
UNIVERSITE DE PROVENCE

Ecole Polytechnique Universitaire de Marseille
Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels

CNRS UMR 6595

Thèse

Présentée et soutenue publiquement le 28 Novembre 2007

Pour l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE PROVENCE

Discipline : **MECANIQUE-ENERGETIQUE**

Ecole Doctorale : MECANIQUE, PHYSIQUE ET MODELISATION

Yannick PIZZO

**Caractérisation de la flamme de diffusion établie le long d'un
combustible solide en convection naturelle par le nombre de
transfert de masse**

Président :

G. Searby Directeur de recherche, IRPHE, Marseille

Rapporteurs :

A. Coppalle Professeur, CORIA, Rouen

A.C. Fernandez-Pello Professeur, Université de Californie, Berkeley

Examineurs :

J.L. Torero Professeur, Université D'Edinburg

J.L. Consalvi Maître de conférences, Université de Provence, Marseille

B. Porterie Professeur, Université de Provence, Marseille (Directeur de thèse)

Invité :

R. Gonzalez Chef de service IRSN / DPAM / SEMIC

Remerciements

Mes premiers remerciements vont aux Professeurs Carlos-Fernandez Pello et Alexis Coppale pour avoir bien voulu rapporter mon travail.

Un grand merci à Geoff Searby, Directeur de Recherche au CNRS pour m'avoir fait l'honneur de présider mon jury.

Que M. le Professeur J.L. Torero reçoive mes remerciements pour avoir bien voulu suivre ce travail.

Je tiens à exprimer mes remerciements au Professeur Bernard Porterie, directeur de cette thèse. Sa culture scientifique, sa persévérance, sa rigueur ainsi que son soutien m'ont permis de mener à bien ce travail.

Un grand merci à Jean-Louis Consalvi, Maître de Conférences à l'Université de Provence pour sa présence dans mon jury.

Merci à Richard Gonzalez, Chef de Service à l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire pour m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury de thèse et pour toute l'aide qu'il m'a apporté.

Merci à Maria Faury, Chef de service à l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire pour m'avoir accueilli dans ses installations tout au long de mon travail.

Merci à Mickael Coutin et Laurent Audouin, Ingénieurs / Chercheurs au sein de l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire pour leur encadrement et leurs conseils avisés. Merci à Laurence Rigollet, Chantal Casselman, Jean-Marc Such et Pascal Guillou, chefs de laboratoires pour leur aide ainsi que pour leur soutien permanent.

Merci à Bernard Gautier responsable Recherche et Développement Incendie à Electricité de France pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

Merci à l'ensemble du LEF et du LIMSI pour leur aide précieuse.

Un grand merci à toute mon équipe de recherche : mes compagnons de route, Fatiha pour sa grande sagesse et Nico pour tout le reste... Pierrick, qui m'a beaucoup aidé, « je te souhaite mon ami, bonne route ».

Un grand merci à Ahmed, pour sa disponibilité et son aide précieuse. Un grand merci à Andres pour m'avoir fait partager son expérience d'expérimentateur. Merci à Jean-Pierre Clerc, Professeur émérite à l'Université de Provence ainsi qu'au Professeur Jean-Claude Loraud.

Je tiens à revenir sur la présence dans cette équipe de deux personnes qui ont particulièrement compté non seulement au cours de ces trois années, mais déjà auparavant et je l'espère par la suite. Bernard, merci pour la confiance dont vous m'avez fait preuve, merci de m'avoir donné goût à ce travail. Je me souviens très bien d'un cours de Mécanique des Systèmes où il y a maintenant 8 ans, je projetais de faire une thèse sous votre direction : je ne m'étais pas trompé !

Enfin, merci à toi Jean-Louis, tout d'abord pour tout ce que tu m'as apporté sur le plan scientifique. Merci pour avoir toujours cru en mes choix, quand beaucoup pensaient que nous faisions fausse route. Merci pour tout le temps que tu m'as consacré... Enfin au-delà de

l'encadrement de cette thèse, peu savent à quel point tu m'as soutenu, j'espère que notre amitié durera.

J'ai bénéficié au cours de ces trois années et encore actuellement d'un soutien exceptionnel... Peu de thésards ont eu la chance de travailler dans des conditions aussi favorables.

Un très très grand merci à Philippe pour son immense aide... Cette thèse aurait été bien différente sans tes exceptionnelles connaissances. Merci pour tout le temps que tu m'as consacré ! Au-delà de l'aspect scientifique, tu es vraiment quelqu'un de formidable... Merci à toi !

Un grand merci à mon amie et ancienne collègue de bureau Valérie.

Un très grand merci à tous mes amis qui m'ont supporté et encouragé pendant ces trois années : Tout d'abord les voileux, Francky et Tonton, merci pour l'amitié que vous me portez depuis toutes ces années...

Un grand merci à Hélène qui a toujours été présente, ainsi qu'à David, merci à vous.

Merci à Nico et Caro, toujours présents, et à mon Polo...

Merci aux anciens d'UNIMECA, Babouche, Casa, Bibi, Dam et Nelly (jeunes mariés à présent), Dimitri, Jérôme, Armelle... et tous les autres !

Un grand merci à Mireille, Marion, Stéphane et tous mes amis de la SNEM et du Challenge de l'Estaque.

Merci enfin aux autres doctorants et amis de l'IUSTI, Flo et Christian, derniers rescapés de l'« open space », Yan et les autres...

Un grand merci aux Aixois et plus particulièrement aux Ceregiens ou ex Ceregiens : Julie (triangle ou carré, je ne sais plus trop...), Guillaume et Sophie, PH et Lise, Barbara, Agnès et Seb, Adrien, Mel et les autres...

Enfin, je remercie mes parents, Marie-Claude et Nicola qui m'ont toujours soutenu dans mes choix... Ainsi que mon petit frère Mikaël, qui par son « sens physique » exacerbé m'a toujours donné beaucoup de complexes... Merci à vous !

Pour terminer, je remercie celle qui me supporte et me soutient (ceux qui me connaissent savent à quel point cette tâche est difficile !)...Prisc, ton amour, ton soutien et ta compréhension ont été essentiels en cette fin de thèse.

Avant-propos

Ce travail de thèse a été financé par l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire et Electricité de France.

**Caractérisation de la flamme de diffusion établie le long d'un
combustible solide en convection naturelle par le nombre de transfert
de masse**

Y. PIZZO

Résumé

Dans le domaine de la sécurité incendie, le taux de pyrolyse d'un matériau combustible soumis à un feu est un paramètre essentiel dans l'évaluation de la puissance du feu et de ses conséquences sur l'environnement. La présente étude est consacrée à la détermination expérimentale, analytique et numérique du taux de pyrolyse à l'état stationnaire le long d'une plaque plane de PMMA en position verticale et soumise au feu. Un dispositif expérimental original a été développé, ainsi qu'une technique de mesure basée sur la détermination instantanée de la surface de régression du combustible. Une analyse théorique basée sur les hypothèses de couche limite laminaire réactive et un modèle numérique bidimensionnel reposant sur la résolution des équations complètes de Navier-Stokes sont utilisés. L'étude des débits massiques surfaciques de combustible permet de mettre en évidence des effets tridimensionnels qui se manifestent pour de faibles largeurs de plaque. Dans la partie laminaire de l'écoulement, proche du bord d'attaque, les résultats expérimentaux et numériques présentent une décroissance du taux de pyrolyse en bon accord avec ce que prévoit la théorie de la couche limite laminaire réactive. Les écarts observés sur les lois d'échelle s'expliquent par le fait que la théorie ne prend en compte les pertes radiatives et conductives à l'interface combustible / gaz. Les hypothèses de validité de la théorie de la couche limite réactive sont ensuite discutées. On montre qu'en écoulement libre le taux de pyrolyse est inversement proportionnel au gradient de vitesse pariétal. Un modèle de pyrolyse basé sur le nombre de transfert de masse est proposé dans la phase transitoire, en s'affranchissant du calcul de la phase gazeuse.

Abstract

The rate of pyrolysis of a fire-exposed solid fuel is a key parameter to evaluate the intensity of fire and its effects on surroundings. The present study is experimental, theoretical and numerical. It focuses on the determination of the steady-state pyrolysis rate of a vertical slab of PMMA. An original experimental set-up is thus developed along with a specific procedure in order to locate the regressing surface of the solid material. A theoretical approach which is based on the reactive laminar boundary layer theory (LBL) assumptions and a numerical two-dimensional CFD model are used. Experimental results show that a three-dimensional behavior appears for small slab widths. In the laminar part of the flow, near to the leading edge, experimental and numerical results reveal a decreasing power-law of the pyrolysis rate, in agreement with the LBL theory. Radiative and convective effects that are not taken into account by the theory are responsible for discrepancies on scaling laws. The assumptions of the LBL theory are discussed. It is found that for free flows the pyrolysis rate is inversely proportional to the normal gradient of the gas velocity at the fuel surface. A transient pyrolysis model based on the mass transfer number is proposed, avoiding the calculation of the thermal and flow fields of the gas phase.

SOMMAIRE

NOMENCLATURE	12
1. INTRODUCTION	16
1.1 Contexte	16
1.2 Revue bibliographique	18
1.3 Présentation de l'étude	26
2. ANALYSE THEORIQUE	28
2.1 Hypothèses	28
2.2 Equations de conservation gouvernant le problème	29
2.3 Formulation de la solution auto-similaire	31
2.3.1 Analyse de Shvab-Zeldovich	31
2.3.2 Introduction de la fonction de courant $\psi(x,y)$	32
2.3.3 Introduction de la variable auto-similaire	32
2.3.4 Equation de quantité de mouvement	33
2.3.5 Equation de transport de la variable J	35
2.3.6 Conditions à la limite	35
2.3.7 Etablissement du second membre de l'équation de quantité de mouvement	37
2.3.8 Système final	37
2.4 Variables de sortie de la théorie de la couche limite laminaire	38
2.5 Prise en compte des pertes radiatives et des flux de chaleur autres que la convection au niveau de l'interface gaz / combustible	38
2.5.1 Prise en compte du rayonnement au sein de l'écoulement	39
2.5.2 Prise en compte des transferts de chaleur à la paroi autres que la convection	39
2.6 Résolution des équations de la couche limites laminaire	40
3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL, INSTRUMENTATION ET MESURES	43
3.1 Dispositif	43
3.1.1 Le foyer	43
3.1.2 Le système de mise à feu	51
3.1.3 Le système d'extinction	52
3.1.4 Dispositif de sécurité	52
3.2 Instrumentation et mesures associées	53
3.2.1 Mesures vidéo	53
3.2.2 Mesures de température	62
3.2.3 Vitesse de propagation du front de pyrolyse	65
3.2.4 Mesure de la perte de masse	72
3.3 Détermination du débit de pyrolyse	72
3.3.1 Reconstruction d'une image latérale	72
3.3.2 Traitement d'images	72
3.3.3 Sensibilité de la mesure à la valeur du seuil de niveau de gris (SNG)	74
3.3.4 Débit massique surfacique de pyrolyse	75
3.3.5 Validations de la mesure	75
3.3.6 Correction apportée à posteriori	77
4. MODELE NUMERIQUE	80
4.1 Modèle numérique	80
4.2 Modèle de combustion	81
4.3 Modèle de rayonnement	82

4.4	Modèle de production des suies	82
4.5	Modèle Pyrolyse	84
4.6	Procédure de résolution numérique	86
5.	RESULTATS ET DISCUSSION	90
5.1	Etude de la phase stationnaire	90
5.1.1	Résultats expérimentaux	90
5.1.2	Analyse théorique et numérique	94
5.1.3	Détermination du nombre B de transfert de masse à partir des résultats expérimentaux	106
5.2	Etude de la phase propagative : effet de la largeur	107
6.	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	112
7.	RÉFÉRENCES	116
8.	ANNEXES	123

LISTE DES TABLEAUX

<i>Tableau 1 : Données nécessaires à l'étude analytique.</i>	42
<i>Tableau 2 : Caractéristiques du PMMA selon différentes sources.</i>	49
<i>Tableau 3 : Positions des thermocouples à la surface de la plaque de combustible le long de son axe de symétrie.</i>	50
<i>Tableau 4 : Réglages du système d'éclairage et du temps d'obturation pour différentes largeurs de plaque.</i>	61
<i>Tableau 5 : Positions et noms des thermocouples sur la plaque de combustible.</i>	63
<i>Tableau 6 : Résumé des équations de transport sous forme générique.</i>	88
<i>Tableau 7 : Conditions initiales et conditions aux limites.</i>	89

LISTE DES FIGURES

<i>Figure 1 : Configuration de l'étude.</i>	18
<i>Figure 2 : Schéma de la configuration étudiée.</i>	28
<i>Figure 3 : Schéma et photo du dispositif expérimental.</i>	44
<i>Figure 4 : Schéma et photo du support à combustible.</i>	45
<i>Figure 5 : « Masque en face avant » délimitant une zone de pyrolyse de 25 mm de largeur.</i>	45
<i>Figure 6 : « Masque en face avant » délimitant une zone de pyrolyse de 50 mm de largeur.</i>	46
<i>Figure 7 : « Masque en face avant » délimitant une zone de pyrolyse de 100 mm de largeur.</i>	46
<i>Figure 8 : « Masque en face avant » délimitant une zone de pyrolyse de 150 mm de largeur.</i>	47
<i>Figure 9 : « Masque en face avant » délimitant une zone de pyrolyse de 200 mm de largeur.</i>	47
<i>Figure 10 : Localisation des perçages de fixation de la plaque de combustible en vue de face.</i>	50
<i>Figure 11 : Photo du système d'allumage en phase de chauffe.</i>	52
<i>Figure 12 : Positionnement de l'instrumentation optique.</i>	54
<i>Figure 13 : Zones de prises de vues des trois caméras.</i>	55
<i>Figure 14 : Photo du dispositif expérimental localisé sous la tour Saturne.</i>	56
<i>Figure 15 : Exemple d'image instantanée (caméra 2, t = 900 s).</i>	56
<i>Figure 16 : Image moyennées sur 10 s (caméra 2).</i>	57
<i>Figure 17 : Exemple d'images instantanée et moyennée (10 s, en fausses couleurs) obtenues par visualisation de la face avant de la plaque.</i>	58
<i>Figure 18 : Prise de vue latérale moyenne (10 s) de la caméra 1 permettant la mesure des longueurs de flamme.</i>	58
<i>Figure 19 : Schématisation de la prise de vue latérale.</i>	60
<i>Figure 20 : Image reconstruite (caméras 1, 2 et 3) et moyennée.</i>	62
<i>Figure 21 : Technique d'implantation des thermocouples à la surface de la plaque combustible.</i>	63
<i>Figure 22 : Localisation des perçages pour le passage des thermocouples destinés à la mesure de la température de surface.</i>	64
<i>Figure 23 : Position de la caméra IR face au foyer.</i>	66
<i>Figure 24 : Historique de la température en un point de la surface obtenue par l'intermédiaire de la caméra thermique.</i>	66
<i>Figure 25 : Evolution du front de pyrolyse le long d'une plaque plane de PMMA en position verticale.</i>	67
<i>Figure 26 : Illustration du traitement d'images issues de la caméra thermique placée face au foyer.</i>	67
<i>Figure 27 : Disposition de la caméra RGB et du « spot » de lumière froide.</i>	68

<i>Figure 28 : Prise de vue de la face arrière de la plaque combustible par la caméra RGB.....</i>	<i>68</i>
<i>Figure 29 : Extraction d'une région d'intérêt d'une image brute.....</i>	<i>69</i>
<i>Figure 30 : Evolution de l'écart type à chaque position en pixel le long de l'axe x.....</i>	<i>70</i>
<i>Figure 31 : Evolution de l'écart type pour chaque position x en pixels après filtrage et suppression du premier plan lissé.....</i>	<i>71</i>
<i>Figure 32 : Evolutions temporelles du front de pyrolyse le long de la plaque combustible.....</i>	<i>71</i>
<i>Figure 33 : Traitement d'images spécifique développé pour la détermination de la position de l'interface combustible / gaz et appliqué à une image de référence.....</i>	<i>73</i>
<i>Figure 34 : Illustration de la sensibilité du traitement d'image au seuil de niveau du gris (variant de 15 à 60).....</i>	<i>74</i>
<i>Figure 35 : Profils de la position de l'interface combustible / gaz le long de l'axe de symétrie de la plaque combustible obtenus à t = 850 s, 1150 s et 1450 s par le traitement d'images et à t = 1450 s par le contrôle destructif.....</i>	<i>76</i>
<i>Figure 36 : Profil de la zone de pyrolyse dans le sens de la largeur de la plaque combustible. (Plaques découpées à x = 10 cm au dessus du bord d'attaque).....</i>	<i>78</i>
<i>Figure 37 : Deux différents types de profils possibles de la surface de pyrolyse suivant la largeur de la plaque combustible.....</i>	<i>79</i>
<i>Figure 38 : Schématisation : a) d'un volume de contrôle et b) d'un angle de contrôle.....</i>	<i>87</i>
<i>Figure 39 : Débits massiques totaux pour des plaques de 2.5 à 25 cm de large.....</i>	<i>90</i>
<i>Figure 40 : Débits massiques surfaciques le long de l'axe de symétrie des plaques de PMMA pour les différentes largeurs de plaques considérées.....</i>	<i>91</i>
<i>Figure 41 : Photo d'une plaque de combustible coupée le long de son axe de symétrie dans le sens de la longueur.....</i>	<i>92</i>
<i>Figure 42 : Evolution temporelle du débit massique total adimensionné par la largeur pour des plaques combustibles de 2.5 à 20 cm de large.....</i>	<i>94</i>
<i>Figure 43 : Domaine de calcul.....</i>	<i>96</i>
<i>Figure 44 : Profils de températures et lignes de courant prédits numériquement le long de la plaque plane de PMMA.....</i>	<i>97</i>
<i>Figure 45 : Composante de la: a) vitesse suivant x, b) température du gaz, c) fraction volumique de suies, d) fraction massique de MMA, e) fraction massique d'O₂, et f) fraction massique de CO₂ en fonction de la distance depuis le mur pour différentes hauteurs.....</i>	<i>98</i>
<i>Figure 46 : Débits massiques surfaciques en fonction de la distance depuis le bord d'attaque.....</i>	<i>100</i>
<i>Figure 47 : Flux convectif, net radiatif et conduit dans le solide à la paroi en fonction de la hauteur.....</i>	<i>102</i>
<i>Figure 48 : Comparaison des produits du débit massique surfacique et du gradient local de vitesse à la paroi obtenus numériquement (calcul 2D) et analytiquement.....</i>	<i>106</i>
<i>Figure 49 : Ajustement du débit massique expérimental par la théorie de la couche limite laminaire réactive.....</i>	<i>107</i>
<i>Figure 50 : Trajectoire du front de pyrolyse pour des plaques de 25, 50, 100, 150 et 200 mm de large.....</i>	<i>108</i>
<i>Figure 51 : Evolution de la longueur de flamme en fonction de la position du front de pyrolyse pour des plaques de 25, 50, 100, 150 et 200 mm de large.....</i>	<i>109</i>
<i>Figure 52 : Evolution de la puissance linéique de flamme en fonction de la position du front de pyrolyse pour des plaques de 25, 50, 100, 150 et 200 mm de large.....</i>	<i>110</i>
<i>Figure 53 : Schéma du problème d'Emmons [21].....</i>	<i>123</i>

