



HAL
open science

Contributions à l'étude des écoulements de fumées dans un bâtiment en situation d'incendie

Samia Haouari Harrak

► **To cite this version:**

Samia Haouari Harrak. Contributions à l'étude des écoulements de fumées dans un bâtiment en situation d'incendie. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Lorraine, 2019. Français. NNT : 2019LORR0014 . tel-02096700

HAL Id: tel-02096700

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-02096700v1>

Submitted on 11 Apr 2019

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

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



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



Université de Lorraine
Centre Scientifique et Technique du Bâtiment
Laboratoire Énergies et Mécanique Théorique et Appliqué - UMR 7563
École doctorale SIMPPÉ : Sciences et Ingénierie des Molécules, des Produits, des
Procédés et de l'Énergie

Contributions à l'étude des écoulements de fumées dans un bâtiment en situation d'incendie

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 6 mars 2019

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université de Lorraine
(spécialité Énergie et Mécanique)

par

Samia HAOUARI HARRAK

Composition du jury

<i>Président :</i>	Béatrice PATTE-ROULAND	Professeur, Université de Rouen, CORIA
<i>Rapporteurs :</i>	Olivier VAUQUELIN Pietro SALIZZONI	Professeur, Université d'Aix-Marseille, IUSTI Professeur, École Centrale de Lyon, LMFA
<i>Examineurs :</i>	Bernard PORTERIE El Mehdi KOUTAIBA	Professeur, Université d'Aix-Marseille, IUSTI Ingénieur de recherche, CSTB
<i>Invité :</i>	Gabriel GIOVANNELLI	Ingénieur de recherche, CSTB
<i>Directeurs :</i>	Pascal BOULET Rabah MEHADDI	Professeur, Université de Lorraine, LEMTA Maître de conférences, Université de Lorraine, LEMTA

Remerciements

Je profite de ces quelques lignes pour exprimer ma gratitude à tous ceux qui ont contribué, de près ou de loin, à la réalisation de ce travail.

Je tiens à remercier, tout d'abord, mes directeurs de thèse, Pascal BOULET et Rabah MEHADDI pour leur encadrement tout au long de ces trois années. Leurs compétences scientifiques, leurs nombreux conseils de qualité, leur confiance et leurs encouragements m'ont permis d'apprendre et d'avancer. Je leur suis très reconnaissante de m'avoir permis cette expérience enrichissante et d'avoir toujours été disponibles.

Je tiens également à exprimer toute ma gratitude à El Mehdi KOUTAIBA, qui a participé à l'encadrement de cette thèse, pour avoir suivi avec grand intérêt mon travail, pour toutes les discussions enrichissantes et pour avoir participé à mon jury de thèse.

J'adresse aussi ma reconnaissance à Elizabeth BLANCHARD, qui a participé à l'encadrement de ce travail au début de thèse, pour sa confiance, sa gentillesse, son aide précieuse et ses encouragements.

J'adresse ma profonde gratitude à Béatrice PATTE-ROULAND, Olivier VAUQUELIN, Pietro SALIZZONI, Bernard PORTERIE et Gabriel GIOVANNELLI pour m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury de thèse et d'examiner mon travail de thèse.

Je souhaite remercier Philippe FROMY pour l'intérêt qu'il a porté à mes travaux, pour son aide et pour les discussions intéressantes.

Je tiens également à remercier les membres de la division « EA2R » du CSTB, et de l'équipe « Feux » du LEMTA pour leur accueil chaleureux et le cadre de travail sympathique. Je souhaiterais remercier en particulier Anthony COLLIN, Zoubir ACEM, Gilles PARENT et Alexis MARCHAND pour leurs conseils et leur aide, ainsi que les stagiaires, les doctorants et les post-doctorants pour leur aide et leur bonne humeur quotidienne. Donc merci à Nicolas TREVISAN, Thomas GASPAROTTO, Lucas TERREI, Solange FERRIERE, Giacomo EREZ, Olivier CARRIVAIN ...

Mes remerciements s'adressent aussi à toutes les personnes qui m'ont aidé dans la mise en place des dispositifs expérimentaux, en particulier Simon BECKER, Franck DEMEURIE, Jean-Yves MOREL, Jamel OUHAJJOU et Mathieu WEBER.

Je souhaiterais également remercier Edith LANG, Irène LEONARD, Valérie REICHART, Céline MORVILLE, Laura COLLE et Mara TAN pour leur précieuse aide dans les tâches administratives.

Un grand merci à Brahim ISMAIL pour son soutien permanent, ses encouragements et son aide.

Je voudrais terminer mes remerciements par ma famille. Merci à mes merveilleux parents, ma petite sœur Laila et mon petit frère Yassine, pour leur soutien infaillible et leurs encouragements permanents. J'espère qu'ils savent combien je leur suis reconnaissante.

A mes chers parents.

Tables des matières

Liste des figures	ix
Liste des tableaux	xv
Introduction	1
Partie I Étude bibliographique et évaluation en vraie grandeur	3
Chapitre 1 Étude bibliographique	5
1.1 Écoulements de fumées dans un bâtiment	6
1.1.1 Modélisation d'un panache d'incendie	6
1.1.2 Remplissage d'un local par des fumées d'incendie	11
1.1.3 Remplissage/vidange simultanés d'un local en cas d'incendie . .	13
1.1.4 Propagation de fumées entre les différents locaux d'un bâtiment	20
1.2 Études expérimentales d'incendie dans un bâtiment	22
1.3 Simulation d'incendie dans un bâtiment	25
1.3.1 Codes à zones	25
1.3.2 Codes à champs	26
Chapitre 2 Évaluation de l'approche zonale en vraie grandeur	29

2.1	Dispositif expérimental	30
2.2	Instrumentation	30
2.3	Évaluation du code à zones	32

Bilan de la première partie	37
------------------------------------	-----------

Partie II Étude des écoulements de fumées dans un bâtiment à l'échelle du laboratoire 39

Chapitre 3 Remplissage d'un local par des fumées d'incendie 41

3.1	Modèle de remplissage	42
3.2	Étude expérimentale à petite échelle	43
3.2.1	Dispositif expérimental	43
3.2.2	Instrumentation	45
3.2.3	Résultats expérimentaux	46
3.2.4	Évaluation du modèle de remplissage	50
3.3	Simulations numériques du phénomène de remplissage d'un local par le code FDS	50
3.3.1	Paramètres de simulation	50
3.3.2	Étude de sensibilité au maillage	52
3.3.3	Évaluation du modèle de remplissage	53
3.4	Évaluation du temps de remplissage	57
3.4.1	Montée de panache	57
3.4.2	Écoulement de fumée sous plafond	58
3.4.3	Écoulement de fumée au niveau des parois latérales	62
3.5	Amélioration du modèle de remplissage	64

3.6	Conclusion	66
Chapitre 4 Remplissage/vidange simultanés d'un local en cas d'incendie		69
4.1	Modèle de remplissage/vidange simultanés	69
4.2	Étude expérimentale à petite échelle	73
4.2.1	Dispositif expérimental	75
4.2.2	Résultats expérimentaux	76
4.3	Évaluation du modèle de remplissage/vidange simultanés	83
4.4	Correction dynamique de la position de l'origine virtuelle	84
4.5	Conclusion	89
Chapitre 5 Propagation de fumée entre deux locaux reliés par une cage d'escalier		91
5.1	Dispositif expérimental	91
5.2	Instrumentation	93
5.3	Résultats expérimentaux	95
5.3.1	Répétabilité	95
5.3.2	Puissance du feu	99
5.3.3	Température	99
5.3.4	Débit massique de fumée à la porte du local 1	106
5.4	Évaluation du code à zones	109
5.5	Conclusion	114
Conclusion et perspectives		117
Bibliographie		121

Annexes	127
Annexe A Articles publiés	127
A.1 Full-scale smoke tests in a three-storey residential building	127
A.2 Impact of the room geometry on the smoke filling time due to a fire plume	134
A.3 Virtual origin correction for a fire plume in a room under displacement ventilation regime	141

Liste des figures

1.1	Schéma du panache modélisé par Morton.	7
1.2	Correction de la position de l'origine virtuelle du panache.	9
1.3	Schéma représentatif de la technique utilisée par Zukoski [12] pour mesurer le débit massique du panache [16].	10
1.4	Schéma représentatif du remplissage d'un local considéré par Baines et Turner [8].	11
1.5	Schéma des deux régimes d'écoulement au niveau des parois latérales. (a) $\phi < 2/3$ « Rolling mode ». (b) $\phi \geq 2/3$ « Slumping mode » [20].	13
1.6	Régimes de ventilation naturelle identifiés par Linden et al [27] : (a) ventilation par mélange, (b) ventilation par déplacement.	14
1.7	Configuration considérée par Linden et al [26].	15
1.8	Modes transitoires dans le cas d'un local préchauffé [33] (Gris= fluide initial - Blanc=air frais - Noir=fluide issu de la source de la chaleur).	18
1.9	Configuration considérée dans l'étude de Hunt et Coffey [36].	19
1.10	Modes d'écoulement en fonction des deux nombres de Froude $Fr_T(0)$ et $Fr_B(0)$ [37].	20
1.11	Schéma représentatif de la configuration de la cage d'escalier étudiée par : (a) Marshall [47], (b) Qin et al [48], (c) Sun et al [49], (c) Shi et al [50].	23
1.12	Découpage de volume d'un local en deux zones.	25
1.13	Échange de masse et d'énergie lors d'un feu.	26
1.14	Illustration de discrétisation d'un domaine de calcul dans un code à champs.	27
2.1	Schéma représentatif de la configuration étudiée [64].	30
2.2	Plan des appartements et de la cage d'escalier.	31
2.3	Photo du foyer utilisé dans la campagne expérimentale à échelle réelle.	32
2.4	Évolution temporelle de la puissance totale du feu [64].	32

2.5	Évolution temporelle de la position de l'interface à l'intérieur de chaque pièce [64]. (a),(b) Rez-de-chaussée - (c),(d) Deuxième étage - (e),(f) Troisième étage.	34
2.6	Évolution temporelle de la température de chaque zone à l'intérieur de chaque pièce [64]. (a),(b) Chambre 1 - (c),(d),(e) Salle à manger - (f), (g) Chambre 2 [64].	35
2.7	Évolution temporelle de débit massique sortant de l'appartement situé au rez-de-chaussée et de débit massique entrant à l'appartement situé au troisième étage [64].	36
3.1	Configuration considérée pour étudier le problème de remplissage.	43
3.2	Dispositif expérimental utilisé pour étudier le phénomène de remplissage.	45
3.3	Emplacement de la perche de thermocouples.	46
3.4	Évolution temporelle de la perte de masse du combustible (a), et de la puissance totale du feu (b). (Boîte 2 - $D_{bac} = 0.053 m$).	48
3.5	Évolution temporelle de la perte de masse du combustible (a), et de la puissance totale du feu (b). (Boîte 3 - $D_{bac} = 0.081 m$).	48
3.6	Images prises pendant un essai de remplissage sur la boîte 1 montrant le « Slumping mode ».	49
3.7	Images prises pendant un essai de remplissage sur la boîte 3 montrant le « Rolling mode ».	49
3.8	L'évolution temporelle de l'épaisseur de la fumée adimensionnée. (a) Boîte 1 ($\phi = 1$) - $D_{bac} = 0.045 m$. (b) Boîte 2 ($\phi = 0.67$) - $D_{bac} = 0.045 m$. (c) Boîte 3 ($\phi = 0.3$) - $D_{bac} = 0.045 m$	51
3.9	Configuration du local modélisé.	52
3.10	Étude de sensibilité de température à la taille du maillage.	54
3.11	Répartition de la température dans le plan médian vertical (cas 5).	55
3.12	Variation de l'écart de temps ($t_{Mod} - t_{FDS}$) en fonction du facteur de forme du local ϕ	56
3.13	Configuration de fumée à l'instant $t = 23 s$: (a) obtenue par FDS, (b) obtenue par le modèle à deux zones (en utilisant le modèle de panache d'Heskestad).	56
3.14	Schéma représentatif des phénomènes qui se déroulent avant la formation d'une stratification à deux couches.	57
3.15	Variation du temps adimensionné de montée du front de panache en fonction de $(z/H)^{4/3}$	59

3.16	Schéma simplifié de l'écoulement sous plafond.	59
3.17	Variation du temps adimensionnel τ_2 en fonction du facteur de forme du local.	61
3.18	Schéma représentatif de l'écoulement au niveau de la paroi latérale.	63
3.19	Variation de l'épaisseur de pénétration maximale adimensionnée en fonction du facteur de forme du local.	64
3.20	Variation du temps adimensionné τ_3 en fonction du facteur de forme du local.	65
3.21	Variation de l'écart de temps ($t_{Mod} - t_{FDS}$) en fonction du facteur de forme du local.	66
4.1	Configuration considérée pour étudier le problème de remplissage/vidange simultanés.	70
4.2	Étude de sensibilité des caractéristiques de la couche de fumée aux coefficients d'échange thermique global h_{int} et h_{ext} réalisée sur le cas : boîte 2 ($H = 0.375\ m$, $S = 0.25\ m^2$) munie d'un exutoire circulaire de diamètre $D_{exut} = 0.050\ m$ -le foyer est constitué d'un bac d'heptane de diamètre $D_{bac} = 0.045\ m$. (a) Évolution temporelle de la position de l'interface adimensionnée. (b) Évolution temporelle de la température de la couche de fumée.	74
4.3	Étude de sensibilité des caractéristiques de la couche de fumée aux coefficients d'échange thermique global h_{int} et h_{ext} réalisée sur le cas : boîte 3 ($H = 0.84\ m$, $S = 0.25\ m^2$) munie d'un exutoire circulaire de diamètre $D_{exut} = 0.125\ m$ -le foyer est constitué d'un bac d'heptane de diamètre $D_{bac} = 0.068\ m$. (a) Évolution temporelle de la position de l'interface adimensionnée. (b) Évolution temporelle de la température de la couche de fumée.	74
4.4	Dispositif expérimental utilisé pour étudier le phénomène de remplissage/vidange simultanés.	75
4.5	Évolution temporelle de la perte de masse du combustible ($m_0 - m(t)$).	77
4.6	Évolution temporelle de la puissance totale du feu.	77
4.7	Profils verticaux de température enregistrés pendant l'essai sur la boîte 3 avec $D_{bac} = 0.061\ m$ et $D_{exut} = 0.125\ m$	79
4.8	Processus de traitement d'image.	80
4.9	Comparaison des méthodes de calcul de la position d'interface de la couche de fumée.	80
4.10	Évolution temporelle de la position de l'interface adimensionnée de la couche de fumée (Boîte 3 - $D_{exut} = 0.125\ m$).	81

4.11	Évolution temporelle de la température de la couche de fumées (Boîte 3 - $D_{exut} = 0.125m$).	81
4.12	Évolution temporelle de la position de l'interface adimensionnée de la couche de fumée ($D_{bac} = 0.045 m$).	82
4.13	Évolution temporelle de l'écart de la température de la couche de fumée par rapport à la température ambiante ($D_{bac} = 0.045 m$).	83
4.14	Variation de la position de l'interface adimensionnée à l'état stationnaire en fonction du paramètre géométrique Λ	84
4.15	Variation de $(z_{int} - z_0)/Q_t^{2/5}$ en fonction de $z_{int}/Q_t^{2/5}$. La courbe en tirets correspond à l'équation (4.26), (●) correspond à nos résultats expérimentaux, (▲) correspond aux résultats expérimentaux de [79], (■) correspond au résultat expérimental de [80].	86
4.16	Variation de la position de l'interface adimensionnée à l'état stationnaire en fonction du paramètre géométrique Λ . (a) Nos expériences. (b) Les expériences de [79]. (●) correspond aux résultats expérimentaux, (▼) correspond aux résultats prédits par le modèle corrigé par la corrélation d'Heskestad (1.9), (▲) correspond aux résultats prédits par le modèle corrigé par la corrélation (4.26).	87
4.17	Évolution temporelle de la position de l'interface adimensionnée ξ et de la température moyenne de la couche de fumée T_{up} . La courbe en rouge correspond aux résultats expérimentaux, la courbe en vert correspond aux résultats prédits par le modèle corrigé par la corrélation d'Heskestad (1.9) et la courbe en bleu correspond aux résultats prédits par le modèle corrigé par la corrélation (4.26).	88
5.1	Dispositif expérimental utilisé pour évaluer le code à zones.	92
5.2	Dimensions de la maquette à deux étages.(a) Représentation 3D, (b) Coupe verticale passant par la cage d'escalier et les deux locaux, (c) Plafond, (d) Plancher, (e) Coupe verticale passant entre la cage d'escalier et les deux locaux. (Les dimensions sont en (mm)).	94
5.3	Positions des perches de thermocouples à l'intérieur de la maquette : (a) dans le local 2 (perche 1), (b) dans le local 1 (perche 2), au niveau de la porte du local 1 (perche 3) et dans la cage d'escalier (perche 4). (Les dimensions sont en (mm)).	95
5.4	Évolution temporelle de la puissance totale du feu. ($D_{bac} = 0.045 m$ - Sans obstacles).	96
5.5	Évolutions temporelles de l'écart de la température par rapport à la température ambiante (a), et de l'écart-type (b) dans le local 1.	97

5.6	Évolutions temporelles de l'écart de la température par rapport à la température ambiante (a), et de l'écart-type (b) au niveau de la porte.	97
5.7	Évolutions temporelles de l'écart de la température par rapport à la température ambiante (a), et de l'écart-type (b) dans la cage d'escalier.	98
5.8	Évolutions temporelles de l'écart de la température par rapport à la température ambiante (a), et de l'écart-type (b) dans le local 2.	98
5.9	Profils verticaux de la composante horizontale de la vitesse au niveau de la porte du local 1.	99
5.10	Évolution temporelle de la puissance totale du feu.	100
5.11	Profils verticaux de température enregistrés dans le local 1 (perche 2).	101
5.12	Profils verticaux de température enregistrés au niveau d'axe de la porte du local 1 (perche 3).	102
5.13	Profils verticaux de température enregistrés dans la cage d'escalier (perche 4).	103
5.14	Profils verticaux de température enregistrés dans le local 2 (perche 1).	104
5.15	Image prise lors d'un essai. ($D_{bac} = 0.068m$ - Sans obstacles).	105
5.16	Image montrant l'écoulement de fumée à la sortie de la porte du local 1.	105
5.17	Comparaison des champs de vitesse moyenne (a et c), et les lignes de courant correspondant (b et d) à la sortie de la porte, dans les deux cas sans et avec obstacles dans la cage d'escalier ($D_{bac} = 0.045 m$).	106
5.18	Profils verticaux de la composante horizontale de la vitesse au niveau de la porte du local 1.	107
5.19	Variation de la position du plan neutre adimensionnée au niveau de la porte du local en feu en fonction du diamètre du bac.	108
5.20	Comparaison des résultats de CFAST aux résultats expérimentaux obtenus dans le local 1.	110
5.21	Comparaison des résultats de CFAST aux résultats expérimentaux obtenus dans la cage d'escalier.	111
5.22	Comparaison des résultats de CFAST aux résultats expérimentaux obtenus dans le local 2.	112
5.23	Débits massiques de fumée au niveau de la porte moyennés sur les dernières 120 s de chaque essai.	115

Liste des tableaux

1.1	Valeurs des coefficients utilisés dans la corrélation de débit massique du panache de McCaffrey [13].	11
1.2	Rapports entre les grandeurs de l'échelle réduite et celles de l'échelle réelle (règles de similitude).	24
3.1	Relations utilisées pour calculer le débit massique du panache à l'interface.	44
3.2	Dimensions des maquettes utilisées pour étudier le phénomène de remplissage.	45
3.3	Caractéristiques des parois des maquettes.	46
3.4	Essais de remplissage réalisés.	47
3.5	Puissance du feu moyenne.	49
3.6	Cas étudiés.	52
3.7	Temps de calcul correspondant à chaque taille de maille.	53
3.8	Écart de temps nécessaire pour que la fumée atteigne la moitié de la hauteur du local prédit par le modèle à zones, par rapport au temps évalué par FDS.	55
3.9	Valeurs de la constante de temps adimensionnelle t_R^* trouvées dans la littérature.	58
4.1	Diamètres des exutoires utilisés.	75
4.2	Essais de remplissage/vidange simultanés réalisés.	76
4.3	Puissance totale du feu calculée pour chaque bac.	76
5.1	Caractéristiques des parois de la maquette à deux étages.	93
5.2	Essais réalisés sur la maquette à deux étages.	95
5.3	Débits massiques de fumée à la porte.	108
5.4	Valeurs des grandeurs caractéristiques des zones moyennées sur les dernières 120 secondes. ($D_{bac} = 0.045 m$).	109

5.5 Valeurs des grandeurs caractéristiques des zones moyennées sur les dernières
120 secondes. ($D_{bac} = 0.068\ m$). 113

Introduction

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de la sécurité incendie dans les bâtiments. Ces incendies représentent un risque majeur pour les personnes. En France, selon les statistiques des services d'incendie et de secours (SIS) pour l'année 2015, publiées par la direction générale de la sécurité civile et de la gestion des crises, 300700 interventions suite à des départs d'incendie ont été effectuées durant l'année, dont 92034 correspondent aux feux dans des bâtiments (habitations-ERP-entrepôts-locaux industriels, artisanaux et agricoles), ce qui représente 31 % des interventions incendie. Ces incendies ont été responsables du décès de 266 personnes en 2015, soit 82 % du nombre total des décès causés par tous les types d'incendie. Ces chiffres mettent en évidence l'ampleur du danger des incendies sur les personnes dans les bâtiments. D'autre part, l'incendie peut avoir un impact économique considérable. En effet, le coût global des dégâts matériels causés par un incendie dans un bâtiment est très variable, il dépend du type de bâtiment ainsi que de la gravité de l'incendie.

Dans un souci de protection des personnes et des biens face aux risques d'incendie, la réglementation française sur les incendies évolue au fil du temps. En 2004, elle a autorisé le recours à l'ingénierie de la sécurité incendie pour évaluer la performance des stratégies de sécurité. Cette nouvelle approche est généralement basée sur l'utilisation de codes de calcul pour modéliser le développement d'un feu et les écoulements de fumées dans un bâtiment. Parmi les modèles utilisés dans l'ingénierie de la sécurité incendie, on peut notamment citer les modèles à zones. Ce type de modèle est basé sur une représentation simplifiée des écoulements dans un bâtiment, en découpant le volume du local en deux zones gazeuses, à savoir une zone haute (couche de fumée) et une zone basse (air frais). La modélisation repose sur un certain nombre d'hypothèses simplificatrices et utilise des corrélations empiriques pour décrire les écoulements de fumées. Ces modèles sont utilisés dans l'ingénierie de la sécurité incendie, notamment dans les études stochastiques qui nécessitent un grand nombre de simulations. Le temps de simulation est en effet plus faible par rapport aux codes à champs, qui peuvent fournir par contre une description plus fine des écoulements dans un bâtiment en situation d'incendie.

L'opération scientifique feux du Laboratoire Énergies et Mécanique Théorique et Appliquée (LEMTA), travaille depuis une dizaine d'années en partenariat avec le Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB), sur les différents problèmes rencontrés

dans le domaine des incendies notamment les incendies dans les bâtiments. L'objectif de cette thèse, menée dans le cadre d'un partenariat entre le LEMTA et le CSTB, est d'évaluer les modèles à zones, utilisés dans l'ingénierie de la sécurité incendie pour la simulation de la propagation des fumées dans un bâtiment. Ainsi, des travaux d'expérimentation à l'échelle du laboratoire et en vraie grandeur ont été entrepris, impliquant en échelle réduite quatre maquettes de géométrie et configuration variables, répondant aux problématiques rencontrées en cas d'incendie dans un bâtiment. Ce travail de thèse a également bénéficié des résultats tirés d'essais à échelle réelle réalisés dans un bâtiment de type R+3. Ces données expérimentales ont été complétées par des simulations numériques avec le code à champs FDS pour étendre la gamme d'étude en termes de géométrie et de puissance de foyer. Au niveau modélisation nous avons développé des corrélations basées sur l'analyse de nos résultats lorsque l'évaluation a mis en défaut les relations existantes.

Ce manuscrit synthétise l'ensemble des travaux expérimentaux, numériques et de modélisation et livre une évaluation au final d'un code à zones très largement utilisé en ingénierie de la sécurité incendie : CFAST.

Le mémoire est organisé en deux parties : la première est essentiellement consacrée à l'état de l'art (chapitre 1) et à une évaluation du code à zones CFAST, basée sur les résultats d'une campagne expérimentale à échelle réelle réalisée dans un bâtiment d'habitation de type R+3 (chapitre 2). La deuxième partie est consacrée à nos travaux plus académiques sur les écoulements de fumées dans un bâtiment. Les deux premiers chapitres de cette partie (chapitres 3 et 4) sont consacrés à deux phénomènes physiques clés associés aux écoulements de fumées lors d'un incendie.

Le troisième chapitre porte sur le phénomène de remplissage d'un local par un panache thermique d'incendie. Un modèle à deux zones décrivant ce phénomène est évalué, en utilisant les résultats d'une campagne expérimentale menée à échelle réduite ainsi que les résultats numériques du code à champs FDS. Ensuite, des corrélations sont proposées permettant de prendre en compte l'effet de la géométrie du local en feu.

Le quatrième chapitre quant à lui aborde le problème de remplissage/vidange simultanés d'un local ventilé naturellement en cas d'incendie. Des essais à échelle réduite sont réalisés afin d'évaluer les modèles à deux zones sur ce problème. Enfin, une amélioration du modèle à zones est proposée.

Dans le dernier chapitre de cette partie (chapitre 5), les écoulements de fumées dans une configuration constituée de deux locaux reliés par une cage d'escalier sont étudiés expérimentalement à l'échelle du laboratoire, ensuite le code à zones CFAST est confronté aux résultats expérimentaux.

À la fin de ce mémoire, les articles publiés au cours de ce travail de recherche sont présentés en annexes.

Première partie

Étude bibliographique et évaluation en vraie grandeur

Chapitre 1

Étude bibliographique

Sommaire

1.1	Écoulements de fumées dans un bâtiment	6
1.1.1	Modélisation d'un panache d'incendie	6
1.1.2	Remplissage d'un local par des fumées d'incendie	11
1.1.3	Remplissage/vidange simultanés d'un local en cas d'incendie	13
1.1.4	Propagation de fumées entre les différents locaux d'un bâtiment	20
1.2	Études expérimentales d'incendie dans un bâtiment . . .	22
1.3	Simulation d'incendie dans un bâtiment	25
1.3.1	Codes à zones	25
1.3.2	Codes à champs	26

En situation d'incendie, on observe d'abord l'inflammation et le développement du foyer qui s'accompagne alors de production de fumées. C'est l'écoulement de fumées que l'on propose d'étudier ici. La dynamique de ces écoulements dépend de plusieurs facteurs, tels que la puissance du foyer, la configuration du bâtiment, la position et la taille des ouvertures, ... Les sections suivantes fournissent une présentation des différents phénomènes physiques qui régissent l'écoulement de fumée dans un bâtiment, ainsi que des travaux de recherche relatifs à chaque phénomène.

Nous nous intéressons dans un premier temps à la modélisation d'un panache thermique d'incendie. Ensuite, nous abordons les phénomènes de remplissage et de remplissage/vidange simultanés dans un local. Puis on s'intéresse à la propagation des fumées aux autres locaux du bâtiment à travers les portes et la cage d'escalier.

La deuxième partie porte sur les approches expérimentales utilisées dans les études d'écoulement de fumée dans un bâtiment.

La troisième partie décrit brièvement les codes de calculs utilisés pour modéliser un incendie dans un bâtiment.

1.1 Écoulements de fumées dans un bâtiment

1.1.1 Modélisation d'un panache d'incendie

Un ingrédient fondamental pour la modélisation des écoulements de fumées est le modèle de panache de fumée. Morton et al [1] ont développé un modèle intégral décrivant un panache turbulent dans un milieu non stratifié au repos, issu d'une source ponctuelle de flottabilité (cf. figure 1.1). Leur travail est principalement basé sur les hypothèses suivantes :

- les écarts de la masse volumique entre le milieu ambiant et le panache ($\rho_0 - \rho$) sont faibles, et par conséquent on peut considérer que $\rho \simeq \rho_0$ sauf dans les termes de flottabilité (approximation de Boussinesq),
- la vitesse d'entraînement de fluide ambiant dans le panache $u_e(z)$ est proportionnelle à la vitesse verticale du panache $u(z)$ quelle que soit l'altitude z . Cette relation de proportionnalité s'écrit :

$$u_e(z) = \alpha u(z), \quad (1.1)$$

où α désigne le coefficient d'entraînement dans le panache, fixé par la suite à 0.1 [2],

- les profils de vitesse verticale et de masse volumique (température) sont similaires à chaque altitude z (zone affine).

À partir des équations de conservation du volume, de la quantité de mouvement et de la flottabilité, et en adoptant ces hypothèses, les auteurs ont établi des solutions auto-similaires permettant de décrire un panache Boussinesq turbulent issu d'une source ponctuelle de flottabilité. Ces solutions portent particulièrement sur la région affine du panache, autrement dit, sur la zone de panache pleinement développé. Rooney et Linden [3] ont étendu ce modèle au cas général non-Boussinesq, où les écarts de masse volumique entre le panache et le fluide ambiant sont importants. Ils ont montré que la vitesse d'entraînement u_e ne dépend pas seulement de la vitesse verticale du panache u mais aussi de sa masse volumique ρ :

$$u_e(z) = \alpha \left(\frac{\rho(z)}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{2}} u(z). \quad (1.2)$$

À noter qu'un panache thermique d'incendie est généralement un panache non-Boussinesq du fait des grands écarts de la masse volumique induits par les différences de température entre le panache et le milieu ambiant.

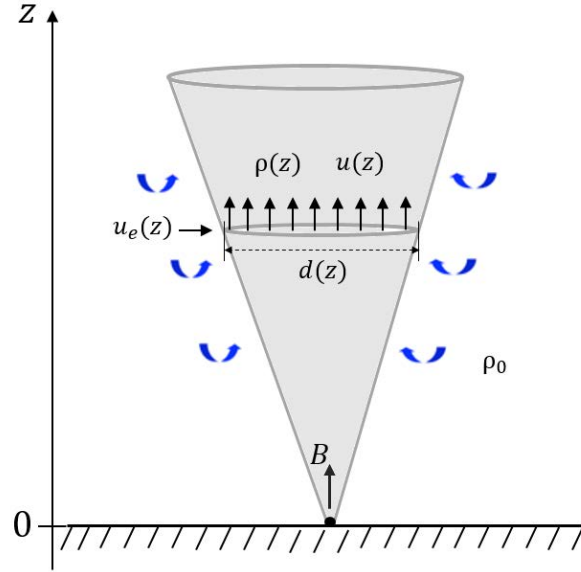


FIGURE 1.1 – Schéma du panache modélisé par Morton.

En adoptant l'hypothèse des profils de type « top-hat » (les profils de vitesse et de masse volumique sont considérés comme étant uniformes à chaque altitude z), la vitesse verticale $u(z)$, le diamètre $d(z)$ et la masse volumique $\rho(z)$ du panache dans le cas général non-Boussinesq s'écrivent :

$$u(z) = A^{\frac{1}{3}} B^{\frac{1}{3}} (z - z_0)^{-\frac{1}{3}} , \quad (1.3)$$

$$d(z) = \frac{12\alpha}{5} (1 + \eta(z))^{\frac{1}{2}} (z - z_0) , \quad (1.4)$$

$$\eta(z) = \frac{4}{3g} A^{\frac{2}{3}} B^{\frac{2}{3}} (z - z_0)^{-\frac{5}{3}} , \quad (1.5)$$

avec

$$\eta(z) = \frac{(\rho_0 - \rho(z))}{\rho(z)} , \quad (1.6)$$

A est une constante qui dépend du coefficient d'entraînement :

$$A = \frac{25}{48\pi\alpha^2} , \quad (1.7)$$

B est le débit de flottabilité, lié à la puissance convective du feu Q_c par la relation suivante :

$$B = \frac{g Q_c}{\rho_0 C_p T_0} , \quad (1.8)$$

Notons que $Q_c = (1 - \chi_r)Q_t$ où Q_t est la puissance totale du feu et χ_r est la fraction rayonnée de la puissance totale.

z_0 est la position de l'origine virtuelle du panache (cf. figure 1.2). Étant donné que le modèle correspond à un panache issu d'une source ponctuelle de flottabilité, cette correction de la position de la source est nécessaire pour prendre en compte les caractéristiques de la source réelle non ponctuelle, ce qui va permettre de mieux approcher le comportement du panache réel. Si z_0 est négative, la source virtuelle est située au-dessous de la source réelle. Plusieurs études ont été menées afin d'établir une corrélation de la position de l'origine virtuelle du panache. Des corrections asymptotiques de z_0 ont été établies par Hunt et Kaye [4] pour un panache Boussinesq, par Carlotti et Hunt [5], Van Den Bremer et Hunt [6] et Candelier et Vauquelin [7] pour des panaches non-Boussinesq. De plus, des méthodes basées sur des résultats expérimentaux ont été utilisées pour calculer z_0 , comme dans les travaux de Baines et Turner [8] et de George et al [9].

Dans le cas des panaches thermiques d'incendie, des corrélations empiriques de z_0 ont été établies, notamment celles de Cetegen [10] et d'Heskestad [11]. La relation la plus utilisée dans l'ingénierie de la sécurité incendie, est celle d'Heskestad. Elle s'écrit :

$$\frac{z_0}{D_{bac}} = -1.02 + 0.083 \frac{Q_t^{2/5}}{D_{bac}}, \quad (1.9)$$

où D_{bac} est le diamètre caractéristique de la source du feu et Q_t est la puissance totale du feu.

En se basant sur la théorie du panache développée par Morton et al [1], ou des résultats expérimentaux, des modèles ont été développés pour évaluer le débit massique du panache de fumées d'incendie. Parmi les modèles de panache les plus utilisés dans l'ingénierie de la sécurité d'incendie on peut citer le modèle de Zukoski [12], de McCaffrey [13] et d'Heskestad [14]. Ces modèles sont présentés dans les sections suivantes.

Modèle de panache de Zukoski

En utilisant le modèle de panache Boussinesq développé par Morton et al [1] et les résultats expérimentaux de Yokoi [15], notamment les mesures de température et de vitesse le long de l'axe du panache, Zukoski [12] a établi la relation suivante de débit massique du panache :

$$\dot{m}_p = 0.21 \left(\frac{\rho_0^2 g}{C_p T_0} \right)^{1/3} Q_t^{1/3} z^{5/3}. \quad (1.10)$$

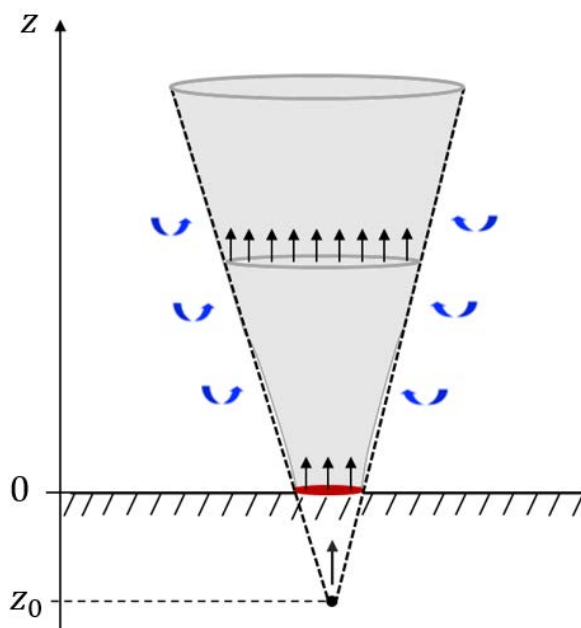


FIGURE 1.2 – Correction de la position de l’origine virtuelle du panache.

Zukoski a évalué cette relation en utilisant les débits massiques de panache calculés expérimentalement à l’aide d’une hotte d’extraction (cf. figure 1.3). Les gaz chauds issus de la combustion sont accumulés dans la hotte. Ensuite, en contrôlant le débit d’extraction de fumée au niveau de la hotte, la hauteur de l’interface de la couche chaude est maintenue constante. Par conservation de la masse, le débit massique du panache à l’interface est alors égal au débit d’extraction des gaz au niveau de la hotte. Zukoski a montré que la relation (1.10) peut être utilisée pour évaluer le débit massique du panache au-dessus de la flamme. Dans la région de la flamme son modèle surestime le débit du panache.

Modèle de panache d’Heskestad

Heskestad [14] a établi deux corrélations de débit massique du panache thermique d’incendie. L’auteur s’est basé sur le modèle de panache de Morton et al [1] étendu au cas général non-Boussinesq, et des résultats expérimentaux.

Soit z_l la hauteur limite séparant la région de la flamme à la région du panache, donnée par la formule suivante [14] :

$$z_l = z_0 + 0.166 Q_c^{2/5}, \quad (1.11)$$

où la position de l’origine virtuelle du panache z_0 est évaluée avec l’équation (1.9).

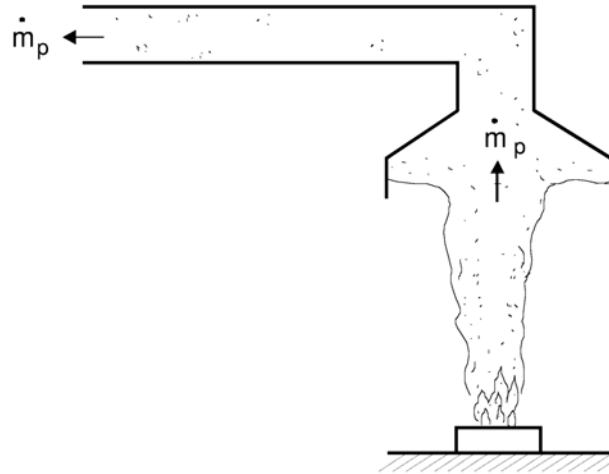


FIGURE 1.3 – Schéma représentatif de la technique utilisée par Zukoski [12] pour mesurer le débit massique du panache [16].

Le débit massique du panache à une hauteur z par rapport au foyer s'écrit :

$$\dot{m}_p = 0.071 Q_c^{1/3} (z - z_0)^{5/3} \left(1 + 0.026 Q_c^{2/3} (z - z_0)^{-5/3}\right) \quad \text{pour } z \geq z_l, \quad (1.12)$$

$$\dot{m}_p = 0.0054 Q_c \left(\frac{z}{z_l}\right) \quad \text{pour } z < z_l. \quad (1.13)$$

Modèle de panache de McCaffrey

À partir des mesures de température et de vitesse le long de l'axe du panache, et des observations visuelles lors de sa campagne expérimentale, McCaffrey [17] a divisé le panache thermique, issu d'une source de surface finie (brûleur de gaz naturel), en trois régions : région de flamme continue, caractérisée par une température constante et une vitesse nulle à la surface du brûleur qui augmente avec l'altitude z . Au-dessus de cette région la flamme est intermittente. La vitesse dans cette région est quasi-constante et la température diminue avec l'altitude. La troisième région est la région du panache thermique, où la vitesse et la température diminuent avec l'altitude ($V \sim z^{-1/3}$, $\Delta T \sim z^{-5/3}$). À partir de ses résultats expérimentaux et d'une analyse dimensionnelle, McCaffrey a établi des corrélations de vitesse et de température pour chaque région du panache. Ensuite, en exploitant ces résultats McCaffrey [13] a proposé la corrélation suivante de débit massique du panache à une hauteur z par rapport au foyer :

$$\dot{m}_p = C_1 \left(\frac{z}{\frac{z}{2}}\right)^{C_2} Q_t, \quad (1.14)$$

les coefficients C_1 et C_2 varient selon les trois régions. Le tableau 1.1 donne les valeurs des deux coefficients.

	$z/Q_t^{2/5}$ ($m/kW^{2/5}$)	C_1	C_2
Flamme continue	$0 < z/Q_t^{2/5} < 0.08$	0.011	0.566
Flamme intermittente	$0.08 < z/Q_t^{2/5} < 0.20$	0.026	0.909
Panache thermique	$0.20 < z/Q_t^{2/5}$	0.124	1.895

TABLE 1.1 – Valeurs des coefficients utilisés dans la corrélation de débit massique du panache de McCaffrey [13].

1.1.2 Remplissage d'un local par des fumées d'incendie

Lors du développement d'un feu dans un local, les gaz chauds issus de la combustion forment un panache ascendant, au-dessus du foyer, sous l'effet des forces d'Archimède. Le panache continue son mouvement ascensionnel en entraînant de l'air frais jusqu'à impacter le plafond qui l'oblige à s'étaler horizontalement dans toutes les directions. À cause des parois verticales, une couche de fumée se forme au-dessus d'une couche d'air frais plus dense. Le panache continue à alimenter la couche de fumée entraînant progressivement son épaissement jusqu'à remplir totalement le local.

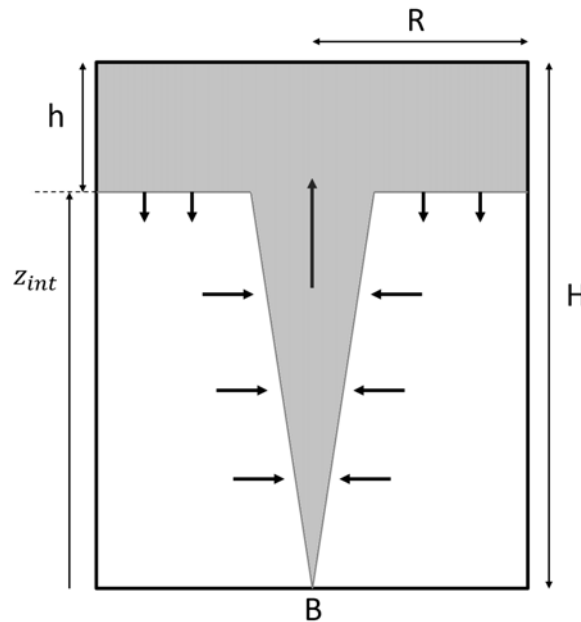


FIGURE 1.4 – Schéma représentatif du remplissage d'un local considéré par Baines et Turner [8].

Baines et Turner [8] ont été les premiers à aborder ce problème. Ces auteurs ont pro-

posé un modèle de remplissage permettant de calculer l'épaisseur de la couche stratifiée résultant d'un point source de flottabilité dans un milieu confiné. Leur approche est utilisée dans plusieurs codes à zones (ces codes sont présentés dans la section 1.3.1) pour le calcul du temps de remplissage d'un local par des fumées. Baines et Turner supposent que lorsque le panache impacte le plafond, à l'instant $t = 0$ s, on a la formation d'une couche d'épaisseur infinitésimale qui va remplir progressivement l'enceinte (cf. figure 1.4). La position de l'interface horizontale entre les deux couches, à savoir la limite entre la couche supérieure de fluide moins dense et la couche inférieure de fluide ambiant plus dense, est calculée par la relation suivante :

$$\frac{z_{int}}{H} = \left(\frac{2}{3} \frac{t}{t_f} + 1 \right)^{\frac{-3}{2}}, \quad (1.15)$$

avec :

$$t_f = \frac{S}{C H^{\frac{2}{3}} B^{\frac{1}{3}}}, \quad (1.16)$$

où S est la surface du local, H sa hauteur, B le débit de flottabilité et C une constante qui dépend du coefficient d'entraînement dans le panache.

Baines et Turner [8] ont constaté pendant leur campagne d'essais de remplissage que pour des facteurs de forme $\phi = R/H$ inférieurs à 1, où R est la moitié de la largeur du local et H sa hauteur, la dynamique du panache lors de son impact avec le plafond et les parois latérales a un effet notable sur la formation de la couche qui ne peut pas être négligé. Pour cela ils ont limité le domaine d'application du modèle aux facteurs de forme supérieurs à 1.

Suite à ce travail, plusieurs travaux ont été menés afin d'étudier le phénomène de remplissage pour des facteurs de forme inférieurs à 1. Barnett [18] a montré que pour des enceintes très étroites, de facteur de forme inférieur à 0.25, le développement du panache est affecté par l'écoulement descendant de fluide ambiant. Il a montré également que pour des facteurs de forme inférieurs à 0.172 le panache n'atteint jamais le plafond à cause des contraintes de cisaillement.

Récemment, Kaye et Hunt [19] ont mis en évidence deux régimes d'écoulement au niveau des parois latérales, en fonction du facteur de forme ϕ .

Ils ont montré que pour des locaux de hauteur importante ($\phi < 2/3$), quand l'écoulement sous plafond impacte les parois latérales, il crée des enroulements qui vont entraîner une quantité importante de fluide ambiant dans la couche, ce qui augmente l'épaisseur de cette dernière et par conséquent réduit le temps de remplissage du local (cf. figure 1.5(a)). Pour des locaux de largeur importante ($\phi \geq 2/3$), Kaye et Hunt ont observé qu'après l'impact avec les parois latérales, l'écoulement va s'effondrer sur lui-même en entraînant une faible quantité de fluide ambiant (cf. figure 1.5(b)).

Cette étude met en évidence l'impact majeur du facteur de forme ϕ sur le temps de remplissage du local, surtout pour des locaux de grande hauteur. Par ailleurs ces tra-

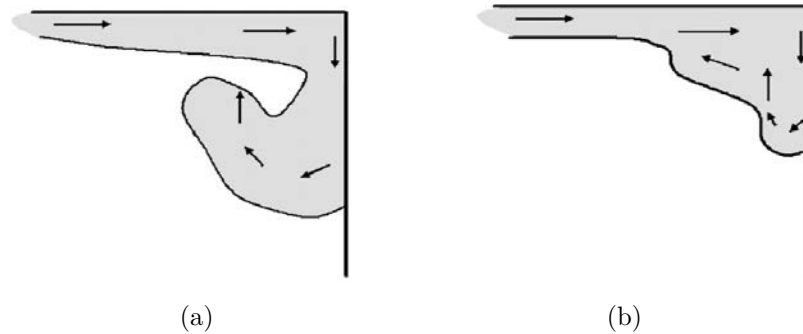


FIGURE 1.5 – Schéma des deux régimes d'écoulement au niveau des parois latérales. (a) $\phi < 2/3$ « Rolling mode ». (b) $\phi \geq 2/3$ « Slumping mode » [20].

vaux ont été menés dans le cadre de l'approximation de Boussinesq, pour des panaches massiques. Dans le cas de remplissage d'un local par un panache thermique d'incendie, Zukoski [21] a établi un modèle analytique simple de remplissage à partir des équations de conservation de la masse et de l'énergie dans les deux couches (la couche de fumée et la couche d'air frais). Ce modèle est destiné à prédire le temps de remplissage du local, contenant une ouverture en partie basse, par des fumées. Mowrer [22] a étendu le modèle de Zukoski afin de tenir compte de l'élévation de la température moyenne globale dans le local ainsi que de l'effet de la diminution de la quantité d'oxygène sur la température moyenne maximale. Récemment, Matesuyama [23] et Delichatesios [24] ont proposé des formules simples approximatives pour calculer la position de l'interface et la température de la couche de fumée dans le cas d'une puissance du feu variable. Dans une étude plus récente, Novozhilov [25] a établi une solution analytique exacte pour calculer le temps de remplissage d'un local par des fumées issues d'un feu d'une puissance constante.

1.1.3 Remplissage/vidange simultanés d'un local en cas d'incendie

Lors d'un feu dans un local ventilé naturellement, muni d'un exutoire au plafond et d'une ouverture d'amenée d'air en partie basse, la couche de fumée est alimentée en continu par le panache d'incendie. Simultanément, une partie des fumées est évacuée naturellement via l'exutoire au plafond sous l'effet des différences de pression entre le local et l'extérieur, qui créent un effet de tirage engendrant un écoulement d'air frais via l'ouverture inférieure.

En 1990, Linden et al [26] ont étudié ce phénomène de remplissage/vidange simultanés dans un local ventilé naturellement, dans le cadre du confort thermique dans les bâtiments. Ils ont identifié deux régimes de ventilation naturelle : la ventilation par mélange et la ventilation par déplacement. Dans le premier régime (cf. figure 1.6(a)), l'ouverture est située en partie haute du local, ce qui entraîne un écoulement bidirectionnel au niveau de l'ouverture (un écoulement sortant de gaz chaud et un écoulement entrant d'air frais). Le fluide à l'intérieur du local est caractérisé dans ce cas par une distribution relativement uniforme de la température. Le second régime de ventilation est caractérisé par une stra-

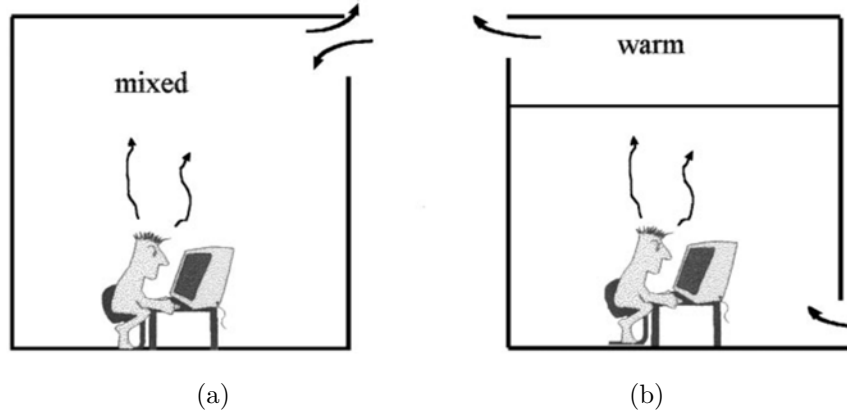


FIGURE 1.6 – Régimes de ventilation naturelle identifiés par Linden et al [27] : (a) ventilation par mélange, (b) ventilation par déplacement.

tification à deux couches à l'intérieur (cf. figure 1.6(b)). Ce régime apparaît dans le cas de deux ouvertures, une située en partie haute, à travers laquelle l'air chaud est évacué, et une seconde située en partie basse du local, à travers laquelle l'air frais entre dans le local.

Linden et al [26] ont étudié le phénomène de remplissage/vidange simultanés dans un local relié à l'extérieur par une ouverture d'amenée d'air de surface a_b au niveau du sol et un exutoire de surface a_t au niveau du plafond (cas de ventilation par déplacement), avec une source de flottabilité située au sol (cf. figure 1.7). Ils ont montré que dans ce cas un état stationnaire est atteint, caractérisé par une stratification à deux couches séparées par une interface horizontale, une couche chaude en partie haute et une couche à la température ambiante en partie basse. Ils ont trouvé que l'épaisseur de la couche chaude à l'état stationnaire ne dépend pas des caractéristiques de la source, elle dépend uniquement de la surface des ouvertures et de la hauteur du local :

$$\frac{A^*}{H^2} = C^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\xi^5}{1 - \xi} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.17)$$

avec $\xi = z_{int}/H$, où z_{int} est la position de l'interface. C est une constante qui dépend du coefficient d'entraînement dans le panache et A^* est la surface effective des ouvertures, elle s'écrit :

$$A^* = \frac{C_d a_t a_b}{\left(\frac{1}{2} \left(\frac{C_d^2}{c} a_t^2 + a_b^2 \right) \right)^{\frac{1}{2}}}, \quad (1.18)$$

où C_d est le coefficient de décharge au niveau de l'exutoire et c est le coefficient de perte de charge au niveau de l'ouverture d'amenée d'air.

Ce résultat a été validé par des expériences à l'échelle du laboratoire en injectant de

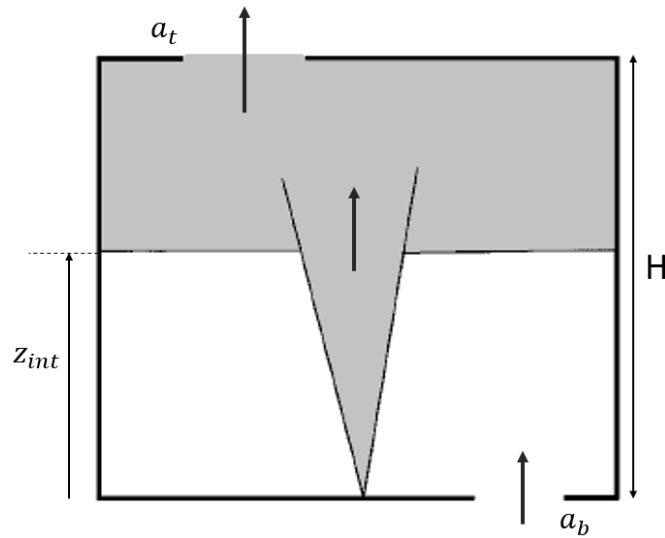


FIGURE 1.7 – Configuration considérée par Linden et al [26].

l'eau salée dans de l'eau douce pour créer un panache massique.

Dans le cas où la surface d'amenée d'air est largement supérieure à celle de l'exutoire ($a_b \rightarrow \infty$), on trouve la relation obtenue par Thomas et al [28] dans le cas d'un « petit feu ». Thomas fait la distinction dans ses travaux entre deux types de feu : petit feu et grand feu. Cette distinction est basée sur la surface de la source et pas sur sa puissance. Le feu est considéré comme « petit » dans le cas où : $\sqrt{A_f}/h_p < 0.5$, avec A_f la surface du feu et h_p la hauteur du panache avant qu'il ne plonge dans la couche de fumée.

Linden et al [26] et Thomas et al [28] ont utilisé la même approche pour déterminer l'épaisseur de la couche stratifiée à l'état stationnaire. Cette approche sera exposée dans la section 4.1.

Suite à ces travaux, plusieurs études de remplissage/vidange simultanés ont été menées afin de mieux comprendre le phénomène.

Remplissage / vidange simultanés d'un local dans le cas général non-Boussinesq

Rooney et al [29] ont étudié la phase stationnaire du problème de remplissage/vidange simultanés dans le cas général non-Boussinesq. En utilisant l'approche adoptée par Linden [26] et Thomas [28] et les solutions similaires du panache établies par Rooney et al [3] dans le cas non-Boussinesq, ils ont montré que, contrairement aux résultats de Linden et Thomas pour le cas Boussinesq, l'épaisseur de la couche de fumée dépend aussi de la

puissance de la source (incluse dans le paramètre θ ci-dessous) :

$$\frac{\bar{A}}{H^2} = C^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\xi^5}{1 - \xi} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.19)$$

avec :

$$\bar{A} = \frac{\theta^{\frac{1}{2}} C_d a_t a_b}{\left(\frac{1}{2} \left(\frac{C_d^2}{c} a_t^2 + \frac{a_b^2}{\theta} \right) \right)^{\frac{1}{2}}}, \quad (1.20)$$

θ est le rapport entre la masse volumique du panache et la masse volumique de l'air ambiant. Dans le cas Boussinesq θ tend vers 1, et on retrouve la relation (1.17) établie par Linden [26].

Rooney et al [29] ont mis en évidence que l'influence des effets non-Boussinesq sur les caractéristiques de la couche de fumée (la température et l'épaisseur) est négligeable dans le cas d'un petit feu, et par conséquent l'approximation de Boussinesq peut être appliquée dans ce cas.

La phase transitoire du problème de remplissage/vidange simultanés

Les travaux précédents ne se sont intéressés qu'à la phase stationnaire du problème de remplissage/vidange simultanés alors que la phase transitoire du problème peut être d'un intérêt considérable surtout dans des cas où le temps nécessaire pour atteindre l'état stationnaire est important.

En 2004, Kaye et Hunt [30] ont étudié théoriquement et expérimentalement (avec de l'eau salée) la phase transitoire du problème de remplissage/vidange simultanés pour la même configuration de local présentée par la figure 1.7, avec une source de flottabilité située au sol. Le fluide à l'intérieur du local est initialement à la température extérieure.

Ils ont montré que le régime transitoire est régi par le rapport de deux échelles caractéristiques de temps :

$$\mu = \frac{T_d}{T_f}, \quad (1.21)$$

où

- T_f est le temps de remplissage, proportionnel au temps nécessaire pour remplir le local fermé par le fluide issu du panache.
- T_d est le temps de vidange, proportionnel au temps nécessaire pour vider le local ventilé naturellement.

T_f et T_d sont fonctions des caractéristiques géométriques du local et de la puissance de la source.

Ce paramètre μ caractérise l'équilibre entre le remplissage et la vidange. Kaye et Hunt ont montré que, pour des grandes valeurs de μ , autrement dit pour des temps de vidange T_d importants, l'épaisseur de la couche supérieure peut dépasser sa valeur stationnaire pendant la phase transitoire, avant que le débit de vidange puisse équilibrer le débit de remplissage (débit de panache). Ce phénomène d'overshoot a été identifié auparavant par Hunt et Linden [31] et étudié récemment par Vauquelin [32].

Deux valeurs critiques de μ , à partir desquelles le phénomène d'overshoot apparaît, ont été calculées numériquement par Kaye et Hunt [30] pour deux types de source de flottabilité : ponctuelle et linéaire (panache plan).

Fitzgerald et Woods [33] ont étudié la phase transitoire du problème de remplissage/vidange simultanés dans le cas où le fluide à l'intérieur du local est initialement à une température uniforme supérieure à la température extérieure. Ils ont mis en évidence quatre modes transitoires possibles en fonction de la surface des ouvertures et de la gravité réduite du fluide initial dans le local, avant d'atteindre le régime stationnaire caractérisé par une stratification à deux couches. La figure 1.8 représente les quatre modes transitoires.

L'influence des pertes thermiques aux parois

Les études décrites jusqu'à présent ne prennent pas en compte les échanges thermiques aux parois. Elles considèrent que ces dernières sont adiabatiques. En effet, les travaux intégrant les transferts thermiques avec les parois sont peu nombreux.

Récemment, Lane-Serff et Sandbach [34] ont développé un modèle de l'état stationnaire du problème de remplissage/vidange simultanés, intégrant les transferts de chaleur aux parois. Deux types de transfert de chaleur sont considérés : le transfert de chaleur par conduction à travers le plafond et le transfert radiatif entre le plafond et le sol. Les pertes thermiques sont modélisées comme une perte de flottabilité. Ils ont montré que ces transferts thermiques ont une faible influence sur l'épaisseur de la couche supérieure, mais ont un impact important sur les températures des deux couches. En effet, le transfert de chaleur par conduction à travers le plafond entraîne une diminution significative de la température de la couche supérieure tandis que le transfert radiatif entre le plafond et le sol entraîne une augmentation de la température de la couche basse. Le modèle a été étendu au cas de plusieurs sources de même puissance ainsi qu'au cas des sources linéaires.

