements proviennent de l'ouverture A. À plus haut Rayleigh, le courant au plafond semble plutôt provenir des cellules contrarotatives.

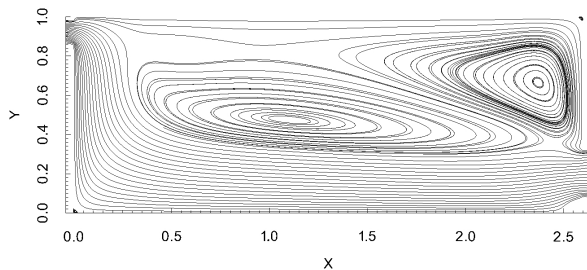


Figure 2 : Iso-valeurs de la fonction de courant, essai H [cf. Tab1].

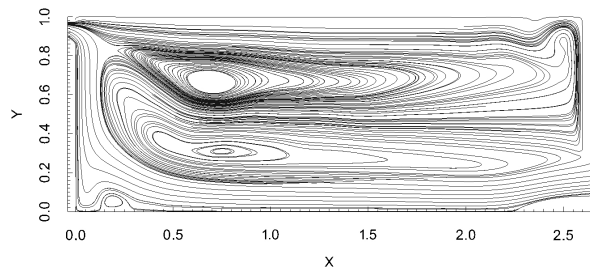


Figure 3 : Iso-valeurs de la fonction de courant, essai J [cf. Tab1].

Les figures 4 et 5 montrent l'évolution de la composante horizontale de vitesse aux ouvertures en fonction du nombre de Rayleigh. Les profils à l'ouverture A s'écrasent avec son augmentation. Cela s'explique par l'apparition d'un écoulement vertical dû aux instabilités de Rayleigh-Bénard qui viennent perturber le jet au niveau du sol. Une recirculation apparaît à l'ouverture B avec l'augmentation du nombre de Rayleigh. Elle peut s'expliquer par la chute de pression provoquée par le changement rapide de direction à la sortie. On observe une forte différence avec Brangeon [3] à l'ouverture A pour l'essai J : dans nos essais, le fluide semble ne pas pouvoir entrer par le haut de l'ouverture. Peut-être est-ce à cause de l'explicitation de la condition en vitesse à ce niveau.

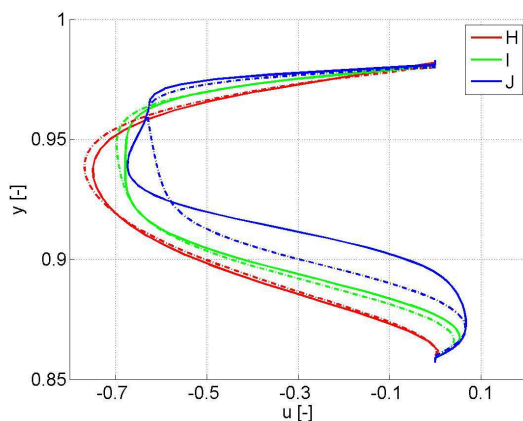


Figure 4 : Profils de vitesse horizontale à l'ouverture B. Essais H à J [cf. Tab1]. Résultats de [3] reportés en pointillés.

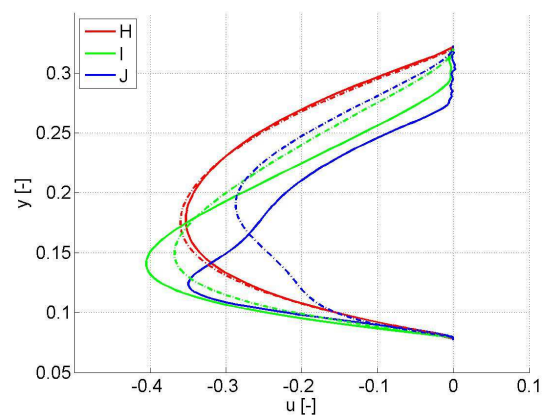


Figure 5 : Profils de vitesse horizontale à l'ouverture A. Essais H à J [cf. Tab1]. Résultats de [3] reportés en pointillés.