NOMENCLATURE

a	Coefficient de la matrice de l'équation algébrique [$m^2 sr$]
b	Second membre de l'équation algébrique [m^2]
B	Nombre de transfert de masse
B_t	Nombre de transfert de masse total ou modifié
D_c^l	Cosinus directeur intégré sur $\Delta\Omega^l$ [sr]
C_p	Chaleur spécifique [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]
f	Solution de l'équation auto-similaire
f_{soot}	Fraction volumique de suies
g	Accélération gravitationnelle [$m.s^{-2}$]
G	Champ radiatif incident, $\frac{g(T_w - T_\infty)}{v_\infty^2 T_\infty}$
Gr_x	Nombre de Grashof $\frac{gx^3(T_w - T_\infty)}{v_\infty^2 T_\infty}$
h	Enthalpie [$J.kg^{-1}$]
h_{conv}	Coefficient de convection [$W.m^{-2}.K^{-1}$]
I	Intensité radiative [$W.m^{-2}$]
I_b	Intensité du corps noir [$W.m^{-2}$]
J	Fonction solution de l'équation d'énergie et d'espèces
k	Energie cinétique turbulente [$m^2.s^{-2}$]
L_v	Chaleur latent de vaporisation [$J.kg^{-1}$]
LBL	Couche limite laminaire (<i>Laminar Boundary Layer</i>)
m	Masse
\dot{m}''	Débit massique surfacique de pyrolyse [$kg.m^{-2}.s^{-1}$]
M	Débit massique de pyrolyse total [$kg.s^{-1}$]
\vec{n}	Vecteur normal unitaire
N_0	Nombre d'Avogadro [mol^{-1}]
N_φ	Nombre d'angles de contrôle dans la direction φ
N_θ	Nombre d'angles de contrôle dans la direction θ

n_{soot}	Nombre densité de suies [m^{-3}]
P	Pression [Pa]
$PMMA$	Poly-Methyl-Methacrylate
Pr	Nombre de Prandtl
\dot{q}''	Flux de chaleur [$W.m^{-2}$]
$\dot{q}_{r,net}''$	Flux radiatif net à la paroi, $\dot{q}_{rf}'' - \dot{q}_{rr}''$ [$W.m^{-2}$]
Q	Pertes de chaleur à la surface du matériau combustible [$J.kg^{-1}$]
Q_p	Chaleur de combustion par kg d'oxygène consommée [$J.kg^{-1}$]
\dot{Q}'	Puissance du foyer par unité de largeur [$kW.m^{-1}$]
\vec{r}	Vecteur position [m]
r	Nombre de consommation de masse
R	Constante des gaz parfaits [$J.mol^{-1}.K^{-1}$]
s	Rapport stœchiométrique
\vec{s}	Vecteur unité dans une direction donnée.
t	Temps [s]
T	Température [K]
u	Vitesse dans la direction x [$m.s^{-1}$]
U_p	Vitesse de propagation [$m.s^{-1}$]
w	Largeur de la plaque combustible [m]
W_α	Masse molaire de l'espèce α [$mol.kg^{-1}$]
W_{NSC}	Vitesse d'oxydation des suies [$kg.m^{-3}$]
x	Distance au dessus du bord d'attaque [m]
X	Fraction molaire
y	Position normale à la plaque combustible [m]
y_{fl}	Epaisseur de flamme [m]
Y	Fraction massique

Lettres grecques

α	Espèces chimiques
β	Variable de Shvab-Zeldovitch

χ_R	Fraction de l'énergie libérée par la combustion rayonnée
δ	Position de l'interface combustible/gaz [<i>m</i>]
ΔA	Aire des faces d'un volume de contrôle [<i>m</i> ²]
Δv	Volume d'un volume de contrôle [<i>m</i> ³]
$\Delta\Omega^l$	Angle de contrôle [<i>sr</i>]
ε	Vitesse de dissipation de k [<i>m</i> ² . <i>s</i> ⁻³], émissivité
φ	Angle azimutal mesuré par rapport à l'axe <i>x</i> [<i>rad</i>]
γ	Variable de Shvab-Zeldovitch
η	Variable auto-similaire
κ_a	Coefficient d'absorption [<i>m</i> ⁻¹]
λ	Conductivité thermique [<i>W.m</i> ⁻¹ . <i>K</i> ⁻¹]
μ	Viscosité dynamique [<i>kg.m</i> ⁻¹ . <i>s</i> ⁻¹]
ν	Viscosité cinématique [<i>m</i> ² . <i>s</i> ⁻¹], coefficient stœchiométrique
θ	Angle polaire mesuré par rapport à l'axe des <i>z</i> [<i>rad</i>]
ρ	Densité [<i>kg.m</i> ⁻³]
τ	Paramètre d'énergie sensible, (<i>h_w/L_v</i>)
ω_α	Vitesse de production de l'espèce α [<i>kg.m</i> ⁻³ . <i>s</i> ⁻¹]
Ω	Angle solide [<i>sr</i>]
Σ	Surface de pyrolyse

Indices

<i>ar</i>	Face arrière
<i>cond</i>	Conduction dans le solide
<i>conv</i>	Convectif
<i>e, w, n, s</i>	Faces des volumes de contrôle Est, Ouest, Nord et, Sud
<i>E, W, N, S</i>	Nœuds voisins du point P Est, Ouest, Nord et, Sud
<i>end</i>	Fin du test
<i>f</i>	Combustible
<i>fl</i>	Flamme
<i>O₂</i>	Oxygène
<i>P</i>	Centre d'une maille

Pr	Produits de combustion
r	Radiatif
rf	“Feedback” radiatif de la flamme vers le solide
rr	Rayonnement de surface
s	Solide
Tot,t	Total
$W,0$	Paroi
α	Espèces chimiques
∞	Ambient
0	Condition initiales

Exposant

l	Direction angulaire
-----	---------------------

1. INTRODUCTION

1.1 Contexte

Les incendies font partie des risques majeurs vis-à-vis des installations nucléaires (bâtiment réacteur, laboratoires et usines). Pour connaître les conséquences d'un feu sur une installation, la simulation des scénarios d'incendie se réalise soit par des codes à zones, soit par des codes à champs (encore appelés codes CFD - Computational Fluid Dynamics -). Pour ces types de code de calcul, il est nécessaire de définir le terme source de l'incendie à partir de la caractérisation des matériaux combustibles en situation de feux. Il s'agit en particulier de déterminer la perte de masse de combustible ainsi les conditions d'allumage et d'extinction du feu en fonction de l'évolution du milieu environnant.

Historiquement l'approche développée au cours de cette étude fait suite à la mise en service de la station orbitale internationale et la préparation d'une mission habitée sur la planète Mars qui ont renforcé l'intérêt pour les études de sécurité incendie dans des environnements en apesanteur. L'environnement typique régnant dans des vaisseaux spatiaux se caractérise par une gravité réduite à 10^{-3} voir $10^{-5} g_0$, des vitesses d'écoulements induites par les systèmes de ventilation de l'ordre de $0.1 m/s$ et des fractions volumiques variables en oxygène compris en 18 à 24 %.

La navette spatiale américaine présente un très bon bilan du point de vue de la sécurité d'incendie : c'est pour cette raison que les protocoles de la NASA, concernant le choix des matériaux ininflammables, sont considérés comme adéquats.

La NASA utilise actuellement deux tests standardisés qui sont décrits en détail dans le document : « Flammability, Odor, Offgassing and Compatibility Requirements and Test Procedures for Materials in Environments that Supports Combustion » [17]. Au cours du premier test, un échantillon du matériau est positionné verticalement et est allumé en partie basse. Le matériau satisfait le test quand il ne s'allume pas, ou lorsque l'échantillon s'éteint avant d'avoir atteint une longueur de pyrolyse inférieure à $150 mm$. Si une flamme de diffusion s'établit sur l'échantillon, les forces de flottabilité induisent une convection naturelle et la flamme se propage. A la gravité terrestre, ce cas est considéré comme le scénario le plus favorable au développement d'un incendie.

Le second test est normalement appliqué dans le cas où le matériau ne satisfait pas au premier test. Un échantillon du matériau est alors brûlé dans un calorimètre, l'évacuation des

produits de combustion s'effectuant par une petite ouverture. La chaleur de combustion est déterminée à partir de la mesure de la concentration d'oxygène résiduelle dans les gaz brûlés, et la quantité de particules solides dans ces derniers est déterminée à l'aide d'une méthode optique. Si ces deux paramètres ne dépassent pas un seuil donné, le matériau peut être embarqué malgré l'échec survenu lors du premier test.

Le fait que les deux tests de la NASA ne soient pas effectués dans des conditions d'apesanteur, fait peser des doutes sur l'hypothèse que la configuration géométrique la plus favorable au développement d'un incendie en apesanteur soit la même qu'en gravité terrestre. Cela a conduit à une vérification du test *I* par Ohlemiller et Villa [48].

Ces auteurs ont comparé les résultats obtenus avec le test 1 à ceux fournis par un appareil nommé *L.I.F.T.* (Lateral Ignition and Flame spread Test), développé par Quintiere [57,59] qui permet de déterminer les caractéristiques d'un combustible en analysant son comportement quand il est exposé à un flux de chaleur externe issu d'un panneau rayonnant. Le travail d'Ohlemiller et Villa montre que des différences entre les résultats du test *I* et ceux du *L.I.F.T.* existent. Il s'est avéré que des matériaux ayant passé le test *I* sans problème se sont comportés d'une manière plus défavorable que des matériaux ayant échoué à ce test. Ce résultat a conduit à la proposition d'effectuer le test *I* avec une source additionnelle extérieure de rayonnement.

L'importance de la prise en considération d'un rayonnement extérieur vient des caractéristiques des vaisseaux spatiaux. L'espace, généralement très limité, fait que les composants potentiellement inflammables du vaisseau sont montés à proximité les uns des autres.

Dans ce contexte, il serait intéressant de savoir caractériser un matériau indépendamment des conditions environnementales (gravité, pression) de façon à pouvoir appliquer des tests réalisés dans des conditions d'essais peu contraignantes (en laboratoire, à la gravité terrestre) à un environnement à gravité réduite. Une solution consiste à déterminer le nombre *B* de transfert de masse ou nombre de Spalding par le biais d'essais de laboratoire pour une configuration dite de « référence » qui possède une solution analytique gouvernant le problème.

Le modèle envisagé est basé sur un développement analytique fournissant, pour la configuration d'une plaque plane verticale soumise au feu, le débit massique surfacique de pyrolyse en fonction du nombre de transfert de masse et du gradient local de vitesse à la paroi. Cette étude permet donc

l'obtention d'un modèle de pyrolyse simplifié alternatif, basé sur la détermination d'un unique coefficient caractérisant le comportement d'un matériau au feu.

1.2 Revue bibliographique

Le mécanisme contrôlant la propagation d'une flamme de diffusion le long d'une surface combustible a été identifié depuis fort longtemps comme étant le transfert de chaleur de la flamme au combustible solide imbrûlé [23]. Dans ce contexte, la propagation à co-courant constitue un aspect critique en termes de sécurité incendie puisqu'une partie de la flamme recouvre la surface imbrûlée, ce qui conduit à des vitesses élevées de propagation. L'échelle caractéristique de longueur du phénomène est la différence entre la longueur de flamme (x_{fl}) et la longueur de pyrolyse (x_p). La figure 1 schématise la propagation d'une flamme le long d'une surface combustible verticale, qui constitue un exemple de propagation à co-courant.

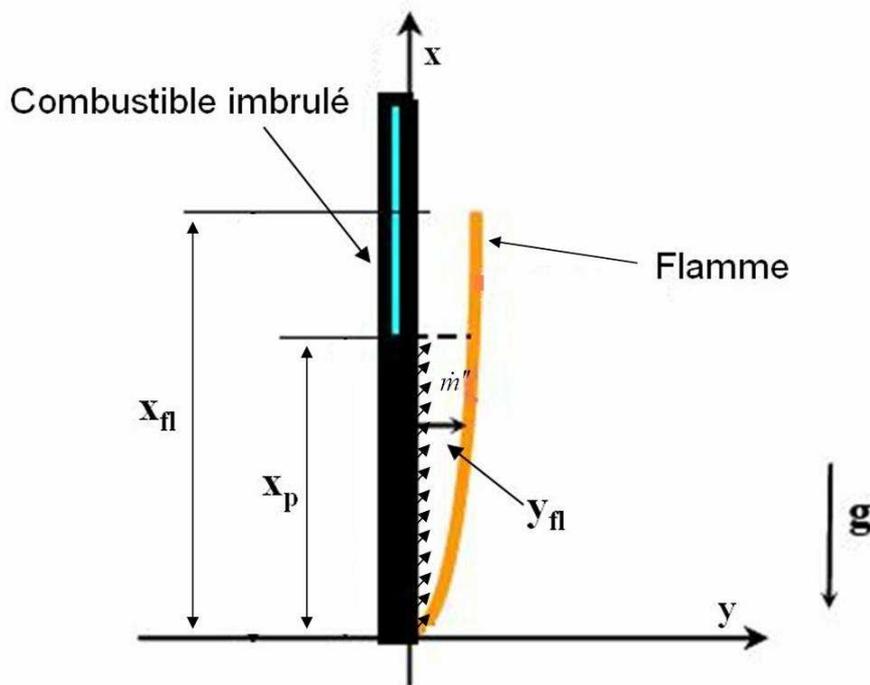


Figure 1 : Configuration de l'étude.

La puissance du foyer est directement liée à la longueur de flamme. Elle est un paramètre primordial dans la prédiction de la croissance d'un feu et reste difficile à estimer dans la mesure où elle dépend du matériau et de la configuration. Les caractéristiques intrinsèques du matériau, telles

que la température d'inflammation ou la chaleur de combustion, sont généralement obtenues à partir de tests standards normalisés (*ASTM-E1321-93*, cône calorimètre, méthode *L.I.F.T...*), à petite échelle, pour des configurations expérimentales bien définies. La puissance de flamme peut être déterminée à partir du débit surfacique de pyrolyse.

Les premiers travaux relatifs à la détermination du débit local de pyrolyse d'une plaque plane horizontale soumise à un écoulement de convection forcée parallèle à sa surface sont dus à Emmons [21] en 1956. Il a obtenu une solution auto similaire des équations de la couche limite laminaire, réactive, stationnaire et bidimensionnelle qui a inspiré de nombreuses études concernant la détermination du taux de pyrolyse le long d'une plaque plane. De plus, cette formulation repose sur l'hypothèse de flamme mince ainsi que sur l'approximation d'un nombre de Lewis unitaire.

Pour la première fois dans ce contexte, un nombre de transfert de masse, B , fonction uniquement des caractéristiques du matériau combustible considéré et du milieu ambiant a été établi. Le concept de nombre de transfert de masse a été introduit par Spalding [76,77] pour décrire la combustion de gouttelettes de combustible. Physiquement, ce nombre représente le rapport entre l'énergie de l'écoulement libre et l'énergie nécessaire à la pyrolyse du matériau combustible. Dans le problème d'Emmons [21], le nombre de transfert de masse s'écrit :

$$B = \frac{Y_{O_2\infty} Q_p - C_p (T_w - T_\infty)}{L_v} \quad (1)$$

La théorie de la couche laminaire a été formulée initialement pour des matériaux pour lesquels le transfert d'énergie à la paroi s'effectue très majoritairement par convection, la conduction à travers le matériau et le rayonnement étant négligés. Ces hypothèses conduisent à définir un nombre de transfert de masse adiabatique (Eq. 1). L'étude de matériaux solides thermiquement épais générant des flammes chargées en suies a nécessité d'inclure le flux radiatif net et le flux conductif à l'intérieur du matériau dans le bilan à la surface combustible, ce qui a conduit à définir un nombre de transfert de masse total [21,82],

$$B_t = \frac{(1 - \chi_R) Y_{O_2\infty} Q_p - C_p (T_w - T_\infty)}{L_v + Q} \quad (2)$$

$$\text{avec } Q = \frac{\dot{q}_{rr}'' - \dot{q}_{rf}'' + \dot{q}_{cond}''}{\dot{m}''}$$

Dans l'équation précédente \dot{q}_{rr}'' , \dot{q}_{rf}'' , \dot{q}_{cond}'' , et \dot{m}'' représentent respectivement le flux émis par la surface combustible, le flux provenant de la flamme, le flux conductif à l'intérieur du matériau et le débit local de pyrolyse. Dans son approche analytique, Emmons [21] a utilisé la formulation de

Shvab-Zeldovich [90,95] qui permet d'éliminer les termes de production liés à la combustion en phase gazeuse dans les équations de conservation d'énergie et d'espèces. Cette approche permet de coupler les équations d'énergie et d'espèces au travers des variables de Shvab-Zeldovich.

En 1968, Kosdon *et al.* [35] ont étendu les équations mises en place par Emmons [21] en convection forcée à la convection naturelle. La théorie prédit que le débit local de pyrolyse varie en $x^{-1/4}$ tandis que l'épaisseur de flamme croît en $x^{1/4}$, x étant la hauteur mesurée à partir du bord d'attaque. Ils ont couplé cette étude théorique à une étude expérimentale qui consistait à brûler des cylindres de cellulose positionnés verticalement. Le rayon des cylindres étant grand devant l'épaisseur de flamme, les cylindres ont été assimilés à des plaques planes. Les épaisseurs de flamme obtenues expérimentalement et par la théorie ont été comparées. Un bon accord qualitatif a été constaté, notamment au niveau de la loi d'échelle prédite par la théorie ($y_{fl} \propto x^{1/4}$). Les écarts observés d'un point de vue quantitatif ont été attribués à un manque de connaissance des propriétés thermo-physiques du combustible.

En 1971, Kim *et al.* [34] généralisèrent l'étude de Kosdon *et al.* [35] pour différents angles d'inclinaison des plaques de combustible et étudièrent plusieurs matériaux comme notamment le méthanol, l'éthanol, l'heptane, le benzène et le toluène. Un excellent accord sur le débit de pyrolyse total a été observé pour les combustibles ayant une masse molaire faible. Le fait que la théorie de la couche limite n'inclut pas les effets d'un nombre de Lewis non unitaire explique que l'accord se détériore lorsque la masse molaire du combustible augmente. A partir des résultats obtenus, Kim *et al.* [34], ont conclu que les effets géométriques et aérodynamiques étaient pris en compte dans le nombre de Grashof et que la contribution chimique était en grande partie incluse dans le nombre de transfert de masse B . Une comparaison entre les résultats expérimentaux et théoriques a permis d'estimer le nombre de transfert de masse de la cellulose et du poly-méthyl-méthacrylate (PMMA).

