

Couplage convection-rayonnement surfacique en cavité différentiellement chauffée à haut nombre de Rayleigh : impact de l'émissivité des parois.

Laurent CADET^{1,*}, Patrice JOUBERT¹, Anne SERGENT^{2,3}, Didier SAURY⁴, Denis LEMONNIER⁴

¹LASIE, CNRS UMR 7356, Université de La Rochelle, 17026 La Rochelle cedex 01

²LIMSI, CNRS UPR 3251, Campus de l'Université Paris-Sud ,91403 Orsay cedex

³UPMC, Université Pierre et Marie Curie, Paris 06, 4 place Jussieu, 75005 Paris

⁴Institut PPRIME, CNRS UPR 3346, CNRS-ENSMA-Université de Poitiers, 1 Avenue C. Ader, BP 40109, 86961 Futuroscope cedex

*(auteur correspondant : laurent.cadet@univ-lr.fr)

Résumé - Ce travail présente une étude numérique du couplage convection-rayonnement surfacique et volumique au sein d'une cavité différentiellement chauffée en air à fort rapport d'aspect vertical pour un nombre de Rayleigh de 4.10^{10} . L'impact de l'émissivité des parois est étudié ainsi que la présence de vapeur d'eau dans l'écoulement. La convection est traitée par une approche volumes-finis sous hypothèse de Boussinesq et le rayonnement par la méthode des ordonnées discrètes combinée au modèle de gaz réel SLW. Les résultats obtenus montrent que le rayonnement tend à diminuer la stratification thermique centrale et à intensifier les échanges aux parois ainsi que la turbulence.

Nomenclature

<. > moyenne temporelle

A rapport de forme ($A=L_x/H$)

H hauteur, m

L_x largeur, m

L_y profondeur, m

g gravité, $m.s^{-2}$

T température, K

U vitesse adimensionnée, (-)

p pression motrice adimensionnée, (-)

I luminance adimensionnée

S_r terme source radiatif, (-)

$q_{r,w}^{net}$ flux radiatif net pariétal, (-)

x_a fraction molaire de vapeur d'eau (g/kg)

H_r humidité relative basée sur T_f (-)

Indices

w paroi

n normale à la paroi, vers le fluide

t relatif à la turbulence

$conv$ convectif

rad radiatif

Lettres grecques

ρ masse volumique du gaz, $kg.m^{-3}$

β coefficient de dilatation thermique, K^{-1}

κ diffusivité thermique ($\lambda/(\rho.C_p)$), $m^2.s^{-1}$

κ_r coefficient d'absorption, m^{-1}

ε émissivité de paroi, (-)

λ conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$

ν viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$

τ épaisseur optique ($H.\kappa_r$), (-)

σ_B constante, Stefan-Boltzmann, $W.m^{-2}.K^{-4}$

θ température adimensionnée, ($[T-T_0]/\Delta T$)

Θ_0 rapport de température ($T_0/\Delta T$)

Nombres sans dimensions

Pr nombre de Prandtl (ν/κ)

Pl nombre de Planck ($\lambda\Delta T/\sigma_BHT_0^4$)

Ra nombre de Rayleigh ($g\beta H^3\Delta T/\nu\kappa$)

Nu nombre de Nusselt

S stratification thermique ($\partial\theta/\partial z|_{centre}$)

1. Introduction

Les écoulements turbulents de convection naturelle dans l'air sont largement modifiés par le rayonnement thermique comme par exemple en cavité différentiellement chauffée, et ce même à température modérée [1]. De nombreuses études numériques ont déjà été réalisées à

de très hauts nombres de Rayleigh ($Ra=10^{11}$) dont les travaux de [2]. Cependant celles-ci se sont intéressées à des écoulements de convection naturelle pure. Or, il a été montré que ces écoulements sont moins turbulents, et présentent une structuration différente de celle des écoulements en présence de rayonnement, tant surfacique [3] que volumique [1]. Classiquement, la prise en compte du rayonnement surfacique se fait par la méthode des radiosités [3]. Cependant, il est aussi possible de résoudre l'équation du transfert radiatif (ETR) qui présente l'avantage de pouvoir aussi prendre en compte le rayonnement volumique. Dans ce travail, nous souhaitons mettre en évidence numériquement, dans le cas d'une cavité différentiellement chauffée remplie d'air à $Ra = 4.10^{10}$, l'influence du rayonnement surfacique et volumique sur la répartition des températures pariétales et les modifications de l'écoulement qui en résultent. Pour cela, nous comparons des résultats issus de simulations numériques couplées convection-rayonnement en considérant deux valeurs d'émissivités ($\varepsilon = 0,1$ et $\varepsilon = 0,6$) aux parois passives, pour des parois isothermes à $\varepsilon = 0,15$. Afin d'étudier l'impact du rayonnement sur l'écoulement, ces résultats sont comparés à une simulation en convection naturelle seule dénommée ici *adiabatique*. De façon à pallier le surcoût lié à la résolution de l'ETR, une modélisation de sous-maille (LES) est employée pour modéliser les petites échelles de l'écoulement tandis que le couplage convection-rayonnement est négligé à ces échelles.

