



Utilisation de la Stéréo PIV dans l'étude d'un écoulement de convection naturelle à travers un orifice horizontal

Kevin VARRALL^a, Hugues PRETREL^a, Samuel VAUX^a, Olivier VAUQUELIN^b

(a) Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire (IRSN), Laboratoire ETIC
13115 St Paul Lez Durance, France

(b) Université Aix Marseille, Laboratoire IUSTI, UMR 6595, 5 Rue Enrico Fermi,
13453 Marseille Cedex 13, France

kevin.varrall@irsn.fr, hugues.pretrel@irsn.fr, samuel.vaux@irsn.fr, olivier.vauquelin@univ-amu.fr

Résumé : Une étude expérimentale est menée afin d'étudier l'écoulement de convection naturelle à travers un orifice horizontal. Dans cette ouverture, l'écoulement est le siège d'une compétition entre les forces de flottabilité et les forces de frottement et est bidirectionnel. Cet orifice, de section circulaire est caractérisé par le rapport géométrique L/D de sa hauteur L par son diamètre D . Le gradient de température ($\Delta T \approx 50$ °C à l'orifice) est engendré par une résistance électrique. La technique de mesure optique "Stéréo PIV" permet de déterminer le champ des vitesses au sein de l'orifice pour les différents diamètres étudiés. L'étude des champs moyens montre une organisation géométrique de l'écoulement bidirectionnel malgré un régime dynamique instationnaire. Le rapport d'occupation des fluides ascendant et descendant s'inverse, s'accompagnant d'extrema des vitesses débitantes, pour une valeur de $L/D \approx 0.41$ déjà observée dans la littérature comme étant une zone de changement de comportement de l'écoulement bidirectionnel.

Mots clés : Convection naturelle, orifice horizontal, mesures Stereo PIV

1. Introduction

Dans un contexte de sûreté des installations nucléaires, prédire la propagation des fumées d'incendie, pouvant transporter des matières dangereuses, est un enjeu important. Les ouvertures horizontales sont fréquemment rencontrées dans les installations (passage de câbles, trémie, etc.) et peuvent représenter une brèche dans le système de confinement par laquelle la fumée peut s'écouler. En l'absence d'énergie due à une source mécanique, cet écoulement de convection naturelle n'est généré que par les forces de flottabilité dues à un gradient de température entre les gaz chauds et l'ambient. Cet écoulement est bidirectionnel à travers l'orifice, ce qui, en cas d'incendie, peut avoir un impact direct sur la quantité de comburant disponible, et par là, sur la puissance et la durée de l'incendie.

D'un point de vue physique, la modélisation de ces écoulements, peu étudiés, est complexe en raison du caractère bidirectionnel avec des zones de cisaillement. En outre, les corrélations prédictives proposées ne sont pas matures et demeurent faiblement validées. Les études existantes, dont les domaines d'investigation sont résumés dans le Tableau 1 sont basées sur des expériences où la flottabilité est engendrée soit par une différence de température d'un même fluide, soit par une différence de densité entre deux liquides de nature différente à température ambiante. L'objectif de ces études est de proposer une approche corrélatrice des débits ascendant et descendant à partir d'expérimentations.

Tableau 1 : Synthèse des études expérimentales relatives à un écoulement à travers un orifice horizontal

	Fluides	L/D	$\Delta\rho/\rho$	Re ($= 4Q/\pi Dv$)	Mesure de débit
Brown [1]	air	0.0825 – 0.66	0.19	-	Flux thermique et T
Mercer & Thompson [2]	eau	3.5 – 18	0.1	-	Eq. (1)
Espetin [3]	eau	0.015 – 10	0.025 – 0.17	50 – 1000	Eq. (1)
Tan & Jaluria [4]	eau	0.07 – 4	0.044 – 0.13	80 – 800	Eq. (1)
Conover et al. [5]	eau	0.008 – 0.106	0.05 – 0.12	360 – 670	LDV et Eq. (1)
Li [6]	air	0.027 – 4.455	0.02 – 0.12	300 – 4000	Fil chaud et LDA

Pour les expériences à température variable, la mesure des débits est faite, soit indirectement (Brown [1]), par mesures de température et de flux thermique, soit par mesure directe de la vitesse en certains points (Li [6]) par Laser Doppler Anemometry (LDA) et par fil chaud.

Pour la seconde famille d'étude, la mesure du débit est basée sur un bilan de masse de chaque compartiment (nommés 1 pour le compartiment supérieur et 2 le compartiment inférieur). L'hypothèse de « réacteur parfait » est appliquée afin de s'affranchir des gradients spatiaux de densité. Les fluides étant incompressibles, le débit volumique montant égale le débit descendant et la variation temporelle de la masse des locaux est reliée au débit volumique par les relations $V_i \frac{d}{dt} \rho_i(t) = Q(t)(\rho_j(t) - \rho_i(t))$ avec $i \neq j$, les indices des deux locaux. La combinaison de ces dernières équations permet de relier le débit d'échange aux volumes des compartiments et aux densités des deux fluides par la relation suivante :

$$Q(t) = \frac{-V_1 \frac{d}{dt} \rho_1(t)}{(\rho_1(t) - \rho_2(0)) - \frac{V_1}{V_2} (\rho_1(0) - \rho_1(t))} \quad (1)$$

De cette façon, seule la variation de la densité du liquide contenu dans le compartiment 1, est nécessaire pour mesurer le débit d'échange.

Expérimentalement, Epstein [3], Tan et Jaluria [4] et Conover et al. [5] s'approchent de la configuration de « réacteur parfait » en rebouchant régulièrement l'orifice avant de brasser le liquide contenu dans le compartiment 1 pour en mesurer la densité. En revanche, une erreur est introduite en n'incluant pas l'homogénéisation du liquide du compartiment 2 dans le protocole de mesure, et par conséquent donne une valeur erronée du débit calculé par l'Equation (1). Néanmoins, cette erreur est limitée par le fait que les écarts de densité entre les liquides 1 et 2 sont faibles dans leurs expériences.