La théorie de la couche limite réactive a servi de point de départ au développement de modèles de propagation basés sur l'hypothèse d'écoulement quasi-stationnaire. Dans la mesure où le PMMA ne coule pas, ne génère pas résidu carbonneux, et possède des propriétés thermo-physiques relativement bien connues, il a été utilisé dans la plupart des études sur la propagation des flammes en mode ascendant. Les premières études significatives sur le sujet sont celles de Pagni et Shih [51,73] qui ont introduit le concept d'« excess pyrolyzate », ce néologisme désignant le combustible produit au niveau du foyer et non consommé dans la couche limite. Ce combustible est transporté au delà du front de pyrolyse et est associé à l'« excès de flamme » responsable de la propagation. Pour obtenir mathématiquement la quantité de combustible transportée au delà du front de pyrolyse,

ils ont utilisé la théorie de la couche limite réactive en convections forcée et naturelle. Les effets du rayonnement sont pris en compte dans un nombre de transfert de masse défini de manière similaire à l'équation 2. Cette approche a été reprise par Annamalai et Sibulkin [4,5] qui ont également utilisé le concept d' « excess pyrolysate » pour déterminer la hauteur de flamme. Leur approche diffère cependant de celle de Pagni et Shih dans la mesure où le système différentiel issu de la théorie de la couche limite n'est pas résolu numériquement mais par la méthode intégrale de Pohlhausen [54]. Les résultats théoriques et numériques dans le cas du *PMMA* ont été comparés aux données expérimentales et présentent un bon accord en utilisant un nombre de transfert de masse de l'ordre de 1.8. Ils ont également déterminé une expression simplifiée du flux de chaleur total transféré au matériau imbrûlé par la flamme, ce qui leur a permis d'obtenir une expression analytique de la vitesse de propagation du front de pyrolyse sur des matériaux thermiquement fins et épais. Les vitesses de propagation obtenues sont en bon accord avec celles obtenues par Fernandez-Pello [22] qui a déterminé le flux en avant du front de pyrolyse en résolvant les équations de transport dans cette région.

La validité de la théorie de la couche limite laminaire a été évaluée à partir de comparaisons avec des expériences concernant des grandeurs facilement accessibles telles que l'épaisseur de flamme ou le débit de pyrolyse total. Peu de mesures expérimentales ont été effectuées pour déterminer le débit local de pyrolyse. Une fois de plus, les principales études concernent le *PMMA*. Krishnamurthy et Williams [36], Ananth *et al.* [3] et Ndubizu *et al.* [45] ont mesuré des débits de pyrolyse moyennés pour des plaques soumises à un écoulement forcé en utilisant les positions de l'interface combustible / gaz en début et en fin de feu. L'étude la plus complète et les mesures les plus pertinentes ont été réalisées par Orloff *et al.* [49,50]. Ils ont réussi à s'affranchir de la phase transitoire par l'extinction successive de différentes plaques.

Les limites de validité de la théorie de la couche limite ont alors été étudiées. Comme nous l'avons dit précédemment, une des limites est que la théorie, dans sa formulation initiale, repose sur l'hypothèse que le flux conduit dans le matériau et le flux radiatif net à sa surface sont négligeables. Rouvreau *et al.* [68,69] ont en effet établi qu'une formulation incomplète du nombre de transfert de masse conduit à une surestimation de l'épaisseur de flamme et du débit local de pyrolyse (Equation 2). La prise en compte des transferts de chaleur autres que la convection au niveau de l'interface

combustible / gaz au travers du nombre de transfert de masse total (B_f) a permis un meilleur accord entre la théorie et les résultats expérimentaux dans le cadre de la convection forcée [82].

D'autre part, Jiang *et al.* [31] ont suggéré que les écarts observés sur la dépendance en $x^{-1/4}$ du débit local de pyrolyse prédite par la théorie de la couche limite en écoulement libre pouvaient être attribués aux hypothèses simplificatrices utilisées et notamment à une cinétique chimique finie, aux variations des températures de la flamme et de la surface solide avec x et au rayonnement de la flamme vers la surface du combustible. Une autre limite de validité de la théorie est liée à l'hypothèse de bidimensionnalité de l'écoulement. Théoriquement cette hypothèse n'est valable que pour des plaques de largeur « infinie ». Rangwala *et al.* [66] ont étudié les effets d'une largeur de plaque finie sur la hauteur des flammes laminares avec un rapport d'aspect (rapport hauteur / largeur) inférieur à 16. Ils ont modifié l'analyse de Pagni et Shih [51] basée sur la couche limite laminaire bidimensionnelle de manière à incorporer les effets dus à la largeur en supposant qu'une fraction du combustible diffuse latéralement et ne participe donc pas à l'« excess pyrolyzate ». En comparant les hauteurs de flamme prédites et mesurées pour différentes hauteurs et largeurs du front de pyrolyse, ils ont montré que les effets tridimensionnels deviennent importants pour des plaques dont la largeur est inférieure à 20 cm.

L'apparition de la turbulence qui a lieu pour une longueur du front de pyrolyse x_p de l'ordre de 10 cm limite encore la validité de la théorie. Pour $x_p \sim 20$ cm l'écoulement devient pleinement turbulent. Les premières études concernant la zone turbulente sont dues à Orloff *et al.* [49,50]. Ces derniers ont étudié les phases propagative et stationnaire d'un feu le long d'une plaque plane de PMMA en position verticale soumise à un écoulement de convection naturelle. Les plaques utilisées au cours de ces études avaient 4.5 cm d'épaisseur, 40 cm de largeur et 157 cm et 360 cm de hauteurs. Des parois latérales refroidies garantissaient le caractère bidimensionnel de l'écoulement. En phase propagative, des mesures de hauteur de flamme et de position de front de pyrolyse ont été réalisées, tandis qu'en phase stationnaire une mesure originale du débit massique surfacique de combustible a été effectuée. Ils ont également estimé les différentes contributions des modes de transfert d'énergie à la paroi combustible. Les débits massiques surfaciques de pyrolyse stationnaires le long de la plaque combustible présentaient un minimum à $x = 18$ cm et augmentaient de manière continue au-delà de cette hauteur. Cette augmentation du débit de pyrolyse dans la zone turbulente n'est pas compatible avec la théorie de la couche limite (qui prévoit une diminution du débit local de pyrolyse, en $x^{-1/4}$) et s'explique essentiellement par une augmentation du flux radiatif provenant de la flamme lorsqu'on s'éloigne du bord d'attaque. Ahmad

et Faeth [1] ont étendu la théorie de la couche limite laminaire à la région turbulente en supposant que le flux convectif à la paroi était dominant, négligeant ainsi la contribution radiative. De manière surprenante, leur théorie prévoit des évolutions du débit de pyrolyse en bon accord avec l'expérience même pour des matériaux pour lesquels le rayonnement de la flamme vers la surface n'est pas négligeable. Delichatsios [18] a également développé un modèle de couche limite turbulente incluant le transfert radiatif. Il en a tiré les mêmes conclusions qu'Orloff *et al.* [49,50], à savoir que l'augmentation du débit de pyrolyse avec la hauteur était uniquement due à un accroissement du flux radiatif provenant de la flamme.

L'utilisation de la théorie de la couche limite laminaire a conduit à la formulation de modèles de propagation pour des flammes de petites dimensions pour lesquels le rayonnement a souvent été négligé [4,5,23]. Néanmoins, les flammes représentatives d'un incendie sont turbulentes et le transfert de la flamme vers le combustible imbrûlé est dominé par le rayonnement. De plus, les expériences ont montré que la propagation des flammes turbulentes le long de plaques de *PMMA* thermiquement épaisses est un phénomène accélératif [49,50,70,79]. Elle est également affectée par la configuration expérimentale à travers la géométrie de l'échantillon (épaisseur et largeur) et le processus d'allumage. Dans les expériences précédemment mentionnées [49,50,70,79] un grand soin a été apporté dans le but de garantir un comportement bidimensionnel de l'écoulement et du front de pyrolyse et l'épaisseur de la plaque a été choisie à priori suffisamment importante pour empêcher les extinctions locales. En ce qui concerne le processus d'allumage, Orloff *et al.* [49,50] ont effectué un allumage uniforme en utilisant 3 cm^3 d'acétone contenus dans un plateau étroit. Tewarson et Ogden [79] ont utilisé un récipient en aluminium de dimension $0.1 \times 0.025 \times 0.025 \text{ m}^3$ contenant environ 10 ml de méthanol. Saito *et al.* [70] ont utilisé un brûleur de méthane.

Des études concernant les effets de la largeur ont été menées. Outre les travaux de Rangwala *et al.* [66], on peut citer les travaux de Tsai et Drysdale [83], Tsai et Wan [85], et Honda et Rooney [28]. En utilisant des plaques de 1 m de hauteur, de 0.006 ou 0.02 m d'épaisseur et dont les largeurs sont de 0.1 , 0.3 , 0.5 , 0.7 et 0.9 m de largeur, Tsai et Wan [85] ont montré que certains effets de la largeur sur la propagation du feu apparaissent pour les plaques dont la largeur est inférieure à 0.3 m . Tsai et Drysdale [83] ont également observé que l'entraînement d'air latéral et la configuration géométrique en amont du bord d'attaque ont une influence sur la hauteur de flamme. Dans le but d'étudier les effets de l'allumage et de l'épaisseur de la plaque combustible sur la propagation du feu le long d'une plaque de *PMMA*, Quintiere et Lee [61] ont utilisé un modèle théorique basé sur une solution intégrale de Volterra. L'allumage est réalisé par une source linéique. Ils ont conclu que

la vitesse de propagation du front de pyrolyse dépend de manière significative de l'épaisseur de la plaque de combustible et de la puissance de la source d'allumage dont les effets peuvent perdurer. Basés sur l'hypothèse d'écoulement bidimensionnel, de nombreux modèles analytiques ont été développés [49,70,61,20,26,27,8]. Orloff *et al.* [49] et Delichatsios *et al.* [18] ont utilisé le concept d'autosimilarité pour obtenir une solution. Le modèle proposé par Saito *et al.* [70] et utilisé par Quintiere et Lee [61] est basé sur la l'approximation suivante de la vitesse de propagation $U_p = dx_p / dt = (x_{fl} - x_p) / \tau$ où x_{fl} et x_p sont les positions de la flamme et du front de pyrolyse, et τ est le temps nécessaire à la région du combustible solide localisée entre x_p et x_{fl} pour s'enflammer. Cependant, comme l'ont souligné Delichatsios *et al.* [19], cette expression doit être utilisé avec précaution car elle n'est strictement valide que lorsque la valeur de $x_{fl} - x_p$ est constante. En accord avec les travaux de Sibulkin et Kim [75], Hasemi *et al.* [27] ont développé un modèle thermique basé sur le concept que la propagation est le résultat de la montée en température de la zone de préchauffage jusqu'à la température de pyrolyse du matériau combustible. Pour ce faire, il est nécessaire de connaître la nature du mouvement du front de pyrolyse. Ils ont tout d'abord considéré une vitesse de propagation constante [26] et, par la suite, une accélération exponentielle de la vitesse de propagation [27]. Plus récemment, Brehob *et al.* [8] ont développé un modèle thermique qui diffère de celui proposé par Hasemi [27,28] par le fait que la réponse du matériau inerte durant la phase de préchauffage est déterminée numériquement. L'ensemble de ces modèles a fourni des solutions en bon accord avec les résultats expérimentaux. Les données d'entrées de ces modèles sont la température de pyrolyse, définissant ainsi la position du front de pyrolyse, l'inertie thermique du matériau combustible, une relation liant la position du front de pyrolyse à la longueur de flamme, et enfin une distribution supposée du flux à la paroi au-dessus de la zone de pyrolyse. La température de pyrolyse peut être obtenue directement à partir de l'histoire de la température de surface pendant la phase propagative [27] ou par des tests d'allumage piloté [70]. Pendant la phase propagative, la courbe représentant l'évolution de la température de surface dans le temps présente un point d'inflexion lié au processus endothermique de pyrolyse. Ceci permet de déterminer la température de pyrolyse avec une précision de $\pm 10 K$ [10]. Hasemi *et al.* [27] ont associé le passage du front de pyrolyse au début du plateau de la température de surface. A partir des tests d'allumage, Saito *et al.* [70] ont obtenu une température de pyrolyse du *PMMA* de $598 \pm 25 K$. La température de pyrolyse peut également être déterminée à partir de tests standards et d'une analyse théorique du bilan d'énergie à la surface du matériau combustible après avoir déterminé les flux critiques d'allumage [79]. Néanmoins il est nécessaire d'inclure dans ce bilan le flux conduit à travers la

surface du matériau combustible, sans quoi la température de pyrolyse est surestimée [81]. Les tests standards peuvent être utilisés pour déterminer l'inertie thermique du matériau considéré, mais les valeurs estimées sont le plus souvent approximatives [43,14].

A partir de données expérimentales concernant les longueurs de flammes en phase stationnaire et en utilisant une analyse dimensionnelle, il a été montré que la hauteur de flamme satisfait une relation de la forme [1,5,54] :

$$x_{fl} = a(\dot{Q}^*)^n x_p \quad (3)$$

où $\dot{Q}^* = \frac{\dot{Q}'}{\rho C_p T_0 \sqrt{g x_p x_p}}$ est le nombre de Froude normalisé [1,68].

Tu et Quintiere [86] ont vérifié la validité de cette corrélation en comparant les résultats de différents auteurs et leurs propres résultats pour des combustibles solides exposé à un flux radiatif externe. Tsai et Drysdale [83] ont récemment apporté deux nouveaux ensembles de résultats. Le premier est relatif à l'éclosion d'un feu de paroi, avec $\dot{Q}' < 30 \text{ kW/m}$, et a été obtenu durant la phase stationnaire pour des plaques de *PMMA* dont les hauteurs varient de 0.025 m à 0.25 m . Le second a été obtenu en utilisant un panneau composé de quatorze brûleurs à propane indépendants, et est relatif à des feux dont la puissance linéique est supérieure à 20 kW/m . Ces résultats ont confirmés que la hauteur de flamme est bien corrélée à $\dot{Q}'^{2/3}$ pour $\dot{Q}' \geq 20 \text{ kW/m}$ et avec \dot{Q}'^n pour $\dot{Q}' < 20 \text{ kW/m}$, où la valeur de n est proche de 1 et dépend de la configuration en amont du bord d'attaque.

L'équation 3 suggère que la longueur de flamme peut directement être reliée à la position du front de pyrolyse le long de la plaque combustible [18]. De nombreuses corrélations de la forme $x_{fl} = a x_p^n$ (ou a et n sont constants) ont été obtenues à partir de travaux expérimentaux [49,70,79,27] et numériques [18]. Saito *et al.* [70] suggèrent $n = 2/3$ alors que pour Delichatsios [18] $n = 0,8$. Orloff *et al.* [49] proposent $n = 0,78$ alors que pour Hasemi *et al.* [27], $n = 1$ et $a = 2$. Alors que la position du front de pyrolyse peut être obtenue de manière précise par des thermocouples noyés dans la plaque de combustible [16,74] ou par le biais d'une caméra infrarouge placée face au foyer [55,56], la définition de hauteur de flamme reste plus ambiguë. Les expérimentateurs définissent habituellement la hauteur de flamme comme la position moyenne de la flamme lumineuse [6]. Néanmoins, la définition de la position moyenne varie suivant les expérimentateurs. Concernant la propagation en mode ascendant, de nombreuses mesures de longueurs de flamme ont été réalisées visuellement, ce qui ne constitue pas une technique de mesure

systématique et reproductible [49,70,79,27]. Les images numériques ont permis de développer des méthodes plus systématiques mais elles dépendent toujours du seuil de niveau de gris arbitrairement choisi [18, 6]. Des exemples où de ce type de procédures est utilisée sont donnés dans les études [16,6,10]. Une méthode alternative de détermination de la hauteur de flamme consiste à utiliser une valeur seuil du flux pariétal. Un seuil à 10 kW/m^2 semble consistant [11].

Des expériences sur des feux de parois à l'état stationnaire ont également montré que les flux à la paroi sont corrélés à x/x_{fl} (ou $x/(\dot{Q}^{*2/3} x_p)$), en utilisant la hauteur de flamme comme échelle caractéristique de longueur [1,5]. La flamme peut être divisée en trois parties : la flamme continue, la flamme intermittente et le panache. La flamme continue est caractérisée par un flux à la paroi à peu près constant autour de 25 kW/m^2 (cette valeur dépend du matériau considéré), alors que dans la flamme intermittente et dans le panache, le flux décroît en loi puissance. Hasemi et ses collaborateurs [26,27] ont utilisé une corrélation pour prédire le flux à la paroi au dessus de la zone de pyrolyse. Dans de nombreuses autres études [49,70,61,19], la distribution du flux à la paroi de la plaque combustible au dessus du front de pyrolyse est supposée constante autour de $25\text{-}30 \text{ kW/m}^2$ entre le front de pyrolyse et le sommet de flamme, et nul au-delà. Tsai *et al.* [83] ont analysé expérimentalement le flux de chaleur transféré par la flamme au niveau de la zone imbrulée d'une plaque de *PMMA* en feu, et ont suggéré que le flux moyen entre le front de pyrolyse et le sommet de flamme était de l'ordre de $15\text{-}20 \text{ kW/m}^2$. Cette valeur est plus faible que ce qui est adopté couramment ($25\text{-}30 \text{ kW/m}^2$). Sibulkin et Kim [75] et Brehob *et al.* [8] ont considéré une décroissance exponentielle du flux à la paroi de la plaque combustible au dessus du front de pyrolyse. Dans l'étude de Brehob *et al.* [8], le flux à la paroi obtenu à partir de résultats expérimentaux concernant des feux de parois stationnaires corrèle avec $\zeta = (x - x_p)/(x_{fl} - x_p)$. Cette grandeur est appropriée dans la mesure où ζ représente l'échelle de longueur normalisée caractéristique de la propagation. L'ajustement des flux à la paroi obtenus expérimentalement, a montré que cette valeur est une propriété du matériau combustible.

