



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'**Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace**
Spécialité : Énergétique et transferts

Présentée et soutenue par **Romain BRUCE**
le **22 septembre 2011**

**Étude des échanges thermiques convectifs
en paroi d'un ballon scientifique stratosphérique
de type Montgolfière Infrarouge**

JURY

Mme Dany Escudié, présidente
Mme Françoise Bataille, rapporteur
M. Jean-Marie Buchlin, rapporteur
M. Pierre Millan, directeur de thèse
Mlle Gaël Parot
M. Philippe Reulet, co-directeur de thèse

École doctorale : **Mécanique, énergétique, génie civil et procédés**

Unité de recherche : **ISAE-ONERA EDyF**

Directeur de thèse : **M. Pierre Millan**

Co-directeur de thèse : **M. Philippe Reulet**



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace
Spécialité : Énergétique et transferts

Présentée et soutenue par **Romain BRUCE**
Le 22 septembre 2011

Étude des échanges thermiques convectifs en paroi d'un ballon scientifique stratosphérique de type Montgolfière Infrarouge

JURY

M. Jean Marie Buchlin, rapporteur
Mme. Françoise Bataille, rapporteur
M. Dany Escudie,
M. Pierre Millan, directeur de these
M. Philippe Reulet,
Mlle. Gaël Parot,

École doctorale : **Mécanique, énergétique, génie civil et procédés**

Unité de recherche : **Équipe d'accueil ISAE-ONERA TACT**

Directeur de thèse : **M. Pierre Millan**

Étude des échanges thermiques convectifs en paroi d'un ballon scientifique stratosphérique de type Montgolfière Infrarouge

La Montgolfière Infrarouge (MIR), de 40 mètres de diamètre et développée par le CNES, capte le rayonnement infrarouge terrestre pour chauffer l'air à l'intérieur du ballon et le maintenir à des altitudes élevées (30km le jour et 20km la nuit). Cette étude vise à déterminer le coefficient de convection naturelle externe dans des conditions expérimentales proches de celles rencontrées par la MIR lors de son vol ($10^{11} < Ra < 10^{12}$, distribution de température inhomogène, condition d'environnement infini). Dans ce but, une maquette de la MIR, à l'échelle 1/100ème et constituée de films chauffants, est placée dans une enceinte remplie d'air ($2 \times 10^8 < Ra < 4 \times 10^8$). Une instrumentation PIV (Particle Image Velocimetry) permet de caractériser l'écoulement dans un plan 2D autour de la maquette et des thermocouples, placés sur la maquette et dans l'enceinte, mesurent la température. Ce banc expérimental permet de calculer le nombre de Nusselt local sur la maquette pour différentes distributions de température. Une simulation numérique, dont les résultats sont validés par rapport à l'expérience, vient compléter l'étude du nombre de Nusselt local pour des nombres de Rayleigh plus importants ($10^{10} < Ra < 2 \times 10^{10}$), plus proches des conditions réelles.

Mots-Clés : Convection naturelle, panache turbulent, mesures PIV, mesures thermocouple, modélisation numérique, Montgolfière Infrarouge.

Study of convective heat transfer on the wall of Infrared Balloon

The Infrared Balloon (40 m diameter balloon developed by the CNES) captures the infrared radiation to heat up the internal air for long-duration high-altitude flight (30km during day and 20km during night). The aim of this study is to define the external natural convection coefficient that appears on the skin of the IR balloon during its stratospheric flight ($10^{11} < Ra < 10^{12}$, non isothermal heating, infinite atmosphere). An experimental study has been done with a model of IR balloon (100 times smaller than the balloon and covered with flexible heaters) placed in a cavity filled with air ($2 \times 10^8 < Ra < 4 \times 10^8$). A PIV (Particle Image Velocimetry) system characterizes the flow in a 2D plan around the model and thermocouples, placed on the model and in the cavity, measure the temperature. Thanks to this experiment, the local Nusselt number can be calculated on the model for different temperature distributions. Furthermore, a numerical study has been realized to simulate the experiment. Its aim is to analyze, in a second place, the behavior of the local Nusselt number for higher Rayleigh numbers ($10^{10} < Ra < 2 \times 10^{10}$).

Keywords : Natural convection, turbulent plume, PIV measurements, thermocouple measurements, numerical modelisation, IR Balloon.

REMERCIEMENTS

Tout d'abord, un grand merci aux membres du jury composé de Monsieur Jean Marie Buchlin, Professeur au VKI, Madame Françoise Bataille Professeur à l'université de Perpignan, Madame Dany Escudie, directrice de recherche au CETHIL pour avoir pris le temps d'examiner mon travail. Je remercie tout particulièrement Monsieur Buchlin pour les corrections détaillées apportées à mon mémoire de thèse.

Je remercie mon directeur de thèse, Monsieur Pierre Millan, directeur du département DMAE à l'ONERA pour m'avoir accueilli dans le laboratoire et accordé une grande liberté quant à la réalisation d'une expérience ambitieuse.

Mes remerciements vont également à Gérard Letrenne et Gaël Parot, travaillant au département ballon du CNES, pour m'avoir donné le support technique et les moyens pour réaliser ce travail.

Je remercie aussi les personnes travaillant à l'unité TACT au DMAE et surtout Philippe R. pour son aide précieuse dans la compréhension des nombreux phénomènes physiques entourant cette étude, aussi bien lors de sa réalisation que dans l'analyse des résultats qui en découlent. Pour m'avoir aidé à mettre en œuvre l'expérience, je tiens à remercier David et Francis pour leurs connaissances et les discussions scientifiques intéressantes qu'on a pu avoir, Jean François pour sa gentillesse et sa disponibilité et Philippe B. pour tout ce qui concerne le réglage et le fonctionnement du laser. En ce qui concerne la partie numérique, mes remerciements vont exclusivement à Emmanuel pour m'avoir permis d'obtenir de nombreux résultats.

Pour que ces remerciements soient complets, il ne faut pas oublier les doctorants qui m'ont accompagnés dans cette galère, notamment Cédric, Fabien, les deux Olivier, Pierrick, Muzo, Estelle et bien d'autres, pour m'avoir permis de devenir un joueur de belotte aguerri.

Enfin, je dis un grand merci à toute ma famille qui a du me supporter durant l'écriture de ce mémoire malgré mes humeurs massacrantes.

Résumé :

Etude des échanges thermiques convectifs en paroi d'un ballon scientifique de type Montgolfière Infrarouge

La Montgolfière Infrarouge (MIR), de 40 mètres de diamètre et développée par le CNES, capte le rayonnement infrarouge terrestre pour chauffer l'air à l'intérieur du ballon et le maintenir à des altitudes élevées (30km le jour et 20km la nuit). Cette étude vise à déterminer le coefficient de convection naturelle externe dans des conditions expérimentales proches de celles rencontrées par la MIR lors de son vol ($10^{11} < Ra < 10^{12}$, distribution de température inhomogène, condition d'environnement infini). Dans ce but, une maquette de la MIR, à l'échelle 1/100ème et constituée de films chauffants, est placée dans une enceinte remplie d'air ($2 \times 10^8 < Ra < 4 \times 10^8$). Une instrumentation PIV (Particle Image Velocimetry) permet de caractériser l'écoulement dans un plan 2D autour de la maquette et des thermocouples, placés sur la maquette et dans l'enceinte, mesurent la température. Ce banc expérimental permet de calculer le nombre de Nusselt local sur la maquette pour différentes distributions de température. Une simulation numérique, dont les résultats sont validés par rapport à l'expérience, vient compléter l'étude du nombre de Nusselt local pour des nombres de Rayleigh plus importants ($10^{10} < Ra < 2 \times 10^{10}$), plus proches des conditions réelles.

Mots-Clés : Convection naturelle, panache turbulent, mesures PIV, mesures thermocouple, modélisation numérique, Montgolfière Infrarouge.

Abstract :

Study of convective heat transfer on the wall of Infrared Balloon

The Infrared Balloon (40 m diameter balloon developed by the CNES) captures the infrared radiation to heat up the internal air for long-duration high-altitude flight (30km during day and 20km during night). The aim of this study is to define the external natural convection coefficient that appears on the skin of the IR balloon during its stratospheric flight ($10^{11} < Ra < 10^{12}$, non isothermal heating, infinite atmosphere). An experimental study has been done with a model of IR balloon (100 times smaller than the balloon and covered with flexible heaters) placed in a cavity filled with air ($2 \times 10^8 < Ra < 4 \times 10^8$). A PIV (Particle Image Velocimetry) system characterizes the flow in a 2D plan around the model and thermocouples, placed on the model and in the cavity, measure the temperature. Thanks to this experiment, the local Nusselt number can be calculated on the model for different temperature distributions. Furthermore, a numerical study has been realized to simulate the experiment. Its aim is to analyze, in a second place, the behavior of the local Nusselt number for higher Rayleigh numbers ($10^{10} < Ra < 2 \times 10^{10}$).

Keywords: Natural convection, turbulent plume, PIV measurements, thermocouple measurements, numerical modelisation, IR Balloon.

TABLES DES MATIERES

Remerciements	I
Table des matières	III
Liste des figures	VII
Liste des tableaux	XVII
Nomenclature	XIX
Introduction	1
Contexte et enjeux	1
Objectifs et moyens	2
Plan de la thèse	3
Chapitre 1 : Etude Bibliographique	5
1. La Mongolfière Infrarouge	6
1.1. Caractéristiques de la MIR	6
1.2. Les échanges thermiques convectifs en paroi de la MIR	7
1.2.1. La convection naturelle	8
1.2.2. Les nombres de Rayleigh rencontrés par la MIR en vol	10
1.2.3. La convection mixte	11
1.3. Modélisation de l'altitude de vol des MIR	13
1.3.1. Premières études réalisées sur la convection autour des MIR	13
1.3.2. Modèles pour prévoir l'altitude de vol de la MIR	14
1.3.3. Etudes réalisées par Simulog	20
2. La convection naturelle autour de sphères isothermes	23
2.1. Evolution du Nusselt local	23
2.1.1. Ecoulement autour de la sphère isotherme	23
2.1.2. Le nombre de Nusselt local	24
2.2. Corrélation du nombre de Nusselt moyen	27
2.2.1. La corrélation du nombre de Nusselt de Churchill	27
2.2.2. Comparaison avec la corrélation utilisée par le CNES	30
3. Le dimensionnement de l'expérience	32
3.1. Structure des panaches turbulents.....	32
3.2. Etat de l'art pour la convection naturelle dans une cavité	34
3.2.1. Influence de la distance entre l'élément chauffant et la paroi de la cavité.....	34

3.2.2. Influence de la hauteur de la cavité	36
3.2.3. Influence de la position de l'objet dans la cavité	38
Conclusion	42
Chapitre 2 : Caractérisation expérimentale	47
1. Le dispositif expérimental	48
1.1. La Maquette	48
1.1.1. Les films chauffants	48
1.1.2. La structure finale de la maquette	51
1.1.3. Le système électrique permettant de contrôler la chauffe de la maquette	53
1.2. La Cuve	54
1.2.1. Les parois horizontales	54
1.2.2. Les parois verticales	57
1.2.3. L'Hexafluorure de soufre (SF ₆)	58
2. Les Moyens de mesures	60
2.1. Les mesures thermocouples	60
2.1.1. Principe du thermocouple	60
2.1.2. Sur la maquette	61
2.1.3. Sur les parois de la cuve et dans la cuve	61
2.2. La vélocimétrie par Images de particules (PIV)	63
2.2.1. Principe général de la PIV	63
2.2.2. Description de la chaîne de mesure	64
2.2.3. Mise en œuvre	66
2.3. La thermographie Infrarouge	70
2.3.1. Principe général de la thermographie Infrarouge	70
2.3.2. Chaîne d'acquisition	71
2.3.3. Mise en place	71
Conclusion	72
Chapitre 3 : Les mesures PIV	75
1. Essais préliminaires	75
1.1. Nombres de doublets d'image nécessaires	76
1.2. L'ensemencement utilisé dans l'expérience	80
2. Champs moyens de vitesse	81
2.1. Configuration isotherme	81
2.2. Configuration non isotherme	84
3. Analyse de l'écoulement	85

3.1. L'écoulement à mi hauteur de la maquette	85
3.1.1. L'analyse du champ de mesure moyen	86
3.1.2. L'analyse du champ de mesure instantanée	89
3.2. L'écoulement au niveau du sommet de la maquette	90
3.2.1. L'analyse du champ de mesure moyen	91
3.2.2. L'analyse du champ de mesure instantané	97
3.3. L'écoulement au dessus de la maquette entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=1,8$ m	100
3.3.1. L'analyse du champ de mesure moyen	100
3.3.2. L'analyse du champ de mesure instantané	106
Conclusion	108
Chapitre 4 : Etude thermique de la maquette	111
1. Essais préliminaires	111
1.1. Calcul du nombre de Nusselt local en paroi de la maquette	111
1.2. Mesures par thermographie infrarouge	113
1.3. Calcul de l'incertitude sur la valeur du nombre de Nusselt	115
2. Le Nombre de Nusselt	119
2.1. Les configurations de température isotherme	119
2.1.1. Le Nusselt local	119
2.1.2. Le Nusselt moyen	124
2.2. Les configurations de température non isotherme	126
2.2.1. Le calcul du nombre de Nusselt	126
2.2.2. Le Nusselt local	127
2.2.3. Le Nusselt moyen	130
2.3. Comparaison des configurations isothermes et non isothermes	131
Conclusion	134
Chapitre 5 : Etude Numérique	137
1. Etude avec une température uniforme de 130°C sur la maquette	137
1.1. Contexte	137
1.2. Modèle numérique	138
1.2.1. Modélisation 2D axisymétrique	138
1.2.2. Modélisation 3D	139
1.3. Influence du modèle de turbulence	141
1.4. Comparaison entre les résultats expérimentaux et simulations CEDRE : champ dynamique	143
1.4.1. Approche 2D axisymétrique	143
1.4.2. Approche 3D	150

1.5. Comparaison entre les résultats expérimentaux et simulations CEDRE : thermique pariétale	157
2. Résultats pour différentes températures de chauffe dans l'air et dans le SF6	161
2.1. Simulation numérique 2D axisymétrique dans l'air	161
2.1.1. Comparaison du champ dynamique	161
2.1.2. Comparaison de champ thermique et du nombre de Nusselt	165
2.2. Simulation numérique 2D axisymétrique dans le gaz lourd SF6	168
2.2.1. Comparaison du champ dynamique	168
2.2.2. Comparaison du champ thermique et du nombre de Nusselt	171
Conclusion	176
Conclusion	179
Bilan de l'étude	179
Perspectives	180
Bibliographie	183

LISTE DES FIGURES

- Fig I.1 : Photographie d'une MIR au décollage
- Fig I.2 : Schéma simplifié de l'évolution de l'altitude lors d'un vol de MIR
- Fig 1.1 : Représentation de la MIR
- Fig. 1.2 : plaque plane verticale isotherme en convection naturelle
- Fig. 1.3 : MIR (température de paroi T_p) dans un écoulement à T_0
- Fig 1.4 : Bilan thermique radiatif et convectif autour de la MIR lors de son vol
- Fig 1.5 : Simulation (courbe continue) et mesures expérimentales (symbole) pour la journée du 29.10.83
- Fig 1.6 : Schéma du bilan thermique réalisé en plusieurs nœud sur la paroi de la MIR
- Fig 1.7 : Maillage utilisé pour le calcul nodal en paroi du ballon (gauche) et le maillage utilisé pour simuler l'écoulement à l'intérieur et à l'extérieur du ballon (droite)
- Fig 1.8 : Evolution de la température sur la paroi de la MIR en fonction de la hauteur (gauche) et les isocontours de température à l'intérieur du ballon (droite)
- Fig 1.9 : Schéma de l'étude numérique réalisée par la société Simulog pour simuler l'écoulement autour d'une MIR sphérique
- Fig 1.10 : Champ de température calculé numériquement à l'intérieur et à l'extérieur de la MIR
- Fig 1.11 : Isocontour de vitesse au dessus d'une sphère chauffée avec une distribution de température isotherme
- Fig 1.12 : Evolution du panache d'air chaud, dans le temps, au dessus d'une sphère isotherme avec les isocontours de température
- Fig 1.13 : Evolution du nombre de Nusselt local pour une sphère solide de benzène plongée dans du benzène liquide
- Fig 1.14 : Evolution du nombre de Nusselt local réalisée en simulation par Dhole [61] pour un écoulement de convection forcée autour d'une sphère chauffée avec une distribution de température uniforme (gauche) et un flux de chaleur uniforme (droite) sur sa paroi
- Fig 1.15 : Schéma représentant la position des hémisphères, vers le bas (a) et vers le haut (b) (gauche) et l'évolution de l'épaisseur de la couche limite thermique sur un méridien pour l'hémisphère isotherme placée vers le haut
- Fig 1.16 : Evolution du nombre de Nusselt local sur un méridien pour une hémisphère isotherme placée vers le bas (gauche) et vers le haut (droite) pour des nombres de Rayleigh compris entre 10^8 et 2×10^9

- Fig 1.17 : Visualisation de l'écoulement autour d'un cylindre chauffé pour un nombre de Rayleigh de 10^{10} (gauche) et évolution du nombre de Nusselt sur les parois de ce cylindre chauffé pour des nombres de Rayleigh compris entre 6×10^8 et 2×10^{13} (droite)
- Fig 1.18 : Schéma de l'expérience de Yamato et Tien sur des sphères isothermes plongées dans de l'eau (droite) et l'évolution du nombre de Nusselt global pour différents nombres de Rayleigh compris entre 10^4 et 10^{10}
- Fig 1.19 : Comparaison des corrélations de Nusselt avec les données expérimentales pour le nombre de Nusselt local sur une sphère isotherme [54]
- Fig 1.20 : Comparaison de la corrélation de Churchill sur la sphère isotherme avec la corrélation du CNES pour le nombre de Prandtl $Pr=0,72$
- Fig 1.21 : Isothermes au dessus d'une calotte parabolique chauffée (gauche) et évolution de la vitesse et de la température au niveau de l'axe vertical de la calotte chauffée (droite)
- Fig 1.22 : Schéma représentant l'élément chauffant placé au niveau du sol (a) et à une hauteur h du sol (b) (gauche) et l'évolution des températures et des vitesses sur l'axe vertical de l'élément chauffant pour les 2 configurations a et b (droite)
- Fig 1.23 : Expérience de Warrington et Powe [39] : descriptif expérimental (a) et corrélations $Nu_L(Ra_L)$ obtenues avec la sphère isotherme (b)
- Fig 1.24 : Configuration étudiée par Cesini et al. [20], avec le schéma décrivant l'expérience (a), les isocontours de vitesse pour $W/D=2,1$ (b) et pour $W/D=3,6$ (c) avec $Ra_D=2,4 \cdot 10^3$
- Fig 1.25 : Expérience de Cesini et al. en 1999 [20]: évolution du nombre de Nusselt local pour $Ra=3,4 \cdot 10^3$ (a) et évolution du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Rayleigh (b) pour les rapport $W/D=2,1$ (○), $W/D=2,9$ (□) et $W/D=3,6$ (◇)
- Fig 1.26 : Visualisation de l'écoulement de convection obtenu numériquement par Attoui et Daube [17] à différents instants pour $Ra_H=1,5 \times 10^8$
- Fig 1.27 : Vecteurs vitesse dans l'écoulement instationnaire pour $H = L$ et $Ra_L = 10^7$ (a) et pour $H=4L$ et $Ra_L = 2,3 \cdot 10^4$ (b) obtenus numériquement par Bouafia et al. [19]
- Fig 1.28 : Norme de vitesse obtenue expérimentalement par Atmane et al. [16] à 4 instants différents au dessus du cylindre chauffé pour $H/D=1$ et $Ra=10^6$
- Fig 1.29 : Lignes de courant pour plusieurs positions verticales du cylindre chauffant avec $Ra_H=3 \times 10^5$ et $Pr=0,71$ obtenues numériquement par Shu et al. [32]
- Fig 1.30 : isothermes et lignes de courant autour d'une sphère chauffée placée à différentes hauteurs dans une cavité cubique dans le plans où la distance entre la surface de la sphère et la paroi verticale est minimale (colonne de gauche $\theta=0^\circ$) et dans le plans où la distance entre la surface de la sphère et la paroi verticale est maximale (colonne de droite $\theta=45^\circ$)
- Fig 1.31 : Schéma représentant les dimensions de l'expérience en vue de dessus (a) et dans le plan d'expérience (b)

- Fig 2.1 : Représentation 3D de la cuve avec la maquette chauffante placée à l'intérieur
- Fig 2.2 : Schéma représentant la forme des films chauffants mis à plat (gauche) et le principe de fonctionnement d'un réchauffeur silicone résistif (droite)
- Fig 2.3 : Schéma représentant une vue à plat des 17 bandes chauffantes dont certaines sont constituées de plusieurs parties
- Fig 2.4 : Schéma représentant la maquette de la MIR avec la position de toutes les bandes chauffantes
- Fig 2.5 : Photographie de la maquette de la MIR en vue de côté (gauche) et en vue de dessus (droite)
- Fig 2.6 : Photographie du pied et du socle sur lequel repose la maquette avec le joint en néoprène en noir autour du disque en aluminium pour garantir l'étanchéité de la cuve expérimentale
- Fig 2.7 : Schéma simplifié représentant le circuit électrique utilisé pour alimenter et régler la puissance électrique envoyée sur chaque film chauffant (gauche) et la photographie du boîtier de contrôle qui fixe la puissance envoyée sur chaque réchauffeur (droite)
- Fig 2.8 : Schéma représentant le plafond de la cuve avec la cavité dans laquelle circule l'eau refroidie par le bain thermostaté
- Fig 2.9 : Photographie représentant le plafond de la cuve entouré par les 4 parois verticales en verre
- Fig 2.10 : photographie du plancher de la cuve quand la maquette n'est pas installée à l'intérieur
- Fig 2.11 : photographie de la cuve expérimentale quand la maquette est en place à l'intérieur
- Fig 2.12 : Visualisation par strioscopie du gaz SF₆ s'écoulant dans l'air
- Fig 2.13 : Représentation en coupe de la maquette avec la position des thermocouples placés entre la structure en liège et les bandes chauffantes
- Fig 2.14 : Schéma représentant la vue de dessus du peigne contenant les 5 thermocouples mesurant la température de l'air froid à mi hauteur de la maquette (à 0,4 m du plancher de la cuve)
- Fig 2.15 : Schéma représentant la position des thermocouples sur la maquette et dans la cuve et le panneau de contrôle permettant de régler la puissance envoyée sur les bandes chauffantes
- Fig 2.16 : Principe du suivi des particules en PIV à 2 composantes
- Fig 2.17 : Photographie du laser Quantel de type Nd:YAG
- Fig 2.18 : Photographie de l'ensemenceur au DEHS
- Fig 2.19 : Traitement des doublets d'image par le logiciel PIV
- Fig 2.20 : Schéma représentant la position des 43 champs de mesure PIV
- Fig 2.21 : Photographie du bras de déplacement contenant les 2 caméras PIV

Fig 2.22 : Photographie du chemin optique laser et de la nappe laser pendant une acquisition PIV

Fig 2.23 : Photographie du panneau utilisé pour réaliser la calibration des champs de vitesse PIV

Fig 2.24 : Photographie prise pendant l'expérience de thermographie infrarouge avec la caméra qui filme la surface de la maquette avec un angle de -45° par rapport à l'horizontale

Fig 3.1 : Graphiques représentant l'évolution de la vitesse moyenne horizontale (U) et verticale (V) ainsi que l'écart type sigma en fonction du nombre d'acquisition PIV réalisées, en deux points de l'écoulement dans la fenêtre PIV située juste au dessus de la maquette

Fig 3.2 : Evolution de la vitesse moyenne horizontale (U) et verticale (V) ainsi que l'écart type en fonction du nombre d'acquisition PIV réalisée, en deux points de l'écoulement dans la fenêtre PIV située à 0,5 m au dessus de la maquette

Fig 3.3 : Evolution de la vitesse moyenne horizontale (U) et verticale (V) ainsi que l'écart type sigma en fonction du nombre d'acquisition PIV réalisé, en 3 points de l'écoulement dans la fenêtre PIV située proche du plafond de la cuve

Fig 3.4 : Evolution de la vitesse instantanée horizontale (U) et verticale (V) pendant 30 secondes d'acquisition PIV (300 doublets d'image), au point de coordonnée $X=0$ m et $Z=1,755$ m

Fig 3.5 : Champ moyen de vitesse horizontale (a) et verticale (b) obtenu en combinant les 43 fenêtres de mesure PIV dans la cuve

Fig 3.6 : Champ représentant la valeur de la norme de vitesse ainsi que les lignes de courant obtenues en combinant les 43 fenêtres de mesure PIV dans la cuve

Fig 3.7 : Champ moyen de vitesse horizontale (gauche) et verticale (droite) obtenu en combinant les 4 fenêtres de mesure PIV prises au dessus de la maquette

Fig 3.8 : Champ représentant la valeur de la norme de vitesse ainsi que les lignes de courant obtenu en combinant les 4 fenêtres de mesure PIV prises au dessus de la maquette

Fig 3.9 : Champ moyen de vitesse horizontale (a) et verticale (b) en m/s autour de la maquette en configuration isotherme

Fig 3.10 : Champ moyen de fluctuation de vitesse horizontale (a) et verticale (b) en m/s autour de la maquette en configuration isotherme

Fig 3.11 : Visualisation de l'écoulement à mi hauteur de maquette proche de sa paroi

Fig 3.12 : 2 mesures PIV prises à différents instants entre les altitudes $Z=0,18$ m et $Z=0,37$ m proche de la paroi de la maquette en configuration isotherme

Fig 3.13 : Champ moyen de vitesse horizontale (a) et verticale (b) au dessus de la maquette en configuration isotherme

Fig 3.14 : Champ moyen de fluctuation de vitesse horizontale (a) et verticale (b) au dessus de la maquette en configuration isotherme

- Fig 3.15 : Evolution de la norme de vitesse moyenne (a) et de la norme des fluctuations de vitesse (b) sur l'axe vertical de la maquette ($X=0$ m) entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=0,8$ m en configuration isotherme
- Fig 3.16 : histogramme des déplacements (vitesse verticale) prise sur une séquence de 1000 doublets d'images entre les abscisses $X=-0,125$ m et $X=0,125$ m et les altitudes $Z=0,35$ m et $Z=0,5$ m en configuration isotherme
- Fig 3.17 : Champ moyen de fluctuation de vitesse horizontale (a) et verticale (b) en m/s au dessus de la maquette en configuration non isotherme
- Fig 3.18 : Visualisation de l'écoulement au dessus de la maquette proche de sa paroi
- Fig 3.19 : 3 mesures PIV prises au dessus de la maquette proche de sa paroi à différents instants en configuration isotherme entre les abscisses $X=-0,125$ m et $X=0,125$ m et les altitudes $Z=0,35$ m et $Z=0,5$ m
- Fig 3.20 : 3 mesures PIV prises au dessus de la maquette proche de sa paroi à différents instants en configuration isotherme entre les abscisses $X=0,085$ m et $X=0,3$ m et les altitudes $Z=0,3$ m et $Z=0,5$ m
- Fig 3.21 : Champ moyen de vitesse horizontale (a) et verticale (b) en m/s entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=1,8$ m en configuration isotherme
- Fig 3.22 : Graphiques représentant les profils horizontaux de la vitesse verticale entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=0,8$ m (a) et $Z=1$ m et $Z=1,6$ m (b) en configuration isotherme
- Fig 3.23 : Evolution de la norme de vitesse sur l'axe vertical de la maquette (a) et l'évolution de l'épaisseur du panache d'air chaud (b) entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=1,8$ m en configuration isotherme
- Fig 3.24 : Champ moyen de fluctuation de vitesse horizontale (a) et verticale (b) en m/s entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=1,8$ m en configuration isotherme
- Fig 3.25 : Graphiques représentant les profils horizontaux de la fluctuation de vitesse horizontale entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=0,8$ m (a) et $Z=1$ m et $Z=1,6$ m (b) en configuration isotherme
- Fig 3.26 : Graphiques représentant les profils horizontaux de la fluctuation de vitesse verticale entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=0,8$ m (a) et $Z=1$ m et $Z=1,6$ m (b) en configuration isotherme
- Fig 3.27 : Evolution de l'intensité turbulente au niveau de l'axe vertical entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=1,8$ m en configuration isotherme
- Fig 3.28 : Evolution de la norme de vitesse sur l'axe vertical de la maquette (a) et l'évolution de l'épaisseur du panache d'air chaud (b) entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=1,8$ m en configuration isotherme et non isotherme
- Fig 3.29 : 3 mesures PIV prises à $0,5$ m au dessus de la maquette au niveau de son axe vertical à différents instants en configuration isotherme entre les abscisses $X=-0,13$ m et $X=0,1$ m et les altitudes $Z=0,86$ m et $Z=1,05$ m
- Fig 3.30 : 3 mesures PIV prises proche du plafond de la cuve au niveau de l'axe vertical de la maquette à différents instants en configuration isotherme entre les abscisses $X=-0,13$ m et $X=0,1$ m et les altitudes $Z=1,66$ m et $Z=1,85$ m

Fig 4.1 : Visualisation infrarouge du milieu de la maquette

Fig 4.2 : Comparaison de la valeur de la température obtenue par lecture thermocouple et par mesure infrarouge pour une température de 130°C imposée par lecture thermocouple sur les parois de la maquette entre les bandes 4 et 14

Fig 4.3 : Evolution du nombre de Nusselt local avec et sans la correction de température réalisée dans la configuration 1

Fig 4.4 : Comparaison de l'évolution du nombre de Nusselt local dans la configuration 1 et dans la configuration 2

Fig 4.5 : Comparaison de l'évolution du nombre de Nusselt local dans la configuration 1 et dans la configuration 3

Fig 4.6 : Evolution du nombre de Nusselt local obtenu en imposant des températures uniformes de 50°C, 60°C et 80°C sur les parois de la maquette et l'évolution du nombre de Nusselt local déduite de la relation 1.39 de Churchill pour $Ra=2.10^8$

Fig 4.7 : Evolution du nombre de Nusselt local obtenu en imposant des températures uniformes de 100°C, 120°C et 130°C sur les parois de la maquette

Fig 4.8 : Evolution du nombre de Nusselt local obtenu en imposant des températures uniformes de 140°C, 160°C et 180°C sur les parois de la maquette l'évolution du nombre de Nusselt local déduite de la relation 1.39 de Churchill pour $Ra=3,5.10^8$

Fig 4.9 : Comparaison du nombre de Nusselt moyen expérimental avec la corrélation du nombre de Nusselt de Churchill pour la sphère isotherme et celle utilisée par le CNES

Fig 4.10 : Comparaison du nombre de Nusselt local expérimental pour 130°C avec la corrélation du nombre de Nusselt moyen de Churchill pour la sphère isotherme (Rel. 1.37) pour $Ra=3,57.10^8$

Fig 4.11 : Evolution de la température sur chaque bande chauffante lorsque seules les bandes de 9 à 17 reçoivent un courant électrique

Fig 4.12 : Evolution du nombre de Nusselt local obtenu en imposant des températures uniformes de 50°C, 60°C et 80°C sur les parois de la partie haute de la maquette

Fig 4.13 : Evolution du nombre de Nusselt local obtenu en imposant des températures uniformes de 100°C, 120°C et 130°C sur les parois de la partie haute de la maquette

Fig 4.14 : Comparaison du nombre de Nusselt moyen expérimental, en configuration isotherme et non isotherme avec la corrélation du nombre de Nusselt de Churchill pour la sphère isotherme et celle utilisée par le CNES

Fig 4.15 : Comparaison du nombre de Nusselt local avec une distribution de température de 60°C isotherme et non isotherme sur les parois de la maquette

Fig 4.16 : Comparaison du nombre de Nusselt local avec une distribution de température de 130°C isotherme et non isotherme sur les parois de la maquette

Fig 4.17 : Comparaison du nombre de Nusselt local expérimental pour 130°C avec la corrélation du nombre de Nusselt moyen de Churchill pour la sphère isotherme (Rel. 1.37) pour $Ra=3,57.10^8$

Fig 5.1 : Allure du maillage 2D axisymétrique

Fig 5.2 : Allure du maillage 3D

Fig 5.3: Maillage proche ballon

Fig 5.4: Comparaison de la norme de vitesse moyenne obtenue par mesure PIV (gauche) avec celles obtenues par le calcul numérique avec les modèles k- ω et k-l (centre et droite)

Fig 5.5 : Comparaison des résultats numériques 2D k- ω et k-l avec les mesures PIV : Evolution de la vitesse le long de l'axe vertical de la maquette (a) et évolution de l'intensité turbulente sur l'axe (b)

Fig 5.6: Comparaison de la vitesse horizontale obtenue par le calcul numérique 2D (gauche) avec la vitesse horizontale moyenne obtenue par mesure PIV (droite) dans le même plan

Fig 5.7: Comparaison de la vitesse verticale obtenue par le calcul numérique 2D (gauche) avec la vitesse verticale moyenne obtenue par mesure PIV (droite) dans le même plan

Fig 5.8: Comparaison des profils horizontaux de vitesse horizontale (a) et verticale (b) obtenue par mesure PIV et par le calcul numérique 2D à l'altitude $Z=0,4$ m

Fig 5.9 : Comparaison de la norme de vitesse moyenne et des lignes de courant obtenues par le calcul numérique 2D axisymétrique avec le modèles k- ω (gauche) avec celle obtenues par mesure PIV (droite) proche des parois de la maquette

Fig 5.10: Comparaison des profils horizontaux de vitesse verticale obtenue par mesure PIV et par le calcul numérique 2D à l'altitude $Z=1,2$ m

Fig 5.11: Comparaison de la fluctuation de la vitesse horizontale obtenue par le calcul numérique 2D (gauche) avec la fluctuation de la vitesse horizontale obtenue par mesure PIV (droite) dans le même plan

Fig 5.12: Comparaison de la fluctuation de la vitesse verticale obtenue par le calcul numérique 2D (gauche) avec la fluctuation de la vitesse verticale obtenue par mesure PIV (droite) dans le même plan

Fig 5.13: Comparaison des profils horizontaux de fluctuation de la vitesse horizontale (a) et verticale (b) obtenue par mesure PIV et par le calcul numérique 2D à l'altitude $Z=0,4$ m

Fig 5.14: Comparaison des profils horizontaux de fluctuation de la vitesse horizontale (a) et verticale (b) obtenue par mesure PIV et par le calcul numérique 2D à l'altitude $Z=1,2$ m

Fig 5.15: Comparaison de la vitesse horizontale moyenne obtenue par mesure PIV (gauche) avec la vitesse horizontale obtenue par le calcul numérique 3D dans le même plan (droite)

Fig 5.16: Comparaison de la vitesse verticale moyenne obtenue par mesure PIV (gauche) avec la vitesse verticale obtenue par le calcul numérique 3D dans le même plan (droite)

Fig 5.17: Comparaison des profils horizontaux de vitesse horizontale (a) et verticale (b) obtenue par mesure PIV et par le calcul numérique 3D à l'altitude $Z=0,4$ m

Fig 5.18 : Comparaison de la norme de vitesse moyenne obtenue par mesure PIV (gauche) avec celle obtenue par le calcul numérique 3D dans le même plan (droite) proche des parois de la maquette

- Fig 5.19: Comparaison des profils horizontaux de vitesse verticale obtenue par mesure PIV et par le calcul numérique 3D à l'altitude $Z=1,2$ m
- Fig 5.20 : Comparaison des résultats numériques 2D et 3D avec les mesures PIV : Evolution de la vitesse le long de l'axe vertical de la maquette (a) et évolution de l'intensité turbulente sur l'axe (b)
- Fig 5.21: Comparaison de la fluctuation de la vitesse horizontale moyenne obtenue par mesure PIV (gauche) avec la fluctuation de la vitesse horizontale obtenue par le calcul numérique 3D dans le même plan (droite)
- Fig 5.22: Comparaison de la fluctuation de la vitesse verticale moyenne obtenue par mesure PIV (gauche) avec la fluctuation de la vitesse verticale obtenue par le calcul numérique 3D dans le même plan (droite)
- Fig 5.23 : Comparaison des profils horizontaux de fluctuation de vitesse horizontale (a) et verticale (b) obtenue par mesure PIV et par le calcul numérique 3D à l'altitude $Z=1,2$ m
- Fig 5.24 : Comparaison du nombre de Nusselt local entre les mesures expérimentales et le calcul numérique 2D et la corrélation de Churchill (Rel. 1.39) pour $Ra=3,5.10^8$ sur un méridien de la maquette
- Fig 5.25 : Comparaison du nombre de Nusselt local moyenné sur chaque bande entre les mesures expérimentales et le calcul numérique 2D et la corrélation de Churchill (Rel. 1.39) pour $Ra=3,5.10^8$ sur un méridien de la maquette
- Fig 5.26 : Flux de chaleur moyen sur les parois de la maquette obtenu par le calcul numérique 3D
- Fig 5.27 : Comparaison du nombre de Nusselt local entre les mesures expérimentales et les calculs numériques 2D et 3D et la corrélation de Churchill (Rel. 1.39) pour $Ra=3,5.10^8$ sur un méridien de la maquette
- Fig 5.28 : Norme de vitesse moyenne obtenue par le calcul numérique 2D dans l'air pour une température isotherme sur la maquette de : (a) 60 °C, (b) 130 °C, (c) 160 °C
- Fig 5.29 : Energie turbulente moyenne obtenue par le calcul numérique 2D dans l'air pour une température isotherme sur la maquette de : (a) 60 °C, (b) 130 °C, (c) et 160 °C
- Fig 5.30 : Energie turbulente moyenne obtenue par le calcul numérique 2D proche de la maquette pour une température isotherme sur la maquette de 60°C
- Fig 5.31 : Comparaison des résultats numériques pour différentes températures de chauffe de la maquette : Evolution de la vitesse le long de l'axe vertical de la maquette (a), et évolution de l'intensité turbulente sur l'axe (b)
- Fig 5.32 : Température moyenne obtenue par le calcul numérique 2D dans l'air pour une température isotherme sur la maquette de : (a) 60 °C, (b) 130 °C et (c) 160°C
- Fig 5.33 : Evolution de la température moyenne le long de l'axe vertical de la maquette obtenue par le calcul numérique pour différentes températures de chauffe
- Fig 5.34 : Evolution du nombre de Nusselt local sur un méridien de la maquette obtenue par le calcul numérique pour différentes chauffes du ballon à température isotherme

- Fig 5.35 : Comparaison des nombres de Nusselt globaux obtenus dans l'expérience avec ceux obtenus dans la simulation numérique pour différentes chauffes du ballon à température isotherme
- Fig 5.36 : Norme de vitesse moyenne obtenue par le calcul numérique 2D dans le SF6 pour une température isotherme sur la maquette de : (a) 100 °C, (b) 130 °C, (c) 160 °C et (d) 180°C
- Fig 5.37 : Energie turbulente moyenne obtenue par le calcul numérique 2D dans le SF6 pour une température isotherme sur la maquette de : (a) 100 °C, (b) 130 °C, (c) 160 °C et (d) 180°C
- Fig 5.38 : Comparaison des résultats numériques dans le SF6 pour différentes température de chauffe de la maquette : (a) Evolution de la vitesse le long de l'axe vertical de la maquette et (b) évolution de l'intensité turbulente sur l'axe
- Fig 5.39 : Température moyenne obtenue par le calcul numérique 2D dans le SF6 pour une température isotherme sur la maquette de : (a) 100 °C, (b) 130 °C, (c) 160 °C et (d) 180°C
- Fig 5.40 : Evolution de la température moyenne le long de l'axe vertical de la maquette obtenue par le calcul numérique dans le SF6 pour différentes températures de chauffe
- Fig 5.41 : Evolution du nombre de Nusselt local sur un méridien de la maquette obtenue par le calcul numérique dans le SF6 pour différentes chauffes du ballon à température isotherme
- Fig 5.42 : Comparaison des nombres de Nusselt globaux obtenus dans l'expérience avec ceux obtenus dans les simulations numériques 2D dans l'air et dans le SF6 pour différentes chauffes du ballon à température isotherme

LISTE DES TABLEAUX

- Tableau 1.1 : Valeurs du nombre de Rayleigh rencontrés par une MIR de 44 m de diamètre équivalent lors de son vol
- Tableau 1.2 : Evolution du nombre de Richardson lors des phases de transition jour/nuit (montée et descente) pendant un vol de MIR
- Tableau 1.3 : Coefficients utilisés pour décrire l'expansion du nombre de Nusselt local en régime laminaire
- Tableau 1.4 : Comparaison des nombres de Rayleigh obtenus pour différentes tailles de maquette de MIR placée dans une enceinte contenant de l'air
- Tableau 1.5 : Comparaison des nombres de Rayleigh obtenus pour différentes tailles de maquette de MIR placée dans une enceinte contenant du SF6
- Tableau 1.6 : Comparaison des nombres de Rayleigh obtenus pour différentes tailles de maquette de MIR placée dans une enceinte contenant de l'eau
- Tableau 2.1 : Caractéristiques géométriques et électriques des 17 bandes chauffantes collées sur la maquette
- Tableau 4.1 : Comparaison de la valeur de la température obtenue par lecture thermocouple et par mesure infrarouge pour une température de 130°C imposée par mesure infrarouge et par lecture thermocouple sur les parois de la maquette entre les bandes 4 et 14
- Tableau 4.2 : Comparaison du nombre de Nusselt local entre la configuration isotherme 120°C et les configurations 1, 2 et 3
- Tableau 4.3 : Nombre de Nusselt local obtenu en imposant des températures uniformes de 50°C, 60°C, 80°C, 100°C et 120°C sur les parois de la maquette
- Tableau 4.4 : Nombre de Nusselt local obtenu en imposant des températures uniformes de 130°C, 140°C, 160°C et 180°C sur les parois de la maquette
- Tableau 4.5 : Comparaison du nombre de Nusselt moyen expérimental avec la corrélation du nombre de Nusselt de Churchill pour la sphère isotherme et celle utilisée par le CNES
- Tableau 4.6 : Nombre de Nusselt local obtenu en imposant des températures uniformes de 50°C, 60°C, 80°C, 100°C, 120°C et 130°C sur les parois de la partie haute de la maquette
- Tableau 4.7 : Comparaison du nombre de Nusselt moyen expérimental, en configuration isotherme et non isotherme avec la corrélation du nombre de Nusselt de Churchill pour la sphère isotherme et celle utilisée par le CNES
- Tableau 4.8 : Comparaison du nombre de Nusselt local avec une distribution de température de 60°C et de 130°C isotherme et non isotherme sur les parois de la maquette

Tableau 5.1 : Comparaison du nombre de Nusselt local entre les mesures expérimentales et les calculs numériques 2D et 3D sur une arrête verticale de la maquette

Tableau 5.2 : Tableau comparant la valeur des nombres de Nusselt globaux obtenus dans l'expérience avec ceux obtenus dans la simulation numérique pour différentes chauffes du ballon à température isotherme

Tableau 5.3 : Tableau comparant la valeur des nombres de Nusselt globaux obtenus dans la simulation numérique 2D dans le SF6 avec la corrélation de Churchill pour différentes chauffes du ballon à température isotherme

NOMENCLATURE

Lettres latines

C_p	Chaleur spécifique
D	Diamètre de la sphère de surface équivalente
\mathcal{D}	Diffusivité massique
g	Accélération de la pesanteur
Gr_{Lref}	Nombre de Grashof basé sur la longueur L_{ref} , $\frac{g\beta(T_p - T_0)L_{ref}^3}{\nu^2}$
h	Altitude de vol de la MIR
h_c	Coefficient d'échange convectif
L_{ref}	Longueur de référence
Nu	Nombre de Nusselt, $\frac{h_c L_{ref}}{\lambda}$
P	Pression moyenne
Pr	Nombre de Prandtl, $\frac{\nu}{\alpha}$
Ra_{Lref}	Nombre de Rayleigh basé sur la longueur L_{ref} , $Gr_{Lref} \times Pr$
Re_{jet}	Nombre de Reynolds du jet, $\frac{U_{jet} L_{ref}}{\nu}$
Ri	Nombre de Richardson local, $\frac{U_n^2}{U_f^2}$
Sc	Nombre de Schmidt, ν/\mathcal{D}
T	Température moyenne
T_{ref}	Température de référence
T_p	Température paroi de l'élément chauffé
T_{atmos}	Température air ambiant
U, V, W	Composante de vitesse instantanée suivant X, Z et Y dans l'expérience
$U_{mean}, V_{mean}, W_{mean}$	Composante de vitesse moyenne suivant X, Z et Y dans l'expérience
V_x, V_y, V_z	Composante de vitesse suivant X, Y et Z dans le calcul numérique
U_{jet}	Vitesse de l'écoulement en convection forcée
U_f	Vitesse caractéristique de convection forcée
U_n	Vitesse caractéristique de convection naturelle
U_{rms}, V_{rms}	Fluctuations des composantes de vitesse U_{mean} et V_{mean} dans l'expérience et V_x et V_z dans le calcul numérique
V	Vitesse caractéristique de convection naturelle
X, Y, Z	Repère en convention de repère terrestre
y^+	Distance à la paroi

Lettres grecques

α	diffusivité thermique
β	dilatabilité thermique
ΔT	différence de température
ε	émissivité
η	viscosité dynamique

θ	angle entre la normale sortant est l'axe d'émission
λ	conductivité thermique du gaz
λ_0	longueur d'onde d'émission du corps noir
μ	viscosité dynamique
ν	viscosité cinématique
ν_T	viscosité cinématique turbulente
ρ	masse volumique
σ	constante de Boltzmann $\sigma=5.67.10^{-8}$
δt	Intervalle de temps entre deux images PIV

Introduction

Contexte et enjeux

Depuis 1977, le CNES (Centre National d'Études Spatiales) a mis au point un ballon scientifique de type Montgolfière Infrarouge (MIR) pour les vols scientifiques de longue durée dans la stratosphère (figure I.1). La MIR est utilisée dans de nombreuses expériences servant à analyser chimiquement la stratosphère terrestre car elle est le seul véhicule capable d'atteindre des altitudes très élevées et d'y rester pendant un long moment. De jour, le ballon MIR vole à une altitude de 28 km à 32 km et de nuit, entre 18 et 22 km suivant la quantité de flux infrarouges s'élevant de la zone survolée et les caractéristiques de l'air à l'altitude à laquelle il se trouve (figure I.2). Ses caractéristiques (forme, matériaux constitutifs de l'enveloppe) lui permettent de rester plusieurs semaines dans la stratosphère et d'emporter environ 50 à 60 kg de charge sous crochet dont 30 kg de matériel scientifique, au dessus de région géographique équatoriale, tropicale et polaire.



Fig I.1 : Photographie d'une MIR au décollage

Pour connaître la trajectoire de chacun des vols de la MIR, le CNES a réalisé des codes numériques, réalisant un bilan thermique à sa paroi, qui permettent d'estimer les altitudes de vol de la MIR, et de prévoir, dans la mesure du possible quand celle-ci retombera sur terre. La température sur la paroi de la MIR étant bien plus importante que la température du milieu dans lequel elle évolue, un écoulement de convection naturelle apparaît autour de celle-ci et son impact sur le bilan n'est pas négligeable. Or, peu de données expérimentales existent sur la convection naturelle autour des MIR et son impact réel sur le bilan thermique de la MIR n'est pas connu.

Peu d'instruments de mesure pouvant être embarqués directement sur la MIR, l'objectif de cette thèse est d'étudier le comportement dynamique et thermique d'un écoulement de convection naturelle généré par une maquette de MIR, en reproduisant, dans la mesure du possible, les conditions environnementales rencontrées par la MIR lors de son vol.

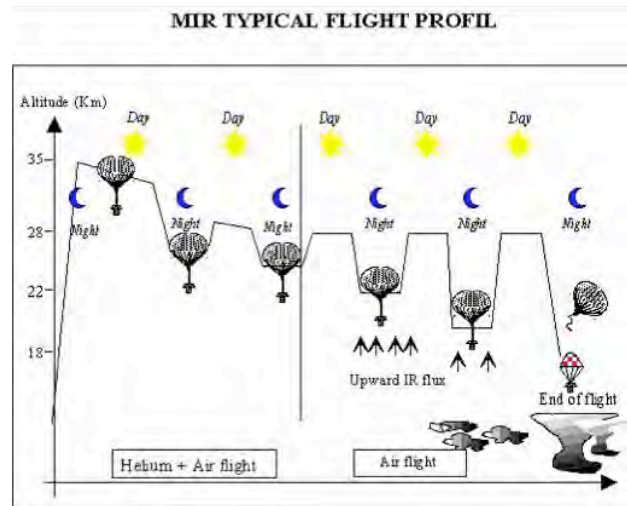


Fig I.2 : Schéma simplifié de l'évolution de l'altitude lors d'un vol de MIR

Objectifs et moyens

Dans ce contexte, le fil conducteur de la thèse est la réalisation d'une étude expérimentale visant à reproduire l'écoulement de convection naturelle autour de la MIR lors de son vol. L'objectif de ces travaux est donc de réaliser une analyse aussi détaillée et complète que possible de l'écoulement de convection naturelle généré par une maquette de MIR placée dans une cavité qui permette d'éviter la présence d'écoulements parasites lors des mesures. La réalisation de cet objectif impose la conception et l'exploitation optimale de dispositifs expérimentaux propres à mettre en évidence les mécanismes physiques à l'origine de ce type d'écoulements. Cette démarche doit s'accompagner de la mise en œuvre de méthodes d'investigation expérimentales complémentaires. La base de données dynamiques et thermiques ainsi constituée doit également être exploitable dans le cadre de la validation d'outils de prédiction numérique pour ce type d'écoulements. L'étude est organisée suivant trois axes distincts :

- La réalisation d'un banc d'essai expérimental comprenant une maquette de la MIR placée dans une cavité et permettant de mesurer l'impact de la convection naturelle sur le bilan thermique d'une MIR lors de son vol. L'étude bibliographique, faite au préalable, doit garantir que cette expérience reproduit les conditions rencontrées par la MIR lors de son vol.
- La réalisation de mesures expérimentales autour de la maquette nous permettant d'analyser l'écoulement de convection naturelle. Les mesures destinées à l'analyse de ces différents écoulements s'appuient sur l'utilisation de 2 méthodes. La PIV (Vélocimétrie par Images de Particules) tout d'abord qui donne accès aux cartographies des composantes de vitesse moyenne et fluctuante. La mesure par thermocouples qui fournit les températures surfaciques et dans l'écoulement.
- La réalisation d'une simulation de cet écoulement de convection naturelle à l'aide de la plateforme de calcul CEDRE de l'ONERA. A cause de nombreuses contraintes

expérimentales, l'étude de la convection naturelle autour de la maquette a été réalisée pour des nombres de Rayleigh moins importants que les nombres de Rayleigh rencontrés par la MIR lors de son vol. Pour avoir une idée de l'écoulement et des nombres de Nusselt pour des nombres de Rayleigh plus importants, l'étude numérique reproduira, dans un premier temps, les mêmes conditions que dans l'expérience, pour comparer les résultats obtenus avec l'expérience. Il est donc nécessaire de connaître la topologie et les vitesses caractéristiques dans l'écoulement à l'aide du système PIV pour pouvoir le comparer au modèle numérique et pas seulement la valeur des nombres de Nusselt. Dans un deuxième temps, l'écoulement de convection naturelle sera simulé pour des nombres de Rayleigh plus importants.

Plan de la thèse

La première partie de ce mémoire est consacrée à une synthèse bibliographique portant sur les écoulements de convection naturelle dans de multiples configurations nous permettant de concevoir le banc d'essai expérimental qui reproduit l'écoulement de convection naturelle autour de la MIR. Cette étude s'attache aussi à fournir les outils nécessaires à la compréhension des phénomènes mis en jeu. Dans cette optique, la présentation débute par l'analyse des principales caractéristiques de la MIR pour être complétée par l'étude de l'écoulement de convection naturelle autour de sphère isotherme (forme la plus proche de la MIR) en milieu infini et à l'intérieur de cavité.

La seconde partie décrit les dispositifs expérimentaux conçus et réalisés au cours de la thèse en mettant l'accent sur les précautions techniques mises en œuvre pour la bonne maîtrise des conditions expérimentales. Elle présente également les outils de mesure mis en place dans le cadre de cette étude pour analyser les nombres de Nusselt en paroi de la maquette de MIR et caractériser l'écoulement autour de l'élément chauffant dans la cuve.

La troisième partie synthétise les mesures obtenues lors de l'étude des vitesses dans l'écoulement de convection naturelle généré par la maquette de la MIR placée à l'intérieur de la cuve remplie d'air. Les mesures PIV sont réalisées dans un plan à 2 dimensions, pour 2 configurations, soit en imposant une distribution de température uniforme de 130°C sur toute la maquette, soit en ne chauffant que la partie haute de la maquette avec une température uniforme de 130°C.

La quatrième partie présente l'analyse du nombre de Nusselt autour de la maquette de MIR pour différentes températures de chauffe dans l'air. Elle met l'accent sur l'analyse de l'évolution des nombres de Nusselt avec une distribution de température isotherme et non isotherme sur les parois de la maquette.

La dernière partie présente l'étude des résultats obtenus numériquement, grâce à la plateforme de calcul CEDRE de l'ONERA. Les conditions expérimentales sont reproduites, à l'aide d'un calcul 2D axisymétrique et d'un calcul 3D, avec une température de chauffe uniforme de 130°C sur la maquette, pour comparer les résultats obtenus avec les mesures réalisées lors de l'expérience PIV. Cette étude a pour objectif de fournir les informations suffisantes permettant de reproduire numériquement l'écoulement autour de la MIR et d'évaluer l'impact de la convection naturelle externe sur son bilan thermique, pour les mêmes nombres de Rayleigh que ceux rencontrés par celle ci lors de son vol.

Chapitre 1

Etude Bibliographique

L'un des principaux objectifs de cette étude est de caractériser les écoulements de convection naturelle pour les Montgolfières Infrarouges et de définir l'évolution des nombres de Nusselt local et global. Ces résultats serviront à améliorer le modèle qui permet au CNES d'estimer l'altitude de vol de la MIR en fonction du rayonnement reçu sur sa paroi.

Cette étude bibliographique débute par l'analyse des principales caractéristiques de la MIR. Les grandeurs adimensionnées caractéristiques de l'écoulement de convection naturelle autour de la MIR et les modélisations déjà réalisées par le CNES pour prévoir la trajectoire du ballon sont introduites dans cette partie.

Une deuxième partie sera consacrée à l'analyse de l'écoulement de convection naturelle autour de sphères isothermes dont la forme se rapproche beaucoup de la forme d'une MIR, la littérature étant pauvre sur l'analyse de la convection autour des MIR. Enfin, dans une dernière partie, nous expliquerons les choix qui ont été faits pour le dimensionnement de la maquette et de la cuve dans laquelle l'analyse de la convection naturelle sera réalisée.

1 La Montgolfière Infrarouge

1.1 Caractéristiques de la MIR

La MIR est un ballon à air chaud "ouvert" de 45 000 m³ dont le décollage est assuré par un complément d'hélium qui est expulsé après 2 jours de vol. En vol nominal (volume maximum), la forme de la MIR est dite « naturelle » (goutte d'eau inversée) d'une hauteur de 39 m pour une largeur de 47 m.

Assemblé par ZODIAC INTERNATIONAL, le ballon MIR (figure 1.1) se compose de deux hémisphères distincts dans des matériaux offrant un compromis adéquat entre les propriétés thermo-optiques et le bilan de la masse :

- La partie supérieure est en Mylar aluminisé, de 12 µm d'épaisseur, formant une cavité pour l'absorption du rayonnement infrarouge ascendant (flux infrarouge émis par la terre) et empêchant toute réémission vers le ciel. Le Mylar est composé de PET (polyester ou polyéthylène téréphtalate) sur la face interne et d'une fine couche d'aluminium (vaporisée sur le PET) sur la face externe;
- La partie inférieure est en polyéthylène linéaire (PEL de faible densité), de 15 µm d'épaisseur. C'est un matériau transparent aux flux infrarouges et résistant lorsque le ballon est exposé à un environnement froid pendant son vol (température inférieure à -80°C).

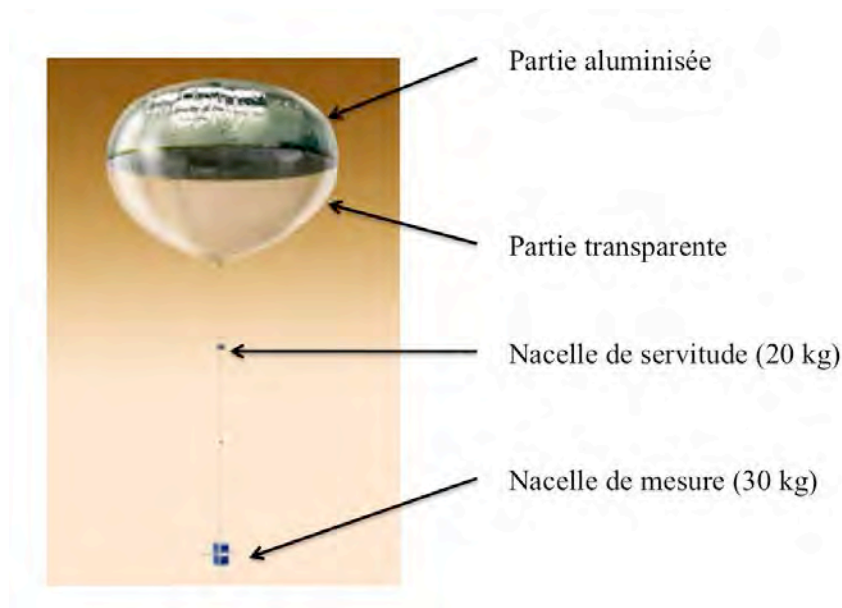


Fig 1.1 : Représentation de la MIR

Ainsi, l'hémisphère supérieur du ballon [1]:

- ne transmet pas le rayonnement infrarouge ascendant et le rayonnement solaire direct et réfléchit ;
- absorbe 7% du rayonnement solaire direct et 5% du rayonnement infrarouge venant de l'atmosphère sur sa face externe ;
- absorbe 14% du rayonnement solaire réfléchi et 47% du rayonnement infrarouge ascendant sur sa face interne.

Et la partie inférieure :

- transmet une grande partie du rayonnement solaire réfléchi (92%) et du rayonnement infrarouge ascendant (85%) ;
- absorbe 1% du rayonnement solaire et 9% du rayonnement infrarouge.

Pour résumer, les différentes propriétés optiques des matériaux utilisés pour la peau de la MIR permettent son maintien à des altitudes comprises entre 30 et 18 km pendant des durées relativement longues (1 à 2 mois). De jour, la MIR est chauffée par les radiations solaires (flux solaires direct et albédo) et de nuit par les radiations infrarouges provenant de la terre ou des nuages. Ce système de réchauffage "passif" permet à l'air du ballon d'être plus chaud que l'air ambiant, ce qui confère de la portance au véhicule. Un écart minimum de 8°C entre l'air interne et l'air ambiant suffit à stabiliser la MIR à 18 km de nuit avec une masse sous crochet de 50 kg. De jour, cet écart peut atteindre 60 à 70°C et la MIR plafonne à 30 km d'altitude.

1.2 Les échanges thermiques convectifs en paroi de la MIR

Il est nécessaire de connaître la température à l'intérieur de la MIR pour calculer la poussée d'Archimède et l'altitude de vol de la MIR. Pour connaître cette température il faut réaliser un bilan thermique (radiatif et convectif) en paroi de la MIR.

Concernant la convection interne, des études conduites par l'IMFT [7,8] ont permis, à l'aide d'un code de calcul Navier Stokes, de modéliser la convection naturelle à l'intérieur d'une sphère fermée de diamètre 40 m, correspondant à un modèle simplifié de la MIR. Une stratification verticale de la température se forme à l'intérieur de la MIR et l'intensité turbulente est concentrée dans la couche limite au voisinage de la paroi. La dimension de la MIR joue un rôle important sur la structure de l'écoulement à l'intérieur de l'enveloppe (nombre de Rayleigh) alors que le changement de température de peau n'a que peu d'impact sur la structure globale de l'écoulement. Pendant les phases où la MIR est à une altitude plancher, il existe peu d'échange entre l'air à l'intérieur du ballon et la paroi, car le champ thermique subit une stratification. Ainsi, le flux de chaleur apporté à l'enveloppe (solaire, infrarouge) est égal au flux de chaleur perdu par la surface externe de l'enveloppe (flux radiatif émis par l'enveloppe, convection naturelle externe). Le CNES a choisi d'orienter cette étude sur la caractérisation de la convection à l'extérieur du ballon car elle joue un rôle prépondérant sur le bilan thermique du ballon lors de son vol.

Concernant la convection externe, les parois de la MIR étant plus chaudes que le milieu extérieur, un écoulement de convection apparaît à l'extérieur du ballon. Deux types de convection peuvent alors intervenir lors d'un vol de ballon, la convection naturelle que l'on retrouve lorsque la MIR est située à une altitude plancher (à de très hautes altitudes la journée et à des altitudes beaucoup plus basses la nuit) et la convection forcée ou mixte lors des transitions jour/nuit où le ballon se déplace verticalement (montée et descente). Les parties suivantes décrivent les lois fondamentales et les nombres adimensionnés qui permettent de caractériser ces 2 types de régimes rencontrés par la MIR lors de son vol. Une brève introduction de la convection mixte autour de la MIR justifie le fait que notre étude porte uniquement sur l'analyse de la convection naturelle autour de la MIR.

1.2.1 La convection naturelle

En convection naturelle, le mouvement du fluide est dû au gradient de masse volumique généré par le gradient de température de l'air. La définition d'un nombre caractéristique de l'écoulement en convection naturelle se base sur le cas de la plaque plane verticale chauffée à une température T_p , de hauteur L , placée dans un fluide à température T_0 au repos loin de la plaque (figure 1.2). Les propriétés thermophysiques du fluide sont supposées constantes (μ , λ et C_p) à l'exception de la masse volumique ρ .

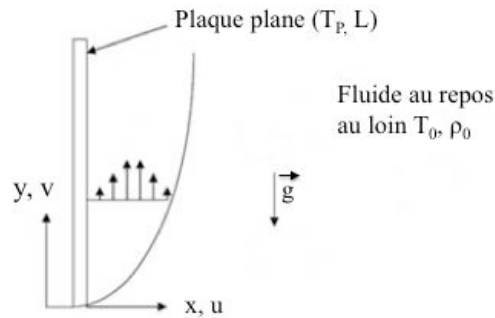


Fig. 1.2 : plaque plane verticale isotherme en convection naturelle

La modification de la masse volumique qui diminue sous l'effet de la chaleur crée une force motrice volumique (poussée d'Archimède) à laquelle s'oppose notamment une force de frottement visqueux.

L étant la longueur de référence et U_0 étant la vitesse de référence, on peut écrire les grandeurs sans dimension suivantes :

$$\begin{aligned}
 x' &= x/L ; & y' &= y/L \\
 u' &= u/U_0 ; & v' &= v/U_0 \\
 t' &= tU_0/L ; & P' &= P/\rho U_0^2 \\
 T' &= (T - T_0)/(T_p - T_0)
 \end{aligned}
 \tag{1.1}$$

D'après l'approximation de Boussinesq [34], valable que dans les cas où $\beta(T_p - T_0) \ll 1$, les variations de ρ avec T ne sont prises en compte que dans le terme moteur de l'équation de bilan de quantité de mouvement. Cette hypothèse donne la relation:

$$\rho(T) = \rho_0(T_0)[1 - \beta(T - T_0)]
 \tag{1.2}$$

où l'indice "0" caractérise les propriétés du fluide au repos (loin de la plaque).

En considérant cette approximation, les équations de Navier-Stokes pour l'écoulement stationnaire observé dans le système de la figure 1.2 s'écrivent [34] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div}(\vec{u}) = 0 \\ \frac{D\vec{u}}{Dt} = \frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla}P - \beta(T - T_0)\vec{g} + \nu\Delta\vec{u} \\ \frac{DT}{Dt} = \alpha\Delta T \end{array} \right. \quad (1.3) \quad \longrightarrow \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{div}(\vec{u}') = 0 \\ \frac{Dv'}{Dt'} = -\frac{\partial P'}{\partial y'} + \frac{g\beta(T_p - T_0)L}{U_0^2} T' + \frac{\nu}{U_0 L} \frac{\partial^2 v'}{\partial y'^2} \\ \frac{DT'}{Dt'} = \frac{\alpha}{U_0 L} \frac{\partial^2 T'}{\partial y'^2} \end{array} \right. \quad (1.4)$$

Avec D/Dt la dérivée particulaire.

La littérature fait état de plusieurs possibilités quant au choix d'une vitesse de référence en convection naturelle [31, 34]. Ostrach en 1988 [29] propose de prendre la vitesse d'équilibre entre la poussée d'Archimède et les forces d'inertie dans ce cas d'étude, soit :

$$\rho_0 g \beta (T_p - T_0) = \frac{\rho_0 U_0^2}{L} \quad \rightarrow \quad U_0 = \sqrt{g \beta (T_p - T_0) L} \quad (1.5)$$

En introduisant cette relation dans les équations de Navier-Stokes (1.4), deux groupements de paramètres sans dimension apparaissent :

- $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$ le nombre de Prandtl, qui représente le rapport de la diffusivité de quantité de mouvement à la diffusivité thermique. Il caractérise l'importance relative des effets thermiques et visqueux et ne dépend que des propriétés du fluide ;
- $Gr_L = \frac{g\beta(T_p - T_0)L^3}{\nu^2}$ le nombre de Grashof, qui compare les forces de poussée d'Archimède aux forces visqueuses. Il permet de caractériser l'intensité du phénomène de convection. Le nombre de Rayleigh $Ra_L = Gr_L \cdot Pr = \frac{g\beta(T_p - T_0)L^3}{\nu\alpha}$ est souvent préféré au nombre de Grashof pour sa prise en compte du nombre de Prandtl.

Le nombre de Nusselt local caractérise, quant à lui, le transfert thermique localement à la paroi. Il représente le rapport entre le flux de chaleur dû à la convection entre la plaque et le fluide et celui qui aurait lieu en régime conductif.

$$Nu(y) = \frac{\phi_{reel}}{\phi_{conductif}} = \frac{-\lambda \frac{\partial T(x,y)}{\partial x} \Big|_{x=0}}{\frac{\lambda(T_p - T_0)}{L}} = \frac{-\partial T \Big|_{x=0}}{(T_p - T_0)} \frac{L}{\lambda} = \frac{h_c(y) \cdot L}{\lambda} \quad (1.6)$$

avec $h_c(y)$ le coefficient d'échange convectif local.

Le coefficient d'échange moyen \bar{h}_c et le nombre de Nusselt moyen Nu_L s'écrivent :

$$\bar{h}_c = \frac{1}{L} \int_0^L h_c(y) dy \quad \text{et} \quad Nu_L = \frac{\bar{h}_c L}{\lambda} \quad (1.7)$$

La valeur du nombre de Nusselt moyen dépend du nombre de Rayleigh (ou Grashof), du nombre de Prandtl et de la géométrie de l'élément chauffant. Il est ainsi possible de déterminer des corrélations de la forme :

$$Nu = f(\text{Géométrie}, Ra, Pr) \quad (1.8)$$

1.2.2 Les nombres de Rayleigh rencontrés par la MIR en vol

L'échange convectif libre à l'extérieur de la MIR est caractérisé par le nombre de Rayleigh :

$$Ra_D = \frac{\beta g C_p \rho^2 D^3 \Delta T_C}{\lambda \mu} \quad \text{avec} \quad \beta = \frac{1}{T_{ref}} \quad (1.9)$$

où la longueur caractéristique correspond au diamètre $D=44$ m de la MIR, $\Delta T_C = T_p - T_{atmos}$ est l'écart entre la température moyenne de la peau T_p et la température de l'air extérieur ambiant T_{atmos} . La température de référence pour ces grandeurs est $T_{ref} = (T_p + T_{atmos})/2$.

Dans les expériences de convection naturelle réalisées sur la sphère chauffée isotherme [46], la longueur caractéristique utilisée est le diamètre D de la sphère. Dans notre cas, la MIR a la forme d'une goutte d'eau inversée, la partie supérieure étant plus aplatie qu'une sphère. Pour que notre cas d'étude puisse être comparé, dans la suite de ce mémoire, aux études de convection autour de sphère, la longueur caractéristique D correspond au diamètre de la sphère dont la surface est équivalente à la surface de la MIR.

Le modèle atmosphérique de la NASA [45] est utilisé pour connaître les valeurs de la température et de la pression externe pour les différentes altitudes où se trouve le ballon lors de son vol :

$$P(h) = ((3,44 \times 10^{18} h^{-3,9} + 1152 \times \exp(-1,53 \times 10^{-4} h)).50 ; T(h) = 7,32 h^{0,34} \quad (1.10)$$

La densité de l'air est calculée en supposant l'air comme étant un gaz parfait, la conductivité de l'air est donnée en fonction de la température par la relation :

$$\lambda(T) = 1,71 \times 10^{-4} T^{0,883} \quad (1.11)$$

et la viscosité dynamique s'écrit en fonction de la température :

$$\mu(T) = 1,22 \times 10^{-7} T^{0,883} \quad (1.12)$$

Le tableau 1.1 donne l'évolution des nombres de Rayleigh en fonction de l'altitude pour des altitudes planchées de 18 km à 24 km, la nuit, et de 28 km à 30 km, le jour. L'écart de température ΔT , pris entre la paroi du ballon et le milieu extérieur, a été calculé par la simulation numérique réalisée par le CNES, pour le cycle jour/nuit d'un vol de MIR, en réalisant un bilan thermique des flux thermiques à la surface de la MIR [6]. La répartition de température est supposée uniforme sur la paroi. Le nombre de Prandtl, quant à lui, ne varie pas :

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\mu C_p}{\lambda} = 0,72 \quad \text{avec} \quad C_p = 1010 \text{ J/(kg.K)} \quad (1.13)$$

Nuit				
Altitude (km)	Pression (Pa)	Tatmos (°C)	Delta T (°C)	Ra _D
18	8120	-76	9	2,3E+12
24	2921	-56	23	4,2E+11
Jour				
Altitude (km)	Pression (Pa)	Tatmos (°C)	Delta T (°C)	Ra _D
28	1594	-44	60	1,8E+11
30	1196	-39	104	1,1E+11

Tableau 1.1 : Valeurs du nombre de Rayleigh rencontrés par une MIR de 44 m de diamètre équivalent lors de son vol

Les nombres de Rayleigh sont compris entre $1,1 \cdot 10^{11}$ et $2,3 \cdot 10^{12}$, ce qui représente des valeurs très élevées. En effet, dans la littérature, peu d'articles font état d'étude de convection naturelle dans un gaz ($Pr \approx 0,7$) pour des nombres de Rayleigh supérieurs à 10^{11} . D'après les abaques sur la convection naturelle [76], le régime d'écoulement autour de la MIR est turbulent. En effet, à partir de $Ra = 10^8$, dans la plupart des cas d'étude, l'écoulement de convection naturelle devient turbulent en paroi de l'élément chauffant.

1.2.3 La convection mixte

La convection mixte résulte, par définition, de la compétition entre un écoulement de convection naturelle et un écoulement de convection forcée. Afin de déterminer la prédominance d'un des modes convectifs vis à vis de l'autre, il est nécessaire de définir un nouveau nombre adimensionnel. La définition d'un nombre caractéristique de l'écoulement en convection mixte peut s'appuyer sur le cas d'une MIR, de longueur caractéristique D , de température de paroi T_p et placée dans un écoulement à la température T_0 (figure 1.3).

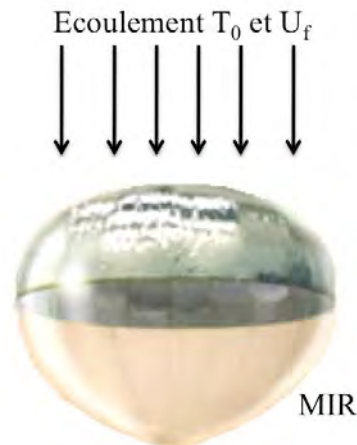


Fig. 1.3 : MIR (température de paroi T_p) dans un écoulement à T_0 (phase ascensionnelle)

Dans le cadre des études de solides localement ventilés en présence de gradients thermiques, Penot [30] prend la différence de pression Δp_f comme moteur de la convection forcée :

$$\Delta p_f \approx \rho U_f^2 \quad (1.14)$$

Et la différence de pression Δp_c qu'il faudrait produire pour créer un écoulement d'énergie égale à celui créé par les forces de poussée d'Archimède :

$$\Delta p_c = \rho g \beta (T_p - T_0) D \approx \rho U_0^2 \quad (1.15)$$

En considérant U_0 la vitesse caractéristique de convection naturelle (relation 1.5).

Partant de ce postulat, il s'attache à comparer Δp_f à la différence de pression équivalente Δp_c et définit le nombre de Richardson Ri_D :

$$Ri_D = \frac{\Delta p_c}{\Delta p_f} \approx \frac{U_0^2}{U_f^2} \approx \frac{Gr_D}{Re_D^2} \quad (1.16)$$

Le régime convectif se déduit alors :

- $Ri_D \gg 1$: la convection naturelle domine, l'écart entre la température de l'élément chauffant et le milieu ambiant détermine l'écoulement ;
- $Ri_D \ll 1$: la convection forcée domine, les écoulements extérieurs fixent la dynamique et donc l'échange de chaleur entre le fluide et la paroi ;
- $Ri_D \approx 1$: la convection est dite mixte, les deux modes de convection coexistent et influent sur l'écoulement.

Lors des transitions jour/nuit pendant le vol d'une MIR, la vitesse verticale est d'environ 1m/s. Le tableau 1.2 donne l'évolution du nombre de Reynolds et de Richardson pour des altitudes comprises entre 20 et 28 km avec une vitesse verticale de 1 m/s autour d'un ballon de 44 m de diamètre. L'écart ΔT est de 60°C, ce qui correspond à l'écart moyen entre la surface et le milieu extérieur calculé par la simulation du CNES lors des phases de transition jour/nuit [6].

Altitude (km)	Pression (pa)	Tatmos (°C)	Ra_D	Re_D	Ri_D
20	5661	-69	3,4E+12	2,3E+05	87
21	4766	-66	2,3E+12	1,9E+05	86
22	4032	-62	1,5E+12	1,6E+05	85
23	3425	-59	1,0E+12	1,3E+05	84
24	2921	-56	7,0E+11	1,1E+05	83
25	2499	-53	4,8E+11	9,1E+04	82
26	2145	-50	3,4E+11	7,6E+04	81
27	1846	-47	2,4E+11	6,4E+04	80
28	1594	-44	1,7E+11	5,4E+04	79

Tableau 1.2 : Evolution du nombre de Richardson lors des phases de transition jour/nuit (montée et descente) pendant un vol de MIR

D'après la valeur des nombres de Richardson calculés dans le tableau 1.2, la convection naturelle domine, lors des phases de transition jour/nuit, malgré une montée et une descente de la MIR caractérisée par des vitesses importantes.

Conclusion

Cette première partie a permis de caractériser les propriétés de la Montgolfière Infrarouge. Le ballon étant plus chaud que l'air ambiant extérieur, des mouvements de convection apparaissent proche des parois de la MIR. La convection à l'intérieur de la MIR ne fera pas partie du sujet de cette étude qui se contentera d'étudier la convection à l'extérieur du ballon. L'étude de la convection mixte autour de la MIR, avec le calcul du nombre de Richardson lors des transitions jour/nuit, a permis de montrer que la convection naturelle domine à

l'extérieur du ballon. La suite de notre étude consistera à mieux caractériser son impact sur le bilan thermique de la MIR lors de son vol.

Le nombre de Nusselt est le nombre adimensionnel qui détermine les échanges thermiques convectifs sur les parois d'un élément chauffant et ce nombre dépend des nombres adimensionnés de Rayleigh, de Prandtl. Dans notre étude, les nombres de Rayleigh, compris entre $1,1 \cdot 10^{11}$ et $2,3 \cdot 10^{12}$, sont très élevés (peu d'études existent pour des nombres de Rayleigh supérieurs à 10^{13}) et on peut supposer que l'écoulement autour de la MIR est turbulent.

1.3 Modélisation de l'altitude de vol des MIR

Le CNES modélise le bilan thermique sur la paroi de la MIR en fonction du flux infrarouge terrestre pour prévoir les altitudes de vol de la MIR. Une première étude expérimentale a été menée par l'ONERA [2,3] pour mesurer les pertes induites par la convection naturelle sur la paroi de la MIR. Ces résultats ont été utilisés pour réaliser deux modélisations de la trajectoire de vol du ballon.

Dans un second temps, la société Simulog modélise numériquement le comportement de l'air à l'intérieur et à l'extérieur du ballon pour réaliser un nouveau modèle de prévision de la trajectoire. Dans ce cas, l'écoulement de convection est simulé autour de la MIR.

1.3.1 Premières études réalisées sur la convection autour des MIR

En 1979, des études expérimentales ont été conduites par le Département d'Etudes et de Recherches en Technologies Spatiales de l'ONERA [2,3] pour mieux caractériser les phénomènes de convection naturelle pour une Montgolfière infrarouge de forme sphérique [2] de diamètre $D=4$ m ou de forme plus aplatie (forme dite de « méduse ») [3] de diamètre au niveau de la section équatoriale $D=3,2$ m. Les deux ballons sont constitués de polyéthylène de $25 \mu\text{m}$ et une source de chaleur est introduite par l'orifice inférieur afin d'apporter la sur-température (différence de température entre le gaz à l'intérieur de la MIR et l'air ambiant extérieur) responsable de la portance de la montgolfière. Deux types de sources ont été utilisées, une résistance électrique de 1.5 kW et pour des puissances plus importantes un brûleur à gaz (à puissance égale les deux types de chauffage apportent la même portance).

En mesurant la portance lorsque les ballons sont chauffés, une sur-température de portance ΔT_p peut être déduite en utilisant la relation 1.17:

$$\Delta T_p = \frac{T_{atmos}^2 (F_{al} + m_B g)}{V_B g \frac{1}{r_{atmos}} P_{atmos} - T_{atmos} (F_{al} + m_B g)} \quad (1.17)$$

où l'indice *atmos* est relatif à l'air ambiant extérieur à la MIR, l'indice *B* au ballon, F_{al} la force ascensionnelle libre, m_B la masse du ballon et V_B le volume du ballon.

Les expériences réalisées avec les 2 formes de montgolfière, pour différentes puissances de chauffe, permettent de relier la sur-température déduite de la mesure de portance à la puissance de chauffe par les relations :

$$P(W) = 65 \Delta T_p^{4/3} \quad (1.18) \text{ pour la forme sphérique}$$

$$\text{et } P(W) = 32 \Delta T_p^{4/3} \quad (1.19) \text{ pour la forme « méduse » (le volume est différent)}$$

A l'équilibre thermique, la puissance apportée par le système de chauffe est égale à celle perdue par échange à la paroi de la MIR par convection naturelle. Les auteurs négligent la perte par rayonnement (faible émissivité du film polyéthylène de 0.12) et ne considèrent que l'échange convectif naturel externe entre la peau et l'air ambiant. La valeur du nombre de Rayleigh, de l'ordre de 10^9 dans les deux cas, indique que l'échange est fort probablement turbulent. Dans ce cas, le nombre de Nusselt moyen sur tout le ballon est déduit des abaques existants pour des éléments cylindriques chauffés de manière isotherme [76] (relation 1.20) :

$$Nu_D = 0,134.Ra_D^{1/3} \quad (1.20)$$

Le flux de chaleur échangé par convection s'écrit dans les deux cas :

$$Q_C(W) = \pi D^2 \overline{h_C} \Delta T = \pi D \lambda Nu_D \Delta T = 81,3 \Delta T^{4/3} \quad (1.21)$$

avec ΔT la différence entre la température moyenne sur la paroi du ballon T_p et la température T_{atmos} .

L'égalité des puissances fournies (sources) et perdues (convection naturelle) à l'équilibre thermique donne la relation entre la sur-température de portance $\Delta T_p = T_G - T_{\text{atmos}}$ (T_G étant la température du gaz à l'intérieur du ballon) et la sur-température moyenne de convection :

$$\Delta T = 0,85 \Delta T_p \quad (1.22) \text{ pour la forme sphérique}$$

$$\text{et } \Delta T = 0,55 \Delta T_p \quad (1.23) \text{ pour la forme « méduse »}$$

La mesure de la température de peau T_p sur des témoins (scotch installé sur les ballons) à l'aide de la thermographie infrarouge permet de vérifier la sur-température moyenne de convection déduite des relations 1.22 et 1.23. Dans le cas du ballon de forme sphérique, la température moyenne de peau calculée est en accord avec la température de convection déduite de la relation 1.22. Cependant, dans le cas du ballon de forme « méduse », la température moyenne de peau mesurée est nettement plus chaude que celle calculée par la relation 1.23.

Cette étude montre que la corrélation utilisée pour calculer la température de convection n'est utilisable que dans le cas où le ballon est de forme sphérique. La forme de l'élément chauffant, même pour des géométries proches comme dans ce cas d'étude, influence la valeur du nombre de Nusselt sur sa paroi.

De plus, dans cette expérience, la distribution de la température en paroi du ballon n'est pas uniforme et il est difficile de contrôler sa répartition en utilisant un bruleur comme source de chaleur. Cette expérience ne permet pas de reproduire une distribution de température identique à celle de la MIR lors de son vol.

Faute d'expériences complémentaires, le CNES décide d'utiliser la corrélation 1.20 pour calculer le nombre de Nusselt moyen en paroi de la MIR lors de son vol, même si la forme de la MIR n'est pas rigoureusement identique à celle d'une sphère.

1.3.2 Modèle pour prévoir l'altitude de vol de la MIR

Deux modélisations utilisant le bilan thermique en paroi de la MIR sont utilisées pour estimer les altitudes de vol en fonction des flux radiatifs terrestre et solaires. Dans les deux cas, la

corrélation du nombre de Nusselt moyen utilisée est la même que celle utilisée dans l'expérience précédente (relation 1.20).