Après avoir décrit le modèle physique et les méthodes numériques, la méthode de Parallélisation hybride mise en place pour le rayonnement sera présentée. Les premiers résultats obtenus seront présentés et discutés dans la dernière partie.

2. Problème physique et mise en équations

2.1. Configuration étudiée

La configuration correspond à une expérimentation localisée à l'institut PPRIME [5]. Il s'agit d'une cavité différentiellement chauffée remplie d'air de hauteur $H=3,84m$, de largeur $L_x=1m$ et de profondeur $L_y=0,86m$. L'air est considéré comme un gaz parfait transparent mono-espèce (épaisseur optique $\tau = 0$), dont les propriétés sont constantes ($C_p = 1004 J.kg^{-1}.K^{-1}$, $\rho = 1,225 kg.m^{-3}$, $\lambda = 2,63.10^{-2} W.m^{-1}.K^{-1}$) hormis le coefficient de dilatation thermique $\beta = 1/T_0$, pour les configurations de rayonnement surfacique seul et contenant de la vapeur d'eau pour la configuration volumique présentée.

Une différence de température ΔT est appliquée à deux parois verticales opposées isothermes (parois actives, $\varepsilon = 0,15$). Les autres parois passives d'émissivité $\varepsilon = [0,1;0,6]$ (plafond, plancher, avant et arrière) sont isolées thermiquement. L'écoulement couplé convection-rayonnement est caractérisé par (i) 2 nombres thermo-aérauliques sans dimension : $Pr=0,71$ et $Ra=4.10^{10}$, (ii) deux paramètres géométriques : les rapports d'aspect A_x , A_y et (iii) 2 nombres radiatifs sans dimension : $Pl=1,16.10^{-4}$ et $\Theta_0=41,73$. Deux valeurs dimensionnelles sont encore nécessaires pour définir le problème radiatif : la température de référence $T_0=292,15K$ et la hauteur de la cavité H .

2.2. Équations régissant l'écoulement

En considérant l'approximation de Boussinesq, les équations de conservation instationnaires adimensionnées et filtrées pour l'approche LES s'expriment sous la forme suivante :

$$\nabla \cdot \vec{U} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \vec{U} = -\nabla p + \frac{Pr}{\sqrt{Ra}} \nabla \cdot \left[\left(1 + \frac{\nu_t}{\nu} \right) \nabla \vec{U} + \frac{\nu_t}{\nu} \nabla \vec{U}^T \right] + Pr \theta \vec{z} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \theta = \frac{1}{\sqrt{Ra}} \nabla \cdot \left[\left(1 + \frac{\kappa_t}{\kappa} \right) \nabla \theta \right] + \frac{1}{Pl} S_r \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial n} + \frac{1}{Pl} q_{r,w}^{net} = 0 \text{ sur les parois adiabatiques ; et } \theta = \pm 0.5 \text{ aux parois actives} \quad (4)$$

Les variables sont adimensionnées par $U_0 = \kappa/H \cdot \sqrt{Ra}$ comme vitesse de référence, H comme longueur de référence, ΔT pour la température. L'équation (4) représente la condition limite d'adiabaticité appliquée aux parois passives où la convection et le rayonnement sont à l'équilibre (la conduction dans les parois est négligée). Afin de déterminer la valeur du flux radiatif net pariétal $q_{r,w}^{net}$ ainsi que le terme source radiatif S_R , nous résolvons l'ETR (eq. 5) pour chacun des N_g gaz gris du modèle SLW :

$$\vec{s} \nabla I^l = \kappa_l \left[a_l \frac{\sigma_B T^4}{\pi} - I^l \right]; \quad \forall \vec{s} \in 4\pi \text{ stéradians et } \forall l \in [0, N_g] \quad (5)$$

$$I_w^l = \varepsilon_w a_l \frac{\sigma T_w^4}{\pi} + \frac{1 - \varepsilon_w}{\pi} \int I^l \cdot |\vec{s} \cdot \vec{n}| \cdot d\Omega \text{ sur toutes les parois} \quad (6)$$