En termes de modélisation de l'écoulement, Brown [1] propose un premier modèle décrivant la convection libre d'air chauffé à travers un orifice rectangulaire de côté C ($D=1.12 C$). D'après ses mesures, il conclut que le nombre de Froude $Fr = Q / \sqrt{\Delta\rho / \rho g D^5}$ croît avec l'augmentation du rapport géométrique L/D (L l'épaisseur et D le diamètre de l'orifice). Et propose la relation corrélative $Fr = 0.0824(L/D)^{1/6} Gr^{1/20}$. En étudiant l'échange au sein de conduites de grande longueur L sous différentes inclinaisons, Mercer & Thompson [2] suggèrent que ce nombre de Froude diminue avec l'augmentation du rapport L/D . Epstein [3] propose une synthèse de ces deux conclusions opposées et constate que la physionomie de l'écoulement change d'un régime pulsé (pour $L/D \rightarrow 0$) pour lequel la fréquence d'oscillation est de l'ordre de $f_o = 2Q(t)/(S\sqrt{LD})$ (Conover et al. [5]), à un régime de diffusion turbulente ($L/D \gg 1$). Entre ces deux limites ($0.01 < L/D < 20$), la concurrence entre les forces de flottabilité et les forces de frottement (fluide/parois et fluide/fluide) conduit à un maximum de la valeur du nombre de Froude autour de $L/D \approx 0.6$.

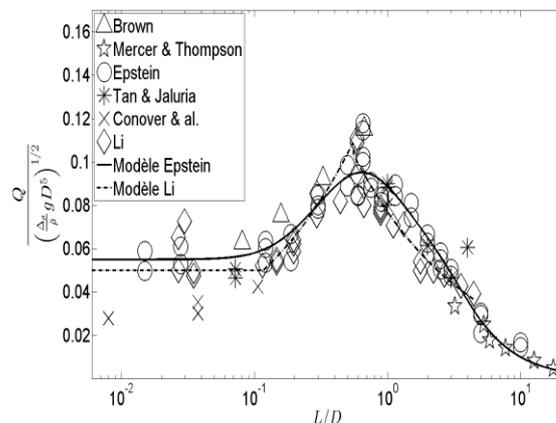


Figure 1 : Variation du nombre de Froude en fonction du paramètre L/D pour des écoulements de convection naturelle à travers un orifice horizontal

Les travaux existants, dont les points expérimentaux sont reproduits Figure 1, proposent donc des approches corrélatives (Epstein [3] et Li [2]), basées sur des mesures indirectes ou ponctuelles. Une des

faiblesses de ces travaux est la mesure de débits reposant soit sur des techniques intrusives, soit sur des méthodes inverses fortement dépendantes du protocole expérimental.

L'objectif de cette étude est d'aborder la mesure du débit de cet écoulement de convection naturelle par la technique « Stereo Particle Image Velocimetry » (SPIV). Cette approche permet une mesure directe, non intrusive, des trois composantes du champ de vitesse à travers l'orifice. Ce travail propose une mesure plus précise et mieux résolue spatialement que les travaux existants. En outre, ces résultats permettent de discuter la pertinence des modèles existants.

Après avoir présenté le dispositif d'essai ainsi que le principe des mesures SPIV en section 2, la section 3 est consacrée à la présentation des informations d'intérêt accessibles par SPIV à travers un exemple puis à l'étude de l'influence du paramètre L/D dans ce type d'écoulement. Enfin les résultats obtenus par SPIV seront comparés à ceux des précédentes études disponibles dans la littérature.

2. Dispositif expérimental

2.1. Enceinte d'essais thermique

Le dispositif expérimental, présenté Figure 2, est une maquette constituée de deux pièces superposées, dont les côtes intérieures sont de $1*1.5*1\text{ m}^3$ pour le local bas et $1*1*1\text{ m}^3$ pour le haut. Les deux compartiments sont séparés par une plaque en matériau isolant (silicate de calcium) de 38.1 mm d'épaisseur représentant la grandeur L de l'orifice. Cette plaque est usinée de façon à recevoir des orifices circulaires de différents diamètres ($D \in [38.1, 47.6, 63.5, 76.2, 127, 152.4, 190.5, 260\text{ mm}]$). Le châssis en acier permet une importante modularité des parois latérales qui peuvent être, selon le besoin, en matériaux réfractaires ou en verre (accès optique).

La source incendie est simulée par une résistance électrique permettant de produire un panache thermique sans apport de matière. Des écarts de températures d'environ $50\text{ }^\circ\text{C}$ au sein de l'orifice sont obtenus pour une puissance électrique de 2 kW . Une cartographie des températures dans les deux enceintes est obtenue grâce à un ensemble de thermocouples (type K de 0.25 mm) répartis sur plusieurs mâts. Un déflecteur grillagé est positionné (partie concave vers l'orifice) dans le compartiment inférieur afin d'atténuer l'effet de l'écoulement sous plafond sur l'écoulement à la trémie.

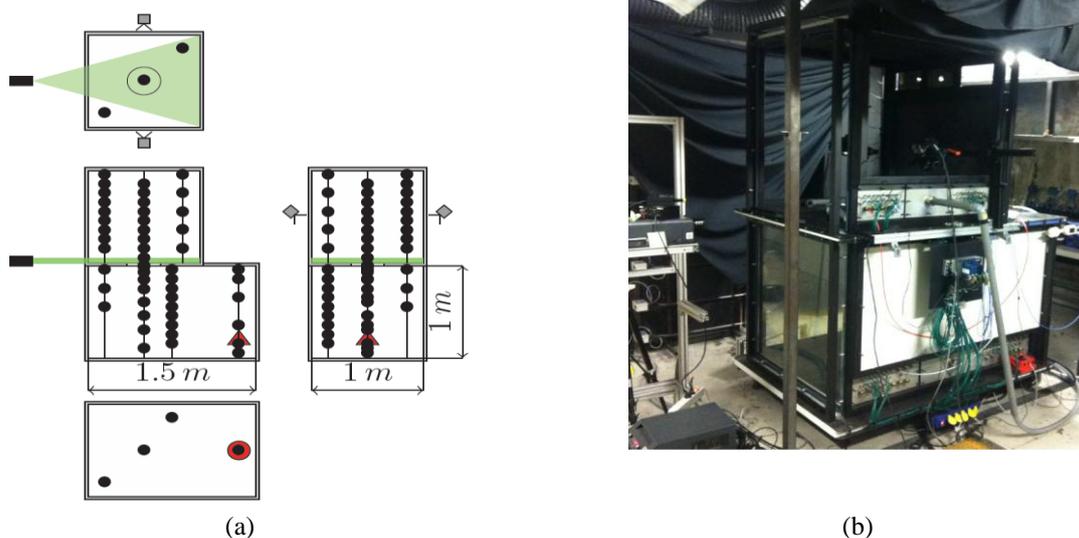


Figure 2 : Dispositif expérimental. : (a) Schéma de la position des thermocouples et du plan laser, (b) Photographie du dispositif

