



**HAL**  
open science

# Simulation numérique sur des feux de nappe de kérosène de grande échelle soumis à un vent traversier avec prise en compte d'un aéronef

Guoda Wang

## ► To cite this version:

Guoda Wang. Simulation numérique sur des feux de nappe de kérosène de grande échelle soumis à un vent traversier avec prise en compte d'un aéronef. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2014. Français. NNT : 2014ESMA0006 . tel-01011244

**HAL Id: tel-01011244**

**<https://theses.hal.science/tel-01011244>**

Submitted on 23 Jun 2014

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

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

# THESE

Pour l'obtention du Grade de  
DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET  
D'AEROTECHNIQUE

(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

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

Secteur de Recherche : Energétique, Thermique, Combustion

Présentée par :

**GuoDa Wang**

\*\*\*\*\*

Sous la direction de

**Hui-Ying WANG**

\*\*\*\*\*

## **Simulation numérique sur des feux de nappe de kérosène de grande échelle soumis à un vent traversier avec prise en compte d'un aéronef**

\*\*\*\*\*

Soutenue le 10 janvier 2014 devant la Commission d'Examen

\*\*\*\*\*

### **-Jury -**

M. <b>Most</b> Jean Michel, Directeur de Recherche CNRS, Institut P' Combustion	Président
M. <b>Bruel</b> Pascal, Chargé de Recherche CNRS (HDR), Université de Pau	Rapporteur
M. <b>Coppalle</b> Alexis, Professeur, CORIA INSA Rouen	Rapporteur
M. <b>Delichatsios</b> Michael, Professeur, University of Ulster, UK	Examineur
M. <b>Collin</b> Anthony, Maître de Conférence, LEMTA, Univ. de Lorraine	Examineur
M. <b>Wang</b> Hui Ying, Directeur de Recherche CNRS, Institut P' Combustion	Examineur



# TABLE DES MATIERES

<b>Nomenclature .....</b>	<b>VII</b>
<b>Introduction Générale .....</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE I. Modélisation des processus de combustion hétérogène en régime turbulent .....</b>	<b>9</b>
I.1 Equations de bilan instantanées.....	11
I.2 Approximation du système d'équations de Navier Stokes à l'ordre 0.....	12
I.3 Système d'équations filtrées.....	16
I.4 Modèle de turbulence de sous-maille (Smagorinsky) .....	20
I.5 Une approches de type Eddy-Dissipation-Concept (EDC).....	23
I.6 Transfert radiatif dans un milieu semi-transparent.....	28
I.7 Formation et oxydation des suies .....	32
I.8 Bilans d'énergie et de masse à l'interface gaz-combustible condensé.....	37
I.8.1 Evaporation d'un film de combustible liquide.....	39
I.8.2 Pyrolyse d'un combustible solide .....	41
I.9 Conclusion.....	43
<b>CHAPITRE II. Méthode numérique et conditions aux limites .....</b>	<b>45</b>
II.1 Système d'équations à résoudre.....	45
II.2 Algorithme de type Runge-Kutta.....	46
II.3 Schéma de la discrétisation spatiale.....	49
II.3.1 Equation de transport de masse .....	49
II.3.2 Expression de la divergence thermodynamique .....	50
II.3.3 Equation de conservation de la quantité de mouvement.....	50
II.3.4 Equation de la pression .....	52
II.4 Conditions aux limites et conditions initiales .....	52
II.5 Résolution de l'équation de transfert radiatif.....	54
II.6 Conclusion .....	57

<b>CHAPITRE III. Validation des modèles numériques sur des configurations caractéristiques des feux simulés avec des brûleurs poreux</b> .....	<b>59</b>
III.1 Feu de nappe.....	61
III.2 Feu de paroi verticale .....	71
III.3 Interaction entre un feu de nappe et un feu de paroi verticale.....	73
III.4 Conclusion.....	76
<b>CHAPITRE IV. Evaluation des modèles numériques sur des feux de nappe à grande échelle</b> .....	<b>79</b>
IV.1 Feu de nappe en présence d'un écoulement oxydant parallèle à une surface du combustible liquide.....	80
IV.2 Interaction between wind and aviation-fuel fire engulfing a fuselage-sized cylinder	94
IV.2.1 Heat feedback and burning rate.....	99
IV.2.2 Flame shape and smoke .....	103
IV.2.3 Heat flux distribution on the cylinder skin.....	109
IV.3 Conclusion.....	120
<b>CHAPITRE V. Feux de nappe de kérosène soumis à un vent traversier avec prise en compte d'un aéronef de type d'aluminium</b> .....	<b>122</b>
V.1 Limitations de la modélisation.....	123
V.2 Structure de flamme instantanée.....	128
V.3 Champ de la température moyenne .....	131
V.4 Champ de la vitesse moyenne.....	133
V.5 Champ de la fraction massique moyenne des espèces chimiques .....	136
V.6 Vitesse de la régression du combustible liquide.....	140
V.7 Puissance dégagée par le foyer .....	141
V.8 Distribution du flux de chaleur .....	142
V.9 Température et rejets toxiques au niveau des sorties et des fenêtres.....	146
V.10 Analyse sur l'incendie de l'aéronef B737 à l'aéroport de Manchester .....	155
V.11 Conclusion.....	161

<b>CHAPITRE VI. Risques d'incendie induits par l'emploi massif de matériaux composites inflammables dans les avions de nouvelle génération .....</b>	<b>165</b>
VI.1 Limitations de la modélisation .....	165
VI.2 Structure des flammes .....	168
VI.3 Champ de la vitesse .....	173
VI.4 Champ de la fraction massique des espèces chimiques.....	175
VI.5 Vitesses de régression du combustible condensé .....	178
VI.6 Puissance libérée durant l'incendie .....	184
VI.7 Distribution du flux de chaleur.....	186
VI.8 Vitesse de la propagation de flamme.....	189
VI.9 Distribution de la température et rejets toxiques au niveau des sorties.....	192
VI.10 Conclusion.....	195
<b>Conclusion générale et Perspectives.....</b>	<b>197</b>
<b>References.....</b>	<b>203</b>
<b>Annexe A. Evolution de la température au niveau des portes pour l'avion de type d'aluminium .....</b>	<b>211</b>
<b>Annexe B. Evolution de la fraction molaire de CO au niveau des portes pour l'avion de type d'aluminium .....</b>	<b>213</b>
<b>Annexe C. Evolution du flux de chaleur au niveau des portes pour l'avion de type d'aluminium .....</b>	<b>215</b>



## Nomenclature

A	constante du modèle d'Arrhenius ou EBU
b	coefficient des lois d'Arrhenius
$c_p$	chaleur spécifique à pression constante (J/kg/K)
$c_s$	concentration massique des suies (kg/m <sup>3</sup> )
$c_\mu$	constantes du modèle de turbulence
$c_\alpha, c_\beta, c_\delta, c_\gamma$	constantes du modèle de suie
D	coefficient de diffusion (m <sup>2</sup> /s) ou diamètre (m)
E	énergie d'activation de la réaction chimique (J/mol) ou constante de la loi de paroi
f-g	constante du modèle des suies
$f_v$	fraction volumique des suies
F	terme source de la quantité de mouvement (m/s <sup>2</sup> )
Fr	nombre de Froude
g	accélération de la pesanteur (m/s <sup>2</sup> )
Gr	nombre de Grashof
h	enthalpie massique du mélange (J/kg) ou coefficient d'échange thermique (W/m <sup>2</sup> K)
$h_s$	enthalpie sensible (J/kg)
$h_v$	chaleur de la vaporisation de l'eau (J/kg)
H	perturbation de pression totale adimensionnée par la masse volumique (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )
$H_f$	hauteur de la flamme (m)
I	intensité radiative W/m <sup>2</sup> /Sr/μm
k	énergie cinétique turbulente (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )
$K_A, K_B, K_Z$	constantes du modèle de suie
L	longueur caractéristique (m)
LES	Large Eddy Simulation



Le	nombre de Lewis
$\dot{m}_s''$	débit surfacique de gaz ( $\text{kg/m}^2 \cdot \text{s}$ )
M	masse molaire ( $\text{g/mol}$ )
n	nombre des noyaux ( $\text{particules/m}^3$ ) ou indice de bande dans ETR
N	nombre d'espèces chimiques ou de suies ( $\text{particules/m}^3$ )
$N_A$	le nombre d'Avogadro
Nu	nombre de Nusselt
p	pression (Pa)
$\tilde{p}$	perturbation de pression (Pa)
$P_k$	terme de production de k
$P_J$	fonction empirique de Jayatilleke
Pr	nombre de Prandtl
$q_r$	vecteur du flux radiatif ( $\text{W/m}^2$ )
$\dot{q}''$	flux surfacique de chaleur ( $\text{W/m}^2$ )
$\dot{q}_c'''$	taux de production de chaleur par unité de volume ( $\text{W/m}^3$ )
$\dot{Q}$	flux de chaleur (W)
r	rayon en coordonnée cylindrique (m)
R	constante molaire des gaz parfaits ( $\text{J/mol} \cdot \text{K}$ )
Re	nombre de Reynolds
$R_{ij}$	tensions de Reynolds
s	rapport stœchiométrique
s	point d'abscisse curviligne
S	surface ( $\text{m}^2$ ) ou terme source
Sc	nombre de Schmidt
t	temps (s)

$T$	température (K)
$T_b$	température d'ébullition (K)
$T_\alpha, T_\beta$	constantes du modèle de suie
$u (u, v, w)$	coordonnées du vecteur vitesse (m/s)
$u_n$	vitesse normale à une surface (m/s)
$v_r$	vitesse de la régression du combustible condensé (m/s)
$V$	volume (m <sup>3</sup> )
$\dot{W}'''$	taux de production chimique par unité de volume (kg/m <sup>3</sup> .s)
$x(x,y,z)$	coordonnées spatiales (m)
$x_j$	composante j du vecteur position (m)
$X$	fraction molaire
$Y$	fraction massique
$y^+$	nombre de Reynolds local
$Z$	fraction de mélange

#### Symboles grecs

$\alpha_s$	diffusivité thermique du solide (m <sup>2</sup> /s)
$\delta t$	pas de temps de la méthode numérique (s)
$\delta x, \delta y, \delta z$	pas du maillage sur les axes x, y et z, respectivement (m)
$\Delta H_c$	chaleur de combustion par unité de masse de combustible consommé (J/kg)
$\Delta H_o$	chaleur de combustion par unité de masse d'oxygène consommée (J/kg)
$\Delta H_v$	chaleur de pyrolyse (J/kg)
$\epsilon$	taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente (m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ) ou émissivité
$\epsilon_u, \epsilon_v, \epsilon_w$	nombre de CFL local sur les axes x, y et z, respectivement
$\kappa$	coefficient d'absorption (m <sup>-1</sup> ) ou constante de Von Karman

$\lambda$	conductivité thermique (W/m.K) ou longueur d'onde (m)
$\mu$	viscosité dynamique (kg/m.s)
$\nu$	viscosité cinématique (m <sup>2</sup> /s) ou stœchiométrie
$\nu_{g,i}$	le coefficient stœchiométrique
$\phi$	variable quelconque
$\rho$	masse volumique (kg/m <sup>3</sup> )
$\sigma$	constante de Stefan Boltzmann ou coefficient de PDF
$\tau$	tenseur des contraintes de cisaillement (kg/m.s <sup>2</sup> )
$\tau_c$	échelle de temps caractéristique de la chimie (s)
$\tau_t$	échelle de temps caractéristique de la turbulence (s)
$\omega(\omega_x, \omega_y, \omega_z)$	vecteur vorticité (s <sup>-1</sup> )
$\dot{\omega}$	taux de production chimique
$\chi$	constantes du modèle de suie
$\Omega$	angle solide
$\Omega_v, \Omega_D$	fonction empirique de la température

## Indices

a	air
b	ébullition
cond	conduction
conv	convection
d	particule
f	fuel
g	gaz
i,j,k	composantes spatiales

l	espèce chimique
min	valeur minimale
max	valeur maximale
o	oxydant
p	paroi
pyro	pyrolyse
ray	rayonnement
s	surface ou solide
st	stœchiométrique
t	turbulent
$\infty$	loin de la zone réactive
$\phi$	relative à la variable $\phi$
0	valeur à l'interface solide-gaz ou référence

#### Exposants

l	direction de propagation du rayonnement
n	itération n de la résolution en temps

#### Notations

$\hat{\quad}$	grandeur filtrée
---------------	------------------



## Introduction Générale

### 1) Contexte général des problèmes abordés

Le feu est une des préoccupations majeures des avionneurs et des compagnies aériennes étant donnée la grande quantité de combustibles hautement inflammables à bord. L'augmentation du cumul des voies aériennes ainsi que quelques accidents tragiques ont nécessité le développement de moyens d'étude dédiés à la connaissance, à la maîtrise et à la prévention des phénomènes liés à l'incendie issu d'un aéronef comme illustré sur la figure 1. Lors d'un incendie en vol, les passagers et l'équipage présents dans les avions se trouvent exposés aux produits de la combustion (fumées le plus souvent très toxiques), et les possibilités d'évacuation sont très réduites. La caractérisation de l'état de stratification des fumées, au sens thermique, apparaît comme un objectif déterminant pour guider les stratégies d'évacuation. Dans les cas les plus défavorables, l'incendie peut conduire à la ruine d'un aéronef. Depuis 15 ans, la tendance d'accidents reste stable malgré l'amélioration des technologies (matériaux, évacuation, lutte au sol). Mais la menace au feu augmente par l'allègement dû à la substitution de l'aluminium par des matériaux composites inflammables, et par la demande de puissance électrique accrue des équipements électroniques et avioniques.



(a) Naha, China Airlines, 2007



(b) Manchester, British Airways, 1985

Figure 1 Incendie issu d'un aéronef pendant un post-crash

Un plan de recherches expérimentales et numériques est mis en œuvre à l'Institut P', pour caractériser l'évolution de la tenue thermique et mécanique de matériaux composites. Le projet européen, **Aircraft-Fire**, développe une recherche collaborative entre 13 équipes européennes. L'objectif de l'étude est double, la maîtrise du risque d'incendie et l'augmentation de la survie des passagers et de l'équipage dans les avions commerciaux de nouvelle génération lors de scénarios de feux aussi bien en vol que pendant un post-crash. La

recherche devra évaluer les nouveaux risques d'incendie induits par l'emploi massif de matériaux composites pour la structure, le fuselage, la voilure et les aménagements intérieurs des aéronefs. Les livrables majeurs seront l'évaluation de l'efficacité des systèmes de détection et d'extinction, et le développement d'outils de simulation du développement du feu dans la cabine et d'évacuation de l'avion. Ce projet devra contribuer à combler ces lacunes et aider à la conception de l'Airbus 350 et ses descendants dans le développement de technologies efficaces en recherchant un optimum entre sécurité au feu / économie / performance.

L'enjeu de telles recherches est considérable car il concerne des domaines de l'accroissement de la sécurité au feu dans le domaine en aéronautique. Une telle étude systématique présente un intérêt certain, non seulement d'un point de vue théorique, mais également en raison de nos principales applications à la sécurité au feu. Ceci est lié à l'amélioration de la connaissances de base des phénomènes afin de minimiser les pertes humaines et les dégâts matériels causés par la propagation du feu et la toxicité des fumées en cas d'incendie issu d'un aéronef en élaborant des normes de sécurité plus efficaces.

## **2) Idée de l'état de l'art**

Les efforts de recherche consacrés à l'étude des mécanismes aérothermochimiques dans des flammes de type nappe concernent un nombre de travaux plus important [1-6] que ceux déployés pour une meilleure connaissance de la structure des flammes soumis à un vent traversier avec prise en compte de volumes encombrants [7-9]. Les feux issus d'un aéronef, qui apparemment ne posent pas de difficulté pour l'établissement d'un modèle physique, sont par contre extraordinairement difficiles à résoudre d'un point de vue numérique à cause de la multiplicité des formes de ces feux. Sans aller jusqu'à dire que chaque problème de feu est un cas d'espèce, il est nécessaire toutefois d'avoir une réflexion approfondie pour le choix du modèle à retenir dans l'approche de ces feux. Plus précisément, pour ce qui est de la modélisation des incendies, ces nouvelles possibilités ont coïncidé avec la transition des modèles empiriques aux modèles de champ. A notre connaissance, aucun modèle physique ne permet de traiter de façon satisfaisante toute la gamme des feux issus d'un aéronef.

La littérature fournit de très nombreuses informations [1-6] sur les feux de nappe, notamment en ce qui concerne les propriétés radiatives et les suies, les flux rayonnés et la vitesse de combustion, l'entraînement de l'air et la géométrie de la flamme, la fraction

radiative, la nature et la taille du foyer. La compilation permet de se faire une bonne idée de l'état de l'art. Toutefois, quatre tentatives sont à souligner :

La première tentative est basée sur la solution analytique. Parmi les relations caractéristiques d'importance, pour la description de ces feux, citons tout d'abord celle due à McCaffrey [2] qui a su dégager les multiples corrélations qui ont précédé, mais aussi favorisé le début de la modélisation sur les flammes de diffusion de convection naturelle qui caractérisent les feux de nappe. Elles permettent d'exprimer la hauteur de flamme, l'entraînement d'air, la variation de vitesse et la température axiale. L'avantage de ce modèle est qu'il est analytique contrairement au modèle à plusieurs équations. Pour ce qui est de la modélisation des incendies, c'est Thomas [3] qui a fait la première analyse du concept et la mise en avant du grand besoin d'études des phénomènes fondamentaux mis en jeu par le feu.

La deuxième tentative est due à Quintiere et al. [6] à l'aide d'une approche dite de zones. En formulant des hypothèses physiques qui peuvent être justifiées, ils introduisent les paramètres et corrélations semi-empiriques afin de rendre le système relativement physique dans des différentes zones. Cette approche dite de zones, relativement simple d'un point de vue physique, ressemble aux approches de la mécanique des fluides. On peut citer comme inconvénient le fait qu'elle accepte mal les régions où l'écoulement devient réactif et aussi le fait qu'une modification de la configuration du feu nécessite, à chaque fois, de reprendre la démarche proposée par les auteurs pour construire le modèle physique.

La troisième tentative est basée sur l'approche dite de champ. De nombreux auteurs comme Rodi [10] et Tamanini [11] ont effectué l'étude mathématique d'un modèle de combustion turbulente. Des modèles pilotés par les forces de gravité, où la turbulence est prise en compte via un modèle  $k - \epsilon - g$  et la combustion via une approche de cinétique chimique infiniment rapide avec fraction de mélange, sont développés. Au niveau de la modélisation proprement dite, la référence [12] s'attarde sur les limites d'une modélisation de ce type tout en fournissant quelques éléments techniques permettant de retrouver les résultats expérimentaux dans des cas bien précis.

La dernière tentative est due à McGrattan et al. au NIST [13] qui ont développé une approche de simulation numérique aux grandes échelles, LES (Large Eddy Simulation), dénommée ici par FDS (Fire Dynamics Simulator). Le modèle de Baum et al. [14] conduit à un système d'équations à faible nombre de Mach, ce qui élimine les termes acoustiques. Ils



cherchent en effet à obtenir des solutions plus précises (ou plus complètes) permettant d'accéder au phénomène pulsatoire de la flamme généré par les forces de gravité.

### **3) Objectif de l'étude**

Cette étude numérique permet de mener des recherches visant à faire progresser la connaissance des phénomènes concernant les caractéristiques de propagation et de combustion massique de combustible condensé. Il est bien évident que la modélisation de ces mécanismes physico-chimiques de propagation du feu issu d'un aéronef apparaît encore très complexe, mettant en jeu des aspects chimiques, thermiques et de dynamique des fluides. Afin de mener à bien ce projet, il est nécessaire de s'appuyer d'abord sur les études de base à l'échelle du laboratoire sur des configurations de base avec des brûleurs poreux alimentés en hydrocarbures gazeux. Ceci permettra de mieux appréhender la complexité conjuguée des phénomènes physiques de la turbulence et de la combustion dans diverses configurations. Aussi, il faut souligner toute l'importance de l'expérience dans la validation et le développement des modèles. Ces essais, lorsqu'ils sont pratiqués sur des équipements bien conçus et bien instrumentés, permettent en effet de constituer une base de données précises pour la validation du code numérique.

Lors d'un post-crash dû au feu sortant du moteur, comme illustré sur la Figure 1, la problématique des incendies en avion réside dans le comportement thermo-aéroulque des fumées générées par un foyer à pression atmosphérique soumis à un vent. Ce type de feu en espace libre est contrôlé par un grand nombre de paramètres tels que l'emplacement de l'avion et la sortie par rapport au feu soumis à l'air chaud et pollué contenant CO, CO<sub>2</sub> et suies en fonction de la condition du vent. Il est reconnu que les difficultés d'extrapoler les résultats des essais de laboratoire au cas des feux de grande échelle sont bien réelles. Ce travail est le prolongement des études réalisées antérieurement sur le feu à l'échelle laboratoire. Les analyses conduites dans le cadre des études de sécurité induisent l'identification de scénarios de feux représentatifs et la conversion en configurations de feux en aéronautique. La simulation numérique de la thermique des fluides répond à un souci de réduction des coûts vis-à-vis des essais en vraie grandeur, fournissant une bonne approche des phénomènes aéroulques pour un feu de nappe de grande dimension et son interaction avec un aéronef. La reproduction de l'incendie en avion à échelle réelle est fondée. Dans le cadre de la problématique des incendies et de la gestion d'évacuation, cette étude concerne le comportement thermo-aéroulque des fumées générées par un foyer autour d'un aéronef

soumis à un vent transversal. Une notion d'équilibre entre flux de chaleur tenable et toxicité du milieu sera mise en évidence. La recherche porte essentiellement sur les propriétés des feux en espace ouvert avec l'effet du vent, avec notamment une étude en terme des flux thermiques pariétaux autour du fuselage, de température et de propagation de flamme située au-dessus de la surface de matériaux composites. Le rôle fondamental de la formation des suies et leur impact sur le transfert radiatif est aussi une de nos préoccupations centrales.

#### **4) Approches numériques adoptées**

La démarche consiste tout d'abord à obtenir des équations instantanées et d'interface en écrivant les principes de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour un volume de contrôle. En termes de grandeurs apparentes, les équations d'évolution de la phase gazeuse et de la phase condensée ne sont couplées que par les termes à l'interface. Il est alors parfaitement possible de découper le système initial en deux sous systèmes. Pour la phase gazeuse, ce sont les équations bien connues de Navier-Stokes (NS) qui caractérisent le milieu continu. La complexité des phénomènes physiques de la turbulence et de la combustion, conjuguée à des configurations du feu diverses, font de la combustion turbulente un sujet de recherche et de développement encore largement ouvert. Du fait du rapide développement des outils de calcul, la modélisation numérique des systèmes complexes, et notamment de ceux mettant en œuvre la combustion, a très fortement progressée. La simulation numérique directe des écoulements turbulents, communément appelée DNS pour Direct Numerical Simulation, se propose de résoudre toutes les échelles de l'écoulement étudié. Elle offre la possibilité de réaliser de véritables « expériences numériques » à petite échelle qui permettent de mener des études fondamentales sur la dynamique de la turbulence. La DNS permet aussi de fournir des résultats souvent inaccessibles expérimentalement et qui servent alors de référence pour tester les autres formes de simulation de la turbulence. Cependant, la DNS se restreint encore aujourd'hui à des écoulements peu turbulents et sur des petits domaines de calcul. Elle reste pour le moment incapable de simuler des écoulements industriels dans leur globalité. Pour la plupart des écoulements réactifs, la modélisation de la turbulence devient alors incontournable. Pour la description de la turbulence, deux stratégies numériques sont couramment utilisées : la plus connue, basée sur le modèle de turbulence de type RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes), et les développements récents dans lesquels c'est une approche de type LES (Large Eddy Simulation) qui est développée. Les avantages essentiels de type  $k-\epsilon$  résident dans sa simplicité et sa rapidité en temps de calcul par

rapport à la méthode de type LES. Cependant, une approche de type LES, a connu un essor important lors de la dernière décennie au niveau de l'étude des écoulements turbulents réactifs. Dans la plupart des cas les résultats sont encourageants et le temps de calcul est très raisonnable.

L'extension d'une approche de type LES aux feux de grande échelle est un domaine de recherche d'actualité. Cette approche est retenue pour cette étude, permettant de fournir une bonne approche des phénomènes aérodynamiques pour des domaines plus complexes et plus étendus. Après avoir passé en revue succinctement les différentes approches de la modélisation de la combustion turbulente, nous allons nous intéresser plus particulièrement au modèle de type Eddy-Dissipation-Concept (EDC) [15]. Le délicat problème des échanges de masse et de chaleur fluide-paroi est résolu de façon efficace grâce à la corrélation empirique. On utilise la méthode des volumes finis, quoique parfois coûteuse en temps de calcul, pour la résolution de l'équation de transfert radiatif, permettant de calculer les flux radiatifs tout en préservant une bonne précision. Le modèle de pyrolyse est un point important pour l'étude de la propagation du feu au-dessus de combustibles condensés. Le choix se complique alors de nouveau car d'un modèle de pyrolyse à l'autre, la nature mathématique des équations à résoudre change. Selon la nature du système certains modèles de pyrolyse sont à recommander plutôt que d'autres. Comme la connaissance scientifique actuelle n'est pas suffisamment avancée sur le phénomène de pyrolyse, il est donc nécessaire d'avoir des connaissances solides dans ces deux classes de modèles: pyrolyse contrôlée par la température et celle contrôlée par la cinétique chimique.

## 5) Description du Mémoire

Ce mémoire s'articule autour de 6 chapitres, et au travers de chaque chapitre on effectue la description la plus large de nos travaux relatifs à la méthode numérique, et aux phénomènes liés à la propagation de la flamme, et à la production des gaz toxiques.

Dans le **CHAPITRE I**, on formulera quelques remarques sur la modélisation retenue et sur la méthode numérique employée. On présentera les équations de conservation, le modèle de combustion et de rayonnement. Nous donnons brièvement la description mathématique des écoulements turbulents réactifs. Le phénomène à étudier étant complexe, on retient donc un schéma simplifié de cinétique chimique à deux étapes. Les tensions de Reynolds de sous-maille dans les équations de Navier-Stokes filtrées sont modélisées suivant le concept de

Smagorinsky. Les différents modèles de suie que nous avons actuellement utilisés dans le domaine de la modélisation du feu sont présentés. Ce chapitre est consacré aussi à l'analyse d'échange de masse et d'énergie à la surface d'un combustible condensé.

La résolution du système d'équations et la description de la méthode utilisée au cours de cette étude font l'objet du **CHAPITRE II**. La technique des différences finies et des volumes finis est mise au point pour l'écoulement turbulent réactif tri-dimensionnel en coordonnées cartésiennes. Ceci se traduit par un système d'équations différentielles partielles de type elliptique, spécialement mis au point pour cette étude. Pour la résolution temporelle, on emploie le schéma de Runge-Kutta. Un système d'équations algébriques est décrit en langage FORTRAN 90.

Le **CHAPITRE III** est consacré à la validation du modèle de type LES et à une meilleure compréhension de la structure des flammes de diffusion sur des configurations de base, feu de nappe et celui de paroi verticale. Les feux ont été simulés avec des brûleurs poreux alimentés en hydrocarbures gazeux. On donne une première illustration de la précision des méthodes basées sur une approche de type LES.

Dans le **CHAPITRE IV**, une attention particulière est portée à l'évaluation des modèles numériques sur une configuration de feu de nappe au-dessus d'un combustible liquide comme le kérosène. Le feu de nappe à une échelle réelle avec la prise en compte d'un volume encombrant soumis à un écoulement parallèle à la surface du combustible liquide constituent l'objet de nos applications principales.

Le **CHAPITRE V** s'attache aux problèmes du feu dans des conditions de post-crash d'un aéronef. Les hypothèses générales adoptées dans cette étude sont posées et le comportement qualitatif des flammes est détaillé. L'application pratique concerne l'interaction d'un feu de nappe de kérosène soumis à un vent traversier avec prise en compte d'un aéronef de type d'aluminium.

L'application aux phénomènes de l'ignition et de la propagation des flammes de diffusion turbulentes font l'objet du dernier **CHAPITRE VI**. On évaluera les nouveaux risques d'incendie induits par l'emploi massif de matériaux composites inflammables dans les avions de nouvelle génération par l'étude aérodynamique de la flamme, et les caractéristiques des transferts thermiques.



## **CHAPITRE I. Modélisation des processus de combustion hétérogène en régime turbulent**

Revenons maintenant sur le problème physique à traiter. L'incendie est un phénomène très complexe de combustion non maîtrisée dans le temps et l'espace, durant lequel interviennent pratiquement tous les processus physiques observables au sein des écoulements réactifs subsoniques. Nous avons étudié les phénomènes physiques se présentant pour les études de combustion, et notamment pour celles relatives au comportement des feux à échelle réelle. A titre d'illustration [17], la Figure I.1 schématise la complexité du système liée au couplage entre les nombreux paramètres qui entrent en jeu pour une flamme se développant sur des surfaces combustibles condensés. Une étude exhaustive des incendies doit passer par la prise en compte de nombreux phénomènes physiques complexes plus ou moins imbriqués tels que l'aérodynamique autour des obstacles, l'étude des écoulements multiphasiques, du mélange et de la combustion turbulente, des transferts radiatifs et convectifs, des transferts de chaleur dans les solides, etc. La réaction chimique fournit l'énergie nécessaire à la gazéification de la phase condensée, et en conséquence à la propagation de flamme le long de celle-ci. Ces phénomènes de flammes de diffusion allient d'une part l'aspect chimique de la combustion (pyrolyse du solide ou liquide et réaction dans la flamme), et d'autre part l'aspect thermodynamique (transfert de chaleur conduction/ convection/ rayonnement et de masse entre flamme et combustible condensé), et ceci aussi bien en convection naturelle qu'en convection forcée.

Un des objectifs consiste à développer une étude systématique des caractéristiques d'allumage, de propagation, de combustion massique de combustibles condensés. L'étude de telles flammes de diffusion, représentatives d'incendie, requiert la prise en compte simultanée des phénomènes mis en jeu dans la phase gazeuse et dans la phase condensée. Nous admettrons que le milieu réactif est constitué de deux phases : l'une condensée, l'autre gazeuse. Au niveau de la phase gazeuse, c'est la structure de l'écoulement, la géométrie de la flamme, les réactions chimiques et les mécanismes de transport de masse et de chaleur qui retiennent l'attention. Les régimes laminaires, transitoires et turbulents se présentent souvent simultanément, et la présence de décollements et recirculations divers contribuent aussi à accroître la complexité de la modélisation. Cependant, c'est pourtant la phase condensée qui a tendance à contrôler le processus global à travers les flux de chaleur en retour vers le combustible condensé. De plus, dans ce type de flamme, la formation des suies joue un rôle fondamental sur le transfert radiatif dans un milieu réactif.

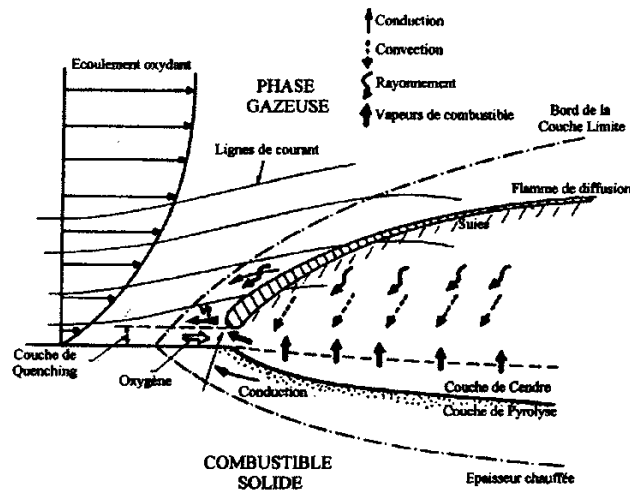


Figure I.1 Schéma d'une flamme de diffusion sur un combustible solide

L'outil numérique sur lequel s'appuie ce travail de thèse est le code FDS 5 (Fire Dynamics Simulator), développé par l'institut américain NIST [13]. Aujourd'hui, le code FDS apparaît comme un outil particulièrement bien adapté pour la simulation des incendies. Ce code est de plus en plus employé par la communauté scientifique dans le domaine de la sécurité contre l'incendie malgré la relative simplicité de certains de ses sous-modèles [13]. Par exemple, la production des suies et de celle de CO sont modélisées de manière très simple par un unique paramètre définissant la fraction de la masse de fuel consommé qui est convertie en suies. Ceci revient à supposer que les suies sont produites au sein de la flamme puis sont transportées en même temps que les produits de combustion. En d'autres termes, la quantité de suies présentes est directement reliée à la fraction de mélange. En raison de l'absence de la formation de suie, un paramètre définissant la fraction d'énergie chimique libérée sous forme d'énergie radiative est introduit dans FDS. Bien entendu, l'influence significative de ce paramètre se situe surtout au niveau des zones de combustion. L'augmentation de ce paramètre entraîne une diminution de l'énergie libérée sous forme de chaleur, et par conséquent, des températures plus faibles dans les zones de combustion.

Ce chapitre présente dans un premier temps les difficultés inhérentes à la simulation numérique des écoulements à faible nombre de Mach caractéristiques des situations d'incendie. Une description du modèle numérique utilisé dans le cadre de cette thèse est ensuite proposée. Les modèles et hypothèses employés sont discutés, afin de mettre en évidence les points originaux et les faiblesses du code. Les faiblesses du code FDS5 sont améliorées dans le cadre de ce travail. Le comportement des suies est analysé à l'aide des

équations de transport pour la diffusion des champs scalaires (noyaux et précurseurs). Ce type de modèle des suies est relativement simple, mais toujours utilisé ici car il a donné satisfaction jusqu'à présent. Pour la prédiction de CO, on utilise un modèle de combustion faisant intervenir la cinétique chimique à deux étapes. La méthode des volumes finis est employée pour la résolution d'une équation de transfert radiatif dans les milieux semi-transparents fluides en tenant compte de la présence des suies. L'hypothèse de la réaction infiniment rapide contribue à alléger considérablement la procédure de résolution elliptique, et donc rend possible la résolution des feux de grande taille.

### I.1 Equations de bilan instantanées

Le système d'équations qui régit la phase gazeuse complète est alors constitué des équations de Navier-Stokes. Le système d'équations instantanées régissant l'écoulement réactif peut être écrit sous la forme compacte suivante.

Conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} = 0 \quad (I.1)$$

Conservation de la quantité de mouvement

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (I.2)$$

où  $\boldsymbol{\tau}$  est la composante du tenseur des contraintes, s'écrivant :

$$\boldsymbol{\tau} \equiv \tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) ; \quad \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i=j \\ 0 & i \neq j \end{cases} \quad (I.3)$$

Conservation des espèces chimiques

$$\frac{\partial \rho Y_l}{\partial t} + \nabla \cdot \rho Y_l \mathbf{u} = \nabla \cdot \rho D_l \nabla Y_l + \dot{W}_l''' \quad (I.4)$$

Conservation de l'énergie définie par rapport à l'enthalpie

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla \cdot \rho h \mathbf{u} = \frac{Dp}{Dt} + \dot{q}_c''' + \nabla \cdot \sum_{l=0}^N h_l \rho D_l \nabla Y_l + \nabla \cdot \lambda \nabla T - \nabla \cdot \mathbf{q}_r \quad (I.5)$$



où,  $\dot{q}_c'''$  est le taux de production de chaleur par unité de volume libéré par la combustion, et  $q_r$  le flux radiatif. Le terme source radiatif dans l'équation de l'énergie est tiré de l'équation du transfert radiatif résolue par la méthode des ordonnées discrètes.

La principale difficulté liée à l'utilisation du système d'équations de Navier Stokes dans le contexte du feu réside dans son caractère multi-échelles. Le temps caractéristique de propagation d'une onde acoustique est beaucoup plus petit que le temps caractéristique du mouvement du fluide, représentatif d'incendie. Les conséquences de cette raideur sont très restrictives au niveau de la simulation numérique des équations pour simuler un incendie d'une durée de plusieurs minutes. De plus, les dimensions du domaine sont très grandes par rapport à la taille du front de flamme. Dans les cas de simulation d'incendie d'un aéronef, le domaine mesure de quelques dizaines de mètres alors que l'épaisseur de flamme est de l'ordre du millimètre. Il faudrait utiliser un maillage à la fois assez fin dans les zones de réaction mais couvrant également tout le domaine étudié, ce qui est impossible avec les capacités informatiques actuelles. En effet, le système d'équations considéré est à la fois raide en temps et raide en espace [17, 18]. Résoudre le système complet des équations de Navier-Stokes nécessite de suivre la propagation des perturbations à des vitesses beaucoup plus élevées que celles typiquement associées aux convections thermiques. Ceci induit un coût de calcul onéreux à cause des temps importants nécessaires.

## **I.2 Approximation du système d'équations de Navier Stokes à l'ordre 0**

Les processus de combustion se déroulant lors d'un feu produisant généralement des flammes de diffusion au sein desquelles les vitesses du fluide sont très inférieures à la vitesse référentielle du son [14]. Pour cette raison, les écoulements rencontrés dans ce contexte correspondent à des faibles valeurs du nombre de Mach. Lorsque le nombre de Mach est faible, on peut éliminer les ondes acoustiques [14] en impliquant une contrainte de stabilité limitant le pas de temps de calcul aux seuls mouvements convectifs et à la résolution spatiale du maillage sous-jacent.

Afin de s'affranchir du problème de la raideur en temps qui vient d'être évoqué, une forme approximative du système d'équations de Navier Stokes à l'ordre 0 est utilisée. La méthode généralement employée consiste à ne conserver que certains termes significatifs dans les équations qui s'appuient sur l'analyse asymptotique de Baum et al. [14]. L'analyse asymptotique [14] qui est d'ailleurs à l'origine des équations utilisées par le code de calcul

FDS [13] dans le cadre de cette thèse, lorsque le nombre de Mach tend vers zéro, permet d'identifier les termes négligeables dans les équations de Navier Stokes. La décomposition asymptotique permet notamment d'arriver à l'approximation du système d'équations de Navier Stokes à l'ordre 0.

Rappelons tout d'abord que le terme de pression dans l'équation d'énergie (I.5) peut se réécrire :

$$\frac{Dp}{Dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla p \quad (\text{I.6})$$

Un résultat essentiel de cette approximation à l'ordre 0 est que la pression peut être décomposée en trois composantes, et s'écrive sous la forme :

$$p(\mathbf{x}, t) = p_0(t) - \rho_\infty g(z - z_0) + \tilde{p}(\mathbf{x}, t) \quad (\text{I.7})$$

où  $\mathbf{x} = (x, y, z)$  sont des coordonnées spatiales et  $z$  représente la coordonnée verticale. Le premier terme de la partie de droite est la pression ambiante, le second représente la contribution hydrostatique et le troisième est la perturbation de pression. Le dernier terme  $\tilde{p}(\mathbf{x}, t)$  intervienne uniquement dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement. La pression dynamique  $\tilde{p}(\mathbf{x}, t)$  est découplée des fluctuations de masse volumique ou de température agissant théoriquement sur la pression via l'équation d'état. De cette manière, les ondes acoustiques ne sont pas prises en compte par le modèle à faible nombre de Mach. Ce filtrage présente l'avantage de permettre l'utilisation de pas de temps plus importants pour la résolution numérique des équations.

D'un point de vue mathématique, la partie hydrodynamique du système obtenu est similaire aux équations de Navier Stokes régissant les écoulements incompressibles car la masse volumique ne dépend pas de la pression dynamique  $\tilde{p}(\mathbf{x}, t)$  et le champ de vitesse satisfait une contrainte de type divergentielle, similaire à la condition usuelle de divergence nulle de l'écoulement incompressible. La méthode numérique employée pour résoudre ce type d'équations provient de la classe des solveurs des écoulements incompressibles [13, 18].

Notons qu'il n'est pas nécessaire de résoudre explicitement le bilan d'énergie dans FDS5 [13] car la température du mélange peut être simplement obtenue à partir de l'équation d'état, connaissant la masse volumique et la pression ambiante. L'équation d'état des gaz parfaits peut alors être approchée par :

$$p_0(t) = R\rho T \sum_{l=0}^N \frac{Y_l}{W_l} = R\rho T / M \quad (\text{I.8})$$

L'enthalpie massique d'un mélange peut s'écrire :

$$h = \sum_l h_l Y_l \quad (\text{I.9})$$

Pour des molécules diatomiques, la chaleur spécifique à pression constante est indépendante des espèces chimiques, et égale à :

$$c_p = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{R}{M} \quad \text{avec } \gamma = 7/5 \quad (\text{I.10})$$

L'équation d'état peut alors se mettre sous la forme :

$$p_0(t) = \frac{\gamma-1}{\gamma} \rho h \quad (\text{I.11})$$

Or d'après l'équation d'état des gaz parfaits, on obtient l'approximation suivante:

$$\frac{d p_0}{d t} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \left( \frac{\partial \rho h}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla(\rho h) \right) \quad (\text{I.12})$$

L'équation (I.12) est réarrangée en combinant l'équation de conservation de l'énergie afin d'obtenir une expression thermodynamique de la divergence. Il est à noter que l'analyse asymptotique [14] conduit finalement à l'équation :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{\gamma-1}{\gamma p_0} \left( \dot{q}_c''' + \nabla \cdot \lambda \nabla T + \nabla \cdot \sum_{l=0}^N \rho h_l D_l \nabla Y_l - \nabla \cdot \mathbf{q}_r \right) - \frac{1}{\gamma p_0} \frac{d p_0}{d t} \quad (\text{I.13})$$

Cela revient à introduire un rapport d'expansion thermique par la divergence dans l'équation de continuité (I.1). La variation de pression ambiante en temps est calculée à partir de la divergence (cf. Eq.I.12), alors que la température est obtenue par l'équation d'état pour le gaz parfait.

$$\frac{d p_0}{d t} = \frac{\gamma-1}{V} \left( \int_{\Omega} \dot{q}_c''' dV + \int_{\partial\Omega} \lambda \nabla T \cdot d\mathbf{S} + \sum_{l=0}^N \int_{\partial\Omega} c_{p,l} T \rho D \nabla Y_l \cdot d\mathbf{S} \right) - \frac{\gamma p_0}{V} \int_{\partial\Omega} \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S} \quad (\text{I.14})$$

où  $V$  et  $\Omega$  sont respectivement le volume et la surface du domaine physique.

L'équation de conservation de la quantité de mouvement est aussi simplifiée en soustrayant le gradient de pression hydrostatique de l'équation (I.2) puis en divisant par la masse volumique. En utilisant l'identité vectorielle :

$$(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = \frac{1}{2} \nabla |\mathbf{u}|^2 - \mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega} \quad (\text{I.15})$$

on obtient alors :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} - \mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega} + \frac{1}{2} \nabla |\mathbf{u}|^2 + \frac{1}{\rho} \nabla \tilde{p} = \frac{1}{\rho} ((\rho - \rho_\infty)\mathbf{g} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}) \quad (\text{I.16})$$

Pour simplifier cette équation dans la suite, on procède à la substitution par la pression totale divisée par la densité :

$$\nabla H \approx \frac{1}{2} \nabla |\mathbf{u}|^2 + \frac{1}{\rho} \nabla \tilde{p} \quad (\text{I.17})$$

Il existe dans le code FDS [13] un moyen de corriger l'erreur commise en négligeant le couple barocline. Les effets barocliniques dus au non-alignement des gradients de densité et de pression sont pris en compte en corrigeant la pression par :

$$\frac{1}{\rho} \nabla \tilde{p} = \frac{1}{\bar{\rho}} \nabla \tilde{p} + \left( \frac{1}{\rho} - \frac{1}{\bar{\rho}} \right) \nabla \tilde{p} \quad (\text{I.18})$$

où la densité moyenne est définie comme :

$$\bar{\rho} = \frac{2\rho_{\min}\rho_{\max}}{\rho_{\min} + \rho_{\max}} \quad (\text{I.19})$$

Cette correction de densité permet de simplifier de façon très sensible les calculs pour prendre en compte les effets barocliniques tout en restant très proche des prévisions des procédures itératives. Au niveau du front de flamme, les échelles résolues étant plus grandes que la zone de réaction, l'approximation utilisée ne conduit pas a priori à un écart significatif [18]. L'application de l'opérateur divergence sur le bilan de quantité de mouvement (I.16) aboutit à une équation de Poisson pour la perturbation de pression totale :

$$\nabla H = -\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} - \mathbf{F} \quad (\text{I.20})$$

$$\nabla^2 H = \frac{\partial(\nabla \cdot \mathbf{u})}{\partial t} - \nabla \cdot \mathbf{F} \quad (\text{I.21})$$

où F est le terme source, défini comme :

$$\mathbf{F} = -\mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega} - \frac{1}{\rho} ((\rho - \rho_\infty)\mathbf{g} + \nabla \tau) \quad (\text{I.22})$$

Ces simplifications rendent alors possible un calcul numérique plus rapide par la Transformation de Fourier Rapide (FFT) [13] car l'équation (I.21) prend une forme linéaire.

Une stratégie de résolution numérique du modèle à faible nombre de Mach peut consister à calculer dans un premier temps la divergence du champ de vitesse, afin d'injecter ensuite cette grandeur dans l'équation obtenue en prenant du bilan de quantité de mouvement. Ceci permet de calculer la perturbation de pression et de terminer la résolution du problème en déterminant le champ de vitesse associé.

### **I.3 Système d'équations filtrées**

Le feu met en jeu des phénomènes qui sont fortement interdépendants, non seulement à petite échelle au niveau de la zone de réaction, mais aussi à grande échelle, jusqu'au niveau des conditions aux limites du domaine étudié. Par exemple, à grande échelle, le panache thermique issu d'une flamme crée un entraînement d'air qui apporte de l'air frais vers les zones de réaction et entretient ainsi les processus de combustion. Au niveau des petites échelles, la zone de réaction est influencée par la turbulence de l'écoulement qui contrôle la mise en présence des réactifs. En même temps, la turbulence est elle-même alimentée en énergie par les mouvements à grande échelle.

La compréhension et la prédiction des mécanismes inhérents à la turbulence des écoulements demeure aujourd'hui encore un défi majeur, source de nombreux travaux expérimentaux et théoriques [17]. D'un point de vue général, les écoulements turbulents sont caractérisés par une apparence très désordonnée, un comportement non prévisible et l'existence de nombreuses échelles spatiales et temporelles. Des fluctuations du rotationnel de vitesse ainsi qu'une forte diffusivité et une forte dissipation font partie des caractéristiques essentielles de la turbulence [19]. Un nombre adimensionnel caractérisant le degré de l'écoulement est le nombre de Reynolds  $Re = UL/\nu$ , où  $U$  et  $L$  sont respectivement une vitesse et une longueur caractéristique du problème, et où  $\nu$  est la viscosité cinématique du fluide. Ce nombre représente le rapport des forces d'inertie sur les forces de viscosité. Pour des nombres de Reynolds élevés comme dans le cadre de ce travail, l'écoulement est le siège de nombreuses instabilités caractéristiques du régime turbulent. Une conséquence importante de la non linéarité des équations de Navier Stokes est que l'on observe des transferts d'énergie entre grandes et petites structures [19]. La turbulence est alimentée par les grandes structures

les plus énergétiques de l'écoulement, dont la taille caractéristique est appelée échelle intégrale.

La figure I.2 montre schématiquement la répartition de l'énergie turbulente en fonction de l'échelle caractéristique de tourbillon. Avec les hypothèses de Kolmogorov, le spectre d'énergie  $e(k)$  suit une loi de forme  $k^{-5/3}$  en fonction du nombre d'onde  $k$ . On admet que la turbulence de l'écoulement tridimensionnel est en équilibre, c'est-à-dire qu'il existe une gamme d'échelles spatiales  $l_i$  telles  $k \leq l_i < l_0$  que et entre lesquelles s'effectue une cascade d'énergie. L'énergie injectée au niveau des grandes échelles ( $l_0$ ) de cascade alors de proche en proche vers des échelles de plus en plus petites jusqu'à ce que le transfert d'énergie soit limité par la viscosité moléculaire. L'échelle en dessous de laquelle l'énergie ne peut être qu'entièrement dissipée par la viscosité du fluide est appelée échelle de Kolmogorov ( $l_K$ ) correspondant à la taille de plus petites structures existant au sein du fluide. Le rapport d'échelle entre les plus grandes et les plus petites structures d'un écoulement turbulent varie comme le nombre de Reynolds élevé à la puissance  $9/4$  [17, 19, 20]. Dans la plupart des applications courantes, ce rapport est tel qu'il est impossible de résoudre numériquement toutes les échelles présentes au sein de l'écoulement en utilisant une approche DNS.

Une réduction de la quantité d'informations à traiter autorise l'utilisation d'un maillage dont le raffinement permet d'envisager des temps de calculs raisonnables sur un ordinateur courant de bureau. L'emploi d'un maillage ne capturant pas toutes les échelles de l'écoulement induit inévitablement un filtrage spatial des grandeurs calculées. En effet, cela requière l'utilisation d'une discrétisation incompatible avec la puissance informatique actuellement disponible. L'approche RANS [10] permet d'utiliser des maillages relativement grossiers et des pas de temps assez larges, ce qui aboutit à des temps de calcul raisonnablement réduits. Son principe inconvenient est que la fermeture des équations est délicate car sa portée est très générale, puisqu'elle modélise l'ensemble du spectre turbulent.

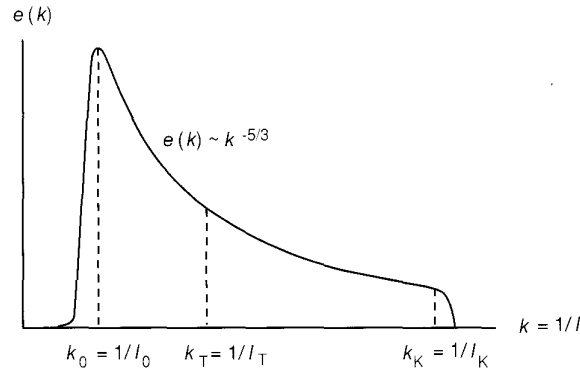


Figure I.2 Spectre de l'énergie cinétique turbulente en fonction de l'échelle caractéristique de tourbillon. L'échelle de Taylor est celle la plus dissipative de l'écoulement.

L'approche LES connaît actuellement un fort développement, notamment pour l'étude de la combustion turbulente dans de nombreux contextes (moteurs, brûleurs, incendies, etc.) [17]. La méthode du type LES [13] consiste à calculer directement le mouvement tridimensionnel et instationnaire (Navier-Stokes) des gros tourbillons et à modéliser les petits tourbillons qui ont un caractère beaucoup plus universel. Cette méthode est justifiée dans le cas où l'écoulement est caractérisé par des oscillations déterministes et/ou dans le cadre de notre étude, où la connaissance des champs de vitesse, température et de concentration instantanés se révèle précieuse pour la prédiction de la propagation de flamme. La méthode de type LES consiste à appliquer un opérateur passe-bas en fréquence (ou filtrage). L'énergie turbulente est dissipée à la fréquence de coupure et liée à la résolution du maillage.

La séparation des échelles est réalisée par l'application d'un filtre passe-haut en échelle, i.e. passe-bas en fréquence, à la solution exacte. Ce filtrage est représenté mathématiquement dans l'espace physique comme un produit de convolution. Ainsi, la partie résolue d'une variable spatio-temporelle  $\phi(\mathbf{x}, t)$  est définie formellement par la relation :

$$\hat{\phi}(\mathbf{x}, t) = \int_{\Omega} G(\mathbf{x} - \mathbf{x}', \Delta) \phi(\mathbf{x}', t) d\mathbf{x}' \quad (\text{I.23})$$

où le noyau de convolution  $G(\mathbf{x} - \mathbf{x}', \Delta)$  est caractéristique du filtre utilisé qui est associé aux échelles de coupure en espace  $\Delta$ . Appliqué aux équations que l'on cherche à résoudre, il produit de nouvelles équations régissant les grandeurs filtrées. Du fait de la non linéarité des équations de départ, il apparaît des termes correspondant à des fluctuations se produisant au niveau des échelles non résolues. En tenant compte de la propriété de commutation avec la

dérivation, l'application d'un filtrage de Favre [21] au système des équations décrit précédemment (I.1-I.5) s'écrit [13],

Conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla \rho = -\rho \nabla \cdot \hat{\mathbf{u}} \quad (\text{I.24})$$

Conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \hat{H} = \hat{\mathbf{u}} \times \hat{\omega} + \frac{1}{\rho} ((\rho - \rho_\infty) \mathbf{g} + \nabla \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}}_t) \quad (\text{I.25})$$

Equation de la pression

$$\nabla^2 \hat{H} = \frac{\partial (\nabla \cdot \hat{\mathbf{u}})}{\partial t} - \nabla \cdot \hat{\mathbf{F}} \quad (\text{I.26})$$

Conservation des espèces chimiques

$$\frac{\partial \rho \hat{Y}_i}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \hat{Y}_i \mathbf{u} = \nabla \cdot \rho D_i \nabla \hat{Y}_i + \hat{W}_i''' \quad (\text{I.27})$$

Le flux scalaire de sous-maille représentant l'interaction entre turbulence et combustion est pris en compte par une approche du type scalaire passif filtré.

Expression thermodynamique de la divergence

$$\nabla \cdot \hat{\mathbf{u}} = \frac{\gamma - 1}{\gamma p_0} \left( \hat{\dot{q}}''' + \nabla \cdot \lambda \nabla \hat{T} - \nabla \cdot \hat{\mathbf{q}}_r \right) - \frac{1}{\gamma p_0} \frac{dp_0}{dt} \quad (\text{I.28})$$

Equation d'état

$$p_0(t) = R \rho \hat{T} \sum_{i=0}^N \frac{\hat{Y}_i}{W_i} \quad (\text{I.29})$$

Le filtrage de Favre, pondéré par la masse volumique, permet d'éviter le recours à une modélisation supplémentaire [21]. Ce filtrage présente donc l'intérêt de simplifier le formalisme des équations régissant l'écoulement. Ainsi, l'équation de conservation de la masse peut être résolue sans modélisation supplémentaire, à condition de ne rechercher que les gradeurs filtrées.



#### I.4 Modèle de turbulence de sous-maille (Smagorinsky)

L'approche LES est basée sur l'idée que si les grandes structures de l'écoulement sont très différentes selon la géométrie du problème, les petites tourbillons tendent au contraire à posséder un caractère universel et isotrope. Le principe de la LES est de simuler uniquement les grandes échelles de l'écoulement, les effets des petites échelles étant seulement modélisés, avec par conséquent un problème de fermeture à résoudre. Les termes de sous-maille traduisent les effets des petites structures non résolues sur les grandes structures résolues.

Dans l'équation (I.25), le tenseur est appelé tenseur des échelles de sous-maille. La modélisation de sous-maille a pour but de prendre en compte, dans l'équation d'évolution du champ filtré, les effets de l'interaction avec le champ fluctuant représenté par la divergence du tenseur des échelles de sous-maille. La fermeture du système implique la nécessité de modéliser le tenseur de Reynolds de sous-maille  $\hat{\tau}_t$ . La fermeture de ce tenseur peut être réalisée en se basant sur le concept de viscosité turbulente. Le modèle le plus simple est celui de Smagorinsky [22] basé sur une formulation de type longueur de mélange de Prandtl, s'écrivant comme,

$$\hat{\tau}_t = \mu_t \left( 2 \text{def } \hat{\mathbf{u}} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \hat{\mathbf{u}}) \mathbf{I} \right) \quad (\text{I.30})$$

où  $\mathbf{I}$  est l'identité matricielle. Cette modélisation utilise le concept de viscosité turbulente pour relier le tenseur des échelles de sous-maille au champ de vitesse résolu. La déformation de tenseur, exprimé dans un repère cartésien de référence sous forme tridimensionnelle, est définie comme :

$$\text{def } \hat{\mathbf{u}} \equiv \frac{1}{2} [\nabla \hat{\mathbf{u}} + (\nabla \hat{\mathbf{u}})^t] = \begin{bmatrix} \frac{\partial \hat{u}}{\partial x} & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial x} \right) & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \hat{u}}{\partial z} + \frac{\partial \hat{w}}{\partial x} \right) \\ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \hat{v}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} \right) & \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \hat{v}}{\partial z} + \frac{\partial \hat{w}}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \hat{w}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{u}}{\partial z} \right) & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \hat{w}}{\partial y} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial z} \right) & \frac{\partial \hat{w}}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (\text{I.31})$$

Il reste à estimer cette viscosité pour fermer le système d'équations obtenu. Une modélisation classique largement utilisée en simulation des grandes échelles est celle de Smagorinsky [22]. Le modèle de Smagorinsky garantit que les transferts d'énergie à travers la coupure liée au filtrage sont reproduits en moyenne. A partir d'une évaluation locale du

déviateur du tenseur des taux de déformation correspondant au champ de vitesses filtrées, la viscosité turbulente de sous-maille est calculée,

$$\mu_t \equiv \rho (C_s \Delta)^2 \left( 2(\text{def} \hat{\mathbf{u}}) \cdot (\text{def} \hat{\mathbf{u}}) - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \hat{\mathbf{u}})^2 \right)^{\frac{1}{2}} = \rho (C_s \Delta)^2 |S| \quad (\text{I.32})$$

où  $|S|$  est donné par :

$$|S|^2 = 2 \left( \frac{\partial \hat{u}}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial \hat{w}}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \hat{u}}{\partial z} + \frac{\partial \hat{w}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \hat{v}}{\partial z} + \frac{\partial \hat{w}}{\partial y} \right)^2 - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \hat{\mathbf{u}})^2 \quad (\text{I.33})$$

La longueur de filtrage définie comme :

$$\Delta = (\delta x \delta y \delta z)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{I.34})$$

est liée à la taille caractéristique de l'élément du maillage. Celui-ci est généralement utilisé sous une forme locale dans l'espace physique afin d'obtenir une meilleure adaptation à l'écoulement calculé. En général, la constante standard de Smagorinsky  $C_s$ , est fixée à 0.2. Il est possible d'introduire un amortissement de la constante  $C_s$  près des parois par une fonction de type Van Driest [19].

Dans l'espace physique, le champ de vitesse est une solution du système filtré qui est formé par les équations de quantité de mouvement et de continuité. Les transports turbulents de chaleur ou d'espèces chimiques par les structures de sous-maille sont modélisés par une formulation de type de gradient. Les effet des petites échelles non résolues est pris en compte en reliant simplement ces grandeurs à la viscosité dynamique. Les coefficients  $\lambda_t$  et  $\rho D_t$  se déduisent de la viscosité de sous-maille via les relations :

$$\lambda_t = \frac{\mu_t C_p}{Pr_t} \quad \text{et} \quad (\rho D)_t = \frac{\mu_t}{Sc_t} \quad (\text{I.35})$$

Le nombre de Prandtl et de Schmidt de sous-maille sont fixés à la valeur de 0.5 durant toute la simulation.

Selon l'étude de Menon et al. [23], l'énergie cinétique de sous-maille  $k$ , peut être obtenue par la résolution d'une équation de transport comme suit :

$$\frac{\partial \rho \hat{k}}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \hat{u}_j \hat{k})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu_t \frac{\partial \hat{k}}{\partial x_j} \right) - \tau_{ij,SGS} \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} - \rho \hat{\epsilon} \quad (\text{I.36})$$

où le tenseur de Reynolds de sous-maille,  $\hat{\tau}_t$  s'écrit comme :

$$\tau_{ij, SGS} = -2\mu_t(S_{ij} - \frac{1}{3}S_{kk}\delta_{ij}) + \frac{2}{3}\rho\hat{k}\delta_{ij} \quad (I.37)$$

A travers la taille de filtrage  $\Delta$ , la relation entre l'énergie cinétique turbulente et sa dissipation est de la forme :

$$\hat{\varepsilon} \approx C_\varepsilon \frac{\hat{k}^{3/2}}{\Delta} \quad (I.38)$$

Une approche alternative [13] permet aussi de déterminer la dissipation de l'énergie cinétique turbulente à partir du champ de vitesse filtré, selon :

$$\hat{\varepsilon} = \nu_t \left( 2S_{ij} \cdot S_{ij} - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \hat{u})^2 \right) \quad (I.39)$$

Les deux approches donnent pratiquement les mêmes résultats au niveau de la quantité moyenne. Mais le coût de calcul par une approche algébrique est beaucoup moins élevé que celui par une équation de transport.

Le modèle de Smagorinsky [22] est aisé à mettre en œuvre et donne des résultats intéressants dans de nombreuses configurations où l'écoulement possède au moins une direction homogène. Cependant, il présente tout de même quelques points faibles [19]. D'une part, la quantité d'énergie à dissiper est sous-estimée car elle est liée uniquement au champ résolu. Ce modèle est ainsi incapable de simuler correctement la transition du régime laminaire vers le régime turbulent. De plus, ce modèle n'autorise le transfert d'énergie que dans le sens des grandes vers les petites échelles, alors que l'inverse peut se produire. Il faut en outre ajouter que la constante du modèle de Smagorinsky ne possède pas un caractère véritablement universel et doit théoriquement être réajustée pour chaque type d'écoulement. Une modélisation extrêmement fine de la viscosité de sous-maille n'est pas nécessaire dans le contexte de cette étude correspondante à la simulation du feu de grande échelle. Ce modèle est jugé pour le moment suffisant pour la plupart des calculs [14, 19]. Cependant, il faut garder à l'esprit les faiblesses de ce modèle lors de l'analyse des résultats numériques, notamment pour les écoulements en région proche des parois solides.

Il existe de nombreux autres modèles de sous-maille plus ou moins similaires à celui de Smagorinsky pour palier à ces difficultés [20]. Le concept de modèle dynamique dû à Germano et al. [24] est similaire au modèle de Smagorinsky. Mais cette fois la constante  $C_s$  est une fonction de l'espace et du temps déterminée à l'aide d'un double filtrage, conférant

ainsi un caractère plus universel au modèle. La mise en œuvre du modèle de Germano et al. [24] est cependant assez lourde car elle nécessite des opérations supplémentaires pour éviter de déstabiliser la résolution numérique [19]. Le lecteur est renvoyé à la référence [25] pour un panorama de la modélisation de sous-maille en simulation des grandes échelles.

### **1.5 Une approches de type Eddy-Dissipation-Concept (EDC)**

La combustion est un phénomène d'oxydation mettant généralement en jeu un grand nombre de réactions chimiques irréversibles. Cet ensemble de réactions induit la plupart du temps un fort dégagement de chaleur qui correspond au gain d'énergie résultant à la fois des ruptures des liaisons entre les molécules du combustible, et de la création de nouvelles molécules chimiquement plus stables. Ce dégagement de chaleur est localisé dans une région très mince de l'espace appelé flamme. La flamme est un milieu gazeux où se produisent des réactions chimiques, des phénomènes de diffusion d'espèces chimiques, ainsi que des émissions lumineuses. Le taux de réaction global entre combustible et comburant est une grandeur physique qui varie de façon très brusque dans l'espace. Elle est de plus fortement non linéaire en fonction de la température. L'épaisseur de la zone de réaction est de l'ordre du millimètre pour les situations courantes [17]. Ceci conduit à des gradients thermiques très importants et donc à de fortes variations de masse volumique. Il s'ensuit naturellement de forts transferts de masse et de chaleur.

La combustion vive avec flammes a principalement lieu en phase gazeuse avec pour comburant l'oxygène contenu dans l'air ambiant. L'écoulement gazeux, généralement turbulent, exerce un rôle important sur le mélange des réactifs. Il existe deux grands types de flammes selon la manière dont sont introduits les réactifs au sein de la zone de réaction. On distingue les flammes prémélangées, où les réactifs sont initialement mélangés avant de réagir, et les flammes de diffusion, lorsque les réactifs sont introduits de part et d'autre de la zone de réaction puis sont entraînés l'un vers l'autre par diffusion moléculaire. Dans cette étude, les éléments volatiles générés par la pyrolyse ne se prémélangent pratiquement pas à l'oxygène contenu dans l'air avant d'atteindre les zones de réaction, la combustion est de type flamme de diffusion [26]. C'est ce type de flammes qui prédomine au cours d'un feu développé, faisant l'objet du présent travail.

On peut définir trois nombres sans dimension. Le nombre de Reynolds turbulent  $Re_t = u'l_t / \nu$  caractérise l'intensité de la turbulence, et comme il s'agit d'une étude sur les écoulements turbulents nous supposons toujours  $Re_t \gg 1$ . Ici  $u'$  représente l'échelle des

fluctuations de vitesse du champ turbulent et  $\nu$  la viscosité cinématique moléculaire. Le nombre de Karlovitz  $Ka = \tau_c / \tau_\eta$  relie le temps caractéristique de la chimie à celui des échelles dissipatives. Il qualifie donc l'action des petites structures turbulentes sur le front de flamme. Le nombre de Damköhler,  $Da = \tau_t / \tau_c$ , compare l'échelle de temps caractéristique de la turbulence  $\tau_t$  et celle de la réaction chimique  $\tau_c$ . Les échelles intégrales spatiales et temporelles  $l_0$  et  $\tau_t$  sont liées aux grosses structures turbulentes, celles porteuses d'énergie. Les échelles spatiales et temporelles de Kolmogorov  $l_k$  et  $\tau_\eta$  sont liées aux petites structures, celles qui dissipent l'énergie sous l'effet de la viscosité.

Les études menées sur l'interaction entre flamme de prémélange et turbulence ont donné lieu à une classification des régimes de flamme turbulente. Parmi des diagrammes [27, 28, 29], nous allons analyser celui de Borghi et al. [27], représenté sur figure I.3 et tracé en échelle logarithmique dans le plan  $u'/u_L$  et  $l_0/l_L$ .

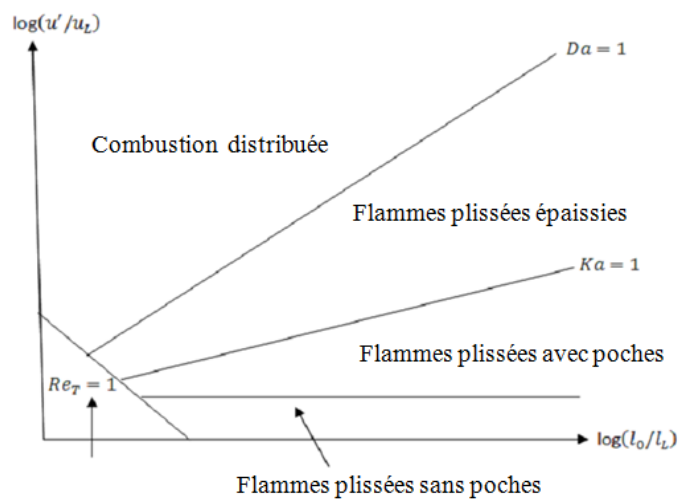


Figure I.3 Diagramme de Barrère - Borghi

Dans le cas des flammes turbulentes, ce nombre permet de caractériser l'effet de la turbulence sur la combustion. Lorsque la turbulence de l'écoulement est assez faible  $u'/u_L < 1$  et que l'épaisseur de flamme est inférieure à la plus petite échelle de longueur de la turbulence  $l_\eta$ , à savoir  $Ka < 1$  à une constante près, le front de flamme est simplement étiré par les structures turbulentes tout en restant continu : la turbulence plisse le front de flamme. C'est le régime des flammes plissées sans poches avec l'interface assimilée à une flammelette laminaire. Quand l'intensité de la turbulence est forte  $u'/u_L > 1$ , avec et toujours  $Ka < 1$ ,

certaines structures peuvent traverser la flamme. C'est le régime des flammes plissées avec poches.

On remarque que ce diagramme [27] reposant sur des analyses d'ordre de grandeur, donne une vue purement qualitative des phénomènes liant combustion et turbulence. Les limites des différents régimes de combustion ne sont pas figées, et on ne passe sûrement pas d'un régime à l'autre en franchissant une simple droite. Ensuite, les caractéristiques de la turbulence varient de part de d'autre de la flamme. Il est difficile de prendre les valeurs de  $l_t, u', v$  pour situer les flammes étudiées dans ce type de diagramme. Les écoulements rencontrés en situation d'incendie sont généralement assez turbulents [7, 8, 9] pour le temps chimique soit petit devant le temps turbulent, ce qui correspond à des valeurs élevées du nombre de Damköhler [28, 30].

La flamme turbulente à haut nombre de Damköhler est habituellement représentée comme une mince zone de réaction convectée et déformée par l'écoulement. La structure interne de la zone de réaction est supposée non perturbée par la turbulence et peut ainsi être décrite comme composée d'éléments de flammes laminaires généralement appelées flammelettes. L'hypothèse de chimie infiniment rapide postule un temps chimique  $\tau_c$  nul, et donc un nombre de Damköhler infini. L'interaction de la turbulence avec les phénomènes de combustion permet d'atteindre des intensités volumique de dégagement de chaleur nettement plus élevées qu'en régime laminaire. L'échelle de temps caractéristique de la chimie  $\tau_c$  est très petite devant les échelles de temps de la turbulence :  $Da \gg 1$ . On dit que la chimie est rapide, la combustion est contrôlée par la turbulence. L'hypothèse du régime de combustion distribuée (Perfectly Stirred Reactor) sera adoptée dans toute la suite de ce travail. Cette approche, utilisée dans le cadre de ce travail, est un cas idéalisé qui est souvent employé [35, 37] car il constitue une simplification importante de la description du problème.

La combustion est contrôlée à la fois par les réactions chimiques et par le transport des réactifs l'un vers l'autre. La cinétique des réactions chimiques est fortement favorisée par les températures atteintes au niveau de la flamme, et c'est le transfert de masse qui, en régissant la mise en présence des réactifs, constitue souvent le principal facteur limitant le taux de réaction [17]. Le cas idéalisé d'une chimie irréversible et infiniment rapide permet de simplifier encore le problème. Dans le cadre de l'hypothèse de grand nombre de Damköhler, il est ainsi possible de décrire les flammes turbulentes en s'appuyant sur une approche d'EDC [31].

Les mécanismes chimiques qui contrôlent le dégagement de chaleur d'une flamme de diffusion sont très complexes. Il est donc en pratique nécessaire de fortes hypothèses simplificatrices. L'étude de ce type de flamme se heurte donc en premier lieu à un problème de mélange [17]. Les limites d'application de ces modèles sont évidemment liées à la représentation phénoménologique sur laquelle ils reposent. Les limitations d'une telle modélisation est qu'elle est infiniment rapide pour une combustion vive avec flammes, incapable de tenir en compte la transition de flamme du régime laminaire à celui turbulent. Cette approche ne permet pas la modélisation d'un feu couvant, caractérisé par une combustion relativement lente, sans présence de flammes. Une chaîne complète du processus depuis l'ignition, en passant par la propagation et finalement l'extinction ne peut pas être tenue en compte par ce type approche. Les processus d'ignition et d'extinction sont uniquement liés à la possibilité d'obtenir un mélange stœchiométrique et donc de la présence suffisante d'air, conditions indépendantes de la température.

Dans cette étude, le modèle d'EDC [31] est précisément conçu pour les applications aux feux de grande échelle, pleinement développés. Dans ce modèle, on suppose que la réaction de combustion se produit et s'entretient grâce à la mise en contact des gaz frais et des gaz brûlés à la fréquence du mélange turbulent. En revanche, il n'y a aucune influence de la chimie, celle-ci étant supposée infiniment rapide. On utilise un modèle de combustion faisant intervenir la cinétique chimique à deux étapes pour la prédiction de CO [32]. Dans cette étude, le nombre de Lewis peut être considéré comme voisin de l'unité, il est alors possible de négliger le transfert de chaleur par les espèces chimiques. Ce modèle se ramène à la résolution des équations différentielles instantanées de la conservation des espèces chimiques comme  $C_mH_n$ ,  $O_2$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $H_2O$  et  $N_2$ . Dans les proportions stœchiométriques, la réaction d'oxydation globale d'hydrocarbure avec l'air s'écrit de la façon suivante :



La vitesse de consommation du combustible est considérée comme la plus lente des vitesses de dissipation turbulente pour les réactifs. L'expression du taux de réaction à l'échelle du temps d'un mélange est de la forme [31]:

$$\dot{\omega}_i = \frac{d\rho\hat{Y}_i}{dt} = -\rho\tau_{mix} \min(\hat{Y}_i, \frac{\hat{Y}_{O_2}}{\nu_{g,i}}) \quad (I.42)$$

Ici,  $\nu_{g,i}$  est le coefficient stœchiométrique, et  $Y_i$  fractions massiques du fuel et CO. En comparant le temps de la réaction chimique, la première étape peut être considérée comme une réaction infiniment rapide. En revanche, la seconde est beaucoup plus lente par rapport à la première, et donc le taux de l'oxydation de CO est déterminé aussi par une expression d'Arrhenius [33],

$$\dot{\omega}_{CO,ARR} = A \exp(-E / RT) [CO][H_2O]^{0.5} [O_2]^{0.25} \quad (I.43)$$

$$\dot{\omega}_{CO,EDC} = \rho C_{EDC} \frac{\varepsilon}{k} \min(\hat{Y}_{CO}, \frac{\hat{Y}_O}{\nu_2}) \quad (I.44)$$

$$\dot{\omega}_{CO} = \min(\dot{\omega}_{CO,EDC}, \dot{\omega}_{CO,ARR}) \quad (I.45)$$

L'expression globale (I.43) pour l'oxydation de CO est tirée d'un écoulement turbulent en présence de l'eau. Le taux de l'oxydation de CO plus petit est pris en compte.