Où \vec{s} est la direction de propagation du rayon considéré d'angle solide $d\Omega$, $[\kappa_l, a_l]$ sont les coefficients d'absorption et de pondération du l -ième gaz gris du modèle SLW dépendant de la concentration x_a , de la pression de référence P_0 et de la température locale T . Le flux radiatif net pariétal adimensionné $q_{r,w}^{net}$ ainsi que le terme source radiatif adimensionné S_R sont ainsi obtenus par :

$$q_{r,w}^{net} = \frac{1}{\sigma_B T_0^4} \left[\varepsilon_w \sigma_B T_w^4 - \varepsilon_w \sum_{l=0}^{N_g} \int I^l \cdot |\vec{s} \cdot \vec{n}| \cdot d\Omega \right] \quad (7)$$

$$S_R = \frac{H}{\sigma_B T_0^4} \cdot \sum_{l=0}^{N_g} \kappa_l \left[\int I^l d\Omega - 4a_l \sigma_B T^4 \right] \quad (8)$$

3. Méthodes numériques

Le code de simulation numérique volumes-finis couplé FISSION-RAD d'ordre 2 (schémas centrés) se base sur une approche de Parallélisation hybride MPI/OpenMP. Le solveur employé est basé sur un code DNS explicite multi-domaine d'ordre 2 (temps et espace) [4] dans lequel un module de rayonnement a été intégré. Le couplage vitesse-pression est assuré par une méthode de projection. Le modèle de diffusivité de sous-maille κ_t (MSDM) employé a été validé en convection naturelle [4]. La viscosité ν_t ainsi que les phénomènes radiatifs S_R de sous-maille sont négligés.

Afin de résoudre le problème radiatif, la méthode des ordonnées discrètes (DOM) a été employée avec le schéma STEP. Pour discrétiser le domaine angulaire, les quadratures symétriques (LSN) d'ordre 10 (i.e. S_{10}) [6] ont été employées, permettant ainsi d'évaluer

l'équation (5) sur 120 directions et l'équation (6) sur 60 directions. Le problème ainsi discrétisé est résolu à l'aide d'une méthode de résolution directe par balayage de domaine (*domain sweeping*) parallélisé ici de façon hybride (MPI/OpenMP).

4. Méthode de Parallélisation hybride pour la DOM

Afin de permettre la résolution parallèle du problème couplé convection-rayonnement sur architecture hybride, nous optons pour une décomposition de domaine spatial sur l'ensemble des processus MPI, au sein desquelles différentes approches de Parallélisation OpenMP sont appliquées en fonction du problème traité. Pour la convection, une sous-décomposition de domaine spatial est appliquée. Pour le rayonnement, une décomposition de domaine angulaire (ADP) a été sélectionnée et est illustrée ci-dessous.

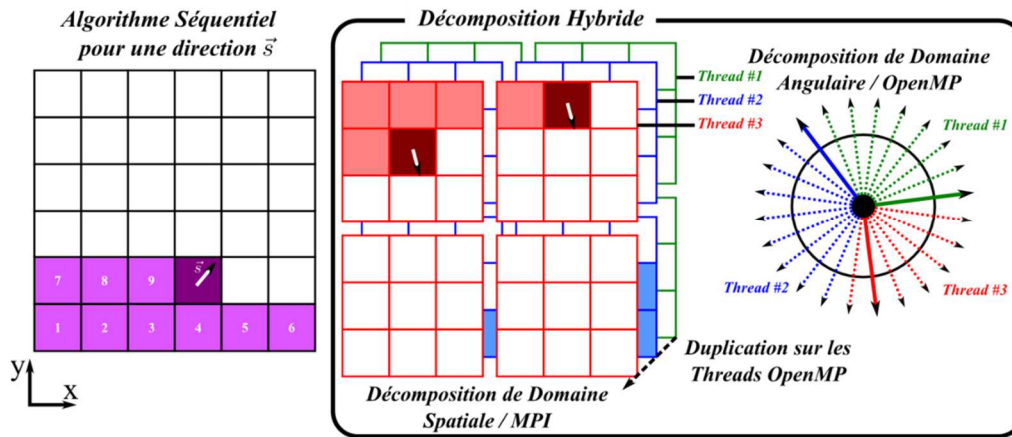


Figure 1 : méthode de décomposition de domaine MPI (gauche) et décomposition hybride OpenMP/MPI (droite).

