Aix*Marseille université

Thèse de doctorat

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ D'AIX-MARSEILLE

Discipline : Mécanique
Spécialité : Mécanique des fluides

Étude expérimentale de l'écoulement de convection mixte à travers un orifice horizontal reliant deux compartiments

Présentée par
Kevin Varrall

École Doctorale N° 353 :
Science pour l'ingénieur : Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique

Laboratoire de recherche :
Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, PSN-RES, Laboratoire commun ETIC
Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels, IUSTI, UMR CNRS 7343

Soutenue le 31 mars 2016 devant le jury composé de :

Jeroen van Beeck	Professeur à l'Institut Von Karman	Examinateur
Jean Pierre Garo	Professeur à l'Université de Poitiers	Rapporteur
Christian Inard	Professeur à l'Université de La Rochelle	Rapporteur
Hugues Pretrel	Ingénieur à l'IRSN Cadarache	Examinateur, Co-encadrant
Paul Antoine Santoni	Professeur à l'Università di Corsica	Examinateur, Président
Olivier Vauquelin	Professeur à Aix-Marseille Université	Examinateur, Directeur de thèse
Samuel Vaux	Ingénieur à l'IRSN Cadarache	Examinateur, Co-encadrant

Table des matières

Nomenclature **ix**

Remerciements **xi**

Introduction **1**

1 État de l'art **5**
1.1 Description générale des mouvements de fumée à travers un ouvrant dans une enceinte ventilée . . . 6
1.2 Modélisation de l'écoulement à travers un orifice vertical . . . 7
1.3 Modélisation de l'écoulement à travers un orifice horizontal . . . 8
1.3.1 Particularité de l'écoulement . . . 8
1.3.2 Écoulement de convection naturelle . . . 10
1.3.3 Écoulement de convection mixte . . . 12
1.4 Synthèse et analyse des connaissances . . . 15

2 Moyens expérimentaux **19**
2.1 Introduction . . . 20
2.2 Dispositif densimétrique . . . 20
2.2.1 La maquette . . . 20
2.2.2 Protocole de mesure du débit par suivi de l'interface . . . 21
2.3 Dispositif thermique . . . 21
2.3.1 Dispositif Styx . . . 21
2.3.2 Système de mesure stéréoscopique de vélocimétrie par image de particule 24
2.3.3 Protocole de mesure du débit par Stéréo PIV . . . 24

3 Écoulement de convection naturelle à travers un orifice horizontal **27**
3.1 Introduction . . . 28
3.2 Étude isotherme avec des fluides non miscibles . . . 28
3.3 Étude thermique en air . . . 32
3.3.1 Qualification des mesures . . . 34
3.3.2 Influence du rapport géométrique L/D . . . 38
3.3.3 Analyse fréquentielle de l'écoulement . . . 44
3.3.4 Proposition d'approche corrélative . . . 45
3.4 Conclusion . . . 47

4 Écoulement de convection mixte à travers un orifice horizontal **49**
4.1 Introduction . . . 50
4.2 Proposition d'approche analytique de l'écoulement . . . 50

4.2.1 Hypothèses et description du modèle 50
4.2.2 Analyse phénoménologique du modèle 53
4.2.3 Comparaison relative avec les corrélations existantes 58
4.3 Étude expérimentale 59
4.3.1 Grille et protocole d'essais 59
4.3.2 Qualification des mesures 59
4.3.3 Analyse de l'écoulement 61
4.3.4 Confrontation avec les corrélations existantes 65
4.4 Proposition d'approche corrélative 69
4.5 Conclusion 73

Conclusions et perspectives **75**

A Analyse d'images pour les expériences avec les liquides non miscibles **83**
A.1 Correction de la perspective et calibration 84
A.2 Recherche de l'interface 85

B Brève introduction aux mesures SPIV **89**
B.1 Notions de Vélocimétrie par Image de Particule 90
B.2 Calibration du système SPIV 91
B.3 Ensemencement 91
B.4 Traitement d'images 94
B.5 Convergence des grandeurs moyennes 95
B.6 Réglages et paramètres d'acquisition utilisés 95
B.7 Erreur de mesure 96

C Première approche numérique de l'écoulement avec le code à champs ISIS **99**
C.1 Caractérisation d'une source équivalente 100
C.1.1 Modélisation du panache idéal 100
C.1.2 Montage expérimental 102
C.1.3 Recherche d'un panache équivalent 102
C.2 Simulation numérique 104

Table des figures

1.1 Schématisation du profil de la vitesse normale à la section de l'ouvrant pour différentes combinaisons d'écarts de température ΔT et de ventilation ΔP_v représentant les trois régimes de convection. 7
1.2 Exemple de modélisation des gradients de pression à l'intérieur et à l'extérieur d'un compartiment en feu ventilé par un orifice vertical. 7
1.3 Schéma de la configuration d'écoulement à travers un orifice horizontal reliant deux compartiments. 8
1.4 Échange des liquides entre les deux verres. 9
1.5 Synthèse des points expérimentaux disponibles dans la littérature traduisant la variation du nombre de Froude en fonction du rapport géométrique $\frac{L}{D}$ pour un écoulement de convection naturelle à travers un orifice horizontal reliant deux compartiments. 11
1.6 Évolution des différents modèles donnant la valeur du débit Q en fonction de l'écart de pression lié à la ventilation ΔP_v. 16

2.1 Dispositif expérimental destiné à l'étude de l'échange naturel de liquides non miscibles. 21
2.2 Dispositif Styx 22
2.3 Dispositif de mesure du débit de ventilation. 23
2.4 Dispositif de mesure du débit de ventilation. 23
2.5 Photographie du déflecteur grillagé. 23
2.6 Caractérisation thermique du régime établi. 25
2.7 Écoulement descendant en convection naturelle en régime établi 25
2.8 Protocole d'ensemencement des fluide lors des mesures en convection mixte. . . . 26

3.1 Exemple d'évolution de l'interface pour un diamètre $D = 85\,mm$. 29
3.2 Régressions obtenues à partir des courbes "équivalentes" donnant l'évolution moyenne de l'interface dans le compartiment inférieur pour huit diamètres d'orifice. 30
3.3 Variation du débit en fonction du diamètre pour une épaisseur $L = 0.01\,m$. . . . 30
3.4 Comparaison des résultats obtenus par suivi de l'interface avec ceux de la littérature en termes de d'évolution du nombre de Froude en fonction du rapport $\frac{L}{D}$ 31
3.5 Schématisation de l'échange de fluides à travers l'orifice. 32
3.6 Champ de vitesse verticale $w(x, y, t)$ (m/s) à huit instants consécutifs ($D = 127\,mm$ et $\Delta t \approx 0.48\,s$). 33
3.7 Champ de fluctuation du sens des vitesses $\overline{o}(x, y)$, moyenné sur la durée de l'expérience (exemple pour un diamètre de $127\,mm$ et $\Delta\rho = 0.2\,kg/m^3$). 33
3.8 Champ moyen $\overline{w}(x, y)$ des vitesses verticales (m/s) pour un diamètre d'orifice de $127\,mm$ et $\Delta\rho = 0.2\,kg/m^3$. 34
3.9 Variation des vitesses débitantes durant l'expérience. 35

3.10 Variation des sections de passage durant l'expérience. 36
3.11 Gradients de température dans le dispositif Styx pour différents diamètres d'orifice étudiés. 38
3.12 Bilan de masse. 39
3.13 Influence du diamètre sur les champs moyens. 40
3.14 Impact d'un confinement partiel du local supérieur sur les champs moyens pour différents diamètres d'orifice. 41
3.15 Effet du diamètre sur le profil caractéristique de vitesse verticale moyenne. 42
3.16 Effet de la variation du paramètre géométrique $\frac{L}{D}$ sur les sections de passage des fluides. 42
3.17 Effet de la variation du paramètre géométrique $\frac{L}{D}$ sur les vitesses débitantes des fluides. 43
3.18 Effet de la variation du paramètre géométrique $\frac{L}{D}$ sur les débits. 43
3.19 FFT sur l'évolution temporelle de la vitesse verticale au point d'amplitude maximale de la vitesse verticale moyenne. 45
3.20 Comparaison du nombre de Froude en fonction du paramètre $\frac{L}{D}$ entre les données disponibles dans la littérature et celles obtenues par SPIV. 46
3.21 Comparaison du nombre de Froude en fonction du paramètre $\frac{L}{D}$ entre les données expérimentales issues des campagnes de mesure en liquides non miscibles et par SPIV et l'équation (3.3.10). 47
3.22 Comparaison du nombre de Froude en fonction du paramètre $\frac{L}{D}$ entre les données disponibles dans la littérature et celles obtenues par les deux approches optiques. 48

4.1 Schématisation du modèle pour les deux configurations possibles. Profils de vitesse et de température suivant le rayon pour les $\Delta T < 0$ et $\Delta T > 0$. 51
4.2 Évolution du rayon intérieur a en fonction du coefficient X pour plusieurs valeurs de ΔT 53
4.3 Profils radiaux de température et de vitesse pour différentes valeurs de $\Delta T > 0$. . 54
4.4 Évolution du débit (ascendant ou descendant) en fonction de ΔT en convection naturelle. 55
4.5 Variation des profils de vitesse et des débits en fonction du gradient de pression. 56
4.6 Exemple de la variation du profil de vitesse verticale en fonction du gradient de pression $\frac{\partial p^*}{\partial z}$ pour un écoulement de convection mixte entre deux plaques parallèles. 57
4.7 Évolution des gradients de pression critique en fonction de ΔT. 57
4.8 Variation du débit en-deçà des conditions critiques, comparaison entre les corrélations existantes et la modélisation proposée. 58
4.9 Bilan de masse. 60
4.10 Gradients de températures dans le dispositif Styx en fonction des conditions de ventilation pour les différentes diamètres d'orifice. 60
4.11 Variation de la température des fluides montant et descendant en fonction des conditions de ventilation pour les différentes diamètres d'orifice. 61
4.12 Exemple de champs de vitesse moyens $\overline{w}(x, y)$ (m/s) obtenus en convection mixte. 62
4.13 Exemples de profils de vitesses caractéristiques pour différentes conditions de ventilation et différents diamètres. 62
4.14 Variation des vitesses débitantes et des sections de passage en fonction du débit de ventilation. 63
4.15 Évolution des débits au sein de l'orifice en fonction du débit de ventilation. . . . 64
4.16 Évolution du débit adimensionné en fonction des conditions de ventilation. 65

4.17 Comparaison de l'allure de la fonction $Q(Q_v)$ prédite par Cooper (1994) avec celle de la fonction $wd(Q_v)$ obtenue expérimentalement. 66
4.18 Comparaison des données expérimentales avec les résultats donnés par les corrélations existantes pour les conditions d'essai correspondantes. 66
4.19 Écarts entre les débits issus des campagnes à grande et petite échelle avec ceux prédits par les corrélations de la littérature. 67
4.20 Comparaison des données expérimentales avec les résultats donnés par la corrélation de Cooper (1989) modifiée pour les conditions d'essai correspondantes. 69
4.21 Comparaison des données expérimentales au débits issus de la corrélation de Cooper (1989) et de la modélisation axisymétrique. 72

A.1 Exemple de correction de la perspective par transformation homographique. . . . 85
A.2 Procédure de traitement d'images. 87

B.1 Chronogramme d'acquisition d'images PIV. 90
B.2 Étape de calibration du système SPIV 92
B.3 Distribution en taille de particules du générateur de particules d'huile d'olive utilisé dans cette étude. 93
B.4 Procédure d'inter-corrélation par transformée de Fourier. 94
B.5 Exemples de convergence statistique de la moyenne des débits pour les différents diamètres d'orifice étudiés en convection naturelle. 96
B.6 Estimation de l'erreur de mesure commise sur la grandeur moyenne du débit. . . 97

C.1 Modélisations gaussienne et créneau des profils de vitesse verticale ou/et de densité d'un panache axisymétrique. 101
C.2 Montage expérimental. 102
C.3 Profils gaussiens la vitesse verticale 103
C.4 Évolution des grandeurs F, β, η et w en fonction de l'altitude z. 103
C.5 Évolution des grandeurs β, η et w en fonction de l'altitude z/β_i. 104
C.6 Géométrie du domaine de calcul 105
C.7 Champ moyen de vitesse $\overline{w}(x, y)$ (m/s) à différentes hauteurs pour un orifice de $190.5\,mm$ de diamètre. 106

Liste des tableaux

1.1 Récapitulatif des domaines d'investigation relatifs aux études expérimentales traitant de l'écoulement de convection naturelle à travers un orifice horizontal reliant deux compartiments. 15
1.2 Synthèse des différentes constructions des corrélations existantes traitant des débits échangés à travers un ouvrant horizontal pour différents régimes de convection. 17

2.1 Position des mâts et altitude des thermocouples dans le dispositif. 24

3.1 Erreur de mesure sur la vitesse de montée de l'interface. 30
3.2 Synthèse des valeurs moyennes obtenues par les deux approches ($D = 0.127\,m$ et $\Delta\rho = 0.2\,kg/m^3$). 37
3.3 Comparaison des grandeurs d'intérêt pour les diamètres étudiés avec le local supérieur totalement ouvert et partiellement confiné. 44

4.1 Comparaison des erreurs relatives moyennes ainsi que du pourcentage de points inférieur à la valeur seuil de 30 % obtenus par les corrélations de la littérature. . 68

B.1 Temps de relaxation τ ($\times 10^{-6}\,s$) pour différentes tailles de particules d'huile d'olive ($\rho_p \approx 920\,kg/m^3$) et différentes viscosités du fluide de travail (air à 10 et 200 $^\circ C$). 92
B.2 Nombre de Stokes St ($\times 10^{-5}$) pour différentes vitesses d'écoulement, différentes longueurs caractéristiques et les conditions générant le temps temps de relaxation maximum du tableau B.1 ($d_p = 3.5\,\mu m$ et $T = 10\,^\circ C$). 93
B.3 Caractéristiques pour les deux configurations du système SPIV et des paramètres d'acquisitions utilisés. 96

C.1 Comparaison des différentes grandeurs moyennes issues de simulation numérique avec celles calculées à partir des mesures SPIV. 106

Nomenclature

Lettres latines

Symboles	Description	Unités
A	surface au sol du compartiment	m^2
a	rayon intérieur	$-$
A_V ou S	surface de l'orifice	m^2
C_D	coefficient de perte de charge	$-$
C_{shape}	coefficient de forme	$-$
D	longueur caractéristique de l'orifice	m
Fr	nombre de Froude	$-$
g	accélération gravitationnelle	m/s^2
Gr	nombre de Grashof	$-$
H	hauteur de liquide	m
h	hauteur	m
L	épaisseur de l'orifice	m
m	masse	kg
$\dot{m}$	débit massique	kg/s
o	orientation	$-$
P ou p	pression	Pa
Q ou q	débit volumique	m^3/s
R	rayon de l'orifice	m
Re	nombre de Reynolds	$-$
r_0	rayon où la vitesse change de signe	$-$
T	température	K ou $^\circ C$
s	section de passage du fluide	m^2
t	temps	s
V	volume	m^3
w ou u_z	vitesse verticale	m/s
wd	vitesse débitante verticale	m/s

Lettres grecques

Symboles	Description	Unités
α	diffusivité thermique	m^2/s
β	coefficient de dilatation thermique	$1/K$
Δ	différence entre deux valeurs d'une quantité	$-$
ϵ	déficit moyen de masse volumique	$-$
ρ	masse volumique	kg/m^3
μ	viscosité dynamique	$Pa \cdot s$

ν	viscosité cinématique	m^2/s
τ	temps caractéristique	s

Exposants

Symboles	Description
$crit$	relatif aux conditions critiques
for	relatif à la convection forcée
nat	relatif à la convection naturelle
$+$	relatif au fluide montant
$-$	relatif au fluide descendant

Indices

Symboles	Description
bro	relatif à Brown (1962)
coo	relatif à Cooper (1989)
coo^*	relatif à Cooper (1994)
eps	relatif à Epstein (1988)
hes	relatif à Heskestad & Spaulding (1991)
int	relatif aux quantités intérieurs
p	relatif aux quantités pariétales
tan	relatif à Tan & Jaluria (1992)
v	relatif à la ventilation
1	relatif au compartiment supérieur
2	relatif au compartiment inférieur

Remerciements

Je souhaite tout d'abord exprimer toute ma gratitude et adresser mes remerciements à mon directeur de thèse Olivier Vauquelin ainsi qu'à mes encadrants Hugues Pretrel et Samuel Vaux pour m'avoir accordé leur confiance en appuyant ma candidature puis en me laissant une grande liberté dans mon travail de recherche. J'imagine que ça n'a pas du être évident tous les jours de ne pas mettre de holà à certains projets farfelus ou quand les problèmes expérimentaux se sont accumulés. Je les remercie également pour m'avoir donner goût à la recherche tant par leurs qualités pédagogiques que scientifiques. Enfin je les remercie pour leur disponibilité et pour tous les moments que j'ai passés avec eux, au café, en congrès, en réunion, etc. durant lesquels l'humour et la bonne humeur étaient toujours présents.

Je tiens également à remercier les membre du jury. Je remercie le Professeur Paul Antoine Santoni d'avoir accepté d'étudier mon travail et de présider le jury. Je remercie le Professeur Jean Pierre Garo et le Professeur Christian Inard pour avoir accepté de rapporter ma thèse ainsi que pour les commentaires enthousiastes qu'ils m'en ont fait. Enfin, je remercie le Professeur Jeroen van Beeck d'être venu de Belgique malgré un climat difficile pour assister à ma soutenance, et pour avoir montré un grand intérêt aux travaux que j'ai réalisés.

Je remercie Franck Dutertre, qui, à partir de brics et de brocs, a réalisé les moutons à cinq pâtes ayant permis de mener mes expériences durant ma première année de thèse. J'en profite pour remercier Fabien Candelier, Aymeric Lamorlette et Rabah Mehaddi que j'ai fréquenté quotidiennement durant cette première année pour leur accueil ainsi que pour leurs nombreux conseils et échanges que nous avons eus. Je les remercie également pour les nombreuses discussions sur divers sujets scientifiques (et autres) qui ont contribué à éveiller d'avantage ma curiosité.

J'adresse un très grand merci à Serge Pons, le technicien dont rêve tout expérimentateur, qui a mis la main à la pâte pour répondre rapidement et de façon précise à tous mes petits caprices de doctorant (avec parfois l'appui d'Olivier Bouygues que je remercie au passage) et sans qui je n'aurais pas pu obtenir cette qualité dans mon travail expérimental.

Je tiens à remercier Amine Koched pour m'avoir initié aux mesures PIV et par la suite avec Jean Stefanini, m'avoir fourni le support technique dont j'ai eu besoin.

Je remercie également Raphael Sayada et Patricio Becerra qui se sont succédés en stage à mes cotés pour avoir abordé certaines parties du sujet qui ne m'attiraient pas forcement. J'en profite pour remercier, pour l'ensemble de leurs œuvres, tous les autres stagiaires et thésards que j'ai fréquenté dans l'un ou l'autre de mes bureaux.

Je remercie l'ensemble de l'effectif de SA2I que j'ai côtoyé pour leur accueil chaleureux, leur bonne humeur quasi quotidienne et toutes les discussions plus ou moins sérieuses que l'on a pu avoir.

Enfin je remercie mes parents, famille et amis qui, malgré le flou qui a pu entourer mes travaux, m'ont apporté un soutien indéfectible, avec une attention particulière à Marie qui a en plus eu la lourde tâche de me supporter au quotidien.

Introduction

Dans un contexte de sûreté des installations nucléaires, prédire la propagation des fumées d'incendie est un enjeu très important. En effet, en plus de transporter des matières dangereuses ayant un impact direct sur la santé des personnes et sur l'environnement proche, leurs effets convectif et radiatif peuvent mettre en péril l'intégrité de l'installation en agressant thermiquement des matériels de contrôle ou de sécurité menant ainsi à leur dysfonctionnement. Il existe en outre au sein de ces installations des systèmes de ventilation mécanique permettant, par la maîtrise de débits d'extraction, d'isoler d'un point de vue aéraulique, des locaux contenant des matières dangereuses. Ainsi, l'interaction d'un incendie avec ces systèmes de ventilation peut engendrer la perte de ce confinement aéraulique, ou favoriser la propagation du sinistre. Il est donc nécessaire de concevoir des outils permettant d'étudier de manière anticipée, dans le cadre d'études de sûreté, la propagation des fumées lors de divers scénarios d'incendie. A ce titre, il existe deux grandes familles d'outils informatiques sur lesquels les ingénieurs de sécurité s'appuient.

La première famille (logiciel à champ) concerne la résolution numérique des équations régissant les mouvements de fluide, dans un domaine discrétisé spatialement, et intégrées temporellement. Cette approche nécessite de disposer de ressources informatiques importantes et de disposer de délais également importants. Un des principaux problèmes de la résolution de ces équations réside dans le traitement de la turbulence des écoulements. Ainsi trois approches sont disponibles pour représenter cette turbulence. Une approche directe (Direct Numerical Simulation) permet de résoudre les équations bilan en tout point de l'espace et du temps. Cela nécessite un investissement très important en moyen de calcul et ne permet pas à l'heure actuelle d'étudier de grands domaines et des temps longs. Une approche statistique (Reynolds Averaged Navier-Stokes) permet de réduire les coûts de calculs et ainsi de simuler des phénomènes pour des espaces et des temps plus grands. Néanmoins cette approche "lisse" les phénomènes turbulents, détériorant par là une certaine quantité d'information. La troisième approche (Large Eddy Simulation) est un compromis entre coût de simulation et précision des informations. Elle consiste à résoudre directement les macro-échelles de la turbulence et à en modéliser les micro-échelles. La caractéristique commune à ces trois approches est qu'elles sont chronophages et mobilisent des moyens informatiques conséquents.

Pour palier à cela, des logiciels dits "à zones" constituent la deuxième famille d'outils informatiques. Ils permettent d'estimer les transferts thermo-convectifs par la résolution de modèles, analytiques ou corrélatifs, décrivant chacun un phénomène particulier. La validité des résultats obtenus lors de ces études est alors directement liée à la précision de chaque modèle, mais également à la propagation d'une erreur d'un modèle à l'autre, ces derniers étant imbriqués.

L'IRSN développe au sein du Laboratoire de l'Incendie et des Explosions [1] des logiciels destinés à la réalisation d'études de sûreté incendie sur le risque incendie. Il s'agit du logiciel à champ ISIS (utilisant des approches RANS ou LES pour traiter la turbulence) et du logiciel à

1. Pôle Sûreté Nucléaire - Service des Agressions Internes et des risques Industriels

zones SYLVIA. La pertinence des résultats proposés par ces outils est donc un enjeu important.

Un écoulement d'intérêt lors de scénarios d'incendie dans une enceinte multi-compartimentée et ventilée, est l'écoulement des fumées à travers un orifice horizontal. Ce type d'écoulement peut propager des quantités significatives de fumées mais également donner lieu à des apports d'air frais alimentant en comburant l'incendie.

Dans les logiciels à zones, la modélisation de l'écoulement de fumée d'incendie à travers un ouvrant est faite, quel que soit le régime de convection, via deux modèles distincts, dépendant de l'inclinaison de l'orifice : verticale ou horizontale. Dans le cas d'un ouvrant de section verticale, une approche analytique simple basée sur l'équation de Bernoulli permet d'obtenir un modèle reproduisant bien le phénomène physique et aujourd'hui largement éprouvé. En revanche, pour un ouvrant de section horizontale, la configuration instable de l'équilibre hydrostatique qui peut exister entre un fluide léger et un fluide lourd le surplombant rend l'approche théorique de ce phénomène complexe et actuellement mal maîtrisée. De plus, malgré la présence fréquente de ce type d'orifice dans les constructions industrielles ou particulières (passage d'homme ou de matériel, exutoire), peu d'études lui sont consacrées ce qui engendre un manque de connaissance ainsi que des lacunes au niveau des modélisations empiriques actuelles. En outre, pour les rares cas où un consensus semble exister entres les différents travaux, il n'existe aucune étude expérimentale suffisamment instrumentée permettant une confrontation poussée avec les logiciels à champ.

Ce travail de thèse a pour objectif d'apporter une meilleure compréhension de cet écoulement pour différents régimes de convection mixte couplant la convection naturelle induite par une différence de température de part et d'autre de l'orifice ainsi que la convection forcée induite par la ventilation mécanique. A partir d'une approche expérimentale utilisant des mesures optiques non intrusives, de nouveaux résultats doivent permettre de vérifier les corrélations existantes ainsi que de fournir une base de comparaison pour des simulations numériques.

Ce mémoire est construit sur quatre chapitres :

Le **chapitre 1** recense les études traitant de l'échange de fluides à travers un orifice horizontal. L'analyse de ces études permet de mettre en lumière les acquis ainsi que certaines incertitudes scientifiques faisant l'objet de ce travail de thèse.

La recherche présentée dans ce manuscrit étant expérimentale, le **chapitre 2** est dédié à la description des dispositifs conçus, et des protocoles de mesure adaptés pour apporter des réponses pertinentes aux lacunes scientifiques actuelles.

Dans le **chapitre 3**, l'écoulement de fluide à travers un orifice horizontal est étudié pour des régimes de convection naturelle. Dans un premier temps, cet écoulement est observé par analogie avec la poussée d'Archimède à travers l'échange de liquides non miscibles, puis par mesures optiques SPIV du champ de vitesse au sein de l'orifice dans le cadre d'expériences thermiques.

Le **chapitre 4** aborde l'effet d'une ventilation mécanique sur les débits échangés à travers l'orifice. Dans un premier temps une approche analytique est proposée permettant de discuter la construction des corrélations existantes. Des mesures SPIV permettent de décrire expérimentalement le comportement de l'écoulement dans un régime de convection mixte bornée par des écoulements de convection libre d'une part (chapitre 3) et forcée d'autre part, améliorant ainsi la compréhension du phénomène.

La dernière partie, constituant la conclusion de ce mémoire, rappelle les principaux résultats obtenus et les enseignements qu'ils apportent, puis propose des axes de recherches futurs dans la continuité du sujet abordé.

Chapitre 1

État de l'art

Sommaire

1.1 Description générale des mouvements de fumée à travers un ouvrant dans une enceinte ventilée 6
1.2 Modélisation de l'écoulement à travers un orifice vertical 7
1.3 Modélisation de l'écoulement à travers un orifice horizontal 8
1.3.1 Particularité de l'écoulement 8
1.3.2 Écoulement de convection naturelle 10
1.3.3 Écoulement de convection mixte 12
1.4 Synthèse et analyse des connaissances 15

Résumé

Afin d'introduire plus en détail le sujet et les problèmes physiques qu'il soulève, ce chapitre présente une synthèse des principaux travaux recensés traitant de l'écoulement de fluide à travers un orifice horizontal reliant deux compartiments. A travers cette analyse bibliographique, les résultats notables de ces études ainsi que certains points d'amélioration sont mis en lumière.

1.1 Description générale des mouvements de fumée à travers un ouvrant dans une enceinte ventilée

Dans la famille des transferts convectifs, définis par un transfert d'énergie lié au déplacement du fluide de travail, trois régimes peuvent être rencontrés.

La convection forcée représente les mouvements de fluide générés par un apport d'énergie extérieur au fluide lui-même. Elle se retrouve, dans le domaine du bâtiment, induite par une ventilation mécanique (de type VMC [1] par exemple). Dans les installations nucléaires, la ventilation permet de maîtriser le confinement dynamique via une "cascade de dépression". Il s'agit là de créer, par le biais d'une extraction contrôlée, des écarts de pression statique entre différents locaux connectés les uns aux autres. De cette façon, un local potentiellement à risque (duquel pourraient s'échapper des composés volatils dangereux) présente une pression statique inférieure à celles des locaux qui lui sont connectés. Dans la modélisation du mouvement, la convection forcée apparait donc sous la forme d'un écart de pression statique, noté ici ΔP_v, lié à la ventilation mécanique.

A contrario, la convection naturelle représente une famille de mouvements fluides générés sans apport d'énergie extérieur, mais uniquement sous l'action d'un gradient thermique (ou de concentration) dans le champ de pesanteur créant ainsi des forces de flottabilité, couramment connues sous le nom de "poussée d'Archimède". Dans les bâtiments, ce type d'écoulement se retrouve fréquemment lorsqu'une surface est à une température différente de celle de l'air ambiant. Lors d'un incendie, cette convection naturelle se manifeste par la création d'un panache au-dessus de la surface en combustion. A l'air libre, en raison de la stratification de l'atmosphère, ce panache peut atteindre une hauteur maximale avant de retomber sur lui même créant une fontaine (Mehaddi & al. (2013)). Dans une pièce, le panache est contraint par les parois, verticales ou horizontales, et crée une couche de fumée stratifiant ainsi l'ambiance (Baines & Turner (1969), Kaye & Hunt (2007)). La modélisation de tels mouvements apparaîtra via un écart de température ΔT ou de masse volumique $\Delta\rho$ dans les forces volumiques de l'équation de quantité de mouvement.

Le dernier régime de convection est un régime dans lequel les effets d'une énergie externe et d'un gradient thermique sont combinés et du même ordre de grandeur. C'est la convection mixte.

Dans le cas d'un incendie en milieu confiné et ventilé, la propagation des fumées d'incendie à travers un ouvrant, d'inclinaison quelconque, peut apparaître sous ces trois différents régimes selon les conditions aérauliques (ΔP_v) et thermiques (ΔT) en présence dans le "local feu", de référence, et le local adjacent. En outre le rapport géométrique de l'épaisseur L de l'ouvrant par sa longueur caractéristique D permet de classer les orifices selon leur appartenance à une famille d'orifice de type "passage de cloison" ou de type "tube". La figure 1.1 propose une schématisation des différentes configurations de l'écoulent à travers l'ouvrant pour des variations de ΔP_v et ΔT.

Cette représentation est valable quelle que soit l'inclinaison de la section de l'ouvrant (horizontal ou verticale). Ainsi, pour des situations de ventilation importante, en soufflage ou en extraction, les forces d'inertie prévalent sur les forces de flottabilité et dominent le mouvement. L'écoulement de convection forcée est alors monodirectionnel sortant ou entrant à travers l'orifice.

En l'absence de ventilation, l'écoulement de convection naturelle est bidirectionnel, seule la flottabilité crée le mouvement. Les gaz chauds s'échappent par l'ouvrant, et par conservation de masse, l'air frais est introduit à l'intérieur du "local feu".

Entre ces cas extrêmes, l'importance des forces inertielles de pression par rapport aux forces

1. Ventilation Mécanique Contrôlée

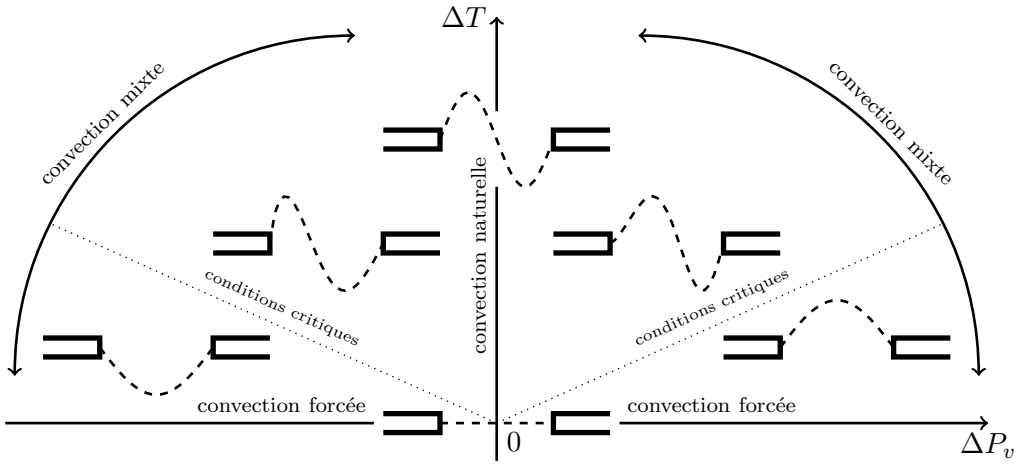


FIGURE 1.1 – Schématisation du profil de la vitesse normale à la section de l'ouvrant pour différentes combinaisons d'écarts de température ΔT et de ventilation ΔP_v représentant les trois régimes de convection.

de flottabilité génère des régimes de convection mixte et l'écoulement est alors à dominance entrant ou sortant.

A l'interface entre le fluide entrant et sortant, une zone de cisaillement, où la vitesse normale à la section de l'ouvrant est nulle, varie selon le régime de convection mixte.

Des conditions caractérisées comme critiques définissent le passage d'un écoulement bidirectionnel à monodirectionnel.

1.2 Modélisation de l'écoulement à travers un orifice vertical

Concernant l'écoulement établi de gaz chaud à travers un ouvrant de section vertical, de type porte ou fenêtre, une modélisation simple basée sur l'équation de Bernoulli permet de déterminer les débits entrant et sortant du "local feu" de façon analytique (voir Brown & Solvason (1962), Prahl & Emmons (1975) ou Emmons (1996)). Cette écriture est basée sur la connaissance des gradients de pression à l'intérieur et à l'extérieur du compartiment. Ces profils de pressions sont définis par les lois de l'hydrostatique et dépendent ainsi de la hauteur de fluide (cf. figure 1.2).

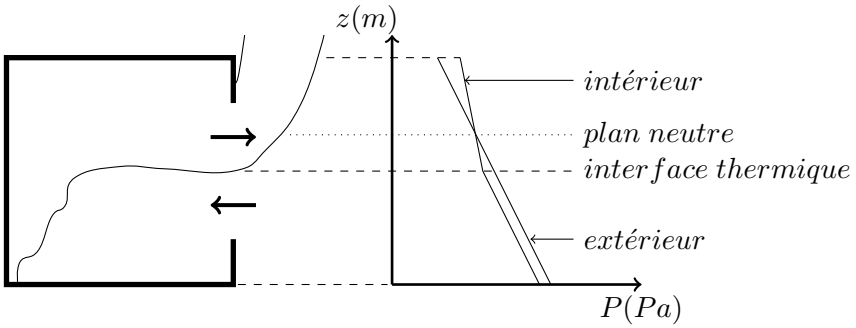


FIGURE 1.2 – Exemple de modélisation des gradients de pression à l'intérieur et à l'extérieur d'un compartiment en feu ventilé par un orifice vertical.

De plus, les effets inertiels et de flottabilité sont séparés dans l'expression de l'écart de pression entre l'intérieur et l'extérieur du "local feu", $\Delta P(z) = \Delta P_v(z) + (\rho_a(z) - \rho_f(z))gz$,

où les indices a et f font respectivement référence à l'air et aux fumées et où ΔP_v est l'écart de pression entre le local feu et l'extérieur, généré par la ventilation mécanique. En supposant la masse volumique de chaque fluide ainsi que la différence de pression due à la ventilation constantes en temps et en espace, et le gradient de température indépendant des coordonnées x et y du "local feu", l'écart de pression devient $\Delta P(z) = \Delta P_v + \Delta\rho g z$. Notamment au sein de l'orifice, cet écart de pression est invariant suivant la largeur de l'ouvrant. Le débit par unité de largeur est donné par l'intégration, entre le plan neutre (zone où la vitesse normale à l'ouvrant est nulle) et le haut ou le bas de l'orifice, de la vitesse $u(z) = \sqrt{2\ {}^{\Delta P(z)}/_{\rho}}$, où la masse volumique ρ est celle de l'air pour les vitesses entrantes et celle des fumées pour les vitesses sortantes. Pour tenir compte des conditions de vitesses nulles aux parois et des effets des bords de l'orifice, le débit est modulé par un coefficient de perte de charge C_D (Bryant (2009), Koched & al. (2013)). Cette modélisation simple et fonctionnelle, peut être appliquée à des écoulements instationnaires sous réserve de connaître la variation temporelle des différences de pression ΔP_v et de masse volumique $\Delta\rho$.

1.3 Modélisation de l'écoulement à travers un orifice horizontal

1.3.1 Particularité de l'écoulement

Avant d'entrer en détail dans l'exposé des études traitant de l'écoulement à travers un orifice horizontal reliant le "local feu" avec un local lui étant superposé, il semble nécessaire de s'arrêter sur une singularité de cette situation. En cas d'incendie dans une pièce, pour des conditions normales d'air ambiant, les fumées vont rapidement gagner le plafond et créer une strate de gaz chaud dont la masse volumique est plus faible que l'air ambiant. Si cette pièce est reliée par un ouvrant horizontal à une pièce au dessus, alors comme le montre la figure 1.3, le fluide formant la strate de fumée au plafond de la pièce du bas est plus léger que l'air ambiant du local supérieur.

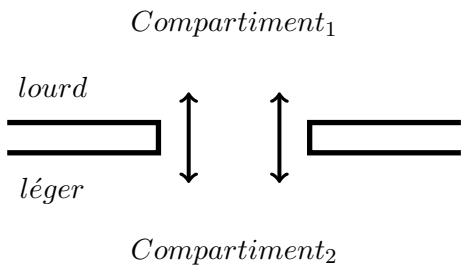


FIGURE 1.3 – Schéma de la configuration d'écoulement à travers un orifice horizontal reliant deux compartiments. Les indices 1 et 2 font référence aux grandeurs relatives au compartiment supérieur et inférieur respectivement.

Ainsi la particularité de cette situation réside dans le caractère instable de l'équilibre hydrostatique entre les locaux. L'expérience présentée sur la figure 1.4 met en évidence le phénomène dont il est question ici. Un verre rempli d'huile ($\rho_{huile} = 800\,kg/m^3$) est surplombé d'un verre, buvant vers le bas, rempli d'eau ($\rho_{eau} = 1000\,kg/m^3$). Avant l'instant t_0 une fine feuille de plastique souple d'épaisseur δ sépare les deux liquides. Le champ de pression est continu, et, à l'interface représentée par la feuille de plastique, l'écart de pression est nul, $p(z_0 - {}^{\delta}/_{2}) - p(z_0 + {}^{\delta}/_{2}) = 0$. La feuille de plastique est parfaitement horizontale et aucun mouvement n'a lieu, ce qui traduit bien une situation d'équilibre hydrostatique. Le film plastique ne joue ici aucun rôle sur cet équilibre si ce n'est de le permettre expérimentalement, c'est à dire que d'un point de vue théorique cet équilibre existe lorsque les liquides sont directement en contact. Cet état est, de fait, bien traduit

par l'approche évoquée §1.2 car alors $\Delta P(z_0) = 0$ et naturellement la vitesse est nulle.

A l'instant t_0, le film plastique est retiré rapidement. Alors les liquides échangent entre les deux verres jusqu'à ce que le verre du bas soit rempli par l'eau et celui du haut par l'huile atteignant ainsi un équilibre hydrostatique stable (cf. figure 1.4(d)), il faudra apporter beaucoup d'énergie pour revenir à l'état initial de la figure 1.4(a).

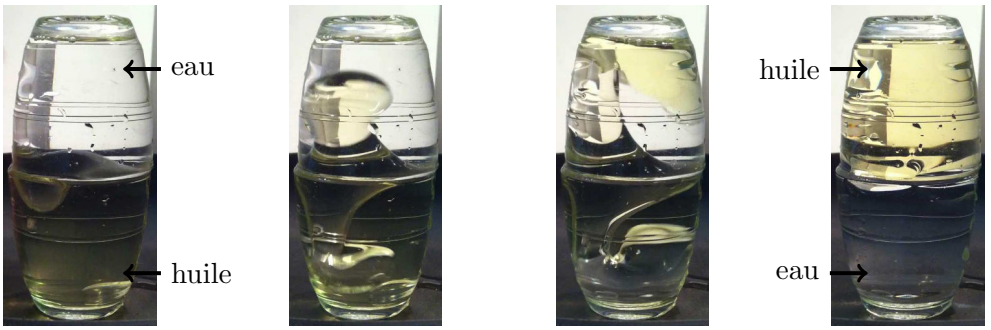


FIGURE 1.4 – Échange des liquides entre les deux verres. (a) Équilibre hydrostatique instable. A t_0 le film plastique est retiré et perturbe l'interface, (b) les liquides s'interpénètrent, (c) l'eau et l'huile remplissent le fond du verre dans lequel elle s'écoulent, (d) fin de l'échange, situation d'équilibre hydrostatique stable (expériences "maison").

L'utilisation de l'équation de Bernoulli n'est alors plus possible pour décrire cette expérience. En effet, une approche globale des écarts de pression invariants dans le plan (O, x, y) ne permet pas de prendre en compte un phénomène ici local, et, en faisant l'hypothèse que cette manifestation locale peut être représentée par une grandeur moyennée, aucune information n'est alors disponible sur l'élément déclencheur de ce phénomène. Toutefois, l'étude des instabilités de Rayleigh-Taylor (Rayleigh (1883) et Taylor (1950)) permet d'étudier cet échange initié par l'amplification de perturbations créées par la sortie du film plastique.

En dépit de cette impossibilité à utiliser l'équation de Bernoulli pour décrire l'écoulement de convection naturelle, certains points incitent à conserver son formalisme pour décrire l'écoulement à travers un orifice horizontal. Tout d'abord la simplicité de l'expression du débit est un argument de poids pour la modélisation. Mais le point le plus important est qu'en convection forcée l'effet de la flottabilité est très rapidement négligeable, et le débit est alors bien décrit par l'équation de Bernoulli.

Dans la littérature, deux approches sont proposées pour modéliser cet écoulement. Elles reposent toutes les deux sur la distinction de la contribution de la convection forcée pilotée par une différence de pression ΔP_v induite par la ventilation mécanique, et celle de la convection naturelle pilotée par une différence de température ΔT (ou de masse volumique $\Delta\rho$). Cooper (1989) et (1994) propose de séparer ces contributions dans l'expression du débit, montant ou descendant, en écrivant celui-ci comme la somme d'un débit d'échange lié à la convection naturelle et d'un autre lié à la convection forcée. Dans la seconde approche, Emmons (1996) et (2002) reprend l'idée de la modélisation de l'écoulement à travers un orifice vertical en différenciant la contribution de chaque régime de convection dans l'expression de l'écart de pression. Ces deux approches tendent bien vers un régime asymptotique, en convection forcée, décrit par l'équation de Bernoulli, cependant aucune théorie ne permet d'accéder aux débits ou aux écarts de pression engendrés par l'écoulement de convection naturelle. Ils s'appuient alors sur des études

expérimentales, présentées ci-après afin d'en extraire les résultats notables. D'autres études plus récentes, confirmant certains résultats ou contribuant à la compréhension du phénomène sont également présentées.

Ces études étant réalisées pour des conditions de températures et de fluides différents, un adimensionnement du débit permettant de les comparer est proposé. Ainsi le débit de l'écoulement sera caractérisé par le nombre de Froude donné par :

$$Fr = \frac{Q}{\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\overline{\rho}} g D^5}} \tag{1.3.1}$$

où g est l'accélération de la pesanteur, et $\overline{\rho} = \frac{\rho_1+\rho_2}{2}$ une masse volumique moyenne des deux fluides situés de part et d'autre de l'orifice.

1.3.2 Écoulement de convection naturelle

Brown (1962) propose le premier modèle décrivant l'écoulement de convection naturelle d'air chauffé à travers un orifice horizontal de section rectangulaire ($0.0825 \leq \frac{L}{D} \leq 0.66$). Sur un dispositif à échelle réduite, il conclu, à partir de mesures de la variation de température dans chaque compartiment, que le nombre de Froude croît avec l'accroissement du rapport géométrique $\frac{L}{D}$, et propose une relation, qui rapportée au débit adimensionné peut être exprimée par $Fr \approx 0.1\, Gr_{bro}^{1/20} \left(\frac{L}{D}\right)^{1/6}$, où $Gr_{bro} = \Delta\rho g L^3/\overline{\rho}\nu^2$.

En étudiant le débit d'échange dans des conduites inclinées pour des rapports géométriques plus grands ($3.5 \leq \frac{L}{D} \leq 18$), Mercer & Thompson (1975) suggèrent quant à eux que le nombre de Froude décroît avec l'accroissement du rapport $\frac{L}{D}$.

Epstein (1988) propose une synthèse de ces deux conclusions opposées, et, à partir d'expériences à petite échelle utilisant de l'eau douce et de l'eau salée, déduit une relation empirique basée sur une interpolation polynômiale de ses résultats, et exprimant le nombre de Froude en fonction du rapport géométrique $\frac{L}{D}$:

$$Fr_{eps}^{nat} = \frac{Q}{\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\overline{\rho}} g D^5}} = \frac{0.055[1 + 400(L/D)^3]^{1/6}}{[1 + 0.00527(1 + 400(L/D)^3)^{1/2}((L/D)^6 + 117(L/D)^2)^{3/4}]^{1/3}} \tag{1.3.2}$$

Il constate également que l'écoulement change de comportement en fonction du rapport géométrique $\frac{L}{D}$. Il dénombre quatre types de régimes (cf. figure 1.5), ♠ : oscilant, ♡ : fluide parfait (le temps de convection est très faible devant celui de diffusion), ♣ : fluide parfait avec diffusion (le temps de convection et de diffusion sont du même ordre de grandeur), ♢ : diffusion (le temps de convection est très grand devant celui de diffusion).

Pour $\frac{L}{D} << 1$, l'écoulement fluctue et le phénomène s'apparente à la théorie des instabilités de Rayleigh-Taylor. Des fréquences d'oscillation de l'ordre de $f_o = \frac{2Q}{A_V\sqrt{LD}}$, avec A_V la section de l'orifice, ont été étudiées expérimentalement par Conover & al. (1995). Numériquement, Spall & Anderson (1999), Harrison & Spall (2003) et Gera & al. (2012) observent des fréquences du même ordre de grandeur, ainsi qu'une décroissance de celles-ci avec l'augmentation du rapport $\frac{L}{D}$. Quand $\frac{L}{D} >> 1$, l'échange à travers l'orifice se fait uniquement par diffusion turbulente.
Entre ces deux cas extrêmes ($0.01 \leq \frac{L}{D} \leq 20$), la compétition entre les forces de flottabilité et les forces de frottement (fluides/parois et fluide/fluide) engendre un maximum du nombre de Froude autour de $\frac{L}{D} = 0.6$ (cette valeur est confirmée par Li (2007) et par Gera & al. (2012)). Il observe également que, pour $\frac{L}{D} \leq 0.4$, l'échange s'opère de façon ordonnée et sans diffusion.

Plus récemment, Mishra & al. (2008) et Sleiti (2008) étudient numériquement ce type d'écoulement, et observent les mêmes comportements que Epstein (1988) à ceci près qu'ils

associent les régimes ♡ et ♣, ne représentant alors qu'un seul et même comportement, et que le régime ♢ est un transfert par conduction. De plus, ils notent que pour des valeurs de $\frac{L}{D} \approx 1$, les différents comportements peuvent apparaitre dépendant alors de l'intensité des forces de flottabilité par rapport à la diffusion de chaleur et de quantité de mouvement (rapport représenté par le nombre de Rayleigh). Li (2007) investigue, à grande échelle, cet écoulement de convection naturelle par le biais de mesures de vitesse par des techniques d'anémométrie laser (LDA, Laser Doppler Anemometer) et par fil chaud. Il affine la variation du nombre de Froude en fonction de $\frac{L}{D}$ trouvée par Epstein (1988) et propose de décrire cette variation par les expressions suivantes :

$$Fr = \quad 0.05 \qquad si \quad \frac{L}{D} < 0.115 \tag{1.3.3a}$$

$$Fr = 0.147\sqrt{\frac{L}{D}} \qquad si \quad 0.115 < \frac{L}{D} < 0.55 \tag{1.3.3b}$$

$$Fr = 0.077\sqrt{\frac{D}{L}} \qquad si \quad 0.55 < \frac{L}{D} < 4.455 \tag{1.3.3c}$$

La figure 1.5 propose une synthèse des points expérimentaux traitant de l'échange de convection naturelle à travers un orifice horizontal reliant deux compartiments. Sur cette figure sont représentées les plages des différents types d'écoulement observés par Epstein (1988). Des ordres de grandeur du rapport géométrique $\frac{L}{D}$ sont également donnés caractérisant des écoulements de convection naturelle dans l'environnement, le bâtiment (trémies, passages de câbles ou de personnes) et les échangeurs thermiques ou conduites.