1.3 Présentation de l'étude

La puissance du foyer est une grandeur fondamentale dans le développement d'un feu. Une plaque plane verticale soumise au feu en régime de convection naturelle est adoptée comme configuration de référence. Outre le fait que cette configuration est la plus critique en terme de sécurité incendie, elle peut être décrite par une formulation analytique complète contrairement au cas de convection

forcée pour lequel les expériences doivent être effectuées à gravité réduite. Cette étude propose une approche permettant l'estimation de l'évolution de la puissance du foyer durant le développement d'un feu de paroi en utilisant la théorie de la couche limite laminaire réactive et plus particulièrement le nombre de transfert de masse caractérisant les propriétés d'un matériau soumis au feu [21,82]. Cette méthodologie s'inspire de celle développée par Torero *et al.* [82], Rangwala *et al.* [65] et Coutin et Morvan [16], dans le but de déterminer le nombre de transfert de masse caractéristique du matériau étudié à partir d'une mesure de l'épaisseur de flamme et de la théorie de la couche limite laminaire réactive. La difficulté de mesure des épaisseurs de flamme à partir d'images visibles [10,16,65,67,82] a conduit à développer une technique de mesure permettant d'accéder au débit local surfacique de pyrolyse qui est une grandeur fondamentale, car directement reliée à la puissance du foyer. Conformément aux études antérieures, le matériau choisi sera le *PMMA* pour les raisons évoquées précédemment.

Le manuscrit se présente de la manière suivante :

- le second chapitre est relatif au développement des équations de la couche limite réactive bidimensionnelle dans le cas d'un écoulement libre le long d'une plaque plane verticale. La méthode de résolution du système d'équations différentielles obtenu est également exposée,
- le troisième chapitre présente le dispositif expérimental ainsi que l'instrumentation et les mesures associées. La méthode élaborée pour obtenir le débit surfacique de pyrolyse est décrite de manière précise,
- le quatrième chapitre présente succinctement le modèle *CFD* (Computational Fluid Dynamic) utilisé au cours de cette étude,
- le chapitre concernant les résultats se divise deux parties,
 - o la première regroupe l'ensemble des résultats expérimentaux, numérique et issus de la théorie analytique concernant le débit local de pyrolyse à l'état stationnaire. A partir des résultats expérimentaux, l'effet de la largeur de la plaque combustible sur le débit local de pyrolyse est discuté et la limite de validité de l'approximation bidimensionnelle est déterminée. Par la suite, l'analyse comparative de l'ensemble des résultats nous permet de mettre en évidence les limites de validité de la théorie analytique. Une méthodologie destinée à calibrer le nombre de transfert de masse à partir des résultats expérimentaux est présentée,
 - o dans la seconde partie, essentiellement expérimentale, les effets de la largeur de la plaque sur la propagation sont discutés.
- le dernier chapitre présentera les conclusions et les perspectives de ce travail.

2. ANALYSE THEORIQUE

L'objectif de ce paragraphe est d'établir les équations de la couche limite réactive sur une plaque orientée verticalement en régime de convection naturelle. Ces équations sont dans un premier temps établies en négligeant la conduction dans le matériau et le rayonnement. Une méthodologie est décrite pour introduire ces phénomènes dans l'analyse. Finalement, une méthode numérique est proposée pour résoudre le système d'équations différentielles ordinaires obtenu.

La figure 2 schématise la configuration étudiée.

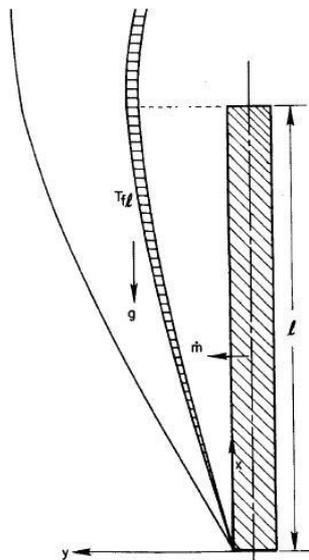


Figure 2 : Schéma de la configuration étudiée.

2.1 Hypothèses

Concernant la propagation d'une flamme le long d'une plaque plane en position horizontale (convection forcée) ou verticale (convection naturelle), on suppose que la flamme s'établit au sein de la couche limite.

L'hypothèse d'écoulement de type couche limite implique que :

- l'écoulement est bidimensionnel,
- l'écoulement est stationnaire ($\partial / \partial t = 0$),
- le gradient de pression le long de la plaque est nul ($\partial P / \partial x = 0$).

D'autres hypothèses simplificatrices ont été utilisées :

- l'approximation de Shvab-Zeldovich est valable,
- les coefficients de transport diffusif ρD , μ et λ / C_p sont indépendants de la composition du mélange gazeux,
- les coefficients de diffusion binaire de toutes les paires d'espèces formant le mélange sont égaux,
- le nombre de Lewis est égal à l'unité, ($Le = Pr / Sc$),
- il n'y a pas de diffusion d'espèces liée au gradient de pression,
- les espèces constituant le mélange ont toutes la même masse molaire,
- il n'y a pas de rayonnement,
- la réaction chimique est une réaction globale à une étape.

On suppose également l'existence d'une solution auto-similaire, ce qui conduit au fait que le débit de pyrolyse doit varier en $x^{-1/4}$ [51].

2.2 Equations de conservation gouvernant le problème

En s'appuyant sur les hypothèses précédentes, les équations modélisant une couche limite réactive soumise aux effets gravitationnels prennent la forme suivante [51] :

Equation de continuité :

$$\frac{\partial}{\partial x} \rho u + \frac{\partial}{\partial y} \rho v = 0 \quad (4)$$

Equation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho \left\{ u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right\} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) - g(\rho - \rho_\infty) \quad (5)$$

Equation de conservation de l'énergie :

$$\rho \left\{ u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} \right\} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial y} \right) + Q_v \quad (6)$$

avec $Q_v = -\dot{m}''_{O_2} Q_p$ où Q_p est l'énergie libérée par la combustion par kg d'oxygène consommé.

Equation de continuité de l'oxygène :

$$\rho \left\{ u \frac{\partial Y_{O_2}}{\partial x} + v \frac{\partial Y_{O_2}}{\partial y} \right\} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{Sc} \frac{\partial Y_{O_2}}{\partial y} \right) + \dot{m}''_{O_2} \quad (7)$$

Equation de continuité du combustible gazeux :

$$\rho \left\{ u \frac{\partial Y_f}{\partial x} + v \frac{\partial Y_f}{\partial y} \right\} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{Sc} \frac{\partial Y_f}{\partial y} \right) + \dot{m}''_f \quad (8)$$

Equations d'état :

$$h(T) = C_p (T - T_\infty) \quad (9)$$

$$P = \rho R_g T \quad (10)$$

Equation chimique :



2.3 Formulation de la solution auto-similaire

L'analyse de Shvab-Zeldovich et l'hypothèse d'autosimilarité de l'écoulement en convection naturelle sont utilisées pour établir les *EDO* régissant la couche limite réactive.

2.3.1 Analyse de Shvab-Zeldovich

On suppose que la réaction chimique s'effectue à la stœchiométrie : $\dot{m}_{o_2}'' = s \cdot \dot{m}_f''$

Les variables de Shvab-Zeldovich [95], β et γ , sont définies par :

$$\beta = \frac{Y_f}{\nu_f M_f} - \frac{Y_{o_2}}{\nu_{o_2} M_{o_2}} \quad (12)$$

$$\gamma = \frac{-Y_{o_2}}{\nu_{o_2} M_{o_2}} - \frac{h}{\nu_{o_2} M_{o_2} Q_p} \quad (13)$$

β et γ sont des variables scalaires conservées et satisfont les équations de transport suivantes:

$$\rho \left\{ u \frac{\partial \gamma}{\partial x} + v \frac{\partial \gamma}{\partial y} \right\} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{Sc} \frac{\partial \gamma}{\partial y} \right) \quad (14)$$

$$\rho \left\{ u \frac{\partial \beta}{\partial x} + v \frac{\partial \beta}{\partial y} \right\} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{Sc} \frac{\partial \beta}{\partial y} \right) \quad (15)$$

Soient J_1 et J_2 les variables reliées respectivement aux espèces et à l'énergie définies par :

$$J_1 = \frac{\beta - \beta_\infty}{\beta_w - \beta_\infty} \quad (16)$$

$$J_2 = \frac{\gamma - \gamma_\infty}{\gamma_w - \gamma_\infty} \quad (17)$$

J_1 et J_2 vérifient la même équation de transport et les mêmes conditions aux limites :

$$y = 0, J_1 = J_2 = 1 \text{ car } \beta = \beta_w \text{ et } \gamma = \gamma_w \quad (18)$$

$$y = \infty, J_1 = J_2 = 0 \text{ car } \beta = \beta_\infty \text{ et } \gamma = \gamma_\infty \quad (19)$$

Ceci conduit à définir une variable unique J pour le transport d'énergie et d'espèces. Les équations de transport d'énergie et d'espèces se réduisent alors à :

$$\rho \left\{ u \frac{\partial J}{\partial x} + v \frac{\partial J}{\partial y} \right\} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{Sc} \frac{\partial J}{\partial y} \right) \quad (20)$$

2.3.2 Introduction de la fonction de courant $\psi(x,y)$

La fonction de courant ψ est définie de la façon suivante :

$$\rho u = \frac{\partial \psi}{\partial y} \Big|_x \quad (21)$$

$$\rho v = - \frac{\partial \psi}{\partial x} \Big|_y \quad (22)$$

La variable indépendante y est alors remplacée par la variable ψ . Ce changement de variable conduit aux expressions suivantes des dérivées partielles par rapport à x et y :

$$\frac{\partial}{\partial y} \Big|_x = \rho u \frac{\partial}{\partial \psi} \Big|_x \quad (23)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \Big|_y = \frac{\partial}{\partial x} \Big|_\psi - \rho v \frac{\partial}{\partial \psi} \Big|_y \quad (24)$$

Dans le but de réduire les équations aux dérivées partielles obtenues à des équations différentielles ordinaires, la variable auto-similaire η est introduite.

2.3.3 Introduction de la variable auto-similaire

La variable d'espace auto-similaire η est introduite de façon à simplifier les équations de la couche limite :

$$\eta = \frac{(Gr_x)^{1/4}}{x\sqrt{2}} \int_0^y \frac{\rho}{\rho_\infty} dy \quad (25)$$

Préalablement, une fonction de courant ψ qui satisfait l'équation de continuité a été définie comme suit :

$$\psi = 2^{3/2} \rho_\infty v_\infty Gr_x^{1/4} f(\eta) \quad (26)$$

où Gr_x est le nombre de Grashof défini par :

$$Gr_x = \frac{gx^3(T_w - T_\infty)}{v_\infty^2 T_\infty} = Gx^3 \text{ avec } G = \frac{g(T_w - T_\infty)}{v_\infty^2 T_\infty} \quad (27)$$

$$\text{De sorte que : } \psi = 2^{3/2} \rho_\infty v_\infty (Gx^3)^{1/4} f(\eta) \text{ et } f'(\eta) = \frac{ux}{2v_\infty (Gx^3)^{1/2}}$$

2.3.4 Equation de quantité de mouvement

L'équation de quantité de mouvement peut prendre la forme suivante:

$$\rho \left\{ u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right\} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \rho g \left(\frac{T - T_\infty}{T_\infty} \right) \quad (28)$$

En utilisant les équations 23 et 24, l'équation de quantité de mouvement devient :

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_\psi - \rho v \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_x + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_x = \rho u \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\mu \rho u \frac{\partial u}{\partial \psi} \right) + \rho g \left(\frac{T - T_\infty}{T_\infty} \right) \quad (29)$$

L'hypothèse $\rho\mu = cte$ permet d'écrire :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_\psi = u \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\mu \rho u \frac{\partial u}{\partial \psi} \right) + g \left(\frac{T - T_\infty}{T_\infty} \right) \quad (30)$$

En introduisant la variable auto-similaire, η , et en rappelant que :

$$\left. \frac{\partial u}{\partial \psi} \right|_x = \frac{\partial u}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \psi} \quad (31)$$

$$\left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_\psi = \left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_\eta + \frac{\partial u}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (32)$$

On peut aisément expliciter $\frac{\partial \eta}{\partial x}$ et $\frac{\partial \eta}{\partial \psi}$:

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} = -\frac{3}{4x} \frac{f}{f'} \quad (33)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \psi} = \frac{1}{2^{3/2} \rho_\infty v_\infty G x^3 f'} \quad (34)$$

L'équation 30 devient alors :

$$u \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) = u \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\mu \rho u \frac{\partial u}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \psi} \right) \frac{\partial \eta}{\partial \psi} + g \left(\frac{T - T_\infty}{T_\infty} \right) \quad (35)$$

où le premier terme du membre de droite de cette équation se réduit à (Annexe 2) :

$$u \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\rho \mu u \frac{\partial u}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \psi} \right) \frac{\partial \eta}{\partial \psi} = v_\infty^2 G f''' \quad (36)$$

Finalement, l'équation de conservation de quantité de mouvement devient :

$$2v_\infty^2 G f'^2 - 3v_\infty^2 G f f'' = v_\infty^2 G f''' + \frac{g}{v_\infty^2} \left(\frac{T - T_\infty}{T_\infty} \right) v_\infty^2 \quad (37)$$

ou encore, en divisant les deux membres de cette équation par $v_\infty^2 G$ et en utilisant la définition de G (Eq. 27) :

$$2f'^2 - 3ff'' = f''' + \frac{g}{v_\infty^2} \left(\frac{T - T_\infty}{T_\infty} \right) \frac{v_\infty^2 T_\infty}{g(T_w - T_\infty)} \quad (38)$$

et finalement :

$$f''' + 3ff'' - 2f'^2 = -\frac{h}{h_w} \quad (39)$$

2.3.5 Equation de transport de la variable J

L'équation de transport de la variable J s'écrit :

$$\rho \left(u \frac{\partial J}{\partial x} + v \frac{\partial J}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{Sc} \frac{\partial J}{\partial y} \right) \quad (40)$$

En introduisant les variables x et ψ , l'équation 40 devient :

$$\frac{\partial J}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\rho u \frac{\mu}{Sc} \cdot \frac{\partial J}{\partial \psi} \right) \quad (41)$$

soit en terme de la variable auto-similaire :

$$\frac{\partial J}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\rho u \frac{\mu}{Sc} \frac{\partial J}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial \psi} \right) \cdot \frac{\partial \eta}{\partial \psi}$$

En utilisant les relations 34 et 35, l'équation de transport sur J se réduit à :

$$J'' + 3ScfJ' = 0 \quad (42)$$

2.3.6 Conditions à la limite

Les conditions aux limites sur f s'expriment de la manière suivante.

- en $y = 0$ on a $u = 0$; ce qui implique qu'en $\eta = 0$ on a $f' = 0$.
- lorsque $y \rightarrow \infty$, la vitesse dans la direction x s'annule, ce qui se traduit par $f = 0$ lorsque $\eta \rightarrow \infty$.

D'après les équations 16 et 17, les conditions aux limites pour J s'écrivent :

- en $\eta = 0$ on a $J = I$
- lorsque $\eta \rightarrow \infty$ on a $J = 0$.

La dernière condition à la limite est obtenue en explicitant $\rho v = \dot{m}''$ à la paroi en fonction de f et J .

En utilisant la définition de la fonction de courant et l'équation (33) il vient :

$$\rho v \Big|_{y=0} = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \Big|_{y=0} = -2^{3/2} \rho_{\infty} v_{\infty} G^{1/4} x^{-1/4} \frac{3}{4} f(0) = -\frac{3}{\sqrt{2}} \rho_{\infty} v_{\infty} G^{1/4} x^{-1/4} f(0) \quad (43)$$

A ce stade, on suppose que toute l'énergie transmise au solide sert à le vaporiser et que la convection est l'unique mode de transfert de chaleur.

$$\dot{m}'' = \frac{\dot{q}_{conv}''}{L_v} \quad (44)$$

$$\dot{m}'' = \frac{\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0}}{L_v} = \frac{\lambda \frac{\partial h}{C_p \partial y} \Big|_{y=0}}{L_v} = \frac{\lambda \frac{\partial h}{C_p \partial \eta} \Big|_{\eta=0} \frac{\partial \eta}{\partial y}}{L_v} = \frac{\lambda \frac{\partial h}{C_p \partial \eta} \Big|_{\eta=0} \frac{G^{1/4} x^{-1/4} \rho}{\sqrt{2} \rho_\infty}}{L_v} \quad (45)$$

En égalant 43 et 45, on obtient :

$$-3\rho_\infty v_\infty f(0) = \frac{\lambda \frac{\partial h}{C_p \partial \eta} \Big|_{\eta=0} \rho}{L_v \rho_\infty} \quad (46)$$

Ce qui donne :

$$f(0) = -\frac{\lambda \rho \mu}{C_p \rho_\infty \mu} \frac{\partial h}{3L_v \rho_\infty v_\infty \partial \eta} \Big|_{\eta=0} \quad (47)$$

$$f(0) = -\frac{1}{3\text{Pr} L_v} \frac{\partial h}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} \quad (48)$$

Explicitons $\frac{\partial h}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0}$:

$$J'(0) = \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{\gamma - \gamma_\infty}{\gamma_w - \gamma_\infty} \right]_{\eta=0} = \frac{1}{\gamma_w - \gamma_\infty} \frac{\partial \gamma}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} \quad (49)$$

$$J'(0) = \frac{1}{\frac{-h_w}{Q_p v_{o_2} M_{o_2}} + \frac{Y_{o_{2\infty}}}{v_{o_2} M_{o_2}}} \cdot \left(-\frac{\partial h}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} \right) \cdot \frac{1}{Q_p M_{o_2} v_{o_2}} \quad (50)$$

$$J'(0) = \frac{1}{-h_w + Q_p Y_{o_{2\infty}}} \cdot \left(-\frac{\partial h}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} \right) \cdot \frac{1}{Q_p M_{o_2} v_{o_2}} \quad (51)$$

$$J'(0) = \left. \frac{\partial h}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} \cdot \frac{1}{-Q_p Y_{O_2\infty} + h_w} \quad (52)$$

Le calcul des conditions aux limites fait apparaître le nombre de transfert de masse B défini par :

$$B = \frac{Q_p Y_{O_2\infty} - h_w}{L_v} \quad (53)$$

Finalement la dernière condition à la limite en $y = 0$ s'exprime comme suit :

$$f(0) = \frac{BJ'(0)}{3Pr} \quad (54)$$

2.3.7 Etablissement du second membre de l'équation de quantité de mouvement

Pour achever l'établissement de ce système, le terme h/h_w qui apparaît dans l'équation (39) doit être explicité. Deux expressions de ce second membre vont être obtenues : l'une pour la région située entre la paroi et la flamme, et l'autre au-delà. Compte tenu de l'hypothèse de flamme mince la position de la flamme est donnée par $\beta(\eta_{fl}) = 0$. Cette condition s'exprime également comme

$$J(\eta_{fl}) = \frac{r}{1+r}, \quad r \text{ étant le nombre de consommation de masse } (r = \frac{Y_{O_2\infty} \nu_f M_f}{Y_{fw} \nu_{O_2} M_{O_2}}).$$

L'analyse complète effectuée pour expliciter h/h_w dans ces deux zones est donnée en annexe 3.