La méthode de Parallélisation hybride retenue consiste à répartir l'ensemble des directions discrètes sur les $N_{threads}$ threads OpenMP appartenant à chacun des N_{MPI} processus MPI. Par la suite, l'ensemble des i -èmes threads OpenMP appartenant aux différents processus MPI forment des *teams* au sein desquelles l'algorithme de résolution MPI par propagation de front d'onde (WF) est appliqué. Aussi, chaque thread OpenMP appartenant à chaque processus MPI applique la méthode de résolution par balayage de domaine présentée sur la figure 1 (gauche).

4.1. Influence de l'approche de couplage convection-rayonnement

Le pas de temps convectif adimensionné, basé sur la contrainte de $CFL = 0,5$, varie de 2.10^{-4} à 5.10^{-4} unités sans dimension (ut) pour les différentes simulations. Suite à une étude de convergence en maillage présentée dans [4], nous optons pour un maillage de $200 \times 100 \times 512$ cellules considérant une distribution régulière suivant y et z , tandis qu'un raffinement est appliqué suivant x à proximité des parois actives et ce, pour l'ensemble des simulations. Pour les configurations couplées, le problème radiatif est résolu tous les 5 pas de temps convectifs. Pour le cas volumique, on considère une teneur en eau $x_a = 11 g_{eau}/kg_{air sec}$, ce qui correspond à la saturation de l'air à la température de la paroi froide T_f ($H_r(T_f) = 100\%$). La discrétisation spectrale ($\kappa \in [6,3.10^{-7}; 570] m^{-1}$) est réalisée sur 8 gaz gris. Tous les résultats présentés sont issus de moyennes temporelles, avec des durées d'accumulation supérieures à 300 ut.

4.1.1. Caractérisation thermique de l'écoulement

Sur la figure 2, nous pouvons observer les profils verticaux du nombre de Nusselt convectif à mi-profondeur de la paroi chaude, ainsi que celui de la température moyenne le

long de la ligne centrale. On observe sur les profils du nombre de Nusselt une hiérarchisation des profils de couplage surfacique avec l'augmentation de l'émissivité des parois passives ($\varepsilon = 0$ - *adiabatique*, $\varepsilon = 0,1$ et $\varepsilon = 0,6$). On note un déclenchement plus précoce de la transition laminaire-turbulent avec l'augmentation de ε , augmentant ainsi globalement les échanges convectifs le long des parois isothermes. Au contraire, on note que la présence de vapeur d'eau tend à retarder légèrement la transition et à diminuer les échanges convectifs dans la zone transitoire, sans pour autant affecter les zones laminaire et turbulente développée. Néanmoins, une comparaison entre résultats expérimentaux et numériques pour $\varepsilon = 0,1$ montre un bon accord, améliorée en tenant compte des échanges volumiques, bien que l'amplitude des échanges soit globalement sous-estimée. La figure illustrant le profil de température le long de la ligne centrale montre également une hiérarchisation de la stratification thermique avec l'évolution de ε . On note que la stratification thermique centrale S (tableau 1) diminue avec l'augmentation de l'émissivité des parois passives et tend vers un profil linéaire du fait de l'homogénéisation des zones avales des CL introduite par la turbulence plus précoce le long des parois actives. On note cependant que l'introduction de vapeur d'eau (pour $\varepsilon = 0,1$) ne semble pas affecter la stratification au centre de la cavité mais impacte les parties haute et basse de celle-ci, abaissant d'autant plus la stratification thermique près des parois horizontales. En outre, la confrontation numérique-expérimentale exhibe une surestimation numérique de la stratification thermique centrale S, ainsi qu'un écart entre les profils plus prononcé dans la partie supérieure de la cavité. On observe que la configuration volumique tend à diminuer l'écart numérique-expérimental avec une bien meilleure concordance dans la partie basse par rapport à la partie haute.