Les effets des transferts de chaleur aux parois sur la phase transitoire du problème de remplissage/vidange simultanés ont été examinés par Faure et Le Roux [35]. Ces derniers ont développé un modèle analytique de remplissage/vidange simultanés incluant les pertes thermiques au niveau des parois verticales. Ils ont montré que ces pertes thermiques ont une influence majeure sur le phénomène d'overshoot ainsi que sur le temps nécessaire

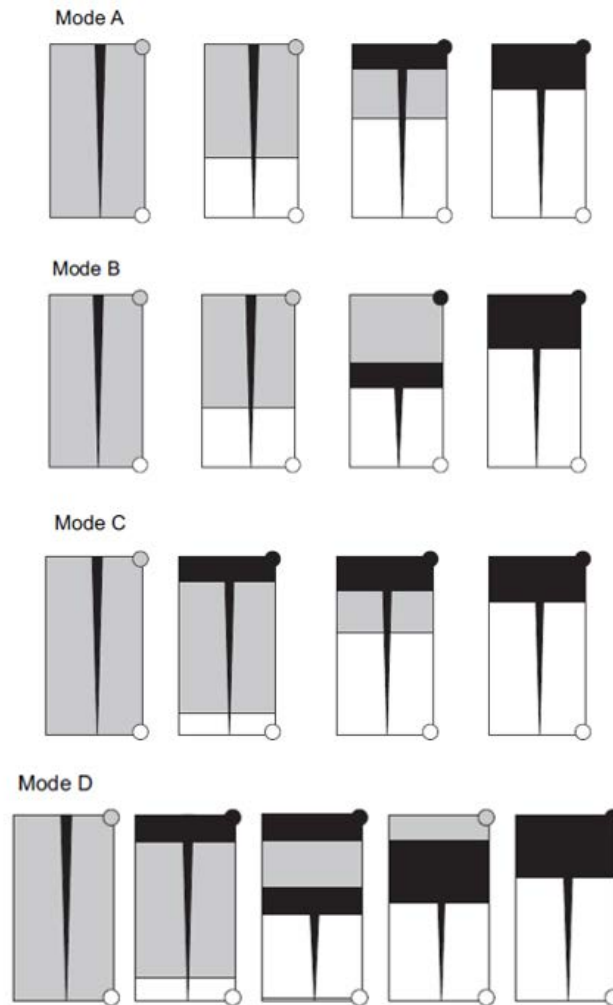


FIGURE 1.8 – Modes transitoires dans le cas d'un local préchauffé [33] (Gris= fluide initial - Blanc=air frais - Noir=fluide issu de la source de la chaleur).

pour atteindre le régime stationnaire. À cause des pertes thermiques aux parois, la couche chaude s'épaissit moins rapidement par rapport au cas des parois adiabatiques à cause de la diminution de la flottabilité, et par conséquent, le temps nécessaire pour atteindre l'état stationnaire augmente et le phénomène d'overshoot diminue jusqu'à disparaître pour des parois de résistance thermique faible.

Les modes d'écoulement lors de la vidange d'un local

Les modèles mentionnés jusqu'ici ne sont applicables que dans le cas d'un écoulement unidirectionnel au niveau de l'exutoire et d'une interface non perturbée par les écoulements entrants. Ces deux conditions ne sont pas toujours vérifiées. En effet, dans certains cas l'écoulement au niveau de l'exutoire peut être bidirectionnel et l'interface peut être perturbée par les écoulements entrants qui vont engendrer une couche de mélange des

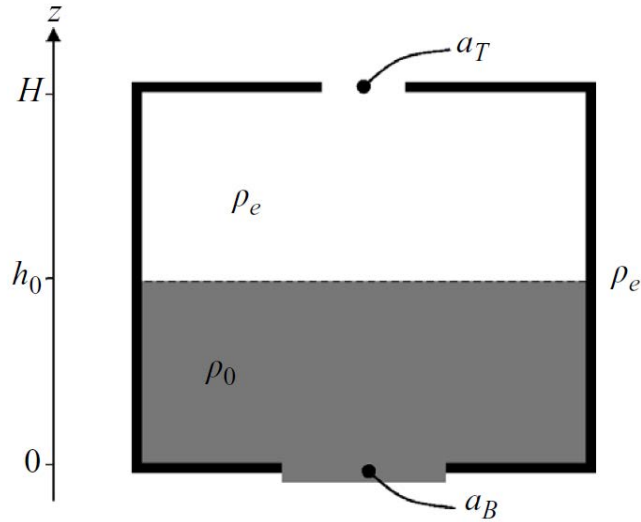


FIGURE 1.9 – Configuration considérée dans l'étude de Hunt et Coffey [36].

deux fluides. Cette problématique a été abordée par Hunt et Coffey [36]. Ces chercheurs ont identifié à travers une série d'expériences avec de l'eau salée, quatre modes d'écoulement possibles lors de la vidange d'une boîte de hauteur H et de section transversale S reliée avec l'extérieur par deux ouvertures, une ouverture en partie haute de surface a_T et une ouverture en partie basse de surface a_B . L'intérieur de la boîte est initialement stratifié en deux couches homogènes, une couche de fluide moins dense flottant sur une couche de fluide plus dense, séparées par une interface horizontale (cf. figure 1.9).

Ces quatre modes d'écoulement sont distingués par la direction d'écoulement à travers l'ouverture inférieure, s'il est unidirectionnel ou bien bidirectionnel, et par l'impact de l'écoulement de fluide entrant par l'ouverture supérieure sur l'interface, s'il la perturbe en créant une couche de mélange de deux fluides ou bien non.

Deux nombres de Froude calculés à l'instant initial, sont utilisés pour identifier le mode d'écoulement : Le premier $Fr_B(0)$ correspond à l'ouverture inférieure, il permet de déterminer la direction d'écoulement au niveau de l'exutoire et le second $Fr_T(0)$ correspond à l'ouverture supérieure, il caractérise l'intensité des perturbations au niveau de l'interface engendrées par les écoulements entrants.

La figure 1.10 représente les quatre modes d'écoulement en fonction des deux nombres de Froude $Fr_T(0)$ et $Fr_B(0)$. À droite de la ligne verticale pointillée $Fr_T(0) = 0.67$, une couche intermédiaire de mélange de deux fluides se développe à cause des perturbations engendrées par l'écoulement entrant par l'ouverture supérieure. En dessous de la ligne horizontale $Fr_B(0) = 0.33$, l'écoulement au niveau de l'exutoire devient bidirectionnel.

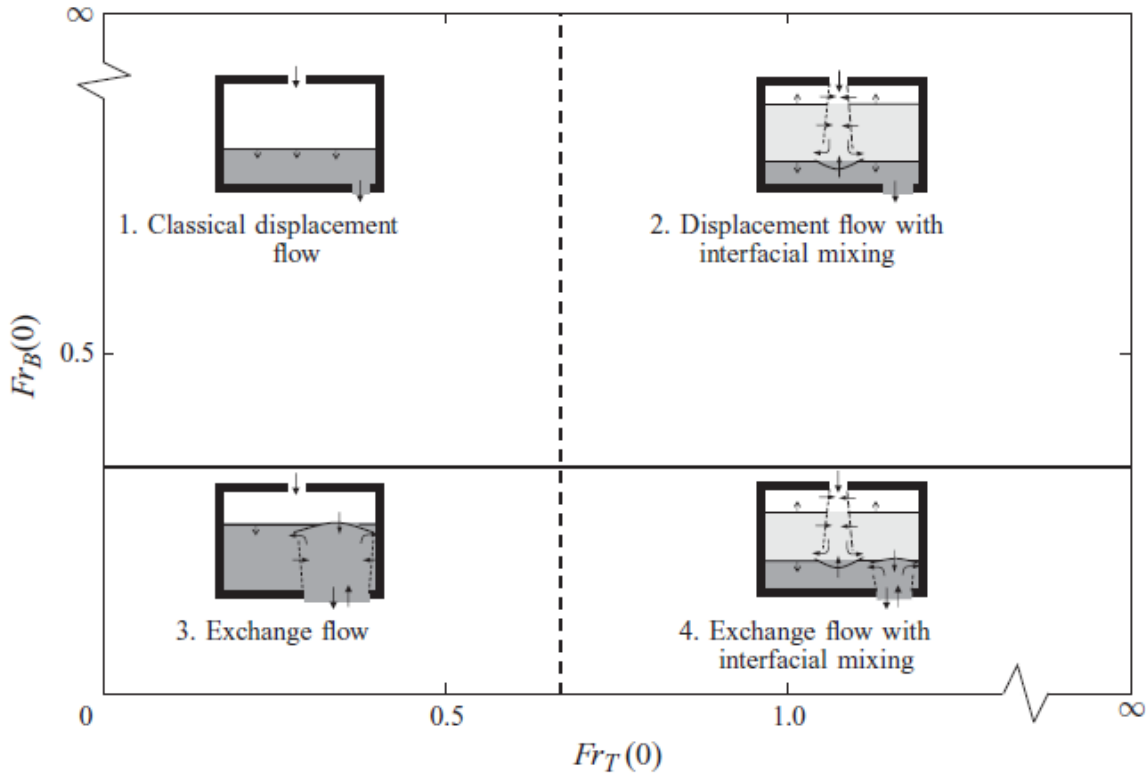


FIGURE 1.10 – Modes d’écoulement en fonction des deux nombres de Froude $Fr_T(0)$ et $Fr_B(0)$ [37].

1.1.4 Propagation de fumées entre les différents locaux d’un bâtiment

Dans un bâtiment, si le feu prend naissance dans un local, les fumées se propagent aux autres locaux en communication aéraulique avec le local en feu. La propagation de fumées se fait notamment à travers les portes et la cage d’escalier qui permet la propagation des fumées aux autres étages du bâtiment. Il est donc crucial de comprendre et de caractériser les écoulements à travers ces éléments, pour pouvoir prédire la propagation de fumée dans un bâtiment. Dans les sections suivantes nous présentons quelques travaux notables sur les écoulements de fumées au niveau d’une porte et dans une cage d’escalier.

Écoulement de fumée au niveau d’une porte

L’écoulement de fumée à travers une porte est dû à des différences de pression hydrostatique induites par les écarts de température (densité) entre les deux côtés de l’ouverture. De nombreux travaux ont été menés pour caractériser l’écoulement au niveau d’une porte d’un local en feu, notamment le débit de fumée sortant, le débit d’air frais entrant et la position du plan neutre (la position verticale où la différence de pression est nulle). La description théorique de ce type d’écoulement est généralement basée sur l’application

du théorème de Bernoulli pour évaluer le profil vertical de vitesse le long de l'axe de la porte, comme par exemple dans les travaux de Prah et Emmons [38] et Steckler et al [39]. Prah et Emmons [38] ont réalisé des expériences à l'échelle du laboratoire avec de l'eau et du kérosène, afin d'étudier l'écoulement au niveau d'une ouverture verticale (porte ou bien fenêtre). Ils ont montré que, pour des grands nombres de Reynolds, le coefficient de débit au niveau de l'ouverture, utilisé dans le modèle théorique, est égal à 0.68. Une étude expérimentale à l'échelle réelle a été menée par Steckler et al [40] afin d'étudier les coefficients de débit au niveau d'une ouverture verticale reliant un local en feu à un grand espace. En exploitant leurs résultats expérimentaux, ils ont calculé une valeur moyenne du coefficient de débit de 0.68 pour l'écoulement entrant d'air, et de 0.73 pour l'écoulement sortant de fumée. Nakaya et al [41] ont réalisé des expériences à grande échelle dans deux compartiments reliés par une porte. Ils ont montré que le débit d'air entrant au local en feu peut être exprimé uniquement en fonction du facteur de ventilation $S_p\sqrt{H_p}$, où S_p et H_p représentent respectivement la surface et la hauteur de la porte. Ce facteur de ventilation a été utilisé auparavant par Kawagoe [42] pour évaluer le débit d'air entrant via une porte reliant un local en feu à un espace libre. Dans des études plus récentes [43] [44], Briant a utilisé la technique SPIV (Stereoscopic Particle Image Velocimetry) pour mesurer le champ de vitesse de l'écoulement au niveau de la porte d'un local en feu. L'auteur a montré que la technique de mesure des vitesses d'écoulement par des sondes bidirectionnelles, utilisée dans les travaux précédents ([41], [40]) donne des bons résultats si on compare les débits massiques d'air entrant évalués à partir des deux techniques de mesure de vitesse [44].

Écoulement de fumée dans une cage d'escalier

Lors d'un incendie dans un bâtiment, la cage d'escalier peut constituer un chemin important pour la propagation des fumées aux autres niveaux du bâtiment. Deux mécanismes de propagation de la fumée peuvent apparaître dans une cage d'escalier : le tirage thermique et le mélange turbulent. Le tirage thermique est dû aux différences de pression induites par les différences des températures des gaz entre l'intérieur et l'extérieur de la cage. Ce mécanisme peut accélérer l'écoulement de fumée dans la cage d'escalier. Quant au second mécanisme, il découle du fait que l'interface entre une couche supérieure de gaz froid et une couche inférieure de gaz chaud moins dense est instable. Par conséquent, l'instabilité gravitationnelle conduit à un mélange rapide entre les deux couches [45] [46].

Des études numériques et expérimentales ont été menées afin de comprendre et de décrire l'écoulement de la fumée dans une cage d'escalier. En 1985, Marshall [47] a réalisé des expériences à l'échelle du laboratoire sur une maquette thermique d'une cage d'escalier de cinq étages, contenant une ouverture dans sa partie supérieure. Le foyer a été placé dans un compartiment au premier niveau (cf. figure 1.11(a)). Il a montré que la présence d'escalier faisait tourbillonner les gaz chauds. L'auteur a établi une corrélation empirique du débit d'air entraîné par les fumées dans la cage d'escalier. Qin et al [48] ont étudié numériquement l'écoulement de fumée dans une cage d'escalier reliant deux étages pour différents scénarios d'incendie. Le foyer a été situé dans la cage d'escalier au niveau du

sol (cf. figure 1.11(b)). L'effet de la taille des portes des deux niveaux ainsi que l'effet de la puissance du feu ont été étudiés. Les auteurs ont montré que la puissance du feu a un effet notable sur les distributions de la température, de la vitesse et de la concentration d'oxygène dans la cage d'escalier. Sun et al [49] ont étudié, à l'aide des expériences à grande échelle et des simulations numériques, l'écoulement de fumées dans une cage d'escalier fermée de six étages, issues d'un feu placé dans un compartiment situé au premier niveau (cf. figure 1.11(c)). Les auteurs ont observé la formation des tourbillons de fumée au-dessous des marches d'escalier. Ils ont également observé que plus l'écart de température est important, plus les tourbillons sont intenses. Récemment, Shi et al [46] ont étudié l'écoulement de fumée dans une cage d'escalier pour des immeubles de grande hauteur (IGH). Des expériences à petite échelle sur une maquette thermique d'une cage d'escalier de douze étages ont été réalisées. La cage communique avec l'extérieur via des fenêtres situées aux différents niveaux. Le foyer a été placé dans un compartiment situé au premier niveau (cf. figure 1.11(d)). Les auteurs ont montré que :

- l'écoulement de fumée dans la cage d'escalier est piloté par les deux mécanismes : le tirage thermique et le mélange turbulent,
- l'évolution de la vitesse verticale dans la cage d'escalier montre deux régimes : dans le premier régime, le mélange turbulent joue un rôle significatif dans l'écoulement de fumée, alors que dans le deuxième régime, le tirage thermique devient dominant,
- la puissance du feu et la position de l'ouverture impactent la durée de chaque régime,
- le mécanisme de mouvement de fumée a un effet important sur la distribution verticale de la température dans la cage d'escalier.

En utilisant la même maquette, Ji et al [50] ont étudié l'effet de la position de l'ouverture dans la cage d'escalier sur les caractéristiques du panache ascendant, piloté par le mélange turbulent. Dans un autre travail et en utilisant la même maquette, Ji et al [51] ont étudié l'effet de tirage thermique sur le comportement de la flamme d'un feu de bac d'heptane. Ils ont montré que la température dans la région de flamme continue est inférieure à celle mesurée dans le cas d'un feu dans un milieu libre, du fait du flux d'air entrant induit par l'effet de tirage, tandis que les longueurs des flammes continue et intermittente sont beaucoup plus importantes.

1.2 Études expérimentales d'incendie dans un bâtiment

Comme nous avons pu le constater dans les travaux précités, deux approches expérimentales sont utilisées dans les études des phénomènes liés au feu du bâtiment, à savoir l'approche expérimentale à échelle réelle et l'approche expérimentale à échelle réduite sur des maquettes. Les expériences à échelle réelle sont moins nombreuses du fait des contraintes liées à ce type d'expériences, notamment le coût élevé des essais, l'instrumentation limitée et l'influence des conditions météorologiques sur les résultats. Pour cela

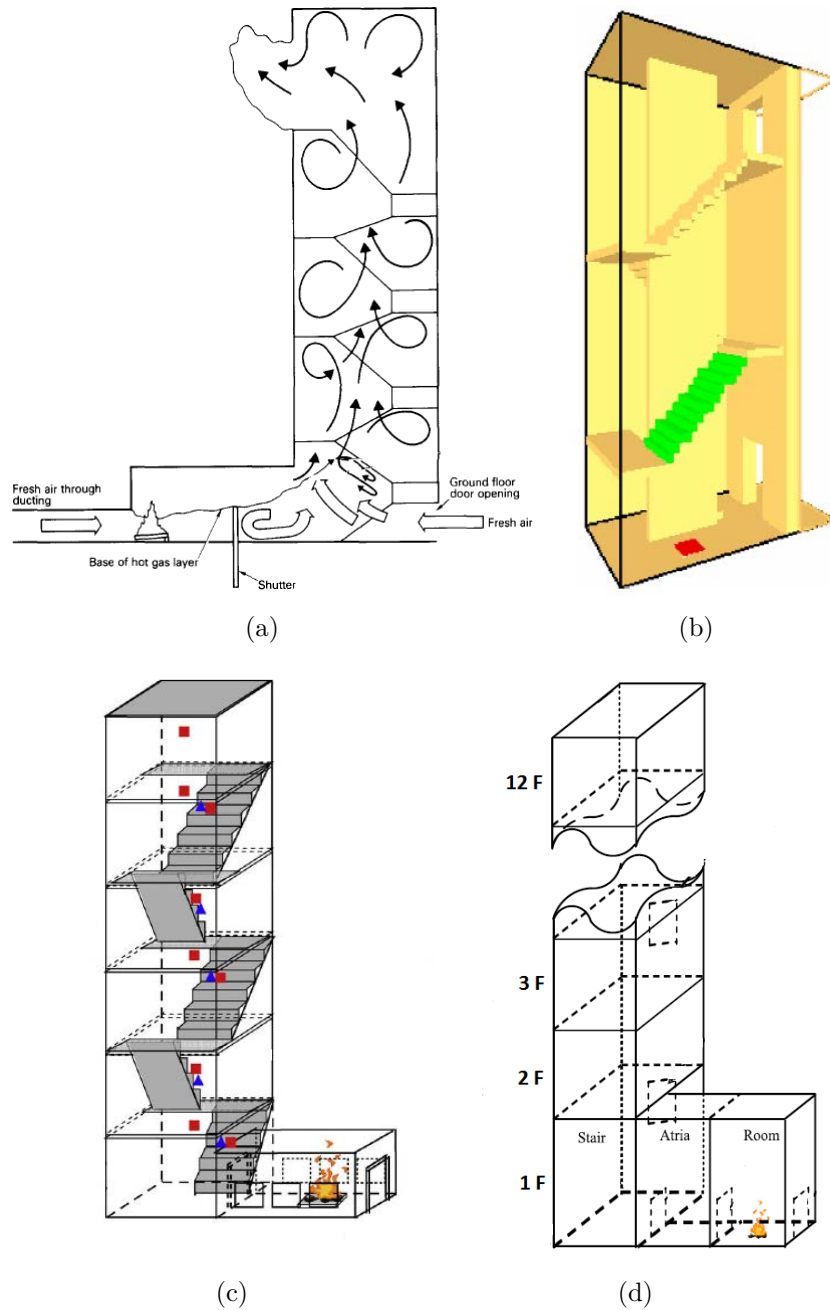


FIGURE 1.11 – Schéma représentatif de la configuration de la cage d'escalier étudiée par : (a) Marshall [47], (b) Qin et al [48], (c) Sun et al [49], (c) Shi et al [50].

l'approche expérimentale sur maquette à échelle réduite est souvent adoptée dans les études des phénomènes liés à l'incendie. Parmi les avantages de cette approche, on peut citer :

- la possibilité de réalisation de plusieurs essais,
- une meilleure maîtrise des conditions d'essais,
- l'utilisation d'une instrumentation fine, telle que l'utilisation de la technique PIV (Particle Image Velocimetry) pour mesurer le champ de vitesse d'écoulement.

L'approche expérimentale sur une maquette est basée sur les règles de similitude. Ces règles permettent de conserver les phénomènes physiques entre les deux échelles, permettant ainsi la transposition des résultats tirés des expériences sur maquette à l'échelle réelle. La similitude entre l'échelle réelle et l'échelle réduite est assurée par la conservation entre les deux échelles des nombres adimensionnels, découlant des équations décrivant le problème physique. Concernant les études de l'aérodynamique des fumées d'incendie, dans le cadre général non-Boussinesq, deux nombres sont généralement conservés : le nombre de Froude et le nombre de Richardson [52]. Soit β le facteur de réduction géométrique, les rapports entre les grandeurs de l'échelle réduite et celles de l'échelle réelle, déduits de la conservation de ces deux nombres, sont présentés dans le tableau 1.2. Ces relations entre les grandeurs des deux échelles représentent les règles de similitude.

	Longueur	Temps	Écart de masse volumique	Vitesse	Débit volumique	Débit massique	Puissance
$\frac{\text{Grandeur}_{\text{maquette}}}{\text{Grandeur}_{\text{réelle}}}$	β	$\beta^{1/2}$	β^0	$\beta^{1/2}$	$\beta^{5/2}$	$\beta^{5/2}$	$\beta^{5/2}$

TABLE 1.2 – Rapports entre les grandeurs de l'échelle réduite et celles de l'échelle réelle (règles de similitude).

Il faut noter que le nombre de Reynolds Re ne peut pas être conservé dans ce cas, étant donné qu'il est impossible de conserver à la fois le nombre de Froude Fr et le nombre de Reynolds Re . Par conséquent, il faut simplement s'assurer de conserver le régime d'écoulement entre les deux échelles.

Nous pouvons distinguer deux types de maquettes : les maquettes isothermes, nommées aussi maquettes froides, et les maquettes thermiques. Dans les maquettes isothermes, le panache thermique d'incendie est simulé en injectant un fluide à température ambiante, de masse volumique différente de celle du fluide ambiant, par exemple injection d'eau salée dans de l'eau douce [53] [54] [55], injection de kérosène dans de l'eau [38], injection d'un mélange de faible masse volumique d'air et d'hélium dans l'air [56]. À noter que cette dernière technique (air / hélium) permet d'atteindre des écarts de masse volumique importants, contrairement aux deux autres techniques. Les maquettes isothermes ne permettent pas de rendre compte du processus de combustion et des transferts thermiques (rayonnement, pertes thermiques aux parois, ...) contrairement aux maquettes thermiques.

Dans ces dernières, un feu de bac de combustible liquide est souvent utilisé pour générer des fumées [47] [51].

1.3 Simulation d'incendie dans un bâtiment

Dans l'ingénierie de la sécurité incendie ainsi que dans le domaine de la recherche, des outils numériques sont utilisés pour simuler le développement d'un feu ainsi que la propagation de fumée dans un bâtiment. Nous pouvons distinguer deux grandes familles de code de calcul d'incendie : les codes à zones et les codes à champs. Le choix du code dépend de l'objectif de l'étude, de la configuration étudiée et du degré de précision envisagé.

1.3.1 Codes à zones

Le principe des modèles à zones consiste à découper le volume d'un local en deux zones gazeuses : la zone haute (couche de fumée) et la zone basse (air frais) (cf. figure 1.12). Ce découpage de volume en deux zones est issu de l'observation, lors des expériences, que les gaz chauds issus d'un foyer s'accumulent sous le plafond, délimité par une frontière à peu près horizontale sous laquelle se situe l'air frais. Dans les modèles à zones, la zone haute et la zone basse sont supposées avoir des propriétés physiques (température, opacité, composition en espèces chimiques, ...) homogènes, ce qui n'est pas vraiment le cas dans la réalité. Cependant, cette approximation est raisonnable puisque les variations des propriétés physiques dans une zone sont faibles devant les variations des mêmes propriétés à l'interface entre les deux zones.

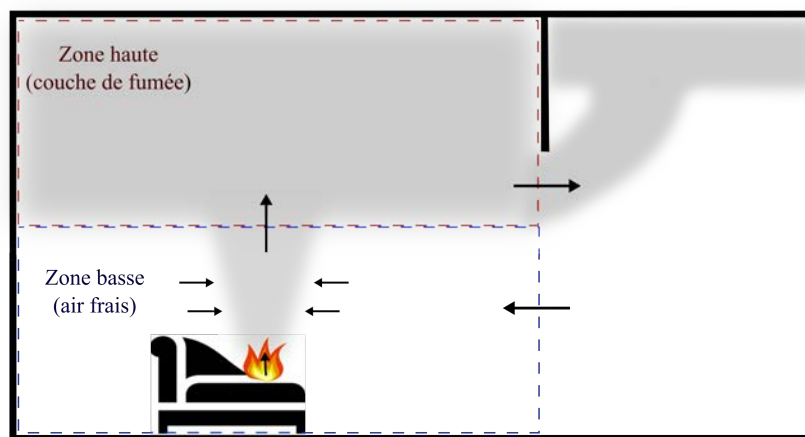


FIGURE 1.12 – Découpage de volume d'un local en deux zones.

Les propriétés physiques de chaque zone sont calculées à partir de la résolution numérique du système des équations différentielles, établi en appliquant les lois de conservation de la masse et de l'énergie dans chaque zone du domaine étudié. Quintiere [57] [58] a présenté en détail le système d'équations décrivant un modèle à zones.

Les flux de masse et d'énergie générés par les composantes du système étudié (foyers, ouvertures, les parois des locaux, système de désenfumage ...) sont modélisés à l'aide des outils simples comme l'utilisation des corrélations empiriques, par exemple l'utilisation des corrélations de Zukoski, de McCaffrey ou bien d'Heskestad, présentées dans la section 1.1.1, pour évaluer le débit massique du panache à l'interface entre les deux zones, ou bien l'application du théorème de Bernoulli pour évaluer le débit de masse à travers les ouvertures. La figure 1.13 représente les échanges de masse et d'énergie entre les différentes composantes pour un cas simple d'un local contenant un seul foyer et en contact avec le monde extérieur à travers des ouvertures.

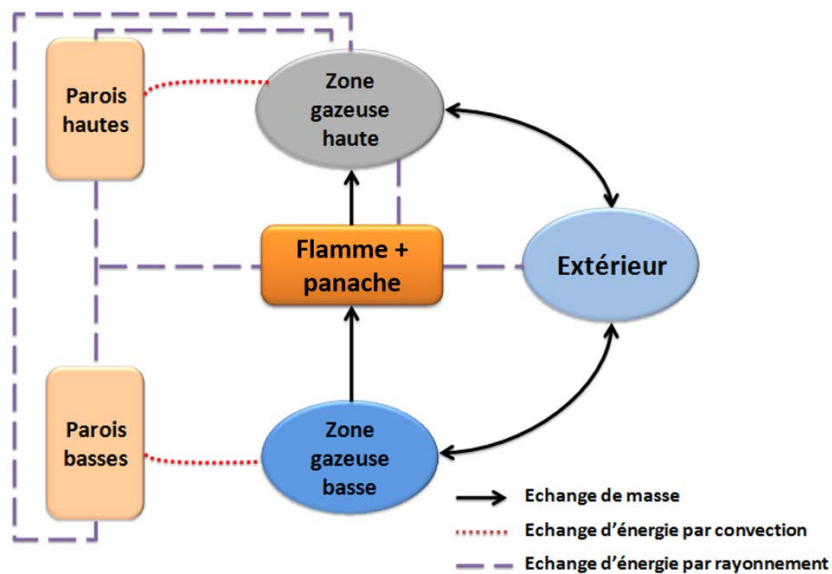


FIGURE 1.13 – Échange de masse et d'énergie lors d'un feu.

Du fait de la simplicité des équations utilisées et des hypothèses adoptées, la durée de la simulation est en général de l'ordre de quelques dizaines de secondes, ce qui constitue le point fort des codes à zones.

Parmi les codes à zones utilisés dans le domaine de la sécurité incendie, on peut citer :

- CFAST développé par le National Institute of Standards and Technology (NIST) aux États-Unis [59],
- CIFI développé par le Centre Scientifique et Technique du Bâtiment en France [60],
- BRI2002 développé par le Building Research Institute au Japon [61],
- MAGIC développé par l'EDF en France [62],
- OEIL développé par la DGA en France.

1.3.2 Codes à champs

Les codes à champs fournissent une description détaillée du champ d'écoulement tri-dimensionnel dans tout le domaine étudié (à l'intérieur et à l'extérieur de la structure

étudiée), à partir de la résolution des équations de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Le domaine étudié est par exemple discrétisé en un très grand nombre de sous-volumes (mailles) (cf. figure 1.14). Dans chaque maille les propriétés physiques de fluide (température, vitesse, concentrations des espèces chimiques, ...) sont supposées uniformes et un algorithme de résolution donne une solution discrète du système d'équations couplées considéré. En général, dans ce type de code, le modèle hydrodynamique est couplé à des sous-modèles permettant de modéliser les différents phénomènes physiques tels que la turbulence, la combustion, les transferts radiatifs et convectifs.

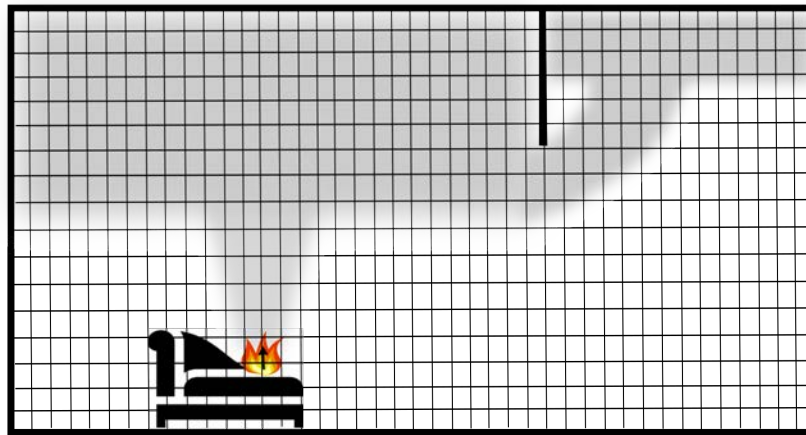


FIGURE 1.14 – Illustration de discrétisation d'un domaine de calcul dans un code à champs.

Le code à champs le plus utilisé dans le domaine de la sécurité incendie est le code Fire Dynamics Simulator (FDS), développé par le NIST aux États-Unis. Ce code résout numériquement les équations de Navier-Stokes dans le cadre de l'approximation du faible nombre de Mach ($M = V/c \ll 1$), autrement dit, pour un écoulement avec une vitesse caractéristique V très inférieure à la vitesse du son c . La turbulence est modélisée, par défaut, par la méthode de simulation des grandes échelles, nommée LES (Large eddies simulations). Cette méthode consiste, à partir d'un filtrage, à simuler les structures turbulentes les plus grandes, les plus petites échelles de turbulence étant modélisées, par défaut, par le modèle de sous maille de Deardorff. D'autres modèles sont implémentés dans FDS tels que les modèles de pyrolyse, de combustion, de rayonnement, de formation de suies et d'aspersion. Pour plus de détails sur le code FDS, le lecteur pourra se référer au guide technique du logiciel [63].

Il faut noter que même si le code à champs permet une description plus fine des écoulements dans un bâtiment en feu, le coût et la durée de simulation constituent des freins à l'utilisation de ce type de code, notamment dans les études stochastiques qui nécessitent un grand nombre de simulations.

Chapitre 2

Évaluation de l'approche zonale en vraie grandeur

Sommaire

2.1	Dispositif expérimental	30
2.2	Instrumentation	30
2.3	Évaluation du code à zones	32

*En juillet 2016, une campagne expérimentale à échelle réelle a été réalisée dans un bâtiment d'habitation de type R+3 situé à La Châtaigneraie (Vendée), en collaboration entre le laboratoire LEMTA, le CSTB, l'institut PPrime de Poitiers et le SDIS 85. L'objectif de cette campagne était, d'une part, d'étudier la propagation de fumée dans un bâtiment multi-étages issue d'un feu situé dans un local au rez-de-chaussée et, d'autre part, de constituer une base de données permettant d'évaluer la capacité des modèles numériques, utilisés dans l'ingénierie de la sécurité incendie, à simuler la propagation de fumée dans un bâtiment multi-étages. L'objectif de ce chapitre est d'évaluer la capacité d'un code à zones à simuler l'écoulement de fumées dans un bâtiment multi-étages. Nous avons choisi d'évaluer le code à zones CFAST développé par le NIST, du fait que ce code est largement utilisé dans l'ingénierie de la sécurité incendie. Ce code a été confronté aux résultats de la campagne expérimentale à échelle réelle. Dans un premier temps, nous présentons le dispositif expérimental ainsi que l'instrumentation utilisés. Ensuite, le code à zones CFAST est évalué. Ce chapitre est rédigé volontairement de façon synthétique et il est complété par l'article « **Full-scale smoke tests in a three-storey residential building** » que nous avons publié dans *Journal of Physics : Conf. Series* [64] (l'article est présenté en annexe A.1).*

2.1 Dispositif expérimental

Les essais ont été réalisés dans une partie du bâtiment constitué de quatre appartements identiques de type T4, chacun est situé à un niveau, ils sont reliés par une cage d'escalier. Chaque appartement contient trois chambres, une cuisine, une salle à manger/salon, un WC et une salle de bain. Les figures 2.1 et 2.2 représentent respectivement la configuration étudiée et le plan des appartements et de la cage d'escalier. L'appartement situé au premier étage a été fermé durant l'essai. Quant aux autres appartements, les portes de la chambre 3, de la salle de bain, du WC et de la cuisine ont été fermées. Dans l'appartement situé au troisième étage, la porte de la chambre 1 a été également fermée, et la fenêtre de la chambre 2 a été ouverte pour assurer le désenfumage naturel du bâtiment.

Le foyer est un bûcher de bois (cf. figure 2.3), placé dans la chambre 1 de l'appartement situé au rez-de-chaussée. La chambre possède une ouverture sur l'extérieur pour assurer l'amenée d'air au foyer (cf. figure 2.1).

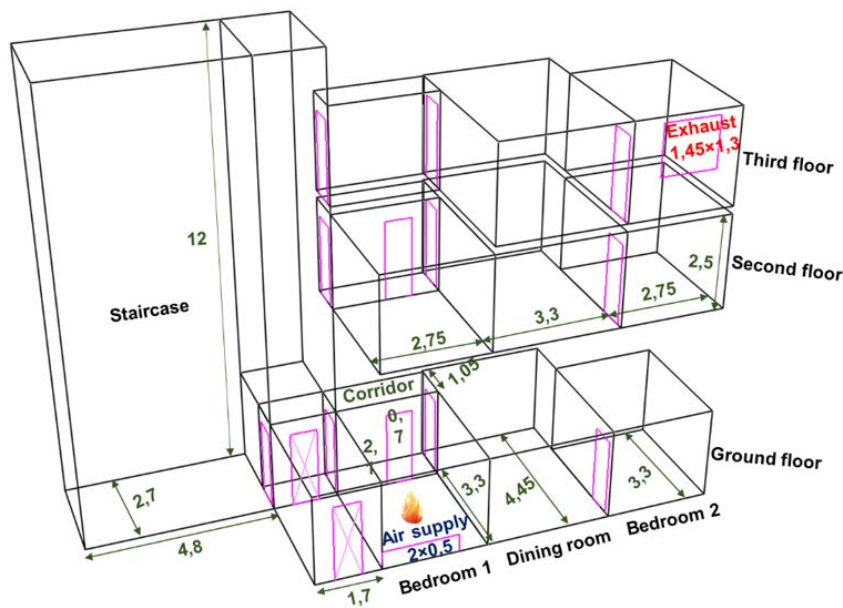


FIGURE 2.1 – Schéma représentatif de la configuration étudiée [64].

2.2 Instrumentation

Une balance et un analyseur de gaz ont été utilisés pour évaluer la puissance du feu avec deux méthodes différentes. Des arbres de thermocouples de type K ont été placés à l'intérieur de chaque local et au niveau des portes afin de mesurer les profils verticaux de

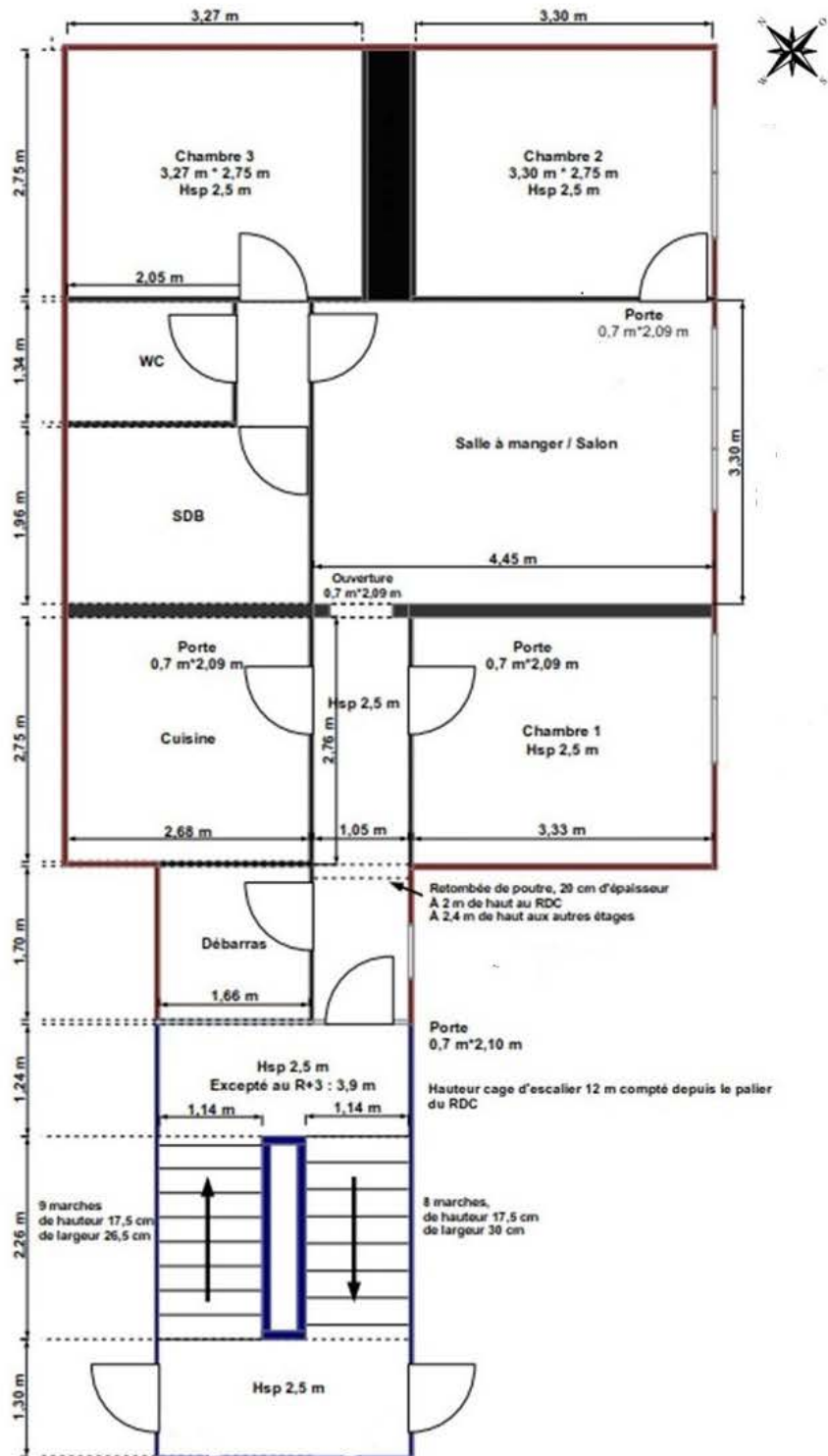


FIGURE 2.2 – Plan des appartements et de la cage d’escalier.

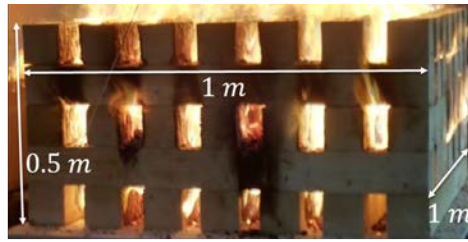


FIGURE 2.3 – Photo du foyer utilisé dans la campagne expérimentale à échelle réelle.

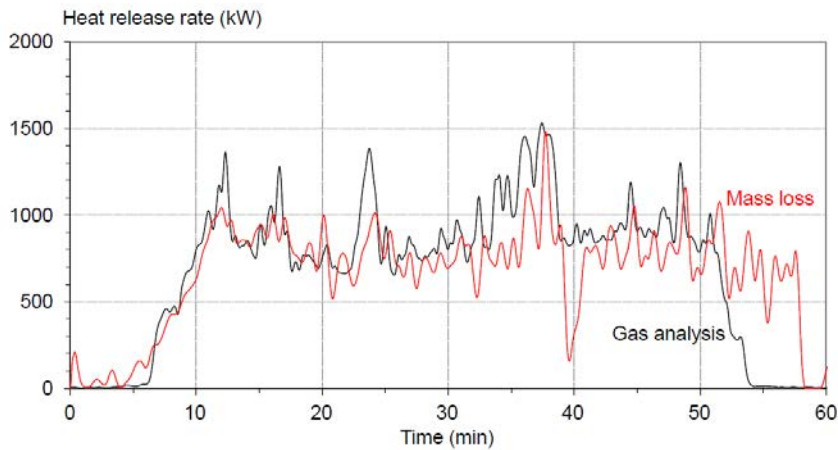


FIGURE 2.4 – Évolution temporelle de la puissance totale du feu [64].

température. Les vitesses des écoulements au niveau des portes ont été mesurées à l'aide des sondes de McCaffrey ou des anémomètres à hélice. Afin de détecter l'enfumage des locaux fermés via les fuites au niveau des portes, des détecteurs avertisseurs autonomes de fumée (DAAF) ont été installés dans ces locaux. Des mesures d'opacité de fumées et des flux thermiques ont également été réalisées.

2.3 Évaluation du code à zones

Trois essais ont été réalisés dans cette campagne expérimentale sur trois jours successifs. Le premier essai a été réalisé dans des conditions météorologiques défavorables du fait du sens et la vitesse du vent, et la dégradation marquée du local en feu en cours d'essai a faussé la mesure de puissance du feu en particulier. Une partie des résultats expérimentaux du deuxième et troisième essais a été exploitée dans [64] pour évaluer le code à zones CFAST (l'article [64] est présenté en annexe A.1), on reprend ici les éléments d'analyse essentiel. La figure 2.4 présente l'évolution temporelle de la puissance du feu calculée avec les deux méthodes. Ces dernières donnent des résultats similaires. La puissance totale du feu, moyennée sur la phase stationnaire varie entre 790 kW et 935 kW .

Pour évaluer le code à zones CFAST, nous avons appliqué la méthode de Janssens et Tran [65] sur les profils verticaux de température, afin de calculer les grandeurs moyennes

caractérisant les deux zones dans chaque pièce (la position d'interface thermique, les températures de la zone haute et de la zone basse). Cette méthode sera présentée dans la section 4.2.2.2. La figure 2.5 présente l'évolution temporelle de la position d'interface dans chaque pièce. Nous avons constaté que dans le local en feu (chambre 1) CFAST prédit bien la position d'interface, alors que dans les autres locaux le code sous-estime la position d'interface de 20 % à 36 % de la hauteur des pièces. En fait, à part le local en feu et la salle à manger, CFAST prédit un remplissage total de la chambre 2 de l'appartement situé au rez-de-chaussée et des chambres des appartements situés au deuxième et au troisième étage, au bout de 8-13 minutes. Quant aux températures moyennes des deux zones dans chaque pièce (cf. figure 2.6), elles sont prédites par le code à zones avec une précision acceptable. Les écarts n'excèdent pas 22 % sauf pour la température de la zone basse dans le local en feu.

Nous avons également comparé les débits massiques sortant de l'appartement situé au rez-de-chaussée et entrant à l'appartement situé au dernier étage. La figure 2.7 présente les résultats de comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par le code à zones. On peut constater que le code à zones sous-estime le débit massique moyen durant la phase stationnaire de la puissance du feu d'environ 0.45 *kg/s* à 0.55 *kg/s*, ce qui correspond à des écarts relatifs de 17 % à 20 %.

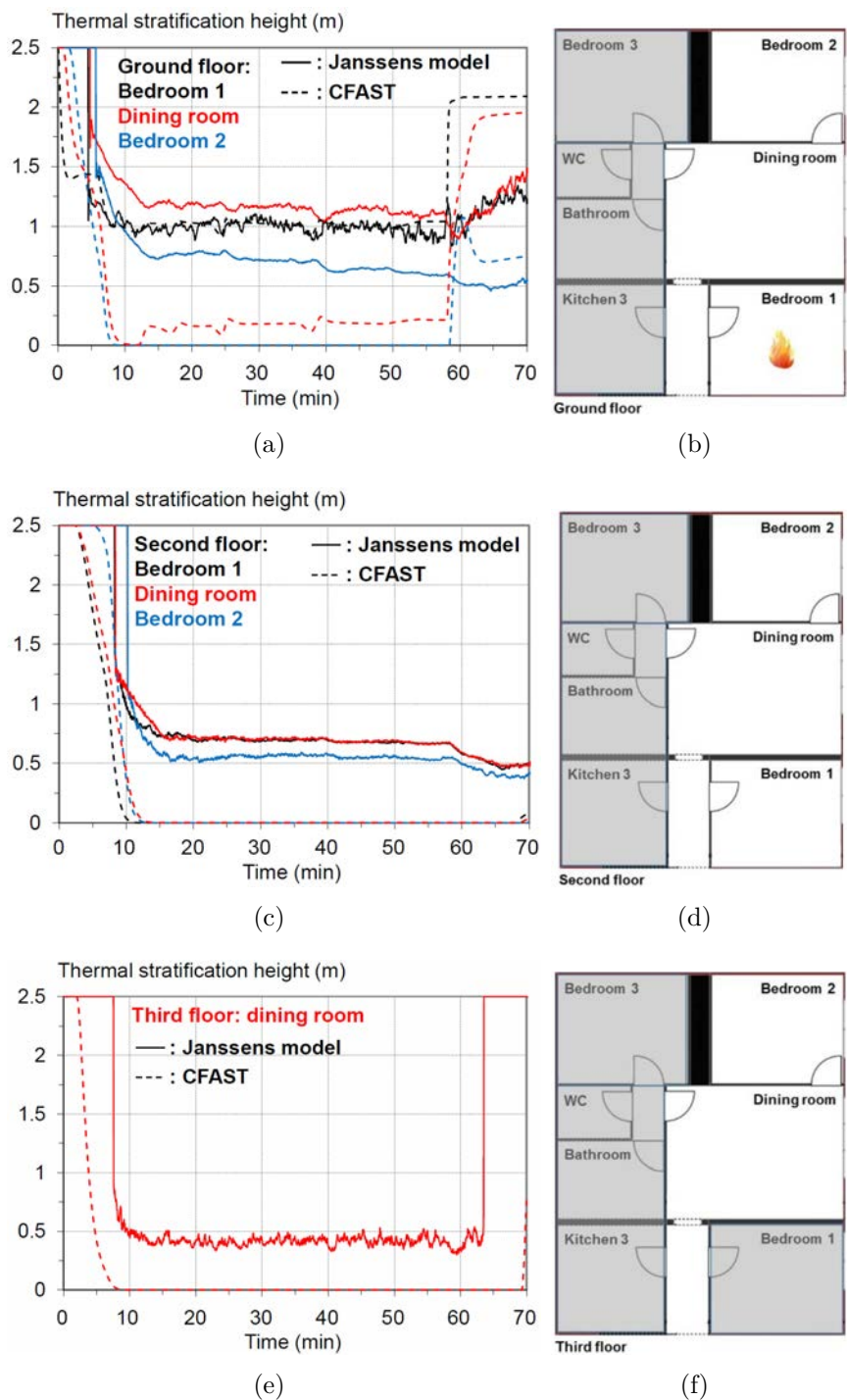


FIGURE 2.5 – Évolution temporelle de la position de l'interface à l'intérieur de chaque pièce [64]. (a),(b) Rez-de-chaussée - (c),(d) Deuxième étage - (e),(f) Troisième étage.

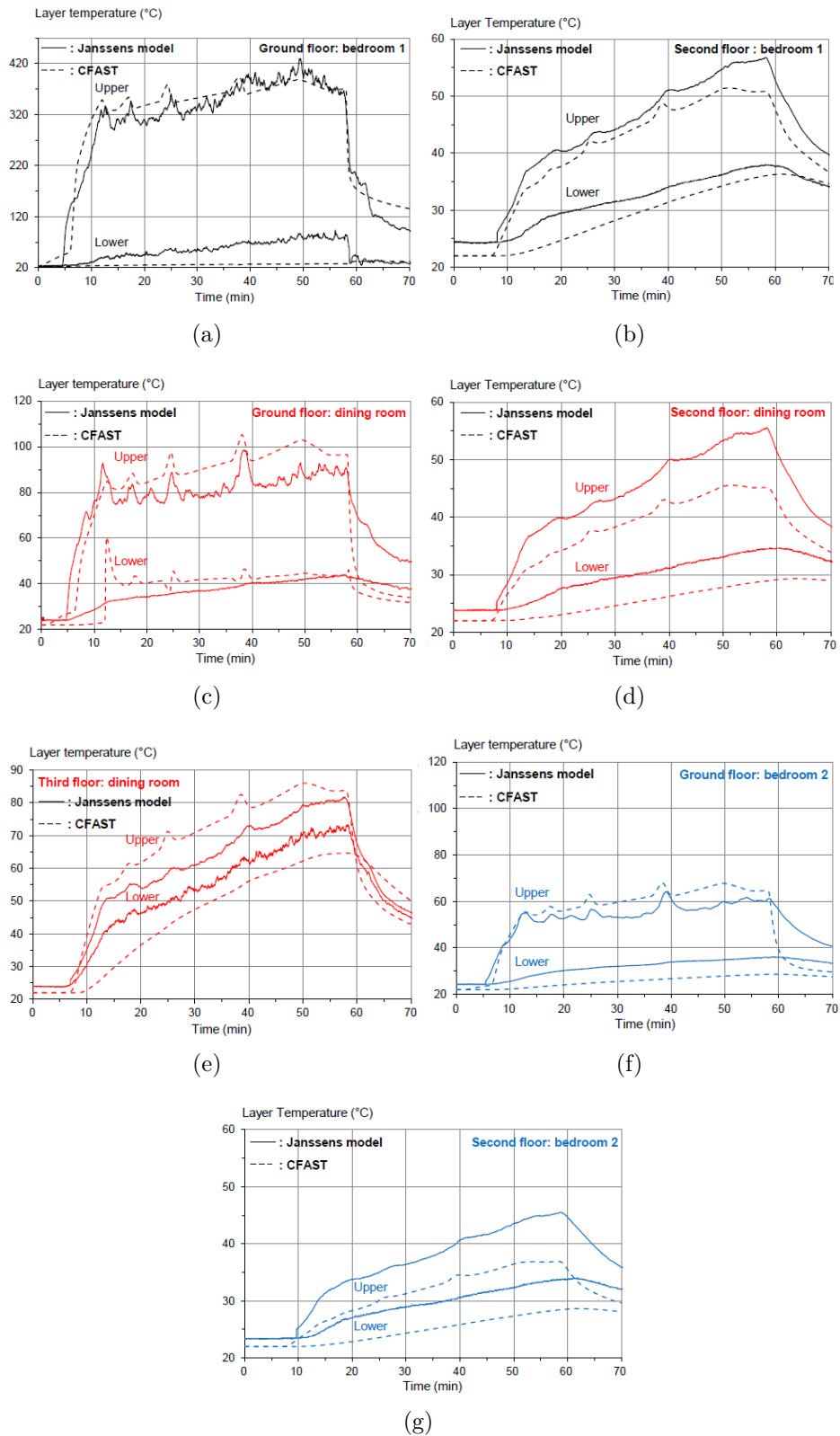


FIGURE 2.6 – Évolution temporelle de la température de chaque zone à l'intérieur de chaque pièce [64]. (a),(b) Chambre 1 - (c),(d),(e) Salle à manger - (f), (g) Chambre 2 [64].

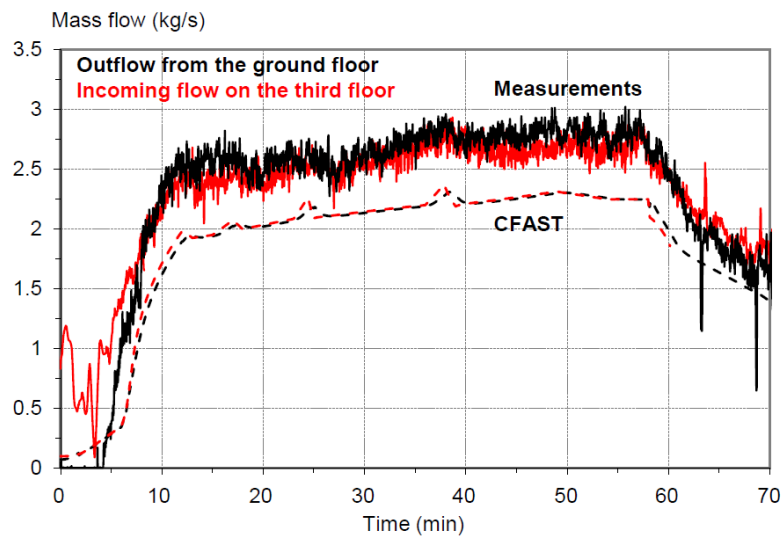


FIGURE 2.7 – Évolution temporelle de débit massique sortant de l'appartement situé au rez-de-chaussée et de débit massique entrant à l'appartement situé au troisième étage [64].

Bilan de la première partie

Cette première partie était constituée de deux chapitres. Le premier chapitre a donné une description générale des différents phénomènes qui peuvent apparaître lors d'un incendie dans un bâtiment ainsi que des modèles utilisés dans les codes à zones pour simuler l'écoulement de fumées. Une description des moyens permettant d'étudier l'écoulement de fumée dans un bâtiment a été également présentée.

Dans le deuxième chapitre, nous avons évalué la capacité d'un code à zones à modéliser la propagation de fumée dans un bâtiment multi-étages. Pour cela, le code à zones CFAST a été confronté aux résultats expérimentaux des essais menés à échelle réelle dans un bâtiment d'habitation de type R+3. Les résultats de comparaison ont montré que les écarts de température n'excèdent pas 22 % sauf pour la température de la zone basse dans le local en feu, quant à la position de l'interface, le code à zones la sous-estime dans les différentes pièces (sauf dans le local en feu) de 20 % à 36 % de la hauteur des pièces. Ces écarts observés peuvent être en partie expliqués par les différents modèles implémentés dans le code à zones. Cet exercice de comparaison montre aussi la difficulté à travailler en vraie grandeur, et la complexité d'un tel travail nécessitant des efforts de mise en place conséquents et générant des incertitudes inévitables (nombreux paramètres dont certains non maîtrisables), d'où l'intérêt de travailler également de façon plus académique en échelle réduite. Cela permet de mieux maîtriser les conditions, de contrôler les incertitudes et de travailler sur la répétabilité en particulier.

L'étude bibliographique a souligné certains points pouvant constituer des faiblesses du modèle à zones. Par exemple, les études de remplissage menées dans le cadre de l'approximation de Boussinesq ont mis en évidence l'impact majeur de la dynamique du panache lors de son impact avec le plafond et les parois latérales sur le temps de remplissage, alors que cette dynamique d'écoulement n'est pas prise en compte dans les modèles à zones. Il paraît alors intéressant d'étudier ce problème dans le cas d'incendie, autrement dit, dans le cadre général non-Boussinesq. Ce problème sera traité dans le chapitre 3. En effet des expériences à échelle réduite et des simulations numériques avec le code à champs FDS seront entreprises afin de mettre en évidence l'effet de cette dynamique d'écoulement aux parois sur le processus de remplissage.

Un deuxième axe d'investigation est le problème classique du remplissage/vidange simultanés. En effet, comme souligné dans le premier chapitre bibliographique très peu d'études ont considéré ce problème dans le cas d'un incendie. Ce problème sera traité expérimentalement à l'échelle du laboratoire dans le chapitre 4.

Dans le dernier chapitre (chapitre 5), on étudiera expérimentalement en échelle réduite l'écoulement de fumées dans une configuration constituée de deux locaux superposés, reliés par une cage d'escalier. Cette dernière configuration introduit une complexité supplémentaire liée à la présence de la cage d'escalier. En effet, la présence des obstacles (paliers, marches d'escalier) dans la cage d'escalier n'est pas prise en compte dans le code à zones, cela peut constituer une faiblesse majeure du code à zones. L'objectif de cette dernière partie est de mettre en évidence l'impact des obstacles sur les écoulements de fumées. Elle permettra également d'observer le comportement des fumées en situation multi-compartmentée.

Deuxième partie

Étude des écoulements de fumées dans un bâtiment à l'échelle du laboratoire

Chapitre 3

Remplissage d'un local par des fumées d'incendie

Sommaire

3.1	Modèle de remplissage	42
3.2	Étude expérimentale à petite échelle	43
3.2.1	Dispositif expérimental	43
3.2.2	Instrumentation	45
3.2.3	Résultats expérimentaux	46
3.2.4	Évaluation du modèle de remplissage	50
3.3	Simulations numériques du phénomène de remplissage d'un local par le code FDS	50
3.3.1	Paramètres de simulation	50
3.3.2	Étude de sensibilité au maillage	52
3.3.3	Évaluation du modèle de remplissage	53
3.4	Évaluation du temps de remplissage	57
3.4.1	Montée de panache	57
3.4.2	Écoulement de fumée sous plafond	58
3.4.3	Écoulement de fumée au niveau des parois latérales	62
3.5	Amélioration du modèle de remplissage	64
3.6	Conclusion	66

Dans ce chapitre, nous nous intéressons au phénomène de remplissage d'un local par un panache thermique d'incendie. L'objectif est d'évaluer et améliorer le modèle à deux zones de remplissage.

Le chapitre est divisé en cinq parties. Dans la première partie, nous présentons un modèle de remplissage à deux zones.

Ensuite, dans la deuxième partie le dispositif expérimental ainsi que l'instrumentation utilisés pour étudier le phénomène de remplissage sont présentés. Puis les résultats expérimentaux sont exposés. Enfin, une évaluation du modèle de remplissage est effectuée.

Dans la troisième partie, des simulations numériques avec le code à champs FDS sont utilisées pour étendre la gamme d'étude en termes de géométrie et de puissance de foyer et évaluer le modèle à zones de remplissage de façon complémentaire. Premièrement, les données d'entrée des simulations sont présentées, ensuite une étude de sensibilité au maillage est effectuée et enfin le modèle de remplissage est évalué en utilisant les résultats numériques de FDS.

Dans le but d'améliorer le modèle à zones, nous évaluons dans la quatrième partie la durée des phénomènes, négligés dans le modèle à zones, se déroulant avant la formation d'une couche de fumée stratifiée (la montée de panache, l'écoulement de fumée sous plafond et l'écoulement de fumée au niveau des parois latérales).

Enfin, dans la cinquième partie le modèle à zones de remplissage est modifié afin de tenir compte de ces phénomènes dans le calcul du temps de remplissage.

3.1 Modèle de remplissage

Le modèle à deux zones de remplissage d'un local par un panache thermique d'incendie, présenté dans cette section, a pour objet d'évaluer l'épaisseur de la couche de fumée au cours du temps.

La figure 3.1 présente le schéma de la configuration étudiée. Nous considérons un local d'une surface S et d'une hauteur H , relié à l'extérieur par une ouverture d'amenée d'air au niveau du sol. Les parois du local sont supposées adiabatiques. Un foyer d'une puissance Q_t et d'une surface S_f est placé au niveau du sol. Nous supposons qu'à l'instant $t = 0$ s, on a la formation d'une couche de fumée d'épaisseur infinitésimale, qui va remplir progressivement le local à cause du débit massique \dot{m}_p alimenté par le panache. La couche de fumée est supposée homogène à chaque instant, elle est caractérisée par sa température moyenne T_{up} , sa masse volumique moyenne ρ_{up} et son épaisseur h . Notons que ρ , d et u représentent respectivement la masse volumique, le diamètre et la vitesse du panache à l'interface ($z_{int} = H - h$). T_0 et ρ_0 sont respectivement la température et la masse volumique de l'air ambiant.

Le modèle est construit sur la base de la conservation de la masse et de l'énergie dans la couche de fumée. Les équations de conservation s'écrivent comme suit :

$$\frac{d(\rho_{up}Sh)}{dt} = \dot{m}_p, \quad (3.1)$$

$$\frac{d\left(g \frac{\rho_0 - \rho_{up}}{\rho_0} S h\right)}{dt} = B. \quad (3.2)$$

Rappelons que le débit de flottabilité B est lié à la puissance convective du feu Q_c par la relation (1.8).

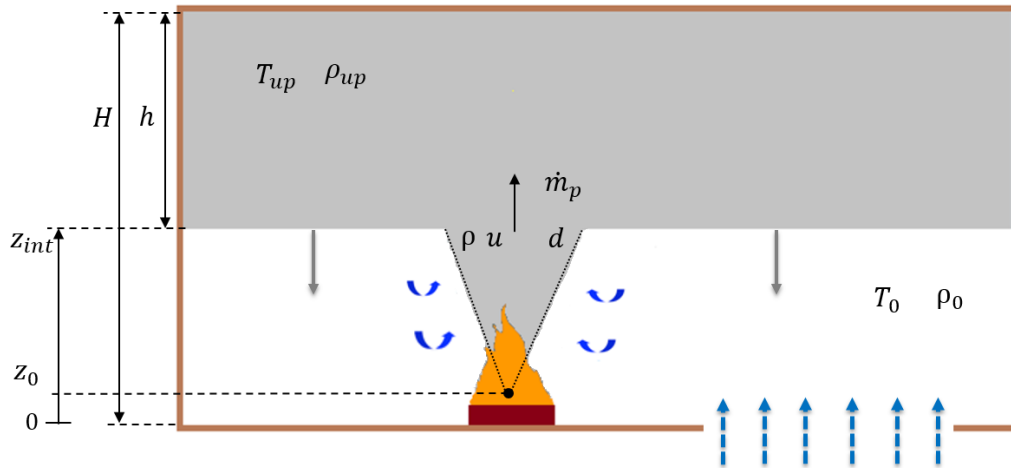


FIGURE 3.1 – Configuration considérée pour étudier le problème de remplissage.

À partir des équations de conservation (3.1) et (3.2), nous obtenons la relation suivante pour l'épaisseur de la couche de fumée :

$$\frac{dh}{dt} = \frac{\dot{m}_p}{\rho_0 S} + \frac{B}{gS}. \quad (3.3)$$

En complément, un modèle de panache est requis pour évaluer le débit massique du panache \dot{m}_p au niveau de l'interface. Quatre différents modèles de panache sont utilisés (cf. section 1.1.1) : modèle de Rooney [3], modèle de McCaffrey [13], modèle de Zukoski [12] et modèle d'Heskestad [14]. Le tableau 3.1 regroupe les différentes relations utilisées pour calculer \dot{m}_p .

Pour obtenir l'évolution temporelle de l'épaisseur de la couche de fumée h , l'équation (3.3) est résolue numériquement.

C'est ce modèle que nous testons plus loin par comparaison avec des données expérimentales et des résultats numériques obtenus avec FDS.

3.2 Étude expérimentale à petite échelle

Notre campagne expérimentale à l'échelle du laboratoire a été réalisée afin d'étudier l'influence du facteur de forme sur le processus de remplissage d'un local par des fumées d'incendie.

3.2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental mis en place est présenté sur la figure 3.2. Trois maquettes thermiques d'un local, de forme parallélépipédique, sont utilisées pour étudier le phé-

	Le débit massique du panache \dot{m}_p
Rooney	$-\frac{3}{4}\rho_0 A^{-2/3} B^{1/3} (H - h - z_0)^{5/3}$
McCaffrey	$0.011 \left(\frac{H-h}{Q_t^{2/5}} \right)^{0.566} Q_t, \quad 0 < \frac{H-h}{Q_t^{2/5}} < 0.08$ $0.026 \left(\frac{H-h}{Q_t^{2/5}} \right)^{0.909} Q_t, \quad 0.08 < \frac{H-h}{Q_t^{2/5}} < 0.2$ $0.124 \left(\frac{H-h}{Q_t^{2/5}} \right)^{1.895} Q_t, \quad 0.2 < \frac{H-h}{Q_t^{2/5}}$
Zukoski	$0.21 \left(\frac{\rho_0^2 g}{C_p T_0} \right)^{1/3} Q_t^{1/3} (H - h)^{5/3}$
Heskestad	$0.071 Q_c^{1/3} (H - h - z_0)^{5/3} \left(1 + 0.026 Q_c^{2/3} (H - h - z_0)^{-5/3} \right), \quad H - h \geq z_l$ $0.0054 Q_c \frac{H-h}{z_l}, \quad H - h < z_l$ $z_l = z_0 + 0.166 Q_c^{2/5}$

TABLE 3.1 – Relations utilisées pour calculer le débit massique du panache à l'interface.

nomène de remplissage. La seule différence entre les trois maquettes est la hauteur (cf. tableau 3.2) : trois hauteurs sont choisies afin d'étudier l'influence du facteur de forme $\phi = L/(2H)$ sur le processus de remplissage (où L désigne la moitié de la largeur du local et H sa hauteur). Le choix de ces trois facteurs de forme est basé sur les résultats trouvés dans la littérature. Comme mentionné dans les paragraphes précédents, le facteur de forme $\phi = 2/3$ est défini dans les travaux de Kaye et Hunt [19] comme un facteur transitoire entre les deux régimes d'écoulement au niveau des parois latérales : « Rolling mode » et « Slumping mode ». Pour cela nous avons choisi d'étudier les trois facteurs de forme suivants : 1, 2/3 et 0.3.

Les maquettes sont surélevées de 0.22 m au-dessus de sol à l'aide d'un support fixe. Elles sont totalement ouvertes en partie basse afin d'assurer un apport d'oxygène suffisant pour que le foyer soit bien ventilé.

Les parois sont en polycarbonate transparent pour permettre les visualisations par tomographie laser des écoulements à l'intérieur. Les caractéristiques des parois sont présentées



FIGURE 3.2 – Dispositif expérimental utilisé pour étudier le phénomène de remplissage.

	Largeur L (m)	Longueur l (m)	Hauteur H (m)	Facteur de forme $\phi = \frac{L}{2H}$
Boîte 1	0.5	0.5	0.25	1
Boîte 2	0.5	0.5	0.375	0.67
Boîte 3	0.5	0.5	0.84	0.3

TABLE 3.2 – Dimensions des maquettes utilisées pour étudier le phénomène de remplissage.

dans le tableau 3.3.

Le foyer est constitué d'un bac en acier inoxydable rempli de combustible liquide « heptane ». La surface de la nappe de combustible est située à 0.22 m du sol. Plusieurs bacs sont utilisés afin de varier la puissance du feu. La hauteur et l'épaisseur des bacs sont fixées respectivement à 0.040 m et 0.004 m. Les diamètres des bacs utilisés sont : 0.045 m, 0.053 m, 0.061 m, 0.064 m, 0.081 m, 0.091 m et 0.094 m.

Un système d'allumage à distance est utilisé pour déclencher le feu.

3.2.2 Instrumentation

Une balance électronique d'une capacité maximale de 10200 g avec une précision de 0.01 g est placée au-dessous du bac afin d'enregistrer la masse de combustible durant l'essai.

Matériau	Épaisseur (<i>m</i>)	Conductivité (<i>W/m/K</i>)	Emissivité	Chaleur spécifique (<i>J/kg/K</i>)	Masse volumique (<i>kg/m³</i>)
polycarbonate	0.01	0.2	0.9	1440	1200

TABLE 3.3 – Caractéristiques des parois des maquettes.

Une perche de thermocouples de type T est placée à l'intérieur de la boîte (cf. figure 3.3) pour mesurer les profils de température verticaux. Le premier thermocouple est placé à 0.25 *m* du sol et le dernier à 0.005 *m* du plafond. L'écart entre deux thermocouples successifs est constant, il est de 0.02 *m*.

Des thermocouples de type K sont placés au centre de chaque face des parois afin de mesurer leurs températures.

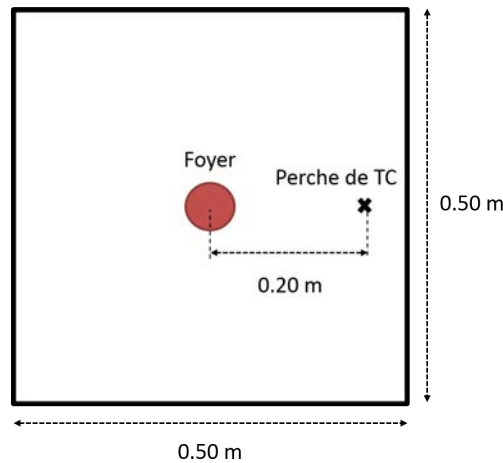


FIGURE 3.3 – Emplacement de la perche de thermocouples.

Un laser pulsé Nd :YAG double cavité, qui émet à la longueur d'onde de 532 *nm*, est utilisé pour visualiser les écoulements de fumée à l'intérieur de la boîte générant une nappe laser verticale passant par le centre de la boîte (cf. figure 3.2). Une caméra CCD est placée perpendiculairement à la nappe pour enregistrer des images pendant l'expérience. La fréquence d'acquisition est fixée à 8 images par seconde.

3.2.3 Résultats expérimentaux

Vingt-six essais ont été réalisés. Pour chaque boîte on a fait varier le diamètre du bac. Les caractéristiques de ces essais sont indiquées dans le tableau 3.4.

Pour éviter que les flammes touchent le plafond, le diamètre maximal du bac utilisé est de 0.053 *m* pour la boîte 1 et de 0.068 *m* pour la boîte 2.

Un essai de répétabilité a été réalisé pour chaque cas.

Diamètre de bac (mm)		Boîte 1	Boîte 2	Boîte 3
45	Essai 1	✓	✓	✓
	Essai 2	✓	✓	✓
53	Essai 1	✓	✓	✓
	Essai 2	✓	✓	✓
61	Essai 1		✓	✓
	Essai 2		✓	✓
68	Essai 1		✓	✓
	Essai 2		✓	✓
81	Essai 1			✓
	Essai 2			✓
91	Essai 1			✓
	Essai 2			✓
94	Essai 1			✓
	Essai 2			✓

TABLE 3.4 – Essais de remplissage réalisés.

Puissance du feu

La puissance du feu est calculée à partir du débit de perte de masse avec la formule suivante :

$$\dot{Q}_t = \chi \Delta H_c \dot{m}_f, \quad (3.4)$$

où \dot{m}_f désigne le débit de perte de masse (débit de pyrolyse), ΔH_c la chaleur de combustion et χ l'efficacité de la combustion. Les valeurs de ΔH_c et χ sont proposées dans [66] pour l'heptane :

$$\Delta H_c = 44.6 \text{ MJ/kg}, \quad \chi = 0.93. \quad (3.5)$$

La puissance totale du feu est décomposée en une partie convectée dans le panache, et une seconde partie rayonnée vers les autres composantes du système. La partie convectée est prise égale à 70 % de la puissance totale.

Des exemples de l'évolution temporelle de la perte de masse du combustible ($m_0 - m(t)$) et de la puissance totale du feu sont présentés sur les figures 3.4 et 3.5. On peut distinguer sur les courbes de puissance deux phases : une phase de croissance et une phase quasi-stationnaire. Le tableau 3.5 donne la puissance totale moyennée sur les essais mettant en jeu le même diamètre du bac et la même boîte. Chaque puissance a été évaluée à partir de débit de perte de masse calculé sur la durée totale de l'essai.

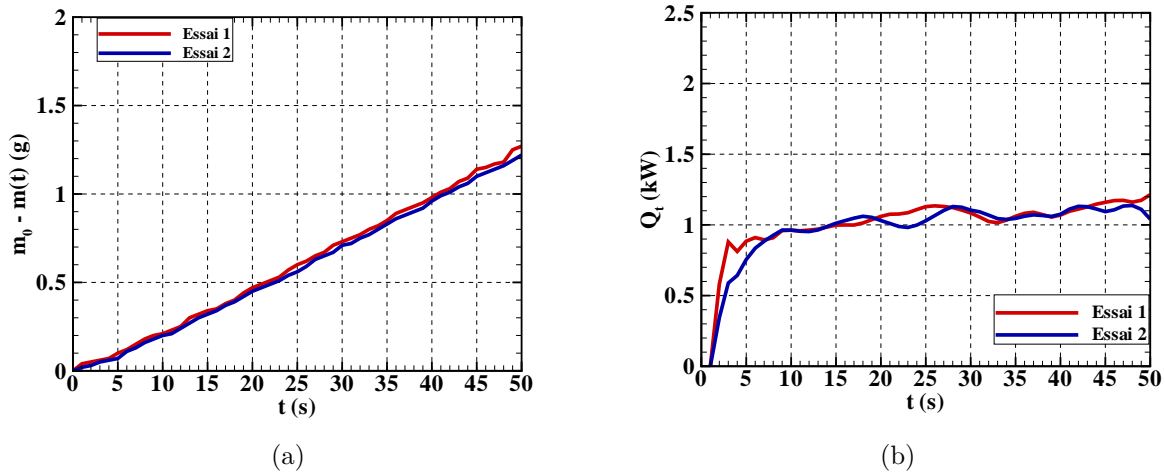


FIGURE 3.4 – Évolution temporelle de la perte de masse du combustible (a), et de la puissance totale du feu (b). (Boîte 2 - $D_{bac} = 0.053$ m).

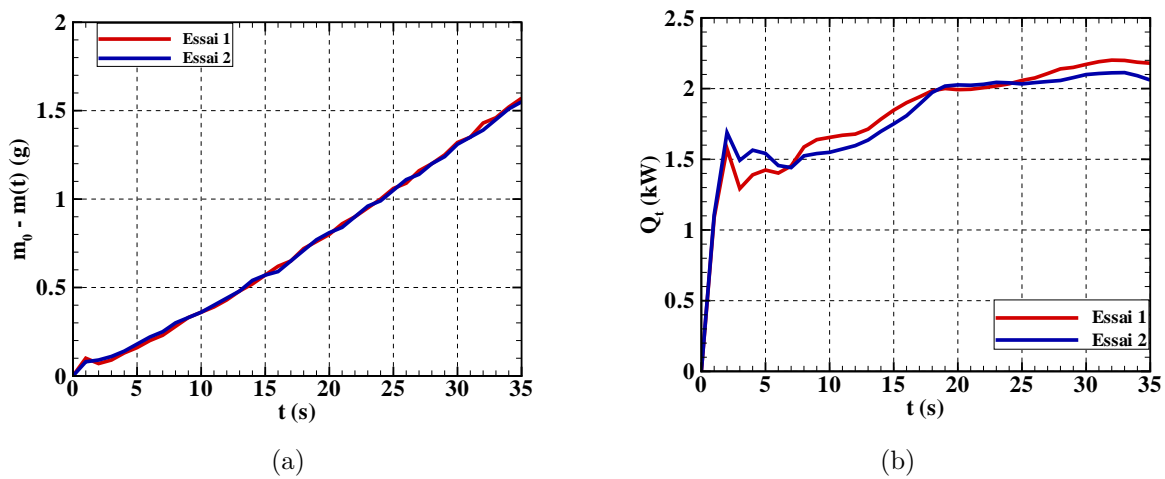


FIGURE 3.5 – Évolution temporelle de la perte de masse du combustible (a), et de la puissance totale du feu (b). (Boîte 3 - $D_{bac} = 0.081$ m).

Diamètre de bac (m)	$Q_t(kW)$		
	Boîte 1	Boîte 2	Boîte 3
0.045	1.02	1.03	0.69
0.053	1.35	1.06	1.03
0.061	-	2.24	1.30
0.068	-	2.63	1.50
0.081	-	-	1.92
0.091	-	-	2.22
0.094	-	-	2.30

TABLE 3.5 – Puissance du feu moyenne.

Observation des régimes d'écoulement au niveau des parois latérales

Durant la campagne expérimentale, les deux régimes d'écoulement au niveau des parois latérales, identifiés par Kaye et Hunt (cf. section 1.1.2), ont été observés. La figure 3.6 représente des images enregistrées pendant un essai de remplissage sur la boîte 1, illustrant le « Slumping mode ». On peut observer qu'après avoir impacté la paroi latérale, la fumée s'effondre sur elle-même, en entraînant une faible quantité de fluide ambiant. La figure 3.7 présente quant à elle des images enregistrées lors d'un essai de remplissage sur la boîte 3, mettant en évidence le régime « Rolling mode ». Des enroulements sont créés après l'impact de fumée avec la paroi latérale. Ils entraînent une quantité importante de fluide ambiant dans la couche de fumée.

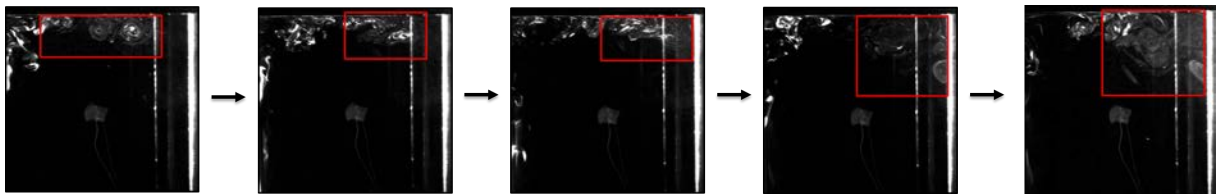


FIGURE 3.6 – Images prises pendant un essai de remplissage sur la boîte 1 montrant le « Slumping mode ».

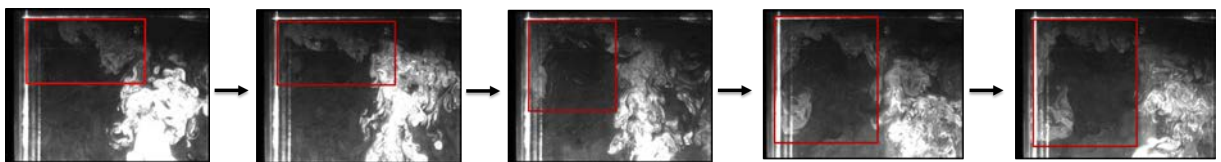


FIGURE 3.7 – Images prises pendant un essai de remplissage sur la boîte 3 montrant le « Rolling mode ».

Comme évoqué précédemment, la dynamique d'écoulement au niveau des parois latérales n'est pas prise en compte dans le modèle à zones. Il paraît alors nécessaire d'évaluer le modèle à zones de remplissage.

3.2.4 Évaluation du modèle de remplissage

Pour évaluer le modèle de remplissage, on va comparer l'épaisseur de la couche de fumée h prédite par le modèle de remplissage, à celle évaluée au niveau des parois latérales en utilisant des images enregistrées durant l'essai. La figure 3.8 présente les résultats de comparaison pour les trois boîtes, dans le cas de diamètre de bac de 0.045 m . Notons que l'instant initial considéré pour calculer l'épaisseur expérimentale de la fumée correspond à l'instant d'impact du panache au plafond. Il apparaît que le modèle à zones incluant le modèle de panache de McCaffrey, reproduit bien les résultats expérimentaux. Alors qu'en utilisant les autres modèles de panache, le modèle surestime la position d'interface. Il apparaît également que la dynamique d'écoulement au niveau des parois latérales a une faible influence sur le temps de remplissage. Cela peut être expliqué par la puissance du feu utilisée dans le modèle. En effet, le remplissage se fait durant la phase de croissance de la puissance, alors que dans le modèle on utilise une puissance constante moyenne sur toute la durée de l'essai. La surestimation de la puissance du feu va réduire le temps de remplissage et par conséquent compenser l'effet de la dynamique de l'écoulement au niveau des parois latérales.

Afin d'étendre le domaine d'étude, nous utiliserons par la suite le code à champs FDS pour évaluer le modèle à zones de remplissage.

3.3 Simulations numériques du phénomène de remplissage d'un local par le code FDS

3.3.1 Paramètres de simulation

Le code à champs « Fire Dynamics Simulator » (FDS) version 6, est ici utilisé pour produire des données numériques complémentaires, afin d'étudier l'influence du facteur de forme ϕ du local sur le temps de remplissage et d'évaluer le modèle à zones de remplissage.

Nous considérons un local d'une surface carrée au sol S et d'une hauteur H . Le local est totalement ouvert en partie basse sur une hauteur $H_{ouv} = H/3$ (cf. figure 3.9). Pour étudier l'influence du facteur de forme ϕ sur le processus de remplissage, 15 locaux de dimensions différentes sont simulés. Le tableau 3.6 donne les dimensions du local considérées dans chaque simulation, ainsi que le facteur de forme ϕ . Toutes les parois du local sont supposées adiabatiques.

Le foyer mis en jeu dans les simulations est constitué d'un bac d'heptane d'une surface $S_f = 1\text{ m}^2$, situé au niveau du sol (au milieu du local). La puissance du feu prescrite dans FDS est de 1 MW . Les fractions massiques de combustible converties après oxydation en suie et en monoxyde de carbone sont fixées respectivement à 0.037 et 0.01 , ces valeurs correspondent au cas du feu bien ventilé [66].

Le domaine de calcul est discrétisé en mailles cubiques de 10 cm de côté. Cette taille de

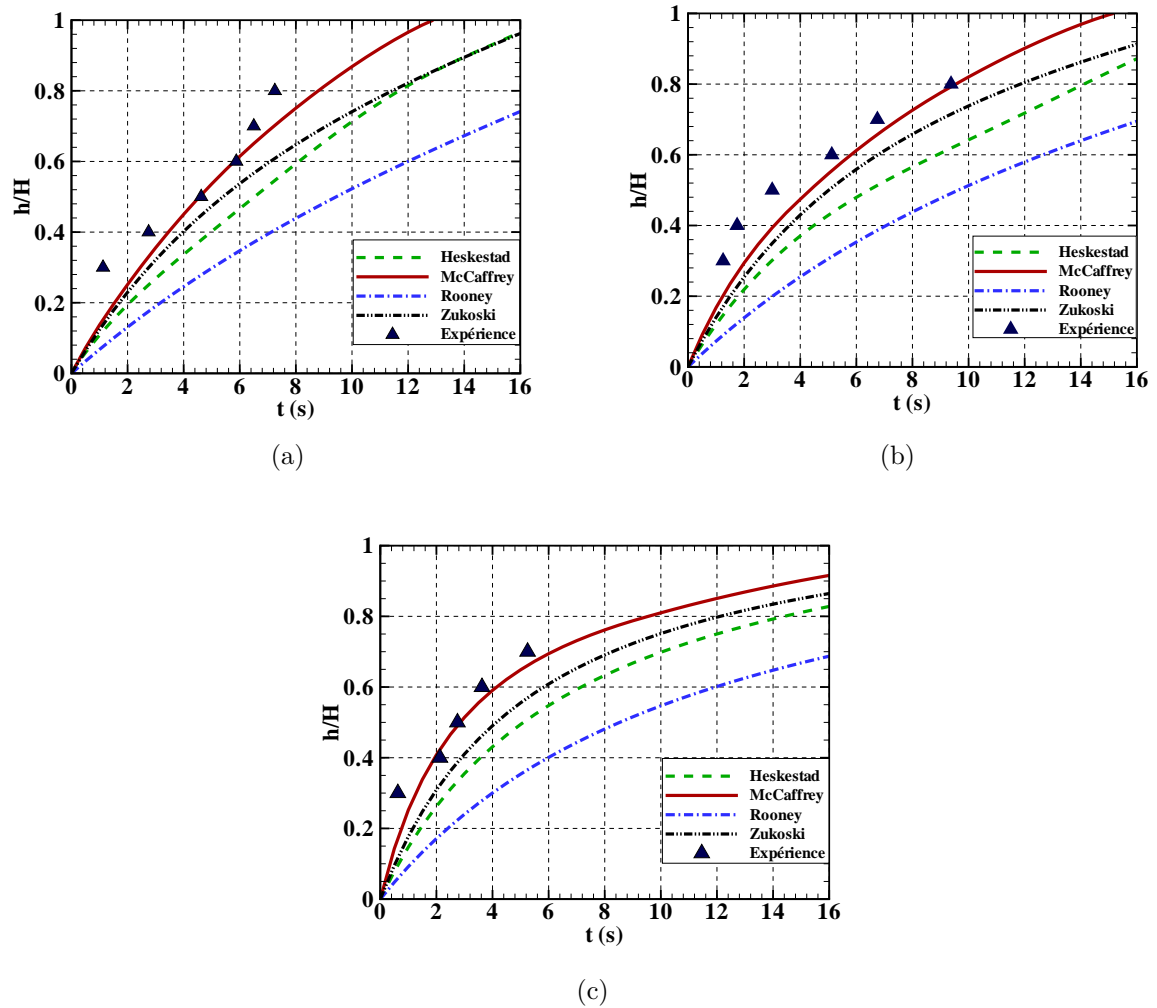


FIGURE 3.8 – L'évolution temporelle de l'épaisseur de la fumée adimensionnée. (a) Boîte 1 ($\phi = 1$) - $D_{bac} = 0.045$ m. (b) Boîte 2 ($\phi = 0.67$) - $D_{bac} = 0.045$ m. (c) Boîte 3 ($\phi = 0.3$) - $D_{bac} = 0.045$ m

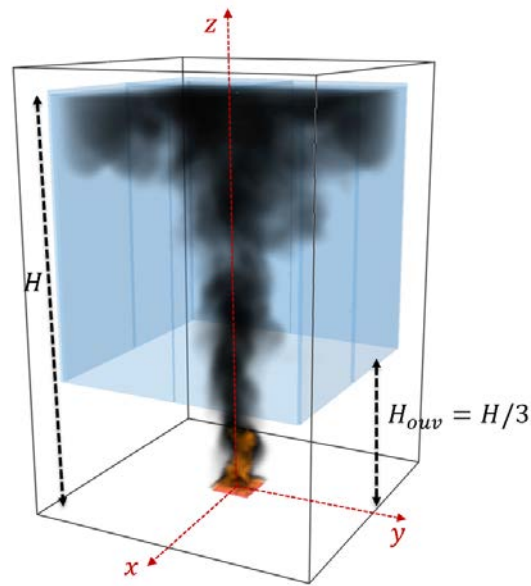


FIGURE 3.9 – Configuration du local modélisé.

	L (m)	H (m)	ϕ
Cas 1	6	10	0.30
Cas 2	7	10	0.35
Cas 3	8	10	0.40
Cas 4	10	10	0.50
Cas 5	14	10	0.70
Cas 6	20	10	1.00
Cas 7	26	10	1.30
Cas 8	32	10	1.60
Cas 9	6	8	0.38
Cas 10	6	6	0.50
Cas 11	6	4.4	0.68
Cas 12	6	4	0.75
Cas 13	26	7	1.86
Cas 14	5	3.6	0.69
Cas 15	5	8	0.31

TABLE 3.6 – Cas étudiés.

maille est choisie à partir d'une étude de sensibilité présentée dans la section suivante.

3.3.2 Étude de sensibilité au maillage

Le choix de la taille du maillage est une question cruciale dans les simulations par le code FDS. En général, la taille du maillage est déduite à partir d'une étude de sensibilité des résultats numériques au maillage. Cette étude consiste à simuler le même problème

plusieurs fois, avec un maillage de plus en plus raffiné jusqu'à atteindre une convergence des résultats numériques.

Une étude de sensibilité des résultats numériques au maillage a été menée sur le cas 10. Nous avons testé quatre tailles de mailles cubiques : 5 cm, 10 cm, 15 cm et 20 cm de côté.

Dans cette étude nous utiliserons les champs de température pour suivre l'écoulement de fumée dans le local, c'est pourquoi on va étudier l'impact de la taille du maillage sur des températures enregistrées aux différents endroits dans le local. La figure 3.10 illustre les résultats de comparaison de l'évolution temporelle de la température, enregistrée pour chaque taille de maille. Il apparaît sur cette figure qu'une convergence des résultats numériques est obtenue à partir d'un maillage de 10 cm × 10 cm × 10 cm. Du fait du temps de calcul (cf. tableau 3.7), nous adoptons un maillage cubique de 10 cm de côté dans nos simulations, qui permet de réduire le temps de calcul d'environ 93 % par rapport au temps de calcul avec un maillage plus fin de 5 cm de côté, tout en offrant des résultats satisfaisants.

Taille de maille (cm)	5	10	15	20
Temps de calcul (h)	37.42	2.64	0.47	0.14

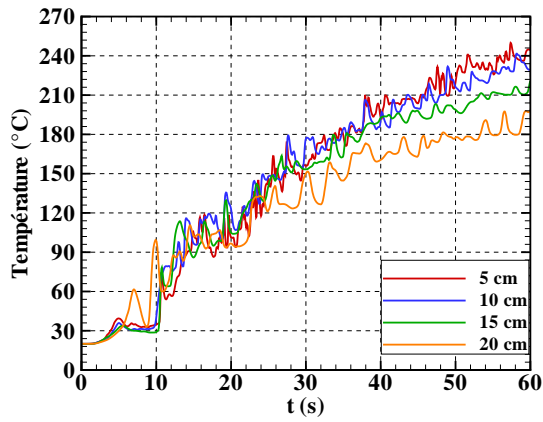
TABLE 3.7 – Temps de calcul correspondant à chaque taille de maille.

3.3.3 Évaluation du modèle de remplissage

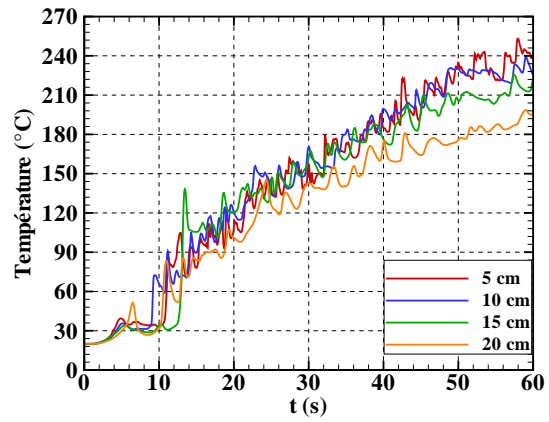
Pour évaluer le modèle à zones de remplissage, on choisit de comparer le temps t_{FDS} nécessaire pour que l'épaisseur maximale de la couche de fumée h atteigne la moitié de la hauteur du local (cf. figure 3.11), au résultat du modèle t_{Mod} . Le temps t_{FDS} est évalué à partir des champs de température visualisés par le logiciel « Smokeview ». Il faut noter que l'instant initial considéré pour calculer t_{FDS} correspond à l'instant d'allumage.

Le tableau 3.8 regroupe l'ensemble des résultats de comparaison. La figure 3.12 présente quant à elle la variation de l'écart de temps ($t_{Mod} - t_{FDS}$) en fonction du facteur de forme ϕ . La figure montre également une comparaison entre les quatre modèles de panache présentés précédemment (3.1). On peut observer sur la figure 3.12 qu'il existe une dépendance entre l'écart de temps ($t_{Mod} - t_{FDS}$) et le facteur de forme ϕ . Pour les facteurs de forme inférieurs à 1, le modèle donne des résultats proches de ceux de FDS, alors que pour les facteurs de forme $\phi \geq 1$, autrement dit, pour des locaux à grande surface, le modèle surestime le temps de remplissage de la moitié du local. On peut également observer que les écarts sont plus importants en utilisant le modèle de panache de Rooney, et moins importants en utilisant le modèle de panache de McCaffrey.

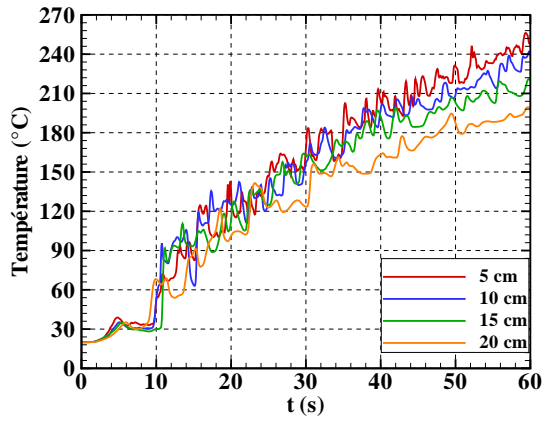
Ces écarts peuvent être attribués à la dynamique de l'écoulement sous plafond et au niveau des parois latérales. En effet, dans certains cas, l'épaisseur maximale de la couche de fumée h peut rapidement atteindre des valeurs très importantes, avant que la fumée



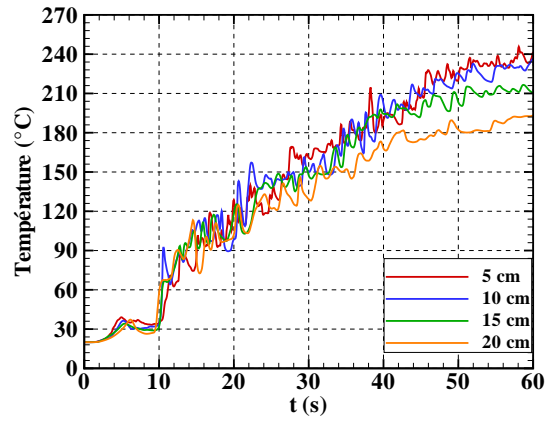
(a) $x = 0m, y = -2.95m, z = 3m$



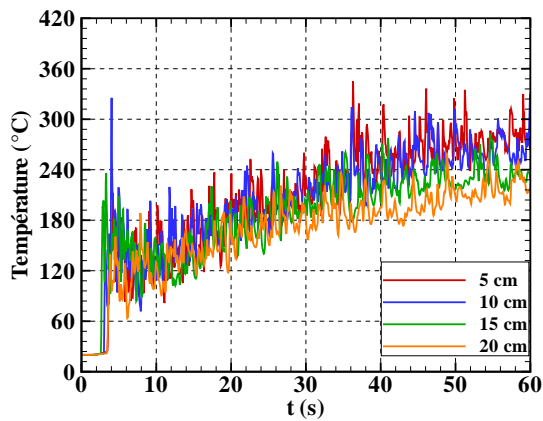
(b) $x = 2.95m, y = 0m, z = 3m$



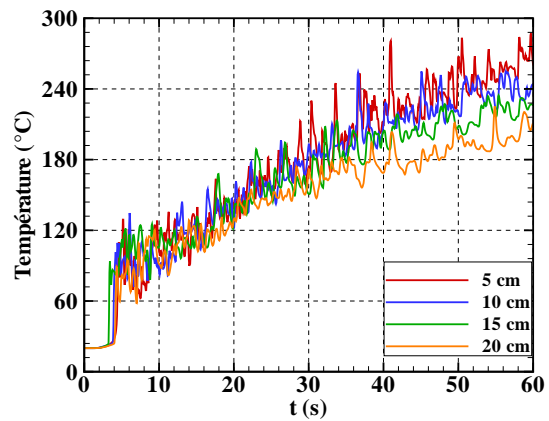
(c) $x = 0m, y = 2.95m, z = 3m$



(d) $x = -2.95m, y = 0m, z = 3m$



(e) $x = 0m, y = 0.80m, z = 5.95m$



(f) $x = 0m, y = 2.90m, z = 5.95m$

FIGURE 3.10 – Étude de sensibilité de température à la taille du maillage.

	L (m)	H (m)	ϕ	$t_{Mod} - t_{FDS}$ (s)			
				Rooney	McCaffrey	Zukoski	Heskestad
Cas 1	6	10	0.30	6.82	-3.81	-1.6	-0.29
Cas 2	7	10	0.35	12.41	-2.11	0.90	2.70
Cas 3	8	10	0.40	18.28	-0.71	3.24	5.60
Cas 4	10	10	0.50	30.35	0.70	6.85	10.50
Cas 5	14	10	0.70	71.98	13.88	25.88	33.38
Cas 6	20	10	1.00	156.20	37.80	62.40	77.20
Cas 7	26	10	1.30	273.30	72.90	114.30	139.30
Cas 8	32	10	1.60	428.32	124.92	187.92	225.42
Cas 9	6	8	0.38	9.60	-1.31	0.68	1.80
Cas 10	6	6	0.50	10.88	0.88	2.47	3.14
Cas 11	6	4.4	0.68	11.44	2.31	4.01	5.07
Cas 12	6	4	0.75	11.17	2.30	4.18	4.72
Cas 13	26	7	1.86	304.40	108.20	142.20	159.90
Cas 14	5	8	0.69	5.00	-2.40	-1.00	-0.20
Cas 15	5	3.6	0.31	8.89	2.94	4.44	4.62

TABLE 3.8 – Écart de temps nécessaire pour que la fumée atteigne la moitié de la hauteur du local prédit par le modèle à zones, par rapport au temps évalué par FDS.

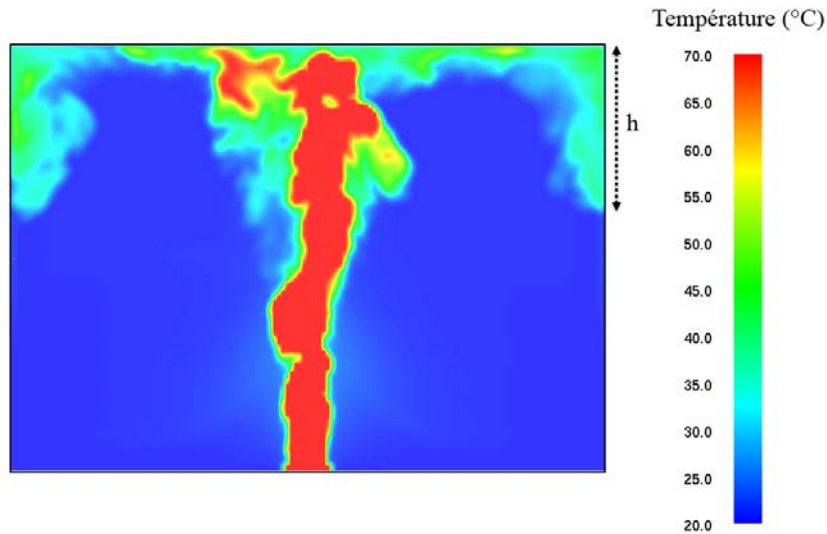


FIGURE 3.11 – Répartition de la température dans le plan médian vertical (cas 5).

ne remplisse totalement le volume ($h \times S$). Dans les modèles à zones, la dynamique de l'écoulement au niveau des parois latérales n'est pas prise en compte, ce qui explique en partie pourquoi le temps de remplissage est surestimé dans le cas des locaux à grande surface comme les hangars et les atriums (étant donné que le volume est très grand, le temps nécessaire pour remplir la moitié de ce volume est important).

La figure 3.13 compare la configuration de fumée obtenue par FDS (figure 3.13(a)) à celle obtenue par le modèle à deux zones (figure 3.13(b)) à l'instant $t = 23$ s après l'allumage,

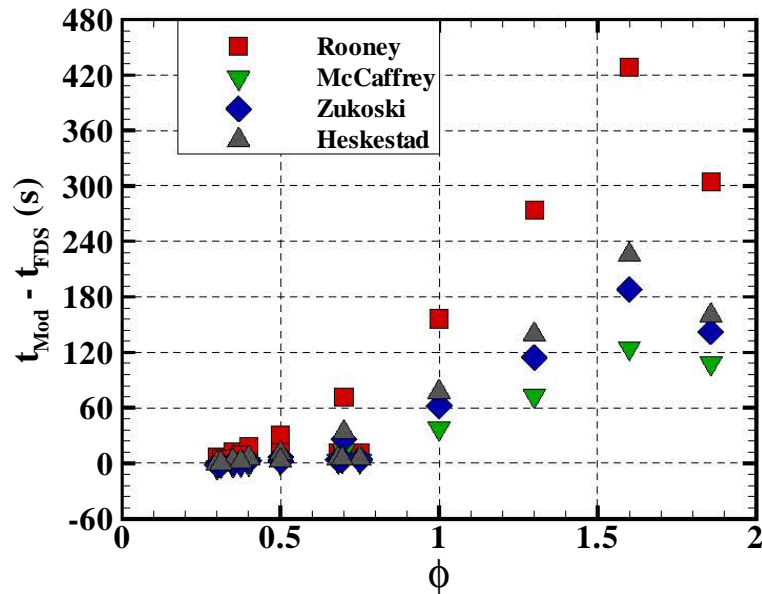
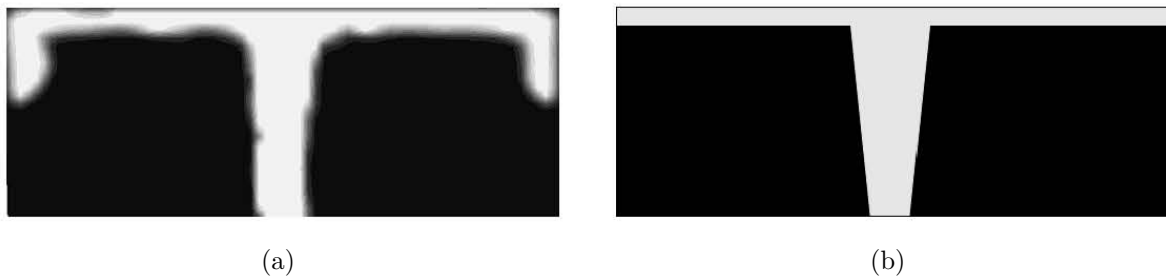


FIGURE 3.12 – Variation de l'écart de temps ($t_{Mod} - t_{FDS}$) en fonction du facteur de forme du local ϕ .



(a)

(b)

FIGURE 3.13 – Configuration de fumée à l'instant $t = 23$ s : (a) obtenue par FDS, (b) obtenue par le modèle à deux zones (en utilisant le modèle de panache d'Heskestad).

pour le cas 7 : $S = 676 \text{ m}^2$ ($\phi = 1.3$). Nous pouvons observer que l'épaisseur maximale de la couche de fumée atteint 38 % de la hauteur du local, alors que dans le modèle à deux zones, la couche de fumée n'atteint que 9 % de la hauteur du local. Nous pouvons ainsi conclure que dans ce cas le modèle à zones ne peut pas être utilisé pour évaluer le temps d'évacuation, en particulier dans les premiers instants où la dynamique de l'écoulement au niveau des parois latérales est importante.

Dans le but d'améliorer le modèle à zones de remplissage, on va évaluer, dans la section suivante, un temps de remplissage permettant de tenir compte de la dynamique de l'écoulement de fumée avant la formation d'une couche stratifiée.

3.4 Évaluation du temps de remplissage

Comme expliqué précédemment, avant la formation d'une stratification à deux couches (la couche de fumée et la couche d'air frais) dans un local en feu, trois phénomènes se déroulent successivement (cf. figure 3.14) :

1. montée de panache jusqu'au plafond,
2. écoulement de fumée sous plafond,
3. écoulement de fumée au niveau des parois latérales.

Dans cette section, nous allons évaluer la durée de chaque phénomène ainsi que l'épaisseur de pénétration maximale de la couche de fumée h_i .

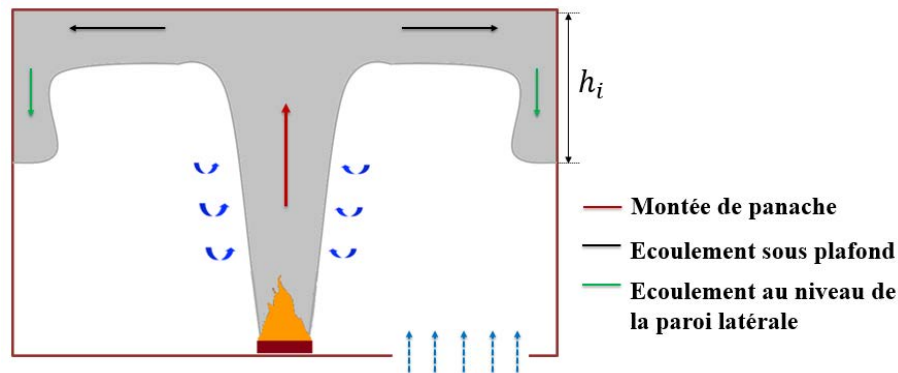


FIGURE 3.14 – Schéma représentatif des phénomènes qui se déroulent avant la formation d'une stratification à deux couches.

3.4.1 Montée de panache

Tanaka [67] a établi à partir des résultats expérimentaux la relation (3.6) pour le temps de montée du front d'un panache t_1 à une hauteur z , issu d'un feu se développant dans un milieu libre à une puissance constante Q_t comprise entre 2.6 kW et 2550 kW.

$$t_1 = 1.7Q_t^{-1/3} z^{4/3}. \quad (3.6)$$

Heskestad [68] a converti ce résultat en une constante de temps adimensionnelle t_R^* :

$$t_R^* = 0.46, \quad (3.7)$$

avec

$$t_R^* = \left(\frac{g}{C_p T_0 \rho_0} \right)^{1/3} Q_c^{1/3} z^{-4/3} t_1. \quad (3.8)$$

L'auteur a comparé ce résultat aux résultats théoriques de Turner [69] et Zukoski [70], il a trouvé que ces résultats théoriques correspondent à des temps de montée du front de panache inférieurs à celui mesuré par Tanaka [68] (cf. tableau 3.9). Récemment, Hu[71] a réalisé des essais de feux à échelle réelle dans un atrium. L'auteur a mesuré le temps de montée du front d'un panache issu d'un feu de bac situé en trois positions différentes : au centre de l'atrium (cas d'un panache libre), près du mur et dans le coin. Le tableau 3.9 regroupe les différentes valeurs de t_R^* trouvées dans la littérature pour le cas d'un panache libre.

	t_R^*
Turner [68]	0.23
Zukoski [68]	[0.15 0.3]
Tanaka [68]	0.46
Hu [71]	0.43

TABLE 3.9 – Valeurs de la constante de temps adimensionnelle t_R^* trouvées dans la littérature.

À partir de la relation (3.8) et en introduisant le paramètre t^* , on obtient l'expression suivante du temps adimensionnel de montée du front de panache $\tau_1 = t_1/t^*$:

$$\tau_1 = t_R^* \left(\frac{z}{H} \right)^{4/3}, \quad (3.9)$$

avec

$$t^* = \frac{H^{4/3}}{\left(\frac{g(1-\chi_r)}{\rho_0 T_0 C_p} \right)^{1/3} Q_t^{1/3}}. \quad (3.10)$$

La figure 3.15 donne la variation du temps adimensionné de montée du front de panache en fonction de $(z/H)^{4/3}$, pour les cas suivants : cas 2, cas 5, cas 6, cas 8, cas 10, cas 11 et cas 14, ainsi que les points expérimentaux de Hu [71]. À partir des résultats des simulations, on peut déduire une constante de temps t_R^* de 0.33. Ce résultat est inclus dans l'intervalle des valeurs trouvées dans la littérature (tableau 3.9).

3.4.2 Écoulement de fumée sous plafond

Lorsque le panache impacte le plafond, il se propage horizontalement vers les parois latérales sous forme d'un jet sous plafond « ceiling jet », autrement dit, un écoulement relativement rapide au-dessous du plafond. Cet écoulement est piloté par la flottabilité des produits de combustion chauds [66]. Au fur et à mesure que l'écoulement se propage horizontalement, loin de la zone d'impact du panache au plafond, son épaisseur augmente et sa température et sa vitesse diminuent, à cause de l'entraînement d'air ambiant au niveau de l'interface inférieure entre la fumée et l'air ambiant. La figure 3.16 donne une

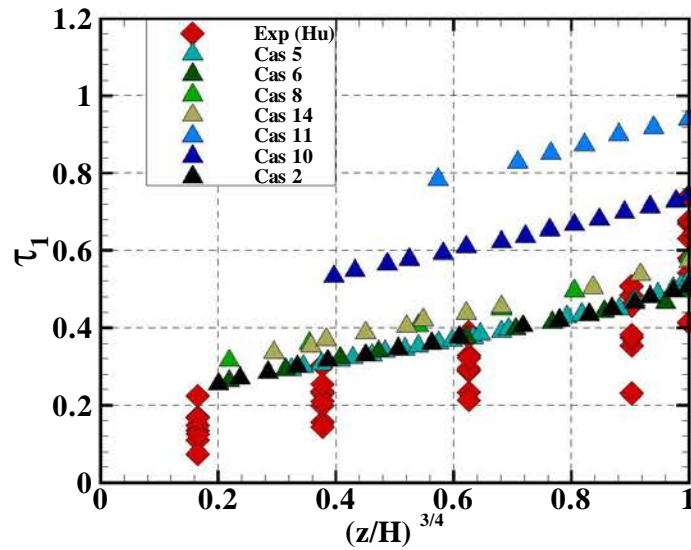


FIGURE 3.15 – Variation du temps adimensionné de montée du front de panache en fonction de $(z/H)^{4/3}$.

représentation simplifiée de l'écoulement de fumée sous un plafond non confiné (sans présence des parois latérales).

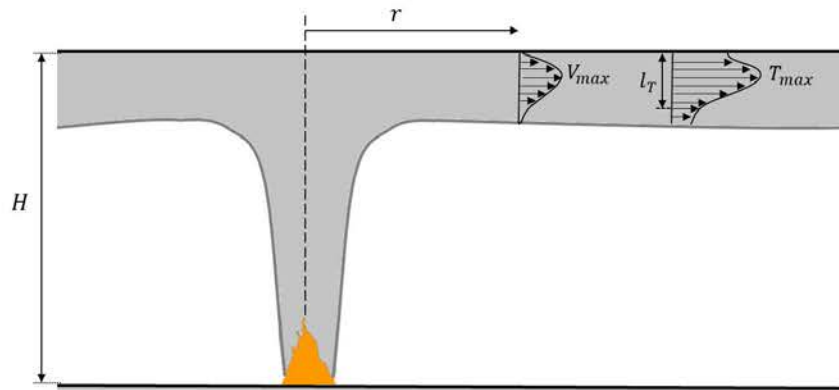


FIGURE 3.16 – Schéma simplifié de l'écoulement sous plafond.

Alpert [72] a établi à partir d'un modèle théorique de « ceiling jet » et des résultats expérimentaux, des corrélations simples pour la vitesse et la température maximales dans l'écoulement sous plafond à une position radiale r de l'axe du panache (cf. figure 3.16). Ces valeurs maximales se produisent près du plafond, à une distance à peu près égale à 1 % de la distance entre le foyer et le plafond. Les résultats expérimentaux ont été obtenus à partir des essais avec différents types de combustible liquide et solide, et des puissances du feu constantes entre 500 kW et 100 MW, et pour des hauteurs du plafond variant entre 4.6 m et 15.5 m.

Vitesse maximale dans l'écoulement sous plafond [72]

$$V_{max} = 0.947 \left(\frac{Q_t}{H} \right)^{1/3} \quad \text{pour } r/H \leq 0.15, \quad (3.11)$$

$$V_{max} = \frac{0.197 \left(\frac{Q_t}{H} \right)^{1/3}}{(r/H)^{5/6}} \quad \text{pour } r/H > 0.15. \quad (3.12)$$

Température maximale dans l'écoulement sous plafond [72]

$$T_{max} - T_0 = 16.9 \frac{Q_t^{2/3}}{H^{5/3}} \quad \text{pour } r/H \leq 0.18, \quad (3.13)$$

$$T_{max} - T_0 = 5.38 \frac{Q_t^{2/3}/H^{5/3}}{(r/H)^{2/3}} \quad \text{pour } r/H > 0.18. \quad (3.14)$$

Les corrélations de la vitesse et de la température maximales sont définies en deux régions : une région proche du panache, où les caractéristiques de l'écoulement sont indépendantes de la distance radiale r , et une région loin du panache, où cette fois-ci les caractéristiques de l'écoulement varient avec la distance radiale r .

L'épaisseur de l'écoulement sous plafond l_T (cf. figure 3.16) est définie par Alpert [66] comme la distance au-dessous du plafond, à laquelle l'écart de la température de fumée par rapport à la température ambiante ($T - T_0$) est égale à $1/2.72$ de l'écart maximal de température ($T_{max} - T_0$). Motevalli et Marks [73] ont établi à partir des essais à petite échelle avec des hauteurs du plafond de 0.5 m et 1 m , et des puissances du feu de 0.75 kW , 1 kW et 2 kW , la corrélation suivante de l'épaisseur de l'écoulement sous plafond :

$$\frac{l_T}{H} = 0.112 (1 - \exp(-2.24 r/H)) \quad \text{pour } 0.26 \leq r/H \leq 2. \quad (3.15)$$

À noter que les corrélations (3.11), (3.12), (3.13), (3.14), et (3.15) sont valables pour le cas d'un plafond non confiné. Dans le cas d'un feu dans un compartiment, on peut considérer que le plafond est non confiné durant les premiers instants après l'allumage, avant la formation d'une couche de fumée sous le plafond.

L'expression du temps t_2 nécessaire pour que la fumée atteigne les parois latérales après l'impact du panache au plafond, est obtenue à partir des équations (3.11) et (3.12) (en considérant que $V_{max} = dr/dt$) :

$$t_2 = \begin{cases} 1.056 H^{4/3} Q_t^{-1/3} \phi & \text{pour } \phi \leq 0.15, \\ \left(2.769 \phi^{11/6} + 0.073 \right) H^{4/3} Q_t^{-1/3} & \text{pour } \phi > 0.15. \end{cases} \quad (3.16)$$

Nous pouvons constater que le temps t_2 dépend du facteur de forme ϕ .
Le temps adimensionnel $\tau_2 = t_2/t^*$ s'écrit alors :

$$\tau_2 = \begin{cases} 1.056 \phi \left(\frac{g(1-\chi_r)}{\rho_0 T_0 C_p} \right)^{1/3} & \text{pour } \phi \leq 0.15, \\ \left(2.769 \phi^{11/6} + 0.073 \right) \left(\frac{g(1-\chi_r)}{\rho_0 T_0 C_p} \right)^{1/3} & \text{pour } \phi > 0.15. \end{cases} \quad (3.17)$$

Pour les conditions ambiantes suivantes : $\rho_0 = 1.2 \text{ kg/m}^3$, $T_0 = 293.15 \text{ K}$, $C_p = 1 \text{ kJ/(kg.K)}$ et pour une fraction rayonnée de la puissance de 30 % ($\chi_r = 0.3$), le temps adimensionnel τ_2 s'écrit :

$$\tau_2 = \begin{cases} 0.284 \phi & \text{pour } \phi \leq 0.15, \\ 0.745 \phi^{11/6} + 0.02 & \text{pour } \phi > 0.15. \end{cases} \quad (3.18)$$

La figure 3.17 donne la variation du temps adimensionnel τ_2 , calculé pour chaque simulation, en fonction du facteur de forme ϕ . L'équation (3.18) est aussi tracée sur la figure 3.17. On constate un très bon accord entre les résultats de FDS et l'équation (3.18).

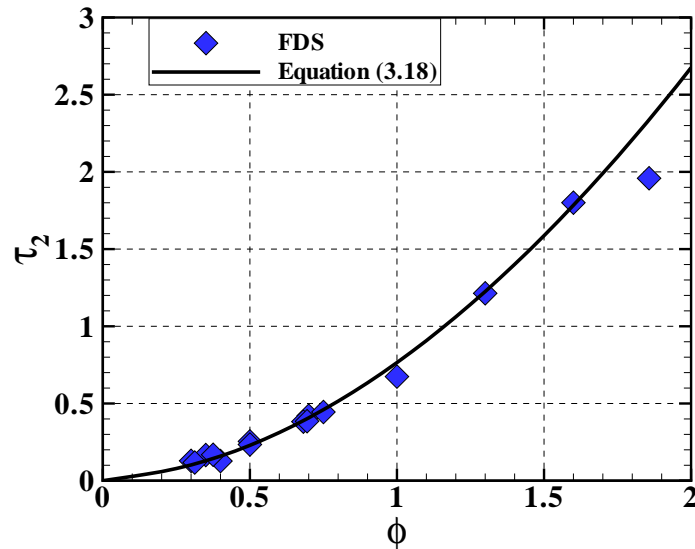


FIGURE 3.17 – Variation du temps adimensionnel τ_2 en fonction du facteur de forme du local.

3.4.3 Écoulement de fumée au niveau des parois latérales

Lorsque l'écoulement sous plafond impacte les parois latérales, il se propage vers le bas jusqu'à atteindre une profondeur maximale h_i , ensuite il s'effondre sur lui-même à cause des forces de flottabilité qui agissent dans le sens inverse de l'écoulement.

Cette dynamique d'écoulement au niveau des parois latérales a été étudiée par Cooper [74]. À partir de son modèle analytique développé dans le cadre de l'approximation de Boussinesq, il a trouvé que pour des facteurs de forme $\phi < 1$, l'épaisseur de pénétration maximale de la fumée h_i ne dépend que de la hauteur du local ($h_i = 0.8H$). Dans une étude plus récente, Kaye et Hunt [19] ont montré, à partir des expériences avec de l'eau salée et un modèle théorique, que l'épaisseur de pénétration maximale de la fumée dépend du facteur de forme ϕ pour des valeurs de $\phi < 2/3$:

$$\frac{h_i}{H} \approx \begin{cases} 0.33 \phi^{-1/3} & \text{pour } \phi < 2/3, \\ 0.38 & \text{pour } \phi \geq 2/3. \end{cases} \quad (3.19)$$

Dans [74] et [19], l'écoulement au niveau de la paroi latérale est modélisé comme une fontaine pariétale issue d'une source linéaire. Les auteurs se sont basés sur la relation suivante de Goldman et Jaluria [75] pour calculer l'épaisseur de pénétration maximale de la fumée h_i :

$$\frac{h_i}{D_f} = 4.424 Fr_f^{4/5}, \quad (3.20)$$

où D_f est la largeur de la source de la fontaine (cf. figure 3.18) et Fr_f est le nombre de Froude calculé au niveau de la source de la fontaine, défini par :

$$Fr_f = \frac{V_f}{\sqrt{g \frac{T_f - T_0}{T_0} D_f}}, \quad (3.21)$$

V_f et T_f représentent respectivement la vitesse et la température de la fontaine à la source.

En utilisant l'équation (3.20), nous allons établir une relation pour calculer l'épaisseur de pénétration maximale de la fumée h_i . D'abord, nous présentons les hypothèses simplificatrices adoptées pour calculer les caractéristiques de fumée à la source (D_f , V_f et T_f) :

- la vitesse à la source est proportionnelle à la vitesse maximale dans le « ceiling jet » évaluée à la position radiale $r = L/2$: $V_f \propto V_{max}(r = L/2)$,
- l'écart de la température à la source par rapport à la température ambiante est proportionnel à l'écart de la température maximale dans le « ceiling jet », évaluée à la position radiale $r = L/2$, par rapport à la température ambiante : $T_f - T_0 \propto$

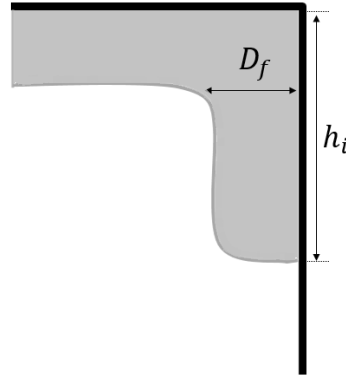


FIGURE 3.18 – Schéma représentatif de l'écoulement au niveau de la paroi latérale.

$$T_{max}(r = L/2) - T_0,$$

- la largeur de la source de la fontaine est proportionnelle à l'épaisseur de « ceiling jet » évaluée à la position radiale $r = L/2$: $D_f \propto l_T(r = L/2)$.