4. Résultats en convection mixte

4.1. Grandeurs intégrales

Nous présentons ici les résultats de calculs en convection mixte. Le second jeu de conditions aux limites a été utilisé (cf. section 2.2). Les calculs de A à F ont été effectués à $Ra = 10^5$ en augmentant progressivement l'écart de pression entre les ouvertures B et A [cf. Tab. 2,3]. L'écoulement G est forcé par le même écart de pression qu'en F avec $Ra = 0$.

Le calcul A donne un écoulement de convection naturelle pure. Du fait de la différence de conditions aux limites, les débits sont légèrement inférieurs à ceux de H. Ce phénomène a déjà été observé de façon plus significative dans le cas de la cheminée deux dimensions de [5]. Comme les ouvertures sont de faibles dimensions par rapport à celles des murs verticaux, l'influence de la répartition de la pression au droit de celles-ci est faible et les débits ne sont que peu modifiés en fonction du type de conditions aux limites en pression.

| <i>Essai</i> | <i>Ri</i> | <i>Re</i> | q_{inA} $\times 10^{-2}$ | q_{inB} $\times 10^{-2}$ | q_v $\times 10^{-2}$ | Q_v m^3/h |
|--------------|-----------|-----------|-------------------------------|-------------------------------|---------------------------|------------------|
| | - | - | | | | |
| A | 0,711 | 445 | 2,26 | 0 | 2,26 | 1,45 |
| B | 0,413 | 584 | 1,49 | 0 | 1,49 | 1,25 |
| C | 0,329 | 655 | 1,03 | 0 | 1,03 | 0,973 |
| D | 0,292 | 694 | 0,745 | 0 | 0,745 | 0,744 |
| E | 0,223 | 795 | 0 | 1,14 | -1,12 | -1,28 |
| F | 0,188 | 865 | 0 | 1,82 | -1,82 | -2,27 |
| G | 0 | 420 | 0 | 5,11 | -5,11 | -3,09 |

Tableau 2 : *Grandeurs caractéristiques de l'écoulement : débits entrants et traversant en fonction des nombre de Richardson et Reynolds.*

L'augmentation de pression provoque une diminution progressive des débits de l'essai A à D, jusqu'à leur inversion en E. Nous n'observons d'entrée de fluide par les deux ouvertures en même temps sur aucun des essais. Il aurait fallu se placer à des valeurs de *Ri* et *Re* comprises entre celles des essais D et E mais les écoulements semblent devenir instables et nous n'avons pas encore pu conclure sur la nature numérique ou physique de ces instabilités.

| <i>Essai</i> | $\bar{\theta}_A$ | $\bar{\theta}_B$ | Nu_w | Nu_t | Nu_e | Nu_b | Q_h $W \times 10^{-5}$ |
|--------------|------------------|------------------|--------|--------|--------|--------|-----------------------------|
| | - | - | - | - | - | - | |
| A | - | 0,865 | 1,51 | 0,771 | 3,32 | 3,55 | 2,92 |
| B | - | 0,89 | 1,19 | 0,62 | 2,83 | 3,3 | 2,59 |
| C | - | 0,92 | 0,767 | 0,424 | 2,09 | 2,84 | 2,08 |
| D | - | 0,921 | 0,497 | 0,282 | 1,5 | 2,38 | 1,59 |
| E | 0,837 | - | 0,869 | 1,67 | 0,493 | 0,09 | 2,54 |
| F | 0,786 | - | 2,5 | 3,52 | 2,4 | 3,3 | 4,16 |

Tableau 3 : *Grandeurs caractéristiques de l'écoulement (suite) : nombres de Nusselt aux parois, températures moyennes de sortie et taux de refroidissement.*

La répartition des transferts mur-fluide est très impactée par le rapport entre l'effort de convection naturelle et celui de convection forcée. Tant que les effets de convection naturelle sont prépondérants, la répartition reste proche de celle des essais A et H. Les transferts thermiques diminuent avec l'augmentation de pression entre les essais A et D jusqu'à ce que l'inversion du débit global intervienne. Les échanges au niveau de la paroi est diminuent plus rapidement que ceux au niveau des autres murs. Une fois l'écoulement de forcé prépondérant, en F, les échanges au niveau du sol et du plafond deviennent équivalents entre eux et

supérieurs à ceux au niveau des parois verticales. Nous allons tenter d'expliquer ces phénomènes sur quelques cas dans la sous-section suivante.