1^{ère} modélisation du vol d'une MIR (Code 1D)

En utilisant le bilan thermique sur les parois d'une MIR (figure 1.4), le CNES a mis au point un modèle numérique permettant de reproduire les trajectoires de vol de la MIR connaissant le rayonnement solaire et infrarouge qu'elle reçoit [4]. La température en paroi de la MIR est obtenue en faisant un bilan thermique des flux thermiques échangés entre l'enveloppe et l'air à l'intérieur et à l'extérieur de la MIR :

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{Q_{reçu} - Q_{émis} - Q_{conv,int} - Q_{conv,ext}}{C_{PB} S_B m_E} \quad (1.24)$$

avec $Q_{reçu}$ les flux radiatifs (solaire et infrarouge) absorbés par la MIR, $Q_{émis}$ le flux infrarouge émis par la MIR, $Q_{conv,int}$ le flux de convection échangé entre l'enveloppe de la MIR et l'air à l'intérieur de la montgolfière, $Q_{conv,ext}$ le flux de convection échangé entre l'enveloppe de la MIR et l'air ambiant autour de la montgolfière, T_p la température moyenne de l'enveloppe, C_{PB} la chaleur spécifique de l'enveloppe, S_B la surface de la MIR et m_E la masse de l'enveloppe de la MIR.

Pour calculer le coefficient de convection, le CNES fait l'hypothèse que la température T_p est uniforme sur l'enveloppe. Dans ce cas, la température T_p définit le nombre de Rayleigh Ra_D utilisé pour la convection naturelle et le nombre de Nusselt s'exprime en fonction du nombre de Rayleigh d'après la corrélation du nombre de Nusselt moyen vue dans la précédente partie (relation 1.20).

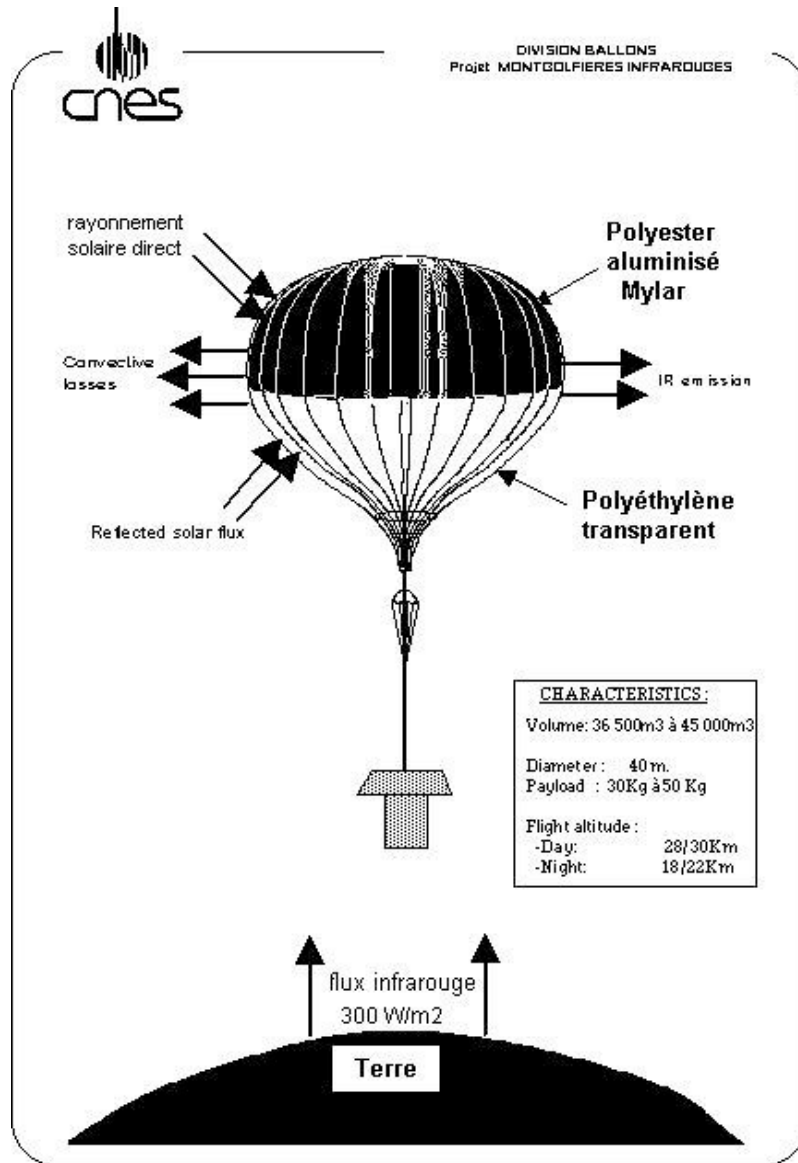


Fig 1.4 : Bilan thermique radiatif et convectif autour de la MIR lors de son vol

Pour calculer le flux de chaleur de convection naturelle $Q_{conv,int}$, il est nécessaire de connaître la température moyenne du gaz. Celle-ci résulte du bilan d'énergie interne du gaz dans la MIR qui est lié à l'échange de convection naturelle entre l'enveloppe et l'air à l'intérieur de la MIR et au débit de gaz entrant ou sortant :

$$\frac{d}{dt}(m_G \cdot C V_G \cdot T_G) = Q_{conv,int} + \frac{dm_G}{dt} \cdot C p_i \cdot T_i - P_{atmos} \cdot \frac{dV_B}{dt} \quad (1.25)$$

où l'indice **G** est relatif au gaz à l'intérieur de la MIR et l'indice **i** est relatif au gaz échangé entre l'extérieur et l'intérieur de l'enveloppe (soit aux conditions thermodynamiques internes ou externes en fonction du signe du débit massique échangé).

L'équation de la dynamique du vol de la MIR s'écrit :

$$\Sigma M \cdot \frac{d^2 z}{dt^2} = F_{al} + F_T \quad \text{avec} \quad \Sigma M = m_G + \Sigma m_S \quad (1.26)$$

où la somme de toutes les masses en mouvement ΣM comprend la somme des masses solides Σm_S (enveloppe, nacelle et chaîne de vol) et la masse du gaz m_G (la masse de gaz à l'intérieur de l'enveloppe).

La force ascensionnelle libre s'écrit :

$$F_{al} = (\rho_{atmos} \cdot V_B - m_G - \Sigma m_S) \cdot g \quad (1.27)$$

La force de traînée s'écrit :

$$F_T = -\frac{1}{2} \rho_{atmos} S_{c_B} C_D \left| \frac{dz}{dt} \right| \cdot \frac{dz}{dt} \quad (1.28)$$

où l'on utilise la surface du maître couple de l'enveloppe S_{c_B} ainsi que le coefficient de traînée C_D dans le sens du mouvement vertical de montée/descente du ballon, variable en fonction du nombre de Reynolds [4].

La résolution de ce système d'équations permettant de simuler la trajectoire de la MIR est initialisée pour la MIR au plafond (de jour ou de nuit) avec l'hypothèse que l'enveloppe est remplie à son volume maximum (équilibre mécanique) et que la MIR est à l'équilibre thermique, c'est-à-dire que la température du gaz à l'intérieur de l'enveloppe est égale à la température de l'enveloppe, définie telle que le flux de chaleur apporté à l'enveloppe (solaire, infrarouge) soit égal au flux de chaleur perdu par l'enveloppe (flux émis par l'enveloppe, convection naturelle externe).

Pour cette condition d'initialisation, on peut calculer la température du gaz et de la peau à l'équilibre :

$$T_G = \frac{T_{atmos}}{1 - \frac{\Sigma m_S \cdot r_{atmos} \cdot T_{atmos}}{V_B \cdot P_{atmos}}} \quad (1.29)$$

où $r_a = R/M_a$ avec R la constante des gaz parfaits et M_a la masse molaire de l'air.

Ce modèle de simulation des vols MIR est comparé à plusieurs campagnes de vol [4] (figure 1.5). La MIR est considérée comme sphérique à volume constant égal au volume maximum.

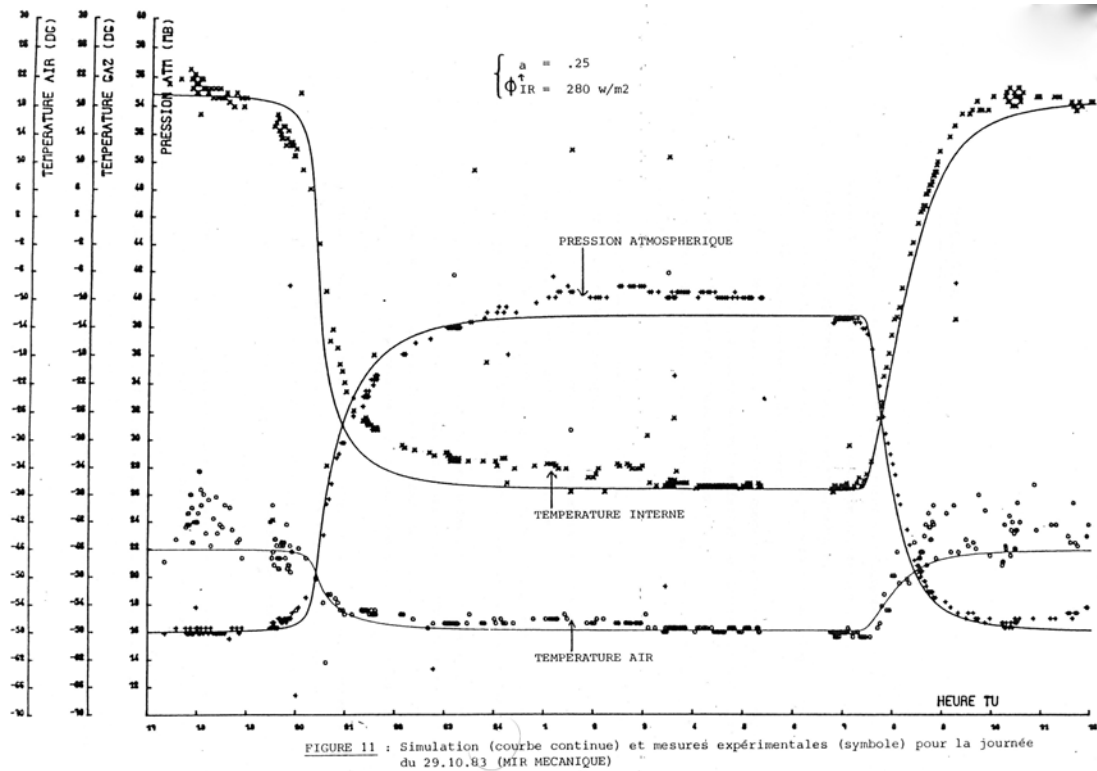


Fig 1.5 : Simulation (courbe continue) et mesures expérimentales (symbole) pour la journée du 29.10.83

Les résultats montrent que les plafonds simulés de jour et de nuit sont globalement en accord avec les mesures en vol et les différences apparaissent sur les températures internes ainsi que sur le début de mise en descente de la MIR (plus tôt dans la réalité que pour la simulation). Le bilan d'énergie sur l'enveloppe du ballon est reproduit pour plusieurs altitudes de ballon et on remarque que le flux de chaleur échangé par convection naturelle externe représente en moyenne 40% des pertes thermiques sur l'enveloppe du ballon, le reste étant dû aux pertes par rayonnement.

2^{ème} modélisation du vol d'une MIR

La société RTech a réalisé une étude [80-85] en reprenant les paramètres utilisés dans les précédentes études pour modéliser de manière plus précise le vol d'une MIR. Pour cela la forme d'un ballon de 40 m de diamètre est reproduite et un bilan des flux thermiques complet (figure 1.6) est réalisé sur l'enveloppe du ballon pour prendre en compte la distribution de température non uniforme. Pour chaque nœud en paroi du ballon, un code d'analyse thermique calcule la température à partir de la relation 1.30 :

$$Q_i = Q_{\text{radiatif}} + Q_{\text{conv}} \quad (1.30)$$

Le flux de chaleur échangé par rayonnement Q_{radiatif} est calculé pour chaque nœud, à partir du flux solaire et infrarouge terrestre, en tenant compte des multiréflexions dans l'enveloppe.

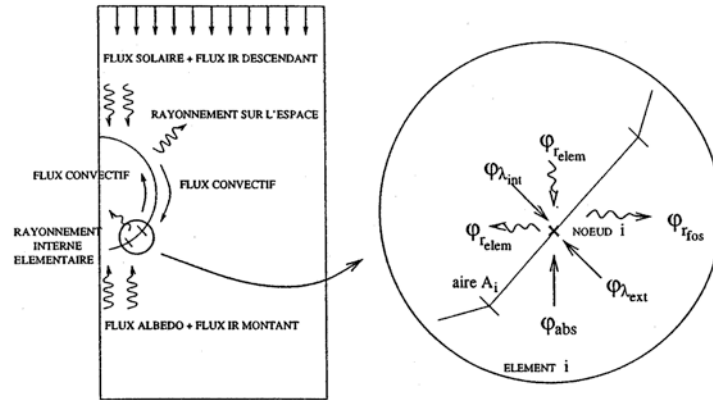


Fig 1.6 : Schéma du bilan thermique réalisé en plusieurs nœud sur la paroi de la MIR

De plus, le flux de convection s'écrit :

$$Q_{conv} = h_{ext}(T_{atmos} - T_P) + h_{int}(T_G - T_P) \quad (1.31)$$

où h_{ext} est le coefficient de convection pour la convection externe et h_{int} est le coefficient de convection pour la convection interne.

Ce modèle thermique qui donne la distribution de température sur les parois du ballon est couplé à un solveur numérique MISTRAL qui a pour objectif de reproduire l'écoulement à l'intérieur de la MIR (température, vitesse et pression) pour calculer ensuite son altitude (Poussée d'Archimède). A l'intérieur et à l'extérieur de la MIR, le solveur numérique MISTRAL reproduit l'échange d'air entre la MIR et le milieu extérieur mais ne reproduit pas la convection naturelle entre l'enveloppe et le milieu extérieur (les forces gravitationnelles ne sont pas prises en compte dans le calcul à l'extérieur de la MIR). L'écoulement est supposé laminaire. A l'intérieur de la MIR, la température du gaz utilisée pour calculer le flux de convection interne h_{int} pour chaque nœud est la température normale à la paroi évaluée juste en dehors de la couche limite thermique. Pour calculer les coefficients de convection externe h_{ext} et interne h_{int} , les auteurs utilisent la corrélation du nombre de Nusselt moyen 1.20.

Deux maillages (figure 1.7) ont donc été réalisés, un pour estimer la température de paroi en faisant le bilan thermique sur les différents nœuds sur l'enveloppe du ballon connaissant les flux solaire et infrarouge terrestre, et un autre pour modéliser l'écoulement dans la MIR pour mieux estimer le flux de chaleur échangé par convection à l'intérieur du ballon et calculer l'altitude à laquelle il se trouve:

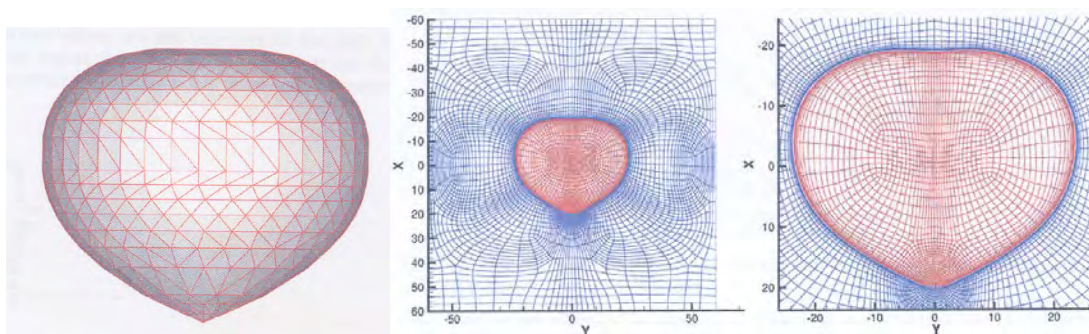


Fig 1.7 : Maillage utilisé pour le calcul nodal en paroi du ballon (gauche) et le maillage utilisé pour simuler l'écoulement à l'intérieur et à l'extérieur du ballon (droite)

Le volume du ballon ne varie pas dans cette étude et les résultats obtenus montrent une distribution de température non uniforme sur les parois du ballon avec une température nettement plus élevée au niveau de l'hémisphère supérieur (figure 1.8).

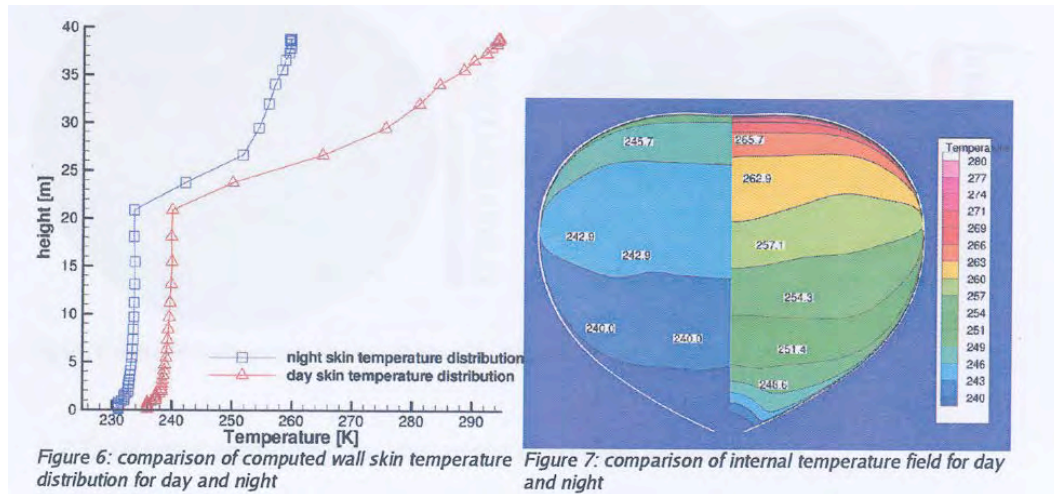


Figure 6: comparison of computed wall skin temperature distribution for day and night
Figure 7: comparison of internal temperature field for day and night
Fig 1.8 : Evolution de la température sur la paroi de la MIR en fonction de la hauteur (gauche) et les isocontours de température à l'intérieur du ballon (droite)

Deux approches ont été réalisées, une première en réalisant un bilan thermique 2D axisymétrique et une autre en faisant un bilan thermique 3D sur l'enveloppe du ballon. Ce dernier prend en compte le déplacement du soleil durant la journée. Pour l'étude 3D, la simulation numérique de l'écoulement autour de l'enveloppe de la MIR reste 2D axisymétrique.

Pour l'étude 2D axisymétrique, la trajectoire simulée avec cet outil couplant une analyse thermique et fluide prévoit mieux les variations d'altitudes du ballon lors de son vol. Le début de la descente, pendant la transition jour-nuit, est correctement estimés, par contre les vitesses de descente du ballon sont un peu plus lentes que dans la réalité. Ces différences subsistent au moment de la fin de la descente. Le cas d'illumination 3D des parois du ballon ne reproduit quant à lui pas correctement la trajectoire du ballon bien que les échanges radiatifs intervenant autour du ballon sont mieux reproduits. La descente du ballon lors de la transition jour-nuit se trouve être moins rapide.

Donc la simulation axisymétrique pour modéliser la trajectoire d'un vol de MIR est la simulation physique qui est la plus adaptée pour prédire son altitude. Cependant, quand on compare cette simulation à un modèle de simulation 1D avec la même modélisation du flux de chaleur échangé sur les parois et des coefficients thermo-optiques correctement définis, les deux méthodes donnent des résultats qui sont très proches.

1.3.3 Etudes réalisées par Simulog

La société Simulog a réalisé plusieurs études d'aérothermique sur les ballons stratosphériques [11-14]; l'une d'elle [12] est plus particulièrement dédiée à l'étude des MIR. Cette étude modélise l'écoulement à l'intérieur et à l'extérieur de la sphère. Comme dans la modélisation faite par RTech, un bilan des flux thermiques est réalisé. La conduction dans la peau du ballon n'est pas prise en compte ce qui conduit à évaluer les températures interne et externe de la peau du ballon. Cette hypothèse est justifiée par le fait que le transitoire thermique lié à la conduction dans la peau est très rapide par rapport aux transitoires liés aux changements des conditions aux limites et à la convection.

Un couplage entre le calcul thermique sur la paroi de la MIR et un calcul numérique utilisant le solveur Navier Stokes N3S a été réalisé par Simulog :

- la distribution de température sur la peau du ballon est résolue par l'analyse thermique en prenant en compte le rayonnement et en utilisant les flux convectifs interne et externe donnés par le code N3S ;
- avec la distribution de température de peau donnée, le code N3S fournit les champs d'écoulement interne et externe et permet de calculer les flux de chaleurs convectifs interne et externe qui seront utilisés dans le bilan thermique pour trouver la température de peau.

Il s'agit d'une résolution itérative en réalisant le bilan thermique au niveau de la paroi du ballon qui conduit à la convergence. Le cas test traité est celui d'une MIR au plafond de 46 m de diamètre avec un diamètre d'orifice de 6 m et avec une vitesse ascensionnelle résiduelle de 0,1 m/s (malgré la vitesse imposée dans le canal, la convection naturelle domine dans cette étude) (figure 1.9).

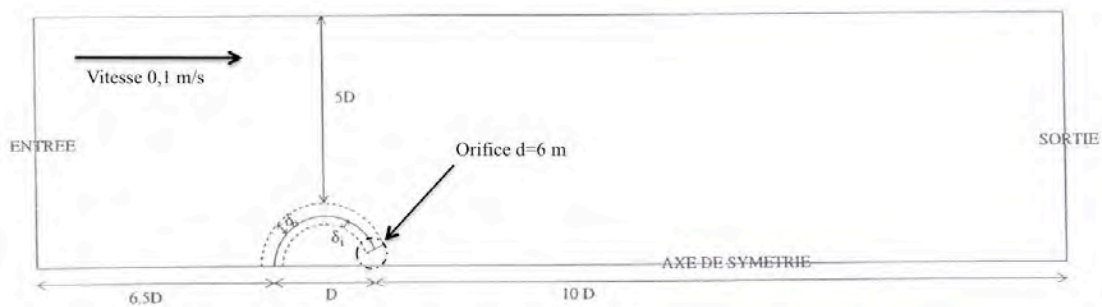


Fig 1.9 : Schéma de l'étude numérique réalisée par la société Simulog pour simuler l'écoulement autour d'une MIR sphérique

Les auteurs de l'étude tirent les conclusions suivantes :

- établissement d'une stratification stable du champ de température à l'intérieur du ballon (froid en bas, chaud en haut) (figure 1.10) ;
- la température de peau maximale est atteinte au sommet du ballon ;
- la température de peau minimale est atteinte à l'équateur.

La vitesse de l'air à l'infini (0,1 m/s) se dirige du haut vers le bas du ballon (conditions aux limites d'entrée du domaine de calcul fluide extérieur). Cependant, cette vitesse étant petite, la convection naturelle domine dans cette étude (voir partie 1.2.3). Ainsi, la convection naturelle autour du ballon crée un écoulement inverse dirigé du bas vers le haut du ballon avec un maximum de vitesse au voisinage au sommet du ballon.

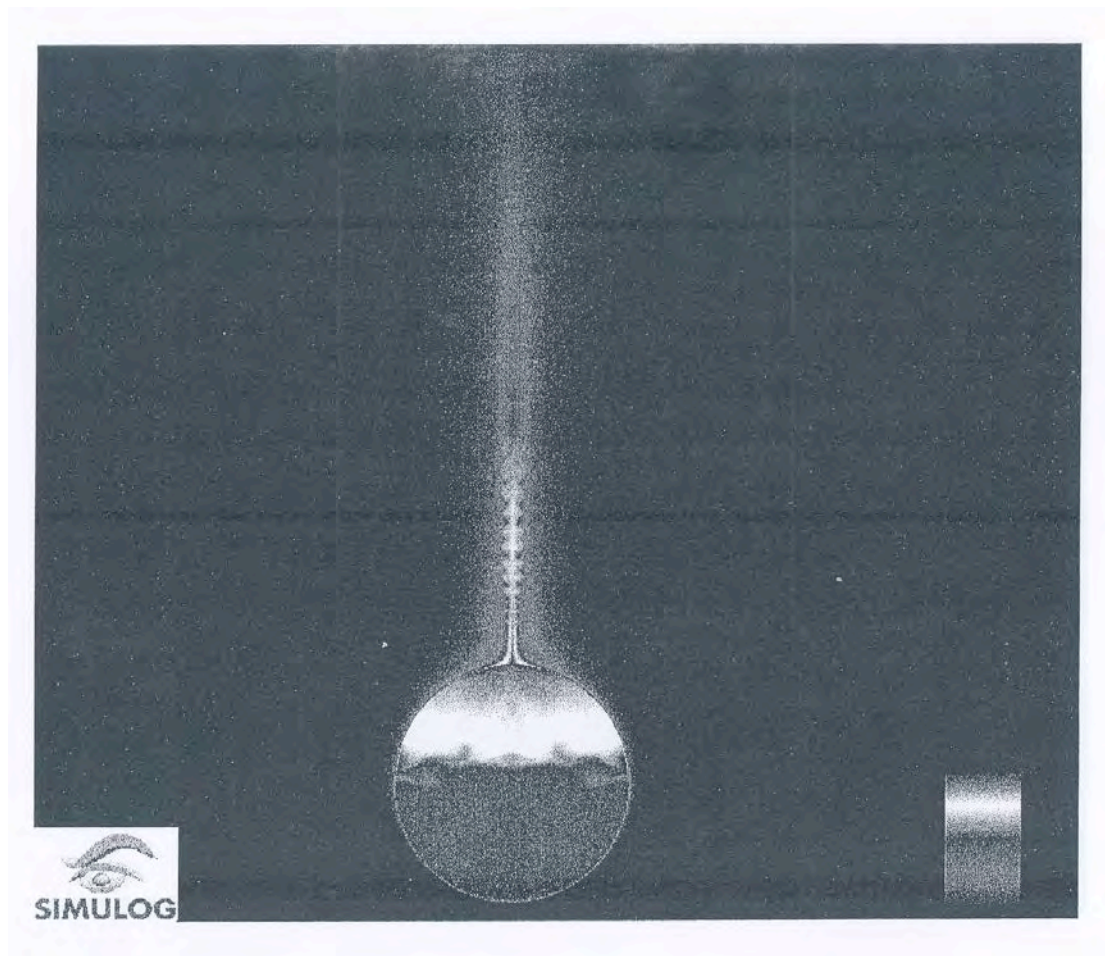


Fig 1.10 : Champ de température calculé numériquement à l'intérieur et à l'extérieur de la MIR

Le temps de calcul est très long pour décrire la distribution de température aux parois du ballon et ce type de calcul ne permet pas de prévoir la trajectoire de la MIR en fonction des rayonnements solaires et infrarouges durant son vol.

De plus, pour une solution stabilisée obtenue avec ce calcul, la température du gaz à l'intérieur du ballon dans cette simulation est en désaccord avec la température interne de la MIR mesurée lors de son vol. Ce calcul ne permet pas d'évaluer l'impact « réel » de la convection à l'intérieur et à l'extérieur du ballon.

Conclusion

Dans chacune des deux modélisations de la trajectoire du ballon lors de son vol, les pertes thermiques convectives à l'extérieur du ballon représentent entre 20 et 30% des pertes thermiques autour de la MIR. Elles sont déduites d'une seule corrélation du nombre de Nusselt moyen qui découle d'une corrélation existante pour des cylindres chauffés en régime turbulent (relation 1.20) choisie par le CNES.

De plus, dans la modélisation faite par la société RTech, le bilan thermique radiatif est réalisé en plusieurs nœuds sur la paroi du ballon, tandis que le nombre de Nusselt, permettant de calculer le coefficient de convection est considéré comme identique sur tout le ballon. Sa valeur est calculée à l'aide de la corrélation 1.20 connaissant la température moyenne sur la MIR. L'étude de l'évolution du nombre de Nusselt local sur une MIR permettrait une

meilleure estimation de la distribution de température en paroi. La simulation numérique réalisée par Simulog n'a pas permis d'obtenir des résultats en accord avec les mesures prises lors d'un vol de MIR. Ces résultats ne permettent donc pas de caractériser correctement l'écoulement de convection naturelle autour de la MIR.

Ainsi, une autre approche pour mieux caractériser le phénomène de convection naturelle autour de la MIR, serait de réaliser une maquette chauffante dont la forme serait la même que celle du ballon lors de son vol, en l'instrumentant d'un système permettant de mesurer l'évolution du nombre de Nusselt local sur sa paroi.

2 La convection naturelle autour de sphères isothermes

Avant de dimensionner et de réaliser une maquette de la MIR, une connaissance approfondie de la convection naturelle autour des MIR est nécessaire. Or, à part les études décrites dans la partie précédente, la littérature est très pauvre concernant d'autres études sur la convection naturelle autour d'élément ayant une géométrie et une distribution de température identiques à la MIR lors de son vol. Cependant, de nombreux articles caractérisent numériquement et expérimentalement l'écoulement de convection autour de sphères isothermes dont la géométrie est proche de celle de la MIR.

Cette partie décrit l'évolution des nombres de Nusselt local et moyen à la surface d'une sphère isotherme ainsi que l'écoulement tout autour de cet élément chauffant. Cette étude permettra de dimensionner la maquette chauffante de la MIR et de définir les outils dont on aura besoin pour caractériser la convection naturelle autour de celle-ci.

2.1 Evolution du nombre de Nusselt local

2.1.1 Ecoulement autour de la sphère isotherme

Bien que de nombreuses études analytiques, numériques et expérimentales aient été menées sur la convection naturelle autour d'une paroi verticale, un nombre limité d'articles existe sur la convection naturelle autour de sphères placées dans un milieu supposé infini. Les résultats numériques de Geoola et Cornish en 1981 [51] révèlent que l'écoulement de convection au dessus d'une sphère isotherme est complètement laminaire et presque symétrique pour de très faibles nombres de Grashof ($Gr_D=0,05$). Cependant, pour $Gr_D>0,1$ les résultats de Hossain et Gebhart en 1970 [65] montrent une asymétrie de l'écoulement (couche limite thermique plus épaisse sur la partie haute de la sphère). Si le nombre de Grashof est plus important, l'écoulement de convection décolle de la paroi et alimente un panache thermique qui se forme au dessus de la sphère. Jia et Gogos en 1996 [56, 57] ont conduit une étude numérique 2D axisymétrique pour un large éventail de nombres de Grashof ($10<Gr_D<10^8$) avec $Pr=0,7$. Cette étude prédit la séparation de l'écoulement et l'apparition d'une boucle de recirculation au dessus de la sphère (symétrique par rapport à l'axe vertical de l'élément chauffant) pour des nombres de Grashof élevés. Yang et Gogos en 2007 [59] ont montré que la taille de la boucle de recirculation au dessus de la sphère est clairement définie comme une fonction des nombres de Prandtl et de Grashof, en étudiant l'écoulement pour $10^5<Ra_D<10^9$ et $Pr=0.02, 0.7, 7$ et 100 (figure 1.11).

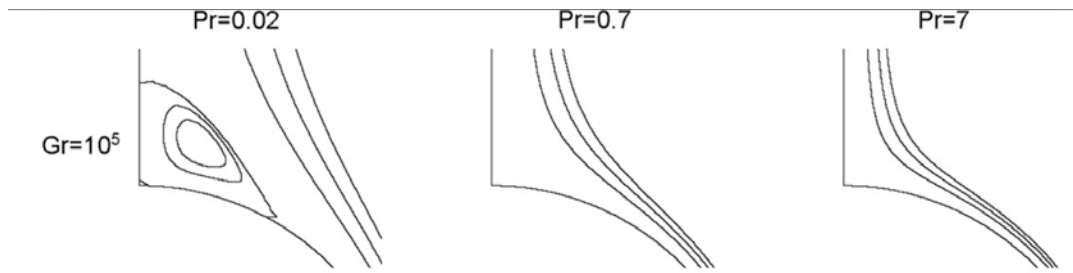


Fig 1.11 : Isocontour de vitesse au dessus d'une sphère chauffée avec une distribution de température isotherme

Ces études numériques montrent que lorsque la sphère chauffée est placée dans un environnement froid, un panache thermique se développe au dessus de l'élément chauffant avec un chapeau en forme de champignon et qu'une colonne de fluide chaud suit ce chapeau avec la même distribution de température qu'un panache thermique stable (figure 1.12). Ces résultats numériques sont validés par les expériences de Amato et Tien en 1972 [52] et Shlien et Boxman en 1980 [60] qui ont mesuré le champ de température dans le panache pour des sphères isothermes placées dans de l'eau.

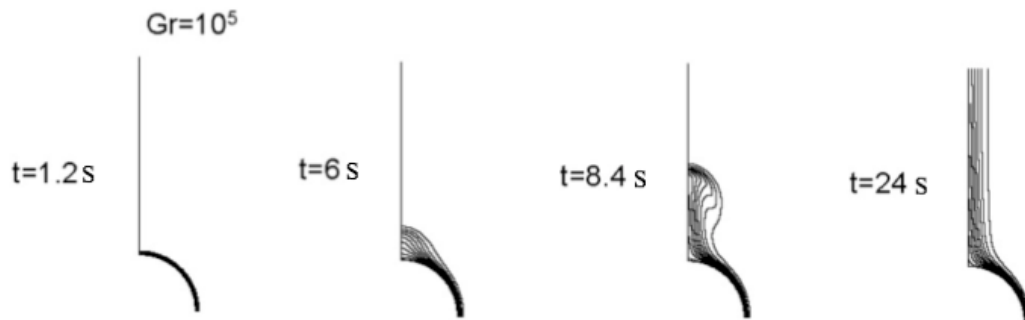


Fig 1.12 : Evolution du panache d'air chaud, dans le temps, au dessus d'une sphère isotherme avec les isocontours de température

2.1.2 Le nombre de Nusselt local

La première mesure du nombre de Nusselt local pour des sphères isothermes résulte de l'expérience de Kranze et Schenk [58] réalisée en 1965. L'évolution de l'épaisseur d'une sphère solide de benzène froide plongée dans une cuve contenant du benzène liquide est mesurée à l'aide de photographies de la sphère prises à différents instants. Ainsi, grâce à cette méthode, l'échange thermique entre la sphère et le liquide peut être calculé à différentes positions sur la sphère. Les nombres de Grashof sont compris entre 10^8 et 10^9 et le nombre de Prandtl est de 8,3. Le nombre de Nusselt, calculé sur un méridien de la sphère, diminue jusqu'à l'angle 160° sur la sphère et se met à augmenter après ce point (figure 1.13). Cette augmentation du nombre de Nusselt local, dans la partie haute de la sphère, s'explique par la présence de la boucle de recirculation placée en haut de la sphère.

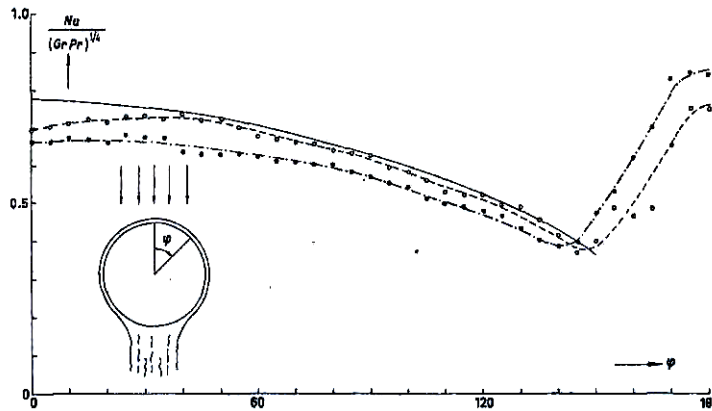


Fig 1.13 : Evolution du nombre de Nusselt local pour une sphère solide de benzène plongée dans du benzène liquide

Ce phénomène, qui veut que l'échange thermique augmente au sommet de la sphère, est aussi observé en convection forcée, notamment par l'analyse numérique réalisée par Dhole en 2006 [61], même pour des nombres de Reynolds peu importants ($50 < Re_D < 200$). La position de la séparation de l'écoulement intervient plus tôt lorsqu'on augmente le nombre de Reynolds et l'augmentation du nombre de Prandtl provoque une augmentation du coefficient d'échange thermique (figure 1.14).

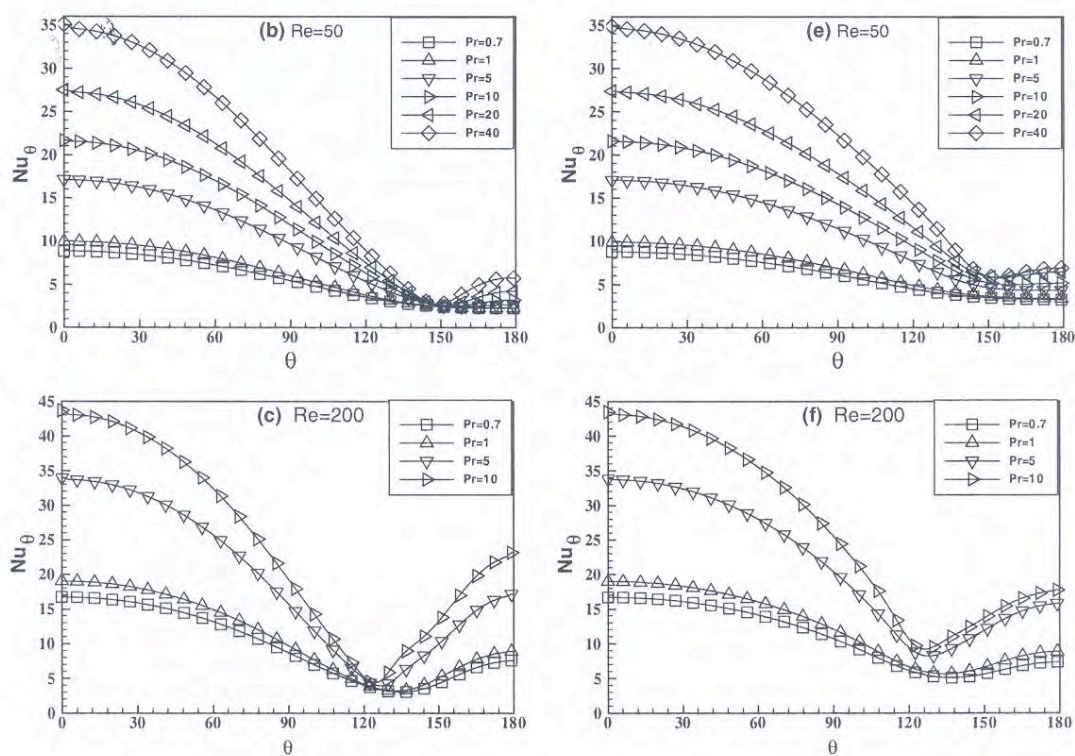


Fig 1.14 : Evolution du nombre de Nusselt local réalisée en simulation par Dhole [61] pour un écoulement de convection forcée autour d'une sphère chauffée avec une distribution de température uniforme (gauche) et un flux de chaleur uniforme (droite) sur sa paroi

Peu d'expériences décrivent, avec une grande précision, l'évolution du nombre de Nusselt local autour de sphère isotherme (seulement 4 mesures sur la sphère dans l'expérience de Yamato et Tien [52]). Cependant en 1975, Jaluria et Gebhart [62] ont décrit l'évolution du nombre de Nusselt pour des hémisphères isothermes dans de l'eau, une expérience étant réalisée avec l'hémisphère orienté vers le haut et l'autre avec l'hémisphère orienté vers le bas

(figure 1.15). Dans les deux cas, l'hémisphère est chauffé à l'aide de plusieurs films résistifs et des thermocouples collés à la surface permettent de régler la puissance électrique sur chaque film résistif pour que la distribution de température soit isotherme sur toute la surface. L'évolution du nombre de Nusselt local, pour des nombres de Rayleigh compris entre 10^8 et 2×10^9 , est sensiblement différente dans les deux cas étudiés. Lorsque l'hémisphère est dirigé vers le bas, le nombre de Nusselt local diminue sans discontinuité tandis que lorsque l'hémisphère est dirigé vers le haut le nombre de Nusselt diminue jusqu'à un angle de 60° pour brusquement augmenter, là encore à cause de la séparation de l'écoulement et de la présence d'une boucle de recirculation dans la partie haute de l'hémisphère. L'évolution de l'épaisseur de la couche limite thermique, pour l'hémisphère placée vers le haut, présente une très forte discontinuité entre l'angle 45° et 60° (figure 1.16) ce qui provoque, dans un premier temps, une diminution du nombre de Nusselt car les vitesses dans la couche limite thermique sont réduites (zone de faible échange thermique), suivie d'une forte augmentation du nombre de Nusselt local à cause de la forte recirculation de l'écoulement dans la partie haute (zone de fort échange thermique).

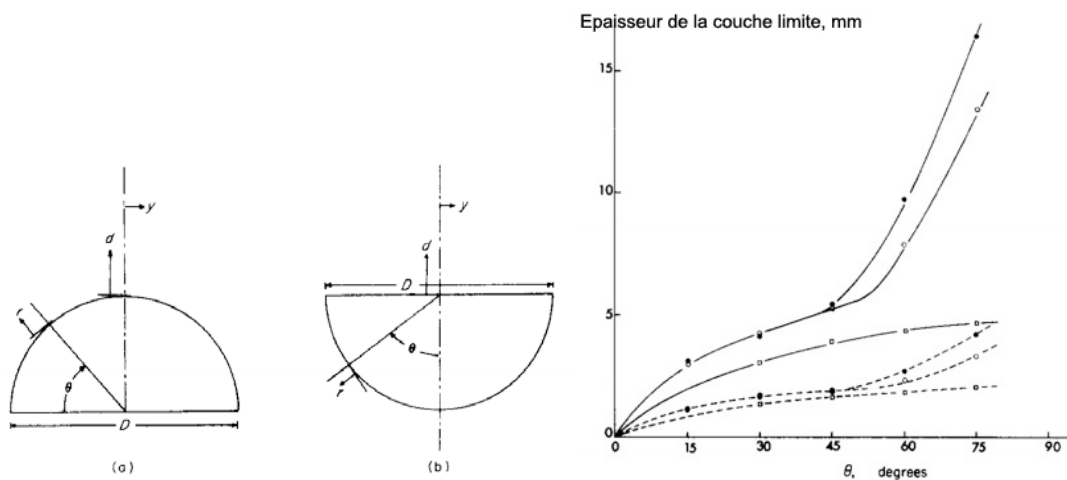


Fig 1.15 : Schéma représentant la position des hémisphères, vers le bas (a) et vers le haut (b) (gauche) et l'évolution de l'épaisseur de la couche limite thermique sur un méridien pour l'hémisphère isotherme placée vers le haut

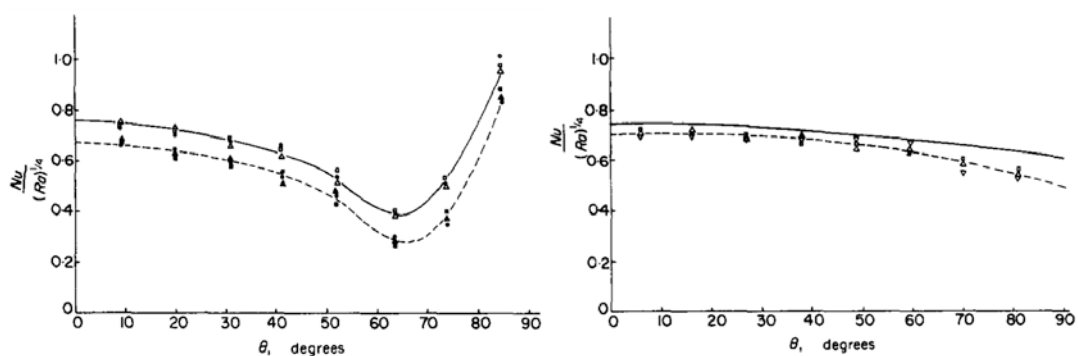


Fig 1.16 : Evolution du nombre de Nusselt local sur un méridien pour un hémisphère isotherme orienté vers le haut (gauche) et vers le bas (droite) pour des nombres de Rayleigh compris entre 10^8 et 2×10^9

Un autre phénomène peut provoquer une augmentation brutale du nombre de Nusselt sur un élément chauffé. Ainsi, Kitamura réalise en 1999 [63] une expérience pour observer la transition laminaire turbulent sur un cylindre placé dans une cavité pour des nombres de Rayleigh compris entre 10^8 et 10^{12} . Les résultats montrent l'apparition d'un détachement tourbillonnaire de l'écoulement, à partir de $Ra_D = 2 \times 10^9$, sur le haut du cylindre et qui se déplace vers le bas lorsque le nombre de Ra augmente. Une analyse tridimensionnelle des températures dans l'écoulement à l'aide de cristaux liquides montre l'apparition de plusieurs

filaments au dessus du cylindre. L'apparition de cette structure de l'écoulement marque la transition du régime laminaire au régime turbulent. La mesure de la température de la surface du cylindre à l'aide de thermocouples montre que la valeur du nombre de Nusselt local sur le cylindre augmente significativement dans la zone de transition et ensuite dans la zone où le régime de l'écoulement est turbulent (figure 1.17). Dans ce cas, on n'observe pas une forte diminution du nombre de Nusselt local, lorsque l'écoulement se détache de la paroi, car il n'y a pas la présence d'une zone de faible vitesse dans la couche limite. La littérature ne fait pas état d'expériences dans lesquelles on observe de transition laminaire/turbulent sur les parois d'une sphère isotherme. Cependant, travaillant dans les mêmes gammes de nombre de Rayleigh que cette expérience, ce phénomène peut être observé lors de notre expérience.

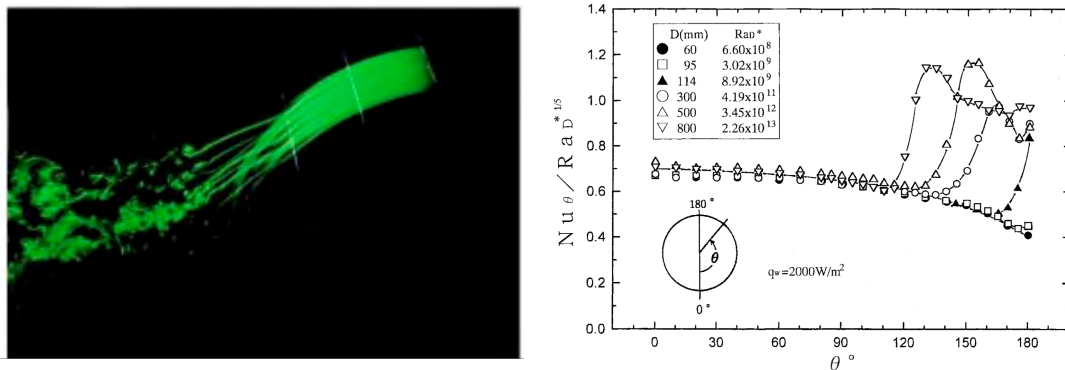


Fig 1.17 : Visualisation de l'écoulement autour d'un cylindre chauffé pour un nombre de Rayleigh de 10^{10} (gauche) et évolution du nombre de Nusselt sur les parois de ce cylindre chauffé pour des nombres de Rayleigh compris entre 6×10^8 et 2×10^{13} (droite)

2.2 Corrélation du nombre de Nusselt moyen

2.2.1 La corrélation du nombre de Nusselt de Churchill

Les corrélations du nombre de Nusselt moyen autour de sphères isothermes ont été établies dans un premier temps, grâce aux résultats de l'expérience de Amato et Tien en 1972 [52]. Ils présentent une étude expérimentale du transfert thermique par convection naturelle sur 4 sphères isothermes de diamètres différents placées dans de l'eau (figure 1.18). Comme dans l'expérience de Jaluria et Gebhart [62], une puissance électrique est envoyée sur des films résistifs placés à la surface des sphères et 4 thermocouples placés respectivement aux angles 0° (bas de la sphère), 45° , 90° et 135° sur un méridien permettent de contrôler la distribution de température de chaque sphère. Leurs résultats expérimentaux s'étendent sur un large domaine du nombre de Rayleigh ($10^4 < Ra_D < 10^{10}$) couvrant ainsi les régimes laminaires, de transition et le régime turbulent naissant. Les champs de température et de vitesse autour d'une sphère isotherme chauffée sont mesurés par la technique de l'anémomètre à fil chaud et la comparaison des résultats expérimentaux avec l'expérience montre un bon accord avec la prédiction théorique :

$$Nu_D = 2 + A.Ra_D^{1/4} \quad (1.32)$$

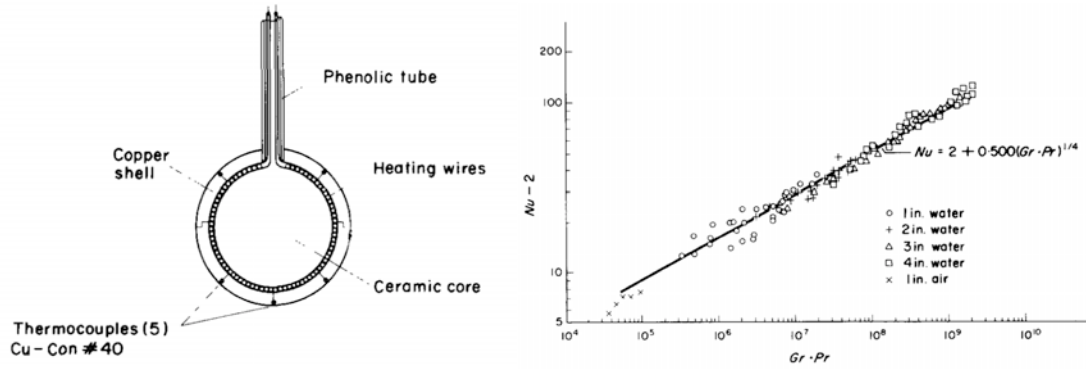


Fig 1.18 : Schéma de l'expérience de Yamato et Tien sur des sphères isothermes plongées dans de l'eau (droite) et l'évolution du nombre de Nusselt global pour différents nombres de Rayleigh compris entre 10^4 et 10^{10}

Ensuite cette formule a été transformée pour prendre en considération des nombres de Prandtl plus importants :

$$Nu_D = 2 + A Ra_D^{1/4} \cdot f\{Pr\} \quad (1.33)$$

Les études numériques de Chiang en 1964 [53] et Mori en 1976 [70] sur l'évolution de la couche limite thermique d'une sphère isotherme en régime laminaire permettent d'écrire le nombre de Nusselt global sous la forme :

$$Nu_D = Nu_D\{0\} \left(1 - \frac{(\pi^2 - 4)}{2} C\{Pr\} \right) \quad (1.34)$$

avec $Nu\{0\}$ le nombre de Nusselt local en bas de la sphère (au niveau de l'angle 0°). Les valeurs des fonctions ont été écrites dans le tableau :

Pr		0.7	1.0	100	500	650
$Nu\{0\}/Ra^{1/4}$	Computed*	0.5949	0.6177	0.7493	0.7577	0.7598
	Eq. (17)	0.5950	0.6170	0.7496	0.7586	0.7595
$C\{Pr\}$		0.07434	0.07265	0.07172	0.06957	0.07046
$\bar{Nu}/Ra^{1/4}$	Computed*	0.4651	0.4860	0.5916	0.6005	0.6012
	Eq. (19)	0.4692	0.4866	0.5912	0.5998	0.5995

* by Chiang, *et al.* [1964] for $Pr = 0.7$ and by Mori, *et al.* [1976] for $Pr(Sc) = 1.0, 100, 500$ and 650 .

Tableau 1.3 : Coefficients utilisés pour décrire l'expansion du nombre de Nusselt local en régime laminaire

Ces valeurs conduisent à la relation (1.35), en régime laminaire, après l'étude numérique de Stewart en 1971 [64] qui montre que $Nu_D \rightarrow 2 + 0,589 \cdot Ra_D^{1/4}$ pour $Pr \rightarrow \infty$.

$$Nu_D = 2 + \frac{0,589 \cdot Ra_D^{1/4}}{\left[1 + (0,469/Pr)^{9/16} \right]^{4/9}} \quad (1.35)$$

En régime turbulent ($Ra_D > 10^8$), le flux thermique échangé par convection naturelle est sensé être proportionnel à $Ra_D^{1/3}$ pour $Pr \rightarrow \infty$ et à $(Ra_D \cdot Pr)^{1/3}$ pour $Pr \rightarrow 0$ d'après plusieurs analyses dimensionnelles (par exemple celle de Churchill en 1981 [68]). De plus, le même coefficient empirique de 0,15 que pour les plaques verticales (déterminé par Churchill et Chu en 1975 [69]) est utilisé pour représenter le régime d'écoulement turbulent et donne la relation :

$$Nu_D = 2 + 0,15 \left(\frac{Ra_D}{\left[1 + \left(\frac{0,469}{Pr} \right)^{9/16} \right]^{16/9}} \right)^{1/3} \quad (1.36)$$

En combinant les relations (1.35) et (1.36), on trouve la corrélation de Churchill établie en 1983 [54] (1.37), où la transition laminaire turbulent est uniquement caractérisée par le nombre de Rayleigh.

$$Nu_D = 2 + \frac{0,589 Ra_D^{1/4}}{\left[1 + (0,469/Pr)^{9/16} \right]^{4/9}} \times \left\{ 1 + \frac{7,44 \cdot 10^{-8} Ra_D}{\left[1 + (0,469/Pr)^{9/16} \right]^{16/9}} \right\}^{1/12} \quad (1.37)$$

Cette relation est en bon accord avec l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus autour des sphères isothermes jusqu'à $Ra_D = 10^{13}$ [54].

D'autres corrélations du nombre de Nusselt existent pour la sphère isotherme, notamment celle de Campo en 1980 [67], dans l'air et dans l'eau :

$$Nu_D = (2^{0,816} + 0,152 Ra_D^{(0,816/0,34)})^{1/0,816} \quad (1.38)$$

Cependant, en comparant avec les résultats expérimentaux, cette corrélation estime moins bien la valeur du nombre de Nusselt moyen sur la sphère isotherme, pour des nombres de Rayleigh importants ($10^{10} < Ra_D < 10^{12}$).

De plus, Churchill [54] propose la relation 1.39 pour calculer l'évolution du nombre de Nusselt local, en régime laminaire, sur un méridien de la sphère isotherme, d'après les expériences précédemment décrites (figures 1.19) :

$$Nu_D \{\theta\} = \frac{0,765(1 - 0,072 \cdot \theta^2) Ra_D^{1/4}}{\left[1 + (0,43/Pr)^{9/16} \right]^{4/9}} \quad (1.39)$$

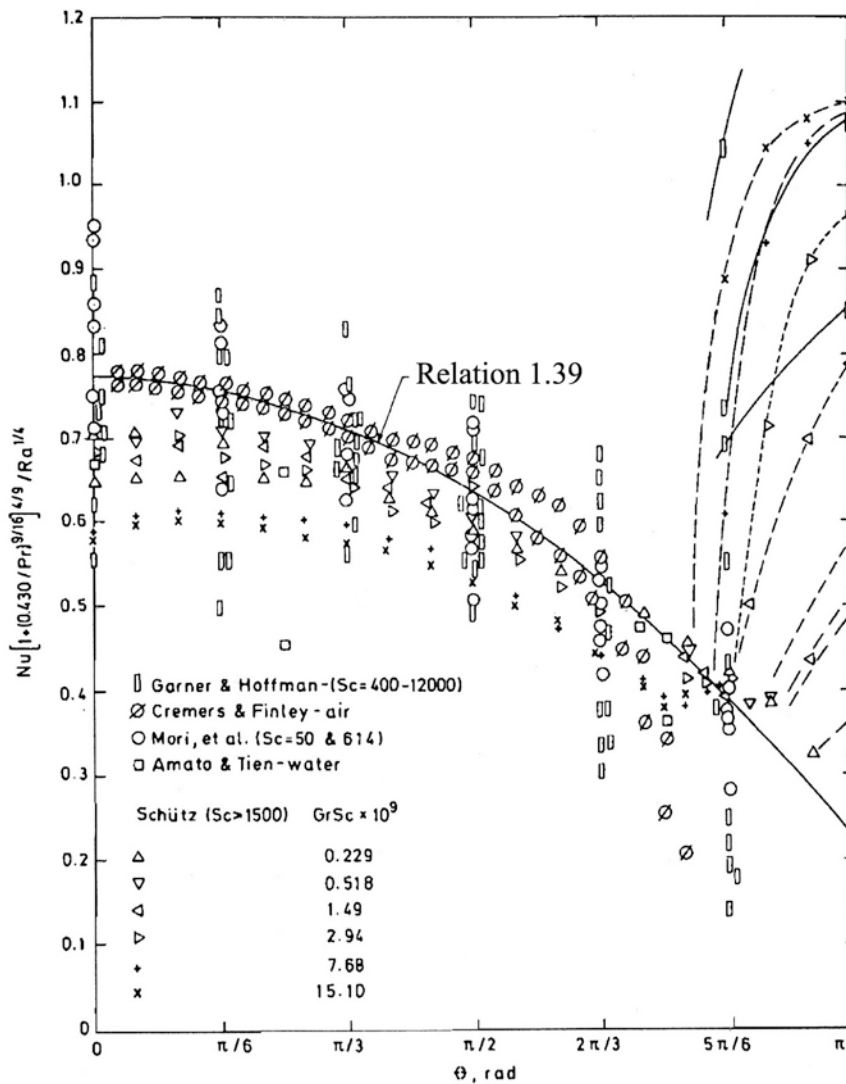


Fig 1.19 : Comparaison des corrélations de Nusselt avec les données expérimentales pour le nombre de Nusselt local sur un méridien de la sphère isotherme [54]

Sur la figure ci-dessus, le nombre de Prandtl Pr est remplacé par le nombre de Schmidt $Sc = \nu / \mathcal{D}$ qui lui est analogue. A partir de l'angle $5\pi/6$, pour $Ra_D > 10^8$, une forte augmentation du nombre de Nusselt local est observable sur la figure 1.19 et n'est pas décrite par la relation 1.39. Deux hypothèses expliquent la présence de cette augmentation du nombre de Nusselt local au sommet de la sphère :

- soit la présence d'une boucle de recirculation au sommet de la sphère provoque une augmentation de l'échange thermique dans cette zone, d'après l'expérience de Jaluria et Gebhart [62] sur l'hémisphère chauffé isotherme.
- soit l'écoulement devient turbulent au niveau du sommet de la sphère et provoque une augmentation de l'échange thermique dans cette zone, d'après l'expérience de Kitamura [63] sur le cylindre chauffé isotherme.

2.2.2 Comparaison avec la corrélation utilisée par le CNES

D'autres modélisations du bilan thermique [43,44] existent pour simuler la trajectoire de ballons stratosphériques et contrairement au CNES (corrélation 1.20), la corrélation du

nombre de Nusselt moyen utilisée pour modéliser le flux de chaleur échangé par convection naturelle est celle de Churchill vue précédemment.

La figure 1.20 compare l'évolution du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Rayleigh ($10^{10} < Ra < 10^{13}$) pour un nombre de Prandtl $Pr=0,72$. Pour des nombres de Rayleigh de $Ra=10^{10}$ et $Ra=10^{12}$, l'écart est stable et d'environ 15% entre les 2 corrélations.

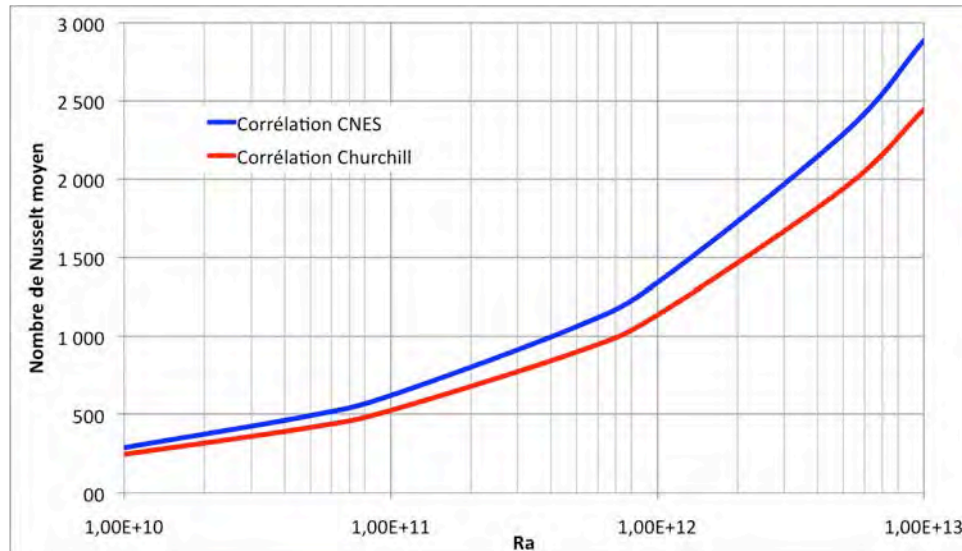


Fig 1.20 : Comparaison de la corrélation de Churchill sur la sphère isotherme avec la corrélation du CNES pour le nombre de Prandtl $Pr=0,72$

La répartition de la température sur la surface de l'élément chauffant est un paramètre qui affecte la valeur du nombre de Nusselt. Havet [47] montre, d'après une étude numérique de la convection naturelle sur une plaque verticale chauffée linéairement du bas vers le haut, que les corrélations du nombre de Nusselt sont affectées d'un coefficient S qui représente la pente de distribution linéaire de température sur la paroi :

$$Nu_L = f(Ra_L, S) \text{ et pour } Ra_L > 10^9 : \frac{Nu_L}{Nu_{L,iso}} = 1 + 4,15 Ra_L^{-0,15} S \quad (1.40)$$

Ainsi, pour un régime d'écoulement turbulent ($Ra_L > 10^9$), la valeur du nombre de Nusselt moyen se trouve être très affectée par la distribution de température à la surface de l'élément chauffant. Ces résultats numériques n'ont cependant pu être comparés qu'à des résultats expérimentaux sur des plaques chauffées de manière isotherme à cause du manque de résultats expérimentaux disponibles pour des plaques chauffées de manière non isotherme en régime turbulent.

Conclusion

Cette partie décrit plusieurs régimes d'écoulements que l'on retrouve autour d'une sphère chauffée avec une distribution de température isotherme et elle décrit aussi l'évolution du nombre de Nusselt local sur un méridien de cet élément chauffant.

D'après ces résultats (ne connaissant pas le comportement réel de l'écoulement autour d'une MIR lors du vol), notre étude s'orientera vers deux expériences avec une maquette de MIR chauffée. Dans un premier temps, une distribution de température isotherme sera imposée sur la paroi de la maquette pour correctement analyser l'évolution du Nusselt local et comparer les résultats obtenus avec la sphère isotherme. Dans un deuxième temps, une distribution de

température non isotherme sera imposée sur la paroi de la maquette. Seul l'hémisphère supérieur de la maquette sera chauffé (la région où le ballon est composé de Mylar aluminisé).

3 Le dimensionnement de l'expérience

L'expérience qui est réalisée par la suite sert à mieux caractériser l'écoulement de convection naturelle autour d'une MIR et à mesurer les nombres de Nusselt sur les parois de l'élément chauffant. Les précédentes parties ont montré l'importance de réaliser une maquette qui conserve la même forme et la même distribution de température qu'une MIR lors de son vol. Contrairement à la MIR qui évolue dans un milieu infini lors de son vol, la maquette utilisée dans l'expérience est placée à l'intérieur d'une cuve ce qui permet de limiter la présence d'écoulements parasites qui peuvent affecter la couche limite contre la paroi de la maquette.

Cette partie est consacrée, dans un premier temps, à l'étude du panache se développant au dessus d'une sphère placée dans un milieu infini et dans un deuxième temps, à l'étude de l'écoulement lorsque un élément chauffant est placé à l'intérieur d'une cavité. Cet état de l'art des écoulements de convection naturelle en cavité est exposé pour définir la taille et les caractéristiques de la maquette et de la cuve.

3.1 Structure des panaches turbulents en milieu infini

La MIR, comme tout élément chauffé, voit se développer au-dessus d'elle un panache thermique, mais aucun article ne fait une analyse précise de la structure de cette colonne d'air chaud. L'expérience sur un hémisphère chauffé placé vers le haut réalisée par Jaluria et Gebhart [62] explique que la structure de la colonne d'air au dessus de la maquette possède les mêmes caractéristiques que n'importe quel panache turbulent au dessus d'un élément chauffant.

Plusieurs articles analysent la structure des panaches thermiques autour de disques ou de formes paraboliques chauffés dans un environnement infini. Brahim et Guillou en 1986 [48-49] mettent en évidence l'apparition de 3 zones caractéristiques dans le panache se développant au dessus d'éléments chauffants à partir d'une expérience utilisant une calotte parabolique chauffée au niveau du sol. Les champs de température et de vitesse sont mesurés respectivement à l'aide de thermocouples et de fils chauds. Dans une première zone du panache, la vitesse moyenne augmente très fortement et l'épaisseur du panache diminue, jusqu'à atteindre la vitesse maximale au niveau de l'axe vertical de l'élément chauffant (figure 1.21). Cette accélération est provoquée par la dominance des forces de poussée d'Archimède. Pour conserver l'énergie thermique, le fluide accélère en diminuant l'épaisseur du panache jusqu'à une vitesse maximale qui correspond à l'endroit où les forces de gravité et les forces visqueuses s'équilibrent. A partir de cette altitude, la vitesse maximale verticale diminue et l'épaisseur du panache augmente. Cela caractérise la zone où les forces visqueuses sont prédominantes. De plus l'analyse du champ de vitesse met en évidence l'apparition de fortes fluctuations de vitesse de part et d'autre de l'axe du panache correspondant à la couche de mélange panache / environnement (zone où l'interaction entre l'air chauffé par la maquette et l'air ambiant est la plus importante), avec un minimum de turbulence observé au niveau de l'axe vertical de l'élément chauffant.

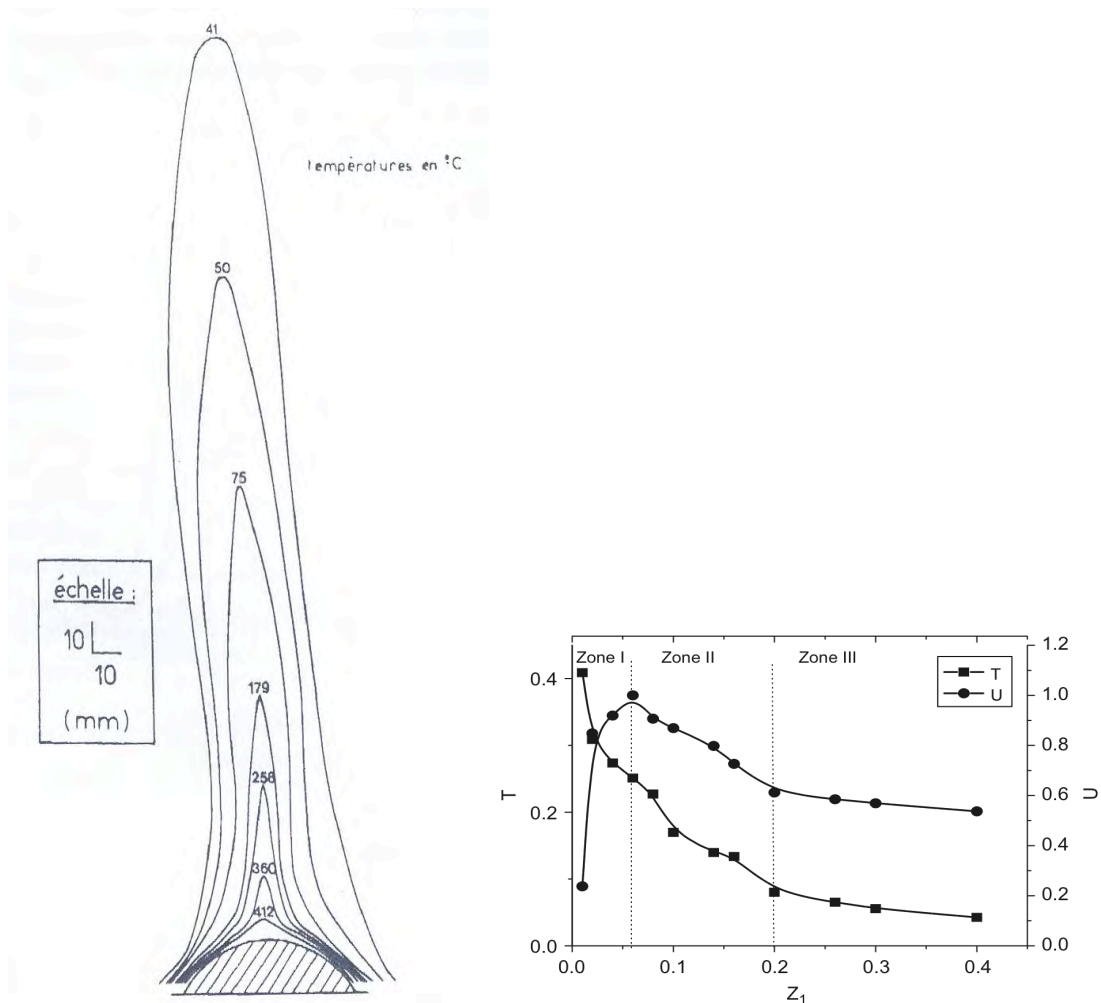


Fig 1.21 : Isothermes au dessus d'une calotte parabolique chauffée (gauche) et évolution de la vitesse et de la température au niveau de l'axe vertical de la calotte chauffée (droite)

Une troisième zone est identifiée dans le panache lorsque la vitesse maximale dans l'écoulement diminue moins fortement que précédemment. Cette diminution des gradients de vitesse confirme la présence d'une nouvelle structure de l'écoulement où la turbulence est pleinement établie (les deux cônes de fluctuations de part et d'autre de l'axe se rejoignent à partir de cette altitude). Les profils de vitesse deviennent des gaussiennes auto similaires. Dans cette dernière zone où le panache d'air chaud est complètement turbulent, la colonne d'air chaud continue de s'épaissir dans la cuve et la vitesse décroît de façon relativement lente. Ces panaches d'air chaud peuvent ainsi monter à des altitudes relativement hautes qui dépendent de la puissance de chauffe de l'élément chauffant et sa forme géométrique.

De plus l'expérience réalisée par Mahmoud et Maad en 2007 [50] a mis en évidence que la hauteur à la quelle se trouve la source de chaleur, par rapport au sol, peut influencer l'épaisseur de la colonne d'air et donc les vitesses à l'intérieur de celle ci alors que la même puissance électrique est envoyée à la surface de l'élément chauffant (figure 1.22).

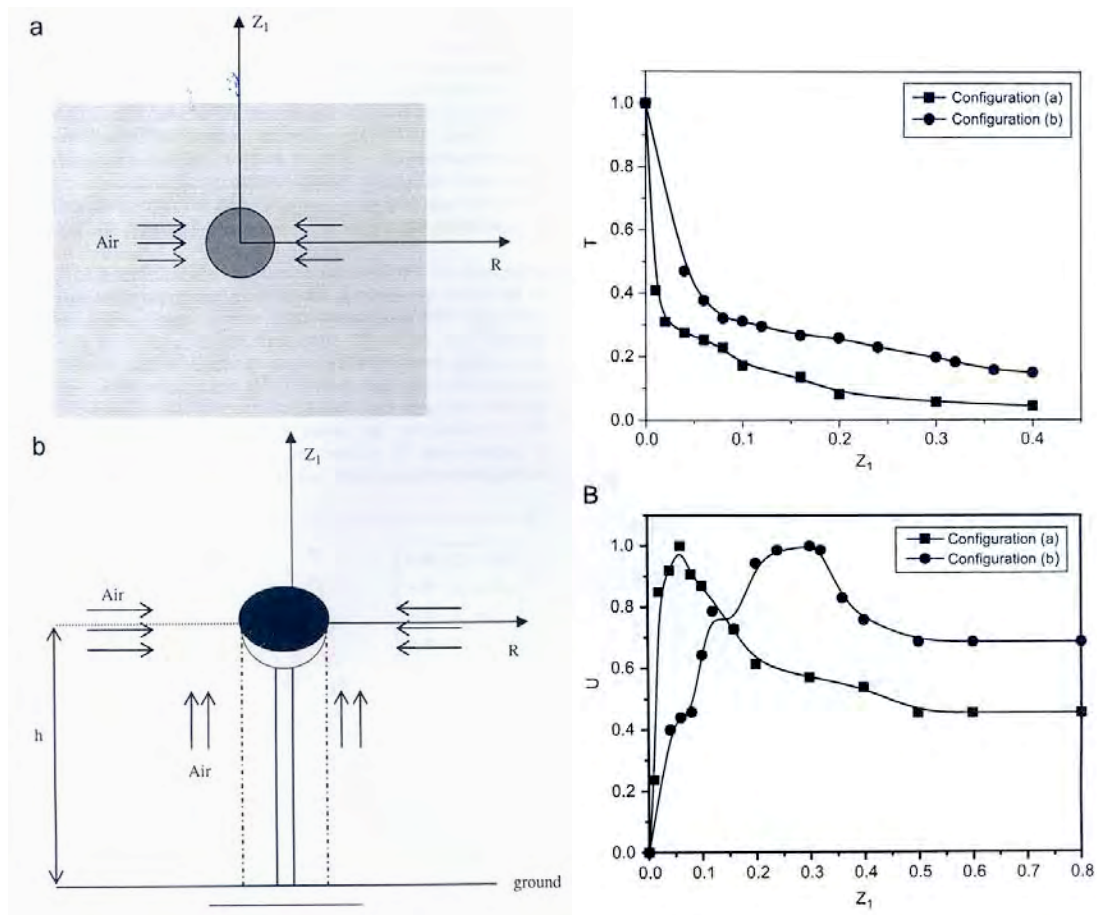


Fig 1.22 : Schéma représentant l'élément chauffant placé au niveau du sol (a) et à une hauteur h du sol (b) (gauche) et l'évolution des températures et des vitesses sur l'axe vertical de l'élément chauffant pour les 2 configurations a et b (droite)

3.2 Etat de l'art pour la convection naturelle dans une cavité

Pour dimensionner correctement la cuve et savoir à quelle hauteur placer le ballon, un état de l'art de la convection naturelle autour d'éléments chauffés placés dans des cavités est réalisé.

3.2.1 Influence de la distance entre l'élément chauffant et la paroi de la cavité

Dans cette partie, 2 expériences sont décrites pour évaluer l'influence de la distance entre l'élément chauffant et les parois de la cavité dans laquelle il se trouve.

Warrington et Powe [39] réalisent en 1985 une étude expérimentale sur l'évolution du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Rayleigh autour d'éléments chauffants de forme variée (cylindrique, sphérique ou cubique) placés dans une enceinte cubique. La température est mesurée sur les objets chauffants et dans la cavité à l'aide de thermocouples. La figure 1.23 présente les corrélations du nombre de Nusselt moyen issues de l'expérience avec 3 sphères, chauffées de manière isotherme, de diamètre $D=11,43$ cm, $D=17,78$ cm et $D=22,86$ cm placées dans l'enceinte cubique de 26 cm de côté. Les nombres de Nusselt et Rayleigh sont exprimés à l'aide du paramètre L qui est l'intervalle entre l'objet et l'enceinte.

Cette étude montre que plus les parois verticales de l'enceinte sont proches de la couche limite thermique qui se développe autour de l'élément chauffant, plus le nombre de Nusselt moyen diminue (figure 1.23).

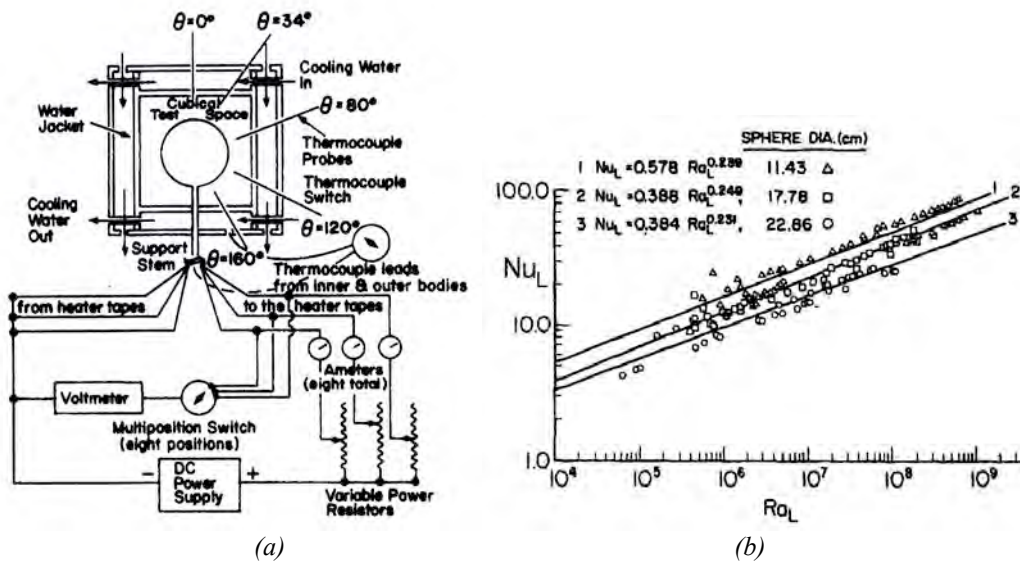


Fig 1.23 : Expérience de Warrington et Powe [39] : descriptif expérimental (a) et corrélations $Nu_L(Ra_L)$ obtenues avec la sphère isotherme (b)

Dans une autre expérience, cette fois-ci avec un cylindre chauffé et placé dans une enceinte rectangulaire, Cesini et al. en 1999 [20] évaluent l'influence de la distance entre les parois verticales et l'élément chauffant sur le transfert thermique. Les nombres de Rayleigh étudiés sont compris entre $1,3 \times 10^3$ et $7,5 \times 10^4$, le diamètre D du cylindre étant la longueur caractéristique, le nombre de Prandtl est de 0,71 (expérience réalisée dans l'air) et le régime de l'écoulement est laminaire. Le cylindre est maintenu à une température plus chaude que les parois latérales de l'enceinte, à l'aide de bains thermostatés, et le plancher et le plafond de la cavité sont considérés adiabatiques (figure 1.24 a). La particularité de cette expérience réside dans la possibilité de faire varier la largeur de la cavité, sa hauteur demeurant fixe. Lorsque le rapport W/D (rapport de la largeur de la cavité W sur le diamètre du cylindre D) augmente, les deux boucles de recirculation présentes dans la partie haute de la cavité s'épaississent et se propagent dans la partie basse de l'enceinte (figure 1.24 b et c).

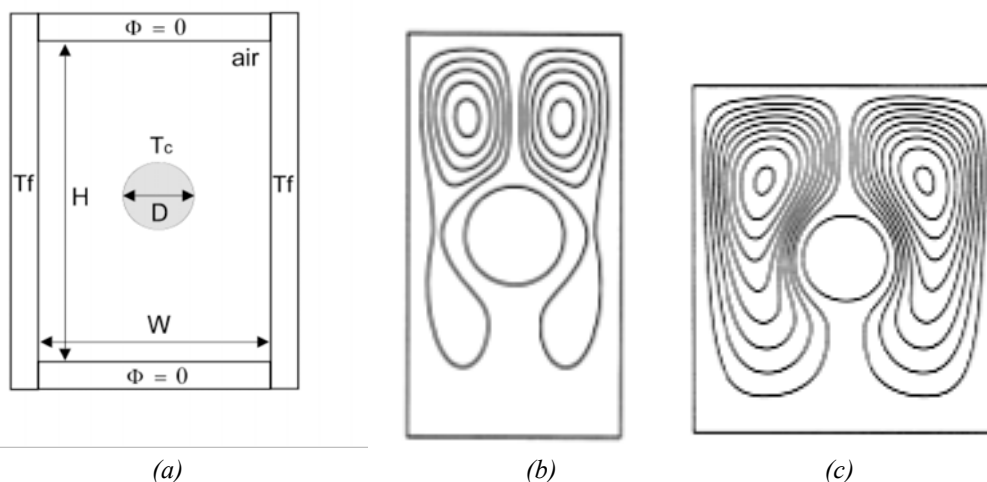


Fig 1.24 : Configuration étudiée par Cesini et al. [20], avec le schéma décrivant l'expérience (a), les isocontours de vitesse pour $W/D=2,1$ (b) et pour $W/D=3,6$ (c) avec $Ra_D=2,4 \cdot 10^3$

L'évolution du nombre de Nusselt local sur les parois autour du cylindre est très affectée par la présence des parois verticales proche de l'élément chauffant ($W/D=2,1$) tandis que pour les rapports $W/D=2,9$ et $W/D=3,6$, son évolution est quasiment similaire (figure 1.25 a). Concernant le nombre de Nusselt moyen, le nombre de Rayleigh est le paramètre qui modifie le plus sa valeur. Celui ci n'augmente que très peu lorsque les parois verticales de la cavité se rapprochent de l'élément chauffant (figure 1.25 b).

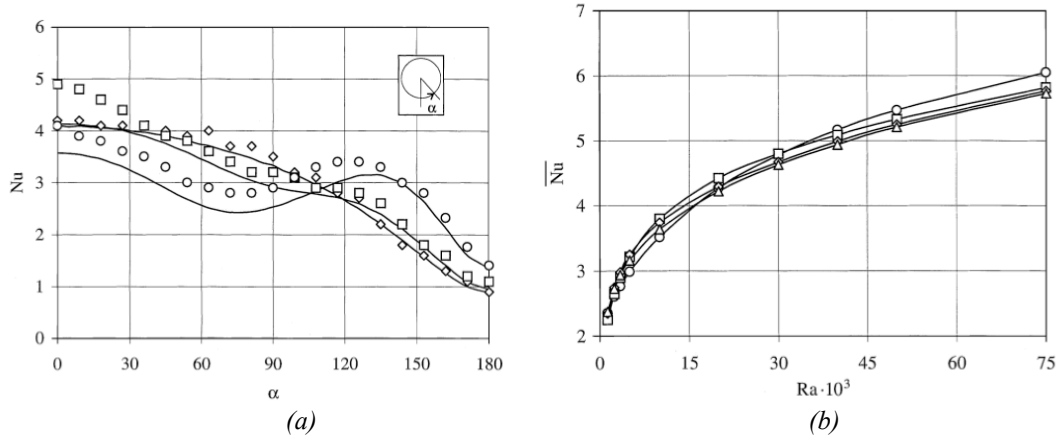


Fig 1.25 : Expérience de Cesini et al. en 1999 [20] : évolution du nombre de Nusselt local pour $Ra=3,4 \cdot 10^3$ (a) et évolution du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Rayleigh (b) pour les rapport $W/D=2,1$ (○), $W/D=2,9$ (□) et $W/D=3,6$ (◇)

Malheureusement, la littérature ne fait pas état d'expériences similaires réalisées pour des nombres de Rayleigh plus importants et avec un élément chauffant dont la forme est proche de la sphère isotherme.