D'après ces hypothèses, le nombre de Froude à la source de la fontaine s'écrit :

$$Fr_f \propto \frac{V_{max}}{\sqrt{g \frac{T_{max} - T_0}{T_0} l_T}}. \quad (3.22)$$

En remplaçant V_{max} , T_{max} et l_T par leurs expressions (3.12), (3.14) et (3.15) dans l'équation (3.22), nous obtenons :

$$Fr_f \propto \frac{1}{\phi^{1/2} (1 - \exp(-2.24\phi))^{1/2}} \quad \text{pour } 0.26 \leq \phi \leq 2. \quad (3.23)$$

À partir des équations (3.20) et (3.23), on obtient l'expression suivante de l'épaisseur de pénétration maximale adimensionnée par la hauteur du local :

$$\frac{h_i}{H} \propto \frac{(1 - \exp(-2.24\phi))^{3/5}}{\phi^{2/5}} \quad \text{pour } 0.26 \leq \phi \leq 2. \quad (3.24)$$

Nous pouvons constater d'après l'équation (3.24) que l'épaisseur de pénétration maximale adimensionnée ne dépend que du facteur de forme du local ϕ .

La figure 3.19 présente la variation de l'épaisseur de pénétration maximale adimensionnée h_i/H , calculée pour chaque simulation, en fonction du facteur de forme ϕ . À partir de ces résultats, nous déduisons un coefficient de proportionnalité de 0.4 entre les deux quantités

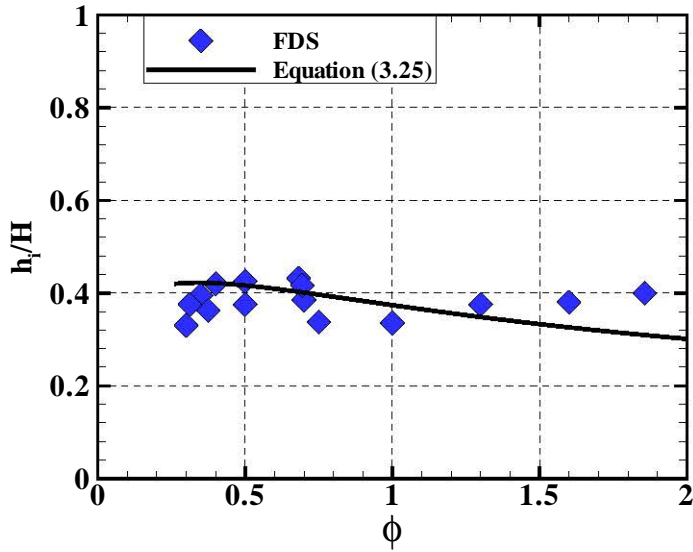


FIGURE 3.19 – Variation de l'épaisseur de pénétration maximale adimensionnée en fonction du facteur de forme du local.

h_i/H et $(1 - \exp(-2.24\phi))^{3/5} / \phi^{2/5}$:

$$\frac{h_i}{H} = 0.4 \frac{(1 - \exp(-2.24\phi))^{3/5}}{\phi^{2/5}} \quad \text{pour } 0.26 \leq \phi \leq 2. \quad (3.25)$$

La figure 3.20 donne la variation du temps adimensionné ($\tau_3 = t_3/t^*$) nécessaire pour que la fumée atteigne son épaisseur maximale h_i après son impact à la paroi latérale, en fonction du facteur de forme ϕ . Une dépendance en puissance est observée entre τ_3 et ϕ :

$$\tau_3 = 0.58 \phi^{0.35}. \quad (3.26)$$

3.5 Amélioration du modèle de remplissage

Après avoir quantifié la durée de chaque phénomène qui se déroule avant la formation d'une couche de fumée stratifiée (la montée de panache, l'écoulement de fumée sous plafond et l'écoulement de fumée au niveau des parois latérales), ainsi que l'épaisseur maximale de pénétration de la fumée au niveau des parois latérales, on va modifier le modèle de remplissage présenté dans la section 3.1, afin de tenir compte de ces phénomènes dans le calcul du temps de remplissage.

L'idée consiste à modifier les conditions initiales dans le modèle de remplissage comme

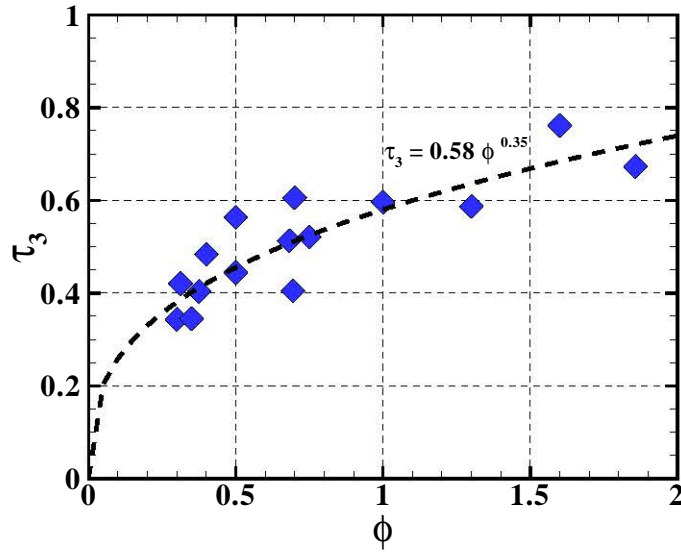


FIGURE 3.20 – Variation du temps adimensionné τ_3 en fonction du facteur de forme du local.

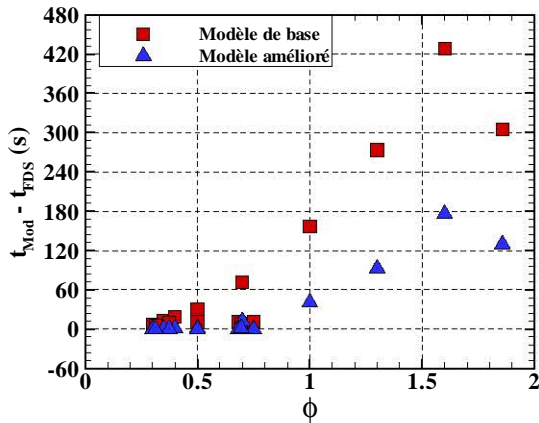
suit :

$$\begin{aligned}
 t_{init} &= t_1(z = H) + t_2 + t_3 \\
 &= (t_R^* + 0.745 \phi^{11/6} + 0.02 + 0.58 \phi^{0.35}) t^* ,
 \end{aligned}
 \tag{3.27}$$

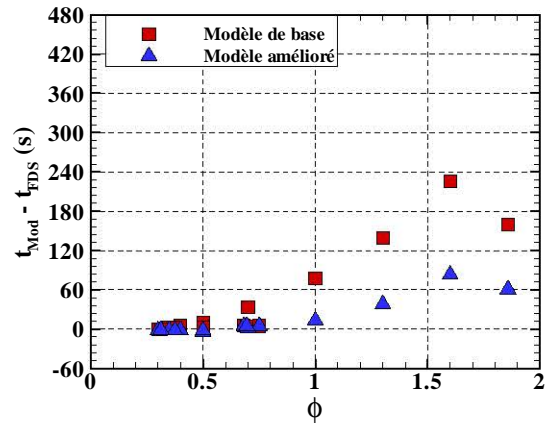
$$\begin{aligned}
 h_{init} &= h_i \\
 &= 0.4 \frac{(1 - \exp(-2.24 \phi))^{3/5} H}{\phi^{2/5}} .
 \end{aligned}
 \tag{3.28}$$

Comme nous pouvons le constater d'après les équations (3.27) et (3.28), les conditions initiales dépendent du facteur de forme du local ϕ .

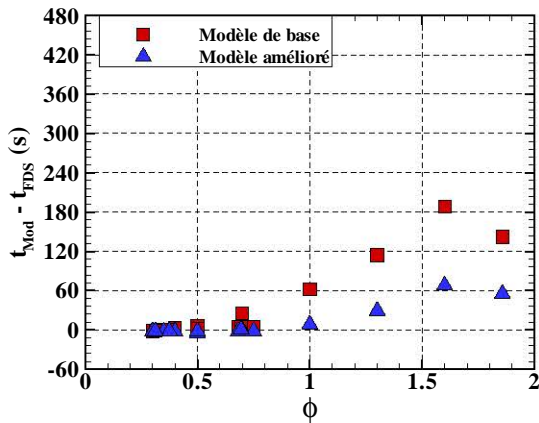
Pour évaluer le nouveau modèle, On va comparer le temps nécessaire pour que la fumée atteigne la moitié de la hauteur du local au résultat de FDS, et au résultat du modèle de base présenté dans la section 3.1. La figure 3.21 présente la variation de l'écart de temps ($t_{Mod} - t_{FDS}$) en fonction du facteur de forme ϕ , pour les deux modèles (modèle de base et modèle amélioré). Il apparaît sur la figure une nette diminution des écarts de temps ($t_{Mod} - t_{FDS}$) par rapport au modèle de base, pour les quatre modèles de panache. Cependant, pour des $\phi > 1$, le nouveau modèle surestime encore le temps de remplissage. Ces écarts peuvent être expliqués par l'entraînement d'air lors de l'écoulement au niveau des parois latérales, et aussi lors du phénomène de brassage de fumée qui se déroule avant la formation d'une couche de fumée stratifiée. Ces quantités supplémentaires d'air ambiant entraînées dans la couche de fumée vont augmenter l'épaisseur de cette dernière, et par conséquent réduire le temps de remplissage du local.



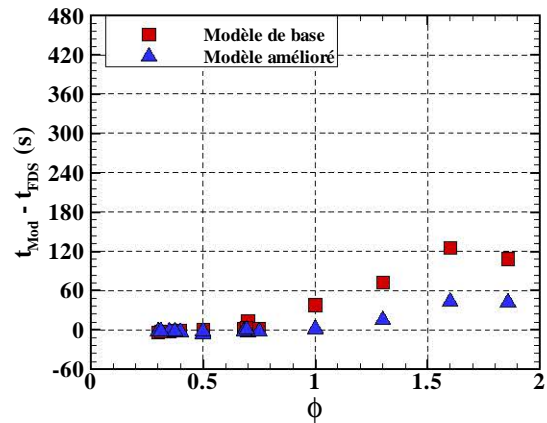
(a) Modèle de panache de Rooney.



(b) Modèle de panache d'Heskestad.



(c) Modèle de panache de Zukoski.



(d) Modèle de panache de McCaffrey.

FIGURE 3.21 – Variation de l'écart de temps ($t_{Mod} - t_{FDS}$) en fonction du facteur de forme du local.

3.6 Conclusion

Ce chapitre a permis, d'une part, de mettre en évidence l'influence du facteur de forme du local sur le phénomène de remplissage et, d'autre part, d'évaluer et améliorer le modèle à zones de remplissage.

Dans un premier temps, un modèle à deux zones de remplissage d'un local par des fumées d'incendie a été présenté. Ce modèle permet de prédire l'évolution temporelle de l'épaisseur de la couche de fumée. Ensuite, une campagne expérimentale à l'échelle du laboratoire a été menée. Trois maquettes d'un local, de hauteur différente, ont été utilisées pour étudier l'influence du facteur de forme sur le processus de remplissage par un panache thermique d'incendie. Les deux régimes d'écoulement au niveau des parois latérales « slumping mode » et « rolling mode », identifiés par Kaye et Hunt dans le cas

d'un panache massique, ont été observés. La comparaison des épaisseurs de la couche de fumée prédites par le modèle, en utilisant les différents modèles de panache, aux résultats expérimentaux a montré que la dynamique d'écoulement de fumée au niveau des parois latérales a une faible influence sur le processus de remplissage dans les cas étudiés. Ce qui nous a conduit à utiliser le code à champs FDS pour évaluer le modèle à zones de remplissage, afin d'étendre le domaine d'étude. Des locaux de facteurs de forme différents ont été simulés. Ensuite le modèle à zones de remplissage a été évalué, en comparant les temps nécessaires pour que la fumée atteigne la moitié de la hauteur du local. Les résultats de comparaison ont montré que le facteur de forme du local a une faible influence sur le temps de remplissage dans le cas des locaux avec une petite surface, alors que dans le cas des locaux avec une grande surface comme les atriums et les hangars, le modèle surestime largement le temps de remplissage. Ces écarts sont attribués à la dynamique de l'écoulement lors de l'impact du panache au plafond et aux parois latérales. En effet, cette dynamique d'écoulement n'est pas prise en compte dans le modèle à zones.

Par conséquent, nous avons quantifié la durée de chaque phénomène se déroulant avant la formation d'une couche de fumée stratifiée (la montée de panache, l'écoulement de fumée sous plafond et l'écoulement de fumée au niveau des parois latérales), ainsi que l'épaisseur de pénétration maximale de la fumée au niveau des parois latérales h_i , en utilisant des corrélations trouvées dans la littérature et en exploitant les résultats numériques de FDS. Nous avons trouvé que la durée de ces phénomènes et l'épaisseur h_i dépendent du facteur de forme du local.

Ensuite, nous avons modifié les conditions initiales dans le modèle de remplissage afin de tenir compte de ces phénomènes (relations (3.27) et (3.28)). Cette modification a permis d'améliorer les écarts entre les résultats du modèle à zones et ceux de FDS. Cependant, pour des locaux de facteur de forme $\phi > 1$, le temps de remplissage est surestimé. Cela peut être expliqué par l'entraînement d'air lors de l'écoulement au niveau des parois latérales et du phénomène de brassage de fumée, qui a pour effet d'augmenter l'épaisseur de la couche de fumée et par conséquent de réduire le temps de remplissage.

Une partie des résultats de ce chapitre a été reportée dans un article présenté en annexe A.2.

Chapitre 4

Remplissage/vidange simultanés d'un local en cas d'incendie

Sommaire

4.1	Modèle de remplissage/vidange simultanés	69
4.2	Étude expérimentale à petite échelle	73
4.2.1	Dispositif expérimental	75
4.2.2	Résultats expérimentaux	76
4.3	Évaluation du modèle de remplissage/vidange simultanés	83
4.4	Correction dynamique de la position de l'origine virtuelle	84
4.5	Conclusion	89

Ce chapitre a pour objectif d'étudier le phénomène de remplissage/vidange simultanés d'un local par un panache thermique d'incendie, et d'évaluer et améliorer le modèle à zones.

Nous présentons d'abord un modèle à deux zones de remplissage/vidange simultanés, puis le dispositif expérimental utilisé pour étudier ce phénomène. Ensuite les résultats expérimentaux sont présentés. Les résultats expérimentaux, notamment, les positions d'interface à l'état stationnaire sont utilisées pour évaluer le modèle. Enfin, une correction dynamique de la position de l'origine virtuelle du panache est proposée à partir des résultats expérimentaux, afin d'améliorer le modèle à zones.

4.1 Modèle de remplissage/vidange simultanés

Le modèle proposé est destiné à prédire l'épaisseur et la température de la couche de fumée ainsi que la température des parois en contact avec la couche.

Nous considérons un local d'une surface S et d'une hauteur H (cf. figure 4.1). Le local communique avec l'extérieur, via une ouverture d'amenée d'air de surface S_1 au niveau

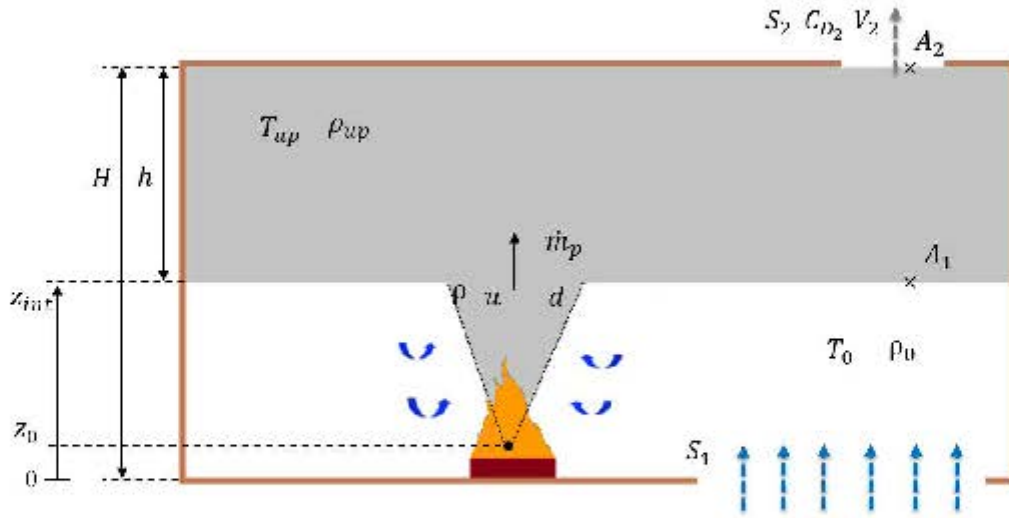


FIGURE 4.1 – Configuration considérée pour étudier le problème de remplissage/vidange simultanés.

du sol et un exutoire de fumée de surface S_2 au niveau du plafond. Notons que la surface S_1 est considérée suffisamment grande par rapport à la surface S_2 , pour négliger la dépression provoquée par la taille de l'ouverture inférieure. Un foyer d'une puissance Q_t et d'une surface S_f est placé au niveau du sol. Nous supposons que la couche de fumée est homogène à chaque instant, elle est caractérisée par sa température moyenne T_{up} , sa masse volumique moyenne ρ_{up} et son épaisseur h .

Il faut noter que la dynamique du panache lors de son impact avec le plafond et les parois latérales n'est pas prise en compte, autrement dit, nous supposons qu'à l'instant $t=0$ s, on a la formation d'une couche d'épaisseur infinitésimale ($h(t = 0 \text{ s}) \simeq 0$).

Le modèle est construit sur la base de la conservation de la masse et de l'énergie dans la couche de fumée.

L'équation de la conservation de la masse s'écrit :

$$S \frac{d(\rho_{up} h)}{dt} = \rho \frac{\pi d^2}{4} u - \rho_{up} S_2 V_2, \quad (4.1)$$

ρ , d et u représentent respectivement la masse volumique, le diamètre et la vitesse du panache à l'interface ($z_{int} = H - h$). V_2 est la vitesse d'extraction de fumée au niveau de l'exutoire.

L'équation de la conservation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{d(C_p \rho_{up} h S T_{up})}{dt} = C_p \rho \frac{\pi d^2}{4} u T - C_p \rho_{up} S_2 V_2 T_{up} - h_{int} S_c (T_{up} - T_{pi}), \quad (4.2)$$

avec :

T : température du panache à l'interface,

T_{p_i} : température des faces exposées des parois,

$S_c = S + 2h(L + l)$: surface en contact avec la couche de fumée (l est la largeur du local et L sa longueur),

h_{int} : coefficient d'échange global qui prend en compte à la fois les échanges convectifs et les échanges radiatifs.

Comme nous pouvons le constater d'après le système d'équations (4.1) et (4.2), nous avons besoin des caractéristiques du panache (ρ , d et u) à l'interface, de la vitesse d'extraction de fumée au niveau de l'exutoire V_2 et de la température des faces exposées des parois T_{p_i} . Pour évaluer les caractéristiques du panache à l'interface, nous utilisons les solutions similaires du panache, présentées dans la section 1.1.1, dans le cas général non-Boussinesq. Quant à la vitesse d'extraction de fumée V_2 , elle est calculée simplement par application du théorème de Bernoulli entre un point A_1 au niveau de l'interface et un autre point A_2 au niveau de l'exutoire (cf. figure 4.1) :

$$V_2 = C_{D_2} \sqrt{2\eta_{up} g h}, \quad (4.3)$$

où $\eta_{up} = (\rho_0 - \rho_{up})/\rho_{up}$ et C_{D_2} est le coefficient de débit à l'exutoire, fixé à 0.6.

Concernant la température des faces exposées des parois T_{p_i} , elle est calculée en utilisant un modèle unidimensionnel de la conduction de la chaleur à travers les parois. Ce modèle est présenté dans la section suivante.

En remplaçant les caractéristiques du panache par leurs expressions (1.3), (1.4) et (1.5) dans les équations de conservation, nous obtenons :

$$\begin{aligned} \frac{dz_{int}}{dt} = & -\frac{3}{4S} A^{-\frac{2}{3}} B^{\frac{1}{3}} (z_{int} - z_0)^{\frac{5}{3}} - \frac{B}{gS} \dots \\ & + \frac{h_{int} (2(H - z_{int}) (L + l) + S)}{\rho_0 T_0 C_p S} (T_{up} - T_{p_i}) + \frac{S_2}{S} V_2, \quad (4.4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_{up}}{dt} = & -\frac{3}{4S} A^{-\frac{2}{3}} B^{\frac{1}{3}} \frac{(z_{int} - z_0)^{\frac{5}{3}}}{H - z_{int}} T_{up} \frac{(T_{up} - T_0)}{T_0} + \frac{BT_{up}}{gS(H - z_{int})} \dots \\ & - \frac{h_{int} (2(H - z_{int}) (L + l) + S)}{\rho_0 T_0 C_p S (H - z_{int})} T_{up} (T_{up} - T_{p_i}). \quad (4.5) \end{aligned}$$

En introduisant des paramètres adimensionnels, les équations (4.4) et (4.5) peuvent

s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{d\xi}{d\tau} = -\kappa\theta^{\frac{1}{2}} (\xi - \xi_0)^{\frac{5}{3}} - \theta^{\frac{3}{2}} + \sigma_g (\eta_{up} - \eta_p) (2\omega_L (1 - \xi) + \omega_S) + \Lambda\sqrt{2\eta_{up}(1 - \xi)}, \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\eta_{up}}{d\tau} = & -\kappa\theta^{\frac{1}{2}} \frac{(\xi - \xi_0)^{\frac{5}{3}}}{(1 - \xi)} \eta_{up} (1 + \eta_{up}) + \theta^{\frac{3}{2}} \frac{(1 + \eta_{up})}{(1 - \xi)} \dots \\ & - \sigma_g \frac{(\eta_{up} - \eta_p) (1 + \eta_{up})}{(1 - \xi)} (2\omega_L (1 - \xi) + \omega_S), \quad (4.7) \end{aligned}$$

où $\xi = z_{int}/H$, $\xi_0 = z_0/H$, $\tau = g^{1/2} H^{3/2} t/S$, $\theta = B^{2/3}/(gH^{5/3})$, $\kappa = 4A^{2/3}/3$, $\eta_p = (T_{p_i} - T_0)/T_0$, $\sigma_g = h_{int}/(\rho_0 C_p g^{1/2} H^{1/2})$, $\omega_L = (L + l)/H$, $\omega_S = S/H^2$ et $\Lambda = C_{D_2} S_2/H^2$.

Nous résolvons numériquement par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 le système d'équations (4.6) et (4.7), pour obtenir l'évolution temporelle de la position de l'interface et de la température moyenne de la couche de fumée.

Conduction de la chaleur à travers les parois

Pour compléter le modèle de remplissage/vidange simultanés, la température des faces exposées des parois T_{p_i} doit être évaluée. Cette température est utilisée dans le modèle, pour déterminer les échanges convectifs et radiatifs entre la couche de fumée et les parois. Comme les dimensions latérales d'une paroi d'un bâtiment sont très supérieures à son épaisseur, on considère que le transfert de la chaleur dans la paroi est unidirectionnel (selon une normale à la surface). L'équation suivante de la conduction de la chaleur est alors considérée :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (4.8)$$

où $D = \lambda/(\rho C_p)$ est la diffusivité thermique, λ est la conductivité thermique.

Pour résoudre l'équation (4.8), deux conditions aux limites sont requises au niveau des deux faces de la paroi. Sur la face exposée au feu de la paroi, la convection et le rayonnement interviennent de façon concomitante. Le flux de chaleur entrant s'écrit :

$$\dot{q}'_{in} = h_{int} S_c (T_{up} - T_{p_i}), \quad (4.9)$$

h_{int} est le coefficient d'échange global qui prend en compte à la fois les échanges convectifs et les échanges radiatifs.

En face non-exposée de la paroi, la condition limite correspond à un échange radiatif et convectif avec de l'air à température ambiante. Le flux de chaleur sortant s'écrit alors :

$$\dot{q}'_{out} = h_{ext} S_c (T_{pe} - T_0) , \quad (4.10)$$

h_{ext} est le coefficient d'échange global et T_{pe} est la température des faces non exposées des parois.

Pour évaluer au cours du temps la température de surface des parois, l'équation (4.8) est résolue en utilisant le schéma implicite de différence finie de Crank-Nicolson.

Les coefficients d'échange thermique global h_{int} et h_{ext} sont donnés par les relations suivantes [76] [59] :

$$h_{int} = 4\varepsilon\sigma \left(\frac{T_{up} + T_{pi}}{2} \right)^3 + C|T_{up} - T_{pi}|^{1/3} , \quad (4.11)$$

$$h_{ext} = 4\varepsilon\sigma \left(\frac{T_{pe} + T_0}{2} \right)^3 + C|T_{pe} - T_0|^{1/3} , \quad (4.12)$$

où C est un coefficient empirique [59], ε est l'émissivité des parois et σ est la constante de Stefan-Boltzmann.

Après évaluation par les relations (4.11) et (4.12), nous avons fixé les coefficients h_{int} et h_{ext} constants et respectivement égaux à $20 \text{ W/m}^2/\text{K}$ et $10 \text{ W/m}^2/\text{K}$. Ces valeurs ont été calculées en utilisant des températures mesurées expérimentalement pendant un essai de remplissage/vidange simultanés. Les essais sont présentés dans la section suivante.

Une étude de sensibilité des caractéristiques de la couche de fumée T_{up} et z_{int} aux coefficients h_{int} et h_{ext} , a été menée sur deux cas étudiés expérimentalement. Les figures 4.2 et 4.3 représentent les résultats de l'étude de sensibilité. Il apparaît sur les deux figures que la position de l'interface n'est pas sensible aux coefficients d'échange thermique global. Cependant, la température de la couche de fumée peut être sensiblement influencée par le coefficient h_{int} .

4.2 Étude expérimentale à petite échelle

Une campagne expérimentale à l'échelle du laboratoire a été réalisée afin d'étudier l'influence de certains paramètres sur le processus de remplissage/vidange simultanés d'un local en cas d'incendie, et d'évaluer et améliorer le modèle théorique présenté dans la section précédente.

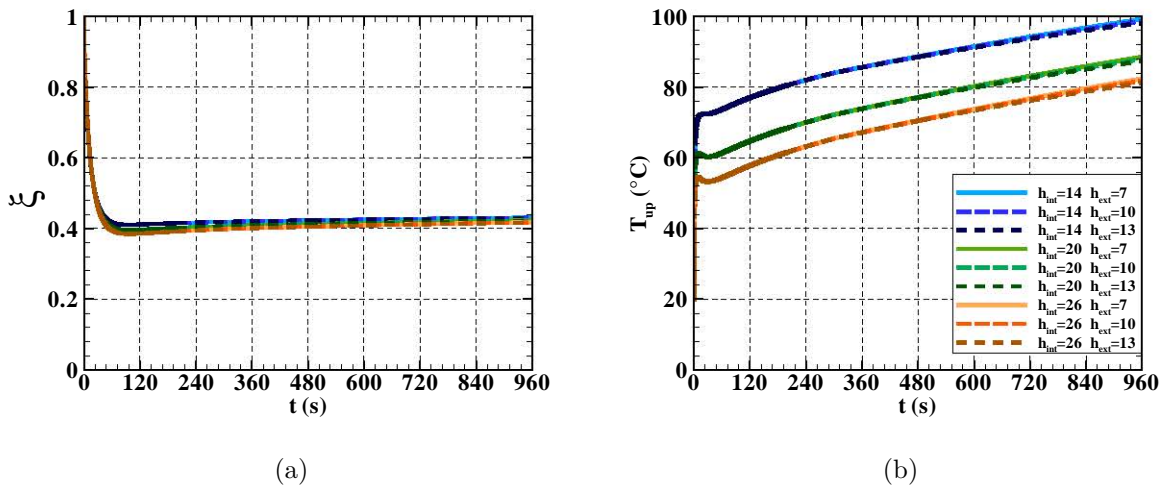


FIGURE 4.2 – Étude de sensibilité des caractéristiques de la couche de fumée aux coefficients d'échange thermique global h_{int} et h_{ext} réalisée sur le cas : boîte 2 ($H = 0.375$ m, $S = 0.25$ m²) munie d'un exutoire circulaire de diamètre $D_{exut} = 0.050$ m-le foyer est constitué d'un bac d'heptane de diamètre $D_{bac} = 0.045$ m. (a) Évolution temporelle de la position de l'interface adimensionnée. (b) Évolution temporelle de la température de la couche de fumée.

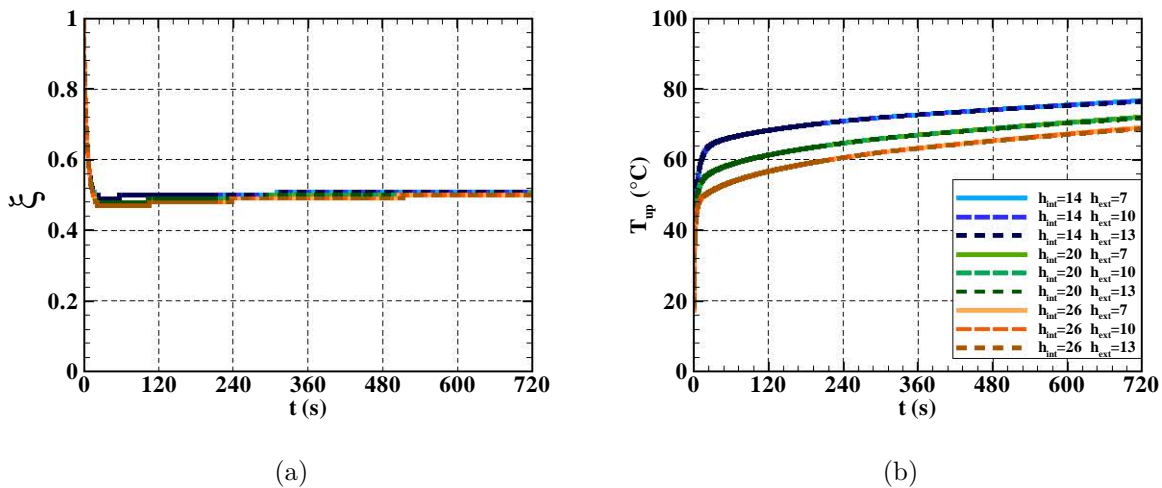


FIGURE 4.3 – Étude de sensibilité des caractéristiques de la couche de fumée aux coefficients d'échange thermique global h_{int} et h_{ext} réalisée sur le cas : boîte 3 ($H = 0.84$ m, $S = 0.25$ m²) munie d'un exutoire circulaire de diamètre $D_{exut} = 0.125$ m-le foyer est constitué d'un bac d'heptane de diamètre $D_{bac} = 0.068$ m. (a) Évolution temporelle de la position de l'interface adimensionnée. (b) Évolution temporelle de la température de la couche de fumée.

4.2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est identique à celui utilisé pour étudier le phénomène de remplissage, la seule différence est que chaque boîte est équipée d'un exutoire au plafond, de diamètre variable (cf. figure 4.4). Le tableau 4.1 présente les diamètres des exutoires utilisés.

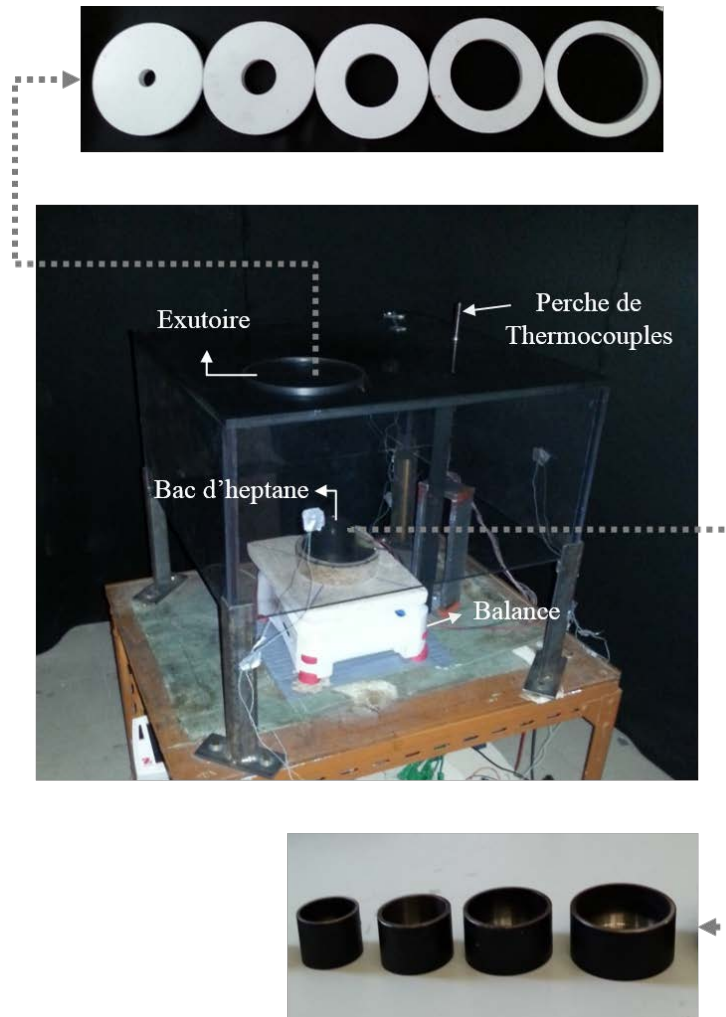


FIGURE 4.4 – Dispositif expérimental utilisé pour étudier le phénomène de remplissage/vidange simultanés.

Diamètre de l'exutoire (mm)	50	75	100	125	150
--------------------------------	----	----	-----	-----	-----

TABLE 4.1 – Diamètres des exutoires utilisés.

4.2.2 Résultats expérimentaux

16 essais ont été réalisés. Les caractéristiques de ces essais sont indiquées dans le tableau 4.2. Dans chaque essai on attend que le régime stationnaire soit bien établi.

	Facteur de forme	Diamètre du bac (mm)	Diamètre de l'exutoire (mm)				
			50	75	100	125	150
Boîte 3	0.3	45	✓	✓	✓	✓	✓
		53	✓			✓	
		61	✓			✓	
		68	✓			✓	
Boîte 2	0.67	45	✓	✓	✓	✓	
Boîte 1	1	45		✓			

TABLE 4.2 – Essais de remplissage/vidange simultanés réalisés.

4.2.2.1 Puissance du feu

Quatre bacs d'heptane de diamètres différents, entre 0.045 m et 0.068 m, ont été utilisés pour varier la puissance du feu. Un exemple de l'évolution temporelle de la perte de masse du combustible ($m_0 - m(t)$) et de la puissance du feu, pour chaque diamètre de bac, est présenté sur les figures 4.5 et 4.6. Nous pouvons distinguer trois phases dans l'évolution de la puissance du feu : une phase de croissance, caractérisée par une augmentation rapide de la puissance, suivie d'une phase quasi-stationnaire durant laquelle la puissance est quasi-constante. Ensuite, une troisième phase est observée au cours de laquelle la puissance augmente. Cette augmentation de puissance observée après la phase quasi-stationnaire s'explique par le fait que, lorsque le niveau de la surface de combustible diminue les parois du bac s'échauffent rapidement, entraînant une augmentation de flux rayonné vers la surface de combustible, ce qui se traduit par une augmentation de puissance. Le tableau 4.3 donne la puissance totale moyennée sur tous les essais mettant en jeu le même diamètre du bac. Chaque puissance a été évaluée à partir du débit de perte de masse calculé sur la durée totale de l'essai.

Diamètre du bac (mm)	45	53	61	68
Q_t (kW)	0.7	0.9	1.2	1.5

TABLE 4.3 – Puissance totale du feu calculée pour chaque bac.

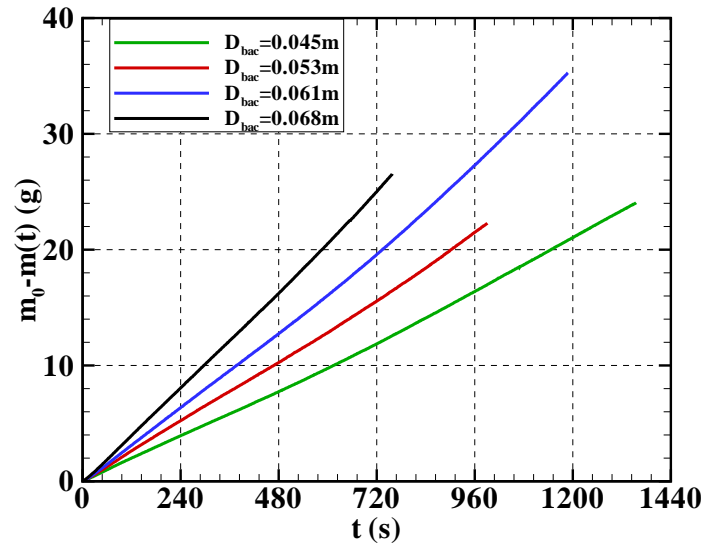
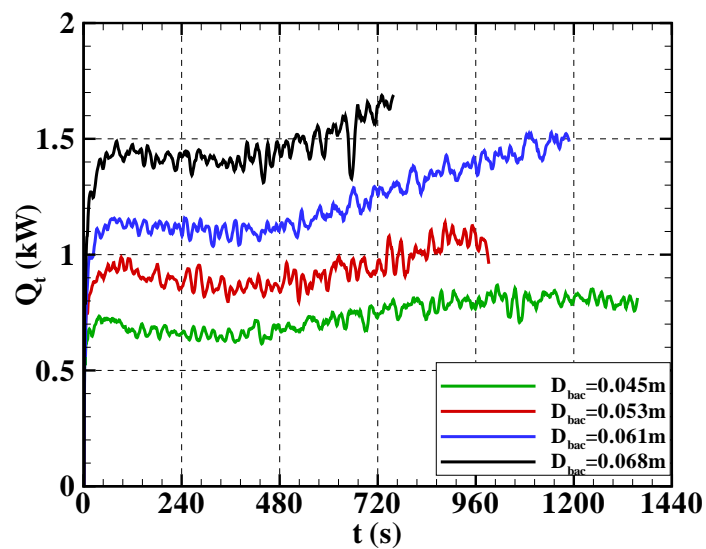
FIGURE 4.5 – Évolution temporelle de la perte de masse du combustible ($m_0 - m(t)$).

FIGURE 4.6 – Évolution temporelle de la puissance totale du feu.

4.2.2.2 Caractéristiques moyennes de la couche de fumée

Pour évaluer le modèle à deux zones de remplissage/vidange simultanés, nous avons besoin des caractéristiques moyennes de la couche de fumée : la température moyenne T_{up} et la position d'interface z_{int} . Pour déterminer ces caractéristiques nous utilisons des méthodes, trouvées dans la littérature, permettant de calculer z_{int} et T_{up} à partir du profil vertical de température. Ces méthodes sont :

- Méthode de Janssens et Tran [65]. Dans cette méthode, T_{up} et z_{int} sont calculées en résolvant le système suivant :

$$(H - z_{int})T_{up} + z_{int}T_{low} = \int_0^H T(z) dz, \quad (4.13)$$

$$(H - z_{int})\frac{1}{T_{up}} + z_{int}\frac{1}{T_{low}} = \int_0^H \frac{1}{T(z)} dz, \quad (4.14)$$

où T_{low} est la température de la zone basse, prise égale à la température relevée près du sol.

- Méthode « N percent » proposée par Cooper [77]. Dans cette méthode, z_{int} est définie comme la position à laquelle la température $T(z_{int})$ vérifie la relation suivante :

$$\frac{T(z_{int}) - T_0}{T(z_{max}) - T_0} = \frac{N}{100}, \quad (4.15)$$

où $T(z_{max})$ est la température mesurée par le thermocouple situé à la position maximale de l'axe vertical. La valeur de N varie dans littérature entre 10 et 20 %.

- Méthode « Integral Ratio » proposée par He [78]. Dans cette méthode, z_{int} est définie comme la position à laquelle la somme r_t des deux variables r_u et r_l , caractérisant la couche de fumée et la couche d'air frais, est minimale :

$$r_u = \frac{1}{(H - z)^2} \int_z^H T(y) dy \int_z^H \frac{1}{T(y)} dy, \quad (4.16)$$

$$r_l = \frac{1}{z^2} \int_0^z T(y) dy \int_0^z \frac{1}{T(y)} dy, \quad (4.17)$$

$$r_t(z_{int}) = \min(r_u + r_l). \quad (4.18)$$

- Méthode « Least-squares » proposée par He [78]. Dans cette méthode, z_{int} est définie comme la position qui minimise la fonction de déviation du profil de température :

$$f^2 = \frac{1}{z} \int_0^z (T(y) - T_{low})^2 dy + \frac{1}{H - z} \int_z^H (T(y) - T_{up})^2 dy, \quad (4.19)$$

$$f^2(z_{int}) = \min(f^2(z)), \quad (4.20)$$

$$T_{up} = \frac{1}{H-z} \int_z^H T(y) dy, \quad (4.21)$$

$$T_{low} = \frac{1}{z} \int_0^z T(y) dy. \quad (4.22)$$

Pour évaluer ces méthodes, nous les avons appliquées aux profils verticaux de température, enregistrés pendant un essai de remplissage/vidange sur la boîte 3 avec un diamètre d'exutoire de 0.125 m et un diamètre de bac de 0.061 m (un exemple des profils verticaux de température enregistrés aux différents instants est présenté sur la figure 4.7). Ensuite, nous avons comparé les positions d'interface obtenues aux positions d'interface calculées à partir de traitement d'images enregistrées pendant l'essai. La méthode de traitement d'image est illustrée sur la figure 4.8. D'abord, l'image est transformée en une image en niveaux de gris (intensités). Ensuite, on soustrait l'image à l'instant $t = 0\text{ s}$ pour éliminer les réflexions. Puis, les intensités sont moyennées sur les pixels horizontaux pour les deux zones A et B, situées respectivement à gauche et à droite de la zone des flammes. La position de l'interface pour chaque zone correspond à la position où le gradient vertical d'intensité est maximal. La position moyenne de l'interface est calculée en faisant la moyenne sur les deux zones A et B.

Les positions d'interface, calculées avec les différentes méthodes présentées ci-dessus, sont tracées sur la figure 4.9 en fonction du temps. On constate que la méthode de Janssens et Tran donne des résultats plus proches des résultats obtenus par le traitement d'images que les autres méthodes. Par conséquent, la méthode de Janssens et Tran sera utilisée par la suite pour évaluer les caractéristiques de la couche de fumée.

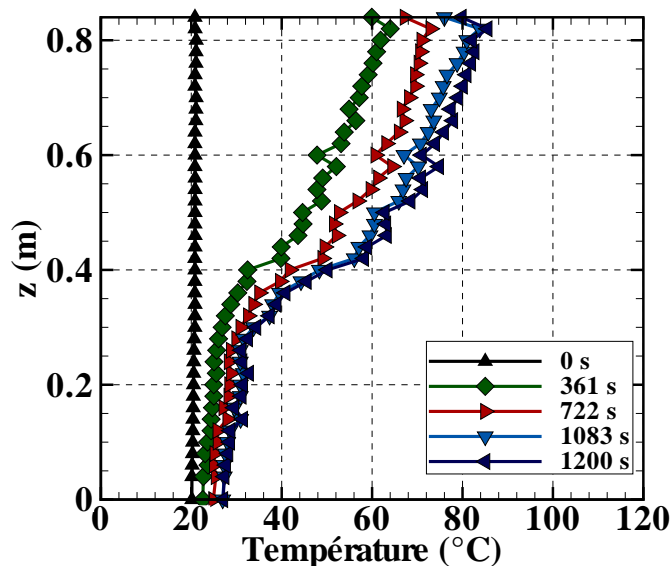


FIGURE 4.7 – Profils verticaux de température enregistrés pendant l'essai sur la boîte 3 avec $D_{bac} = 0.061\text{ m}$ et $D_{exut} = 0.125\text{ m}$.

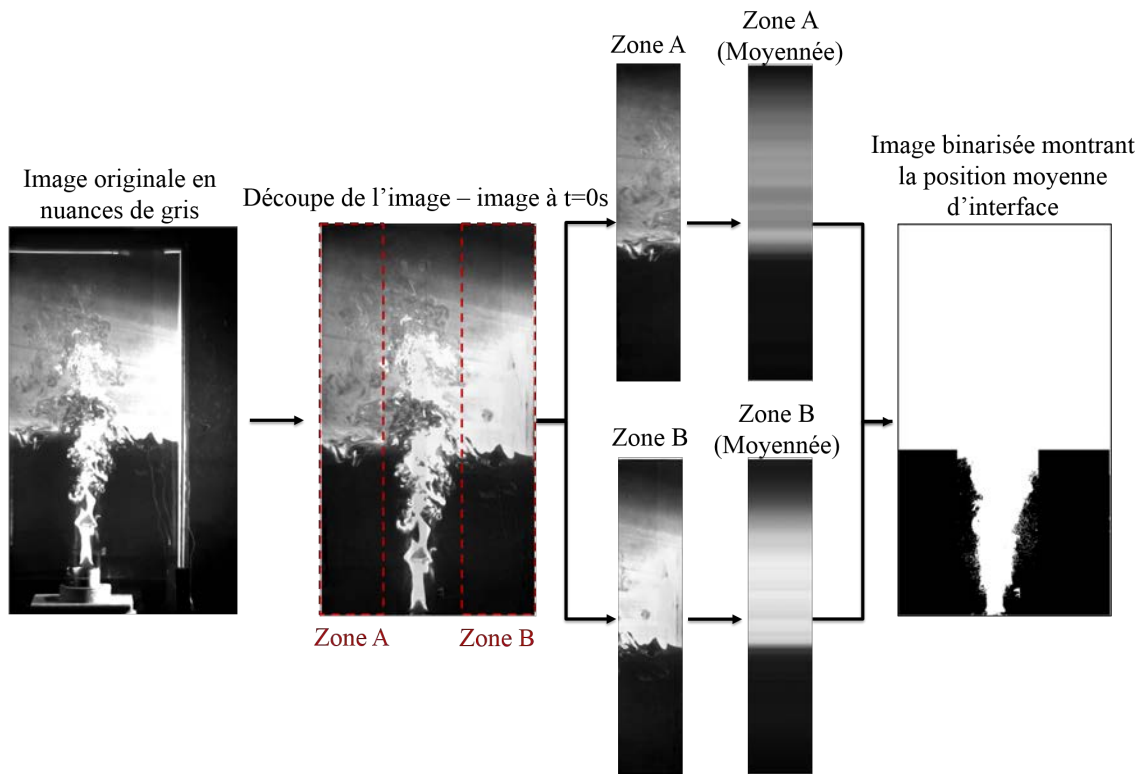


FIGURE 4.8 – Processus de traitement d'image.

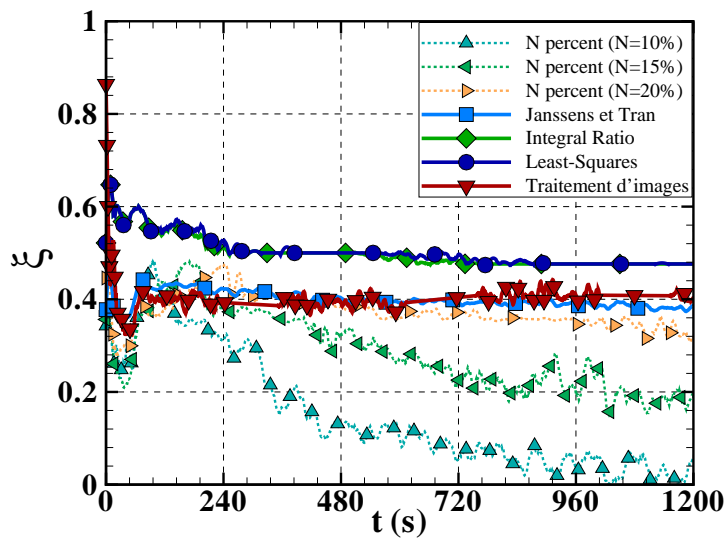


FIGURE 4.9 – Comparaison des méthodes de calcul de la position d'interface de la couche de fumée.

Dans les sections suivantes, l'influence de certains paramètres sur les caractéristiques moyennes de la couche de fumée est étudiée.

Influence de la puissance

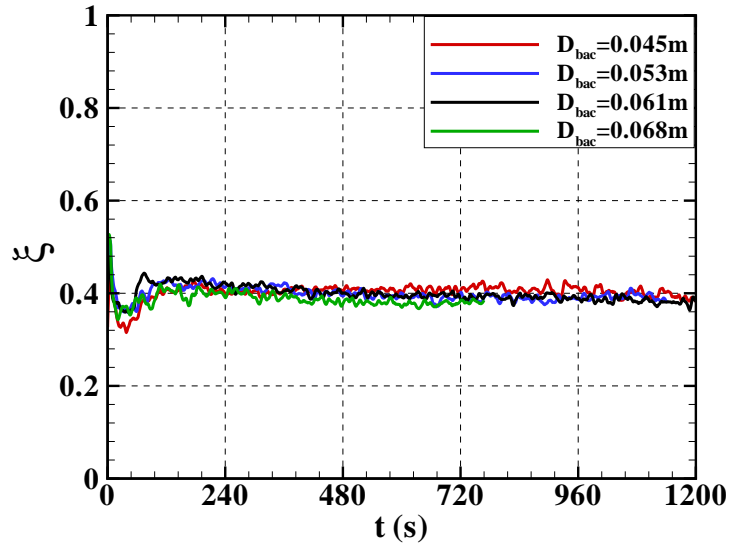


FIGURE 4.10 – Évolution temporelle de la position adimensionnée de l'interface de la couche de fumée (Boîte 3 - $D_{exut} = 0.125\text{ m}$).

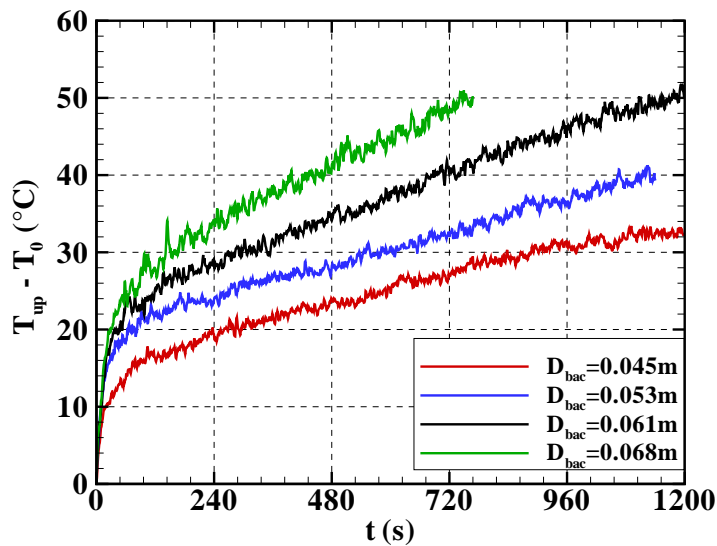


FIGURE 4.11 – Évolution temporelle de la température de la couche de fumées (Boîte 3 - $D_{exut} = 0.125\text{ m}$).

Il s'agit d'étudier l'influence de la puissance du feu sur les caractéristiques de la couche de fumée. Pour cela nous avons fixé la hauteur de la boîte à 0.84 m (boîte 3) et le diamètre de l'exutoire à 0.125 m et nous avons varié le diamètre de bac de 0.045 m ($\dot{Q}_t = 0.7\text{ kW}$)

à 0.068 m ($\dot{Q}_t = 1.5 \text{ kW}$). La figure 4.10 représente l'évolution temporelle de la position de l'interface adimensionnée de la couche de fumée. La figure 4.11 donne quant à elle une représentation de l'évolution temporelle de l'écart de la température de la couche de fumée par rapport à la température ambiante.

Les résultats mettent en évidence que la puissance du feu a une influence négligeable sur l'épaisseur de la couche de fumée, mais elle a un impact important sur sa température.

On peut observer sur la figure 4.10 le phénomène de « overshoot » de l'épaisseur de la couche de fumée pendant la phase transitoire (l'épaisseur de la couche de fumée dépasse sa valeur stationnaire durant la phase transitoire). On peut également observer que la durée nécessaire pour que la température de fumée atteigne une valeur stationnaire est très longue, par rapport à la durée nécessaire pour que la position d'interface atteigne une valeur stationnaire.

Influence de la hauteur

Pour étudier l'influence de la hauteur du local sur les caractéristiques de la couche de fumée, nous avons comparé les résultats des essais sur la boîte 3 ($H = 0.84 \text{ m}$) et ceux des essais sur la boîte 2 ($H = 0.375 \text{ m}$) pour quatre diamètres différents de l'exutoire et avec un même diamètre de bac de 0.045 m ($\dot{Q}_t = 0.7 \text{ kW}$).

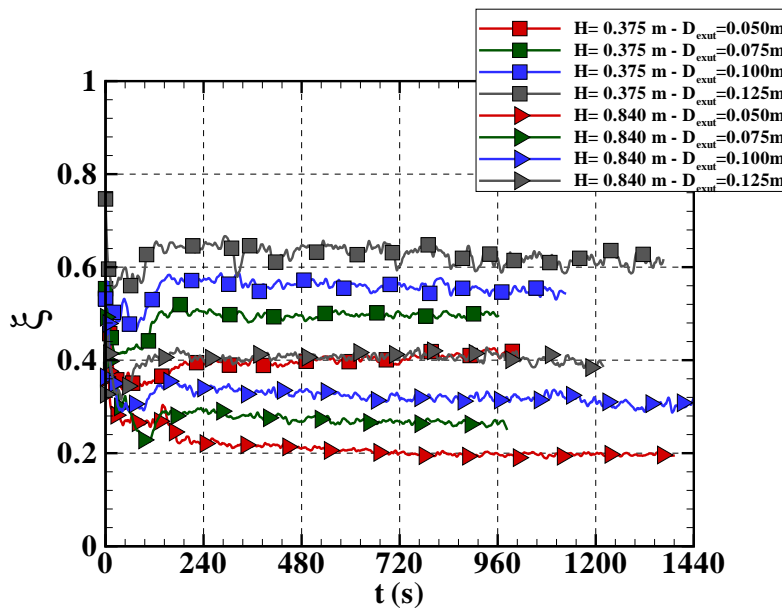


FIGURE 4.12 – Évolution temporelle de la position de l'interface adimensionnée de la couche de fumée ($D_{bac} = 0.045 \text{ m}$).

L'évolution temporelle de la position de l'interface adimensionnée de la couche de fumée et de l'écart de la température de la couche par rapport à la température ambiante, sont présentés respectivement sur les figures 4.12 et 4.13. Il apparaît, sur la figure 4.12, que pour un même diamètre de l'exutoire lorsqu'on augmente la hauteur du local, l'épaisseur

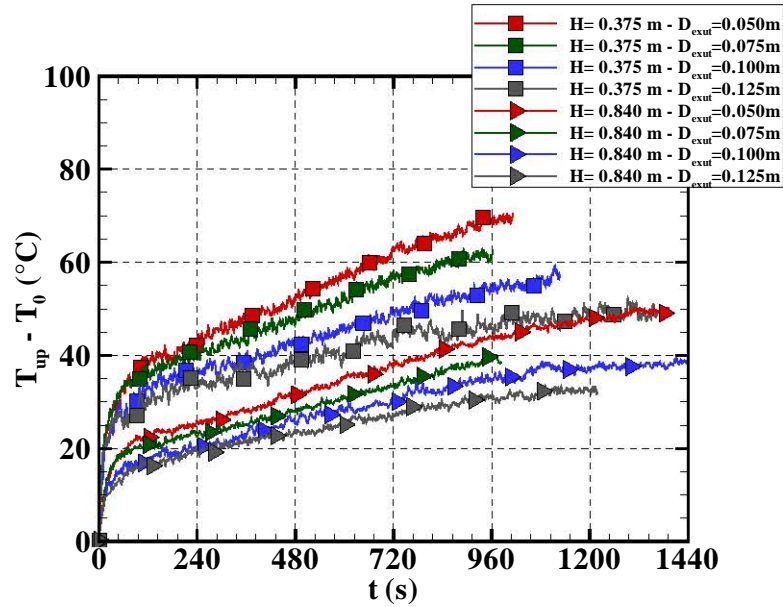


FIGURE 4.13 – Évolution temporelle de l'écart de la température de la couche de fumée par rapport à la température ambiante ($D_{bac} = 0.045 \text{ m}$).

de la couche de fumée augmente d'environ 20 %. Concernant la température de la couche de fumée, on peut observer sur la figure 4.13 que lorsqu'on augmente la hauteur du local la température de la couche de fumée diminue. Ces écarts observés en augmentant la hauteur de la boîte s'expliquent par la hauteur d'entraînement qui est plus élevée et donc la dilution et le refroidissement des fumées par l'air entraîné sont beaucoup plus importants.

Ces résultats de l'étude de sensibilité des caractéristiques moyennes de la couche de fumée, ont souligné le fait que la position d'interface de la couche de fumée dépend majoritairement de la géométrie du local, notamment, la hauteur du local et la taille de l'exutoire, et que la puissance du feu a une faible influence sur z_{int} . Par la suite, la variation de la position de l'interface à l'état stationnaire est présentée en fonction du paramètre géométrique $\Lambda = C_{D_2} S_2 / H^2$. Ce paramètre a été introduit précédemment dans l'équation 4.6. Il permet de tenir compte de la hauteur du local et de la surface de l'exutoire.

4.3 Évaluation du modèle de remplissage/vidange simultanés

Pour évaluer le modèle théorique de remplissage/vidange simultanés, on compare la position de l'interface à l'état stationnaire calculée par le modèle théorique à celle obtenue expérimentalement. La position de l'interface à l'état stationnaire est calculée en faisant la moyenne sur les dernières 120 secondes de la phase stationnaire.

La figure 4.14 présente la variation de la position de l'interface adimensionnée $\xi = z_{int}/H$ pendant l'état stationnaire en fonction du paramètre géométrique $\Lambda = C_{D_2} S_2 / H^2$. Nous constatons que pour des petites valeurs de Λ , les résultats du modèle sont en bon accord avec les valeurs expérimentales. Cependant, pour $\Lambda > 0.01$ le modèle surestime la valeur de la position de l'interface. Ces écarts sont attribués au modèle de panache et plus précisément, à la correction de la position de l'origine virtuelle du panache. De plus, même avec une valeur différente de la position de l'origine virtuelle, nous ne serions pas en mesure d'estimer avec précision la position de l'interface pour tous les cas, puisqu'une valeur différente ne ferait que déplacer la courbe théorique. Il apparaît alors nécessaire d'introduire une correction d'origine virtuelle dynamique qui varie en fonction de z , lors de l'utilisation des solutions similaires du panache. Cette nouvelle correction d'origine virtuelle sera établie dans la section suivante.