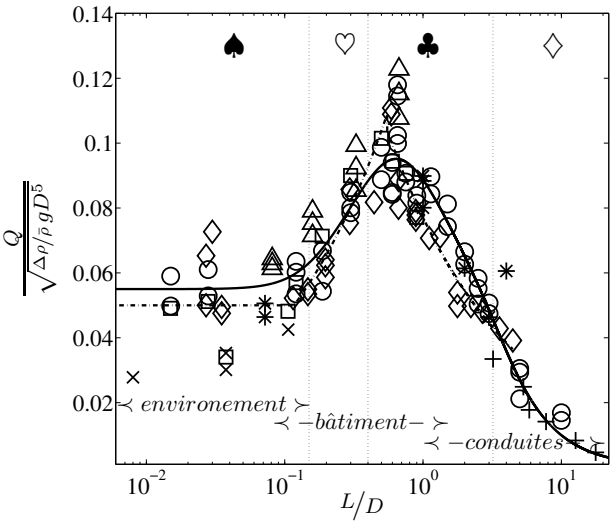


FIGURE 1.5 – Synthèse des points expérimentaux disponibles dans la littérature traduisant la variation du nombre de Froude en fonction du rapport géométrique $\frac{L}{D}$ pour un écoulement de convection naturelle à travers un orifice horizontal reliant deux compartiments. △ Brown (1962), + Mercer & Thompson (1975), ◯ Epstein (1988), ∗ Tan & Jaluria (1992), × Conover & al. (1995), ♢ Li (2007), □ Gera & al. (2012), − relation (1.3.2), $-\cdot-$ relation (1.3.3), ♠ régime oscillant, ♡ régime type fluide parfait, ♣ régime type fluide parfait avec diffusion, ♢ régime de diffusion turbulente.

Dans le cas d'un incendie, cet écoulement de convection naturelle présente un couplage avec la dynamique du feu, et des oscillations de combustion induites par des oscillations dans l'écoulement à travers l'ouvrant peuvent apparaitre (Chow & Gao (2009), Chow & Gao (2011)).

Cette interaction avec la dynamique d'un incendie n'est pas abordé dans le cadre de cette thèse. Cependant, il montre l'importance de la connaissance de cet écoulement dans la modélisation globale de scénarios d'incendie.

1.3.3 Écoulement de convection mixte

Dans cette section, les différentes corrélations traitant de l'échange de convection mixte à travers un ouvrant horizontal, disponibles dans la littérature, vont être présentées. Elles sont construites sur des résultats expérimentaux obtenus en convection naturelle et reliés aux conditions critiques (introduites à la §1.1) par des lois dont la justification physique diffère suivant les auteurs, ou n'est pas assise scientifiquement. Cette section est construite selon la chronologie des études. Ainsi, la présentation de chacune permet d'introduire aux moments opportuns les grandeurs nécessaires à une bonne compréhension des études postérieurs.

La première étude recensée traitant de la convection mixte est menée par Cooper (1989). Sur la base des travaux de Epstein (1988) en convection naturelle, il propose d'écrire le débit volumique sous la forme de la somme d'un débit de convection forcée induit par la ventilation mécanique et d'un autre lié à la convection naturelle. Ce dernier est maximum pour une différence de pression nulle entre les locaux, et décroît jusqu'à s'annuler pour les conditions de pressions critiques ($\Delta P_v = \pm \Delta P_v^{crit}$) où l'écoulement passe de bidirectionnel à monodirectionnel. Il écrit ainsi :

$$Q_i = Fr_{eps}^{nat} \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\overline{\rho}} g D^5} \left(1 - \frac{|\Delta P_v|}{\Delta P_v^{crit}}\right) + C_D A_V \sqrt{\frac{2|\Delta P_v|}{\rho_i}}, \tag{1.3.4}$$

où l'indice i fait référence aux grandeurs issues de l'un ou l'autre des compartiment, et A_V est la section de l'orifice. Dans cette expression, la décroissance du débit représentant la convection naturelle est choisie pour être linéaire en $\frac{|\Delta P_v|}{\Delta P_v^{crit}}$. La dépendance au rapport géométrique $\frac{L}{D}$ n'est pas prise en compte et la relation (1.3.2) est simplifiée par $Fr_{eps}^{nat} = 0.055$. Les conditions critiques sont déterminées sur la base d'un nombre de Froude critique utilisé pour les orifices verticaux et ayant pour expression :

$$Fr_{coo}^{crit} = \frac{Q_i^{crit}}{\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho_i} g D^5}} = C_D C_{shape} \tag{1.3.5}$$

C_{shape} représente un coefficient permettant de prendre en compte la géométrie de l'orifice, avec $C_{shape} = 0.754$ pour des orifices circulaires et $C_{shape} = 0.942\frac{L}{D}$ pour des orifices rectangulaires. Ainsi, à partir de l'expression standard du débit en convection forcée ($Q = C_D A_V \sqrt{2|\Delta P_v|/\rho_i}$) , la différence de pression critique est donnée par :

$$|\Delta P_v^{crit}| = \frac{C_{shape}^2 g \Delta\rho D^5}{2A_V^2}, \tag{1.3.6}$$

Les expressions (1.3.4) et (1.3.6) sont utilisables indifféremment pour un orifice circulaire ou rectangulaire en posant $D = \sqrt{4A_V/\pi}$. Là encore, aucune dépendance au paramètre géométrique $\frac{L}{D}$ n'est prise en compte dans les valeurs critiques.

Cependant, il existe d'autres travaux sur ces conditions critiques montrant l'influence du paramètres $\frac{L}{D}$. Ainsi, en s'intéressant à la transition entre un écoulement bidirectionnel et monodirectionnel, Epstein & Kenton (1989) proposent une expression du nombre de Froude aux conditions critiques en fonction du rapport $\frac{L}{D}$:

$$Fr_{eps}^{crit} = \frac{Q^{crit}}{\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\overline{\rho}} g D^5}} = \frac{0.19[1 + 4 \cdot 10^3 (L/D)^3]^{1/9}}{[1 + 5.091 \cdot 10^{-2} (L/D)^{16/7} (1 + 4 \cdot 10^3 (L/D)^3)^{4/9}]^{1/4}} \tag{1.3.7}$$

Motivés par le confinement des fumées d'incendie, Heskestad & Spaulding (1991) proposent également des valeurs du nombre de Froude critique permettant de caractériser le débit d'air entrant par l'orifice horizontal à partir duquel aucune fumée ne s'échappe. En s'appuyant sur le nombre de Froude critique $Fr_{hes}^{crit} = Q_1^{crit}/A_V\sqrt{2gD^{\Delta T}/_{T_2}}$ et le nombre de Grashof $Gr_{hes} = g\rho_1^{2\,\Delta T}/_{T_2}D^3/\overline{\mu}^2$, ils constatent que le nombre de Froude critique est constant $Fr_{hes}^{crit} = 0.23$ pour des valeurs du nombre de Grashof $Gr > 2 \cdot 10^7$, et $Fr_{hes}^{crit} = 0.38$ pour $Gr < 5 \cdot 10^6$, et ce, quelle que soit la géométrie de l'orifice. De plus ils notent que le coefficient de perte de charge croît avec l'accroissement du nombre de Froude passant de $C_D = 0.19$ pour $Fr = 0.23$ à $C_D = 0.61$ pour $Fr = 1.5$, et ce, pour une large gamme de Grashof.

Tan & Jaluria (1992) étudient l'écoulement sous différentes conditions de pression, partant de $\Delta P_v = 0$ à $\Delta P_v = \Delta P_v^{crit}$. Leurs conclusions rejoignent celles de Epstein (1988) ainsi que celles de Epstein & Kenton (1989) sur la dépendance du nombre de Froude en convection naturelle et aux conditions critique, en fonction du paramètre $\frac{L}{D}$, malgré une amplitude plus importante du nombre de Froude critique ($0.4 \leq Fr_{tan}^{crit} \leq 1$ et $0.2 \leq Fr_{eps}^{crit} \leq 0.4$). Ils proposent de calculer le débit net Q_0 et le débit ascendant Q_2 en convection mixte avec les corrélations suivantes :

$$Q_0 = 6.7 \cdot 10^{-7} {\Delta P_v}^{0.83} \Delta\rho^{-0.29} \left(\frac{L}{D}\right)^{0.11} \tag{1.3.8a}$$

$$Q_2 = 5.01 \cdot 10^{-6} {\Delta P_v}^{0.75} \Delta\rho^{-0.66} \left(\frac{L}{D}\right)^{0.25} \tag{1.3.8b}$$

Avant de continuer, il peut déjà être constaté que suivant les études réalisées, les conditions critiques ne sont pas exprimées de la même façon. Elles ont des valeurs somme toute assez proches, notamment Epstein & Kenton (1989) et Heskestad & Spaulding (1991) qui sont moins élevées que celle de Cooper (1989) ou de Tan & Jaluria (1992), et où en terme d'expression :

$$Fr_{eps}^{crit} \begin{cases} \propto Fr_{coo}^{crit} \\ \propto 0.9 Fr_{hes}^{crit} \\ = Fr_{tan}^{crit} \end{cases}$$

Cependant ces expressions ne dépendent pas des mêmes paramètres, ce qui laisse dubitatif quant à l'emploi de l'une plutôt qu'une autre.

Dans l'idée de réunir tous ces nouveaux résultats, Cooper (1994) propose un autre modèle exprimé à partir de trois nombres sans dimension : le débit $Fr_{coo^*} = Q/A_V\sqrt{2gD|\epsilon|}$, la différence de pression $\Pi = \Delta P_v/4gD\Delta\rho$ et la différence de masse volumique $\epsilon = \kappa\Delta\rho/\overline{\rho}$ (avec $\kappa = 1$ quand $\Delta P_v < 0$ et $\kappa = -1$ quand $\Delta P_v > 0$). Sur la base des travaux de Epstein & Kenton (1989) et de Heskestad & Spaulding (1991), et de l'expression standard du débit, il détermine les valeurs critiques de ces trois grandeurs :

$$Fr_{coo^*}^{crit}(\epsilon) = 0.1754 e^{0.5536\epsilon} \tag{1.3.9a}$$

$$C_D^{crit}(\epsilon) = 0.1780 \tag{1.3.9b}$$

$$\Pi^{crit}(\epsilon) = \left(1 + \frac{\epsilon}{2}\right)\left(\frac{Fr_{coo^*}^{crit}}{2C_D^{crit}}\right)^2 \tag{1.3.9c}$$

Pour l'écoulement monodirectionnel au-delà des conditions critiques, il recherche une expression du rapport ${Fr^*}/{Fr^{*crit}}$ en fonction de ${\Pi}/{\Pi^{crit}}$ satisfaisant les conditions limites aux valeurs critiques ainsi que loin de celles-ci, et propose la relation suivante :

$$\frac{Fr_{coo^*}}{Fr_{coo^*}^{crit}} = 1 - \sigma_2^2 + \sqrt{\sigma_2^4 + \sigma_1^2\left(\frac{\Pi}{\Pi^{crit}} - 1\right)} \tag{1.3.10}$$

avec $\sigma_1 = 3.370$ et $\sigma_2 = 1.045$.

En-deçà des conditions critiques, il recherche les deux contributions "naturelle" et "forcée". La composante liée à la convection naturelle est exprimée par la relation suivante :

$$\frac{Fr_{coo^*}^{nat}}{Fr_{eps}^{nat}} = \left((1+m) \left(\frac{\Pi}{\Pi^{crit}} \right)^2 - m \left(\frac{\Pi}{\Pi^{crit}} \right) - 1 \right)^2 \tag{1.3.11}$$

où $m = -0.3535$, qui permet d'une part d'atteindre une valeur du nombre de Froude égale à Fr_{eps}^{nat} pour des conditions de pression nulle (avec une fois de plus $Fr_{eps}^{nat} = 0.055$), et d'autre part d'obtenir une continuité de la fonction et de sa dérivée lors de la transition d'un écoulement bidirectionnel à monodirectionnel. Enfin il exprime la contribution de la convection forcée de l'écoulement bidirectionnel sous la forme :

$$\frac{Fr_{coo^*}^{for}}{Fr_{coo^*}^{crit}} = \frac{M - \sqrt{1 + (M^2 - 1)\left(1 - \left|\frac{\Pi}{\Pi^{crit}}\right|\right)}}{M - 1} \tag{1.3.12}$$

avec $M = -9.4$. Cette expression permet de satisfaire une condition de contribution nulle pour un écart de pression nul, une valeur de 1 aux conditions critiques ainsi qu'une continuité de la dérivée par rapport à Π/Π^{crit} avec celle de la relation (1.3.10). Le débit s'exprime alors, en prenant l'exemple de la composante, montante de la façon suivante :

$$Q_2 = (A_V \sqrt{2gD|\epsilon|} Fr_{coo^*}^{crit} \left(\frac{Fr_{coo^*}}{Fr_{coo^*}^{crit}} \right) \quad si \quad [\Delta P_v^{crit}\,;\, \infty[\tag{1.3.13a}$$

$$Q_2^{for} = (A_V \sqrt{2gD|\epsilon|} Fr_{coo^*}^{crit} \left(\frac{Fr_{coo^*}^{for}}{Fr_{coo^*}^{crit}} \right) \quad si \quad [0\,;\, \Delta P_v^{crit}] \tag{1.3.13b}$$

$$Q_2^{nat} = \frac{2\sqrt{2}}{2} (A_V \sqrt{2gD|\epsilon|} Fr_{eps}^{nat} \left(\frac{Fr_{coo^*}^{nat}}{Fr_{eps}^{nat}} \right) \quad si \quad [0\,;\, \Delta P_v^{crit}] \tag{1.3.13c}$$

Avec $Q_2 = Q_2^{nat} + Q_2^{for}$ pour $[0\,;\, \Delta P_v^{crit}]$.

Le dernier modèle est celui d'Emmons (1996) et (2002) qui reprend l'idée que c'est l'écart de pression, et non le débit, qui peut être décomposé en une composante liée à la ventilation mécanique et une autre liée à la flottabilité et écrit $\Delta P_i = \Delta\rho g h + (-1)^i \Delta P_v$ où h est la distance de la *vena contracta* et $i = 1$ ou 2, l'indice du compartiment supérieur ou inférieur. Le débit volumique est alors donné par l'expression $Q_i = C_D A_V (-1)^i \sqrt{2\Delta P_i/\rho_i}$. Il simplifie l'expression (1.3.7) par $Fr_{eps}^{crit} = 0.2$ et écrit le nombre de Froude pour un écoulement monodirectionnel sous la forme :

$$Fr_i = \frac{Q_i}{\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho_i} g D^5}} = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} C_D (-1)^i \sqrt{\frac{h}{D} + (-1)^i \frac{\Delta P_v}{\Delta\rho g D}} \tag{1.3.14}$$

Ainsi, lorsque l'écoulement montant atteint les conditions critiques, l'écoulement descendant est nul *et vice versa*, ce qui permet d'écrire que $\frac{h}{D} = \frac{\Delta P_v}{\Delta\rho g D}$. Par conséquent $\frac{\Delta P_v}{\Delta\rho g D} = \left(\frac{2 Fr_{eps}^{crit}}{\pi C_D}\right)^2$. En prenant une valeur de coefficient de perte de charge standard $C_D = 0.6$ et en faisant l'hypothèse que $h = D$, les débits sont donnés par :

$$Q_i = (-1)^i K D^2 \sqrt{\frac{2}{\rho_i} (\Delta\rho g D + (-1)^i \Delta P_v)} \quad si \quad \frac{(-1)^i \Delta P_v}{0.045 \Delta\rho g D} \geq 1 \tag{1.3.15a}$$

$$Q_i = (-1)^i K D^2 \sqrt{\frac{23.22}{\rho_i} (0.045 \Delta\rho g D + (-1)^i \Delta P_v)} \quad si \quad -1 < \frac{\Delta P_v}{0.045 \Delta\rho g D} < 1 \tag{1.3.15b}$$

avec $K = \pi C_D/4$.

1.4 Synthèse et analyse des connaissances

Le premier constat qui peut être fait est que, malgré la présence fréquente de ce type d'écoulement dans l'habitat ou l'industrie (passage de personne ou de matériel, ventilation etc.), peu d'études lui sont consacrées. L'analyse de ces études, présentées dans la section §1.3, permet de faire émerger certains points d'amélioration de la compréhension et de la modélisation de cet écoulement.

A propos de la convection naturelle, les études réalisées, dont les différents domaines d'étude sont résumés dans le tableau 1.1 présentent une bonne homogénéité en termes de nombre de Froude (cf. figure 1.5), ce qui apporte du crédit à l'allure de la fonction $Fr(\frac{L}{D})$. Cependant, il existe, et notamment pour des rapports $\frac{L}{D}$ représentatifs des géométries bâtimentaires, une disparité dans les résultats, pouvant atteindre des écarts de 150% entre les différents auteurs, voire même entre les résultats d'un même auteur. De plus, cette plage de $\frac{L}{D}$ est peu fournie et notamment pour les écoulements ayant un comportement de type fluide parfait (♡). Pour ces comportements, Epstein (1988), Sleiti (2008) et Mishra & al. (2008) proposent une description générale de l'échange des fluides au sein de l'orifice. Ces observations sont basées sur des expériences en fluides incompressibles d'une part, et sur des simulations numériques d'autre part. Il serait donc intéressant de confirmer ces observations lors d'expériences "thermiques" plus proches des situations rencontrées en cas d'incendie dans un complexe nucléaire.

	Fluides	L/D	$\Delta\rho/\bar{\rho}$	Re	Mesure du débit
Brown	air	0.0825 - 0.66	0.19	-	Température
Mercer & Thompson	eau	3.5 - 18	0.1	-	(1.4.1)
Epstein	eau	0.015 - 10	0.025 - 0.17	50 - 1000	(1.4.1)
Tan & Jaluria	eau	0.07 - 4	0.044 - 0.13	80 - 800	(1.4.1)
Conover & al.	eau	0.008 - 0.106	0.05 - 0.12	360 - 670	LDV et (1.4.1)
Li	air	0.027 - 4.455	0.02 - 0.12	300 - 4000	Fil chaud et LDA

TABLE 1.1 – Récapitulatif des domaines d'investigation relatifs aux études expérimentales traitant de l'écoulement de convection naturelle à travers un orifice horizontal reliant deux compartiments. Avec $Re = 4Q/\pi D\nu$ et (1.4.1) correspondant à la relation citée ci-après.

D'un point de vue métrologique, la plupart des études sont menées avec un mélange d'eau pure et d'eau salée. La mesure du débit d'échange est basée sur la variation de la masse dans chaque compartiment. L'incompressibilité des fluides combinée à l'hypothèse de réacteur parfait permettent d'écrire cette variation de masse sous la forme :

$$V_i \frac{d}{dt}\rho_i(t) = Q(t)(\rho_j(t) - \rho_i(t)),$$

avec les indices $i \neq j$ caractérisant toujours les grandeurs référant à l'un ou l'autre des compartiments. Ainsi en combinant la variation de masse de chaque compartiment, le débit volumique est donné par :

$$Q(t) = \frac{-V_1 \frac{d}{dt}\rho_1(t)}{(\rho_1(t) - \rho_2(0)) - \frac{V_1}{V_2}(\rho_1(0) - \rho_1(t))} \tag{1.4.1}$$

Ainsi, seule la variation de la masse volumique du liquide contenu dans le compartiment supérieur est nécessaire au calcul du débit. Afin de satisfaire à l'hypothèse de réacteur parfait, la masse volumique de l'eau dans ce compartiment est mesurée, à différents instants, après avoir rebouché l'orifice et brassé le mélange. En revanche, le fait de ne pas homogénéiser le liquide dans le compartiment du bas engendre une erreur proportionnelle à l'écart de masse volumique entre les deux fluides dans le calcul du débit (1.4.1), car l'hypothèse de réacteur parfait n'est pas valable pour ce compartiment.
Pour d'autres études, la mesure du débit est réalisée à partir de sondes positionnées dans l'écoulement (Li (2007)), rendant cette mesure intrusive, ce qui perturbe l'écoulement sans savoir de quelle façon ni dans quelle mesure.

L'évolution récente des techniques de mesures optiques en mécanique des fluides incite à choisir des mesures non intrusives pour explorer cet échange à travers un orifice horizontal. Elles permettraient en outre, d'avoir accès à certaines informations encore inexplorées comme la section de passage occupée par chaque fluide au sein de l'orifice durant l'échange.

Concernant la modélisation de l'écoulement, quatre approches corrélatives sont disponibles. Cependant, l'approche proposée par Tan & Jaluria (1992) (cf. relation (1.3.8)) n'est pas définie en convection naturelle. De plus elle donne des résultats largement erronés (à plusieurs ordres de grandeur d'écart pour les exemples traités) et est par conséquent écartée dans la suite de cette étude. La figure 1.6 montre un exemple de l'évolution des débits montant et descendant en fonction des conditions de ventilation ΔP_v, obtenue avec les trois différents modèles disponibles dans la littérature (Cooper (1989), Cooper (1994) et Emmons (2002)).

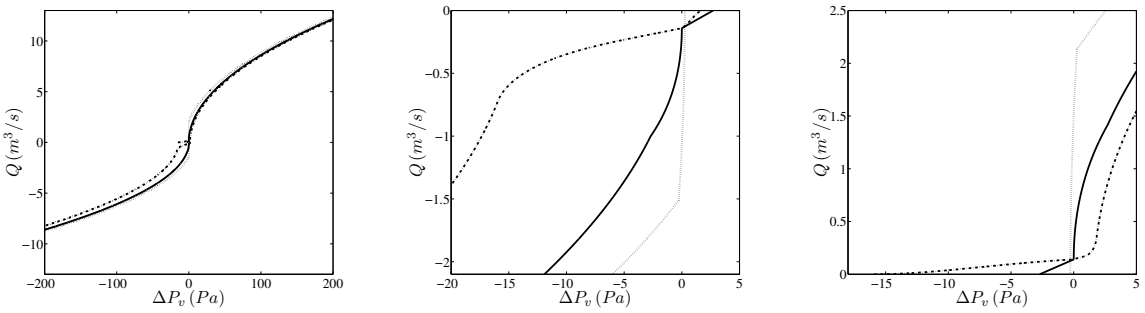


FIGURE 1.6 – Évolution des différents modèles donnant la valeur du débit Q en fonction de l'écart de pression lié à la ventilation ΔP_v. Exemple pour $D = 1\,m$, $\rho_1 = 1.2\,kg/m^3$ et $\rho_2 = 0.6\,kg/m^3$. – équation (1.3.4), $-\cdot-$ équation (1.3.13), $\cdots$ équation (1.3.15). (a) Comportement asymptotique des modèles rejoignant l'équation de Bernoulli en champs lointain, (b) et (c) zooms sur les régimes proches de la convection naturelle montrant la disparité des modèles pour les débits descendant et montant respectivement.

Les différents auteurs s'appuient sur l'équation de Bernoulli pour décrire l'écoulement en convection forcée, et sur les mêmes expériences pour la convection naturelle, sans toutefois prendre en compte une quelconque dépendance au rapport $\frac{L}{D}$. Malgré cela, une différence significative de comportement entre les trois modèles est observable pour des régimes proches de la convection naturelle. Les conditions critiques nécessaires à la construction de ces modèles ne font pas l'unanimité et sont différentes pour chacun des modèles (cf. tableau 1.2). Il est alors difficile de se prononcer sur la confiance qui peut être accordée à une valeur plutôt qu'à une autre. De plus, le raccordement fait sur l'expression du débit en convection naturelle avec l'équation

de Bernoulli est construit sur la base d'expressions mathématiques dont le sens physique n'est pas clairement justifié. Ainsi, afin d'apporter d'avantage d'informations sur la physique de ces échanges, une investigation sur le comportement de l'écoulement entre la convection naturelle et les conditions critiques serait judicieuse.

	régime de convection			
	naturelle	mixte	forcée	conditions critiques
Cooper (1989)	$Fr = 0.055$	$\sum Q_{nat} + Q_{for}$	Bernoulli	$Fr^{crit} = C_D C_{shape} \approx 0.5$
Cooper (1994)	$Fr = 0.055$	$\sum Q_{nat} + Q_{for}$ $continuité^{\dagger}$	Bernoulli	$Fr^{crit} = 0.1754e^{0.5536\epsilon}$
Tan & Jaluria	-	$f(\Delta\rho, \Delta P, L/D)$	-	-
Emmons	-	$\sum \Delta\rho g D + \Delta P_v$	Bernoulli	$Fr^{crit} = 0.2$

TABLE 1.2 – Synthèse des différentes constructions des corrélations existantes traitant des débits échangés à travers un ouvrant horizontal pour différents régimes de convection.
$^{\dagger} continuité \rightarrow \frac{dQ}{d\Delta P_v}(\Delta P_v^{crit}(-)) = \frac{dQ}{d\Delta P_v}(\Delta P_v^{crit}(+))$

Des essais reproduisant un incendie à grande échelle ont d'ores et déjà été réalisés par Pretrel (2012) donnant des informations sur les débits échangés pour différents régimes de convection mixte en soufflage. Sur la base de ces essais, Liberati (2012) et Sayada (2014) concluent que le modèle de Cooper (1989) prédit la valeur du débit avec moins d'erreur que Cooper (1994). Le Quesne (2010) observe également que le modèle de Cooper (1994) ne permet pas de déterminer précisément l'écoulement de fluide à travers un orifice horizontal.

En résumé, les travaux existants permettent de mettre en lumière la complexité de cet écoulement. L'instabilité de la configuration où le fluide lourd surplombe le fluide léger rend le problème difficile à aborder de façon théorique, et à ce jour, aucune approche analytique aboutie n'est disponible. En outre, les corrélations empiriques proposées pour le calcul des débits échangés à travers l'ouvrant, ont des comportements très différents sur une large plage de régimes de convection mixte. Cette disparité significative s'explique par les différentes approches et hypothèses faites par les auteurs dans la construction de leurs corrélations. Ces principes de construction sont résumés dans le tableau 1.2. Le peu de points expérimentaux disponibles actuellement, et notamment l'absence de point pour des régimes de convection mixte, ne permettent pas de valider, à la fois qualitativement par la justification de l'allure de la fonction $Q(\Delta P_v)$ et quantitativement par la confrontation chiffrée, l'une ou l'autre de ces corrélations.

Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire ont donc pour objectif principal d'améliorer la compréhension générale de la physique de cet écoulement pour différents régimes de convection. En recherchant des informations directement au sein de l'orifice par le bais de mesures optiques non intrusives, une attention particulière est portée, dans un premier temps, sur la vérification de points expérimentaux en régime de convection naturelle et notamment sur l'influence du rapport géométrique $\frac{L}{D}$ de l'ouvrant sur les débits échangés. Cette investigation permet en outre de caractériser la "physionomie" de l'écoulement en apportant des informations sur les espaces qu'occupe chaque fluide au sein de l'orifice. Une seconde étude destinée à recueillir des données, non seulement sur l'amplitude des débits mais également sur le comportement des fluides à travers l'ouvrant, pour des régimes de convection mixte en soufflage et extraction doit permettre d'éprouver les corrélations existantes en apportant des informations nouvelles. A l'issue de cette étude, une des corrélations existantes pourra être validée, et une nouvelle corrélation sera proposée.

D'autres papiers faisant parfois doublons ou traitant de sujets connexes ont également été étudiés. Afin de rester focaliser sur le sujet traité et de ne pas encombrer le texte, ces papiers ne sont pas présentés en détail dans ce chapitre, ils apparaissent néanmoins dans les références bibliographiques. Ils traitent notamment de l'étude théorique et expérimentale de l'écoulement de convection naturelle dans des tubes verticaux (Arakeri & al. (2000), Cholemari & Arakeri (2005), Huppert & Hallworth (2007)) ou de la vidange par un orifice horizontal de compartiments contenant une source de flottabilité (Hunt & Coffey (2010), Coffey & Hunt (2010)).

Chapitre 2

Moyens expérimentaux

Sommaire

2.1 Introduction 20
2.2 Dispositif densimétrique 20
2.2.1 La maquette 20
2.2.2 Protocole de mesure du débit par suivi de l'interface 21
2.3 Dispositif thermique 21
2.3.1 Dispositif Styx 21
2.3.2 Système de mesure stéréoscopique de vélocimétrie par image de particule 24
2.3.3 Protocole de mesure du débit par Stéréo PIV 24

Résumé

Ce chapitre est consacré à la présentation des dispositifs expérimentaux et des protocoles de mesure mis en place. Malgré des différences importantes dans la conception, la taille ou la logistique y étant associées, ces dispositifs, conçus et réalisés au cours de la thèse, ont en commun l'utilisation de moyens optiques, non intrusifs, pour la mesure des débits échangés à travers l'orifice.

2.1 Introduction

Deux dispositifs à petite échelle ont été conçus et réalisés durant cette thèse. Ils permettent d'améliorer la compréhension de la physique de cet écoulement de convection mixte par des approches optique et des mesures non intrusives. Le premier permet, en convection naturelle, de quantifier le débit échangé à travers l'orifice par le suivi de l'interface entre deux liquides non miscibles ainsi que la façon dont les fluides interagissent au sein de l'orifice. Le second, permet pour des régimes de convection mixte allant de la convection naturelle à la convection forcée, de reproduire des scénarios "incendie" et de quantifier des grandeurs nouvelles telles que les vitesses débitantes ou les sections de passage des fluides.

2.2 Dispositif densimétrique

2.2.1 La maquette

Le premier dispositif expérimental est destiné à comprendre l'écoulement de convection naturelle, à rechercher les différents régimes évoqués par Epstein (1988) et à fournir des informations supplémentaires sur une plage du paramètre géométrique $\frac{L}{D}$ représentative des orifices horizontaux fréquemment rencontrés dans le milieu du bâtiment. L'idée est de reproduire un écoulement de convection naturelle par l'analogie qui peut être faite entre un mouvement engendré par une différence de température entre deux fluides, et un mouvement dû à une différence de masse volumique entre deux fluides à la même température. Cette approche permet notamment de s'affranchir des pertes thermiques et de ne considérer le phénomène que d'un point de vue dynamique (voir Epstein (1988), Tan & Jaluria (1992) ou Conover & al. (1995)). Compte tenu des remarques présentées à la section §1.4, le choix d'employer deux liquides non miscibles a été retenu pour plusieurs raisons. Tout d'abord, il permet de maitriser l'écart de densité dans chaque compartiment tout au long de l'expérience. Ensuite les tensions superficielles rendent l'interface entre les liquides relativement bien accessible visuellement permettant des mesures non intrusives (Clanet & Searby (2004)). Pour finir, le caractère non miscible des liquides permet de les séparer afin d'avoir une reproductibilité facile et peu onéreuse des expériences.

Le dispositif expérimental, présenté sur la figure 2.1, est un caisson en Polyméthacrylate de méthyle (PMMA) de $0.01\,m$ d'épaisseur dont les côtes intérieures sont de $0.3 \times 0.3\,m^2$ de surface et $0.7\,m$ de hauteur. Une plaque de PMMA de $0.01\,m$ d'épaisseur fixée à $0.3\,m$ du plancher scinde le dispositif en deux compartiments. Une caméra (webcam Microsoft® LifeCam Studio^{TM}, résolution $1920 \times 1080\,pixels$) placée face au compartiment bas permet l'acquisition vidéo du remplissage de l'enceinte. Des règles sont maintenues le long des bords verticaux de la boîte afin d'effectuer la calibration du dispositif (cf. annexe A). Les liquides utilisés sont de l'eau douce ($\rho_1 = 1000\,kg/m^3$) et du naphta lourd (nom commercial White Spirit, $\rho_2 = 737 \pm 30\,kg/m^3$). Neuf diamètres d'orifice, centrés sur la plaque de séparation, sont utilisés $D \in [32.5,\ 39,\ 50,\ 60,\ 70,\ 85,\ 95,\ 110,\ 140 \cdot 10^{-3}\,m]$ pour une même épaisseur $L = 0.01\,m$. Un trou de $5\,mm$ de diamètre percé à $4.5\,mm$ du fond du compartiment bas permet de vidanger le dispositif. Ce trou est taraudé, et durant les expériences bouché par une vis venant comprimer un joint torique de façon à rendre le dispositif totalement étanche.

Il est à noter que l'emploi de liquides non miscibles impose une limite géométrique due aux tensions superficielles, évaluée ici pour un diamètre critique de $Dc \approx 20\,mm$, à partir de laquelle aucun n'échange n'est possible (Guyon & al. (2001)).

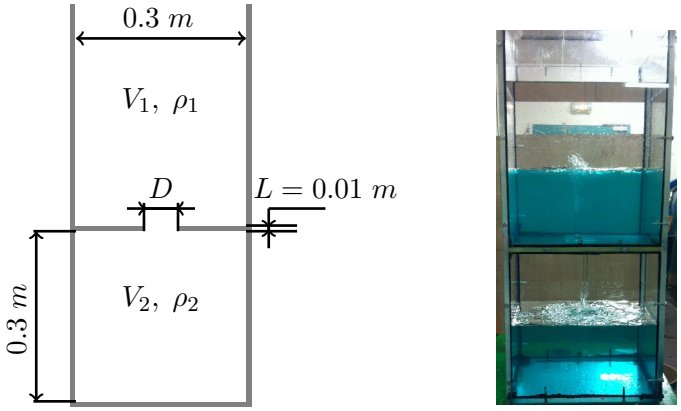


FIGURE 2.1 – Dispositif expérimental destiné à l'étude de l'échange de liquides non miscibles. (a) schéma côté du dispositif, (b) photographie du dispositif durant un essai

2.2.2 Protocole de mesure du débit par suivi de l'interface

Le compartiment inférieur est rempli de naphta lourd, ainsi que le volume de l'orifice, et le fond de la chambre supérieure de façon à pouvoir chasser les bulles d'air emprisonnées au plafond du local bas. Ces bulles évacuées (en inclinant la maquette), l'orifice est fermé. De l'eau colorée est alors versée dans le compartiment supérieur, laissé ouvert à la pression atmosphérique. Quand la surface libre est stabilisée, la vidéo est lancée puis l'orifice est ouvert. Après plusieurs essais destinés à déterminer l'influence du protocole d'ouverture de l'orifice, il est apparu que quelle que soit la perturbation engendrée par l'ouverture de l'orifice (guillotine, plaque souple, plaque rigide, etc.) le débit atteint rapidement la même valeur constante. Le moyen retenu est alors de déposer une fine plaque sur l'orifice avant le remplissage du compartiment supérieur et de la retirer horizontalement pour lancer l'expérience. Une fois les volumes d'eau et de naphta lourd échangés, ainsi que la surface libre à nouveau au repos, l'acquisition vidéo est arrêtée. L'eau, désormais contenue dans le compartiment inférieur est alors vidangée par l'orifice prévu à cet effet. Quand le niveau d'eau (interface entre l'eau et le naphta lourd) atteint la hauteur du trou de vidange, ce dernier est rebouché. Une épaisseur d'environ $20\,mm$ d'eau occupe alors le fond du compartiment inférieur. Dans le but de conforter la précision des mesures effectuées, un minimum de quatre essais de répétabilité est réalisé pour chaque diamètre.

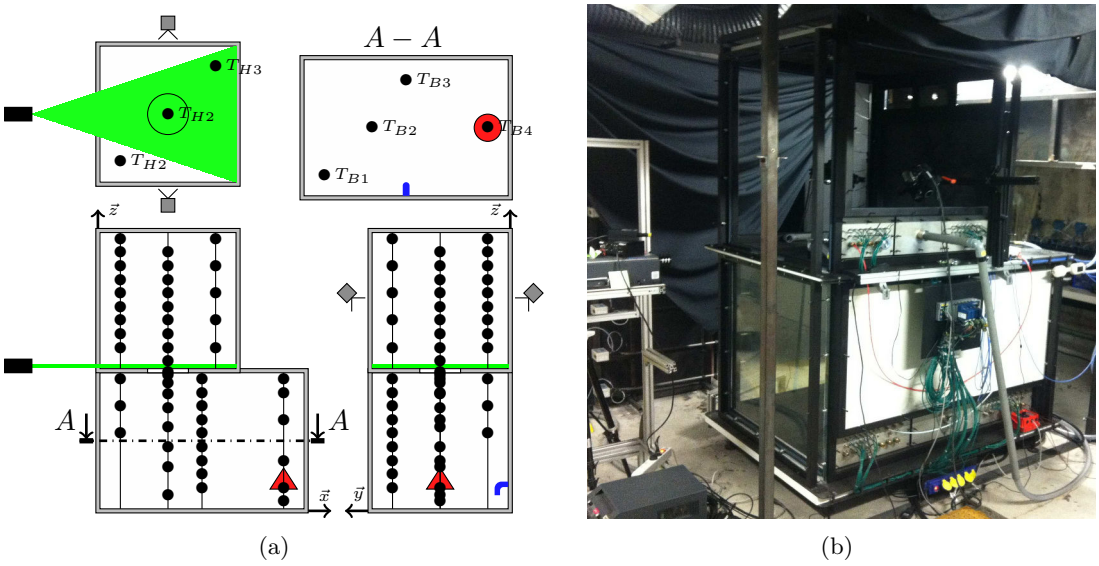
2.3 Dispositif thermique

2.3.1 Dispositif Styx

Le dispositif Styx [1], présenté figure 2.2, est une maquette conçue et réalisée au cours de la thèse, permettant de reproduire et d'étudier, par diagnostic optique notamment, la propagation des fumées d'incendie en milieux confinés et ventilés à échelle réduite. Cette réduction d'échelle ($\sim 1/5$ du dispositif à grande échelle DIVA de l'IRSN) permet une importante liberté expérimentale tout en préservant des situations dont les régimes de turbulence et thermique sont représentatifs des situations "incendie" réelles (Re *et* $Gr >>> 1$).

1. Styx est le nom d'un satellite naturel de Pluton. Le dispositif étant placé dans un caisson d'essai feu nommé Pluton, il vient agrandir la famille des dispositifs de recherche incendie du LEF et se trouve à proximité de deux autres dispositifs Hydra et Nix (voir Koched & al. (2013)) également satellites naturels de Pluton.

L'ensemble est constitué de deux locaux superposés dont les côtes intérieures sont de $1 \times 1.5 \times 1\,m^3$ pour le local inférieur et $1 \times 1 \times 1\,m^3$ pour le local supérieur. Les deux compartiments sont séparés par une plaque en matériau isolant de $38.1 \cdot 10^{-3}\,m$ d'épaisseur représentant la grandeur L de l'orifice. Cette plaque est usinée de façon à recevoir des orifices de différents diamètres ($D \in [38.1,\ 47.6,\ 63.5,\ 76.2,\ 127,\ 152.4,\ 190.5,\ 260 \cdot 10^{-3}\,m]$).



(a) (b)

FIGURE 2.2 – Dispositif Styx. (a) schéma du dispositif avec la position des thermocouples, du système de SPIV et de la bouche de ventilation. (b) photographie du dispositif dans le caisson Pluton.

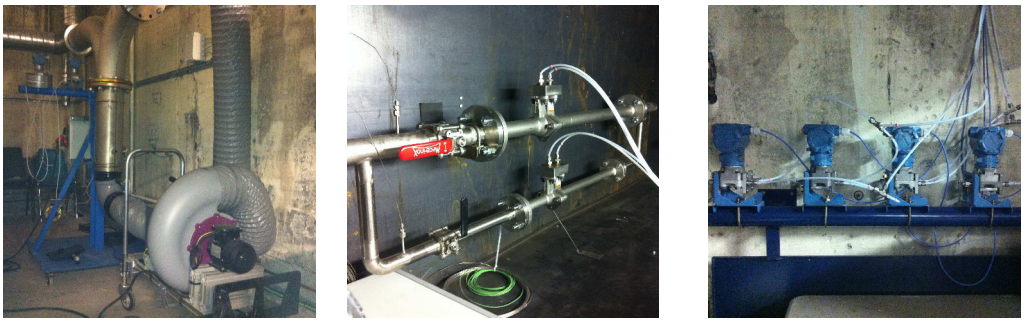
Le châssis en acier permet une importante modularité des parois latérales qui peuvent être, selon le besoin, en matériaux réfractaires ou en verre offrant ainsi des accès optiques.

Un système de ventilation "déconnectable" est monté sur le dispositif afin de reproduire différents régimes de convection forcée (en soufflage ou extraction). Ce système permet de contrôler l'admission et l'extraction d'air de chaque local. La position des bouches d'admission et d'extraction est modulable permettant d'expérimenter un large panel de configurations. Un ventilateur (cf. figure 2.3(a)) muni d'un variateur de puissance permet d'ajuster les débits de soufflage ou d'extraction voulus. Le débit de ventilation est mesuré par débitmètre à orifice intégré, mesurant la perte de charge dans la veine (cf. figure 2.3(c)). Deux veines de mesures (cf. figure 2.3(b)) peuvent être choisies en fonction de l'amplitude du débit à mesurer : petite veine $1 - 10\,m^3/h$, grande veine $5 - 50\,m^3/h$. Cette technologie permet une mesure du débit de ventilation avec une incertitude inférieure à 2%.

Plusieurs sources "incendie" peuvent être simulées. La plus élémentaire, utilisée lors du travail présenté dans ce mémoire, est une résistance électrique, d'une puissance électrique de $2000\,W$ (cf. figure 2.4), permettant de produire un panache thermique propre (sans suie), sans apport de masse, et d'engendrer des écarts de températures d'environ $50\ ^\circ C$ au sein de l'orifice.

Pour obtenir des températures plus élevées, la résistance peut être remplacée par un brûleur à gaz (type bec bunsen ou brûleur à sable). Enfin, pour dégrader les conditions de contrôle de la source, le foyer peut être simulé par un feu de bac (combustible liquide). Selon le scénario voulu, ces différentes sources peuvent être placées dans l'un ou l'autre des compartiments.

Un déflecteur grillagé (cf. figure 2.5) est positionné (partie concave vers l'orifice) dans le

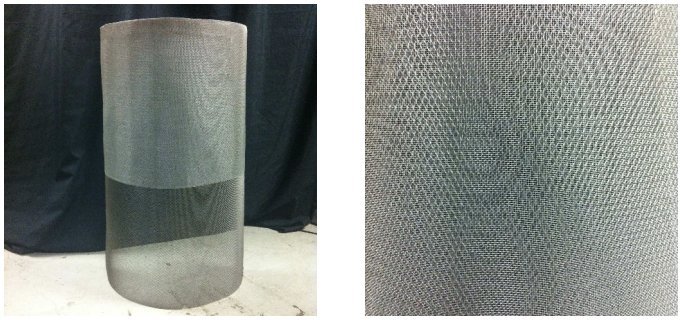


(a) (b) (c)

FIGURE 2.3 – Dispositif de mesure du débit de ventilation. (a) veine de prise de mesure, (b) transmetteurs de pression.

FIGURE 2.4 – Résistance électrique positionnée dans le dispositif Styx.

compartiment inférieur afin d'atténuer l'inertie de l'écoulement sous plafond. De cette façon, la stratification thermique du local inférieur, dans un volume de contrôle ne comprenant ni la résistance ni l'orifice, est indépendante des coordonnées x et y, et les panaches thermiques générés par les fluides ascendant et descendant à travers l'ouvrant sont verticaux, facilitant ainsi les mesures par Stéréo PIV.



(a) (b)

FIGURE 2.5 – (a) Photographie du déflecteur grillagé, (b) zoom sur la partie haute.

Une cartographie des températures dans les deux enceintes est permise grâce à un ensemble d'une soixantaine de thermocouples (type K de $0.5\,mm$) répartis sur plusieurs mâts. Les coordonnées x et y de chaque mât ainsi que l'altitude des thermocouples sur chacun d'eux sont présentés dans le tableau 2.1 Huit autres thermocouples sont positionnés au sein de l'orifice sur un cercle de rayon $0.8R$, tous les 45 $^\circ$. Ils permettent d'obtenir les températures locales des gaz

à $\pm 1.5\,\%$.

	$x\,(m)$	$y\,(m)$	$z_{mât}\,(m)$
T_{B1}	0.15	0.15	0.55, 0.75, 0.95
T_{B2}	0.5	0.5	0.1, 0.3, 0.39, 0.45, 0.6, 0.74, 0.84, 0.92, 0.98, 1
T_{B3}	0.85	0.85	0.15, 0.25, 0.35, 0.45, 0.55, 0.65, 0.75, 0.85, 0.95
T_{B4}	1.35	0.5	0.05, 0.15, 0.35, 0.65, 0.85, 0.95
T_{H1}	0.15	0.15	0.15, 0.25, 0.35, 0.45, 0.55, 0.65, 0.75, 0.85, 0.95
T_{H2}	0.5	0.5	0.05, 0.15 ,0.25, 0.35, 0.45, 0.55, 0.65, 0.75, 0.85
T_{H3}	0.85	0.85	0.15, 0.35, 0.55, 0.75, 0.95

TABLE 2.1 – Position des mâts et altitude des thermocouples dans le dispositif. $z_{mât}$ altitude des thermocouples sur le mât considéré.

Tous ces organes de mesure sont raccordés à un châssis National Instrument CompactDAQ Ethernet permettant une acquisition via le logiciel NI SignalExpress. Les phénomènes étudiés étant somme toute assez lents, la fréquence d'acquisition de ces différentes grandeurs a été fixée à $2\,Hz$.