3.2.2 Influence de la hauteur de la cavité

Comme il a été souligné dans la partie précédente, une colonne d'air chaud apparaît en convection naturelle au dessus de l'élément chauffant. Lorsque cette source de chaleur est placée dans une cavité, les dimensions de celle-ci peuvent directement affecter la topologie de l'écoulement et l'évolution du nombre de Nusselt sur sa paroi. Cette partie cherche à identifier l'impact d'un confinement moins important sur l'écoulement de convection naturelle en utilisant des grandes cavités.

Attoui et Daube en 2000 [17] proposent l'étude numérique 2D instationnaire d'une cavité froide contenant une source de chaleur carré. La hauteur H de la cavité représente 4 fois sa largeur L et la source de chaleur est un carré de côté $L/8$ qui est positionné en bas de la cavité, sur l'axe de symétrie vertical de l'enceinte. Dans ce cas numérique, l'hypothèse de Boussinesq est remplacée par un modèle basé sur l'approximation à faible Mach car l'écart de température ($\Delta T=120^\circ\text{C}$) entre la source chaude et la cavité est trop important. D'après la figure 1.26, pour $Ra_H = 1,5 \cdot 10^8$ (Rayleigh basé ici sur la hauteur H de la cavité), la colonne d'air chaud se développant au dessus de l'élément chauffant oscille de manière périodique avec une amplitude supérieure à la largeur de la cavité.

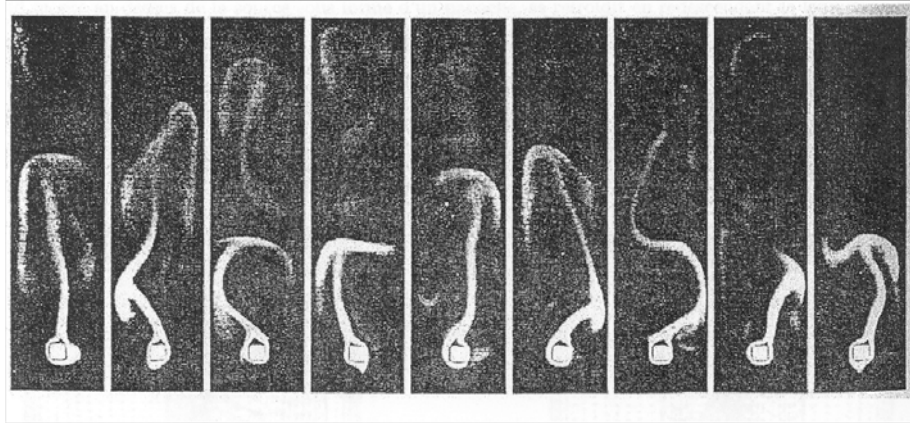


Fig 1.26 : Visualisation de l'écoulement de convection obtenu numériquement par Attoui et Daube [17] à différents instants pour $Ra_H = 1,5 \times 10^8$

Bouaffia et Daube [19] réalise en 2004 la même étude numérique 2D avec une largeur L constante et deux hauteurs d'enceinte différentes ($H = L$ et $H = 4L$). Dans les 2 cas, l'élément chauffant génère un panache chaud qui oscille périodiquement dans le temps. Pour la cavité $H = L$ (figure 1.27 a), l'amplitude de l'oscillation du panache est inférieure à la largeur de l'élément chauffant. Dans ce cas, les fluctuations de vitesse sont importantes seulement dans le panache et dans les couches limites situées autour des parois de la source chaude et de l'enceinte. Cependant, pour un confinement moins important et une cavité beaucoup plus haute (cas $H = 4L$), l'amplitude de l'oscillation du panache thermique est supérieure à la moitié de la largeur de la cavité (figure 1.27 b). Dans ce cas, des fluctuations importantes de la vitesse apparaissent dans toute la cavité. Ce phénomène affecte directement l'écoulement de convection autour de la source de chaleur et le transfert thermique sur sa paroi.

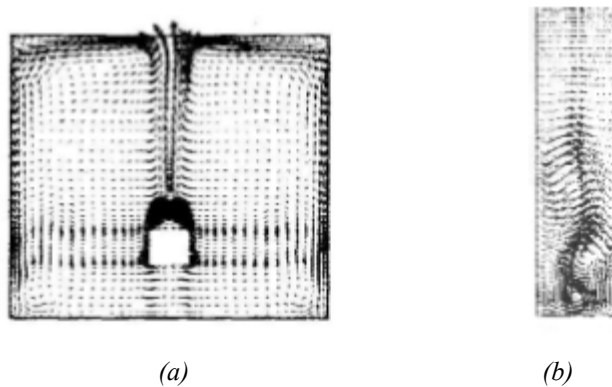


Fig 1.27 : Vecteurs vitesse dans l'écoulement instationnaire pour $H = L$ et $Ra_L = 10^7$ (a) et pour $H = 4L$ et $Ra_L = 2,3 \cdot 10^4$ (b) obtenus numériquement par Bouafia et al. [19]

Atmane et al. [16] étudient expérimentalement en 2003 l'influence de la hauteur de la cavité sur l'écoulement de convection autour d'un cylindre chauffé en position horizontale. L'enceinte est remplie d'eau et le haut du réservoir est laissé à l'air libre. Une distance H sépare le cylindre de diamètre D de la surface de l'eau. Le flux de chaleur est mesuré à l'aide d'un capteur de flux en paroi du cylindre. L'observation de l'écoulement au dessus du cylindre, à l'aide d'un système de mesure PIV, révèle la présence d'une oscillation périodique et à grande échelle du panache de fluide chaud (figure 1.28). De plus, pour $Ra_D = 10^6$ et $H/D = 1$, le régime d'écoulement devient instable. Ce phénomène n'apparaît plus pour $H/D = 1/5$ et $H/D = 3$ et le panache se remet à osciller de manière périodique. Dans ces configurations, le nombre de Nusselt moyen sur le cylindre est proportionnel au rapport H/D .

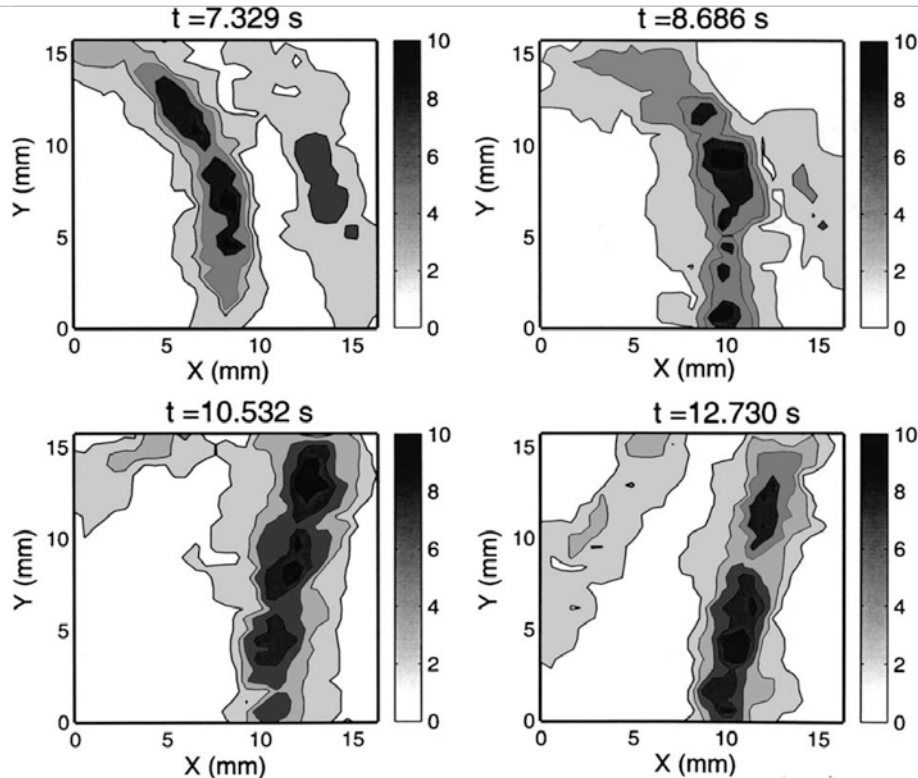


Fig 1.28 : Norme de vitesse obtenue expérimentalement par Atmane et al. [16] à 4 instants différents au dessus du cylindre chauffé pour $H/D=1$ et $Ra=10^6$

3.2.3 Influence de la position de l'objet dans la cavité

Cette dernière partie évalue l'influence de la position de l'élément chauffant dans la cavité.

Pour connaître l'impact de la position de la source chaude dans une cavité sur la topologie de l'écoulement de convection naturelle, Shu et al. en 2001 [32] ont réalisé une étude numérique 2D sur un cylindre chauffé placé horizontalement. Celui-ci est centré sur l'axe vertical et placé à quatre hauteurs différentes dans une cavité de section carrée remplie d'air ($Pr=0,71$). Le nombre de Rayleigh étudié Ra_H est de 3×10^5 et sa longueur caractéristique H correspond à la hauteur de la cavité. D'après la figure 1.29, lorsque l'élément chauffant se rapproche du plafond de l'enceinte, deux boucles de recirculation supplémentaires apparaissent au dessus du cylindre. Il existe désormais 4 boucles de recirculation dans la cavité et la topologie de l'écoulement proche de la paroi du cylindre est fortement affectée par ce phénomène. Lorsque le cylindre est très proche du plafond de la cavité, les deux boucles de recirculation supplémentaires disparaissent. Il apparaît désormais une zone de conduction pure au sommet du cylindre. Cette modification de la structure de l'écoulement de convection naturelle autour du cylindre affecte directement la valeur du nombre de Nusselt sur sa paroi.

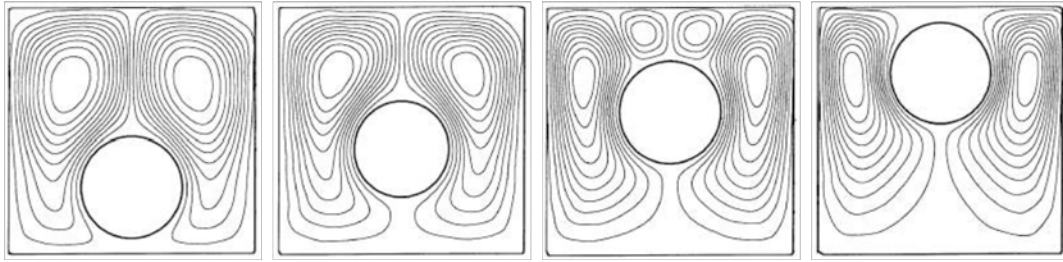


Fig 1.29 : Lignes de courant pour plusieurs positions verticales du cylindre chauffant avec $Ra_H=3 \times 10^5$ et $Pr=0,71$ obtenues numériquement par Shu et al. [32]

Yoon en 2010 [77] a réalisé une étude numérique 3D pour analyser les caractéristiques de l'écoulement autour d'une sphère chauffée à l'intérieur d'une boîte cubique réfrigérée. Une analyse détaillée des lignes de courant, des isothermes et du nombre de Nusselt a été réalisée pour étudier l'impact de la position de la sphère sur l'écoulement et le transfert thermique (figure 1.30). Pour des nombres de Rayleigh compris entre $10^3 < Ra < 10^6$. Pour $Ra < 10^5$, un seul tourbillon apparaît à l'intérieur de la boîte dont le centre varie en fonction de la hauteur à laquelle la sphère est placée. Pour $Ra = 10^5$ et 10^6 , un deuxième tourbillon apparaît au dessus de la sphère, proche de sa surface, à cause du panache thermique qui se développe au dessus de l'élément chauffant. La présence de ce panache thermique montant au dessus de la sphère et descendant au niveau des parois du cube, accompagnée par l'apparition d'un deuxième tourbillon, a une influence sur la distribution des nombres de Nusselt locaux en surface de la sphère.

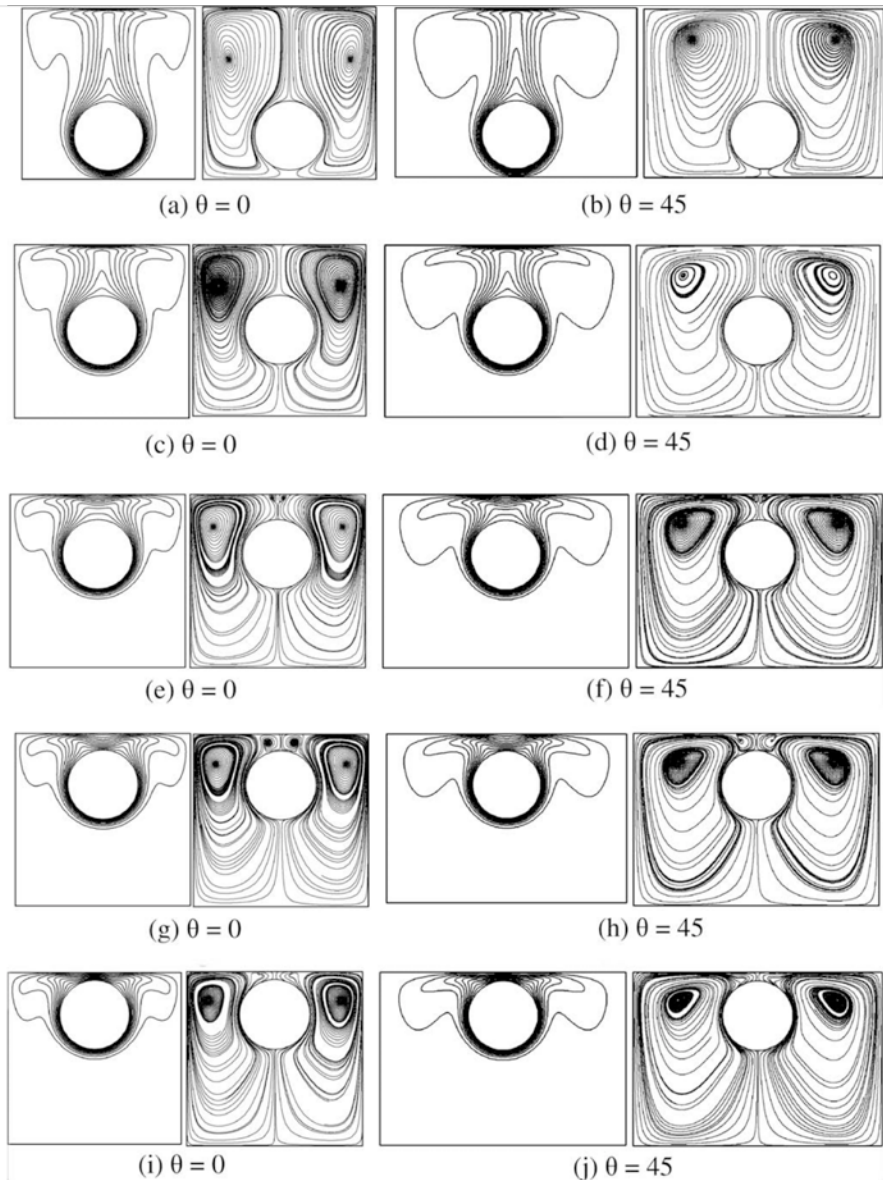


Fig 1.30 : isothermes et lignes de courant autour d'une sphère chauffée placée à différentes hauteurs dans une cavité cubique dans le plans où la distance entre la surface de la sphère et la paroi verticale est minimale (colonne de gauche $\theta=0^\circ$) et dans le plans où la distance entre la surface de la sphère et la paroi verticale est maximale (colonne de droite $\theta=45^\circ$)

Pour $Ra=10^5$, la valeur maximale du nombre de Nusselt local est localisée au milieu de la paroi haute de la boîte et cette valeur décroît plus on rapproche la sphère du plafond avant l'apparition d'un panache thermique descendant. Quand le second tourbillon apparaît au dessus de la sphère, la valeur maximale du nombre de Nusselt local est répartie de manière uniforme autour du centre de la sphère à cause de la présence d'un panache axisymétrique au dessus de l'élément chauffant et la valeur du nombre de Nusselt global s'en trouve nettement modifiée. Pour $Ra=10^6$, la valeur maximale du nombre de Nusselt oscille de manière sinusoïdale autour du centre sur la paroi du haut, ce qui traduit l'apparition d'un panache thermique instable au dessus de la sphère. La valeur du nombre de Nusselt local varie, dans ce cas, elle aussi au cours du temps.

Conclusion

Cette synthèse bibliographique non exhaustive a permis d'appréhender le comportement des écoulements de convection naturelle en milieu quasi infini et en milieu confiné. Elle reprend plusieurs configurations (cylindriques et sphériques) en proposant des topologies d'écoulement qui ressemblent à celles que nous pourrions rencontrer dans le contexte de notre étude. Elle propose également certains résultats relatifs aux panaches thermiques qui se développent en milieu infini, mais aussi à l'intérieur d'une cavité. Dans ce deuxième cas, le panache engendre un phénomène d'oscillation périodique dans la cavité qui n'existe pas forcément dans le cas réel.

Conclusion

L'étude bibliographique a souligné le manque de données expérimentales sur la convection naturelle autour de la MIR lors de son vol et montre la nécessité de réaliser une expérience. Cette expérience devra permettre de mesurer le coefficient de convection, en utilisant une maquette possédant les mêmes caractéristiques géométriques que la MIR. Pour cela, la maquette, ainsi que la cavité dans laquelle elle est placée doivent être dimensionnées pour que les grandeurs caractéristiques de la convection naturelle et l'environnement expérimental (milieu infini) soient les plus proches possibles du cas réel.

Hauteur maximale de la cuve

La première étape du dimensionnement de cette expérience est le dimensionnement de la hauteur de la cuve car la hauteur du laboratoire est seulement de 3 m. Dans cette expérience, nous avons prévu de caractériser les vitesses dans l'écoulement à l'aide de mesures PIV. Pour permettre la mise en place du banc de mesure PIV, le plancher du laboratoire et le plancher de la cuve doivent être espacés d'une hauteur de 60 cm et le plafond de la cuve et le plafond du laboratoire doivent être espacés d'une hauteur de 40 cm. Au niveau du plancher, cette espace sert aussi pour le montage et le démontage de la maquette à l'intérieur de la cuve (voir chapitre 2). Ainsi la hauteur maximale de la cuve dans laquelle se déroulera l'expérience est de 2 m de haut.

Dimensionnement de la maquette

Pour dimensionner une maquette pouvant caractériser l'écoulement de convection naturelle autour d'une MIR, le premier paramètre à conserver est le nombre de Rayleigh qui est compris entre 10^{11} et $2 \cdot 10^{12}$ dans le cas réel.

De plus, un système de chauffage placé sur la paroi de cette maquette doit être en mesure de reproduire une distribution de température non uniforme sur la maquette pour correctement simuler le cas réel avec des températures de paroi sur le chapeau plus élevées que sur la partie inférieure. Cela signifie qu'il faut utiliser des matériaux ayant une très faible conductivité thermique, cependant ces matériaux ne résistent pas pour la plupart à des températures supérieures à 200°C . L'environnement ne pouvant être maintenu à des températures inférieures à 0°C , à cause d'un problème de givre qui se forme sur les parois et bloque tous les accès optiques, la différence de température entre les parois de la maquette et le milieu extérieur sera au maximum de 200°C .

Le tableau 1.4 retranscrit les valeurs du nombre de Rayleigh pour des maquettes de MIR de tailles différentes placées dans de l'air. La puissance P représente la puissance thermique échangée par convection naturelle entre la maquette et l'air à l'intérieur de la cuve. Cette puissance est déduite de la relation 1.21 en utilisant le nombre de Nusselt moyen calculé par la corrélation de Churchill. Pour une maquette de 1 m de diamètre, les nombres de Rayleigh sont compris entre $Ra_D=1,8 \cdot 10^9$ et $Ra_D=5,1 \cdot 10^9$ et pour une maquette de 0,44 m de diamètre (de 0,386 m de hauteur et de 0,47 m de largeur soit 100 fois plus petite que la MIR réelle), les nombres de Rayleigh sont compris entre $Ra_D=1,5 \cdot 10^8$ et $Ra_D=4,3 \cdot 10^8$. Dans ces 2 cas, les nombres de Rayleigh rencontrés ne sont pas assez importants (100 à 1000 fois inférieurs au cas réel) pour reproduire l'écoulement de convection naturelle autour de la MIR.

Delta T (°C)	Ballon D=1 m Air P=1 atm			Ballon D=0,44 m Air P=1 atm		
	Ra	Pr	P (W)	Ra	Pr	P (W)
20	1,8E+09	0,72	232	1,5E+08	0,72	46
100	4,9E+09	0,72	1807	4,1E+08	0,72	356
200	5,1E+09	0,72	4136	4,3E+08	0,72	813

Tableau 1.4 : Comparaison des nombres de Rayleigh obtenus pour différentes tailles de maquette de MIR placée dans une enceinte contenant de l'air

Dans le cadre de cette expérience, il existe 2 techniques pour augmenter la valeur du nombre de Rayleigh. La première technique consiste à utiliser un système de chauffe qui permette d'obtenir une différence de température très importante entre la paroi de l'élément chauffant et l'air ambiant qui est entraîné par convection naturelle. Or, dans notre étude, la température de chauffe maximale est de 200°C. La deuxième technique consiste à augmenter la masse volumique du gaz qui est entraîné par convection naturelle. Pour ce faire, la pression à l'intérieur de l'enceinte peut être augmentée (solution coûteuse et très risquée dans une grande cuve), ou l'air peut être remplacé par un gaz dont la masse volumique est plus importante ou par de l'eau.

Le gaz lourd SF6 (hexafluorure de soufre) est le seul gaz non toxique dont la masse volumique est beaucoup plus importante (5 fois plus grande) que celle de l'air et qui peut être utilisé, dans le cadre de cette étude, pour augmenter le nombre de Rayleigh. Les propriétés de la phase gazeuse du SF6 sont à 20°C et 1,013 bar :

- Masse volumique : 6,15 kg/m³
- Chaleur spécifique à pression constante (Cp) : 0,67 kJ/(kg.K)
- Viscosité : 1,53.10⁻⁵ Pa.s
- Conductivité thermique : 0,0129 W/(m.K)

L'évolution des propriétés du SF6 en fonction de la température est donnée par le site NIST [79] qui référence les propriétés de nombreux fluides. Les valeurs des nombres de Rayleigh obtenues dans le SF6 avec une maquette de MIR de 1 m et de 0,44 m de diamètre sont écrites dans le tableau 1.5. Pour une maquette de 1 m de diamètre, les nombres de Rayleigh sont compris entre $Ra_D=7,2.10^{10}$ et $Ra_D=2,1.10^{11}$ et pour une maquette de 0,44 m de diamètre, les nombres de Rayleigh sont compris entre $Ra_D=6,1.10^9$ et $Ra_D=1,8.10^{10}$. Dans ce cas, la maquette de 1 m de diamètre permettrait d'obtenir des nombres de Rayleigh suffisants pour reproduire les conditions de vol de la MIR. Cependant, la hauteur maximale de la cuve étant limitée à 2 m, le diamètre de la maquette représenterait la moitié de la hauteur de la cuve. D'après l'étude de Yoon [77], pour des nombres de Rayleigh moins importants, la boucle de recirculation, présente dans la cuve, perturbe l'écoulement proche de la paroi de la maquette et les nombres de Nusselt sont modifiés par sa présence. Seule l'étude expérimentale, avec la maquette de 0,44 m de diamètre (hauteur de la cuve est 4,5 fois plus importante que le diamètre de la maquette) est envisageable dans le cadre de cette thèse, bien qu'il ne soit pas possible de caractériser rigoureusement l'effet du confinement. Peu d'études expérimentales analysent l'impact de la recirculation de l'écoulement dans des cavités, pour des nombres de Rayleigh supérieurs à 10⁹. En utilisant une maquette de 0,44 m de diamètre les nombres de Rayleigh sont inférieurs aux nombres de Rayleigh rencontrés dans le cas réel (5 fois inférieurs pour une température de 200°C sur la maquette).

Delta T (°C)	Ballon D=1 m SF6 P=1 atm			Ballon D=0,44 m SF6 P=1 atm		
	Ra	Pr	P (W)	Ra	Pr	P (W)
20	7,2E+10	0,79	409	6,1E+09	0,79	80
100	2,1E+11	0,79	3436	1,7E+10	0,79	668
200	2,1E+11	0,79	8460	1,8E+10	0,79	1644

Tableau 1.5 : Comparaison des nombres de Rayleigh obtenus pour différentes tailles de maquette de MIR placée dans une enceinte contenant du SF6

Une dernière étude est réalisée en remplaçant, cette fois-ci, le gaz à l'intérieur de l'enceinte par de l'eau. Dans ce cas, l'écart maximal entre la température en paroi de la maquette et l'eau contenue dans la cuve est de 80°C pour limiter les problèmes liés au changement de phase de l'eau. Pour une maquette de 0,44 m de diamètre, les nombres de Rayleigh sont compris entre $Ra_D=4,4.10^{10}$ et $Ra_D=4,7.10^{11}$ et donc suffisamment importants pour reproduire l'écoulement de convection naturelle de la MIR lors de son vol. Cependant, les nombres de Prandtl sont plus importants dans l'eau que dans l'air et son impact sur la structure de l'écoulement ne peut pas être quantifié.

De plus, dans cette étude, les puissances qu'il faudrait fournir pour chauffer la maquette et ensuite pour refroidir l'écoulement sont beaucoup trop élevées ($P=7,3.10^4$ W pour un ballon de diamètre $D=0,44$ m et $P=1,83.10^4$ W pour un ballon de diamètre $D=0,22$ m) et il est extrêmement compliqué de réaliser une maquette parfaitement étanche de la MIR qui puisse accueillir un système de chauffe spécifique sur sa paroi. L'étude, utilisant de l'eau à la place d'un gaz a donc été abandonnée.

Delta T (°C)	Ballon D=0,44 m Eau P=1 atm			Ballon D=0,22 m Eau P=1 atm		
	Ra	Pr	P (W)	Ra	Pr	P (W)
20	4,4E+10	5,32	8,07E+03	5,4E+09	5,32	2,03E+03
80	4,7E+11	2,94	7,30E+04	5,9E+10	2,94	1,83E+04

Tableau 1.6 : Comparaison des nombres de Rayleigh obtenus pour différentes tailles de maquette de MIR placée dans une enceinte contenant de l'eau

Dimensionnement de la cuve

Comme le montre la topologie de l'écoulement autour de sphère ou de cylindre chauffés, les parois de la cuve n'ont pas besoin d'être très éloignées des parois de la maquette (en dehors de la couche limite thermique), ainsi nous avons décidé de placer la maquette de MIR de diamètre 0,44 m dans une cuve parallélépipédique de côtés 2x1x1 m (hauteur x largeur x profondeur). La cuve est de forme parallélépipédique pour nous permettre de réaliser une étude PIV (Particule Image Vélocimétrie) et ainsi caractériser les vitesses dans écoulement créé par l'élément chauffant. Par ailleurs, l'utilisation du gaz lourd SF6 nécessite la réalisation d'une cuve expérimentale étanche.

L'expérience de Mahmoud et Maad [50] a montré qu'un élément chauffant placé au niveau du sol entraîne l'air froid différemment d'un élément chauffant placé à une certaine hauteur par rapport au sol. Ce phénomène affecte la couche limite en paroi de l'élément chauffant. La simulation numérique de Yoon [77] a, quant à elle, démontré que si la sphère est placée dans la partie basse de la cavité, son nombre de Nusselt est moins affecté par la boucle de recirculation située au dessus de l'élément chauffant et les vitesses dans l'écoulement en dessous de l'élément chauffant sont quasiment nulles. La maquette est donc placée à 20 cm du plancher de la cuve pour réduire l'impact de la recirculation sur le nombre de Nusselt dans la cuve et pour garantir le développement d'une couche limite en paroi de la maquette qui n'est pas affectée par le plancher de la cuve.

Le système permettant de réguler la température du gaz à l'intérieur de la cuve est situé dans le plafond (maximum d'échange thermique avec la présence du panache d'air chaud supposé turbulent) et les parois verticales seront toutes en verre, pour conserver la symétrie et garantir des accès optiques pour l'utilisation du système PIV. Le bas de la cuve ne sera pas refroidi pour ne pas perturber l'écoulement autour de la maquette. La prochaine partie décrit complètement le dispositif expérimental et les moyens de mesures qui ont été nécessaires à la caractérisation de l'écoulement de convection naturelle autour de la maquette.

La solution choisie, dans le cadre de cette étude est la réalisation d'une maquette de la MIR de 0,47 m de largeur et de 0,386 m de hauteur qui est plongée dans une cuve parallélépipédique de côtés 2x1x1 m remplie du gaz lourd SF₆, la maquette étant placée à 20cm du plancher de la cuve (figure 1.31). Bien que les nombres de Rayleigh sont inférieurs aux nombres de Rayleigh rencontrés par la MIR (5 fois moins importants), d'après Churchill [54], le régime d'écoulement de convection naturelle devient turbulent autour de la maquette ($Ra < 10^8$). Cette étude constitue une première étape dans la caractérisation de l'écoulement de convection naturelle autour de la MIR et sera complétée par une étude numérique nous permettant de simuler un écoulement pour des nombres de Rayleigh plus importants.

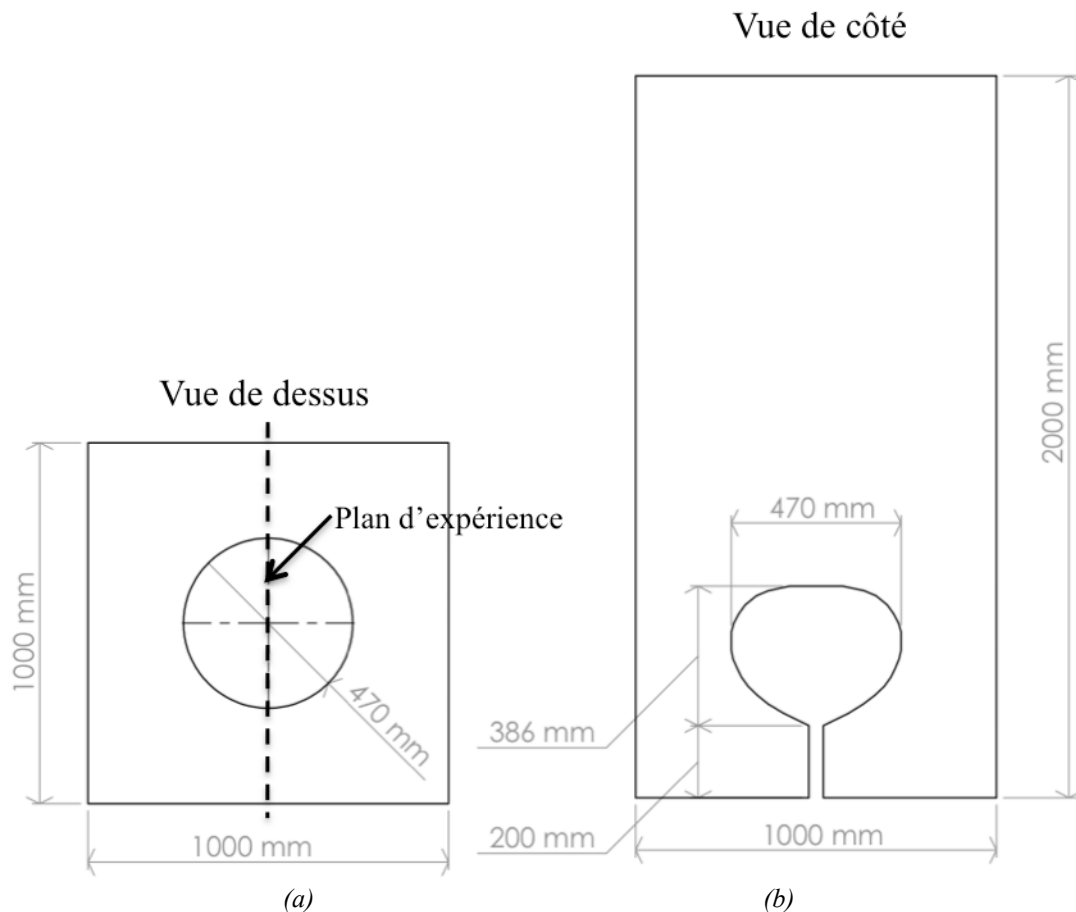


Fig 1.31 : Schéma représentant les dimensions de l'expérience en vue de dessus (a) et dans le plan d'expérience (b)

Chapitre 2

Le banc expérimental



Fig 2.1 : Représentation 3D de la cuve avec la maquette chauffante placée à l'intérieur

La seconde partie de ce mémoire s'attache à la présentation de la mise en place de l'expérience dimensionnée dans la partie précédente suite à une analyse approfondie des études réalisées en convection naturelle autour d'éléments chauffants ayant des formes similaires à la MIR. Ce chapitre illustre aussi les outils expérimentaux mis en place dans le cadre de cette étude pour analyser les nombres de Nusselt en paroi de la maquette de MIR et l'écoulement qui se développe à l'intérieur de la cuve.

La première partie présente le dispositif expérimental constitué d'un banc d'essai permettant de générer de multiples configurations d'écoulement de convection naturelle (choix de la distribution de température) autour d'une maquette de MIR placée dans une enceinte. La seconde partie présente les chaînes de mesure utilisées ainsi que les méthodes expérimentales associées. Les deux moyens de mesures utilisés sont: la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) pour la caractérisation dynamique de l'écoulement et la mesure par thermocouple pour l'étude thermique dans l'écoulement et sur la paroi de la maquette. La description du matériel comprend l'implémentation de la chaîne de mesure sur le banc d'essai.

1 Le dispositif expérimental

Ce dispositif expérimental, comme il a été défini dans la partie précédente, est constitué d'une maquette de MIR dont la répartition de température ou de flux thermique à sa surface peut être contrôlée. Celle-ci est placée dans la partie basse d'une cuve parallélépipédique de section carrée. L'étude bibliographique et l'analyse des grandeurs adimensionnées (Ra , Pr) nous conduisent à étudier la convection naturelle sur une maquette 100 fois plus petite que la MIR. Cette configuration permet de réaliser une étude PIV et une étude thermique autour de la maquette pour des nombres de Rayleigh compris entre $1,5 \cdot 10^8$ et $4,3 \cdot 10^8$ dans l'air et entre $7,2 \cdot 10^{10}$ et $2,1 \cdot 10^{11}$ dans le gaz SF6.

1.1 La Maquette

La maquette de MIR (de 400 mm de hauteur) utilisée dans cette expérience se compose de plusieurs parties:

- La partie chauffante, composée de plusieurs réchauffeurs qui vont permettre à la maquette d'atteindre des nombres de Rayleigh suffisamment élevés pour pouvoir caractériser la convection naturelle sur les parois du ballon lors de son vol.
- La structure, faite de liège et de bois pour limiter les conceptions thermiques entre les réchauffeurs installés sur la maquette mais aussi pour limiter les pertes thermiques vers l'intérieur de la maquette et le support en bois. Cette propriété du liège permet de simuler un chauffage non isotherme sur la maquette.

1.1.1 Les films chauffants

Le principal objectif consiste à pouvoir étudier le nombre de Nusselt en paroi d'une maquette dont la forme géométrique est la même que celle d'une MIR. La distribution de température sur la maquette doit être modulable et le nombre de Nusselt local doit pouvoir être calculé à différentes positions sur un méridien à sa surface. On a choisi dans cette étude de réaliser 2 expériences, une première avec une répartition de température isotherme en paroi de la

maquette et une autre avec une répartition de température non isotherme. Dans les deux cas, plusieurs nombres de Rayleigh sont testés en modifiant la température à sa surface. Il existe 2 possibilités pour déterminer le nombre de Nusselt sur la maquette :

- Soit un fluide circule à température imposée sous la paroi de la maquette et on calcule le nombre de Nusselt local autour de la maquette en mesurant le gradient de température, perpendiculairement à sa surface, à l'aide de thermocouples.
- Soit des films chauffants, à flux électrique imposé, sont collés en paroi de la maquette et des thermocouples placés sous ces films chauffants mesurent la température de la bande chauffante. Ainsi, le flux thermique échangé par convection au niveau de chaque élément chauffant s'écrit:

$$\Phi(i) = S(i)h_c(i).(T_p(i) - T_{ref}) \quad (2.1)$$

en considérant que les pertes thermiques par rayonnement et par conduction sont négligeables.

Connaissant la température de l'élément chauffant, on obtient directement la valeur du nombre de Nusselt local donnée par la relation :

$$Nu(i) = \frac{h_c(i).D}{\lambda} = \frac{\Phi(i).D}{\lambda.S(i).(T_p(i) - T_{ref})} \quad (2.2)$$

Cette seconde méthode est non intrusive (pas de thermocouples dans l'écoulement proche de la surface de l'élément chauffant) et plus facile à mettre en œuvre (usinage du circuit d'eau difficile à cause de la géométrie complexe de la maquette). Grâce à cette méthode, la valeur du nombre de Nusselt local est calculée immédiatement en connaissant la puissance électrique envoyée sur chaque film chauffant et sa température. La société MINCO est capable de fabriquer ces éléments chauffants à flux imposé avec un design très spécifique, ainsi l'élément chauffant peut prendre de multiples formes dans un plan 2D, dont les dimensions sont seulement limitées à une feuille de papier A4. De plus ces films chauffants sont flexibles et peuvent être collés sur une structure de forme arrondie assez facilement.

Ces réchauffeurs résistifs en silicone MINCO d'épaisseur 1,5 mm sont constitués d'un circuit résistif gravé dans du caoutchouc de silicone qui est un matériau en élastomère robuste et flexible. Chaque réchauffeur est conçu pour délivrer une densité de flux de chaleur maximale de 3000 W/m² sur sa surface pour une tension de 240 Volt, ce qui représente un flux de chaleur maximal de 1830 W sur toute la maquette (surface de 0,61 m²). D'après le tableau 1.5 (chapitre 1), la puissance thermique maximale, échangée par convection naturelle entre la maquette et le gaz à l'intérieur de la cuve, est de 800 W dans l'air et de 1600 W dans le SF₆, avec une température T_p=200°C sur la maquette et une température de gaz T_{atmos}=0°C. De plus, les réchauffeurs sont recouverts d'une couche d'aluminium qui est polie pour réduire les pertes thermiques par rayonnement sur la surface. Ainsi, considérant que toute la puissance électrique fournie est dissipée sous forme de chaleur à la surface du réchauffeur et que les pertes thermiques par rayonnement et par conduction sont négligeables, la densité de puissance choisie est suffisante pour atteindre une température de 200°C sur la maquette, dans l'air et dans le SF₆.

Plusieurs formes géométriques complexes ont dû être calculées pour que les réchauffeurs reproduisent la forme du ballon. L'écoulement de convection naturelle autour de la maquette étant supposé quasiment axisymétrique autour de son axe vertical, on a choisi de répartir les bandes chauffantes de manière horizontale. Cette configuration permet à l'utilisateur de

choisir une distribution de température ou de flux de chaleur qui varie en fonction de la hauteur sur la surface de la maquette. Leur forme épouse parfaitement la géométrie de la MIR. Les figures ci dessous décrivent les caractéristiques de chaque bande chauffante.

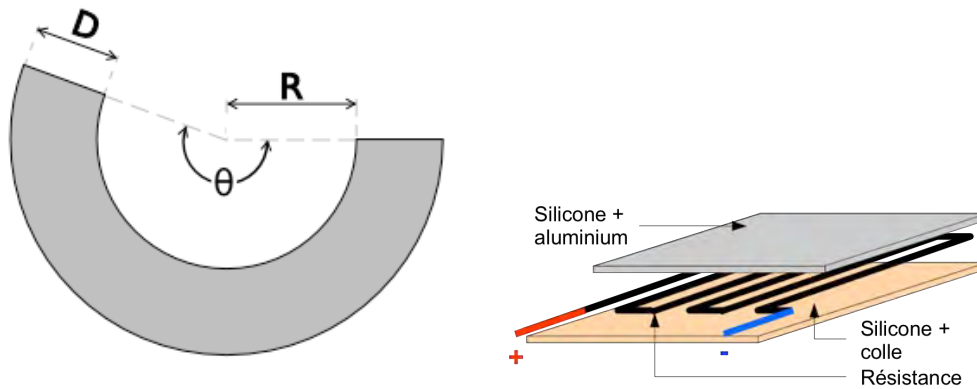


Fig 2.2 : Schéma représentant la forme des films chauffants mis à plat (gauche) et le principe de fonctionnement d'un réchauffeur silicone résistif (droite)

N° de Bande	D (mm)	Θ (°)	R (mm)	Aire (m ²)	Résistance (Ω)
1	76.9	323	22	2.63e-02	841
2	48.0	307	104	3.30e-02	728
3	41.4	287	163	3.81e-02	631
4	36.1	259	226	3.99e-02	567
5	30.8	210	323	3.83e-02	684
6	27.7	156	478	3.71e-02	744
7	27.3	145	544	3.85e-02	641
8	25.5	71	1173	3.72e-02	759
9	25.0		L=1476	3.69e-02	770
10	25.0		L=1476	3.69e-02	767
11	26.0	97	872	3.78e-02	715
12	28.2	166	494	3.92e-02	625
13	30.8	210	368	3.99e-02	590
14	39.8	280	253	4.54e-02	483
15	35.8	331	180	3.37e-02	674
16	61.4	352	136	3.97e-02	570
17		360	73	1.67e-02	1280

} Bandes rectangulaires
L(longueur)xD(largeur)

} Bande circulaire

Tableau 2.1 : Caractéristiques géométriques et électriques des 17 bandes chauffantes collées sur la maquette

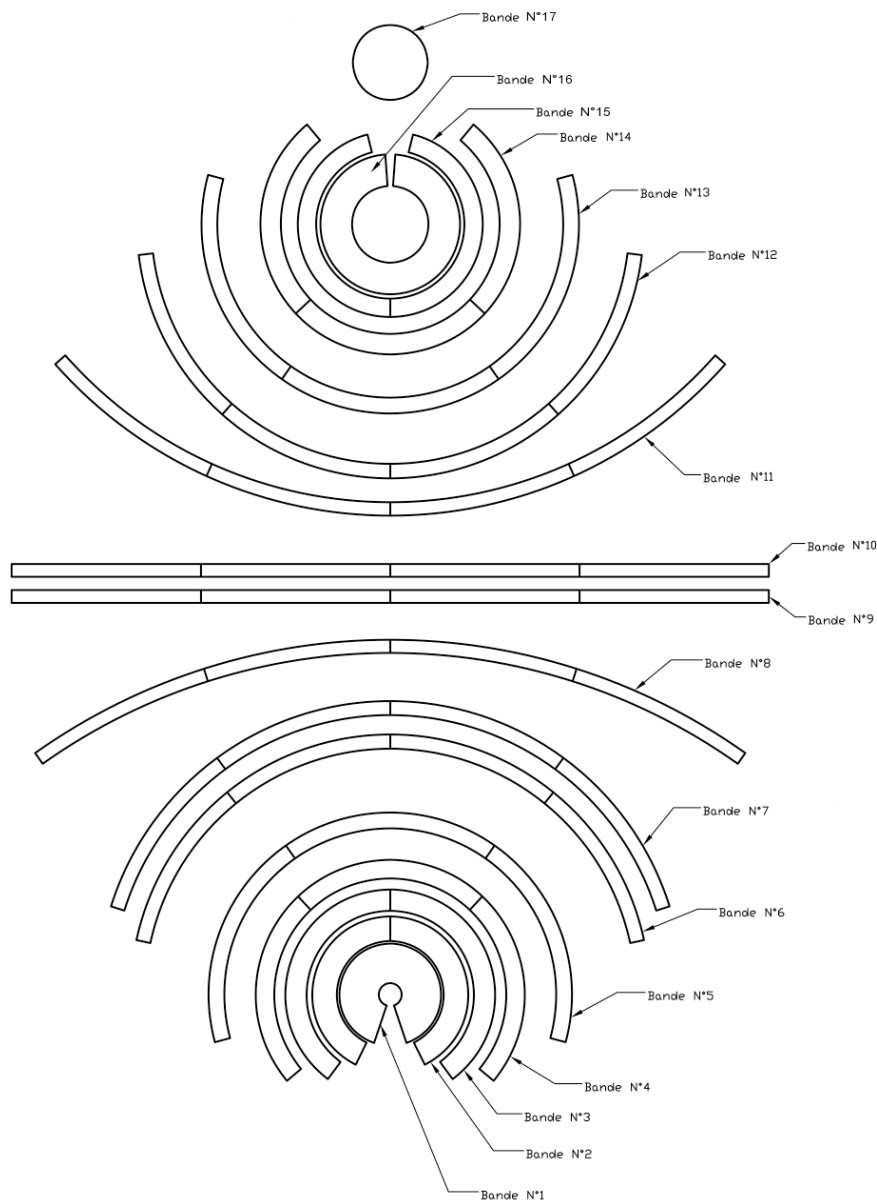


Fig 2.3 : Schéma représentant une vue à plat des 17 bandes chauffantes dont certaines sont constituées de plusieurs parties

1.1.2 La structure finale de la maquette

Les réchauffeurs MINCO sont collés sur une structure présentant d'une part une faible conductivité pour limiter au maximum toute conduction thermique entre les différentes bandes. Cette caractéristique permet de reproduire une distribution de température inhomogène semblable à celle observée sur la MIR lors de son vol. D'autre part, cette structure doit pouvoir résister à des températures d'environ 200°C (limite constructeur des films chauffants). Les mesures expérimentales doivent être réalisées dans une gamme de nombres de Rayleigh la plus importante possible (voir partie précédente), or très peu de matériaux remplissent ses conditions.

Certains polymères comme le PEEK (polyétheréthercétone) résistent à des températures supérieures à 200°C et possèdent une faible conductivité thermique (0,24 W/(m.K)). Cependant, ce matériau est cher et il est difficile de coller un élément à sa surface. Des études précédentes [71] réalisées dans le laboratoire de l'ONERA proposent l'utilisation de panneaux de liège de très faible conductivité thermique (0,04 W/(m.K)) pour servir de structure à la maquette. Ces panneaux sont beaucoup moins chers, mais il est beaucoup plus difficile d'usiner une forme quasi sphérique aussi complexe avec ce type de matériau friable.

Ainsi, malgré les difficultés d'usinage, 9 plaques de liège, 7 de 50 mm d'épaisseur et 2 de 34mm et 25 mm, sont fraisées, en forme de cône retraçant la géométrie de la MIR pour accueillir chacun 2 réchauffeurs MINCO. Ils sont collés avec une colle silicone de type CAF qui possède une faible conductivité thermique (0,3 W/(m.K)) et une température maximale d'utilisation de 250°C. Seules les 2 plaques situées en bas de la maquette n'accueillent qu'un seul élément chauffant. Tous les réchauffeurs sont espacés les uns des autres d'environ 1 mm pour limiter les conductions thermiques entre eux. De plus, tous les fils de connexion de chaque réchauffeur passent à l'intérieur de la structure en liège dans un trou de diamètre 10 mm situé au niveau de l'axe vertical de la structure.

Bien qu'une attention particulière ait été apportée à la réalisation de cette maquette, l'état de surface de celle-ci n'est pas parfait, surtout au niveau de la jonction entre les bandes horizontales au niveau du sommet. Des ruptures de pentes existent entre les bandes et lors de l'expérience il faudra vérifier que ces irrégularités ne sont pas responsables de phénomènes physiques qui ne sont pas censés intervenir en paroi de la MIR lors du vol.

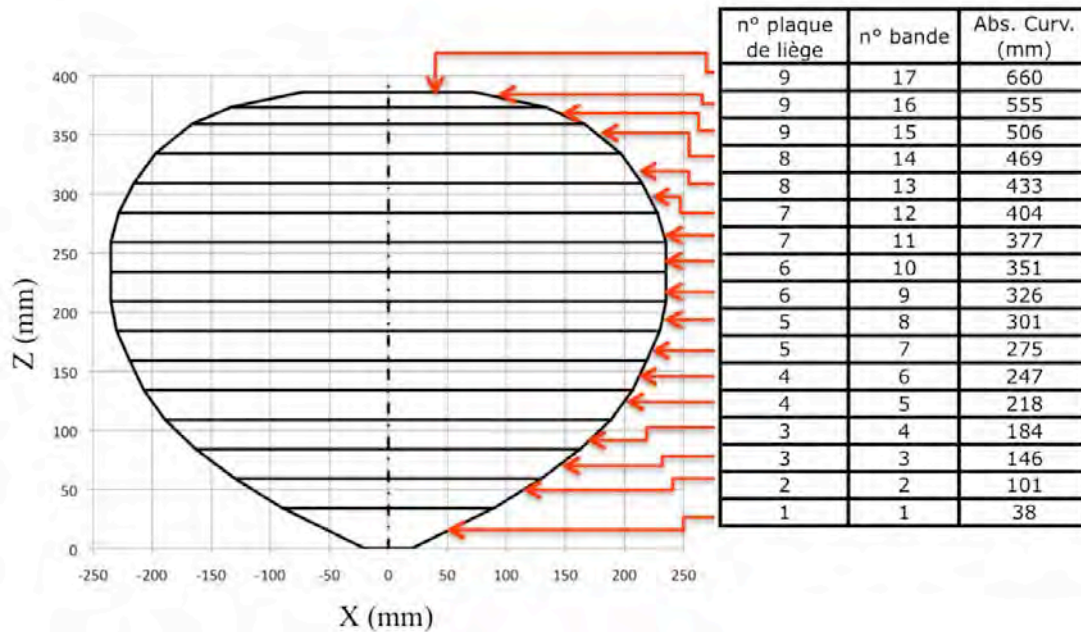


Fig 2.4 : Schéma représentant la maquette de la MIR avec la position de toutes les bandes chauffantes



Fig 2.5 : Photographie de la maquette de la MIR en vue de côté (gauche) et en vue de dessus (droite)

Cette structure repose sur un pied en bois (de faible conductivité thermique) dont la hauteur est de 200 mm et le diamètre de 40 mm. Son diamètre correspond au diamètre équivalent de l'orifice situé en dessous de la MIR (pour une MIR de 40 m de diamètre, l'orifice est de 4 m de diamètre). Tous les fils de connexion passent à l'intérieur de ce pied et traversent le plancher de la cuve pour garantir son étanchéité et éviter que des éléments viennent perturber l'écoulement.

Le pied de la maquette repose sur une structure composée de 2 plaques en bois de 22 mm d'épaisseur, de diamètre 600 mm recouvert par 2 plaques d'aluminium, de diamètre 500 et 600 mm. Un joint d'étanchéité en Néoprène est collé sur la plaque d'aluminium de diamètre 600 mm. Le socle de la maquette viendra s'insérer dans le plancher de la cuve. Cette technique permet un montage et démontage de la maquette très rapide et un accès à l'intérieur de la cuve lorsque la maquette est sortie de la cuve.

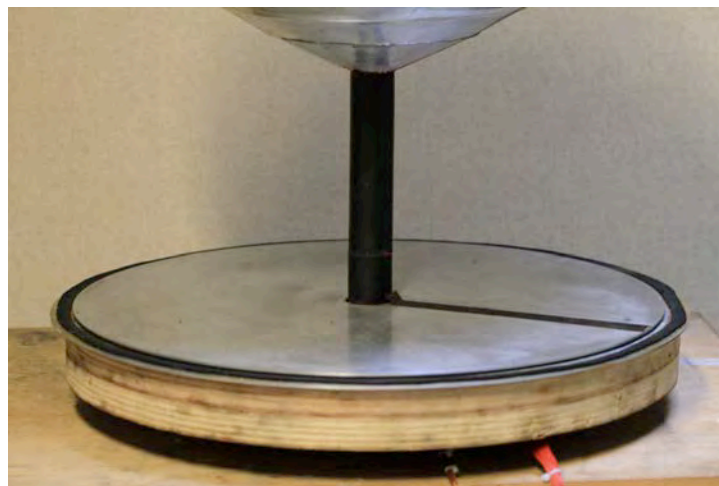


Fig 2.6 : Photographie du pied et du socle sur lequel repose la maquette avec le joint en néoprène en noir autour du disque en aluminium pour garantir l'étanchéité de la cuve expérimentale

1.1.3 Le système électrique permettant de contrôler la chauffe de la maquette

Les réchauffeurs MINCO sont connectés à un système électrique qui permet d'envoyer une puissance électrique maîtrisée et connue sur chacun d'entre eux, indépendamment les uns des

autres. Ainsi, chaque réchauffeur est relié à un potentiomètre, dont la résistance varie de 0 à $4k\Omega$, pour contrôler indépendamment la puissance délivrée sur les bandes et fixer le flux de chaleur qu'il dissipe par effet Joule. Cette technique permet d'obtenir une distribution de température représentative de celle rencontrée par la MIR lors de son vol. Un panneau de contrôle contient les 17 potentiomètres et celui-ci est relié à un générateur de tension continu allant jusqu'à 240 V. Un ohmmètre permet de mesurer la valeur de la résistance aux bornes des potentiomètres, au cours de l'expérience, pour connaître la valeur de la puissance électrique envoyée sur chaque bande chauffante.

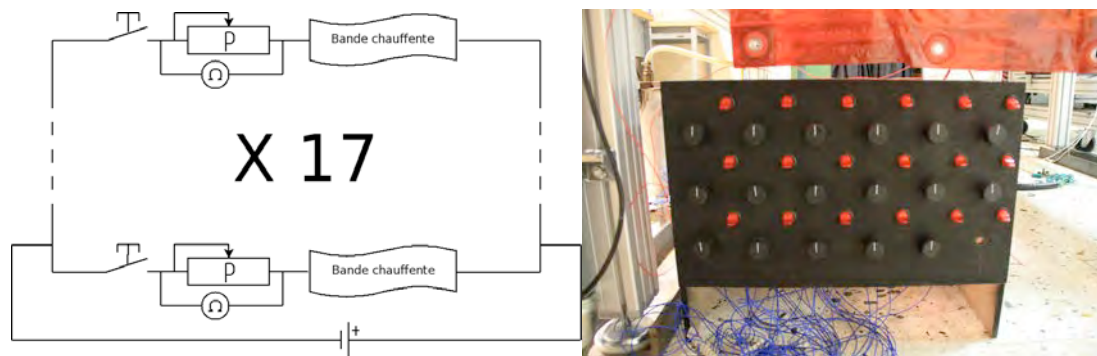


Fig 2.7 : Schéma simplifié représentant le circuit électrique utilisé pour alimenter et régler la puissance électrique envoyée sur chaque film chauffant (gauche) et la photographie du boîtier de contrôle qui fixe la puissance envoyée sur chaque réchauffeur (droite)

1.2 La Cuve

La cuve qui accueille la maquette de la MIR est une enceinte parallélépipédique de 2000 mm de hauteur et de section carrée $1000 \times 1000 \text{ mm}^2$. Cette cuve permet de réaliser l'expérience dans un environnement contrôlé où aucun écoulement parasite ne vient perturber l'écoulement de convection naturelle autour de la maquette. Elle possède une forme parallélépipédique pour permettre un accès optique au laser et aux caméras PIV sur deux des parois verticales en verre. De plus, pour conserver la symétrie de l'écoulement de convection au dessus de la maquette toutes les parois verticales sont en verre. Le plafond contient, quant à lui, un échangeur thermique pour refroidir le gaz contenu dans l'enceinte. L'échangeur thermique est volontairement placé à l'endroit où la colonne d'air chaud, se développant au dessus de la maquette, vient impacter la paroi de la cuve. C'est l'endroit où l'échange thermique entre le gaz contenu dans l'enceinte et les parois de la cuve est le plus important.

1.2.1 Les parois horizontales

Le plafond de la cuve est constitué d'une plaque d'aluminium carrée ($1000 \times 1000 \text{ mm}^2$) de 25 mm d'épaisseur, dans laquelle a été gravé un canal de section carrée de $20 \times 20 \text{ mm}^2$ (figure 2.8). Cette plaque a ensuite été recouverte par une autre plaque d'aluminium de 5 mm d'épaisseur. L'étanchéité du canal où circule l'eau refroidie est assurée par un joint torique placé de part et d'autre de celui-ci. De plus l'entrée et la sortie sont situées côte à côte pour garantir un refroidissement homogène sur tout le plafond de la cuve et la paroi externe est

isolée du milieu ambiant par 22 mm de bois contreplaqué. L'entrée et la sortie du canal sont reliées, à l'aide de connexions rapides, à un refroidisseur à eau LAUDA qui possède une capacité cryogénique de 1200 W à 20°C.

Dans la configuration expérimentale, la température minimale imposable sur la plaque est de 10°C car la puissance du bain thermostaté ne permet pas d'atteindre des températures plus faibles. Cependant lors des premiers tests de fonctionnement de l'expérience, avec l'enceinte remplie d'air, une très forte condensation est apparue sur les parois verticales en verre, peu de temps après la mise en route du système. Il a donc été décidé de réaliser l'expérience avec une température de refroidissement de 20°C sur le plafond de la cuve pour éviter toute condensation sur le verre et permettre de réaliser l'expérience PIV décrite dans la suite de ce chapitre.

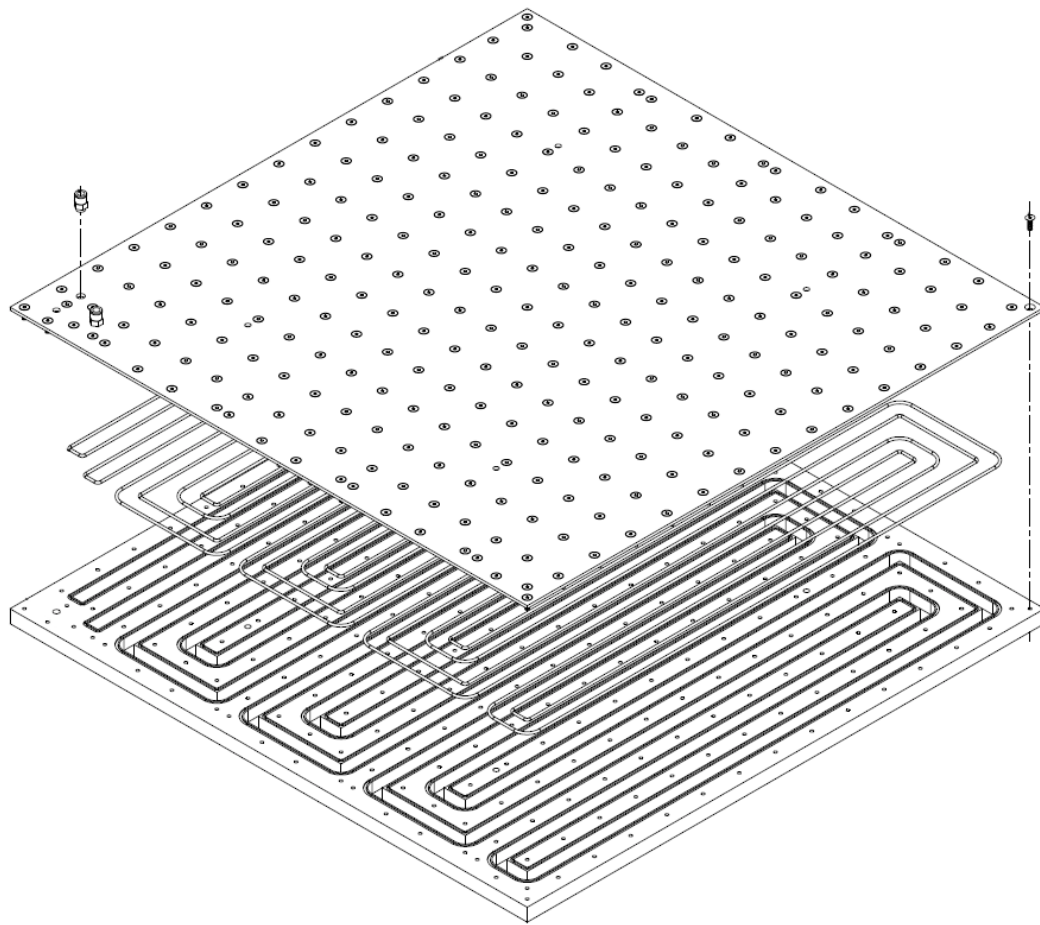


Fig 2.8 : Schéma représentant le plafond de la cuve avec la cavité dans laquelle circule l'eau refroidie par le bain thermostaté



Fig 2.9 : Photographie représentant le plafond de la cuve entouré par les 4 parois verticales en verre

Le plancher de la cuve est composée de 2 plaques de bois contreplaqué de 22 mm d'épaisseur, la première servant de support pour les panneaux de verre et la deuxième étant de section carrée 1000x1000 mm². Ces plaques de bois sont, comme pour le support de la maquette recouvertes de 2 plaques d'aluminium d'épaisseur 2 mm et de section carrée 1000x1000 mm² avec au centre un trou respectivement de diamètres 500 et 600 mm. L'utilisation d'aluminium permet de garantir une meilleure étanchéité du plancher de la cuve. Une fois le support maquette emboîté contre le plancher grâce à 6 sauterelles vissées dans le bois à l'extérieur de la cuve, celle-ci se trouve être parfaitement étanche.

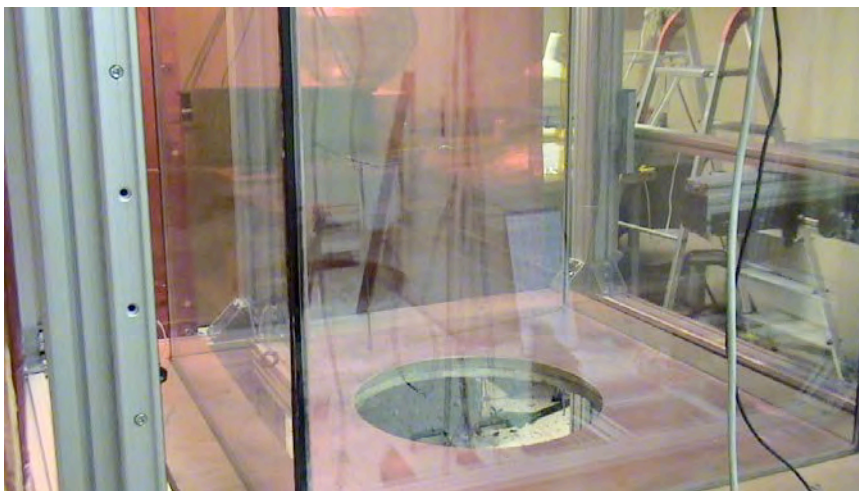


Fig 2.10 : photographie du plancher de la cuve quand la maquette n'est pas installée à l'intérieur

Dans cette étude, l'un des principaux objectifs est de réaliser l'expérience de convection naturelle autour de la maquette avec des nombres de Rayleigh les plus importants possible en remplissant la cuve du gaz lourd SF₆. Si la cuve est entièrement remplie de SF₆, sa masse volumique étant 5 fois plus grande que celle de l'air, cela représente une masse de 20 kg introduite à l'intérieur de celle-ci. L'étanchéité de la cuve a donc été vérifiée en introduisant de l'eau à l'intérieur de celle-ci jusqu'à une hauteur de 4 cm. Cela représente une masse de 40kg et aucune fuite n'est apparue. Tout le reste de la cuve étant étanchéifié à l'aide d'un joint d'aquarium, lorsque la maquette est introduite dans l'enceinte, l'expérience peut être réalisée avec le gaz lourd SF₆ sans risque de perte.

1.2.2 Les parois verticales

Les parois verticales de la cuve sont en verre, de dimension $2050 \times 1000 \text{ mm}^2$, pour garantir un accès optique pour les mesures PIV envisagées. Pour cette expérience, un double vitrage PILKINGTON Optifloat a été choisi, avec une épaisseur de verre de 8 mm sur la face extérieure et de 4 mm sur la face intérieure séparées par un intervalle de 8 mm rempli à l'Argon afin de limiter les échanges par conduction (conductivité thermique environ 40% plus faible que l'air). Une épaisseur de verre plus faible sur la face interne (à l'intérieur de la cuve) permet de réduire les conductions latérales sur le verre. La résistance thermique du double-vitrage utilisé est de l'ordre de $0,4 \text{ K.m}^2.\text{W}^{-1}$ (donnée constructeur). La bonne isolation thermique de ce double-vitrage permet de réduire les effets de ces parois sur l'écoulement. En effet, la température de surface d'une paroi adiabatique étant imposée par l'écoulement, celle-ci ne joue en principe pas de rôle "moteur" dans la convection.

Les 4 parois en verre sont maintenues par deux cadres en contre-plaqué, au niveau du plancher et du plafond de la cuve, sous l'effet de quatre vis de contrainte. L'étanchéité entre les quatre parois est assurée par un joint d'aquarium qui limite également les échanges de chaleur entre les parois.

Pour réaliser l'assemblage final, un châssis composé de barres Bosch est utilisé pour servir de support et garantir la verticalité et l'horizontalité des parois verticales et horizontales de la cuve. Ce châssis en barres Bosch s'avère aussi très utile pour fixer le banc de déplacement PIV.



Fig 2.11 : photographie de la cuve expérimentale quand la maquette est en place à l'intérieur

1.2.3 L'Hexafluorure de soufre (SF₆)

Par manque de temps, l'étude expérimentale avec la cuve remplie du gaz lourd SF₆ n'a pas pu être réalisée, néanmoins, toute l'enceinte et la maquette ont été spécifiquement fabriquées pour que ce gaz puisse être introduit dans la cuve. Cette partie résume les principales

propriétés de ce gaz spécifique. L'Hexafluorure de Soufre est un gaz lourd (5 fois la masse volumique de l'air) de la famille des fréons. Il permet de multiplier par un facteur 40 la valeur du nombre de Rayleigh par rapport à l'air, lors de l'expérience. Les nombres de Rayleigh sont désormais beaucoup plus proche de ceux rencontrés par la MIR lors de son vol. Ce gaz est incolore, inodore et non toxique. Des risques d'asphyxie peuvent apparaître proche du plancher du laboratoire si tout le gaz (environ 2 m^3) se répand dans la salle d'expérience. Pour prévenir les risques d'asphyxie, 2 oxymètres à piles sont placés dans la salle de manipulation, un au sol et un sur l'expérimentateur.

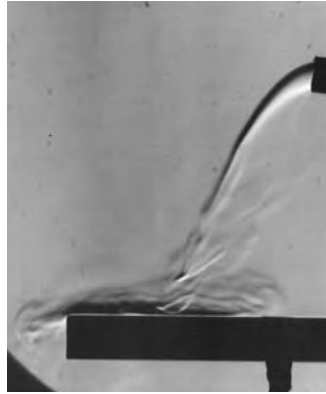


Fig 2.12 : Visualisation par strioscopie du gaz SF6 s'écoulant dans l'air

Conclusion

Cette partie a présenté la maquette et l'enceinte utilisées pour réaliser l'expérience de convection naturelle autour d'une MIR. La maquette constituée de films résistifs collés sur une surface en liège, de faible conductivité thermique, constitue la solution expérimentale adoptée pour reproduire l'écoulement de convection naturelle autour de la MIR. Cependant, la surface de la maquette n'est pas complètement lisse à cause de petites irrégularités présentes sur sa paroi entre les réchauffeurs. Une attention particulière sera apportée lors de l'expérience pour détecter d'éventuelles perturbations introduites par celles-ci.

La cuve, constituée de parois verticales en verre et d'un plafond refroidi à l'aide d'un bain thermostaté, est prête à accueillir le système de visualisation PIV qui permettra de caractériser l'écoulement de convection naturelle autour de l'élément chauffant et dans toute la cuve.

2 Les moyens de mesures

Parmi les moyens de mesures utilisés pour étudier la convection naturelle autour d'une MIR, on retrouve les thermocouples installés dans la cuve sur les parois et dans l'écoulement et ceux installés dans la maquette pour mesurer la température de sa surface lorsque celle-ci est chauffée. A ceci s'ajoute un système de PIV qui permet de mesurer les vitesses dans l'écoulement autour de la maquette et dans la cuve.

Un autre outil est aussi utilisé dans le cadre de notre étude qui est la thermographie infrarouge. Ces essais complémentaires sont réalisés sur la paroi de la maquette, hors de l'enceinte, pour vérifier les températures mesurées par les thermocouples placés dans la maquette.

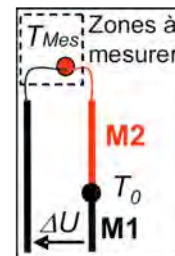
2.1 Les mesures thermocouples

Deux types de thermocouples sont utilisés dans cette expérience :

- des thermocouples de type K à soudure exposée pour mesurer la température dans la maquette et dans la cuve
- des thermocouples de surface de type T pour mesurer la température sur les différentes parois de la cuve

2.1.1 Principe du thermocouple

Le circuit interne du thermocouple est présenté sur le schéma ci-contre. Un thermocouple fonctionne grâce à l'effet Seebeck ; une différence de potentiel apparaît à la jonction de deux matériaux (M1 et M2) soumis à une différence de température. La tension maximale générée est de l'ordre du millivolt et, grâce à un étalonnage préliminaire, il est possible de remonter à la différence de température entre les jonctions. La connaissance de la température de la jonction « froide » T_0 , permet de remonter à la température de la zone à mesurer, T_{Mes} .



Les thermocouples sont connectés à un module de conditionnement SCXI-1102 de National Instruments, avec compensation de soudure froide intégrée, de 32 voies qui amplifie le signal et transmet les données au PC d'acquisition via la carte d'acquisition. Le logiciel Labview permet de suivre la valeur de chaque thermocouple sur un graphique. Cette lecture dynamique de la température sur les parois de la maquette permet de régler la résistance de tous les potentiomètres pour configurer la distribution de température souhaitée. L'étalonnage de la chaîne de mesure a été réalisé dans les précédentes expériences de convection naturelle faites dans le laboratoire [71], avec la sonde placée à l'intérieur d'un bain thermostaté. Ces études ont montré que la précision de la mesure thermocouple est identique à la tolérance indiquée par le constructeur, pour les deux types de thermocouples utilisés dans cette expérience.

2.1.2 Sur la Maquette

18 thermocouples de type K (Chromel-Alumel de tolérance constructeur $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$) sont collés dans la maquette, sur un méridien, pour mesurer la température T_p de la paroi. Il n'a pas été possible d'introduire plus de thermocouples dans la maquette par manque de place. Ainsi, chaque réchauffeur possède son thermocouple, positionné à mi-hauteur de bande, collé sur la surface interne à l'aide d'un scotch Kapton. Chaque thermocouple est donc placé entre la structure en liège de la maquette et le réchauffeur. Seul le réchauffeur situé au dessus du ballon possède 2 thermocouples, un placé au centre de cette bande circulaire et l'autre placé entre le centre et l'extrémité du réchauffeur.

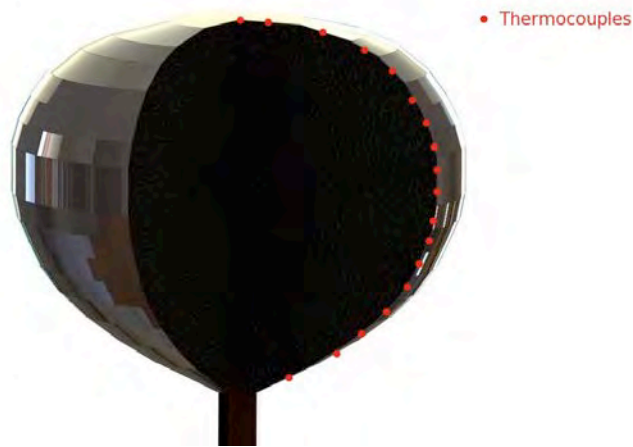


Fig 2.13 : Représentation en coupe de la maquette avec la position des thermocouples placés entre la structure en liège et les bandes chauffantes

2.1.3 Sur les parois de la cuve et dans la cuve

11 thermocouples de surface de type T (Cuivre-Nickel de tolérance constructeur $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$) permettent de mesurer la température à différentes positions dans la cuve. 4 thermocouples sont placés sur le plafond de la cuve et mesurent l'uniformité de la température. 6 thermocouples sont placés sur une des parois verticales en verre, sur une ligne verticale partant du plancher et allant jusqu'au plafond de la cuve, pour mesurer la température des parois verticales. Un dernier thermocouple est placé sur le plancher de la cuve pour mesurer la température dans cette zone.

5 thermocouples de type K ont aussi été installés dans la cuve pour mesurer la température de l'air qui est entraîné par la maquette. De précédentes études réalisées sur un hémisphère isotherme [62] montrent que la température moyenne de l'air ambiant entraîné par l'élément chauffant se situe à mi hauteur de celui ci, dans l'enceinte hors de la couche limite thermique. Ainsi, un support est fabriqué pour accueillir les 5 thermocouples qui sont placés dans un plan horizontal entre le réchauffeur qui est situé à mi hauteur de la maquette et la paroi verticale où sont installés les thermocouples de surface. Ce support, appelé aussi « peigne thermocouple », est aussi fin que possible pour éviter de perturber l'écoulement proche de la maquette.

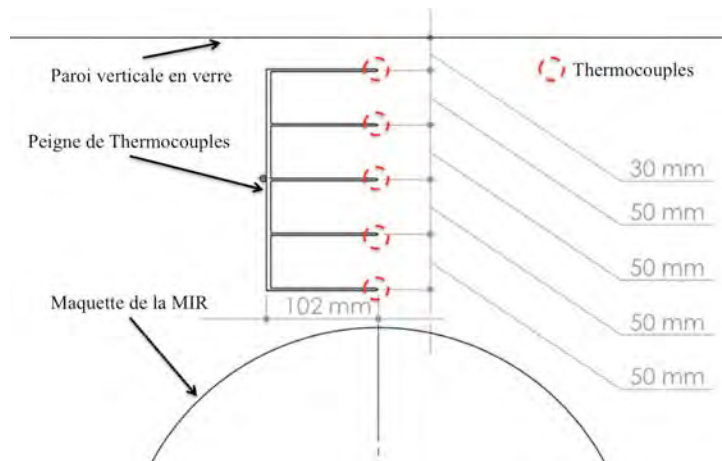


Fig 2.14 : Schéma représentant la vue de dessus du peigne contenant les 5 thermocouples mesurant la température de l'air froid à mi hauteur de la maquette (à 0,4 m du plancher de la cuve)

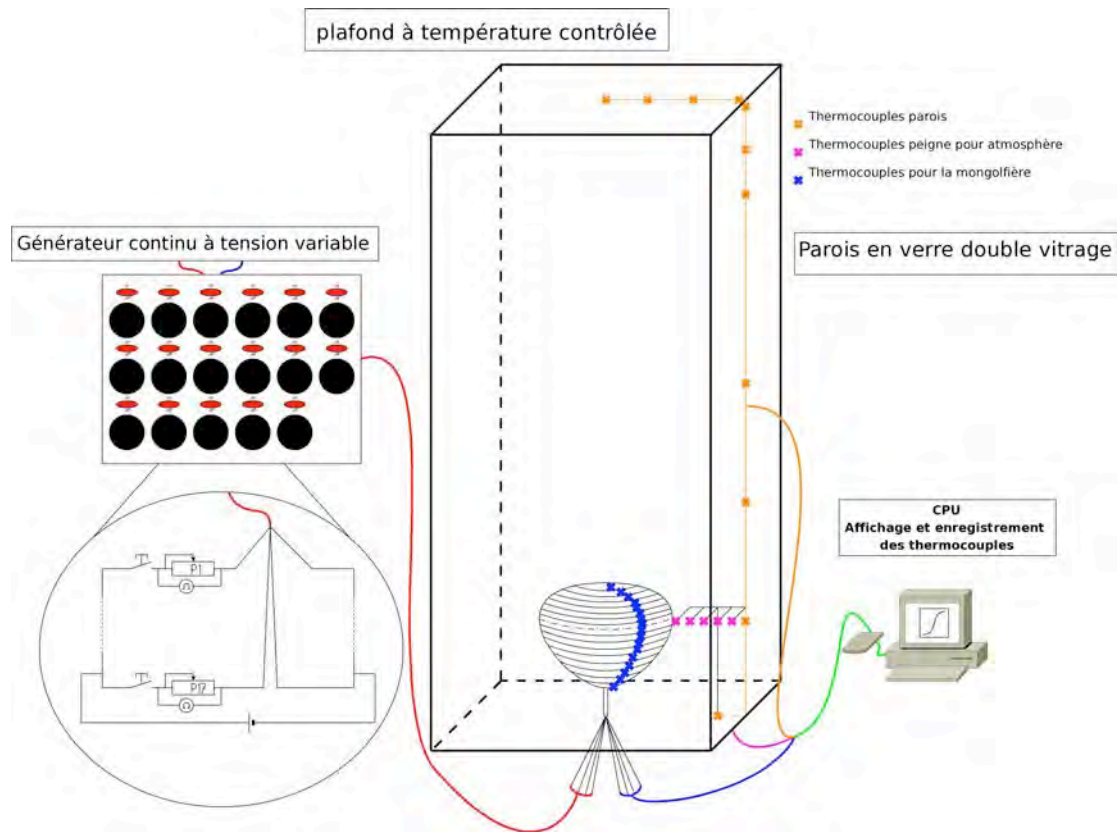


Fig 2.15 : Schéma représentant la position des thermocouples sur la maquette et dans la cuve et le panneau de contrôle permettant de régler la puissance envoyée sur les bandes chauffantes

2.2 La vélocimétrie par Images de particules (PIV)

2.2.1 Principe général de la PIV

La Vélocimétrie par Image de Particules est une technique optique non intrusive permettant d'obtenir le champ de déplacement d'un écoulement entre deux instants. Cette technique se base sur l'illumination, par un laser, de particules ajoutées à l'écoulement en faisant l'hypothèse que cet ensemencement, fluide ou solide, se déplace à la même vitesse que l'écoulement. La vitesse est calculée à partir du déplacement de ces particules submicroniques entre deux photographies successives, dans un laps de temps très court δt (de quelques μs à quelques ms), de la même zone de l'écoulement. Une caméra est donc placée perpendiculairement à la nappe laser pour réaliser les photographies aux instants t_0 et $t_0 + \delta t$ (figure 2.16).

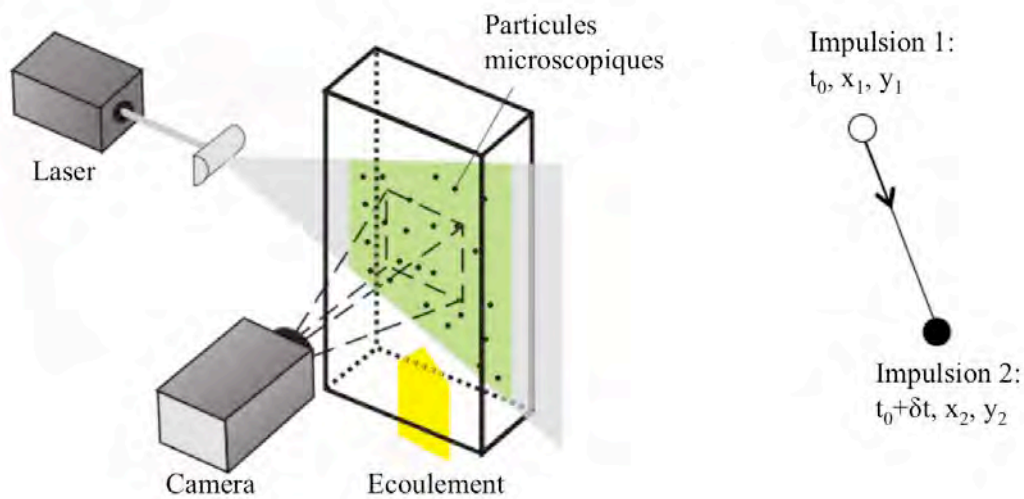


Fig 2.16 : Principe du suivi des particules en PIV à 2 composantes

Dans le cas ci dessus, seuls les déplacements dans un plan 2D, sont mesurés. Grâce à une méthode d'intercorrélation, le vecteur de déplacement local entre deux trames successives est déterminé. L'intervalle de temps δt entre deux images étant très petit, on fait l'hypothèse que le déplacement suit une ligne droite pour en déduire la vitesse grâce à la relation:

$$V_x = \frac{(x_2 - x_1)}{\delta t} \quad \text{et} \quad V_y = \frac{(y_2 - y_1)}{\delta t} \quad (2.3)$$

en ayant réalisé au préalable un étalonnage pixel/distance (mm) à l'aide d'une mire.

Cette méthode fait l'hypothèse que dans chaque fenêtre d'interrogation les particules se déplacent dans la même direction et ne sortent pas de leur fenêtre. Raffel et al. [40] proposent une présentation plus approfondie du principe de la PIV dans leur ouvrage.

2.2.2 Description de la chaîne de mesure

Source laser et Caméras

La nappe laser est générée à partir d'un laser Quantel de type Nd:YAG (*Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet*) à double cavité permettant de générer, à une fréquence de 10 Hz, une double impulsion dans un délai très bref (de l'ordre de 10 ns) spécialement adapté aux vitesses élevées. Le système optique constitué de multiples miroirs, puis de deux lentilles sphérique et cylindrique permet de générer une nappe laser de quelques millimètres d'épaisseur dans la cavité. Cette épaisseur (d'environ 1 mm) doit être suffisamment grande pour que les particules restent à l'intérieur du plan lumineux entre les deux impulsions et aussi suffisamment petite pour ne pas perdre en intensité lumineuse. Les optiques doivent donc être ajustées afin que cette dernière couvre toute la zone de mesure en conservant une focalisation suffisante.