2.2. Technique de mesure SPIV, principes et problèmes

La Stereo PIV est une mesure optique de la famille des mesures de Vitesse par Image de Particule (PIV) basées sur la diffusion de lumineuse de particules microscopiques, appelées « traceurs », suivant l'écoulement fluide. Le principe de ces mesures est de prendre, à intervalles de temps maîtrisés, des clichés de l'écoulement ensemençé. L'hypothèse est faite que chaque particule, de diamètre suffisamment petit pour suivre parfaitement l'écoulement, éclairée par une source lumineuse, diffuse la même quantité de lumière et de la même façon d'une image à l'autre. Cette hypothèse implique que le diamètre de cette particule est également suffisamment important pour diffuser la quantité de lumière nécessaire à sa détection par la caméra. La vitesse de l'écoulement

est calculée en recherchant le déplacement des particules d'un cliché à l'autre, connaissant l'intervalle de temps qui les sépare. La mesure de vitesse se fait donc a posteriori, par traitement d'image.

Pour ces expérimentations, une nappe laser d'environ 3 – 4 mm d'épaisseur éclaire le lieu d'écoulement. Une fonction de transfert F est définie à travers une calibration permettant 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 de la caméra. Un déplacement $\vec{\delta}$ de particules dans le plan objet est donc rapporté à un déplacement $\vec{\Delta}$ dans le plan image. Un problème apparaît lorsque le déplacement $\vec{\delta}$ est de dimension 3. En effet, le champ image étant matériellement contraint, par le capteur, à une dimension 2, les déplacements spatiaux (dans l'épaisseur de la nappe par exemple) seront assimilés à des déplacements plans. La Stereo PIV propose une alternative pour mesurer les trois composantes du déplacement en ajoutant une seconde caméra. Dans les mesures SPIV par méthode angulaire (utilisée dans cette étude), chacune des deux caméras regarde le plan objet selon un angle. Ainsi le déplacement $\vec{\delta}$ dans le plan objet correspondra à un déplacement $\vec{\Delta}_1$ pour la caméra 1 et $\vec{\Delta}_2$ pour la caméra 2. En discrétisant ces déplacements dans leurs espaces respectifs, le déplacement des particules dans le plan objet est déterminé par la résolution du système :

$$\Delta X_i^{cam} = \frac{\partial F_i^{cam}}{\partial x_j} \Delta x_j \quad \text{avec} \quad cam = 1, 2 \quad i = 1, 2 \quad j = 1, 2, 3$$

La fonction F est obtenue par calibration en utilisant une mire de référence à 2 plans. Dans cette étude, le système de SPIV est constitué d'un laser Nd-Yag pulsé (200 mJ/pulse) et de deux caméras à capteur CCD 11 MP permettant une fréquence d'acquisition de 2.07 Hz, synchronisées au laser.

L'utilisation de méthodes optique pour la mesure d'écoulement de convection naturelle pose le problème de l'ensemencement. En effet, il est nécessaire d'ensemencer les deux fluides de densité différente sans perturber l'écoulement bidirectionnel. Une première étape de la mesure consiste donc, par empirisme, à déterminer le système offrant le meilleur taux d'ensemencement pour un effet minime sur l'écoulement. Dans cette étude, le choix s'est porté sur l'utilisation d'un pulvérisateur d'huile d'olive et l'installation d'un diffuseur aux alentours de la trémie sur le plancher du compartiment haut pour l'ensemencement du fluide lourd, le compartiment bas étant ensencé en ambiance avant la mesure.

Afin d'étudier l'échange à travers la trémie et pour des raisons pratiques, la nappe laser est positionnée à raz du plancher du compartiment haut.

2.3. Calibration de la mesure de débit

L'estimation de l'incertitude de mesure est une donnée primordiale lors d'une étude expérimentale. Concernant les mesures par SPIV, les sources d'erreur recensées sont nombreuses et parfois difficilement quantifiables et maîtrisables. Afin de pouvoir estimer cette erreur de mesure de la façon la plus juste possible, le choix est fait de valider le protocole dans son intégralité sur des écoulements maîtrisés et pour des conditions volontairement dégradées. Pour ce faire, un débit d'air ensencé, mesuré par débitmètre massique, est injecté dans le compartiment bas et mesuré par SPIV au niveau de la trémie. Cette opération est effectuée pour trois amplitudes de débit (90, 140, 180 l/min) et trois diamètres d'orifice (38.1, 152.4, 260 mm). Les conditions d'ensemencement, la gestion du temps de prise d'image, la taille des zones d'interrogations ainsi que les filtres et les algorithmes de post-traitement sont changés pour chaque cas afin de les utiliser dans des configurations non optimales pour deux diamètres, et utilisés à meilleur escient pour le dernier. La Figure 3 présente les résultats de cette campagne de mesure où l'erreur faite pour les mesures dégradées varie entre -2.68 et 6.69 % contre 0.15 et 2.5 % pour des mesures plus optimisées.