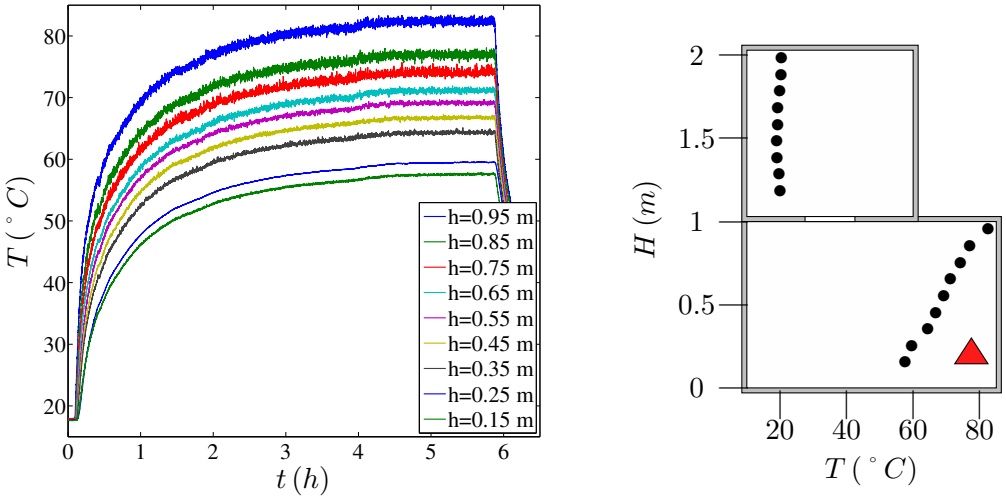
2.3.2 Système de mesure stéréoscopique de vélocimétrie par image de particule

Un système de mesure stéréoscopique de vélocimétrie par image de particule, appelé Stéréo PIV ou SPIV (voir le principe de la mesure en annexe B) donne les valeurs des trois composantes du champ de vitesse de l'écoulement à travers l'orifice. Deux systèmes de mesure SPIV ont été utilisés au cours de cette thèse. Le premier est constitué de deux caméras à capteur CCD (Charge-Coupled Device) de $11\,Mpx$ ($4008 \times 2672\,px$) permettant une fréquence d'acquisition PIV de $2.07\,Hz$, c'est à dire un doublé d'images toutes les $0.48\,s$ pour chacune des caméras (cf. annexe B). Le second dispositif est constitué de caméras à capteur CCD de $4\,Mpx$ ($2048 \times 2048\,px$) permettant une fréquence d'acquisition PIV de $14.5\,Hz$. Un laser pulsé, de type Nd-Yag délivrant une énergie de $200\,mJ$ par pulse et émettant dans le visible à $532\,nm$, éclaire le champ d'intérêt. Une lentille divergente diffracte le faisceau laser afin d'obtenir une nappe d'environ $4\,mm$. Un synchroniseur fait coïncider l'ouverture des caméras avec les pulses laser. Le logiciel Insight 4G de TSI permet de contrôler les paramètres de prises d'images tels que le temps inter-image, le délais de déclenchement de la première image et la fréquence d'acquisition. Il réalise également le traitement d'images permettant d'obtenir les champs de vitesse à partir des clichés réalisés durant les essais. Un générateur de particules d'huile d'olive est utilisé pour l'ensemencement du fluide dans les deux sens d'écoulement. L'annexe B détaille le principe de fonctionnement du système de mesure SPIV.

2.3.3 Protocole de mesure du débit par Stéréo PIV

Afin de pouvoir accéder à des informations statistiques, telles que la moyenne, qui soient représentatives de l'écoulement, il est judicieux de se placer dans des conditions de régime permanent. L'estimation de l'invariance de l'écoulement est faite à partir de l'évolution temporelle des températures de gaz dans le local source. Il est légitime de penser qu'une fois les parois chauffées, elles absorbent et fournissent toujours la même quantité de chaleur, alors si la stratification thermique des gaz dans l'enceinte n'évolue pas, c'est que l'écoulement à travers l'orifice

est également établi. Ce régime thermique établi est atteint après environ 4 heures de mise en chauffe du dispositif (cf. figure 2.6). A ce stade là, selon le régime de convection étudié, le protocole d'ensemencement diffère.



(a) (b)

FIGURE 2.6 – Caractérisation thermique du régime établi. (a) évolution temporelle des températures dans le local inférieur au cours de la mise en chauffe (mât T_{B3}), (b) stratification thermique verticale lors de la phase stationnaire.

Pour étudier l'échange de convection naturelle, le compartiment supérieur est ouvert à l'atmosphère, et un réseau de tuyaux positionné sur le sol du local supérieur permet d'introduire les particules dans l'écoulement sans le perturber. Cet ensemencement est généré dès le début de la mise en chauffe du dispositif, de cette façon l'ambiance du compartiment bas est ensemencée naturellement, comme le montre la figure 2.7.

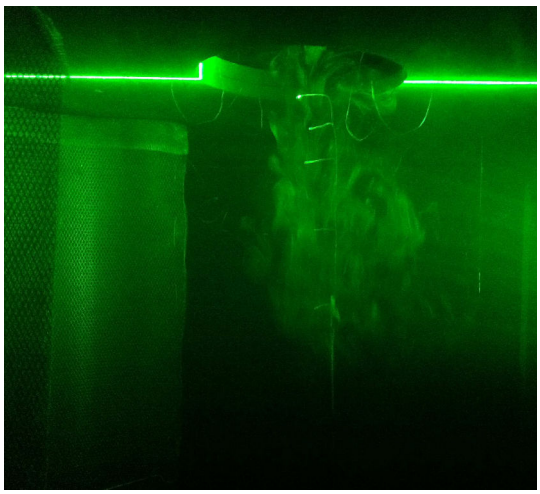


FIGURE 2.7 – Écoulement descendant en convection naturelle en régime établi

En convection mixte, le choix a été fait d'utiliser la même position de la bouche de ventilation pour des conditions de soufflage et d'extraction (en bleu sur la figure 2.2 et sur la figure 2.8). Celle-ci est située au milieu de la longueur du compartiment bas. Afin de perturber le moins

possible la stratification du local, la ventilation arrive dans le local via un coude orienté vers le sol. Pour des conditions de soufflage, les particules sont directement amenées à la prise d'air du ventilateur et introduites dans le compartiment bas par le réseau de ventilation (cf. figure 2.8(b)). Le compartiment supérieur est partiellement fermé. De cette façon, une partie des particules reste dans l'ambiance, ce qui permet d'observer l'écoulement descendant. En extraction, les particules sont envoyées dans un bidon (cf. figure 2.8(a)) ouvert à la pression atmosphérique servant de capacité. Ce bidon est connecté au compartiment supérieur qui cette fois est totalement étanche. Le tirage dans le compartiment bas permet d'aspirer les particules. Au bout d'un certain temps, les deux compartiments sont ensemencés. La figure 2.8 propose une schématisation du protocole d'ensemencement lors de ces deux modes de ventilation.

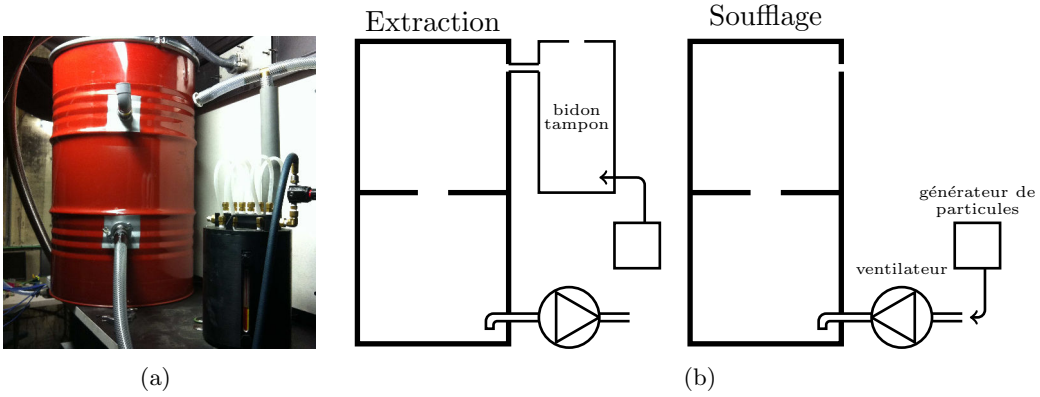


FIGURE 2.8 – Protocole d'ensemencement des fluide lors des mesures en convection mixte. (a) générateur de particules et bidon servant de capacité, (b) schéma du protocole d'ensemencement.

L'étude du transfert en convection naturelle a été réalisée grâce au premier système de mesure SPIV (cf. Confi.1 du tableau B.3 en annexe B). En raison de la lenteur d'écriture sur le disque dur, et pour garantir une fréquence d'acquisition constante, les prises d'images ont été faites par séquences d'environ 500 images ($\sim$ 4 minutes) stockées sur la mémoire tampon des caméras. Ces séquences sont séparées par des intervalles d'environ 20 minutes correspondant au temps de transfert des images depuis la mémoire tampon des caméras au disque dur de l'ordinateur. Pour chaque essai, le cumul de ces séquences d'acquisition correspond à un temps effectif de mesure d'environ 20 minutes. Malgré ce protocole de mesure dicté par le matériel, ces différentes séquences d'acquisition ont l'avantage de permettre une discrétisation temporelle sur un intervalle important, et ainsi de pouvoir étudier la stabilité du débit sur une longue durée. En raison de contraintes géométriques (longueur de câble, intrusion dans le dispositif, etc.) et avec un objectif à focale de $50\,mm$, la résolution spatiale de la surface de l'orifice varie entre 1500 et 6500 vecteurs selon le diamètre étudié.

Les études de convection mixte ont elles été réalisées avec le second dispositif (Confi.2 du tableau B.3 en annexe B), offrant la possibilité d'acquérir des images pendant 10-15 minutes, à $2\,Hz$, et de les transférer à l'ordinateur en environ 5 minutes. De cette façon, plusieurs régimes de convection mixte peuvent être étudiés dans la même journée. Pour cela, une attente d'environ 30 minutes d'un retour à un état thermiquement établi est nécessaire après une modification du régime de ventilation. En outre, l'utilisation d'un objectif à focale de $60\,mm$ permet une discrétisation spatiale plus importante (environ 10000 vecteurs supplémentaires) que celle obtenue dans l'étude de convection naturelle.

Chapitre 3

Écoulement de convection naturelle à travers un orifice horizontal

Sommaire

3.1 Introduction 28
3.2 Étude isotherme avec des fluides non miscibles 28
3.3 Étude thermique en air 32
3.3.1 Qualification des mesures 34
3.3.2 Influence du rapport géométrique L/D 38
3.3.3 Analyse fréquentielle de l'écoulement 44
3.3.4 Proposition d'approche corrélative 45
3.4 Conclusion 47

Résumé

L'étude expérimentale du débit d'échange à travers un orifice horizontal en régime de convection naturelle est présentée dans ce chapitre. Dans un premier temps, cet échange est étudié grâce à l'analogie qui peut être faite entre une poussée d'Archimède engendrée par un gradient de température et celle engendrée par un gradient de densité. Le débit d'échange est alors mesuré par suivi de l'interface entre deux liquides non miscibles. Dans une seconde partie, le gradient thermique à l'origine de cette convection naturelle est produit par une résistance électrique et le débit d'échange est obtenu par la mesure du champs des vitesses au sein de l'orifice par SPIV.

3.1 Introduction

Une étude de l'écoulement de convection naturelle est présenté ici. Elle s'appuie sur deux approches expérimentales différentes. L'une focalisée sur la mesure du débit échangé entre deux liquides non miscibles et la recherche de variations de comportements de cet échange. L'autre, plus poussée, sur la distinction entre la variation des sections de passage de chaque fluide et la variation de vitesse débitante en fonction du paramètre géométrique $\frac{L}{D}$. Cette étude a pour objectif d'une part d'apporter des informations nécessaires à la compréhension de ce phénomène, et d'autre part de consolider les données de la littérature, sur une gamme de géométrie d'ouvrants rencontrés dans le milieu bâtimentaire, et sur lesquelles reposent des corrélations destinées à estimer les débits.

3.2 Étude isotherme avec des fluides non miscibles

Cette première étude est menée sur le dispositif présenté §2.2.1. Le gradient thermique, qui serait retrouvé en situation anisotherme, à l'origine de l'écoulement de convection libre est simulé par l'emploi de deux fluides de masses volumiques différentes à la même température. En travaillant à température ambiante, cette méthode permet de s'affranchir des pertes de chaleur (aux parois notamment) et de n'aborder l'écoulement que d'un point de vue "dynamique", celle-ci étant alors découplée et indépendante de la thermique. En outre, l'utilisation de liquides (eau et naphta lourd en l'occurrence) permet d'accéder à des régimes turbulents plus facilement (à plus petite échelle) qu'avec de l'air. A l'instar des études de Epstein (1988), Tan & Jaluria (1992) ou Conover & al. (1995), la mesure du débit d'échange peut être réalisée en combinant les bilans de masse global et par compartiment, pour aboutir à l'expression du débit (1.4.1). Toutefois, comme évoqué §1.4, cette mesure va de pair avec un protocole intrusif et une erreur de mesure difficilement appréciable.

Des protocoles de mesure alternatifs ont également été recensés dans la littérature lors d'expériences proches de celles envisagées. La première concerne celle de Huppert & Hallworth (2007) qui, pour des préoccupations géophysiques, étudient l'échange de liquides miscibles et non miscibles à travers des tubes verticaux ($\frac{L}{D} >> 1$) reliant deux compartiments. Une approche expérimentale est effectuée en laissant le compartiment inférieur ouvert à la pression atmosphérique, et relié au compartiment supérieur, qui lui est étanche, par un tube dont l'extrémité basse arrive juste sous la surface libre. De cette façon, la mesure directe de l'évolution de la masse du compartiment inférieur permet de remonter au débit d'échange. Cette mesure est directe et non intrusive. Cependant, pour les écoulements bâtimentaires ($\frac{L}{D} \leq 1$) un tel protocole est difficile à mettre en place. La seconde alternative s'inspire des expériences de Clanet & Searby (2004) qui étudient les phénomènes d'oscillation lors de la vidange d'une bouteille ainsi que les temps caractéristiques associés. Expérimentalement, un suivi optique de l'interface entre l'air et l'eau leur permet de remonter aux informations d'intérêt.

C'est ce protocole, offrant un bon compromis entre mesure non intrusive et qualité des informations qui est utilisé ici.

Dans cette étude, l'utilisation de liquides non miscibles est justifiée par le fait que sur la gamme de $\frac{L}{D}$ traitée, correspondant à des géométries rencontrées dans le milieu du bâtiment, le temps caractéristique relatif à la diffusion est très grand devant celui relatif à la convection (régime ♡ de la figure 1.5).

D'un point de vue expérimental, les deux liquides étant non miscibles, aucun mélange n'a lieu et la masse volumique de chaque liquide est constante. En faisant l'hypothèse que l'interface entre les deux liquides est à tout instant parfaitement horizontale, la variation temporelle de

la masse de chaque compartiment est alors directement proportionnelle à l'évolution de cette interface entre les deux liquides.

$$m_i(t) = A(H_i\rho_2 + h_i(t)\Delta\rho) \tag{3.2.1}$$

où l'indice i fait référence à l'un ou l'autre des compartiments, m est la masse du compartiment, A la section au sol du compartiment, H sa hauteur, h la hauteur de l'interface entre les deux liquides.

Des mesures sont effectuées, pour neuf diamètres d'orifice différents, sur le dispositif présenté §2.2.1. Comme le montre la figure 3.1, la vitesse de montée de l'interface entre l'eau et le naphta lourd dans le compartiment inférieur est constante. De plus, la hauteur d'eau initiale dans l'un ou l'autre des compartiment n'a aucune influence sur cette vitesse.

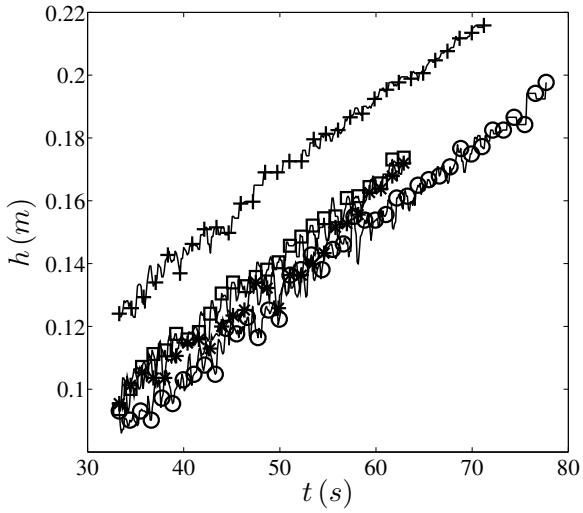


FIGURE 3.1 – Exemple d'évolution de l'interface pour un diamètre $D = 85\,mm$. Résultats bruts issus du traitement d'images. ◯ essai#1, + essai#2, □ essai#3, ∗ essai#4.

Les courbes obtenues n'ayant pas les mêmes conditions initiales ni la même durée, l'incertitude de mesure sur une série d'essais (c'est à dire pour un diamètre donné) est estimée à partir d'une "courbe équivalente". Cette courbe est créée en décalant toutes les courbes à zéro. Les grandeurs d'intérêt sont alors calculées sur un intervalle de temps où toutes les courbes d'une même série coexistent. La valeur moyenne de la vitesse est donnée par la pente de la droite de régression de cette "courbe équivalente". Dans le traitement d'images présenté en annexe A, une variation de ±20% de la valeur de seuillage engendre un écart de quelques pixels sur la hauteur de l'interface retrouvée, et une erreur sur le calcul de la vitesse de montée de cette interface inférieure à 0.02% pour le cas le plus critique. Cette source d'erreur est donc négligeable, et l'incertitude sur la mesure de vitesse est donnée par l'écart type σ (voir Taylor (2000)). La figure 3.2 synthétise les régressions des courbes équivalentes obtenues pour huit diamètres.

En raison de perturbations trop importantes, le traitement d'image n'a pu être effectué pour les expériences menées avec un diamètre d'orifice de $140\,mm$. La moyenne de la vitesse de montée de l'interface est alors estimée à partir de l'expression $w_{140} = \frac{h_{fin}-h_{deb}}{t_{fin}-t_{deb}}$. Les indices deb et fin font référence aux grandeurs prises en début et fin d'acquisition respectivement, avec h la hauteur d'interface et t le temps, pour les huit essais que comprend la série liée à ce diamètre. Une fois de plus, l'incertitude correspond à l'écart type. Le tableau 3.1 recense les incertitudes associées aux mesures de la vitesse de déplacement de l'interface.

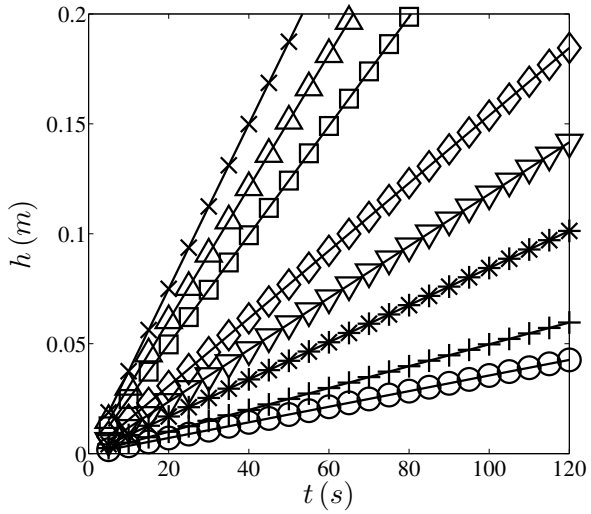


FIGURE 3.2 – Régressions obtenues à partir des courbes "équivalentes" donnant l'évolution moyenne de l'interface dans le compartiment inférieur pour huit diamètres d'orifice. ◯ $D = 32.5\,mm$, $+$ $D = 39\,mm$, $*$ $D = 50\,mm$, $\triangledown$ $D = 60\,mm$, $\Diamond$ $D = 70\,mm$, □ $D = 85\,mm$, △ $D = 95\,mm$, $\times$ $D = 110\,mm$.

$D\,(mm)$	32.5	39	50	60	70	85	95	110	140
σ $(\times 10^{-6}\,m/s)$	6	11	16	21	24	38	77	84	263
erreur relative (%)	1.56	2.19	1.95	1.78	1.55	1.53	2.53	2.25	3.87

TABLE 3.1 – Erreur de mesure sur la vitesse de montée de l'interface.

L'erreur de mesure liée aux autres grandeurs physiques est prise en compte dans le calcul du débit ainsi que du nombre de Froude par la relation des incertitudes de mesures indépendantes.

Comme attendu, sur la plage de $\frac{L}{D}$ étudiée, en ne variant que le diamètre de l'orifice, le débit d'échange évolue suivant une fonction quadratique du diamètre (cf. figure 3.3).

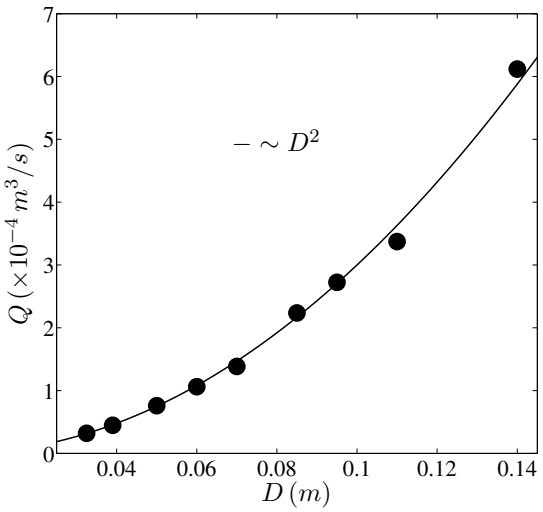


FIGURE 3.3 – Variation du débit en fonction du diamètre pour une épaisseur $L = 0.01\,m$.

Concernant l'évolution du nombre de Froude en fonction du rapport géométrique $\frac{L}{D}$, la comparaison des résultats obtenus avec ceux disponibles dans la littérature montre un comportement similaire quels que soient les fluides mis en jeu (cf. figure 3.4). L'incertitude élargie permet alors d'estimer la valeur du nombre de Froude dans un intervalle inférieur à $\pm 13\%$ autour de la valeur moyenne, dans le cas le plus critique, et pour une confiance à 95%. L'évolution du nombre de Froude en fonction de $\frac{L}{D}$, observée par le passé, est ainsi renforcée par une estimation précise de l'incertitude de mesure et par un nombre de points, obtenus par le même protocole, plus important que ceux existants.

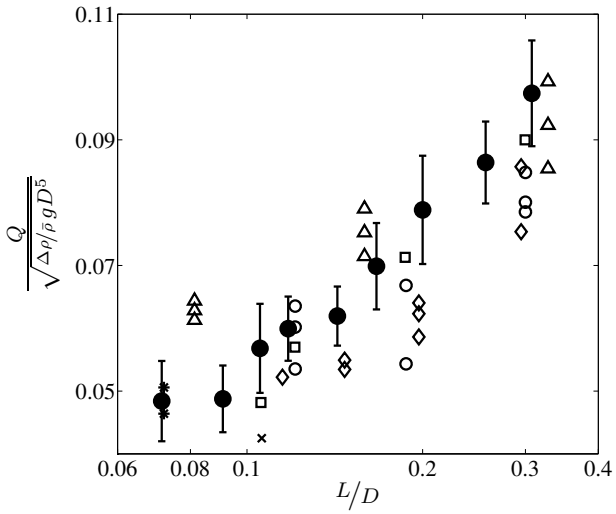


FIGURE 3.4 – Comparaison des résultats obtenus par suivi de l'interface avec ceux de la littérature en termes de d'évolution du nombre de Froude en fonction du rapport $\frac{L}{D}$. △ Brown (1962), ◯ Epstein (1988), ∗ Tan & Jaluria (1992), × Conover & al. (1995), ◊ Li (2007), □ Gera & al. (2012), • présente étude.

Dans l'ensemble, les résultats obtenus montrent des valeurs légèrement supérieures à celles de la littérature. Une partie des explications peut être apportée par les observations faites par Epstein (1988) qui remarque une augmentation de la valeur du nombre de Froude avec l'augmentation de l'écart de densité, ce qui traduit probablement des effets non-Boussinesq.

En outre, une analyse qualitative des vidéos permet d'observer un changement du comportement de l'écoulement en fonction du diamètre de l'orifice. La transition entre deux types d'écoulement est observée sur une gamme de $0.143 \leq \frac{L}{D} \leq 0.2$. Pour $\frac{L}{D} \geq 0.2$, l'écoulement est stable, les fluides échangent de manière organisée chacun d'un coté de l'orifice. Pour $\frac{L}{D} \leq 0.143$, l'écoulement est fluctuant, des digitations de fluide montant et descendant varient en espace et en temps au sein de l'orifice. Ces observations sont similaires à celles faites par Epstein (1988) notant cette transition pour $\frac{L}{D} \approx 0.15$.

La qualité des images disponibles ne permet pas d'illustrer clairement l'aspect de l'interpénétration des fluides dans le cas d'écoulement fluctuant, aussi la figure 3.5 propose une schématisation de cette configuration. Les fluides sont représentés comme des "tubes de courant". Sur ce schéma, le même nombre de tubes de courant apparaît de part et d'autre de l'orifice. Cependant durant les expériences, il a été remarqué que le nombre de digitations avait tendance à être dissymétrique avec un nombre impair de digitations s'écoulant dans un sens, et un nombre pair lui étant directement inférieur allant dans l'autre sens. Puis, brutalement, le nombre de digitations s'inverse, et ce, à plusieurs reprises durant l'expérience.

Ainsi, cette étude permet, grâce à une mesure non intrusive et des fluides non miscibles,

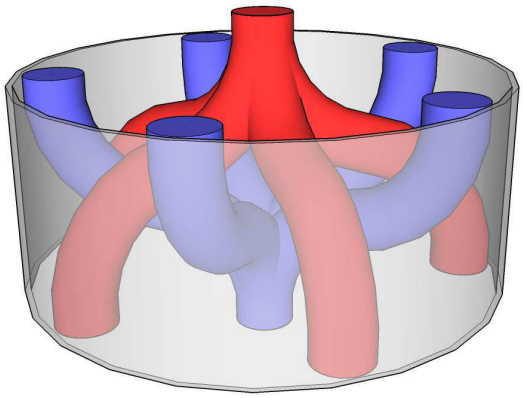


FIGURE 3.5 – Schématisation de l'échange de fluides à travers l'orifice.

d'estimer avec précision les débits échangés à travers l'orifice et surtout les incertitudes leurs étant associées. Elle permet en outre d'apporter des précisions à la description de la façon dont les fluides interagissent au sein de l'orifice. Les données collectées apportent ainsi du crédit aux corrélations décrivant la variation du nombre de Froude en fonction du rapport géométrique $\frac{L}{D}$ sur une gamme représentative des ouvrants rencontrés dans les bâtiments.

3.3 Étude thermique en air

L'étude présentée ici est conduite sur le dispositif Styx présenté §1. En réponse à la problématique incendie de l'écoulement de fumée à travers un orifice horizontal, les principales grandeurs d'intérêt sont les débits montant d'air chaud et descendant d'air frais. Une attention particulière est donc portée à la composante verticale de la vitesse $w(x, y, t)$. Dans le cadre de cette thèse, la méthode de mesure par SPIV permet d'accéder directement et de façon non intrusive au champ des vitesses directement en sortie de l'orifice, aucun accès visuel n'étant possible dans la profondeur de celui-ci. La discrétisation spatiale du domaine donne une information sur les sections occupées par chacun des deux fluides, permettant ainsi de calculer les débits montant et descendant. Ces informations recueillies de façon "instantanée", peuvent, selon la stabilité de l'écoulement être représentatives ou non d'un phénomène "moyen".

Dans un premier temps, les résultats obtenus par SPIV ainsi que leur analyse sont présentés à travers l'exemple d'une expérience menée pour un diamètre de $127\,mm$, puis cette analyse est étendue aux autres diamètres pour étudier l'influence du paramètre géométrique $\frac{L}{D}$ sur l'écoulement.

Pour un orifice de $127\,mm$ de diamètre, la figure 3.6 illustre les résultats du champ de vitesse $w(x, y, t)$ à différents instants consécutifs ($\Delta t \approx 0.48\,s$).

Les espaces occupés par les fluides montant et descendant migrent et se déforment au cours du temps au sein de l'ouvrant. Entre ces deux fluides, des zones de cisaillement [1] apparaissent et, de fait, elles aussi mobiles et déformées au cours du temps. Cette variation temporelle de la physionomie de l'écoulement caractérise une forte instationnarité du phénomène. Un paramètre quantifiant le "taux de stationnarité moyen" de l'écoulement, sur la durée d'une expérience, peut être défini à partir du changement de signe de la vitesse verticale $w(x, y, t)$, et exprimé de la

1. Attention, la palette de couleur étant restreinte, certaines zones de faibles vitesses peuvent apparaître comme des zones de cisaillement.

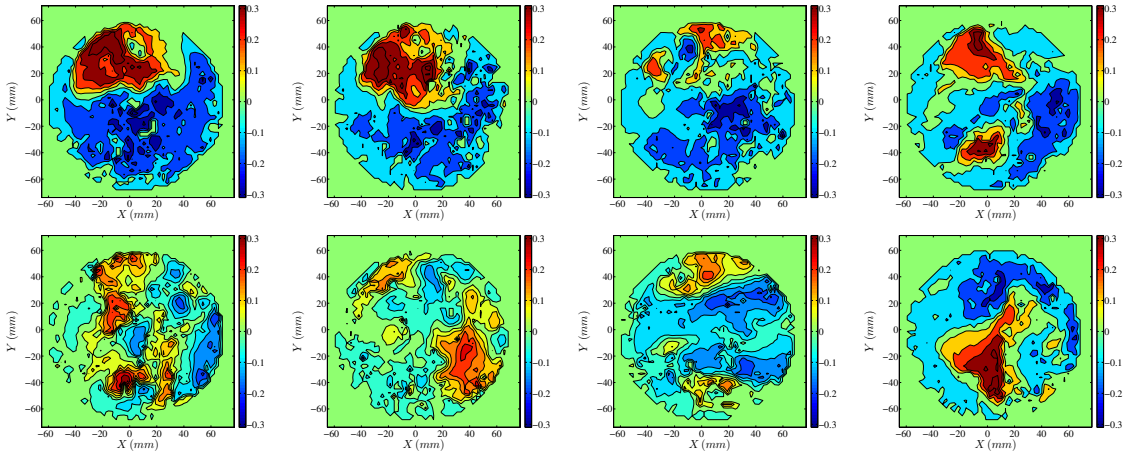


FIGURE 3.6 – Champ de vitesse verticale $w(x, y, t)$ (m/s) à huit instants consécutifs ($D = 127\,mm$ et $\Delta t \approx 0.48\,s$).

façon suivante :

$$\overline{o}(x, y) = \frac{\Delta t}{\tau} \sum_{i=1}^{\tau} sgn(w(x, y, t)) \tag{3.3.1}$$

Des valeurs de 1 et -1 de ce paramètre caractérisent les zones dans lesquelles l'écoulement est stable, toujours montant et descendant respectivement. Une valeur de 0 signifie que la vitesse est soit constamment nulle (stable), soit de moyenne (au sens de son signe) nulle au cours de l'expérience. La figure 3.7 présente la cartographie du paramètre $\overline{o}(x, y)$ montrant ainsi qu'il n'existe aucun lieu pour lequel la vitesse soit de signe constant au cours de l'expérience.

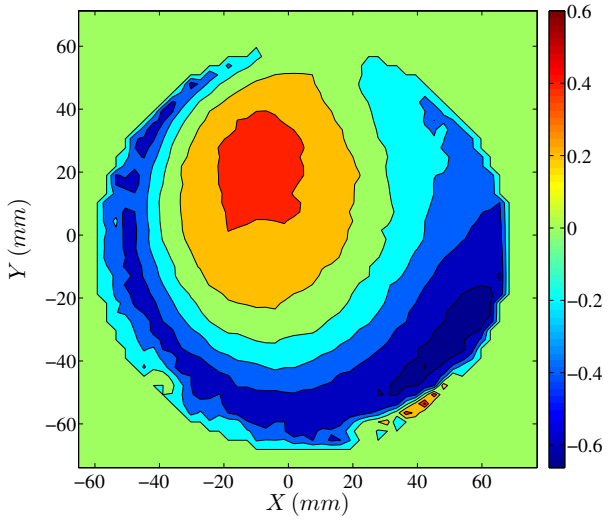


FIGURE 3.7 – Champ de fluctuation du sens des vitesses $\overline{o}(x, y)$, moyenné sur la durée de l'expérience (exemple pour un diamètre de $127\,mm$ et $\Delta\rho = 0.2\,kg/m^3$).

Néanmoins, le fait que les valeurs de même signe soient regroupées, en une surface ovoïdale pour les positives et un croissant de lune pour les négatives, montre qu'il existe un certain ordre dans cet écoulement avec une organisation globale moyenne des fluides ascendant et descendant séparés par une zone de cisaillement. Cette observation, faite sur des mesures en sortie d'orifice, rejoignent celles faites sur les expériences en fluides non miscibles et la tentative d'explication

proposée par la figure 3.5. Naturellement, cet agencement géométrique est également visible sur le champ de vitesse moyen donné par $\overline{w}(x,y) = \frac{\Delta t}{\tau} \sum_{t=1}^{\tau} w(x,y,t)$ et présenté sur la figure 3.8.

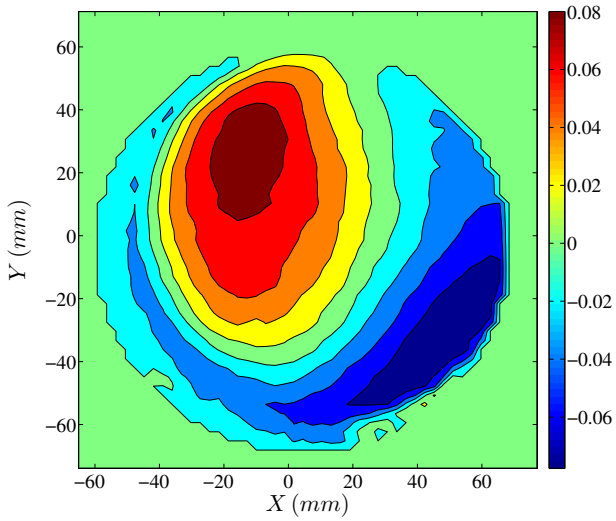


FIGURE 3.8 – Champ moyen $\overline{w}(x,y)$ des vitesses verticales (m/s) pour un diamètre d'orifice de $127\,mm$ et $\Delta\rho = 0.2\,kg/m^3$.

L'observation de ce champ moyen montre qu'il existe un écart significatif entre les valeurs des vitesses instantanées ($w(x,y,t) \in [-0.3; 0.3]\,m/s$, obtenues sur la figure 3.6) et des vitesses moyennes ($\overline{w}(x,y) \in [-0.08; 0.08]\,m/s$, obtenues sur la figure 3.8). Ainsi, afin de quantifier les débits ascendant et descendant, il est nécessaire d'évaluer dans quelle mesure cette instationnarité de l'écoulement influe sur la méthode de calcul du débit.

3.3.1 Qualification des mesures

D'un point de vue statistique deux approches sont envisageables pour calculer les grandeurs moyennes. La première consiste à moyenner les grandeurs issues des champs instantanés tandis que la seconde repose sur l'expression de ces grandeurs à partir du champ moyen des vitesses. Pour comparer ces deux approches, il est intéressant d'introduire deux grandeurs : la vitesse débitante et la section de passage. La vitesse débitante est une moyenne spatiale des vitesses. Deux vitesses débitantes sont alors quantifiables en fonction du sens de l'écoulement, et sont définies par les relations suivantes :

$$wd^{+}(t) = \sum_{x=1}^{X} \sum_{y=1}^{Y} \frac{w(x,y,t) > 0}{nb\,\{w(x,y,t) > 0\}} \tag{3.3.2a}$$

$$wd^{-}(t) = \sum_{x=1}^{X} \sum_{y=1}^{Y} \frac{w(x,y,t) < 0}{nb\,\{w(x,y,t) < 0\}} \tag{3.3.2b}$$

où $nb\,\{\}$ est l'occurrence de la condition définie entre accolade. La figure 3.9 présente la variation de ces vitesses débitantes durant la période d'acquisition.

Les vitesses débitantes moyennes peuvent alors être exprimées à partir d'une moyenne temporelle de ces vitesses débitantes instantanées sur la durée de l'expérience. Elles sont définies

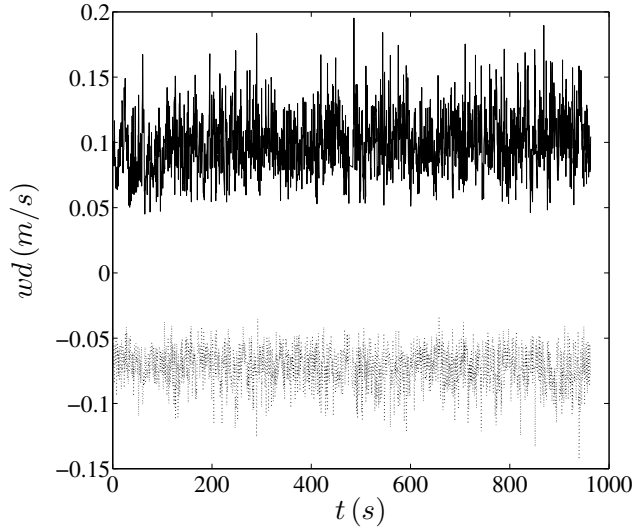


FIGURE 3.9 – Variation des vitesses débitantes durant l'expérience. – $wd^+(t)$, $\cdots$ $wd^-(t)$ ($D = 0.127\,m$ et $\Delta\rho = 0.2\,kg/m^3$).

par les relations suivantes :

$$\overline{wd^+} = \frac{\Delta t}{\tau}\sum_{t=1}^{\tau} wd^+(t) \tag{3.3.3a}$$

$$\overline{wd^-} = \frac{\Delta t}{\tau}\sum_{t=1}^{\tau} wd^-(t) \tag{3.3.3b}$$

Comme évoqué en amont, une moyenne temporelle des vitesses débitantes peut également être obtenue depuis le champ moyen des vitesse. Elles ont alors pour expression :

$$\overline{wd}^+ = \sum_{x=1}^{X}\sum_{y=1}^{Y} \frac{\overline{w}(x,y) > 0}{nb\,\{\overline{w}(x,y) > 0\}} \tag{3.3.4a}$$

$$\overline{wd}^- = \sum_{x=1}^{X}\sum_{y=1}^{Y} \frac{\overline{w}(x,y) < 0}{nb\,\{\overline{w}(x,y) < 0\}} \tag{3.3.4b}$$

Dans le cas d'un écoulement établi, les valeurs des vitesses débitantes données par les expressions (3.3.3) et (3.3.4) peuvent être très proches, sous réserve de moyenner sur un temps suffisamment long. Elles peuvent même être égales dans certains cas particuliers d'écoulements établis laminaires. Toutefois, dans le cas présent, ces deux approches donnent des résultats significativement différents (cf. tableau 3.2). Cette différence est directement liée à l'instationnarité du phénomène. Le fait que les sections de passage des fluides se déplacent au cours du temps implique que la moyenne spatiale d'une grandeur moyennée temporellement n'est pas égale à la moyenne temporelle d'une grandeur moyennée spatialement. Ce caractère instationnaire peut également être étudié à travers les sections de passage des écoulements ascendant et descendant calculées, pour leurs valeurs instantanées, de la façon suivante :

$$s^+(t) = \Delta x \Delta y \times nb\,\{w(x,y,t) > 0\} \tag{3.3.5a}$$

$$s^-(t) = \Delta x \Delta y \times nb\,\{w(x,y,t) < 0\} \tag{3.3.5b}$$

La différence entre la section de l'orifice et la somme des sections de passage des fluides montant et descendant permet d'obtenir une estimation de l'aire totale des zones de cisaillement entre les fluides et la paroi ainsi qu'entre les fluides ascendant et descendant. Cette quantité est quantifiée par $s^0(t) = S - (s^+(t) + s^-(t))$. L'évolution temporelle des ces sections de passage normalisées est présentée figure 3.10. Pour une meilleure lisibilité, la section occupée par le fluide descendant est tracée de façon négative.

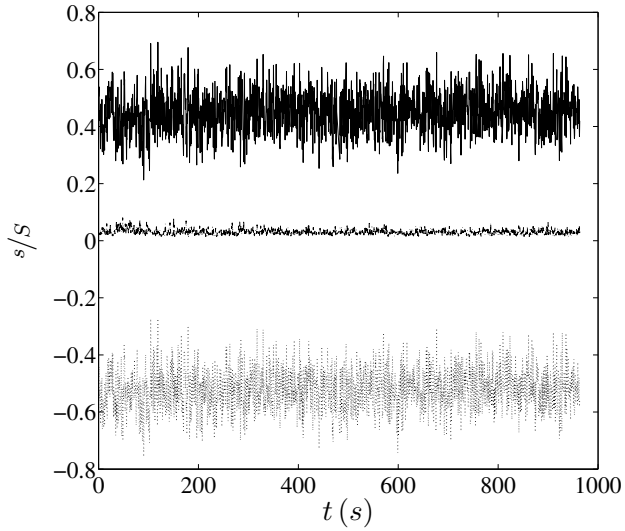


FIGURE 3.10 – Variation des sections de passage durant l'expérience. $-$ $s^+(t)/\pi R^2$, $\cdots$ $s^-(t)/\pi R^2$, $-\cdot-$ $s^0(t)/\pi R^2$ ($D = 0.127\,m$ et $\Delta\rho = 0.2\,kg/m^3$).

Malgré l'importance du changement de forme et du déplacement des zones de passage observée figure 3.6, les sections occupées par chaque fluide présentent des variations autour d'une valeur constante. De plus, les variations temporelles des grandeurs s^+ et s^- montrent un comportement symétrique.

A l'instar des vitesses débitantes, les sections de passage moyennes peuvent être estimées de deux façons, soit en moyennant les sections instantanées, et données par l'expression (3.3.6),

$$\overline{s^+} = \frac{\Delta t}{\tau} \sum_{t=1}^{\tau} s^+(t) \tag{3.3.6a}$$

$$\overline{s^-} = \frac{\Delta t}{\tau} \sum_{t=1}^{\tau} s^-(t) \tag{3.3.6b}$$

soit à partir du champ des vitesses moyennes, et exprimées de la façon suivante :

$$\overline{s}^+ = \Delta x \Delta y \times nb\,\{\overline{w}(x,y) > 0\} \tag{3.3.7a}$$

$$\overline{s}^- = \Delta x \Delta y \times nb\,\{\overline{w}(x,y) < 0\} \tag{3.3.7b}$$

Le déplacement des sections de passage au cours du temps entraîne également une différence notable des deux approches. Les valeurs obtenues selon ces deux approches sont présentées dans le tableau 3.2.

Au regard de l'écart qui existe entre les valeurs obtenues par les deux approches, il apparaît que les grandeurs calculées à partir du champ de vitesse moyen ne sont pas représentatives de la physique du phénomène. En effet, l'opération de moyenne a dans ce cas un effet de lissage trop important qui annihile une quantité non négligeable d'informations. A titre d'exemple, la zone

	Vitesses		Sections		Débits	
	(3.3.3)	(3.3.4)	$\frac{(3.3.6)}{\pi R^2}$	$\frac{(3.3.7)}{\pi R^2}$	(3.3.3) · (3.3.6)	(3.3.4) · (3.3.7)
	(m/s)	(m/s)			(m/s)	(m/s)
fluide chaud	0.0998	0.0451	0.4487	0.4849	$5.673 \cdot 10^{-4}$	$2.77 \cdot 10^{-4}$
fluide froid	-0.0719	-0.0293	0.5209	0.5002	$-1.744 \cdot 10^{-4}$	$-1.857 \cdot 10^{-4}$
cisaillement	–	–	0.0304	0.0149	–	–

TABLE 3.2 – Synthèse des valeurs moyennes obtenues par les deux approches ($D = 0.127\,m$ et $\Delta\rho = 0.2\,kg/m^3$).

de cisaillement calculée depuis le champ de vitesse moyen est nettement plus faible que celle moyennée à partir des champs instantanés car le déplacement de cette zone au cours du temps entraîne des valeurs non nulles de la vitesse lors d'une moyenne.

Les débits sont alors calculés uniquement à partir des champs instantanées et ont pour expressions :

$$Q^+(t) = \Delta x \Delta y \sum_{x=1}^{X} \sum_{y=1}^{Y} w(x,y,t) > 0 = wd^+(t) \cdot s^+(t) \tag{3.3.8a}$$

$$Q^-(t) = \Delta x \Delta y \sum_{x=1}^{X} \sum_{y=1}^{Y} w(x,y,t) < 0 = wd^-(t) \cdot s^-(t) \tag{3.3.8b}$$

Et dont les valeurs moyennes sont alors calculées comme suit :

$$\overline{Q^+} = \frac{\Delta t}{\tau} \sum_{t=1}^{\tau} Q^+(t) = \overline{wd^+} \cdot \overline{s^+} \tag{3.3.9a}$$

$$\overline{Q^-} = \frac{\Delta t}{\tau} \sum_{t=1}^{\tau} Q^-(t) = \overline{wd^-} \cdot \overline{s^-} \tag{3.3.9b}$$

Avant d'aller plus loin dans l'analyse de ces résultats, il est important de vérifier la cohérence de ces résultats avec la physique. Ainsi, un simple bilan de masse permet d'apporter ou non du crédit à ces expériences. Afin de calculer les débits massiques ascendant et descendant, une étape importante est l'estimation de la masse volumique moyenne des fluides entrant et sortant du local source. La masse volumique de chaque fluide étant issue de la mesure de température de ceux-ci, la figure 3.11 propose une cartographie des profils verticaux de température présents dans chaque local, moyenné sur la durée de chaque expérience, pour les différents diamètres d'orifice étudiés.

Quelle que soit la taille de l'orifice étudié, les conditions thermiques des ambiances de chaque local changent peu, avec un gradient vertical $dT/dh \approx cte$, dont la constante semble peu varier avec le diamètre d'ouvrant. Néanmoins, et cela est notamment observable pour les deux plus grands orifices, l'ambiance du local inférieur refroidi avec l'augmentation du diamètre de l'ouvrant.

Des observations faites durant les expériences laissent à penser qu'au-dessus et en-dessous du plafond, l'écoulement est "rampant". Le fluide lourd descend à la température la plus froide du local supérieur et le fluide léger monte à la température la plus chaude du local inférieur. Toutefois aucun moyen ne permet d'affirmer avec précision ce schéma d'écoulement, c'est pourquoi une incertitude supplémentaire sur la masse volumique des fluides échangeant doit être introduite.

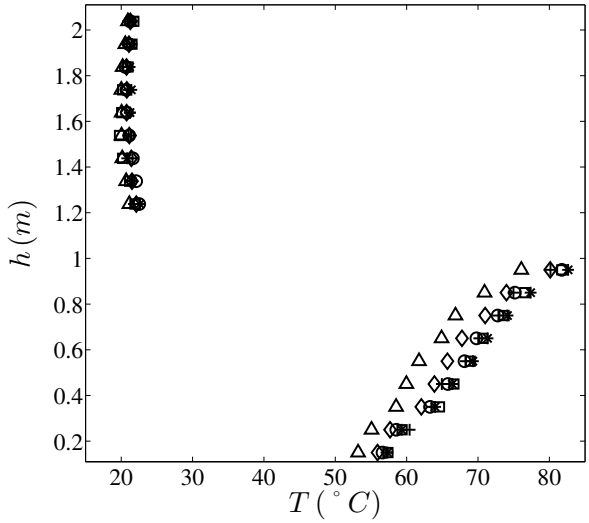


FIGURE 3.11 – Gradients de température dans le dispositif Styx pour différents diamètres d'orifice étudiés. + $D = 63.5\,mm$, $*$ $D = 76.2\,mm$, $\square$ $D = 127\,mm$, $\bigcirc$ $D = 152.4\,mm$, $\Diamond$ $D = 190.5\,mm$, $\triangle$ $D = 260\,mm$.

Une étude paramétrique montre qu'une erreur de 10 $^\circ C$ sur l'estimation de la température de ces fluides engendre une erreur relative de 4.17 à 5.9% pour des températures variant de 20 à 140 $^\circ C$. Dans le local supérieur, une estimation de la température à ± 10 $^\circ C$ est aberrante dans la mesure où le gradient vertical de température est quasi inexistant. Cependant, en raison du protocole expérimental de chauffe, il se crée, dans le compartiment haut, un phénomène de convection additionnel lié à l'élévation de la température du matériau séparant les deux locaux. Il existe alors, et notamment en hiver, une différence de température entre l'air ambiant du local supérieur et l'air ensemencé apporté par le circuit d'air comprimé du bâtiment. Cette différence restant tout de même en deçà des 10 $^\circ C$, la température du fluide descendant est estimée à partir d'une moyenne de ces deux températures à ± 5 $^\circ C$.

