



HAL
open science

Couplage de la convection naturelle et du rayonnement dans les mélanges gazeux absorbants-émettants

Adel Ibrahim

► **To cite this version:**

Adel Ibrahim. Couplage de la convection naturelle et du rayonnement dans les mélanges gazeux absorbants-émettants. Sciences de l'ingénieur [physics]. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2010. Français. NNT: . tel-00463886

HAL Id: tel-00463886

<https://theses.hal.science/tel-00463886>

Submitted on 15 Mar 2010

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

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

THESE

pour l'obtention du Grade de

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

(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique.

Secteur de Recherche : Energie, Thermique, Combustion

Présentée par :

Adel IBRAHIM

COUPLAGE DE LA CONVECTION NATURELLE ET DU RAYONNEMENT DANS DES MELANGES GAZEUX ABSORBANTS - EMETTANTS

Directeur de thèse :

Denis LEMONNIER

Soutenue le 14 Janvier 2010

devant la Commission d'Examen

- JURY -

Jean-Paul CALTAGIRONE	Professeur à l'ENSCP Bordeaux	Président
Mouna EL HAFI	Maître de Conférence HDR à l'Ecole des Mines d'Albi	Rapporteur
Guy LAURIAT	Professeur à l'Université de Marne La Vallée	Rapporteur
Patrice JOUBERT	Maître de conférences HDR à l'Université de La Rochelle	Examineur
Hamou SADAT	Professeur à l'Université de Poitiers	Examineur
François PENOT	Directeur de Recherche au CNRS, LET Poitiers	Examineur
Denis LEMONNIER	Directeur de Recherche au CNRS, LET Poitiers	Examineur

Remerciements

Je tiens à remercier mon directeur de thèse M. Denis LEMONNIER, directeur de recherche au CNRS, pour m'avoir encadré et qui m'a apporté sa connaissance et son aide tout au long de période de cette thèse.

Je souhaite aussi que Mme EL HAFI et M. Guy LAURIAT reçoivent ma sincère gratitude pour avoir accepté d'être rapporteur de ce mémoire.

Je remercie également Pr. Jean-Paul CALTAGIRONE, M. Patrice JOUBERT, M. Hamou SADAT et M. François PENOT d'avoir accepté examiné ce travail de thèse.

Je souhaite exprimer notre gratitude à Pr. Jean-Paul CALTAGIRONE pour nous avoir mis en disposition le code Aquilon que nous a permis de réaliser ce travail de thèse. Je tiens à remercier M. Stéphane GLOCKNER (Ingénieur de recherche à TREFLE - Bordeaux) pour le temps qui m'a consacré pour répondre à mes questions sur le fonctionnement de logiciel et les problèmes que j'ai rencontré dans le code. Sans oublier de remercier aussi M. Pierre LUBIN qui m'a clarifié quelques points dans le code.

Plus généralement, je tiens à remercier l'ensemble des personnels du laboratoire. En particulier, Jacques NERAULT et Christophe GUINTARD qui sont toujours disponibles pour un soutien en informatique. Je joins ces remerciements aussi à la sympathique secrétaire de laboratoire Catherine LAVALLADE pour ses aides.

Je souhaiterais remercier plus particulièrement mon ami Eyad qui m'a beaucoup soutenu pendant tout ce temps et notamment pendant les deux derniers mois.

Je ne saurais terminer sans présenter mes vifs remerciements à mon épouse Rana qui m'a beaucoup encouragé et supporté dans les moments durs durant ces années de thèse.

Enfin, Je salue ma famille et tous mes amis qui m'ont apporté leur soutien moral et qui sont toujours près de moi.

SOMMAIRE

Introduction générale.....	1
CHAPITRE I : Modèle physique et calcul numérique.....	5
I.1. Modèle physique.....	7
I.2. Modèle mathématique.....	7
I.2.1. Equations de bilan	8
I.2.2. Condition aux limites.....	9
I.2.3. Propriétés thermo-physiques du mélange.....	10
I.3. Calcul numérique et méthodes de résolution.....	10
I.3.1. Code AQUILON.....	11
I.3.2. Méthode des ordonnées discrètes (MOD)	12
I.3.2.1. Choix de la quadrature.....	13
I.3.2.2. Intégration spatiale	15
I.3.3. Choix de modèle spectral du rayonnement des gaz.....	17
I.3.3.1. Modèle SLW associé à la méthode des ordonnées discrètes (MOD).....	20
I.4. Validations du code.....	22
I.4.1. Code radiatif	22
I.4.1.1. Milieu non gris (lame de gaz).....	22
I.4.1.2. Milieu non gris (cavité rectangulaire)	24
I.4.2. Couplage convection naturelle-rayonnement	26
I.4.2.1. Milieu gris.....	26
I.4.2.2. Milieu non gris.....	27
I.4.3. Synthèse.....	28
I.5. Conclusion.....	29
Références bibliographiques.....	30
Chapitre II : Etude du couplage de la convection de double diffusion avec le rayonnement en régime instationnaire.....	33
II.1. Introduction.....	35
II.2. Définition du problème et conditions de calcul.....	37
II.3. Cas aidant.....	41
II.3.1. Mélange air-CO ₂	41
II.3.1.1. Ecoulement en régime transitoire.....	41

II.3.1.2. Ecoulement en régime stationnaire	43
II.3.2. Mélange air-H ₂ O	50
II.3.2.1. Ecoulement en régime transitoire.....	50
II.3.2.2. Ecoulement en régime stationnaire	52
II.3.3. Transfert de chaleur et de masse (régime stationnaire).....	56
II.3.4. Synthèse	57
II.4. Cas opposant.....	58
II.4.1. Mélange air-CO ₂	58
II.4.1.1. Mélange $x_{\text{CO}_2} = 10\%$	58
II.4.1.2. Mélange $x_{\text{CO}_2} = 25\%$	66
II.4.1.3. Influence de la concentration moyenne.....	69
II.4.1.4. Influence du rapport des forces de poussée.....	72
II.4.1.5. Synthèse	75
II.4.2. Mélange air-H ₂ O	76
II.4.2.1. Mélange $x_{\text{H}_2\text{O}} = 10\%$	76
II.4.2.2. Mélange $x_{\text{H}_2\text{O}} = 25\%$	83
II.4.2.3. Transfert de chaleur et de masse (régime stationnaire).....	86
II.4.2.4. Synthèse	86
II.5. Conclusion.....	87
Références bibliographiques.....	89

CHAPITRE III : Couplage de la convection naturelle turbulente avec le rayonnement dans une cavité différentiellement chauffée	91
III.1. Introduction.....	93
III.2. Modèle physique.....	94
III.3. Mise en équations et modèle numérique.....	94
III.4. Validation du code de calcul.....	98
III.5. Etude de l'effet du rayonnement sur l'écoulement dans une cavité de dimension modérée ($H = 1\text{ m}$).....	99
III.5.1. Structure de l'écoulement	99
III.5.2. Champ dynamique moyen	101
III.5.3. Champ moyen de température	104
III.5.4. Grandeurs turbulentes de l'écoulement	108
III.5.4.1. Energie cinétique turbulente moyenne.....	108
III.5.4.2. Intensité thermique turbulente	109

III.5.5. Transfert de chaleur	110
III.5.5.1. Parois horizontales	110
III.5.5.2. Parois actives	111
III.5.6. Synthèse	114
III.6. Confrontation des résultats de la simulation (cavité $H = 1 m$) à ceux disponibles par l'expérience.....	115
III.7. Effet du rayonnement de gaz sur l'écoulement dans une cavité de grande dimension.....	117
III.7.1. Structure de l'écoulement	117
III.7.2. Champs moyens de vitesse verticales et horizontales.....	118
III.7.3. Champ thermique moyen	121
III.7.4. Caractéristiques turbulentes de l'écoulement	122
III.7.5. Transfert de chaleur	123
III.7.6. Synthèse	125
III.8. Conclusion.....	125
Références bibliographiques.....	127
Conclusion générale.....	129
ANNEXE A : Notion de base en convection de double diffusion	133
ANNEXE B : Grandeurs radiatives	139
B.1. Grandeurs radiatives de base.....	141
B.1.1. Luminance	141
B.1.2. Luminance d'un corps noir	141
B.2. Grandeurs radiatives intégrales	142
ANNEXE C : Dependance spatiale de la section efficace d'absorption dans le modèle de rayonnement des gaz (SLW).....	143
C.1. Mélange en CO ₂	147
C.2. Mélange en H ₂ O.....	150
C.2.1. Cas aidant	150
C.2.2. Cas opposant	153
C.3. Synthèse.....	155

NOMENCLATURE

a_j	Poids de j^{iem} gaz gris
C	Concentration ($mol.m^{-3}$)
C_{abs}	Section efficace d'absorption ($m^2.mol^{-1}$)
D	Coefficient de diffusion massique ($m^2.s^{-1}$)
E_t	Energie cinétique turbulente
f^*	Fréquence d'oscillation adimensionnée par $H^2/\alpha Ra^{1/2}$
F_{CO_2} et F_{H_2O}	Fonction de distribution pour CO_2 et H_2O
g	Accélérateur de pesanteur ($m.s^{-2}$)
G	Rayonnement incident
H	Hauteur de la cavité (m)
I_T	Intensité thermique turbulente
L, L^0	Luminance et luminance du corps noir ($W.m^{-2}.sr^{-1}$)
$Le = \alpha/D$	Nombre de Lewis
n	Vecteur normal sur la paroi
$N = \beta_s \Delta C / \beta_T \Delta T$	Rapport des forces massiques/thermiques
N_g	Nombre total des gaz gris
Nu_c, Nu_r, Nu_t	Nombre de Nusselt convectif, radiatif et total
P, P_m	Pression statique et motrice (bar)
q_r, q_{inc}	Vecteur flux radiatif et flux incident ($W.m^{-2}$)
s	Vecteur unitaire dans une direction donnée de propagation du rayonnement
$S_r(x,y)$	Terme source radiatif ($W.m^{-3}$)
T	Températures des parois chaude et froide (K)
T	Temps (s)
$Ra_T = g \beta_T \Delta T H^3 / \nu \alpha$	Nombre de Rayleigh thermique (Ra)
$Ra_s = g \beta_s \Delta C H^3 / \nu D$	Nombre de Rayleigh massique
u, v	Vitesses horizontale et verticale ($m.s^{-1}$)
x, y	Coordonnées cartésiennes (m)
X, Y	Fractions molaire et massique
x_{CO_2}, x_{H_2O}	Fraction molaire de CO_2 et H_2O dans le mélange
$\Delta C = C_h - C_b$	Ecart de concentration entre les parois actives de la cavité
$\Delta T = T_c - T_f$	Ecart de température entre les parois actives de la cavité

Symboles grec

\mathcal{M}	Masse molaire ($Kg.mol^{-1}$)
(μ, η, ζ)	Cosinus directeurs de la direction s suivant x, y et z .
α	Diffusivité thermique ($m^2.s^{-1}$)
β_s	Coefficient d'expansion massique ($m^3.mol^{-1}$)
β_T	Coefficient d'expansion thermique (K^{-1})
ε	Emissivité de paroi
κ	Coefficient d'absorption (m^{-1})
λ	Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)
λ	Longueur d'onde (μm)
μ	Viscosité dynamique ($N.m^{-2}.s$)
ν	Viscosité cinématique ($m^2.s^{-1}$)
ρ	Masse volumique du fluide ($Kg.m^{-3}$)
σ	Constant de Stefan-Boltzmann ($5,67 \times 10^8$)
τ	Période d'oscillations (s)
φ, θ	Angle polaire et azimutale

Indices

$\bar{(\cdot)}$	Variable filtré spatialement ((\cdot) variable instationnaire)
$\hat{(\cdot)}$	Variable doublement filtrée spatialement
$(\cdot)'$	Variable de sous maille $(\cdot) = (\cdot) - \bar{(\cdot)}$
sm	Sous-maille

Introduction générale

L'étude de la convection naturelle en milieux confinés fait, de nos jours encore, l'objet de nombreuses recherches, tant sur le plan numérique qu'expérimental. Dans ce type de problème, les différents modes de transfert thermique (convection, conduction, rayonnement) peuvent intervenir de façon couplée, notamment par le biais des parois. Toutefois, quand le transfert radiatif est considéré, un problème particulier se pose lorsque le fluide lui-même se comporte comme un milieu semi-transparent, c'est à dire qu'il absorbe et émet le rayonnement infrarouge. Il faut alors tenir compte d'une source de chaleur interne au milieu, résultant de la différence entre l'énergie radiative absorbée et celle qui a été émise par chaque élément de volume. C'est le cas, par exemple, de mélanges gazeux incluant des concentrations non négligeables de dioxyde de carbone ou de vapeur d'eau dont les propriétés d'émission-absorption du fluide varient localement suivant la température et/ou la concentration.

Dans ce travail, notre objectif est de mettre en évidence, l'impact du rayonnement sur l'écoulement de convection naturelle dans une cavité contenant un mélange gazeux binaire dont un des composants rayonne dans l'infrarouge. L'étude comprend principalement deux volets :

Tout d'abord nous nous intéressons à l'effet du rayonnement en convection de double diffusion en régime laminaire instationnaire dans une cavité contenant des mélanges air-CO₂ ou air-H₂O. Ici, l'écoulement obtenu est généré par les forces de poussée d'Archimède lorsque le fluide est soumis simultanément à des variations de température et de concentration. L'intensité de ces deux gradients (thermique et massique), ainsi que la façon dont la chaleur et la masse diffusent au sein du milieu, conditionnent le mouvement du fluide (voir annexe A). A leur tour, les effets convectifs influent sur les distributions de température et de concentration dans le milieu. Il en résulte un effet couplé qui peut être, schématiquement, représenté par le diagramme de la figure 1-a. Toutefois, lorsque le fluide comprend au moins un composant qui absorbe et émet le rayonnement infrarouge, il existe en plus un couplage direct entre les champs thermique et massique à travers les propriétés radiatives du mélange (figure 1-b).

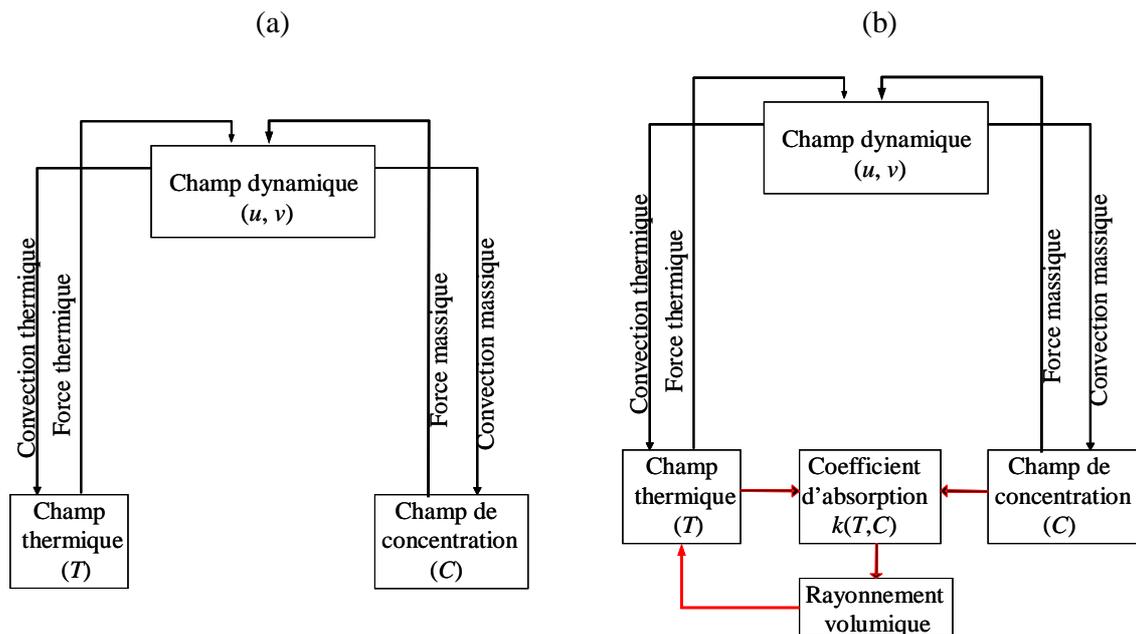


Figure 1: Schéma de l'interaction entre les différents champs : (a) absence de rayonnement (b) participation radiative du milieu

Pour obtenir cette configuration, les parois verticales sont portées à des températures et des concentrations en polluant différentes et les parois horizontales sont adiabatiques et imperméables. Nous avons choisi ici de varier la concentration moyenne de gaz (polluant) dans le mélange et de fixer la température moyenne aux alentours de 550 K. A cette température, le pic d'émission du corps noir se situe entre 5 et 6 μm , près des deux fortes bandes d'absorption de CO_2 (4,3 μm) et H_2O (6,3 μm). On s'attend donc à une influence importante de rayonnement du gaz. Par ailleurs, il est possible à cette température de fixer des concentrations importantes de vapeur d'eau ($\sim 10\%$) sans risquer de dépasser la pression de vapeur saturante.

Dans la deuxième partie, nous nous sommes intéressés à l'effet du rayonnement sur la convection naturelle turbulente dans une cavité remplie d'air à 50% d'humidité à température ambiante (cas représentatif d'une pièce d'habitation, par exemple). Dans ces conditions ($T = 293 \text{ K}$, $x_{\text{H}_2\text{O}} = 0,0115$), l'émissivité totale du mélange est de l'ordre de 0,1 pour une lame de quelques mètres d'épaisseur. Notre objectif est donc de répondre à la question : la participation radiative de la vapeur d'eau influe-t-elle sur

l'écoulement de convection turbulente dans une cavité de dimension moyenne ou peut-on réellement, comme cela se fait actuellement, négliger son influence ?

Ici, l'écoulement de convection simple (thermique) peut être vu comme un cas particulier de l'écoulement de convection de la double diffusion décrit ci-dessus lorsque la concentration de gaz (polluant) est uniforme dans le domaine et que toutes les parois sont supposées imperméables. Nous nous intéressons plus particulièrement à deux types de cavités :

- de dimensions moyenne ($1\text{ m} \times 1\text{ m}$) avec un écart de température entre les parois actives de 15 K .
- de grandes dimensions ($2,15\text{ m} \times 2,15\text{ m}$) avec un écart de température entre les parois actives de $1,5\text{ K}$.

Ces deux configurations ont le même nombre de Rayleigh : $1,5 \times 10^9$.

Enfin, dans ce travail, tous les calculs s'appuient sur un modèle de rayonnement fondé sur la méthode des ordonnées discrètes (pour résoudre l'équation de transfert radiatif dans des conditions spectrales données) et le modèle SLW pour prendre en compte le spectre réel d'absorption du gaz. Le module radiatif ainsi développé est implémenté dans le code CFD AQUILON du laboratoire TREFLE (Bordeaux) grâce auquel l'ensemble des équations de bilan de l'écoulement sont traitées par une approche DNS en convection de double diffusion et par une approche LES en convection naturelle turbulente.

CHAPITRE I

Modèle physique et calcul numérique

I.1. Modèle physique

Le modèle physique considéré est présenté figure 0-1. Il s'agit d'une cavité carrée, de côté H , contenant un mélange gazeux binaire composé d'air sec, supposé parfaitement transparent au rayonnement, et d'un gaz (polluant) qui absorbe et émet dans l'infrarouge, tel que CO_2 ou H_2O . Les parois verticales sont isothermes et maintenues à température constante : T_c pour la paroi gauche (paroi chaude) et $T_f < T_c$ pour la paroi droite (paroi froide). Ces parois sont, de plus, supposées perméables de sorte que l'on puisse fixer une concentration constante en gaz absorbant (polluant) sur chacune d'elles (C_h, C_b). Les parois horizontales sont, quant à elles, considérées comme adiabatiques et imperméables. D'un point de vue radiatif, toutes les parois sont assimilées à des surfaces grises et diffuses, à émissivité donnée.

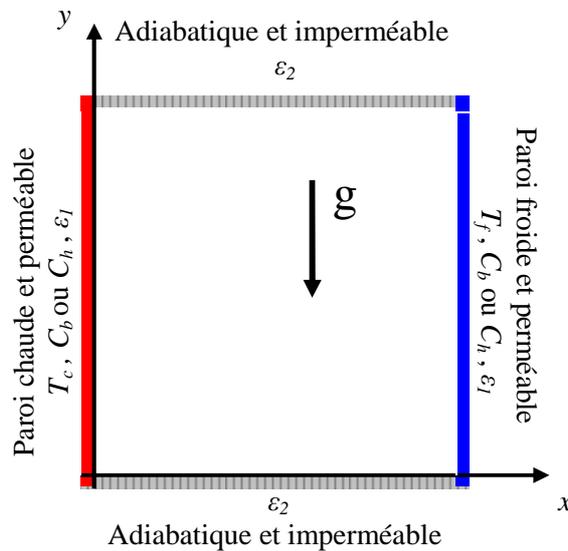


Figure 0-1: Modèle physique

I.2. Modèle mathématique

L'écoulement dans la cavité est bidimensionnel, instationnaire et le fluide est supposé newtonien et incompressible. Le travail des forces de pression et la dissipation visqueuse sont négligés et la seule source interne d'énergie est celle issue du bilan local entre l'absorption et l'émission volumique du rayonnement (gain ou perte) au sein du fluide. On se place dans le cadre de l'hypothèse de Boussinesq, c'est-à-dire que les propriétés thermo-physiques du fluide sont constantes (indépendantes des variations de température et de concentration), sauf en ce

qui concerne la masse volumique dans le terme de poussée d'Archimède, où une approximation au premier ordre est utilisée.

I.2.1. Equations de bilan

Dans les conditions énoncées ci-dessus, les équations de conservation de la masse du mélange, de la quantité de mouvement (dans les deux directions x et y), de l'énergie et de l'espèce polluante s'écrivent, respectivement :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{I.1})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_m}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + g (\beta_r (T - T_0) + \beta_s (C - C_0)) \quad (\text{I.2})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_m}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (\text{I.3})$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + S_r \quad (\text{I.4})$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} = D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) \quad (\text{I.5})$$

On note la présence dans l'équation d'énergie du terme source $S_r(x,y) = -\mathbf{V} \cdot \mathbf{q}_r(x,y)$ qui caractérise la participation radiative du fluide (absorption, émission). Ce terme se calcule une fois le champ spatial et directionnel de la luminance (voir annexe B) connu dans tout le domaine de calcul. Les luminances sont elles même solutions de l'équation de transfert radiatif (ETR) qui exprime, en chaque point d'un chemin optique et suivant une direction donnée (s), le bilan entre la perte (absorption et diffusion) et le gain (émission et renforcement par diffusion) de photons. Si le milieu est bidimensionnel et non diffusant, cette équation, s'écrit simplement, en coordonnées cartésiennes, par à :

$$\mu \frac{dL_\lambda}{dx} + \eta \frac{dL_\lambda}{dy} + \kappa_\lambda L_\lambda = \kappa_\lambda L_\lambda^0 \quad (\text{I.6})$$

où κ_λ est le coefficient d'absorption du milieu à une longueur d'onde donnée et (μ, η) sont les cosinus directeurs de la direction s , c'est-à-dire, les projections de cette direction sur les axes x et y . Ici la composante de s suivant z (ξ) n'intervient pas.

Il est à noter que, dans le cas d'un gaz participant au rayonnement (comme les mélanges contenant du dioxyde de carbone ou de la vapeur d'eau, par exemple), le coefficient d'absorption n'est pas uniforme dans le domaine. Il varie avec les propriétés locales du milieu (température, concentration et pression).

I.2.2. Condition aux limites

Les conditions aux limites reproduisant le modèle physique décrit figure 0-1 s'expriment comme suit :

- Adhérence et non glissement du fluide sur les parois :

$$u = v = 0 \quad \begin{cases} x = 0 \text{ et } H & \forall y \in [0, H] \\ y = 0 \text{ et } H & \forall x \in [0, H] \end{cases} \quad (\text{I.7})$$

- Parois verticales isothermes et à concentration uniforme imposée :

$$\begin{cases} T = T_c \text{ et } C = C_h \text{ ou } C_b & (x = 0 \quad \forall y \in [0, H]) \\ T = T_f \text{ et } C = C_h \text{ ou } C_b & (x = H \quad \forall y \in [0, H]) \end{cases} \quad (\text{I.8})$$

- Parois horizontales adiabatiques et imperméables :

$$\frac{\partial C}{\partial y} = 0 \quad (y = 0 \text{ et } H \quad \forall x \in [0, H]) \quad (\text{I.9})$$

$$\begin{aligned} -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} &= \varepsilon_2 q_{inc} - \varepsilon_2 \sigma T_p^4 & (y = 0 \quad \forall x \in [0, H]) \\ +\lambda \frac{\partial T}{\partial y} &= \varepsilon_2 q_{inc} - \varepsilon_2 \sigma T_p^4 & (y = H \quad \forall x \in [0, H]) \end{aligned} \quad (\text{I.10})$$

D'un point de vue radiatif, les conditions aux limites sont de la forme :

$$L_\lambda(x_p, \mathbf{s}) = \varepsilon_p L_\lambda^0(x_p, T_p) + \frac{1 - \varepsilon_p}{\pi} q_{inc, \lambda}(x_p) \quad \text{pour } \mathbf{s} \cdot \mathbf{n} > 0 \quad (\text{I.11})$$

et s'appliquent à toute luminance partante d'une des parois en un point donné x_p . Cela concerne les directions telles que $\mathbf{s} \cdot \mathbf{n} > 0$ où \mathbf{n} est le vecteur normal sur la paroi pointant vers l'intérieur du domaine. ε_p est l'émissivité de la paroi (supposée grise et diffuse) et T_p la température pariétale en x_p . Le terme q_{inc} représente le flux incident sur la paroi. Il se calcule par :

$$q_{inc, \lambda}(x_p) = \int_{\mathbf{n} \cdot \mathbf{s}' < 0} L_\lambda(x_p, \mathbf{s}') |\mathbf{n} \cdot \mathbf{s}'| ds' \quad (\text{I.12})$$

I.2.3. Propriétés thermo-physiques du mélange

Les propriétés thermo physiques du mélange gazeux sont toutes évaluées à la température moyenne $T_0 = (T_c + T_f)/2$ et à la concentration moyenne $C_0 = (C_h + C_b)/2$:

- La capacité thermique C_p et la masse volumique du mélange (ρ) sont calculées en fonction des fractions massiques Y de chacun des constituants par les relations :

$$C_p = \sum_{i=1}^2 Y_i C_{pi}, \quad \frac{1}{\rho} = \sum_{i=1}^2 \frac{Y_i}{\rho_i} \quad (\text{I.13})$$

- La viscosité dynamique et la conductivité thermique sont évaluées par la formule de Wilke ([1], [2]) faisant intervenir les fractions molaires X :

$$f = \sum_{i=1}^2 \left(\frac{X_i f_i}{\sum_{j=1}^2 X_j \phi_{ij}} \right), \quad f = \lambda \text{ ou } \mu \quad (\text{I.14})$$

avec :

$$\phi_{ij} = \left[1 + (f_i / f_j)^{0.5} (\mathcal{M}_j / \mathcal{M}_i)^{0.25} \right]^2 / \left[8(1 + \mathcal{M}_i / \mathcal{M}_j) \right]^{0.5} \quad (\text{I.15})$$

\mathcal{M} représentant la masse molaire de chaque constituant.

- La diffusivité moléculaire massique du dioxyde de carbone ou de la vapeur d'eau dans l'air est donnée par une formule empirique proposée par Fuller et *al.* [3] :

$$D(T, P) / D(T_1, P_1) = (T / T_1)^{1.75} \times (P / P_1) \quad (\text{I.16})$$

dans laquelle $T_1 = 317 \text{ K}$, $P_1 = 1 \text{ atm}$ et les valeurs empiriques de diffusivité massique à l'état de référence sont $D_{\text{CO}_2} = 1,77 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, $D_{\text{H}_2\text{O}} = 2,88 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

I.3. Calcul numérique et méthodes de résolution

La dynamique de l'écoulement ainsi que les transferts thermique et massique dans la cavité ont été calculés en utilisant le code AQUILON¹ dans lequel nous avons implanté notre module radiatif de rayonnement des gaz. Ce module est fondé sur la méthode des ordonnées discrètes (MOD) et le modèle spectral SLW de Denison et Webb, décrits dans la suite de ce paragraphe.

¹ L'ancien nom du logiciel Thétis.

I.3.1. Code AQUILON

Le code Aquilon est développé au laboratoire TREFLE à Bordeaux [4]. C'est un outil de modélisation et de simulation numérique adapté à une large gamme de problèmes physiques, basé sur la résolution en variables réelles des équations de Navier-Stokes, de l'énergie et du transport d'un scalaire, en régimes laminaire ou turbulent. Il propose une discrétisation temporelle implicite (schémas d'Euler ou de Gear) et plusieurs schémas de discrétisation spatiale en volumes finis sur des maillages décalés vitesse-pression : schémas centré, Quick, Upwind,...etc. Le couplage vitesse-pression est résolu par la méthode du lagrangien augmenté.

Le logiciel laisse à l'utilisateur le choix d'une vaste gamme de paramètres et de conditions de calcul par les biais de fichiers de données spécifiques (voir figure 0-2): On peut ainsi fixer le type de maillage du domaine physique, la nature des fluides et solides en présence, les équations à résoudre, les conditions aux limites et initiales, les méthodes et paramètres numériques, les critères de convergences ...etc.

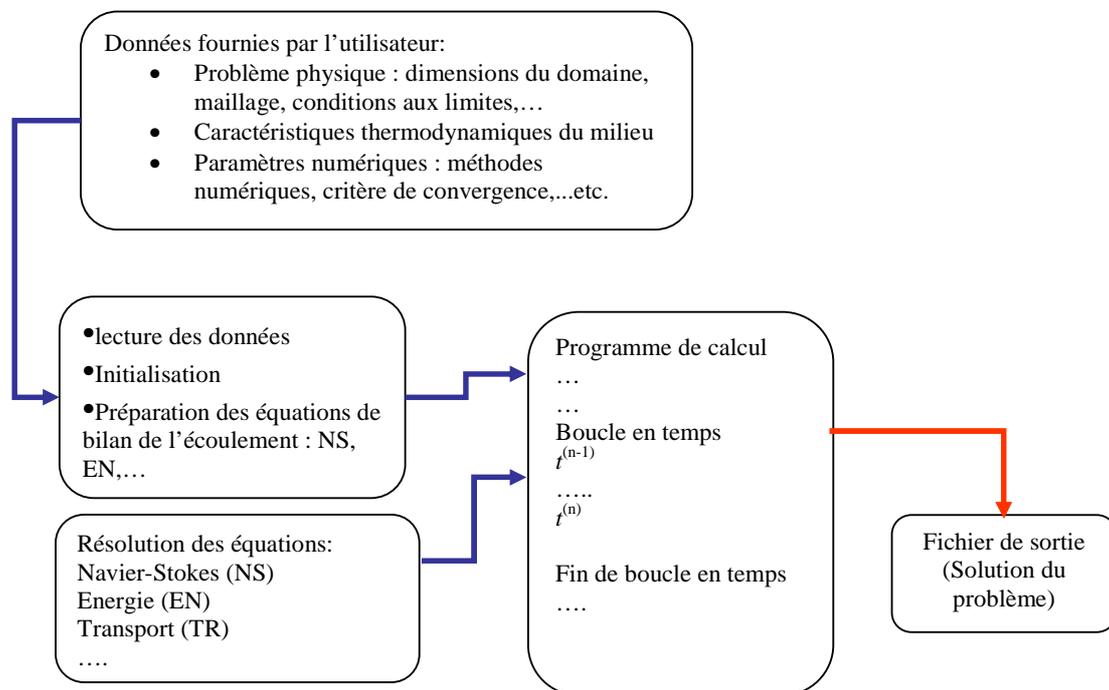


Figure 0-2 : Organisation générale du programme AQUILON

Par ailleurs, le logiciel laisse la possibilité d'accéder à certaines fonctionnalités du calcul et à les modifier si nécessaire : par exemple, l'ajout des termes sources dépendant du temps aux

équations de Navier-Stokes, d'énergie ou de transport, la définition de conditions aux limites spécifiques, l'utilisation de nouvelles lois d'état,...etc. Cela nous a permis d'implémenter notre module radiatif dans le code (figure 0-3) ainsi que de programmer la variation des propriétés thermo-physiques du fluide en fonction des variables locales (T, C, \dots) dans des configurations qui ne vérifient pas l'approximation de Boussinesq.

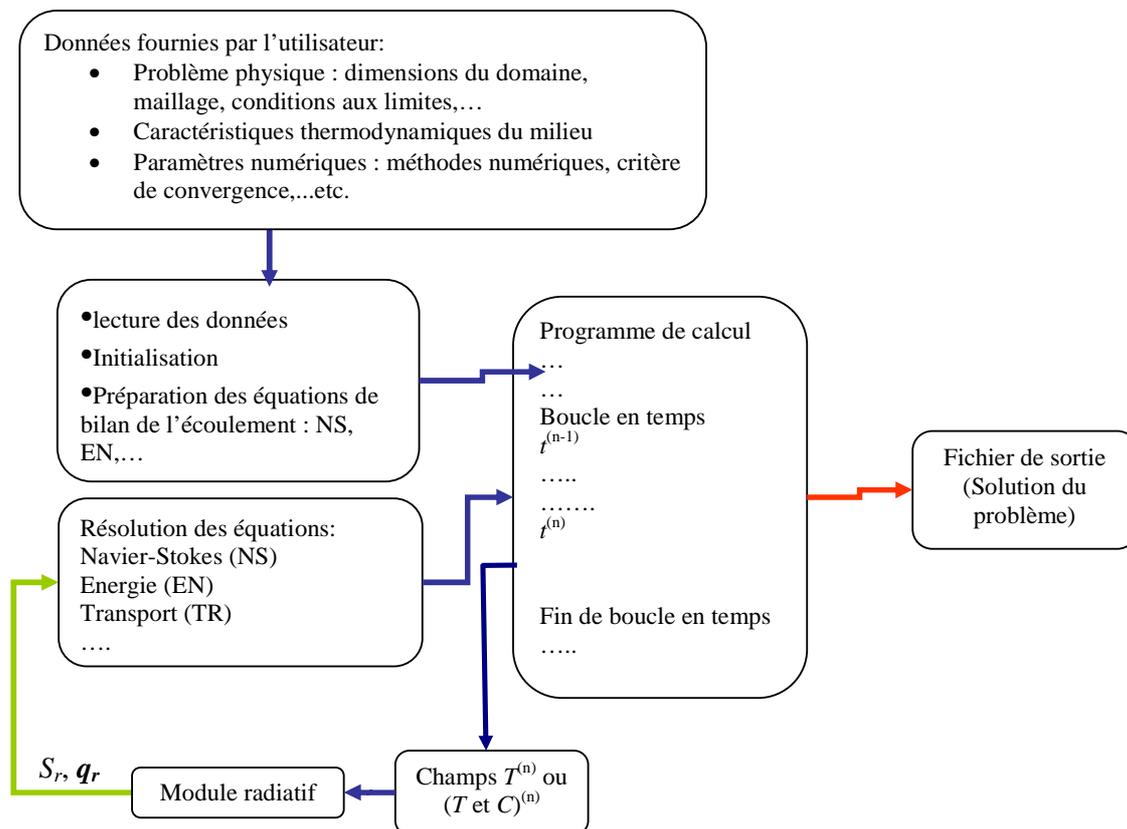


Figure 0-3 : Représentation schématique de l'implémentation du module radiatif dans AQUILON

I.3.2. Méthode des ordonnées discrètes (MOD)

Cette méthode est due à Chandrasekhar [5] mais c'est essentiellement Fiveland qui, dans les années 80, l'a introduite en transfert radiatif ([6], [7], [8], [9]). Depuis, elle est couramment utilisée, notamment en transferts couplés [10], [11].

Le principe de cette méthode consiste à approcher l'intégrale d'une grandeur directionnelle quelconque $f(s)$ sur un angle solide ds autour de cette direction, par une formule de quadrature de la forme :

$$\int_{4\pi} f(s) ds \approx \sum_{m=1}^M w_m f(s_m) \quad (\text{I.17})$$

M représentant le nombre total des directions discrètes (s_m) qui divisent la sphère unité (discrétisation angulaire) et w_m les poids associés à chaque direction.

Cette méthode fournit M équations différentielles qui, dans notre cas (milieu cartésien 2D non diffusant) sont de la forme :

$$\mu_m \frac{dL_{\lambda,m}}{dx} + \eta_m \frac{dL_{\lambda,m}}{dy} + \kappa_\lambda L_{\lambda,m} = \kappa_\lambda L_\lambda^0 \quad m = 1, \dots, M \quad (\text{I.18})$$

Une fois ces équations résolues, les M champs de luminance $L_{\lambda,m}$ sont connus et le rayonnement incident G , le flux radiatif \mathbf{q}_r , le flux incident sur la paroi et le terme source S_r (voir annexe B) peuvent être calculées par les formules de quadrature :

$$G_\lambda(x, y) = \sum_{m=1}^M w_m L_{\lambda,m}(x, y) \quad (\text{I.19})$$

$$\mathbf{q}_{r,\lambda}(x, y) = \sum_{m=1}^M w_m \mathbf{s}_m L_{\lambda,m}(x, y) \quad (\text{I.20})$$

$$\mathbf{q}_{inc,\lambda}(x_p) = \sum_{s_m \cdot n < 0} w_m \mathbf{s}_m L_{\lambda,m}(x_p) \quad (\text{I.21})$$

$$S_{r,\lambda}(x, y) = \kappa_\lambda [G_\lambda(x, y) - 4\pi L_\lambda^0] \quad (\text{I.22})$$

I.3.2.1. Choix de la quadrature

Dans ce travail, nous avons choisi les quadratures S_N (Level Symmetric Quadratures) qui sont les plus couramment utilisées. Elles ont été construites en s'imposant des règles strictes de symétrie afin de ne privilégier aucun sens de propagation. Cela signifie que le choix de chaque direction, représentée par ses cosinus directeurs (μ, η, ζ) , est fait de telle sorte que :

- si la direction (μ, η, ζ) appartient à la quadrature, alors les directions $(-\mu, \eta, \zeta)$, $(\mu, -\eta, \zeta)$, $(\mu, \eta, -\zeta)$, $(-\mu, -\eta, \zeta)$, $(\mu, -\eta, -\zeta)$, $(-\mu, \eta, -\zeta)$ et $(-\mu, -\eta, -\zeta)$ en font aussi partie, et elles ont toutes le même poids. Cela préserve la symétrie par rapport à tout plan de coordonnées. Une conséquence de ce choix est qu'il suffit de définir les directions discrètes dans un seul octant - en général, $\mu, \eta, \zeta > 0$ - pour que l'ensemble des directions soit connu sur 4π stéradians.
- l'ensemble des directions et des poids associés doit être invariant par toute rotation de 90 degrés autour d'un des axes de coordonnées. Cela assure, par exemple, que le

rayonnement se propageant suivant x ne sera pas traité différemment de celui venant suivant z , par exemple.

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

$$\mu_m^2 + \eta_m^2 + \xi_m^2 = 1 \quad (\text{I.23})$$

$$\sum_{m=1}^N w_m = \int_{4\pi} ds = 4\pi \quad (\text{moment d'ordre 0}) \quad (\text{I.24})$$

$$\sum_{m=1}^N w_m \mu_m = \int_{4\pi} \mu ds = 0 \quad (\text{moment d'ordre 1}) \quad (\text{I.25})$$

Par ailleurs, nous avons vu que le calcul des flux incidents aux parois se fait en intégrant non pas sur 4π stéradians mais seulement sur la moitié du domaine. C'est pourquoi Truelove [12] a suggéré la contrainte :

$$\sum_{\mu_m > 0} w_m \mu_m = \sum_{\eta_m > 0} w_m \eta_m = \sum_{\xi_m > 0} w_m \xi_m = \pi \quad (\text{I.26})$$

Des moments d'ordre supérieurs peuvent aussi être conservés pour déterminer tous les poids pour $N > 4$. Le nombre total des directions de ce type de quadrature (S_N) est $N \times (N+2)$. Cependant, dans les configurations bidimensionnelles, les symétries du problème permettent de n'utiliser que la moitié des directions (en multipliant leur poids par 2).

Le tableau 0-1 ci-dessus représente la quadrature S_8 (utilisée dans ce travail).

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

Tableau 0-1 : Directions et poids de quadrature S_8 (premier octant).

D'autres quadratures ont été aussi utilisées comme la quadrature PCA (Piecewise Constant Angular), par exemple. Celle-ci est construite par une discrétisation directe des angles polaire (φ) et azimutal (θ). Les cosinus directeurs sont alors calculés par :

$$\begin{aligned}\mu_{m,n} &= \sin \theta_n \cos \varphi_m \\ \eta_{m,n} &= \sin \theta_n \sin \varphi_m \\ \xi_n &= \cos \theta_n\end{aligned}\quad (\text{I.27})$$

avec :

$$\begin{aligned}\theta_n &= \left(n - \frac{1}{2}\right) \times \frac{\pi}{N} \quad n = 1 \dots N \\ \varphi_m &= \left(m - \frac{1}{2}\right) \times \frac{2\pi}{M} \quad m = 1 \dots M\end{aligned}\quad (\text{I.28})$$

Le poids associé à chaque direction est calculé par la formule :

$$w_n = \int_{\Delta\varphi} \int_{\Delta\theta} \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{4\pi}{M} \sin \theta_n \sin \frac{\pi}{2N} \quad (\text{I.29})$$

Lorsque N devient grand, on peut considérer que $\sin \frac{\pi}{2N} \approx \frac{\pi}{2N}$ et la formule ci-dessus (I.29)

peut aussi s'écrire :

$$w_n = \frac{2\pi^2}{MN} \sin \theta_n \quad (\text{I.30})$$

I.3.2.2. Intégration spatiale

Une méthode de type volume fini est utilisée pour la résolution des équations (I.18) sur un maillage cartésien bidimensionnel. L'ETR discrétisée pour la direction s_m s'écrit sous la forme (on omet l'indice λ afin d'alléger l'écriture) :

$$\mu_m \Delta y (L_{m,E} - L_{m,W}) + \eta_m \Delta x (L_{m,N} - L_{m,S}) + L_{m,P} \kappa dV = \kappa L^0 dV \quad (\text{I.31})$$

en ayant utilisé les notations ($L_{m,P}, L_{m,E}, L_{m,W}, L_{m,N}, L_{m,S}$) pour les luminances au centre et aux faces est, ouest, nord et sud de la maille, respectivement, suivant le schéma décrit figure 0-4.

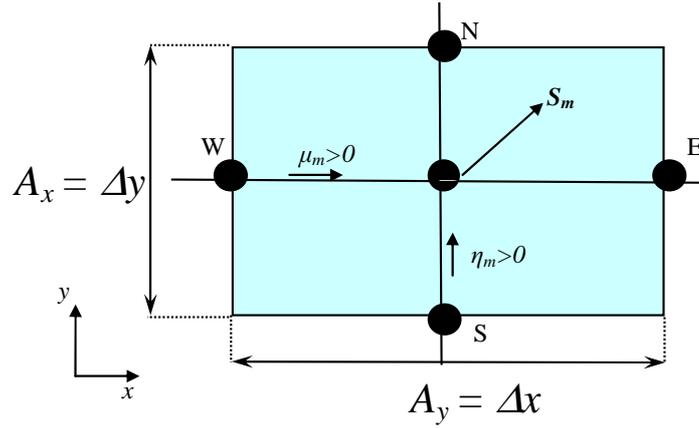


Figure 0-4 : Volume de contrôle ($dV = \Delta x \Delta y$)

Lorsque les cosinus directeurs μ_m et η_m sont tous les deux positifs, la direction de propagation est telle que, pour chaque volume de contrôle (figure 0-4), les luminances sont connues sur les faces W et S (par le calcul dans la maille précédente ou les conditions aux limites) et inconnues au centre de la maille (P) ainsi que sur les faces E et N. Ainsi, pour pouvoir calculer explicitement la luminance au centre de la maille (volume de contrôle), on utilise le schéma d'interpolation positif de Lathrop [13] :

$$L_{m,P} = aL_{m,E} + (1-a)L_{m,W} = bL_{m,N} + (1-b)L_{m,S} \quad (\text{I.32})$$

les pondérations a et b étant calculées par²:

$$a = \max\left(\frac{1}{2}, 1 - \frac{|\mu_m| \Delta y}{\kappa \Delta x \Delta y + 2|\eta_m| \Delta x}\right)$$

$$b = \max\left(\frac{1}{2}, 1 - \frac{|\eta_m| \Delta x}{\kappa \Delta x \Delta y + 2|\mu_m| \Delta y}\right) \quad (\text{I.33})$$

Après avoir éliminé les luminances inconnues aux faces E et N au moyen des interpolations (I.32), on déduit la luminance au centre du volume de contrôle à partir de l'équation (I.31) par la formule:

² Le schéma « *step* » (ou schéma amont) correspond à $a = b = 1$. On obtient ainsi un schéma stable, du premier ordre, qui ne produit aucune luminance non physique (en particulier, négative). Par contre, il induit une forte diffusion numérique. Un autre choix consiste à imposer $a = b = 0,5$ pour obtenir le schéma « *diamant* », qui est un schéma centré du second ordre. Ce dernier introduit moins de diffusion numérique, mais peut produire des luminances intermédiaires (sur les faces) sur- ou sous estimées, voire même des luminances négatives. Cela se traduit par des oscillations spatiales des grandeurs radiatives (rayonnement incident et flux radiatif pariétal). Le schéma positif de Lathrop privilégie localement le schéma *diamant*, mais se rapproche, si nécessaire, du schéma *step* suivant un critère qui garantit la positivité des luminances.

$$L_{m,P} = \frac{\frac{|\mu_m|A_x}{a}L_{m,W} + \frac{|\eta_m|A_y}{b}L_{m,S} + \kappa L^0 \Delta V}{\frac{|\mu_m|A_x}{a} + \frac{|\eta_m|A_y}{b} + \kappa \Delta V} \quad (\text{I.34})$$

Une fois $L_{m,P}$ connue, les autres luminances inconnues se déduisent à partir de la relation (I.32) par les formules :

$$L_{m,E} = L_{m,W} + \frac{L_{m,P} - L_{m,W}}{a} \quad (\text{I.35})$$

$$L_{m,N} = L_{m,S} + \frac{L_{m,P} - L_{m,S}}{b} \quad (\text{I.36})$$

Ces valeurs de $L_{m,E}$ et $L_{m,N}$ fournissent les valeurs de $L_{m,W}$ et $L_{m,S}$ pour les mailles voisines. Le calcul décrit ci-dessus se répète afin de balayer tout le domaine suivant la direction s_m . Cette procédure de calcul reste valable quel que soit le signe de μ_m et η_m , pourvu que l'orientation WESN des volumes de contrôles soit faite suivant le sens de propagation.

I.3.3. Choix de modèle spectral du rayonnement des gaz

Dans ce travail nous avons choisi le modèle SLW « *Spectral Line based Weighted sum of grey gases* » de Denison et Webb [14,15,16,17]. Il s'agit d'un modèle très compact qui donne des résultats proches de la solution exacte (calcul raie-par-raie) dans le cas des milieux gazeux isothermes et homogènes. Son extension aux mélanges anisothermes et inhomogènes conserve une très bonne précision pour le calcul des flux et des termes sources radiatifs. Il s'avère donc un excellent compromis entre précision et coût de calcul dans des configurations où ses limitations (milieux non diffusant, parois grises) ne sont pas gênantes (ce qui est le cas dans cette étude).

Le modèle SLW peut être vu comme une version plus sophistiquée du modèle de somme pondéré des gaz gris, introduit par Hottel et Sarofim [18], dans lequel l'émissivité totale d'une lame du gaz d'épaisseur L et à température T , est calculée comme la somme pondérée des émissivités d'un petit nombre de gaz gris fictifs :

$$\varepsilon(T) = \sum_{j=0}^{N_g} a_j(T) [1 - \exp(-\kappa_j L)] \quad (\text{I.37})$$

Dans ce type de modèle, $a_j(T)$ et κ_j sont respectivement le poids et le coefficient d'absorption de $j^{\text{ème}}$ gaz gris.

Dans l'approche SLW, le gaz est supposé se comporter comme la superposition d'un nombre fini de gaz gris, chacun d'entre eux étant associé à une valeur donnée de la section efficace d'absorption, C_{abs} . Les valeurs discrètes de C_{abs} sont choisies entre deux valeurs extrêmes, $\tilde{C}_{abs,min}$ et $\tilde{C}_{abs,max}$ (figure 0-5) en plus du cas $\tilde{C}_{abs} = 0$. Le coefficient d'absorption du $j^{ème}$ gaz gris est alors calculé comme le produit de la moyenne logarithmique de deux sections efficaces successives par la densité molaire de gaz absorbant :

$$\kappa_j = \frac{XP}{RT} \sqrt{\tilde{C}_{abs,j+1} \tilde{C}_{abs,j}} = \frac{XP}{RT} \times C_{abs,j} \quad (I.38)$$

avec, par convention, $\tilde{C}_{abs,j=0} = 0$ et donc $\kappa_{j=0} = 0$.

Le poids associé à chaque gaz gris est calculé par la relation :

$$a_j = F(\tilde{C}_{abs,j+1}) - F(\tilde{C}_{abs,j}) \quad (I.39)$$

où F est la fonction de distribution définie comme l'intégrale de la luminance du corps noir sur tous les intervalles de longueur d'onde où la section efficace d'absorption est inférieure à certaine valeur C_{abs} :

$$F(C_{abs}, T_g, T_b, P_T, X) = \frac{1}{\sigma T_b^4} \int_{C_{abs,\lambda}(T_g, T_b, P_T, X) < C_{abs}} L_\lambda^0(\lambda, T_b) d\lambda \quad (I.40)$$

Dans cette écriture, T_g , T_b , P_T , X représentent, respectivement, la température du gaz, la température prise en compte dans la fonction de Planck, la pression totale et la fraction molaire de gaz absorbant.

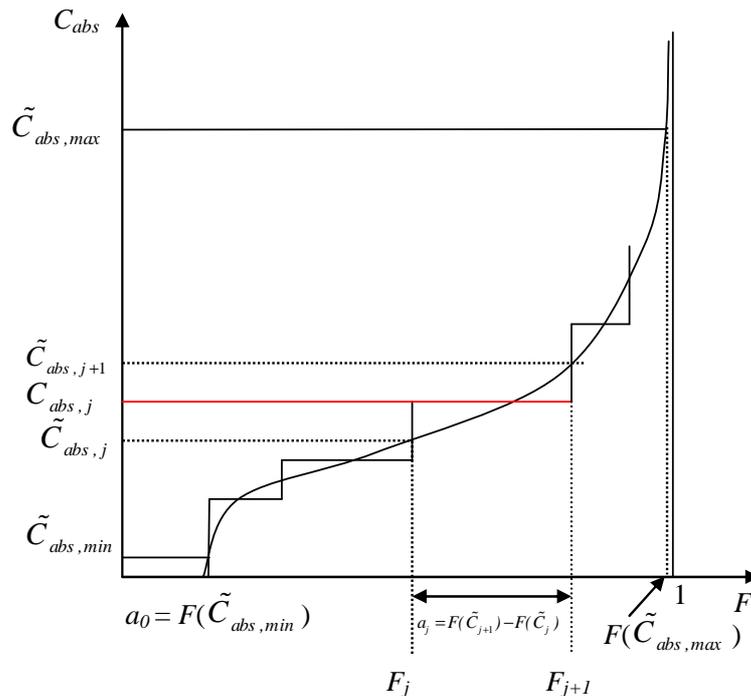


Figure 0-5 : Fonction de distribution et la répartition des gaz gris

Le poids associé au gaz clair (supposé complètement transparent) est $a_0 = F(C_{abs,min})$. Par ailleurs, lorsque la section efficace d'absorption tend vers l'infini, la fonction de distribution F tend vers l'unité. En réalité, on tronque en général le domaine de variation de C_{abs} à une valeur maximale telle que $F(\tilde{C}_{abs,max}) < 1$. Néanmoins, si la borne supérieure est convenablement choisie, $F(\tilde{C}_{abs,max}) \approx 1$ et l'on peut imposer sans fausser le calcul :

$$a_{N_g} = 1 - \sum_{j=0}^{N_g-1} a_j \quad (\text{I.41})$$

Le modèle développé par Denison et Webb est quasiment exact en milieu homogène (en particulier, isotherme) mais doit être adapté si le gaz présente des variations de température et/ou de composition [17]. Pour cela, les auteurs se fondent sur l'hypothèse que le spectre d'absorption peut être représenté comme le produit d'une fonction de la longueur d'onde seule (Ψ) et d'un autre terme (Φ) ne dépendant que de l'état du gaz :

$$C_{abs,\lambda}(\lambda, T_g, P_T, X) = \phi(T_g, P_T, X) \psi(\lambda) \quad (\text{I.42})$$

Il en résulte que, si on considère deux états différents (T_1, P_{T_1}, X_1) et (T_2, P_{T_2}, X_2) d'un même gaz, l'égalité suivante est vérifiée:

$$\begin{aligned} & F \left[C_{abs,j}(T_1, P_{T_1}, X_1), T_g = T_1, T_b = T_{ref}, P_T = P_{T_1}, X = X_1 \right] = \\ & F \left[C_{abs,j}(T_2, P_{T_2}, X_2), T_g = T_2, T_b = T_{ref}, P_T = P_{T_2}, X = X_2 \right] \end{aligned} \quad (\text{I.43})$$

où T_{ref} est une température moyenne dans le domaine. Concrètement, connaissant le spectre du gaz dans un état de référence $(T_{ref}, P_{T,ref}, X_{ref})$, la section efficace $C_{abs,j,local}$ en un point de conditions $(T_{local}, P_{T,local}, X_{local})$, se déduit de la valeur $C_{abs,j} = C_{abs,j,ref}$ (valable à l'état de référence) en inversant la relation :

$$\begin{aligned} & F \left[C_{abs,j,local}, T_g = T_{local}, T_b = T_{ref}, P_T = P_{T,local}, X = X_{local} \right] = \\ & F \left[C_{abs,j,ref}, T_g = T_{ref}, T_b = T_{ref}, P_T = P_{T,ref}, X = X_{ref} \right] \end{aligned} \quad (\text{I.44})$$

Les fonctions de répartition F pour H_2O et CO_2 peuvent être calculée d'après les corrélations suivantes [15,16] :

$$F_{CO_2} = \frac{1}{2} \tanh \left[\sum_{l=0}^3 \sum_{m=0}^3 \sum_{n=0}^3 d_{lmn} (T_g / 2500)^n (T_b / 2500)^m \zeta^l \right] + \frac{1}{2} \quad (I.45)$$

$$F_{H_2O} = \frac{1}{2} \tanh \left[\sum_{l=0}^3 \sum_{m=0}^3 \sum_{n=0}^3 a_{lmn} (T_g / 2500)^n (T_b / 2500)^m (\zeta - \zeta_e)^l \right] + \frac{1}{2} \quad (I.46)$$

avec

$$\zeta = \ln(C_{abs}) \quad \text{et} \quad \zeta_e = \sum_{l=0}^3 \sum_{m=0}^3 \sum_{n=0}^2 b_{lmn} \times (T_b / 2500)^n \times \zeta^m \times (x_{H_2O})^{l+1} \quad (I.47)$$

Les coefficients des corrélations d_{lmn} , a_{lmn} et b_{lmn} sont résumés dans les tableaux (C-1, C-2 et C-3) d'annexe C.

I.3.3.1. Modèle SLW associé à la méthode des ordonnées discrètes (MOD)

Modest [19] a montré que le modèle de somme pondérée de gaz gris (WSGG) est applicable à l'équation de transfert radiatif sous la limitation de frontières grises. Dans un milieu absorbant-émettant non diffusant, la forme bidimensionnelle de l'ETR (I.6) devient :

$$\mu \frac{dL_{m,j}}{dx} + \eta \frac{dL_{m,j}}{dy} + \kappa_j L_{m,j} = a_j \kappa_j \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad j = 0, 1, \dots, N_g \quad (I.48)$$

où $L_{m,j}$, κ_j , a_j sont la luminance, le coefficient d'absorption et le poids associés au j^{eme} gaz gris.

Les conditions aux limites (I.11) s'appliquant aux luminances issues des parois sont de la forme :

$$L_{m,j}(x_p) = \varepsilon_p a_j (T_p) \frac{\sigma T_p^4}{\pi} + \frac{1 - \varepsilon_p}{\pi} q_{inc,j}(x_p) \quad \text{pour } s \cdot n > 0 \quad (I.49)$$

avec pour expression du flux pariétal incident :

$$\mathbf{q}_{inc,j}(x_p) = \sum_{m', lq, s_m', n < 0} w_m \mathbf{s}_{m'} L_{m',j}(x_p) \quad (I.50)$$

Une fois calculé l'ensemble des champs de luminance $L_{m,j}$, le rayonnement incident, le flux radiatif, le terme source radiative et le flux incident sur une paroi, sont déterminés par les formules suivantes :

- Rayonnement incident :

$$G(x, y) = \sum_{j=0}^{N_g} \sum_{m=1}^M w_m L_{m,j}(x, y) \quad (\text{I.51})$$

- Flux radiatif :

$$\mathbf{q}_r(x, y) = \sum_{j=0}^{N_g} \sum_{m=1}^M w_m \mu_m L_{m,j}(x, y) \quad (\text{I.52})$$

- Terme source :

$$S_r(x, y) = -\nabla \cdot \mathbf{q}_r(x, y) = \sum_{j=0}^{N_g} \kappa_j \left[\sum_{m=1}^M w_m L_{m,j} - 4a_j \sigma T^4 \right] \quad (\text{I.53})$$

I.4. Validations du code

La validation du code s'est essentiellement déroulée en deux parties :

1. Validation du code radiatif avec le modèle SLW dans un milieu gazeux non gris, contenant CO₂ ou H₂O, en géométrie 1D [16,17] et 2D [20].
2. Validation du couplage de la convection naturelle et du rayonnement (association du code Aquilon et de notre module radiatif) dans un milieu transparent gazeux, gris et non gris.

I.4.1. Code radiatif

I.4.1.1. Milieu non gris (lame de gaz)

Nous avons tout d'abord comparé nos résultats avec ceux issus des travaux de Denison et Webb [16,17] pour des mélanges air-CO₂ ou air-H₂O en géométrie 1D (une lame de gaz d'épaisseur donnée). Nous avons, comme eux, utilisé le modèle SLW et la méthode des ordonnées discrètes avec une quadrature de Gauss (20 directions). Le domaine de calcul a été discrétisé suivant un maillage non uniforme de type cosinus³ (Chebychev), avec entre 40 et 120 nœuds selon l'épaisseur. Les sections efficaces d'absorption sont découpées en 20 valeurs discrètes régulièrement espacées sur une échelle logarithmique, entre les deux limites $C_{abs,min}$ et $C_{abs,max}$. Ces limites sont fixées, respectivement, à 3×10^{-5} et $120 \text{ m}^2 \cdot \text{mol}^{-1}$ pour CO₂ et 3×10^{-5} et $60 \text{ m}^2 \cdot \text{mol}^{-1}$ pour H₂O. Il y a donc au total 21 « gaz gris », un pour chaque valeur discrète de C_{abs} et un gaz clair complètement transparent. Dans tous les cas, la dépendance spatiale implicite des sections efficaces d'absorption aux propriétés locales du milieu est prise en compte (Eq.(I.44)) et les fonctions de distribution F pour CO₂ et H₂O sont calculées suivant les corrélations (I.45) et (I.46).

On observe dans tous les cas étudiés (figures 0-6, 0-7 et 0-8) un très bon accord entre nos calculs et ceux issus des références [16,17].

³ $x_i = L \times 0,5 \times [1 + \cos(\pi(1 - i / N))]$ où N est le nombre de mailles.