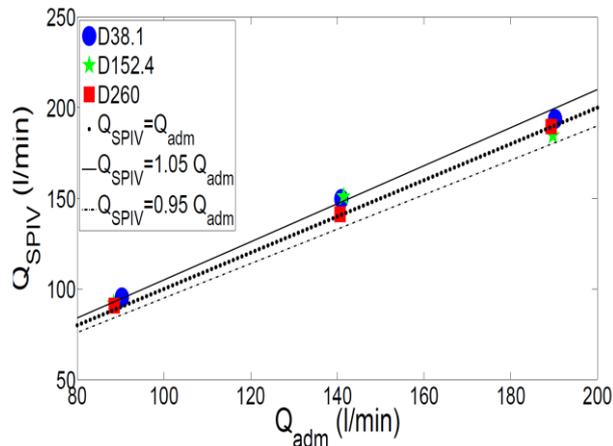


Figure 3 : Calibration de la mesure de débit par essais en convection forcée

3. Etude de l'écoulement de convection naturelle pour un diamètre de $D=127\text{ mm}$

3.1. Comportement thermique

La stabilité de l'écoulement est estimée à partir de la variation temporelle des températures de gaz. L'état stationnaire correspond à une situation dans le local bas avec, dans le cas présent, une augmentation linéaire de la température ($30^\circ\text{C}/\text{m}$) (cf. Figure 4 (b)). En partie haute, la température demeure homogène. Cette stabilisation thermique du dispositif est atteinte après environ 4 heures de mise en chauffe du dispositif (cf. Figure 4 (a)).

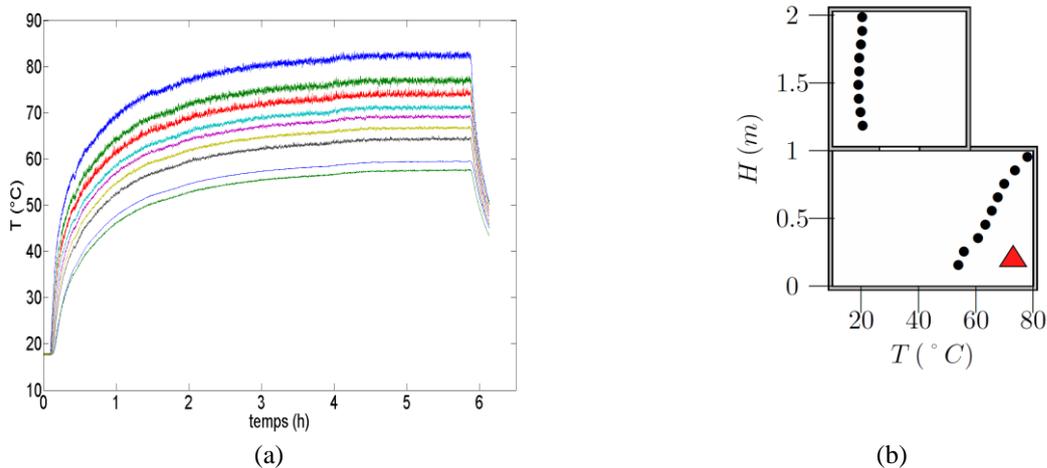


Figure 4 : Caractérisation thermique de l'écoulement : (a) Evolution temporelle des températures dans le local inférieur au cours de la mise en chauffe, (b) Stratification verticale lors de la phase stationnaire

Durant cette montée en température, l'ensemencement est généré et introduit dans l'écoulement via le diffuseur placé dans le compartiment supérieur. De cette façon, le déclenchement d'un écoulement bidirectionnel à travers la trémie permet d'ensemencer l'ambiance du compartiment bas de façon naturelle comme le montre la Figure 5. La masse volumique de chaque fluide est reliée à la température par la loi des gaz parfaits à pression constante $\rho T = cte$. Ainsi l'écart de densité dans la configuration présente est de $\Delta\rho = 0.19 \pm 0.015\text{ kg} / \text{m}^3$.



Figure 5 : Visualisation d'un écoulement descendant en convection naturelle lors de la phase stationnaire

3.2. Caractérisation du champ de vitesse à la trémie

En réponse à la problématique incendie, 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 $w(x, y, t)$. Le traitement des acquisitions SPIV permet directement d'obtenir le champ instantané de cette composante de la vitesse. La configuration présentée correspond à une discrétisation spatiale de $9 \text{ mm}^2/\text{maille}$ et un temps inter-image de $1200 \mu\text{s}$. En raison de limitations informatiques, les mesures sont divisées en plusieurs acquisitions d'environ 500 images ($\approx 240 \text{ s}$) effectuées à approximativement 20 minutes d'intervalle. Ces différentes acquisitions permettent une discrétisation temporelle sur un intervalle important et ainsi de pouvoir étudier la stabilité du débit sur une longue durée. La Figure 6 présente une séquence de plusieurs champs de vitesse $w(x, y, t)$ successifs ($\Delta t \approx 0.48 \text{ s}$).

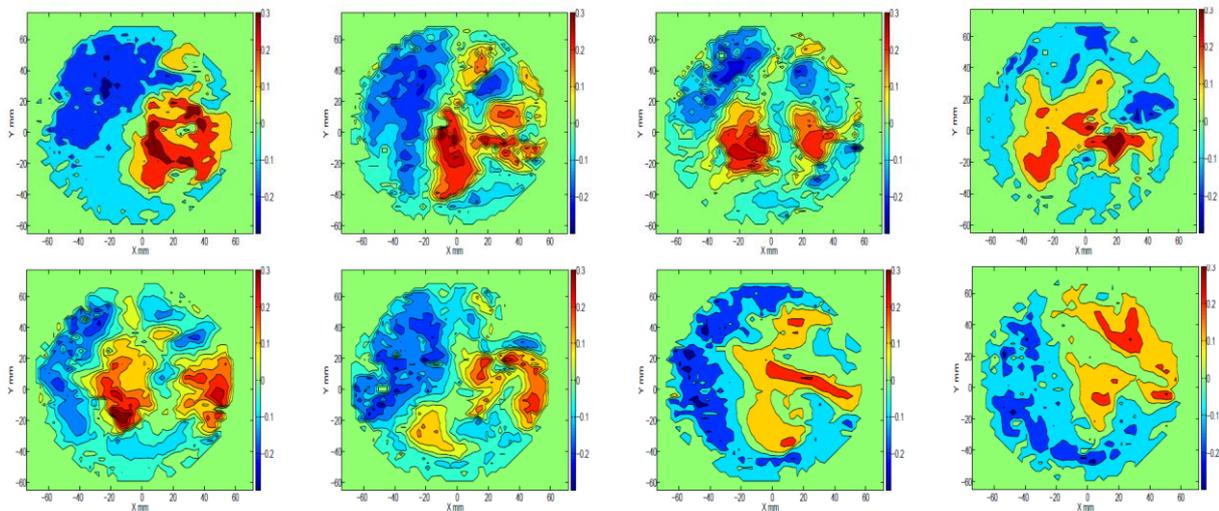


Figure 6 : Champs de vitesse instantanés $w(x, y, t)$ à différents instants consécutifs $\Delta t \approx 0.48 \text{ s}$ entre les images