2.3.8 Système final

$$\begin{cases} f''' + 3ff'' - 2f'^2 = \begin{cases} -[1 + (1-J)B/\tau], & \eta \leq \eta_n \\ -[(1+r+B/\tau)J/r], & \eta \geq \eta_n \end{cases} \\ J'' + 3Pr f J' = 0 \end{cases}$$

$$J'' + 3Pr f J' = 0$$

$$J(0) = 1, J(\infty) = 0, f'(\infty) = 0, f'(0) = 0 \text{ et } f(0) = \frac{BJ'(0)}{3Pr}$$

2.4 Variables de sortie de la théorie de la couche limite laminaire

Les principales grandeurs de sortie de la théorie de la couche limite sont le débit local de pyrolyse, le flux convectif à la paroi, et l'épaisseur de flamme.

Le débit de pyrolyse local, donné par l'équation 45 s'écrit sous la forme :

$$\dot{m}'' = -\frac{3v_{\infty}\rho_{\infty}f_w Gr_x^{1/4}}{2^{1/2}x} \quad (55)$$

Le flux convectif à la surface du combustible est directement relié au débit de pyrolyse par la relation (45). Finalement l'épaisseur de flamme s'obtient à partir de l'équation 56 :

$$y_{fl} = \frac{\sqrt{2}x}{Gr_x^{1/4}} \int_0^{\eta_{fl}} \frac{\rho_{\infty}}{\rho} d\eta \quad (56)$$

En utilisant l'équation 10 et en considérant que la pression reste constante ($\rho T = cte$) on obtient :

$$\frac{\rho_{\infty}}{\rho} = \frac{h}{h_w} \left(\frac{T_w - T_{\infty}}{T_{\infty}} \right) + 1 \quad (57)$$

Le terme h/h_w dans la zone comprise entre la paroi et la surface de flamme ($\eta \in [0, \eta_{fl}]$) est déterminé dans l'annexe 3. Il s'exprime part :

$$\frac{h}{h_w} = 1 + (1 - J) \frac{B}{\tau} \quad (58)$$

2.5 Prise en compte des pertes radiatives et des flux de chaleur autres que la convection au niveau de l'interface gaz / combustible

Le système d'équations différentielles établi précédemment a été obtenu en négligeant les pertes radiatives au sein de l'écoulement et en considérant que seul le flux convectif était responsable de la vaporisation du combustible. Ces hypothèses sont valables pour des combustibles liquides ayant une température de vaporisation peu élevée et générant des flammes peu chargées en suies tels que les alcools (méthanol, éthanol, propanol). Elles deviennent rapidement restrictives lorsque les phénomènes radiatifs ne peuvent plus être négligés ou lorsque le matériau considéré est un solide thermiquement épais. La prise en compte de ces phénomènes peut s'effectuer en modifiant le nombre de transfert de masse. Cette solution a souvent été retenue dans le passé car le système établi précédemment n'est pas modifié.

2.5.1 Prise en compte du rayonnement au sein de l'écoulement

En utilisant l'hypothèse de Markstein, à savoir qu'une fraction χ_R de l'énergie libérée par la combustion est perdue par rayonnement, l'équation enthalpique s'écrit :

$$\rho \left\{ u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} \right\} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial y} \right) + (1 - \chi_R) Q_v \quad (59)$$

Les pertes radiatives imposent une nouvelle définition de la variable de Shvab-Zeldovich, qui devient :

$$\gamma = \frac{-Y_{O_2}}{\nu_{O_2} M_{O_2}} - \frac{h}{\nu_{O_2} M_{O_2} Q_p (1 - \chi_R)}$$

Une nouvelle expression du nombre de transfert de masse est aussi obtenue [82] :

$$B_R = \frac{(1 - \chi_R) Q_p Y_{O_2 \infty} - h_w}{L_v} \quad (60)$$

2.5.2 Prise en compte des transferts de chaleur à la paroi autres que la convection

La prise en compte du flux radiatif net et de la conduction dans le solide dans le bilan à la paroi modifie l'équation 45 qui devient :

$$\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial y} \Big|_{y=0^-} = \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0^+} - \dot{q}_{rr}'' + \dot{q}_{rf}'' - \dot{m}'' L_v \quad (61)$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0^+} = \dot{q}_{cond}'' + \dot{q}_{r,net}'' + \dot{m}'' L_v \quad (62)$$

En regroupant les pertes radiatives et conductives dans un unique terme [82] :

$$Q = \frac{\dot{q}_{cond}'' + \dot{q}_{r,net}''}{\dot{m}''} \quad (63)$$

la condition à la limite $\dot{m}'' = \rho v$ devient :

$$\dot{m}'' = \frac{\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0^+}}{(Q + L_v)} \quad (64)$$

Cette nouvelle expression conduit à définir une chaleur latente de vaporisation *effective* et par conséquent un nombre de transfert de masse dit « total ».

$$B_t = \frac{(1 - \chi_R) Q_p Y_{O_2 \infty} - h_w}{L_v + Q} \quad (65)$$

En explicitant la condition à la limite $\dot{m}'' = \rho v$ de manière semblable au développement effectué précédemment (Eq. 46) la condition aux limites sur J peut donc s'écrire :

$$f(0) = \frac{J'(0)}{3Pr} B_t \quad (66)$$

Dans ce cas, le système d'équations ne peut être résolu analytiquement car le terme Q regroupant les pertes thermiques ne peut pas être évalué. Seule une résolution numérique prenant en compte tous les paramètres physiques du problème (simulation *CFD*) permettrait d'estimer les pertes thermiques par le biais des flux mis en jeu lors de la pyrolyse. Cela est réalisé au paragraphe 5.1.2 dans lequel, par ailleurs, les limitations de la formulation auto-similaire sont étudiées.

2.6 Résolution des équations de la couche limites laminaire

La difficulté de résoudre le système d'*EDO* couplées résultant de la formulation auto-similaire de la couche limite réactive provient de l'existence d'une condition à la limite excédentaire en $y = 0$ imposant une contrainte supplémentaire à ce système $f(0) = \frac{J'(0)}{3Pr} B$.

Après avoir transformé le problème aux conditions aux limites en un problème aux conditions initiales, Pagni et Shih [51] ont développé deux méthodes de résolution basées sur les différences finis. La première est une méthode itérative de type « shooting » [51] tandis que la seconde est non itérative [73] et basée sur la méthode d'expansion paramétrique.

Dans la présente étude, le problème aux conditions aux limites est résolu par le solveur *BVP4C* développé par Shampine et Reichelt [72] et amélioré par la suite par Shampine [71] (Annexe 4) couplé à une procédure itérative. La solution est considérée comme convergée quand

$$\left| J(\eta_{fl}) - \frac{r}{1+r} \right| \leq 10^{-6}$$

La vitesse de convergence est fortement dépendante de la solution initiale.

Les paramètres du *PMMA* utilisés pour effectuer les calculs sont reportés dans le Tableau 1.

Données	Valeurs (<i>PMMA</i>)
χ_R	0.18
T_w	630 K
Y_{fw}	0.57
L_v	$2 \times 10^6 \text{ J.kg}^{-1}$

Tableau 1: Données nécessaires à l'étude analytique.

3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL, INSTRUMENTATION ET MESURES

Ce travail expérimental s'inscrit dans la continuité des études entreprises sur la détermination du nombre de transfert de masse caractérisant les propriétés d'un matériau soumis au feu [16,65], au cours desquelles un dispositif expérimental avait été développé. Au cours de la présente étude, ce dispositif a été entièrement reconstruit et de nombreuses modifications techniques ont été apportées, notamment en ce qui concerne les accès optiques par toutes les faces du matériau combustible. Une nouvelle approche a par ailleurs été envisagée, puisque le nouveau dispositif et la nouvelle instrumentation mise en place permettent non seulement l'étude de la phase propagative (largement étudiée jusqu'à présent) mais également celle de la phase stationnaire d'un feu établi le long d'une plaque plane de *PMMA* en position verticale.

3.1 Dispositif

Développé spécifiquement dans le cadre de cette étude, le dispositif expérimental permet d'étudier la phase propagative, la phase stationnaire et les effets d'un certain nombre de paramètres liés à la configuration tels que la largeur de la zone de pyrolyse ou l'inclinaison de la plaque combustible. Le dispositif expérimental se décompose en plusieurs sous-ensembles dont les caractéristiques sont présentées ci-après :

3.1.1 Le foyer

Le foyer, appelé « mur expérimental » est composé d'un support, d'une plaque de combustible et d'une partie de l'instrumentation. Le « mur expérimental » repose sur une balance de précision, elle-même positionnée sur une table (Figure 3).

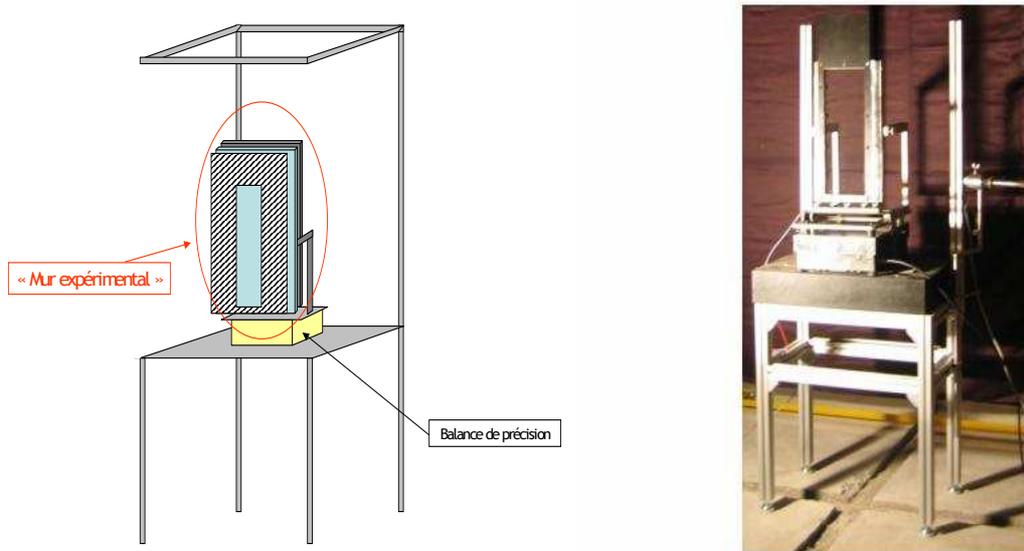


Figure 3 : Schéma et photo du dispositif expérimental.

La Figure 3 présente un schéma et une photo du foyer dans son ensemble. Les caractéristiques de chaque sous-ensemble sont décrites de façon plus précise.

3.1.1.1 Le support à combustible

Il est composé d'un socle en aluminium et d'une armature dissociable pouvant être inclinée par rapport à la verticale (Figure 4). Une plaque en acier inoxydable standard de 2 mm d'épaisseur, découpée en « O » et baptisée « masque en face avant », est placée en face avant dans le but de délimiter la zone de pyrolyse. Le « masque en face avant » est entièrement recouvert d'une peinture noire et résistante aux températures élevées (700°C au minimum). Cinq modèles de « masque en face avant » définissant des zones de pyrolyse de largeur 25 mm (Figure 5), 50 mm (Figure 6), 100 mm (Figure 7), 150 mm (Figure 8) et 200 mm (Figure 9) ont été fabriqués. La plaque de combustible est prise en sandwich entre l'armature (face arrière) et le masque (face avant), ce qui permet de maintenir la plaque de combustible dans sa forme plane initiale et de s'affranchir des problèmes de gonflement et d'ondulation [46,47]. En effet, sous l'effet de sollicitations thermiques provoquées par le rayonnement de la flamme, la plaque de PMMA va perdre en rigidité. Il est donc nécessaire de la maintenir dans sa forme et sa position initiales.

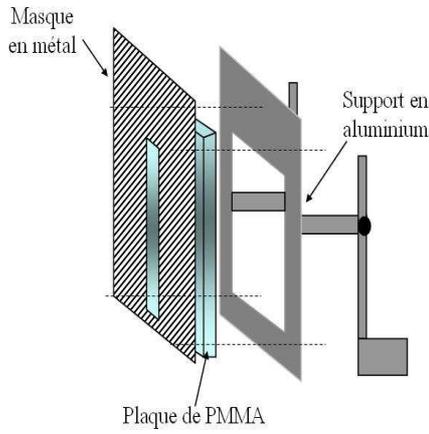


Figure 4 : Schéma et photo du support à combustible.

Les différents masques de « face avant » permettant de définir les différentes dimensions de la zone de pyrolyse à étudier sont présentés ci-dessous :

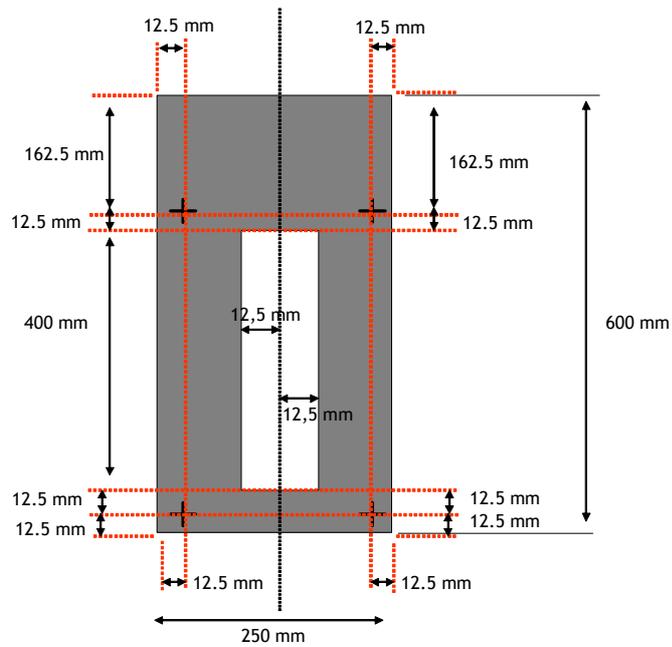


Figure 5 : « Masque en face avant » délimitant une zone de pyrolyse de 25 mm de largeur.

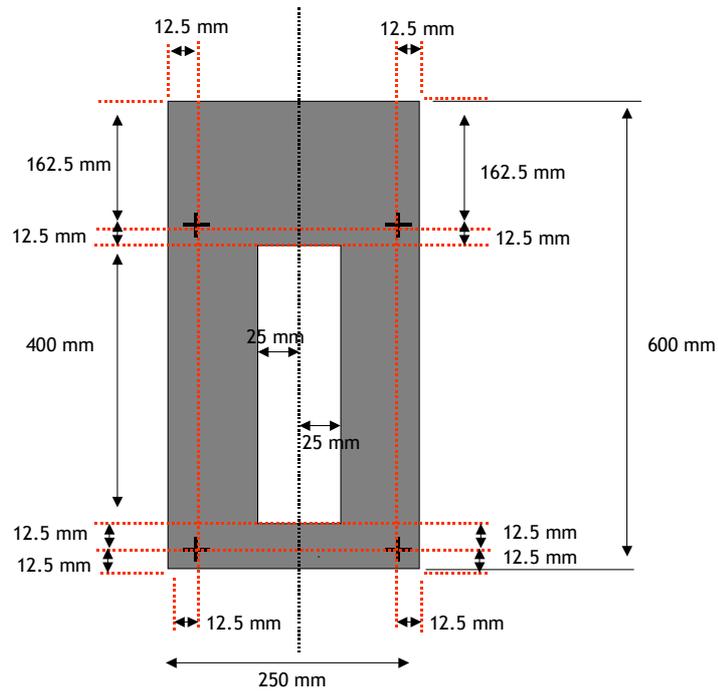


Figure 6 : « Masque en face avant » délimitant une zone de pyrolyse de 50 mm de largeur.

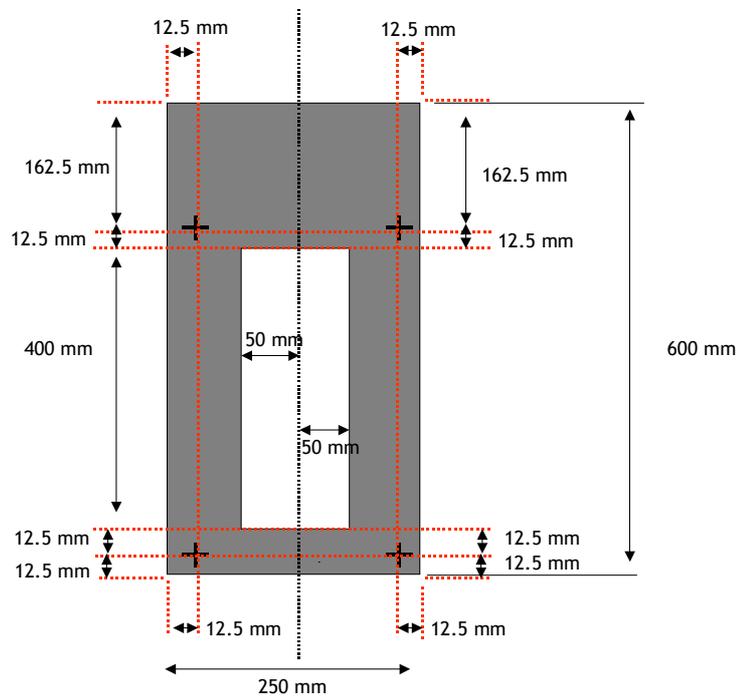


Figure 7 : « Masque en face avant » délimitant une zone de pyrolyse de 100 mm de largeur.

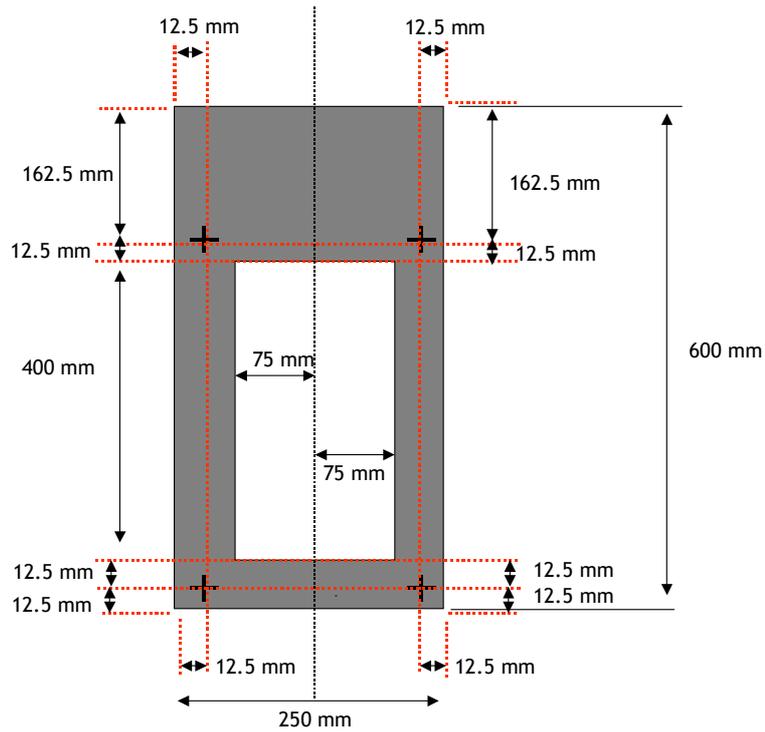


Figure 8 : « Masque en face avant » délimitant une zone de pyrolyse de 150 mm de largeur.