4.2. Écoulements

Dans cette partie, nous comparons les iso-valeurs de fonction de courant des écoulements à l'intérieur de la cavité pour les calculs A, D, F et G [cf. fig. 6-9].

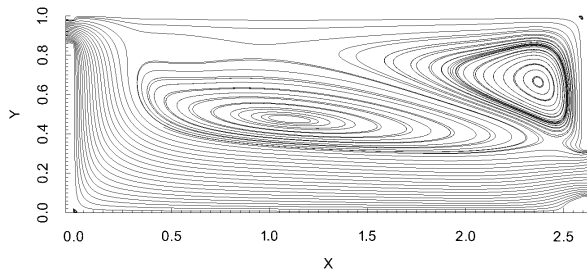


Figure 6 : Iso-valeurs de la fonction de courant, essai A [cf. Tab2].

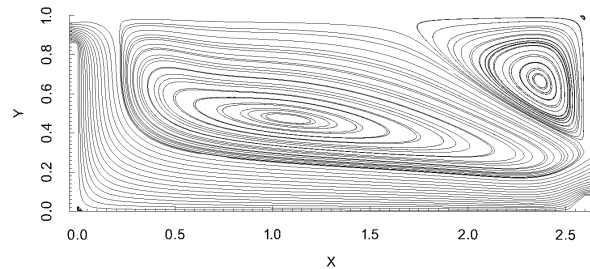


Figure 7 : Iso-valeurs de la fonction de courant, essai D [cf. Tab2].

Les cas A et D sont principalement dirigés par la convection naturelle. Dans les deux cas, un écoulement part de l'ouverture basse, suit le sol et sort par l'ouverture haute. Deux cellules contrarotatives occupent la majorité de l'espace, une au centre et une collée à la paroi est. La différence principale vient de l'effet de l'écart de pression appliqué au cours de l'essai D sur l'écoulement qui suivait le plafond avant de sortir dans l'essai A. Il a été bloqué. Ceci peut expliquer la forte chute du nombre de Nusselt au niveau de la paroi est : plutôt que d'être évacué, l'air aspiré est ramené en bas de paroi par la cellule de recirculation de droite. L'air qui s'écoule le long du mur est dans le cas D est donc plus chaud que dans le cas A.

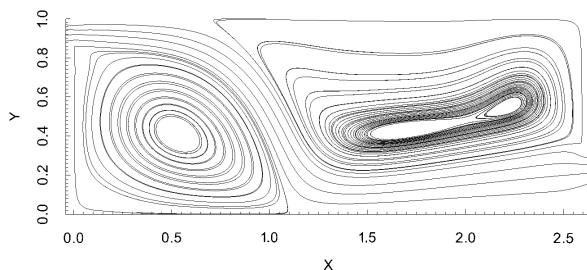


Figure 8 : Iso-valeurs de la fonction de courant, essai F [cf. Tab2].

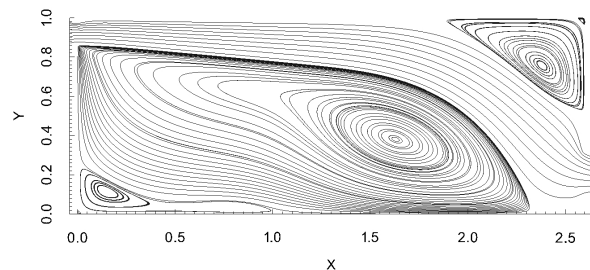


Figure 9 : Iso-valeurs de la fonction de courant, essai G [cf. Tab2].