Le volume de contrôle considéré pour ce bilan de masse est le compartiment inférieur. Ainsi les débits massiques entrant et sortant du volume de contrôle correspondent respectivement aux flux descendant et montant à travers l'ouvrant et exprimés par les relations suivantes :

$$\overline{\dot{m}^+} = \overline{Q^+} \cdot \overline{\rho^+}$$
$$\overline{\dot{m}^-} = \overline{Q^-} \cdot \overline{\rho^-}$$

et dont les incertitudes sont calculées via l'expression des grandeurs indépendantes (Taylor (2000)). La figure 3.12 présente les résultats du bilan de masse effectué pour les différentes tailles d'orifice.

L'erreur commise sur ce bilan de masse est de 6.75% pour la valeur la plus critique, ce qui confère crédit et relative précision aux mesures réalisées.

3.3.2 Influence du rapport géométrique L/D

Deux campagnes de mesures ont été menées afin d'évaluer l'influence du paramètre géométrique $\frac{L}{D}$ sur l'écoulement. Dans la première, menée pour six diamètres d'orifice, toutes les parois du compartiment supérieur sont enlevées. Dans la seconde, seulement une des parois du compartiment supérieur reste partiellement ouverte. Les résultats de ces deux campagnes de mesures vont maintenant être présentés.

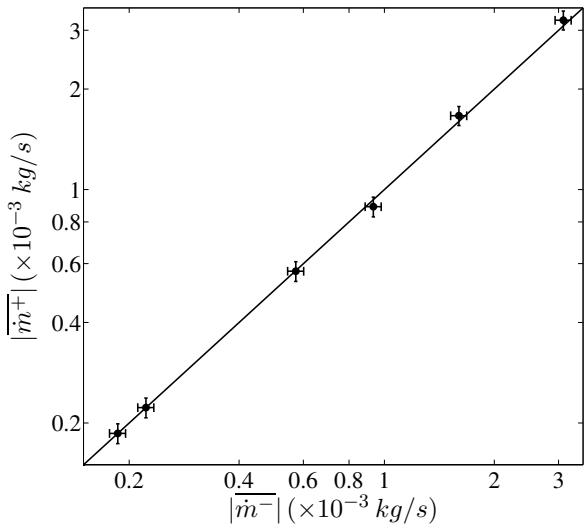


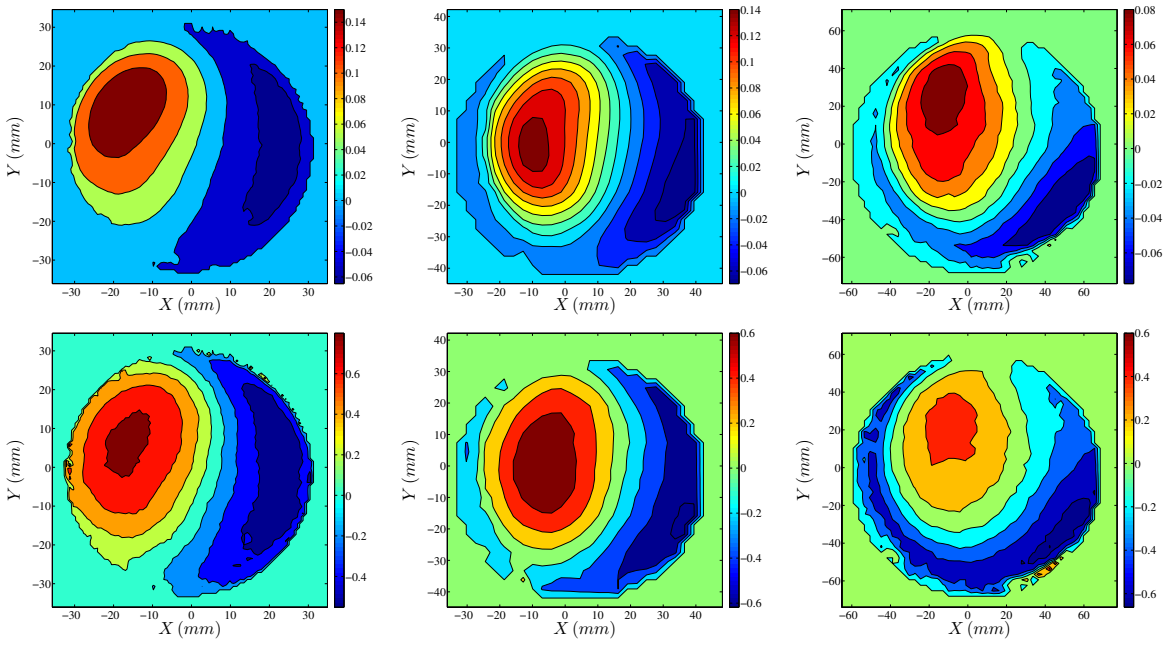
FIGURE 3.12 – Bilan de masse pour les six diamètres d'orifice étudiés en convection naturelle. – $\overline{\dot{m}^+} = |\overline{\dot{m}^-}|$.

Malgré le fait que le champ de vitesse moyen $\overline{w}(x, y)$ ne soit pas représentatif de l'écoulement dans le calcul du débit, il le demeure dans la description globale de la physionomie et l'organisation des écoulements montant et descendant durant l'essai. Ainsi, l'étude de ces champs moyens peut donner une première information qualitative sur l'influence d'un changement de géométrie sur l'écoulement bidirectionnel à travers l'ouvrant. Les champs moyens de vitesse $\overline{w}(x, y)$ et d'orientation $\overline{o}(x, y)$ sont présentés en figure 3.13 pour les différents diamètres étudiés.

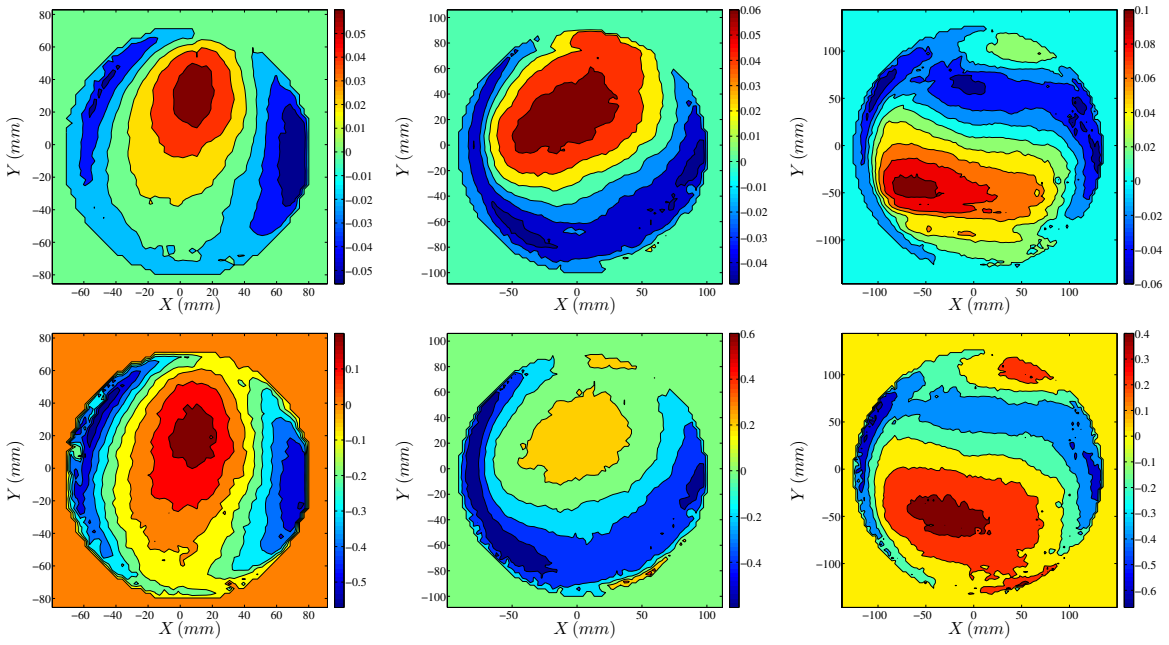
L'échange bidirectionnel en partie supérieur de l'orifice se présente sous la forme d'une section ovoïdale plus ou moins excentrée, occupée par le fluide ascendant et d'une section en croissant de lune plus ou moins fermée et occupée par le fluide descendant. Entre les deux, une zone de cisaillement occupe une place dont l'importance varie selon les essais. Cette description est retrouvée pour les différents diamètres étudiés avec une importance variable des zones d'échange. Sur ce point, la variation du diamètre d'orifice, pour une épaisseur L constante semble avoir une influence modeste sur la répartition globale des fluides au sein de l'orifice.

D'autres expériences, réalisées dans des conditions de confinement partiel du local supérieur (toutes les parois latérales sont montées de façon étanche sur le dispositif à l'exception de celle côté laser, laissée partiellement ouverte), montrent que sous certaines conditions, l'écoulement pourrait se faire idéalement de façon concentrique. La figure 3.14 présente les champs de vitesse moyenne ainsi que des sens de vitesse moyenne pour les trois diamètres étudiés dans ces circonstances. Ici le confinement laisse à penser que l'écoulement au sein de l'orifice subit de façon restreinte les perturbations aérauliques liées aux conditions d'essai. En effet, non seulement le fait d'utiliser un déflecteur permet de réduire les perturbations liées à un écoulement sous plafond dans le local inférieur, mais la mise en place des parois latérales du compartiment supérieur réduit l'effet des courants d'air générés par la hotte aspirante du caisson d'essai. Cela signifie également que cet écoulement est très sensible aux perturbations de l'environnement, et ce, dans chaque local (emplacement du foyer, de l'orifice, des bouches de ventilation, présence de mobilier, etc.).

En outre une étude numérique (Becerra (2015)) destinée à confronter les résultats SPIV au code de calcul ISIS, a montré, comme cela a pu être observé avec les fluides non miscibles, que chaque fluide arrive en périphérie de l'orifice puis "se mélange" avec l'autre fluide au sein de l'orifice pour occuper une section plus ou moins centrée en sortie. Les travaux entrepris ne



(a)



(b)

FIGURE 3.13 – Influence du diamètre sur les champs moyens. Haut : vitesse verticale $\overline{w}(x, y)$ (m/s), Bas : sens des vitesses verticales $\overline{o}(x, y)$. (a) de gauche à droite $D = 63.5\,mm$, $D = 76.2\,mm$, $D = 127\,mm$, (b) de gauche à droite $D = 152.4\,mm$, $D = 190.5\,mm$, $D = 260\,mm$.

représentant que les balbutiements d'une étude numérique sur ce type d'écoulement, leur succincte présentation est proposée en annexe C.

Sur la base des champs de vitesse moyens, une comparaison qualitative peut être proposée afin d'étudier un profil caractéristique de vitesse. Le profil retenu est celui passant par le centre

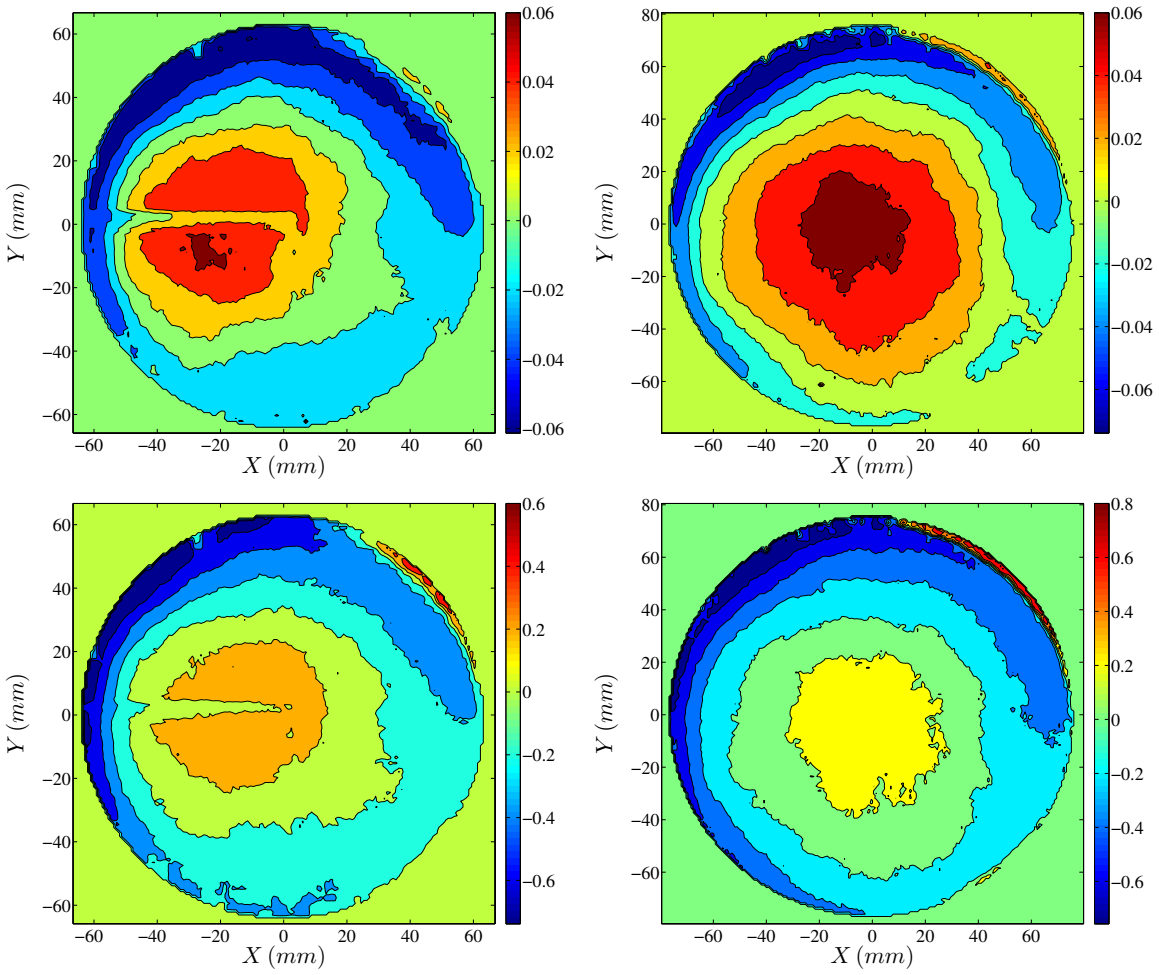


FIGURE 3.14 – Impact d'un confinement partiel du local supérieur sur les champs moyens pour différents diamètres d'orifice. Haut : vitesse verticale $\overline{w}(x, y)$ (m/s), Bas : sens des vitesses verticales $\overline{o}(x, y)$, de gauche à droite $D = 127\,mm$, $D = 152.4\,mm$.

de l'orifice et le point de vitesse moyenne maximum. La comparaison entre les profils obtenus pour les différents diamètres d'orifice est présentée figure 3.15.

Bien que ces profils présentent une allure relativement proche, il est cependant difficile de proposer une formulation théorique auto-similaire.

L'analyse de ces champs moyens n'est par conséquent pas suffisante pour évaluer l'influence du paramètre géométrique sur l'échange de fluide à travers l'ouvrant. En revanche, l'étude des grandeurs moyennées telles que les sections de passage ou les vitesses débitantes donne accès à davantage d'informations. Ainsi, les résultats suggèrent des changements dans le comportement de l'écoulement suivant la valeur du paramètre $\frac{L}{D}$. L'observation de la variation des sections de passage des fluides en fonction de ce paramètre géométrique $\frac{L}{D}$, présentée figure 3.16 montre qu'il existe deux valeurs pour lesquelles le rapport entre les surfaces occupées par les fluides s'inverse. Pour le plus grand diamètre étudié ($\frac{L}{D} = 0.1465$) le fluide léger occupe, au sein de l'orifice, un espace plus important que le fluide lourd. Pour des valeurs de $0.16 \lesssim \frac{L}{D} \lesssim 0.42$ ce rapport s'inverse et le fluide descendant occupe la majeur partie de la surface de l'orifice. Au delà de $\frac{L}{D} \approx 0.42$, la surface occupée par le fluide ascendant est à nouveau supérieure à celle occupée par le fluide descendant. Il est intéressant de constater que ces valeurs correspondent

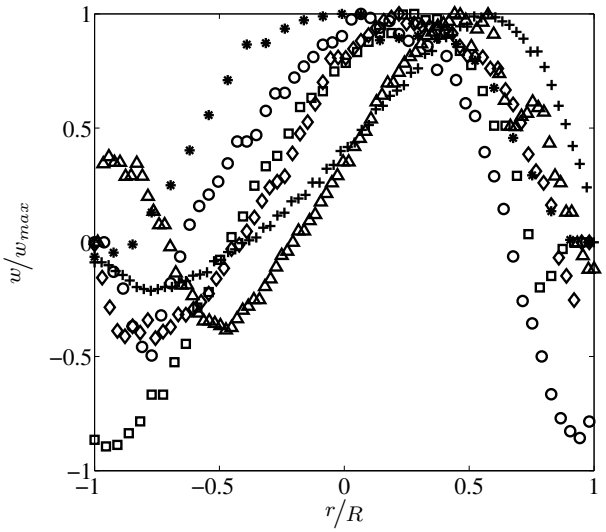


FIGURE 3.15 – Effet du diamètre sur le profil caractéristique de vitesse verticale moyenne. + $D = 63.5\,mm$, $*$ $D = 76.2\,mm$, □ $D = 127\,mm$, ◯ $D = 152.4\,mm$, ◊ $D = 190.5\,mm$, △ $D = 260\,mm$.

à des valeurs pour lesquelles Epstein (1988) observe un changement dans le comportement de l'écoulement entre un écoulement oscillant et un écoulement de type fluides parfaits.

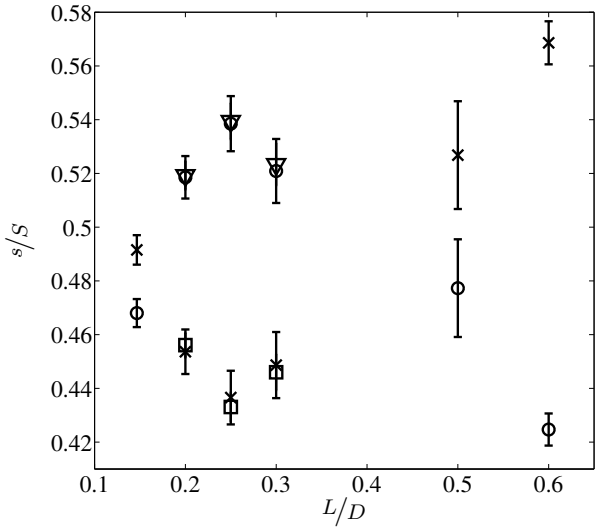


FIGURE 3.16 – Effet de la variation du paramètre géométrique $\frac{L}{D}$ sur les sections de passage des fluides. Première campagne : × fluide ascendant, ◯ fluide descendant. Campagne "semi-confinée" : □ fluide ascendant, ▽ fluide descendant.

La valeur de $\frac{L}{D} \approx 0.16$ ne traduit pas de phénomène particulier dans l'analyse de l'évolution des vitesses débitantes en fonction du paramètre $\frac{L}{D}$ (cf. figure 3.17), en revanche il semble que $\frac{L}{D} \approx 0.42$ soit le siège d'un extremum de la fonction $wd(L/D)$ en-deçà duquel l'intensité des vitesses débitante diminue avec l'augmentation du rapport $\frac{L}{D}$, et au-delà duquel cette intensité croît avec l'augmentation de $\frac{L}{D}$.

Pour une épaisseur d'orifice L constante et des conditions thermiques proches, le changement de diamètre induit un changement des pertes de charge et contribue à modifier l'équilibre entre les forces de flottabilité et les forces de frottement. Il existe, sur la gamme de $\frac{L}{D}$ étudiée, une

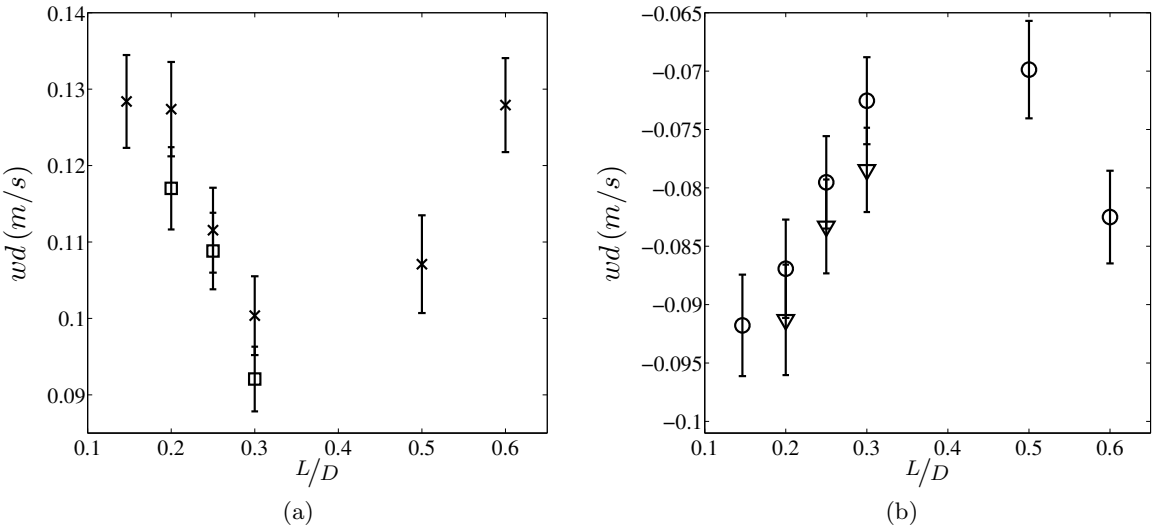


FIGURE 3.17 – Effet de la variation du paramètre géométrique $\frac{L}{D}$ sur les vitesses débitantes des fluides. × fluide ascendant, ◯ fluide descendant, □ campagne "semi-confinée".

valeur pour laquelle le rapport entre ces forces "motrice" et "frein" s'inverse.

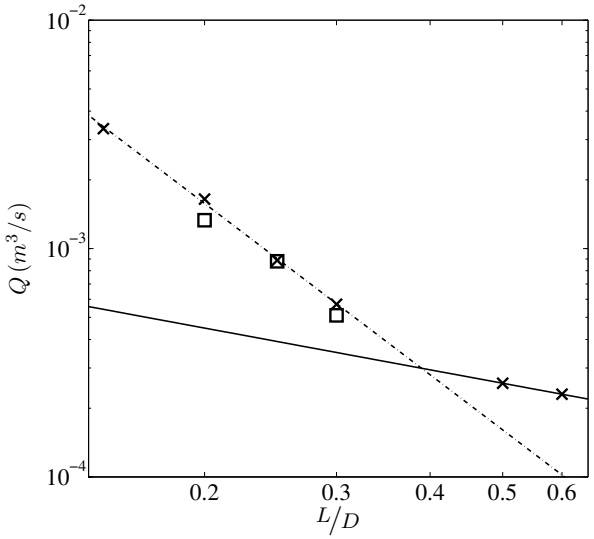


FIGURE 3.18 – Effet de la variation du paramètre géométrique $\frac{L}{D}$ sur les débits. Exemple pour les débits ascendants. × première campagne, □ campagne "semi-confinée"

Concernant les débits (cf. figure 3.18), le changement de pente des droites de régression calculées pour les valeurs de $\frac{L}{D}$ inférieures et supérieures à 0.4 illustre ce phénomène. Le débit décroît mécaniquement avec la réduction du diamètre, ce qui engendre un apport moindre d'air frais dans le compartiment source et génère un écart de température plus important. Ceci a pour effet de rendre plus importantes les forces de flottabilité, et donc d'atténuer la décroissance de la fonction $Q(L/D)$. Ce point de changement de pente indique le passage entre une zone pour laquelle la réduction du diamètre n'engendre pas suffisamment de flottabilité pour vaincre les pertes de charge supplémentaires, et une zone dans laquelle les pertes de charge, bien que plus importantes, ont un effet atténué devant l'augmentation de la force de flottabilité (force motrice).

De plus, les débits ascendant et descendant obtenus lors de la campagne de mesure en confinement partiel sont légèrement inférieurs à ceux précédemment mesurés lors des mesures "ouvertes". Cet écart s'explique par la diminution du $\Delta\rho$ (cf. tableau 3.3) liée au confinement du local supérieur qui contribue à accroître la température dans celui-ci réduisant l'intensité des forces de flottabilité. Toutefois, comme le montre le tableau 3.3, le nombre de Froude relatif à chaque diamètre est proche pour les deux campagnes (6.4% d'écart pour la valeur la plus critique).

$D\,(mm)$		63.5	76.2	127	152.4	190.5	260
$\Delta\rho\ (kg/m^3)$	ouvert	0.2010	0.2013	0.1974	0.1938	0.1919	0.1883
	semi-confiné			0.1701	0.1667	0.1578	
$wd^+\ (m/s)$	ouvert	0.1279	0.1071	0.1004	0.1115	0.1274	0.1284
	semi-confiné			0.0921	0.1088	0.1170	
$\lvert wd^-\rvert\ (m/s)$	ouvert	0.0825	0.0699	0.0725	0.0795	0.0869	0.0918
	semi-confiné			0.0785	0.0833	0.0913	
$s^+\ (m^2)$	ouvert	0.0018	0.0024	0.0057	0.0080	0.0129	0.0261
	semi-confiné			0.0057	0.0079	0.0130	
$s^-\ (m^2)$	ouvert	0.0013	0.0022	0.0066	0.0098	0.0148	0.0248
	semi-confiné			0.0066	0.0098	0.0148	
Fr	ouvert	0.1257	0.0932	0.0747	0.0738	0.0708	0.0633
	semi-confiné			0.0705	0.0776	0.0698	

TABLE 3.3 – Comparaison des grandeurs d'intérêt pour les diamètres étudiés avec le local supérieur totalement ouvert et partiellement confiné.

3.3.3 Analyse fréquentielle de l'écoulement

Une analyse fréquentielle a également été réalisée pour trois différents diamètres ($D \in [127, 152.4, 190.5]\,mm$). Les informations obtenues par SPIV offrent la possibilité d'effectuer ce travail en tout point du domaine. Toutefois, afin d'étudier l'impact du rapport géométrique $\frac{L}{D}$ sur les oscillations de l'écoulement, il est judicieux de rechercher une fréquence caractéristique. La plus haute fréquence mesurée semble être un choix pertinent. Après analyse, il apparaît que le lieu où la fréquence est le plus élevée est le point où l'intensité de la vitesse moyenne est maximale. La figure 3.19 présente les spectres des signaux des vitesses verticales calculés aux points caractéristiques pour les trois diamètres étudiés.

Les résultats montrent qu'il est difficile d'extraire une fréquence caractéristique bien marquée lors de cette analyse. Toutefois, et même si les puissances spectrales sont extrêmement faibles, il semble que la fréquence représentative de l'écoulement diminue avec l'augmentation du rapport $\frac{L}{D}$, et pour les cas traités, soit une basse fréquence comprise entre 0.3 et $1.5\,Hz$. Ces résultats semblent cohérents avec les observations de Harrison & Spall (2003) qui notent également un diminution de cette fréquance caractéristique avec l'augmentation du rapport $\frac{L}{D}$, avec des fréquences plus marquées pour les faibles valeurs de $\frac{L}{D}$.

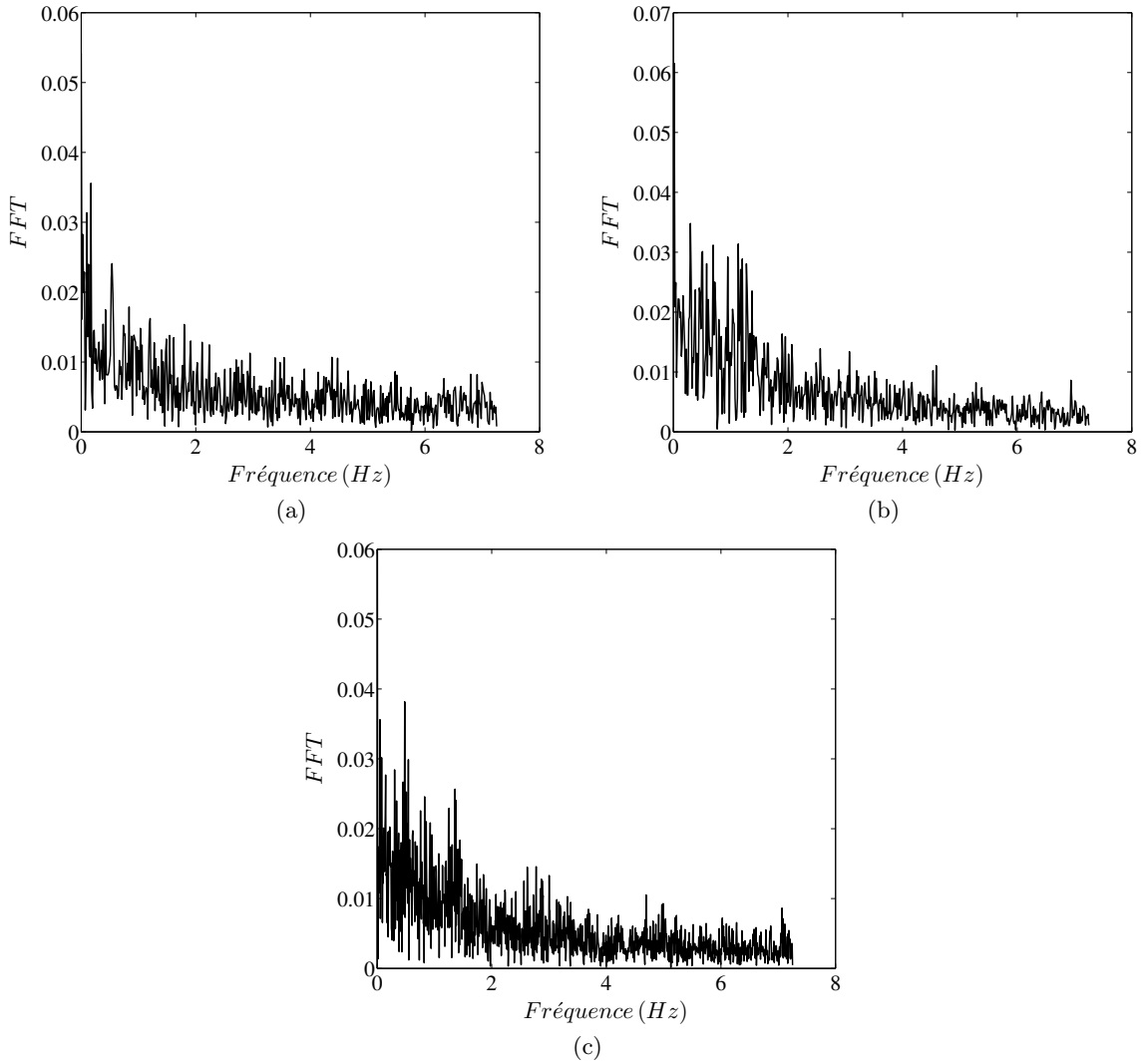


FIGURE 3.19 – FFT sur l'évolution temporelle de la vitesse verticale au point d'amplitude maximale de la vitesse verticale moyenne. (a) $D = 127\,mm$, (b) $D = 152.4\,mm$, (c) $D = 190.5\,mm$.

3.3.4 Proposition d'approche corrélative

Afin de replacer l'étude présentée dans ce chapitre dans un contexte plus général, une comparaison, en terme de nombre de Froude, entre les mesures SPIV obtenues ici et les données des études disponibles dans la littérature est présentée sur la figure 3.20.

Dans le cas présent, il existe deux débits volumiques différents pour les fluides ascendant et descendant (conservation du débit massique et non volumique comme dans les expériences en eau), le nombre de Froude caractéristique de l'écoulement associé à un rapport $\frac{L}{D}$ donné est alors calculé en introduisant un débit volumique équivalent sous la forme suivante :

$$Q_{eq} = \frac{\overline{Q^+\rho^+} + |\overline{Q^-\rho^-}|}{\overline{\rho^+} + \overline{\rho^-}} = \frac{\overline{\dot{m}}}{\overline{\rho}}$$

L'estimation des incertitudes sur le nombre de Froude est faite par la méthode des grandeurs indépendantes. Les résultats obtenus par mesures SPIV montrent un bon accord sur la tendance

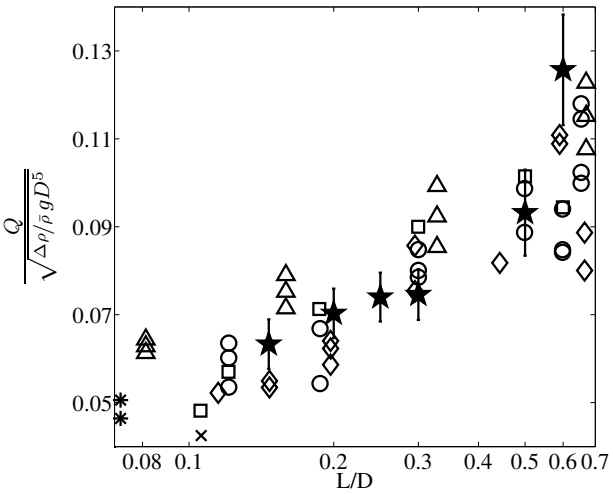


FIGURE 3.20 – Comparaison du nombre de Froude en fonction du paramètre $\frac{L}{D}$ entre les données disponibles dans la littérature et celles obtenues par SPIV. △ Brown (1962), ◯ Epstein (1988), ∗ Tan & Jaluria (1992), × Conover & al. (1995), ◊ Li (2007), □ Gera & al. (2012), ★ SPIV.

de la fonction $Fr(L/D)$ avec ceux de la littérature.

A partir des campagnes de mesures réalisées à petite échelle, et sur la gamme étudiée ($0.06 \leq \frac{L}{D} \leq 0.6$), il est alors possible de proposer un ajustement des lois permettant de déterminer le nombre de Froude en fonction du rapport géométrique $\frac{L}{D}$. Cette variation du nombre de Froude peut alors être exprimée par la relation suivante :

$$Fr = 0.143 \left(\frac{L}{D}\right)^{0.42} \tag{3.3.10}$$

La figure 3.21 présente la confrontation entre les points expérimentaux et l'équation (3.3.10).

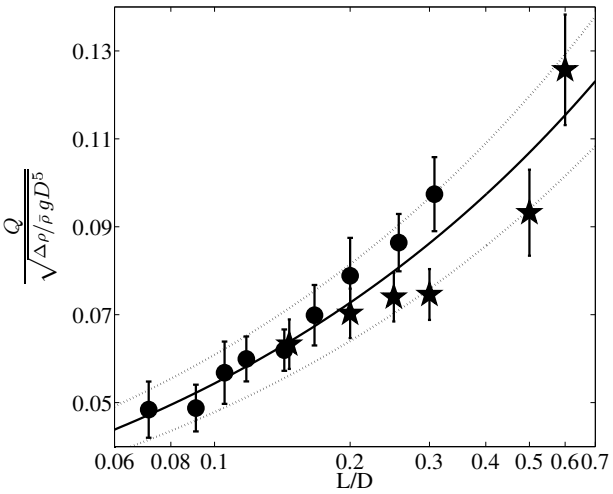


FIGURE 3.21 – Comparaison du nombre de Froude en fonction du paramètre $\frac{L}{D}$ entre les données expérimentales issues des campagnes de mesure en liquides non miscibles et par SPIV et l'équation (3.3.10). • non miscible, ★ SPIV, − équation (3.3.10), $\cdots$ équation (3.3.10)$\pm$12 %.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre l'écoulement bidirectionnel de convection naturelle à travers un orifice horizontal reliant deux compartiments est étudié expérimentalement de deux façons différentes.

Dans la première, analogie entre gradient de température et gradient de densité permet de mesurer les débits d'échange par mesure optique de l'évolution de l'interface entre deux liquides non miscibles. Les résultats obtenus permettent de confirmer l'influence du paramètre géométrique $\frac{L}{D}$ sur les débits échangés à travers l'orifice par le biais d'une mesure non intrusive, et une quantification précise des incertitudes de mesure. Une analyse qualitative des vidéos permet de retrouver les changements de comportement de l'écoulement référencés par Epstein (1988) sur la plage $\frac{L}{D}$ correspondants à des orifices rencontrés dans le secteur du bâtiment. Ce changement de comportement apparaît autour de $0.143 \leq \frac{L}{D} \leq, 0.2$ et l'échange passe d'un écoulement fluctuant à un écoulement stable. En outre, pour des valeurs de $\frac{L}{D} \leq 0.2$, l'échange apparait sous forme de "digitations" initiées par chacun des liquides à la périphérie de l'ouvrant, s'interpénétrant au sein de celui-ci et se rejoignant en sortie.

La seconde étude repose sur l'analyse de champs de vitesse obtenus par la technique SPIV. Elle constitue à ce jour, la première approche de ce genre dans l'étude de cet écoulement. L'étude des champs de vitesse sur des temps longs a permis d'observer que l'écoulement présente une instationnarité dans la répartition spatiale des fluides montant et descendant. Néanmoins, sur la durée des expériences, cet écoulement est organisé en moyenne en partie supérieur de l'orifice. Le fluide léger monte à travers une section ovoïdale plus ou moins excentrée selon les conditions et perturbations des ambiances de chaque compartiment. Le fluide lourd occupe les zones pariétales restantes. Les informations recueillies permettent d'estimer les surfaces occupées par chacun des fluides au sein de l'orifice ainsi que leur géométrie. Les investigations effectuées pour différents diamètres d'orifices permettent d'étudier l'influence du paramètre géométrique $\frac{L}{D}$ sur l'occupation de l'orifice par les différents fluides. Ce rapport d'occupation s'inverse par deux fois sur la gamme de $\frac{L}{D}$ étudiée ($\frac{L}{D} \approx 0.16$ et $\frac{L}{D} \approx 0.42$). Ces valeurs correspondent à des lieux pour lesquels Epstein (1988) observe des changements dans le régime de l'écoulement (voire figure

1.5). Toutefois, un comportement de type fluide parfaits où chacun des deux fluides occupe un coté de l'orifice n'est pas retrouvé dans la présente étude. Les fluides échangent de façon très chahutée, et en apparence désorganisée. En outre, le schéma d'échange observé lors des expériences avec des fluides non miscibles est confirmé ici et des simulations numériques viennent appuyer ces observations.

La figure 3.22 montre qu'en terme de nombre de Froude caractérisant le débit d'échange, les deux approches confirment la dépendance du débit avec le rapport géométrique $\frac{L}{D}$ déjà observée par le passé. Il existe entre ces deux études un écart dans les valeurs prises par le nombre de Froude pour $\frac{L}{D} > 0.2$ qui peut d'une part traduire des effets non-Boussinesq, mais également que l'organisation des fluides au sein de l'orifice peut accroître le débit. Toutefois, il semble qu'un agencement de l'écoulement de type fluide parfait (Bernoulli) n'existe pas pour les gaz.

Enfin, la finesse des résultats obtenus lors des deux campagnes de mesures permet d'affiner, sur la gamme étudiée, les corrélations donnant l'expression du nombre de Froude en fonction du rapport $\frac{L}{D}$. La loi $Fr = 0.143\left(\frac{L}{D}\right)^{0.42}$ est proposée et permet notamment de mieux apprécier le maximum de la valeur prise par le nombre de Froude autour de $\frac{L}{D} \approx 0.6$ que les corrélations existantes.

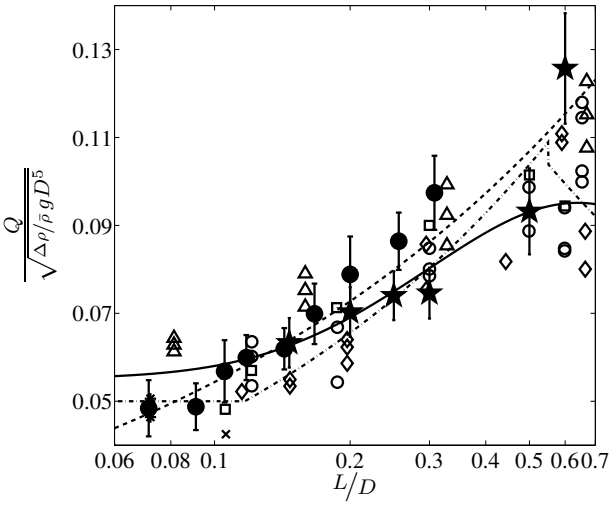


FIGURE 3.22 – Comparaison du nombre de Froude en fonction du paramètre $\frac{L}{D}$ entre les données disponibles dans la littérature et celles obtenues par les deux approches optiques. △ Brown (1962), ◯ Epstein (1988), ∗ Tan & Jaluria (1992), × Conover & al. (1995), ◊ Li (2007), □ Gera & al. (2012), • étude isotherme, ★ SPIV, − relation (1.3.2), − · − relation (1.3.3), ⋯ relation (3.3.10).

Chapitre 4

Écoulement de convection mixte à travers un orifice horizontal

Sommaire

4.1 Introduction 50
4.2 Proposition d'approche analytique de l'écoulement 50
4.2.1 Hypothèses et description du modèle 50
4.2.2 Analyse phénoménologique du modèle 53
4.2.3 Comparaison relative avec les corrélations existantes 58
4.3 Étude expérimentale 59
4.3.1 Grille et protocole d'essais 59
4.3.2 Qualification des mesures 59
4.3.3 Analyse de l'écoulement 61
4.3.4 Confrontation avec les corrélations existantes 65
4.4 Proposition d'approche corrélative 69
4.5 Conclusion 73

Résumé

Ce chapitre aborde l'influence de la ventilation, pour des conditions de soufflage ou d'extraction, sur le comportement de l'écoulement à travers l'orifice. Une approche analytique de l'écoulement à partir d'une simplification des équations de Navier Stokes est proposée. Elle permet de discuter de la construction des corrélations existantes. Des expérimentations réalisées à petite échelle pour différents diamètres d'orifice ainsi que différents débits d'extraction et de soufflage permettent de décrire les changements de comportement de l'écoulement, et notamment de l'intensité des débits montant et descendant dans une gamme passant d'un régime de convection libre à un régime de convection forcée. Les conditions "critiques", qui correspondent à la transition entre un écoulement bidirectionnel et un écoulement monodirectionnel, sont estimées visuellement durant les expériences. Le jeu de données ainsi obtenu permet d'évaluer la pertinence des modèles existants. Il conforte en outre la nouvelle approche théorique proposée.

4.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude de l'écoulement de convection mixte à travers l'orifice. L'objectif de cette étude est d'apporter des arguments permettant de valider ou discréditer les approches corrélatives existantes. Dans un premier temps une approche théorique est envisagée à partir d'une résolution simplifiée des équations de Navier-Stokes. Elle permet de discuter de la phénoménologie de l'écoulement pour différentes conditions thermique et de ventilation. Une étude expérimentale est ensuite menée dans le dispositif Styx afin de produire des données permettant une comparaison quantifiée avec les corrélations existantes. Enfin, sur la base des expériences réalisées, le modèle proposé est corrigé de façon à proposer une approche corrélative du débit échangé.

4.2 Proposition d'approche analytique de l'écoulement

4.2.1 Hypothèses et description du modèle

Comme cela a été évoqué au chapitre 1, la modélisation actuelle de l'écoulement de convection mixte souffre non seulement de l'absence d'approche analytique simple, mais également d'un nombre modeste de données expérimentales réalisées pour des conditions thermique et aéraulique limitées. Dans ces conditions, le seul consensus qui se dégage des corrélations existantes repose sur le fait qu'en régime forcé, le débit monodirectionnel est décrit par l'équation de Bernoulli. Cependant le manque de connaissances sur la physique de l'écoulement en régime de convection mixte induit des hypothèses ne faisant pas l'unanimité dans la modélisation, et les corrélations proposées par les différents auteurs ont des comportements significativement différents pour ce régime. Il est, en l'état actuel des choses, impossible de se prononcer sur la capacité des corrélations à décrire le plus fidèlement la physique de cet écoulement.

Dans ce qui suit, une approche analytique alternative aux approches corrélatives actuelles est envisagée. L'objectif est alors d'apporter, des éléments théoriques permettant de discuter de la pertinence des modèles existants et de leur construction. Cette étude a pour objectif d'extraire de l'information sur la physique de l'écoulement à partir de la résolution des équations de Navier-Stokes, représentées, en régime établi et sous l'approximation de Boussinesq, par les équations de continuité, de la dynamique et de l'énergie suivantes :

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \tag{4.2.1a}$$

$$\vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = g\beta(T(r) - T_\infty) - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + \nu \Delta \vec{v} \tag{4.2.1b}$$

$$\vec{v} \cdot \nabla T = \alpha \nabla^2 T \tag{4.2.1c}$$

où T_∞ est une température de référence, $\beta \propto 1/T_\infty$ est le coefficient de dilatation du fluide et α la diffusivité thermique.

La base de ce travail réside dans l'analogie qui peut être imaginée avec la modélisation de l'écoulement établi de convection gravitaire entre deux plaques verticales de longueur et profondeur infinies à des températures différentes (Guyon & al. (2001, §10.1)). En effet, même si entre les locaux il existe une différence de température, et qu'à l'intérieur de chacun d'eux l'ambiance thermique est stratifiée verticalement, au sein de l'orifice, et en régime établi, il existe un gradient thermique horizontal à l'origine de la flottabilité. Dans le cas d'un ouvrant, et par contradiction avec les plaques de longueur et profondeur infinie, l'omniprésence des parois rend plus judicieux l'emploi d'une modélisation axisymétrique. Ici aussi, l'écoulement est considéré comme permanent, les gradients thermiques vertical et angulaire nuls ($\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial \theta} = 0$) ainsi que les vitesses radiales et angulaires ($u_r = u_\theta = 0$). De façon grossière, il est considéré qu'il

existe une auto-similarité de l'écoulement. Quelle que soit la géométrie de l'orifice, les pertes de charge linéaires et singulières peuvent être regroupées sous la forme d'un coefficient, a minima fonction du diamètre D de l'orifice, et pouvant être déterminé expérimentalement. La correction du modèle par des coefficients de perte de charge ainsi que leurs expressions seront discutées dans la section §4.4. Les équations (4.2.1) sont donc réduites aux équations de la dynamique et d'énergie suivantes :

$$0 = g\beta(T(r) - T_\infty) - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\nu}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial u_z(r)}{\partial r}\right) \tag{4.2.2a}$$

$$0 = \frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial T(r)}{\partial r}\right) \tag{4.2.2b}$$

Par comparaison avec les modèles existants, une remarque peut d'ores et déjà être établie sur le fait que dans cette modélisation, les effets de la flottabilité et de la ventilation mécanique apparaissent séparément dans l'équation de la dynamique (4.2.2a) sous la forme d'une différence de température pour la première et d'un gradient de pression pour la seconde. Cependant, ici cette différenciation est faite dans la somme des forces agissant sur le volume fluide et non à partir de l'expression de la vitesse (Emmons (2002)) ou du débit (Cooper (1989) et Cooper (1994)). Ce point confère une originalité à l'approche proposée.

Afin de palier à des singularités mathématiques dues à des logarithmes nuls dans l'intégration d'équations en coordonnées cylindriques, l'hypothèse est faite qu'il existe un cercle de centre 0 et de rayon R_{int}, à déterminer ultérieurement, à l'intérieur duquel la vitesse et la température sont des constantes ($u_z(0) = u_z(R_{int}) = u_{int}$ et $T(0) = T(R_{int}) = T_{int}$). La figure 4.1 propose une schématisation de cette modélisation. Cette hypothèse de température et vitesse constante dans un cercle intérieur n'est certes pas la seule envisageable, cependant elle est très commode et simplifie grandement la résolution analytique des équations (4.2.2).