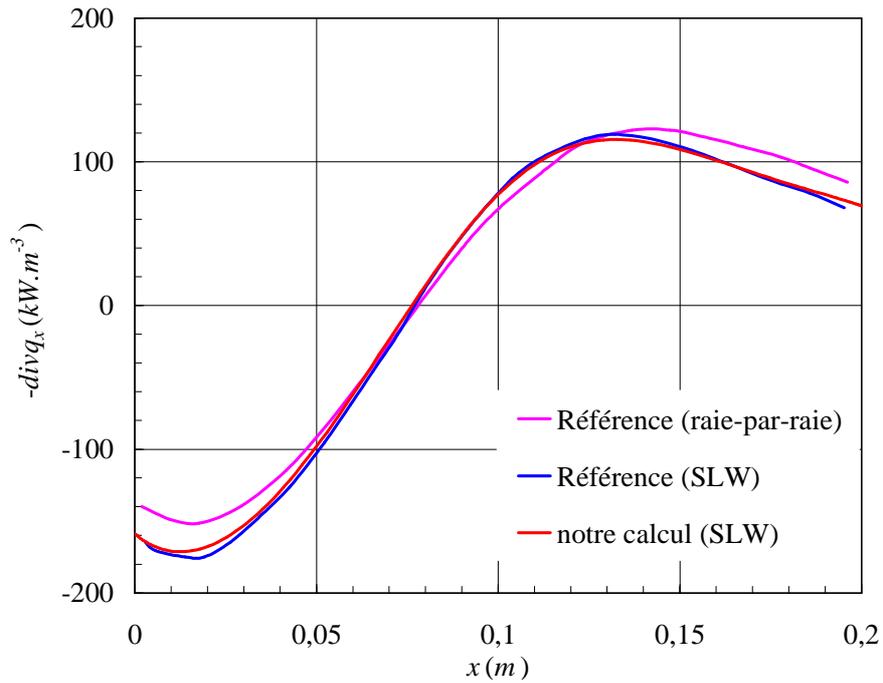


Figure 0-6 : Terme source radiatif dans un milieu plan homogène, délimité par des parois noires, non-isotherme, contenant 30% de CO₂, avec la distribution de température imposée

$$T(x) = 1250 K + 500 K \times \cos(\pi x / 0,2)$$

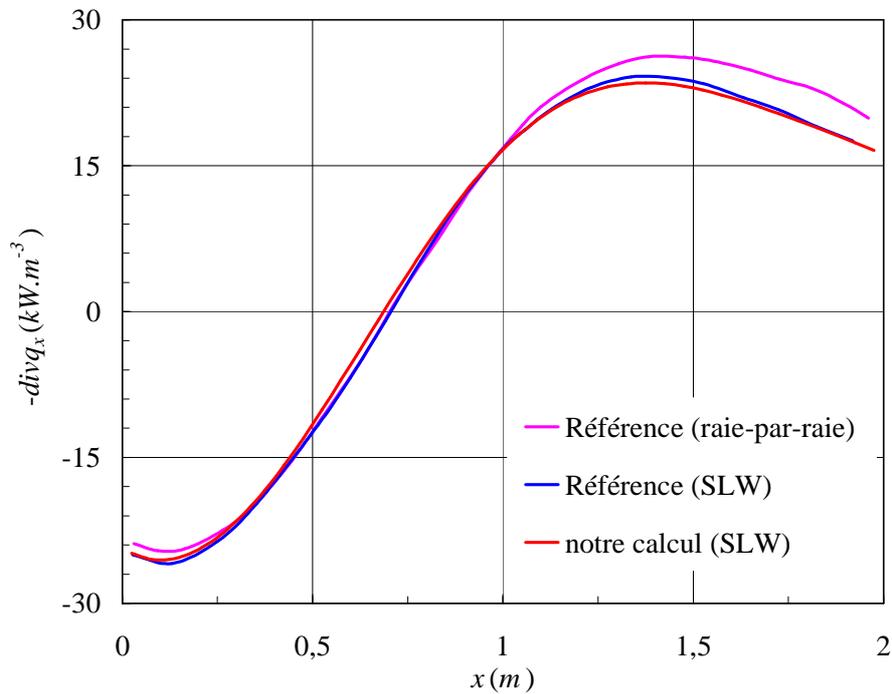


Figure 0-7 : Terme source radiatif dans un milieu plan homogène, délimité par des parois noires, non-isotherme, contenant, 10% de H₂O avec la distribution de température imposée

$$T(x) = 1000 K + 500 K \times \cos(\pi x / 2)$$

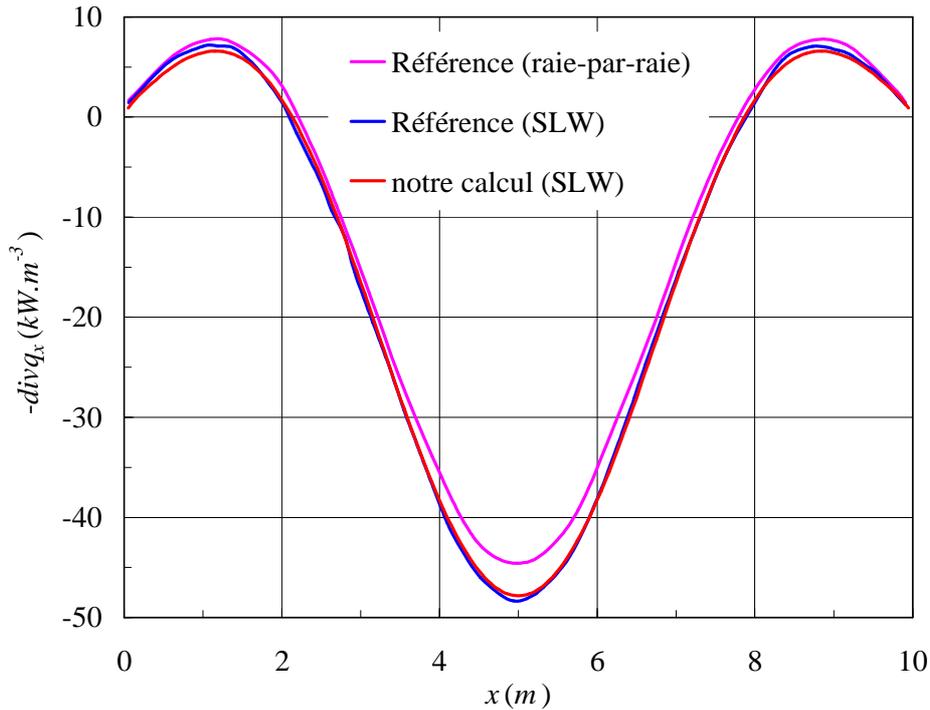


Figure 0-8 : Terme source radiatif dans un milieu plan non homogène, non- isotherme, délimité par des parois noires, dont la température et la fraction molaire en H₂O varient simultanément de façon sinusoïdale suivant les lois :

$$T(x) = 500K + 1000K \times \sin(\pi x / 10) \text{ et } x_{H_2O}(x) = \sin(\pi x / 10)$$

I.4.1.2. Milieu non gris (cavité rectangulaire)

Nous avons aussi comparé les résultats obtenus par notre code radiatif à ceux issus du travail de Gouttière et *al.* [20]. Cette référence utilise, comme nous, la MOD avec le même schéma d'interpolation (schéma positif de Lathrop [13]), mais une quadrature différente (quadrature T₇, 392 directions). Pour notre part, nous avons utilisé les deux quadratures PCA (30×20 directions) et S₈ (80 directions). Le cas test est celui d'une cavité rectangulaire de dimensions 1m×0,5m, dont les parois sont noires ($\varepsilon = 1$) et froides ($T = 0 K$). La cavité contient un mélange gazeux non homogène et non isotherme d'azote et dioxyde de carbone (N₂-CO₂) ou d'azote et vapeur d'eau (N₂-H₂O). Le modèle spectral SLW de Dension et Webb est utilisé avec 15 gaz gris dans l'intervalle de sections efficaces d'absorption $[3 \times 10^{-5} - 600] m^2 \cdot mol^{-1}$ pour CO₂ et $[3 \times 10^{-5} \text{ et } 60] m^2 \cdot mol^{-1}$ pour H₂O. Tous les calculs ont été faits sur un maillage spatial uniforme (61×31) dans les deux directions x et y respectivement. Les résultats reportés (figures 0-9 et 0-10) montrent un très bon accord entre les flux pariétaux et les termes sources que nous calculons en utilisant la quadrature PCA (600 directions en 4π stéradian : 30 niveaux

pour l'angle polaire φ et 20 niveaux pour l'angle azimutal θ) et ceux issus de la référence [20] (392 directions). Par ailleurs, nos résultats obtenus avec la quadrature S_8 (40 directions sur 2π stéradian) sont en accord satisfaisant avec ceux de la référence quelque soit le gaz (écart maximal inférieur à 6%). Cette différence est essentiellement due à l'effet de rayon⁴.

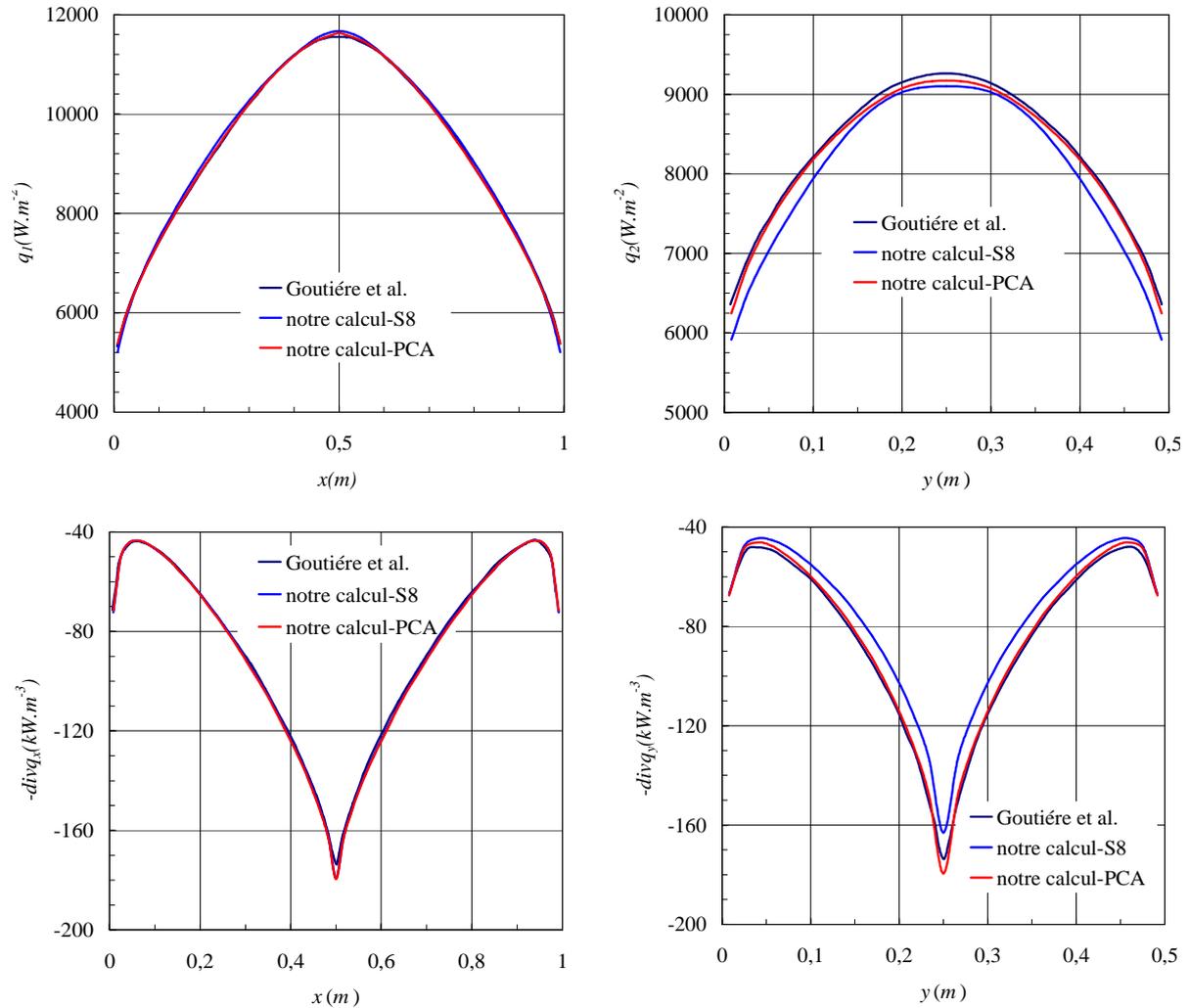


Figure 0-9 : Flux pariétaux le long des parois $y = 0,5 \text{ m}$ (q_1) et $x = 1 \text{ m}$ (q_2), et termes sources radiatifs à mi-hauteur ($-\text{div}q_x$) et mi-largeur ($-\text{div}q_y$) de la cavité.

Mélange $\text{N}_2\text{-CO}_2$ à température et concentration (fraction molaire) variables:

$$T(x, y) = 1200\text{K} \times [0,3333 \times (1 - 2 \times |x - 0,5|) \times (1 - 4 \times |y - 0,25|) + 1]$$

$$x_{\text{CO}_2}(x, y) = 0,02 \times [4 \times (1 - 2 \times |x - 0,5|) \times (1 - 4 \times |y - 0,25|) + 1]$$

⁴ Cet effet est dû à la discontinuité qui provient de l'approximation de la luminance en utilisant des quadratures numériques (ensemble de directions discrètes).

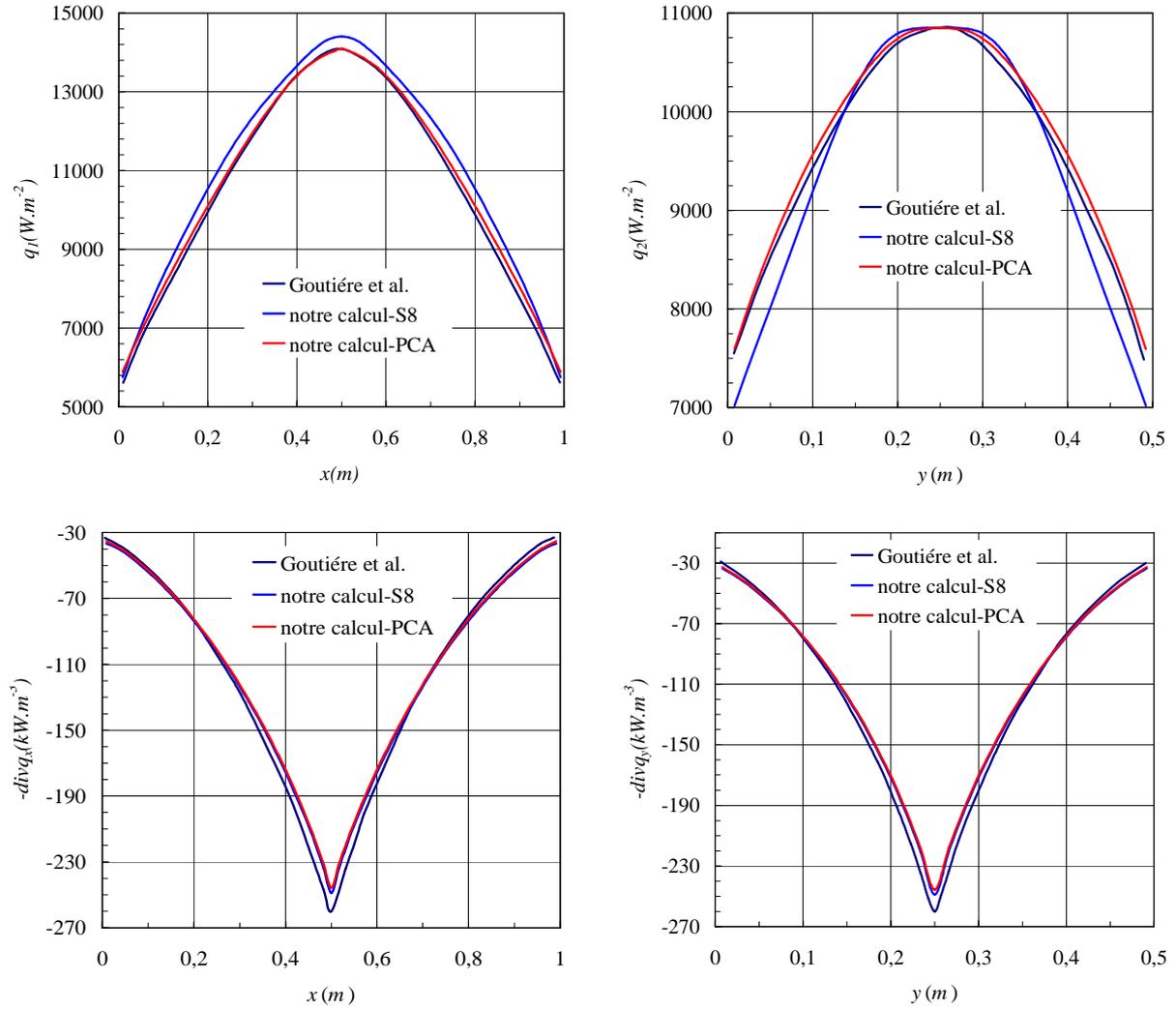


Figure 0-10 : Flux pariétaux le long des parois $y = 0,5\text{m}$ (q_1) et $x = 1$ (q_2), et termes sources radiatifs à mi-hauteur ($-divq_x$) et mi-largeur ($-divq_y$) de la cavité.

Mélange $\text{N}_2\text{-H}_2\text{O}$ à température et concentration (fraction molaire) variables:

$$T(x, y) = 1200\text{K} \times [0,3333 \times (1 - 2 \times |x - 0,5|) \times (1 - 4 \times |y - 0,25|) + 1]$$

$$x_{\text{H}_2\text{O}}(x, y) = 0,02 \times [4 \times (1 - 2 \times |x - 0,5|) \times (1 - 4 \times |y - 0,25|) + 1]$$

I.4.2. Couplage convection naturelle-rayonnement

I.4.2.1. Milieu gris

Nous envisageons ici un écoulement de convection naturelle dans une cavité carrée différentiellement chauffée. Le fluide est supposé homogène (pas de gradient de concentration), satisfaisant aux hypothèses de Boussinesq, et radiativement gris. La comparaison de nos résultats avec ceux de Yucel et *al.* [21], obtenus dans la même

configuration pour différentes opacités, montrent une bonne concordance. Cela s'observe tableau 0-2 où sont listés les nombres du Nusselt radiatif et total sur la paroi chaude de la cavité pour différents épaisseurs optiques.

Epaisseur optique	Yucel (51×51) nonuniforme ⁵		maillage tangente hyperbolique ⁶ (50×50)		maillage cosinus (50×50)		Quadrature et schéma pour la MOD
	Nu_t	Nu_r	Nu_t	Nu_r	Nu_t	Nu_r	
transparent	13,76	-	13,74	-	13,75	-	S ₈ , diamant
0,2	46,11	37,40	45,95	37,35	46,00	37,35	S ₄ , diamant
1	38,93	31,28	38,67	31,21	38,76	31,21	S ₈ , diamant
5	31,76	23,64	31,33	23,58	31,59	23,57	S ₄ , diamant
Cavité carrée différentiellement chauffée à parois noires- $Ra = 5 \times 10^6$, $Pr = 0,72$, $Pl = 0,02$ ⁽⁷⁾							

Tableau 0-2 : Nombre du Nusselt radiatif et total sur la paroi chaude de la cavité

I.4.2.2. Milieu non gris

Pour cette dernière étape de validation, nous nous sommes référés au travail de Colomer et al [22] portant sur le couplage de la convection naturelle et du rayonnement dans une cavité carrée remplie d'un mélange de gaz de composition : 70%N₂+20% H₂O+10%CO₂. Les parois verticales de la cavité sont isothermes ($T_c = 600 K$ et $T_f = 300 K$) et noires ($\varepsilon = 1$). Les parois horizontales sont adiabatiques et noires ($\varepsilon = 1$). Les propriétés thermo-physiques sont dépendantes de la température et ont été évaluées en grande partie à partir de CHEMKIN [23]. Nous avons fait de même pour nos calculs en utilisant le logiciel « Transport Property Evaluation) développé par l'université de Colorado [24] qui exploite également la base de CHEMKIN. Les résultats de la référence [22] ont été obtenus en utilisant une méthode implicite en volumes finis avec le schéma de discrétisation spatiale « Upwind » pour résoudre

⁵ Cette référence utilise un maillage spatial non uniforme, mais il n'est pas précisé lequel.

⁶ $x_i = 0,5 \times \left(1 + \frac{\tanh(\alpha(\frac{i}{N} - 0,5))}{\tanh(\frac{\alpha}{2})} \right)$ avec α est le facteur de resserrement du maillage et N le nombre de mailles

suivant x .

⁷ $Pl = \frac{\lambda}{4H\sigma T_0^3}$ est le nombre de Planck qui caractérise le rapport des flux conductif et radiatif au sein du fluide.

les équations de bilan en formulation non Boussinesq. Un maillage spatial non uniforme (64×64), de type tangente hyperbolique, est adopté dans les directions x et y . Pour le calcul radiatif, les auteurs utilisent la MOD avec le schéma d'interpolation spatial « *step* » et la quadrature T_7 (392 directions). Ils exploitent le modèle SLW pour le rayonnement de gaz (CO_2 et H_2O), mais ils interpolent les fonctions de distributions au lieu d'utiliser les corrélations données dans la littérature (notamment, celles de Denison et Webb [15,16], reportées aux Eqs.(I.45) et (I.46)).

Pour notre part, nous avons utilisé le code AQUILON sur le même maillage et avec le même schéma de discrétisation spatiale que Colomer et al. [22]. La MOD est aussi utilisée, mais avec le schéma positif de Lathrop plutôt que le schéma « *step* » et la quadrature S_8 plutôt que T_7 . Nous avons également eu recours au modèle SLW, avec les mêmes gaz gris, mais en utilisant directement les corrélations (I.45) et (I.46).

Malgré ces quelques différences, un accord satisfaisant est obtenu lorsque l'on confronte nos résultats à ceux de la référence [22] (figure 0-11). Par exemple, le nombre de Nusselt total sur la paroi chaude a été évalué à 393,08 dans notre cas et à 394,4 par Colomer et al. [22].

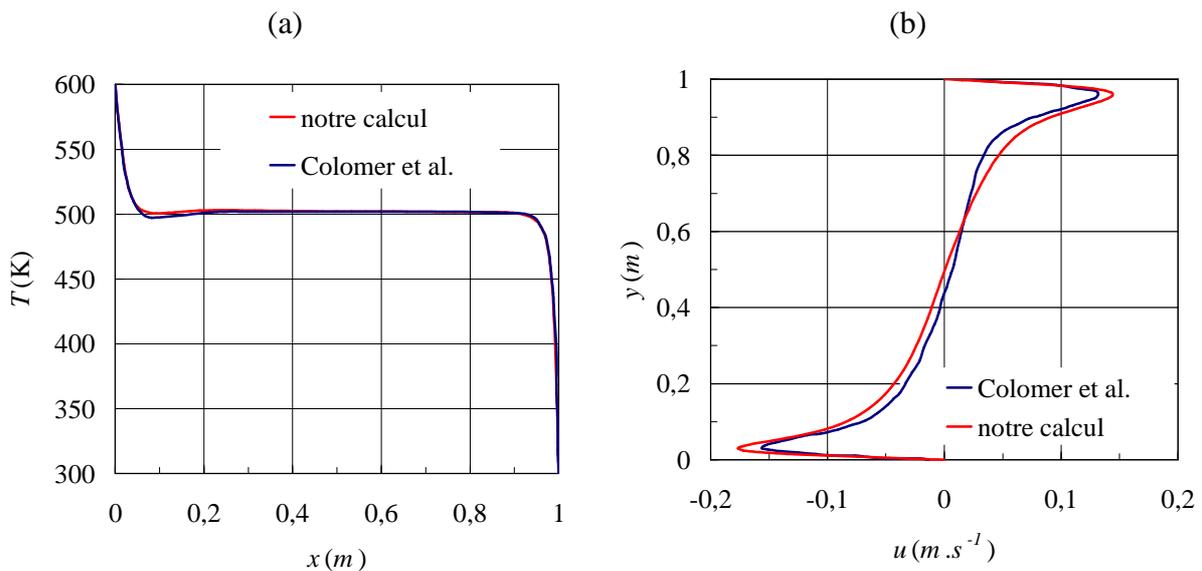


Figure 0-11 : (a) Profil de température à mi-hauteur de la cavité (b) Profil de vitesse horizontale à mi-largeur de la cavité ($Ra = 1,27 \times 10^8$, $Pr = 0,711$, $Pl = 0,024$, $g = 0,32 \text{ m.s}^{-2}$)

I.4.3. Synthèse

Nous avons validé notre code radiatif fondé sur la méthode des ordonnées discrètes et le modèle SLW de Denison et Webb pour le rayonnement des gaz CO_2 et H_2O en différentes configurations (géométrie 1D et 2D). En particulier, ce sont celles concernant la cavité

contenant des milieux non isothermes et non homogènes en CO_2 ou H_2O qui représentent au mieux les situations rencontrées en convection de double diffusion. Nous avons aussi testé différents cas de couplage de la convection thermique pure avec le rayonnement : une très bonne concordance est obtenue en milieux gris (coefficient d'absorption constant) ainsi qu'un accord satisfaisant en gaz réels (non gris).

Par ailleurs, des validations sur des cas plus spécifiques de convection de double diffusion et de convection naturelle turbulente seront présentées aux chapitres concernés.

I.5. Conclusion

Nous avons présenté les outils de simulation numérique qui nous ont servis pour traiter le problème de couplage de la convection naturelle et du rayonnement dans un milieu semi transparent. Le code de calcul est fondé sur le logiciel AQUILON associé au module radiatif que nous avons développé (méthode des ordonnées discrètes et modèle SLW pour le rayonnement de gaz). Nous avons validé le code complet en traitant des problèmes en transfert radiatif pur et en transferts couplés avec rayonnement, pour différentes configurations.

Références bibliographiques

1. C.R. Wilke, A Viscosity Equation for Gas Mixtures. *J. Chem. Phys.*, 18(4) (1950) 517–519.
2. R.J. Huck, E. Thornton, Sutherland-Wassiljewa coefficients for the viscosities of binary rare gas mixtures. *Proc. Phys. Soc.* 92 (1967) 244–252.
3. E.N. Fuller, P. D. Schettler, J. C. Giddings, A New Method for Prediction of Binary Gas-Phase Diffusion Coefficient, *Ind. Enq. Chem.*, 58(5) (1966).
4. Aquilon (ou Thétis), Outils de modélisation en mécanique des fluides et transferts, website: <http://thetis.enscpb.fr/documentation>.
5. S. Chandrasekhar, Radiative transfer. *Dover Publications*, New York, 1960.
6. W.A. Fiveland, A discrete ordinates method for predicting radiative heat transfer in axisymmetric enclosures. *ASME Paper 82-HTD-20*, (1982).
7. W.A. Fiveland, Discrete ordinates solutions of the radiation transport equation for rectangular enclosures. *J. Heat Transfer*, 106 (1984) 699–706.
8. W.A. Fiveland, Discrete ordinates method for radiative transfer in isotropically and anisotropically scattering media. *J. Heat Transfer*, 109 (1987) 809–812.
9. W.A. Fiveland, Three dimensional radiative heat transfer solutions by the discrete ordinates method. *J. Thermophys. Heat Transfer*, 2(4) (1988), 309–316.
10. G. Colomer, M. Costa, R. Consul, A. Oliva, Three-dimensional numerical simulation of convection and radiation in a differentially heated cavity using the discrete ordinates method. *IJHMT*, 47 (2004) 257–269.
11. K.R. Ismail , C.S. Salinas, Non-gray radiative convective conductive modelling of a double glass window with a cavity filled with a mixture of absorbing gases. *IJHM*, 49 (17-18) (2006) 2972–2983.
12. J. S. Truelove, Discrete ordinates solutions of the radiation transport equation. *J. Heat Transfer*, 190 (1987), 1048–1051.
13. K.D. Lathrop, Spatial differencing of the transport equation: Positivity vs. accuracy, *Nuc. Sci. Eng*, 4 (1968) 475–498.
14. M.K. Denison, B.W. Webb, A spectral line based weighted-sum-of-gray-gases model for arbitrary RTE solvers. *ASME J. Heat Transfer*, 115 (1993) 1004–1012.

-
15. M.K. Denison, B.W. Webb, An Absorption-Line Blackbody Distribution Function for Efficient Calculation of Total Gas Radiative Transfer. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 50 (5) (1993) 499–510.
 16. M.K. Denison and B.W. Webb, Development and Application of an Absorption-Line Blackbody Distribution Function for CO₂. *IJHMT*, 38 (1995) 1813–1821.
 17. M.K. Denison and B.W. Webb, The Spectral Line-Based Weighted Sum of Gray Gases Model in Nonisothermal and Nonhomogenous Media. *ASME J. Heat Transfer*, 117 (1995) 359–363.
 18. H.C. Hottel, A.F. Sarofim, Radiative transfer, New York, *MC. Graw-Hill*, 1967.
 19. M. F. Modest, The weighted-sum-of-gray-gases model for arbitrary solution methods in radiative transfer. *ASME J. Heat Transfer*, 113(3), (1991) 650–656.
 20. V. Goutiere, F. Liu, A. Charette, An Assessment of Real-Gas Modelling in 2D Enclosures. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 64 (2000) 299–326.
 21. A. Yücel, S. Acharya, M.L. Williams, Natural Convection and Radiation in a Square Enclosure. *Num. Heat Transfer, Part A*, 15 (1989) 261–278.
 22. G. Colomer, R. Cònsul, A. Oliva, Coupled radiation and natural convection: Different approaches of the SLW model for a non gray gas mixture. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 107 (2007) 30–46.
 23. R.J. Kee, F. M. Rupley, J.A. Miller, The Chemkin thermodynamic database, Technical Report, *Sandia National Laboratories*, 1987.
 24. Transport Property Evaluation, un logiciel de calcul des propriétés thermophysiques et thermodynamiques des mélanges des gaz idéales, Website: <http://navier.engr.colostate.edu/>.



CHAPITRE II

*Etude du couplage de la convection de
double diffusion avec le rayonnement
en régime instationnaire*

II.1. Introduction

Dans cette partie, notre objectif est d'étudier l'influence de rayonnement sur un écoulement de convection de double diffusion en régime transitoire et stationnaire. Le régime instationnaire a été largement étudié en convection naturelle thermique aussi qu'en convection de double diffusion, mais uniquement pour des fluides transparents. Ainsi, Patterson et Imberger [1] ont été les premiers à classifier les régimes transitoires en convection naturelle dans une cavité différentiellement chauffée, selon le rapport de forme et les valeurs des nombres de Rayleigh et de Prandtl. Ils ont suggéré un critère relativement simple pour la propagation des ondes de gravité internes¹ dans des milieux stratifiés linéairement en température et ont proposé une relation pour calculer la période des oscillations temporelles qui en résultent. Pour une cavité carrée, cette relation s'écrit:

$$\tau \approx 2\sqrt{2}\pi \left(-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} \right)^{-0.5} \quad (\text{II.1})$$

Ivey [2] a montré expérimentalement l'existence d'ondes de gravité dues aux oscillations des paquets du fluide dans un environnement hydrostatique stable. Dans son expérience, il a constaté l'existence de deux fréquences distinctes qu'il a attribuées l'une à la propagation des ondes de gravité et l'autre, beaucoup plus élevée, à l'instabilité de couche limite. Ces résultats ont ensuite été retrouvés numériquement par Schladow et *al.*[3], Schladow [4] et Le Quéré [5]. Cependant, Armfield [6], Patterson et Armfield [7] et Le Quéré et Behnia [8] ont également constaté l'existence d'oscillations de faible fréquence due à l'instabilité de type « coin ». Celle-ci prend naissance à la base de la zone de détachement tourbillonnaire dans la partie aval des couches limites verticales. Le premier mode instationnaire lié à ce phénomène est observé à $Ra = 1,82 \pm 0,01 \cdot 10^8$ pour une cavité carrée [8] et la fréquence fondamentale propre de ce mode est $f^* = 0,045^{(2)}$. Néanmoins, cette perturbation disparaît quand le nombre de Rayleigh s'accroît et les modes instationnaires de couche limite (excités) prédominent. Ce sont les trois mécanismes évoqués ci-dessus (ondes de gravité, instabilité de type « coin » ou de couche limite) qui peuvent être responsables du comportement oscillant d'un écoulement de convection naturelle thermique dans une cavité.

¹ La présence des ondes de gravité peut être observée par la présence d'oscillations temporelles des isothermes (aussi de masse volumique) dans le cœur de la cavité.

² Fréquence fondamentale adimensionnée en utilisant le temps caractéristique de convection naturelle dans la cavité carrée $t_{cn} = H^2 / (Ra^{1/2} \alpha)$.

En convection de double diffusion, l'écoulement est, par nature, potentiellement instable. C'est surtout vrai dans le cas opposant, lorsque les forces de poussée d'origine thermique et massique s'opposent. Plusieurs études ont été consacrées à ce problème, mais essentiellement pour des liquides, à nombre de Lewis élevé [9,10]. Weaver et Viskanta [11] ont toutefois étudié expérimentalement des mélanges binaires de gaz ($Le \sim 1$) en cas aidant et opposant. Ils ont montré, dans le cas opposant et pour certains mélanges, l'existence d'écoulements instables qui ne sont pas prévus par la simulation numérique. Nishimura et al [12] ont également envisagé un écoulement gazeux dans une cavité 2D en faisant varier le rapport des forces de poussée massiques et thermiques (N) et ont obtenu des écoulements instationnaires oscillants pour certaines valeurs de ce paramètre. Plus généralement, Ghorayeb et al [13] se sont intéressés à l'effet des nombres de Lewis et de Grashof sur l'écoulement et ont établi un diagramme de valeurs critiques pour la transition d'un état stable à un état oscillant et inversement.

Il n'y a à ce jour que très peu de travaux à avoir envisagé la convection de double diffusion instationnaire en tenant compte de la participation radiative du fluide. Le premier d'entre eux est dû à Rafieviand [14] qui a mené une étude paramétrique pour un gaz hypothétique gris dont l'absorption varie en fonction de la concentration. Dans cette étude, restreinte à des mélanges dont l'espèce absorbante est plus lourde que le fluide porteur ($\beta_s > 0$), des écoulements oscillants périodiques ont été obtenus en cas opposant dans la gamme $|N| = 0,65-0,9$ ($Ra = 5 \cdot 10^6$, $Le = 1$, $Pr = 0,71$). Plus récemment, nous avons étudié l'évolution transitoire d'un écoulement de double diffusion dans une cavité carrée contenant un mélange binaire d'azote (N_2) et de dioxyde de carbone (CO_2) en faible concentration moyenne ($x_{CO_2} = 10\%$) [15]. La participation radiative de CO_2 était prise en compte et il a été observé un effet stabilisant du rayonnement dans le cas aidant et un effet déstabilisant dans le cas opposant. Pour ce dernier, le rayonnement favorise la génération de l'instabilité thermosolutale, phénomène induit par une variation locale et brutale de la densité de fluide provoquée par un éclatement des « bulles » uniforme en température ou concentration [9]. Ce processus peut se répéter périodiquement produisant ainsi un écoulement oscillatoire dans la cavité. La période des oscillations est alors liée à l'origine thermique ou massique de ces bulles et est comparable au temps caractéristique de diffusion à travers la couche limite. Pour des oscillations d'origine massique, cela donne [9,12] :

$$\tau_s = \delta_s^2 / D \quad (II.2)$$

où δ_s est l'épaisseur de la couche limite massique et D le coefficient de diffusion massique du polluant dans le fluide porteur. D'une façon analogue, la période des oscillations d'origine thermique se calcule par:

$$\tau_T = \delta_T^2 / \alpha \quad (\text{II.3})$$

où δ_T représente l'épaisseur de la couche limite thermique et α la diffusivité thermique de mélange.

Par ailleurs, il est à noter ici que l'instabilité thermosolutale, inhérente à la convection de double diffusion, est particulièrement observée dans les cas opposants et seulement dans une certaine gamme de valeurs du nombre de Rayleigh (thermique ou massique), de rapport des forces (N), de nombre de Lewis (Le) et de rapport de forme de la cavité.

En régime stationnaire, le couplage entre le rayonnement des gaz et l'écoulement de la convection de double diffusion a également très peu étudié. Il a été abordé pour la première fois par Rafieivand [14] et a ensuite été repris par Mezrhab et *al.* [16]. Dans ces études, le milieu étudié était toutefois considéré comme un gaz hypothétique gris dont on peut faire varier l'opacité moyenne comme n'importe quel autre paramètre d'étude. Très récemment, Meftah et *al.* [17,18,19] ont étudié numériquement ce couplage dans une cavité carrée contenant un mélange d'air, considéré comme parfaitement transparent au rayonnement, et du dioxyde de carbone (CO_2) ou de vapeur d'eau (H_2O). Les auteurs ont conclu que le rayonnement du gaz induit des changements importants sur les champs dynamique, thermique et de concentration et ces observations seront confirmées dans la suite de ce chapitre.

II.2. Définition du problème et conditions de calcul

La configuration étudiée est représentée figure I-1. On considère une cavité carrée de 30 *cm* de côté contenant un mélange binaire de gaz air- CO_2 ou air- H_2O . L'air est ici considéré comme parfaitement transparent au rayonnement et c'est le polluant (H_2O ou CO_2) qui confère au mélange ses propriétés d'absorption et d'émission dans l'infrarouge.

Les parois verticales de la cavité sont isothermes et maintenues respectivement à $T_c = 580 \text{ K}$ (paroi chaude, à gauche) et $T_f = 530 \text{ K}$ (paroi froide, à droite). Elles sont aussi à concentration imposée de l'espèce absorbante avec, dans tous les cas, une paroi à concentration nulle (concentration basse, $C_b = 0 \text{ mol.m}^{-3}$) et une à concentration haute (C_h). La position des parois

à haute ou basse concentration dépend de la nature du polluant et de la configuration que l'on cherche à réaliser (cf. annexe A). Ainsi, le dioxyde de carbone étant plus lourd que l'air³, on obtient un cas aidant en imposant C_b à la paroi chaude et C_h à la paroi froide, et un cas opposant en faisant l'inverse. Pour la vapeur d'eau, plus légère que l'air⁴, il faut imposer C_b à la paroi froide et C_h à la paroi chaude pour avoir un cas aidant, et l'inverse pour un cas opposant. Par ailleurs, la valeur de C_h dépend de la concentration moyenne voulue dans la cavité : $C_h = 4,34 \text{ mol.m}^{-3}$ pour $x_{\text{CO}_2 \text{ ou H}_2\text{O}} = 10\%$ et $C_h = 10,84 \text{ mol.m}^{-3}$ pour $x_{\text{CO}_2 \text{ ou H}_2\text{O}} = 25\%$ (pour un mélange à 1 bar et 555 K en moyenne).

Le tableau 0-1 résume les dispositions adoptées pour les parois à haute et basse concentration et donne la valeur des paramètres caractéristiques de la configuration dans chacun des cas étudiés (nombres de Rayleigh thermique et massique, nombres de Prandtl, de Lewis et rapport des forces de poussée).

Mélange		Paramètres caractéristiques					Conditions aux limites en concentration			
		Ra_T $\times 10^6$	Ra_s $\times 10^6$	Pr	Le	N	Cas aidant		Cas opposant	
							Paroi chaude	Paroi froide	Paroi chaude	Paroi froide
x_{CO_2}	10%	8,79	12,9	0,686	1,33	1,10	C_b	C_h	C_h	C_b
	25%	10,7	33,0	0,692	1,20	2,56	C_b	C_h	C_h	C_b
$x_{\text{H}_2\text{O}}$	10%	7,84	5,82	0,705	0,86	0,87	C_h	C_b	C_b	C_h
	25%	8,16	15,3	0,744	0,82	2,30	C_h	C_b	C_b	C_h

Tableau 0-1: Caractéristiques des mélanges et conditions aux limites en concentration

D'un point de vue radiatif, les conditions radiatives imposées sur les parois sont choisies de sorte qu'on puisse se focaliser sur les effets de rayonnement volumique (du gaz) en négligeant le couplage avec le rayonnement des parois par le biais des parois adiabatiques. Pour cela, les parois verticales de la cavité sont considérées noires ($\varepsilon_1 = 1$) et les parois horizontales sont grises, diffuses et complètement réfléchissantes ($\varepsilon_2 = 0$).

Par ailleurs, en régime transitoire et afin de suivre l'évolution temporelle de l'écoulement, nous avons enregistré la fluctuation des variables principales (T, v, u, \dots) en différents points

³ Masses molaires : $\mathcal{M}_{\text{CO}_2} = 44 \text{ g.mol}^{-1} > \mathcal{M}_{\text{air}} = 28,9 \text{ g.mol}^{-1}$

⁴ Masses molaires : $\mathcal{M}_{\text{H}_2\text{O}} = 18 \text{ g.mol}^{-1} < \mathcal{M}_{\text{air}}$

du domaine de calcul (voir figure 0-1). Ces points ont été placés dans les principales zones de la cavité: le cœur, près des parois verticales et près des parois horizontales.

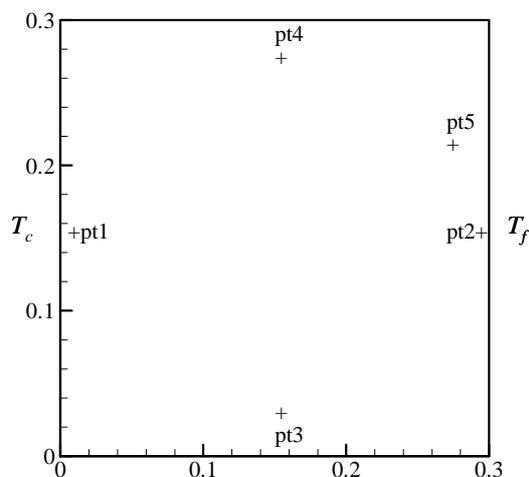


Figure 0-1: Position des principaux points d'observation dans la cavité

Tous les calculs ont été effectués deux fois : une fois en prenant en compte la participation radiative du gaz (absorption-émission) et une fois en la négligeant : cela donne les solutions dites « cas réel » ou « cas transparent » qui sont présentées par la suite. Le cas «transparent » ne correspond à aucune situation physique, mais il permet, par comparaison, de mettre en valeur l'influence du rayonnement sur les caractéristiques de l'écoulement. La discrétisation spatiale des équations de Navier-Stokes est effectuée par un schéma centré (conservatif d'ordre deux) et un schéma implicite du premier ordre est utilisé pour la discrétisation temporelle. Concernant le calcul radiatif, nous avons utilisé la méthode des ordonnées discrètes avec la quadrature S_8 et les propriétés radiatives du gaz sont prises en compte par le modèle SLW de Denison et Webb. Les calculs sont effectués en régime transitoire jusqu'à ce que la solution stationnaire soit atteinte (si elle en existe une), suivant le critère $\max_{i,j} |\phi_{ij}^n - \phi_{ij}^{n-1}| \leq 10^{-8}$ appliqué aux variables dimensionnelles : la température (T en K), la concentration (C en $mol.m^{-3}$) et les deux composantes de la vitesse (u et v en $m.s^{-1}$).

Les résultats présentés dans ce travail ont été obtenus en utilisant un maillage $80(x) \times 130(y)$, non uniforme de type Chebychev suivant x , afin d'avoir suffisamment de points dans les couches limites près parois actives, et uniformément espacé suivant y . La convergence en maillage a été jugée satisfaisante en se référant aux résultats obtenus sur un maillage plus fin dans un cas de couplage convection naturelle thermique - rayonnement dans une cavité contenant un gaz gris (voir tableau 0-1). Notons en particulier que l'énergie totale au sein de

la cavité est conservée, car les nombres de Nusselt totaux sont identiques⁵ sur les deux parois actives (à moins de 0,1% près).

	80×130						180×220					
	paroi chaude			paroi froide			paroi chaude			paroi froide		
$k(m^{-1})$	Nu_c	Nu_r	Nu_t									
0,00	16,80	184,58	201,39	16,80	184,58	201,39	16,80	184,46	201,26	16,80	184,46	201,26
1,00	12,54	167,54	180,08	14,20	165,86	180,06	12,52	167,17	179,69	14,19	165,49	179,68
10,00	12,68	107,66	120,34	14,49	105,79	120,28	12,70	107,41	120,11	14,51	105,57	120,07
100,00	17,68	49,24	66,92	19,78	47,09	66,87	17,62	48,74	66,35	19,70	46,62	66,33

Tableau 0-2 : Nombres de Nusselt convectifs, radiatifs et totaux sur les parois actives de la cavité. $Ra_T = 1,07 \times 10^7$, $Pr = 0,692$ (rayonnement calculé par la méthode des ordonnées discrètes (quadrature S_8)).

Le modèle SLW est mis en œuvre avec onze gaz gris (dont un gaz transparent). Les sections efficaces d'absorption sont uniformément réparties sur une échelle logarithmique entre 3×10^{-5} et $10^5 \text{ m}^2 \cdot \text{mol}^{-1}$ et les poids des gaz gris correspondants sont calculés par les corrélations données dans [20,21]. Dans ce calcul, la dépendance spatiale de section efficace d'absorption (cf. § I-3-3) est négligée et on montre (voir annexe C) dans un problème de couplage de convection naturelle et du rayonnement, que cette approximation n'influe pas sur l'écoulement. Il est à noter aussi que l'augmentation du nombre des gaz gris ou d'élargissement de l'intervalle des sections efficaces d'absorption (au-delà de 10^5 ou au dessous de 3×10^{-5}), n'a aucune influence sensible sur le comportement transitoire de l'écoulement et sur la précision des résultats.

Enfin, le pas de temps est fixé à 0,1 s car les tests effectués avec un pas de temps 0,01 s n'ayant apporté aucune amélioration notable.

⁵ Rappelons que les parois passives sont adiabatiques. Ainsi, à l'état stationnaire, toute la chaleur entrant par une des parois verticales doit ressortir par l'autre.

II.3. Cas aidant

Dans cette configuration, les forces de poussée d'origine thermique et massique coopèrent et le rapport des forces N a une valeur positive : $N = 1,10$ ($x_{CO_2} = 10\%$) et $2,56$ ($x_{CO_2} = 25\%$).

II.3.1. Mélange air-CO₂

II.3.1.1. Ecoulement en régime transitoire

Le comportement transitoire de l'écoulement (représenté figure 0-2) est à peu près le même en absence et en présence du rayonnement, et ce quelque soit la concentration de CO₂ dans le mélange. Néanmoins, la présence du rayonnement accélère légèrement l'arrivée à l'état stationnaire, surtout pour la plus faible concentration moyenne $x_{CO_2} = 10\%$.

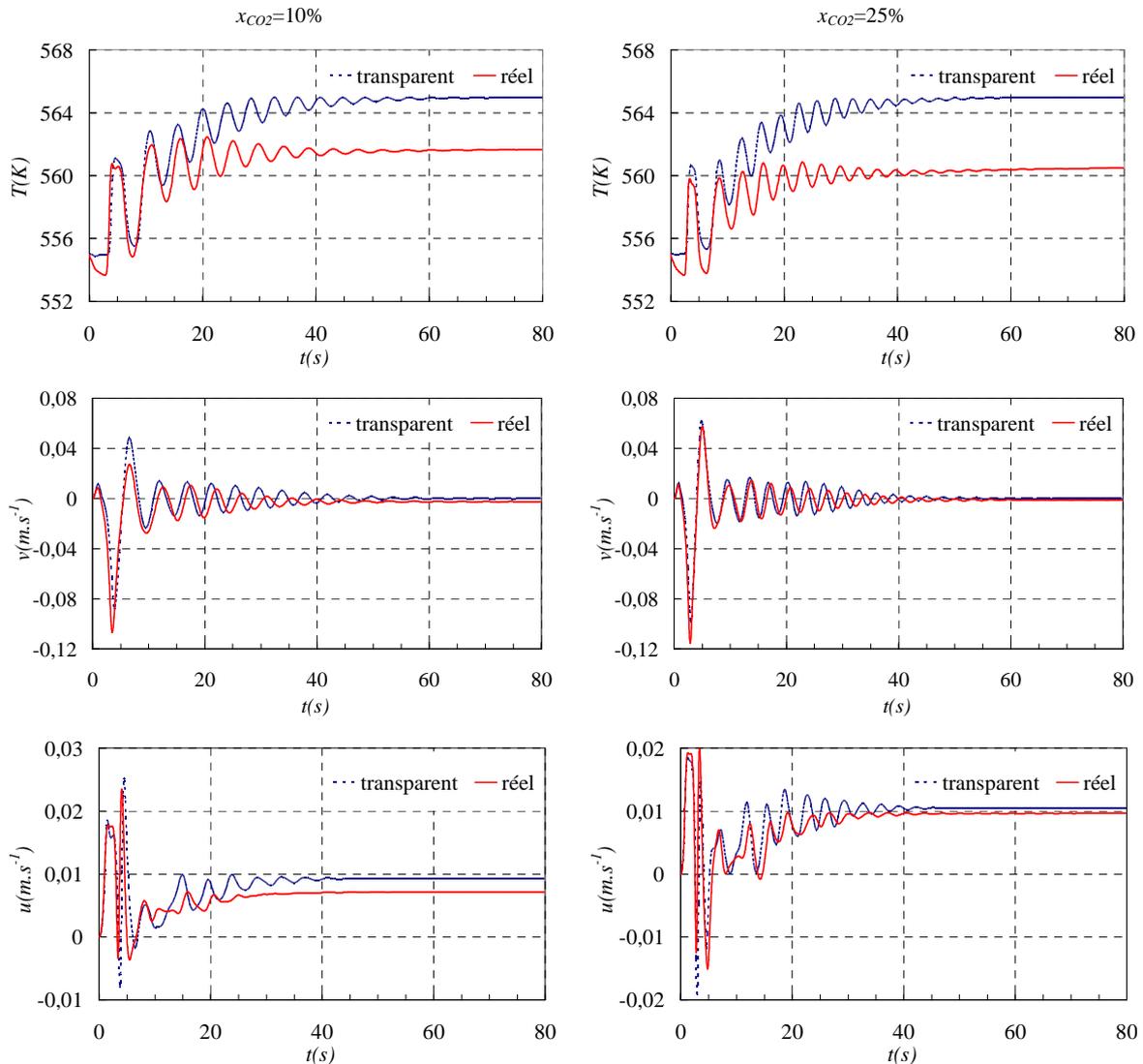


Figure 0-2 : Evolution temporelle de la température et des vitesses verticale et horizontale au point n°5 en cas aidant (mélanges $x_{CO_2} = 10\%$ et 25%)

Les oscillations observées figure 0-2 peuvent être attribuées aux ondes de gravité internes dont la présence est caractérisée par l'oscillation, au cœur de la cavité, des isovaleurs de masse volumique, ainsi que des isothermes et des isoconcentrations [1,22]. Ce phénomène est illustré par les figures D-1 à D-4 reportées dans l'annexe D. Par ailleurs, le tableau 0-3 montre que la période d'oscillations évaluée à partir de l'évolution temporelle de la température est comparable à celle donnée par la relation (II.1) qui, en convection de double diffusion, devient [14]:

$$\tau \approx 2\sqrt{2}\pi(-g\beta_T\Delta T(S_T + N\times S_s))^{-0.5} \quad (\text{II.4})$$

S_T et S_s ⁽⁶⁾ étant les coefficients de stratification thermique et de concentration au cœur de la cavité. Ces coefficients sont estimés graphiquement à partir des profils verticaux de T et C , dans le plan médian de la cavité.

$x_{CO_2} = 10\%$				$x_{CO_2} = 25\%$			
$\tau_1(s)$		$\tau_2(s)$		$\tau_1(s)$		$\tau_2(s)$	
a	b	a	b	a	b	a	b
4,3	4,7	4,2	4,5	3,2	3,4	3,1	3,4

Tableau 0-3 : Périodes des oscillations τ_1 : observées dans l'intervalle de temps [20-40 s]

τ_2 : calculée par la relation (II.4). Mélanges $x_{CO_2} = 10\%$ et 25% en cas aidant.

(a) gaz transparent, (b) gaz réel

On observe que la période des oscillations est plus élevée dans le cas réel car τ varie comme l'inverse de la stratification verticale de masse volumique, et cette stratification est atténuée par la prise en compte du rayonnement (voir les lignes isovaleurs de masse volumique représentées par les figures D-1 à D-4 dans l'annexe D).

Cette tendance est moins nette dans les mélanges plus riches en CO_2 , car la stratification est alors essentiellement due au champ de concentration, et on observe également que la période des oscillations est globalement plus petite. Cela est dû au fait que τ varie également comme l'inverse du rapport des forces de poussée – voir relation (II.4) – et ce paramètre s'accroît avec la concentration moyenne de CO_2 .

⁶ $S_T = \frac{H}{\Delta T} \frac{\partial T}{\partial y}$ et $S_s = \frac{H}{\Delta C} \frac{\partial C}{\partial y}$ avec $\Delta T = T_c - T_f$ et $\Delta C = \text{signe}(N \times \beta_s) \times (C_h - C_b)$. On rappelle que $\beta_s < 0$ (CO_2) et $\beta_s > 0$ (H_2O).

II.3.1.2. Ecoulement en régime stationnaire

La figure 0-3 représente les fonctions de courant, les isothermes et les isoconcentrations dans la cavité lorsque le régime stationnaire est atteint (figure 0-2), pour les différentes concentrations moyennes de CO₂ dans le mélange.

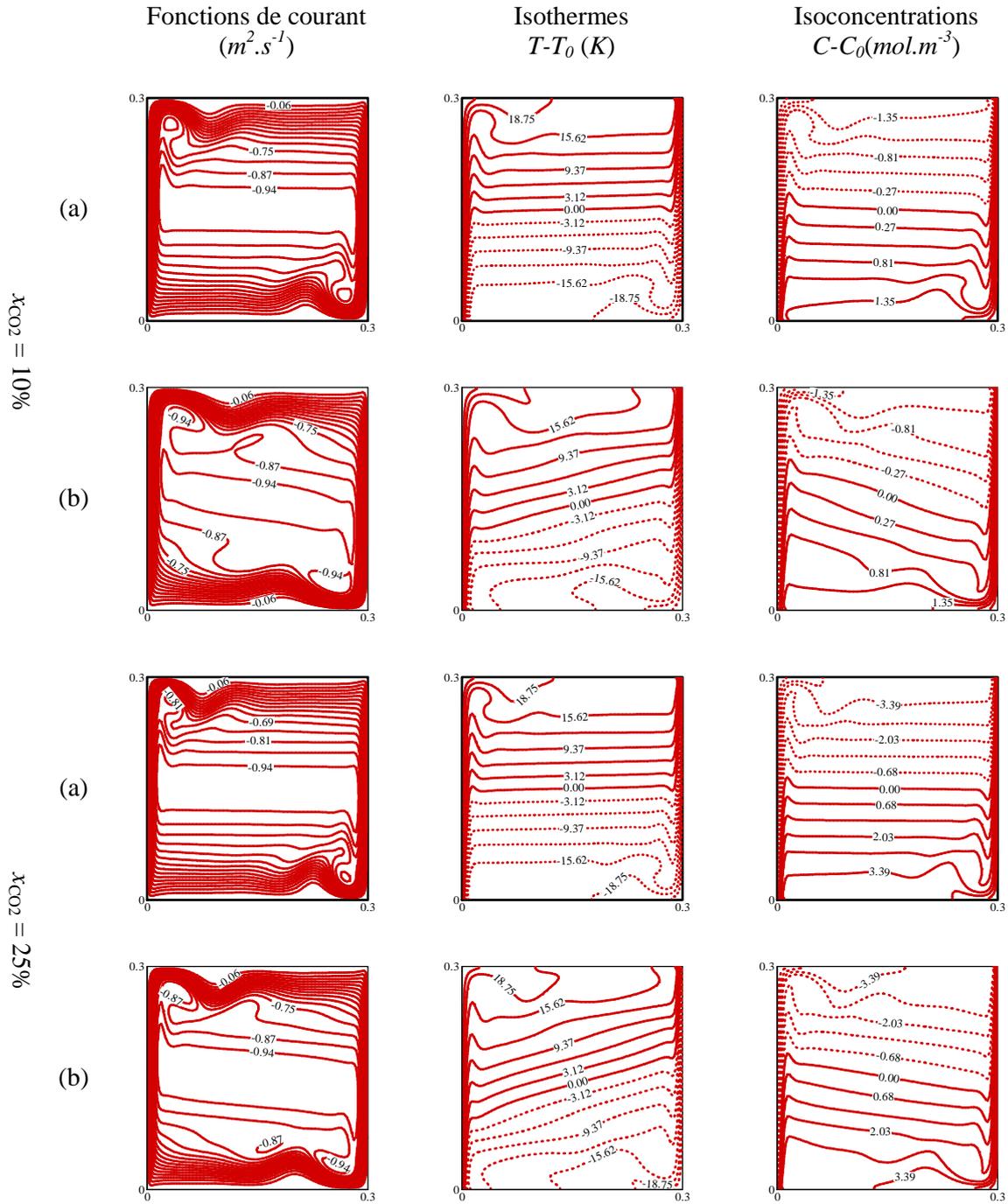


Figure 0-3 : Fonctions de courant, isothermes et isoconcentrations (cas aidant) pour les mélanges $x_{CO_2} = 10\%$ ($Ra_T = 8,79 \times 10^6$, $Ra_s = 1,29 \times 10^7$, $Pr = 0,686$, $Le = 1,33$, $N = 1,10$)

et $x_{CO_2} = 25\%$ ($Ra_T = 1,07 \times 10^7$, $Ra_s = 3,30 \times 10^7$, $Pr = 0,692$, $Le = 1,20$, $N = 2,56$).

(a) gaz transparent, (b) gaz réel

Il est à noter que, l'écoulement généré par la convection de double diffusion dont le nombre de Rayleigh thermique $Ra_T = g \beta_T \Delta T H^3 / \nu \alpha$ est équivalent à celui produit par convection naturelle thermique à nombre de Rayleigh équivalent⁷ (si $Le \approx 1$) :

$$Ra_{eq} = g (|\Delta \rho| / \rho_0) H^3 / \nu \alpha = Ra_T \times |N+1| \quad (\text{II-5})$$

En d'autres termes, l'écoulement sera le même⁸ que s'il n'y avait pas de gradient de concentration ($N = 0$) mais un gradient de température plus intense ($\Delta T \times |N+1|$), et ce quelque soit la nature du fluide. Toutefois, cette équivalence n'est plus valable en présence de rayonnement qui brise la similitude qui existe entre champ thermique et champ de concentration pour des nombres de Lewis proches de l'unité.

En absence de rayonnement, la structure de l'écoulement ainsi que la stratification verticale des champs thermique et massique dans le cœur de la cavité ne subit pas de changements significatifs avec la variation de la concentration moyenne du gaz. En particulier, la centro-symétrie des solutions est toujours observée dans la cavité. En fait, l'écoulement est ici équivalent à un écoulement de convection thermique dont le nombre de Rayleigh (Ra_{eq}) vaut entre $1,85 \times 10^7$ (10%) et $3,82 \times 10^7$ (25%). On est donc dans un régime de couches limites [23] et l'écoulement est un peu plus intense quand le gradient de concentration est le plus fort (cas à 25% : les lignes de courant sont un peu plus resserrées au voisinage des parois).

Cependant, dans le cas réel, les isovalues (isothermes et isoconcentrations) sont inclinées dans le cœur de la cavité et on observe une certaine altération de la structure de l'écoulement (légère inclinaison et distorsion des lignes de courant). Les figures 0-4 et 0-5, qui représentent les profils des vitesses verticale et horizontale dans la cavité, montrent aussi que le rayonnement du gaz provoque une accélération de l'écoulement, notamment dans la partie aval des couches limites ascendante et descendante ($y > 0,15 \text{ m}$ et à $y < 0,15 \text{ m}$ respectivement). On note aussi l'accélération dans les couches limites horizontales le long des parois passives. Par contre, le cœur de la cavité, en absence et en présence du rayonnement, reste au repos.

⁷ Sous l'approximation de Boussinesq : $|\Delta \rho| / \rho_0 = |\beta_T \Delta T + \beta_S \Delta C| = \beta_T \Delta T \times |1 + \beta_S \Delta C / \beta_T \Delta T|$ et , par définition, $N = \beta_S \Delta C / \beta_T \Delta T$

⁸ Dans la mesure où l'on néglige la variation avec T et C des propriétés physiques du mélange.

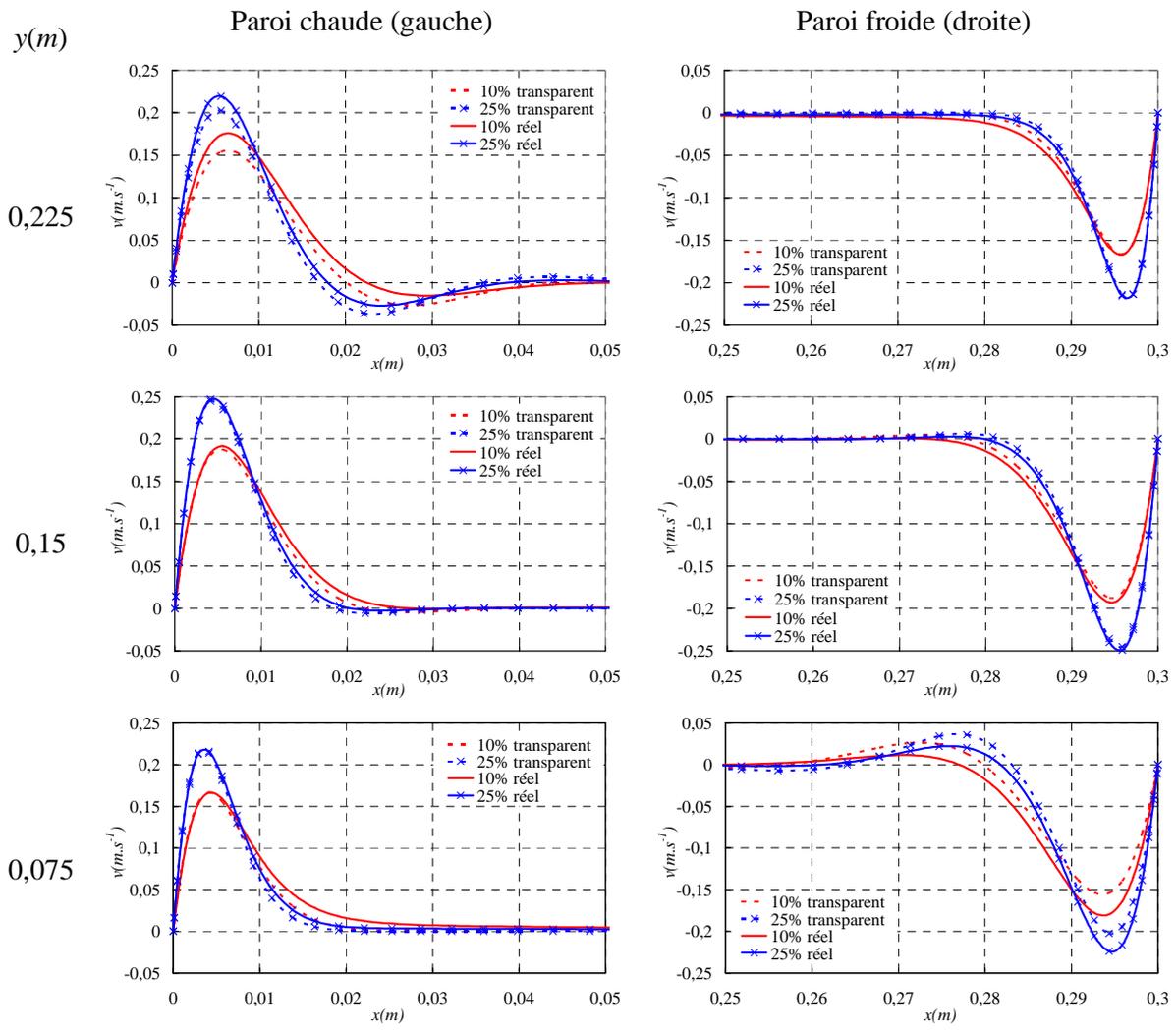


Figure 0-4 : Profils de vitesse verticale à différentes hauteurs de la cavité pour les mélanges $x_{\text{CO}_2} = 10\%$ et 25% (cas aidant)

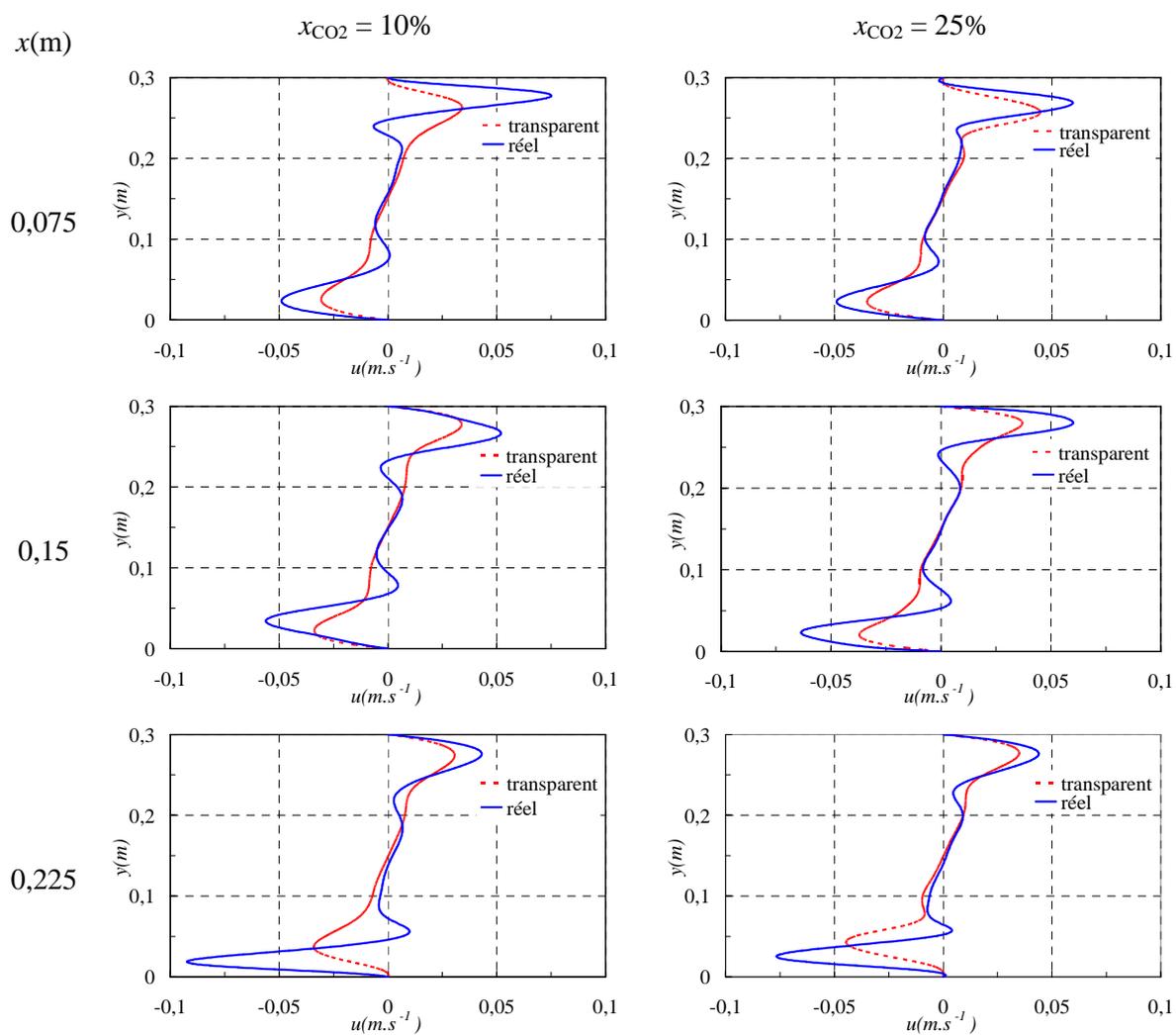


Figure 0-5 : Profils de vitesses horizontales à différents endroits suivant la largeur de la cavité pour les mélanges $x_{CO_2} = 10\%$ et 25% (cas aidant)

L'influence du rayonnement peut s'expliquer de la façon suivante [18]. Le fluide dans la couche limite près de la paroi chaude absorbe le rayonnement issu de cette paroi. Le phénomène est illustré figure 0-6 où l'on a représenté la distribution du terme source d'origine radiative au sein du fluide, terme résultant du bilan entre l'énergie absorbée et l'énergie émise par chaque élément de fluide.

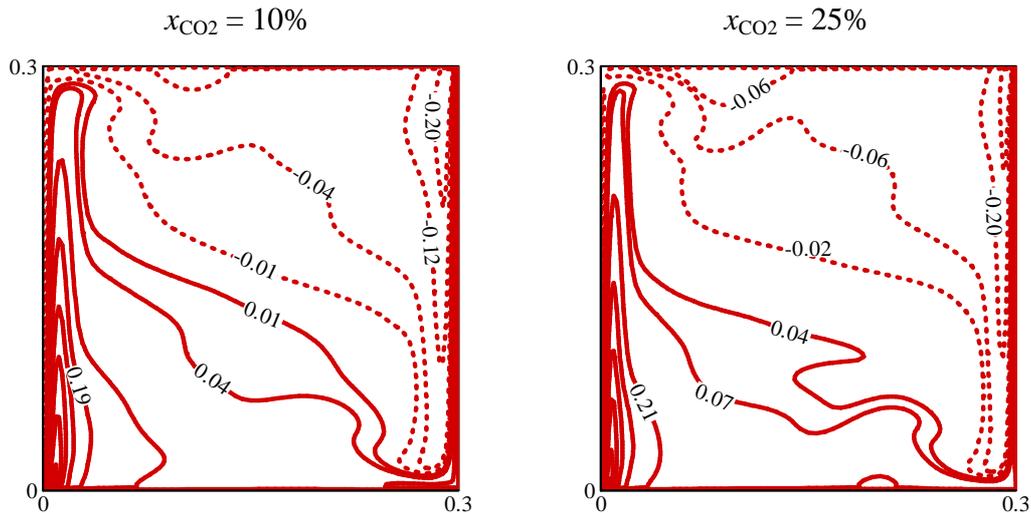


Figure 0-6 : Distribution de puissance radiative normalisée (rapportée à σT_0^4) dans la cavité pour les mélanges $x_{CO_2} = 10\%$ et 25% (cas aidant)

On observe que ce bilan est positif le long de la paroi chaude, et l'échauffement local du fluide tend à diminuer sa masse volumique (voir figure 0-7), et donc à intensifier le mouvement ascendant, en particulier vers le haut de la cavité. Un phénomène analogue se produit le long de la paroi froide : le fluide se refroidit par rayonnement vers la paroi à T_f et, devenant plus lourd, accentue le mouvement descendant. Ainsi, globalement, le rayonnement tend à accélérer le mouvement de rotation du fluide dans la cavité. Un résultat remarquable est que les variations de masse volumique induites par les deux gradients thermique et massique – dus au rayonnement – se compensent exactement au cœur de la cavité qui, de ce fait, reste au repos. Cela se vérifie sur figure 0-7 où l'on observe, qu'avec ou sans rayonnement, ρ reste constant suivant x dans la partie centrale de la cavité.

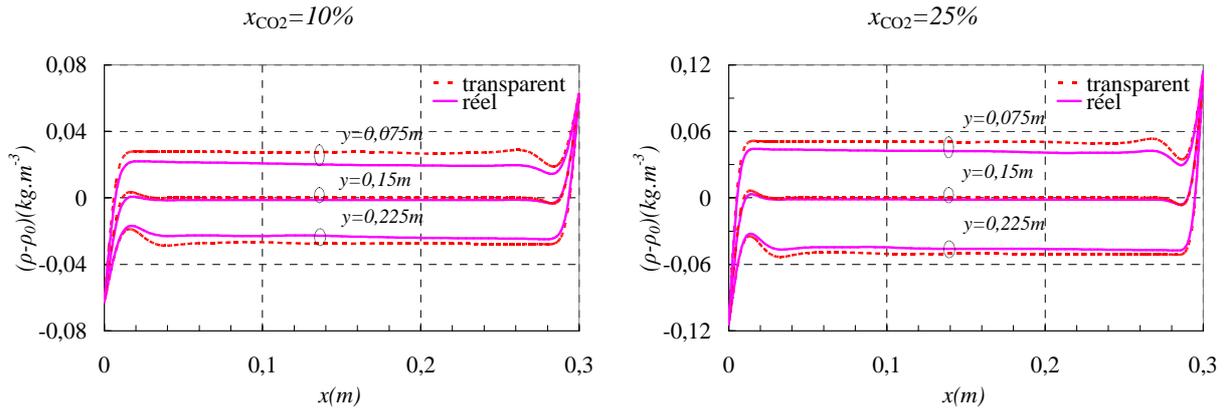


Figure 0-7 : Profils de masse volumique du fluide (calculée selon l'hypothèse de Boussinesq) à différentes hauteurs dans la cavité pour les mélanges $x_{CO_2} = 10\%$ et 25% (cas aidant)

Il est intéressant de noter que l'influence du rayonnement sur la dynamique de l'écoulement est un peu plus prononcée à $x_{CO_2} = 10\%$ qu'à $x_{CO_2} = 25\%$, ce qui peut paraître paradoxal car la concentration en espèce absorbante est alors la plus faible. En fait, à forte concentration en CO_2 , les forces de poussée d'origine massique sont prépondérantes devant celles d'origine thermique car le rapport N est nettement supérieur à 1 ($N = 2,56$)⁹. Il y a donc un couplage prépondérant entre les champs de vitesses et de concentration et, de ce fait, le rayonnement – qui n'agit que par le biais du champ thermique – a une influence moindre sur la dynamique de l'écoulement.

Un autre effet du rayonnement est d'atténuer les gradients thermiques au voisinage des deux parois actives (figure 0-8-a). C'est, là aussi, une conséquence du réchauffement du fluide par absorption radiative près de la paroi et, symétriquement, de son refroidissement près de la paroi froide. En fait, ces phénomènes (échauffement ou refroidissement) affectent aussi le fluide qui se situe légèrement en dehors des couches limites. Ainsi, la partie gauche du cœur de la cavité (c'est-à-dire à la frontière de la couche limite montante, côté chaud) est à une température plus élevée ($T > T_0$) que dans le cas transparent et l'inverse se produit côté droit (à la frontière de la couche limite descendante). Il en résulte un gradient transverse de température, mis en évidence par la pente négative des profils de température suivant x (figure 0-8-a) et par l'inclinaison des isothermes observée dans la figure 0-3.

⁹ Le terme de poussée d'Archimède s'écrit, dans l'approximation de Boussinesq :

$f = g\Delta\rho / \rho_0 \approx g\beta_r\Delta T(\theta + N \times S)$ où θ et S sont les températures et concentrations normalisées, variant toutes deux entre les mêmes bornes : $[-0,5 ; 0,5]$. Ainsi, si $N > 1$, ce sont les variations de concentration (S) qui ont un effet prépondérant sur la force de poussée f .

Par ailleurs, l'accélération du fluide près parois verticales provoque, par rapport au cas transparent, un déficit en espèce absorbante au voisinage de la paroi gauche (C_b) et un excès près de la paroi droite (C_h). C'est ce que montre le champ de concentration représenté figure 0-8-b. Cela crée un gradient horizontal de concentration en CO_2 à travers le cœur de la cavité, ce qui se traduit par une pente négative des profils de C suivant x (comme pour la température) et une inclinaison des iso-concentrations (de pente opposée à celle des isothermes).

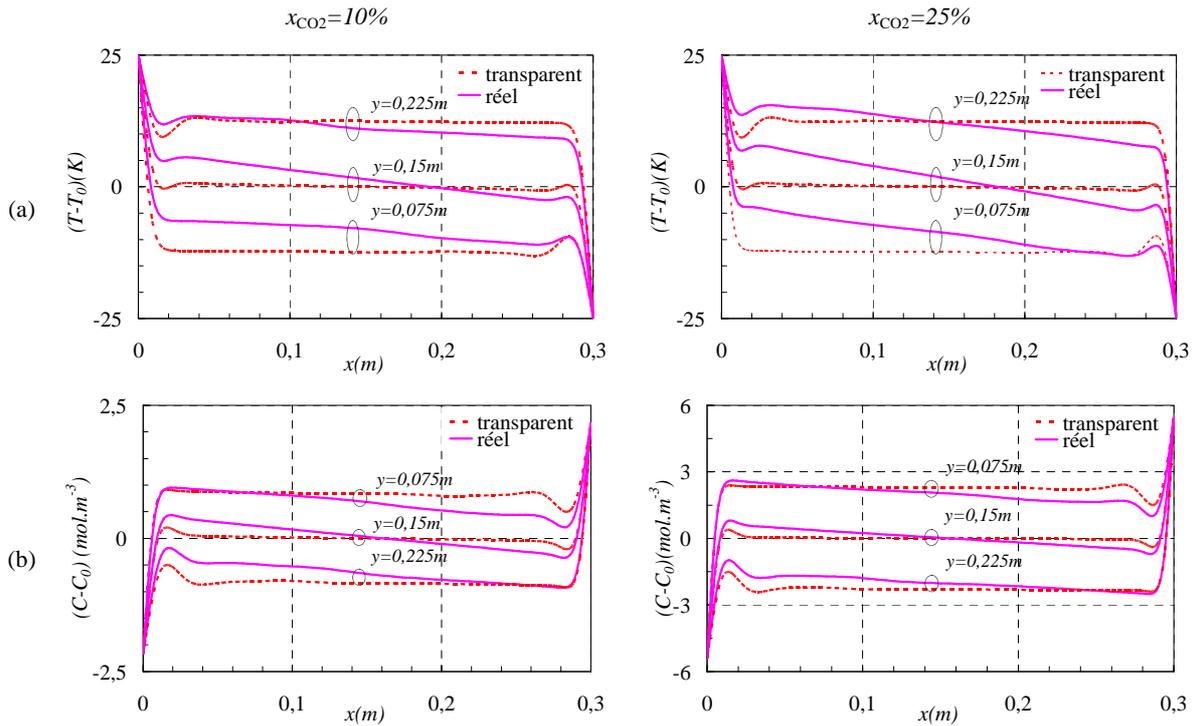


Figure 0-8 : Profils de température et de concentration à différentes hauteurs de la cavité pour les mélanges $x_{\text{CO}_2} = 10\%$ et 25% (cas aidant)

II.3.2. Mélange air-H₂O

Dans ce type de mélange, le cas aidant est obtenu en imposant la concentration haute à la paroi gauche (chaude) et la concentration basse à la paroi droite (froide) (voir tableau 0-1). C'est la principale différence avec les mélanges à base de CO₂.

II.3.2.1. Ecoulement en régime transitoire

Même si la nature de la vapeur d'eau (plus légère que l'air) est différente de celle de dioxyde de carbone (plus lourd), le comportement transitoire (représenté figure 0-9) est similaire à celui obtenu dans les cas de mélanges avec CO₂ (figure 0-2). Les mêmes constatations peuvent donc globalement être faites, en absence et en présence de rayonnement.

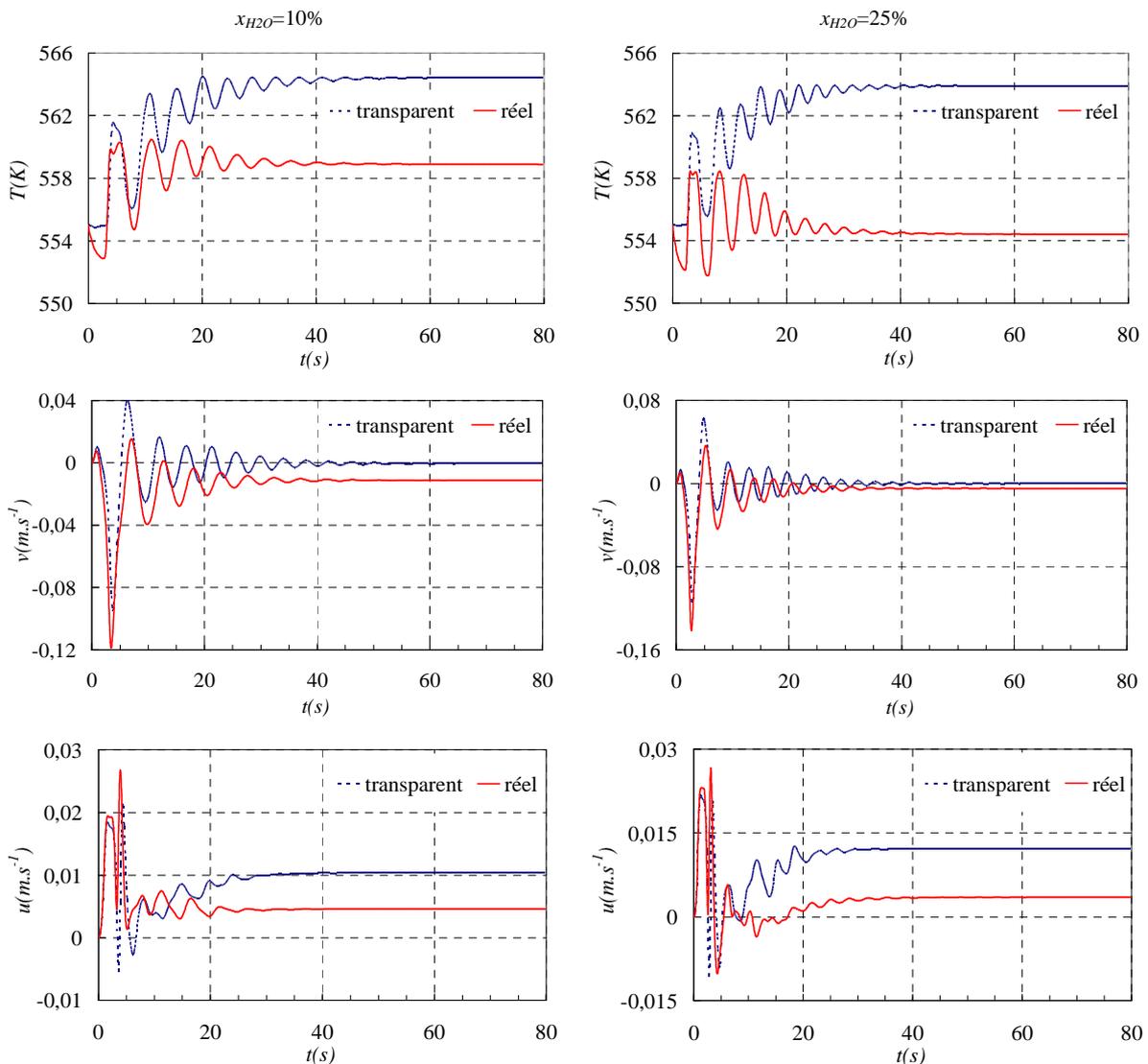


Figure 0-9 : Evolution temporelle de la température et des vitesses verticale et horizontale au point n°5 en cas aidant (mélanges $x_{H_2O} = 10\%$ et 25%)

L'oscillation des lignes isovaleurs est observée dans les figures D-5 à D-8 (voir annexe D) et les périodes de fluctuation, évaluées à partir de l'évolution temporelle de la température, sont reportées dans le tableau 0-4. On constate qu'elles sont pratiquement identiques à celles obtenues pour la même concentration moyenne de CO₂, et ce que ce soit avec ou sans rayonnement (voir tableaux 0-3 et 0-4). En fait, dans les deux types de mélanges, les nombres de Rayleigh équivalents sont proches à concentration identique: $1,85 \times 10^7$ (pour $x_{CO_2} = 10\%$) et $1,47 \times 10^7$ (pour $x_{H_2O} = 10\%$), $3,82 \times 10^7$ (pour $x_{CO_2} = 25\%$) et $2,69 \times 10^7$ (pour $x_{H_2O} = 25\%$). Par conséquent, la stratification de masse volumique - et donc la période d'oscillation - est sensiblement la même quelque soit le gaz dans le mélange. Cela reste vrai même en présence de rayonnement.

$x_{H_2O} = 10\%$		$x_{H_2O} = 25\%$	
<i>a</i>	<i>b</i>	<i>a</i>	<i>b</i>
4,3	4,7	3,2	3,4

Tableau 0-4 : Périodes des oscillations observées dans l'intervalle de temps [15-40 s] pour les mélanges $x_{H_2O} = 10\%$ et 25% en cas aidant. (a) gaz transparent, (b) gaz réel

II.3.2.2. Ecoulement en régime stationnaire

La figure 0-10 représente les fonctions de courant, les isothermes et les isoconcentrations dans la cavité pour les deux concentrations moyennes de H₂O : $x_{H_2O} = 10\%$ et 25% .

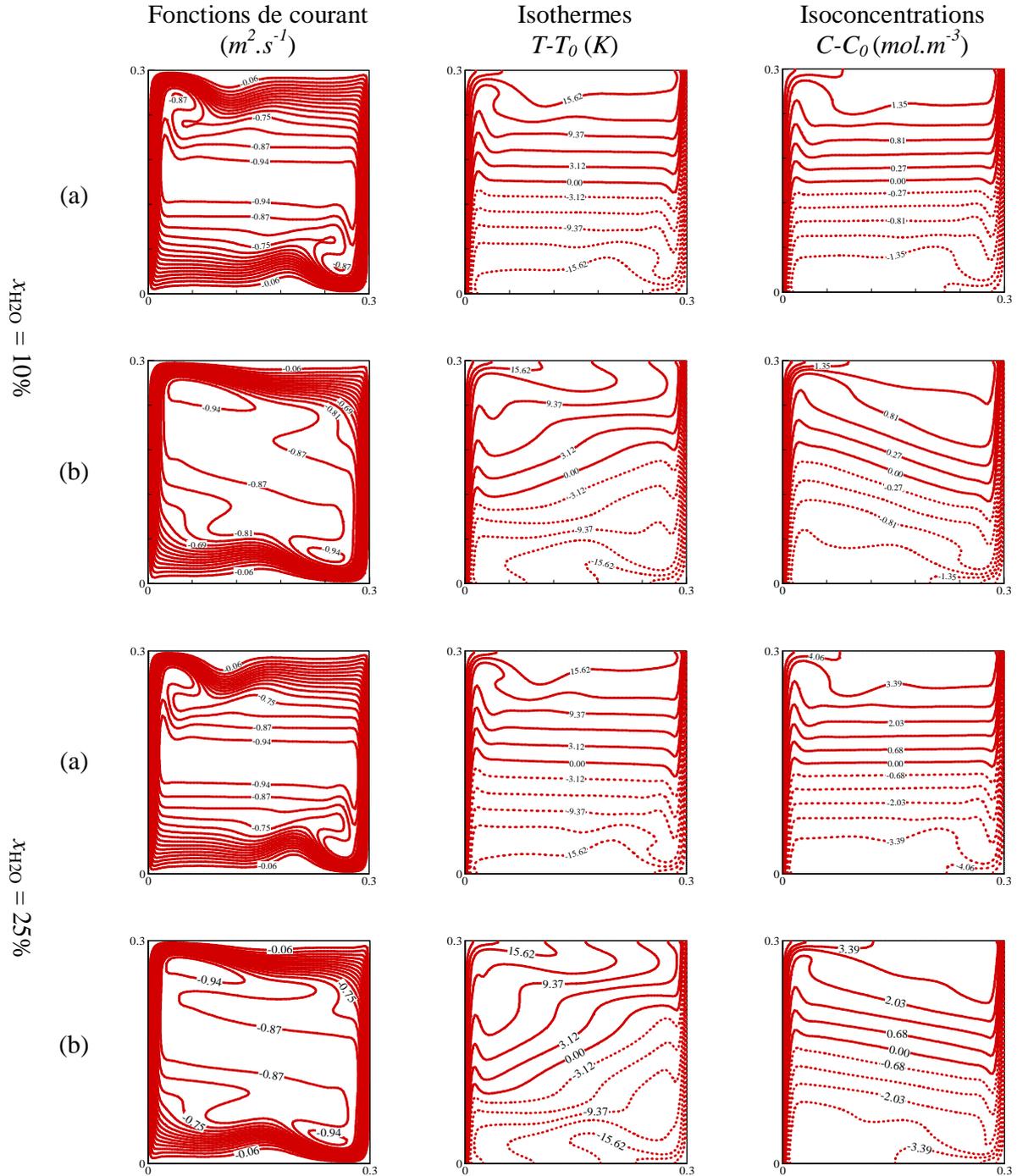


Figure 0-10 : Fonctions de courant, isothermes et isoconcentrations (cas aidant) pour les mélanges $x_{H_2O} = 10\%$ ($Ra_T = 7,84 \times 10^6$, $Ra_s = 5,82 \times 10^6$, $Pr = 0,705$, $Le = 0,86$, $N = 0,87$) et $x_{H_2O} = 25\%$ ($Ra_T = 8,16 \times 10^6$, $Ra_s = 1,53 \times 10^7$, $Pr = 0,744$, $Le = 0,82$, $N = 2,30$).

(a) gaz transparent, (b) gaz réel

Ici, l'écoulement est plutôt dominé par les forces thermiques pour $x_{H_2O} = 10\%$ ($N = 0,87$) et par les forces massiques pour $x_{H_2O} = 25\%$ ($N = 2,30$) alors que, pour CO_2 , les forces massiques qui dominaient, de façon plus ou moins marquée, dans les deux cas. Toutefois, les mêmes constatations globales peuvent être faites.

En absence de rayonnement (cas transparent) l'écoulement est sensiblement équivalent à un écoulement de convection naturelle thermique dont le nombre de Rayleigh Ra_{eq} vaut entre $1,47 \times 10^7$ (10%) et $2,69 \times 10^7$ (25%). La prise en compte du rayonnement du gaz se traduit, là aussi, par une accélération du mouvement dans les couches limites verticales et de retour (figures 0-11 et 0-12) en raison d'un échauffement supplémentaire du fluide près de la paroi chaude et d'un refroidissement accru près de la paroi froide (figure 0-13) [18].

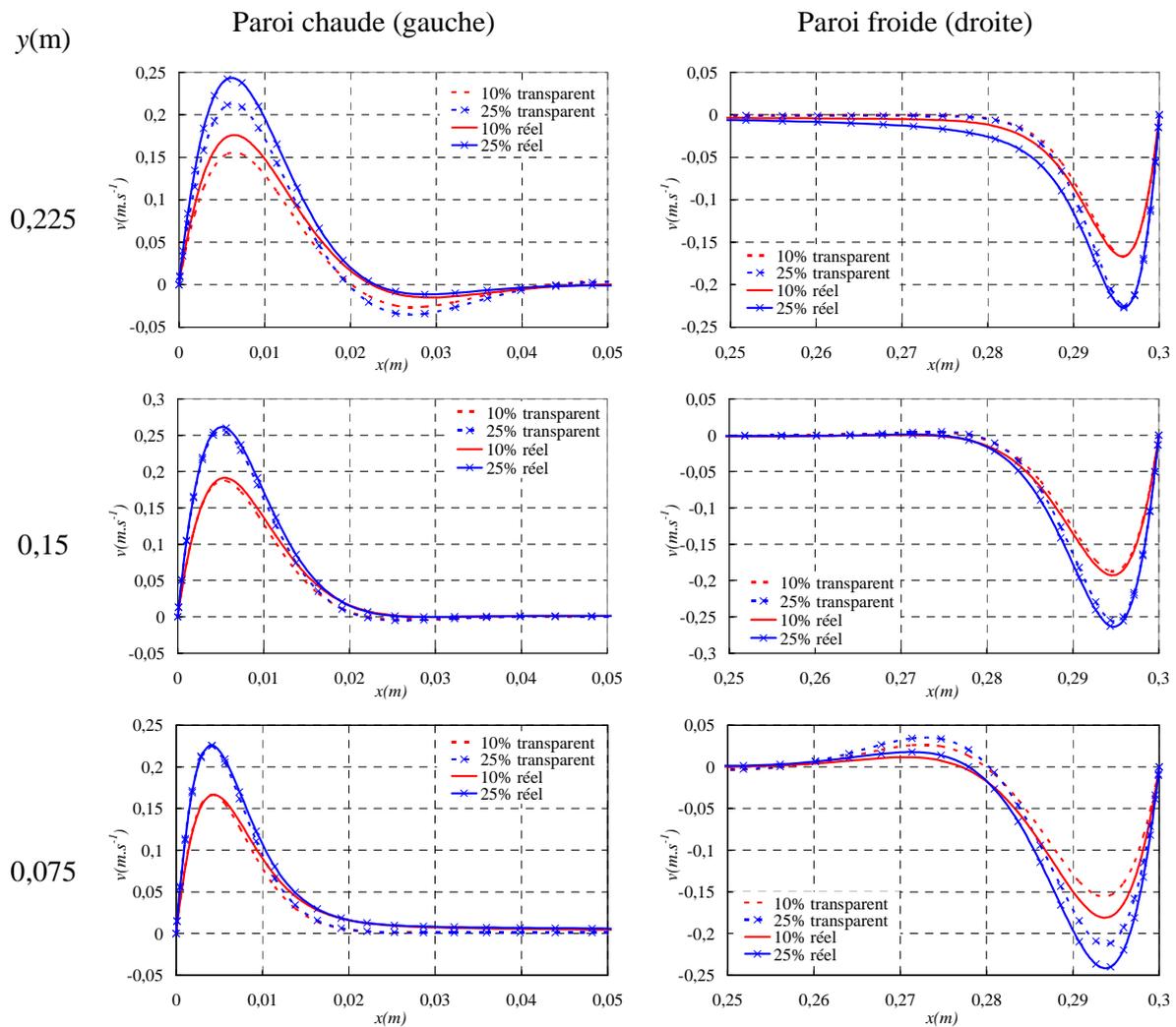


Figure 0-11 : Profils de vitesse verticale à différentes hauteurs de la cavité pour les mélanges $x_{H_2O} = 10\%$ et 25% (cas aidant)

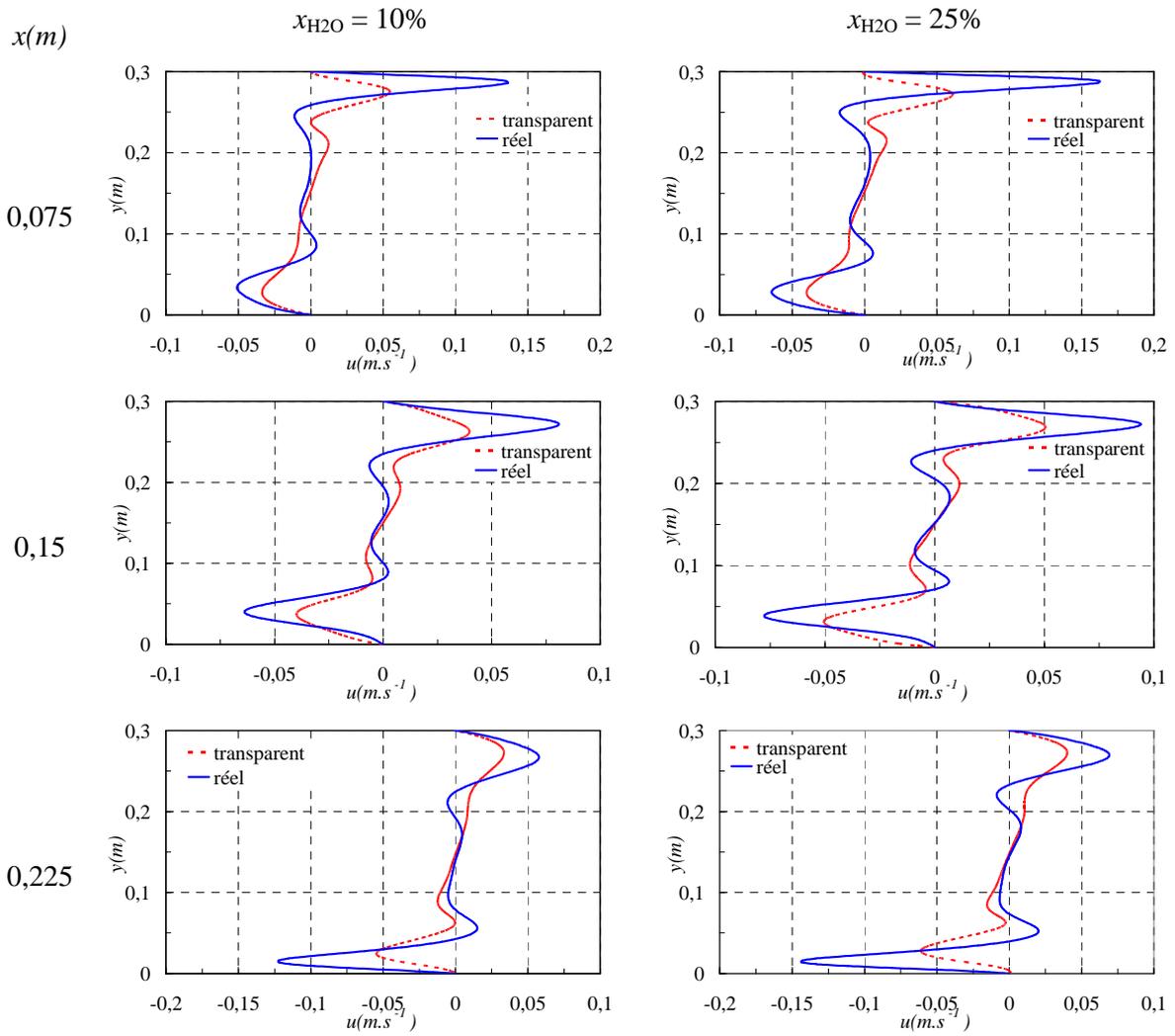


Figure 0-12 : Profils de vitesse horizontale à différents endroits suivant la largeur de la cavité pour les mélanges $x_{H_2O} = 10\%$ et 25% (cas aidant)

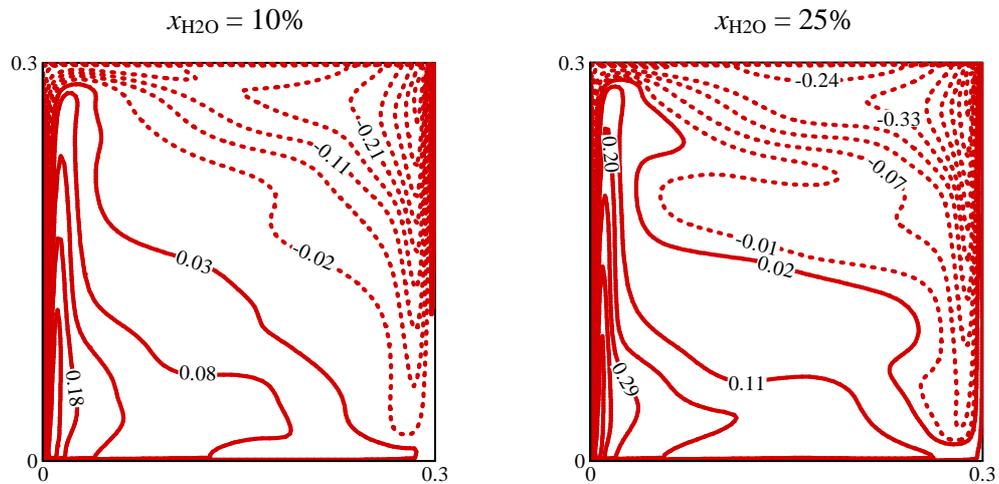


Figure 0-13 : Distribution de puissance radiative normalisée (rapportée à σT_0^4) dans la cavité pour les mélanges $x_{H_2O} = 10\%$ et 25% (cas aidant)

On retrouve également un gradient transverse de température à travers le cœur de la cavité (figure 0-14-a), ce dernier restant sensiblement au repos. Ce gradient se traduit par une décroissance linéaire de température dans la partie centrale de l'écoulement, en allant de la paroi la plus chaude (à gauche) vers la plus froide (à droite). Il est associé à un gradient de concentration de sens inverse (figure 0-14-b) qui, puisque H₂O est plus léger que l'air, parvient à annuler exactement les variations de masse volumique du gaz dues à la température, laissant ainsi le cœur de la cavité au repos (voir figure 0-14-c).

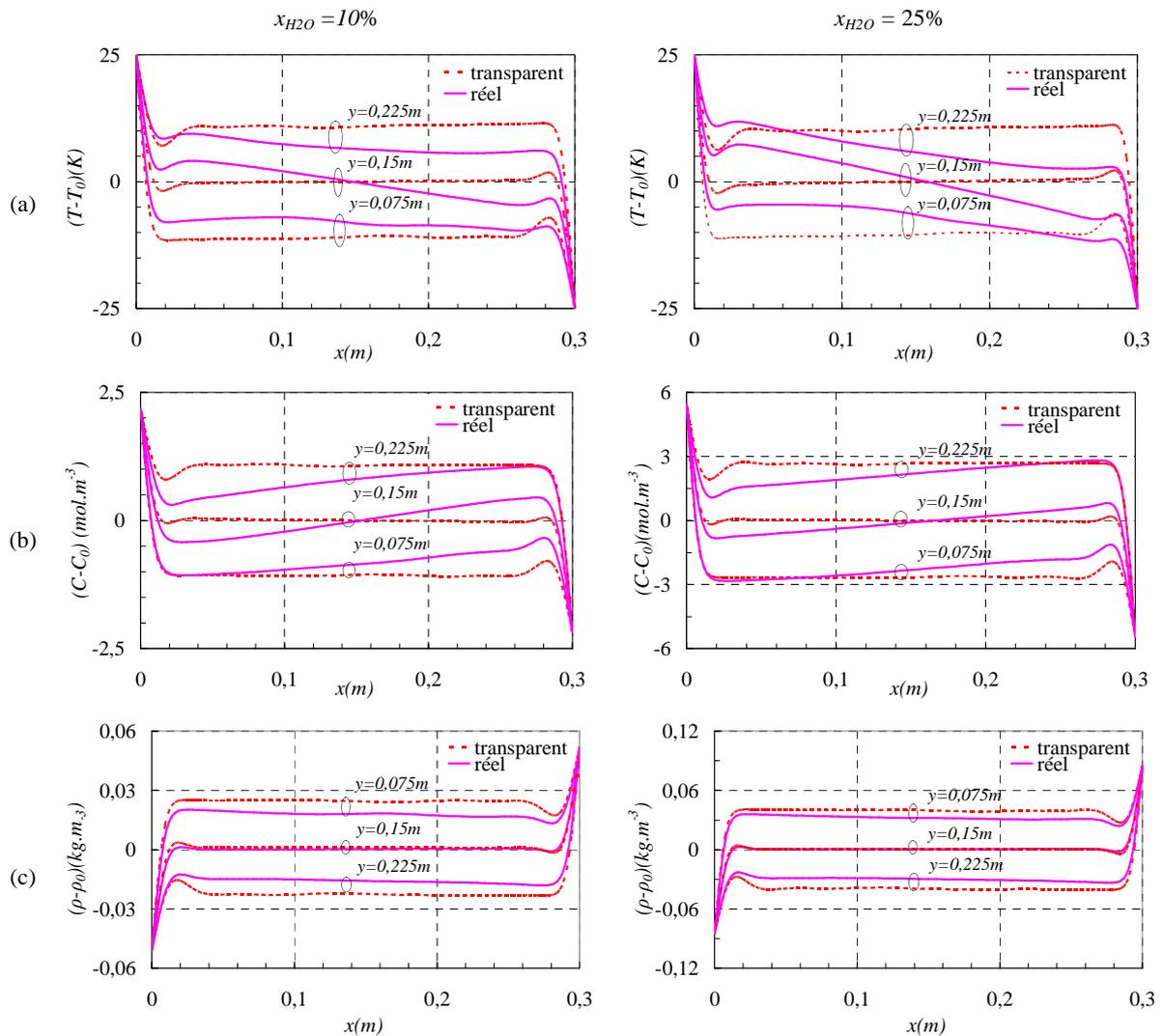


Figure 0-14 : (a) et (b) Profils de température et de concentration à différentes hauteurs de la cavité (c) Profils de masse volumique du fluide (calculée selon l'hypothèse de Boussinesq) pour les mélanges $x_{H_2O} = 10\%$ et 25% (cas aidant)

II.3.3. Transfert de chaleur et de masse (régime stationnaire)

On constate tableau 0-5 que le rayonnement a un effet relativement important sur le transfert de chaleur dans la cavité. Il diminue le transfert convectif par affaiblissement du gradient thermique près des parois verticales. Il atténue aussi le rayonnement allant de la paroi chaude vers la paroi froide du fait de l'absorption par le fluide.

CO ₂	Nu_c						Nu_t			Sh		
	Paroi chaude			Paroi froide			transparent	réel	%	transparent	réel	%
	transparent	réel	%	transparent	réel	%						
10%	19,01	15,69	-17,46	19,01	18,27	-3,89	198,1	190,5	-3,84	21,61	21,46	-0,69
25%	23,09	18,2	-21,18	23,09	21,73	-5,89	207,6	196,3	-5,44	25,09	25,13	0,16

H ₂ O	Nu_c						Nu_t			Sh		
	Paroi chaude			Paroi froide			transparent	réel	%	transparent	réel	%
	transparent	réel	%	transparent	réel	%						
10%	18,43	16,82	-8,74	18,43	15,16	-17,74	195,4	186,3	-4,66	17,16	17,19	0,17
25%	21,86	18,94	-13,36	21,86	16,25	-25,66	201,7	183,9	-8,82	20,01	20,11	0,50

Tableau 0-5 : Nombre de Nusselt moyen convectif (Nu_c) et total (Nu_t) et nombre de Sherwood moyen (Sh) sur les parois actives de la cavité.

La diminution des transferts convectif et radiatif est, comme on peut s'y attendre, plus importante à haute concentration d'espèce absorbante. Par ailleurs, on constate que le transfert convectif est toujours le plus affecté sur la paroi où l'on impose la plus basse concentration (paroi froide pour CO₂, paroi chaude pour H₂O).

Enfin, le transfert de masse est peu sensible à la présence du rayonnement et reste pratiquement inchangé. Cela s'explique par le fait que le champ de concentration est directement lié à la dynamique de l'écoulement et n'est donc qu'indirectement influencé par la présence du rayonnement.

II.3.4. Synthèse

Nous avons étudié l'effet du rayonnement des gaz sur un écoulement de convection de double diffusion en cas aidant pour différentes concentrations moyennes de CO₂ et H₂O. Les résultats obtenus se résument ainsi :

- Le rayonnement ne change pas notablement le comportement transitoire de l'écoulement en cas aidant. Il tend toutefois à le stabiliser et accélère légèrement le passage de l'état initial à un nouvel état stationnaire. Cet effet diminue lorsque la concentration moyenne de gaz s'accroît. La période des oscillations observées au cours du régime transitoire s'accroît en présence du rayonnement, mais reste à peu près la même pour des concentrations identiques en CO₂ ou H₂O. Par contre elle diminue lorsque la concentration moyenne en gaz absorbant augmente, et ce que ce soit en absence ou en présence du rayonnement.
- En absence de rayonnement, l'écoulement de la convection de double diffusion en régime stationnaire, est équivalent à celui produit par convection thermique à nombre de Rayleigh équivalent $Ra_{eq} = Ra_T \times |N+1|$ et les isothermes et isoconcentrations sont stratifiées verticalement dans le cœur de la cavité.
- La présence du rayonnement de gaz influe sur la dynamique de l'écoulement où une accélération des couches limites verticales et horizontales a été observée pour les différentes concentrations moyennes de CO₂ ou H₂O dans le mélange. Il modifie aussi le champ de température et de concentration dont les isovaleurs (isothermes et isoconcentrations) sont inclinés dans le cœur de la cavité. Toutefois, ces effets dus au rayonnement sont moindres lorsque la concentration moyenne de CO₂ ou H₂O augmente car l'écoulement devient alors dominé par les forces massiques.
- La présence du rayonnement diminue le transfert thermique convectif sur les parois actives de la cavité. Cependant, le transfert de masse, lié directement à la dynamique de l'écoulement, est peu sensible au rayonnement et reste pratiquement inchangé.

II.4. Cas opposant

Dans cette configuration, les mouvements engendrés par les variations de masse volumique d'origine thermique et d'origine massique s'opposent, et le rapport des forces de poussée N a une valeur négative. Comme précédemment, nous avons envisagé deux concentrations moyennes, 10% et 25%, pour chacun des mélanges air-CO₂ et air-H₂O.

II.4.1. Mélange air-CO₂

Pour obtenir un cas opposant, la plus forte concentration en CO₂ (plus lourd que l'air) est imposée sur la paroi chaude et la concentration nulle sur la paroi froide (voir tableau 0-1).

II.4.1.1. Mélange $x_{\text{CO}_2} = 10\%$

La figure 0-15 représente l'évolution temporelle de la température et de la vitesse verticale au point d'observation n°5. On observe que le comportement transitoire de l'écoulement est complètement changé et déstabilisé en présence de rayonnement.

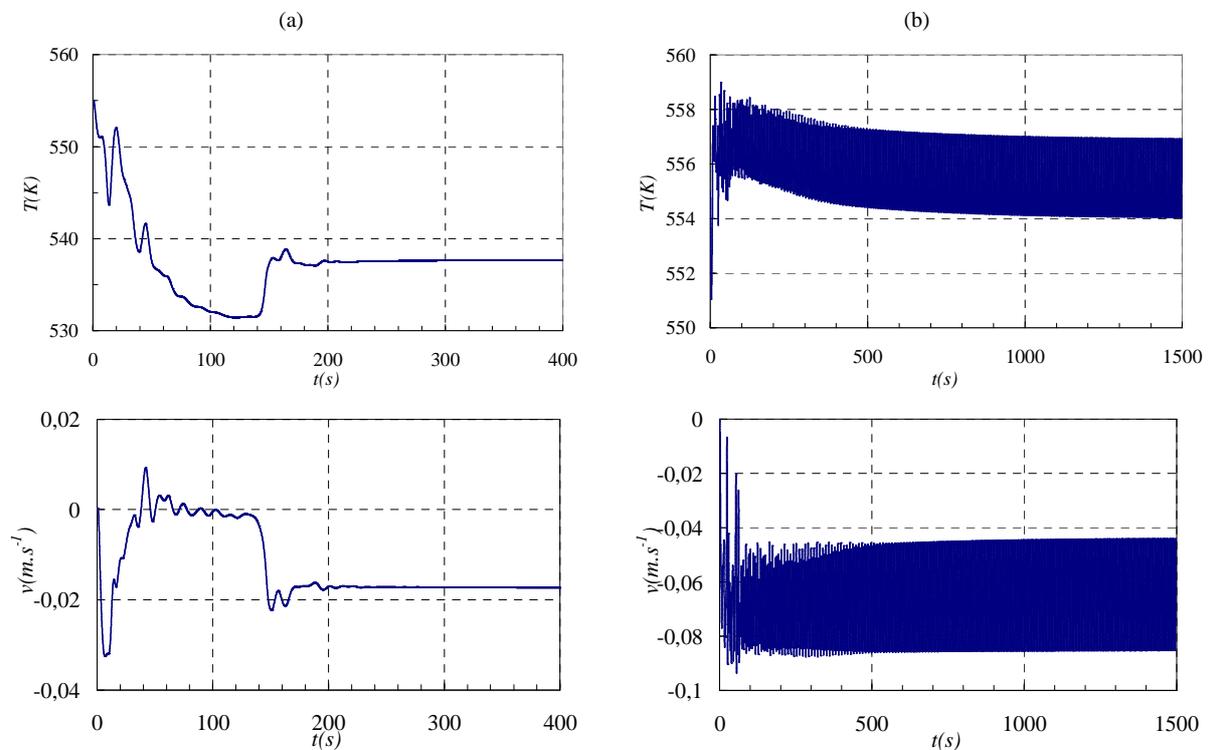


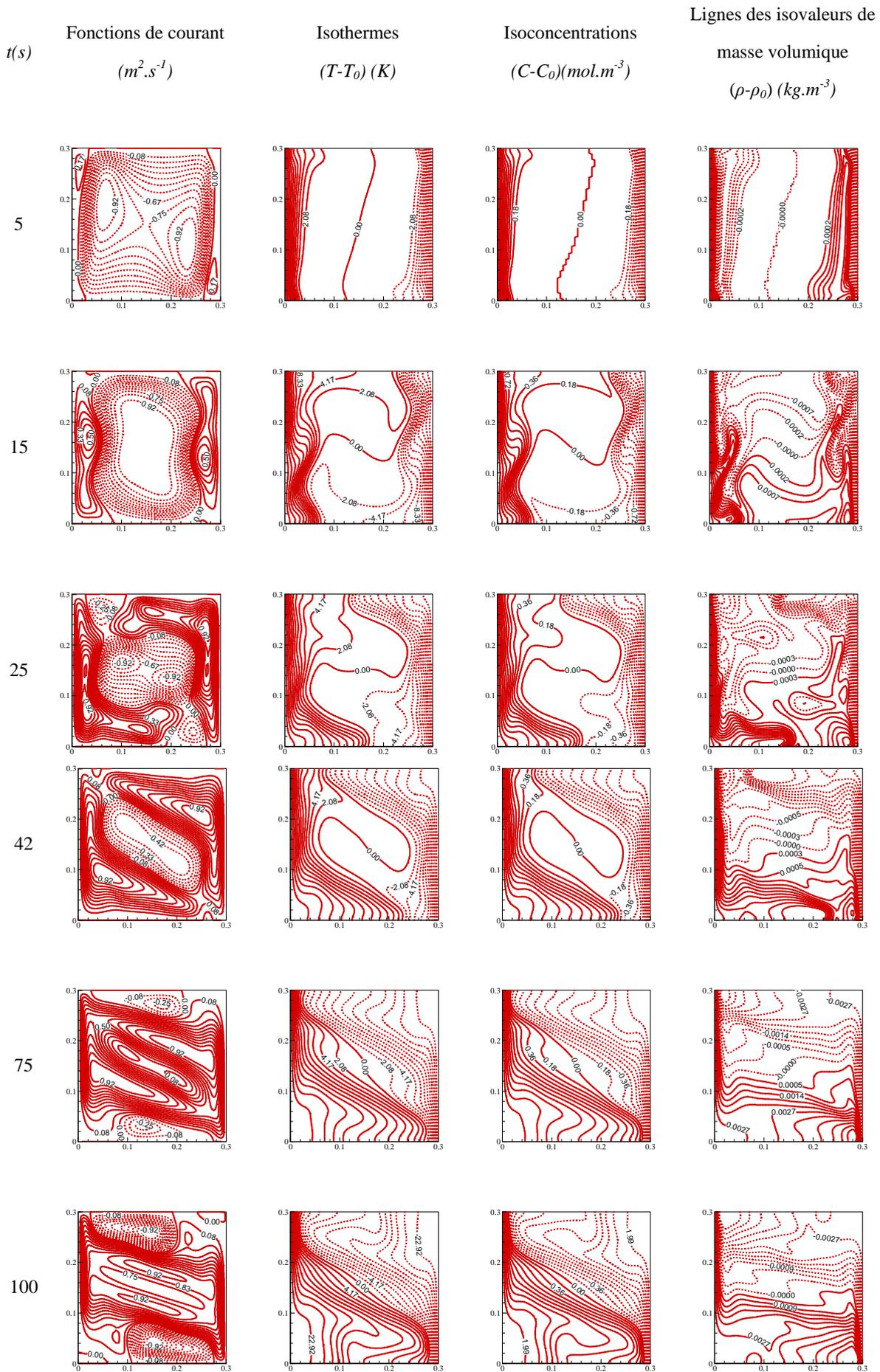
Figure 0-15 : Evolution temporelle de température et de vitesse verticale au point n°5 pour le mélange $x_{\text{CO}_2} = 10\%$ en cas opposant : (a) gaz transparent, (b) gaz réel

En effet, lorsque le mélange est traité comme un gaz transparent, l'ensemble des champs (dynamique, thermique, massique) évolue de façon non oscillatoire vers un régime stationnaire qui est atteint en environ 200 s (voir figures 0-15-a et 0-16). Dans cet état final, l'écoulement est nettement multicellulaire (voir figure 0-16 à $t = 300$ s)¹⁰ et se compose d'une cellule centrale d'origine massique et deux cellules secondaires d'origine thermique [15]. La circulation s'effectue dans le sens horaire dans la cellule massique et dans le sens anti-horaire dans les deux autres. Ceci est conforme à ce qu'on peut s'y attendre car les paramètres caractéristiques du mélange $x_{CO_2} = 10\%$ en cas opposant ($N = -1,10$ et $Le = 1,33$) vérifient la condition d'obtention d'une structure multicellulaire [24] lorsque $|N| > 1$ et $Le > 1$: $Le^{1/3} < N < Le$.

Par ailleurs, les isothermes et isoconcentrations sont inclinées¹¹ dans le cœur de la cavité (figure 0-16). Cela peut être relié au champ dynamique (inclinaison des lignes isocourants dans la zone centrale de la cavité qui influe sur les champs thermique et de concentration de l'écoulement.

¹⁰ Cette structure a été aussi observée dans cette configuration dans le cadre de la thèse en cours de S. Meftah [19].

¹¹ On rappelle que, dans les cas aidants, c'est la prise en compte du rayonnement qui mène à de température et de concentrations à stratification oblique. Cette particularité n'est jamais présente en absence de rayonnement.



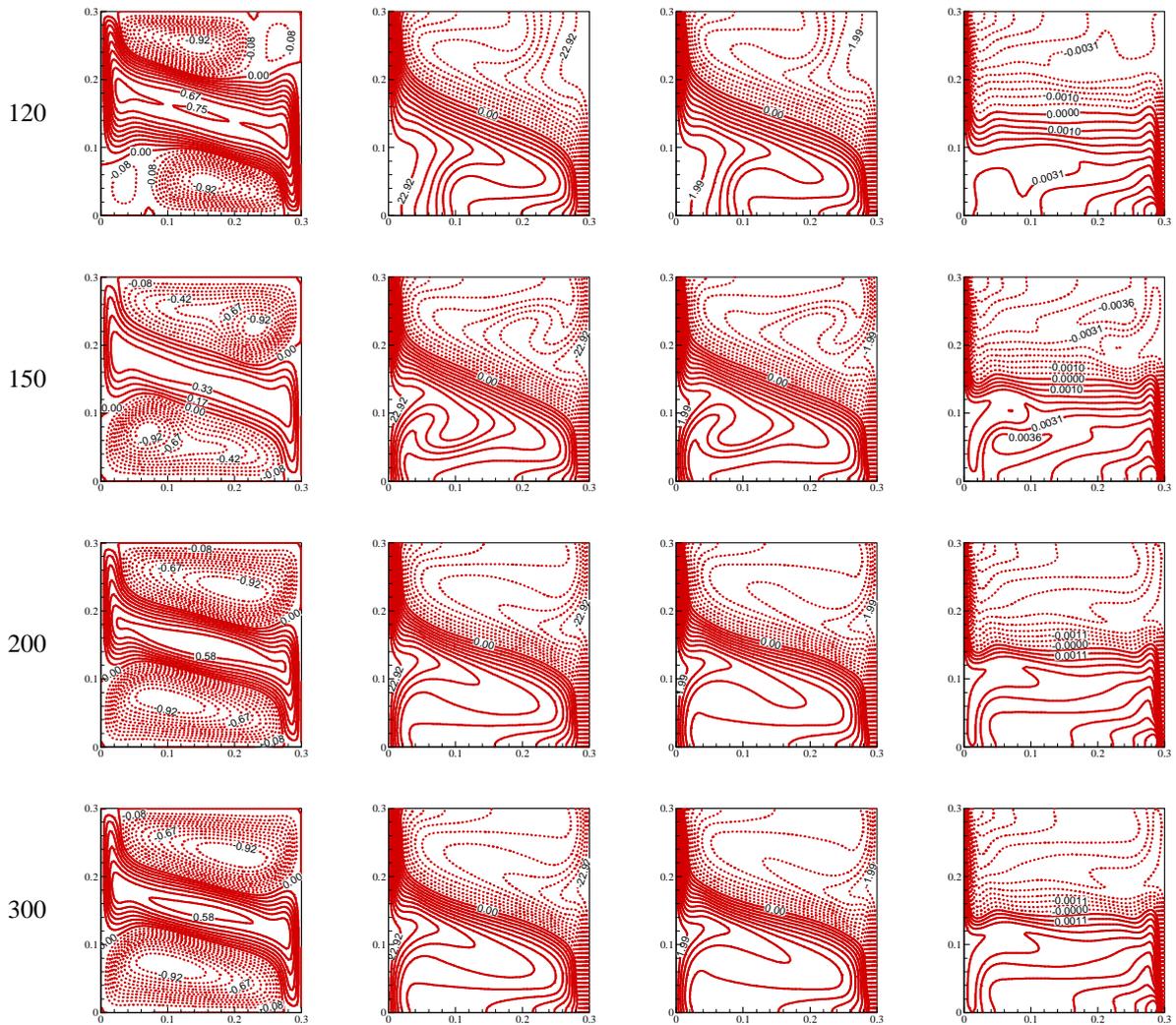


Figure 0-16: Evolution temporelle de l'écoulement pour le mélange $x_{CO_2} = 10\%$ en cas opposant : gaz transparent.

Dans le cas réel, le rayonnement conduit à un écoulement oscillatoire – voir figure 0-15-b – ce qui peut s'expliquer de la façon suivante. Rappelons tout d'abord que, dans cette configuration :

- $N = -1,10$, ce qui signifie que les forces massiques sont dominantes,
- $Le = 1,33$, ce qui signifie que le coefficient de diffusion thermique du mélange est plus grand que le coefficient de diffusion massique, et donc la couche de diffusion thermique $\delta_T(x)$ est plus épaisse que celle de diffusion massique $\delta_s(x)$.

Le fluide au voisinage de la paroi chaude est chauffé par absorption et, inversement, il se refroidit par émission près de la paroi froide. Ainsi, le fluide devient plus léger¹² au voisinage de la paroi chaude (la température est plus élevée) et plus lourd près de la paroi froide (la température est plus basse) – voir figure 0-17. Une autre conséquence du transfert radiatif est la création de forces d’origine thermiques dans des zones qui se situent normalement au delà de la couche thermique $\delta_T(x)$ (si on se réfère au cas transparent).

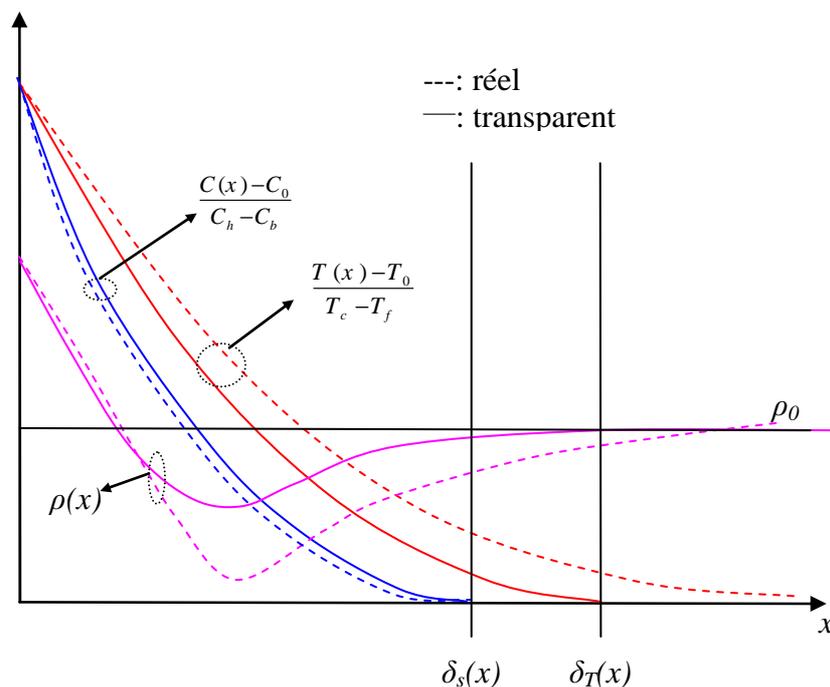


Figure 0-17 : Allure des profils de température, de concentration et de masse volumique dans les couches limites (mélange $x_{CO_2} = 10\%$ en cas opposant) : gaz transparent et réel ($N = -1,10$ et $Le = 1,33$)

Ces deux effets du rayonnement, renforcement des forces thermiques et extension de leur champ d’action vers la partie centrale, se traduisent ainsi par l’atténuation de l’écoulement massique au voisinage des parois verticales et l’intensification de l’écoulement thermique dans le cœur de la cavité. Il en résulte une structure d’écoulement avec une large cellule thermique centrale et deux plus faibles cellules massiques occupant la moitié supérieure de la paroi chaude et la moitié inférieure de la paroi froide : voir figure 0-18.

¹² Par rapport au cas sans rayonnement.

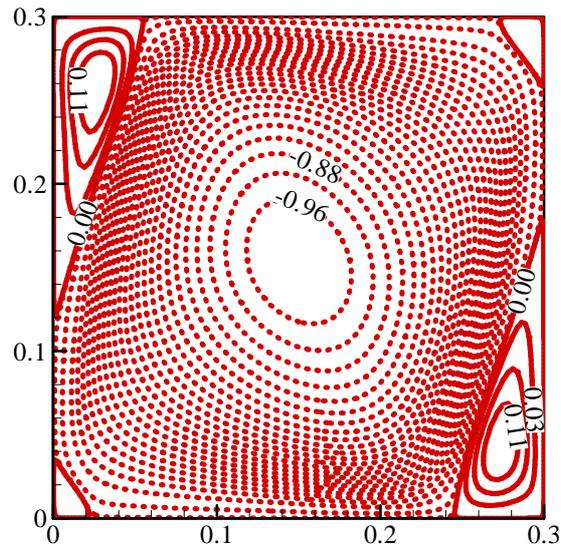


Figure 0-18 : Structure de l'écoulement (lignes de courant) à l'instant $t = 5 \text{ s}$ pour le cas de mélange $x_{\text{CO}_2} = 10\%$ en cas opposant : gaz réel

Cette structure d'écoulement, observée aux premiers instants, s'avère être instable en raison de la présence, près des parois verticales, de deux écoulements de sens opposé (un d'origine thermique et un d'origine massique) séparés par une ligne de fluide stagnant. Une telle configuration favorise l'instabilité thermosolutale [9] qui se manifeste par les oscillations observées figure 0-19 et dont le mécanisme peut être décrit comme suit.

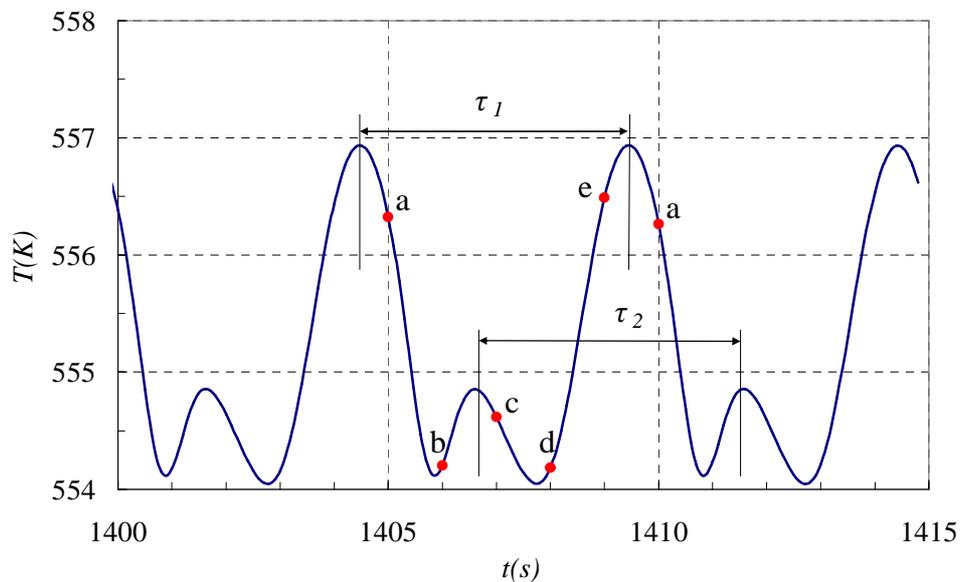


Figure 0-19 : Motif des oscillations de la température observées au point n°5 pour le cas de mélange $x_{\text{CO}_2} = 10\%$ en cas opposant : gaz réel

On se réfère pour cela aux points notés (a) à (e) sur la figure 0-19 et aux structures d'écoulements correspondantes représentées figure 0-20. Au voisinage de la paroi chaude, le fluide lourd (cellule massique) est éjecté horizontalement¹³ loin de la couche limite intérieure (massique) et pénètre dans le fluide léger comme le montrent les isovaleurs de masse volumique aux instants (a) et (b). Ce mouvement pousse également du fluide léger (chauffé par absorption du rayonnement issu de la paroi chaude) vers le cœur de la cavité. Par suite, l'éjection en continu du fluide lourd conduit à la formation d'une zone de masse volumique uniforme qui se transporte horizontalement (instant c). L'espace libéré par cette zone est réoccupé par du fluide léger issu du cœur de la cavité, ce qui contribue à former des zones uniformes en température et/ou concentration dans la zone centrale de l'écoulement (voir les isothermes et les isoconcentrations à l'instant c). Une image similaire se trouve au voisinage de la paroi froide où le fluide léger (écoulement massique) transporté horizontalement pénètre dans le fluide lourd (écoulement thermique) et le pousse vers le cœur de la cavité.

Ces zones uniformes, ou « bulles » en température et/ou concentration finissent par éclater, provoquant une variation brutale de masse volumique qui perturbe l'écoulement (instants d et e). D'autres se reforment, suivant le mécanisme décrit ci-dessus et la répétition régulière du processus (création-éclatement des bulles) produit un écoulement oscillatoire dans la cavité.

Les périodes d'oscillations observées figure 0-16 sont $\tau_1 = \tau_2 = 5 \text{ s}$. Les fluctuations de période (τ_1) résultent de la superposition d'instabilités thermosolutales d'origine thermique et massique qui surviennent simultanément- ou à des temps très voisins. Les oscillations de période (τ_2) sont dues uniquement à l'instabilité d'origine massique localisée près du point d'observation n°5 : voir les isoconcentrations (figure 0-20) au passage de l'instant (a) à (b).

¹³ Ce processus s'explique par le fait que le fluide descendant (écoulement massique) est stoppé par le fluide montant (écoulement thermique).

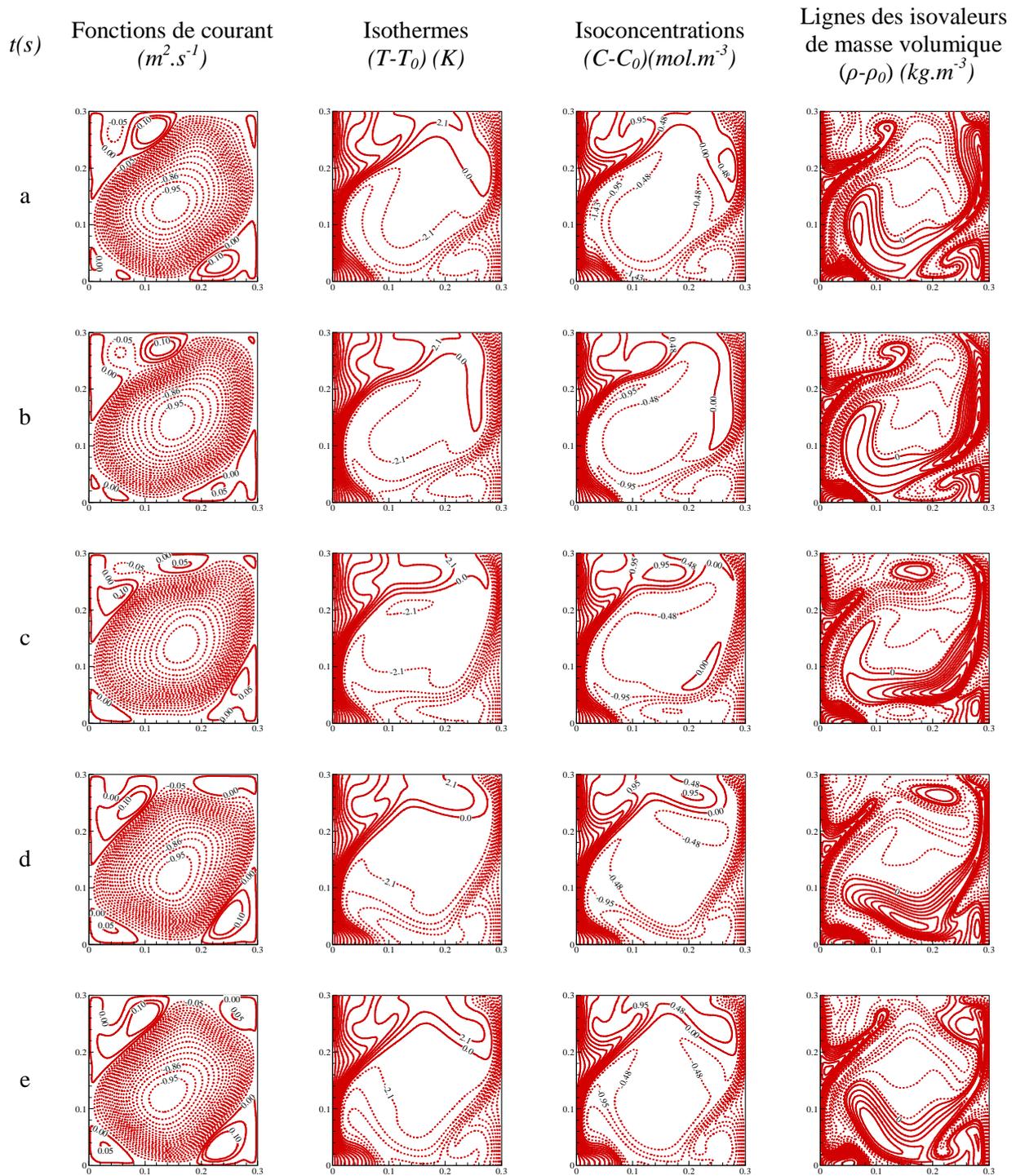


Figure 0-20 : Evolution temporelle de l'écoulement aux instants correspondants aux points de (a) à (e) de la figure 0-19 pour le mélange $x_{CO_2} = 10\%$ en cas opposant : gaz réel

II.4.1.2. Mélange $x_{CO_2} = 25\%$

Dans un mélange à 25% de concentration moyenne en CO_2 , la prise en compte du rayonnement ne change pas notablement le comportement transitoire de l'écoulement (figure 0-21). Il ralentit toutefois légèrement l'arrivée à l'état stationnaire et le régime transitoire présente aussi plus de fluctuations.

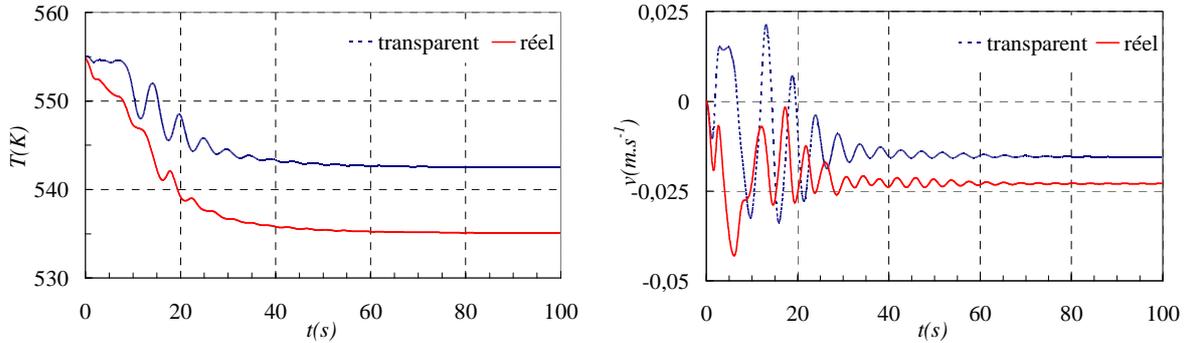


Figure 0-21 : Evolution temporelle de température et de vitesse verticale au point n°5 en cas opposant pour le mélange $x_{CO_2} = 25\%$

Les oscillations observées sur la figure 0-21 sont dues aux ondes de gravité et leur période, évaluée à partir du profil temporel de température dans l'intervalle de temps [15-50 s], est évaluée à $\tau = 4,9$ s dans le cas transparent et $\tau = 4,1$ s dans le cas réel. Cette période est plus petite en présence du rayonnement (cas réel) car la stratification de masse volumique s'accroît¹⁴ (figure 0-22), principalement en raison de la stratification en concentration qu'impose le ralentissement des couches limites verticales.

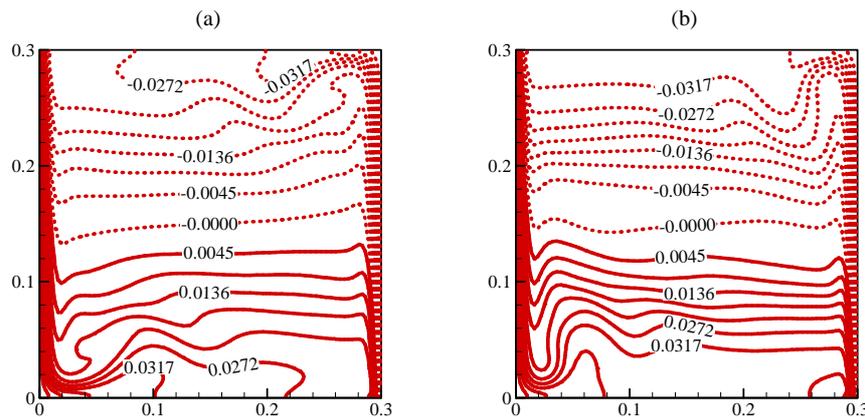


Figure 0-22 : Isovaleurs de masse volumique à l'instant $t = 20$ s (mélange $x_{CO_2} = 25\%$ en cas opposant : (a) gaz transparent, (b) gaz réel)

¹⁴ La période τ est inversement proportionnelle au terme $(S_T + N \times S_s)^{1/2}$ – voir relation (II.4). Si le paramètre S_s , qui mesure la stratification en concentration augmente et que S_T reste sensiblement inchangé (stratification thermique), la quantité $S_T + N \times S_s$ décroît puisque, pour les cas opposants, N est négatif. Par conséquent, τ augmente.

A l'état stationnaire, l'écoulement, dominé par les forces massiques ($N = -2,56$), est unicellulaire dans les deux cas avec et sans rayonnement (figure 0-23). Dans ce dernier cas, toutefois, on note une modification sensible de la structure d'écoulement (illustrée par l'inclinaison des lignes de courant au cœur de la cavité) ainsi que des champs thermique et massique (nette inclinaison des isovaleurs en partie centrale).

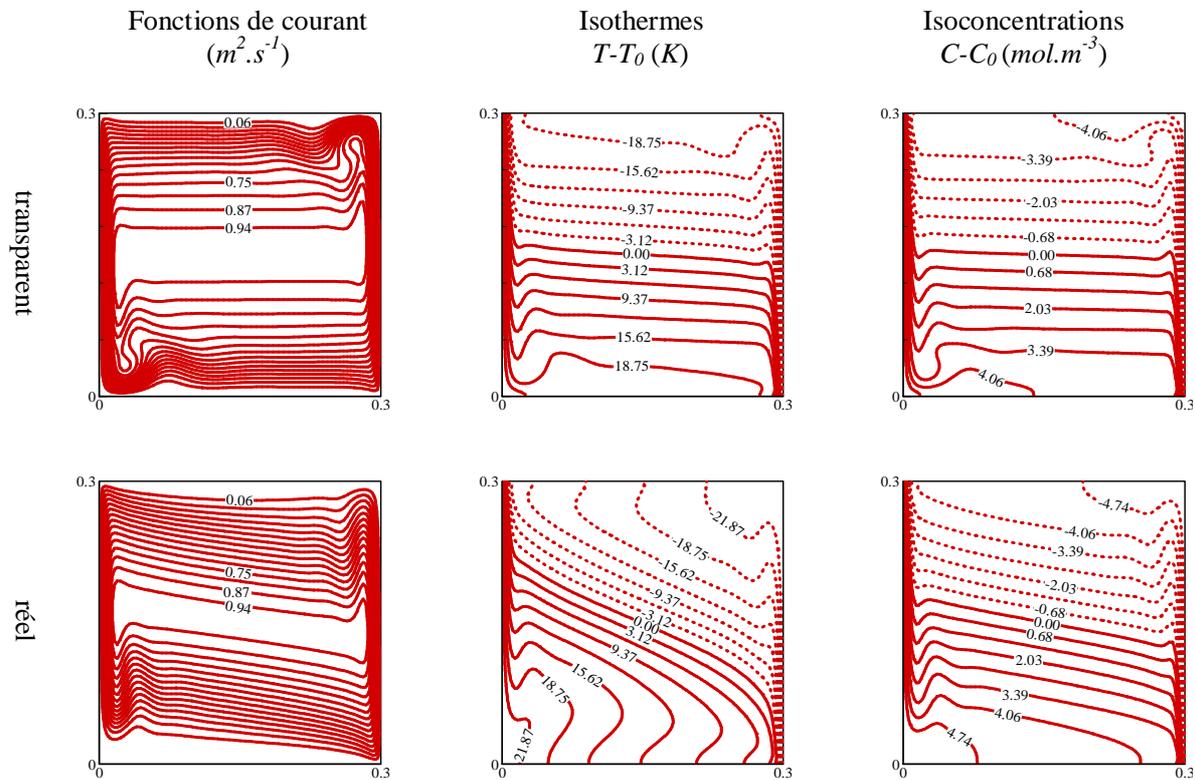


Figure 0-23 : Fonctions de courant, isothermes et isoconcentrations (cas opposant) pour le mélange $x_{CO_2} = 25\%$ ($Ra_T = 1,07 \times 10^7$, $Ra_s = 3,30 \times 10^7$, $Pr = 0,692$, $Le = 1,20$, $N = -2,56$)

La figure 0-24 qui représente les profils des vitesses verticale et horizontale dans la cavité, montre que le rayonnement du gaz provoque un ralentissement de l'écoulement. On rappelle ici que, dans le cas opposant, la concentration haute en CO_2 (plus lourd que l'air) est imposée sur la paroi gauche chaude et la circulation du fluide s'effectue dans le sens anti-horaire (écoulement dominé par les forces massiques). Ainsi, la masse volumique du gaz (figure 0-25) proche de la paroi chaude imposée à C_h décroît par échauffement (absorption du rayonnement) et le mouvement descendant du fluide se ralentit. Inversement, la masse volumique de coté de la paroi froide et imposée à concentration nulle en CO_2 augmente par refroidissement (émission du rayonnement) et le mouvement montant du fluide s'atténue.

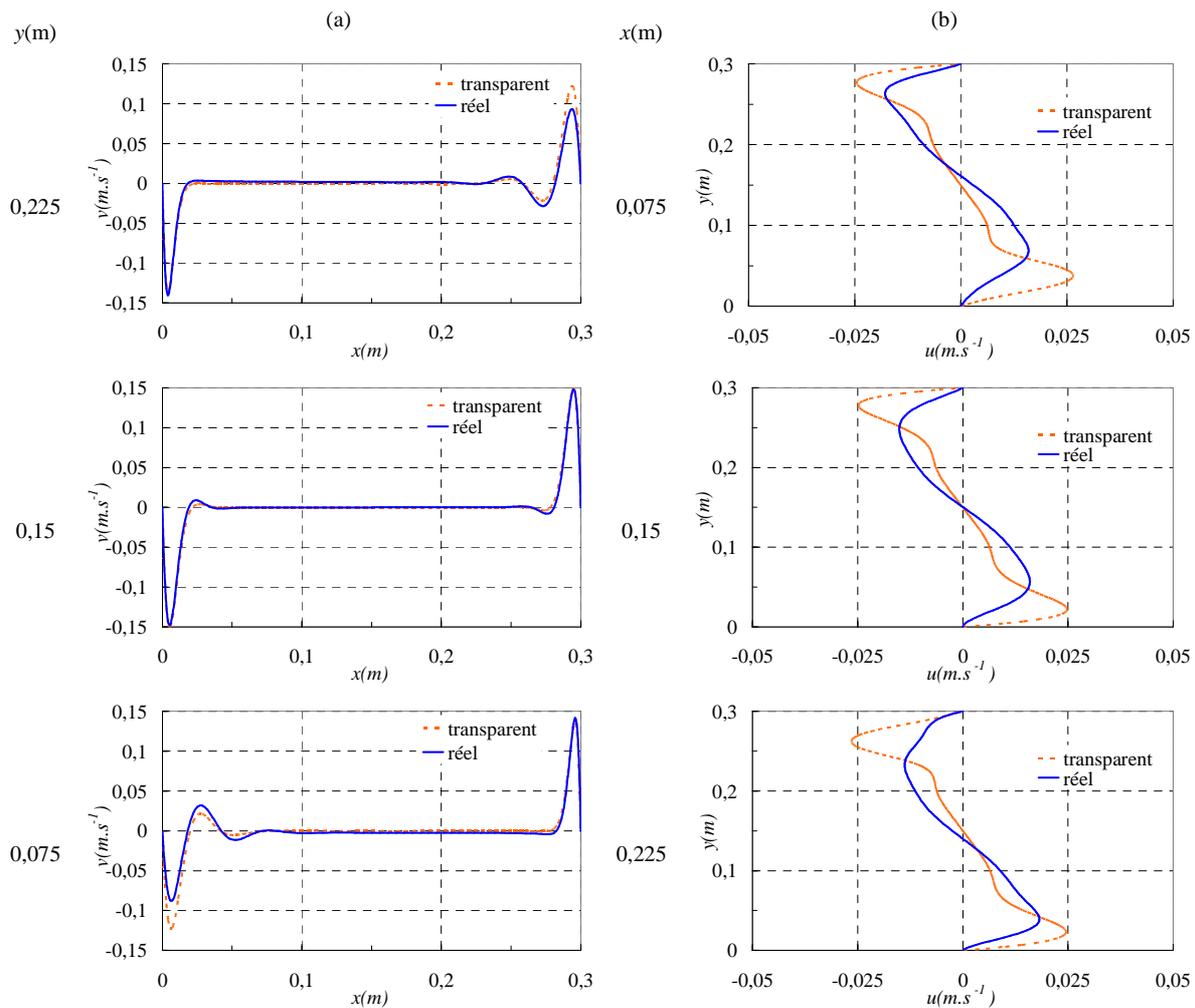


Figure 0-24 : Profils de vitesse verticale (a) et horizontale (b) à différents endroits de la cavité pour le mélange $x_{CO_2} = 25\%$ (cas opposant)

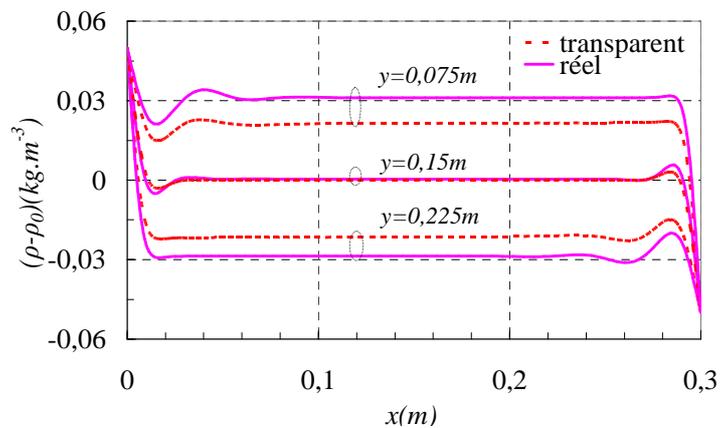


Figure 0-25 : Profils de masse volumique du fluide (calculée selon l'hypothèse de Boussinesq) à différentes hauteurs dans la cavité pour le mélange $x_{CO_2} = 25\%$ (cas opposant)

On note également que les variations de masse volumique induites par les deux gradients thermique et massique dirigés dans le même sens¹⁵ (figure 0-26) se compensent au cœur de la cavité où on observe que ρ reste constant suivant x dans la partie centrale de la cavité (figure 0-25).

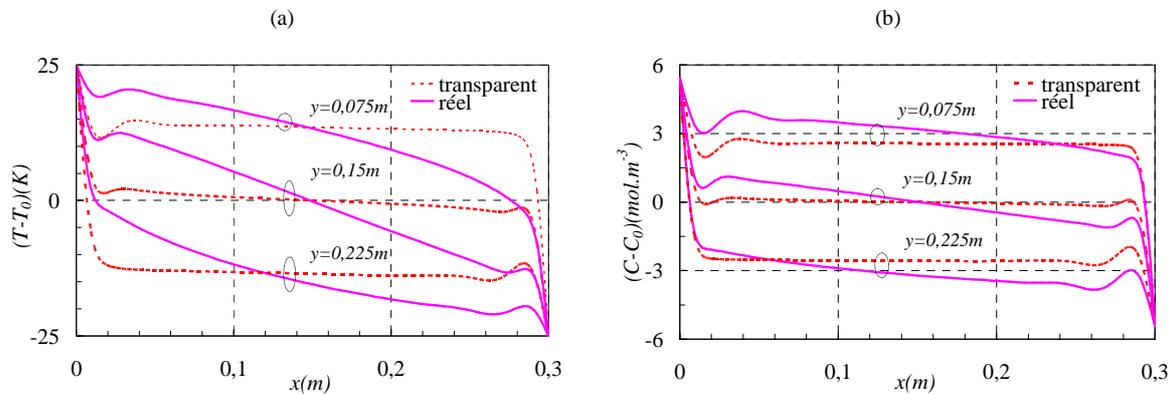


Figure 0-26 : Profils de température et de concentration à différentes hauteurs de la cavité pour le mélange $x_{CO_2} = 25\%$ (cas opposant)

II.4.1.3. Influence de la concentration moyenne

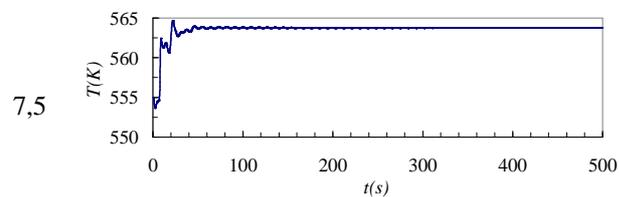
Nous avons vu que, selon la concentration en CO_2 du mélange, on peut passer d'un écoulement stable à un écoulement oscillatoire. Nous avons donc cherché à délimiter les situations menant à l'un ou à l'autre type d'écoulement. Pour cela, nous avons fait varier les concentrations imposées aux parois verticales en maintenant les autres conditions aux limites inchangées. Les résultats suivants ont été obtenus :

- en absence de rayonnement, il s'établit un écoulement oscillatoire si la concentration moyenne d'espèce est dans l'intervalle $[7,6\% - 9,4\%] \pm 0,1\%$.
- en présence de rayonnement, ce même intervalle s'étend à l'intervalle $[6,8\% - 10,2\%] \pm 0,1\%$.

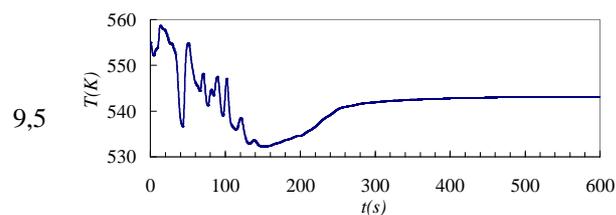
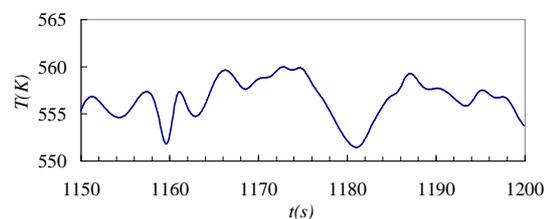
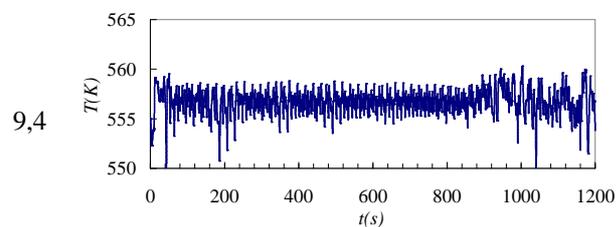
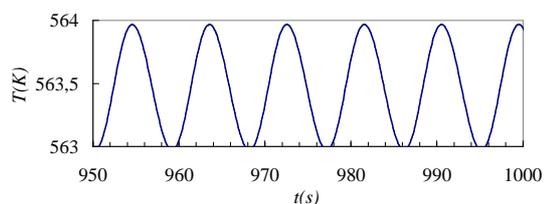
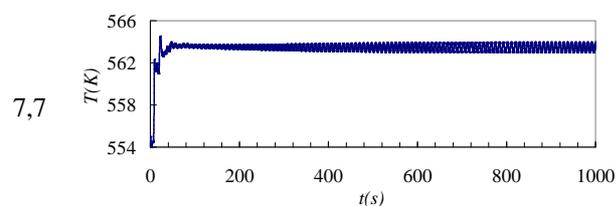
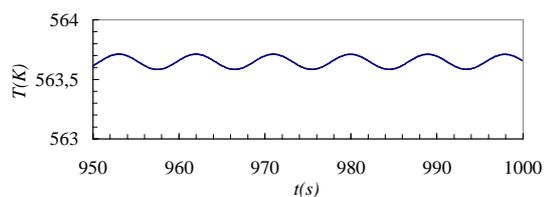
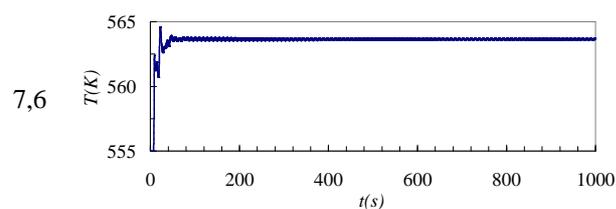
Le rayonnement élargit donc l'intervalle de concentration dans lequel l'instabilité thermosolutale mène à un régime d'écoulement oscillatoire et, à titre exemple, nous présentons dans les figures 0-27 et 0-28, les évolutions temporelles de température observées pour différentes compositions du mélange.

¹⁵ Ici le rapport des forces N a une valeur négative.

x_{CO_2}



Ecoulement stable



Ecoulement stable

Figure 0-27 : Evolution temporelle de la température au point n°5 pour différentes concentrations moyennes de CO_2 (x_{CO_2}) en cas opposant : gaz transparent

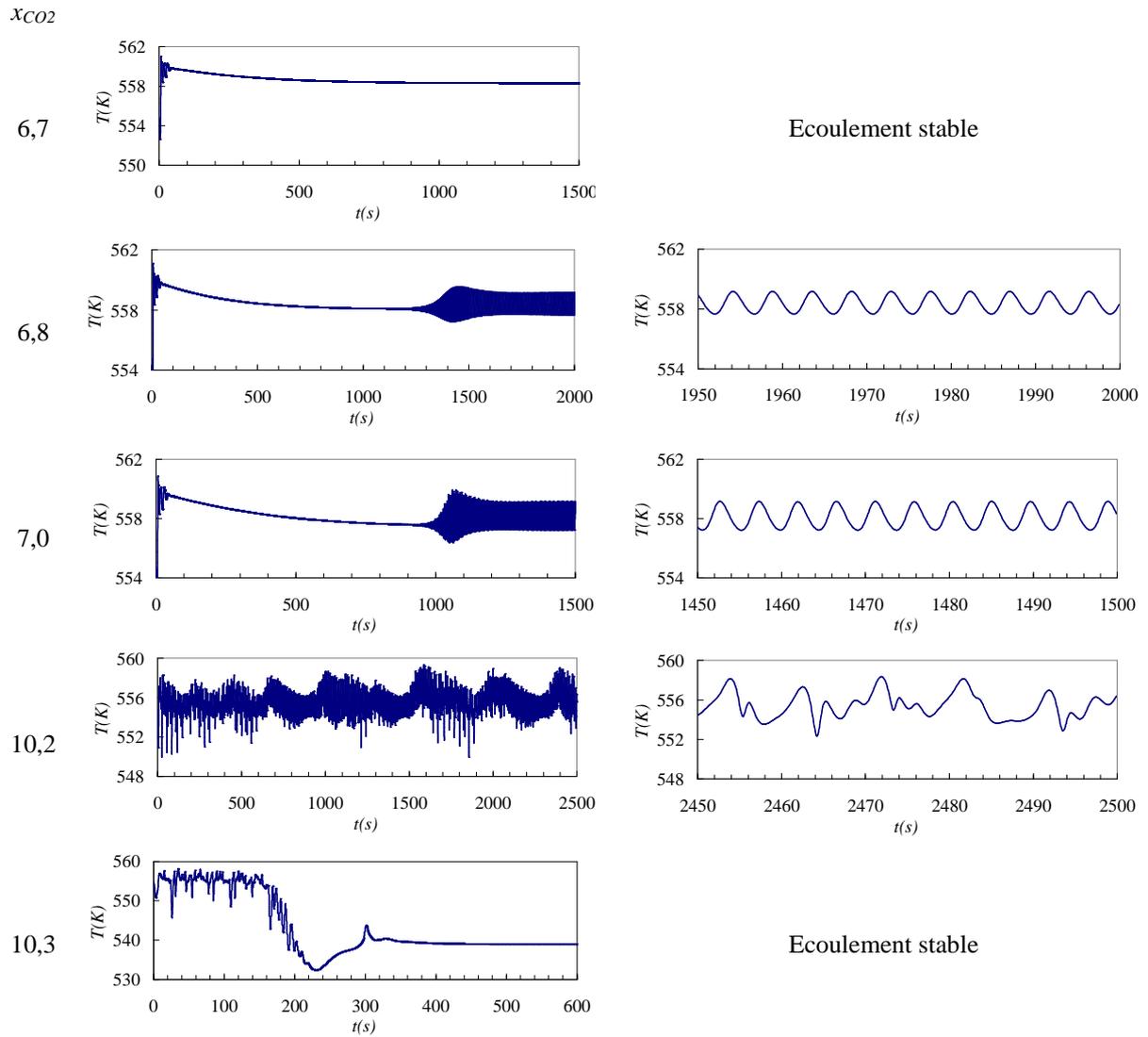


Figure 0-28 : Evolution temporelle de la température au point n°5 pour différentes concentrations moyennes de CO_2 (x_{CO_2}) en cas opposant : gaz réel

II.4.1.4. Influence du rapport des forces de poussée

Une autre façon de délimiter les différents régimes d'écoulement est de maintenir constante la concentration moyenne du mélange ($x_{CO_2} = 10\%$) tout en faisant varier le rapport des forces de poussée¹⁶ (N). Pour cela :

- nous avons maintenu les conditions aux limites thermiques inchangées de façon à conserver les nombres de Prandtl, de Rayleigh thermique et de Lewis de la configuration ($Pr = 0,686$, $Ra_T = 8,79 \times 10^6$ et $Le = 1,33$)¹⁷,
- nous avons imposé différentes concentrations en CO_2 sur les parois verticales afin de faire varier N dans l'intervalle $[0 - 1,101]$. Il n'a toutefois pas été possible d'aller au-delà de la valeur 1,101 avec un mélange air- CO_2 en tout en conservant les paramètres Le , Pr et Ra_T

Les résultats suivants ont été obtenus:

- en présence du rayonnement, on observe un écoulement oscillatoire pour les valeurs de $|N/|$ situées dans l'intervalle $[0,760 - 1,101] \pm 0,005$ et une solution stable si $|N/|$ est dans l'intervalle $[0 - 0,760] \pm 0,005$. Il est probable qu'une solution stable existe aussi au-delà de $|N/| = 1,101$, mais – comme dit précédemment – nous n'avons pas pu atteindre cette borne.
- en absence du rayonnement, l'écoulement est oscillatoire si $|N/|$ est dans l'intervalle $[0,859 - 1,035] \pm 0,005$ et la solution est stable pour les intervalles $[0 - 0,859[$ et $] 1,035 - 1,101] \pm 0,005$.

Les figures 0-29 et 0-30 représentent certains écoulements obtenus pour différentes valeurs du rapport des forces (N).

¹⁶ Le rapport des forces est donné par : $N = \frac{\beta_s (C_h - C_b)}{\beta_T (T_c - T_f)}$

¹⁷ Le nombre de Rayleigh massique $Ra_s = Ra_T \times Le \times N$ varie comme le rapport des forces N .

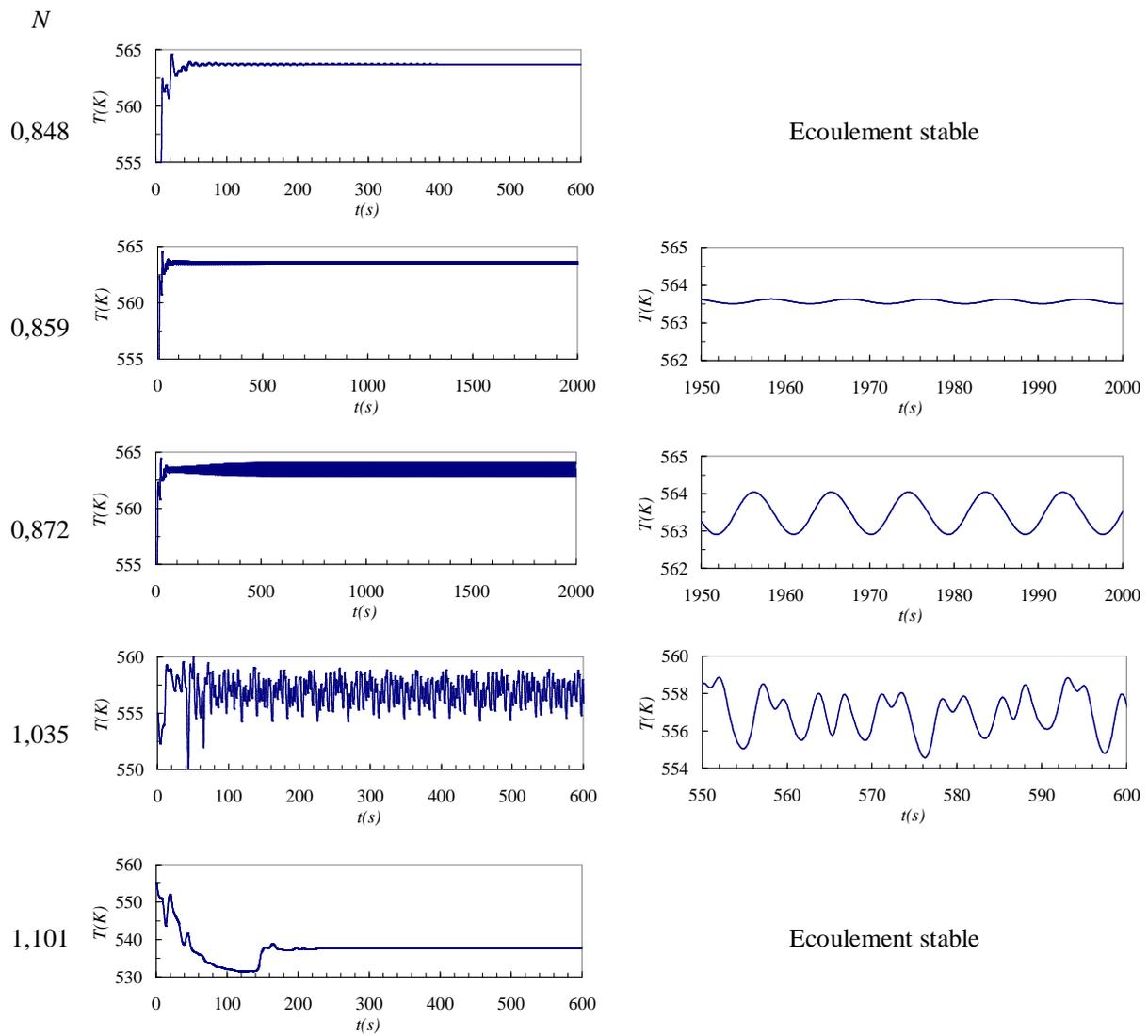


Figure 0-29 : Evolution temporelle de la température au point n°5 pour différentes valeurs du rapport des forces en cas opposant. $x_{CO_2} = 10\%$: gaz transparent

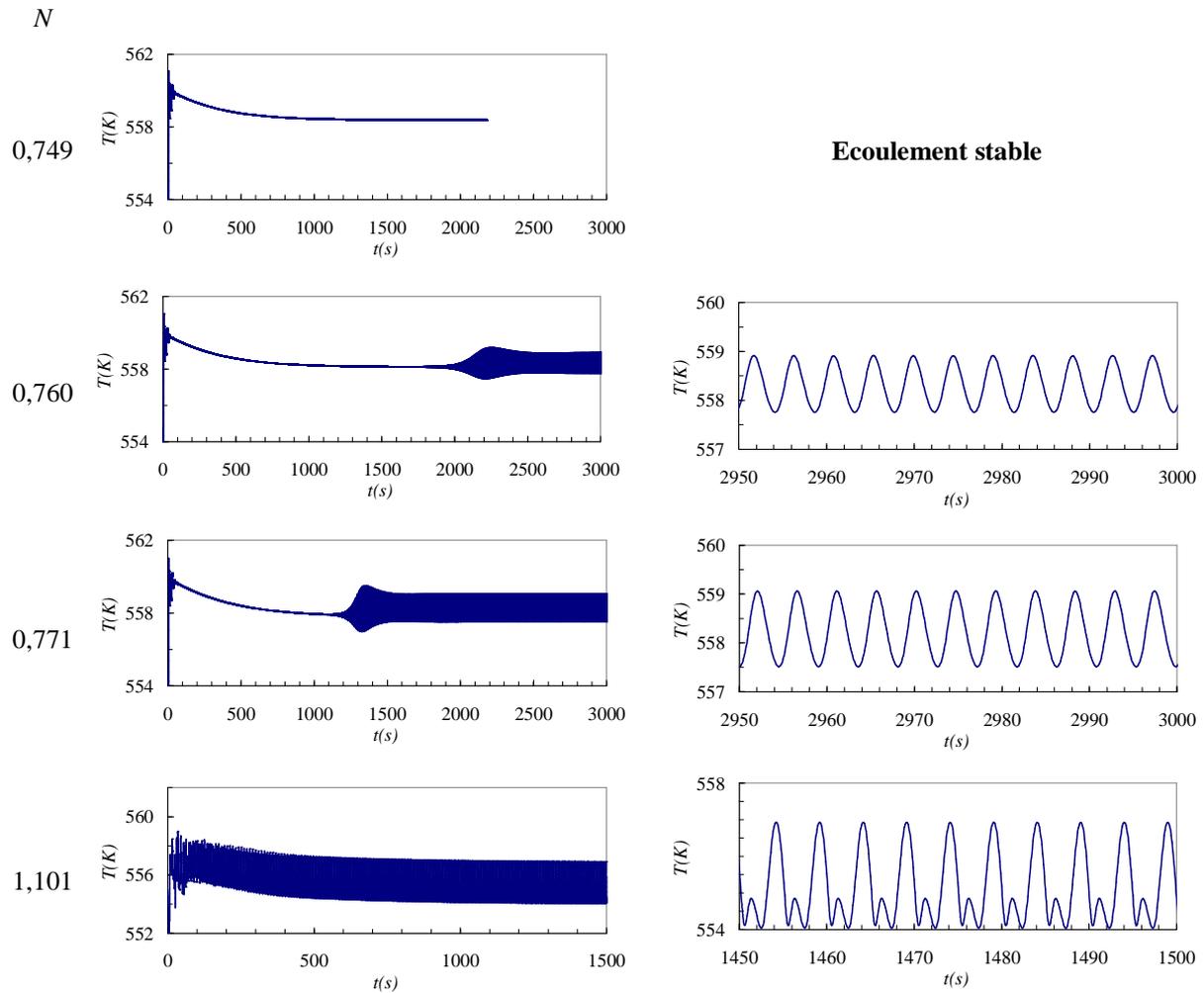


Figure 0-30 : Evolution temporelle de la température au point n°5 pour différentes valeurs du rapport des forces en cas opposant à $x_{CO_2} = 10\%$: gaz réel

II.4.1.5. Synthèse

- En cas opposant, le rayonnement tend, en général, à déstabiliser l'écoulement et ralentit l'arrivée à un nouvel état stationnaire (s'il existe), avec plus d'oscillations et une période plus grande. Il favorise l'apparition de l'instabilité thermosolutale, phénomène plus marqué pour des faibles concentrations moyennes de CO_2 et qui disparaît quand l'écoulement devient fortement dominé par les forces massiques (c'est-à-dire quand la concentration moyenne s'accroît). De ce fait, le rayonnement élargit les domaines de concentration moyenne ou de rapport des forces de poussée pour lesquels l'écoulement est oscillatoire¹⁸.
- Le rayonnement introduit des changements importants sur la structure de l'écoulement stationnaire et influe les différents champs : dynamique, thermique et de concentration.
 - $x_{\text{CO}_2} = 10\%$. En absence du rayonnement, l'écoulement est multicellulaire et les lignes isovaleurs sont inclinées dans le cœur de la cavité. Cependant, en présence du rayonnement l'écoulement est oscillatoire.
 - $x_{\text{CO}_2} = 25\%$. Le rayonnement induit un ralentissement de l'écoulement et modifie les lignes isovaleurs qui sont nettement plus inclinées qu'en absence du rayonnement dans le cœur de la cavité.

¹⁸ Il est à noter qu'il n'y a pas dans la littérature une condition explicite universelle en fonction des paramètres caractéristiques de l'écoulement (Ra_s , Ra_T , N , Le , ...) qui prédit l'apparition de l'instabilité thermosolutale et donc un écoulement oscillatoire

II.4.2. Mélange air-H₂O

Le cas opposant est obtenu en imposant la plus forte concentration en H₂O (plus légère que l'air) sur la paroi froide et la concentration nulle à la paroi chaude (voir tableau 0-1).

II.4.2.1. Mélange $x_{\text{H}_2\text{O}} = 10\%$

Dans cette configuration, le rapport des forces de poussée vaut $N = -0,87$, ce qui dénote un écoulement essentiellement dominé par les forces thermiques (contrairement aux cas avec CO₂). La figure 0-31 représente les profils de température et de vitesse verticale au point d'observation n°5.

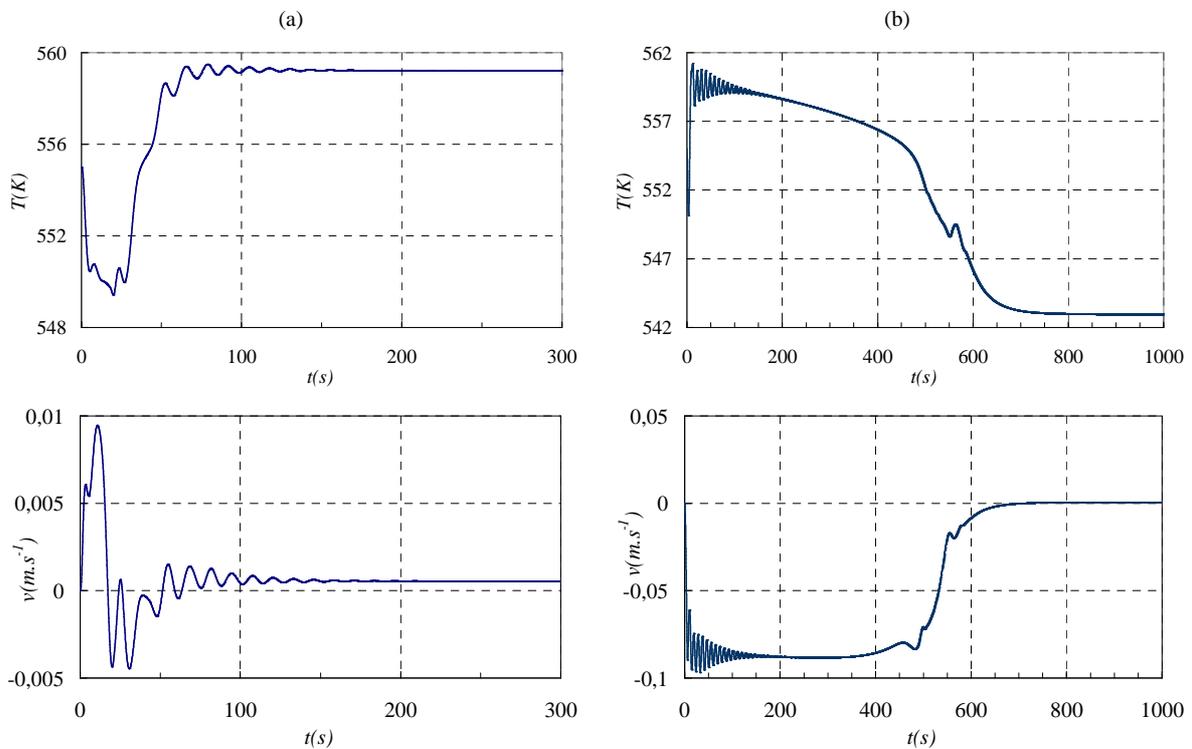
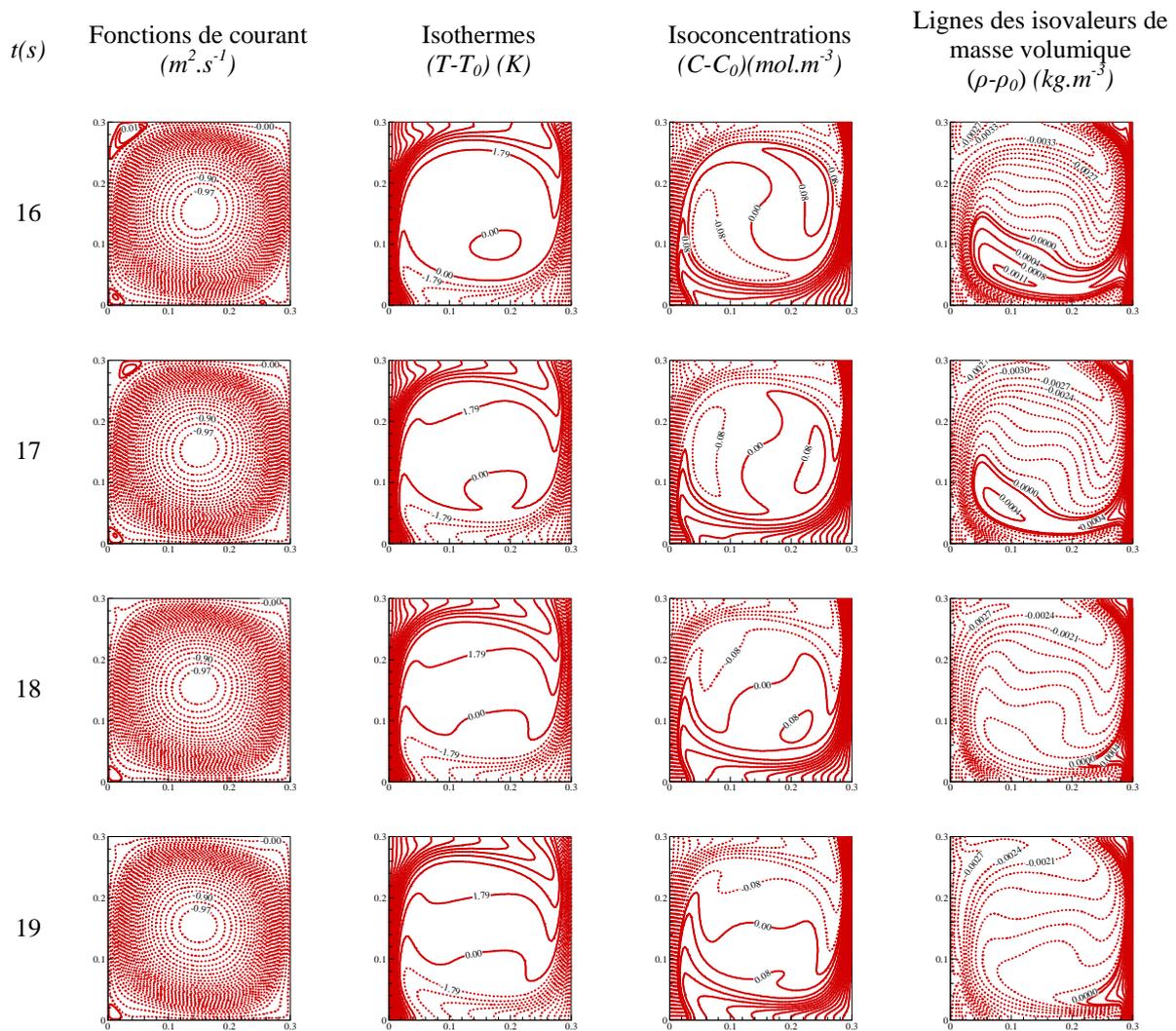


Figure 0-31 : Evolution temporelle de température et de vitesse verticale au point n°5 pour le mélange $x_{\text{H}_2\text{O}} = 10\%$ en cas opposant : (a) gaz transparent, (b) gaz réel

On observe qu'en absence du rayonnement, l'écoulement atteint son état stationnaire en environ 180 s. Les oscillations observées pendant ce temps sont dues aux ondes de gravité internes. En effet, leur période, évaluée à partir de profil temporel de température dans l'intervalle de temps [50 - 110 s] vaut $\tau = 13$ s, ce qui est en bon accord avec la valeur donnée par la relation (II.4) : $\tau = 13,2$ s.

Dans le cas réel, c'est-à-dire en tenant compte du rayonnement, le comportement transitoire de l'écoulement est nettement différent. Il atteint l'état stationnaire en un temps plus long, environ 750 s, avec des oscillations ($t < 160$ s) qui peuvent être attribuées à l'éclatement des zones uniformes en concentration (bulles). Ce phénomène, visible sur les isoconcentrations de la figure 0-32, ressemble à celui qui déclenche l'instabilité thermosolutale mais il suit finalement un mécanisme assez différent.



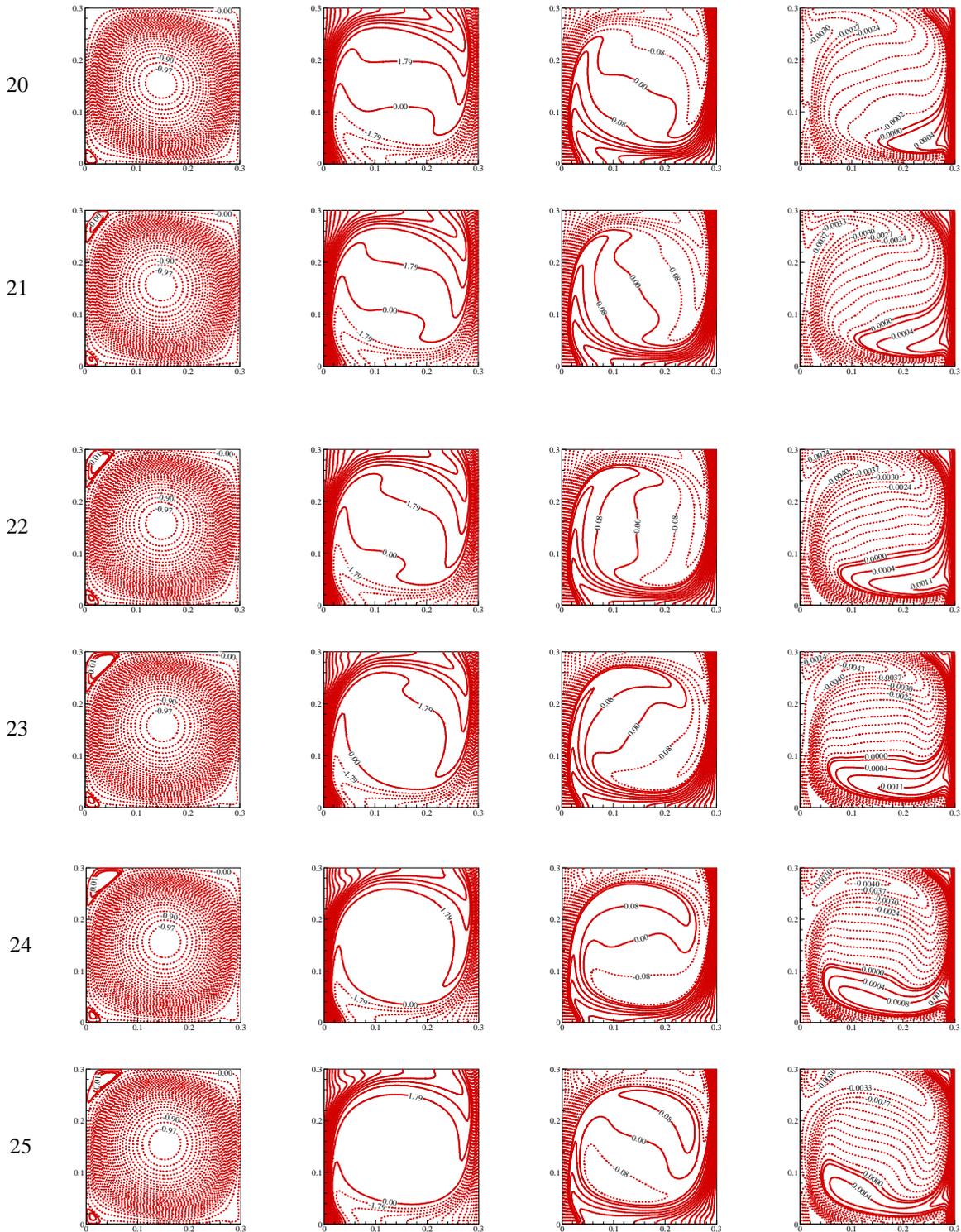


Figure 0-32 : Evolution temporelle de l'écoulement pour le mélange $x_{H_2O} = 10\%$ en cas opposant dans l'intervalle de temps [16 - 25 s] : gaz réel

Le rayonnement, là aussi, intensifie les forces thermiques près des parois et dans une zone qui s'étend plus largement vers le cœur de la cavité. On observe d'ailleurs (figure 0-33) un accroissement de la couche limite thermique qui, dans le cas réel, devient plus large que celle en concentration, alors que dans le cas transparent, la hiérarchie fixée par le nombre de Lewis ($Le = 0,86$) est bien respectée : $\delta_T > \delta_s$).

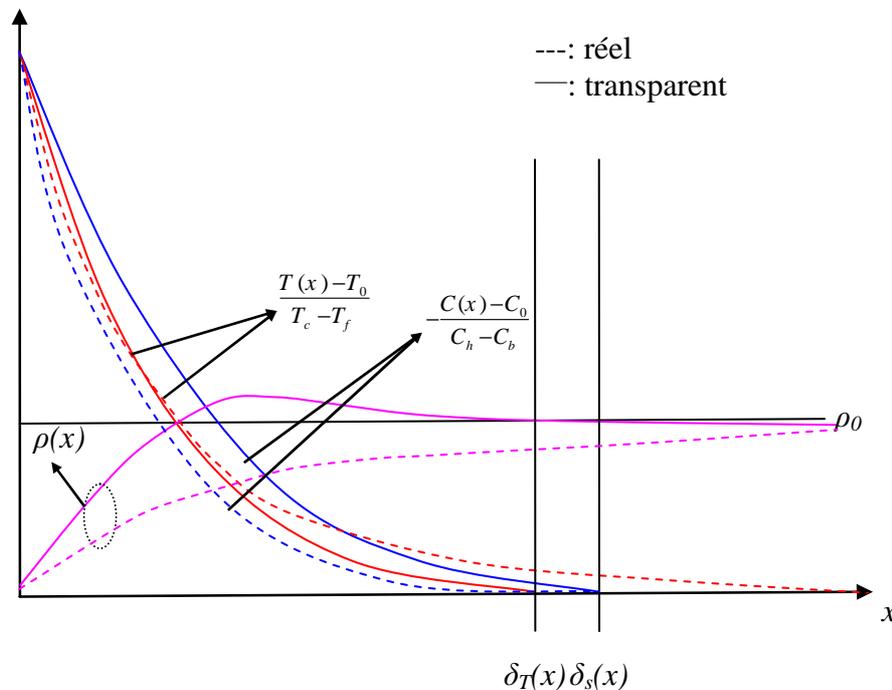


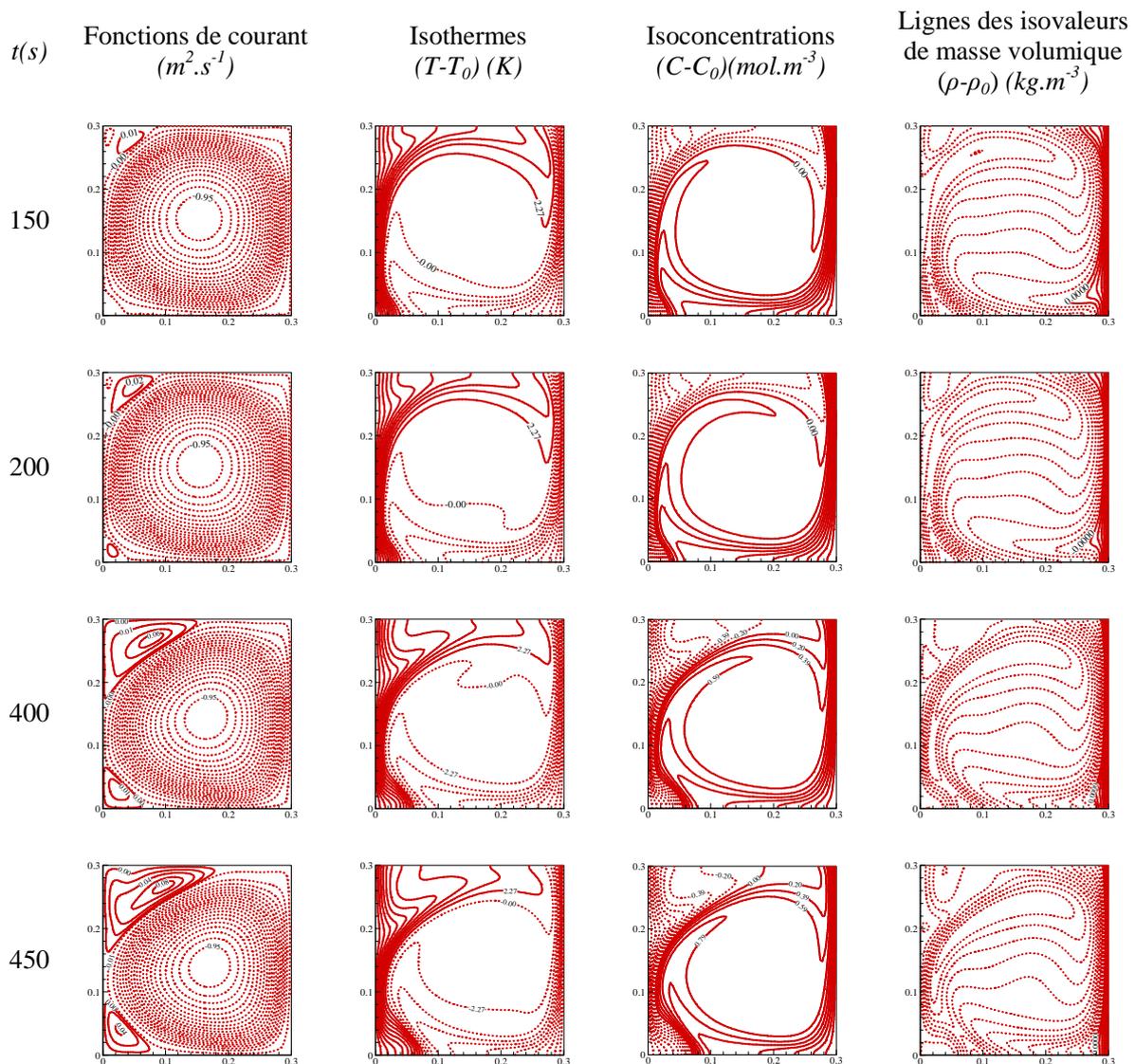
Figure 0-33 : Représentation des profils de température, de concentration et de masse volumique dans les couches limites pour le mélange $x_{H_2O} = 10\%$ en cas opposant:
($N = -0,87$ et $Le = 0,86$)

L'écoulement thermique ($N = -0,87$) entraîne alors le cœur de la cavité et le mouvement du fluide est aussi plus intense dans les couches limites verticales (l'écart $\rho_0 - \rho$ y est plus fort en présence de rayonnement : voir figure 0-33).

Cette accélération amène plus de fluide pauvre en H_2O dans la partie haute de la cavité (couche de retour) et inversement dans la partie basse où plus de fluide riche en H_2O est transporté. Il en résulte une forte diffusion d'espèce des couches d'intrusion vers le cœur de la cavité ce qui contribue à la formation des zones uniformes en concentration dans la zone centrale de l'écoulement (voir les isoconcentrations à l'instant 16 s – figure 0-32). Par la suite, ces bulles éclatent et provoquent une variation brutale de masse volumique qui perturbe l'écoulement dans la cavité (voir les isovaleurs de concentration et de masse volumique aux instants 17 et 18 s figure 0-32). Ce phénomène se répète de façon périodique (remarquer la similitude de structure aux instants $t = 16$ s et $t = 25$ s) mais la diffusion d'espèce ainsi que le

rayonnement homogénéisent le cœur de la cavité et le processus s'atténue progressivement : les oscillations disparaissent au bout d'environ 150 s.

Pour autant, le régime stationnaire n'est pas atteint et le transitoire se poursuit avec un écoulement qui est principalement d'origine thermique (figure 0-34). Ensuite, au cours du temps, deux cellules massiques se forment dans les coins haut et bas côté gauche de la cavité : elles s'élargissent et s'unifient à peu près à $t = 470$ s. Par la suite, cette structure d'écoulement évolue, la cellule massique le long de la paroi gauche s'élargit et pousse la cellule thermique au cœur de la cavité. Enfin, aux alentours de $t = 550$ s, une cellule thermique secondaire se forme dans le coin bas gauche de la cavité et s'élargit ensuite le long de la paroi basse. L'écoulement fait alors apparaître une cellule massique centrale et deux cellules thermiques secondaires, image qui se maintient ensuite jusqu'à l'établissement de l'état stationnaire.



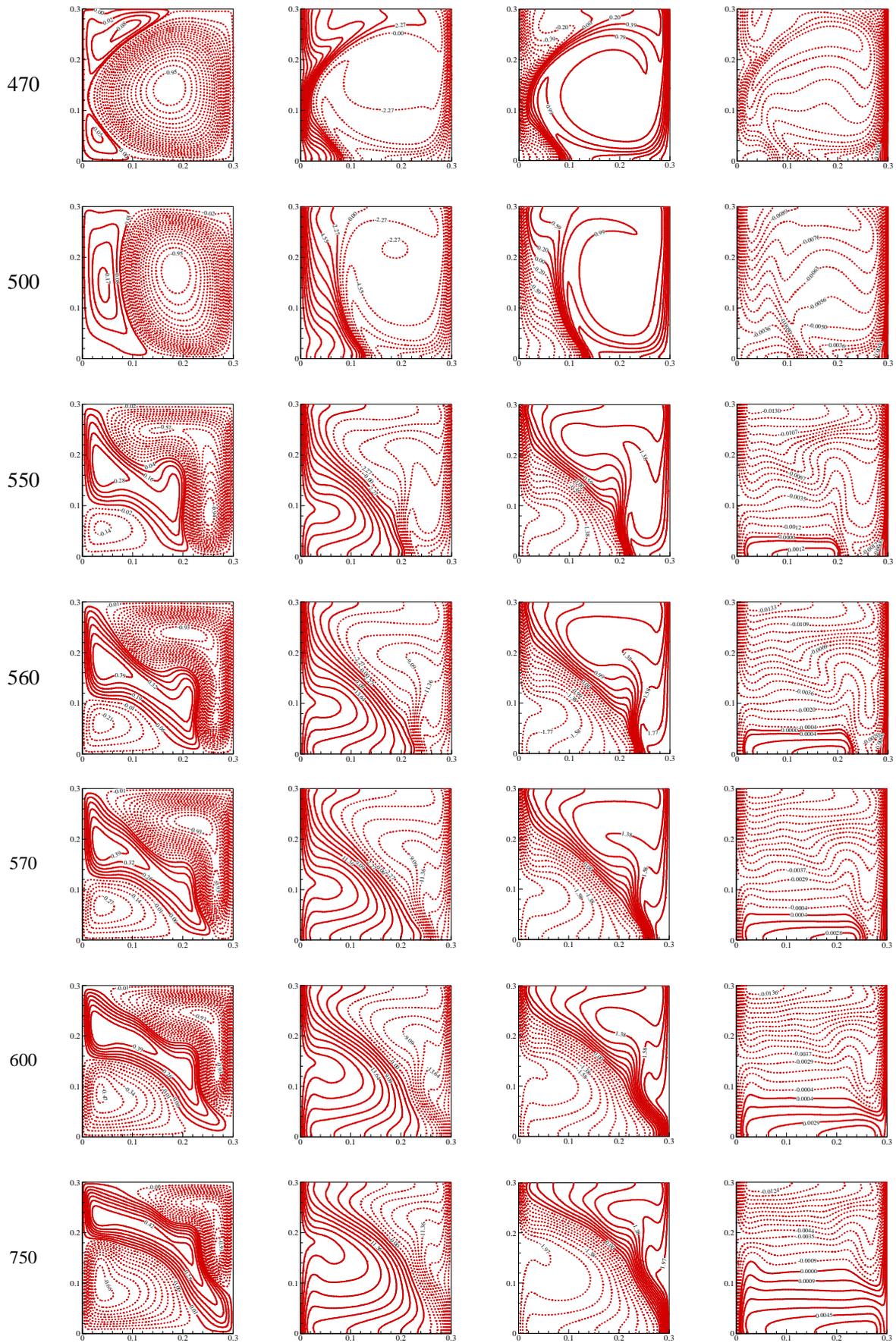


Figure 0-34 : Evolution temporelle de l'écoulement pour le mélange $x_{H_2O} = 10\%$ en cas opposant : gaz réel

L'écoulement stationnaire est complètement changé en présence du rayonnement (voir figure 0-35). Dans le cas transparent, l'écoulement ne comprend qu'une cellule d'origine thermique (rotation dans le sens horaire). Les lignes isovaleurs (lignes de courant, isothermes et isoconcentrations) sont inclinées dans le cœur de la cavité. Par contre, dans le cas réel, l'écoulement est nettement multicellulaire. Il se compose d'une cellule centrale d'origine massique (rotation du fluide dans le sens anti-horaire) avec deux cellules secondaires d'origine thermique (rotation dans le sens inverse). Les isothermes et isoconcentrations subissent des distorsions importantes et sont inclinées dans le sens inverse, (par rapport au cas transparent) dans le cœur de la cavité.

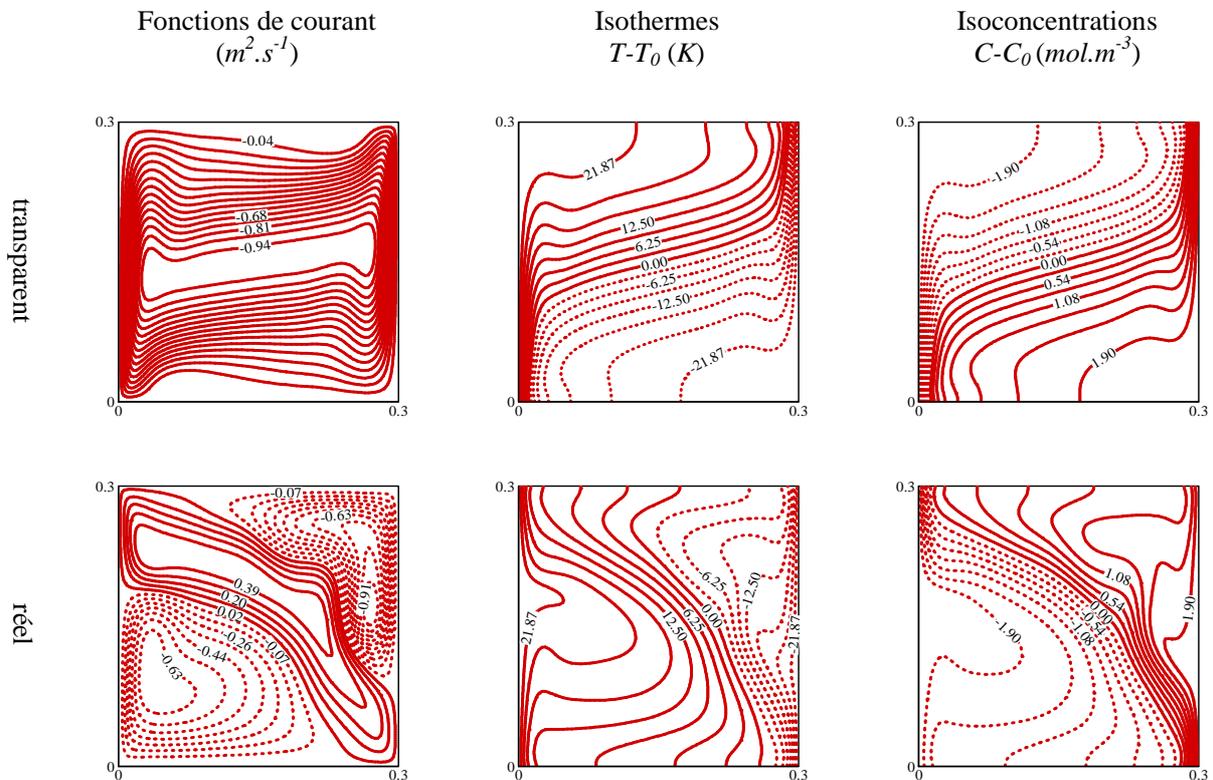


Figure 0-35 : Fonctions de courant, isothermes et isoconcentrations (cas opposant) pour les mélanges $x_{H_2O} = 10\%$ ($Ra_T = 7,84 \times 10^6$, $Ra_s = 5,82 \times 10^6$, $Pr = 0,705$, $Le = 0,86$, $N = -0,87$)

II.4.2.2. Mélange $x_{\text{H}_2\text{O}} = 25\%$

A cette concentration, le comportement transitoire de l'écoulement (figure 0-36) est similaire à celui observé avec CO_2 ($x_{\text{CO}_2} = 25\%$). Les oscillations observées sont dues aux ondes de gravité interne et leur période, évaluée à partir du profil de vitesse verticale, vaut $\tau = 4,9$ s dans le cas transparent et $\tau = 4,1$ s dans le cas réel. Ces valeurs sont quasiment identiques à celles observées pour une même concentration de CO_2 (25%). En fait, l'écoulement est dominé par les forces massiques ($N = -2,30$) et le nombre de Rayleigh équivalent ($Ra_{eq} = 1,67 \times 10^7$, pour CO_2 et $1,06 \times 10^7$ pour H_2O), est sensiblement le même. Par conséquent, on retrouve, dans les deux cas, des stratifications de masse volumique très semblables et il en est de même pour la période des ondes de gravité.

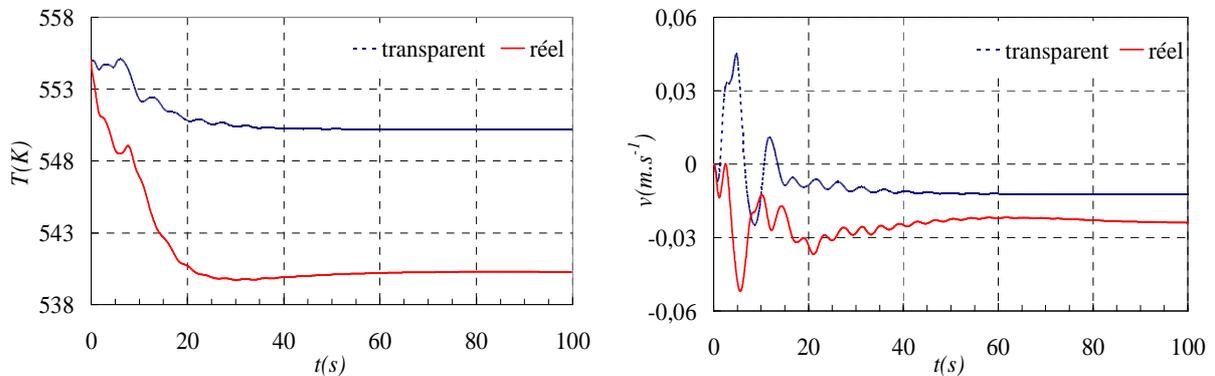


Figure 0-36 : Evolution temporelle de température et de vitesse verticale au point n°5 en cas opposant (mélanges $x_{\text{H}_2\text{O}} = 25\%$)

Avec H_2O , comme avec CO_2 , l'écoulement pour un mélange à 25% est dominé par les forces massiques et l'écoulement stationnaire, en absence de rayonnement, se caractérise par une structure unicellulaire (figure 0-37) avec des lignes isovaleurs (isothermes et isoconcentrations) qui sont stratifiés verticalement dans le cœur de la cavité. Même, lorsque le rayonnement est pris en compte, l'écoulement reste principalement unicellulaire, c'est-à-dire, qu'il se compose d'une cellule principale d'origine massique qui occupe la grande partie de la cavité avec une petite cellule d'origine thermique qui se forme dans la partie haute droite de la cavité. Par ailleurs, les lignes isovaleurs de la fonction de courant, les isothermes et isoconcentrations sont inclinées dans le cœur de la cavité.

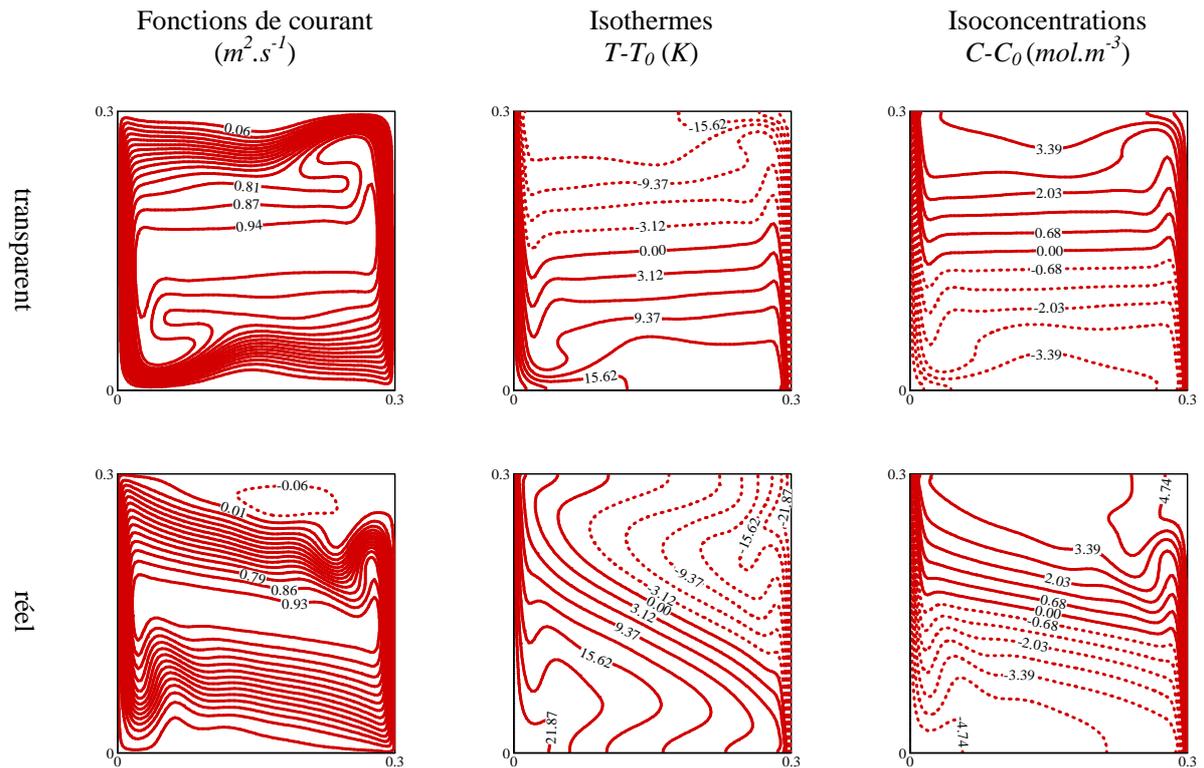


Figure 0-37 : Fonctions de courant, isothermes et isoconcentrations (cas opposant) pour les mélanges $x_{\text{H}_2\text{O}} = 25\%$ ($Ra_T = 8,16 \times 10^6$, $Ra_s = 1,53 \times 10^7$, $Pr = 0,744$, $Le = 0,82$, $N = -2,30$)

Par contre, le rayonnement (figure 0-38) modifie le champ de masse volumique (figure 0-39) à travers le champ de température et induit un ralentissement du fluide dans les couches limites verticale et horizontale (figure 0-40).

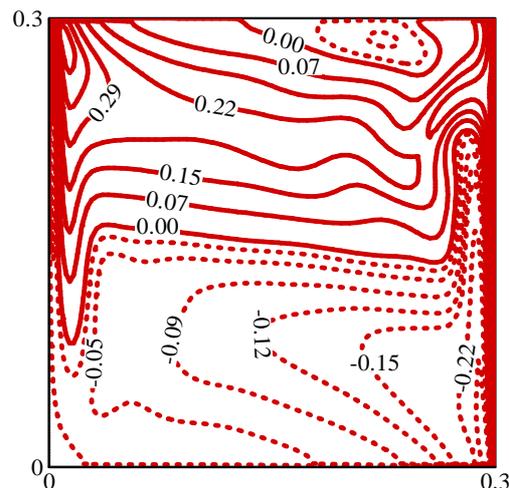


Figure 0-38 : Distribution de puissance radiative normalisée (rapportée à σT_0^4) dans la cavité pour le mélange $x_{\text{H}_2\text{O}} = 25\%$ (cas opposant)

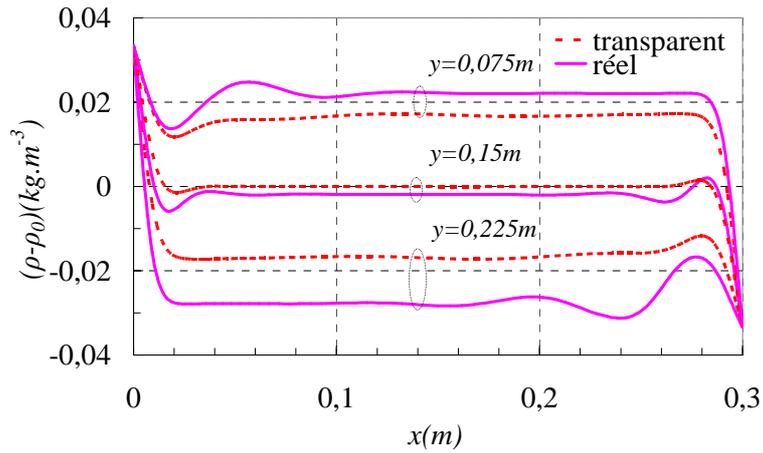


Figure 0-39 : Profils de masse volumique du fluide (calculée selon l'hypothèse de Boussinesq) à différentes hauteurs de la cavité pour le mélanges $x_{H_2O} = 25\%$ (cas opposant)

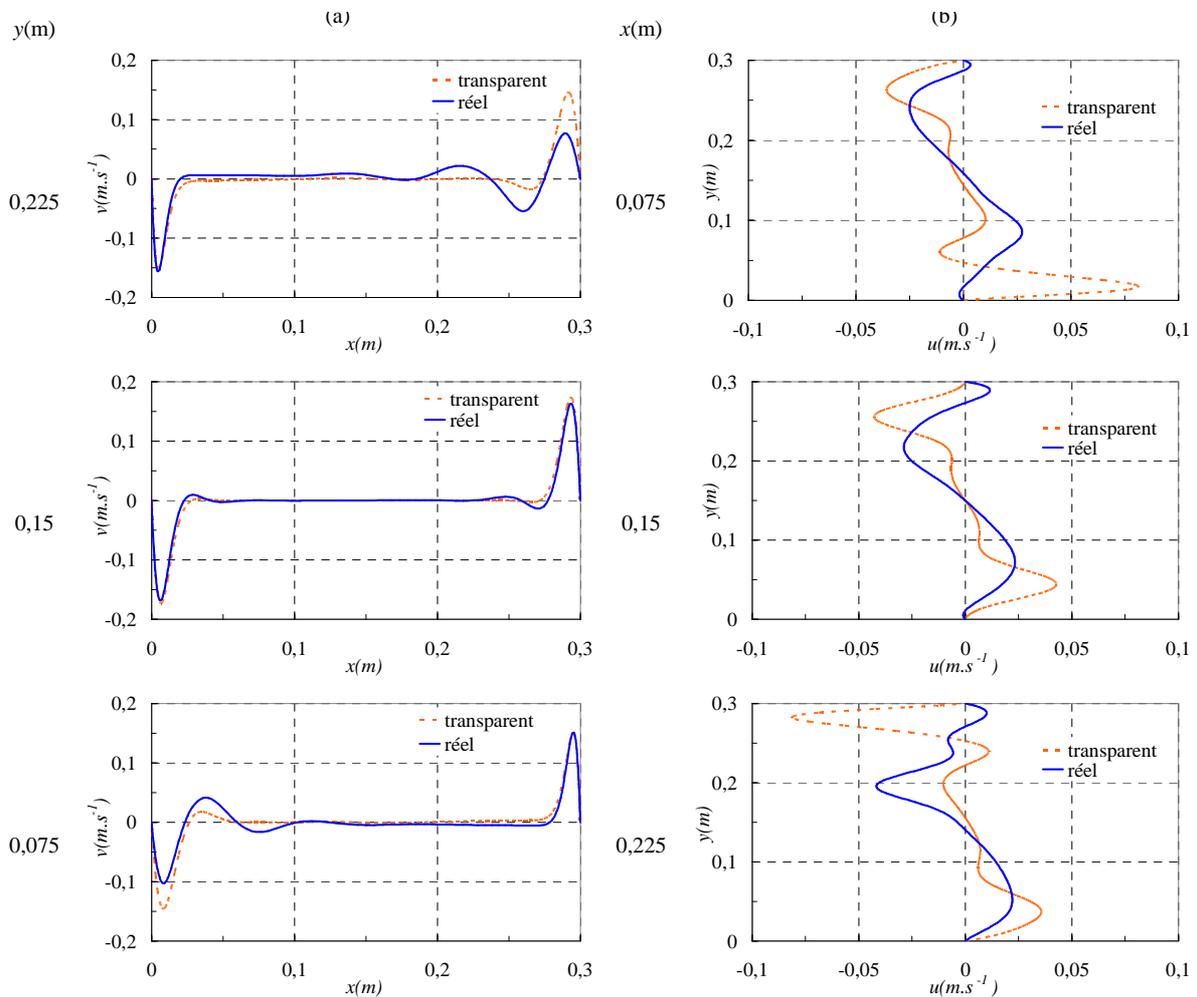


Figure 0-40 : Profils de vitesse verticale (a) et horizontale (b) à différents endroits de la cavité pour le mélange $x_{H_2O} = 25\%$ (cas opposant).

II.4.2.3. Transfert de chaleur et de masse (régime stationnaire)

On constate tableau 0-6 que le rayonnement a un effet important sur le transfert de chaleur dans la cavité. Les transferts convectif et radiatif sont diminués pour les différentes concentrations moyennes de H₂O et c'est surtout vrai pour la plus haute concentration moyenne. On note toutefois que le transfert convectif est légèrement augmenté sur la paroi froide dans le cas du mélange $x_{\text{H}_2\text{O}} = 10\%$ sous l'effet d'une cellule thermique plus intense. Par ailleurs, la diminution du transfert de masse est la plus importante pour la faible concentration moyenne $x_{\text{H}_2\text{O}} = 10\%$.

H ₂ O	Nu_c						Nu_t			Sh		
	Paroi chaude			Paroi froide			transparent	réel	%	transparent	réel	%
	transparent	réel	%	transparent	réel	%						
10%	6,57	4	-39,12	6,57	6,76	2,89	183,6	174	-5,23	5,76	3,94	-31,60
25%	17,36	8,1	-53,34	17,36	13,57	-21,83	197,2	174,8	-11,36	15,99	14,53	-9,13

Tableau 0-6 : Nombre de Nusselt moyen convectif (Nu_c) et total (Nu_t) et nombre de Sherwood moyen (Sh) sur les parois actives de la cavité.

II.4.2.4. Synthèse

- Pour H₂O, comme pour CO₂, le rayonnement change le comportement transitoire de l'écoulement en cas opposant, mais l'état stationnaire est toujours atteint pour les deux concentrations étudiées. Le rayonnement tend à déstabiliser l'écoulement et à ralentir le passage de l'état initial (au repos) à un nouvel état stationnaire. Il favorise l'apparition d'une instabilité similaire à l'instabilité thermosolutale dans le cas du mélange à plus faible concentration ($x_{\text{H}_2\text{O}} = 10\%$). Toutefois, cet effet diminue lorsque l'écoulement devient dominé par les forces massiques, c'est-à-dire quand la concentration moyenne de gaz absorbant s'accroît.
- Le rayonnement influe sur les champs dynamique, thermique et de concentration de l'écoulement, avec un effet plus prononcé à faible concentration moyenne de H₂O.
 - $x_{\text{H}_2\text{O}} = 10\%$. Le rayonnement rend l'écoulement multicellulaire et inverse l'inclinaison des isothermes et des isoconcentrations.
 - $x_{\text{H}_2\text{O}} = 25\%$. Les mêmes observations sont faites que pour le mélange à 25% de CO₂ : Le rayonnement induit un ralentissement du fluide dans les couches limites verticales et horizontales et tend à créer une stratification oblique des isothermes et isoconcentration.

II.5. Conclusion

L'influence du rayonnement sur le comportement transitoire de l'écoulement de convection de la double diffusion est simulée numériquement dans une cavité carrée remplie d'un mélange binaire air-CO₂ ou air-H₂O en cas opposant et aidant. Les principales conclusions de ce chapitre peuvent se résumer ainsi :

- Cas aidant:
 - En général, le rayonnement joue un rôle stabilisant de l'écoulement et accélère légèrement le passage à un nouvel état stationnaire. Cette tendance est observée quelle que soit l'espèce absorbante (CO₂ ou H₂O) et sa concentration moyenne dans le milieu.
 - Le régime transitoire se caractérise par l'oscillation des lignes isovaleurs de masse volumique (milieu stratifié linéairement) dans le centre de la cavité due à la propagation d'ondes de gravité interne.
 - A même concentration moyenne de gaz absorbant, la période des oscillations s'est avérée être indépendante de la nature du gaz utilisé (CO₂ ou H₂O) et diminue lorsque la concentration moyenne de gaz absorbant s'accroît et augmente quand le rayonnement est pris en compte
 - Une fois le régime stationnaire atteint, l'influence du rayonnement est similaire quelle que soit l'espèce absorbante (CO₂ ou H₂O) et sa concentration moyenne. Il induit une accélération du fluide dans les couches limites et crée une stratification oblique des isothermes et isoconcentrations dans le cœur de la cavité. Ces effets sont toutefois moindres lorsque la concentration moyenne d'espèce absorbante augmente dans le mélange. Le rayonnement diminue le transfert thermique convectif à travers la cavité mais il influe peu sur le transfert de masse qui reste pratiquement inchangé.

- Cas opposant:
 - Le rayonnement change notablement le comportement transitoire de l'écoulement. Cet effet est fortement lié à la nature du gaz et est plus important à faible concentration moyenne de CO₂ ou H₂O.
 - Mélanges avec CO₂

- $x_{\text{CO}_2} = 10\%$. Le rayonnement favorise la génération de l'instabilité thermosolutale et conduit à un écoulement oscillatoire. Par ailleurs, l'écoulement stationnaire est, en absence de rayonnement, multicellulaire et les lignes isovaleurs sont inclinées dans le cœur de la cavité.
- $x_{\text{CO}_2} = 25\%$. L'écoulement est dominé par les forces massiques et le rayonnement ralentit le passage à l'état stationnaire. On observe plus d'oscillations, dues aux ondes de gravité, dont la période est plus petite que dans le cas transparent car le rayonnement augmente la stratification de masse volumique dans le centre de la cavité. A l'état stationnaire, le rayonnement induit un ralentissement du mouvement dans la cavité. Les lignes isovaleurs, légèrement inclinées en absence du rayonnement, le sont beaucoup plus nettement en présence du rayonnement.
- D'une façon générale, la présence du rayonnement, en favorisant la génération de l'instabilité thermosolutale, tend à élargir les intervalles de concentration moyenne en CO_2 (x_{CO_2}) et de rapport des forces où des écoulements oscillatoires sont obtenus.
- Mélanges en H_2O
 - $x_{\text{H}_2\text{O}} = 10\%$. Le rayonnement déstabilise l'écoulement et ralentit nettement le passage à l'état stationnaire. Les oscillations observées dans le cas transparent sont dues aux ondes de gravité interne, mais elles disparaissent lorsque le rayonnement est pris en compte. Ce dernier change la structure de l'écoulement stationnaire qui devient multicellulaire et modifie les champs thermique et de concentration. Les isovaleurs sont déformées et inclinées dans le sens inverse (par rapport au cas sans rayonnement) quand le rayonnement est pris en compte.
 - $x_{\text{H}_2\text{O}} = 25\%$. Les mêmes observations sont faites pour le mélange à 25% de CO_2 .

Références bibliographiques

1. J. Patterson, J. Imberger, Unsteady natural convection in a rectangular cavity. *J. Fluid Mech.* 100 (1980) 65-86.
2. G.N. Ivey, Experiments on transient natural convection in a cavity. *J. Fluid Mech.* 144 (1984) 389-401.
3. S.G. Schladow, J.C. Patterson, R.L. Street, Transient flow in a side-heated cavity at high Rayleigh number: a numerical study. *J. Fluid Mech.* 200 (1989) 121-148.
4. S.G. Schladow, Oscillatory motion in a side-heated cavity. *J. Fluid Mech.* 213 (1990) 589-610.
5. P. Le Quéré, Etude de la transition à l'instationnarité des écoulements de convection naturelle en cavité verticale différentiellement chauffée par méthodes spectrales Chebyshev. Thèse de doctorat d'état, *Université de Poitiers* 1987.
6. S. Armfield, Conduction blocking effects in stratified intrusion jets. *In Proc. 11th Australasian Fluid Mech. Conf.* (1986) 335-339.
7. J. C. Patterson, S. W. Armfield, Transient features of natural convection in a cavity. *J. Fluid Mech.* 219(1990) 469-497.
8. P. Le Quéré, M. Behnia, From onset of unsteadiness to chaos in a differentially heated square cavity. *J. Fluid Mech.* 359 (1998) 81-107.
9. J. Chang, T.F. Lin, Unsteady thermosolutal opposing Convection of liquid-water mixture in a square cavity-II. Flow structure and fluctuation analysis. *IJHMT*, 36 (1993) 1333-1345.
10. T.L. Bergman, M.T. Hyun, Simulation of two dimensional thermosolutal convection in liquid metals induced by horizontal temperature and species gradients. *IJHMT*, 39 (1996) 2883-2894.
11. J.A. Weaver, R. Viskanta, Natural convection in binary gases due to horizontal thermal and solutal gradients. *ASME J. Heat Transfer*, 113 (1991) 141-147.
12. T. Nishimura, M. Wakamutsu, A. Morega, Oscillatory double diffusive convection in a rectangular enclosure with combined horizontal temperature and concentration gradients. *IJHMT*, 41 (1998) 1601-1611.
13. K. Ghorayeb, H. Khallouf, A. Mojtabi, Onset of oscillatory flows in double-diffusive convection. *IJHMT*, 31 (1999) 629-643.
14. M. Rafieivand, Etude numérique de la convection de double diffusion en présence de rayonnement en cavité rectangulaire. Thèse de doctorat, *Université de Poitiers* 1999.

-
15. A. Ibrahim, D. Lemonnier, Numerical study of coupled double-diffusive natural convection and radiation in a square cavity filled with a N₂-CO₂ mixture. *ICHMT*, 36 (2009) 197–202.
 16. A. Mezrhab, D. Lemonnier, S. Meftah, A. benbrik, Numerical study of double-diffusion convection coupled to radiation in a square cavity filled with a participating grey gas, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 41(2008), 195501.
 17. S. Meftah, D. Lemonnier, A. Benbrik, A. Mezrhab, Etude numérique de la convection de double diffusion dans un mélange gazeux air-CO₂, *Proc. French Heat Transfer Soc. (SFT) national meeting, Elsevier* (2007).
 18. S. Meftah, A. Ibrahim, D. Lemonnier, A. Benbrik, Coupled Radiation and Double Diffusive Convection in Nongray Air-CO₂ and Air-H₂O Mixtures in Cooperating Situations. *Num. Heat Transfer, Part A: Applications*, 56 (1) (2009) 1-19.
 19. S. Meftah, couplage de la convection de la double diffusion et du rayonnement dans des mélanges gazeux absorbant et émettant. Thèse de doctorat, *université de Boumerdes* 2010.
 20. M. K. Denison, B. W. Webb, Development and Application of an Absorption-Line Blackbody Distribution Function for CO₂. *IJHMT*, 38(1995) 1813–1821.
 21. M. K. Denison, B. W. Webb, An Absorption-Line Blackbody Distribution Function for Efficient Calculation of Total Gas Radiative Transfer. *JQSRT*, 50(5) (1993) 499–510.
 22. S. A. Thorpe, On standing internal gravity waves of finite amplitude. *J. Fluid Mech.* 32 (1968) 489–528.
 23. R. W. Thomas, G. De Vahl Davis, Natural Convection in Annular and Rectangular Cavities- a Numerical Study: *Proc. 4th Int. Heat Transfer Conf.*, Elsevier (4) 1970.
 24. R. H. Nilson, Countercurrent convection in a double diffusive boundary layer. *J. Fluid Mech.* 160 (1985) 181-210.

CHAPITRE III

*Couplage de la convection naturelle
turbulente avec le rayonnement dans
une cavité différentiellement chauffée*

III.1. Introduction

La convection naturelle en régime transitionnel ou turbulent dans une cavité différentiellement chauffée a fait le sujet de nombreuses études expérimentales [1,2,3,4] qui constituent une base de données importante pour la validation des simulations numériques. Au cours des années 90, une différence notable a été observée entre résultats expérimentaux [1] et ceux issus des simulations 2D DNS [5,6]. Cela a été interprété comme une présence possible d'effets tridimensionnels sur l'écoulement ou à une mauvaise prise en compte du comportement thermique des parois passives (pas vraiment adiabatiques, mais plutôt conductrices). Dans ce contexte, plusieurs travaux ont été menés en simulation directe (DNS) aussi qu'en approches alternatives RANS et LES. Ces dernières (et notamment la LES) restent toutefois très populaires car la simulation DNS nécessite des temps de calcul très importants à fort nombre de Rayleigh. Plusieurs travaux ont porté sur la simulation de la convection naturelle en configurations 3D et en régimes turbulents que ce soit par DNS [7,8,9] ou LES [10]. Ils ont abouti à la conclusion importante que pour retrouver les résultats expérimentaux, il ne suffit pas de traiter le couplage conduction-convection dans les parois horizontales (adiabatiques), mais il est indispensable de considérer le couplage complet conduction-convection-rayonnement sans oublier l'influence des parois avant et arrière (de point de vue du rayonnement). C'est ce qui permet d'obtenir un bon accord entre les résultats de simulation et l'expérience, notamment en ce qui concerne la stratification thermique verticale dans la région centrale de la cavité. Dans tous ces travaux, le fluide dans la cavité est supposé complètement transparent au rayonnement, c'est-à-dire que l'on néglige les phénomènes d'absorption-émission au sein de l'écoulement. Toutefois, pour les expériences menées avec de l'air ambiant, la présence d'une certaine quantité de vapeur d'eau, nous amène à considérer un mélange gazeux dont un des composants¹ (H_2O) est actif dans l'infrarouge.

Le but de l'étude présentée dans ce chapitre est donc d'évaluer l'impact de la participation radiative d' H_2O sur la dynamique et la thermique d'un écoulement turbulent de convection naturelle dans une cavité différentiellement chauffée dans des conditions représentatives de l'habitat (faibles écarts de température autour de l'ambiance, air à 50% d'humidité, cavité de l'ordre du mètre).

¹ CO_2 est aussi présent dans l'air, mais en quantité trop faible pour avoir une contribution radiative significative.

III.2. Modèle physique

Le modèle étudié est schématisé figure 0-1. Nous considérons une cavité carrée de 1 m de côté, remplie d'air humide, dont les parois actives (verticales) sont maintenues isothermes à $T_c = 300,5\text{ K}$ et $T_f = 285,5\text{ K}$. Les parois passives (horizontales) sont adiabatiques et, d'un point de vue radiatif, toutes les surfaces sont supposées grises et diffuses, avec une émissivité constante de $\varepsilon_1 = 0,1$ sur les parois actives et de $\varepsilon_2 = 0,2$ sur les parois passives. Ces données ont été choisies de façon à représenter au mieux les conditions d'une expérience décrite en [10,11]. Le nombre de Rayleigh de la configuration est $1,5 \times 10^9$.

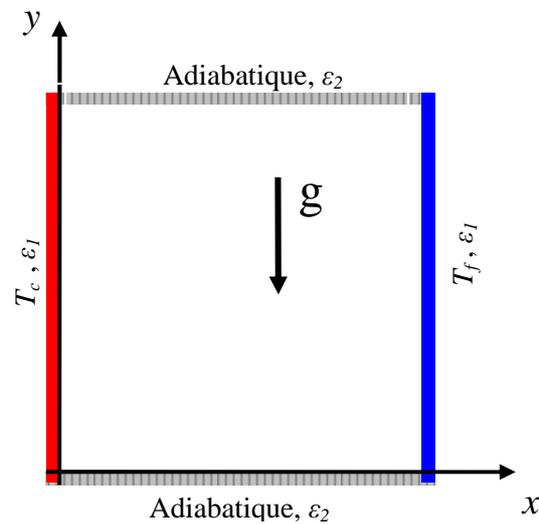


Figure 0-1: Représentation de la cavité étudiée

III.3. Mise en équations et modèle numérique

Le fluide dans la cavité est supposé newtonien, incompressible et vérifiant l'approximation de Boussinesq. Une approche de type LES est utilisée pour traiter l'écoulement turbulent en appliquant un filtrage spatial aux équations instationnaires du mouvement et du transport d'énergie et d'espèce. Cela conduit au système d'équations filtrées suivant :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (\text{III.1})$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[(\nu + \nu_{sm}) \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[(\nu + \nu_{sm}) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right] \quad (\text{III.2})$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}^2}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[(\nu + \nu_{sm}) \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[(\nu + \nu_{sm}) \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right] + g\beta(\bar{T} - T_0) \quad (\text{III.3})$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}\bar{T}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}\bar{T}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[(\alpha + \alpha_{sm}) \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[(\alpha + \alpha_{sm}) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right] + S_r(x, y) \quad (\text{III.4})$$

Dans cette formulation, ν_{sm} et α_{sm} sont, respectivement, la viscosité et la diffusivité thermique de sous-maille. Nous avons ici adopté pour la diffusivité thermique turbulente le modèle d'échelle mixte proposé par Sergent *et al.* [12,13] plutôt que l'approche classique fondée sur l'analogie de Reynolds (avec un nombre de Prandtl de sous-maille), cette dernière étant moins précise en convection naturelle. Dans ce modèle, α_{sm} est calculée par :

$$\alpha_{sm} = 0,5 \times \frac{\bar{\Delta}^2}{\Delta T} |\bar{\theta}|^{1/2} |\phi_c|^{1/2} \quad (\text{III.5})$$

où $\bar{\Delta}$ est la taille de maille (largeur de filtre spatial), $|\bar{\theta}|$ un scalaire qui représente l'interaction entre le gradient thermique et le tenseur de la déformation des échelles résolues \bar{S} et ϕ_c le flux d'énergie thermique à la coupure. Ces grandeurs sont définies par :

$$|\bar{\theta}| = \sqrt{2 \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} (\bar{S}_{xx} + \bar{S}_{yy}) (\bar{S}_{yx} + \bar{S}_{xy})} \quad (\text{III.6})$$

$$\bar{S}_{xx} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}, \quad \bar{S}_{xy} = \bar{S}_{yx} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right), \quad \bar{S}_{yy} = \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \quad (\text{III.7})$$

$$\phi_c = \sqrt{\frac{(\bar{T} - \hat{T})^2 \times [(\bar{u} - \hat{u})^2 + (\bar{v} - \hat{v})^2]}{2}} \quad (\text{III.8})$$

Dans cette écriture \hat{u} , \hat{v} et \hat{T} représentent des grandeurs filtrées deux fois en utilisant un filtre de taille $\hat{\Delta}$ qui correspond à une longueur de coupure égale à la taille de la maille ($\bar{\Delta}$) [12,13]. En pratique :

$$\left. \begin{aligned} \hat{f}_{i,j} = \frac{1}{64} & \left(\bar{f}_{i-1,j-1} + 6\bar{f}_{i-1,j} + \bar{f}_{i-1,j+1} + 6\bar{f}_{i,j-1} \right. \\ & \left. + 36\bar{f}_{i,j} + 6\bar{f}_{i,j+1} + \bar{f}_{i+1,j-1} + 6\bar{f}_{i+1,j} + \bar{f}_{i+1,j+1} \right) \end{aligned} \right\} (\bar{f} = \bar{u}, \bar{v}, \bar{T}) \quad (\text{III.9})$$

Le terme de source radiative $S_r(x, y) = -\overline{\nabla \cdot \mathbf{q}_r}(x, y)$ qui apparaît dans l'équation d'énergie (III.4) représente les effets de la participation radiative du gaz (absorption, émission) dus à la présence de vapeur d'eau dans l'air. En utilisant le modèle SLW de Denison et Webb [14,15] pour tenir compte des propriétés spectrales du mélange air-H₂O (modèle de type somme pondérée de gaz gris), ce terme peut s'écrire, en conservant les notations de la relation (II.36):

$$S_r(x, y) = \sum_{j=0}^{N_g} \kappa_j \left[\sum_{m=1}^M (w_m L_{j,m}(x, y)) - 4a_j \sigma T^4(x, y) \right] \quad (\text{III.10})$$

Cette expression néglige les corrélations de sous maille entre le coefficient d'absorption $\kappa_k(T)$, les poids $a_k(T)$ et les fluctuations de température. Cela revient à estimer que $\overline{\kappa_k L_k} \approx \bar{\kappa}_k \bar{L}_k$ et que $\overline{\kappa_k a_k \sigma T^4} \approx \bar{\kappa}_k \bar{a}_k \sigma \bar{T}^4$ avec $\bar{a}_k \approx a_k(\bar{T})$. La première approximation est couramment admise : elle suppose que les petites structures sont « optiquement minces » et donc que les fluctuations de κ (qui ne dépend que des propriétés locales du milieu) et de L (dont la valeur résulte d'une intégration sur tout un chemin) sont découplées. La seconde n'est acceptable que pour de faibles fluctuations de la température ($\Delta T / T \ll 1$), ce qui est le cas ici.

Les conditions aux limites imposent des vitesses nulles aux parois, des températures fixes sur les parois verticales (T_c ou T_f) et des flux nuls à travers les parois horizontales. Cette dernière condition s'écrit, compte tenu de la participation radiative des parois :

$$\begin{aligned} \text{paroi basse:} \quad & -\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} = \varepsilon_2 \bar{q}_{inc} - \varepsilon_2 \sigma \bar{T}_p^4 \\ \text{paroi haute:} \quad & +\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} = \varepsilon_2 \bar{q}_{inc} - \varepsilon_2 \sigma \bar{T}_p^4 \end{aligned} \quad (\text{III.11})$$

le flux incident sur les parois étant calculé par :

- Paroi haute :

$$\bar{q}_{inc} = \sum_{k=1}^{N_g} \sum_{\substack{m=1 \\ \eta_m > 0}}^M \eta_m \bar{L}_{m,k} \quad (\text{III.12})$$

- Paroi basse :

$$\bar{q}_{inc} = \sum_{k=1}^{N_g} \sum_{\substack{m=1 \\ \eta_m < 0}}^M \eta_m \bar{L}_{m,k} \quad (\text{III.13})$$

La simulation de l'écoulement et du transfert de chaleur a été effectuée avec le code Aquilon développé au laboratoire TREFLE de Bordeaux [16]. Nous avons toutefois modifié le modèle LES implanté dans ce code pour le calcul de la viscosité et de la diffusivité locale de sous maille afin d'utiliser le type de filtre analytique proposé par Sergent *et al.* [12]. Nous avons également implanté notre propre modèle de calcul radiatif, fondé sur la méthode des ordonnées discrètes [17] pour résoudre l'équation de transfert radiatif au sein du mélange gazeux. Nous avons utilisé Aquilon en choisissant un schéma centré conservatif du second ordre en espace pour l'équation d'énergie et un schéma de type QUICK pour les équations (III.2) et (III.3). Ce dernier étant suffisamment dissipatif, nous n'avons pas introduit de viscosité de sous-maille dans le modèle, laissant la diffusion numérique jouer ce rôle. Il est à noter ici que l'utilisation de schéma centré pour les équations (III.2) et (III.3) produit de l'instabilité numérique [13,18]. La discrétisation temporelle est un schéma de Gear du second ordre et le couplage pression-vitesse est résolu par la méthode de projection du lagrangien augmenté.

Nous avons adopté un maillage spatial de taille $66(y) \times 130(x)$. Le découpage est uniforme en y et variable en x , suivant une loi de type tangente hyperbolique avec un coefficient de raffinement de 6,81. La méthode aux ordonnées discrètes (MOD) a été mise en œuvre avec la quadrature S_8 (80 directions) en utilisant 11 gaz gris dans le modèle SLW et en négligeant la dépendance spatiale de section efficace d'absorption (cf. § I-3-3). Le pas de temps adimensionné par le temps convectif $H^2/(\alpha Ra^{1/2})$ est de l'ordre de 0,0084 et les quantités moyennes sont calculées, une fois le régime quasi-stationnaire atteint (en moyenne), en intégrant les valeurs instantanées sur au moins 500 unités en temps adimensionnel.

Le temps de calcul nécessaire pour atteindre un régime stationnaire en moyenne dépend de la configuration et de la prise en compte ou non du rayonnement (du gaz et/ou des parois). Par exemple, dans le cas représenté figure 0-2, ce temps peut être estimé à 1500. Le calcul des grandeurs moyennes sera ensuite effectué sur l'intervalle $1500 < t/(H^2/\alpha Ra^{1/2}) < 2000$.

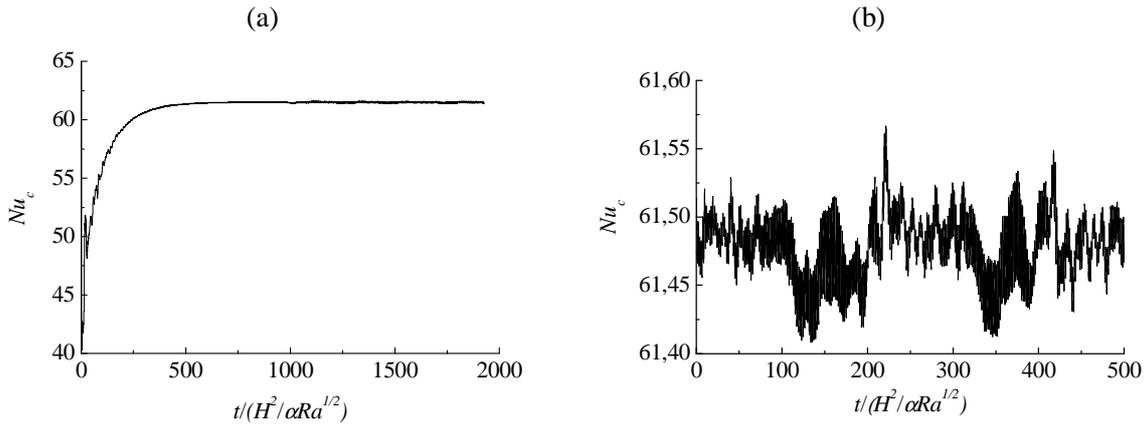


Figure 0-2: Nombre de Nusselt convectif sur la paroi chaude (a) Convergence vers l'état stationnaire en moyenne (b) Zoom sur l'intervalle $[1500 < t/(H^2/\alpha Ra^{1/2}) < 2000]$.

III.4. Validation du code de calcul

Le code a été validé en se référant aux résultats numériques reportés dans [10] à $Ra = 1,5 \times 10^9$. Une très bonne concordance a été obtenue en comparant les profils de la température et de vitesse à mi-hauteur et mi-largeur de la cavité (figures 0-3 et 0-4).

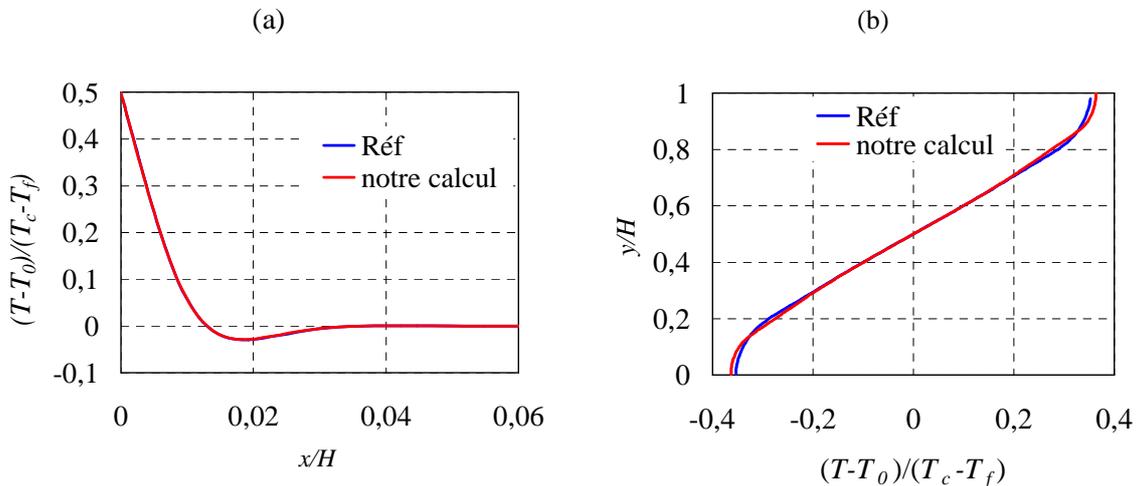


Figure 0-3: Profils normalisés de température: (a) à mi-hauteur de la cavité et (b) à mi-largeur de la cavité

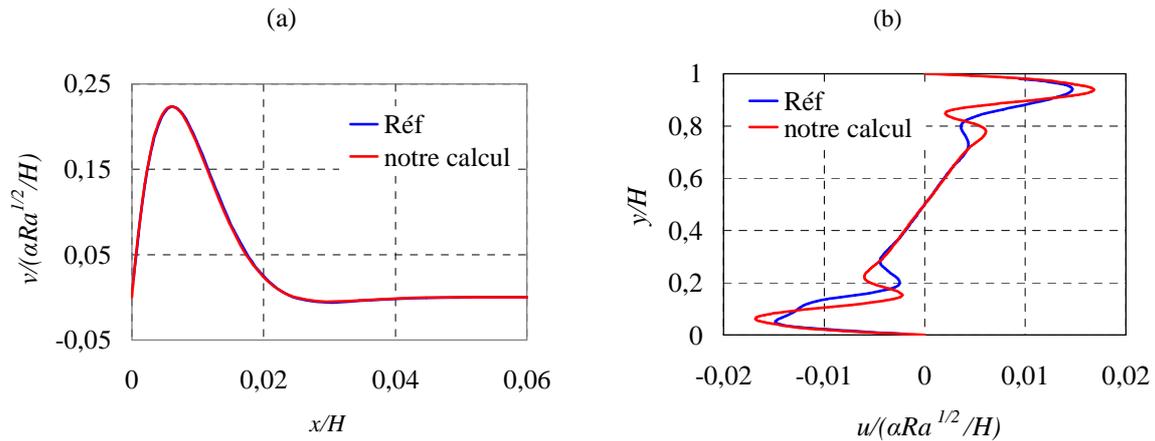


Figure 0-4: (a) Profils normalisés de vitesse verticale à mi-hauteur de la cavité et (b) Profils normalisés de vitesse horizontale à mi-largeur de la cavité

III.5. Etude du l'effet du rayonnement sur l'écoulement dans une cavité de dimension modérée ($H = 1 m$)

Nous avons envisagé ici quatre configurations de calcul.

- La première (cas « sans rayonnement ») néglige tout type de rayonnement (venant du gaz ou des parois)².
- La deuxième (cas « transparent ») prend en compte le rayonnement des parois passives ($\varepsilon_2 = 0,2$) mais néglige la contribution du gaz.
- La troisième (« réel-1 ») considère le rayonnement du gaz, mais pas celui des parois passives ($\varepsilon_2 = 0$).
- Enfin, la quatrième (« réel-2 ») tient compte de tous les effets radiatifs : ceux dus à la présence de H_2O dans l'air (50% d'humidité qui correspond à la fraction molaire de la vapeur d'eau $x_{H_2O} = 0,0115$ dans le milieu) et ceux dus aux parois.

III.5.1. Structure de l'écoulement

Les champs de vecteurs vitesse moyenne sont représentés dans la figure 0-5.

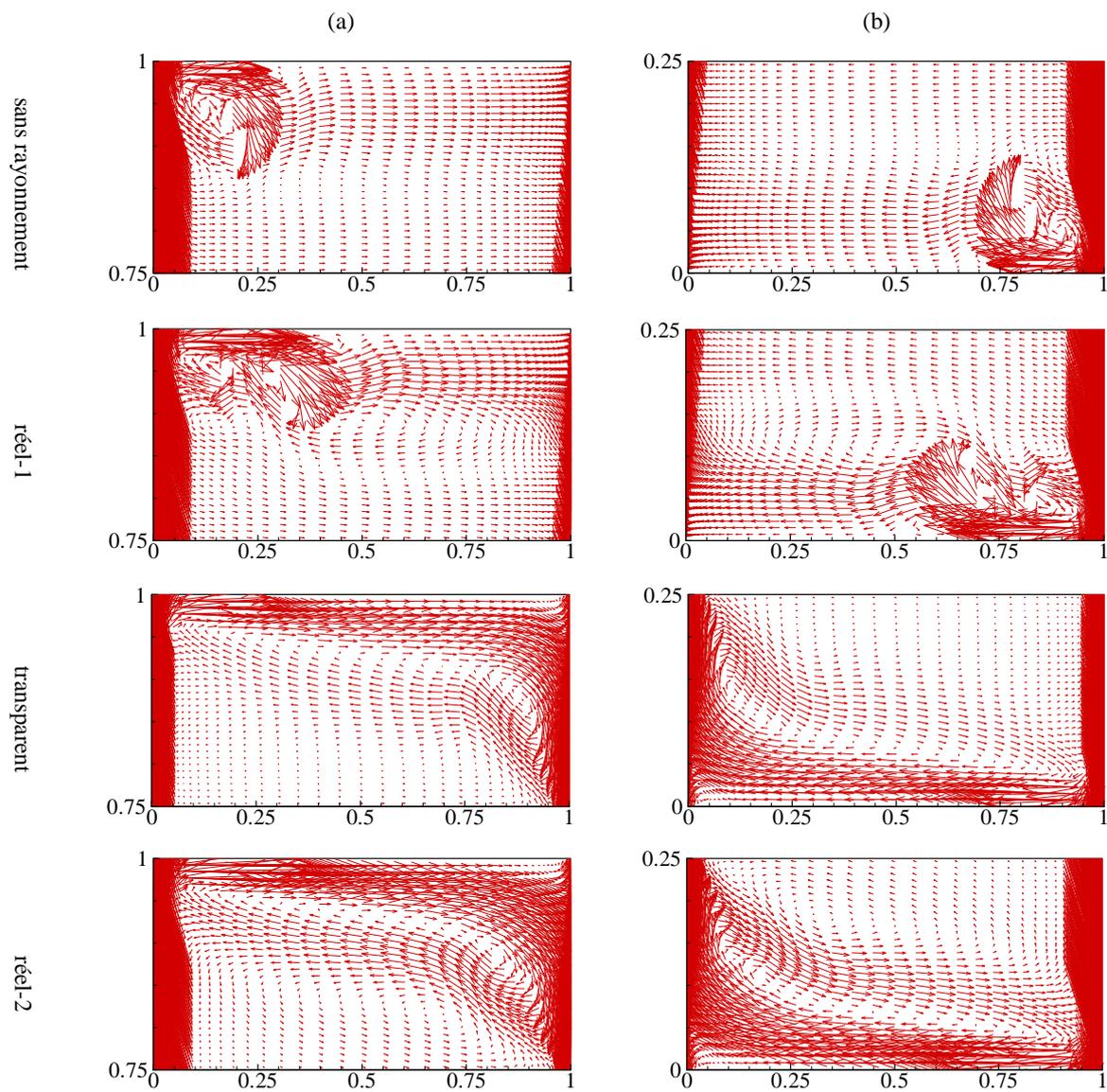


Figure 0-5: Structure de l'écoulement (vecteur vitesse moyenne) ($Ra = 1,5 \times 10^9$)

(a) partie haute et (b) partie basse

En absence du rayonnement, la structure de l'écoulement se caractérise par une recirculation du fluide (zone tourbillonnaire) dans les coins en haut à droite et en bas à gauche de la cavité (voir figure 0-5). Cette structure d'écoulement subit des modifications relativement importantes quand le rayonnement (des parois et/ou du gaz) est pris en compte. En effet, quand on ne considère que le rayonnement de gaz (cas «réel-1»), une distorsion de la zone tourbillonnaire est observée et une zone de circulation secondaire du fluide, petite et faible, se forme dans les parties haute et basse de la cavité. Cependant, dans le cas «transparent» (c'est-

² Elle est identique au cas de validation présenté ci-dessus et à la configuration utilisée dans la référence [10]

à-dire lorsqu'on ne prend en compte que le rayonnement des parois), la structure de l'écoulement est complètement changée : on ne retrouve plus les tourbillons de coins et les zones de circulation secondaire deviennent plus larges et plus intenses. Ces circulations sont plus importantes lorsque l'on combine tous les aspects radiatifs (des parois et du gaz : « cas réel-2»). Il est à noter ici que cette structure d'écoulement observée dans les deux cas « transparent » et « réel-2 » correspond à celle observée expérimentalement par Salat [19] et dont une représentation schématique est reportée (voir figure 0-6).

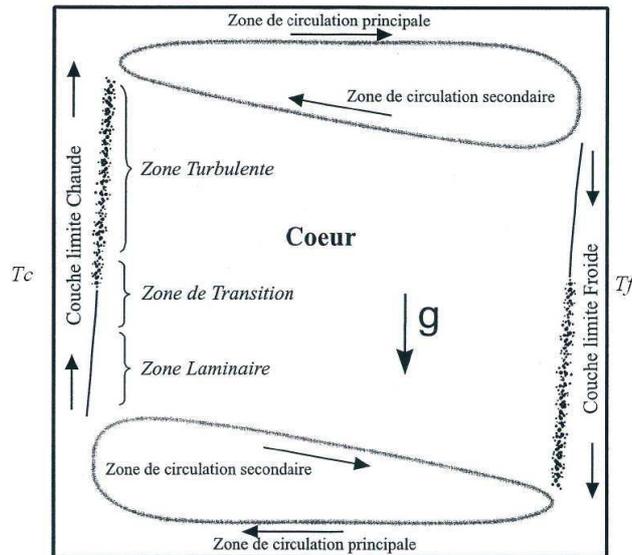


Figure 0-6: Représentation schématique de l'écoulement dans une cavité ($Ra = 1,5 \times 10^9$)
(extrait de Salat [19])

III.5.2. Champ dynamique moyen

Les profils de vitesse verticale à différentes hauteurs et de vitesse horizontale à différentes abscisses sont représentés figures 0-7 et 0-8.

La recirculation du fluide dans les coins de la cavité est observée sur les profils de vitesse verticale dans les parties hautes ($y \geq 0,8$; figure 0-7-a) et basse ($y \leq 0,2$; figure 0-7-b) dans les cas où le rayonnement de paroi est ignoré (cas sans rayonnement et « réel-1 »). Par contre, cette zone n'apparaît pas lorsque le rayonnement surfacique est pris en compte (cas « transparent » et « réel-2 »).

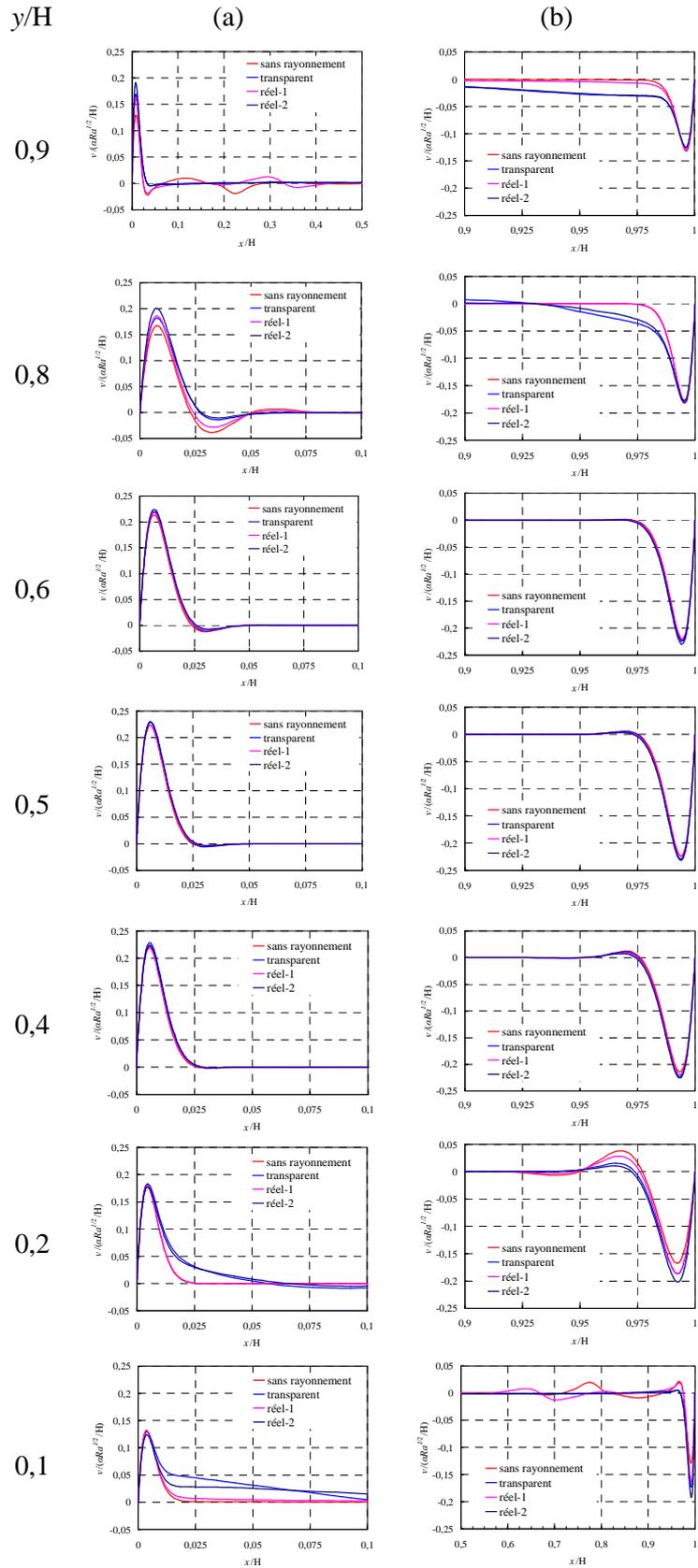


Figure 0-7: Profils normalisés de vitesse verticale à différentes hauteurs de la cavité

(a) partie gauche et (b) partie droite

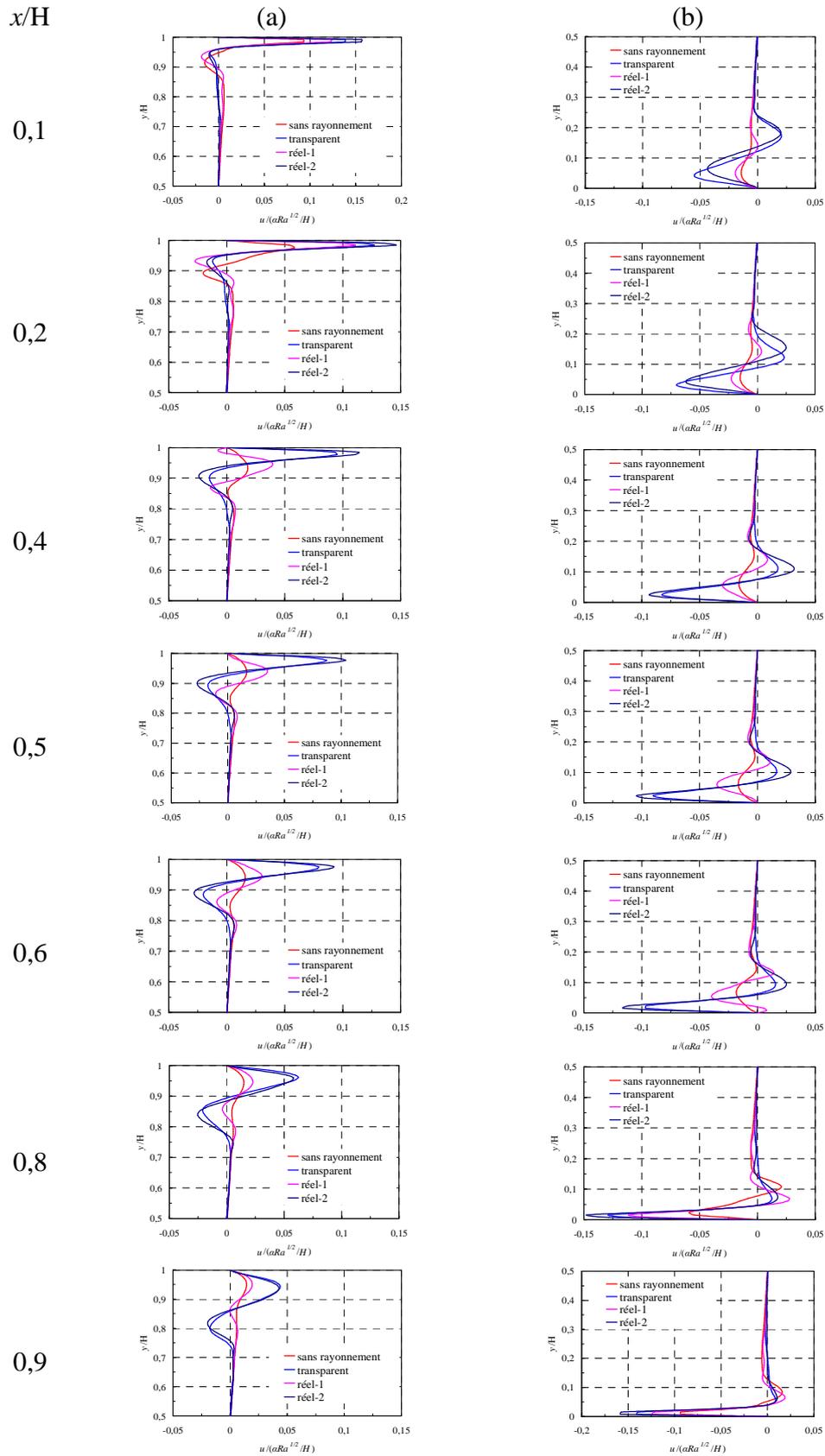


Figure 0-8: Profils normalisés de vitesse horizontale à différentes largeurs de la cavité

(a) partie haute et (b) partie basse

Les profils verticaux de vitesse horizontale montrent clairement des zones de circulation secondaire dues au rayonnement, notamment dans les cas «transparent» et «réel-2». On constate toutefois que les vitesses horizontales dans cette zone sont plus faibles que celles dans la zone de circulation principale au voisinage des parois haute et basse de la cavité (voir figure 0-7).

Dans tous les cas, la prise en compte du rayonnement (des parois et / ou du gaz) induit une accélération du fluide dans les couches limites verticales (figure 0-7) et horizontales (figure 0-8). Cette accélération est plus forte quand tous les effets radiatifs sont considérés (gaz + parois). Toutefois, on note que l'accélération du fluide dans les couches de retour (figure 0-8) est principalement due au rayonnement des parois (cas « transparent » et « réel-2 »). En fait, cette accélération du fluide – due au rayonnement – dans les couches verticales induit une augmentation de la vitesse d'entraînement du fluide (horizontale) au voisinage des parois horizontales en particulier dans les zones $x < 0,2$ (paroi haute) et $x > 0,8$ (paroi basse). Cela peut donc expliquer la distorsion et la disparition, en présence de rayonnement, des zones de recirculation tourbillonnaire dans les coins de la cavité (figure 0-5).

Par ailleurs, le fluide transporté dans la couche de retour arrive à la paroi verticale opposée avec une vitesse plus élevée en présence du rayonnement, surtout dans les deux cas « transparent » et « réel-2 ». C'est ce que montrent les profils de vitesse horizontale enregistrés près des parois verticales ($x = 0,1$ et $0,9$ - figure 0-8). Ainsi le fluide qui vient impacter la paroi verticale à vitesse assez élevée est ensuite dévié verticalement et circule vers l'intérieur de la cavité où se forme la zone de circulation secondaire.

III.5.3. Champ moyen de température

La prise en compte du rayonnement (des parois et/ou de gaz) introduit des modifications importantes sur les champs thermiques moyens (figure 0-9). Ces changements sont remarquables dans les zones de recirculation tourbillonnaire (coins haut-gauche et bas-droit de la cavité) quand le rayonnement de gaz est pris en compte « cas réel-1 ». Par contre dans les cas « transparent » et « réel-2 » dont le rayonnement des parois est présent, le champ thermique est soumis à des changements importants à proximité des parois adiabatiques qui correspondent aux zones de la circulation secondaire du fluide (figure 0-5). Cette dernière diminue notamment la zone centrale stratifiée.

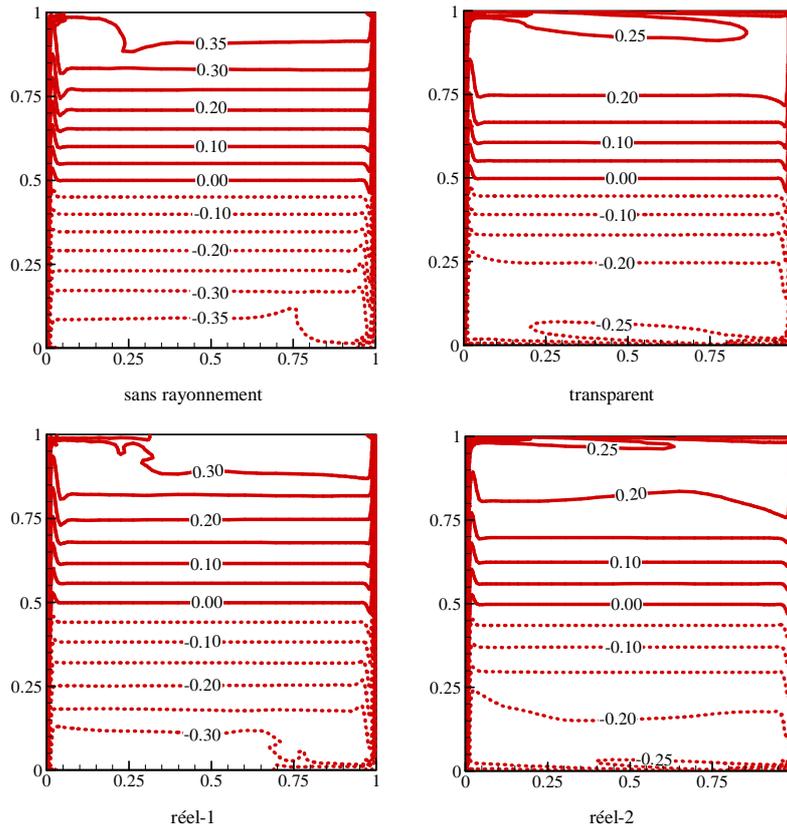


Figure 0-9: Champs moyens de température normalisée $(T-T_0)/(T_c-T_f)$

Par ailleurs, la présence de rayonnement se traduit par une diminution de la stratification thermique dans le cœur de la cavité, comme le montrent les profils de température représentés sur la figure 0-10 et les valeurs reportées dans le tableau 0-1.

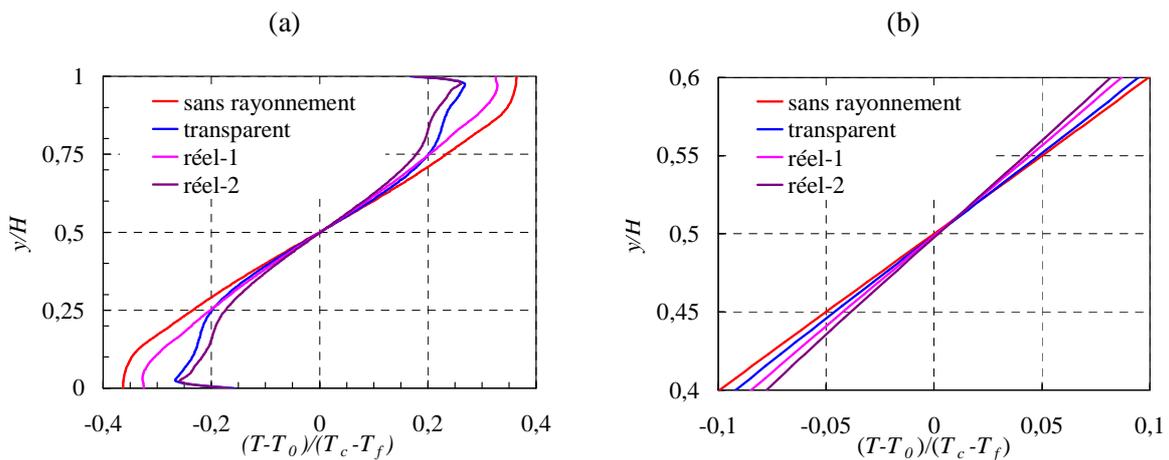


Figure 0-10: Profils normalisés de température à mi-largeur de la cavité

(a) allure générale et (b) zoom sur la partie centrale

cas de calcul	sans rayonnement	transparent	réel-1	réel-2
$S_T = \frac{H}{\Delta T} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y}$	1,0	0,94	0,86	0,79
Variation relative ³	-	6%	14%	21%

Tableau 0-1: Stratification thermique calculée à partir des profils de température à mi largeur de la cavité dans l'intervalle $[0,4 \leq y \leq 0,6]$.

Il s'avère que c'est surtout le rayonnement du gaz qui joue sur la stratification thermique (cas « réel-1 »). Cependant, le rayonnement des parois (cas transparent) influence fortement le gradient de température au voisinage des parois adiabatiques (figure 0-10-a).

Dans le cas transparent, le fluide chaud accéléré (voir figure 0-8) cède de la chaleur le long de la paroi haute adiabatique qui, elle-même, se refroidit par rayonnement (voir figure 0-11). Une image inverse est observée le long de la paroi basse qui s'échauffe par rayonnement et redonne de la chaleur au fluide venant de la paroi froide. Cet effet tend à diminuer la stratification thermique, mais il est en partie compensé par les apports de fluide (chaud en partie haute, froid en partie basse) dus aux circulations secondaires.

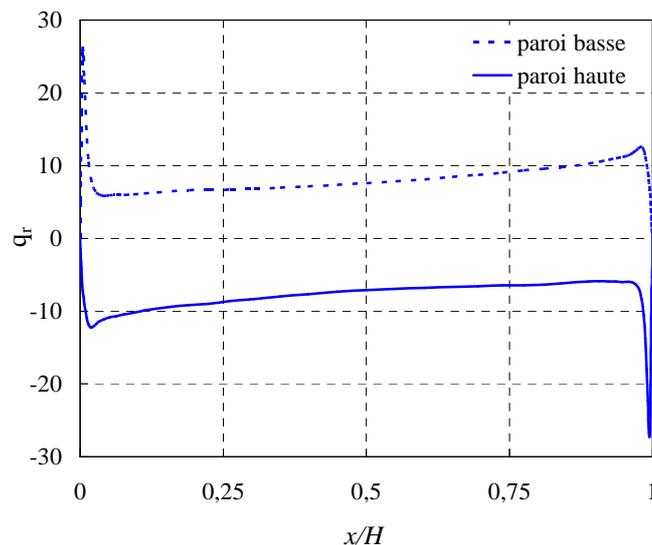


Figure 0-11: Flux radiatif net normalisé par le flux thermique conductif $\lambda_0 \times (T_c - T_f) / H$ sur les parois haute et basse: cas transparent

³ Par rapport au cas sans rayonnement

Cependant, dans le cas « réel-1 » (rayonnement du gaz seul), le fluide chaud se refroidit le long de paroi haute par l'émission du rayonnement vers les zones froides de la cavité et inversement le long de paroi basse (fluide chauffé par absorption). Ainsi le rayonnement de gaz tend à homogénéiser la température dans la zone centrale de la cavité et diminue le gradient thermique et donc la stratification. Cette dernière, dans le cas « réel-2 » (rayonnement des parois+gaz), décroît plus nettement car l'effet du rayonnement de gaz s'ajoute à la tendance induite par le rayonnement des parois (voir le flux radiatif total sur les parois haute et basse figure 0-12).

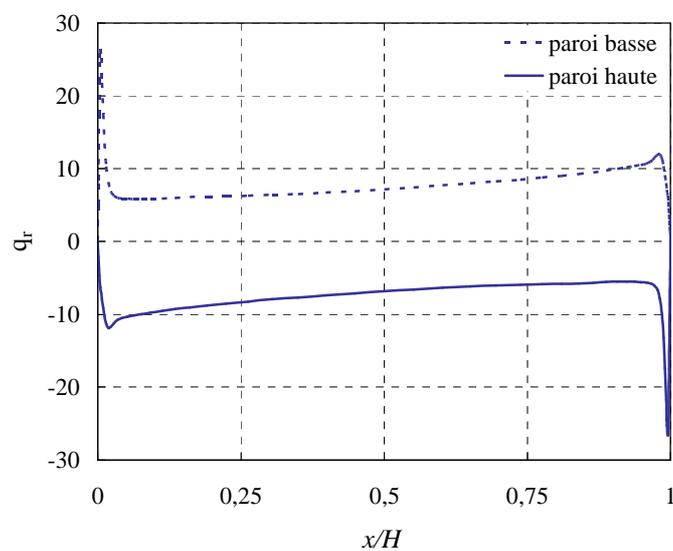


Figure 0-12: Flux radiatif net normalisé par le flux thermique conductif $\lambda_0 \times (T_c - T_f) / H$ sur les parois haute et basse: cas réel-2

III.5.4. Grandeurs turbulentes de l'écoulement

III.5.4.1. Energie cinétique turbulente moyenne

L'énergie cinétique moyenne normalisée⁴ est calculée par la relation:

$$E_t = \frac{(\overline{v'^2} + \overline{u'^2})}{2\left(\frac{\alpha Ra^{1/2}}{H}\right)^2} \quad (\text{III.14})$$

Dans tous les cas, l'énergie cinétique turbulente (figure 0-13) est très faible (voire nulle) dans le cœur de la cavité, qui est quasiment au repos. La prise en compte du rayonnement de gaz seulement (cas réel-1) diminue cette énergie ($E_{t,max} = 2,4 \times 10^{-5}$) dans les zones de recirculation tourbillonnaire (coins haut-gauche et bas-droit) car ces recirculations sont altérées par la circulation secondaire du fluide (voir figure 0-13) et génèrent ainsi moins de turbulence par impact d'un écoulement horizontal sur une couche limite verticale plus accélérée. En fait, la vitesse horizontale dans les deux cas : « sans rayonnement » et « réel-1 » sont comparables (voir figure 0-8-a et 0-8-b à $x/H = 0,1$ et $0,9$), mais la vitesse verticale dans la couche limite est plus importante dans le cas « réel-1 » (voir figure 0-7-a et 0-7-b à $y/H = 0,9$ et $0,1$).

Pourtant, le rayonnement des parois (cas « transparent ») induit une croissance importante de l'énergie cinétique turbulente dans les zones de rencontre entre le fluide (accélééré) transporté horizontalement dans les couches de retour et les couches limites verticales (figure 0-13), c'est-à-dire à la base des parties amont des couches limites dynamiques verticales. Par ailleurs, la turbulence générée dans les coins haut-gauche et bas-droit, est due ici à la circulation secondaire du fluide qui impacte la couche limite verticale. Ces effets, induits par le rayonnement des parois, sont intensifiés quand la contribution radiative de vapeur d'eau est aussi considérée (cas « réel-2 »). En effet, le rayonnement du gaz renforce l'accélération du fluide dans les couches de retour qui, par impact sur la couche limite verticale dont la vitesse d'entraînement est pratiquement inchangée (figure 0-7), génèrent plus de turbulence.

⁴ Les vitesses verticale et horizontale réelles sont normalisées par la vitesse caractéristique de convection naturelle $\frac{\alpha Ra^{1/2}}{H}$

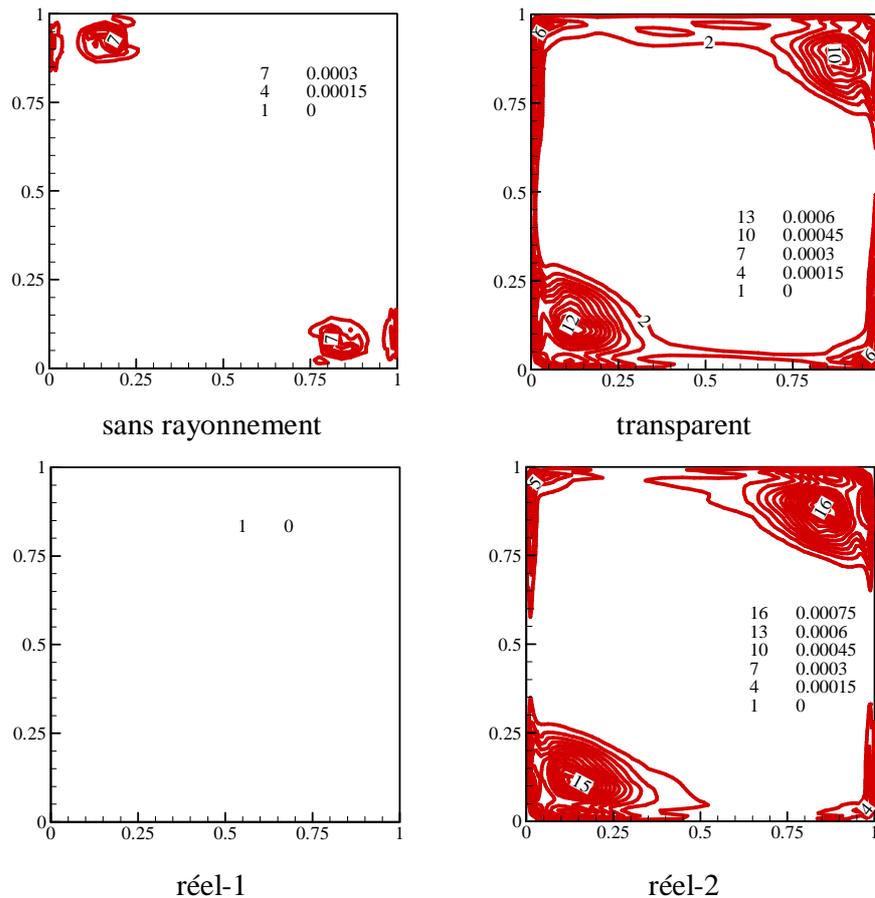


Figure 0-13: Champs normalisés de l'énergie cinétique turbulente moyenne calculée par la relation (III.14) ($Ra = 1,5 \times 10^9$) : $\Delta E_t = 5 \times 10^{-5}$.

III.5.4.2. Intensité thermique turbulente

L'intensité turbulente normalisée est donnée par la relation :

$$I_T = \frac{\sqrt{T'^2}}{T_c - T_f} \quad (\text{III.15})$$

Dans tous les cas, la turbulence thermique est faible où l'amplitude maximale de l'intensité thermique turbulente $I_{T,max}$ est de l'ordre de 3% (cas « transparent ») ainsi qu'elle est quasiment nulle ($I_T < 0,5\%$) dans la zone centrale de la cavité (figure 0-14) dont la température est peu fluctuante (milieu stratifié). Toutefois, le rayonnement du gaz qui tend à homogénéiser le champ de température, diminue cette intensité (cas « réel-1 »). Par contre, la turbulence thermique augmente lorsque le rayonnement des parois est considéré seul, et ce en particulier dans les zones d'impact des couches horizontales avec la base des couches limites verticales ainsi que dans les zones d'impact de circulation secondaire avec la partie avale des

couches verticales (coins haut-gauche et bas-droit). Cette augmentation de l'intensité thermique en présence du rayonnement des parois est toutefois contrebalancée quand le rayonnement volumique est présent (cas « réel-2 »).

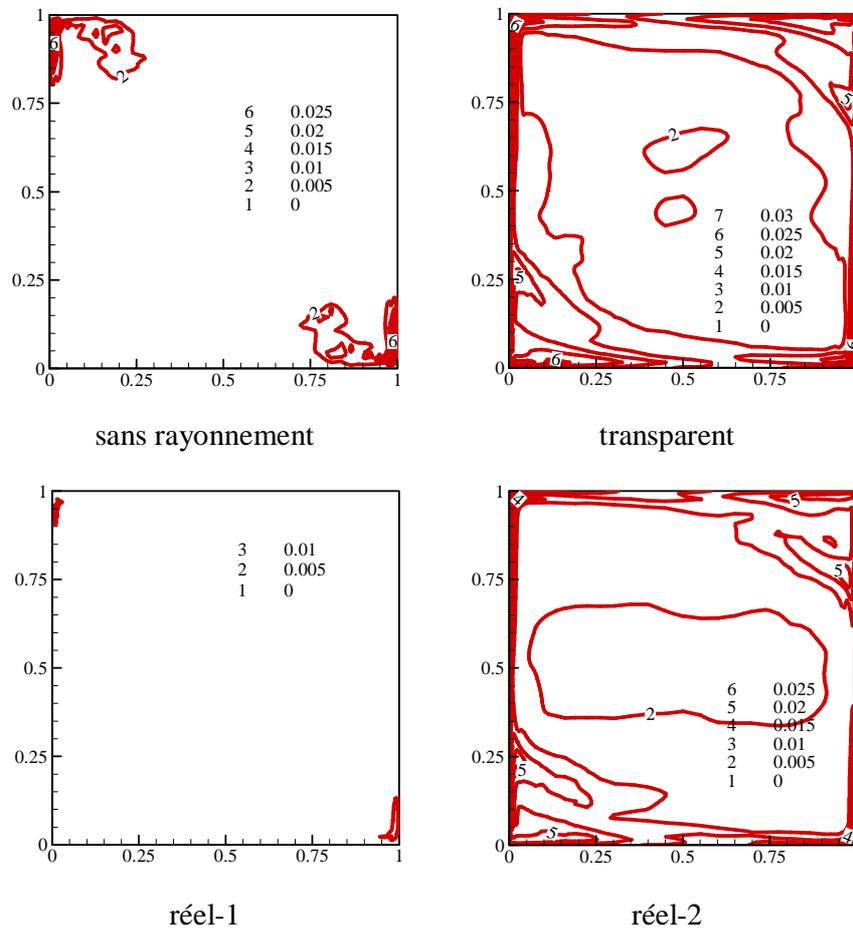


Figure 0-14: Intensité thermique turbulente normalisée calculée par la relation (III.15)

$$(Ra = 1,5 \times 10^9) : \Delta I_T = 5 \times 10^{-3}$$

III.5.5. Transfert de chaleur

La quantité de chaleur moyenne échangée entre le fluide et les parois actives de la cavité est caractérisée par les nombres de Nusselt moyens : convectif (Nu_c) et radiatif (Nu_r), intégrés sur la hauteur de la cavité.

III.5.5.1. Parois horizontales

Les parois haute et basse sont adiabatiques et donc aucun échange ne se produit lorsqu'elles sont purement réfléchissantes ($\varepsilon_2 = 0$, cas « sans rayonnement » ou « réel-1 »).

Dans les cas « transparent » et « réel-2 », ($\varepsilon_2 = 0,2$), le flux de chaleur que la paroi cède au fluide par conduction équilibre exactement celui qu'elle gagne par rayonnement (absorption – émission), assurant ainsi la condition de flux nul (paroi adiabatique). Le flux conductif est quasiment constant sur une grande partie des parois horizontal (voir les figures 0-11 et 0-12) et correspondent à des nombres de Nusselt moyens (évalués par intégration à partir des profils de flux radiatif net sur les parois haute et basse figures 0-11 et 0-12) de l'ordre de :

- $Nu_c = 8,03$ (paroi haute) et $7,97$ (paroi basse) pour le cas « transparent »
- $Nu_c = 7,58$ (paroi haute) et $7,57$ (paroi basse) pour le « cas réel-2 »

Les échanges thermiques avec les parois passives sont donc légèrement diminués en présence du rayonnement des gaz.

III.5.5.2. Parois actives

La prise en compte du rayonnement (des parois et/ou du gaz) diminue l'échange thermique convectif sur les parois actives de la cavité (tableau 0-2 ci-dessous). Cet effet est plus important (de l'ordre de 10%) quand les deux types de rayonnement sont présents (cas réel-2). Cependant, le transfert radiatif est quasiment inchangé et essentiellement piloté par le rayonnement des surfaces.

Cas de calcul		sans rayonnement	réel-1		transparent		réel-2	
Nu_c	(a)	61,48	59,42	3,4%	56,60	7,9%	55,52	9,7%
	(b)	61,48	59,57	3,1%	56,94	7,4%	55,93	9,0%
Nu_r	(a)	11,3 ⁽⁵⁾	11,3	<1%	11,4	<1%	11,4	<1%
	(b)	11,3 ⁽⁵⁾	11,2	<1%	11,1	1,8%	11,0	2,7%

Tableau 0-2: Nombres de Nusselt moyens, convectif et radiatif, sur les parois actives⁶

(a) paroi chaude et (b) paroi froide

⁵ Rayonnement qui passe d'une paroi active à l'autre sans interaction ni avec le fluide (transparent), ni avec les parois passives (purement réfléchissantes). Il n'a aucune influence sur la solution mais, en pratique, intervient dans la quantité de chaleur transférée de la paroi chaude à la paroi froide. La valeur indiquée correspond à une émissivité des parois actives fixée) $\varepsilon_2 = 0,1$.

⁶ % : variation relative par rapport au cas sans rayonnement

Les fluctuations temporelles du nombre de Nusselt sur la paroi chaude sont représentées dans la figure 0-15-a. Ces fluctuations sont très faibles quand on ne considère que le rayonnement de gaz (cas réel-1), car ce dernier tend à uniformiser le champ de température dans la cavité diminuant ainsi la turbulence thermique (voir figure 0-14). L'écoulement est ici périodique (figure 0-15-a : cas « réel-1 ») où il est aussi observé par Perrotin et *al.*[20] dans une cavité carrée remplie par un milieu gris : ($Ra = 10^9$, $\varepsilon = 0,5$, $\Delta T = 9,2 K$, $T_0 = 296 K$, $\kappa = 10 m^{-1}$).

Cependant, le rayonnement des parois intensifie les fluctuations thermiques dans la cavité (figure 0-14-a : cas « transparent ») car il augmente la turbulence thermique dans les bases des couches limites thermiques (voir figure 0-14). Cette tendance (intensification des fluctuations) est renforcée quand la contribution radiative de gaz est aussi présent (figure 0-14-a : « réel-2 ») car la turbulence thermique s'accroît dans la cavité (figure 0-14).

Par ailleurs, la répartition spectrale de nombre de Nusselt dans le cas « réel-1 » (figure 0-15-b) montre l'existence de fréquences élevées : $f^* = 0,675$ (soit⁷ $0,56 Hz$) contre $f^* = 0,552$ (soit $0,46 Hz$) dans le cas « sans rayonnement ». Cela peut être attribué à l'instabilité de couche limites qui se caractérise par des fréquences de l'ordre de $1 Hz$. Néanmoins, dans les cas « transparent » et « réel-2 », de telles fréquences ne sont pas visibles car la turbulence générée par l'impact de la circulation secondaire et de couches horizontales sur les couches limites verticales domine et se caractérise par une intensité des fluctuations beaucoup plus grande. Notons que la fréquence observée est ($f^* = 0,06$) est du même ordre que la fréquence du premier mode instationnaire observée à $Ra = 1,81 \times 10^8$ dans une cavité carrée ($f^* = 0,045$) [21], mode engendré par l'impact d'une couche montante sur une paroi horizontale.

⁷ La période des oscillations est adimensionnée par le temps convectif ($t_{conv} = H^2/\alpha Ra^{1/2}$). Dans notre configuration, t_{conv} vaut $1,2 s$.

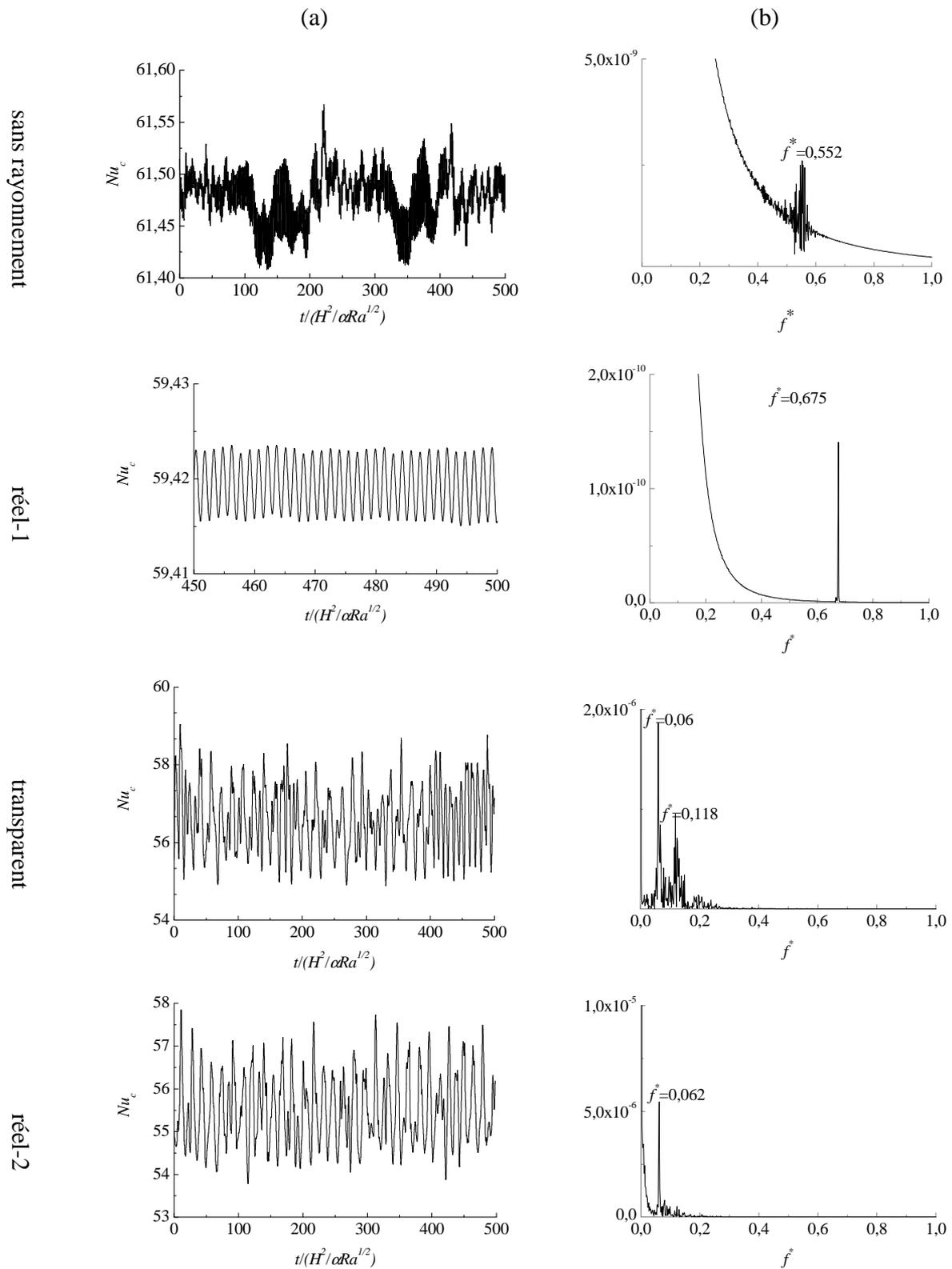


Figure 0-15: Nombre de Nusselt convectif (Nu_c) sur la paroi chaude de la cavité

(a) Evolution temporelle (b) Spectre d'énergie

III.5.6. Synthèse

Le rayonnement (des parois et/ou du gaz) a une influence importante sur la structure et les champs moyens dynamique et thermique de l'écoulement. Dans la configuration étudiée :

- Le rayonnement des parois change nettement la structure de l'écoulement en favorisant la formation des zones de circulation secondaire du fluide à proximité des parois horizontales de la cavité. Cela influe sur le transfert thermique au voisinage des parois adiabatiques et diminue légèrement la stratification thermique dans le cœur de la cavité.
- Le rayonnement du gaz (vapeur d'eau contenue dans l'air à 50% d'humidité) agit peu, à lui seul, sur la structure de l'écoulement. Il influe localement sur les zones de recirculation dans les coins de la cavité, dans la partie aval des couches limites verticales. Il tend globalement à stabiliser l'écoulement qui adopte alors un comportement périodique (et non plus chaotique). Il tend aussi à homogénéiser le champ thermique dans la zone centrale de la cavité et diminue ainsi nettement la stratification thermique.
- Lorsque les deux effets radiatifs (parois+ gaz) se combinent, les modifications apportées à la structure de l'écoulement apparaissent similaires à celles obtenues avec le seul rayonnement des parois. Ce dernier est donc le phénomène dominant, même si la stratification thermique au cœur de la cavité est plutôt sensible au rayonnement du gaz.
- Lorsqu'il est seul, le rayonnement du gaz diminue la turbulence dynamique et thermique dans les zones de recirculation tourbillonnaire en aval des couches limites verticales. Par contre, le rayonnement des parois a l'effet inverse et crée également de la turbulence là où les couches de retour impactent la paroi opposée.
- La turbulence dynamique (énergie cinétique), due au rayonnement des parois seul, est renforcée lorsque le rayonnement de gaz est présent, car il contribue à accélérer les couches limites horizontales et verticales. Par contre la turbulence thermique est diminuée quand la contribution radiative de gaz est considérée, car il s'en suit l'effet d'uniformisation du champ de température dans la cavité.

III.6. Confrontation des résultats de la simulation (cavité $H = 1 m$) à ceux disponibles par l'expérience

On se souvient ici que les données utilisées dans la simulation ont été choisies de façon à représenter au mieux les conditions d'une expérience décrite en [10,19]. Nous pouvons donc comparer nos résultats numériques aux mesures reportées dans ces références, notamment la stratification thermique dans le plan médian de la cavité. Le tableau 0-3 résume les valeurs mesurées dans différentes configurations en fonction du rapport de forme (RF: profondeur / largeur) et de l'émissivité des parois latérales (avant et arrière).

RF	0,32		1	
ε	0,97	0,1	0,97	0,1
S_T	0,375	0,44	0,54	0,72

Tableau 0-3: Stratification thermique mesurée dans le plan médian de la cavité pour différents rapport de forme (RF) et émissivité des parois latérales [19]

Dans le cas du grand rapport de forme ($RF = 1$), la stratification thermique est nettement plus faible quand l'émissivité des parois avant/arrière est forte ($\varepsilon = 0,97$). En effet, les parois avant et arrière, fortement isolées (adiabatiques) redonnent au fluide, par convection, la chaleur qu'elles ont reçue par rayonnement, ce qui influe sur la thermique et la dynamique de l'écoulement dans le plan médian de la cavité. Ces effets deviennent beaucoup plus marqués lorsque le rapport de forme est inférieur à 1 ($RF = 0,32$) car on se rapproche d'une vraie configuration 3D, essentiellement sous l'influence du rayonnement dû aux parois passives. L'influence du rayonnement du gaz semble négligeable, car des simulations 3D, effectuées en tenant compte uniquement du rayonnement de surface⁸ [9,10], ont permis de retrouver la stratification expérimentale à $RF = 0,32$ et $\varepsilon = 0,97$.

Nous allons donc confronter nos résultats de simulation 2D à ceux issus des mesures, dans la configuration où les effets tridimensionnels sont les moins marqués, c'est-à-dire lorsque $RF = 1$ et que les parois avant/arrière sont peu émissives ($\varepsilon = 0,1$). La figure 0-16 représente le profil de la température à mi-largeur de la cavité obtenu par calcul (en tenant compte du

⁸ Les parois avant et arrière sont réalisées en verre dans l'expérience qui sert de référence. Elles se comportent donc essentiellement comme des corps noirs dans l'infrarouge.

rayonnement des parois – cas « transparent » – ou des parois et du gaz – cas « réel-2 ») et déduit des mesures.

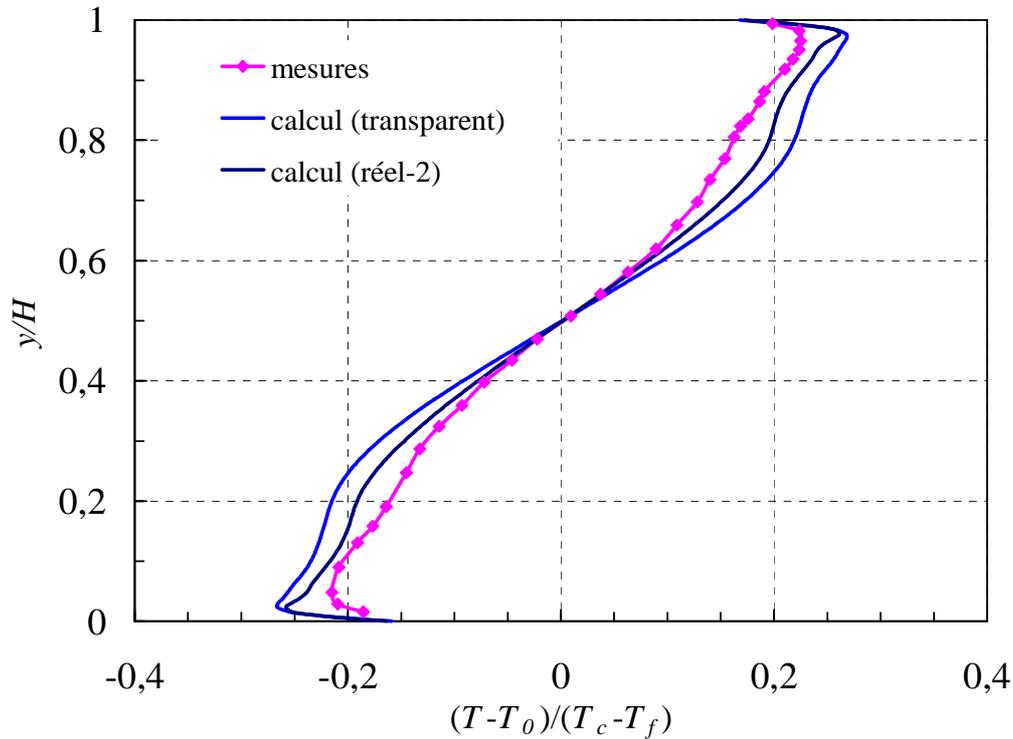


Figure 0-16: Profils normalisés de température à mi-largeur de la cavité.

L'introduction du seul rayonnement des parois ne permet pas de retrouver la stratification thermique dans le cœur de la cavité. Par contre, quand tous les effets radiatifs sont considérés (parois + contribution radiative de la vapeur d'eau, cas « réel-2 »), la stratification évaluée dans la partie centrale de la cavité [$0,4 \leq y \leq 0,6$] est proche de celle donnée par la mesure: $S_T = 0,79$ (calcul) et $0,72$ (mesure).

La prise en compte du rayonnement du gaz permet donc d'approcher les résultats expérimentaux pour un écoulement obtenu dans une configuration sensiblement bidimensionnelle⁽⁹⁾. La contribution radiative de l'air (à 50% d'humidité) est apparue comme un facteur relativement important, même pour des cavités de dimensions moyennes ($1\text{ m} \times 1\text{ m}$).

⁹ D'après Penot [2] et Karayannis [4], on obtient un écoulement 2D dans le plan médian de la cavité si le rapport de forme (profondeur/largeur) est supérieur à 1.

III.7. Effet du rayonnement de gaz sur l'écoulement dans une cavité de grande dimension

Nous avons vu, dans l'étude précédente, que le rayonnement du gaz influe sur la thermique et la dynamique de l'écoulement lorsque on considère de l'air ambiant (à 50% d'humidité), et ce même pour des cavités de taille modérée ($1\text{ m} \times 1\text{ m}$). On peut alors se demander quel sera son rôle à des échelles plus grandes (taille d'une pièce d'habitation, par exemple), même en présence de faibles écarts de température. Nous avons donc simulé les deux cas suivants :

- une cavité de dimensions $2,15\text{ m} \times 2,15\text{ m}$ avec un écart de température entre parois verticales de $1,5\text{ K}$ et une température moyenne de 293 K .
- une cavité de dimensions $1\text{ m} \times 1\text{ m}$ avec un écart de température entre parois verticales de 15 K et une température moyenne de 293 K . Ce cas est similaire à celui référence « réel-1 » au paragraphe précédent.

Ces configurations ont le même nombre de Rayleigh ($1,5 \times 10^9$) et on suppose, dans les deux cas, que les parois actives sont noires ($\varepsilon_1 = 1$) et les parois passives (adiabatique) purement réfléchissantes¹⁰ ($\varepsilon_2 = 0$). Le gaz est, comme précédemment, de l'air à 50% d'humidité ($x_{\text{H}_2\text{O}} = 0,0115$).

III.7.1. Structure de l'écoulement

Nous avons vu auparavant que la structure de l'écoulement est peu modifiée en présence du seul rayonnement du gaz. Ce dernier provoque toutefois une distorsion des zones de recirculation tourbillonnaire en aval des couches limites verticales (coins haut-gauche et bas-droit) et la formation d'une faible circulation secondaire à proximité des parois horizontales. Ces modifications sont nettement plus marquées dans le cas de la cavité de grande dimension ($H = 2,15\text{ m}$), et ce même à faible écart de température entre les parois actives (figure 0-17). Pourtant, dans les deux configurations, le milieu est homogène et faiblement anisotherme ($\Delta T / T \ll 1$) autour de la même température moyenne (293 K) : les spectres d'absorption du gaz sont à peu près les mêmes. Par contre, l'épaisseur optique augmente avec les dimensions de la cavité : c'est ce qui accroît la participation radiative du fluide et son influence sur la

¹⁰ Ce choix permet de faire ressortir le rôle du rayonnement volumique du gaz, en s'affranchissant du couplage radiatif par les surfaces adiabatiques (flux absorbé par rayonnement redonné au fluide par convection pour vérifier la condition de flux nul).

dynamique et la thermique de l'écoulement, malgré la diminution du gradient thermique ($\Delta T = 15K$).

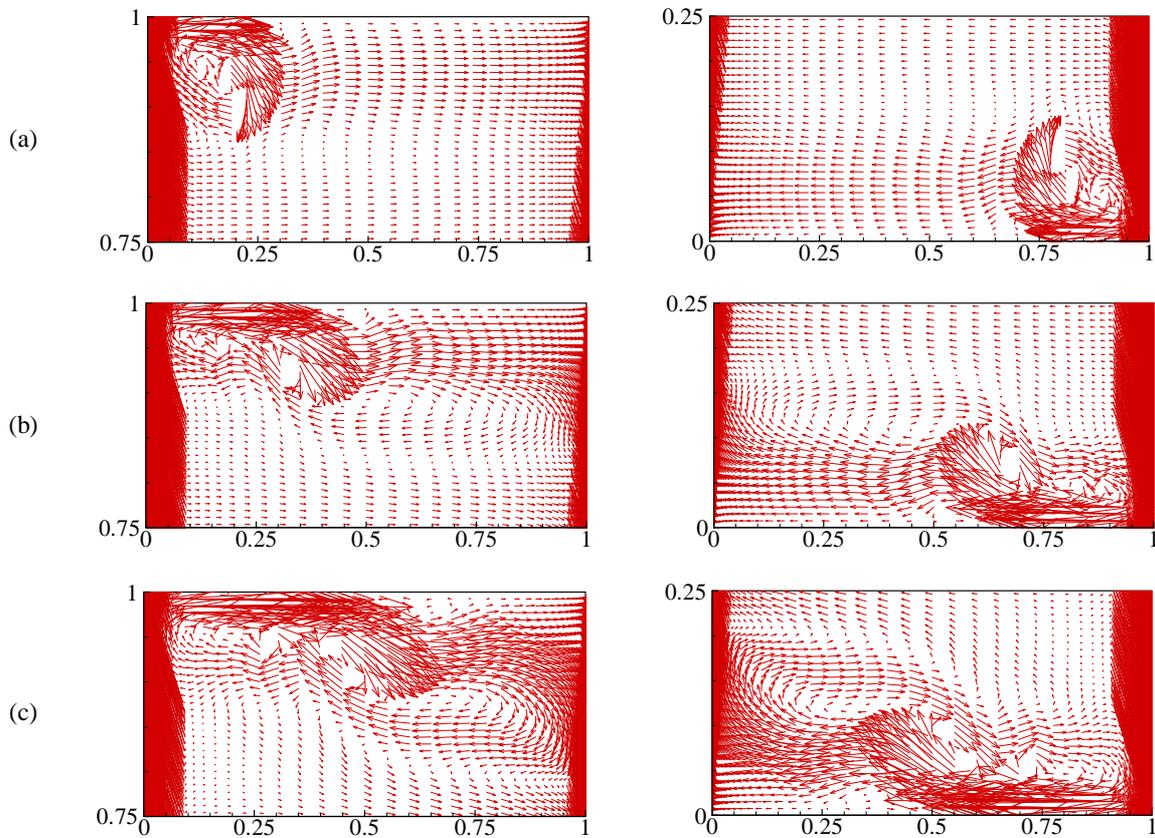


Figure 0-17: Structure de l'écoulement (vecteurs vitesse moyenne) ($Ra = 1,5 \times 10^9$) : (a) sans rayonnement ($H = 1 m$, $\Delta T = 15 K$), (b) réel ($H = 1 m$, $\Delta T = 15 K$) et (c) réel ($H = 2,15 m$, $\Delta T = 1,5 K$)

III.7.2. Champs moyens de vitesse verticales et horizontales

Les vitesses verticale et horizontale moyennes représentées sur les figures 0-18 montrent une accélération des couches limites verticales et horizontales beaucoup plus importante lorsque le rayonnement de gaz est présent et ce notamment dans le cas de cavité à grandes dimensions ($H = 2,15 m$). En particulier, l'accélération des couches horizontales induite par le rayonnement, explique cette extension observée des zones de recirculation du fluide dans les coins de la cavité (haut-gauche et bas-droit) qui est distordue aussi par l'impact de la circulation secondaire formée au voisinage des parois adiabatiques figure 0-17.

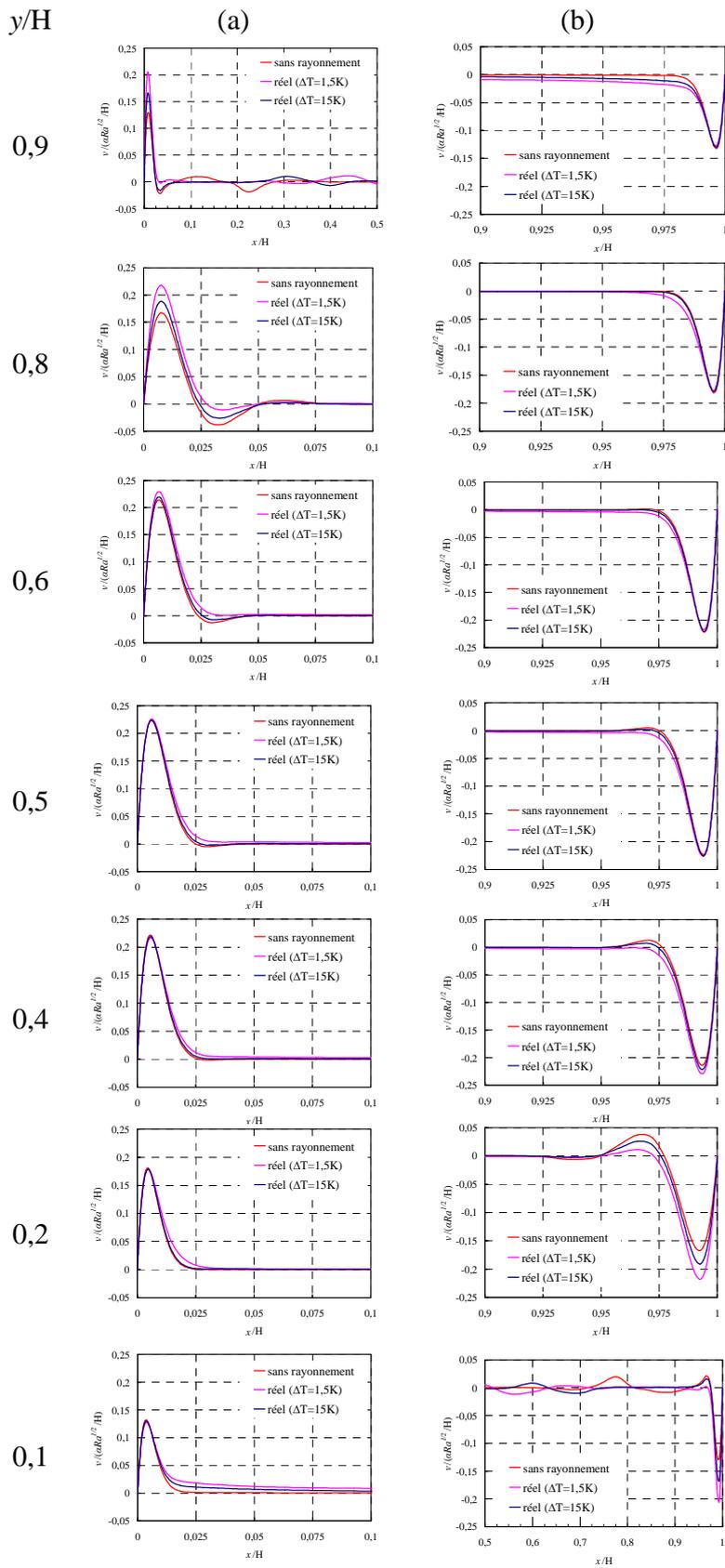


Figure 0-18: Profils normalisés de vitesse verticale à différentes hauteurs de la cavité

(a) partie gauche et (b) partie droite

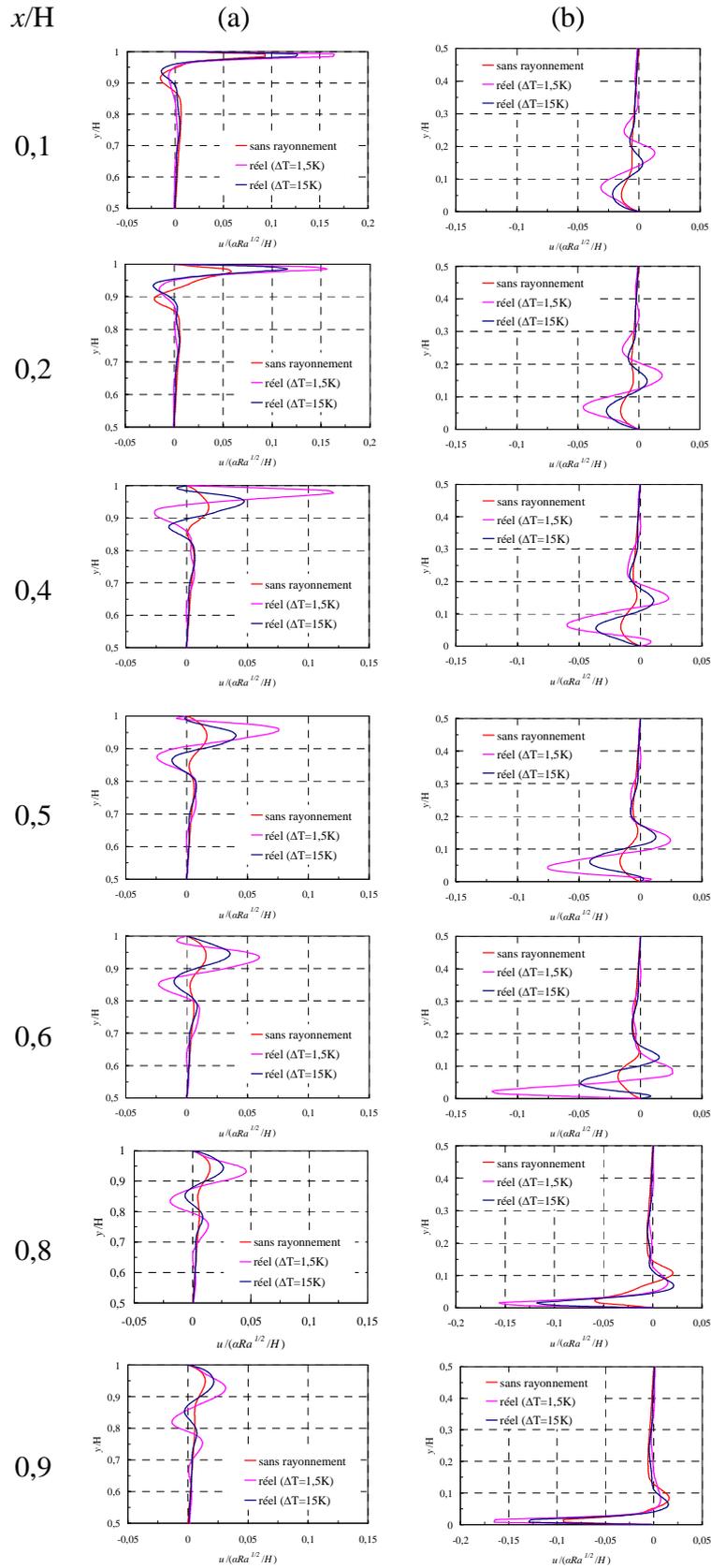


Figure 0-19: Profils normalisés de vitesse horizontale à différentes largeurs de la cavité

(b) partie haute et (b) partie basse

III.7.3. Champ thermique moyen

En présence du rayonnement, les isothermes représentées figure 0-20 sont déformées à proximité des parois horizontales, ce qui peut être attribué à la circulation secondaire du fluide observée dans ces zones. Les modifications sont logiquement plus importantes dans le cas de la grande cavité (2,15 m de côté) pour laquelle cette circulation de fluide est nettement la plus forte (figure 0-17-c).

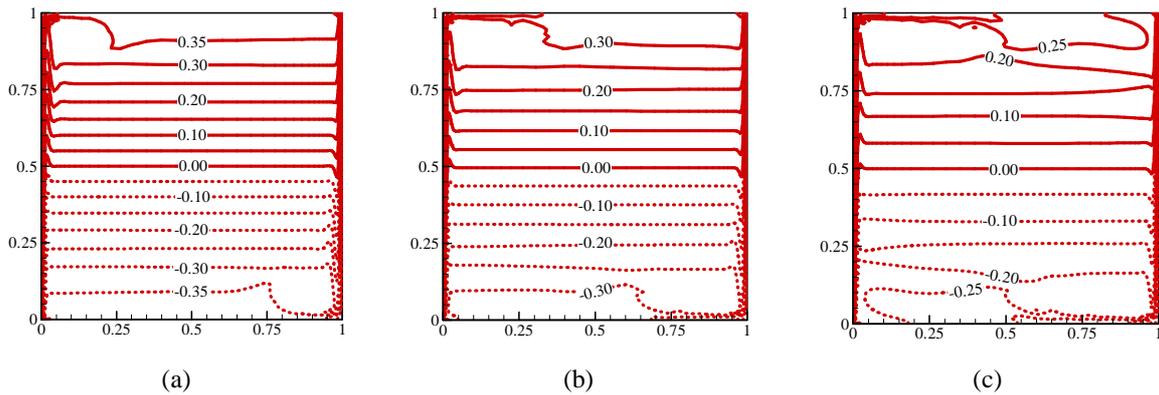


Figure 0-20: Isothermes dans la cavité ($Ra = 1,5 \times 10^9$) : (a) sans rayonnement
(b) réel ($H = 1 \text{ m}$, $\Delta T = 15 \text{ K}$) et (c) réel ($H = 2,15 \text{ m}$, $\Delta T = 1,5 \text{ K}$)

Le champ thermique dans le cœur de la cavité est aussi clairement modifié comme le montrent les profils de température tracés à mi-largeur de la cavité (voir figure 0-20). En effet, la stratification centrale est nettement plus faible pour la cavité de 2,15 m de côté que pour celle de 1 m de côté ($S_T = 0,61$ au lieu de 0,84), à Rayleigh identique ($Ra = 1,5 \times 10^9$).

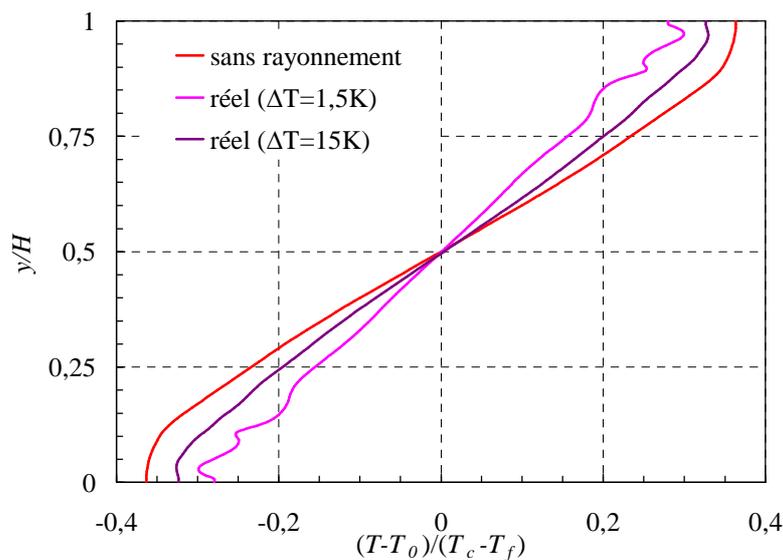


Figure 0-21: Profils normalisés de température à mi-largeur de la cavité ($Ra = 1,5 \times 10^9$)

III.7.4. Caractéristiques turbulentes de l'écoulement

Pour les deux cavités, le rayonnement de gaz diminue globalement l'énergie cinétique turbulente ainsi que l'intensité thermique turbulente (figure 0-22). Cette atténuation est toutefois moindre dans le cas de la cavité à grandes dimensions ($H = 2,15\text{ m}$), où on trouve une énergie cinétique turbulente plus importante aux endroits où le fluide accéléré dans les couches de retour entre en contact avec la paroi verticale opposée (partie amont des couches dynamiques verticales). C'est aussi là que l'intensité thermique turbulente est la plus forte.

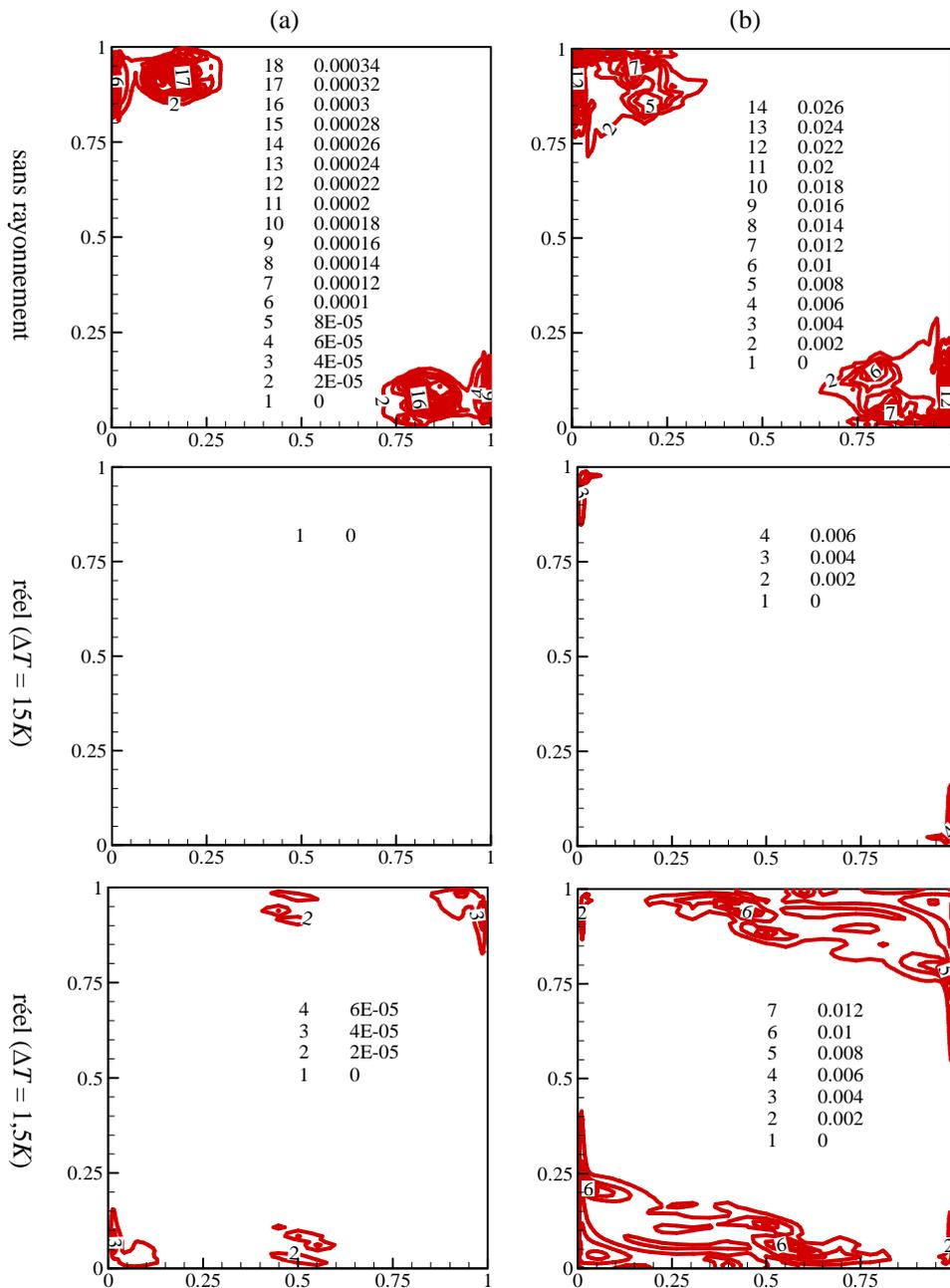


Figure 0-22: (a) Energie cinétique et (b) Intensité thermique turbulentes normalisées : ($\Delta E_t = 2 \times 10^{-5}$, $\Delta I_T = 2 \times 10^{-3}$)

III.7.5. Transfert de chaleur

La quantité de chaleur échangée entre le fluide et les parois actives est représentée par les nombres de Nusselt moyens, convectif et radiatif reportés dans le tableau 0-4 ci-dessous.

Cas de calcul		sans rayonnement	réel ($\Delta T = 15K$) ($H = 1 m$)		réel ($\Delta T = 1,5K$) ($H = 2,5 m$)	
Nu_c	(a)	61,48	58,72	4,5%	55,85	9,2%
	(b)	61,48	58,31	5,2%	55,95	9,0%
Nu_r	(a)	146,2	143,5	1,8%	142,1	2,8%
	(b)	146,2	144,1	1,4%	142,0	2,9%

Tableau 0-4: Nombres de Nusselt moyens convectif et radiatif sur les parois actives de la cavité. (a) paroi chaude et (b) paroi froide

Le transfert de chaleur par convection décroît en présence du rayonnement de gaz car il diminue le gradient thermique au voisinage des parois actives par absorption et émission du rayonnement. Cet effet est plus sensible dans le cas de cavité de grande dimension où la décroissance est de l'ordre de 9% pour la cavité 2,15 m de côté contre 5% pour celle de 1 m. Toutefois, le flux radiatif moyen, dans les deux cas, est diminué au plus de 3% par rapport au cas sans rayonnement.

En présence du rayonnement du gaz, l'évolution de nombre de Nusselt (Nu_c) sur la paroi chaude (figure 0-23-a) montre un écoulement périodique¹¹ d'une seule fréquence $f^* = 0,703$ pour la cavité de 1 m de côté (figure 0-23-b). Cette fréquence est proche de celle observée dans le cas sans rayonnement ($f^* = 0,552$) qui caractérise les oscillations dues à l'instabilité des couches limites. Cependant, dans le cas de cavité $H = 2,15 m$ (figure 0-23-a), l'évolution de nombre de Nusselt (Nu_c) n'est plus périodique et les oscillations observées ont les deux fréquences distinctes (figure 0-23-b) : la fréquence $f^* = 0,051$ qui correspond au premier mode instationnaire observée dans une cavité carrée [21] et la fréquence $f^* = 0,076$ qui correspond aux ondes de gravité interne dont la fréquence adimensionnelle évaluée par la relation (II.1) est de 0,07.

¹¹ Ce résultat confirme ce qui a été obtenu précédemment pour une cavité de même taille, mais avec une émissivité des parois actives égale à 0,1.

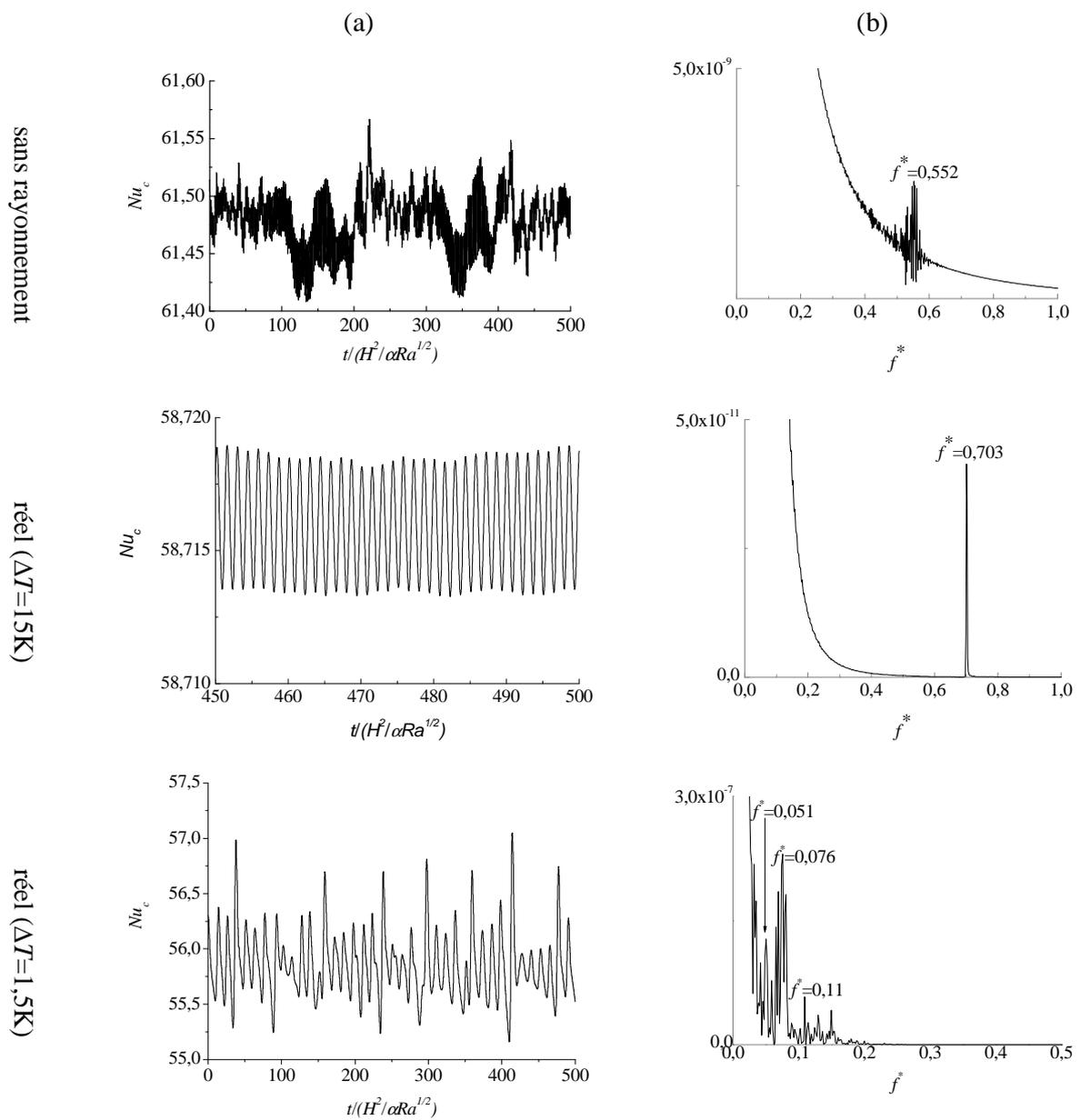


Figure 0-23: Nombre de Nusselt convectif (Nu_c) sur la paroi chaude de la cavité

(a) Evolution temporelle (b) Spectre d'énergie : ($Ra = 1,5 \times 10^9$)

III.7.6. Synthèse

La contribution radiative de gaz augmente lorsque les dimensions de la cavité deviennent grandes, même pour un faible écart de température entre les parois actives. Cela introduit des modifications importantes du champ thermique et influe sur la dynamique et la structure de l'écoulement. En effet, dans le cas de cavité de 2,15 m de côté, l'accélération du fluide dans les couches limites horizontales et verticales ainsi que la circulation secondaire sont nettement plus importantes que celles pour la cavité de 1 m de côté. Cela se traduit aussi par une turbulence thermique (intensité thermique) et dynamique (énergie cinétique) plus intense dans la cavité de grandes dimensions.

Une autre conséquence importante est la stratification thermique nettement plus faible dans la grande cavité ($H = 2,15 m$) : $S_T = 0,61$ contre $S_T = 0,84$ pour la cavité de côté $H = 1 m$.

III.8. Conclusion

La convection naturelle turbulente couplée au rayonnement (des parois et/ou de gaz) a été étudiée numériquement dans une cavité carrée d'air humide (50% d'humidité : $x_{H_2O} = 0,0115$), à une température moyenne 293 K. Nous avons envisagé deux cavités de tailles différentes ($H = 1 m$ et $H = 2,5 m$) en ajustant les gradients thermiques de sorte à conserver un même nombre de Rayleigh ($Ra = 1,5 \times 10^9$). Les principales conclusions de cette étude se résument ainsi :

- Le rayonnement du gaz dans une cavité de moyenne dimension ($H = 1 m$), à lui seul, modifie relativement peu la structure de l'écoulement où les zones de recirculation dans les coins haut-gauche et bas-droit sont altérées par la faible circulation secondaire formée à proximité des parois haute et basse de la cavité. Il diminue la turbulence thermique et dynamique et tend à stabiliser l'écoulement qui devient périodique. La contribution radiative de la vapeur d'eau provoque une diminution significative de la stratification thermique en homogénéisant la température au cœur de la cavité. Cependant, la contribution radiative du gaz (même pour une faible teneur en H_2O) augmente lorsque les dimensions de la cavité deviennent grandes ($H = 2,15 m$), même pour un faible écart de température entre les parois actives. Les modifications provoquées par le rayonnement sur la thermique et la dynamique de l'écoulement sont

plus importantes : les couches limites horizontales et verticales sont accélérées et la circulation secondaire est nettement plus marquée que dans la cavité de dimension 1 *m* de côté. Par ailleurs, la turbulence thermique et dynamique est diminuée (par rapport au cas sans rayonnement) dans les zones amont des couches limites verticales. Enfin il apparaît que le rayonnement du gaz diminue nettement la stratification thermique dans le cœur de la cavité de grandes dimensions : ($S_T = 0,61$) contre ($S_T = 0,84$) pour la cavité de côté $H = 1 m$.

- Le rayonnement des parois introduit des modifications relativement importantes sur la structure de l'écoulement : il provoque une disparition des zones de recirculation tourbillonnaire reportées ci-dessus (en présence de rayonnement de gaz) et favorise la formation de circulations secondaires à proximité des parois haute et basse de la cavité. Il induit une croissance importante de l'intensité thermique et de l'énergie cinétique turbulente dans les zones de rencontre des couches horizontales (accélérées) avec la base des couches limites verticales. Toutefois, il apparaît que le rayonnement surfacique a peu d'influence sur la stratification thermique centrale : par contre, son effet est plus significatif sur le gradient thermique au voisinage des parois adiabatique.
- La présence simultanée de rayonnement des parois et de gaz, apporte des modifications de la structure de l'écoulement similaires à celles obtenues avec le seul rayonnement des parois. Par ailleurs, la contribution radiative de gaz augmente la turbulence dynamique et diminue en revanche l'intensité thermique turbulente. Il s'avère que le rayonnement des parois est donc le phénomène dominant qui pilote l'écoulement, même si la stratification thermique nettement plus faible est plutôt sensible au rayonnement du gaz.
- La comparaison de nos résultats de simulation avec des mesures expérimentales montre que la prise en compte de tous les effets radiatifs (parois + gaz) permet d'approcher à la stratification thermique centrale mesurée dans la cavité.
- Le transfert thermique convectif est relativement atténué sur les parois actives de la cavité quelque soit le type de rayonnement pris en compte (des parois et/ou du gaz).

Références bibliographiques

1. R. Cheesewright, S. Ziai, Distribution of Temperature and Local Heat Transfer Rate in Turbulent Natural Convection in a Large Rectangular Cavity, *Heat Transfer 1986: Proc. 8th Int. Heat Transfer Conf., San Francisco, CA*, 4 (1986) 1465–1470.
2. S. Mergui, F. Penot, J. F. Tuhault, Experimental Natural Convection in an Air-Filled Square Cavity at $Ra=1,7\times 10^9$, *Proc. Eurotherm Seminar*, 22 (1995) 97–108, Editions Européennes Thermiques et Industries, Paris.
3. P. L. Betts, I. H. Bokhtari, Experiments on Turbulent Natural Convection in an Enclosed Tall Cavity, *Int. J. Heat Fluid Flow*, 21 (2000) 675–683.
4. F. Ampofo, T.G. Karayiannis, Experimental benchmark data for turbulent natural convection in an air filled square cavity, *IJHMT*, 46 (2003) 3551–3572.
5. S. Paolucci, Direct Simulation of Two Dimensional Turbulent Natural Transition in an Enclosed Cavity, *J. Fluid Mech.*, 215 (1990) 229–262.
6. S. Xin, P. Le Quéré, Direct Numerical Simulations of Two-Dimensional Chaotic Natural Convection in a Differentially Heated Cavity of Aspect Ratio 4, *J. Fluid Mech.*, 304 (1995) 87–118.
7. S. Xin, P. Le Quéré, Natural convection flows in air-filled differentially heated cavities with adiabatic horizontal walls. *Num. Heat Transfer Part. A*, 50(5) (2006) 437–466.
8. S. Xin, Etude numérique de la convection naturelle en cavités et de problèmes connexes. Habilitation à diriger les recherches, *Université de Paris Sud*, novembre 2005.
9. S. Xin, J. Salat, P. Joubert, A. Sergent, P. Le Quéré, F. Penot, 3D numerical simulations of turbulent natural convection in an air-filled differentially heated cavity. *13th Int. Heat Transfer Conf.*, Sidney, August 2006.
10. J. Salat, S. Xin, P. Joubert, A. Sergent, F. Penot, P. Le Quéré, Experimental and numerical investigation of turbulent natural convection in a large air-filled cavity. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 25(5) (2004) 824–932.
11. J. Salat et F. Penot, approche expérimentale de la convection naturelle en transition turbulente dans une cavité cubique différenciellement chauffée, *VIe Colloque Interuniversitaire Franco-Québécois. Thermique des systèmes*, Québec, 26-28 mai 2003.
12. A. Sergent, P. Joubert, P. Le Quéré, C. Tenaud, Extension du modèle d'échelles mixtes à la diffusivité de sous-maille. *C. R. Acad. Sci.*, t. 328, série II b, (2000) 891-897.

-
13. A. Sergent, P. Joubert, P. Le Quéré, Development of a local subgrid diffusivity model for Large Eddy Simulation of buoyancy driven flows: application to a square differentially heated cavity. *Num. Heat Transfer Part A*, 44(8) (2003) 789-810.
 14. M.K. Denison, B.W. Webb, A spectral line based weighted-sum-of-gray-gases model for arbitrary RTE solvers, *J. Heat Transfer*, 115 (1993) 1004–1012.
 15. M.K. Denison, B.W. Webb, The spectral-line-based weighted-sum-of-gray-gases model in nonisothermal nonhomogeneous media, *ASME J. Heat Transfer*, 117 (1995) 359–365.
 16. Aquilon, Outils de modélisation en mécanique des fluides et transferts, website: <http://thetis.enscpb.fr/documentation>.
 17. W.A. Fiveland, Discrete ordinates solution of the radiation transport equation for rectangular enclosures, *J. Heat Transfer*, 106 (1984) 699-706.
 18. D. G. Baraghi, L. Davidson, Natural convection boundary layer in a 5:1 cavity. *Phys. Fluids*, 19 (2007) 1–15.
 19. J. Salat, Contribution à l'étude de la convection naturelle tridimensionnelle différentiellement chauffée, *thèse de doctorat*, université de Poitiers 2004.
 20. C. Perrotin, S. Xin, A. Sergent, P. Le Quéré, Coupling of natural convection with radiation in 2D square cavities, *Scientific report 2007*, LIMSI (France), website: <http://rs2007.limsi.fr/>.
 21. P. Le Quéré, M. Behnia, From onset of unsteadiness to chaos in a differentially heated square cavity. *J. Fluid Mech.*, 359 (1998) 81–107.

Conclusion générale

Notre objectif est de mettre en évidence l'impact du rayonnement des gaz sur l'écoulement de convection naturelle dans une cavité contenant un mélange d'air (transparent pour le rayonnement) et un composant qui absorbe et émet dans l'infrarouge : dioxyde de carbone ou vapeur d'eau. Nous avons pris en compte la variation des propriétés d'émission-absorption de gaz suivant la température et/ou la concentration locale de l'espèce rayonnante dans le milieu. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à l'effet du rayonnement en convection de double diffusion en régime laminaire instationnaire dans une cavité contenant différentes concentrations moyennes de CO_2 ou H_2O . Dans ce type d'écoulement, l'influence de rayonnement dépend de la configuration réalisée dans la cavité (cas opposant ou aidant) ainsi que de la nature et la concentration moyenne du polluant pris en compte.

Le rayonnement, **en cas aidant**, ne change pas le comportement transitoire oscillatoire et tend à stabiliser l'écoulement en l'amenant un peu plus rapidement vers le régime stationnaire. En général, la stratification de masse volumique au cœur de la cavité décroît en présence du rayonnement et la période des oscillations, dues aux ondes de gravité, diminue indépendamment de la nature du gaz utilisé (CO_2 ou H_2O). Par ailleurs, une fois le régime stationnaire atteint, le rayonnement brise la centro-symétrie des champs dynamiques, thermiques et de concentration. Il accélère le mouvement du fluide dans les couches limites verticales et horizontales et crée une stratification oblique des isothermes et isoconcentrations au centre de la cavité. Enfin, le rayonnement diminue le transfert thermique convectif mais influe peu sur le transfert de masse qui reste pratiquement inchangé.

Inversement, **en cas opposant**, le rayonnement change notablement le comportement transitoire de l'écoulement. Cet effet fortement lié à la nature de gaz s'est avéré être plus important à faible concentration moyenne de CO_2 ou H_2O . En effet, le rayonnement favorise la génération de l'instabilité thermosolutale et conduit à un écoulement oscillatoire à $x_{\text{CO}_2} = 10\%$. En revanche, à $x_{\text{H}_2\text{O}} = 10\%$, le rayonnement déstabilise l'écoulement par un mécanisme semblable à l'instabilité thermosolutale et ralentit nettement le passage à un nouvel état stationnaire. Par ailleurs, quand l'écoulement est dominé par les forces massiques, c'est-à-dire lorsque la concentration moyenne de polluant augmente, les effets radiatifs sont atténués.

Dans ce cas, le comportement oscillatoire est dû aux ondes de gravité dont la période est diminuée car le rayonnement augmente la stratification centrale de masse volumique. En régime stationnaire, pour CO₂ comme pour H₂O, le rayonnement ralentit les couches limites et crée une stratification oblique des isovaleurs dans le cœur de la cavité.

Dans la deuxième partie, nous avons tout d'abord envisagé l'influence du rayonnement des parois et/ou de gaz (vapeur d'eau) sur l'écoulement de convection naturelle turbulente dans une cavité de moyennes dimensions ($H = 1 \text{ m}$) à un nombre de Rayleigh fixé à $1,5 \times 10^9$. Ensuite, nous avons cherché à évaluer l'impact sur l'écoulement du rayonnement de la vapeur d'eau contenue dans l'air ambiant (à 50% d'humidité), en envisageant deux cavités de tailles différentes ($H = 1 \text{ m}$ et $H = 2,15 \text{ m}$) mais en conservant le nombre de Rayleigh ($Ra = 1,5 \times 10^9$). Les principales conclusions peuvent se résumer ainsi.

Le rayonnement des parois est responsable de la formation de circulations secondaires à proximité des parois haute et basse de la cavité. Cela a un effet significatif sur le gradient thermique au voisinage des parois adiabatiques mais peu d'influence sur la stratification thermique centrale. Il induit une croissance importante de turbulence thermique et dynamique dans les zones de rencontre des couches horizontales (accélérées) avec la base des couches limites verticales.

Inversement, le rayonnement du gaz, à lui seul, diminue la turbulence thermique et dynamique dans la cavité. Il diminue la stratification thermique centrale en homogénéisant la température dans la cavité. Par ailleurs, la contribution radiative de la vapeur d'eau augmente lorsque les dimensions de la cavité s'accroissent ($H = 2,15 \text{ m}$) même pour un faible écart de température entre les parois actives. Cela se traduit par une stratification nettement diminuée : ($S_T = 0,61$) contre ($S_T = 0,84$) pour la cavité de côté $H = 1 \text{ m}$.

Lorsque, à la fois, le rayonnement des parois et du gaz (vapeur d'eau) sont présents dans la cavité ($H = 1 \text{ m}$), la contribution radiative de gaz augmente la turbulence dynamique et diminue en revanche celle thermique. Il s'avère que le rayonnement des parois est donc le phénomène dominant qui pilote l'écoulement, même si la stratification thermique est plutôt sensible au rayonnement du gaz.

Enfin, la contribution radiative de la vapeur d'eau contenue dans l'air ambiant apparaît comme un facteur relativement important qui influe sur les champs dynamique et thermique de l'écoulement même pour des cavités de dimensions moyennes. Cet effet s'accroît lorsque les dimensions de la cavité augmentent. Ce phénomène ne peut pas être négligé, mais sa prise

en compte induit une complexité accrue de la modélisation et des temps de calculs plus élevés. Cela encourage la recherche d'un modèle de calcul radiatif minimal qui préserverait à la fois une bonne précision et diminuerait le temps de calcul : c'est sans doute là la principale perspective pour ce travail.

Par ailleurs, le travail présenté dans ce mémoire pourrait aussi être poursuivi dans les directions suivantes :

- L'utilisation d'une approche non Boussinesq de la convection de double diffusion, couplée au rayonnement (ce travail est déjà initié et des résultats préliminaires ont été obtenus) ainsi que la modélisation de configurations 3D (pour mieux représenter les phénomènes d'instabilité thermosolutale)
- Etudier l'influence sur l'écoulement du rayonnement des parois adiabatiques pris en compte simultanément avec le rayonnement du gaz (cas de l'air humide) : une étude paramétrique pourrait être envisagée en faisant varier l'émissivité des parois passives (adiabatiques) afin de mettre en évidence leur rôle dans la création de circulations secondaires et l'impact de ces dernières sur la stratification thermique centrale.
- L'extension à des configurations 3D de l'étude de la convection naturelle turbulente devrait permettre de mettre en évidence l'influence du rayonnement des parois avant et arrière pour différents rapports de forme de la cavité en tenant compte aussi du rayonnement volumique.

ANNEXE A

*Notion de base en convection de double
diffusion*

En convection de double diffusion, les forces de poussée d'Archimède générées par les gradients de température et de concentration peuvent agir dans le même sens (cas aidant) ou, au contraire, en sens inverse (cas opposant). Pour illustrer ce phénomène, considérons le cas d'une plaque verticale portée à une température imposée T_p et à une concentration d'espèce diffusante C_p . Le fluide loin de la plaque est supposé maintenu à la température T_f et à une concentration C_f .

Si¹ $T_p > T_f$, le fluide au contact de la plaque s'échauffe, ce qui abaisse sa masse volumique. Il suit un mouvement ascendant sous l'effet de la poussée d'Archimède. La présence d'un gradient de concentration entre la paroi et le fluide mène alors à deux situations distinctes (figure 0-1) suivant que (i) $C_p > C_f$ ou $C_p < C_f$ et (ii) en fonction de la masse molaire de l'espèce diffusante (plus forte ou plus faible que celle du fluide pur, c'est-à-dire à $C = 0$).

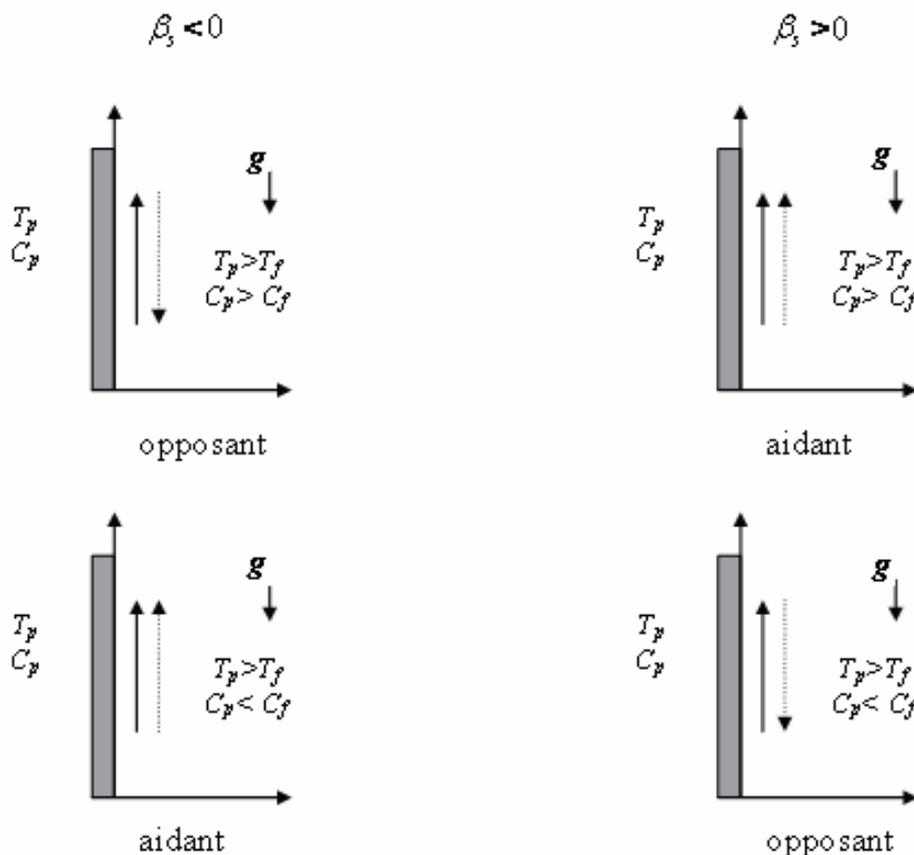


Figure 0-1 : Configurations menant aux cas opposant et aidant en convection de double diffusion.

¹ Le raisonnement qui suit pourrait sans difficulté être adapté au cas où $T_p < T_f$.

Avant de décrire les différentes configurations possibles, on rappelle que les coefficients d'expansion massique et thermique sont définis respectivement par :

$$\beta_s = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial C} \quad (\text{A.1})$$

$$\beta_T = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \quad (\text{A.2})$$

ρ étant la masse volumique du mélange loin de la paroi (c'est-à-dire, à T_f et C_f).

En se limitant à une approximation du premier ordre de la variation de masse volumique (hypothèse de Boussinesq), les forces de poussée d'origine thermique et massique peuvent être écrites sous la forme:

$$\mathbf{B}_T = -\beta_T (T - T_f) \rho \mathbf{g} \quad (\text{A.3})$$

$$\mathbf{B}_s = -\beta_s (C - C_f) \rho \mathbf{g} \quad (\text{A.4})$$

Si on suppose, dans un premier temps, que l'espèce diffusante plus lourde que le fluide pur ($\beta_s < 0$), deux cas se présentent :

- Si $C_p > C_f$, la diffusion d'espèce vers le fluide tend à augmenter la masse volumique du mélange car on retrouve, au voisinage de la paroi, une zone à forte concentration d'espèce plus lourde. Cela crée une force massique qui induit un écoulement descendant, et donc agit en sens inverse de celle due au gradient thermique. Le sens de l'écoulement du fluide dépend de l'intensité relative des forces de poussée d'origine thermique et massique. On parle, dans cette configuration où ces forces s'opposent, d'un cas dit « opposant ».
- A l'inverse, si $C_p < C_f$, la concentration (en espèce lourde) du mélange est plus faible à la paroi et sa masse volumique diminue. Cela crée une force de poussée orientée vers le haut, dans le même sens que celle induite par le gradient thermique. Cela conduit à la formation d'une couche limite massique ascendante et on parle, dans cette configuration, d'un cas « aidant ».

Si maintenant on suppose que l'espèce diffusante est plus légère que le fluide ($\beta_s > 0$), les deux cas discutés précédemment mène à des situations inverses :

- Si $C_p > C_f$, le fluide au voisinage de la paroi s'enrichit en composant plus léger et sa masse volumique diminue. Il en résulte une force de poussée d'origine massique qui agit dans le même sens que celle d'origine thermique : on est dans un cas aidant.

- Si $C_p < C_f$, le fluide appauvrit en composant léger et devient plus lourd. Le gradient de masse induit un mouvement descendant qui s'oppose à celui dû au gradient thermique : on est dans un cas opposant.

Les différentes configurations que nous venons de décrire sont résumées dans le tableau 0-1.

$\beta_s < 0$		$\beta_s > 0$	
$C_p > C_f$	$C_p < C_f$	$C_p > C_f$	$C_p < C_f$
opposant	aidant	aidant	opposant

Tableau 0-1: Différentes configurations d'écoulement selon le paramètre β_s et les concentrations imposées C_p et C_f

ANNEXE B

Grandeurs radiatives

B.1. Grandeurs radiatives de base

B.1.1. Luminance

La luminance $L_\lambda(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t)$ est la puissance $P_\lambda(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t)$ par unité de surface perpendiculaire à la direction de propagation (\mathbf{s}), par unité d'angle solide ($d\Omega$) autour de cette direction, à une longueur d'onde donnée (λ) (voir figure 0-1), tel que:

$$L_\lambda(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t) = \frac{dP_\lambda(\mathbf{r}, \mathbf{s}, t)}{dS \times d\Omega \times s \times n} \quad (\text{B.1})$$

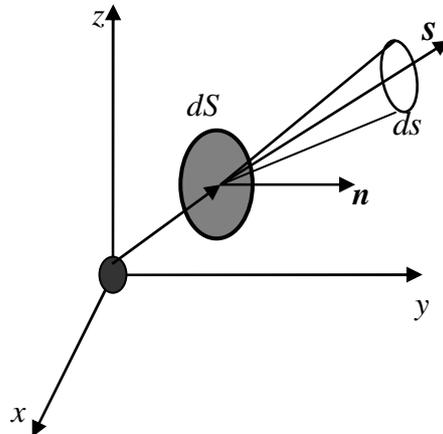


Figure 0-1: Définition de la luminance en un point du milieu

Elle s'exprime en $(W.m^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1})$.

B.1.2. Luminance d'un corps noir

La luminance monochromatique d'un corps noir est donnée par la loi de Planck :

$$L_\lambda^0(T) = \frac{2 \times h \times c}{\lambda^3 \times (e^{\frac{h \times c}{\lambda \times k \times T}} - 1)} \quad (\text{B.2})$$

où λ est la fréquence des photons émis, h est la constante de Planck, k est le coefficient de Boltzmann, T est la température absolue du corps, et c est la vitesse de la lumière dans le vide. En intégrant cette expression sur toutes les longueurs d'ondes, on obtient la luminance totale d'un corps noir :

$$L^0(T) = \int_0^{\infty} L_{\lambda}^0(T) d\lambda = \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (\text{B.3})$$

σ étant la constante de Stefan-Boltzmann.

B.2. Grandeurs radiatives intégrales

- **Flux radiatif**

Le vecteur densité de flux radiatif se définit à partir des luminances locales:

$$\mathbf{q}_{r,\lambda}(\mathbf{r}) = \int_{4\pi} L_{\lambda}(\mathbf{r}, s) \mathbf{s} ds \quad (\text{B.4})$$

Il s'exprime en ($W.m^{-2}$).

- **Rayonnement incident**

Le rayonnement incident se calcule dans un point du milieu à partir de toutes les luminances provenant de toutes les directions par :

$$G_{\lambda}(\mathbf{r}) = \int_{4\pi} L_{\lambda}(\mathbf{r}, s) ds \quad (\text{B.5})$$

- **Energie radiative (Source volumique)**

Le transfert radiatif au sein d'un milieu absorbant et émettant se caractérise par un champ (vectoriel) de densité de flux, duquel on déduit un champ (scalaire) de sources volumiques (S_r) qui peuvent se calculer en tout point par:

$$S_r(\mathbf{r}) = -\nabla \cdot \mathbf{q}_r(\mathbf{r}) = \int_0^{\infty} \kappa_{\lambda} [G_{\lambda}(\mathbf{r}) - 4\pi L_{\lambda}^0(T)] d\lambda \quad (\text{B.6})$$

où $L_{\lambda}^0(T)$ est la luminance d'un corps noir et $G_{\lambda}(\mathbf{r})$ le rayonnement incident.

ANNEXE C

*Dépendance spatiale de la section efficace
d'absorption dans le modèle de rayonnement
des gaz (SLW)*

Le modèle SLW de rayonnement des gaz (cf. § I.3.3) peut s'appliquer aux milieux non isothermes et/ou non homogènes, il faut alors prendre en compte la variation spatiale des sections efficaces d'absorption (C_{abs}) en fonction des conditions locales en température et en composition du gaz. Cette valeur locale ($C_{abs,local}$) se déduit de sa valeur dans un état de référence ($C_{abs,ref}$) en inversant la relation (I.44). Cette inversion ne pouvant se faire de façon analytique, il faut recourir à une méthode de Newton-Raphson et la recherche de $C_{abs,local}$ en chaque point (i, j) et pour chaque gaz gris est coûteux en temps et pénalise le calcul. Toutefois, nous pouvons dans certains cas (faibles écarts de température et de concentration par rapport à un état de référence T_{ref} et C_{ref}) négliger cette dépendance spatiale et utiliser l'approximation $C_{abs,local} \simeq C_{abs,ref}$ en tout point du domaine.

On se rappelle ici que les fonctions de répartition F pour H₂O et CO₂ sont données par les corrélations:

$$F_{CO_2} = \frac{1}{2} \tanh \left[\sum_{l=0}^3 \sum_{m=0}^3 \sum_{n=0}^3 d_{lmn} (T_g / 2500)^n (T_b / 2500)^m \zeta^l \right] + \frac{1}{2} \quad (C.1)$$

$$F_{H_2O} = \frac{1}{2} \tanh \left[\sum_{l=0}^3 \sum_{m=0}^3 \sum_{n=0}^3 a_{lmn} (T_g / 2500)^n (T_b / 2500)^m (\zeta - \zeta_e)^l \right] + \frac{1}{2} \quad (C.2)$$

avec

$$\zeta = \ln(C_{abs}) \quad \text{et} \quad \zeta_e = \sum_{l=0}^3 \sum_{m=0}^3 \sum_{n=0}^2 b_{lmn} \times (T_b / 2500)^n \times \zeta^m \times (x_{H_2O})^{l+1} \quad (C.3)$$

Les coefficients d_{lmn} , a_{lmn} et b_{lmn} étant listés dans les tableaux 0-1, 0-2 et 0-3.

Il est à noter que la fonction F_{CO_2} ne dépend que de la température locale de gaz. Cela signifie que si on peut négliger la dépendance spatiale de C_{abs} sur un écart de température donné par rapport à T_{ref} , cela reste vrai indépendamment des variations de concentration. Ainsi, en convection de double diffusion, la validité de l'hypothèse $C_{abs,local} \simeq C_{abs,ref}$ est indépendante de la configuration réalisée dans la cavité : aidant ou opposant. En revanche, pour le mélange en H₂O, la fonction F_{H_2O} dépend de la température et de la concentration du gaz, ce qui signifie qu'il faut vérifier que la dépendance spatiale de C_{abs} est négligeable à la fois pour des écarts de T et de C (par rapport à un état de référence T_{ref} et C_{ref}) et dans les deux cas aidant et opposant.

	m\n	0	1	2	3
l=0	0	2,45702	-5,45334	6,53751	-2,52344
	1	-4,0232	15,67297	-24,3247	11,33757
	2	7,54549	-23,8023	39,51896	-19,1137
	3	-3,63104	11,9078	-20,3606	9,97877
l=1	0	0,0765678	2,36184	-3,95061	2,17482
	1	0,2901819	-12,0041	22,44342	-13,0467
	2	-0,64282	21,5003	-40,8667	23,66762
	3	0,3942158	-11,5818	22,05176	-12,6536
l=2	0	-0,0330582	0,4367742	-0,725331	0,4138566
	1	0,3672993	-3,52466	6,74885	-3,96295
	2	-0,69811	6,60703	-12,9667	7,58713
	3	0,3831158	-3,65683	7,19415	-4,16496
l=3	0	-0,00187927	0,0192123	-0,0325863	0,0198493
	1	0,0285033	-0,223537	0,4402715	-0,26267
	2	-0,0549594	0,4370937	-0,881494	0,521958
	3	0,0304198	-0,247793	0,4990777	-0,291566

Tableau 0-1 : Coefficients de corrélations (d_{lmn}) de la fonction F_{CO_2} (Eq.(C.1))

	m\n	0	1	2	3
l=0	0	1,6103	-4,0931	5,1435	2,0857
	1	-0,81812	15,5525	-21,819	9,8775
	2	2,6001	-21,204	31,0828	-14,279
	3	-1,3171	9,6524	-14,474	6,6747
l=1	0	0,440187	-0,63348	0,871627	-0,38798
	1	-0,82164	5,0239	-5,9818	2,6355
	2	1,5149	-7,8032	9,8642	-4,1931
	3	-0,81023	3,727	-4,874	1,9868
l=2	0	0,106647	-0,43116	0,689598	-0,29831
	1	-0,38573	1,8865	-2,9712	1,2834
	2	0,578351	-2,6218	4,2698	-1,7929
	3	-0,28014	1,1785	-1,9568	0,787249
l=3	0	0,00825027	-0,0328556	0,0681563	-0,0304815
	1	-0,0310578	0,123369	-0,26154	0,117452
	2	0,0439319	-0,15792	0,350948	-0,15308
	3	-0,0203699	0,0661142	-0,15283	0,0634035

Tableau 0-2 : Coefficients de corrélations (a_{lmn}) de la fonction F_{H_2O} (Eq.(C.2))

	m\n	0	1	2
l=0	0	4,72	-8,5482	5,2394
	1	-0,84969	0,312478	-0,13804
	2	-0,0347243	0,0402461	-0,0580104
	3	0,00057983	0,00394125	-0,00529017
l=1	0	-8,9615	16,9547	-10,76
	1	1,5861	-2,0166	1,46
	2	0,043473	-0,67133	0,633231
	3	0,00287067	-0,070683	0,062371
l=2	0	9,1461	-17,327	11,1864
	1	-1,3975	1,99965	-1,6935
	2	0,0846419	0,599994	-0,70054
	3	0,00714719	0,0662086	-0,0687294
l=3	0	-3,5504	6,624	-4,3058
	1	0,485392	-0,7071	0,689109
	2	-0,0677456	-0,18179	0,269308
	3	-0,00592726	-0,0204694	0,0256411

Tableau 0-3: Coefficients des corrélations (b_{lmn}) pour le calcul de ζ_e (Eq.(C.3))

C.1. Mélange en CO₂

La configuration étudiée est celle décrite dans le chapitre II, pour le mélange $x_{\text{CO}_2} = 25\%$ en cas aidant où les conditions aux limites sont décrites dans le tableau II-1. L'écoulement dans la cavité est simulé deux fois : la première en prenant en compte pour la dépendance spatiale de section efficace d'absorption ($C_{\text{abs,local}}$) dans le modèle de rayonnement de gaz (SLW) et l'autre en la négligeant ($C_{\text{abs,réf}}$).

Le comportement transitoire (figure 0-1) est similaire dans les deux cas et les oscillations observées ont la même période (3,4 s).

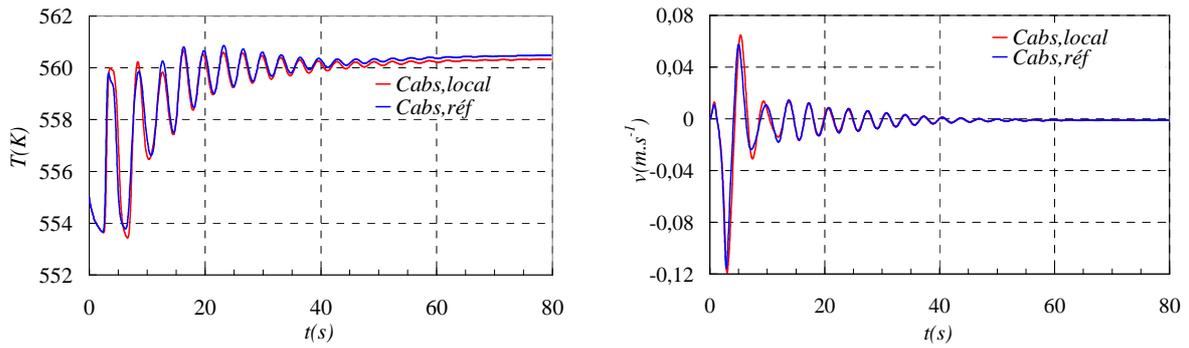


Figure 0-1 : Evolution temporelle de température et de vitesse verticale au point n°5 (voir figure II-1) en cas aidant (mélange $x_{CO_2} = 25\%$)

De même, le régime stationnaire n'est pas affecté par l'approximation $C_{abs,local} = C_{abs,ref}$ (figures 0-2, 0-3 et 0-4).

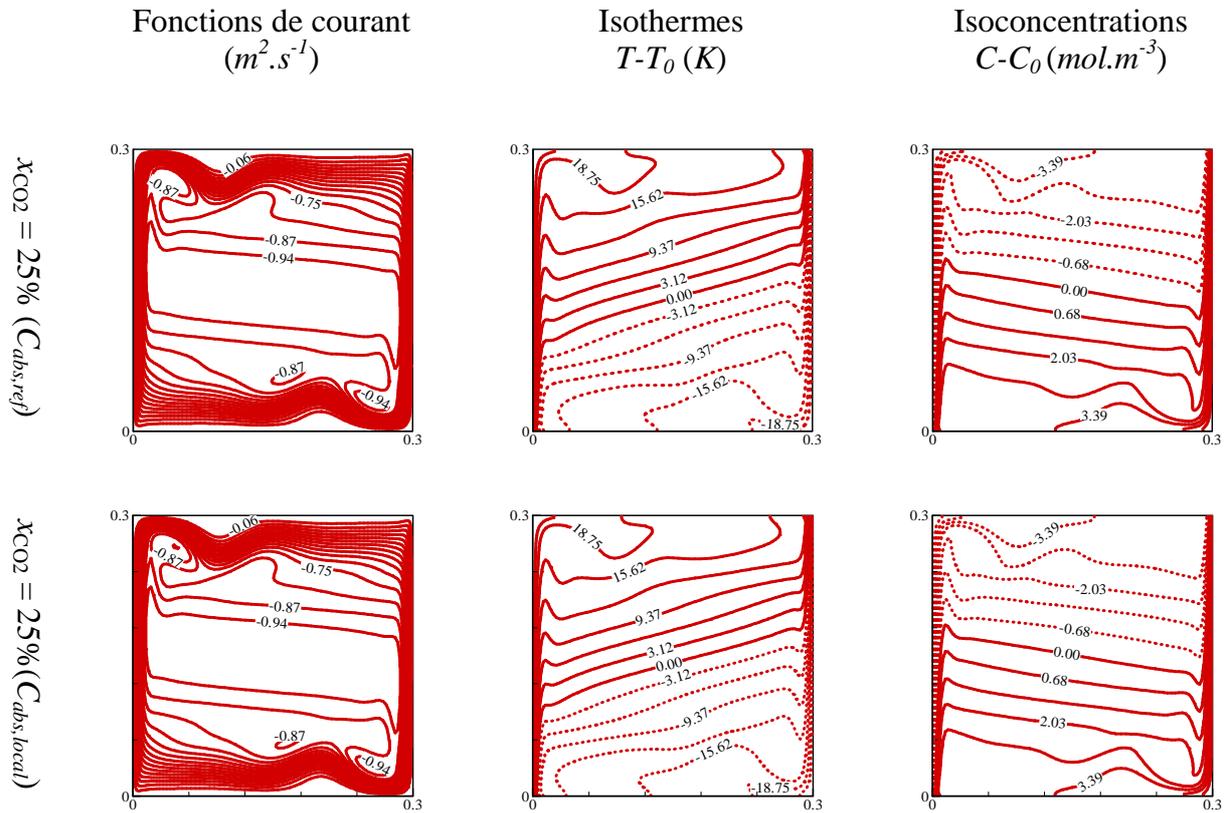


Figure 0-2 : Fonctions de courant, isothermes et isoconcentrations (cas aidant) pour le mélange $x_{CO_2} = 25\%$ ($Ra_T = 1,07 \times 10^7$, $Ra_s = 3,30 \times 10^7$, $Pr = 0,692$, $Le = 1,20$, $N = 2,56$)

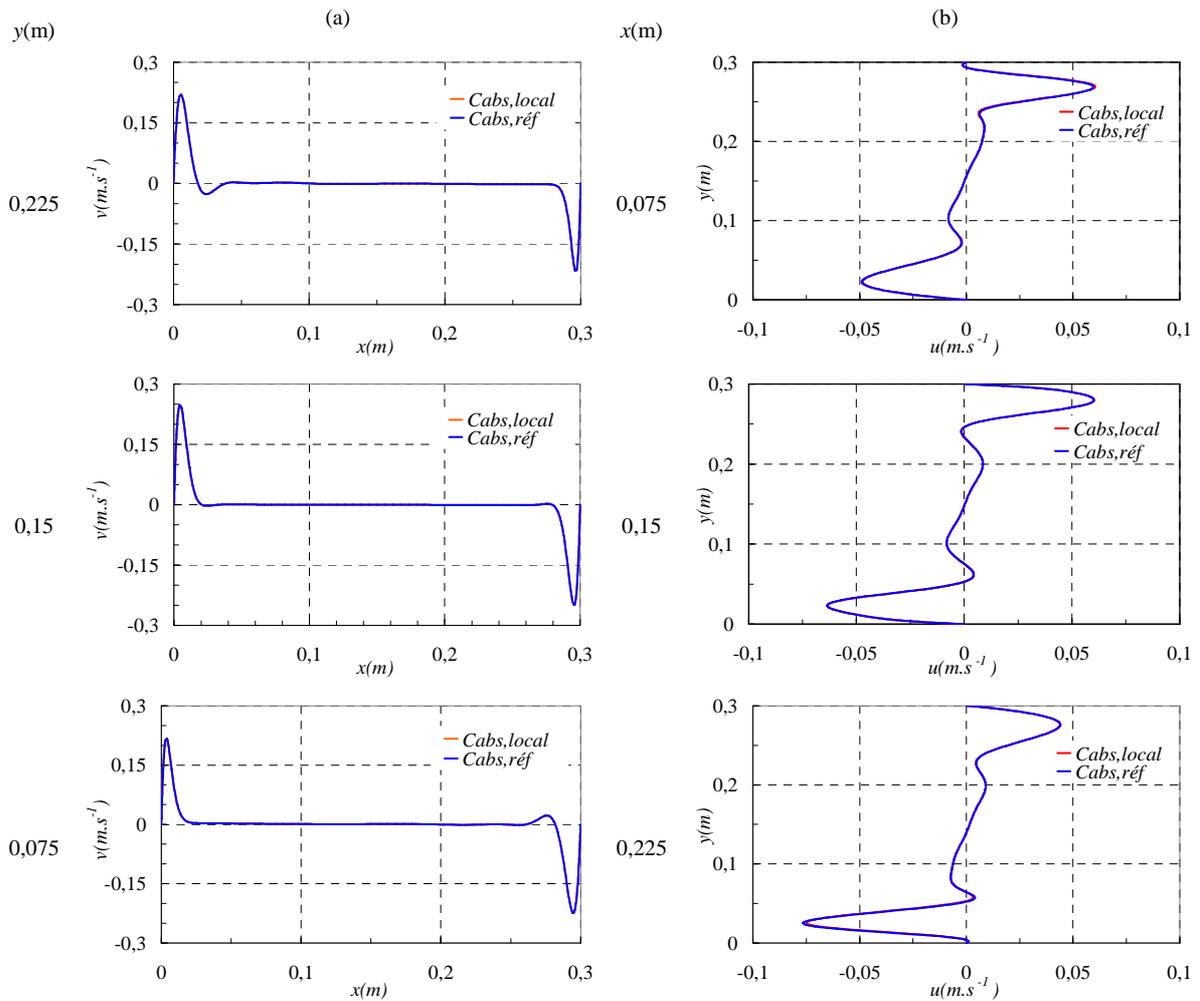


Figure 0-3 : Profils de vitesse verticale (a) et horizontale (b) à différents endroits de la cavité pour le mélange $x_{\text{CO}_2} = 25\%$ (cas aidant)

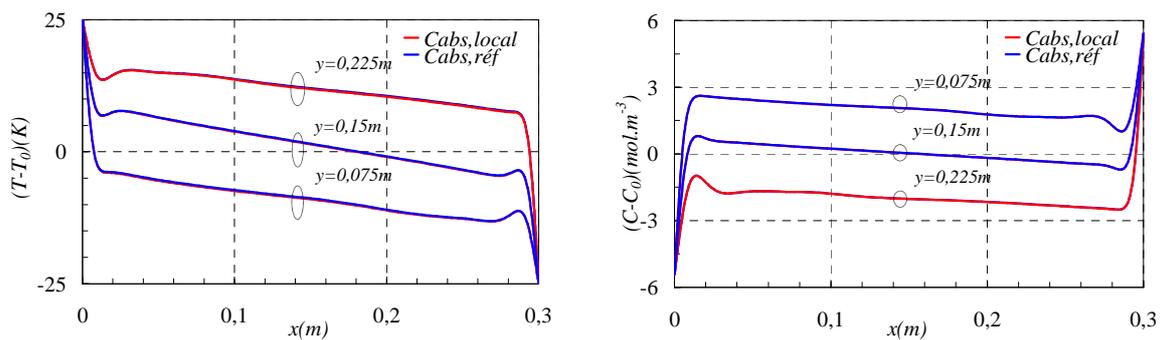


Figure 0-4 : Profils de température et de concentration à différentes hauteurs de la cavité pour le mélange $x_{\text{CO}_2} = 25\%$ (cas aidant)

C.2. Mélange en H₂O

Les configurations étudiées sont celles décrites dans le chapitre II, pour le mélange $x_{\text{H}_2\text{O}}=25\%$ en cas aidant et opposant (les conditions aux limites sont décrites dans le tableau II-1), c'est-à-dire, pour le plus grand écart en concentration de gaz considéré dans notre calcul. La procédure est la même que pour le mélange en CO₂ : un calcul est fait en prenant en compte la dépendance spatiale et un autre en la négligeant.

C.2.1. Cas aidant

Le comportement transitoire est similaire dans les deux cas et les oscillations observées (figure 0-5) ont exactement la même période (3,4 s). L'écoulement est stable et l'état stationnaire est identique dans les deux cas même si une très légère modification des isothermes en partie basse et haute de la cavité est observée (figures 0-6, 0-7 et 0-8).

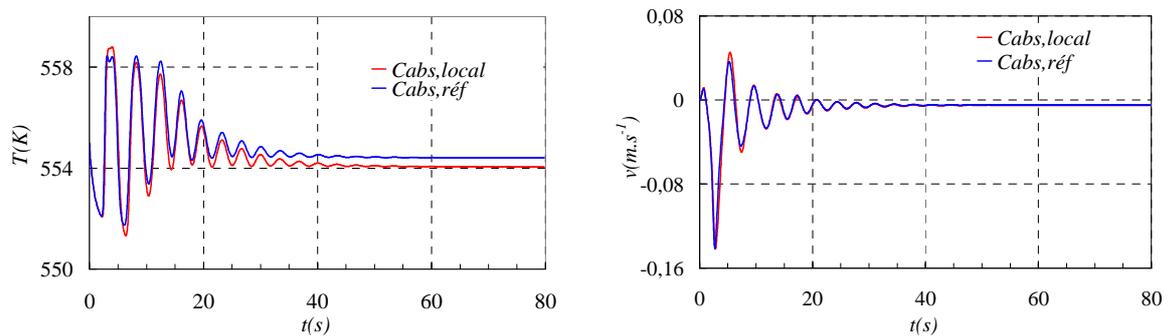


Figure 0-5 : Evolution temporelle de température et de vitesse verticale au point n°5 en cas aidant (mélange $x_{\text{H}_2\text{O}} = 25\%$)

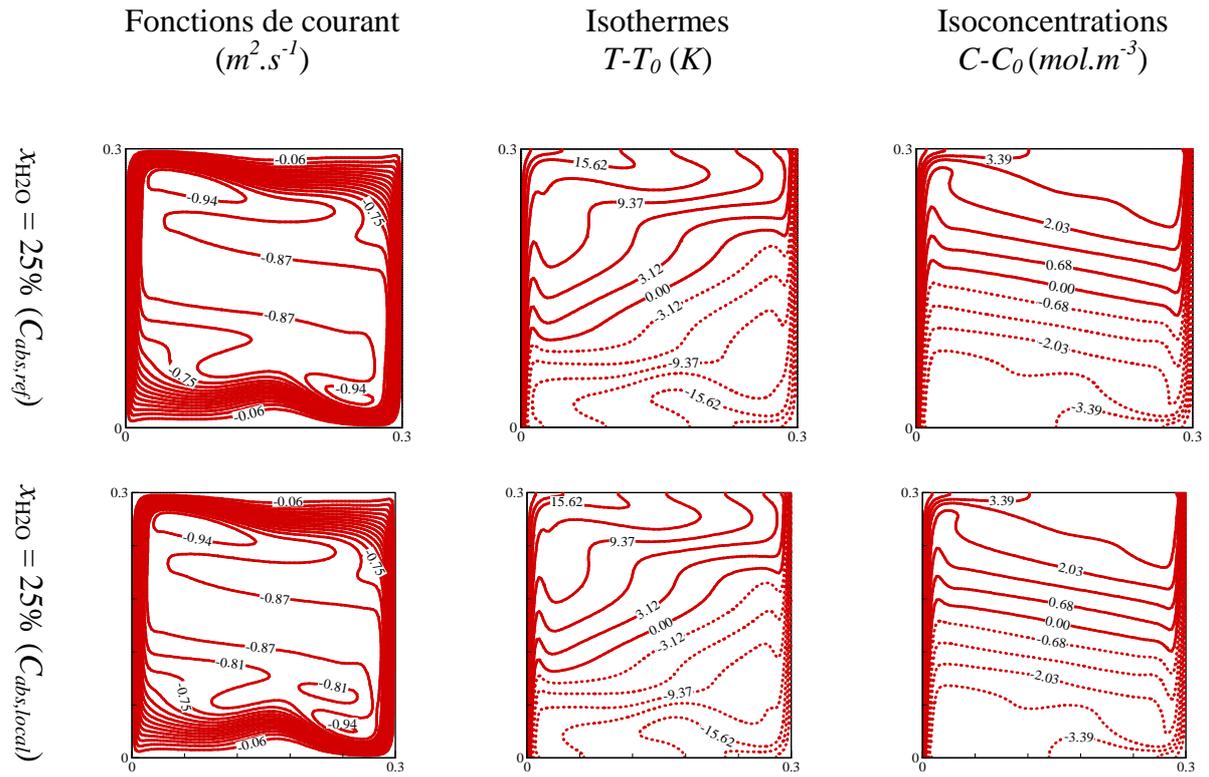


Figure 0-6 : Fonctions de courant, isothermes et isoconcentrations (cas aidant) pour le mélange $x_{H_2O} = 25\%$ ($Ra_T = 8,16 \times 10^6$, $Ra_s = 1,53 \times 10^7$, $Pr = 0,744$, $Le = 0,82$, $N = -2,30$)

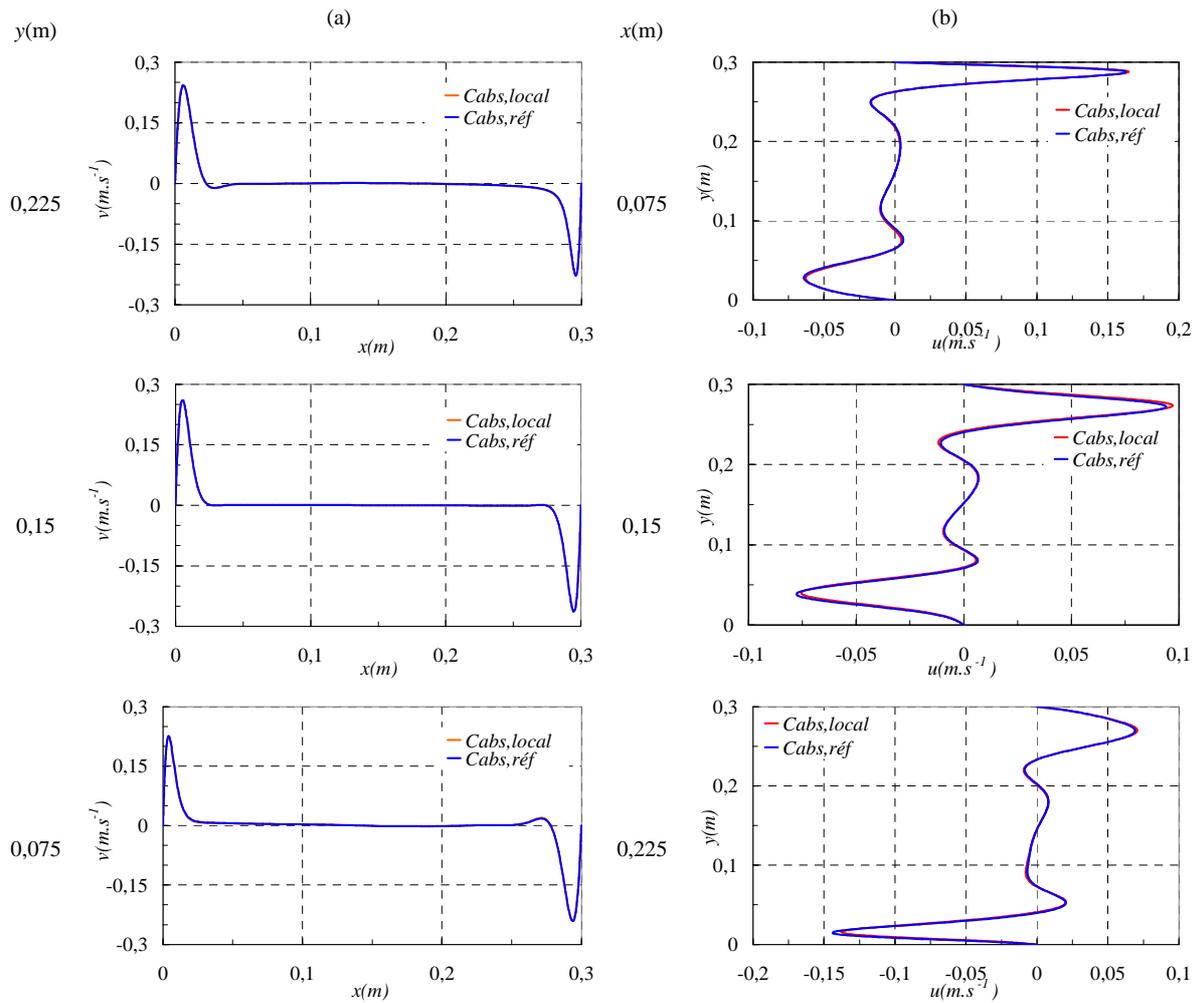


Figure 0-7 : Profils de vitesse verticale (a) et horizontale (b) à différents endroits de la cavité pour le mélange $x_{\text{H}_2\text{O}} = 25\%$ (cas aidant)

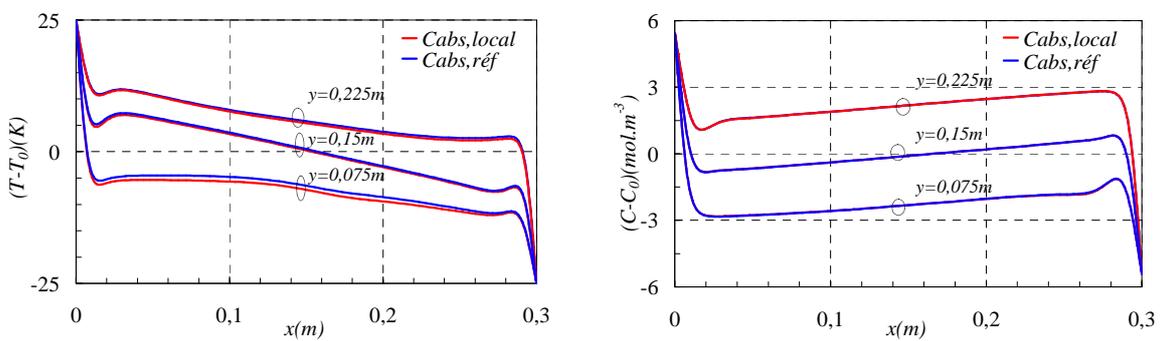


Figure 0-8 : Profils de température et de concentration à différentes hauteurs de la cavité pour le mélange $x_{\text{H}_2\text{O}} = 25\%$ (cas aidant)

C.2.2. Cas opposant

L'évolution temporelle de température et de vitesse verticale enregistrée au point n°5 (figure II-1) est similaire dans les deux cas avec un léger retard des oscillations observées quand la dépendance spatiale est prise en compte (figure 0-9).

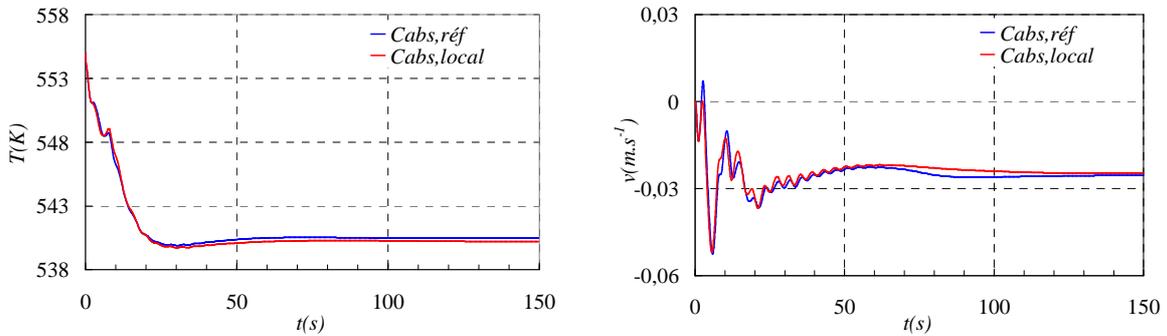


Figure 0-9 : Evolution temporelle de température et de vitesse verticale au point n°5 en cas opposant (mélange $x_{H_2O} = 25\%$)

L'écoulement à l'état stationnaire est similaire dans les deux cas et les champs dynamique, thermique et de concentration ne subissent aucun changement significatif (figures 0-10, 0-11 et 0-12).

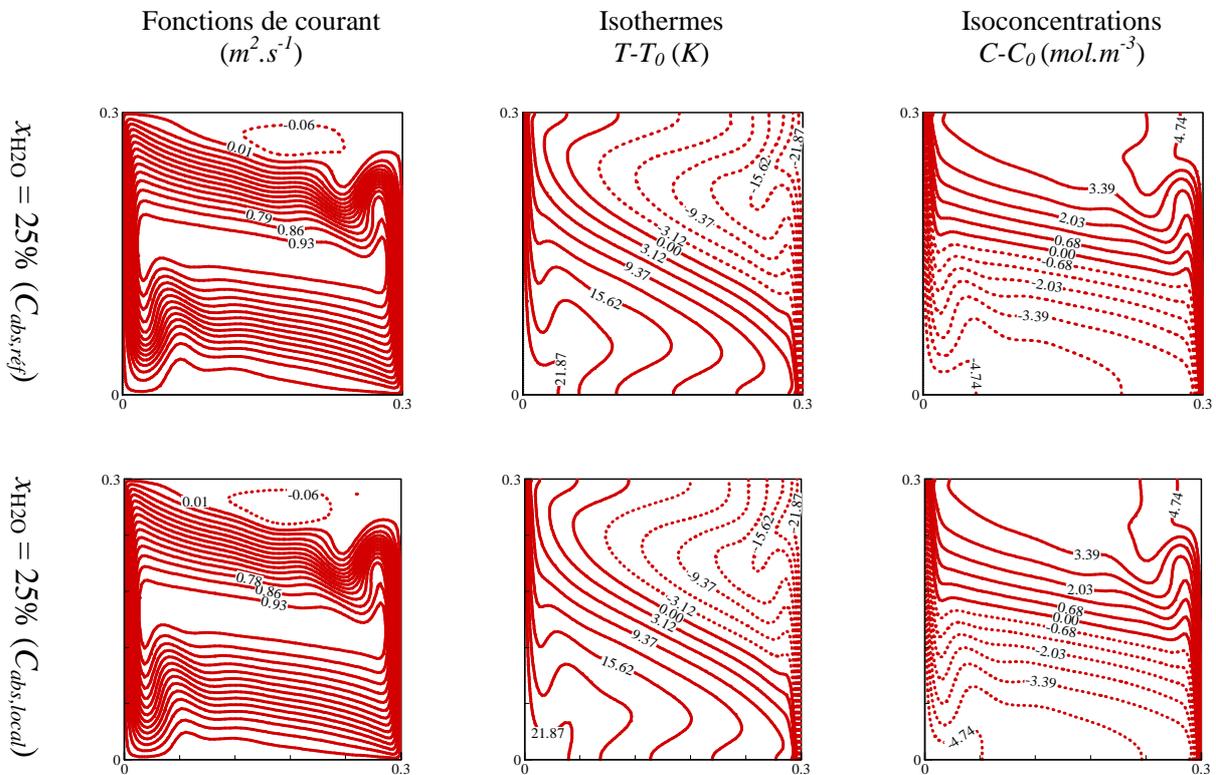


Figure 0-10 : Fonctions de courant, isothermes et isoconcentrations (cas opposant) pour le mélange $x_{H_2O} = 25\%$ ($Ra_T = 8,16 \times 10^6$, $Ra_s = 1,53 \times 10^7$, $Pr = 0,744$, $Le = 0,82$, $N = -2,30$)

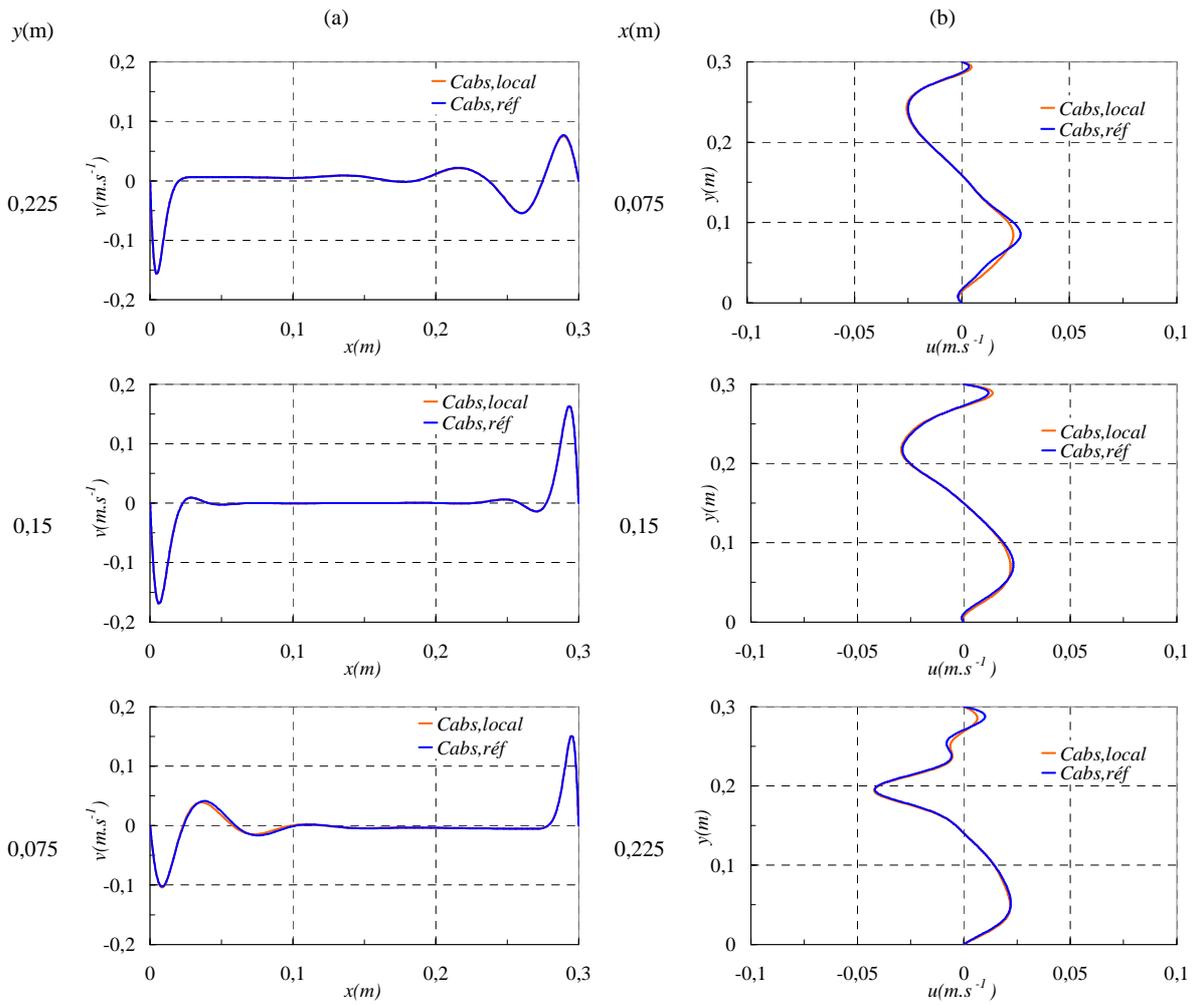


Figure 0-11 : Profils de vitesse verticale (a) et horizontale (b) à différents endroits de la cavité pour le mélange $x_{H_2O} = 25\%$ (cas opposant)

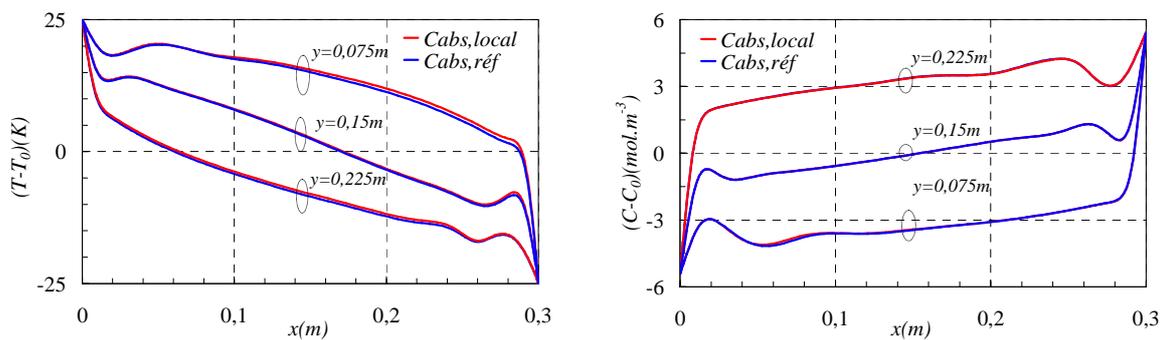


Figure 0-12 : Profils de température et de concentration à différentes hauteurs de la cavité pour le mélange $x_{H_2O} = 25\%$ (cas opposant)

C.3. Synthèse

La prise en compte de la dépendance spatiale de la section efficace d'absorption pour un écart de température de $\pm 25 K$ autour de $555 K$ et un écart de concentration de $\pm 0,25$ (en fraction molaire) autour de $x_{\text{CO}_2 \text{ ou } \text{H}_2\text{O}} = 0,25$ ne change pas le comportement transitoire de l'écoulement. Elle n'introduit pas non plus de changement significatif des solutions en régime stationnaire.

L'utilisation de l'approximation $C_{abs,local} = C_{abs,ref}$ permet un gain important en temps de calcul (diminution d'un facteur 2 à 3) (en évitant le recour à une méthode de Newton-Raphson en tout point du domaine, à chaque pas de temps). Elle n'affecte pas la pression des résultats dans les conditions d'étude envisagées dans ce travail.

ANNEXE D

*Oscillation temporelle des isovaleurs de
température, de concentration et de masse
volumique pour les mélanges x_{CO_2} ou H_2O =
10% et 25% en cas aidant*

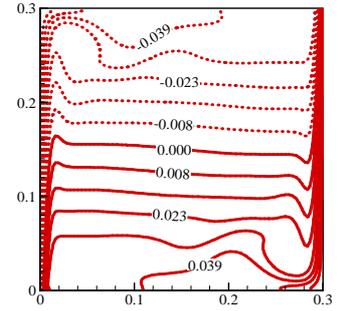
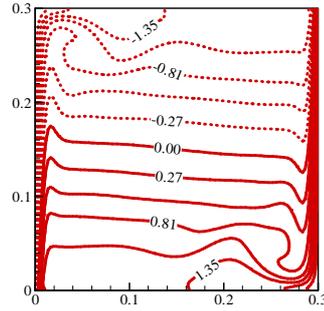
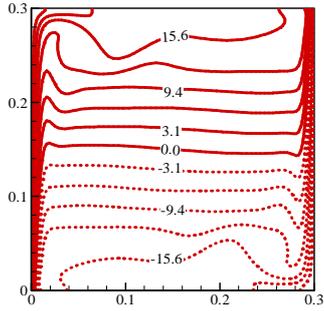
$t(s)$

Isothermes
($T-T_0$) (K)

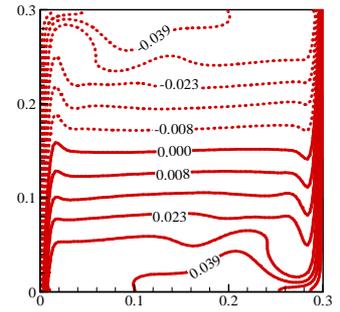
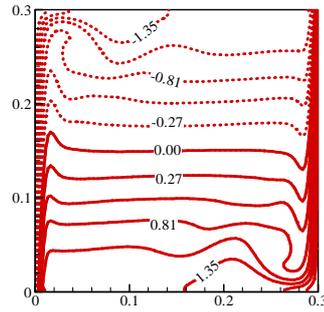
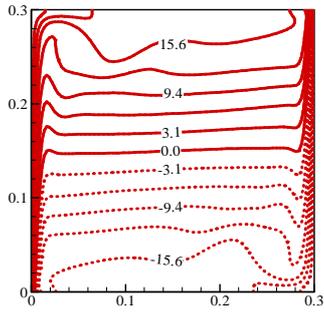
Isoconcentrations
($C-C_0$)($mol.m^{-3}$)

Lignes des isovaleurs de
masse volumique
($\rho-\rho_0$) ($kg.m^{-3}$)

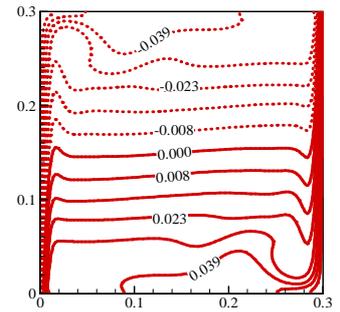
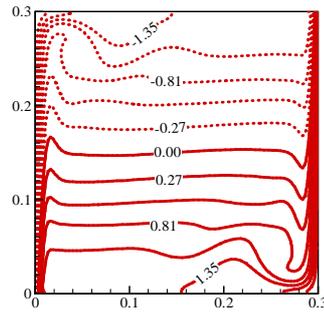
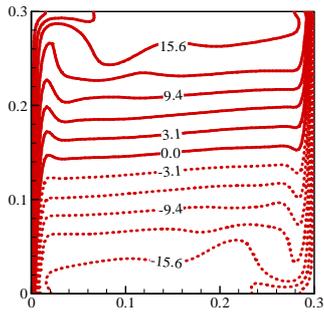
25



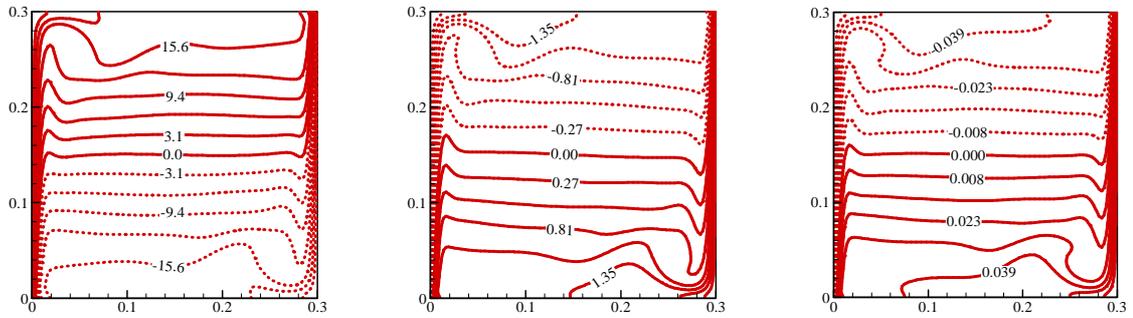
26



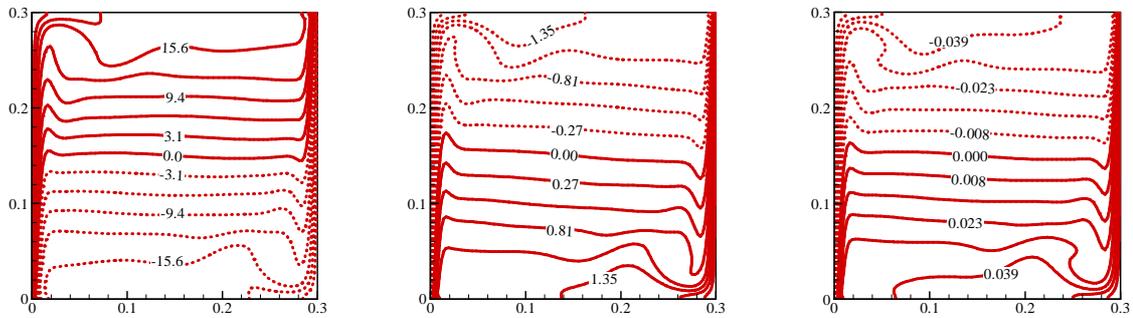
27



28



29



30

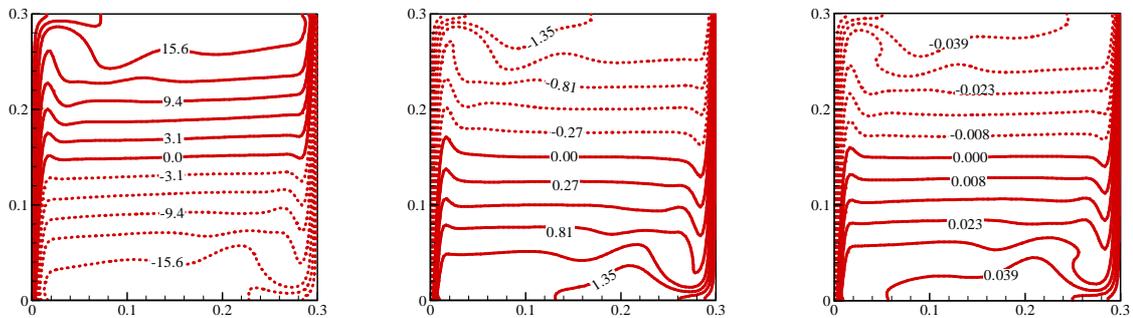


Figure 0-1: Oscillation temporelle des champs de température, de concentration et de masse volumique pour le mélange $x_{CO_2} = 10\%$ en cas aidant : gaz transparent

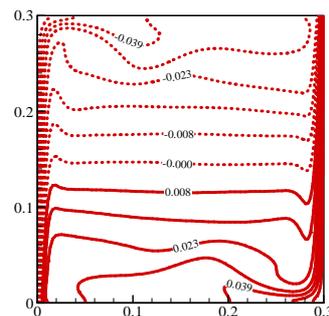
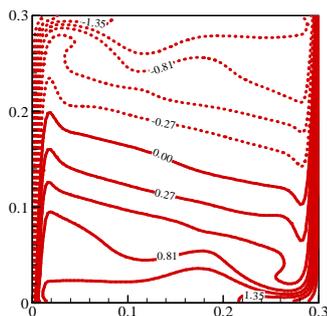
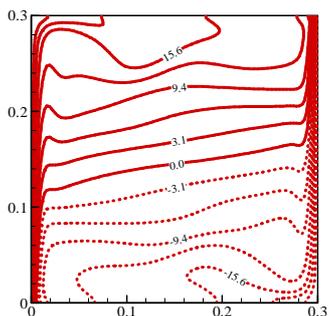
$t(s)$

Isothermes
($T-T_0$) (K)

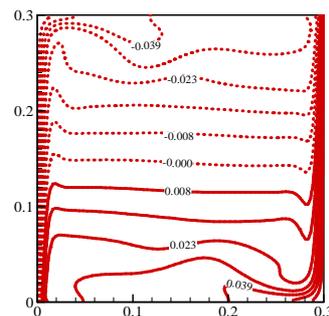
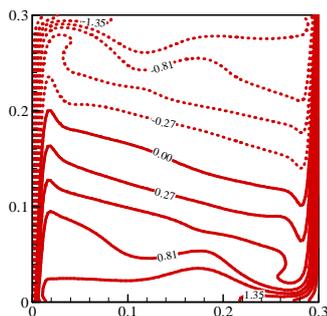
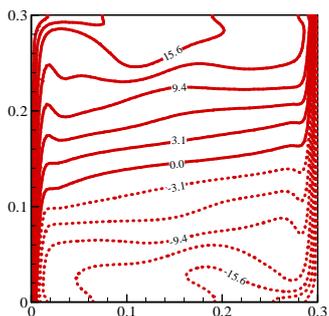
Isoconcentrations
($C-C_0$)(mol.m^{-3})

Lignes des isovaleurs de
masse volumique
($\rho-\rho_0$) (kg.m^{-3})

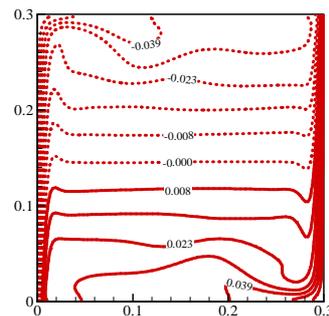
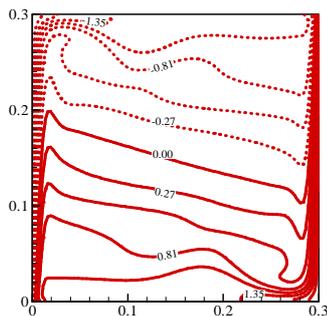
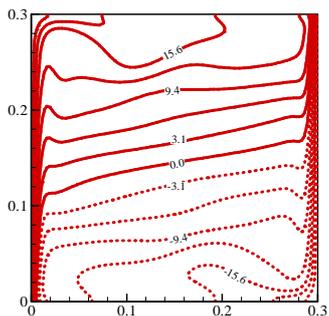
25



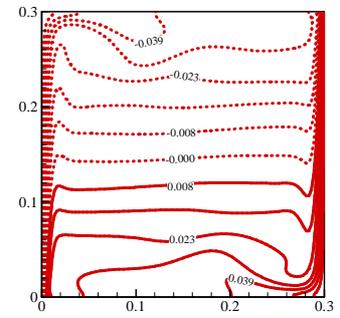
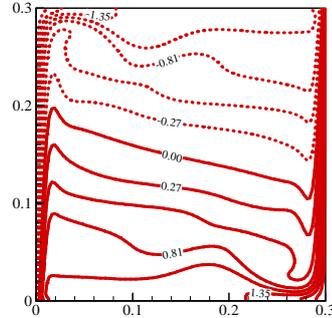
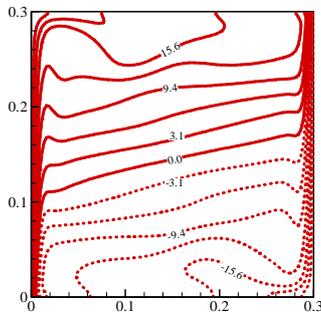
26



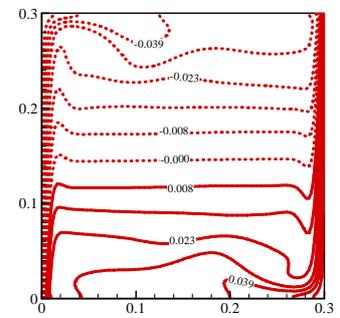
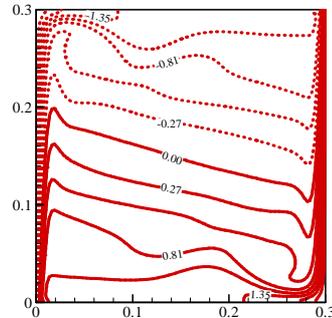
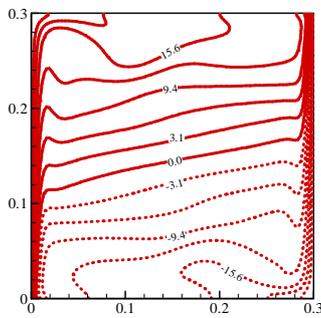
27



28



29



30

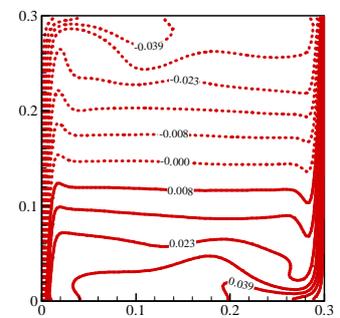
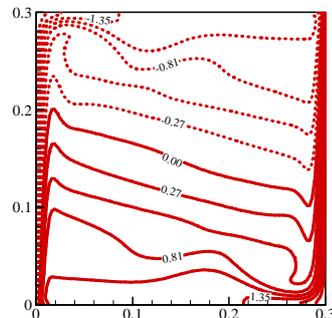
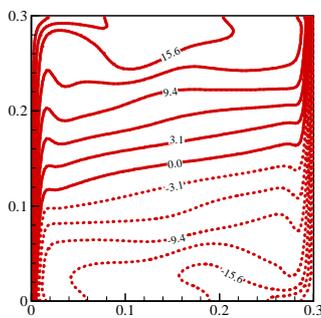


Figure 0-2 : Oscillation temporelle des champs de température, de concentration et de masse volumique pour le mélange $x_{CO_2} = 10\%$ en cas aidant : gaz réel

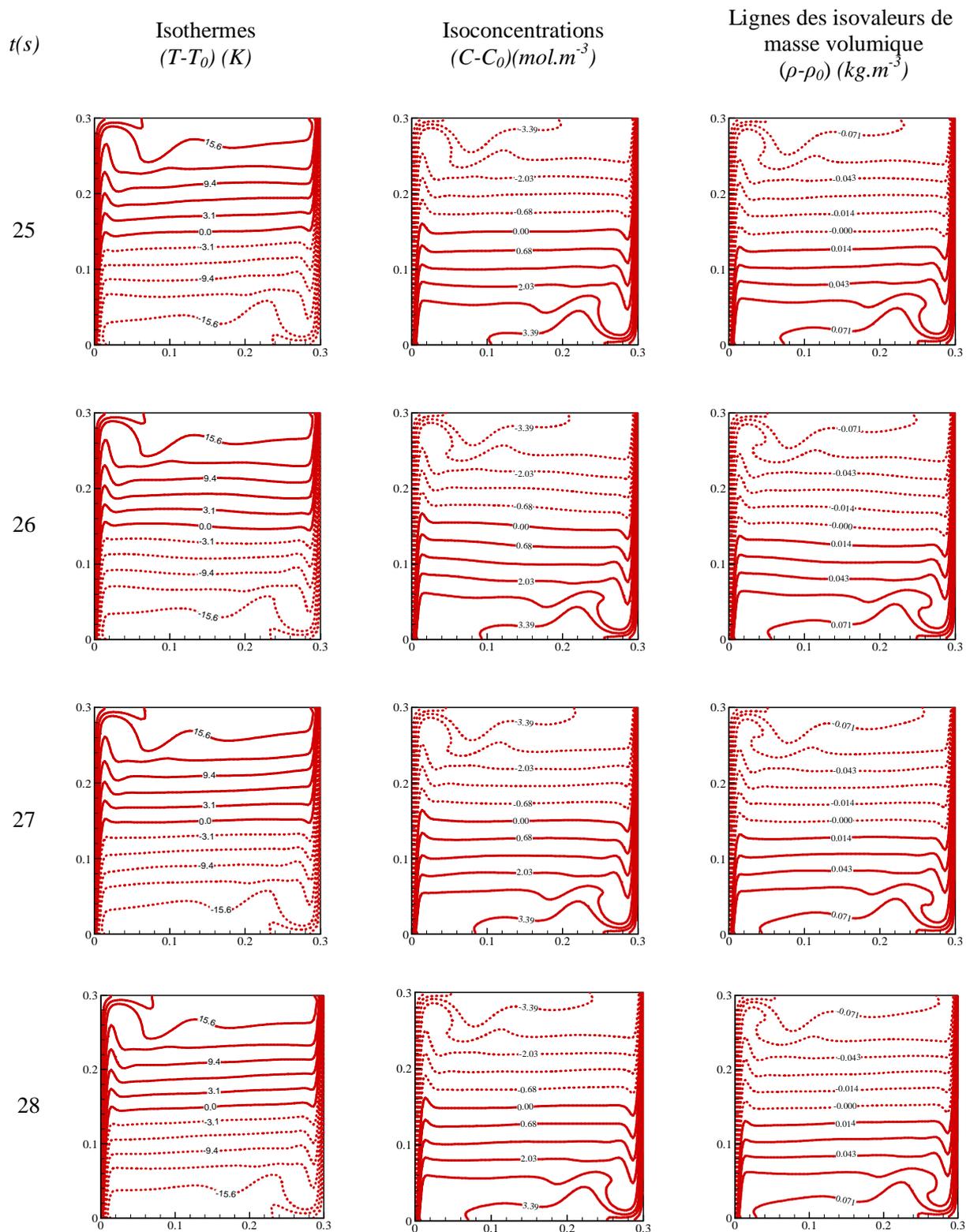


Figure 0-3 : Oscillation temporelle des champs de température, de concentration et de masse volumique pour le mélange $x_{CO_2} = 25\%$ en cas aidant : gaz transparent

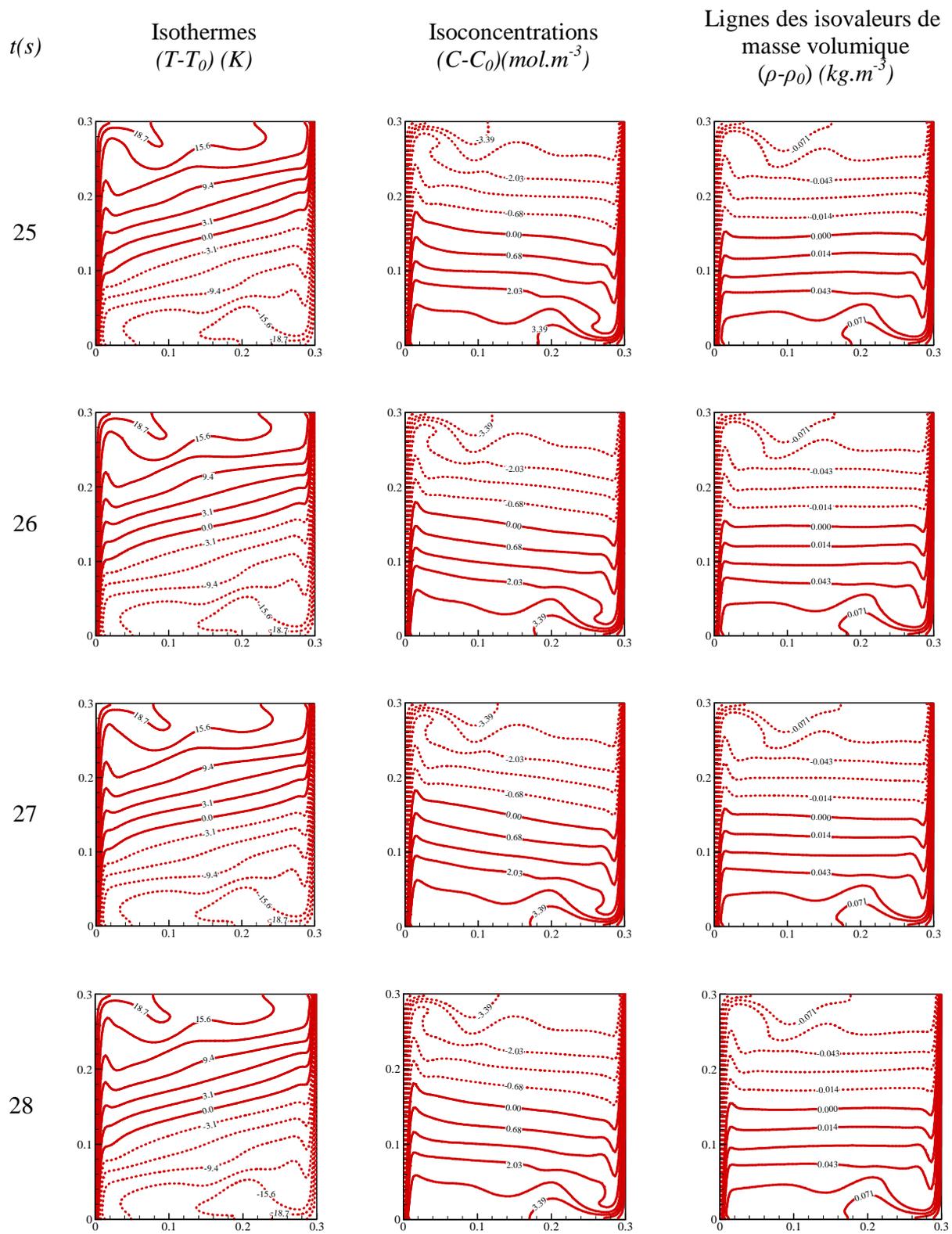


Figure 0-4 : Oscillation temporelle des champs de température, de concentration et de masse volumique pour le mélange $x_{CO_2} = 25\%$ en cas aidant : gaz réel

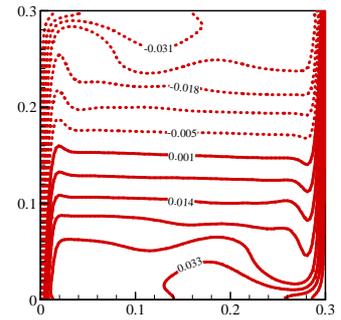
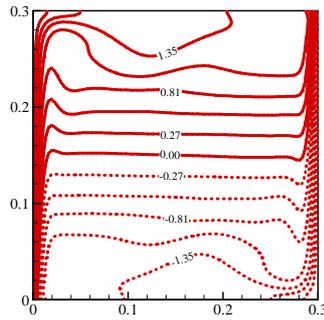
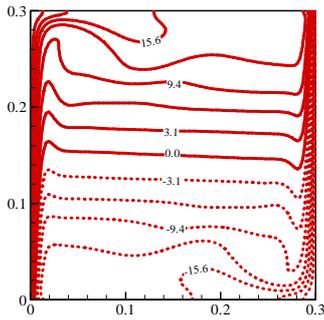
$t(s)$

Isothermes
($T-T_0$) (K)

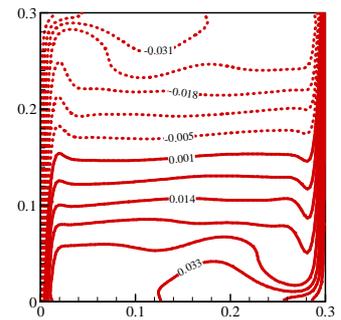
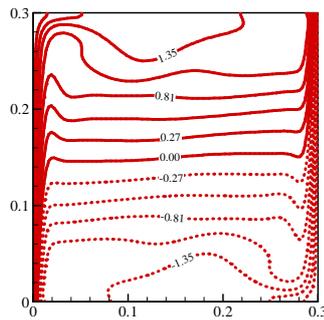
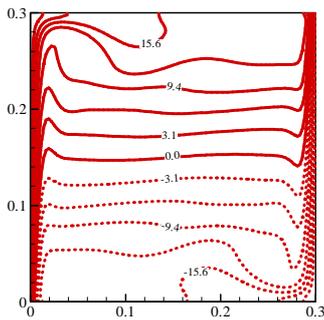
Isoconcentrations
($C-C_0$)($mol.m^{-3}$)

Lignes des isovaleurs de
masse volumique
($\rho-\rho_0$) ($kg.m^{-3}$)

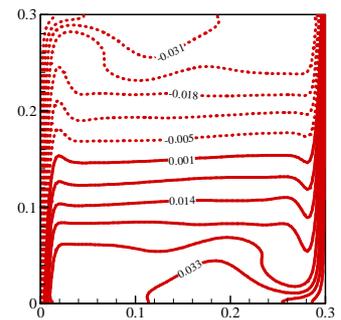
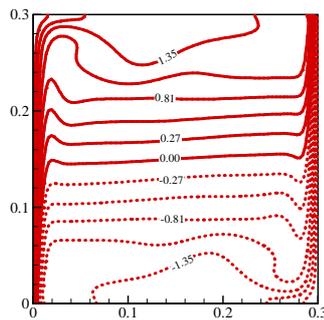
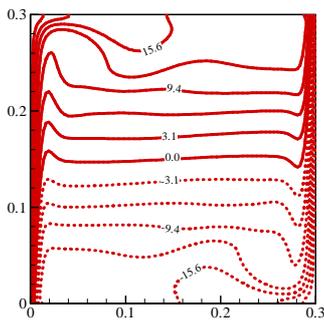
21



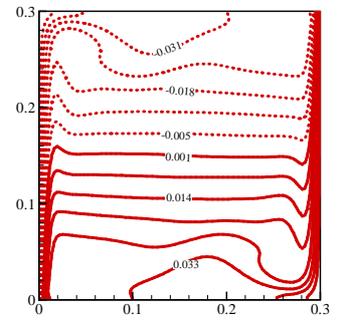
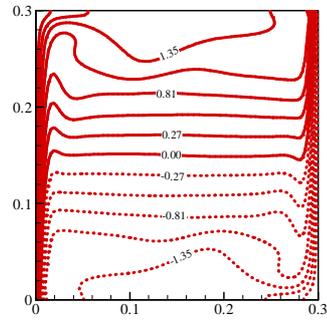
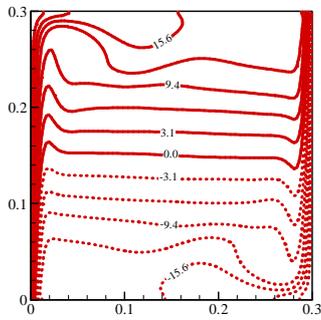
22



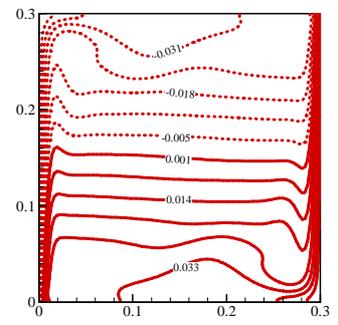
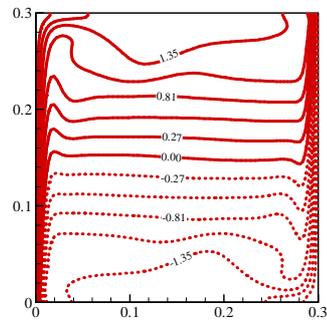
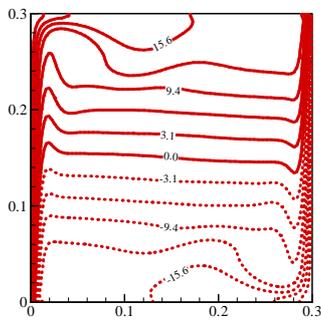
23



24



25



26

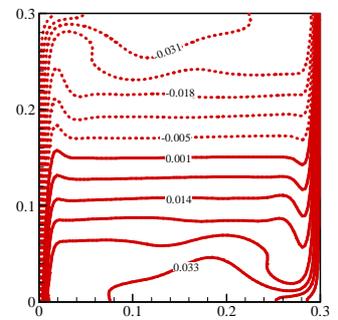
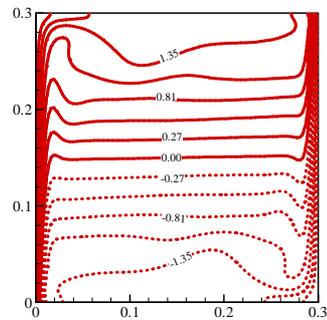
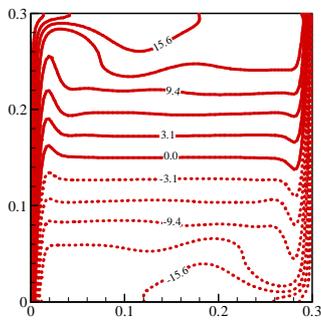


Figure 0-5 : Oscillation temporelle des champs de température, de concentration et de masse volumique pour le mélange $x_{\text{H}_2\text{O}} = 10\%$ en cas aidant : gaz transparent

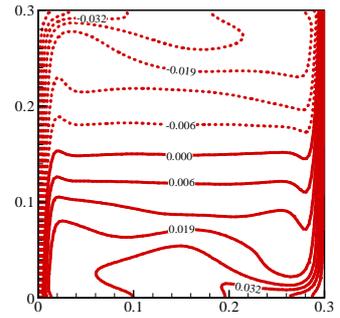
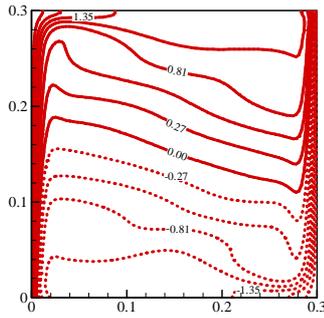
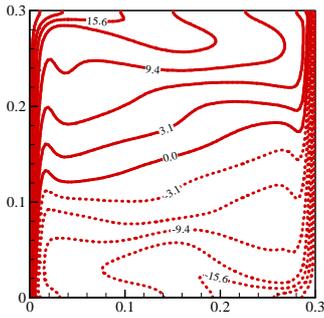
$t(s)$

Isothermes
($T-T_0$) (K)

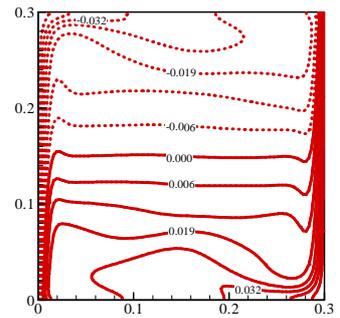
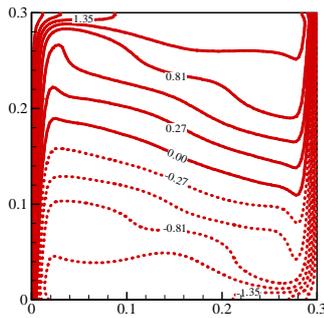
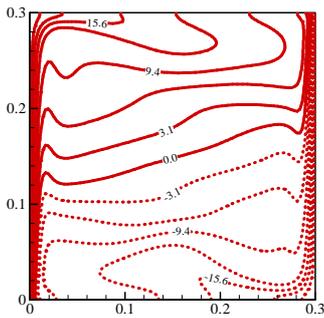
Isoconcentrations
($C-C_0$) (mol.m^{-3})

Lignes des isovaleurs de
masse volumique
($\rho-\rho_0$) (kg.m^{-3})

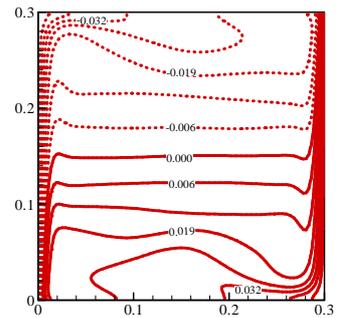
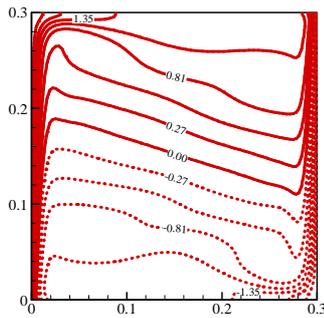
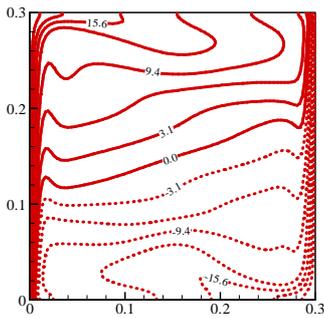
21



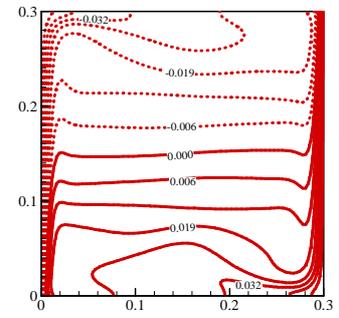
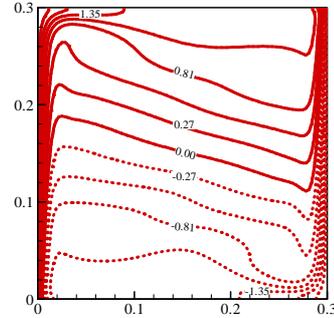
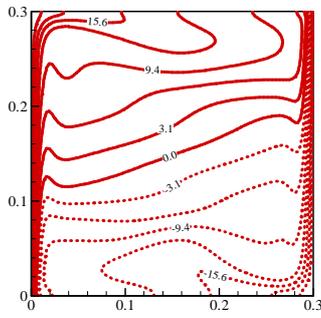
22



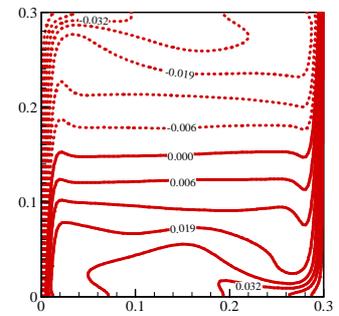
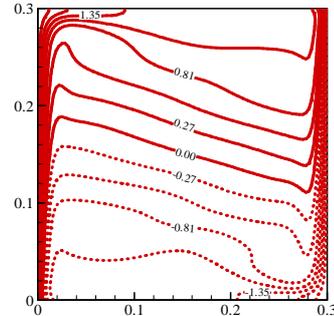
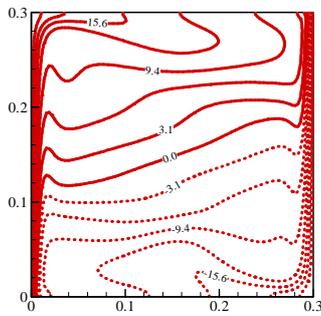
23



24



25



26

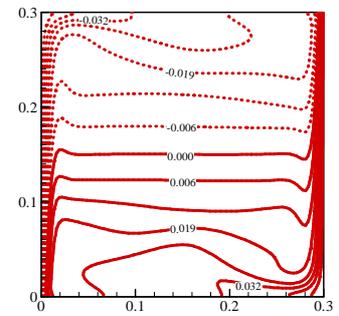
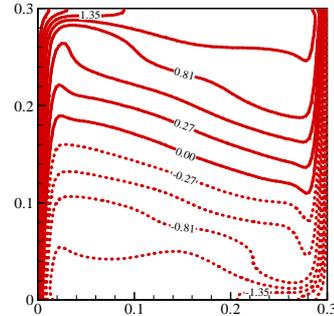
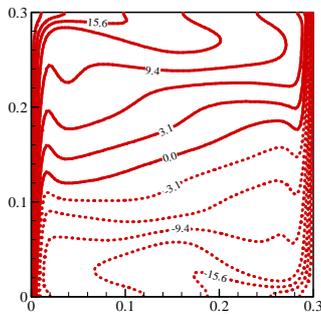


Figure 0-6 : Oscillation temporelle des champs de température, de concentration et de masse volumique pour le mélange $x_{H_2O} = 10\%$ en cas aidant : gaz réel

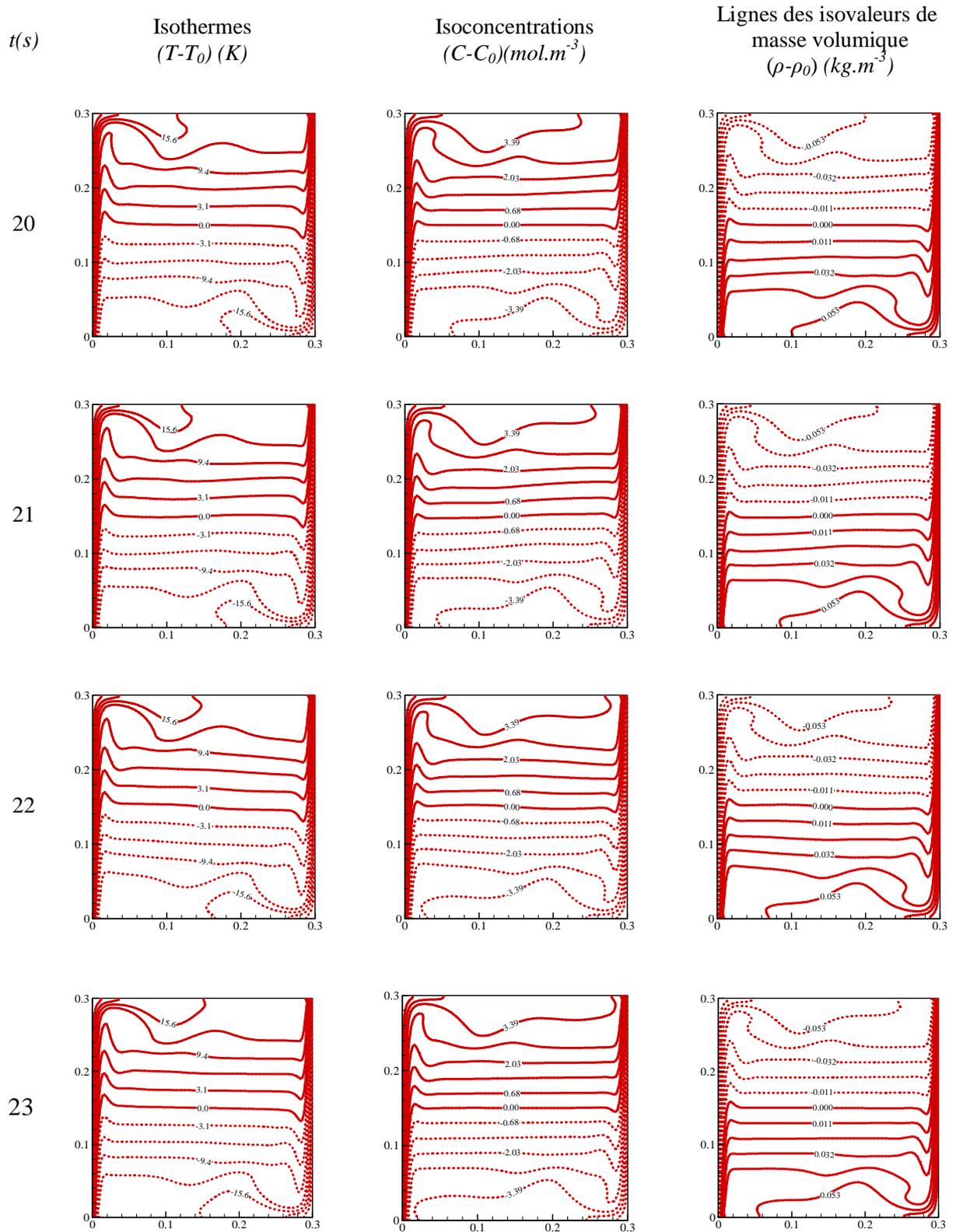


Figure 0-7 : Oscillation temporelle des champs de temperature, de concentration et de masse volumique pour le melange $x_{\text{H}_2\text{O}} = 25\%$ en cas aidant : gaz transparent

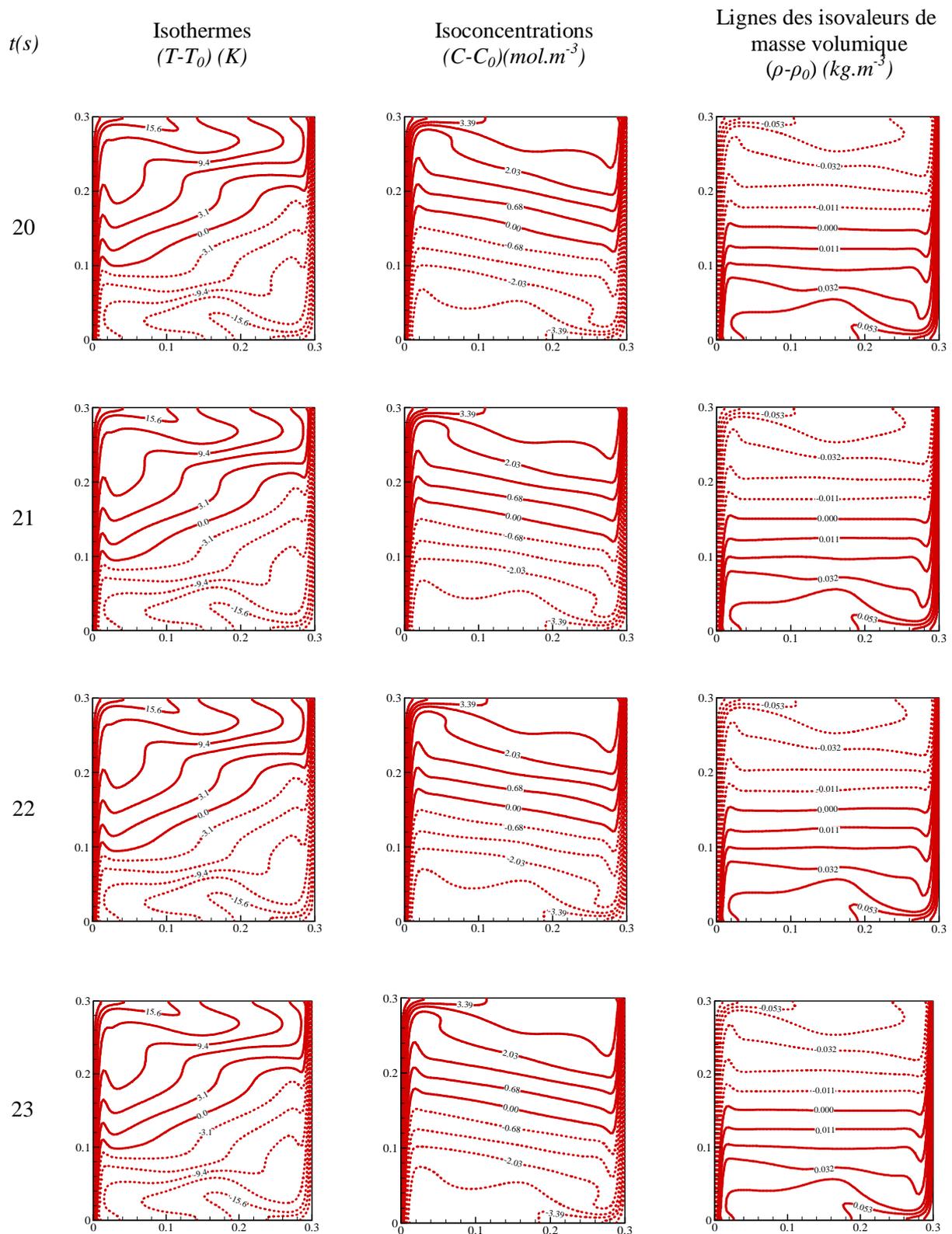


Figure 0-8 : Oscillation temporelle des champs de température, de concentration et de masse volumique pour le mélange $x_{\text{H}_2\text{O}} = 25\%$ en cas aidant : gaz réel

Summary of the thesis

This work deals with the impact of the gas radiation on the natural convection flow in a square cavity containing a binary gaseous mixture where at least one component radiates in the infrared.

In the first chapter, we present the numerical methods thus developed and used in the calculation. They rely on a model of radiation based on the discrete ordinate method (for solving the equation of radiative transfer in given spectral conditions) and model SLW to take into account the real gas absorption spectrum. This radiative module has been implemented in the CFD AQUILON code developed in the laboratory TREFLE (Bordeaux-France).

In the second chapter, we investigate the effect of the gas radiation on the laminar transient double diffusive convection flow in a cavity containing mixtures of air-CO₂ or H₂O. The air is treated here as a fully transparent gas for infrared radiation and the pollutant (CO₂ or H₂O) is the absorbing species. The resulting flow is generated by Archimedean forces when the fluid is subjected simultaneously to temperature and concentration changes. In this configuration, there is a direct coupling between heat and mass fields through the radiative properties of mixture. Indeed, the variations in concentration of the absorbing species (CO₂ or H₂O) modify locally the emission-absorption properties of the fluid and therefore influence sources and fluxes of radiative origin. This new type of coupling induces a radical change in the dynamic flow and the associated transfers affecting the stability's flow conditions. It shows in particular that, in opposite configuration, gas radiation promotes the maintenance of thermosolutale instability which is preventing the establishment of a stationary solution.

In the third chapter, we are interested in the effect of the radiative contribution of water vapour on the turbulent convection in a cavity filled with humid-air (a representative case of a building piece, for example). The equations of momentum and energy conservation have been treated in turbulent regime by LES approach for a Rayleigh number of the order of 1.5×10^9 . It shows that even if the mole fraction of acquiring gas is low ($x_{H_2O} = 0.0115$), the gas radiation affects heat and dynamic of the flow when the cavity's dimensions become large. In particular, the thermal stratification in the center of the cavity is mitigated.

Key words:

Heat-convection, mass transfer, radiative transfer, turbulence, thermal gas-properties.