Fig 2.17 : photographie du laser Quantel de type Nd:YAG

Deux caméras IDT proVISION 12 bits possédant une résolution de 2352 x 1728 pixels réalisent l'acquisition des images. Une deuxième caméra a été nécessaire pour réaliser la mesure des champs de vitesse situés dans la partie haute de cuve. Un boîtier IDT piloté par un PC synchronise la caméra, utilisée pour la mesure du champ de vitesse, et la source laser.

Ensemencement

Le principe de la PIV repose sur l'hypothèse que les particules quiensemencent l'écoulement, le suivent parfaitement en considérant que les effets de l'inertie des particules sont négligeables. Par conséquent, la qualité de l'ensemencement est un point essentiel. Pour ensemencer l'enceinte expérimentale, un trou a été réalisé dans le plancher de la cuve pour injecter ces particules. 2 types d'ensemencements ont été utilisés pour suivre l'écoulement dans la cuve autour de la maquette:

- L'encens, qui a été utilisé dans un premier temps lors de l'expérience. Des grains d'encens sont vaporisés par une résistance électrique à une température de 250°C dans une enceinte placée à côté de la cuve et la fumée d'encens est ensuite injectée dans l'enceinte. La taille des particules d'encens est de l'ordre du μm et ces particules ont l'inconvénient de se déposer sur les parois pour former une couche noire collante très difficile à nettoyer.
- Le Di-EthylHexyl Sebacate (DEHS), qui constitue un traceur de très bonne qualité. Il est vaporisé en gouttelettes d'environ 1 μm de diamètre à l'aide d'un générateur à tuyères de Laskin. Il présente quant à lui l'inconvénient de ruisseler sur les parois

provoquant une déformation importante de l'image perçue par la caméra.

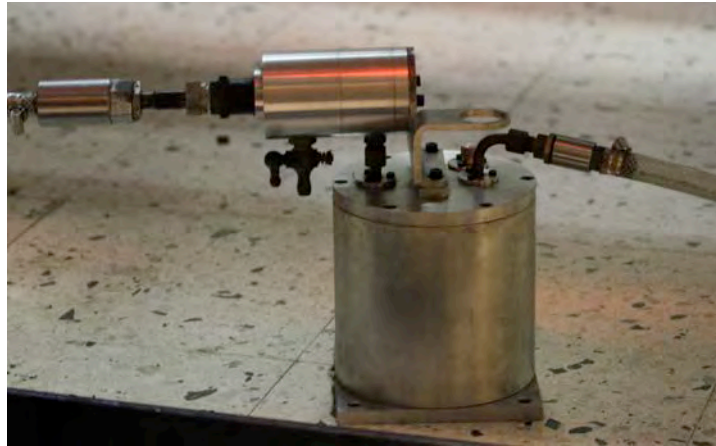


Fig 2.18 : photographie de l'ensemenceur au DEHS

Les caractéristiques de ces 2 ensemencements permettent à la fois un suivi correct de l'écoulement et une bonne diffusion de la lumière par les particules, cependant ils génèrent tous les deux une pollution importante des parois verticales servant d'accès optique aux caméras.

Traitement des images

Le logiciel proVISION de Lourenco et Krothapalli [41] est utilisé pour l'acquisition et le traitement des images. Tout d'abord l'utilisateur crée son maillage constitué de quadrilatères de forme quelconque et les fenêtres d'interrogation sont centrées sur les nœuds de ce maillage. L'utilisateur peut également ajouter un masque, sur la série d'images à traiter, où les niveaux numériques seront mis à zéro. La fonction d'intercorrélation des deux images d'un doublet calcule les vecteurs vitesses en chaque nœud du maillage et détermine pour chaque doublet d'image le champ de vitesse instantanée (figure 2.19).

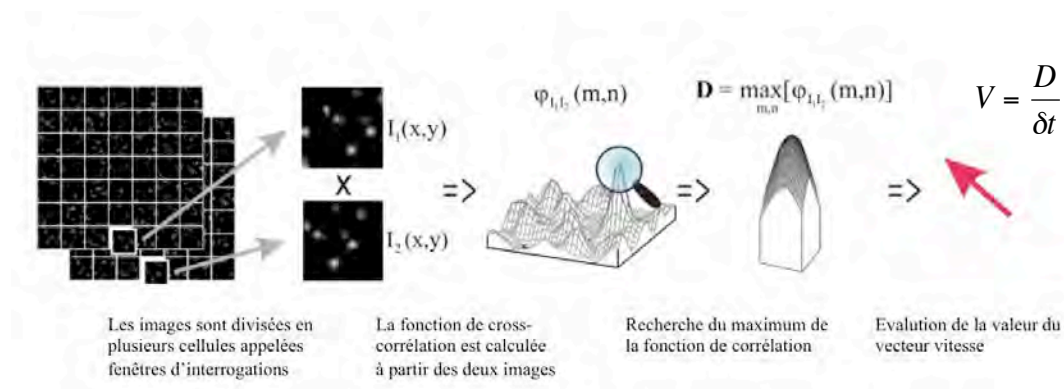


Fig 2.19 : Traitement des doublets d'image par le logiciel PIV

La taille des fenêtres d'interrogation est de 24 pixels et l'intervalle de temps séparant deux images d'un même doublet (δt) est choisi par l'utilisateur. Ce dernier doit être suffisamment petit pour que les particules restent dans la fenêtre et suffisamment grand pour que le calcul du déplacement soit assez précis.

Pour s'assurer de réduire la perte de particules entre deux images, le logiciel adapte la taille de la seconde fenêtre. Pour le calcul de l'intercorrélation, la première fenêtre est complétée par des 0. Cette méthode, appelée « loi du quart » et développée par Keane et Adrian [42], permet alors de travailler avec des déplacements maximaux de particules, supérieurs au quart

de fenêtre couramment utilisé.

Le logiciel proVISION contient néanmoins un algorithme qui réalise une translation-déformation de la fenêtre d'interrogation. La prise en compte du gradient de vitesse, dans la fenêtre elle-même, est réalisée par le calcul de la correction de déplacement pour chaque particule présente sur les deux fenêtres. Plus précisément, le déplacement moyen, au premier ordre, de la fenêtre est calculé par la méthode classique et est appliqué au centre de masse de chaque particule. Cette méthode permet de s'affranchir de la loi du quart et améliore la résolution du calcul.

2.2.3 Mise en œuvre

Le domaine de mesure

Les dimensions du domaine de mesure (2050×600 mm) constituent le principal obstacle à l'installation du dispositif d'acquisition PIV. La zone d'acquisition part horizontalement du milieu d'une des parois verticales en verre en passant par le centre de la maquette (correspondant à l'axe X sur la figure 2.20) et verticalement du plancher jusqu'au plafond de la cuve (correspondant à l'axe Z sur la figure 2.20). Il est en effet impossible de mesurer directement le champ de vitesse d'un domaine aussi étendu (convergence de la nappe laser délicate, résolution de la caméra insuffisante). Ce domaine a donc été découpé en 43 zones d'acquisition (3 champs suivant l'axe X multipliés par 15 champs suivant l'axe Z, moins les 2 champs cachés par la maquette) dont la dimension de 250×150 mm permet d'obtenir une taille des fenêtres d'interrogation de 2 mm environ. Le recouvrement des zones d'acquisition est de 40 mm suivant l'axe des X de 15 mm suivant l'axe des Z. Des études sur la convection naturelle autour de la sphère isotherme [73] ont montré que la taille de sa couche limite thermique, pour des nombres de Rayleigh compris entre 10^9 et 10^{10} , est de l'ordre de la dizaine de millimètres. Ainsi, le choix d'une taille de fenêtre d'interrogation de 2 mm devrait permettre de suivre correctement l'écoulement proche des parois de la maquette. En réalité, la réflexion du rayonnement laser contre la paroi de la maquette ne nous permet pas de visualiser correctement toute la couche limite à l'aide de l'outil PIV.

La caméra 1 utilisée pour réaliser les acquisitions dans la partie basse de la cuve mesure les 22 premiers champs de vitesse et la caméra 2 utilisée pour réaliser les acquisitions dans la partie haute de la cuve mesure les 21 champs de vitesse suivants. La figure 2.20 présente la répartition des zones d'acquisition dans le cas d'un plan (X, Z). La multiplicité de ces zones de mesure nécessite une installation technique permettant de s'affranchir de certains réglages à chaque acquisition (mise au point caméra, grandissement).

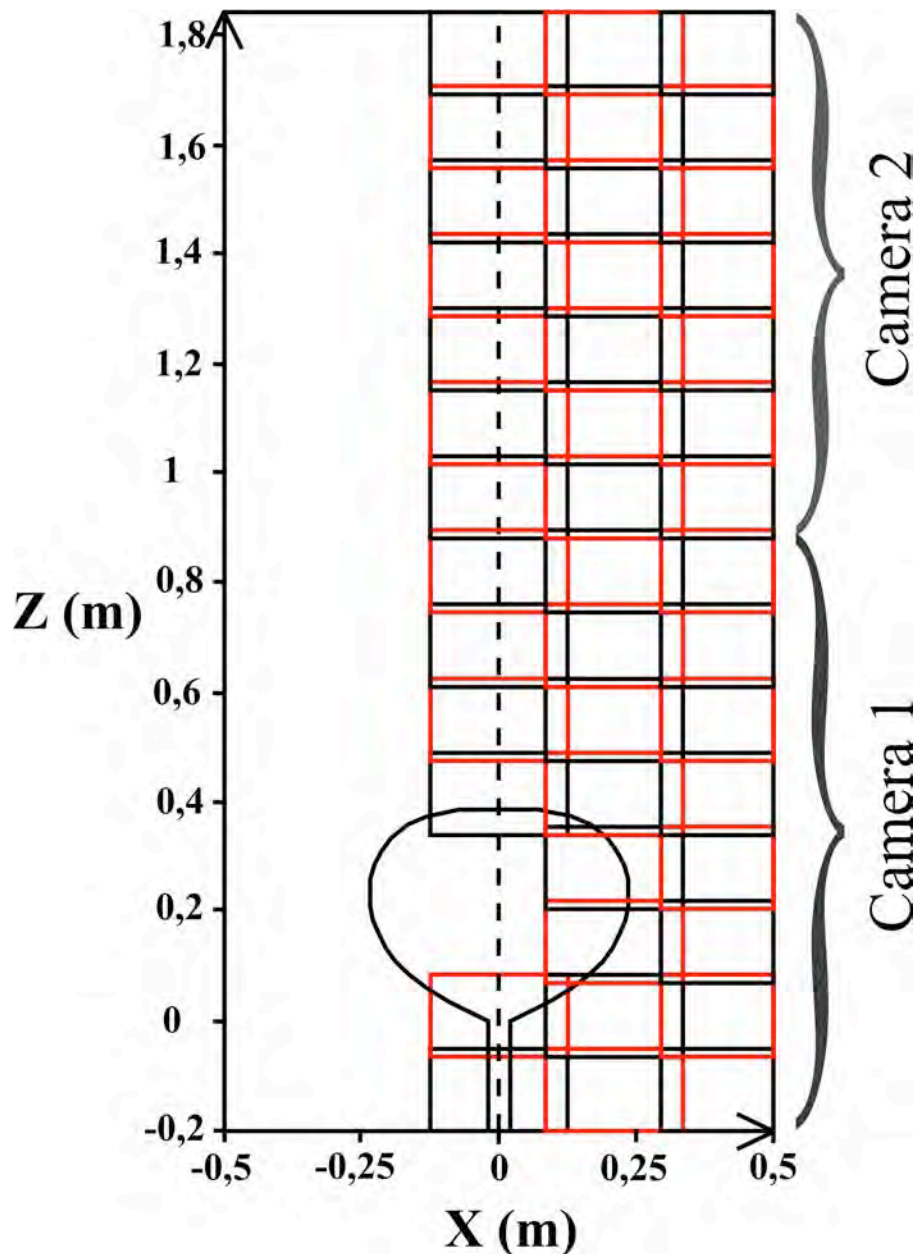


Fig 2.20 : Schéma représentant la position des 43 champs de mesure PIV

Le banc de déplacement

La zone de mesure doit être déplacée suivant les axes X et Z. La solution retenue consiste à déplacer la nappe laser et les 2 caméras à l'aide d'un système de déplacement 3D automatisé dont le déplacement est limité à 500 mm dans chaque direction. Le dispositif mis en place est présenté sur la figure 2.21.

La source laser est fixée sur le banc de déplacement à l'aide d'un support adapté. La hauteur de la cuve est de 2000 mm et le déplacement vertical du banc est de 500 mm donc pour déplacer la nappe laser dans tous les plans verticaux, il est nécessaire de décrocher et de rattacher le bras supportant le système d'optique à différentes hauteurs. Ainsi 4 équerres Bosch sont fixées sur une grande barre Bosch verticale (2000 mm de longueur) rattachée au banc de déplacement pour servir de repère et de fixation au bras supportant les optiques pour explorer toute la cuve. Grâce à ce système, la nappe laser peut être positionnée en n'importe quel point de la cuve.

Le bras supportant les 2 caméras, solidaire du banc de déplacement, suit la position de la nappe laser en étant lui aussi décroché et rattaché à plusieurs positions sur la barre Bosch. Ce système limite ainsi le nombre de réglages et optimise la répétabilité des mesures. 2 masses, assez importantes, sont fixées à l'aide de poulies, une au bras de maintien des 2 caméras (figure 2.21) et l'autre au bras de maintien des optiques (figure 2.22) afin d'équilibrer le banc de déplacement. Ce dispositif permet de réaliser l'acquisition d'un plan (X, Z) complet.

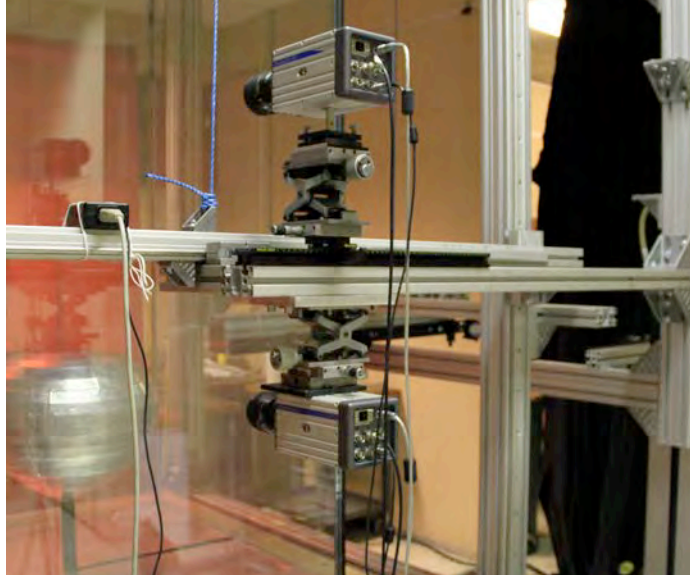


Fig 2.21 : photographie du bras de déplacement contenant les 2 caméras PIV



Fig 2.22 : Photographie du chemin optique laser et de la nappe laser pendant une acquisition PIV

La calibration

Une calibration a été réalisée pour fixer la taille des fenêtres de mesure et pour repérer la position exacte du champ de mesure dans l'enceinte. Une mire de dimension 600 x 270 mm (figure 2.22) représentant 6 zones d'acquisition est fixée à une barre Bosch parfaitement verticale de 2000 mm de longueur. Ainsi, la mire est déplacée sur cette barre pour repérer toutes les zones d'acquisition et réaliser la calibration de tous les champs caméra à l'intérieur de la cuve.



Fig 2.23 : Photographie du panneau utilisé pour réaliser la calibration des champs de vitesse PIV

2.3 La thermographie Infrarouge

Une expérience de thermographie infrarouge est réalisée hors de l'enceinte (les parois en verre absorbant tout le flux de rayonnement infrarouge) pour vérifier la température mesurée par les thermocouples.

2.3.1 Principe général de la thermographie Infrarouge

La thermographie est une méthode optique de mesure de champs de températures surfaciques. Elle s'appuie sur le principe que tout corps émet un rayonnement dans toutes les directions et pour toutes les longueurs d'onde, dont la luminance suit la loi de Planck [107] :

$$L_{Ox,\lambda} = \varepsilon_{Ox,\lambda} \times \frac{2 \cdot h \cdot c^2 \cdot \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{h \cdot c}{\lambda \cdot k_B \cdot T}\right) - 1} \quad \text{où} \quad \begin{aligned} h &= 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1} \\ k_B &= 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \\ c &= 2,998 \cdot 10^8 \times n_{\text{milieu}}^{-1} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Dans la pratique, une caméra matricielle capte le rayonnement émis dans l'infrarouge qui correspond à la gamme de longueur d'onde sur laquelle le maximum d'énergie est émis pour notre gamme de température (20°C-200°C). L'élément de base de la caméra est un radiomètre, c'est-à-dire un détecteur capable de fournir un signal électrique proportionnel à l'énergie qu'il reçoit dans une bande spectrale donnée.

La caméra fournit ainsi des niveaux numériques pour chaque pixel dont la valeur est proportionnelle à l'énergie captée. Un étalonnage est donc nécessaire afin de définir une loi liant la température au signal numérique pour la plage considérée. Cet étalonnage s'effectue sur des corps noirs chauffés aux températures désirées.

Expérimentalement, les surfaces observées sont des corps gris d'émissivité connue et le flux mesuré est constitué du flux émis par la surface et d'un flux réfléchi (en provenance de l'environnement). Il est donc nécessaire d'extraire la contribution de ce flux « parasite » avant d'appliquer la loi d'étalonnage sur les mesures.

2.3.2 Chaîne d'acquisition

Dans le cas de la thermographie infrarouge, la chaîne d'acquisition se constitue juste d'une caméra reliée à un ordinateur qui stocke les données. La caméra utilisée est une caméra *CEDIP MW* dotée d'un objectif de focale 25 mm et composée d'une matrice de 320x240 capteurs. Le capteur intègre le rayonnement émis dans la gamme 3-5 μ m et fournit un signal électrique numérisé, échantillonné sur 16384 niveaux numériques (soit 14 bits). La fréquence d'acquisition de la caméra est de 50 images par seconde.

L'acquisition des données se fait par le logiciel *ALTAIR* qui permet de visualiser les résultats et de transmettre à la caméra des corrections de non uniformité (NUC) et des remplacements de pixels défectueux (BPR). Ces deux corrections se font, au début de la campagne, avec un corps noir placé devant la caméra pour deux températures différentes. Une vérification est ensuite réalisée au démarrage de chaque session, à l'aide d'une plaque à température ambiante. Le logiciel affiche également la température interne de la caméra qu'il est nécessaire de maintenir à une valeur d'environ 35°C sous peine de créer une erreur de dérive vis-à-vis de l'étalonnage. La précision de la mesure infrarouge est de 1°C.

2.3.3 Mise en place

Plusieurs plans de la maquette doivent être réalisés pour voir la maquette dans sa globalité. La mesure infrarouge est très sensible à l'angle sous lequel l'élément chauffant est visé et les mesures s'avèrent fausses (erreurs supérieures à 1°C) pour des angles supérieurs à 45° par rapport à la normale à la surface. Une bande noire verticale de largeur ~10 mm (émissivité $\epsilon=0,92$) est peinte sur la maquette pour rendre possible la mesure. 3 plans sont nécessaires pour la mesure infrarouge, un pour le bas de la maquette, la caméra est positionnée avec un angle de +45° par rapport à l'horizontale. Un autre plan est réalisé pour le milieu de la maquette où la caméra est placée à l'horizontale et un dernier plan mesure la température pour le haut de la maquette avec un angle de -45° par rapport à l'horizontale. Pour chaque mesure infrarouge la moyenne de la température sur chaque bande sera prise en compte et comparée à la température mesurée par les thermocouples placés dans la maquette.



Fig 2.24 : Photographie prise pendant l'expérience de thermographie infrarouge avec la caméra qui filme la surface de la maquette avec un angle de -45° par rapport à l'horizontale

Conclusion

Le dispositif expérimental décrit dans ce chapitre permet de mesurer les vitesses de l'écoulement dans un plan à 2 dimensions autour de la maquette, à l'aide du système PIV, et de réaliser une analyse thermique de la maquette dans l'air ou dans le gaz SF₆. De plus, une répartition de température non uniforme, semblable à celle observée sur la MIR, peut être reproduite sur la maquette car la température de chaque réchauffeur est réglée indépendamment des autres.

Grâce aux réchauffeurs MINCO et aux thermocouples présents dans la maquette, le nombre de Nusselt local en paroi de la maquette peut être calculé à la surface de chaque réchauffeur. A l'intérieur de la cuve, seul le peigne thermocouple permet de mesurer la température de l'écoulement. La cuve, de taille importante et étanche, ne permet pas de mettre en place facilement un système composé de thermocouples qui mesure les températures, à différentes hauteurs dans l'écoulement.

La suite de ce mémoire s'attache à la synthèse des résultats obtenus à l'aide de ce banc expérimental. Dans un premier temps, il présente les résultats obtenus avec la mesure PIV (chapitre 3) et, dans un second temps, il présente le calcul du nombre de Nusselt local sur un méridien de la maquette pour différentes distributions de température (chapitre 4).

Chapitre 3

Les mesures PIV

Cette partie présente les mesures PIV obtenues dans un plan à 2 dimensions, pour 2 configurations :

- soit une distribution de température uniforme de 130°C sur toute la maquette (Iso).
- soit en ne chauffant que la partie haute de la maquette avec une température uniforme de 130°C (Non Iso).

La température de 130°C a été choisie car c'est la température maximale que nous avons réussi à appliquer sur la paroi de la maquette en configuration non isotherme, bien que les réchauffeurs MINCO ont été dessinés pour permettre d'imposer des températures plus importantes sur sa paroi. Une explication relative à cette limitation est donnée dans le chapitre suivant.

Dans un premier temps, une analyse en plusieurs points de l'écoulement permet de définir le nombre de doublets d'images nécessaire à l'acquisition d'un champ de vitesse moyen convergé. Dans une deuxième partie, une analyse succincte de l'écoulement est réalisée dans tout le plan 2D de mesure PIV, en configuration isotherme et non isotherme. Dans un dernier temps, une analyse plus précise de l'écoulement autour de la maquette et à l'intérieur de la cuve est faite pour permettre d'effectuer une comparaison avec les résultats numériques obtenus grâce au code de calcul CEDRE (ONERA) dans le dernier chapitre de cette thèse.

Dans le cadre de cette campagne de mesures PIV, la cuve est remplie d'air et non de gaz lourd SF6 pour pouvoir accéder à l'intérieur de la cuve en cas de problème lors de la mesure. Le principal souci dans l'utilisation du SF6 est qu'il faut récupérer le gaz avant de pouvoir accéder à l'intérieur de la cuve. Pour cela, il doit être remis en bouteille sous 17 bars, ce qui est très coûteux. Faute de temps, aucune expérience n'a été réalisée avec la cuve remplie de SF6 dans le cadre de cette thèse, malgré le fait que la cuve et la maquette ont été fabriquées dans ce but.

1 Essais préliminaires

Pour mettre en place la caractérisation PIV, il faut vérifier que la méthode d'ensemencement avec des particules d'encens ou de DEHS est possible. Il faut aussi définir le nombre de doublets d'images nécessaire pour obtenir le champ de vitesse moyenne dans toute la cuve avec une précision de 1%. Cette première étude ne peut être réalisée que sur quelques zones dans le plan de mesure pour définir une méthode unique qui servira à mesurer tout le champ de vitesse moyenne. Ces essais préliminaires sont réalisés en imposant une distribution de température isotherme de 130°C sur la maquette.

1.1 Nombres de doublets d'image nécessaires

Les précédentes études réalisées avec des éléments chauffés, placés à l'intérieur de grandes cavités, montrent l'apparition d'une colonne d'air chaud au dessus de ceux-ci, avec de faibles vitesses proches de l'élément chauffant (de l'ordre de quelques cm/s). Au niveau du plafond de cette cavité, la vitesse maximale de l'écoulement apparaît dans le panache chaud à une altitude qui varie selon la puissance électrique envoyée sur les films résistifs qui le composent et aussi selon sa forme. De plus, d'après l'expérience de Atmane et al. [16] pour $Ra_D=10^6$, le panache chaud, au dessus du cylindre chauffé, oscille autour de son axe de symétrie. Cette oscillation peut être périodique ou instable selon le rapport H/D, D étant le diamètre du cylindre et H la hauteur qui le sépare du plafond. Dans l'étude numérique de Bouaffia et Daube [19] (enceinte 4 fois plus haute que large), l'amplitude de l'oscillation de la colonne d'air chaud est plus importante que la largeur de la cavité dans laquelle elle est réalisée et la période de ces oscillations est de plusieurs secondes. Ainsi, dans notre étude, la vitesse moyenne convergée avec une précision de 1%, dans une cuve de taille aussi importante, peut être obtenue en réalisant des acquisitions successives durant plusieurs secondes voire plusieurs minutes selon le comportement du panache d'air chaud.

Pour définir le nombre de doublets d'images nécessaires pour obtenir un champ de vitesse moyenne convergée avec une précision de 1%, 3 acquisitions sont réalisées à l'intérieur de la cuve au niveau de l'axe vertical de la maquette dans la colonne d'air chaud. Une première, proche du sommet de la maquette, une deuxième à mi distance entre le sommet et le plafond de la cuve et une dernière au niveau du plafond de la cuve. L'étude de convergence dans la cuve est réalisée avec 3000 doublets d'images, ce qui correspond à 300 secondes, la fréquence d'acquisition étant de 10 Hz. La fréquence de 10 Hz est la fréquence maximale auquel le laser peut réaliser 2 doublets d'images successifs.

La première étude du nombre de doublets d'images nécessaires est réalisée proche des parois de la maquette au sommet de celle ci, en 2 points de coordonnées $Z= 0,415$ m pour l'altitude $X= -0,1$ m et $X= 0,1$ m en abscisse, de part et d'autre de l'axe de symétrie (figure 3.1). Ces 2 positions ont été choisies car elles correspondent à l'endroit où la fluctuation de vitesse (écart type par rapport à la valeur de la vitesse moyenne) est la plus importante à cette altitude. Les graphiques ci dessous (figure 3.1) montrent que, à partir de l'acquisition de 2500 doublets d'images, la variation de la vitesse moyenne et de l'écart type est de moins de 1% malgré le fait que la vitesse moyenne au niveau de ces 2 points dans l'écoulement soit très faible (environ 0,14 m/s pour les composantes horizontales et verticales de la vitesse).

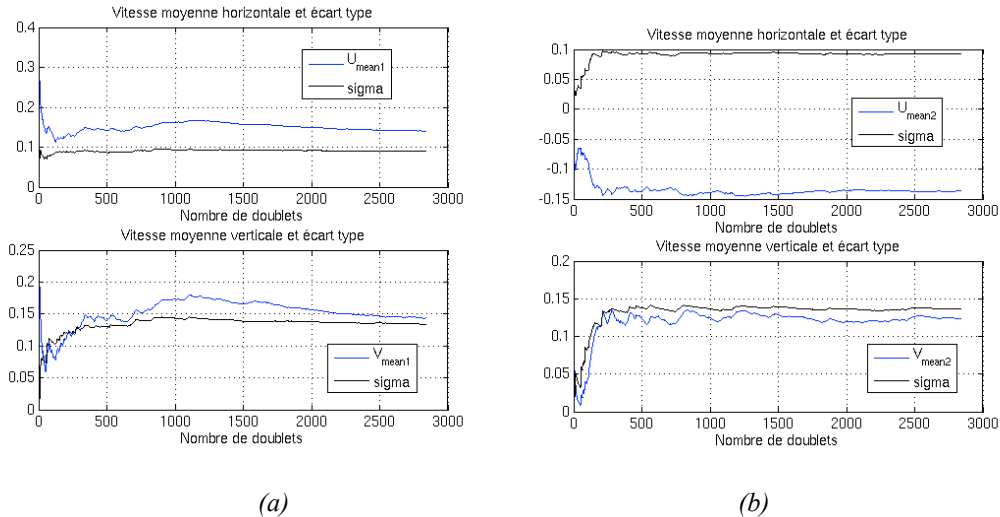
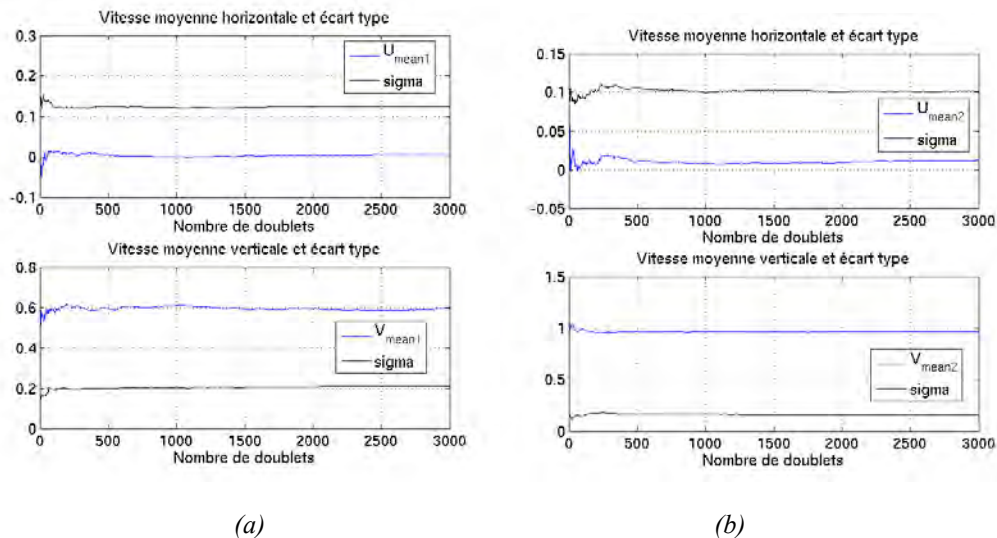
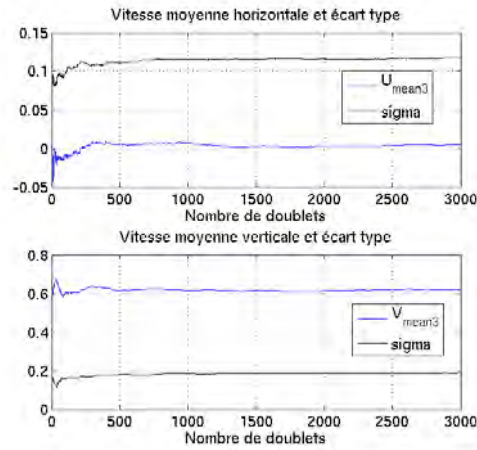


Fig 3.1 : Graphiques représentant l'évolution de la vitesse moyenne horizontale (U) et verticale (V) ainsi que l'écart type σ en fonction du nombre d'acquisition PIV réalisées, en deux points de l'écoulement à l'altitude $Z=0,415$ m avec $X=-0,1$ m (a) et $X=0,1$ m (b)

La deuxième étude du nombre de doublets d'images nécessaires est réalisée à mi hauteur entre le sommet de la maquette et le plafond de la cuve, en 3 points de coordonnées $Z=0,955$ m pour l'altitude et respectivement $X=-0,06$ m, $X=0$ m et $X=0,06$ m en abscisse (figure 3.2). Les 2 positions, de part et d'autre de l'axe de symétrie, ont été choisies car elles correspondent à l'endroit où la fluctuation de vitesse est la plus importante et la position sur l'axe correspond à l'endroit où la vitesse moyenne est maximale à cette altitude. Les graphiques ci dessous (figure 3.2) montrent que les valeurs de la vitesse moyenne et de l'écart type convergent avec une précision de moins de 1% beaucoup plus rapidement (environ 1500 doublets).

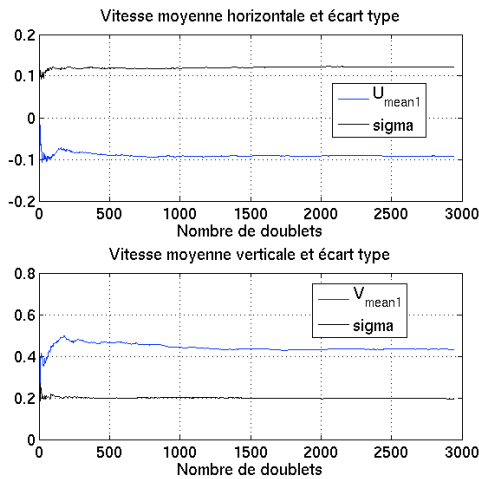




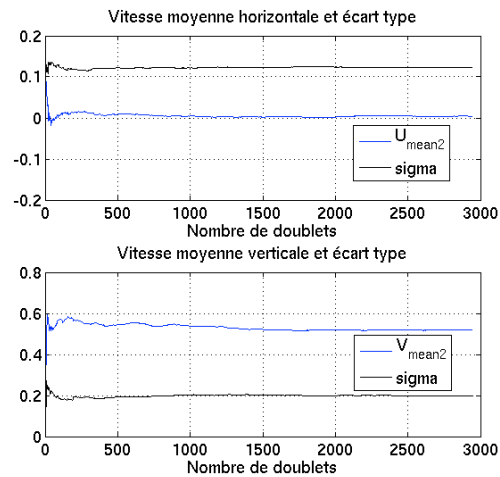
(c)

Fig 3.2 : Evolution de la vitesse moyenne horizontale (U) et verticale (V) ainsi que l'écart type en fonction du nombre d'acquisition PIV réalisée, en trois points de l'écoulement à l'altitude $Z=0,955m$ avec $X=-0,06 m$ (a), $X= 0 m$ (b) et $X= 0,06 m$ (c)

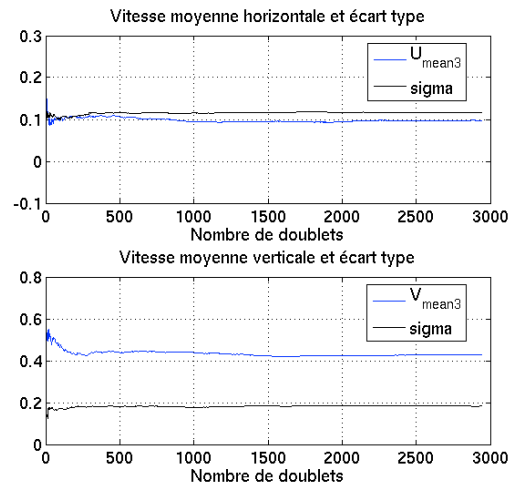
La dernière étude du nombre de doublets d'images nécessaires est réalisée proche du plafond de la cuve, en 3 points de coordonnées $Z= 1,755 m$ pour l'altitude (environ 9 cm du plafond) et respectivement $X= -0,06 m$, $X= 0 m$ et $X= 0,06 m$ en abscisse (figure 3.3). Les 2 positions, de part et d'autre de l'axe de symétrie, ont été choisies car elles correspondent à l'endroit où la fluctuation de vitesse est la plus importante à cette altitude. La position sur l'axe correspond à l'endroit où la vitesse moyenne est maximale à la cette altitude. Les graphiques ci dessous (figure 3.3) montrent que la valeur de la vitesse moyenne et de l'écart type converge avec une précision de moins de 1% beaucoup plus rapidement (environ 1500 doublets).



(a)



(b)



(c)

Fig 3.3 : Evolution de la vitesse moyenne horizontale (U) et verticale (V) ainsi que l'écart type σ en fonction du nombre d'acquisition PIV réalisé, en 3 points de l'écoulement à l'altitude $Z=1,755$ m avec $X=-0,06$ m (a), $X=0$ m (b) et $X=0,06$ m (c)

L'évolution de la vitesse instantanée a été étudiée à plusieurs positions dans l'écoulement pour définir la fréquence d'acquisition optimale de notre étude. La figure 3.4 présente l'évolution des vitesses horizontale et verticale pendant 6 secondes d'acquisition au points de coordonnées $X=0$ m et $Z=1,755$ m. Dans tout l'écoulement, les vitesses passent d'un minimum à un maximum en seulement 2 à 3 doublets d'image. Il semble donc difficile de suivre « correctement » la topologie de l'écoulement en fonction du temps lors de l'analyse dans les champs PIV instantanée avec une fréquence de 10 Hz. Hors, cette fréquence d'acquisition est la fréquence maximale à laquelle le laser peut fonctionner. Cependant, ce problème n'affecte pas la valeur de la vitesse moyenne et de l'écart type mesurés dans l'écoulement.

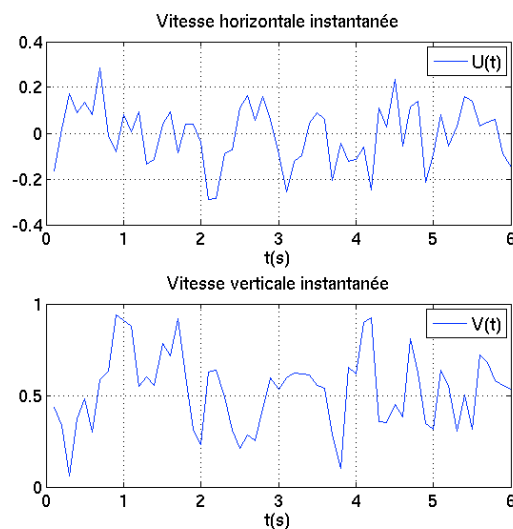


Fig 3.4 : Evolution de la vitesse instantanée horizontale (U) et verticale (V) pendant 30 secondes d'acquisition PIV (300 doublets d'image), au point de coordonnée $X=0$ m et $Z=1,755$ m

D'après cette étude, l'acquisition de 3000 doublets d'images est suffisante pour obtenir un champ de vitesse moyenne avec une précision de 1% dans tout le plan de mesure 2D. Faute de temps, une acquisition 2D dans un autre plan n'a pas pu être réalisée pour vérifier la

présence d'une oscillation 3D du panache thermique. La caméra utilisée pour la PIV peut stocker 1000 doublets d'images ce qui représente 4 Go de données qu'il faut ensuite transférer vers l'ordinateur de traitement PIV. Ainsi l'acquisition en elle-même est rapide (1 minute et 40 secondes pour l'acquisition de 1000 doublets d'image à 10 Hz). Cependant le transfert de la caméra vers le PC prend en moyenne 30 minutes. Il faut donc compter 2 heures pour réaliser correctement un champ de vitesse convergé dans une zone donnée et 2 heures supplémentaires pour post-traiter ce champ avec le logiciel d'acquisition PIV.

1.2 L'ensemencement utilisé dans l'expérience

L'ensemencement, nécessaire à l'acquisition des champs de vitesse par le système PIV, est réalisé en injectant les particules d'encens ou de DEHS dans la cuve par un trou situé sur le plancher proche d'une arête verticale. Après chaque ensemencement, une attente de 15-20 minutes est nécessaire pour que l'écoulement ne soit plus perturbé par l'injection de ces particules et qu'une nouvelle acquisition puisse être réalisée. Dans la zone située au sommet de la maquette au niveau de son axe vertical, il est très difficile de réaliser des mesures PIV car peu de particules rentrent dans le sillage induit par la géométrie de l'élément chauffant. Ainsi il faut ensemencher le fluide avec plus de particules pour réussir à obtenir un champ de vitesse juste au dessus de la maquette, ce qui est responsable, malgré de très nombreux réglages, de l'apparition d'une zone de surexposition à droite du champ de mesure et de sous exposition à gauche.

La première partie de l'étude PIV est réalisée en ajoutant des particules d'encens à l'écoulement ce qui provoque l'apparition de stries lumineuses sur les images PIV qui sont dues à une pollution importante des parois de verre que traverse la nappe laser. Ces stries apparaissent après l'acquisition de tous les champs de mesure dans la partie basse de la cuve entre les altitudes $Z=-0,2$ m et $Z=0,9$ m. La cuve a dû être ouverte. L'utilisation d'encens à l'intérieur de cette cuve a enduit les parois d'une couche épaisse de goudron nocive et difficile à retirer.

Pour la suite des mesures PIV, nous avons décidé d'utiliser des particules de DEHS pour réaliser l'acquisition des champs de vitesse entre les altitudes $Z=0,9$ m et $Z=1,84$ m. Cette fois, les particules enduisent les parois de la cuve d'une fine couche d'huile beaucoup plus facile à retirer. Cependant pour faire l'acquisition d'images PIV sans parasite, un nettoyage complet de la cuve doit intervenir après l'acquisition d'environ 6 fenêtres. Il faut donc, 4 nettoyages complets de la cuve pour réussir à réaliser un champ de vitesse moyenne de toute la partie haute de la cuve.

Conclusion

L'étude de points de mesure PIV avant de démarrer l'expérience visant à réaliser l'acquisition des 43 champs a permis de fixer le nombre d'acquisitions de doublets d'images nécessaire pour obtenir un champ de vitesse moyenne convergée de toute la cuve. Le temps nécessaire pour réaliser les mesures PIV de chaque zone étant très élevé (environ 2h pour une fenêtre PIV) et la pollution importante des parois de la cuve à cause de l'ensemencement ont retardé le déroulement de cette étude.

L'étude expérimentale présentée dans ce mémoire est réalisée dans l'air et non en utilisant le gaz lourd SF₆. La pollution des parois est très importante durant la durée de l'expérience et la récupération du SF₆ est très coûteuse et difficile à réaliser.

L'acquisition de tous les plans de la cuve a duré 2 mois et les fenêtres PIV ont été regroupées pour obtenir le champ de vitesse moyen global dans un plan 2D de toute la cuve.

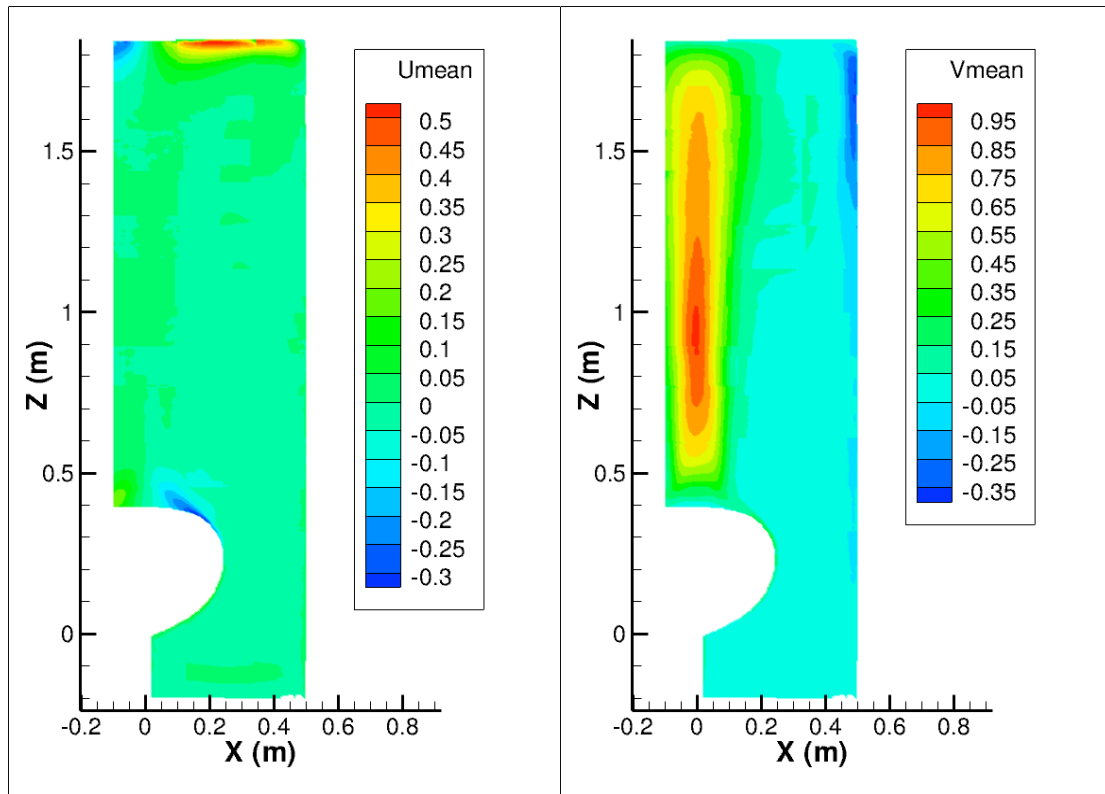
2 Champs moyens de vitesse

Cette partie présente une analyse du champ de vitesse moyenne globale obtenu pour les configurations Iso et Non Iso.

2.1 Configuration isotherme

Dans la configuration isotherme (une température uniforme sur la maquette de la MIR de 130°C correspondant à nombre de Rayleigh de $3,56 \times 10^8$), tout le plan de mesure a été acquis (figure 3.5).

Ces mesures PIV mettent en évidence le réchauffement du fluide le long des parois de l'élément chauffant, créant ainsi le « moteur » de l'écoulement et une première couche limite dont la vitesse maximale est de 0,4 m/s au point de coordonnées $X=0,18$ m et $Z=0,36$ m qui se détache de la paroi de la maquette au point de coordonnées $X=0,1$ m et $Z=0,385$ m. Le fluide s'élève alors au dessus de la maquette sous la forme d'un panache vertical chaud, symétrique par rapport à l'axe vertical de la maquette. La vitesse verticale domine dans le panache et la vitesse maximale est de 0,95 m/s au point de coordonnées $X=0$ m et $Z=0,9$ m. Une couche de mélange, entre l'air chaud de la colonne et l'air froid contenu dans l'enceinte, apparaît de part et d'autre de l'axe vertical. Ensuite, l'air chaud se scinde et longe le plafond de la cuve créant une deuxième couche limite à l'intérieur de laquelle la vitesse horizontale domine et la vitesse maximale de 0,55 m/s est atteinte au point de coordonnées $X=0,21$ m et $Z=1,83$ m (à 0,01 m du plafond de la cuve). Puis le fluide redescend le long des parois verticales de la cuve créant une troisième et dernière couche limite où la vitesse verticale domine et atteint une vitesse maximale descendante de 0,35 m/s au point de coordonnées $X=0,48$ m et $Z=1,5$ m. La vitesse moyenne continue de diminuer le long de la paroi jusqu'à atteindre une valeur proche de 0 m/s à l'altitude $Z=1$ m.



(a)

(b)

Fig 3.5 : Champ moyen de vitesse horizontale (a) et verticale (b) obtenu en combinant les 43 fenêtres de mesure PIV dans la cuve

La figure 3.6 représente l'évolution de la norme de la vitesse V_{it} dans le plan de mesure PIV avec :

$$V_{it} = \sqrt{U_{mean}^2 + V_{mean}^2} \quad (3.1)$$

ainsi que les lignes de courant de l'écoulement.

La topologie de l'écoulement présente une grande boucle de recirculation comprise entre les altitudes $Z=0$ m (bas de la maquette) et $Z=1,8$ m (plafond de la cuve). Celle-ci est symétrique par rapport à l'axe vertical de la maquette et son centre se situe au point de coordonnées $X=0,4$ m et $Z=1,4$ m. Dans la partie basse de la cavité, entre les altitudes $Z=-0,2$ m et $Z=0$ m, les vitesses verticales et horizontales sont quasiment nulles (inférieures à 0,05 m/s). Ce comportement rappelle les résultats numériques obtenus par Yoon [77] dans le cas d'une sphère isotherme placée dans la partie basse d'une cavité cubique.

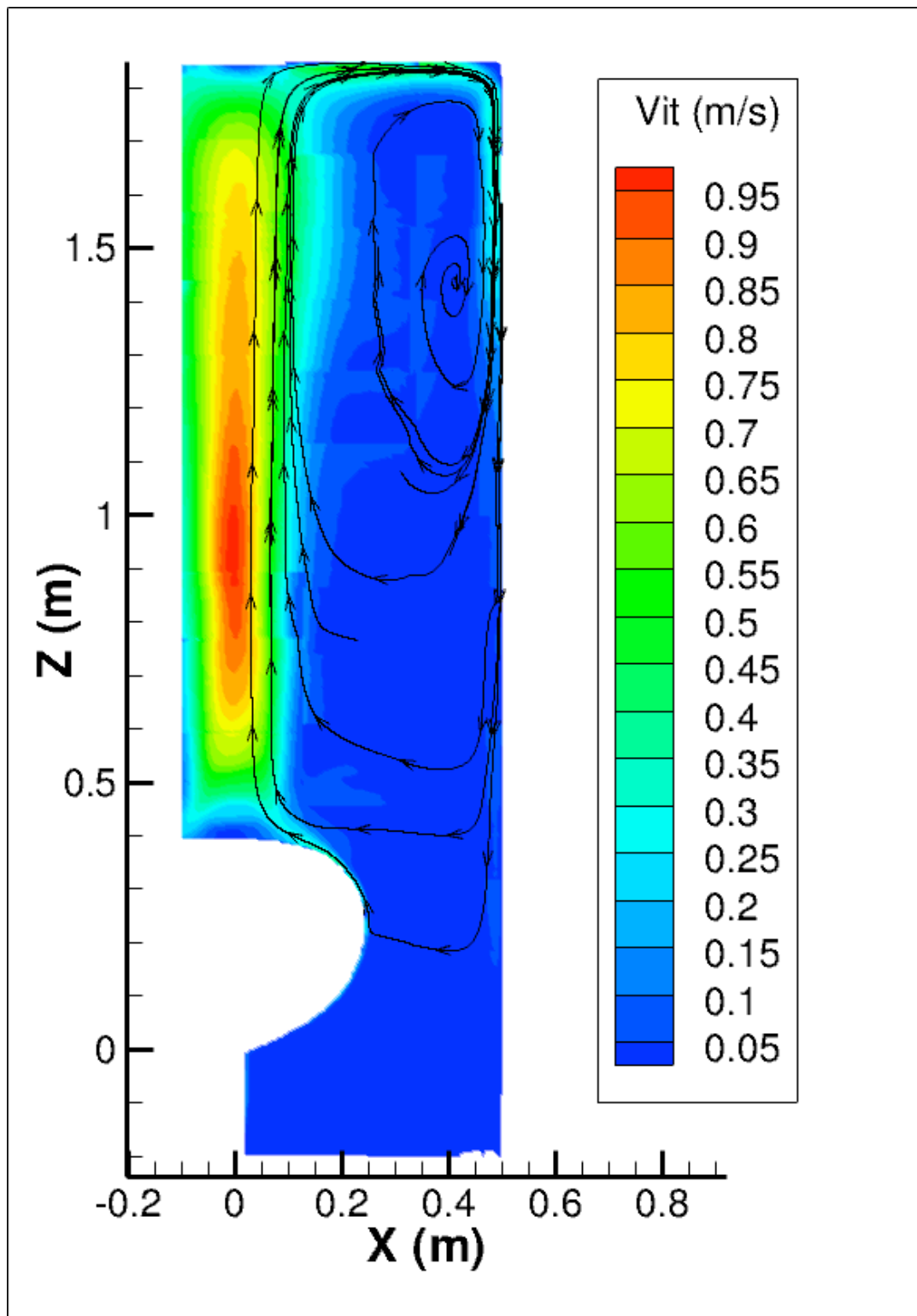


Fig 3.6 : Champ représentant la valeur de la norme de vitesse ainsi que les lignes de courant obtenues en combinant les 43 fenêtres de mesure PIV dans la cuve

2.2 Configuration non isotherme

Dans la configuration non isotherme, seules les 9 bandes situées en haut de la maquette sont chauffées à 130°C, les bandes situées dans le bas de la maquette ne reçoivent pas de courant. La puissance injectée est donc moins importante que celle injectée dans la configuration isotherme (-35 %). Seules 4 zones dans le panache au-dessus de la maquette ont été acquises pour comparer aux résultats obtenus en isotherme (figure 3.7) car l'acquisition PIV de toute la cuve aurait été beaucoup trop longue.

Dans cette configuration, l'air chaud alimenté par la maquette se détache de l'élément chauffant au point de coordonnées $X=0,1$ m et $Z=0,38$ m. Il alimente un panache vertical symétrique par rapport à l'axe vertical de la maquette dont la vitesse maximale est de 0,9 m/s à une altitude $Z=0,7$ m.

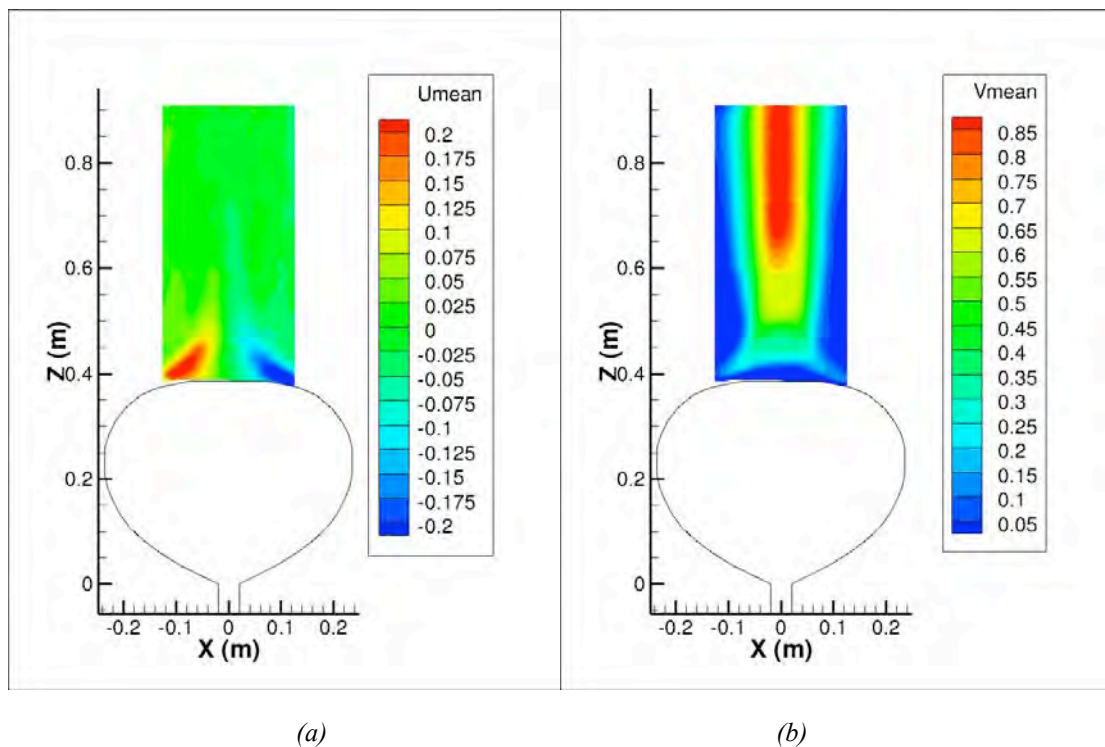


Fig 3.7 : Champ moyen de vitesse horizontale (gauche) et verticale (droite) obtenu en combinant les 4 fenêtres de mesure PIV prises au dessus de la maquette

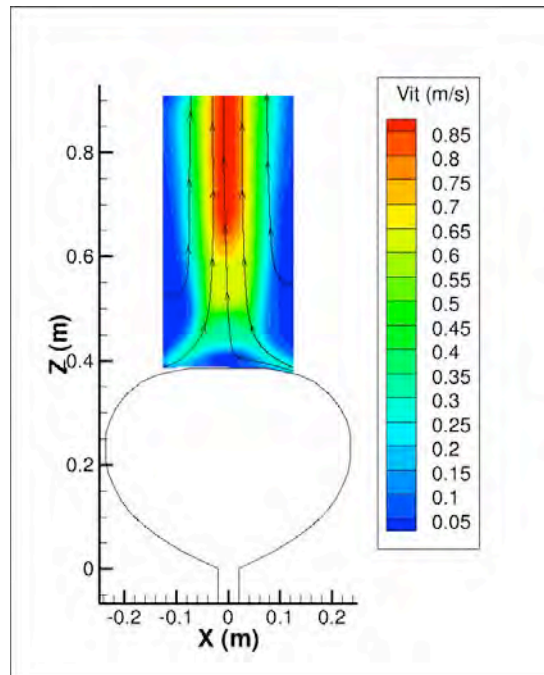


Fig 3.8 : Champ représentant la valeur de la norme de vitesse ainsi que les lignes de courant obtenu en combinant les 4 fenêtres de mesure PIV prises au dessus de la maquette

Conclusion

L'analyse succincte du champ de vitesse moyenne dans toute la cuve a permis d'isoler plusieurs zones caractéristiques. Autour de la paroi de la maquette, l'écoulement accélère pour se détacher de l'élément chauffant et alimente un panache d'air chaud, situé au niveau de l'axe vertical de la maquette. Le refroidissement du panache d'air chaud au contact des parois de la cuve provoque l'apparition de 2 couches limites, une le long du plafond de la cuve et l'autre le long des parois verticales en verre. Ainsi, une grande boucle de recirculation se forme dans toute la partie haute de la cuve.

Une comparaison des mesures PIV obtenus en configuration isotherme et non isotherme est menée dans la partie suivante.

3 Analyse de l'écoulement

Une analyse est réalisée, dans un premier temps, sur l'écoulement proche de la paroi de la maquette avant qu'il ne se détache de l'élément chauffant. Dans une deuxième partie, notre étude porte sur l'écoulement juste au dessus de la maquette pour analyser plus finement la nature des détachements tourbillonnaires. Dans un dernier temps, l'évolution de la vitesse dans le panache d'air chaud au dessus de la maquette est étudiée.

3.1 L'écoulement à mi hauteur de la maquette

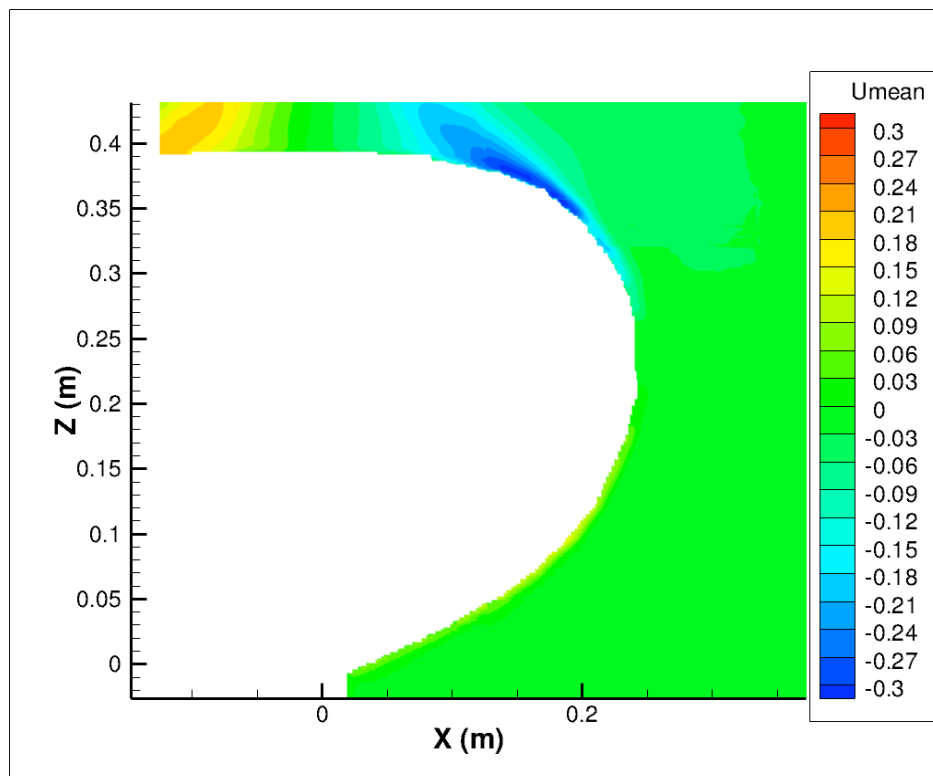
Cette partie analyse l'écoulement proche de la paroi de la maquette entre les altitudes $Z=0$ m (correspondant au bas de la maquette) et $Z=0,36$ m. A l'altitude $Z=0,36$ m, l'écoulement

commence à se détacher de la paroi. Cette étude porte uniquement sur les mesures PIV réalisées avec une distribution de température isotherme sur la maquette, car dans la configuration non isotherme seules les vitesses au sommet de la maquette ont été mesurées (après que l'écoulement se détache de la paroi).

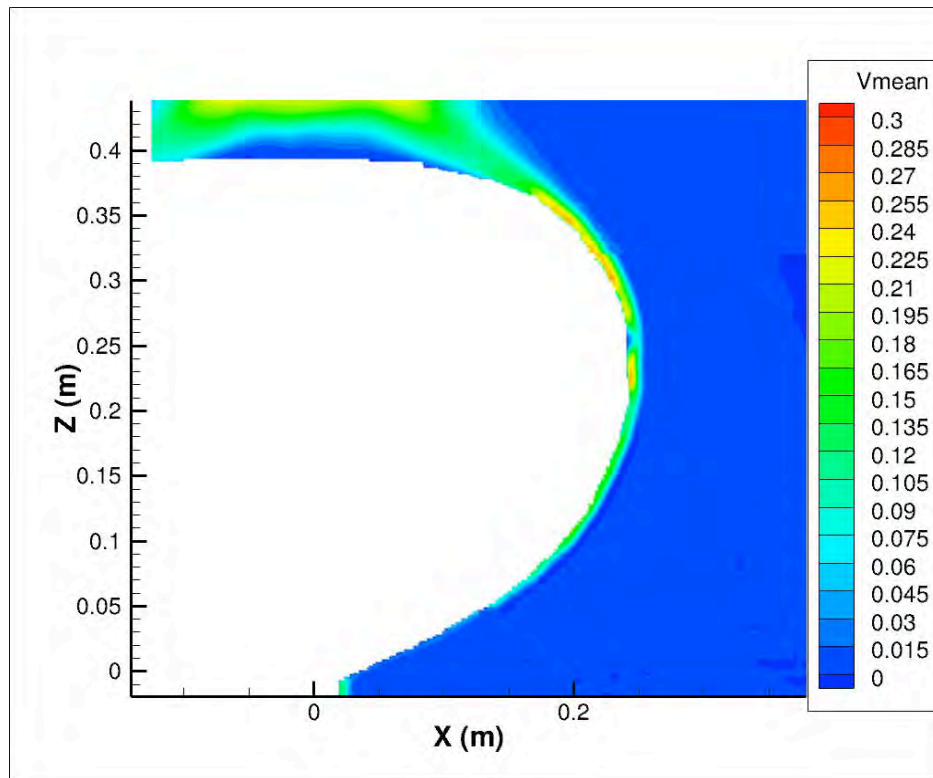
3.1.1 L'analyse du champ de vitesse moyen

En bas de la maquette, à partir de l'altitude $Z=0$ m, près de la paroi, le fluide accélère et suit la courbure de l'élément chauffant (figure 3.9). C'est la formation de la couche limite. Entre les altitudes $Z=0$ m et $Z=0,24$ m, la vitesse moyenne verticale le long de la paroi augmente et la couche limite suit la courbure de l'élément chauffant sans que son épaisseur n'augmente significativement (comprise entre 0,01 m et 0,015 m). Hors, malgré la précision de l'outil PIV avec une résolution spatiale de 2 à 3 mm, la couche limite, proche de la paroi de la maquette, n'a pas pu être complètement observée (la vitesse n'est pas nulle à la paroi).

Entre les altitudes $Z=0,24$ m et $Z=0,27$ m, la vitesse diminue fortement dans cette zone (quasiment nulle à l'altitude $Z=0,25$ m) et de fortes fluctuations de la vitesse verticale (la fluctuation de vitesse représente plus de 40% de la vitesse moyenne) sont observables (figure 3.10).

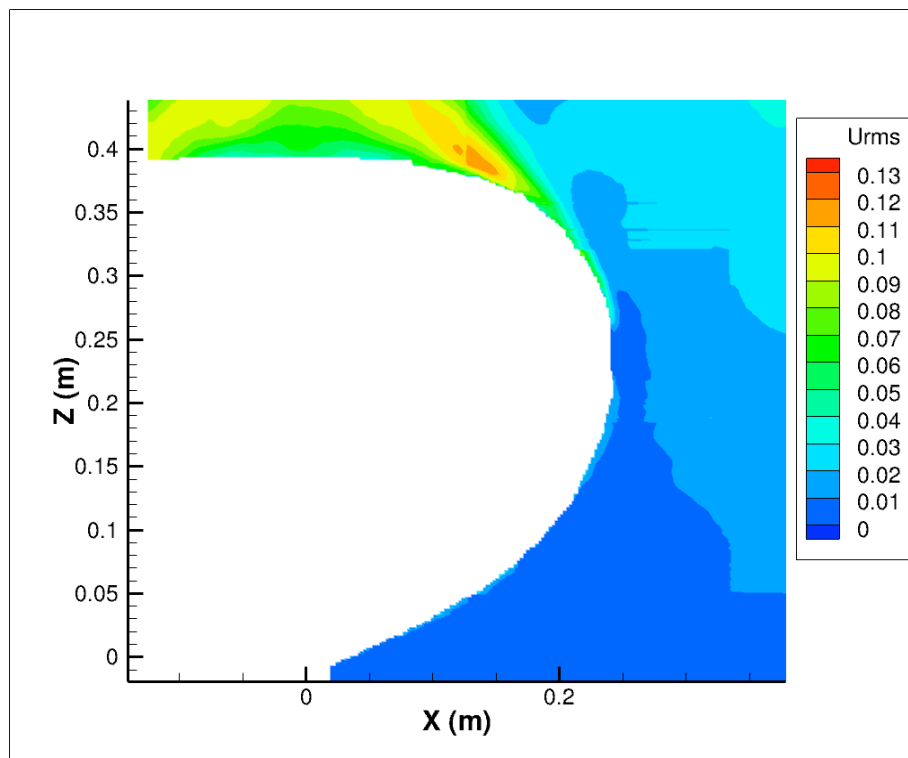


(a)

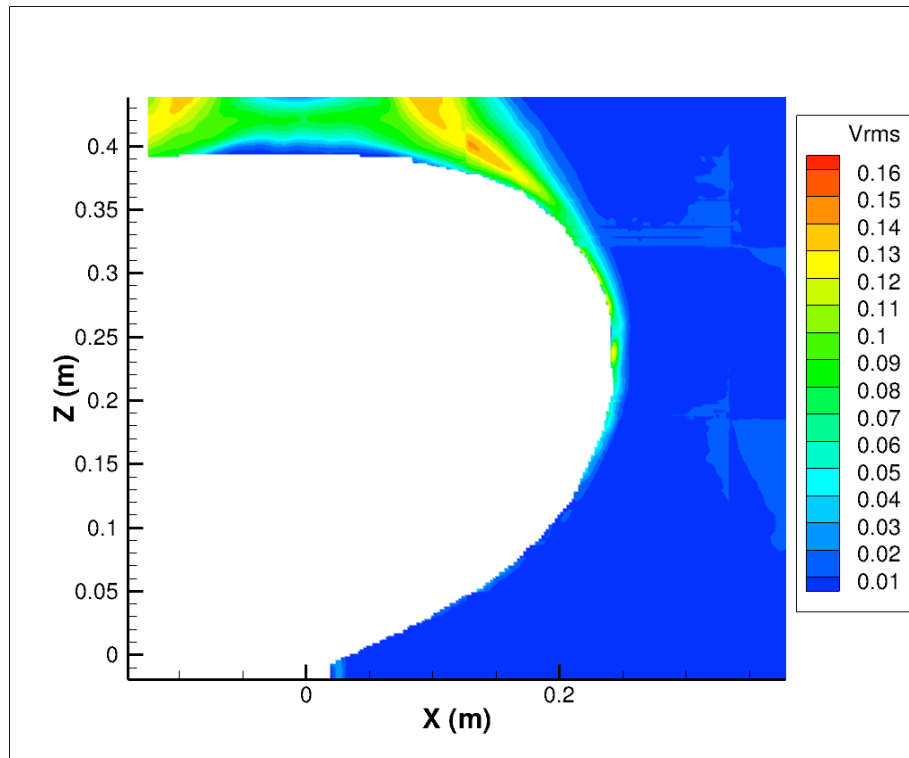


(b)

Fig 3.9 : Champ moyen de vitesse horizontale (a) et verticale (b) en m/s autour de la maquette en configuration isotherme



(a)



(b)

Fig 3.10 : Champ moyen de fluctuation de vitesse horizontale (a) et verticale (b) en m/s autour de la maquette en configuration isotherme

Les images PIV (figure 3.11) montrent la présence d'une zone de surexposition à l'altitude $Z=0,25$ m, malgré le fait qu'une bande de peinture noire assez épaisse ait été peinte sur la maquette pour limiter toute réflexion du laser. Cette surexposition empêche le logiciel de traitement de définir correctement l'orientation et la valeur des vecteurs vitesses dans cette zone. Les fortes fluctuations de la vitesse, observées entre les altitudes $Z=0,24$ m et $Z=0,27$ m, apparaissent à cause de cette réflexion très importante du laser par la paroi de la maquette lors de la mesure PIV. D'après les images PIV, seule cette région présente une anomalie.

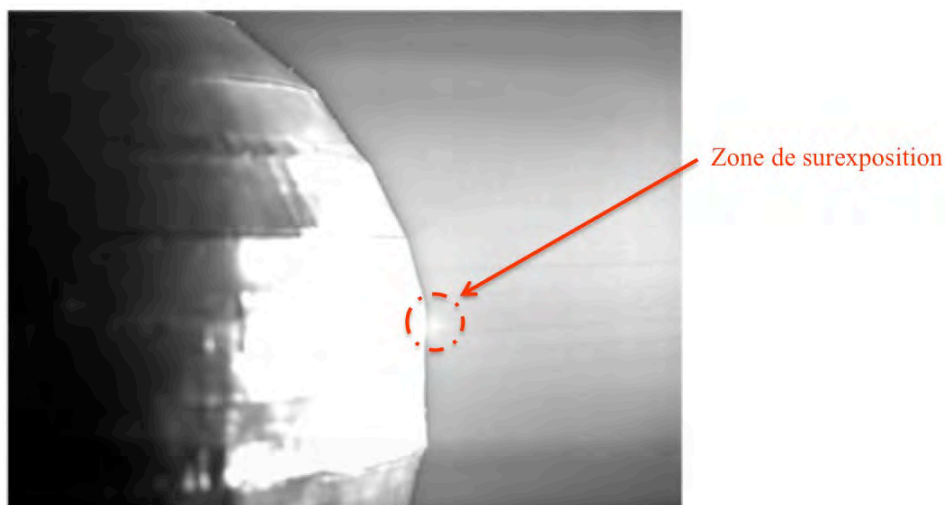


Fig 3.11 : Visualisation de l'écoulement à mi hauteur de maquette proche de sa paroi

A partir de l'altitude $Z=0,27$ m, le fluide continue d'accélérer et la vitesse verticale se stabilise rapidement autour de 0,3 m/s tandis que la vitesse horizontale, précédemment nulle augmente fortement à partir de l'altitude $Z=0,3$ m. L'apparition de la composante horizontale de la vitesse permet de conserver une épaisseur de couche limite fine proche de la maquette bien que la norme de la vitesse moyenne augmente (l'épaisseur de la couche limite est de 0,015 m au point à l'altitude $Z=0,36$ m sur les images). Les composantes de la vitesse horizontale et verticale se stabilisent, toutes les 2, autour de 0,3 m/s à l'altitude $Z=0,36$ m. A partir de cette altitude, l'épaisseur de la couche limite augmente plus fortement. Ces mesures sont similaires à l'étude de Jaluria et Gebhart [62], sur un hémisphère orienté vers le haut, où l'épaisseur de la couche limite augmente brusquement au sommet de l'élément chauffant. Cela correspond à la zone où l'écoulement commence à se détacher de la paroi. Cette brusque augmentation de la couche limite apparaît aussi dans l'expérience de Jaluria et Gebhart [62], sur des hémisphères chauffés orientés vers le haut, à des angles compris entre 45° et 60° , pour un nombre de Rayleigh de 6.10^8 (figure 1.15). Dans notre cas, une analyse détaillée de l'évolution de la couche limite n'a pas pu être réalisée car l'outil PIV n'a pas permis d'observer toute la couche limite (les maximums de la vitesse verticale et horizontale se trouvent contre la paroi).

Dans la partie haute de cette maquette, à partir de l'altitude $Z=0,36$ m, les fluctuations de la vitesse horizontale et verticale représentent environ 30 % de la valeur de la vitesse moyenne (figures 3.9 et 3.10). Dans les expériences sur une plaque plane verticale chauffée avec $Ra_L=10^9$, Tian et Karayiannis [35, 36] mettent en évidence la présence de fluctuations de vitesse dans l'écoulement lorsque celui-ci devient turbulent dans la couche limite contre la paroi plaque. Ces fluctuations de vitesse représentent plus de 35% de la valeur de la vitesse moyenne. Bien que ces mesures PIV ne permettent pas de mesurer les vitesses dans toute la couche limite, on peut néanmoins faire l'hypothèse que l'écoulement est laminaire jusqu'à l'altitude $Z=0,36$ m. Cette hypothèse sera vérifiée dans le chapitre 4 avec l'analyse thermique de la maquette.

A l'altitude $Z=0,36$ m, l'écoulement a atteint la vitesse moyenne maximale de 0,4 m/s près des parois de la maquette. L'analyse du détachement tourbillonnaire en paroi de la maquette est réalisée dans la partie suivante.

3.1.2 L'analyse du champ de mesure instantanée

Les 2 champs de vitesse instantanée représentés ci dessous (figure 3.12) correspondent à la zone de mesure comprise entre les abscisses $X=0,085$ m et $X=0,335$ m et les altitudes $Z=0,19$ m et $Z=0,37$ m. Entre les altitudes $Z=0,24$ m et $Z=0,27$ m, la zone de surexposition perturbe une partie de la mesure PIV. La vitesse instantanée (V_{inst} étant la norme de la vitesse instantanée horizontale et verticale) est, par endroit, de 0,4 m/s pour la figure a et de 0 m/s pour la figure b. Les vitesses mesurées entre ces altitudes ne pourront pas être exploitées par la suite.

A partir de l'altitude $Z=0,27$ m, ces mesures, prises à 2 instants non successifs, montrent que, proche de la paroi, la vitesse instantanée est nettement plus élevée sur la figure 3.12 a que sur la figure 3.12 b. Au point de coordonnées $X=0,2$ m et $Z=0,35$ m, $V_{inst}=0,5$ m/s sur la figure 3.12 a et $V_{inst}=0,3$ m/s sur la figure 3.12 b. Ce phénomène s'explique par l'apparition d'une troisième composante instationnaire dans l'écoulement qui perturbe la mesure de la vitesse dans le plan 2D de cette étude. L'analyse de l'évolution de la vitesse au point de coordonnées $X=0,24$ m et $Z=0,28$ m (zone où les fluctuations de vitesse sont les plus importantes) n'a pas permis d'identifier des fréquences caractéristiques pour ce phénomène, malgré le fait que la fréquence d'acquisition soit de 10 Hz. De plus, la mesure PIV est réalisée dans un plan 2D

avec seulement 2 composantes de la vitesse ce qui ne nous permet pas de suivre des structures qui oscilleraient dans une troisième dimension le long de la paroi de la maquette. Pour déterminer l'origine de ce phénomène, il aurait fallu réaliser une acquisition PIV dans un plan 2D (XY) à l'altitude $Z=0,28$ m. Malheureusement, la complexité de la mise en place d'une telle expérience n'ont pas permis sa réalisation.

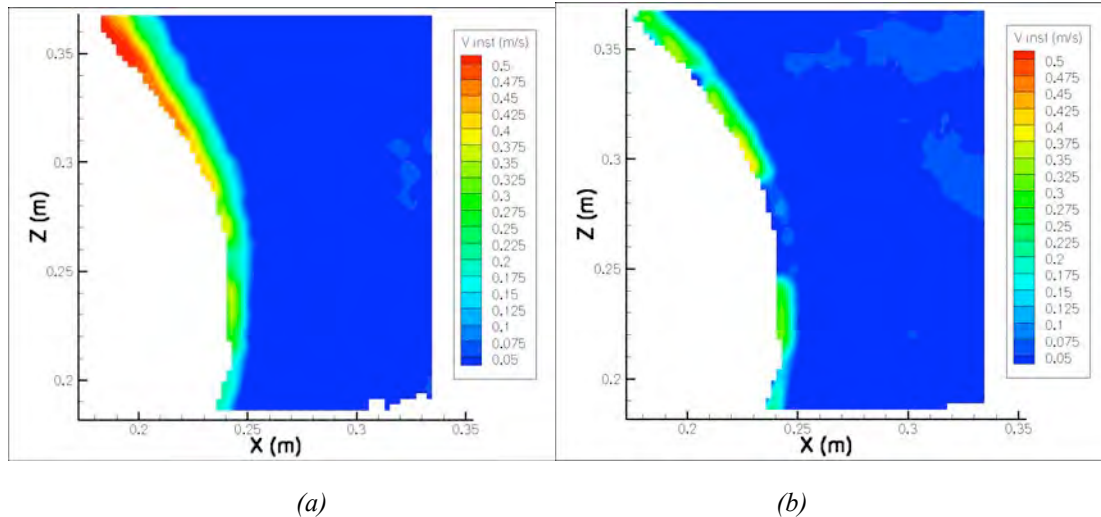


Fig 3.12 : 2 mesures PIV prises à différents instants entre les altitudes $Z=0,18$ m et $Z=0,37$ m proche de la paroi de la maquette en configuration isotherme

Conclusion

Malgré le fait que toute la couche limite n'est pas pu être « correctement » observée, l'analyse des fluctuations de vitesse, entre les altitudes $Z=0,27$ m et $Z=0,36$ m, a montré que, l'écoulement doit être laminaire autour de la maquette jusqu'à l'altitude $Z=0,36$. Cette hypothèse sera vérifiée lors de l'analyse thermique de la maquette (chapitre 4). De plus, l'analyse des champs de vitesse instantannée suppose l'apparition d'une troisième composante dans l'écoulement qui perturbe les vitesses dans la couche limite. Cependant, la mesure PIV 2D n'a pas permis de caractériser le phénomène qui en est à l'origine.

En dehors de la couche limite, les vitesses moyennes et les fluctuations de vitesse sont quasiment nulles (moins de 0,02 m/s), ce qui tend à montrer que l'écoulement proche des parois de la maquette n'est pas perturbé par la grande boucle de recirculation présente à l'intérieur de la cuve.

L'analyse des images PIV a fait apparaître une zone de surexposition qui rend inexploitable la mesure de la vitesse entre les altitudes $Z=0,24$ m et $Z=0,27$ m proche des parois de la maquette.

3.2 L'écoulement au niveau du sommet de la maquette

Dans la partie précédente, l'analyse du champ de vitesse le long de la paroi de la maquette s'est arrêté à l'altitude $Z=0,36$ m qui est l'endroit où l'épaisseur de la couche limite se met à

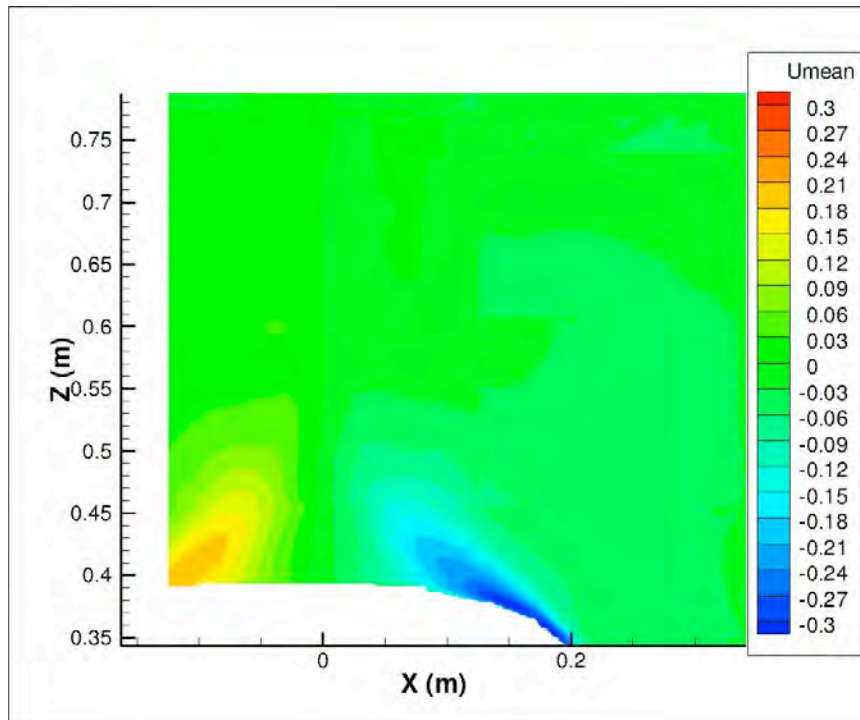
augmenter fortement et où la vitesse moyenne diminue. Cette zone correspond à l'endroit où l'écoulement commence à se détacher de la paroi.

Cette partie analyse le détachement tourbillonnaire qui apparaît au niveau du sommet de la maquette et qui va alimenter le panache d'air chaud se développant dans la partie haute de la cuve.