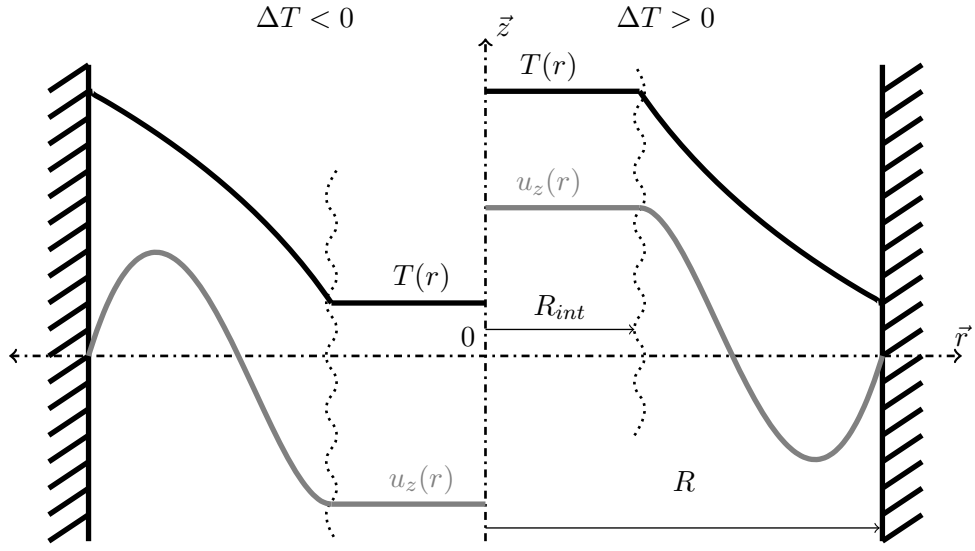


FIGURE 4.1 – Schématisation du modèle pour les deux configurations possibles. Profils de vitesse et de température suivant le rayon pour les $\Delta T < 0$ et $\Delta T > 0$.

En notant T_p la température à la paroi, et en prenant comme convention $\Delta T = T_{int} - T_p$, la

résolution de (4.2.2b) entre R_{int} et R donne

$$T(r) = \Delta T \frac{\ln(r/R_{int})}{\ln(R_{int}/R)} + T_{int}, \tag{4.2.3}$$

qui est le résultat classique d'un problème de conduction dans une couche cylindrique sans source interne. Ainsi, si T_{int} représente la température du fluide montant et T_p celle du fluide descendant, ΔT est positif, et vice versa. L'injection de l'expression de $T(r)$ dans (4.2.2a) permettra de déterminer l'expression de la vitesse verticale $u_z(r)$.

Auparavant, il est intéressant de s'arrêter sur le choix de la température T_∞ de référence. Cette température est a priori arbitraire, et comprise néanmoins entre les deux températures connues du problème : T_{int} et T_p. Ainsi, T_∞ peut être exprimée sous la forme $T_\infty = X\overline{T}$, où $\overline{T} = \frac{T_{int}+T_p}{2}$, et X est un coefficient compris entre $\frac{2}{1+T_p/T_{int}}$ et $\frac{2}{1+T_{int}/T_p}$, qui reste à déterminer. L'équation de la dynamique (4.2.2a) s'écrit alors :

$$0 = g\beta\left[\Delta T\left(\frac{\ln(r/R_{int})}{\ln(R_{int}/R)} + \frac{X}{2}\right) + T_{int}(1-X)\right] - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\nu}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial u_z(r)}{\partial r}\right) \tag{4.2.4}$$

Ainsi, en posant $r^* = \frac{r}{R}$, $a = \frac{R_{int}}{R}$, $u_z^* = u_z\frac{\nu}{gR^2}$ et $\frac{\partial p^*}{\partial z} = \frac{1}{\rho g}\frac{\partial p}{\partial z}$, la résolution de (4.2.4) donne, en omettant d'écrire les $*$ [1] :

$$u_z(r) = -\beta\frac{r^2}{4}\left[\Delta T\left(\frac{1}{\ln(a)}(\ln(r)-1) + \frac{X-2}{2}\right) + T_{int}(1-X)\right] + \frac{r^2}{4}\frac{\partial p}{\partial z} + C_1\ln(r) + C_2 \tag{4.2.5}$$

Les constantes C_1 et C_2 sont alors déterminées à partir des conditions aux limites suivantes : la vitesse atteint un extremum en a ($\frac{\partial u_z}{\partial r}(a) = 0$) et est nulle à la paroi ($u_z(R) = 0$). Ce qui donne :

$$C_1 = \frac{a^2}{2}\beta\left[\frac{\Delta T}{2}\left(1 - \frac{1}{\ln(a)}\right) + T_{int}(1-X)\right] - \frac{a^2}{2}\frac{\partial p}{\partial z}$$
$$C_2 = \frac{\beta}{4}\left[\Delta T\left(-\frac{1}{\ln(a)} + \frac{X-2}{2}\right) + T_{int}(1-X)\right] - \frac{1}{4}\frac{\partial p}{\partial z}$$

Le premier résultat à retenir est qu'en l'absence de gradient de température, le mouvement n'est du qu'au gradient de pression, $T_\infty = T_{int}$, les coefficients X et a n'ont pas lieu d'exister, et le résultat précédent est réduit au résultat classique d'un écoulement de Poiseuille en conduite cylindrique. Le débit de fluide circulant dans l'orifice est proportionnel au gradient de pression. Ce débit peut alors être considéré comme un débit de ventilation, et a pour expression :

$$q_v = -\frac{\pi}{8}\frac{\partial p}{\partial z} \tag{4.2.6}$$

Néanmoins, pour les circonstances étudiées ici, un gradient thermique horizontal existe, le rayon intérieur a et le coefficient X restent donc à déterminer. Pour cela, le choix est fait de déterminer un couple (X, a) satisfaisant à une condition de débit net nul en l'absence de gradient de pression extérieur ($\frac{\partial p}{\partial z} = 0$), et donnée par :

$$q_{net} = u_z(a)\pi a^2 + 2\pi\int_a^1 u_z(r)r\,dr = 0 \quad pour \quad \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \tag{4.2.7}$$

Cette condition de débit net nul assure un écoulement bidirectionnel en convection naturelle.

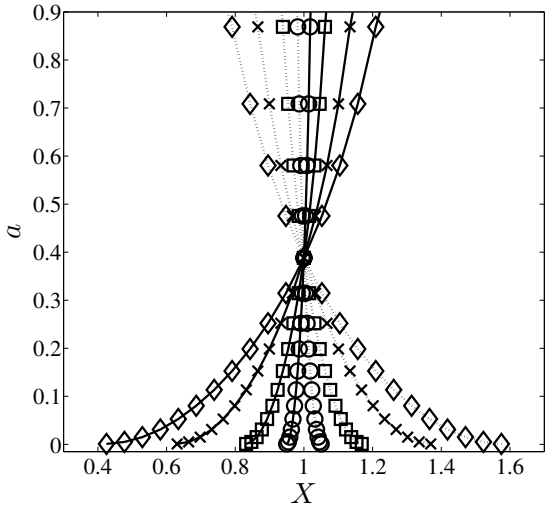


FIGURE 4.2 – Évolution du rayon intérieur a en fonction du coefficient X pour plusieurs valeurs de ΔT. $\bigcirc$ $|\Delta T| = 40\ ^\circ C$, $\square$ $|\Delta T| = 160\ ^\circ C$, $\times$ $|\Delta T| = 520\ ^\circ C$, $\Diamond$ $|\Delta T| = 1600\ ^\circ C$, $-$ $\Delta T > 0$, $\cdots$ $\Delta T < 0$.

La figure 4.2 présente l'influence des températures intérieure et de parois pour différentes valeurs du coefficient X sur l'évolution du rayon a.

Il est à noter que pour rester cohérent avec l'approximation de Boussinesq à la base de cette modélisation, les écarts de température considérés doivent rester faibles, cependant afin d'étudier les réactions du modèle, voire d'éventuels comportements asymptotiques, des ΔT élevés sont également considérés.

Dans cette étude paramétrique, il apparaît qu'il existe un couple $X = 1$ et $a = 0.3881$ invariant quel que soit l'écart de température ΔT ($\Delta T > 0$ ou $\Delta T < 0$). Dans le même esprit, une étude a été menée en considérant T_∞ comme une moyenne "énergétique" sous la forme :

$$T_\infty = \frac{1}{\pi R^2}\left(T_{int}\pi R_{int}^2 + 2\pi\int_{R_{int}}^{R} T(r)rdr\right),$$

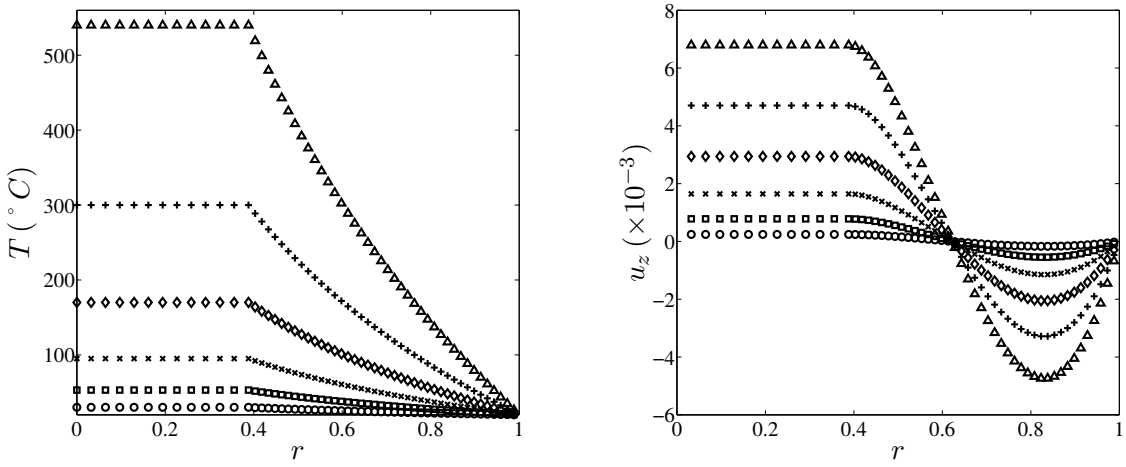
néanmoins, la variation de ce paramètre avec le rayon a ne permet pas dans ce cas de satisfaire une condition de débit net nul.

Les valeurs retenues pour la suite sont donc : $X = 1$, $T_\infty = \overline{T}$ et $a = 0.3881$.

4.2.2 Analyse phénoménologique du modèle

A présent, il est important d'évaluer, pour diverses conditions thermiques et aérauliques, la capacité du modèle présenté §4.2.1 à prédire les variations des grandeurs d'intérêt. Cette étape permet de vérifier qualitativement que ces prédictions ne vont pas à l'encontre de la physique. Pour commencer, l'influence de la température sur les profils de vitesse et de débit est étudiée pour le cas de convection naturelle ($\frac{\partial p}{\partial z} = 0$). Avec les valeurs de X et a obtenues précédemment, la figure 4.3 présente les profils radiaux de température $T(r)$ et de vitesse $u_z(r)$ donnés par les équations (4.2.3) et (4.2.5) respectivement, pour différentes conditions de températures et dans le cas où $\Delta T > 0$. Les profils de vitesse pour $\Delta T < 0$ en sont antisymétriques.

1. Dans la suite de cette proposition de modélisation, sauf précision contraire, les grandeurs traitées seront celles sans dimensions.



(a) (b)

FIGURE 4.3 – Profils radiaux de température (a) et de vitesse (b) pour différentes valeurs de $\Delta T > 0$. $T_p = 20\ ^\circ C$, $\bigcirc$ $T_{int} = 30\ ^\circ C$, $\square$ $T_{int} = 53\ ^\circ C$, $\times$ $T_{int} = 95\ ^\circ C$, $\Diamond$ $T_{int} = 170\ ^\circ C$, $+$ $T_{int} = 300\ ^\circ C$, $\triangle$ $T_{int} = 540\ ^\circ C$.

Ainsi, selon cette modélisation, l'écart de température n'a d'effet que sur l'intensité des vitesses. Il est en quelque sorte un facteur d'homothétie, et les proportions de la section de l'orifice occupée par les fluides montant et descendant sont invariantes pour tout ΔT. En effet, la valeur r_0 du rayon pour laquelle la vitesse verticale s'annule est constante et égale à $r_0 = 0.6224$.

Concernant les débits, deux écoulements sont définis, interne q_{int} et pariétal q_p, données par les expressions suivantes :

$$q_{int} = u_z(a)\pi a^2 + 2\pi \int_a^{r_0} u_z(r) r dr \qquad 0 \leq r \leq r_0 \tag{4.2.8a}$$

$$q_p = 2\pi \int_{r_0}^{1} u_z(r) r dr \qquad r_0 \leq r \leq 1 \tag{4.2.8b}$$

Ces deux débits, égaux en convection naturelle, croissent logiquement avec l'augmentation de la flottabilité, qui est alors le seul moteur du mouvement (cf. figure 4.4).

A cet égard, le modèle répond bien à une réalité physique. Une fois de plus, les corrélations existantes proposent également une variation de débit en fonction de ΔT.

Qualitativement, la modélisation issues des équations de Navier-Stokes simplifiées semble capable de retranscrire une certaine physique de ce type d'écoulement en convection naturelle. Cependant les écarts rencontrés entre les différentes corrélations de la littérature sont principalement liées à l'influence de la ventilation mécanique sur l'écoulement. En particulier, les conditions critiques nécessaires à la construction de ces corrélations et issues de diverses expériences, varient selon les corrélations. Malgré une dépendance de ces conditions critiques à des grandeurs communes telles que l'écart de densité entre les locaux, et le diamètre de l'orifice, leur expression et surtout leur valeur peuvent changer grandement suivant les auteurs.

Il est alors intéressant d'éprouver le comportement de la modélisation proposée ici pour des régimes de convection mixte. Dans cette modélisation, le terme caractérisant l'apport d'une ventilation mécanique est un gradient de pression, qui comme cela a déjà été évoqué est directement proportionnel au débit de ventilation (cf. équation (4.2.6)). Ainsi, la résolution de

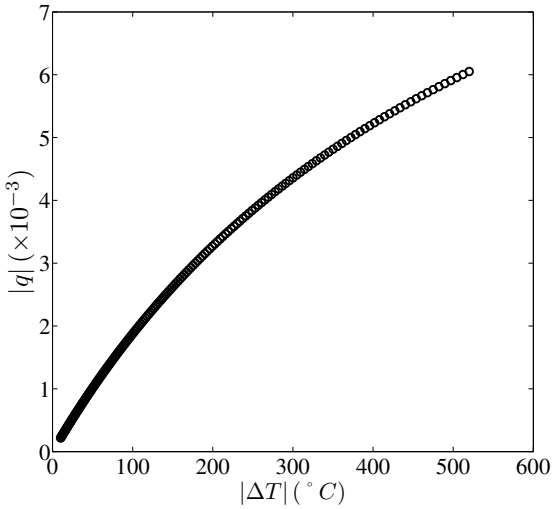


FIGURE 4.4 – Évolution du débit (ascendant ou descendant) en fonction de ΔT en convection naturelle.

l'équation (4.2.5) pour différentes valeurs de $\frac{\partial p}{\partial z}$ permet d'étudier l'évolution du profil de la vitesse verticale dans ce régime de convection mixte. Celle des équations (4.2.8) donne la variation des débits montant et descendant en fonction du gradient de pression.

Les graphiques de la figure 4.5 présentent les évolutions de la vitesse verticale et des débits en fonction du gradient de pression pour différentes valeurs de ΔT. Une fois de plus, les résultats obtenus par ce modèle dépendent du signe de ΔT. Pour des valeurs positives de ΔT, le débit ascendant est donné par q_{int} et le débit descendant par q_p (graphiques du haut sur la figure 4.5). Pour des valeurs négative de ΔT c'est l'inverse, le débit ascendant est donné par q_p et le débit descendant par q_{int} (graphiques du bas sur la figure 4.5).

Les conditions thermiques modifient l'intensité des débits ce qui, mécaniquement, change les valeurs des conditions critiques. Néanmoins, en champ lointain et quelles que soient les conditions de température, les débits montant et descendant sont proportionnels au gradient de pression. Ceci est en accord avec les corrélations existantes dont les conditions critiques varient en fonction de la densité des fluides. La condition asymptotique en condition forcée stipule que le débit à travers l'orifice est proportionnel au débit de ventilation.

Une dissymétrie apparait dans le comportement des conditions critiques. L'intensité du gradient de pression nécessaire pour atteindre un écoulement monodirectionnel du sens de l'écoulement intérieur est supérieure à celle requise pour atteindre un écoulement monodirectionnel de sens opposé (sens de l'écoulement pariétal). Ce comportement apparaît de façon plus flagrante sur la courbe d'évolution des débits en fonction du gradient de pression proposée par la figure 4.5(b). Par exemple, pour une différence de température $\Delta T = 185\ ^\circ C$, $-\partial p/\partial z \approx 0.025$ pour annuler le débit descendant alors que $-\partial p/\partial z \approx 0.05$ pour annuler le débit montant.

Dans cette modélisation, une telle dissymétrie existe en raison des conditions aux limites, de vitesse et température dans le rayon intérieur, supposées dans sa construction. Cette dissymétrie est absente dans le cas de l'écoulement de convection mixte entre deux plaques parallèles distantes de l, qui est, pour les mêmes hypothèses que celles faites en §4.2.1, la résolution des équations (4.2.1) en coordonnées cartésiennes. Comme le montre la figure 4.6, l'amplitude de la valeur critique est la même indépendamment du sens de ventilation.

Une différence de valeurs des conditions critiques dépendantes des conditions de ventilation

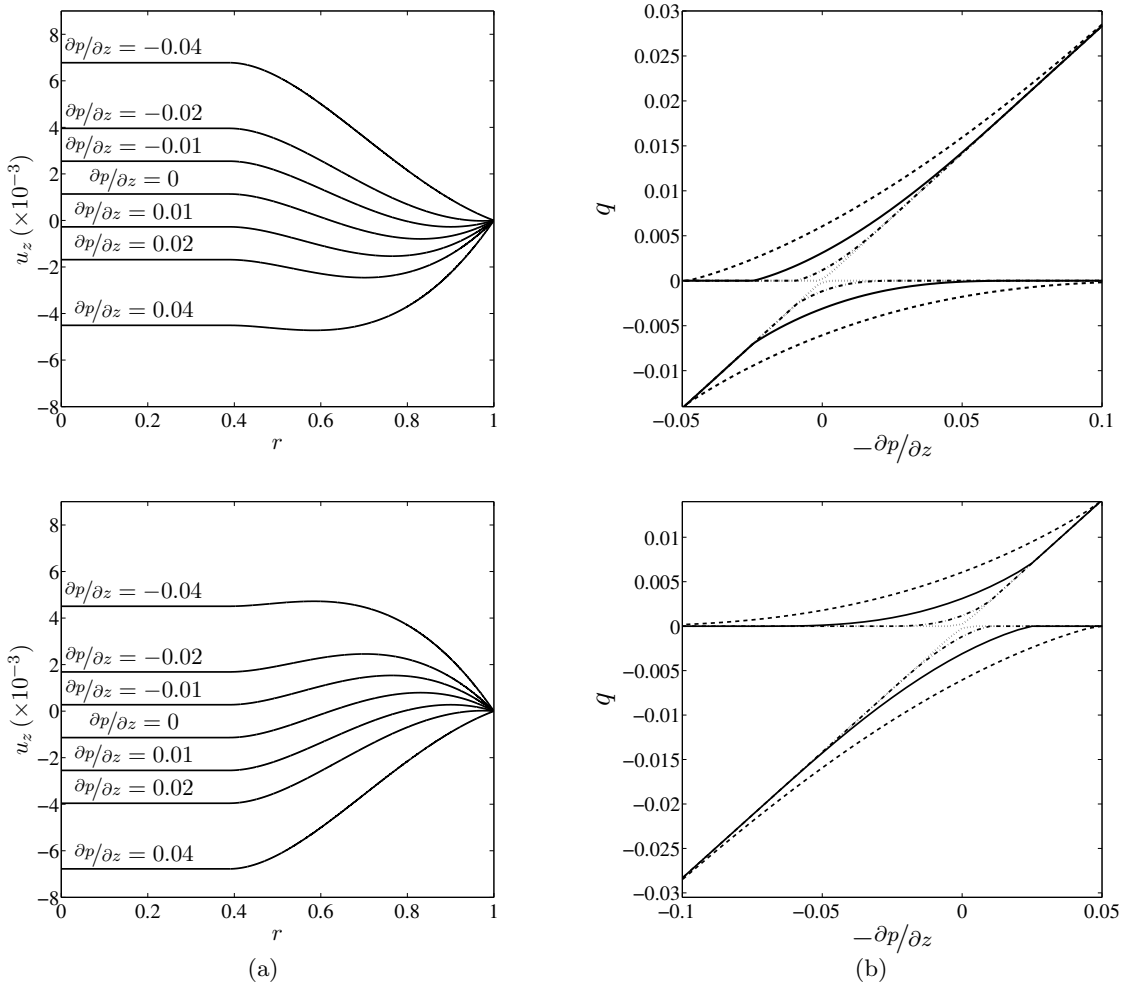


FIGURE 4.5 – (a) Profils de la vitesse $u_z(r)$ pour différentes valeurs du gradient de pression ($|\Delta T| = 50\ ^\circ C$). (b) Variation des débits en fonction du gradient de pression, $\cdots$ $|\Delta T| = 10\ ^\circ C$, $-\cdot-$ $|\Delta T| = 60\ ^\circ C$, $-$ $|\Delta T| = 185\ ^\circ C$, $--$ $|\Delta T| = 520\ ^\circ C$, haut : $\Delta T > 0$, bas : $\Delta T < 0$.

est également envisagée par Cooper (1994) en évoquant un changement de signe de ϵ selon le sens de la ventilation. Toutefois, la rareté des points expérimentaux qu'il utilise et l'incertitude étant associée à l'estimation de ces conditions critiques ne permettent pas de valider cet argument.

Sans autre possibilité de justifier cette dissymétrie dans les conditions critiques, il est tout à fait légitime de penser que, dans un système contraint, les efforts à fournir puissent ne pas être de la même intensité agissant avec ou à l'encontre des forces de flottabilité.

En outre, la physique du phénomène et l'évolution du débit d'échange en fonction du débit de ventilation $q\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)$ est certainement mieux représentée par la variation du débit pariétal q_p que par celle du débit intérieur q_{int}. En effet, à proximité des transitions entre un régime bidirectionnel et monodirectionnel, à l'instar de celle observé dans le cas des plaques parallèles, la fonction $q_p\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)$ est plus progressive que $q_{int}\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)$. Le changement brutal de pente de la fonction $q_{int}\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)$ s'explique par la forme du profil de vitesse contraint par un plateau de vitesse dans un cercle intérieur.

La variation des conditions critiques en fonction de ΔT pour l'écoulement intérieur et pariétal

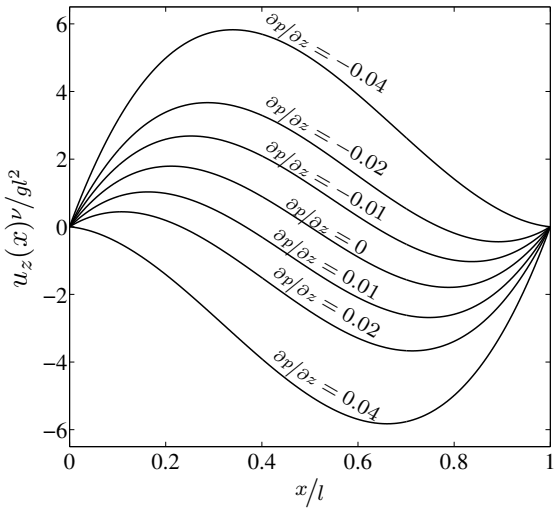


FIGURE 4.6 – Exemple de la variation du profil de vitesse verticale en fonction du gradient de pression $\frac{\partial p^*}{\partial z}$ pour un écoulement de convection mixte entre deux plaques parallèles ($\Delta T = 75\,^\circ C$).

est présentée figure 4.7. Elle trouve son sens physique dans la mesure où il faut vaincre, ou aider, des forces de flottabilité d'autant plus grandes que l'est l'écart de température.

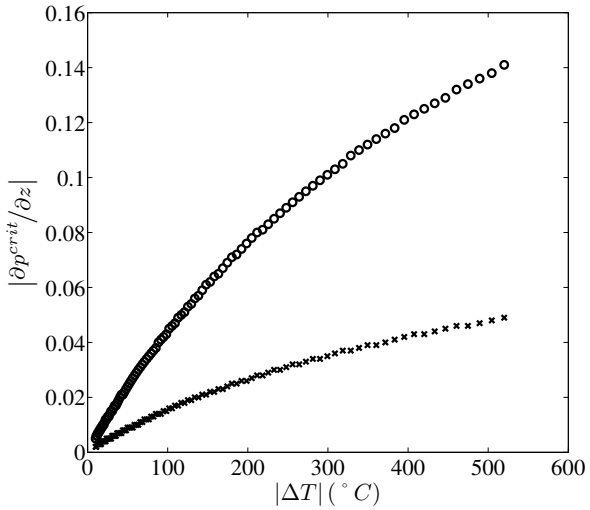


FIGURE 4.7 – Évolution des gradients de pression critique en fonction de ΔT. $\circ$ $-sgn(\Delta T)\,\partial p_{int}^{crit}/\partial z$, $\times$ $sgn(\Delta T)\,\partial p_{p}^{crit}/\partial z$.

Outre la dissymétrie par rapport à $\frac{\partial p}{\partial z} = 0$, les conditions critiques n'ont pas la même sensibilité à l'écart de température.

Ainsi, le modèle présenté ici, propose depuis une base simplifiée des équations gouvernant les mouvements fluides d'accéder à la quantification des débits à travers l'orifice à partir d'une hypothèse sur les profils de température et de vitesse. Les différents tests effectués montrent qu'il permet, de façon qualitative jusque là, de traduire les phénomènes physiques liés à la variation des conditions de ventilation et de température. De plus, il propose d'aborder la convection mixte

en considérant le débit de ventilation, qui est concrètement la seule grandeur maîtrisable en pratique, là où les corrélations empiriques existantes considèrent un écart de pression difficilement appréciable non seulement expérimentalement, mais également dans les codes à zones.

4.2.3 Comparaison relative avec les corrélations existantes

A présent, une comparaison phénoménologique entre les corrélations existantes et la présente proposition peut être envisagée. La figure 4.8 présente cette confrontation de façon adimensionnée. S'il s'avère que l'allure de toutes ces modélisations est similaire en champ lointain (le débit à travers l'orifice est monodirectionnel et proportionnel au débit de ventilation), des différences significatives apparaissent en pour des régimes de convection mixte en-deçà des conditions critiques.

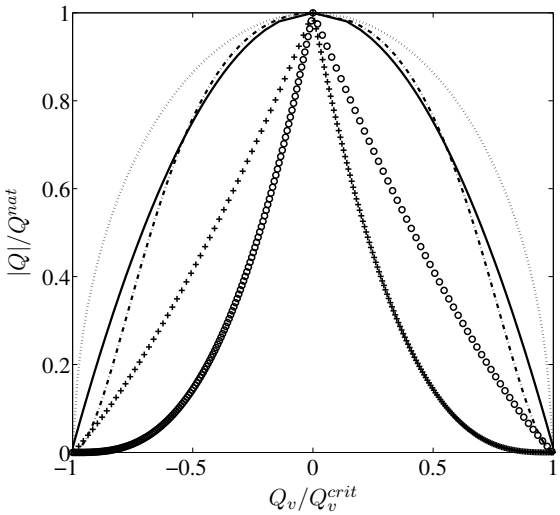


FIGURE 4.8 – Variation du débit en-deçà des conditions critiques, comparaison entre les corrélations existantes et la modélisation proposée. − Cooper (1989), $-\cdot-$ Cooper (1994), $\cdots$ Emmons (2002), $\times$ $\Delta T > 0$, $\circ$ $\Delta T < 0$.

Les constructions proposées par les différents auteurs, ayant pour but soit une expression mathématique simple soit de pouvoir satisfaire des conditions asymptotiques en champ lointain, présentent des profils radicalement différents de ceux obtenus par la résolution des équations de Navier-Stokes. Il semble toutefois qu'à proximité des conditions critiques, la corrélation proposée par Cooper (1994) retrouve l'allure décrite par le modèle. Il apparait alors que les erreurs liées à ce modèle, semblant être le plus à même de retranscrire la physique du phénomène, proviennent du raccordement qui est fait entre les conditions limites. En outre, il est possible pour le modèle proposé par Cooper (1989) de modifier l'allure de la variation de la contribution naturelle du débit à travers l'orifice. Celle-ci, construite sur un simple arrangement mathématique est actuellement linéaire en fonction de l'écart de pression de la forme $(1 - \Delta P_v/\Delta P_v^{crit})$, se traduisant alors par une dépendance quadratique en débit $(1 - (Q_v/Q_v^{crit})^2)$. Il est donc aisé dans ce cas de modifier cette dépendance, et retrouver une allure proche de celle du nouveau modèle en affectant une puissance λ inférieure à 0.5 dans la corrélation de Cooper (1989) $(1 - \left(\Delta P_v/\Delta P_v^{crit}\right)^{\lambda})$. Toutefois, compte tenu de la construction de ce modèle, cela affectera le débit co-courant la ventilation en diminuant son intensité. L'utilisation de coefficients différents selon le sens de ventilation peut également être une piste envisageable.

4.3 Étude expérimentale

Afin de produire des données permettant de vérifier et corriger la théorie décrite au §4.2 ainsi que les corrélations empiriques existantes, ou à défaut, en proposer une nouvelle, une campagne d'essais à petite échelle est menée sur le dispositif Styx.

4.3.1 Grille et protocole d'essais

Le protocole de mesure introduit à la section §2.3.3 du chapitre 2 est appliqué pour trois diamètres ($D \in [0.127,\ 0.1524,\ 0.1905]\,m$). Pour chacun d'entre eux, différents régimes de convection mixte sont étudiés à travers huit débits de ventilation mécanique pour les deux conditions de ventilation (soufflage et extraction). Les configurations de soufflage et d'extraction sont celles présentées sur la figure 2.8(b). En extraction, le branchement du dispositif Styx sur le système de ventilation du caisson Pluton a permis pour quelques essais des débits plus importants que ceux générés par le ventilateur, et obtenir des informations sur l'allure de la variation des débits monodirectionnels en fonction de la ventilation. Malheureusement cela n'a pas été possible en soufflage limitant pour le diamètre de $190.5\,mm$ l'étude à des régimes en-deçà des conditions critiques. Pour chaque essai, une approche visuelle de l'écoulement est réalisée, juste avant l'acquisition SPIV, en balayant l'orifice à l'aide d'une nappe laser de faible puissance. Ainsi, les régimes critiques peuvent être estimés. Le nombre de débits de ventilation étant intrinsèquement lié aux capacités du ventilateur et de son variateur, ces conditions critiques ne peuvent être déterminées exactement, néanmoins, les valeurs obtenues pour les expériences réalisées sont proches de celles proposées par Epstein & Kenton (1989).

4.3.2 Qualification des mesures

Les grandeurs d'intérêts sont analysées de la même façon que celle présentée §3.3.1. Dans un premier temps, un bilan de masse est réalisé afin de vérifier la cohérence des résultats. Ce bilan de masse est donné pour des conditions d'extraction et de soufflage par la relation $\overline{\dot{m}_e} = \overline{\dot{m}_s}$ où les indices e et s font respectivement référence aux quantités entrantes et sortantes du local source, et avec

$$\begin{array}{llll} \overline{\dot{m}_e} = |\overline{Q^-} \cdot \overline{\rho^-}| & \text{et} & \overline{\dot{m}_s} = |\overline{Q^+} \cdot \overline{\rho^+}| + |\overline{Q_v} \cdot \overline{\rho_{vent}}| & \text{en extraction} \\ \overline{\dot{m}_e} = |\overline{Q^-} \cdot \overline{\rho^-}| + |\overline{Q_v} \cdot \overline{\rho_{vent}}| & \text{et} & \overline{\dot{m}_s} = |\overline{Q^+} \cdot \overline{\rho^+}| & \text{en soufflage} \end{array}$$

Les températures des fluides lourd et léger permettent d'estimer leurs masses volumiques comme en convection naturelle. Concernant la masse volumique de l'air insufflé ou extrait et représentée dans le bilan de masse par l'indice *vent*, un thermocouple est placé en entrée de la bouche de ventilation dans le compartiment source afin de déterminer au mieux la masse volumique de l'air chaud sortant du local en extraction et de l'air frais entrant dans le local en soufflage.

La figure 4.9 présente ce bilan de masse pour les différentes configurations étudiées.

Sur l'ensemble de ces résultats, la valeur la plus critique donne une erreur relative de 7.4%, ce qui permet d'accorder une certaine confiance à ces mesures.

En parallèle, une analyse peut être faite sur l'influence de la ventilation sur les températures de gaz dans chacun des locaux. La figure 4.10 présente les gradients thermiques obtenus pour les débits de ventilation minimum et maximum en soufflage et en extraction pour les différents diamètres étudiés. Il est important de préciser que pour chaque diamètre d'orifice, les essais pour des conditions de soufflage et d'extraction n'ayant pas été réalisées le même jour, le gradient initial en convection naturelle n'est pas le même.

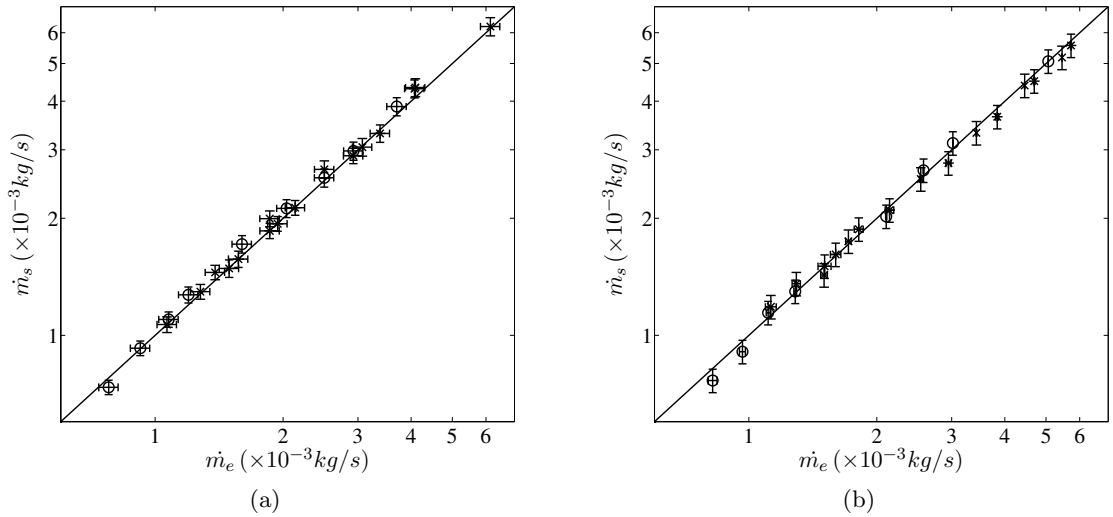


FIGURE 4.9 – Bilan de masse. $-\ \dot{m}_s = \dot{m}_e$, ◯ $D = 127\,mm$, × $D = 152.4\,mm$, ∗ $D = 190.5\,mm$. (a) extraction, (b) soufflage.

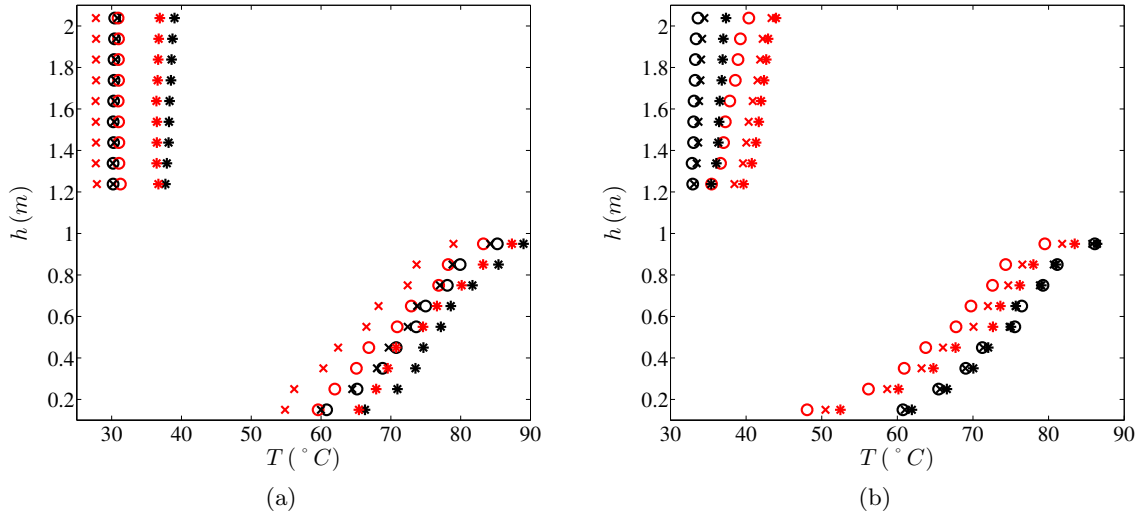


FIGURE 4.10 – Gradients de températures dans le dispositif Styx en fonction des conditions de ventilation pour les différentes diamètres d'orifice. ◯ $D = 127\,mm$, × $D = 152.4\,mm$, ∗ $D = 190.5\,mm$, ● $|Q_v min|$, ● $|Q_v Max|$. (a) extraction, (b) soufflage.

Quelles que soient les conditions de ventilation et le diamètre de l'orifice, le gradient vertical de température du compartiment inférieur est sensiblement identique, et là encore $dT/dh \approx cte$ (cf. figure 4.10). Les gaz de ce local refroidissent logiquement avec l'augmentation de l'intensité du débit, que l'air vienne du local supérieur (extraction) ou de la ventilation (soufflage). Ce schéma est retrouvé dans le local supérieur pour des conditions d'extraction, la quantité d'air frais arrivant de l'extérieur augmente alors avec le débit d'extraction. En revanche le schéma est inversé en mode soufflage, et l'ambiance du local supérieur chauffe avec l'augmentation du débit de soufflage qui génère un apport croissant d'air chaud venant du local feu.

Les observations précédentes sont retrouvées sur la figure 4.11 présentant la variation des températures du fluide chaud (prise à proximité du plafond du local inférieur) et du fluide froid (prise à proximité du sol du local supérieur) en fonction des conditions de ventilation.

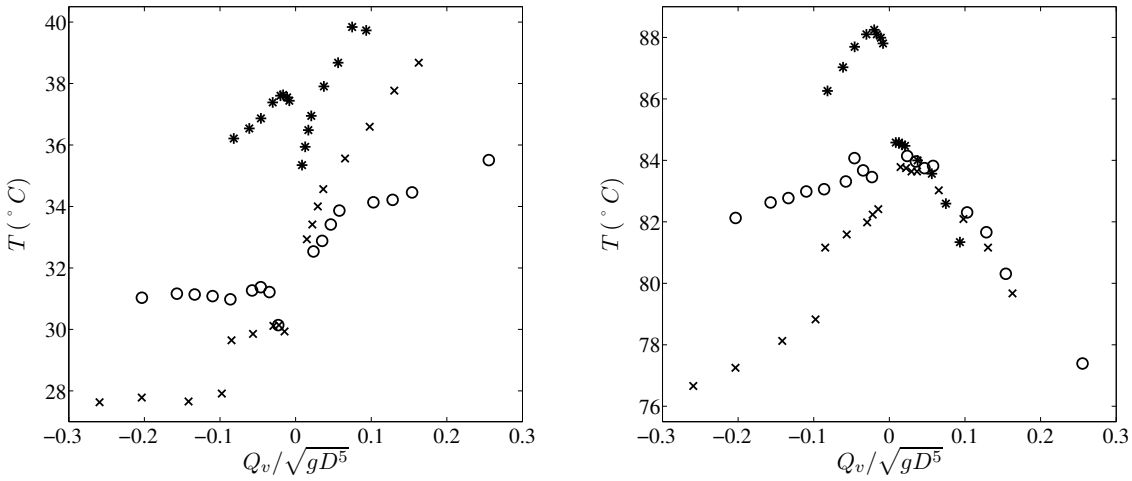


FIGURE 4.11 – Variation de la température des fluides montant et descendant en fonction des conditions de ventilation pour les différentes diamètres d'orifice. ◯ $D = 127\,mm$, × $D = 152.4\,mm$, ∗ $D = 190.5\,mm$, $Q_v > 0$ soufflage, $Q_v < 0$ extraction. (a) température du fluide froid, (b) température du fluide chaud.

En extraction ($Q_v < 0$), l'apport d'air frais dans le compartiment supérieur fait tendre la température du fluide froid vers une constante avec l'augmentation du débit. Dans le compartiment inférieur le fluide chaud est refroidi par l'arrivée d'air frais provenant du compartiment supérieur à travers l'orifice. La température du fluide chaud diminue ainsi avec l'augmentation du débit d'extraction.

En soufflage ($Q_v > 0$), l'arrivée d'air frais se fait par le compartiment bas. Par conséquent, et pour les conditions étudiées, le fluide chaud s'échappe par l'orifice et chauffe le compartiment supérieur accroissant de fait la température du fluide froid avec l'augmentation du débit. Dans le local inférieur, cet apport d'air frais a logiquement pour effet de diminuer la température du fluide chaud avec l'augmentation du débit.

4.3.3 Analyse de l'écoulement

L'intérêt peut à présent se porter sur l'analyse de la dynamique des écoulements, et dans un premier temps sur l'étude qualitative de la physique de cet écoulement. Le dépouillement des champs moyens montre qu'à l'instar des observations faites en convection naturelle, le fluide léger occupe une section "patatoïdale" plus ou moins centrée au sein de l'orifice alors que le fluide froid descend sur la périphérie. Ce schéma est retrouvé indépendamment du diamètre de l'orifice, de l'intensité ainsi que du sens de ventilation. La figure 4.12 illustre ces observations pour trois conditions d'extraction et de soufflage respectivement, et deux diamètres d'orifice.

Naturellement le fluide co-courant à la ventilation occupe peu à peu la totalité de l'orifice, toutefois, en raison de perturbations aérauliques dans les compartiments, et du fait que le plan laser soit à fleur de la sortie de l'orifice et non à l'intérieur, des vitesses de sens inverses à la ventilation existent et apparaissent sur les champs de vitesse moyens et ce, même dans des régimes monodirectionnels importants.

Pour ces exemples, la figure 4.13 propose une illustration des profils des vitesses caractéristiques issus des champs moyens pour les deux conditions de ventilation (soufflage et extraction).

Au regard de ces profils de vitesse, la proposition de modéliser un tel écoulement de façon axi-

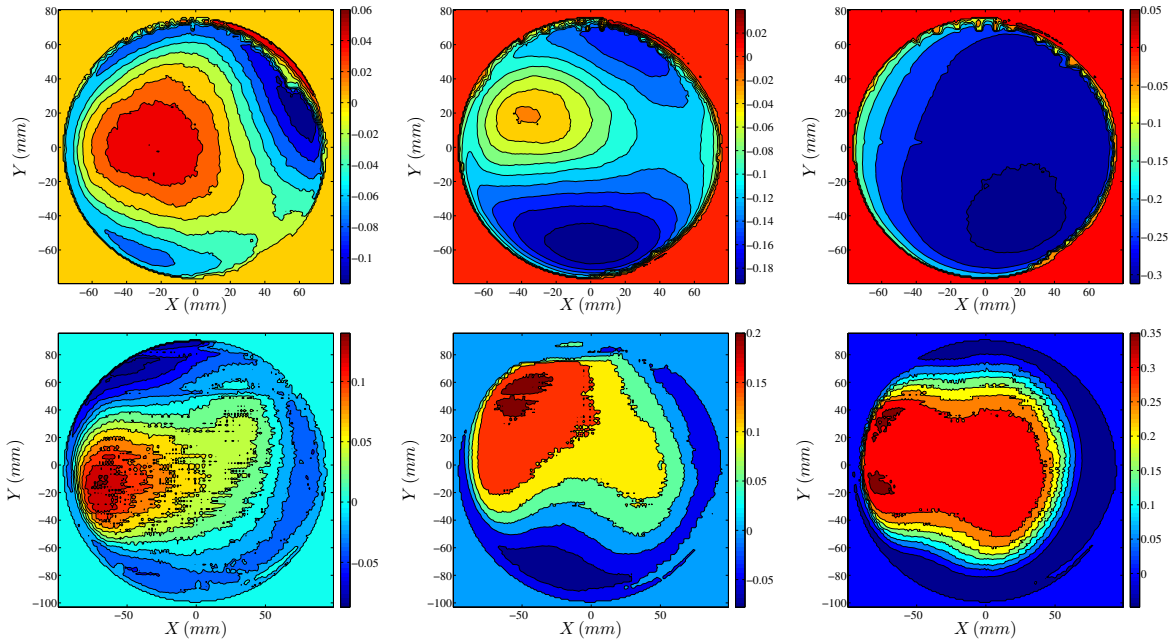
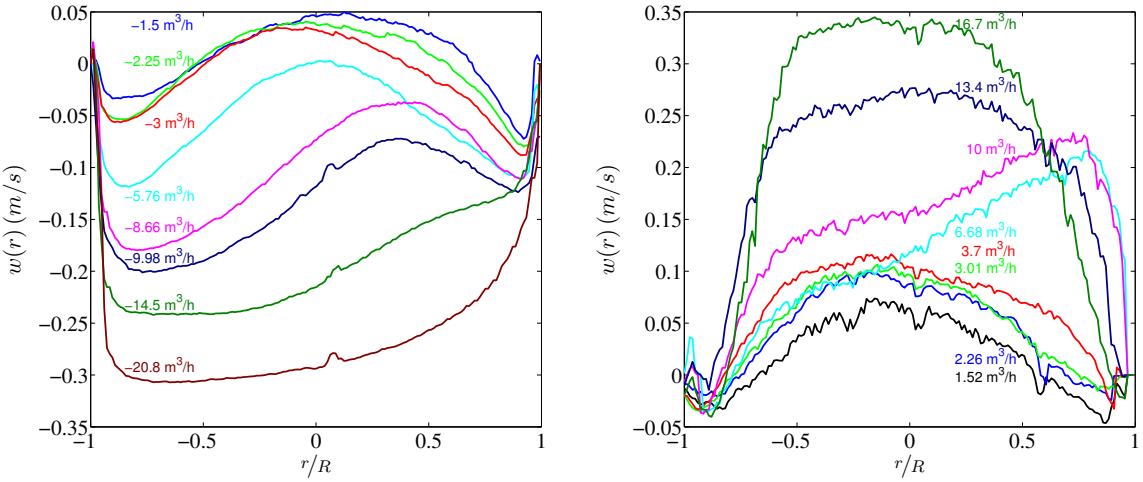


FIGURE 4.12 – Exemple de champs de vitesse moyens $\overline{w}(x, y)$ (m/s) obtenus en convection mixte. Haut : en extraction pour $D = 152.4\,mm$, $Q_v \approx 1.5\,m^3/h$, $Q_v \approx 8.5\,m^3/h$, $Q_v \approx 20\,m^3/h$, Bas : en soufflage pour $D = 190.5\,mm$, $Q_v \approx 1.5\,m^3/h$, $Q_v \approx 6.7\,m^3/h$, $Q_v \approx 16\,m^3/h$.