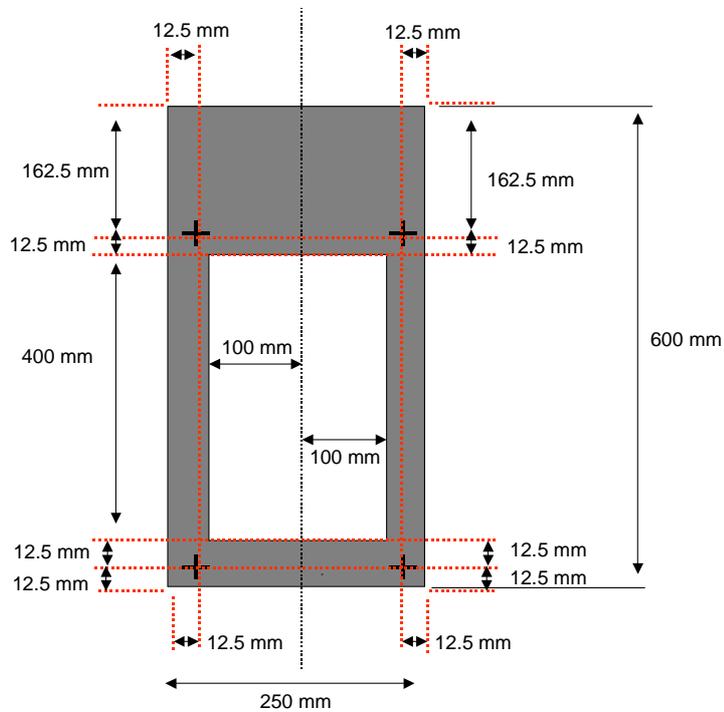


Figure 9 : « Masque en face avant » délimitant une zone de pyrolyse de 200 mm de largeur.

Ces « masques de face avant » sont parfaitement interchangeables et permettent de considérer des plaques de largeurs (notée w) différentes.

3.1.1.2 Les plaques de combustible

Le combustible solide choisi pour cette étude est du PolyMethAcrylate de Methylene (PolyMethyleneMethAcrylate en anglais), couramment appelé *PMMA*. Ce matériau plastique possède l'avantage de se sublimer lors de sa pyrolyse et de produire très peu de résidus carbonés à sa surface lors de sa pyrolyse, ce phénomène étant, pour l'instant, difficile à appréhender dans le contexte du développement d'un modèle de pyrolyse. Le *PMMA* utilisé dans notre étude est un *Plexiglas*[®] acrylique de type *G* transparent. Pour indication, ses propriétés physiques et thermiques sont résumées dans le Tableau 2 :

Masse volumique	ρ_s (kg.m ⁻³)	1011	Vietoris [87]
		1150	Donnée fabricant
		1186.3	Donnée LNE
Chaleur spécifique	C_{p_s} (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	2100 (à 25°C)	Donnée fabricant
		2586	Vietoris [86]
		2100	Pagni <i>et al.</i> [51]
		1450	Donnée LNE
Conductivité thermique	λ_s (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	0.1874	Donnée fabricant
		0.1633	Vietoris [87]
		0.183	Donnée LNE
Chaleur latente d epyrolyse	L_v (MJ.kg ⁻¹)	1.6	Tewarson et Ogden [79]
		2	Donnée fabricant
Chaleur de réaction	Q_p (kJ.g ⁻¹ oxygène)	13.6	Tewarson et Ogden [79]

Tableau 2 : Caractéristiques du *PMMA* selon différentes sources.

Les plaques de combustibles possèdent les dimensions suivantes :

- hauteur : 450 mm
- largeur : 250, 200, 150, 100, 75, 50 mm
- épaisseur : 30 mm

Les dimensions fournies ci-dessus pour les plaques ne sont pas caractéristiques de la zone de pyrolyse. En effet, une partie des plaques est recouverte par les « masques de face avant » de façon à limiter la zone de pyrolyse. Cette dernière a une hauteur réelle de 400 mm, et une largeur comprise entre 25 mm et 200 mm. Les positions des percages de fixation sont données sur la Figure 10. Des

perçages destinés à l'insertion de thermocouples sur l'axe de symétrie sont également prévus. Leur position en prenant le bord réel de la plaque comme origine est résumée dans le tableau suivant :

d _{per} (m)				
perçage 1	perçage 2	perçage 3	perçage 4	perçage 5
0.035	0.075	0.125	0.225	0.325

Tableau 3 : Positions des thermocouples à la surface de la plaque de combustible le long de son axe de symétrie.

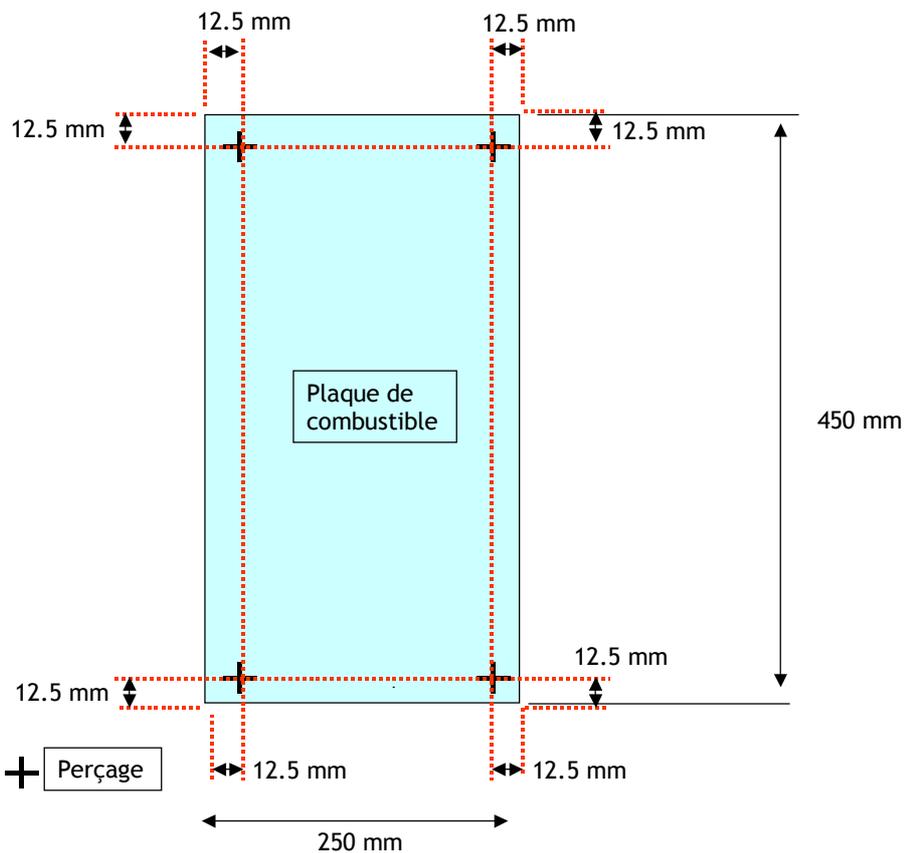


Figure 10 : Localisation des perçages de fixation de la plaque de combustible en vue de face.

Toutes les faces des plaques de *PMMA* doivent être parfaitement transparentes de façon à visualiser l'intérieur de la matière par des moyens vidéo. Les faces latérales sont même polies pour assurer une transparence optique optimale.

3.1.2 Le système de mise à feu

L'allumage est une étape primordiale puisqu'il conditionne la propagation ultérieure du feu. Jusqu'à présent, plusieurs techniques ont été employées dans la littérature. Coutin [16] dans le cadre d'une expérience similaire à celle-ci, utilisait un fil résistif, ce qui produisait un allumage peu homogène sur des plaques de 5 cm de large. Orloff *et al.* [49,50] ont effectué un allumage uniforme en utilisant 3 cm³ d'acétone alors que Tewarson et Ogden [79] utilisaient 10 mL de méthanol. Enfin, Saito *et al.* [70] ont utilisé un brûleur alimenté au CH₄. La présence de combustible autre que les produits de pyrolyse du *PMMA* peut altérer la phase d'allumage, essentielle pour la compréhension du phénomène physique. La présence d'un autre combustible quel qu'il soit est à éviter. Dans cette étude, un soin particulier a été apporté à la qualité de la l'allumage, ce qui a permis d'améliorer la reproductibilité des résultats expérimentaux notamment dans la phase propagative. Le flux de chaleur nécessaire à l'inflammation de l'échantillon est fourni par un barreau muni d'une résistance électrique chauffante de 2kW (Figure 11). La température de surface de du barreau est homogène sur sa longueur efficace (25 cm) et se situe autour de 750 K. Son alimentation se fait par un autotransformateur (230 V alternatif) muni d'un potentiomètre réglable. Aussitôt l'allumage effectué, le système d'allumage est retiré par pivotement et l'autotransformateur est éteint.

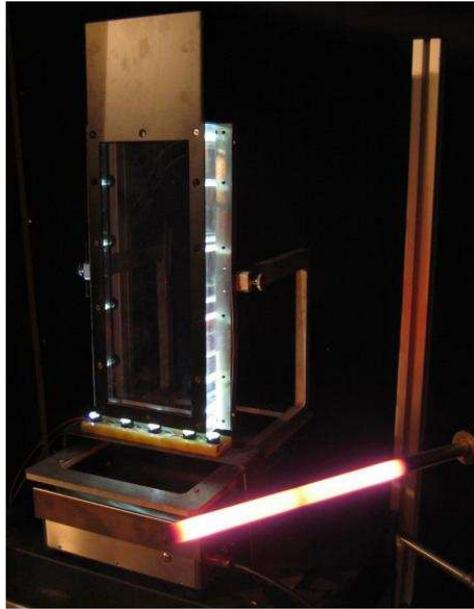


Figure 11 : Photo du système d'allumage en phase de chauffe.

L'allumage se produit après environ 45 s d'exposition de la plaque combustible au flux imposé par le barreau chauffant. La distance optimale séparant le barreau chauffant de la plaque de *PMMA* est de 1 cm, ce qui est assez proche pour produire un allumage homogène de la plaque et assez éloigné pour ne pas générer un préchauffage trop important de la plaque. A ce titre, un système de déport des gaz chauds a également été installé, ce qui a permis de limiter le préchauffage.

3.1.3 Le système d'extinction

L'extinction se fait au moyen d'un extincteur à CO_2 afin de ne pas trop altérer l'état de surface du combustible. La qualité de l'extinction est conditionne la validation, à posteriori, par contrôle destructif, des mesures de la position de l'interface combustible solide / gaz obtenues par la technique optique mise en place (nécessaire à la détermination du débit local de pyrolyse).

3.1.4 Dispositif de sécurité

Le foyer est centré sous une hotte de récupération des gaz. Il est localisé à une distance suffisante de la hotte (1,5 m) pour éviter que le tirage, bien que faible, ne vienne perturber le développement du feu. Afin d'assurer au mieux la reproductibilité des tests, des écrans (rideaux noirs et ignifugés) sont disposés autour du mur expérimental permettant ainsi de limiter les mouvements d'air inopportuns à

proximité de la flamme. Outre leur fonction protectrice, le fond noir de ces écrans améliore les prises de vue vidéo.

3.2 Instrumentation et mesures associées

Les choix et la mise en place de l'instrumentation sont définis en fonction des phénomènes physiques devant être étudiés :

- la pyrolyse,
- la géométrie de la flamme,
- l'écoulement induit par la gravité (convection naturelle).

Les grandeurs physiques à mesurer sont :

- l'épaisseur et la longueur de flamme,
- la vitesse de propagation du front de pyrolyse,
- la vitesse de régression de la plaque de combustible le long de son axe de symétrie,
- la perte de masse du combustible,
- les températures des gaz dans la flamme et le panache de fumées,
- les températures à la surface du combustible.

3.2.1 Mesures vidéo

Le dispositif expérimental mis en place comporte trois caméras vidéo classiques *CCD* (Charge-coupled-Device), monochromes (niveaux de gris compris entre 0 et 255), une caméra vidéo couleurs et une caméra *IR* permettant de traquer le front de pyrolyse.

3.2.1.1 *Visualisation de l'épaisseur de flamme visible*

Un système vidéo est mis en œuvre afin d'extraire les épaisseurs de flammes visibles (terme anglo-saxon : stand-off distances). Pour ce faire, les trois caméras vidéo synchronisées sont utilisées pour

obtenir une vue latérale de la plaque (Figure 12). Il s'agit de caméras monochromes ayant une résolution de 1392×1040 pixels à 10 fps (*frames per second = images par seconde*). Elles sont positionnées les unes au dessus des autres à 1,4 m de l'axe de symétrie de la plaque combustible.

Cette résolution permet d'obtenir une fenêtre de visualisation de $112 \times 84 \text{ mm}^2$ et chaque pixel représente une taille réelle de 0.11 mm . La superposition des trois caméras permet l'étude d'une zone de $336 \times 84 \text{ mm}^2$. Le champ de vision est choisi de manière à obtenir une erreur de moins de 5 % sur les épaisseurs de flamme.

Les figures suivantes présentent des schémas du dispositif d'instrumentation mis en place.

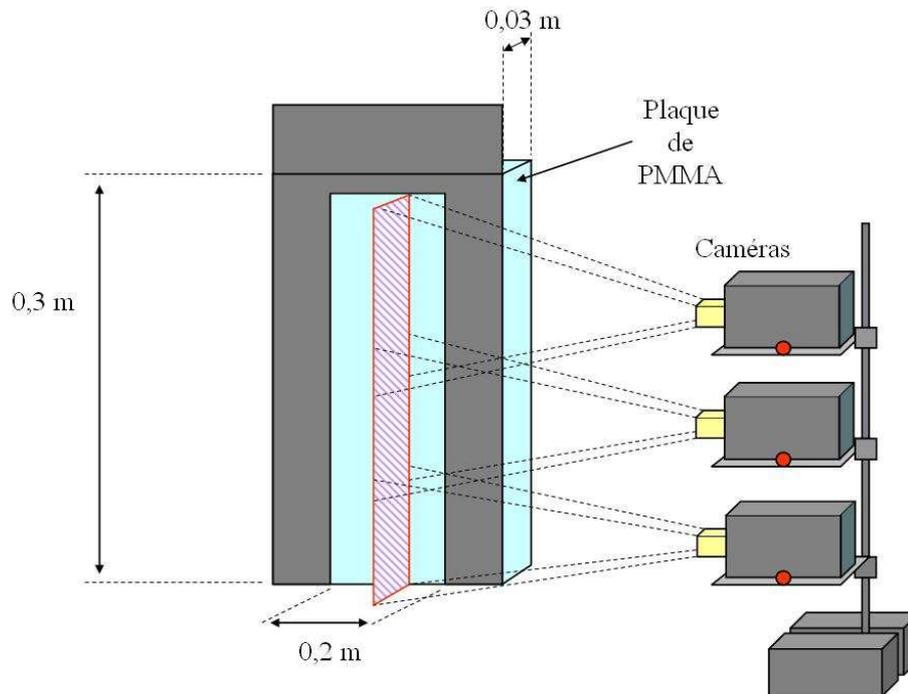


Figure 12 : Positionnement de l'instrumentation optique.

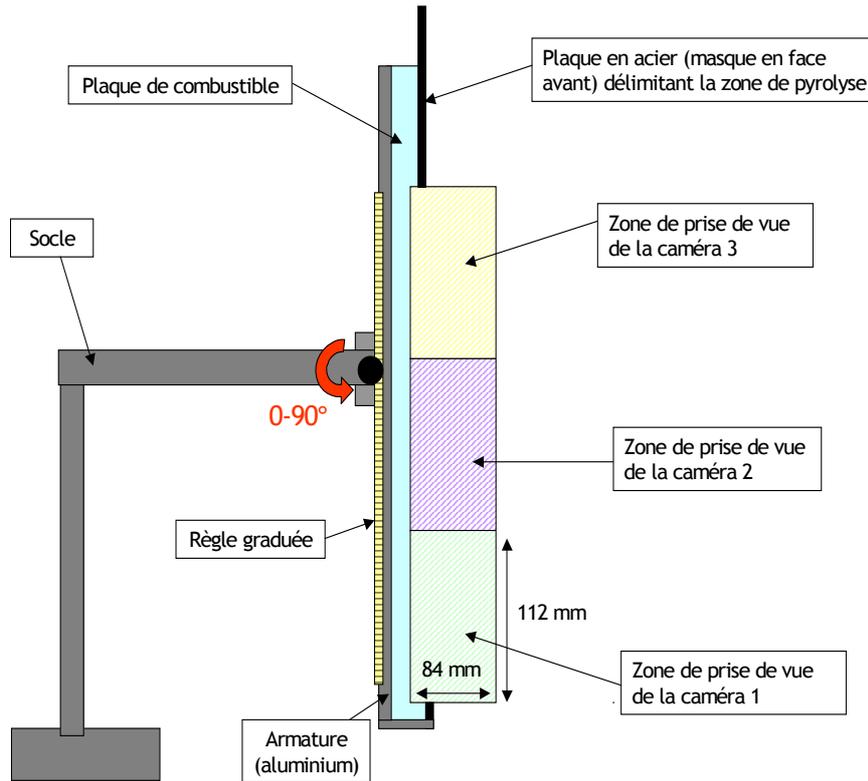


Figure 13 : Zones de prises de vues des trois caméras.

La Figure 13 représente un schéma en coupe du « mur expérimental ». Cette figure permet de distinguer les différentes zones de prises de vues et le principe de raccordement des images de chacune des trois caméras. La plaque de combustible est prise en « sandwich » entre l’armature de la face arrière et le « masque de face avant » ce qui garantit son maintien durant le test.