Dans le présent travail, on ne prend pas en compte les effets de la cascade d'énergie turbulente; ils ajouteraient simplement des difficultés dans les calculs, sans augmenter la précision au niveau de ce que nous pensons être l'intérêt principal de cette étude, c'est à dire la résolution des phénomènes pilotant les feux de grande taille. Pour cela, l'échelle du temps d'un mélange est tirée directement du taux de dissipation de sous-maille comme :

$$\tau_{mix} \approx C_{EDC} \frac{\varepsilon}{k} \quad (I.46)$$

Nous utilisons une méthode dynamique [34] pour obtenir la constante,  $C_{EDC}$ .

$$C_{EDC} = 23.6 \left( \frac{\nu\varepsilon}{k^2} \right)^{1/4} \frac{\chi}{1 - \chi\gamma} \quad (I.47)$$

Ici  $\chi$  est un facteur entre 0 et 1, permettant de caractériser la fraction des réactifs contenue dans les petites structures en fonction de la fraction de mélange  $Z$  au point stœchiométrique,  $Z_{st}$  :

$$\chi = \frac{Z}{Z_{st}} \quad 0 \leq Z < Z_{st}$$

$$\chi = \frac{1-Z}{1-Z_{st}} \quad Z_{st} \leq Z \leq 1 \quad (I.48)$$



Le paramètre  $\gamma$ , permet de caractériser le taux de transfert entre les petites structures, et le mouvement moyen à travers de l'énergie cinétique  $k$ , sa dissipation  $\varepsilon$  et la viscosité cinématique  $\nu$ , qui est défini comme suit :

$$\gamma = 9.7 \left( \frac{\nu \varepsilon}{k^2} \right)^{3/4} \quad (I.49)$$

Finalement, le taux de chaleur par unité de volume libéré par la combustion est directement proportionnel au taux de consommation des combustibles ( $C_xH_y$  et  $CO$ ).

$$\dot{q}_c'' = - \sum_i \Delta H_{c,i} \dot{\omega}_i \quad i=C_xH_y, CO \quad (I.50)$$

Dans le domaine de l'étude des incendies, les valeurs généralement utilisées pour les chaleurs de combustion correspondent au pouvoir calorifique inférieur (PCI) car il est supposé que la vapeur d'eau est entraînée dans les fumées sans se condenser. Ainsi, l'énergie libérée par la combustion ne peut jamais dépasser l'énergie correspondant à la quantité de fuel existant dans le domaine de calcul.

La modélisation de l'interaction combustion-turbulence a fait l'objet de nombreuses études [17, 28, 34, 35], avec différentes approches phénoménologiques, pour modéliser le taux de réaction moyen. La mise en œuvre du modèle, faisant intervenir les espèces chimiques détaillées [36], est cependant assez lourde pour simuler les feux à grande échelle. C'est la principale raison pour laquelle le modèle de combustion de type EDC a été largement utilisé [31, 35, 37] dans la plupart des simulations numériques des feux. Basée sur l'idée de Magnussen et al. [31], Johansen [37] a récemment introduit le modèle de type EDC dans le code de FDS6. Pour le moment, ce type d'approche parvient seulement à retrouver des ordres de grandeurs à l'échelle industrielle. Toutefois, à l'heure actuelle, il n'est toujours pas possible de considérer comme résolu le problème des modèles de combustion. La difficulté est toujours liée à la non connaissance des effets de sous-maille sur la cinétique chimique du gaz réactif lorsque la taille du maillage utilisée pour les feux à très grande échelle est importante.

## **I.6 Transfert radiatif dans un milieu semi-transparent**

Un panorama détaillé concernant le rayonnement thermique et le transfert radiatif est disponible dans les références [38, 39]. Ici, on rappelle les notions élémentaires employées dans le cadre de ce travail. Le rayonnement thermique correspond à des longueurs d'onde de

0.1 à 100  $\mu\text{m}$ . Les deux processus de conversion qui interviennent sont l'émission spontanée de rayonnement et l'absorption du rayonnement incident. Pour les feux dont la taille caractéristique excède 0.2 m, le rayonnement constitue le mode de transfert thermique dominant [40]. Les problèmes de rayonnement sont modélisés par des équations intégral-différentielles, dont la résolution est plus délicate. A cette difficulté s'ajoute le fait que les propriétés radiatives des corps réels sont généralement assez mal connues. L'autre aspect important concerne la modélisation du transfert radiatif pour un feu de grande échelle.

Au cours de la propagation du rayonnement dans un milieu participant, les divers phénomènes qui viennent d'être évoqués modifient la valeur de la luminance énergétique. La mise en équation des effets de l'interaction entre le milieu et le rayonnement est maintenant brièvement présentée. L'équation générale de transport radiatif exprime le taux de variation de la luminance énergétique du rayonnement au cours de sa propagation pour un milieu rayonnant, absorbant et diffusif. Dans un milieu semi-transparent, la luminance énergétique  $I_\lambda$  est tirée de l'équation du transfert radiatif.

$$s \cdot \nabla I_\lambda(x, s) = -[\kappa_s(x, \lambda) + \sigma_s(x, \lambda)]I(x, s) + \kappa_s(x, \lambda)I_{b,s}(x, \lambda) + \frac{\sigma_s(x, \lambda)}{4\pi} \int_{4\pi} \Phi(s, s') I_\lambda(x, s') d\Omega' \quad (\text{I.51})$$

où  $x$  représente des coordonnées cartésiennes,  $s$  est la direction de propagation,  $\kappa_s$  le coefficient d'absorption ( $\text{m}^{-1}$ ),  $\lambda$  la longueur d'onde (m),  $\Phi$  une fonction de phase associée à la diffusion, et  $\Omega$  l'angle solide. Le bilan des transferts radiatifs s'explique par les trois termes du second membre : terme négatif qui traduit la perte d'énergie radiative, terme d'émission proportionnel à la luminance monochromatique du corps noir de température et terme positif de diffusion qui traduit le gain d'énergie radiative.

En revanche, pour le problème relatif aux flammes d'hydrocarbures représentatives d'incendies pour lesquelles la production des suies est importante, on est amené à utiliser une approximation dans des milieux fluides gris et non diffusifs. On considère dans un premiers temps un milieu non diffusif. Lorsqu'elle traverse un élément d'épaisseur  $dx$ , la luminance énergétique monochromatique voit son intensité décroître par absorption. Si l'on néglige la nature du milieu, le coefficient de diffusion est nul et le transfert radiatif peut être pris en compte aisément. L'intensité radiative  $I$  est tirée de l'équation de transfert radiatif soit :

$$s \cdot \nabla I_\lambda(x, s) = \kappa(x, \lambda)[I_{b,\lambda}(x) - I_\lambda(x, s)] \quad (\text{I.52})$$

La dépendance spectrale de la luminance énergétique est régie par le coefficient d'absorption  $\kappa(x, \lambda)$  dans l'équation (I.52). A chaque valeur de la longueur d'onde correspond théoriquement une équation de transfert radiatif à résoudre. Afin de limiter le nombre d'équations à résoudre, il faut que la discrétisation du spectre électromagnétique conduise à un petit nombre de bandes spectrales pour lesquelles une forme discrète de l'équation est résolue. Avec cette hypothèse, nous avons alors à faire à un milieu gris, composé de N bandes émettrices, nous aurons un système de N équations :

$$\mathbf{s} \cdot \nabla I_n(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \kappa_n(\mathbf{x}) [I_{b,n}(\mathbf{x}) - I_n(\mathbf{x}, \mathbf{s})] \quad (\text{I.53})$$

où n représente le nombre de bandes, avec une variation de 1 à N. La luminance  $I_n$  et le coefficient d'absorption  $\kappa_n(\mathbf{x})$ , tous deux intégrés sur la bande n. La luminance énergétique totale est déduite des luminances par bande via la relation :

$$I(\mathbf{x}, \mathbf{s}) = \sum_{n=1}^N I_n(\mathbf{x}, \mathbf{s}) \quad (\text{I.54})$$

Le couplage entre chaque bande se fera par le terme du corps noir de l'équation de transfert. Le terme source  $I_{b,n}$  est une fraction du rayonnement du corps noir correspondant à la bande n :

$$I_{b,n}(\mathbf{x}) = \sigma T(\mathbf{x})^4 / \pi \quad (\text{I.55})$$

En tenant compte des conditions aux limites pour un mur gris diffusif, la résolution de Eq.(I.53) doit être complétée par les conditions limites à la paroi grise,

$$I_w(\mathbf{s}) = \varepsilon_w I_{bw} + \frac{1 - \varepsilon_w}{\pi} \int_{\mathbf{s}' \cdot \mathbf{n}_w < 0} I_w(\mathbf{s}') |\mathbf{s}' \cdot \mathbf{n}_w| d\Omega \quad (\text{I.56})$$

où  $I_w(\mathbf{s})$  représente la luminance au niveau du mur,  $\varepsilon_w$  l'émissivité du mur et  $I_{bw}$  la luminance du corps noir sur le mur. Le premier terme du second membre de cette relation correspond au rayonnement émis par le mur du fait de sa température, alors que le second terme correspond à la réflexion du rayonnement incident sur ce mur. La divergence du flux radiatif à introduire dans l'équation d'enthalpie (I.5) peut alors être explicité de la manière suivante :

$$-\nabla \cdot \mathbf{q}_r(\mathbf{x}) = \kappa(\mathbf{x}) [U(\mathbf{x}) - 4\pi I_b(\mathbf{x})] \quad \text{avec} \quad U(\mathbf{x}) = \int_{4\pi} I(\mathbf{x}, \mathbf{s}) d\Omega \quad (\text{I.57})$$

Certaines molécules de gaz, ainsi que les particules de suie constituant les fumées, sont susceptible de voir leur niveau d'énergie augmenter par absorption d'une partie du

rayonnement incident. Les quantités d'énergie pouvant être acquises ou restituées de la sorte dépendent de la structure même des molécules et particules concernées, et prennent des valeurs discrètes. Ces quantités correspondent donc à certaines plages de valeurs de la longueur d'onde du rayonnement incident. Ainsi, un gaz présente des bandes d'absorption en dehors desquelles il peut être considéré comme totalement transparent au rayonnement. Au sein des gaz issus de la combustion, les molécules asymétriques comme  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_4$ , etc., ainsi que les particules comme les suies, présentent au contraire des bandes d'absorption non négligeable. Pour la plupart des incendies, il est généralement supposé que ce sont les suies qui contrôlent l'essentiel de l'absorption du rayonnement dans les fumées [40]. De plus, dans l'équation du rayonnement, il faut déterminer le coefficient d'absorption  $\kappa$ , des produits de combustion. Il s'agit de calculer ces coefficients à l'aide d'un modèle à basse résolution spectrale afin de trouver un bon compromis entre temps et précision du calcul. Le code FDS5 utilise de fait le programme RADCAL de Grosshandler [41] basé sur un modèle à bandes étroites. En pratique, le nombre de bandes utilisées dépend de la précision désirée. Même avec un petit nombre de bandes, la résolution des équations est très coûteuse en temps de calcul. Pour la simplification, six bandes sont choisies pour donner une représentation approximative des bandes radiatives les plus importantes de  $\text{CO}_2$  et  $\text{H}_2\text{O}$ . Au début de chaque simulation, les coefficients d'absorption sont calculés et tabulés en fonction de la température et de la fraction molaire de chacune des espèces ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ) dont le rayonnement est modélisé. Au cours de la simulation, le coefficient de chacune des cellules est défini par interpolation sur les données du tableau pré-calculé. Dans un tel modèle, le spectre utile est subdivisé en bandes suffisamment étroites pour que toutes les grandeurs puissent y être considérées comme constantes.

Pour la plupart des feux, ce sont les suies qui contrôlent l'essentiel du rayonnement. Les interactions lumière-matière entre les fumées issues de la combustion et le rayonnement thermique ne peuvent être négligées car elles perturbent significativement les échanges radiatifs. La détermination du coefficient d'absorption des suies est en fonction de la fraction volumique de suie et de la température [42] :

$$\kappa_s = 1225 f_v \hat{T} \quad (\text{m}^{-1}) \quad (\text{I.58})$$

Le coefficient d'absorption  $\kappa$  est tiré de la somme de celui de gaz et de suie comme suit

$$\kappa = \kappa_s + \kappa_g \quad (\text{I.59})$$

On utilise la méthode des volumes finis, quoique parfois coûteuse en temps de calcul, pour la résolution de l'équation de transfert radiatif dans les milieux semi-transparents fluides tout en préservant une bonne précision.

La modélisation du rayonnement thermique dans FDS [13] présente certaines limitations qu'il faut souligner ici. Etant donné la simplicité avec laquelle la chimie est traitée par le modèle d'EDC, le manque de précision dans la prédiction de la composition du mélange induit une incertitude sur la valeur du coefficient d'absorption du milieu. De plus, les fluctuations de température existant au niveau de la maille ne sont pas explicitement prises en compte.

### **I.7 Formation et oxydation des suies**

Au cours d'un incendie, les conditions dans lesquelles se déroulent les réactions de combustion ne sont pas idéales, ce qui entraîne la production d'espèces intermédiaires. Avec la condensation de certaines espèces gazeuses, ceci conduit notamment à la formation des suies. Celles-ci jouent un rôle déterminant au niveau des échanges radiatifs au sein du feu. Elles sont aussi à l'origine de la luminosité visible des flammes.

La région où ont lieu les réacteurs chimiques est très mince, on a au-dessus une zone occupée par les produits chauds, on note la formation de suie. Les particules de suie se présentent sous forme d'agglomérats d'unités sphériques de diamètres compris entre quelques nanomètres et quelques centaines de nanomètres. Ces particules sont composées en grande partie d'atomes de carbone mais aussi de différents composés organiques.

Les suies résultent d'une suite de phénomènes physico-chimiques allant de l'échelle moléculaire jusqu'à l'échelle macroscopique. A l'échelle moléculaire, la formation des suies est liée à la cinétique chimique, qui est contrôlée par l'équilibre entre les vitesses de formations des suies et celles de leur oxydation. Dans une zone de réaction pauvre en oxygène, l'oxydation est incomplète. Au lieu de former des produits de combustion simples (comme  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  ou  $\text{CO}$ ), certains radicaux hydrocarbonés se recombinent et conduisent à la formation d'hydrocarbures insaturés stables (alcènes, alcynes, etc.).

D'un seul noyau benzénique (1 nm) transparent, des suies constituées de plusieurs noyaux (10-100 nm) se forment par différents mécanismes dont le plus important est le mécanisme HACA (Hydrogen Abstraction - Carbon Addition). Ces suies seront oxydées en  $\text{CO}_2$  et  $\text{H}_2\text{O}$  à

leur passage dans la flamme à moins que la température et la concentration en oxygène ne soient pas assez élevées.

Le passage de l'échelle moléculaire à l'échelle macroscopique, c'est-à-dire le processus de passage des hydrocarbures aromatiques polycycliques aux particules de suies est assez mal connu. Si elles ne sont pas oxydées, émettant cette lumière jaune, les suies grossissent par condensation surfacique et s'agglomèrent par coagulation pour former des particules de suies plus grosses qui quittent la flamme pour constituer les fumées.

Le rayonnement émis par une flamme dépend fortement de la production des suies. Par ailleurs, la modélisation phénoménologique de la nucléation, du grossissement, de l'oxydation et enfin de l'échappement des suies doivent être enrichies d'une cinétique chimique la plus réaliste possible. Dans les travaux de Leung et al. [43], de Wen et al. [44] et de Hernandez [45], l'acétylène  $C_2H_2$  et ses dérivés, dont des espèces fortement insaturées (butadiène  $C_4H_6$ , etc.), sont considérés comme les précurseurs principaux de la formation des suies. Cette approche mène à la formation du premier cycle aromatique comme le benzène  $C_6H_6$  ou le radical phényle  $C_6H_5$  qui initie le processus de formation des hydrocarbures aromatiques polycycliques. Pour cela, il faut fournir les espèces chimiques intermédiaires comme  $C_6H_6$ ,  $C_6H_5$ ,  $C_2H_2$ ,  $H_2$ ,  $OH$ , etc. issues d'un écoulement réactif en utilisant le logiciel comme OPPDIF [44, 46] ou CANTERA [45]. Les fluctuations de température existant au niveau de la maille ne sont pas explicitement prises en compte sur la production de suie. Le lecteur est renvoyé aux références [47, 48] pour de plus amples détails sur la formation des suies, et à la référence [49] pour les particularités des suies présentes dans un incendie.

Etant donné la simplicité avec laquelle la chimie est traitée par le modèle d'EDC avec une réaction à deux étapes, le manque de la prédiction des espèces chimiques intermédiaires comme  $C_6H_6$ ,  $C_6H_5$ ,  $C_2H_2$ ,  $H_2$ ,  $OH$ , ne permet pas de considérer les mécanismes complexes de la formation de suie. Toutefois, la complexité du système d'équations à résoudre nous conduit à retenir deux approches simples mais efficaces pour la formation des suies afin d'aboutir à une prédiction locale approximative des propriétés radiatives au sein de la flamme. En premier, au niveau de la formation et destruction des suies, nous avons utilisé l'approche bien connue de Moss et al. [50, 51], qui suppose que la suie se forme en deux étapes : formation des noyaux de condensation, puis de la suie. Dans le cas d'un champ poly-dispersé, comprenant des particules de tailles différentes, le champ de suies est défini à partir de deux variables : le nombre de particules par unité de volume  $N$  et la densité massique de suie  $M$ . Le

calcul du champ de suies passe par la résolution de deux équations différentielles instantanées de transport (convection/ diffusion), explicitant comme :

$$\frac{\partial \rho N}{\partial t} + \frac{\partial [\rho N(u_i + u_i^{th})]}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu}{Sc} \frac{\partial N}{\partial x_j} \right) = \dot{\omega}_{N,inc} + \dot{\omega}_{N,coa} \quad (I.60)$$

$$\frac{\partial \rho M}{\partial t} + \frac{\partial [\rho M(u_i + u_i^{th})]}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\mu}{Sc} \frac{\partial M}{\partial x_j} \right) = \dot{\omega}_{M,inc} + \dot{\omega}_{M,gro} + \dot{\omega}_{M,oxi} \quad (I.61)$$

La fraction volumique de suies est obtenue à partir la valeur de la densité massique de suie comme,  $f_v = \frac{M}{\rho_s}$  avec la densité de suie d'environ 1800 kg/m<sup>3</sup>.

La formation des suies se produit au cours d'un processus de nucléation qui correspond à la génération des précurseurs, c'est-à-dire des premières petites particules solides. Ensuite intervient un mécanisme de croissance de surface durant lequel des molécules gazeuses interagissent avec les particules solides déjà constituées pour finir de former l'essentiel de la masse de suies. Les termes de source de la nucléation et du grossissement des suies se présentent sous la forme de lois d'Arrhenius en fonction de la fraction molaire du fuel,  $X_F$ , et de la température, s'exprimant par :

$$\dot{\omega}_{N,inc} = C_\alpha N_A \rho^2 T^{1/2} X_F e^{-T_\alpha/T} \quad (I.62)$$

$$\dot{\omega}_{M,gro} = C_\gamma \rho T^{1/2} X_F e^{-T_\gamma/T} N^{1/3} M^{2/3} \quad (I.63)$$

Les collisions dues aux mouvements de ces particules primaires donnent alors naissance par coagulation et agglutination à des agrégats de nature plus ou moins fractale. Les termes de source de coagulation en fonction du nombre des particules de suie s'expriment par :

$$\dot{\omega}_{N,coa} = -\frac{C_\beta}{N_A} T^{1/2} N^2 \quad (I.64)$$

$$\dot{\omega}_{M,inc} = \frac{C_\delta}{N_A} \dot{\omega}_{N,inc} \quad (I.65)$$

En effet, le cycle de vie des suies est complexe car il est fortement couplé avec les autres processus physiques se produisant au cours d'un feu. C'est la raison pour laquelle la

modélisation de suies reste très délicate et est souvent traduite par des paramètres empiriques. Ici,  $N_A$  représente le nombre d'Avogadro ( $6.022 \times 10^{26} / \text{kmol}$ ). Les paramètres empiriques,  $C_\alpha$ ,  $C_\beta$ ,  $C_\delta$ ,  $C_\gamma$ ,  $T_\alpha$  et  $T_\gamma$  sont des constantes qui ont pu être déterminées expérimentalement sur un certain nombre de flammes gazeuses. Par exemple, pour le méthane, les constantes empiriques, comme :

$C_\alpha (1 \times 10^7 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-2} \text{ K}^{-1/2} \text{ s}^{-1})$  ,  $C_\beta (1 \times 10^9 \text{ m}^3 \text{ K}^{-1/2} \text{ s}^{-1})$  ,  $C_\delta (144 \text{ kg})$  ,  $C_\gamma (0.1 \text{ m}^3 \text{ kg}^{-2/3} \text{ K}^{-1/2} \text{ s}^{-1})$  ,  $T_\alpha (2.6 \times 10^4 \text{ K})$  et  $T_\gamma (12.6 \times 10^3 \text{ K})$ , sont proposées par Moss et al. [50, 51]. Cependant, pour le combustible comme le kérosène qu'on utilise dans ce travail, ces paramètres sont mal connus.

La limite du modèle de Moss et al. [50, 51] sur les paramètres empiriques nous conduit à retenir une deuxième approche qui est basée sur un schéma de la formation des suies à une étape développé par Delichatsios [52]. Le calcul du champ de suies passe par la résolution d'une équation (I.61) de transport (convection/ diffusion) pour la densité massique de suie  $M$ . A travers du concept de LSP (Laminar Smoke Point), le taux de la production de suies s'exprime sous la forme de loi d'Arrhenius en fonction de la fraction de mélange  $Z$  et de la température  $T$ .

$$\dot{\omega}_{M, inc} = A_f \rho^3 \left( \frac{Z - Z_{st}}{1 - Z_{st}} \right) T^\gamma \exp(-T_\alpha / T) \quad (\text{I.66})$$

Ici, l'exposant de la température est,  $\gamma=2.25$  et l'activation de la température est  $T_\alpha=2000 \text{ K}$ . Le facteur pré-exponentiel  $A_f$  est inversement proportionnelle à la longueur de Smoke-Point.

$$A_f \propto L_{sp}^{-1} \quad (\text{I.67})$$

La longueur de Smoke-Point permet de tenir en compte le comportement des différents combustibles pour la formation de suies. Les paramètres  $L_{sp}$  ont pu être évalués expérimentalement sur un large nombre de combustibles comme propane, kérosène, etc [42]. En revanche, ce modèle ne prend pas en compte le grossissement de la surface des suies à leur passage dans la flamme ( $\dot{\omega}_{M, gro} = 0$ ).

Pour ce modèle, on est amené à introduire deux paramètres,  $Z_c$  et  $Z_{so}$ , permettant de délimiter les régions de la formation et l'oxydation des suies. Le paramètre  $Z_c$  représente la position de la formation de suies où la conversion de PAH vers les particules de carbone



commence. Le paramètre  $Z_c$  est associé à la fraction de mélange stœchiométrique à travers une constante qui est indépendante de type de fuel.

$$Z_c = \Psi_c Z_{st} \quad (I.68)$$

Le paramètre  $Z_{so}$  est associé à la position où la formation de suies se termine et l'oxydation de suies devient dominante. Ce paramètre est tiré du rapport critique de  $(C/O)_c$  qui est proche de 0.6 pour tout type d'hydrocarbure.

$$Z_{so} = \frac{(C/O)_c}{(C/O)_c + (1/Z_{st} - 1)/(2 + n/2m)} \quad (I.69)$$

Pour le kérosène, par exemple, la limite de la fraction de mélange pour la nucléation est de 0.15 et celle pour l'oxydation est de 0.1.

Les suies sont alors susceptibles d'être oxydés lorsqu'elles traversent des zones où de l'oxygène ou des radicaux OH, O sont présents en quantité suffisante. Cette oxydation peut entraîner une réduction du nombre ou de la masse des particules de suie. En raison du manque des espèces chimiques intermédiaires comme O et OH, on est amené à utiliser une approximation basée sur un schéma de l'oxydation des suies à une étape dans les proportions stœchiométriques de la façon suivante :



Nagle et al. [53] ont proposé un modèle sous la forme de loi d'Arrhenius en fonction de la concentration de l'oxygène et de la température.

$$\dot{w}_{M,oxi} = \frac{(36\pi)^{1/3} \rho W_{ox} N^{1/3} f_v^{2/3}}{\rho_{soot}} \quad (I.71)$$

Le terme  $W_{ox}$  (kg/m<sup>2</sup>s) dans l'Eq.(71) correspond à l'oxydation de suies qui s'exprime comme suit :

$$W_{ox} = 120 \left[ \frac{k_A P_{O_2}}{1 + k_z P_{O_2}} \chi + k_B P_{O_2} (1 - \chi) \right] \quad (I.72)$$

Ici  $P_{O_2}$  est la pression partielle de l'oxygène et les autres paramètres,  $\chi$ ,  $k_A$ ,  $k_B$  et  $k_z$  sont définis dans la référence [53].

Le modèle de Lee et al. [54] s'exprime aussi sous la forme de lois d'Arrhénius en fonction de la concentration de l'oxygène et de la température.

$$\dot{\omega}_{M,oxi} = -A_o X_{O_2} \rho \hat{T}^{1/2} \exp(-E_{a,o}/R\hat{T}) \quad (I.73)$$

Dans ce type d'approche, l'interaction entre la turbulence et l'oxydation des suies n'est pas prise en compte, entraînant souvent une surestimation des suies. Une alternative [31] est aussi proposée pour tenir compte des effets de la turbulence sur l'oxydation des suies. Pour cela, on suppose que la suie s'oxyde conformément à un modèle basé sur la dissipation de l'énergie turbulente de type EDC [31], soit :

$$\dot{\omega}_o = -\rho^2 \tau_{mix} \min(\hat{Y}_s, \frac{\hat{Y}_{o_2}}{v_s}) \quad (I.74)$$

La modélisation de suie dans le cadre de ce travail présente certaines limitations qu'il faut souligner ici. Dans ce travail, la production des suies est modélisée de manière simple par un unique paramètre définissant la fraction molaire de fuel qui contrôle la formation de suie. Ceci revient à supposer que les suies sont produites au sein de la flamme puis sont transportées en même temps que les produits de combustion. De plus, il est bien connu que l'oxydation des suies est une réaction chimique relativement lente avec des multiples échelles en fonction de l'intensité de la turbulence. Le point délicat réside dans les multiples échelles de temps d'une oxydation des suies qui sont mal prises en compte par ce type d'approche EDC [31].

## I.8 Bilans d'énergie et de masse à l'interface gaz-combustible condensé

Pour une flamme se développant à la surface d'un combustible condensé, c'est la décomposition de la phase condensée qui a tendance à contrôler le processus global à travers les flux de chaleur en retour vers la surface de celui-ci. La spécificité de ce problème réside dans le fort couplage entre les transferts pariétaux de masse et de chaleur. On admet que le transfert de chaleur est monodimensionnel dans la phase condensée, et dans laquelle, une méthode aux différences finies est utilisée pour le calcul du flux de chaleur [13]. De plus, il faut résoudre une équation de bilan thermique à l'interface en tenant compte des transferts de chaleur convectif et radiatif, et l'énergie de la pyrolyse.

$$-k_l \frac{dT_s}{dn} = \dot{q}_{conv}'' + \dot{q}_{rad}'' - \dot{m}_s'' L_v \quad (I.75)$$

Le transfert convectif à l'interface de phase condensée est celui qui pose le plus de problème dû au développement de la couche limite. Dans la zone au voisinage de la paroi, les équations de transport peuvent se simplifier d'après les approximations de Couette. Les

hypothèses de Couette stipulent que les dérivées partielles par rapport à la direction longitudinale de l'écoulement sont négligeables. Une approche à nombre de Reynolds élevé [55], peut être utilisée pour des feux à échelle intermédiaire en lui adjoignant seulement une loi de paroi spécifique pour calculer le flux convectif pariétal :

$$\frac{(h_s - h_{s,p})\rho\sqrt{k_v}}{\dot{q}_{conv}''} = \text{Pr}_t(u^* + P_f) \quad (I.76)$$

Cette loi de paroi suppose que la température des gaz prise en compte est située au sein de la couche limite thermique de l'ordre de 1 à 5 mm à nombre de Reynolds élevé [56]. L'étude des mécanismes de combustion a été menée plus particulièrement sur les contraintes imposées par les parois [56]. La condition de non-glissement impose l'existence de forts gradients des grandeurs dynamiques moyennes et turbulentes dans la zone pariétale. Ainsi les parois génèrent un mouvement anisotrope et inhomogène. On peut recenser de nombreuses formulations des modèles [56, 57] pour reproduire certaines caractéristiques globales de l'écoulement de paroi telles que les flux pariétaux ou d'assurer la consistance des bilans d'énergie au voisinage d'une paroi. Le lecteur est renvoyé aux références [56, 57] pour de plus amples détails sur les lois de paroi, et à la référence [56] pour les particularités de l'injection pariétale au sein d'une couche limite.

FDS [13] utilise une loi de paroi simple qui permet d'approcher la décroissance de vitesse dans la couche limite dynamique et d'éviter ainsi de devoir raffiner le maillage à proximité des parois. Pour cette raison, pour des feux de grande échelle avec un maillage grossier, le flux convectif à l'interface condensé est calculé par une corrélation empirique [13] en fonction de la vitesse et de la température locale.

$$\dot{q}_{conv}'' = -C \frac{T_g - T_p}{\delta n} \quad (I.77)$$

où  $T_p$  est la température de paroi,  $T_g$  la température du gaz et  $C$  une constante fixée à la valeur de 0.95 pour la paroi verticale et de 1.43 pour la paroi horizontale. Cette démarche permet d'éviter l'instabilité numérique, c'est-à-dire la divergence lorsque le maillage proche de la paroi devient trop grand pour des feux de grande échelle. Cette approche est acceptable dans le cas où le transfert radiatif devient prédominant, justifiable pour des feux de grande échelle dans le contexte de ce travail. Cette modélisation, relativement simpliste, évite de recourir à une résolution précise de la couche limite.

L'énergie de pyrolyse est déterminée à partir du débit massique du combustible à l'interface entre le gaz brûlé et le combustible condensé. Nous sommes bien alors dans la situation pour laquelle le bilan de masse à l'interface peut s'expliquer à l'aide de la relation suivante :

$$\dot{m}'' = \rho u_n Y_F - \rho D \frac{dY_F}{dn} \quad (I.78)$$

Par une procédure de calcul rigoureuse, il est alors possible de retrouver l'alimentation des combustibles gazeux ( $Y_F$ ) pour une flamme sans se donner au préalable cette inconnue.

### I.8.1 Evaporation d'un film de combustible liquide

La pyrolyse d'un liquide combustible est généralement fonction essentiellement de la pression à l'interface, ce qui constitue une différence fondamentale par rapport à la pyrolyse d'un solide [58]. Le débit massique par unité de surface de l'évaporation de liquide est tiré de la combinaison des équations d'énergie et d'espèces chimiques de la façon suivante [58]:

$$\dot{m}'' = (h_{m, \text{conv}} + h_{m, \text{ray}}) \ln(B + 1) \quad (I.79)$$

Ici,  $h_{m, \text{conv}}$  est le coefficient d'échange convectif de masse et associé à une dimension caractéristique d'une plaque plane,  $l$ . Il s'exprime comme :

$$h_{m, \text{conv}} = \frac{k_g}{C_{pg} l} Nu = \frac{\rho \alpha}{l} Nu \quad (I.80)$$

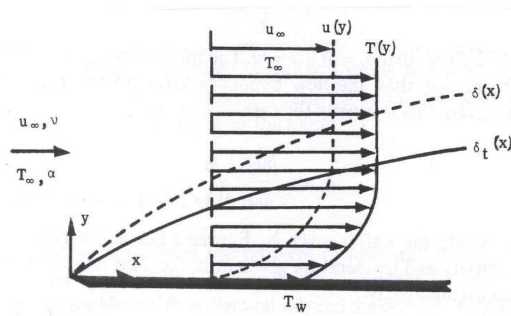


Figure I.4 Combustible liquide de type plaque plane en présence d'un vent parallèle à sa surface

Pour un film de liquide le long d'une plaque plane en présence d'un vent parallèle à sa surface avec une vitesse locale  $u$ , on a,

$$Re \equiv \frac{ul}{\nu_g} \quad (I.81)$$

En régime laminaire ( $Re < 3 \times 10^5$ ) :

$$Nu = 0.664 Re^{1/2} Pr^{1/3} \quad (I.82)$$

En régime turbulent ( $Re > 3 \times 10^5$ ) :

$$Nu = 0.037 Re^{4/5} Pr^{1/3} \quad (I.83)$$

Lorsqu'un rayonnement thermique atteint la surface d'un liquide, une partie de celui-ci est absorbée, une autre est réfléchiée et une dernière est éventuellement transmise à travers le matériau. La partie du rayonnement qui est absorbée est convertie en énergie interne localisée dans une mince couche du matériau [13]. La fraction du rayonnement incident qui est absorbée est l'absorptivité du matériau. Le coefficient d'échange radiatif,  $h_{m,ray}$ , tient en compte la transmission du rayonnement à l'intérieur du liquide, et s'écrit comme :

$$h_{m,ray} = \dot{q}_{rad}'' (1 - e^{-k_l l}) / [C_p (T_g - T_s)] \quad (I.84)$$

A l'équilibre liquide-vapeur, la pression partielle de la vapeur du combustible au-dessus de la surface du liquide est tirée de l'équation de Clausius-Clapeyron [13, 58]:

$$X_{F,s} = \frac{P_v}{P} = \exp \left[ - \frac{h_v M_f}{R} \left( \frac{1}{T_s} - \frac{1}{T_b} \right) \right] \quad (I.85)$$

La fraction massique de la vapeur du combustible s'écrit :

$$Y_{F,s} = X_{F,s} \frac{MW_F}{X_{F,s} MW_F + (1 - X_{F,s}) MW_A} \quad (I.86)$$

Sans présence de la combustion, le nombre de transfert de masse B peut être déterminé de la façon suivante [58]:

$$B = \frac{Y_{F,\infty} - Y_{F,s}}{Y_{F,s} - Y_{F,0}} \quad (I.87)$$

La combustion renforce la vitesse de l'évaporation de liquide dû à la chaleur dégagée durant la réaction chimique exothermique. De ce fait, le nombre de transfert de masse B rapporté à la combustion s'exprime comme suit [58]:

$$B = \frac{\Delta H_c / \nu + C_{pg}(T_\infty - T_s)}{L_v + C_{pl}(T_s - T_0)} \quad (I.88)$$

où  $T_s$  est la température surfacique de liquide et  $T_0$  est la température initiale du liquide. On suppose que lorsque une flamme s'établit sur un combustible liquide, la température à la surface de celui-ci est égale à celle d'ébullition (par exemple, 98 °C pour l'heptane et 216 °C pour le kérosène).

### I.8.2 Pyrolyse d'un combustible solide

A l'heure actuelle, la pyrolyse des matériaux composites n'est pas encore totalement comprise et de nombreuses questions restent encore en suspens. Les matériaux composites sont non isotropes car il possède une structure constituée de fibres de carbone, ce qui entraîne que ses propriétés thermiques et sa porosité varient selon les directions suivies. La combustion des solides résulte généralement du phénomène de pyrolyse. La pyrolyse est un mécanisme de dégradation, sous l'effet d'un flux thermique, des polymères existant à haute température à la surface d'un matériau combustible solide [16, 59]. Ceci permet de générer des éléments combustibles volatiles quittant le solide pour venir alimenter une flamme. La combustion de ces derniers libère alors de la chaleur qui maintient le flux thermique à l'origine de la pyrolyse. Lorsque l'apport d'air le permet, le phénomène est ainsi autoentretenu jusqu'à épuisement du matériau combustible. La décomposition du solide est l'étape limitative du processus de dégradation, contrôlée principalement par le retour de chaleur de flamme. Dans le code de FDS [13], l'analyse se focalise sur les transferts thermiques ainsi que sur les processus successifs qui mènent à la pyrolyse puis à la gazéification du combustible solide. Pour cela, il faut résoudre une équation différentielle instantanée de transfert de chaleur avec la prise en compte de la réaction chimique dans le solide.

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \right) + \dot{q}_{s,c}''' + \dot{q}_{s,r}''' \quad (I.89)$$

où  $c_s$  est la chaleur spécifique du solide et  $\rho_s$  la masse volumique du solide. Le terme source  $\dot{q}_{s,r}'''$  est essentiellement l'absorption du rayonnement au sein du combustible solide. Le terme source  $\dot{q}_{s,c}'''$  tient compte la production de chaleur due à la réaction chimique dans le solide. Le combustible solide laisse en brûlant une couche superficielle poreuse de résidus carbonneux

qui est le siège de réactions d'oxydation de surface exothermiques se développant parallèlement à la dégradation de la matière volatile. Ces réactions apportent une contribution positive dans les échanges de chaleur. Cette équation tient compte de la perte de chaleur par conduction dans le solide, ainsi que la consommation d'énergie à l'interface par la pyrolyse. Les différents termes d'interaction intervenant dans Eq.(I.89) doivent être modélisés.

D'un point de vue thermochimique, le code FDS [13] considère les processus de pyrolyse du solide qui se déroulent selon les trois étapes suivantes :

- réaction de pyrolyse endothermique ;
- réaction de dégradation exothermique ;
- réaction d'oxydation due au résidu charbonneux exothermique.

Ces processus peuvent être schématisés par l'expression suivante :



où  $\alpha$  correspond à un composant du matériel composé, et  $\beta$  une étape des réactions chimiques  $N_{r,\alpha}$ . Ces processus correspondant aux trois réactions décrites ci-dessus dans le solide doivent satisfaire les lois d'Arrhenius sous une expression générale :

$$\dot{m}'' = A\rho_s \exp(-E_A / RT) \quad (\text{I.91})$$

L'évolution de la densité du composant  $\alpha$  au cours du temps est supposée suivre une conservation de l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\rho_{s,\alpha}}{\rho_{s0}} \right) = - \sum_{\beta=1}^{N_{r,\alpha}} r_{\alpha\beta} + S_{\alpha} \quad (\text{I.92})$$

où  $r_{\alpha\beta}$  est le taux de réaction chimique  $\beta$  en unité (1/s) et  $\rho_{s0}$  la densité initiale du combustible solide. L'équation (I.92) signifie la consommation de masse du composant  $\alpha$  par la réaction  $r_{\alpha\beta}$  dans la phase solide, et la production de masse de ce composant due à l'autre réaction.

Le taux de chaque réaction dans le solide doit satisfaire les lois d'Arrhénius en fonction de la concentration massique et de la température.

$$r_{\alpha\beta} = \left( \frac{\rho_{s,\alpha}}{\rho_{s0}} \right)^{n_{s,\alpha\beta}} A_{\alpha\beta} \exp\left( - \frac{E_{\alpha\beta}}{R T_s} \right) \quad (\text{I.93})$$

Le terme source  $S_\alpha$  est la somme des productions issues de toutes les étapes de réactions chimiques.

$$S_\alpha = \sum_{\alpha=1}^{N_m} \sum_{\beta=1}^{N_{r,\alpha}} v_{s,\alpha\beta} \Gamma_{\alpha\beta} \quad (I.94)$$

En effet, ces espèces volatiles sont celles qui sont oxydées en zone homogène gazeuse. Le taux de production des gaz combustibles peut s'exprimer comme suit :

$$\dot{m}_f''' = \rho_{s0} \sum_{\alpha=1}^{N_m} \sum_{\beta=1}^{N_{r,\alpha}} v_{f,\alpha\beta} \Gamma_{\alpha\beta} \quad (I.95)$$

En tenant compte de la chaleur de réaction ( $\Delta H_{r,\alpha\beta}$ ) et de celle latente en présence d'une transformation thermodynamique due au passage du combustible solide aux produits gazeux, le terme source  $\dot{q}_{s,c}'''$  dans l'équation de transfert de chaleur (cf. Eq. I.89) s'écrit :

$$\dot{q}_{s,c}'''(x) = \rho_{s0} \sum_{\alpha=1}^{N_m} \sum_{\beta=1}^{N_{r,\alpha}} r_{\alpha\beta}(x) \left[ \Delta H_{r,\alpha\beta} - \int_{T_0}^{T(x)} \Delta c(\theta) d\theta \right] \quad (I.96)$$

Jusqu'à présent, la connaissance scientifique actuelle n'est pas suffisamment avancée sur le phénomène de pyrolyse des matériaux composites utilisés dans l'aéronef. Pour l'instant, le modèle de pyrolyse simple, contrôlée par la température, est utilisé à travers d'une approche du nombre de transfert de masse (cf. Eq.I.79). Ce type d'approche donne satisfaction pour les matériaux solides à étudier au niveau du débit massique de pyrolyse.

## I.9 Conclusion

Le modèle de combustion est basé sur une approche EDC pour les écoulements chimiquement réactifs en régime transitoire, permettant de suivre l'évolution des réactions chimiques de combustion. Toutefois, pour des simulations de flammes de diffusion à une grande échelle, le modèle de type EDC apparaît à la fois robuste et rapide. Cette démarche pour la simulation numérique correspond au niveau de précision actuellement attendu pour traiter des problèmes d'ingénierie de la sécurité contre l'incendie. L'expression thermodynamique de la divergence dans FDS5 est précisément conçue pour les applications particulières aux écoulements en expansion du fait du dégagement de chaleur. L'outil numérique utilisé dans le cadre du présent travail a été présenté dans ce chapitre, en faisant



référence aux modèles classiquement employés dans la littérature. Ceci a permis de situer le code FDS en montrant ses points forts, ses faiblesses, et ce qui fait son originalité.

Pour l'instant, on n'arrive pas à concevoir un modèle de l'oxydation des suies plus général capable de traiter de feu de tout type de configuration. Le modèle d'oxydation des suies de type EDC ne donne satisfaction que pour des feux à échelle intermédiaire avec une intensité de turbulence modérée. En revanche, la suppression des suies de type EDC semble trop rapide pour des feux de grande échelle en présence d'un écoulement oxydant fortement turbulent. Le point délicat réside dans les multiples échelles de temps d'un mélange qui sont mal connues. Donc pour des feux de grande échelle avec une forte turbulence, on a retenu le modèle d'oxydation des suies sous la forme de lois d'Arrhenius pour calculer le flux de chaleur.

Les modélisations numériques sur la pyrolyse de combustible solide, exigent la connaissance, actuellement très insuffisante, des propriétés physiques, chimiques et mécaniques, résistances et le comportement au feu des matériaux solides. Le point délicat réside dans l'évolution temporelle des propriétés thermodynamiques et thermo-physiques liées au comportement des nouveaux matériaux composites (température d'allumage, énergie d'activation, conductivité, densité, chaleur spécifique). Les bases théoriques sont posées pour le traitement de problème de mécanique-énergétique et de combustion. Le choix se complique alors de nouveau car, d'un modèle de pyrolyse à l'autre, la nature mathématique des équations à résoudre change, et selon la nature du système, certains modèles de pyrolyse sont à recommander plutôt que d'autres. Comme la connaissance scientifique actuelle n'est pas suffisamment avancée sur le phénomène de pyrolyse, il est donc nécessaire d'avoir des connaissances solides dans ces deux classes de modèles : pyrolyse contrôlée par la température et celle contrôlée par la cinétique chimique.

## CHAPITRE II. Méthode numérique et conditions aux limites

Ce paragraphe est consacré à la présentation de la méthode numérique et à la procédure de résolution mise en œuvre pour résoudre les équations instationnaires. Le domaine est un parallélépipède divisé en maillages rectangulaires. A chaque maille est associé un triplet (i,j,k) représentant la position de la maille selon les axes x, y et z respectivement. La résolution numérique utilise une approche par grille décalée : les quantités scalaires correspondent au centre des mailles alors que les quantités vectorielles sont placées au centre des faces. La résolution du système des équations est effectuée à l'aide d'un schéma aux différences finies parmi les plus classiques et les plus employés : le schéma de Runge-Kutta prédicteur-correcteur de second ordre (McCormack) [13]. Les dérivées spatiales sont approximées par un schéma aux différences finies centrées du second ordre. La discrétisation temporelle se fait suivant une méthode à pas fractionnaire. Nous aborderons ensuite les problèmes aux conditions limites et proposerons des solutions valables pour tout type de condition. Dans cette partie, nous formulerons les hypothèses nécessaires à une méthode de résolution directe d'une équation de Poisson basée sur les idées originales de McGrattan et al. [13]. Le but est de réaliser une méthode plus compétitive en temps de calcul par rapport à la méthode itérative. La méthode des ordonnées discrètes est employée pour la résolution de l'équation de transfert radiatif.

### II.1 Système d'équations à résoudre

Après les simplifications développées dans la section précédente, le système d'équations à résoudre pour un faible nombre de Mach s'exprime comme suit :

Conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (\text{II.1})$$

Conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla H = \mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega} + \frac{1}{\rho} ((\rho - \rho_{\infty}) \mathbf{g} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}) \quad (\text{II.2})$$

Equation de la pression

$$\nabla^2 H = \frac{\partial(\nabla \cdot \mathbf{u})}{\partial t} - \nabla \cdot \mathbf{F} \quad (\text{II.3})$$

Conservation des espèces chimiques pour la cinétique chimique finie

$$\frac{\partial \rho Y_1}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho Y_1 = -\rho Y_1 \nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot (\rho D_1) \nabla Y_1 + \dot{W}_1''' \quad (\text{II.4})$$

Expression thermodynamique de la divergence

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{\gamma - 1}{\gamma p_0} \left( \dot{q}_c''' + \nabla \cdot \lambda \nabla T + \nabla \cdot \sum_{l=0}^N c_{p,l} T \rho D_l \nabla Y_l - \nabla \cdot \mathbf{q}_r \right) - \frac{1}{\gamma p_0} \frac{dp_0}{dt} \quad (\text{II.5})$$

Equation d'état

$$p_0(t) = R \rho T \sum_{l=0}^N \frac{Y_l}{W_l} \quad (\text{II.6})$$

Il faut remarquer que l'équation de quantité de mouvement est écrite en termes de perturbations de la pression totale, et la pression  $p$  est remplacée par  $p_0$  dans les équations d'énergie et d'état (II.5, II.6).

## II.2 Algorithme de type Runge-Kutta

Pour la discrétisation temporelle, on utilise un processus de mise à jour des variables de l'écoulement en fonction du temps basé sur l'algorithme explicite du second ordre de type Runge-Kutta. Pour une variable quelconque en terme instationnaire :

$$\frac{d\phi}{dt} = f(\phi, t) \quad (\text{II.7})$$

avec la condition initiale,  $\phi(0) = \phi^0$ . La procédure de prédiction-correction peut être décomposée comme suit. Dans la phase prédicteur, les variables thermodynamiques sont estimées au pas de temps suivant par un schéma Euler explicite du 1<sup>er</sup> ordre.

$$\phi^{(n+1)e} = \phi^n + \delta t f(\phi^n, t^n) \quad \text{avec } t^n = n \delta t \quad (\text{II.8})$$

Dans la phase correcteur, les mêmes variables sont rectifiées pour le pas de temps suivant.

$$\phi^{n+1} = \phi^n + \frac{\delta t}{2} [f(\phi^n, t^n) + f(\phi^{(n+1)_e}, t^n + \delta t)] \quad (\text{II.9})$$

ou

$$\phi^{n+1} = \frac{1}{2} [\phi^n + \phi^{(n+1)_e} + \delta t f(\phi^{(n+1)_e}, t^n + \delta t)] \quad (\text{II.10})$$

### **Grandeurs de l'écoulement (McCormack)**

La détermination des grandeurs de l'écoulement à simuler suit une procédure itérative fondée sur l'architecture algorithmique décrite précédemment. Les étapes principales de calcul sont les suivantes :

#### **Phase Prédicteur**

Pour la masse volumique, on a

$$\rho^{(n+1)_e} = \rho^n - \delta t (\mathbf{u}^n \cdot \nabla \rho^n + \rho^n \nabla \cdot \mathbf{u}^n) \quad (\text{II.11})$$

Une estimation de la divergence  $(\nabla \cdot \mathbf{u})^{(n+1)_e}$  est alors construite à partir de ces valeurs thermodynamiques. L'équation de Poisson pour la pression est alors résolue par un solveur direct à base de FFT.

$$\nabla^2 H^n = - \frac{(\nabla \cdot \mathbf{u})^{(n+1)_e} - (\nabla \cdot \mathbf{u})^n}{\delta t} - \nabla \cdot \mathbf{F}^n \quad (\text{II.12})$$

où le vecteur F contient les termes diffusifs et convectifs, ainsi que les termes forces de l'équation de conservation de la quantité de mouvement. La vitesse est alors estimée pour le pas de temps suivant.

$$\mathbf{u}^{(n+1)_e} = \mathbf{u}^n - \delta t (\mathbf{F}^n + \nabla H^n) \quad (\text{II.13})$$

#### **Phase Correcteur**

Dans cette phase, la masse volumique est corrigée pour le pas de temps suivant.

$$\rho^{n+1} = \frac{1}{2} (\rho^n + \rho^{(n+1)_e} - \delta t (\mathbf{u}^{(n+1)_e} \cdot \nabla \rho^{(n+1)_e} + \rho^{(n+1)_e} \nabla \cdot \mathbf{u}^{(n+1)_e})) \quad (\text{II.14})$$

La divergence  $(\nabla \cdot \mathbf{u})^{(n+1)}$  est alors calculée à partir des variables thermodynamiques corrigées.

La pression est recalculée à partir des valeurs estimées :

$$\nabla^2 H^{(n+1)_e} = \frac{2(\nabla \cdot \mathbf{u})^{n+1} - (\nabla \cdot \mathbf{u})^{(n+1)_e} - (\nabla \cdot \mathbf{u})^n}{\delta t} - \nabla \cdot \mathbf{F}^{(n+1)_e} \quad (\text{II.15})$$

Puis la vitesse est corrigée :

$$\mathbf{u}^{n+1} = \frac{1}{2}(\mathbf{u}^n + \mathbf{u}^{(n+1)_e} - \delta t(\mathbf{F}^{(n+1)_e} + \nabla H^{(n+1)_e})) \quad (\text{II.16})$$

Enfin au plan numérique, la méthode utilisée de type prédicteur-correcteur améliorée par la procédure d'anti diffusion numérique, doit s'appuyer sur le critère de convergence basé sur la consistance et la stabilité.

Consistance + Stabilité  $\Leftrightarrow$  Convergence

Afin d'assurer à la méthode un caractère de consistance satisfaisante, une attention particulière doit être portée à la différence entre la divergence thermodynamique (II.5) et celle dynamique,

$$\varepsilon = \left| (\nabla \cdot \mathbf{u})_{\text{thermodynamique}} - (\nabla \cdot \mathbf{u})_{\text{dynamique}} \right| < 10^{-6} \quad (\text{II.17})$$

où  $(\nabla \cdot \mathbf{u})_{\text{dynamique}}$  est définie de la manière classique,

$$(\nabla \cdot \mathbf{u})_{\text{dynamique}} = \frac{\mathbf{u}_{ijk} - \mathbf{u}_{i-1,jk}}{\delta x} + \frac{\mathbf{v}_{ijk} - \mathbf{v}_{i,j-1,k}}{\delta y} + \frac{\mathbf{w}_{ijk} - \mathbf{w}_{ij,k-1}}{\delta z} \quad (\text{II.18})$$

Le pas de temps se choisit automatiquement en fonction de la vitesse locale. A chaque phase de prédiction, le pas de temps doit vérifier bien évidemment un critère de stabilité spécifique CFL (Courant, Friedrichs, Lewy) [13].

$$\delta t < \min \left( \frac{\delta x}{u_{ijk}}, \frac{\delta y}{v_{ijk}}, \frac{\delta z}{w_{ijk}}, \frac{\rho_{ijk} \delta x^2}{8\mu_{ijk}}, \frac{\rho_{ijk} \delta y^2}{8\mu_{ijk}}, \frac{\rho_{ijk} \delta z^2}{8\mu_{ijk}} \right) \quad (\text{II.19})$$

### II.3 Schéma de la discrétisation spatiale

Les dérivées spatiales sont discrétisées sur un maillage rectiligne. Les variables scalaires sont localisées au centre des mailles, et celles vectorielles sur les faces des mailles. La densité au centre de la  $ijk$ <sup>ième</sup> maille évolue dans le temps avec le schéma prédicteur correcteur suivant.

#### II.3.1 Equation de transport de masse

Dans la partie prédiction, la densité au pas de temps  $(n+1)$  est estimée à partir de la valeur des variables au pas de temps  $n$  :

$$\frac{\rho_{ijk}^{(n+1)e} - \rho_{ijk}^n}{\delta t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla \rho)_{ijk}^n = -\rho_{ijk}^n (\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk}^n \quad (\text{II.20})$$

Après la prédiction au pas de temps  $(n+1)$ , la densité est corrigée :

$$\frac{\rho_{ijk}^{(n+1)} - 0.5(\rho_{ijk}^n + \rho_{ijk}^{(n+1)e})}{0.5\delta t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla \rho)_{ijk}^{(n+1)e} = -\rho_{ijk}^{(n+1)e} (\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk}^{(n+1)e} \quad (\text{II.21})$$

Les équations de conservation des espèces chimiques sont calculées de la même manière. Dans la phase de prédiction :

$$\frac{(\rho Y_l)_{ijk}^{(n+1)e} - (\rho Y_l)_{ijk}^n}{\delta t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla \rho Y_l)_{ijk}^n = -(\rho Y_l)_{ijk}^n (\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk}^n + (\nabla \cdot \rho D \nabla Y_l)_{ijk}^n + \dot{W}_{ijk}^m \quad (\text{II.22})$$

$$\begin{aligned} \frac{(\rho Y_l)_{ijk}^{(n+1)} - 0.5((\rho Y_l)_{ijk}^n + (\rho Y_l)_{ijk}^{(n+1)e})}{0.5\delta t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla \rho Y_l)_{ijk}^{(n+1)e} = \\ -(\rho Y_l)_{ijk}^{(n+1)e} (\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk}^{(n+1)e} + (\nabla \cdot \rho D \nabla Y_l)_{ijk}^{(n+1)e} + \dot{W}_{ijk}^m \end{aligned} \quad (\text{II.23})$$

Pour la discrétisation des termes convectifs, nous utiliserons alors un schéma aux différences finies amont biaisées dans la partie prédiction et celui aval dans la partie correction.

$$(\mathbf{u} \cdot \nabla \rho)_{ijk} = \frac{1 \mp \epsilon_u}{2} u_{ijk} \frac{\rho_{i+1,jk} - \rho_{ijk}}{\delta x} + \frac{1 \pm \epsilon_u}{2} u_{i-1,jk} \frac{\rho_{ijk} - \rho_{i-1,jk}}{\delta x} + \dots \quad (\text{II.24})$$

$$(\mathbf{u} \cdot \nabla \rho Y_l)_{ijk} = \frac{1 \mp \epsilon_u}{2} u_{ijk} \frac{(\rho Y_l)_{i+1,jk} - (\rho Y_l)_{ijk}}{\delta x} + \frac{1 \pm \epsilon_u}{2} u_{i-1,jk} \frac{(\rho Y_l)_{ijk} - (\rho Y_l)_{i-1,jk}}{\delta x} + \dots \quad (\text{II.25})$$

### II.3.2 Expression de la divergence thermodynamique

La divergence, à la fois dans la phase de prédiction et celle de correction, est discrétisée de la manière suivante :

$$(\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk} = \frac{\gamma-1}{\gamma p_0} \left( \dot{q}_{ijk}'' + (\nabla \cdot \lambda \nabla T)_{ijk} + \sum_{l=0}^N (\nabla \cdot T c_{p,l} \rho D_l \nabla Y_l)_{ijk} - \nabla \cdot \mathbf{q}_r \right) - \frac{1}{\gamma p_0} \frac{dp_0}{dt} \quad (\text{II.26})$$

Les opérateurs différentiels relatifs aux termes diffusifs sont construits *via* un schéma centré du second ordre.

$$(\nabla \cdot \lambda \nabla T)_{ijk} = \frac{1}{\delta x} \left[ \lambda_{i+\frac{1}{2},jk} \frac{T_{i+1,jk} - T_{ijk}}{\delta x} - \lambda_{i-\frac{1}{2},jk} \frac{T_{ijk} - T_{i-1,jk}}{\delta x} \right] + \dots \quad (\text{II.27})$$

$$\begin{aligned} (\nabla \cdot c_{p,l} T \rho D_l \nabla Y_l)_{ijk} = \\ \frac{1}{\delta x} \left[ T_{i+\frac{1}{2},jk} (c_{p,l} \rho D_l)_{i+\frac{1}{2},jk} \frac{Y_{l,i+1,jk} - Y_{l,ijk}}{\delta x} - T_{i-\frac{1}{2},jk} (c_{p,l} \rho D_l)_{i-\frac{1}{2},jk} \frac{Y_{l,ijk} - Y_{l,i-1,jk}}{\delta x} \right] + \dots \end{aligned} \quad (\text{II.28})$$

$$(\nabla \cdot \rho D_l \nabla Y_l)_{ijk} = \frac{1}{\delta x} \left[ (\rho D_l)_{i+\frac{1}{2},jk} \frac{Y_{l,i+1,jk} - Y_{l,ijk}}{\delta x} - (\rho D_l)_{i-\frac{1}{2},jk} \frac{Y_{l,ijk} - Y_{l,i-1,jk}}{\delta x} \right] + \dots \quad (\text{II.29})$$

La température est extraite de la densité avec l'équation d'état :

$$T_{ijk} = \frac{p_0}{\rho_{ijk} R \sum_{l=0}^N (Y_{l,ijk} / M_l)} \quad (\text{II.30})$$

### II.3.3 Equation de conservation de la quantité de mouvement

La présentation se limitera à une seule composante sur l'axe de x, pour la conservation de la quantité de mouvement.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + F_x + \frac{\partial H}{\partial x} = 0 \quad (\text{II.31})$$

$$F_x = w \omega_y - v \omega_z - \frac{1}{\rho} \left[ (\rho_\infty - \rho) g_x + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right] \quad (\text{II.32})$$

La discrétisation de l'équation de conservation de la quantité de mouvement prend donc la forme :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + F_{x,ijk} + \frac{H_{i+1,jk} - H_{ijk}}{\delta x} = 0 \quad (\text{II.33})$$

où  $H_{ijk}$  est pris au centre de la maille,  $u_{ijk}$  et  $F_{x,ijk}$  sont pris sur la face de la maille du côté aval sur l'axe  $x$ .

$$\begin{aligned} F_{x,ijk} = & \left( \frac{1 \mp \varepsilon_w}{2} w_{i+\frac{1}{2},jk} \omega_{y,ijk} + \frac{1 \pm \varepsilon_w}{2} w_{i+\frac{1}{2},j,k-1} \omega_{y,ij,k-1} \right) - \\ & \left( \frac{1 \mp \varepsilon_v}{2} v_{i+\frac{1}{2},jk} \omega_{z,ijk} + \frac{1 \pm \varepsilon_v}{2} v_{i+\frac{1}{2},j-1,k} \omega_{z,i,j-1,k} \right) - \\ & \frac{1}{\rho_{i+\frac{1}{2},jk}} \left[ (\rho_\infty - \rho_{i+\frac{1}{2},jk}) g_x + \frac{\tau_{xx,i+1,jk} - \tau_{xx,ijk}}{\delta x} + \frac{\tau_{xy,ijk} - \tau_{xy,i,j-1,k}}{\delta y} + \frac{\tau_{xz,ijk} - \tau_{xz,ij,k-1}}{\delta z} \right] \end{aligned} \quad (\text{II.34})$$

avec

$$\omega_{x,ijk} = \frac{w_{i,j+1,k} - w_{ijk}}{\delta y} - \frac{v_{ij,k+1} - v_{ijk}}{\delta z} \quad (\text{II.35})$$

$$\omega_{y,ijk} = \frac{u_{ij,k+1} - u_{ijk}}{\delta z} - \frac{w_{i+1,jk} - w_{ijk}}{\delta x} \quad (\text{II.36})$$

$$\omega_{z,ijk} = \frac{v_{i+1,jk} - v_{ijk}}{\delta x} - \frac{u_{i,j+1,k} - u_{ijk}}{\delta y} \quad (\text{II.37})$$

$$\tau_{xx,ijk} = \mu_{ijk} \left( 2 \frac{u_{ijk} - u_{i-1,jk}}{\delta x} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk} \right) \equiv \mu_{ijk} \left( \frac{4}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk} - 2 \frac{v_{ijk} - v_{i,j-1,k}}{\delta y} - 2 \frac{w_{ijk} - w_{ij,k-1}}{\delta z} \right) \quad (\text{II.38})$$

$$\tau_{yy,ijk} = \mu_{ijk} \left( 2 \frac{v_{ijk} - v_{i,j-1,k}}{\delta y} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk} \right) \equiv \mu_{ijk} \left( \frac{4}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk} - 2 \frac{u_{ijk} - u_{i-1,jk}}{\delta x} - 2 \frac{w_{ijk} - w_{ij,k-1}}{\delta z} \right) \quad (\text{II.39})$$

$$\tau_{zz,ijk} = \mu_{ijk} \left( 2 \frac{w_{ijk} - w_{ij,k-1}}{\delta z} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk} \right) \equiv \mu_{ijk} \left( \frac{4}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk} - 2 \frac{u_{ijk} - u_{i-1,jk}}{\delta x} - 2 \frac{v_{ijk} - v_{i,j-1,k}}{\delta y} \right) \quad (\text{II.40})$$

$$\tau_{xy,ijk} = \tau_{yx,ijk} = \mu_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k} \left( \frac{u_{i,j+1,k} - u_{ijk}}{\delta y} + \frac{v_{i+1,jk} - v_{ijk}}{\delta x} \right) \quad (\text{II.41})$$

$$\tau_{xz,ijk} = \tau_{zx,ijk} = \mu_{i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}} \left( \frac{u_{ij,k+1} - u_{ijk}}{\delta z} + \frac{w_{i+1,jk} - w_{ijk}}{\delta x} \right) \quad (\text{II.42})$$

$$\tau_{yz,ijk} = \tau_{zy,ijk} = \mu_{i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} \left( \frac{v_{ij,k+1} - v_{ijk}}{\delta z} + \frac{w_{i,j+1,k} - w_{ijk}}{\delta y} \right) \quad (\text{II.43})$$



Dans les expressions (II.24-II.25, II.34), + signifie dans la partie prédiction et dans la partie correction. Les nombres de CFL locaux sur les axes x, y et z, sont respectivement définis :

$$\varepsilon_u = \frac{u\delta t}{\delta x} \quad , \quad \varepsilon_v = \frac{v\delta t}{\delta y} \quad , \quad \varepsilon_w = \frac{w\delta t}{\delta z} \quad (\text{II.44})$$

### II.3.4 Equation de la pression

La divergence de l'équation de conservation de la quantité de mouvement mène à une équation de Poisson pour la pression.

$$\begin{aligned} & \frac{H_{i+1,jk} - 2H_{ijk} + H_{i-1,jk}}{\delta x^2} + \frac{H_{i,j+1,k} - 2H_{ijk} + H_{i,j-1,k}}{\delta y^2} + \frac{H_{ij,k+1} - 2H_{ijk} + H_{ij,k-1}}{\delta z^2} \\ & = -\frac{F_{x,ijk} - F_{x,i-1,jk}}{\delta x} - \frac{F_{y,ijk} - F_{y,i,j-1,k}}{\delta y} - \frac{F_{z,ijk} - F_{z,ij,k-1}}{\delta z} - \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \mathbf{u})_{ijk} \end{aligned} \quad (\text{II.45})$$

Cette équation aux dérivées partielles elliptiques est résolue au moyen d'un solveur direct sur base de FFT. La discrétisation de la dérivée temporelle de la divergence, avec sa définition thermodynamique, se fait suivant un schéma de type Runge-Kutta du second ordre.

## II.4 Conditions aux limites et conditions initiales

Les trois types de frontières différentes : entrée, sortie, paroi solide imperméable et adiabatique sont considérés ici.

### Conditions d'entrée

La condition de Neumann est imposée,

$$\frac{H_{ij,1} - H_{ij,0}}{\delta z} = -F_{z,ij,0} \quad (\text{II.46})$$

### Conditions de sortie

Si le débit est sortant, la perturbation de pression est imposée comme suit :

$$H = |\mathbf{u}|^2 / 2 \quad (\text{II.47})$$

$$H_{i+\frac{1}{2},jk} = (u_{i,jk}^2 + v_{i,j-\frac{1}{2},k}^2 + w_{i,j-\frac{1}{2},k}^2) / 2 \quad \text{si } u_{i,jk} > 0 \quad (\text{II.48})$$

Si le débit est rentrant, la pression totale est imposée nulle,

$$H=0 \quad (II.49)$$

$$H_{1+\frac{1}{2},jk} = 0 \quad \text{si } u_{1,jk} < 0 \quad (II.50)$$

Un flux de chaleur est estimé en ajustant la température de la frontière. Le transfert de chaleur est également imposé nul.

### Conditions de paroi solide

Pour les cellules correspondant à des parois internes, il faut considérer :

$$F_n = -\frac{\partial H^*}{\partial n} + \beta u_n \quad (II.51)$$

où  $\beta$  est un paramètre de relaxation :

$$\beta = \frac{0.8}{\delta t} \quad (II.52)$$

Ici,  $F_n$  est la composante normale à la paroi du vecteur-flux  $F$ , et  $H^*$  la valeur la plus récente de la pression, correspondant à l'itération précédente. Les variations de pression entre deux itérations consécutives sont donc exploitées pour imposer la condition de flux nul aux parois internes, conformément à :

$$\frac{\partial u_n}{\partial t} \approx -\beta u_n \quad (II.53)$$

Pour la paroi adiabatique, le flux de chaleur imposé est nul. Pour la paroi à température imposée, le flux convectif est estimé par :

$$\dot{q}_c'' = -\lambda \frac{T_g - T_p}{\delta n} \quad (II.54)$$

La paroi en combustion est considérée comme un combustible pur ( $Y_{n,0}=1$ ). En revanche, la fraction massique des espèces chimiques à la surface de la paroi en combustion est tirée de la conservation de masse locale au cours des itérations :

$$\dot{m}_{s,1}'' = u_n \frac{\rho_0 Y_{1,0} + \rho_g Y_{1,g}}{2} - \rho D \frac{Y_{1,g} - Y_{1,0}}{\delta n} \mp \frac{\delta t u_n^2}{2} \frac{\rho_g Y_{1,g} - \rho_0 Y_{1,0}}{\delta n} \quad (II.55)$$

où  $u_n$  est la vitesse normale à une surface et  $\delta n$  la distance normale (signifie dans la phase prédictiveur, et + dans la phase correcteur).

### **Condition de frontière fantôme**

Ces frontières sont considérées comme des cellules en dehors du domaine de calcul. La température, la pression et les fractions massiques en espèces sont fixées :

$$H_{I+1,jk} = 2H_{I+\frac{1}{2},jk} - H_{I,jk} \quad (\text{II.56})$$

$$Y_{I,0} = 2Y_{I,w} - Y_{I,g} \quad (\text{II.57})$$

La densité est calculée à partir de l'équation d'état :

$$\rho_0 = \frac{P_0}{RT_0 \sum_i (Y_{I,0} / M_i)} \quad (\text{II.58})$$

### **Conditions initiales**

Toutes les variables sont initialisées à zéro au début du calcul. Les grandeurs imposées par les conditions aux limites (vitesse débitante, température, espèces chimiques...) suivent une évolution en fonction du temps définie par l'utilisateur.

## **II.5 Résolution de l'équation de transfert radiatif**

La luminance énergétique est fonction des coordonnées spatiales ainsi que la direction considérée. Dans le code FDS [13], la méthode de volumes finis de la dynamique est utilisée, permettant une très bonne évaluation de la contribution radiative à la vitesse de combustion. De plus, elle ne pose pas de problème pour sa généralisation aux géométries tridimensionnelles et aux milieux gris à bandes. Cette méthode consiste à discrétiser le domaine de calcul en volumes élémentaires dans lesquels les propriétés thermo-physiques sont constantes. On intègre l'équation (I.53) sur un volume de contrôle. Par intégration de cette équation sur les angles solides  $\Omega^l$ , on obtient une équation de l'intensité,

$$\int_{\Omega^l} \int_{V_{ijk}} \mathbf{s} \cdot \nabla \mathbf{I}_n(\mathbf{x}, \mathbf{s}) dV d\Omega = \int_{\Omega^l} \int_{V_{ijk}} \kappa_n(\mathbf{x}) [\mathbf{I}_{b,n}(\mathbf{x}) - \mathbf{I}_n(\mathbf{x}, \mathbf{s})] dV d\Omega \quad (\text{II.59})$$

En projetant l'équation (II.59) sur un repère orthonormé  $(o, x, y, z)$ , l'équation de transfert devient :

$$\sum_{m=1}^6 A_m I_m^l \int_{\Omega^l} (\mathbf{s} \cdot \mathbf{n}_m) d\Omega = \kappa_{ijk} [\mathbf{I}_{b,ijk} - I_{ijk}^l] V_{ijk} \delta \Omega^l \quad (\text{II.60})$$

où  $A_m$  est l'aire de la surface de maille  $m$  traversée par  $\Omega^l$ , et  $V$  le volume de la cellule. La luminance est une fonction de la position et de la direction de propagation du rayonnement. L'équation (II.60) permet de séparer, dans la luminance, la dépendance spatiale de la dépendance angulaire.