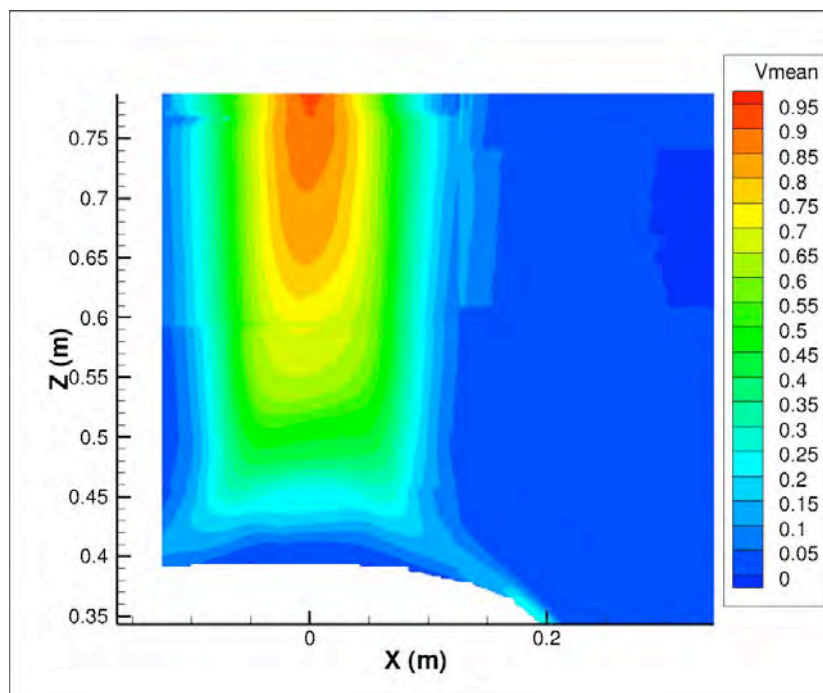
3.2.1 L'analyse du champ de vitesse moyen

Dans la configuration isotherme, à partir de l'altitude $Z=0,36$ m (ce qui correspond à la bande chauffante n°15), l'épaisseur de la couche limite augmente et les vitesses moyennes horizontale et verticale proches de la maquette se mettent à diminuer (figure 3.13). L'écoulement se détache complètement de la paroi de la maquette, en moyenne, au point de coordonnées $X=0,1$ m et $Z=0,38$ m (au niveau de la bande chauffante n°16, 2^{ème} bande en partant du sommet de la maquette). Lorsque l'écoulement s'est détaché de la paroi, les vitesses moyennes horizontale et verticale continuent de diminuer jusqu'à une altitude $Z=0,42$ m. A partir de cette altitude, seule la vitesse verticale se remet à augmenter à l'endroit où les deux détachements tourbillonnaires, de part et d'autre de l'axe vertical de la maquette, se rejoignent pour former le panache vertical d'air chaud. Une zone de très faible vitesse apparaît au sommet de la maquette entre les deux décollements du fluide (entre les abscisses $X=-0,05$ m et $X=0,05$ m et les altitudes $Z=0,39$ m et $Z=0,42$ m) ce qui correspond au sillage induit par la géométrie quasi sphérique de la maquette.

Contrairement à l'expérience de Jaluria et Gebhart [62] et aux études numériques de Jia et Gogos [56, 57] pour des nombres de Rayleigh équivalents, la présence de deux boucles de recirculation dans le sillage entre les deux détachements de l'écoulement n'est pas observée dans notre expérience (aucune vitesse verticale négative n'apparaît en moyenne proche du sommet de la maquette au niveau de l'axe vertical).



(a)



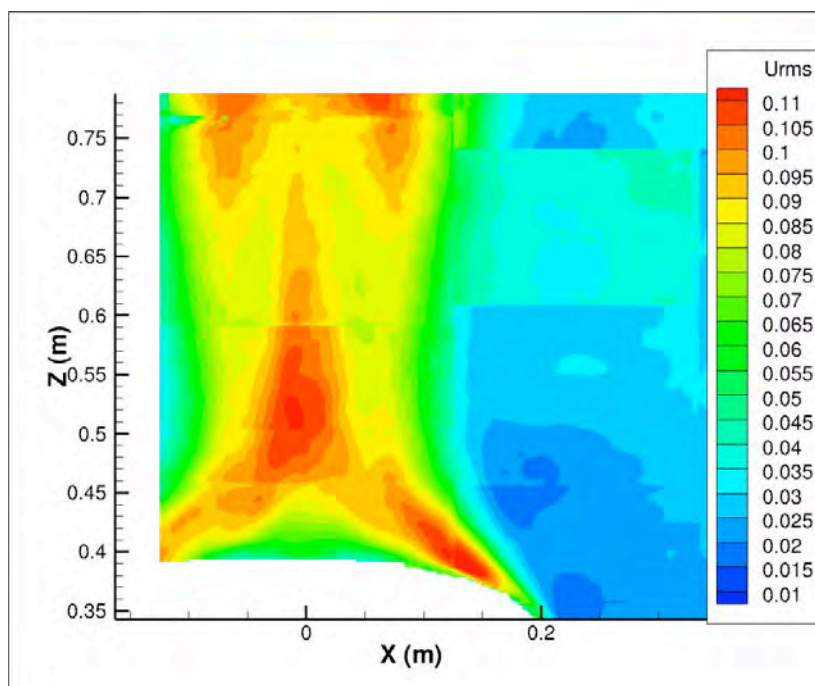
(b)

Fig 3.13 : Champ moyen de vitesse horizontale (a) et verticale (b) au dessus de la maquette en configuration isotherme

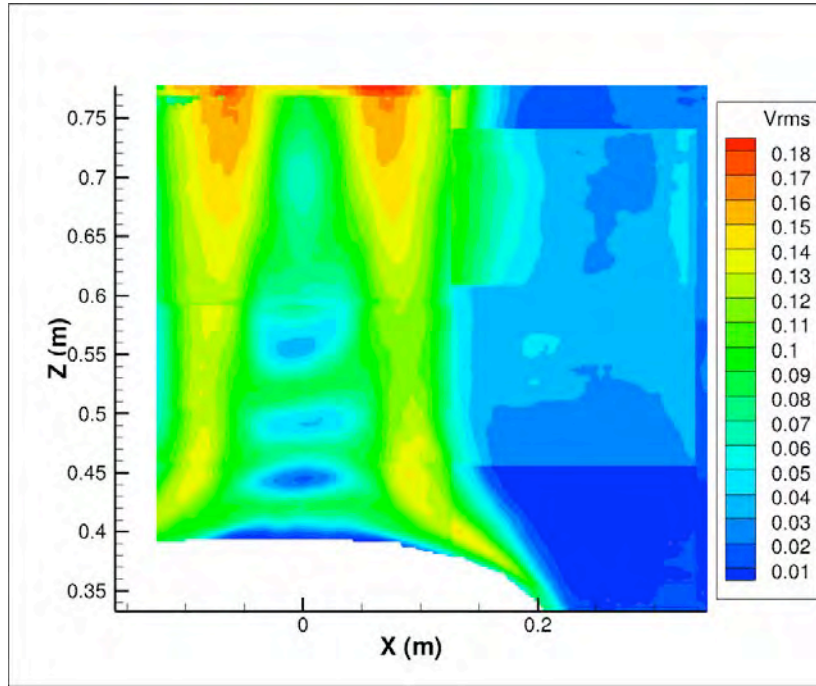
De fortes fluctuations de la vitesse horizontale et verticale (fluctuation représentant environ 50% de la vitesse moyenne) apparaissent à l'endroit où l'écoulement semble se détacher de la paroi (à partir de l'altitude $Z=0,36$ m, figure 3.14). Les fluctuations de la vitesse horizontale ne sont pas nulles ($U_{rms}=0,07$ m/s) au sommet de la maquette (entre les abscisses $X=-0,05$ m et $X=0,05$ m et les altitudes $Z=0,39$ m et $Z=0,42$ m) dans la région où les vitesses moyennes

sont nulles. Un échange thermique convectif plus important est donc présent au sommet de la maquette. Ces fluctuations augmentent fortement au niveau de l'axe vertical pour atteindre un maximum de 0,11 m/s à l'altitude $Z=0,52$ m et elles vont ensuite diminuer le long de l'axe vertical pour atteindre un minimum à l'altitude $Z=0,73$ m. Ces importantes fluctuations de la vitesse horizontale sont la preuve que le panache chaud juste au dessus de la maquette (entre 0,03 m et 0,3 m du sommet de la maquette) oscille avec des vitesses de l'ordre de 0,1 m/s au niveau de l'axe qui vont ensuite se dissiper dans toute la largeur du panache.

Les fluctuations de la vitesse verticale, après que l'écoulement se soit détaché de la paroi, forment 2 colonnes verticales visibles, de part et d'autre de l'axe vertical dont les centres se situent aux abscisses $X=-0,1$ m et $X=0,1$ m. Elles correspondent à la zone où l'air chaud entraîné par l'élément chauffant se mélange avec l'air ambiant à une température nettement plus froide. De plus, des « poches » où la fluctuation de vitesse verticale est nulle sont visibles au niveau de l'axe vertical.



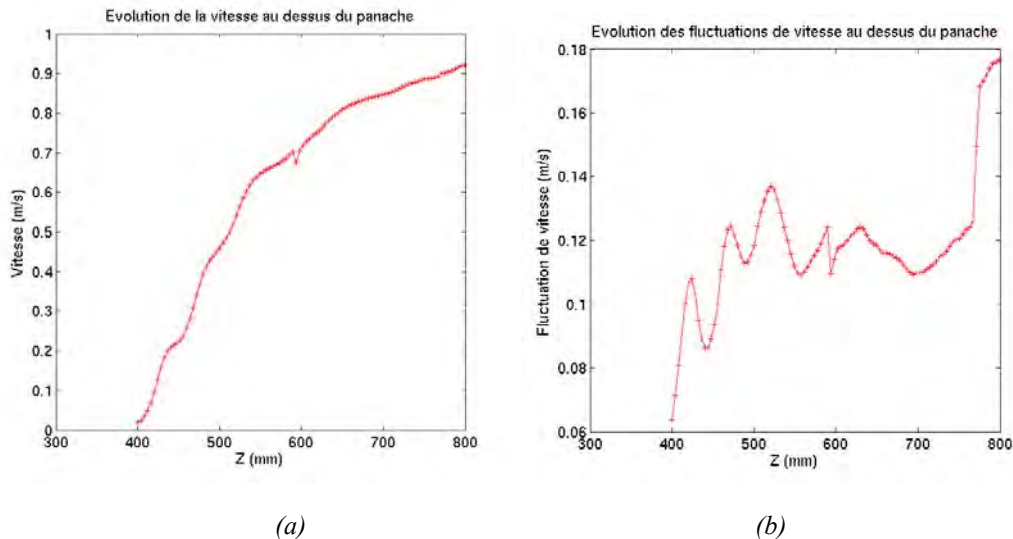
(a)



(b)

Fig 3.14 : Champ moyen de fluctuation de vitesse horizontale (a) et verticale (b) au dessus de la maquette en configuration isotherme

En analysant l'évolution de la vitesse sur l'axe vertical (figure 3.15), la norme des fluctuations de vitesse passe par plusieurs extremums dont 4 maximums sont localisés aux altitudes $Z=0,42$ m, $Z=0,47$ m, $Z=0,52$ m et $Z=0,63$ m pour des vitesses verticales moyennes respectivement de 0,2 m/s, 0,4 m/s, 0,6 m/s et 0,8 m/s.



(a)

(b)

Fig 3.15 : Evolution de la norme de vitesse moyenne (a) et de la norme des fluctuations de vitesse (b) sur l'axe vertical de la maquette ($X=0$ m) entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=0,8$ m en configuration isotherme

Il est possible que cela soit lié à un phénomène similaire à un « peak locking ». L'histogramme des déplacements de la vitesse verticale sur une séquence de 1000 doublets d'images (figure 3.16) dans la zone de mesure située au dessus de la maquette (zone comprise entre les abscisses $X=-0,125$ m et $X=0,125$ m et les altitudes $Z=0,35$ m et $Z=0,5$ m), révèle la

présence de plusieurs pics correspondants à des déplacements verticaux de particules de 2, 4 et 6 pixels entre chaque doublet d'images (phénomène visible seulement sur un déplacement d'un nombre pair de pixels). Or, dans cette zone de mesure PIV, le temps séparant l'acquisition des deux doublets d'images est $\delta T=1\text{ms}$ et la résolution spatiale est d'environ $0,1\text{ mm}$ par pixel. Ainsi, des déplacements verticaux de 2, 4 et 6 pixels correspondent à des vitesses d'environ $0,2\text{ m/s}$, $0,4\text{ m/s}$ et $0,6\text{ m/s}$. Pour un écoulement dont la vitesse verticale est proche de ces valeurs, le déplacement des particules est traité par le logiciel comme étant un déplacement d'une valeur entière du nombre de pixel. Ceci explique l'apparition, lors de l'augmentation de la vitesse verticale au dessus de l'élément chauffant, de plusieurs paliers de vitesse (qui n'a donc rien à voir avec un quelconque phénomène physique) et d'une augmentation importante de la valeur de l'écart type au niveau de chaque palier de vitesse.

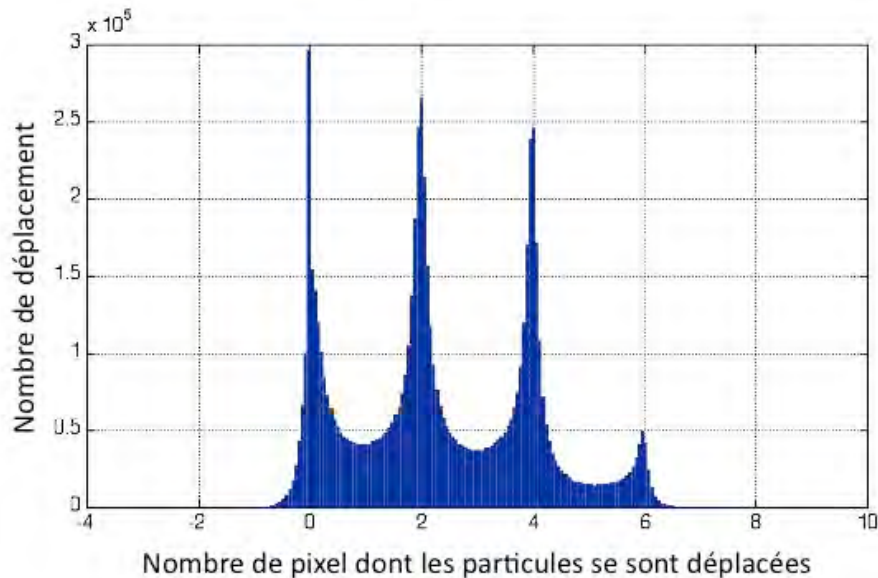


Fig 3.16 : histogramme des déplacements (vitesse verticale) prise sur une séquence de 1000 doublets d'images entre les abscisses $X=-0,125\text{ m}$ et $X=0,125\text{ m}$ et les altitudes $Z=0,35\text{ m}$ et $Z=0,5\text{ m}$ en configuration isotherme

Le même phénomène apparaît au dessus de la maquette dans la configuration non isotherme (figure 3.17) avec la présence de ces extremums de fluctuation de vitesse le long de l'axe vertical, la seule différence est qu'ils sont moins nombreux (seulement 2 maximums sont observables aux altitudes $Z=0,42\text{ m}$, $Z=0,48\text{ m}$ pour des vitesses verticales respectives de $0,3\text{ m/s}$ et $0,6\text{ m/s}$). Dans cette zone de mesure PIV, le temps séparant chaque doublet d'image est cette fois ci de $\delta T=0,7\text{ ms}$, ce qui explique la présence de ces maximums de fluctuation de vitesse à ces positions.

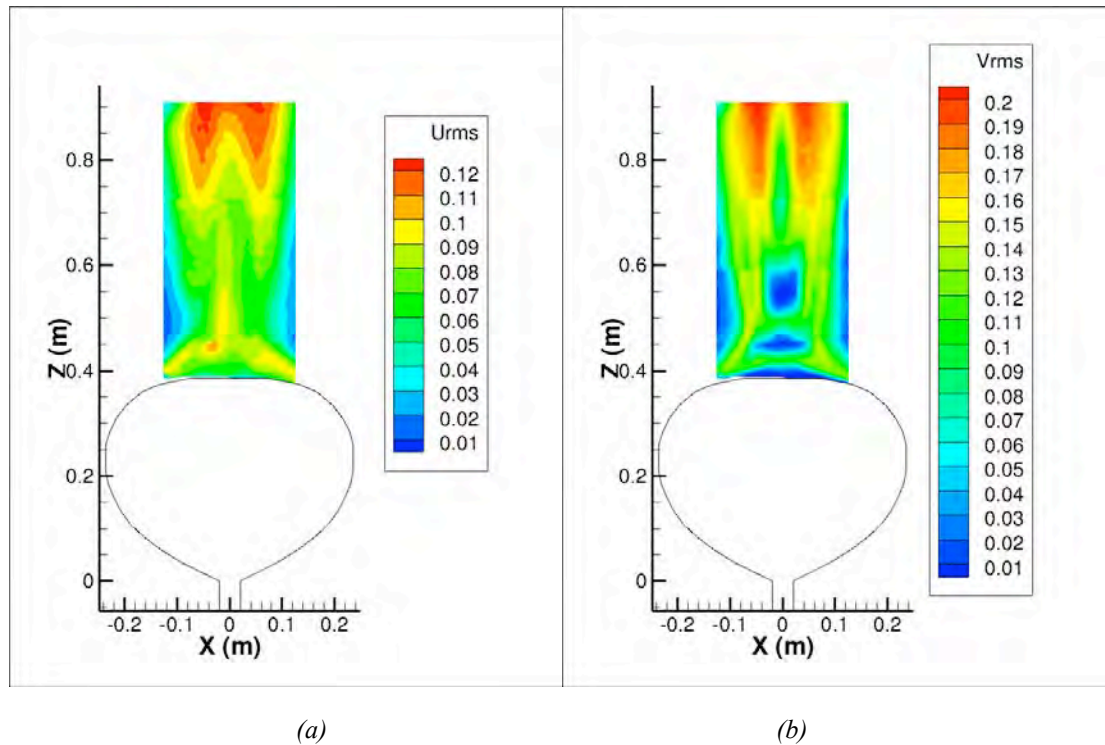


Fig 3.17 : Champ moyen de fluctuation de vitesse horizontale (a) et verticale (b) en m/s au dessus de la maquette en configuration non isotherme

Les histogrammes des déplacements de la vitesse, dans plusieurs autres zones de l'écoulement font apparaître ce phénomène de « peak locking », uniquement visible pour les déplacements verticaux d'un nombre pair de pixels. Etrangement, la composante horizontale de la vitesse n'est pas affectée par cette anomalie. Mais ce phénomène apparaît généralement lorsque la taille des particules d'ensemencement est très petite (de la taille d'un seul pixel) et donc affecte les deux composantes de vitesse dans l'écoulement.

De plus, les doublets d'image ont été traités avec plusieurs logiciels et le phénomène apparaît toujours. Le problème vient donc de l'acquisition des images par la caméra. Ce phénomène explique les difficultés de recouvrement entre certaines zones de mesure PIV qui apparaissent lorsque la valeur du temps δT entre chaque doublet d'image est modifiée d'une zone à l'autre.

Cette anomalie dans la mesure PIV a été découverte tard dans l'analyse des champs de vitesse, et n'a pas pu être corrigée. La convergence en moyenne étant réalisée sur un grand nombre de doublet d'image, ce phénomène similaire à un « peak locking » n'affecte quasiment pas la valeur de la vitesse moyenne. Son impact fausse en grande partie la valeur des fluctuations de la vitesse verticale, surtout dans les zones de l'écoulement où la vitesse verticale moyenne est quasiment nulle. Hors, cette anomalie ne peut pas être corrigée, car on ne peut pas estimer de combien cette valeur est modifiée.

Dans la suite de ce mémoire, une analyse de la fluctuation de vitesse verticale, plus haut dans le panache, est réalisée, malgré ce phénomène. Celui-ci ne semble pas être responsable d'une erreur importante dans cette région où les vitesses dans l'écoulement sont relativement importantes.

3.2.2 L'analyse du champ de mesure instantané

L'image ci-dessous (figure 3.18) représente une visualisation de l'écoulement juste au sommet de la maquette chauffée de manière isotherme, au niveau de son axe vertical et montre la nature chaotique de l'écoulement.

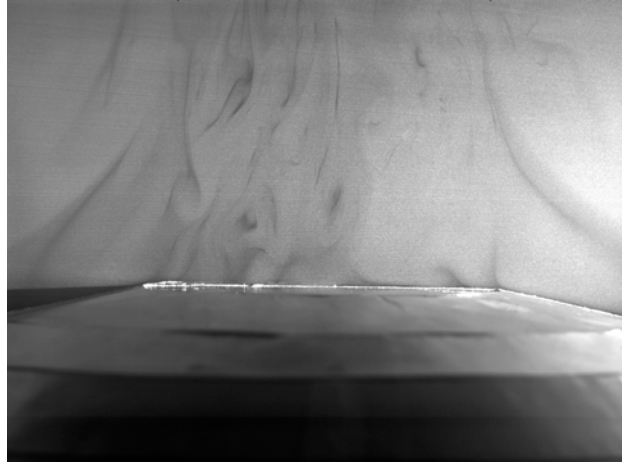
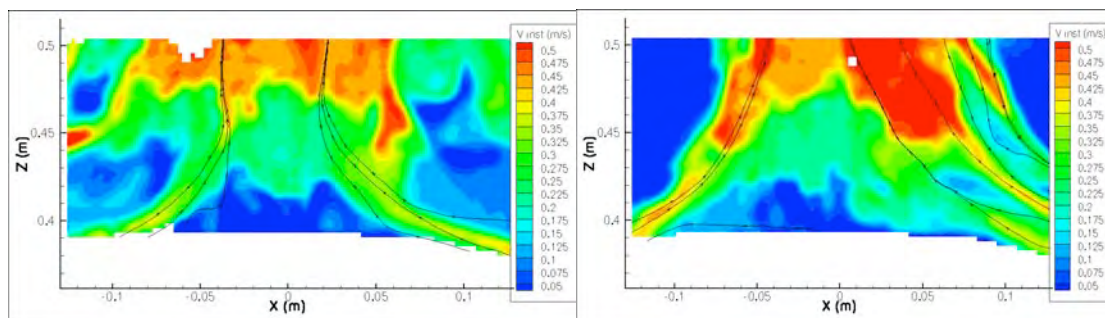


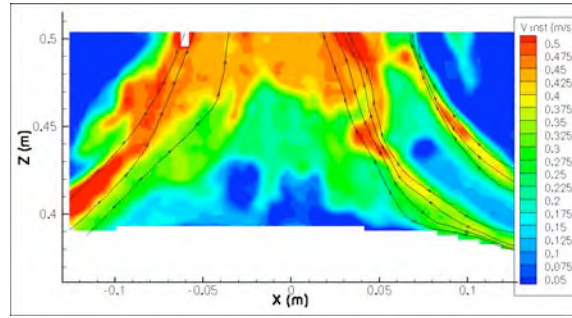
Fig 3.18 : Photographie PIV de l'écoulement au-dessus de la maquette proche de sa paroi

Le traitement des images PIV montre l'apparition de plusieurs décollements de l'écoulement de convection au niveau du sommet de la maquette qui vont alimenter le panache situé au dessus. Les figures 3.19, qui représentent le champ de vitesse instantanée entre les abscisses $X=-0,125$ m et $X=0,125$ m et les altitudes $Z=0,35$ m et $Z=0,5$ m, à 3 instants non consécutifs montrent qu'à un instant, une partie de l'écoulement reste attachée à la paroi jusqu'à l'axe vertical (figure 3.19b) avec la présence de plusieurs décollements (3 décollements visibles à droite de la figure 3.19b et 2 décollements visibles à droite sur la figure 3.19c) tandis qu'à un autre instant un seul décollement est visible de part et d'autre de l'axe vertical de la maquette. De plus, l'analyse des champs instantanés de vitesse ne montre pas la présence d'une composante de la vitesse verticale négative, qui aurait pu révéler la présence d'une boucle de recirculation dans le sillage au-dessus de la maquette.



(a)

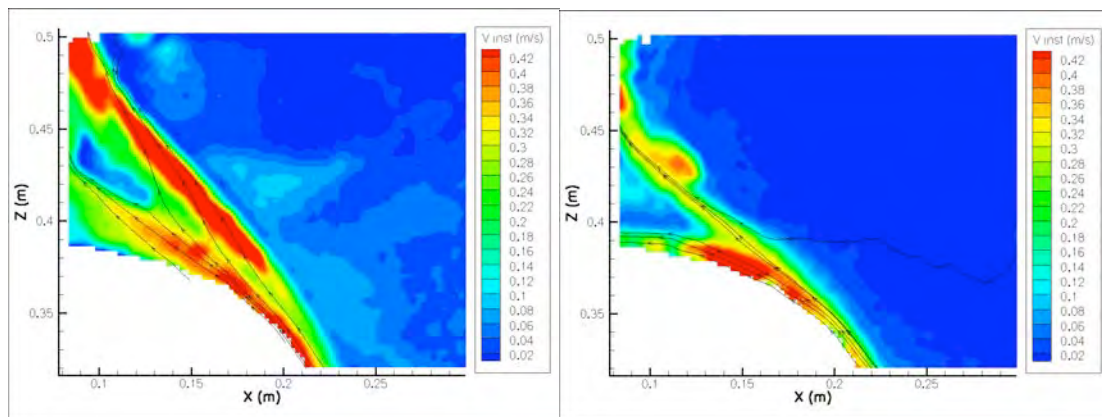
(b)



(c)

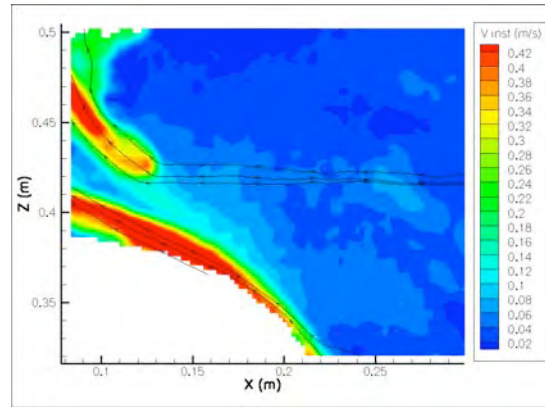
Fig 3.19 : 3 mesures PIV prises au dessus de la maquette proche de sa paroi à différents instants en configuration isotherme entre les abscisses $X=-0,125$ m et $X=0,125$ m et les altitudes $Z=0,35$ m et $Z=0,5$ m

Les figures qui représentent le champ de vitesse instantanée entre les abscisses $X=0,085$ m et $X=0,3$ m et les altitudes $Z=0,3$ m et $Z=0,5$ m, à 3 instants non consécutifs, montrent qu'à un instant, une partie de l'écoulement reste attachée à la paroi et une autre partie se détache au point de coordonnées $X=0,2$ m et $Z=0,35$ m (figure 3.20a et 3.20b) tandis qu'à un autre instant, tout l'écoulement reste rattaché à la paroi de la maquette dans la zone de mesure PIV (figure 3.20c). Sur la figure 3.20c, entre les altitudes $Z=0,42$ m et $Z=0,5$ m, une partie de l'écoulement, qui ne suit pas l'écoulement proche de la paroi de la maquette, rentre dans le plan de mesure, ce qui met en évidence la présence d'une composante 3D instationnaire dans l'écoulement au dessus de la maquette.



(a)

(b)



(c)

Fig 3.20 : 3 mesures PIV prises au dessus de la maquette proche de sa paroi à différents instants en configuration isotherme entre les abscisses $X=0,085$ m et $X=0,3$ m et les altitudes $Z=0,3$ m et $Z=0,5$ m

La séparation de l'écoulement à différentes hauteurs sur la paroi de la maquette peut être causée par la présence d'irrégularités à la surface de l'élément chauffant. Ainsi, quand le fluide se détache à cause d'une rupture de pente, présente entre 2 bandes chauffantes, une partie de l'écoulement suit la géométrie de l'élément chauffant jusqu'à son axe vertical, une autre partie se détache de la paroi de la maquette entre la bande chauffante n°17 (sommet de la maquette) et la bande chauffante n°16 qui se rejoint au niveau de l'axe vertical un peu plus haut dans la colonne d'air chaud. Ce phénomène (avec de multiples décollements de l'écoulement d'un même côté de la maquette dans le même plan de mesure 2D) n'est pas dû au phénomène similaire à un « peak locking » précédemment observé car les deux composantes de la vitesse sont affectées par la présence des décollements de l'écoulement au dessus de la maquette.

L'expérience de Kitamura [63], pour observer la transition laminaire turbulent sur un cylindre chauffé, montre grâce à une analyse tridimensionnelle des températures, l'apparition de plusieurs filaments qui se détachent de la paroi du cylindre pour des nombres de Rayleigh d'environ 10^9 . Dans notre cas, la présence de plusieurs décollements qui se détachent à différentes hauteurs au niveau du sommet de la maquette, peut être soit naturelle, soit due à l'existence d'irrégularités à la surface de la maquette (ruptures de pente présentes entre les bandes chauffantes). Une partie de l'écoulement se détache de la paroi et la transition laminaire/turbulent rattache une autre partie de l'écoulement jusqu'au niveau de l'axe vertical. Cette hypothèse de transition laminaire/turbulent ne pourra être vérifiée qu'avec l'analyse du nombre de Nusselt local en paroi de l'élément chauffant. Si une transition laminaire/turbulent apparaît sur la maquette, une augmentation brusque de l'échange thermique et donc un nombre de Nusselt local plus élevé sera visible à cette coordonnée.

Conclusion

L'écoulement se détache de la paroi de la maquette en moyenne à l'altitude $Z=0,36$ m et l'apparition de fortes fluctuations de la vitesse horizontale montre la présence d'une oscillation autour de l'axe vertical de la maquette juste au dessus de celle-ci. Les fluctuations de la vitesse verticale ont, quant à elles, révélé la présence d'un phénomène similaire à un « peak locking ». Celui-ci affecte la valeur des fluctuations de la vitesse verticale dans l'écoulement, principalement dans la région où la vitesse verticale moyenne est quasiment nulle.

Les champs de vitesse instantanée montrent la présence de plusieurs décollements à différentes altitudes le long de la paroi, d'un même côté de la maquette. Ce phénomène s'expliquerait par l'existence d'une transition laminaire/turbulent venant rattacher une partie de l'écoulement de convection naturelle au sommet de la maquette.

Une analyse fréquentielle de la vitesse horizontale instantanée (la vitesse verticale instantanée n'est pas étudiée à cause du phénomène similaire à un « peak locking ») au point de coordonnées $X=0,15\text{ m}$ et $Z=0,4\text{ m}$ (au niveau des décollements) et au point de coordonnées $X=0\text{ m}$ et $Z=0,5\text{ m}$ (sur l'axe vertical, à l'endroit où les fluctuations de la vitesse horizontale sont maximales) n'a pas permis de déterminer la période des décollements et de l'oscillation du panache juste au dessus de la maquette.

3.3 L'écoulement au dessus de la maquette entre les altitudes $Z=0,4\text{ m}$ et $Z=1,8\text{ m}$

Les détachements tourbillonnaires se rejoignent en moyenne à l'altitude $Z=0,42\text{ m}$ et cette partie analyse l'évolution de l'écoulement dans le panache d'air chaud qui apparaît au dessus de la maquette.

Cette partie compare aussi les mesures PIV réalisées en configuration isotherme et non isotherme.

3.3.1 L'analyse du champ de vitesse moyen

La première partie de cette étude du panache est réalisée uniquement sur l'écoulement pour la maquette chauffée de manière isotherme. A partir de l'altitude $Z=0,42\text{ m}$ la vitesse verticale moyenne domine et le panache d'air chaud se développe dans toute la cuve jusqu'au plafond de la cuve (figure 3.21). La vitesse moyenne maximale de $0,95\text{ m/s}$ est atteinte dans le panache au niveau de l'axe vertical à une altitude $Z=0,9\text{ m}$. Entre les altitudes $Z=0,42\text{ m}$ et $Z=0,9\text{ m}$ la vitesse verticale augmente. Entre les altitudes $Z=0,9\text{ m}$ et $Z=1,84\text{ m}$, la vitesse diminue lentement jusqu'à une altitude $Z=1,7\text{ m}$, puis de manière beaucoup plus rapide à l'approche du plafond de la cuve. La vitesse moyenne horizontale, quant à elle, augmente brusquement à partir de l'altitude $Z=1,8\text{ m}$ et une couche limite apparaît de part et d'autre de l'axe vertical entre les abscisses $X=0,1\text{ m}$ et $X=0,45\text{ m}$ contre le plafond de la cuve et dans laquelle seule la vitesse horizontale moyenne domine.

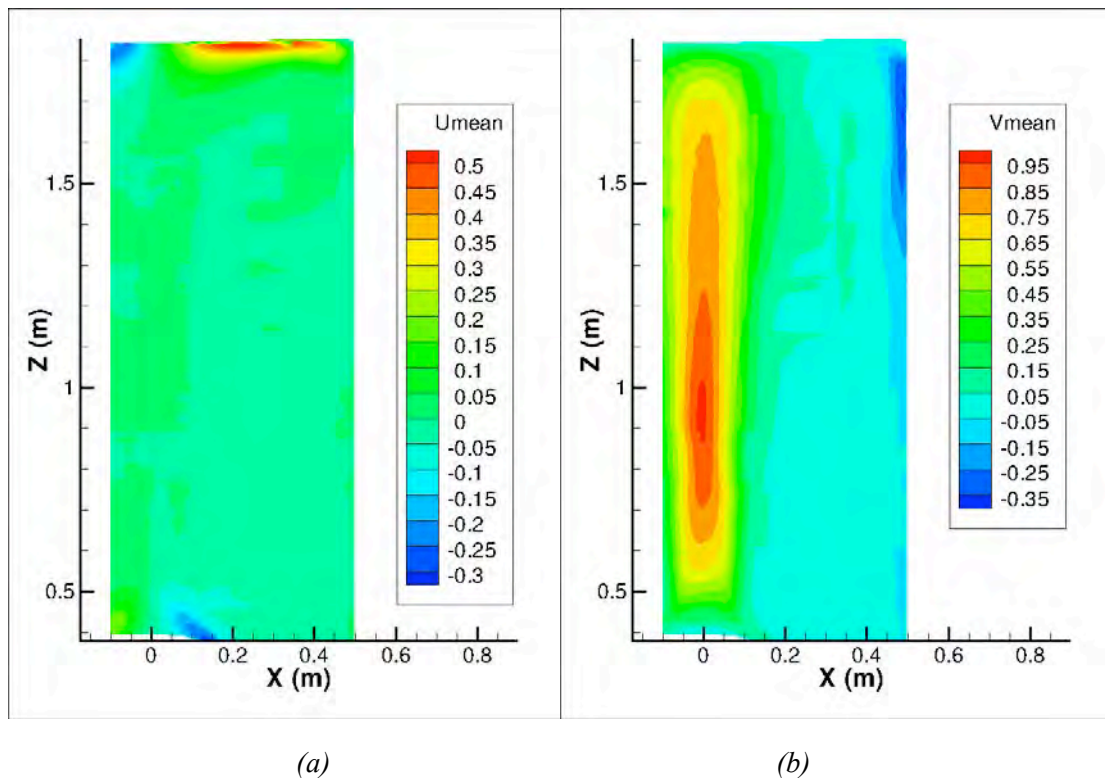


Fig 3.21 : Champ moyen de vitesse horizontale (a) et verticale (b) en m/s entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=1,8$ m en configuration isotherme

Les figures 3.22 tracent les profils horizontaux de la vitesse verticale à différentes hauteurs dans la cuve. Ces figures montrent que les 2 décollements se rejoignent en moyenne à l'altitude $Z=0,5$ m. La forme du profil de vitesse présente un plateau dont la vitesse verticale moyenne est quasiment uniforme entre les abscisses $X=-0,06$ m et $X=0,06$ m ($V_{\text{mean}}=0,46$ m/s). La vitesse verticale moyenne décroît rapidement de part et d'autre de ce plateau pour être quasiment nulle (inférieure à $0,02$ m/s) à l'abscisse $X=0,13$ m à droite du profil.

Aux altitudes $Z=0,6$ m et $Z=0,8$ m, la forme du profil de vitesse dans le panache est celle d'une gaussienne où la vitesse verticale moyenne maximale est atteinte au niveau de l'axe vertical. Dans les deux cas la vitesse verticale moyenne redevient quasiment nulle à partir de l'abscisse $X=0,13$ m.

Après que la vitesse moyenne maximale est atteinte, entre les altitudes $Z=1$ m et $Z=1,6$ m, la forme des profils de vitesse est encore celle d'une gaussienne dont le maximum est centré au niveau de l'axe vertical. Cependant, en même temps que la vitesse maximale diminue, la vitesse verticale moyenne devient quasiment nulle pour des abscisses de plus en plus éloignées de l'axe vertical. Ainsi pour les altitudes $Z=1$ m et $Z=1,2$ m, la vitesse verticale devient quasiment nulle respectivement pour les abscisses $X=0,15$ m et $X=0,16$ m. Pour les altitudes $Z=1,4$ m et $Z=1,6$ m, la vitesse verticale moyenne diminue plus lentement à partir des abscisses respectives $X=0,2$ m et $X=0,24$ m, pour atteindre la couche limite qui se développe sur les parois verticales de la cuve.

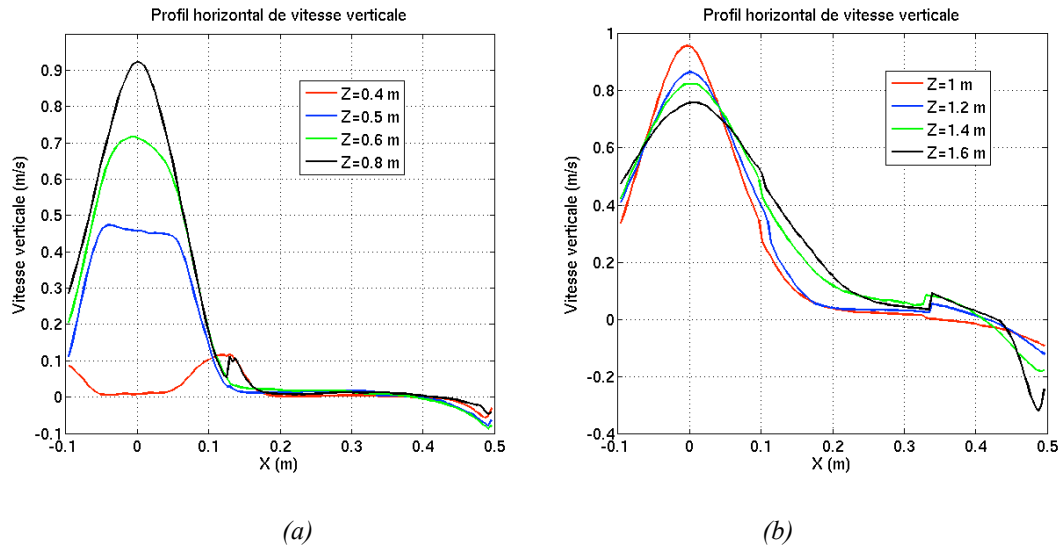


Fig 3.22 : Graphiques représentant les profils horizontaux de la vitesse verticale entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=0,8$ m (a) et $Z=1$ m et $Z=1,6$ m (b) en configuration isotherme

Les figures 3.23 a et b montrent l'évolution de la norme de la vitesse et de l'épaisseur de la colonne d'air chaud entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=1,8$ m. L'épaisseur correspond à la distance entre les 2 points, placés de part et d'autre de l'axe vertical, où la vitesse moyenne est égale à la moitié de la vitesse verticale moyenne maximale. D'après les figures 3.23, la vitesse au niveau de l'axe vertical augmente fortement entre les altitudes $Z=0,42$ m et $Z=0,9$ m tandis que l'épaisseur du panache diminue. Dans une deuxième partie, la vitesse diminue lentement le long de l'axe tandis que l'épaisseur de panache augmente entre les altitude $Z=0,9$ m et $Z=1,7$ m. A partir de l'altitude $Z=1,7$ m, la vitesse moyenne de $0,7$ m/s le long de l'axe vertical chute brusquement à l'approche du plafond de la cuve.

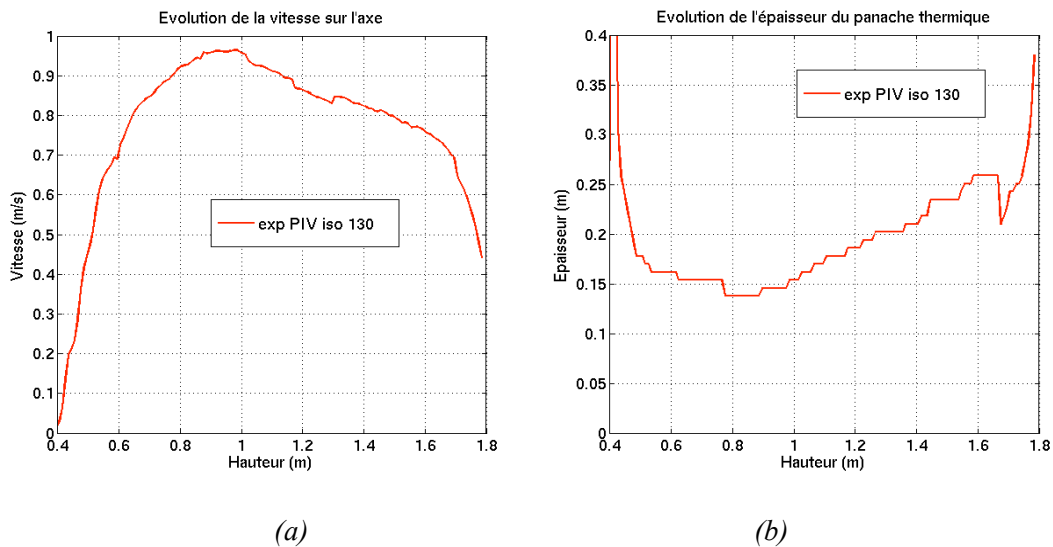


Fig 3.23 : Evolution de la norme de vitesse sur l'axe vertical de la maquette (a) et l'évolution de l'épaisseur du panache d'air chaud (b) entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=1,8$ m en configuration isotherme

La figure 3.24 représentant les fluctuations de vitesse horizontale et verticale, montre l'apparition de 2 colonnes situées de part et d'autre de l'axe vertical de la maquette centré sur les abscisses $X=-0,08$ m et $X=0,08$ m qui s'épaississent et se rejoignent pour les 2 composantes de la fluctuation de vitesse à l'altitude $Z=1,2$ m. Ces deux colonnes de fluctuation représentent l'endroit où l'air ambiant est entraîné par l'air chaud présent dans le

panache. Le fait que les fluctuations de vitesse soient plus faibles au niveau de l'axe de la maquette indique que, dans cette zone, l'élément chauffant a une influence très forte sur l'écoulement. A partir de l'altitude $Z=1,2$ m, les fluctuations de vitesse ne représentent plus qu'une seule colonne qui s'épaissit lentement avant d'atteindre le plafond de la cuve.

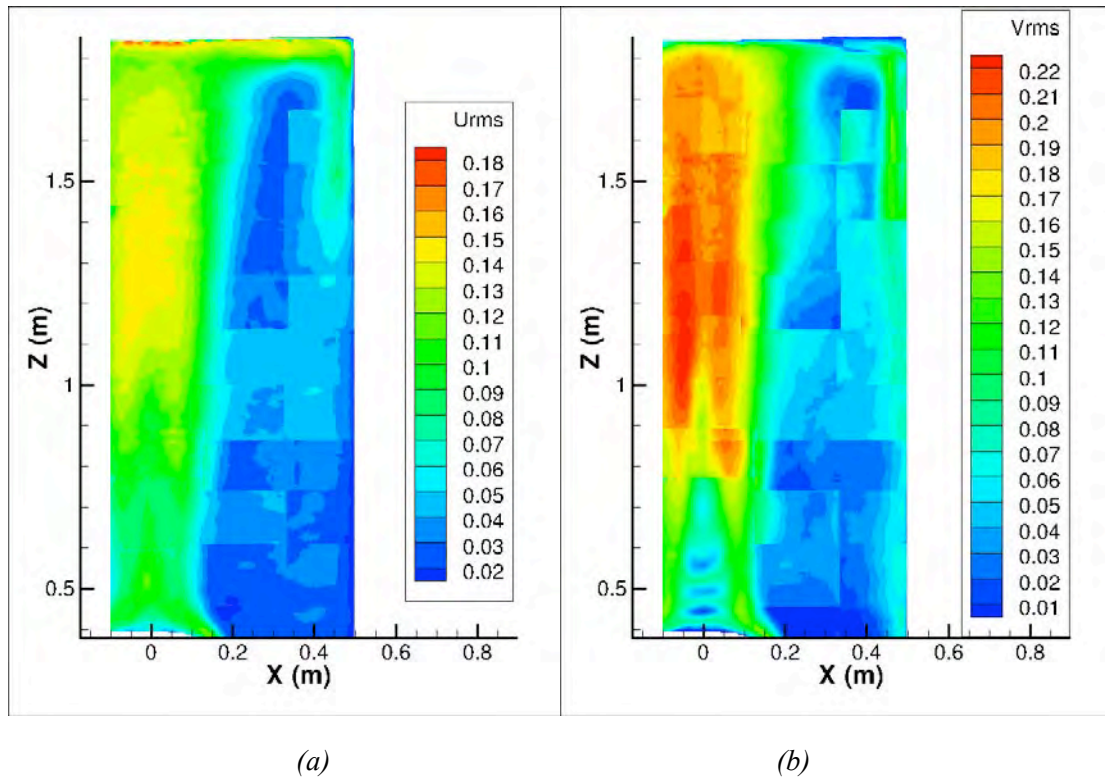


Fig 3.24 : Champ moyen de fluctuation de vitesse horizontale (a) et verticale (b) en m/s entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=1,8$ m en configuration isotherme

Les figures 3.25 et 3.26, représentant les profils de fluctuation de vitesse horizontale et verticale pour différentes altitudes, illustrent mieux la présence des 2 colonnes de fluctuation qui se rejoignent à l'altitude $Z=1,2$ m. A partir de cette altitude, la fluctuation de vitesse représente 30% de la vitesse moyenne. Comme dans l'analyse de la vitesse verticale moyenne, la valeur de la fluctuation de vitesse diminue très lentement et la colonne de fluctuation s'épaissit lentement jusqu'à une altitude $Z=1,7$ m.

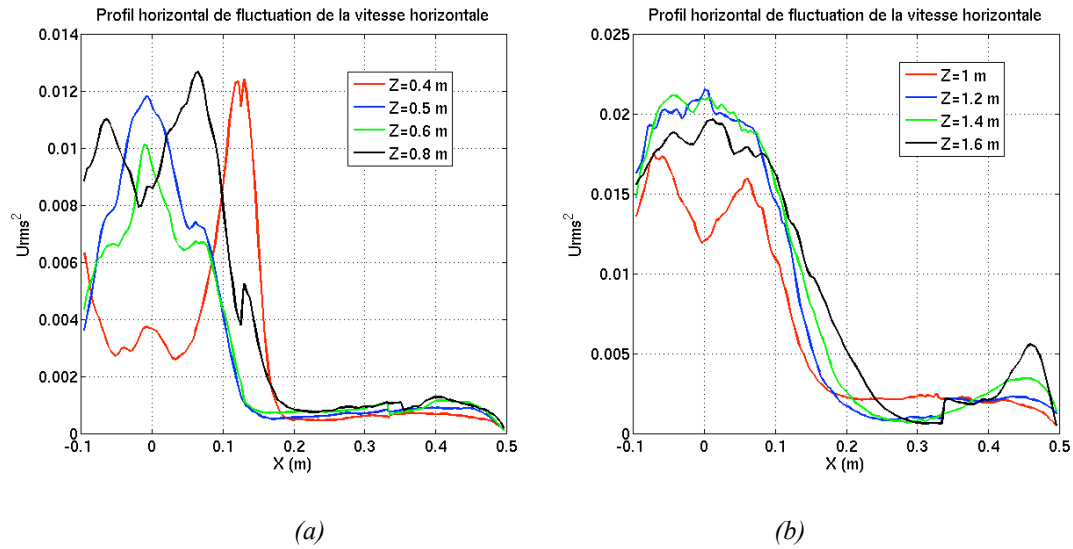


Fig 3.25 : Graphiques représentant les profils horizontaux de la fluctuation de vitesse horizontale entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=0,8$ m (a) et $Z=1$ m et $Z=1,6$ m (b) en configuration isotherme

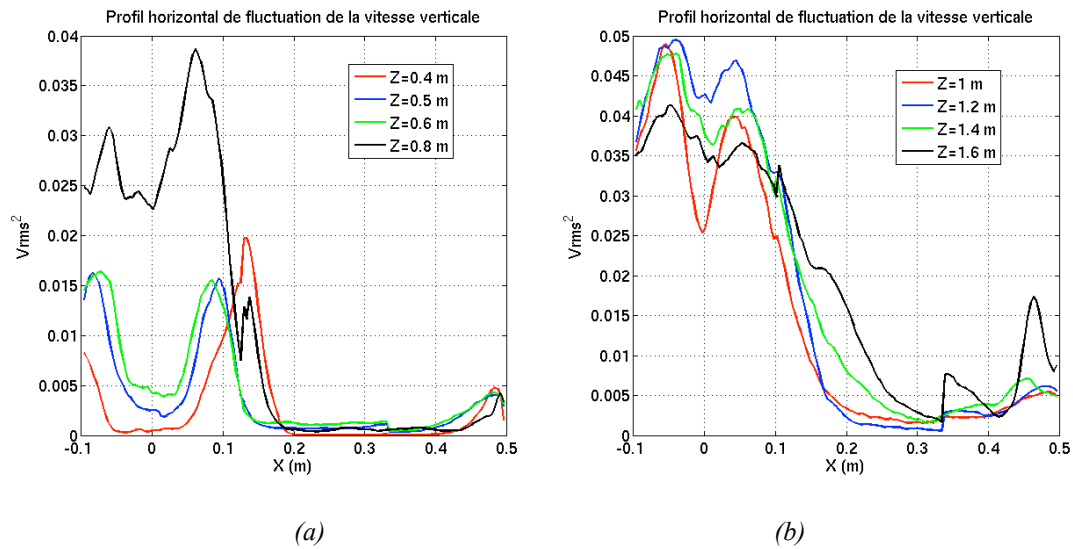


Fig 3.26 : Graphiques représentant les profils horizontaux de la fluctuation de vitesse verticale entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=0,8$ m (a) et $Z=1$ m et $Z=1,6$ m (b) en configuration isotherme

La figure 3.27 représente l'évolution de l'intensité turbulente (I_{turb}) le long de l'axe vertical qui s'écrit :

$$I_{turb} = \frac{\sqrt{U_{rms}^2 + V_{rms}^2}}{\sqrt{U_{mean}^2 + V_{mean}^2}} \quad (3.2)$$

La valeur de l'intensité turbulente augmente très fortement entre les altitudes $Z=1$ m et $Z=1,2$ m et se stabilise autour de la valeur 0,3 jusqu'à une altitude $Z=1,7$ m.

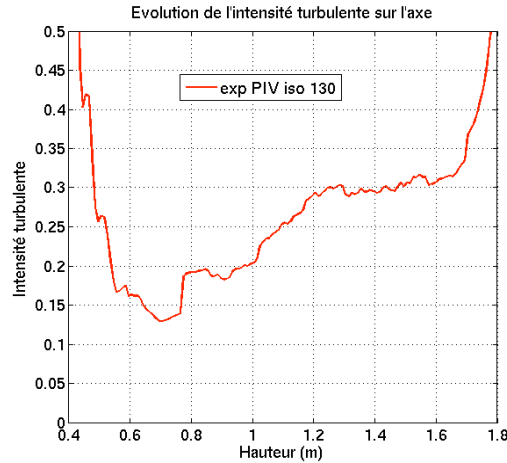


Fig 3.27 : Evolution de l'intensité turbulente au niveau de l'axe verticale entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=1,8$ m en configuration isotherme

Au niveau de l'axe verticale, La fluctuation de la vitesse verticale diminue très rapidement entre les altitudes $Z=1,7$ m et $Z=1,84$ m (figure 3.24 b) tandis que la fluctuation de vitesse horizontale diminue dans un premier temps entre les altitudes $Z=1,7$ m et $Z=1,8$ m jusqu'à une valeur de 0,11 m/s pour augmenter très rapidement jusqu'à atteindre une valeur maximale de 0,18 m/s très proche du plafond de la cuve (figure 3.24 a). La figure 3.27 montre d'ailleurs la très forte augmentation de l'intensité turbulente proche du plafond de la cuve.

En comparant l'évolution de la norme de la vitesse et de l'épaisseur du panache d'air chaud en configuration isotherme et non isotherme (figure 3.28), la vitesse maximale de 0,9 m/s le long de l'axe vertical est atteinte plus rapidement à l'altitude $Z=0,7$ m, tandis que l'évolution de l'épaisseur du panache diminue avant cette altitude comme dans le cas isotherme. Le fait de n'avoir pas eu le temps de réaliser que 4 zones de mesure PIV au dessus de la maquette en configuration Non Iso, ne permet malheureusement pas de pousser plus loin la comparaison avec le cas Iso. Entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=0,7$ m, en configuration Non Iso, les « marches » qui apparaissent pour l'évolution de la norme de vitesse sur la figure 3.28 a, sont dues au phénomène similaire à un « peak locking », comme dans la configuration Iso.

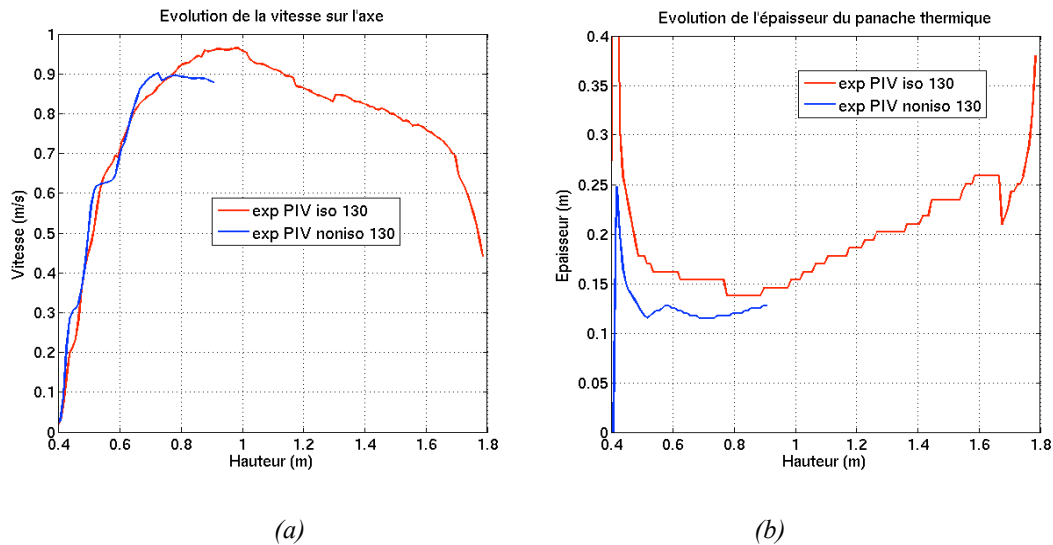


Fig 3.28 : Evolution de la norme de vitesse sur l'axe verticale de la maquette (a) et l'évolution de l'épaisseur du panache d'air chaud (b) entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=1,8$ m en configuration isotherme et non isotherme

L'analyse de la vitesse moyenne verticale et des fluctuations de vitesse a révélé la présence de 4 zones caractéristiques dans le panache d'air chaud. Cela comprend les trois zones caractéristiques du développement d'un panache en milieu infini [50] et une dernière zone où l'écoulement est fortement ralenti proche du plafond de la cuve. Dans la première zone, entre les altitudes $Z=0,42$ m et $Z=0,9$ m (entre $Z=0,42$ m et $Z=0,7$ m en configuration non isotherme), la principale caractéristique de l'écoulement est l'augmentation très forte de la vitesse verticale moyenne. Cette accélération résulte de l'action de la poussée d'Archimède. Ces forces sont très importantes à des altitudes proches de l'élément chauffant. En fait, pour conserver son énergie thermique, l'écoulement accélère et l'épaisseur de panache diminue (figure 3.28).

A une altitude $Z=0,9$ m, la vitesse moyenne atteint son maximum lorsque les forces de poussée d'Archimède et les forces visqueuses s'équilibrent. A partir de ce moment, les graphiques montrent une décélération de l'écoulement et une augmentation de l'épaisseur du panache. Cela caractérise la deuxième zone de l'écoulement où les forces visqueuses commencent à dominer. Les champs de vitesse instantanée indiquent, quant à eux, la présence d'une vitesse maximale dans le panache de 1,1 m/s avec une oscillation du panache d'amplitude maximale 0,06 m à l'altitude $Z=0,9$ m.

Cette zone se développe jusqu'à une altitude $Z=1,2$ m, où les fluctuations de vitesse horizontale et verticale se rejoignent au niveau de l'axe vertical où elles représentent désormais 30% de la valeur de la vitesse moyenne. La présence d'une forte augmentation de la valeur de l'intensité turbulente à cette altitude confirme la présence d'une troisième zone où la turbulence est complètement établie jusqu'au niveau du plafond de la cuve. Dans cette région, le panache d'air chaud continue de s'épaissir dans la cuve. L'analyse de la vitesse instantanée révèle, à l'altitude $Z=1,7$ m, la présence d'une vitesse maximale dans le panache de 0,95 m/s avec une oscillation du panache d'amplitude maximale 0,1 m.

Dans une dernière région, à partir de l'altitude $Z=1,7$ m, les vitesses diminuent très rapidement à l'approche du plafond de la cuve et le panache continue de s'épaissir pour alimenter la couche limite qui se forme de part et d'autre de l'axe vertical à partir de l'altitude $Z=1,8$ m. Seule une forte augmentation de la fluctuation de vitesse horizontale est observable dans cette zone.

3.3.2 L'analyse du champ de mesure instantané

La figure 3.29 qui représente le champ de vitesse instantanée entre les abscisses $X=-0,13$ m et $X=0,1$ m et les altitudes $Z=0,86$ m et $Z=1,05$ m, à 3 instants non successifs montre l'apparition, à chaque instant, d'une vitesse maximale de 1,1 m/s dans l'écoulement à l'intérieur du panache. Cette vitesse maximale instantanée est 14% plus élevée que la vitesse moyenne maximale de 0,95 m/s observée à l'altitude $Z=0,9$ m. De plus, cette figure montre que le panache oscille autour de l'axe vertical, avec une amplitude maximale de 0,06 m à cette altitude, ce qui est responsable d'une vitesse moyenne maximale plus faible au niveau de l'axe vertical. Ce comportement ressemble à celui observé sur les panaches turbulents au dessus d'éléments chauffants dans un milieu infini [50]. Malheureusement, une analyse fréquentielle des vitesses instantanées horizontale et verticale au point de coordonnées $X=0$ m et $Z=0,9$ m, grâce à ces mesures PIV, ne permet pas de déterminer la période caractéristique à laquelle le panache pourrait osciller.

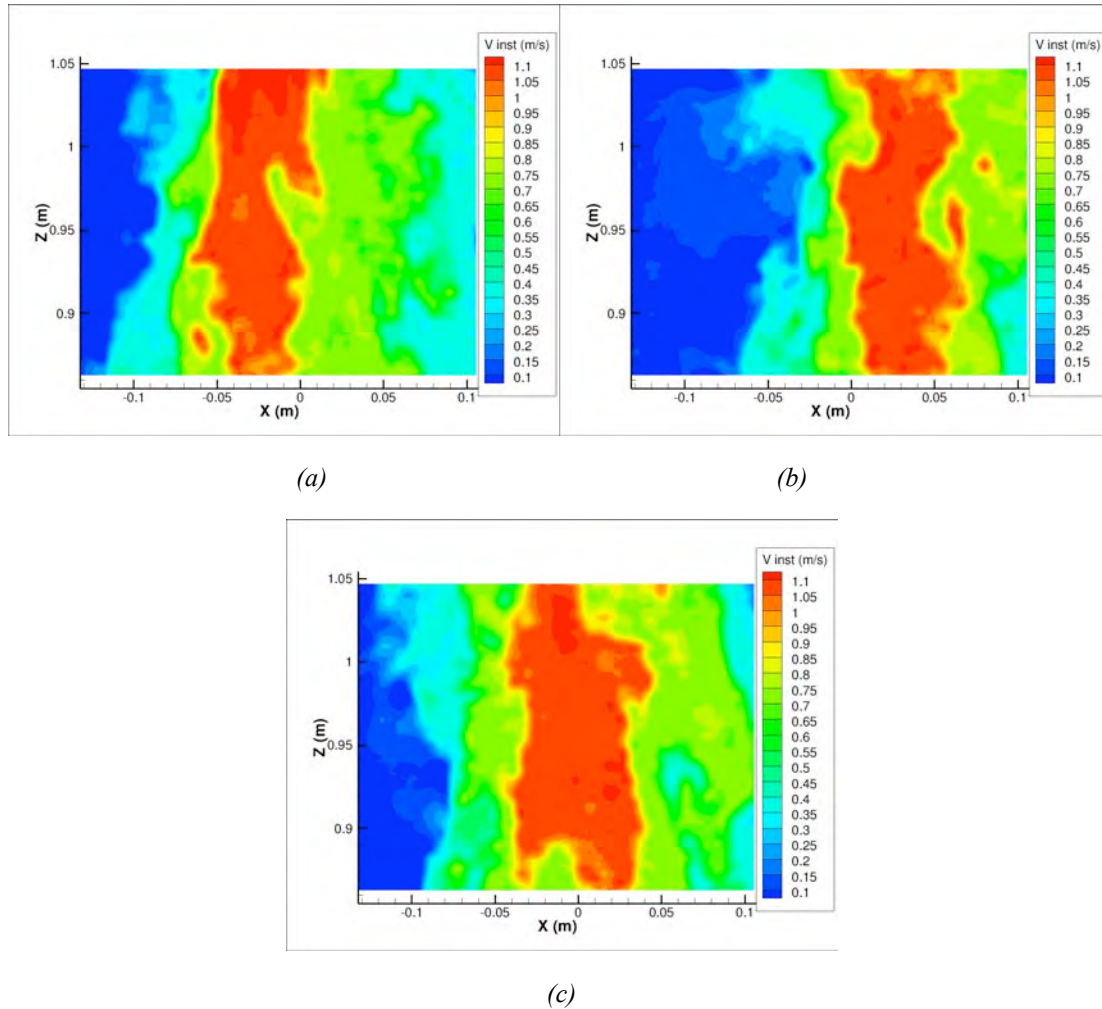


Fig 3.29 : 3 mesures PIV prises à 0,5 m au dessus de la maquette au niveau de son axe vertical à différents instants en configuration isotherme entre les abscisses $X=-0,13$ m et $X=0,1$ m et les altitudes $Z=0,86$ m et $Z=1,05$ m

La figures 3.30 qui représente le champ de vitesse instantanée entre les abscisses $X=-0,13$ m et $X=0,1$ m et les altitudes $Z=1,66$ m et $Z=1,85$ m, à 3 instants non successifs montrent que le panache est toujours situé près de l'axe de la maquette même au niveau du plafond et l'amplitude maximale de ces oscillations est de 0,1 m à une altitude $Z=1,7$ m (soit à 0,014 m du plafond de la cuve). La vitesse maximale dans le panache est de 0,95 m/s soit 27% plus élevée que la vitesse moyenne maximale mesurée à cette altitude. Là encore, aucune fréquence caractéristique n'a pu être mis en évidence dans l'écoulement et le panache oscille d'un côté à l'autre de l'axe vertical de manière instable.

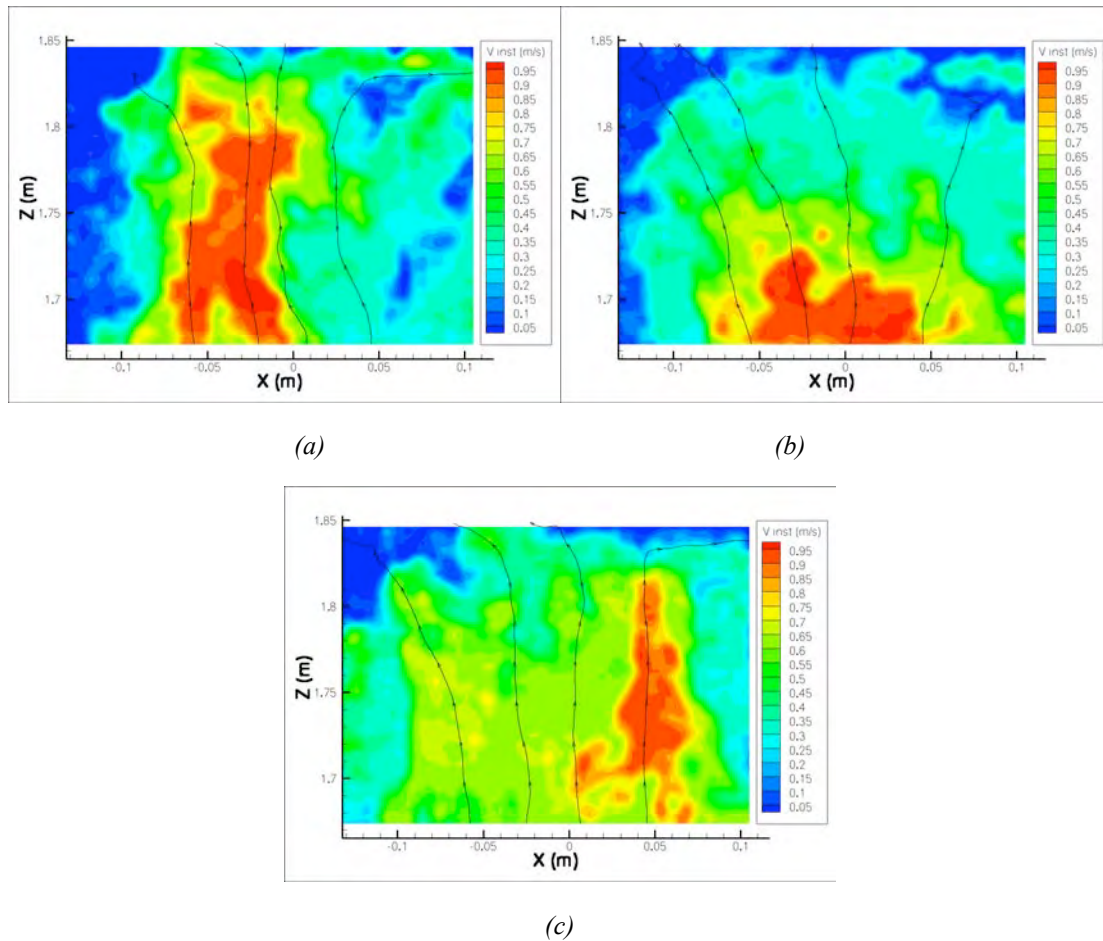


Fig 3.30 : 3 mesures PIV prises proche du plafond de la cuve au niveau de l'axe vertical de la maquette à différents instants en configuration isotherme entre les abscisses $X=-0,13$ m et $X=0,1$ m et les altitudes $Z=1,66$ m et $Z=1,85$ m

Conclusion

Cette étude de la convection naturelle autour de la maquette de la MIR, à l'aide de la mesure PIV 2D à 2 composantes, a permis d'analyser l'évolution des vitesses dans l'écoulement autour de l'élément chauffant, avec une distribution de température isotherme et non isotherme sur sa paroi. L'analyse de l'écoulement dans la configuration non isotherme reste très limitée à cause de la taille de la zone de mesure qui est beaucoup plus petite que dans la configuration isotherme.

Ce chapitre a analysé l'évolution des vitesses horizontales et verticales ainsi que des fluctuations de vitesses proche de l'élément chauffant et dans le panache d'air chaud. Cette analyse permettra de caractériser l'échange thermique entre la maquette de la MIR et l'air ambiant. Ces résultats serviront aussi à valider l'étude numérique réalisée avec la plateforme de calcul CEDRE de l'ONERA (chapitre 5).

L'analyse de ces mesures PIV a cependant fait apparaître un phénomène de « peak locking » qui perturbe les mesures de la vitesse verticale et provoque, dans certaines zones de l'écoulement, une erreur sur la valeur des fluctuations de la vitesse verticale dont l'amplitude ne peut malheureusement pas être correctement estimée.

Chapitre 4

Etude thermique de la maquette

Ce chapitre présente la détermination du coefficient d'échange de convection naturelle sur la maquette. Dans une première partie, des essais préliminaires permettent de fixer l'incertitude sur le calcul des nombres de Nusselt à la surface de l'élément chauffant.

Une deuxième partie présente l'évolution des nombres de Nusselt avec une distribution de température homogène et non homogène fixée sur la maquette à l'aide des thermocouples placés sous les films chauffants.

1 Essais préliminaires

Dans une première partie, la méthode utilisée pour obtenir le nombre de Nusselt local sur la maquette est détaillée, puis dans une deuxième partie, une mesure par thermographie infrarouge vérifie la valeur de la température mesurée à l'aide des thermocouples sur chaque bande chauffante.

Dans un dernier temps, une autre expérience, en changeant la température sur certaines bandes chauffantes, nous permet de définir la valeur de l'incertitude sur les nombres de Nusselt locaux et globaux obtenus sur la maquette.

1.1 Calcul du nombre de Nusselt local en paroi de la maquette

La maquette de la MIR est composée à sa surface de bandes chauffantes à flux constant et de thermocouples placés entre celles-ci et la structure en liège. Ces thermocouples mesurent, avec une incertitude d'environ 1°C (tolérance constructeur), la température de ces bandes chauffantes. De plus, chacune de ces bandes est reliée à un potentiomètre, ainsi la puissance électrique fournie à sa résistance chauffante est connue, ainsi que le flux électrique en utilisant les formules suivantes :

$$P_{elec} = U^2 \times \frac{R_1}{(R_1 + R_2)^2} \quad \text{et} \quad \phi_{elec} = \frac{P_{elec}}{S_{bande}} \quad (4.1)$$

Avec U la tension aux bornes du générateur, R_1 la résistance de la bande chauffante, R_2 la résistance du potentiomètre et S_{bande} la surface de la bande chauffante.

En connaissant la surface de chaque bande chauffante, la distribution du flux électrique est réglée directement en faisant varier la valeur de la résistance des potentiomètres. Ce flux électrique est dissipé uniquement sous forme thermique, de 3 manières différentes, par convection (ϕ_{conv} que l'on cherche à mesurer), par rayonnement (ϕ_{ray}) et par conduction (ϕ_{cond})

à l'intérieur de la maquette. En configuration isotherme (température uniforme sur la maquette), le flux de conduction est considéré nul.

Le calcul du flux de rayonnement suppose que la maquette de la MIR est placée dans une enceinte dont les propriétés sont celles d'un corps noir à la température du verre. Cette approximation est justifiée dans la mesure où la surface de la MIR (0,61 m²) est petite par rapport à la surface du verre (8 m²) dans la cuve. Les propriétés thermo-optiques des parois de la cuve ont alors une influence limitée sur le flux radiatif échangé par la MIR (10 % d'écart entre les parois d'un corps noir et des parois d'émissivité 0.1). Compte tenu de la faible émissivité de la surface des réchauffeurs (polis pour limiter les pertes par rayonnement), le rayonnement représente, dans tous les cas, au maximum 20 % du flux total. L'incertitude induite par la non prise en compte des propriétés réelles des parois de la cuve est donc inférieure à 2 %. Le flux de rayonnement s'écrit donc :

$$\phi_{ray}(i) = \varepsilon \sigma (T_{bande}^4(i) - T_{verre}^4) \quad (4.2)$$

Avec T_{bande} la température de la bande chauffante concernée, T_{verre} la température moyenne mesurée sur la paroi verticale en verre et ε l'émissivité de la bande chauffante ($\varepsilon=0,122$ pour toutes les bandes).

Le coefficient de convection s'écrit :

$$h(i) = \frac{\phi_{conv}(i)}{\Delta T} = \frac{(\phi_{elec}(i) - \phi_{ray}(i))}{\Delta T} \quad (4.3)$$

Avec $\Delta T = T_{bande} - T_{atmos}$ la différence entre la température moyenne de toutes les bandes T_{bande} et la température moyenne mesurée au niveau du peigne de thermocouple T_{atmos} .

Le nombre de Nusselt local s'écrit :

$$Nu(i) = \frac{h(i) \times D}{k_{air}} \quad (4.4)$$

$D=0,44$ m est la longueur caractéristique de la maquette (correspondant au diamètre de la sphère de surface équivalente ; voir chapitre 1) et k_{air} est la conductivité de l'air prise pour la

$$T_{ref} = \frac{T_{bande} + T_{atmos}}{2}$$

température

Connaissant la température sur les bandes chauffantes par lecture directe des thermocouples sur le logiciel de traitement LabView, la tension aux bornes du générateur est fixée lorsque la température souhaitée est atteinte sur la bande chauffante n°1 (bande chauffante située en bas de la maquette). En configuration isotherme, la bande chauffante n°1 entraîne uniquement l'air froid situé dans la partie basse de la cuve (démarrage de la couche limite). Une puissance électrique plus importante que sur les autres bandes doit donc lui être envoyée pour atteindre la température souhaitée. Ainsi, la valeur du potentiomètre, auquel elle est raccordée, est nulle.

La tension aux bornes du générateur étant désormais fixée, les potentiomètres, raccordés aux autres bandes chauffantes, sont réglés jusqu'à obtenir une température uniforme sur toute la paroi de la maquette. Cette étape est longue (plusieurs heures) car la température de l'air à l'intérieur de la cuve met longtemps à s'équilibrer.

Lorsque la température uniforme est atteinte, à $\pm 1^\circ\text{C}$ près, le générateur est coupé et la valeur de la résistance aux bornes de tous les potentiomètres est relevée à l'aide d'un ohmètre.

1.2 Mesures par thermographie infrarouge

Pour vérifier l'existence d'erreur sur la mesure de la température, prise sur la paroi de la maquette à l'aide des thermocouples, une expérience de thermographie infrarouge est réalisée dont le descriptif expérimental a été décrit dans le chapitre 2. La maquette n'est pas placée dans la cuve et la mesure de la température est perturbée par tout écoulement parasite présent dans la pièce.

Une température uniforme de 130°C sur la paroi de la maquette est fixée à l'aide de la lecture aux thermocouples. La figure 4.1 montre l'image infrarouge obtenue en visualisant la bande de peinture noire verticale (émissivité 0,92 et de largeur 1,5 cm) peinte sur les bandes chauffantes placée au milieu de la maquette. Cette bande de peinture noire est la même que celle utilisée, lors de l'expérience PIV, pour limiter les réflexions du laser sur la paroi de la maquette. Les thermocouples placés dans la maquette sont positionnés sur un autre méridien (voir chapitre 2).

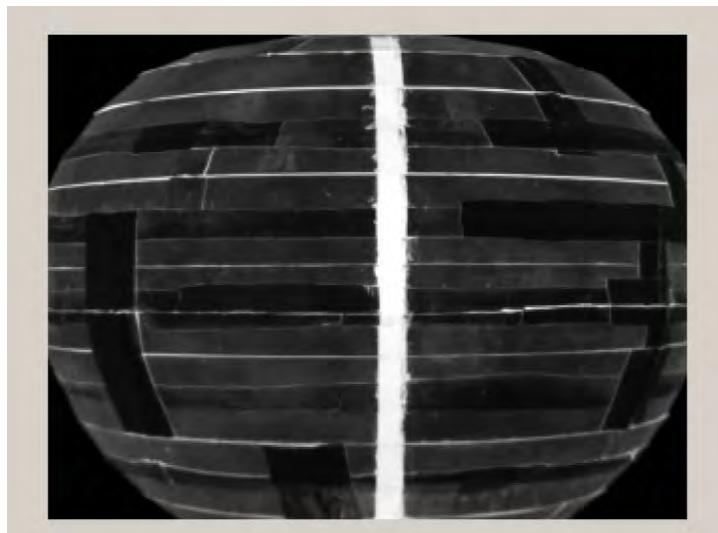


Fig 4.1 : Visualisation infrarouge du milieu de la maquette

La figure 4.2 montre l'évolution de la température mesurée par thermographie infrarouge et par lecture des thermocouples entre les bandes chauffantes n°4 et 14 lorsqu'une température de $132 \pm 2^\circ\text{C}$ est fixée sur les parois de la maquette à l'aide des thermocouples. Les bandes chauffantes n°1, n°2, n°3, n°15, n°16 et n°17 n'ont pas pu être correctement visualisées par thermographie infrarouge à l'aide du montage expérimental et leur température n'est pas reportée sur la figure 4.2. Les températures mesurées par thermographie infrarouge sont plus faibles que celles enregistrées par les thermocouples. L'émissivité de la peinture noire étant plus élevée que celle des bandes chauffantes, les pertes thermiques par rayonnement sont plus importantes et la température est plus basse au niveau de la bande de peinture noire. Une augmentation de la température est visible au niveau des bandes chauffantes n°9, n°10 et n°11 (de 117°C à 121°C), en regardant la distribution de la température mesurée par thermographie infrarouge. Le tableau 4.1 montre que l'écart entre les deux mesures de la température est d'environ $15\text{-}17^\circ\text{C}$ pour toutes les bandes chauffantes, sauf pour les bandes chauffantes n°9 n°10 et n°11 avec des écarts de température respectivement de $10,2^\circ\text{C}$, $10,4^\circ\text{C}$ et $12,4^\circ\text{C}$. Ces

écarts sont dus soit à un mauvais positionnement des thermocouples sur ces bandes chauffantes (leurs positions ont légèrement changé lors du montage), soit à une répartition moins uniforme de la température sur la surface des bandes chauffantes n°9, n°10 et n°11 (bandes chauffantes les plus longues).

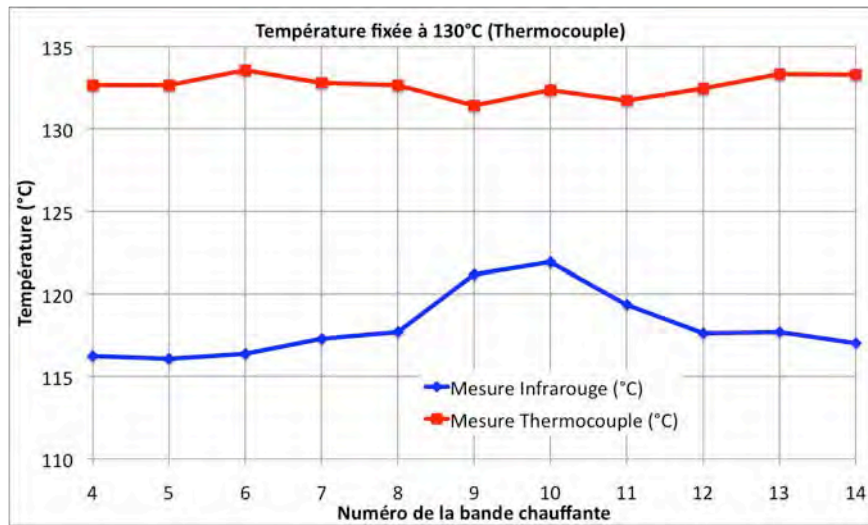


Fig 4.2 : Comparaison de la valeur de la température obtenue par lecture thermocouple et par mesure infrarouge pour une température de 130°C imposée par lecture thermocouple sur les parois de la maquette entre les bandes 4 et 14

Température fixée à 130°C (Thermocouple)			
N° de bande	Mesure Infrarouge (°C)	Mesure Thermocouple (°C)	Ecart Infrarouge-Thermocouple (°C)
4	116,3	132,7	-16,4
5	116,1	132,7	-16,6
6	116,4	133,6	-17,2
7	117,3	132,8	-15,5
8	117,7	132,7	-14,9
9	121,2	131,4	-10,2
10	121,9	132,4	-10,4
11	119,4	131,7	-12,4
12	117,6	132,5	-14,8
13	117,7	133,3	-15,6
14	117,0	133,3	-16,3

Tab 4.1 : Comparaison de la valeur de la température obtenue par lecture thermocouple et par mesure infrarouge pour une température de 130°C imposée par mesure infrarouge et par lecture thermocouple sur les parois de la maquette entre les bandes 4 et 14

Ces mesures par thermographie infrarouge ont permis d'identifier la présence d'erreur sur la mesure de la température à l'aide des thermocouples. En fixant une température uniforme à l'aide des thermocouples, la température mesurée par thermographie infrarouge sur la bande de peinture noire n'est pas uniforme. Un écart important de 5°C est observable sur les bandes n°8 et n°9 par rapport à la température observée sur les autres bandes.

Le fait de n'avoir réalisé cette expérience de thermographie infrarouge que pour une seule température de chauffe ne nous permet pas d'en déduire une estimation correcte de l'erreur sur la mesure de la température par les thermocouples.

De plus, les thermocouples ne sont pas placés à l'endroit où est réalisée la mesure par thermographie infrarouge. Pour obtenir la vraie valeur de l'écart entre la mesure thermocouple et la mesure infrarouge, la maquette aurait dû être peinte entièrement en noir pour voir si il existe des zones plus froides lorsqu'une température uniforme est fixée à l'aide des thermocouples sur sa paroi. Dans ce cas, la mesure par thermographie infrarouge aurait pu être réalisée directement à l'endroit où se trouvent les thermocouples pour obtenir la vraie valeur de l'écart entre les deux mesures de température.

1.3 Calcul de l'incertitude sur la valeur du nombre de Nusselt

L'expérience précédente a révélé qu'il existe une incertitude de l'ordre de 4 à 5°C sur la température réelle à la surface de certaines bandes chauffantes. Si un thermocouple indique une température plus basse que la température moyenne de la bande, l'utilisateur va augmenter la puissance électrique envoyée sur la bande pour obtenir la configuration isotherme sur toute la maquette, à l'aide des thermocouples. La bande chauffante concernée sera en réalité plus chaude que les autres bandes, et dans son bilan thermique, le flux de conduction ne sera plus nul et son impact sur les bandes chauffantes voisines ne peut pas être correctement estimé. Malgré les précautions prises lors de l'assemblage de la maquette, la proximité des bandes chauffantes n'a pas permis d'empêcher toute conduction entre les bandes. Ainsi, ce phénomène nous empêche de calculer directement une estimation de l'incertitude sur la valeur du nombre de Nusselt local à partir de l'erreur connue sur le réglage des potentiomètres et sur la valeur de la température mesurée par les thermocouples.