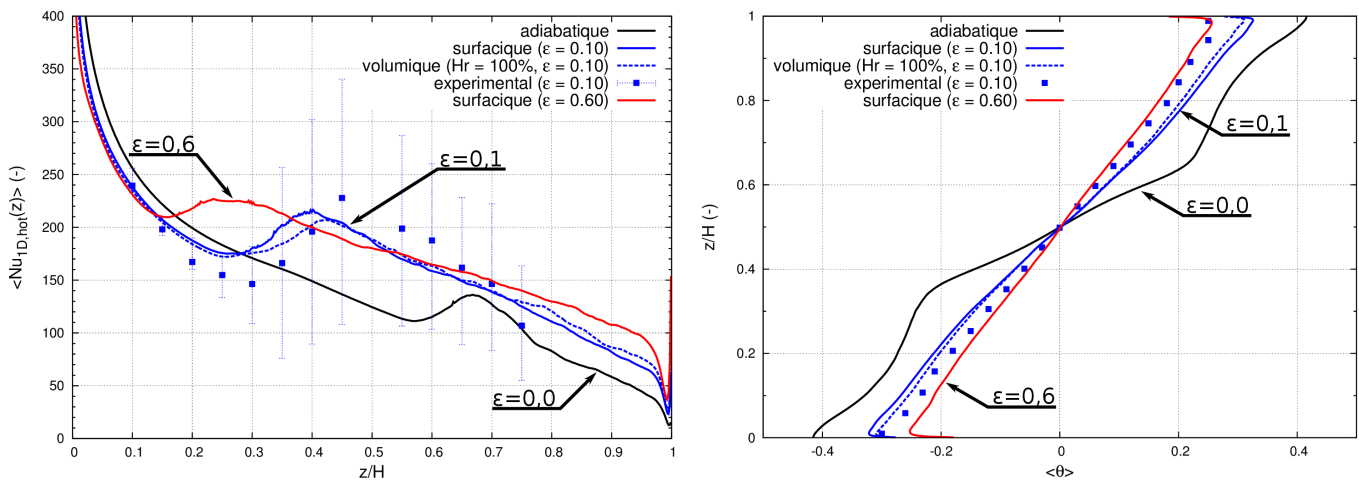


Figure 2 : caractérisation thermique 1D de l'écoulement. Profil vertical du nombre de Nusselt convectif moyen à mi-profondeur de la paroi chaude (gauche). Profil vertical de la température moyenne au centre de la cavité (droite).

La comparaison des répartitions du nombre de Nusselt convectif à la paroi avant de la cavité (figure 3, gauche) montre que le rayonnement provoque un refroidissement de la partie supérieure de la cavité et un réchauffement de la partie basse (également visible sur la figure 2, droite), qui s'amplifie avec l'augmentation de l'émissivité des parois. On note également une stratification des échanges convectifs le long de la ligne médiane de la paroi frontale avec cependant des déformations importantes des iso-contours à proximité des parois isothermes, dues aux CL le long de celles-ci. On observe que l'introduction de vapeur d'eau influence fortement la répartition des échanges convectifs à la paroi avant, en réchauffant la partie supérieure de la paroi par rapport au cas surfacique (et inversement pour la partie basse). Le rayonnement volumique vient donc contrebalancer l'effet du rayonnement surfacique le long des parois avant et arrière.

Sur la figure 3 (droite) nous observons sur les profils de température à la paroi haute une diminution globale des niveaux de température avec l'augmentation de l'émissivité des parois passives. Dans la configuration *adiabatique* pour $x/L_x > 0,2$, on observe un plateau sur la quasi-totalité de la paroi, qui se réduit avec l'augmentation de ε du fait du renforcement du jet horizontal le long de la paroi issu de la couche limite chaude (cf. § suivant). Cependant, à l'inverse de la paroi avant, la vapeur d'eau n'impacte pas le profil de température de la paroi haute. Une évaluation des valeurs intégrées des nombres de Nusselt ainsi que le paramètre de stratification thermique centrale S sont présentées dans le tableau 1. On y observe dans un premier temps que les échanges convectifs à la paroi chaude croissent avec l'émissivité des parois passives alors que le nombre de Nusselt radiatif reste quasi-constant. On note également que les échanges radiatifs représentent environ 35% des échanges convectifs. Enfin, la valeur non-nulle du nombre de Nusselt convectif à la paroi avant traduit une perte de centro-symétrie des échanges qui s'accroît avec l'augmentation de ε , qui reste à expliquer.