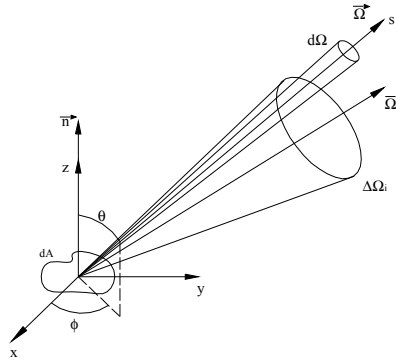


Figure II.1 Élément de la discrétisation angulaire

Nous exposons maintenant dans ce qui va suivre une méthode basée sur une discrétisation angulaire de l'espace solide, schématisée sur la Figure II.1. L'espace angulaire est partagé en un nombre  $N$  fini d'angles solides  $\Omega^l$ . La méthode des ordonnées discrètes consiste à suivre l'évolution de l'énergie radiative contenue dans  $\Delta \Omega^l$  lors de la traversée du milieu semi-transparent. Puisque l'équation de transfert radiatif (II.60) ne peut être résolue pour toutes les directions  $\Omega$  de l'espace, on va limiter sa résolution à un nombre fini de directions réparties uniformément sur tout l'espace angulaire. Dans ce type de méthode où l'on se fixe des directions de propagation, l'étape de la discrétisation est relativement importante. Le choix des directions discrètes est arbitraire, toutefois des restrictions sur les directions  $\Omega^l$  et les angles solides  $\Delta \Omega^l$  doivent être respectées. On discrétise l'angle solide total ( $\Delta \Omega = 4\pi$ ) autour d'un point  $s$  en un nombre fini de directions.

$$\delta \Omega^l = 4\pi / N_{\Omega} \quad \text{avec} \quad N_{\Omega} = \sum_{i=1}^{N_{\theta}} N_{\phi}(\theta_i) \quad (\text{II.61})$$

La relation (II.61) est la garantie que la discrétisation préserve les propriétés d'invariance du système physique. En discrétisant l'équation (II.60) en volumes finis, on obtient une équation générale reliant pour chaque direction  $l$ , les luminances sur les faces du volume de contrôle. Ce qui permet en partant des frontières d'un domaine de déterminer le champ de luminance sur toutes les faces des volumes de contrôle composant le domaine. L'équation (II.60) écrite pour chaque volume de contrôle du domaine nous fournit un système d'équations discrétisées que l'on introduit dans le processus itératif de la dynamique.

$$a_{ijk}^l I_{ijk}^l = a_x^l I_{xu}^l + a_y^l I_{yu}^l + a_z^l I_{zu}^l + b_{ijk}^l \quad (\text{II.62})$$

avec

$$a_{ijk}^l = A_x |D_x^l| + A_y |D_y^l| + A_z |D_z^l| + \kappa_{ijk} V_{ijk} \delta \Omega^l \quad (\text{II.63})$$

$$a_x^l = A_x |D_x^l| ; \quad a_y^l = A_y |D_y^l| ; \quad a_z^l = A_z |D_z^l| ; \quad b_{ijk}^l = \kappa_{ijk} I_{b,ijk} V_{ijk} \delta \Omega^l \quad (\text{II.64})$$

$$\delta \Omega^l = \int_{\Omega^l} d\Omega = \int_{\delta\phi} \int_{\delta\theta} \sin \theta d\theta d\phi \quad (\text{II.65})$$

$$\begin{aligned} D_x^l &= \int_{\Omega^l} (\mathbf{s}^l \cdot \mathbf{i}) d\Omega \\ &= \int_{\delta\phi} \int_{\delta\theta} (\mathbf{s}^l \cdot \mathbf{i}) \sin \theta d\theta d\phi \\ &= \int_{\delta\phi} \int_{\delta\theta} \cos \phi \sin \theta \sin \theta d\theta d\phi \\ &= \frac{1}{2} (\sin \phi^+ - \sin \phi^-) [\Delta \theta - (\cos \theta^+ \sin \theta^+ - \cos \theta^- \sin \theta^-)] \end{aligned} \quad (\text{II.66})$$

$$\begin{aligned} D_y^l &= \int_{\Omega^l} (\mathbf{s}^l \cdot \mathbf{j}) d\Omega \\ &= \int_{\delta\phi} \int_{\delta\theta} \sin \phi \sin \theta \sin \theta d\theta d\phi \\ &= \frac{1}{2} (\cos \phi^- - \cos \phi^+) [\Delta \theta - (\cos \theta^+ \sin \theta^+ - \cos \theta^- \sin \theta^-)] \end{aligned} \quad (\text{II.67})$$

$$\begin{aligned} D_z^l &= \int_{\Omega^l} (\mathbf{s}^l \cdot \mathbf{k}) d\Omega \\ &= \int_{\delta\phi} \int_{\delta\theta} \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi \\ &= \frac{1}{2} \Delta \phi [(\sin \theta^+)^2 - (\sin \theta^-)^2] \end{aligned} \quad (\text{II.68})$$

Dans le cas de parois grises diffuses, à émission et réflexion isotropes, les conditions aux limites de l'équation (II.60) s'expriment comme suit :

$$\mathbf{I}_w^l = \varepsilon_w \frac{\sigma T_w^4}{\pi} + \frac{1 - \varepsilon_w}{\pi} \sum_{D_w^l < 0} \mathbf{I}_w^l |D_w^l| \quad (\text{II.69})$$

$$\text{où } D_w^l = \int_{\Omega^l} (\mathbf{s} \cdot \mathbf{n}_w) d\Omega \quad (\text{II.70})$$

Lorsque  $D_w^l < 0$ , seules les directions entrantes sont considérées pour le calcul de la réflexion. Pour l'ensemble des directions traversant la paroi et pour toutes les bandes spectrales  $\Delta\lambda_j$ , le flux de chaleur radiatif au niveau de la paroi est donné par :

$$\dot{q}_{rd}'' = \sum_{n=1}^N \sum_{l=1}^{N_\Omega} \mathbf{I}_w^l \int_{\delta\Omega^l} (\mathbf{s} \cdot \mathbf{n}_w) d\Omega = \sum_{n=1}^N \sum_{l=1}^{N_\Omega} \mathbf{I}_w^l D_n^l \quad (\text{II.71})$$

où les coefficients  $D_n^l$  sont équivalents aux  $\pm D_x^l, \pm D_y^l$  ou  $\pm D_z^l$ . Les frontières libres sont traitées comme des corps noirs, où l'intensité entrante est celle du corps noir basée sur la température ambiante. Dans le cas où les domaines étudiés présentent des symétries géométriques et physiques, on introduit un plan de symétrie pour réduire le domaine de calcul. Un plan de symétrie se comporte comme un miroir, soit  $I_{w,ijk}^l = I^l$ . L'intensité radiative incidente locale est donnée par :

$$U_{ijk} = \sum_{n=1}^N \sum_{l=1}^{N_\Omega} \mathbf{I}_{ijk}^l \delta\Omega^l \quad (\text{II.72})$$

Signalons que la discrétisation des angles solides employée pour la résolution numérique de transfert radiatif peut avoir une influence sur la prédiction des flux radiatifs. Une solution pour atténuer l'imprécision est d'augmenter le nombre d'angles solides élémentaires utilisés mais cela se traduit une augmentation du temps de calcul.

## II.6 Conclusion

La méthode numérique à pas fractionnaire, basée sur un schéma de type McCormack du second ordre, est simple et robuste. Cette méthode permet de distinguer les différents termes qui correspondent à des phénomènes physiques précis et donc de privilégier la physique à l'analyse

numérique proprement dite. La résolution du système par le schéma de Runge-Kutta prédicteur-correcteur explicite du second ordre n'est pas très coûteuse car le terme source est traité explicitement.

### **CHAPITRE III. Validation des modèles numériques sur des configurations caractéristiques des feux simulés avec des brûleurs poreux**

La validation d'un modèle consiste en l'estimation du degré de précision avec lequel ce modèle est représentatif de la réalité. La vérification consiste à s'assurer que l'on résout bien les équations, et la validation que ce sont les bonnes équations que l'on utilise. Dans le cadre de cette thèse, un effort de validation progressive a été entrepris en vue de s'assurer de la pertinence de ses résultats. Ceci a également permis de tester l'influence du maillage sur le calcul du champ thermique. Trois cas de flammes en milieu ouvert ont simulés pour vérifier la modélisation des phénomènes de combustion, et l'effet des forces de flottabilité. Parmi les situations d'incendie qui préoccupent l'homme, trois configurations de base permettent de reproduire la majeure partie des cas des figures rencontrés, à savoir les feux de nappe, ceux de paroi verticale et les interactions entre eux.

Les feux de nappe lors d'un incendie sont caractérisés par un nombre de Froude initialement faible et sont fortement influencés par la force gravitationnelle. Ce paramètre représente le rapport entre les forces d'inertie et celles de flottabilité. Un feu de paroi se caractérise par l'établissement d'une flamme de diffusion sur une surface verticale combustible. Dans ce cas, le paramètre aérodynamique dominant est le nombre de Grashof mesurant l'importance relative entre les forces de flottabilité et de viscosité.

La configuration caractéristique est étudiée de façon à dégager les principaux facteurs susceptibles de contrôler ces flammes de diffusion turbulentes lorsqu'un incendie se développe sur des surfaces combustibles verticales ou horizontales. MacCaffrey [2], Thomas [3], Delichatsios [4] et Heskestad [60] ont déjà réalisé de nombreuses études théoriques et expérimentales sur les feux de nappe. Toutes ces études ont révélé une très forte dépendance entre les caractéristiques d'une telle flamme et son nombre de Froude. Les auteurs ont montré que, dans le régime de convection naturelle, lorsque le nombre de Froude diminue, des structures cohérentes commencent à apparaître dans la zone réactive. Des paquets de gaz en combustion se détachent périodiquement de l'enveloppe de la flamme. Il en résulte un abaissement important de la température maximale dans l'écoulement et une augmentation sensible du taux d'entraînement.



Concernant les flammes de diffusion turbulentes se développant sur des surfaces combustibles verticales, plusieurs auteurs comme Orloff et al. [61] et Lanterberger et al. [62] ont abordé le problème de la détermination expérimentale des vitesses de combustion et des espèces chimiques majoritaires, ainsi que l'évaluation des transferts thermiques.

Du point de vue de la modélisation, nombreux modélisateurs comme Kennedy et al. [63], Annarumma et al. [64, 65] et Tamanini [11], ont essayé de calculer des flammes de diffusion turbulentes avec un modèle de turbulence  $k - \epsilon - g$ . L'interaction combustion-turbulence est modélisée à l'aide d'une fonction de densité de probabilité. Dans cette étude, les simulations des flammes de diffusions turbulentes basées sur le modèle de type LES sont effectuées afin d'être comparées avec la base de données expérimentales accumulées au cours de ces dernières années au sein du laboratoire. Parallèlement à la validation du code sur les feux de nappe et de paroi, cette étude numérique s'appuie notamment sur l'évaluation des méthodes numériques de type RANS et de type LES. Le modèle de turbulence du type LES est utilisé dans tout le domaine de calcul en présence d'une zone de transition entre les régimes laminaires et turbulents d'écoulement.

Depuis plusieurs années, nous avons entrepris une étude de base sur les flammes de diffusion turbulentes dominées par les effets de gravité à une échelle de laboratoire [64, 65]. Les simulations numériques sont effectuées sur des brûleurs poreux [64, 66] simulant la combustion d'un combustible solide ou liquide. Ayant servi de référence pour la validation du code FDS2 dans le travail de Wang et al. [66], ce type de feu sera à nouveau utilisé pour évaluer FDS5. On se place donc dans les conditions particulières où le débit d'injection du combustible est découplé du transfert de chaleur. Les brûleurs poreux sont utilisés pour obtenir des données expérimentales en allongeant la durée des essais permettant une validation des modèles développés. Rappelons que la configuration pour un système gaz-gaz permet de simuler la décomposition du combustible gazeux à travers une paroi poreuse. Lors de ce type d'étude, il a été ainsi possible de mettre en évidence l'influence de l'injection du combustible et de la flamme sur la structure de cet écoulement. Pour ce faire, les mesures de vitesses par Anémométrie Doppler Laser, celles des températures par thermocouples sont réalisées au laboratoire [65].

### III.1 Feu de nappe

Le cas de la flamme à bas nombre de Froude permet de tester l'aptitude du code à simuler une flamme de diffusion dominée par les effets de flottabilité, représentative d'un feu. La configuration académique élémentaire de la flamme libre fait partie des cas les plus utilisés pour la validation du code FDS5 destinés à la simulation du feu. Dans le cadre de la présente validation, on s'intéresse au cas particulier d'une flamme de propane étudiée par Annarumma et al. [64, 65]. Cette flamme est issue d'un brûleur de  $0.25 \times 0.4 \text{ m}^2$  qui est placé horizontalement entre deux plaques de matériau isolant. La vitesse débitante de fuel est de  $5 \text{ g/m}^2\text{s}$  conduisant à une puissance totale de 36 kW. La dimension caractéristique du feu, définie comme suit :

$$L = \left( \frac{\dot{Q}}{\rho_{\infty} c_{p,\infty} T_{\infty} \sqrt{g}} \right)^{\frac{2}{5}} \quad (\text{III.1})$$

En pratique, il est recommandé d'utiliser une taille de maille inférieure ou égale à la dixième de la longueur caractéristique L [13], ce qui permet d'obtenir des résultats fiables. Pour un domaine de calcul de 1.5 m de hauteur par 1.5 m de largeur pour ce calcul, environ 70 nœuds sont disposés dans le sens des x et des y et 80 autres dans le sens de z en respectant ce critère. La simulation de ces flammes a été réalisée avec trois maillages différents correspondant à des tailles de mailles de 1 cm, 1.5 cm et 2 cm. Le raffinement du maillage entraîne une diminution considérable du pas de temps. Le maillage de référence est ici celui dont les mailles mesurent 2 cm de côté. Le maillage exerce également une influence importante parce que dans le modèle de turbulence de Smagorinsky utilisé dans ce travail, la diffusion de sous-maille est proportionnelle à la taille des mailles. Ainsi, à un maillage grossier est associée une forte diffusion qui peut fausser par exemple le calcul des profils de température. Pour les mêmes raisons, il peut aussi apparaître que les mailles les plus petites ne donnent pas toujours les meilleurs résultats [13, 67]. Ceci s'explique par le fait que la diffusion de sous-maille et la diffusion numérique, toutes deux liées à la taille des mailles, reproduisent indirectement plus ou moins bien les phénomènes réels de mélange aux petites échelles [13].

Sur la figure III.1(b), on remarque effectivement qu'un maillage grossier (2 cm) conduit à la même stratification de la température que le maillage fin (1 cm). Les résultats numériques convergent vers une unique solution au fur et à mesure du raffinement du maillage utilisé. La convergence des profils de température en fonction de la taille des mailles est reproduite. Les

erreurs de discrétisation spatiales et temporelles doivent théoriquement se rapprocher asymptotiquement de zéro, à l'exclusion des erreurs de troncature du calculateur.

L'iso-contour de la température instantanés d'un feu de nappe est illustré sur la Figure III.1. Ce champ révèle la présence d'une zone chaude allant en s'élargissant, zone qui coïncide avec la formation des grandes structures turbulentes. L'intermittence est caractérisée par la formation périodique de poches tourbillonnaires de gaz chauds qui s'élèvent pour laisser la place à un entraînement d'air frais qui va pouvoir à son tour réagir avec les vapeurs combustibles au voisinage de la surface de pyrolyse. Au voisinage immédiat de la surface du combustible, les fluctuations apparaissent peu marquées, montrant que cette zone, siège de circulations intenses, présente en fait une température assez homogène. Cette intermittence est caractérisée par la formation périodique de poches tourbillonnaires de gaz chauds qui s'élèvent pour laisser la place à un entraînement d'air frais qui va pouvoir, à son tour, réagir avec les vapeurs combustibles provenant de la pyrolyse. En fait, il est possible de considérer que c'est dans cette région que l'intermittence de la flamme est initiée. Le phénomène d'étranglement de la flamme près de la sortie des gaz est mis en évidence par LES, tout comme le rétrécissement de la zone d'écoulement avec une certaine fréquence, d'ailleurs très net, et cela juste avant l'évasement du jet vertical.

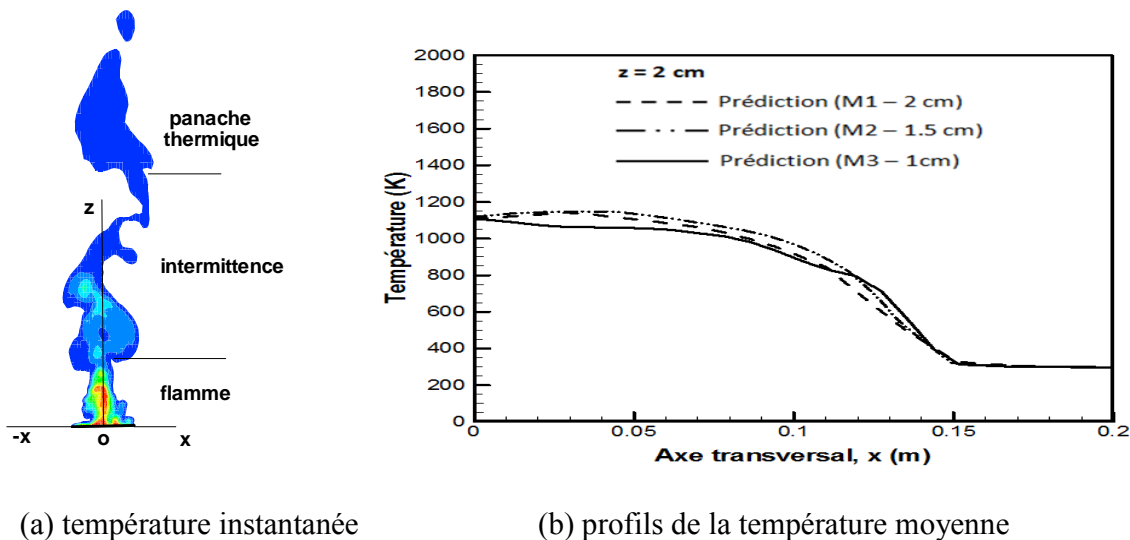
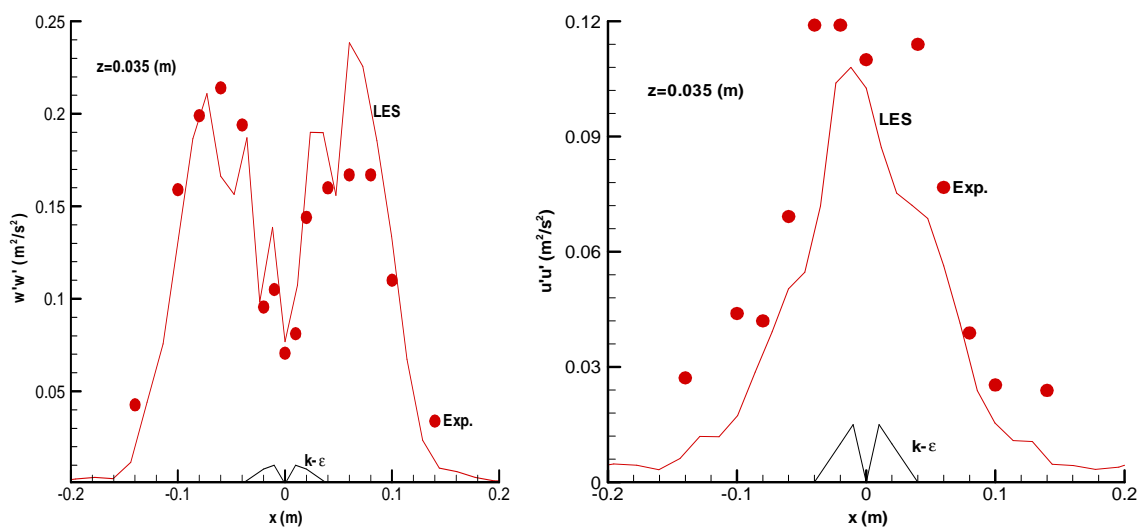


Figure III.1 Feu de nappe issu d'un brûleur

Les profils des fluctuations des composantes longitudinale,  $w'w'$ , et transversale  $u'u'$  ( $m^2/s^2$ ) de vitesse, obtenus avec le modèle  $k-\epsilon$  [64] et celui de LES, sont maintenant confrontés aux mesures. Dans la Figure III.2, le symbole représente la mesure expérimentale, alors que le trait est relatif aux résultats de la simulation numérique. Il est évident, à tout à chacun, que la flamme présente un phénomène pulsatoire de fréquence. Près de la sortie du brûleur, les fluctuations de vitesse sont élevées, malgré l'aspect laminaire de la flamme dans cette région, et sont dues aux battements de la flamme. A cet endroit, les fluctuations sont le résultat des battements réguliers de la flamme provoqués par le cycle d'alimentation en air. Les fluctuations, dans cette zone, sont dues, essentiellement, à l'initiation de l'intermittence de la flamme donnant la naissance à la formation périodique des structures tourbillonnaires. Un domaine de fluctuation de vitesse intense est mis en évidence par la simulation de type LES. Cette méthode est capable de modéliser les grandes structures organisées qui se forment à la base du feu et qui jouent un rôle important dans le processus de mélange et d'entraînement dans la zone réactive. Cependant, le modèle de turbulence de type  $k-\epsilon$  n'a pas été capable de reproduire le niveau élevé des fluctuations de vitesse à la base du feu, dues aux battements de la flamme. La fréquence du battement n'est pas fournie dans la référence [64].



(a) composante longitudinale

(b) composante transversale

Figure III.2 Comparaison entre l'expérience et la prédiction pour les profils de fluctuations moyennes de la vitesse pour une hauteur de 0.035 m

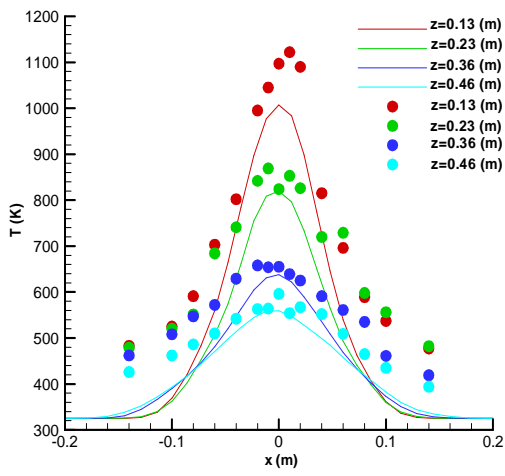


Figure III.3 Comparaison entre l'expérience et la prédiction pour les profils de température moyenne aux différentes hauteurs (symboles : expérience, lignes : prédictions)

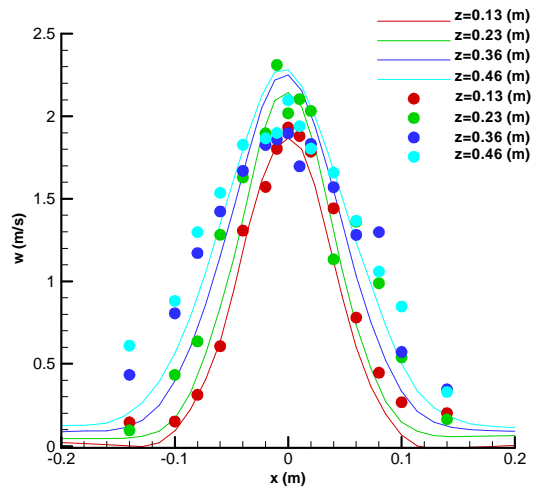


Figure III.4 Comparaison entre l'expérience et la prédiction pour les profils de vitesse moyenne longitudinale

Sur les Figures III.3 et III.4, les profils de la température moyenne,  $T$ , et de la vitesse longitudinale moyenne,  $w$ , fournis par la méthode de type LES sont comparés avec les profils expérimentaux. Au niveau quantitatif sur les champs moyens, l'accord est aussi satisfaisant. En revanche, les profils calculés de la composante verticale de la vitesse et de la température sont moins larges que les profils expérimentaux. Quant aux températures moyennes, les valeurs sont sous-estimées dans la zone de flamme continue, l'accord étant meilleur loin de la base du feu. Les profils de vitesse transversale moyenne,  $u$ , aux différentes hauteurs sont confrontés aux mesures sur la

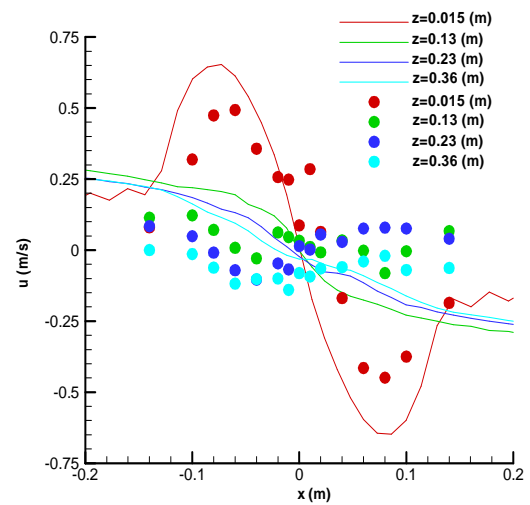


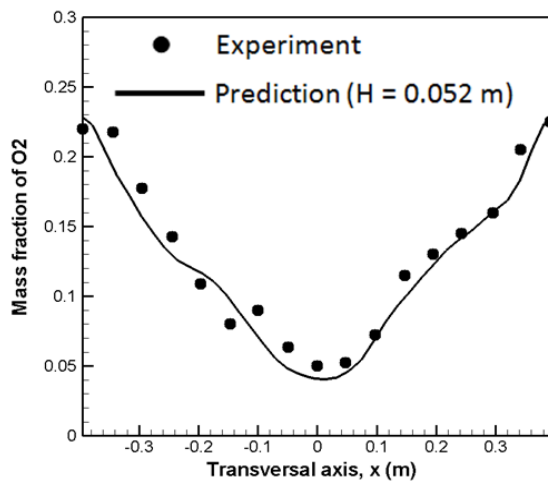
Figure III.5 Comparaison entre l'expérience et la prédiction pour les profils de vitesse moyenne transversale aux différentes hauteurs

Figure III.5. Près de la sortie des gaz, l'allure générale du profil mesuré de vitesse est retrouvée, cependant le profil calculé est trop étroit, et présente des valeurs maximales surestimées de  $u$ . L'accord entre les profils mesurés et calculés de la vitesse transversale moyenne à  $x=0.015$  m est très encourageant, ce qui indique que la vitesse d'entraînement d'air à la base du feu a été correctement prédite par le modèle. A  $x=0.036$  m, l'accord est moins bon sans doute à cause de la difficulté à correctement estimer le panache thermique, les valeurs extrêmes de  $u$  étant alors surevaluées. Globalement, le modèle du type LES est suffisamment précis pour fournir des champs dynamiques et thermiques en bon accord avec l'expérience. En réalité, vu la faible vitesse à laquelle le fuel sort du brûleur (de l'ordre de 5 cm/s), il existe une transition d'un écoulement laminaire vers un écoulement turbulent à cet endroit. Le modèle de combustion de type EDC [31] ne peut théoriquement reproduire un tel phénomène de transition, entraînant une température plus faible à cet endroit.

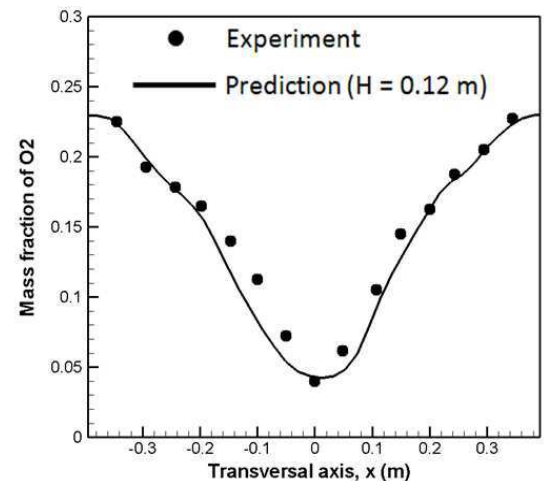
Les mesures des espèces chimiques stables comme  $O_2$ ,  $CO$ ,  $CO_2$  et  $H_2O$  par sonde de prélèvement et analyse de gaz sont réalisées au FM-Global par Orloff et al. [61] sur un feu de nappe de propane avec une puissance de 178 kW. Afin de vérifier la validé du modèle, les profils des espèces chimiques moyennes obtenus par le modèle sont comparés avec ceux expérimentaux d'Orloff et al. [61]. Les profils transversaux de  $O_2$ ,  $CO_2$  et  $H_2O$  (cf. Figures III.6, 7 et 8) aux hauteurs de  $z=0.052$  et  $0.12$  m sont en très bon accord par rapport aux mesures expérimentales. La comparaison des évolutions longitudinales d'oxygène  $O_2$  et  $CO_2$  sur l'axe avec l'expérience est présentée sur les Figures III.9-10. On s'aperçoit que les profils des  $O_2$  et  $CO_2$  gardent une bonne cohérence par rapport aux profils expérimentaux à proximité de la nappe ( $z<0.06$  m). En revanche, les valeurs calculées sont dans l'absolu plus petites pour  $O_2$  et grandes pour  $CO_2$  que les valeurs expérimentales loin de la base du feu. Nous pouvons rajouter que l'existence d'une cinétique non infiniment rapide peut être tenue comme responsable de l'oxydation plus lente, et par conséquent, la formation de  $CO_2$  moins importante. La Figure III.11 présente l'évolution de  $CO$  à la fois sur l'axe de nappe et à la hauteur de  $z=0.12$ m, obtenue par le modèle numérique et l'expérience en fonction de la fraction de mélange. On s'aperçoit que les profils expérimentaux et numériques de  $CO$  gardent une bonne corrélation par rapport à la fraction de mélange. Le faible écart entre prédictions et mesures peut laisser penser que le  $CO$  production est assez bien estimée par le modèle de combustion à deux étapes. Le fait que l'on retrouve sensiblement les mêmes concentrations entre calcul et expérience au niveau du foyer montre que le code reproduit correctement les phénomènes de mélange et de transport, en dépit de la simplicité des modèles mis en œuvre.

Les profils de la fraction volumique de suies obtenus par le modèle de Smoke-Point pour un feu de nappe de propylène avec la même puissance de 178 kW sont confrontés aux mesures expérimentales. Si les profils des suies sur l'axe (cf. Fig.12) côté riche ( $Z>0.07$ ) gardent une bonne cohérence par rapport aux profils expérimentaux, les valeurs calculées côté pauvre sont dans l'absolu, plus petites que les valeurs expérimentales. Les profils transversaux de suies (cf. Figure III.13b) en fonction de la fraction de mélange à la hauteur de  $z=0.12$  m sont en bon accord par rapport aux mesures expérimentales. A la hauteur de  $z=0.052$  m proche de la zone de pyrolyse (cf. Fig. III.13a), les suies sont correctement prédites, même si les allures des évolutions sont différentes. On note une diminution de la suie coté pauvre nettement marquée numériquement et moins visible avec les résultats expérimentaux. Ceci semble être dû au manque

de terme sur le grossissement de surface de suies dans le modèle de Smoke-Point. Nous pouvons également rajouter que l'existence d'une cinétique finie côté pauvre peut être tenue aussi comme responsable de la formation des suies plus importante. Compte tenu des difficultés des problèmes traités, l'accord général sur les profils de suies (cf. Figs.III.12-13) entre la prédiction et l'expérience est satisfaisant. Signalons qu'au niveau de la description de l'écoulement réactif, les champs aérodynamiques et thermiques, obtenus avec les modèles de suie de Smoke-Point [52] et Moss et al. [50, 51] décrits précédemment dans le chapitre I, sont pratiquement similaires. Cependant, l'utilisation du modèle de suies de Moss et al. [50] est moins aisée pour les autres combustibles que le méthane et son exploitation est plus onéreuse pour le feu de grande échelle.



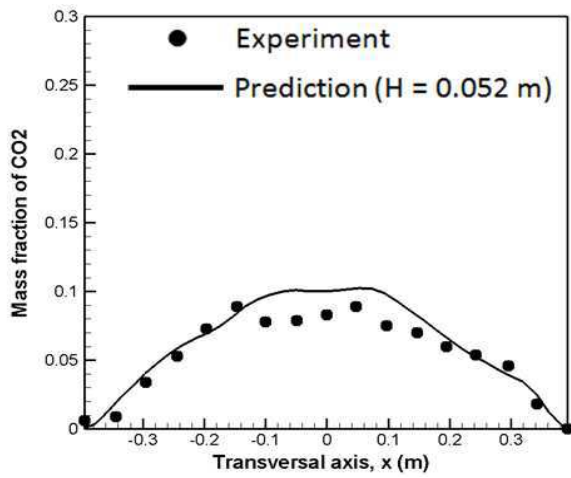
(a) pour une hauteur de 0.052 m



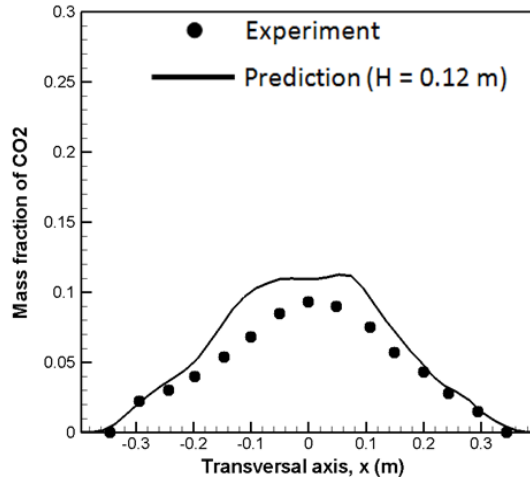
(b) pour une hauteur de 0.12 m

Figure III.6 Comparaison entre l'expérience et la prédiction pour les profils de la fraction massique moyenne d'O<sub>2</sub>



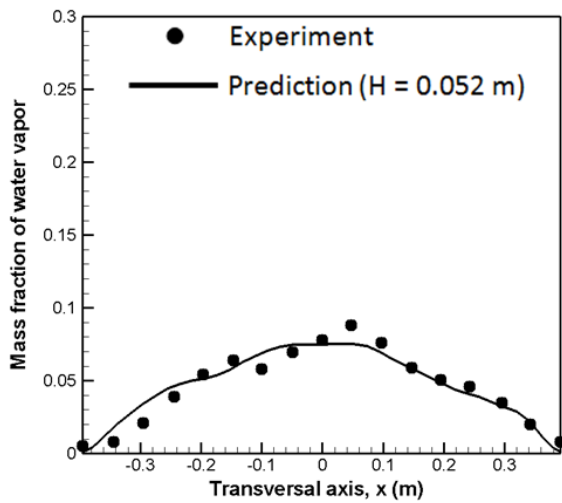


a) pour une hauteur de 0.052 m

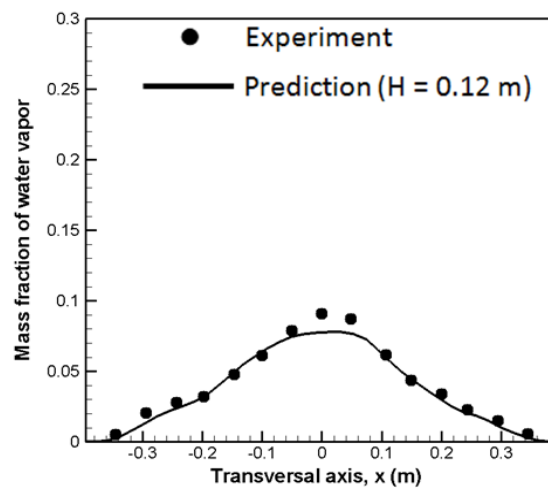


(b) pour une hauteur de 0.12 m

Figure III.7 Comparaison entre l'expérience et la prédiction pour les profils de la fraction massique moyenne de  $\text{CO}_2$



a) pour une hauteur de 0.052 m



(b) pour une hauteur de 0.12 m

Figure III.8 Comparaison entre l'expérience et la prédiction pour les profils de la fraction massique moyenne de vaporisation de l'eau

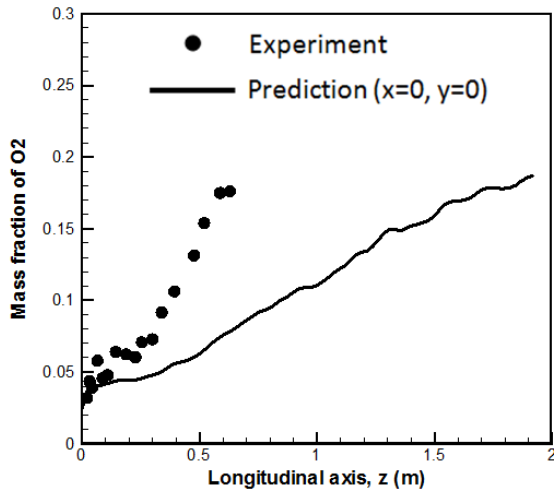


Figure III.9 Comparaison entre l'expérience et la prédiction pour les profils axiaux de la fraction massique moyenne d'O<sub>2</sub>

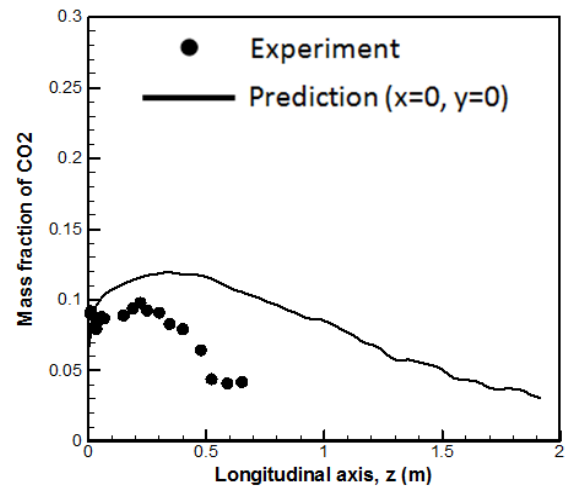


Figure III.10 Comparaison entre l'expérience et la prédiction pour les profils axiaux de la fraction massique moyenne de CO<sub>2</sub>

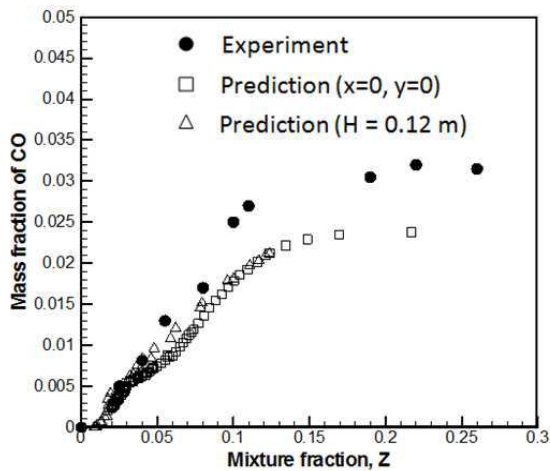


Figure III.11 Comparaison entre l'expérience et la prédiction pour les profils de la fraction massique moyenne de CO en fonction de la fraction mélange

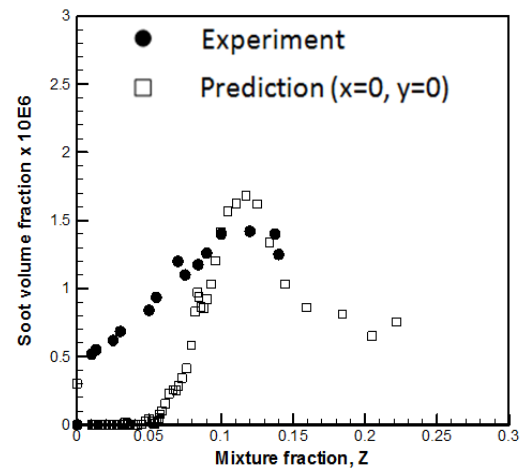
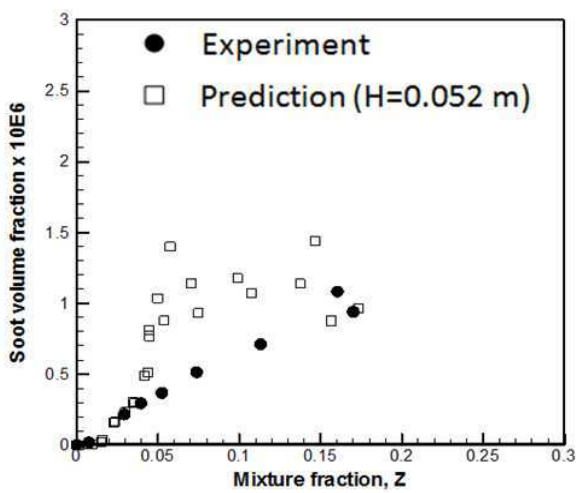
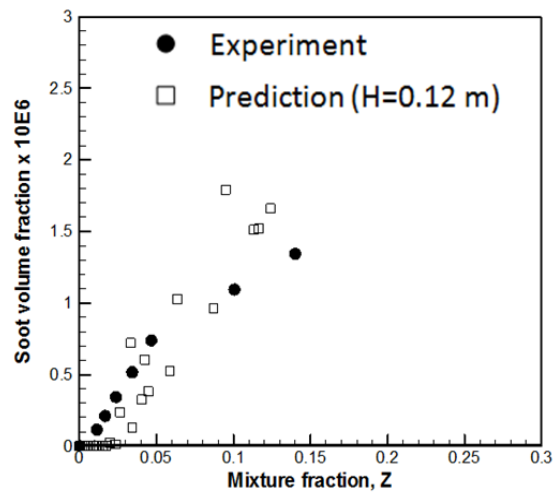


Figure III.12 Comparaison entre l'expérience et la prédiction pour les profils axiaux de fraction volumique moyenne de suie en fonction de la fraction mélange



a) pour une hauteur de 0.052 m



(b) pour une hauteur de 0.12 m

Figure III.13 Comparaison entre l'expérience et la prédiction pour les profils de la fraction volumique moyenne de suie en fonction de la fraction mélange

Ce cas de feu de nappe met en évidence le bon comportement du modèle numérique en ce qui concerne le calcul des valeurs des concentrations des espèces au niveau du foyer, liées aux phénomènes de combustion. Par ailleurs, ce cas montre que les ordres de grandeur des suies sont dans l'ensemble relativement bien estimés dans la zone réactive.

### III.2 Feu de paroi verticale

Pour cette étude, un brûleur de 1 m de hauteur [65] est placé verticalement entre deux plaques de matériau isolant et alimenté avec un débit de gaz de  $3 \text{ g/m}^2 \text{ s}$ . Un maillage composé de 70 nœuds dans la direction verticale et de 50 autres dans le plan horizontal a été utilisé. Afin d'avoir une bonne résolution spatiale des variables à proximité de la zone de paroi verticale, au moins 15 nœuds de calcul ont été placés. Les iso-contours de la température instantanée dans le plan médian issu de la simulation du type LES est illustré sur la Figure III.14. On remarque très nettement l'élargissement de la zone de flamme affectée

par le développement d'écoulement de type couche limite.

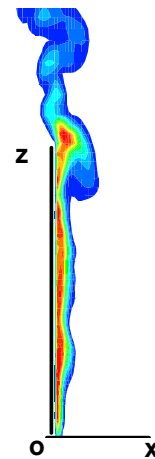
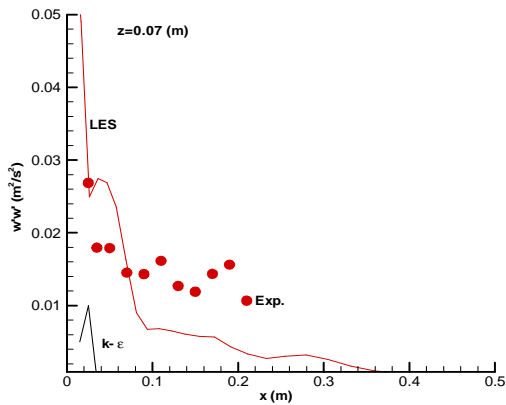
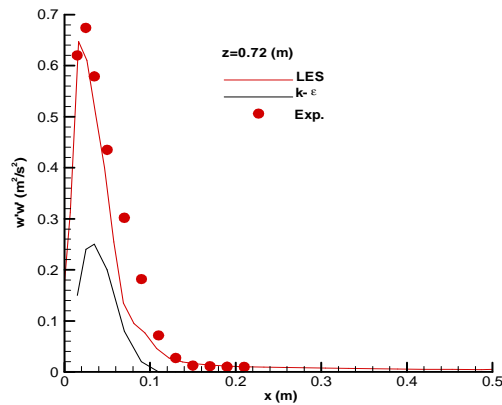


Figure III.14 Iso-contours de la température instantanée d'un feu de paroi verticale dans le plan médian

En premier, les profils des fluctuations de la composante longitudinale,  $w'w'$  ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) de vitesse, obtenus à l'aide du modèle  $k - \epsilon$  et du modèle de LES, sont comparés aux mesures sur le Figure III.15(a, b). Comme pour le feu de nappe, le modèle de type  $k - \epsilon$  n'a pas pu fournir les bons niveaux de fluctuation de la composante longitudinale de vitesse  $w'w'$  le long de la paroi verticale. De nouveau, les fluctuations de vitesse  $w'w'$  dues à des phénomènes de battement de flamme sont correctement reproduites par le modèle de type LES.



(a) pour une hauteur de 0.07 m



(b) pour une hauteur de 0.72 m

Figure III.15 Comparaison entre l'expérience et la prédiction pour les profils de fluctuations moyennes de la composante longitudinale de vitesse

Les profils de température moyenne  $T$  et de vitesse moyenne  $w$  fournis par la méthode de type LES, sont comparés avec ceux expérimentaux sur les Figures III.16 et III.17. Globalement les prévisions du modèle de type LES pour la valeur moyenne de la composante verticale de vitesse (cf. Figure III.17) sont satisfaisants. A mesure que l'on s'éloigne de la base du feu, le maximum de  $w$  s'éloigne de la paroi verticale. Les profils de vitesse  $w$  montrent clairement le développement de l'écoulement et de l'épaississement de la couche limite. L'allure des courbes est bien reproduite et l'ordre de grandeur des épaisseurs des couches limites thermiques est globalement acceptable. La figure III.16 montre dans quelle mesure ces profils de température s'élargissent au fur et à mesure que l'on avance sur la hauteur. Il semble que la température loin de la paroi soit sous-estimée. Par ailleurs, la figure III.17 montre que les vitesses verticales sont en meilleur accord au niveau de la couche limite. Il faut en outre ajouter que la constante du modèle de Smagorinsky ne possède pas un caractère véritablement universel, notamment pour les écoulements en région proche des parois solides. Le fait de raffiner le maillage près des parois ne garantit pas un gain de précision. Ce modèle est jugé pour le moment suffisant dans le contexte de cette étude correspondante à la simulation du feu. Cependant, il faut garder à l'esprit les faiblesses de ce modèle en simulant une flamme de type couche limite.

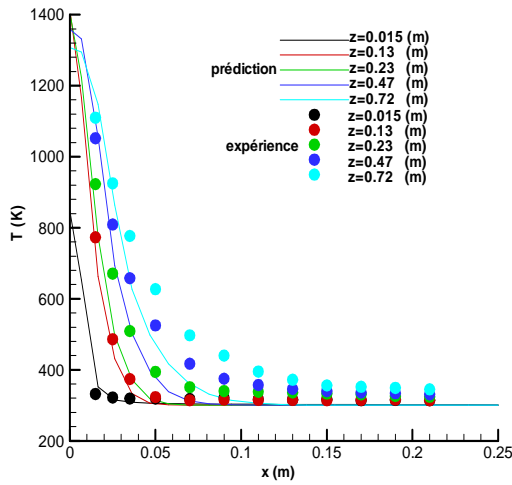


Figure III.16 Comparaison entre l'expérience et la prédiction pour la température moyenne

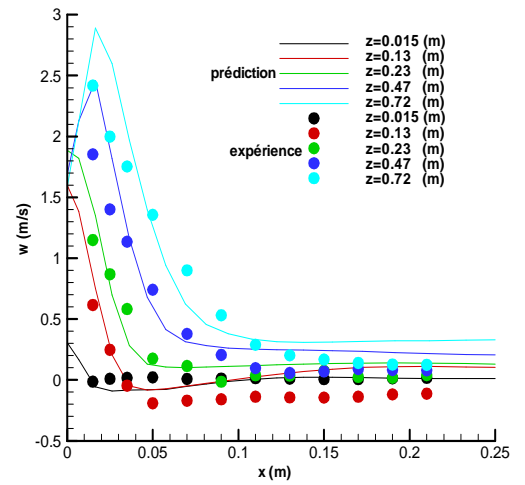


Figure III.17 Comparaison entre l'expérience et la prédiction pour la vitesse moyenne, w

### III.3 Interaction entre un feu de nappe et un feu de paroi verticale

Dans cette configuration, les parois verticales et horizontales sont supposées en feu [65], simulant une interaction entre un feu de nappe et celui de paroi verticale. Les iso-contours de la température instantanées dans le plan médian issu de la simulation du type LES est illustré sur la Figure III.18. La flamme étant accrochée à la paroi du brûleur, il faut noter un appel d'air important à la base du feu. Lors de l'étude de l'interaction feu de nappe-feu de paroi verticale, le modèle met en évidence un accroissement de l'épaisseur de la flamme au sein de la

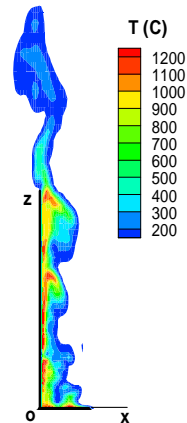


Figure III.18 Iso-contours de la température instantanée d'un feu entre deux foyers dans le plan médian

couche limite dynamique. Le rôle déterminant des structures organisées dans le mélange et l'entraînement dans la zone de flamme est confirmé lors de l'analyse des prédictions du modèle

mathématique. Cette violente accélération rétrécit localement la zone de panache thermique. L'air entraîné pénètre progressivement dans la zone de flamme, et l'expansion thermique de l'air conduit à une augmentation de la couche limite. Sur la Figure III.19 où sont portées les fluctuations de vitesse, on s'aperçoit qu'à la base du feu les fluctuations de vitesse sont surestimées dans la zone d'écoulement où la turbulence ne peut pas être considérée comme développée. Les profils calculés des fluctuations de vitesse sont, aux hauteurs de  $z=0.23$  m (cf. Figure.III.19a), moins importantes que ceux obtenus expérimentalement. Seule la fluctuation de vitesses  $w'w'$ , à la hauteur de  $z=0.72$  m (cf. Figure.III.19b), est en bon accord avec les valeurs mesurées. Dans le cas d'interaction entre les deux foyers où le caractère anisotropique de la turbulence devient fort, la qualité de prédiction par le modèle de sous-maille de Smagorinsky se dégrade.

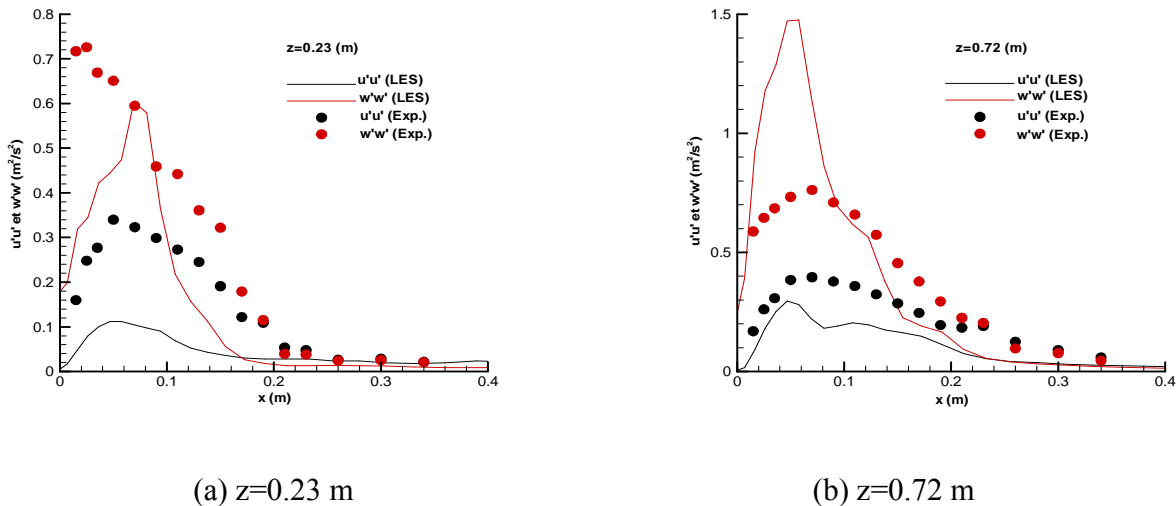


Figure III.19 Comparaison entre l'expérience et la prédiction pour les profils de fluctuations moyennes des composantes longitudinales et transversales de vitesse pour une hauteur

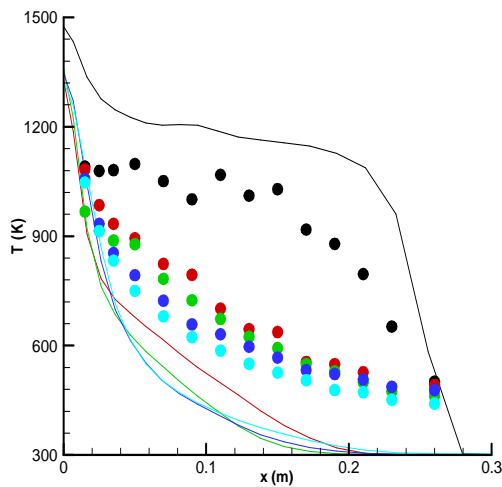


Figure III.20 Comparaison entre l'expérience et la prédiction pour les profils de température moyenne

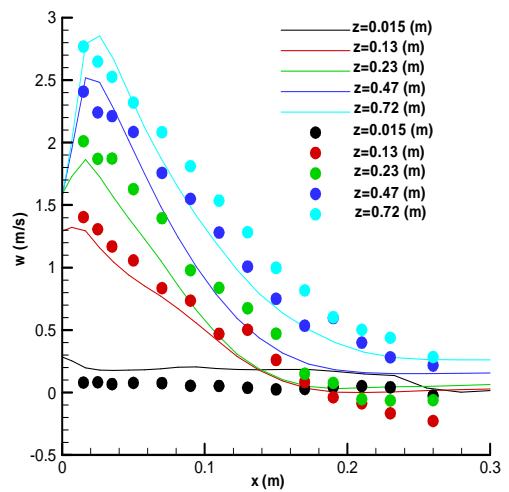


Figure III.21 Comparaison entre l'expérience et la prédiction pour les profils de vitesse moyenne longitudinale

Notons sur la Figure III.20 que les réactions chimiques finies produisent, dans la zone de transition de l'écoulement, une diffusion latérale plus importante que le modèle de combustion de type EDC qui ne peut le prévoir, conduisant à un faible niveau de la température en s'éloignant de la paroi verticale. Notons sur la Figure III.21, à la base du feu, un écoulement ascensionnel très lent et des gaz combustibles sortant à des vitesses voisines de quelques mm/s. Juste au-dessus, les gaz sont fortement accélérés verticalement et les forces de flottabilité  $y$  sont très élevées. La figure III.21 montre que l'évolution de la composante longitudinale de vitesse  $w$  ainsi que les positions de leurs maximums sont relativement bien prédits par le modèle de type LES. Le feu de paroi maintient les températures à des niveaux élevés, ce qui augmente la vitesse  $w$  et introduit une forte accélération verticale. Globalement, les prévisions pour les valeurs moyennes de la composante verticale de la vitesse et de la température sont acceptables. Même lorsque les valeurs calculées sont quelque peu éloignées des mesures, les allures des profils restent correctement prédites, ce qui montre que le code reproduit les phénomènes physiques mis en jeu de manière satisfaisante.



### III.4 Conclusion

Grâce aux résultats expérimentaux disponibles, le code de calcul mis au point au laboratoire a pu être validé sur diverses configurations géométriques, aérodynamiques et thermiques. Les prédictions et les mesures sont comparées, et globalement les résultats obtenus par la méthode de type LES sont encourageants. Le modèle turbulent de type RANS ne parvient pas à atteindre un tel niveau de prédiction, notamment en ce qui concerne les fluctuations de vitesse. L'ensemble de ces résultats devrait contribuer à l'amélioration de la modélisation de la propagation des feux et élargir le domaine de validation. Le comportement des flammes de diffusion turbulentes est fortement influencé par les grosses structures qui prennent naissance à la base des feux. Ces structures jouent un rôle important dans les processus de mélange et d'entraînement dans la flamme. Le modèle de type LES est capable de mettre en évidence l'influence des structures cohérentes sur les caractéristiques de l'écoulement, et prend en compte le caractère quasi-périodique de ces flammes de diffusion caractéristiques d'incendies. L'évolution du modèle de turbulence vers le modèle de type LES, présenté dans ce chapitre a apporté beaucoup de satisfaction pour le feu de nappe. Par contre, le modèle standard de Smagorinsky utilisé dans le modèle de type LES est incapable de prédire le caractère anisotropique de la turbulence pour les feux de paroi verticale. Quelques améliorations des prédictions semblent être possibles par l'utilisation de modèles de turbulence dynamique. Le modèle de flamme mince de type EDC a donné des résultats satisfaisants.

La détermination judicieuse des pas de temps et d'espace, jointe au choix d'une méthode numérique éprouvée, a conduit à de très bons résultats numériques, avec simultanément une optimisation du temps de calcul. Malgré la grande complexité des problèmes traités, les résultats de la modélisation de type LES sont très encourageants et nous conduisent à poursuivre dans cette voie. La dépendance des résultats par rapport au maillage utilisé est relativement modérée en respectant le critère de la maille maximale déterminée de la dimension caractéristique du feu. On utilisera dès lors ce critère du maillage pour le reste de l'étude.





## **CHAPITRE IV. Evaluation des modèles numériques sur des feux de nappe à grande échelle**

Ce travail est le prolongement des études réalisées antérieurement sur le feu de nappe de petite taille. Les feux d'une grande nappe, qui sont les configurations standards d'incendie, interagissent fortement avec leur environnement au travers d'échanges convectifs et radiatifs d'énergie. Delichatsios [4] a effectué l'étude analytique d'un modèle empirique basé sur des résultats expérimentaux. L'entraînement d'air par la flamme, elle-même subdivisée en trois régions, a fait l'objet de nombreux travaux qui ont permis de relier cet entraînement, mais aussi les aspects géométriques de la flamme, à la puissance du foyer, à sa dimension caractéristique, et à l'action des phénomènes extérieurs. Ils ont montré la dépendance entre la vitesse de combustion, le nombre de transfert de masse, les propriétés physiques du milieu et les flux reçus et ré-émis. Il semble donc possible d'aboutir par cette voie pour les feux de géométrie simple. Toutefois, la corrélation de McCaffrey, qui a pu être vérifiée au niveau du laboratoire sur des feux de nappe [2], semble satisfaisante si nous comparons les résultats numériques.

Nous nous sommes attachés aussi à réaliser des analyses relatives aux conséquences de l'application d'un vent sur la modification d'un feu de nappe. Les feux de nappes soumis à un écoulement transversal ont été étudiés par de nombreux auteurs comme Lavid et al. [68] et Putman [69] sous l'angle de l'appréhension du rôle de la ventilation sur la longueur de flamme à une petite taille. Des travaux de nature similaire, mais pour les feux à grande taille, ont été menés par Lönnemark et al. [70] et Gritzo et al. [7], permettant de mener les expérimentations aux vitesses d'écoulement supérieures à 2 m/s. L'influence de vent sur la stabilité de flamme, et les survitesses induites par des gradients de pression au bord d'attaque a été mise en évidence par les travaux de Birk et al. [71]. Il obtient, à partir des mesures, une relation permettant de calculer le flux de chaleur en fonction de la température entre le feu et l'objet cylindrique représentatif d'un fuselage. Très récemment, le travail de pionnier de Suo-Anttila et al. [9] a suggéré une étude expérimentale plus particulièrement axée sur les modifications de la flamme apportées par la présence du vent transversal avec la prise en compte d'un gros cylindre. Ils ont pu montrer que pour des vitesses de l'ordre de 10 m/s, l'extension de flamme est plus importante, presque triplée, que celle prédite pour la faible vitesse de 2 m/s.

#### IV.1 Feu de nappe en présence d'un écoulement oxydant parallèle à une surface du combustible liquide

La température moyenne sur l'axe de la flamme est considérée par de nombreux auteurs [2, 72-76] comme une caractéristique principale d'un feu de nappe. Dans le cadre de la recherche orientée vers la caractérisation des feux d'une grande taille, le premier réflexe serait de décrire la structure de flamme. Du fait de l'absence de vent, l'écoulement est uniquement dû à la convection naturelle, permettant de vérifier certaines des corrélations empiriques de McCaffrey sur des feux de nappes à bas nombre de Froude [2]. Deux longueurs caractéristiques délimitent les trois régions définies : la hauteur de flamme continue ( $L_c$ ) et la hauteur de flamme maximale ( $L_m$ ). La flamme se caractérise par les trois zones distinctes :

- une zone de flamme continue ( $z < L_c$ ), la flamme y est constamment présente et visible ; Cette flamme correspond à la région où la température ( $T - T_\infty$ ) reste pratiquement constante aux alentours de 800°C.
- une zone de flamme intermittente ( $L_c < z < L_m$ ), où des paquets de gaz brûlés se détachent périodiquement de la zone de flamme continue et les imbrûlés brûlent jusqu'à une hauteur donnée.
- une zone de panache ( $z > L_m$ ), composée uniquement de gaz chauds, sans flamme visible.

Citons les corrélations qui ont retenu notre attention pour la vitesse axiale et la température:

$$v = Q^{1/5} k \left( \frac{z}{Q^{2/5}} \right)^n \quad (IV.1)$$

$$T = \frac{T_\infty}{2g} \left( \frac{k}{C} \right)^2 \left( \frac{z}{Q^{2/5}} \right)^{2n-1} + T_\infty \quad (IV.2)$$

Les coefficients empiriques de McCaffrey dans les trois régions définies sont regroupés sur le Tableau IV.1.

Tableau IV.1 Coefficients empiriques de McCAFFREY

Zone de flamme	k	$\eta$	$\frac{z}{Q^{2/5}}$	C
Continue	6.8	0.5	<0.08	0.9
Intermittence	1.9	0	0.08-0.2	0.9
Panache	1.1	-1/3	>0.2	0.9

La hauteur de flamme est un des paramètres essentiels pour la prédiction des flux de chaleur dégagée et la dispersion des produits de combustion. Les méthodes classiques pour la détermination de leur taille sont basées sur la détermination de la variation de la température le long de l'axe du feu. Les véritables hauteurs de flamme sont en effet mal connues, et il faut s'attendre en tous cas, qu'elles soient sensiblement différentes en présence des suies. Dans tous les cas, la hauteur de flamme correspond à la fin de l'oxydation du combustible disponible. La hauteur de flamme  $L_f$ , définie comme celle visible, pour un feu de nappe libre est une caractéristique fondamentale [72]. De nombreux auteurs ont corrélié cette longueur à différents paramètres. Cette grandeur, divisée par le diamètre du brûleur  $D$ , a été reliée au débit massique adimensionnel [77] :

$$\frac{L_f}{D} \propto \left( \frac{m_c^2}{\rho^2 g D^5} \right)^n \propto \left( \frac{m_c / D^2}{\rho \sqrt{g D}} \right)^{2n} \propto \left( \frac{m_c''}{\rho \sqrt{g D}} \right)^{2n} \quad (\text{IV.3})$$

La formulation (IV.3) est généralisée à des nappes de tailles différentes par Fernandez-Pello [78], et se présente alors sous la forme suivante:

$$\frac{L_f}{D} = K \left( \frac{m_c''}{\rho_\infty \sqrt{g D}} \right)^{0.61} \quad (\text{IV.4})$$

où  $K$  est une constante en fonction de la taille de foyer avec une valeur comprise entre 16 et 46. Wood et al. [79] montrent que l'exposant varie en fonction de la dimension de la nappe entre 0.4 et 0.8.

Zukoski et al. [73] introduisent une puissance adimensionnelle  $Q_D^*$  pour déterminer la hauteur  $L_f$  indépendante du diamètre  $D$  de nappe, en délimitant deux régimes du comportement de la flamme:

- pour  $Q_D^* < 1$ , la hauteur de flamme dépend du diamètre de foyer :

$$\frac{L_f}{D} = 3.30 Q_D^{*2/3} \quad \text{avec} \quad Q_D^* = \frac{Q}{\rho_\infty C_{p,\infty} T_\infty \sqrt{g D D^2}} \quad (\text{IV.5})$$

- pour  $Q_D^* \geq 1$ , la hauteur de flamme devient:

$$\frac{L_f}{D} = 3.30 Q_D^{*2/5} \quad (\text{IV.6})$$

A partir des données expérimentales disponibles dans la bibliographie, Heskestad [60] a proposé une relation unique de  $L_f$

$$\frac{L_f}{D} = -1.02 + 15.6 N^{1/5} \quad (\text{IV.7})$$

en fonction du nombre adimensionnel  $N$ , dérivé du nombre de Froude, tel que :

$$N = \left[ \frac{C_p T_\infty}{g \rho_\infty^2 \left( \frac{H_c}{\Phi} \right)^3} \right] \frac{Q^2}{D^5} \quad (\text{IV.8})$$

Après quelques arrangements, l'équation IV.7 s'écrit aussi :

$$\frac{L_f}{D} = -1.02 + 0.235 \frac{Q^{2/5}}{D} \quad (\text{IV.9})$$

Cette relation montre que  $L_f$  dépend du diamètre de foyer pour les faibles puissances  $Q$ .

En présence d'un écoulement traversier, le rôle des forces inerties sur la transition de flamme de type de nappe au type de couche limite est capital. Pour définir les caractéristiques initiales de la flamme soumise au vent, deux grandeurs, telles que les nombres de Reynolds et de Grashof sont habituellement utilisées. Lavid et al. [68] ont étudié la structure aérothermique d'une couche limite laminaire réactive sur une plaque plane soumise aux effets

de gravité. A partir d'une analyse dimensionnelle des équations de conservation, différents régimes de l'écoulement sont identifiés selon la valeur du paramètre  $\xi$  [68] défini par :

$$\xi = \frac{Gr_x}{Re_x^{5/2}} \quad \text{avec} \quad (IV.10)$$

$$Gr_x = \frac{gx^3}{\nu^2} \left( \frac{T_f - T_\infty}{T_\infty} \right) \quad (IV.11)$$

$$Re_x = \frac{U_\infty x}{\nu} \quad (IV.12)$$

où  $x$  est la distance au bord d'attaque de la flamme et  $T_f$  la température des gaz chauds avec une valeur de 1100 K [80].

Putnam [69] définit un nombre de Froude basé sur la hauteur de flamme,  $L_f$ .

$$Fr_{\text{putnam}} = U_\infty^2 / gL_f \quad (IV.13)$$

Pour une source ponctuelle et lorsque,  $Fr_{\text{putnam}} > 0.2$ , il donne une expression pour la longueur de flamme :

$$\frac{X_f}{L_f} = 0.6 Fr_{\text{putnam}}^{1/6} \quad (IV.14)$$

et la hauteur de flamme

$$\frac{H_f}{L_f} = 0.45 Fr_{\text{putnam}}^{-1/4} \quad (IV.15)$$

Pour un feu de ligne, la longueur et la hauteur de flamme s'expriment :

$$\frac{X_f}{L_f} = 1.4 Fr_{\text{putnam}}^{1/2} \quad (IV.16)$$

$$\frac{H_f}{L_f} = (1 + 4 Fr_{\text{putnam}})^{-1/2} \quad (IV.17)$$

Ici,  $X_f$  est l'extension de la flamme. Cette dernière est la distance entre le bord d'attaque et la projection du sommet de la flamme sur la surface horizontale.

Thomas [77] a effectué des mesures de longueur de flammes à partir d'un empilement de briques de bois de petite échelle. Il a employé une analyse dimensionnelle pour proposer une



amélioration de la corrélation de Putnam [69]. Il a relié la longueur de flamme au débit de masse surfacique adimensionnel ( $\frac{m_c''}{\rho_\infty \sqrt{gD}}$ ) et nombre de Froude ( $U_\infty^2/gD$ ). Sa corrélation s'exprime :

$$L_{f,v}/D = 70 \left( \frac{m_c''}{\rho_\infty \sqrt{gD}} \right)^{0.43} (U_\infty^2/gD)^{-0.11} \quad (IV.18)$$

Ici,  $L_{f,v}$  est appelée longueur de flamme, qui correspond à la distance séparant le centre de la nappe combustible du sommet de la flamme. La corrélation de Thomas (IV.18) entraîne que la longueur de flamme décroît avec l'intensité du vent. En fait, ce type d'investigation est à considérer avec prudence car le caractère exhaustif de l'ensemble des essais utilisés est toujours discutable. Le rayonnement en retour vers la source n'est pas donc directement pris en compte par cette approche. Il semble en fait que ceci ne s'applique qu'à des feux de bûcher de bois pour lesquels le combustible est protégé du rayonnement par la couche carbonisée apparaissant en surface, ce qui réduit l'influence du flux en retour vers le foyer. Ceci amène une distinction importante entre les matériaux produisant une couche carbonisée en surface comme le bois, et les autres comme les hydrocarbures liquides dont la pyrolyse est plus directement proportionnelle au flux incident.

La majeure partie des essais expérimentaux est réalisée en utilisant du bois comme combustible alors que dans les situations réelles d'incendie, la charge d'incendie peut être de nature différente. A ce jour, les connaissances de base sur les feux sont relativement succinctes, et ne concernent majoritairement que les foyers de petite taille, voir en semi-grandeur, d'où la difficulté à faire émerger les paramètres essentiels ou susceptibles de jouer un rôle important à grande échelle. Le manque de rigueur imputé à l'utilisation de ces corrélations est lié, pour l'essentiel, au manque de données expérimentales, comme théoriques, sur les feux de grande taille, mais aussi au manque de recul sur la prise en compte de l'effet d'échelle sur la turbulence et le rayonnement. De surcroît, nous avons pêché par naïveté en utilisant certaines corrélations décrites précédemment pour évaluer le champ thermique et celui dynamique d'une flamme de grande taille.

Dans cette étude, le combustible liquide (kérosène) est brûlé dans une nappe circulaire de 19 m en diamètre, comme illustré sur la Figure IV.1. Un maillage de 8640000 points, soit 240 (x) x 240 (y) x 150 (z), a permis de capturer la structure de la flamme. La simulation de ce cas a été réalisée avec un maillage correspondant à des tailles de mailles de 6 cm dans la zone

réactive. Le raffinement du maillage entraîne une diminution considérable du pas de temps. Pour la simulation numérique, l'allumage est effectué à  $t=0$  s en imposant un flux thermique de  $50 \text{ kW/m}^2$  pendant 5 secondes. Après allumage, une flamme de diffusion s'établit sur la surface du combustible liquide en raison du retour de chaleur.

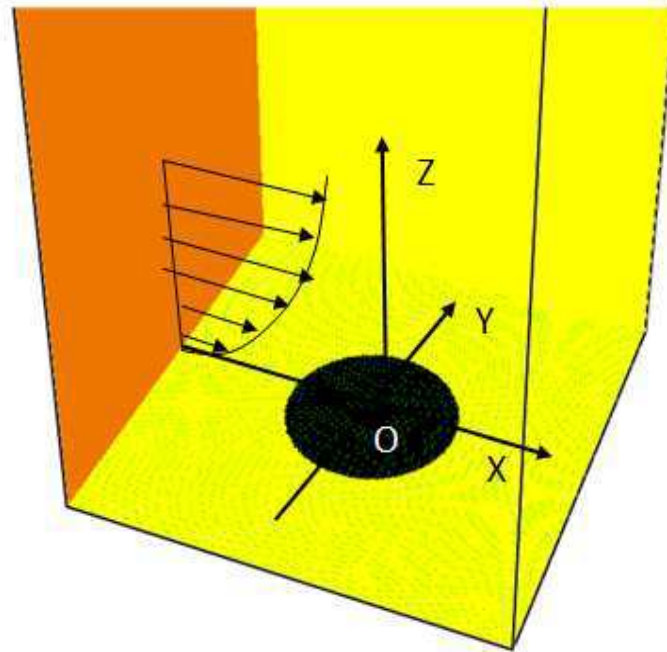
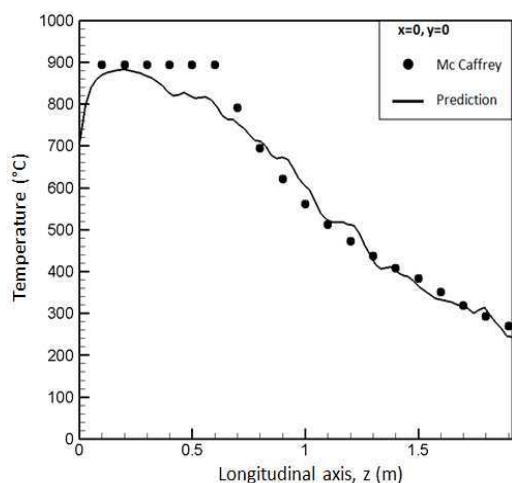


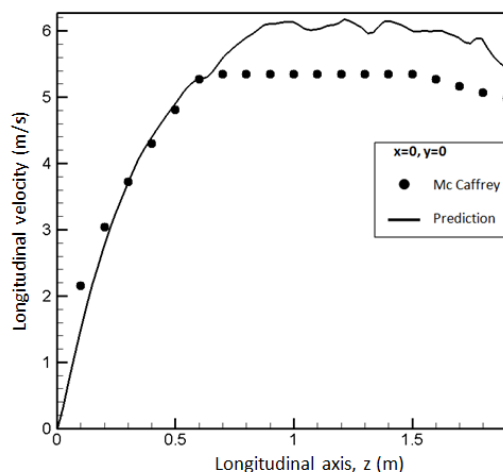
Figure IV.1 Cordonnées pour la simulation numérique de feux de grande échelle

Les profils de température et de vitesse moyenne des gaz en fonction de la hauteur à partir de la surface du combustible liquide peuvent être estimés en s'appuyant sur la formulation proposée par McCaffrey [2]. Cet auteur a étudié des flammes issues d'un brûleur carré de 30 cm de côté alimenté en gaz naturel, pour des puissances comprises entre 15 et 60 kW. La validité des approches numériques en comparant avec des résultats empiriques est présentée sur la Figure IV.2 pour un feu de nappe de taille intermédiaire de  $D=0.75$  m. On obtient une bonne concordance entre les résultats tirés de la corrélation de McCaffrey et les résultats numériques, permettant de s'assurer de la validité de la modélisation numérique. Pour le feu de grande taille ( $D=19$  m, cf figure IV.3), le long de l'axe du foyer, le maximum de vitesse axiale se trouve à une hauteur d'environ 15 m. Il faut noter une accélération des gaz chauds, caractéristique de la zone de flamme persistante, puis la stabilisation de la vitesse des gaz, plus haut, dans la zone de flamme dite intermittente. Globalement, l'évolution de la vitesse prédite est en bon accord avec la corrélation dans les deux premières zones de la flamme. On

remarque que dans la zone de panache thermique, la vitesse prédite suit correctement la décroissance en  $z^{-1/3}$  de la corrélation de McCaffrey [2]. En ce qui concerne la température sur l'axe, l'écart important de température constaté près du foyer est dû au fait que pour un feu de grande échelle, se trouve une zone de dilution ayant réagi progressivement avec l'air dans la zone de flamme persistante. Le maximum de température prédite sur l'axe se trouve au point où le mélange des réactifs approche de la valeur stœchiométrique. Les corrélations de McCaffrey [2] ne tiennent pas compte de cette zone. Nous croyons que la structure de McCaffrey reste valide pour les feux de taille intermédiaire. Le modèle proposé stipule une valeur constante de la température dans la zone de flamme continue. La décroissance de température, non prédite à proximité du foyer est attribuée aux échanges thermiques flamme-surface d'injection. Ce phénomène est intensifié par l'augmentation du débit gazeux de pyrolyse (effet de blocage et formation d'une zone riche en combustible) et est restreint par le feu de grande taille.

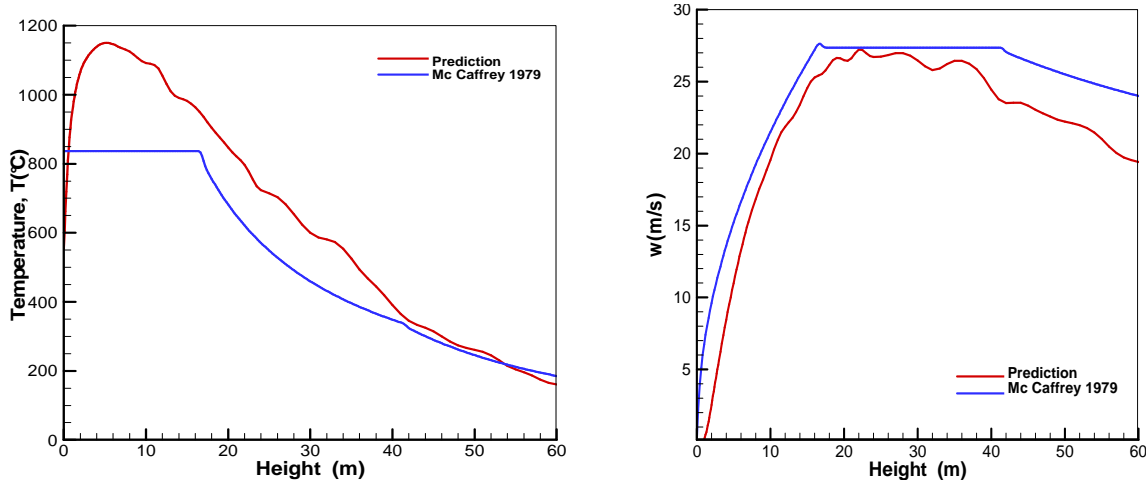


(a) température moyenne



(b) vitesse axiale moyenne

Figure IV.2 Profils de la température moyenne et de la vitesse axiale moyenne pour une taille de foyer de  $D=0.75$  m



(a) température moyenne

(b) vitesse axiale moyenne

Figure IV.3 Profils de la température moyenne et de la vitesse axiale moyenne pour une taille de foyer de  $D=19$  m

La géométrie de la flamme ventilée a été étudiée au travers de la longueur, de la hauteur et de l'angle de déflexion de la flamme comme illustrées [81] sur la figure IV.4. Les trois zones caractéristiques de la flamme sont délimitées par les hauteurs de flamme continue  $H_c$  et maximum  $H_m$ . La hauteur de flamme  $H_f$  étant définie comme l'élévation d'une intermittence de 0.5 [81, 82], il est déduit la relation  $H_f=0.5(H_c+H_m)$ . La hauteur de flamme moyenne au-dessus du foyer est définie arbitrairement comme l'altitude à partir de laquelle la flamme est visuellement présente moins de la moitié du temps. En d'autres termes, c'est l'altitude à partir de laquelle la probabilité de présence de flamme visible est inférieure 50%. La longueur de flamme marque la limite entre la zone continue et de panache de la flamme ventilée.

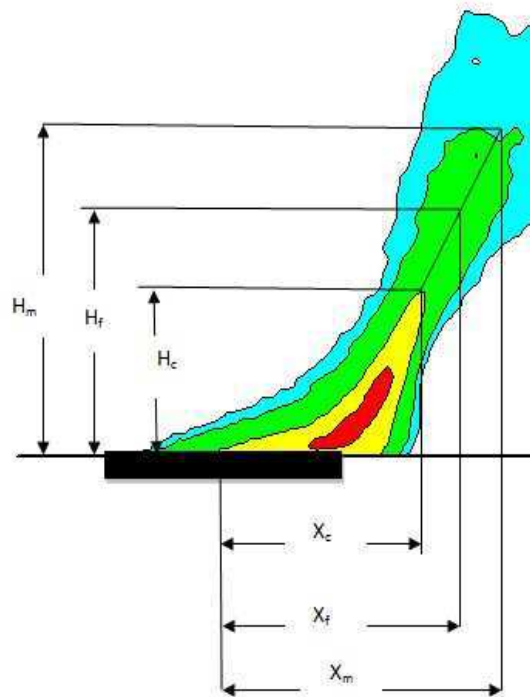
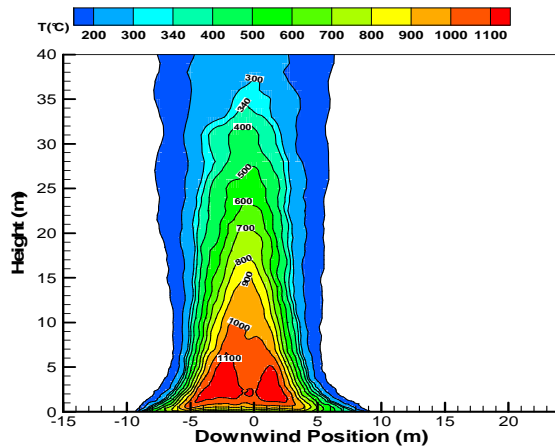


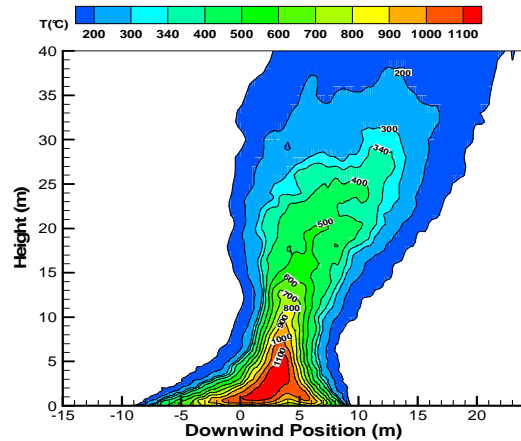
Figure IV.4 Définition des grandeurs de la géométrie de la flamme ventilée

Dans cette étude, la puissance  $Q$  varie de 500 à 1000 MW correspondant à une puissance adimensionnelle  $Q_D^*$  comprise entre 0.2 et 0.6. Ici, la vitesse du vent  $U_0$  varie de 0 à 10 m/s. Sur la figure IV.5, les iso-contours de la température moyenne dans le plan médian mettent en évidence la compétition entre les forces de gravité et d'inertie. Selon la valeur de la vitesse du vent, trois régimes d'écoulement sont différenciés :

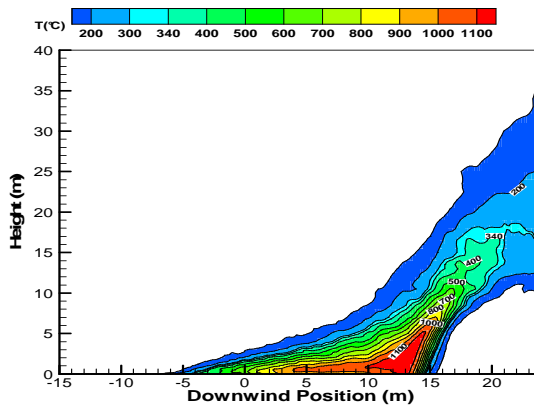
- 1) Lorsque  $U_0=0$  (atmosphère au repos), c'est l'écoulement en convection naturelle où les forces de flottabilité sont grandes devant les forces d'inertie. L'expansion thermique des gaz induit un comportement tel un obstacle que l'écoulement incident contourne.
- 2) Pour les faibles vitesses de vent ( $U_0 < 2$  m/s), il y a une équivalence entre les forces d'inertie et de flottabilité. La flamme est caractérisée par un nombre de Froude initialement faible, et donc dominée fortement par la force gravitationnelle. La distance flamme-paroi semble importante à une distance du bord d'attaque voisine de 10 cm lorsque la vitesse de l'écoulement oxydant est faible.
- 3) Lorsque le vent est suffisamment important ( $U_0 > 5$  m/s), la forme de flamme visible évolue progressivement du type de nappe au type de couche limite. L'écoulement est géré par la convection forcée et faiblement perturbé par les forces de flottabilité.



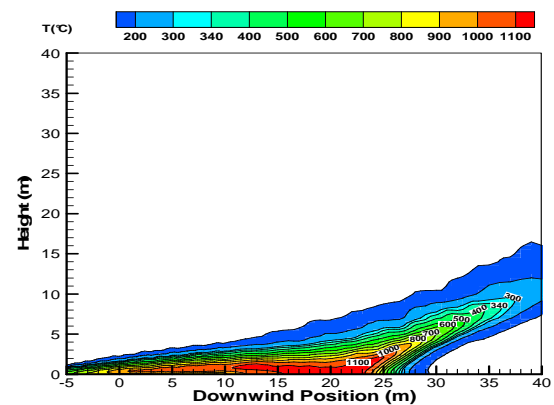
(a)  $U_0=0$  m/s



(b)  $U_0=2$  m/s



(c)  $U_0=4$  m/s



(d)  $U_0=10$  m/s

Figure IV.5 Iso-contours de la température moyenne à différentes vitesses du vent pour une taille de foyer de  $D=19$  m

Le comportement de la flamme (avec ou sans la présence de vent) à sa base ne semble pas très différent. L'interaction du panache thermique avec la quantité de mouvement de vent se traduit par un allongement de l'ensemble de la zone de panache thermique et donc par une inflexion en moyenne, des vecteurs vitesses vers l'extérieur du foyer en partie haute de la zone de flamme. Ainsi, la zone correspondant à l'accélération des gaz est moins haute que dans le cas de la flamme non-soumise au vent. Les résultats numériques montrent que les températures maximales sur l'axe se déplacent vers la base de nappe. Les gaz chauds sont freinés dans la zone du panache thermique par la dynamique du vent.

Signalons que la géométrie de flamme de grande échelle ( $D=19$  m) issue du modèle numérique n'est pas reproduite par les relations empiriques en fonction de l'intensité du vent. Il faut toutefois constater une mauvaise prédiction de la longueur ou de la hauteur de la

flamme, résultante de la taille importante de flamme. Les relations (IV.14) et (IV.16) établies par Putman [69] en utilisant un empilement de brique de bois, donnent une longueur de flamme  $\frac{X_f}{L_f}$ , plus longue que celle issue de la simulation numérique pour la vitesse de vent inférieure à 2 m/s. Par contre, les résultats de Putman [69] fournissent des valeurs de  $X_f/L_f$  inférieures à celles numériques pour la vitesse du vent supérieure à 4 m/s. La hauteur de flamme est également contrôlée par le rapport des forces d'inertie et de flottabilité. La décroissance de la hauteur de flamme  $\frac{H_f}{L_f}$  avec la vitesse de l'écoulement est prédite par Putnam [69] est moins significative que celle issue de la simulation dans le cas où la vitesse de vent est supérieure à 4 m/s.

D'après la simulation numérique, un feu de nappe de grande échelle ( $D=19$  m) est moins perturbé par le vent traversier dû au développement de turbulence. L'effet d'échelle sur la détermination de l'extension de la flamme à travers le rayonnement, la turbulence et la richesse peut expliquer les divergences constatées entre les présents résultats et ceux de Putman [69]. Apte et al. [83] avaient déjà souligné l'erreur introduite par la non prise en compte des effets d'échelle lors de la modélisation. Aucune de ces corrélations (14-18) n'est vérifiée dans la présente simulation pour les feux de grande taille. L'étude numérique de la structure de la flamme soumise à un vent transversal montre la compétition entre les forces d'inertie et de flottabilité. Le modèle numérique permet de prédire le développement et les caractéristiques géométriques de la flamme. On en tire les relations comme suit :

$$\frac{X_f}{L_f} = 0.2U_0 - 0.15 \quad (\text{IV.19})$$

$$\frac{H_f}{L_f} = 0.2Fr_{putnam}^{-0.27} \quad (\text{IV.20})$$

Ici, la hauteur  $L_f$  de flamme d'un feu de nappe libre est tirée de l'équation IV.6. L'évolution de la longueur de flamme issue du modèle numérique en fonction de la vitesse de vent supérieure à 1 m/s est présentée sur la figure IV.6. Le rapport de la longueur de flamme sur  $L_f$  augmente linéairement avec la vitesse de l'écoulement traversier. Ce travail confirme l'observation expérimentale de Kolb [81]. L'évolution du rapport de la hauteur  $H_f$  (cf. Eq.20) de flamme sur  $L_f$  issue du modèle numérique est présentée sur la figure IV.7. La décroissance du rapport de la hauteur de flamme sur  $L_f$  est une fonction du nombre de Froude à la puissance -0.27. Sur les figures IV.6 et IV.7, l'accord des corrélations (19-20) semble assez

bon avec les résultats numériques. Une étude empirique des caractéristiques des flammes en condition de la ventilation forcée sort du cadre du présent travail. Toutefois, il apparaît que la projection horizontale des flammes augmente significativement en situation de ventilation forcée.

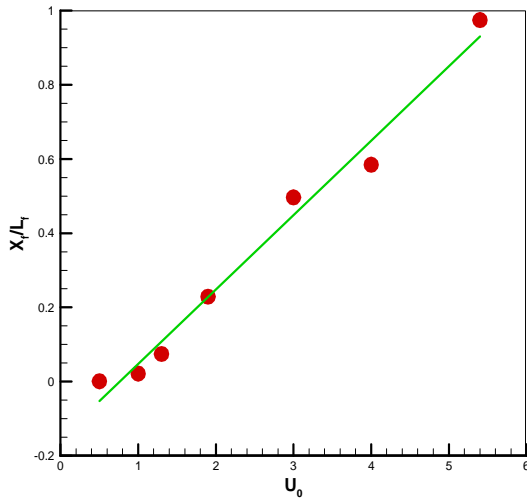


Figure IV.6 Evolution de la longueur de flamme moyenne en fonction de la vitesse du vent

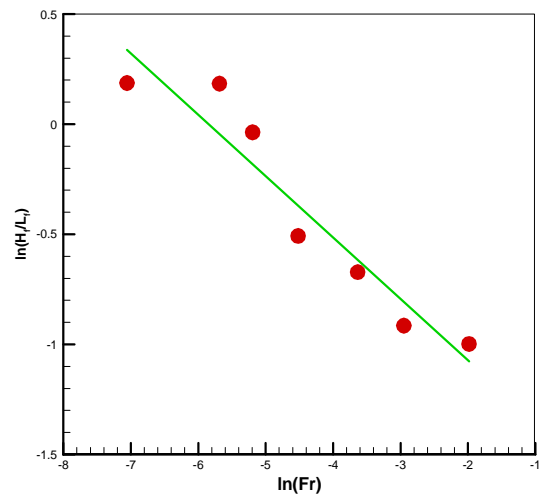


Figure IV.7 Evolution de la hauteur de flamme moyenne en fonction du nombre de Froude

Les iso-contours du flux de chaleur pour deux vitesses du vent en retour vers la surface du combustible liquide sont reportés sur la Figure IV.8. Dans le cas de faible vitesse du vent, le pic du flux de chaleur en retour vers la surface est d'environ  $170 \text{ kW/m}^2$  et se trouve au centre de la nappe. Avec l'accroissement de l'intensité du vent, le transfert de chaleur vers la surface du combustible liquide est au contraire défavorisé. Dans le cas de forte vitesse du vent, la flamme s'allonge et donc rayonne beaucoup moins vers la surface du liquide au bord d'attaque. Le pic du flux de chaleur est en dehors de la surface du combustible liquide et sa valeur maximale est inférieure à  $150 \text{ kW/m}^2$  au niveau de la surface du liquide.



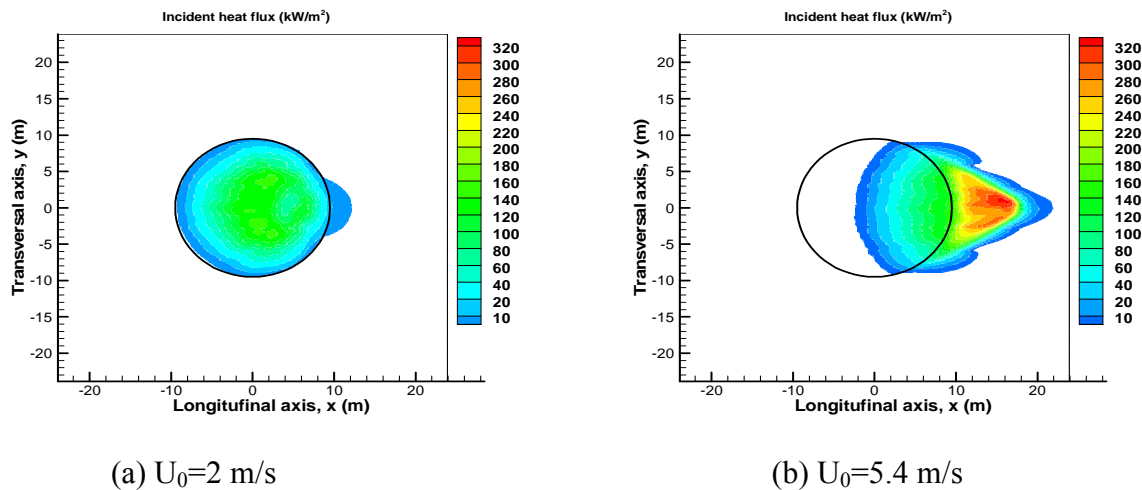


Figure IV.8 Iso-contours du flux de chaleur moyen en retour vers la surface du combustible liquide

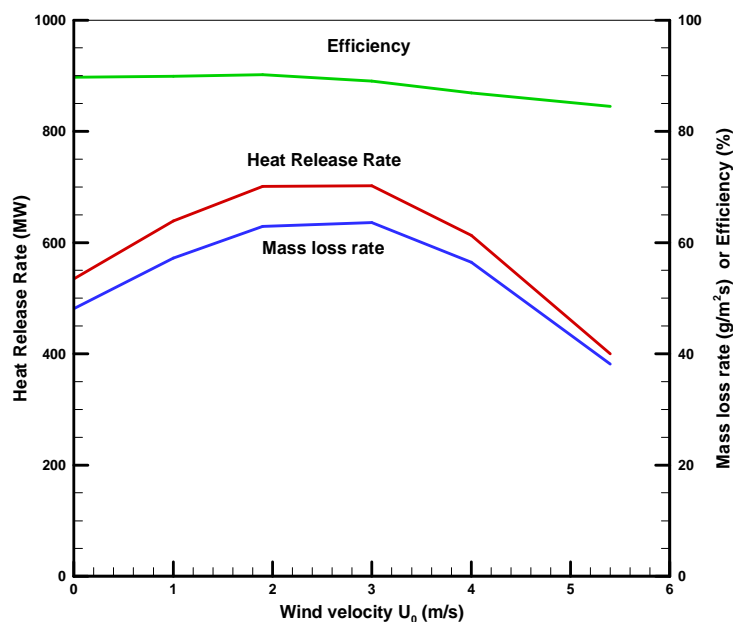


Figure IV.9 Evolutions de la puissance, du débit massique du combustible liquide et efficacité de combustion en fonction de la vitesse du vent

L'évolution de la puissance du feu ouvert et celle de la perte massique du combustible liquide en fonction de la vitesse du vent sont présentées sur la Figure IV.9. Il faut noter que la chaleur générée par la combustion augmente lorsque la flamme subit du vent avec une vitesse modérée. Il apparaît alors que la quantité de chaleur reçue sur le liquide correspond à 10% de

la puissance calorifique dégagée pour un foyer. La proportion de l'énergie thermique disponible en théorie dans la flamme, qui revient sur la nappe combustible, met nettement en évidence l'effet de blocage [81]. L'évolution de l'énergie libérée durant la combustion met en évidence trois phases distinctes en fonction de l'intensité du vent.

- 1) Une phase de croissance ( $U_0 < 2$  m/s) durant laquelle le flux de chaleur augmente et le feu est localisé au voisinage de son origine, et on peut obtenir une augmentation linéaire reliant la puissance du feu à la vitesse. La puissance du feu varie de 550 MW en absence du vent à 700 MW avec la présence du vent. Ceci signifie que l'interaction dynamique entre le vent et la flamme contribue à une chaleur libérée par combustion plus élevée. La valeur de la perte massique du combustible liquide sans vent est ici  $m_s = 50$  g/m<sup>2</sup>s, ce qui représente une baisse de 15% par rapport à celle avec le vent.
- 2) Une phase de feu stabilisé ( $2 < U_0 < 3$  m/s), avec une puissance la plus élevée et où l'embrassement est généralisé à tout le combustible présent. La surface totale du liquide exposée du local alimente le feu. La puissance du feu reste à peu près constante avec une valeur d'environ 700 MW correspondant à une vitesse de régression du fuel de 70 g/m<sup>2</sup>s.
- 3) Une phase de décroissance de la puissance correspondant au déplacement de la flamme. Durant ce régime, une forte vitesse de vent contribue à une diminution de la puissance du feu. De ce fait, la vitesse de régression du combustible liquide est réduite de 35%, soit 40 g/m<sup>2</sup>s. La vitesse de régression prédite est en bon accord avec celle expérimentale sur le feu de très grande taille ( $D = 19$  m) [9].

La quantité de chaleur réellement libérée est généralement inférieure à la valeur théorique obtenue en multipliant la perte masse par la chaleur de combustion théorique du combustible considéré. Ceci est dû au fait que le brassage entre combustible et comburant est souvent imparfait et conduit à la production d'espèces intermédiaires, avec par conséquent un dégagement d'énergie plus faible que dans des conditions idéales. Ce phénomène est généralement pris en compte de façon globale en introduisant un coefficient d'efficacité de la combustion avec une valeur de l'ordre de 0.6 à 0.8 [84]. Le vent traversier modifie les instabilités gravitationnelles hydrodynamiques créées sur le bord d'attaque du foyer. Ainsi, une partie de l'écoulement pénètre la zone de flamme, intensifie le mélange entre oxydant et combustible, et augmente l'efficacité de la combustion. Pour des feux de grande échelle

considérés ici, l'efficacité de combustion tend vers une valeur maximale de 0.85 du fait du manque d'oxygène à l'intérieur de flamme. Le mouvement ascendant du panache thermique créé par la flamme empêche l'air d'atteindre la base de la flamme, là où la température est minimale et la vaporisation est faible. Même dans le cas de forte vitesse, il y a en effet très peu d'oxygène dans la zone réactive, traduisant la difficulté pour le vent de porter l'air au cœur de nappe de grande échelle.

Les résultats numériques présentés dans le cadre de ce travail ne peuvent pas être directement transposés au cas de l'incendie en situation réelle. Cependant, elle se heurte aujourd'hui encore à de nombreuses difficultés concernant la prise en compte de phénomènes physiques complexes exerçant une influence significative sur l'ensemble du problème. Par exemple, la modélisation du cycle ou la fluctuation de vent reste pour le moment sommaire et demande à être améliorée, car les fluctuations du vent influencent l'ensemble du champ thermique résultant du feu. De plus, le modèle de sous-maille de Smagorinsky est trop dissipatif lorsque le maillage n'est pas suffisamment fin. Néanmoins, les résultats numériques apportent davantage d'informations sur les flux de chaleur qui sont à l'origine de la propagation du feu. Des essais expérimentaux sur le feu de grande échelle pourraient aider à caractériser l'effet de vent sur les flux thermiques. Ce point demande à être confirmé expérimentalement.

Dans ce chapitre, le code FDS5 est évalué sur un feu de nappe à grande échelle en comparant avec des résultats empiriques ou expérimentaux, sans trop pénaliser le temps de calcul. Les efforts de validation sont aussi concentrés sur l'interaction des feux de nappe soumis au vent avec la prise en compte d'un gros objet cylindrique dans différentes conditions atmosphériques, à savoir de vitesses de l'ordre de 2-10 m/s pour l'écoulement oxydant turbulent. Ce travail a fait l'objet d'un article dans le **Journal of Fire Science** [85] et les principaux résultats rédigés en anglais sont présentés dans la section suivante IV.2.

## **IV.2 Interaction between wind and aviation-fuel fire engulfing a fuselage-sized cylinder**

Large fully turbulent fires, which result as a consequence of an aircraft accident, pose a severe hazard to the occupants and cargo. The interests in the fire safety of an aircraft have grown for setting improved safety standards. Presently, analysis of these hazards is primarily limited to characterization of the fire in the absence of other influencing factors such as wind condition and engulfed objects.

Interaction between a flame and a cross-flow was described by Lavid et al. [68] in terms of the ratio between buoyant and inertia forces in assessing if the flame is controlled by a natural or forced convection. Putman [69] investigated the behaviour of small fires, indicating that an increase of the longitudinal ventilation rate enhanced the flame length. It is well-recognized that small-scale tests do not necessarily reflect the behaviour of full-scale fire situations. Lönnermark et al. [70], therefore, performed tests of full-scale wind aided fires, and reduction in the flame length with an increase of wind speed was found. Although correlations are available to predict the tilt and flame drag associated with crosswind, most present empirical models [86, 87, 88] and engineering guidelines do not account for the presence of objects. Most actual fires, however, either pose a hazard to an engulfed object (such as an aircraft fuselage) or involve engulfed objects (such as nearby hardware) as part of the accident scenario. The importance of considering the presence of objects in fires is due to the coupling that occurs between the object size, shape, location, orientation and the fire environment for objects of significant size. Previous study (Russel et al. [86]) demonstrated the alteration of the flow field and the related influence on the fire physics when a small cylinder as compared to the fire, is fully engulfed by the flames. There have been studies [7,87] that predict the radiant heat transfer to a large horizontal cylinder engulfed in luminous flames. The analysis of Gregory et al. [87] showed such type of heat flux distribution on the cylinder skin : maximum on the bottom and minimum on the top. While as a result of the assumption of uniform temperature and extinction coefficient in a participating medium, the Birk correlation et al. [71] predicts that the highest heat fluxes are at the top and the values decrease along the periphery to the underside of the cylinder. The occurrence of large fires which engulf objects was experimentally and numerically studied by Gritzo et al. [7]. Tests were conducted by Keltner et al. [8] to simulate fuel spill fires that might occur under the wing of a transport aircraft. More recently, a considerable effort has been made by Suo-Anttila et al. [9] in conducting a full-scale measurement of the temperature and heat flux distributions with the presence of a fuselage-sized cylindrical object engulfed in a large aviation fuel fire subjected to various winds. All these works [8, 9] showed that the flame zone geometry, the temperature, radiative property and velocity fields depend on a wide variety of parameters, including fuel type, wind condition and size of the object as compared to fire.

The computations effort of a large pool fire with a diameter of 20 m in cross-flow [88] was driven, which was essential to demonstrate that CFD was able to assess the complex

geometry or physics. The relationship [87] between the fire temperatures and heat flux incident on an object engulfed in a fire does not include complete and representative theoretical models that describe the radiative property and soot formation. Advanced fire physics model, which is the subject of the present work, requires state-of-the-art submodels (combustion, multidimensional participating radiation, soot formation, heat transfer, liquid fuel vaporization, etc) which are coupled with the flowfield governing momentum solution. The objectives of this work are to incorporate a two-steps reaction model for examining the dominant hazards, such as fire growth, temperature, heat flux and smoke products under a variety of wind conditions. Large computer times are required to run these advanced models particularly for a full-scale, three-dimensional fire. This work forms the foundation of the ability to make ‘a priori’ simulation [89] on the coupling modes between the wind and large structures engulfed by the continuous flame zone. That means that the modeller is provided only with the description of the case being considered, including geometry and materials, etc, but no experimental data from the test at all. The numerical model is verified by comparing the computed temperature and heat flux fields against the measurements [9] with crosswind for a case where the fire and the fuselage-sized cylindrical object are of comparable size. The numerical simulations clearly show that changes occur in the fire environment due to the presence of an object. The thermal environment in a large open pool fire and its susceptibility to winds, in turn, results in very non-uniform temperature and flow fields in both space and time. A significant advancement on existing aircraft fire field models, while still in its infancy, offers a more general alternative to the experimental approach due to the high cost and instrumentation difficulty.

A schematic diagram of a fuselage-sized cylindrical object engulfed in a pool fire within a moving fluid medium is presented in Figure IV.10. The defining coordinate system to which all the numerical results will be related are also indicated in this figure. As shown in Figure.IV.11(a,b,c), the cylinder is in different deployed position related to the direction of incident wind, as described in detail in Refs.[9]. The experimental results [9] from the China Lake for the three full-scale aircraft fire simulations (cf. Figures IV.10 and IV.11), described as low ( $U_0=1.9$  m/s, Test 2), medium ( $U_0=5.4$  m/s, Test 5) and high ( $U_0=10.2$  m/s, Test 3) winds, are used for assessing the ability of mathematical models to predict the aircraft fire.

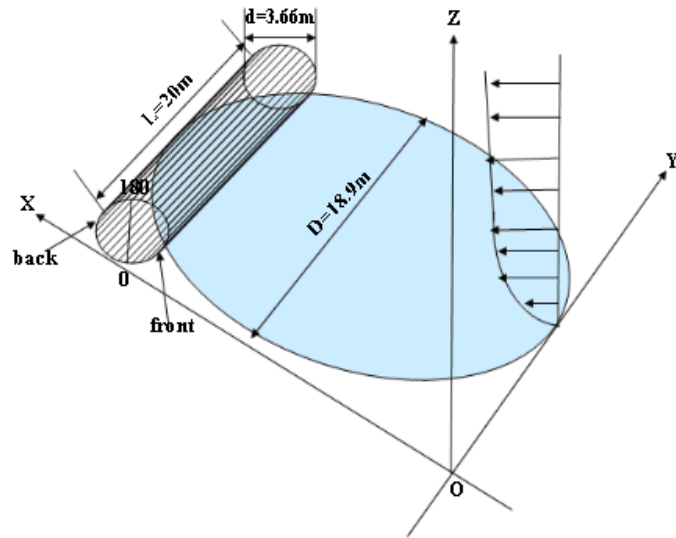
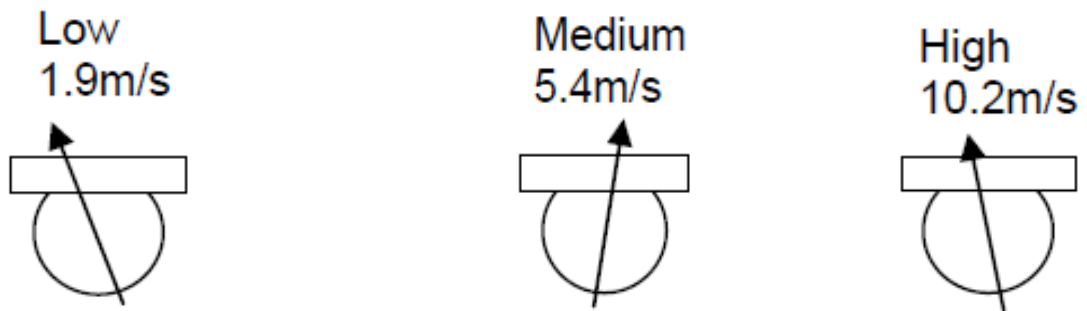


Figure IV.10 Schematic diagram of a fuselage-sized cylindrical object engulfed in a large pool fire subjected to a wind and coordinate system in the numerical simulation



a) Low wind with an average wind direction of  $-36^\circ$

b) Medium wind with an average wind direction of  $11.4^\circ$

c) High wind with an average wind direction of  $-22.7^\circ$

Figure IV.11 Speed and direction of incident winds related to the cylindrical object

The cylindrical object is 20 m in length ( $L$ ) and 3.66 m in diameter ( $d$ ). A circular fuel pan with a diameter ( $D$ ) of 18.9 m is considered, and the bottom of the cylinder is 0.6 m above the fuel surface. The liquid fuel as kerosene ( $C_{12}H_{26}$ ) is used with a heat of combustion ( $H_c$ ) of 44194 kJ/kg. The cylindrical object is located such that the leeward edge of the cylinder is tangent with the leeward edge of the pool. The free-stream speed with 15 m of space upwind

of the pool were specified at  $x=0$ . The velocity profile of the incoming or free-stream flow, which is believed to be turbulent, was assigned a logarithmic one pertaining to fully-rough flow [13].

In this study, the characteristic length scale of a fire plume is estimated about 8 m for the heat release rate (HRR) higher than 200 MW [13]. The gross features of the fire plume phenomena can be correctly described when the characteristic length is spanned by roughly ten computational cells. Upon encountering the perturbation induced by the cylindrical object in crosswind, the boundary layer probably changes rapidly from transition into a fully turbulent one. The viscous sublayer are critically dependent on the near-wall model due to important viscous effects. An extremely small grid size (mm) is required to fully resolve the turbulent boundary layer and the complex flow instabilities in the wake behind the cylinder for the high Reynolds number flow, making practical fire simulations difficult. In the present work, the computational nodes immediately adjacent to a solid wall are located in the fully turbulent region and this simplicity allows faster computations and by this a higher spatial discretization and an increase of the resolved part of the fire oscillation. Besides, predictions of the most dominant radiative heat transfer are generally less sensitive to the near-wall turbulence model. It was found that the mildly stretched grid system with a moderate computational domain offered the best tradeoff between accuracy and cost. With the use of a highly compressed grid system, build-up of numerical error could produce spurious results over the course of a LES calculation due to commutation of the filtering operation. Up to now, investigations of the large-scale fire are limited to computations on relatively coarse meshes everywhere [8, 88, 89], and wall-damping is treated by using a wall function for convective heat feedback [55].

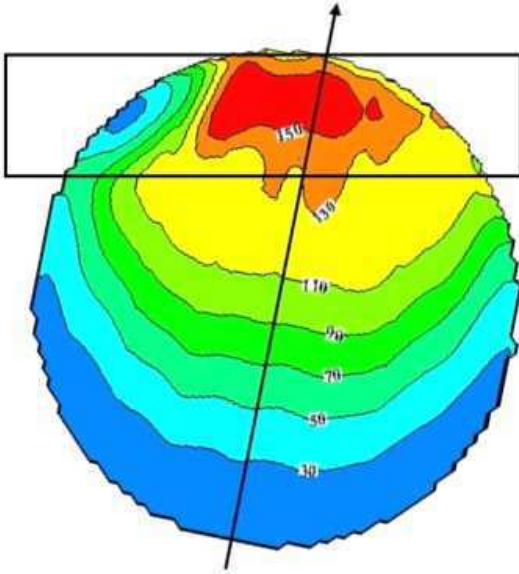
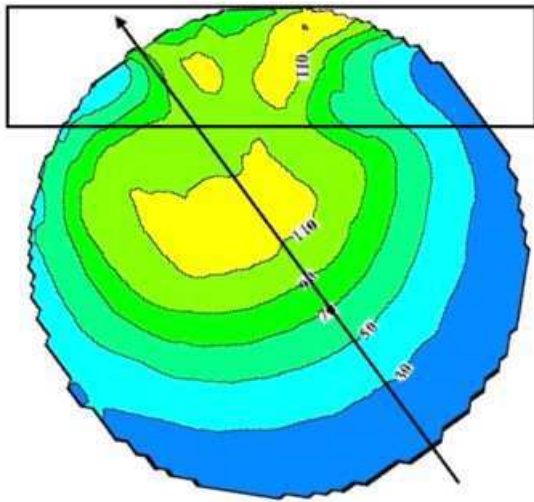
In this numerical simulation, the grid is locally refined with extra grid points being added in strong shear stress zones, such as near the boundary layer, around the cylindrical surface and in the wake region behind the cylinder. The calculations were performed using a computational mesh, which was made up of  $128 \times 120 \times 160$  cells with overall dimension of 60 m in length ( $x$ ), 36 m in width ( $y$ ) and 100 m in height ( $z$ ). Along the length,  $x$ , cell sizes start at 0.2 m around the cylindrical object, and stretch to about 0.5 m at the free boundary. In the  $z$  direction, cell sizes are approximately 0.1 m in the vicinity of the burning zone and stretch to about 1 m near the free boundary. A uniform grid is used with a cell size of approximately 0.3 m in the transversal direction,  $y$ . Comparison indicates some minor changes, but the basic characteristics of the flow are unaltered when the resolved length scale,  $\Delta$ , in LES, is of the

order of 0.15 m. Based on this spatial resolution, CFD serves its purpose by quantifying at least the gross features of the fire. The runs were performed on Cluster and typically took about 2 weeks CPU for about 10 min physical time.

#### **IV.2.1 Heat feedback and burning rate**

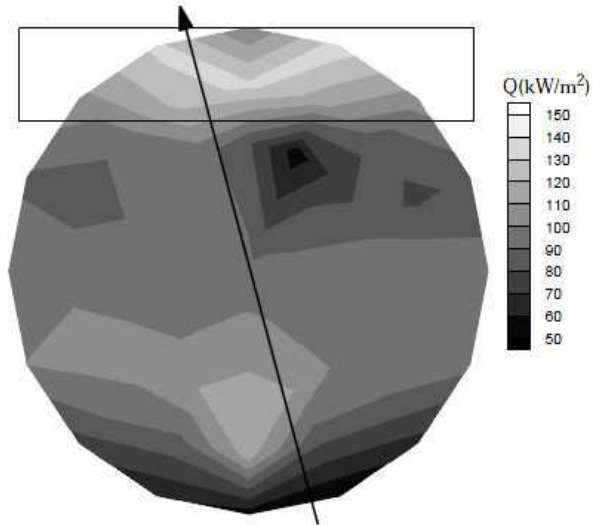
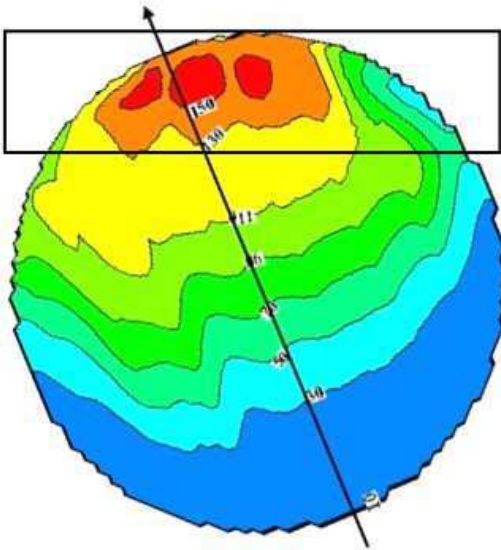
The heat feedback from the flame to the pool surface affects directly the liquid heating rate and consequently, its vaporization rate. The predicted trends of the heat flux contour for different wind conditions are illustrated in Figure IV.12(a,b,c). For the low wind speed (Figure IV.12a), moving downwind from the low heat flux region at the leading edge, the heat fluxes increases to  $110 \text{ kW/m}^2$  and then decreases slowly in front of the mock fuselage. Increasing the wind to a medium or high level leads to a shallower smoke plume, and a region of increased heat flux to  $150 \text{ kW/m}^2$  occurs underneath the mock fuselage. Increase of the heat flux to the pool for the medium or high wind is as a result of acceleration of the flow underneath the mock fuselage creating a well-mixed region which can significantly strength the burning rate. As an illustration, the measured heat flux contours for the high wind speed is shown in Figure IV.12d. The predicted heat flux levels are in agreement with the measured ones. While there is a significant difference in the heat flux distribution from the prediction and experiment at the leading edge of the pool which in the remainder of the tests is more heavily instrumented. For the tests, the aviation fuel was added to 15 cm of water in the pool, and the depth of fuel added was 10 cm. In the presence of a crossflow, the shear stress at the gas-liquid interface may be large enough to induce internal liquid-phase circulation. The liquid motion induces an interaction between fuel and water which can then be important for the fuel transport processes, and thereby modify the heat flux distribution. These coupling modes can not be accounted for in the present numerical simulation.





a) Prediction for low wind speed ( $U_0=1.9$  m/s)

b) Prediction for medium wind speed ( $U_0=5.4$  m/s)



c) Prediction for high wind speed ( $U_0=10.2$  m/s)

d) Measurement (Suo-Anttila [9]) for high wind speed ( $U_0=10.2$  m/s)

Figure IV.12 Distribution of the mean heat flux from the flame to the fuel pool surface

The predicted mass loss rate of liquid fuel and heat release rate (HRR), both as temporal quantities, are indicated in Figures IV.13 and IV.14 for the three wind conditions. During the

fire growth period, the mass loss rate,  $\dot{m}_s''$ , increases with time, and its magnitude is noticeably smaller under practically quiescent conditions ( $U_0=1.9$  m/s). The mass loss rate increases for medium or high wind speed as a result of the stronger heat flux (cf. Figure IV.12b, c) which can significantly strength the liquid heating rate during the fire growth period. All of the trends in the mass loss rate are consistent with those predicted in the heat flux contours (cf. Figure IV.12). By taking into account the heat conduction loss within the liquid with a thickness of 10 cm, the time for heating the liquid fuel to reach its boiling point ( $T_B \approx 220^\circ\text{C}$ ) takes about 3 min for the high wind and 5 min for the low one. The mass loss rate of liquid fuel,  $\dot{m}_s''$ , is almost equal in magnitude with a value of  $80 \text{ g/m}^2\text{s}$  in the quasi-steady period. The average fuel recession rate,  $\dot{r} = \dot{m}_s''/\rho_l$  where  $\rho_l$  is the liquid density, is about 6 mm/min, which is in agreement with a fuel recession rate of 6.3 mm/min measured during the course of the experiment in a 9.1 m by 18.3 m pool [9]. The transport of this fuel, and its subsequent burning above the fuel surface couple with the air supply rate. The wind can alter the plume's dilution as well as plume-ambient momentum exchange and entrainment phenomena. As a result, the total supply of energy is elevated or depressed depending on the local air-to-fuel ratios and efficiency of mixing, affected by the wind condition. The heat release rate is correlated with the trend of the mass loss rate. The fuel travelling from underneath the cylinder may induce locally under-ventilated fire, and the entrainment patterns affect directly the HRR of an open pool fire. The medium wind exhibits the highest HRR of about 800 MW, and the low wind, the lowest of about 700 MW. Based on the theoretical supply of energy rate,  $Q_{\text{the}} = \frac{1}{4}\pi D^2 \dot{m}_s'' H_c$ , and the calculated one,  $Q_{\text{cal}}$ , the combustion efficiency, defined as,  $\eta = \frac{Q_{\text{cal}}}{Q_{\text{the}}}$ , varies from 70% for the low wind to 80% for the medium or high one. This implies that the unburned fuel quantities differ by as much as a factor of 1.15 from the low wind to the high one, and this large unburned fuel contributes to CO and soot formation. This trend emphasizes the importance of considering the wind-induced interaction of fires and large objects when estimating the global mass loss and heat generation rates.

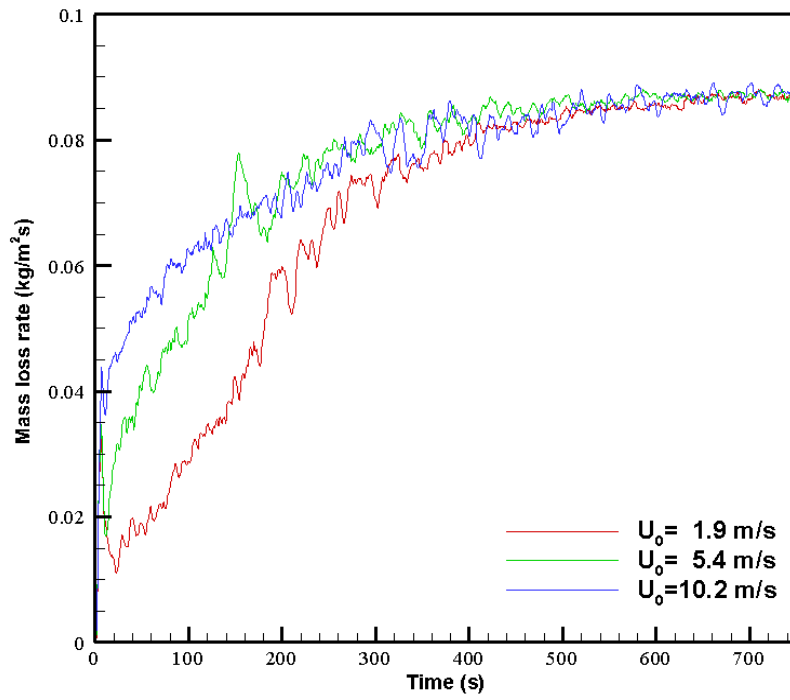


Figure IV.13 History of the mass loss rate of liquid fuel for the different wind conditions

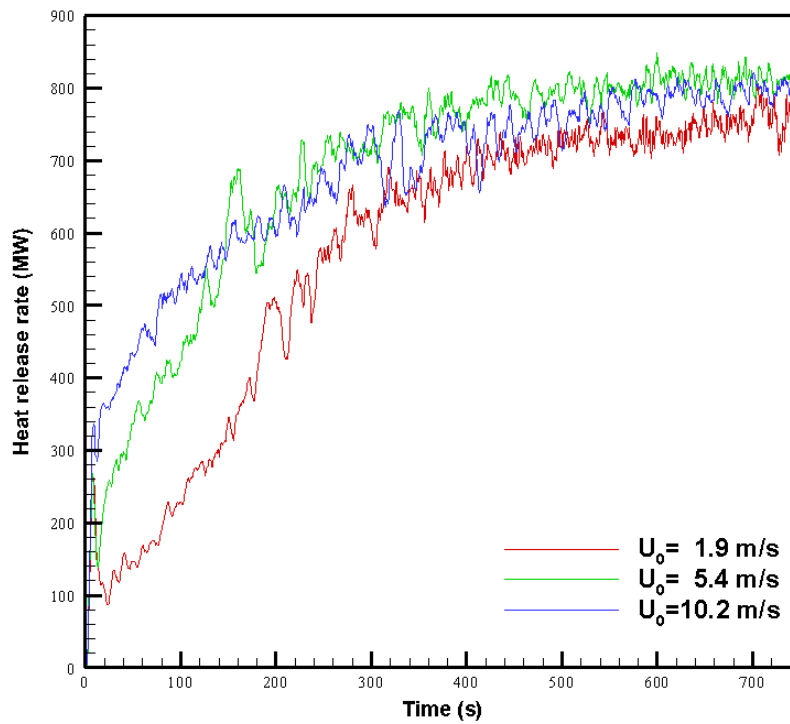


Figure IV.14 History of the heat release rate for the different wind conditions

## IV.2.2 Flame shape and smoke

The response of the main toxic species in smoke to the change in the wind speed is analysed by examining iso-contours of the soot and CO products. Figure IV.15 depicts an instantaneous view of the flame shape and smoke, obtained during the experiment [9] from a video camera which pointed at the side of the test fire (the crosswind direction). The black shaded areas show a 3D surface sooty regions, and the coarse hatch shading is a representation of visible flame. A temperature greater than 900 K is typically indicative of an actively burning region. The CFD instantaneous cross-wind image (cf. Figure IV.16) is a shaded view of an iso-surface defined by a temperature of 900 K and soot volume fraction greater than 0.1 ppm. The temperature field bears a good similarity to the products' field including soot, and provides a reasonable guideline to the appearance, much more like a real fire, as far as a video camera is concerned. Instabilities are enhanced and turbulent flow patterns of the flame are affected by the most affecting ambient wind conditions in an open pool fire. These wind effects are erratic in nature and contribute to the large spatial and temporal variations of the flame.



Figure IV.15 Instantaneous view of the experiment flame and smoke from a video camera for low wind ( $U_0=1.9$  m/s)

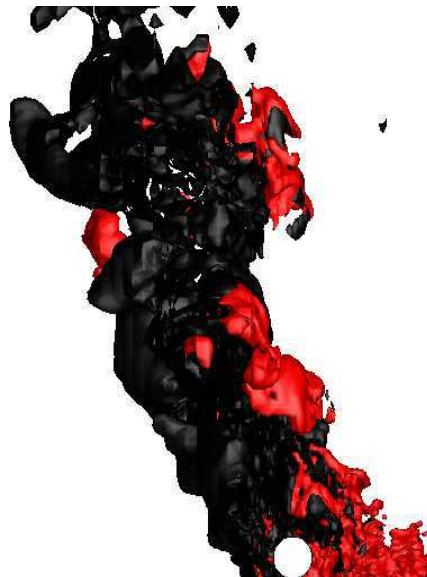


Figure IV.16 Instantaneous view of the predicted flame and soot for low wind ( $U_0=1.9$  m/s)

Under practically quiescent conditions ( $U_0=1.9$  m/s), air entrainment and wind velocities can be of the same order of magnitude. The main part of the flame, i.e., the primary flame

zone, is essentially vertical as shown in Figures IV.15 and IV.16. Wake regions are formed downstream of the plume and at times, spiralling vortex flows are seen in the plume. Except for the periodic puffing, the flame zone shape is stable and does not change throughout the duration of the time period. During flame envelopment, a soot deposit develops on the entire outer surface of the cylinder, and fully engulfs the large cylinder. The large aviation fuel fires facilitate soot generation, and this trend was confirmed by the full-scale experimental aircraft fire simulations (cf. Figure IV.14) [9]. The soot calculations still exhibit oscillations, which naturally track the external flame temperature ones. As shown in Figure IV.17, a similar view of an iso-surface defined by a CO mass fraction of 200 ppm has a different appearance. The blue shaded areas show a 3D surface CO regions, and the coarse hatch shading is a representation of smoke temperature of 100°C. The CO production is strongly correlated with the trend of the soot generation, and the region of CO in abundance is indicative of an oxygen-starved area. The large CO production is consistent with another study [30] based on a flamelet model for large-scale under-ventilated fire. An instantaneous view of the flame and soot from both the experiment (cf. Figure IV.18) and calculation (cf. Figure IV.19) indicates that the wind affects the primary combustion zone as well as the inclination of the plume. Increasing the wind to 5.4 m/s leads to a shallower smoke plume. While, enhancing streamwise convective motion does not help to improve soot oxidation and dilution on the entire outer surface of the cylinder. This is evidenced by soot transport from the remainder of the fire towards the environment via the wind flow stream. It is proposed that this phenomenon is due to momentum exchange, and enhanced resistance to the entrainment flow at the rear of a plume as the wind velocity increases. The qualitative comparison is gratifying.

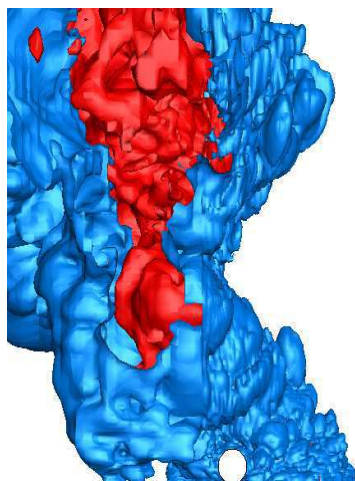


Figure IV.17 Instantaneous iso-surface of the predicted CO for low wind ( $U_0=1.9$  m/s)



Figure IV.18 Instantaneous view of the experiment flame and smoke from a video camera for medium wind ( $U_0=5.4$  m/s)

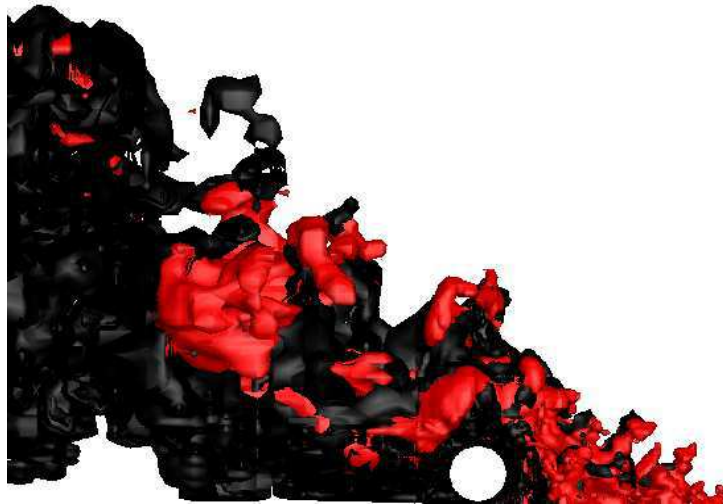
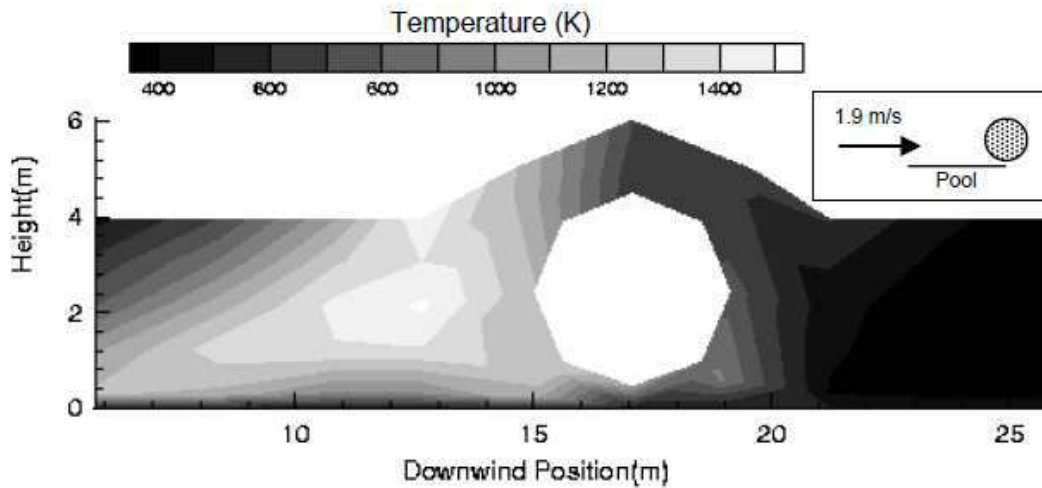


Figure IV.19 Instantaneous view of the predicted flame and soot for medium wind ( $U_0=5.4$  m/s)

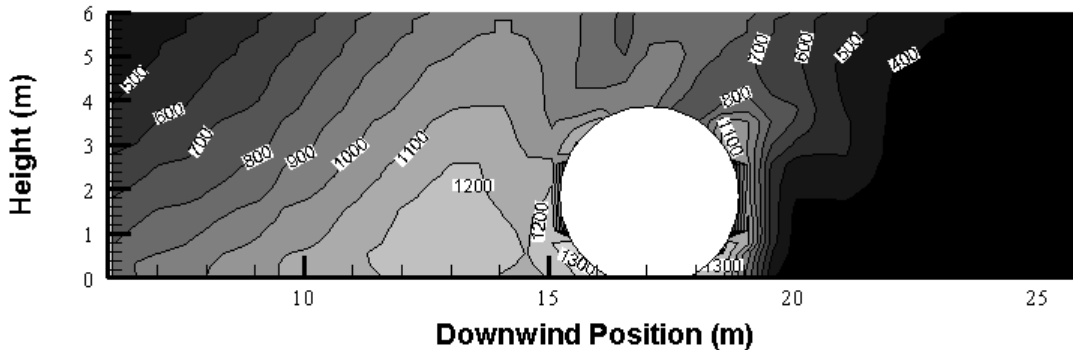
Examination of the time averaged fire temperatures will yield an indicative view, suitable for assessing the flame inclination. The mass loss rate history (cf. Figure IV.13) indicates that the time period over which the computation outputs were averaged from 400 sec to a maximum of 750 sec, can be considered as a quasi-steady period. The calculated mean temperature contours on the plane perpendicular to the cylinder middle are compared with the measurement in Figures IV.20, IV.21 and IV.22(a,b). Both the prediction and experiment suggest three main behaviours under a variety of wind conditions (cf. Figure.IV.11).

i) For the low wind speed (cf. Figure IV.20 at  $U_0=1.9$  m/s), the cross-flow is significantly deflected near the fire source as a result of an enhanced thermal blockage by the buoyancy forces. The cylinder at the leeward edge of the pool restricts the flow of entrained air and

produces highly-mixed, and therefore highly combusting regions at the edges of the front surface of the cylinder. The quiescent fire consists of a buoyancy dominated flame zone with a peak temperature of 1300 K, which is located just in front of the cylinder and near the fuel pool surface. A low temperature region behind the cylinder occurs since the magnitude of the wind speed is insufficient to direct the flame to the lee-side of the cylinder.



a) Measurement (Suo-Anttila [9])

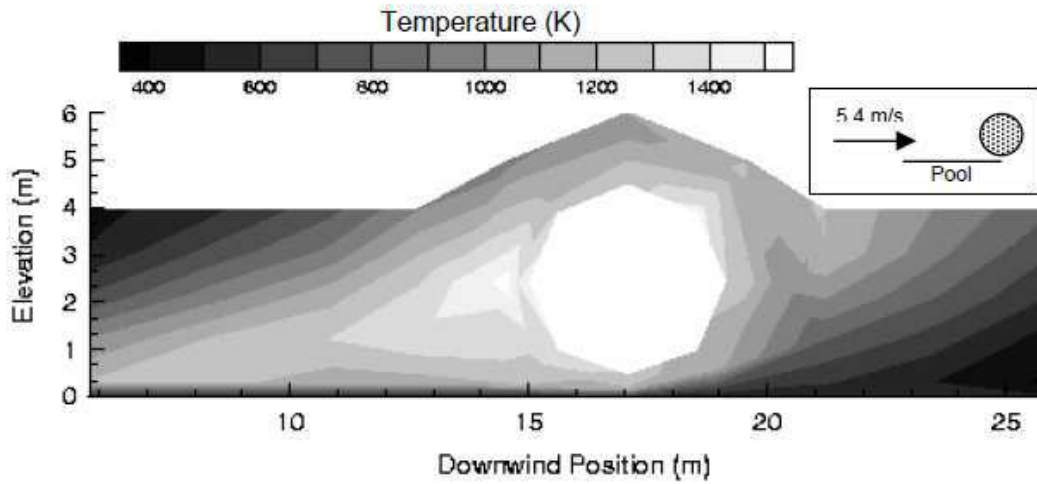


b) Prediction

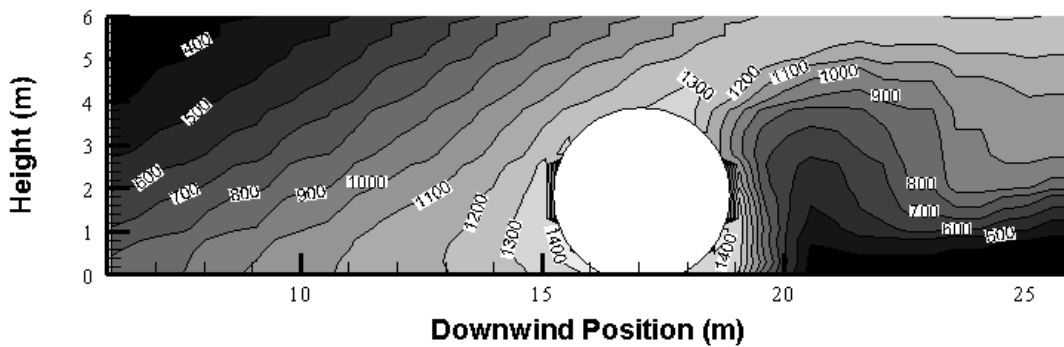
Figure IV.20 Contours of the time averaged temperature for fires containing a large cylinder at the pool centreline at  $U_0=1.9$  m/s

ii) For the medium wind speed (cf. Figure IV.21 at  $U_0=5.4$  m/s), the region directly surrounding just in front of the cylinder is immersed in the highest temperature zone with a peak temperature of 1400 K due to complex wind/vorticity interactions. Flow is moving over the top of the cylinder creating streamwise vortices while fuel-rich air is forced under the cylinder. This situation helps to reduce the flame cover on the upper leeward side of the cylinder, resulting in the lower temperatures there. An increase of wind speed provides the

enhanced convective transport of the plume, and hence, results in the amplitude of temperature level (1400 K), as a whole, on the leeward side of the cylinder.



a) Measurement (Suo-Anttila [9])



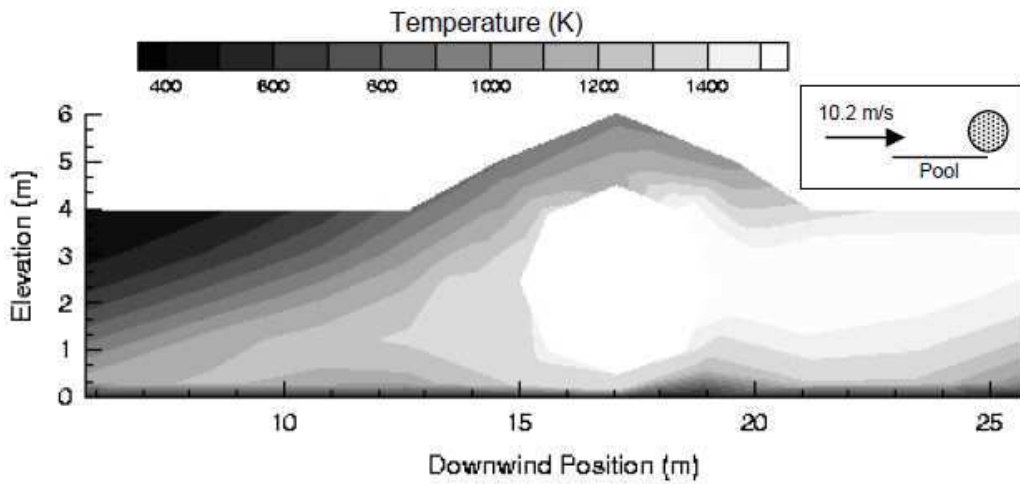
b) Prediction

Figure IV.21 Contours of the time averaged temperature for fires containing a large cylinder at the pool centreline at  $U_0=5.4$  m/s

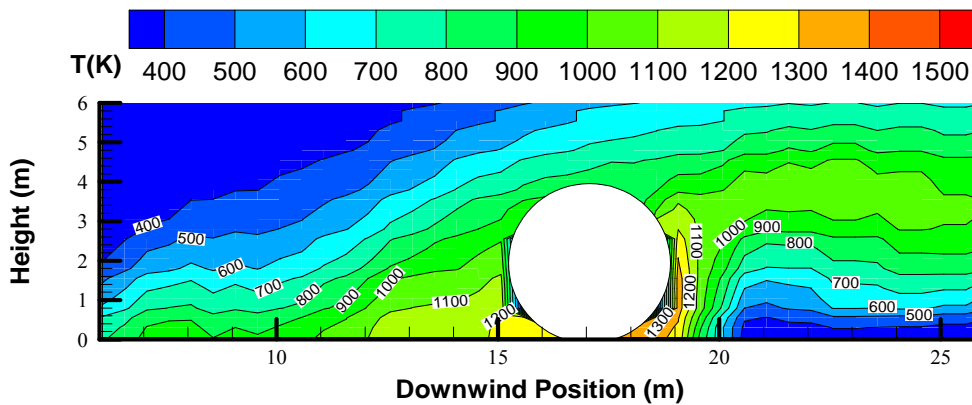
iii) The high wind speed (cf. Figure IV.22 at  $U_0=10.2$  m/s) enhances the interaction between the cross-flow and the large cylindrical object, and consequently, creates complex turbulent flow conditions. This situation facilitates the global flame shape alterations, which are combined with global enhancements in turbulent mixing. A high temperature region (1400 K) occurs on the windward side of the cylinder due to increased fuel/air mixing when the wind causes the flame zone to impinge on the surface of the cylinder. The windward flow is strongly accelerated over the top of the cylinder, and the fuel-rich flow is ejected from underneath the cylinder. This creates a second high temperature zone (1400 K) on the leeward



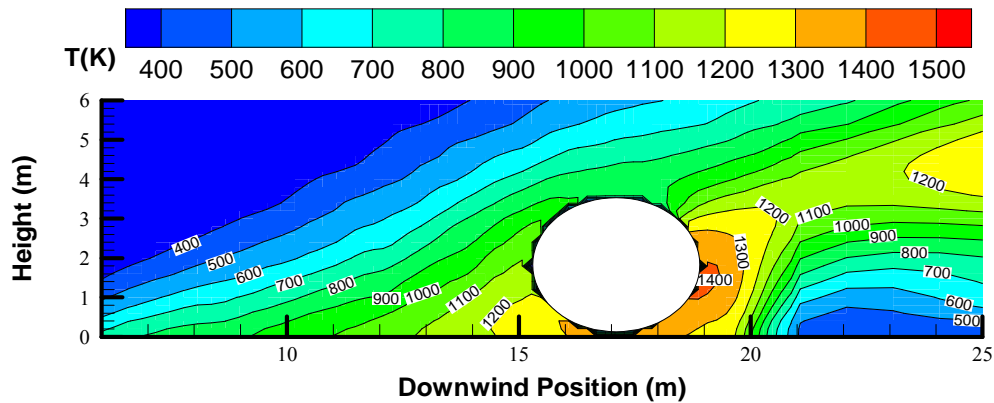
side of the cylinder due to enhanced mixing by the presence of the large cylindrical object and vortices in the wake. During experiment [9] for the high wind, deviation of the prevailing wind direction ( $-22^\circ$ ) is significant. As shown in Figure IV.22(b, c), the predicted flame base drag ( $T > 1200$  K) far away from the wake at the leeward edge of the pool is rather sensitive to the deviation of the wind direction. The most straightforward changes in the flame geometry are numerically reproduced due to the presence of engulfed objects in different deployed position related to the direction of incident wind. Overall, the predicted trend is similar to the experimental findings of Suo-Antiila et al. [9]. Indeed, the numerical models suffer somewhat from fundamental deficiencies which are responsible for the disappointing predictions during significant winds.



a) Measurement (Suo-Anttila [9])



b) Prediction



c) Prediction with a deviation of the average wind direction ( $0^\circ$ )

Figure IV.22 Contours of the time averaged temperature for fires containing a large cylinder at the pool centreline at  $U_0=10.2$  m/s

### IV.2.3 Heat flux distribution on the cylinder skin

Influence of the wind speed and the positioning of the cylinder in the fire on the heat flux distribution is analysed. Temporal data are important in the presentation of the heat flux information, because changes in the heat flux can be correlated with events in the fire, such as fluctuating flame temperatures. Four specific locations, such as the bottom, windward side, top and leeward side, are identified by the angular symbols  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  and  $270^\circ$ , respectively that could be considered applicable to each of the four important central-section surface areas around the cylinder. The typical radiant heat flux relevant to each of the four central-section areas is shown in Figure IV.23, IV.25 and IV.27. The erratic nature of the buoyancy-controlled fire plume is evident from the heat flux histories. In addition to temporal trend, the time averaged heat flux distribution over a quasi-steady period is also the main parameters of interest. The predicted contour of the mean incident heat flux on the cylinder skin is illustrated in Figures IV.24(a,b), IV.26(a-d) and IV.28(a-f). The experimental data are presented in detail by Suo-Antilla et al. [9], and thus, only some of those are selected for the comparison.

For the low wind speed (cf. Figure IV.23), wind effects on the heat fluxes at the windward and leeward points are readily apparent. The heat fluxes possess large temporal and spatial fluctuations, demonstrating the effects of a buoyancy-controlled pool fire. The highest heat fluxes are at the windward side of the cylinder ( $90^\circ$ ) and the lowest heat fluxes on the leeside ( $270^\circ$ ) of the cylinder. The heat flux ranges from 100 to 30  $\text{kW/m}^2$  at point- $0^\circ$ , from 200 to

20 kW/m<sup>2</sup> at point-90°, from 100 to 10 kW/ m<sup>2</sup> at point-180°, and from 50 to 5 kW/ m<sup>2</sup> at point-270°. Over each point, the higher heat flux corresponds to a signal representing the presence of flames about the points, and lower the absence of flames. That means that wind effect is the tilting of the plume such that there are times when the cylinder is not fully engulfed by the flames. The circumferential variations in the heat flux are the result of fluctuating, non-uniform temperature fields due to the buoyancy effects. The windward side (90°) indicates the highest value since it is more centrally located in the plume as a result of the wind-induced tilt. The larger fluctuation in heat flux at point-90° is expected because at this location, the wind effects are greater. The points that have greater exposure to the wind (90° and 180°) experience larger fluctuations than the points that are sheltered from wind effects (point-0° and 270°) on the leeward side of the cylinder. As illustrated in Figure IV.24(a,b), these numerical results successfully reproduce experimentally observed trends for the mean heat flux distribution. The model results demonstrate that a substantial thermal radiation boundary layer can develop adjacent to a large object in a fire. The heat flux higher than 220 kW/m<sup>2</sup> occurs on the windward side as a result of impingement of the actively combusting region in the front surface of the cylinder, i.e, the maximum in the skin temperature contours through attachment to the surface of the cylinder (cf. Figure IV.20). Influence of the position of the cylinder in the wind-translated flame on the heat flux distribution is evidenced. The heat flux values at the left end of the cylinder are in general greater than those at the right end of the cylinder, a result of the redirection of the flame zone by the component of the wind velocity parallel to the cylinder axis. Because the heat flux is flame dominated, the heat flux drops when the flame is absent at the right end of the cylinder. The domelike fuel-rich vapour region, which is believed to act as a radiation shield, exists above the fuel surface. There is evidence of the lower heat flux levels on the underside of the cylinder, due to a decrease in the radiant field intensity.

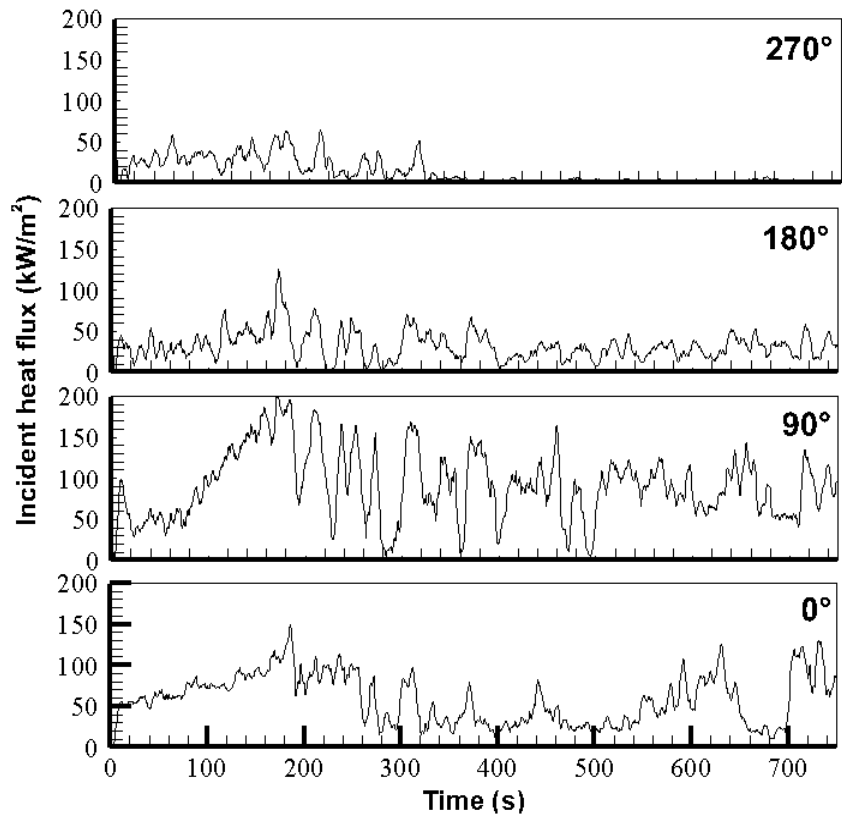
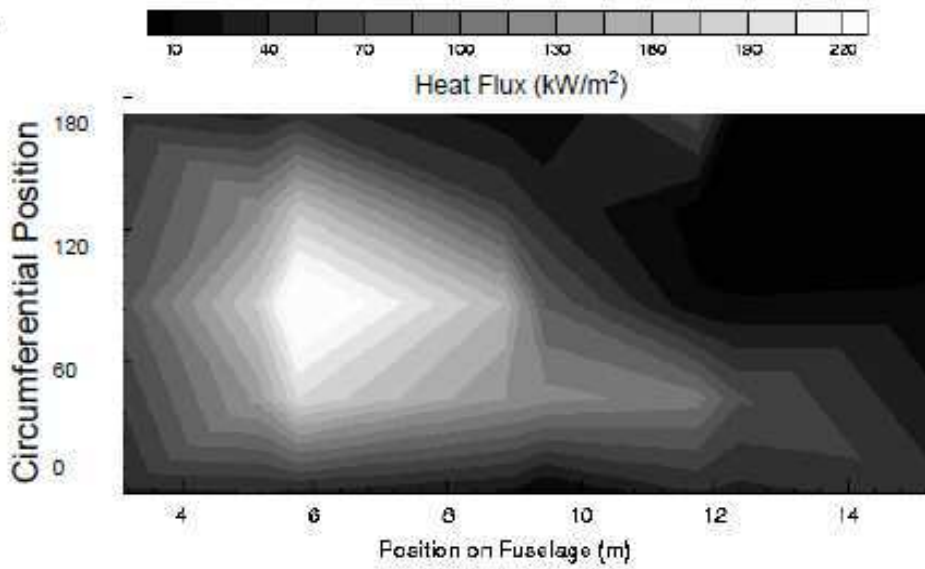
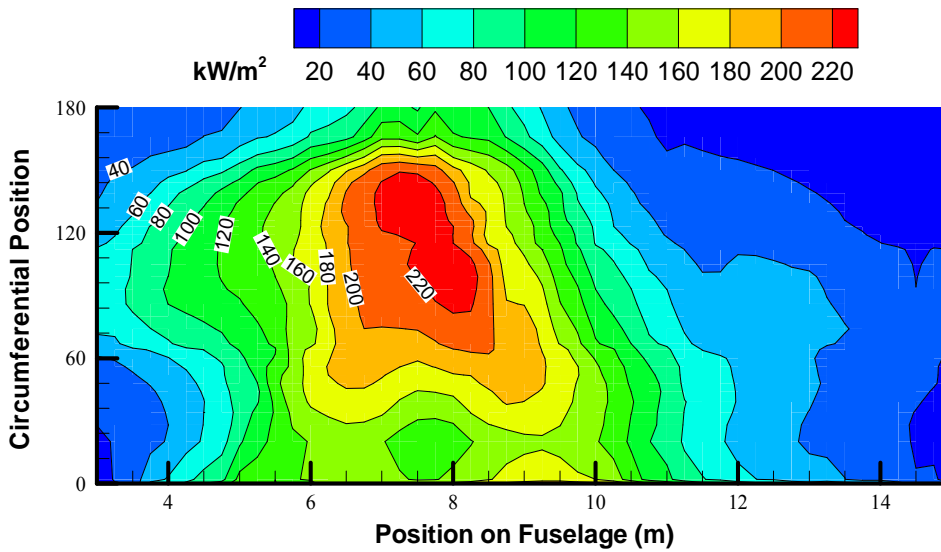


Figure IV.23 History of the predicted incident heat flux at  $U_0=1.9$  m/s



a) Measurement (Suo-Anttila [9])



b) Prediction

Figure IV.24 Contour of the mean incident heat flux on the skin of the windward side of the cylinder for the low wind speed

Radiative heat transfer is combined with wind-enhanced, object-induced turbulence and global flame zone redirection. The resulting heat flux becomes tightly coupled to fire environment due to changes in the wind. For the medium wind (cf. Figure IV.25), the fluctuations in heat flux are generally smaller than those for the low wind speed (cf. Figure IV.23). This phenomenon is believed to be due to the fact that the medium wind damps out the buoyancy forces in the flame. The medium wind produces fluctuating, non uniform temperature fields on the upper leeward side of the cylinder (cf. Figure IV.21), resulting in a factor of 1.5 increase in heat flux relative to quiescent fires with object. This supports the postulation of an interaction between the object and fire that surrounds it. The heat flux is the highest at the windward point-90° with a value of 300 kW/m<sup>2</sup>, decreases appreciably at the other sides over which the heat flux is almost equal in magnitude with a value of 220 kW/m<sup>2</sup> in the quasi-steady period. The substantial thermal radiation develops on the leeward side of the cylinder when it is immersed in a fire, resulting in a smaller circumferential variation in the heat flux distribution. The mean heat flux is considerably higher with a magnitude of 280 kW/m<sup>2</sup> (cf. Figure IV.26) on the windward side of the cylinder due to the impingement of the buoyant plume on the cylinder surface. A dramatic horizontal variation in heat flux to the cylinder skin is predicted due to asymmetries in wind conditions (cf. Figure IV.11b).

Therefore, the heat fluxes are lower on the left side of the cylinder due to the redirection of the flame zone by the wind component parallel to the axis of the cylinder.

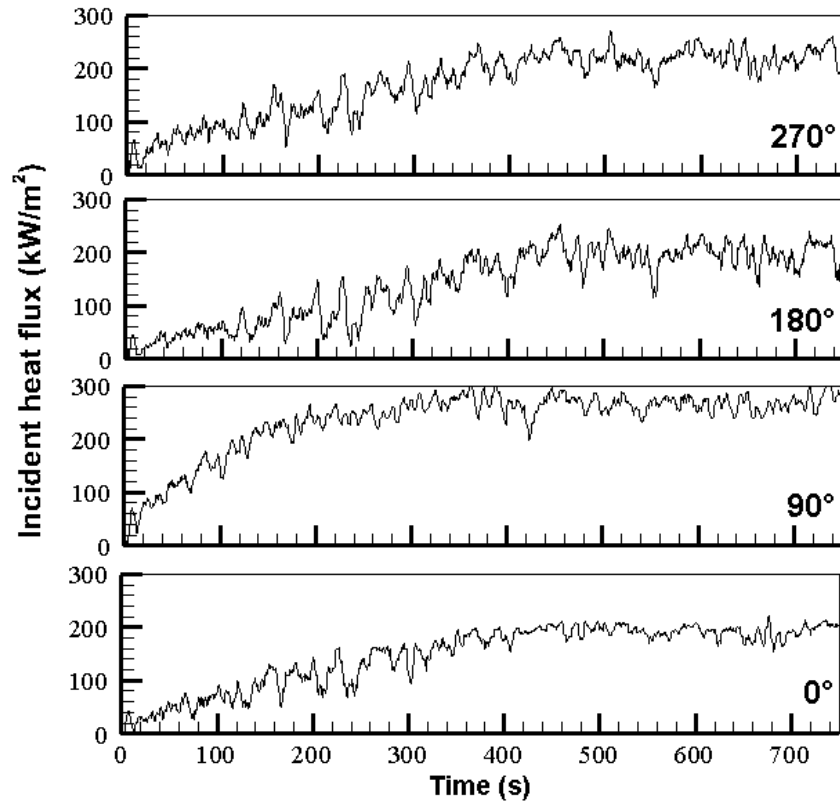
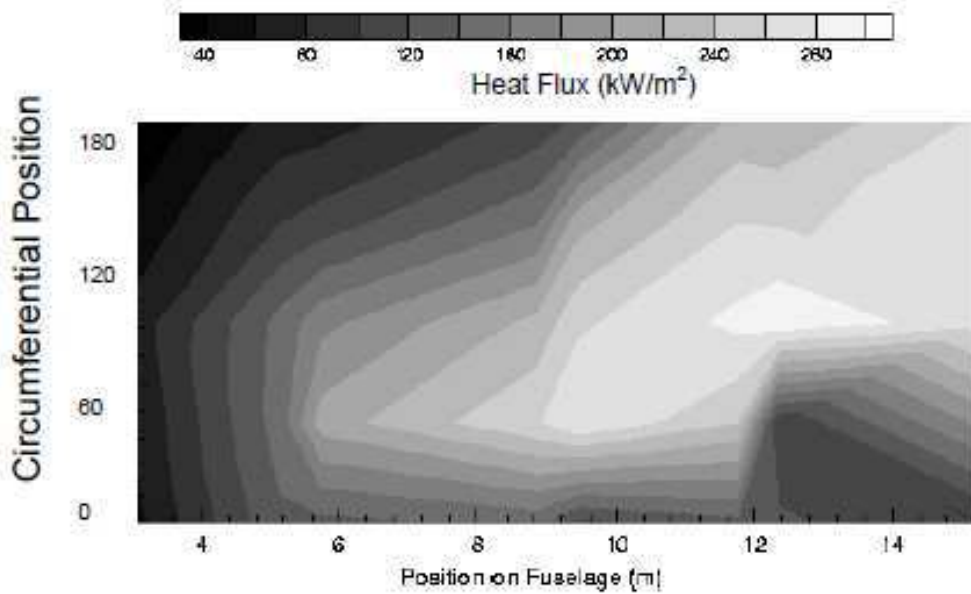
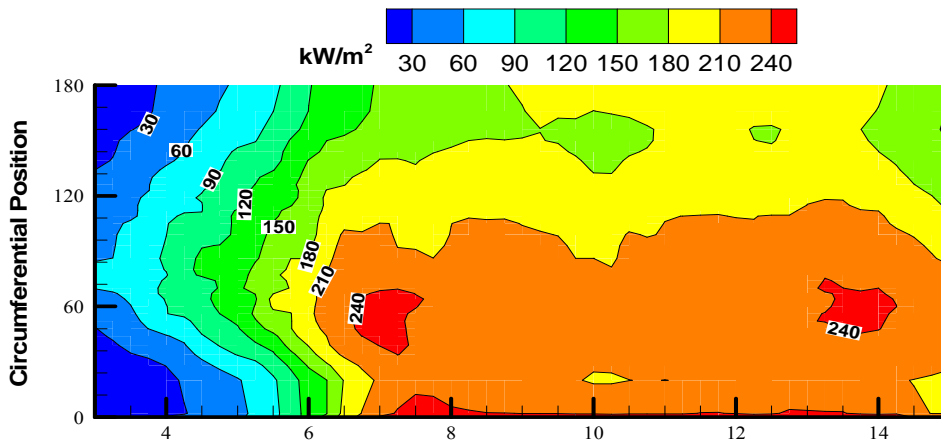


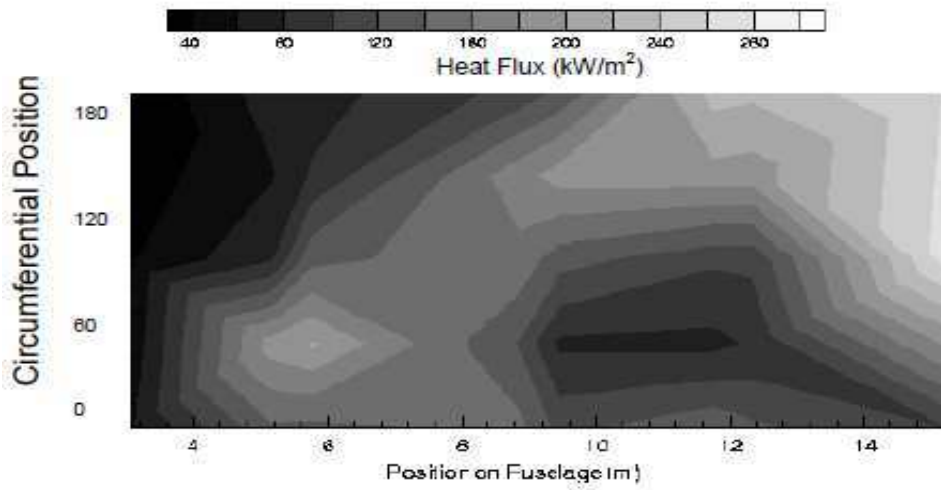
Figure IV.25 History of the predicted incident heat flux at  $U_0=5.4$  m/s



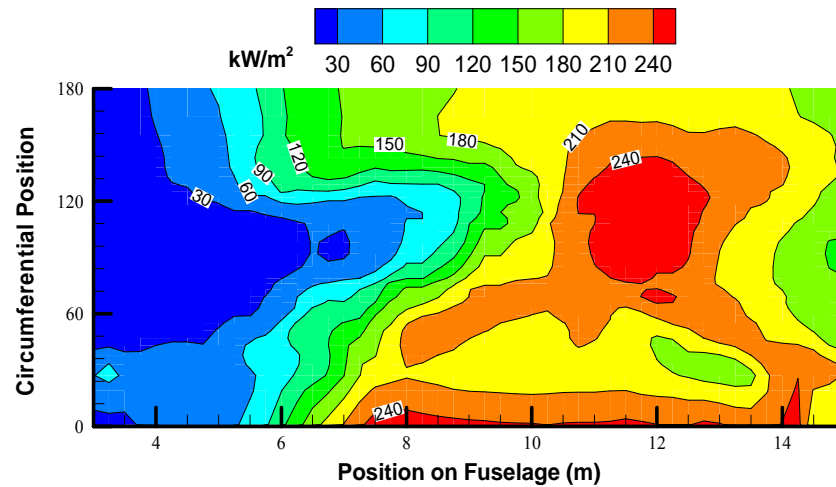
a) Measurement on the windward side (Suo-Anttila [9])



b) Prediction on the windward side



c) Measurement on the leeward side (Suo-Anttila [9])



d) Prediction on the leeward side

Figure IV.26 Contour of the mean incident heat flux on the skin of the windward and leeward sides of the cylinder for the medium wind speed

iii) For the high wind speed (cf. Figure IV.27), the oscillatory of the incident heat flux on the surface of the cylinder within the flame volume is always visibly apparent. The fluctuations demonstrate the effects of both the characteristic large-scale turbulence of an open pool fire and the wind. The deviations from the predicted mean heat flux properties are noticeably periodic. There are trends for the angular variation in heat fluxes: point-270°, on the leeward side of the cylinder, demonstrates the highest heat fluxes; the windward point-90° and bottom (point-0°) follow closely, and the upper point-180° demonstrate the lowest heat fluxes. The fact that the heat flux values on the bottom (point-0°) are higher, indicates that an actively burning region above the fuel surface is present. From the predicted heat flux distributions (cf. Figure IV.27), it is found that a dramatic increase in the incident heat flux on the leeside of the cylinder occurs when the flames attach to a surface. Even when the plume engulfs the cylinder, the flame thickness is not as great on both the windward and the top of the cylinder (cf. Figure IV.22). The minimum heat flux exists on the top of the cylinder, consistent with the thin flame cover there. The magnitudes of the heat fluxes in excess of 300 kW/m<sup>2</sup> exist on the leeward side of the cylinder (cf. Figure IV.27b) due to a large flame base drag (cf. Figure IV.22b). On the leeward side of the cylinder, the highest heat flux occurs at the left end of the cylinder, emphasizing the dominant component of the wind velocity



parallel to the cylinder axis (cf. Figure IV.11c). It should be noted that during experiment [9] for the high wind, the wind direction fluctuated from  $-40^\circ$  to  $35^\circ$  with the average of  $-22^\circ$ . Distributions of the predicted heat flux on the cylinder skin for the two extreme wind directions of  $-40^\circ$  and  $35^\circ$  are illustrated in Figure IV.28 (c-f). The high heat fluxes zone fluctuates from the right end to the left end of the cylinder when the wind direction changes from  $35^\circ$  to  $-40^\circ$ . Overall, the predicted trends emphasize the influences of the wind direction, and large-scale turbulent structures on the distribution of heat flux to an engulfed object. The experimental uncertainty of 20%, depending on the wind conditions, was estimated by the authors [9]. It is felt that the difference is due to a combination of experimental uncertainties and negligence of the unavoidable deviations of wind speed/direction from their average values in the numerical simulation. The agreement is relatively good considering both the two factors.

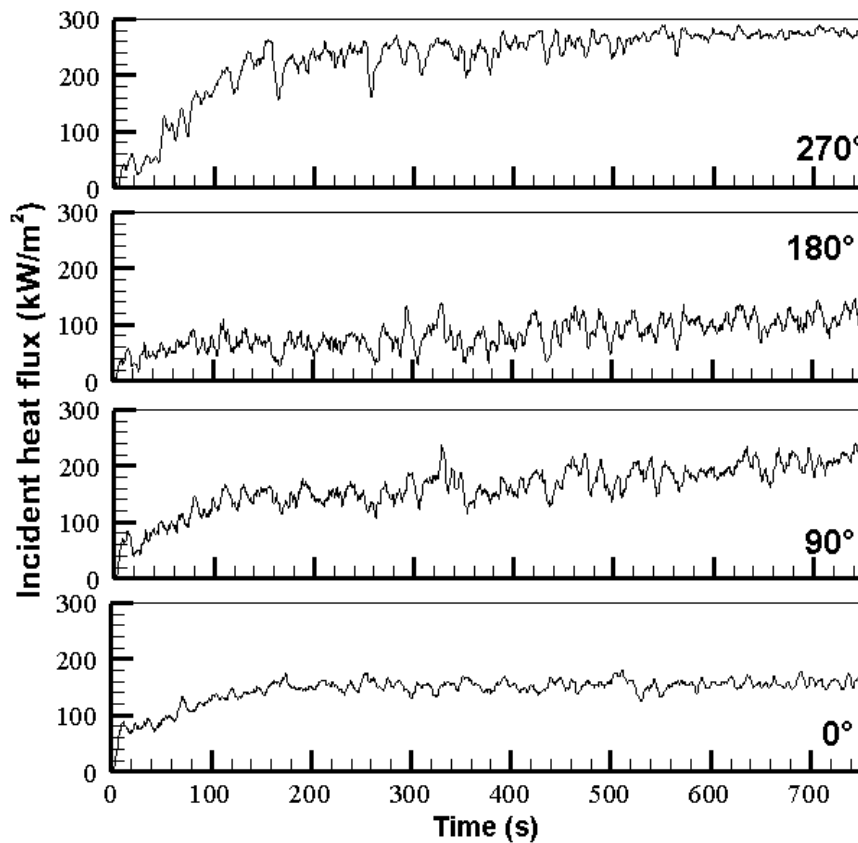
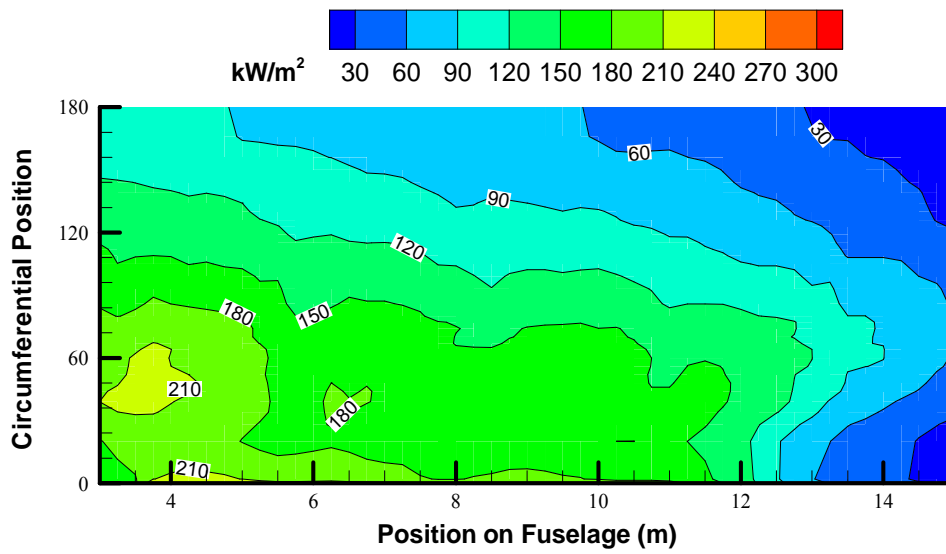
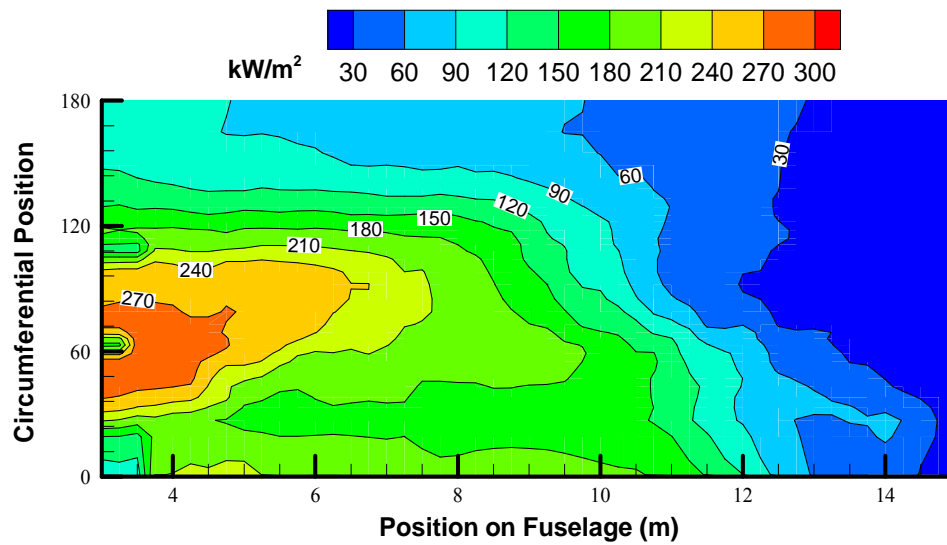


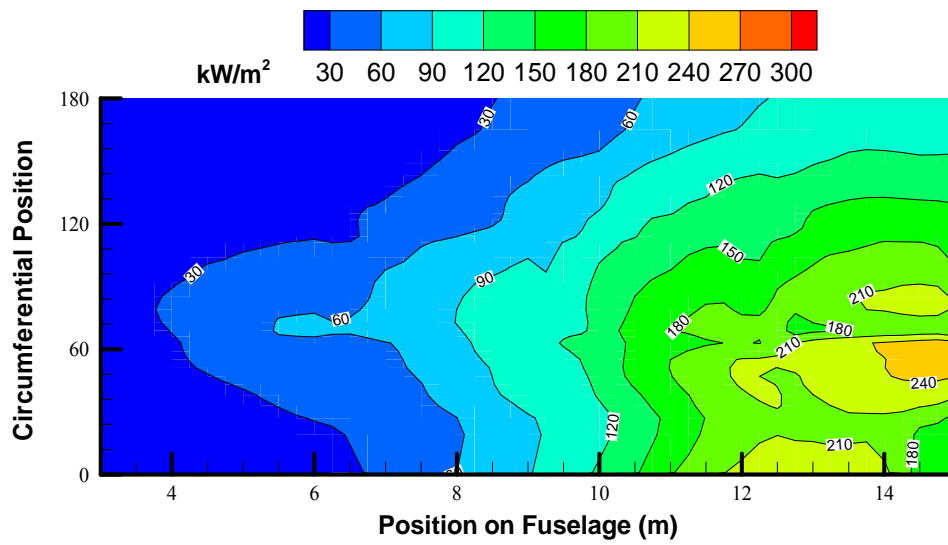
Figure IV.27 History of the predicted incident heat flux at  $U_0=10.2$  m/s



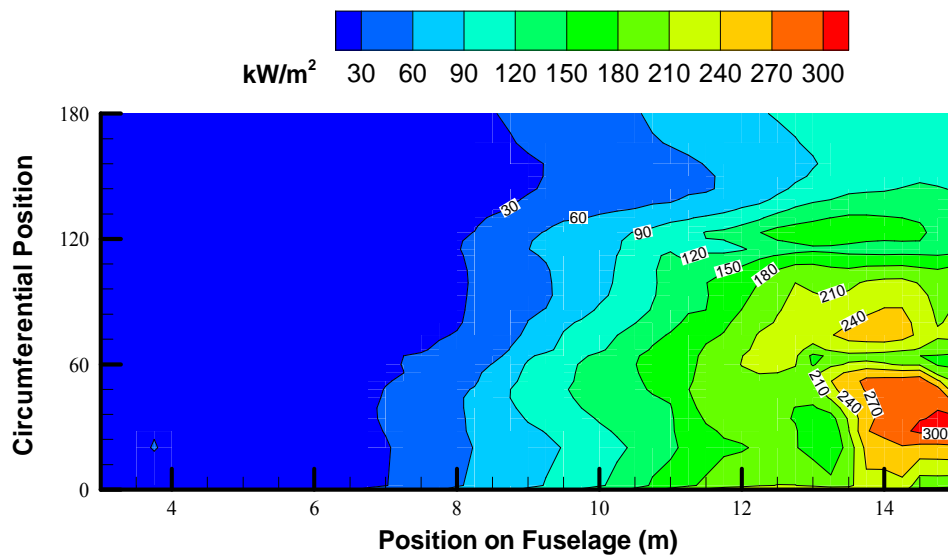
a) On the windward side with an average wind direction of  $-22.7^\circ$



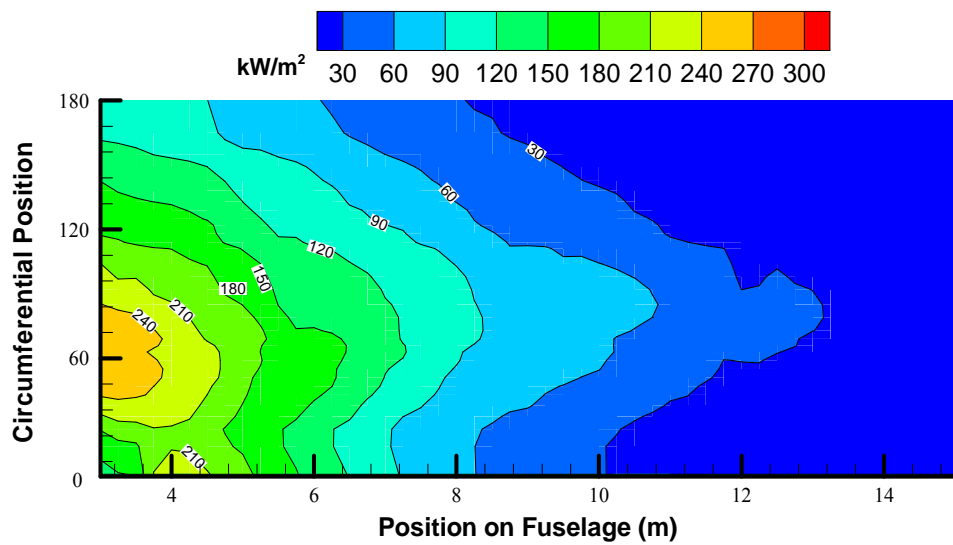
b) On the leeward side with an average wind direction of  $-22.7^\circ$



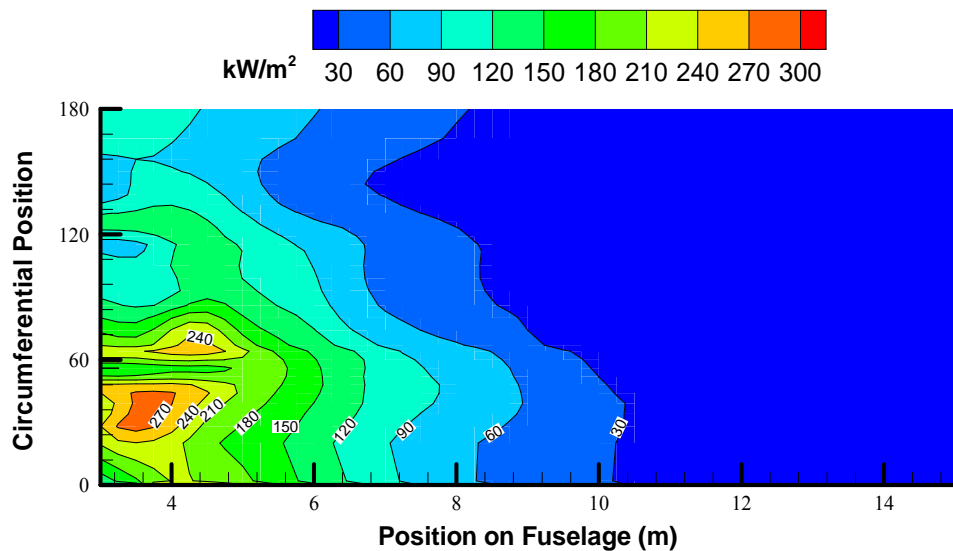
c) On the windward side with an instantaneous wind direction of 35°



d) On the leeward side with an instantaneous wind direction of 35°



e) On the windward side with an instantaneous wind direction of  $-40^\circ$



f) On the leeward side with an instantaneous wind direction of  $-40^\circ$

Figure IV.28 Contour of the mean incident heat flux on the skin of the windward and leeward sides of the cylinder for the high wind speed

A numerical study was conducted to supply information about the thermal exposure of a large object immersed in a fire environment. Heat flux and temperature fields have been

studied in a variety of ways and the strong influence of the wind has been noted. The largest factor affecting the reproducibility of the thermal environment in a large open pool fire is the wind conditions. The natural constraints imposed by the wind deviation in its magnitude and direction prevent complete validation of this model. The EDC-based combustion model and the common sub-grid scale turbulence model are satisfactory for the buoyancy-controlled, unconfined fires with crosswind. The CFD approach is much more realistic, when dealing with the characteristics of the wind-induced interaction of fires and large objects, than the simpler alternatives.

In the present paper, activities have been confined to calculation of the gas temperature and the heat flux on the cylinder skin. Increasing the wind leads to a shallower smoke plume, but does not help to suppress soot and CO around the engulfed object. A good reproduction of the experimental trends has been achieved for the temperature field. Preliminary comparisons of the heat flux distribution on the cylinder skin show promise. The peak heat fluxes to the large cylinder for various wind conditions range from 200-300 kW/m<sup>2</sup>, and the contribution of radiation to the cylinder skin is higher than 95% of the total heat flux. Besides, both the calculated and measured heat flux distributions are counter to that predicted with simplified radiation modelling by assuming uniform flame temperature. The measured levels of the highest temperature and heat flux under a variety of wind conditions are achieved by the numerical models. The peak fluxes to a medium or high wind are about a factor of 1.5 increase of those to a low wind speed.

The wind deviations in speed and direction are erratic in nature and contribute to the large spatial and temporal variations of the flame shape and heat flux. The disagreement is mainly due to the use of the average wind speed and direction. It would be highly desirable to relate the real wind conditions in the numerical simulation. The effect of internal circulation within liquid fuel/water layer in addition to the wind effects on the vaporization rate should be further investigated. Measurements, not only of temperatures and heat fluxes, but also the toxic product, would consolidate the new insight provided by the CFD activity.

### **IV.3 Conclusion**

L'approche de type LES semble plus adaptée à la simulation des feux de grande échelle. Le modèle de combustion, basé sur l'approche de type EDC, reproduit correctement la structure de flamme. Au niveau du temps de calcul, le modèle de suie basé sur une approche

du point des fumées est beaucoup plus attractif, car il permet de simuler de différents fuels. Pour résumer on peut dire que la modélisation numérique a visé, pour l'essentiel, à analyser la structure de la flamme induite par le vent. Puis à calculer les transferts de masse et de chaleur afin d'en déduire la vitesse de pyrolyse du liquide et celle de la propagation du feu. Pour des feux de grande échelle, peu de travaux numériques ont été réalisés. La mise au point d'un modèle permet d'améliorer la compréhension de la propagation du feu de grande échelle et du mécanisme d'entraînement d'air dans des configurations complexes. Le compromis coût de calcul/précision de l'évaluation des températures, des vitesses et des grandeurs caractéristiques de la turbulence de l'écoulement est, par cette méthode, optimal.

## **CHAPITRE V. Feux de nappe de kérosène soumis à un vent traversier avec prise en compte d'un aéronef de type d'aluminium**

L'accident de l'avion B737 à Manchester en 1985 a fait 55 morts parmi 135 passagers. Il serait d'ores et déjà envisageable de l'appliquer à une configuration de feu d'une grande nappe avec prise en compte d'un aéronef soumis à un vent, comme illustrée sur la Figure V.1. Peu d'études expérimentales ont été réalisées sur des feux à une telle échelle. Il s'avère donc indispensable de simuler un feu à une échelle industrielle avec la prise en compte l'intégralité d'un aéronef pour des géométries tridimensionnelles. La base de données fournies dans le rapport de AAIB [90] sur cet accident permet de se servir à évaluer notre code de calcul dans la prédiction de la caractérisation de l'état de stratification des fumées, au sens thermique et toxique. Pour l'instant, il est difficile de simuler exactement l'intégralité de ce type d'incendie. De ce fait, ce cas test ne présente que l'intérêt de pouvoir vérifier si la procédure de calcul mise en œuvre est acceptable. La notion d'équilibre entre chaleur tenable et toxicité lors de l'évacuation sera mise en évidence. Cette étude numérique apportera des éléments d'analyse des liens existants entre la stratification des fumées et les paramètres d'étude que sont les conditions de vent et la puissance du foyer. Nous nous sommes attachés aussi dans cette étude à réaliser des analyses relatives aux conséquences de l'application d'un vent sur les transferts de chaleur à la surface de fuselage, ainsi que sur le temps de la perforation du fuselage.

Les analyses conduites dans le cadre des études de sécurité induisent tout d'abord l'identification de scénarios de ce type de feu. Le feu naît au niveau du moteur qui est dû à une fuite de kérosène au niveau de la canalisation. Ce type d'accident est l'un des plus probables avec contrainte sur la manœuvrabilité. L'impact du feu sur le capot se trouve étroitement liée aux conditions de vent, et le risque est bien souvent à l'origine ou la conséquence d'autres d'événements dommageables (explosions, projections, post-crash). Durant un post-crash, le combustible liquide sort du moteur et une nappe de kérosène s'établit sur le sol. La combustion débute par un allumage aléatoire de paquets de gaz réactifs convectif par l'écoulement moyen. La réaction chimique fournit l'énergie nécessaire à la gazéification de la phase liquide et les vapeurs ainsi produites diffusent pour venir réagir avec l'air ambiant. Le comportement d'un tel feu dépend de sa taille, du positionnement de l'aéronef par rapport à la direction du vent. Ce travail

visé à améliorer le niveau de sécurité et à limiter les effets d'un accident au cours du processus d'évacuation.

### **V.1 Limitations de la modélisation**

L'utilisation d'outils numériques avancés pour la simulation des incendies d'un aéronef est relativement récente du fait de la grande complexité de ce type de problème. Plusieurs raisons expliquent les difficultés rencontrées. Pour commencer, il existe un très grand nombre de scénarios d'incendie possibles, étant donné la nature accidentelle du phénomène. Ensuite, notre compréhension de la physique mise en jeu est encore incomplète et la puissance informatique disponible pour la simulation est limitée. Enfin, ce qui constitue le combustible au cours d'un incendie n'est pas normalement destiné à brûler, d'où une certaine méconnaissance de la source du feu. La caractérisation précise de tous les matériaux prenant part au feu est encore incomplète, notamment à cause de leur grande diversité. La simulation numérique du feu ne peut donc pas encore prétendre reproduire fidèlement toute la complexité d'un feu réel d'un aéronef. Pour titrer le meilleur parti des outils numériques actuellement disponibles, il est nécessaire de se restreindre à l'étude de cas simplifiés plus ou moins représentatifs de la réalité. Les conclusions tirées de ces investigations doivent alors être transposées aux cas expérimentaux pour être confrontées à la réalité.

Les coordonnées pour la simulation numérique d'un aéronef B747 sont représentées sur la Figure V.1. Pour les applications présentées ici, nous avons retenu un domaine de calcul de  $90 (x) \times 90 (y) \times 100 (z) \text{ m}^3$ , et un maillage d'environ  $10^7$  mailles. Un maillage composé de 200 nœuds a été utilisé dans le plan horizontal et de 250 autres nœuds dans la direction verticale,  $z$ . Les zones proches des sources de feu doivent évidemment être suffisamment maillées tandis qu'il est possible de se contenter de maillages plus grossiers loin du feu. Afin d'avoir une bonne résolution spatiale des variables, il est raffiné à proximité de la zone de pyrolyse. Les mailles employées mesurent 15 cm par 15 cm par 10 cm au niveau du foyer. En général, la finesse de la discrétisation doit être d'autant plus grande qu'il faut résoudre de forts gradients. La convergence est obtenue avec un temps de calcul d'environ dix jours de CPU en utilisant un cluster de P' à Poitiers pour 3 minutes de simulation physique. Ce système de maillage représente un compromis acceptable entre le temps de calcul et la résolution de l'écoulement réactif. L'influence du maillage sur les résultats a été étudiée au chapitre III. En pratique, on utilise une



taille de maille inférieure ou égale à la dixième de la longueur caractéristique du feu (cf. Eq.III.1). Il n'y a donc pas eu d'analyse systématique de l'effet du maillage pour les calculs présentés dans ce chapitre. Le maillage exerce également une influence importante parce que dans le modèle de turbulence de Smagorinsky utilisé dans ce travail, la diffusion de sous-maille est proportionnelle à la taille des mailles. Ainsi, à un maillage grossier est associée une forte diffusion qui peut fausser par exemple le calcul des profils de température. Pour les mêmes raisons, il peut aussi apparaître que les mailles les plus petites ne donnent pas toujours les meilleurs résultats. Le fait de raffiner le maillage près des parois ne garantit pas un gain de précision dû à la déformation significative du maillage. Ceci s'explique par le fait que la diffusion de sous-maille et la diffusion numérique, toutes deux liées à la taille des mailles, reproduisent indirectement plus ou moins bien les phénomènes réels de mélange aux petites échelles [13]. D'un point de vue quantitatif, Xin et al. [91] montrent aussi que FDS aboutit à des résultats acceptables malgré l'utilisation de maillages relativement grossiers. Dans le contexte de ce travail, les erreurs de discrétisation spatiales et temporelles théoriquement ne se rapprochent pas asymptotiquement de zéro dû à l'utilisation d'un maillage grossier. Le raffinement du maillage entraîne une diminution considérable du pas de temps. Une discrétisation plus fine est hors de portée des performances actuelles de notre ordinateur. Dans ce cas, on peut toutefois avoir une idée générale dû au développement du feu d'aéronef.

La condition atmosphérique caractérisée par des fluctuations de l'intensité et la direction du vent est aussi une question délicate, étant donné que les modèles actuellement utilisés par les outils numériques ne permettent pas d'étudier précisément ces phénomènes. Les feux représentatifs des incendies d'aéronef sont extrêmement variables en termes de développement et de conséquences potentielles en raison notamment de la nature extrêmement variée des conditions atmosphériques dans un aéroport. L'étude de l'influence des fluctuations de la vitesse et la direction du vent sur le comportement de la flamme permettrait d'approfondir les connaissances. Pour cela, nous nous plaçons dans une gamme de vitesse d'écoulement de l'ordre de 0 à 10 m/s. La description des résultats est orientée aussi sur la présentation des modifications majeures de la structure globale de l'écoulement et de la flamme avec une variation de la direction du vent. La direction du vent par rapport à l'axe d'un aéronef forme un angle  $\alpha$ , qui varie de 0 à 360° comme illustrée sur la figure V.2(a-d). Pour cette démarche, une incertitude provient naturellement de la méconnaissance des phénomènes aléatoires liés à la fluctuation de

vent. Une telle simulation numérique n'est jamais absolument conforme à la réalité sur un incendie d'un aéronef. En effet, seulement la validation sur un incendie réel d'un aéronef permet de réduire significativement les erreurs d'origine inconnue.

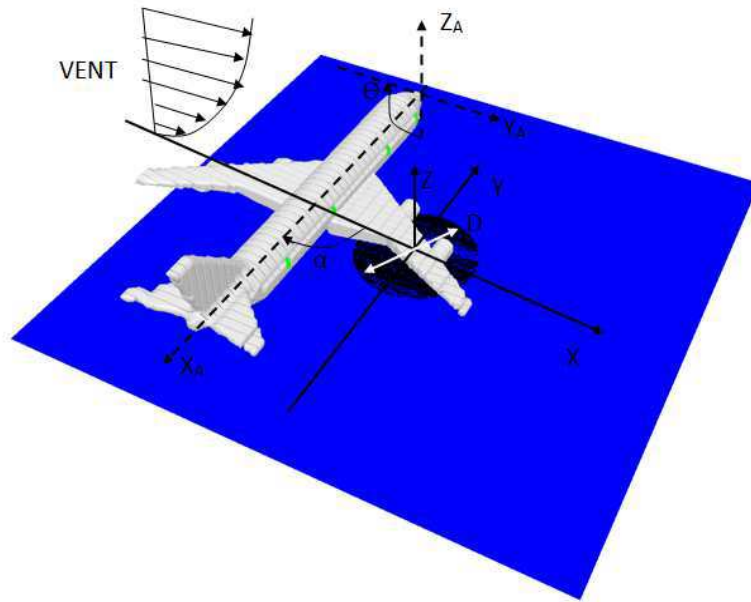
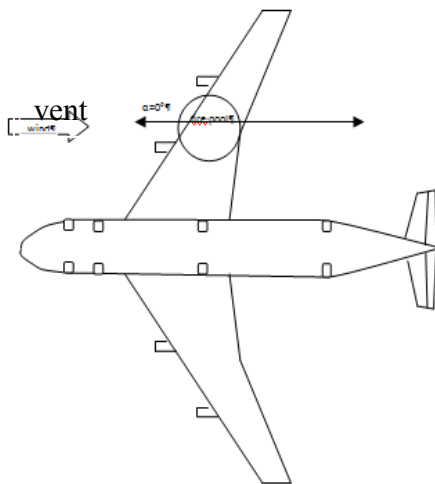
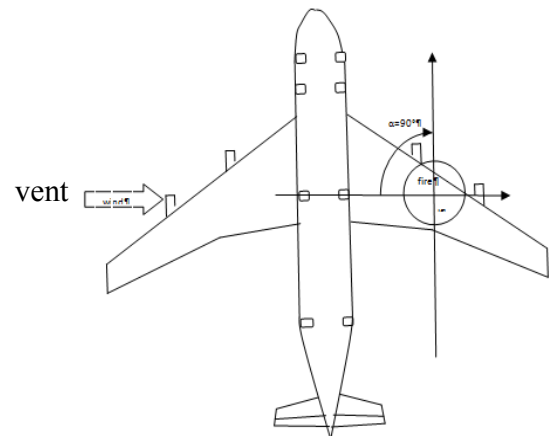


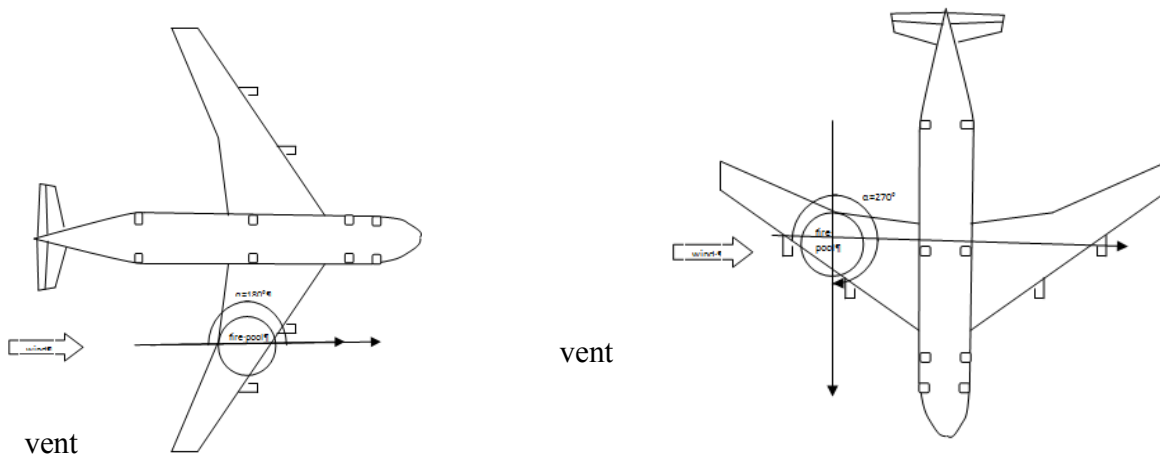
Figure V.1 Coordonnées pour la simulation numérique



(a) avancement d'avion contre-courant  
( $\alpha = 0^\circ$ )



(b) vent perpendiculaire à l'avion avec un feu derrière le fuselage ( $\alpha = 90^\circ$ )



(c) avancement d'avion co-courant ( $\alpha = 180^\circ$ ) (d) vent perpendiculaire à l'avion avec un feu devant le fuselage ( $\alpha = 270^\circ$ )

Figure V.2 Schéma de disposition d'un aéronef par rapport au feu avec un vent traversier

Les échanges pariétaux demeurent également un sujet qui demande des améliorations dans le code, notamment en ce qui concerne les transferts de chaleur au niveau du fuselage en raison de la structure complexe des multiples couches. Principalement à cause des forts couplages existant entre l'énergie libérée par la combustion et le transfert de chaleur, ou par la méconnaissance des propriétés précises des multiples couches du fuselage, il existe de nombreuses possibilités de dérive dans l'estimation des échanges pariétaux. Dans ce travail, le fuselage est considéré comme une couche d'aluminium avec une épaisseur de 4 mm. Les propriétés thermo-physiques d'aluminium sont regroupées dans le Tableau V.1.

La chimie de la combustion est également un point délicat pour obtenir des simulations plus réalistes. Malheureusement, même lorsque la quantité de combustible est connue avec précision, la détermination de l'évolution de la puissance en fonction du temps demeure très difficile. Nous avons choisi de travailler avec le kérosène qui a une température de transition liquide-vapeur bien définie (216°C). La pyrolyse d'un combustible liquide est un sujet complexe qui demande à être étudié. La simulation numérique se contente de faire l'hypothèse d'une répartition uniforme de la source au sol et aucune mesure est reprise en tant que donnée d'entrée pour le calcul. Le

combustible liquide comme le kérosène est brûlé dans une nappe circulaire avec une variation de 10 à 40 m en diamètre, qui correspond à une variation de surface de 78 à 1256 m<sup>2</sup>, avec une épaisseur d'environ 10 mm.

Tableau V.1 Les propriétés thermo-physiques d'aluminium

Paramètre	Valeur	Unité
Emissivité	0.9	
Chaleur spécifique	0.91	kJ/kg.k
Conductivité thermique	237	W/m.k
Densité	2700	kg/m <sup>3</sup>
Température de fusion	700	°C
Chaleur de fusion	398	kJ/kg

Signalons que le choix de ces conditions pour cette étude numérique a été dicté par les travaux expérimentaux de Sue-Antillo et al. [9], qui s'est employé à mesurer les températures du milieu, ainsi que les flux thermiques. La présentation du dispositif expérimental est particulièrement claire et détaillée dans son travail [9]. Nous allons maintenant présenter de façon synthétique quelques uns des travaux originaux réalisés par nos soins. Les simulations réalisées au cours de ce travail ont montré que les grandeurs calculées, notamment les champs de température seront étroitement liées à la puissance du feu. Pour le moment, la simulation numérique parvient seulement à retrouver des ordres de grandeurs à l'échelle industrielle. Le passage au feu en situation réelle constitue un problème encore loin d'être résolu. En fait, ce type d'investigation est à considérer avec prudence car le caractère exhaustif de l'ensemble des paramètres utilisés est toujours discutable. Les essais sur site à échelle réelle permettent d'identifier quantitativement le comportement des flammes d'incendie d'un aéronef en situation

réelle et fournissent des bases de données essentielles à la validation de modèle numérique. De telles campagnes d'essais seront lourdes à mettre en œuvre et onéreuses.

## V.2 Structure de flamme instantanée

L'objectif de cette partie est d'apporter des éléments d'analyse des liens existants entre la stratification des fumées et la vitesse du vent. L'étude de paramètre affectant la distribution des flux thermiques a mis en évidence le fait que la direction et l'intensité du vent exercent évidemment une influence significative sur la structure de flamme. En effet, les produits de combustion présents dans le panache thermique émettent un rayonnement thermique non négligeable lorsque leur température est supérieure à environ 500 °C. Dans ce qui suit, la région de l'espace où la température excède 500°C sera par convention appelée zone de flamme visible.

La forme de flamme instantanée issue du combustible liquide pour le côté perpendiculaire au fuselage en présence d'un vent traversier avec les deux différentes vitesses est illustrée sur la Figure V.3. Il s'adresse ici à des problèmes de feux de nappe de grande échelle avec la présence de zone de recirculation ou de mouvements secondaires dans le cas de forte vitesse. Nous pouvons également rajouter que l'existence d'une zone de recirculation peut être tenue comme responsable des régions chaudes au bord de fuite pour une forte vitesse. La Figure V.3b montre l'existence d'une flamme secondaire générée par des forces d'inerties derrière un aéronef et qui provoque la séparation de la flamme ainsi que la création d'une zone de mélange détachée de la paroi. Lorsque la flamme est soumise au vent, l'amplitude de la variation de la température apparaît très marquée. Ceci montre clairement que l'ensemble de la flamme se comporte comme un milieu très instable et fluctuant. Ces fluctuations de température sont le résultat, non plus de battements réguliers provoqués par l'alimentation naturelle en air, mais de la désintégration de la flamme sous l'effet de l'impact du vent. De telles fluctuations sont observées pour la flamme soumise au vent avec une faible vitesse (cf. Fig.V.3a), mais elles sont moins marquées. Le maximum de la température est situé dans la zone stoechiométrique, mais elle est relativement étalée du fait de l'existence de poches imbrûlées se détachant de la zone de pyrolyse pour être consommées plus loin dans le panache. Ce phénomène, connu sous le nom de « puffing », est généralement observé expérimentalement [81] avec ce type de flamme et il est reproduit ici par la simulation numérique.

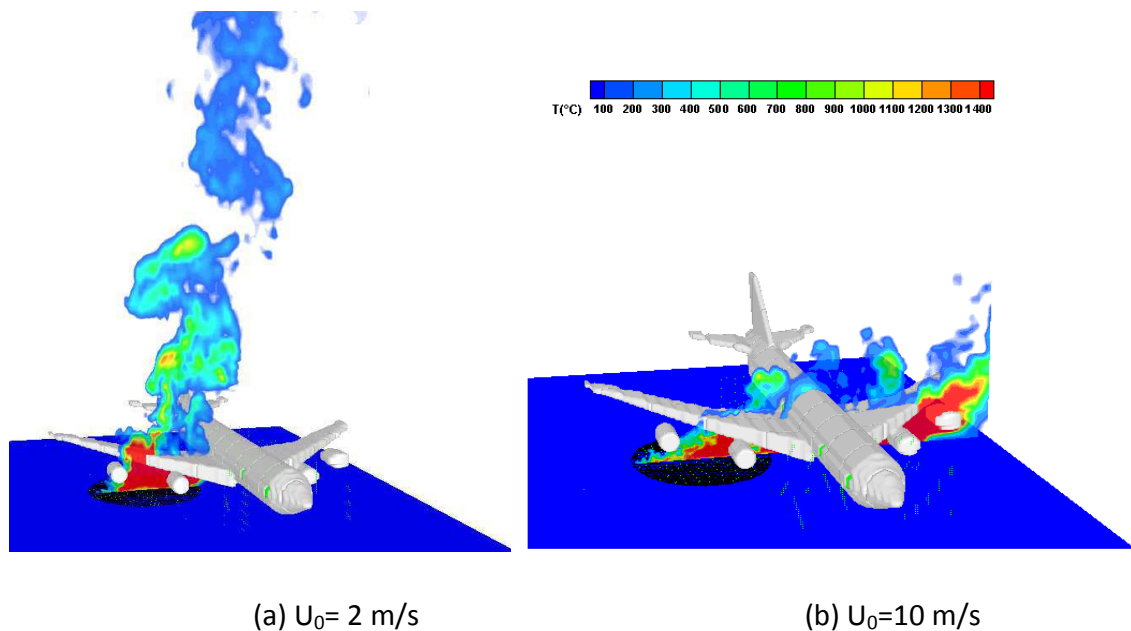


Figure V.3 Flamme instantanée issue du combustible liquide en présence d'un vent traversier

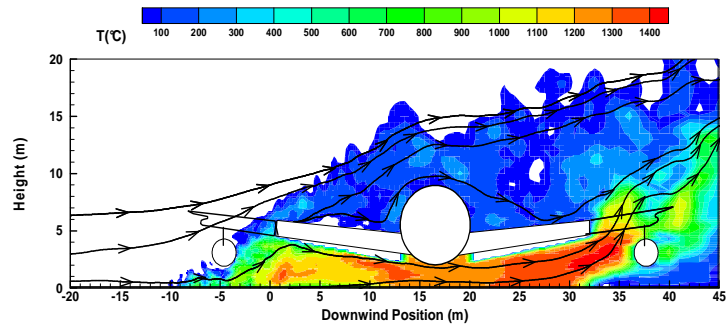
L'évolution temporelle de la flamme instantanée pour le seul cas de fonctionnement extrême ( $U_0=10$  m/s) est illustrée sur la figure V.4(a-c). Les cycles aléatoires expansion-reconstruction de la flamme sont mis en évidence par la simulation numérique. Bien entendu, ce type de perturbation, qui est dû à la présence d'un aéronef, s'avère capital dans la mesure où il affecte le flux de chaleur en retour vers la surface de fuselage venant de la flamme et par conséquent la géométrie, les dimensions et la stabilité de cette dernière. La stratification conduit à un milieu sans flottabilité en-dessous de la voilure réduisant l'entraînement de réactifs dans la flamme, ainsi la réaction se positionne dans une zone encore riche en produits de combustion, et l'évolution du feu se trouve étroitement liée à la quantité d'oxygène disponible dans le local.

Autour d'un aéronef, une région de fortes fluctuations anisotropiques entraîne un processus de combustion pulsée. Cette instationnarité est attribuée à une libération périodique des produits de combustion contenus dans la zone de recirculation qui est alors soumise à une fluctuation axiale. L'évacuation cyclique des gaz brûlés induit une dilatation et une contraction de la zone de recirculation qui génère la formation des petites structures tourbillonnaires. Ces petites structures, au niveau du fuselage, jouent un rôle important dans les processus de mélange et d'oxydation du combustible, et par conséquent, la pulsation, l'oscillation et l'apparition d'instabilité dans de telle

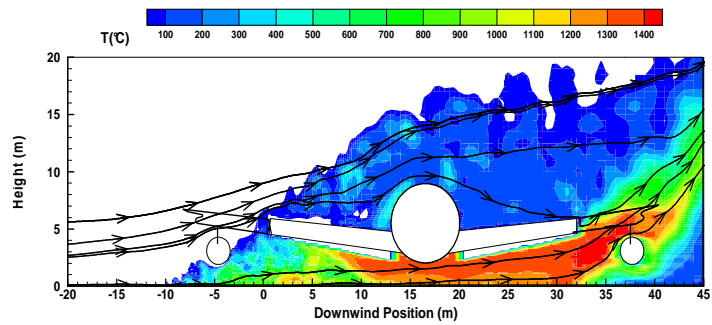
flamme. Au cours de la propagation de la flamme, l'amplitude de variation de la température apparaît très marquée. L'interaction entre la flamme et le vent se traduit par un comportement cyclique comportant trois phases :

- Durant la première phase (cf. Figure V.4a), du fait de la quantité de mouvement induite par le vent, la zone de flamme primaire est déstructurée.
- Durant la deuxième phase (cf. Figure V.4b), la flamme paraît se creuser en partie centrale à cause de l'expansion latérale des gaz brûlés et soufflage. Le volume de flamme, par conséquent, devient très petit. Ceci se traduit par un redressement de l'ensemble des taux de présence de la flamme au-delà du foyer.
- Durant la troisième phase (cf. Figure V.4c), la flamme grandit pour retrouver un comportement typique de la première phase jusqu'à la prochaine bouffée. En effet, le dégagement de chaleur sous le fuselage où se situe le feu est étroitement lié la quantité d'air disponible pouvant prendre part aux réactions de combustion. Une fois que la quantité d'air initialement présente sous le fuselage est épuisée, ce sont les débits d'air provenant de voilure qui entretiennent les réactions de combustion. La seconde moitié de la flamme est caractérisée par un aspect plus agité et observé aussi sur le feu d'échelle intermédiaire [81]. Des paquets de gaz en combustion se détachent horizontalement et verticalement du corps principale de la flamme à intervalles de temps réguliers. Ce phénomène régresse avec l'augmentation de la vitesse du vent. En effet, la zone s'apparente à un écoulement de type couche limite, tandis que la région caractérisée par les détachements successifs de la flamme s'apparente au mode de panache.

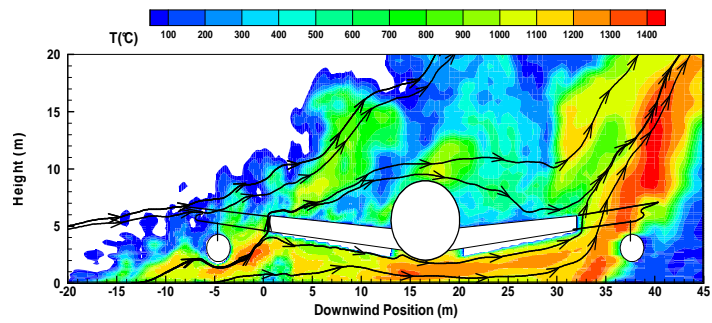
D'un point de vue qualitatif, les résultats paraissent donc dans l'ensemble acceptables pour le type d'application qui est faite avec ce genre d'outil numérique, c'est-à-dire des simulations destinées à avoir une vision plutôt globale des problèmes en un temps raisonnable. Ce mécanisme de bouffé est caractéristique des flammes ventilées, affecte de façon significative le développement ultérieur de l'écoulement et le processus de mélange turbulent entre l'écoulement et le fluide ambiant.



( a )  $t=t_0$  (s)



( b )  $t=t_0+1$  (s)



( c )  $t=t_0+2$  (s)

Figure V.4 Iso-contours de la température instantanée aux différents instants

### V.3 Champ de la température moyenne

La prédiction des champs de température moyenne en fonction des conditions de vent dans le plan médian x-z est reproduite sur la Figure V.5(a-d). Dans ce type de feu, le paramètre



aérodynamique dominant est le rapport entre le nombre de Grashof et celui de Reynolds. Il caractérise l'importance relative entre les forces de flottabilité et de viscosité. A la base de la nappe, les flammes de diffusion sont indépendantes. Puis pour une hauteur en fonction de l'intensité de vent, le manque d'oxygène contribue à décoller la zone réactive de la paroi du fuselage. Après allumage du foyer et tant que le vent n'est pas présent, les phénomènes du feu ne sont pas perturbés par la présence d'un aéronef. Le panache thermique s'accompagne naturellement d'un entraînement d'air qui conduit au refroidissement des gaz chauds au fur et à mesure de leur ascension. En cas de vent traversier insuffisant, la flamme se comporte comme un pseudo-obstacle capable de créer un appel d'air supplémentaire pour son alimentation en oxydant. L'augmentation de la vitesse du vent se traduit alors par un éloignement progressif de la flamme. Alors les flammes interagissent et se rejoignent derrière d'aéronef. Avec l'accroissement de l'intensité du vent, la région de haute température, d'environ 1400°C, est plus compacte ce qui corrobore à la diminution de l'aspect visuel de la flamme. Cependant, une croissance importante de la longueur de flamme, lorsque le niveau de vitesse augmente de 2 à 10 m/s, est prédite. La structure de flamme montre qu'aux fortes vitesses, l'action combinée du soufflage de combustible et de l'expansion thermique peut conduire à une flamme de diffusion détachée de la paroi en aval.

Les travaux ont montré que l'écoulement pouvait être décollé par la présence d'un aéronef mais surtout par l'expansion thermique des gaz de combustion. Dans ce cas, la ligne de vitesse maximum se situe dans la zone de réaction. Le déplacement des lignes de courant et la déflexion de l'écoulement par l'expansion thermique autour d'un aéronef apparaît clairement. Le débit de fuel est assez important pour qu'une grande quantité de gaz combustibles imbrûlés vienne alimenter les flammes situées à l'extérieur du foyer. Pour le moment, cette modélisation présente le défaut de mal prendre en compte l'effet des fluctuations du vent au niveau de son intensité et sa direction sur la forme de flamme et par conséquent les flux thermiques. La fluctuation aléatoire du vent n'est pas facilement réalisable avec le code FDS [13].

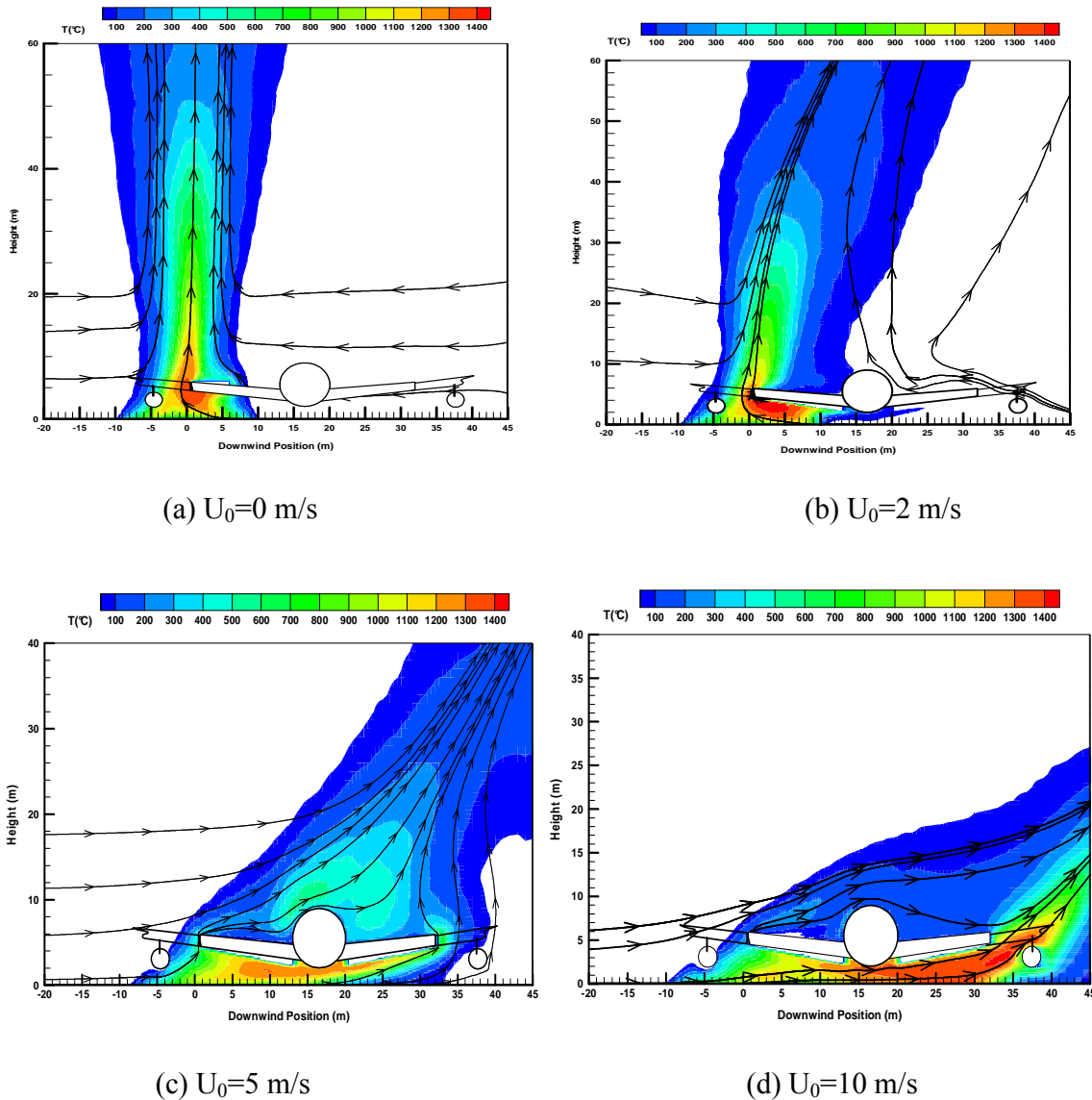
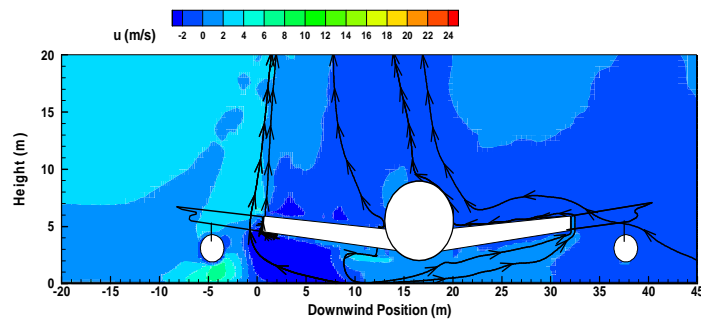


Figure V.5 Iso-contours de la température moyenne

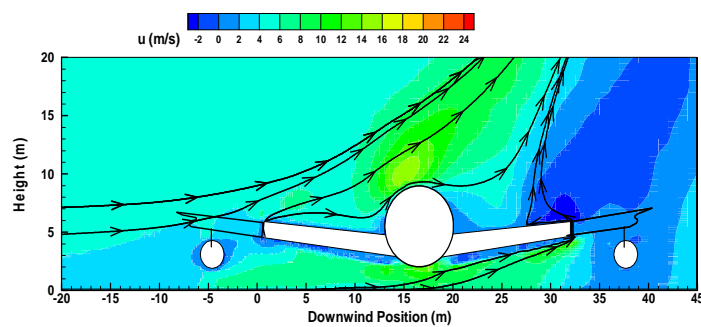
#### V.4 Champ de la vitesse moyenne

Les résultats de la simulation présentés sur la Figure V.6(a-c) montrent qualitativement les champs de vitesse axiale, pour la coupe située au milieu de l'aéronef pour les différentes vitesses du vent. On s'aperçoit que pour les faibles vitesses, l'air chaud est accéléré verticalement jusqu'à une vitesse de 26 m/s (cf. Fig.V.7(a,b)), et un fort débit d'air est entraîné à la base du feu. De plus, les vitesses verticales restent toujours positives pour la faible vitesse du vent ( $U_0 < 3$  m/s, cf.

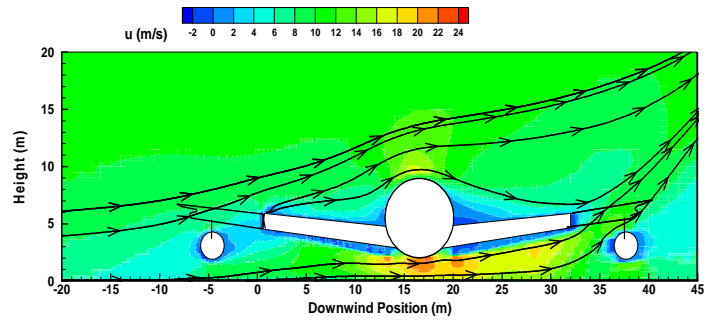
Fig.V.7(a,b)), indiquant un renforcement des forces de gravité vis-à-vis des forces d'inertie vers l'aval du foyer. En augmentant la vitesse du vent à 5 m/s, au bord d'attaque, l'écoulement principal est infléchi par la présence d'un aéronef. La vitesse axiale  $u$  tend à s'annuler en s'approchant de la paroi du fuselage. La tendance des lignes de courant calculées est encourageante. Le modèle a mis en évidence l'importante zone de recirculation située près du moteur et du fuselage. Cette zone de recirculation est le résultat d'instabilités de l'écoulement dans cette région. Pour une forte vitesse de 10 m/s, une augmentation de la température dans la zone réactive en dessous du fuselage, en conséquence, conduit à une accélération de l'écoulement avec présence d'une survitesse de 24 m/s. Cela se traduit par une intensification des transferts turbulents sous le fuselage dans la couche limite thermique. Au-delà du foyer, la zone de flamme est le siège d'un accroissement de la vitesses longitudinale provenant de l'expansion thermique des gaz et des forces de flottabilité.



(a)  $U_0=2$  m/s

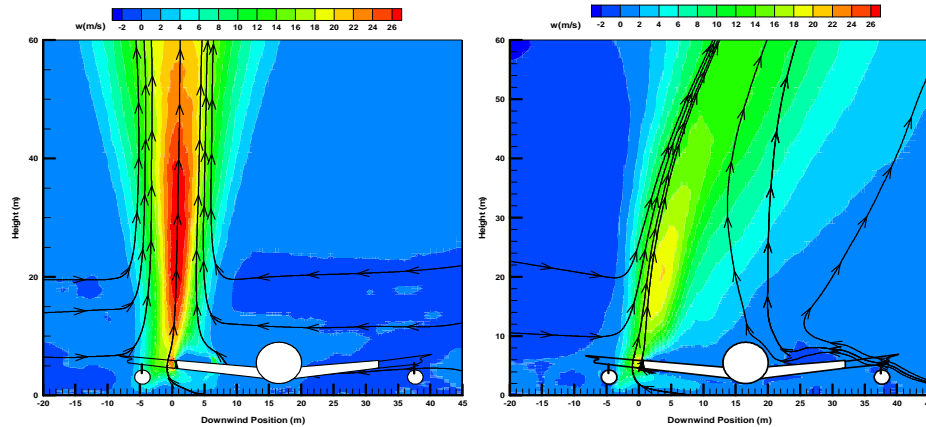


(b)  $U_0=5$  m/s



(c)  $U_0=10$  m/s

Figure V.6 Iso contours de vitesse axiale  $u$  moyenne



(a)  $U_0=0$  m/s

(b)  $U_0=2$  m/s

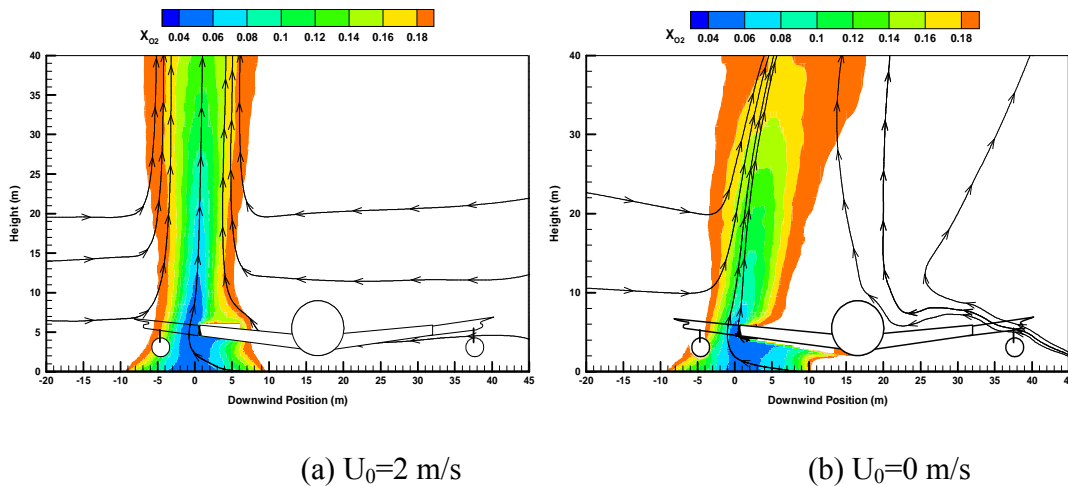
Figure V.7 Iso-contours de la vitesse verticale  $w$  moyenne

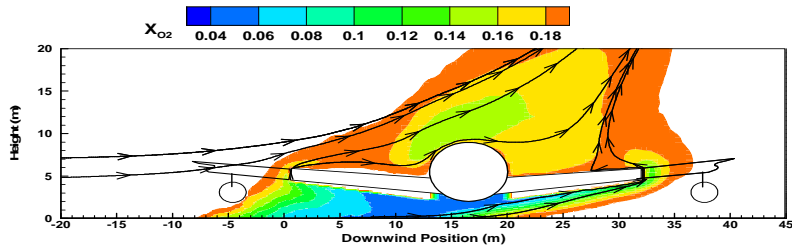
Il apparaît un grand tourbillon autour de l'aéronef. Au sein des flammes de diffusion, les vitesses du fluide dans la zone de recirculation sont relativement faibles (2-3 m/s). Derrière l'aéronef en dehors de la zone de recirculation, les vitesses du fluide sont d'environ 26 m/s, et nettement inférieures à la vitesse référentielle du son [18]. Les écoulements rencontrés dans ce contexte correspondent au nombre de Mach voisin de 0.07. L'analyse de Baum et al. [14] montre que lorsque le nombre de Mach est faible, on peut éliminer les ondes acoustiques. En pratique, dans le code FDS5 [13], il est recommandé d'utiliser une forme approximative du système d'équations de Navier Stokes lorsque le nombre de Mach est inférieur à 0.3. Une étude similaire

[85, 88] sur un feu de grande nappe avec un écoulement traversier confirme ce type d'approche en comparant avec l'observation expérimentale.

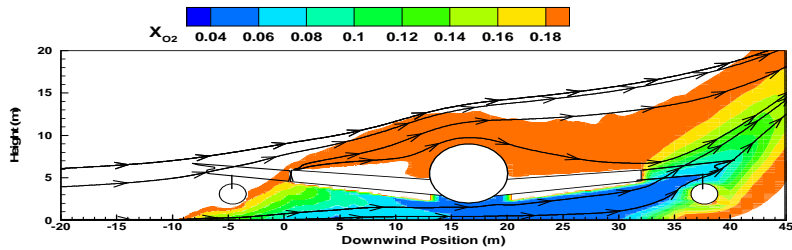
### V.5 Champ de la fraction massique moyenne des espèces chimiques

Les iso-contours de la fraction massique moyenne des espèces chimiques comme  $O_2$ , CO et suies pour les différentes vitesses du vent sont illustrés sur les Figures V.8, V.9 et V.10(a-d). On s'aperçoit que le vent traversier joue un rôle dominant sur la forme des flammes, qui se manifeste directement au travers de la formation des espèces chimiques. La fraction massique d'oxydant diminue sensiblement au cœur de la flamme (Figure V.8). Même dans le cas de forte vitesse, il y a très peu d'oxygène dans la zone réactive, traduisant la difficulté pour le vent de porter l'air au cœur de la nappe de grande échelle où la production d'imbrûlés devient significative. Il semble peu probable en effet dans la réalité que la totalité de l'oxygène entrant puisse être consommée en présence d'un vent traversier. Ce comportement révèle les limites de l'hypothèse faite dans le modèle d'une chimie infiniment rapide ayant lieu quel que soit le régime d'écoulement traversier.





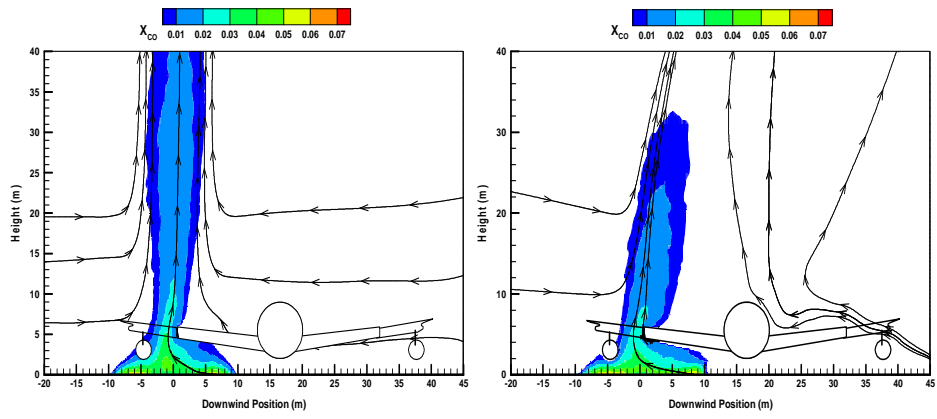
(c)  $U_0=5$  m/s



(d)  $U_0=10$  m/s

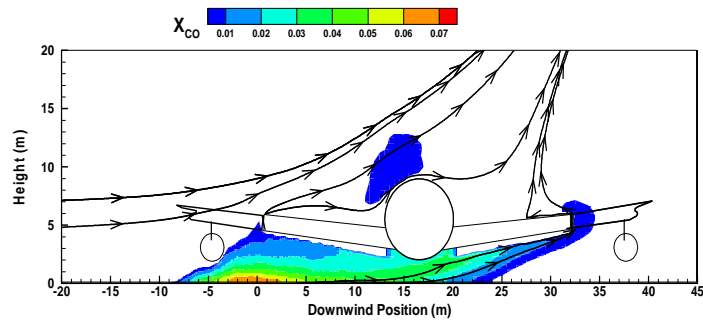
Figure V.8 Iso-contours de la fraction volumique moyenne de  $O_2$

Les iso-contours des rejets toxiques comme CO (fraction molaire) et suies (fraction massique) sont illustrés sur les Figures V.9 et V.10. On constate que la dispersion de ces espèces dépend essentiellement du vent au travers de la forme des flammes. Il apparaît que le vent fort est insuffisant pour réduire la formation des espèces toxiques. Le niveau maximal des espèces comme CO (7%) et suie (9%) reste toujours élevé au cœur de la flamme de grande échelle. L'ordre de grandeur de la formation de CO correspond à celle expérimentale sur le feu de grande puissance [30]. La présence d'un vent exerce en effet une influence sur les phénomènes chimiques se déroulant dans la zone réactive. Le vent accroît le débit d'air entrant dans le foyer et agit donc sur la formation des espèces chimiques. L'insensibilité de la formation des espèces chimiques à l'intensité du vent révèle les limites de l'hypothèse faite dans le modèle d'une chimie infiniment rapide ayant lieu quelle que soit la richesse locale dans la zone réactive.

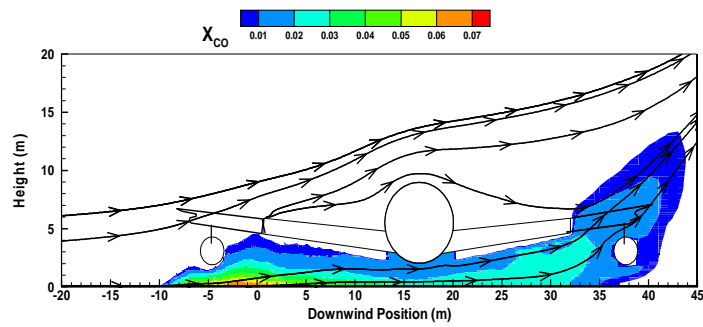


(a)  $U_0=0$  m/s

(b)  $U_0=2$  m/s

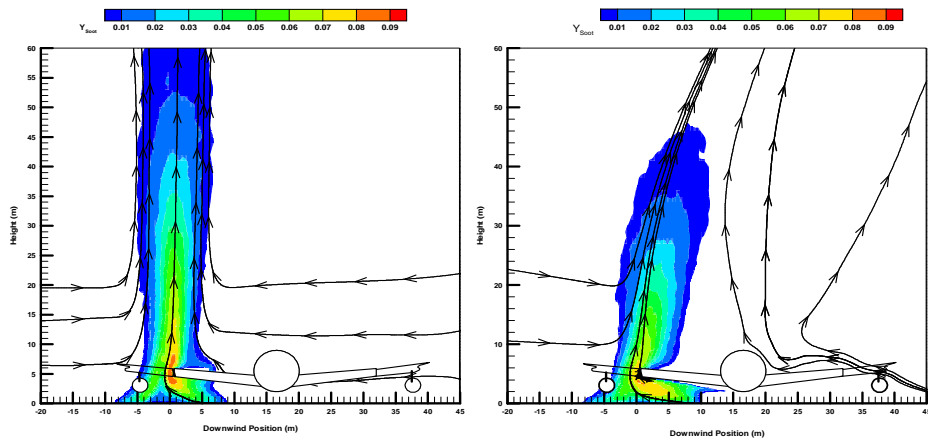


(c)  $U_0=5$  m/s



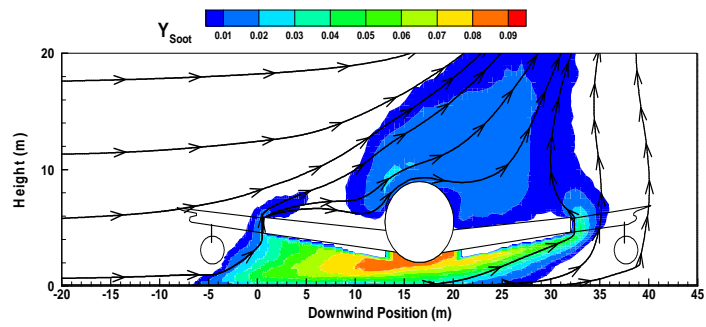
(d)  $U_0=10$  m/s

Figure V.9 Iso-contours de fraction volumique moyenne de CO

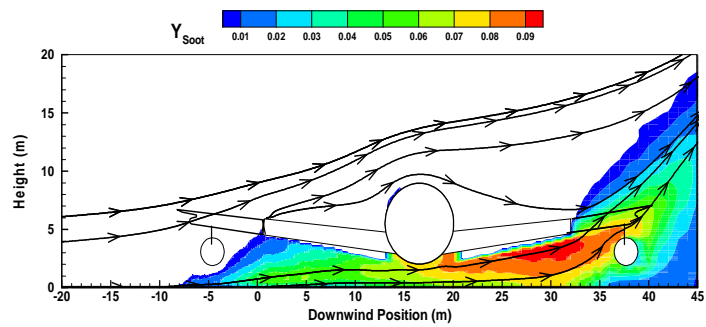


(a)  $U_0 = 0$  m/s

(b)  $U_0 = 2$  m/s



(c)  $U_0 = 5$  m/s



(d)  $U_0 = 10$  m/s

Figure V.10 Iso-contours de fraction massique moyenne de suie



## V.6 Vitesse de la régression du combustible liquide

L'évolution de la perte massique globale du combustible liquide par unité de surface en fonction de l'intensité et de la direction du vent est présentée sur les Figures V.11 et V.12. Sur la figure V.11, la description des résultats est orientée sur la présentation des modifications majeures de la vitesse de régression avec une variation du diamètre du feu. Avec la prise en compte d'un aéronef, l'augmentation de l'intensité du vent améliore le mélange des réactifs et favorise une régression plus rapide du combustible liquide.

En absence du vent, le mouvement ascendant du panache thermique, créé par la flamme, empêche l'air d'atteindre la base de la flamme où la température est basse et la vaporisation est faible. La valeur de la perte massique du combustible liquide en absence de vent est de  $m_s=70$  g/m<sup>2</sup>s, ce qui représente une baisse de 12% par rapport à une forte vitesse de 10 m/s. Dans le cas d'une faible vitesse du vent, la taille du foyer n'a qu'une faible influence sur la vitesse de régression qui n'augmente que d'environ 5% pour une variation de vitesse de 0 à 2 m/s. En revanche, la vitesse de régression augmente de près de 30% dans le cas d'une forte vitesse du vent de 10 m/s. Nous pouvons également rajouter que l'extinction d'une flamme au bord d'attaque de la surface de kérosène peut être tenue comme responsable de la faible vitesse de régression lorsque la vitesse du vent est forte et le diamètre du feu est petit. La dépendance entre la vitesse du vent traversier et la vitesse de régression est mise en évidence. L'ordre de grandeur de la vitesse de régression est en bon accord avec celle expérimentale sur le feu de très grande taille (D=19 m) [9].

Cependant, pour des feux de très grande échelle avec prise en compte d'un aéronef (cf. Fig.V.12), la vitesse de régression est peu sensible à la direction du vent que ce soit avec une faible vitesse de 2 m/s et une forte vitesse de 10 m/s. Il faut toutefois constater une fluctuation importante de la vitesse de régression pour une vitesse intermédiaire du vent en fonction de la direction du vent. Cette fluctuation est une résultante de l'interaction forte entre le vent et le fuselage sur la structure de flamme.

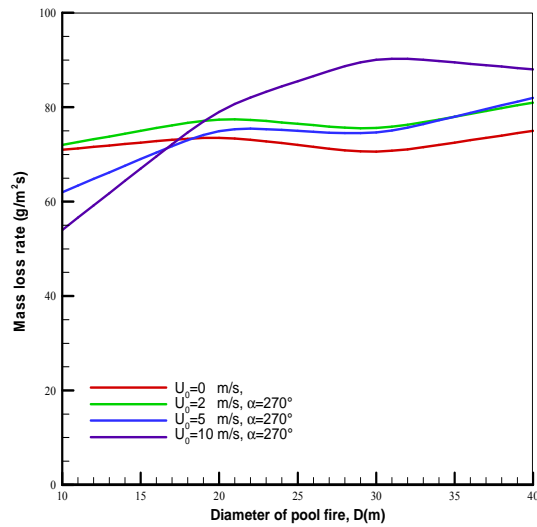


Figure V.11 Evolution du débit massique du combustible liquide en fonction du diamètre de foyer

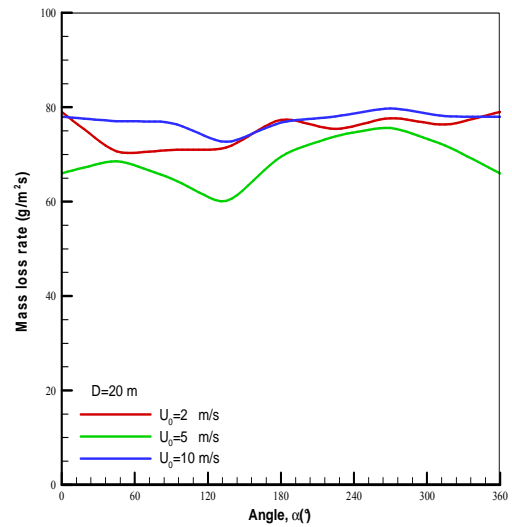


Figure V.12 Evolution du débit massique du combustible liquide en fonction de l'angle entre l'axe d'aéronef et la direction du vent

### V.7 Puissance dégagée par le foyer

La puissance calorifique libérée par les phénomènes de combustion est une grandeur incontournable pour caractériser un feu. L'évolution de la puissance dégagée par le foyer en fonction du diamètre de la nappe pour les différentes vitesses du vent est présentée sur la Figure V.13. Il faut noter que la chaleur générée par la combustion augmente lorsque la taille du foyer devient de plus en plus importante. Notons que l'interaction dynamique vent-flamme contribue à une meilleure efficacité de la réaction chimique. Par conséquent, une chaleur libérée par combustion est plus élevée avec une valeur d'environ 4000 MW par rapport à celle de 3500 MW en absence du vent pour le plus grand foyer de  $D=40$  m. L'évolution de la puissance dégagée par le foyer en fonction de la direction du vent pour une taille de foyer donnée, par exemple  $D=20$  m, est illustrée sur la figure V.14. On constate que la puissance dégagée par le foyer est proportionnelle à la vitesse de régression du combustible liquide. De ce fait, la forte vitesse de régression (cf. Fig.V.11) conduit à une forte valeur de puissance du feu.

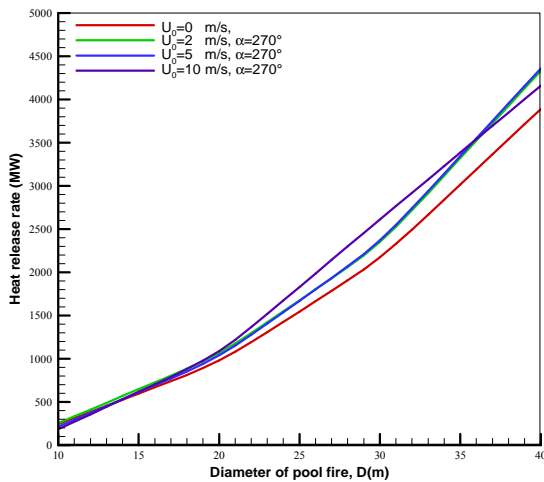


Figure V.13 Evolution de la puissance de feu en fonction du diamètre de foyer

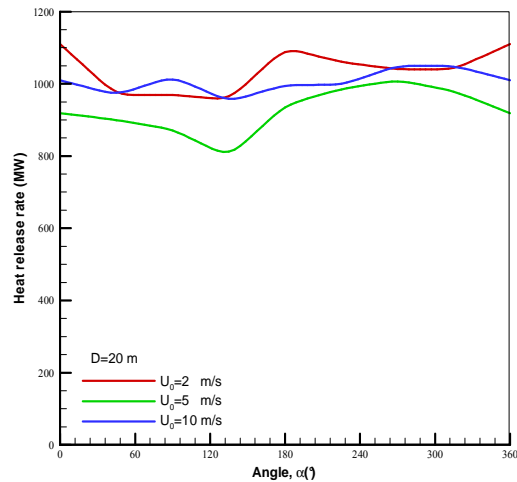


Figure V.14 Evolution de la puissance de feu en fonction de l'angle

Quelle que soit la connaissance des caractéristiques du combustible, il est très difficile de prévoir avec précision le débit de fuel, par conséquent, la puissance pendant un incendie réel. Les conditions les plus défavorables pour ces éléments du fuselage correspondent donc a priori aux feux les plus puissants. Il est généralement admis que la sévérité du feu est globalement proportionnelle au produit du flux thermique reçu par l'élément et de la durée d'application de celui-ci [92]. Pour aboutir à des prédictions sécuritaires, il paraît donc nécessaire d'utiliser la puissance prédite de façon à majorer ce produit. En pratique, la situation la plus défavorable dépend de la puissance, en particulier des propriétés thermiques de l'élément de structure considéré, mais aussi de la position d'un aéronef par rapport aux flammes.

## V.8 Distribution du flux de chaleur

La détermination des flux de chaleur rayonnés vers du fuselage environnant dépend essentiellement des trois facteurs suivants : 1) la dimension du volume de flamme et niveaux de température en son sein ; 2) les concentrations en espèces gazeuses et particules de suies émettrices ; 3) la configuration flamme-récepteur dont le facteur de vue. La répartition des flux est donc liée à la localisation spatiale de la flamme qui dépend des régimes d'écoulement environnant le feu [81] classés en fonction de la vitesse du vent.

Nous nous sommes intéressés à l'évaluation des flux de chaleur en retour de la flamme vers la surface de voilure et du fuselage, comme illustrée sur les figures V.15 et V.16 pour une forte vitesse de 10 m/s. Les résultats de calcul présentés ici correspondent à une moyenne sur environ 20 secondes après avoir atteint l'état stationnaire. On s'aperçoit que le flux de chaleur est maximum dans une zone située autour de la voilure qui risque de ne pas tenir les réservoirs. Le flux de chaleur pariétal au niveau du fuselage, correspondant aux champs aérothermochimiques, est une fonction croissante de l'intensification de la flamme turbulente côté de la zone riche en combustible. Le flux thermique décroît rapidement en s'éloignant du foyer. A partir de la distribution du flux de chaleur, on peut examiner l'évolution du pic de flux de chaleur en fonction de la position d'un aéronef et de l'intensité du vent.

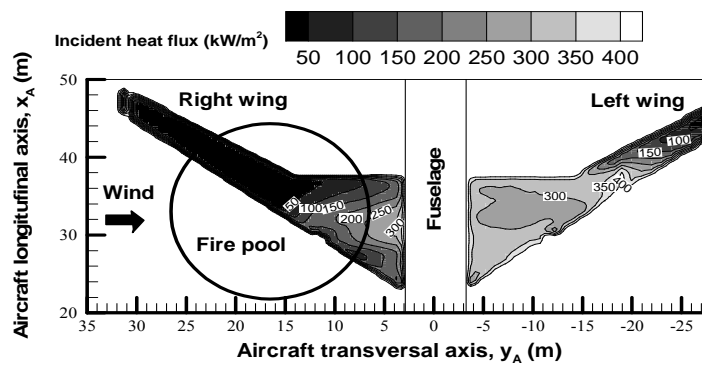


Figure V.15 Iso-contours du flux de chaleur moyen au dessus de la surface de voilure pour  $D=20\text{m}$ ,  $U_0=10\text{ m/s}$  et  $\alpha=270^\circ$

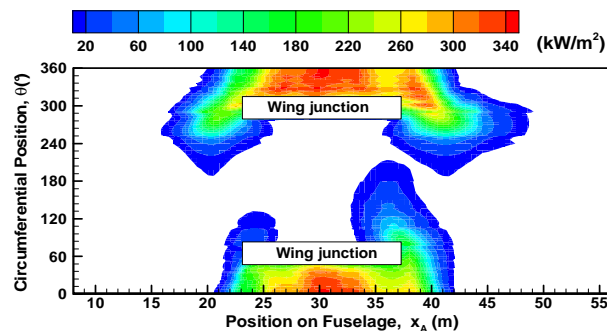


Figure V.16 Iso-contours du flux de chaleur moyen au niveau de la surface de fuselage pour  $D=20\text{m}$ ,  $U_0=10\text{m/s}$ , et  $\alpha=270^\circ$

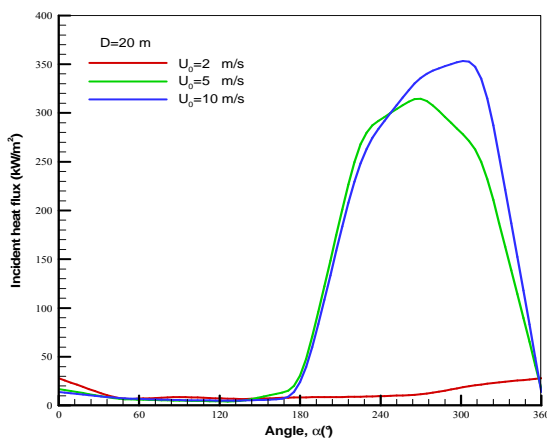
L'évolution des flux de chaleur maximum en retour vers la surface du fuselage en fonction de la position d'un aéronef par rapport à la direction du vent avec des différentes vitesses est reportée sur la Figure V.17. La dépendance entre la position d'un aéronef et l'intensité du vent traversier est mise en évidence. La forme des flammes en fonction de la direction du vent (cf. Fig.17a) est principalement responsable de la répartition du flux de chaleur en particulier en convection forcée. Pour une taille de foyer donnée, par exemple  $D=20$  m, la direction du vent affecte directement la forme apparente de la flamme, et par conséquent, le flux de chaleur maximum. Pour la vitesse inférieure à 2 m/s, le fuselage dévie la flamme et l'empêche d'atteindre la zone du fuselage avec un flux de chaleur inférieur à  $30 \text{ kW/m}^2$ . Pour la forte vitesse ( $U_0 > 5$  m/s), la présence d'un aéronef devant le feu (soit  $\alpha < 180^\circ$ ) peut être assimilée à l'effet rideau de transfert de chaleur lorsque la direction de vent change de 0 jusqu'à  $180^\circ$ . On s'aperçoit que le mécanisme de blocage des flux thermiques vers la surface du fuselage est bien mis en évidence. L'interaction entre le foyer et le fuselage devient plus forte lorsque un aéronef est derrière le foyer par rapport au vent (soit  $\alpha > 180^\circ$ ), entraînant un changement de l'allure générale du profil. Les résultats numériques montrent que la zone où le flux de chaleur est maximal lorsque l'axe de l'avion est perpendiculaire au vent ( $\alpha = 270^\circ$ ). La décroissance du flux de chaleur, pour un angle supérieur à  $270^\circ$ , s'explique par la diminution du facteur de forme entre la flamme et le fuselage. Lorsque l'axe de l'aéronef est parallèle au vent, une enveloppe de couche froide entre le fuselage et les gaz brûlés permet de jouer le rôle d'écran par rapport aux échanges thermiques, conduisant un flux de chaleur faible.

L'évolution des flux de chaleur en fonction de la taille de foyer est présentée sur la Figure V.17(b). Trois régimes caractéristiques du flux de chaleur en fonction de la vitesse du vent sont identifiées:

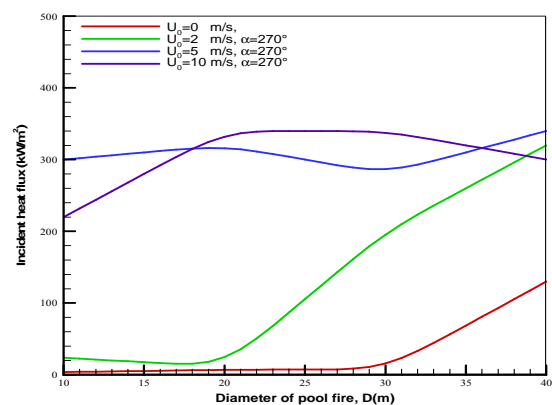
- Pour  $U_0=0$ , l'air environnant le foyer est au repos. La hauteur et la surface de flamme augmentent avec la puissance calorifique théorique. Du fait de l'absence de vent, l'écoulement est uniquement dû à la convection naturelle et le flux thermique pariétal devient significatif lorsque la taille de foyer dépasse à 30 m.
- Pour la faible vitesse de 2 m/s, le flux thermique pariétal devient significatif lorsque la taille du foyer dépasse 20 m. Les résultats numériques montrent, en premier lieu, une augmentation sensible des valeurs du flux thermique lorsque la flamme est soumise au vent.

- Loin de diminuer le flux de chaleur reçu par la surface, la présence du vent fort engendre une augmentation de celui-ci. Pour  $U_0 > 5$  m/s, le fuselage est entouré par le feu avec une extension de la flamme importante, et la hauteur de flamme évolue à l'inverse de la vitesse du vent. Avec l'accroissement de l'intensité du vent à 10 m/s, le transfert de chaleur radiatif vers la surface du fuselage est au contraire favorisé. Au voisinage du fuselage, là où la flamme semble s'accrocher au fuselage, les transferts de chaleur sont plus importants. Il apparaît aussi que le flux de chaleur, engendré par à la présence d'un vent fort ( $U_0 > 5$  m/s), est dans ces conditions presque triplé par rapport à un feu de nappe au repos. Le flux de chaleur en retour vers la surface est supérieur à  $220 \text{ kW/m}^2$  pour une taille du foyer comprise entre 10 et 40 m. Durant la combustion, la croissance de l'énergie libérée avec la taille du foyer tend à augmenter le flux de chaleur vers la surface de fuselage. Dans tous les cas, le flux de chaleur maximal semble inférieur à  $340 \text{ kW/m}^2$  pour un hydrocarbure liquide comme le kérosène. Sur un feu de nappe placé dans un air ventilé, Kolb [81] ont établi que 85% du flux total transmis à la paroi est rayonné. Les résultats sont confirmés au cours de ce travail. Ce qui montre l'importance de ce mode de transfert de la chaleur dans ce genre de configuration.

Globalement, le transfert radiatif issu de la flamme vers la surface est intimement lié à la taille du foyer : plus le foyer est grand, plus le rayonnement est prédominant. La taille de cette région augmente avec la taille du foyer, la zone de réception des flux maximum se trouve toujours sous la flamme.



(a) en fonction de l'angle



(b) en fonction du diamètre de nappe

Figure V.17 Evolution du pic de flux de chaleur moyen au niveau de la surface de fuselage

Dans le contexte de ce travail, une approximation de nature macroscopique (Eq.I.77, FDS5 [13]) est utilisée dans l'estimation du flux convectif. Ce type d'approche est valide si la taille de la maille de gaz au contact du solide est supérieure à l'épaisseur de la couche limite thermique. Ainsi, en deçà d'une certaine taille de maille, le fait de raffiner le maillage près des parois ne conduit pas à une meilleure précision dans l'estimation du flux convectif [13, 67]. Dans la plupart des cas, une taille de maille de l'ordre de 10 cm est suffisante pour englober la couche limite. Pour des feux de grande échelle, la déformation significative du maillage dans le domaine de calcul conduit à une instabilité numérique, c'est-à-dire la divergence lorsque le maillage près des parois devient trop petit. Une discrétisation plus fine dans le domaine de calcul entier est hors de portée des performances actuelles de notre ordinateur. Sur un feu de nappe placé dans un air ventilé en présence d'un objet cylindrique, les flux de chaleur prédits en utilisant une taille de maille de l'ordre de 10 cm sont comparés aux mesures de Sandia [85], et une bonne concordance est obtenue. Ce travail montre que la détermination des flux de chaleur rayonnés vers du fuselage environnant dépend essentiellement de la dimension du volume de flamme, et est peu sensible aux lois de paroi [85]. Le fait d'utiliser une taille de maille de cm près des parois pour un écoulement à nombre de Reynolds élevé ne garantit pas un gain de précision avec les lois de paroi [56].

## **V.9 Température et rejets toxiques au niveau des sorties et des fenêtres**

Pour chaque espèce, il y a à prendre en compte le niveau de toxicité ou de dangerosité potentiel. En dessous d'un seuil bien défini, il n'y a aucun danger. Dans cette notion de risque en plus des niveaux de concentration seuil, il faut ajouter les risques liés à une exposition à des niveaux de température ou de flux thermique supérieurs à ceux acceptable par l'homme et la notion d'air vicié avec donc une concentration en oxygène inférieure à la normal soit à 21%. A la notion de dangerosité pour les êtres humains, il faut superposer celle de dangerosité pour les structures de l'aéronef (corrosion, perte de résistance mécanique, etc.).

Ce sont des gaz qui endorment et qui réduisent l'aptitude à l'évacuation. Parmi eux, citons en premier CO et suie pour des concentrations élevées de CO<sub>2</sub>. La baisse de la concentration en O<sub>2</sub> peut conduire à des effets similaires. L'action du gaz CO est liée à leur aptitude à limiter le transport de l'oxyhémoglobine (O<sub>2</sub>Hb) pour donner la carboxyhémoglobine (COHb). La perte de

conscience a lieu au bout de quelques minutes pour 8000 ppm de CO, en 30 mn vers 1000 ppm, pas de danger en dessous de 900 ppm [90]. La visibilité est la distance à laquelle nous pouvons voir à travers la fumée. La perte de visibilité est principalement à cause de la formation des suies issue de la combustion couvrante et de toutes les situations de feu sous-ventilé.

Les transferts thermiques par convection et rayonnement peuvent aussi agir sur le corps humain. Directement la chaleur peut causer les brûlures et à plus long terme un stress thermique à une température de 41°C. Lorsque la peau atteint 45°C, cela devient douloureux, soit 4 kW/m<sup>2</sup> sur un temps court. Les coups de soleil correspondent à une exposition de longue durée à un flux solaire voisin de 1 kW/m<sup>2</sup>. Il faut savoir que la douleur n'est plus supportable au-delà de 200°C. Au-delà l'hyperthermie mène à la mort. De plus, la tolérance à l'agression dépend de son niveau et aussi de l'humidité relative [90].

Le vent traversier en fonction de sa direction et de sa vitesse et du diamètre de nappe jouent un rôle dominant sur la distribution de la température et des espèces chimiques au niveau des sorties d'avion (cf. Fig.18). Les distributions de la température et des rejets toxiques, comme CO au niveau des sorties de l'aéronef, pour une vitesse du vent fixée à 10 m/s, dans le cas où la direction est perpendiculaire à l'axe de l'avion, sont illustrés sur la figure V.18(a,b). Plus particulièrement la possibilité de déterminer les conditions pour lesquelles on effectue l'évacuation des passagers est d'un grand intérêt pratique. A partir des distributions de la température et de CO, on peut examiner l'évolution de ses valeurs maximales en fonction de la position d'un aéronef et de l'intensité du vent.



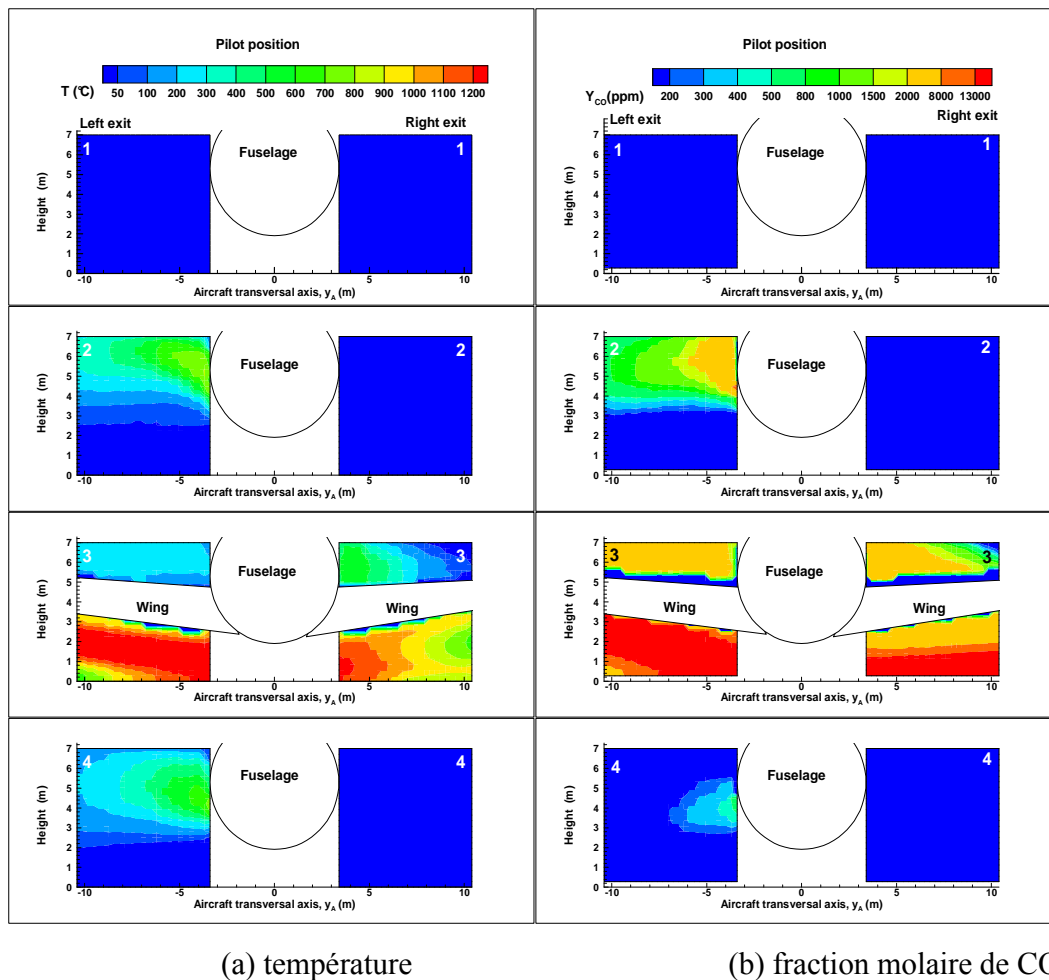
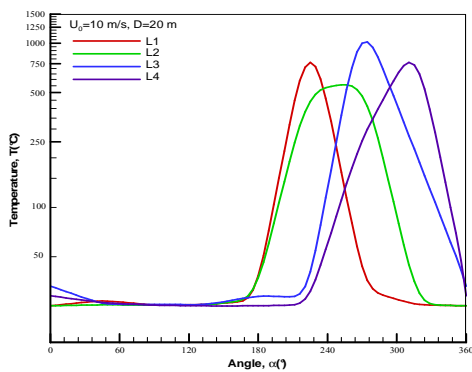


Figure V.18 Iso-contours de la température moyenne et la fraction molaire moyenne de CO au niveau des portes pour  $U_0=10$  m/s et  $\alpha =270^\circ$

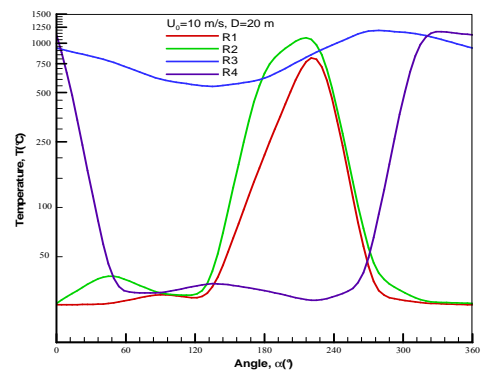
Pour une vitesse fixée à 10 m/s, la direction du vent joue un rôle dominant sur la distribution de la température (cf. Fig.19), des espèces chimiques (cf. Fig.20) et du flux de chaleur (cf. Fig.21) au niveau des sorties d'avion. Pour la porte gauche L1, dans le cas où la direction de vent,  $\alpha$ , varie de  $200^\circ$  à  $250^\circ$ , c'est à dire que la flamme est dirigée vers la tête de l'avion, les conditions thermiques et toxiques deviennent intenable. Pour la porte gauche L2, le niveau de la température et celui de CO deviennent intenable lorsque la propagation de flamme est dirigée vers la tête de l'avion ou quand il est perpendiculaire à l'axe de l'avion ( $200^\circ < \alpha < 300^\circ$ ). Pour les portes gauches L3 et L4, le niveau de la température et celui de CO restent haut lorsque la direction de vent varie de  $220^\circ$  à  $360^\circ$ , cela correspondant au cas où la propagation de flamme est

dirigée vers la queue de l'avion ou quand elle est perpendiculaire à l'axe de l'avion. Globalement, pour toutes les portes gauches, les conditions thermiques et toxiques sont tenables lorsque l'angle,  $\alpha$ , est inférieure à  $200^\circ$ . Si le flux de chaleur atteint un niveau suffisamment élevé, soit supérieur à  $50 \text{ kW/m}^2$ , une inflammation des matériels dans la cabine peut être entraînée si les portes L1-4 restent ouvertes lorsque la propagation de flamme est dirigée vers la queue de l'avion ou si elle est perpendiculaire à l'axe de l'avion.

La porte droite R3 au niveau de la voilure est complètement entourée par la flamme avec des niveaux de température, de CO et de flux thermique très élevés. Pour les portes droites R1 et R2, dans le cas où la direction du vent,  $\alpha$ , varie de  $140^\circ$  à  $250^\circ$ , la flamme étant dirigée vers la tête de l'avion, les conditions thermique et toxique sont intenable. Pour la porte droite R4, les niveaux de la température, de CO et de flux de chaleur restent hauts lorsque la direction du vent est comprise entre  $270^\circ$  et  $360^\circ$ , ce qui correspond au cas où la flamme se déplace vers la queue de l'avion ou que la propagation de flamme est perpendiculaire à l'axe de l'avion.

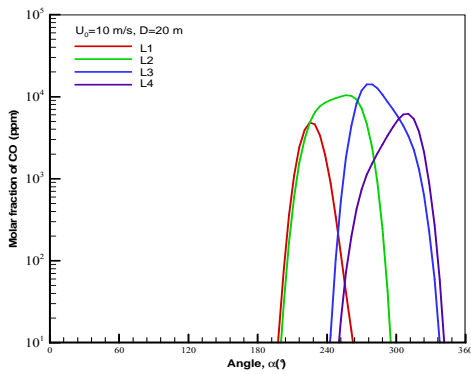


(a) portes gauches

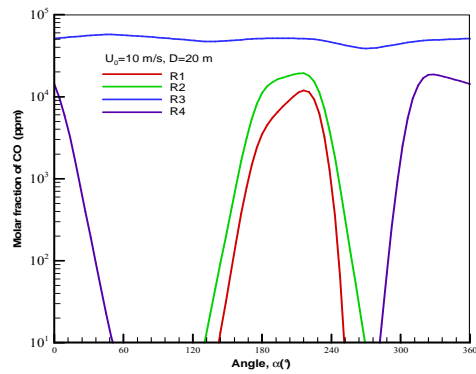


(b) portes droites

Figure V.19 Evolution de la température moyenne au niveau des portes en fonction de l'angle  $\alpha$  pour  $D=20 \text{ m}$  et  $U_0=10 \text{ m/s}$

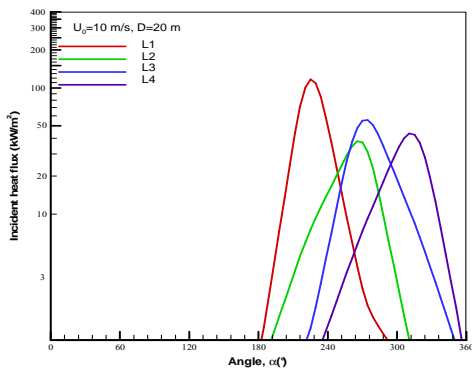


(a) portes gauches

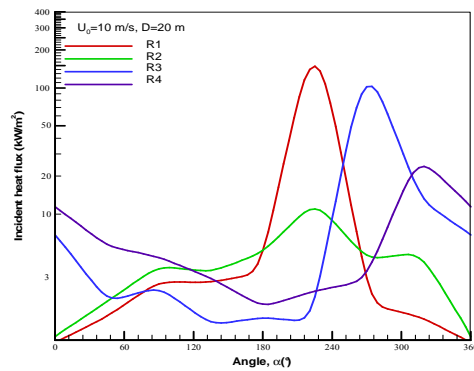


(b) portes droites

Figure V.20 Evolution de la fraction molaire moyenne de CO au niveau des portes en fonction de l'angle  $\alpha$  pour  $D=20$  m et  $U_0=10$  m/s



(a) portes gauches



(b) portes droites

Figure V.21 Evolution du pic de flux de chaleur moyen au niveau des portes en fonction de l'angle  $\alpha$  pour  $D=20$  m et  $U_0=10$  m/s

L'évolution du flux de chaleur, au niveau des portes en fonction de la vitesse du vent pour une taille de foyer de  $D=20$  m et la propagation du feu est perpendiculaire à l'axe d'un aéronef est présentée sur les figures V.22-24. Pour la porte gauche L1, les niveaux de la température, de CO et du flux thermique restent tenables quel que soit le niveau du vent. Pour la porte gauche L2 et L3, seulement dans le cas où la vitesse du vent est inférieure à 2 m/s, les conditions thermiques et toxiques sont tenables. Pour la porte gauche L4, le niveau de la température et de CO restent faible lorsque la vitesse du vent est inférieure à 7 m/s. La porte droite R3 au niveau de la voilure

est complètement entourée par la flamme avec des niveaux de température et de CO très élevés quelle que soit l'intensité du vent. Le flux de chaleur atteint un niveau de  $100 \text{ kW/m}^2$ , pouvant entraîner une inflammation rapide des matériels dans la cabine si cette porte reste ouverte. Pour la porte R2, dans le cas où la vitesse du vent est supérieure à  $3 \text{ m/s}$ , les conditions thermiques et toxiques sont tenables. Pour les portes droites R1 et R4, le niveau de la température et de CO restent faible pour la vitesse du vent comprise entre  $0$  et  $10 \text{ m/s}$ .

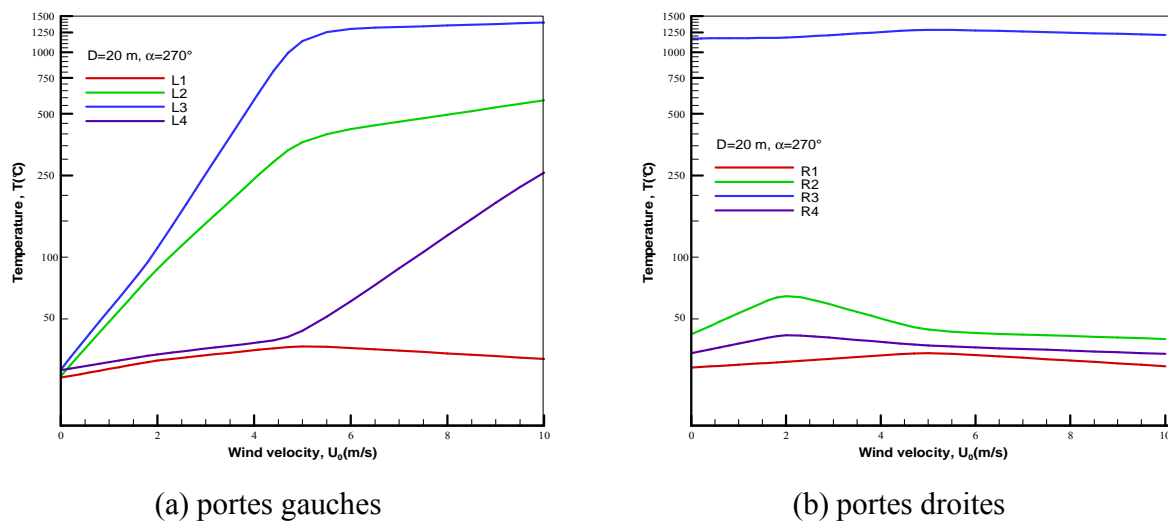
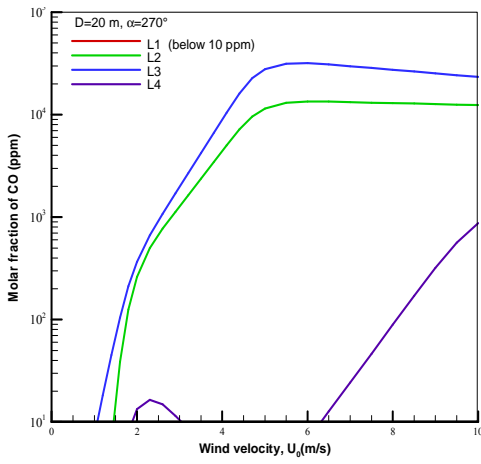
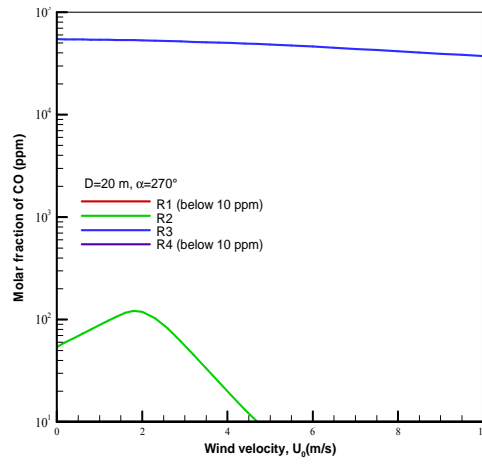


Figure V.22 Evolution de la température moyenne au niveau des portes en fonction de la vitesse du vent

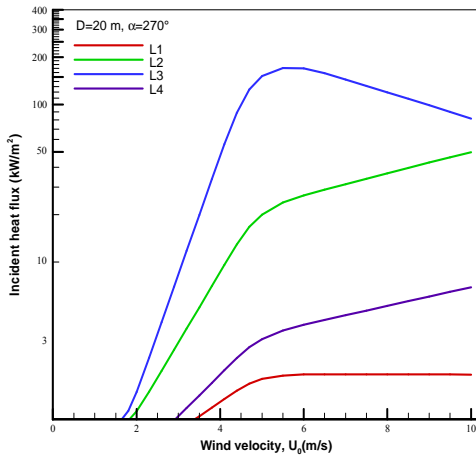


(a) portes gauches

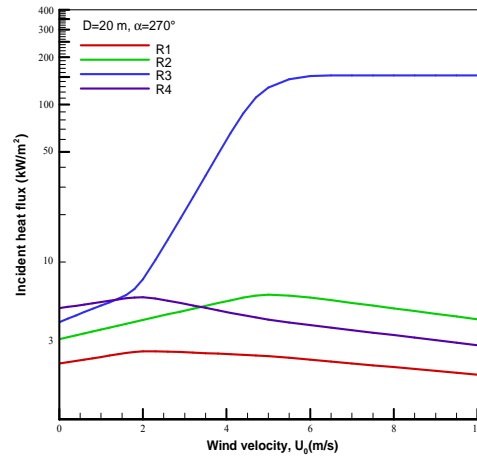


(b) portes droites

Figure V.23 Evolution de la fraction molaire moyenne de CO au niveau des portes en fonction de la vitesse du vent pour  $D=20$  m et  $\alpha=270^\circ$



(a) portes gauches



(b) portes droites

Figure V.24 Evolution du flux de chaleur moyen au niveau des portes en fonction de la vitesse du vent pour  $D=20$  m et  $\alpha=270^\circ$

La distribution de la température, les rejets toxiques comme CO et le flux de chaleur au niveau des sorties de l'aéronef en fonction de la taille de foyer dans le cas où la propagation du feu est perpendiculaire à l'axe de l'avion pour une vitesse du vent de 10 m/s, sont illustrés sur les

figures V.25, V.26 et V.27. Pour la porte gauche L1 et R1, le niveau de la température et celui de CO restent tenable pour la taille du foyer comprise entre 10 et 40 m. Pour la porte gauche L2, L3, L4 et R3, dans tous les cas, les conditions thermiques et toxiques sont intenable. Pour les portes droites, R2 et R4, le niveau de la température et celui de CO restent faibles lorsque le diamètre de la nappe est inférieur à 20 m. Le flux de chaleur augmente avec la taille du foyer. Il peut atteindre un niveau supérieur à  $100 \text{ kW/m}^2$  lorsque la taille du foyer dépasse 20 m, pouvant entraîner une inflammation rapide des matériels dans la cabine si ces portes restent ouvertes.

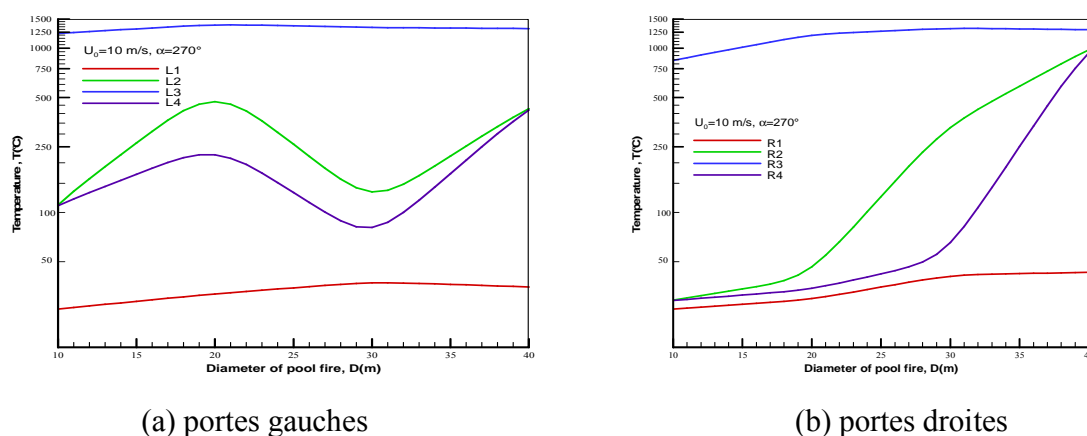


Figure V.25 Evolution de la température moyenne au niveau des portes en fonction du diamètre de nappe D pour  $\alpha=270^\circ$  et  $U_0=10 \text{ m/s}$

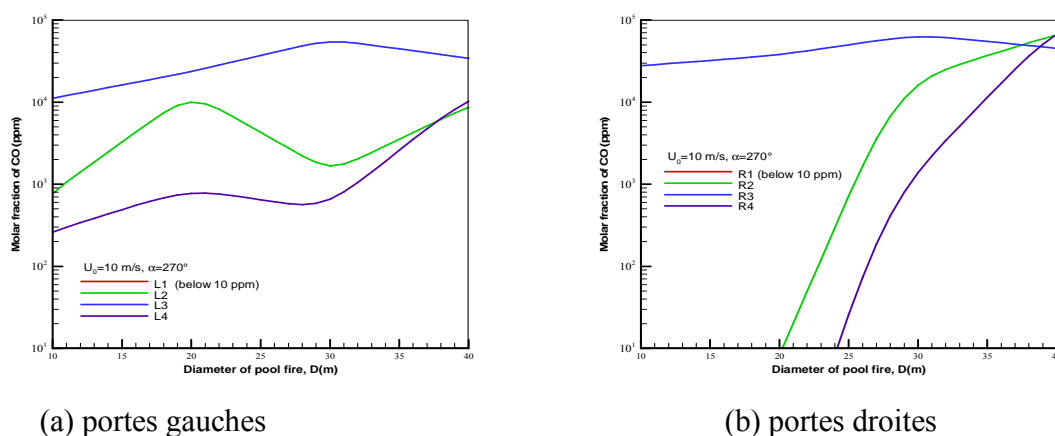


Figure V.26 Evolution de la fraction molaire moyenne de CO au niveau des portes en fonction du diamètre de la nappe D pour  $\alpha=270^\circ$  et  $U_0=10 \text{ m/s}$

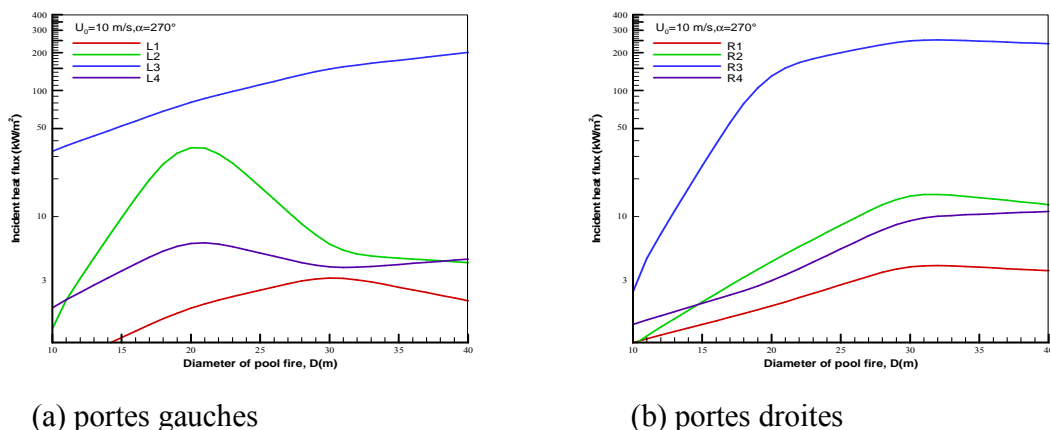


Figure V.27 Evolution du flux de chaleur moyen au niveau des portes en fonction du diamètre de la nappe D pour  $\alpha=270^\circ$  et  $U_0=10$  m/s

Les évolutions de la température, de l'espèce toxique et du flux de chaleur au niveau des portes pour différentes vitesses de vent et tailles du foyer sont présentées en détail respectivement dans l'Annexe A , l'Annexe B et l'Annexe C.

Les effets de la condition du vent sur la pénétration du feu à l'intérieur de la cabine à travers des fenêtres de type plastique avec une température de fusion d'environ  $400^\circ\text{C}$  sont évalués. L'illustration est présentée pour le cas où la propagation du feu est perpendiculaire à l'axe de l'avion pour une vitesse du vent de 10 m/s. L'évolution temporelle de la température au niveau des fenêtres pour la taille de foyer  $D=20$  m en fonction de la vitesse du vent est montrée sur les figures V.28 et V.29. Il semble que pour une vitesse du vent inférieure à 2 m/s, la température au niveau des fenêtres n'atteint pas au niveau de fusion durant le feu. Les voilures permettent de jouer un rôle d'écran par rapport aux échanges thermiques, conduisant à un flux de chaleur faible au niveau de la partie supérieure du fuselage. Pour la vitesse de 5 m/s, la température voisine de  $400^\circ\text{C}$  au niveau des fenêtres côté gauche atteint celle de fusion au bout de 30 s. Pour les fenêtres côté droit, seulement dans la partie proche de la queue de l'avion, la température atteint à celle de fusion au bout de 30 s. La durée augmente de 30 à 40 s avec la croissance de vitesse de 5 à 10 m/s, due au développement de la flamme de type couche limite en-dessous du fuselage (cf. Fig.V.5). Pour une forte vitesse de 10 m/s, la durée au bout de laquelle la température au niveau des fenêtres atteint à celle de fusion, est réduite de 85 à 20 s lorsque la taille du foyer augmente

de 10 à 40 m. Cependant, le niveau de la température pour des fenêtres côté droit est toujours inférieur à celui de fusion lorsque la taille du foyer est de 10 m.

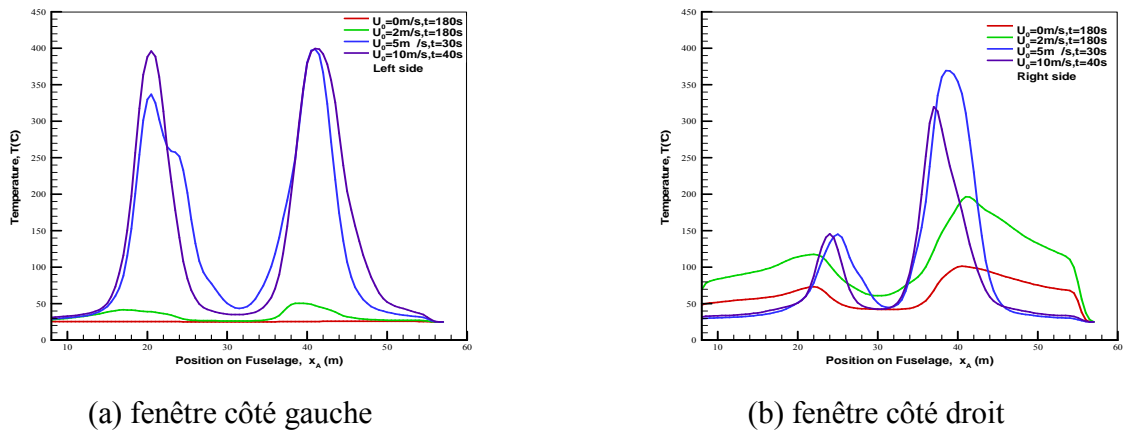


Figure V.28 Evolution de la température moyenne au niveau des fenêtres pour différentes vitesses du vent ( $D=20$  m et  $\alpha=270^\circ$ )

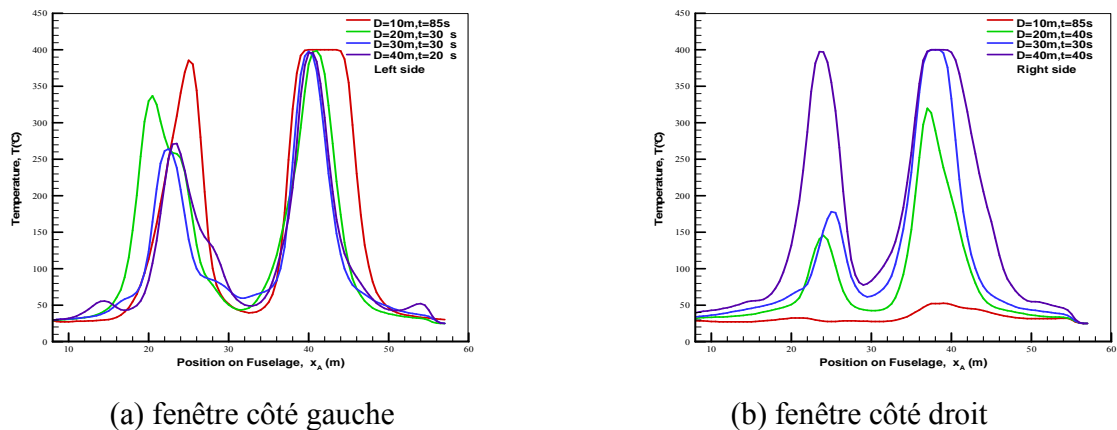


Figure V.29 Evolution de la température moyenne au niveau des fenêtres pour différentes tailles de foyer ( $U_0=10$  m/s,  $\alpha=270^\circ$ )

## V.10 Analyse sur l'incendie de l'aéronef B737 à l'aéroport de Manchester

On reprend ici le cas d'un incendie de l'aéronef B737 à l'aéroport de Manchester comme montré sur la figure V.30(a,b). La direction dominante du vent par rapport à l'axe de l'avion est caractérisée par un angle,  $\alpha=250^\circ$  et la vitesse moyenne du vent est d'environ 6 m/s. Le



combustible liquide est brûlé dans une nappe circulaire de 10 m de diamètre, soit  $78 \text{ m}^2$ . Selon la simulation numérique, la puissance du feu est d'environ 400 MW. Le choix de ces conditions pour cette étude numérique a été dicté par le rapport de AAIB [90]. La prédiction des processus d'évacuation s'avère essentielle pour démontrer la faisabilité et la fiabilité du modèle numérique.

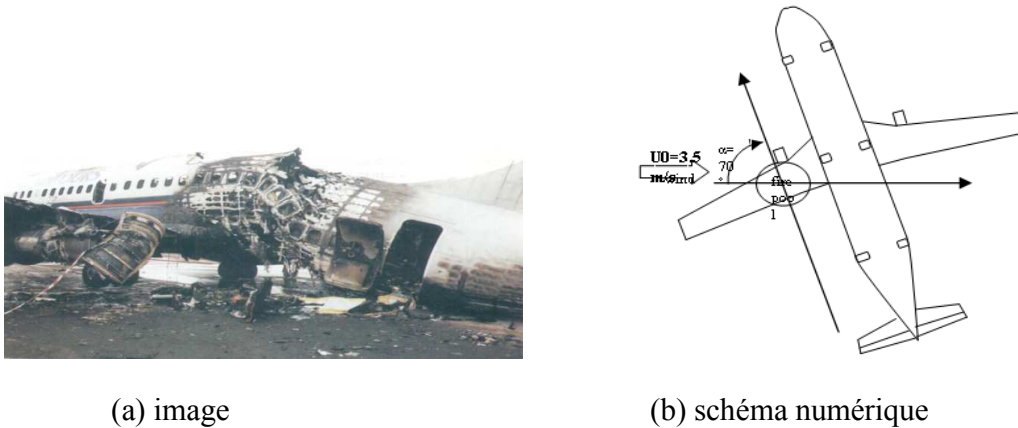
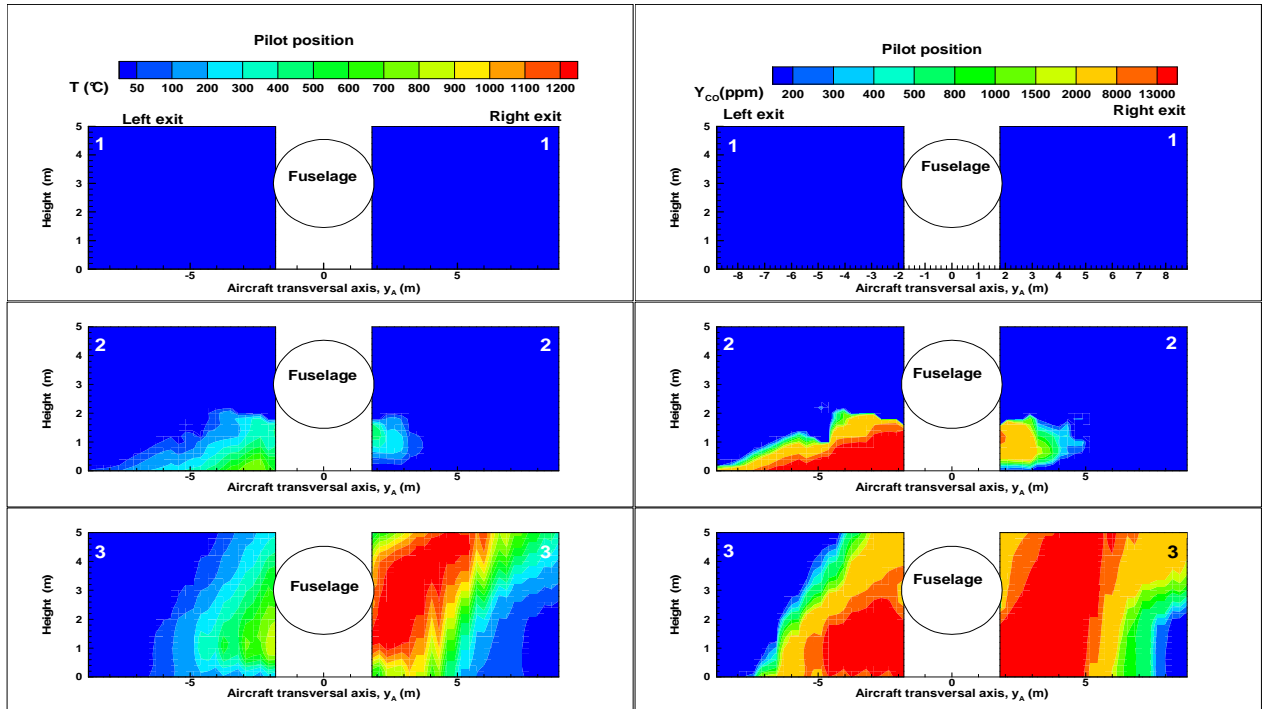


Figure V.30 Accident de l'avion B737 à l'aéroport de Manchester

La direction du vent affecte directement la forme apparente de la flamme, et par conséquent la distribution de la température. Durant cet accident, la direction du vent dirige la flamme vers la queue de l'avion. La longueur et la position de la zone chaude sont fortement dépendantes de la direction du vent. Il a été observé que le feu est poussé par la présence d'un vent vers le fuselage de l'aéronef, favorisant une augmentation extrêmement rapide de la température pariétale de celui-ci. Une couche thermique, contenant les gaz chauds et les suies transportées par la convection forcée, se forme au niveau du fuselage. Les iso-contours de la température et des rejets toxiques comme CO au niveau de la sortie, fournis par le modèle numérique, sont présentés sur la figure V.31 (a,b). Durant le post crash de l'avion B737, le temps d'ouverture de la porte gauche 1 pour l'évacuation était d'environ 25 s, celle droite 1 est de 70 s et celle droite 2 au niveau de la voilure était de 45 s. D'après la simulation numérique, le niveau de la température et de CO restent tenable au niveau de ces portes (L1, R1, R2) durant l'évacuation. De ce fait, la simulation s'est avérée de constituer des résultats physiques. Les ordres de grandeur demeurent acceptables pour guider les stratégies d'évacuation.



(a) température

(b) fraction molaire de CO

Figure V.31 Iso-contours de la température moyenne et de la fraction molaire moyenne de CO au niveau des sorties de l'avion

On évalue aussi la tenue de la voilure pour savoir si les réservoirs tombent. Les voilures de type d'aluminium sont réchauffées progressivement jusqu'à la température de fusion de  $700^{\circ}\text{C}$  par application d'un flux thermique venant de la nappe de kérosène s'élevant à  $200\text{ kW/m}^2$  (cf. Figure V.32). Ceci montre que la décroissance du flux thermique avec l'éloignement du foyer est bien retrouvée par le modèle. Au-delà, la chaleur de fusion absorbe le flux thermique venant de la nappe de kérosène. Comme montrée sur la figure V.33, le fuselage de type d'aluminium est aussi réchauffé progressivement jusqu'à la température de fusion de  $700^{\circ}\text{C}$  par application d'un flux thermique venant de la nappe de kérosène s'élevant à  $240\text{ kW/m}^2$  (cf. Fig.V.34). On s'aperçoit que la surface de fusion due à la zone chaude et que sa position sont fortement liées à la direction du vent pour une vitesse donnée. Le feu interagit fortement avec le fuselage et la voilure. D'une part au travers d'échanges thermiques, et d'autre part par la modification de leur comportement mécanique du fait de possibles effets de rupture, conduisant à une destruction totale de l'aéronef.

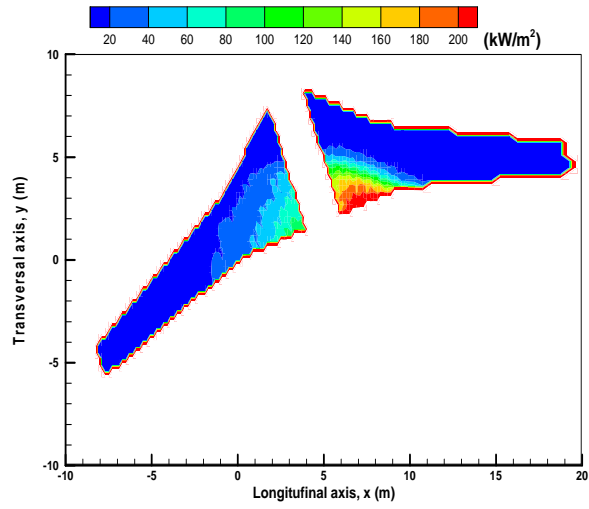
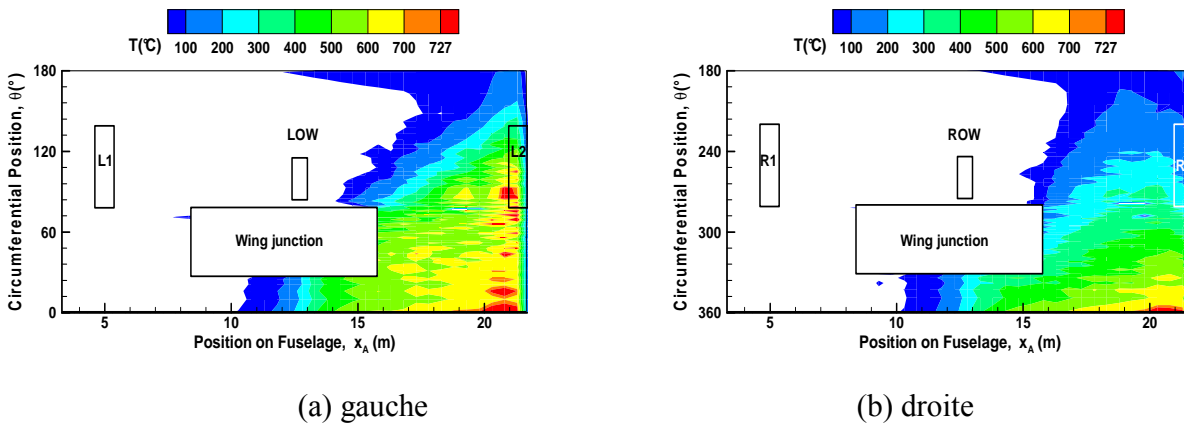


Figure V.32 Iso-contours du flux de chaleur moyen au niveau de la voilure



(a) gauche

(b) droite

Figure V.33 Iso-contours de la température moyenne au niveau de fuselage à t=45 s

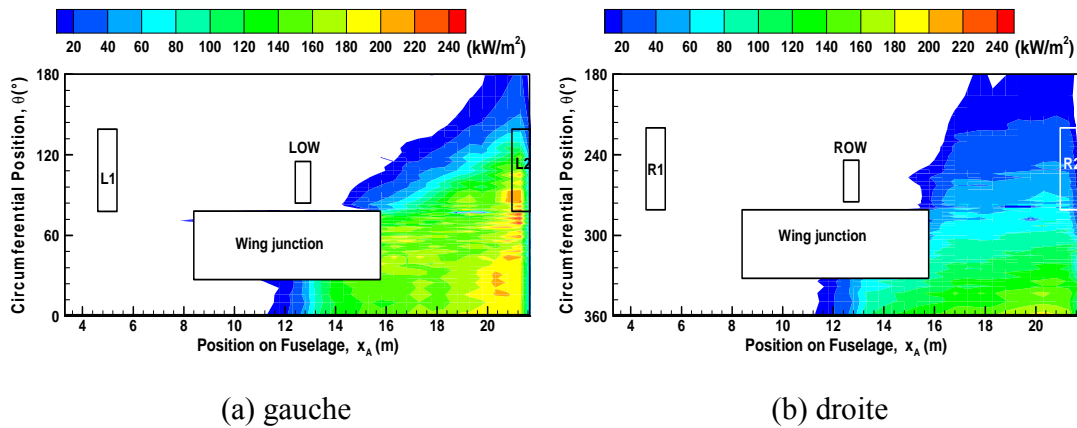


Figure V.34 Iso-contours du flux de chaleur moyen au niveau de fuselage

L'importance des phénomènes sur l'évolution temporelle de la température au niveau des fenêtres (cf. Fig.V.35) permet de déduire par post traitement le temps maximum conduisant à la perforation des fenêtres de type plastique avec une température de fusion d'environ 400°C. Les études numériques montrent que le temps maximum conduisant à la perforation des fenêtres, et en conséquence à la pénétration des produits de combustion (CO, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, suies, etc) vers l'intérieur de la cabine est de 35 s pour le côté gauche, et de 75 s pour le côté droit. Durant le post crash de l'avion B737, le temps d'ouverture pour l'évacuation de la porte gauche 1 était d'environ 25 s, celle de droite 1 de 70 s et celle de droite 2 au niveau de la voilure de 45 s. Les résultats numériques s'avèrent en effet très satisfaisants au niveau du temps d'évacuation.

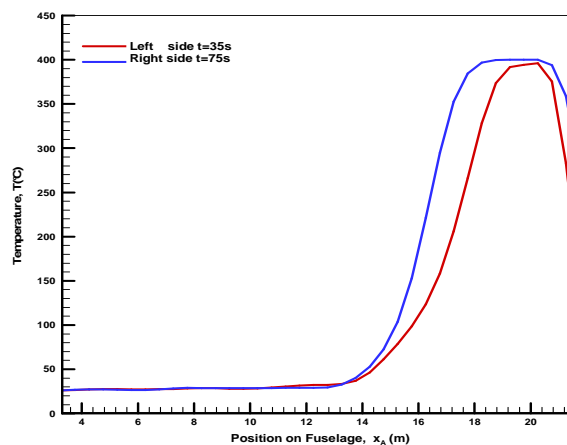


Figure V.35 Evolution de la température moyenne au niveau des fenêtres coté gauche et droit

Plus particulièrement, la possibilité de déterminer le temps de la fusion du fuselage de type aluminium est d'un grand intérêt pratique au niveau de la sécurité incendie. Il faut noter, sur la Figure V.36 que l'évolution du temps de fusion au niveau du fuselage se présente en trois parties en fonction de l'intensité du flux de chaleur. Pour le flux de chaleur inférieur à  $50 \text{ kW/m}^2$ , le temps de fusion dépasse 3 minutes. Par contre, pour le flux de chaleur supérieur à  $100 \text{ kW/m}^2$ , le temps de fusion commence à diminuer fortement jusqu'à une minute. Au-delà de  $200 \text{ kW/m}^2$ , le temps de fusion reste pratiquement inchangé (environ 20 s). On s'aperçoit que le terme de perte par conduction dans le solide de type d'aluminium, surtout quand il est considéré comme thermiquement épais, est digne de beaucoup d'intérêt. D'après la simulation numérique, le temps de la pénétration des produits de combustion ( $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ , suies) vers l'intérieur de cabine est d'environ 35-40 s, correspondant à la période d'évacuation durant le post crash de l'avion B737.

La figure V.37 montre qu'au début des 45 s, environ 5% de surface du fuselage est dans un état de fusion. L'augmentation extrêmement rapide de la surface du fuselage en fusion conduit à une destruction partielle de l'avion au bout de 75 s. Il est possible de montrer que cette situation peut entraîner un incendie généralisé à l'ensemble de l'avion en moins de 3 minutes, à cause des effets de soufflage créés par le vent, provoquant une pénétration de feu vers l'intérieur de la cabine. Dans ces conditions, la voilure de l'aéronef s'effondre sous l'effet de la chaleur libérée durant la propagation de flamme à l'intérieur de la cabine, formant un feu en espace ouvert.

Ceci valide la capacité de l'outil numérique à reproduire les flux de chaleur et le niveau de température à travers l'ouverture de l'aéronef en feu. Cette caractéristique est importante pour ce travail car les flammes extérieures sont étroitement liées aux écoulements existant à travers les ouvertures de l'aéronef touchées par le feu. Il est important de s'assurer de la capacité du code à estimer correctement les températures au niveau de l'ouverture. La simulation numérique est parvenue à reproduire certaines observations réelles comme la forme des flammes, en particulier au niveau de l'ouverture de l'aéronef. La simulation tient notamment compte des positions relatives de l'aéronef, ainsi que des propriétés thermiques de parois. Il a été vu que ce modèle se comporte de façon satisfaisante par comparaison à un cas réel d'un accident de l'avion.

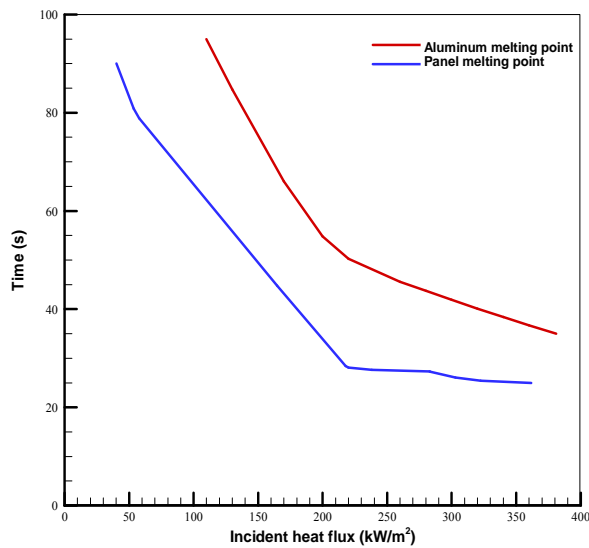


Figure V.36 Temps de la pénétration des gaz toxiques à travers des fenêtres et le fuselage en fonction de l'intensité du flux

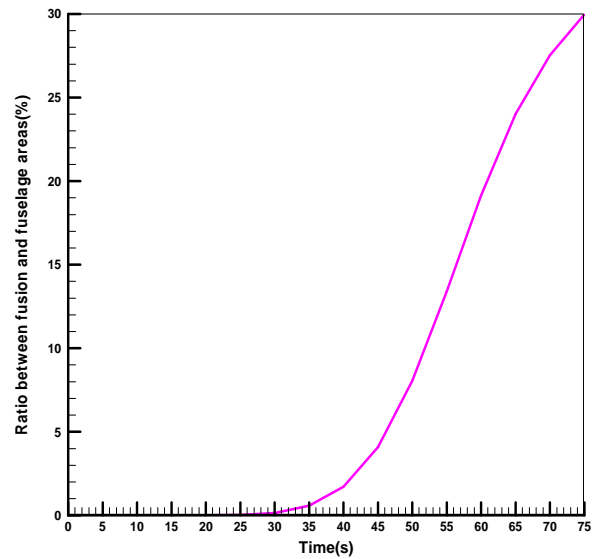


Figure V.37 Rapport entre la surface de fusion et celle de fuselage

## V.11 Conclusion

Ce chapitre a été l'occasion d'étudier les principaux paramètres exerçant une influence significative sur les caractéristiques des flux de chaleur au niveau du fuselage. L'outil numérique a pu être exploité dans diverses configurations afin de mettre en évidence les points importants à prendre en considération dans le cadre d'évacuation.

De nouveau, la capacité prédictive de type LES est testée dans une configuration quasi-industrielle de feu avec prise en compte d'un avion. Ce type d'approche conduit à prendre en compte le caractère quasi-périodique de ces flammes soumises au vent avec prise en compte d'un volume encombrant. Cette étude numérique permet d'approfondir les connaissances sur l'interaction entre le vent et le feu, et en conséquence sur les mécanismes de transfert de chaleur. L'effet de vent sur les flux thermiques permet d'apporter, d'une manière générale, des éléments de réponse quant aux mécanismes physico-chimiques d'interaction entre le vent et la flamme de diffusion. Quelles que soient la taille du foyer et l'intensité du vent, le maximum du flux de chaleur venant de la nappe de kérosène semble inférieur à  $340 \text{ kW/m}^2$ . Une prédiction satisfaisante avec le modèle numérique est obtenue pour l'ensemble de ces résultats. En revanche,

elle a l'inconvénient de nécessiter des temps de calcul prohibitifs même avec un maillage relativement grossier.

Jusqu'à présent, la structure des multiples-couches du fuselage n'est pas prise en compte dans ces travaux. Bien évidemment, des prédictions plus précises sur le transfert de chaleur dans le fuselage devraient pouvoir améliorer la prédiction de la distribution du flux de chaleur. Il reste en effet beaucoup de travail à accomplir avant d'aboutir à un modèle numérique capable de prédire les effets physico-chimiques d'interaction entre le vent et la flamme de grande taille sur la vitesse de régression du combustible liquide en tenant en compte du mouvement complexe à l'intérieur du liquide soumis à un vent traversier.

La simulation d'incendie en aéronef à échelle réelle demeure contraignante et complexe. La plupart du temps, un modèle physique fait intervenir à la fois une réduction d'échelle et une analogie physique. Celle-ci consiste à employer un modèle de simulation dont les propriétés physiques diffèrent de celles du phénomène réel malgré des équations similaires. Les résultats numériques présentés dans le cadre de ce travail ne peuvent pas être directement transposés au cas de l'incendie en aéronef en situation réelle. En particulier, ils ne permettent pas de conclure sur les conditions de vent conditionnant la stratification des fumées autour de l'aéronef. Le modèle de sous-maille de Smagorinsky est trop dissipatif. Néanmoins, les résultats apportent davantage d'informations sur les flux de chaleur qui sont à l'origine de la perforation du fuselage. Il s'agissait de développer ou d'évaluer les potentialités de moyens numériques à la propagation des flammes et l'interaction entre un aéronef et un vent. Il ressort de cette étude préalable à l'utilisation du code FDS5 comme maquette numérique. Les simulations ont été réalisées pour un incendie en aéronef à échelle réelle. Dans cette optique, les résultats de simulation peuvent être comparés à des données d'essais sur site et expérimentales.







## **CHAPITRE VI. Risques d'incendie induits par l'emploi massif de matériaux composites inflammables dans les avions de nouvelle génération**

Dans les avions de nouvelle génération comme A350, le fuselage et la voilure sont constitués de matériaux composites (polycarbonate). La simulation numérique sur la propagation du feu autour d'un tel type d'avion intègre respectivement la perte par conduction, les flux convectif et radiatif en retour de flamme et le ré-rayonnement de la surface. L'étude de telles flammes requiert la prise en compte simultanée des phénomènes mis en jeu dans la phase gazeuse et dans la phase condensée.

Un objectif consiste à mener une meilleure analyse et une modélisation plus pertinente des états instantanés du processus de propagation du feu autour d'un avion de type composite. L'aspect tridimensionnel de la propagation et son aspect instationnaire sont également mis en évidence. Il est possible de caractériser les zones de mélange au niveau du fuselage en fonction de l'intensité du vent, et de donner des informations quantitatives dans les différentes régions d'interaction entre le feu de nappe et le fuselage. La modélisation de ces phénomènes implique d'approfondir la description des mécanismes de la propagation du feu autour d'un avion. Ce sont, dans leur globalité, la structure de flamme à une échelle réelle et sa puissance en fonction de l'intensité du vent qui ont retenu notre attention. Cette étude permettra également d'appréhender, par l'étude aérodynamique de la flamme, les caractéristiques des transferts thermiques au niveau du fuselage afin de déterminer la vitesse de la propagation du feu.

### **VI.1 Limitations de la modélisation**

La configuration de l'avion étudiée A350 est similaire à celle précédente, illustrée sur la Figure V.1. Les hypothèses sur la structure du fuselage, l'incertitude sur le phénomène lié à la fluctuation du vent, et les erreurs numériques liées au maillage ont été discutées dans le chapitre V.

Un domaine de calcul de 100 m de hauteur par 90 m dans les directions x et y est choisi et environ  $10^7$  nœuds sont disposés dans ce domaine de calcul. Pour la simulation numérique, un raffinement du maillage a été mis en œuvre au niveau de la surface de fuselage afin de garantir

des tailles de maille de 15 cm. Ce maillage représente un compromis entre la résolution de la zone de réaction et la contrainte imposant que les mailles ne soient pas trop raffinées près de la paroi afin d'englober la couche limite. Il faut toujours étendre suffisamment le domaine discrétisé pour ne pas perturber la résolution numérique. Ce maillage conduit à des résultats convenables. Outre les difficultés théoriques de ce type de problème, il faut ajouter les difficultés pratiques liées à la durée très importante des simulations sur ordinateur, et le coût de calcul élevé. Environ deux semaines de CPU sur un PC (HP ou DELL) de 16 processeurs sont nécessaires pour un temps réel de 3 minutes. Au-delà d'une bonne modélisation de l'aérodynamique et de la thermique de ces systèmes, il est possible d'explicitement le rôle du vent sur la géométrie de la flamme, sur la vitesse de pyrolyse et par conséquent, sur la puissance du foyer. Le raffinement du maillage entraîne une diminution considérable du pas de temps. Une discrétisation plus fine est hors de portée des performances actuelles de notre ordinateur. Dans ce cas, on peut toutefois avoir une idée générale dû au développement du feu d'aéronef de type composite.

De plus, il existe des incertitudes liées aux phénomènes de la dégradation des matériaux composites et la combustion des couches carbonisées. Une étude expérimentale est également mise en œuvre à l'institut P' pour mettre en évidence les paramètres caractéristiques des matériaux composites. D'après les observations expérimentales, en même temps se produit un processus de carbonisation donnant naissance à une couche carbonisée en surface dont l'épaisseur augmente au cours du temps. Au fur et à mesure que cette couche se développe, des craquelures apparaissent, favorisant l'émission d'éléments volatils produits au niveau de la zone de pyrolyse. La couche carbonisée en surface fait écran au flux thermique et limite ainsi le taux de production de gaz combustible au sein de la zone de pyrolyse. Cette couche carbonisée peut également être oxydée en libérant de la chaleur. La production de chaleur s'arrête une fois que la totalité des matériaux composites est carbonisée.

Dans le contexte de ce travail, nous ne prétendons pas ici contribuer à une avancée scientifique sur la compréhension théorique de la pyrolyse complexe de matériaux composites; c'est plutôt une théorie existante, simple et pratique pouvant être appliquée avec une précision raisonnable au problème pratique posé ici qui est recherchée. La pyrolyse est supposée se produire seulement au niveau de la surface de matériaux composites avec 20% de résine inflammable et 80% de fibre de carbone inerte lorsque la température d'interface gaz-fuselage atteint à la température d'ignition. Nous avons fait l'hypothèse que les matériaux composites

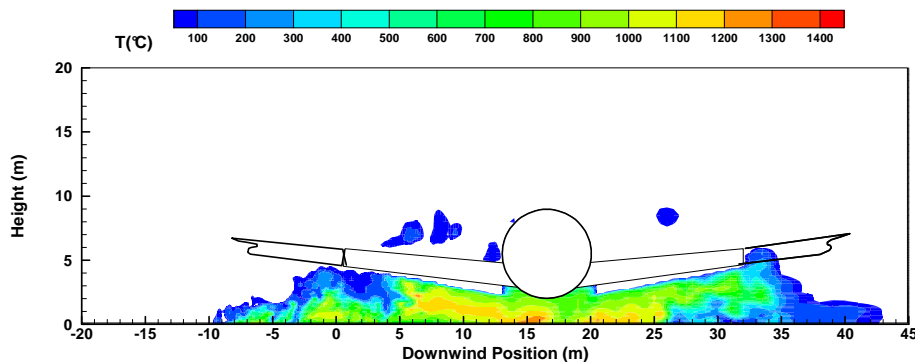
peuvent être assimilés à une couche de résine inflammable. Cette approche est aisée à mettre en œuvre, très robuste et donne des résultats intéressants. En toute rigueur, le code de calcul devrait permettre de suivre l'interface gaz-solide et ainsi reproduire l'évolution de la flamme au cours du temps. Le problème de pyrolyse à l'interface doit alors être résolu à chaque pas de temps. Cette étude propose une approche générique pour déterminer si un risque de propagation du feu est susceptible de se produire durant le post-crash d'un aéronef de type composite. L'étude expérimentale au laboratoire met en évidence les paramètres caractéristiques des matériaux composites, permettant de valider partiellement l'approche numérique que nous utilisons. Les propriétés thermo-physiques de ces matériaux composites sont mesurées dans notre laboratoire et résumées dans le Tableau VI.1. En s'appuyant sur des mesures expérimentales, il est possible d'utiliser le modèle de pyrolyse, contrôlée par la température d'ignition, à travers une approche du nombre de transfert de masse B (Eq. I.79) qui est déterminé avec les propriétés thermo-physiques du Tableau VI.1.

Tableau VI.1 Les propriétés thermophysiques de matériaux composites

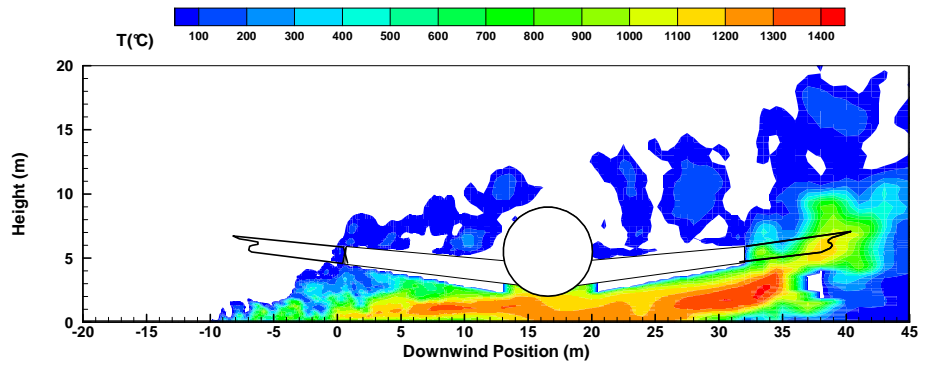
Paramètre	Valeur	Unité
Emissivité	0.9	
Chaleur spécifique	2.015	kJ/kg.K
Conductivité thermique	0.515	W/m.K
Densité	1625	kg/m <sup>3</sup>
Température d'allumage	390	°C
Chaleur latente	9800	kJ/kg
Pourcentage de résine	20%	kg/kg
Chaleur de réaction	21000	kJ/kg

## VI.2 Structure des flammes

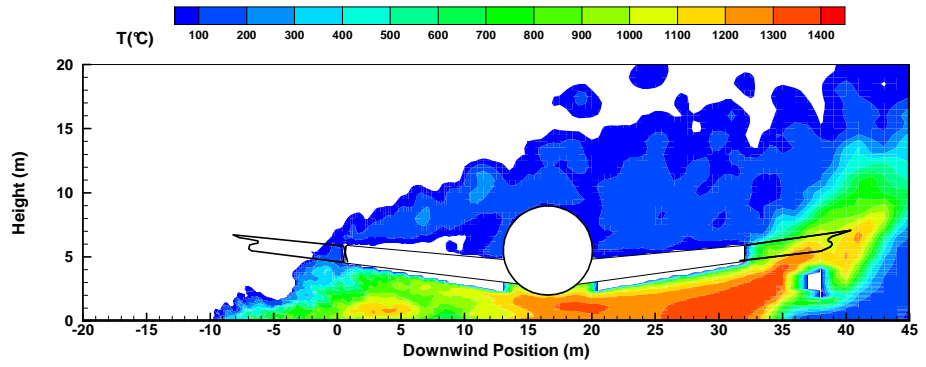
Comme illustration, l'évolution du bord visible de la flamme, pour différents instants ( $t=5, 10, 30, 60$  et  $180$  s) pour  $U_0=10$  m/s dans le plan perpendiculaire à l'axe d'un aéronef, est présentée sur la Figure VI.1(a-e). Le grossissement d'une flamme de diffusion avec le temps, qui est dû à l'accroissement de la surface de pyrolyse, est mis en évidence. Au cours du régime transitoire, la température maximale est d'environ  $1200^\circ\text{C}$  au bout d'environ  $10$  s, et est voisine de  $1400^\circ\text{C}$  en régime quasi-stationnaire durant lequel un aéronef peut être complètement entouré par une couche thermique contenant les gaz brûlés. La zone de mélange entre l'oxydant et le combustible continue d'accroître en phase gazeuse tout au long de la voilure et du fuselage. Il existe d'une flamme instable secondaire générée par des forces gravités derrière l'aéronef et qui provoque la séparation de l'écoulement oxydant ainsi que la création d'une zone de flamme détachée du sol en aval. Dans la zone de flamme primaire, la température des gaz brûlés atteint le maximum au-dessus de la surface des matériaux composites, siège des réactions exothermiques entre les produits de dégradation. En aval de la zone de pyrolyse, c'est la convection qui transporte l'oxydant et le combustible vers la zone de mélange, au sein de laquelle la diffusion des espèces prévaut. Enfin, dans la zone de refroidissement, les gaz brûlés sont à une température inférieure à la température de gazéification des matériaux composites, et qui tend progressivement vers la température ambiante. Pendant la phase de croissance du feu, l'accumulation de gaz chauds sous le fuselage se traduit par une forte stratification de la température.



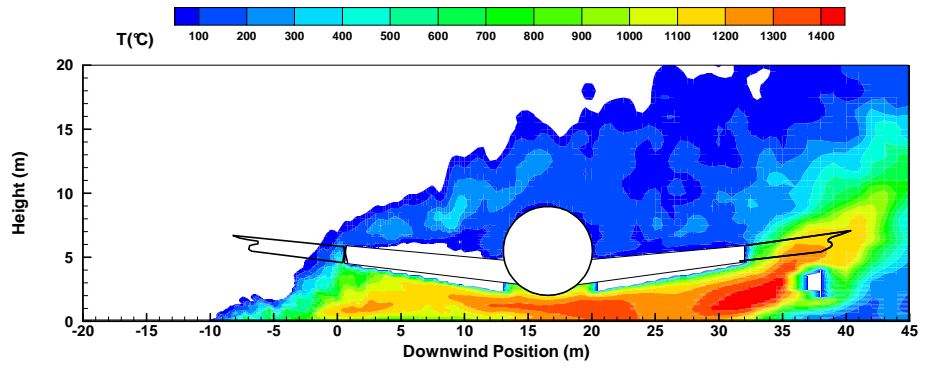
(a)  $t=5$  s



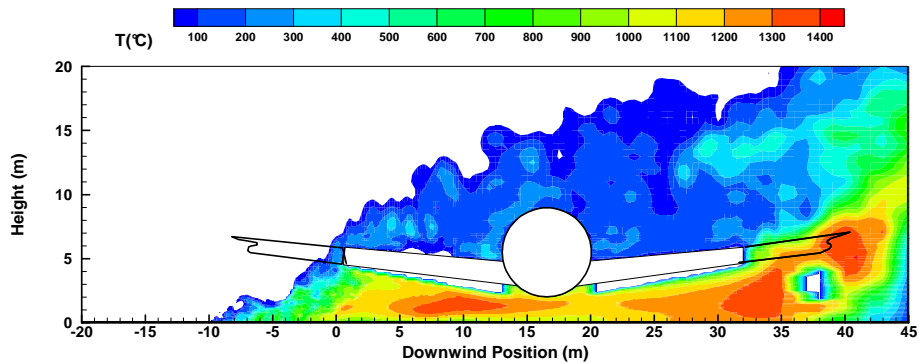
(b)  $t=10$  s



(c)  $t=30$  s



(d)  $t=60$  s



(e)  $t=180$  s

Figure VI.1 Propagation de la flamme située autour du fuselage à différents instants

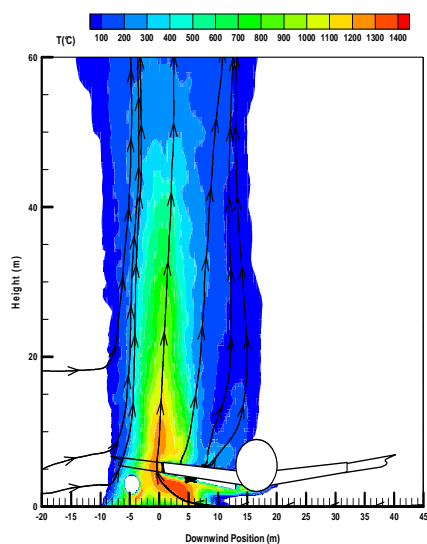
Des simulations numériques relatives à l'aéronef de type aluminium ont déjà été effectuées. Nous proposons tout d'abord de comparer les résultats pour un aéronef de type composite avec ceux précédents. Un exemple de structure de flamme issue de la simulation numérique, dans le cas d'un incendie généralisé sur une partie de la cellule de fuselage, est présenté sur la Figure VI.2(a-d). Trois structures caractéristiques de propagation du feu en fonction de la vitesse du vent sont identifiées:

1) Pour la faible vitesse du vent ( $U_0 < 2$  m/s, Figure VI.2(a,b)), une flamme de diffusion est établie au-dessus de la voilure de type composite en présence d'un écoulement oxydant traversier. Le panache thermique apparaît plus volumineux que celui d'un aéronef de type d'aluminium. Une partie de l'air est alors entraînée dans la zone réactive, tandis que le reste contourne l'obstacle que forme l'aéronef. Lorsque la vitesse du vent s'avère inférieur à celle naturellement entraînée dans une atmosphère en repos, la flamme crée un appel d'air supplémentaire pour assurer une combustion complète.

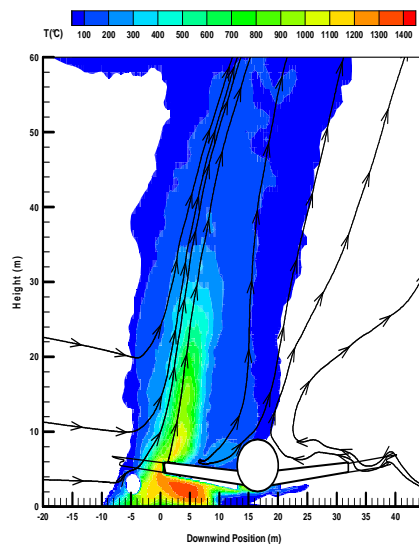
2) Pour une vitesse intermédiaire du vent ( $U_0 = 5$  m/s, Figure VI.2 c), la flamme devient plus longue avec une augmentation de la vitesse d'écoulement principal, et continue de se rapprocher de la surface de fuselage.

3) Pour une forte vitesse ( $U_0 = 10$  m/s, Figure VI.2 d), la flamme de type nappe tend vers celle de type couche limite qui continue d'accroître lorsque la vitesse du vent est au-delà de 10 m/s.

Une couche thermique contenant les gaz chauds est très proche du fuselage en raison de la propagation de flamme le long de la voilure. La zone de haute température se rapproche du fuselage lorsque le nombre de Reynolds augmente. On s'aperçoit que le vent suffisamment fort dévie la flamme et l'empêche d'atteindre la surface supérieure du fuselage. En particulier, l'importance croissante des suies et donc de l'émissivité du milieu tend à diminuer la température de flamme à 1200°C au lieu de 1400°C pour un avion de type d'aluminium. La flamme se décompose en une région à haute température à proximité du sol en aval de la zone de pyrolyse et au-dessus, en une région caractérisée par un fort cisaillement.

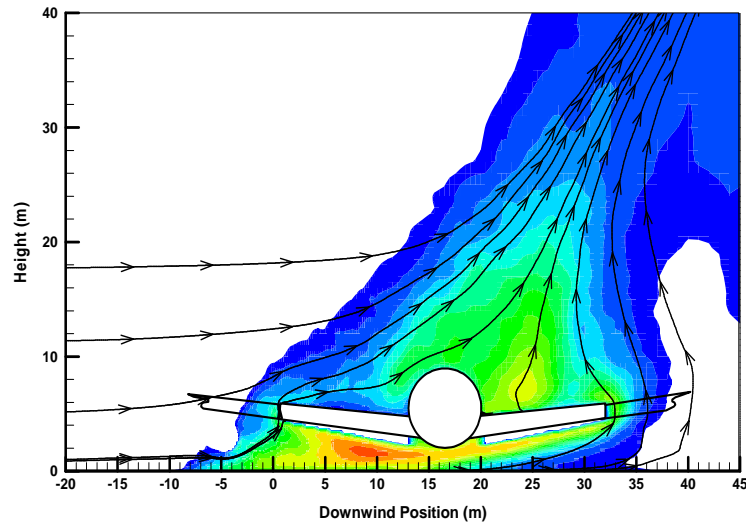


(a)  $U_0=0$  m/s

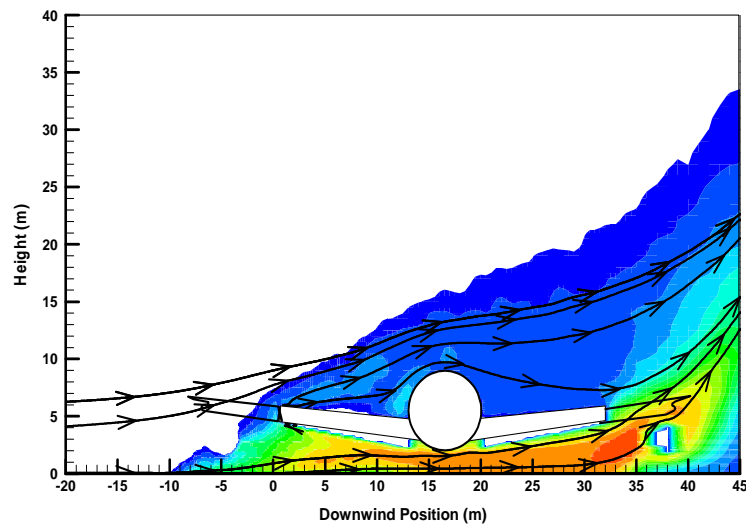


(b)  $U_0=2$  m/s





(c)  $U_0=5$  m/s



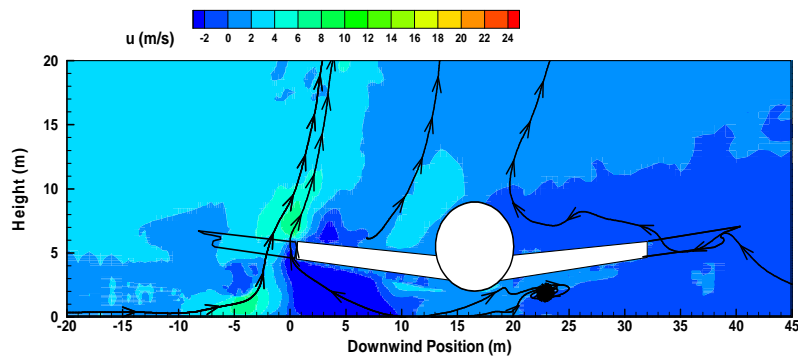
(d)  $U_0=10$  m/s

Figure VI.2 Iso-contours de la température moyenne en fonction de l'intensité du vent

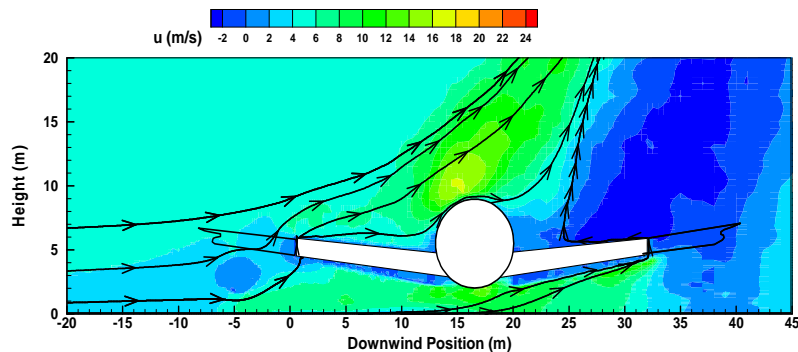
Il apparaît alors indéniable sur les systèmes gaz-solide que l'écoulement principal agit fortement sur les caractéristiques géométriques et sur la stabilité de ces flammes. Notons également que le fuselage de type composite contribue à épaissir de façon notable le bord visible de la flamme par rapport à celui de type aluminium.

### VI.3 Champ de la vitesse

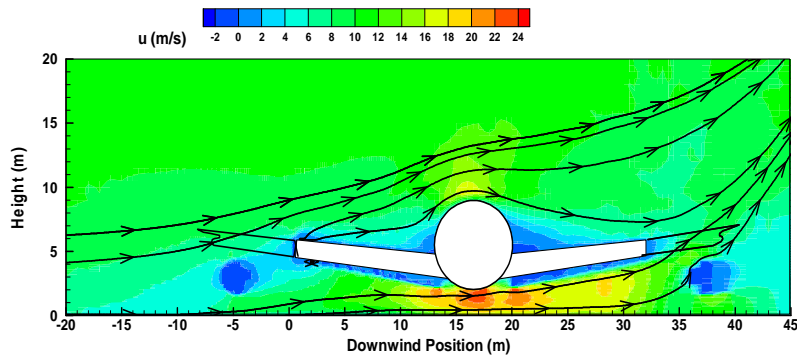
Sur la Figure VI.3(a-c), la simulation met en évidence de grandes structures impliquées dans les phénomènes dynamiques du feu. Pour une vitesse faible ( $U_0 < 2$  m/s), les lignes de courant sont pratiquement verticales, formant un panache thermique important et pouvant provoquer un fort entraînement d'air en aval de l'aéronef. Les vitesses verticales (cf. Fig. VI.4(a,b)), restent toujours positives indiquant un renforcement des forces de gravité vis-à-vis des forces d'inertie vers l'aval du foyer. L'expansion de ces régions entraîne un accroissement de la vitesse verticale jusqu'à 26 m/s. Pour une vitesse intermédiaire ( $U_0 = 5$  m/s), le déplacement des lignes de courant et la déflexion de l'écoulement par l'expansion thermique et la présence de l'aéronef apparaît clairement. Au bord d'attaque, l'écoulement principal est infléchi par la présence d'un aéronef. Pour une forte vitesse ( $U_0 = 10$  m/s), la zone de recirculation contenant les gaz brûlés en aval de l'aéronef a une longueur caractéristique proche de la hauteur de l'aéronef. Au-delà du foyer, la zone de flamme est le siège d'un accroissement de la vitesse longitudinale jusqu'à 24 m/s provenant de l'expansion thermique des gaz et des forces de flottabilité.



(a)  $U_0 = 2$  m/s

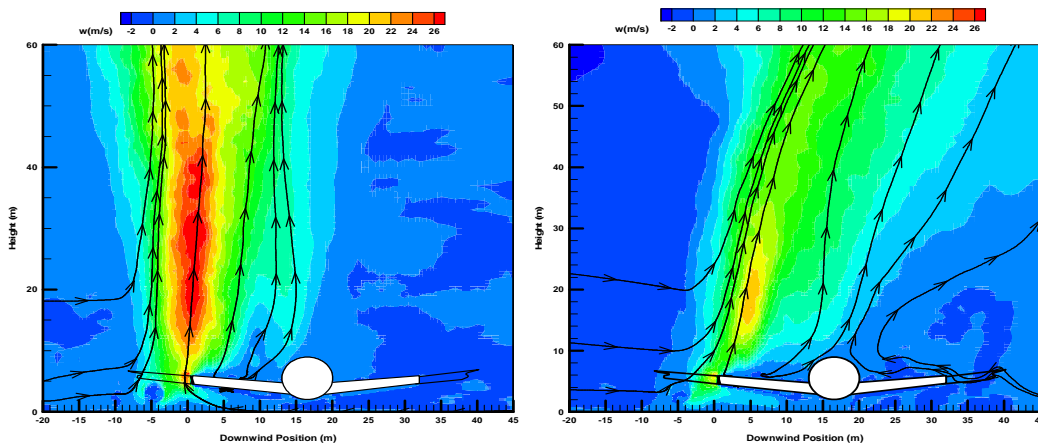


(b)  $U_0 = 5$  m/s



(c)  $U_0=10$  m/s

Figure VI.3 Iso-contours de vitesse axiale moyenne et les lignes de courant en fonction de l'intensité du vent



(a)  $U_0=0$  m/s

(b)  $U_0=2$  m/s

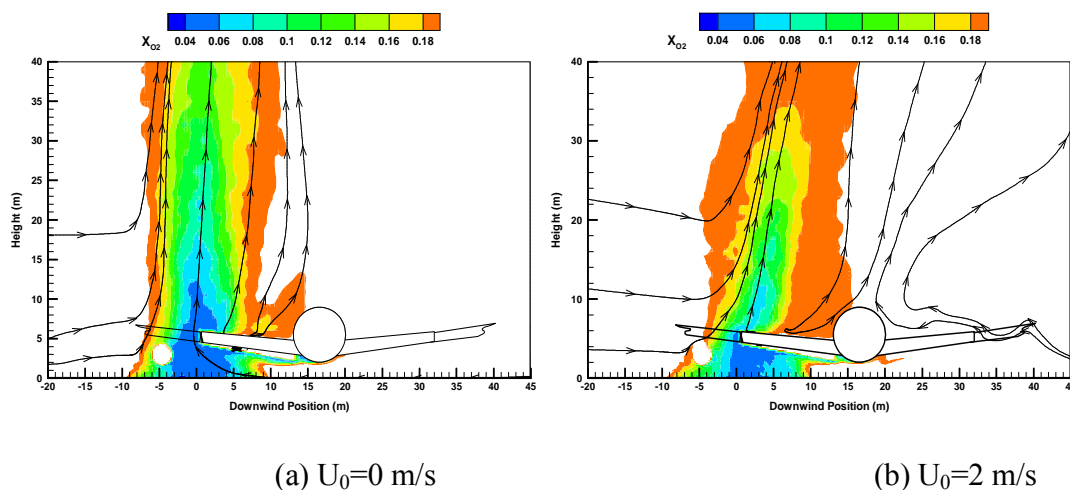
Figure VI.4 Iso-contours de vitesse verticale moyenne et les lignes de courant en fonction de l'intensité du vent

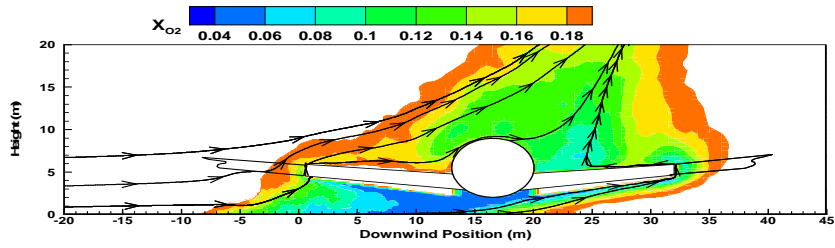
Comme l'avion de type aluminium, au sein des flammes de diffusion, les vitesses du fluide sont d'environ 25 m/s même avec la présence d'un grand tourbillon. Les écoulements rencontrés dans ce contexte correspondent au nombre de Mach voisin de 0.07. Dans le code de FDS5 [13], une forme approximative du système d'équations de Navier Stokes est proposée pour le nombre de Mach inférieur à 0.3.

## VI.4 Champ de la fraction massique des espèces chimiques

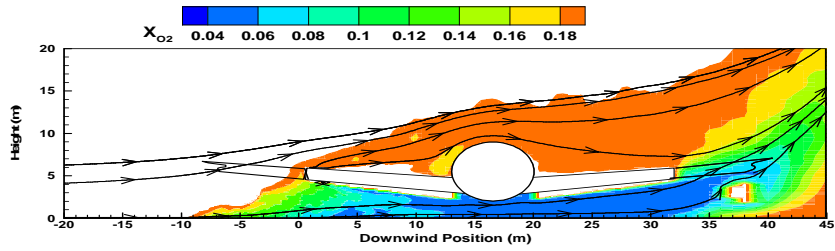
Le vent traversier joue un rôle dominant sur la forme des flammes, qui se manifeste directement au travers de la formation des espèces chimiques. Les iso-contours de la fraction massique des espèces chimiques sont présentés sur les figures VI.5, VI.6 et VI.7. Dans tous les cas, la fraction massique d'oxydant (cf. Fig.VI.5) diminue sensiblement lorsque la flamme se rapproche au cœur du foyer. La zone de flamme se rapproche de la paroi lorsque l'écoulement oxydant devient suffisamment fort. Même dans le cas de forte vitesse (Figure VI.5d), il y a en effet très peu d'oxygène dans la zone réactive à la base de pyrolyse, traduisant la difficulté pour le vent de porter l'air au cœur de la nappe de grande échelle.

De plus, du fait de la grande quantité de combustible en excès, située en-dessous de la flamme où il ne reste plus d'oxygène pour la réaction, les produits de combustion assimilés aux polluants comme CO et suies (cf. Figs.VI.6-7) deviennent importants. L'ordre de grandeur (7%) de la formation de CO est en accord avec celle expérimentale sur le feu de grande puissance [30]. La production maximale des polluants dépend essentiellement de la taille du feu, et est pratiquement insensible à l'intensité de vent. Ce comportement révèle les limites de l'hypothèse faite dans le modèle d'une chimie infiniment rapide ayant lieu quelle que soit la richesse locale dans la zone réactive. Théoriquement, un écoulement traversier accroît le débit d'air entrant dans le foyer et agit donc sur la formation des espèces chimiques dans la zone réactive.



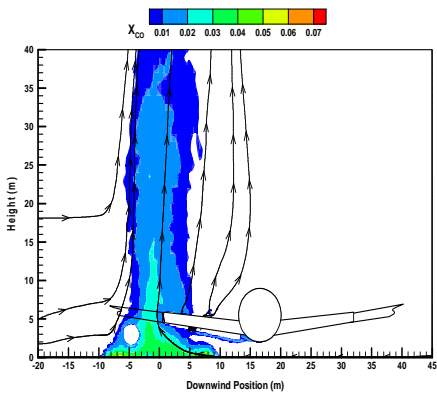


(c)  $U_0=5$  m/s

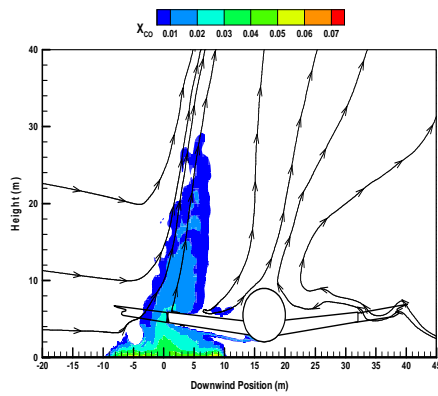


(d)  $U_0=10$  m/s

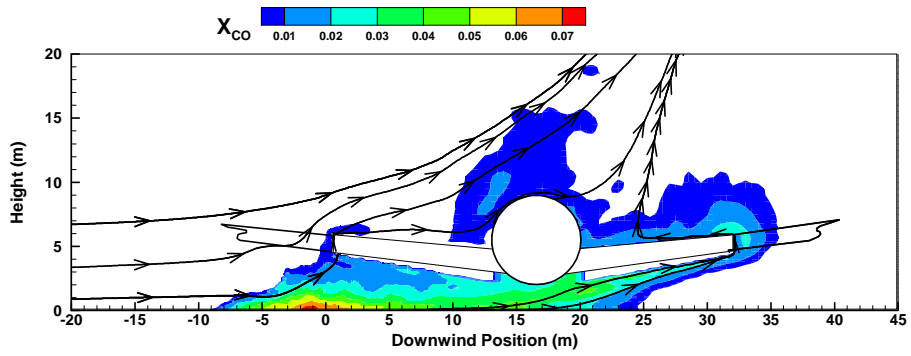
Figure VI.5 Iso-contours de la fraction volumique moyenne de  $O_2$  pour  $\alpha=270^\circ$  et  $D=20$ m en fonction de l'intensité du vent



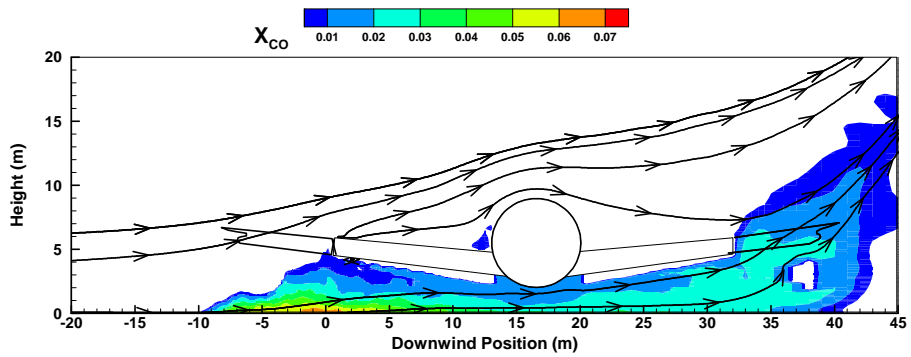
(a)  $U_0=0$  m/s



(b)  $U_0=2$  m/s

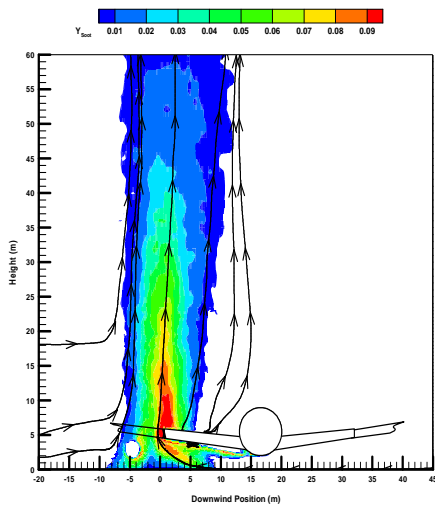


(c)  $U_0=5$  m/s

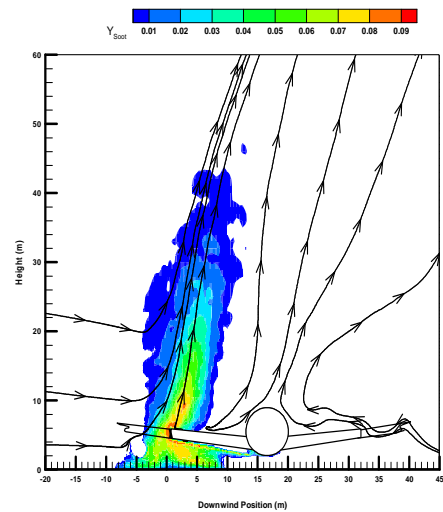


(d)  $U_0=10$  m/s

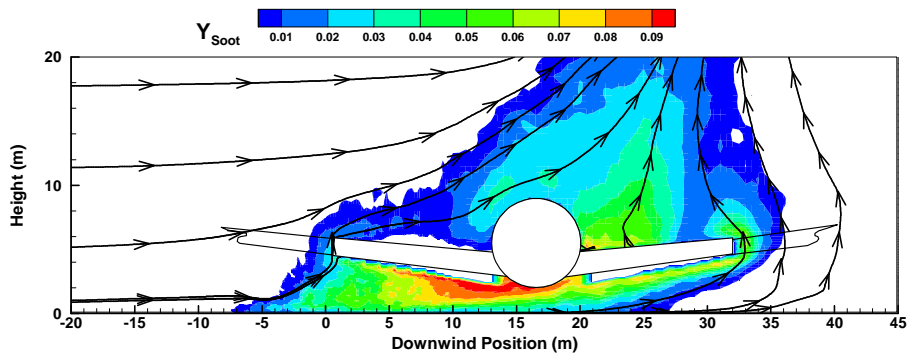
Figure VI.6 Iso-contours de la fraction volumique moyenne de CO pour  $\alpha=270^\circ$  et  $D=20$ m en fonction de l'intensité du vent



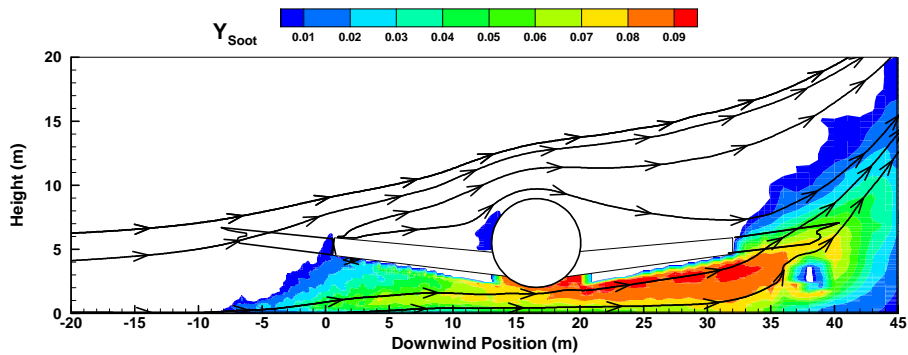
(a)  $U_0=0$  m/s



(b)  $U_0=2$  m/s



(c)  $U_0=5$  m/s



(d)  $U_0=10$  m/s

Figure VI.7 Iso-contours de la fraction massique moyenne de suie pour  $\alpha=270^\circ$  et  $D=20$  m en fonction de l'intensité du vent

### VI.5 Vitesses de régression du combustible condensé

Le vent traversier en fonction de sa direction et de sa vitesse joue un rôle dominant sur la forme des flammes, qui se manifeste directement au travers de la vitesse de régression du combustible condensé. Lors d'un incendie issu du kérosène au niveau du moteur, une couche thermique contenant les gaz chauds et les suies est transportée par convection naturelle ou forcée, provoquant une décomposition puis une évaporation de matériaux composites à travers rayonnement. L'échauffement de la voilure et du fuselage par les flux thermiques se traduit par des réactions de pyrolyse à l'interface. L'évolution de la température surfacique de matériaux composites, pour les différents instants est illustrée sur la Figure VI.8(a-d). Une couche chaude se forme dans la région inférieure du fuselage pour une forte vitesse du vent de 10 m/s. Au cours de

la propagation de la flamme, la température du fuselage de type composite augmente jusqu'à atteindre la température de décomposition des matériaux composites voisine de 390°C. Il faut cependant garder à l'esprit que si cette estimation de l'ignition des matériaux composites est assez aisée à mettre en œuvre, elle reste assez approximative. En effet, sous effet de chaleur, la dégradation des matériaux composites comprend des nombreuses étapes. On peut alors se demander si la couche carbonisée ne conduit pas à minimiser la dégradation des matériaux composites.

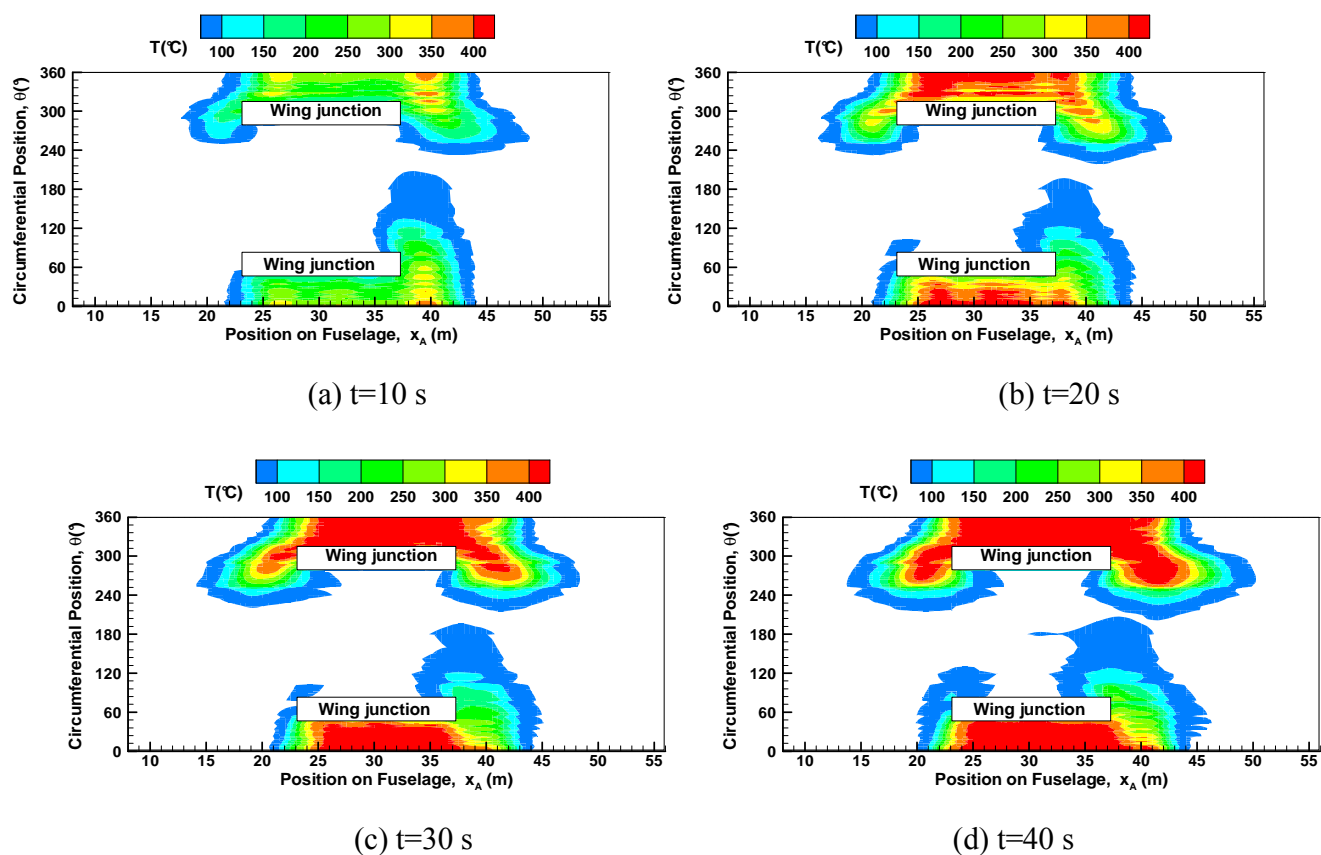


Figure VI.8 Evolution de la température surfacique des matériaux composites à différents instants

Lorsque le fuselage de type composite est soumis à un flux thermique, il apparaît, à partir d'une température de surface voisine de 400°C, une zone de pyrolyse se propageant au sein du solide. La pyrolyse des matériaux composites est réalisée au fur et à mesure que le fuselage est



réchauffés. Les produits gazeux de la résine en phase gazeuse issus de la pyrolyse de ces matériaux, en contact avec l'air, s'enflamment dans des limites d'inflammation.

Un exemple de distribution de la vitesse de pyrolyse pour  $U_0=10$  m/s, dans le cas d'un incendie généralisé sur une partie de la cellule de fuselage, est présenté sur la Figure VI.9. En conséquence, le débit massique unitaire de matériaux composites est sensible à la variation forte du flux thermique, et tend vers une valeur maximale de  $20 \text{ g/m}^2\text{s}$  pour un flux de chaleur de  $200 \text{ kW/m}^2$ . On fait aussi un effort de présentation des résultats sous une forme plus facilement utilisable sur la Figure VI.10(a, b). Il faut noter que l'évolution au cours du temps du débit massique unitaire de matériaux composites durant la propagation de flamme se présente en deux périodes.

- Durant la première période, on peut obtenir une loi exponentielle,  $\dot{m}_s \propto e^{\alpha t}$ , reliant le temps à la puissance du feu. Environ 10 s pour une forte vitesse ( $U_0 > 5$  m/s) et 80 s pour une faible vitesse sont nécessaires pour allumer la partie composite (Figure VI.10). La connaissance des temps et de transition de l'allumage vers la propagation est d'un intérêt évident pour guider la stratégie d'évacuation. Le caractère soudain de ce phénomène et la difficulté à le prévoir en font une menace pour les services de secours.
- Durant la deuxième période, la vitesse de régression reste pratiquement inchangée pour une valeur inférieure à  $12 \text{ g/m}^2\text{s}$ . Pendant cette période de feu généralisé, le taux de dégagement de chaleur atteint sa valeur maximale. Les sollicitations thermiques sur les éléments de structure de l'aéronef sont alors les plus importantes, ce qui peut conduire à l'effondrement de l'édifice. En présence d'un flux de chaleur provenant du feu de nappe pour une faible vitesse ( $U_0 < 2$  m/s), la vitesse de régression au niveau fuselage diminue sensiblement. On arrive à la conclusion que la forte intensité de vent renforce significativement la dégradation du fuselage de type composite. Le niveau maximum de la vitesse de régression est pratiquement insensible à la direction du vent pour une forte vitesse (Figure VI.10 b).

Globalement, les résultats des simulations numériques concernant les caractéristiques des matériaux composites sont dans l'ensemble cohérents avec les mesures de P<sup>2</sup>. Ceci permet de s'assurer de la validité de la modélisation du couplage des transferts pariétaux de masse et de

chaleur développée dans le cadre de ce travail. Il existe des incertitudes liées à la naissance à une couche carbonisée en surface et les craquelures de cette couche dans cette modélisation. La couche carbonisée en surface fait écran au flux thermique et limite ainsi le taux de production de gaz combustible au sein de la zone de pyrolyse. En revanche, la présence d'un écoulement forcé au voisinage de la surface des matériaux composites conduit à décrocher et entraîner des morceaux de la couche carbonisée. Cet effet contribue ainsi au maintien d'un taux de pyrolyse élevé, en diminuant l'effet protecteur de cette couche. La détermination précise de la vitesse de régression d'un composite constitue un problème très complexe qui demeure encore non résolu. Pour le moment, les estimations de cette grandeur restent globales ou empiriques. Les modèles de pyrolyse de composite est en cours de développement lié à celui du calcul par les modèles CFD. Néanmoins, même en supposant que l'on connaisse suffisamment les mécanismes les plus influents au cours de la combustion de composite, la simulation numérique détaillée du phénomène reste encore hors de portée de la puissance informatique actuellement disponible.

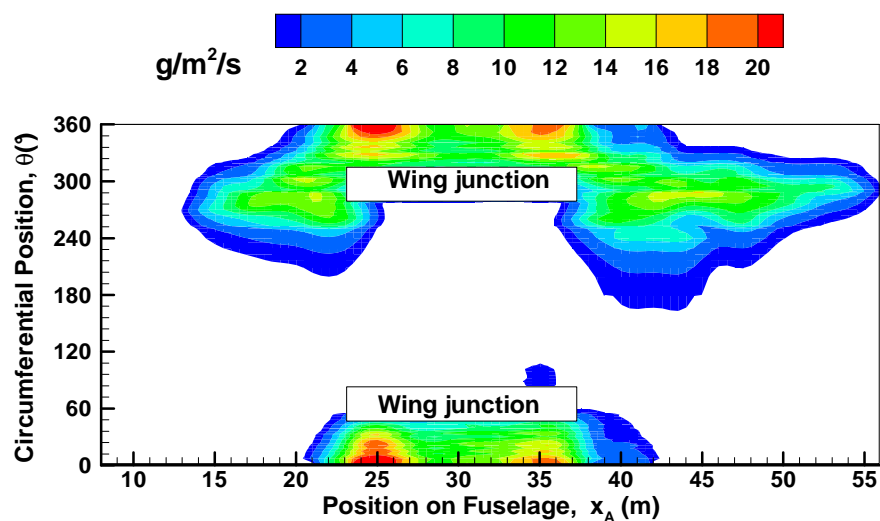
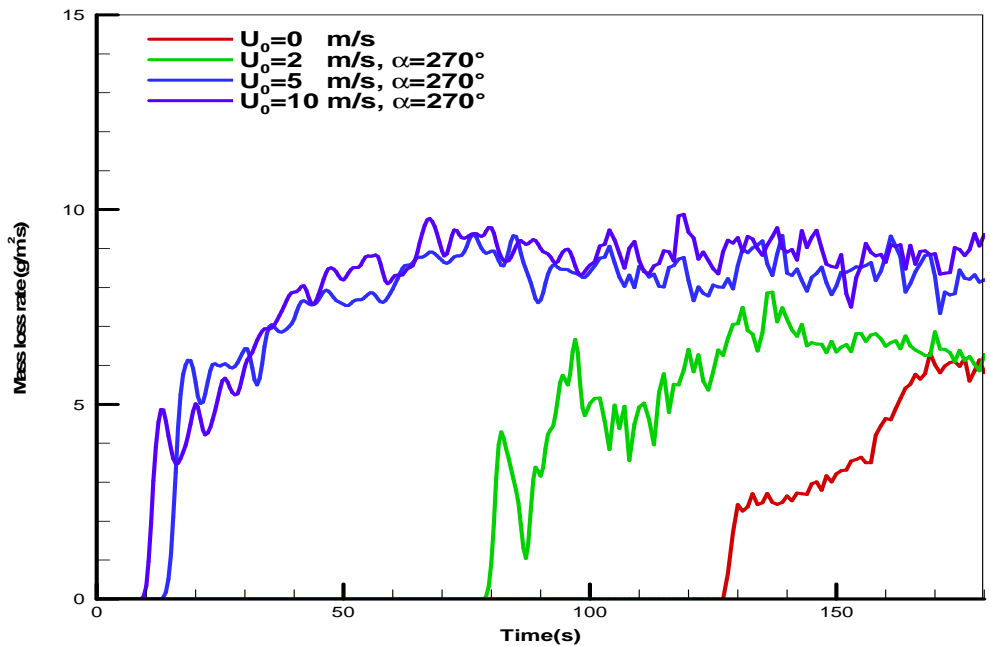
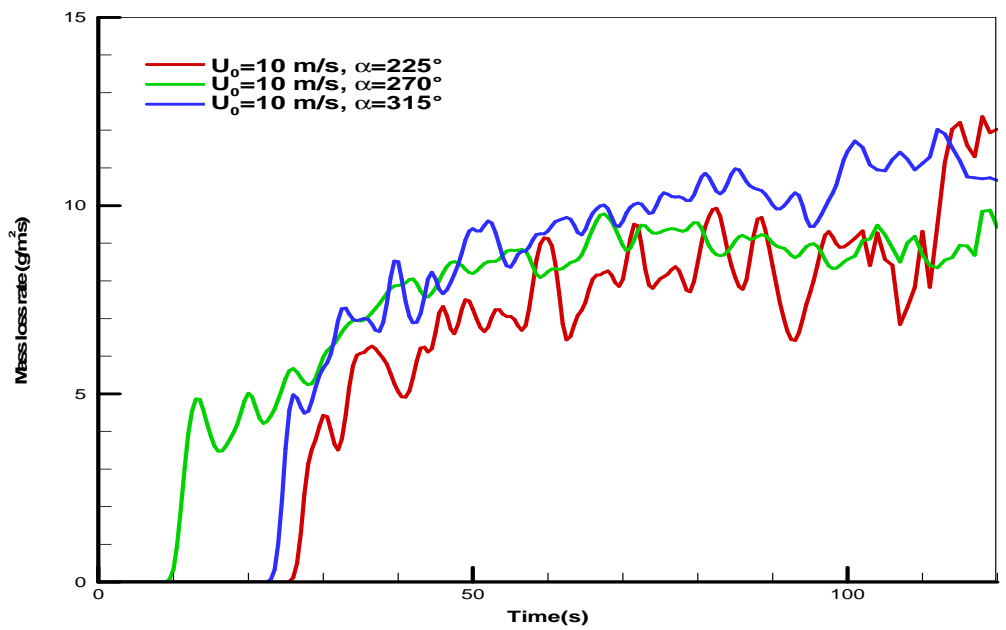


Figure VI.9 Iso-contours de la perte massique instantanée des matériaux composites



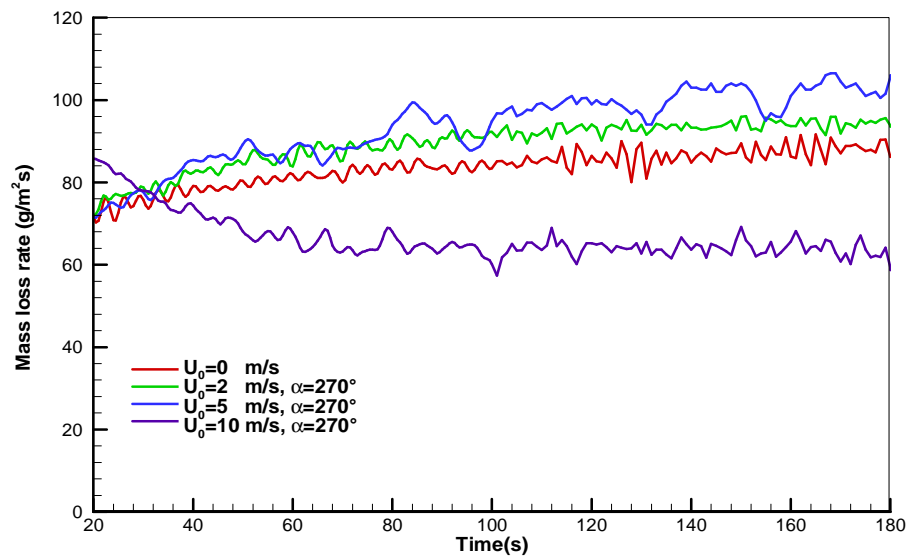
(a) pour les différentes vitesses du vent



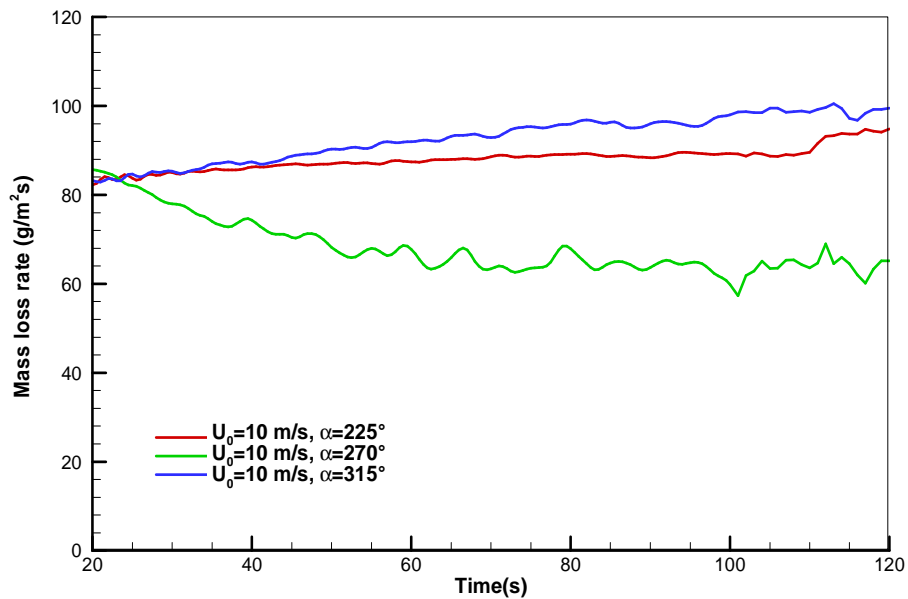
(b) pour les différentes directions du vent

Figure VI.10 Evolution temporelle de la perte massique des matériaux composites

L'impact de l'inflammation du fuselage de type composite sur l'évolution de la perte massique du combustible liquide en fonction de la condition de vent est présenté sur la Figure VI.11(a, b). Par rapport à l'avion de type d'aluminium, la valeur de la perte massique du combustible liquide représente une augmentation d'environ 20% pour une vitesse du vent inférieure à 5 m/s. Une flamme de type couche limite créée par une forte vitesse empêche le développement d'une flamme épaisse à la base du liquide, là où le flux de chaleur est minimal. De ce fait, la vitesse de régression du combustible liquide est réduite à la valeur de  $60 \text{ g/m}^2\text{s}$ . Ceci amène une distinction importante entre la pyrolyse des matériaux composites, et celle de l'hydrocarbure liquide en fonction de la vitesse du vent. L'ordre de grandeur de la vitesse de régression du combustible liquide est en bon accord avec celle expérimentale sur le feu de très grande taille ( $D=19 \text{ m}$ ) [9].



(a) pour les différentes vitesses du vent



(b) pour les différentes directions du vent

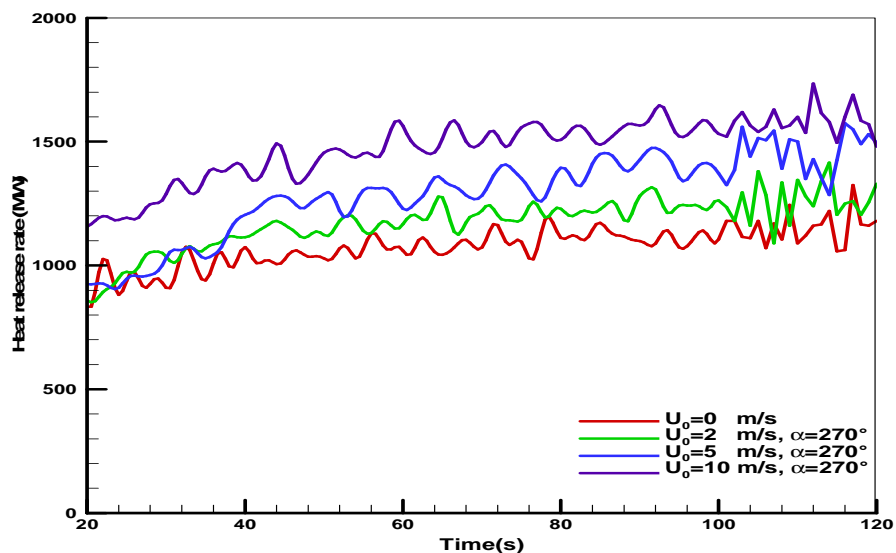
Figure VI.11 Evolution temporelle de la perte massique du combustible liquide

## VI.6 Puissance libérée durant l'incendie

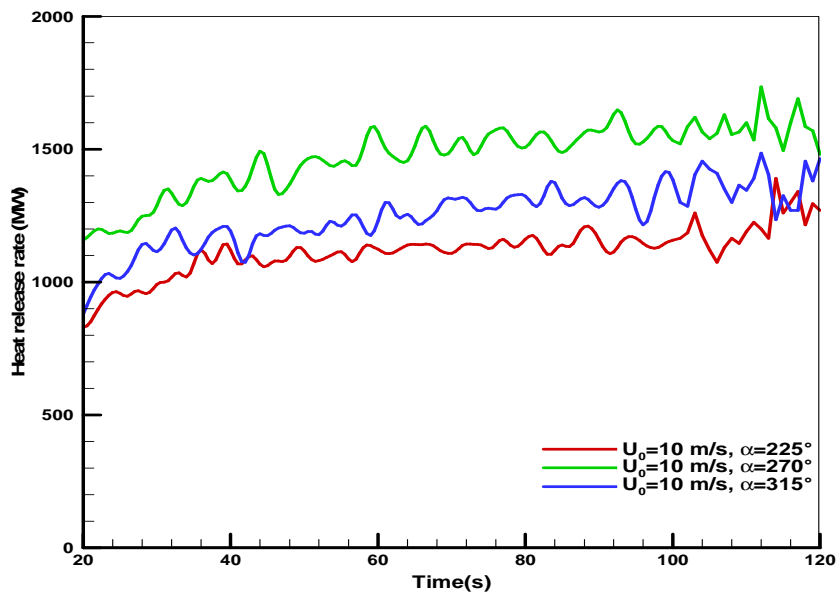
Pour estimer la puissance d'un feu de l'aéronef de type composite, il existe un cap important à franchir pour passer d'une approche locale au niveau de la surface du combustible, à une approche globale à l'échelle de l'ensemble de l'aéronef. L'influence du développement de la flamme en fonction des conditions du vent sur le dégagement de chaleur par réaction de combustion est mise en évidence sur la Figure VI.12(a,b). Il faut noter que lorsque le vent est perpendiculaire à l'axe de l'avion, la forte vitesse du vent entraîne un accroissement de l'énergie libérée durant la combustion de 1000 à 1500 MW. Ceci se traduit par une contribution forte de la décomposition des matériaux de type composite. Pour une forte vitesse du vent, la puissance du feu diminue à 1100 MW lorsque la flamme est dirigée par le vent vers la queue de l'avion ( $\alpha = 225^\circ$ ). Les taux de combustion de type composite peuvent être à la fois plus importants et atteints plus rapidement que pour l'avion de type aluminium. Par rapport à l'avion de type d'aluminium, la valeur de la puissance représente une augmentation d'environ 20% pour une vitesse supérieure à 5 m/s. La disposition d'un aéronef peut également exercer une influence importante sur le taux de combustion en modifiant la surface exposée aux flux thermiques incidents. Lorsque l'intensité du vent est suffisante, la puissance du feu est pratiquement

constante. Pour ce feu ouvert, la quantité de chaleur dégagée est directement liée à l'apport de la pyrolyse des matériaux composites.

Malheureusement, même lorsque la quantité de combustible est connue avec précision, la détermination de l'évolution de la puissance en fonction du temps demeure très difficile, pour ne pas dire impossible lorsque le combustible est constitué de divers matériaux différents les uns des autres. Les simulations réalisées au cours de ce travail ont montré que les grandeurs calculées, notamment les champs de température seront étroitement liées à la puissance du feu. De forts dégagements de chaleur peuvent ainsi être calculés par suite d'une utilisation de kérosène comme le fuel unique. Le calcul du dégagement de chaleur basé sur l'hydrocarbure prend des valeurs importantes dans la zone de pyrolyse du fuselage. Les valeurs de la puissance sont très fortes et sont données ici uniquement pour des considérations d'ordre numérique. Le dégagement de chaleur semble être correctement localisé et on peut en déduire que les phénomènes de transfert thermique dans les gaz, d'entraînement d'air, de diffusion, etc. sont dans l'ensemble bien reproduit par le code. Le modèle de turbulence de Smagorinsky utilisé par défaut dans FDS5 a tendance à introduire de la viscosité turbulente dès le bord inférieur du foyer, ce qui peut entraîner une surestimation du dégagement de chaleur à cet endroit. En toute rigueur la chaleur de combustion dépend de l'avancement de la pyrolyse de la charge d'incendie.



(a) pour les différentes vitesses du vent



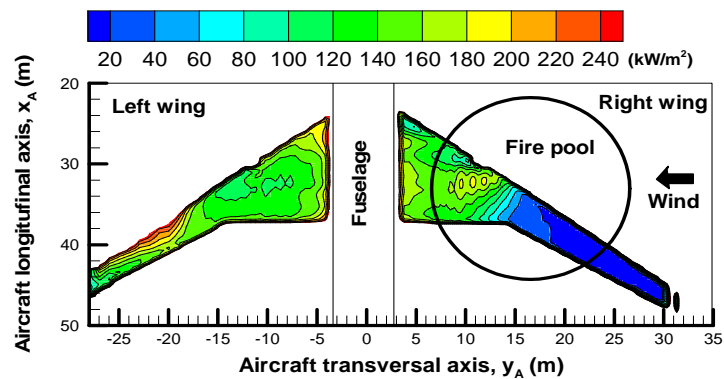
(b) pour les différentes directions du vent

Figure VI.12 Evolution temporelle de la puissance libérée durant l'incendie

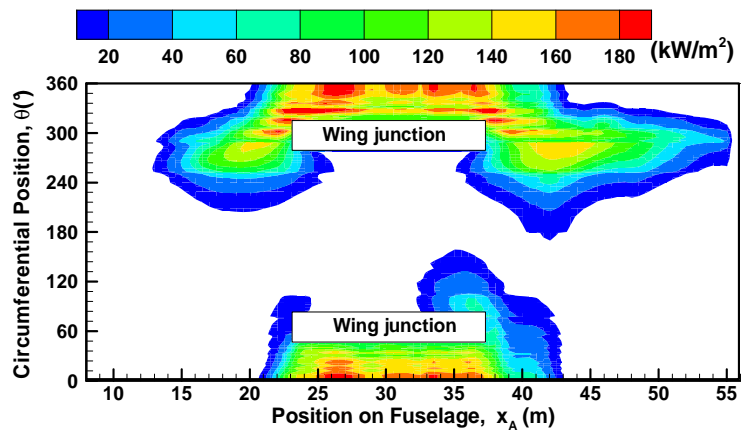
## VI.7 Distribution du flux de chaleur

La répartition des flux rayonnés est liée à la localisation spatiale de la flamme qui dépend des régimes d'écoulement environnant le feu [81]. La propagation du feu est essentiellement dû au rayonnement pour des feux dont la source dépasse 1 m [40]. Le vent traversier, en fonction de la condition de vent (vitesse et direction) joue un rôle dominant sur la forme des flammes, qui se manifeste directement au travers des échanges thermiques. L'évolution des flux de chaleur moyens en retour vers la surface de la voilure et du fuselage pour une forte vitesse du vent de 10 m/s est reportée sur la Figure VI.13(a,b). Le but est de déterminer les régions qui reçoivent un flux de chaleur maximal en aval de la zone du foyer, et sont susceptibles de s'enflammer rapidement. Le rayonnement est toujours tenu pour responsable de l'ignition des matériaux composites, par création d'une zone chaude pouvant émettre un flux de chaleur jusqu'à 200 kW/m<sup>2</sup> au niveau du fuselage. En particulier, l'importance croissante de la surface en combustion tend à augmenter le flux de chaleur vers la surface de la voilure jusqu'à 240 kW/m<sup>2</sup>. Les valeurs

précises de ces grandeurs vont permettre une meilleure évaluation de la tenue de la voilure. Le flux transmis au fuselage atteint sa valeur maximale sous la flamme, puis, une brusque décroissance des transferts de chaleur est ensuite observée à l'extrémité de flamme moyenne. Ces observations mettent donc en évidence l'étroite liaison qui existe entre la répartition du flux reçu au fuselage et la géométrie de la flamme.



(a) surface de la voilure en face du sol



(b) surface du fuselage

Figure VI.13 Iso-contours du flux de chaleur moyen sur la surface pour  $\alpha=270^\circ$  et  $U_0=10$  m/s



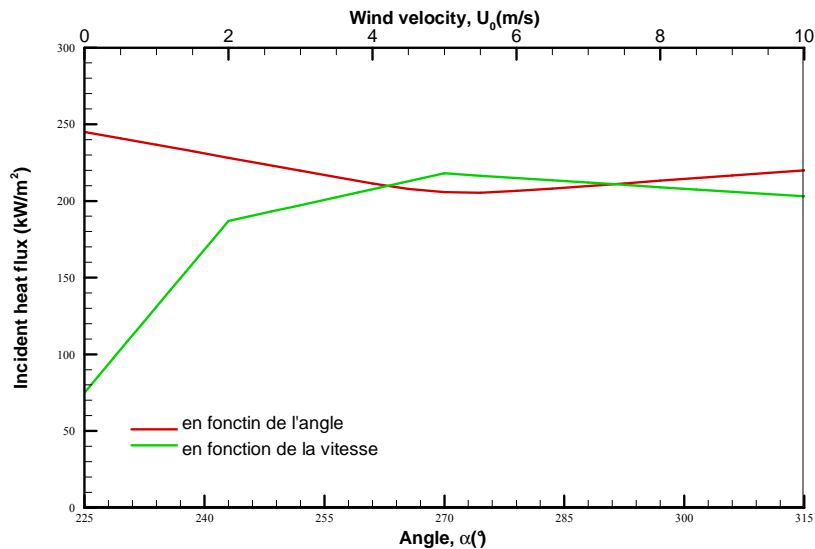


Figure VI.14 Evolution du pic de flux de chaleur moyen sur la surface de fuselage en fonction de l'angle et de la vitesse du vent

L'évolution du flux de chaleur maximal sur la surface du fuselage en fonction de l'angle et de la vitesse du vent est présentée sur la Figure VI.14. On s'aperçoit que le flux de chaleur au niveau du fuselage atteint le maximum lorsque la flamme est dirigée vers la queue ou la tête de l'avion. Le flux de chaleur devient significatif lorsque le feu est soumis au vent. Il devient relativement faible lorsqu'il est issu du feu de la nappe sans vent. La répartition du flux maximum montre que la région où la pyrolyse des matériaux composites se déclenche le plus rapidement diffère selon la vitesse du vent.

La puissance calorifique du foyer semble n'avoir qu'une faible influence sur le transfert d'énergie total reçu sur le fuselage dû à l'effet de blocage de la chaleur. Un comportement similaire du flux total est constaté lors de l'étude de Kolb [81] sur un feu à intermédiaire échelle. La flamme ventilée provoque une augmentation du flux d'énergie en retour vers le fuselage qui peut atteindre 8 fois de la chaleur obtenue sur la même nappe dans un air au repos. Le flux de chaleur maximum tend vers une valeur asymptotique de  $240 \text{ kW/m}^2$  pour des tailles du foyer supérieures à 20 m.

## VI.8 Vitesse de la propagation de flamme

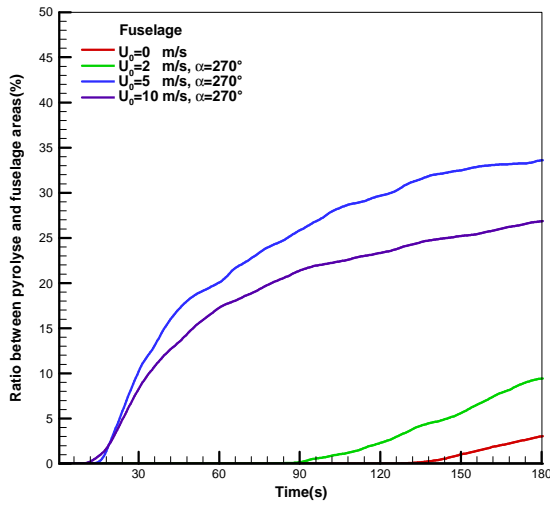
Le transfert de la chaleur par rayonnement vers le fuselage reste le mode principal de propagation de la flamme. La propagation d'un incendie assistée par un écoulement forcé est le mode de propagation le plus rapide et le plus dévastateur. Cependant, l'étude expérimentale de ce phénomène est difficile du fait du couplage entre la géométrie de la flamme et l'alimentation en combustible [16, 81]. Pour la simulation numérique, le fuselage de type composite est réchauffé progressivement jusqu'à sa température d'ignition, soit 390°C, par application d'un flux thermique venant de nappe de kérosène s'élevant à 240 kW/m<sup>2</sup>. L'intensité des flux de chaleur transmis aux matériaux composites conditionne le processus de dégradation. Après l'allumage, c'est le début du régime transitoire durant lequel la dégradation du fuselage de type composite est très prononcée, par instant, induisant de forte augmentation de la surface de pyrolyse (cf. Figure VI.15(a-c)). Les simulations numériques mettent en évidence un comportement qui départage en deux régimes :

- Pour une faible vitesse ( $U_0 < 2$  m/s), le flux maximum est reçu sur une région contiguë au foyer. La zone de pyrolyse se situe sur une distance contiguë à la nappe en combustion, et seulement 5% de la surface du fuselage est soumise à la dégradation. Par contre, au niveau de la voilure, la surface de pyrolyse atteint 30% de la surface de voilure en face du sol. Au fur et à mesure que le fuselage est réchauffé, la dimension de la zone de réception du flux critique voisin de 30 kW/m<sup>2</sup> augmente lors de la propagation de flamme. L'expansion de ces régions tend vers une valeur asymptotique pour des feux à grandes échelles au bout de 2 minutes. Le déplacement du front de pyrolyse (cf. Figure VI.15) est dû au déplacement de flamme dans la zone de mélange entre l'oxydant et le combustible. Ces phénomènes sont amplifiés par l'accroissement de la taille de flamme, ainsi que par l'augmentation de la vitesse d'écoulement principal. La portion du fuselage soumise au flux critique se pyrolyse et dégage ainsi des gaz combustibles. Cette inflammation crée un foyer secondaire, et la nappe en combustion se trouve ainsi agrandie.
- Pour  $U_0 = 5$  m/s, la zone de transfert maximum se trouve près de la somme du fuselage (cf. Figure IV.26). Lorsque la vitesse augmente à  $U_0 = 10$  m/s, la zone de flux maximum se situe en bas du fuselage (cf. Figure IV.28). La zone de pyrolyse se situe sur une région détachée de la nappe en combustion, et la surface de dégradation est fortement sensible à la direction du vent.

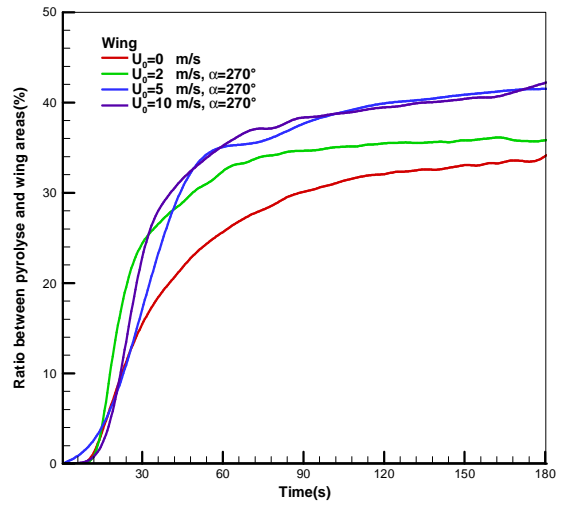
Elle est maximale lorsque la direction du vent est perpendiculaire à l'axe de l'avion. Dans tous les cas, la longueur de cette zone augmente avec la vitesse du vent et la puissance calorifique.

La vitesse de propagation de flamme est obtenue par la variation de la longueur de pyrolyse sur l'intervalle de temps,  $V_f = \Delta z_{py} / \Delta t$ . La zone de réception du flux maximum se trouve sous la flamme et la pyrolyse des matériaux composites génère des gaz combustibles, les produits de dégradation sont alors allumés au contact du feu. L'extension de la flamme peut être assimilée à une propagation par saut. Il apparaît donc que la zone où l'inflammation du combustible solide risque de se déclencher le plus rapidement n'est plus contiguë à la nappe liquide, mais se trouve à une certaine distance de celle-ci. Ce type de mécanisme est particulièrement dangereux pour les combattants du feu car la puissance du foyer croît par saut d'une manière discontinue et imprévisible. Signalons que la vitesse de la propagation de la flamme est fortement dépendante de l'intensité du vent. Durant la première période, la flamme commence à accélérer fortement dans la zone d'allumage. La vitesse de propagation  $V_f$  peut augmenter jusqu'à 0.6 m/s lorsque le vent est suffisamment important pour diriger la flamme vers le fuselage. Par contre, durant la deuxième période, la vitesse de propagation de la flamme le long du fuselage est relativement faible avec une valeur de 0.05 m/s en raison du préchauffage de fuselage.

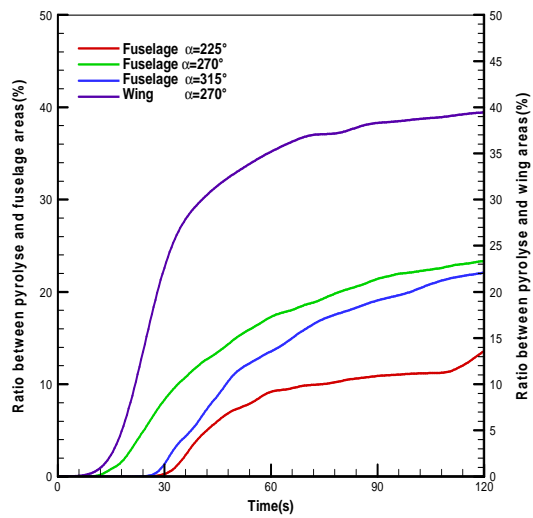
Plus particulièrement, la possibilité de déterminer les conditions pour lesquelles on observe un maximum de vitesse de propagation sur la surface de matériaux composites est d'un grand intérêt pratique au niveau de la sécurité incendie. Il faut par ailleurs modérer ces conclusions au niveau de la valeur, en raison des faiblesses du modèle de pyrolyse. La localisation spatiale de la flamme conditionne la répartition des flux de chaleur et par conséquent, les zones où la pyrolyse du matériau sera déclenchée le plus rapidement. La rapidité de la montée en température jusqu'à la pyrolyse du matériau est liée à l'intensité des transferts de chaleur, aussi l'augmentation de la puissance lors de la présence d'un vent fort à la flamme met en évidence les dangers supplémentaires entraînés par l'utilisation des matériaux composites dans les nouvelles générations d'aéronef. Les régions caractérisées par la plus forte propagation de flux rayonnés sont situées à l'emplacement de la hauteur maximale de flamme, prouvant de la sorte l'étroite liaison entre la géométrie de la flamme et le rayonnement et l'intérêt de la caractérisation précise de la forme de la flamme.



(a) au niveau du fuselage pour  $\alpha=270^\circ$



(b) au niveau des ailes pour  $\alpha=270^\circ$



(c) au niveau du fuselage et des ailes pour  $U_0=10\text{m/s}$

Figure VI.15 Evolution de la surface en pyrolyse en fonction du temps

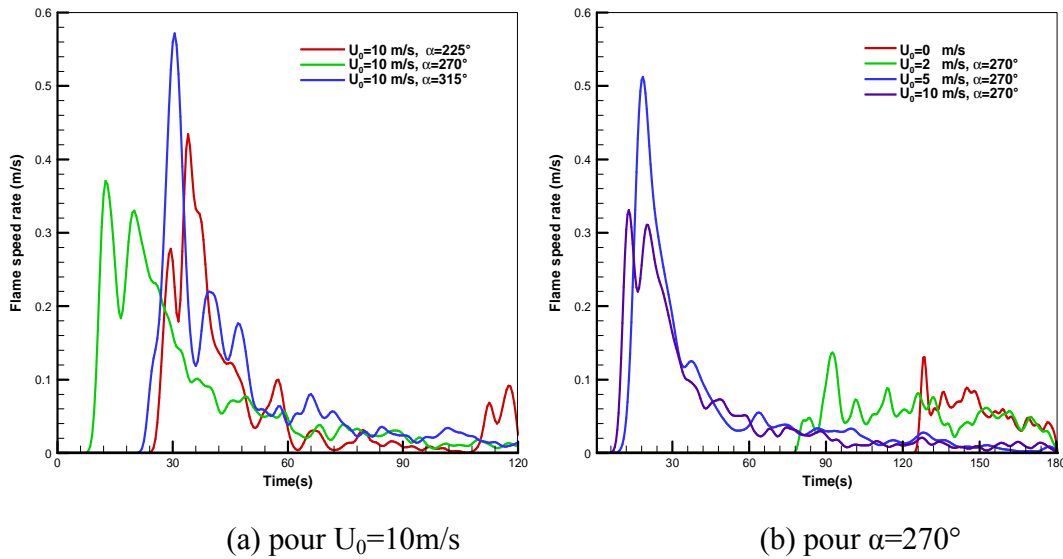


Figure VI.16 Evolution de la vitesse de propagation de flamme en fonction du temps

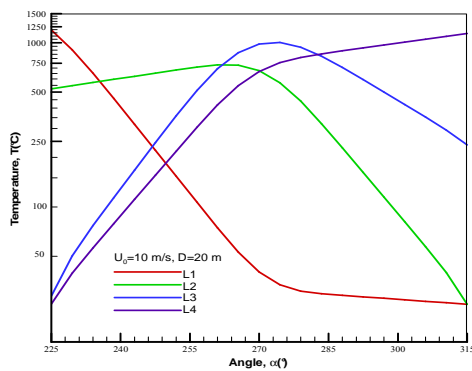
A l'état stationnaire et pour une condition de vent donnée, la taille du foyer supérieure à 20 m influence peu le flux de chaleur maximal au niveau du fuselage (cf. Fig.V.17b). De plus, il a été montré que pour une taille de foyer donnée, la sévérité des flammes sur l'aéronef est plus importante avec le vent fort. Le modèle de la flamme issue du combustible liquide constitue une approximation acceptable pour estimer les flux radiatifs reçus par un élément situé à l'aéronef, et par conséquent, la propagation de flamme.

## VI.9 Distribution de la température et rejets toxiques au niveau des sorties

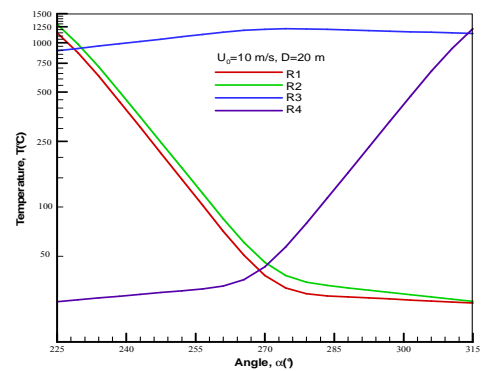
Le vent traversier en fonction de sa direction et de sa vitesse, joue un rôle dominant sur la distribution de la température et des espèces chimiques au niveau des sorties de l'avion. Plus particulièrement la possibilité de déterminer les conditions dans lesquelles on effectue l'évacuation des passagers est d'un grand intérêt pratique. La distribution de la température et les rejets toxiques comme CO au niveau des sorties de l'aéronef en fonction de la direction du vent sont illustrés sur les Figures VI.17 et VI.18. Pour une vitesse de vent donnée, le niveau de la température est très sensible à la direction du vent par rapport de la position de l'avion.

Pour la porte gauche L1, les niveaux de température et de CO deviennent tenables lorsque la flamme est dirigée vers la queue de l'avion ( $\alpha > 270^\circ$ ). Pour la porte gauche L2, seulement dans le cas où la direction de vent,  $\alpha$ , est supérieure à  $300^\circ$  et donc la flamme est dirigée vers la queue d'avion, les conditions thermiques et toxiques sont tenables. Pour les portes gauches L3 et L4, les niveaux de température et de CO restent faibles lorsque la direction de vent est inférieure à  $225^\circ$  correspondant au cas où la flamme est dirigée vers la tête d'avion.

La porte droite R3 au niveau de la voilure est complètement entourée par la flamme avec les niveaux de température et de CO très élevés. Pour les portes R1 et R2, dans le cas où la direction du vent,  $\alpha$ , est supérieure à  $270^\circ$  et que la flamme est dirigée vers la queue de l'avion, les conditions thermique et toxique sont tenables. Pour la porte droite R4, le niveau de la température et celui de CO restent faibles lorsque la direction du vent est inférieure à  $270^\circ$  correspondant au cas où la flamme est dirigée vers la tête de l'avion.

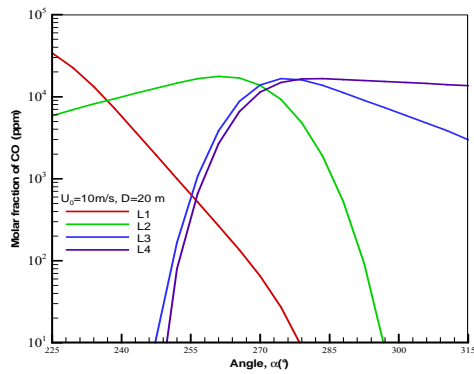


(a) portes gauches

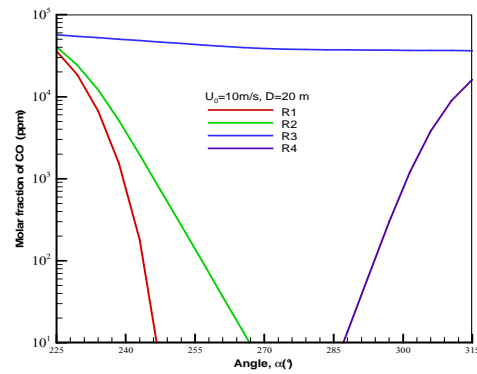


(b) portes droites

Figure VI.17 Evolution de la température moyenne au niveau des portes en fonction de l'angle,  $\alpha$



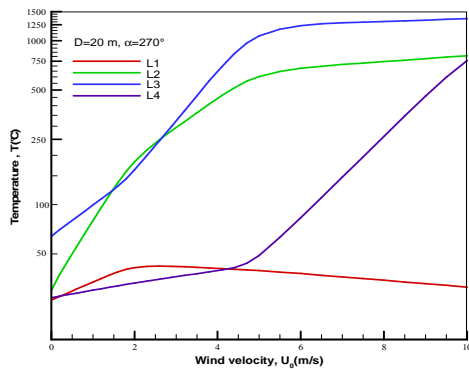
(a) portes gauches



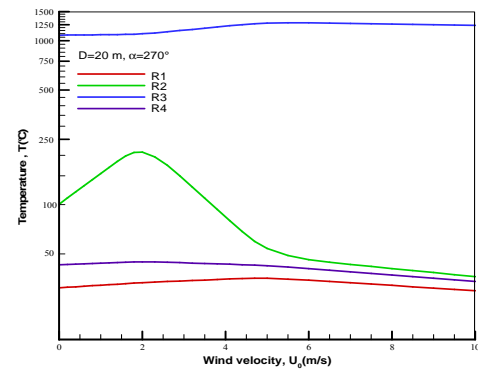
(b) portes droites

Figure VI.18 Evolution de la fraction molaire moyenne de CO au niveau des portes en fonction de l'angle  $\alpha$

La distribution de la température et les rejets toxiques comme CO au niveau des sorties de l'aéronef en fonction de l'intensité du vent dans le cas où la direction du vent est perpendiculaire à l'axe de l'avion sont illustrés sur les Figures VI.19 et VI.20. Pour la porte gauche L1, les niveaux de température et de CO restent tenables pour une vitesse du vent comprise entre 2 et 10 m/s. Pour la porte gauche L2 et L3, seulement dans le cas où le vent est absent, les conditions thermique et toxique sont tenables. Pour la porte gauche L4, les niveaux de température et de CO restent bas lorsque la vitesse du vent est inférieure à 4 m/s. La porte droite R3 au niveau de la voilure est complètement entourée par la flamme avec des niveaux de température et de CO très élevés quelle que soit l'intensité du vent. Pour la porte R2, dans le cas où la vitesse du vent est supérieure à 5 m/s, les conditions thermiques et toxiques sont tenables. Pour les portes droites R1 et R4, le niveau de la température et celui de CO restent faibles quelle que soit l'intensité du vent.

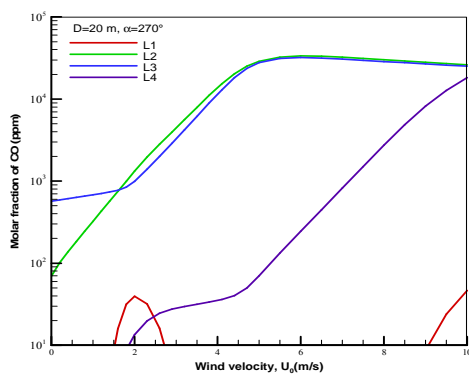


(a) portes gauches

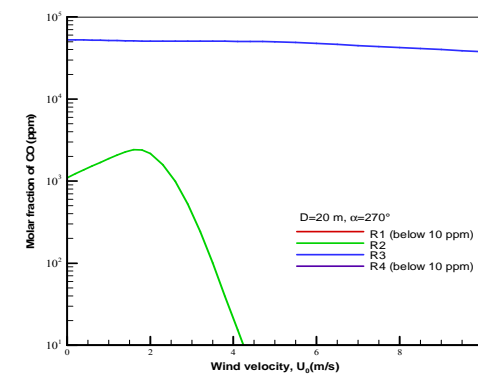


(b) portes droites

Figure VI.19 Evolution de la température moyenne au niveau des portes en fonction de la vitesse du vent



(a) portes gauches



(b) portes droites

Figure VI.20 Evolution de la fraction molaire moyenne de CO au niveau des portes en fonction de la vitesse du vent

## VI.10 Conclusion

De nouveau, la simulation de type LES apparaît comme une expérience numérique acceptable pour l'étude des risques de propagation du feu issu d'un aéronef. Le modèle semble prédire qualitativement la vitesse de la propagation et la vitesse de pyrolyse le long du fuselage de type composite. Deux régimes de propagation du feu en fonction de l'intensité de vent sont identifiés. Ceci permet d'estimer les nouveaux risques liés à l'emploi massif de matériaux composites dans les avions de nouvelle génération. La perturbation de flamme due à la présence d'un vent avec prise en compte d'un aéronef s'avère capital dans la mesure où elle affecte le flux de chaleur en



retour vers la surface de type composite. Cette étude permet d'aller à un niveau de détail permettant de prendre en compte l'influence de la pulsation, de l'oscillation et faire apparaître instabilités dans de telles flammes sur les transferts de chaleur. On arrive à la conclusion que la taille de la flamme issue d'un aéronef de type composite apparaît plus volumineuse que celle d'un aéronef de type aluminium. Par rapport à l'avion de type d'aluminium, la valeur de la perte massique du combustible liquide représente une augmentation d'environ 20% pour une vitesse supérieure à 5 m/s, et par conséquent, une puissance plus élevée. Le rayonnement est toujours tenu pour responsable de l'ignition des matériaux composites, pouvant émettre un flux de chaleur jusqu'à  $240 \text{ kW/m}^2$ . La vitesse de la propagation de la flamme peut atteindre jusqu'à 0.6 m/s lorsque le vent est suffisamment important.

Ces travaux ne sont pas considérés comme achevés. Il faut qu'ils soient capables de traiter des problèmes faisant intervenir des combustibles gazeux très divers. L'importance des variations de richesse locale sur la cinétique des réactions de formation des produits de combustion, et en conséquence sur le transfert radiatif, doit être mise en évidence. Les études de base sur la combustion de matériaux composites vont se poursuivre afin d'aboutir à une détermination réaliste des critères d'inflammabilité. La modélisation de ce type d'écoulement réactif en présence d'un aéronef de type composite reste beaucoup à faire au niveau de la prise en compte des processus successifs qui mènent à la pyrolyse puis à la gazéification de matériaux composites utilisés dans un aéronef. Il faut d'abord mettre au point une démarche théorique permettant d'appréhender le problème dans la complexité de la pyrolyse des matériaux composites. Puis, lors de sa résolution, il faut veiller à préserver la plus grande précision pour déterminer les mécanismes responsables de la pyrolyse à l'interface gaz-solide. Il est courant que les codes d'aérodynamique, permettant de résoudre les problèmes de développement du feu, soient extrêmement lourds. Il faut encore faire un effort de validation des résultats numériques pour appliquer au feu de l'aéronef en situation réelle.

## Conclusion générale et Perspectives

Nous résumerons ici les apports de cette recherche et indiquerons quelques perspectives en matière de développements futurs. Grâce à la Simulation Numérique des Grandes Echelles, nous sommes allés à un niveau de détail permettant de prendre en compte l'influence de la configuration d'un aéronaf sur la propagation de la flamme. Des analyses spécifiques ont été menées par nos soins sur les flux thermiques, ainsi que sur les champs de vitesse, de température et des espèces chimiques. L'idée directrice de ce mémoire provient de la constatation qu'il n'existe pas actuellement de modèle fiable pouvant décrire tout type de flammes turbulentes. Il faut alors retenir celui qui est le plus adapté à la configuration à traiter. Il faut alors choisir une méthode de calcul adaptée à leur nature et aux besoins.

Toutefois, la résolution elliptique s'est avérée coûteuse en temps de calcul. C'est pourquoi ont été élaborés un modèle de combustion et de suie à l'aide de quelques approximations pour des écoulements turbulents réactifs. Pour l'instant, le modèle de pyrolyse simple a été considéré, il donne satisfaction pour les matériaux composites à étudier. Ceci allège considérablement le processus de résolution numérique, et rend le solveur compétitif en termes de temps de calcul sans pénaliser sa précision. Enfin, pour être capable de simuler des feux de grande échelle dans le domaine aéronautique, il apparaît souhaitable de conserver un schéma rapide en temps de calcul. L'enjeu était de concevoir un modèle de feu encore plus général, capable de traiter les feux à grande échelle. Ce type de modèle est présenté dans le Chapitre I, consacrée à la mise en équations du problème et à la faisabilité d'une simulation numérique complexe. Les résultats obtenus sur les feux à une échelle intermédiaire sont en accord avec ceux expérimentaux. Ils sont par contre difficilement comparables aux résultats expérimentaux issus des feux à une échelle plus importante tridimensionnelle car l'instrumentation est très difficile. Outre les difficultés théoriques de ce type de problème, il faut ajouter les difficultés pratiques liées à la durée très importante des simulations sur ordinateur, donc un coût de calcul élevé.

Il a été décidé de mettre à profit les capacités prédictives d'un outil numérique avancé de simulation des incendies pour étudier les paramètres affectant le feu d'un aéronaf. Les capacités de l'outil numérique ont ensuite pu être évaluées par une démarche de validation progressive qui

a consisté à simuler des cas expérimentaux de complexité croissante. Ce travail a permis de mieux cerner les aptitudes de l'outil numérique à reproduire les phénomènes physiques intervenant dans le contexte du feu en présence d'un écoulement traversier. Une fois cette étape de validation satisfaite, le code a été exploité pour étudier les principaux paramètres affectant les flux de chaleur au niveau du fuselage. Il est apparu que ce type de modélisation constitue une voie incontournable et prometteuse pour l'étude des incendies d'un aéronef. Elle offre en effet un accès aisé à de nombreuses grandeurs et possède un domaine d'application très étendu. L'étude de paramètre affectant la distribution des flux thermiques a mis en évidence le fait que la direction et l'intensité du vent exercent évidemment une influence significative sur la structure de flamme. La description du feu de l'aéronef en termes de la condition du vent s'est avérée pertinente pour caractériser notamment la structure des flammes. Ceci suggère que c'est surtout la vitesse du vent qui détermine les caractéristiques des flux de chaleur au niveau du fuselage. A l'état stationnaire et pour une condition de vent donnée, la taille du foyer supérieure à 20 m influence peu le flux de chaleur maximal au niveau du fuselage. De plus, il a été montré que pour une taille de foyer donnée, la sévérité des flammes sur l'aéronef est plus importante avec le vent fort. Les résultats des simulations numériques concernant les caractéristiques de la pyrolyse des matériaux composites sont dans l'ensemble cohérents avec les mesures de P'. Le modèle de la flamme liquide constitue une approximation acceptable pour estimer les flux radiatifs reçus par un élément situé à l'aéronef. Il a été vu que ce modèle se comporte de façon satisfaisante par comparaison à un cas réel d'un accident de l'avion.

Cependant, elle se heurte aujourd'hui encore à de nombreuses difficultés concernant la prise en compte de phénomènes physiques complexes exerçant une influence significative sur l'ensemble du problème. Par exemple, la modélisation de la fluctuation du vent reste pour le moment sommaire et demande à être améliorée, car ces fluctuations influencent l'ensemble du champ radiatif résultant du feu. La chimie de la combustion est également un point délicat pour obtenir des simulations plus réalistes. Dans le code FDS plus particulièrement, on peut remarquer que les caractéristiques des écoulements sont généralement en bon accord avec les mesures expérimentales, malgré la grande simplicité du modèle de combustion. Mais des cinétiques à plusieurs étapes seront nécessaires à l'avenir pour simuler les phénomènes d'extinction et de prémélange, et mieux reproduire la production d'espèces intermédiaires. Les échanges

thermiques pariétaux restent délicats à traiter avec les multiples couches du fuselage, et demeurent également un sujet qui demande des améliorations dans le code. La pyrolyse est un sujet complexe qui demande à être étudié. De plus, la combustion simultanée de plusieurs types de combustibles reste encore difficile à traiter. Malheureusement, même lorsque la quantité de combustible est connue avec précision, la détermination de l'évolution de la puissance en fonction du temps demeure très difficile, pour ne pas dire impossible lorsque le combustible est constitué de divers matériaux différents les uns des autres. Les simulations réalisées au cours de ce travail ont montré que les grandeurs calculées, notamment les champs de température seront étroitement liées à la puissance du feu. Principalement à cause des forts couplages existant entre l'énergie libérée par la combustion et la production d'éléments volatils combustibles, ou par la méconnaissance des propriétés précises des matériaux composites, il existe de nombreuses possibilités de dérive dans l'estimation de la puissance. Pour le moment, la simulation numérique parvient seulement à retrouver des ordres de grandeurs à l'échelle industrielle. Le passage au feu en situation réelle constitue un problème encore loin d'être résolu. C'est la principale raison pour laquelle la vitesse et la direction du vent ont toujours été imposée dans la plupart des simulations numériques. Des essais expérimentaux sur le feu de grande échelle pourraient aider à caractériser l'effet de vent sur les flux thermiques au niveau de fuselage.

Les travaux en cours visent à améliorer les procédures existantes et à innover en utilisant des techniques prometteuses comme LES, qui prend en compte les dernières avancées en matière de modèle de combustion et de suie. Les modèles numériques doivent prévoir les aspects aussi bien chimiques de la combustion (pyrolyse du combustible condensé, réaction dans la flamme), que thermodynamiques (transfert de chaleur et de masse flamme-paroi). Le point délicat réside dans les phénomènes de pyrolyse du combustible condensé. Les bases théoriques sont posées pour le traitement de problème de mécanique- énergétique et combustion. Il faut d'abord mettre au point une démarche théorique permettant d'appréhender le problème dans la complexité de matériaux composites afin de déterminer de façon réaliste des critères d'inflammabilité de ces matériaux. Un des objectifs a consisté à développer une étude systématique des caractéristiques d'allumage, de propagation et de combustion massique de combustibles liquides ou solides. Plusieurs points seront plus spécialement pris en compte :

- domaines de stabilité et caractéristiques géométriques des flammes représentatives d'incendie ;
- caractérisation des feux couvrants et des fumées
- extinction de la flamme de diffusion par dilution et soufflage.

Nous indiquerons également quelques perspectives en matière d'applications futures.

i) La menace au feu existe au niveau du fuselage en raison de la structure complexe des multiples couches comme la peau de type aluminium ou composite, de la circulation d'air, de l'isolation acoustique/thermique et du panneau décoratif côté cabine dans une zone pressurisée en vol. De plus, la menace au feu augmente aussi par la demande de puissance électrique accrue des équipements électroniques et avioniques. La recherche portera essentiellement sur les propriétés des feux cachés dans une enceinte avec une ventilation contrôlée, sous ventilée. La stratification conduit à un milieu sans flottabilité réduisant l'entraînement de réactifs dans la flamme, ainsi la réaction se positionne dans une zone encore riche en produits de combustion. L'évolution du feu se trouve étroitement liée à la quantité d'oxygène disponible dans le local (flammes fantômes). Le facteur dominant à la ré-inflammation des fumées riches est la quantité minimale d'hydrocarbures totaux. La production d'imbrûlés dépend essentiellement de la température, de la zone chaude, de la ventilation et du temps mis par le mélange à réagir. Les études de base sur l'importance des variations de richesse locale, sur la cinétique des réactions de formation des produits de combustion (CO, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, suies), et en conséquence sur le transfert radiatif, permet de déduire le temps maximum conduisant au feu généralisé (flashover). Il est nécessaire de connaître d'une part, le comportement de la combustion (puissance calorifique dégagée, conditions d'extinction de la flamme, production des suies et des fumées...), et d'autre part, ses conséquences sur la structure de l'enceinte (effet de la pression et de la thermique). Le comportement de la flamme va être profondément modifié et l'efficacité de la combustion fortement diminuée. Cette étude vise à améliorer la connaissance de base des phénomènes liés à l'initiation, à la propagation et à l'extinction des flammes. Il s'agit alors de prévoir la vitesse de développement de feu, d'évaluer les risques de transition vers un embrasement généralisé, ou d'atteindre l'extinction naturelle de la flamme. Il devient alors possible de constituer une base de données significatives qui va s'avérer utile pour l'établissement de nouvelles normes en matière de sécurité incendie en aéronautique.

ii) Un feu naît souvent au niveau du moteur de l'avion. Un problème qui n'a pas été abordé, mais qui fait partie des perspectives de recherche, concerne l'extinction des feux du moteur en aéronautique par dilution et soufflage. Une des possibilités réside dans l'utilisation des générateurs de gaz à propergols solides. Citons l'intérêt pour la recherche de méthodes de substitution à l'utilisation des halons pour l'extinction des incendies en aéronautique. En ce qui concerne l'application pratique de ce type d'extincteur, il faut souligner que son emploi est aujourd'hui quasiment abandonné pour des raisons liées à la sécurité des installations embarquées dans l'aéronautique. Ce type d'extincteur est en cours d'étude théorique. Pour éteindre une flamme de diffusion, il est envisageable, soit de perturber la gazéification du combustible liquide en modifiant l'équilibre énergétique de surface, soit de désorganiser l'ensemble des phénomènes couplés de diffusion-réaction chimique en diminuant la valeur du nombre de Damkhöler par dilution et soufflage.

Parallèlement, nous nous sommes aussi intéressés aux méthodes numériques pouvant permettre d'améliorer les capacités de simulation numérique sur les feux de grande échelle. Le succès de ce programme passe obligatoirement par le développement d'échanges dans le domaine de la caractérisation des incendies, plus particulièrement des incendies à grande échelle, et par la mise en place de collaborations.



## References

- [1] P. Joulain, The behavior of pool fires : State of the art and new insights, 27th Symposium on Combustion, The Combustion Institute, p.2691, 1998.
- [2] B.J. McCaffrey, Purely buoyant diffusion flames. Some experimental results, Centre for Fire Research, NBSIR 79-910, National Bureau of Standards, Washington D. C., 1979.
- [3] P.H. Thomas, Fire modelling: A mature technology ?, Fire Safety Journal, 19, p.125, 1992.
- [4] M.A. Delichatsios, Air entrainment into buoyant jet flames and pool fires, Combustion and Flame, 20, p.33, 1987.
- [5] B.M. Cetegen, E.E. Zukoski and T. Kubota, Entrainment in the near and far field of fire plumes, Combust. Sci. Technol., 39, p.305, 1984.
- [6] J.G. Quintiere, Fundamentals of enclosure fire zone models, Journal of Fire Protection Engineering, 3, p. 99, 1989.
- [7] L.A. Gritzo, V.F. Nicolette, Coupling of large fire phenomenon with object geometry and object thermal response, Journal of Fire Sciences, 15, p.427-442,1997.
- [8] N.R. Keltner, W. Gill and L.A. Kent, Simulating fuel spill fires under the wing of an aircraft, Fire Safety Science, Proceedings of the 4th International Symposium, Canada, p.1017, 1994.
- [9] J.M. Suo-Anttila and L. Gritzo, The effects of wind on fire environments containing large cylinders, Combustion Science and Technology, 181, p.68, 2008.
- [10] W. Rodi, Calculation of stably stratified shear layers flows with a buoyancy-extended  $k - \epsilon$  turbulence model, Turbulence and Diffusion in Stable Environments, Hunt, J.C.R., Oxford, UK, DC: Clarendon Press, p.111, 1985.
- [11] F. Tamanini, A Numerical model for the protection of radiation-controlled turbulent wall fires, 17th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, p.1075, 1979.
- [12] G. Cox and S. Kumar, Field modelling of fire in forced ventilated enclosures, Combustion Science and Technology, 52, p.7, 1987.
- [13] K.B. McGrattan , P.F. Glenn and E.F. Jason, Fire Dynamics Simulator, Technical reference guide, NIST Technical Report, 2010.



- [14] R.G. Rehm and H.R. Baum, The equations of motion for thermally driven buoyant flows, *Journal of research of the NBS.*, 83, p.297, 1978.
- [15] B.F. Magnussen and B.H. Hjertager, On mathematical modelling of turbulent combustion with special emphasis on soot formation and combustion, 16th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, p.719, 1977.
- [16] A.C. Fernandez-Pello, The Solid Phase, *Combustion Fundamentals of Fire*, Ed by G. Cox, Academic Press, pp.31-100, 1995.
- [17] T. Poinso and D. Veynante, *Theoretical and Numerical combustion*, Edwards, 2001.
- [18] X. Coré, Méthode adaptative de raffinement local multi-niveaux pour le calcul d'écoulements réactifs à faible nombre de Mach, Thèse de Doctorat de l'Université de Provence, 2002.
- [19] C. Bailly and G. Comte-Bellot, *Turbulence*, Librairie Eyrolles, 2003.
- [20] J. Réveillon, Simulation dynamique des grandes structures appliquée aux flammes turbulentes non-prémélangées, Thèse de Doctorat de l'Université de Rouen, 1996.
- [21] A. Favre, Equations des gaz turbulents compressibles, *Journal de Mécanique*, 4, 1965.
- [22] J. Smagorinsky, General circulation experiments with the primitive equations I. the basic experiment. *Monthly Weather review*, 91, p.99, 1963.
- [23] S. Menon, Yeung P.K. and Kim W.W., Effect of subgrid models on the computed interscale energy transfer in isotropic turbulence, *Computers and Fluids*, 25:165, 1996.
- [24] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin and W.H. Cabot, A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model, *Phys. Fluids*, 7:1760-1765, 1991.
- [25] P. Sagaut, *Introduction à la simulation des grandes échelles pour les écoulements de fluide incompressible*, Springer, 1998.
- [26] G. Heskestad, *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*, Third edition, 2-17, National Fire Protection Association, Quincy, 2002.
- [27] R. Borghi and M. Destriau, *La combustion et les flammes*, Editions Technip, Paris, 1998.
- [28] F. E. Williams, *Combustion Theory*, Addison-Wesley, 1985.
- [29] T. Poinso, D. Veynante and S. Candel, Quenching processes and premixed combustion diagrams, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.228, pp.561-606, 1991.
- [30] N. Peters, *Turbulent Combustion*, Cambridge University Press, 2000.

- [31] B.F. Magnussen and I.S. Ertesvag, The eddy dissipation turbulence energy cascade model, *Combustion Science and Technology*, 159(1):213-235, 2000.
- [32] S.M. Hyde and J.B. Moss, Field modelling of carbon monoxide production in fires, *Proc. of 8th International Conference*, 2, p. 951, 1999.
- [33] F.L. Dryer and I. Glassman, High-temperature oxidation of CO and CH<sub>4</sub>, 14th Symposium (International) on Combustion. Pittsburgh : The Combustion Institute, 987-1003.
- [34] K.C. Adiga and D.E. Ramaker, Modeling pool-like gas flames of propane, *Fire Safety Journal*, 14, p 241, 1989.
- [35] Z.B. Chen, Wen, J.X., Xu B.P. and Dembele, S., The extension of eddy dissipation concept in the framework of Large Eddy Simulation and the subsequent modification, 23<sup>rd</sup> ICDERS, July 24-29, Irvine, USA, 2011.
- [36] M. Rullaud, Modélisation de la combustion turbulente via une méthode de tabulation de la cinétique chimique détaillée couplée à des fonctions densités de probabilité. Application aux foyers aéronautiques, Thèse de Doctorat de l'Université de l'INSA de Rouen, 2004.
- [37] David R.U. Johansen, Implementation of improved EDC combustion model in the open code FDS, 2011.
- [38] J.H. Lienhard IV and J.H. Lienhard V., A heat transfer textbook, Phlogiston Press Cambridge, 2005.
- [39] R. Siegel and J.R. Howell, Thermal radiation heat transfer, Hemisphere Publishing Corporation, 1972.
- [40] C.L. Tien, K. Y. Lee and A.J. Stretton, SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, Third edition, 1-89, National Fire Protection Association, Quincy, 2002.
- [41] W. Grosshandler, RadCal : A Narrow Band Model for Radiation Calculations in a Combustion Environment, NIST technical Note TN 1402, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, 1993.
- [42] T. Beji, Zhang, J. and Delichatsios, M.A., Determination of soot formation rate from laminar smoke point measurements, *Combustion Science and Technology* 180(5):927-940, 2008.
- [43] K.M. Leung, Lindstedt, R.P. and Jones, W.P., A simplified reaction mechanism for soot formation in nonpremixed flames, *Combustion and Flame*, pp.289-305, 1991.
- [44] Z. Wen, Yun, S., Thomson, M.J. and Lightstone, M.F., Modeling soot formation in turbulent kerosene/air jet diffusion flames, *Combustion and Flame*, 135, pp.323-340, 2003.

- [45] I. Hernandez Vera, Soot modeling in flames and Large-Eddy Simulations of thermo-acoustic instabilities, Thèse de Doctorat de l'Université de Toulouse, 2011.
- [46] A.E. Lutz, Kee, R.J., Grear, J.F. and Rupley, F.M., OPPDIF: A fortran computer program for computing opposed-flow diffusion flames, Sandia National Laboratories, Technical Rep. SAND96-8243, 1997.
- [47] H. Bockhorn, Soot formation in combustion, Springer, 1994.
- [48] I.M. Kennedy, Models of soot formation and oxidation, Progress in Energy and Combustion Science, 23:95-132, 1997.
- [49] G.W. Mulholland, SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, Third edition, 2-268, National Fire Protection Association, Quincy, 2002.
- [50] J.B. Moss, C. D. Stewart and K. J. Syed, Flow field modeling of soot formation at elevated pressure, 22<sup>ed</sup> Symposium on Combustion, The Combustion Institute, p 413-423, 1988.
- [51] J.B. Moss, C. D. Stewart and K. J. Young, Modeling soot formation and burnout in a high temperature laminar diffusion flame burning under oxygen-enriched conditions, Combustion and Flame, 101, p 491, 1995.
- [52] M.A. Delichatsios, A phenomenological model for smoke point and soot formation in laminar flames. Combustion Science and Technology, Volume 100, 283-298, 1994.
- [53] J. Nagle, R.F., Strickland-Constable, Oxidation of carbon between 1000-2000°C, Proc of 5th Conference on Carbon, 1, p.154, 1962.
- [54] B.K. Lee, W. M. Thring and M. J. Beer, On the rate of combustion of soot in a laminar soot flame, Combustion and Flame 6 ,137-145, 1962.
- [55] B.E. Launder. and D. B Spalding, The numerical computation of turbulent flow, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 3, p.269, 1974.
- [56] P. Simon, Modélisation et simulation des mécanismes de la combustion hybride dans un système propulsif, Thèse de Doctorat de l'Université de Poitiers, 1996.
- [57] V.C. Patel, Rodi W. and Scheuerer G., Turbulence models for near wall low Reynolds number flow : a review, AIAA Journal, Vol.23, n°9, pp1308-1319, 1985.
- [58] A. Murty Kanury, Introduction to Combustion Phenomena, New York: Gordon, 1975.
- [59] M. Curtat, Physique du feu pour l'Ingénieur, Traité de physique du bâtiment, CSTB, 2001.
- [60] G. Heskestad, Flame heights of fuel arrays with combustion in depth, The Fifth International Symposium on Fire Safety Science, p.427, 1997.

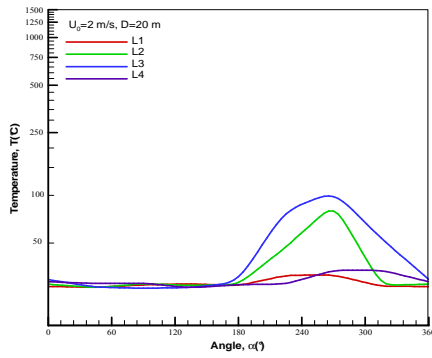
- [61] L. Orloff, J. de Ris and M.A. Delichatsios, Chemical effects on molecular species concentrations in turbulent fires, *Combustion and Flame*, 69:p 273, 1987.
- [62] C.W. Lautenberger, N. Jone L. de Ris, A. Dembsey, J.R. Barnett and H. R. Baum, A simplified model for soot formation and oxidation in CFD simulation of non-premixed hydrocarbon flames, *Fire Safety Journal* 40 p.141, 2005.
- [63] I.M. Kennedy, C. Yam, D.C. Rapp and R.J. Santoro, Modeling and measurements of soot and species in a laminar diffusion flame, *Combustion and Flame* 107, p 368.1996.
- [64] M.O. Annarumma, J.M. Most and P. Joulain, On the numerical modeling of buoyancy-dominated turbulent vertical diffusion flames, *Combustion and Flame*, 85, p. 403, 1991.
- [65] M.O. Annarumma, Modélisation numérique et validation expérimentale des flammes de diffusion turbulentes dominées par les effets de gravité, Thèse de Doctorat de l'Université de Poitiers, 1989.
- [66] H.Y. Wang, P. Joulain and J.M. Most, On the numerical modeling of buoyancy-dominated turbulent diffusion flames by using Large-Eddy-Simulation and k-eps turbulent model, *Journal of Combust. Sci. and Tech.*, 176: 1007-1034, 2004.
- [67] S. Desanghere, Détermination des conditions d'échauffement de structure extérieure à un bâtiment en situation d'incendie, Thèse de l'INSA de Rouen, 2006.
- [68] M. Lavid and A.L. Berlad, Gravitational Effects on Chemically Reacting Boundary Layer Flows over a Horizontal Flat Plate, 16th Symposium on Combustion, The Combustion Institute, p.1557, 1977.
- [69] A.A. Putnam, A Model Study of Wind-blown Free-burning Fires, 10th Symposium on Combustion, The Combustion Institute, p.1039, 1963.
- [70] A. Lönnemark and H. Ingason, Fire spread and flame length in large-scale tunnel fires, *Fire Technology*, 42, p.283-302, 2006.
- [71] A.M. Birk and P.H. Oosthuizen, Model for the prediction of radiant heat transfer to a horizontal cylinder engulfed in flames, ASME, No.82-WA/HT-52,1982.
- [72] D. Drysdale, *An Introduction to fire dynamics*, John Wiley and sons, NY 1985.
- [73] E. E. Zukoski, B. M. Cetegen and T.Kuubota, Visible Structure of Buoyant Diffusion Flames, 20<sup>th</sup> Symposium on Combustion, The Combustion Institute, p 361,1984
- [74] G. Heskestad, Engineering Relations for Fire Plumes, *Fire Safety Journal*, p 25, 1984.

- [75] G. Cox and R. Chitty, A Study of the Deterministic Properties of Unbounded Fire Plumes, *Combustion and Flame*, 39, p.191, 1980.
- [76] G. Cox and R. Chitty, Some source-dependent effects of unbounded fires, *Combustion and Flame*, 60, p 219, 1985.
- [77] P.H., Thomas, The size of flames from natural fires, 9<sup>th</sup> Symposium on combustion, The Combustion Institute, p 844, 1963.
- [78] A.C. Fernandez-Pello, Flame spread modeling, *Combustion Science and Technology*, p 119, 1984.
- [79] B.D. Wood, P.L. Blackshear and R.G. Feckert, *Combustion Science and Technology*, p.113, 1971.
- [80] J.L. Torero, L. Bonneau, J. M. Most and P. Joulain, The effect of gravity on laminar diffusion flame established over a horizontal flat plate, 25<sup>th</sup> Symposium on Combustion, The Combustion Institute, p.1701, 1994.
- [81] G. Kolb, Etude d'une flamme non prémélangée caractéristique d'un incendie en présence d'un écoulement forcé, Thèse de l'Université de Poitiers, 1996.
- [82] L. Audouin and J.M. Most, Average centreline temperature of a buoyancy pool fire by image processing of video recordings, *Fire Safety Science*, 24, p 167, 1995.
- [83] V.B. Apte, Bilger R. W., Green A. R. and Quintiere J.G., Wind aided turbulent flame spread and burning over large-scale horizontal PMMA surfaces, *Combustion and Flame*, 85, pp.169-184, 1991.
- [84] V. Babrauskas, *SFPE Handbook of fire protection Engineering*, Third edition, p.3-37, National Fire Protection Association, Quincy, 2002.
- [85] G.D. Wang, H.Y. Wang and J.M. Most, Mathematical modelling of the interaction between wind and aviation-fuel fire engulfing a fuselage-sized cylinder, *Journal of Fire Sciences*, Volume 31, page 424-448, 2013.
- [86] L.H. Russell and J.A. Cannfield, Experimental measurement of heat transfer to a cylinder immersed in a large aviation-fuel fire, *Journal of Heat Transfer*, 95, p.397, 1973.
- [87] J. Gregory, N.R. Keltner and R. Mata, Thermal measurements in large pool fires, *Journal of Heat Transfer*, 111, p.446, 1989.
- [88] Y.L. Sinai and M.P. Owens, Validation of CFD modelling of unconfined pool fires with cross-wind: flame geometry, *Fire Safety J.* 24: 1-34, 1995.

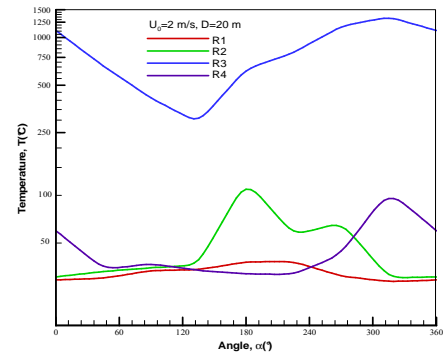
- [89] A.N. Beard, On a priori, blind and open comparisons between theory and experiment, *Fire Safety Journal*, 35, p .63, 2000.
- [90] Uncontained engine failure, Boeing 737-236 series 1, G-BGJL, Aircraft Accident Investigation Board (AAIB), United Kingdom.
- [91] Y. Xin, J. Gore, K. McGrattan, R. Rehm and H. Baum, Fire dynamics simulation of a turbulent buoyant flame using a mixture-fraction-based combustion model. *Combustion and Flame*, 141:329-335, 2005.
- [92] T.Z. Harmathy, The possibility of characterizing the severity of fires by a single parameter, *Fire and Materials*, 4(2):71-76, 1980.



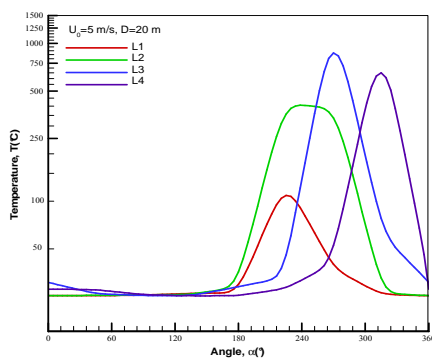
## Annexe A. Evolution de la température au niveau des portes pour l'avion de type d'aluminium



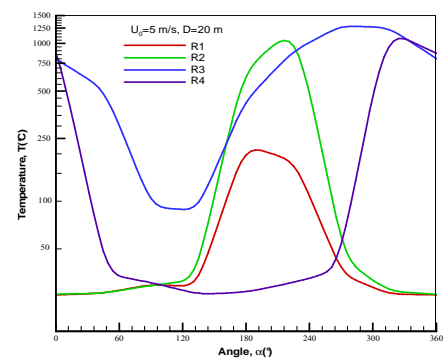
(a)  $U_0 = 2$  m/s, portes gauches



(b)  $U_0 = 2$  m/s, portes droites



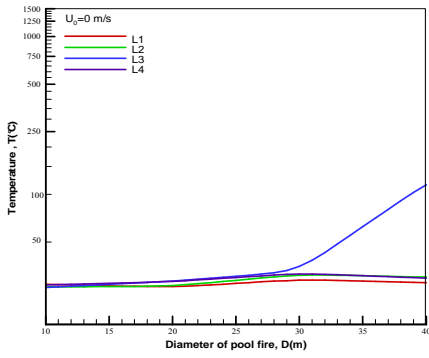
(c)  $U_0 = 5$  m/s, portes gauches



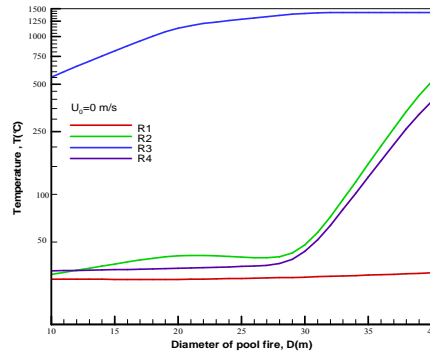
(d)  $U_0 = 5$  m/s, portes droites

Figure A.1 Evolution de la température moyenne au niveau des portes en fonction de l'angle  $\alpha$  pour  $D = 20$  m

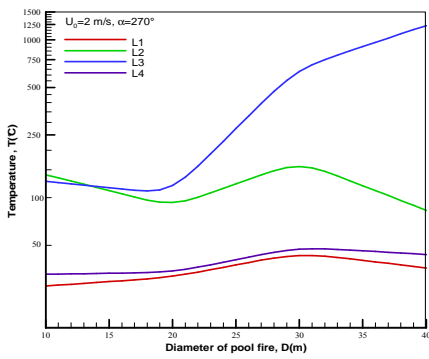




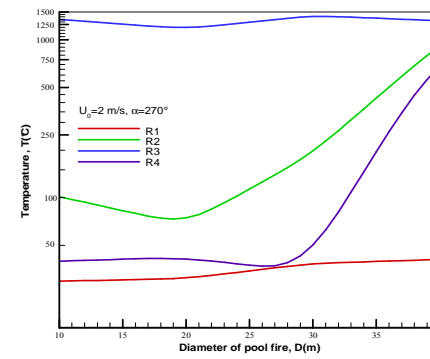
(a)  $U_0 = 0 \text{ m/s}$ , portes gauches



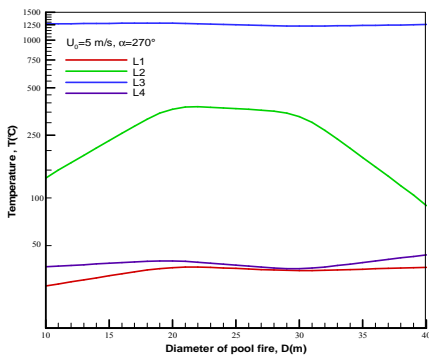
(b)  $U_0 = 0 \text{ m/s}$ , portes droites



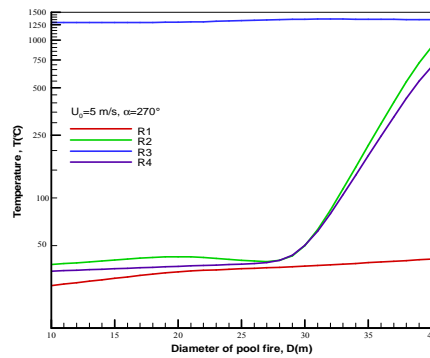
(c)  $U_0 = 2 \text{ m/s}$ , portes gauches



(d)  $U_0 = 2 \text{ m/s}$ , portes droites



(e)  $U_0 = 5 \text{ m/s}$ , portes gauches



(f)  $U_0 = 5 \text{ m/s}$ , portes droites

Figure A.2 Evolution de la température moyenne au niveau des portes en fonction du diamètre de la nappe D pour  $\alpha = 270^\circ$

## Annexe B. Evolution de la fraction molaire de CO au niveau des portes pour l'avion de type d'aluminium

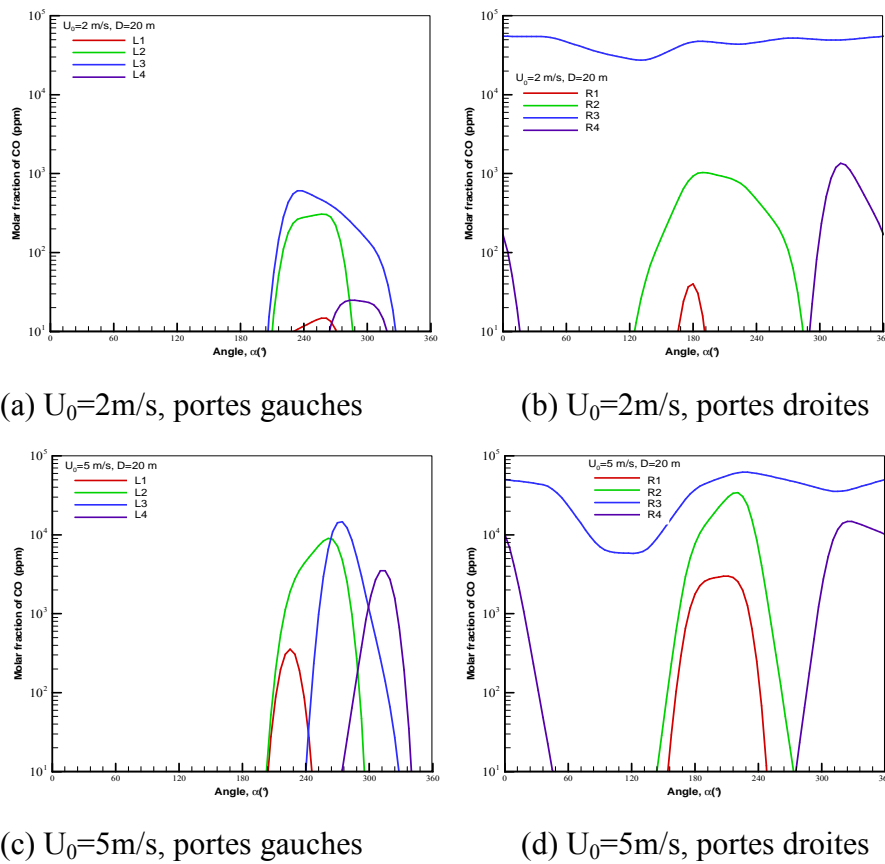
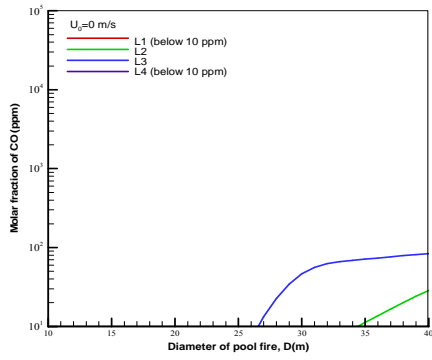
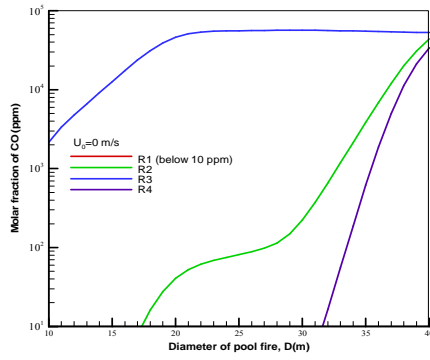


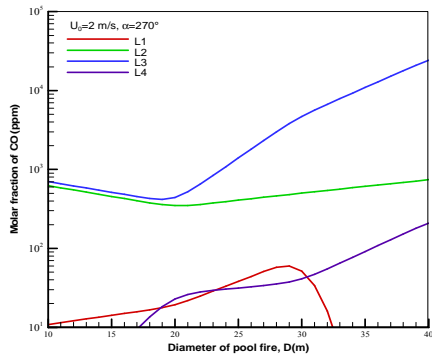
Figure B.1 Evolution de la fraction molaire moyenne de CO au niveau des portes en fonction de l'angle  $\alpha$  pour  $D=20\text{m}$



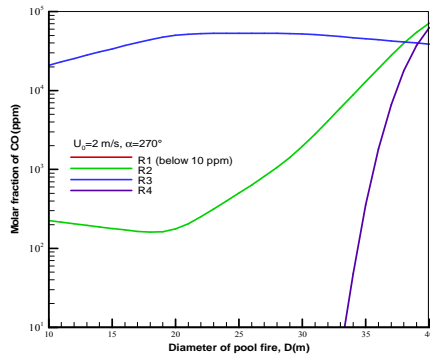
(a)  $U_0=0\text{m/s}$ , portes gauches



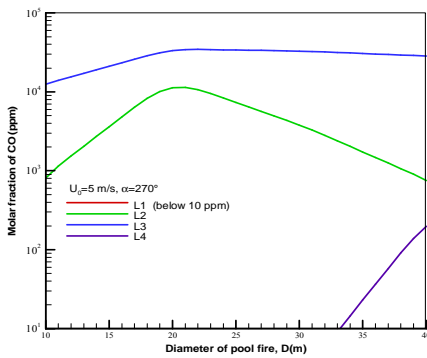
(b)  $U_0=0\text{m/s}$ , portes droites



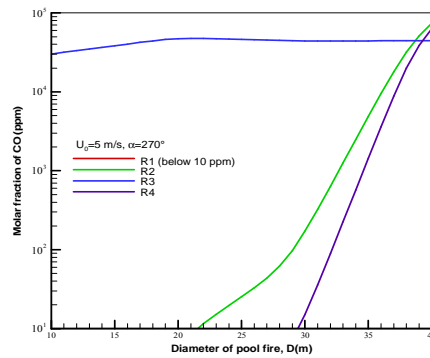
(c)  $U_0=2\text{m/s}$ , portes gauches



(d)  $U_0=2\text{m/s}$ , portes droites



(e)  $U_0=5\text{m/s}$ , portes gauches



(f)  $U_0=5\text{m/s}$ , portes droites

Figure B.2 Evolution de la fraction molaire moyenne de CO au niveau des portes en fonction du diamètre de la nappe D pour  $\alpha=270^\circ$

## Annexe C. Evolution du flux de chaleur au niveau des portes pour l'avion de type d'aluminium

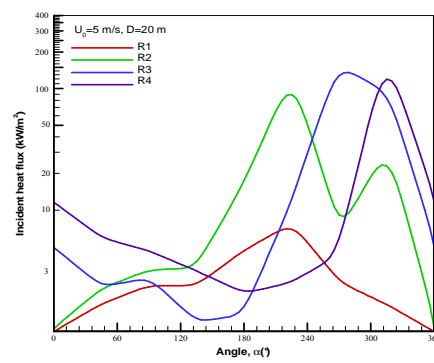
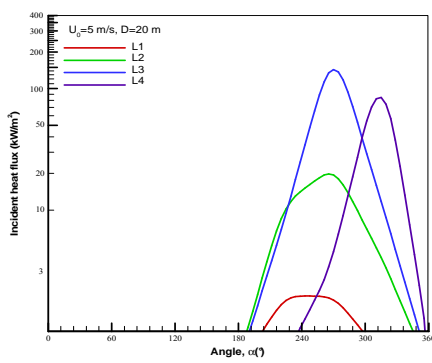
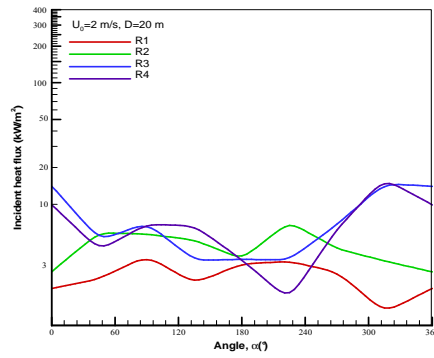
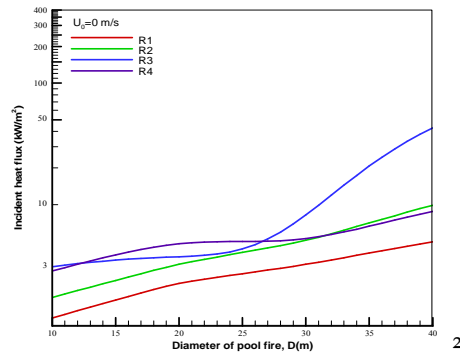
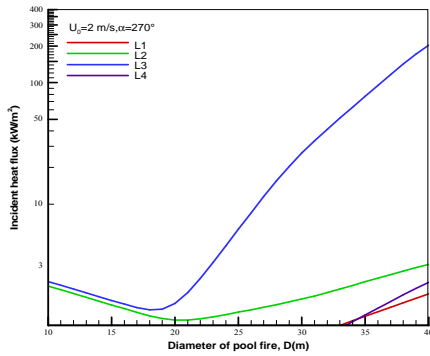


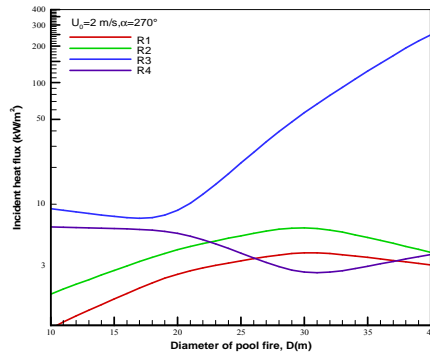
Figure C.1 Evolution du flux de chaleur moyen au niveau des portes en fonction de l'angle  $\alpha$  pour  $D=20\text{m}$



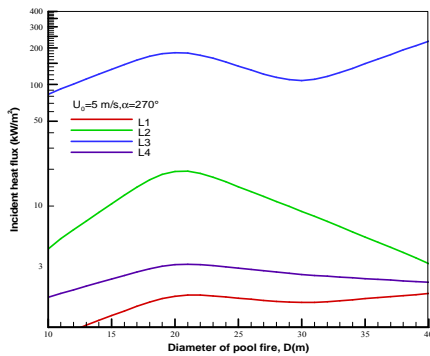
(a)  $U_0=0\text{m/s}$ , portes droites



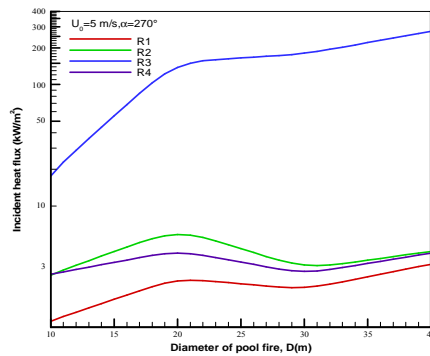
(b)  $U_0=2\text{m/s}$ , portes gauches



(c)  $U_0=2\text{m/s}$ , portes droites



(d)  $U_0=5\text{m/s}$ , portes gauches



(e)  $U_0=5\text{m/s}$ , portes droites

Figure C.2 Evolution du flux de chaleur moyen au niveau des portes en fonction du diamètre de la nappe  $D$  pour  $\alpha=270^\circ$



Le feu est une des préoccupations majeures des avionneurs et des compagnies aériennes étant donnée la grande quantité de combustibles hautement inflammables à bord. De plus, la menace au feu augmente par l'allègement grâce à la substitution de l'aluminium par de matériaux composites inflammables. La simulation numérique des grandes échelles est appliquée à un feu de nappe de kérosène de grande échelle soumis à un vent traversier avec prise en compte d'un aéronef de type d'aluminium et celui composite. La combustion est traitée à l'aide d'une réaction globale et une hypothèse de chimie infiniment rapide, choix valables tant que le feu est dans un régime de sur-ventilation où la combustion est contrôlée par le mélange des réactifs. L'interaction entre la combustion et la turbulence est traitée par une approche de type EDC (Eddy Dissipation Concept). L'équation des transferts radiatifs est résolue à l'aide de la méthode des volumes finis. Les propriétés radiatives du milieu sont estimées à l'aide d'un modèle à larges bandes donnant une bonne approximation du coefficient d'absorption par rapport aux calculs spectraux. Les suies sont modélisées par un modèle semi-empirique de type Smoke-Point tenant compte du processus de formation des suies par nucléation. Pour l'instant, le modèle de pyrolyse simple, contrôlée par la température, est utilisé à travers d'une approche du nombre de transfert de masse. Des analyses spécifiques ont été menées par nos soins sur la forme de flamme, ainsi que sur les flux thermiques, les champs de vitesse, de température et des espèces chimiques. Les résultats obtenus sur les feux à une échelle intermédiaire sont en accord avec les résultats expérimentaux. Ils sont par contre difficilement comparables aux résultats expérimentaux sur les feux à une échelle plus importante tridimensionnelle car l'instrumentation dans le domaine en aéronautique est très difficile. Quelques soient la taille de foyer et l'intensité de vent, le flux de chaleur maximal venant de nappe de kérosène semble inférieur à  $340 \text{ kW/m}^2$ .

**Mots clés :** Feu de nappe, Produit toxique, Rayonnement et absorption, Vent traversier, Combustion, Transfert de chaleur, Suie, Aéronautique, Composites

Large fully turbulent fires, which result as a consequence of an aircraft accident, pose a severe hazard to the occupants and cargo. This numerical study focuses on the fire phenomenology associated with the presence of an aircraft immersed, at one particular location and orientation, within a large aviation-fuel fire in a moving fluid medium. Turbulence is modelled using a standard Smagorinsky sub-grid scale model in a Large Eddy Simulation. An extension of the eddy dissipation concept is incorporated, allowing to investigate the roles of the wind speed and its direction on the fire growth, heat flux distribution and smoke products, such as carbon monoxide and soot. The outcome of the study is interesting, and the interaction model between turbulence and combustion is indeed adequate. A radiative transfer equation is solved by using a discrete expression adapted to a finite volume method. The soot model is based on a Smoke-Point concept, and the mixture of soot and gas behaves as a gray medium. The predicted flame shape and heat flux compare well with the measurements. The prediction indicates that interaction between aircraft and fire environment combined with the influence of wind conditions affects dramatically location of the continuous flame zone and heat flux distribution. The highest heat flux occurs on the windward side of the aircraft for the low and medium winds, but on the leeward side of the aircraft for the high wind. A good reproduction of the experimental trends has been achieved for the temperature field. Preliminary comparisons of the heat flux distribution on the cylinder skin show promise. The peak heat fluxes to the aircraft for various wind conditions range from  $200\text{-}340 \text{ kW/m}^2$ , and the contribution of radiation to the aircraft skin is higher than 95% of the total heat flux.

**Key words:** Aeronautics, Composite materials, Toxic product, Crosswind, Combustion, Soot, Heat-Radiation and absorption, Heat transfer