(a) (b)

FIGURE 4.13 – Exemples de profils de vitesses caractéristique pour différentes conditions de ventilation et différents diamètres. (a) $D = 152.4\,mm$ en extraction, (b) $D = 190.5\,mm$ en soufflage.

symétrique semble recevable. Une allure analogue à celle supposée est retrouvée malgré quelques dissymétries observables, certainement liées aux différentes perturbations de l'ambiance des locaux engendrées par les conditions de ventilation expérimentales. De plus, il est intéressant de constater que, ces profils offrent une certaine auto-similarité. Pour toutes les conditions de ventilation étudiées, les vitesses maximales moyennes ont des localisations voisines. Pour un orifice donné, la ventilation n'a pas d'influence sur les lignes de courant de l'écoulement, mais unique-

ment sur l'intensité des vitesse. Cette idée peut être illustrée par l'observation de perturbations similaires sur des profils de vitesses aux mêmes endroits. Un exemple peut être observé sur les profils pour les trois plus grands débits d'extraction (cf. figure 4.13(a)) ou les quatre plus petits débits de soufflage (cf. figure 4.13(b)).

Pour continuer l'analyse de ces essais, l'évolution des vitesses débitantes ainsi que des sections de passage des fluides pour différents régimes de convection mixte sont proposées par la figure 4.14. La distinction de ces deux quantités, habituellement masquées par la seule mesure du débit, et rendue possible par l'approche SPIV, permet d'apporter des informations précieuses à la compréhension de cet échange.

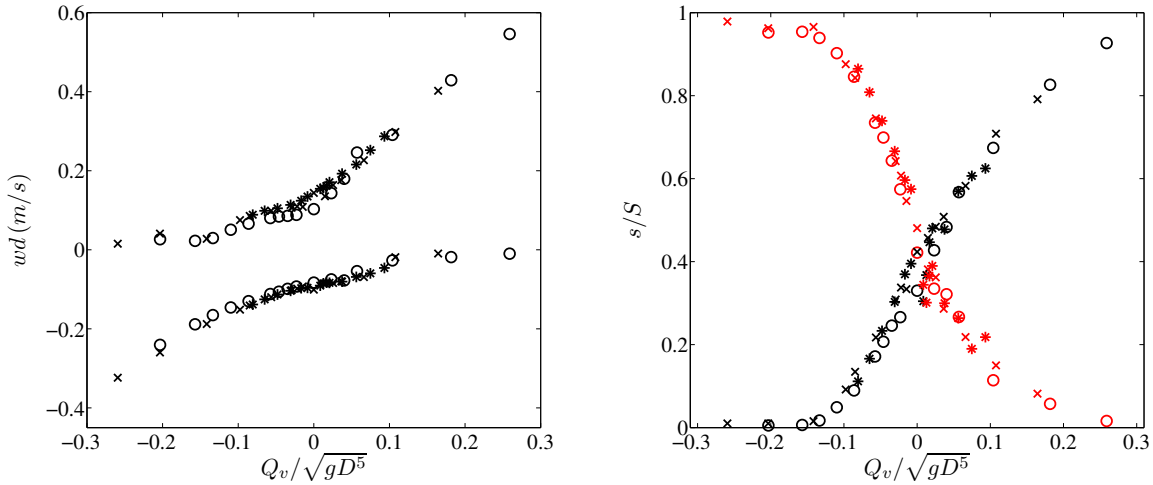


FIGURE 4.14 – Variation des vitesses débitantes et des sections de passage en fonction du débit de ventilation. ◯ $D = 127\,mm$, × $D = 152.4\,mm$, ∗ $D = 190.5\,mm$. (a) vitesses débitantes, (b) surfaces de passage. ● s^+, ● s^-. $Q_v < 0$ extraction, $Q_v > 0$ soufflage.

L'observation de la variation des vitesses débitantes en fonction du débit de ventilation (cf. figure 4.14(a)) montre qu'il existe un changement de courbure autour de la fonction $wd(Q_v)$ en $Q_v = 0$. Ainsi cette fonction passe d'une allure en racine carrée quand le débit échangé va à contre courant du débit de ventilation, à une allure linéaire quand le débit échangé et de ventilation sont co-courants.

Comme le montre la figure 4.14(b), le fluide allant dans le sens de la ventilation gagne de l'espace au sein de la trémie depuis la surface qu'il occupe en convection naturelle (cf. figure 3.16), jusqu'à être réparti sur la totalité de la section de l'orifice. Cette observation conforte l'allure linéaire de la fonction $wd(Q_v)$ pour ces régimes de ventilation où l'écoulement est monodirectionnel car alors la section occupée par le fluide ne varie pas et la vitesse débitante est proportionnelle au débit de ventilation. L'autre fluide observe bien sur un comportement inverse. En outre, la variation de la fonction $s(Q_v)$ semble proche d'une courbe en "S".

L'étude de ces deux quantités permet en outre d'appréhender avec plus de precision les régimes de transition entre un écoulement bidirectionnel et monodirectionnel.

L'interaction entre la variation de la section de passage et de la vitesse débitante se traduit par le changement globale de l'écoulement et aussi la variation de débit. La figure 4.15 présente les résultats des débits montants et descendants pour les différentes configurations de convection mixte expérimentées.

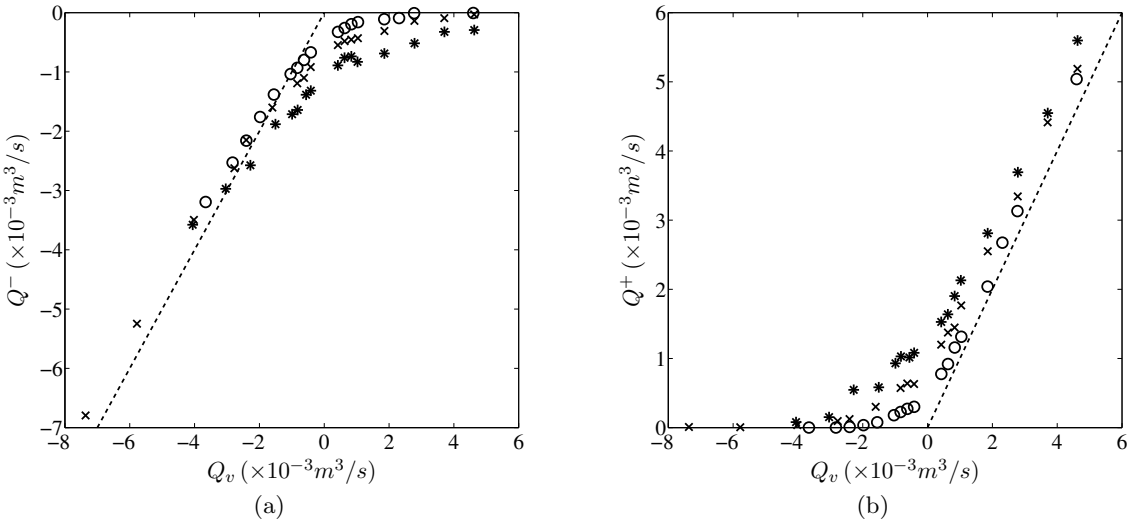


FIGURE 4.15 – Évolution des débits au sein de l'orifice en fonction du débit de ventilation. ◯ $D = 127\,mm$, × $D = 152.4\,mm$, ∗ $D = 190.5\,mm$, −− $Q = Q_v$. (a) débits descendants, (b) débits ascendants. $Q_v < 0$ extraction, $Q_v > 0$ soufflage.

La figure 4.15 montre que pour les trois diamètres d'orifices testés, les conditions thermiques étant relativement proches, le débit augmente logiquement avec l'augmentation du diamètre. De plus, les débits semblent tous tendre vers la même valeur asymptotique en régime monodirectionnel qui est celle du débit de ventilation. Cela est lié au fait que l'apport d'air frais par la ventilation diminue l'écart de densité, les effets du flux thermique généré par la résistance électrique s'atténuent (il est même probable que cette ventilation contribue à refroidir la résistance), et le débit monodirectionnel au sein de l'orifice tend vers le débit de ventilation.

Enfin, le comportement observé est similaire à celui obtenu par l'approche analytique proposée §4.2.

Pour prendre en compte les effets d'échelle et essayer de faire apparaitre cette similitude, les résultats sont proposés sous forme adimensionée sur la figure 4.16.

La quantification et la propagation d'incertitudes des différentes quantités sont disponibles et prises en compte pour les données à petite échelle.

L'adimensionnement proposé semble judicieux et met en évidence une bonne autosimilarité des écoulements pour les essais réalisés à petite échelle. De plus, des essais en conditions d'incendie réel à grande échelle et mettant en jeu un orifice de section carrée de $1\,m^2$ pour une configuration en mode soufflage uniquement ont été réalisés par Pretrel (2012). Leur confrontation avec les données obtenues dans la présente étude montre qu'il existe, malgré une bonne similitude, des écarts entre les essais à petite et grande échelles. Une justification de ces écarts peut être donnée par la difficulté que représente la mesure des débits au sein de l'orifice lors de ces essais d'incendie à grande échelle, et l'incertitude étant associée. En outre, il est probable que, de la même façon qu'en convection naturelle et comme cela a pu être évoqué dans la littérature, un ajustement de cet adimensionnement par une fonction du rapport géométrique $\frac{L}{D}$ puisse corriger l'écart observé.

Là encore l'influence de la ventilation sur l'échange à travers l'orifice rappelle celle obtenue par l'approche analytique (cf.§4.2 figure 4.5), ce qui incite à explorer d'avantage cette théorie.

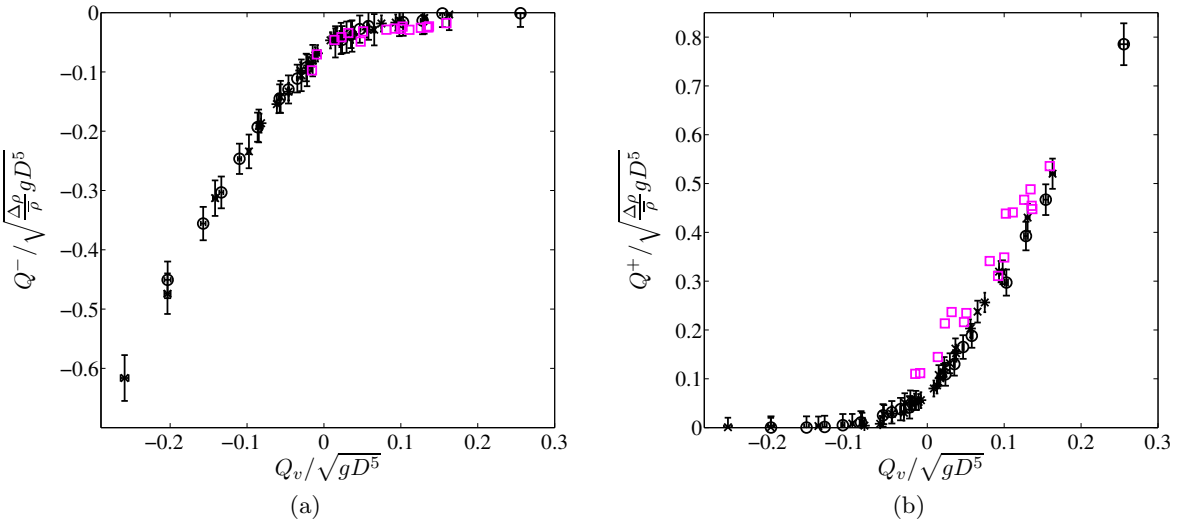


FIGURE 4.16 – Évolution du débit adimensionné en fonction des conditions de ventilation. ◯ $D = 127\,mm$, × $D = 152.4\,mm$, ∗ $D = 190.5\,mm$, □ données DIVA (avec $D = \sqrt{4S/\pi}$). (a) débits descendants, (b) débits ascendants.

4.3.4 Confrontation avec les corrélations existantes

Avec le jeu de données à petite et grande échelle, offrant une bonne discrétisation du régime de convection mixte, et avant d'entreprendre des ajustements au modèle proposé en §4.2, il semble intéressant d'éprouver les corrélations existantes afin de déterminer à la fois qualitativement et quantitativement la capacité de chacune à retranscrire fidèlement la physique de cet écoulement.

Dans un premier temps, une remarque peut être faite sur le fait que l'allure de la variation des vitesses débitantes en fonction du débit de ventilation adimensionné (présentée sur la figure 4.14(a) et rappelée ici) rappelle fortement celle que Cooper (1994) propose pour exprimer le débit échangé en fonction du débit de ventilation (cf. figure 4.17).

Il est alors probable que son modèle soit celui traduisant le mieux la physique du phénomène, même si Emmons (2002) capte également l'allure en racine carrée du fluide allant à contre courant de la ventilation. Cependant, par manque d'informations, ces deux auteurs ne considèrent pas, ou de façon maladroite à travers la variation du coefficient de perte de charge, l'évolution des surfaces de passage de chaque fluide, ce qui impacte directement la façon dont les débits sont estimés.

A présent une confrontation entre les résultats des différentes campagnes expérimentales avec les corrélations de la littérature est proposée. Afin de pouvoir tracer cette comparaison sur les mêmes courbes, les débits sont adimensionnés. La figure 4.18 présente cette confrontation en termes de nombre de Froude. Les points correspondants aux corrélations de Cooper (1989), Cooper (1994) et Emmons (2002) sont calculés à partir des conditions de ΔT et ΔP de chaque essai.

Ici l'allure de l'évolution des vitesse débitantes dont la forme est proposée par Cooper (1994) (cf. figure 4.17(a)) n'est pas retrouvée, ce qui laisse penser que la variation du coefficient de perte de charge qu'il propose ne permet pas dans ce cas de retranscrire convenablement l'évolution des sections de passage. Il en est de même pour les autres corrélations existantes.

Ces courbes sont associées à celles présentées figures 4.19 qui mettent en avant l'erreur relative faite dans le calcul du débit en utilisant chaque corrélation. Cette erreur est donnée par

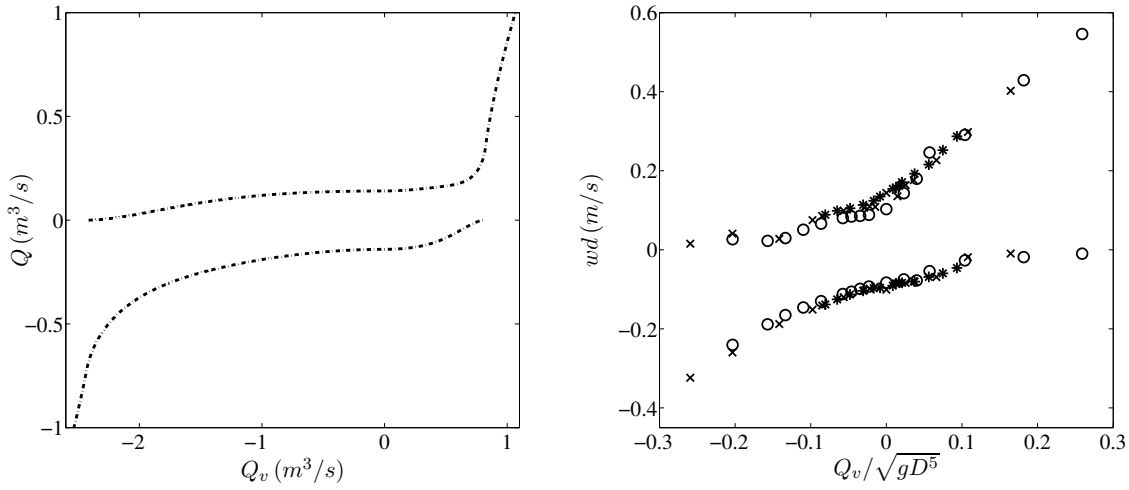


FIGURE 4.17 – Comparaison de l'allure de la fonction $Q(Q_v)$ prédite par Cooper (1994) avec celle de la fonction $wd(Q_v)$ obtenue expérimentalement. (a) exemple d'estimation de débit donné par la corrélation de Cooper (1994) ($D = 1\,m$, $\rho_1 = 1.2\,kg/m^3$, $\rho_2 = 0.6\,kg/m^3$, (b) points expérimentaux.

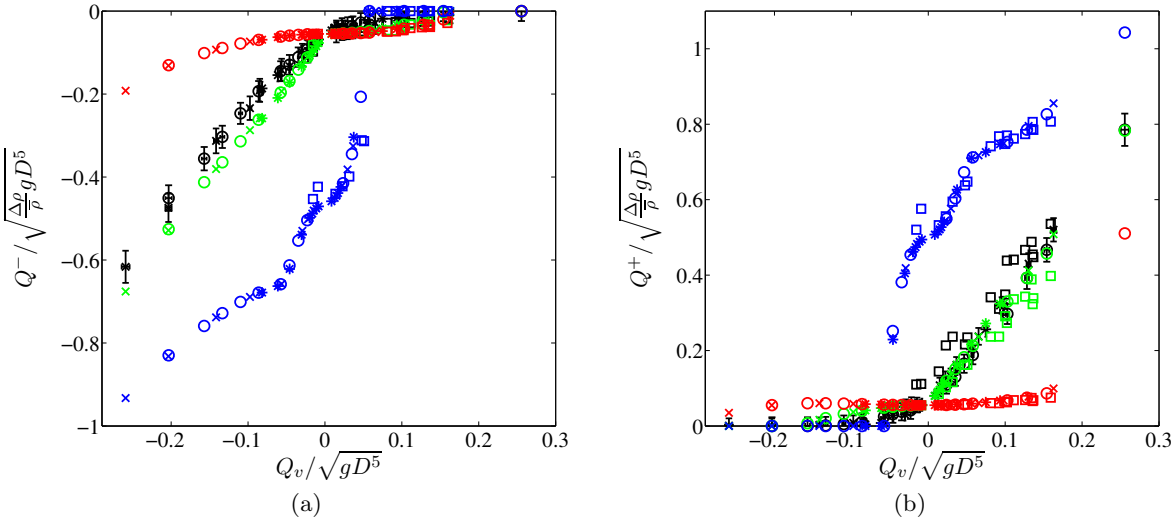


FIGURE 4.18 – Comparaison des données expérimentales avec les résultats donnés par les corrélations existantes pour les conditions d'essai correspondantes. ◯ $D = 127\,mm$, × $D = 152.4\,mm$, ∗ $D = 190.5\,mm$, □ Pretrel (2012). Couleurs : ● données expérimentales, ● Cooper (1989), ● Cooper (1994), ● Emmons (2002). (a) débits descendants, (b) débits ascendants.

l'expression :

$$err = \frac{Q_{exp} - Q_{mod}}{Q_{exp}}$$

où les indices *exp* et *mod* représentent respectivement les grandeurs obtenues expérimentalement et par les corrélations de la littérature. Sur ces figures, les débits de ventilation sont exprimés en termes taux de renouvellement, c'est à dire en fonction du volume entrant ou sortant au prorata du volume du local feu (Styx $\approx 1.5\,m^3$, DIVA $\approx 120\,m^3$). De plus, afin de proposer un classement des corrélations et de pouvoir quantifier la capacité de chacune à retrouver les valeurs

expérimentales, une moyenne des erreurs relatives $\langle err \rangle$ sur l'ensemble des point est calculée. La valeur de ce paramètre représente l'amplitude du centre de gravité du nuage de points. Pour compléter cette quantification, le paramètre d'erreur moyenne est associé au pourcentage de points de ce jeu de données dont l'erreur commise, via l'estimation du débit par les corrélations, est inférieur à une valeur seuil fixée ici à 30 %.

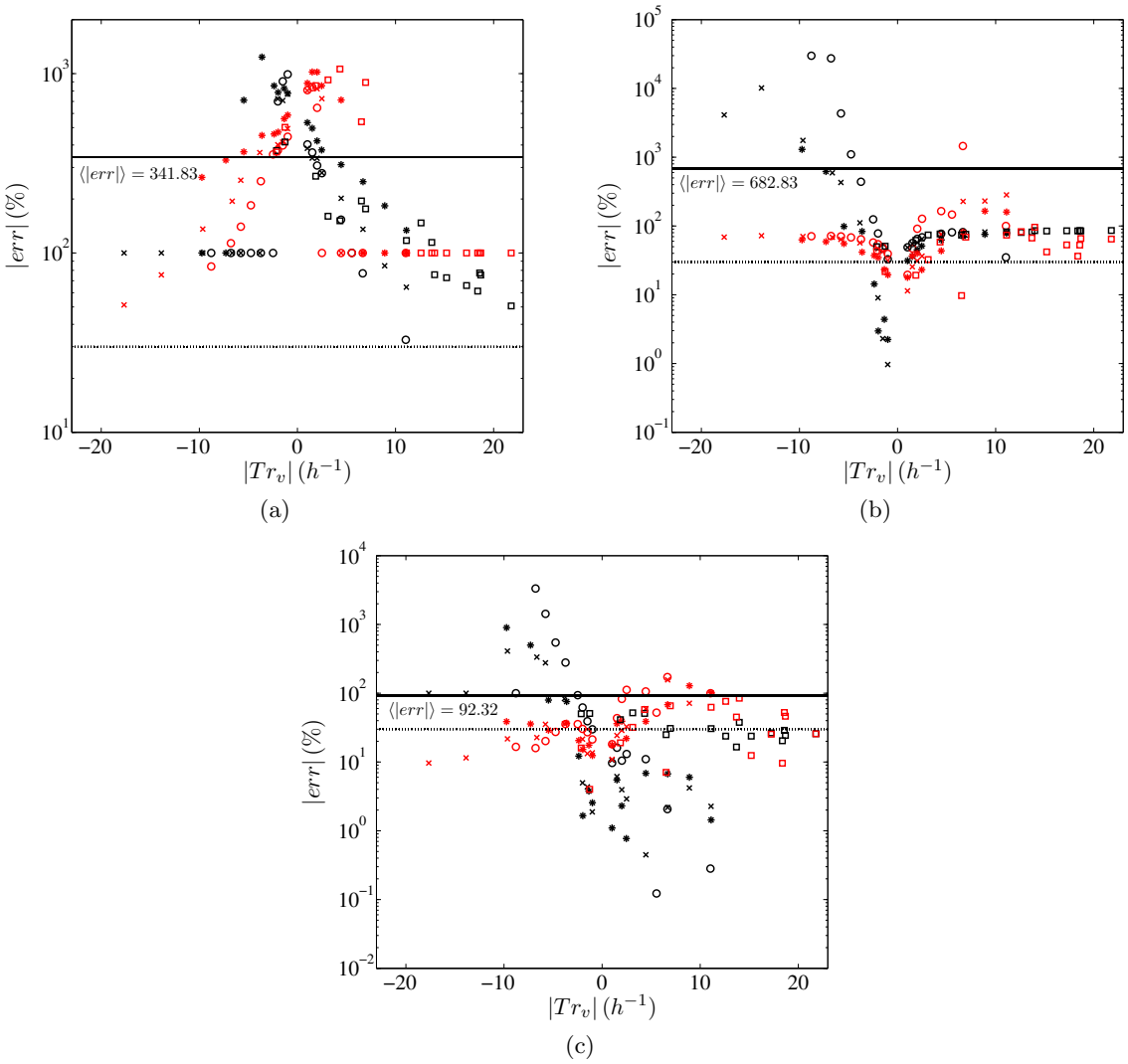


FIGURE 4.19 – Écarts entre les débits issus des campagnes à grande et petite échelle avec ceux prédits par les corrélations de la littérature. ◯ $D = 127\,mm$, × $D = 152.4\,mm$, ∗ $D = 190.5\,mm$, □ Pretrel (2012), – $\langle |err| \rangle$, ⋯ $|err| = 30\,\%$. Couleurs : ● Q^+, ● Q^-. (a) Emmons (2002), (b) Cooper (1994), (c) Cooper (1989).

Comme le montre le tableau 4.1, la corrélation proposée par Cooper (1989), et actuellement implémentée dans le code à zones SYLVIA, est celle proposant le moins d'erreur avec les données expérimentales.

Les erreurs les plus importantes sont rencontrées en régimes proches de la convection naturelle, et notamment pour les débits de sens contraire à ceux de la ventilation (cf. figure 4.18). Selon l'objectif de l'étude réalisée, cette estimation peut être suffisante dans la mesure où elle permet d'obtenir de bons ordres de grandeurs, cependant dans le cadre d'études de sûreté, la précision de cette corrélation reste insuffisante. Comme cela a été évoqué en amont, cette

	$\langle \lvert err \rvert \rangle$	$nb < 30\,\%$
Cooper (1989)	92.32	54.48
Cooper (1994)	682.83	12.69
Emmons (2002)	341.83	0

TABLE 4.1 – Comparaison des erreurs relatives moyennes ainsi que du pourcentage de points inférieur à la valeur seuil de 30 % obtenus par les corrélations de la littérature.

précision peut être améliorée moyennant un investissement très faible. L'idée proposée ici est alors de réécrire la relation (1.3.4) en affectant un coefficient λ à la dépendance en pression du terme de convection naturelle sous la forme :

$$Q_i = Fr_{eps}^{nat} \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\overline{\rho}} g D^5} \left(1 - \left(\frac{|\Delta P_v|}{\Delta P_v^{crit}} \right)^{\lambda} \right) + C_D A_V \sqrt{\frac{2|\Delta P_v|}{\rho_i}}, \tag{4.3.1}$$

La figure 4.20 présente les résultats obtenus avec l'équation (4.3.1) pour une valeur de la puissance $\lambda = 0.45$.

Cette modification, destinée à retrouver une allure de la variation du débit en fonction de la ventilation prédite théoriquement (cf. figure 4.8) et observée expérimentalement permet d'accroitre la précision de cette corrélation. Quantitativement, la valeur de l'erreur relative moyenne est pratiquement divisée par deux, passant de 92.32 à 48.80 % et le nombre de points dont l'erreur est inférieur à 30 % atteint les 72.39 % contre 54.48 % pour la corrélation initiale. Elle permet en outre de mieux apprécier les très faibles débits de sens opposé à celui de la ventilation. Dans les cas où l'erreur d'estimation faite sur ces faibles débits parait importante, la faible intensité de ceux-ci rend minime la précision à leurs accorder, et celle obtenue par l'équation (4.3.1) semble acceptable.

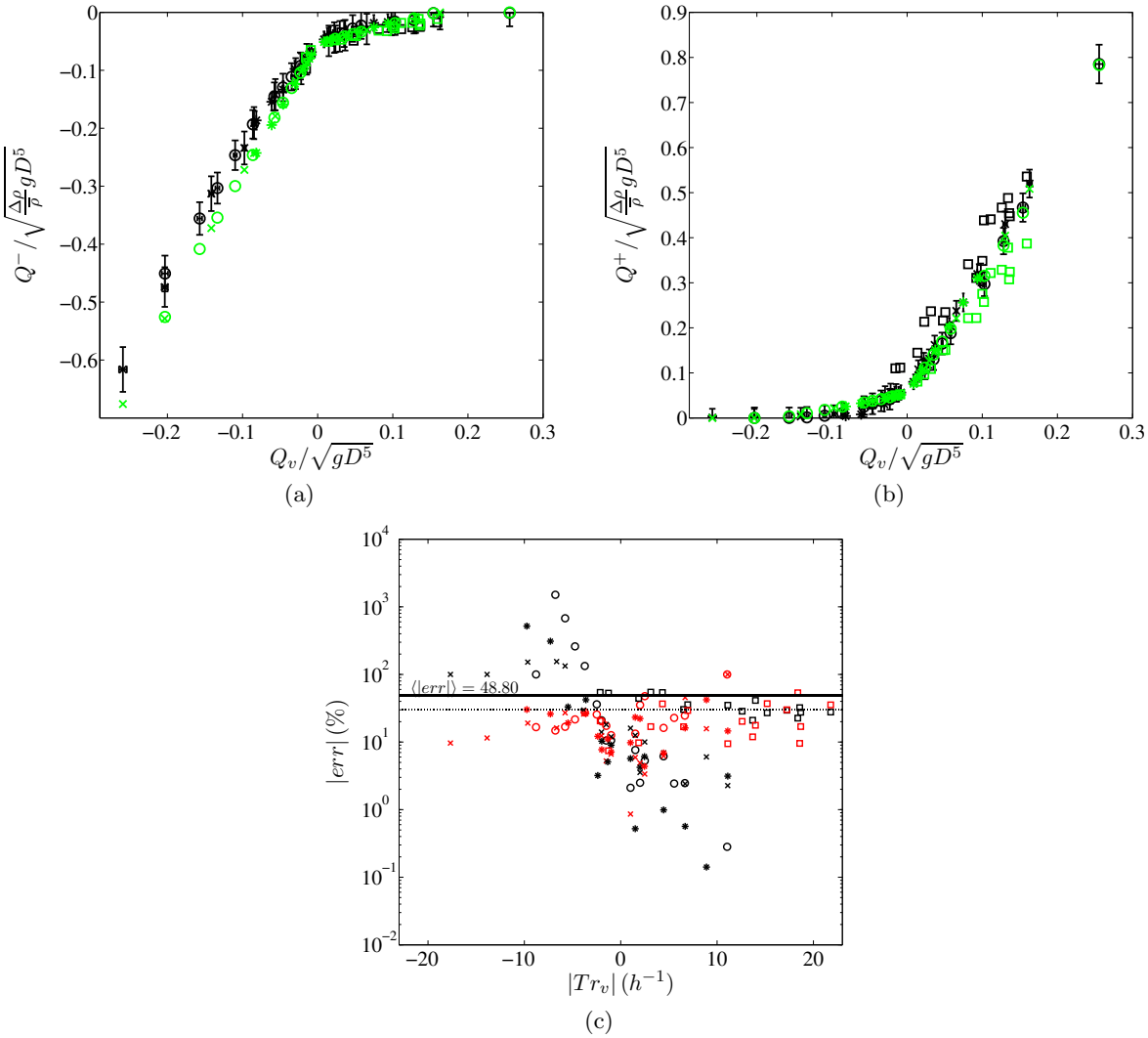


FIGURE 4.20 – Comparaison des données expérimentales avec les résultats donnés par la corrélation de Cooper (1989) modifiée pour les conditions d'essai correspondantes. ◯ $D = 127\,mm$, × $D = 152.4\,mm$, ∗ $D = 190.5\,mm$, □ Pretrel (2012), (a) débits descendants, (b) débits ascendants, Couleurs : ● données expérimentales ● Cooper (1989) modifiée ($\lambda = 0.45$), (c) écarts, – $\langle|err|\rangle$, ⋯ $|err| = 30\,\%$, Couleurs : ● Q^+, ● Q^-.

4.4 Proposition d'approche corrélative

Les résultats présentés sur les figures 4.18 et 4.19 confirment la difficulté des corrélations existantes à évaluer les débits échangés à travers un orifice horizontal en régime de convection mixte. La théorie ne permettant pas de résoudre totalement la physique de cet écoulement, une solution consisterait à utiliser les résultats expérimentaux proposés dans ce travail pour retravailler ces corrélations ou en produire une supplémentaire. Se pose alors la question du nombre et de la représentativité de ces résultats ; problème qui a mené Cooper (1994) à proposer une corrélation dont les résultats sont largement erronés se basant sur un faible nombre de données expérimentales. Comme énoncé en amont, l'allure de la variation des débits expérimentaux en fonction des conditions de ventilation est analogue à celle observée dans la nouvelle modélisation présentée §4.2 ce qui incite à approfondir cette option.

L'idée présentée dans ce qui suit est alors de simplifier l'écriture cette modélisation pour que, moyennant quelques ajustements empiriques tels que la prise en compte de coefficients de perte de charge, elle soit utilisable pour quantifier les débits échangés dans ces circonstances.

Le point de départ est toujours l'équation de la dynamique (4.2.4) pour laquelle $T_\infty = \overline{T}$ (ou $X = 1$). En utilisant le nouvel adimensionnement suivant : $r^* = \frac{r}{R}$, $a = \frac{R_{int}}{R}$, $u_z^* = u_z \frac{\rho\nu}{\Delta\rho g R^2}$, $\frac{\partial p^*}{\partial z} = \frac{1}{\Delta\rho g}\frac{\partial p}{\partial z}$, et en faisant l'hypothèse que $\beta\Delta T = \frac{\Delta\rho}{\rho}$, cette équation devient, en omettant à nouveau les $*$ [2] et en simplifiant par $g\frac{\Delta\rho}{\rho}$:

$$0 = \frac{\ln(r)}{\ln(a)} - \frac{1}{2} - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial u}{\partial r}\right) \tag{4.4.1}$$

dont la résolution donne :

$$u_z(r) = \frac{r^2}{8} - \frac{r^2}{4\ln(a)}(\ln(r) - 1) + \frac{r^2}{4}\frac{\partial p}{\partial z} + C_1\ln(r) + C_2 \tag{4.4.2}$$

La spécificité de cette écriture est de ne plus faire apparaître ΔT dans l'expression du profil de vitesse. La différence de température n'apparaît plus que dans les variables d'adimensionnement.

Les constantes C_1 et C_2 sont données, pour les mêmes conditions limites d'extremum de vitesse en a et de vitesse nulle en 1, par les expressions suivantes :

$$C_1 = \frac{a^2}{4}\left(1 - \frac{1}{\ln(a)}\right) - \frac{a^2}{2}\frac{\partial p}{\partial z}$$
$$C_2 = -\frac{1}{4}\left(\frac{1}{\ln(a)} + \frac{1}{2}\right) - \frac{1}{4}\frac{\partial p}{\partial z}$$

Alors l'intégration de (4.4.2) entre deux rayons R_1 et R_2 donne :

$$\begin{aligned} q = \frac{\pi}{32}\Bigg\{ &\left[(R_2^2 - R_1^2)\left(8\frac{\partial p}{\partial z}(a^2-1) + 4a^2\left(\frac{1}{\ln(a)} - 1\right) - 4\left(1 + \frac{2}{\ln(a)}\right)\right)\right] \\ &+ \left[(R_2^4 - R_1^4)\left(4\frac{\partial p}{\partial z} + 2 + \frac{5}{\ln(a)}\right)\right] + \left[8a^4(R_2\ln(R_2) - R_1\ln(R_1))\right] \\ &- \left[(R_2^2\ln(R_2) - R_1^2\ln(R_1))\left(16a^2\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{8a^4}{\ln(a)}\right)\right] \\ &- \left[\frac{4}{\ln(a)}(R_2^4\ln(R_2) - R_1^4\ln(R_1))\right]\Bigg\} \end{aligned} \tag{4.4.3}$$

Ainsi les débits adimensionnés de fluide intérieur et pariétal auront pour expressions :

$$q_{int} = \pi a^2 u_z(a) + q \qquad où \qquad R_1 = a \; et \; R_2 = r_0 \tag{4.4.4a}$$
$$q_p = \qquad q \qquad\quad où \qquad R_1 = r_0 \; et \; R_2 = 1 \tag{4.4.4b}$$

La forme de cette expression en fonction du débit de ventilation est la même que celle observée §4.2 et pour lesquels r_0 représente toujours le rayon où la vitesse $u_z(r)$ change de signe.

2. Ici aussi, sans précision contraire, les grandeurs traitées dans la suite de cette modélisation seront celles sans dimension.

Dans cette modélisation analytique, la dissipation de quantité de mouvement, par frottement à la parois ou l'interaction entre les fluides ascendant et descendant est parfaitement compensée par les composantes ayant un rôle moteur dans les différents régimes de convection mixte. Il s'agit des forces de flottabilité en convection naturelle, du gradient de pression en convection forcée (pour un fluide isotherme), et d'une combinaison des deux en convection mixte. Par conséquent, et compte tenu des hypothèses de départ, les débits obtenus par cette modélisation présentent des écarts importants avec les résultats expérimentaux, avec par exemple une valeur du débit descendant de $5.52 \cdot 10^{-4}\, m^3/s$ au lieu de $0.0012\, m^3/s$ pour les conditions expérimentales obtenues avec un diamètre de 0.1524 mm et un débit d'extraction de $8.33 \cdot 10^{-4}\, m^3/s$. Aussi, à l'instar des écoulements de fluides isochores en conduite (type Poiseuille) et pour tenir compte de cette diffusion de quantité de mouvement, un coefficient correcteur, dont l'intensité peut être déterminée à partir des expériences, est introduit. Pour rester cohérent avec le rôle qu'il joue, l'hypothèse est faite que ce coefficient peut s'exprimer sous la forme : k/Re^{γ}, où k et γ sont des constantes, et Re le nombre de Reynolds.

Avant de pouvoir estimer ce coefficient, il est intéressant de s'arrêter sur l'expression des débits q_i^*, où cette fois l'indice i représente aussi bien le fluide ascendant ou descendant que la ventilation. Après ré-agencement, et de façon à faire apparaitre des nombres sans dimension connus, ces débits peuvent s'écrire sous la forme :

$$q_i^* = \frac{\nu}{\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} g R R}} \cdot \frac{q_i}{\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} g R R^2}} = Re_i^{-1} \cdot Fr_i \tag{4.4.5}$$

Pour les raisons évoquées en amont, les débits q_i^* doivent être corrigés. Alors la prise en compte d'un coefficient correcteur mène à l'obtention d'une expression de la forme suivante :

$$q_i^* \frac{\tilde{k_i}}{Re_i^{\tilde{\gamma_i}}} = \frac{Fr_i}{Re_i} \tag{4.4.6}$$

ou encore $q_i^* = k_i Fr_i Re_i^{\gamma_i}$ avec $k_i = 1/\tilde{k_i}$ et $\gamma_i = \tilde{\gamma_i} - 1$.

Dans le cas d'un écoulement isotherme la vitesse de référence devient $\sqrt{gR}$ et le résultat rejoint la solution de Poiseuille. Cette vitesse caractéristique est alors naturellement utilisée dans l'adimensionnement du débit de ventilation. Le nombre de Froudre introduit ici est identique à celui présenté initialement à un facteur $0.5^{-5/2}$ près en raison de l'utilisation du rayon R et non plus du diamètre D.

La figure 4.21 présente une comparaison entre la modélisation de l'écoulement proposée ici, les résultats des expériences menées à petite échelle sur le dispositif Styx ainsi que celles à grande échelle menées dans DIVA (Pretrel (2012)), et les résultats obtenus par la corrélation de Cooper (1989) modifiée pour les conditions expérimentales correspondantes. Afin de mettre en lumière la plus-value de cette approche, le nuage de points représentant les erreur relatives commises par ce calcul pour chaque condition expérimentale est tracé sur la figure 4.21(c).

En raison du brutal changement de pente, liée à l'hypothèse de "plateau de vitesse" dans le rayon intérieur, la solution q_{int} est écartée. Seule l'expression de q_p est alors utilisée pour retranscrire cette modélisation. Il est vrai qu'après avoir insisté sur le fait qu'une modélisation axisymétrique semblait un choix judicieux permettant qui plus est d'approcher un comportement constaté expérimentalement, être réduit à n'utiliser qu'une partie de cette théorie peut laisser perplexe. Néanmoins, l'évolution de q_p retranscrit bien une certaine physique de cet écoulement observée lors des essais. L'utilisation unique de q_p pour décrire l'évolution des débits ascendant

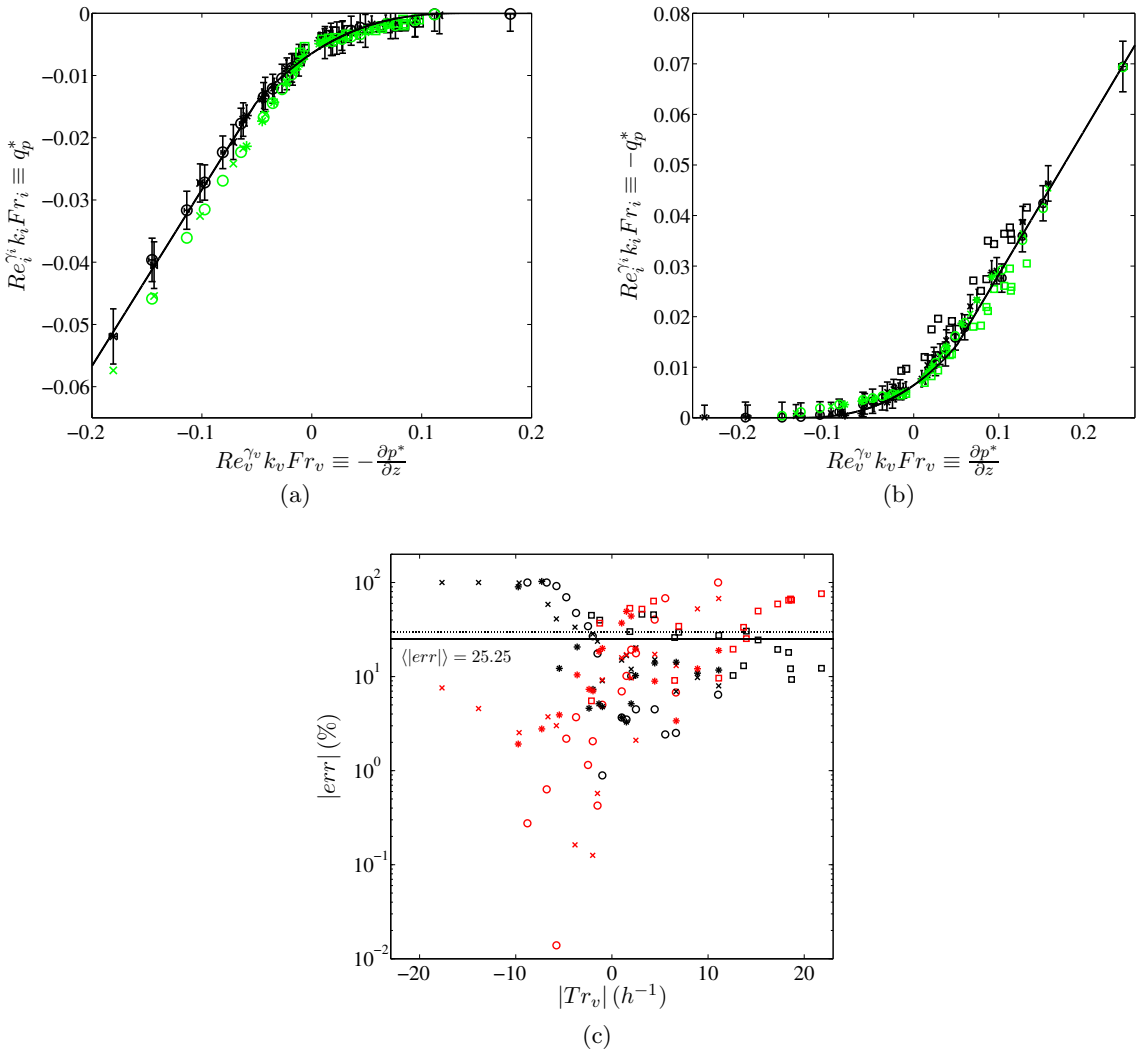


FIGURE 4.21 – Comparaison des données expérimentales au débits issus de la corrélation de Cooper (1989) et de la modélisation axisymétrique. (a) écoulements descendants, $k_v = 0.18$, $k_i = 0.023$, $\gamma_v = \gamma_i = -0.05$, (b) écoulements montants, $k_v = 0.245$, $k_i = 0.0235$, $\gamma_v = \gamma_i = -0.05$, Couleurs : ● données expérimentales, ● Cooper (1989) modifiée,– modèle axisymétrique, (c) écarts, – $\langle |err| \rangle$, $\cdots$ $|err| = 30\,\%$, Couleurs : ● Q^+, ● Q^-.

et descendant implique l'emploi de valeurs différentes des constantes à la fois dans les coefficients relatifs aux débits échangés mais également à ceux de la ventilation.

Comme le montre la figure 4.21, l'évolution de q_p permet bien de retranscrire les phénomènes observées expérimentalement à petite échelle. Elle permet en outre une précision accru par rapport à celle obtenue par la corrélation de Cooper (1989) particulièrement à proximité des conditions de convection naturelle, et de façon générale sur l'estimation du débit descendant. Ce gain peut être estimé à travers la valeur de $\langle err \rangle$ qui est pratiquement réduite de moitié par rapport à la corrélation de Cooper (1989) modifiée alors que le pourcentage de points inférieurs à une erreur de 30 % est lui légèrement augmenté (73.13 contre 72.39 %).

Cependant, pour les coefficients calés sur les mesures à petite échelle, il existe un écart entre l'évolution de q_p et les résultats d'essai grande échelle.

D'un point de vue pratique, cette approche ne nécessite, à l'instar des autres corrélations de

la littérature, que d'un jeu de données réduit ne contenant que des informations sur le débit de ventilation, les températures des fluides chaud et froid et les paramètres géométriques de l'orifice. Dans un premier temps, la connaissance du débit de ventilation permet, via les coefficients proposés sur les figures 4.21, de remonter au débit de ventilation adimensionné ($q_v^* \equiv \frac{\partial p^*}{\partial z}$). La résolution de l'équation de la vitesse (4.4.2) pour ces conditions de ventilation donne la valeur du rayon r_0 (déterminé numériquement) permettant ainsi de remonter à la valeur du débit adimensionné q_p^* équation (4.4.4b). Le débit dimensionné est alors simplement calculé à partir des conditions thermiques et des coefficients des figures 4.21.

4.5 Conclusion

Une campagne de mesures par stéréo PIV a été menée à petite échelle de façon à évaluer l'influence d'une ventilation mécanique sur les débits de fluides échangés à travers un orifice horizontal reliant deux compartiments. Pour une épaisseur d'orifice L constante et trois diamètres différents, huit débits de soufflage et huit d'extraction sont expérimentés. Pour des écoulements mesurés en régime thermique établi, les débits sont stables. La répartition des fluides au sein de l'orifice présente le schéma déjà observé en convection naturelle d'un fluide chaud montant par le centre et descendant par la périphérie. Cette information est tout de même à nuancer car aucune information n'est disponible à la surface inférieure de l'orifice où il est probable que ce schéma soit inversé. Néanmoins, l'organisation observée est similaire quelles que soient les conditions de ventilation, en intensité et en sens, ainsi que le diamètre de l'orifice.

Une comparaison entre les résultats de cette campagne de mesures et les corrélations existantes disponibles dans la littérature montre d'importantes difficultés de celles-ci à appréhender le phénomène. Des écarts significatifs sont obtenus dans l'estimation des débits par ces corrélations, avec des erreurs relatives moyennes allant de 92 à presque 700 % pour l'ensemble des points expérimentaux disponibles. Le modèle proposé par Cooper (1989) actuellement implémenté dans le code à zone SYLVIA reste malgré tout celui offrant les résultats les moins mauvais ($\langle err \rangle = 92.32$). De plus, il est possible d'améliorer ses prédictions en modifiant simplement la décroissance des effets de la pression sur la composante de convection naturelle dans l'expression du débit. Cette correction a pour effet d'améliorer l'évaluation du débit allant à contrecourant de la ventilation au détriment du débit co-courant à celle-ci. Toutefois l'erreur relative moyenne obtenue avec cette correction est nettement inférieur ($\langle err \rangle = 48.80$) à celle de la corrélation initiale.