<i>couplage</i>	$Nu_{1D,conv}^{chaud}$	$Nu_{2D,conv}^{chaud}$	$Nu_{2D,rad}^{chaud}$	$Nu_{2D,conv}^{haut}$	$Nu_{2D,conv}^{avant}$	S
<i>adiabatique</i>	151,7	150,7	0,0	0,0	0,00	1,21
<i>expérimental</i> $\varepsilon = 0,1$	157 ± 30	N.C.	N.C.	N.C.	N.C.	$0,59 \pm 0,03$
<i>surfactive</i> $\varepsilon = 0,1$	162,8	171,6	64,0	-18,3	0,22	0,81
<i>volumique</i> $\varepsilon = 0,1$	170,8	172,5	63,7	-15,7	0,22	0,83
<i>surfactive</i> $\varepsilon = 0,6$	182,0	182,5	64,2	-37,9	0,38	0,47

Tableau 1 : Stratification thermique centrale S et nombres de Nusselt convectif et radiatif intégrés à mi-profondeur le long des parois chaude (1D), et sur toute la surface (2D).

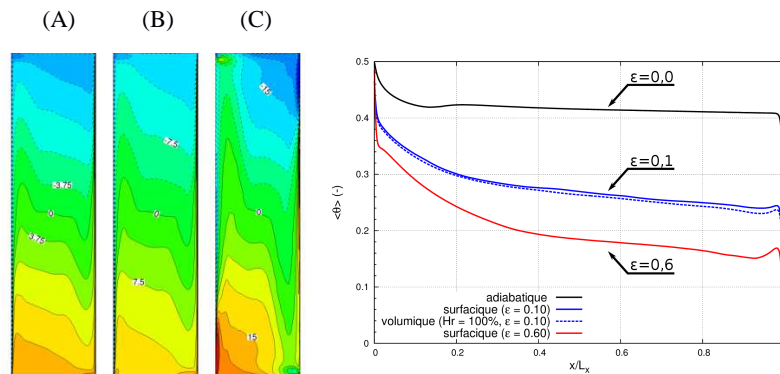


Figure 3 : caractérisation thermique 1D et 2D de l'écoulement. *Gauche* : iso-contours du nombre de Nusselt convectif moyen (variation de -30 à +30) sur la face frontale : (A) surfactive $\varepsilon = 0,1$, (B) volumique $\varepsilon = 0,1$ et (C) surfactive $\varepsilon = 0,6$. *Droite* : Profil horizontal de la température moyenne à mi-profondeur sur la paroi haute.

4.1.2. Description de l'écoulement

Sur le profil horizontal de vitesse verticale moyenne (figure 4, haut, gauche), nous observons une augmentation de l'amplitude de vitesse maximale dans la couche limite chaude ainsi qu'un épaississement de celle-ci avec l'augmentation de ε pour une côte $z/H = 0,7$. Cependant, pour la même côte, l'augmentation de ε provoque une diminution de l'amplitude de la vitesse dans la couche limite froide et un épaississement de cette couche limite. Le rayonnement provoque une intensification de l'écoulement de jet le long des parois horizontales (figure 4, bas, droite) ainsi que la formation d'une zone de recirculation, provoquant une cellule de recirculation près des parois horizontales, qui n'existe pas dans le

cas adiabatique (figure 4, bas, gauche). Cette intensification augmente avec ε et se traduit par l'augmentation des échanges convectifs observés précédemment.