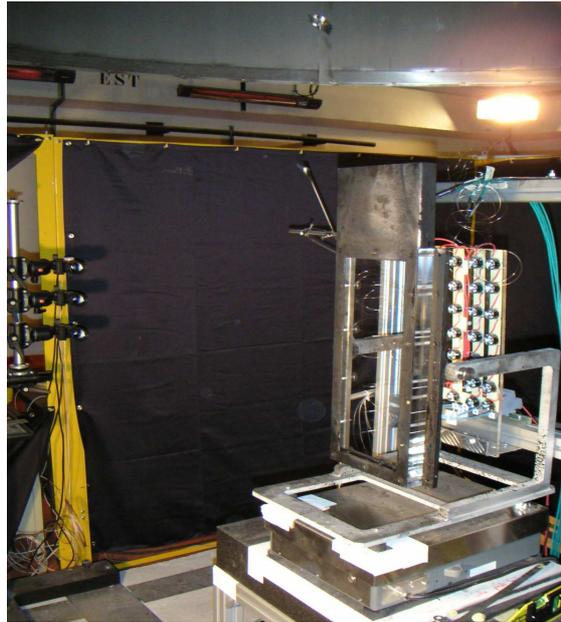


Figure 14 : Photo du dispositif expérimental localisé sous la tour Saturne.

La mesure d'épaisseur de flamme visible est basée sur la notion de seuil de niveau de gris. Ce traitement d'image spécifique sera détaillé ultérieurement. Le système vidéo fournit des images instantanées à une fréquence de 10 Hz .

3.2.1.2 Illustration de la procédure de moyenne

La Figure 15 est un exemple d'image instantanée.

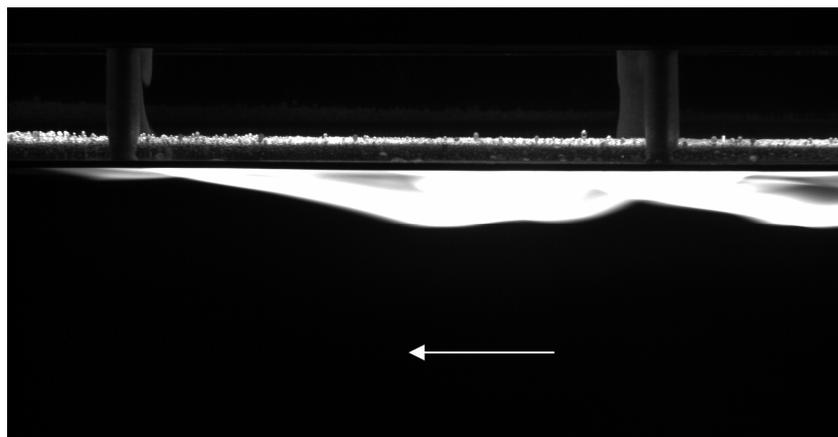


Figure 15 : Exemple d'image instantanée (*caméra 2, $t = 900\text{ s}$*).

Ces images instantanées sont ensuite moyennées sur des périodes de temps de 10 s afin d'obtenir une forme de flamme visible exploitable. Le traitement d'image basé sur la notion de seuil de niveau de gris et permettant d'extraire l'évolution de l'épaisseur de flamme le long de l'axe de

symétrie de la plaque à partir des images moyennées (Figure 16) sera décrit en détail ultérieurement.

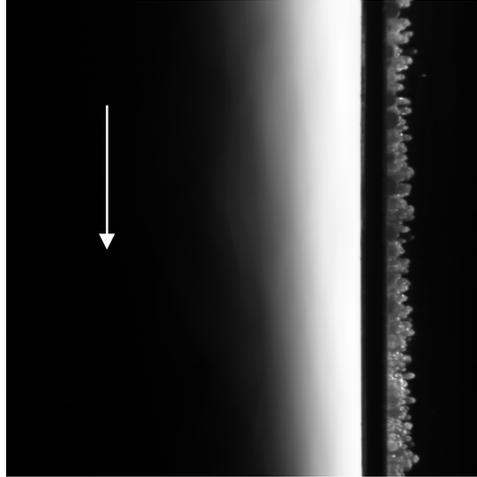


Figure 16 : Image moyennées sur 10 s (caméra 2).

3.2.1.3 Visualisation et mesures des hauteurs de flamme

Concernant les hauteurs de flamme, deux techniques de mesure ont été employées. Dans la première, une caméra qui délivre des images couleurs de 1032×776 pixels à une fréquence de 10 Hz est placée en face avant. Cette approche est utilisable dans les phases propagative et stationnaire.

La seconde utilise trois caméras placées latéralement pour estimer des hauteurs de flammes pendant la phase propagative. Malheureusement, cette seconde technique n'est pas utilisable pendant la phase stationnaire, la zone de prise de vue étant alors inadaptée à la hauteur de flamme.

3.2.1.4 Exemple d'images permettant la mesure des hauteurs de flamme

On s'intéresse ici à la première technique de mesure de la hauteur de flamme par visualisation en face avant de la plaque.

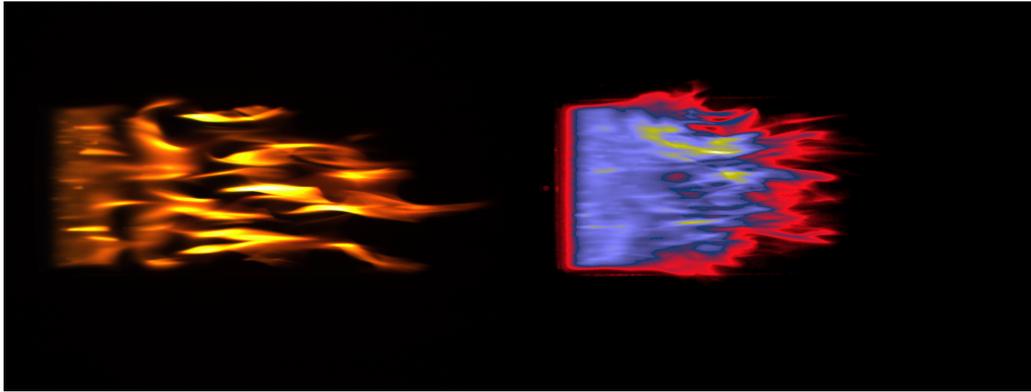


Figure 17 : Exemple d'images instantanée et moyennée (10 s, en fausses couleurs) obtenues par visualisation de la face avant de la plaque.

Sur la Figure 17 une image instantanée issue de la caméra couleurs placée face au foyer est représentée. Comme dans le cas des prises vues effectuées par les caméras latérales (cf. paragraphe 3.2.1.2), il est indispensable de réaliser des moyennes sur des périodes de 10 s de façon à pouvoir exploiter les images prises face au foyer. Une image moyenne est représentée sur la figure 18. A partir de cette image moyennée un traitement d'image spécifique basé sur la notion de seuil de niveau de gris a été développé pour déterminer la hauteur de flamme.



Figure 18 : Prise de vue latérale moyenne (10 s) de la caméra 1 permettant la mesure des longueurs de flamme.

3.2.1.5 Calibration des caméras latérales

La reconstruction d'une image unique à partir des images issues des trois caméras différentes (Figure 13) pose un certain nombre de difficultés. Bien que de conceptions identiques, chacune des trois caméras latérales possède ses propres caractéristiques, la plus contraignante étant la

sensibilité de la matrice de *CCD*. Il est donc nécessaire de re-calibrer deux des caméras par rapport à la troisième choisie arbitrairement comme référence. Pour ce faire, chaque caméra a été exposée à une série de sources lumineuses calibrées faisant office de « références ».

3.2.1.6 Visualisation de l'interface combustible / gaz

Les trois caméras positionnées latéralement permettent également de visualiser la tranche du matériau combustible. Dans le cas du *PMMA*, un polissage après découpe des plaques combustibles permet de rétablir l'accès optique à travers les faces latérales.

Le système vidéo permet donc de visualiser l'interface combustible / gaz matérialisée par une couche de bulles dans le matériau transparent. La face arrière de la plaque est éclairée par une lumière froide pour accentuer le contraste optique entre la phase solide et la phase gazeuse (Figure 19). La position de l'interface $\delta(x,t)$ est ensuite localisée en utilisant un traitement d'images spécifique par seuillage du niveau de gris (cf. paragraphe 3.3.2).

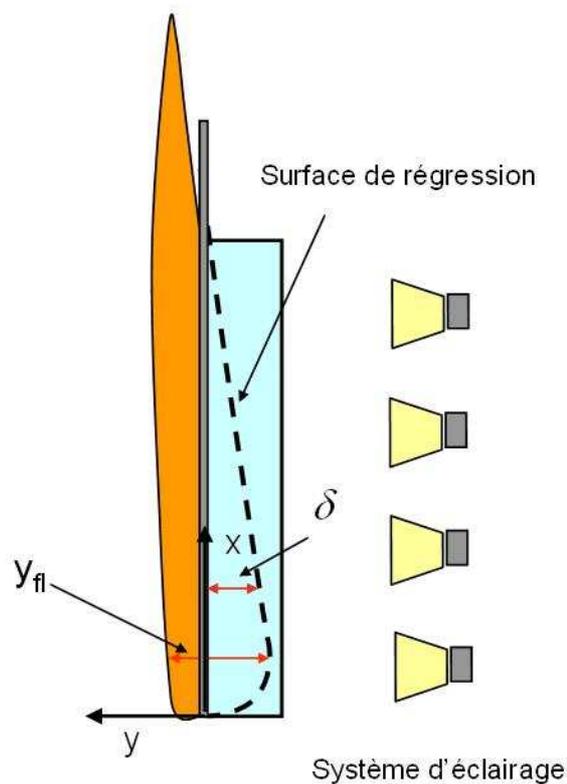


Figure 19 : Schématisation de la prise de vue latérale.

3.2.1.6.1 Système d'éclairage de la face arrière de la plaque combustible

Le système fournissant de la lumière « froide » comporte une matrice de 36 diodes. Il est placé en face arrière de la plaque combustible de façon à ce que les rayons lumineux diffusent au niveau de l'interface combustible / gaz (barrière de bulles). L'utilisation de lumière « froide » permet de ne pas introduire de source de chaleur supplémentaire et donc de ne pas altérer le processus de pyrolyse. Des tests de mise au point ont conduit à la détermination d'une distance optimale entre les diodes et la plaque combustible pour offrir le meilleur contraste et permettre ainsi une meilleure analyse du signal vidéo. Le système d'éclairage, alimenté par une alimentation stabilisée (0-24 Volts), permet pour chaque largeur de plaque étudiée de déterminer un voltage spécifique offrant des prises de vues optimales de la régression de la plaque combustible. De plus, pour chaque largeur de plaque étudiée, un réglage optimal du *shutter*, qui règle le temps d'obturation des caméras a été déterminé.

Les réglages suivants ont ainsi été utilisés lors de l'étude :

Largeur de la plaque combustible (mm)	Voltage optimal alimentant le système d'éclairage (Volts)	Shutter
200	23.5	300
150	23	500
100	22	600
50	21.5	800
25	21	1500

Tableau 4 : Réglages du système d'éclairage et du temps d'obturation pour différentes largeurs de plaque.

3.2.1.7 Prise en compte de la régression de la plaque combustible dans la mesure de l'épaisseur de flamme

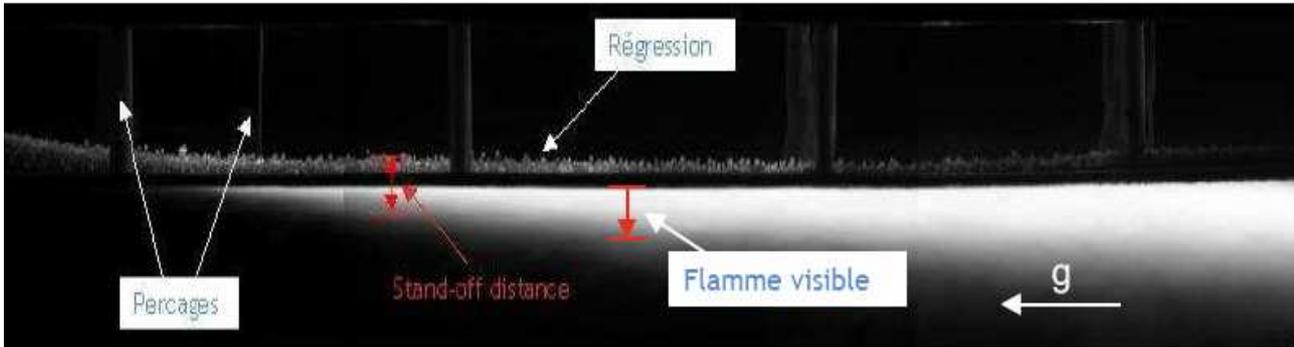


Figure 20 : Image reconstruite (caméras 1, 2 et 3) et moyennée.

La Figure 20 est une reconstruction des trois prises de vues réalisées par les caméras positionnées latéralement qui permettent de visualiser l'épaisseur de flamme visible et de la corriger en cas de régression locale de la plaque combustible. Cette approche permet a priori de déterminer des épaisseurs de flamme même lorsque la régression de l'interface combustible solide / gaz est importante. Par conséquent, la mesure de l'épaisseur de flamme n'est pas limitée à la phase propagative comme dans les études précédentes mais peut s'étendre à la phase stationnaire.

3.2.1.8 Visualisation de l'évolution de la position du front de pyrolyse pour les matériaux optiquement transparents

La découpe en « O » de l'armature arrière en aluminium (Figure 4) permet dans le cas d'un matériau optiquement transparent d'accéder par la face arrière à une vue de la face avant de la plaque de combustible. La propagation du front de pyrolyse peut ainsi faire l'objet d'une mesure vidéo dans le visible par l'intermédiaire d'une caméra standard et d'un traitement d'image spécifique permettant de traquer une densité de bulles caractéristique du passage du front de pyrolyse. Cette technique de mesure ainsi que le traitement d'image spécifique sera présentée au paragraphe 3.2.3.2.

3.2.2 Mesures de température

Les mesures de température sont effectuées au moyen de thermocouples gainés. Le couple choisi est le chromel-alumel (*type K*) dont la gamme de température s'étend de $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$ à $1250\text{ }^{\circ}\text{C}$.

3.2.2.1 Température à la surface du combustible

Les thermocouples utilisés pour la mesure de la température de surface ont un diamètre $\varnothing_{TC} = 500 \mu m$. Des perçages de diamètre $\varnothing_{TC} + 0.5 mm$ sont effectués à travers la plaque de plexiglas de façon à permettre l'insertion depuis la face arrière des thermocouples de surface. L'extrémité du thermocouple gainé est plaquée sur la face avant de l'échantillon de *PMMA* puis chauffée dans le but de fondre localement le *PMMA*. Cette procédure destinée à mouler le thermocouple dans le *PMMA* optimise le contact. La Figure 21 illustre la technique d'implantation des thermocouples. Les positions d'insertion des thermocouples mesurées à partir du bord inférieur de la plaque sont données dans le Tableau 3 (notées d_{per}). Le masque en métal recouvrant les 25 premiers millimètres de la partie basse de la plaque, on définit le bord d'attaque comme la limite supérieure de la zone en métal (Figure 22). Les positions des thermocouples en prenant le bord d'attaque de la plaque comme origine (notées d_{th}) sont répertoriées dans le Tableau 5.



Figure 21 : Technique d'implantation des thermocouples à la surface de la plaque combustible.

Nom de la mesure	TS_0_0_10	TS_0_0_50	TS_0_0_100	TS_0_0_200	TS_0_0_300
d_{per} (m)	0.035	0.075	0.125	0.225	0.325
d_{th} (m)	0.010	0.050	0.1	0.2	0.3

Tableau 5 : Positions et noms des thermocouples sur la plaque de combustible.

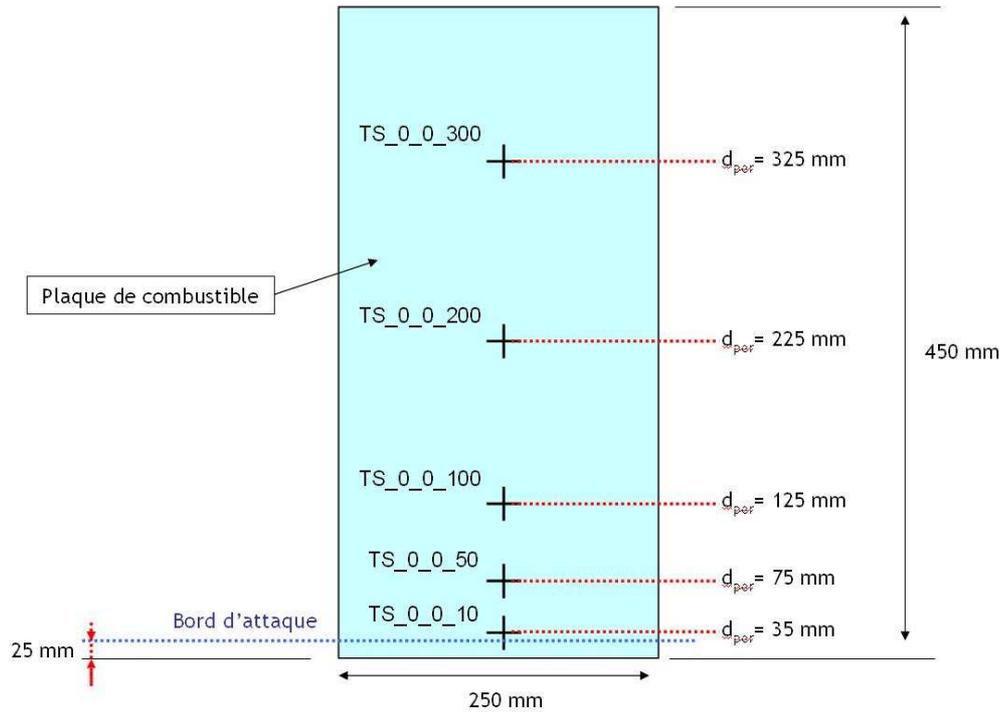


Figure 22 : Localisation des percages pour le passage des thermocouples destinés à la mesure de la température de surface.

3.2.2.2 Température dans la flamme et le panache

Un peigne de six thermocouples ($\varnothing_{TC} = 250 \mu\text{m}$) est placé horizontalement à la hauteur $d_{th} = 300 \text{ mm}$ au dessus du bord d'attaque. Deux autres thermocouples ($\varnothing_{TC} = 250 \mu\text{m}$) mesurent les températures à la même hauteur que le peigne ($d_{th} = 300 \text{ mm}$). Ils sont placés symétriquement par rapport à ce dernier de façon à vérifier le caractère symétrique de la flamme et du panache. Ils sont éloignés de 1 cm de la paroi, et situés à 5 cm de part et d'autre de l'axe de symétrie de la plaque combustible.

3.2.2.3 Conditions ambiantes

Deux thermocouples ($\varnothing_{TC} = 500 \mu\text{m}$) mesurent la température ambiante, l'un dans l'enceinte délimitée par les rideaux de protection et l'autre dans le hall d'expérimentation loin du dispositif expérimental.