Une approche théorique est proposée. Elle repose sur le fait que lors du mouvement, et même si les deux enceintes sont à des températures différentes et stratifiées verticalement, au sein de l'orifice, l'origine de ce mouvement repose sur l'existence d'un gradient horizontal de température. La construction simplifiée d'un profil de vitesse axisymétrique et auto-similaire permet d'évaluer l'impact des conditions thermiques et aérauliques sur l'échange au sein de l'orifice depuis un régime bidirectionnel en convection naturelle à un régime monodirectionnel de convection forcée.

Les variations des débits de fluide chaud et froid en fonction des conditions de ventilation obtenues par cette approche traduit raisonnablement bien celle observée expérimentalement à petite échelle. La prise en compte de coefficients corrigeant l'amplitude du débit analytique permet d'estimer les valeur de ces débits avec une précision accrue par rapport à celle offerte par la corrélation de Cooper (1989) ($\langle err \rangle = 25.25$ contre $\langle err \rangle = 92.32$), qui est, pour l'heure la plus performante. La confrontation de ce modèle avec des résultats grande échelle (cf. figure 4.21) conforte l'utilisation d'une telle théorie dans les études incendies, et ce quel que soit la

géométrie de l'orifice.

De plus, cette modélisation propose d'évaluer les débits à travers l'orifice en fonction du débit de ventilation, qui est aisément quantifiable in situ, là où les corrélations existantes sont basées sur un écart de pression entre les locaux difficilement appréciable. Cette dépendance du débit échangé à une quantité maitrisable rend cette approche d'avantage intéressante pour les codes à zones.

Conclusions et perspectives

Les écoulements de fumées d'incendie dans des enceintes multi-compartimentées et ventilées sont au cœur de phénomènes thermo-convectifs pouvant mener à la perte d'équipements ainsi qu'à la propagation du sinistre dans l'enceinte. En terme de sûreté, la connaissance de ces écoulements est donc un enjeu majeur. Un écoulement peu traité dans la littérature et rencontré dans le milieu bâtimentaire est celui de l'échange de convection mixte à travers un orifice horizontal reliant deux compartiments superposés.

Le travail présenté dans ce mémoire a pour objectif d'améliorer la compréhension et la modélisation de ce type d'écoulements. Pour mener à bien cette recherche, deux dispositifs à échelle réduite ont été réalisés. Le premier permet d'étudier de façon académique, via un protocole de suivi de l'interface entre deux liquides non miscibles, l'évolution des débits d'échange en convection naturelle. Dans ce cas, le mouvement est généré par la différence de masse volumique entre les deux liquides à la même température. Le second, nommé Styx, est un dispositif thermique comprenant deux locaux superposés, dont les parois sont en matériaux réfractaire ou en verre pour des accès optiques. La source incendie est simulée par une résistance électrique permettant de générer un panache thermique sans suie et des écarts de température d'environ 60 $^\circ C$ entre les deux locaux. Un protocole de mesure non intrusif par stéréo PIV, permet d'aborder l'écoulement d'une façon nouvelle par la mesure du champ de vitesse en sortie d'orifice. L'analyse de ces champs de vitesses donne des informations non encore connues sur cet écoulement telles que l'évolution des vitesses débitantes, la répartition des fluides au sein de l'orifice et les débits échangés montant et descendant. Les paramètres étudiés sont le rapport géométrique de l'orifice $\frac{L}{D}$ et le débit de ventilation Q_v.

L'attention a été focalisée dans un premier temps sur l'écoulement de convection naturelle. Les résultats montrent qu'il existe, malgré un régime thermique établi au sein des compartiments, des instationnarités dans la répartition spatiale des fluides au sein de l'orifice. Toutefois l'écoulement présente une certaine organisation moyenne. Chaque fluide pénètre dans l'orifice par sa périphérie et en ressort dans une zone centrale. Entre l'entrée et la sortie de l'orifice, les deux fluides échangent de façon complexe caractérisée par des digitations (observées notamment avec des liquides non miscibles) indiquant des chemins préférentiels. En outre, ces observations ont été retrouvées sur des simulations numériques. Les mesures effectuées pour différents diamètres d'orifice permettent d'évaluer les changements de comportement de l'écoulement et de quantifier les variations de débit en fonction du rapport géométrique $\frac{L}{D}$. Ainsi, le rapport d'occupation de l'orifice par les différents fluides s'inverse par deux fois sur la gamme étudiée. Ces valeurs de $\frac{L}{D} \approx 0.16$ et $\frac{L}{D} \approx 0.42$ sont déjà trouvées comme particulières par Epstein (1988) qui y observe des changements de comportement de l'écoulement. En outre les résultats obtenus confirment une dépendance au rapport $\frac{L}{D}$ du nombre de Froude pour des rapports géométriques caractéristiques des ouvrants rencontrés dans le milieu bâtimentaire. Ces résultats permettent d'affiner la loi de dépendance du nombre de Froude en fonction du rapport $\frac{L}{D}$, et de proposer,

pour la gamme de $\frac{L}{D}$ traitée, l'expression suivante :

$$Fr = 0.143 \left(\frac{L}{D}\right)^{0.42}$$

Une seconde étude a été consacrée à l'écoulement de convection mixte à travers un orifice horizontal. Cet écoulement a dans un premier temps été étudié à travers une approche théorique. Construite sur une hypothèse d'auto-similarité des profils de vitesse et de température, cette approche permet de discuter de l'influence de la température et du débit de ventilation sur les débits échangés à travers l'ouvrant. Basée sur l'existence d'un gradient horizontal de température au sein de l'orifice, ce modèle est issu de la résolution des équations de l'énergie et de la dynamique simplifiées pour une géométrie axisymétrique. L'analyse phénoménologique de ce modèle a permis en outre de mettre en évidence certains défauts des corrélations existantes et en particulier la mauvaise description de l'impact d'une ventilation mécanique sur les débits échangés à travers l'ouvrant pour des régimes proches de la convection naturelle. La concavité de la fonction donnant le débit d'échange en fonction du débit de ventilation $Q(Q_v)$ obtenue par les corrélations est inverse à celle prédite par le modèle proposé.

Une étude expérimentale par mesure stéréo PIV a par la suite permis de mieux appréhender la physique de ce type d'écoulement à travers l'évolution des sections de passage et des vitesses débitantes de chaque fluide en fonction du débit de ventilation. Cette étude a été menée sur trois diamètres d'orifices différents pour huit débits de soufflage et huit débits d'extraction. Les résultats montrent que l'évolution de la vitesse débitante en fonction du débit de ventilation présente un point d'inflexion autour de $Q_v = 0$ (convection naturelle). L'évolution de la section de passage des fluides en fonction du débits de ventilation s'apparente à une courbe sigmoïde. Les conditions extrêmes de cette courbe sont une valeur nulle de la section de passage quand le fluide va à contre courant de la ventilation, et une section de passage égale à celle de l'orifice lorsque fluide est co-courant à la ventilation. Pour des conditions thermiques proches, les débits croissent avec l'augmentation du diamètre de l'orifice, et de façon logique avec l'augmentation du débit de ventilation jusqu'à tendre vers sa valeur.

Les corrélations existantes ont été confrontées au jeu de données produit. Afin d'évaluer quantitativement ces corrélations, deux paramètres sont proposés. Il s'agit de la moyenne des erreurs relatives $\langle|err|\rangle$ calculées, pour tout le jeu de données, à partir de l'estimation des débits par chacune des corrélations pour les conditions expérimentales correspondantes, et du pourcentage de point dont cette erreur est inférieur à une valeur de 30 %. Ces marqueurs montrent les difficulté des corrélations de la littérature à estimer convenablement les débits échangés à travers l'orifice. Pour la corrélation proposée par Cooper (1989) qui est de loin celle offrant les résultats les moins erronés (avec $\langle|err|\rangle \approx 92\,\%$ et environ 55 % des points dont l'erreur est inférieur à 30 %) les marqueurs de contrôle sont à modérer dans la mesure où des erreurs relatives très importantes sont commises sur des débits de très faibles valeurs. Ceci atténue l'impact d'une erreur faite sur l'estimation de ces débits négligeables. Néanmoins, une amélioration simple de cette corrélation, permettant d'en conserver la simplicité d'écriture, consiste à introduire une puissance λ destinée à changer la décroissance de la contribution naturelle du débit échangé. Cette modification permet d'accroitre la précision de la corrélation de Cooper (1989), notamment pour des régimes proches de la convection naturelle où les débits sont mal estimés. Pour $\lambda = 0.45$, des valeurs de $\langle|err|\rangle \approx 49\,\%$ avec 72 % des points sous la barre des 30 % d'erreur sont obtenues.

La confrontation des résultats expérimentaux à la modélisation théorique proposée montre que celle-ci décrit convenablement l'évolution des débits échangés en fonction du débit de venti-

lation. La correction de cette théorie par l'ajustement de coefficients de pertes de charge permet de proposer une formulation du débit sous la forme :

$$q_i = f(k_v Re_v^{\gamma_v} Fr_v) \frac{\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} g R^5}}{k_i Re_i^{\gamma_i} \left(\frac{L}{D}\right)^{\xi}}$$

améliorant significativement la précision de la modélisation de ces écoulements de convection mixte ($\langle |err| \rangle \approx 25\,\%$ et $73\,\%$ des points sont inférieurs à $30\,\%$ d'erreur). De plus, cette théorie, ajustée sur des expériences réalisées dans des conditions académiques, permet également de retrouver des résultats issus d'essais incendie réalisés à grande échelle.

L'étude présenté dans ce manuscrit constitue une approche innovante tant expérimentalement que théoriquement, et apporte une contribution nouvelle à la compréhension et la modélisation de cet écoulement. Les résultats obtenus et les approches initiées au cours de ce travail ouvrent sur plusieurs perspectives :

- la première consiste à élargir le domaine d'étude. Il serait intéressant d'élargir les conditions expérimentales en générant des écarts de température plus importants, voire non contrôlés (feu de bac) plus proches des situations réelles d'incendie. La variation des paramètres géométriques de l'orifice, et notamment sont épaisseur L, pour les différents régimes de convection peut également constituer un apport intéressant permettant de corriger la modélisation proposée en introduisant l'effet du rapport $\frac{L}{D}$, sur la base d'un jeu de données plus fourni.
- Un deuxième axe de recherche concerne l'approche numérique de cet écoulement par des codes à champs. Il est intéressant d'utiliser cet outil afin d'étudier les phénomènes d'interaction des fluides à travers l'orifice, ainsi que la profondeur de pénétration des panaches chaud et froid dans les compartiments haut et bas respectivement. La comparaison des grandeurs moyennes avec les points expérimentaux initiée dans ce travail pour des régimes de convection naturelle est encourageante. Cette étude doit être élargie à des régimes de convection mixte. Idéalement l'accès expérimental à des valeurs turbulentes permettrait également une confrontation approfondie avec le code à champs ISIS.
- Un troisième point serait d'aborder l'influence de l'inclinaison de l'orifice sur l'écoulement. Cette étude permettrait d'investiguer les possibilités d'obtenir un modèle unique traitant des écoulements à travers un orifice d'inclinaison quelconque.
- Enfin un dernier thème de recherche concerne l'interaction entre l'écoulement à travers l'orifice et la dynamique du feu. Ce sujet aborde le couplage entre l'écoulement bidirectionnel à travers l'orifice, la dynamique des écoulements dans l'enceinte et la combustion. Dans certaines situations, des phénomènes instables sont rencontrés conduisant à des scénarios critiques pour la sûreté d'une installation.

Bibliographie

Arakeri, J. H. Avila, F. E. Dada, J. M. & Tovar, R. O. 2000, Convection in a long vertical tube due to unstable stratification - A new type of turbulent flow. *Current Science.* **79**, 859-866.

Baines, W. D. & Turner, J. S. 1969, Turbulent buoyant convection from a source in a confined region. *J. Fluid Mech.* **37**, part I, 50-80.

Becerra, P. R. 2015, Étude numérique des écoulements de fumées à un passage de trémie en convection naturelle avec le logiciel de calcul ISIS. *Rapport de stage*, Université d'Aix Marseille, Laboratoire IUSTI.

Brown, W. G. & Solvason, K. R. 1962, Natural convection through rectangular openings in partitions (*Vertical partitions*). *Int. J. Heat Mass Transfer.* **5**, 859-868.

Brown, W. G. 1962, Natural convection through rectangular openings in partitions (*Horizontal partitions*). *Int. J. Heat Mass Transfer.* **5**, 869-878.

Bryant, R. A. 2009, The application of stereoscopic PIV to measure the flow of air into an enclosure containing a fire. *Exp. Fluids.* **47**, 295-308.

Cholemari, M. R. & Arakeri, J. H. 2005, Experiments and a model of turbulent exchange flow in a vertical pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer.* **48**, 4467-4473.

Cholemari, M. R. & Arakeri, J. H. 2009, Axially homogeneous, zero mean flow buoyancy-driven turbulence in a vertical pipe. *J. Fluid Mech.* **621**, 69-102.

Chow, W. K. & Gao, Y. 2009, Oscillating behaviour of fire-induced air flow through a ceiling vent. *Applied Thermal Engineering.* **29**, 3289-3298.

Chow, W. K. & Gao, Y. 2011, Buoyancy and inertial force on oscillations of thermal-induced convective flow across a vent. *Building and Environment.* **46**, 315-323.

Chow, W. K. & Li, J. 2005, Notes on sizing of horizontal ceiling vents with traditional flow model. *International Journal on Engineering Performance-Based Fire Codes.* **7**, 8-14.

Chow, W. K. & Li, J. 2011, On the bidirectional flow across an atrium ceiling vent. *Building and Environment.* **46**, 2598-2602.

Clanet, C. Searby, G. 2004, On the glug-glug of ideal bottles. *J. Fluid Mech.* **510**, 145-168.

Coffey, C. J. & Hunt, G. R. 2010, The unidirectional emptying box. *J. Fluid Mech.* **660**, 456-474.

Conover, T. A. Kumar, R. & Kapat, J. S. Buoyant pusating exchange flow through a vent. *J. of Heat Transfer* **117** 641-648.

Cooper, L. Y. 1988, Calculating flows through vertical vents in zone fire models under conditions of arbitrary cross-vent pressure difference. *Gaithersburg, MD : National Institute of Standards and Technology.* **NBSIR 88-3732**.

Cooper, L. Y. 1989, Calculation of the flow through a horizontal ceiling/floor vent. *Gaithersburg, MD : National Institute of Standards and Technology.* **NISTIR 89-4052**.

Cooper, L. Y. 1993, Combined buyancy- and pressure-driven flow through a horizontal vent : theoretical considerations. *Gaithersburg, MD : National Institute of Standards and Technology.* **NISTIR 5252**.

Cooper, L. Y. 1994, Combined buoyancy- and pressure-driven flow through a horizontal vent. *Gaithersburg, MD : National Institute of Standards and Technology.* **NISTIR 5384**.

Cooper, L. Y. 1996, Calculating combined buyancy- and pressure-driven flow through a shallow, horizontal, circular vent : application to a problem of safety burning in a ceiling-vented enclosure. *Fire Safety Journal.* **27**, 23-35.

Cooper, L. Y. 1997, VENTCF2 : an algotithm and associated FORTRAN 77 subroutine for calculating flow through a horizontal ceiling/floor vent in a zone-type compartment fire model. *Fire Safety Journal.* **28**, 253-287.

Emmons, H. W. 1996, A universal orifice flow formula. *Thirteenth meeting of the UJNR panel on fire reasearch and safety. Gaithersburg, MD : National Institute of Standards and Technology.* **NISTIR 6030**, 229-236.

Emmons, H. W. 2002, Buoyant flows through horizontal vents. *SFPE Handbook of fire engineering.* **3**, 2-39 - 2-40.

Epstein, M. 1988, Buoyancy driven exchange flow through small openings in horizontal partitions. *J. of Heat Transfer* **110**, 885-893.

Epstein, M. & Kenton, M. A. 1989, Combined natural convection and forced flow through small openings in a horizontal partition, with special reference to flows in multicompartment enclosures. *J. of Heat Transfer* **111**, 980-987.

Gera, B. Sharma, P. K. & Singh, R. K. 2012, Effect of the Opening Aspect Ratio on a Buoyant Pulsating Exchange Flow Through a Circular Ceiling Opening in a Horizontal Partition. *Heat Transfer-Asian Research.*

Guyon, E. Hulin, J. P. & Petit, L. 2001, Hydrodynamique physique. *EDP Sciences/CNRS Éditions.*

Harish, R. & Venkatasubbaiah, K. 2013, Mathematical modeling and computation of fire induced turbulent flow in partial enclosures. *Appl. Math. Modell.*

Harrison, R. P. & Spall, R. E. 2003, The effects of partition thickness on buoyant exchange flow through a horizontal opening. *Numerical Heat Transfer.* **Part A, 44**, 451-462.

Heiselberg, P. 2009, Buoyancy driven natural ventilation through horizontal openings. 3^{rd} *International Workshop on Natural Ventilation.* Proceedings, March 16, 2009, Tokyo University of Science.

Heskestad, G. & Spalding, R. D. 1991, Inflow of Air Required at Wall and Ceiling Apertures to Prevent Escape of Fire Smoke. *Proceding of the 3rd International Symposium on Fire Safety Science.* 919-928.

Hunt, G. R. & Coffey, C. J. 2010, Emptying boxes - classifying transient natural ventilation flows. *J. Fluid Mech.* **646**, 137-168.

Huppert, H. E. Hallworth, M. A. 2007, Bi-directional flows in constrained systems. *J. Fluid Mech.* **578**, 95-112.

Jaluria, Y. Lee, S. H. -K. Mercier, G. P. Tan, Q. 1993, Visualization of transport accross a horizontal vent due to density and pressure differences. *National Heat Transfer Confernce.* **252**, Atlanta.

Jaluria, Y. Lee, S. H. -K. Mercier, G. P. Tan, Q. 1998, Transport processes across a horizontal vent due to density and pressure differences. *Experimental Thermal and Fluid Science.* **16**, 260-273.

Kaye, N. B. Hunt, G. R. 2007, Overturing in a filling box. *J. Fluid Mech.* **576**, 297-323.

Kerrison, L. Galea E. R. Patel M. K. 1998, A two-dimensional numerical investigation of the oscillatory flow behaviour in rectangular fire compartments with a single horizontal ceiling vent. *Fire Safety Journal.* **30**, 357-382.

Koched, A. Pretrel, H. Vauquelin, O. Audouin, L. 2013, Experimental determination of the discharge coefficient of a doorway using the spiv technique for fire-induced flow applications. *International Conference on Fire Research and Engineering (Interfam).* **13**

Kuhn, S. Z., Bernardis, R. D. Lee, C. H. Peterson P. F. 2001, Density stratification from buoyancy-driven exchange flow through horizontal partitions in a liquid tank. *Nuclear Engineering and Design.* **204**, 337-345.

Le Quesne, M. A. 2010, Saltwater modelling of fire gas flow through a horizontal ceiling opening. *PhD Thesis*, University of Canterbury Christchurch, New Zealand.

Li, Z. 2007, Characteristics of Buoyancy Driven Natural Ventilation through Horizontal Openings. *PhD Thesis*, Aalborg University.

Liberati, J. 2012, Etude de la propagation verticale des fumées d'incendie à travers une ouverture horizontale reliant deux compartiments superposés. Rapport de stage. *Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire.* **PSN-RES SA2I/2012-241**, Laboratoire d'Expérimentation des Feux.

Mehaddi, R. Vauquelin, O. Candelier, F. 2013, Naturally bounded plumes. *J. Fluid Mech.* **717**, 472-483.

Mercer, A. & Thompson, H. 1975, An experimental investigation of some further aspects of the buoyancy driven exchange flow between carbon dioxide and air following a depressurization accident in a magnox reactor, Part I : The exchange flow in inclined ducts & Part II : The purging flow requirements in inclined ducts. *J. Br. Nucl. Enrgy Soc.***14**, 327-340.

Mishra, A. A. Hasan, N. Sanghi, S. & Kumar, R. 2008, Two-dimensional buoyancy driven thermal mixing in a horizontally partitioned adiabatic enclosure. *Physics of Fluids.* **20, 063601**.

Prahl, J. & Emmons, H. W. 1975, Fire induced flow through an opening. *Comb. and Flame* **25**, 369-385.

Pretrel, H. 2012, PRISME2 VSP, PR2_ VSP_ Q – Test report of the Q series *IRSN report.* PSN-RES SA2i/2013_089 et 2013_088.

Pretrel, H. Liberati, J. Vauquelin, O. Audouin, L. 2013, Smoke flow through an horizontal vent separating two mechanically ventilated rooms from large scale fire tests. *Proceedings of the 2013 Interflam conference.* Interscience Communications Limited.

Pretrel, H. Varrall, K. Vauquelin, O. Audouin, L. 2014, Smoke induced flow in two rooms mechanically ventilated and linked with a horizontal vent type opening. 11^{th} *International Symposium on Fire Safety Science.* Christchurch, New Zealand, 10-14.

Rayleigh, Lord. 1883, Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density. *Proceedings of the London mathematical society.* **14**, 170 - 177.

Sayada, R. 2014, Etude expérimentale et numérique des écoulements de fumées d'incendie au niveau d'une trémie reliant deux locaux ventilés mécaniquement. Rapport de stage. *Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire.* **PSN-RES SA2I/2014-258**.

Sleiti, A. K. 2008, Effect of vent aspect ratio on unsteady laminar buoyant flow through rectangular vents in large enclosures. *International J. of Heat and Mass Transfer.* **51**, 4850 - 4861.

Spall, R. E. & Anderson, A. 1999, A numerical study of buoyant, pulsating exchange flows through a vent in a thin horizontal partition. *Numerical Heat Transfer.* **Part A, 36**, 263 - 272.

Tan, Q. & Jaluria, Y. 1992, Flow through horizontal vents as related to compartment fire environments. textitGaithersburg, MD : National Institute of Standards and Technology. **NIST-GCR-92-607**.

Tan, Q. & Jaluria, Y. 2001, Mass flow through a horizontal vent in an enclosure due to pressure and density differences. *International Journal of Heat and Mass Transfer.* **44**, 1543-1553.

Taylor, G. 1950, The instability of liquid surfaces when accelerated in a dircetion perpendicular to their planes. *Proc. Roy. Soc. of Lond. A.* **201**, 192 - 196.

Taylor, J. R. 2000, Incertitudes et analyse des erreurs dans les mesures physiques. *Ed. Dunod.*

Tu, K. M. 1991, An experimental study of top vented compartment fires. textitGaithersburg, MD : National Institute of Standards and Technology. **NISTIR 4499**.

Annexe A

Analyse d'images pour les expériences avec les liquides non miscibles

Sommaire

A.1 Correction de la perspective et calibration 84
A.2 Recherche de l'interface 85

Résumé

La présente annexe expose les étapes de traitements des images issues des enregistrements vidéos des expériences traitant de l'échange de fluides non miscibles. Ce traitement d'images a permis de remonter à la mesure du débit de fluide échangé entre les deux compartiments. Cette annexe permet en outre d'introduire certaines notions de base d'analyse d'images qui sont utiles à la compréhension des mesures PIV présentées en annexe B.

Notion d'image numérique

Une image numérique est une fonction discrète, représentée par un plan maillé de n lignes et m colonnes. Chaque maille, appelée "pixel" contient une valeur d'intensité de couleur. L'opération permettant de passer d'une image réelle (fonction continue vue par l'œil) à une image numérique pixélisée est appelée échantillonnage. Celle consistant à associer une valeur numérique d'intensité lumineuse à chaque pixel, quantification. Il s'agit alors de déterminer une loi mathématique reliant les intensités minimale et maximale tout en discrétisant l'espace entre ces deux valeurs.

Le traitement des vidéos enregistrées lors des différents essais mettant en jeu des liquides non miscibles est effectué via le logiciel Matlab. Dans un premier temps, les images extraites des vidéos, alors définies par trois matrices de couleur (rouge, vert et bleu) sont quantifiées en 256 niveaux de gris : de 0 pour le noir à 255 pour le blanc. Cette opération consiste à effectuer la moyenne arithmétique des valeurs de chaque pixel dans les trois matrices de couleur. Cela diminue certes la quantité d'informations, mais permet de ne gérer qu'une seule matrice d'intensité lors des différentes opérations de traitement d'image, réduisant ainsi le coût (en espace de stockage et en temps de calcul) de ce traitement.

A.1 Correction de la perspective et calibration

La première partie de ce traitement d'images consiste à faire la calibration du dispositif de mesure, c'est à dire faire correspondre les coordonnées du plan image (X,Y), en pixels, lié au capteur de la caméra, à celles du plan objet (x,y), en mètres, du dispositif expérimental. Afin d'accroitre la précision et la validité de cette calibration, ainsi que de corriger les défauts de prise de vue, une étape de transformation des images est réalisée. La caméra étant placée manuellement, le capteur forme un angle avec le plan qu'il observe, ce qui introduit un effet de projection de perspective. Une transformation projective, appelée homographie, consiste alors à définir la relation qui existe entre les points de l'image déformée avec ceux d'une image corrigée dans laquelle, notamment, l'orthogonalité des axes du plan objet est conservée (absence de point de fuite). Une approche robuste et très employée permettant de plus de prendre en compte les non linéarités ainsi que certaines variations du système optique (présentes mais inconnues dans les circonstances des expérimentations traitées ici) consiste à utiliser des fonctions polynomiales pour définir cette homographie :

$$\begin{aligned} X' &= a_0 + a_1X + a_2Y + a_3X^2 + a_4XY + a_5Y^2 + ... \\ Y' &= b_0 + b_1X + b_2Y + b_3X^2 + b_4XY + b_5Y^2 + ... \end{aligned}$$

Où l'exposant $'$ fait référence aux coordonnées dans l'image redressée. En utilisant les coordonnées homogènes, cette homographie s'écrit au premier ordre comme un système linéaire de la forme :

$$\begin{pmatrix} W'X' \\ W'Y' \\ W' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} WX \\ WY \\ W \end{pmatrix} \tag{A.1.1}$$

Où W et W' sont des constantes, et $a_{33} = 1$. Ce qui conduit à des formes non linéaires de X' et Y' en coordonnées "réelles" :

$$X' = \frac{a_{11}X + a_{12}Y + a_{13}}{a_{31}X + a_{32}Y + a_{33}} \quad ; \quad Y' = \frac{a_{21}X + a_{22}Y + a_{23}}{a_{31}X + a_{32}Y + a_{33}}$$

Ainsi pour déterminer les coefficients a_{ij} de la matrice de passage (équation (A.1.1)), la connaissance des coordonnées de seulement quatre points de contrôle de l'image déformée affectés à des positions de références dans l'image corrigée, est suffisante.

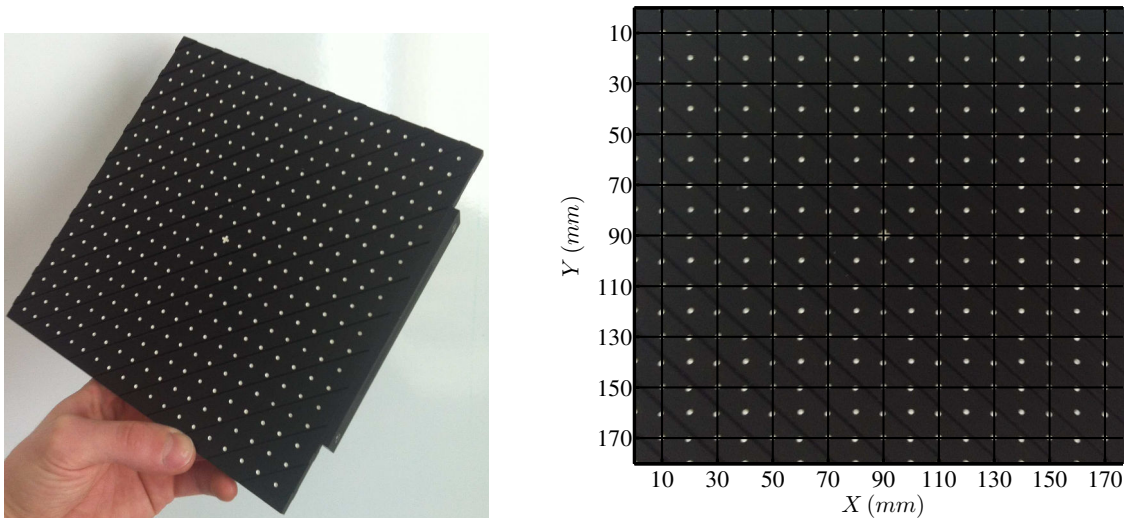
Les règles placées sur les bords de la maquette permettent de définir ces quatre points d'intérêt et ainsi de corriger l'erreur liée au positionnement de la caméra pour chaque essai.

Notes sur la reconstruction d'image

Lors de la transformation géométrique d'une image, les coordonnées entières des pixels de l'image d'origine sont transformées et ont alors, sauf points particuliers, des valeurs non entières dans l'image modifiée. Par conséquent, la construction de la nouvelle image reposant sur l'attribution des valeurs d'intensité contenues dans chaque pixel de l'image d'origine, fait appel à une méthode d'interpolation. Cette méthode consiste à rechercher le niveau de gris de chaque pixel de l'image modifiée, dont les coordonnées ont des valeurs entières dans la maille d'échantillonnage de cette image, en fonction de sa position par rapport aux pixels voisins dans la maille d'échantillonnage de l'image d'origine. Ainsi, un pixel de l'image modifiée aura la valeur des pixels qui entourent sa position dans l'image d'origine, pondérée par la distance qui le sépare de ceux ci.

Dans l'étude de l'écoulement entre les deux liquides non miscibles, l'interpolation utilisée est une interpolation "bicubique" prenant en compte les 16 pixels les plus proches.

La figure A.1 montre un exemple d'image ayant subit une transformation homographique et une reconstruction par interpolation bicubique.



(a) (b)

FIGURE A.1 – Exemple de correction de la perspective par transformation homographique. (a) mire tenue à la main avec un angle important, (b) image de la mire redressée

A.2 Recherche de l'interface

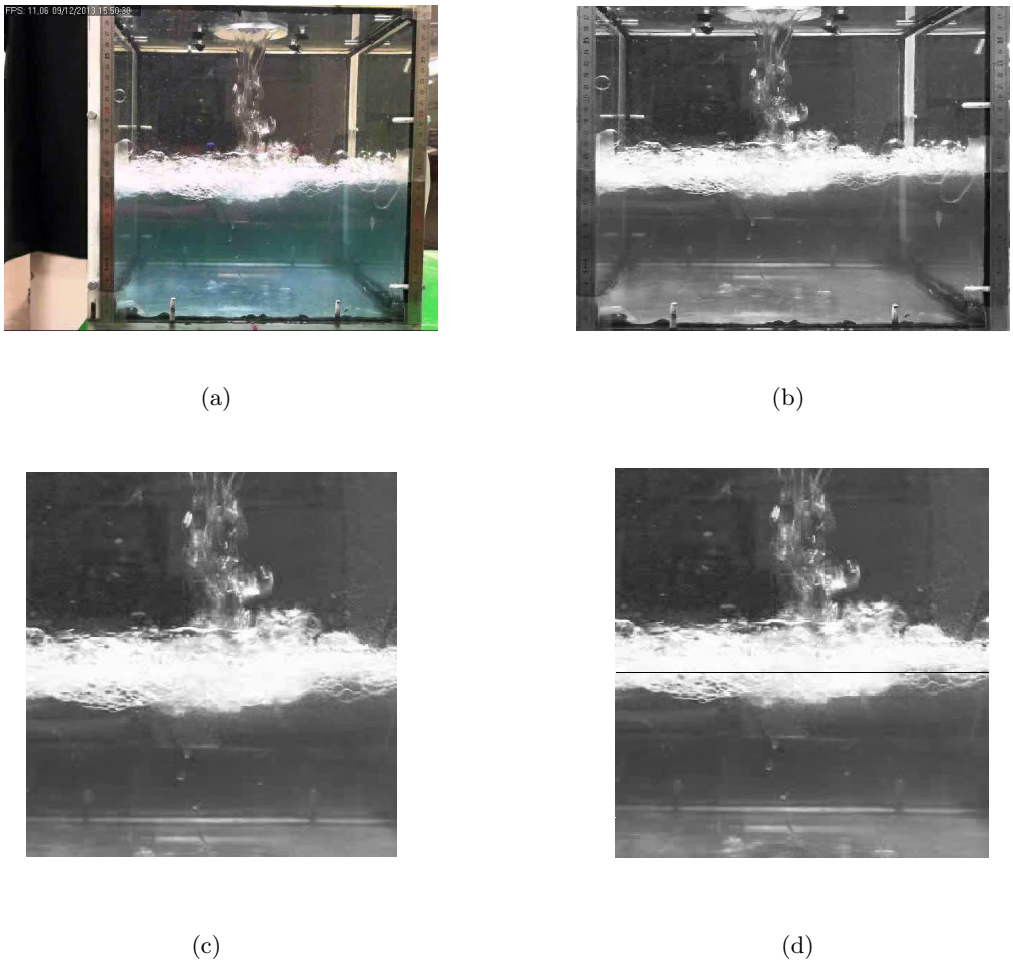
Dans le traitement des images, la recherche de l'interface entre les fluides revient à trouver sur chaque image, tous les pixels définissant la frontière entre l'eau et le white spirit. En raison des tensions de surfaces qui existent entre les liquides, l'interface est relativement accessible visuellement même si les liquides sont tous deux incolores. Néanmoins, pour faciliter le traitement

d'image, du colorant est ajouté dans l'eau afin d'augmenter le contraste entre les liquides. Suivant les conditions expérimentales, qui peuvent différer d'une campagne à l'autre, les images sont éclaircies, foncées ou leur contraste est augmenté avant de commencer la recherche d'interface. De plus, afin d'éviter des perturbations liées aux arrêtes du dispositif, la fenêtre de travail est réduite dans sa largeur. Cette focalisation de la zone de travail (environ 2/3 de l'image) est tout à fait acceptable dans la mesure où l'interface reste relativement horizontale au cours des expériences, ainsi l'altitude de celle ci, retrouvée dans la fenêtre réduite, correspond bien à l'altitude réelle.

Visuellement, il apparait que sous l'interface, l'eau colorée absorbe la lumière ambiante, et, pour toutes les teintes de colorant utilisées, a des intensités de couleur dans le gris foncé (< 100). A contrario, l'interface renvoie beaucoup de cette lumière et les intensités des couleurs retrouvées sont plus proches des blancs. Ce constat étant fait, l'idée est de faire une première estimation de l'interface en se basant sur cette différence des niveaux de gris au dessous et au niveau de l'interface. A cet effet, un seuil d'intensité est déterminé en choisissant visuellement deux points (p_A et p_B) dont les couleurs (c_A et c_B) semblent être représentatives de l'interface. La valeur qui est alors attribuée à ce seuil est $s = nx\frac{c_A+c_B}{2}$, avec nx le nombre de pixel dans la largeur de l'image. L'interface est alors estimée comme le lieu où $\sum_{i=1}^{nx} c_i \leq Ks$, où K est une fonction qui permet de tenir compte de l'effet "miroir" qu'ont les parois en PMMA au cours de la monté de l'eau dans le compartiment, qui éclairci les images. Cette première estimation est employée pour définir une fenêtre de recherche, mobile, plus restreinte suivant la hauteur, dans laquelle une investigation raffinée est menée. La seconde recherche est basée sur un filtrage "gradient" de l'image. Le principe est qu'un pixel situé sur un bord aura une valeur, au moins suivant une direction, très différente de celle de ces voisins, c'est à dire une variation brutale de la fonction d'intensité (valeur importante du gradient suivant cette direction). Le filtrage s'effectue alors en calculant le gradient de chaque pixel, dont le module $\sqrt{(dI/dx)^2 + (dI/dy)^2}$ indique la netteté du contour et dont la normale est donnée par $\arctan\left(\frac{dI}{dy}/\frac{dI}{dx}\right)$. Une "binairisation" de l'image dans la zone de recherche est ensuite effectuée par seuillage. Cette étape permet d'isoler la zone d'interface du reste de l'image. Ainsi, la hauteur de l'interface est estimée comme étant la hauteur moyenne de cette zone d'interface.

La fréquence d'acquisition de la camera détermine l'échelle de temps. La vitesse de variation de l'interface (montée de l'eau dans le compartiment bas dans le cas présent) est donnée par la pente de la courbe $h = f(t)$.

La figure A.2 présente différentes étapes de la procédure de traitement d'images.



(a) (b)

(c) (d)

FIGURE A.2 – Procédure de traitement d'images. (a) image prise par la caméra, (b) quantification en niveaux de gris et correction de la perspective, (c) réduction de la fenêtre d'investigation. (d) estimation de la hauteur de l'interface.

Annexe B

Brève introduction aux mesures SPIV

Sommaire

B.1 Notions de Vélocimétrie par Image de Particule 90
B.2 Calibration du système SPIV 91
B.3 Ensemencement 91
B.4 Traitement d'images 94
B.5 Convergence des grandeurs moyennes 95
B.6 Réglages et paramètres d'acquisition utilisés 95
B.7 Erreur de mesure 96

Résumé

Cette annexe est consacrée à la description des mesures de Vélocimétrie par Image de Particule (PIV) et spécifiquement la technique de Stéréo PIV utilisée durant la thèse. Après en avoir introduit le principe, le protocole expérimental de mise en place d'un tel système de mesure est exposé en décrivant les différentes étapes permettant d'accéder à des mesures fiables.

B.1 Notions de Vélocimétrie par Image de Particule

La Vélocimétrie par Image de Particule (Raffel & al. (2007), Boutier & al. (2012)), est une mesure optique qui comme son nom l'indique permet, à partir d'images d'un fluide en mouvement, ensemencé de fines particules, d'accéder à des informations concernant la vitesse de déplacement de ce fluide. Sous un éclairage maîtrisé, les particules, appelées traceurs et calibrées (cf. §B.3) afin de suivre parfaitement les mouvements du fluide, diffusent une certaine quantité de lumière. Le principe de mesure repose sur le fait que sur un intervalle de temps Δt suffisamment court, les particules se déplacent en diffusant toujours la même quantité de lumière. Ainsi, en prenant deux images consécutives espacées d'un intervalle de temps Δt, le déplacement des particules d'une image à l'autre permet de remonter au champ de vitesse. La figure B.1 présente le chronogramme d'acquisition d'images lors d'une mesure PIV avec les temps caractéristiques lui étant associés. La fréquence d'acquisition, dite PIV, a pour expression $f_{acqui} = 1/t_{acqui}$.

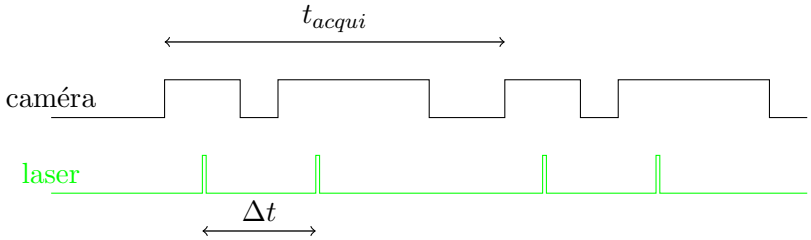


FIGURE B.1 – Chronogramme d'acquisition d'images PIV. Les créneaux "caméra" indiquent les périodes durant lesquelles l'obturateur est ouvert. Les créneaux "laser" représentent les impulsions du laser.

La mesure de la vitesse est donc faite a posteriori, par traitement d'image. A partir d'images discrétisées en mailles de plusieurs pixels, appelées fenêtres d'interrogation, ce traitement consiste à retrouver d'une image à l'autre, le déplacement le plus probable du "motif" créé, dans chaque fenêtre d'interrogation, par un ensemble de particules éclairées.

Pour l'acquisition des images, le recours à des lasers pulsées permet d'obtenir suffisamment de puissance pour éclairer ces particules de tailles microscopiques. Le faisceau laser est réfracté en un plan permettant une discrétisation spatial du domaine d'étude.

Une fonction de transfert F, définie à travers une calibration, permet de relier les coordonnées $x_1,\ x_2$ d'une particule dans le plan objet (plan laser) avec les coordonnées $X_1,\ X_2$ de cette même particule dans le plan image (capteur de la caméra). Ainsi, un déplacement $\vec{\delta}$ de particules dans le plan objet est donc rapporté à un déplacement $\vec{\Delta}$ dans le plan image.

Un problème apparait lorsque le déplacement δ est spatial (dans un espace 3D), et non pas plan (dans un espace 2D). Le plan image étant matériellement contraint, par le capteur, à deux dimensions, les déplacements spatiaux, dans l'épaisseur de la nappe laser par exemple, seront assimilés à des déplacements plan. L'information est alors faussée si l'écoulement présente un caractère tridimensionnel. Dans ce genre de circonstance, une approche stéréoscopique offre une bonne alternative pour mesurer les trois composantes du déplacement en ajoutant une seconde caméra. Plusieurs méthodes de mesure stéréoscopique existent, cependant il ne sera détaillé que la méthode PIV 2D-3C à axes obliques et arrangement de Scheimpflug, utilisée dans les travaux de recherche dont il est question ici. Avec cette méthode, chacune des deux caméras regarde le plan objet (2D) suivant un angle donné. L'emploi d'un Scheimpflug permet d'obtenir une netteté homogène sur toute l'image. Dans cette configuration, un déplacement $\vec{\delta}$ de particule dans le plan objet correspondra à un déplacement $\vec{\Delta^1}$ dans le plan image 1 (caméra 1) et $\vec{\Delta^2}$

dans le plan image 2 (caméra 2). En discrétisant ces déplacements dans leurs espaces respectifs, les trois composantes (3C) du déplacement des particules dans le plan objet sont déterminées par la résolution du système :

$$\Delta X_i^{cam} = \frac{\partial F_i^{cam}}{\partial x_j} \delta x_j \tag{B.1.1}$$

avec $cam = 1, 2$ désignant l'une ou l'autre des caméra, $i = 1, 2$ les axes des plans image et $j = 1, 2, 3$ les axes de l'espace dans lequel le fluide se déplace.

B.2 Calibration du système SPIV

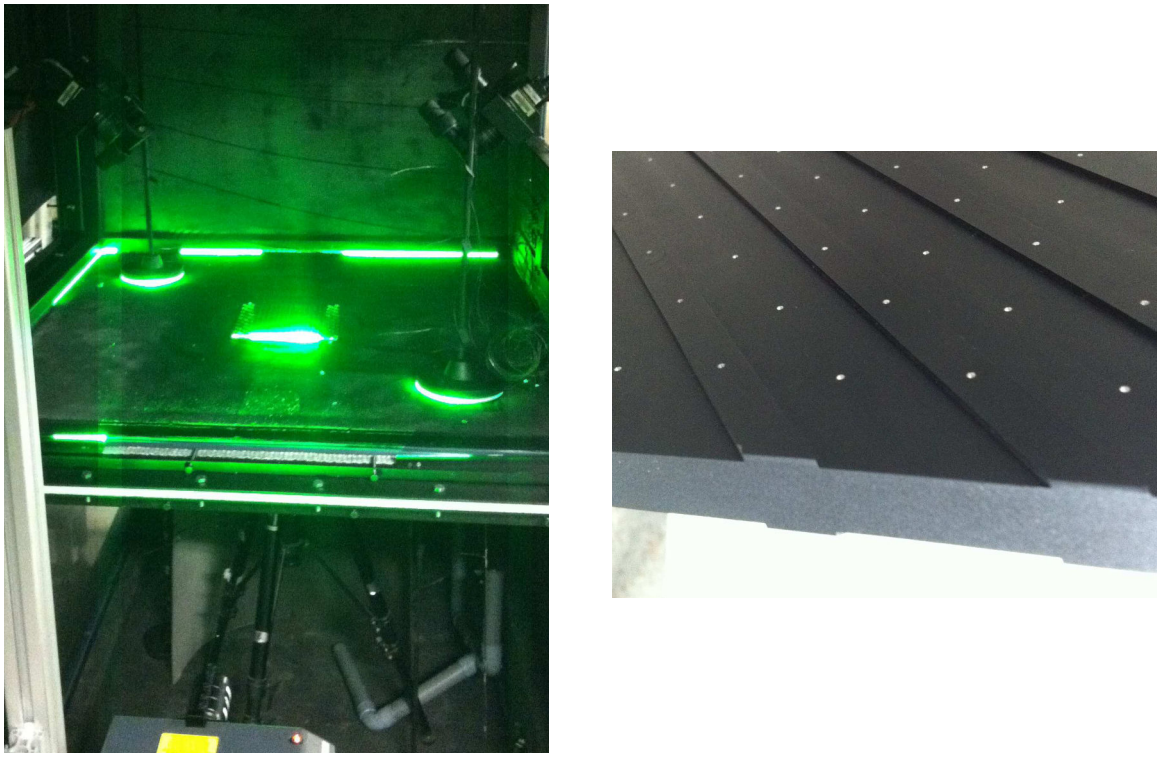
La calibration en stéreo PIV, bien que sensiblement similaire à celle présentée en annexe A, est un peu plus complexe. En effet, cette fois, il faut non seulement faire correspondre les coordonnées du plan objet aux coordonnées du plan image de chaque caméra, mais également reconstruire une "image tridimensionnelle" à partir des vues de chaque caméra. Une fois de plus, l'utilisation de fonctions polynomiales est bien adaptée. Néanmoins la nécessité d'avoir des informations spatiales impose l'utilisation de polynômes en X, Y, Z. En prenant par exemple un polynôme linéaire en X, Y et Z, le système équivalent à (A.1.1) s'écrit pour chaque caméra, en omettant les exposants cam :

$$\begin{pmatrix} W'X' \\ W'Y' \\ W' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} WX \\ WY \\ WZ \\ W \end{pmatrix} \tag{B.2.1}$$

avec toujours W et W' des constante, et $a_{34} = 1$. Cette fois la matrice de transfert a 11 degrés de liberté, la connaissance d'au moins 6 points permet de déterminer les coefficients a_{ij}. Toutefois, afin d'accroitre la précision et corriger les distorsions optiques, l'emploi de polynômes d'ordre 3 en X et Y et linéaire ou quadratique en Z est courant. Les coefficients sont alors déterminés par une méthode de type moindres carrés à partir des coordonnées d'un grand nombre de points caractéristiques. Pour maîtriser ces points caractéristiques, deux méthodes sont régulièrement employées, le déplacement dans la direction z d'une mire plan, ou l'utilisation d'une mire tridimensionnelle. Ici la seconde méthode a été choisie (cf. figure B.2). Cette étape est la pierre angulaire des mesures PIV, il est indispensable d'y consacrer beaucoup de temps et d'attention pour optimiser la qualité des résultats, et il n'est pas rare d'y passer plusieurs jours et de la refaire régulièrement. La figure B.2 illustre cette procédure de calibration avec la mise en place de la mire 3D dans le plan objet illuminé par le laser.

B.3 Ensemencement

Un des points clé des mesures PIV est l'ensemencement. De manière triviale, c'est ce qui permet d'accéder visuellement aux mouvements d'un fluide incolore (ou uniformément coloré). Mais la qualité d'un bon ensemencement, paramétrant la qualité des résultats, nécessite elle aussi une attention particulière et plusieurs paramètres sont à considérer. Le premier critère concerne la taille des particules, matérialisée par le diamètre de la particule d_p. Les particules doivent être suffisamment petites et de faible masse pour suivre tous les mouvements du fluide (changement d'orientation brutal à l'impacte d'une parois ou en canalisation par exemple). En particulier, pour les écoulements à faible nombre de Reynolds, les particules doivent avoir un



(a) (b)

FIGURE B.2 – Étape de calibration du système SPIV. (a) positionnement des caméras et de la mire 3D (au centre de l'orifice), (b) zoom sur le relief de la mire.

temps de sédimentation le plus grand possible. Ce critère est quantifié par le nombre de Stokes $St = \tau U_0/l_c$, où U_0 est la vitesse du fluide, l_c une longueur caractéristique de la géométrie de l'écoulement et $\tau = d_p^2 \rho_p / 18\mu$, appelé temps de relaxation, peut être interprété comme le temps que met la particule à atteindre la vitesse du fluide. Dans ce paramètre, ρ_p est la masse volumique de la particule et μ la viscosité dynamique du fluide en mouvement. Ainsi, un nombre de $St << 1$ signifie que la particule reproduira correctement les mouvements du fluide. Par conséquent le choix de l'ensemencement est déterminé à partir des propriétés du fluide et des vitesses de l'écoulement dont il est nécessaire d'avoir un ordre de grandeur. Les tableaux B.1 et B.2 montrent que l'utilisation de particules d'huile d'olive comme traceurs de l'écoulement permet de valider le critère de Stokes sur une large gamme de vitesse d'écoulement.