Une expérience est réalisée pour tenter de quantifier l'incertitude sur la valeur du nombre de Nusselt local. Celle-ci consiste à faire varier la résistance du potentiomètre sur les bandes chauffantes pour modifier localement la valeur de la température à sa surface et ainsi mesurer l'impact de cette manipulation sur la valeur du nombre de Nusselt local. Dans la configuration de chauffe isotherme de 120°C, la figure 4.4 montre l'apparition d'une très forte valeur du nombre de Nusselt local sur la bande chauffante n°1 et d'une forte augmentation du nombre de Nusselt local au niveau des bandes n°9 et n°10. Les bandes n°9 et n°10 font partie des 3 bandes chauffantes sur lesquelles un écart de température moins important est observé entre les mesures infrarouges et thermocouples sur la figure 4.2, dans l'expérience précédente. Plusieurs configurations sont réalisées en partant de la configuration de base qui est la maquette chauffée de manière isotherme à 120°C :

- Configuration 1 : la bande chauffante n°1 est réglée avec une température inférieure de 10°C par rapport au reste de la maquette. Il faut alors refixer la température sur les autres bandes chauffantes pour obtenir de nouveau une température de 120°C sur le reste de la maquette. La figure 4.3 qui compare cette nouvelle évolution du nombre de Nusselt local avec celle précédemment réalisée à 120°C, montre une réduction de 30% du nombre de Nusselt sur la bande n°1. Cependant, la valeur du nombre de Nusselt local n'est pas modifiée seulement sur la bande n°1, mais sur toutes les bandes chauffantes, avec une valeur du nombre de Nusselt local fortement réduite de 20%, 17% et 22% respectivement sur les bandes n°7, n°14 et n°16 (tableau 4.2). Ces bandes ne sont pas adjacentes à la bande de chauffe n°1, donc en plus d'un problème de conduction, il existe un problème de non répétabilité entre les mesures avec des écarts importants dans les valeurs du nombre de Nusselt local. En effet, en fixant une distribution de température identique à la configuration uniforme de 120°C sur le reste de la maquette, le nombre de Nusselt local se trouve fortement modifié à plusieurs positions éloignées de la bande chauffante n°1. Le nombre de Nusselt moyen, quant à lui, est réduit de 10% entre les 2 configurations.

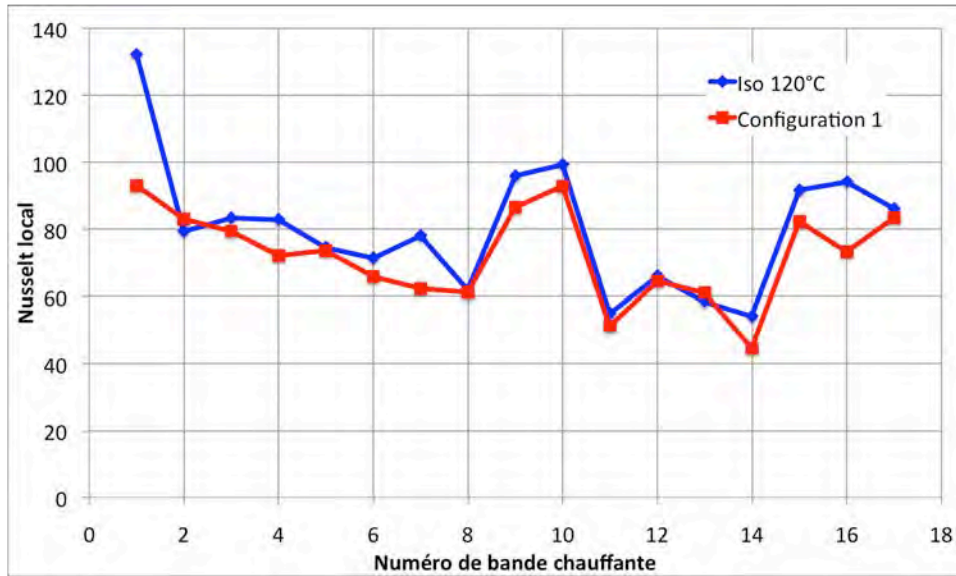


Fig 4.3 : Evolution du nombre de Nusselt local avec et sans la correction de température réalisée dans la configuration 1

- Configuration 2 : en partant de la configuration 1, la température à la surface de la bande n°9 (première bande verticale) est réduite de 5°C et comme dans la configuration précédente les autres bandes sont maintenues à la température de 120°C (sauf la bande n°1 à 110°C). La figure 4.4 présente une réduction très importante de 39% de la valeur du nombre Nusselt local de la bande n°9, tandis que le nombre de Nusselt moyen est seulement augmenté de 2,6% par rapport à la configuration 1. Cette réduction importante montre qu'il est très difficile de définir une incertitude pour le nombre de Nusselt local car sa valeur peut varier rapidement en changeant la température localement sur la maquette. Dans cette configuration, la valeur du nombre de Nusselt local augmente de 18%, 10% et 26% sur les bandes n°7, n°10 et n°14 par rapport à la configuration 1 (tableau 4.2). L'écart observable sur la bande n°10 est dû principalement à un problème de conductivité avec la bande n°9 dont la température a été réduite, tandis que l'écart sur les bandes n°7 et n°14 est encore une fois dû à un problème de non répétabilité entre les mesures.

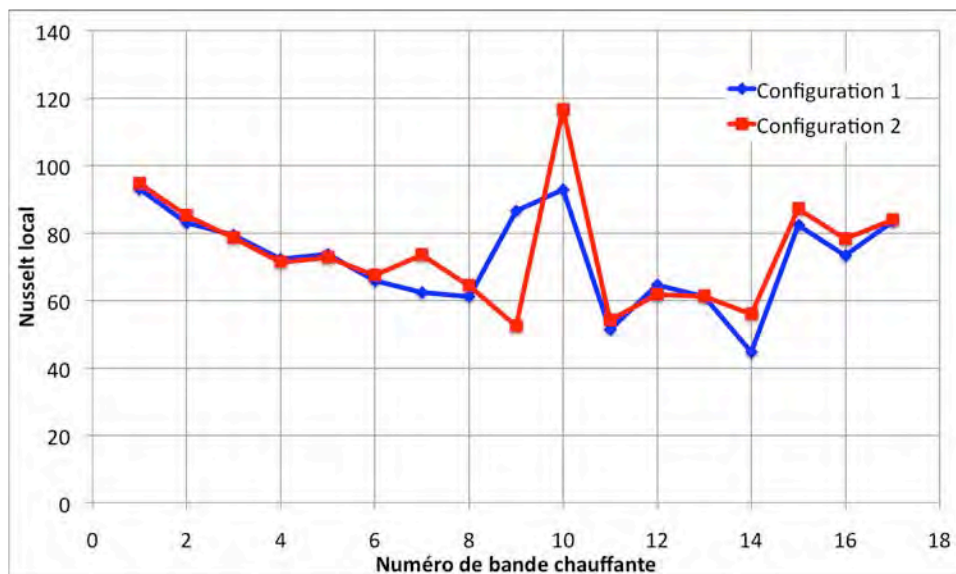


Fig 4.4 : Comparaison de l'évolution du nombre de Nusselt local dans la configuration 1 et dans la configuration 2

- Configuration 3 : en partant de la configuration 1, la température à la surface des bandes n°9 et 10 est réduite de 3°C. La figure 4.5 montre que les 2 pics, présents à mi hauteur de maquette, dans la configuration isotherme sont complètement réduits. La valeur des nombres de Nusselt local pour les bandes n°9 et n°10 est réduite de 19% tandis que la valeur du nombre de Nusselt global est réduite de seulement 0,3% par rapport à la configuration 1. Dans cette configuration, la valeur du nombre de Nusselt local augmente de 18%, 15% et 11% sur les bandes n°11, n°14 et n°16 et est réduite de 10% sur la bande n°13, par rapport à la configuration 1 (tableau 4.2). Là encore, l'écart observable sur la bande n°11 est dû principalement à un problème de conductivité avec les bandes n°9 et n°10 dont la température a été réduite, tandis que l'écart sur les bandes n°13, n°14 et n°16 est dû à un problème de non répétabilité entre les mesures.

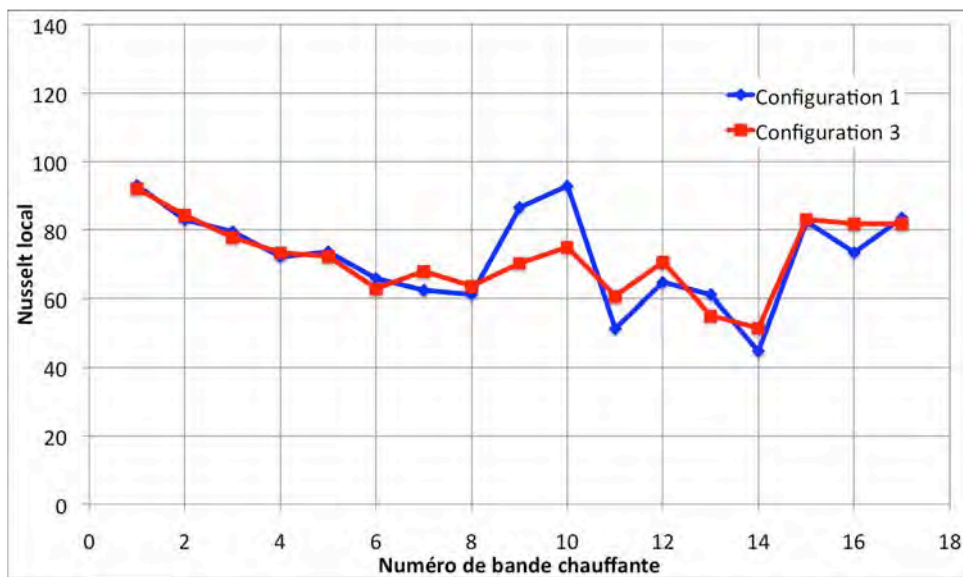


Fig 4.5 : Comparaison de l'évolution du nombre de Nusselt local dans la configuration 1 et dans la configuration 3

	Abs. Curv. (m)	N° Bande	Iso 120°C	Configuration 1	Ecart Config 1/ Iso 120°C (%)	Configuration 2	Ecart Config 2/ Config 1 (%)	Configuration 3	Ecart Config 3/ Config 1 (%)
Nusselt local	0,04	1	132	93	-30	95	2	92	-1
	0,10	2	79	83	5	85	3	84	2
	0,15	3	83	79	-5	79	-1	78	-2
	0,18	4	83	72	-13	71	-1	73	2
	0,22	5	74	74	-1	73	-1	72	-2
	0,25	6	71	66	-8	68	3	63	-5
	0,27	7	78	62	-20	74	18	68	9
	0,30	8	62	61	-1	64	5	64	4
	0,33	9	96	87	-10	52	-39	70	-19
	0,35	10	99	93	-7	117	26	75	-19
	0,38	11	55	51	-6	54	5	61	18
	0,40	12	66	65	-2	62	-4	71	9
	0,43	13	58	61	5	61	0	55	-10
	0,47	14	54	45	-17	56	26	51	15
	0,51	15	92	82	-10	87	6	83	1
	0,56	16	94	73	-22	78	7	82	11
	0,66	17	86	83	-3	84	1	82	-2
Nusselt moyen			78,6	71,0	-10	72,9	2,6	70,8	-0,3

Tab 4.2 : Comparaison du nombre de Nusselt local entre la configuration isotherme 120°C et les configurations 1, 2 et 3

Conclusion

Ces expériences montrent que 3 problèmes apparaissent dans les mesures visant à déterminer le nombre de Nusselt local sur la maquette :

- D'après l'expérience de thermographie infrarouge, un écart, allant jusqu'à 4 à 5°C, sur la valeur de la température mesurée par les thermocouples est observable sur les bandes chauffantes n°9 et n°10. Cet écart doit encore être vérifié en réalisant une expérience de thermographie infrarouge sur toute la maquette et pas seulement sur un seul méridien. Cependant en réduisant de seulement 3°C dans la configuration 3, la température sur ces 2 bandes par rapport à une configuration isotherme, la valeur du nombre de Nusselt local dans cette zone est très affectée par cette modification (environ 20% inférieure à la précédente valeur)
- En réduisant la température sur certaines bandes chauffantes, la valeur du nombre de Nusselt local sur les bandes chauffantes à proximité est très affectée par cette modification, notamment dans la configuration 2 où la valeur du nombre de Nusselt sur la bande n°10 est augmenté de 26% et dans la configuration 3 où la valeur du nombre de Nusselt local est augmenté de 18% par rapport à la configuration 1. Ce problème est dû à un problème de conductivité entre les bandes.
- Sur certaines bandes chauffantes qui ne se trouvent pas à proximité de bandes dont la valeur de la température a été modifiée, des différences allant jusqu'à 26% de la valeur du nombre de Nusselt local sont observables par rapport à la configuration isotherme. Ce phénomène est dû à un problème de non répétabilité des mesures de température à l'aide des thermocouples et aussi des mesures de résistance aux bornes des potentiomètres.

Faute de temps, une expérience mesurant l'impact d'une réduction de la température sur la valeur du nombre de Nusselt local n'a pas pu être réalisée sur d'autres bandes chauffantes. L'incertitude déduite de ces expériences est donc de $\pm 25\%$ sur la valeur du nombre de Nusselt local. Cette valeur correspond environ à l'écart maximal observé sur la valeur du nombre de Nusselt local sur certaines bandes chauffantes dont la valeur de la température n'a pas été modifiée et qui ne trouvent pas à proximité d'une bande dont la valeur de la température a été modifiée.

Le nombre de Nusselt moyen, quand à lui, est aussi affecté par la réduction de la température sur la bande n°1 avec une diminution de 10% de sa valeur, tandis qu'en réduisant la température sur les autres bandes chauffantes, sa valeur diminue très peu (<3%). L'incertitude déduite de ces expériences est de $\pm 10\%$ sur la valeur du nombre de Nusselt moyen (diminution entre la configuration 1 et la configuration isotherme). Faute d'expériences complémentaires, nous en avons déduit cette incertitude même si l'expérience a montré qu'une réduction de la température, sur les bandes chauffantes autres que la bande n°1, n'affecte quasiment pas sa valeur. Lorsqu'une puissance électrique trop importante est injectée sur une bande chauffante, une partie de cette puissance va être fournie par conduction aux bandes chauffantes qui l'entourent. Ainsi, l'incertitude sur le nombre de Nusselt moyen est moins importante que celle pour le nombre de Nusselt local car les puissances injectées sur les bandes s'équilibrent sur toute la maquette.

Ces incertitudes sur la valeur des nombres de Nusselt locaux et moyens sont appliquées pour tous les résultats présentés dans la suite de ce mémoire.

2 Le nombre de Nusselt

Pour étudier le coefficient de convection autour des parois de la maquette, 2 distributions de température sont fixées au niveau des bandes chauffantes, une isotherme et l'autre non isotherme avec seulement le haut de la maquette chauffé.

2.1 Les configurations de température isotherme

Une distribution de température isotherme est appliquée sur la maquette pour analyser l'évolution du nombre de Nusselt local. Ces résultats sont comparés avec ceux obtenus sur des sphères chauffées avec une distribution de température homogène sur leur surface.

Le nombre de Nusselt moyen sur la maquette, calculé pour différentes températures de chauffe et donc pour des nombres de Rayleigh différents, est comparé aux corrélations du nombre de Nusselt de Churchill pour la sphère isotherme et aux corrélations utilisées par le CNES (voir chapitre 1).

2.1.1 Le Nusselt local

La maquette de la MIR est chauffée, avec une distribution de température uniforme sur sa paroi, à des températures comprises entre 50°C et 180°C. En dessous de 50°C, la différence de température entre les parois de la maquette et le milieu ambiant ne permet pas de régler correctement les potentiomètres et la valeur du nombre de Nusselt local ne peut pas être calculée. Au delà de 185°C sur la paroi, certaines bandes chauffantes coupent à cause de la limitation de chauffe qui est de 190-200°C. Durant toute l'expérience, le plafond de la cuve est maintenu à une température de 20°C.

Les tableaux 4.3 et 4.4 présentent l'évolution du nombre de Nusselt local sur l'abscisse curviligne, le long d'un méridien de la maquette pour les différentes températures de chauffe. La valeur de la température moyenne mesurée sur le peigne thermocouple T_{atmos} , la température moyenne mesurée sur les parois de verre T_{verre} , la valeur ΔT de l'écart entre la température moyenne sur la maquette T_p et la température T_{atmos} , ainsi que le nombre de Nusselt moyen sont exposés dans ce tableau. La valeur du nombre de Rayleigh augmente entre les températures 50°C et 130°C et se stabilise autour de la valeur $Ra=3,55.10^8$, entre les températures de chauffe 130°C et 180°C, même si la température sur la paroi de la maquette augmente. Bien que la température augmente, à partir de 130°C, le nombre de Rayleigh n'augmente pas à cause des propriétés thermiques de l'air (ρ , λ , μ) qui changent lorsque la température est modifiée.

	N° Bande	Abs. Curv. (m)	Ra=1,79.10 ⁸	Ra=2,15.10 ⁸	Ra=2,82.10 ⁸	Ra=3,26.10 ⁸	Ra=3,37.10 ⁸
			(50°C)	(60°C)	(80°C)	(100°C)	(120°C)
Nusselt local	1	0,04	108	109	122	124	132
	2	0,10	65	65	74	76	79
	3	0,15	67	69	77	80	83
	4	0,18	67	68	77	80	83
	5	0,22	57	61	69	71	74
	6	0,25	58	55	66	68	71
	7	0,27	62	65	72	75	78
	8	0,30	49	51	57	59	62
	9	0,33	81	81	92	92	96
	10	0,35	81	79	91	95	99
	11	0,38	48	47	53	53	55
	12	0,40	48	51	61	63	66
	13	0,43	53	53	54	58	58
	14	0,47	38	42	47	51	54
	15	0,51	63	63	79	88	92
	16	0,56	60	65	80	86	94
	17	0,66	60	61	75	83	86
Tatmos (°C)			23,5	25,4	26,7	28,1	31,5
Tverre (°C)			23,8	24,1	25,2	26,1	27,7
Delta T (°C)			26,6	34,9	53,2	72,0	89,2
Nusselt moyen			61,4	62,8	71,9	75,0	78,6

Tab 4.3 : Nombre de Nusselt local obtenu en imposant des températures uniformes de 50°C, 60°C, 80°C, 100°C et 120°C sur les parois de la maquette

	N° Bande	Abs. Curv. (m)	Ra=3,56.10 ⁸	Ra=3,53.10 ⁸	Ra=3,57.10 ⁸	Ra=3,55.10 ⁸
			(130°C)	(140°C)	(160°C)	(180°C)
Nusselt local	1	0,04	139	131	130	133
	2	0,10	79	78	75	76
	3	0,15	88	83	82	83
	4	0,18	86	82	81	79
	5	0,22	75	73	70	67
	6	0,25	78	71	65	71
	7	0,27	82	77	75	75
	8	0,30	69	65	61	64
	9	0,33	98	95	94	96
	10	0,35	98	98	97	100
	11	0,38	63	56	54	56
	12	0,40	73	69	67	69
	13	0,43	59	55	45	56
	14	0,47	55	54	46	53
	15	0,51	106	102	93	95
	16	0,56	105	89	91	93
	17	0,66	100	82	85	89
Tatmos (°C)			30,7	33,5	36,0	38,0
Tverre (°C)			27,2	29,3	32,2	33,8
Delta T (°C)			99,3	106,7	124,8	142,6
Nusselt moyen			83,4	78,4	75,2	77,8

Tab 4.4 : Nombre de Nusselt local obtenu en imposant des températures uniformes de 130°C, 140°C, 160°C et 180°C sur les parois de la maquette

Les figures 4.6, 4.7 et 4.8 présentent l'évolution du nombre de Nusselt local en fonction de l'abscisse curviligne sur un méridien de la maquette, avec l'incertitude de 25% sur la mesure du nombre de Nusselt local tracée uniquement pour les températures 60°C, 120°C et 160°C. L'évolution du nombre de Nusselt local déduite de la relation 1.39 de Churchill (chapitre 1), pour une sphère isotherme de diamètre $D=0,44$ m, est aussi tracée sur les figures 4.6 et 4.8 pour les nombres de Rayleigh $Ra=2.10^8$ et $Ra=3,5.10^8$. Cette relation donne la valeur du nombre de Nusselt local uniquement en régime laminaire autour de la sphère isotherme.

A l'abscisse curviligne 0,04 m (bande chauffante n°1), toutes les figures montrent la présence d'une valeur du nombre de Nusselt local très importante qui diminue en moyenne de 40% au niveau de l'abscisse 0,1 m pour toutes les températures de chauffe. La bande chauffante n°1 entraîne l'air froid et immobile situé en dessous de la maquette (l'endroit où la couche limite démarre), donc la valeur de l'échange thermique convectif est plus importante sur cette bande. Dans le cas de la sphère chauffée [54] ou de l'hémisphère chauffé orienté vers le bas [62], une couche limite est déjà présente tout en bas de l'élément chauffant (angle 0°). Notre cas se rapproche de la plaque plane verticale chauffée [30] où la couche limite démarre en bas de l'élément chauffant avec l'apparition d'un « pic » sur la valeur du nombre de Nusselt local à cette position. Il n'apparaît donc pas ce « pic » sur la valeur du nombre de Nusselt local, à cette position, dans ces études.

Entre les abscisses 0,1 m et 0,47 m, la valeur du nombre de Nusselt local diminue en moyenne lentement sur toutes les figures comme dans le cas de la sphère chauffée isotherme, sauf au niveau des abscisses 0,33 m et 0,35 m (bande chauffante n°9 et 10). A ces positions, la valeur du nombre de Nusselt augmente fortement en moyenne, pour toutes les températures de chauffe, de 35% par rapport à la valeur du nombre de Nusselt local calculée sur la bande précédente. Cette forte augmentation est expliquée, dans la partie précédente, par une erreur sur la mesure de la température sur ces bandes et par un problème de conduction.

Au niveau de l'abscisse 0,51 m (bande chauffante n°15), le nombre de Nusselt local augmente fortement (45% en moyenne) et entre les abscisses 0,51 m et 0,66 m le nombre de Nusselt local diminue lentement jusqu'au sommet de la maquette.

Pour les températures de chauffe de 140°C, 160°C et 180°C, dont le nombre de Rayleigh est quasiment identique, la valeur du nombre de Nusselt ne varie quasiment pas. Les résultats sont reproductibles avec une incertitude inférieure à celle mesurée dans la partie précédente. De plus, entre les abscisses 0,1 m et 0,47 m, la valeur du nombre de Nusselt local déduite de la relation 1.39 de Churchill en régime laminaire pour la sphère est en bon accord avec notre expérience (au incertitude près et sans prendre en compte les bandes n°9 et n°10). D'après cette observation et l'étude de la fluctuation de vitesse dans la couche limite autour de la maquette réalisée dans le chapitre 3, l'écoulement est laminaire autour de la maquette jusqu'à l'abscisse 0,47 m (ce qui correspond à l'altitude $Z=0,36$ m).

De plus, les nombres de Nusselt locaux étant identiques à la corrélation de Churchill jusqu'à cette abscisse, cela implique que la géométrie de la MIR (« forme de goutte d'eau ») n'est pas responsable de l'apparition d'une évolution du nombre de Nusselt local différente de celle de la sphère dans cette région de l'écoulement.

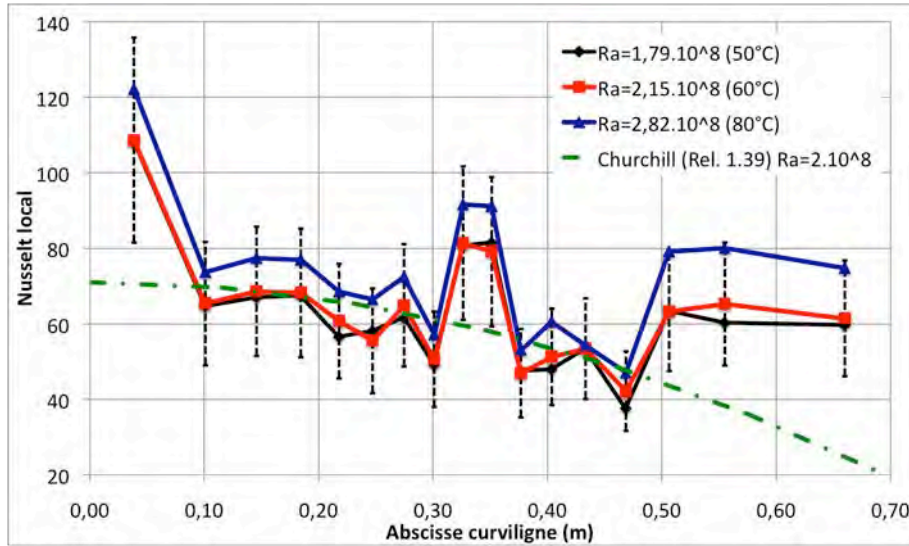


Fig 4.6 : Evolution du nombre de Nusselt local obtenu en imposant des températures uniformes de 50°C, 60°C et 80°C sur les parois de la maquette et l'évolution du nombre de Nusselt local déduite de la relation 1.39 de Churchill pour $Ra=2.10^8$

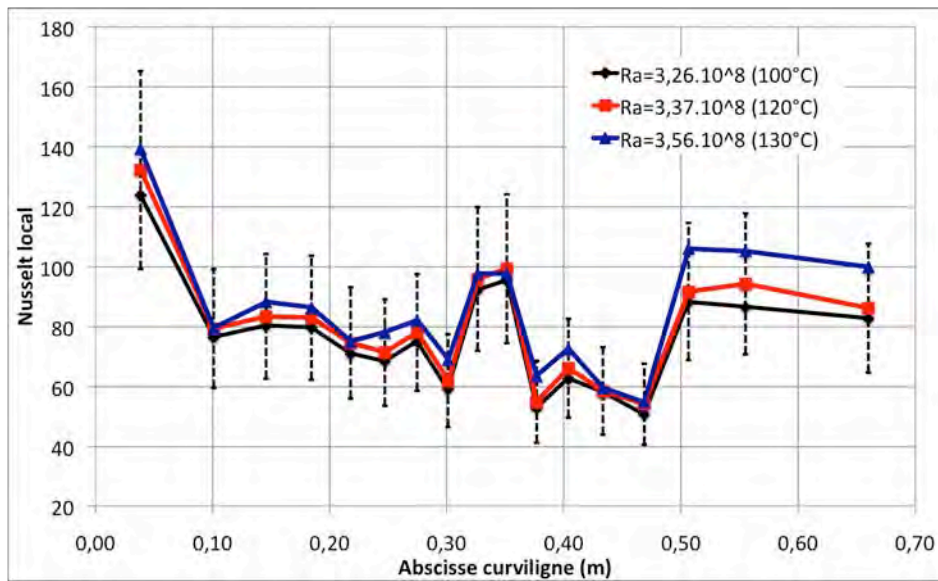


Fig 4.7 : Evolution du nombre de Nusselt local obtenu en imposant des températures uniformes de 100°C, 120°C et 130°C sur les parois de la maquette

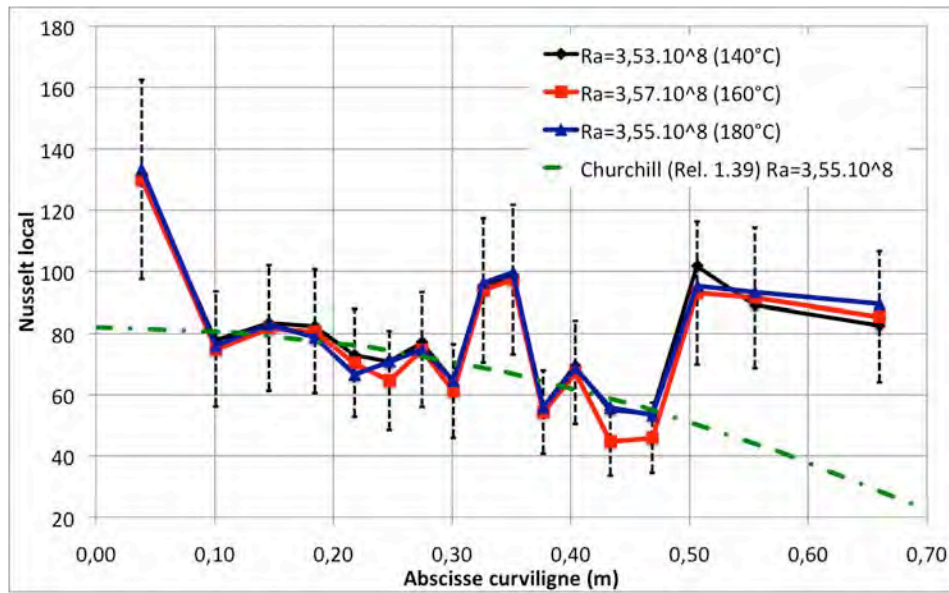


Fig 4.8 : Evolution du nombre de Nusselt local obtenu en imposant des températures uniformes de 140°C, 160°C et 180°C sur les parois de la maquette l'évolution du nombre de Nusselt local déduite de la relation 1.39 de Churchill pour $Ra=3,5.10^8$

Par contre, la relation 1.39, ne décrit pas l'augmentation du nombre de Nusselt local observée entre les abscisses 0,51 m et 0,66 m. D'après l'étude de Churchill sur la sphère chauffée isotherme, pour des nombres de Rayleigh équivalents, une augmentation brusque de la valeur du nombre Nusselt est visible à partir de l'angle 160° sur la figure 1.19. En considérant une sphère de diamètre 0,44 m, cette augmentation du nombre de Nusselt local apparaît à l'abscisse curviligne 0,58 m sur un méridien de la sphère. Dans notre étude, la géométrie de la maquette et/ou la présence des irrégularités à sa surface sont responsables de cette brusque augmentation du nombre de Nusselt local plus tôt sur la maquette.

Dans l'expérience sur un hémisphère chauffé isotherme orienté vers le haut [62], pour des nombres de Rayleigh équivalents, la taille de la couche limite thermique au dessus de l'hémisphère augmente. Cela provoque une diminution de l'échange thermique convectif, puis l'écoulement se sépare de la paroi de l'élément chauffant à l'endroit où le nombre de Nusselt local atteint un minimum. Une boucle de recirculation apparaît ainsi au sommet de l'hémisphère entre la séparation de l'écoulement et l'axe vertical de l'élément chauffant. Cette boucle de recirculation est aussi visible dans les études numériques sur des sphères de Jia et Gogos [56, 57] pour des nombres de Rayleigh équivalents. Cette recirculation de l'écoulement s'accompagne d'une brusque augmentation de l'échange thermique convectif très proche du sommet de l'hémisphère (figure 1.16). Cette augmentation du nombre de Nusselt local apparaît beaucoup plus tard que dans notre étude (seulement 10° avant le sommet de l'hémisphère). Dans ce cas, l'écoulement est laminaire au sommet de l'hémisphère pour $Ra=6.10^8$.

Or, dans notre cas, l'analyse des champs PIV n'a pas révélé la présence d'une recirculation de l'écoulement au dessus de la maquette donc cette augmentation du nombre de Nusselt local, observée au niveau de la bande chauffante n°15, n'est pas provoqué par l'apparition d'une boucle de recirculation au sommet de la maquette. L'analyse des champs de mesure PIV (chapitre 3) a montré l'apparition d'une structure spécifique de l'écoulement qui se sépare de la paroi de la maquette à différentes positions à cause des irrégularités présentes à sa surface et dont une partie se recolle à la paroi pour longer celle ci jusqu'à l'axe verticale de la maquette. Les irrégularités présentes à la surface de la maquette conduisent l'écoulement à devenir turbulent proche des parois de la maquette.

L'expérience réalisée par Kitamura en 1999 [63] pour observer la transition laminaire-turbulent sur un cylindre placé dans une cavité montre une augmentation significative de la valeur du Nusselt local dans la zone de transition (voir figure 1.17). Cette étude montre la présence de détachements tourbillonnaires sur le cylindre qui se recollent ensuite à la paroi sous l'effet de la turbulence. Dans notre expérience, l'écoulement devenu turbulent conduit à une augmentation de l'échange thermique entre la paroi chauffée et l'air ambiant, au niveau du sommet de la maquette. Ce phénomène explique la structure de l'écoulement (mesures PIV) et le fait que la valeur du nombre de Nusselt local soit plus importante sur les figures 4.6, 4.7 et 4.8 pour les 3 bandes chauffantes consécutives situées au sommet de la maquette. L'écoulement est devenu turbulent autour de la maquette à partir de l'abscisse 0,50 m.

2.1.2 Le Nusselt moyen

Les nombres de Nusselt moyens calculés sur toute la maquette, pour les différentes températures de chauffe, sont tracés en fonction du nombre de Rayleigh sur la figure 4.9 et sont comparés avec la corrélation de Churchill (relation 1.37) pour la sphère isotherme et avec la corrélation utilisée par le CNES (relation 1.20) pour mesurer l'altitude du ballon (voir chapitre 1).

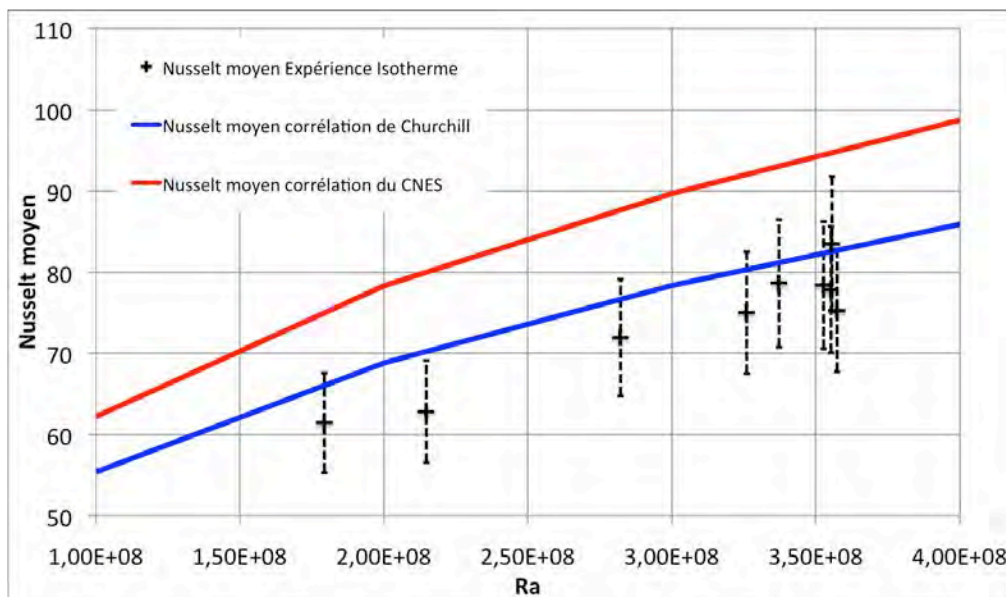


Fig 4.9 : Comparaison du nombre de Nusselt moyen expérimental avec la corrélation du nombre de Nusselt de Churchill pour la sphère isotherme et celle utilisée par le CNES

D'après le tableau 4.5, les nombres de Nusselt moyens calculés dans l'expérience sont inférieurs, d'environ 6% en moyenne, aux nombres de Nusselt donnés par la corrélation de Churchill. Pour la température de chauffe de 130°C, contrairement aux autres températures de chauffe, la différence entre l'expérience et la corrélation de Churchill est quasiment nulle. L'expérience avec la température 130°C a été réalisée avant la campagne de mesure PIV, lors de laquelle il y a eu plusieurs montages et démontages de la maquette pour nettoyer la cuve. Les autres températures de chauffe ont été réalisées à la suite, pendant la même semaine, sans que la maquette ne sorte de la cuve. Il apparaît que le fait d'avoir manipulé la maquette est modifié certains paramètres dans l'expérience, sans qu'on ne puisse identifier lesquels. Cependant l'écart notable entre la valeur du nombre de Nusselt moyen pour cette température

et la valeur des autres nombres de Nusselt moyen pour des nombres de Rayleigh quasiment identiques (environ 6% de différence) est néanmoins compris dans l'incertitude de 10% fixée sur le nombre de Nusselt moyen. Une différence beaucoup plus forte, d'environ 18% en moyenne, apparaît entre le nombre de Nusselt moyens de l'expérience et ceux donnés par les corrélations utilisées par le CNES.

	Nusselt moyen Expérience Isotherme	Nusselt moyen corrélations de Churchill	Ecart Exp/Churchill (%)	Nusselt moyen corrélations du CNES	Ecart Exp/CNES (%)
$Ra=1,79.10^8$ (50°C)	61,4	66,5	-7,6	75,6	-18,7
$Ra=2,15.10^8$ (60°C)	62,8	70,4	-10,8	80,2	-21,7
$Ra=2,82.10^8$ (80°C)	71,9	76,8	-6,3	87,9	-18,2
$Ra=3,26.10^8$ (100°C)	75,0	80,4	-6,8	92,2	-18,7
$Ra=3,37.10^8$ (120°C)	78,6	81,3	-3,3	93,3	-15,7
$Ra=3,56.10^8$ (130°C)	83,4	82,7	0,9	94,9	-12,1
$Ra=3,53.10^8$ (140°C)	78,4	82,5	-5,0	94,7	-17,2
$Ra=3,57.10^8$ (160°C)	75,2	82,8	-9,2	95,1	-20,9
$Ra=3,55.10^8$ (180°C)	77,8	82,7	-5,8	94,9	-18,0

Tab 4.5 : Comparaison du nombre de Nusselt moyen expérimental avec la corrélation du nombre de Nusselt de Churchill pour la sphère isotherme et celle utilisée par le CNES

Les nombres de Nusselt moyens sont donc quasiment identiques à la corrélation de Churchill pour des nombres de Rayleigh et de Prandtl équivalents, sachant que l'incertitude retenue sur la valeur du nombre de Nusselt moyen est de 10%. Pourtant, la valeur du nombre de Nusselt local sur la bande n°1 est plus élevée et l'augmentation brusque du nombre de Nusselt local intervient plus tôt sur un méridien de la maquette dans l'expérience par rapport à la sphère isotherme. Ces différences ne sont néanmoins pas responsables d'une valeur plus importante du nombre de Nusselt moyen dans ce cas par rapport à la sphère. Hors, dans la littérature, peu d'expériences font apparaître une étude du transfert de chaleur juste au sommet de la sphère en convection naturelle, pour des nombres de Rayleigh équivalents. Les résultats obtenus dans cette étude n'ont donc pas pu être comparés avec une autre étude sur la sphère chauffée isotherme.

Conclusion

L'évolution du nombre de Nusselt local présente quelques singularités par rapport à l'évolution du nombre de Nusselt local observée sur des sphères isothermes pour des nombres de Rayleigh équivalents. Notamment, sur la bande n°1, il apparaît localement une très forte augmentation du nombre de Nusselt à cause du démarrage de la couche limite. A partir de la bande n°15, une brusque augmentation du nombre de Nusselt confirme ce qui a été observé en PIV, c'est à dire que l'écoulement est devenu turbulent au niveau du sommet de la maquette.

Le nombre de Nusselt moyen est, quant à lui, quasiment identique à celui calculé par la corrélation de Churchill pour des nombres de Rayleigh et de Prandtl équivalents. L'incertitude étant de 25%, le nombre de Nusselt local sur toute la maquette peut presque être uniquement remplacé par la valeur du nombre de Nusselt moyen calculée par la corrélation de Churchill pour la sphère isotherme (figure 10), sauf localement pour la bande n°1.

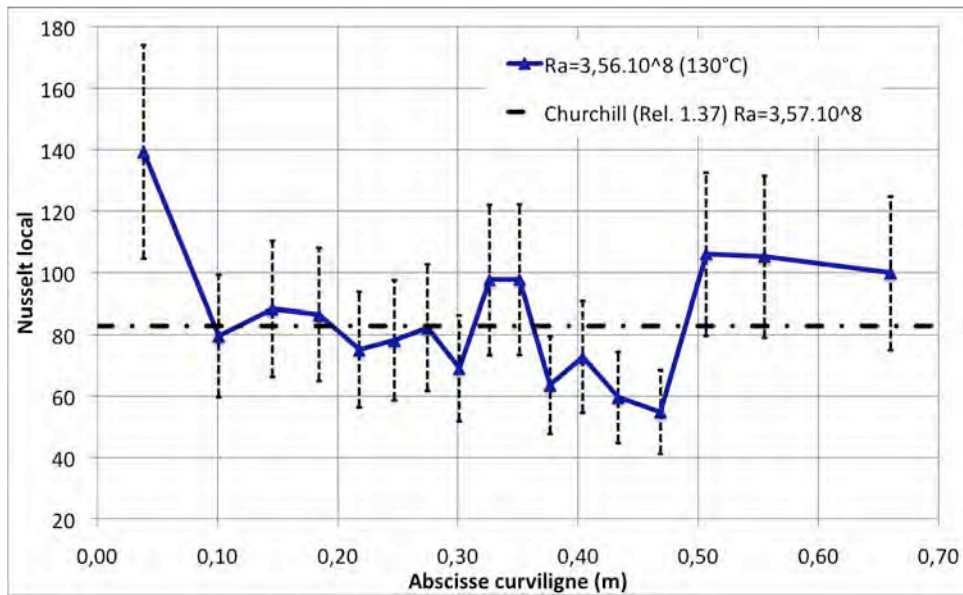


Fig 4.10 : Comparaison du nombre de Nusselt local expérimental pour 130°C avec la corrélation du nombre de Nusselt moyen de Churchill pour la sphère isotherme (Rel. 1.37) pour $Ra=3,57.10^8$

2.2 Les configurations de température non isotherme

Une autre expérience est réalisée en imposant une distribution de température non isotherme sur la maquette. Cette distribution de température, avec seulement le haut de la maquette chauffé, est plus représentative de la distribution de température non homogène rencontrée par la MIR lors de son vol. Là encore, le nombre de Nusselt moyen sur la maquette, obtenu pour différentes températures de chauffe et donc pour des nombres de Rayleigh différents, est comparé aux corrélations du nombre de Nusselt de Churchill pour la sphère isotherme et aux corrélations utilisées par le CNES.

2.2.1 Le calcul du nombre de Nusselt

En configuration non isotherme, une puissance électrique n'est envoyée qu'aux 9 bandes chauffantes situées dans la partie haute de la maquette (de la bande chauffante n°9 à la n°17). Une température identique est imposée sur ces 9 bandes chauffantes en réalisant le même réglage que dans la partie précédente. La bande chauffante n°9, entraînant maintenant l'air froid contenu dans la partie basse de la cuve, fixe la tension aux bornes du générateur.

La mesure de la température à l'aide des thermocouples montre que certaines bandes chauffantes sur lesquelles aucun courant n'est envoyé se mettent à chauffer. Les températures mesurées sur les bandes chauffantes n°7 et n°8 sont respectivement de 48°C et de 75°C tandis que la température ambiante est de 28°C (figure 4.11). Une partie de la puissance électrique envoyée sur la bande chauffante n°9 est dissipée par conduction thermique vers les bandes chauffantes situées plus bas. La valeur du nombre de Nusselt sur cette bande est donc affectée par ce phénomène.

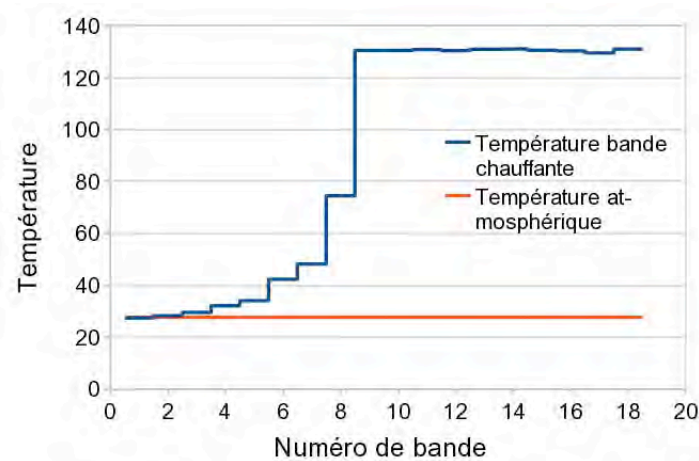


Fig 4.11 : Evolution de la température sur chaque bande chauffante lorsque seules les bandes de 9 à 17 reçoivent un courant électrique

Pour corriger la valeur du nombre de Nusselt sur la bande n°9, la conduction est prise en compte dans la formule utilisée pour calculer le coefficient de convection. Celle-ci s'écrit désormais :

$$h(i) = \frac{\phi_{conv}(i)}{\Delta T} = \frac{(\phi_{elec}(i) - \phi_{ray}(i) - \phi_{cond}(i))}{\Delta T} \quad (4.5)$$

L'expérience précédente (cas isotherme) a permis de calculer les coefficients de convection sur chacune des bandes chauffantes pour plusieurs températures de chauffe comprises entre 50°C et 180°C, avec une distribution de température isotherme sur la maquette. Connaissant ces valeurs, une régression linéaire est réalisée pour connaître l'évolution du coefficient de convection en fonction de la température sur chaque bande chauffante lorsque la maquette est chauffée de configuration isotherme. Ainsi, on calcule le flux de convection dissipé par les bandes chauffantes situées en dessous de la bande n°9 en connaissant leur température. Le flux de conduction sur la bande n°9 est égal à la somme des flux de convection et des flux de rayonnement calculés sur les bandes inférieures. Bien que la valeur du flux de convection calculée sur les bandes inférieures ne doit pas exactement correspondre à la réalité, cette correction donne une valeur plus proche du coefficient de convection réel sur la bande chauffante n°9.

Toutes les évolutions du nombre de Nusselt local sont corrigées dans la suite de ce mémoire, pour la configuration non-isotherme, en prenant en compte la conduction, dans le bilan thermique, sur la bande n°9. De plus, on considère qu'il n'y a pas de corrections à apporter aux autres bandes, bien que cette hypothèse ne soit pas vérifiable.

2.2.2 Le Nusselt local

Dans la configuration non isotherme, à la tension d'alimentation maximale, la bande n°9 (première bande de chauffe) atteint une température de 130°C et non de 180°C comme dans le cas isotherme. Cette limite s'explique en partie à cause de la puissance perdue par conduction vers les bandes du bas qui ne reçoivent pas de courant. Toutes les températures étudiées dans la partie précédente ne pourront pas être reproduites.

Le tableau 4.6 présente l'évolution du nombre de Nusselt local entre les abscisses curvilignes 0,33 m et 0,66 m, le long d'un méridien de la maquette pour les différentes températures de chauffe. La valeur de la température T_{atmos} , la température T_{verre} , la valeur ΔT de l'écart entre la température moyenne sur la maquette (y compris les bandes non chauffées) T_p et la température T_{atmos} , ainsi que le nombre de Nusselt moyen sont exposés dans ce tableau. Les nombres de Rayleigh sont inférieurs à ceux rencontrés dans la configuration isotherme car ceux ci sont calculés en prenant la température moyenne sur toute la maquette T_p . Pour le calcul du nombre de Nusselt moyen, la valeur du nombre de Nusselt sur les bandes situées dans la partie non chauffées est ajoutée au calcul.

	N° Bande	Abs. Curv. (m)	Ra=1,16.10 ⁸	Ra=1,45.10 ⁸	Ra=1,95.10 ⁸	Ra=2,37.10 ⁸	Ra=2,68.10 ⁸	Ra=2,85.10 ⁸
			(50°C)	(60°C)	(80°C)	(100°C)	(120°C)	(130°C)
Nusselt local	9	0,33	142	178	170	176	179	181
	10	0,35	104	101	107	109	102	95
	11	0,38	75	65	70	71	77	80
	12	0,40	70	67	66	71	77	77
	13	0,43	53	61	57	46	56	52
	14	0,47	39	45	47	48	42	55
	15	0,51	52	62	63	70	71	72
	16	0,56	42	53	59	74	80	84
	17	0,66	48	59	69	78	82	84
Tatmos (°C)			21,9	22,9	24,5	25,9	27,4	27,6
Tverre (°C)			21,3	22,2	23,4	24,5	25,6	25,8
Delta T (°C)			15,3	20,2	30,1	40,3	50,1	55,7
Nusselt moyen (sur toute la maquette)			42,9	48,4	50,3	52,9	54,7	56,0

Tab 4.6 : Nombre de Nusselt local obtenu en imposant des températures uniformes de 50°C, 60°C, 80°C, 100°C, 120°C et 130°C sur les parois de la partie haute de la maquette

Les figures 4.12 et 4.13 présentent l'évolution du nombre de Nusselt local entre les abscisses curvilignes 0,33 m et 0,66 m, avec l'incertitude de 25% sur la mesure du nombre de Nusselt local tracée uniquement pour les températures 60°C et 120°C.

Le nombre de Nusselt local, au niveau de l'abscisse 0,33 m (bande n°9) est beaucoup plus grand que les nombres de Nusselt présents entre les abscisses 0,35 m et 0,66 m. Une différence de 27% et de 48% apparaît entre la bande n°1 et la bande chauffante suivante (abscisse 0,35 m) pour les températures de chauffe respectives de 50°C et de 130°C. Le nombre de Nusselt local reste très élevé malgré la correction enlevant le flux de conduction du bilan thermique sur cette bande. A l'abscisse 0,35 m, la valeur du nombre de Nusselt est là encore très élevée, avec une valeur 25% plus importante que sur la bande suivante sauf pour la température de chauffe de 130°C où la valeur est 16% plus importante. Dans l'étude de Jaluria et Gebhart [62] sur un hémisphère chauffé orienté vers le haut, il n'apparaît pas une valeur du nombre de Nusselt local plus importante en bas de l'élément chauffant (figure 1.15). On peut donc imaginer que l'incertitude sur cette valeur est plus grande si les pertes par conductions ont été mal caractérisées. Néanmoins, dans l'étude de Jaluria et Gebhart [62], la valeur du nombre de Nusselt local n'est mesurée qu'à partir d'un angle de 10° par rapport à l'horizontal. Aucune mesure n'a été faite à l'endroit où la couche limite démarre. Or, dans notre cas, les 2 bandes chauffantes n°9 et n°10 entraînent l'air froid ambiant situé en dessous de la maquette, il paraît donc normal, comme dans le cas précédent, que le nombre de Nusselt soit plus élevé dans cette région.

Entre les abscisses 0,38 m et 0,47 m, le nombre de Nusselt diminue en moyenne pour toutes les différentes températures de chauffe. Au niveau de l'abscisse 0,51 m (bande chauffante n°15), le nombre de Nusselt augmente brusquement de 25% en moyenne pour toutes les températures de chauffe. Entre les abscisse 0,51 m et 0,66 m, il se stabilise autour de cette

valeur pour les températures de chauffe de 50°C, 60°C et 80°C ou augmente lentement jusqu'au sommet de la maquette pour les températures de chauffe de 100°C, 120°C et 130°C.

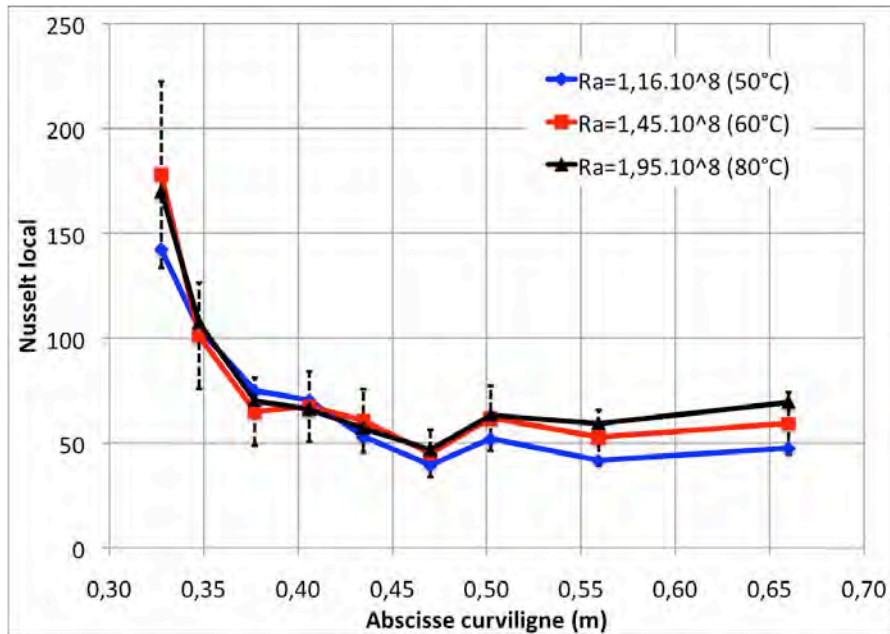


Fig 4.12 : Evolution du nombre de Nusselt local obtenu en imposant des températures uniformes de 50°C, 60°C et 80°C sur les parois de la partie haute de la maquette

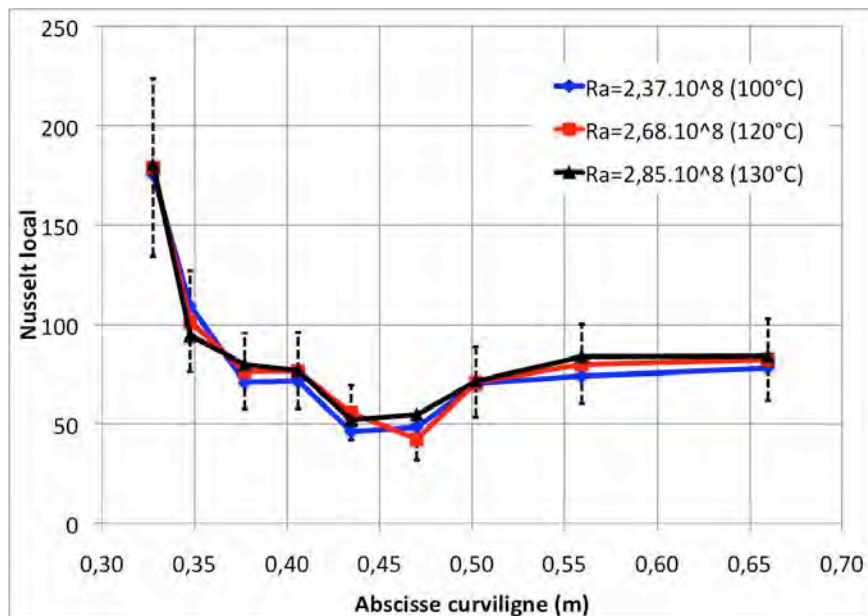


Fig 4.13 : Evolution du nombre de Nusselt local obtenu en imposant des températures uniformes de 100°C, 120°C et 130°C sur les parois de la partie haute de la maquette

A partir de l'abscisse 0,35 m, l'évolution des nombres de Nusselt locaux est similaire aux résultats trouvés dans la configuration isotherme. Ainsi, au niveau de la bande n°15, toutes les figures présentent une brusque augmentation du nombre de Nusselt local qui semble caractériser la région où l'écoulement proche de la paroi de l'élément chauffant devient turbulent. De plus, les mesures PIV (chapitre 3) révèlent la présence d'une structure de l'écoulement équivalente dans les configurations isotherme et non isotherme au niveau du sommet de la maquette qui semble confirmer cette hypothèse.

Ces résultats ne sont pas comparés avec l'expérience de Jaluria et Gebhart [62], au niveau du sommet de la maquette. Comme il a été décrit dans la partie précédente (2.1.1), la structure de l'écoulement au dessus de l'hémisphère, avec la présence d'une boucle de recirculation, est différente de celle rencontrée dans notre expérience. Dans cette étude, le régime d'écoulement demeure laminaire tout autour de l'hémisphère. Cela conduit à une évolution du nombre de Nusselt sur un méridien de l'élément chauffant très différente de celle rencontrée dans notre étude.

2.2.3 Le Nusselt moyen

La figure 4.14 représente l'évolution des nombres de Nusselt moyens en fonction du nombre de Rayleigh calculé dans la configuration non isotherme et compare les résultats obtenus avec la corrélation de Churchill (relation 1.37) et la corrélation utilisée par le CNES (relation 1.20). Pour la configuration non isotherme, les nombres de Nusselt moyens sont calculés sur toute la surface de la maquette. La valeur du nombre de Nusselt moyen, dans l'expérience, est 26% moins importante en moyenne par rapport à la corrélation de Churchill et 35% moins importante en moyenne par rapport à la corrélation utilisée par le CNES, sauf pour la température de chauffe 60°C qui présente un écart moins important (tableau 4.7). La longueur caractéristique $D=0,44$ m est conservée pour le calcul du nombre de Nusselt et du nombre de Rayleigh correspondant. Cette forte diminution s'explique donc par le fait que la puissance transmise au fluide est inférieure à un cas de sphère équivalente isotherme car seule la partie haute de la maquette est chauffée.

	Nusselt moyen Expérience Non Isotherme	Nusselt moyen corrélation de Churchill	Ecart Exp/Churchill (%)	Nusselt moyen corrélation du CNES	Ecart Exp/CNES (%)
$Ra=1,16 \cdot 10^8$ (50°C)	42,9	58,0	-26,0	65,4	-34,4
$Ra=1,45 \cdot 10^8$ (60°C)	48,7	62,2	-21,7	70,4	-30,8
$Ra=1,95 \cdot 10^8$ (80°C)	50,3	68,3	-26,3	77,7	-35,3
$Ra=2,37 \cdot 10^8$ (100°C)	52,9	72,6	-27,1	82,9	-36,2
$Ra=2,68 \cdot 10^8$ (120°C)	54,7	75,5	-27,6	86,4	-36,7
$Ra=2,85 \cdot 10^8$ (130°C)	56,0	77,0	-27,3	88,2	-36,5

Tableau 4.7 : Comparaison du nombre de Nusselt moyen expérimental, en configuration isotherme et non isotherme avec la corrélation du nombre de Nusselt de Churchill pour la sphère isotherme et celle utilisée par le CNES

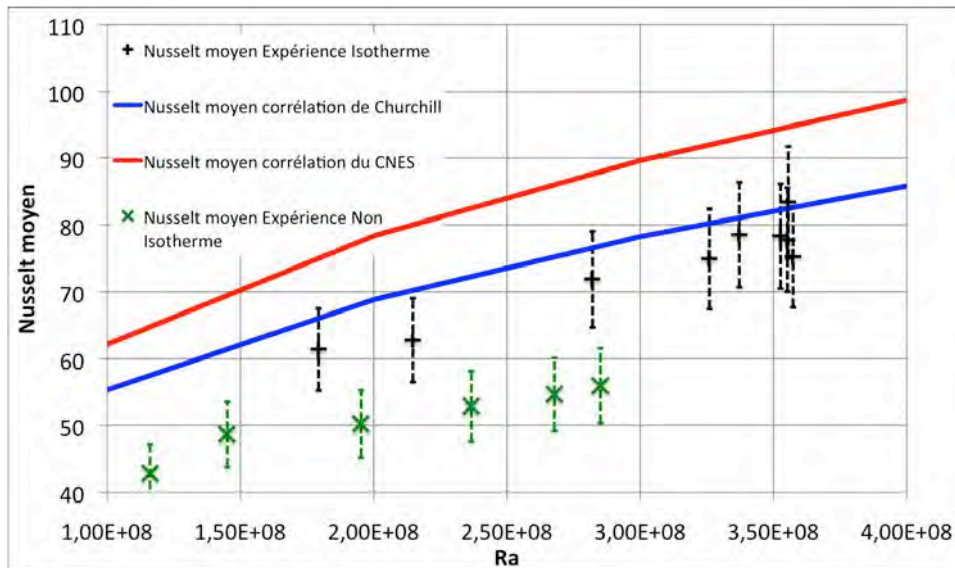


Fig 4.14 : Comparaison du nombre de Nusselt moyen expérimental, en configuration isotherme et non isotherme avec la corrélation du nombre de Nusselt de Churchill pour la sphère isotherme et celle utilisée par le CNES

2.3 Comparaison des configurations isothermes et non isothermes

Les figures 4.15 et 4.16 comparent l'évolution du nombre de Nusselt local dans les configurations isotherme et non isotherme pour les mêmes températures de chauffe de 60°C et de 130°C. Cette comparaison permet de mettre en évidence les différences rencontrées entre les 2 configurations bien que les nombres de Rayleigh sont moins importants dans la configuration non isotherme ($Ra_D=1,45.10^8$ pour 60°C et de $Ra_D=2,85.10^8$ pour 130°C). L'incertitude de 25% sur la valeur du nombre de Nusselt local n'est tracée que pour la configuration isotherme sur les 2 figures.

Au niveau de l'abscisse 0,33 m (bande chauffante n°9), le nombre de Nusselt local est plus élevé (de 119% et 85% pour les 2 températures de chauffe) dans la configuration non isotherme par rapport à la configuration isotherme. Par contre, à l'abscisse 0,35 m (bande n°10), les nombres de Nusselt est seulement 28% plus élevé dans la configuration non isotherme pour 60°C et il est quasiment identique pour 130°C dans les 2 configurations (3% de différence). Entre les abscisses 0,38 m et 0,47 m, les nombres de Nusselt diminuent en moyenne dans les 2 configurations pour les 2 températures de chauffe. Pour 60°C, les nombres de Nusselt sont plus élevés de 38% et 31% aux abscisses 0,38 m et 0,4 m dans la configuration non isotherme, tandis que pour 130°C, l'écart entre les 2 configurations est inférieur à 25% ce qui correspond à l'incertitude fixée en configuration isotherme.

A partir de l'abscisse 0,51 m, dans les 2 configurations, le nombre de Nusselt augmente brusquement. Entre les abscisses 0,51 m et 0,66 m, l'écart entre les nombres de Nusselt locaux dans les 2 configurations est inférieur à l'incertitude de 25% fixée dans la configuration isotherme (tableau 4.8) sauf, pour l'abscisse 0,51 m à 130°C dans la configuration non isotherme, le nombre de Nusselt local est moins élevés de 32%.

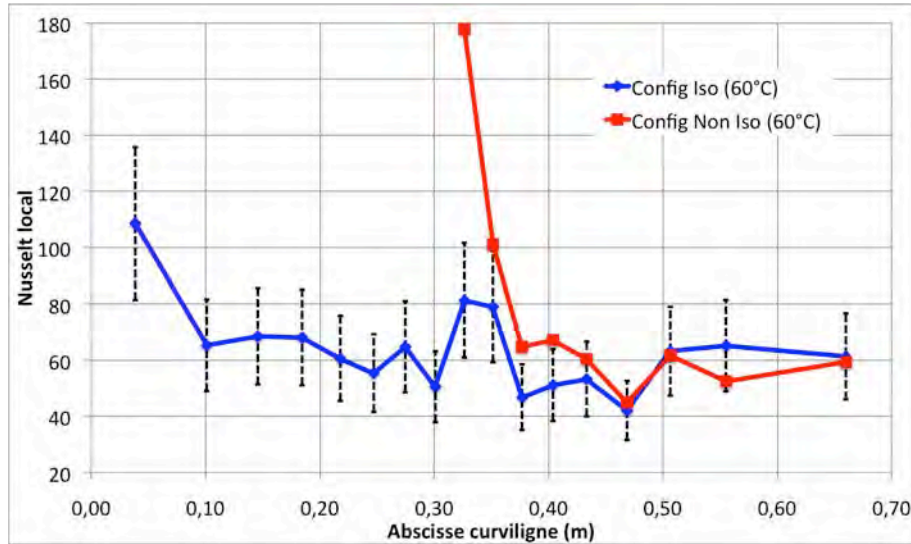


Fig 4.15 : Comparaison du nombre de Nusselt local avec une distribution de température de 60°C isotherme et non isotherme sur les parois de la maquette

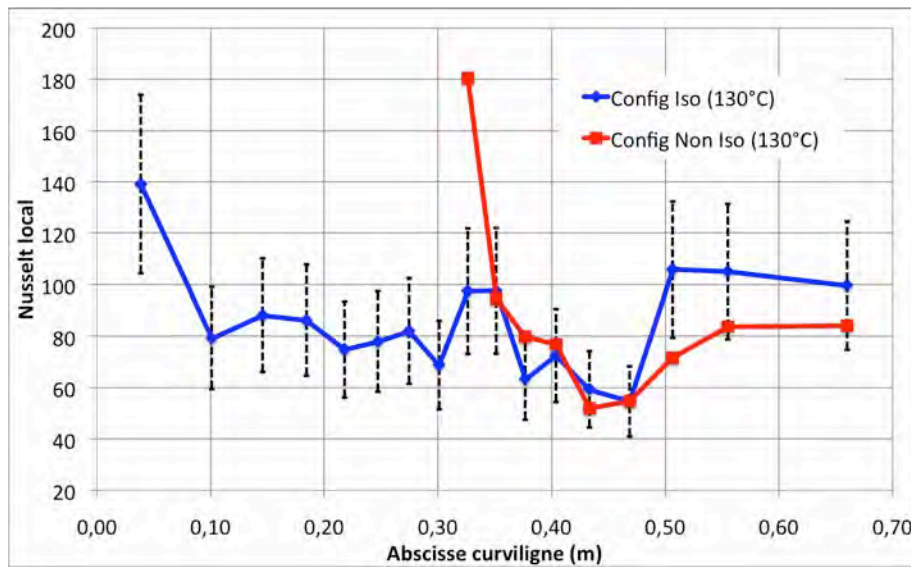


Fig 4.16 : Comparaison du nombre de Nusselt local avec une distribution de température de 130°C isotherme et non isotherme sur les parois de la maquette

	Abs. Curv. (m)	N° Bande	Config Iso (60°C)	Config Non Iso (60°C)	Ecart Config Non Iso/Iso 60°C (%)	Config Iso (130°C)	Config Non Iso (130°C)	Ecart Config Non Iso/Iso 130°C (%)
Nusselt local	0,33	9	81,35	178	119	98	181	85
	0,35	10	79,08	101	28	98	95	-3
	0,38	11	46,89	65	38	63	80	26
	0,40	12	51,21	67	31	73	77	6
	0,43	13	53,38	61	13	59	52	-13
	0,47	14	42,13	45	7	55	55	0
	0,51	15	63,25	62	-2	106	72	-32
	0,56	16	65,25	53	-19	105	84	-20
	0,66	17	61,41	59	-3	100	84	-16
Nusselt moyen (sur toute la maquette)			62,81	48,4	-22,9	83,4	52,7	-36,8

Tableau 4.8 : Comparaison du nombre de Nusselt local avec une distribution de température de 60°C et de 130°C isotherme et non isotherme sur les parois de la maquette

Entre les abscisses 0,35 m et 0,66 m, pour ces 2 températures de chauffe, l'évolution du nombre de Nusselt local est quasiment identique, malgré quelques petites différences comprises pour la plupart dans l'incertitude sur la mesure du nombre de Nusselt.

Conclusion

Un problème de conduction thermique, entre la bande n°9 et les bandes chauffantes inférieures sur lesquelles aucune puissance électrique n'est envoyée dans cette expérience, perturbe la valeur du nombre de Nusselt local sur cette bande. Une estimation de cette conduction permet de réduire l'erreur sur la valeur du nombre de Nusselt sur cette bande, cependant l'erreur semble plus grande et d'autres vérifications devront être menées pour mieux estimer sa valeur.

L'évolution du nombre de Nusselt, avec une distribution de température non isotherme sur sa paroi, montre, comme dans la configuration isotherme, d'abord une diminution lente suivie d'une brusque augmentation du nombre de Nusselt sur la bande chauffante n°15. Ces observations, complétés par les mesures PIV, sont le signe de la présence d'un écoulement laminaire qui devient turbulent au sommet de la maquette.

La valeur des nombres de Nusselt locaux dans la configuration non isotherme est proche de celle obtenue dans la configuration isotherme pour les mêmes températures de chauffe. Il apparaît donc, en configuration non isotherme, que la valeur du nombre de Nusselt local est peu affectée par le fait que la partie basse de la maquette ne soit pas chauffée. Ainsi, le nombre de Nusselt local sur la partie haute de la maquette, peut être presque uniquement déterminé par la valeur de la température sur cette partie, en le calculant grâce à la corrélation du nombre de Nusselt moyen de Churchill (relation 1.37) pour la sphère isotherme (figure 4.17). Ce calcul n'est pas valable pour la bande n°9.

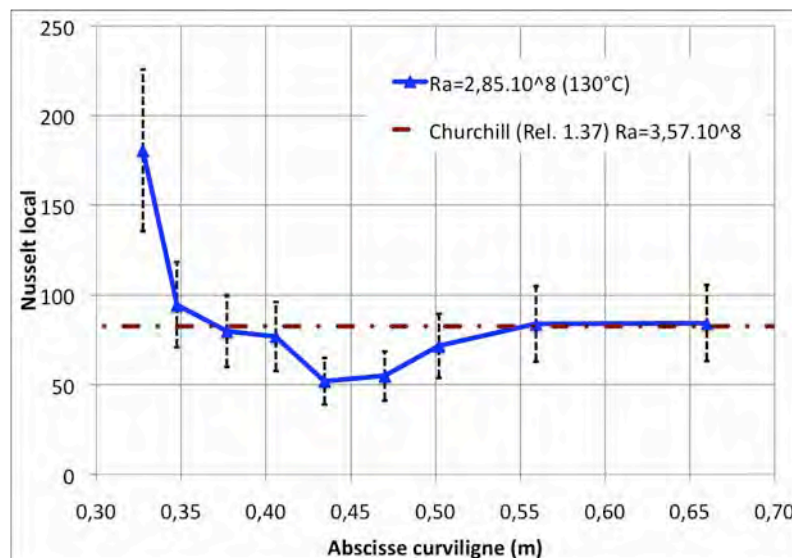


Fig 4.17 : Comparaison du nombre de Nusselt local expérimental pour 130°C avec la corrélation du nombre de Nusselt moyen de Churchill pour la sphère isotherme (Rel. 1.37) pour $Ra=3,57.10^8$

Conclusion

Ce chapitre analyse le nombre de Nusselt à la surface de la maquette avec une distribution de température isotherme et une distribution de température non isotherme pour différentes températures de chauffe. Bien que l'incertitude pour la valeur des nombres de Nusselt locaux soit très importante, ces résultats donnent une bonne tendance quant à l'évolution du nombre de Nusselt sur la maquette pour des nombres de Rayleigh compris entre 1.10^8 et 4.10^8 , dans les 2 configurations étudiées.

Dans la configuration isotherme pour des nombres de Rayleigh compris entre $1,79.10^8$ et $3,57.10^8$, la corrélation de Churchill (relation 1.37) est applicable pour calculer le nombre de Nusselt moyen autour de la maquette (écart inférieur à 10%), et cette corrélation est presque applicable pour calculer la valeur du nombre de Nusselt local à cause de l'incertitude importante sur sa valeur dans cette expérience. La corrélation de Churchill pour le nombre de Nusselt local en régime laminaire (relation 1.39) est en bon accord, quant à elle, avec les valeurs du nombre de Nusselt local sur la maquette (sauf sur la bande n°1) jusqu'à la région où l'écoulement devient turbulent (bande n°15).

Dans la configuration non isotherme, pour des nombres de Rayleigh, compris entre $1,16.10^8$ et $2,85.10^8$, les nombres de Nusselt locaux sont proches de ceux rencontrés dans la configuration isotherme pour des températures de chauffe identiques et la région où l'écoulement devient turbulent est située au même endroit (bande n°15). Dans ce cas, la corrélation du nombre de Nusselt moyen de Churchill (relation 1.37) est presque applicable pour calculer un nombre de Nusselt local pour toute la partie haute de la maquette.

Dans le cas de la MIR, le nombre de Nusselt local, de la partie inférieure et de la partie supérieure, peut ainsi être calculé, grâce à la corrélation de Churchill (relation 1.37) en connaissant la température moyenne de chacune de ces deux parties. Ceci constitue une première « piste », utilisable par le CNES, pour améliorer le calcul du bilan thermique sur l'enveloppe de la MIR.

Toutefois, les nombres de Rayleigh rencontrés dans cette expérience ne correspondent pas aux nombres de Rayleigh rencontrés par la MIR lors de son vol. Une expérience avec la cuve remplie de SF6 permettrait de vérifier si l'évolution du coefficient de convection naturelle reste la même pour des nombres de Rayleigh plus importants.

Chapitre 5

Etude numérique

Une étude numérique est réalisée pour reproduire l'écoulement de convection naturelle autour de la maquette placée dans la cuve. Cette étude a pour objectif de fournir les informations suffisantes permettant de reproduire numériquement l'écoulement autour de la MIR et d'évaluer l'impact de la convection naturelle externe sur son bilan thermique, pour les mêmes nombres de Rayleigh que ceux rencontrés par celle-ci lors de son vol.

Dans un premier temps, les conditions expérimentales sont reproduites, à l'aide d'un calcul 2D axisymétrique et d'un calcul 3D, avec une température de chauffe uniforme de 130°C sur la maquette, pour comparer les résultats obtenus avec les mesures réalisées lors de l'expérience PIV.

Dans un deuxième temps, plusieurs températures uniformes de chauffe sont imposées en paroi de la maquette pour analyser l'évolution du champ des vitesses dans la cuve et l'évolution du nombre de Nusselt sur la maquette. Dans cette partie, l'air et le SF₆ sont les 2 gaz retenus pour évaluer l'impact de l'augmentation du nombre de Rayleigh sur l'écoulement.

Dans ce mémoire, aucune simulation n'a pu être réalisée avec une distribution non isotherme sur les parois de la maquette par manque de temps.

1 Etude avec une température uniforme de 130°C sur la maquette

Deux modélisations différentes sont testées pour reproduire l'écoulement de convection naturelle dans la cuve, avec une température uniforme de 130°C sur les parois de la maquette.

Dans un premier temps, les résultats obtenus avec une modélisation 2D axisymétrique sont comparés à l'expérience. Dans un deuxième temps, les résultats obtenus avec une modélisation 3D, censée être plus proche de la réalité, sont comparés avec l'expérience.

1.1 Contexte

Cette étude est basée sur l'utilisation de la plateforme multiphysique CEDRE de l'ONERA. L'écoulement de type convection naturelle ici considéré nécessite uniquement l'utilisation du solveur Navier-Stokes CHARME. Ce dernier s'appuie sur une méthode des volumes finis pour résoudre les équations de Navier-Stokes pour des écoulements laminaires ou turbulents. La résolution peut s'effectuer sur la base d'une solution stationnaire représentative de la turbulence moyenne statistique (approche dite RANS pour Reynolds Averaged Navier-Stokes), ou d'une solution faisant apparaître un contenu instationnaire, les échelles de turbulence étant plus ou moins filtrées. Ces approches vont de l'URANS (Unsteady RANS) à la LES (Large Eddy Simulation) voire la DNS (Direct Numerical Simulation). Le code

CEDRE intègre un certain nombre d'approches instationnaires, mais seuls les aspects stationnaires seront ici présentés.

Le code CEDRE a été validé à l'ONERA/DMAE sur des applications de type convection naturelle ou mixte (naturelle/forcée) depuis plusieurs années. Ainsi la thèse de L. Perrin [71] a permis la validation du code sur une cavité avec obstacle à faible nombre de Rayleigh. Plus récemment, la thèse de G. Leplat [72] a permis de valider et comparer l'utilisation du code pour une configuration laminaire présentant des instabilités. L'approche utilisée est une approche de type compressible avec utilisation d'un schéma dit bas-Mach permettant d'utiliser un décentrement spatial adapté sur toute la plage de Mach. Les vitesses rencontrées dans ce type de configurations peuvent être inférieures au cm/s, soit un nombre de Mach inférieur à 10^{-4} .

Les nombres de Ra ici considérés situent l'écoulement dans un régime pleinement turbulent. La description des modèles de turbulence disponibles dans le code CEDRE dépasse le cadre de ce mémoire. Il a été privilégié l'évaluation des deux modèles isotropes les plus utilisés dans le code, à savoir le modèle k- ω SST de Menter [78], et le modèle k-l de Dutoya.

1.2 Modèle Numérique

1.2.1 Modélisation 2D axisymétrique

La première modélisation adoptée est 2D axisymétrique. Ceci revient à considérer une cuve équivalente cylindrique de 1m de diamètre entourant la maquette. Compte tenu de l'absence de mesures dans des plans autres que le plan médian, l'évaluation de l'impact d'une telle hypothèse est délicate. Le maillage est présentée sur la figure 5.1. Ce maillage structuré multi-blocs est généré à l'aide du code ICEM-CFD. Le maillage comprend 21835 cellules. Il est ensuite exporté au format CEDRE et le calcul est effectué par le supercalculateur Naruto de l'ONERA. Le temps par itération est d'environ 5 s.

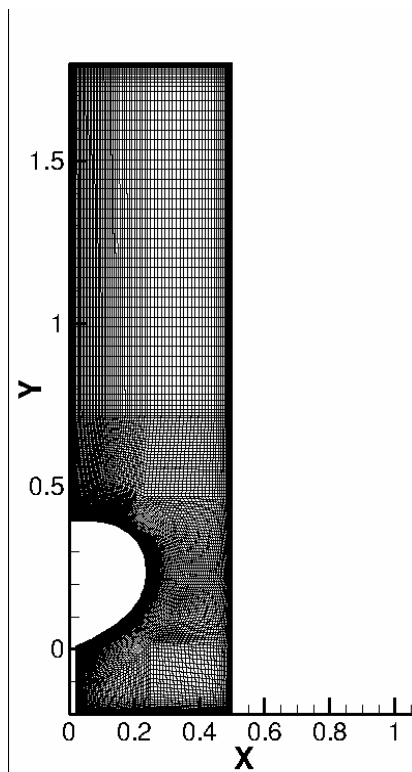


Fig 5.1 : Allure du maillage 2D axisymétrique

Concernant les conditions aux limites, une température de 130°C est imposée à la paroi du ballon, seule la configuration isotherme ayant été étudiée. La température du plafond est régulée à 20°C, comme dans l'expérience. La paroi latérale en verre est maintenue à une température uniforme de 28°C. Cette valeur correspond à la température moyenne mesurée sur la paroi de verre lors de l'expérience. Dans la réalité, la température du verre n'est pas uniforme, la paroi dans le bas de la cuve étant environ 5°C moins importante que dans le haut. Malheureusement, plusieurs thermocouples ayant cassés lors de l'expérience, la distribution de température réelle sur la paroi n'a pas pu être appliquée dans le calcul. Enfin, le plancher ainsi que le pied de la maquette sont adiabatiques, dans le calcul.

Ces conditions aux limites pour les parois en verre sont choisies pour réaliser un premier calcul numérique, toutes les mesures expérimentales n'ayant pas été traitées quand les calculs numériques ont commencé. Celles-ci n'étant pas rigoureusement identiques au cas réel, on peut s'attendre à ce qu'elles conduisent à des erreurs sur la topologie de l'écoulement, même si l'écart de température n'est pas très important (la surface représentant les parois en verre de la cuve étant très importante par rapport à la surface de la maquette chauffée et du plafond refroidi).

1.2.2 Modélisation 3D

La cuve est ici modélisée conformément à la structure réelle. Afin d'obtenir un maillage le plus rapidement possible, il a été décidé de générer un maillage 3D pleinement non structuré, et non un maillage 3D structuré exporté au format CEDRE (figure 5.2).

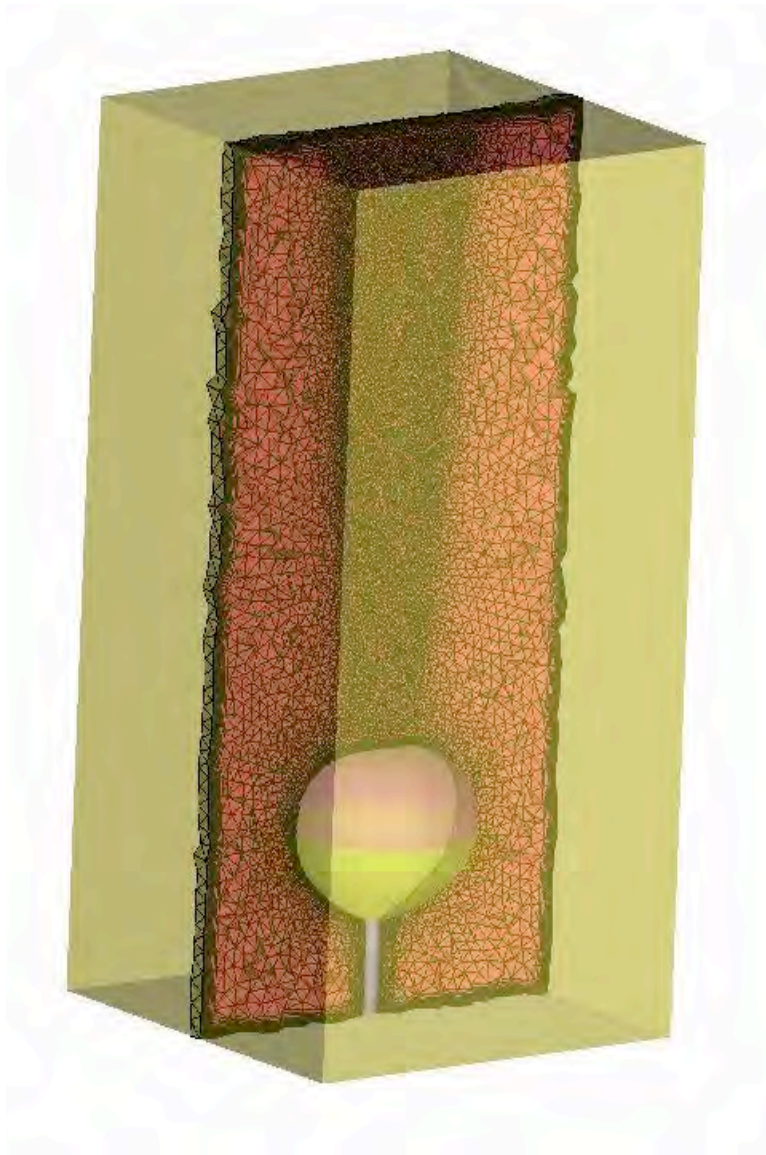


Fig 5.2 : Allure du maillage 3D

Les régions proches des parois sont maillées avec des prismes, pour correctement modéliser les transferts de chaleur. La taille de la première couche proche de la paroi du ballon est de 0.1 mm. Le maillage comprend 2 786 000 cellules réparties en 1 955 000 tétraèdres et 831 000 prismes (figure 5.3). Le calcul est effectué sur le supercalculateur Stelvio de l'ONERA sur 128 processeurs (Nehalem), le maillage étant découpé en 128 domaines. Le temps par itération est de 1.7 s.

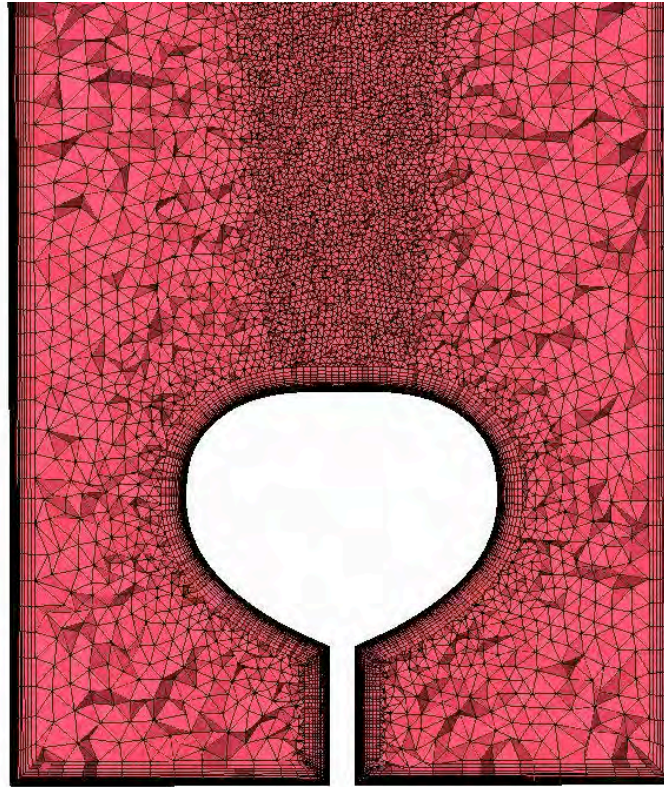


Fig 5.3: Maillage proche ballon

Pour l'ensemble des calculs conduits (2D axisymétrique ou 3D), la méthodologie de calcul est la même. L'énergie turbulente et la viscosité turbulente sont initialisées dans le calcul avec des valeurs basses ($k=0.1 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ et $\nu_t=10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$). L'expérience PIV montre la présence d'un panache turbulent au dessus de l'élément chauffant qui se développe dans toute la partie haute de la cuve. Une transition naturelle de l'écoulement à un régime turbulent est attendue, or ayant peu d'information sur cette transition, le calcul est réalisé en régime turbulent dans toute la cuve (pas de modèle de transition). Le calcul est d'abord initialisé sans utiliser de schéma de préconditionnement (bas-Mach) jusqu'à ce que la répartition de pression à l'intérieur de la cuve se stabilise. Le calcul numérique étant réalisé dans une cavité fermée avec une pression initialement uniforme, lors des premières itérations du calcul la pression va se réorganiser dans toute la cuve. Le schéma préconditionné n'est pas utilisé dans cette phase, car il s'avère moins robuste. Dès que la pression est stabilisée à l'intérieur de la cuve, le schéma bas-Mach est appliqué, de manière à obtenir une solution stationnaire acceptable. De plus, la convergence en maillage, dans tous les calculs 2D et 3D, est postulée sur la base du respect d'un $y^+ < 1$ à la paroi.

1.3 Influence du modèle de turbulence

L'influence du modèle de turbulence a été étudiée sur la base des calculs 2D axisymétriques. La figure 5.4, qui compare la norme de vitesse (V_{it} , relation 3.1), obtenue par le calcul numérique avec celle mesurée par PIV, montre que le calcul CEDRE fournit une topologie d'écoulement fidèle aux résultats expérimentaux (séparation de l'écoulement au sommet de la maquette, présence d'un panache d'air chaud au dessus de l'élément chauffant). De plus, les lignes de courant font apparaître une boucle de recirculation de l'écoulement située dans la partie haute de la cuve. Par contre, la vitesse maximale dans le panache, calculée pour les 2 modèles de turbulence (1,55 m/s pour le modèle $k-\omega$ et 2,3 m/s pour le modèle $k-l$), est

surestimée par rapport à celle mesurée lors de l'expérience ($V_{\max}=0,95$ m/s).

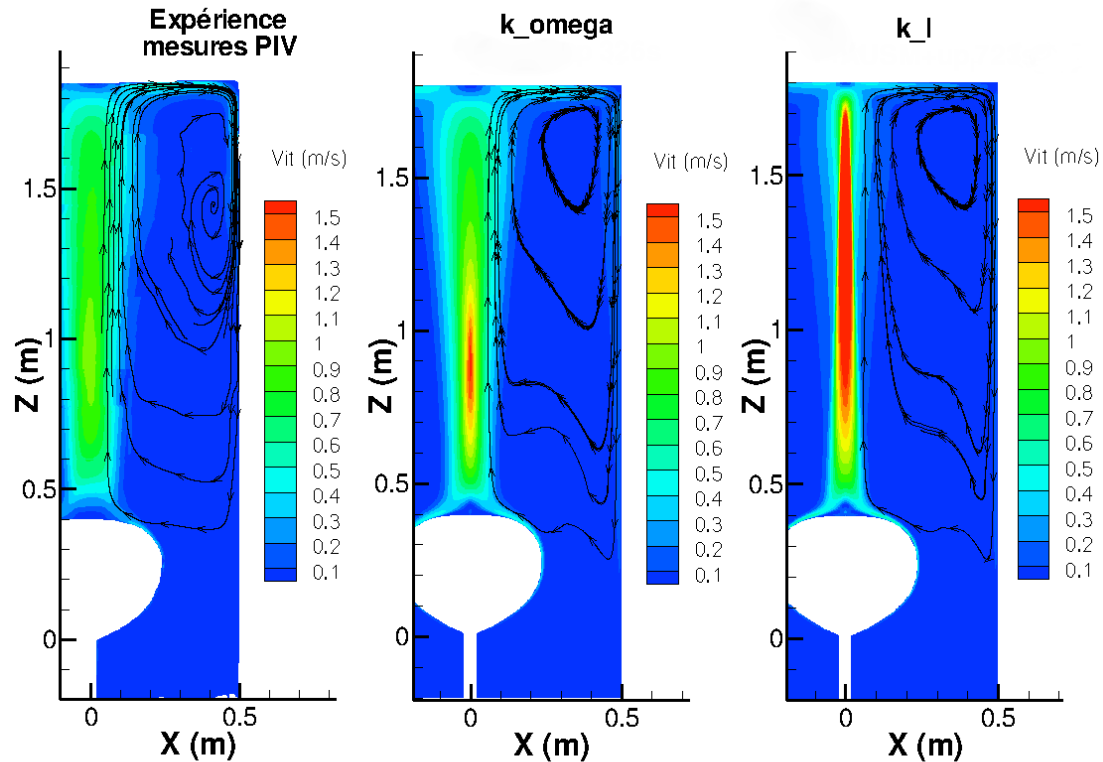


Fig 5.4: Comparaison de la norme de vitesse moyenne obtenue par mesure PIV (gauche) avec celles obtenues par le calcul numérique avec les modèles $k-\omega$ et $k-l$ (centre et droite)

La figure 5.5 a, représentant l'évolution de la norme de la vitesse sur l'axe vertical de la maquette, montre un bon accord entre la mesure PIV et le calcul $k-\omega$, avec la vitesse qui augmente d'abord le long de l'axe vertical pour atteindre un maximum à une altitude $Z=0,9$ m et qui diminue lentement jusqu'à une altitude de 1,6 m, puis de façon brusque proche du plafond de la cuve. Dans le modèle $k-l$, la vitesse sur l'axe augmente, entre les altitudes $Z=0,9$ m et 1,6 m, avant d'être rapidement freinée par la présence du plafond et un écart important apparaît avec l'expérience. Le calcul $k-l$ surestime fortement la vitesse le long de l'axe pour ces altitudes.

La figure 5.5 b montre une augmentation brusque de l'intensité turbulente (I_{turb} relation 3.2) au niveau de l'axe vertical de la maquette, de $I_{\text{turb}}=0,01$ à $I_{\text{turb}}=0,23$ dans le calcul $k-\omega$ et de $I_{\text{turb}}=0,19$ à $I_{\text{turb}}=0,3$ dans la mesure PIV pour des altitudes comprises entre 0.9 et 1.2 m. Dans le calcul $k-l$, l'intensité turbulente est quasiment nulle ($<I_{\text{turb}}=0,01$), le long de l'axe, jusqu'à une hauteur de 1.6 m et augmente très fortement jusqu'au plafond.

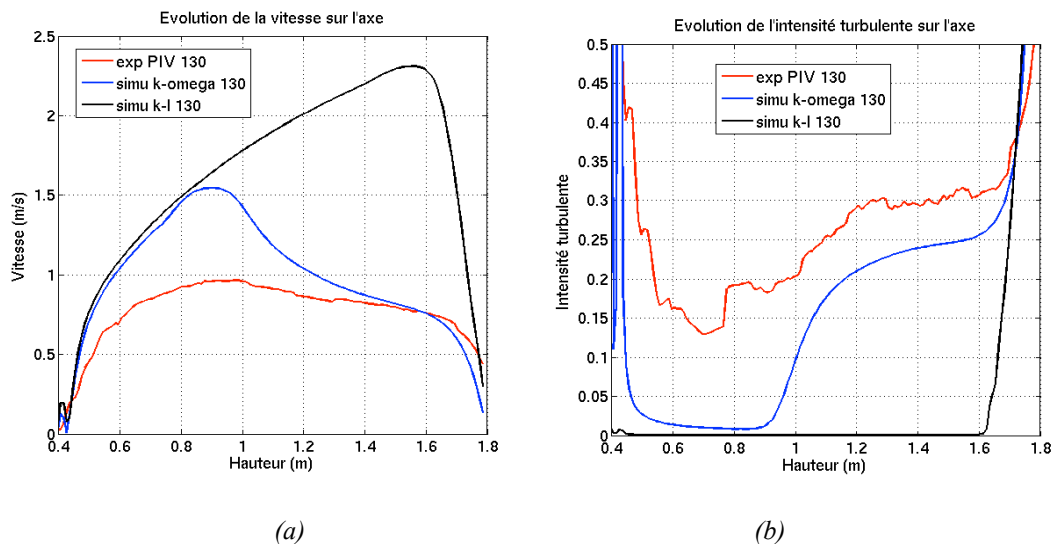


Fig 5.5 : Comparaison des résultats numériques 2D $k-\omega$ et $k-l$ avec les mesures PIV : Evolution de la vitesse le long de l'axe vertical de la maquette (a) et évolution de l'intensité turbulente sur l'axe (b)

Bien que la vitesse maximale dans le panache d'air chaud est plus élevée dans le calcul numérique avec le modèle de turbulence $k-\omega$ que dans l'expérience (38% plus élevée), ces résultats montrent un accord bien meilleur avec les mesures PIV que le modèle de turbulence $k-l$. Une des hypothèses quant à l'origine de la surestimation de la vitesse, au dessus de l'élément chauffant, dans le calcul $k-\omega$, est l'approche axisymétrique qui bannit toutes les instabilités tridimensionnelles pourtant présentes dans l'expérience.

Dans la suite de cette étude, le modèle de turbulence $k-l$ est abandonné car il présente des résultats trop éloignés des mesures réalisées, et seul le modèle de turbulence $k-\omega$ SST est utilisé dans le cadre de cette étude.

1.4 Comparaison entre les résultats expérimentaux et simulations CEDRE : champ dynamique

1.4.1 Approche 2D axisymétrique

La partie précédente a permis de remarquer que l'écoulement dans la simulation numérique 2D axisymétrique avec le modèle de turbulence $k-\omega$ présente la même topologie que dans l'expérience. L'écoulement se détache de la paroi de la maquette proche de son sommet et alimente le panache d'air, entrainant la formation d'une grande boucle de recirculation dans la partie haute de la cuve.

D'après les figures 5.6 et 5.7, les champs de vitesse horizontale et verticale révèlent la présence d'une topologie similaire, dans le calcul CEDRE 2D et dans ceux mesuré par PIV avec la présence du panache d'air chaud au dessus de l'élément chauffant qui vient impacter le plafond de la cuve et se scinde en deux couches limites pariétales qui vont suivre le plafond puis redescendre le long des parois verticales de la cuve. Les vitesses maximales sont d'environ 0,4 m/s, dans la couche limite, au sommet de la maquette et au niveau du plafond de la cuve dans les 2 cas. Dans la couche limite contre la paroi verticale de la cuve, la vitesse verticale maximale est quasiment identique dans le calcul numérique ($V_{z_{\max}} = -0,33$ m/s à

l'altitude $Z=1,6$ m) et dans l'expérience ($V_{\text{mean,max}}=-0,35$ m/s à l'altitude $Z=1,5$ m). Dans le reste de la cuve, les vitesses sont quasiment nulles ($<0,05$ m/s).

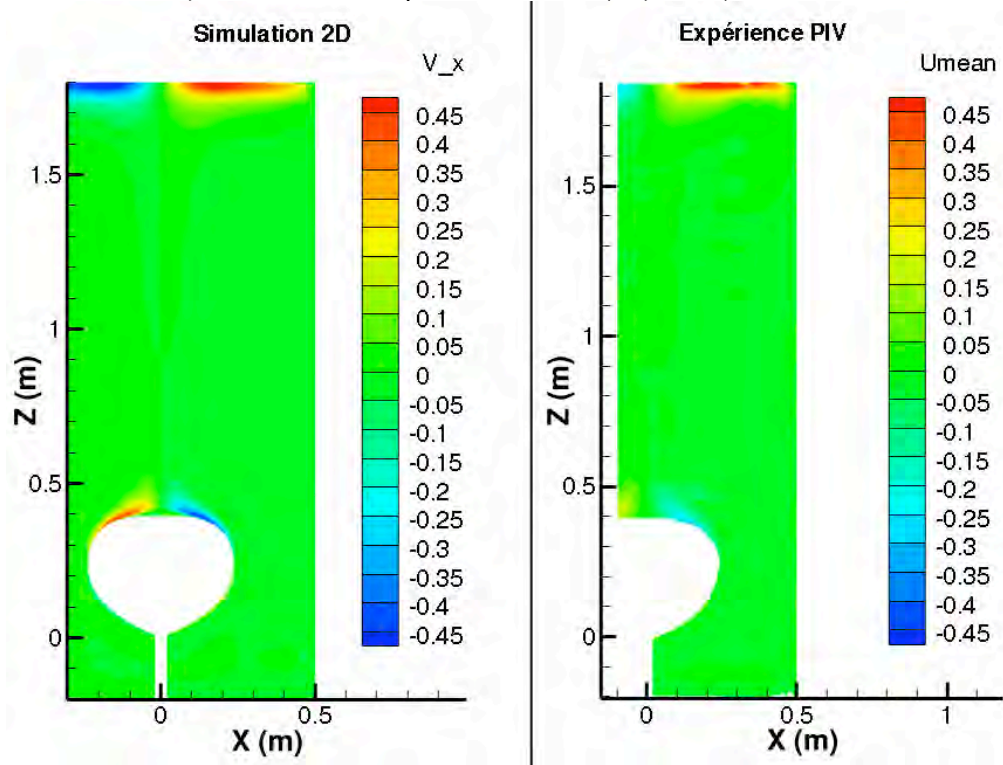


Fig 5.6: Comparaison de la vitesse horizontale obtenue par le calcul numérique 2D (gauche) avec la vitesse horizontale moyenne obtenue par mesure PIV (droite) dans le même plan (mis à l'échelle par rapport à l'expérience)

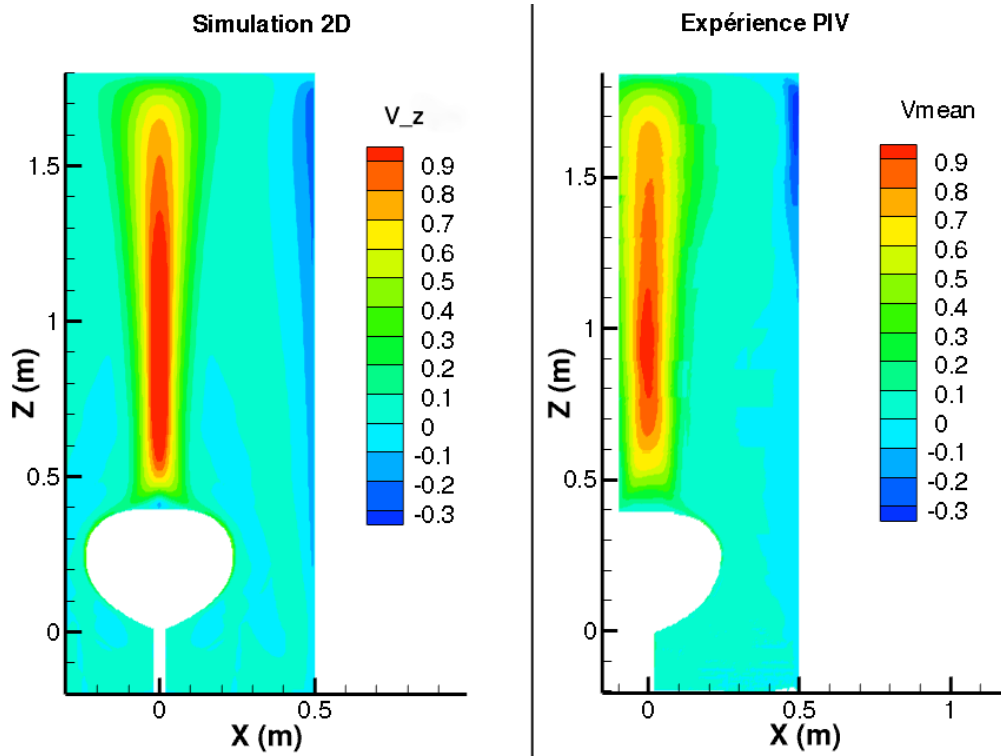


Fig 5.7: Comparaison de la vitesse verticale obtenue par le calcul numérique 2D (gauche) avec la vitesse verticale moyenne obtenue par mesure PIV (droite) dans le même plan (mis à l'échelle par rapport à l'expérience)

D'après la figure 5.8, à l'altitude $Z=0,4$ m, les vitesses horizontales et verticales sont surestimées par le calcul à l'abscisse $X=0,11$ m ($V_x=-0,42$ m/s et $V_z=0,16$ m/s dans le calcul numérique et $U_{\text{mean}}=-0,23$ m/s et $V_{\text{mean}}=0,12$ m/s dans l'expérience) lorsque l'écoulement décolle de la paroi. Dans le calcul 2D, $V_x=0,08$ m/s à l'abscisse $X=0,03$ m et $V_z=-0,15$ m/s au niveau de l'axe verticale, ce qui est le signe de la présence d'une boucle de recirculation au niveau du sommet de la maquette qui n'apparaît pas dans l'expérience (vitesse verticale quasiment nulle sur l'axe), malgré le fait que la résolution du système PIV aurait été suffisante pour la faire apparaître. Entre les abscisses $X=0,2$ m et $X=0,45$ m, les vitesses horizontale et verticale sont quasiment nulles ($<0,05$ m/s) dans les 2 cas. A l'abscisse $X=0,49$ m, la vitesse verticale est plus importante dans le calcul CEDRE ($V_z=-0,14$ m/s) par rapport à l'expérience ($V_{\text{mean}}=0,05$ m/s). La vitesse étant plus importante proche du sommet de la maquette, une quantité d'air froid plus importante est entraînée par le panache juste au dessus de la maquette.

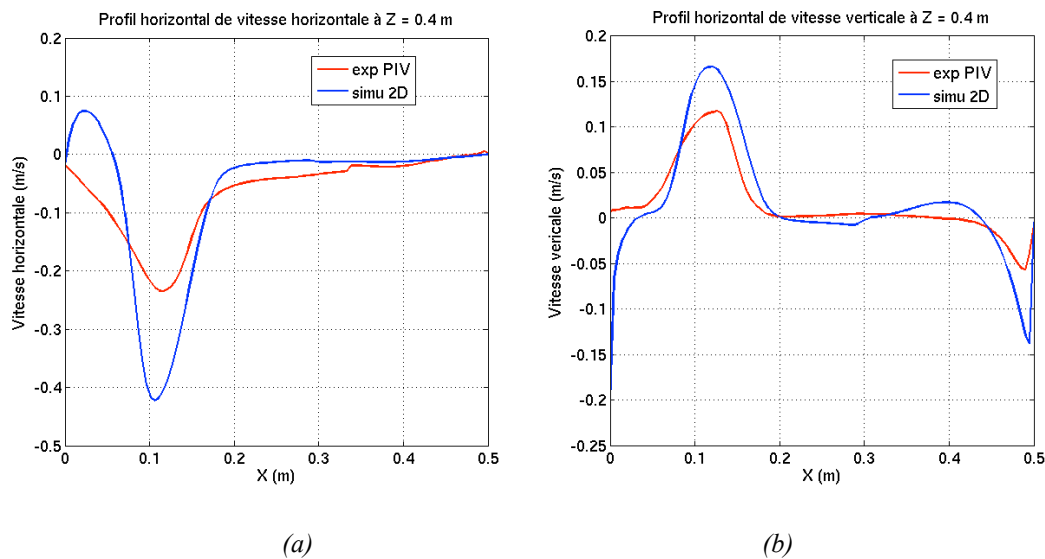


Fig 5.8: Comparaison des profils horizontaux de vitesse horizontale (a) et verticale (b) obtenue par mesure PIV et par le calcul numérique 2D à l'altitude $Z=0,4$ m

Sur la figure 5.9, dans le cas numérique, l'écoulement suit la géométrie de l'élément chauffant quasiment jusqu'au sommet de la maquette avant de décoller de la paroi à l'abscisse $X=0,1$ m et d'alimenter la colonne d'air chaud située au dessus. L'étude PIV (voir chapitre 3) a montré qu'il n'y a pas la présence de boucle de recirculation (pas de vitesse verticale négative). Contrairement à l'expérience, le calcul CEDRE 2D fait apparaître une boucle de recirculation, entre les abscisses $X=-0,05$ m et $X=0,05$ m et les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=0,42$ m, dans la région située entre la séparation de l'écoulement et son axe vertical, au dessus de la maquette. Ces résultats numériques sont cependant identiques à ceux rencontrés dans l'étude numérique 2D axisymétrique réalisée par Yang et Gogos [59] pour des nombres de Rayleigh compris entre 10^5 et 10^9 autour de la sphère isotherme.

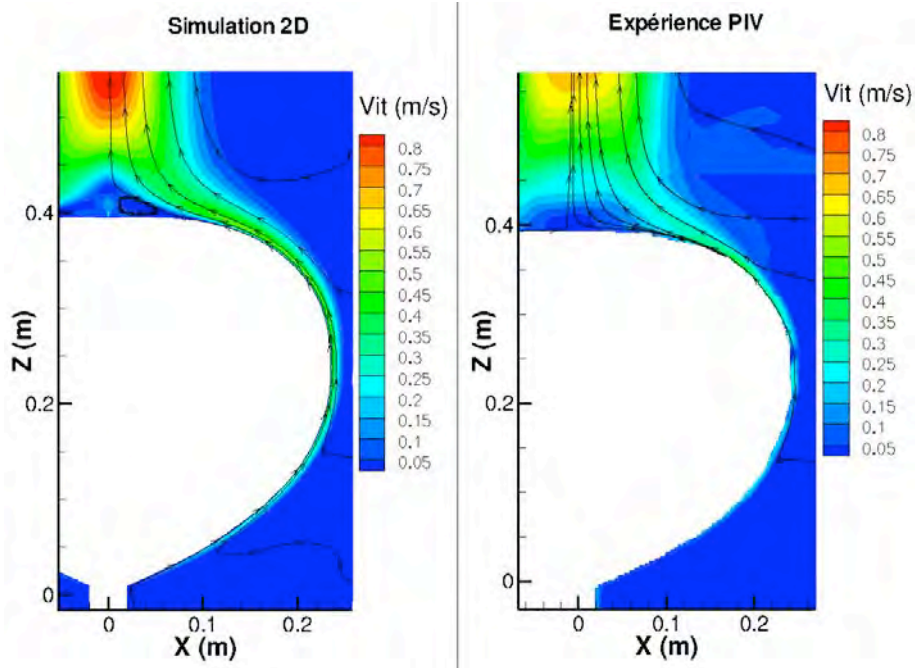


Fig 5.9 : Comparaison de la norme de vitesse moyenne et des lignes de courant obtenues par le calcul numérique 2D axisymétrique avec le modèles $k-\omega$ (gauche) avec celle obtenues par mesure PIV (droite) proche des parois de la maquette

A partir de l'altitude $Z=0,5$ m, la vitesse horizontale dans le panache est presque nulle dans le calcul et dans l'expérience (figure 5.6). D'après la figure 5.10, à l'altitude $Z=1,2$ m, la vitesse verticale est surestimée dans le calcul numérique ($V_{z=1,1}$ m/s) par rapport à l'expérience ($V_{\text{mean}}=0,85$ m/s), au niveau de l'axe vertical de la maquette. La vitesse verticale est quasiment nulle entre les abscisses $X=0,2$ m et $X=0,33$ m dans les 2 cas. L'épaisseur du panache d'air chaud est en bon accord entre le calcul CEDRE 2D et l'expérience PIV. A l'abscisse $X=0,49$ m, la vitesse horizontale est encore sous estimée dans le calcul ($V_{z=-0,2}$ m/s) par rapport à l'expérience ($V_{\text{mean}}=-0,1$ m/s). Dans le calcul, le panache ayant entraîné une quantité d'air plus importante juste au dessus de la maquette, les vitesses dans le panache sont plus importantes dans le calcul que dans l'expérience.

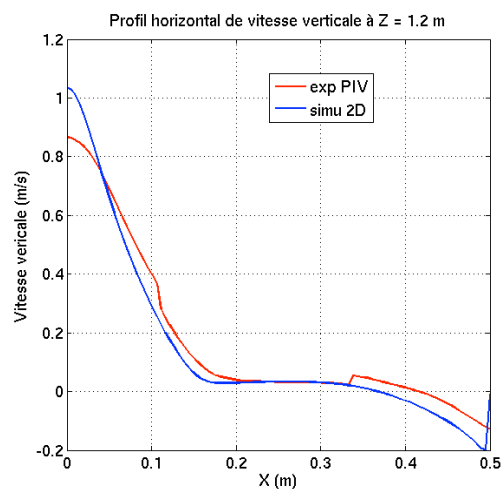


Fig 5.10: Comparaison des profils horizontaux de vitesse verticale obtenue par mesure PIV et par le calcul numérique 2D à l'altitude $Z=1,2$ m

La partie précédente a montré que l'écoulement dans le panache devient pleinement turbulent dans les résultats numériques et expérimentaux à partir de l'altitude $Z=1,2$ m avec une très forte augmentation de l'intensité turbulente entre les altitudes $Z=0,9$ m et $Z=1,2$ m, sur l'axe vertical de la maquette (figure 5.5). Les 2 couches de mélange (région où l'air ambiant rencontre l'air chaud du panache), de part et d'autre de l'axe vertical, s'épaississent et se rejoignent donc à la même altitude, qui est à l'endroit où l'intensité turbulente augmente brusquement sur l'axe.

Dans le calcul numérique, les fluctuations de vitesse horizontale (U_{rms}) et verticale (V_{rms}) sont calculées en utilisant les formules suivantes :

$$U_{rms} = \sqrt{\frac{2}{3}K - 2\nu_t \frac{\partial V_x}{\partial x}} \quad \text{et} \quad V_{rms} = \sqrt{\frac{2}{3}K - 2\nu_t \frac{\partial V_z}{\partial z}} \quad (5.1)$$

avec K l'énergie turbulente et ν_t la viscosité cinématique turbulente qui s'écrit :

$$\nu_t = C_\mu \frac{K}{\omega} \quad (5.2)$$

avec $C_\mu=0,09$ et ω la fréquence caractéristique de la turbulence.

D'après les figures 5.11 et 5.12, les champs de fluctuation de la vitesse horizontale et verticale dans le calcul CEDRE 2D et ceux mesurés par PIV, présentent une topologie similaire, entre les altitudes $Z=0,7$ m et $Z=1,8$ m. Il apparaît néanmoins, à ces altitudes, dans le panache au dessus de l'élément chauffant, une surestimation de la fluctuation de la vitesse horizontale et une sous estimation de la fluctuation de la vitesse verticale dans le calcul numérique. Entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=0,7$ m, la fluctuation de la vitesse horizontale est sous-estimée par le calcul numérique, notamment au niveau de l'axe vertical de la maquette et entre les altitudes $Z=1,7$ m et $Z=1,8$ m la fluctuation de vitesse verticale est surestimée (proche du plafond de la cuve).

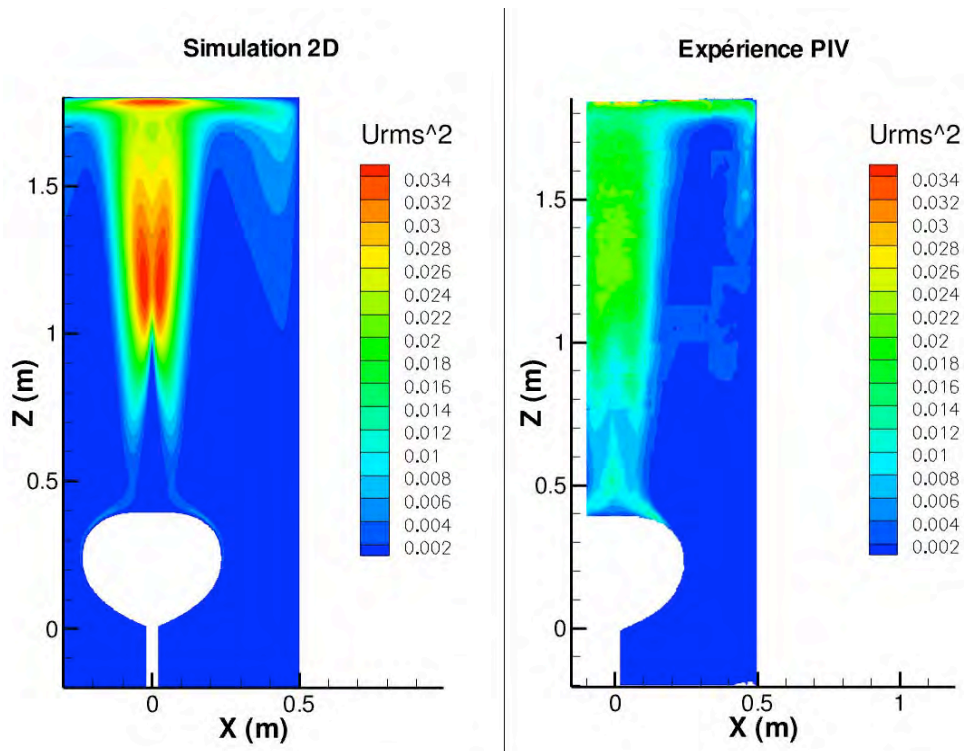


Fig 5.11: Comparaison de la fluctuation de la vitesse horizontale obtenue par le calcul numérique 2D (gauche) avec la fluctuation de la vitesse horizontale obtenue par mesure PIV (droite) dans le même plan

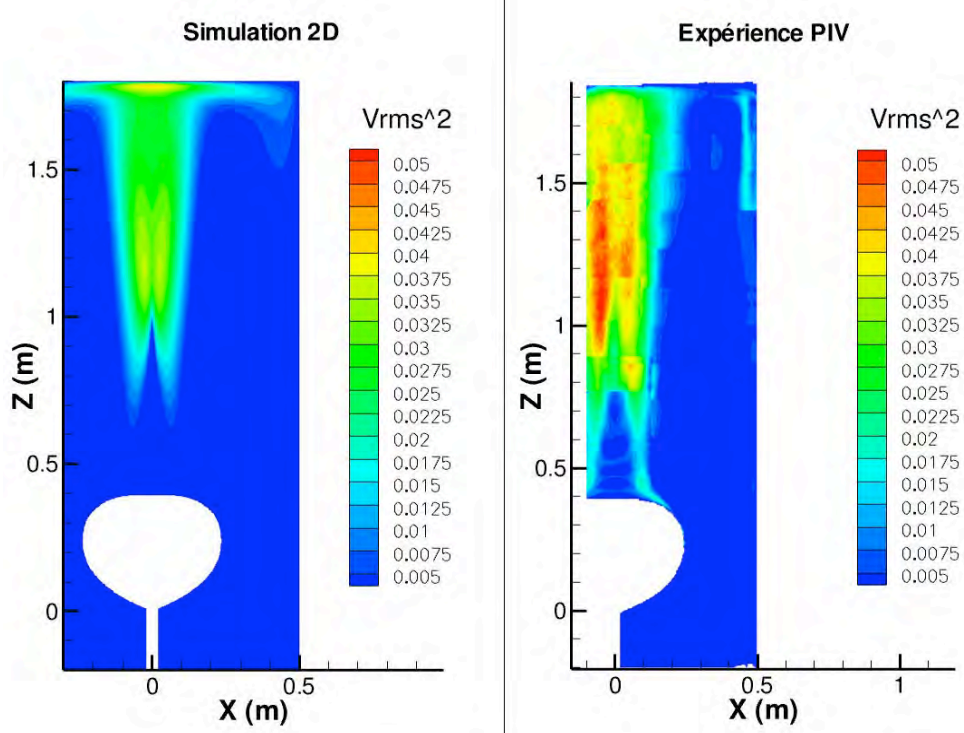


Fig 5.12: Comparaison de la fluctuation de la vitesse verticale obtenue par le calcul numérique 2D (gauche) avec la fluctuation de la vitesse verticale obtenue par mesure PIV (droite) dans le même plan

La figure 5.13 montre une fluctuation de vitesse horizontale et verticale sous estimée par le calcul à l'abscisse $X=0,13$ m ($U_{rms}^2=0,004$ m^2/s^2 et $V_{rms}^2=0,004$ m^2/s^2 dans le calcul 2D et $U_{rms}^2=0,012$ m^2/s^2 et $V_{rms}^2=0,02$ m^2/s^2 dans l'expérience) pour l'altitude $Z=0,4$ m. La figure

5.14 montre, quant à elle, une fluctuation de vitesse horizontale surestimée et une fluctuation de vitesse verticale sous estimée par le calcul proche de l'axe verticale pour l'altitude $Z=1,2$ m. Dans les 2 cas, la fluctuation de la vitesse horizontale et verticale est quasiment nulle ($<0,002 \text{ m}^2/\text{s}^2$) entre les abscisses $X=0,2$ m et $X=0,45$ m et à l'abscisse $X=0,48$ m, proche de la paroi verticale, le calcul 2D sous estime la valeur de la fluctuation de vitesse verticale, pour les 2 altitudes. Dans la région située au dessus du sommet de la maquette, le calcul numérique étant 2D axisymétrique, celui ci ne permet pas de représenter les fortes fluctuations instationnaires de l'écoulement observés précédemment en PIV, qui sont responsables du fait qu'il n'y ait pas de boucle de recirculation visible dans cette région. Cela conduit à une sous estimation de la fluctuation de vitesse dans cette région de l'écoulement. De plus, dans l'expérience, ces fluctuations se propagent et le panache oscille. Le calcul ne représentant pas ce phénomène instationnaire, les fluctuations de la vitesse verticale sont moins importantes plus haut dans le panache.

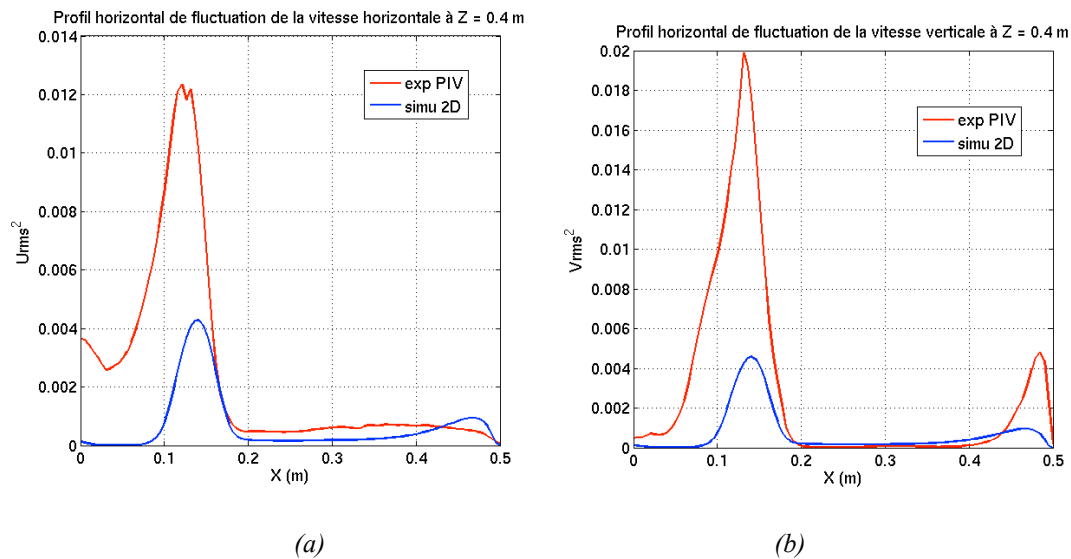


Fig 5.13: Comparaison des profils horizontaux de fluctuation de la vitesse horizontale (a) et verticale (b) obtenue par mesure PIV et par le calcul numérique 2D à l'altitude $Z=0,4$ m

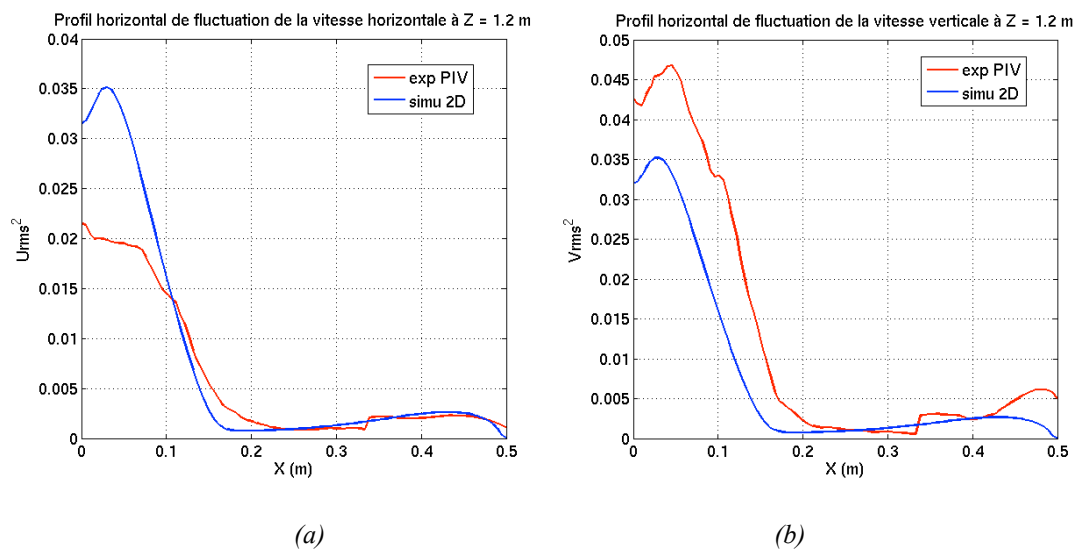


Fig 5.14: Comparaison des profils horizontaux de fluctuation de la vitesse horizontale (a) et verticale (b) obtenue par mesure PIV et par le calcul numérique 2D à l'altitude $Z=1,2$ m

Les figures ci dessus montrent un accord qualitatif entre simulation numérique et mesures PIV. Cependant, plusieurs points sont toutefois mal appréhendés. Dans l'expérience (chapitre 3), l'écoulement se détache de la paroi de la maquette, à différents instants, à différentes positions, provoquant une oscillation du panache d'air chaud, visible sur les champs instantanées PIV. Or, ce phénomène se traduit par un écart type important sur la valeur de la vitesse moyenne à l'endroit où l'écoulement décolle de la paroi et dans le panache situé au dessus.

Ce phénomène n'est pas reproduit par la simulation CEDRE 2D axisymétrique qui surestime nettement le maximum de vitesse dans le panache (1,55 m/s au lieu de 0,95 m/s) et sous-estime la valeur de la fluctuation de vitesse dans le panache. L'épaisseur de la colonne d'air dans le calcul est cependant quasiment identique à l'expérience, malgré le fait que l'oscillation du panache ne soit pas représentée, car la quantité d'air froid entraînée par le panache est plus importante dans le calcul.

Un autre problème est visible, au niveau de la paroi verticale, où le calcul CEDRE sous-estime la fluctuation de vitesse, ce qui a pour conséquence de laisser apparaître une couche limite dont les vitesses sont plus importantes en dessous de l'altitude $Z=1,2$ m.

La non représentativité des phénomènes instationnaires 3D est à l'origine des différences rencontrées entre les mesures expérimentales et le calcul 2D axisymétrique. Il a été choisi de tester, dans un premier temps, une approche 3D pour les calculs, afin de s'affranchir de la non représentativité de l'approche axisymétrique.

1.4.2 Approche 3D

Un calcul analogue à l'approche 2D a été conduit sur le modèle 3D décrit précédemment. Les résultats obtenus sont comparés aux mesures PIV dans un plan analogue.

Les figure 5.15 et 5.16, comparant les champs de vitesse horizontale et verticale obtenus dans le calcul CEDRE 3D et ceux mesuré par PIV, révèlent la présence d'une topologie d'écoulement différente, avec la présence d'un panache d'air chaud au dessus de l'élément chauffant plus épais et qui monte moins haut dans la cuve et la présence d'une couche limite contre la paroi verticale qui descend jusqu'au plancher de la cuve et dont la vitesse maximale est sous estimée par le calcul 3D. De plus, dans la couche limite située au niveau du plafond de la cuve, la vitesse horizontale maximale est sous-estimée par le calcul numérique ($V_{x_{max}}=0,25$ m/s).

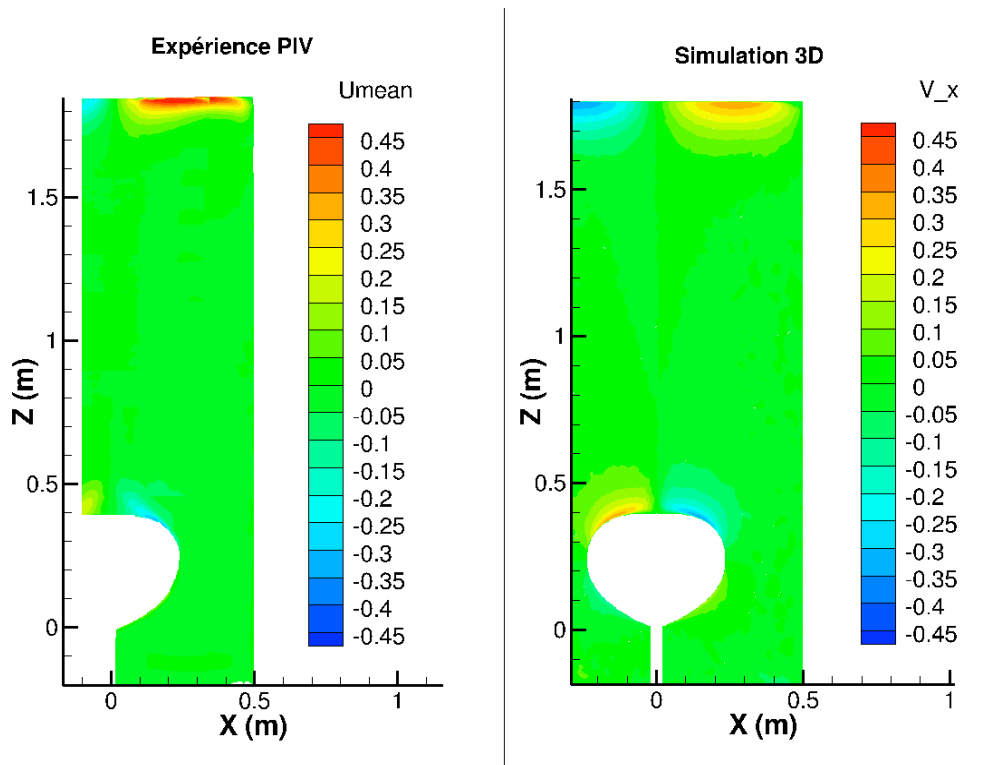


Fig 5.15: Comparaison de la vitesse horizontale moyenne obtenue par mesure PIV (gauche) avec la vitesse horizontale obtenue par le calcul numérique 3D dans le même plan (droite)

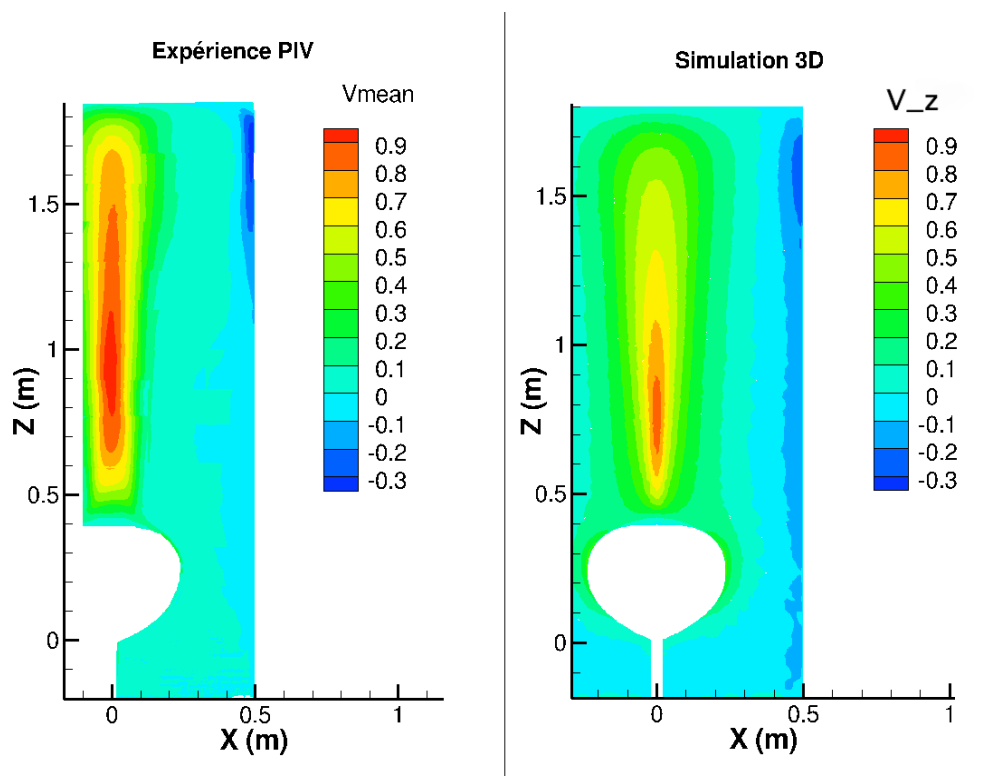


Fig 5.16: Comparaison de la vitesse verticale moyenne obtenue par mesure PIV (gauche) avec la vitesse verticale obtenue par le calcul numérique 3D dans le même plan (droite)

D'après la figure 5.17, à l'altitude $Z=0,4$ m, les vitesses horizontale et verticale sont surestimées dans le calcul ($V_x=-0,3$ m/s et $V_z=0,16$ m/s dans le calcul 3D) par rapport à l'expérience, à l'endroit où l'écoulement décolle de la paroi de la maquette. Ces valeurs sont cependant en meilleur accord avec l'expérience que la simulation 2D ($V_x=-0,42$ m/s et $V_z=0,16$ m/s). Cette fois ci la quantité d'air froid entraînée par le panache dans le calcul est moins importante. Par contre, dans le calcul numérique, entre les abscisses $X=0,11$ m et $X=0,48$ m, la vitesse verticale diminue, quasi linéairement, jusqu'à atteindre la vitesse $V_z=-0,15$ m/s proche de la paroi ($V_{\text{mean}}=0,05$ m/s dans l'expérience pour $X=0,48$ m), tandis que, dans l'expérience, la vitesse verticale est quasiment nulle entre les abscisses $X=0,2$ m et $X=0,45$ m.

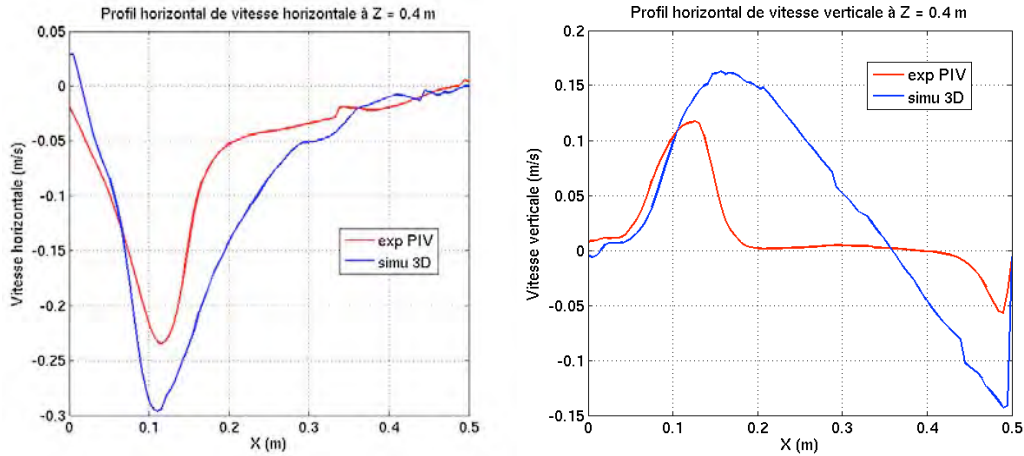


Fig 5.17: Comparaison des profils horizontaux de vitesse horizontale (a) et verticale (b) obtenue par mesure PIV et par le calcul numérique 3D à l'altitude $Z=0,4$ m

Comme le confirme la figure 5.17 (vitesse verticale quasiment nulle sur l'axe), il n'y a pas la présence, cette fois ci, d'une boucle de recirculation au niveau du sommet, proche de la paroi de la maquette (figure 5.18), comme dans l'expérience PIV. L'écoulement se détache du sommet de la maquette à une position plus élevée sur la paroi dans le calcul 3D que dans l'expérience et la couche limite, contre la paroi de la maquette, est plus importante dans le calcul CEDRE 3D que dans l'expérience.

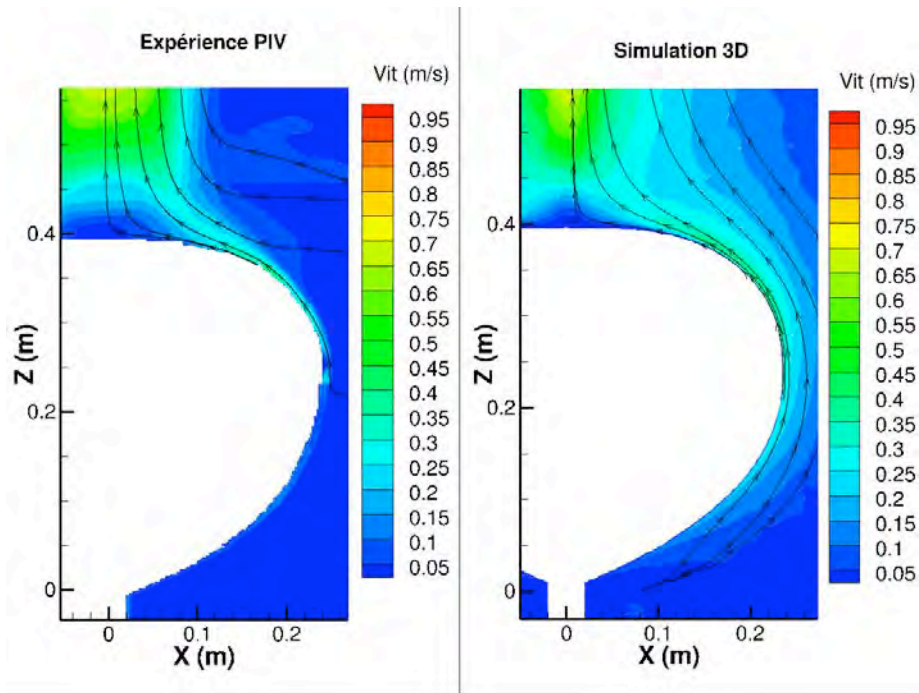


Fig 5.18 : Comparaison de la norme de vitesse moyenne obtenue par mesure PIV (gauche) avec celle obtenue par le calcul numérique 3D dans le même plan (droite) proche des parois de la maquette

D'après la figure 5.19, à l'altitude $Z=1,2$ m, la vitesse verticale est inférieure dans le calcul numérique ($V_z=0,65$ m/s) par rapport à l'expérience ($V_{\text{mean}}=0,85$ m/s), sur l'axe vertical de la maquette. De plus, la vitesse verticale, le long du profil, diminue encore quasi linéairement entre les abscisses $X=0$ m et $X=0,48$ m tandis que celle-ci est presque nulle, dans l'expérience, entre les abscisses $X=0,16$ m et $X=0,33$ m.

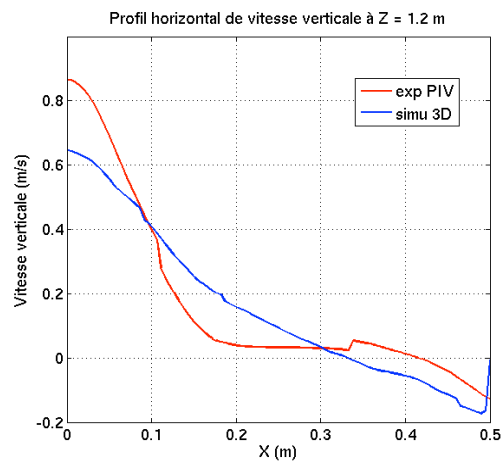


Fig 5.19: Comparaison des profils horizontaux de vitesse verticale obtenue par mesure PIV et par le calcul numérique 3D à l'altitude $Z=1,2$ m

La figure 5.20 a, représentant l'évolution de la vitesse sur l'axe vertical de la maquette, montre un bon accord entre la mesure PIV et le calcul 3D entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=0,7$ m, avec la vitesse qui augmente fortement le long de l'axe vertical. Cependant, le maximum de vitesse $V_z=83$ m/s est atteint plus rapidement dans le calcul 3D que dans l'expérience. De plus, entre les altitudes $Z=0,9$ m et $Z=1,8$ m, la vitesse verticale diminue plus rapidement dans le calcul numérique, si bien qu'à l'altitude $Z=1,6$ m, $V_z=0,5$ m/s dans le calcul CEDRE 3D et $V_{\text{mean}}=0,78$ m/s dans l'expérience.

La figure 5.20 b montre que, dans le calcul CEDRE 3D, l'intensité turbulente, quasiment

nulle au sommet de la maquette, augmente fortement, au niveau de l'axe vertical de la maquette, à partir de l'altitude $Z=0,6$ m et entre les altitudes $Z=0,8$ m et $Z=1,4$ m, la valeur de l'intensité turbulente dans le calcul est en bon accord avec l'expérience.

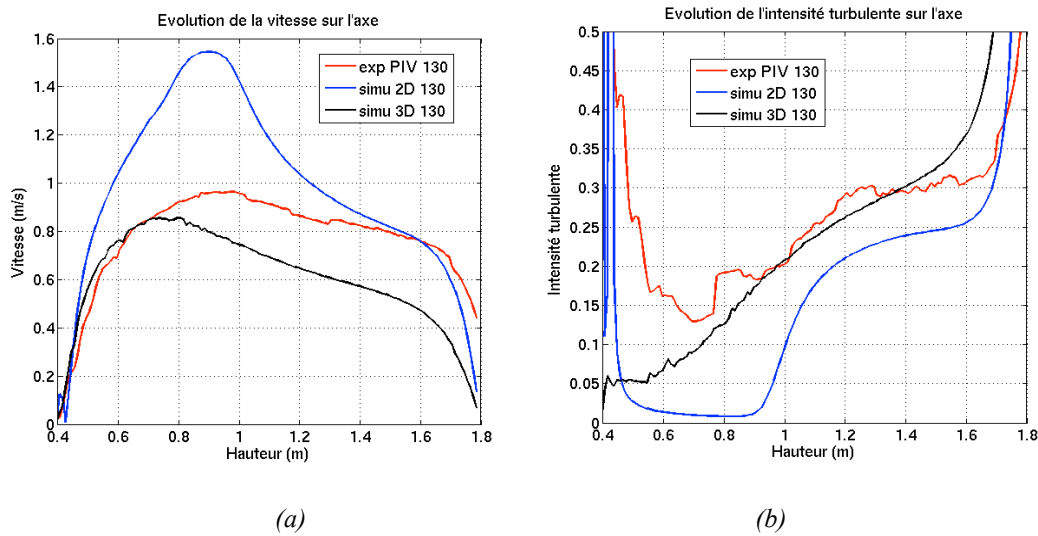


Fig 5.20 : Comparaison des résultats numériques 2D et 3D avec les mesures PIV : Evolution de la vitesse le long de l'axe vertical de la maquette (a) et évolution de l'intensité turbulente sur l'axe (b)

Les figures 5.21 et 5.22 montrent que les fluctuations de vitesse sont importantes dans des régions où la vitesse moyenne est faible, surtout entre la colonne d'air chaud et les parois verticales en verre, dans le calcul CEDRE 3D. Ces résultats sont contraires à l'expérience où la fluctuation de vitesse est quasiment nulle lorsque la vitesse moyenne est nulle, sauf dans la zone située juste au dessus de la maquette. Ce calcul ne reproduit toujours pas les fluctuations importantes visibles dans l'expérience, dans la région située juste au dessus de la maquette.

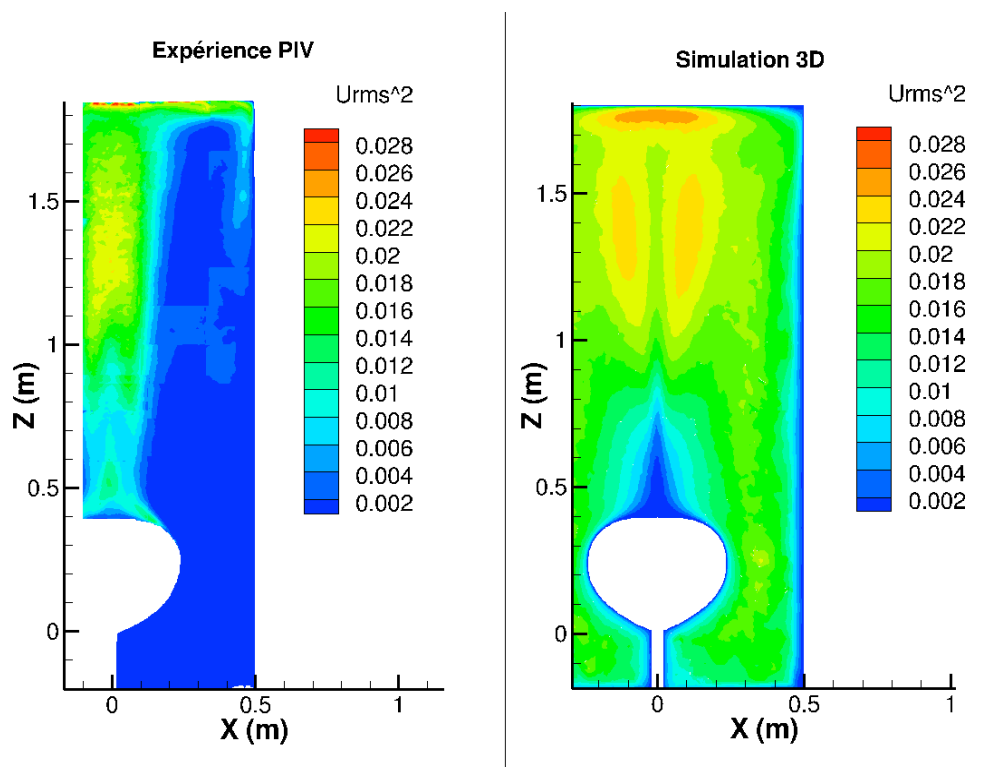


Fig 5.21: Comparaison de la fluctuation de la vitesse horizontale moyenne obtenue par mesure PIV (gauche) avec la fluctuation de la vitesse horizontale obtenue par le calcul numérique 3D dans le même plan (droite)

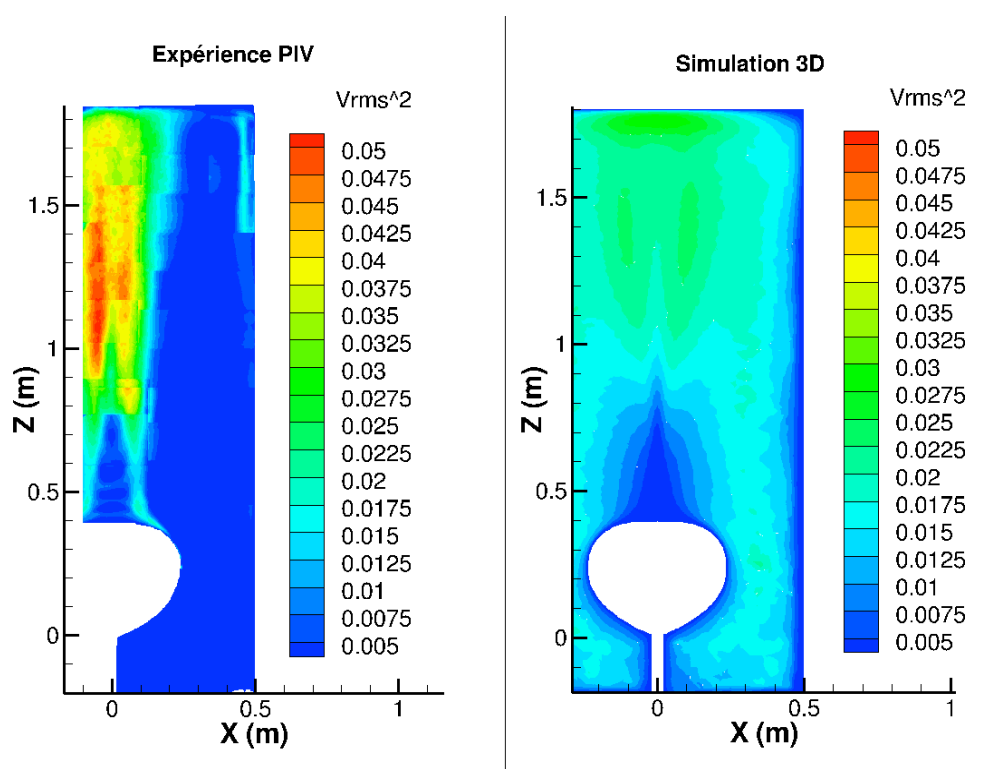


Fig 5.22: Comparaison de la fluctuation de la vitesse verticale moyenne obtenue par mesure PIV (gauche) avec la fluctuation de la vitesse verticale obtenue par le calcul numérique 3D dans le même plan (droite)

La figure 5.23 montre une fluctuation de vitesse horizontale et verticale maximale quasiment stable dans le calcul numérique entre les abscisses $X=0$ m et $X=0,4$ m (avec $U_{rms}^2=0,02$ m²/s²)

et $V_{rms}=0,02 \text{ m}^2/\text{s}^2$), à l'altitude $Z=1,2 \text{ m}$, tandis que dans l'expérience la valeur de la fluctuation de vitesse est importante dans le panache, entre les abscisses $X=0 \text{ m}$ et $X=0,2 \text{ m}$ et elle est quasiment nulle partout ailleurs. Il n'apparaît pas la couche de mélange où les fluctuations de vitesse sont très importantes. L'énergie turbulente qui apparaît dans le panache, se diffuse dans toute la cuve.

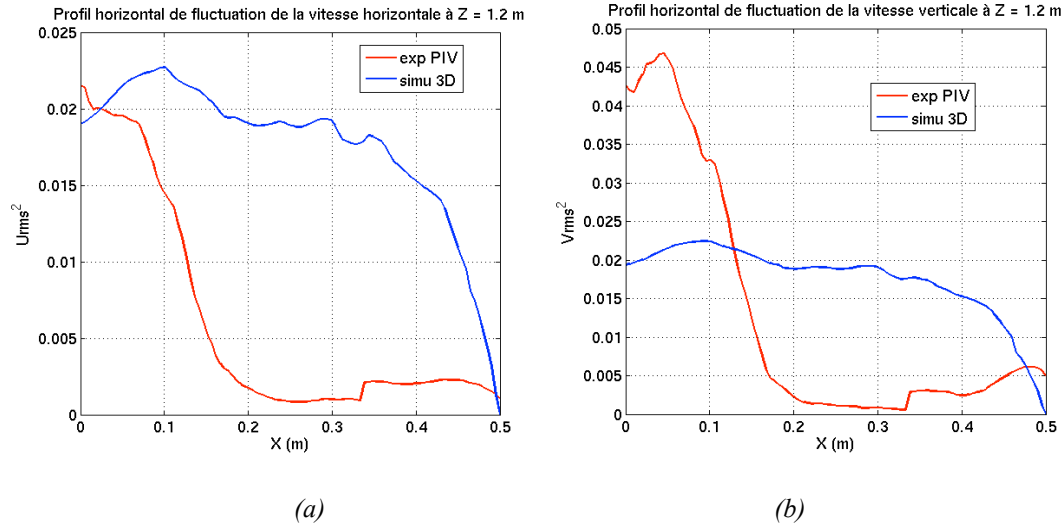


Fig 5.23 : Comparaison des profils horizontaux de fluctuation de vitesse horizontale (a) et verticale (b) obtenue par mesure PIV et par le calcul numérique 3D à l'altitude $Z=1,2 \text{ m}$

Dans cette partie, on remarque que l'écoulement dans la simulation numérique 3D avec le modèle de turbulence $k-\omega$ présente elle aussi une topologie avec une boucle de recirculation placée dans la partie haute de la cuve, un panache d'air chaud avec des vitesses importantes qui se développe au dessus de la maquette et une séparation de l'écoulement au niveau du sommet de la maquette.

Le passage au 3D induit une modification notable du maximum de vitesse, qui passe de 1.6 m/s à 1 m/s car une quantité d'air moins importante est entraînée dans la région située juste au dessus de la maquette. Le maximum de vitesse est légèrement sous-évalué et l'écart est considérablement réduit par la prise en compte du caractère 3D du montage. Il est toutefois à noter que le maximum de la vitesse verticale est atteint plus rapidement le long de l'axe vertical. De plus, les fluctuations de vitesse sont importantes dans toute la cuve et particulièrement dans les zones où la vitesse est quasiment nulle, contrairement à l'expérience. L'énergie turbulente, qui apparaît dans la zone de mélange entre l'air chaud du panache et l'air froid ambiant, se diffuse dans toute la cuve.

Deux pistes principales sont envisagées pour expliquer les différences observables avec l'expérience :

- maillage non-adapté aux caractéristiques de l'écoulement. Pour décrire ce panache, il convient de mieux décrire la zone de gradient à l'interface entre le dit panache et les zones de plus basses vitesses sur les bords de la cavité. Le maillage serait donc à raffiner dans cette zone de mélange.
- Caractère instationnaire de la turbulence non correctement décrit par l'approche moyenne au sommet de la maquette, comme dans le calcul 2D.

1.5 Comparaison entre les résultats expérimentaux et simulations CEDRE : thermique pariétale

Les résultats présentés dans les figures 5.24 et 5.25 proviennent de l'exploitation des calculs 2D axisymétrique. Le nombre de Nusselt local est calculé à partir de la relation 4.1, en utilisant le flux thermique sur la paroi de la maquette (directement extrait du calcul numérique) et la température atmosphérique T_{atmos} qui est la moyenne de la température relevée aux coordonnées où se situe le peigne de thermocouples dans l'expérience. La figure 5.24 compare les nombres de Nusselt calculés en chaque nœud du maillage présent sur la paroi de la maquette avec le nombre de Nusselt local de l'expérience et la corrélation du nombre de Nusselt local autour d'une sphère isotherme de Churchill (Rel. 3.19 en régime laminaire) pour $Ra=3,5.10^8$, tandis que la figure 5.25 compare les nombres de Nusselt moyennés sur chacune des surfaces correspondantes aux bandes chauffantes de l'expérience.

D'après la figure 5.24, le nombre de Nusselt local est maximum au bas du ballon, ce qui correspond à un effet de démarrage de la couche limite thermique. Le nombre de Nusselt local décroît alors rapidement, de 230 à 86 jusqu'à une abscisse curviligne de 0,1 m. Il diminue alors plus lentement, d'une valeur de 86 à une valeur 57, jusqu'à l'abscisse curviligne 0,47 m. C'est dans la partie supérieure du ballon, entre les abscisses curvilignes 0,51 m et 0,66 m que l'écart principal entre calcul et mesures apparaît. Le nombre de Nusselt obtenu avec CEDRE diminue plus fortement, de 57 à 8, alors qu'il augmente brusquement à partir de l'abscisse 0,47 m dans les mesures pour se stabiliser autour de la valeur 100. Ainsi, le calcul CEDRE 2D sous-estime la valeur du nombre de Nusselt local de 50% à 90% par rapport à l'expérience, au niveau du sommet de la maquette (tableau 5.1). Cet écart est attribué dans les mesures à un phénomène de transition sur la partie haute du ballon. Le nombre de Nusselt obtenu par calcul connaît bien une remontée (figure 5.24), mais elle se situe beaucoup plus en aval, à partir de l'abscisse 0,61 m. Il convient de noter que le modèle de turbulence adopté n'est pas à même de retranscrire d'éventuels phénomènes de transition.

Dans le calcul CEDRE, dans la partie haute de la maquette, la valeur du nombre de Nusselt atteint un minimum à l'endroit où le fluide se sépare de la paroi car il n'y a quasiment plus d'échange thermique convectif. Cette boucle de recirculation, visible au sommet de la maquette (figure 5.14), entraîne une augmentation de la valeur du Nusselt local jusqu'à un maximum local au niveau de l'axe vertical de la maquette. L'évolution du nombre de Nusselt local rappelle les résultats déjà obtenus expérimentalement par Yang et Gogos en 2006 [59] où l'on retrouve une forte diminution du Nusselt local au sommet d'une sphère chauffée de manière isotherme jusqu'à la séparation de l'écoulement et une augmentation proche de l'axe vertical de l'élément chauffant à cause de la présence d'une boucle de recirculation.

La corrélation de Churchill n'est en bon accord avec les résultats numériques que jusqu'à l'abscisse 0,51 m, celle-ci ne représentant pas la région de l'écoulement où le fluide se détache de la paroi.

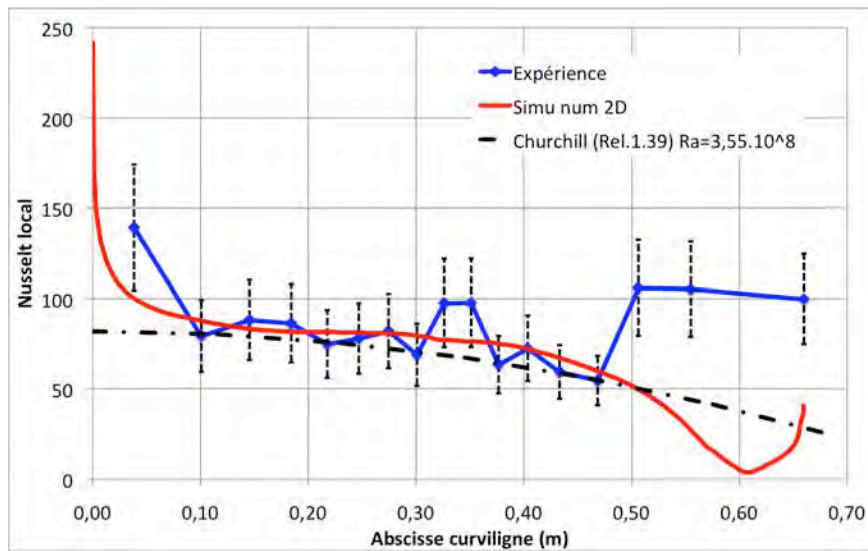


Fig 5.24 : Comparaison du nombre de Nusselt local entre les mesures expérimentales et le calcul numérique 2D et la corrélation de Churchill (Rel. 1.39) pour $Ra=3,5.10^8$ sur un méridien de la maquette

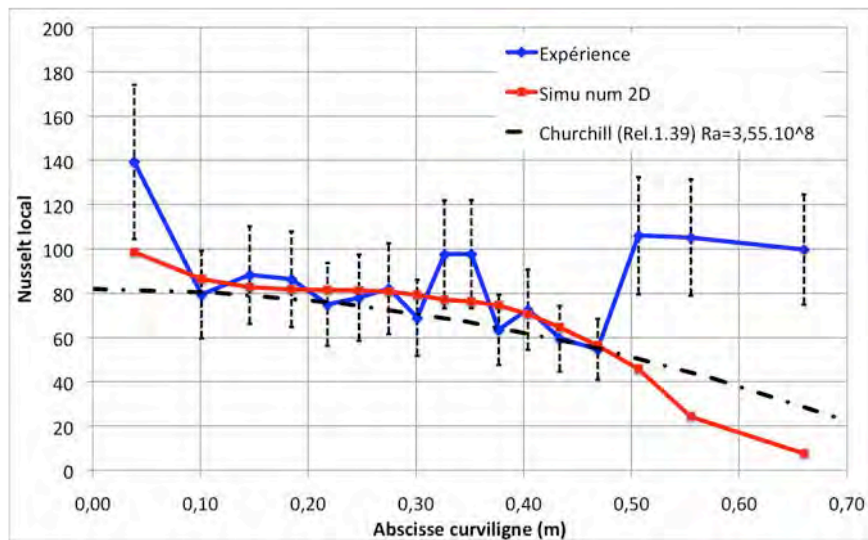


Fig 5.25 : Comparaison du nombre de Nusselt local moyenné sur chaque bande entre les mesures expérimentales et le calcul numérique 2D et la corrélation de Churchill (Rel. 1.39) pour $Ra=3,5.10^8$ sur un méridien de la maquette

La figure 5.26 représente le flux de chaleur échangé sur la paroi de la maquette dans le calcul 3D qui n'est pas réparti de manière homogène tout autour de la maquette, surtout au niveau de sa partie haute. Pour calculer le nombre de Nusselt local, la position de toutes les bandes chauffantes a été reproduite à la surface de la maquette pour extraire la valeur moyenne du flux de chaleur sur chacune d'entre elles.

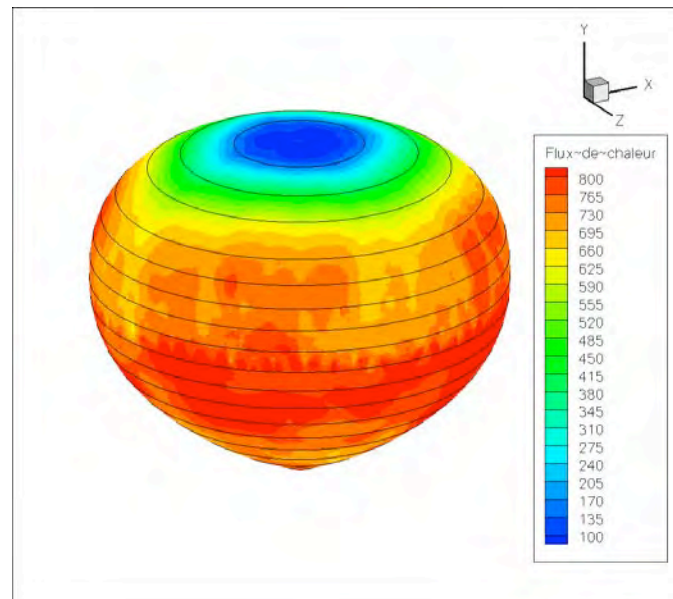


Fig 5.26 : Flux de chaleur moyen (W/m^2) sur les parois de la maquette obtenu par le calcul numérique 3D

La figure 5.27 représente le nombre de Nusselt local moyenné sur toutes les bandes chauffantes dans le calcul 3D pour pouvoir directement comparer ces résultats avec ceux précédemment obtenus dans l'expérience. Entre les abscisses curvilignes 0,1 m et 0,43 m, le nombre de Nusselt local est surestimé dans le calcul 3D par rapport à l'expérience (de 30% à 60%) avec une valeur stabilisée autour de 104 et 115. Entre les abscisses 0,47 m et 0,66 m (sommet de la maquette), le nombre de Nusselt local diminue fortement, passant de 104 à 16. Ainsi, à partir de l'abscisse 0,47 m, le calcul CEDRE 3D, comme le calcul CEDRE 2D, sous-estime la valeur du nombre de Nusselt par rapport à l'expérience de 30% à 84% (tableau 5.1). Le modèle de turbulence $k-\omega$, en 2D et en 3D n'est pas à même de retranscrire d'éventuels phénomènes de transition présents au sommet de la maquette. Cette fois ci, dans la région où l'écoulement est supposé être laminaire, la corrélation de Churchill (Rel. 1.39) est très inférieure à la valeur du nombre de Nusselt local dans le calcul 3D.

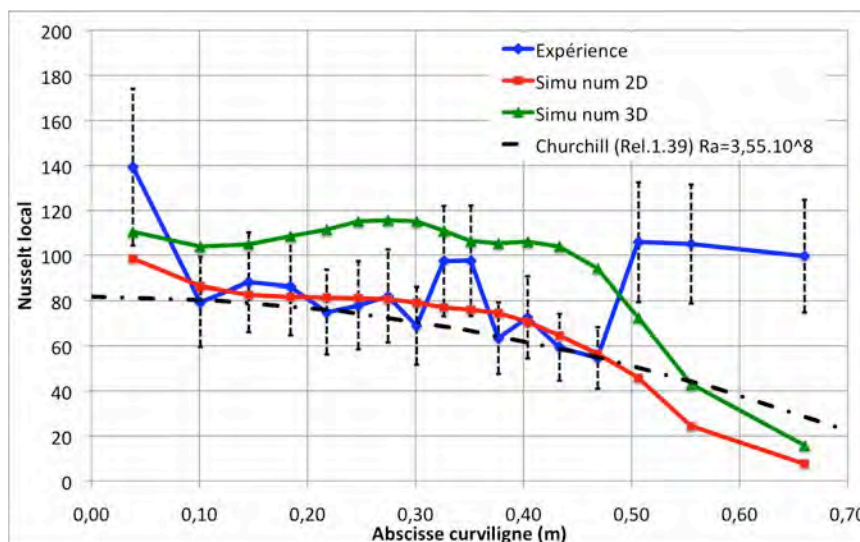


Fig 5.27 : Comparaison du nombre de Nusselt local entre les mesures expérimentales et les calculs numériques 2D et 3D et la corrélation de Churchill (Rel. 1.39) pour $Ra=3,5.10^8$ sur un méridien de la maquette

Les nombres de Rayleigh sont légèrement différents, avec $Ra=3,45.10^8$ dans la simulation 2D

axisymétrique, $Ra=3,33.10^8$ dans la simulation 3D et $Ra=3,56.10^8$ dans l'expérience (tableau 5.1) à cause de la température atmosphérique T_{atmos} qui diffère légèrement dans les 3 cas ($T_{atmos}=33^{\circ}C$ dans le calcul 2D, $T_{atmos}=35^{\circ}C$ dans le calcul 3D et $T_{atmos}=30,7^{\circ}C$ dans l'expérience). Malgré cet écart relativement faible, le nombre de Nusselt moyen sur toute la maquette est sous-estimé de 14,8% dans le calcul 2D et surestimé de 38,7% dans le calcul 3D par rapport à l'expérience.

	Abs. Curv.	Exp 130°C Ra=3,56.10 ⁸	Simu num 2D Ra=3,45.10 ⁸	Ecart Simu 2D/EXP (%)	Simu num 3D Ra=3,33.10 ⁸	Ecart Simu 3D/EXP (%)
Nusselt local	0,04	139	99	-29	110	-21
	0,10	79	86	9	104	31
	0,15	88	83	-6	105	19
	0,18	86	82	-5	109	26
	0,22	75	82	9	111	49
	0,25	78	81	4	115	48
	0,27	82	81	-2	116	41
	0,30	69	79	15	115	67
	0,33	98	77	-21	111	14
	0,35	98	76	-22	106	9
	0,38	63	75	18	105	66
	0,40	73	71	-3	106	46
	0,43	59	65	9	104	75
	0,47	55	57	3	94	72
	0,51	106	46	-57	73	-31
	0,56	105	24	-77	43	-59
0,66	100	8	-92	16	-84	
Tatmos (°C)		30,7	33,0		35,0	
Tverre (°C)		27,2	28,0		28,0	
Delta T (°C)		99,3	97,0		95,0	
Nusselt moyen		83,4	71,1	-14,8	98,64	38,7

Tab 5.1 : Comparaison du nombre de Nusselt local entre les mesures expérimentales et les calculs numériques 2D et 3D sur un méridien de la maquette

Conclusion

Les modélisations 2D et 3D ont montré une topologie d'écoulement similaire, cependant des différences importantes sont observables dans certaines zones de l'écoulement. Le calcul 2D surestime fortement la valeur maximale de la vitesse et sous estime l'épaisseur de la colonne d'air chaud, tandis que dans le calcul 3D, la vitesse maximale est en bon accord avec l'expérience, cependant il sous-estime les vitesses dans le panache, dans la partie haute de la cuve. Le calcul surestime aussi les fluctuations de vitesse dans les zones de l'écoulement où celui ci est au repos.

Le nombre de Nusselt local, quant à lui, est en bon accord dans le calcul 2D et surestimé dans le calcul 3D entre les abscisses 0 m et 0,47 m par rapport à l'expérience. Le modèle de turbulence $k-\omega$ ne modélise pas la transition laminaire/turbulent qui est à l'origine de la forte augmentation du nombre de Nusselt local, au sommet de la maquette dans l'expérience. Les ligne de courant font apparaître une petite boucle de recirculation située au sommet de la maquette dans le calcul 2D. Le Nusselt moyen est sous-estimé, de 14,8%, dans le calcul 2D et très surestimé, de 38,7% dans le calcul 3D.

2 Résultats pour différentes températures de chauffe dans l'air et dans le SF6

La partie précédente a permis de définir quel type de simulation est le plus adapté pour reproduire différentes températures de chauffe sur les parois de la maquette et obtenir une valeur du nombre de Nusselt la plus proche de la réalité. La simulation 2D axisymétrique avec le modèle de turbulence $k-\omega$ reproduit un écoulement proche de l'expérience au niveau de la paroi de la maquette et des nombres de Nusselt plus proches de la réalité. De plus, ce calcul demande moins de ressource pour simuler l'écoulement de convection naturelle autour de la maquette placée dans la cuve. Dans cette partie, plusieurs températures de chauffe sont imposées sur la paroi de la maquette avec la cuve remplie d'air dans un premier temps et remplie du gaz lourd SF6 dans un deuxième temps. La condition $y^+ < 1$ à la paroi est conservée dans tous les calculs.