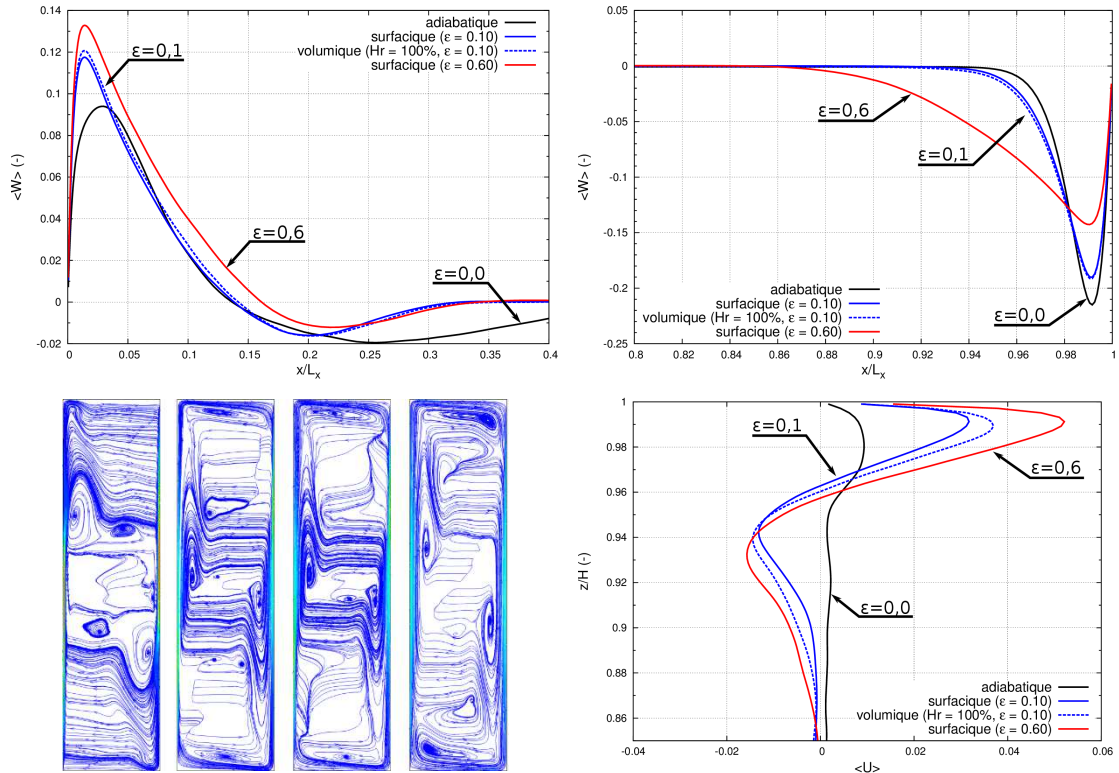


Figure 4 : Extractions à mi-profondeur ($y = L_y/2$). Haut : Profils de vitesse verticale au cœur des couches limites chaude (gauche) et froide (droite) pour $z/H = 0,70$. Bas : (gauche) lignes de courants (adiabatique, surfacique $\varepsilon=0.1$, volumique $\varepsilon=0.1$ et surfacique $\varepsilon=0.6$) et (droite) profil de vitesse horizontale dans le voisinage de la paroi haute à mi-largeur ($x = L_x/2$).

Les grandeurs fluctuantes pour une côte de $z/H = 0,75$ sont reportées sur la figure 5. On y observe une intensification globale de la turbulence à mi-profondeur qui augmente avec l'émissivité, au travers d'un épaissement des couches limites turbulentes chaude et froide (figure 5, droite) ainsi que d'une intensification des fluctuations, qui provoque une augmentation des échanges thermiques turbulents (flux thermique turbulent, figure 5, gauche).

Le tableau 2 présente ainsi l'énergie cinétique $\langle k \rangle$, l'énergie cinétique turbulente $\langle k' \rangle$ et l'intensité turbulente I_k moyennées dans le plan à mi-profondeur montrant ainsi l'intensification globale de la cinétique de l'écoulement ainsi que de la turbulence dans la cavité.

$y = L_y/2$	Nu_{tot}	$\langle k \rangle = 1/2 \cdot \langle u_i u_i \rangle$	$\langle k' \rangle = 1/2 \cdot \langle u_i' u_i' \rangle$	$I_k = \langle k' \rangle / \langle k \rangle$
adiabatique	151,7	$4,698 \cdot 10^{-4}$	$1,024 \cdot 10^{-4}$	21,7 %
surfacique $\varepsilon = 0,1$	227,1	$5,280 \cdot 10^{-4}$	$1,522 \cdot 10^{-4}$	28,8 %
surfacique $\varepsilon = 0,6$	246,5	$7,021 \cdot 10^{-4}$	$2,225 \cdot 10^{-4}$	31,7 %

Tableau 2 : Grandeurs cinétiques moyennées dans le plan à mi-profondeur.