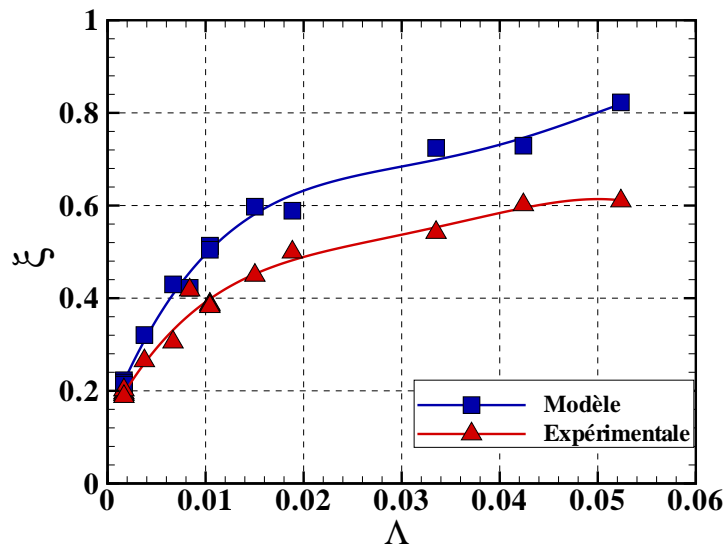


FIGURE 4.14 – Variation de la position de l'interface adimensionnée à l'état stationnaire en fonction du paramètre géométrique Λ .

4.4 Correction dynamique de la position de l'origine virtuelle

Comme indiqué dans les paragraphes précédents, l'évaluation des caractéristiques de la couche de fumée dépend de manière critique du débit massique du panache au niveau de l'interface. Heskestad a discuté dans son travail [11] quelques résultats concernant des corrélations proposées par différents auteurs pour estimer la température le long du panache. En particulier, le rapport $z/Q_t^{2/5}$ apparaît fréquemment. En effet, ce ratio a été utilisé par McCaffrey [13] pour estimer le débit massique du panache (1.1.1). Il a proposé

la corrélation suivante :

$$\dot{m}_p = C_1 \left(\frac{z}{Q_t^{2/5}} \right)^{C_2} Q_t. \quad (4.23)$$

En utilisant les solutions similaires (1.3), (1.4) et (1.5), le débit massique du panache s'écrit :

$$\dot{m}_p = \frac{3}{4} \rho_0 A^{-2/3} B^{1/3} (z - z_0)^{5/3}. \quad (4.24)$$

Ensuite, en utilisant la corrélation de McCaffrey (4.23) et l'équation (4.24), nous obtenons la corrélation de l'origine virtuelle suivante :

$$\frac{z - z_0}{Q_t^{2/5}} = K_1 \left(\frac{z}{Q_t^{2/5}} \right)^{K_2}, \quad (4.25)$$

où K_1 et K_2 sont des coefficients constants. Nous pouvons constater à partir de cette dernière relation que z_0 n'est plus une constante mais qu'elle varie en fonction de la coordonnée verticale z . C'est la correction dynamique de la position de l'origine virtuelle.

Pour déterminer les valeurs de K_1 et K_2 , la quantité $(z_{int} - z_0)/Q_t^{2/5}$ est tracée en fonction de $z_{int}/Q_t^{2/5}$ sur la figure 4.15, en utilisant la position d'interface z_{int} calculée à l'état stationnaire. La valeur de la position de l'origine virtuelle z_0 est calculée en utilisant une méthode itérative permettant de rapprocher au mieux le résultat du modèle théorique du résultat expérimental (la position de l'interface à l'état stationnaire). En plus de nos résultats, d'autres résultats expérimentaux trouvés dans la littérature sont utilisés. Des résultats des essais à petite échelle [79] réalisés dans une maquette parallélépipédique en plexiglas, d'une hauteur $H = 0.79 \text{ m}$, et d'une surface au sol $S = 1.2 \times 1 \text{ m}^2$. La maquette communique avec l'extérieur, via des ouvertures en partie basse d'une surface totale de 0.2025 m^2 et un exutoire circulaire de diamètre variable ($20 \text{ cm} - 17 \text{ cm} - 15 \text{ cm} - 12 \text{ cm} - 10 \text{ cm}$) situé au niveau du plafond. Le foyer est constitué d'un bac rempli de combustible liquide «Tétra Propylène Hydrogéné», de diamètre $D_{bac} = 5 \text{ cm}$ et d'une puissance totale $Q_t = 0.65 \text{ kW}$. Les résultats d'une expérience à échelle réelle [80] sont également utilisés. L'expérience a été menée dans un hall avec un toit à deux pentes et d'une hauteur maximale de 4 m et d'une surface au sol $S = 12 \times 9 \text{ m}^2$. Le hall est connecté avec l'extérieur par une porte, et un exutoire carré d'une surface $S_2 = 1 \text{ m}^2$ situé au niveau du plafond. Le foyer est constitué d'un spray de fioul domestique d'une puissance totale $Q_t = 400 \text{ kW}$. À noter que pour appliquer le modèle théorique, nous supposons que le hall est équivalent à un compartiment parallélépipédique rectangulaire de même volume et de hauteur $H = 3,75 \text{ m}$. Il faut souligner que pour toutes ces expériences, la position de l'interface à l'état stationnaire a été calculée de la même manière que dans nos expériences, en appliquant la méthode de Janssens et Tran [65] aux profils verticaux de température enregistrés pendant l'expérience.

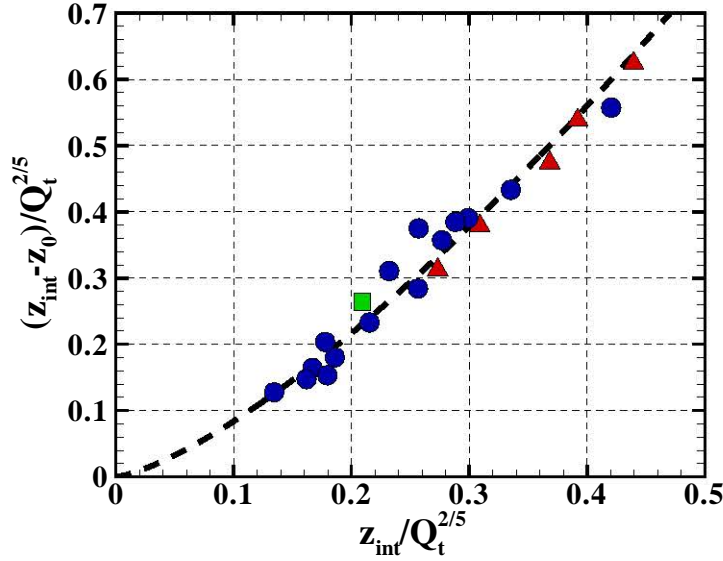


FIGURE 4.15 – Variation de $(z_{int} - z_0)/Q_t^{2/5}$ en fonction de $z_{int}/Q_t^{2/5}$. La courbe en tirets correspond à l'équation (4.26), (●) correspond à nos résultats expérimentaux, (▲) correspond aux résultats expérimentaux de [79], (■) correspond au résultat expérimental de [80].

Nous pouvons constater sur la figure 4.15 que tous les points expérimentaux sont sur une seule courbe. Cette courbe est ajustée par la relation suivante :

$$\frac{z - z_0}{Q_t^{2/5}} = 1.97 \left(\frac{z}{Q_t^{2/5}} \right)^{1.37}. \quad (4.26)$$

Cette relation donne la position de l'origine virtuelle du panache en fonction de la puissance du feu Q_t et de la coordonnée verticale z .

Pour valider la correction dynamique de la position de l'origine virtuelle, la relation (4.26) est introduite dans les équations (4.6) et (4.7). En utilisant les paramètres adimensionnels, nous obtenons les équations suivantes :

$$\frac{d\xi}{d\tau} = -\kappa \theta' \xi^{2.28} - \theta^{\frac{3}{2}} + \sigma_g (\eta_{up} - \eta_p) (2\omega_L (1 - \xi) + \omega_S) + \Lambda \sqrt{2\eta_{up} (1 - \xi)}, \quad (4.27)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\eta_{up}}{d\tau} = & -\kappa \theta' \frac{\xi^{2.28}}{(1 - \xi)} \eta_{up} (1 + \eta_{up}) + \theta^{\frac{3}{2}} \frac{(1 + \eta_{up})}{(1 - \xi)} \dots \\ & - \sigma_g \frac{(\eta_{up} - \eta_p) (1 + \eta_{up})}{(1 - \xi)} (2\omega_L (1 - \xi) + \omega_S), \quad (4.28) \end{aligned}$$

avec $\theta' = 3.09 \theta^{\frac{1}{2}} \left(Q_t^{\frac{2}{5}} / H \right)^{-0.62}$.

La figure 4.16 représente une comparaison entre les résultats du modèle théorique corrigé par la nouvelle corrélation de z_0 et les résultats expérimentaux, à l'état stationnaire. Une comparaison avec les résultats du modèle corrigé par la corrélation d'origine virtuelle d'Heskestad (1.9) est également présentée sur la figure 4.16. On peut observer pour les deux campagnes d'essais, que la correction dynamique de la position de l'origine virtuelle permet de mieux approcher les caractéristiques réelles du panache thermique d'incendie.

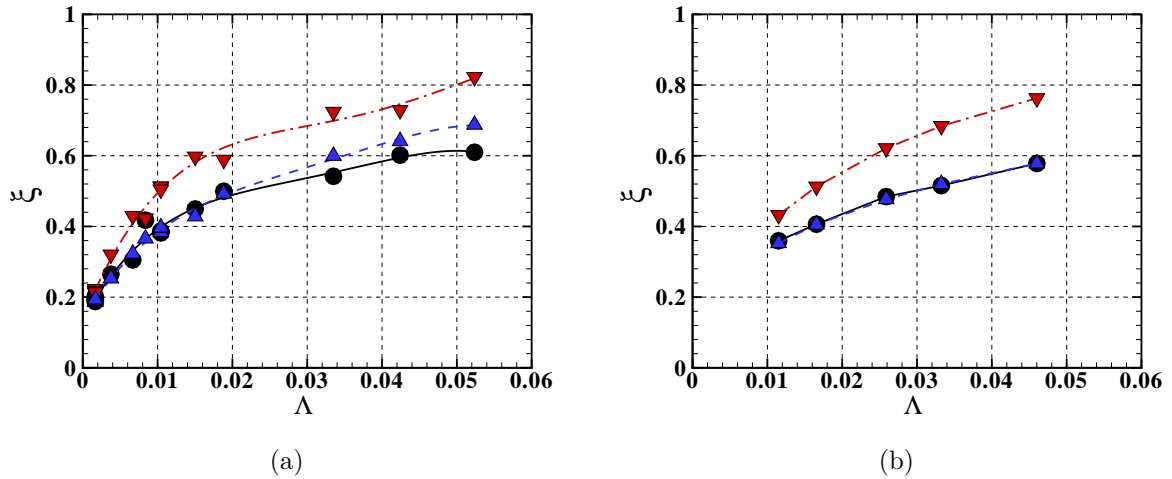
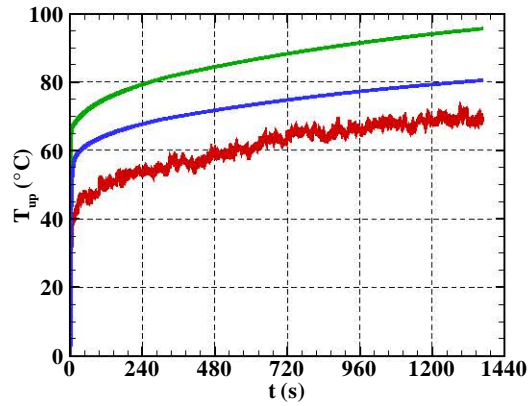
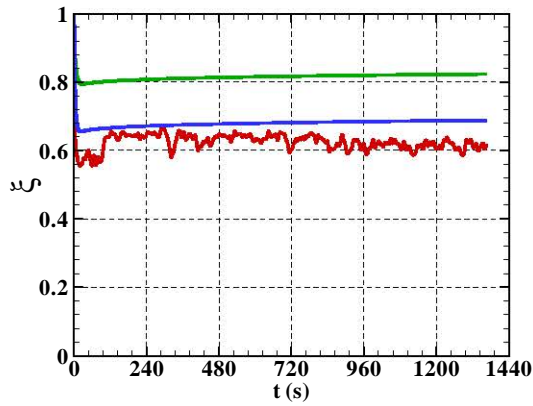
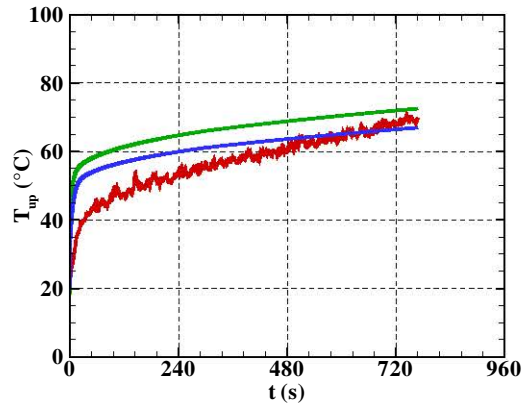
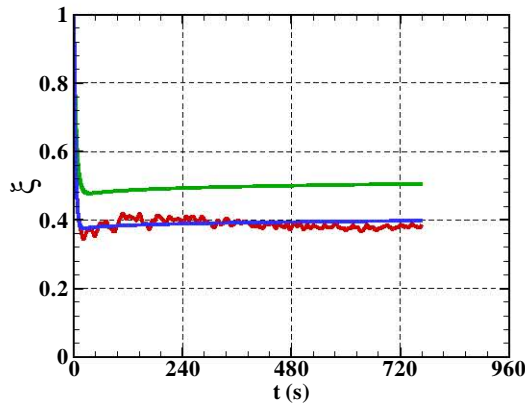


FIGURE 4.16 – Variation de la position de l'interface adimensionnée à l'état stationnaire en fonction du paramètre géométrique Λ . (a) Nos expériences. (b) Les expériences de [79]. (●) correspond aux résultats expérimentaux, (▼) correspond aux résultats prédits par le modèle corrigé par la corrélation d'Heskestad (1.9), (▲) correspond aux résultats prédits par le modèle corrigé par la corrélation (4.26).

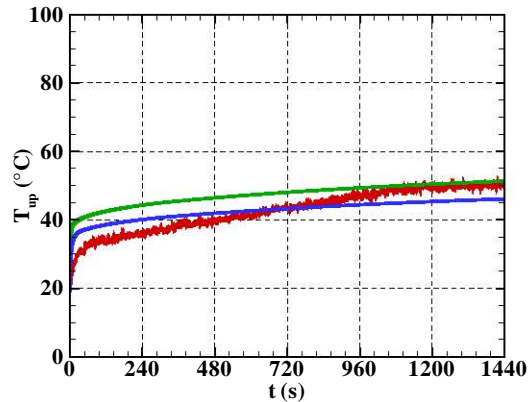
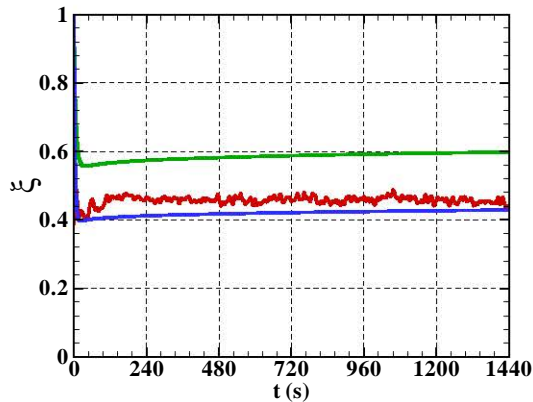
La figure 4.17 présente l'évolution temporelle de la position de l'interface adimensionnée ξ (figures 4.17(a), 4.17(c) et 4.17(e)) et de la température moyenne de la couche de fumée T_{up} (figures 4.17(b), 4.17(d) et 4.17(f)) calculées expérimentalement, comparées aux résultats du modèle corrigé par la nouvelle corrélation de z_0 et à ceux du modèle corrigé par la corrélation de z_0 établie par Heskestad, pour trois essais différents. Il apparaît sur ces figures que le modèle corrigé par la nouvelle corrélation de z_0 reproduit de manière satisfaisante les résultats expérimentaux durant les régimes transitoire et stationnaire du processus de remplissage/vidange simultanés, alors qu'avec la corrélation d'Heskestad le modèle surestime la position d'interface d'environ 15 à 20 %.



(a) Boîte 2 - $D_{bac} = 0.045 \text{ m}$ - $D_{exut} = 0.125 \text{ m}$. (b) Boîte 2 - $D_{bac} = 0.045 \text{ m}$ - $D_{exut} = 0.125 \text{ m}$.



(c) Boîte 3 - $D_{bac} = 0.068 \text{ m}$ - $D_{exut} = 0.125 \text{ m}$. (d) Boîte 3 - $D_{bac} = 0.068 \text{ m}$ - $D_{exut} = 0.125 \text{ m}$.



(e) Boîte 3 - $D_{bac} = 0.045 \text{ m}$ - $D_{exut} = 0.150 \text{ m}$. (f) Boîte 3 - $D_{bac} = 0.045 \text{ m}$ - $D_{exut} = 0.150 \text{ m}$.

FIGURE 4.17 – Évolution temporelle de la position de l'interface adimensionnée ξ et de la température moyenne de la couche de fumée T_{up} . La courbe en rouge correspond aux résultats expérimentaux, la courbe en vert correspond aux résultats prédits par le modèle corrigé par la corrélation d'Heskestad (1.9) et la courbe en bleu correspond aux résultats prédits par le modèle corrigé par la corrélation (4.26).

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre le phénomène de remplissage/vidange simultanés d'un local en cas d'incendie a été étudié.

Un modèle à zones de remplissage/vidange simultanés a été présenté. Ce modèle permet de prédire l'épaisseur et la température de la couche de fumée ainsi que la température des parois en contact avec la couche. Pour évaluer les caractéristiques du panache à l'interface, les solutions auto-similaires du panache dans le cas non-Boussinesq ont été utilisées. Les solutions ont été corrigées par la corrélation de la position de l'origine virtuelle du panache établie par Heskestad.

Une campagne expérimentale à l'échelle du laboratoire a été menée. L'objectif des essais était d'étudier l'influence de certains paramètres sur le processus de remplissage/vidange simultanés, et d'évaluer et améliorer le modèle à zones.

Les résultats expérimentaux ont mis en évidence que la position de l'interface z_{int} est fortement influencée par la géométrie du local, notamment, la hauteur du local et la taille de l'exutoire, et que la puissance du feu a une influence négligeable sur z_{int} . La confrontation des résultats du modèle aux résultats expérimentaux a souligné la nécessité d'améliorer le modèle de panache utilisé. Par conséquent, une correction dynamique de la position de l'origine virtuelle du panache z_0 a été établie. La nouvelle corrélation (relation (4.26)) donne z_0 en fonction de la puissance du feu et de la coordonnée verticale z . Les coefficients de la corrélation ont été calculés en utilisant nos résultats expérimentaux et d'autres résultats expérimentaux trouvés dans la littérature. Une comparaison entre les résultats du modèle de remplissage/vidange simultanés incluant la nouvelle correction de la position de l'origine virtuelle, et les résultats expérimentaux montre un bon accord.

Une partie des résultats de ce chapitre a été reportée dans un article présenté en annexe A.3.

Chapitre 5

Propagation de fumée entre deux locaux reliés par une cage d'escalier

Sommaire

5.1	Dispositif expérimental	91
5.2	Instrumentation	93
5.3	Résultats expérimentaux	95
5.3.1	Répétabilité	95
5.3.2	Puissance du feu	99
5.3.3	Température	99
5.3.4	Débit massique de fumée à la porte du local 1	106
5.4	Évaluation du code à zones	109
5.5	Conclusion	114

Après avoir étudié les écoulements des fumées dans un local, on s'intéressera dans ce chapitre aux écoulements des fumées dans une configuration constituée de deux locaux reliés par une cage d'escalier. Une campagne expérimentale à l'échelle du laboratoire sur une maquette thermique « R+1 » a été réalisée. Ce chapitre vise à étudier expérimentalement l'influence des obstacles dans la cage d'escalier sur l'écoulement de fumée et à confronter le code à zones CFAST aux résultats expérimentaux.

D'abord, les conditions expérimentales sont décrites, notamment le dispositif expérimental et l'instrumentation. Ensuite les résultats expérimentaux sont exposés. Enfin, le code à zones CFAST est évalué.

5.1 Dispositif expérimental

La maquette thermique est constituée de deux locaux reliés par une cage d'escalier (cf. figure 5.1). La cage d'escalier et le local situé au deuxième étage (local 2) sont tous les

deux munis d'un exutoire au plafond de 0.15 m de diamètre. Le local en feu (local 1), situé au premier étage, comporte une ouverture d'amenée d'air. Les dimensions de la maquette sont données sur la figure 5.2. Trois plaques amovibles de 0.01 m d'épaisseur sont placées à l'intérieur de la cage d'escalier, afin d'étudier l'influence des paliers sur la propagation des fumées (on n'a pas à proprement parler un escalier mais perturbation de l'écoulement par les paliers successifs). Les plaques sont en fait placées horizontalement afin d'éviter le problème de réflexion du laser. L'épaisseur, la longueur et la largeur des plaques sont respectivement égales à 0.01 m , 0.30 m et 0.15 m .

La maquette est surélevée de 0.56 m au-dessus de sol à l'aide d'un support fixe.

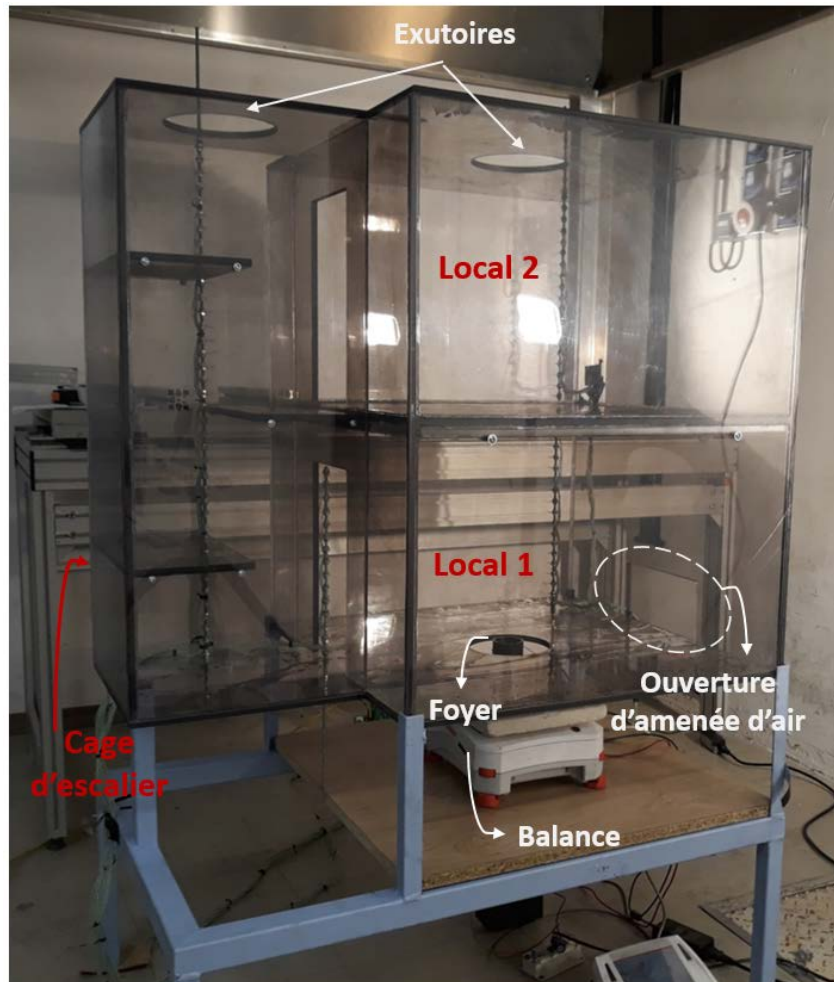


FIGURE 5.1 – Dispositif expérimental utilisé pour évaluer le code à zones.

Comme pour les maquettes utilisées dans les chapitres précédents, les parois sont en polycarbonate transparent, afin de permettre les visualisations par plan laser des écoulements à l'intérieur de la maquette. L'épaisseur des parois est égale à 0.01 m . Une plaque de type fermacell (composée de gypse et de fibres de cellulose), de 0.01 m d'épaisseur, est placée au-dessous du plafond du local 1 afin de le protéger des températures élevées. La surface de la plaque est égale à la surface du local. Les propriétés des matériaux utilisés

sont présentées dans le tableau 5.1.

Matériau	Épaisseur (m)	Conductivité ($W/m/K$)	Emissivité	Chaleur spécifique ($J/kg/K$)	Masse volumique (kg/m^3)
Polycarbonate	0.01	0.2	0.9	1440	1200
Plaque fermacell	0.01	0.32	0.9	1100	1150

TABLE 5.1 – Caractéristiques des parois de la maquette à deux étages.

Le foyer est constitué d'un bac rempli de combustible liquide « heptane », placé dans le local situé au premier étage. La surface de la nappe de combustible est située au niveau du sol du local 1. Les bacs en acier présentés dans les campagnes expérimentales précédentes sont également utilisés dans cette campagne expérimentale. Les diamètres des bacs utilisés ici sont : 0.045 m , 0.053 m , 0.061 m , 0.064 m .

5.2 Instrumentation

L'instrumentation mise en place permet de calculer les grandeurs moyennes caractérisant l'écoulement de fumées dans un bâtiment (positions d'interface entre les deux zones haute et basse, la température moyenne de chaque zone, débit sortant de fumée à travers la porte du local en feu), afin d'évaluer le code à zones CFAST.

La balance électronique, utilisée dans les campagnes expérimentales précédentes, est placée au-dessous du bac afin d'enregistrer la masse de combustible durant l'essai.

Quatre perches de thermocouples de type K sont placées à l'intérieur de la maquette pour mesurer les profils de température verticaux. Une perche de 19 thermocouples est placée dans le local 2 (perche 1), une deuxième perche de 18 thermocouples est placée dans le local 1 (perche 2), une troisième perche de 15 thermocouples est placée au niveau de l'axe de la porte du local 1 (perche 3) et une quatrième perche de 39 thermocouples est placée dans la cage d'escalier (perche 4). La figure 5.3 présente les positions des perches de thermocouples. Pour chaque perche, l'écart entre deux thermocouples successifs est constant et égal à 0.02 m .

En utilisant le laser pulsé Nd :YAG double cavité, qui émet à la longueur d'onde de 532 nm et la caméra CCD, la technique de vélocimétrie par imagerie de particules (PIV, Particle Image Velocimetry) est appliquée pour mesurer les vitesses d'écoulement de fumée au niveau de la porte. Le principe de cette technique consiste à enregistrer, à l'aide de la caméra CCD, à deux instants successifs les images des traceurs (dans notre cas les traceurs sont les aérosols contenus dans les fumées) éclairés par la nappe laser, afin de calculer le déplacement parcouru par ces particules et de déduire ainsi le champ de vitesse d'écoulement.

La technique de visualisation des écoulements de fumée à l'intérieur de la maquette par plan laser, utilisée dans les campagnes expérimentales précédentes, est également

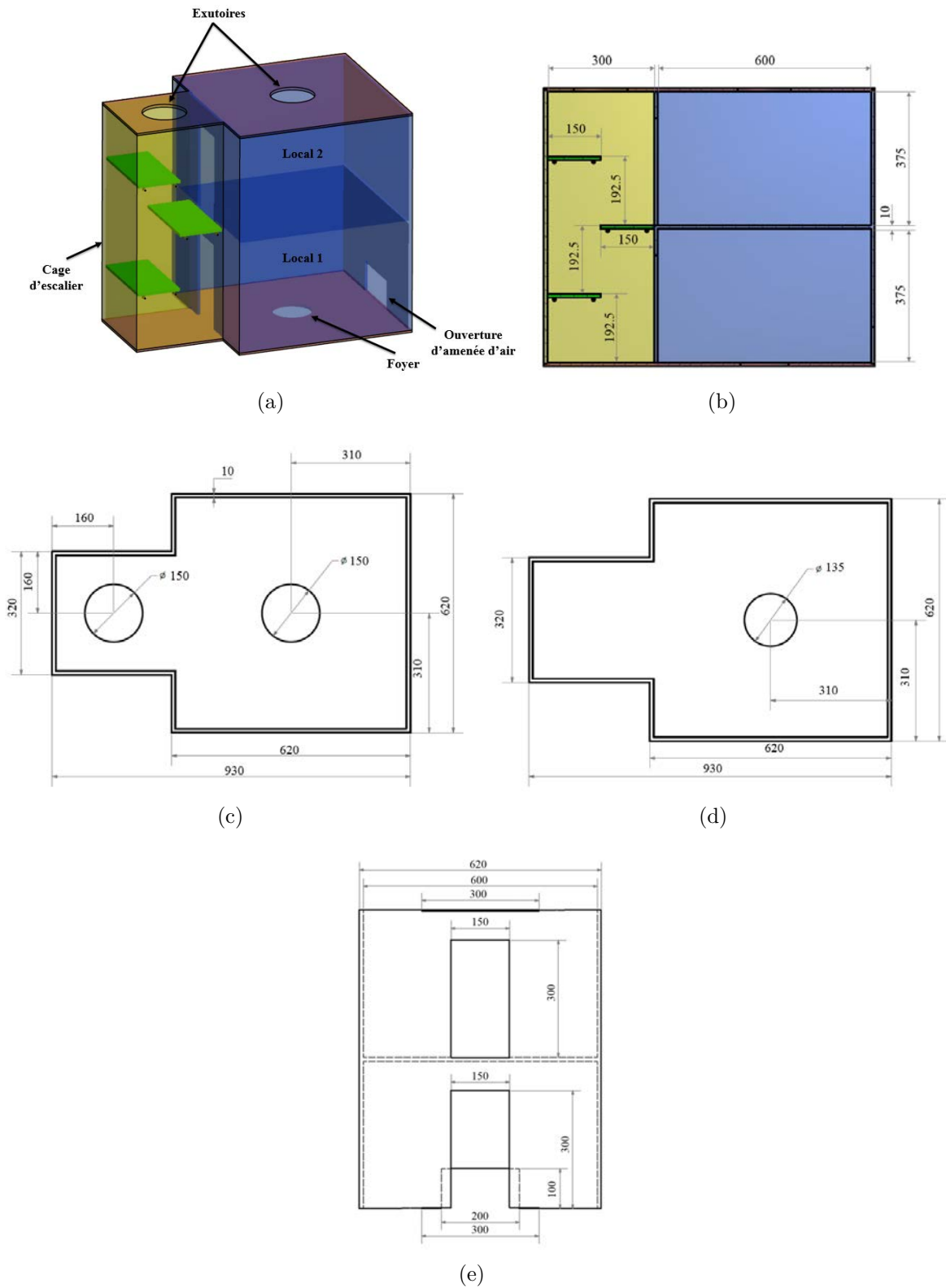


FIGURE 5.2 – Dimensions de la maquette à deux étages. (a) Représentation 3D, (b) Coupe verticale passant par la cage d'escalier et les deux locaux, (c) Plafond, (d) Plancher, (e) Coupe verticale passant entre la cage d'escalier et les deux locaux. (Les dimensions sont en (mm)).

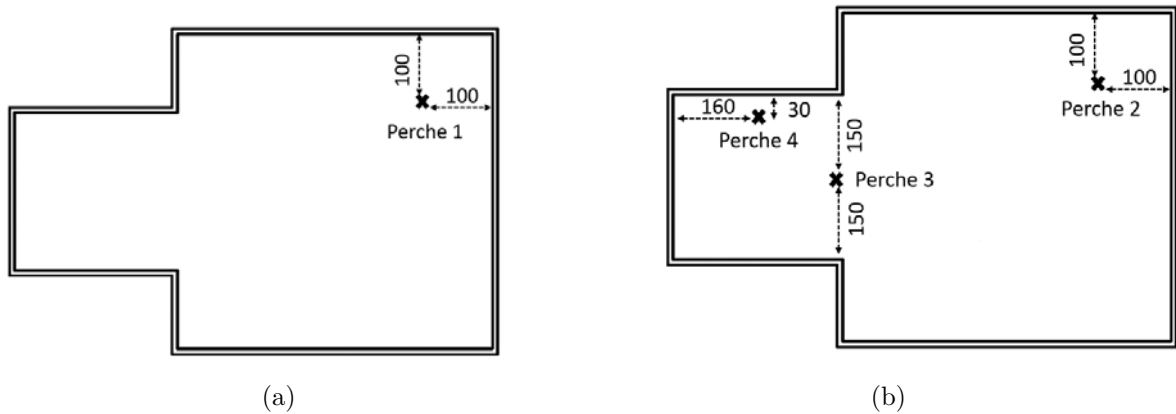


FIGURE 5.3 – Positions des perches de thermocouples à l’intérieur de la maquette : (a) dans le local 2 (perche 1), (b) dans le local 1 (perche 2), au niveau de la porte du local 1 (perche 3) et dans la cage d’escalier (perche 4). (Les dimensions sont en (mm)).

	Diamètre du bac (mm)			
	45	53	61	68
Sans obstacles	✓ (×6)	✓	✓	✓
Avec obstacles	✓	✓	✓	✓

TABLE 5.2 – Essais réalisés sur la maquette à deux étages.

appliquée dans cette campagne expérimentale.

5.3 Résultats expérimentaux

Treize essais ont été réalisés sur la maquette présentée ci-dessus. Les caractéristiques de ces essais sont indiquées dans le tableau 5.2. Pour chaque bac d’heptane, deux cas sont étudiés : sans et avec obstacles dans la cage d’escalier.

5.3.1 Répétabilité

Afin de vérifier la répétabilité des essais réalisés avec le dispositif expérimental présenté ci-dessus, un essai a été reproduit six fois, dans les mêmes conditions, pour le cas suivant : $D_{bac} = 0.045\text{ m}$, sans obstacle à l’intérieur de la cage d’escalier. La figure 5.4 présente pour chaque essai l’évolution temporelle de la puissance du feu, calculée à partir de la courbe de perte de masse. On observe une bonne répétabilité des résultats.

Les figures 5.5, 5.6, 5.7 et 5.8 présentent l’évolution temporelle de l’écart de la température par rapport à la température ambiante, mesuré en trois positions différentes par

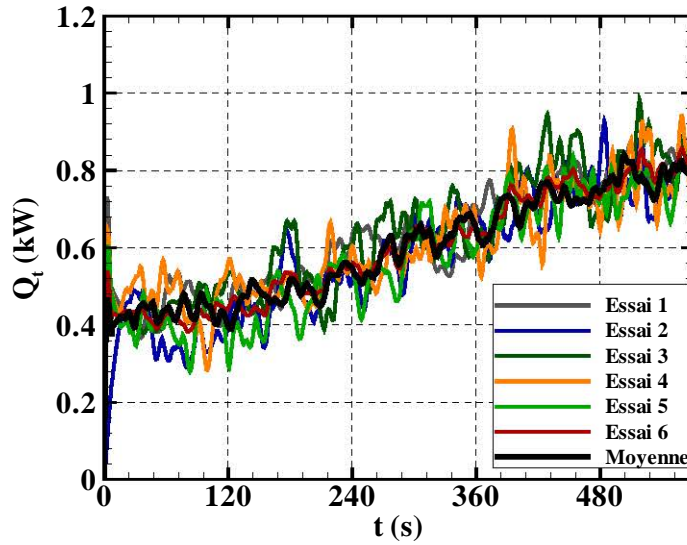


FIGURE 5.4 – Évolution temporelle de la puissance totale du feu. ($D_{bac} = 0.045 \text{ m}$ - Sans obstacles).

chaque perche de thermocouples, ainsi que les évolutions temporelles des écarts types. L'écart type est évalué pour chaque cas par la formule suivante :

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^n (G_k - \bar{G})^2}{n - 1}}, \quad (5.1)$$

G est la grandeur mesurée, n le nombre de mesures et \bar{G} la valeur moyenne sur la série de n mesures.

Ces quatre figures montrent une bonne répétabilité des températures. Dans le local 1 (perche 2) (cf. figure 5.5), l'écart type moyen maximal de la température est égal à 3°C , pour des écarts de température allant jusqu'à 60°C . Quant à la perche 3 située au niveau de la porte du local 1 (cf. figure 5.6), l'écart type moyen maximal est de 2.6°C pour des écarts de température allant jusqu'à 70°C . Dans la cage d'escalier (perche 4) (cf. figure 5.7), l'écart type moyen maximal est de 2.2°C pour des écarts de température allant jusqu'à 28°C . L'écart type moyen maximal de la température, évalué dans le local 2 (perche 1) (cf. figure 5.8), est de 0.4°C pour des écarts de température allant jusqu'à 10°C .

La figure 5.9 présente les profils verticaux de la composante horizontale de la vitesse au niveau de la porte. Les vitesses sont moyennées sur les dernières 120 secondes de chaque essai. L'écart type est également présenté sur la figure 5.9. Les vitesses négatives correspondent à l'écoulement de fumée sortant. Nous constatons que les profils de vitesse ont des allures semblables. La vitesse maximale est située à 0.27 m du sol du local 1. L'écart type maximal est égal à 0.06 m/s pour des valeurs de vitesse d'écoulement sortant

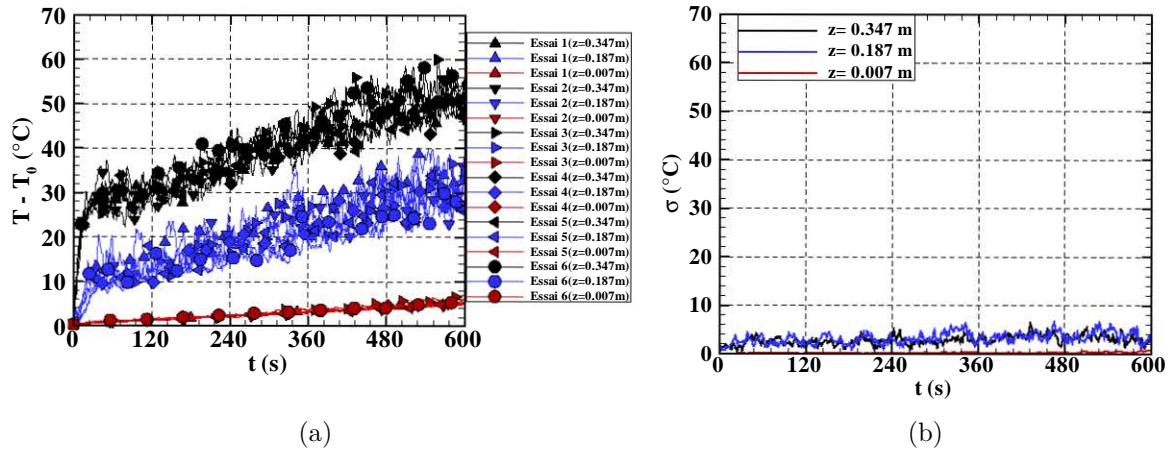


FIGURE 5.5 – Évolutions temporelles de l'écart de la température par rapport à la température ambiante (a), et de l'écart-type (b) dans le local 1.

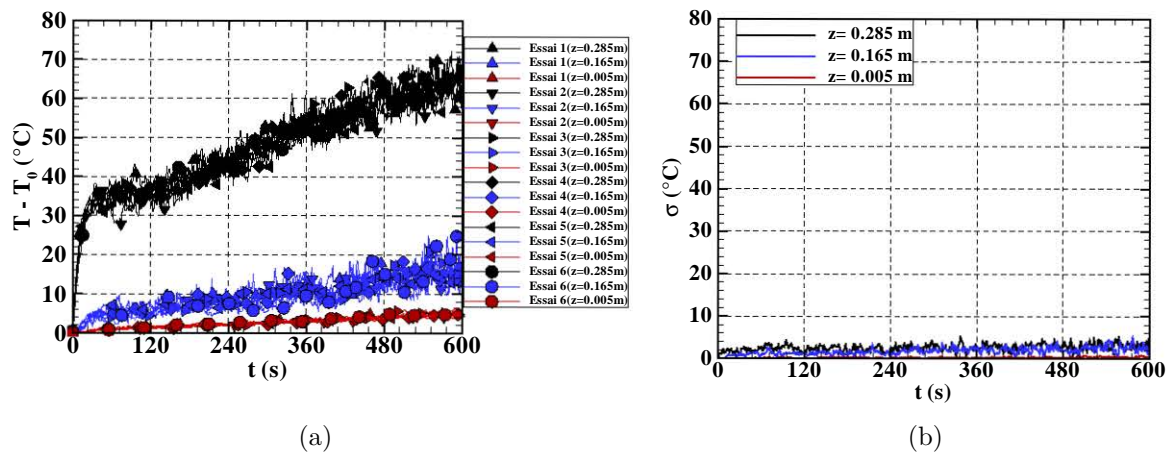


FIGURE 5.6 – Évolutions temporelles de l'écart de la température par rapport à la température ambiante (a), et de l'écart-type (b) au niveau de la porte.

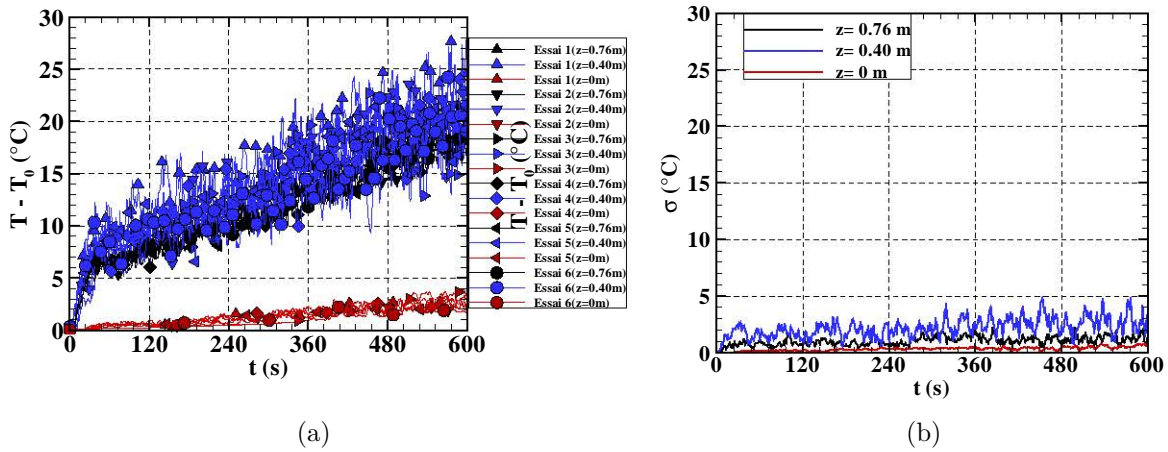


FIGURE 5.7 – Évolutions temporelles de l'écart de la température par rapport à la température ambiante (a), et de l'écart-type (b) dans la cage d'escalier.

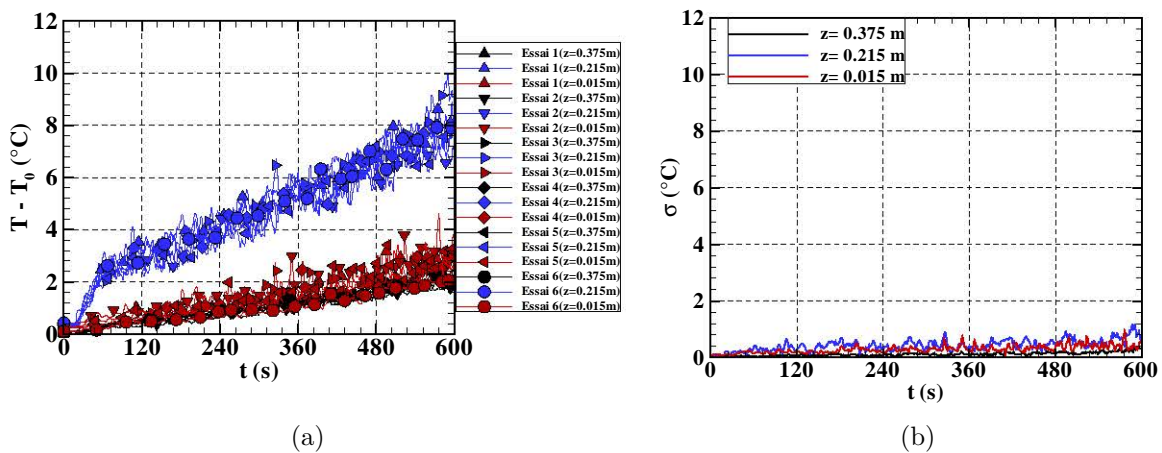


FIGURE 5.8 – Évolutions temporelles de l'écart de la température par rapport à la température ambiante (a), et de l'écart-type (b) dans le local 2.

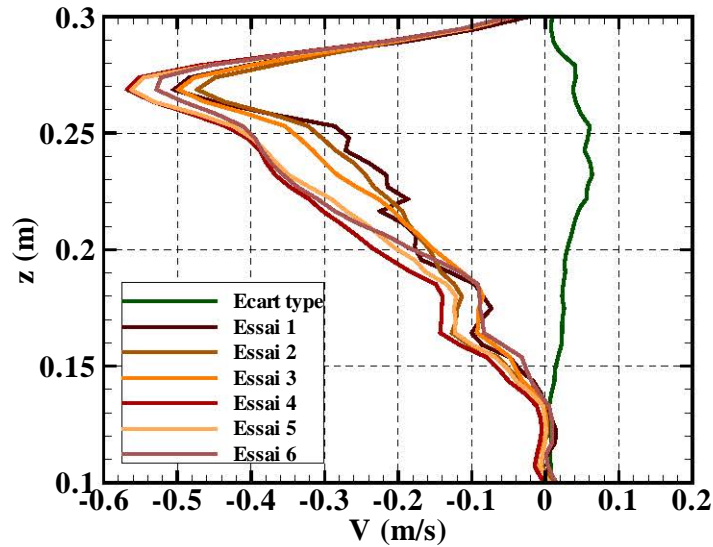


FIGURE 5.9 – Profils verticaux de la composante horizontale de la vitesse au niveau de la porte du local 1.

de fumée allant jusqu'à 0.57 m/s .

L'ensemble des résultats montre une bonne répétabilité de l'essai.

5.3.2 Puissance du feu

La figure 5.10 présente l'évolution temporelle de la puissance du feu évaluée pour chaque diamètre du bac dans les deux cas (sans et avec obstacles dans la cage d'escalier). On peut observer sur la figure 5.10 les trois phases d'évolution de la puissance du feu, identifiées lors de la campagne expérimentale précédente : la première phase de croissance rapide, suivie de la deuxième phase quasi-stationnaire et ensuite la troisième phase de croissance. On observe également que, pour chaque diamètre du bac, les courbes de puissance dans les deux cas (sans et avec obstacles) présentent des allures similaires.

5.3.3 Température

Les profils verticaux de température enregistrés par les quatre perches de thermocouples, pour les deux cas (sans et avec obstacles dans la cage d'escalier) sont présentés sur les figures 5.11, 5.12, 5.13 et 5.14. Nous choisissons de présenter les résultats des essais correspondant au plus petit et au plus grand bacs utilisés ($D_{bac} = 0.045 \text{ m}$ et $D_{bac} = 0.068 \text{ m}$).

Les profils verticaux enregistrés à l'intérieur du local 1 (figure 5.11) et au niveau de sa porte (figure 5.12) mettent en évidence la formation d'une stratification thermique à deux couches (à travers le gradient notable de température au niveau de l'interface ther-

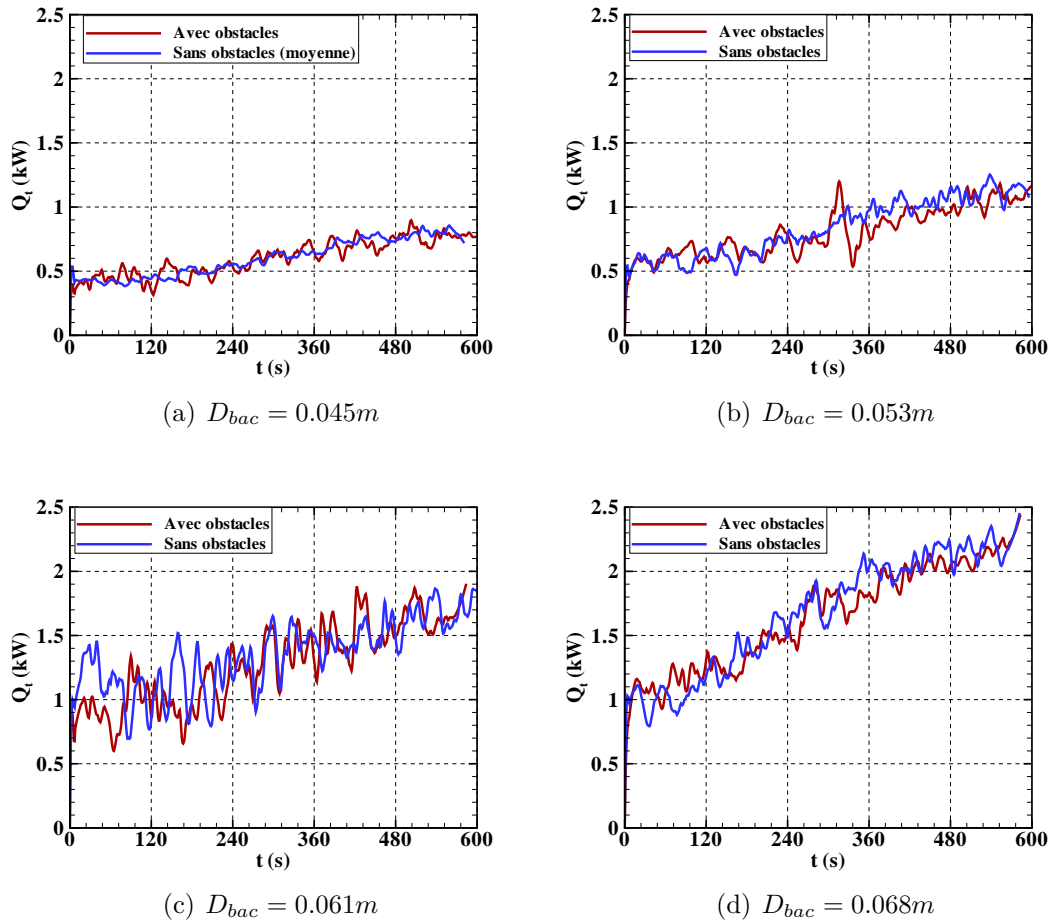


FIGURE 5.10 – Évolution temporelle de la puissance totale du feu.

mique séparant les deux couches) dans les deux cas, sans et avec obstacles, pour les deux diamètres du bac. Le profil de température obtenu au niveau de la porte s'explique par l'écoulement bidirectionnel à travers la porte (l'écoulement sortant de fumée et l'écoulement entrant d'air frais).

D'après les profils verticaux de température enregistrés dans la cage d'escalier (figure 5.13), on constate que dans les cas sans obstacles la distribution de la température dans les fumées est uniforme, alors que la présence des obstacles perturbe cette distribution verticale de la température à l'intérieur de la cage.

La figure 5.14 présente quant à elle les profils verticaux de température dans le local 2. Nous constatons dans les deux cas, sans et avec obstacles, l'absence d'une stratification thermique à deux couches. Les profils de température sont linéaires. Cela est confirmé par les images prises durant l'essai montrant le remplissage total du local 2 par les fumées (cf. figure 5.15).

Dans tous les cas nous pouvons constater que les fumées sont plus chaudes dans le

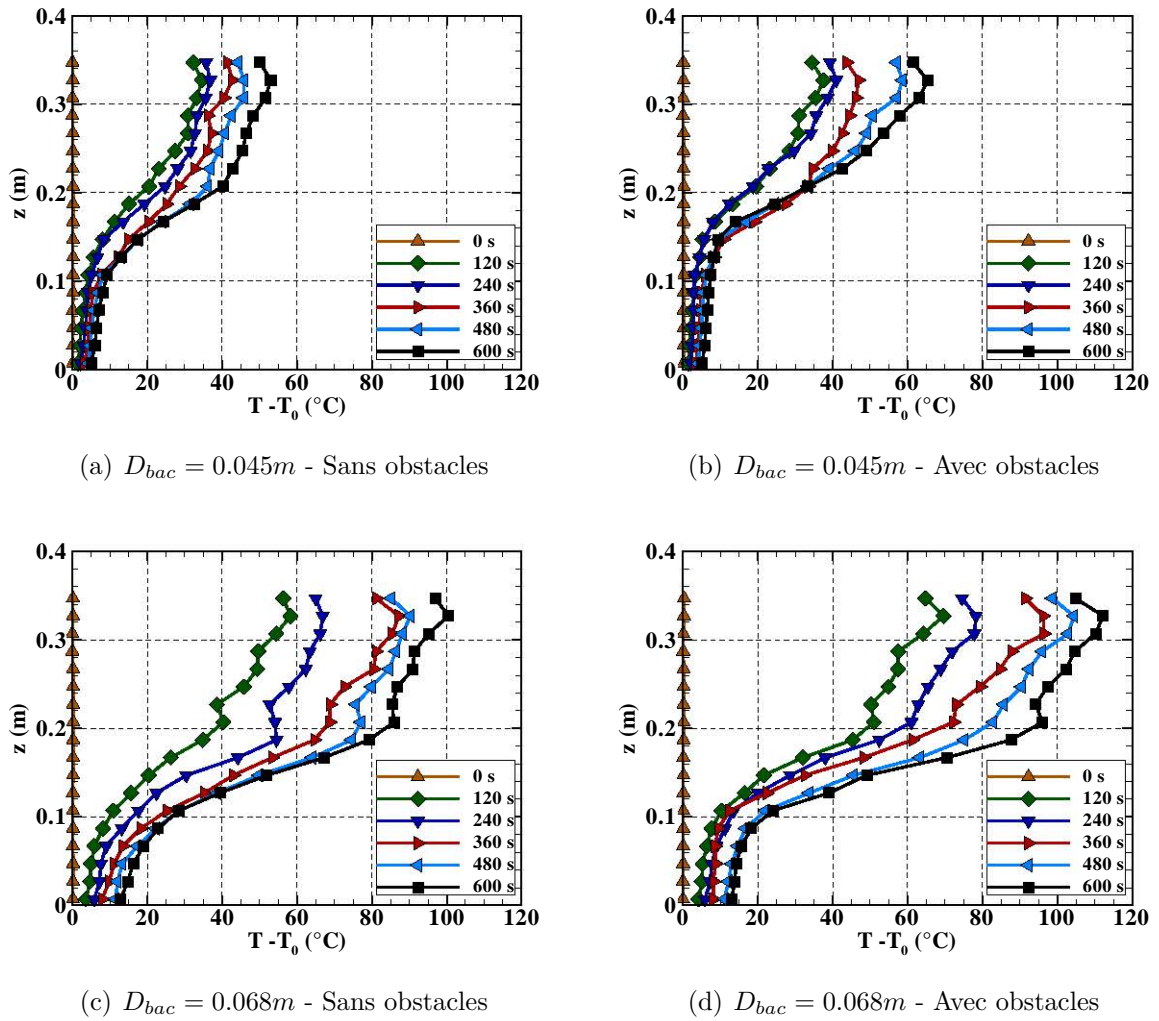
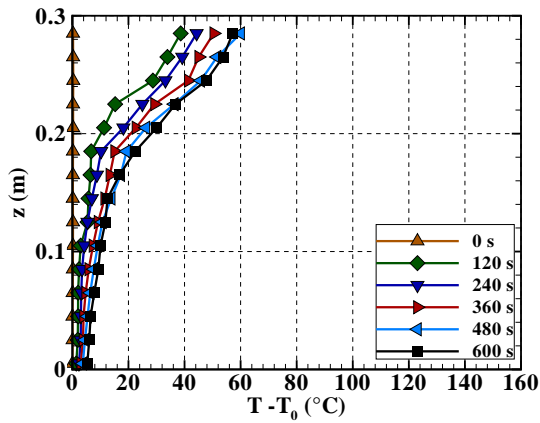
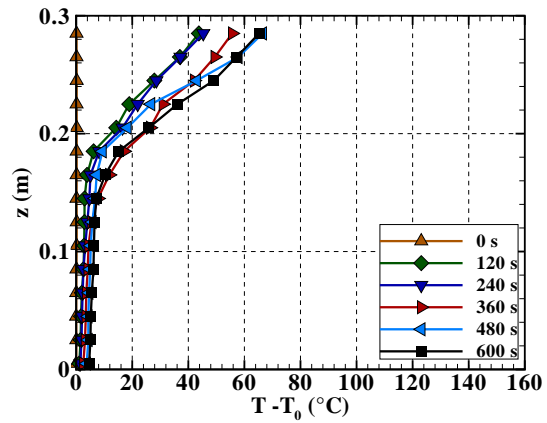


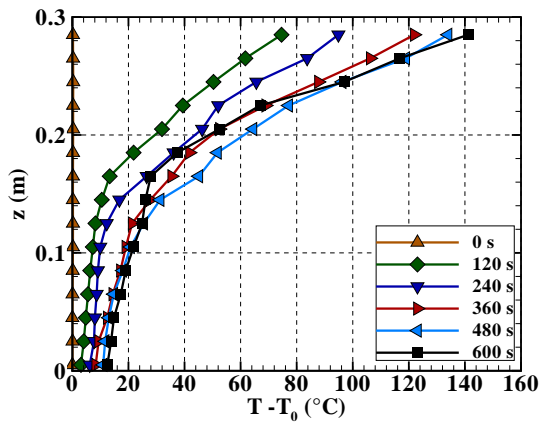
FIGURE 5.11 – Profils verticaux de température enregistrés dans le local 1 (perche 2).



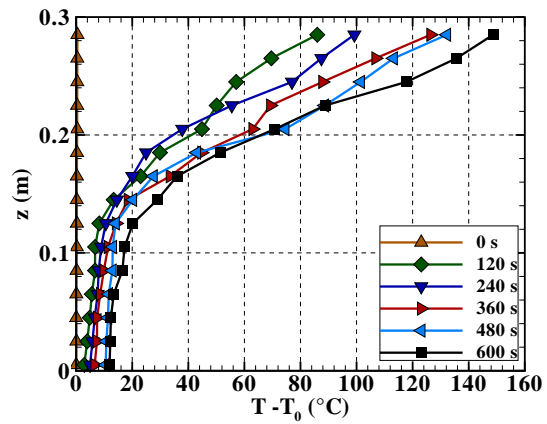
(a) $D_{bac} = 0.045m$ - Sans obstacles



(b) $D_{bac} = 0.045m$ - Avec obstacles



(c) $D_{bac} = 0.068m$ - Sans obstacles



(d) $D_{bac} = 0.068m$ - Avec obstacles

FIGURE 5.12 – Profils verticaux de température enregistrés au niveau d'axe de la porte du local 1 (perche 3).

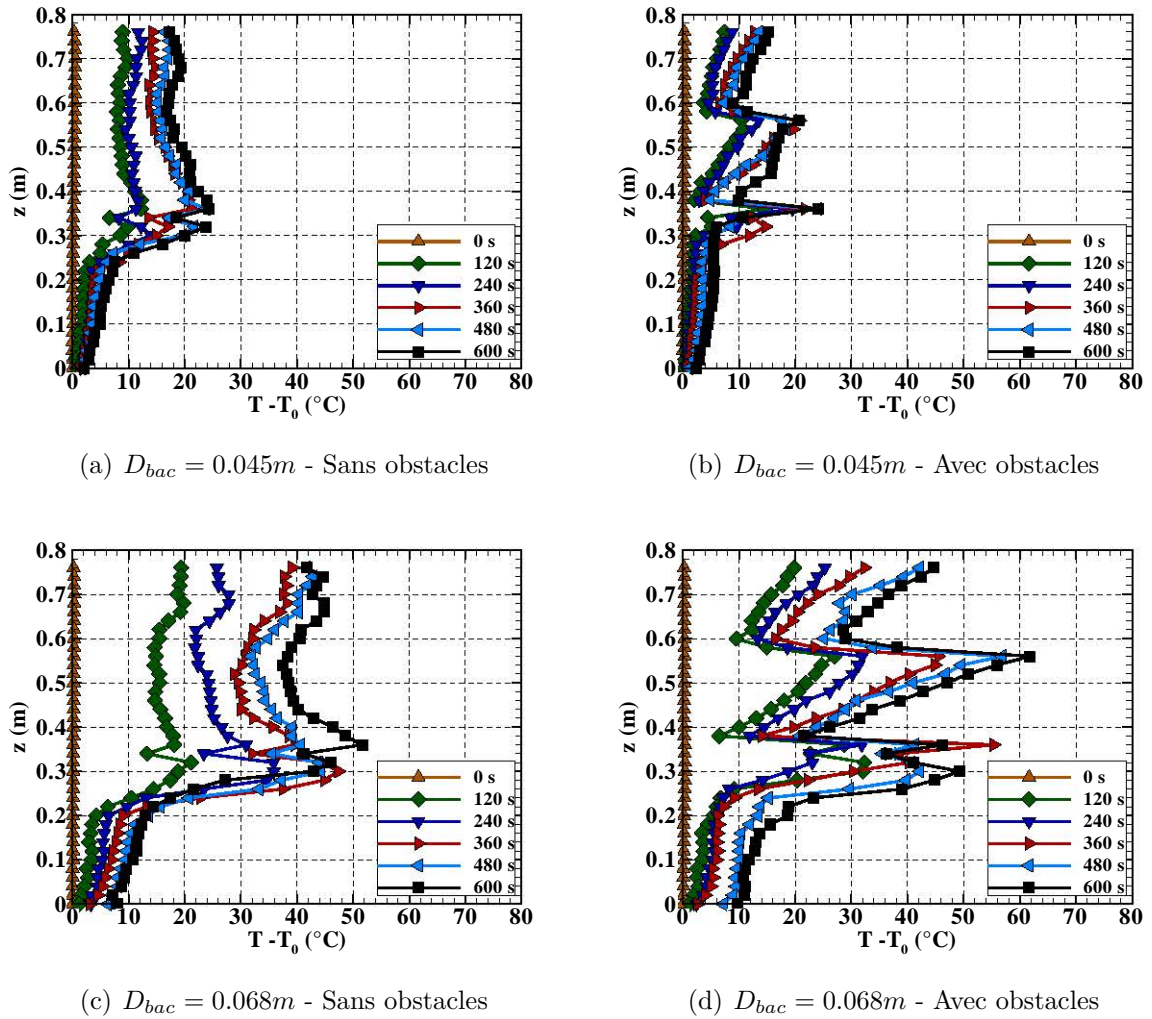
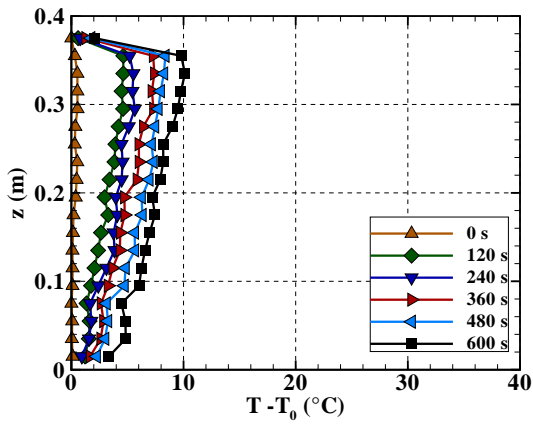
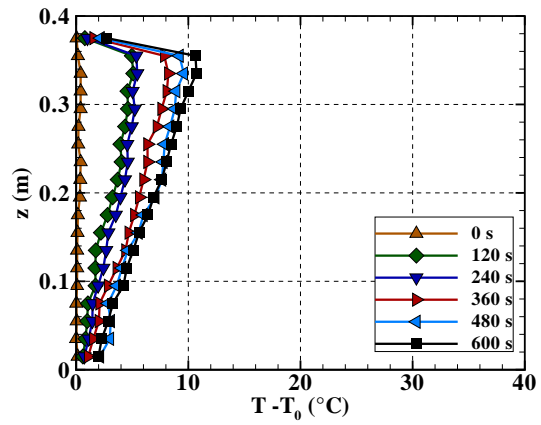


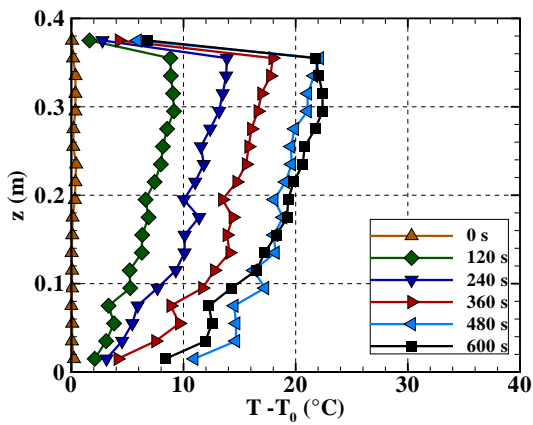
FIGURE 5.13 – Profils verticaux de température enregistrés dans la cage d’escalier (perche 4).



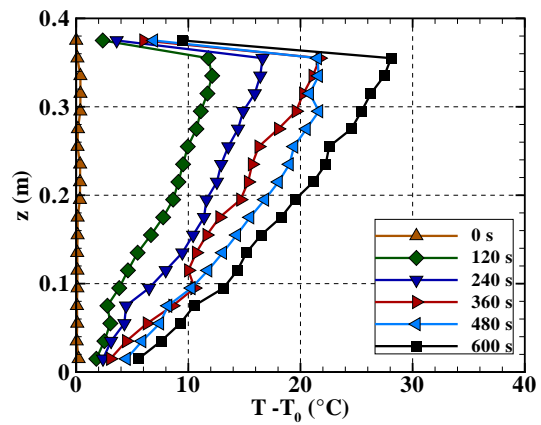
(a) $D_{bac} = 0.045m$ - Sans obstacles



(b) $D_{bac} = 0.045m$ - Avec obstacles



(c) $D_{bac} = 0.068m$ - Sans obstacles



(d) $D_{bac} = 0.068m$ - Avec obstacles

FIGURE 5.14 – Profils verticaux de température enregistrés dans le local 2 (perche 1).

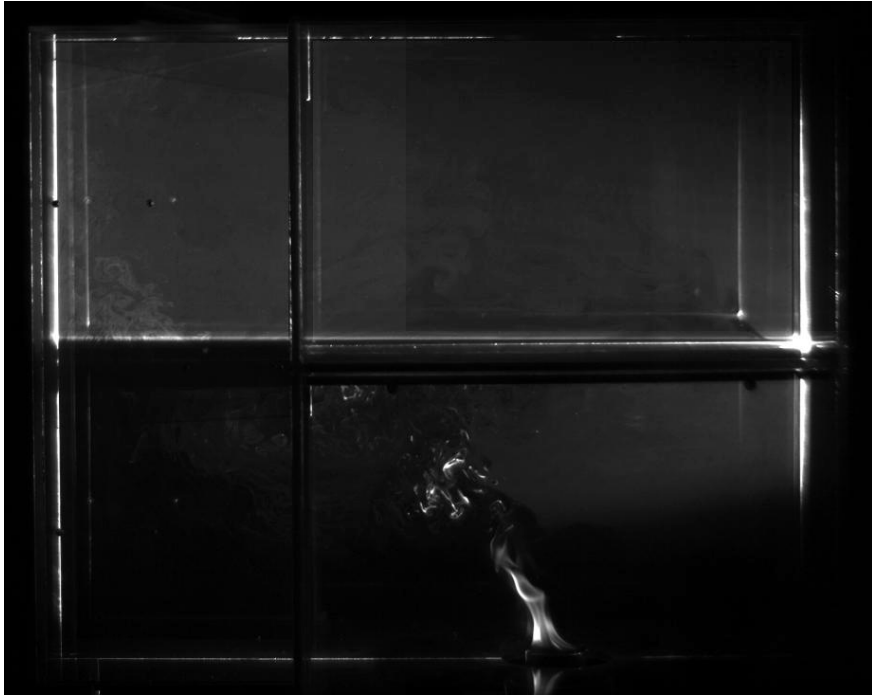


FIGURE 5.15 – Image prise lors d’un essai. ($D_{bac} = 0.068m$ - Sans obstacles).

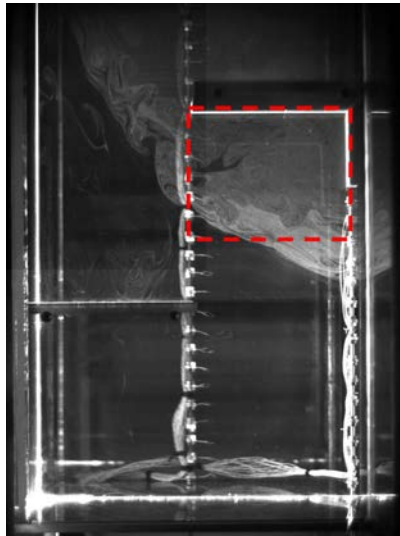


FIGURE 5.16 – Image montrant l’écoulement de fumée à la sortie de la porte du local 1.

cas avec obstacles. Cela peut être expliqué par le fait que la présence des obstacles crée des zones de confinement, c’est-à-dire que les fumées recirculent sous les obstacles. En effet, durant l’essai des tourbillons sont observés au-dessous des obstacles. La figure 5.17 présente le champ de vitesse moyenne d’écoulement de fumée obtenu par la technique PIV ainsi que les lignes du courant à la sortie de la porte, pour les deux cas sans et avec obstacles. La zone présentée se situe au-dessous de l’obstacle situé à $z = 0.375 m$ du sol de la cage d’escalier (cf. figure 5.16). La figure 5.17 met en évidence la présence d’une zone de

recirculation dans le cas avec obstacles. En fait, les tourbillons stockent de l'énergie dans la maquette ce qui induit une diminution de l'énergie à la sortie du système (maquette en feu) par rapport au cas sans obstacles.

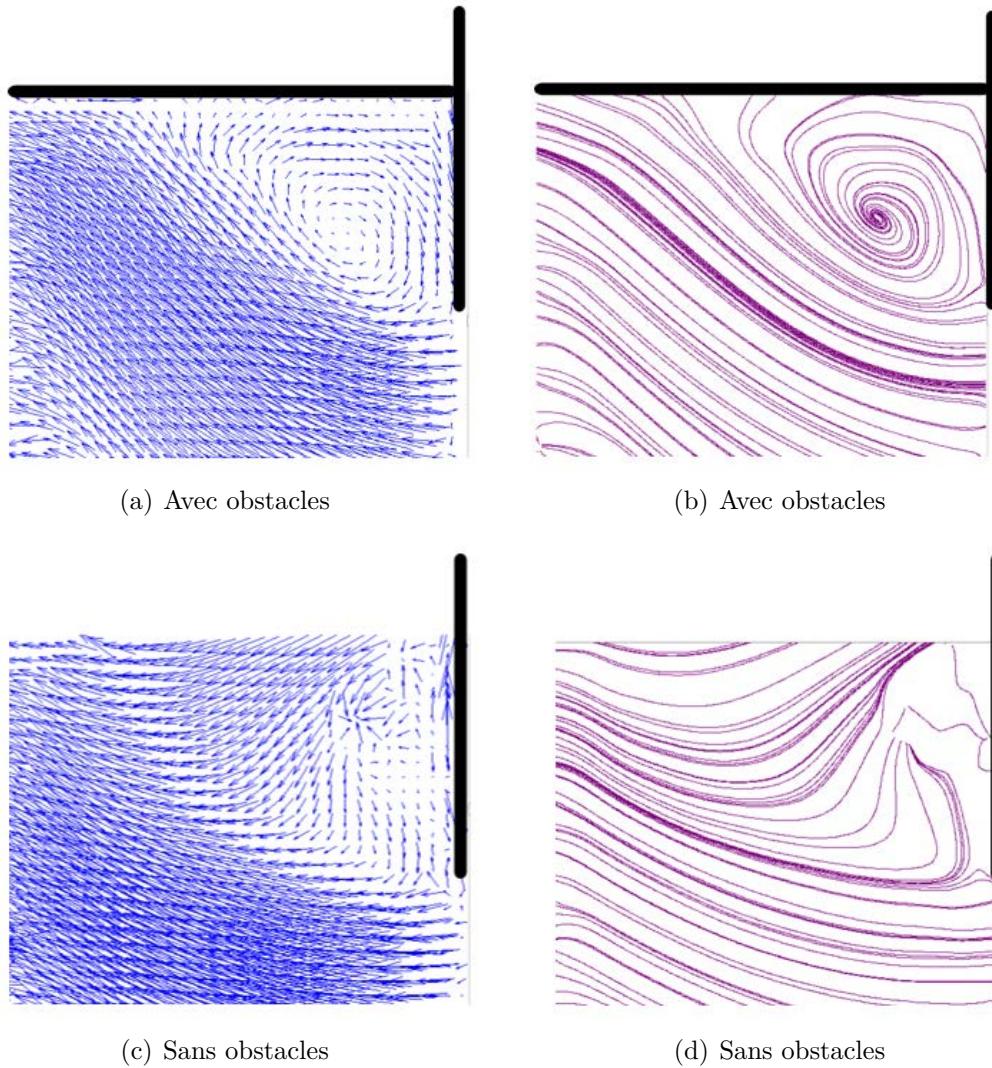


FIGURE 5.17 – Comparaison des champs de vitesse moyenne (a et c), et les lignes de courant correspondant (b et d) à la sortie de la porte, dans les deux cas sans et avec obstacles dans la cage d'escalier ($D_{bac} = 0.045 \text{ m}$).

5.3.4 Débit massique de fumée à la porte du local 1

En utilisant les résultats expérimentaux, le débit massique de fumée au niveau de la porte du local en feu \dot{m}_{out} est évalué par la relation suivante :

$$\dot{m}_{out} = l_p \bar{\rho}_{up} \bar{V} (H_p - z_N), \quad (5.2)$$

où l_p et H_p sont respectivement la largeur et la hauteur de la porte du local, $\bar{\rho}_{up}$ est la masse volumique moyenne de fumée déduite de la température moyenne (grâce à la relation $\bar{\rho}_{up} = \rho_0 T_0 / \bar{T}_{up}$) et \bar{V} est la vitesse moyenne de fumée calculée en intégrant, par la méthode des trapèzes, le profil vertical de la vitesse (composante horizontale) sur l'épaisseur de la couche de fumée au niveau de la porte. La position du plan neutre z_N et la température moyenne de fumée sont évaluées en appliquant la méthode de Janssens et Tran [65] sur le profil vertical de la température au niveau de l'axe de la porte. Les résultats expérimentaux utilisés sont moyennés sur les dernières 120 secondes de chaque essai.

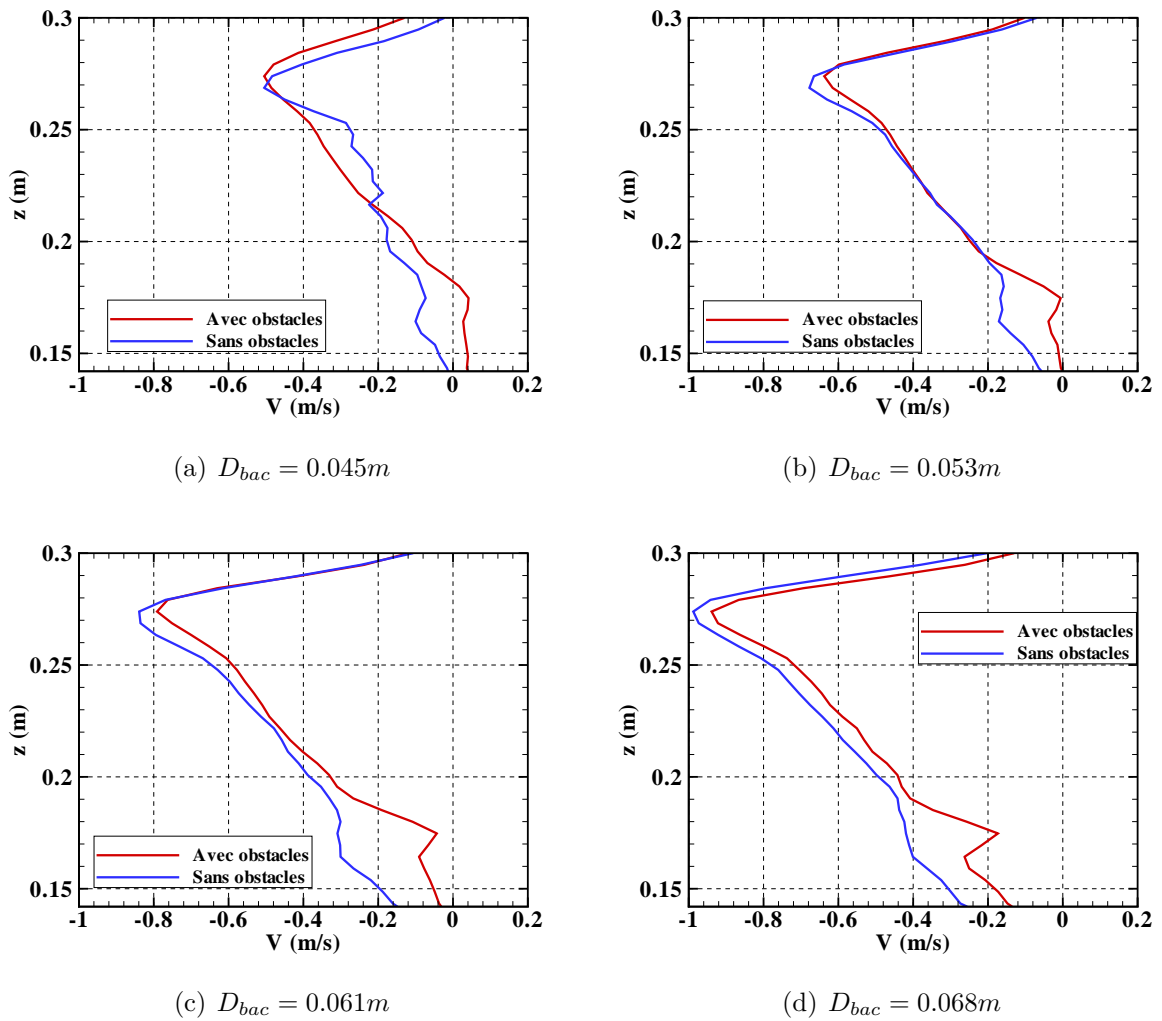


FIGURE 5.18 – Profils verticaux de la composante horizontale de la vitesse au niveau de la porte du local 1.

La figure 5.18 présente les profils verticaux de la composante horizontale de la vitesse d'écoulement à la sortie de la porte. Les vitesses négatives correspondent à l'écoulement de fumée sortant du local 1. Les vitesses sont moyennées sur les dernières 120 secondes de l'essai. On constate que la vitesse augmente avec la puissance du feu. En effet, la

flottabilité des fumées augmente avec la puissance du feu ce qui induit un accroissement de la vitesse d'écoulement de fumée au niveau de la porte.

La figure 5.19 représente quant à elle la variation de la position du plan neutre adimensionnée par la hauteur de la porte en fonction du diamètre du bac. On constate que dans le cas sans obstacles l'épaisseur de la couche à la porte est légèrement plus importante par rapport au cas avec obstacles. Cela peut paraître contradictoire, mais l'observation d'images enregistrées durant les expériences a montré que la position des obstacles choisie a un effet stabilisateur sur l'écoulement de fumées à la porte, qui est moins perturbé, cela impacte l'entraînement d'air dans les fumées, d'où un effet inattendu sur l'épaisseur de la couche de fumée. On observe également que l'épaisseur de la couche de fumée à la porte augmente légèrement avec la puissance du feu. Elle varie entre 47 % et 52 % dans le cas sans obstacles, et entre 38 % et 47 % dans le cas avec obstacles.

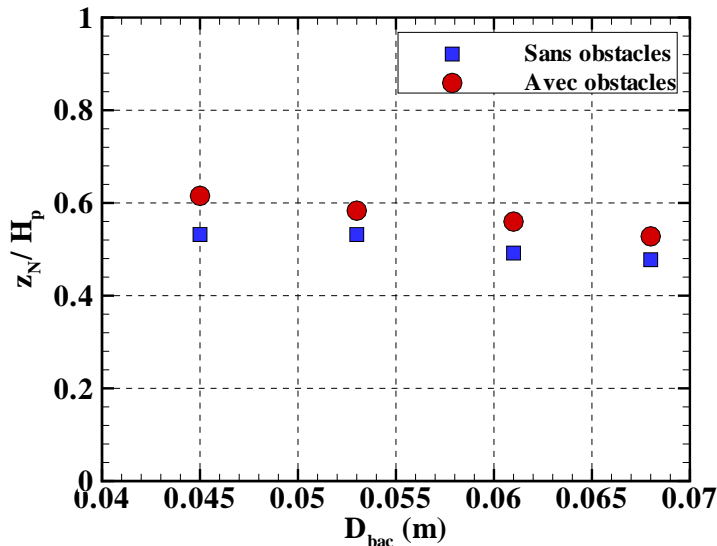


FIGURE 5.19 – Variation de la position du plan neutre adimensionnée au niveau de la porte du local en feu en fonction du diamètre du bac.

Les débits massiques de fumée à la porte, calculés à partir des résultats expérimentaux, sont reportés dans le tableau 5.3. L'écart maximal de débit massique entre les deux cas (sans et avec obstacles) est égal à 2.55 g/s (environ 25 % du débit massique calculé dans le cas avec obstacles), observé pour le plus grand diamètre de bac d'heptane.

D_{bac} (mm)		45	53	61	68
m_{out} (g/s)	Sans obstacles	4.93	7.54	10.37	12.87
	Avec obstacles	5.18	6.77	8.27	10.32
Écart relatif		-5 %	11 %	25 %	25 %

TABLE 5.3 – Débits massiques de fumée à la porte.

5.4 Évaluation du code à zones

Les essais sur la maquette thermique à deux étages sont simulés avec la version 7 du code à zones CFAST. Les puissances du feu évaluées expérimentalement sont utilisées en entrée des simulations. Les caractéristiques des parois présentées dans le tableau 5.1 sont affectées aux parois simulées.

Deux simulations sont réalisées pour chaque cas. Une première simulation où la cage d'escalier est modélisée en deux zones (simulation 1), et une seconde simulation où la cage d'escalier est modélisée comme une seule zone bien mélangée (simulation 2).

Afin d'évaluer les grandeurs moyennes prédites par le code à zones, la méthode de Janssens et Tran [65], est appliquée sur les profils verticaux de température enregistrés durant les essais, pour évaluer les évolutions temporelles de la position d'interface thermique entre la zone haute et la zone basse et les températures moyennes des deux zones, dans les deux locaux ainsi que dans la cage d'escalier.

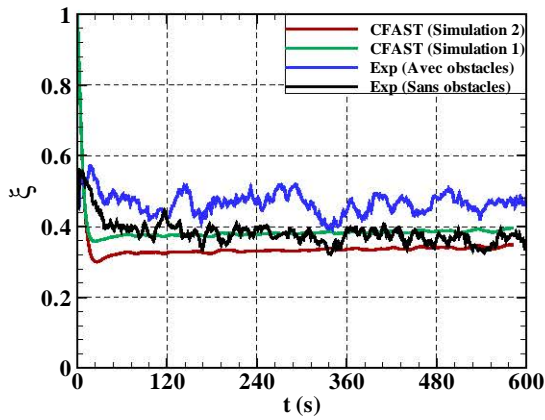
Les figures 5.20, 5.21 et 5.22 présentent une comparaison entre les résultats expérimentaux (pour les deux cas sans et avec obstacles dans la cage d'escalier) et les résultats du code à zones CFAST (pour les deux types de simulation, 1 et 2). Nous choisissons de présenter uniquement les résultats correspondant au plus petit et au plus grand bac. Chaque figure donne l'évolution temporelle de la position de l'interface adimensionnée par la hauteur du compartiment (ξ) et de l'écart de la température de chaque zone par rapport à la température ambiante, dans un compartiment.

Afin d'évaluer les écarts nous choisissons de comparer les valeurs moyennées sur les dernières 120 s de chaque essai. Les valeurs moyennes sont regroupées dans les tableaux 5.4 et 5.5 pour les deux diamètres du bac.

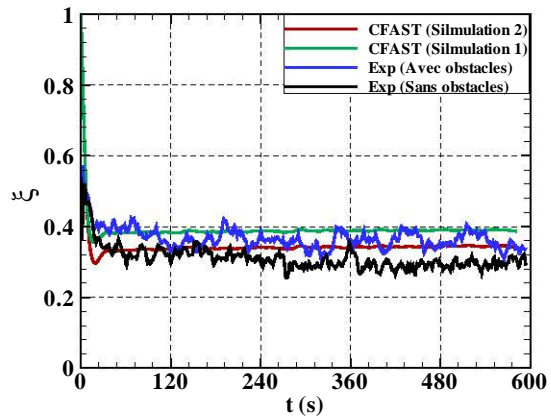
		Expérience		CFAST	
		Avec obstacles	Sans obstacles	Simulation 2	Simulation 1
Local 1	ξ	0.46	0.36	0.34	0.39
	$T_{up} - T_0$ (°C)	46.3	38.7	37.7	36.1
	$T_{low} - T_0$ (°C)	4.9	5.1	1	1.2
Local 2	ξ	0.26	0.21	0	0
	$T_{up} - T_0$ (°C)	7.5	7.6	9.6	11.2
	$T_{low} - T_0$ (°C)	1.8	2.9	-	-
Cage d'escalier	ξ	0.33	0.27	-	0.38
	$T_{up} - T_0$ (°C)	13.5	18.2	17	20.1
	$T_{low} - T_0$ (°C)	2	2.8	-	2.6

TABLE 5.4 – Valeurs des grandeurs caractéristiques des zones moyennées sur les dernières 120 secondes. ($D_{bac} = 0.045$ m).

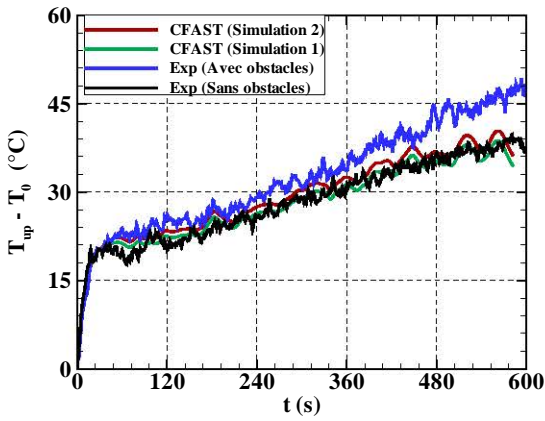
Les résultats expérimentaux des deux cas sans et avec obstacles sont comparés dans un premier temps. Concernant la position de l'interface, l'écart maximal est égal à 10 %



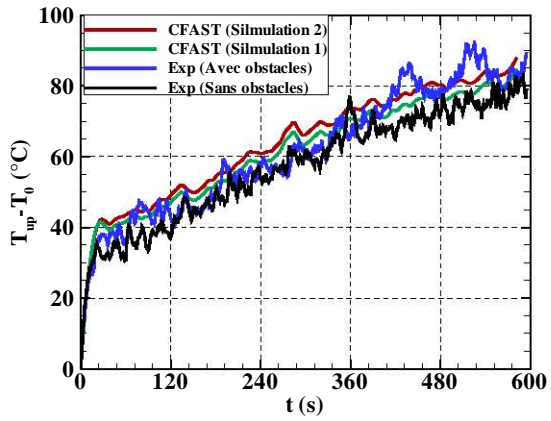
(a) $D_{bac} = 0.045 \text{ m}$



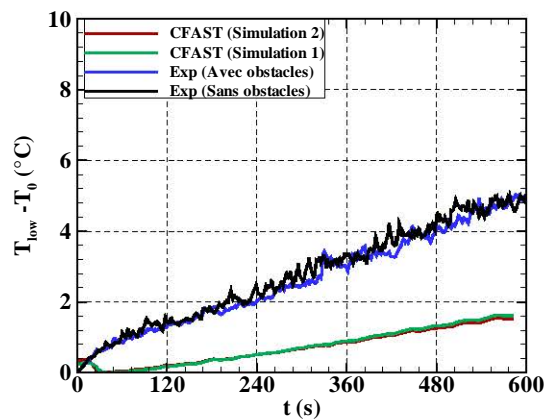
(b) $D_{bac} = 0.068 \text{ m}$



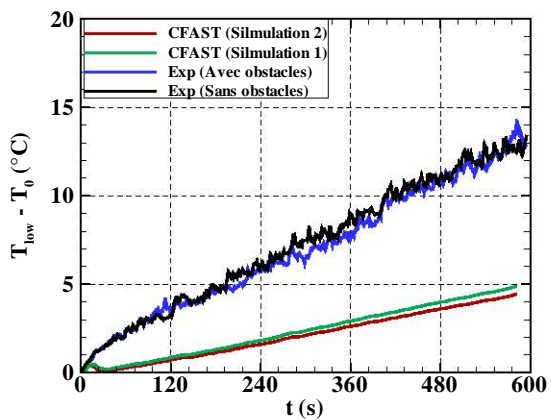
(c) $D_{bac} = 0.045 \text{ m}$



(d) $D_{bac} = 0.068 \text{ m}$

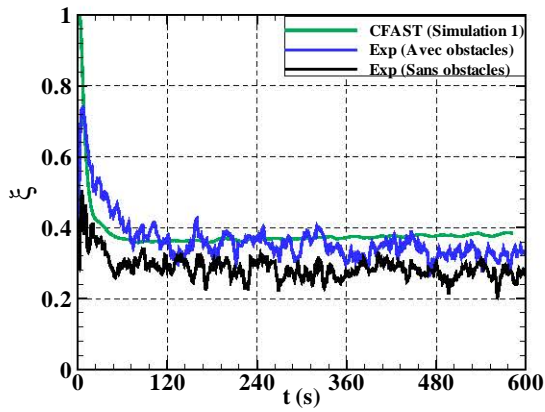


(e) $D_{bac} = 0.045 \text{ m}$

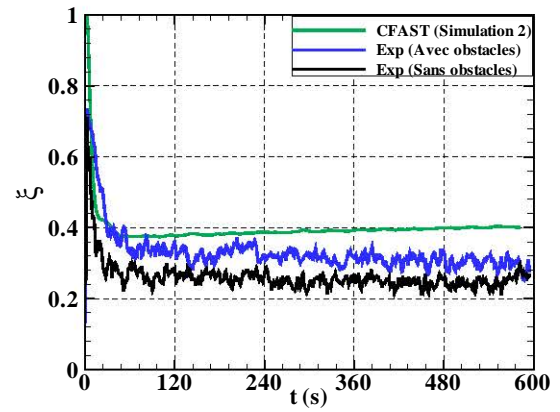


(f) $D_{bac} = 0.068 \text{ m}$

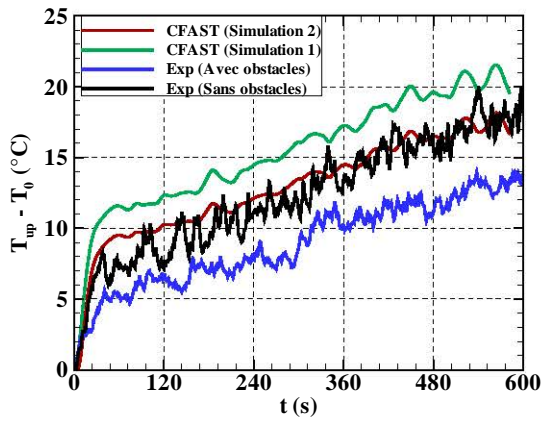
FIGURE 5.20 – Comparaison des résultats de CFAST aux résultats expérimentaux obtenus dans le local 1.



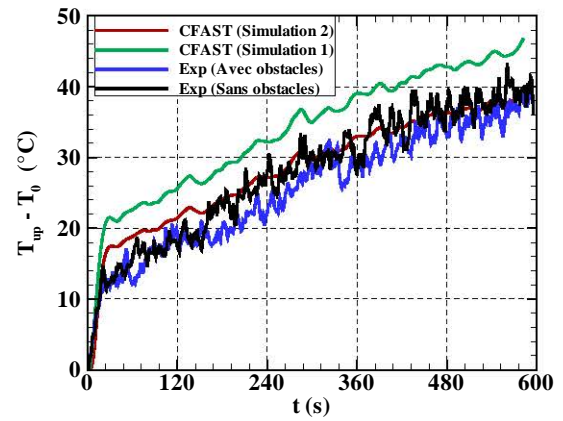
(a) $D_{bac} = 0.045 \text{ m}$



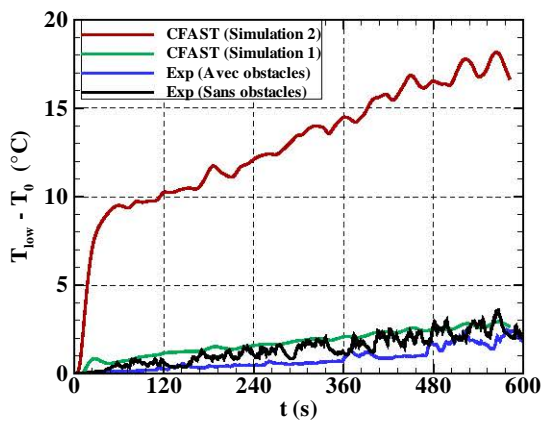
(b) $D_{bac} = 0.068 \text{ m}$



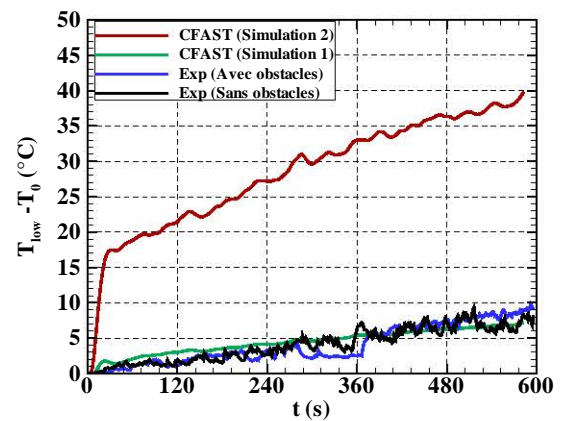
(c) $D_{bac} = 0.045 \text{ m}$



(d) $D_{bac} = 0.068 \text{ m}$

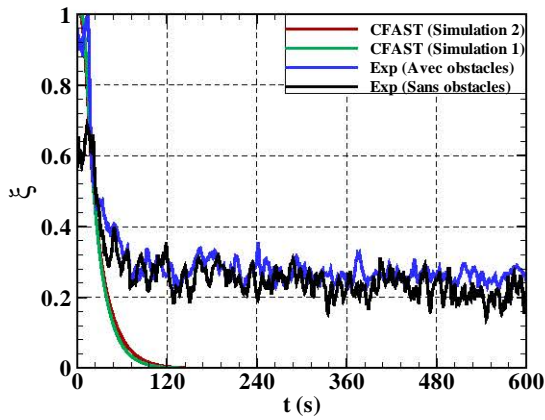


(e) $D_{bac} = 0.045 \text{ m}$

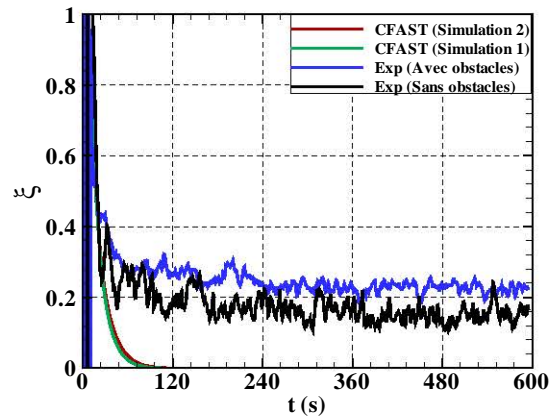


(f) $D_{bac} = 0.068 \text{ m}$

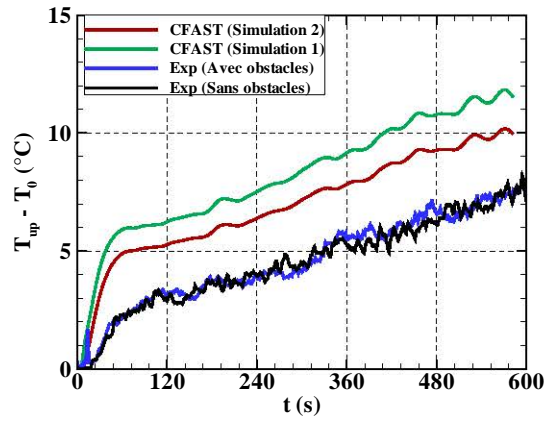
FIGURE 5.21 – Comparaison des résultats de CFAST aux résultats expérimentaux obtenus dans la cage d'escalier.



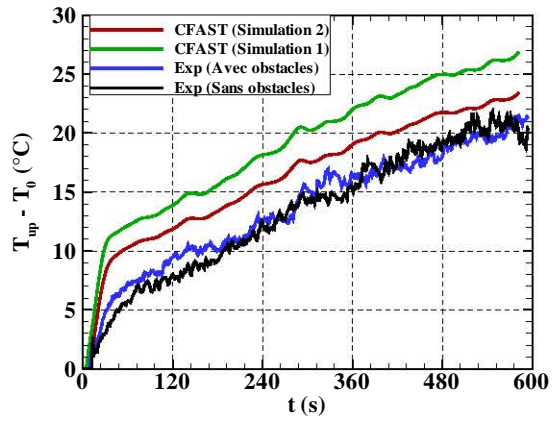
(a) $D_{bac} = 0.045 \text{ m}$



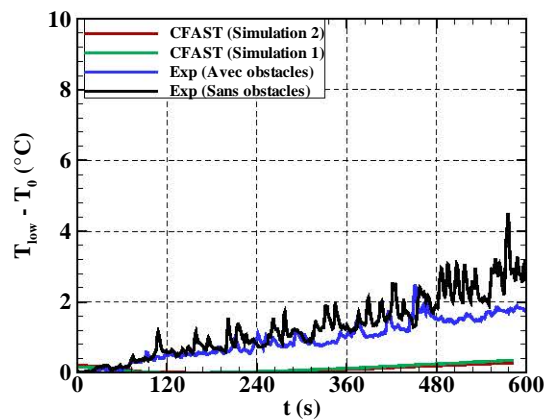
(b) $D_{bac} = 0.068 \text{ m}$



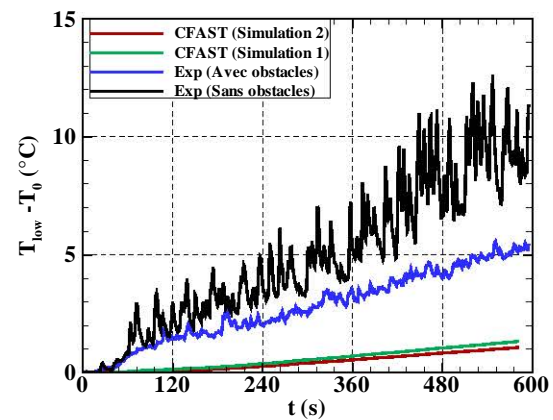
(c) $D_{bac} = 0.045 \text{ m}$



(d) $D_{bac} = 0.068 \text{ m}$



(e) $D_{bac} = 0.045 \text{ m}$



(f) $D_{bac} = 0.068 \text{ m}$

FIGURE 5.22 – Comparaison des résultats de CFAST aux résultats expérimentaux obtenus dans le local 2.

		Expérience		CFAST	
		Avec obstacles	Sans obstacles	Simulation 2	Simulation 1
Local 1	ξ	0.36	0.30	0.34	0.39
	$T_{up} - T_0$ (° C)	83.7	75.8	82.1	78.8
	$T_{low} - T_0$ (° C)	12	12.1	3.9	4.3
Local 2	ξ	0.23	0.15	0	0
	$T_{up} - T_0$ (° C)	19.8	20.2	22.2	25.5
	$T_{low} - T_0$ (° C)	4.8	9	-	-
Cage d'escalier	ξ	0.30	0.25	-	0.40
	$T_{up} - T_0$ (° C)	35.9	38.1	37.2	43.8
	$T_{low} - T_0$ (° C)	8.1	7.1	-	6.6

TABLE 5.5 – Valeurs des grandeurs caractéristiques des zones moyennées sur les dernières 120 secondes. ($D_{bac} = 0.068$ m).

de la hauteur du local (enregistré dans le local 1) pour le $D_{bac} = 0.045$ m, et à 8 % de la hauteur du local (enregistré dans le local 2) pour le $D_{bac} = 0.068$ m. Quant à la température moyenne de la couche de fumée, l'écart maximal est de 8 ° C (enregistré dans le local 1), soit 17 % de l'élévation de la température moyenne ($T_{up} - T_0$) dans le cas avec obstacles pour le $D_{bac} = 0.045$ m, et 9 % pour le $D_{bac} = 0.068$ m. Pour la température de la zone basse, l'écart maximal observé pour le $D_{bac} = 0.045$ m est de 1 ° C (enregistré dans la cage d'escalier et le local 2), ce qui correspond à des écarts relatifs de 38 % dans la cage d'escalier et de 61 % dans le local 2. Pour le $D_{bac} = 0.068$ m l'écart maximal de la température de la zone basse est de 4 ° C (enregistré dans le local 2), correspondant à un écart relatif de 86 %.

Les résultats numériques du code à zones sont maintenant comparés aux résultats expérimentaux correspondant au cas avec obstacles. L'écart maximal entre les positions d'interface est observé dans le local 2, il est égal à 26 % de la hauteur du local, pour $D_{bac} = 0.045$ m, et à 23 % pour $D_{bac} = 0.068$ m. En fait, le code à zones prédit un remplissage total du local 2 par les fumées au bout d'environ 2 minutes pour les deux simulations 1 et 2 (cf. figures 5.22(a) et 5.22(b)). Comme indiqué dans les paragraphes précédents, les profils verticaux de la température enregistrés dans le local 2 ainsi que les images enregistrées mettent en évidence l'absence d'une stratification thermique à l'intérieur du local 2.

Concernant la température moyenne de la couche de fumée, les écarts varient, pour le plus petit bac, entre 4 ° C (dans le local 2) et 10 ° C (dans le local 1) pour la simulation 1, et entre 2 ° C (dans le local 2) et 9 ° C (dans le local 1) pour la simulation 2. Quant aux écarts relatifs, ils varient entre 22 % (dans le local 1) et 48 % (dans la cage d'escalier et le local 2) pour la simulation 1, et entre 19 % (dans le local 1) et 28 % (dans le local 2) pour la simulation 2. Pour le plus grand bac, les écarts de la température varient entre 5 ° C (dans le local 1) et 8 ° C (dans la cage d'escalier) pour la simulation 1, et entre 1 ° C (dans la cage d'escalier) et 2 ° C (dans les locaux 1 et 2) pour la simulation 2. Quant aux écarts relatifs, ils varient entre 6 % (dans le local 1) et 29 % (dans le local 2) pour la

simulation 1, et entre 2 % (dans le local 1) et 12 % (dans le local 2) pour la simulation 2.

Concernant la température moyenne de la zone basse, les écarts varient, pour le plus petit bac, entre 1 °C (dans la cage d'escalier) et 4 °C (dans le local 1) pour la simulation 1, et entre 2 °C (dans le local 2) et 4 °C (dans le local 1) pour la simulation 2. Quant aux écarts relatifs, ils varient entre 31 % (dans la cage d'escalier) et 93 % (dans le local 2) pour la simulation 1, et de 78 % (dans le local 1) à 98 % (dans le local 2) pour la simulation 2. Pour le plus grand bac, les écarts de la température varient entre 2 °C (dans la cage d'escalier) et 8 °C (dans le local 1) pour la simulation 1, et de 4 °C (dans le local 2) à 8 °C (dans le local 1) pour la simulation 2. Quant aux écarts relatifs, ils varient entre 19 % (dans la cage d'escalier) et 76 % (dans le local 2) pour la simulation 1, et de 67 % (dans le local 1) à 81 % (dans le local 2) pour la simulation 2.

Nous constatons que les écarts de température sont de l'ordre de quelques degrés, alors que les écarts relatifs sont très importants notamment pour la simulation 1 où la cage d'escalier est modélisée en deux zones. En fait, la modélisation de la cage d'escalier comme une seule zone bien mélangée permet de diminuer les écarts de température de la zone haute dans la cage d'escalier et dans le local 2. Il faut noter que dans la cage d'escalier la couche de fumée n'est pas homogène. Comme nous l'avons observé d'après les profils verticaux de la température, la distribution de température des fumées dans la cage d'escalier est perturbée par la présence des obstacles. De plus, les tourbillons observés au-dessous des obstacles vont impacter l'écoulement dans la cage et créer des zones plus chaudes au-dessous des obstacles.

La figure 5.23 présente une comparaison entre les débits massiques de fumée au niveau de la porte du local 1 calculés expérimentalement pour les quatre diamètres du bac (dans les cas avec obstacles) et ceux calculés par le code à zones (dans les simulations 1 et 2). Les valeurs de débits présentées sont moyennées sur les dernières 120 secondes de la durée de chaque essai. On constate que les résultats obtenus par le code à zones dans les simulations 1 et 2, sont très proches, avec un écart maximal de 1.1 g/s observé pour le plus grand bac. On observe également que le code à zones surestime le débit massique de fumée à la porte. Les écarts varient entre 4.3 g/s à 5.3 g/s pour la simulation 1, et entre 5.5 g/s à 6.1 g/s pour la simulation 2. Quant aux écarts relatifs, ils varient de 42 % à 102 % pour la simulation 1 et de 53 % à 115 % pour la simulation 2.

5.5 Conclusion

Une campagne expérimentale à échelle du laboratoire a été menée sur une maquette thermique, constituée de deux locaux reliés par une cage d'escalier. L'influence de l'escalier sur l'écoulement de fumée a été étudiée, en ajoutant des obstacles à l'intérieur de la cage d'escalier. Les profils de température et les champs de vitesse moyenne, observés dans la cage d'escalier, ont mis en évidence l'impact des obstacles sur l'écoulement, à savoir la perturbation de la distribution de la température dans les fumées, et l'apparition des tourbillons au-dessous des obstacles. En fait, ces phénomènes ne sont pas pris en compte dans les codes à zones. Ensuite, le code à zones CFAST a été évalué, en comparant les

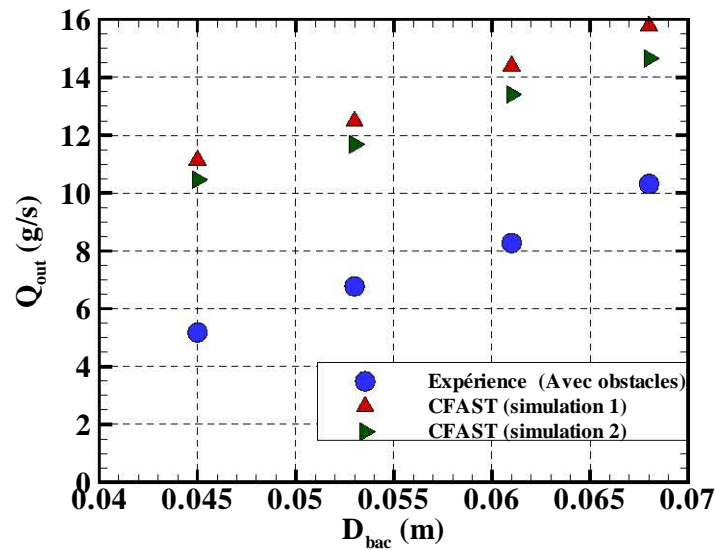


FIGURE 5.23 – Débits massiques de fumée au niveau de la porte moyennés sur les dernières 120 s de chaque essai.

positions d'interface thermique et les températures moyennes des zones haute et basse dans chaque compartiment. Deux simulations ont été réalisées pour chaque essai. Une première simulation dans laquelle la cage d'escalier est modélisée en deux zones, et une seconde simulation dans laquelle la cage d'escalier est modélisée comme une seule zone bien mélangée. Les résultats de comparaison ont montré que les écarts absolus de température entre les résultats numériques et expérimentaux n'excèdent pas 10°C , quant aux écarts relatifs, ils varient de 2 % à 98 %. Les écarts de température de la zone haute dans la cage d'escalier et dans le local 2, sont moins importants dans le cas où la cage d'escalier est modélisée comme une seule zone bien mélangée. Il faut noter que la couche de fumée dans la cage d'escalier n'est pas homogène à cause de la présence des obstacles qui affecte la distribution de température dans la cage. Les écarts entre les positions d'interface observés dans le local en feu, varient entre 1 % et 12 % de la hauteur du local. Dans le local situé au niveau 2, le code à zones prédit un remplissage total du local au bout de quelques minutes, cela a été confirmé à partir des images d'écoulement de fumée à l'intérieur de la maquette et les profils verticaux de température enregistrés durant les essais. Une comparaison de débit massique de fumée au niveau de la porte du local en feu a été également menée. Les résultats ont montré que le code à zones surestime le débit de fumée au niveau de la porte de 4.3 g/s à 6.1 g/s , quant aux écarts relatifs, ils varient de 42 % à 115 %.

Il faut souligner que l'utilisation du code à zones pour simuler la propagation de fumée dans un bâtiment de hauteur importante peut être inappropriée, du fait de la complexité des écoulements dans la cage d'escalier qui n'est pas prise en compte dans ce type de code (apparition des tourbillons au-dessous des marches d'escalier, refroidissement des fumées, apparition du mécanisme de mouvement de fumée par mélange turbulent ...).

Conclusion et perspectives

Ce travail de thèse a été consacré à l'évaluation des modèles à zones, utilisés dans l'ingénierie de la sécurité incendie pour simuler la propagation de fumées dans un bâtiment en situation d'incendie.

Il a été conduit sur la base d'expérimentations en échelle réduite : plus d'une centaine d'essais sur quatre maquettes, complétés par des simulations avec le code à champs FDS, qui ont permis d'observer les mécanismes associés aux écoulements de fumées et d'évaluer les modèles. Des essais en vraie grandeur réalisés dans un bâtiment de type R+3 ont également été utilisés.

Le manuscrit de thèse a été divisé en deux parties. Dans la première partie, une étude bibliographique a été proposée concernant les différents phénomènes qui peuvent apparaître lors d'un incendie dans un bâtiment. Cette étude a permis de souligner certains points à investiguer, pouvant constituer des faiblesses du modèle à zones, ce qui nous a aidé à établir une démarche de travail visant à évaluer et améliorer les modèles à zones. Ensuite, le code à zones CFAST, développé par le NIST, a été confronté aux résultats d'une campagne expérimentale réalisée à échelle réelle dans un bâtiment d'habitation de type R+3, afin d'évaluer la capacité d'un code à zones à simuler les écoulements de fumée dans une configuration multi-compartiments et multi-étages. Les résultats ont montré que le code à zones prédit correctement la position d'interface dans le local en feu, alors que dans les autres locaux le code sous-estime la position d'interface de 20 % à 36 % de la hauteur des locaux. Quant aux écarts de température, ils sont de l'ordre de 22 % sauf pour la température de la zone basse dans le local en feu où ils sont supérieurs. Ces écarts sont explicables notamment par les modèles implémentés dans le code à zones.

La seconde partie du manuscrit a porté sur les écoulements de fumée dans un bâtiment mais avec une approche plus académique basée sur des essais en laboratoire. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés aux écoulements de fumée dans un local en feu. Deux phénomènes ont été étudiés, à savoir le phénomène de remplissage d'un local par des fumées d'incendie, et le phénomène de remplissage/vidange simultanés d'un local ventilé naturellement, muni d'un exutoire au plafond et des ouvertures d'amenée d'air en partie basse. Un modèle à deux zones de remplissage, destiné à prédire l'évolution temporelle de l'épaisseur de la couche de fumée, a été présenté. Une campagne expérimentale à échelle réduite a été réalisée pour étudier le phénomène de remplissage d'un local par des fumées. Trois maquettes thermiques, de facteurs de forme différents, ont été utilisées pour étudier l'influence du facteur de forme sur le processus de remplissage. Ces expériences ont

mis en évidence les deux régimes d'écoulement au niveau des parois latérales « slumping mode » et « rolling mode », en fonction du facteur de forme du local. La comparaison des résultats prédits par le modèle avec les résultats expérimentaux, a montré que la dynamique d'écoulement de fumée au niveau des parois latérales a une faible influence sur le processus de remplissage dans les cas étudiés. Le code à champs FDS a été ensuite utilisé afin d'étendre le domaine d'étude. Plusieurs locaux de facteurs de forme différents ont été simulés afin d'évaluer le modèle à zones de remplissage. La comparaison des temps nécessaires pour que la fumée atteigne la moitié de la hauteur du local, calculés par le code FDS, et avec le modèle à zones, a montré que le facteur de forme du local a une faible influence sur le temps de remplissage dans le cas des locaux avec une petite surface. Dans le cas des locaux avec une grande surface tels que les atriums et les hangars, le modèle surestime largement le temps de remplissage. Ces écarts sont attribués à la dynamique de l'écoulement lors de l'impact du panache au plafond et aux parois latérales. En effet, cette dynamique d'écoulement n'est pas prise en compte dans le modèle à zones.

Dans un souci d'améliorer le modèle à zones, nous avons quantifié la durée de chaque phénomène se déroulant avant la formation d'une couche de fumée stratifiée (la montée du panache, l'écoulement de fumée sous plafond et l'écoulement de fumée au niveau des parois latérales), ainsi que l'épaisseur de pénétration maximale de la fumée au niveau des parois latérales h_i . Nous avons trouvé que la durée de ces phénomènes et l'épaisseur h_i dépendent du facteur de forme du local. L'implémentation des corrélations établies dans le modèle à zones a permis d'améliorer les résultats du modèle.

Dans le quatrième chapitre, nous avons étudié le phénomène de remplissage/vidange simultanés d'un local en cas d'incendie. Un modèle à deux zones décrivant ce phénomène a été présenté. Pour évaluer les caractéristiques du panache à l'interface, les solutions auto-similaires du panache dans le cas non-Boussinesq ont été utilisées. Le modèle est destiné à prédire l'épaisseur et la température de la couche de fumée ainsi que la température des parois en contact avec la couche. Une campagne expérimentale à échelle réduite a été menée afin d'étudier l'influence de certains paramètres sur le processus de remplissage/vidange simultanés et d'évaluer le modèle à zones. L'étude de sensibilité des caractéristiques moyennes de la couche de fumée a mis en évidence que la position de l'interface z_{int} est fortement influencée par la géométrie du local, notamment, la hauteur du local et la taille de l'exutoire, et que la puissance du feu a une influence négligeable sur z_{int} . La comparaison des positions d'interface à l'état stationnaire calculées expérimentalement à celles prédites par le modèle à zones, a souligné la nécessité d'améliorer le modèle à zones, précisément le modèle de panache utilisé. Par conséquent, une correction dynamique de la position de l'origine virtuelle du panache z_0 a été établie. La corrélation proposée donne z_0 en fonction de la puissance du feu et de la coordonnée verticale z . Un bon accord est observé entre les résultats expérimentaux et ceux du modèle de remplissage/vidange simultanés, incluant la nouvelle correction de la position de l'origine virtuelle du panache.

Après l'étude des phénomènes liés aux écoulements de fumée dans un local unique, nous avons étudié les écoulements des fumées dans une configuration à deux étages. Une campagne expérimentale a été menée à échelle réduite sur une maquette thermique, constituée

de deux locaux reliés par une cage d'escalier. Des obstacles ont été ajoutés à l'intérieur de cette dernière, afin d'étudier l'influence de l'escalier sur l'écoulement de fumée. Les résultats expérimentaux ont mis en évidence les effets des obstacles sur l'écoulement, à savoir la perturbation de la distribution de la température dans les fumées, et la formation des tourbillons au-dessous des obstacles. Notons que ces effets ne sont pas pris en compte dans les modèles à zones. La confrontation dans ces conditions expérimentales maîtrisées du code à zones CFAST aux résultats expérimentaux a montré que les écarts absolus de température n'excèdent pas 10°C , quant aux écarts relatifs, ils varient entre 2 % et 98 %. Dans le local en feu, les écarts entre les positions d'interface varient entre 1 % et 12 % de la hauteur du local. Dans le local situé au deuxième niveau, le code CFAST prédit bien le remplissage total du local par des fumées. La comparaison des débits de fumée à la sortie du local en feu, a montré que le code à zones surestime le débit de 42 % à 115 %.

À l'issue de ce travail de thèse, plusieurs perspectives peuvent être envisagées :

- Avant tout il faut d'abord implémenter les corrélations proposées dans ce travail pour améliorer les modèles à zones, dans le code CFAST, et le tester en utilisant les résultats de la campagne expérimentale menée à échelle réelle dans le bâtiment d'habitation.
- La prise en compte de la durée des trois phénomènes qui se déroulent avant la formation d'une couche de fumée stratifiée dans le local en feu, ainsi que de l'épaisseur de pénétration maximale de la fumée au niveau des parois latérales h_i , dans le modèle à zones de remplissage, a permis d'améliorer les résultats du modèle. Cependant, pour des locaux de facteur de forme $\phi > 1$, le temps de remplissage est surestimé. Cela peut être expliqué par l'entraînement d'air lors de l'écoulement au niveau des parois latérales et du phénomène de brassage de fumée, qui a pour effet d'augmenter l'épaisseur de la couche de fumée et par conséquent de réduire le temps de remplissage. Il serait donc intéressant de tenir compte de ces quantités supplémentaires d'air ambiant entraînées dans la couche de fumée dans le modèle à zones.
- Dans ce travail les phénomènes de remplissage et de remplissage/vidange simultanés, ont été étudiés dans le cas d'un feu bien ventilé. Il serait intéressant d'étudier ces phénomènes dans le cas d'un feu sous ventilé.
- Pour étudier l'influence d'un escalier sur l'écoulement de fumée dans le bâtiment, des obstacles sont placés horizontalement à l'intérieur de la cage d'escalier de la maquette à deux étages. Il serait intéressant, d'une part, d'utiliser des obstacles se rapprochant de la forme réelle de l'escalier, et d'autre part, d'augmenter le nombre des étages et le nombre des ouvertures le long de la cage d'escalier, avec la possibilité de contrôler l'état des ouvertures.

Bibliographie

- [1] B. R. Morton, G. Taylor, and J. S. Turner. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, physical and engineering sciences*, 234(1196) :1–23, 1956.
- [2] G. Michaux and O. Vauquelin. Solutions for turbulent buoyant plumes rising from circular sources. *Physics of Fluids*, 20(6) :066601, 2008.
- [3] G. G. Rooney and P. F. Linden. Similarity considerations for non-boussinesq plumes in an unstratified environment. *Journal of fluid mechanics*, 318 :237–250, 1996.
- [4] G. R. Hunt and N. G. Kaye. Virtual origin correction for lazy turbulent plumes. *J. Fluid Mech.*, 435 :377–396, 2001.
- [5] P. Carlotti and G. R. Hunt. Analytical solutions for turbulent non-boussinesq plumes. *J. Fluid Mech.*, 538 :343–359, 2005.
- [6] T. S. Van Den Bremer and G. R. Hunt. Universal solutions for boussinesq and non-boussinesq plumes. *J. Fluid Mech.*, 644 :165–192, 2010.
- [7] F. Candelier and O. Vauquelin. Matched asymptotic solutions for turbulent plumes. *J. Fluid Mech.*, 699 :489–499, 2012.
- [8] W. D. Baines and J. S. Turner. Turbulent buoyant convection from a source in a confined region. *Journal of Fluid mechanics*, 37(1) :51–80, 1969.
- [9] W. K. George, R. L. Alpert, and F. Tamanini. Turbulence measurements in an axisymmetric buoyant plume. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 20(11) :1145–1154, 1977.
- [10] B. M. Cetegen, E. E. Zukoski, and T. Kubota. Entrainment in the near and far field of fire plumes. *Combustion Science and Technology*, 39(1-6) :305–331, 1984.
- [11] G. Heskestad. Virtual origins of fire plumes. *Fire Safety Journal*, 5(2) :109–114, 1983.
- [12] E. E. Zukoski, T. Kubota, and B. Cetegen. Entrainment in fire plumes. *Fire safety journal*, 3(3) :107–121, 1981.
- [13] B. J. McCaffrey. Momentum implications for buoyant diffusion flames. *Combust. Flame*, 52 :149–167, 1983.
- [14] G. Heskestad. Engineering relations for fire plumes. *Fire Safety Journal*, 7(1) :25–32, 1984.
- [15] S. Yokoi. The use of models in fire research. *Publication Nr. 786.186*, 202, 1961.
- [16] B. Karlsson and J. Quintiere. *Enclosure fire dynamics*. CRC press, 1999.

- [17] B. J. McCaffrey. *Purely buoyant diffusion flames : some Experimental Results*. NBSIR, 1979.
- [18] S. J. Barnett. *The dynamics of buoyant releases in confined spaces*. PhD thesis, University of Cambridge, 1992.
- [19] N. B. Kaye and G. R. Hunt. Overturning in a filling box. *Journal of Fluid Mechanics*, 576 :297–323, 2007.
- [20] N. B. Kaye and G. R. Hunt. Smoke filling time for a room due to a small fire : The effect of ceiling height to floor width aspect ratio. *Fire safety journal*, 42(5) :329–339, 2007.
- [21] E. E. Zukoski. Development of a stratified ceiling layer in the early stages of a closed-room fire. *Fire and materials*, 2(2) :54–62, 1978.
- [22] F. W. Mowrer. Enclosure smoke filling revisited. *Fire Safety Journal*, 33(2) :93–114, 1999.
- [23] K. Matsuyama, Y. Misawa, T. Wakamatsu, and K. Harada. Closed-form equations for room smoke filling during an initial fire. *Fire science and technology*, 19(1) :27–38, 1999.
- [24] M. A. Delichatsios. Closed form approximate solutions for smoke filling in enclosures including the volume expansion term. *Fire safety journal*, 38(2) :97–101, 2003.
- [25] V. Novozhilov. A brief note on the smoke filling equation. *Fire Safety Journal*, 47 :16–17, 2012.
- [26] P. F. Linden, G. F. Lane-Serff, and D. A. Smeed. Emptying filling boxes : the fluid mechanics of natural ventilation. *Journal of Fluid Mechanics*, 212 :309–335, 1990.
- [27] P. F. Linden. The fluid mechanics of natural ventilation. *Annual review of fluid mechanics*, 31(1) :201–238, 1999.
- [28] P. H. Thomas, P. L. Hinkley, C. R. Theobald, and D. L. Simms. Investigations into the flow of hot gases in roof venting. fire research technical paper no. 7, london, 1963.
- [29] G. G. Rooney and P. F. Linden. Strongly buoyant plume similarity and ‘small-fire’ventilation. *Fire safety journal*, 29(4) :235–258, 1997.
- [30] N. B. Kaye and G. R. Hunt. Time-dependent flows in an emptying filling box. *Journal of Fluid Mechanics*, 520 :135–156, 2004.
- [31] G. R. Hunt and P. F. Linden. Time-dependent displacement ventilation caused by variations in internal heat gains : application to a lecture theatre. In *International conference on air distribution in rooms*, 1998.
- [32] O. Vauquelin. Oscillatory behaviour in an emptying–filling box. *Journal of Fluid Mechanics*, 781 :712–726, 2015.
- [33] S. D. Fitzgerald and A. W. Woods. Transient natural ventilation of a space with localised heating. *Building and Environment*, 45(12) :2778–2789, 2010.
- [34] G. F. Lane-Serff and S. D. Sandbach. Emptying non-adiabatic filling boxes : the effects of heat transfers on the fluid dynamics of natural ventilation. *Journal of Fluid Mechanics*, 701 :386–406, 2012.

-
- [35] X. Faure and N. Le Roux. Time dependent flows in displacement ventilation considering the volume envelope heat transfers. *Building and Environment*, 50 :221–230, 2012.
- [36] G. R. Hunt and C. J. Coffey. Emptying boxes—classifying transient natural ventilation flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 646 :137–168, 2010.
- [37] C. J. Coffey and G. R. Hunt. The unidirectional emptying box. *Journal of Fluid Mechanics*, 660 :456–474, 2010.
- [38] J. Prahla and H. W. Emmons. Fire induced flow through an opening. *Combustion and Flame*, 25 :369–385, 1975.
- [39] K. D. Steckler, J. G. Quintiere, and William J. Rinkinen. Flow induced by fire in a compartment. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 83, 1982.
- [40] K. D. Steckler, H. R. Baum, and J. G. Quintiere. Fire induced flows through room openings—flow coefficients. *Symposium (International) on Combustion*, 20(1) :1591–1600, 1984.
- [41] I. Nakaya, T. Tanaka, M. Yoshida, and K. Stechler. Doorway flow induced by a propane fire. *Fire Safety Journal*, 10(3) :185–195, 1986.
- [42] K. Kawagoe. Fire behaviour in room. *BRI report*, 27, 1958.
- [43] R. A. Bryant. The application of stereoscopic piv to measure the flow of air into an enclosure containing a fire. *Experiments in Fluids*, 47(2) :295–308, 2009.
- [44] R. A. Bryant. Evaluating practical measurements of fire-induced vent flows with stereoscopic piv. *Proceedings of the Combustion institute*, 33(2) :2481–2487, 2011.
- [45] E. E. Zukoski and E. E. Zukoski. *A review of flows driven by natural convection in adiabatic shafts*. US Department of Commerce, Technology Administration, National Institute of Standards and Technology, 1995.
- [46] W. X. Shi, J. Ji, J. H. Sun, S. M. Lo, L. J. Li, and X. Y. Yuan. Influence of fire power and window position on smoke movement mechanisms and temperature distribution in an emergency staircase. *Energy and Buildings*, 79 :132–142, 2014.
- [47] N. R. Marshall. The behaviour of hot gases flowing within a staircase. *Fire safety journal*, 9(3) :245–255, 1985.
- [48] T. X. Qin, Y. C. Guo, C. K. Chan, K. S. Lau, and W. Y. Lin. Numerical simulation of fire-induced flow through a stairwell. *Building and Environment*, 40(2) :183–194, 2005.
- [49] X. Q. Sun, L. H. Hu, Y. Z. Li, R. Huo, W. K. Chow, N. K. Fong, G. C. H Lui, and K. Y Li. Studies on smoke movement in stairwell induced by an adjacent compartment fire. *Applied Thermal Engineering*, 29(13) :2757–2765, 2009.
- [50] J. Ji, M. Li, Y. Li, J. Zhu, and J. Sun. Transport characteristics of thermal plume driven by turbulent mixing in stairwell. *International Journal of Thermal Sciences*, 89 :264–271, 2015.
- [51] J. Ji, M. Li, W. Shi, Z Gao, J. Sun, and S. Lo. Deflection characteristic of flame with the airflow induced by stack effect. *International Journal of Thermal Sciences*, 115 :160–168, 2017.

- [52] O. Vauquelin, G. Michaux, and C. Lucchesi. Scaling laws for a buoyant release used to simulate fire-induced smoke in laboratory experiments. *Fire safety journal*, 44(4) :665–667, 2009.
- [53] Z. Heping, X. Zhikang, and J. Xiquan. Salt water modeling of the characteristics of fire smoke movement in a corridor. *Journal-china university of science and technology*, 29(6) :664–670, 1999.
- [54] K. D. Steckler, H. R. Baum, and J. G. Quintiere. Salt water modeling of fire induced flows in multicompartment enclosures. *Symposium (International) on Combustion*, 21(1) :143–149, 1988.
- [55] E. N. Tangren, W. S. Sargent, and E. E. Zukoski. *Hydraulic and numerical modeling of room fires*. Daniel and Florence Guggenheim Jet Propulsion Center, California Institute of Technology, 1978.
- [56] C. Lucchesi, O. Vauquelin, H. Pretrel, and P. Bournot. Doorway flow from a reduced scale isothermal air/helium approach. *International Journal of Thermal Sciences*, 50(10) :1920–1929, 2011.
- [57] J. G. Quintiere. Fundamentals of enclosure fire " zone " models. *Journal of Fire Protection Engineering*, 1(3) :99–119, 1989.
- [58] J. G. Quintiere and C. A. Wade. Compartment fire modeling. In *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*, pages 981–995. Springer, 2016.
- [59] R. D Peacock, K. B Mcgrattan, G. P Forney, and P. A Reneke. Cfast—consolidated fire and smoke transport (version 7) volume 1 : Technical reference guide. *National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland*, 1 :69–71, 2015.
- [60] F. Demouge and P. Fromy. Cifi2009 - application d'un modèle à deux zones gazeuses à l'étude de l'influence des caractéristiques d'un local sur l'activité d'un feu s'y développant. Technical Report RE-151-103RNA-557-ITI-L1.2, CSTB, 2010.
- [61] T. Tanaka and S. Yamada. Bri2002 : Two layer zone smoke transport model-chapter 1 outline of the mode. *Fire Science and Technology*, 23(1) :1–44, 2004.
- [62] P. Freydier, J. P. Borner, and Y. Caytan. Le code de calcul d'incendie en batiment compartimente magic-m. *Fire Protection and Fire Fighting in Nuclear Installations*, page 357.
- [63] K. Mcgrattan, S. Hostikka, R. Mcdermott, F. Jason, C. Weinschenk, and K. Overholt. Fire dynamics simulator, technical reference guide. Technical report, 2016.
- [64] G. Giovannelli, EM. Koutaiba, E Blanchard, S. Haouari Harrak, R. Mehaddi, P. Boulet, T. Rogaume, B. Batiot, et al. Full-scale smoke tests in a three-storey residential building. *Journal of Physics : Conference Series*, 1107(4) :042027, 2018.
- [65] M. Janssens and H. C. Tran. Data reduction of room tests for zone model validation. *Journal of Fire & Flammability*, 10(6) :528–555, 1992.
- [66] M. J. Hurley, D. T. Gottuk, J. R. Hall Jr, K. Harada, E. D. Kuligowski, M. Puchovsky, J. M. Watts Jr, C. J. Wieczorek, et al. *SFPE Handbook of fire protection engineering*. Springer, 2015.

-
- [67] T. Tanaka, T. Fujita, and J. Yamaguchi. Investigation into rise time of buoyant fire plume fronts. *International Journal on Engineering Performance-Based Fire Codes*, 2(1) :14–25, 2000.
- [68] G. Heskestad. Rise of plume front from starting fires. *Fire safety journal*, 36(2) :201–204, 2001.
- [69] J. S. Turner. The 'starting plume' in neutral surroundings. *Journal of Fluid Mechanics*, 13(3) :356–368, 1962.
- [70] E. E. Zukoski. Properties of fire plumes. *Combustion Fundamentals of Fire*, pages 101–219, 1995.
- [71] L. H. Hu, Y. Z. Li, R. Huo, L. Yi, C. L. Shi, and W. K. Chow. Experimental studies on the rise-time of buoyant fire plume fronts induced by pool fires. *Journal of fire sciences*, 22(1) :69–86, 2004.
- [72] R. L. Alpert. Calculation of response time of ceiling-mounted fire detectors. *Fire technology*, 8(3) :181–195, 1972.
- [73] V. Motevalli and C. H. Marks. Characterizing the unconfined ceiling jet under steady-state conditions : a reassessment. *Fire Safety Science*, 3 :301–312, 1991.
- [74] L. Y. Cooper. Ceiling jet-driven wall flows in compartment fires. *Combustion Science and Technology*, 62(4-6) :285–296, 1988.
- [75] D. Goldman and Y. Jaluria. Effect of opposing buoyancy on the flow in free and wall jets. *Journal of fluid mechanics*, 166 :41–56, 1986.
- [76] J. F. Sacadura. *Initiation aux transferts thermiques*. Technique et documentation, 1993.
- [77] L. Y. Cooper, M. Harkleroad, J. Quintiere, and W. Rinkinen. An experimental study of upper hot layer stratification in full-scale multiroom fire scenarios. *Journal of Heat Transfer*, 104(4) :741–749, 1982.
- [78] Y. He, A. Fernando, and M. Luo. Determination of interface height from measured parameter profile in enclosure fire experiment. *Fire Safety Journal*, 31(1) :19–38, 1998.
- [79] EM. Koutaiba. *Contributions théoriques et expérimentales sur la ventilation naturelle hors cadre Boussinesq : application au désenfumage des bâtiments*. PhD thesis, University of Aix-Marseille, 2016.
- [80] N. Trevisan. *Etude expérimentale et numérique des interactions entre dispositifs d'évacuation naturelle de fumées et de chaleur et systèmes d'extinction automatique à eau*. PhD thesis, University of Lorraine, 2018.
- [81] S. Haouari Harrak, R. Mehaddi, P. Boulet, EM. Koutaiba, G. Giovannelli, and S. Becker. Virtual origin correction for a fire plume in a room under displacement ventilation regime. *International Journal of Thermal Sciences*, 136 :243–253, 2019.

Annexe A

Articles publiés

Les trois articles présentés en annexes ont été publiés au cours de ce travail de thèse. Le premier article présente les résultats d'évaluation du code à zones CFAST à partir des résultats de la campagne expérimentale réalisée à échelle réelle dans le bâtiment d'habitation. Le deuxième article porte sur le phénomène de remplissage d'un local par un panache thermique d'incendie. Une partie des résultats présentés dans le chapitre 3 est reportée dans cet article. Quant au troisième article, il présente une partie des résultats exposés dans le chapitre 4 sur le phénomène de remplissage/vidange simultanés d'un local en cas d'incendie.

A.1 Full-scale smoke tests in a three-storey residential building

Full-scale smoke tests in a three-storey residential building

Gabriel GIOVANNELLI¹, El Mehdi KOUTAIBA¹, Elizabeth BLANCHARD¹,
Samia HAOUARI HARRAK^{1,2}, Rabah MEHADDI², Pascal BOULET², Thomas ROGAUME³
and Benjamin BATIOT³

¹Université Paris-Est, Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB), France

²LEMETA, Université de Lorraine, CNRS, France

³Institut Pprime (UPR3346 CNRS), Université de Poitiers, ISAE ENSMA, France

ElMehdi.KOUTAIBA@cstb.fr

ABSTRACT

This work presents summarized results based on three real-scale tests carried out on a three-story building. The main purpose of these tests is to get some information on how the smoke flows in a building with floors connected with a staircase in order to assess the ability of numerical codes to simulate the smoke flow in complex geometries with multiple rooms.

During these tests, a well-controlled source fire was used and measurements of temperatures and velocities were made all over the different stairs and rooms into the building. The heat release rate in the fire room was deduced from the measured mass loss rate and gas analysis. A comparison between numerical results using the two zones model CFAST [5] and the experimental results was also made.

The current work will provide a large database to evaluate software programs used in fire safety engineering.

KEYWORDS:

Full-scale tests; building fire; fire smoke; stratification; smoke propagation; zone model.



INTRODUCTION

An experimental campaign was carried out, in July 2016, on a 3 storey building in order to study the smoke flow in the case of a fire starting at the ground floor. This campaign was carried out at La Chataigneraie (Vendée, France) in collaboration with the PPRIME Institute of Poitiers, LEMTA of Nancy and SDIS 85.

One main purpose of this work was to investigate how the smoke is traveling through the whole building, flowing between rooms and different storeys. Indeed, very few experimental campaigns that deal with such configuration exist in the literature, among them, we can cite the work by [6]. In this context, this article presents different measurements of temperatures, heat release rate and other physical quantities made during the smoke tests in the residential building in order to characterize the thermal conditions and stratification.

One of the main goals of this work was to build a database to evaluate the ability of software programs used in fire safety engineering to simulate smoke propagation in large and real domains. In the present study, the two zones model CFAST [5] was used and the numerical results were compared to experimental ones.

EXPERIMENTAL CONDITIONS

Presentation of the building

The experiments concern three apartments located on the ground, 2nd and 3rd floors of the building (the apartment on the 1st floor was kept closed and was not instrumented). These apartments are identical. Three rooms with opened doors are accessible: two bedrooms numbered 1 and 2 and a dining room/living room. The apartments are connected by a staircase. Access doors to the kitchen, sanitary facilities and a third bedroom are closed. The entrance to bedroom 1 of the 3rd floor apartment is also closed. The building configuration is shown in Fig 1.

The fire and air supply are located in bedroom 1 on the ground floor. The window of bedroom 2 on the third floor is kept open to ensure the natural smoke extraction.

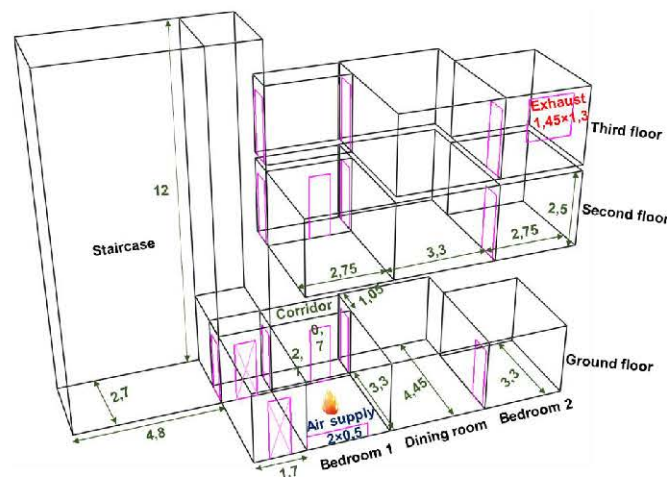


Fig 1 Test configuration (dimensions in meters)

Fire source

Inside the bedroom 1 on the ground level a calibrated wood crib is used as a fire source. It has been dimensioned using equations from the SPFE Handbook [1], in order to obtain a maximum value of heat release rate (HRR) of about 927 kW if the combustion is controlled by pyrolysis and 1.16 MW if the combustion is controlled by the ventilation. Note that the size of the doors of the rooms and the size of the vent area on the wall ($0.5 \times 2 \text{ m}^2$) have been taken into account to calculate this later.

A preliminary test, performed at CSTB in the same conditions, suggested that the average HRR in the steady phase is 610-635 kW and that the collapse of the wood crib occurs 76 min 20 s after ignition. During the experiments the mass loss of the wood crib has been measured continuously.

EXPERIMENTAL AND NUMERICAL RESULTS

Three tests were made. The weather conditions were bad during the first with wind strength and direction preventing and stopping the smoke extraction. Moreover, during this test, the ceiling of the room fire collapsed on the fire source, so this test is not considered. The test results of the two other tests are similar and are presented in the following paragraphs.

Heat Release Rate

HRR is plotted in fig. 2. It is estimated from Thornton's rule and the measured mass loss rate. The averaged HRR during the steady phase is 790 to 935 kW. It is relatively close to the theoretical value of 927 kW. It is higher than the values of 610-635 kW measured during the preliminary test probably because of the room confinement. Thus, we obtain a burning time of 48 to 52-minutes which is less than the 76-minutes obtained in the pre-test.

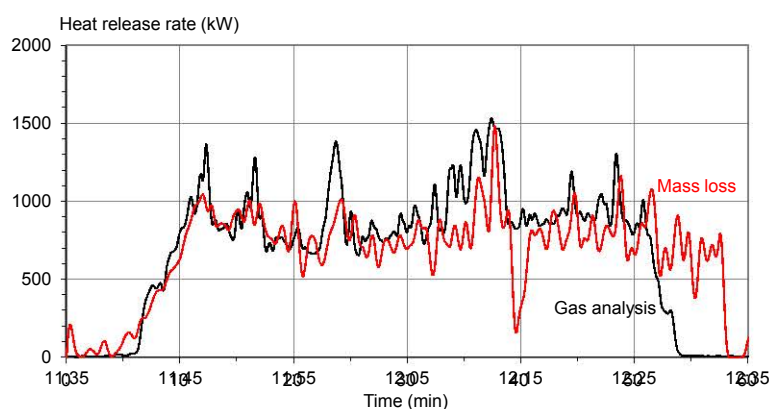


Fig. 2. Temporal evolution of the HRR

Temperature

We will mainly focus on the temperature measurements in the different rooms for every floor. The well-known Janssens and Tran [2] model was used to evaluate the temporal evolution of the smoke layer height and the lower and upper layers mean temperature in each room. The stratification criterion S proposed by Newman ([3]) is also calculated for every room. All the results are presented in fig 3, Fig 4 and Fig 5.

On the ground floor, the smoke interface stands at about 1 m from the floor in the fire room, 1.5 m in the dining room and 0.5 to 0.75 m in the bedroom 2. Newman's parameter S is above a value of 1.7 (considered by the author as a stratification threshold value) in bedroom 1 and dining room of the ground floor, suggesting that the flow is stable and stratified in these two rooms. The thermal stratification in bedroom 2 fulfills the threshold value criterion during the first 20 minutes. In the rooms on the 2nd and 3rd floors, the S parameter is less than 1.7, which shows an unstratified flow while the height of the smoke interface between the upper and lower layers varies between 0.4 and 0.75 m according to Janssens model.

Thresholds values usually used in fire safety engineering ([4]) are defined to evaluate the practicability of escape walkways in case of fire: air temperature, extinction coefficient, smoke layer height and radiative flux below respectively 40 °C, 0.4 m⁻¹, 1.8 m and 2 kW/m². The temperature is lower than the critical value of 40 °C near the floor (0.5 to 0.75 m) in bedroom 2 on the ground floor and in the hallway, and in the bedroom 1 and the dining room on the 2nd floor (see fig 4). The temperature levels in the other rooms do not allow evacuation of the building under acceptable conditions. It is also observed that the radiative fluxes measured on the ground floor, in the fire room and in the corridor quickly exceed the threshold value of 2 kW/m². Though, the radiative flux remains insufficient to spread the fire in the other premises.

Simulations were performed using the CFAST version 6.2 two-zone model. The HRR given in figure 2 (based on mass loss) is prescribed in the code. The radiative fraction is set at 0.33 (default value). The walls and ceilings are made of concrete for the fire room and gypsum in the other rooms. Fig. 4 shows that the temperature levels of the upper and lower layers are estimated by the model with acceptable accuracy. With the exception of the lower layer in the fire room, the difference between the temperatures, evaluated by the

CFAST code and the measurements, does not exceed 22%. We shall note that the temperature signals include the radiation on the thermocouples since they were not protected from radiations. The smoke layer height calculated with the zone model is significantly underestimated in the dining room on the ground floor. It is null in the bedroom 2 on the ground floor and the rooms of the 2nd and 3rd floors during the steady phase of the HRR. Note that in those rooms, Newman's parameter is lower than 1.7 (unstratified flow).

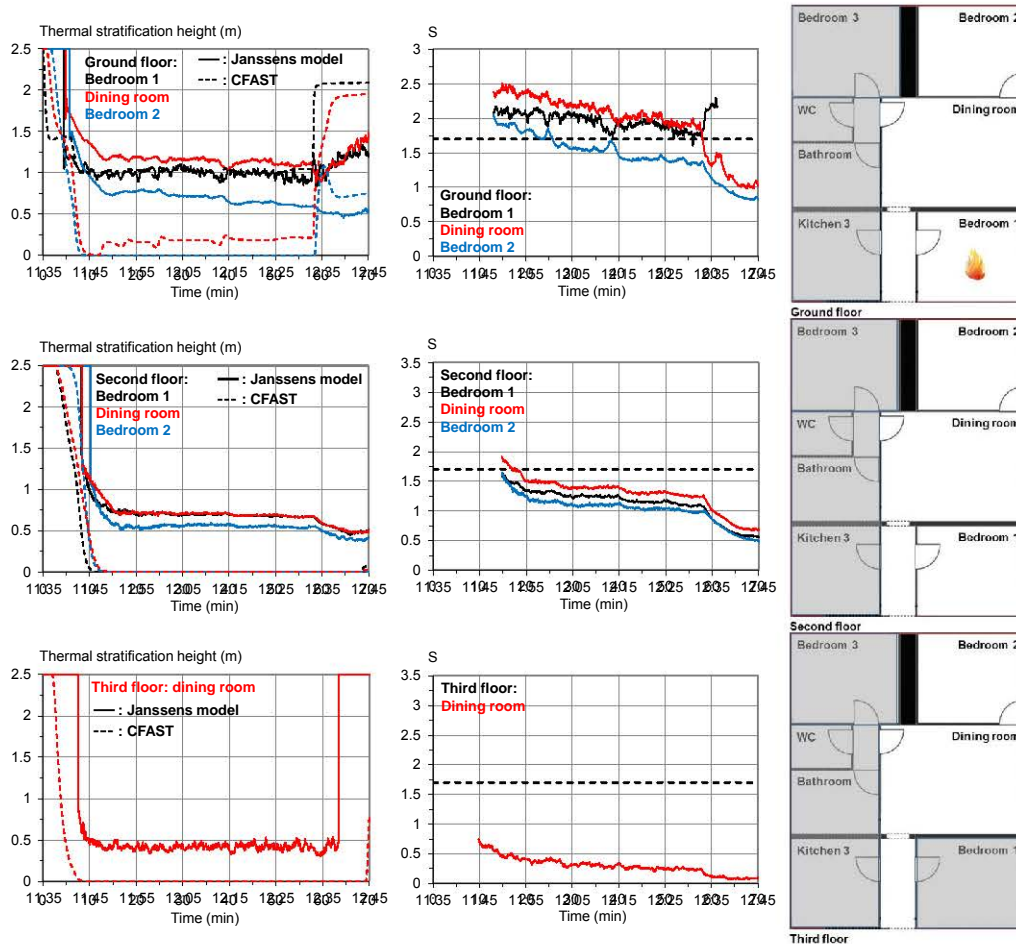
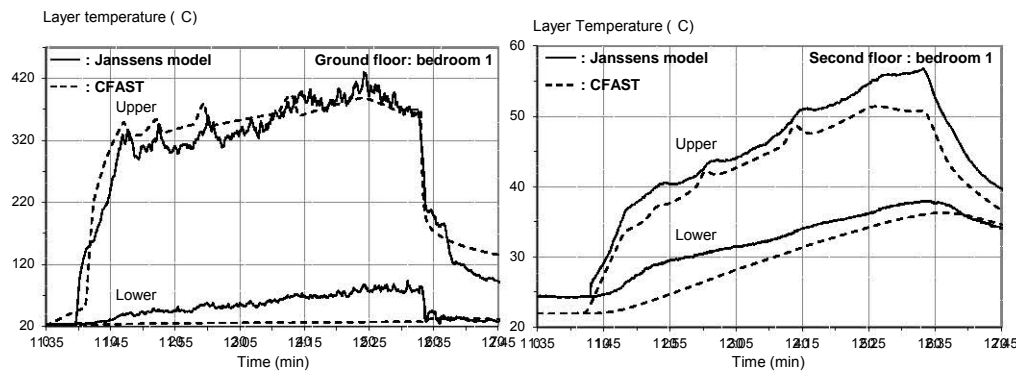


Fig. 3. Smoke layer height and stratification criterion compared to CFAST for the three floors.



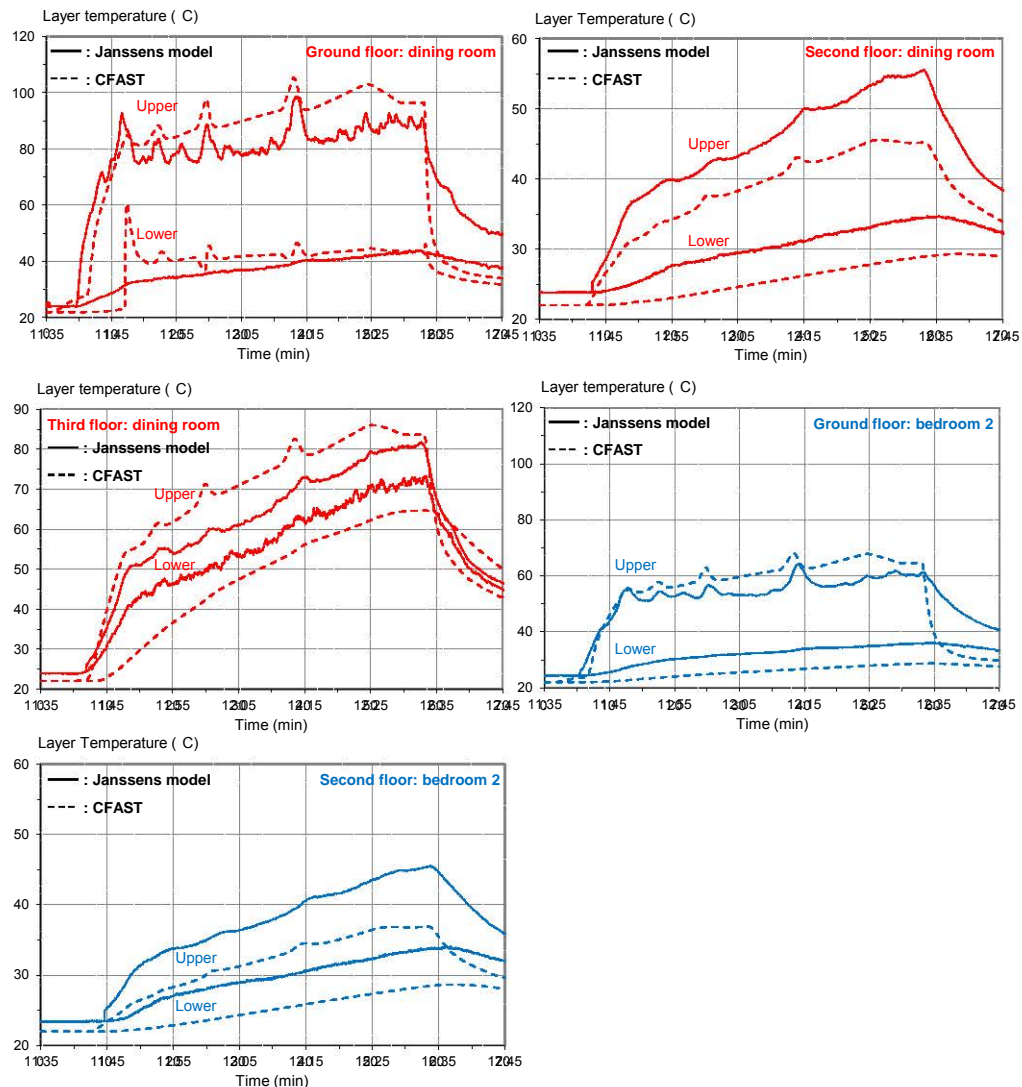


Fig. 4. Temperature measurements compared CFAST in different rooms.

The results are significantly identical between the two entrainment models proposed by the code (McCaffrey and Heskestad) and relatively insensitive to the soot and carbon monoxide production values generated by the combustion reaction. Using the version 7.2.4 of CFAST seems to improve the predictions of the smoke layer height when adding several assumptions: conductivity of the walls, considering leaks through the doors of the kitchen and sanitary area (using CFAST 7.2.4 with the real initial conditions gives an unreal physical behavior). However, the predictions of layer temperatures in 2nd floor rooms are less accurate than those obtained with version 6.2.

Smoke flow through the building

The velocities were measured at every door using propeller anemometers or McCaffrey probes linked differential pressure sensors. The mass flow rate flowing from the ground floor to the third floor is 2.6-2.7 kg/s during the steady phase of the HRR (see figure 5). The measurements suggest that the smoke fills all the open rooms of the building very fast. This requires less than 2 min 45 s.

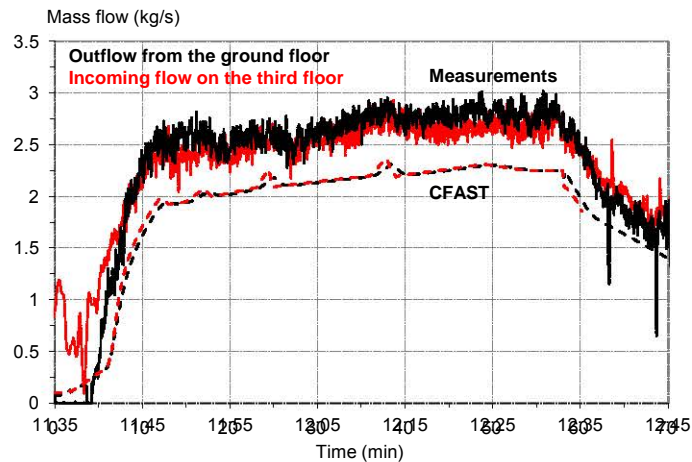


Fig. 5. Mass flow flowing from the ground floor to the 3rd floor

CONCLUSION

Smoke tests were carried out in a three-storey residential building. The tests involved three identical apartments located on the ground, 2nd and 3rd floors of the building, with a communication through a staircase. A wood crib was used as a fire source in the bedroom near the entrance gate to the ground-floor apartment. The measured HRR was about 790 to 935 kW.

The different measurements showed that the smoke filling time of all the premises was very fast and lasted less than 2 min 45 s. The mass flow rate from the ground floor to the top floor was evaluated at 2.6-2.7 kg/s during the steady phase of the HRR. The smoke layer height was found to be 1 m in the fire room, 1.5 m in the dining room on the ground floor and 0.4 to 0.75 m in the other rooms according to Janssens model [2]. According to Newman's criterion [3], the flow was stratified on the ground floor. The temperature was below the acceptability threshold value of 40 °C near the ground (0.5 to 0.75 m) in the bedrooms on the ground floor, the hallway and the dining room of the apartment located on the 2nd floor.

Upper and lower layer temperature levels were predicted by the CFAST version 6.2 [5] two-zone model with acceptable accuracy (a difference from experimental data less than 22%). The code underestimates the stratification smoke layer height in the dining room on the ground floor where it reaches its maximum according to the measurements.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank our colleagues: Dominique Pardon, Jean François Moller, Silvio Renard Philippe Fromy and Karine Jacquemet who provided a great help to the experiments campaign and their expertise that greatly assisted the research.

REFERENCES

- [1] Babrauskas, V., "Heat release rates" *The SFPE Handbook of Fire Protection Engineering (5th ed)*, pp. 828-829, 2016.
- [2] Janssens, M.L., and Tran, H.C., "Data reduction of room tests for zone model validation" *Journal of Fire Science*, 1992, pp. 528-555, vol. 218.
- [3] Newman J.S., "Experimental evaluation of fire-induced stratification", *Combustion and Flame*, 1984, pp. 33-39, vol. 57.
- [4] "Guide de bonnes pratiques pour les études d'ingénierie du désenfumage dans les établissements recevant du public", Laboratoire Central de la Préfecture de Police, 2017.
- [5] Richard D. Peacock, Walter W. Jones, Paul A. Reneke, Glenn P. Forney, *CFAST – Consolidated Model of Fire Growth and Smoke Transport (Version 6)*, User's guide, 2005
- [6] Tarek Beji, Steven Verstockt, Rik Van de Walle, Bart Merci, "Global analysis of multi-compartment full-scale fire tests ('Rabot2012')", *Fire Safety Journal*, 2015, pp. 9-18, vol. 76.

A.2 Impact of the room geometry on the smoke filling time due to a fire plume

Impact of the room geometry on the smoke filling time due to a fire plume

Samia HAOUARI HARRAK^{1,2}, El Mehdi KOUTAIBA², Rabah MEHADDI¹, Pascal BOULET¹ and Simon BECKER¹

¹*LEMTA, Université de Lorraine, CNRS, France*

²*Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB), France*

samia.houari-harrak@univ-lorraine.fr

ABSTRACT

In this paper, the influence of a room geometry on the smoke filling time with a fire plume is studied by means of full-scale simulations with the CFD model Fire Dynamics Simulator (FDS) and two-zone models. The results show that the room aspect ratio has little impact on the smoke filling times in the case of small surface rooms. Consequently, the zone models can be used to predict the evacuation time. In the case of large surface rooms, such as atria and hangars, the dynamic of the ceiling jet when it hits the side walls cannot be neglected. In that case, the zone models overestimate the smoke filling time which directly impacts the evacuation time.

KEYWORDS:

Compartment fires; smoke filling time; CFD model; zone models.



Content from this work may be used under the terms of the [Creative Commons Attribution 3.0 licence](https://creativecommons.org/licenses/by/3.0/). Any further distribution of this work must maintain attribution to the author(s) and the title of the work, journal citation and DOI.

Published under licence by IOP Publishing Ltd

1

INTRODUCTION

Ensuring safe evacuation of people during fires is one of the main objectives of fire safety. To evaluate the Available Safe Evacuation Time (ASET), zone models are still used in fire safety engineering, mainly due to the short simulation time compared to CFD models. In compartment fire, the ASET is strongly affected by the smoke filling time. It is therefore crucial to correctly estimate it.

After the ignition of a fire, the hot gases produced by the combustion generate a rising plume that entrains the surrounding fresh air. When the plume hits the ceiling of the enclosure, it spreads radially. Then, a smoke layer forms and thickens with time due to the mass flow supplied by the plume. This filling process was first studied by Baines and Turner [1]. They developed a filling box model to predict the thickness of the stratified layer resulting from a point source of buoyancy in a confined environment. In their model, the dynamics of the ceiling jet and the outflow when it hits the side walls are neglected. They have assumed that when the plume hits the ceiling, at the initial time ($t = 0$ s), a layer of infinitesimal thickness forms. Then it gradually fills the enclosure due to the volume supplied by the plume.

By balancing the rate at which the buoyant fluid is supplied by the plume with the rate at which the upper buoyant layer deepens, Baines and Turner [1] obtained the following relation describing the position of the horizontal interface between the ambient and buoyant layers Z_{int} :

$$\frac{Z_{int}}{H} = \left(\frac{2}{3} \frac{t}{t_f} + 1 \right)^{-\frac{3}{2}} \quad (1)$$

where $t_f = \frac{S}{C H^{\frac{3}{2}} B^{\frac{1}{3}}}$ is the filling box time scale, S is the surface area of the room, H is the height of the room, C is a constant which depends on the plume entrainment coefficient, and B is the buoyancy flux.

This approach is used in many zone models (see for instance [2]) to predict the smoke filling time. Actually, the fire plume is modeled using fire plume correlations such as Heskestad's model [3], Zukoski's model [4] and McCaffrey's model [5]. All these fire plume models are commonly based on the seminal work by Morton, Taylor and Turner [6]. To validate their model, Baines and Turner [1] performed experiments involving small scale salt plume. For rooms with aspect ratios $\Phi = R/H$ less than 1 (R and H being respectively half the width and height of the room), they observed that the dynamics of the ceiling jet resulting from the fire plume have a noticeable effect on the formation of the buoyant layer that cannot be neglected.

Following this work, several studies have been carried out to determine the filling process for room aspect ratios less than 1. Recently, Kaye and Hunt [7] [8] identified two sidewall flow patterns, depending on the room aspect ratio $\Phi = R/H$. They showed that for tall enclosures ($\Phi < 2/3$), when the ceiling flow hits the side-walls, it rolls over entraining an important amount of the ambient fluid into the buoyant layer (see Fig. 1-a). Indeed, this «Rolling mode» increases the smoke layer thickness and consequently reduces the filling time of the enclosure. However, for wide enclosures ($\Phi \geq 2/3$), they observed that when the ceiling flow hits the side-walls, it slumps back up into the buoyant layer entraining a small amount of the ambient fluid (see Fig. 1-b). Kaye and Hunt [8] proposed a correlation of the scaled time $\tau = t/t_f$, taken for the maximum buoyant layer depth h (see Fig. 1) to reach half height of the box, as a function of the room aspect ratio Φ which reads as:

$$\tau_{h=\frac{H}{2}} = \begin{cases} 0.8 \Phi + 0.066, & \Phi < 0.6 \\ 0.55, & \Phi > 0.6 \end{cases} \quad (2)$$

The study by Kaye and Hunt [8] highlights the major influence of the room aspect ratio on the filling time of the room, especially for the small aspect ratios. Furthermore, this work has been conducted in the Boussinesq case, i.e. for marginal density (temperature) difference between the plume and its environment. The fire plume is a non-Boussinesq plume due to the large density contrast caused by the temperature difference between the fire plume and its environment. Thus, one can expect to observe differences with experiments involving real fires.

In the present paper, the aim is to study, by means of full-scale simulations, the effect of the room aspect ratio on the smoke filling time, and to evaluate the filling time predicted by the zone models based on the approach of Baines and Turner [1] for the prediction of the interface position during the smoke filling process.

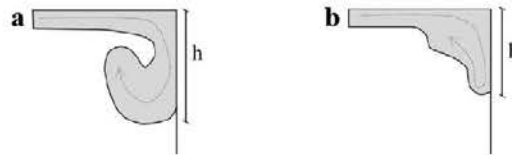


Fig. 1. A schematic of the two sidewall flow patterns: (a) «Rolling mode», (b) «Slumping mode».

TWO-ZONE MODEL

A two zone model is a simplified representation used to predict the smoke layer thickness that forms under the ceiling and its temperature. Fig. 2 presents the schematic of the studied configuration. We consider a square room of height H with a cross-sectional area S , connected to the outside by opening located at the bottom of the room. A fire, with heat release rate of \dot{Q}_t , is located at the floor level. We assume that, at the initial time ($t = 0$ s), a smoke layer of infinitesimal thickness forms and thickens with time due to the mass flow supplied by the plume \dot{m}_p . We also assume that the smoke layer is characterized by its average density ρ_{up} , its average temperature T_{up} and its thickness $h = H - z$. Note that T_0 and ρ_0 are, respectively, the temperature and the density of the ambient air.

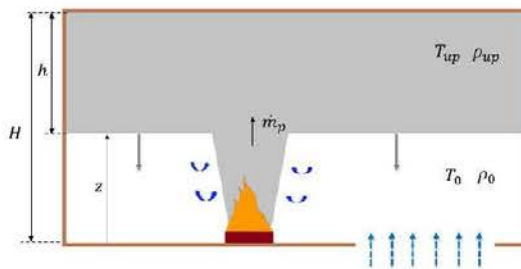


Fig. 2. Schematic of the studied configuration.

Assuming that the walls of the room, including the ceiling, are adiabatic, the conservation equations for mass and buoyancy flux can be written as:

$$\frac{d(\rho_{up} S h)}{dt} = \dot{m}_p \quad ; \quad \frac{d(g \frac{\Delta \rho_{up}}{\rho_0} S h)}{dt} = B \quad (3)$$

where $\Delta \rho_{up} = \rho_0 - \rho_{up}$ and B is the buoyancy flux which is related to the convective heat release rate \dot{Q}_c via the relation: $B = g \dot{Q}_c / (\rho_0 C_p T_0)$. C_p is the specific heat of air at constant pressure. Using the conservation equations (3), one obtains for the buoyant layer thickness, the following relation

$$\frac{dh}{dt} = \frac{\dot{m}_p}{\rho_0 S} + \frac{B}{g S} \quad (4)$$

To complete the model, a closure model is still required for the mass flow rate of the plume \dot{m}_p . It is generally evaluated using three different fire plume models, namely: McCaffrey [5], Zukoski [4] and Heskestad [3]. In what follows, equation (4) is solved numerically by a Runge-Kutta fourth order method to obtain the temporal evolution of the smoke layer thickness h . This evolution is subsequently compared to FDS numerical simulations.

FULL-SCALE SIMULATIONS

Fire Dynamics Simulator (FDS) version 6, is used here to study the effects of the room aspect ratio Φ on the smoke filling time. In what follows, a square room of height H with a cross-sectional area S is considered. The room is connected to the outside by openings located at the bottom of the room. A heptane pool fire, with heat release rate of 1 MW and surface area of 1 m², is located at the floor level in the middle of the room. All walls of the room, including the ceiling, are supposed to be adiabatic. A mesh size of 10 cm \times 10 cm \times 10 cm is adopted in all simulations based on mesh sensitivity study.

Two configurations are considered. In the first configuration, to vary the room aspect ratio, the surface of the room is kept constant ($S=25$ m²) while its height is varied (see Table 1). In the second configuration, the surface area is varied while the height is fixed at 10 m (see Table 2). For each case, the time necessary for the maximum smoke layer depth h (see Fig. 3) to reach half height ($H/2$) of the room is evaluated and compared to the result of the two-zone model presented in the previous section.

Here, the three fire plume models are evaluated namely: McCaffrey [5], Zukoski [4] and Heskestad [3]. It should be noted that the height of the room is taken to be the distance between the virtual origin of the fire plume z_v and the ceiling, and the initial time ($t=0$ s) is defined as the moment the plume hits the ceiling.

Table 1. Dimensions of the rooms simulated in series 1.

	S (m ²)	H (m)	$\phi=L/(2(H-z_v))$
Case 1	25	2.5	1.07
Case 2	25	3.6	0.73
Case 3	25	8	0.32

Table 2. Dimensions of the rooms simulated in series 2.

	S (m ²)	H (m)	$\phi=L/(2(H-z_v))$
Case 1	36	10	0.31
Case 2	64	10	0.41
Case 3	196	10	0.71
Case 4	400	10	1.02
Case 5	676	10	1.32
Case 6	1024	10	1.63

Configuration 1: variation of the height of the room ($S=25$ m²)

To assess the influence of the aspect ratio Φ on the time taken for the smoke to reach half the height of the room, the time $t_{h=\frac{H}{2}}$ and the dimensionless time $\tau_{h=\frac{H}{2}} = t/t_f$ (t_f is the filling box time scale [1]) are plotted as a function of the aspect ratio Φ in Fig. 4. Fig. 4.a shows a clear dependency between the scaled time $\tau_{h=\frac{H}{2}}$ predicted by FDS and the room aspect ratio. It is also noticed that the results obtained by the two-zone models share similar qualitative behaviors with FDS results. In all cases, the two-zone models overestimate the filling time by a few seconds (Fig. 4.b).

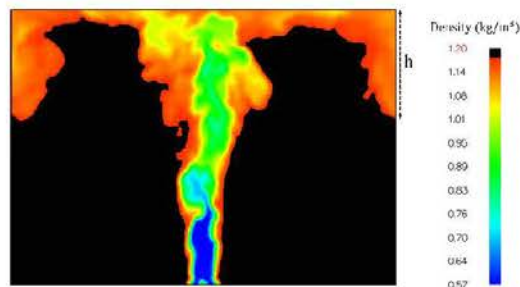


Fig. 3. Distribution of the density in the vertical median plane (Series 2 - case 3).

The behavior obtained by the two-zone models may be explained by the short smoke filling times. In fact, this fast filling time may hide the expected behaviors described by Kaye and Hunt [8]. Consequently, in this situation, the room aspect ratio has little impact on the smoke filling times.

Moreover, when comparing the FDS results with the experimental correlation by Kaye and Hunt [8], a complete mismatch is observed. These differences may be attributed to the fast filling time but also to non-Boussinesq effects (associated with a large temperature difference with the ambient), since the experiments of Kaye and Hunt are only related to Boussinesq plumes (salt water plume injected into fresh water). It can be concluded that the fresh-water / salt-water experiments may not be suitable for the description of the filling box with fire smoke.

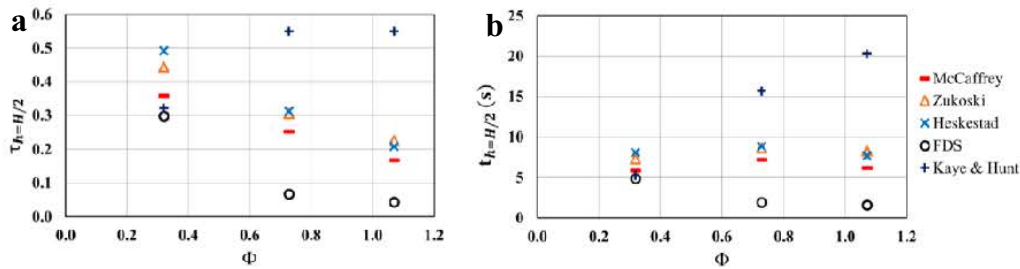


Fig. 4. Time taken for the smoke layer depth to reach half height of the room. (a) Variation of the scaled time with the aspect ratio, (b) Variation of the filling time with the aspect ratio.

Configuration 2: variation of the surface area of the room ($H=10$ m)

The Fig. 5-a shows the variation of the scaled time $\tau_{h=H/2}$ with the room aspect ratio Φ . The results obtained by FDS show a strong dependency between the scaled time $\tau_{h=H/2}$ and the room aspect ratio, which is not the case for the two-zone models. Moreover, it is seen in Fig. 5-b that for a room aspect ratios $\Phi \geq 1$, the time required for the smoke to reach one half of the room height is very long compared to the time obtained by FDS, especially with the Heskestad and Zukoski plume models. These discrepancies increase with the room aspect ratio. These discrepancies can be attributed, in some cases, to the dynamics of the outflow at the side-walls where the maximum penetration depth h of the smoke can rapidly reach the half height of the room, before the smoke fills half of the whole room volume. In zone models, these dynamics of the outflow at the side-walls are not taken into account, which explains partially why the smoke filling times are overestimated in the case of an important surface area such as hangars and atria. Thus, the volume being very large, the time required to fill half of it will be important. Fig. 6 compares the smoke flow obtained by FDS (Fig. 6.a) and that obtained by the two-zone model (Fig 6.b) at $t=23$ s after ignition and for the case: $S=676$ m² ($\Phi = 1.3$). We can observe that the maximum penetration depth reaches 48 % of the room height while in the two-zone model the smoke layer reaches only 9 % of the room height. We can conclude that, in this case, zone models cannot be used to evaluate the ASET, especially in the first moments when the outflow dynamics at the sidewalls are important.

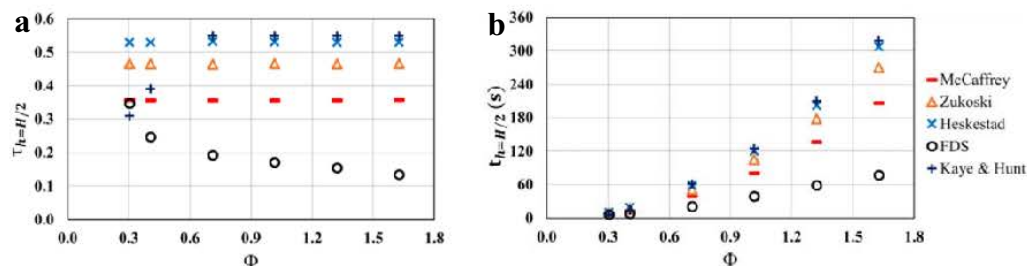


Fig. 5. Time taken for the smoke layer depth to reach half height of the room. (a) Variation of the scaled time with the aspect ratio, (b) Variation of the filling time with the aspect ratio.

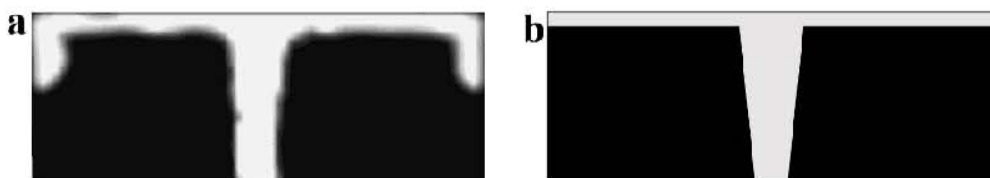


Fig. 6. Smoke configuration at $t=23$ s: (a) obtained by FDS, (b) obtained by the two-zone model (using Heskestad's plume model).

CONCLUSION

In this study, full scale simulations with the CFD model FDS have been conducted to study the influence of the room aspect ratio on the smoke filling times, and to evaluate the smoke filling times predicted by the two-zone models. The results show that the room aspect ratio has little impact on the smoke filling times in the case of small room areas. Thus, the zone models can be used to predict the available evacuation time. However, in the case of a configuration with an important surface area, such as atria and hangars, the results found with the CFD model show that the maximum penetration depth of the smoke at the side walls can rapidly reach important values during its initial stage of development (after the outflow hits the side walls). This outflow dynamics are not considered in zone models, and consequently, the smoke filling times are overestimated. It can be concluded that zone models could be unfit to evaluate the available safe evacuation time when the flow dynamics at the side walls are important. This result does not call in question their usage in other situations, for example, where we are only concerned about the stationary phase of a filling emptying process.

REFERENCES

- [1] Baines, W.D., and Turner, J.S. (1969) Turbulent buoyant convection from a source in a confined region, *Journal of Fluid mechanics* 37(1), 51-80, <https://doi.org/10.1017/S0022112069000413>
- [2] Quintiere, J. G. (1989) Fundamentals of enclosure fire" zone" models, *Journal of Fire Protection Engineering*, 1(3), 99-119, <https://doi.org/10.1177/104239158900100302>
- [3] Heskestad, G. (1984) Engineering relations for fire plumes, *Fire Safety Journal* 7(1), 25-32, [https://doi.org/10.1016/0379-7112\(84\)90005-5](https://doi.org/10.1016/0379-7112(84)90005-5)
- [4] Zukoski, E.E., Kubota, T., and Cetegen, B. (1981) Entrainment in fire plumes, *Fire safety journal* 3(3), 107-121, [https://doi.org/10.1016/0379-7112\(81\)90037-0](https://doi.org/10.1016/0379-7112(81)90037-0)
- [5] McCaffrey, B.J. (1983) Momentum implications for buoyant diffusion flames, *Combustion and Flame* 52, 149-167, [https://doi.org/10.1016/0010-2180\(83\)90129-3](https://doi.org/10.1016/0010-2180(83)90129-3)
- [6] Morton, B.R. and Turner, J.S. (1956) Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. In Proc. R. Soc. Lond. A (Vol. 234, No. 1196, pp. 1-23). The Royal Society.
- [7] Kaye, N.B., and Hunt, G.R. (2007) Overturning in a filling box, *Journal of Fluid Mechanics* 576, 297-323, <https://doi.org/10.1017/S0022112006004435>
- [8] Kaye, N.B., and Hunt, G.R. (2007) Smoke filling time for a room due to a small fire: the effect of ceiling height to floor width aspect ratio, *Fire safety journal* 42(5), 329-339, <https://doi.org/10.1016/j.firesaf.2006.12.003>

A.3 Virtual origin correction for a fire plume in a room under displacement ventilation regime

L'article est publié dans « International Journal of Thermal Sciences » [81].

Virtual origin correction for a fire plume in a room under displacement ventilation regime[☆]

S. Haouari Harrak^{a,b}, R. Mehaddi^a, P. Boulet^a, EM. Koutaiba^b,
G. Giovannelli^b, S. Becker^a

^aUniversité de Lorraine, LEMTA, UMR CNRS 7563, F-54500 Vandoeuvre-Les-Nancy, France.

^bCSTB - Centre Scientifique et Technique du Bâtiment 84 avenue Jean Jaurès Champs sur Marne, 77447 Marne-La-Vallée cedex 2, France

Abstract

The paper examines experimentally and theoretically the virtual origin position of a fire plume in the so-called simultaneous filling and emptying box problem. Small-scale experiments are carried out with a pool fire placed into a rectangular box with an opening vent located at the ceiling. At steady state, a balance is achieved between the smoke mass flow rate supplied by the fire plume and the mass flow rate of smoke that escapes through the ceiling vent. A theoretical model for the simultaneous filling and emptying of a box is proposed, to predict the thickness and the temperature of the smoke layer. The model involves the conservation of mass and energy for the smoke layer as well as the calculation of the heat transfer through the walls. The characteristics of the fire plume at the layer interface are evaluated using the self-similar solutions including a correction of the virtual origin position. A new correction is suggested for the virtual origin position. The comparison of the model including the new virtual origin correction with the experimental data shows a good agreement.

Keywords: Fire plume, Filling/emptying, virtual origin

2010 MSC: 00-01, 99-00

[☆]Virtual origin correction for a fire plume in a room under displacement ventilation regime

*R. Mehaddi

Email address: rabah.mehaddi@univ-lorraine.fr (R. Mehaddi)

Nomenclature

	A constant depending on the entrainment coefficient
	B buoyancy flux ($m^4 s^{-3}$)
	C_{D_2} vent discharge coefficient
5	C_p specific heat ($kJ kg^{-1} K^{-1}$)
	d diameter of the plume (m)
	D thermal diffusivity ($m^2 s^{-1}$)
	D_{pool} diameter of the fire source (m)
	D_{vent} diameter of the ceiling vent (m)
10	e wall thickness (m)
	H height of the box (m)
	h thickness of the smoke layer (m)
	h_{ext} global heat transfer coefficient outside the box ($W m^{-2} K^{-1}$)
	h_{int} global heat transfer coefficient inside the box ($W m^{-2} K^{-1}$)
15	l length of the box (m)
	L width of the box (m)
	m_0 initial mass of the fuel (g)
	\dot{m}_f fuel mass loss rate ($kg s^{-1}$)
	\dot{m}_p mass flow rate of the plume ($kg s^{-1}$)
20	Q_c convective heat release rate (kW)
	Q_t heat release rate of the fire (kW)
	S cross-sectional area of the box (m^2)
	S_1 surface area of the lower opening (m^2)
	S_2 surface area of the ceiling vent (m^2)
25	S_c surface area in contact with the smoke layer (m^2)
	T_{low} temperature of the lower layer (K)
	T_{pe} temperature of the external surface of the walls and the ceiling (K)
	T_{pi} temperature of the interior surface of the walls and the ceiling (K)
	T_{up} mean temperature of the smoke layer (K)
30	T_0 temperature of the ambient air (K)

	u average velocity of the plume ($m s^{-1}$)
	V_2 smoke velocity at the ceiling vent ($m s^{-1}$)
	z vertical coordinate (m)
	z_{int} smoke layer interface position (m)
35	z_0 virtual origin correction (m)
	α entrainment coefficient
	ΔH_c heat of combustion of heptane ($kJ kg^{-1}$)
	ε emissivity of the walls
	η_w dimensionless parameter characterizing the walls and ceiling temperature
40	η_{up} density deficit of the smoke layer
	θ dimensionless parameter characterizing the power of the fire source
	θ' parameter characterizing the strength of the fire source
	κ constant depending on the entrainment coefficient
	Λ geometrical parameter
45	ξ dimensionless interface position
	ξ_0 dimensionless virtual origin position
	ρ average density of the plume ($kg m^{-3}$)
	ρ_0 density of the ambient air ($kg m^{-3}$)
	ρ_{up} mean density of the smoke layer ($kg m^{-3}$)
50	σ Stefan-Boltzmann constant ($W m^{-2} K^{-4}$)
	σ_g dimensionless parameter characterizing the global heat transfer coefficient
	τ dimensionless time parameter
	χ combustion efficiency
	ω_L dimensionless parameter characterizing the length of the box
55	ω_S dimensionless parameter characterizing the surface area of the box

1. Introduction

One of the problems frequently encountered in the fire safety engineering corresponds to the so-called simultaneous filling and emptying box problem. A fire takes place in a room with an opening at the ceiling. Hence, The hot gases

60 produced by the fire generate a rising plume that entrains the surrounding fresh
air. When the plume hits the ceiling, it spreads radially. A smoke layer then
forms and thickens with time due to the mass flow supplied by the plume. At the
same time, a part of the smoke is evacuated naturally via the ceiling vent due
to the hydrostatic pressure difference. A steady state is then reached, due to a
65 balance between the mass flow rate of smoke supplied by the plume at the layer
interface and the mass flow rate of smoke that escapes from the ceiling vent. As
a consequence, the thickness of the smoke layer becomes constant (see Figure 1).
Such phenomenon can occur typically when a fire takes place in a room or an
atrium involving ceiling vent and doors in the lower part. This situation was first
70 studied by Thomas[1] for fire safety engineering. Later Linden, Lane-Serff and
Smeed[2] revisited this problem for thermal comfort purposes. These authors
identified two modes of simultaneous filling and emptying process, namely, a
displacement regime and a mixing regime. In mixing regime there is only one
opening at the top of the room. In that situation, the hot gases and the fresh air
75 flow through the same opening. Then, the room interior is mixed and a complex
flow occurs at the opening. This regime was investigated by [3] and [4]. In the
displacement regime, the hot gases go outside from the upper opening while
fresh air flows through the lower opening. At the end of the process, a stable
stratified layer of smoke forms under the ceiling. The present study focus on
80 this regime. Note that, however, a variety of transitional flows exist between
the fully displacement regime and the fully mixing regime. These flows depends
on the size of the lower and upper openings and on the strength of the buoyant
source. The interested reader is referred to [5] and [6].

To adequately evaluate the temperature and height of the smoke layer, it
is necessary to accurately model the plume. A plume issuing from a fire is
typically a non-Boussinesq plume due to the large density contrast induced by
the temperature difference between the fire plume and its environment. In such
a case, Rooney and Linden[7] (see also Woods [8]) proposed simple power law
solutions for a plume issuing from a point source of buoyancy. These similarity
solutions are based on the theory of turbulent plume established by Morton,



Figure 1: Image from experiment conducted in LEMTA laboratory showing the steady state of the simultaneous emptying-filling box process.

Taylor and Turner[9]. These solutions read as follows

$$d(z) \propto \left(\frac{\rho_0}{\rho(z)} \right)^{1/2} z, \quad u(z) \propto z^{-1/3}, \quad \frac{\rho_0 - \rho(z)}{\rho(z)} \propto z^{-5/3}, \quad (1)$$

where z is the vertical coordinate, $d(z)$ is the plume diameter, $u(z)$ is the average
 85 velocity of the plume, $\rho(z)$ is the plume average density and ρ_0 is the ambient
 density.

For plumes issuing from a source of finite area, a virtual origin correction is
 introduced to modify the plume self-similar solutions as follows

$$d(z) \propto \left(\frac{\rho_0}{\rho(z)} \right)^{1/2} (z - z_0), \quad u(z) \propto (z - z_0)^{-1/3},$$

$$\frac{\rho_0 - \rho(z)}{\rho(z)} \propto (z - z_0)^{-5/3}, \quad (2)$$

where z_0 is the virtual origin correction corresponding to an offset of the source
 position.

Many studies were conducted to derive a correlation for the virtual origin posi-
 90 tion, namely by Hunt and Kaye [10] in the case of Boussinesq plumes (buoyancy
 dominated plume at the source), Carlotti and Hunt [11], Van Den Bremer and
 Hunt[12], or Candelier and Vauquelin [13] for non-Boussinesq plumes. More-
 over, empirical methods based on data fitting can also be found in the literature,
 like in papers by Baines and Turner[14] and by George, Alpert and Tamanini
 95 [15].

For fire engineering purpose, many studies were carried out to determine
 an adequate value for the virtual origin correction such as in Cetegen [16] and
 Heskestad [17]. One famous relation, frequently used in fire safety engineering
 is the one by Heskestad [17] which reads as

$$\frac{z_0}{D_{pool}} = -1.02 + F \frac{Q_t^{2/5}}{D_{pool}}, \quad (3)$$

where D_{pool} is a characteristic diameter for the fire source, Q_t the heat release
 rate of the fire and $F = 0.083 \text{ m kW}^{-2/5}$ is a constant of proportionality evalu-
 ated by Heskestad [18] for normal atmospheric conditions and common fuels.

	Width L (m)	Length l (m)	Height H (m)
Box 1	0.5	0.5	0.25
Box 2	0.5	0.5	0.375
Box 3	0.5	0.5	0.84

Table 1: Dimensions of the three boxes used in the experiments.

However, most virtual origin correlations have been derived from results of
100 experiments performed in an open environment without confinement. One may
then wonder if these correlations are still appropriate for the case of the simul-
taneous filling and emptying of a room. To investigate this issue, we propose in
what follows to determine experimentally the value of the virtual origin position
in the case of filling and emptying room with fire smoke. Then on the basis of
105 these experimental findings, a new formulation for the virtual origin correction
is proposed.

The next section describes the experiments. In section 3 an emptying/filling box
model is presented in the case of a non-Boussinesq plume. In section 4, a com-
parison between the theory and the experiment is performed. Moreover, a new
110 formulation for the virtual origin correlation is proposed. Finally, conclusions
are drawn in section 5.

2. Experiments

The experimental setup is shown in Figure 2. It consists of a rectangular
box fully open at its lower part to ensure the supply of oxygen to the fire and
115 to allow the fire plume to entrain the ambient fresh air freely. To vary the
height of the box, three different boxes were used with respective dimensions
listed in table 1. All walls of the box, including the ceiling, are made of 1 *cm*
thick Polycarbonate sheets, allowing for flow visualization. The characteristics
of the walls are listed in table 2. To allow natural emptying of the hot gases, a
120 circular vent is placed at the top of the box, with five different diameters shown
in Table 3.

A.3. Virtual origin correction for a fire plume in a room under displacement ventilation regime

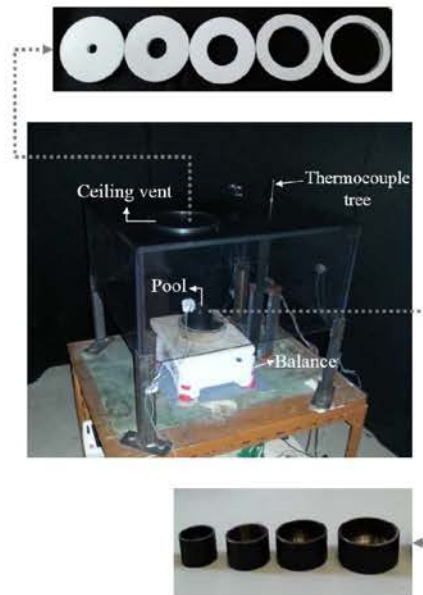


Figure 2: Photography of the experimental setup with the different pool fires and vent used during the experiments.

Thickness (<i>m</i>)	Thermal conductivity (<i>W/m/K</i>)	Emissivity	Specific heat (<i>J/kg/K</i>)	Density (<i>kg/m³</i>)
0.01	0.2	0.9	1440	1200

Table 2: Physical and thermal properties of the polycarbonate walls.

Ceiling vent diameter (<i>mm</i>)	50	75	100	125	150

Table 3: Diameter of ceiling vents used in the experiments.

Circular pools filled with heptane were used to generate the fires. Four pool diameters (see Table 4) were used to vary the heat release rate of the fire. They were designed with a 0.04 *m* depth, made of steel with 0.004 *m* thick walls. A spark ignition system was used to start the fire. An electronic balance was placed beneath the pool to measure the fuel mass loss. An example of variation of the fuel mass as a function of time is presented in Figure 3 for each pool fire. It can be seen that the rate of evaporation of heptane is nearly constant.

By using the heat of combustion of heptane, the heat release rate of the fire can be calculated from the fuel mass loss rate with the following formula

$$Q_t = \chi \Delta H_c \dot{m}_f, \quad (4)$$

where \dot{m}_f is the fuel mass loss rate, ΔH_c the heat of combustion of heptane, taken as 44.6 *MJ/kg* [19] and χ the combustion efficiency, set to 0.93 [19].

The heat release rate Q_t is plotted as a function of time in Figure 4. As can be seen, Q_t grows rapidly and reaches a nearly constant value. We can observe that after the quasi-steady phase, the heat release rate increases. This can be explained by the fact that, when the fuel level decreases, the temperature of the pool fire walls increases rapidly resulting in a strong radiative flux towards the fuel surface, which induces an increase of Q_t .

Then, for each pool fire, a constant limiting value of the heat release rate can be computed by averaging the HRR over the total duration of the test. These values are listed, for each pool diameter, in Table 4. It is observed that the

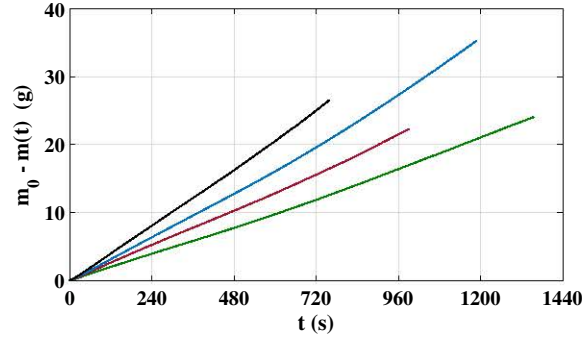


Figure 3: Variation of the fuel mass loss $m_0 - m(t)$ as a function of time t for each pool fire used in the experiments. The black curve corresponds to $D_{pool} = 68 \text{ mm}$, the blue curve corresponds to $D_{pool} = 61 \text{ mm}$, the red curve corresponds to $D_{pool} = 53 \text{ mm}$ and the green curve corresponds to $D_{pool} = 45 \text{ mm}$. m_0 is the initial mass of the fuel.

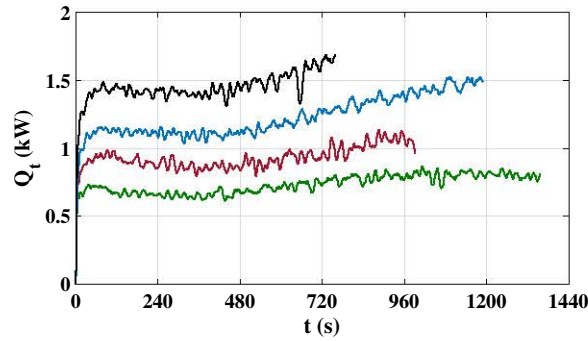


Figure 4: Variation of heat release rate Q_t as a function of time t . The black curve corresponds to $D_{pool} = 68 \text{ mm}$, the blue curve corresponds to $D_{pool} = 61 \text{ mm}$, the red curve corresponds to $D_{pool} = 53 \text{ mm}$ and the green curve corresponds to $D_{pool} = 45 \text{ mm}$.

Pool diameter (mm)	45	53	61	68
Q_t (kW)	0.7	0.9	1.2	1.5

Table 4: Heat release rate of the fire for each pool diameter.

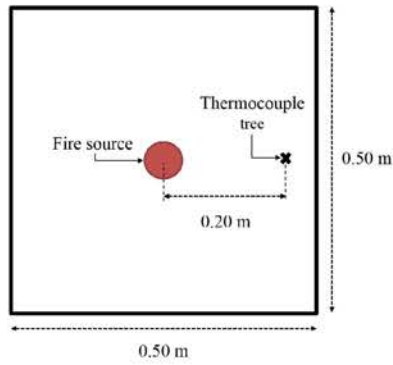
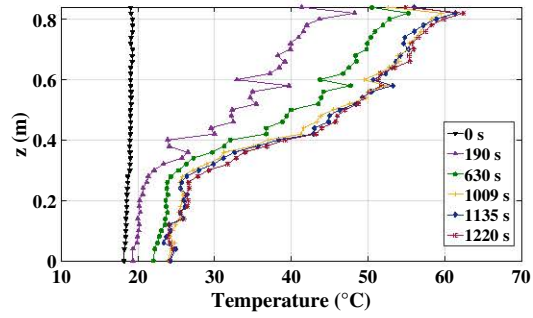


Figure 5: Location of the vertical thermocouple tree.

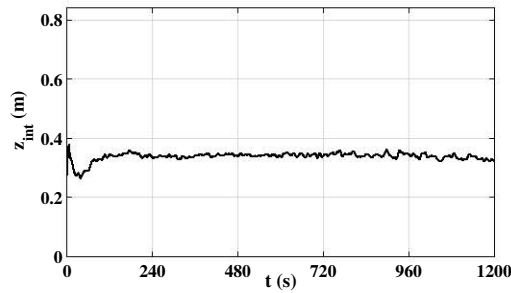
140 heat release rate varies from 0.7 kW to 1.5 kW. Note that the duration of the
 experimentation varies between 700 s and 1440 s, depending on the considered
 test.

Vertical temperature profiles were measured using a vertical tree of T-type
 thermocouples placed inside the box (see Figure 5). The first thermocouple was
 145 placed at 0.25 m above the floor and the last one at 0.005 m below the ceiling.
 The distance between two successive thermocouples was 0.02 m. An example of
 temperature measurements is shown in Figure 6(a). It is seen that the vertical
 temperature profile reaches a steady state after approximately 1000 s. Note
 that the uncertainty of these temperature measurements is 10% (based on the
 150 evaluation of repeatability).

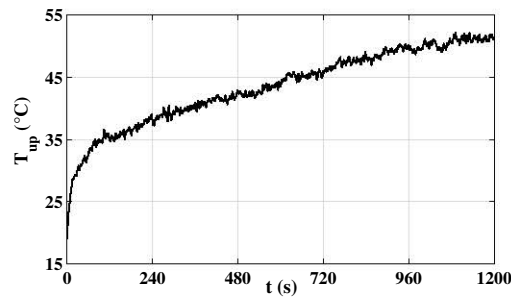
By applying the method of Janssens and Tran [20] to the vertical tempera-
 ture profiles, the interface position z_{int} and the mean temperature of the smoke



(a)



(b)



(c)

Figure 6: Characteristics of the smoke layer in the case of a pool fire of diameter 0.045 m placed into the Box 3 with a ceiling vent diameter of 0.125 m. (a) presents the vertical temperature profiles at different instants, (b) the temporal evolution of the interface position and (c) the temporal evolution of the mean temperature of the smoke layer.

layer T_{up} were calculated by solving the following system of equations

$$(H - z_{int})T_{up} + z_{int}T_{low} = \int_0^H T(z) dz, \quad (5)$$

$$(H - z_{int})\frac{1}{T_{up}} + z_{int}\frac{1}{T_{low}} = \int_0^H \frac{1}{T(z)} dz, \quad (6)$$

where T_{low} is the temperature of the lower layer, taken equal to the air temperature measured near the ground. Note that this method was chosen from a comparative study involving other methods found in the literature. The comparison of these methods is presented in the Appendix A.

An example of the time evolution of the interface position z_{int} and mean temperature T_{up} of the smoke layer is given in Figures 6(b) and 6(c). It can be observed that the thickness of the smoke layer reaches a steady value in about 120 s after ignition. It can be also observed that the smoke layer thickness overshoots its steady state value during the transient phase, before the plume flow rate at the interface balances the flow rate through the ceiling vent. This phenomenon of overshoot was previously identified by Hunt and Linden [21] and recently studied by Vauquelin [22]. Moreover, it is seen in Figure 6(c) that the time required for the mean temperature T_{up} to reach a steady value is very long when compared to the time required for z_{int} to reach its limiting value. Indeed, as discussed by Hunt and Kaye [23], the filling and emptying processes are respectively governed by the two time scales T_f and T_d , while the characteristic time scale of the heat diffusion through the walls is characterised by $T_w \propto e^2/D$, where e is the wall thickness and D is the thermal diffusivity. A comparison of these time scales confirms that $T_w \gg (T_f, T_d)$. To illustrate this inequality, the test corresponding to box 3 with $D_{vent} = 0.125m$ and $D_{pool} = 0.068m$ is used. We found that $T_f \sim 1s$, $T_d \sim 10s$ and $T_w \sim 100s$.

3. Emptying-filling box model in the case of a non-Boussinesq plume

In this section a model is presented for the simultaneous filling and emptying of a box in the case of fire plumes. This model predicts the thickness and temperature of the smoke layer as well as the surface temperature of the walls

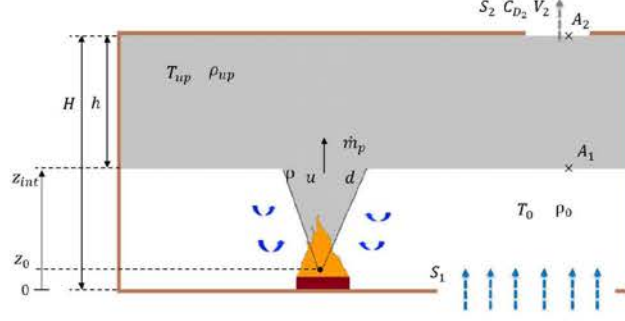


Figure 7: Schematic of the studied configuration.

in contact with the smoke layer. A schematic of the studied configuration is presented in Figure 7. We consider a box of height H with a cross-sectional area S connected to the outside by two openings. A lower opening with area S_1 is located at the floor and an upper opening with area S_2 is located at the ceiling. Note that, in the present investigation $S_1 = S$, therefore, this surface being considerably larger than the ceiling vent area, the depression caused by the size of the lower opening can be neglected. The fire, with heat release rate Q_t , is located at the floor level. The smoke layer is characterized by its average temperature T_{up} , its average density ρ_{up} and its thickness h . The density and the temperature of ambient air are noted ρ_0 and T_0 , respectively.

With these notations, the conservation equations for mass and energy of the smoke layer can be written as follows

$$S \frac{d(\rho_{up} h)}{dt} = \rho \frac{\pi d^2}{4} u - \rho_{up} S_2 V_2, \quad (7)$$

$$\frac{d(C_p \rho_{up} h S T_{up})}{dt} = C_p \rho \frac{\pi d^2}{4} u T - C_p \rho_{up} S_2 V_2 T_{up} - h_{int} S_c (T_{up} - T_{p_i}), \quad (8)$$

where ρ , T , d and u stand for the density, the temperature, the diameter and the velocity of the plume at the interface position (i.e. at $z_{int} = H - h$), V_2 is the smoke velocity at the ceiling vent, T_{p_i} is the surface temperature of the walls and the ceiling. The corresponding surface which is in contact with the smoke layer is $S_c = S + 2h(L + l)$ where L and l are the width and length of the

room, respectively. The global heat transfer coefficient h_{int} takes into account
 195 both convective and radiative exchanges.

The smoke velocity at the upper opening is computed by applying the Bernoulli's theorem between A_1 located at the interface and A_2 located at the ceiling vent (see Figure 7). This theorem leads to the following relation

$$V_2 = C_{D_2} \sqrt{2\eta_{up} g h}, \quad (9)$$

where $\eta_{up} = (\rho_0 - \rho_{up})/\rho_{up}$ is the density deficit of the smoke layer and C_{D_2} is a coefficient standing for the exhaust efficiency. Note that its value is generally taken as $C_{D_2} = 0.6$ (see for example [24]).

As can be seen, a closure model for the plume characteristics is needed. Assuming "top-hat" profiles in the plume (i.e. for a given vertical coordinate z ,
 200 the velocity and the density profiles are considered to be uniform), the characteristics of the plume [7] can be written as

$$u(z) = A^{\frac{1}{3}} B^{\frac{1}{3}} (z - z_0)^{-\frac{1}{3}}, \quad (10)$$

$$d(z) = \frac{12\alpha}{5} (1 + \eta(z))^{\frac{1}{2}} (z - z_0), \quad (11)$$

$$\eta(z) = \frac{4}{3g} A^{\frac{2}{3}} B^{\frac{2}{3}} (z - z_0)^{-\frac{5}{3}}, \quad (12)$$

where z_0 is the position of the virtual origin of the plume, α is the entrainment coefficient set to 0.1 (see [25] and [26]) and A is a constant which depends on
 205 the entrainment coefficient as follows $A = 25/(48\pi\alpha^2)$.

The buoyancy flux B is related to the convective heat release rate Q_c via the following relation

$$B = \frac{g Q_c}{\rho_0 C_p T_0}. \quad (13)$$

By substituting relationships (10),(11) and (12) in equations (7) and (8), we obtain

$$\begin{aligned} \frac{dz_{int}}{dt} = & -\frac{3}{4S} A^{-\frac{2}{3}} B^{\frac{1}{3}} (z_{int} - z_0)^{\frac{5}{3}} - \frac{B}{gS} \dots \\ & + \frac{h_{int} (2(H - z_{int}) (L + l) + S)}{\rho_0 T_0 C_p S} (T_{up} - T_{pi}) + \frac{S_2}{S} V_2, \quad (14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_{up}}{dt} = & -\frac{3}{4S}A^{-\frac{2}{3}}B^{\frac{1}{3}}\frac{(z_{int}-z_0)^{\frac{5}{3}}}{H-z_{int}}T_{up}\frac{(T_{up}-T_0)}{T_0} + \frac{BT_{up}}{gS(H-z_{int})} \dots \\ & - \frac{h_{int}(2(H-z_{int})(L+l)+S)}{\rho_0T_0C_pS(H-z_{int})}T_{up}(T_{up}-T_{p_i}) . \end{aligned} \quad (15)$$

By introducing dimensionless parameters, equations (14) and (15) can then be rewritten as

$$\frac{d\xi}{d\tau} = -\kappa\theta^{\frac{1}{2}}(\xi-\xi_0)^{\frac{5}{3}} - \theta^{\frac{3}{2}} + \sigma_g(\eta_{up}-\eta_w)(2\omega_L(1-\xi) + \omega_S) + \Lambda\sqrt{2\eta_{up}(1-\xi)}, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\eta_{up}}{d\tau} = & -\kappa\theta^{\frac{1}{2}}\frac{(\xi-\xi_0)^{\frac{5}{3}}}{(1-\xi)}\eta_{up}(1+\eta_{up}) + \theta^{\frac{3}{2}}\frac{(1+\eta_{up})}{(1-\xi)} \dots \\ & - \sigma_g\frac{(\eta_{up}-\eta_w)(1+\eta_{up})}{(1-\xi)}(2\omega_L(1-\xi) + \omega_S) , \end{aligned} \quad (17)$$

where $\xi = z_{int}/H$, $\xi_0 = z_0/H$, $\tau = g^{1/2}H^{3/2}t/S$, $\theta = B^{2/3}/(gH^{5/3})$, $\kappa = 4A^{2/3}/3$, $\eta_w = (T_{p_i} - T_0)/T_0$, $\sigma_g = h_{int}/(\rho_0C_pg^{1/2}H^{1/2})$, $\omega_L = (L+l)/H$, $\omega_S = S/H^2$ and $\Lambda = C_{D_2}S_2/H^2$.

Equations (16) and (17) are solved numerically by a Runge-Kutta fourth order method to obtain the time evolution of the interface position z_{int} and the mean temperature T_{up} of the smoke layer.

The temperature of the walls and ceiling T_{p_i} is calculated using a one-dimensional model of heat conduction through the walls. This model is presented in Appendix B.

It can be seen from equation (16) that the interface position depends on the geometry of the room, the strength of the fire source and the heat losses through the walls. However, previous studies (see for example [27] and [28]) showed that the interface position at steady-state mainly depends on the geometrical parameter of the room $\Lambda = C_{D_2}S_2/H^2$. The other parameters marginally influence the smoke thickness but they have a significant impact on the temperature of the buoyant layer. In what follows, the variation of the interface position $\xi = z_{int}/H$ is presented only as a function of the geometrical parameter Λ .

4. Results and discussion

4.1. Experimental results

225 A total of 16 experiments were performed. A typical visualization of the smoke flow is presented in Figure 8, in the case: box 2, $D_{pool} = 0.045\text{ m}$ and $D_{vent} = 0.075\text{ m}$. This figure illustrates the different phenomena discussed in the first section of the introduction:

- formation of a rising plume after the ignition of the fire (Figure 8(a)),
- 230 • radial propagation of the flow after the impact of the plume on the ceiling (Figure 8(b)),
- formation of a smoke layer that thickens with time due to the mass flow supplied by the plume, simultaneously a part of the smoke is evacuated naturally via the ceiling vent due to the hydrostatic pressure difference (Figure 8(c)),
- 235 • the steady state of the simultaneous filling and emptying process, characterized by a constant smoke layer thickness (Figure 8(d)).

Figure 9 shows the variation of the dimensionless interface position $\xi = z_{int}/H$ at the steady state (averaged over the last 120 seconds of each test) as a function of the geometrical parameter $\Lambda = C_{D_2} S_2 / H^2$. This figure presents 240 also, a comparison between the experimental results and those predicted by the theoretical model using the Heskestad's correlation (3) for the virtual origin z_0 . It is seen that for small values of Λ , the model is in agreement with the experimental data. However, for $\Lambda > 0.01$ the model overestimates the value of the interface position. These discrepancies are attributed to the virtual origin 245 correction. Moreover, note that, even with a different value of the virtual origin correction we would not be able to accurately estimate the interface position for all the cases, since a different value would only shift the theoretical curve. It appears then necessary to introduce a dynamical virtual origin correction that 250 varies as a function of z , when using the plume similarity solutions. This new

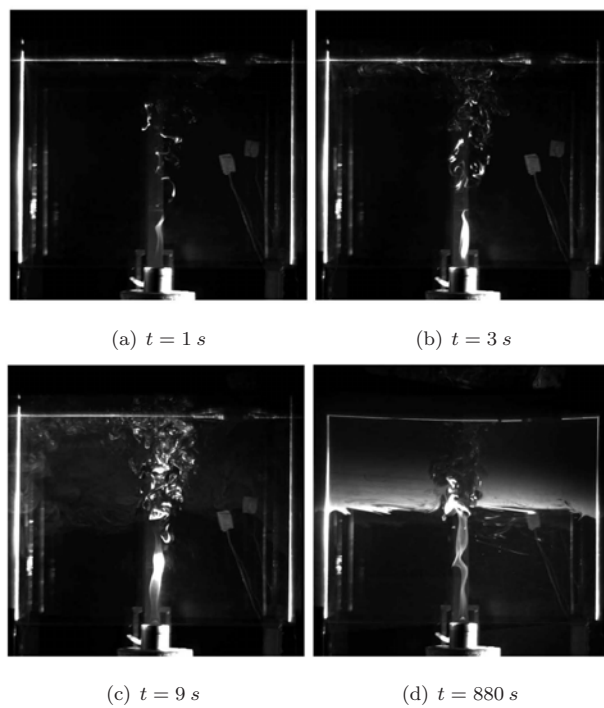


Figure 8: Images from experiment showing the process of the simultaneous emptying-filling box (Box 2 - $D_{pool} = 0.045\text{ m}$ - $D_{vent} = 0.075\text{ m}$)

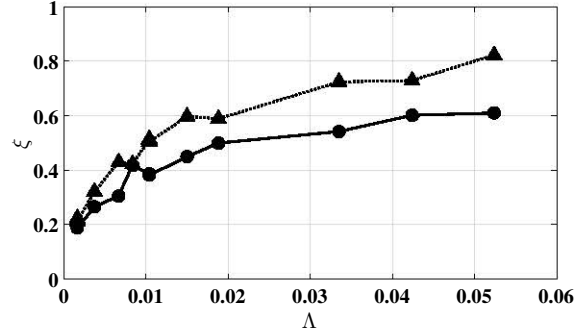


Figure 9: Variation of the dimensionless interface position ξ at steady state as a function of the geometrical parameter Λ . (●) corresponds to the experimental results and (▲) corresponds to the results predicted by the model corrected by Heskestad's correlation (3).

virtual origin correction is presented in the next section.

4.2. Dynamical virtual origin correlation

As above discussed, the characteristics of the smoke layer critically depend on an accurate estimation of the mass flow rate of the fire plume. Heskestad discussed in his work [17] some results concerning correlations proposed by different authors to estimate the temperature along the plume. In particular, a specific ratio $z/Q_t^{2/5}$ frequently appears. Indeed, this ratio was used by McCaffrey [29] to estimate the mass flow rate of the plume. He suggested the following relationship

$$\dot{m}_p = C_1 \left(\frac{z}{Q_t^{2/5}} \right)^{C_2} Q_t. \quad (18)$$

The constants C_1 and C_2 were determined by McCaffrey [29] for three different regions of the fire plume, namely the continuous flame, the intermittent and the smoke plume.

Moreover, using equations (10), (11) and (12), the similarity solutions leads to the following mass flow rate

$$\dot{m}_p = \frac{3}{4} \rho_0 A^{-2/3} B^{1/3} (z - z_0)^{5/3}. \quad (19)$$

Then, by using McCaffrey's correlation (18) and equation (19), the following relation for the virtual origin can be inferred

$$\frac{z - z_0}{Q_t^{\frac{2}{5}}} = K_1 \left(\frac{z}{Q_t^{\frac{2}{5}}} \right)^{K_2}, \quad (20)$$

where K_1 and K_2 are constant coefficients. It is seen from this last relation that z_0 is no more a constant but varies as a function of the vertical coordinate z . This is the dynamical virtual origin correction.

260

To determine the values of K_1 and K_2 , the quantity $(z_{int} - z_0) / \left(Q_t^{\frac{2}{5}} \right)$ is plotted in Figure 10 as a function of $z_{int} / \left(Q_t^{\frac{2}{5}} \right)$ using the interface position z_{int} calculated at the steady state. Note that, the value of z_0 is obtained by an identification method between the theoretical model and the experimental data. In addition, results of small-scale experiments by [26] and real-scale experiment by [30] are also used. It is seen in Figure 10 that all the experimental data from both small and large scale experiments fall onto a single curve. This curve is best fitted by the following relation

$$\frac{z - z_0}{Q_t^{\frac{2}{5}}} = 1.97 \left(\frac{z}{Q_t^{\frac{2}{5}}} \right)^{1.37}. \quad (21)$$

This final relation is one of the main result of the present paper. It provides the virtual origin correction z_0 as a function of the heat release rate of the fire source Q_t and of the vertical coordinate z .

To validate the dynamical virtual origin correction, expression (21) is substituted in equations (16) and (17). Using the dimensionless expressions, the following set of equations is obtained

$$\frac{d\xi}{d\tau} = -\kappa \theta' \xi^{2.28} - \theta^{\frac{3}{2}} + \sigma_g (\eta_{up} - \eta_w) (2\omega_L (1 - \xi) + \omega_S) + \Lambda \sqrt{2\eta_{up} (1 - \xi)}, \quad (22)$$

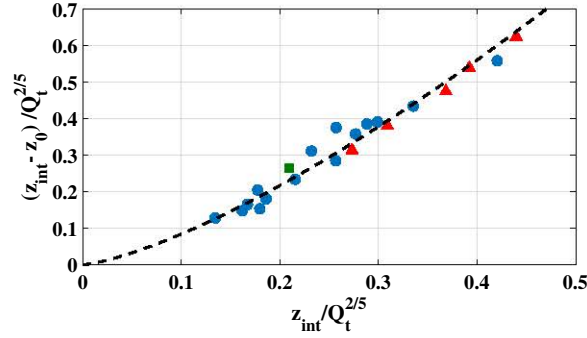


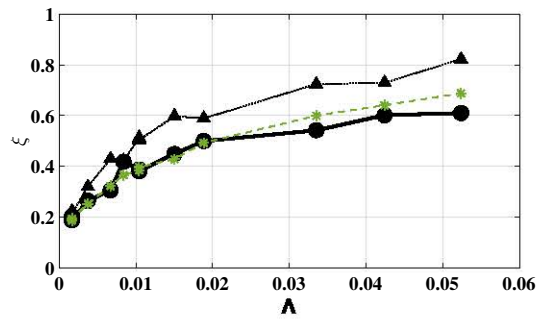
Figure 10: Variation of $(z - z_0)/Q_t^{2/5}$ as a function of $z/Q_t^{2/5}$. Dashed line corresponds to the relation (21), (●) corresponds to the present experiments. (▲) corresponds to experiments by [26], carried out with a hydrogenated tetra-propylene pool fire of diameter $D_{pool} = 5 \text{ cm}$ and heat release rate of $Q_t = 0.65 \text{ kW}$, placed into a rectangular box with a circular ceiling vent of variable diameter (20 cm – 17 cm – 15 cm – 12 cm – 10 cm). (■) corresponds to experiment by [30], conducted in two-pitch roof hall with a square ceiling vent of surface $S_2 = 1 \text{ m}^2$, a fuel oil spray is used to generate the fires with steady heat release rate of $Q_t = 400 \text{ kW}$.

$$\frac{d\eta_{up}}{d\tau} = -\kappa \theta' \frac{\xi^{2.28}}{(1-\xi)} \eta_{up} (1 + \eta_{up}) + \theta^{\frac{3}{2}} \frac{(1 + \eta_{up})}{(1-\xi)} \dots - \sigma_g \frac{(\eta_{up} - \eta_w)(1 + \eta_{up})}{(1-\xi)} (2\omega_L (1-\xi) + \omega_S) , \quad (23)$$

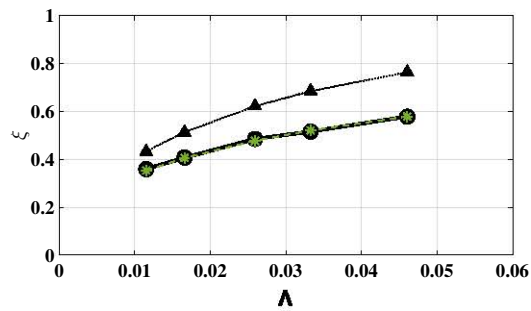
265 where $\theta' = 3.09 \theta^{\frac{1}{2}} \left(Q_t^{2/5} / H \right)^{-0.62}$.

Figure 11 presents a comparison between the experimental results and those predicted by the model corrected by the new correlation for z_0 , at the steady state. Good agreements between the predicted and experimental results can be observed. A comparison with the results of the model corrected by the Heskestad's virtual origin correction (3) is also shown in the Figure 11. It can be observed that for both test campaigns, a constant correction of the virtual origin does not allow to better approach the real characteristics of the fire plume.

270 Figures 12(a), 12(b), 12(c), 12(d), 12(e) and 12(f) show the temporal evolution of the dimensionless interface position calculated experimentally, compared with the results of the model corrected with the new correlation for z_0 . It ap-



(a)



(b)

Figure 11: Variation of the dimensionless interface position at the steady state as function of the geometrical parameter. (a) the present experiments. (b) Experiments by [26]. The symbols (●) correspond to the experimental results, (▲) to results predicted by the model corrected by Heskstad's correlation (3), (*) to results predicted by the model corrected by the correlation (21).

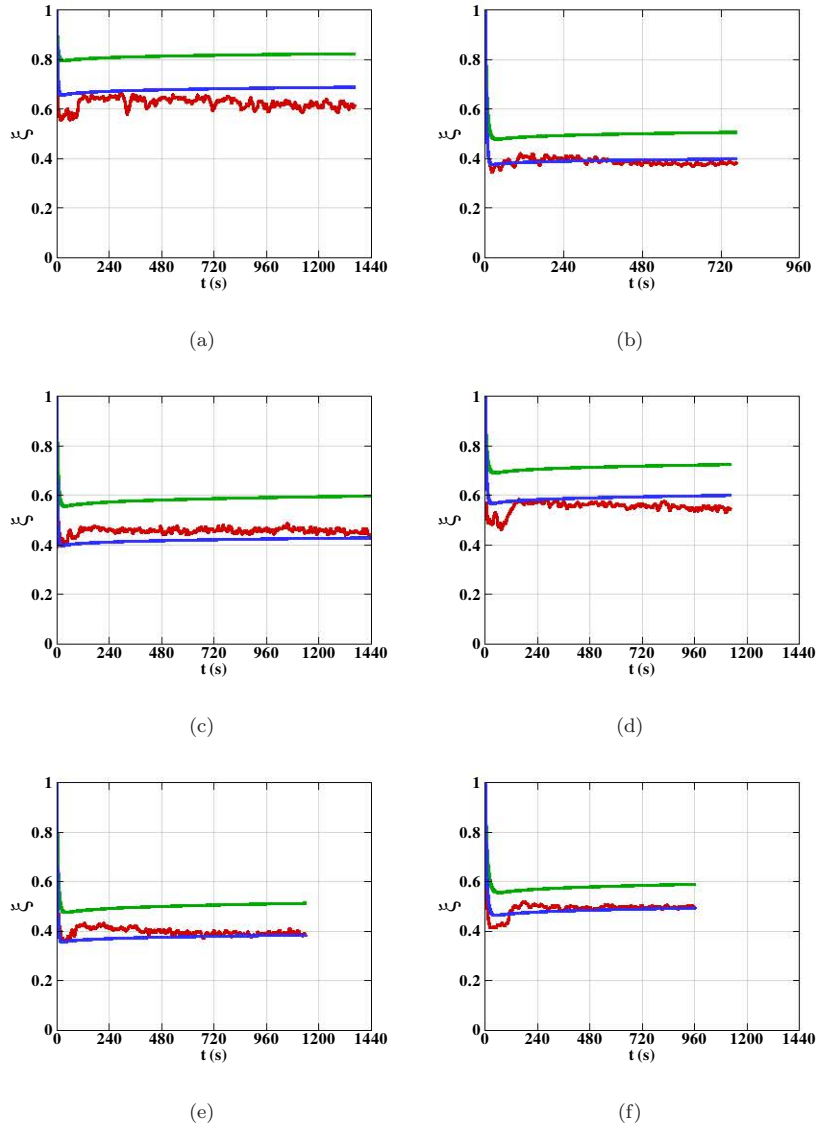


Figure 12: Temporal evolution of the dimensionless interface position. (a) Box 2- $D_{pool} = 0.045$ m - $D_{vent} = 0.125$ m, (b) Box 3- $D_{pool} = 0.068$ m - $D_{vent} = 0.125$ m, (c) Box 3- $D_{pool} = 0.045$ m - $D_{vent} = 0.150$ m, (d) Box 2- $D_{pool} = 0.045$ m - $D_{vent} = 0.100$ m, (e) Box 3- $D_{pool} = 0.053$ m - $D_{vent} = 0.125$ m and (f) Box 2- $D_{pool} = 0.045$ m - $D_{vent} = 0.075$ m. The red line corresponds to the experimental results, the blue line corresponds to results predicted by the model corrected by the correlation (21) and the green line corresponds to results predicted by the model corrected by Heskestad's correlation (3).

pears from these figures, that the corrected model satisfactorily reproduces the experimental results during the transient and steady states of the simultaneous filling and emptying process. In these figures, a comparison is also carried out with the results of the model with the virtual origin z_0 obtained using the correlation of Heskestad (3). It is seen that the model corrected by Heskestad's
280 correlation overestimates the value of the interface position in the three cases.

5. Conclusion

In this study, small-scale laboratory experiments were conducted to study the simultaneous emptying-filling box process in the case of fire plumes. To
285 evaluate the steady values of the smoke layer thickness and temperature, the method of Janssens and Tran [20] was applied to the vertical temperature profiles. A simultaneous emptying-filling box model for predicting the temperature and the thickness of the smoke layer, as well as the temperature of the walls and ceiling was also presented. To evaluate the characteristics of the fire plume at
290 the layer interface, the self-similar solutions of a non-Boussinesq plume including a virtual origin correction were used. A comparison between the experimental results and those predicted by the theoretical model, including a constant correction of the virtual origin position, shows significant discrepancies in some cases. Thus, a dynamical virtual origin correction that varies as a function of
295 the vertical coordinate and of the heat release rate of the fire source was derived. A comparison between the results predicted by the model including the new virtual origin correction and the experimental results shows a good agreement. Note that the result provided by the present study correspond to the so-called "small fire" introduced by Thomas [1]. This fire category corresponds
300 to the case where the volume flux of smoke plume is independent of the fire area. As perspective of the present study it will be useful to evaluate the new virtual origin correction in the case of "large fires".

Appendix A. Characteristics of the smoke layer

To evaluate the characteristics of the smoke layer (z_{int} , T_{up}), the most commonly used methods are:

- the method of Janssens and Tran [20],
- the N percent method proposed by Cooper [31],
- the integral ratio method proposed by He [32],
- the least-squares method proposed by He [32].

The purpose of this appendix is to perform a comparison in order to determine the most suitable method for the present application (simultaneous filling and emptying box).

To compare these methods we use the values of the interface positions obtained by an image processing method. The images were recorded during the test corresponding to the box 3 with a vent diameter of 0.125 m and a pool fire diameter of 0.061 m. An illustration of the image processing method is shown in figure A.13. The image is transformed to a grayscale image. Then, the intensities are averaged over the horizontal pixels for the two zones A and B. The position of the interface for each zone corresponds to the position where the vertical gradient of intensity is maximum. Finally, the average position of the interface is calculated.

Moreover, during the test the vertical temperature profile was also recorded. By using this profile, each method provides us with a value of the interface position z_{int} as a function of the time t . The results are plotted in figure A.14. It is seen that the interface position obtained by the method of Janssens and Tran is very close to the one obtained with the image processing method. Thus, the method of Janssens and Tran was chosen as the most efficient method to evaluate the smoke layer characteristics in the present study.

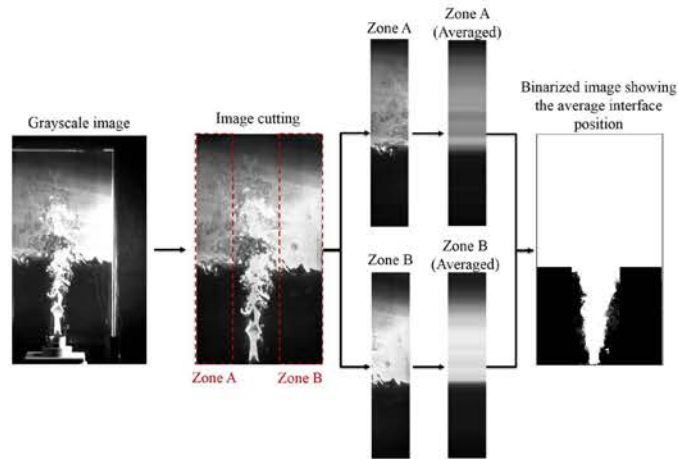


Figure A.13: Illustration of the image processing method in the case: box 3, $D_{vent} = 0.125 \text{ m}$ and $D_{pool} = 0.061 \text{ m}$.

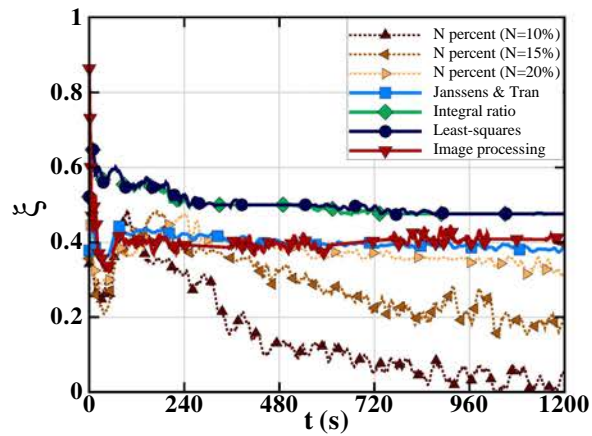


Figure A.14: Temporal evolution of the dimensionless interface position evaluated with different methods.

Appendix B. Heat conduction through the walls

To complete the emptying-filling box model, the temperature of the walls and ceiling must be evaluated. This temperature is used in the model to compute the convective and radiative exchanges between the smoke and the walls. As the dimensions of the box are much greater than the wall thickness, the heat transfer through the walls is supposed unidirectional (i.e. normal to the surface). The following heat transfer equation is then considered

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (\text{B.1})$$

where D is the thermal diffusivity.

To solve equation (B.1) two boundary conditions are needed on the two sides of the walls and ceiling. On the fire-exposed face of the wall and the ceiling, the boundary conditions for the heat flux are written as

$$\dot{q}'_{in} = h_{int} S_c (T_{up} - T_{pi}), \quad (\text{B.2})$$

330 where the global heat coefficient h_{int} takes into account both convective and radiative exchanges.

For the other faces of the walls (not exposed to the fire), the heat flux is written as

$$\dot{q}'_{out} = h_{ext} S_c (T_{pe} - T_0), \quad (\text{B.3})$$

where h_{ext} is the global heat coefficient. To evaluate the surface temperature of the walls as a function of time, equation (B.1) is solved using the Crank-Nicolson implicit finite difference scheme.

The global heat coefficients h_{int} and h_{ext} are written as follow [33] [34]:

$$h_{int} = 4\varepsilon\sigma \left(\frac{T_{up} + T_{pi}}{2} \right)^3 + C|T_{up} - T_{pi}|^{1/3}, \quad (\text{B.4})$$

$$h_{ext} = 4\varepsilon\sigma \left(\frac{T_{pe} + T_0}{2} \right)^3 + C|T_{pe} - T_0|^{1/3}, \quad (\text{B.5})$$

335

where C is an empirical coefficient [34].

We assume that the coefficients h_{int} and h_{ext} are constants and equal to $20 \text{ W/m}^2/\text{K}$ and $10 \text{ W/m}^2/\text{K}$, respectively. These values were evaluated from equations (B.4) and (B.5) using the experimental results of the temperature. A sensitivity study of the smoke layer characteristics T_{up} and z_{int} to the coefficients h_{int} and h_{ext} , was conducted for two cases. The figures B.15 and B.16 show the results of the sensitivity study. It is seen that the interface position is not sensitive to the global heat coefficients. However, the temperature of the smoke layer can be substantially influenced by the coefficient h_{int} .

Note that the model used in the sensitivity study is corrected by Heskestad correlation for z_0 .

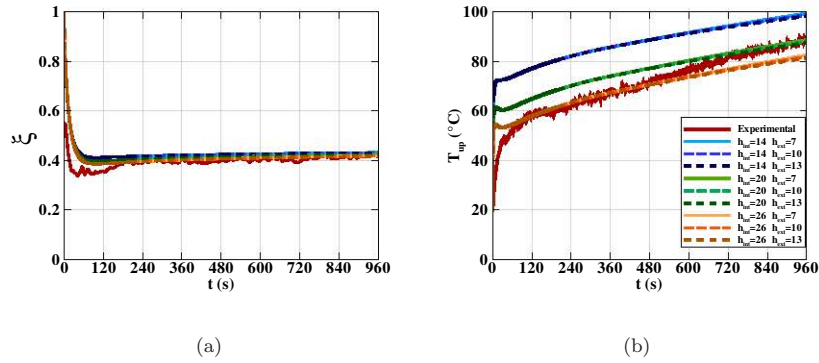


Figure B.15: Sensitivity study of the smoke layer characteristics to the global heat coefficients h_{int} and h_{ext} for the case: box 2 - $D_{pool} = 0.045\text{m}$ - $D_{vent} = 0.050\text{m}$. (a) Temporal evolution of the dimensionless interface position. (b) Temporal evolution of the smoke layer temperature.

References

- [1] P. H. Thomas, P. L. Hinkley, C. R. Theobald, D. L. Simms, Investigations into the flow of hot gases in roof venting, Fire research technical paper 7.
- [2] P. F. Linden, G. F. Lane-Serff, D. A. Smeed, Emptying filling boxes: the fluid mechanics of natural ventilation, J. Fluid Mech. 212 (1990) 309–335. doi:10.1017/S0022112090001987.

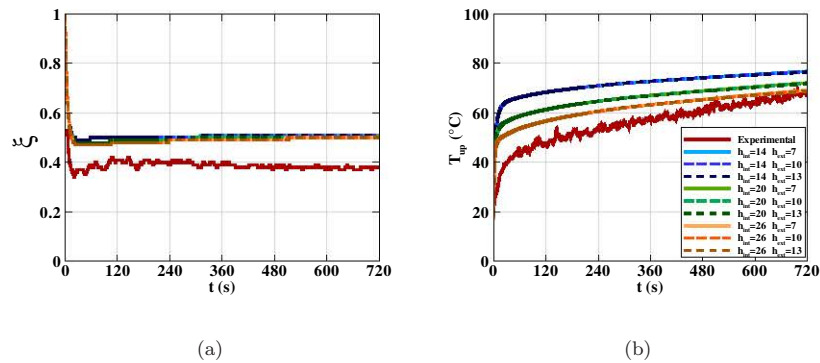


Figure B.16: Sensitivity study of the smoke layer characteristics to the global heat coefficients h_{int} and h_{ext} for the case: box 3 - $D_{pool} = 0.068m$ - $D_{vent} = 0.125m$. (a) Temporal evolution of the dimensionless interface position. (b) Temporal evolution of the smoke layer temperature.

- [3] R. Harish, K. Venkatasubbaiah, Numerical simulation of turbulent plume spread in ceiling vented enclosure, *European Journal of Mechanics-B/Fluids* 42 (2013) 142–158. doi:10.1016/j.euromechflu.2013.06.001.
- [4] Q. Tan, Y. Jaluria, Mass flow through a horizontal vent in an enclosure due to pressure and density differences, *International journal of heat and mass transfer* 44 (8) (2001) 1543–1553. doi:10.1016/S0017-9310(00)00198-8.
- [5] G. Hunt, C. Coffey, Emptying boxes—classifying transient natural ventilation flows, *J. Fluid Mech.* 646 (2010) 137–168. doi:10.1017/S0022112009993028.
- [6] C. Coffey, G. Hunt, The unidirectional emptying box, *J. Fluid Mech.* 660 (2010) 456–474. doi:10.1017/S0022112010002739.
- [7] G. G. Rooney, P. F. Linden, Similarity considerations for non-boussinesq plumes in an unstratified environment, *J. Fluid Mech.* 318 (1996) 237–250. doi:10.1017/S0022112096007100.
- [8] A. W. Woods, A note on non-boussinesq plumes in an incom-

pressible stratified environment, *J. Fluid Mech.* 345 (1997) 347–356.
doi:10.1017/S0022112097006332.

370 [9] B. R. Morton, J. S. Turner, Turbulent gravitational convection from main-
tained and instantaneous sources, *Proc. R. Soc. Lond. A* 234 (1196) (1956)
1–23. doi:10.1098/rspa.1956.0011.

[10] G. R. Hunt, N. G. Kaye, Virtual origin correction for lazy turbulent plumes,
J. Fluid Mech. 435 (2001) 377–396. doi:10.1017/S0022112001003871.

375 [11] P. Carlotti, G. R. Hunt, Analytical solutions for turbulent
non-boussinesq plumes, *J. Fluid Mech.* 538 (2005) 343–359.
doi:10.1017/S0022112005005379.

[12] T. S. Van Den Bremer, G. R. Hunt, Universal solutions for boussi-
nesq and non-boussinesq plumes, *J. Fluid Mech.* 644 (2010) 165–192.
380 doi:10.1017/S0022112009992199.

[13] F. Candelier, O. Vauquelin, Matched asymptotic solutions for turbulent
plumes, *J. Fluid Mech.* 699 (2012) 489–499. doi:10.1017/jfm.2012.134.

[14] W. D. Baines, J. S. Turner, Turbulent buoyant convection from a
source in a confined region, *J. Fluid Mech.* 37 (1) (1969) 51–80.
385 doi:10.1017/S0022112069000413.

[15] W. K. George, R. L. Alpert, F. Tamanini, Turbulence measurements in an
axisymmetric buoyant plume, *Int. J. Heat Mass Transfer* 20 (11) (1977)
1145–1154. doi:10.1016/0017-9310(77)90123-5.

390 [16] B. M. Cetegen, E. E. Zukoski, T. Kubota, Entrainment in the near and far
field of fire plumes, *Combustion Science and Technology* 39 (1-6) (1984)
305–331. doi:10.1080/00102208408923794.

[17] G. Heskestad, Virtual origins of fire plumes, *Fire Safety Journal* 5 (2) (1983)
109–114. doi:10.1016/0379-7112(83)90003-6.

- [18] G. Heskestad, Engineering relations for fire plumes, *Fire Safety Journal* 7 (1) (1984) 25–32. doi:10.1016/0379-7112(84)90005-5. 395
- [19] M. J. Hurley, D. T. Gottuk, J. R. Hall Jr, K. Harada, E. D. Kuligowski, M. Puchovsky, J. M. Watts Jr, C. J. Wieczorek, et al., *SFPE Handbook of fire protection engineering*, Springer, 2015. doi:10.1007/978-1-4939-2565-0.
- [20] M. Janssens, H. C. Tran, Data reduction of room tests for zone model validation, *Journal of Fire & Flammability* 10 (6) (1992) 528–555. 400 doi:10.1177/073490419201000604.
- [21] G. R. Hunt, P. F. Linden, Time-dependent displacement ventilation caused by variations in internal heat gains: application to a lecture theatre.
- [22] O. Vauquelin, Oscillatory behaviour in an emptying–filling box, *J. Fluid Mech.* 781 (2015) 712–726. doi:10.1017/jfm.2015.518. 405
- [23] N. Kaye, G. Hunt, Time-dependent flows in an emptying filling box, *J. Fluid Mech.* 520 (2004) 135–156. doi:10.1017/S0022112004001156.
- [24] O. Vauquelin, E. Koutaiba, E. Blanchard, P. Fromy, The discharge plume parameter γ_d and its implications for an emptying–filling box, *J. Fluid Mech.* 817 (2017) 171–182. doi:10.1017/jfm.2017.130. 410
- [25] G. Michaux, O. Vauquelin, Solutions for turbulent buoyant plumes rising from circular sources, *Physics of Fluids* 20 (6) (2008) 066601. doi:10.1063/1.2926758.
- [26] E. M. Koutaiba, Contributions théoriques et expérimentales sur la ventilation naturelle hors cadre boussinesq: application au désenfumage des bâtiments, Ph.D. thesis, University of Aix-Marseille (2016). 415
- [27] G. G. Rooney, P. F. Linden, Strongly buoyant plume similarity and ‘small-fire’ ventilation, *Fire safety journal* 29 (4) (1997) 235–258. 420 doi:10.1016/S0379-7112(97)00063-5.

- [28] G. F. Lane-Serff, S. D. Sandbach, Emptying non-adiabatic filling boxes: the effects of heat transfers on the fluid dynamics of natural ventilation, *J. Fluid Mech.* 701 (2012) 386–406. doi:10.1017/jfm.2012.164.
- [29] B. J. McCaffrey, Momentum implications for buoyant
425 diffusion flames, *Combust. Flame* 52 (1983) 149–167.
doi:10.1016/0010-2180(83)90129-3.
- [30] N. Trevisan, Etude expérimentale et numérique des interactions entre dispositifs d'évacuation naturelle de fumées et de chaleur et systèmes d'extinction automatique à eau, Ph.D. thesis, University of Lorraine (2018).
- [31] L. Y. Cooper, M. Harkleroad, J. Quintiere, W. Rinkinen, An experimental
430 study of upper hot layer stratification in full-scale multiroom fire scenarios,
Journal of Heat Transfer 104 (4) (1982) 741–749. doi:10.1115/1.3245194.
- [32] Y. He, A. Fernando, M. Luo, Determination of interface height from measured parameter profile in enclosure fire experiment, *Fire Safety Journal*
435 31 (1) (1998) 19–38. doi:10.1016/S0379-7112(97)00064-7.
- [33] J. Sacadura, Initiation aux transferts thermiques, Technique et documentation, 1993.
- [34] R. D. Peacock, K. B. McGrattan, G. P. Forney, P. A. Reneke, Cfast–
440 consolidated fire and smoke transport (version 7) volume 1: Technical reference guide, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland 1 (2015) 69–71.

Contributions à l'étude des écoulements de fumées dans un bâtiment en situation d'incendie

Résumé Ce travail de thèse est consacré à l'évaluation et l'amélioration des modèles à zones, utilisés dans l'ingénierie de la sécurité incendie pour simuler la propagation des fumées dans un bâtiment en situation d'incendie. Il a pour ambition d'améliorer la compréhension des écoulements des fumées dans un bâtiment. Le mémoire de thèse est divisé en deux parties. La première est essentiellement consacrée à l'état de l'art et à une évaluation de la capacité du code CFAST, code à zones largement utilisé dans l'ingénierie de la sécurité incendie, à simuler les écoulements de fumées dans un bâtiment. Le code à zones CFAST est confronté aux résultats d'une campagne expérimentale à échelle réelle réalisée dans un bâtiment d'habitation de type R+3. La seconde partie du manuscrit, plus académique, consiste à étudier les écoulements de fumée dans un bâtiment. Dans un premier temps, deux phénomènes sont étudiés : le phénomène de remplissage d'un local par des fumées d'incendie, et le phénomène de remplissage / vidange simultanés d'un local ventilé naturellement. Des modèles à zones permettant de décrire ces phénomènes sont présentés. Deux campagnes expérimentales ont été menées à échelle réduite sur des maquettes thermiques de locaux, afin d'étudier les deux phénomènes et d'évaluer et améliorer les modèles à zones. De plus, des simulations numériques complémentaires avec le code à champs FDS (Fire Dynamics Simulator) sont réalisées pour étendre le domaine d'étude du phénomène de remplissage. Enfin, des améliorations du modèle à zones sont proposées. Après l'étude des phénomènes liés aux écoulements de fumée dans un local unique, les écoulements de fumées dans une configuration multi-compartiments, constituée de deux locaux reliés par une cage d'escalier, sont étudiés expérimentalement à l'échelle du laboratoire.

Mots-clés: Sécurité incendie, Feu de bâtiment, Fumées, Étude expérimentale, Modèles à zones, Simulation numérique.

Contributions to the study of smoke flows in a building in case of fire

Abstract This work is devoted to the evaluation and improvement of zone models, used in fire safety engineering to simulate the smoke propagation in a building in a fire situation. It aims at improving the understanding of the smoke flow in a building. The PhD work is divided into two parts. The first part is essentially devoted to a bibliographical survey and an evaluation of the ability of a zone code CFAST, widely used in fire safety engineering, to simulate smoke flows in a building. Numerical results with CFAST are compared with the data of a real-scale experimental campaign carried out on a three-storey residential building. The second part, more academic, consists of studying

the smoke flows in a building. Two phenomena are first studied, namely the smoke filling of a room, and the simultaneous filling and emptying of a naturally ventilated room. Zone models describing these phenomena are presented. Two experimental campaigns are conducted on reduced scale room models, in order to study the two phenomena and to evaluate and improve the zone models. Furthermore, numerical simulations with the CFD code FDS (Fire Dynamics Simulator) are performed to extend the study field of the smoke filling. Finally, improvements to the zone model are proposed. After studying the phenomena related to smoke flows in a single room, the smoke flows in a multi-compartment configuration, consisting of two rooms connected by a stairwell, are experimentally studied at the laboratory scale.

Keywords: Fire safety, Building fire, Smoke, Experiment, Zone models, Numerical simulation.