Les espaces occupés par les fluides montant et descendant migrent et se déforment au cours du temps au sein de la trémie. Cette variation temporelle de la physionomie de l'écoulement caractérise un certain taux d'instationnarité du phénomène. Ces variations spatiales sont analysées à travers le changement de signe de la vitesse verticale $w(x, y, t)$ au cours du temps. Un paramètre d'orientation est défini de la façon suivante :

$$\bar{o}(x, y) = \frac{\Delta t}{T} \sum_{t=1}^T \text{sign}(w(x, y, t)) * 1 \quad (2)$$

Ce paramètre permet de localiser les zones de changement de sens de l'écoulement (changement de signe de $w(x, y, t)$) au cours de l'expérience. Les valeurs de 1 et -1 caractérisent les zones dans lesquelles l'écoulement

est stable, montant et descendant respectivement. Une valeur de 0 signifie que la vitesse est soit nulle (stable) soit de moyenne (au sens de son signe) nulle au cours de l'expérience. La Figure 7 représente la cartographie du paramètre $\bar{o}(x, y)$ au cours de l'expérience.

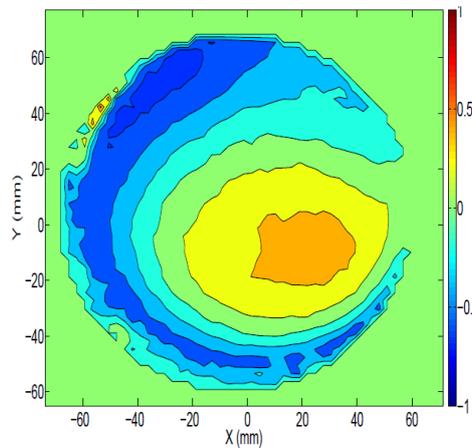


Figure 7 : Champ de fluctuation du sens des vitesses, moyenné sur la durée de l'expérience (paramètre d'orientation $\bar{o}(x, y)$)

Il n'existe aucun lieu pour lequel la vitesse est soit toujours positive, soit toujours négative. La section de passage des écoulements n'est pas stationnaire mais se déplace constamment au cours du temps. Néanmoins, le fait que les valeurs de même signe soient regroupées, sur une surface ovoïdale excentrée 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 des fluides ascendant et descendant séparés par une zone de cisaillement (vitesses nulles).

Cette agencement géométrique est également visible sur le champ moyen de vitesses $\bar{w}(x, y)$ présenté Figure 8. Ce champ moyen montre qu'il existe un écart significatif entre les vitesses instantanés ($w(x, y, t) \in [-0.3; 0.3] \text{ m/s}$) et les vitesses moyennes ($\bar{w}(x, y) \in [-0.08; 0.08] \text{ m/s}$).

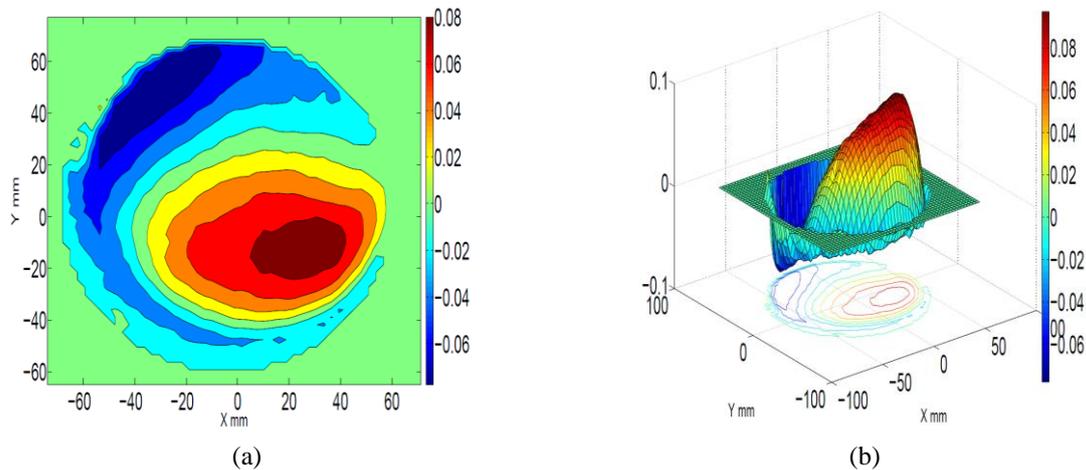


Figure 8 : Champ des vitesses moyennes (m/s). (a) cartographie, (b) relief d'amplitude

3.3. Méthode de détermination des débits

Afin de déterminer les débits ascendant et descendant, il est nécessaire d'évaluer dans quelle mesure, cette « instationnarité ordonnée » de l'écoulement affecte la détermination du débit. D'un point de vue statistique, il existe deux approches possibles pour le calcul des débits moyens, soit en moyennant les débits instantanés, soit à partir du champ moyen des vitesses. Une vitesse débitante et des sections de passage sont définies afin de comparer ces deux approches. La vitesse débitante est une moyenne spatiale des vitesses ascendantes ou descendantes, et est définie, pour la composante ascendante par exemple, par la relation suivante :

$$wd^+(t) = \sum_{x=1}^X \sum_{y=1}^Y \frac{w(x, y, t) > 0}{nb\{w(x, y, t) > 0\}} \quad (3)$$

Où $nb\{\}$ est l'occurrence de la condition définie entre accolade.

La Figure 9 présente la variation de ces vitesses débitantes durant la période d'acquisition. La moyenne temporelle sur la durée de l'expérience peut donc être exprimée à partir d'une moyenne des vitesses débitantes instantanées (Équation (4)).

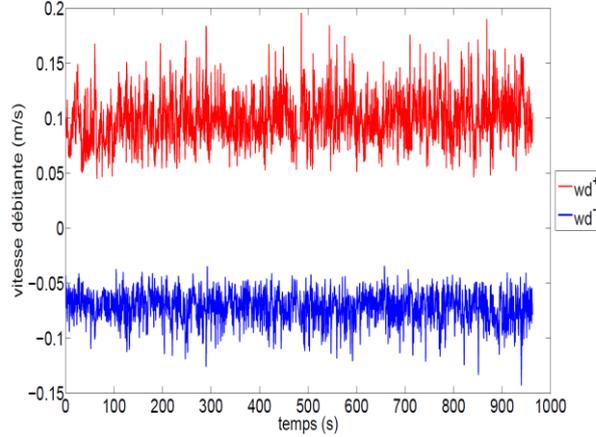


Figure 9 : Variation des vitesses débitantes au cours de l'expérience

$$\overline{wd^+} = \frac{\Delta t}{T} \sum_{t=1}^T wd^+(t) \quad (4)$$

Cette moyenne temporelle de la vitesse débitante peut également être obtenue à partir du champ des vitesses moyennes (Équation (5)).

$$\overline{wd^+} = \sum_{x=1}^X \sum_{y=1}^Y \frac{\overline{w(x, y) > 0}}{nb\{\overline{w(x, y) > 0}\}} \quad (5)$$

Les deux expressions donnent des résultats différents. Comme mentionné en Tableau 2, cette différence est liée à l'instationnarité géométrique 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 pas à la moyenne temporelle d'une grandeur moyennée spatialement. Ce caractère instationnaire peut également être étudié à travers les sections de passage calculées, pour la composante ascendante, de la façon suivante.

$$s^+(t) = \Delta x \Delta y * nb\{w(x, y, t) > 0\} \quad (6)$$

La Figure 10 présente l'évolution temporelle des sections de passage associées aux fluides ascendant et descendant. Pour une meilleure lisibilité, la section occupée par le fluide descendant est tracée de façon négative.

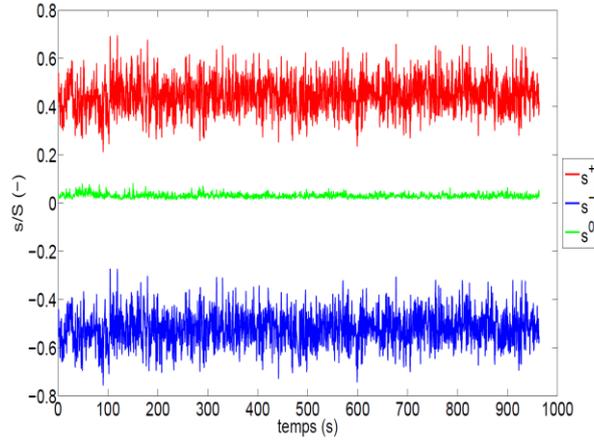


Figure 10 : Sections de passage sans dimension des fluides montant et descendant

Malgré l'importance du changement de forme et du déplacement des zones de passage, les sections occupées par chaque fluide présente un comportement stable et symétrique. La différence entre la section de l'orifice et la somme des sections occupées par les fluides permet d'obtenir la section où la vitesse verticale est nulle. Il s'agit de zones de cisaillement $s^0(t)$ entre les fluides et la paroi ou entre les fluides ascendant et descendant. La section de passage moyenne peut également être estimée de deux façons. Comme indiqué ci-dessous.

$$\overline{s^+} = \frac{\Delta t}{T} \sum_{t=1}^T s^+(t) \quad (7.a)$$

$$\overline{s^+} = \Delta x \Delta y * nb \{ \overline{w(x, y)} > 0 \} \quad (7.b)$$

Le déplacement des sections de passage au cours du temps entraine une différence notable des deux approches. Les valeurs obtenues par les deux expressions sont présentées dans le Tableau 2.

Tableau 2 : Valeurs des vitesses débitantes et des sections de passage obtenues pas les deux approches

	Eq.(4) (m/s)	Eq.(5) (m/s)	$\frac{Eq.(7.a)}{\pi R^2}$	$\frac{Eq.(7.b)}{\pi R^2}$	Eq.(4) · Eq.(7.a) (m ³ /s)	Eq.(5) · Eq.(7.b) (m ³ /s)
Fluide ascendant	0.0998	0.0451	0.4487	0.4849	$5.673 \cdot 10^{-4}$	$2.77 \cdot 10^{-4}$
Fluide descendant	-0.0719	-0.0293	0.5209	0.5002	$-4.744 \cdot 10^{-4}$	$-1.857 \cdot 10^{-4}$
Zone de vitesse nulle	-	-	0.0304	0.0149	-	-

Au regard de l'écart entre les valeurs obtenues dans le Tableau 2, il apparait que les grandeurs calculées à partir du champ de vitesses moyennes ne sont pas représentatives de la physique du phénomène. L'opération de moyenne a dans ce cas un effet de lissage trop important qui anile une quantité non négligeable d'informations. A titre d'exemple, la zone de cisaillement calculée depuis le champ des vitesses moyennes est nettement plus faible que celle moyennée à partir des champs instantanés car le déplacement de cette zone au cours du temps entraine des valeurs non nulles de la vitesse lors d'une moyenne.

Les débits sont alors calculés uniquement à partir des champs instantanés et ont pour expression $Q^+(t) = \Delta x \Delta y \sum_{x=1}^X \sum_{y=1}^Y w(x, y, t) > 0$, pour la composante ascendante, et dont la moyenne est :

$$\overline{Q^+} = \frac{\Delta t}{T} \sum_{t=1}^T Q^+(t) = \overline{w d^+ s^+} \quad (8)$$

4. Influence du diamètre de l'orifice sur l'écoulement de convection naturelle

Des campagnes de mesures similaires ont été menées pour différents diamètres d'orifice afin d'étudier l'influence du paramètre L/D sur l'écoulement.

Malgré le fait que le champ de vitesse moyen $\bar{w}(x, y)$ ne soit pas représentatif de l'écoulement dans le calcul du débit, il demeure dans la description globale de la physionomie de l'écoulement durant l'essai. La Figure 11 présente quatre champs moyens de vitesse pour quatre diamètres d'orifice. L'échange bidirectionnel au sein de la trémie se présente sous la forme d'une section ovoïdale plus ou moins excentrée occupée par le fluide ascendant et une section en forme de croissant de lune plus ou moins fermée et occupée par le fluide descendant. Entre les deux, la zone de cisaillement occupe une place dont l'importance varie selon les essais. Cette description détaillée, permise grâce à la performance de la technique SPIV, est retrouvée pour les différents diamètres étudiés. Ces observations semblent indiquer que le fluide chaud « dirige » la géométrie de l'écoulement en imposant à l'écoulement d'air frais de se développer dans les zones périphériques restantes.