Le champ final précédemment calculé lors de la simulation 2D axisymétrique avec le modèle de turbulence $k-\omega$ est utilisé pour initialiser ces nouvelles simulations numériques. Cette approche permet de réduire le temps nécessaire pour que le calcul soit convergé. Les conditions aux limites sur les parois de la cuve et le pied de la maquette restent identiques, seule la température sur la maquette est changée.

2.1 Simulation numérique 2D axisymétrique dans l'air

Les températures 60°C, 130°C et 160°C sont imposées de manière isotherme sur les parois de la maquette. Les mesures PIV n'ont été réalisées qu'avec une température uniforme de 130°C sur les parois de la maquette donc les champs de vitesse obtenus avec ces simulations ne peuvent pas être comparés aux mesures expérimentales.

2.1.1 Comparaison du champ dynamique

D'après la figures 5.28, dans les toutes les simulations réalisées, la topologie de l'écoulement est la même que dans le cas à 130°C avec présence du panache d'air au dessus de l'élément chauffant et des couches limites contre la maquette, le plafond et les parois verticales de la cuve. La vitesse maximale, dans ces 3 zones de l'écoulement, augmente lorsque la température imposée sur la maquette est plus importante. De plus, les lignes de courant montrent la présence de la grande boucle de recirculation, située au même endroit pour toutes les températures de chauffe dans la partie haute de la cuve, mais aussi la présence d'une boucle de recirculation plus petite, juste au sommet de la maquette.

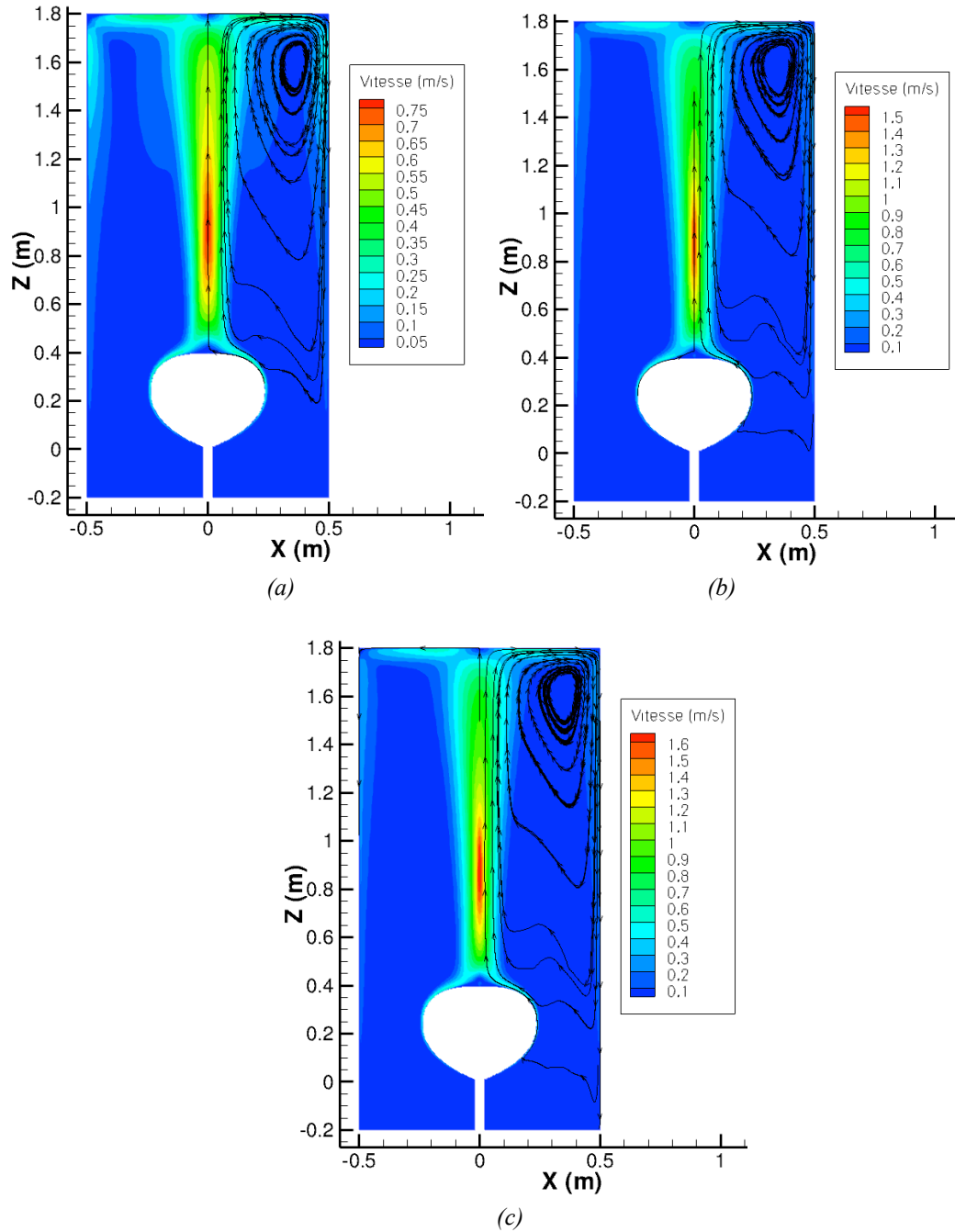


Fig 5.28 : Norme de vitesse moyenne obtenue par le calcul numérique 2D dans l'air pour une température isotherme sur la maquette de : (a) $60\text{ }^{\circ}\text{C}$, (b) $130\text{ }^{\circ}\text{C}$, (c) $160\text{ }^{\circ}\text{C}$

D'après la figures 5.29, comme pour les vitesses, l'énergie turbulente maximale augmente lorsque la température imposée sur la maquette est plus importante, mais l'écoulement conserve la même topologie.

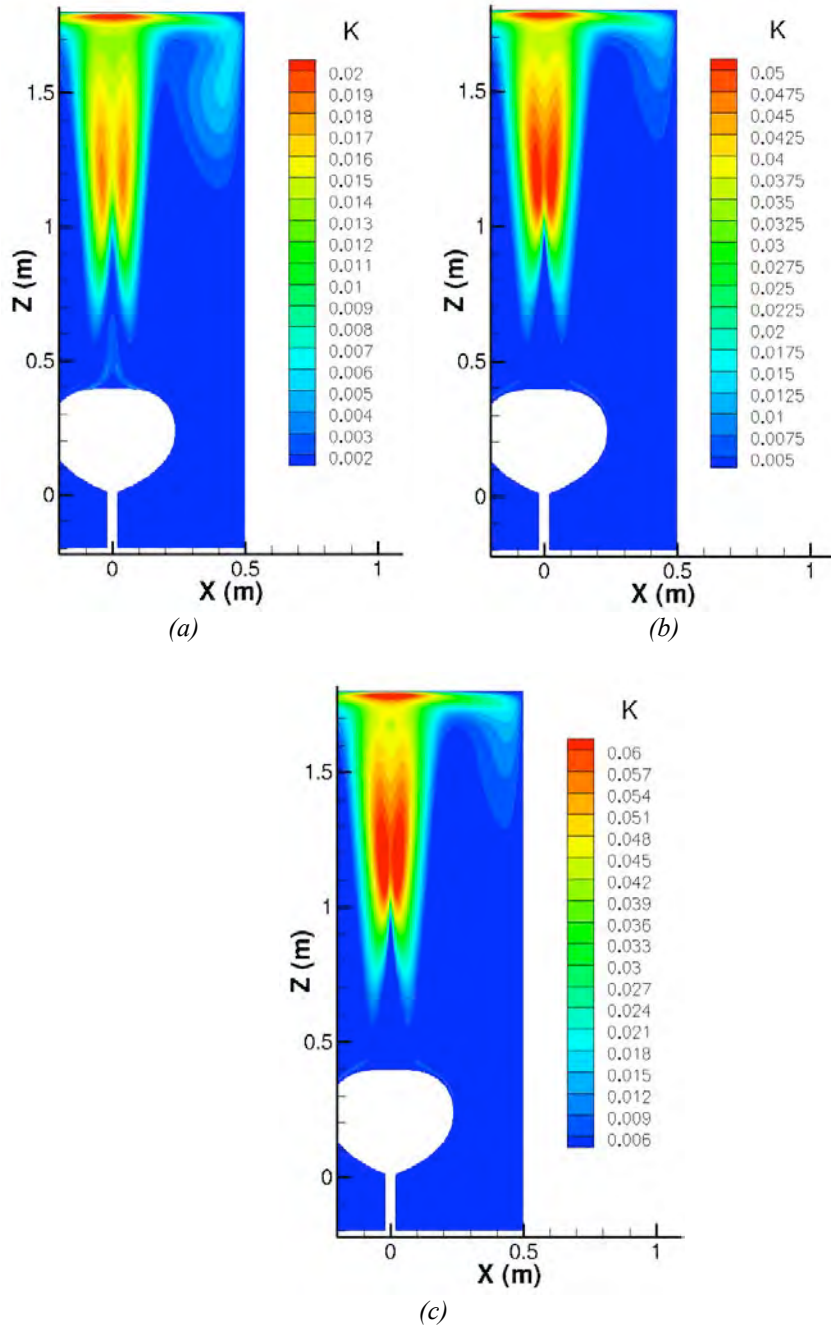


Fig 5.29 : Energie turbulente moyenne obtenue par le calcul numérique 2D dans l'air pour une température isotherme sur la maquette de : (a) 60 °C, (b) 130 °C, (c) et 160 °C

D'après la figure 5.30, pour une température de chauffe de 60°C, l'énergie turbulente s'intensifie, contre la paroi de la maquette, à partir de l'altitude $Z=0,35$ m et se diffuse dans le panache au niveau de l'axe vertical de la maquette jusqu'à une altitude $Z=0,7$ m. Ce phénomène n'apparaît, dans le calcul numérique, que pour la température de chauffe 60°C.

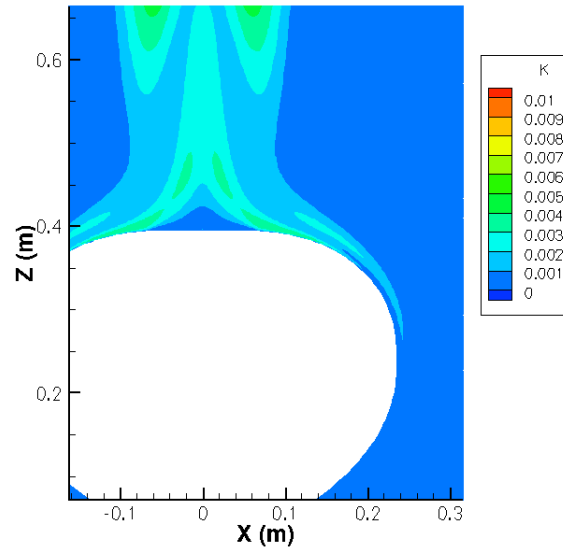


Fig 5.30 : Energie turbulente moyenne obtenue par le calcul numérique 2D proche de la maquette pour une température isotherme sur la maquette de 60°C

D'après la figure 5.31 a, la norme de la vitesse moyenne a une évolution identique, le long de l'axe vertical de la maquette, avec une vitesse qui augmente fortement pour atteindre un maximum de 0,75 m/s pour 60°C, de 1,55 m/s pour 130°C et de 1,7 m/s pour 160°C à la même altitude $Z=0,9$ m. Entre les altitudes $Z=0,9$ m et $Z=1,6$ m, la vitesse diminue lentement pour les 3 températures de chauffe et, à partir de l'altitude $Z=1,6$ m, celle ci diminue brusquement jusqu'au plafond de la cuve.

D'après la figure 5.32 b, l'intensité turbulente augmente brusquement le long de l'axe vertical entre les altitudes $Z=0,9$ m et $Z=1,2$ m pour les 3 températures de chauffe et se stabilise autour de $I_{\text{turb}}=0,21$ pour 60°C, $I_{\text{turb}}=0,23$ pour 130°C et $I_{\text{turb}}=0,23$ pour 160°C entre les altitudes $Z=1,2$ m et $Z=1,6$ m. Dans le calcul avec une température de chauffe de 60°C, l'intensité turbulente est plus importante entre les altitude $Z=0,4$ m et $Z=0,9$ m que dans les autres cas où I_{turb} est quasiment nulle, le long de l'axe vertical.

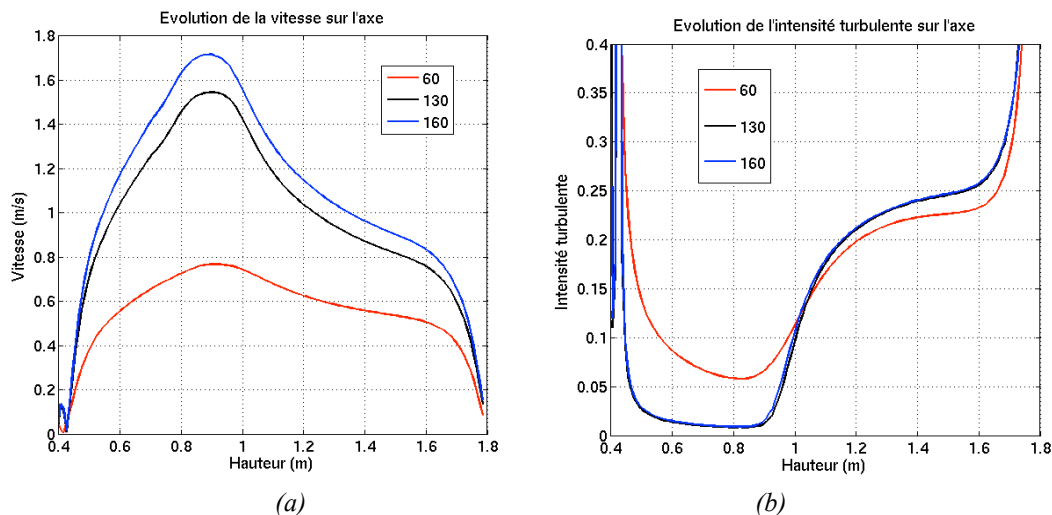


Fig 5.31 : Comparaison des résultats numériques pour différentes températures de chauffe de la maquette : Evolution de la vitesse le long de l'axe vertical de la maquette (a), et évolution de l'intensité turbulente sur l'axe (b)

2.1.2 Comparaison du champ thermique et du nombre de Nusselt

D'après la figures 5.32, le champ de température montre la même topologie pour les différentes températures de chauffe avec le développement d'une couche limite thermique très fine proche des parois de la maquette et l'apparition d'un panache d'air chaud possédant une température très élevée au niveau de l'axe vertical. Dans la partie haute de la cuve, la température du panache diminue fortement à proximité du plafond de la cuve.

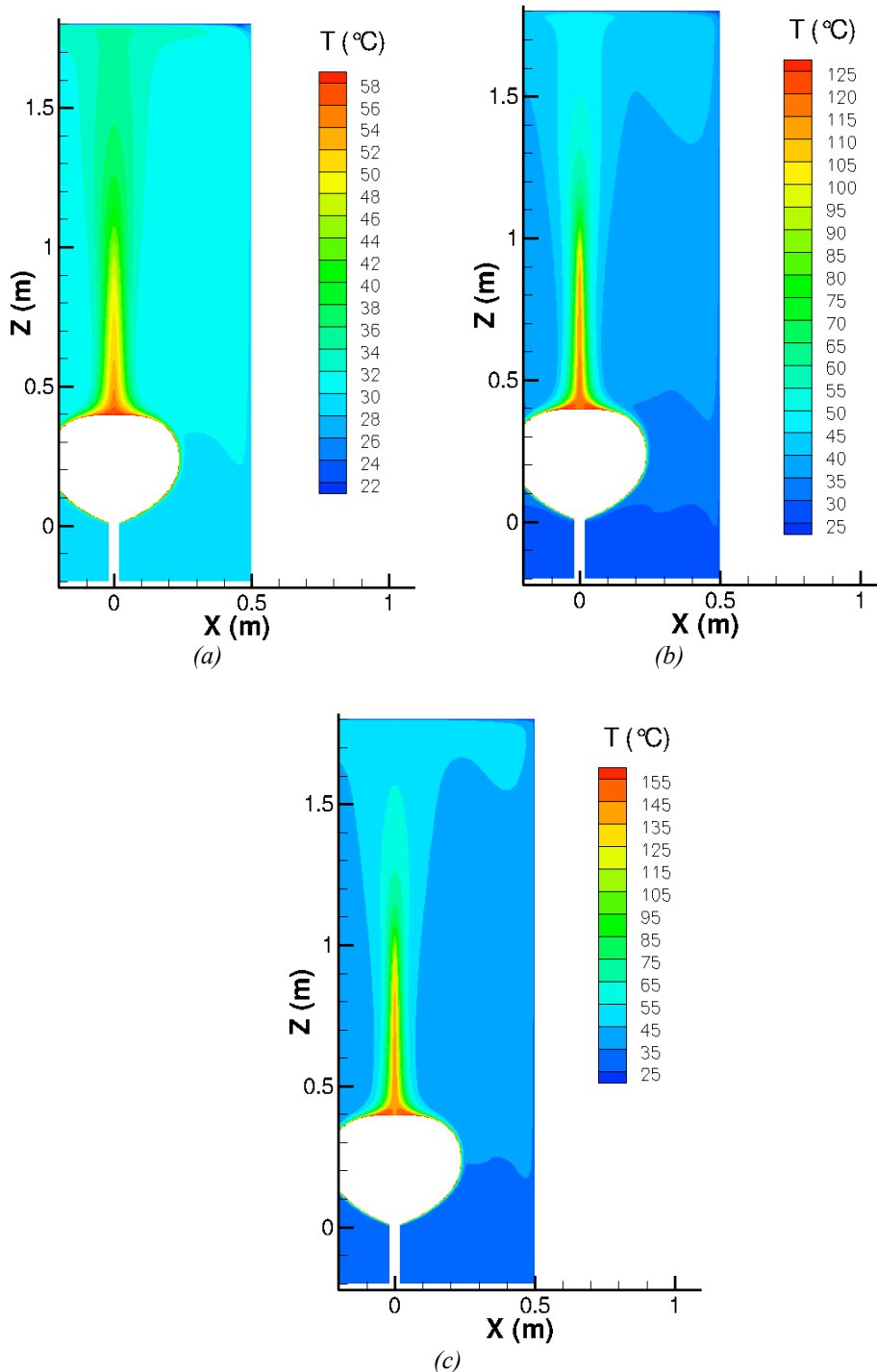


Fig 5.32 : Température moyenne obtenue par le calcul numérique 2D dans l'air pour une température isotherme sur la maquette de : (a) 60 °C, (b) 130 °C et (c) 160°C

D'après la figure 5.33, la température le long de l'axe vertical décroît très rapidement, au début sur les quelques premiers millimètres. Entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=0,9$ m, la température diminue plus lentement pour toutes les températures de chauffe. Entre les altitudes $Z=0,9$ m et $Z=1,2$ m, la température diminue très fortement, à l'endroit même où l'intensité turbulente augmente brusquement. Le panache thermique se met à devenir pleinement turbulent ce qui se traduit par un entrainement d'air froid plus important par la colonne d'air chaud ce qui provoque une très forte diminution de la température. A partir de l'altitude $Z=1,2$ m, la température décroît plus lentement jusqu'à atteindre le plafond. Sur la figure, les résultats numériques sont extraits le long de l'axe vertical jusqu'à l'altitude $Z=1,78$ m, c'est pourquoi la température n'atteint pas 20°C , celle-ci chutant brutalement sur quelques millimètres au niveau du plafond de la cuve.

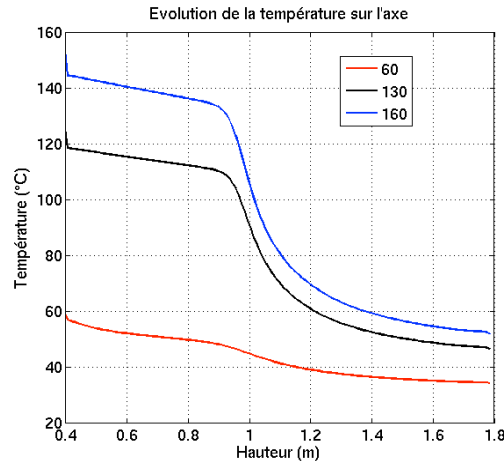


Fig 5.33 : Evolution de la température moyenne le long de l'axe vertical de la maquette obtenue par le calcul numérique pour différentes températures de chauffe

D'après la figure 5.34, jusqu'à l'abscisse curviligne 0,4 m, le nombre de Nusselt local suit la même évolution pour toutes les températures de chauffe sur la paroi de la maquette. A partir de l'abscisse curviligne 0,4 m, pour la température de chauffe de 60°C , le nombre de Nusselt augmente légèrement jusqu'à l'abscisse 0,52 m, avant de diminuer fortement entre les abscisses 0,55 m et 0,61 m pour atteindre une valeur quasiment nulle. Pour les températures de chauffe 130°C et 160°C , le nombre de Nusselt diminue lentement pour atteindre un minimum à l'endroit où l'écoulement se détache de la paroi. Pour 60°C , d'après la figure 5.30, l'énergie turbulente augmente fortement contre la paroi de la maquette, proche de son sommet. L'écoulement devenu turbulent se rattache à la paroi de la maquette plus longtemps et la couche limite thermique diminue. L'augmentation brusque de l'énergie turbulente en paroi de l'élément chauffant provoque une augmentation du nombre de Nusselt local, à partir de l'abscisse 0,45 m, avant que celui-ci ne chute brusquement quand l'écoulement se détache de la paroi. Ainsi, les résultats numériques obtenus se trouvent être en meilleur accord avec l'expérience que pour les 2 autres températures de chauffe. Il semble que pour les autres températures, l'écoulement se détache plus tôt sur la paroi de la maquette et l'énergie turbulente n'a pas la possibilité d'augmenter de manière significative proche de la paroi.

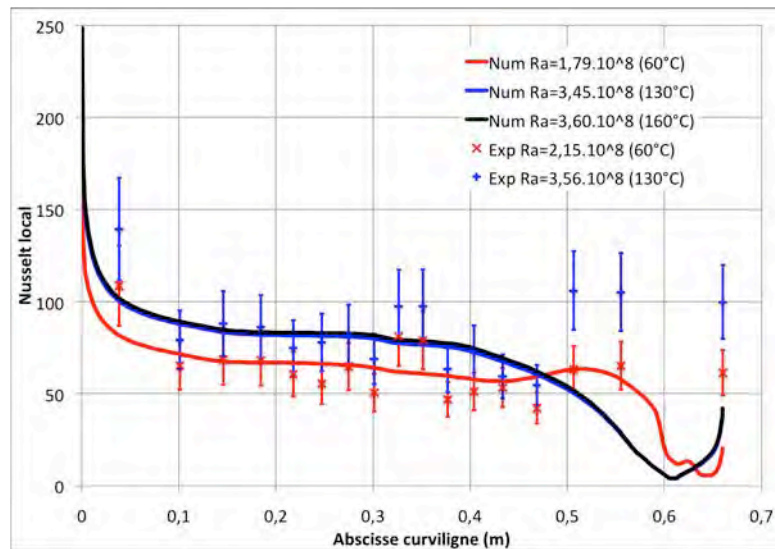


Fig 5.34 : Evolution du nombre de Nusselt local sur un méridien de la maquette obtenue par le calcul numérique pour différentes chauffes du ballon à température isotherme

La figure 5.35 compare l'évolution du nombre de Nusselt moyen, pour les différentes températures de chauffe, sur la paroi de la maquette, dans l'expérience et dans la simulation numérique 2D axisymétrique. D'après le tableau 5.2, pour les température de chauffe 60°C et 160°C, le nombre de Nusselt moyen est quasiment le même dans l'expérience et dans la simulation numérique, avec un écart de moins de 4%. Par contre, pour la température de chauffe 130°C, le calcul numérique sous estime la valeur du nombre de Nusselt moyen de 14,8%. Comme il a été vu dans le chapitre 4, la température 130°C a été étudiée plus tôt et la valeur du nombre de Nusselt moyen est supérieure à celles calculées pour des nombres de Rayleigh quasiment identiques. De plus, pour la température de chauffe de 60°C, le nombre de Nusselt moyen est inférieur de 6% à celui calculée grâce à la corrélation de Churchill pour la sphère isotherme, tandis que pour les températures de chauffe 130°C et 160°C, le nombre de Nusselt moyen est 12% à 13% inférieur à celui calculée par la corrélation. Le fait que le régime d'écoulement soit laminaire pour 130°C et 160°C autour de la maquette conduit à l'apparition d'un écart plus important avec la corrélation de Churchill 1.37 (régime turbulent).

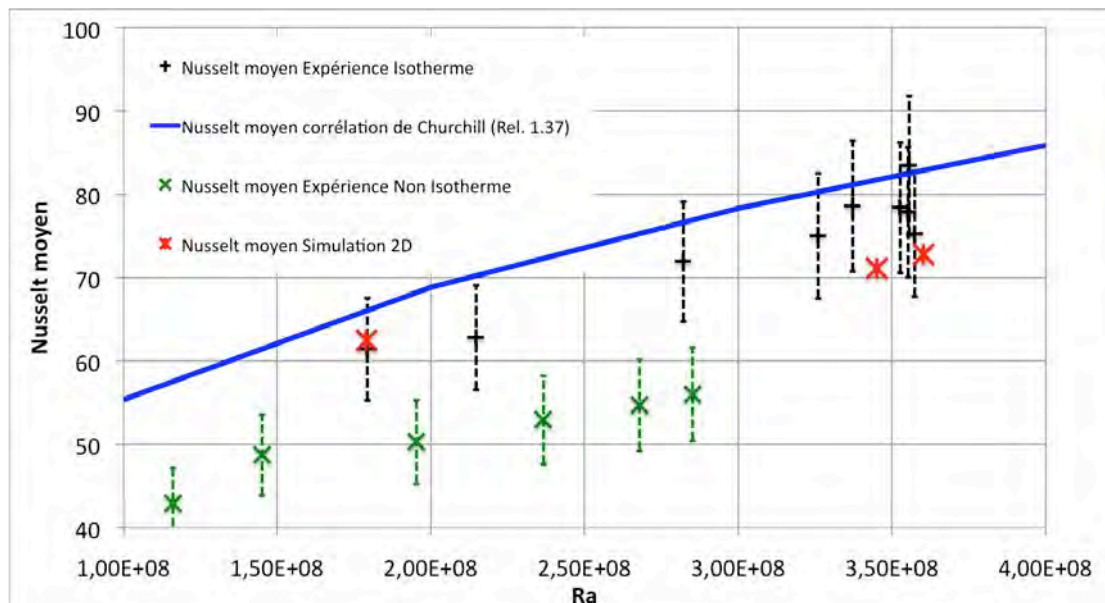


Fig 5.35 : Comparaison des nombres de Nusselt globaux obtenus dans l'expérience avec ceux obtenus dans la simulation numérique pour différentes chauffes du ballon à température isotherme

T (°C)	Expérience			Simulation 2D			Ecart Nusselt Simu 2D/Exp (%)	Ecart Nusselt Simu 2D/Churchill (%)
	Ra	Nusselt moyen	Tatmos (°C)	Ra	Nusselt moyen	Tatmos (°C)		
60	2,15E+08	62,8	25,4	1,79E+08	62,5	30	-0,5	-5,9
130	3,56E+08	83,4	30,7	3,45E+08	71,1	33	-14,8	-13,2
160	3,57E+08	75,2	36	3,60E+08	72,8	35	-3,2	-12,3

Tableau 5.2 : Tableau comparant la valeur des nombres de Nusselt globaux obtenus dans l'expérience avec ceux obtenus dans la simulation numérique pour différentes chauffes du ballon à température isotherme

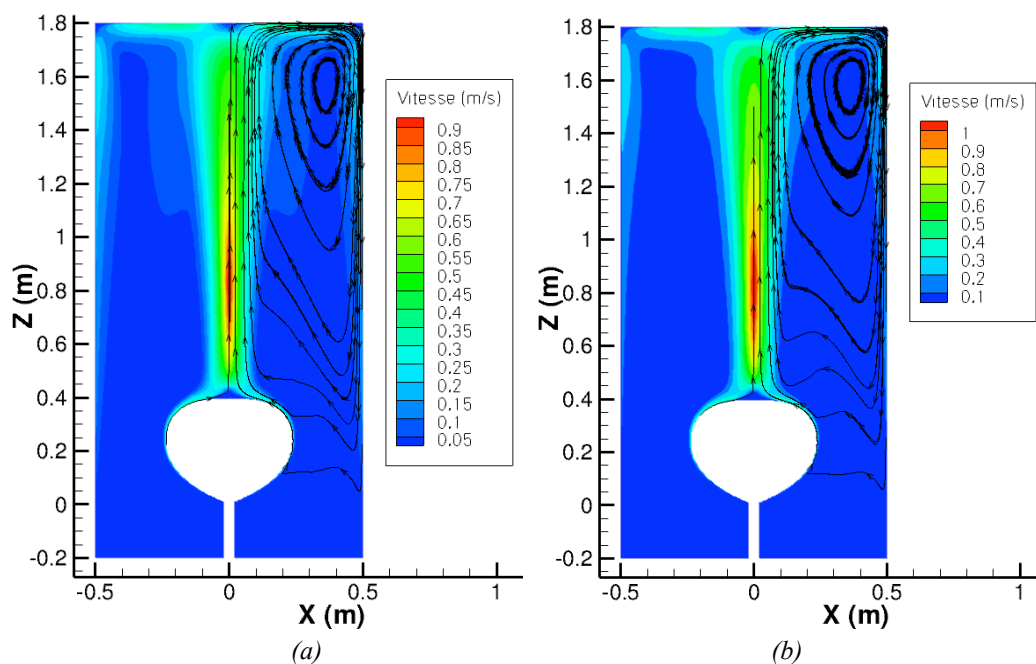
2.2 Simulation numérique 2D axisymétrique dans le gaz lourd SF6

Dans cette nouvelle simulation, les propriétés du gaz SF6 (chapitre 2) remplacent celles de l'air. La chaleur spécifique du SF6 et le nombre de Prandtl ($C_p=670$ J/(kg.K), $Pr=0,71$) sont fixes dans le calcul et la viscosité cinématique est décrite par la formule de Sutherland. Le maillage, le modèle de turbulence et les conditions aux limites sont les mêmes que dans le calcul 2D axisymétrique réalisé dans l'air.

Comme pour la simulation numérique dans l'air, le calcul numérique est initialisé pour les différentes températures de chauffe à partir du calcul convergé à 130°C dans le SF6. Les températures étudiées sur la paroi de la maquette sont 100°C, 130°C (vu précédemment), 160°C et 180°C.

2.2.1 Comparaison du champ dynamique

Les figures 5.36 montrent que la topologie de l'écoulement est identique à la simulation 2D axisymétrique dans l'air avec la vitesse maximale de l'écoulement qui augmente lorsque la température imposée sur la maquette est plus importante. Les lignes de courant montrent la présence d'une grande boucle de recirculation, située dans la partie haute de la cuve, mais aussi la présence d'une petite boucle de recirculation, juste au dessus de la maquette, pour toutes les températures de chauffe.



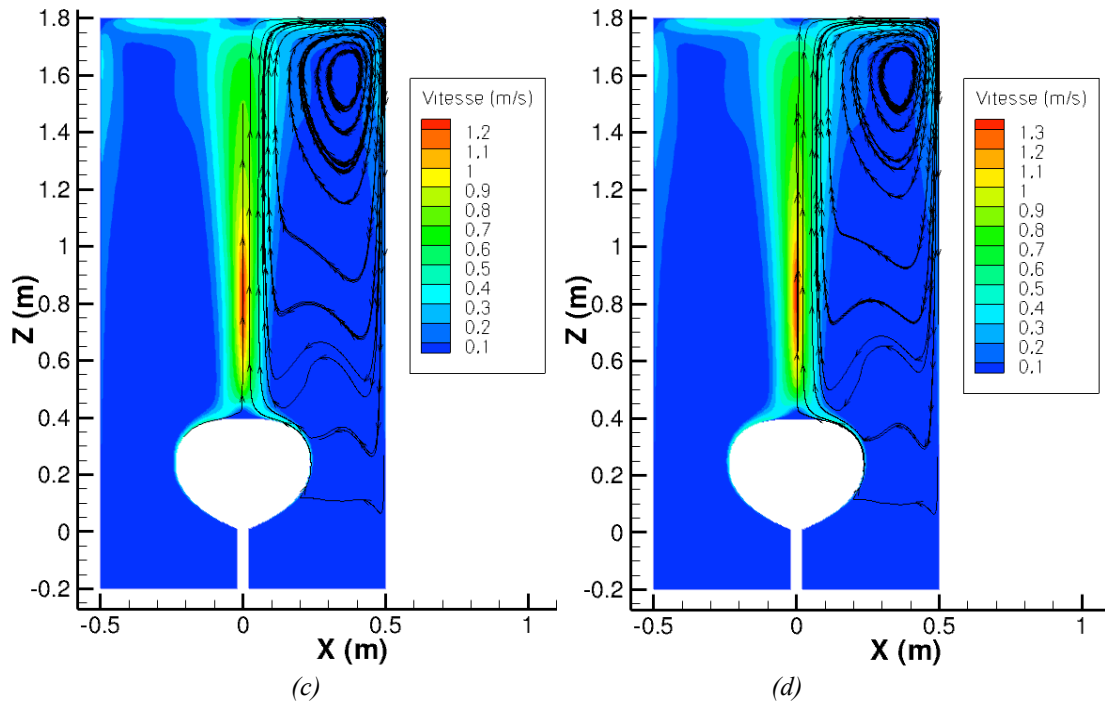
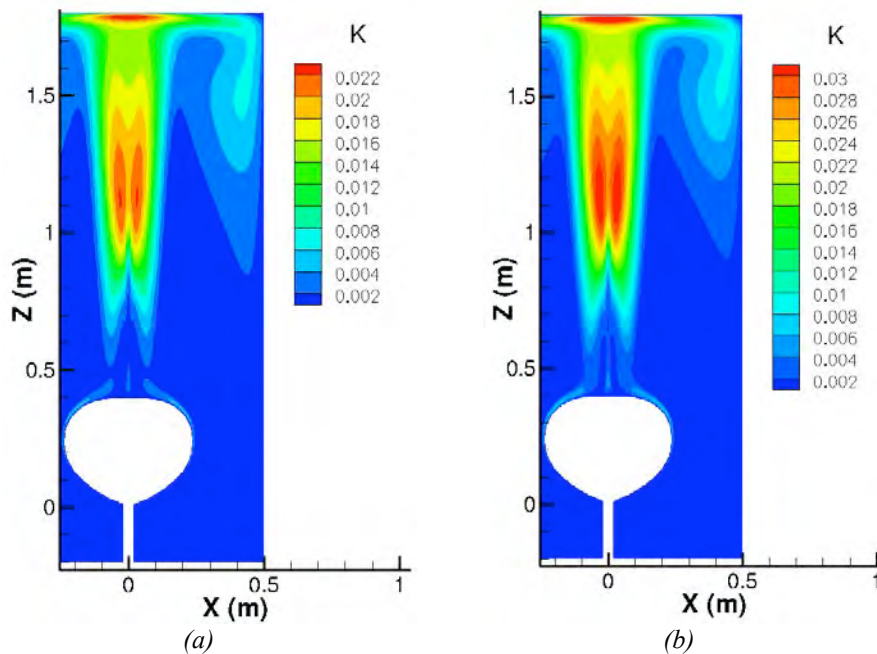


Fig 5.36 : Norme de vitesse moyenne obtenue par le calcul numérique 2D dans le SF6 pour une température isotherme sur la maquette de : (a) 100 °C, (b) 130 °C, (c) 160 °C et (d) 180°C

D'après les figures 5.37, comme pour les vitesses, l'énergie turbulente maximale augmente lorsque la température imposée sur la maquette est plus importante, et l'écoulement conserve la même topologie que dans la simulation avec de l'air, sauf entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=0,6$ m, le long de l'axe vertical, où la valeur de l'énergie turbulente n'est pas nulle.



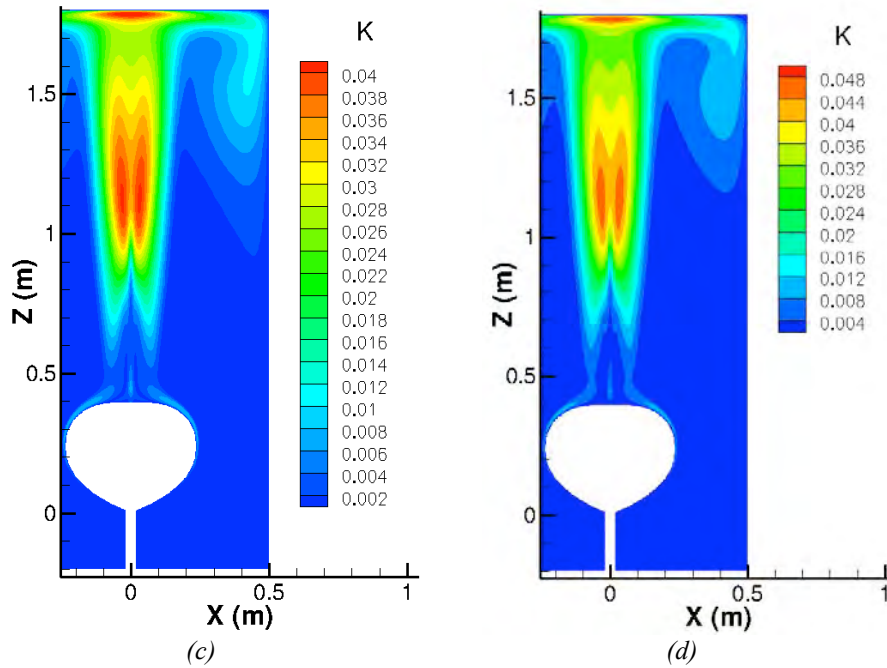


Fig 5.37 : Energie turbulente moyenne obtenue par le calcul numérique 2D dans le SF6 pour une température isotherme sur la maquette de : (a) 100 °C, (b) 130 °C, (c) 160 °C et (d) 180°C

D'après la figure 5.38 a, la norme de la vitesse moyenne a une évolution identique à la simulation dans l'air, le long de l'axe vertical de la maquette, avec une vitesse qui augmente fortement pour atteindre un maximum de 0,9 m/s pour 100°C, de 1,08 m/s pour 130°C, de 1,21 m/s pour 160°C et de 1,3 m/s pour 180°C à la même altitude $Z=0,83$ m. Entre les altitudes $Z=0,83$ m et $Z=1,6$ m, la vitesse diminue lentement pour les 4 températures de chauffe et, à partir de l'altitude $Z=1,6$ m, celle ci diminue brusquement jusqu'au plafond de la cuve.

D'après la figure 5.38 b, l'intensité turbulente augmente brusquement le long de l'axe vertical entre les altitudes $Z=0,8$ m et $Z=1,2$ m pour les 4 températures de chauffe et se stabilise autour de $I_{\text{turb}}=0,23$ entre les altitudes $Z=1,2$ m et $Z=1,6$ m. L'intensité turbulente est de 0,05 entre l'altitude $Z=0,5$ m et $Z=0,8$ m, tandis que dans l'air, avec une température de chauffe de 130°C, I_{turb} est quasiment nulle le long de l'axe vertical.

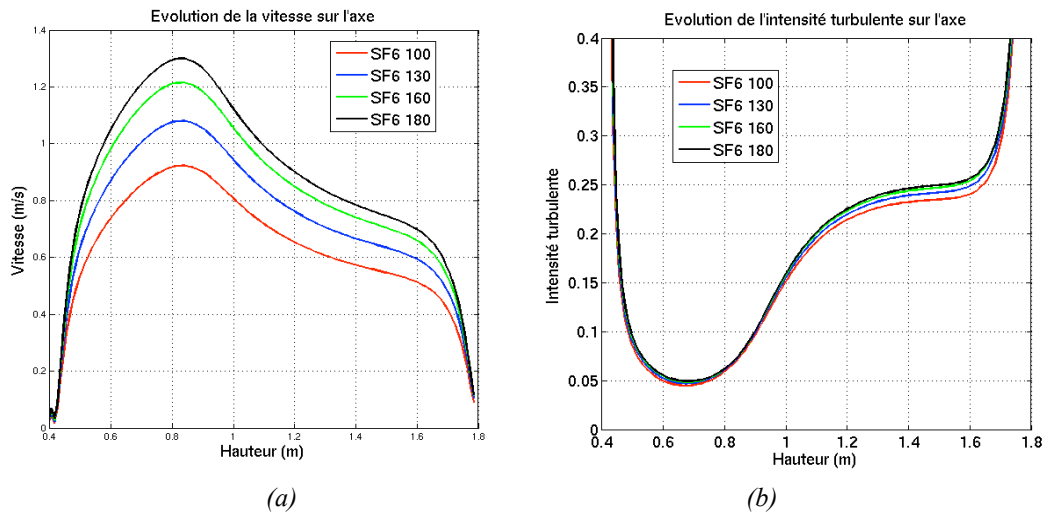


Fig 5.38 : Comparaison des résultats numériques dans le SF6 pour différentes température de chauffe de la maquette : (a) Evolution de la vitesse le long de l'axe vertical de la maquette et (b) évolution de l'intensité turbulente sur l'axe

Les vitesses dans le panache d'air sont plus faibles dans le calcul avec le SF6 que dans le calcul avec de l'air, avec pour la température de chauffe 130°C, une vitesse maximale le long de l'axe vertical de 1,08 m/s dans le SF6 et de 1,55 m/s dans l'air qui apparaît à l'altitude $Z=0,83$ m dans le SF6 et à l'altitude $Z=0,9$ m dans l'air.

2.3 Comparaison du champ thermique et du nombre de Nusselt

D'après les figures 5.39, le champ de température montre la même topologie pour les différentes températures de chauffe avec le développement d'une couche limite thermique très fine proche des parois de la maquette et l'apparition d'un panache d'air chaud possédant une température très élevée au niveau de l'axe vertical. Cette topologie est identique à celle rencontrée dans l'air. Dans la partie haute de la cuve, la température du panache diminue fortement à proximité du plafond de la cuve.

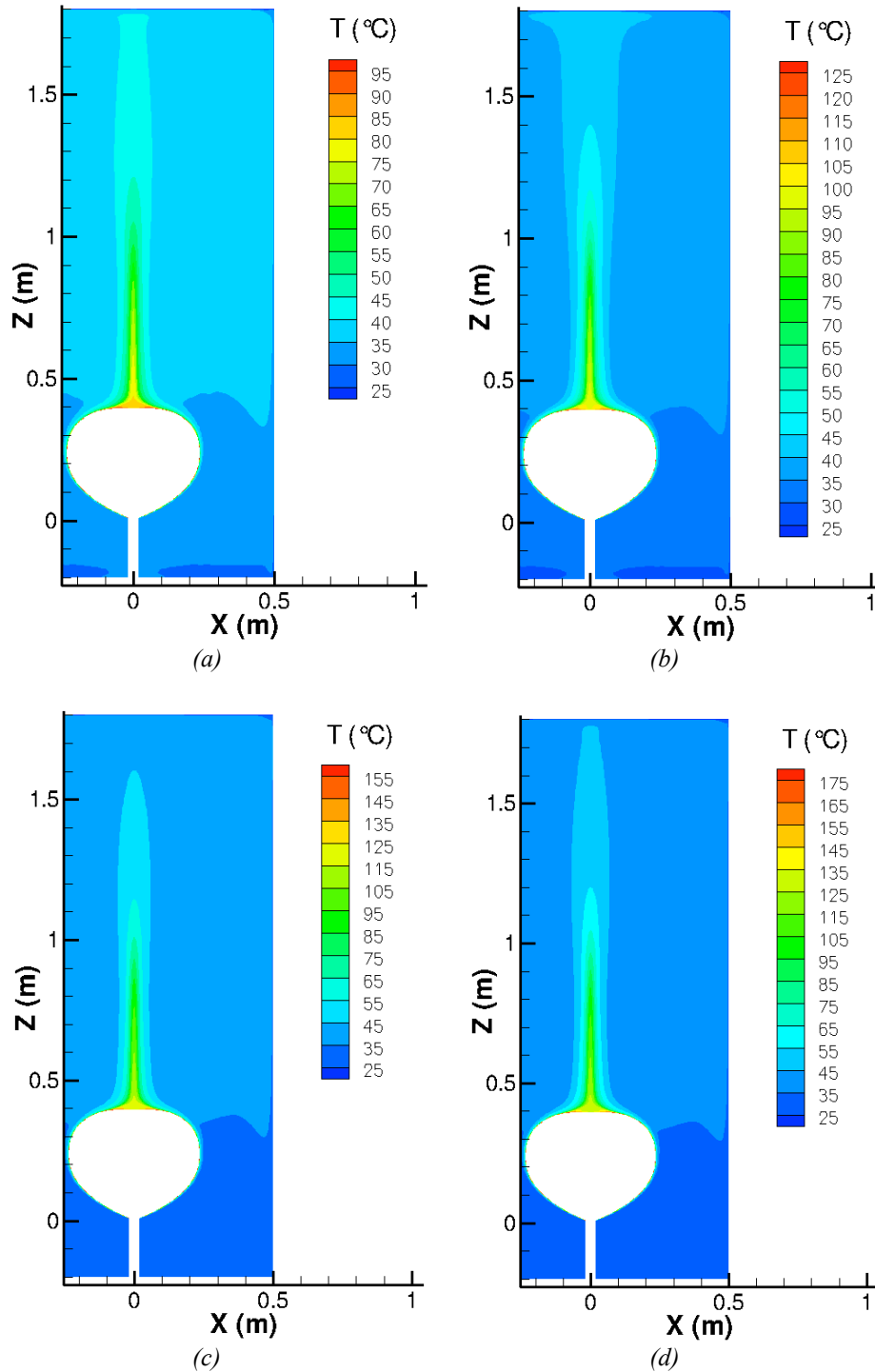


Fig 5.39 : Température moyenne obtenue par le calcul numérique 2D dans le SF6 pour une température isotherme sur la maquette de : (a) 100 °C, (b) 130 °C, (c) 160 °C et (d) 180°C

D'après la figure 5.40, la température le long de l'axe vertical décroît très rapidement, au début sur les quelques premiers millimètres. Pour la température de chauffe de 130°C, la température diminue de 130°C à 100°C dans le SF6 et de 130°C à 120°C dans l'air (figure 5.33).

Entre les altitudes $Z=0,4$ m et $Z=0,8$ m, la température diminue plus lentement pour toutes les températures de chauffe. Pour la température de chauffe de 130°C, la température diminue de 100°C jusqu'à 80°C dans le SF6, tandis que la température diminue de 120°C à 110°C dans l'air. L'échange thermique entre la colonne de gaz chaud et le gaz froid est beaucoup plus fort

dans le SF6 que dans l'air entre le sommet de la maquette et l'altitude $Z=0,8$ m, à cause des propriétés du SF6 qui sont responsables d'un échange thermique plus important avec le milieu froid ambiant.

Entre les altitudes $Z=0,8$ m et $Z=1,1$ m, la température diminue très fortement, à l'endroit même où l'intensité turbulente augmente brusquement et à partir de l'altitude $Z=1,1$ m, la température décroît plus lentement jusqu'à atteindre le plafond.

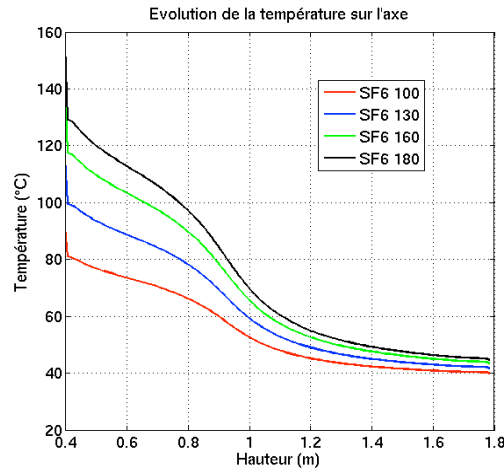


Fig 5.40 : Evolution de la température moyenne le long de l'axe vertical de la maquette obtenue par le calcul numérique dans le SF6 pour différentes températures de chauffe

D'après la figure 5.41, l'évolution du nombre de Nusselt local est similaire à celle rencontrée dans l'air, avec une forte diminution du nombre de Nusselt jusqu'à l'abscisse 0,05 m qui se stabilise autour de 227 pour 100°C, autour de 242 pour 130°C, autour de 252 pour 160°C et autour de 256 pour 180°C, jusqu'à l'abscisse curviligne 0,4 m. Entre les abscisses curvilignes 0,4 m et 0,59 m, le nombre de Nusselt diminue fortement pour atteindre un minimum d'environ pour toutes les températures de chauffe. Le minimum du nombre de Nusselt local apparaît plus tôt sur la courbe dans le SF6 que dans l'air (abscisse curviligne 0,61 m). L'écoulement se détache plus tôt de la paroi de la maquette dans le SF6. Ce phénomène a déjà été étudié sur des sphères chauffées de manière isotherme [59] où la position de la séparation apparaît plus tôt dans l'écoulement proche de la paroi lorsqu'on augmente le nombre de Rayleigh. Entre les abscisses 0,59 m et 0,66 m, le nombre de Nusselt augmente pour atteindre un maximum local au sommet de la maquette.

Dans ce cas, la figure ne présente pas d'augmentation significative du nombre de Nusselt local dans la partie haute de la maquette, il apparaît donc que l'écoulement est laminaire autour de la maquette. Cependant, la valeur du nombre de Nusselt local calculée par la corrélation de Churchill (Rel. 1.39) autour de la sphère isotherme en régime laminaire pour $Ra=1,5.10^{10}$, est inférieure aux résultats obtenus dans le calcul, surtout entre les abscisses 0,2m et 0,5 m où l'écart est très important. Deux hypothèses peuvent expliquer cette différence :

- La corrélation est construite à partir d'expériences réalisées dans des liquides (eau, glycérine), et les nombres de Prandtl différents peuvent affecter la topologie de l'écoulement autour de l'élément chauffant
- L'impact de la géométrie de la maquette, différente de celle de la sphère, est plus important pour des nombres de Rayleigh plus important.

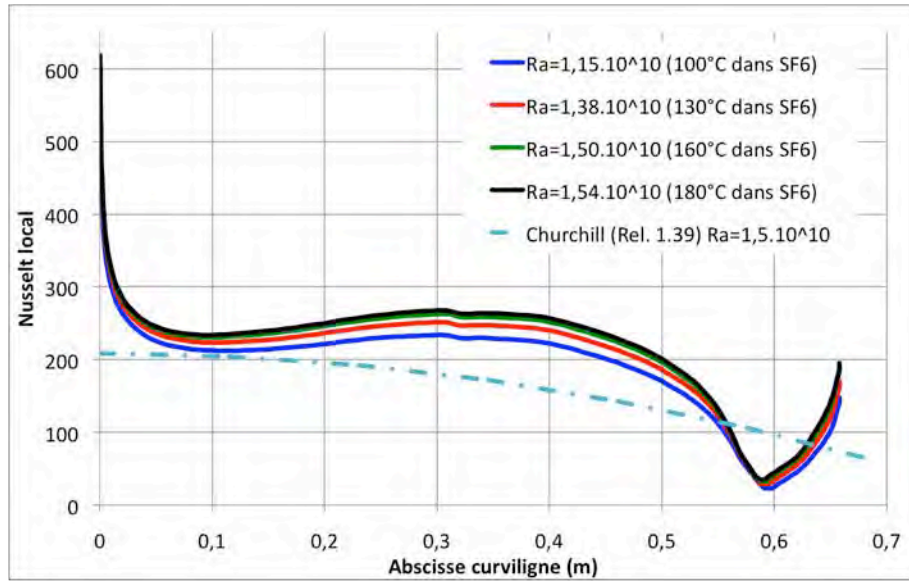


Fig 5.41 : Evolution du nombre de Nusselt local sur un méridien de la maquette obtenue par le calcul numérique dans le SF6 pour différentes chauffes du ballon à température isotherme

Aucune expérience n'a été réalisée avec la maquette plongée dans une cuve remplie de SF6, ainsi le nombre de Nusselt moyen pour les différentes températures de chauffe ne peut être comparé qu'avec les corrélations de Churchill réalisées sur la sphère isotherme.

La figure 5.42 compare l'évolution du nombre de Nusselt moyen dans le SF6, pour les différentes températures de chauffe, sur la paroi de la maquette, avec le nombre de Nusselt moyen calculé grâce aux corrélations de Churchill pour la sphère isotherme et utilisées par le CNES. Le calcul numérique sous-estime la valeur du nombre de Nusselt moyen pour toutes les températures de chauffe, d'environ 18% par rapport à la corrélation de Churchill (Rel. 1.37) et d'environ 30% par rapport à la corrélation utilisée par le CNES (tableau 5.3). Le calcul numérique ne représente pas la région, au sommet de la maquette, où l'écoulement devient turbulent. D'après l'expérience de Kitamura [63], plus le nombre de Rayleigh augmente, plus la transition laminaire-turbulent apparaît tôt sur la paroi de l'élément chauffant. Dans notre cas, la région où l'écoulement est turbulent doit être plus importante lorsque le nombre de Rayleigh augmente et le nombre de Nusselt moyen doit être bien plus important que celui calculé avec un écoulement laminaire pour les mêmes nombres de Rayleigh. Ainsi, dans le calcul numérique, l'écoulement étant laminaire proche de la paroi de la maquette, le nombre de Nusselt moyen est très inférieur à la corrélation de Churchill (Rel.1.37) pour le nombre de Nusselt moyen autour de la sphère isotherme.

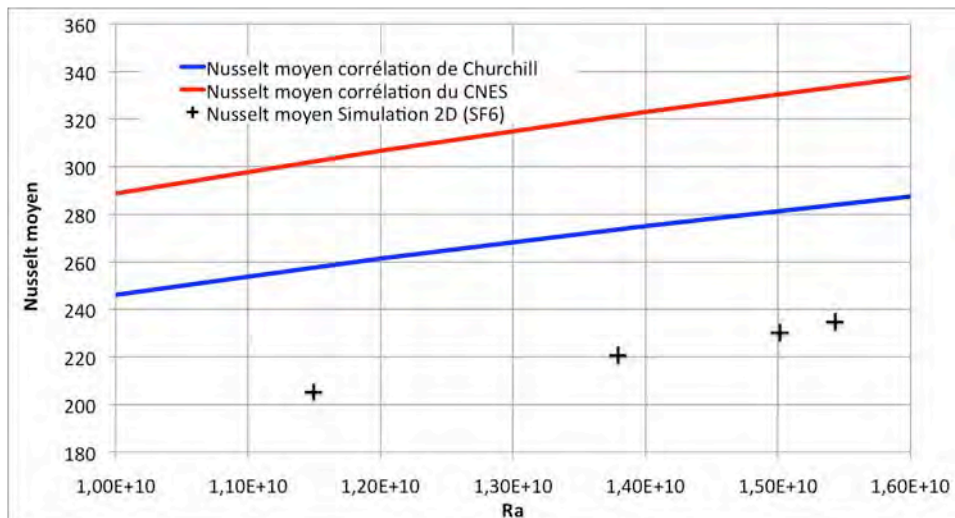


Fig 5.42 : Comparaison des nombres de Nusselt globaux obtenus dans l'expérience avec ceux obtenus dans les simulations numériques 2D dans l'air et dans le SF6 pour différentes chauffes du ballon à température isotherme

T (°C)	Simulation 2D (SF6)			Ecart Nusselt Simu 2D/Churchill (%)	Ecart Nusselt Simu 2D/CNES (%)
	Ra	Nusselt moyen	Tatmos (°C)		
100	1,15E+10	205	34	-20,4	-32,2
130	1,38E+10	221	34	-19,4	-31,4
160	1,50E+10	230	34	-18,2	-30,4
180	1,54E+10	235	34	-17,4	-29,7

Tableau 5.3 : Tableau comparant la valeur des nombres de Nusselt globaux obtenus dans la simulation numérique 2D dans le SF6 avec la corrélation de Churchill pour différentes chauffes du ballon à température isotherme

Conclusion

Dans cette partie, l'écoulement de convection naturelle autour de la maquette a été reproduit, à l'aide d'une simulation 2D axisymétrique, pour plusieurs températures de chauffe dans l'air. La topologie de l'écoulement est quasiment similaire pour toutes les températures de chauffe, sauf pour la température de chauffe de 60°C qui présente l'apparition de fortes fluctuations de la vitesse au niveau du sommet de la maquette. Cette augmentation de la fluctuation de vitesse est responsable de l'augmentation du nombre de Nusselt local au niveau du sommet de la maquette. Pour les autres températures de chauffe, l'évolution du nombre de Nusselt le long de la paroi verticale de la maquette est identique à celle rencontrée dans la première partie de ce chapitre. Sachant que l'incertitude sur la valeur du nombre de Nusselt moyen dans l'expérience est de 10%, les résultats numériques sont en bon accord avec l'expérience réalisée.

Pour l'écoulement de convection naturelle autour de la maquette avec la cuve remplie du gaz lourd SF6, la topologie de l'écoulement et l'évolution du nombre de Nusselt local est la même que dans le calcul numérique avec de l'air. Les vitesses dans l'écoulement sont cependant moins importantes et l'échange thermique proche de la paroi de la maquette est très fortement augmenté. Le nombre de Nusselt moyen, sur la maquette plongée dans le SF6, est très inférieur à celui calculé par la corrélation de Churchill (Rel. 1.37) pour toutes les températures de chauffe. L'écart entre la valeur du nombre de Nusselt moyen dans le calcul 2D avec du SF6 et dans la corrélation de Churchill est du au fait que le régime d'écoulement est laminaire proche de la paroi de la maquette dans le calcul.

Conclusion

La première partie de cette étude numérique a servi à mettre en place les outils nécessaires pour reproduire, le plus fidèlement possible l'écoulement de convection naturelle autour de la maquette placée dans la cuve avec une température de chauffe uniforme de 130°C sur sa paroi. Les calculs 2D axisymétrique et 3D reproduisent la topologie de l'écoulement qui est entraîné par l'élément chauffant et décolle de la paroi de la maquette pour alimenter un large panache d'air chaud dans lequel les vitesses sont importantes (>1 m/s). La vitesse maximale dans le panache est très surestimée dans le calcul 2D axisymétrique tandis qu'elle est en bon accord par rapport à l'expérience dans le calcul 3D. Cependant, dans le calcul 3D, les vitesses dans le panache sont sous-estimées par rapport à l'expérience. De plus, dans l'expérience, la valeur du nombre de Nusselt local augmente fortement au sommet de la maquette, ce qui, d'après les mesures PIV, correspond à l'endroit où apparaît la turbulence dans l'écoulement. Ce phénomène n'est reproduit ni par le calcul 2D axisymétrique, ni par le calcul 3D qui est censé mieux reproduire l'écoulement. Ces différences s'expliquent par le fait que le calcul ne reproduit pas le régime d'écoulement turbulent au sommet de la maquette et l'oscillation du panache.

Le nombre de Nusselt moyen calculé par le calcul 2D étant plus proche de l'expérience que le calcul 3D, il a été choisi de poursuivre l'étude numérique pour différentes températures de chauffe sur la maquette, dans l'air et dans le SF6 avec la simulation 2D. Dans l'air ($2,1 \cdot 10^8 < Ra < 3,6 \cdot 10^8$), le nombre de Nusselt moyen calculé pour toutes les températures de chauffe est en bon accord avec l'expérience et avec la corrélation de Churchill. En remplaçant l'air par le SF6 ($1,1 \cdot 10^{10} < Ra < 1,6 \cdot 10^{10}$), la valeur du nombre de Nusselt moyen est très inférieure à la corrélation de Churchill pour toutes les températures de chauffe. Cette différence s'explique, dans le calcul, par le fait que le régime d'écoulement au sommet de la maquette est laminaire.

Les résultats obtenus dans la simulation numérique devront néanmoins être comparés avec une expérience où la cuve est remplie de SF6 et une étude numérique devra aussi être conduite en appliquant une distribution de température non uniforme sur la paroi de la maquette (la partie basse de la maquette n'étant pas chauffée).

Conclusion

Cette thèse caractérise l'écoulement de convection naturelle générée par la MIR lors de son vol pour réaliser des corrélations utilisables par le CNES pour mieux prédire sa trajectoire. Le premier objectif de cette étude était de proposer une analyse expérimentale aussi complète que possible du comportement dynamique et thermique des écoulements considérés. Le second était de réaliser une simulation numérique, dont les résultats sont comparés aux mesures expérimentales, pour fournir une base de données permettant de calculer le coefficient de convection sur la MIR lors de son vol. Cette conclusion dresse le bilan des résultats obtenus et s'appuie sur ces derniers pour mettre en évidence les perspectives des travaux réalisés.

Bilan de l'étude

Ce mémoire débute par une étude bibliographique de la convection naturelle autour de la MIR. Or les travaux réalisés principalement par le CNES ne fournissent pas suffisamment de données pour correctement appréhender ce phénomène. Il existe néanmoins un grand nombre d'études expérimentales et numériques portant sur la convection autour de sphères isothermes, dont la forme est proche. Ces travaux permettent d'approfondir nos connaissances sur la structure de l'écoulement de convection et sur l'évolution du nombre de Nusselt autour de la MIR. Une analyse des écoulements de convection autour d'obstacles placés dans des cavités nous permet de compléter cette bibliographie afin de réaliser l'expérience dans des conditions proches de celles rencontrées par la MIR ($10^{11} < Ra < 2 \cdot 10^{12}$). Malheureusement, l'expérience n'ayant pu être réalisée que dans l'air, les nombres de Rayleigh étudiés expérimentalement dans ce mémoire sont très inférieurs à ceux rencontrés par la MIR lors de vol. Cependant, d'après l'analyse bibliographique, l'écoulement est, comme dans la réalité turbulent à la surface de la maquette, ce qui permet néanmoins d'étudier un écoulement de convection naturelle dont la structure est proche du cas réel.

L'analyse expérimentale de l'écoulement de convection naturelle est réalisée à l'aide d'un système PIV et de thermocouples, avec la maquette de MIR placée dans une cuve remplie d'air. Deux configurations ont été testées, une avec une distribution de température isotherme et l'autre avec une distribution non isotherme (seulement la partie haute chauffée) sur la paroi de la maquette. Ces mesures ont permis de mettre à jour plusieurs caractéristiques de l'écoulement. Premièrement, l'augmentation brusque du nombre de Nusselt et la présence de fortes fluctuations de vitesse dénote la présence d'une région où l'écoulement devient turbulent, au niveau du sommet de la maquette. Deuxièmement, la présence d'une colonne d'air chaud, au dessus de la maquette, est observable sur les champs de vitesse et ses caractéristiques sont semblables aux panaches se développant au dessus d'élément chauffant en milieu infini. L'évolution du nombre de Nusselt, en configuration isotherme ($1,79 \cdot 10^8$ et $3,57 \cdot 10^8$) et non isotherme ($1,16 \cdot 10^8$ et $2,85 \cdot 10^8$) est presque identique, malgré le fait que dans le deuxième cas seule la partie haute de la maquette est chauffée. Ainsi, l'apparition de la turbulence est située à la même position sur sa paroi dans les 2 cas. De plus, le nombre Nusselt moyen, en configuration isotherme, est quasiment identique à celui calculé à l'aide de la corrélation de Churchill [54] pour la sphère isotherme (relation 1.39). Ces résultats permettent de réaliser une première estimation du comportement du nombre de Nusselt local, à partir de la corrélation de Churchill. Cette estimation pourra être utilisée par le CNES pour mieux calculer le bilan thermique sur la paroi de la MIR lors de son vol, bien que les nombres de Rayleigh étudiés ici sont inférieurs.

Cette étude expérimentale est complétée par une analyse numérique 2D axisymétrique et 3D visant à reproduire l'écoulement de convection naturelle rencontré dans l'expérience avec une

température de chauffe isotherme de 130°C sur la maquette. Ces résultats reproduisent une topologie d'écoulement similaire à celle rencontrée dans l'expérience. Cependant ceux-ci ne permettent pas de modéliser la région où l'écoulement devient turbulent au sommet de la maquette. De plus, les vitesses dans le panache sont tantôt plus élevées dans le cas 2D et plus faibles dans le cas 3D par rapport à l'expérience. La valeur des nombres de Nusselt locaux dans le cas 2D est proche de celle rencontrée dans l'expérience, seulement dans la région où l'écoulement est laminaire (le calcul numérique ne reproduisant pas la région où l'écoulement devient turbulent). Dans le cas 3D, la valeur des nombres de Nusselt est cette fois-ci plus élevée que dans l'expérience dans la zone où l'écoulement est laminaire et très inférieure au niveau du sommet de la maquette (ce calcul numérique ne reproduisant pas, lui non plus, la région où l'écoulement devient turbulent). Le calcul 2D présentant de meilleurs résultats sur la valeur du nombre de Nusselt et étant plus facile à mettre en place, plusieurs températures de chauffe en configuration isotherme sont testées dans l'air et dans le gaz SF₆ (augmente la valeur du nombre de Rayleigh). Ces simulations numériques permettent de réaliser une base de données pour mieux caractériser la convection naturelle autour de la maquette.

Perspectives

Suite à cette analyse expérimentale et numérique, Les perspectives d'étude sont nombreuses.

En ce qui concerne la partie expérimentale de cette thèse, une analyse infrarouge supplémentaire doit être réalisée, en peignant toute la maquette avec une peinture noire. Cette étude nous permettra de mieux connaître le comportement thermique de la maquette et la valeur réelle de la température mesurée sur les thermocouples. De plus, le banc expérimental a été initialement fabriqué pour réaliser l'expérience de convection naturelle dans le SF₆ et non dans l'air. Avec le gaz SF₆, les nombres de Rayleigh rencontrés sont plus importants et plus proches de ceux rencontrés par la MIR lors de son vol. D'après les résultats numériques, les nombres de Rayleigh sont compris entre 1.10^{10} et 2.10^{10} (soit environ 50 fois plus élevés que dans l'air). Cette expérience permettrait donc d'analyser l'évolution du nombre de Nusselt local et d'observer si il apparaît des changements quant à la position de la région de transition laminaire/turbulent en configuration isotherme et non isotherme. La maquette étant réalisée pour choisir localement, sur chaque bande, la valeur de la température ou du flux de chaleur, d'autres distributions de chaleur peuvent aussi être étudiées sur la maquette.

En ce qui concerne la partie numérique, un travail supplémentaire est à fournir pour reproduire la région où l'écoulement devient turbulent au sommet de la maquette, mais aussi pour faire mieux correspondre les vitesses dans le panache qui se développe au dessus de l'élément chauffant. Pour cela, l'ONERA teste d'autres calculs numériques 3D, pour modéliser les phénomènes instationnaires qui apparaissent dans l'écoulement, un avec une approche RANS à viscosité isotrope, et un autre avec un modèle instationnaire 3D de type DDES (Delayed Detached Eddy Simulation). Ces études sont, là encore, réalisées dans les mêmes conditions que l'expérience de PIV où la maquette est chauffée à 130°C avec une distribution de température isotherme. Dans un deuxième temps, un calcul numérique doit aussi être réalisé, cette fois-ci, avec une distribution de température non isotherme, où seulement le haut de la maquette est chauffé. Si les résultats d'un de ces calculs sont en bon accord avec l'expérience, à terme, l'objectif est de pouvoir réaliser une simulation de l'écoulement de convection naturelle dans les mêmes conditions environnementales que la MIR lors de son vol (pression, température et environnement infini).

Bibliographie

- [1] ONERA/DESP, Caractérisation de nouveaux matériaux pour MIR. EAT / CS0410301 – AER04103 CR/BAL/250 – novembre 2002
- [2] ONERA/DERTS, Etude expérimentale de la convection libre d'une petite Montgolfière sphérique. CR/BAL/THER/37 – octobre 1979
- [3] ONERA/DERTS, Etude expérimentale de la convection libre de la petite Montgolfière Méduse. CR/BAL/THER/38 – octobre 1979
- [4] CNES, Modélisation du comportement thermique et dynamique de la montgolfière Infra-rouge. CR/DRT/EE/N°72 – octobre 1984
- [5] CNES, Début d'interprétation du comportement de la Montgolfière Infra-rouge à l'aide du modèle de simulation. CT/DRT/EE/N°40 – avril 1985
- [6] CNES, Simulation du comportement d'enveloppes de MIR 36500 m³ en fonction des mesures effectuées en vol. CT/DRT/EE/N°72 - aout 1988
- [7] IMFT, Modélisation des transferts convectifs dans des Montgolfières infrarouges, contrat n° 815/CNES/1038/00 - février 1991
- [8] IMFT, Modélisation des transferts convectifs dans des Montgolfières infrarouges, contrat n° 815/CNES/1038/00 - octobre 1991
- [9] IMFT, Modélisation des transfert thermo – convectifs en régime turbulent dans les Montgolfière Infrarouges. Contrat n° 815/92/1554/00 - juin 1992
- [10] IMFT, Modélisation des transfert thermo – convectifs dans une Montgolfière Infrarouges; étude des phases de montée et de descente. Contrat n° 815/92/1554/00 - décembre 1992
- [11] SIMULOG, Modélisation aérothermique de ballon sphériques du CNES à l'aide du logiciel N3S, RAP.TS.98.CAL.0020-V1.0/CI-CI – novembre 1998
- [12] SIMULOG, Modélisation aérothermique de Montgolfière Infra-rouge sphérique du CNES à l'aide du logiciel N3S. RAP.TS.98.CIL.0045-V1.0/JR-JR – décembre 1999
- [13] SIMULOG, Simulations aérothermiques de ballons pressurisés à l'aide du logiciel N3S. RAP.TS.2000CNES100-V1.0/JC-JC – mars 2001
- [14] SIMULOG, Modélisation aérodynamique de ballons à l'aide du logiciel N3S. RAP.TS.99.CIL.0002-V2.0/LC-LC – février 1999
- [15] CNES, Vieillessement d'un matériau pour MIR au cours d'un vol simulé. CR/BAL/52 – octobre 1985
- [16] M.A. Atmane, V.S.S. Chan et D.B. Murray : Natural convection around a horizontal cylinder : The effects of vertical confinement. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46:3661 3672, 2003.

- [17] F. Attoui et O. Daube : Convection naturelle à grand écart de température dans une cavité fermée avec obstacles. Congrès Français de Thermique, SFT 2000, pages 199-204, Mai 2000.
- [18] G.K. Batchelor : Heat transfer by free convection across a closed cavity between two vertical boundaries at different temperatures. *Quart. of Applied Mathematics*, 12:209 233, 1954.
- [19] M. Bouaffia et O. Daube : Convection naturelle à grands écarts de température autour d'un obstacle chauffé en cavité rectangulaire. Congrès Français de Thermique, SFT 2004, pages 325-330, Mai 2004.
- [20] G. Cesini, M. Paroncini, G. Cortella et M. Mazan : Natural convection from a horizontal cylinder in a rectangular cavity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42:1801 1811, 1999.
- [21] G. De Vahl Davis et I.P. Jones : Natural convection in a square enclosure : a comparison exercise. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 3:227 248, 1983.
- [22] E.R.G. Eckert et W.O. Carlson : Natural convection in an air layer enclosed between two vertical plates with different temperatures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2:106_120, 1961.
- [23] C. J. Freitas, R. L. Street, A. N. Findikakis et J. R. Koseff : Numerical simulation of three-dimensional flow in a cavity. *International Journal of Numerical Methods in Fluids*, 5:561 575, 1985.
- [24] R.A.W Henkes et C.J. Hoodendoorn : Turbulent natural convection in enclosures. *Editions Eurotherms Thermique et Industrie*, Mars 1992.
- [25] P. Le Quéré : Accurate solutions to the square thermally driven cavity at high Rayleigh number. *Computers Fluids*, 20:29 41, 1991.
- [26] G.D. Mallinson et G. De Vahl Davis : Three-dimensional natural convection in a box : a numerical study. *Journal of Fluid Mechanics*, 83:1 31, 1977.
- [27] S. Mergui et F. Penot : Convection naturelle en cavité carrée différentiellement chauffée: investigation expérimentale à $Ra = 1, 69.10^9$. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40:3427 3441, 1996.
- [28] S. Mergui et F. Penot : Analyse des vitesses et températures de l'air en convection naturelle dans une cavité carrée différentiellement chauffée à $Ra = 1, 69.10^9$. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40:3427 3441, 1997.
- [29] S. Ostrach : Natural convection in enclosures. *Journal of heat transfer*, 110:1175 1190, 1988.
- [30] F. Penot : *Cours de convection naturelle et mixte*.
- [31] J.F. Sacadura : *Initiation aux transferts thermiques*. TEC et DOC, 1980.

-
- [32] C. Shu, H. Xue et Y.D. Zhu : Numerical study of natural convection in an eccentric annulus between a square outer cylinder and a circular inner cylinder using dq method. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44:3321 3333, 2001.
- [33] E.M. Sparrow et M. Charmchi : Natural convection experiments in an enclosure between eccentric or concentric vertical cylinders of different height and diameter. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 26:133 143, 1983.
- [34] J. Taine et J.P. Petit : *Transferts Thermiques : Mécanique des fluides anisothermes*. Dunod, 1995.
- [35] Y.S. Tian et T.G. Karayiannis : Low turbulence natural convection in an air filled square cavity - part 1 : the thermal and fluid flow fields. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43:849 866, 2000.
- [36] Y.S. Tian et T.G. Karayiannis : Low turbulence natural convection in an air filled square cavity - part 2 : the turbulence quantities. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43:867 884, 2000.
- [37] G. De Vahl Davis : Natural convection in a square enclosure : a benchmark numerical exercise. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 3:249 264, 1983.
- [38] D.C. Wan, B.S.V. Patnaik et G.W. Wei : A new benchmark quality solution for the buoyancy-driven cavity by discrete singular convolution. *Numerical Heat Transfer, Part B*, 40:199 228, 2001.
- [39] R.S.O. Warrington JR. et R.E. Powe : The transfer of heat by natural convection between bodies and their enclosures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 28:319 330, 1985.
- [40] M. Raffel, C.E. Willert et J. Kompenhans : *Particle Image Velocimetry*. Springer, 1998.
- [41] L. Lourenco et A. Krothapalli : True resolution PIV : a mesh-free second-order accurate algorithm. 10th *International Symposium on Applications of Laser Techniques in Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 2000.
- [42] R.D. Keane et R.J. Adrian : *Theory of Cross-Correlation Analysis of PIV Images*. Klumer Academic Publishers, 1993.
- [43] L. A. Carlson et W. J. Horn : New Trajectory Model for High-Altitude Balloons. *J. of Aircraft*, Vol. 20, No. 6, 1983.
- [44] J. Jones, et J.-J. Wu : Performance model for reversible fluid balloons. *AIAA Paper*, 95-1608-CP, 1995.
- [45] NASA, *US STANDARD ATMOSPHERE*. 1976.
- [46] S. Churchill, *Heat Exchanger Design Handbook*, chap. Free convection around immersed bodies, Hemisphere, 1983.

- [47] M. Havet et Blay : Natural convection over non-isothermal vertical plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 42, 3103-3112, 1999.
- [48] M. Brahim : Structure turbulente des panaches thermiques. *Thèse, Université de Poitiers*, 1987.
- [49] M. Guillou et M. Brahim : Structure turbulente d'un panache thermique: aspect dynamique. *J. Méc. Théo. Et Appl.*, 371-401, 1986.
- [50] A. Mahmoud et R. Ben Maad : Experimental study of the effects of thermal plume entrainment mode on the flow structure: Application on fire. *Fire Safety Journal*, 475-486, 2009.
- [51] F. Geoola et A.R.H. Cornish : Numerical solution of steady-state free convective heat transfer from a solid sphere. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 24, 1369-1379, 1981.
- [52] W.S. Amato et C. Tien : Free convection heat transfer from isothermal spheres in water, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 15, 327-339, 1972
- [53] T. Chiang, A. Ossin and C.L. Tien : Laminar free convection from a sphere, *J. Heat Transfer*, Vol. 86, 537-542, 1964
- [54] S.W. Churchill : Comprehensive theoretical based, correlating equations for free convection from isothermal spheres, *Chem. Eng. Commun.*, Vol. 24, 339-352, 1983.
- [55] B. Farouk : Natural convection heat transfer from an isothermal sphere, *Thermal Sci.*, Vol. 16, 347-364, 1983.
- [56] H. Jia and G. Gogos : Laminar natural convection heat transfer from isothermal sphere, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 39, 1603-1615, 1996.
- [57] H. Jia and G. Gogos : Transient Laminar natural convection heat transfer from isothermal sphere, *Numer. Heat Transfer*, Vol. A 29, 83-101, 1996.
- [58] A. Kranse and J. Schenk : Thermal free convection from a solid sphere, *Appl. Sci. Res.*, Vol. 15, 397-403, 1965.
- [59] S. Yang, V. Raghavan and G. Gogos : Numerical study of transient laminar natural convection over an isothermal sphere, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 28, Issue 4, 821-837, 2007.
- [60] D.J. Shlien and R.L. Boxman : Laminar starting plume temperature field measurement, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 24, 919-931, 1980.
- [61] S.D. Dhole, R.P. Chhabraand, V. Eswaran : A numerical study on the forced convection heat transfer from an isothermal and isoflux sphere in the steady symmetric flow regime, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 49, Issues 5-6, Pages 984-994, 2006.
- [62] Y. Jaluria, and B. Gebhart : On the buoyancy-induced flow arising from a heated hemisphere, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 18, Issue 3, 415-431, 1975.

-
- [63] K. Kitamura, F. Kami-iwa and T. Misumi : Heat transfer and fluid flow of natural convection around large horizontal cylinders, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 42, Issue 22, 4093-4106, 1999.
- [64] W. E. Stewart, Asymptotic calculation of free convection in laminar three-dimensional systems, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 14, Issue 8, 1013-1031, 1971.
- [65] M. A. Hossain B. Gebhart : Natural convection about a sphere at low Grashof, *Heat Transfert*, Vol. 4, NC 1.6, 1970.
- [66] W.S. Amato et C. Tien : Free convection heat transfert from isothermal spheres in polymer solutions, *Int. J. Heat Mass Transfert*, Vol. 19, 1257, 1976
- [67] A. Campo : Correlation Equation for laminar and turbulent natural convection from spheres, *Warme-u. Stoffübertrag.*, Vol. 13, 93, 1980.
- [68] S. W. Churchill : The use of speculation and analysis in the development of correlations, *Chem. Eng. Commun.*, Vol. 9, 19, 1981.
- [69] S. W. Churchill et H.H. Chu : Correlating equation for laminar and turbulent free convection from a vertical plate, *Int. J. Heat Mass Transfert*, Vol. 18, 1323, 1975.
- [70] M. Mori et K. Yasuda : *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, Vol. 2, 214, 1976.
- [71] L. Perrin : Analyse expérimentale d'écoulements de convection naturelle et mixte en espace confiné, *Thèse de l'Ecole Nationale de L'Aéronautique et de l'Espace*, 2006
- [72] G. Leplat : Stabilité d'un écoulement de convection naturelle en milieu confiné, *Thèse de l'Université de Toulouse*, 2009
- [73] W. M. Lewandowski et S. Szymanski : Theoretical and experimental study of natural convection heat transfert from isothermal hemisphere, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 40, No. 1, 101-109, 1997
- [74] M. Jannot et T. Kunc: Onset of transition to turbulence in natural convection with gas along a vertical isotherm plane, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 41, 4327-4340, 1998
- [75] W. M. Lewandowski et S. Szymanski : Natural convection heat transfert from complex surface, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 41, No. 12, pp. 1857-1868, 1998
- [76] J. Padet : *Convection thermique et massique: Nombre de Nusselt: partie 1 et 2, Techniques de l'ingénieur*
- [77] H.S. Yoon, D.H. Yu, M.Y. Ha et Y.G. Park : Three-dimensional natural convection in an enclosure with a sphere at different vertical locations, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 53, 3143–3155, 2010
- [78] F.R. Menter : Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, *AIAA Journal*, Vol. 32 (8), 1857-1605, 1994
- [79] NIST, https://www-s.nist.gov/srd_portal/index.cfm

- [80] W. Dieudonné et M. Spel : Preliminary analysis for a transition with coupled unsteady aerothermal and flight dynamics, *Rapport interne R-Tech*, 041007, 2004
- [81] W. Dieudonné et M. Spel : MIR Thermal Analysis : Modeling review and applications, *Rapport interne R-Tech*, 051007, 2005
- [82] W. Dieudonné et M. Spel : Sensitivity analysis of the MIR simulation tool, *Rapport interne R-Tech*, 051042, 2005
- [83] W. Dieudonné et M. Spel : Strong fluid-thermal coupling for the simulation of an axisymmetric PIR, night, day ceiling and full transition simulations, *Rapport interne R-Tech*, 050907, 2005
- [84] W. Dieudonné et M. Spel : CFD modeling of a free to fly MIR at night based on the accurate skin temperature models, *Rapport interne R-Tech*, 050907, 2005
- [85] W. Dieudonné et M. Spel : Three-dimensional MIR flight rebuilding based on engineering methodology, *Rapport interne R-Tech*, 061121, 2006

Articles publiés au cours de la thèse

- 2010 R. BRUCE, P. REULET, M. MILLAN, G. LETRENNE et G. PAROT
Experimental study of the natural convection on the wall of Infrared Ballon,
10th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference,
Chicago, Illinois, USA.
(Présentation 25mn)
- R. BRUCE, P. REULET, M. MILLAN
Etude des échanges thermiques convectifs en paroi d'une Montgolfière
Infrarouge,
12^{ème} Congrès Francophone de Techniques Laser,
Vandœuvre-lès-Nancy, Lorraine, France.
(Présentation 20mn)
- 2011 E. LAROCHE, R. BRUCE, P. REULET et P. MILLAN
Simulation numérique d'une montgolfière infrarouge,
Congrès Français de thermique,
Perpignan, France.