Dans le cas F, l'écart de pression contrebalance l'effet de convection naturelle. Un jet horizontal part de l'ouverture haute, plonge au niveau du tiers de la cavité et rampe au sol jusqu'à sortir en bas. Cet écoulement agit de façon semblable sur le mur et le plafond, cela explique la proximité des nombres de Nusselt au niveau des parois horizontales. Deux cellules de recirculation occupent toute la surface des parois verticales et justifient la faiblesse des échanges thermiques par rapport aux parois verticales. La différence principale avec l'écoulement totalement forcé G, est la distance à laquelle le jet plonge. Dans le cas F, l'aspiration thermique au niveau de la paroi est renforce la cellule de recirculation haute qui vient perturber le jet plus tôt que dans le cas G.

5. Conclusion

Nous avons modifié les conditions aux limites aux ouvertures d'un code du LIMSIS pour l'adapter à une étude de convection mixte en cavité ouverte. Cette modification a été validée en comparant nos résultats en convection naturelle avec ceux obtenus par le Benchmark ADNBati. Nous avons ensuite présenté les premiers résultats en convection mixte sur cette même cavité. L'objectif à terme sera d'augmenter les valeurs de nombre de Reynolds étudiées pour pouvoir définir des corrélations et les comparer avec des résultats obtenus par des modèles plus simples comme par exemple définis dans [6]. Nous pourrions enfin intégrer ces corrélations à une simulation plus complète d'un bâtiment.

Références

- [1] H. Montazeri and R. Azizian, *Experimental study on natural ventilation performance of one-sided wind catcher*, Building and Environment 43(12) (2008), 2193 – 2202.
- [2] L. Mora, A.J. Gadgil, E. Wurtz, *Comparing zonal and CFD model predictions of isothermal airflows to experimental data*, Indoor Air Journal (13)2 (2003b), pp. 77-85.
- [3] B. Brangeon, A. Bastide, P. Joubert et M. Pons, *Étude numérique de la ventilation traversante naturelle dans une cavité ouverte. Application au rafraîchissement passif des locaux*, Congrès Français de Thermique, ISBN 978-2-905267-76-4, No 177.pdf pp. 213-218, (2011).
- [4] M. Pons et al., *Le cas-test ADNBATI, un benchmark sur la ventilation naturelle dans une pièce d'habitation*, Congrès Français de Thermique, ISSN 1259-164X, Vol. 1 pp. 262-269, (2012).
- [5] G. Desrayaud, R. Bennacer, J.-P. Caltagirone, E. Chenier, A. Joulin, N. Laaroussi et K. Mojtabi, *Etude numérique comparative des écoulements thermoconvectifs dans un canal vertical chauffé asymétriquement*, VIIIème Colloque Inter-Universitaire Franco-Québécois (Montréal, Canada, 28-30 May, 2007), CIFQ2007/ART-2006-2014.
- [6] L. Stephan, *Modélisation de la ventilation naturelle pour l'optimisation du rafraîchissement passif de bâtiments*, Thèse Université de Savoie, Le Bourget-du-Lac (2010).

Remerciements

Ces travaux ont été financés par l'Agence Nationale de la Recherche au travers du programme Habitat intelligent et solaire photovoltaïque (projet 4C n°ANR-08-HABISOL-019).

6. Annexes

Ci-dessous les iso-valeurs de fonction de courant issues de Brangeon et al. [3].

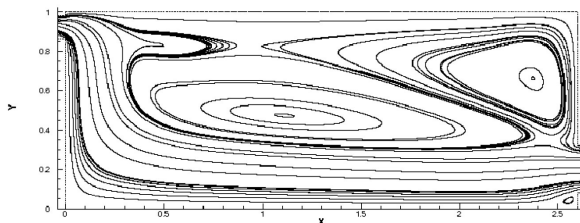


Figure 10 : Iso-valeurs de la fonction de courant pour $Ra=10^5$. Issus de Brangeon [3]

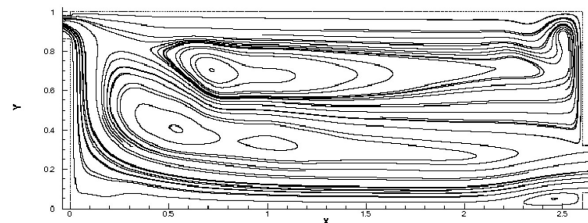


Figure 11 : Iso-valeurs de la fonction de courant pour $Ra=10^7$. Issus de Brangeon [3]