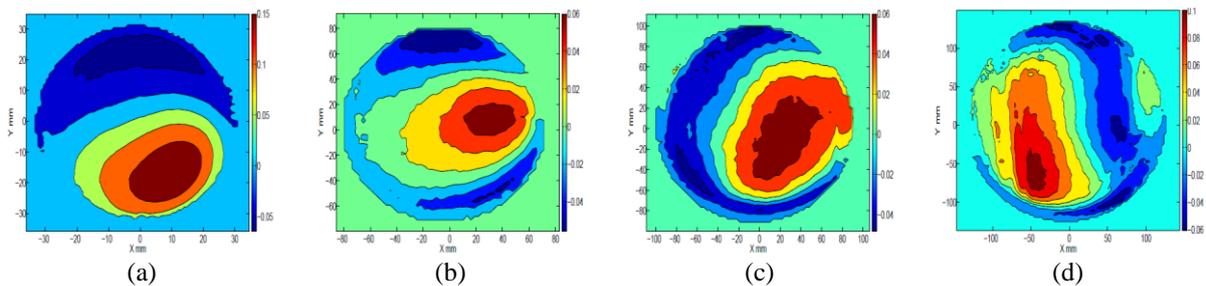


Figure 11 : Influence du diamètre de l'orifice sur le champ des vitesses moyennes. (a) $D = 63 \text{ mm}$, (b) $D = 152 \text{ mm}$, (c) $D = 190 \text{ mm}$, (d) $D = 260 \text{ mm}$

Une comparaison quantitative est proposée à partir des profils de vitesses moyennes au sein de la trémie. La longueur caractéristique retenue pour la comparaison est un diamètre passant par le centre de l'orifice et le point de vitesse maximum. La Figure 12 présente les profils de vitesse pour différents diamètres d'orifice.

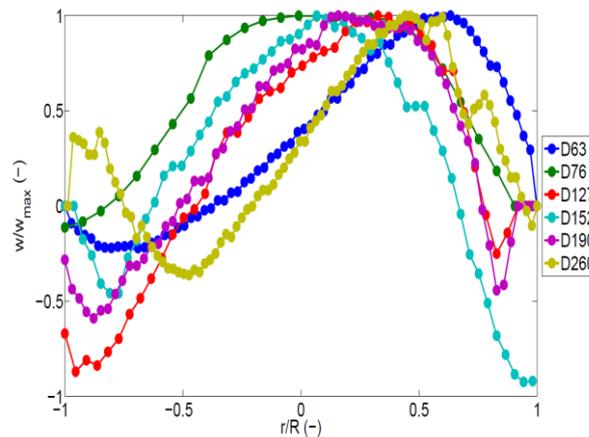


Figure 12 : Influence du diamètre de l'orifice sur le profil de vitesse moyenne suivant le diamètre caractéristique.

Les profils présentent une allure semblable. Il est cependant difficile de proposer une formulation théorique auto-similaire. L'observation de ces profils peut laisser supposer qu'en l'absence de perturbation dans le local bas, l'écoulement pourrait se faire idéalement de façon concentrique.

L'influence du diamètre sur les sections de passage, les vitesses débitantes et les débits est présenté sur la Figure 13. Les résultats montrent deux comportements différents suivant la valeur de L/D (inférieur ou supérieur à $L/D \approx 0.41$). Pour les quatre plus grands diamètres ($L/D < 0.4$) la section de l'écoulement ascendant est inférieure à celle de l'écoulement descendant et les vitesses débitantes montantes diminuent avec le paramètre L/D . Pour les deux diamètres les plus faibles ($L/D > 0.4$) un comportement opposé est obtenu. Le changement de diamètre pour une longueur L constante induit un changement des pertes de charge et contribue à modifier l'équilibre entre les forces de flottabilité et les forces de frottement. Le changement de pente qui existe pour les valeurs des débits autour de $L/D \approx 0.38$ 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 charges, bien que plus importantes, ont un effet atténué devant l'augmentation de la flottabilité.

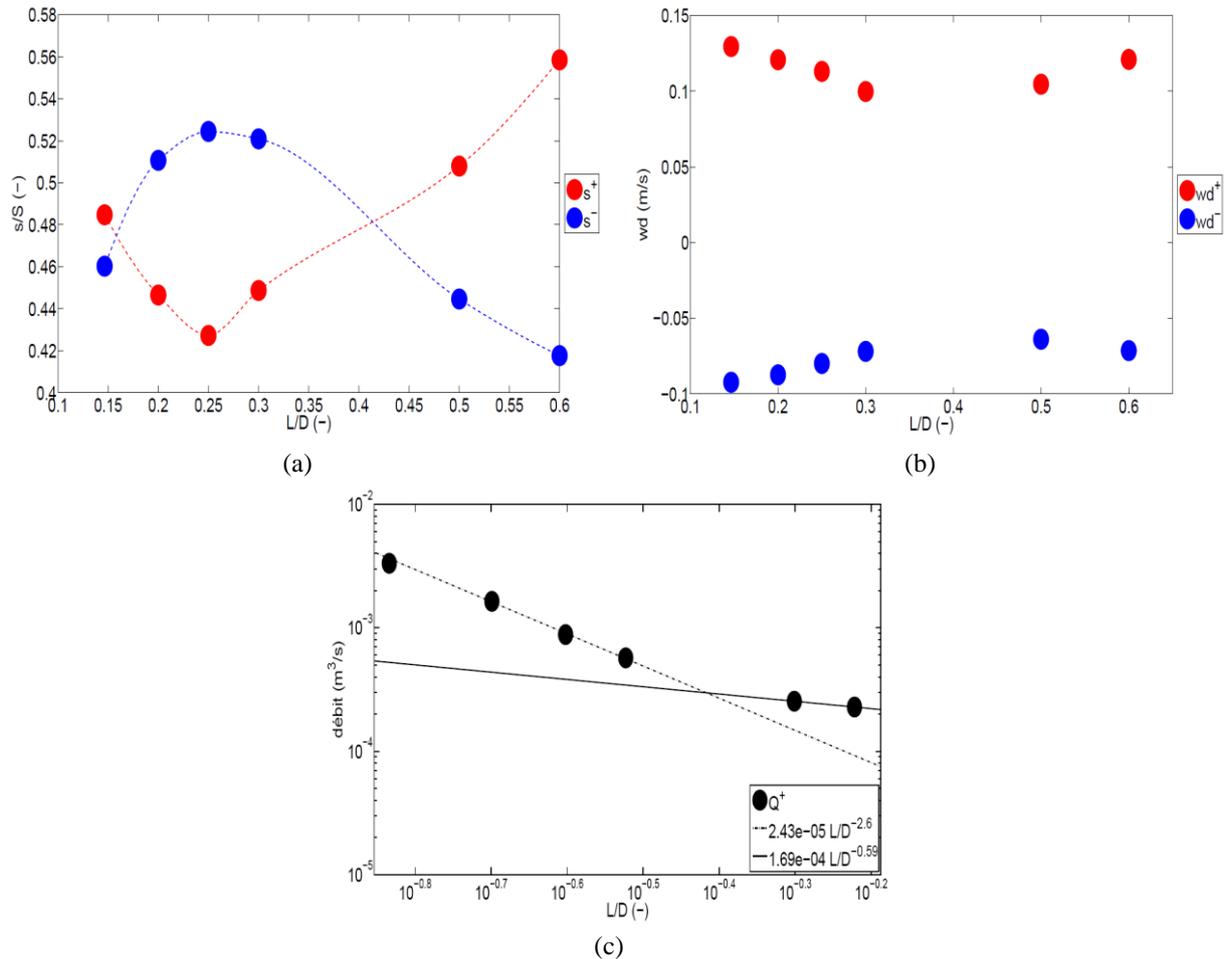


Figure 13 : Influence du paramètre géométrique L/D (a) sur les sections de passage, (b) sur les vitesses débitantes, (c) sur les débits

Une comparaison, en termes de nombre de Froude, entre les mesures SPIV de la présente étude et les données des études disponibles dans la littérature est présentée sur la Figure 14. Les résultats obtenus par mesures SPIV montrent un bon accord sur la tendance de la fonction $Fr(L/D)$ avec ceux de la littérature. De plus, il est intéressant de constater que les valeurs remarquées de $L/D \approx 0.16$ et $L/D \approx 0.41$ correspondent à des valeurs pour lesquelles Epstein [3] observe un changement dans le régime d'écoulement. Elle correspond également à un point d'inflexion de la fonction $Fr(L/D)$ cité dans le bilan bibliographique

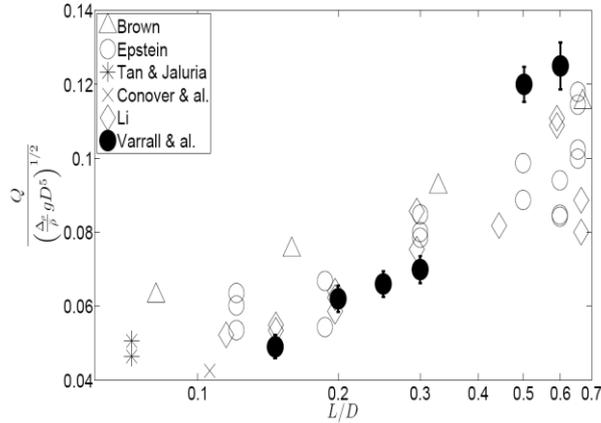


Figure 14 : Comparaison du nombre de Froude avec les données disponibles de la littérature

5. Conclusion

L'écoulement bidirectionnel de convection naturelle à travers un orifice horizontal est étudié par le biais de mesures SPIV. Ce procédé non intrusif offre une mesure directe et résolue spatialement du champ de vitesses dans la section de l'orifice et constitue une nouveauté dans l'étude d'un tel écoulement. Les mesures sont effectuées après l'obtention d'un état thermique permanent du dispositif. L'étude des champs de vitesses 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 de l'expérience, cet écoulement est organisé en moyenne, et le fluide léger occupe une section ovoïdale plus ou moins excentrée et semble piloter l'écoulement. Le fluide lourd est contraint d'occuper les zones pariétales restantes.

Les investigations effectuées pour différents diamètres d'orifice permettent d'étudier l'influence du paramètre géométrique L/D sur l'occupation de l'orifice par les différents fluides. Il a été constaté que ce rapport d'occupation s'inverse par deux fois sur la gamme de L/D étudiée ($L/D \approx 0.16$ et $L/D \approx 0.41$). Ces valeurs correspondent à des lieux pour lesquels Epstein [3] observe des changements dans le régime de l'écoulement.

Les résultats de cette étude améliorent ainsi la compréhension de cet écoulement et apportent des informations nécessaires à l'élaboration et la validation de modèles prédictifs.

Cette étude conforte l'utilisation de moyens de mesures optiques pour des écoulements rencontrés lors de scénarios incendie. La résolution spatiale des mesures obtenues est un atout pour la confrontation à des simulations numérique CFD.

Références

- [1] W G Brown, Natural convection through rectangular openings in partition (Horizontal partitions), *Int.J. Heat Mass Transfer*, 5, 869-878, 1962.
- [2] A. Mercer et H. Thompson, 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*, Volume 14, Pages 327-340, 1975.
- [3] M. Epstein, Buoyancy driven exchange flow through small openings in horizontal partitions, *J. of Heat Transfer*, Volume 110, Pages 885-893, 1988.
- [4] Q. Tan et Y. Jaluria, Flow through horizontal vents as related to compartment fire environments, *NIST, NIST-GCR-92-607*, 1992.
- [5] T. A. Conover et al, Buoyant pulsating exchange flow through a vent, *J. of Heat Transfer*, Volume 117, Pages 641-648, 1995.
- [6] Z. Li, Characteristics of Buoyancy Driven Natural Ventilation through Horizontal Openings, *Aalborg University*, PhD thesis, 2007.