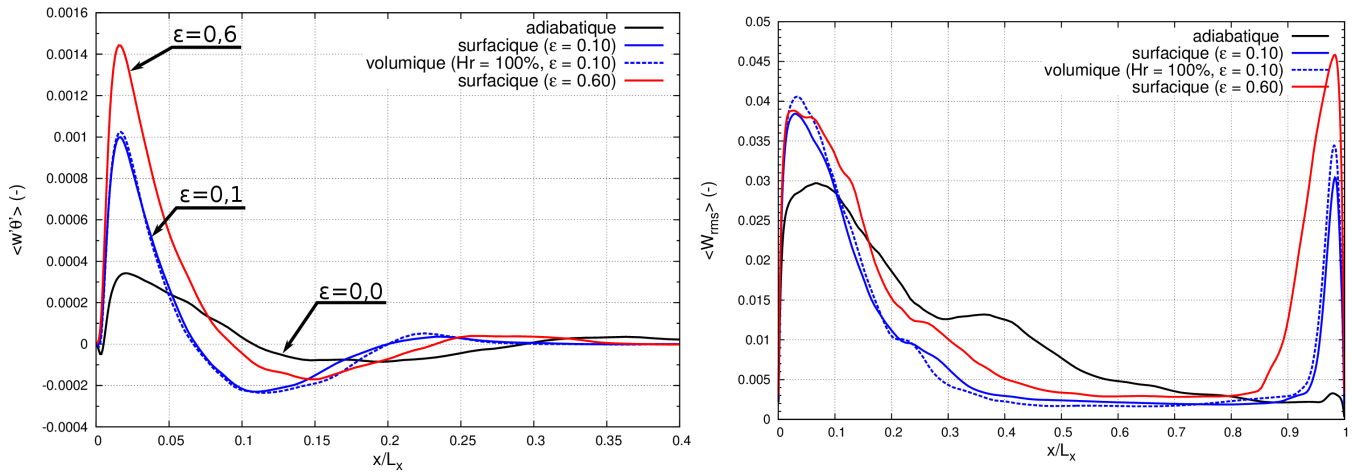


Figure 5 : Extractions à mi-profondeur ($y = L_y/2$) et $z/H = 0,75$. (*gauche*) Profil de flux thermique turbulent dans la couche limite chaude. (*droite*) Profil de fluctuations RMS de vitesse verticale.

5. Conclusion

Les résultats obtenus en couplage convection-rayonnement surfacique et volumique montrent un impact important du rayonnement sur l'écoulement et les échanges thermiques aux parois. Le rayonnement augmente les échanges globaux, diminue la stratification thermique centrale, affecte la localisation de la transition laminaire-turbulent. Il intensifie globalement la cinétique ainsi que la turbulence de l'écoulement. Ces observations sont en accord avec des travaux réalisés à plus faible nombre de Rayleigh [1]. La suite de nos travaux sera orientée vers des valeurs plus fortes du nombre de Rayleigh, et la prise en compte de la conduction au sein des parois ainsi que l'étude de la double diffusion air vapeur d'eau.

Références

- [1] L. Soucasse, P. Riviere, S. Xin, P. Le Quere, et A. Soufiani, « Numerical study of coupled molecular gas radiation and natural convection in a differentially heated cubical cavity », *Comput. Therm. Sci.*, vol. 4, n° 4, pp. 335-350, 2012.
- [2] F. X. Trias, A. Gorobets, M. Soria, et A. Oliva, « Direct numerical simulation of a differentially heated cavity of aspect ratio 4 with Rayleigh numbers up to 10^{11} – Part I: Numerical methods and time-averaged flow », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 53, n° 4, pp. 665-673, 2010.
- [3] S. Xin, J. Salat, P. Joubert, A. Sergent, F. Penot, P. Le Quéré, Resolving the stratification discrepancy of turbulent natural convection in differentially heated air-filled cavities Part III : A full convection–conduction–surface radiation coupling, *IJHFF*, (42), 2013, 33-48.
- [4] L. Cadet, P. Joubert, A. Sergent, et D. Saury, « Couplage convection-rayonnement en cavité différentiellement chauffée à haut nombre de Rayleigh », actes du Congrès SFT, La Rochelle, France, 2015, n°41139.
- [5] D. Saury, N. Rouger, F. Djanna, et F. Penot, « Natural convection in an air-filled cavity: Experimental results at large Rayleigh numbers », *Int. Commun. Heat Mass Transf.*, vol. 38, n° 6, pp. 679-687, 2011.
- [6] M. F. Modest, *Radiative Heat Transfer (Third Edition)*, M. F. Modest, Éd. Boston: Academic Press, 2013

Remerciements

Ces travaux ont bénéficié d'un accès aux moyens de calcul de l'IDRIS au travers de l'allocation de ressources 2015-2a0326 attribuée par GENCI.