		$\mu\,(\times 10^{-5}\,Pa \cdot s)$	
		1.77	2.67
$d_p\,(\mu m)$	0.5	0.72	0.48
	3.5	35.37	23.45

TABLE B.1 – Temps de relaxation τ $(\times 10^{-6}\,s)$ pour différentes tailles de particules d'huile d'olive ($\rho_p \approx 920\,kg/m^3$) et différentes viscosités du fluide de travail (air à 10 et 200 $^\circ C$).

Si la "condition de Stokes" impose de générer des particules de très petite taille, la technologie optique impose d'une part que le diamètre de cette particule soit supérieur à la longueur d'onde du laser, pour éviter des perturbations optiques, mais également la détection des particules par le capteur de la caméra d'autre part. Pour éviter certains phénomènes indésirables, il est d'usage

		$l_c\,(m)$	
		0.038	1.5
$U_0\,(m/s)$	0.01	0.93	0.02
	10	930	23.58

TABLE B.2 – Nombre de Stokes St ($\times 10^{-5}$) pour différentes vitesses d'écoulement, différentes longueurs caractéristiques et les conditions générant le temps temps de relaxation maximum du tableau B.1 ($d_p = 3.5\,\mu m$ et $T = 10\ ^\circ C$).

de vérifier le critère d'échantillonnage de Nyquist, et de détecter une particule sur au moins deux pixels du capteur. Ainsi le choix de la taille des particules est un compromis entre ces deux conditions. Le taux de production de ces particules doit alors être contrôlée afin de garantir un ensemencement optimal, et l'utilisation de générateur de particules calibrés est très courante (cf. figure B.3).

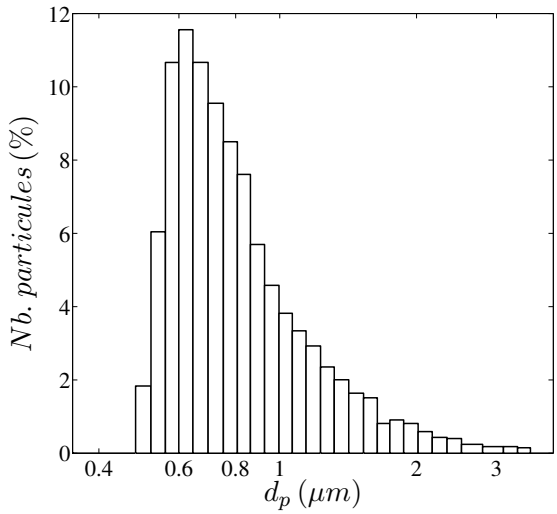


FIGURE B.3 – Distribution en taille de particules du générateur de particules d'huile d'olive utilisé dans cette étude (données constructeur).

Dans le traitement d'image, la densité de particules joue également un rôle important. Premièrement, d'un point de vue statistique, plus le nombre de particules entrant dans le calcul de la corrélation est élevé, plus la probabilité d'obtenir le "vrai" déplacement est élevée. Cependant, un trop grand nombre de particules aura pour conséquence d'augmenter l'intensité de la fonction d'inter-corrélation de façon homogène (pic et bruit) ce qui peut conduire à ne plus distinguer le pic. Et une densité trop faible donnera un pic d'inter-corrélation de faible intensité car peu de particules participent au calcul de cette fonction. Enfin, les particules ayant une certaine dynamique, une partie d'entre elle n'apparait pas dans la même fenêtre d'interrogation d'un cliché à l'autre ou entrent et sortent du plan objet, ce qui contribue à augmenter le bruit de fond de l'inter-corrélation. Pour minimiser ces sources d'erreur, il est d'usage de contrôler l'ensemencement de façon à avoir un minimum d'une dizaine de particules par fenêtre d'interrogation dans lesquelles elles ont un déplacement compris entre $2d_p$ et 1/4 de la taille de la fenêtre d'interrogation, dans le plan objet et dans la direction normale à celui-ci.

La dernière difficulté, notamment pour les écoulements de convection naturelle ou à bas nombre de Reynolds, est d'introduire l'ensemencement dans l'écoulement sans perturber celui-ci.

B.4 Traitement d'images

Afin d'obtenir les champs de vecteurs recherchés, les images numériques doivent être traitées via un algorithme possédant un nombre d'étapes variables selon la qualité des images. Idéalement cet algorithme ne contient qu'une seule étape consistant à rechercher du déplacement des particules dans chaque fenêtre d'interrogation : c'est à dire l'inter-corrélation. Pour des raisons pratiques et d'économie de temps de calcul, cette opération est effectuée via une transformée de Fourier du signal dans chaque fenêtre d'interrogation. Dans l'espace des phases, l'inter-corrélation revient à faire le produit des transformées de Fourier de ces signaux. La transformée inverse de ce produit donne la déplacement dans l'espace du capteur de la caméra. Cette étape est illustrée sur la figure B.4.

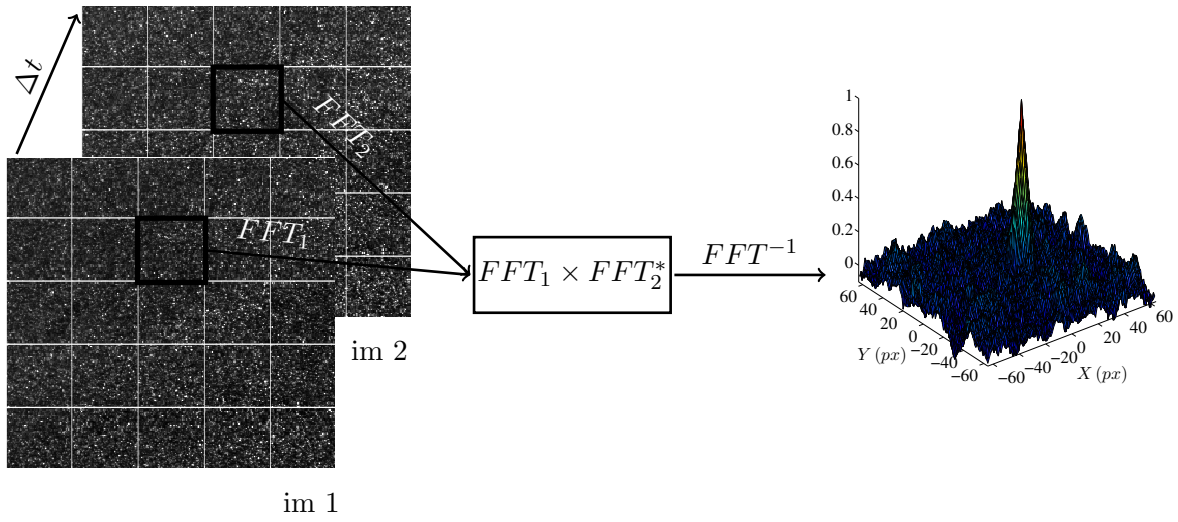


FIGURE B.4 – Procédure d'inter-corrélation par transformée de Fourier.

Les particules suivent le mouvement et sont par conséquent elles aussi en mouvement. Dans une fenêtre d'interrogation, les particules se situant sur la périphérie dans la première image ont de fortes chances de ne pas apparaitre dans la même fenêtre d'interrogation sur la seconde image. De la même façon, des particules venant de fenêtres d'interrogation mitoyennes peuvent apparaitre dans cette fenêtre sur la seconde image. Par conséquent, et notamment dans les zones de fort gradient de vitesse, les particules quittant la fenêtre ne sont pas prises en compte dans l'inter-corrélation, ce qui diminue le taux de probabilité, et les particules entrant dans cette fenêtre entrent dans le calcul d'inter-corrélation augmentant l'erreur. Afin de palier à ce phénomène, les fenêtres d'interrogation peuvent être déplacées entre les deux images. Dans le cas où ce déplacement n'est pas connu, ce décalage se fait par le biais d'un algorithme à passes multiples de prédiction, dont le fonctionnement est le suivant : sur une fenêtre d'interrogation de grande taille, une première analyse est effectuée afin de déterminer un déplacement probable des particules dans cette fenêtre. Ce déplacement est alors représenté par un vecteur appelé "vecteur prédicteur"(noté ici $\vec{V_p}$) et ayant pour origine le centre de cette fenêtre. Lors de la passe suivante la fenêtre d'interrogation de la première image est déplacée de $-0.5\vec{V_p}$ et celle de la seconde image de $+0.5\vec{V_p}$. L'inter-corrélation entre ces fenêtres d'interrogation donne un nouveau vecteur prédicteur corrigeant le premier. Lors de ces différentes passes, la probabilité de retrouver toutes les particules étant accrue, les fenêtres d'interrogation peuvent être réduites, augmentant ainsi la résolution spatiale (sous réserve que la dernière taille de fenêtre permette de respecter les conditions énoncées dans les sections amont).

En outre, le résultat de l'inter-corrélation est donné dans un espace de même dimension que celui des fenêtres d'interrogation qu'il traite. Cela signifie que dans ce maillage la mesure du déplacement est faite avec une précision de l'ordre du 1/2 pixel, c'est à dire qu'un déplacement est donné à $n\,px \pm 0.5\,px$ où n est un entier. Cela vient du fait qu'un pixel ne peut contenir qu'une seul couleur. Une méthode dite de mesure du déplacement sub-pixel permet d'accroître la précision de cette mesure de déplacement. Elle consiste à estimer la position du nouveau pic de corrélation en effectuant une interpolation des valeurs directement voisines au pic entier. Dans le cas présent, l'interpolation du pic de corrélation est effectuée grâce à une fonction gaussienne.

Une dernière étape enfin permet de corriger de potentiels vecteurs aberrants. Il s'agit de comparer chaque vecteur avec un certain nombre de ces voisins (ici 8), et à partir de certains tests, de valider, supprimer ou corriger celui-ci. Le test retenu ici est celui de la médiane normalisée défini par :

$$\frac{|U_{med} - U_0|}{r_{med} + \epsilon_b} < \epsilon$$

où l'indice 0 fait référence au vecteur à traiter, l'indice med désigne la valeur médiane de la quantité considérée, ϵ est le seuil au dessus duquel le vecteur sera considéré comme faux, ϵ_b est un terme additionnel destiné à tenir compte des bruits résiduels de la corrélation (estimé autour de $0.1 - 0.2$ en pratique), et r est le résidu donné par $r_i = |U_{med} - U_i|$ où l'indice i désigne les voisins du vecteur à traiter.

B.5 Convergence des grandeurs moyennes

Si la discrétisation spatiale est déterminée par la taille du capteur, la résolution temporelle de la mesure est liée à la fréquence d'acquisition de la caméra. Le problème qui se pose alors est qu'avec les technologies actuelles, il est impossible de produire des mesures résolues à la fois spatialement et temporellement (problème de stockage, de rapidité d'écriture, etc.). Un compromis est donc nécessaire, privilégiant alors une résolution spatiale ou temporelle selon le besoin (et malheureusement le facteur déterminant reste souvent le coût). Pour le travail présenté dans ce mémoire, une résolution spatiale a été privilégiée au détriment d'une fréquence d'acquisition élevée. Par conséquent, non seulement l'étude d'une quelconque turbulence n'aurait pas de sens mais en outre, le nombre limité d'images peut mettre à mal l'étude de grandeurs moyennes qui peuvent potentiellement mal traduire le phénomène physique. Afin de pouvoir quantifier la cohérence des grandeurs moyennes calculées avec le phénomène d'intérêt observé, une étape de validation consistant à déterminer le nombre d'image minimum à traiter à partir duquel une fluctuation "instantannée" d'une grandeur n'affecte plus la moyenne de cette grandeur. La figure B.5 propose une illustration de cette étude de convergence.

Pour les différents diamètres d'orifice, la convergence des grandeurs des débits moyens n'est acceptable qu'à partir d'environ 90% des images traitées, soit entre 1800 images pour $63.5 \leq D \leq 152.4\,mm$ et 2200 pour $190.5 \leq D \leq 260\,mm$.

B.6 Réglages et paramètres d'acquisition utilisés

Le changement de diamètre de l'orifice ainsi que celui du débit de ventilation entrainant des changements dans la gamme de vitesse à mesurer ainsi que dans la résolution spatiale de ces mesures, plusieurs calibrations ont été nécessaires, et les paramètres d'acquisition adaptés pour chaque essai. Le tableau B.3 propose une synthèse de ces paramètres en indiquant les gammes utilisées pour chacun d'eux.

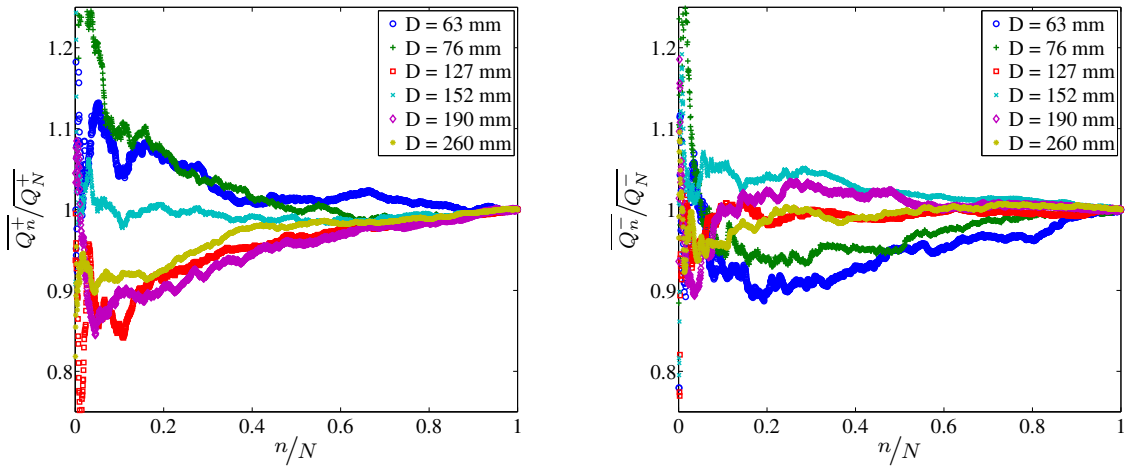


FIGURE B.5 – Exemples de convergence statistique de la moyenne des débits pour les différents diamètres d'orifice étudiés en convection naturelle. (a) débits ascendants, (b) débits descendants.

	Config. 1	Config. 2
énergie laser (mJ)	200	
temps par pulse (ns)	9	
longueur d'onde laser (nm)	532	
épaisseur nappe laser (mm)	4	
résolution CCD (px^2)	4008 × 2672	2048 × 2048
distance focale (mm)	50	60
raffinement des fenêtres d'interrogation (px^2)		
début	64	64
fin	24	16
recouvrement PIV (%)	50	
fréquence d'acquisition (Hz)	2.07	2.07 - 14.5
nombre de clichés	1500 - 2500	1500
taille du champ (mm^2)	324 × 156 - 728 × 319	262 × 171 - 312 × 200
résolution spatiale (mm)	0.89 - 2.9	0.92 - 1.15
nombre de vecteurs valides	1500 - 6500	15000 - 21500
facteur de calibration ($\mu m/px$)	111.7 - 241.9	115.1 -143.6
Δt (μs)	500 - 2500	700 - 1500

TABLE B.3 – Caractéristiques pour les deux configurations du système SPIV et des paramètres d'acquisitions utilisés.

B.7 Erreur de mesure

La confiance accordée aux mesures PIV est une information relativement complexe à estimer dans la mesure où la chaîne d'acquisition est longue et les sources d'erreur nombreuses, allant de la taille et la densité des particules (variable au cours du temps) au traitement d'images en passant par des défauts d'alignement des caméras ou de la nappe laser. Afin d'obtenir un ordre de grandeur représentatif de l'erreur commise sur les mesures effectuées, le choix a été fait de traiter

le protocole de mesure dans son intégralité et d'estimer l'incertitude liée au calcul de grandeurs moyennes (en l'occurrence le débit). Cette étape de calibration de l'erreur de la mesure du débit est réalisée en injectant de l'air à température ambiante ensemencé dans le compartiment bas pour trois débits contrôlés par débitmètre massique TSI modèle 4043 (gamme $0 - 200\,l/min$) donnant une valeur à $\pm 2\%$. Des mesures de vitesse par SPIV sont réalisées en sortie de l'orifice, pour les trois débits d'injection et pour trois diamètres de trémie.

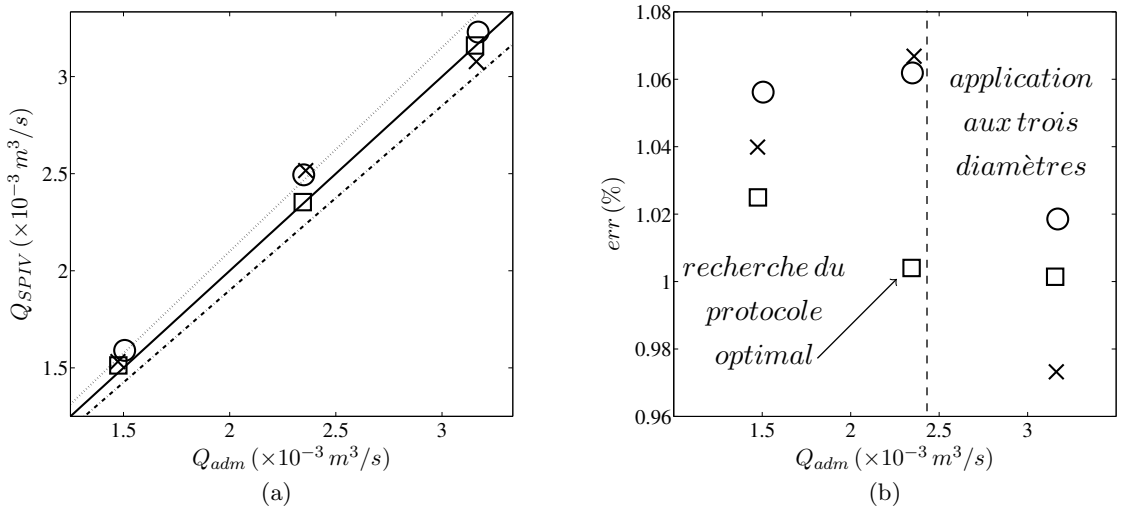


FIGURE B.6 – Estimation de l'erreur de mesure commise sur la grandeur moyenne du débit. (◯) $D = 38.1\,mm$, (×) $D = 152.4\,mm$, (□) $D = 260\,mm$. (a) (−) $Q_{SPIV} = Q_{adm}$, (·−) $Q_{SPIV} = 0.95\,Q_{adm}$, (· · ·) $Q_{SPIV} = 1.05\,Q_{adm}$, (b) erreur relative en fonction du débit d'admission.

Les conditions de prises d'image (Δt, Δx) et leur traitement (filtres, vecteurs prédicteurs, etc.) sont changées pour les différents essais de façon à dégrader volontairement les conditions de calcul des débits et qualifier ainsi avec le plus d'objectivité et le plus de représentativité possible, le meilleur moyen d'estimer le débit. Ainsi, le protocole offrant les meilleurs résultats est retenu. Dans un premier temps, cette recherche s'est focalisée sur deux débits et trois diamètres d'orifice (cf. figure B.6(b)). Une fois le protocole optimal déterminé (cf. §B.4), des mesures de vérifications sont effectuées pour un troisième débits et pour les trois diamètres. Ainsi, la confiance qui peut être accordée aux mesure de débit est estimée à $\pm 2.7\,\%$, ce qui, en prenant le cas le plus pénalisant d'incertitude du débitmètre de contrôle donne une estimation du débit mesuré par SPIV à $\pm 1.6\,\%$. Il est important de signaler que dans cette recherche du protocole optimisé, quelles que soient les conditions testées, une attention particulière a été portée sur la qualité des images à traiter (ensemencement, ouverture des caméras, mise au point, etc.).

Références

Boutier, A. Arnal, D. David, L. Eléna, M. Haertig, J. Lecordier, B. Millan, P. Most, J. M. Riethmuller, M. 2012, Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides. *Lavoisier.*

Hu, Hui. 2013, Stero particle imaging velocimetry techniques : Technical basis, system setup, and application. *Handbook of 3D machine vision : Optical metrology and imaging.*

Raffel, M. Willert, C. Wereley, S. & Kompenhans, J. 2007, Particle Image Velocimetry, A Pratical Guide. *Springer.* **Second Edition**.

TSI. 2011, Insight 4G User's Guide. **Revision A**.

Annexe C

Première approche numérique de l'écoulement avec le code à champs ISIS

Sommaire

C.1 Caractérisation d'une source équivalente 100
C.1.1 Modélisation du panache idéal 100
C.1.2 Montage expérimental 102
C.1.3 Recherche d'un panache équivalent 102
C.2 Simulation numérique 104

Résumé

Un des principaux problèmes de l'approche numérique de la mécanique des fluides repose sur la modélisation de la turbulence. Aussi il est difficile pour les codes de reproduire un écoulement turbulent généré par une surface chaude. Aussi afin de comparer les expériences "petite échelle" réalisées dans le dispositif Styx, à des calculs menés avec le code ISIS, la modélisation de la source de chaleur pose problème. Il a donc été choisi de modéliser une "source équivalente". Cette source a été caractérisée afin de générer un panache thermique équivalent. Après avoir introduit les principales notions de la modélisation du panache, les résultats expérimentaux sont présentés ainsi que les caractéristiques retenues pour la modélisation de la source équivalente. Une seconde partie est consacrée à la présentation de résultats obtenus par simulation numérique.

Introduction

La simulation numérique des expériences réalisées dans le dispositif Styx permet de confronter une quantité d'informations obtenues par mesures SPIV avec le code de calcul ISIS, et par là, de éprouver la capacité du code à reproduire les phénomènes inhérents à l'écoulement de fumée à travers un orifice horizontal, observés expérimentalement.

Une des problématiques actuelles de l'approche numérique de la mécanique est fluides réside dans le traitement de la turbulence. Dans cette étude, la turbulence est traitée par une approche dite "LES" (Large Eddy Simulation), consistant à traiter directement les grosses structures turbulentes, transportant la majeur partie de l'énergie cinétique, et à modéliser les petites structures, atténuées par la viscosité du fluide.

Se pose alors le problème de la modélisation de la source de chaleur utilisée expérimentalement (une résistance électrique pour rappel). En effet, à proximité d'une parois les vitesses sont très faibles (nulles à la parois), et les structures turbulentes de petite taille sont dissipées par la viscosité du fluide, et numériquement, ces structures sont modélisées. A partir de là, il est difficile dans une simulation, du moins sur des temps courts et sauf artifice numérique particulier, de créer de la turbulence à la surface d'un objet. Même dans le cas où cet objet a une température supérieure à l'ambiant, ce qui est le cas de la résistance électrique. Globalement, les écoulements initiés par un phénomène de convection libre peuvent poser problème pour la simulation à proximité de la source. Dans le cas présent, la solution envisagée est alors de simuler le foyer par une source équivalente, dont les conditions initiales, c'est à dire à la source, de température T_i, vitesse w_i, rayon b_i et altitude z_i, où l'indice i représente ces conditions initiales, permettent de reproduire les mêmes caractéristiques physiques, et notamment la puissance convective, que la résistance électrique.

Pour rechercher les paramètres initiaux de cette source équivalente, l'idée a été de caractériser le panache thermique produit par la résistance électrique. Grâce aux mesures réalisées et aux lois de panache, une source équivalente, générant le même panache thermique a été proposée.

C.1 Caractérisation d'une source équivalente

C.1.1 Modélisation du panache idéal

Un panache peut être défini par l'évolution spatiotemporelle de trois grandeurs (densité, vitesse et rayon) reliées par les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de flottabilité (Morton & al. (1956)). Dans une ambiance au repos, un panache établi est idéalement axisymétrique, et les grandeurs caractéristiques sont exprimées dans un repère (O, r, z). Afin de déterminer l'allure de ces grandeurs dans tout l'espace, une hypothèse de profils autosimilaires est introduite. A partir de là, deux approches sont utilisées. La première consiste à considérer une variation radiale gaussienne (indicée "G") des profils de vitesse verticale et de densité :

$$w_G(r,z) = w_{Gmax} \exp\left(-\frac{r^2}{b_{Gw}^2(z)}\right) \qquad et \qquad \eta_G(r,z) = \eta_{Gmax} \exp\left(-\frac{r^2}{b_{G\eta}^2(z)}\right)$$

où $\eta = (\rho_\infty - \rho)/\rho$ est le déficit de densité, l'indice max représente les valeurs prises sur l'axe $r = 0$, b_η le rayon associé au champ de densité, et b_w le rayon associé au champ de vitesse. Par la suite, et par manque d'information sur le champ de température, il sera considéré que ces rayons sont confondus, et que le rayon du panache, estimé à partir du champ de vitesse, est le lieu où la vitesse verticale atteint une valeur de $w(r = b_{Gw}) = {}^{w_{max}}/_{exp(1)}$.

Cette modélisation décrit relativement bien les variations réelles de ces grandeurs. Malgré cela, et pour des raisons de simplicité d'écriture, une seconde approche consiste à définir des profils appelés "top hat" (indicé "T"), exprimant une fonction créneau pour modéliser l'évolution radiale des profils de vitesse verticale et de densité :

$$w_T(r,z) = \begin{cases} w_T(z) & r \leq b_{Tw} \\ 0 & sinon \end{cases} \qquad et \qquad \eta_T(r,z) = \begin{cases} \eta_T(z) & r \leq b_{T\eta} \\ 0 & sinon \end{cases}$$

Il existe néanmoins des relations permettant de passer d'une modélisation à l'autre (voir Michaux (2009)). La figure C.1 présente les différences entre ces deux approches.

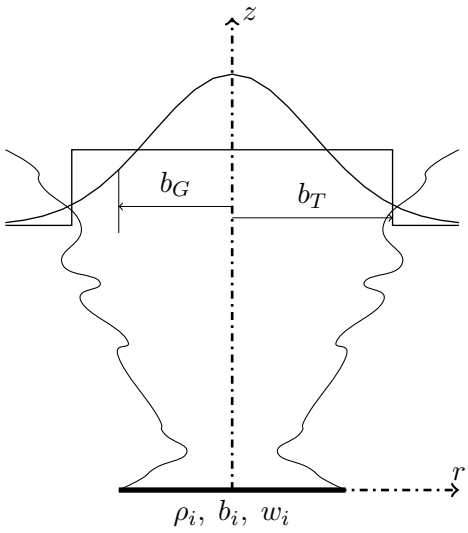


FIGURE C.1 – Modélisations gaussienne et créneau des profils de vitesse verticale ou/et de densité d'un panache axisymétrique.

En utilisant la modélisation en créneau ("top hat") et l'hypothèse d'entrainement stipulant que la vitesse d'entrainement $u_e = \alpha\sqrt{\rho/\rho_\infty}w$ où α est le coefficient d'entrainement, les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de flottabilité s'écrivent (en omettant l'indice "T") :

$$\frac{d}{dz}(w\beta^2) = 2\beta\alpha w \tag{C.1.1a}$$

$$\frac{d}{dz}(w^2\beta^2) = \eta g\beta^2 \tag{C.1.1b}$$

$$\frac{d}{dz}(\eta w\beta^2) = 0 \tag{C.1.1c}$$

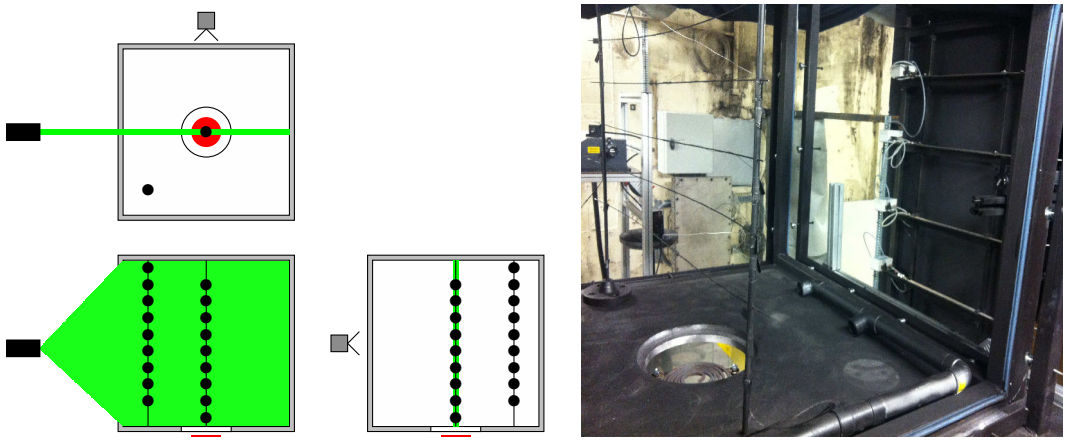
avec $\beta = b\sqrt{\rho/\rho_\infty}$.

Les grandeurs peuvent être reliées par la fonction $\Gamma = \frac{5g\eta\beta}{8\alpha w^2}$, définissant un nombre de Richardson local. Cette fonction permet de définir trois régimes de panache selon la valeur de Γ. $\Gamma > 1$: panache paresseux, $\Gamma = 1$: panache pur et $\Gamma < 1$: panache forcé.

A partir d'une étude des comportements asymptotiques, Candelier & Vauquelin (2012) proposent une modélisation donnant l'évolution, en champ proche et en champ lointain, de $\beta(z)$, $\eta(z)$ et $w(z)$ à partir de la seule connaissance de leur valeurs initiales (à la source). Cette modélisation sera utilisée par la suite pour valider le panache équivalent obtenu à partir des mesures expérimentales.

C.1.2 Montage expérimental

Les mesures sont effectuées dans le compartiment supérieur du dispositif Styx (cf. Figure C.2). Les parois latérales ainsi que le toit sont ôtés. La résistance est placée juste sous la trémie afin de ne pas perturber la prise d'image et ne pas avoir recours à l'utilisation de filtres. Un mat de thermocouples ($0.25\,mm$ type K) placé dans l'axe permet de mesurer la variation verticale de la température dans l'axe du panache. Un autre mesure la température ambiante. Des mesures PIV permettent d'obtenir le champ de vitesse dans un plan passant par l'axe du panache. Ces mesures sont réalisées grâce à une caméra $11\,Mpx$ à capteur CCD ayant une fréquence d'acquisition de $2\,Hz$. La taille du champ PIV, d'environ $0.52 \times 0.78\,m^2$, est estimée comme suffisante à la suite d'une étude par "visu" du panache.



(a) (b)

FIGURE C.2 – Montage expérimental. (a) schéma du montage, (b) photographie.

Les acquisitions PIV sont menées après avoir attendu un régime thermiquement stable du panache. Cet état stationnaire est déterminé en suivant l'évolution des thermocouples placés dans l'axe du panache, et est obtenu après environ une heure de chauffe.

C.1.3 Recherche d'un panache équivalent

Le champs de vitesse est moyenné sur 997 images (soit environ 8 minutes). Les profils bruts des vitesses sont tracés pour différentes hauteurs afin de ne retenir que la partie ayant le comportement se rapprochant au mieux d'une gaussienne. Sur cette partie, le maximum est recherché en excluant le bord (vecteurs faux liés à la mesure). Certains profils, dont le maximum ne se trouve pas exactement sur l'axe (conditions ambiantes perturbées : vitesses radiales liées à la ventilation hotte aspirante) du panache sont translatés. Pour des raisons liées aux conditions d'ensemencement et au traitement d'image, les données de vitesses ne sont utilisable qu'entre 0.2 et 0.7 m.

La figure C.3(a) présente un exemple de profils de vitesse verticale obtenus pour différentes hauteurs à partir des mesures PIV, et ayant permis la calcul du rayon du panache. Le comportement autosimilaire des profils de vitesse verticale du panache est illustré par la figure C.3(b).

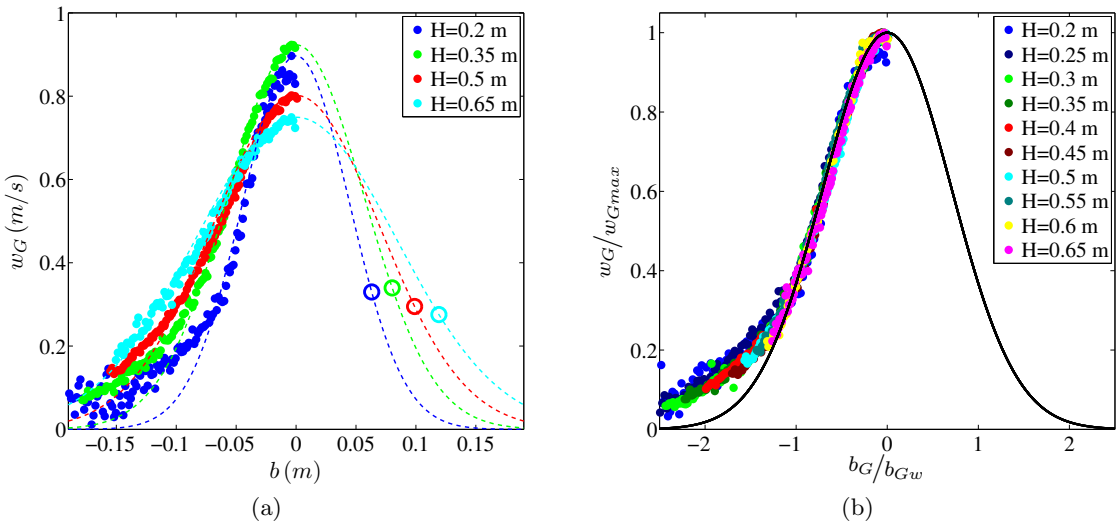


FIGURE C.3 – Profils gaussiens la vitesse verticale. (•) points expérimentaux à différentes hauteurs, (◯) rayon du panache, (– –) profil gaussien recalculé. (a) profils ayant permis le calcul du rayon $b_{Gw}(z)$, (b) profils autosimilaires.

La résolution des mesures de vitesse étant supérieure à celle des températures, les résultats expérimentaux sont discrétisé par rapport au champ de vitesse. Les mesures de température correspondantes sont alors interpolées entre les hauteurs des thermocouples disponibles les plus proches. La figure C.4 présente l'évolution des grandeurs β_G, η_G et w_G en fonction de l'altitude z.

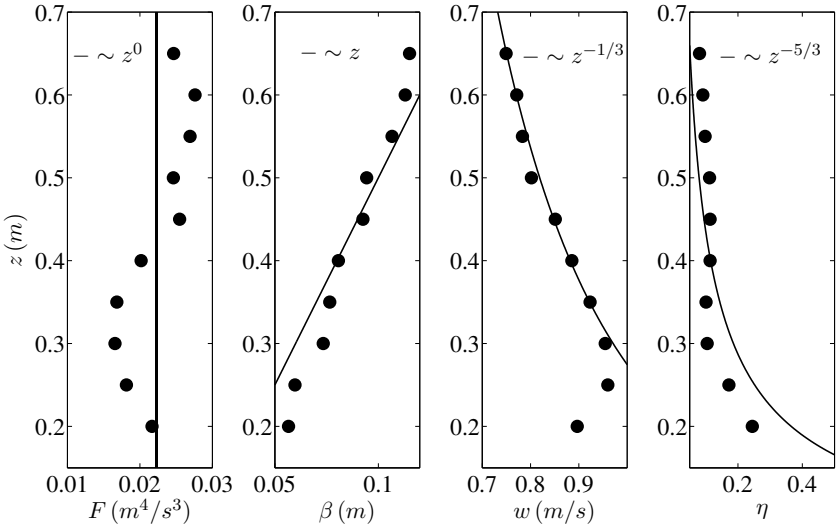


FIGURE C.4 – Évolution des grandeurs F, β, η et w en fonction de l'altitude z. (•) points expérimentaux, (−) approximations fréquemment rencontrées dans la théorie des panaches autosimilaires.

L'équation (C.1.1c) permet d'écrire que le flux de flottabilité $F = \eta w \beta^2 \pi g$ est constant suivant la hauteur, et donc à la source. Ainsi la condition initiale de vitesse verticale w_i est déterminée à partir d'une valeur moyenne de $F(z)$ (F n'ayant malheureusement pas été trouvé constant expérimentalement). D'autre part, $b_i = 0.09\,m$, le rayon matériel de la résistance, et

$T_i = 200\,^\circ C$ la température estimée de la résistance sont imposés. La source équivalente est alors modélisée par une injection d'air à $200\,^\circ C$ à une vitesse de $0.269\,m/s$ par une buse $0.09\,m$ de rayon. La figure C.5 présente l'évolution des grandeurs β, η et w en fonction de z/β_i ainsi que les solutions en champ proche ("inner") et champ lointain ("outer") proposées par Candelier & Vauquelin (2012) calculées pour ces conditions initiales.

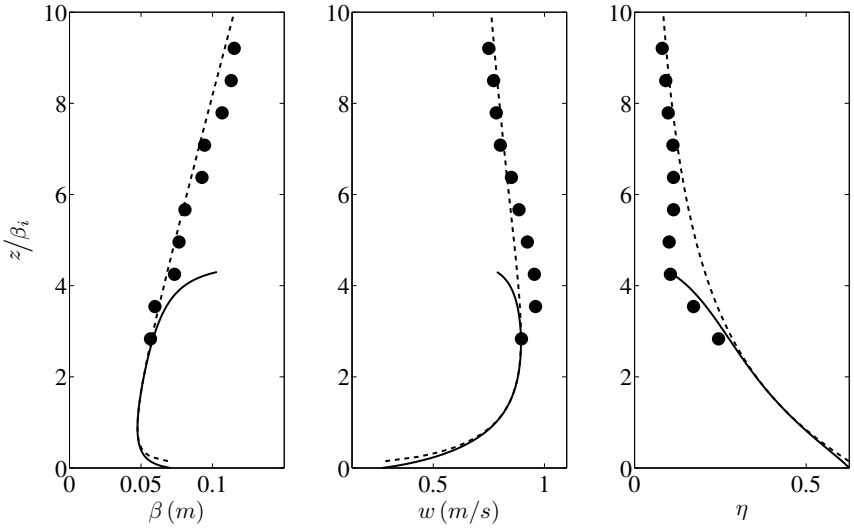


FIGURE C.5 – Évolution des grandeurs β, η et w en fonction de l'altitude z/β_i. (•) points expérimentaux, (−) solution inner, (−−) solution outer.

Ce panache équivalent est paresseux ($\Gamma_i \approx 37$) et permet de générer un certain taux de turbulence à l'injection, $Re_i = 2b_i w_i/\nu \approx 1600$, où la viscosité cinématique du fluide $\nu \approx 30 \cdot 10^{-6}\,m^2/s$ est estimée pour l'air à $200\,^\circ C$.

C.2 Simulation numérique

Des simulations numériques avec le code à champs ISIS (Suard & al. (2006)) ont été entreprises dans le but de rechercher d'avantage d'informations sur la physique de l'écoulement à travers l'orifice. Elles ont également permis de mettre en lumière d'autres problèmes liés à la modélisation numérique de l'écoulement établi de convection naturelle à travers un orifice horizontal.

Représentant une première étape vers la confrontation avec des mesures SPIV, elles permettent entre autre d'observer l'interaction des fluide au sein de l'orifice, et la façon dont ils pénètrent et s'échappent de celui ci. La configuration présentée traite du régime de convection naturelle.

Pour gagner en temps de calcul et atteindre un régime thermiquement stationnaire, les parois du local source sont considérées comme étant adiabatiques, et à l'instant initial l'ambiance de ce compartiment est stratifiée thermiquement. Cette stratification thermique est linéaire et représente le gradient de température obtenu expérimentalement.

S'il a été choisi de représenter les conditions thermiques permettant d'obtenir un régime permanent par une injection d'air à une température constante, cette solution génère une surpression dans le compartiment lié à un apport de masse. L'écoulement simulé est alors en régime de convection mixte, et a tendance à être monodirectionnel à travers l'orifice. Pour palier à cela, et retrouver des conditions de convection naturelle, une surface d'extraction est créée permettant d'annihiler ces effets de pression en retirant du domaine de calcul la même masse

que celle apportée par l'injection. Après plusieurs calculs préliminaires, et pour traduire les effets d'atténuation de vitesse sous plafond, rendus possibles expérimentalement par la mise du déflecteur, une parois verticale est de $10\,cm$ de hauteur est créée numériquement. La figure C.6 présente la géométrie du domaine de calcul de cette étude numérique. Sa discrétisation spatiale comporte 3522464 mailles, dont 100000 représentant l'orifice de $190.5\,mm$ de diamètre.

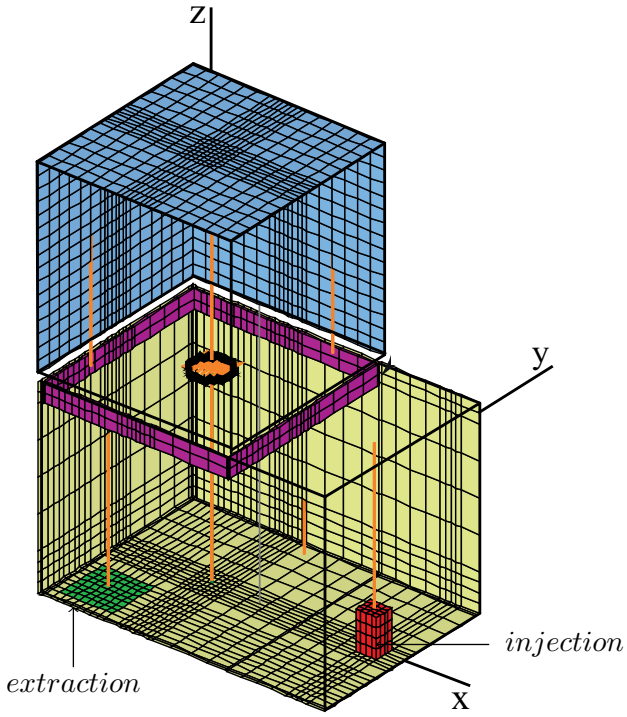


FIGURE C.6 – Géométrie du domaine de calcul.

Le calcul des grandeurs moyennes est effectué de la même façon que celle décrite §3.3.1 après avoir obtenu un état thermiquement stationnaire. Ce régime est rejoint après environ $250\,s$ de simulation, ce qui représente autour de $450\,h$ de calcul sur 24 processeurs.

L'observation du champ de vitesse moyen montre, à l'instar de ceux obtenus par SPIV, que l'écoulement chaud occupe, en sortie d'orifice, une section plus ou moins centrée, alors que le fluide froid est cantonné sur les zones pariétales. En outre, l'accès numérique à ces champs de vitesses pour différentes altitudes au sein de l'orifice permet de constater que ce comportement est inversé en entrée d'orifice. Ceci conforte les observations faites lors des mesures par SPIV ainsi que le schéma d'écoulement supputé avec les liquides non-miscibles. La figure C.7 présente les champs de vitesse moyens pour différentes altitudes au sein de l'orifice. De chaque côté, le fluide entre en périphérie puis est brassé avec l'autre fluide pour occuper le centre de la section en sortie d'orifice.

Une comparaison entre les différentes grandeurs moyennes d'intérêt obtenues pas SPIV et numériquement est proposée par le tableau C.1.

Malgré les difficultés à simuler un écoulement établi de convection naturelle, le code ISIS permet d'apprécier à la fois qualitativement et quantitativement, avec une précision acceptable les grandeurs physiques caractérisant ce type de phénomène.

Cette étude représente la première étape vers une vérification de la capacité du code ISIS

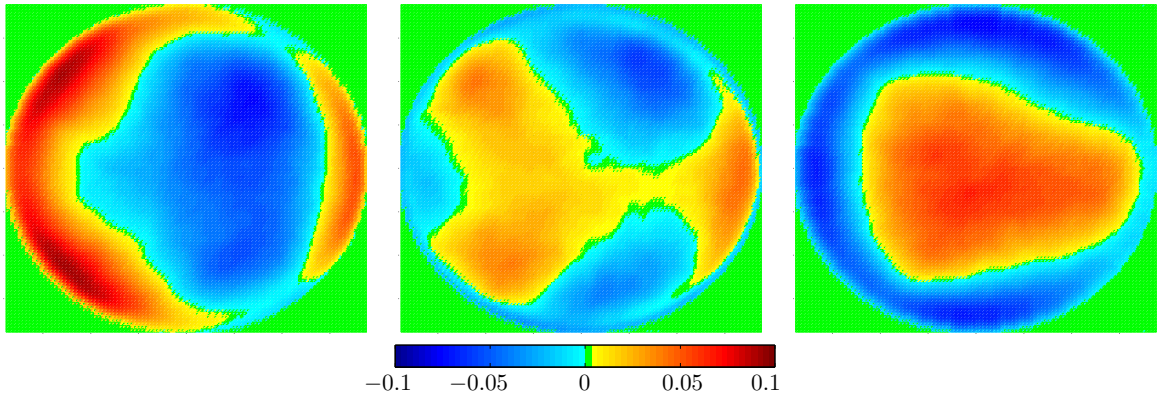


FIGURE C.7 – Champ moyen de vitesse $\overline{w}(x, y)$ (m/s) à différentes hauteurs pour un orifice de 190.5 mm de diamètre. De gauche à droite : bas, mi-hauteur et haut de l'orifice.

	SPIV	ISIS	écart (%)
$\overline{wd^+}$ (m/s)	0.1208	0.114	5.63
$\overline{wd^-}$ (m/s)	-0.0869	0.1056	21.52
$\overline{s^+}/S$	0.4536	0.4742	4.54
$\overline{s^-}/S$	0.5186	0.525	1.23
$\Delta\rho/\overline{\rho}$	0.1745	0.1423	-18.45
Fr	0.0708	0.084	18.64

TABLE C.1 – Comparaison des différentes grandeurs moyennes issues de simulation numérique avec celles calculées à partir des mesures SPIV.

à simuler des écoulements de convection mixte de fluides à densité variable à travers un orifice horizontal reliant deux compartiments.

Références

Candelier, F. & Vauquelin, O. 2012, Matched asymptotic solutions for turbulent plumes. *J. Fluid Mech.* **699**, 489-499.

Ezzamel, A. 2011, Free and Confined Buoyant Flows. *Thèse de doctorat.*

Michaux, G. 2009, Etude sur la dynamique d'un panache massique en champ libre et en milieux confiné ventilé. Application à la simulation sur maquette des feux en tunnels. *Thèse de doctorat.*

Morton, B. R. Taylor, G. I. & Turner, J. S. 1956, Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proc. R. Soc. Lond.* A **234**, 1-23.

Suard, S. Audouin, L. Babik, F. Rigollet, L. Latche, J. C. 2006, Verification and validation of the ISIS CFD code for fire simulation. *Workshop on Assessment of Calculation Methods in Fire Safety Engineering.* Southwest Research Institute, San antonio.