3.2.3 Vitesse de propagation du front de pyrolyse

La position du front de pyrolyse est généralement associée à une température de surface critique appelée température de pyrolyse. Plusieurs techniques existent pour la déterminer. Dans la présente étude elle a été obtenue directement à partir de l'évolution temporelle de la température de surface du combustible pendant la phase de préchauffage. En accord avec Hasemi [27], le passage du front de pyrolyse est associé au début du plateau caractéristique dans l'évolution temporelle de la température de surface. Cette évolution sera obtenue à partir des thermocouples de surface ou par l'intermédiaire d'une caméra infrarouge. Néanmoins l'évolution dans le temps du front de pyrolyse a également été déterminée à partir d'observations visuelles de l'apparition de bulles à la surface combustible [49,50,79]. Bien que cette méthode ne présente pas sous sa forme originelle un caractère systématique et reproductible, elle sera aussi explorée. Nous proposons d'améliorer cette méthode par un traitement des prises de vue en face arrière de la plaque basé sur le suivi d'une zone à haute densité de bulles. Ces différentes techniques expérimentales seront comparées.

3.2.3.1 Caméra IR face au foyer

La température de la surface combustible peut être obtenue en utilisant une caméra infrarouge. Néanmoins le problème de la mesure de la température de la surface à travers la flamme se pose. Les effets de la flamme sont dus aux bandes d'émission des molécules de gaz excitées et d'une émission continue des particules de suies. Les bandes d'émissions peuvent, en grande partie, être attribuées aux molécules de CO_2 et H_2O et ces deux espèces présentent une fenêtre spectrale entre 10 et 11 μm dans laquelle elles ont une émission négligeable. Par conséquent, en accord avec Qian [55] un filtre $10,6 \pm 0,5 \mu m$ est utilisé dans le but de s'affranchir du rayonnement des produits gazeux de combustion. Qian [55, 56] a également montré qu'en utilisant ce filtre et en considérant des températures du matériau et de la flamme de l'ordre respectivement de 600 et 1200 K, le rayonnement des particules de suies étaient un ordre de magnitude plus faible que celui de la flamme pour des émissivités de flamme plus faibles que 0.03. Une estimation de l'émissivité de la flamme dans la configuration d'un feu de paroi suggère qu'elle est inférieure à 0.02. Par conséquent, le flux radiatif reçu par la caméra infrarouge proviendra très majoritairement de la surface combustible et la température apparente affichée sera pratiquement celle de la surface du

mur. Cette technique expérimentale a été validée par Qian *et al.* [55,56] dans le cas de la propagation d'un feu en coin le long de plaques de *PMMA*. Au cours de notre étude, la caméra utilisée est une *FLIR ThermoCAM SC300* (320×240 pixels à 10 Hz), positionnée face au foyer. Les Figure 23 et Figure 24 illustrent le dispositif mis en place et l'évolution temporelle de la température de surface. Cette dernière présente un plateau aux alentours de 630 K proche de la température qui a été déterminée par Qian [55] qui était de 626 K.

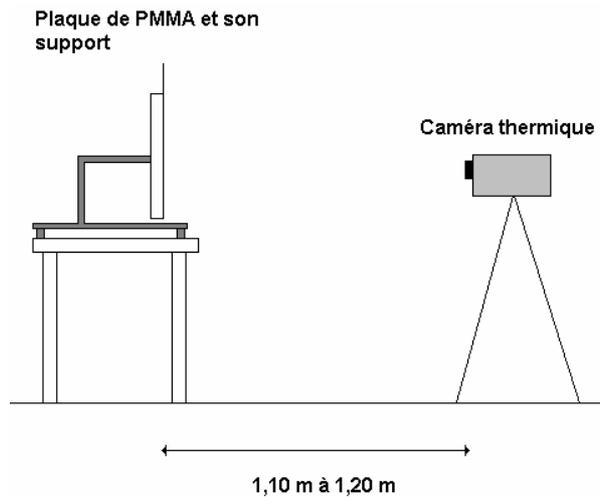


Figure 23 : Position de la caméra IR face au foyer.

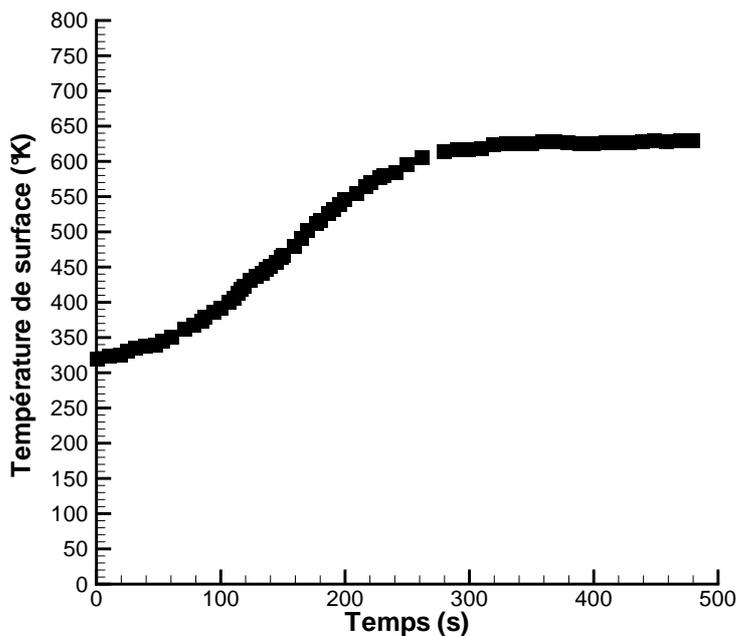


Figure 24 : Historique de la température en un point de la surface obtenue par l'intermédiaire de la caméra thermique.

Les Figure 25 et Figure 26 présentent des images du foyer (en face avant) issues de la caméra thermique et traitées à l'aide du logiciel *THERMACAM RESEACHER 2002*. Elles montrent la technique de détermination de la position du front de pyrolyse. Les repères verticaux correspondent à l'emplacement des thermocouples. La progression du front de pyrolyse est clairement observable en fonction du temps pour une plaque de largeur *200 mm* en position verticale. En traquant l'isotherme *630 K* (correspondant au plateau de température obtenu), il est possible de déterminer la position du front de pyrolyse au cours du temps. Cette technique possède l'avantage d'être non intrusive contrairement à celle utilisant des thermocouples qui, de plus, nécessite une mise en place contraignante et délicate.

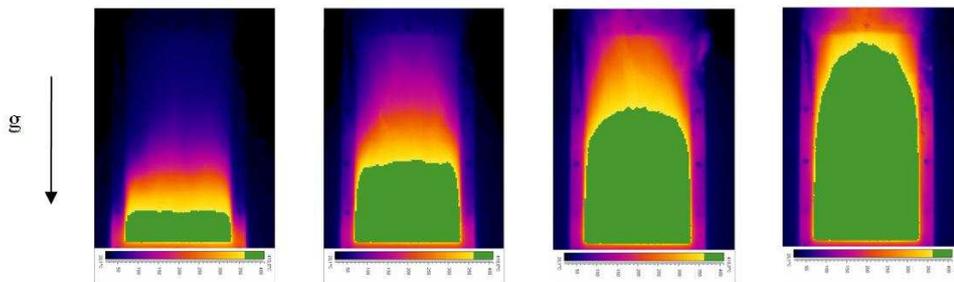


Figure 25 : Evolution du front de pyrolyse le long d'une plaque plane de *PMMA* en position verticale.

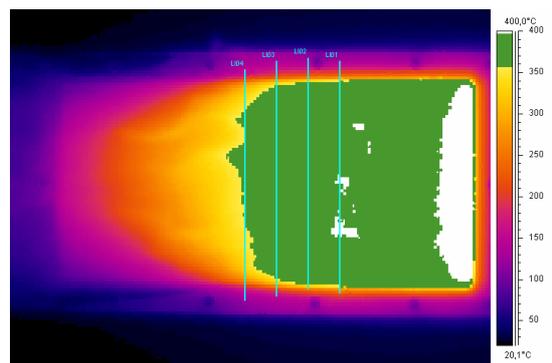


Figure 26 : Illustration du traitement d'images issues de la caméra thermique placée face au foyer.

3.2.3.2 *Caméra classique en face arrière*

Une caméra *RGB* (*red, green, blue*) est placée en face arrière de la plaque combustible. Un spot de lumière froide orienté en direction du foyer est installé au-dessus du masque (Figure 27), éclairant ainsi toute la zone de pyrolyse. De cette façon, il est plus aisé de distinguer la zone d'apparition des bulles lors de la sublimation de la plaque (Figure 28) et par conséquent, le front de pyrolyse.

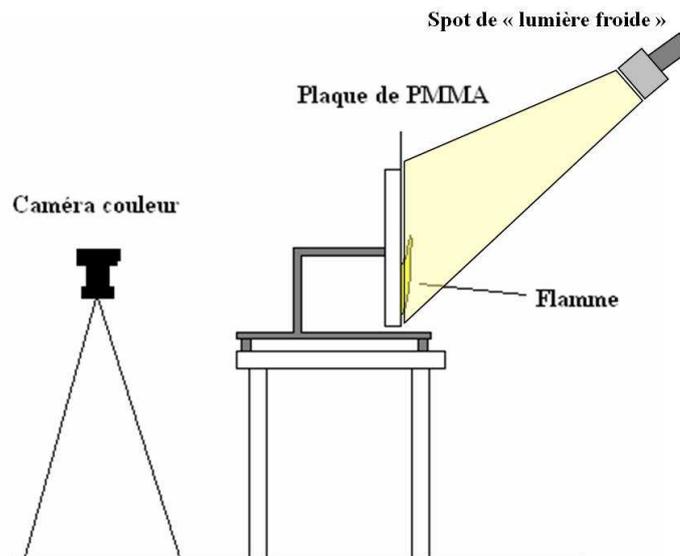


Figure 27 : Disposition de la caméra RGB et du « spot » de lumière froide.

La Figure 28 présente une image caractéristique obtenue par l'intermédiaire de la caméra *RGB* placée en face arrière.

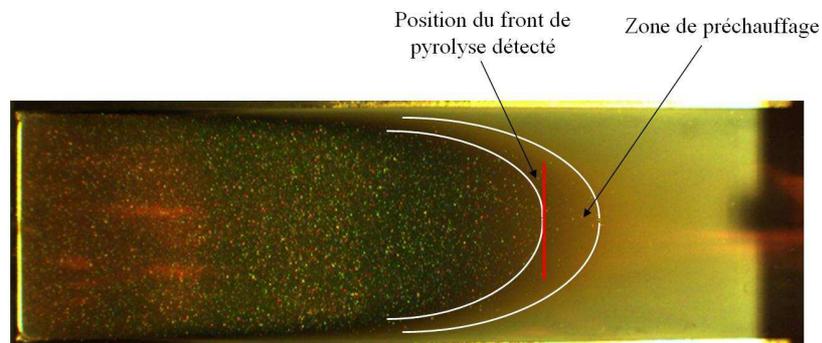


Figure 28 : Prise de vue de la face arrière de la plaque combustible par la caméra *RGB*

Le traitement d'image développé dans le but de déterminer la position du front de pyrolyse s'appuie sur l'aspect caractéristique de la zone de pyrolyse, composée de bulles et hétérogène (en termes de niveau de gris). Par conséquent cette zone présente un écart type élevé par rapport à la moyenne des niveaux de gris établie suivant la largeur pour une hauteur x donnée. Compte tenu des effets tridimensionnels, le front de pyrolyse présente une forme parabolique plus ou moins effilée. Une zone dite « région d'intérêt » (Figure 29) est définie pour maintenir un niveau d'écart type élevé sur tout le front de pyrolyse. Par contre, la zone de préchauffage située directement au dessus du front de pyrolyse est une surface lisse et recouverte de suies ce qui lui permet de très peu diffuser la lumière (Figure 29). Par conséquent, dans cette région, l'écart type par rapport au niveau de gris moyen sur la largeur, pour un x donné, est faible.

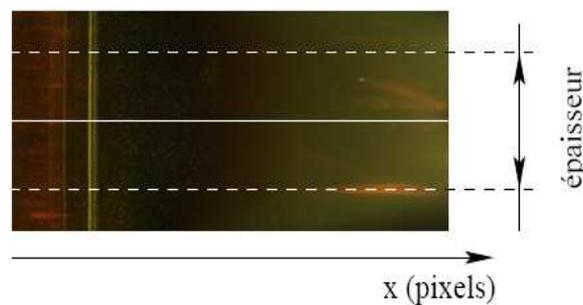


Figure 29 : Extraction d'une région d'intérêt d'une image brute.

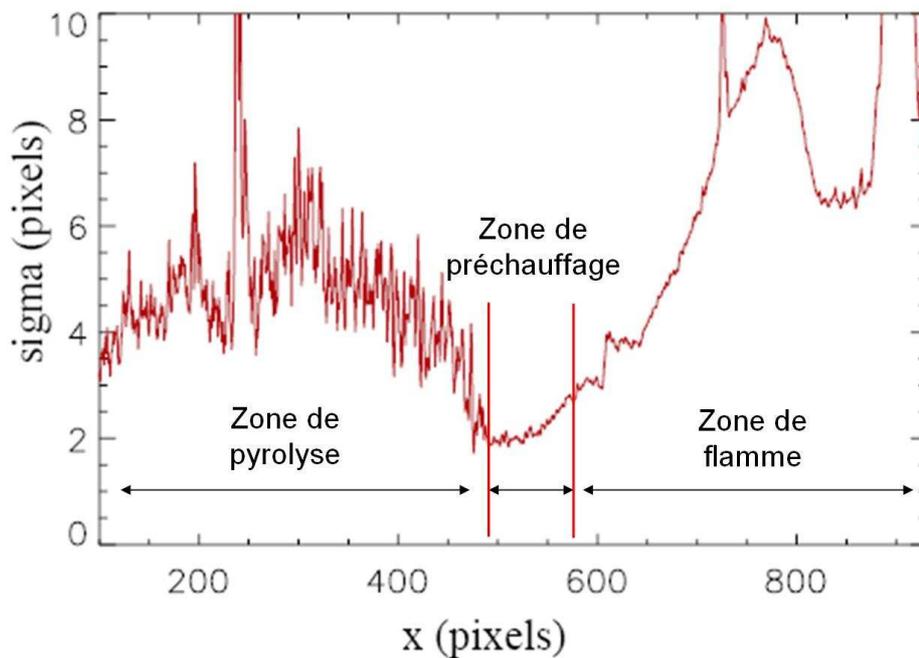


Figure 30 : Evolution de l'écart type à chaque position en pixel le long de l'axe x.

La Figure 30 montre un exemple d'évolution de l'écart type par rapport à la moyenne des niveaux de gris en fonction de la position en pixels le long de la plaque. La région de fort écart type (située entre 0 et 480 pixels) correspond à la zone de pyrolyse. Elle est suivie de la zone de préchauffage recouverte de suies. Dans la zone de flamme, l'écart type augmente en raison des fluctuations de la flamme qui deviennent visibles car la surface de la plaque n'est plus recouverte de suies. A partir de cette évolution de l'écart type une détection de la rupture du sigma par filtrage multi-échelles (2 échelles et suppression du fond) est appliquée (Figure 31). Cette procédure permet de détecter de façon systématique et reproductible la position du front de pyrolyse.

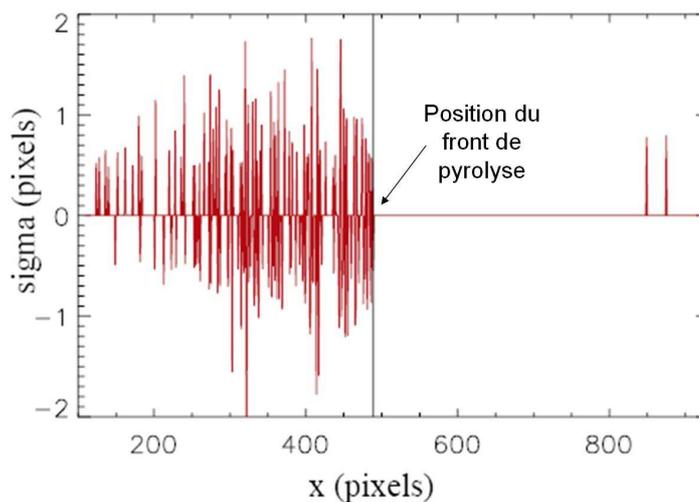
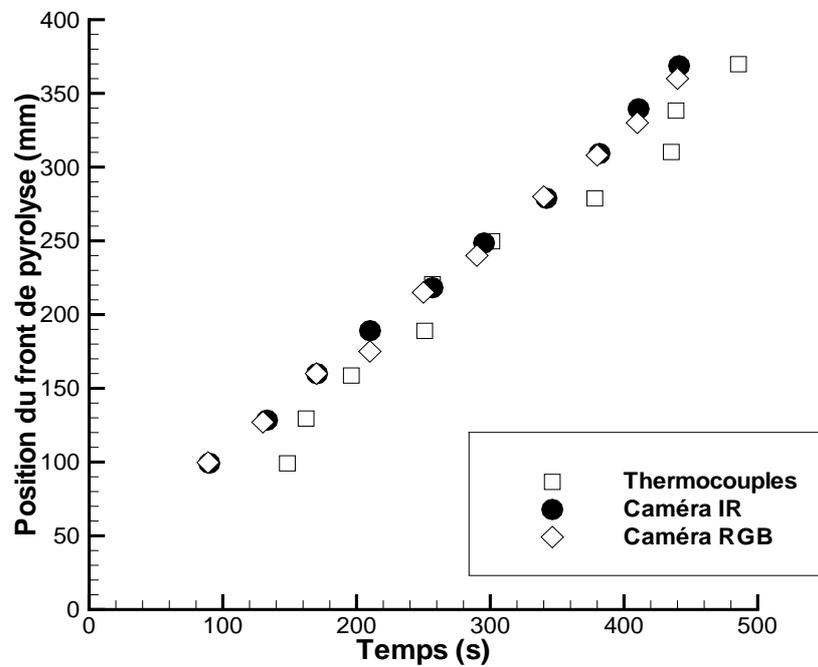


Figure 31 : Evolution de l'écart type pour chaque position x en pixels après filtrage et suppression du premier plan lissé.

3.2.3.2.1 Comparaison des différentes techniques

Plusieurs essais de référence de la propagation du feu le long d'une plaque plane de *PMMA* en position verticale ont été réalisés. Une plaque de 20 cm de large a été utilisée. Les trois méthodes expérimentales permettant la détermination de la position du front de pyrolyse décrites précédemment, par thermocouples, par caméra IR ou RGB, sont comparées.



ERROR: undefined
OFFENDING COMMAND: gr

STACK: