HAL
open science

Etude expérimentale d'un régime de combustion dilué dans une configuration à contre-courant

Philipp Bauer

To cite this version:

Philipp Bauer. Etude expérimentale d'un régime de combustion dilué dans une configuration à contre-courant. Energie électrique. Université de Poitiers, 2006. Français. NNT : . tel-00128440

HAL Id: tel-00128440

https://theses.hal.science/tel-00128440

Submitted on 1 Feb 2007

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

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

THESE

Pour l'obtention du Grade de
Docteur de l'Université de POITIERS
(Diplôme National - Arrêté du 25 avril 2002)

Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique
&
Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées

Ecole Doctorale Sciences pour l'Ingénieur & Aéronautique

Secteur de Recherche : Energie, Thermique, Combustion

Présentée par
Philipp Bauer

Etude expérimentale d'un régime de combustion diluée dans une configuration à contre-courant

******

Directeurs de thèse

Jean-Michel MOST
Michel CHAMPION

******

Laboratoire de Combustion et de Détonique

******

Soutenuee le 16 novembre 2006
devant la Commission d'Examen

- JURY -

M. M. Bellenoue	Professeur à l'ENSMA, Poitiers	
M. M. Boukhalfa	Professeur à l'INSA, Rouen	Rapporteur
M. M. Champion	Directeur de Recherche au CNRS, LCD	Directeur de thèse
M. P. Meunier	Ingénieur à GDF, Paris	
M. J.-M. Most	Directeur de Recherche au CNRS, LCD	Directeur de thèse
M. C. Rolon	Professeur à l'Ecole Centrale, Paris	Rapporteur

Der lieben Schabenfamilie
à Julie, en la remerciant

à *Los Machucambos*. Plus jamais ça.

Mephistopheles (allein) :

Von Zeit zu Zeit seh ich den Alten gern,
Und hüte mich, mit ihm zu brechen.
Es ist gar hübsch von einem großen Herrn,
So menschlich mit dem Teufel selbst zu
sprechen.

J.W. Goethe — Faust, der Tragödie erster Teil

Ce qui est, presque toujours, est fort peu de choses, toutes les fois que l'on ne pense pas que ce qui est produit ce qui sera.

C.M.E. de Talleyrand-Périgord

Table des matières

Remerciements **1**

Notations et désignations **5**

Introduction générale **7**

I Etude bibliographique **9**

1 Etude bibliographique **11**
1.1 Introduction . . . 11
1.2 Présentation d'ensemble de la combustion "sans flammes" . . . 11
1.2.1 Phénoménologie de la combustion "sans flamme" . . . 12
1.2.2 Conditions d'obtention du régime sans flamme . . . 14
1.2.3 Caractéristiques du régime sans flamme . . . 15
1.3 Pratique de la combustion sans flamme . . . 16
1.3.1 Les enceintes . . . 16
1.3.2 Les brûleurs . . . 19
1.4 Importance de la recirculation . . . 24
1.4.1 Stabilité de la combustion dans un foyer recirculant . . . 25
1.4.2 Influence de la dilution . . . 30
1.4.3 Formation des polluants dans un foyer sans flamme . . . 37
1.5 Caractéristiques de la combustion sans flamme . . . 43
1.5.1 Les fluctuations . . . 43
1.5.2 La chimiluminescence . . . 44
1.5.3 Transferts radiatifs . . . 47
1.6 Positionnement de l'étude . . . 50
1.7 Introduction . . . 50
1.7.1 La flamme non prémélangée . . . 51
1.7.2 La configuration à contre-courant . . . 55
1.7.3 Points étudiés . . . 56
1.8 Conclusion du chapitre . . . 57

II Moyens et mesures **59**

2 Montages expérimentaux **61**
2.1 Introduction . . . 61
2.1.1 Introduction générale . . . 61
2.1.2 Cahier des charges . . . 61
2.1.3 Notation et nomenclature . . . 63
2.2 Accessoires de montages mis au point . . . 64
2.2.1 Introduction . . . 64
2.2.2 Station de mélange . . . 66
2.2.3 Moyens de chauffage . . . 66
2.3 Aérodynamique . . . 70
2.3.1 Introduction . . . 70

2.3.2 $V0A0$ - Premier prototype . . . 71
2.3.3 $V15A2$ - Deuxième prototype . . . 73
2.3.4 $Parasol\ A1\ KWS2P3$ - Installation actuellement en service . . . 74
2.4 Conclusion du chapitre . . . 80

3 Moyens de mesures 81
3.1 Introduction . . . 81
3.2 L'émission spontanée . . . 81
3.3 Mesure optique des vitesses . . . 85
3.3.1 L'anémométrie laser Doppler (ADL) . . . 85
3.3.2 L'imagerie par vélocimétrie de particules (PIV) . . . 89
3.3.3 L'ensemencement . . . 92
3.4 Conclusion du chapitre . . . 95

4 Qualification et performances du montage $Parasol\ A1\ KWS2P3$ 97
4.1 Introduction . . . 97
4.2 Validation aérodynamique . . . 98
4.2.1 Définition des notations employées . . . 98
4.2.2 Asymétrie de l'écoulement . . . 100
4.2.3 Correspondance Vitesse consigne / Vitesse en sortie . . . 103
4.2.4 Profils en sortie de buse . . . 103
4.2.5 Profils de vitesses dans la zone interbuses . . . 107
4.3 Validation thermique . . . 113
4.3.1 Mesure du temps d'instauration de l'équilibre . . . 113
4.3.2 Estimation du biais radiatif et correction de la température . . . 116
4.4 Conclusion du chapitre . . . 120

5 Traitement des données 123
5.1 Introduction . . . 123
5.1.1 Problématique . . . 123
5.1.2 De la donnée au résultat . . . 123
5.1.3 Outillage logiciel . . . 125
5.2 Traitement des vecteurs issus de la PIV . . . 125
5.2.1 Présentation . . . 125
5.2.2 Implantation et algorithmique . . . 125
5.2.3 Effets du traitement . . . 128
5.3 Traitement des images issues de la PIV . . . 128
5.3.1 Présentation . . . 128
5.3.2 Validation de la méthodologie employée . . . 131
5.3.3 Algorithmique . . . 134
5.4 Traitement des données issues des caméras intensifiées . . . 139
5.4.1 Présentation et position du problème . . . 140
5.4.2 Algorithmique du traitement utilisé . . . 141
5.5 Exploitation des contours . . . 143
5.5.1 Traitement simple d'une zone lumineuse . . . 143
5.5.2 Etablissement de la zone de recouvrement . . . 144
5.6 Conclusion du chapitre . . . 146

III RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX 147

6 Stabilité de la flamme 149
6.1 Introduction . . . 149
6.2 Prises de vue de la flamme . . . 150

6.3 Carte d'extinction . . . 152
6.3.1 Essais sans préchauffage . . . 152
6.3.2 Essais avec préchauffage . . . 153
6.3.3 Synthèse . . . 155
6.4 Stabilité de la flamme . . . 156
6.4.1 Présentation . . . 156
6.4.2 Influence de la température . . . 158
6.4.3 Influence de la concentration . . . 160
6.4.4 Critique de l'approche utilisée . . . 162
6.5 Conclusion du chapitre . . . 164

7 Etude cinématique de la zone de l'écoulement 167
7.1 Introduction . . . 167
7.2 Validation qualitative d'un modèle asymptotique . . . 167
7.2.1 Présentation du modèle . . . 167
7.2.2 Description asymptotique de l'écoulement à point d'arrêt pour un fluide inerte . . . 168
7.2.3 Description asymptotique de la zone de combustion . . . 170
7.2.4 Vérification qualitative de la modélisation développée . . . 172
7.3 Modification paramétrique de la zone de flammes . . . 175
7.3.1 Modélisation . . . 175
7.3.2 Variation de k^*_{fond} . . . 176
7.3.3 Variation de χ . . . 176
7.3.4 Variation de κ . . . 177
7.4 Discussion des résultats . . . 179
7.5 Conclusion du chapitre . . . 180

8 Etude de la réaction chimique dans la zone de mélange 183
8.1 Introduction . . . 183
8.2 Epaisseur de flamme . . . 184
8.2.1 Influence de la température T_{ZR} . . . 184
8.2.2 Influence de la composition des jets . . . 185
8.3 Epaisseurs chimiques . . . 187
8.3.1 Présentation . . . 187
8.3.2 Caractérisation des radicaux CH^* . . . 187
8.3.3 Caractérisation des radicaux OH^* . . . 189
8.3.4 Mesure de la stratification de la flamme . . . 192
8.4 Discussion des résultats . . . 192
8.5 Conclusion du chapitre . . . 199

Conclusion générale 201

Bibliographie 205

Annexes 212

A Modes opératoires pour les mesures 215
A.1 Mesures d'extinction - Mode opératoire . . . 215
A.2 Mesures dans les flammes - Mode opératoire . . . 215

B Annexe - Paramètres de mesure optiques employés 217
B.1 Note préliminaire 217
B.2 Paramètres de mesure 217
B.2.1 Caméras intensifiées (SES CH^* et OH^*) 217
B.2.2 Paramètres de PIV 218
B.2.3 Calcul des vecteurs 218

C Mesures des points d'extinction de la flamme 221
C.1 Mesures d'extinction 221
C.1.1 Mesures sans préchauffage 221
C.1.2 Mesures avec préchauffage 222
C.2 Nombre de *Damköhler* 223

D Mesures effectuées avec la PIV 225
D.1 Grille PT 225
D.2 Grille MT 225

E Points de mesure effectuées pour la SES 227
E.1 Grille PT 227
E.2 Grille MT 228

F Tableau récapitulatif des évolutions des paramètres 231

G Annexe - Montages futurs en cours de réalisation 233

Table des figures

1.1 *Schéma de principe d'un foyer recirculant* 14
1.2 *Photos de la zone de réaction en régime normal et sans flamme* 15
1.3 *Four expérimental de Pesenti (2001) et Lupant (2005)* 17
1.4 *Fours expérimentaux de Masson (2003, 2005)* 18
1.5 *Schéma d'une installation à deux brûleurs de Katsuki (1998)* 18
1.6 *Schéma d'une installation à quatre brûleurs de Rafidi (2002)* 19
1.7 *Schéma d'une tête d'injection simplifiée de Masson (2003, 2005)* 20
1.8 *Schéma de principes de têtes d'injection de Wünning (2003)* 21
1.9 *Stratégies de mélange possibles, de Wünning (2003)* 21
1.10 *Ecorché de principe et photo du brûleur industriel REGEMAT 150* 22
1.11 *Détails d'un brûleur industriel REGEMAT 350B* 23
1.12 *Comparatif des garnitures des récupérateurs, fournie par Hasewaga (1999)* . 24
1.13 *Comparatif entre un process avec et sans usage de récupérateurs, par Milani (1998)* 25
1.14 *Carte de stabilité d'un foyer recirculant (Wünning, 1997)* 26
1.15 *Carte de stabilité d'un foyer recirculant (Yamauchi, 1999)* 27
1.16 *Diagramme d'Ostwald de la combustion diluée (Wünning, 1997)* 28
1.17 *Limites d'inflammabilité d'un mélange ternaire air/CH_4/inerte (Zabetakis, 1965)* 29
1.18 *Diagramme de régimes de flammes d'un foyer recirculant (Milani, 2001)* . . 29
1.19 *Diagramme de stabilité d'une flamme diluée (Hasewaga, 1999)* 30
1.20 *Champ de températures dans un foyer à injection perpendiculaire (Hasewaga, 2001)* 31
1.21 *Champ de température dans le foyer d'une installation pilote (Masson, 2003, 2005)* 32
1.22 *Variation de la température d'un réacteur parfaitement agité (De Joannon, 2000 et Milani, 2004)* 33
1.23 *Variation de la température dans un réacteur parfaitement agité (De Joannon, 2002)* 34
1.24 *Températures et taux de réaction dans un brûleur à contre-courant (Choi, 2002)* 35
1.25 *Essais d'extinction avec préchauffage (Maruta, 2000)* 35
1.26 *Espèces en sortie d'un réacteur parfaitement agité (De Joannon, 2000)* . . . 36
1.27 *Cycle de formation des oxydes d'azote (De Soete, 2002)* 37
1.28 *Formation d'oxydes d'azote dans un foyer traditionnel (Zevenhoen, 2001)* . . 39
1.29 *Formation d'oxydes d'azote selon la dilution et la température (Fujimori, 1998)* 40
1.30 *Formation de polluants dans une flamme à contre-courant (Freese, 1998)* . . 41
1.31 *Schémas réactionnels de formation des NO_X (Choi, 2002)* 42
1.32 *Schéma de principe d'une installation FLOX bouclée (Tabacco, 2002)* 42
1.33 *Mesure des émissions acoustiques d'un foyer FLOX (Wünning, 1995)* . . . 43
1.34 *Fluctuations de température dans la zone de température maximale avec et sans flamme (Hasewaga, 1997)* 44
1.35 *Mesures de l'émissivité OH et épaisseur de flamme (Dandy, 1992)* 45
1.36 *Distribution spatiale moyenne de l'émissivité CH^* d'une flamme (Ishiguro, 1998)* 46
1.37 *Mesures spectrométriques d'une flamme de propane (Gupta, 1999)* 47

1.38 *Mesure bi-bande spectrométrique des radicaux CH^* et C_2 (Hasewaga, 1997)* 48
1.39 *Visualisation de l'émission spontanée en sortie d'injecteur (Masson, 2005)* . 48
1.40 *Mesures de flux de chaleur rayonnée le long d'une flamme classique (Fujimori, 2000)* 49
1.41 *Densités de flux mesurées le long de brûleurs sans flamme (Brune, 2001)* . . 50
1.42 *Champ de température au sein d'une installation sans flamme (Lupant, 2005)* 51
1.43 *Comparaison entre les flux mesurés et les flux de corps noirs calculés pour un four (Masson, 2005)* 52
1.44 *Schématisation de l'équilibre dans une flamme* 52
1.45 *Diagramme des espèces selon Burke-Schuman* 55
1.46 *Représentation schématique de la configuration à contre-courant* 55

2.1 *Schéma synoptique du montage projeté* 61
2.2 *Synoptique du processus de fonctionnement de l'installation* 63
2.3 *Répartition typologique des fonctionnalités d'une buse* 65
2.4 *Circuit hydropneumatique de la station de mélange* 67
2.5 *Détail de la station de mélange* 67
2.6 *Synoptique des différentes voies de chauffage thermique possibles* 68
2.7 *Garniture chauffante électrique* 69
2.8 *Synoptique de la boucle de régulation* 71
2.9 *Montage V0A0* 72
2.10 *Montage V15A2* 73
2.11 *Parasol A1 $KWS2P3$ sur son banc* 75
2.12 *Coupe CATIA de Parasol A1 KWS2 P3* 76
2.13 *Photos d'ensemble de Parasol A1 KWS2 P3* 76
2.14 *Détails base chauffante Parasol A1* 77
2.15 *Grilles de Turbulence* 77
2.16 *Rallonge KWS2P3* 78

3.1 *Schéma cinétique du CH_4, pris dans par (Rolon, 2005)* 82
3.2 *Spectres d'émission spontanée des espèces CH^* et OH^* (Croonenboek, 1996)* 83
3.3 *Schéma synoptique d'un dispositif SES* 84
3.4 *Schéma synoptique de la zone d'interférence des rayons d'une chaîne ADL (Théron, 2005)* 86
3.5 *Schéma synoptique du traitement de la PIV (Lacoste, 2002)* 90
3.6 *Schéma de coordination des éléments d'une chaîne PIV (Théron, 2005)* . . 91
3.7 *Image typique à partir de laquelle la PIV est utilisée* 93

4.1 *Schématisation du plan laser* 98
4.2 *Diagramme schématique de la zone de réaction* 99
4.3 *Visualisations typiques de l'écoulement inerte* 101
4.4 *Correspondance Vitesses de consigne / Vitesse en sortie de buse* 103
4.5 *Profils de vitesses en sortie de buse : cas PT* 105
4.6 *Profils de vitesses en sortie de buse : cas MT* 106
4.7 *Profils de k^* dans la section de sortie pour les cas PT et MT* 107
4.8 *Profils de vitesses dans l'espace interbuses : cas PT* 108
4.9 *Profils de vitesses dans l'espace interbuses : cas MT* 109
4.10 *Profils de d'énergie cinétique dans l'espace interbuses : PT et MT inertes* . 111
4.11 *Comparaison des intensités k^* obtenues par PIV et ADL* 113
4.12 *Profils de d'énergie cinétique dans l'espace interbuses : PT et MT inertes* . 114
4.13 *Temps de montée de la température de la buse* 115
4.14 *Schéma simplifié du problème radiatif de correction des températures* 117
4.15 *Synoptique des interactions thermiques du cas simplifié* 118
4.16 *Synoptique du facteur de forme du cas étudié* 119

4.17 *Courbes de correction de la température en sortie de buse* 121

5.1 *Synoptique de l'importance du prétraitement* 124
5.2 *Synoptique de la zone d'intérêt à extraire dans le champ de vecteurs de PIV* 126
5.3 *Position du lieu des points à U_R nulle et ligne induite* 127
5.4 *Profils de vitesse éxtraite sur la ligne centrale* 127
5.5 *Exemple de profils de vitesses obtenues sur la ligne moyenne d'un écoulement avec une flamme.* 129
5.6 *Comparaison des composantes de la vitesse mesurée par PIV et ADL dans le cas inerte* 132
5.7 *Comparaison des composantes de la vitesse mesurée par PIV et ADL dans le cas actif* 133
5.8 *image typique d'une trame de PIV avec une flamme* 134
5.9 *Niveaux d'intensités de la luminosité sur des lignes et des colonnes de la zone d'intérêt* 135
5.10 *Evolution de la valeur du résidu en fonction du nombre d'applications du filtre* 136
5.11 *Effets du filtre minimum local horizontal et de ses applications successives* . 137
5.12 *Position de la ligne du maximum d'intensité sur la zone d'intérêt* 138
5.13 *Position des bords de la flamme déterminée* 139
5.14 *Recoupement synthétique des données issus des différents traitements* 139
5.15 *Images typiques fournies par les caméras intensifiées utilisées pour la SES OH^* et SES CH^** 140
5.16 *Configuration de la zone d'intérêt pour les images SES et traitement de la zone d'intérêt* 142
5.17 *Présentation synoptique d'une image de chimiluminescence* 143
5.18 *Illustrations des différents cas de recouvrement des zones OH^* et CH^** . . . 145

6.1 *Position de la flamme dans l'espace interbuses en fonctionnement* 151
6.2 *Vues caractéristiques de la flamme obtenue en fonction de la température.* . 151
6.3 *Extinction de la flamme en fonction de l'étirement, sans préchauffage* 152
6.4 *Influence de la température de préchauffage sur la limite d'extinction* 153
6.5 *Influence de la composition sur la limite d'extinction pour des jets préchauffés* 154
6.6 *Influence de la température T_{ZR} sur le taux minimal %vol. O_2* 155
6.7 *Influence de la température de préchauffage sur le nombre de Damköhler à l'extinction* 158
6.8 *Influence de la composition sur la limite d'extinction pour des jets préchauffés - détail* 159
6.9 *Influence de la température de préchauffage sur la limite d'extinction* 161

7.1 *Schéma synoptique des notations pour la description de l'écoulement inerte* . 169
7.2 *Profils obtenus par analyse asymptotique (Bray, 2005)* 172
7.3 *Exemple de profils expérimentaux obtenus par PIV* 174
7.4 *Synoptique des notations employées pour la caractérisation des profils turbulents* 175
7.5 *Variation de k^*_{fond} avec T_{ZR} pour les différentes grilles* 177
7.6 *Variation de χ avec $\sqrt{k^*_{fond}}$* 177
7.7 *Variation de κ* en fonction de T_{ZR} pour les grilles MT et PT 178
7.8 *Variation de κ* en fonction de la composition des jets pour les grilles MT et PT 178

8.1 *Variation de l'épaisseur de la flamme en fonction de T_{ZR}* 185
8.2 *Variation de l'épaisseur de la flamme en fonction de la composition des jets* 186
8.3 *Variation de l'épaisseur e^*_{CH} en fonction de T_{ZR}* 188

8.4 *Variation de l'épaisseur* e^*_{CH} *en fonction de la composition des jets* 190
8.5 *Variation de l'épaisseur* e^*_{OH} *en fonction de* T_{ZR} 191
8.6 *Variation de l'épaisseur* e^*_{OH} *en fonction de la composition des jets* 193
8.7 *Variation de l'épaisseur* e^*_{EJ} *en fonction de* T_{ZR} 194
8.8 *Variation de l'épaisseur* e^*_{EJ} *en fonction de la composition des jets* 195

G.1 *Dessins de HADES A3 KWS2P3* 233

Liste des tableaux

2.1 *Classification des spécifications à la conception* 65
2.2 *Caractéristiques de l'élément chauffant* 70
2.3 *Caractéristiques des grilles de turbulence* 78

3.1 *Transitions spectroscopiques des radicaux OH^* et CH^** 84
3.2 *Caractéristiques du montage SES à deux caméras* 85
3.3 *Paramètres d'utilisation de la PIV* 91
3.4 *Caractéristiques des différentes poudres utilisées pour l'ensemencement* . . . 92

4.1 *Températures maximales de consigne pour chaque grille de turbulence.* . . . 116

5.1 *Classification des donnés selon leur provenance et nature* 123
5.2 *Conditions de mesures utilisées* 131

6.1 *Paramètres chimiques du modèle de Westbrook et Dryer* 157
6.2 *Paramètres de la régression linéaire de $ln(Da) = f(ln(T_{ZR}))$* 159
6.3 *Paramètres des régressions linéaires entre les taux volumiques de O_2 et $Ln(Da)$* 160
6.4 *Paramètres chimiques alternatifs pour la loi chimique de Westbrook et Dryer* 162
6.5 *Nombre de Damköhler obtenus pour le jeu de paramètres du tableau 6.4* . . 163

7.1 *Valeurs moyenne de k^*_{fond} pour la grille PT et $V_C = 0.5\ m/s$* 176
7.2 *Valeurs moyenne de k^*_{fond} pour la grille MT et $V_C = 0.5\ m/s$* 176

8.1 *Récapitulatif des variations de l'épaisseur de la flamme* 186
8.2 *Récapitulatif des variations des épaisseurs mesurées* 196
8.3 *Ordres de grandeur de δ_T pour les cas MT et PT* 198

B.1 *Caractéristiques des objectifs utilisés pour les mesures de SES* 217
B.2 *Paramètres de calcul des champs de vecteurs employés* 219

C.1 *Extinction sans préchauffage pour la grille PT* 221
C.2 *Extinction sans préchauffage pour la grille MT* 221
C.3 *Extinction avec préchauffage pour la grille PT* 222
C.4 *Extinction avec préchauffage pour la grille MT* 222
C.5 *Nombres de Damköhler déterminés à partir des conditions expérimentales pour la grille PT* 223
C.6 *Nombres de Damköhler déterminés à partir des conditions expérimentales pour la grille MT* 223

D.1 *Résultats de mesure obtenus par PIV pour la grille PT* 225
D.2 *Résultats de mesure obtenus par PIV pour la grille MT* 225

E.1 *Résultats de mesure obtenus par SES pour la grille PT* 227
E.2 *Résultats de mesure obtenus par SES pour la grille MT* 228

F.2 *Tableau récapitulatif de l'influence des paramètres* 232

Remerciements

Si l'on s'accorde à mesurer la grandeur d'une décision à l'importance des effets induits par celle-ci, je peux sans contestation aucune affirmer que celle d'effectuer une thèse en fait partie. Voyage initiatique, elle m'a permis d'aborder des domaines multiples et variés ; épreuve, elle aura requis investissement et sacrifice ; heureuse enfin, elle a provoqué le changement. Bien que je ne sois qu'au début de l'après, je perçois déjà clairement une partie de ses effets, et après avoir longtemps bataillé, ferraillé, maudit pour ensuite reprendre, tout a finalement concouru à une fin heureuse. A présent satisfait du résultat, je voudrais ici remercier tous ceux qui y ont concouru.

En tout premier lieu, je remercie MM. Michel Champion et Henri-Noël Presles pour m'avoir accueilli au sein de leur établissement durant ces trois années. Leur écoute, leur capacité de dialogue et d'action pour la résolution des problèmes que ne manque pas de poser l'activité en commun ont été grandement appréciées.

Je remercie également mes directeurs de thèse, qui ont encadré mes travaux et ont été les interlocuteurs indispensables : M. Michel Champion tout d'abord, et tout particulièrement M. Jean-Michel Most, qui s'est occupé du pilotage quotidien. Je les remercie notamment pour la latitude que j'ai eue dans la conduite de mes travaux, pour la confiance qu'ils m'ont accordée alors même que les problèmes techniques ont été ardus et m'ont souvent fait douter, et enfin pour la tolérance et la compréhension dont ils ont fait état à mon égard alors que, bien maladroit, j'ai trébuché plus d'une fois. Merci donc pour m'avoir permis de vivre cette aventure enrichissante et éclairante à bien des égards.

Cette thèse n'aurait pu se faire sans aide extérieure. Cherchant des compétences, j'y ai trouvé des êtres désormais chers, et c'est pourquoi je voudrais remercier tous ceux qui ont concouru à la réalisation de mon montage. Outre MM. Bigeau, Grelier, Baillargeat, Mercier et Prouteau, je voudrais en particulier remercier M. Yves Foy pour l'aide qu'il a su si opportunément me prodiguer et l'auxiliaire indispensable qu'il fût. Il a su décrypter les plans de *Parasol A1 KWS2 P3* — le fameux " brûleur de la mort " — ainsi que de *HADES A3* — non moins fameux " brûleur de l'apocalypse " et, me prodiguant ses conseils, a fait progresser par bien des égards ma connaissance et mes compétences techniques, en m'inculquant notamment les rudiments du dessin technique. Par ailleurs, je voudrais remercier tout particulièrement M. Alain Claverie qui m'a aidé pour la mise en place et l'exécution des mesures optiques sur les divers montages. Homme de foi dont les compétences techniques n'ont d'égal que la connaissance des années yé-yé, sa présence fût

indispensable pour conduire toutes les mesures nécessaires. Je me remémorerai toujours avec plaisir ces intenses heures d'essais entrecoupés d'airs disco et de cris d'émerveillement devant la beauté graphique des résultats obtenus. Sa participation déterminante à tous les moments majeurs de cette thèse — y compris à la St. Patrick Roy — a été déterminante.

Une section spéciale est nécessaire pour souligner l'engagement du personnel administratif, et tout particulièrement Mmes Françoise Astier et Jocelyne Bardeau, tant celles-ci se sont montrées indispensables et attentionnées dans l'avancement quotidien. Au fait de la science mystérieuse des bons de commande, des ordres de mission et autres jours de congé, elles ont toutes deux été, au-delà de leur fonction initiale, autant de vecteurs de bonne humeur le matin au café que de soutien lorsque, une fois encore l'installation venait juste de fondre ou la garniture électrique venait de brûler. Enfin, je voudrais souligner l'endurance légendaire de Jocelyne, véritable mère poule pour ses ouailles du bâtiment B, pour avoir toujours pris autant soin de tous ses poussins, même les plus turbulents. Ainsi, au cours de ces trois ans, elle a bravement supporté sans coup férir des calembours tordus, une paire de bottes d'officier prussien et un gros poulet taggeur marié avec son tableau Velléda. Merci encore pour tout.

Trois ans de thèse sont une longue période, propice a toutes de rencontres auxquelles rien ne prédisposait. Ainsi, mon séjour a été l'occasion de rencontrer toutes sortes de personnes qui, bien que fondamentalement différentes, n'en demeurent pas moins profondément attachantes. Tout d'abord, je voudrais remercier M. Guy Joulin pour toutes les longues conversations que nous avons eues au cours de ces trois années, pour ses anecdotes rapportées d'évènements vécus aux quatre coins du monde, que ce soit à Stanford, Princeton, le DLR de Stuttgart ou la place de la gare de Rouen. Si ces échanges autour d'un café n'ont pas toujours été totalement intelligibles, ils ne m'ont pas moins enrichi considérablement mon horizon, car les occasions de discourir sur Saint-Simon ou les appellations comparées de *Steinschleuder* dans les langues du continent européen sont finalement assez rares. Un second remerciement va à M. Hazem El-Rabii, qui a été tout au cours de son séjour au laboratoire un interlocuteur estimable et estimé. Il m'a réconcilié avec les mathématiques, et, au-delà de sa dextérité et de sa soif continuelle de lecture de qualité, j'ai été particulièrement sensible et touché par sa dimension cyranesque. L'indépendance n'est pas un vain mot, ici encore moins qu'ailleurs. Enfin, je voudrais remercier les autres permanents du laboratoire, en particulier MM. Vantelon, Roger, Joulain et Bellenoue, pour avoir été autant d'interlocuteurs intéressés et de bonne compagnie au cours des nombreux moments communs.

Au laboratoire une pensée de gratitude va envers le corps des doctorants (et maintenant docteurs !) dont les membres m'ont accompagné patiemment tout au long de cette aventure. Bien qu'ils soient trop nombreux pour être intégralement cités, mes remerciements vont en

particulier à MM. Gabriel Canteins (qui malgré une thèse en détonique ne touchera jamais une arme, qu'on se le dise !), Vianney Guilly (" Olà Joven, qué tal ? "), Laurence Pagnanini, Olivier Esnault (en particulier pour ses références parfois obscures à un cinéma de qualité injustement méconnu), Raphaël " Magic " Meryan, Rui " RR " Rego et tous les autres qui ont pu croiser ma route. Et ma dernière pensée de gratitude est pour mon voisin de bureau pendant ces trois années, M. Anthony Edwin Pearson - ses amis l'appellent Tony. Mélange improbable de rigueur helvétique et de flegme britannique, son contact au cours de la conduite de ces travaux a été l'occasion de nombreux échanges aussi divers que variés, allant des idées scientifiques aux joies du scoutisme. Profondément attachant, il a été un précieux support et, en vérité, s'il n'avait été présent, quelque chose eût manqué à mon séjour. A tous ceux-ci, et à tous les autres, je souhaite bon courage et beaucoup de succès.

Hors du laboratoire, j'ai eu également la chance de ne pas avoir manqué de soutiens. Nombreux, divers et utiles, ils m'ont permis de tenir, ont tempéré mon ardeur et ont été autant d'utiles conseillers. Parmi les enthousiastes de la première heure, je voudrais ici citer Amine, préposé aux Ferrero et premier conseiller de la Luftwaffe, Christophe et Cécile, noyau modérateur exilés en terre teutonne, Ophénile "'Oph' "' Désmond, Cécile " Peste " Lombard, Cécile Pera, ainsi que Greig, T'Charles et tous les autres survivants du SIUAPS. A Poitiers, ils ont été utilement secondés par tous les autres qui, au cours des années poitevines, ont concouru de près ou de loin aux improbables agissements du Dr. Pirate Rivers. Parmi le troupeau coloré et divers qui se presse sur les places de la zone piétonne, trop nombreuse pour être intégralement citée ici, nommons tout de même Merton, Mitsuko, Poké, Spontex, Babar, P'tit J, Babar, Dany et Delphyn (Pharma reste le mur de la honte), Kusek, Pika, Vac et DLFA, Maiky le jeune, Undead, Venance, Lili, Typiak et tous les autres que j'oublie ici. Merci pour votre présence et votre soutien indéfectible.

Enfin, la dernière pensée va pour toute ma famille, proches et amis qui m'ont soutenu tout au long de ce périple. Merci a Franz, Claudia et Maximilien pour leur soutien parfois incrédule, merci à ma mère pour son soutien marqué, et merci à mon père pour sa patience lorsque je menaçais d'en manquer et ses précieux conseils. Et pour finir, merci à toi Julie, pour tout, et pour avoir vécu cette aventure avec moi. Bien que nous soyons aujourd'hui séparés, cela ne préjuge pas de ce qui pourra se faire plus tard, une fois tout cela digéré. Du reste, quoi qu'il puisse advenir, tu es et restes ma grosse poule, et à présent j'attends le futur avec impatience. La route est désormais grande ouverte, à nous de l'arpenter d'un pas assuré et confiant.

Notations et désignations

Accronymes et désignations commerciales

$FLOX$	:	Flameless oxydation
$MILD$	:	Moderate and Intense Low oxygen Dilution combustion
$HiTAC$	:	High Temperature Air Combustion
$HPAC$	:	Highly Preheated Air Combustion

Indices

$_c$	:	grandeur avant préchauffage
$_f$	:	grandeur après préchauffage
$_1$	:	grandeur donnée dans le plan de sortie de la buse de comburant
$_2$	:	grandeur donnée dans le plan de sortie de la buse de combustible
$_{PT}$	:	grandeur mesurée avec la grille désignée PT
$_{MT}$	:	grandeur mesurée avec la grille désignée MT
$_{EJ}$	:	grandeur relative à l'épaisseur jointe EJ
$_Z$ ou $_z$	:	composante axiale
$_R$ ou $_r$	:	composante radiale

Exposants

*	:	grandeur normée par la valeur caractéristique de référence

Variables — fonctionnement

V_C	:	vitesse d'injection de consigne des gaz avant préchauffage
Q_{total}	:	début volumique total injecté sur une buse d'injection
Q_i	:	débit volumique de l'espèce i
f_i	:	fraction volumique de l'espèce i
D	:	diamètre de la section de sortie de l'injecteur
R	:	rayon de la section de sortie de l'injecteur
Σ	:	section de sortie d'une buse d'injection
ρ	:	masse volumique
P	:	pression
T_{ZR}	:	température corrigée de la zone de réaction
ϵ	:	écartement des buses

Variables — modélisation

R	:	constante des gaz parfaits
T	:	température
u	:	vitesse instantanée
$\overline{U}$ ou U	:	vitesse moyenne
u'	:	fluctuation de la vitesse
S	:	étirement de l'écoulement
k	:	énergie cinétiqure turbulente
Da	:	nombre de *Damköhler*
τ_{ch}	:	temps caractéristique de la réaction chimique
τ_{ec}	:	temps caractéristique de l'écoulement
W	:	taux de production chimique
$[i]$	:	concentration de l'espèce i
$A,\ m,\ n$	:	paramètres cinétiques de la loi de Westbrook et Dryer
E_a	:	énergie d'activation

Variables — traitement des images

$Residu$	:	jauge d'éfficacité des filtres optiques appliqués
R_{LPFL}	:	paramètre de sensibilité de la détection de contours
e_i	:	épaisseur de la zone lumineuse i
$\overline{Y_S}$	:	coordonnées du bord supérieur de la zone lumineuse
$\overline{Y_I}$	:	coordonnées du bord inférieur de la zone lumineuse
$\overline{e_M}$	:	épaisseur moyenne, prise sur une image
$\overline{E_M}$	:	épaisseur moyenne, prise sur une série d'images

Variables — exploitation des résultats

Φ ou Phi	:	rapport d'équivalence molaire des réactifs
k_{pic}	:	énergie cinétique turbulente maximale au sein de la flamme
k_{fond}	:	énergie cinétique turbulente moyenne de l'écoulement hors flamme
κ ou $kappa$	:	jauge d'intensité relative de k_{pic} / k_{fond}
χ ou chi	:	paramètre de largeur du pic de turbulence de la flamme

Introduction générale

Le présent rapport rend compte des travaux menés dans le cadre d'une thèse, entre octobre 2003 et 2006, au sein du Laboratoire de Combustion et de Détonique (UPR 9028 CNRS) de Poitiers. Cette thèse porte sur la caractérisation expérimentale d'un régime de combustion dilué, dans le cas particulier d'une configuration aérodynamique d'un brûleur à contre-courant. Le but de ces travaux est une meilleure connaissance des phénomènes en jeu dans les processus industriels, et notamment des fours fonctionnant en " combustion sans flamme ". Dans un tel mode de fonctionnement, bien connu par ailleurs pour ses très faibles niveaux d'émission de polluants, on observe un régime de combustion particulier : lorsque la température est suffisamment importante (de l'ordre de 1000^oC), et que dans l'enceinte du four s'est accumulée une quantité suffisante de gaz brûlés, la flamme, jusqu'alors visible, disparaît. Il y a toujours un dégagement de chaleur, mais les réactifs sont présents en concentrations tellement faibles que la chimiluminescence que l'on observe pour une flamme usuelle s'estompe. Dans de tels fours règne, de plus, un puissant mouvement des gaz chauds, qui effectuent, aux points d'injection, un mélange entre les produits de combustion chauds et les réactifs frais. Il y a donc interaction entre le mélange, et la réaction chimique, suivant des modes que cette thèse s'est efforcée d'explorer.

Si les caractéristiques globales de ce régime commencent à être bien connues, il n'en est pas du tout de même en ce qui concerne les phénomènes locaux en jeu. Ceci tient au fait que, dans les configurations d'étude - soit des fours soit des installations pilotes de forte taille - une telle étude est très difficile, ceci tenant aux conditions techniques difficiles (forte taille, fortes températures, confinement). Les interactions constatées sont en outre nombreuses et contribuent encore à la difficulté d'analyse. Le but de notre étude est de contribuer à la compréhension des phénomènes en jeu au moyen d'une étude expérimentale. Ici, l'approche retenue ne consiste pas à reproduire une configuration " sans flamme " à l'échelle miniature, ni même de reproduire tous les facteurs menant à l'apparition de ce régime, mais plutôt de se placer dans une configuration simple et maîtrisable, dans laquelle certaine des caractéristiques du régime observé seront reproduites. L'étude bibliographique ayant fait ressortir les influences prédominantes de la haute température et de la dilution, ceux-ci seront étudiés en priorité. La bibliographie rapporte également l'importance du mélange des composantes au sein de la zone de réaction. La configuration aérodynamique pour cette étude étant celle d'un point d'arrêt, ce mélange est simulé en faisant varier le taux de turbulence au sein des jets. Ainsi, au cours de cette étude, les paramètres sont donc

la température, la dilution et la turbulence. Une partie non négligeable des travaux ayant consisté à bâtir un moyen expérimental fiable, ces travaux, par leur caractère exploratoire, ne constituent qu'une première étape dans la compréhension des régimes dilués.

Ce recueil sera divisé en trois parties. La première d'entre elles est dédiée à la présentation du contexte, et à la récapitulation des connaissances acquises, ce qui est l'objet du premier chapitre. Y sera également justifiée la configuration expérimentale adoptée pour l'étude menée au laboratoire. La seconde partie traite des moyens mis en œuvre au cours des travaux expérimentaux, et des installations développées à ces fins : dans le second chapitre sera relatée le développement du montage expérimental, et les prototypes avant-coureurs discutés. Dans le troisième chapitre seront présentés les moyens de mesure optiques présents au sein du laboratoire qui seront utilisés dans la suite et dans le quatrième les vérifications des performances du montage définitivement adopté. Le cinquième chapitre est consacré à la présentation des outils développés pour l'extraction des profils de vitesse à partir des mesures et la caractérisation des épaisseurs de flamme. La troisième partie, enfin, est consacrée aux résultats obtenus par mesure, et leur interprétation physique. Le sixième chapitre est ainsi consacré à l'étude de la stabilité du régime de flamme, dans le septième chapitre, on s'intéresse à la confrontation des mesures de vitesse sur la ligne centrale de l'écoulement aux résultats provenant d'un modèle asymptotique. Enfin, dans le huitième et dernier chapitre seront présentés les résultats des mesures d'émission spontanée effectuées pour les radicaux CH^* et OH^*, et leur évolution sera liée à celle de l'épaisseur de la flamme. Ce manuscrit se clôt sur une conclusion dans laquelle seront confrontés les différents comportements mis en évidence par les moyens de mesure employés et dans lequel une synthèse des résultats sera effectuée.

Première partie

Etude bibliographique

Chapitre 1

Etude bibliographique

1.1 Introduction

Dans ce chapitre est présentée une synthèse bibliographique des travaux portant sur la combustion " sans flamme ". En effet, bien que nos travaux porteront sur une configuration notablement simplifiée, l'enjeu est d'appréhender la physique de ces régimes. Dans ce contexte la revue bibliographique aura pour enjeu d'en clarifier les conditions d'obtention en identifiant les points communs existant entre les différentes configurations. Après cela nous justifierons le choix de notre configuration ainsi que notre approche.

1.2 Présentation d'ensemble de la combustion "sans flammes"

De tous les moyens à la disposition de l'Homme pour générer de l'énergie, la combustion est sans doute le plus usité. Actuellement, nous assistons toutefois à un changement de paradigme : le développement et l'élévation du niveau de vie de larges pans de la population mondiale s'accompagne d'une explosion de la demande, ce qui provoque un sentiment de pénurie durable sur le marché des matières énergétiques. Par ailleurs, toutes les études confirment l'impact environnemental croissant de la combustion, ainsi que l'imminence de changements climatiques majeurs que d'aucuns qualifient déjà d'irréversibles. Sous ces conditions, un effort scientifique et technique sans précédent semble indispensable, afin de mettre en relation les aspirations des populations au développement et au confort matériel d'une part, et la préservation de notre cadre de vie d'autre part. A long terme, la génération de l'énergie nécessaire à l'activité humaine se fera sans doute par voie thermonucléaire (par le biais de, demain, la fission, et après-demain, de la fusion). Il apparaît toutefois que, parallèlement aux études nécessaires au développement de tels moyens de production, d'autres études doivent être menées afin d'améliorer les dispositifs existants. Les raisons pour cela sont multiples : d'une part, pour pallier aux besoins d'énergie d'ici-là, et d'autre part, parce que les dispositifs à combustion ont, par rapport aux grosses installations thermonucléaires, un temps de mise en route beaucoup plus court. Ils ont également une souplesse et une flexibilité beaucoup plus grande. Historiquement enfin, le feu a été la première source d'énergie domestiquée par l'Homme, celle-ci bénéficie d'un

grand capital de connaissances d'ores et déjà disponible. Ces dispositifs ont fait l'objet de beaucoup d'études, de sorte que le développement de nouveaux moyens en ces domaines s'inscrit dans une dynamique d'ensemble : les temps d'application des innovations y est donc relativement court. Toutefois, ils présentent encore, et ce même à l'heure actuelle, de sérieuses potentialités d'amélioration.

Les recherches actuelles portent sur deux domaines connexes, qui sont d'une part l'amélioration de l'efficacité énergétique, et d'autre part la diminution de l'impact environnemental. Ces deux dimensions, bien qu'originellement liées la question de l'emploi de carburants, ne sont abordés de façon connexes que depuis peu. En effet, bien que la question de l'efficacité énergétique[1] a toujours été une préoccupation des ingénieurs, il aura fallu attendre les premières études d'impact environnemental pour que la question de rejets et de leur nuisance soit posée. Depuis, l'impact environnemental est devenu un enjeu central, et ces questions paraissent ontologiquement liées. En effet, la question de l'emploi de l'énergie est centrale : pour effectuer une tâche, il faudra en fournir, mais, dans un principe d'économie, on s'attachera à ce que cette tâche en consomme le moins possible. Comme, entre l'énergie libérée et celle employée se trouvera un gap inévitable, on devra s'employer à le réduire autant que possible. Or, la formation de polluants, en plus d'être une véritable nuisance environnementale, est également consommatrice d'énergie. Il apparaît donc évident que ces deux questions ne sont que les deux faces d'une seule et même problématique, qui est la rationalité de l'emploi de l'énergie. Depuis une vingtaine d'années, et notamment à cause de grands accords intergouvernementaux portant sur les rejets dans l'atmosphère, qui ont été conclus, ces thématiques ont connu un regain d'intérêt.

1.2.1 Phénoménologie de la combustion "sans flamme"

Décrivons ce procédé de façon générale. Dans les fours industriels de forte taille se dégagent de fortes puissances calorifiques et s'obtiennent de fortes températures dans les gaz et aux parois. Le schéma synoptique de la figure 1.1 présente les grandes caractéristiques d'une telle installation. Pour celles-ci, lorsque les conditions sont adéquates, on assiste à un changement de régime de flamme, directement observable. D'une zone lumineuse clairement identifiée, correspondant à la zone de mélange pour une flamme classique, on passe à une absence de flamme visible, comme le montrent les clichés présentés sur l'illustration de la figure 1.2. Dans un tel régime, les fluctuations de pression deviennent négligeables, les perturbations acoustiques se réduisent très sensiblement et la température devient plus homogène. Le pic de température disparaît, les valeurs de celle-ci dans le foyer s'échelonnent entre 1000^oC et 1400^oC. Les parois de ce genre d'installations, généralement en briques réfractaires, sous l'effet de la forte chaleur, se mettent à rayonner de façon intense. Du

[1] se traduisant par le rendement

coup, par l'augmentation de la taille et de l'homogénéité des zones chaudes, les transferts radiatifs en sont fortement améliorés. Enfin, la formation des polluants, et tout particulièrement d'oxydes d'azote, est grandement diminuée. A puissance égale, suivant le mode de fonctionnement (classique ou sans flamme), la littérature rapporte des écarts de production d'oxydes d'azote pouvant aller de 1 à $1/10^{\text{ème}}$ environ, suivant que l'on soit en mode classique ou sans flamme.

Les recherches visant à obtenir des foyers de combustion faiblement polluants ont suivi plusieurs voies. L'une d'entre elles a été ouverte par une série de découvertes, faites au début de la dernière décennie, simultanément et de façon indépendante par plusieurs équipes différentes. Cette novation est la " combustion sans flamme ", nom consacré par l'usage. Cette thématique de recherche est actuellement dominée par les chercheurs japonais et allemands, bien que d'autres nations aient également engagé des efforts sérieux en ce domaine. Les différentes découvertes effectuées, allant toutes dans le même sens, portent néanmoins des noms différents. Nous avons tenté d'en dresser une liste :

- *" Flameless combustion "*, *" flameless oxidation "* en anglais, désigne la combustion et l'oxydation sans flamme. Cette appellation domine dans le monde germanique. Il a donné lieu au dépôt d'une série de brevets et est devenu une appellation commerciale. (Wünning, 1995) - la désignation complète étant " $FLOX$ ", flameless oxydation, une marque de la société *WS Wärmetechnik*.
- *" Moderate and Intense Low oxygen Dilution (MILD) combustion "*, soit la combustion modérée et intensément diluée. Elle met en oeuvre des taux d'oxygène faibles. Cette appellation est plus largement utilisée par les milieux scientifiques italiens, car introduite par l'un d'entre eux (Milani, 1998).
- *" High Temperature Air Combustion (HiTAC) "*, combustion à haute température avec de l'air. Cette désignation est utilisée surtout dans les milieux nippons et est également une appellation commerciale.
- *" Highly Preheated Air Combustion (HPAC) "*, soit combustion avec de l'air fortement préchauffé, qui est également issu des milieux scientifiques japonais. Elle a également donné lieu au dépôt d'un brevet. Ces deux dernières appellations sont la propriété de la *Tokyo Gas Company*.

Par ailleurs, on trouve dans des publications en langue française les termes de *" combustion sans flamme "*, *" combustion diluée "* ou *" répartie "*, rejointe par des termes allemands *" verdünnte Verbrennung "* et *" flammenlose Verbrennung "*, qui parlent du phénomène sans pour autant se référer à un procédé précis.

La transition du mode classique en mode de fonctionnement sans flamme n'est pas immédiate. En particulier, il existe une période durant laquelle s'établissent dans le foyer des conditions de fonctionnement, durant laquelle le four est le siège d'une combustion clas-

sique. Lorsque les conditions sont adéquates, le passage de l'un l'un vers l'autre s'effectue de lui-même.

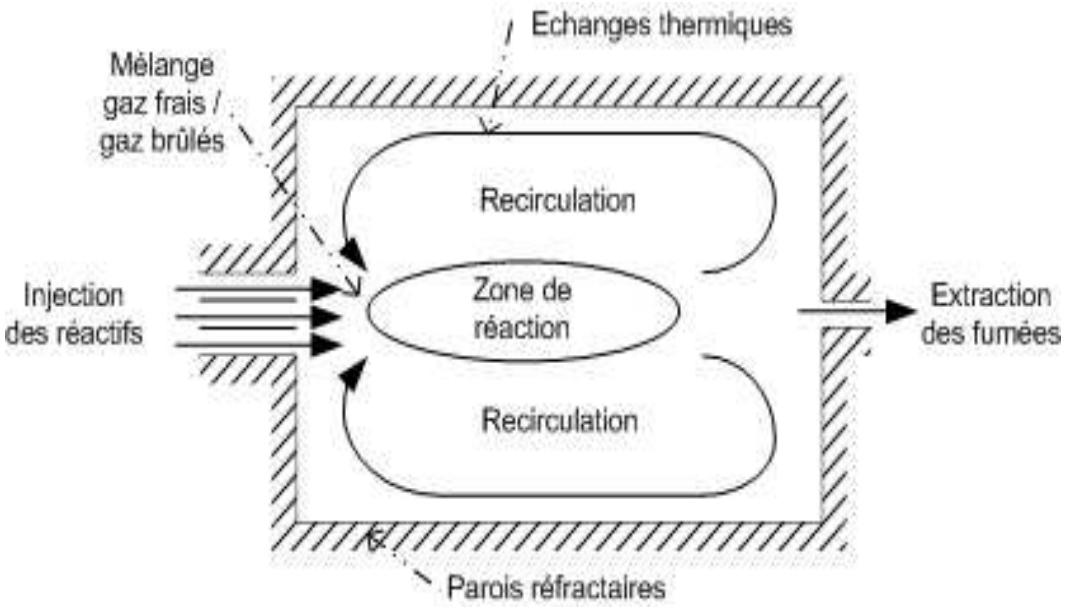


FIG. 1.1 – *Schéma de principe d'un foyer recirculant : l'influence de la recirculation est centrale, autant pour les transferts thermiques que pour la dilution et le brassage des réactifs frais.*

1.2.2 Conditions d'obtention du régime sans flamme

Si la littérature est abondante sur l'existence du phénomène, et sur ses caractéristiques, il demeure un certain flou quant aux conditions suscitant son apparition. Toutes les observations ont été faites dans des fours ayant des parois thermiquement bien isolées, et relativement chaudes : le confinement de l'enceinte semble donc être une caractéristique d'importance. Par ailleurs, les réactifs sont, dans tous les cas, fortement préchauffés, ce qui laisse à penser que la température a également une large importance. Le fait qu'avant l'obtention dudit régime un temps de chauffage considérable est nécessaire laisse à penser qu'il est nécessaire que l'installation soit suffisamment proche de l'équilibre thermique avant de pouvoir passer au mode sans flamme. Les pertes thermiques sont donc d'importance.

Le confinement utilisé aboutit à la création d'une chambre close, de laquelle on ne soutire qu'une partie des fumées. Dans l'enceinte se trouve donc en permanence une large part de gaz brûlés et chauds, qui viennent, de par leur mouvement, se mélanger aux gaz frais au voisinage de leur point d'injection. Ce mouvement de gaz brûlés est appelé recirculation : du fait de leur température, les gaz d'échappement vont transiter dans un mouvement de

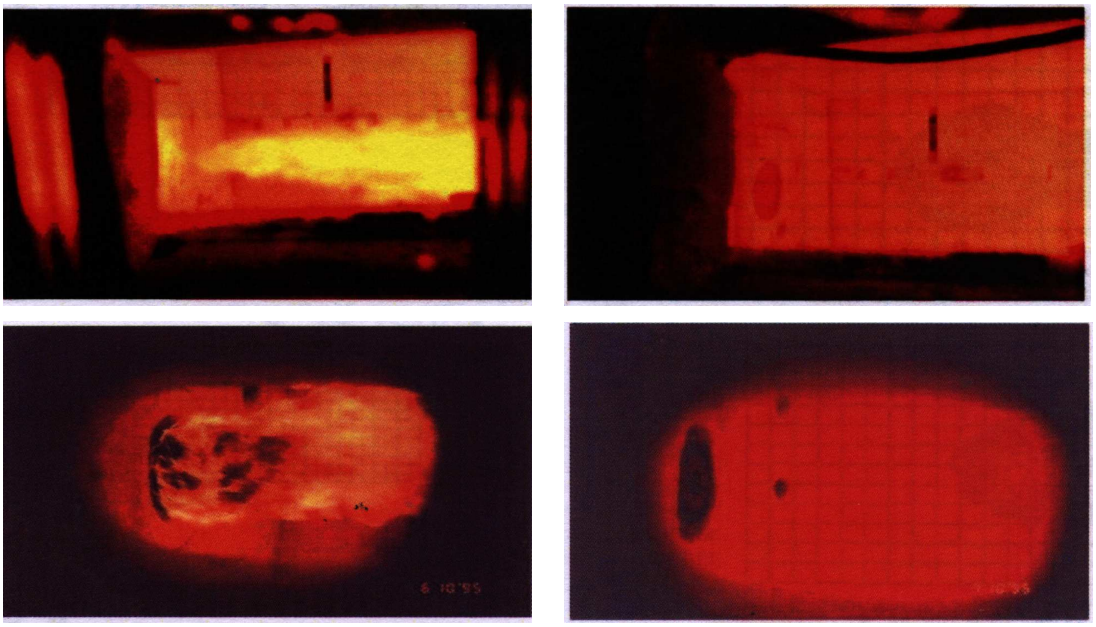


Fig. 1.2 – *Photos de la zone de réaction en régime normal et sans flamme : les photos proviennent de mesures effectuées par Milani (2001) : sur la ligne du haut, prises de vue latérale de la flamme, sur la ligne du bas, gros plan sur l'injection des gaz frais. Dans la colonne de gauche, les vues en combustion classique, sur la ligne de droite, les vues en mode sans flamme.*

reflux, au voisinage des parois et ainsi chauffer celles-ci par convection et rayonnement. Parvenus au voisinage de la zone d'injection des gaz frais, il y aura simultanément un mélange et une réchauffe des réactifs frais par les gaz brûlés. Ce mélange amène une dilution des espèces actives. Au sujet de ce mélange, il y a accord pour dire que ces mouvements diminuent l'intensité de la réaction chimique ce qui contribuerait à un épaississement de la zone de réaction. La recirculation semble donc avoir un rôle capital.

1.2.3 Caractéristiques du régime sans flamme

Si les analyses des phénomènes sont encore largement à faire, il y a un accord assez important sur les caractéristiques et les causes de la combustion " sans flamme ". Les paramètres et causes importantes en sont le confinement, le préchauffage, la recirculation et la dilution qu'elle permet. Parmi les caractéristiques de ce régime, il y a :

- une homogénéité très forte du foyer, et ce aussi bien de pression, de température, de fluctuations turbulentes ;
- la faiblesse des émissions de polluants (en particulier de NO_X) ;
- l'augmentation du rayonnement thermique ;

Notre étude bibliographique a exploré successivement toutes ces dimensions.

1.3 Pratique de la combustion sans flamme

Dans cette section, nous nous efforcerons à mettre en évidence les similitudes entre les différentes installations utilisées lors des études menées sur la combustion "sans flamme". Parmi les dispositifs ayant donné lieu à des publications et décrits dans la présente bibliographie, un certain nombre font l'objet d'un dépôt de brevet, ou sont confidentiels. Ainsi, il est extrêmement difficile d'obtenir des données fiables. Cette section ne prétend donc pas à l'exhaustivité. On peut découper les montages en deux sous-ensembles distincts : le brûleur d'une part, et l'enceinte d'autre part.

1.3.1 Les enceintes

Parmi les installations présentées, on distingue deux grandes familles : les fours à foyer simple, et les fours à foyers multiples.

Les fours à foyer unique

Les fours à foyer simple sont aussi les plus étudiés. Ils se composent d'un point d'injection unique, généralement au centre d'une des faces de la chambre, par lequel sont introduits les réactifs dans une chambre de grande dimension, généralement en forme de pavé, la tête d'injection étant placée au centre d'un des murs. Les deux réactifs sont injectés de façon distincte, la flamme se développe dans la zone de mélange entre les jets d'oxydants et de combustibles. De la sorte, le mélange réactif incorpore également des gaz brûlés. Le reflux de ces derniers vers la zone de flamme suit un écoulement cellulaire. Le tirage de l'échappement se fait généralement dans le fond du foyer.

Ce type d'installation est largement utilisé à des fins de recherche, et dans les installations industrielles, et dans les installations pilotes dont quelques exemplaires sont présentés sur les figures 1.3 et 1.4.

Les fours à injections multiples

Dans un certain nombre de cas, on utilise une configuration de foyers multiples. La figure 1.5 présente le schéma d'un four à régénération équipée de deux brûleurs, montés opposés l'un de l'autre. Chaque point d'injection va, à tour de rôle, faire office d'injecteur de réactifs, son vis-à-vis sert alors à l'extraction des fumées. Dans le corps des brûleurs employés, on trouve des inserts, généralement en céramique, qui font office de régénérateurs : les fumées soutirées, chaudes, transitant à leur contact, leur cèderont une partie de leur chaleur. Lors

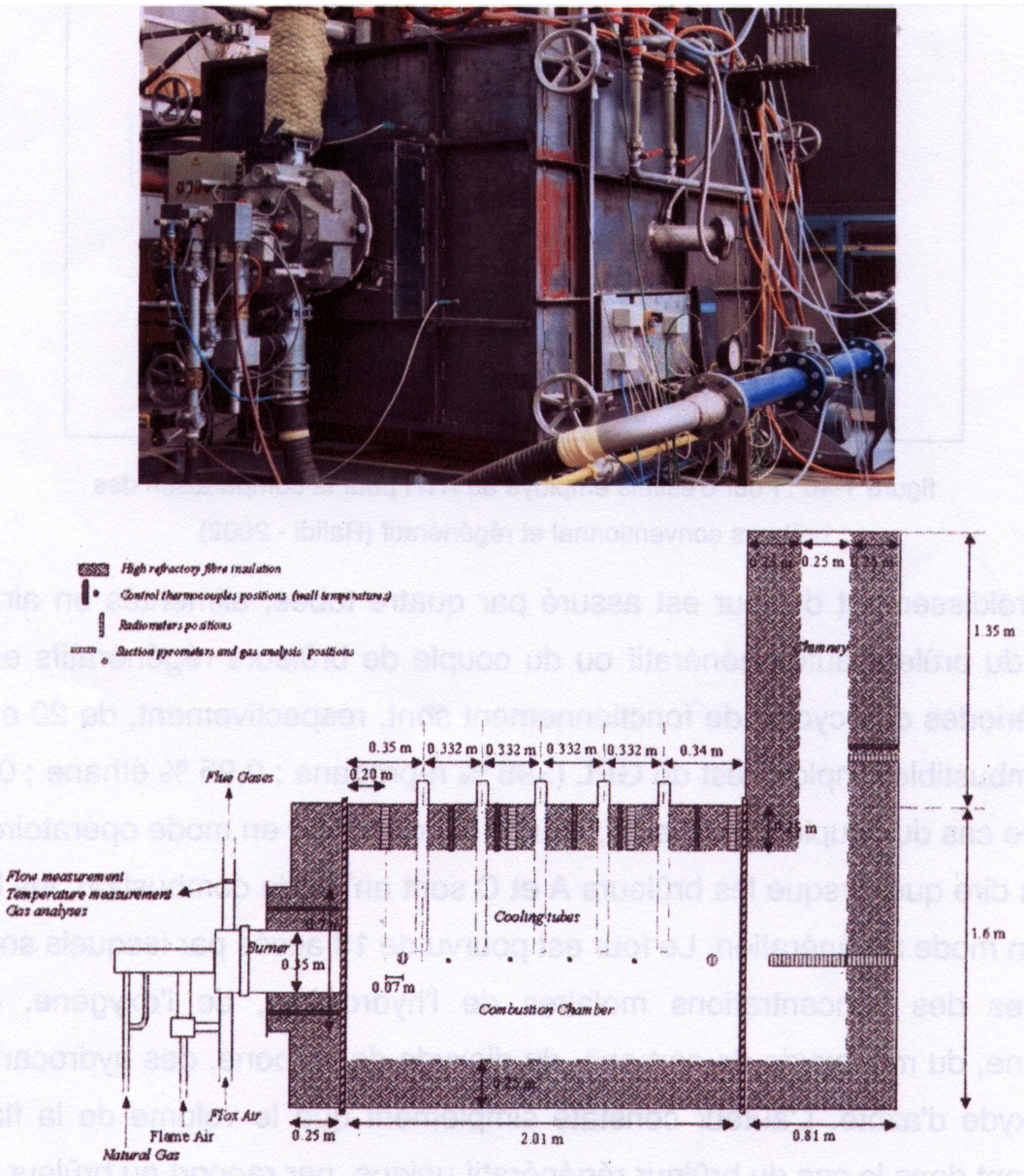


Fig. 1.3 – *Four expérimental de Pesenti (2001) et Lupant (2005) : la photo du haut présente une photographie de l'arrière de la tête des brûleurs, la figure du bas présente un schéma d'ensemble du four expérimental.*

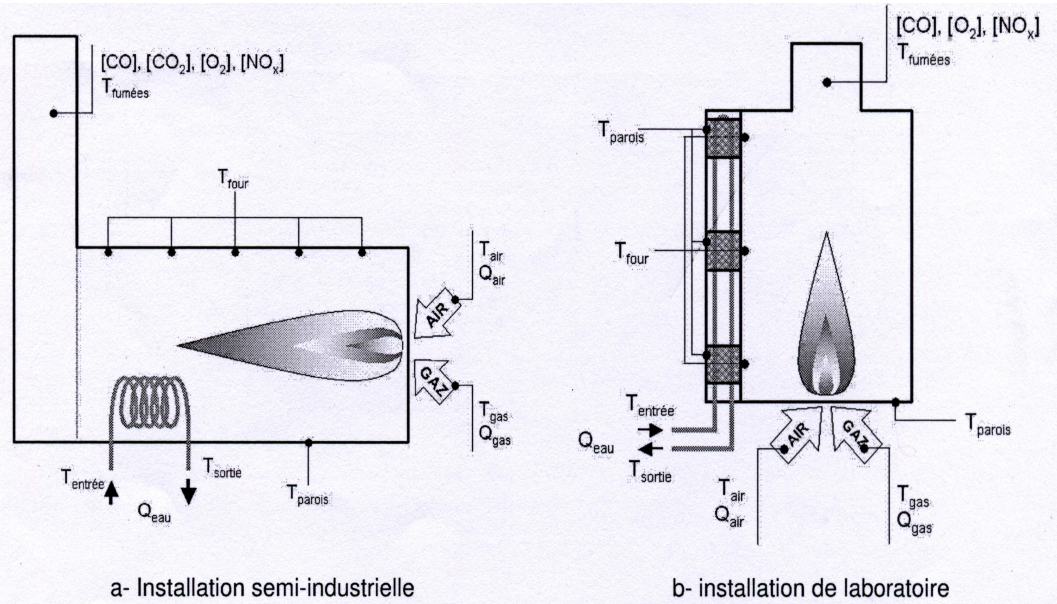


FIG. 1.4 – *Fours expérimentaux de Masson (2003, 2005) : à gauche, schéma synoptique de l'installation pilote de GDF. A droite, schéma synoptique de l'installation de laboratoire du CORIA*

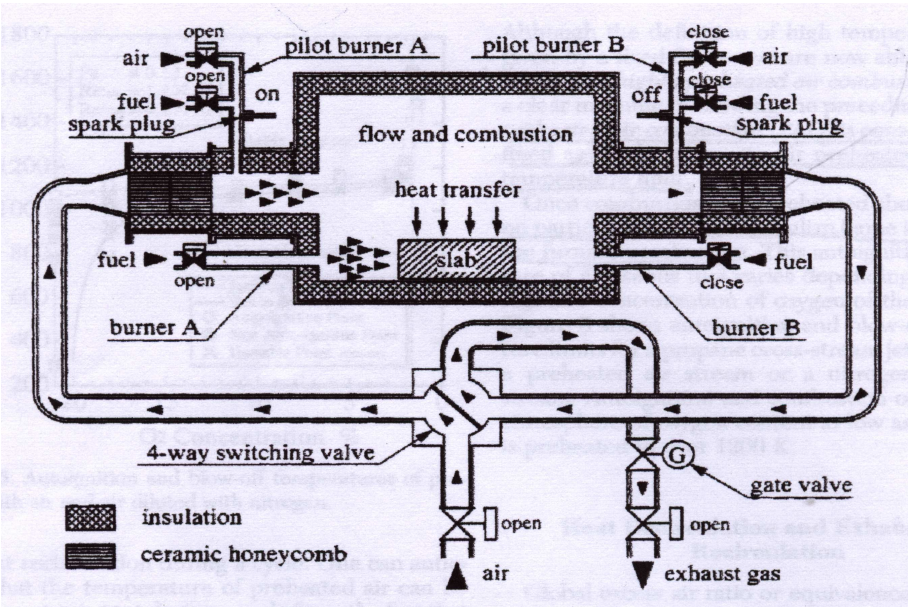


FIG. 1.5 – *Schéma d'une installation à deux brûleurs de Katsuki (1998) : les deux brûleurs fonctionnent en régime alterné : quand l'un injecte des gaz frais, l'autre retire des gaz brûlés et en retire la chaleur. Cette récupération se fait par un nid d'abeilles en céramique.*

de l'inversion du fonctionnement, les deux buses voient leur fonctionnement permuter, de sorte que la buse qui avait jusqu'alors servi à extraire les fumées sert d'injecteur : les gaz frais passent alors par le régénérateur chargé, et se réchauffent fortement avant de pénétrer dans l'enceinte. Ceci permet une économie d'énergie substantielle, car le réchauffage des gaz frais par les fumées se fait avec l'énergie résiduelle des fumées, ce qui augmente le rendement thermique du système. Cette économie nécessite des dispositions particulières dans la conception des têtes d'injection.

Cette configuration peut être étendue lorsqu'il y a plus de deux brûleurs, comme le montre la figure 1.6. Ce genre de configuration fonctionne le mieux avec des brûleurs régénératifs, spécifiquement conçus à cet usage.

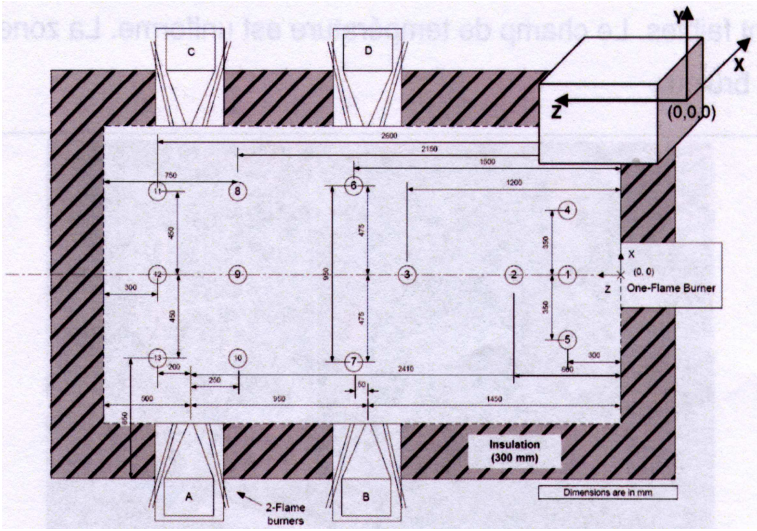


Fig. 1.6 – *Schéma d'une installation à quatre brûleurs de Rafidi (2002) : Cette installation, construite au KTH, met en oeuvre deux groupes de deux brûleurs sans flamme, qui fonctionnent en vis-à-vis. Le cinquième brûleur en bout, classique, sert à réchauffer la chambre et à initier le fonctionnement.*

1.3.2 Les brûleurs

Suivant la configuration, diverses buses d'injection sont rencontrées. Distinguons d'emblée les brûleurs des installations pilotes des autres, qui dans la plupart des cas, mettent en œuvre des géométries simplifiées, afin de mieux appréhender les processus en jeu. Les buses industrielles sont beaucoup plus compactes que les précédentes, car, à la conception, l'accent a été mis sur trois facteurs : l'optimisation du mélange des réactifs, l'efficacité énergétique et la maximisation des transferts thermiques par le biais de dispositifs de récupération de chaleur lorsque ceux-ci sont présents.

Suivant les configurations des chambres, la morphologie et le fonctionnement sont donc de nature différente. Deux modes de fonctionnement distincts doivent être pris en compte lors de la conception des installations. La première est la phase de mise en route, qui est une phase de montée en température. Durant celle-ci, le four se comporte comme un four classique, et préchauffe l'enceinte. Puis, dans un deuxième temps, une fois que les conditions de température et de viciation ont été atteintes, la combustion passe alors automatiquement en mode " sans flamme ". Comme il s'agit de deux modes de fonctionnement totalement différents, les têtes doivent être adaptées à ces deux modes.

Les brûleurs simples et étagés

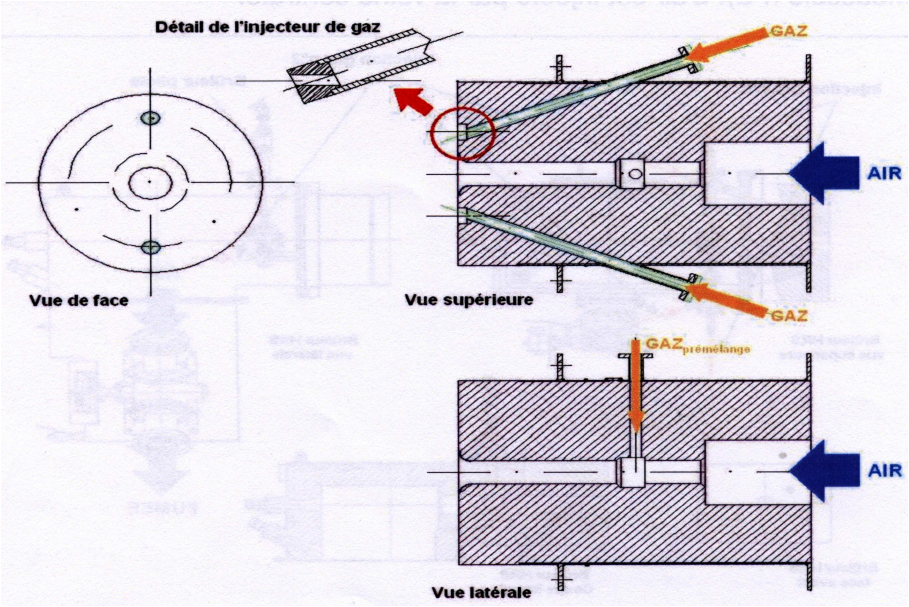


FIG. 1.7 – *Schéma d'une tête d'injection simplifiée de Masson (2003, 2005) : à gauche, une vue en face avant, à droite en haut, une coupe dans le plan des injecteurs, en bas, une coupe dans le plan perpendiculaire du plan des injecteurs. Cette configuration est une simplification d'un brûleur industriel commercialisé par la société NFK.*

Le cas techniquement le plus simple est une buse d'injection telle que celle représentée sur la figure 1.7. Il s'agit d'une pièce en alliage réfractaire, comportant trois canaux : deux, localisés latéralement, convoyant du gaz combustible, et un au centre, par lequel on alimente l'installation en air, préchauffé par un dispositif électrique extérieur. Comme dans le cas mentionné on ne cherche qu'à simuler une tête de brûleur simple, aucun accent n'est mis sur l'efficacité énergétique ou la compacité de l'ensemble.

Des modèles plus complexes ont été présenté, entre autre par Wünning et al. Il s'agit

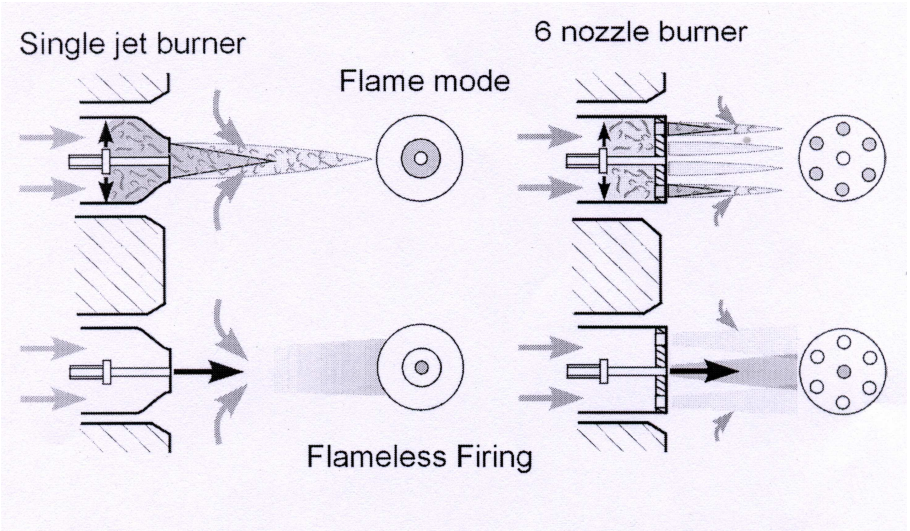


Fig. 1.8 – *Schéma de principes de têtes d'injection de Wünning (1995) : on remarque que deux configurations sont possibles, à savoir une mettant en jeu deux jets annulaires, présentés dans la colonne de gauche. Dans la colonne de droite, une configuration similaire, mais formée avec six injecteurs latéraux. La configuration à jets latéraux est la plus répandue.*

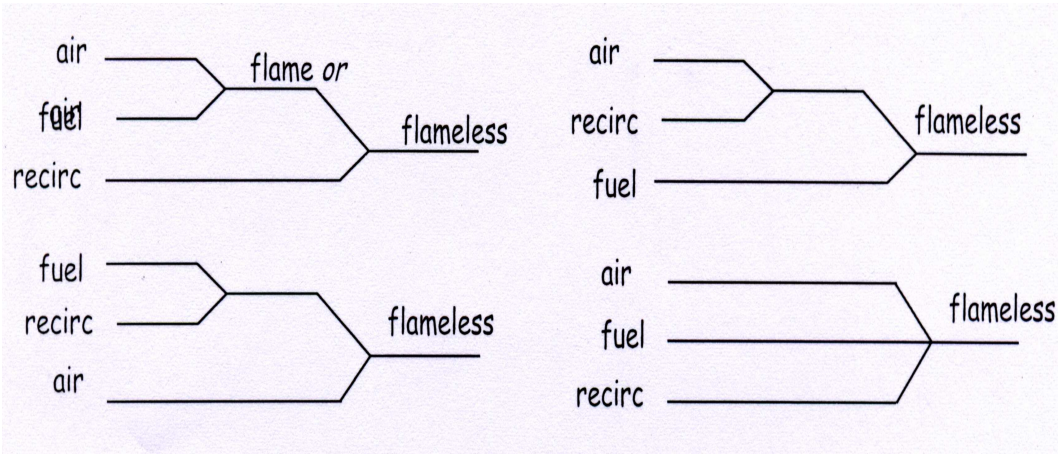


Fig. 1.9 – *Stratégies de mélange possibles, de Wünning (1995, 1998) : ce diagramme synoptique détaille les différentes stratégies possibles, mises en oeuvre par Wünning et al. pour obtenir, avec des brûleurs présentés en 1.8, le régime sans flamme.*

de brûleurs semi-industriels et industriels, dont le schéma de principe est présenté sur la figure 1.9. Comme on peut le voir, l'accent a été mis sur l'emploi du dispositif dans les deux modes que sont le préchauffage et la combustion "sans flamme". Dans la première phase de fonctionnement, qui vise à obtenir la réchauffe, on réalise une combustion étagée : un prémélange est formé dans le tube central, entre de l'air primaire et une partie du méthane injecté, et donne lieu à une première flamme : les produits de combustion servent alors à préchauffer le jet, pour permettre les réactions entre le reliquat de méthane et l'air secondaire. Dans le mode sans flamme, on assiste à un mélange ternaire comburant/combustible/gaz brûlés du fait de l'aérodynamique, qui assure une zone de réaction en aval des buses d'injection. La configuration à jets séparés est plus fréquente que celle à injecteurs concentriques, car la multitude de jets induit des effets 3D d'entraînement des gaz brûlés et le mélange des espèces est plus efficace.

Brûleurs à régénérateur, à récupérateur intégré

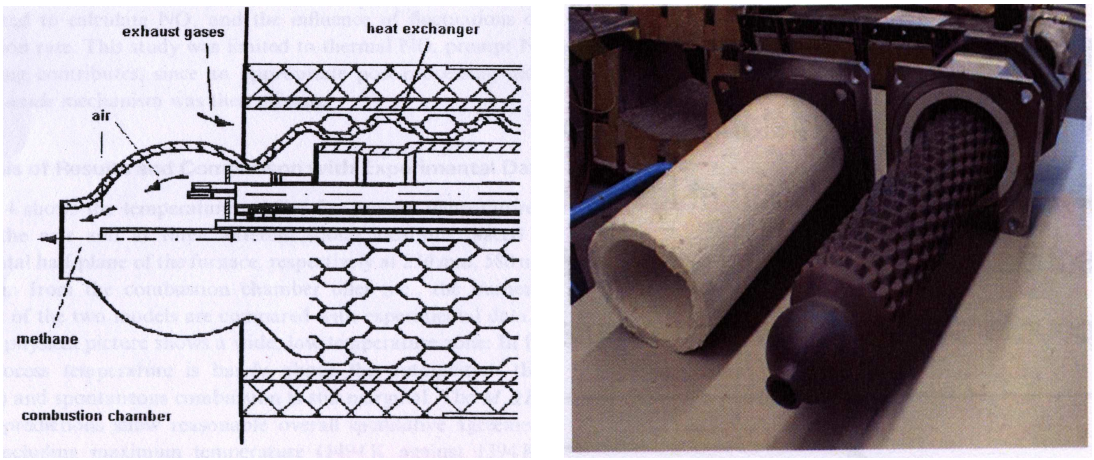


FIG. 1.10 – *Ecorché de principe et photo du brûleur industriel REGEMAT 150 : le schéma de gauche, présenté par Tabacco (2002), présente un écorché d'une tête d'injection. La photo de droite, présentée par Kösters (2005), le représente en intégralité.*

Lorsque l'on utilise plusieurs points d'injection dans la chambre de combustion, il est possible d'employer des brûleurs à régénérateur. Munis d'un tel dispositif, ces équipements récupèrent l'énergie thermique des fumées à l'aspiration de celles-ci, lorsqu'ils fonctionnent en mode cheminée, qu'ils restituent ensuite aux réactifs frais lorsqu'ils fonctionnent en mode injecteur. Un exemple d'un tel brûleur est fourni par la figure 1.10, il s'agit d'un brûleur industriel de type *WS REGEMAT 150*, fonctionnant avec un récupérateur constitué d'un nid d'abeilles en céramique.

Afin de limiter l'encombrement et favoriser la compacité de l'installation, il est possible

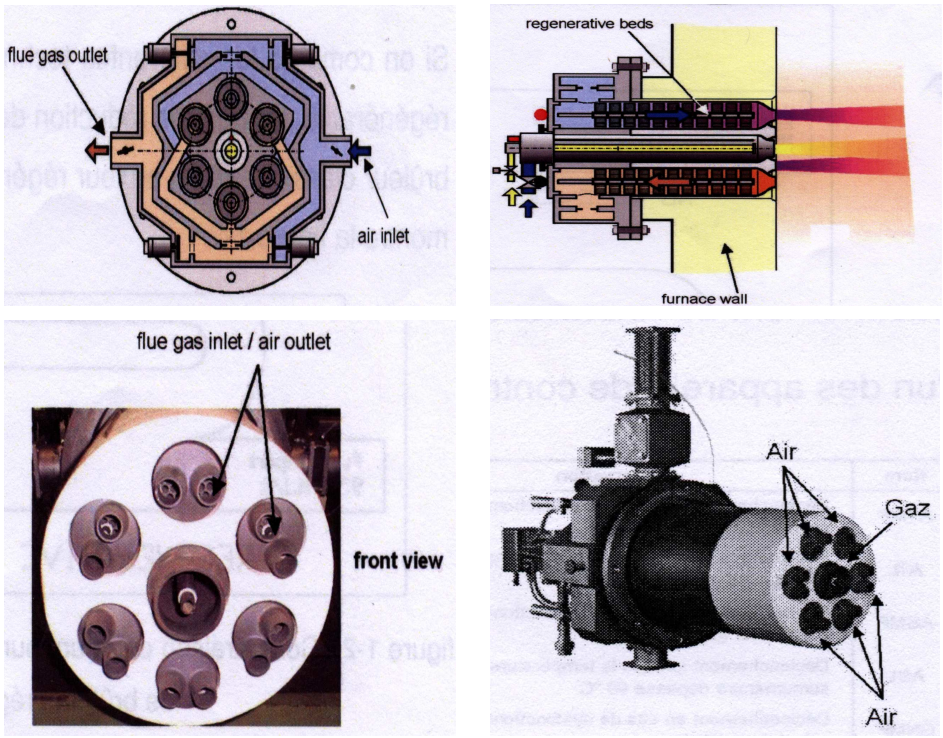


Fig. 1.11 – *Détails d'un brûleur industriel REGEMAT 350B : En haut à gauche coupe avant du brûleur REGEMAT 350B, avec marquage des différents circuits d'air et de combustible. En haut à droite, coupe latérale d'une tête d'injection, avec détail des régénérateurs, et marquage des trajets des gaz frais et brûlés. En bas à droite, photo de la face avant d'un brûleur, et en bas à droite, photo d'ensemble d'un brûleur. Ces illustrations proviennent de Brune (2001)*

d'incorporer les deux fonctions - injection et extraction de fumées - dans un seul brûleur. Un exemple d'une telle installation est fourni sur la figure 1.11, il s'agit d'un brûleur dit autorégénératif. L'intégration de ces deux fonctions simultanées rend sa géométrie plus complexe : tandis qu'une partie des tubes présents sert d'arrivée aux gaz frais, une autre partie de ces tubes sert d'évacuation aux gaz brûlés. Au demi cycle suivant, les rôles des tubes permutent. Ceci altère l'écoulement devant les têtes d'injection, mais provoque une compacité accrue.

Pour cette famille de brûleurs, le paramètre critique conditionnant l'efficacité énergétique du dispositif, est l'efficacité du dispositif de récupération de chaleur dans les fumées. Quels gains permettent-ils d'escompter ? Wünning et al. signalent que, dans le cas d'un brûleur type *REGEMAT 350*, la température de sortie des produits chauds à l'issue du préchauffage pouvait aller jusqu'à 1200^oC, en utilisant un ballast composé de billes céramiques. Hasewaga (1999) utilise quant à lui des réseaux de nids d'abeilles, et fournit le

comparatif de la figure 1.12, qui conclut à une plus grande efficacité de sa technique.

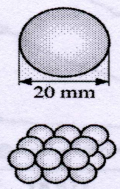
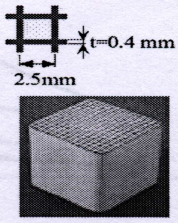
	Ball type	Honeycomb type	
Media shape			Optimum heat transfer characteristics and durability ensured by a combination of shape, mesh, thickness and segmentation
Relative weight per surface area	~10	1 (base)	Compact configuration
Specific surface area	~240m^2/m^3	~1340m^2/m^3	High heat recovery rate
Switching time	~120s	~30s	Small fluctuations in preheated air temperature

FIG. 1.12 – *Comparatif des gaines des récupérateurs, fourni par Hasewaga (1999)*

En outre, Weber (1999) et al signalent que le nid d'abeilles possède l'avantage d'avoir, par rapport aux billes de céramique, un plus grand rapport surface / volume, ce qui favorise les échanges. Ceci aboutit, pour une efficacité comparable, à des échangeurs plus compacts. Les pertes de charge d'un tel dispositif sont également plus faibles, ce qui permet un meilleur tirage des cheminées. Toutefois, la capacité calorifique d'un réseau de nids d'abeilles étant plus faible, un tel dispositif nécessite donc des temps d'inversion de fonctionnement plus courts. Et enfin, en terme de maintenabilité et de résistance à l'encrassement, les lits de billes sont d'un entretien plus facile, car plus aisément nettoyables que les pièces de céramique. En fonction de l'application, un équilibre sera donc à trouver.

Enfin, quant au gain réel sur le procédé fourni par l'emploi de récupérateurs, Milani et al (1998) présentent le cas concret d'une usine sidérurgique et de son bilan énergétique, fourni sur la figure 1.14. Ici, l'emploi du régénérateur fait diminuer jusqu'à 50 % le montant de la facture énergétique. Toutefois, le cas des processus sidérurgiques est quelque peu particulier, puisque les températures en jeu sont très élevées. Les températures des fumées le sont aussi, et, comme l'efficacité des échangeurs thermiques est accrue lorsque la différence de températures entre la source chaude et froide est grande, le bon rendement d'un tel dispositif dans de telles conditions ne surprendra guère.

1.4 Importance de la recirculation

Un aspect capital du mode de fonctionnement étudié est la recirculation des gaz brûlés. Celle-ci a lieu quelle que soit la configuration décrite. Toutefois, son rôle est multiple et nécessite quelques éclaircissements. La recirculation assure des transferts thermiques à la

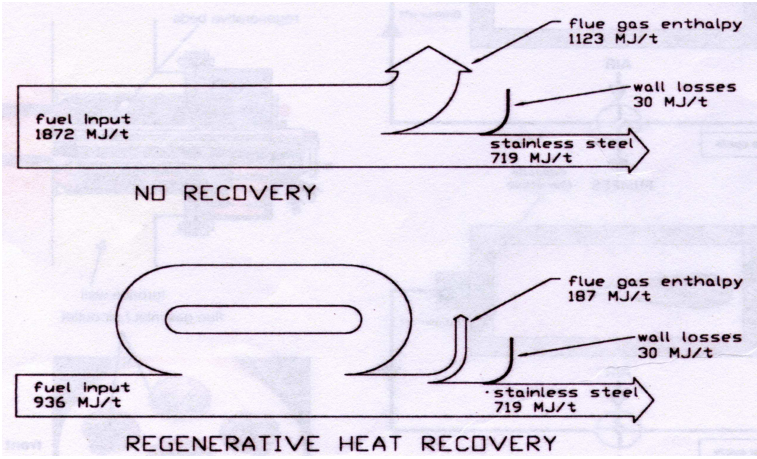


Fig. 1.13 – *Comparatif entre un process avec et sans usage de récupérateurs, dressé par Milani (1998) pour une usine métallurgique. Il illustre que l'usage d'un récupérateur permet des économies de près de 50% du combustible à employer pour le processus industriel.*

paroi. Dans le même temps, les gaz d'échappement se mélangent dans la zone de réaction aux réactifs frais : cette dilution assurerait une diminution de la température de la zone réactive. La composition des inertes (gaz brûles, inertes, produits nitrés) semble également affecter les processus chimiques de la zone de réaction.

La bibliographie disponible sur ce sujet est assez hétérogène, ce qui rend les comparaisons parfois difficiles. Les mesures effectuées ne livrent souvent qu'un point de vue partiel des phénomènes visibles. Enfin, pour l'étude détaillée des processus chimiques, il est souvent nécessaire de recourir à la simulation numérique.

1.4.1 Stabilité de la combustion dans un foyer recirculant

Le régime sans flamme ayant été établi de façon expérimentale, les premières études ont concerné la stabilité du régime de combustion. Wünning et al. (1992) constatent que la recirculation est le paramètre qui contrôle le fonctionnement du foyer, et proposent l'utilisation d'un critère caractéristique en rendant compte, noté K_V, et défini comme suit :

$$K_V = \frac{Q_R}{Q_A + Q_F} \tag{1.1}$$

avec :

Q_A : débit massique d'air injecté (réactif frais)

Q_F : débit massique de combustible injecté (réactif frais)

Q_R : débit massique de produits recirculant (gaz brûlés)

Il obtient alors, en faisant varier les conditions de fonctionnement, la carte de stabilité présentée sur la figure 1.14.

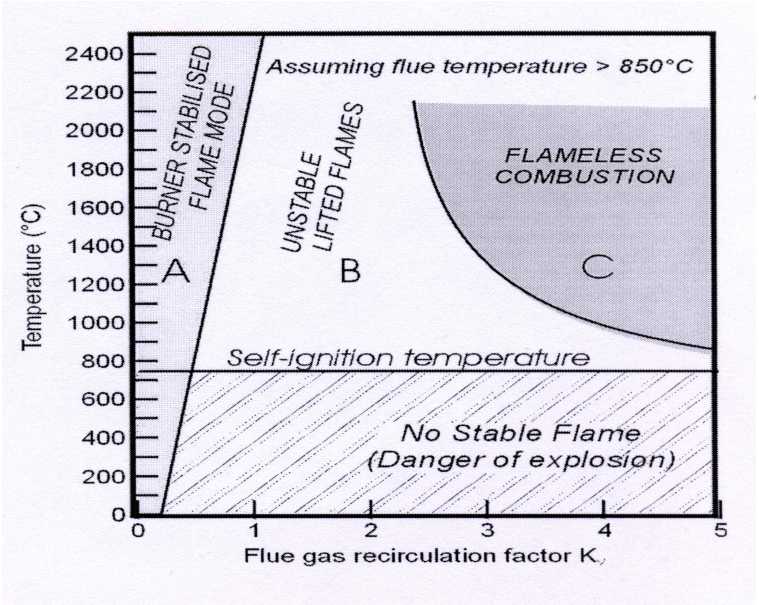


FIG. 1.14 – *Carte de stabilité d'un foyer recirculant, établie par Wünning (1992) : Trois zones sont caractéristiques, et référencées A, B et C. La température d'auto-inflammation conditionne l'obtention ou non du régime sans flamme.*

La température de préchauffage de l'installation joue, tout comme le facteur de recirculation, un rôle d'importance. La carte de stabilité se segmente, suivant la température, en plusieurs zones :

- **La zone A** correspond à un régime de flamme classique stabilisée par un brûleur. L'ensemble des conditions de fonctionnement, pour lesquelles on obtient une flamme stable, se situe à des valeurs de facteurs de recirculation compris entre 0 et 1.5 environ, suivant la température du foyer. La température d'auto inflammation des réactifs joue ici un rôle particulier : pour un facteur de recirculation supérieur à 1.5 et une température inférieure à la température d'auto-inflammation des réactifs, aucune réaction n'est possible, et le foyer s'éteint. Lorsque la température d'ensemble franchit cette limite d'auto inflammation, on observe une transition du régime de fonctionnement.
- **La zone B** est la zone de transition entre la combustion classique et la combustion dite sans flamme. Obtenue pour des températures supérieures à celle de l'auto inflammation, ces régimes conduisent à des flammes instables. Une extinction de l'installation n'est pas à craindre, car la température est supérieure à celle de l'auto-inflamation. Les réactifs mis en contact réagiront donc toujours.
- **La zone C** correspond à la zone dite sans flamme. Dans cette zone de fonctionnement, le four a les caractéristiques décrites précédemment : pas de flammes visible,

peu de fluctuations de pression et de température, émission de polluants réduite. Suivant les sources citées, la limite entre les régimes instables et sans flamme sont floues, et suivant les auteurs, la forme de cette limite n'est pas systématiquement la même. Sans doute faut-il y voir la confirmation du fait que le changement de régime entre les zones **B** et **C** ne correspond pas à un changement brutal. En tout cas, la forme de la limite posée par Wünning laisse à penser que dans l'obtention dudit régime, la température et la recirculation jouent un rôle antagoniste. La température favorise la réaction de combustion alors que la dilution la contrarie.

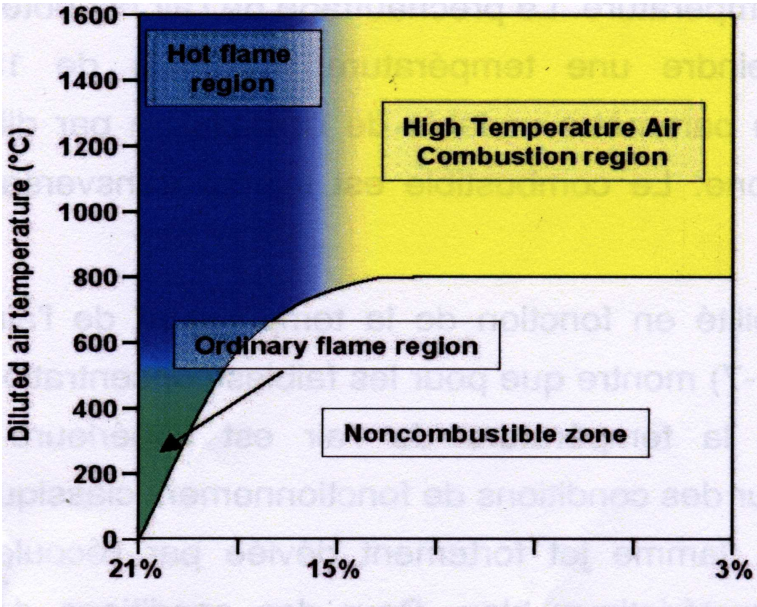


Fig. 1.15 – *Carte de stabilité d'un foyer recirculant (Yamauchi, 1999) : ici, sous l'hypothèse d'un rapport des réactifs proches de la stoechiométrie, la carte de stabilité est dressée en fonction de la concentration d'oxygène.*

La forme générale de ce diagramme, désormais classique, a été vérifiée par d'autres auteurs, et notamment par Yamauchi (1999), qui propose le diagramme de stabilité présenté sur la figure 1.15. Une présentation différente de celle de Wünning est proposée, dans laquelle la zone de combustion sans flamme se situe à une concentration en O_2 inférieure à 15%, pour une température supérieure à celle d'auto inflammation du combustible choisi.

Ayant établi le résultat précédent, examinons en détail les spécificités de la réaction. La recirculation ayant un effet de dilution de la zone réactive, elle a pour conséquence tangible la diminution des concentrations de O_2 et de combustible. Les questions de l'inflammabilité des mélanges sont donc sous-jacentes. Wünning (2003) a introduit le facteur K_V molaire, c'est-à-dire calculé à base de grandeurs molaires et non massiques, et a porté sur un diagramme d'Ostwald complet les limites d'inflammabilité. Ce diagramme figure en

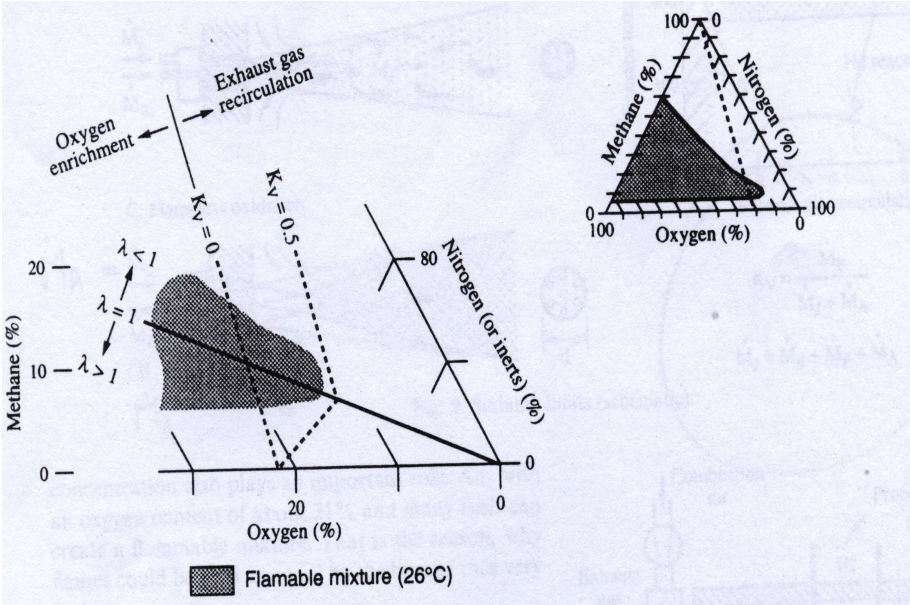


FIG. 1.16 – *Diagramme d'Ostwald de la combustion diluée à température ambiante, établie par Wünning (2003) : K_V est calculé à partir des grandeurs molaires. On remarque que, pour les régimes de combustion qui nous intéressent, l'inflammabilité est très difficile, voire impossible.*

1.16. Selon l'auteur, bien qu'il soit établi pour une température ambiante, il indique encore la tendance lorsque la température augmente. Les régimes sans flamme sont très proches de la limite d'extinction théorique, à des taux de mélange ou, même à la stoechiométrie, l'inflammation est très difficile, voire impossible. Descendre plus bas encore les concentrations d'espèces actives ne pourra alors se faire que dans le cas où la température du milieu ambiant est suffisamment importante pour ne pas tremper la réaction.

Ces études sont à rapprocher de celles menées par Zabetakis et al (1965) qui s'étaient intéressés aux limites de l'inflammabilité à température ambiante des mélanges ternaires air/CH_4/inerte. Les résultats sont récapitulés sur la famille de courbes de la figure 1.17. Suivant la nature du gaz inerte, les limites d'inflammation peuvent varier, suivant notamment la capacité calorifique du mélange.

Milani (2001) a dressé, à partir de résultats expérimentaux, le diagramme de stabilité présenté en 1.18. Ce diagramme a une double utilité : d'une part, il permet de situer le régime de combustion de type $FLOX$ par rapport à d'autres régimes spécifiques, tels que l'oxycombustion, d'autre part, il permet de visualiser qu'en fonction de la dilution, la température adiabatique de flamme chute. La dilution s'exerce donc au détriment de la température maximale disponible, ce qui limite les possibilités d'emploi du procédé.

Dans le cadre des travaux ayant mené à la mise au point du procédé $HiTAC$, Hasewaga

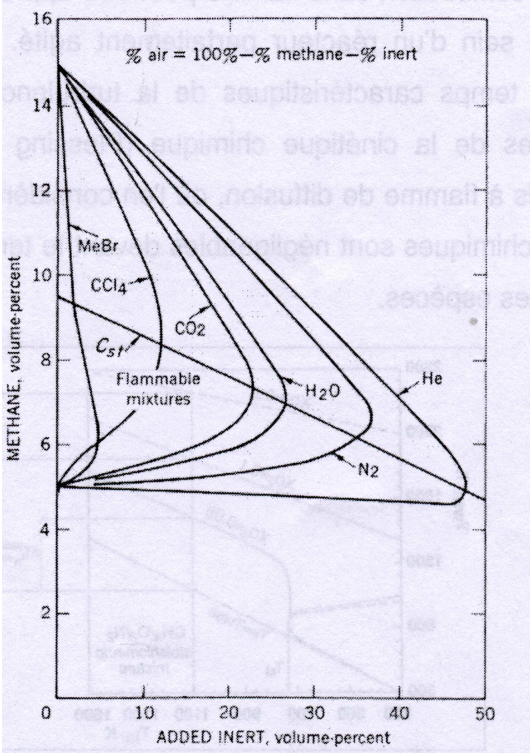


Fig. 1.17 – *Limites d'inflammabilité d'un mélange ternaire Air/CH_4/inerte, établie par Zabetakis (1965) pour différentes espèces inertes.*

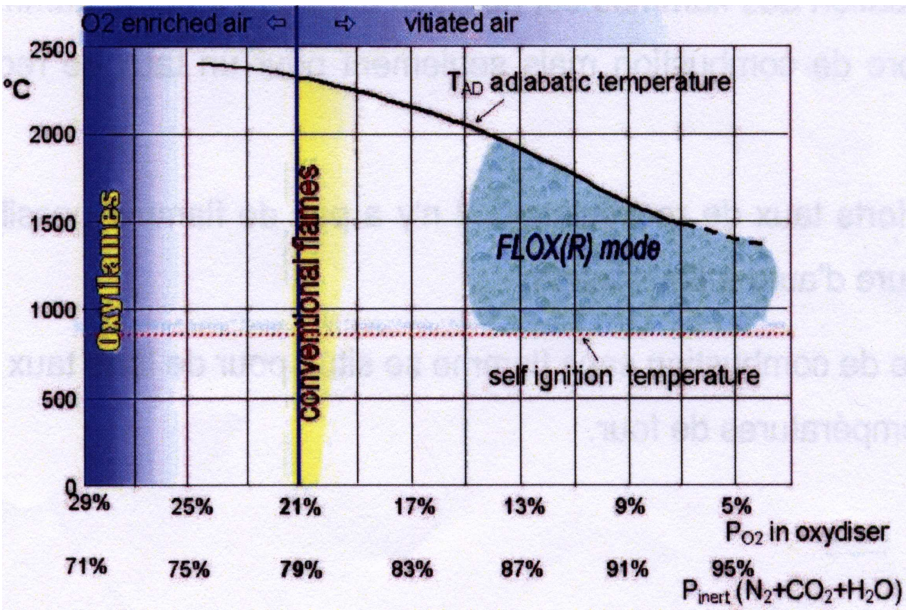


Fig. 1.18 – *Diagramme de régimes de flammes d'un foyer recirculant, établi par Milani (2001) : il permet de situer le régime sans flamme par rapport à d'autres régimes, comme par exemple l'oxycombustion.*

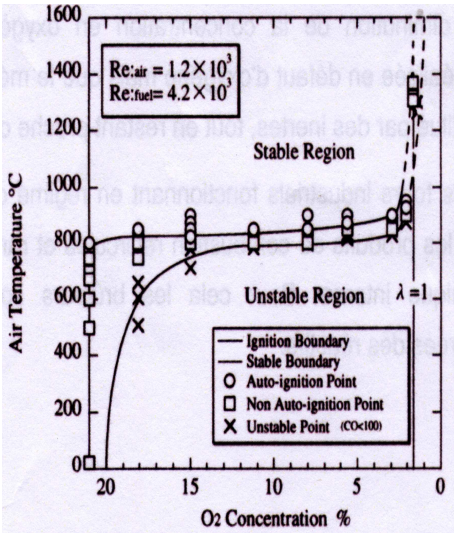


FIG. 1.19 – *Diagramme de stabilité d'une flamme diluée [Hasewaga (1999)] : en fonction de la vitesse d'injection et du préchauffage. Remarquons que le préchauffage augmente très notablement l'inflammabilité.*

(1999) a publié une étude de stabilité et d'auto-inflammation, effectuées sur un brûleur de 1.3 kW, en fonctionnant avec de l'air préchauffé jusqu'à près de 1300^oC. Les concentrations respectives de O_2 et de combustible sont ajustables, leur injection se fait de façon séparée, les jets se rencontrant de façon transversale. Hasewaga (1999) mesure les champs de température dans la zone du réacteur, suivant le préchauffage de l'air. Les résultats sont présentés sur la figure 1.19. Pour de l'air préchauffé à 50°C, il observe une flamme bleue de faible taille, et le réacteur connaît des gradients de température importants. Pour l'air préchauffé à 1010°C, il observe une flamme nettement plus grande, qui rayonne dans le vert/bleu. Par ailleurs, on remarque aussi que dans le cas préchauffé, les gradients de température sont beaucoup plus faibles. Les lignes iso-températures délimitent alors des surfaces beaucoup plus grandes, on peut en déduire que la combustion est donc beaucoup plus homogène.

1.4.2 Influence de la dilution

De toutes les conséquences de la recirculation, la dilution du volume de la réaction est la plus directe. Elle influence considérablement la structure de la zone réactive selon plusieurs voies distinctes. La dilution seule diminue la température adiabatique de flamme (comme l'a montré la figure 1.18), donc elle diminue le niveau de température maximal atteignable. La dilution désactive également les mélanges : pour obtenir des conditions dans lesquelles les foyers peuvent fonctionner, il faut contrebalancer la dilution par une réchauffe

des réactifs. La dilution modifie enfin les voies réactionnelles chimiques dans la zone où se déroule la combustion. Ainsi, l'impact de la dilution sur la chimie est extrêmement fort, aussi bien sur la production de chaleur que sur la production de polluants.

Influence de la dilution sur la température

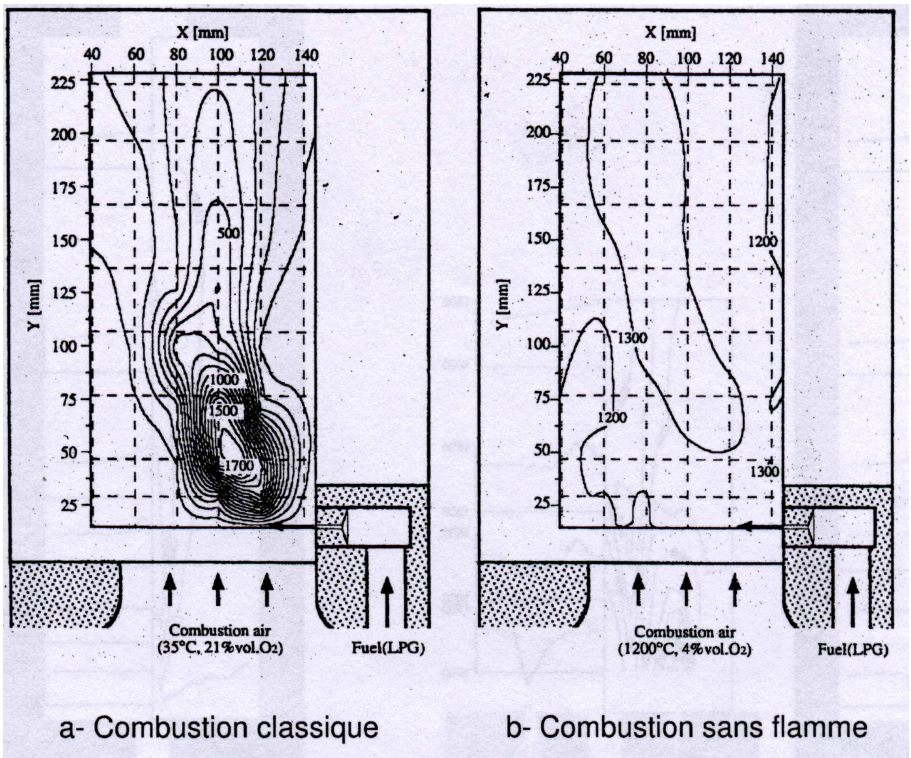


Fig. 1.20 – *Champ de températures dans un foyer à injection perpendiculaire, établi par Hasewaga (2001) : à gauche, dans le cas sans préchauffage, et à droite avec préchauffage de l'air. On remarque que le préchauffage augmente l'homogénéité du champ de température.*

Les études menées expérimentalement mettent en évidence un lien existant entre l'ajout de produits inertes chauds dans la zone de réaction et l'homogénéisation du champ de température. Ceci a été constaté dans tous les cas, et dans toutes les configurations retenues. Expérimentalement, cela a été mis en évidence par Hasewaga (2001), pour des mesures effectuées par thermocouple sur la configuration déjà décrite ci avant, et que nous avions présenté sur la figure 1.20. Néanmoins, comme la configuration de deux jets perpendiculaires accentue le mélange, elle n'est pas représentative des conditions de fonctionnement dans un four industriel, ou l'arrivée des réactifs se fait généralement dans une configuration de type co-courant. D'autres études menées sur four industriel et installations pilotes ont également mis en évidence cet état de fait : on pourra citer à ce sujet les études menées par

Verlaan (1998), ou plus récemment celles de Masson et al. (2005), les champs de température figurent sur la figure 1.21. On remarque que le préchauffage a pour effet de générer des poches chaudes avec des gradients thermiques faibles.

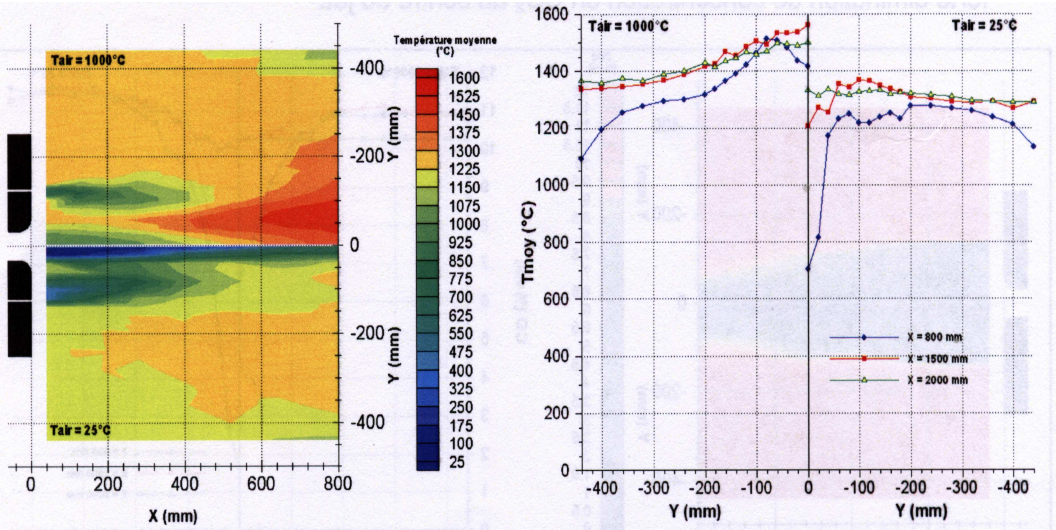


FIG. 1.21 – *Champ de températures dans le foyer d'une installation pilote, établi par Masson (2003, 2005) : à gauche, reconstruction des champs de température (en haut, en régime sans préchauffage, et en bas, avec préchauffage), à droite, profils de température relevés pour différentes abscisses. On remarque que le préchauffage augmente l'homogénéité des grandeurs considérées.*

Pour étudier l'aspect chimique de ces régimes, on recourt à des méthodes employant des cinétiques chimiques détaillées. Plusieurs études ont été menées, la plupart d'entre elles se basent sur l'analogie existante entre les foyers sans flamme et des réacteurs chimiques parfaitement agités. Cette hypothèse est justifiée de la façon suivante : comme nous sommes en régime fortement dilué, la célérité des réactions chimiques est grandement diminuée, ainsi, les régimes sans flamme seraient des régimes de combustion pour lesquels la réaction chimique aurait un temps caractéristique proche de celui des phénomènes de mélange. Dans cette hypothèse, où la chimie n'est plus infiniment rapide, on peut alors considérer que la réaction chimique gouverne l'ensemble des processus, et non plus le mélange, comme dans la plupart des régimes de combustion classiques. Le cas de figure limite considéré est alors que les réactifs ont le temps de se mélanger avant d'avoir réagi. Ceci revient à légitimer le mode de simulation en réacteur parfaitement agité (*Perfectly Stirred Reactor*). Cette hypothèse a été faite pour la première fois par Plessing (1998) et reprise depuis.

Des études ont été menées pour déterminer l'influence de la température d'entrée des réactifs. Ces études ont été commencées par De Joannon et al. (2000) pour les cas riches et

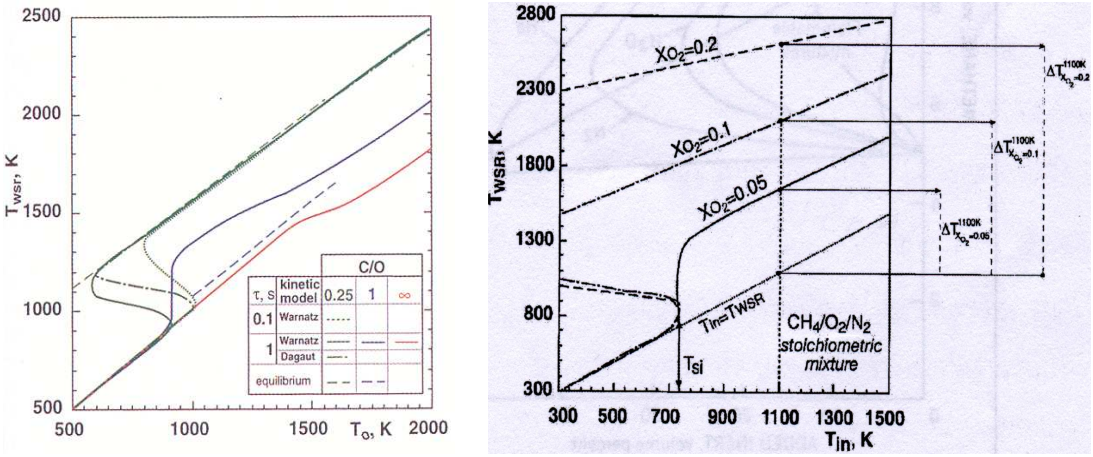


Fig. 1.22 – *Variation de la température d'un réacteur parfaitement agité en fonction de sa composition et de la température à l'entrée des réactifs. A gauche, les résultats de De Joannon (2000) pour les cas riches, et à droite, les résultats de Milani (2001) dans les cas stoechiométriques.*

stoéchiométriques, et étendues et complétées par Milani et al. (2001) pour les cas pauvres. Les résultats figurent tous deux sur les courbes de la figure 1.22. Dans les deux cas, on constate une diminution de la température du réacteur avec la diminution des taux locaux d'oxygène. Dans un cas infiniment dilué, la réaction de décomposition/recombinaison du carbone devient endothermique (pyrolyse). Ainsi, par effet de la dilution sur la cinétique chimique, on parvient à expliquer l'absence de pics de température dans la zone de réaction dans les cas de fonctionnement dilués.

L'influence de l'homogénéité spatiale est obtenue en étudiant l'influence du temps de séjour sur la température finale. Une première indication à ce sujet est trouvée sur le graphique présenté sur la figure 1.22, issu des travaux de de Joannon et al (2000). En fonction du temps de résidence dans le réacteur chimique, noté τ, on obtient des températures plus élevées, signe que la réaction a un temps de mise en route accru du fait de la dilution, ce qui expliquerait la présence de plus grandes poches de gaz dilués et homogènes dans le cas de la combustion diluée. Sous ces hypothèses, une étude fine d'un réacteur parfaitement agité, résolu en temps, nous en apprendrait sans doute d'avantage.

Une étude résolue temporellement a été présentée par De Joannon et al (2002), toujours en adoptant la modélisation du réacteur parfaitement agité. Ici, ils ont étudié les temps de réaction pour différents mélanges suivant la température de préchauffage. Les résultats en sont présentés sur la figure 1.23, et deux effets antagonistes apparaissent : la haute température diminue le délai de réaction, tandis que la concentration faible d'O_2 l'augmente. Selon ces simulations, la combustion sans flamme serait donc un équilibre entre la haute

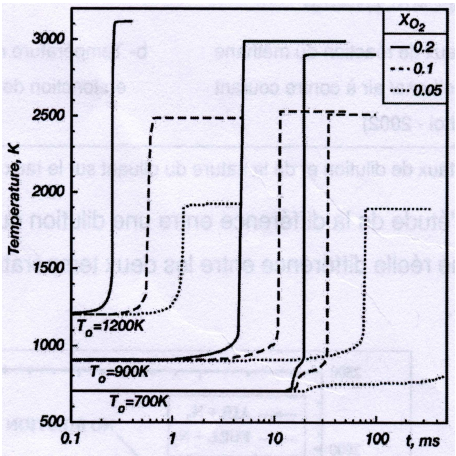


FIG. 1.23 – *Variation de la température des parois dans un réacteur parfaitement agité, établi par De Joannon (2002) : les paramètres sont la température de préchauffage et la dilution. Plus la température de préchauffage est haute, plus la réaction démarre rapidement, et plus la dilution est forte, plus l'élévation de température est faible et progressive.*

température et la dilution et le phénomène de recirculation apporterait alors les deux.

D'autres études ont été menées dans le cadre de la configuration - classique en combustion - dite " à contre courant ". Cette configuration se réalise lorsque deux jets de gaz réactifs se brisent l'un sur l'autre. La ligne centrale de cette configuration présente alors l'avantage d'avoir un gradient de vitesse (appelé également étirement) constant, ce qui assure une variation linéaire de la vitesse lorsque l'écoulement est laminaire. Ainsi, en mesurant l'altitude de la flamme, on obtient immédiatement sa vitesse de flamme. Par ailleurs, cette configuration présente un point de vitesse nulle (la zone de contact entre les deux jets), appelé aussi " point d'arrêt ". En l'absence de phénomènes turbulents, ce point d'arrêt ne peut être franchi que par la diffusion moléculaire. Cette configuration présente en outre l'avantage d'avoir été beaucoup étudiée. Elle a également donnée lieu au développement d'un certain nombre d'outils de simulation permettant la prise en compte d'une cinétique chimique simple ou détaillée. Ainsi, il est possible de simuler à la fois complètement l'aspect fluide et chimie.

Choi (2002) a simulé cette configuration pour une flamme de diffusion méthane/air, en faisant varier la dilution des jets. Les résultats sont reportés sur la figure 1.24. On observe que la dilution diminue le pic de température dans la zone de réaction. Maruta (2000) a, quant à lui, simulé la configuration à contre-courant, pour une flamme naissant entre un jet de méthane et un autre d'air, ce dernier étant pouvant être préchauffé jusqu'à 1500K. Ces calculs ont été complétés par des mesures effectuées en tour à chute libre. Le calcul permet d'établir la variation du profil de température en fonction de la concentration de diluants.

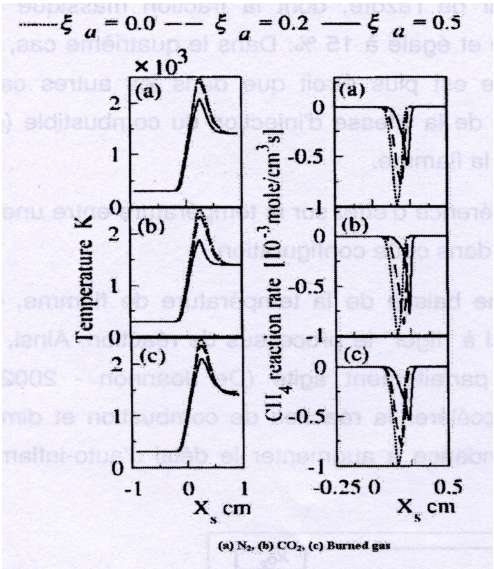


Fig. 1.24 – *Simulation de la température et du taux de réaction dans un brûleur à contre-courant en fonction de la dilution, établie par Choi (2002) : à gauche, on trouve la distribution du champ de température, et à droite, la variation du taux de réaction du CH_4 en fonction de l'abscisse. obtenue par le calcul, pour trois mélanges différents. ξ_a représente l'excès d'air.*

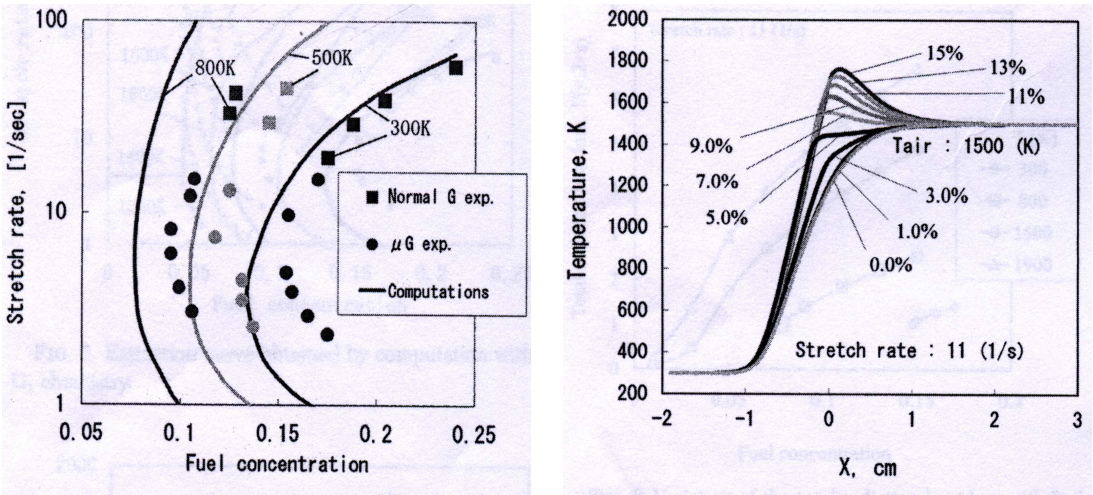


Fig. 1.25 – *Essais d'extinction et simulation correspondante, avec préchauffage des réactifs, dans une configuration à contre-courant, réalisés par Maruta (2000) : à gauche, sont portés les limites d'extinction en fonction du taux d'étirement de la flamme et de la concentration de carburant obtenus par le calcul (traits pleins) et par l'expérience (points). A droite est porté le profil de température sur la ligne centrale en fonction de la dilution.*

Les résultats sont présentés sur la figure 1.25. L'accord avec les données obtenues en chute libre, sous gravité réduite, est toutefois seulement tendanciel. Aux fortes températures de préchauffage, les résultats des modèles tendent à s'écarter de ceux obtenus par l'expérience. Selon l'auteur, ceci proviendrait de la prise en compte insuffisante des phénomènes radiatifs.

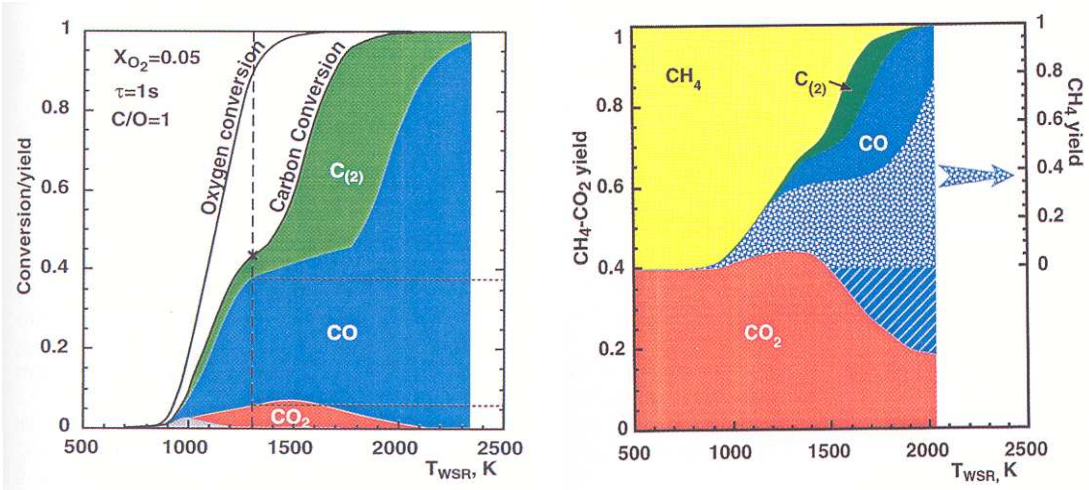


FIG. 1.26 – *Espèces en sortie d'un réacteur parfaitement agité en fonction de la composition de l'atmosphère, établie par De Joannon (2000) : à gauche, composition des gaz en sortie en fonction de la température des réactifs en entrée, sous atmosphère azotée. A droite, rejets en sortie de réacteur en fonction de la température, pour une atmosphère $N_2/CO_2/H_2O$ dans les proportions molaires 0.65/0.067/0.183*

Enfin, se pose la question du rôle des produits de recirculation dans les fumées et de leur influence sur le fonctionnement du foyer. De Joannon et al. (2003) ont simulé un foyer avec un excès local de méthane, suivant un modèle de réacteur parfaitement agité. Sous atmosphère azotée, ils constatent que les produits en sortie du réacteur sont forts différents suivant la température, comme le montre la figure 1.26. Il est également possible d'utiliser une atmosphère représentative des gaz de combustion, les résultats figurent également sur un graphique de la figure 1.26. Ainsi, en fonction de la température, lorsque la composition volumique de l'atmosphère est 0.65/0.067/0.183 respectivement pour les espèces $N_2/CO_2/H_2O$, on obtient les résultats de la deuxième figure de 1.26. On constate alors que les taux de CO_2 obtenus sont beaucoup plus élevés ; la présence de ballast inerte assure, avec une température plus modérée, la consommation progressive de CH_4 et son oxydation complète. La recombinaison des espèces carbonées aboutissant à la formation d'espèces C_2 est alors repoussée à des températures plus élevées.

1.4.3 Formation des polluants dans un foyer sans flamme

Bien que l'impact écologique des foyers de combustion soit connu depuis longtemps, il aura fallu attendre le début des années 1970 pour que la qualité de l'air devienne un sujet de préoccupation majeur. Les polluants générés peuvent être classés en plusieurs grandes familles :

- les oxydes carbonés (CO, CO_2) ;
- les oxydes nitrés (NO, NO_2, N_2O, regroupés sous le terme de NO_X) ;
- les particules et suies ;
- les oxydes de métaux lourds, les rejets sulfurés, etc. issus des adjuvants aux carburants pour la plupart.

De tous ces rejets, les oxydes et dérivés nitrés sont les plus préoccupants, car amplificateurs de l'effet de serre. Par leur grande stabilité chimique, leur temps de séjour entre l'émission et la dégradation est long, de sorte que leurs effets durent longtemps. Par ailleurs, leur stabilité est telle que seule l'ozone atmosphérique, combiné aux rayons du soleil, peut les faire réagir. Il y a alors dégradation de la couche d'ozone. Quasiment tous les NO_X sont produits à partir de l'azote contenue dans l'air, qui pénètre en même temps que l'oxygène dans la chambre de combustion. Ces oxydes suivent quatre voies distinctes de formation, dont nous donnons les principales caractéristiques ci-après :

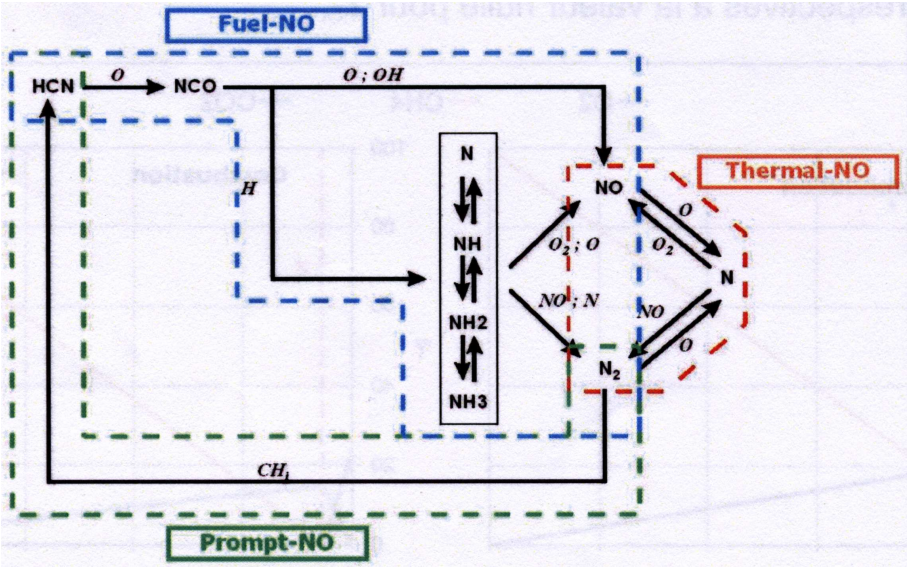


Fig. 1.27 – *Cycle de formation des oxydes d'azote dans un processus de combustion, établi par De Soete (2002) : du fait de son caractère ultra-minoritaire, la voie de formation par l'intermédiaire N_2O ne figure pas sur ce diagramme.*

- **La voie de formation thermique :** (*thermal* NO_X) Ces oxydes se forment dans la

zone de forte température de la flamme, où une réaction se produit entre l'oxygène de l'air ambiant et l'azote, naturellement présent. Ces émissions se mettent brutalement à croître dès que la température locale dépasse les 1600°C. Pour les foyers classiques, il s'agit de la voie principale de formation des NO_X.

- **La voie de formation des NO_X précoces :** (*prompt* NO_X) Cette voie de formation d'oxydes d'azote est due aux radicaux issus du carburant (généralement des particules carbonées), suffisamment réactifs pour rompre la liaison double entre les deux atomes de la molécule N_2. Il se produit alors des intermédiaires cyanurés extrêmement virulents de type CN ou HCN. Ceux-ci réagiront ensuite pour donner des NO_X. Ceci se fait surtout dans des zones riches localement en combustible, où les radicaux issus du carburant sont donc nombreux.
- **La voie de formation des NO_X combustible :** (*fuel* NO_X) Cette voie ne fonctionne que dans le cas ou le carburant contient des atomes d'azote. Ces molécules, faisant partie du carburant, transitent alors par les zones chaudes où elles réagiront selon des mécanismes de formation par voie prompte ou thermique. Pour le méthane, qui ne continet pas d'azote, cette voie est inéxistante.
- **La voie de formation des NO_X par l'intermédiaire de N_2O :** Cette voie, dont l'importance est moindre comparée aux trois autres, passe par la formation d'une molécule N_2O, qui en se désagrégeant donne lieu à la création de molécules de NO et de NO_2.

Lorsque l'on mesureles émissions d'oxydes d'azote des différents dispositifs de combustion, il est utile de définir un indicateur permettant les comparaisons directes. Cet indicateur, baptisé $EINO_X$ (comme *Emission Index of* NO_X), est défini par la formule suivante :

$$EINO_X = \frac{\text{masse d'oxydes d'azote produits (en g)}}{\text{masse de combustible brûlé (en kg)}} \tag{1.2}$$

Cet indice présente l'avantage de ne pas prendre en compte la dilution des produits de combustion et permet donc une comparaison non biaisée des émissions des différentes installations. Il est calculé à partir de la composition des fumées.

Une bonne appréhension des mécanismes en jeu dans les foyers classiques avec une forte dilution d'O_2 a été donné par Zevenhoen (2001), qui a éxaminé l'influence du temps de séjour dans le foyer sur la quantité de NO_X produits selon les différentes voies réactionnelles, dans un foyer de type industriel. Les résultats figurent sur l'illustration 1.28. Ainsi, pour un foyer classique, on peut mettre en évidence deux tendances : premièrement, le temps de séjour et la température du foyer augmentent considérablement la formation des polluants en question. Secondement, on constate que, pour un foyer classique, la quantité de NO_X obtenue par voie " thermique " prédomine largement sur celles générées par les deux autres

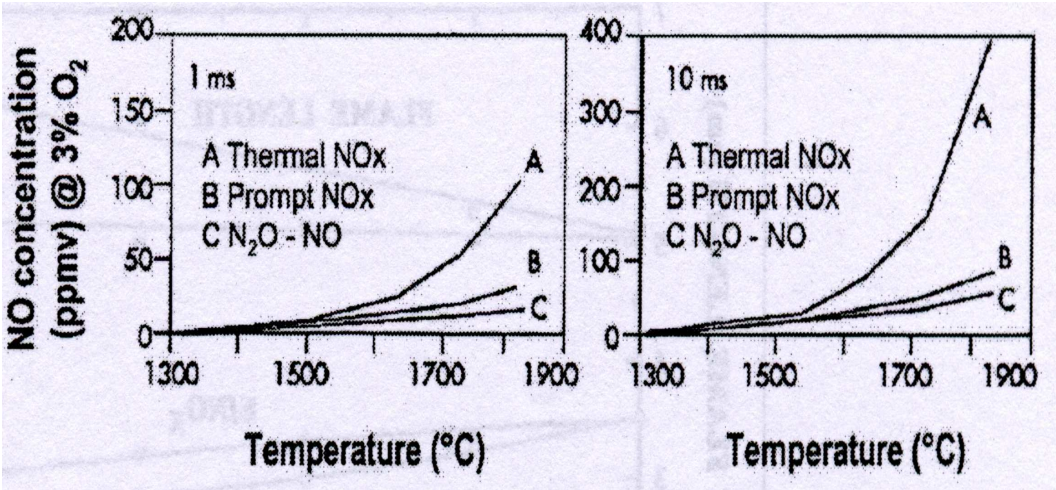


Fig. 1.28 – *Formation d'oxydes d'azote dans un foyer traditionnel, calculée en fonction du temps de séjour par Zevenhoen (2001) : comme cette simulation utilise du méthane pur, il n'y a pas de formation de NO_X par voie du combustible.*

voies présentées (ici, du fait du combustible choisi, il n'y a pas de $fuel - NO_X$).

Fujimori (1998) s'est intéressé à l'effet de la dilution du comburant et du combustible sur la formation de polluants nitrés dans le cas d'une flamme obtenue entre un jet central de combustible et un jet annulaire d'air. Les résultats, sur la figure 1.29, font apparaître que la dilution des deux réactifs avait pour effet un abattement de la formation des NO_X. Ceux-ci augmentent par ailleurs avec l'augmentation de la température de l'air.

Les effets de la dilution simple des réactifs sur la formation des polluants ont été étudiés par Freese (1998), mais surtout par Choi (2002). Tous deux se sont intéressés à la simulation des réactions chimiques ayant lieu dans un brûleur à contre-courant avec un écoulement laminaire. Les résultats de Freese (1998) sur l'influence de la dilution sont présentés sur la figure 1.31. Lorsque la dilution augmente, on observe un allongement de la flamme et une diminution de l'intensité du pic de formation des oxydes d'azote. Cette diminution des émissions peut être liée à une diminution du temps de séjour des espèces nitrées dans la flamme. Toutefois, lorsque l'on se place à vitesse d'injection (référencée u_0 sur la figure 1.31) constante, on voit que le temps de séjour croît, avant de décroître, alors que la diminution de l'$EINO_X$ reste uniforme. Enfin, la dilution joue un rôle considérable dans la localisation des centres de formation des NO_X : suivant que l'on dilue l'air ou le combustible, le pic de production se situe dans le jet ayant la plus forte teneur en azote. Enfin, l'augmentation de la vitesse d'injection diminue fortement la production des NO_X, car elle influe directement sur le temps de séjour.

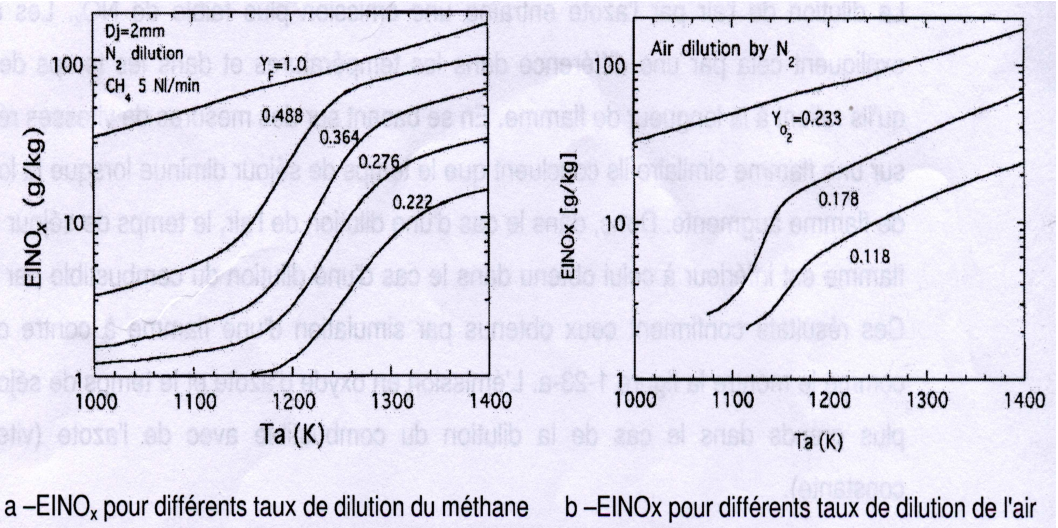


FIG. 1.29 – *Formation d'oxydes d'azote selon la dilution et la température de l'air, établi par Fujimori (1998) dans le cas d'une flamme obtenue entre un jet de CH_4 entouré d'un jet annulaire d'air chaud. A gauche, résultats pour plusieurs dilutions du méthane, à droite, résultats pour plusieurs dilutions de l'air.*

Choi (2002) s'est plus particulièrement intéressé à la forme du schéma réactionnel aboutissant à la création de NO_X dans le cadre d'un brûleur à contre-courant. Il met ainsi en évidence des schémas réactionnels différents, suivant le diluant(figure 1.31). Cette étude permet d'appréhender le cas de la dilution des foyers de combustion par des gaz brûles, et non pas avec de l'azote utilisé par ailleurs. L'auteur met en avant que la diminution des NO_X provient de la dilution, qui engendre une baisse locale de la température. Par ailleurs, lorsque la dilution se fait en employant des produits de combustion, contenant des amorces chimiques de formation d'oxydes d'azote (notamment NO, HNO, etc.). On constate que dans le foyer, l'espèce NO était attaquée et qu'il se produisait une reformation du N_2. Les auteurs ont également établi que la production de NO_X par voie N_2O n'était pas influencée par la dilution.

Une autre étude, réalisée par Tabacco et al (2002), explore plus précisément les mécanismes de production et de contrôle des émissions de polluants par l'injection d'eau dans les fumées. Pour ce faire, ils mettent en place une simulation bouclée, basée sur des réacteurs chimiques et dont le détail est produit sur la figure 1.32. L'étude porte sur la sensibilité de la formation de polluants à cinq réactions impliquant de l'eau. Les réactions de formation d'eau capturent beaucoup de radicaux, qui diminuent la concentration de radicaux dans l'enceinte. Ils limitent donc la formation de polluants. Au-delà de ce résultat, l'intérêt de ce principe de simulation est la possibilité de prendre en compte de façon détaillée l'interven-

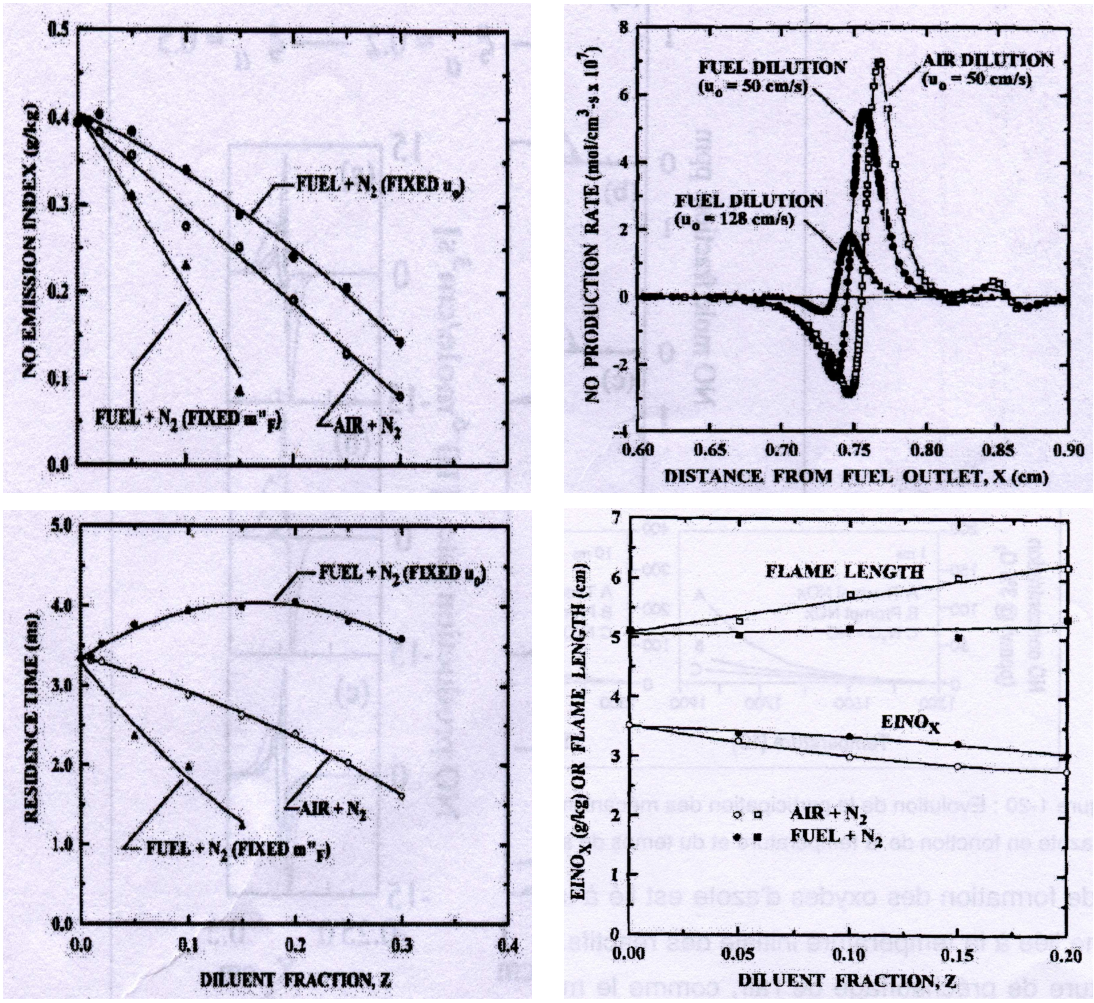


Fig. 1.30 – *Formation de polluants dans une flamme à contre-courant, obtenu par simulation par Freese (1998) : en haut à gauche, émission des oxydes d'azote en fonction de la dilution, en haut à droite, taux de formation des oxydes d'azote sur la ligne moyenne. En bas à gauche, temps de résidence des espèces en fonction de la dilution, en bas à droite* $EINO_X$ *et longueur de flamme en fonction de la dilution.*

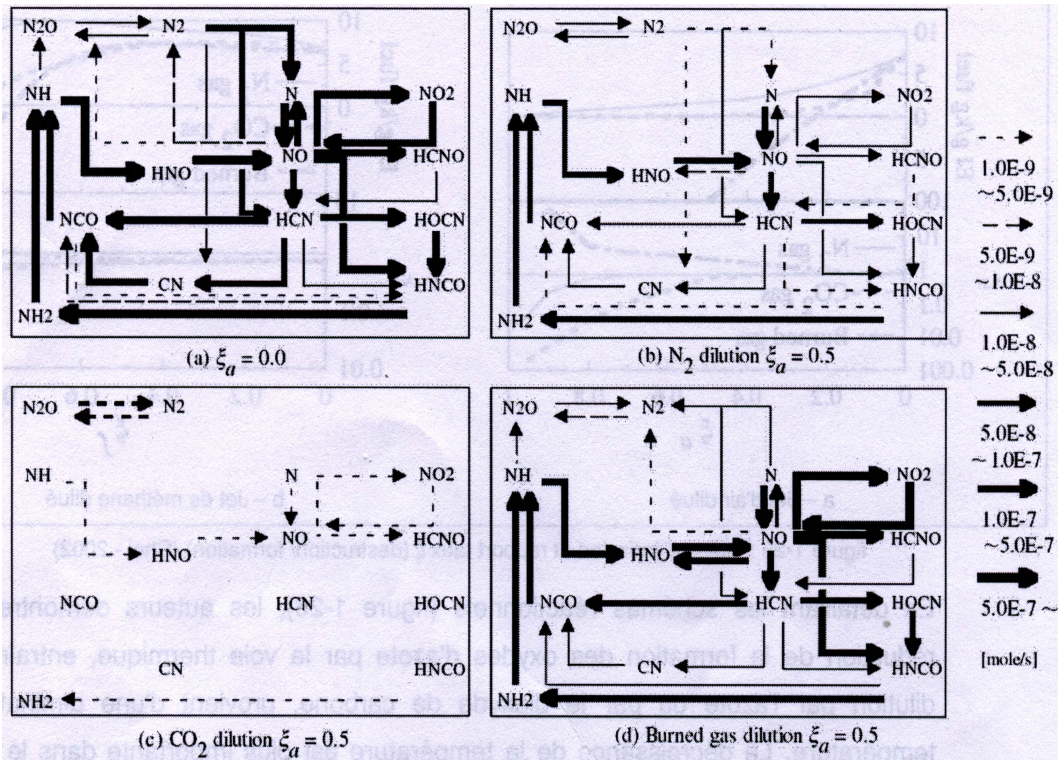


FIG. 1.31 – *Schémas réactionnels de formation des NO_X, suivant différents diluants, obtenus par simulation par Choi (2002) : en fonction de la nature du diluant, les réactivités changent considérablement.*

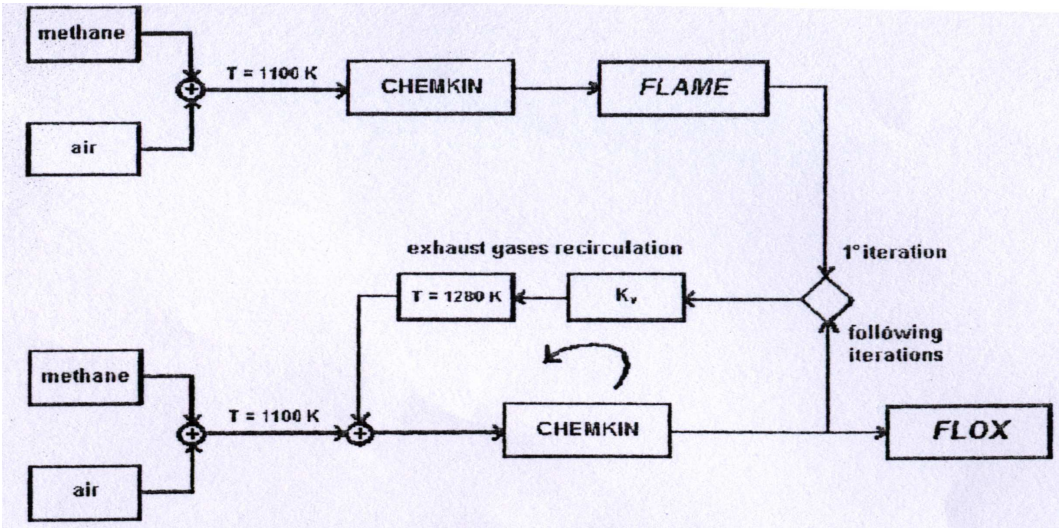


FIG. 1.32 – *Schéma de principe de simulation d'une installation FLOX bouclée, mis en oeuvre par Tabacco (2002) : cette technique permet une étude effective de la rétroaction.*

tion du temps et de l'évolution du système en faisant intervenir la composition changeante des fumées. L'emploi d'une boucle de rétroaction semble ici particulièrement pertinente.

1.5 Caractéristiques de la combustion sans flamme

1.5.1 Les fluctuations

Par rapport à un foyer classique, dans une installation sans flamme, les fluctuations de tout genre (acoustiques, thermiques) sont beaucoup plus faibles en mode sans flamme.

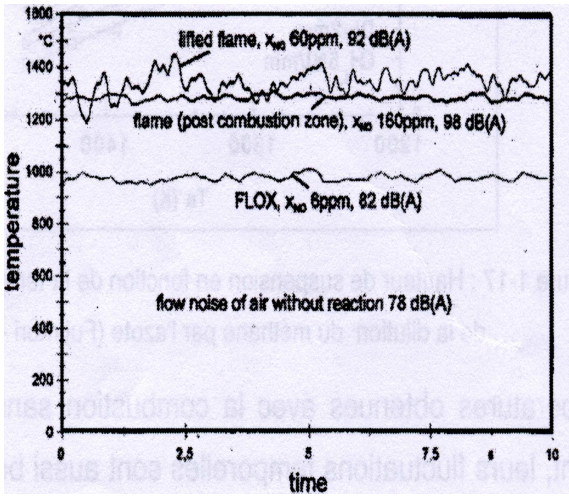


Fig. 1.33 – *Mesure des émissions acoustiques d'un foyer FLOX pour différents modes de fonctionnement, effectuées par Wünning (1995) : on se rend compte que le mode de fonctionnement en mode FLOX est à peine plus bruyant que le fonctionnement inerte.*

Wünning et al (1995) ont mesuré les émissions acoustiques émises par une installation sans flamme à divers stades de son fonctionnement. Les résultats sont portés sur la figure 1.33. On y voit qu'un foyer en mode de combustion sans flamme génère notablement moins de bruit que le même foyer en combustion classique. Ce niveau de bruit est à peine supérieur à celui qu'auraient les gaz seuls sans combustion dans l'installation. En mode sans flamme, les émissions sonores générées par des fluctuations acoustiques, sont également beaucoup plus régulières qu'en mode normal. Les fluctuations de pression sont également beaucoup plus faibles.

Hasewaga (1997) a effectué des constatations similaires sur la flamme obtenue entre un jet de propane qui se détendait dans une couronne d'air. Suivant que cet air soit préchauffé ou non, il a mesuré la température dans la zone maximale de la flamme générée. Les résultats sont portés sur la figure 1.34. Pour une même valeur moyenne, dans le cas préchauffé, on constate que les fluctuations sont de l'ordre de grandeur d'un cinquantième de

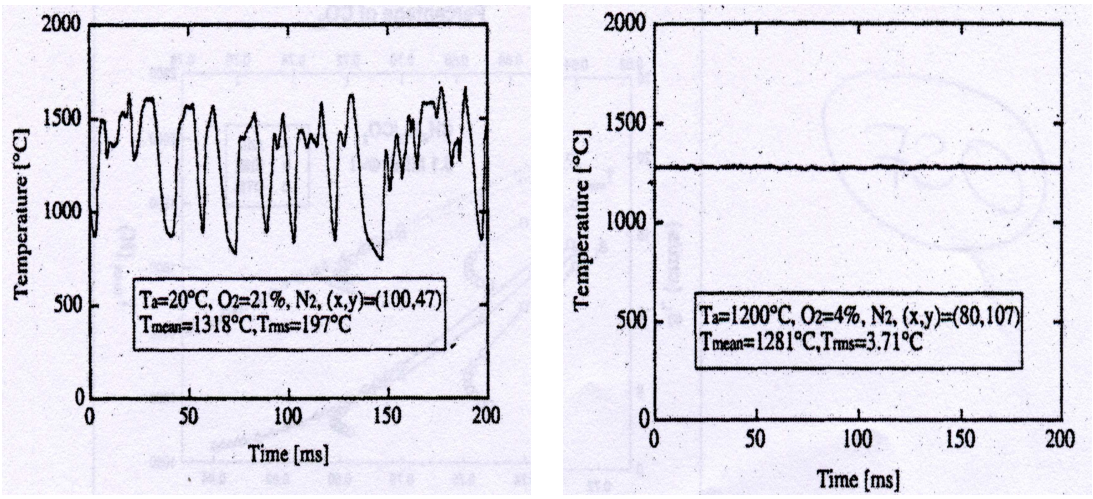


FIG. 1.34 – *Fluctuations de température dans la zone de température maximale, mesurée par Hasewaga (1997) pour une flamme jet de propane dans un écoulement d'air. A gauche, mesure effectuée pour une flamme classique sans préchauffage, à droite avec préchauffage de l'air.*

celles observées pour cette même température dans le cas non préchauffé. Ishiguro (1998) montre également une flamme stabilisée entre un jet d'air central entouré d'une couronne de gaz. Le préchauffage des réactifs faisait fortement chuter le nombre de Reynolds de la configuration.

1.5.2 La chimiluminescence

Comme le montrent les clichés de la figure 1.2 présentées en introduction, le rayonnement d'un régime sans flamme est très différent de celui d'une combustion classique : la zone de chimiluminescence semble quasi-absente, seules sont distinguables les parois réfractaires rayonnantes du four. Ce constat est général, les observations rapportées sont toutes similaires, quelle que soit la configuration étudiée.

Dandy et al (1992) ont étudié le lien entre l'intensité de la chimiluminescence et la richesse d'une flamme de prémélange dans une enceinte sphérique, et ce, dans la bande optique de $304 \pm 32\ nm$, soit la bande d'émission du radical OH^*. La corrélation entre ces deux facteurs déduite est présentée sur la figure 1.35 : le maximum d'intensité lumineuse se situe pour une richesse de 1.2. Autour de ce maximum, la luminosité décroît de façon exponentielle, pour des gammes de richesses comprises entre 0.6 et 0.9 et au-delà de 1.4 tout particulièrement. Dandy et al. (1992) ont, en outre, présenté l'épaisseur de la flamme comme fonction de la richesse locale : aux faibles et aux fortes valeurs de celle-ci , l'épaisseur augmente fortement, alors que la flamme la plus mince se trouve aux alentours de la

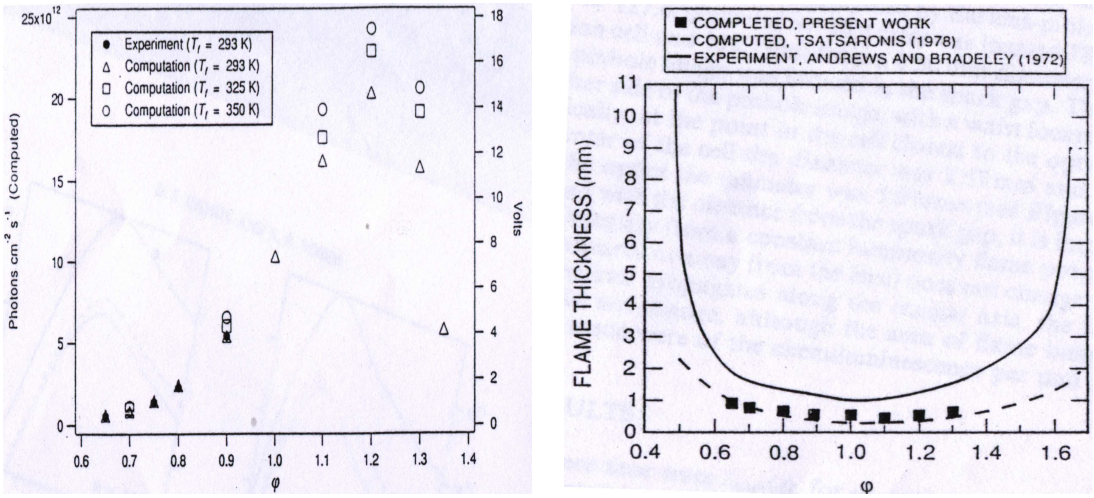


Fig. 1.35 – *Mesures de l'émissivité OH et de l'épaisseur de flamme dans le cas d'une flamme prémélangée, effectuée par Dandy (1992) : la richesse du prémélange est un paramètre décisif, et ce autant pour l'émissivié que pour l'épaisseur de flamme.*

stoechiométrie, comme le montre la deuxième courbe de la figure 1.35. Appliqués au cas présent, ces résultats laissent à penser la chose suivante : la combustion sans flamme serait le régime dans lequel, du fait de la dilution locale, on assisterait à l'épaississement du front de flamme local en même temps que la diminution de l'intensité lumineuse. Toutefois, cette explication ne tient pas compte d'autres observations faites et rapportées au sujet de la dilution, qui laisseraient à penser que pour ce mode, les réactifs se situeraient localement dans des proportions quasi-stoechiométriques et que la réaction entre eux se produise en ambiance fortement diluée.

Ishiguro (1998) a mené une étude sur la chimiluminescence du radical CH^* suivant la dilution et le préchauffage pour une flamme se développant entre deux écoulements, l'un central avec de l'air, et l'autre annulaire avec du carburant. Cette étude avait comme paramètre la nature du carburant, ainsi que la température du combustible. Ses résultats, obtenus en effectuant une moyenne sur 128 images, sont présentés sur la figure 1.36. La chimiluminescence de CH^* décroît fortement en fonction de la dilution et la température élevée apparaît comme un facteur d'homogénéisation de l'émission lumineuse, car à forte température, les gradients de luminosité sont beaucoup plus faibles.

L'étude du spectre d'émission lumineuse de la réaction de combustion permet, à partir de résultats de la spectrométrie, de remonter à la présence d'espèces dans la zone de réaction lumineuse. Gupta (1999) a mesuré le spectre d'émission d'une flamme de propane, en faisant varier la température de préchauffage de l'air, les résultats des différents essais figurent en 1.37. Le niveau général d'émission augmente avec la température, ce qui est en

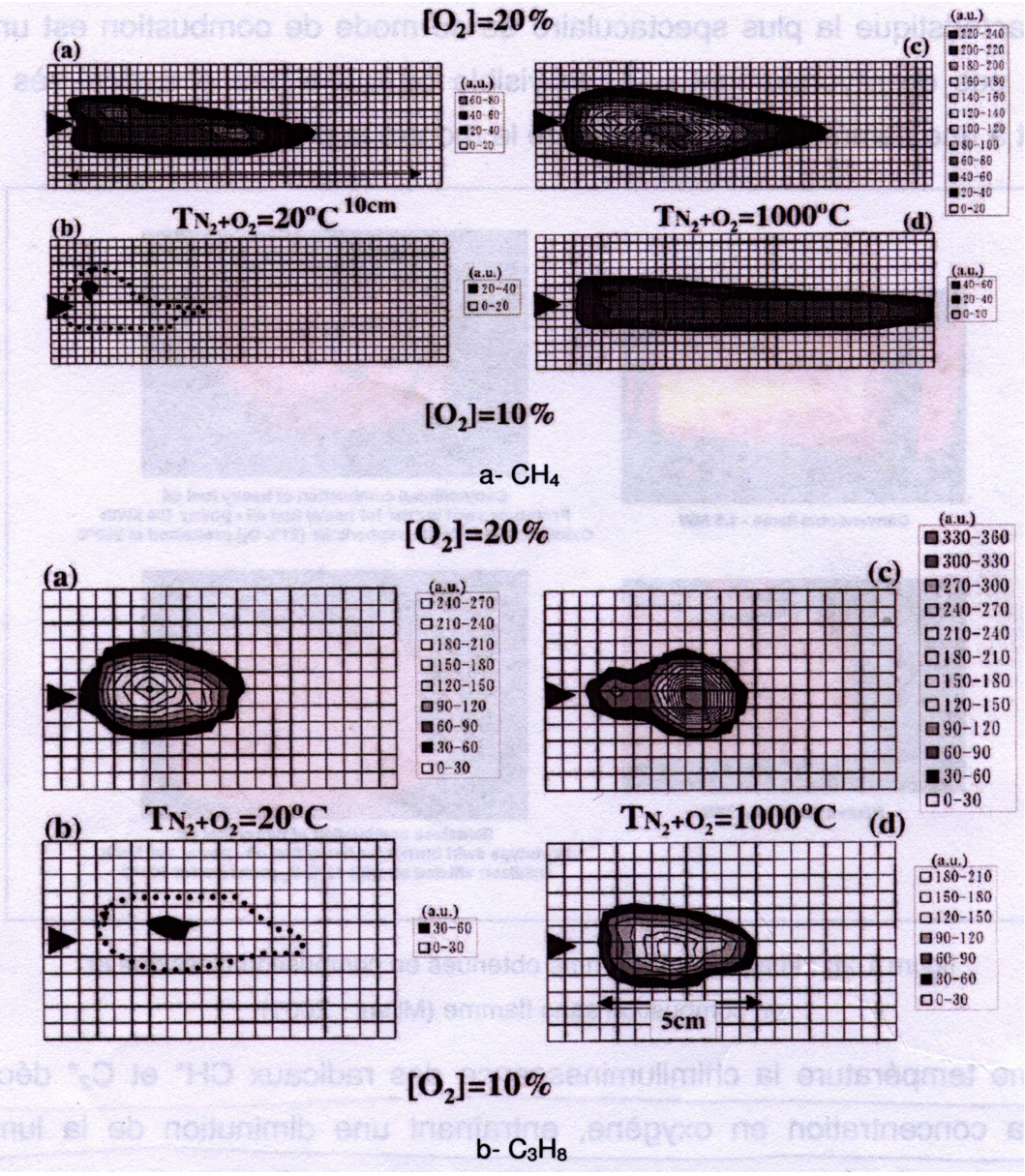


FIG. 1.36 – *Distribution spatiale moyenne de l'émissivité CH^* d'une flamme-jet, obtenue par Ishiguro (1998) en fonction du carburant, de la dilution et de la température de préchauffage. Les mesures ont été effectuées par segmentation sur une image moyenne, obtenue sur 128 images.*

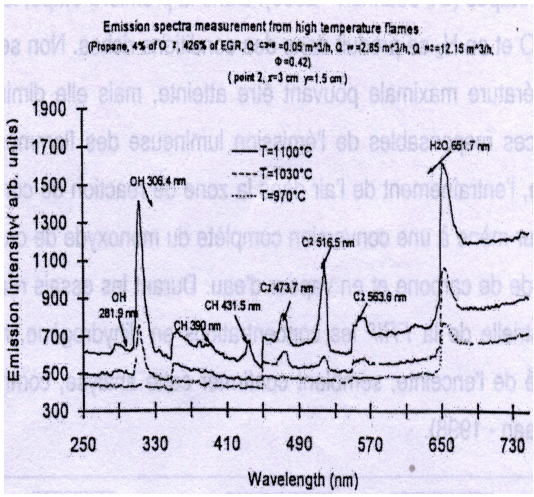


Fig. 1.37 – *Mesures spectrométriques d'une flamme de propane, effectuées par Gupta (1999) pour différentes températures de préchauffage. On remarque une modification inhomogène des émissions, desquelles se déduit une modification des voies réactionnelles à haute température.*

cohérence avec les résultats d'Ishiguro présentés ci avant. En fonction de la température de préchauffage, il y a une modification du schéma réactionnel : pour les hautes températures, il y a une augmentation très nette des émissions autour des longueurs d'onde de 306.4, 516, 390 et 431.5 nm, correspondant respectivement aux raies caractéristiques de OH^*, C_2 ainsi que la double raie du CH^*. Leur augmentation, plus forte que celle du niveau général, indique une modification du schéma réactionnel à haute température avec une libération d'un surcroît de radicaux.

Ces résultats sont confirmés par d'autres mesures, et tout particulièrement celles menées par Hasewaga (1997), qui a mesuré la variation de l'intensité lumineuse sur deux raies caractéristiques des espèces CH^* et C_2. On observe, là aussi, une forte croissance des émissions de chimiluminescence du C_2 et du CH^* en fonction de la température. Ces fortes émissions de radicaux C_2 et CH^* sont confirmées pas Masson et al (2005), qui produit des visualisations directes de formation des radicaux CH^* et C_2 près de la tête d'injection d'un brûleur pilote sans flamme. Ces images sont obtenues par une caméra intensifiée dotée d'un filtre passe-bande aux longueurs d'onde concernées, elles figurent en 1.38. On voit que les émissivités, et donc les concentrations, augmentent directement avec la température.

1.5.3 Transferts radiatifs

Par rapport à une flamme traditionnelle, un foyer de combustion sans flamme est beaucoup plus homogène en température. Cette grande surface rayonnante augmente le trans-

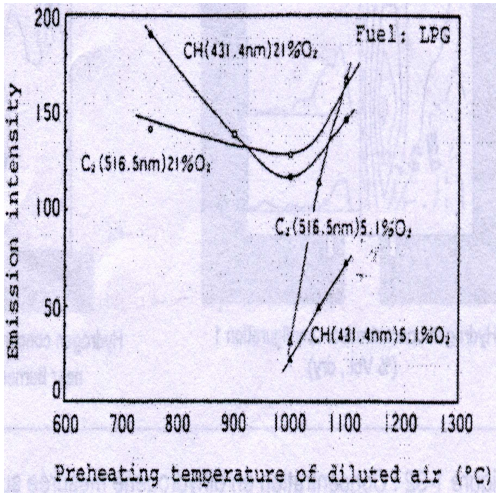


FIG. 1.38 – *Mesure spectrométrique des radicaux CH^* et C_2, effectuée par Hasewaga (1997) simultanément sur deux longueurs d'onde pour chaque radical, en fonction de la température. On confirme par cette étude une modification des schémas réactionnels à haute température.*

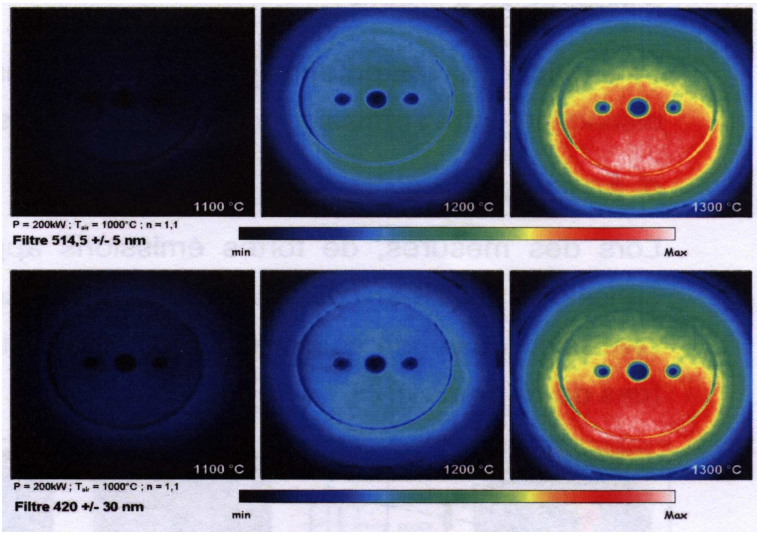


FIG. 1.39 – *Visualisation de l'émission spontanée en sortie d'injecteur, obtenue par Masson (2005) : en haut, visualisation des radicaux C_2, en bas, visualisation des radicaux de CH^*. On remarque l'intensification des émissions avec la température.*

fert radiatif. A l'inverse les niveaux de température sont plus faibles, ce qui a tendance à diminuer le flux de chaleur transféré. La recirculation joue par ailleurs un rôle majeur, puisque transportant des espèces rayonnant fortement (CO_2, H_2O). Enfin, comme le rapporte Masson (2005), les régimes sans flamme ont tendance à générer beaucoup de suies, qui sont bien connues pour augmenter le transfert thermique radiatif.

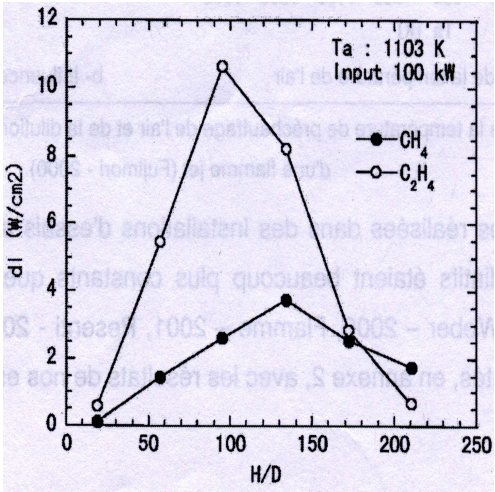


Fig. 1.40 – *Mesures de flux de chaleur rayonnée le long d'une flamme classique, formée par un jet de carburant se détendant dans un écoulement annulaire d'air, effectuées par Fujimori (2000) pour plusieurs carburants. On se rend compte que le rayonnement thermique n'est pas homogène.*

Fujimori (2000) s'est intéressé à la mesure du flux de chaleur émis par une flamme jet dans un écoulement d'air annulaire, en fonction de la température de préchauffage. Les résultats obtenus pour des flammes sans préchauffage sont produits figure 1.40 : on constate que, à l'état normal, une flamme émet un flux de chaleur rayonné de façon inhomogène le long de la flamme. Lorsque l'on augmente la température de préchauffage, la fraction rayonnée a tendance à augmenter, mais diminue le rayonnement de la flamme. Pour un taux de production de chaleur inférieur, la température diminue, ce qui entraîne également une diminution du flux de chaleur.

Des études ont également été menées à ce sujet dans des installations pilotes. (Weber 2000, Flamme 2001, Pesenti 2003, Masson 2005), toutes ont en commun d'avoir mis en évidence une relative homogénéité du flux de chaleur rayonné le long du four, une fois le régime sans flamme atteint. La figure 1.41 montre un exemple des résultats obtenus. Ceci est à corréler à des mesures de température effectuées par reconstruction par Lupant (2005) sur une installation pilote (présenté sur la figure 1.42). L'homogénéité de la chambre est remarquable : le gradient de température le plus fort, entre la ligne centrale et la proche

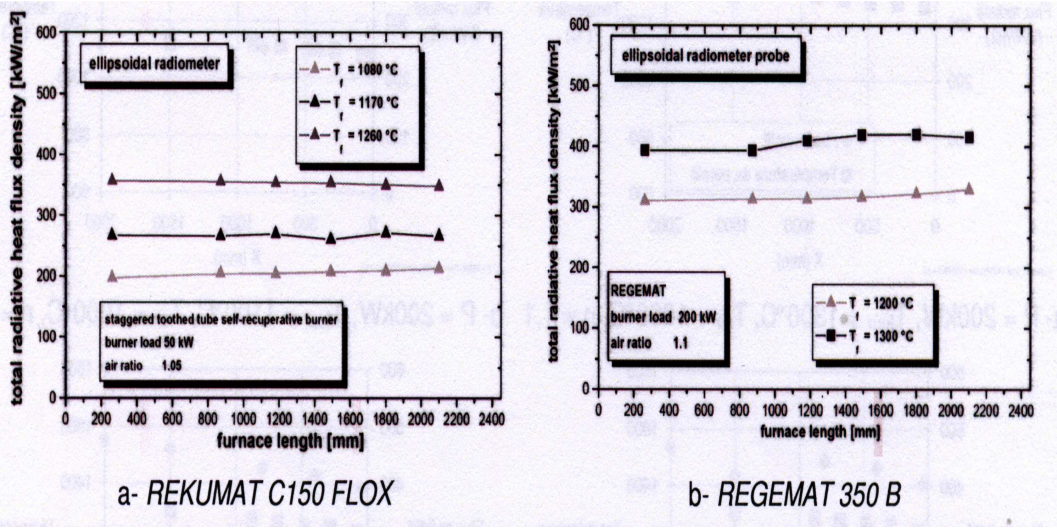


FIG. 1.41 – *Densités de flux mesurées le long de brûleurs sans flamme par Brune (2001) : à gauche, résultats pour un brûleur de modèle REKUMAT 150, à droite, pour un brûleur REGEMAT 350B. On remarque l'homogénéité saisissante en comparaison avec des flammes traditionnelles, présentées en 1.40.*

paroi, est inférieur à 200°C. Cette homogénéité augmente encore lorsque la température de préchauffage augmente.

Enfin, contrairement à l'hypothèse émise par Weber (2005), qui postulait qu'une installation en mode sans flamme se comportait comme un corps noir rayonnant à la température des parois, des calculs effectués montrent en fait que l'émissivité du four est supérieure. En effet, à la contribution des parois vient s'ajouter celle des gaz chauds, qui augmente les valeurs d'environ un tiers. Ces résultats sont portés sur la figure 1.43.

1.6 Positionnement de l'étude

1.7 Introduction

Le tour d'horizon des sources bibliographiques au sujet de la combustion " sans flamme ", présenté ci-avant, a mis en exergue deux points importants. Le premier d'entre eux est que l'ensemble des phénomènes observés est complexe et difficile d'appréhension. Ainsi, les paramètres en jeu sont multiples et les interactions nombreuses, le tout dans des conditions expérimentales difficiles. Le second point d'importance est que la combustion " sans flamme " n'est qu'un cas particulier au sein de la classe des régimes de combustion dilués, du reste encore peu connus. La présente étude se propose donc d'explorer de tels régimes dans le cas d'une condition aérodynamique simple - à savoir le point d'arrêt. Cette configuration est

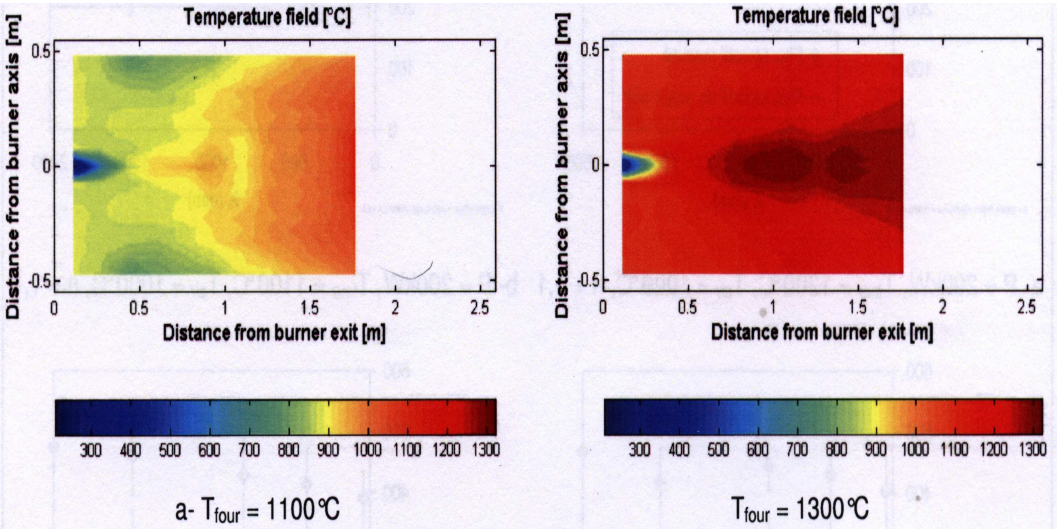


Fig. 1.42 – *Champ de température au sein d'une installation sans flamme, établi par Lupant (2005) pour différentes températures de préchauffage : l'écart entre les valeurs extrêmes de température, déjà faible, diminue encore avec le préchauffage.*

classique pour des études en combustion, car elle permet une mise en équation aisée des différents effets. Nous nous intéresserons ici aux cas particuliers des régimes préchauffé, dilués avec des gaz inertes. Les réactifs seront injectés de façon séparée, afin de rendre compte de ce qui a été constaté dans la majorité des configurations passées en revue.

Dans cette section seront présentés successivement les principales caractéristiques de la flamme dans une configuration à contre-courant, ainsi que les points qui seront plus particulièrement étudiés au cours de cette thèse.

1.7.1 La flamme non prémélangée

Considérons deux milieux gazeux de nature différente, l'un oxydant, l'autre réducteur. Lorsqu'ils se rencontrent, une réaction peut se produire, et celle-ci sera exothermique ; de l'énergie sera libérée. Cette réaction ne se fait pas systématiquement : en effet, on doit, pour pouvoir démarrer, apporter un surcroît d'énergie au départ, pour initier la réaction. Supposons un apport continu de ces deux espèces et que la réaction ait été précédemment amorcée. On assiste alors à la mise en place d'un système dynamique, illustré sur le schéma 1.44.

Les espèces se déplacent vers la zone de réaction, la chaleur libérée leur permettra de réagir. Ce système, dynamique, repose sur un équilibre entre le transfert de masse et de chaleur à contre-courant. Il peut être ramené à la comparaison de deux temps caractéristiques : le temps d'arrivée des réactifs et le temps caractéristique de leur réaction. Leur

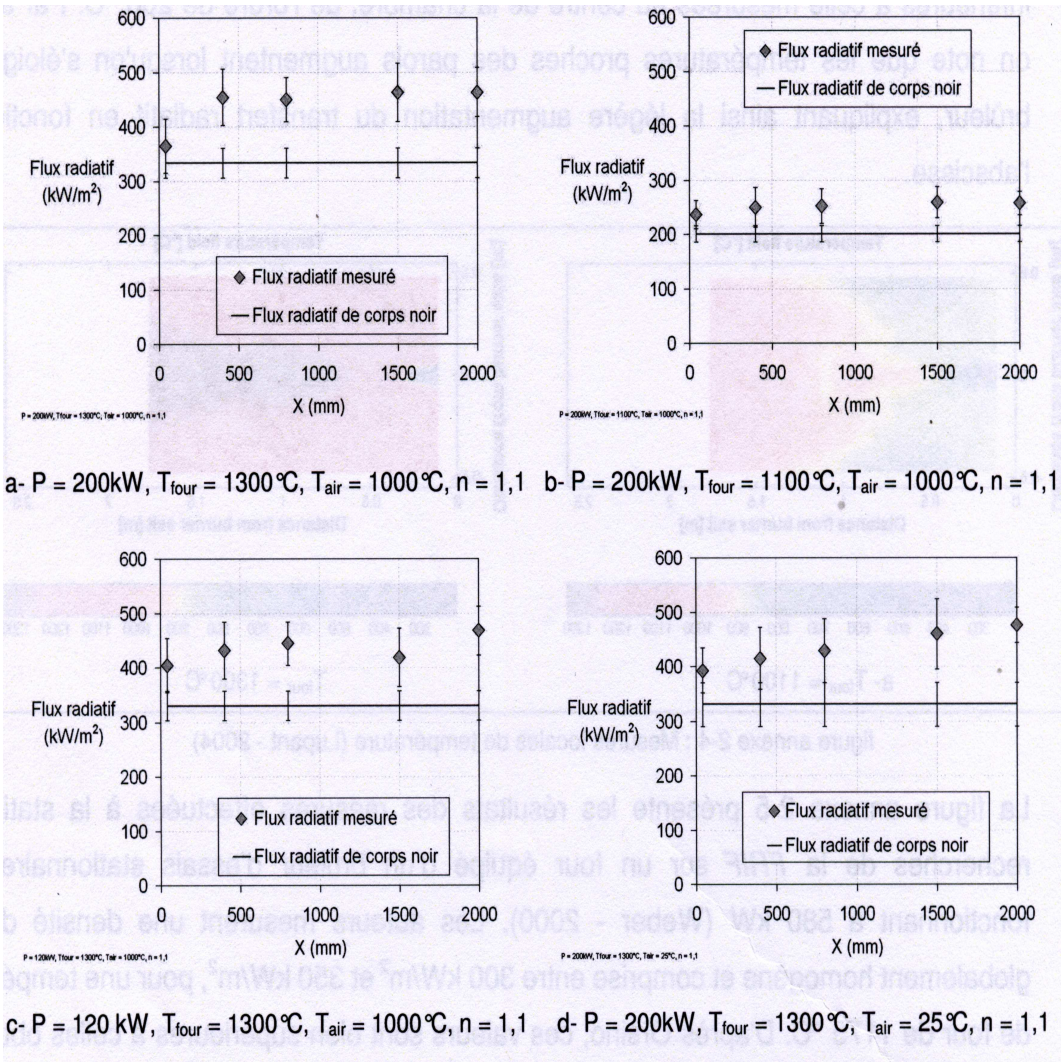


FIG. 1.43 – *Comparaison entre les flux mesurés et les flux de corps noirs calculés pour un four, établis par Masson (2005) : le flux de corps noir calculé à partir de la température des parois sous-estime de près d'un tiers le flux réellement mesuré. Cette différence provient des gaz chauds qui participent également au transfert radiatif.*

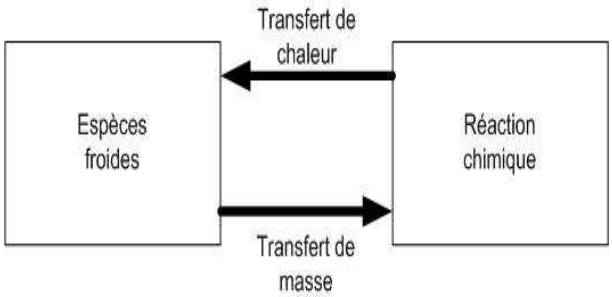


FIG. 1.44 – *Schématisation des phénomènes en équilibre dans une flamme.*

rapport définit le nombre de *Damköhler*, noté Da, usuel en combustion :

$$Da = \frac{\text{temps caractéristique de l'écoulement}}{\text{temps caractéristique de la chimie}} \tag{1.3}$$

Plusieurs façons de rompre l'équilibre peuvent être envisagées. Supposons un temps chimique long par rapport à celui d'arrivée des réactifs. Ceux-ci auront donc le temps de s'accumuler au sein de la zone de réaction. Cette accumulation fera donc chuter la température, ce qui ralentira encore la réaction chimique. Au-delà d'une certaine accumulation, la réaction chimique s'éteint, faute d'une température suffisante. Supposons à l'inverse un temps chimique très court. Dans ce cas limite, les réactifs, sitôt arrivés, sont dégradés et la chaleur est libérée. Le risque d'extinction provient alors du fait que les réactifs n'arrivent pas assez vite et que la réaction s'éteigne, par défaut d'espèces pouvant réagir.

Suivant les façons d'amener les réactifs, on favorisera ou non l'un ou l'autre de ces facteurs, ce qui impactera sur le temps caractéristique respectif. Supposons que l'on prémélange oxydant et réducteur avant de les injecter dans la zone réactive. Le mélange est donc déjà fait, les espèces sont en contact et il ne manque plus qu'une température suffisamment importante pour que la réaction s'initie. Dans une telle configuration, la chimie est donc l'élément limitant. Supposons, à l'inverse, que les espèces arrivent séparément dans la zone de réaction. Elles vont donc se rencontrer en même temps qu'elles vont réagir. Ici, la comparaison entre les temps caractéristiques prend tout son sens : si la réaction est lente devant le transfert de masse, les réactifs auront le temps de se mélanger avant de réagir, et la réaction chimique se fera dans un volume. A l'autre extrême, si le temps chimique est très rapide devant le mélange, les espèces disparaissent quand elles entrent en contact. La zone de réaction sera donc infiniment mince.

De quoi dépendent les temps caractéristiques évoqués ci-avant ? Voyons tout d'abord le cas de la chimie. Considérons une réaction simple :

$$F + s\,O \longrightarrow (1+s)\,P \tag{1.4}$$

avec :

- F : combustible
- O : comburant
- P : produit de la réaction
- s : coefficient massique pour la stoechiométrie

Classiquement, sa vitesse de réaction est donnée par une loi de type Arrhenius :

$$\dot{w}_P = BT^{\alpha}[O]^s[F]exp\big(-\frac{E_a}{RT}\big) \tag{1.5}$$

avec :

$[O]$	:	concentration de comburant
$[F]$	:	concentration de combustible
B, α	:	constantes de vitesse de la réaction chimique
E_a	:	énergie d'activation
R	:	constante des gaz parfaits
$\dot{w}_P$	:	vitesse de formation des produits de combustion

Le temps caractéristique de la chimie est inversement proportionnel à la vitesse de réaction. Celle-ci est augmentée avec la température et les hautes concentrations des réactifs. A l'inverse, la dilution entraînant le défaut des réactifs et la baisse de la température diminueront cette vitesse.

Le temps caractéristique de l'écoulement quantifie le temps de mise en contact des réactifs. Dans le cas prémélangé, il est nul, car les espèces sont déjà au contact. Le prémélange dépendra du régime d'écoulement et le transfert de masse sera alors piloté par la diffusion : simplement moléculaire pour un écoulement laminaire, elle sera complétée par la diffusion turbulente des espèces lorsque la turbulence augmente.

Le cas le plus simple à appréhender est celui de la flamme dite " de Burke-Schumann ", correspondant à une flamme naissant entre deux jets, l'un de comburant, et l'autre de combustible. Les fractions massiques de comburants, combustibles et de produits de combustion de la façon suivante :

$$\begin{aligned} Y_O &= \frac{m_O}{m_T} \; ; \quad Y_F = \tfrac{m_F}{m_T} \; ; \quad Y_P = \frac{m_P}{m_T} \\ m_T &= m_O + m_F + m_P \end{aligned} \tag{1.6}$$

A partir de ces définitions, un scalaire passif, noté Z, est défini par la relation suivante :

$$\begin{aligned} Z &= \frac{1}{1+\phi}\Big(\Phi \frac{Y_F}{Y_{F,\infty}} - \frac{Y_O}{Y_{O,\infty}} + 1\Big) \\ \phi &= \frac{s\, Y_{F,\infty}}{Y_{O,\infty}} \end{aligned} \tag{1.7}$$

Ce scalaire est dit passif, car il se conserve : dans tout le système, il vérifie en effet une équation bilan sans terme source. Par définition, $Z = 1$ dans le comburant pur, et $Z = 0$ dans le combustible pur. Si l'on fait l'hypothèse d'une chimie infiniment rapide, les deux espèces ne peuvent cohabiter, et la flamme se stabilise pour $Z = Z_{st}$, avec

$$Z_{st} = \frac{1}{1+\phi} \tag{1.8}$$

Cette valeur correspond aux zones de mélange stoechiométriques. Ainsi, on peut représenter dans le plan approprié la variation de la température et des espèces, en fonction de Z, présenté sur la courbe 1.46. Ce diagramme donne les différents états accessibles au système, et la valeur de la variable Z détermine la température, et les concentrations locales de chacune des espèces.

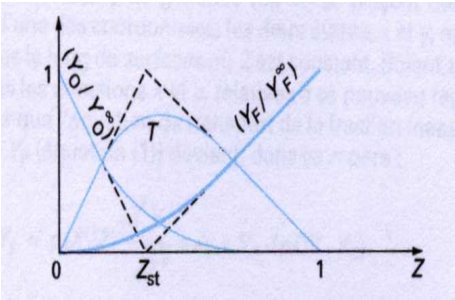


Fig. 1.45 – *Diagramme des espèces dans le cas de l'hypothèse de Burke-Schumann, présentée par (Veynante, 1999) : le diagramme représente les différents états accessibles au système de flamme décrit par les hypothèses de Burke-Schumann. Le cas asymptotique est représenté en pointillés, le cas réel en traits pleins.*

L'hypothèse de la chimie infiniment rapide est un cas limite permettant une analyse correcte et une résolution analytique. Lorsque les réactions se produisent en temps fini et que les transferts sont le fait de la diffusion, le système suit une solution intermédiaire, portée sur le schéma 1.46. En particulier, apparaît une zone de coexistence des espèces F et O : il y a donc mélange simultanément à la réaction, du fait de la diffusion.

1.7.2 La configuration à contre-courant

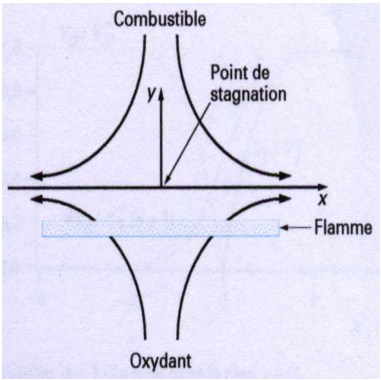


Fig. 1.46 – *Représentation schématique d'une configuration hydrodynamique à contre-courant (illustration extraite de Veynante, 1999).*

La flamme de diffusion fait intervenir de nombreux phénomènes physiques, mutuellement liés. La configuration à contre-courant est particulièrement bien adaptée à l'étude de ces flammes, aussi bien pour les cas laminaires que turbulents. En effet, la symétrie est cylindrique ce qui permet de restreindre l'étude à un phénomène plan. Sur la ligne centrale, l'écoulement radial est nul en moyenne, ce qui permet d'avoir un phénomène mo-

nodimensionnel, si l'on restreint l'étude à cette ligne particulière. Enfin, sur cette ligne, et au voisinage du point de stagnation, le champ de vitesse est particulièrement simple, puisqu'il s'agit d'un écoulement potentiel qui admet la solution déterminée par Hiemenz :

$$U_Z = -2\ S\ z \tag{1.9}$$

$$U_R = S\ r \tag{1.10}$$

$$S = \frac{U_2 - U_1}{\epsilon} \tag{1.11}$$

avec :

S	:	taux d'étirement de l'écoulement
U_Z	:	composante axiale de la vitesse
U_R	:	composante radiale de la vitesse

En régime laminaire, cette solution donne la valeur des composantes de la vitesse. En régime turbulent, cette solution donne les composantes moyennes. De ce fait, S pilote complètement l'écoulement dans les cas laminaires et turbulents. Cette relative simplicité des équations permet le développement de modèles asymptotiques et leur confrontation à l'expérience. Liñan (1974) mît au point, pour cette configuration, une description complète de sa stabilité pour le cas laminaire. Champion, Bray et Libby[2] ont effectué des études de ce cas, et ont proposé des modèles de flammes turbulentes, avec des degrés de prémélange variables. Ce modèle sera présenté au cours du chapitre 7. Pour toutes ces raisons, la configuration de la flamme à point d'arrêt turbulent semble idéale pour mener nos investigations.

1.7.3 Points étudiés

Au cours de cette thèse, un montage de brûleur à contre-courant a donc été bâti. Ce montage a la particularité de pouvoir préchauffer les jets d'espèces actives à des températures de l'ordre de celles régnant dans l'enceinte des fours industriels[3]. Les deux jets admettent par ailleurs une dilution des espèces par un gaz inerte. Enfin, pour chaque injecteur, la turbulence des jets est modifiable par l'emploi de grilles de turbulence. Ceci permet une variation de l'intensité de mélange des jets à l'interface, cette intensité restant faible dans tous les cas.

Au cours de cette étude, nous nous intéresserons aux points suivants :

- Un changement des conditions expérimentales amène un changement des voies réactives et chimiques en jeu. L'étude des points d'extinction de la flamme apporte des éléments de compréhension, l'emploi de techniques spectroscopiques (particulièrement de chimiluminescence) permet de mettre en évidence des modifications des voies réactionnelles.

[2] dans une communication privée, 2005 [3] même si, en pratique, les niveaux atteints sont inférieurs

- Un modèle asymptotique décrivant la flamme turbulente non prémélangée, s'appuyant surtout sur les grandeurs cinématiques du fluide (vitesse, accélération, turbulences) étant disponible, celui-ci peut être validé expérimentalement.
- Pouvant procéder simultanément à la caractérisation de l'écoulement et de la flamme, il est possible de comparer et de regrouper ces données, et permettre de donner l'évolution du système.

L'étude expérimentale sera effectuée en privilégiant, pour nos mesures, l'emploi de techniques non intrusives. Ces moyens seront détaillés dans le chapitre 3, et nous permettront de nous intéresser plus particulièrement à l'influence des trois paramètres suivants :

- la température des réactifs ;
- la dilution des réactifs ;
- le taux de turbulence des jets, fixée dans chaque cas par l'emploi de grilles.

Le débit massique des jets, la nature des diluants, et l'espacement entre les brûleurs ne feront pas partie des paramètres que nous étudierons.

1.8 Conclusion du chapitre

Au cours de ce chapitre, l'ensemble des données bibliographies recueillies sur le thème de la combustion " sans flamme " a été produit. Pour ce nouveau régime de combustion, la littérature rapporte les caractéristiques suivantes : une homogénéité spatiale importante des grandeurs, une tranquillité apparente (absence de fluctuations, de bruits de combustion), et l'émission réduite de polluants. Ce régime est atteint pour des hautes températures de préchauffage des réactifs et pour une dilution importante des réactifs frais par des gaz brûlés. Dans ce régime, observé en four industriel, apparaît un mouvement de gaz caractéristique, la recirculation, dont les effets sont complexes : d'une part, elle est responsable du mélange des espèces, et en ce faisant, elle favorise également les transferts thermiques, d'autre part, elle favorise, par le mouvement cellulaire des gaz, des échanges thermiques accrus avec les parois.

Le régime " sans flamme ", cas particulier de la classe des régimes de combustion dilués, nécessite des études fondamentales afin de caractériser d'avantage son comportement physique. La présente thèse se propose d'apporter quelques éléments de compréhension de ces phénomènes, en procédant à la caractérisation, dans un point de stagnation, d'un régime de combustion dilué, préchauffé et faiblement turbulent.

Nous aborderons, au cours des chapitre suivants, divers aspects de ce régime (confrontation à un modèle asymptotique, évolution de la chimie, caractérisation de la zone de réaction) en fonction de nos paramètres d'étude (température, turbulence, dilution) seront présentés. La La construction de ce moyen, sa mise en service, les moyens de mesure

employés et l'exploitation de celles-ci sera également relatée.

Deuxième partie

Moyens et mesures

Chapitre 2

Montages expérimentaux

2.1 Introduction

2.1.1 Introduction générale

Nos travaux ont été menés de façon expérimentale, nous présentons ici les installations sur lesquelles ils ont été conduits. Un des enjeux essentiels était de bâtir un montage performant et fiable. Cela revêt une importance toute particulière, dans la mesure ou les pistes expérimentales ouvertes ici pouront être a terme complétées et étendues par des travaux ultérieurs.

2.1.2 Cahier des charges

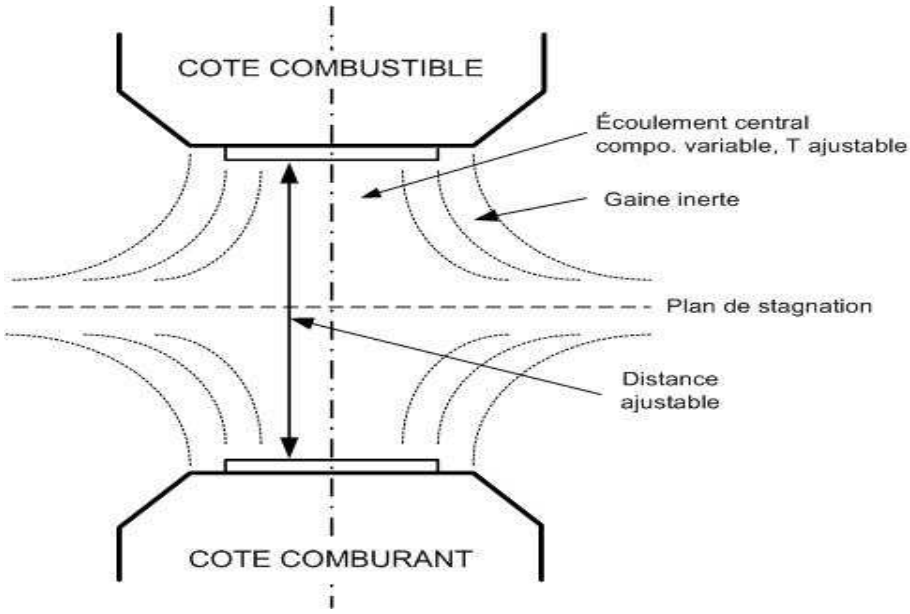


Fig. 2.1 – *Schéma synoptique du montage projeté, qui récapitule les principaux points du cahier de charges*

Le contexte général de l'étude ayant été présenté auparavant, nous nous contenterons de récapituler les principales caractéristiques techniques attendues. Le cahier des charges

avait été établi à l'issue de l'étude bibliographique, une fois que le détail des conditions expérimentales à atteindre était connu. Le but général du travail de recherche entrepris et d'étudier un régime de combustion dilué dans une configuration dite " à contre-courant " (cf. 2.1). Cette configuration est formée de deux jets de gaz qui se brisent l'un sur l'autre en créant un point de vitesse nulle, encore appelé point de stagnation. Autour de ce point se développera une flamme. Aérodynamiquement, cette configuration est assez simple. Nous devions obtenir un écoulement propre, c'est-à-dire faiblement turbulent, sans fluctuations parasites et devait permettre de faire varier les paramètres suivants de la configuration expérimentale :

- **la température de préchauffage des jets :** pouvant aller de la température ambiante jusqu'aux alentours de 1000^oC ;
- **la vitesse des jets :** égale de part et d'autre du point de stagnation, elle devait pouvoir aller de 0.1 m/s jusqu'aux alentours de 2.0 m/s ;
- **la composition des deux jets :** on étudie des flammes " de diffusion ". Elles prennent, dans cette configuration, naissance entre deux jets de composition différente : l'un oxydant, l'autre réducteur, chacun de ces jets est constitué du mélange d'une espèce dite active et d'un ballast chimiquement inerte. Ce mélange doit pouvoir être modifiable aisément, le mélange des gaz doit donc pouvoir se faire " en ligne ", avec une précision suffisante. Suivant le côté, on se fixe les limites de fonctionnement suivantes :
  - **diluant utilisé pour les deux cotés :** N_2 ;
  - **composition volumique côté comburant :**
    - *limite haute :* 21% O_2, 79% N_2 ;
    - *limite basse :* 0% O_2, 100% N_2 ;
  - **composition volumique côté carburant :**
    - *limite haute :* 60% CH_4, 40% N_2 ;
    - *limite basse :* 0% CH_4, 100% N_2 ;
- **la présence d'une gaine de** N_2 autour des deux jets principaux. Sa présence évite les réactions parasites avec l'air ambiant ;
- **le taux de turbulence doit être établi et variable :** assez faible, afin de pouvoir permettre une comparaison avec les modèles asymptotiques établis par ailleurs ;
- **l'écartement ente les deux buses doit être réglable :** entre une et plusieurs fois le diamètre du tube central. En pratique, toutes nos expériences se feront avec un écartement égal à une fois le diamètre de l'injecteur intérieur.

Ces spécifications initiales ont ensuite, du fait de l'avancement du projet, et de la difficulté considérable à obtenir une installation répondant à ces critères, quelque peu évolué.

2.1.3 Notation et nomenclature

Formalisme de la description d'une buse

Ayant, par la suite, à énoncer l'évolution d'un certain nombre de paramètres techniques de notre montage, il parait utile d'introduire quelques notions et notations, afin de préciser les définitions adoptées. C'est l'objet de cette section.

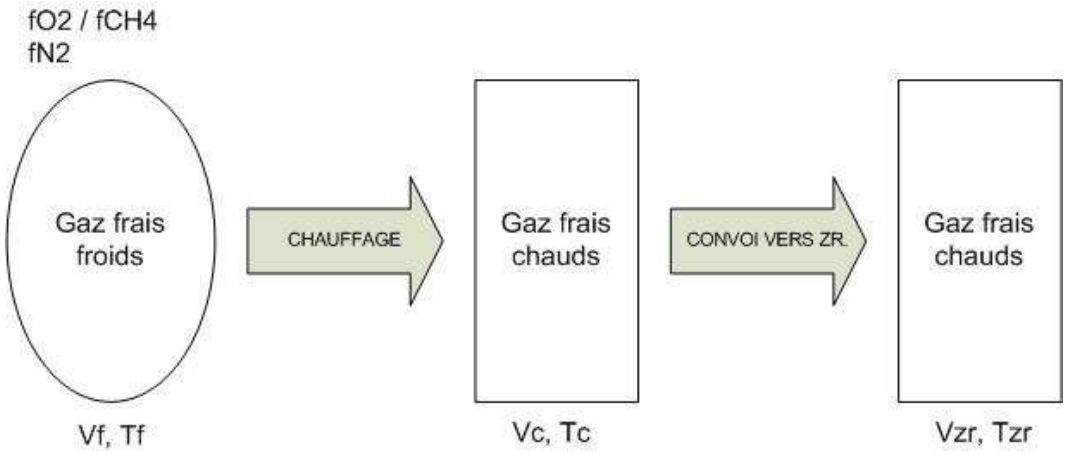


Fig. 2.2 – *Synoptique du processus de fonctionnement de l'installation : les différentes étapes sont situées les unes par rapport aux autres.*

Le diagramme de la figure 2.2 illustre le fonctionnement d'une buse d'injection. Nous avons opté pour deux buses identiques de part et d'autre de la zone de réaction, le fonctionnement est donc le même dans les deux cas. Dans chaque buse, conçue pour présenter une section Σ constante, arrive un débit de gaz frais, dont la composition est donnée par f_{CH_4} (ou, le cas échéant, f_{O_2}) et son pendant f_{N_2}, fractions volumiques des espèces entrant dans la composition chimique des jets. On écrit donc, pour cette composition de jets, l'équation du débit volumétrique :

$$Q_{total} = Q_{CH_4} + Q_{N_2} \tag{2.1}$$

$$Q_{CH_4} = f_{CH_4}.Q_{total}$$

$$Q_{N_2} = f_{N_2}.Q_{total} \quad \Rightarrow \quad f_{N_2} = 1 - f_{CH_4} \tag{2.2}$$

Raisonnant sur la section de sortie du tube Σ, le débit volumique s'écrit :

$$Q_{total} = \Sigma.V_{gaz} \tag{2.3}$$

Dès lors, on peut caractériser le gaz durant son cheminement dans la buse par la seule donnée de sa vitesse : la vitesse à froid, qui nous donne le débit avant préchauffage, et la

vitesse à chaud, une fois celui-ci accompli. On choisit d'imposer T_c, la température des gaz à la sortie du réchauffeur. La puissance à fournir, fonction du débit de gaz à réchauffer, est en pratique ajustée par le régulateur de température. On peut dès lorss déduire la vitesse théorique moyenne des gaz dans le tube à partir de la donnée des températures. En effet, l'expression du débit massique est :

$$Q_m = \rho \Sigma V_{gaz} \tag{2.4}$$

La masse se conservant à travers l'élément chauffant, il vient :

$$\begin{aligned} \rho_c \, Q_{mc} = \rho_f \, Q_{mf} \quad &\Rightarrow \quad \rho_c V_c \Sigma = \rho_f V_f \Sigma \\ &\Rightarrow \quad \rho_c V_c = \rho_f V_f \end{aligned} \tag{2.5}$$

Le gaz employé, compte tenu de la faiblesse des vitesses et des pressions, suit la loi des gaz parfaits. D'où :

$$\frac{P}{\rho} = rT \Rightarrow \rho = \frac{P}{rT} \tag{2.6}$$

Comme r, constante spécifique des gaz parfaits, n'est fonction que de la composition des gaz, et que l'on suppose que la pression ne varie pas lors du chauffage, on obtient après calculs :

$$\begin{aligned} \frac{V_c P_c}{rT_c} = \frac{V_f P_f}{rT_f} \quad &\Rightarrow \quad \frac{V_c}{T_c} = \frac{V_f}{T_f} \\ &\Rightarrow \quad V_c = V_f \frac{T_c}{T_f} \end{aligned} \tag{2.7}$$

avec

V_f : température à froid

V_c : température à chaud (en sortie du réchauffeur)

On note V_{ZR} la vitesse du gaz en sortie de la buse. Dans la suite, nous ferons l'hypothèse que le jet est parfaitement plan, et nous limiterons notre investigation métrologique à un plan de mesure. Cette modélisation est sommaire, mais permet d'obtenir des données correctes si l'on a recours à des courbes d'étalonnage, mesurées à partir des calibres de l'instrumentation. De pareilles courbes sont données pour les régimes qui nous intéressent dans le chapitre 4.

2.2 Accessoires de montages mis au point

2.2.1 Introduction

Dans cette partie, nous nous proposons de faire un succinct tour d'horizon des installations construites. Dressons la liste des spécifications que nous souhaitons avoir remplies, elles peuvent être classées dans trois catégories et sont présentées dans le tableau 2.1.

Tab. 2.1 – *Classification des spécifications à la conception*

Typologie de problème	*Nature*
thermique	- température de chauffage
mélange des gaz	- composition des jets - débits identiques des deux côtés - vitesse d'injection à froid
mécanique et montage	- taux de turbulence - écoulement

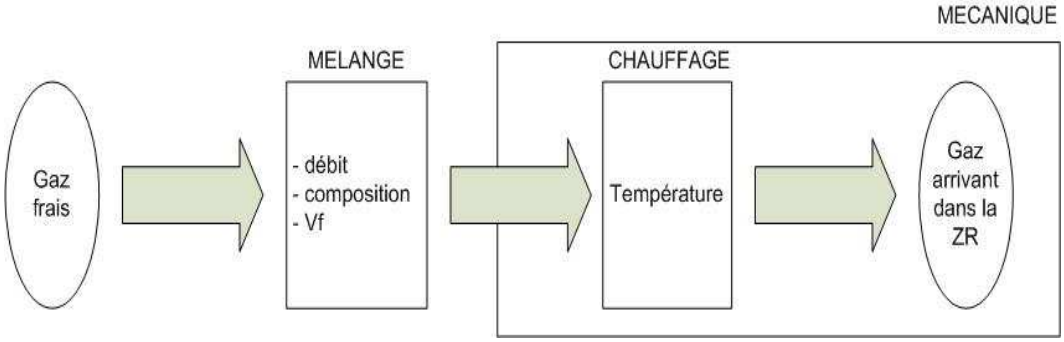


Fig. 2.3 – *Répartition typologique des fonctionnalités d'une buse : on a regroupé par fonctionnalités les différentes actions réalisées par le montage*

Ces trois familles de spécifications s'agencent comme présenté sur le schéma 2.3. Le cheminement du gaz passe par plusieurs secteurs, plus ou moins distincts, notre présentation va donc suivre ce cheminement. Les fonctions de chauffage et de convoi des gaz ont été traités ensemble, notamment à cause du fait que le convoi de gaz chauds et l'isolation sont des problèmes cruciaux pour pouvoir atteindre les températures voulues. Les choix des technologies employées ont été faits de façon itérative. Ainsi, par exemple, la station de mélange des gaz, élément le plus autonome de la chaîne, a été réalisée en premier, et n'a connu, durant tout le cheminement du projet, que des évolutions très réduites. Il en va de même pour la partie de régulation du chauffage : une fois la voie électrique choisie, une électronique de commande a été réalisée, qui n'a plus évoluée depuis, bien que les éléments chauffants sélectionnés et à commander ont été implantés sur des montages successifs. Pour l'architecture de la partie mécanique, à l'origine des propriétés aérodynamiques, la seule contrainte à répercuter sur la démarche de conception s'est résumée en la présence de passages de câbles et de thermocouples, ainsi qu'en terme d'encombrement à prévoir

pour l'élément chauffant. Dans cette section, nous nous attacherons à définir les ensembles secondaires de l'installation, à savoir : la station de mélange et les moyens de chauffage. L'aérodynamique, du fait de son importance et des difficultés particulières suscitées par sa maîtrise, fera l'objet de la section suivante.

2.2.2 Station de mélange

Description

Des contraintes ont pesé sur la confection de cette installation, elles sont listés ci-après :

- fournir des débits contrôlés en volume et en composition, afin d'atteindre les vitesses fixées dans le cahier des charges ;
- pour des raisons d'économie, faire fonctionner le brûleur avec de l'air au lieu de l'azote lors des phases de montée en température et d'homogénéisation de celle-ci.

Ayant choisi des résistances chauffantes électriques pour l'écoulement central, nous avons quatre voies de gaz à contrôler, soit deux par buse (un gaz actif et un diluant). A ceux-ci s'ajoutent deux autres débitmètres, pour contrôler la vitesse de la gaine. La station de contrôle des gaz doit donc prendre en charge 6 débitmètres numériques, afin de permettre un contrôle fin et précis des compositions des gaz. Le schéma 2.4 présente le réseau hydro-pneumatique mis en place, alors que les photos de la figure 2.5 en illustrent la réalisation pratique.

L'ensemble des débitmètres employés sont de la marque $BROOKS$, modèle $SmartFlow$, fonctionnant dans la gamme de débit 0 à 100 L/min d'air. Ces débitmètres sont commandés par deux boites de contrôle $BROOKS$ 0154, eux-mêmes interfacées avec un PC. Sur celui-ci, une application de contrôle de l'installation a été crée sous $CEC\ TESTPOINT$, qui permet le contrôle des débitmètres. Pour fixer un point de fonctionnement, il suffit de saisir une vitesse à froid V_f désirée, ainsi que la composition des divers jets centraux, et le programme se charge ensuite de déterminer les réglages nécessaires pour les obtenir, autant pour les débitmètres de l'écoulement central que pour ceux de la gaine annulaire. L'ensemble nous a permis d'obtenir une précision de 5% sur les débits.

2.2.3 Moyens de chauffage

Choix technologiques

Avant de nous tourner vers une solution de chauffage électrique, plusieurs voies ont été étudiées. Nous les présentons ici. Ceci est d'autant plus important que d'autres moyens

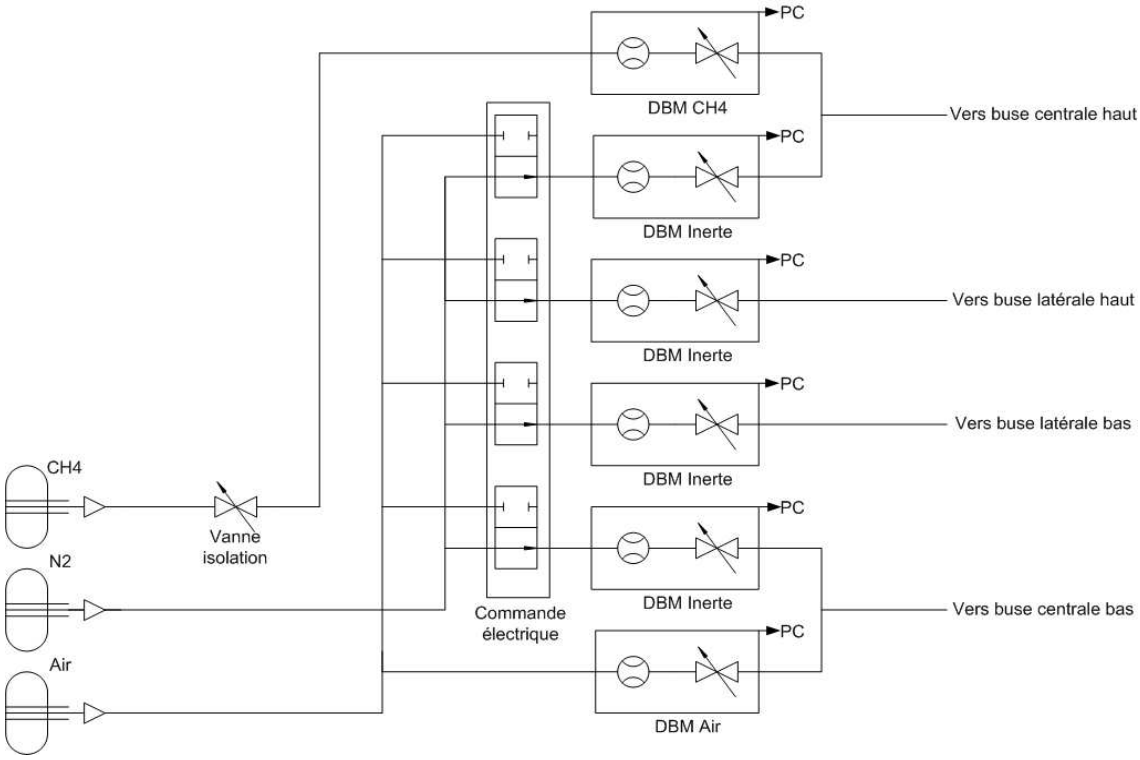


Fig. 2.4 – *Circuit hydropneumatique de la station de mélange*

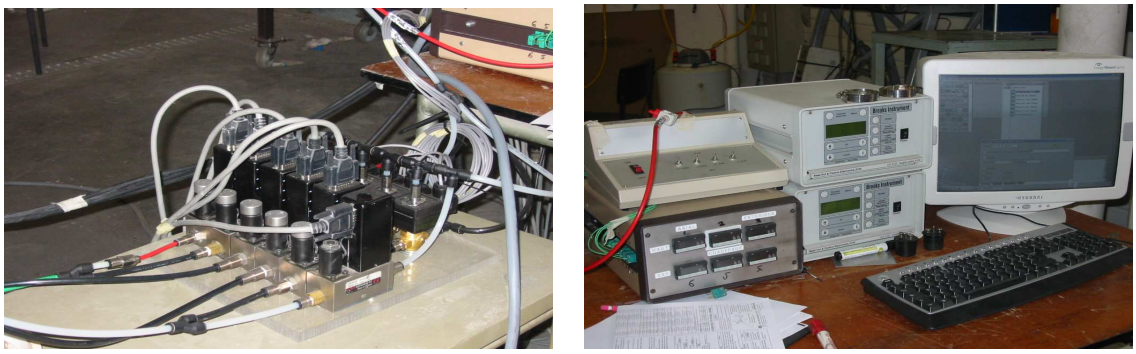


Fig. 2.5 – *Détail de la station de mélange : on distingue à gauche l'ensemble des régulateurs de masse, avec, en amont, les vannes de séparation. A droite, la photo représente le poste de contrôle de l'installation, avec l'ordinateur, qui gère les débits, et la boite supérieure qui commande les électrovannes*

expérimentaux sont actuellement en cours de finition au laboratoire, ceux-ci emploieront les technologies présentées ici.

Le cahier des charges prévoit l'emploi de jets de gaz chauds, il faut donc régler le problème de la génération de ceux-ci sur les buses. Techniquement, deux types de solutions se sont imposées : l'emploi d'une source de chaleur électrique ou chimique. L'emploi des dispositifs de type réchauffeurs thermiques présente un certain nombre de problèmes. Ainsi, la température générée dépend du régime de combustion obtenu, ce qui limite fortement la zone d'emploi de ceux-ci et la souplesse d'un tel engin est réduite en comparaison avec celle que l'on peut avoir avec un dispositif électrique à résistance. Toutefois, on peut obtenir des températures beaucoup plus importantes, ainsi que des écoulements beaucoup moins perrtubés, notamment parce qu'il y a beaucoup moins de chicanes dans la zone de l'écoulement nécessaires au transfert de chaleurs. Au niveau de la mise en œuvre, ils nécessitent l'emploi de plus de débitmètres électroniques.

Dispositifs à combustion

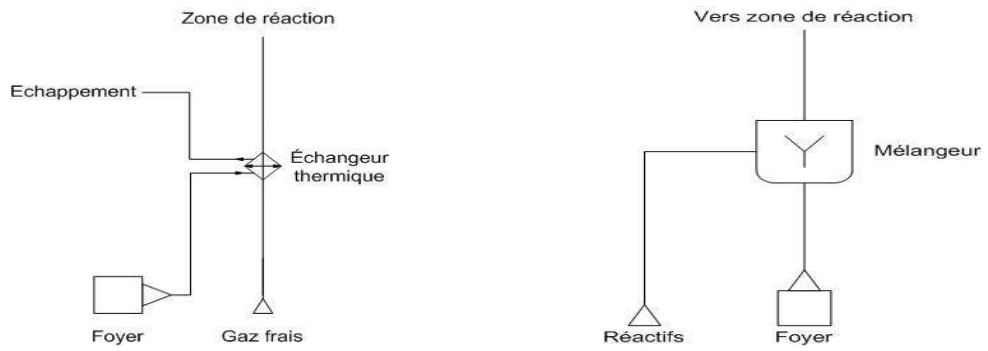


FIG. 2.6 – *Synoptique des différentes voies de chauffage thermique possibles : à gauche, on la solution a circuits séparés, a droite, la solution à mélange des gaz d'échappements.*

Deux voies pour le réchauffement des gaz des buses par l'emploi de dispositifs à combustion sont possibles. Ils sont illustrés sur les schémas de la figure 2.6. Dans le premier cas, les gaz de combustion chauds réchauffent les gaz frais en passant par un échangeur de chaleur. Cette solution est conceptuellement simple, mais, du fait de la zone d'efficacité des échangeurs de chaleur, qui est traditionnellement réduite, le contrôle précis de la température de sortie de gaz de combustion est difficile. La conception de l'échangeur thermique est à elle seule relativement complexe. Par ailleurs, toute la partie recevant la haute température doit être construite dans des matériaux réfractaires. Les premiers calculs, effectués avant nos essais, avaient mis en évidence une zone de fonctionnement trop faible, ne permettant pas, pour un dimensionnement donné l'exploration d'un grand nombre de

conditions expérimentales. Du fait des aléas prévisibles, cette voie a été abandonnée.

L'autre voie possible est évoquée sur la figure 2.6 (à droite). Elle consiste à utiliser une combustion, et de mélanger les fumées chaudes aux réactifs frais. Techniquement, cette solution est plus simple que la première : la réchauffe se fait non pas par échange, mais par mélange avec un gaz chaud. La gamme de fonctionnement est donc considérablement étendue et les problèmes liés à l'échangeur n'existent pas. Un certain nombre de problèmes subsistent : d'une part, la composition des fumées est difficile à établir et peut fluctuer. Par ailleurs, il faut que les produits frais injectés dans les fumées ne réagissent pas avec elles, sous peine de ne pas pouvoir garantir les conditions de fonctionnement stables. En particulier, il faut s'arranger pour garantir que les réactifs frais ne réagissent pas avec les réactifs introduits pour le préchauffage. Et, comme les fumées contiennent des radicaux, qui sont d'autant d'amorces chimiques facilitant la réaction ultérieure, la composition des gaz est potentiellement instable.

Ces deux solutions paraissaient, lors de leur étude, trop complexes pour être mises en œuvre avec un délai court. Pour cette raison, elles ont été abandonnées au profit de l'utilisation d'une résistance chauffante électrique. Toutefois, celle-ci ayant montré ses limites, notamment en terme de puissance de chauffe, on s'est à nouveau tourné vers des solutions de type thermiques pour concevoir un successeur à l'installation actuellement utilisée pour les travaux présentés ici.

Dispositifs électriques

Après avoir vu les difficultés intrinsèques que présentent les solutions à base de chambres de combustion, nous nous sommes tournés vers l'emploi de moyens de chauffages électriques, composés de résistances chauffantes. En 2.7 figure la photo d'une garniture chauffante, dont le tableau 2.2 récapitule les caractéristiques.

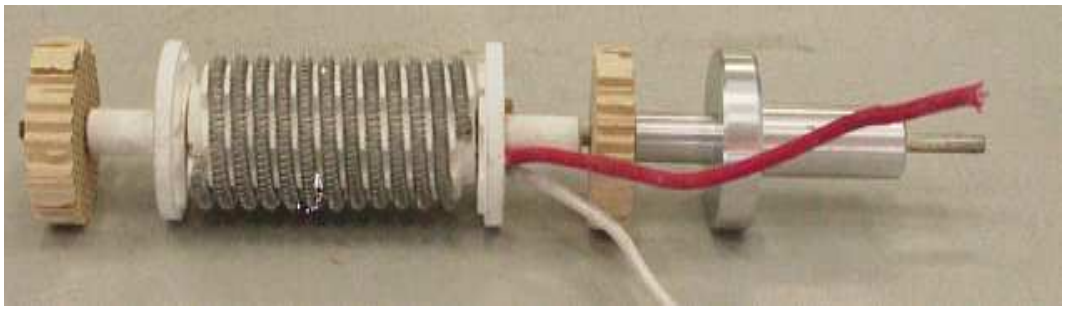


Fig. 2.7 – *Garniture chauffante électrique de première génération : au centre, on distingue l'élément chauffant, avec les bobinages métalliques sur une structure en porcelaine*

TAB. 2.2 – *Caractéristiques de l'élément chauffant*

Diamètre	34.5 mm
Longueur	80.5 mm
Puissance électrique	1500 W
Matière du fil	Kanthal
Matière du support	Céramique

Il s'agit d'éléments chauffants de récupération, utilisés initialement pour le développement. Après avoir fiabilisé l'installation, ceux-ci nous ayant finalement donné entière satisfaction, nous les avons gardé. Cet élément chauffant sera l'élément dimensionnant de l'ensemble mécanique. En effet, de par ses dimensions, il imposera le diamètre de la section de passage centrale de l'injecteur. Dans notre cas, ce diamètre sera choisi égal à 35 mm, et sera constant pour tous les montages - prototypes et engins définitifs - construits par la suite. Ce type d'élément chauffant est piloté par un régulateur de type PID, classique en automatique, qui asservit la puissance dégagée par l'élément chauffant à la température mesurée en aval. Le montage, ainsi que la boucle de rétroaction sont explicités sur le schéma 2.8.

Cette technique présente toute une gamme d'avantages, dont le premier est la grande flexibilité à l'emploi. En effet, la puissance dégagée est réglable et ne génère pas des nuisances du type gaz d'échappements. Aussi, on peut séparer la composition des jets de la température à laquelle on souhaite porter les mélanges. Enfin, ce moyen a l'avantage de ne pas génerer de radicaux et le seul effet sur la réaction chimique provient de la température de préchauffage. Néanmoins, s'agissant d'une résistance bobinée, et présentant donc beaucoup de petits obstacles à l'écoulement, il génère toute une série de fluctuations turbulentes, qu'il est peu aisé de dissiper. Enfin, la puissance thermique ne s'est pas avérée suffisante pour pouvoir explorer une gamme aussi large que prévu initialement dans nos spécifications.

2.3 Aérodynamique

2.3.1 Introduction

De toute la partie technique, la conception de la partie aérodynamique a sans doute été laplus difficile de toutes. En effet, s'agissant d'une configuration et d'un montage dits " académiques ", celle-ci ne vaut que par sa simplicité et par la précision des mesures permises. Aussi, du fait de l'importance de la turbulence dans la partie modélisation de

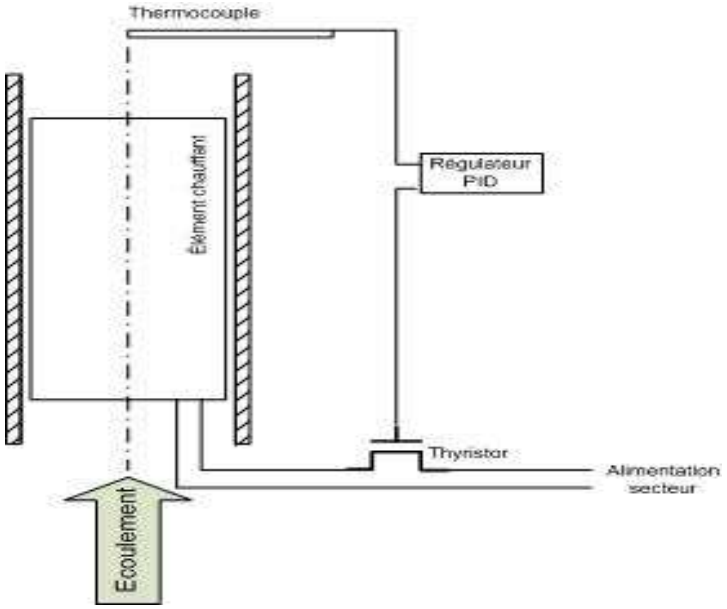


Fig. 2.8 – *Synoptique de la boucle de régulation qui commande l'élément chauffant. Le régulateur PID ajuste la valeur de la température mesurée par le thermocouple à la valeur de la consigne, introduite par l'utilisateur. Ce genre de régulateurs nécessite une loi de commande pour pouvoir fonctionner correctement.*

la combustion, il convient de la soigner particulièrement. Ceci est d'autant plus vrai que pour le moyen technique de chauffage employé, la simplicité d'emploi se paye par un champ de vitesse aval particulièrement perturbé. La longueur du tube d'homogénéisation est un paramètre particulièrement important. Accolé en bout de l'élément chauffant, il atténue les turbulences, mais génère également des pertes thermiques. Aussi, ce point nécessite un arbitrage. Enfin, travailler dans ces conditions pose toute une série de problèmes, notamment en choix des matériaux. Les températures auxquelles sortent les gaz de l'élément chauffant sont telles que les problèmes de corrosion, de dilatation et d'étanchéité des conduites deviennent capitaux. Leur prise en compte nécessite l'emploi de techniques de conception spécifiques. La construction de prototypes a donc été nécéssaire, afin de pouvoir valider successivement toutes les techniques employées et faire apparaître ceux dont on ignorait l'existence.

2.3.2 $V0A0$ - Premier prototype

Les schémas de la figure 2.9 présente le premier montage réalisé. L'illustration montre le montage intégré dans son hall d'essais. Ce montage a été mis au point de façon empirique, afin de nous rendre compte des problèmes spécifiques que présentait la situation.

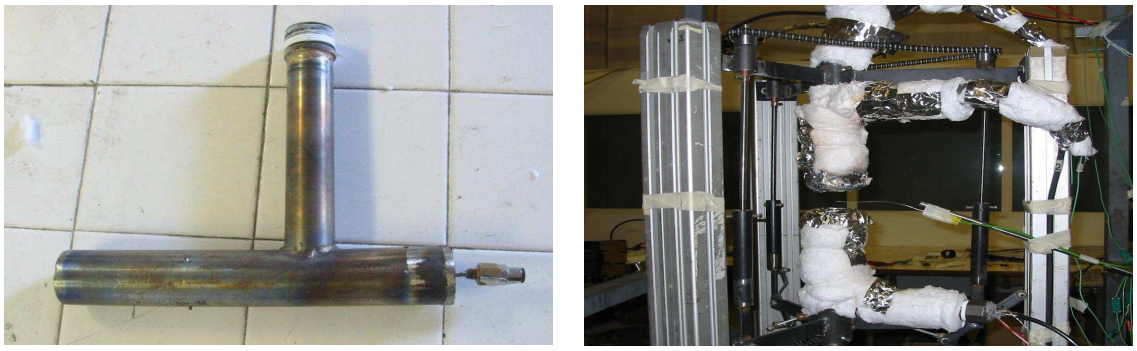


FIG. 2.9 – *Montage V0A0 : à gauche, détail de l'injecteur V0A0, à droite, montage complet des buses de type V0A0 sur le bâti expérimental, peu avant un essai.*

Rapidement, au cours des essais, un certain nombre de problèmes sont apparus,du fait de ses performances trop limitées, a été abandonné. L'analyse des pannes et dysfonctionnements, dont nous livrons une liste rapide ci-après, nous a permis d'améliorer la conception des buses futures.

Problèmes thermiques : les performances thermiques de l'ensemble ont été notoirement insuffisantes. La température en sortie était trop faible et la régulation trop incertaine. L'absence d'optimisation de l'injection des gaz froids dans la cavité en amont de l'élément chauffant conduisait systématiquement, aux plus hautes températures, à la formation de points chauds. Ceux-ci conduisent quasi-systématiquement à la destruction de l'élément chauffant, et était en outre la cause d'un comportement aléatoire de l'installation. Enfin, le jet latéral chaud arrivant à angle droit d'un seul côté du tube central, et en se brisant sur celui-ci, il crée un point chaud. Celui-ci induit une flèche du tube, qui se traduit par une incapacité à régler finement la concentricité. Enfin, la position du thermocouple n'ayant pas été optimisée, on ne peut régler sa position avec précision. On ne peut donc pas, dès lors, déterminer de lois de commande fiables pour les asservissements. Enfin, la mauvaise conception mécanique s'est traduite par une série de sections chaudes, qui, soumises à des sollicitations trop importantes, ont systématiquement fui.

Problèmes aérodynamiques : du fait de sa nature, l'élément chauffant perturbe notablement l'écoulement. La forte turbulence, générée par les bobinages de l'élément chauffant, n'arrive pas a se dissiper dans le tube, trop court, de sorte que l'écoulement qui pénètre dans la zone de réaction n'est pas encore établi, et le point de stagnation, très instable, voit sa position osciller grandement. Enfin, le dispositif d'ensemencement, composé d'un tube de petit diamètre passant par l'élément chauffant n'a pas été optimisé. L'emploi du dispositif d'ensemencement provoquait la création d'un jet

sous-détendu qui avait tendance à perturber encore plus la zone de réaction.

Du fait de tous ses défauts, ce montage a rapidement été abandonné, pour être remplacé par un autre prototype.

2.3.3 $V15A2$ - Deuxième prototype

Le retour d'expérience nous a permis de nous lancer dans la réalisation d'un second prototype. Nos travaux ont abouti au modèle présenté sur la figure 2.10. Une vue intégrée sur son bâti dans le hall de manipulations y est également présentée. Après l'évaluation des performances obtenues, les insuffisances constatées ont rendu nécessaire son remplacement. Mais, comme sa plage de fonctionnement était plus large, et que l'écoulement meilleur, de premiers résultats ont pu être obtenus. Les insuffisances constatées sont récapitulées ci-après.

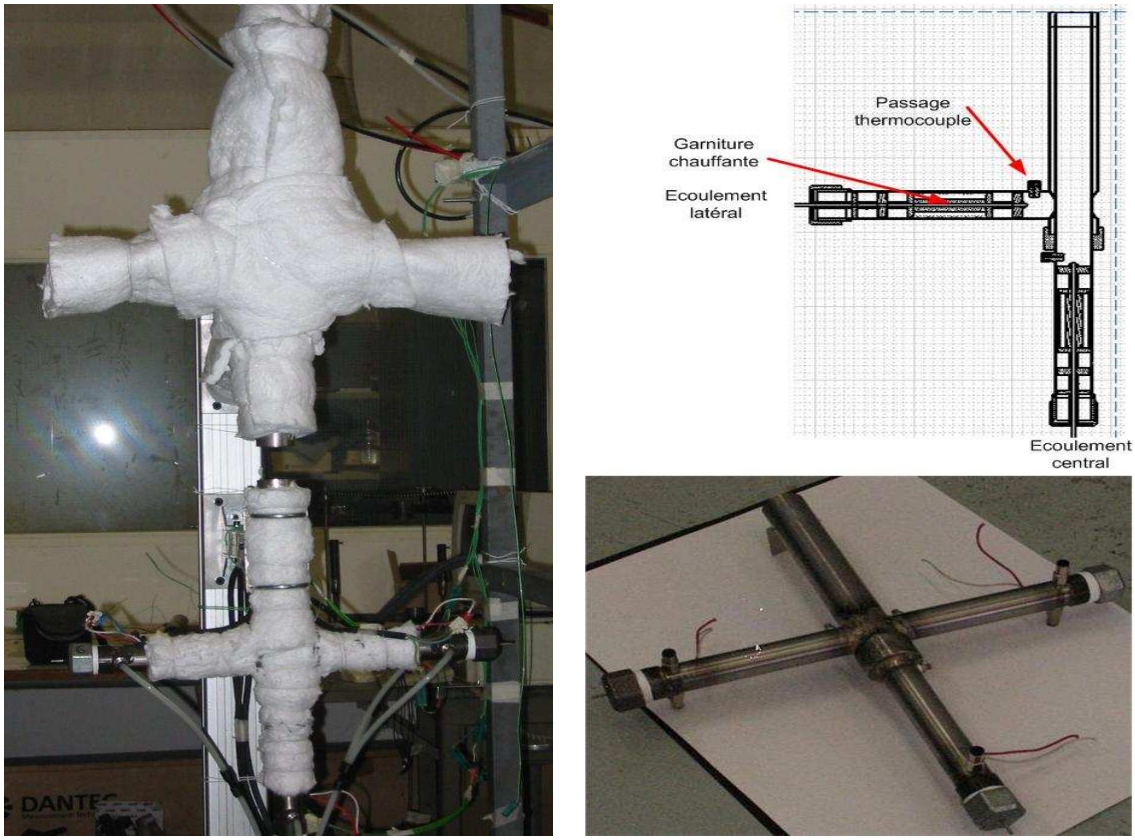


Fig. 2.10 – *Montage V15A2 : à gauche, installation V15A2 complète montée sur son emplacement d'essais, a droite en haut, vue annotée générée a partir de la liasse CATIA, en bas, photographie de la buse alors qu'elle n'a pas encore reçue son équipement électrique*

Problèmes thermiques : Un certain nombre d'imperfections ont pu être constatées :

l'isolation était tellement bonne que le tube d'encemencement fondait de façon systématique. Ainsi, il était impossible de placer des particules dans l'écoulement. Un autre problème résulte de la longue zone sur laquelle s'écoulent concentriquement les écoulements de gaine et centraux : comme, pour des raisons techniques, il est impossible de chauffer l'écoulement interne et externe à la même température, l'ensemble se comporte comme un échangeur co-courant. Aussi, à l'arrivée, la température du centre a fortement diminuée, et l'obtention des hautes températures souhaitées est impossible.

Problèmes aérodynamiques : L'aérodynamique est meilleure que celle du premier prototype : les fluctuations ont été efficacement amorties. L'injection de particules par une pipe coaxiale induit un jet, qui ne se détend que beaucoup plus loin, aussi, l'ensemencement modifie visiblement l'écoulement de la zone de réaction.

Le deuxième prototype a donc été, dans l'ensemble, plus satisfaisant que le premier, bien qu'il n'a pas permis d'obtenir les hautes températures souhaitées.

2.3.4 *Parasol A1 KWS2P3* - Installation actuellement en service

Après analyse des dysfonctionnements des précédents prototypes, de nouvelles études ont été faites. L'optique de conception était alors de mettre au point un ensemble modulaire, dans lequel chaque module puisse être individuellement validé. L'ensemble de l'installation est montré sur les figures 2.12 et 2.13. Ce type de buse est composé de trois modules, détaillés ci-après.

- **la base chauffante** *Parasol A1* **:** Ce module, présenté sur la figure 2.14, est dédié à la réchauffe des gaz, ainsi qu'à l'ensemencement. Des surfaces spécifiques reçoivent des joints adaptés, pour assurer l'étanchéité. L'isolation latérale a été conçue en double épaisseur : le tube intérieur, non soudé, convoie les gaz chauds, et peut se déformer tout en assurant, par le choix d'un jeu adéquat, une première étanchéité. La deuxième paroi est, quant à elle, soudée sur l'embase. Du fait de l'interstice qu'il y a entre les deux tubes, elle est notablement plus froide que celle de l'intérieur, et les déformations y sont plus faibles. Ceci permet une meilleure étanchéité. Enfin, cette double conduite est isolée thermiquement par une épaisseur de Kerlane, un polymère anti-feu aux bonnes caractéristiques isolantes. Les pertes de l'ensemble, fortement réduites, concourent à assurer des performances thermiques correctes. Des passages étanches sont également prévus pour les thermocouples du régulateur, ainsi que pour les câbles d'alimentation de l'élément chauffant. A la sortie de ce module, on trouve deux injecteurs de particules, placés perpendiculairement à l'écoulement central. Ces tubes aboutissent dans une cavité. Du fait de la perte de charge induite par les

Fig. 2.11 – *Vue d'ensemble du montage Parasol A1 KWS2P3 sur son banc de mesure. Autour, on distingue de l'instrumentation pour des mesures avec des caméras intensifiées. La matière blanche est du Kerlane, un ignifuge isolant très puissant.*

plaques perforées (présentées plus loin) à la sortie des réchauffeurs, les différents affluents se mélangent. Ce mélange permet à la fois une bonne densité de particules, tout en évitant un trop fort refroidissement du jet central.

– **la plaque génératrice de turbulence :** La plaque génératrice de turbulence : la turbulence est imposée par des grilles de turbulence, à disposition de trous selon une maille carrée. Ces plaques sont usinées dans des plaques d'acier réfractaires. Nous utiliserons pour nos essais deux grilles différentes : repérées PT et MT, leurs caractéristiques sont détaillées dans le tableau 2.3.4, et dont la figure 2.15 présente un cliché. Comme nous le montrent leurs caractéristiques respectives, des deux grilles présentent une forte perte de charge qui contribue à casser la structuration de l'écou-

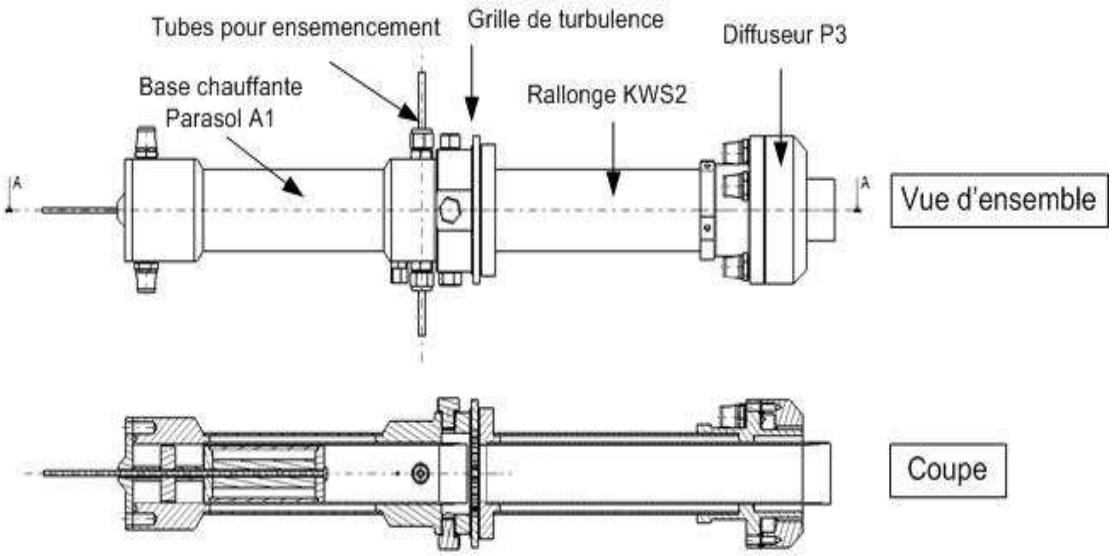


FIG. 2.12 – *Coupe CATIA de Parasol A1 KWS2 P3 : en haut, vue d'ensemble du plan de construction, en dessous coupe fonctionnelle d'une buse complète.*

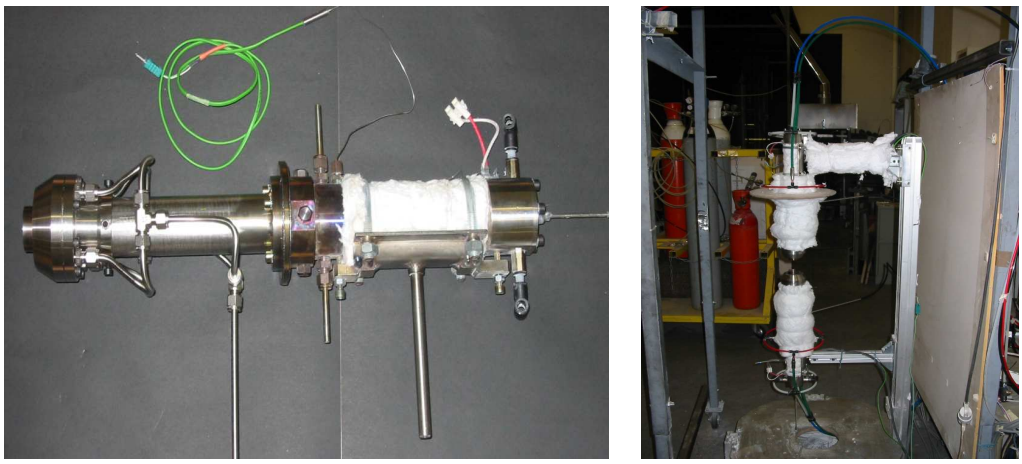


FIG. 2.13 – *Photos d'ensemble de Parasol A1 KWS2 P3 : a gauche, photo d'une buse complète, avant montage sur support. A droite, le montage complet intégré sur son bâti.*

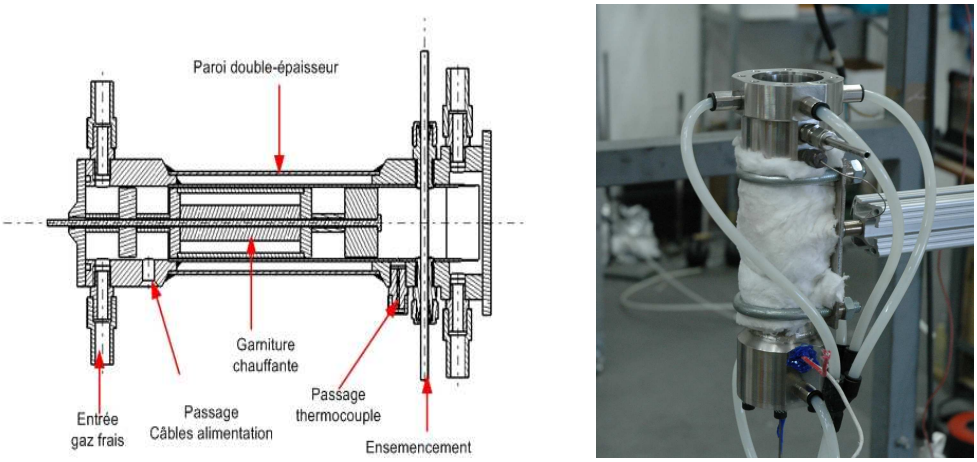


Fig. 2.14 – *Détails de la base chauffante Parasol A1. A gauche, coupe CATIA de la base chauffante, avec annotations des différents organes. A droite, photo de la buse lors d'essais pour la qualification initiale.*

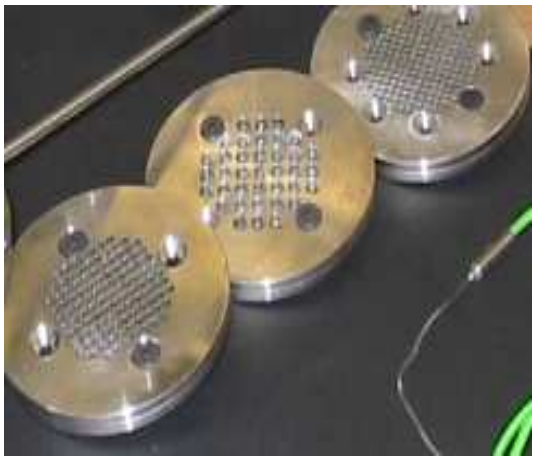


Fig. 2.15 – *Grilles de turbulence : à gauche, extrait du plan de construction de la grille dite "à trous moyens", à droite photo des jeux de grille de turbulence.*

TAB. 2.3 – *Caractéristiques des grilles de turbulence*

Grille	Diamètre des trous (mm)	Espacement des trous (mm)	Fraction de la section totale
PT	3	3.7	63.1 %
MT	4.1	4.6	50.6 %

lement induite par les obstacles de la résistance chauffante.

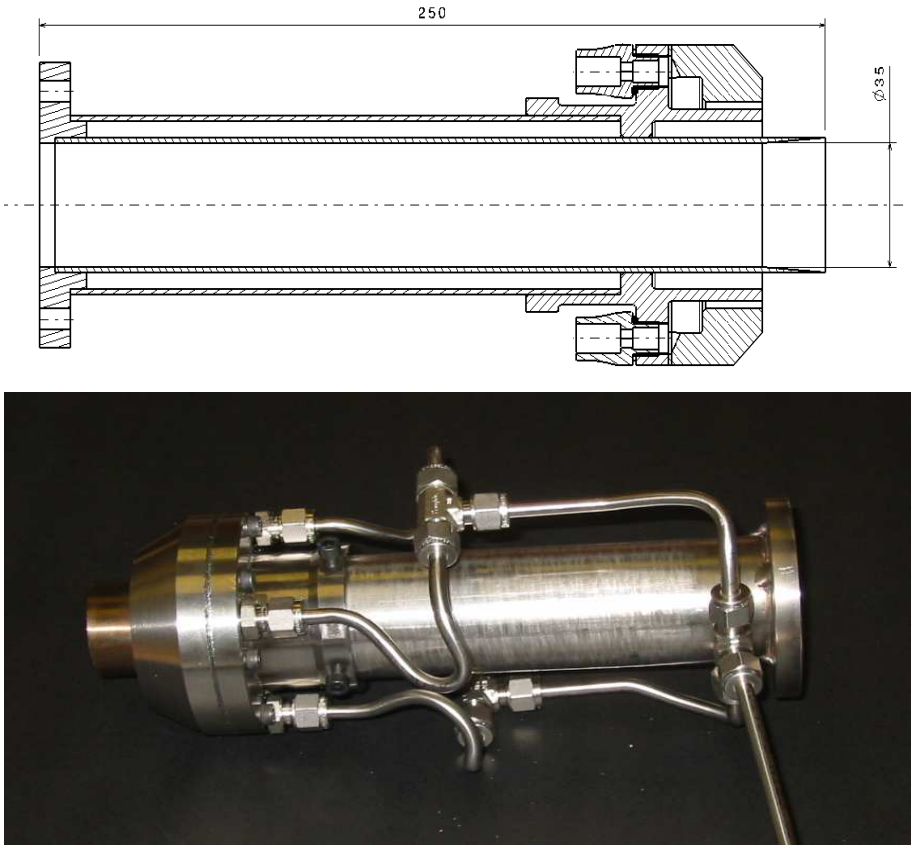


FIG. 2.16 – *Rallonge KWS2P3 : en haut, coupe fonctionnelle extraite de la liasse de construction CATIA, en bas, photo de la rallonge montée, avec les canalisations pour la gaine.*

– **la rallonge tranquilisatrice** $KWS2P3$ **:** en sortie de la grille vient se placer la rallonge présentée sur la figure 2.16. Cette rallonge a pour but de se laisser s'établir l'écoulement, de sorte que celui-ci arrive ace des caractéristiques homogènes dans la zone de réaction. Cette caractéristique a été vérifiée par PIV pour des cas de référence froids et inertes, sur une large gamme de vitesse. La conduite a par ailleurs été construite pour avoir une bonne isolation, en double corps, séparé par du vide, avec une couche de Kerlane en protection thermique au dehors. Le bout de la rallonge

se termine par le diffuseur annulaire $P3$, dont la hauteur est réglable (cf. 2.16). Pour minimiser le refroidissement terminal de l'écoulement central, les circuits de gaz pour la gaine et pour le centre ont été séparés, afin de minimiser "l'effet échangeur" constaté auparavant. Pour des raisons de compacité, le débit de gaz annulaire, dévolu au confinement de la zone réactive, n'est pas chauffé. Les visualisations obtenues par tomographie et par PIV montrent une séparation très nette entre les jets centraux et annulaires avec, entre ces deux orifices, une zone de cisaillement. Dans celle-ci, la vitesse mesurée est très faible, permettant d'y négliger le mélange des espèces. Ainsi, il n'y a mélange de ces deux écoulements qu'en périphérie, hors de la zone d'observation. Du coup, on peut négliger le refroidissement du jet central par la couronne latérale.

Lors des essais de qualification, cet appareil a présenté un compromis acceptable, entre les exigences de forte température et celles de propreté aérodynamique — même si la puissance thermique ne suffit pas pour atteindre le niveau de température initialement escompté. Du fait du faible débit de gaz employé, la résistance thermique évacue une partie de la chaleur est libérée par rayonnement dans le tube, vers l'extérieur. Or, les plaques perforées agissent comme des écrans au rayonnement, et renvoient une partie de ce qu'ils obtiennent dans la cavité créée par l'ensemble base chauffante/plaque perforée. Lorsque la température augmente trop, et que le rayonnement réfléchi est trop intense, la résistance chauffante claque. Dès lors, pour réchauffer plus, il faut développer une puissance de réchauffe plus importante, ce qui n'est possible dans notre contexte que par voie thermique. En parallèle au développement d'autres moyens de mesure, nous utiliserons donc celui-là pour mener l'étude projetée.

Cette installation, bien que perfectible, représente un bon compromis pour les essais que nous nous proposons de faire. En effet, le but du travail accompli est d'étudier des régimes dilués et préchauffés dans une configuration à contre-courant. La contrainte de température est forte, tout comme celle d'une aérodynamique exempte de défauts. Avec cette installation, nous avons obtenu une conjonction des deux, qui concourent à nous donner des conditions expérimentales appropriées. L'aérodynamique est vérifiée et acceptable, et les niveaux de turbulence vérifiés sont suffisamment faibles pour ne pas gêner la mesure. Enfin, les niveaux de température atteints en sortie de l'installation, bien que moins élevés que ceux constatés sur les fours industriels, sont d'un ordre de grandeur comparable : la température maximale maintenable s'élève à 750^oC, à comparer avec les 1000^oC rapportés par la littérature. Les performances précises de l'installation seront établies au chapitre 4. Dans la mesure où notre objectif est d'étudier une combustion diluée préchauffée, les conditions expérimentales obtenues nous garantissent une certaine amplitude de mesure.

2.4 Conclusion du chapitre

Ce chapitre nous a permis de présenter les diverses réalisations pratiques auxquelles notre projet a abouti. Après avoir étudié plusieurs prototypes, nous avons abouti à l'installation dénominée *Parasol A1 KWS2P3*, qui nous a servi pour mener à bien notre programme expérimental. Cette installation présente un compromise acceptable entre les exigences contradictoires de propreté de l'écoulement et de niveaux de température acceptables, comme il sera constaté au chapitre 4. Toutefois, les 1000^oC en sortie de l'injecteur se sont révélés trop difficiles a atteindre, et d'autres améliorations seront nécessaires pour arriver à ces niveaux températures. Au cours de cette thèse, d'autres configurations susceptibles d'atteindre ces conditions expérimentales ont été étudies, l'annexe G présente celle qui est, à l'heure de la rédaction de ce mémoire, en construction au sein du laboratoire.

Chapitre 3

Moyens de mesures

3.1 Introduction

Ce chapitre présente les techniques de mesure optiques utilisées dans la suite de nos travaux. Celles-ci étant courantes, nous serons volontairement succincts. Les méthodes présentées ici se classent, d'un point de vue technique, en deux catégories :

- **Les méthodes sans ensemencement** : ces méthodes se basent sur la photographie de l'apparence de la flamme et servent à mettre en évidence les aspects chimiques. Nous avons employé l'émission spontanée, effectuée sur les espèces radicalaires CH^* et OH^*.
- **Les méthodes avec ensemencement** : ces méthodes nécessitent l'ensemencement de l'écoulement en traceurs, des particules d'oxyde métallique dans notre cas. L'emploi de particules oblige ici de prévoir des conduites spéciales, et vérifier que ces particules n'ont pas sédimenté dans ces conduites. Ces méthodes permettent d'obtenir des mesures de vitesse. Nous avons employé les procédés de mesure PIV et LDV.

Voyons ci-après ces deux techniques plus en détail. La présentation retenue ici a été laissée volontairement simple, et ce pour deux raisons. Tout d'abord, les techniques de mesure optiques et laser ont connu un essor considérable, au point de devenir courantes. Les appareillages sont devenus plus robustes et fiables, au point de devenir des outils reconnus. Avec la standardisation on a vu apparaître une littérature spécialisée considérable. L'autre raison tient à la géométrie de notre montage : la configuration à contre-courant a été choisie pour sa grande accessibilité, et la facilité de mise en œuvre des moyens de mesure. Ainsi, l'emploi de métrologie peut se faire dans des conditions idéales, et ne nécessite aucune disposition particulière.

3.2 L'émission spontanée

Nous nous intéressons ici à l'importance des radicaux CH^* et OH^* dans la combustion, ainsi que de leur moyen de mise en évidence. La figure 3.1 présente un bilan des espèces

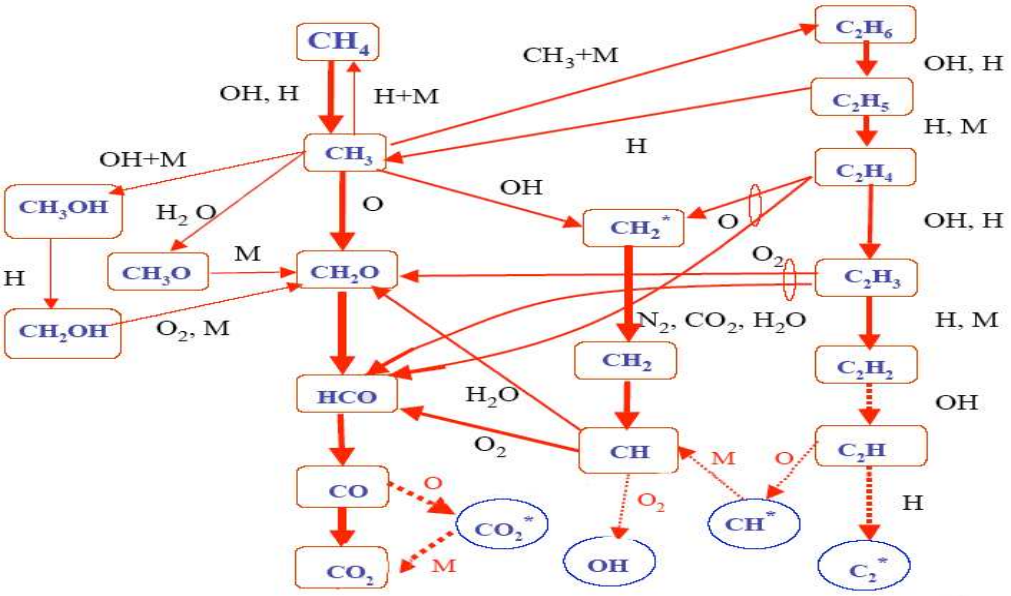


FIG. 3.1 – *Schéma cinétique du méthane, pris dans (Rolon, 2005). Toutes les espèces chimiluminescentes sont marquées d'un astérisque. On remarque donc que, avec le seul suivi des espèces CH^* et OH^*, on ne peut prétendre capturer tous les aspects de la dynamique chimique.*

transitoires, obtenues par simulation d'une flamme de méthane, en employant le schéma cinétique de Warnatz (1984), qui constate que les espèces chimiques OH^* et CH^* n'ont qu'un rôle périphérique, l'essentiel de réaction se déroulant selon des voies ne prenant pas ces radicaux en compte. Toutefois, la spécificité de leur spectre d'emission fait qu'ils sont de bons traceurs de la réaction chimique. En effet, nous avons une flamme à contre-courant, avec introduction des espèces séparée. La réaction ne se fait que dans la zone où concourent les deux espèces. Aussi, dans cette zone réactive le radical OH^*, de par son intervention multiple dans l'ensemble des réactions de décomposition du méthane, localise donc bien la zone de combustion. CH^* n'est, de par sa place dans le schéma, qu'un marqueur des premières étapes de décomposition du carburant. L'émission spontanée, encore appelée parfois SES (acronyme de *Spontaneous Emission Spectrum*) est une mesure spectroscopique, qui se fonde sur le principe qu'une molécule chimique, en réagissant, passe d'un état électroniquement excité à un état désexcité en émettant un photon. Les longueurs d'onde de ce photon sont caractéristiques, suivant la molécule et la transition électronique qui a été désexcitée, et forment les spectres d'émission, propres à chaque molécule.

Les molécules OH^* et CH^*, de par leur facilité de mise en évidence — dès lors que l'on possède des caméras sensibles à leur émission — et leur rôle dans la combustion,

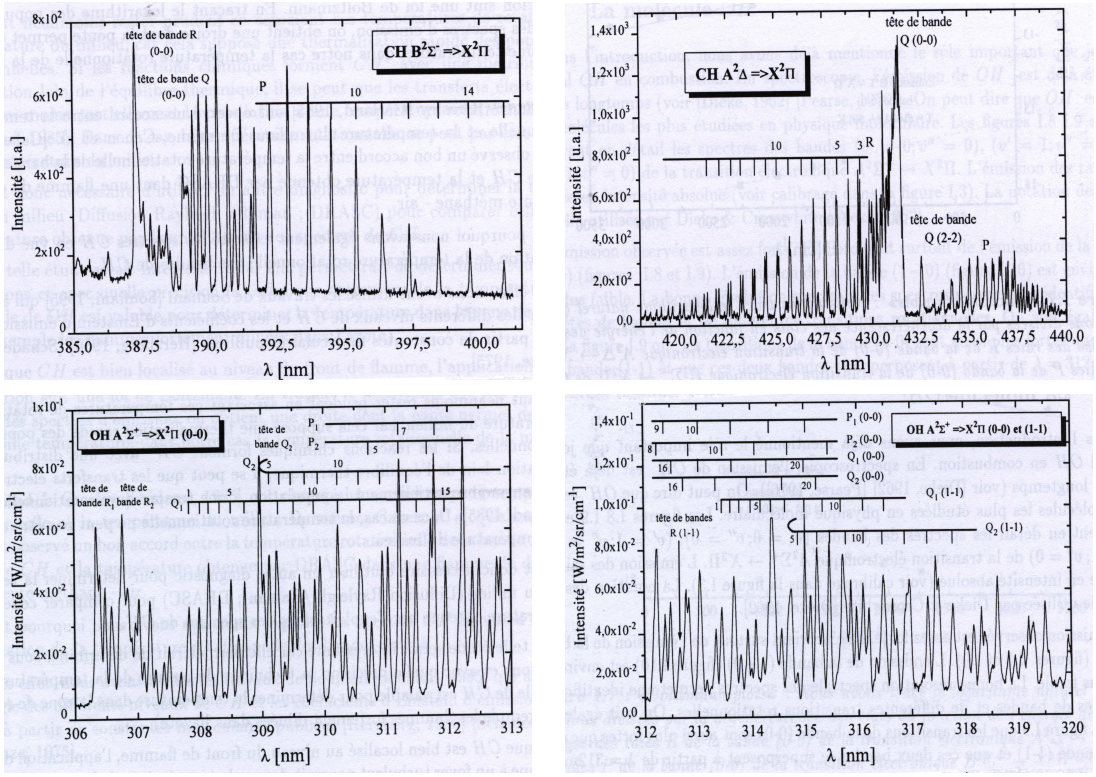


Fig. 3.2 – *Spectres d'émission spontanée des espèces CH^* et OH^*, présentées par Croonenboek (1996) : en haut à gauche, émission spontanée de CH^* pour la transition $B^2\Sigma^- \longrightarrow X^2\Pi$, en haut à droite, de CH^* pour $A^2\Delta \longrightarrow X^2\Pi$, en bas à gauche, pour la molécule OH^* pour la transition $A^2\Sigma^+ \longrightarrow X^2\Pi_{(\Delta v=0)}$, en bas à droite pour la molécule OH^* pour la transition OH^* à $A^2\Sigma^+ \longrightarrow X^2\Pi_{(\Delta v=1)}$. On peut voir que chaque transition possède une longueur d'onde à laquelle l'émission spontanée est très forte. Scruter la flamme avec un filtre passe-bande autour de cette longueur d'onde permettra de cartographier la chimie de la flamme.*

sont une cible de choix pour l'application de ces techniques en combustion. Les spectres de ces transitions, joints sur la figure 3.2, nous montrent que, pour chaque transition, l'émission était particulièrement importante pour une certaine longueur d'onde. Elles sont récapitulées dans le tableau 3.1.

Pour mettre en évidence la présence d'une espèce dans une flamme, il suffit donc d'étudier le rayonnement par la spectrométrie : suivant les raies spectrales contenues dans le rayonnement, on peut identifier les espèces chimiques présentes et connaître la distribution spatiale des espèces chimiques. Pour se faire, il suffit de se munir d'une caméra intensifiée, d'un objectif trannsparent à la longueur d'onde recherchée et d'un filtre passe-bande centré sur cette dernière.Cette méthode est quantitative, la luminosité de chaque point est proportionnelle à la concentration de l'espèce en question, mais l'atténuation entre les

TAB. 3.1 – *Transitions spectroscopiques des radicaux OH^* et CH^**

Espèce	*Transition à caractériser*	*longueur d'onde (nm)*
CH^*	$A^2\Delta \longrightarrow X^2\Pi$	431
CH^*	$B^2\Sigma^- \longrightarrow X^2\Pi$	387
OH^*	$A^2\Sigma^+ \longrightarrow X^2\Pi_{(\Delta v=0)}$	308
OH^*	$A^2\Sigma^+ \longrightarrow X^2\Pi_{(\Delta v=1)}$	283

points d'emission est inconnue. Dans notre cas, nous avons utilisé un montage avec deux caméras intensifiées : mises face à face, elles sont synchronisées dans leurs acquisitions. L'une d'entre elles était utilisée pour détecter des radicaux CH^* ; l'autre pour des radicaux OH^*. La figure 3.3 présente la configuration des montages retenue. Dans notre cas, la synchronisation permet une acquisition simultanée des deux champs, cette caractéristique sera importante pour les traitements appliqués, que nous décrirons au chapitre 5.

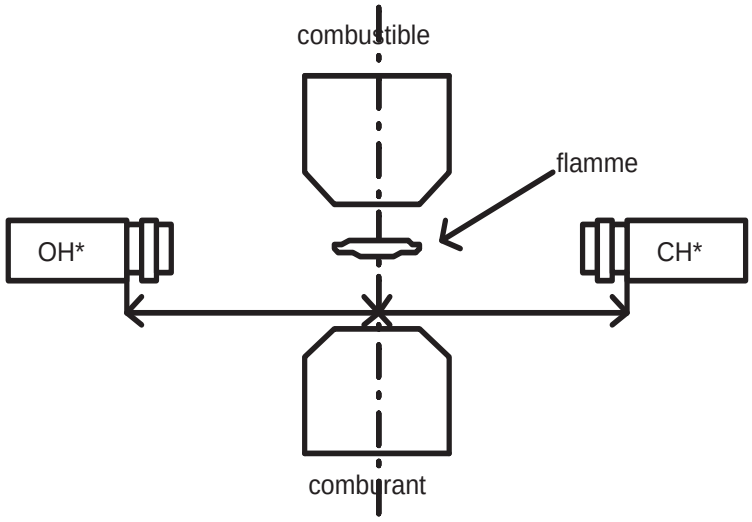


FIG. 3.3 – *Schéma synoptique d'un dispositif de mesure SES : on utilisera un filtre passe-bande, ainsi qu'une optique adaptée à la longueur d'onde que l'on cherche à capter.*

Pour ces mesures, nus avons utilisé deux caméras intensifiées *Princeton PIMAX 1K-RB-SG-43 16 bits*. La mesure de CH^* a été menée en utilisant un filtre passe-bande, référencé *CVI F10-430-4-2.00*, monté sur un objectif *Goyo Optical* de 50 *mm* de focale, transmettant son signal dans le visible. Le filtre utilisé laisse passer les photons au voisinage de 430 *nm* avec un pic de permissivité à 40% de l'intensité du signal. La caméra utilisée pour la mesure de l'émissivité OH^* est du même modèle. Elle est équipée d'un objectif

Tab. 3.2 – *Caractéristiques du montage SES à deux caméras*

caméra	*résolution* (px/mm^2)	*profondeur de champ* (mm)	*distance CCD/axe* (mm)	*temps d'oubverture* (μm)
CH^*	96.0415	≈ 8	462	300
OH^*	89.7942	≈ 17.5	500	100

CERCO 2072 UV-VIS-NIR A5F/1.8, ayant une focale de 45 mm et une ouverture de 1.8. Cet objectif est passant dans l'UV, et permet une ouverture de 0.95. Il a été équipé d'un filtre passe-bande référencé *CVI F10-310.0-3-2.00*, passant au voisinage de 310 nm, ou la permissivité maximale est de 12%.

La luminosité de la flamme étant faible, et comme nous travaillons sur deux espèces visibles à des longueurs d'onde différentes, nous n'avons pas constaté de reflets dans les images acquises. Ayant procédé à un calfeutrage correct de l'installation, celle-ci est donc stable pour tous les points utilisés et la flamme observée parait stationnaire à l'œil. On a effectué la mise au point des deux caméras sur une mire imprimée en recto verso placée au centre des injecteurs. Une fois ces réglages effectués, la profondeur de champ est repérée de façon manuelle, en vérifiant la netteté d'une mire mobile additionnelle. La profondeur de champ des différentes images n'est pas aussi faible que l'on le voudrait, elle figure dans le tableau 3.2. Cette profondeur est un paramètre important. En effet, les mesures effectuées ont collecté des informations intégrées dans l'espace alors que ce que nous cherchons est une information plane. Eu égard du diamètre de sortie de l'injecteur - qui est de 35 mm - cette hypothèse est acceptable dans le cas du radical CH^* mais devient problématique dans le cas du radical OH^*. Il faudrait dès lors vérifier les mesures faites lors de la visualisation OH^* au moyen de techniques de mesures planes - comme par exemple la $PLIF - OH$ [1], ce qui, faute de temps, n'a pu être effectué. Du reste, du fait de l'inclinaison de l'axe de notre montage, l'inversion d'Abale permettant l'extraction d'un signal plan n'a pas pu être réalisée.

3.3 Mesure optique des vitesses

3.3.1 L'anémométrie laser Doppler (ADL)

[1] *planar laser-induced fluorescence*, soit fluorescence induite par laser dans un plan

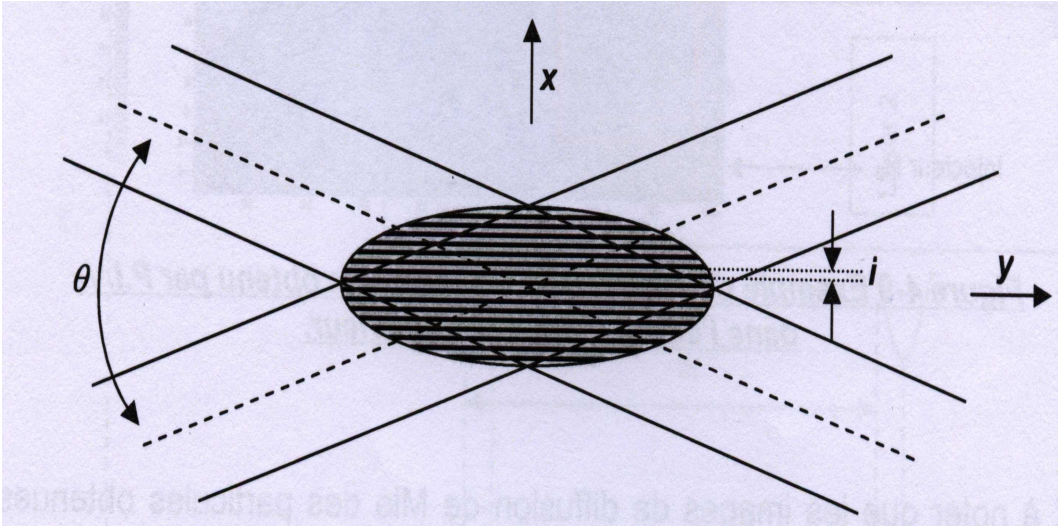


FIG. 3.4 – *Schéma synoptique de la zone d'interférence des rayons d'une chaîne ADL, présenté par Théron (2005).*

Considérons un faisceau laser continu et monochromatique. Ce faisceau est séparé en deux, et ces deux faisceaux lasers, cohérents et en phase, sont amenés à se croiser dans un lieu de l'espace où circule un gaz comportant des particules réfléchissantes la lumière (comme présenté sur le schéma 3.5). Ces deux rayons, vont, dans leur zone de croisement, générer un réseau de franges, dites franges de Young. Ces franges sont toutes parallèles, et parallèle à la bissectrice de l'ange θ avec lequel se coupent ces rayons. En outre, ils sont séparées d'une distance fixe, notée i. Cette distance vaut :

$$i = \frac{\lambda}{2\ n\ sin\Big(\theta/2\Big)} \tag{3.1}$$

avec :

n : indice de réfraction du gaz porteur ;

λ : longueur d'onde du rayon laser.

Une interprétation simplifiée de la méthode est décrite ci-après. Une particule, qui pénètre dans cet espace avec une vitesse u selon la direction $\vec{x}$, traversera donc alternativement les franges sombres et claires. Elle renverra une lumière périodiquement, selon sa vitesse. Si ce signal intermittent est collecté par un photomultiplicateur, le signal électrique à sa sortie aura une fréquence proportionnelle à la vitesse de la particule. Cette fréquence, appelée fréquence Doppler, est donnée par :

$$f_D = \frac{u}{i} = 2\frac{u}{i} sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \tag{3.2}$$

Par un traitement approprié de cette fréquence, on accède à la vitesse de la particule. Ce signal est fréquentiel et dépendant du module de la vitesse, mais non de son sens, il n'est

pas possible de discriminer *a priori* le sens de la particule. Cette difficulté est contournée en faisant défiler les franges à une vitesse fixe connue, en intégrant une cellule de Bragg sur le trajet optique d'un des faisceaux. Ainsi, on introduit une fréquence artificielle, appelée fréquence de défilement, au signal, et, suivant le signe du reste de la soustraction entre la fréquence mesurée et la fréquence de défilement, ce qui permet de donner un signe à chaque composante de vitesse.

Il est possible, en faisant coïncider plusieurs de ces doublets lasers en un point, de mesurer plusieurs composantes de la vitesse. Dans notre cas, nous utilisons une chaîne de mesure *LDV Dantec 2D*, couplée à une table de déplacement 3 axes *CHARLYROBOT*. Ces équipements sont pilotés centralement par un ordinateur, qui, équipé du logiciel *Dantec BSA Flow Software*, permet la coordination des mesures à effectuer. Cette chaîne met en œuvre, pour générer les rayons laser, un laser continu à Argon, de la marque *Spectra Physics Beamlok 2060*. La chaîne *LDV* utilise les deux modes les plus énergiques : l'un, dans le bleu, à 488 nm, et l'autre, dans le vert, à 514.5 nm. Ces rayons sont acheminés vers une tête fixe par une fibre optique. La collection de signaux s'effectue dans cette même tête, en utilisant la lumière récupérée par diffusion de Mie phase arrière des particules. De là, une fibre optique convoie le signal vers un séparateur, où les différentes composantes sont filtrées par des filtres passe-bande avant d'être focalisé sur des photomultiplicateurs (un par composante). Les signaux électriques sont traités par une baie d'analyse spéciale pour les bouffées Doppler (*BSA* : Burst Spectrum Analyzer).

Ayant fixé le nombre de particules à mesurer, cette chaîne d'acquisition peut travailler suivant plusieurs modes. Soit, chaque composante travaille de façon séparée ce qui permet un fonctionnement à une cadence la plus élevée, soit on cherche à valider simultanément les valeurs obtenues sur toutes les composantes, pour que les vitesses mesurées correspondent bien à la même particule. Ce dernier mode est alors plus lent, puisqu'il y a un taux de réjection des particules. Nous nous sommes attachés à fonctionner suivant le dernier mode décrit, puisque nous voulions obtenir le suivi des particules une à une.

La *LDV* possède un certain nombre d'avantages : tout d'abord, comme elle est basée sur des analyses fréquentielles, elle est moins sujette à des perturbations que des méthodes se basant sur des analyses d'images, telles que la *PIV*, elle-même explicitée plus loin. Elle peut donc être utilisée en toute confiance dans tous les milieux, qu'ils soient actifs ou inertes. Ensuite, elle permet une mesure localisée, puisqu'il est possible d'établir avec précision le point de croisement des faisceaux laser. Dès lors, la précision de la mesure, en terme de localisation, est en première approche celle du dispositif de positionnement, que l'on peut, selon ses besoins, rendre aussi précis que possible. Enfin, lorsque les conditions d'ensemencement sont correctes, il est possible d'obtenir un très grand nombre d'échantillons en un point de mesure. Ceci est du au fait qu'ici toutes les mesures sont des particules

isolées et non pas des densités de particules dans un écoulement, comme cela sera le cas en PIV.

Elle est néanmoins sujette à un certain nombre de limitations, qu'il faut avoir à l'esprit lors de son emploi. Ainsi, la précision de la mesure dépend de la détermination de la fréquence Doppler. D'ailleurs, lors de l'emploi du logiciel, il est nécessaire de régler une vitesse moyenne et une dispersion de l'écart type, afin de pouvoir obtenir un meilleur rapport signal/bruit : ce qui tombe trop loin en dehors n'est alors pas pris en compte. Le signal est échantillonné, après recueil par les photomultiplicateurs, par un dispositif de conversion analogique/digital, ce qui provoque une imprécision lors de l'établissement de la mesure. Au total, tout cela participe à une imprécision sur la mesure, donnée par :

$$\delta U = \frac{1.5\Delta U}{256N} \tag{3.3}$$

avec :

δU : résolution sur la mesure de la vitesse ;

ΔU : largeur de l'intervalle de mesure de vitesses ;

N : nombre d'échantillons utilisés à la discrétisation.

Le spectre de fréquence total n'est, lui non plus, pas accessible par cette méthode : d'une part, les particules ont une masse, et donc une inertie, ce qui implique qu'il existe un certain temps de réponse aux variations de la vitesse de l'écoulement. Par ailleurs, l'électronique a une propre limitation fréquentielle du fait de sa conception. Ainsi, il existe une vitesse de mesure qu'elle ne peut pas dépasser. Cette vitesse maximale se traduit par l'existence d'une fréquence maximale de fonctionnement et de mesure donnée par la formule suivante :

$$f_{max} = \frac{1.5\Delta n}{Ni} \tag{3.4}$$

avec :

Δn : délai à l'arrivée entre deux particules ;

N : nombre d'échantillons pris pour la discrétisation ;

i : espace de l'interfrange.

Dans notre cas, le mode de mesure choisi, en validant les deux composantes d'une même particule, dégrade encore la fréquence d'acquisition. En effet, il y a, comme nous l'avons déjà précisé auparavant, un certain taux de rejet des particules mesurées, ce qui diminue d'autant la fréquence d'arrivée des particules validées. Aussi, la fréquence déterminée par la LDV dans une telle configuration est très inférieure à celle de l'écoulement. Conscients de cette limitation, nous n'avons pas effectué d'étude fréquentielle, faute de *data-rate* suffisant.

En pratique, nous avions obtenu, pour l'ensemble de nos configurations étudiées, un *data-rate* proche de 1 kHz pour tous les points mesurés. Ceci ne permet pas d'effectuer les mesures spectrales, la fréquence de coupure se situant alors aux alentours de 500 Hz. Le

volume de mesure est estimé par le logiciel de commande de la chaîne ADL comme étant un ellipsoïde de dimension 180 μm . 180 μm . 4 mm. Comme cette technique ne sert, dans la stratégie de mesure utilisée ici, à valider une autre méthode de mesure, le nombre de points acquis est réduit.

3.3.2 L'imagerie par vélocimétrie de particules (PIV)

Contrairement à la LDV, qui permet une caractérisation localisée et évolutive d'un écoulement, la PIV permet d'établir des champs entiers de vitesse, soit de cartographier l'écoulement ensemencé à un instant donné. Le principe en est simple. Localement, supposons qu'une particule, entre les instants t et $t+\Delta t$ se déplace de la position $\vec{x}$ à la position $\vec{x}+\vec{\Delta x}$. Sur cet intervalle de temps, sa vitesse moyenne sera donc :

$$\vec{V}_{Particule} = \frac{\vec{x}+\vec{\Delta x}-\vec{x}}{t+\Delta t-t} = \frac{\vec{\Delta x}}{\Delta t} \tag{3.5}$$

Ainsi, pour utiliser ce mode de détermination de la vitesse, il suffit d'avoir deux positions de la particule connue, ainsi que le temps séparant ces deux positions. La PIV exploite cette technique à l'échelle du champ de particules : un laser envoie des éclairs lumineux, séparées par un intervalle de temps connu : durant ces impulsions, le laser éclaire un écoulement ensemencé. Une caméra, couplée et synchronisée à ce laser, enregistre le champ éclairé par le laser à ces deux instants. Le deux images sont ensuite traitées pour remonter aux vecteurs vitesses : chaque image est segmentée en sous régions, appelées fenêtres. Pour chacune de ces fenêtres, on cherche à réaliser l'intercorrélation entre les deux régions : celle-ci, en son lieu maximal, nous donnera le déplacement le plus probable des motifs de la fenêtre. La PIV permet donc de remonter aux champs de vitesse le plus probable à partir de deux images, séparées par un temps donné. En fonction de l'application, la taille de fenêtre et l'intervalle de visualisation doivent être ajustées. Le schéma présenté en 3.5 récapitule des différentes étapes d'un traitement PIV.

Pour nos mesures, nous avons utilisé une chaîne de mesures de la marque *LaVision*, se composant des éléments suivants :

- un laser $Nd-Yag$ à impulsion double cavité, de la marque *Continuum Physics Minilite*, dont la raie d'émission se situe dans le vert, à 535 nm ;
- une caméra CCD (modèle *Flowmaster 3S CCD*), dont la résolution est de 1024x1024 pixels à une vitesse de 2 Hz. Celle-ci est munie d'un obturateur à cristaux liquides pour le cas où le système est utilisé avec une flamme. Celui-ci sert alors à limiter l'intensité lumineuse reçue lors du deuxième flash laser pour ne pas aveugler la caméra.

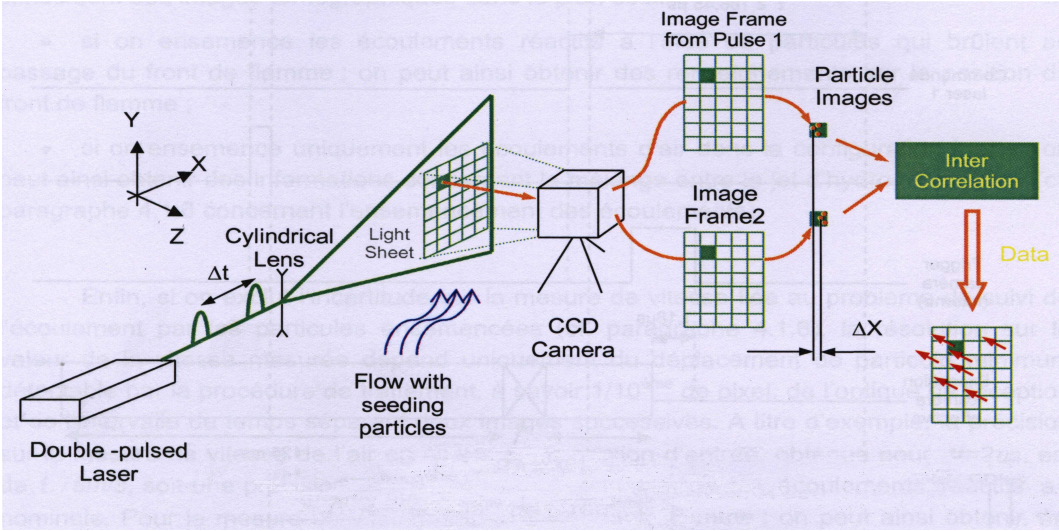


FIG. 3.5 – *Schéma synoptique du traitement de la PIV, pris dans Lacoste (2002) : il présente les différentes étapes intrinsèques du traitement de l'ensemble de mesure.*

Elle est également équipée d'un filtre passe-bande centré sur la longueur d'onde du laser, pour ne pas recevoir de lumière parasite de la flamme.

– un ordinateur, équipé de cartes d'acquisitions et du logiciel *DaVis* permetant la synchronisation de tous les composants de l'installation.

Cette technique procure un certain nombre d'avantages : tout d'abord, elle permet, lorsque l'ensemencement est correct, une vue d'ensemble de l'écoulement observé. Quelques limites apparaissent : Tout d'abord, la technique génère une quantité de données importantes dont le traitement peut être long. Le matériel disponible au laboratoire ne permet pas une caractérisation résolue temporellement : le problème est du côté de la caméra ou du laser. Limiter la taille de la fenêtre permet d'augmenter la cadence : dans notre application, il est possible d'atteindre une cadence de 4 Hz. Cette cadence est encore loin de nous permettre un suivi temporel et spectral que réclame le traitement de la turbulence.

Quant à la précision de la mesure obtenue, celle-ci est uniquement fonction du déplacement minimal détectable, durant l'intervalle d'obscurité entre deux flashes, et des paramètres optiques. Dans notre cas, cette distance minimale correspond à $1/10^{\text{ème}}$ de pixel. Pour nous, cette distance correspond à une vitesse minimale de 0.005 m/s, pour des vitesses moyennes de l'ordre de 1.00 m/s. Le tableau 3.3 récapitule les caractéristiques essentielles de la mesure PIV mise en œuvre. Il est complété par les indications données dans l'annexe B, donnant les paramètres de calcul PIV.

Dans le cas d'essais avec une flamme, pour ne pas éblouir les capteurs de la caméra, l'optique reçoit un obturateur à cristaux liquides.

Tab. 3.3 – *Paramètres d'utilisation de la PIV*

cadence (Hz)	*résolution* (px/mm^2)	*temps d'intégration* (ms)
4	82.5211	1.5

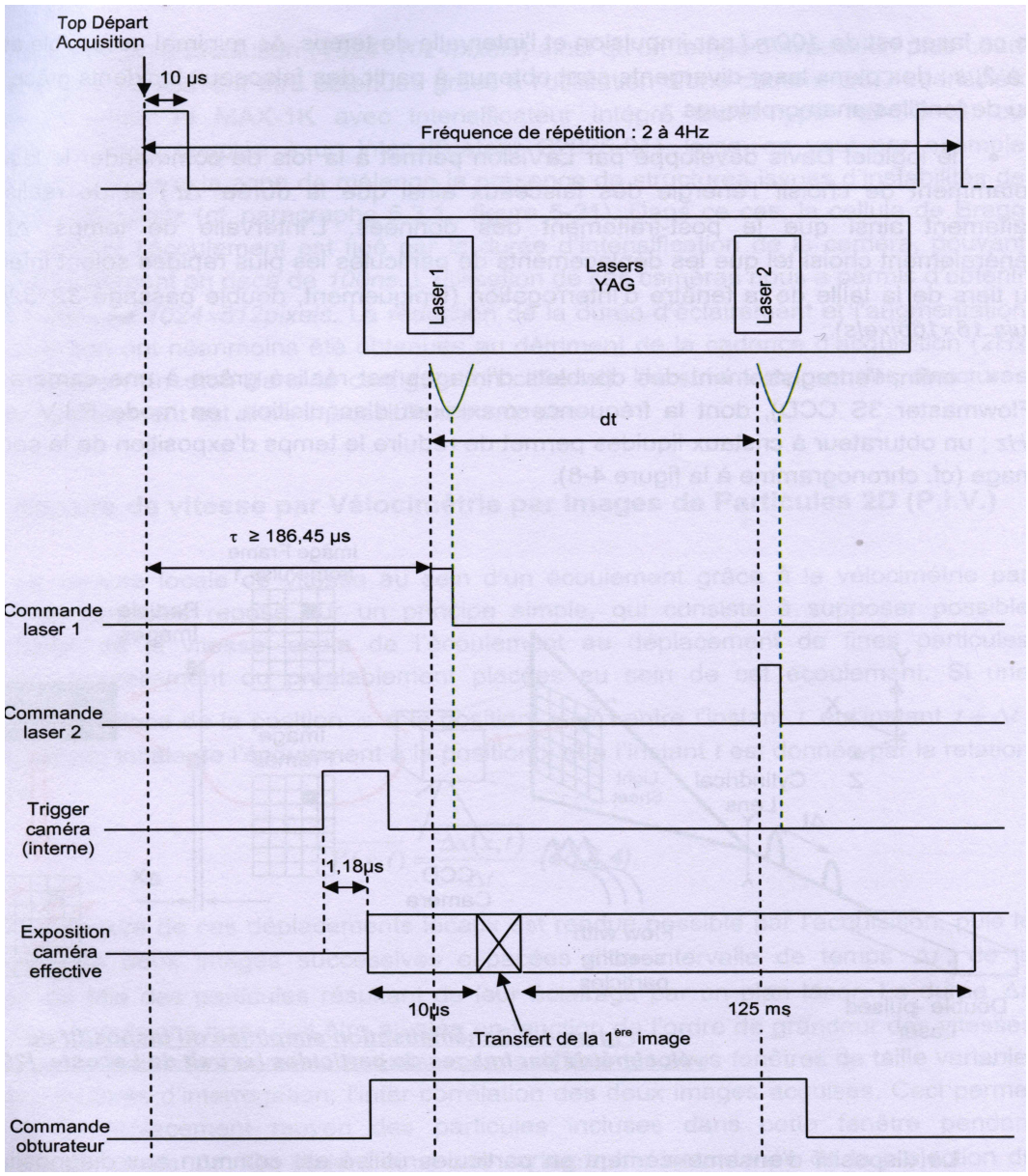


Fig. 3.6 – *Schéma de coordination des éléments d'une chaîne PIV, présentée par Théron (2005) : on constate que les paramètres, nombreux, nécessitent un réglage fin. La qualité de ces réglages est capitale pour l'exploitabilité des mesures acquises.*

TAB. 3.4 – *Caractéristiques des différentes poudres utilisées pour l'ensemencement*

$Nature$	ρ_{vol} (kg/m^3)	d_{moy} (μm)	T_{fusion} (C)
TiO_2	3900	1	1825
ZrO_2 (I)	5600	14	2715
ZrO_2 (II)	5600	1	2715

3.3.3 L'ensemencement

Pour tous les moyens métrologiques de vélocimétrie des lasers, l'ensemencement est un verrou majeur. En effet, tous les dispositifs de mesure utilisés déterminent la vitesse des particules, ce qui nous oblige à des diligences particulières pour nous assurer que celle-ci soit en rapport avec celle de l'écoulement. Pour l'ensemencement de nos écoulements, nous avons utilisé différents types de particules, récapitulés dans le tableau 3.4.

L'emploi d'autres particules nous était interdit, du fait des fortes températures de préchauffage. Le chauffage de l'écoulement étant assuré par une résistance électrique à fils nus, il est important que les particules, qui ne manqueraient pas de passer à travers soient isolantes, pour d'éviter un court-circuit. Les jets ensemencés suivent un long trajet sur lequel ils sont sujets à de fortes pertes de charge. Ceci provoque le dépôt d'une partie des particules de l'écoulement. Cette sédimentation progressive provoque en outre l'obstruction progressive des conduites, et réclame donc des temps d'essais courts.

Après avoir expérimenté les divers ensemenceurs disponibles au laboratoire, nous avons adopté un modèle particulier, réalisé au sein du laboratoire. Cet ensemenceur est composé d'un réservoir étanche qui fait tomber de la poudre sur une vis sans fin. Celle-ci l'achemine ensuite dans l'écoulement à ensemencer. Par la mise en pente de l'ensemble, ceci assure une densité d'ensemencement correcte même aux faibles vitesses, et permet des visualisations sur toute la gamme des essais réalisés. Nous avons choisi d'ensemencer par deux ensemenceurs similaires les écoulements du haut et du bas de notre montage. On peut ainsi obtenir un champ de vecteurs complet, avec des densités différentes d'ensemencement en haut et en bas, ce qui permet un réglage aisé de notre point de stagnation.

Les débits de gaz à ensemencer ont été obtenus par soutirage d'une partie des gaz en sortie de la station de mélange. Le reste, non ensemencé, est préchauffé. L'étanchéité de toute l'installation se fait par surpression du circuit interne. Des fuites, légères existent, mais sont sans danger pour le fonctionnement : les réactifs pénétrant à l'extérieur le faisant en quantités tellement faibles qu'elles ne réagissent pas une fois à l'air libre. Enfin, par le fait que le comportement de la flamme ne changeait pas, notamment en termes de limites d'extinction, et alors que les côtés ont été préchauffés, font établir que le fonctionnement

n'est pas perturbé par l'ensemencement. Néanmoins la tuyauterie, d'un diamètre particulièrement petit, s'encrasse souvent et nécessite de fréquents nettoyages. Ceci, ajouté aux forts temps nécessaires pour obtenir un préchauffage, a rendu obligatoire d'abréger autant que faire se peut les temps d'expérimentations à forte température de préchauffage. Enfin, on note que l'ensemencement, en mélangeant des gaz froids chargés de particules avec des gaz préchauffés refroidissait ceux-ci d'autant. Toutefois, un maintien des débits d'ensemencement extrêmement faible, associé à la haute capacité calorifique du montage, permet de corriger ce biais : les températures de sortie sont, à 2 degrés près, ceux des jets inertes, et ce pour des durées d'expérimentation de près de 45 minutes. Le refroidissement occasionné par l'ensemencement sur la durée de nos essais est donc négligé.

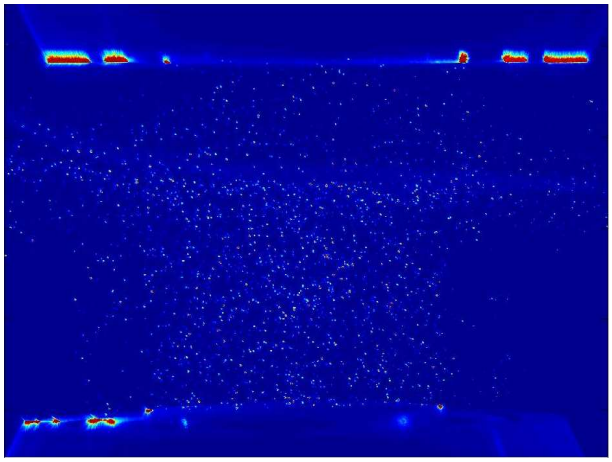


Fig. 3.7 – *Image typique à partir de laquelle la PIV est utilisée.*

L'estimation de la densité d'ensemencement de particules est un problème difficile. Dans notre cas, ceci a été effectué de façon qualitative : la densité a été réglée pour être satisfaisante à l'œil de l'expérimentateur. La photo 3.7 présente une image typiquement obtenue.

Un effet pouvant avoir de l'importance dans nos conditions expérimentales est la thermophorèse : il s'agit d'une vitesse supplémentaire des particules induite par les gradients de température régnant au cœur du dispositif. La description de cet effet pour la combustion est tirée de Sung (1994), et rapporte que cet effet est induit par une force décrite par la relation suivante :

$$F_{th} = \frac{-6\ \pi\ \mu\ \eta\ d_P\ C_S\big(\frac{\lambda_g}{\lambda_p} + C_T\ Kn\big)\frac{gradT}{T}}{(1+3C_m\ Kn)\big(1+2\frac{\lambda_g}{\lambda_p} + 2\ C_t\ Kn\big)} \tag{3.6}$$

avec :

λ_i : la conductivité thermique des médias considérés (g pour le gaz, p pour la particule)
C_m : le coefficient d'échange de quantité de mouvement
C_s : le coefficient de frottement thermique
C_t : le coefficient d'échange thermique
d_P : diamètre des particules
η : échelle de turbulence de Kolmogorov
Kn : nombre de Knudsen

Les coefficients C_m, C_s et C_t sont des constantes établies par la théorie cinétique des gaz, dont les valeurs sont les suivantes :

$$C_m = 1.14 \; ; \quad C_s = 1.17 \; ; \quad C_t = 2.18$$

Le nombre de Knudsen est défini par la relation suivante :

$$Kn = \frac{2\lambda_{pg}}{d_P} \quad ; \quad \lambda_{pg} = \frac{\mu}{\rho \Phi c} \tag{3.7}$$

avec :
Φ : constante, valant 0.491
c : vitesse caractéristique des gaz

La vitesse induite dans les particules est alors donnée par la relation suivante :

$$V_{th} = -\frac{C}{3\pi\mu d_P} F_{th} \tag{3.8}$$

C est une corrélation, dont la littérature rapporte la valeur suivante :

$$C = 1 + Kn\Big(1.142 + 0.558\ exp\Big(-\frac{0.999}{Kn}\Big)\Big) \tag{3.9}$$

Effectuons les calculs pour une flamme non prémélangée a température ambiante telle que nous pouvons l'observer chez nous, en prenant l'échelle de Kolmogorov que nous donnerait la grille. Dans ce cas, cette échelle vaut :

$$\frac{\eta}{l_0} = \Big(\frac{u_0\ l_0}{\nu}\Big)^{-3/4} \tag{3.10}$$

Faisons tout d'abord l'application pour une flamme non prémélangée non préchauffée avec une température de flamme de l'ordre de 1400 K, une vitesse de l'ordre de 1.00 m/s et une intensité de turbulence de l'ordre de 5%. On obtient alors après calcul une vitesse induite $V_{th} = 0.0175\ m/s$, soit une erreur relative de 1.75%. Lorsque l'on effectue l'application numérique pour une flamme simplement préchauffée à $1000K$, pour une vitesse de l'ordre de 2.00 m/s et un taux de turbulence de 3%, on obtient une vitesse induite $V_{th} = 0.0031\ m/s$, soit une erreur de 0.15 %. Cet effet décroît encore lorsque l'on dilue, parce que la température de la flamme diminue encore. Ainsi, tu fait de la faible turbulence et des fortes températures de préchauffage et de dilution, cet effet est considéré comme négligeable et a, du reste, été négligé dans la suite des travaux.

3.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons rapidement présenté les moyens de mesure optiques qui seront utilisés. Successivement, nous avons détaillé le principe et le matériel utilisé pour la $SES - OH^*$, la $SES - CH^*$, l'ADL et la PIV. Enfin, nous avons détaillé les problèmes spécifiquement liés à l'ensemencement que nous avons eu à connaître durant nos essais.

Chapitre 4

Qualification et performances du montage *Parasol* $A1$ $KWS2P3$

4.1 Introduction

Les démarches ayant abouti à la conception du brûleur *Parasol A1 KWS2 P3* ayant été menées de façon itérative et empirique, une étape importante pour sa mise en service est la validation de ses caractéristiques. Cette validation concerne deux catégories de paramètres : en premier lieu, il s'agit d'examiner les points précis de notre cahier des charges, dont les spécifications ont été énoncées au chapitre 1 et dont nous reproduisons les points-clefs ci-après :

- **une aérodynamique exempte de défauts majeurs :** aérodynamiquement, nous voulons obtenir une configuration à point d'arrêt. Cette configuration doit être nettement observable, quelles que soient les conditions de fonctionnement. La turbulence doit être faible, les intensités de celle-ci doivent être réduites.
- **des températures de chauffage importantes :** les deux jets doivent être préchauffés, et ce à des températures importantes. Bien que le niveau de température reniant dans les fours industriels - soit de l'ordre de 1000^oC - semble hors de portée, la température à atteindre ici doit être significative. En particulier, il faut pouvoir dépasser la température d'auto-inflammation des réactifs, qui, dans le cas du méthane se situe aux alentours de 600^oC [1].
- **une précision suffisante dans la composition des gaz :** les mélanges étant réalisés en ligne au moyen d'une station de mélange contrôlée au moyen d'un ordinateur. Lorsque les débitmetres fonctionnent avec un débit total suffisamment important, la précision dans la composition des gaz a été évaluée comme étant de l'ordre du pourcent. Ce point ne sera toutefois pas abordé ici, on se reportera au chapitre 2 pour plus d'information sur ce point.

A coté du cahier des charges et de ses spécifications précises existent toute une série accessoire de spécifications générales pour les montages expérimentaux, dans le but de pouvoir assurer une bonne mesure. Ainsi, les montages doivent être stables, leur point de fonctionnement ne doit pas dériver une fois atteint et les résultats doivent être reproduc-

[1] En fait, elle dépend des conditions de fonctionnement. Par exemple, l'*Encyclopédie des Gaz de l'Air Liquide* indique une température de 580^oC, alors que Wünning (1992) indique une température de l'ordre de 720^oC.

tibles. Bien que ces points ont été vérifiés, les essais l'ayant établi ne seront pas présentés ici dans un souci de concision.

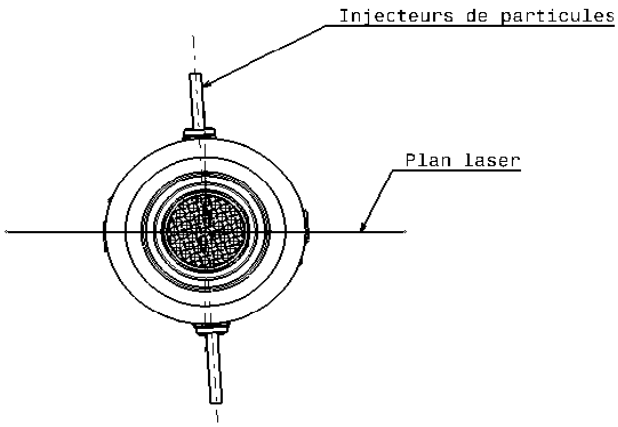


Fig. 4.1 – *Synoptique, présentant la position approximative du plan laser le plus régulier par rapport aux injecteurs d'ensemencement.*

Lors de toute l'exploitation de cette installation, l'hypothèse qu'il s'agit d'une configuration axisymétrique sera faite. Ainsi, la caractérisation aérodynamique ne sera effectuée que dans un plan. Dans la pratique toutefois, la construction fait apparaître que les conduites d'injection des gaz ensemencés induisent une légère perturbation. Après essais, on choisit de se placer au voisinage du point représenté sur la figure 4.3 ou les profils sont les plus réguliers.

4.2 Validation aérodynamique

Ici, nous examinerons les caractéristiques de l'écoulement obtenu pour nos buses. Ces données proviennent de l'emploi de *PIV*, avec un écoulement inerte, dans la configuration à contre-courant. Les paramètres détaillés des mesures figurent dans l'annexe correspondante. Notre but est ici de caractériser la turbulence intrinsèque des injecteurs. Notons que la flamme modifiera la turbulence et que, de ce fait, les profils de turbulence en présence d'une flamme seront présentés séparément, au chapitre 7.

4.2.1 Définition des notations employées

Avant de présenter nos mesures de qualification, précisons les notations employées. Nous supposons un jet parfaitement axisymétrique. Nous adoptons donc une décomposition sur 2 axes, proposées sur le schéma 4.2.

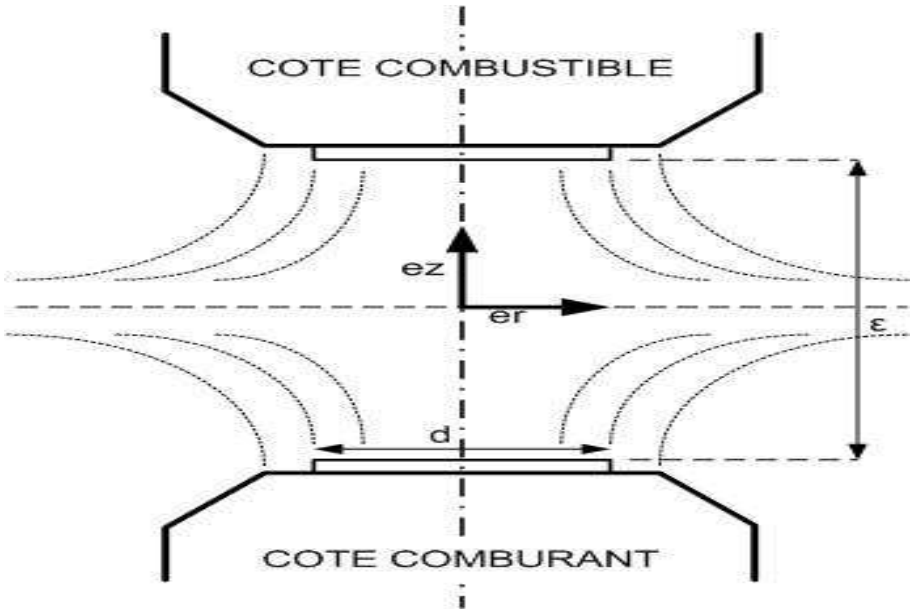


Fig. 4.2 – *Diagramme schématique de la zone de réaction : y figurent les principales dimensions et notations utilisées par la suite. L'origine du système d'axe est le plan de stagnation.*

Ces directions sont les suivantes :

e_Z : vecteur axial, suivant l'axe de l'écoulement ;

e_R : vecteur radial, perpendiculaire au premier.

Ayant affaire à un écoulement turbulent ; pour toutes les grandeurs descriptives de celui-ci, on adopte la décomposition dite de Reynolds. Soit g une grandeur quelconque, elle est décomposable de la façon suivante :

$$g = \overline{G} + g' \tag{4.1}$$

avec

$\overline{G}$: valeur moyenne de g au cours du temps ;

g' : fluctuation, ie. écart entre la valeur instantanée et la valeur moyenne.

Chaque composante de la vitesse pourra être décomposée comme suit :

$$u_Z = \overline{U_Z} + u'_z \tag{4.2}$$

$$u_R = \overline{U_R} + u'_R \tag{4.3}$$

Nous devons par ailleurs repérer les points de mesure sur l'axe central de l'écoulement interbuses. Lorsque cela est possible [2], nous plaçons l'origine des ordonnées au point pour lequel $\overline{U_Z} = 0$. Dans ce cas, nous emploierons la coordonnée z, dont l'ordonnée vaut zéro en ce point. Lorsqu'une telle détermination est impossible[3], on utilisera la hauteur h entre la gueule de la buse d'injection du bas et la zone d'activité.

[2] c'est-à-dire lorsque les données de vitesse sont disponibles [3] et ceci sera le cas notamment pour l'imagerie *SES*

Afin de pouvoir comparer les différentes grandeurs, adimensionalisons-les. Pour cela, il faut normer les grandeurs par rapport à une valeur de référence, prise en un point fixe. Pour les coordonnées, la valeur de référence choisie est l'écartement interbuses, noté ϵ. En pratique, on a choisi pour cet écartement la valeur du diamètre interne de la buse d'injection, D[4]. On forme les coordonnées adimensionnelles suivantes :

$$h^* = \frac{h}{\epsilon} \quad ; \; z^* = \frac{z}{\epsilon} \quad ; \; r^* = \frac{r}{D} \tag{4.4}$$

Définir une référence pour la vitesse est malaisé. En effet, les pertes de charge ne sont pas égales de part et d'autre, donc le jet est dissymétrique. La vitesse dans le plan de sortie des buses ne correspond pas à celle de la consigne. Arbitrairement, on choisit donc comme référence la valeur de $\overline{U_Z}$ dans le plan de la section de sortie de la buse du bas. Cette valeur est indicée 1. On forme les variables suivantes :

$$U_Z^* = \frac{\overline{U_Z}}{\overline{U_{Z1}}} \; ; \; U_R^* = \frac{\overline{U_R}}{\overline{U_{Z1}}} \quad ; \quad u_Z^* = \frac{u'_Z}{\overline{U_{Z1}}} \; ; \; u_R^* = \frac{u'_R}{\overline{U_{Z1}}} \tag{4.5}$$

Lorsque l'on s'intéresse aux caractéristiques turbulentes, on peut s'intéresser à l'intensité de l'énergie cinétique turbulente, notée k^* et donnée par l'expression suivante [5] :

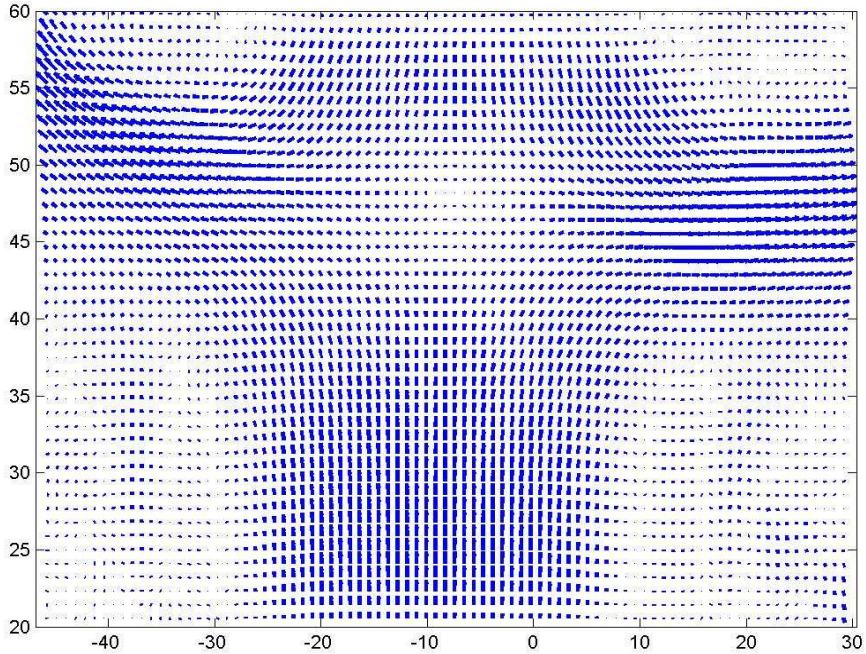
$$k^* = \frac{2\, u_R'^2 + u_Z'^2}{\overline{U_{Z1}}^{\,2}} \tag{4.6}$$

Ce paramètre caractérise l'importance de l'énergie cinétique turbulente contenue dans les fluctuations. La notation adoptée a été retenue pour rester compatible avec la légende des figures.

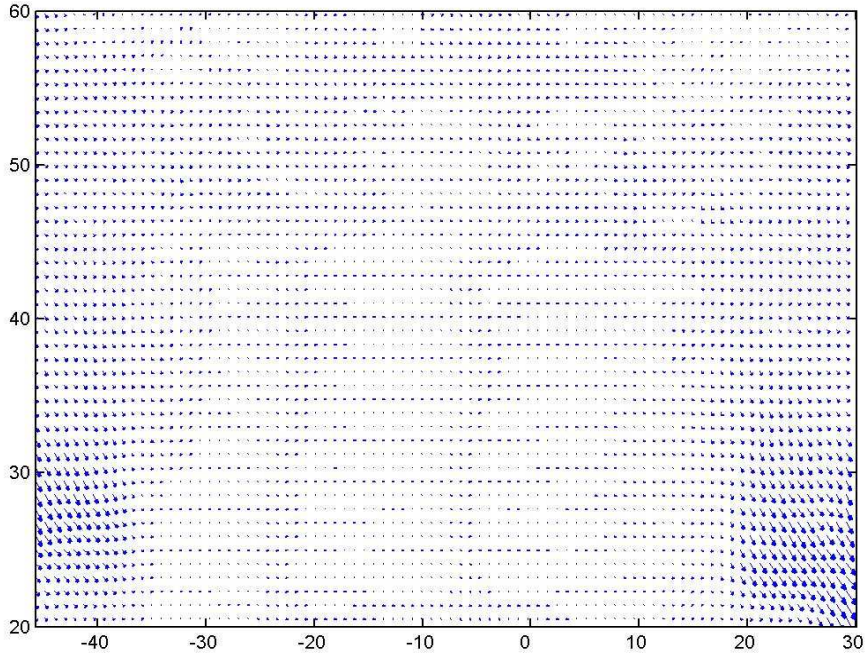
4.2.2 Asymétrie de l'écoulement

La figure 4.3 présente des champs de vecteurs moyens et des fluctuations obtenues dans le cas d'une configuration inerte. Ils ont été obtenus par l'utilisation de la PIV, selon les conditions énoncées dans le chapitre 3 et l'annexe B. Ces champs sont représentatifs de l'aérodynamique du point d'arrêt inerte, configuration étudiée tout au long de ce chapitre. On constate une certaine dissymétrie de cet écoulement, qui peut être expliquée par plusieurs éléments. Au premier rang de ces éléments se trouve le fait qu'un alignement de nos buses est difficile. En effet, du fait des contraintes thermiques importantes auxquelles les éléments sont soumis, apparaissent de fortes sollicitations mécaniques dans les pièces de l'installation qui se traduisent par des dilatations importantes. Pour pouvoir les supporter, les éléments de construction sont fixés au bâti par des fixations présentant un jeu : lors du chauffage, celui-ci conduit alors à un désalignement des injecteurs. En réglant toutefois " à l'œil " la disposition des buses pour obtenir une planéité relative de la flamme, on obtient

[4] et qui vaut dans la pratique 35 mm [5] en faisant l'hypothèse d'un jet axisymétrique



moyenne



fluctuation

Fig. 4.3 – *Visualisations typiques moyennes et fluctuantes de l'écoulement inerte. Cet écoulement est obtenu par moyenne de 300 champs de vecteurs, calculés selon les paramètres de l'annexe B, dans le cas de la grille MT avec de l'air pour une vitesse de consigne* $U_C = 1.0\ m/s$

des champs exploitables, bien que l'axe moyen de l'ensemble soit incliné par rapport a la verticale. Du reste, à l'intérieur des jets, les fluctuations directionnelles demeurent faibles. La seconde cause de dissymétrie provient du fait que, autant dans le circuit hydropneumatique que dans la construction des buses, existent des différences de fabrication non maîtrisables. Tout d'abord, il y a l'élément chauffant : étant une pièce de récupération, et n'ayant pas d'autre impératif que celui d'être bon marché, le nombre de spires et leur taille diffère. La tolérance de fabrication étant large, et les jeux de fabrication importants, pour permettre le montage et le démontage, il existe des fuites entre la garniture céramique et l'acier du tube, ce qui est également d'importance. Enfin, n'ayant pas pu trouver deux ensemenceurs construits de la même façon, ou présentant les mêmes pertes de charge, les circuits hydropneumatiques ont des pertes de charge différentes. Celui-ci, tout comme la topologie du circuit d'injection, y sont pour beaucoup. Cette différence n'a pas pu être surmontée.

Quant au jet, il est bien turbulent. En effet, après calcul[6], on obtient un nombre de Reynolds de l'ordre de :

$$Re \sim 24500 \tag{4.7}$$

Par ailleurs, au sein de l'injecteur, le jet est établi. En effet, pour un écoulement en tube, celui-ci s'établit selon la vitesse entre 5 et 7 diamètres après de début du tube. Les cotes de la rallonge étant données au chapitre 2, le rapport des cotes est le suivant :

$$\frac{longueur\ rallonge}{diamètre} = \frac{250}{35} \approx 7.18 \tag{4.8}$$

Lorsque l'on utilise notre montage avec une flamme, la dissymétrie de l'écoulement devient encore plus forte. En effet, lorsque deux jets impactent l'un sur l'autre, la position du point d'arrêt est donnée par le rapport des énergies cinétiques des deux jets. Nous avons conçu cette installation avec deux jets d'air : la masse volumique étant la même des deux côtés, la dissymétrie provient donc uniquement des différences des pertes de charge des différents éléments des deux systèmes hydropneumatiques, que nous avons déjà explicités auparavant. Or, lorsque ces jets sont constitués d'espèces actives, et non plus d'air, la masse volumique de part et d'autre change, de sorte que la dissymétrie s'en trouve encore renforcée.

Le choix d'avoir les mêmes vitesses d'injection de part et d'autre est du à la nature de l'élément chauffant. En effet, c'est une pièce extrêmement fragile, et les sollicitations sont importantes durant les phases de montée en température. Ces phases de préchauffage se font avec de l'air, autant pour des raisons de coût que de sécurité. Quand on utilisera des gaz actifs, il est important de garder les sollicitations sur les résistances chauffantes

[6] en prenant $Re = \rho\ U\ D/\mu$, avec les valeurs $\rho = 1,2\ kg/m^3$, $U = 1.0\ m/s$, $D = 35\ mm$ et $\mu = 1.78\ 10^{-3}\ kg/m\ s$

constantes. Comme les produits dilués ont des capacités calorifiques voisines de celles de l'air, on est obligé de garder, en fonctionnement avec une flamme, les mêmes vitesses que celles réglées durant la phase de montée, sous peine de tremper l'élément chauffant, ce qui pr

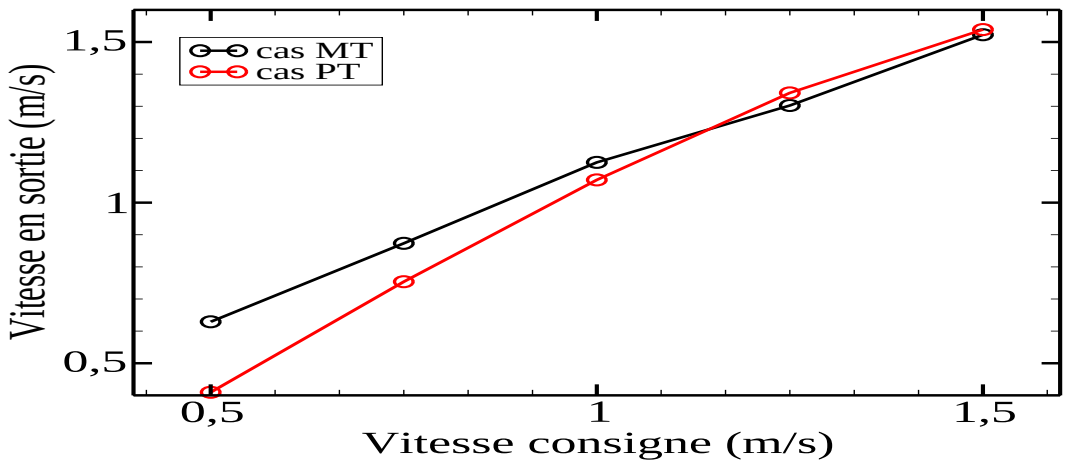


Fig. 4.4 – *Correspondance entre les vitesses de consigne et les vitesses mesurées en sortie de buse sur l'axe centrale : en noir le cas MT et en rouge le cas PT.*

4.2.3 Correspondance Vitesse consigne / Vitesse en sortie

Du fait des pertes de charge régnant dans les conduites et les buses, la vitesse réelle de l'écoulement en sortie des buses diffère de celle que l'on impose, et qui correspondrait au débit volumique divisé par la section de passage. Ainsi, il apparaît nécessaire de fournir une courbe d'étalonnage mettant en correspondance la valeur de la vitesse de référence U_1 (vitesse moyenne dans le plan de sortie de la buse comburante, ici en bas) et la vitesse théorique, notée U_C - et dite " de consigne ". Ceci est fait pour les deux grilles utilisées dans la suite sur le graphique de la figure 4.4. Notons ici que U_C est une indication sur l'appareillage, donc le paramètre que l'on règle en pratique. U_1 a été mesuré par l'emploi de la PIV.

4.2.4 Profils en sortie de buse

Pour cette même buse du bas, nous nous attachons ici à présenter les profils de vitesse en sortie. Les composantes des vitesses sont adimensionnées ici par les vitesses de consigne, et les intensités d'énergie cinétique par le carré de la vitesse de consigne. Comme ces données proviennent du traitements de champs PIV (en effectuant des moyennes sur 300 images, les vecteurs étant calculés en utilisant les paramètres détaillés dans l'annexe dédiée aux

paramètres de PIV), nous avons accès aux grandeurs moyennes, ainsi qu'aux fluctuations. Les courbes de la figure 4.5 présentent les résultats pour la grille PT, celles de la figure 4.6 ceux de la grille MT.

Commentons ces résultats. La valeur moyenne de la vitesse axiale u_Z^* est, dans les deux cas, conforme aux profils plats d'un jet turbulent d'une conduite. On remarque que le plat est légèrement incliné, signe que la configuration connaît un infléchissement de l'axe de symétrie. Comme nous allons le voir plus loin, la zone de l'écoulement est en effet dissymétrique, et l'axe central de l'écoulement n'est pas celui des buses d'injection. Hormis ce détail, les profils de u_Z^* sont néanmoins homogènes, ou ont tendance à le devenir de plus en plus au fur et à mesure que l'on augmente la vitesse d'injection. Enfin, on remarque que, suivant les grilles, l'homogénéité est plus ou moins marquée : pour la grille MT, il y a en règle générale une plus forte disparité pour PT. En effet, comme PT est percé de trous plus petits, la perte de charge est plus importante, ce qui permet une homogénéité plus grande.

u_R^*, la vitesse radiale moyenne, présente un profil antisymétrique. Suivant la grille, le point pour lequel u_R^* s'annule est plus ou moins loin de l'axe géométrique, signe que l'écoulement voit la position de son axe central fluctuer, et s'établir en fonction de la vitesse. Hormis le cas $u_c = 0.50\ m/s$ avec la grille PT, les composantes normalisées sont comparables, signe que les charges appliquées sont suffisamment grandes pour considérer l'écoulement établi.

u_Z^* présente une certaine dissymétrie dans son profil lorsque les vitesse d'injection sont faibles, et ce quelle que soit la grille retenue. En fonction de la montée de la vitesse de consigne, cette fluctuation diminue en importance. Le pic de valeurs se situe du côté gauche de la buse. Pour la grille MT, la décroissance est plus rapide que pour PT : la perte de charge, plus importante pour cette dernière, assure donc une plus grande homogénéité dans les fluctuations. Cette dissymétrie provient pour l'essentiel du désalignement des jets.

U_R^* est régulier en sortie immédiate de la buse, pour les 2 configurations de grille, aux alentours du centre de l'écoulement. Les valeurs, plus faibles pour la grille PT que pour MT, laissent à penser que cette dernière oriente moins bien l'écoulement.

L'examen de la figure 4.8 montre que k^* décroît avec l'augmentation de la vitesse d'injection. Ceci est du au fait que cette grandeur représente une *intensité* turbulente, formée par le rapport des énergies cinétiques de la fluctuation et de l'écoulement moyen. OR, comme nous l'avons vu, avec l'augmentation de la consigne, les fluctuations augmentent moins vite que les valeurs moyennes : ici, comme il n'y a pas de hausse de température, il n'y a pas de relaminarisation.

A l'issue de l'examen des profils en sortie des deux injecteurs, on constate une régularité satisfaisante pour les principales caractéristiques de l'écoulement. Bien qu'ils ne figurent pas

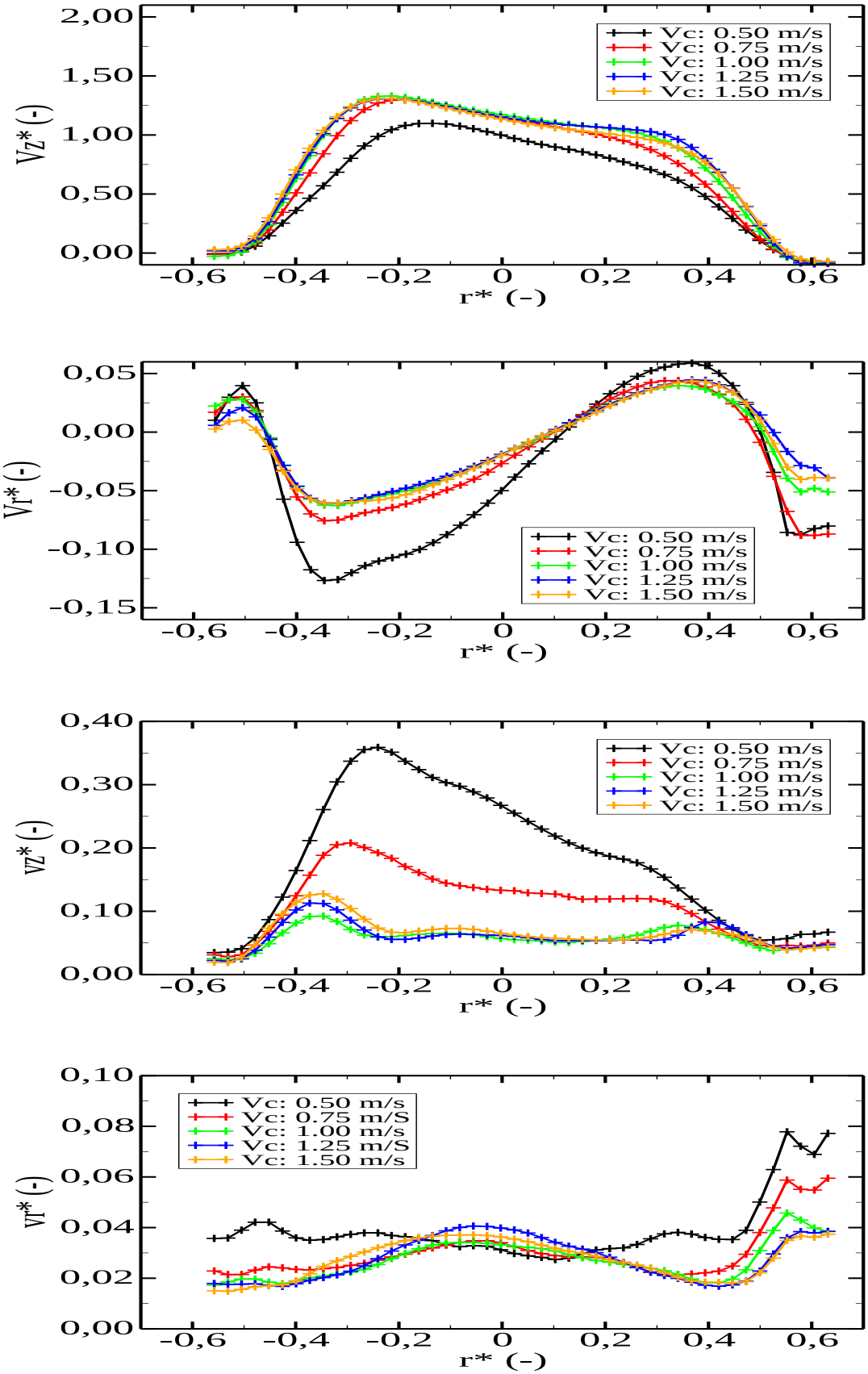


Fig. 4.5 – *Profils de vitesses en sortie de buse avec la grille PT : de haut en bas, profil des vitesses moyennes selon la composante U_Z et U_R, et fluctuations moyennes selon la composante U_Z et U_R.*

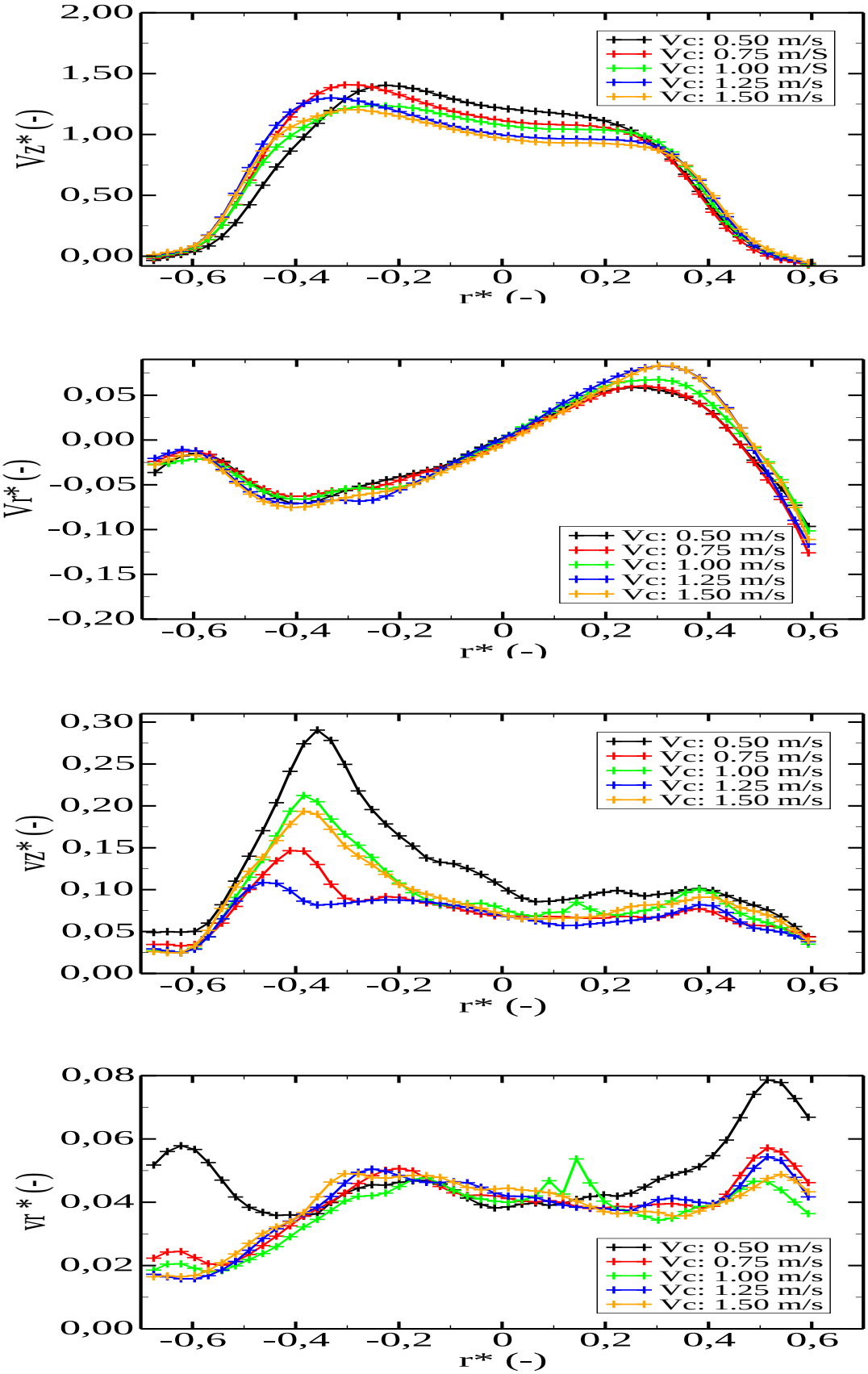


Fig. 4.6 – *Profils de vitesses en sortie de buse avec la grille MT : de haut en bas, profil des vitesses moyennes selon la composante U_Z et U_R, et fluctuations moyennes selon la composante U_Z et U_R.*

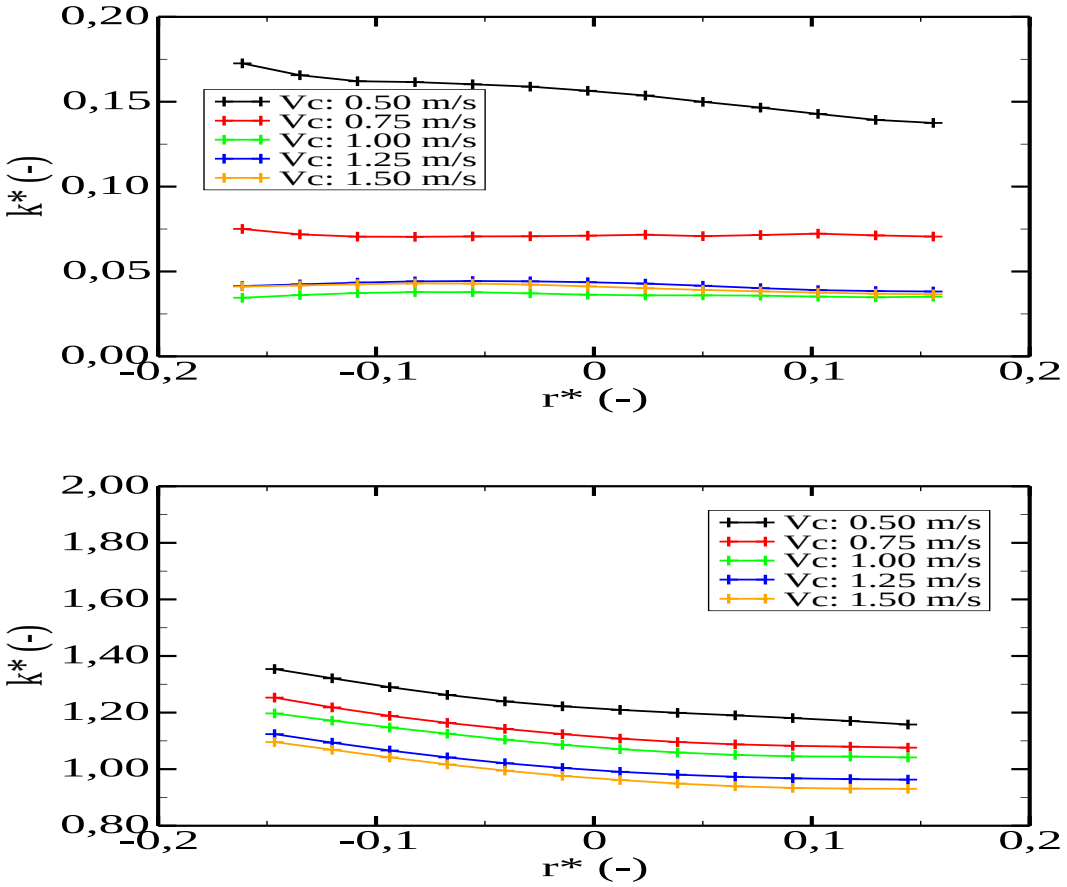


Fig. 4.7 – *Profils de l'énergie cinétique turbulente k^* dans le plan de sortie de l'injecteur. Les valeurs sont adimensionnées par la consigne : la courbe du haut représente le cas PT, alors que la courbe du bas représente le cas MT.*

ici, les mêmes études ont été menées pour la buse opposée, et la similitude de comportement (excepté que les modules des vecteurs sont un peu plus faibles, du fait de la dissymétrie et du choix de l'origine pour la norme) est patente. Les injecteurs sont donc déclarés aptes au service. On remarque que l'homogénéité est plus forte si l'on augmente la vitesse de consigne. Comme, dans la suite, nous chauffons notre écoulement, nous augmentons donc la vitesse effective des gaz à l'entrée de notre zone de réaction. Du fait de cette accélération, les caractéristiques seront donc meilleures à chaud.

4.2.5 Profils de vitesses dans la zone interbuses

Intéressons-nous aux profils de l'écoulement au voisinage de la ligne centrale des jets. Ces profils sont également obtenus à partir des mesures *PIV* et de leur exploitation, sous les conditions décrites dans l'annexe correspondante. L'écoulement est dissymétrique, donc l'axe central n'est pas vertical. Aussi, nous avons extrait nos profils sur un axe proche de

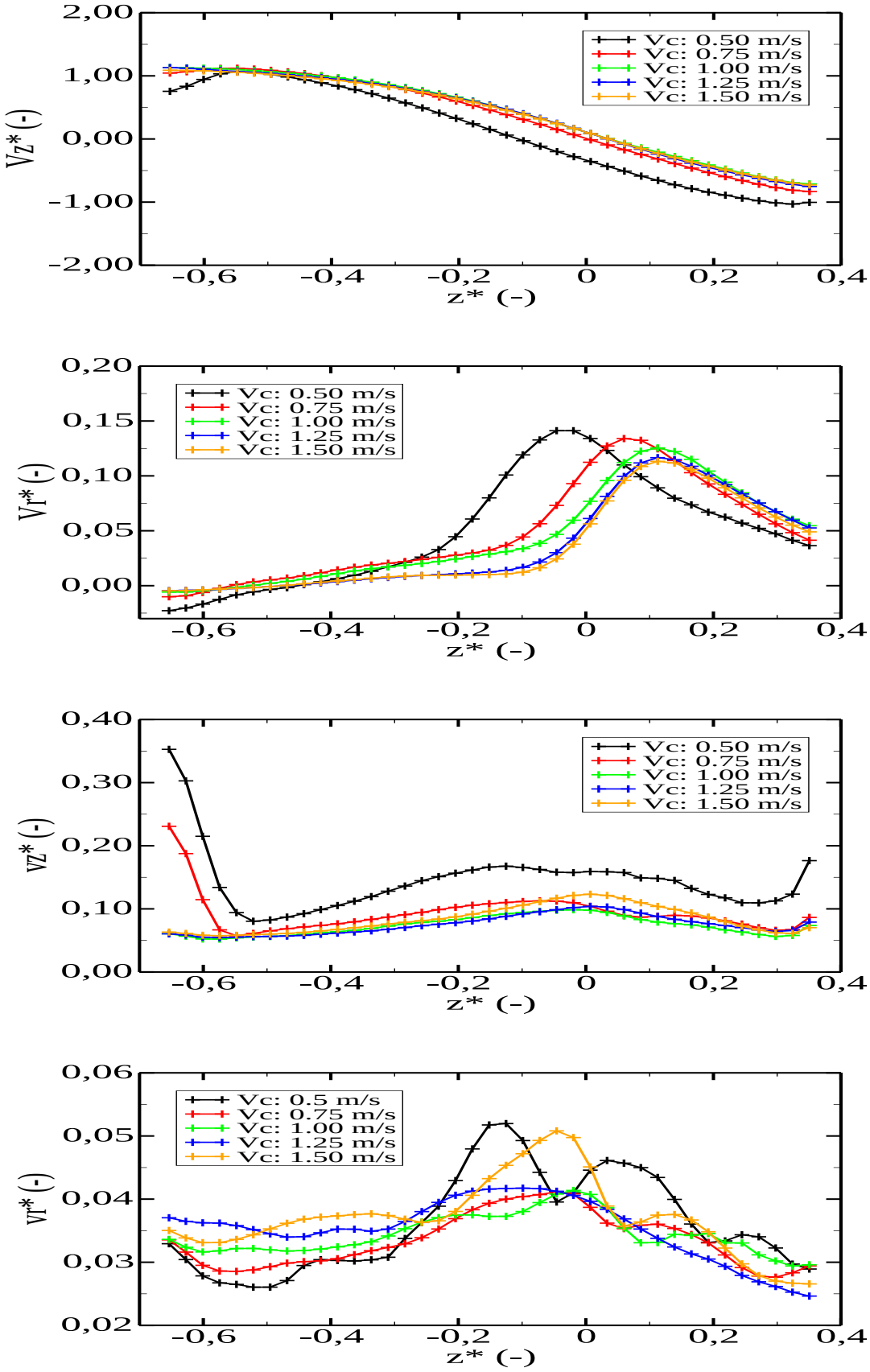


Fig. 4.8 – *Profils de vitesses dans l'espace interbuses, dans le cas de la grille PT : de haut en bas, profil des vitesses moyennes normées selon la composante U_Z et U_R, fluctuations moyennes normées selon la composante U_Z et U_R.*

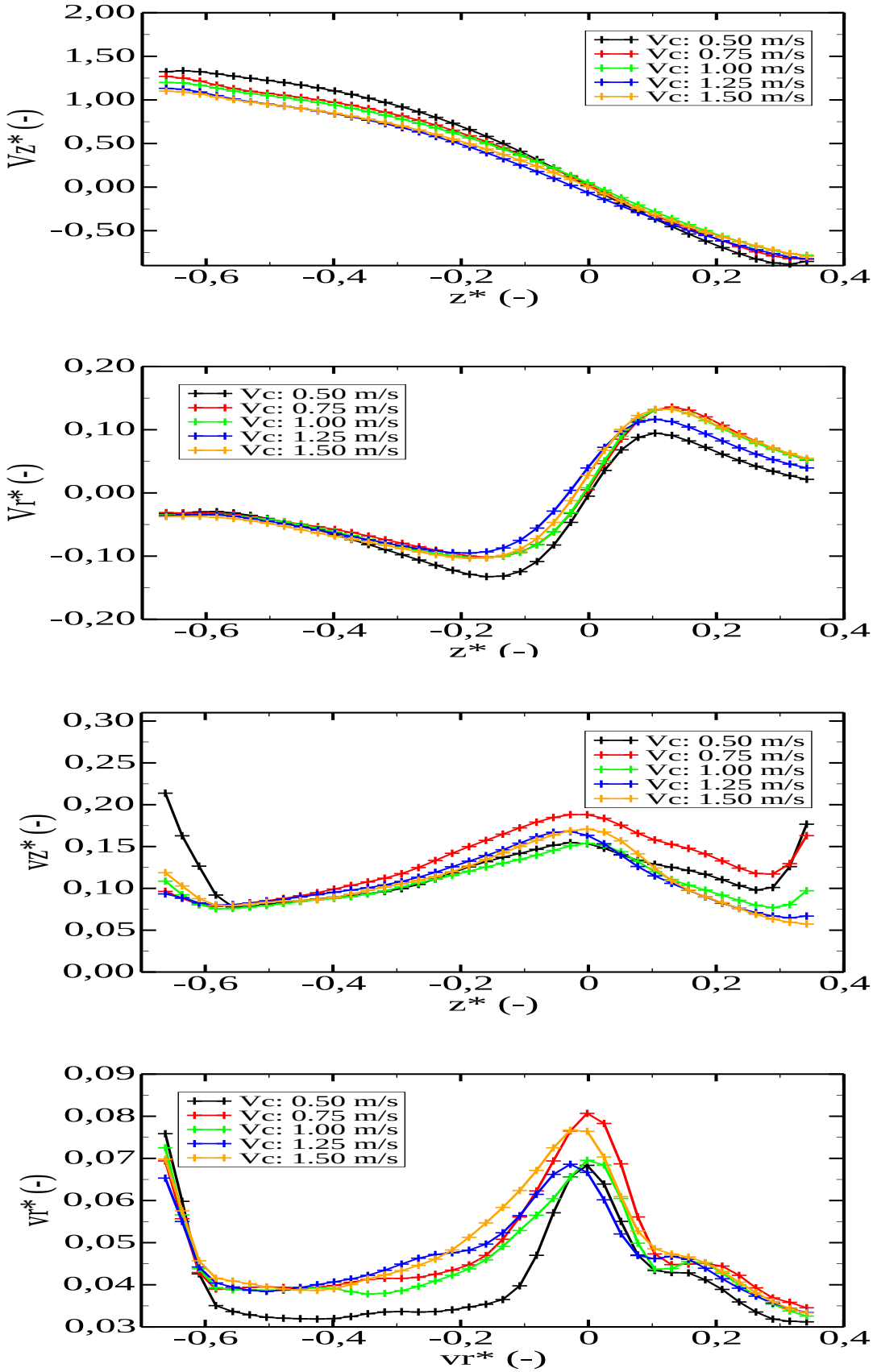


Fig. 4.9 – *Profils de vitesses dans l'espace interbuses, dans le cas de la grille MT : de haut en bas, profil des vitesses moyennes normées selon la composante U_Z et U_R, fluctuations moyennes normées selon la composante U_Z et U_R.*

celui-ci. Ceci explique que la valeur de U_R^* n'est pas nulle en pratique, bien qu'elle devrait l'être d'un point de vue théorique. Passons maintenant la variation des différents cas en revue.

Quel que soit le cas, U_Z^* présente un profil décroissant : de sa valeur unitaire dans le plan de sortie de la buse de référence, la composante décroît, jusqu'à s'annuler à la position du point d'arrêt, puis son module grandit à nouveau jusqu'à atteindre son autre extremum dans le plan de sortie de l'autre buse. Comme nous l'avons fait remarquer en introduction, le point de stagnation ne se situe pas au milieu de l'espace interbuses. Ceci est du aux défauts de montage, ainsi qu'aux pertes de charges différentes sur les deux voies d'injection. Pour la grille MT, les points de stagnation obtenus dans les différents cas coïncident en moyenne, pour PT, ceci n'est vrai que lorsque la consigne en vitesse est élevée. La perte de charge intervient donc également dans le positionnement du point de stagnation

U_R^*, bien que faible, n'est nul dans aucun des cas présentés ici. Ceci est du au fait que la ligne centrale de l'écoulement n'est pas tout à fait verticale, suite aux défauts d'alignement des buses. Aussi, lorsque nous en viendrons à traiter le cas des résultats obtenus dans les cas avec des flammes, il faudra extraire la ligne moyenne de façon dynamique. Pour le cas MT, U_R^* change de signe au voisinage du point de stagnation, alors que ceci n'est pas le cas pour la grille PT. Ceci est du au positionnement particulier de la ligne sur laquelle nous extrayons nos données : comme ceci est fait selon une verticale, et que la perte de charge détermine fortement la position des divers points de stagnation, cette déviation n'est pas relevante. Toutefois, il est remarquable que, dans les deux cas, au voisinage du point de stagnation, le module de U_R^* augmente, signe que la position de celui-ci est le siège de perturbations latérales.

Hormis le voisinage immédiat des plans de sortie des deux buses, les composantes U_Z^* et U_R^* sont assez faibles en module. Au point de stagnation, elles connaissent leur maximum, ce qui est cohérent avec le fait que, comme la position de ce point particulier fluctue fortement, les valeurs des déviations sont donc fortes aussi. Les fluctuations sur U_Z^* sont plus fortes que celles selon U_R^*, indiquant que le déplacement du point de stagnation suivant d'avantage un mouvement de pompage qu'un battement latéral.

La figure 4.10 présente les valeurs de k^* dans l'espace interbuses. Ces valeurs évoluent similairement à celles de U_R^* et U_Z^* : à peu près constantes loin des buses d'injection, k^* connaît son maximum dans un voisinage proche du point de stagnation. Ceci est cohérent avec la constatation précédemment faite que le maximum des fluctuations des vitesses se situait bien en ce point. Par ailleurs, on constate que le profil des fluctuations, tout comme celui des intensités présente une augmentation notable autour du point de stagnation. Ceci provient du défaut d'alignement : en effet, les deux jets en se rencontrant deviennent

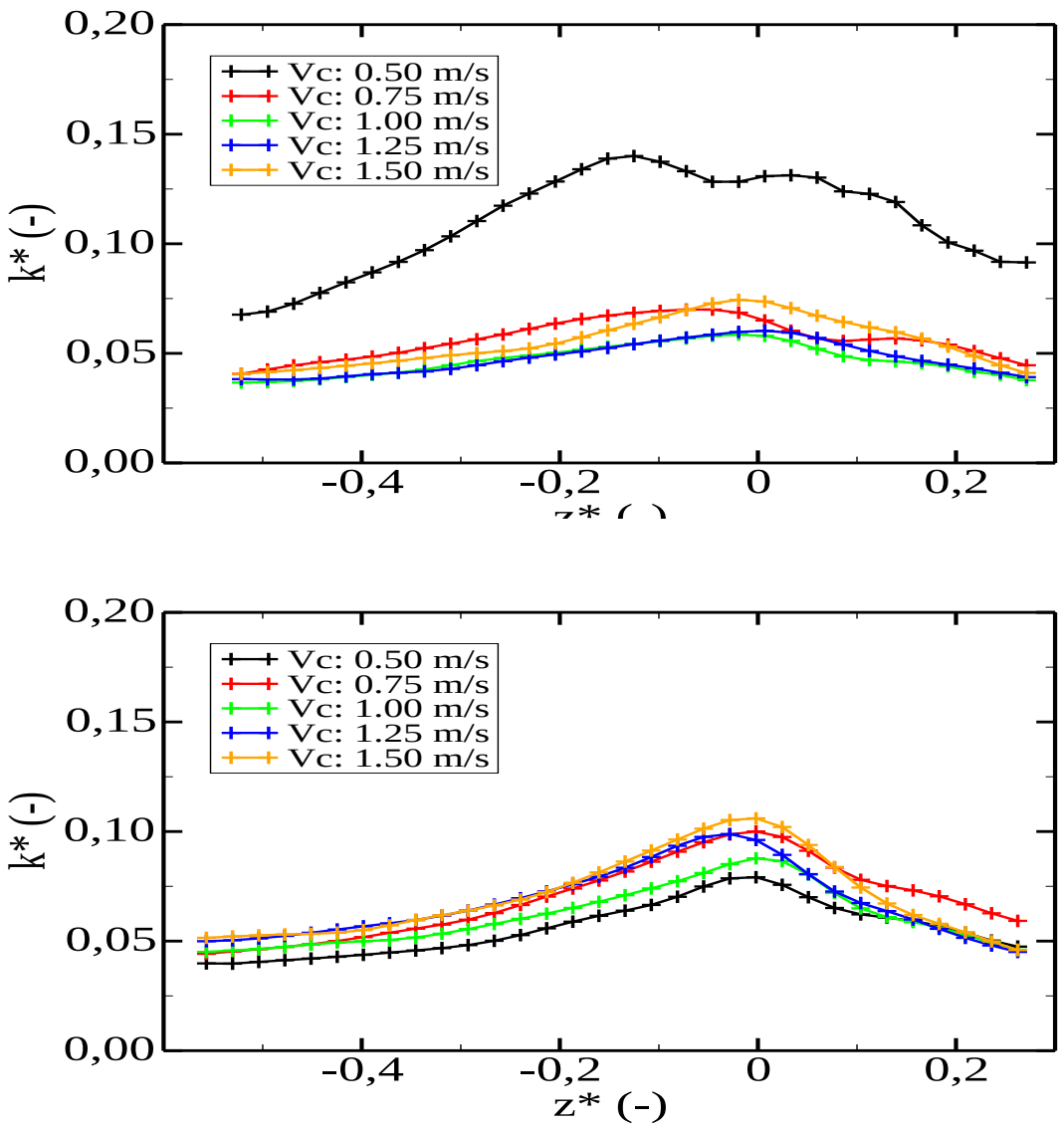


Fig. 4.10 – *Profils de d'énergie cinétique dans l'espace interbuses : de haut en bas, présentation des profils déduits des champs PIV dans le cas de la grille PT et dans le cas de la grille MT.*

instables, et la position du point d'arrêt est en mouvement.

La dynamique étudiée étant de nature turbulente, on s'intéresse à la fidélité des mesures obtenues par PIV, notamment en ce qui concerne la définition des quantités statistiques caractéristiques. En effet, des mesures représentatives de la turbulence nécessitent un nombre d'échantillons élevés. Comme nous devons utiliser notre montage à des températures importantes, nous devons donc utiliser un nombre limité de champs PIV, sur lesquels nous faisons des calculs statistiques. Pour pouvoir estimer l'erreur commise, nous devons comparer les données obtenues par PIV à d'autres, obtenues par un autre moyen métrologique. L'ADL nous permettra de faire ces mesures. En particulier, elle rend possible d'acquérir, en un point déterminé, un nombre très grand de particules et donc d'avoir une grande précision sur les valeurs des grandeurs turbulentes. Nous comparerons donc les valeurs obtenues pour k^* par PIV à celles obtenues par ADL. Cette confrontation est menée sur les courbes de la figure 4.11.

Il apparaît que, par le nombre d'échantillons restreint sur lequel elle est établie, les valeurs obtenues par PIV en employant les critères de calcul détaillés dans l'annexe correspondante surestiment celles réellement présentes. Il y a toutefois accord entre les tendances mises au jour par les données ADL et PIV : elles connaissent bien leur maximum au point de stagnation, et plus le débit de la vitesse de consigne est important, plus la valeur de k^* diminue. Les ordres de grandeur de k^* donnés par la PIV sont d'ailleurs du même ordre de grandeur que celles de l'ADL. Tout ceci nous permet d'affirmer qu'à défaut de donner la valeur exacte, la PIV permet de déterminer le bon ordre de grandeur pour l'intensité de l'énergie cinétique. L'écart peut, quant à lui, être quantifié : pour chaque valeur de vitesse de la consigne U_C, on peut calculer

$$\overline{\left(\frac{k^*_{PIV}}{k^*_{ADL}}\right)} = \frac{1}{n_{ADL}} \sum_{i=1}^{n_{ADL}} \left(\frac{k^*_{PIV}(h_i)}{k^*_{ADL}(h_i)}\right) \tag{4.9}$$

avec :

n_{ADL}	:	nombre de points ADL effectués
$k^*_{PIV}(x_i)$	:	valeur de k^* obtenue par PIV à la hauteur h_i
$k^*_{ADL}(x_i)$	:	valeur de k^* obtenue par ADL à la hauteur h_i

On peut ensuite tracer, pour toutes nos vitesses de consigne U_C, l'évolution de ce rapport, ainsi que celui de sa fluctuation. Ces courbes sont présentées en 4.12. On remarque alors que plus la vitesse d'injection est importante, plus la valeur de k^* obtenue par PIV est fidèle. Les fluctuations demeurent importantes, cela est du au fait que notre jauge d'erreur est en moyenne sur les profils, pour une consigne donnée et que le nombre de points ADL est faible pour une exploration donnée.

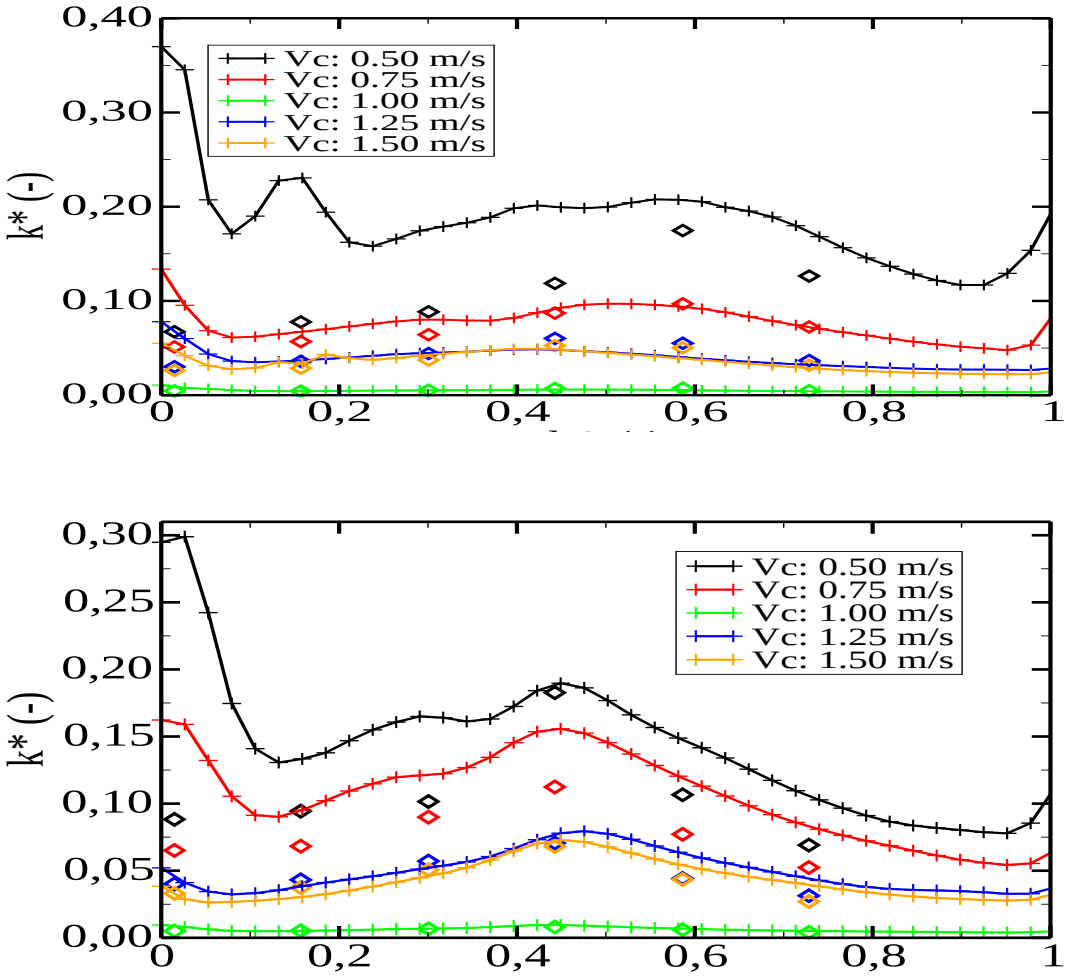


Fig. 4.11 – *Comparaison des intensités turbulentes k^* obtenues par PIV (en traits pleins) et par ADL (en ronds) : en haut, le cas de la grille PT, en bas, le cas de la grille MT.*

4.3 Validation thermique

Les performances thermiques jouent, du fait des conditions expérimentales qui nous sont propres, un rôle particulier. Dans cette section, nous traitons donc de la validation des caractéristiques thermiques du montage.

4.3.1 Mesure du temps d'instauration de l'équilibre

Notre installation est constituée d'un assemblage de pièces massives, usinées dans de l'acier réfractaire. La plupart de ces pièces est ensuite isolée par une épaisseur de *Kerlane*, un isolant anti-feu particulièrement performant. Cet ensemble, à la géométrie complexe, a une capacité calorifique importante, qui interviendra dans le temps nécessaire lors de la montée en température. Ce temps a été déterminé expérimentalement. L'expérience

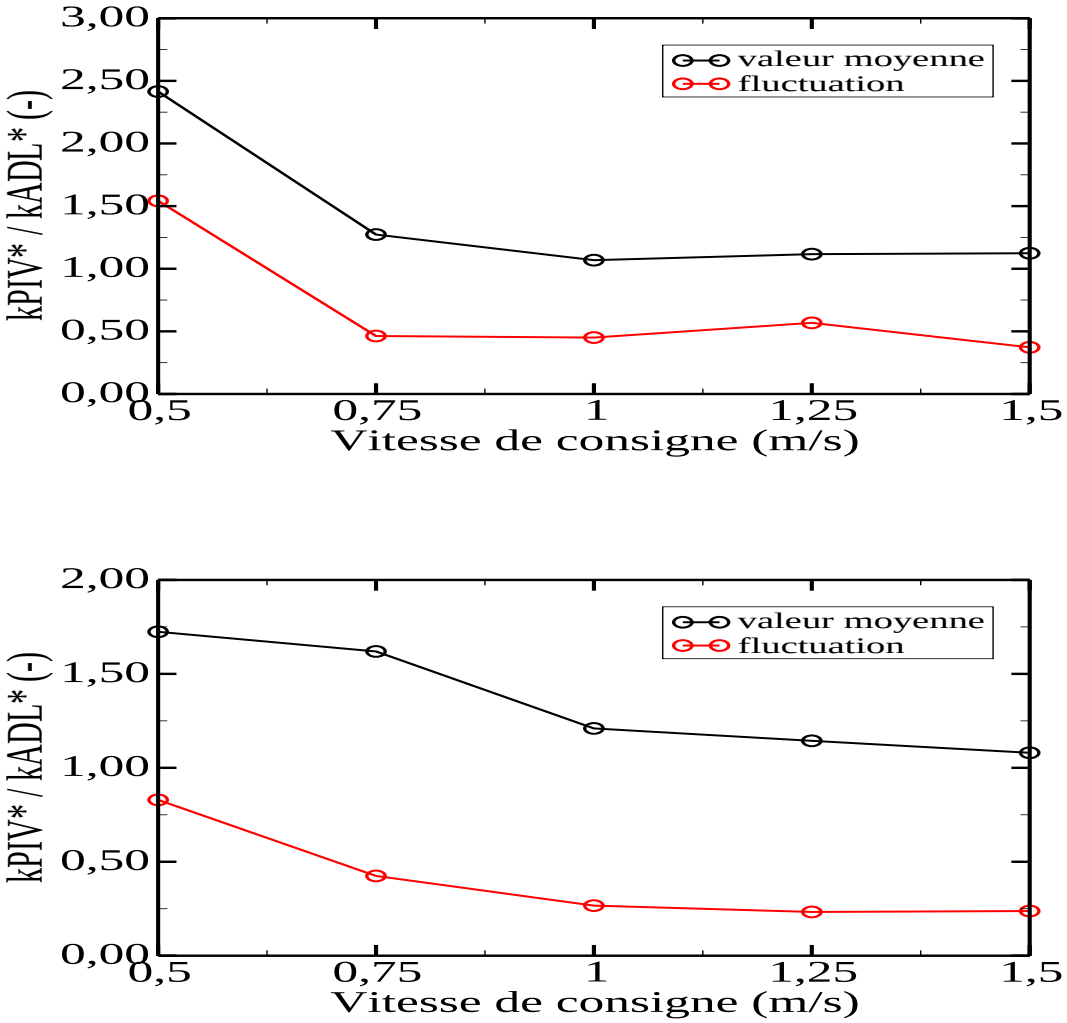


Fig. 4.12 – *Profils de d'énergie cinétique dans l'espace interbuses : de haut en bas, présentation des profils déduits des champs PIV dans le cas de la grille PT et dans le cas de la grille MT.*

ayant montré que les éléments chauffants sont fragiles, on effectue un chauffage par paliers successifs. Régler une condition expérimentale se fera donc de la façon suivante :

1. on règle un débit volumique " à froid ", donné par une vitesse à froid.
2. on règle une température de consigne sur le réchauffeur. On chauffe, dans la pratique, par des paliers successifs de 200^oC maximum.
3. on attend le temps d'instauration de l'équilibre avant de poursuivre, soit par des essais, soit par une réchauffe au palier suivant.

Ayant fixé ces modes de fonctionnement, on se propose de déterminer le temps de montée à l'équilibre du montage. Cette température nous importe, dans la mesure où nous

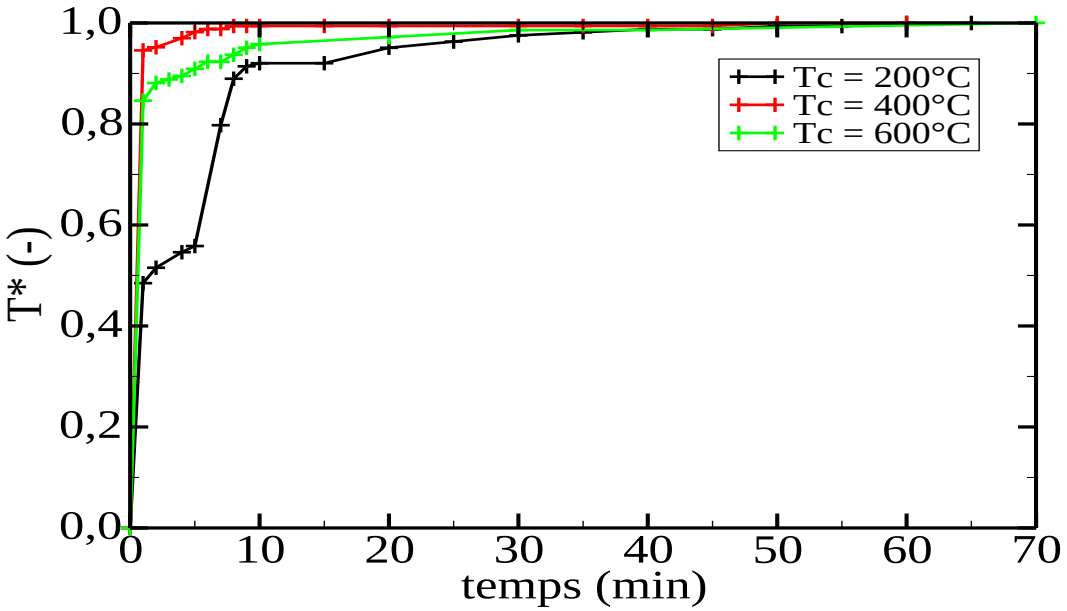


Fig. 4.13 – *Temps de montée de la température de la buse : en divers couleurs, on voit les différents pallier utilisés, à vitesse d'injection à froid constante,* $U_F = 0.5\ m/s$.

souhaitons simplement obtenir une température stable dans la zone de réaction[7]pour obtenir des conditions expérimentales ne dérivant pas au cours du temps. Nous nous proposons de le déterminer de façon suivante : ayant disposé un thermocouple en sortie immédiate d'une buse, nous fixons un débit à froid (en l'occurrence égal à $U_f = 0.5\ m/s$), et nous mesurons, en fonction du temps, sur chaque montée, la température en fonction du temps, notée T_{sortie}. Ensuite, nous traçons la température adimensionnelle T^* en fonction de la température, définie comme suit :

$$T^*(t) = \frac{T_{sortie}(t) - T_{sortie}(0)}{max(T_{sortie}(t)) - T_{sortie}(0))} \tag{4.10}$$

Un exemple des différents palliers de chauffe obtenus pour la grille MT pour $U_c = 0.50\ m/s$ est présenté sur la figure 4.13. Elle varie entre 0 et 1 dans tous les cas. On remarque que, pour tous les paliers, au bout d'environ 45 minutes, T^* est supérieur à 0.99, la température peut alors être considérée comme établie. Dans la pratique, le temps d'attente choisi est d'une heure environ.

Enfin, on détermine une température maximale de consigne de réchauffe à ne pas dépasser, en fonction de la grille utilisée. Cette valeur, fruit de l'expérience, est donnée dans le tableau 4.1.

[7] le problème des pertes thermiques entre l'élément chauffant et la zone de réaction sera réglé au cours du paragraphe suivant

Tab. 4.1 – *Températures maximales de consigne pour chaque grille de turbulence.*

Grille	*Température maximale (indication sur le régulateur)*
PT	700^oC
MT	750^oC

4.3.2 Estimation du biais radiatif et correction de la température

Nous préchauffons nos réactifs en employant des résistances électriques, asservies sur une valeur de température de consigne par l'emploi d'un régulateur PID. Ce régulateur fonctionne et régule par rapport à un thermocouple, de type K, placé dans l'écoulement, et situé entre la sortie de l'élément chauffant et la grille de turbulence. La température mesurée n'est pas celle de l'écoulement, car il y a des biais de mesure. Les surfaces radiatives sont en effet nombreuses, de sorte qu'il est malaisé d'établir une correspondance entre la température mesurée et celle des gaz. Par ailleurs, une fois la grille franchie, avant de pénétrer dans la zone de réaction, les mélanges transitent par une rallonge. Même isolée, celle-ci sera le lieu d'une perte certaine d'énergie, et il y aura une chute de température.

D'un point de vue expérimental, la température des gaz est importante. Les mesures sur les jets inertes nous ont montré que, lorsque avec un thermocouple on balayait l'espace de, l'indication de température relevée variait de moins d'un degré. Nous assumerons donc que la température est constante dans l'espace interbuses. Notons :

T_C : la température mesurée par le thermocouple du régulateur ;

T_{SB} : la température mesurée en sortie des buses.

Cette dernière mesure est perturbée par les pertes radiatives, nous cherchons donc à établir un modèle pour la corriger. Une fois celui-ci établi, nous pourrons dresser, pour la gamme de débits utilisés, une corrélation entre T_C et T_{SB}. Posons pour cela les hypothèses de travail suivantes :

- les deux éléments chauffants sont réglés à la même température de consigne ;
- le régime est permanent et établi ;
- le thermocouple vérifie la loi des petits corps (ie. le nombre de Biot est faible, ce qui est le cas pour tous les thermocouples usuels : ici, nous utilisons un thermocouple type K gainé) ;
- le système est symétrique, les processus et les grandeurs physiques dans les deux buses sont les mêmes, et ce des deux côtés.
- le thermocouple est assimilable à un point, du fait de sa taille négligeable devant celle du diamètre de tube ;

– le problème est un problème 2D (le thermocouple est une sphère) ;
– les capacités calorifiques des mélanges de part et d'autres sont constantes et égales.

Les illustrations de la figure 4.14 présentent notre configuration : le thermocouple mesurant T_{SB} est disposé en sortie immédiate d'une buse :

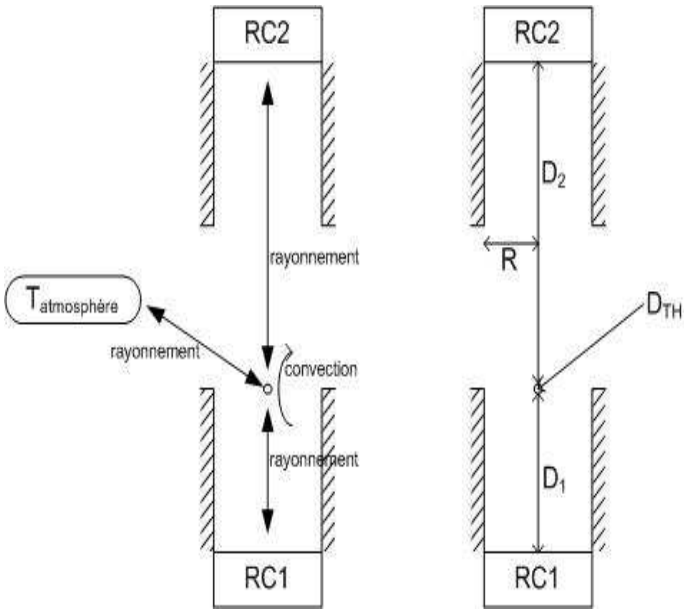


Fig. 4.14 – *Schéma simplifié du problème radiatif de correction des températures : sur le schéma de gauche sont récapitulés les éléments que nous considérons dans notre modélisation, et à droite on trouve l'explicitation des notations employées pour nos calculs.*

Au fond de cette buse, se trouve la grille de turbulence, elle-même disposée en face de la sortie de l'élément chauffant. Nous chercherons à établir un modèle simple, que nous obtiendrons en effectuant un bilan des flux de chaleur reçus sur le thermocouple. Intéressons-nous à la cavité constituée par l'élément chauffant, le thermocouple et par la grille de turbulence. Pour se faire, nous considérons que le thermocouple de sortie, qui est à la température T_{SB}, reçoit le rayonnement émis par la plaque. Nous considérerons que l'ensemble de la cavité, ainsi que la plaque, génèrent un rayonnement thermique avec une température égale à celle de T_C. Ainsi, le problème de transfert de chaleur se réduit bien à celui de la figure 4.14.

Listons les interactions existantes entre les éléments constitutifs de notre système, ceci est fait sur la figure 4.15. En régime établi, le bilan des flux de chaleur reçus par le thermocouple SB sont nuls, car celui-ci est en équilibre thermique.

$$\sum \phi = 0$$

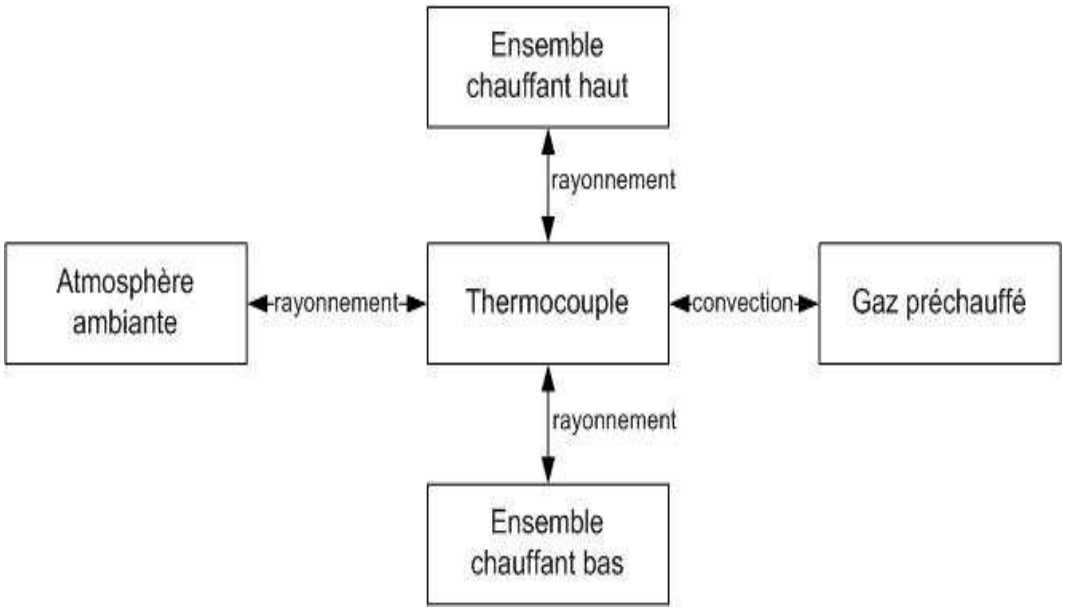


Fig. 4.15 – *Synoptique des interactions thermiques du cas simplifié : les différentes interactions sont récapitulées sur ce schéma synoptique*

$$\Rightarrow \phi_{RC_1 \to TC} + \phi_{RC_2 \to TC} + \phi_{Atm \to TC} + \phi_{Gaz \to TC} \quad = \quad 0 \tag{4.11}$$

Détaillons les différents flux. On raisonne en flux nets, donc on comptabilise les différents flux reçus par le thermocouple. Pour les flux radiatifs, il faut déterminer les facteurs de forme. Pour deux surfaces échangeant par radiation de la chaleur, nous avons la relation suivante :

$$S_1 F_{12} \quad = \quad S_2 F_{21}$$

avec :

S_i : surface de l'élément i ;

F_{ij} : facteur de forme entre les surfaces i et j.

Ainsi, nous pouvons, bien que nous calculions le flux net reçu par le thermocouple, nous rabattre sur les facteurs de forme sous lesquels les autres éléments du modèle lui apparaissent. En rappelant que le facteur de forme du rayonnement est l'angle solide sous lequel un objet regarde un autre et que nous ne prenons en compte que les échanges thermiques avec les plaques, nous obtenons, en effectuant l'hypothèse d'un thermocouple assimilable à un point, l'expression suivante :

$$F_{Point \to disque} \quad = \quad \pi \frac{R^2}{4\pi D^2} = \frac{R^2}{D^2}$$

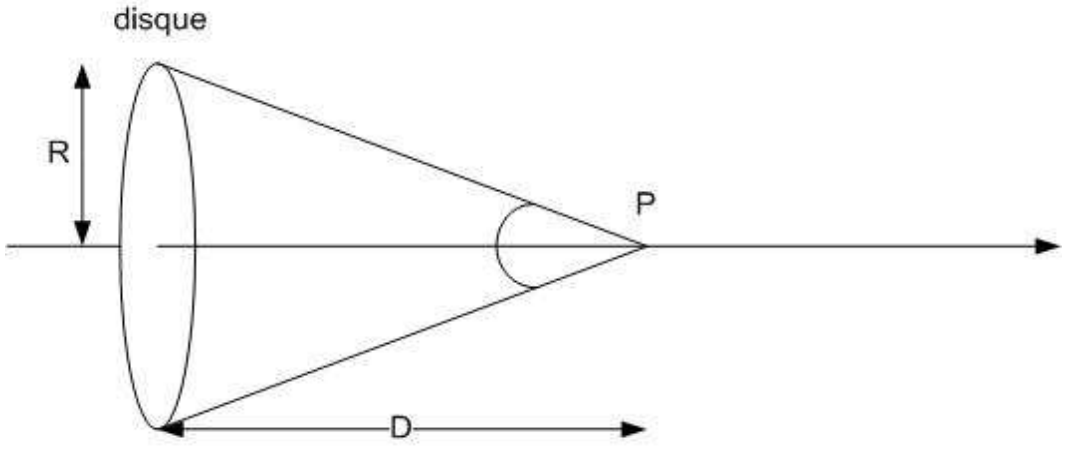


Fig. 4.16 – *Synoptique du facteur de forme du cas étudié : cas limite d'un point situé à une distance D d'un disque de rayon R.*

Les angles solides intervenant dans le système s'en déduisent immédiatement :

$$F_{TC\to RC1} = \frac{{R_1}^2}{4{D_1}^2} \tag{4.12}$$

$$F_{TC\to RC2} = \frac{{R_2}^2}{4{D_2}^2} \tag{4.13}$$

$$F_{TC\to Atm} = 1 - \frac{{R_1}^2}{4{D_1}^2} - \frac{{R_2}^2}{4{D_2}^2} \tag{4.14}$$

Injectons-les dans les expressions des flux de chaleur établis auparavant. Il vient :

$$\phi_{RC_1\to TC} = \epsilon_{PL} S_{TC} F_{TC\to RC1}(T_{PL}^4 - T_{TC}^4) \tag{4.15}$$

$$\phi_{RC_2\to TC} = \epsilon_{PL} S_{TC} F_{TC\to RC1}(T_{PL}^4 - T_{TC}^4) \tag{4.16}$$

$$\phi_{Atm\to TC} = \epsilon_{atm} S_{TC} F_{TC\to Atm}(T_{Atm}^4 - T_{TC}^4) \tag{4.17}$$

$$\phi_{Gaz\to TC} = h S_{TC}(T_{Gaz} - T_{TC}) \tag{4.18}$$

En considérant que l'atmosphère a un rayonnement de corps noir et que son émissivité vaut l'unité, on obtient alors :

$$T_{Gaz} = T_{TC} - \frac{\epsilon_{PL}(T_{PL}^4 - T_{TC}^4)(F_{TC\to RC1} + F_{TC\to RC1}) + F_{TC\to Atm}(T_{Atm}^4 - T_{TC}^4)}{h} \tag{4.19}$$

Dès lors, il nous suffit d'évaluer h, le coefficient de convection thermique autour du thermocouple, pour calculer la correction à appliquer. Comme, pour tous nos cas, la valeur du nombre de Reynolds est de quelques centaines, on choisit la corrélation suivante pour l'échange de chaleur qui se fait par convection autour du thermocouple (donnée par Gençec

(1998), pour la convection autour d'un cylindre) :

$$Nu_{cyl} = 0.683 Re^{0.466} Pr^{1/3} \tag{4.20}$$

Ceci nous donne, pour les applications numériques, une valeur de h voisine de 800 en moyenne.

Connaissant la consigne de température imposée sur les régulateurs, nous pouvons donc obtenir celle des gaz chauds en sortie des buses d'injection. Lors de nos essais, nous avons remarqué que la température, pour un point d'arrêt inerte, subit une variation thermique sur l'axe inférieure à un degré. Dans la suite, on considère donc que la température sur l'axe de la zone interbuses est uniforme et constante, en l'absence de flammes. Ceci provient du fait que les deux buses fonctionnement avec les mêmes températures en consigne, et que les échanges radiatifs égalisent le fonctionnement : ceci sera le cas pour tous nos essais.

4.4 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a été consacré à la présentation des tests de qualification du brûleur qui nous servira dans la suite pour nos essais. Successivement ont été présentées les conditions aérodynamiques puis thermiques de l'ensemble. Bien que la température obtenue en sortie des buses n'atteigne pas les niveaux rapportés par la littérature sur les installations " sans flamme ", elle est d'ores et déjà supérieure aux niveaux de température d'auto-inflammation - dont l'étude bibliographique a mis en évidence la criticité. Ainsi, ce montage conserve son intérêt pour permettre une meilleure compréhension des phénomènes en questions.

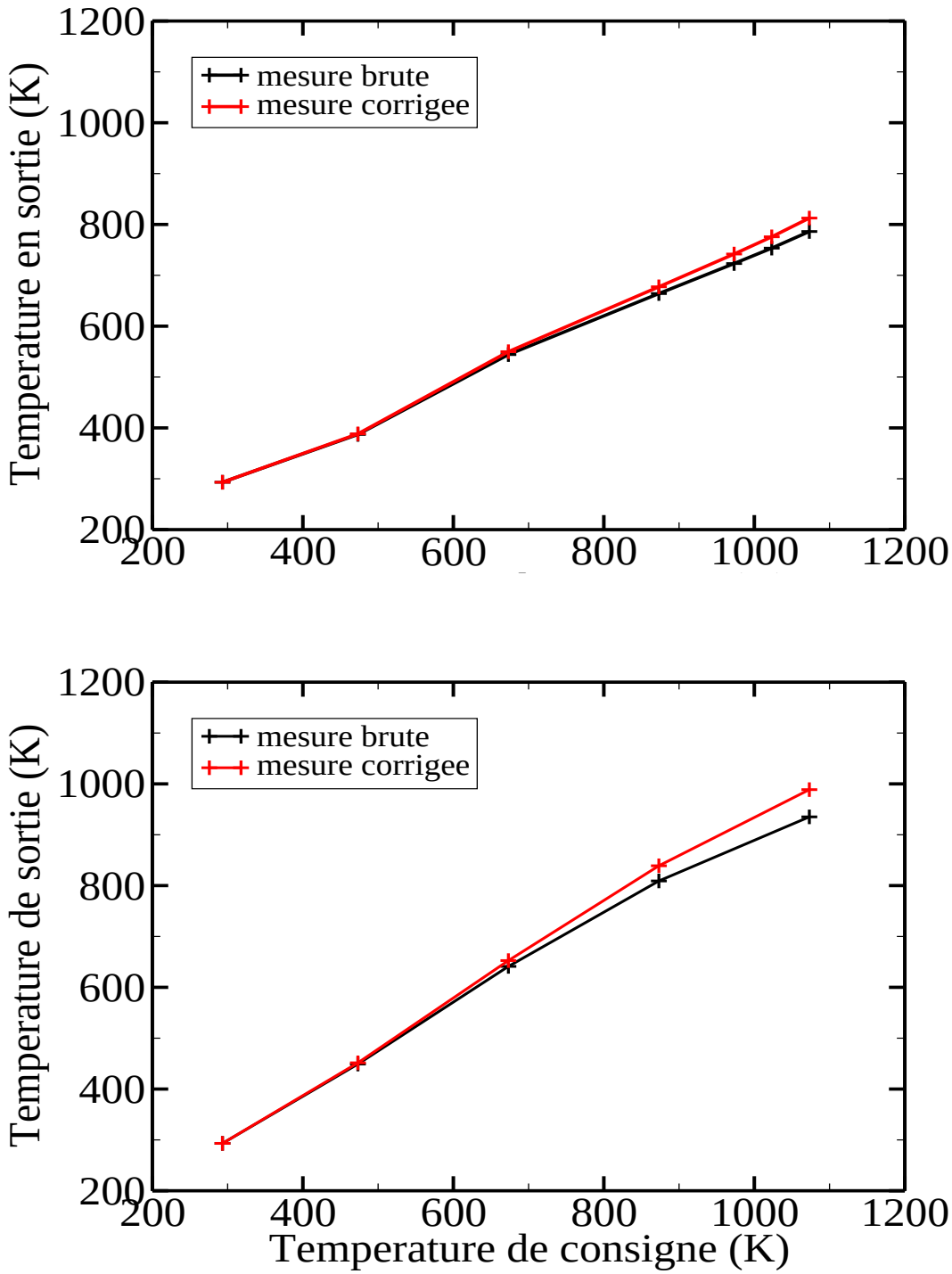


Fig. 4.17 – *Courbes de correction de la température en sortie de buse : en haut, le cas de la configuration avec la grille PT, en bas le cas de la configuration de la grille MT. En bleu, mesure brute de température, en rouge la température corrigée.*

Chapitre 5

Traitement des données

5.1 Introduction

5.1.1 Problématique

Au cours de nos essais, un certain nombre de mesures ont été effectuées. Ces mesures optiques ont généré un nombre de fichiers important, représentant un volume considérable de données : près de 100 000 fichiers, pour une capacité totale de plus de 200 GB à traiter. Ces mesures, sous forme de fichiers informatiques, ont une forme particulière, récapitulée dans le tableau 5.1. Le volume total de données est tel qu'un traitement manuel de tous ces cas est impossible durant le temps imparti. Il faut donc trouver les moyens d'automatiser autant que faire se peut le dépouillement. En particulier se pose la question des images et de leur utilisation. En effet, les fichiers nécessitent une extraction de l'information préalable. L'automatisation de cette extraction nécessite une algorithmique particulière. Ce chapitre présente donc les traitements et outils mis au point pour effectuer ces tâches d'extraction et de recoupement.

5.1.2 De la donnée au résultat

Le schéma 5.1 montre les différentes étapes que suivent les données avant de pouvoir être utilisées à des fins scientifiques. On distingue deux étapes majeures :

1. **le prétraitement :** dans cette phase, on extrait des informations pertinentes, par le biais d'une algorithmique spécifique. Ces caractéristiques sont, dans notre cas les

Tab. 5.1 – *Classification des donnés selon leur provenance et nature*

Type	*Diagnostic*	*Forme du Résultat*
mesure locale (*ponctuelle*)	mesure de température	fichier $T = f(t)$
	mesure ADL	fichier $V = f(t)$
mesure globale (*champ*)	mesure PIV	fichier d'imagerie fichier champ de vecteurs
	mesures SES OH et CH	fichier d'imagerie

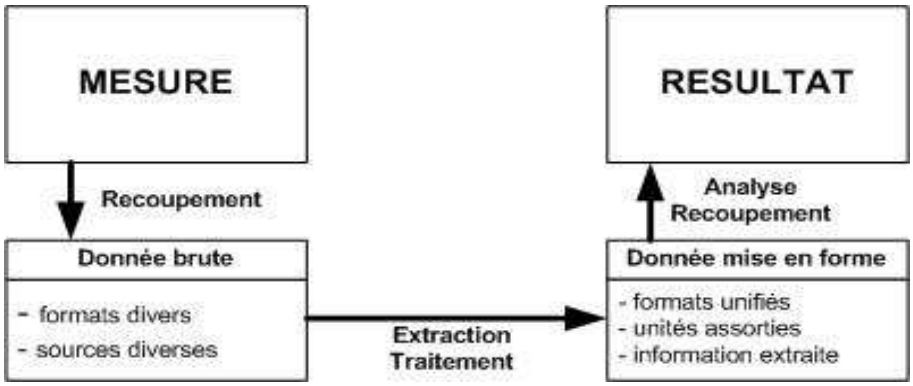


FIG. 5.1 – *Synoptique de l'importance du prétraitement dans l'exploitation des résultats de mesure*

positions des contours de flamme, les profils de vitesse sur la ligne centrale, ... On obtient alors une réduction substantielle du volume de données à traiter, ainsi qu'une première isolation des informations utiles.

2. **l'exploitation et l'analyse :** durant cette phase, on confronte les données obtenues par les moyens de mesure, qui ont été extraites au cours de l'étape précédente. On fusionne les informations qui ont de l'intérêt (exemple : profils de vitesse et contours de flammes).

Ces étapes présentent une complexité variable, suivant la nature des informations à manipuler :

– **pour les données ponctuelles** (exemple : mesure ADL, mesures de température, etc.) : L'extraction de l'information est déjà faite, car la mesure est localisée. Ainsi, il n'y a pas de prétraitement en tant que tel à fournir. Le calcul des moments statistiques (moyennes, fluctuations) est immédiat et cette exploitation ne pose pas de problèmes techniques majeurs.
– **pour les données globales** (exemple : champ de vitesse PIV, imagerie SES, visualisation directe) : Dans ces cas-là se pose la question de l'extraction. La flamme connaissant des fluctuations spatiales, il faut recourir à des moyens dynamiques pour isoler les données d'importance (ligne centrale pour le champ PIV, épaisseur des zones lumineuses, etc.). Ceci sera fait par le biais de l'algorithmique détaillée ici.

Nous aborderons donc successivement les traitements appliqués aux champs PIV, puis à l'imagerie directe PIV, puis aux images obtenues par SES, avant de montrer leur utilisation.

5.1.3 Outillage logiciel

Les traitements mis au point ont été développés sous *Matlab*, un progiciel de la société *MathWorks*. En effet, outre sa très grande souplesse, ce logiciel dispose également d'une gamme très large de fonctions pré-implantées, et déjà fiabilisées. En outre, pas son environnement de commande très souple, il permet une vérification des étapes de programmation, de recherche d'erreur et de contrôle d'exécution des instructions aisés. Ce progiciel a été exécuté sur un PC du laboratoire. Enfin, pour la visualisation des données et des premiers traitements, on a utilisé les logiciels fournis avec les chaînes de mesure : *WinView 32* pour les caméras intensifiées *Princeton*, *BSA Flow Software* pour la chaîne d'acquisition ADL, *DaVis* pour la chaîne PIV. Ce dernier nous aura également servi pour établir les champs de vecteurs, réutilisés ensuite.

5.2 Traitement des vecteurs issus de la PIV

5.2.1 Présentation

Dans une configuration aussi académique que celle-ci, l'intérêt du modélisateur se porte sur les grandeurs mesurées sur la ligne centrale de l'écoulement. Or, pour des raisons de jeu et de sollicitations mécaniques importantes, notre ligne moyenne n'est ni verticale, ni constante dans sa position. Aussi, comme nous nous intéressons aux moments turbulents de l'écoulement, nous avons mis au point un algorithme capable de détecter une ligne centrale pour chaque champ de vecteurs PIV, et d'extraire les composantes de la vitesse instantanée sur cette ligne centrale. Cette méthose a été utilisée sur les couples valeurs moyennes / fluctuations obtenues dans chaque cas. Une fois ces profils déterminés, les moments statistiques sont calculés. La présente section détaille cet algorithme. Précisons que le but de cette méthode est de compenser le défaut d'alignement par rapport à la verticale et rendre compte de la ligne centrale de l'écoulement.

5.2.2 Implantation et algorithmique

Le traitement suivant comporte quatre phases distinctes : la détermination d'une ligne moyenne pour le champ PIV, l'extraction des composantes de la vitesse, l'unification des profils obtenus, puis le calcul des statistiques de la turbulence. A partir des champs obtenus par le biais de *DaVis*, on calcule les champs moyens et les fluctuations. Comme pour une condition de fonctionnement fixée le comportement est stable à l'échelle macroscopique, ceci se justifie. Puis on applique le traitement décrit ci-après.

1. **Délimitation d'une zone d'interrogation :** Sur un champ de vecteurs vitesses moyennes obtenus par le calcul de PIV, on se choisit une zone d'intérêt. La position

de cette zone sera choisie de telle sorte qu'elle contienne le point de stagnation et la majeure partie de la ligne moyenne. Cette zone est la même pour tous les vecteurs d'une série. Les vecteurs correspondant à cette zone sont extraits. Une illustration de la délimitation de cette zone d'intérêt est montrée sur la figure 5.2. La dissymétrie des profils que nous allons observer sur les résultats est renforcée par cette étape, car une partie de l'amont du jet combustible est ignoré. La réstriction de la taille de fenêtre se fait pour économiser du temps de calcul.

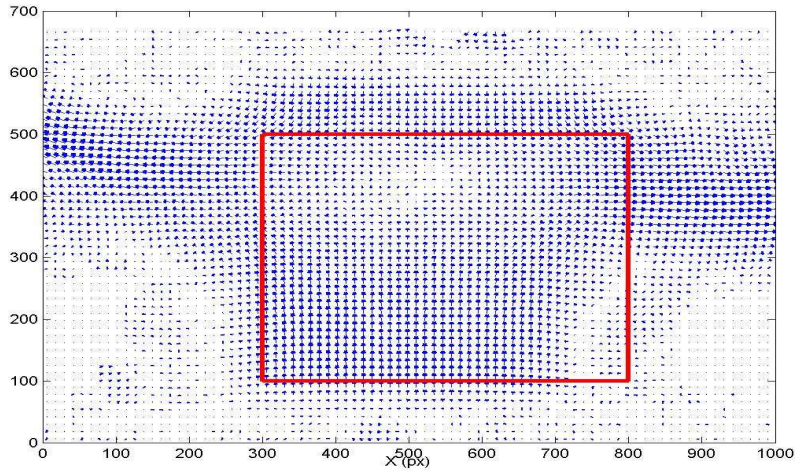


FIG. 5.2 – *Délimitation de la zone d'intérêt dans un champ de vecteur a traiter : la zone d'intérêt, dans lesquels les données seront traitées sont délimitées par le rectangle rouge.*

2. **Délimitation de la ligne moyenne :** On établit l'équation de la ligne moyenne. Cette ligne est constituée par l'ensemble des points pour lesquels $U_R = 0$. On parcourt donc le champ de vecteurs ligne par ligne, pour déterminer l'ensemble de ces points et, le cas échéant, éliminer les points aberrants. Une fois que l'ensemble de ces points et leurs coordonnées (x, y) sont connues, on calcule une régression linéaire de ceux-ci, afin d'obtenir les coordonnées de la droite minimisant la distance à tous les points de cet ensemble, au sens des moindres carrés. Cette étape est illustrée sur la figure 5.3. Ainsi, cette ligne moyenne n'est pas une ligne fictive, mais correspond bien à la ligne centrale de l'écoulement. Ce traitement ne fait donc que corriger le fait que l'alignement soit légèrement en biais.

3. **Extraction des profils des composantes le long de la ligne moyenne :** Le long de la droite précédemment établie, on interpole les valeurs de chaque composante. On obtient donc des profils de composante, dont un exemple est présenté sur 5.4. On fixe une ordonnée de référence du point $U_Z = 0$, qui est, par définition, le point

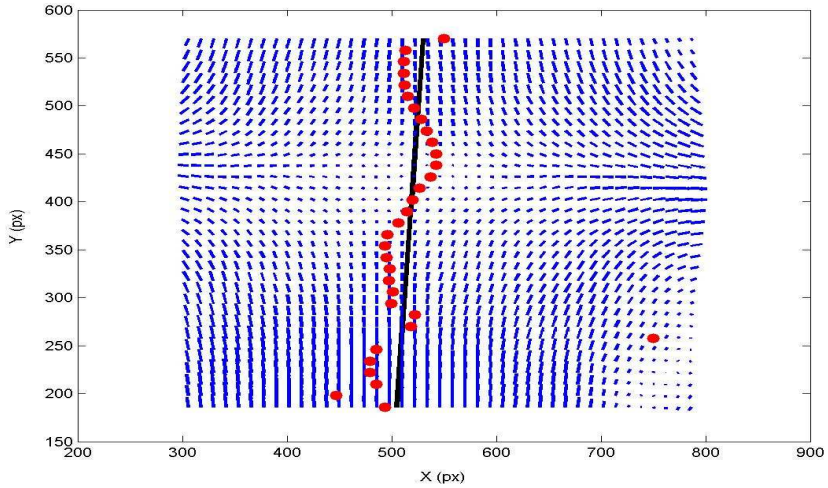


Fig. 5.3 – *Lieu des points ou s'annule la composante U_R dans la zone d'intérêt (points rouges), et ligne centrale approchée de l'écoulement (en noir) obtenue par régression des coordonnées des points rouges.*

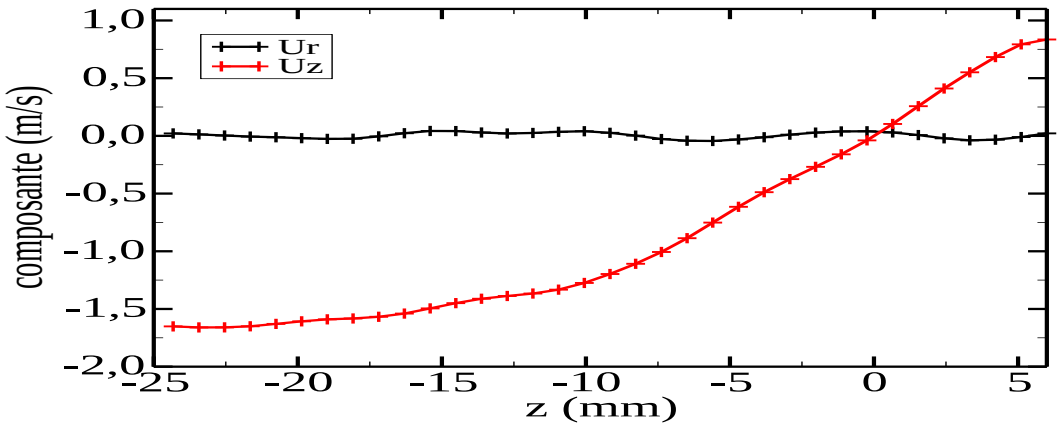


Fig. 5.4 – *Profils de vitesse sur la ligne centrale : en noir, la vitesse radiale, en rouge, la vitesse axiale*

pour lequel $z = 0$.

4. **Calcul des moments statistiques :** Ayant obtenu l'équation de la ligne moyenne, on extrait sur cette ligne les composantes des fluctuations. Celles-ci sont ensuite utilisés pour calculer k^*, l'intensité turbulente. La figure 5.5 présente des résultats issus de cette étape.

Bien entendu, dans chaque cas, la vitesse U_R n'est pas nulle. Toutefois, comme le montre l'exemple présenté ci-après, les valeurs de la composante U_R sont faibles devant celles de la composante axiale U_Z. Par ailleurs, comme nous allons le voir, il suffit de moyenner sur quelques images pour que la valeur moyenne de U_R devienne très vite négligeable.

5.2.3 Effets du traitement

Le traitement décrit ci avant permet l'extraction de la ligne centrale. La configuration hydrodynamique à contre-courant permettant la réalisation d'un écoulement suffisamment simple, c'est sur cette ligne centrale que sont écrits les modèles asymptotiques. Aussi, les profils extraits par ce biais sont donc directement comparables aux résultats de ces modèles. La figure 5.5 présente un cas typique des profils que l'on obtient par application de cet algorithme d'extraction aux champs de vitesse établis par PIV pour un cas dans lequel on a stabilisé une flamme. Le commentaire détaillé de ce type de courbes sera effectué au cours du chapitre 7.

Les profils de la figure 5.5 présentent bien une dissymétrie, comme il avait été constaté dans la section consacrée à l'évaluation des propriétés aérodynamiques de l'ensemble. Toutefois, les profils des vitesses moyennes sont comparables à ceux obtenus pour ce type de configurations : la composante U_R est très faible (dans le cas théorique, elle est nulle), et la composante U_Z décroît bien, et s'annule. Par ailleurs, on voit également que les fluctuations des composantes, tout comme l'intensité de l'énergie turbulente k^*, sont maximales en un point autre que le point de stagnation. Ce point correspond, comme nous le verrons par la suite, à la position de la flamme. Ces points sont abordés au cours des chapitres 7 et 8.

5.3 Traitement des images issues de la PIV

5.3.1 Présentation

La PIV exploite les images prises par la caméra, pour en déduire les champs de vitesses les plus probables. Or, ayant également accès aux images utilisées pour calculer l'intercorrélation, celles-ci peuvent être utilisées à d'autres fins. En particulier, elles peuvent servir à extraire la position de la flamme, pour chaque champ de vecteurs.

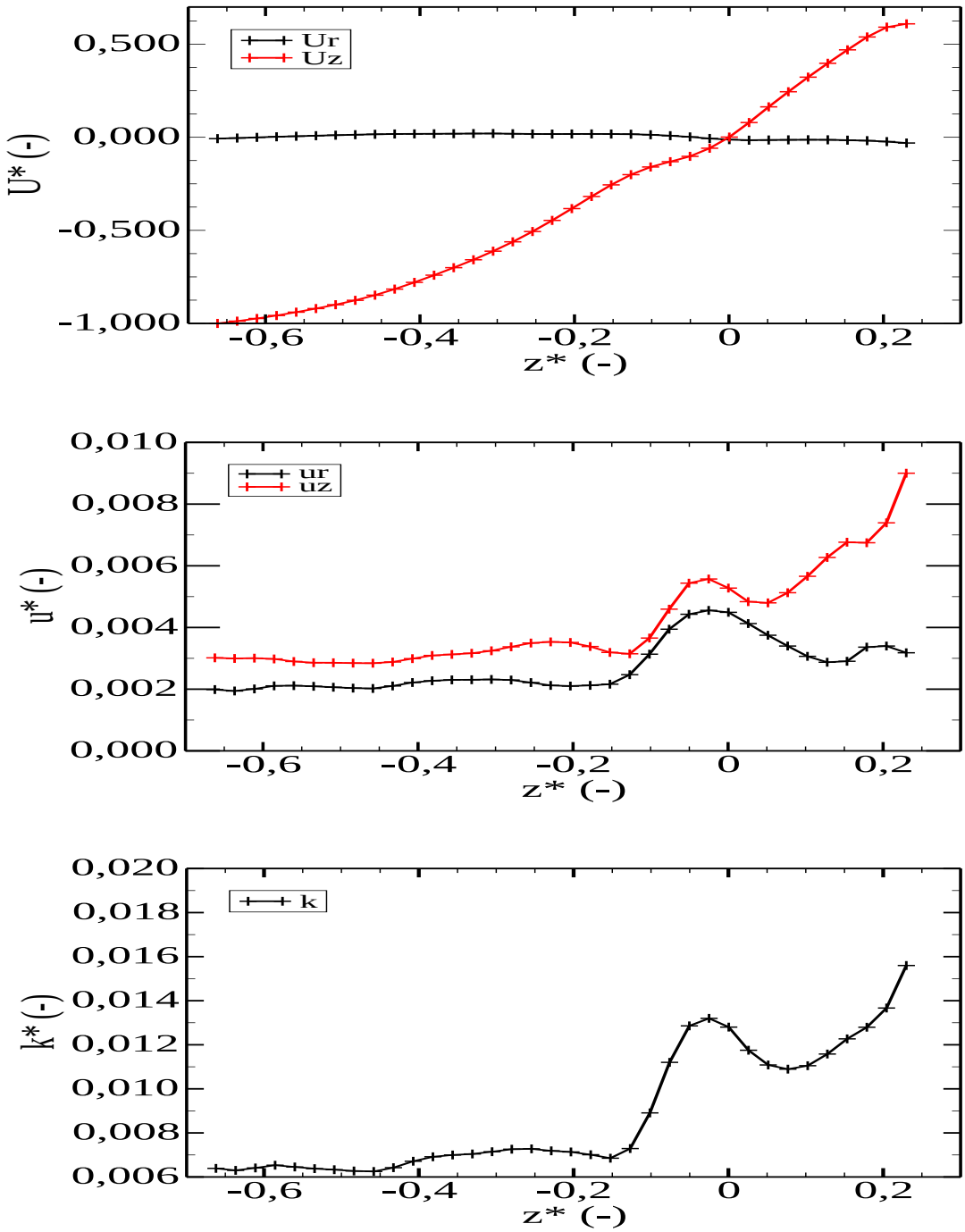


Fig. 5.5 – *Exemple de profils de vitesse moyennes (figure du haut), de profils des fluctuations de vitesse (figure du milieu) et énergie cinétique turbulente (profil du bas) pour une flamme, stabilisée avec la grille MT entre un jet d'air pur (écoulement du bas) et un jet* N_2/CH_4 *(écoulement du haut), dans les proportions volumiques* 75%/25%. *Les deux jets sont injectés à température ambiante.*

Pour se faire, on retire le filtre passe-bande de la chaîne PIV, ce qui permet donc à la caméra de capturer non seulement la longueur d'onde renvoyée par les particules, mais également tout le reste du spectre visible. En réglant les temps d'exposition pour chaque image de façon adaptée, il est alors possible de capturer le halo lumineux de la flamme sur la deuxième image. L'exploitation de cette deuxième image donne alors la position de la flamme[1]. La mesure de l'épaisseur de la flamme par la caméra PIV pose un certain nombre de problèmes. Par exemple, pourquoi ne pas avoir utilisé une caméra intensifiée et synchronisée pour effectuer ce relevé ? Tout d'abord, il faut dire que le traitement des images d'une autre source aurait été bruité de manière similaire, car elle aurait contenue également des particules. Ainsi, utiliser des images PIV pour se faire est conceptuellement aussi difficile que le faire à partir d'une autre source. Par ailleurs cette installation étant très sensible aux perturbations, l'ensemencement est problématique. Pour ne pas être déstabilisé par des facteurs extérieurs difficilement maîtrisables (courants d'air, etc.) il convient de ne pas multiplier les accès optiques, autant de brèches dans le cloisonnement. Enfin, il existe une autre raison : travaillant sur les phénomènes turbulents, le but initial avait été d'étudier de façon instantanée l'interaction flamme/vitesse sur chaque champ de vecteurs. Ceci n'a pas été concluant, mais avait permis la mise au point d'outils logiciels performants et fiabilisés. Aussi, ces méthodes ont été réutilisées ensuite pour l'exploitation automatisée des données. Enfin, eu égard des contingences de notre installation et la distance de positionnement des différents éléments, la performance des différentes caméras en terme de résolution est comparable (cf. chapitre 3). Reste alors que la profondeur de champ de l'image PIV. En effet, si la mise au point a été faite sur le plan laser et les particules qu'il contient, et que du fait de l'utilisation d'un plan laser la question ne se pose pas pour le calcul des vecteurs, le traitement de la lumière collectée est plus difficile. Les vérifications ont montré que celle-ci était comparable à celle obtenue pour la $SES - CH^*$, soit environ 7.5 mm. Par ailleurs, ici aussi, le temps d'ouverture est relativement court et collecte donc que peu de lumière. Enfin, ayant eu, au cours de l'exploitation préliminaire l'impression que la flamme s'épaississait, nous avons voulu le vérifier. Comme les données de la position des flammes n'ont servi qu'à la justification de la position de la flamme sur les profils, l'épaisseur véritable importait peu.

Dans cette section seront présentées les méthodes et l'algorithmique permettant de remonter à la position de la flamme. Auparavant, nous aurons montré que le fait d'employer la chaîne PIV hors des procédures habituelles ne modifie pas la précision des données mesurées.

[1] pour la donnée des paramètres de réglage, se référer à l'annexe B et au chapitre 5.

Tab. 5.2 – *Conditions de mesures utilisées*

$Configuration$	$V_{injection}$	$T_{\text{préchauffage}}$	C_{vol} $comburant$	C_{vol} $fuel$	ϵ
inerte	1.0 m/s	298K	21% O_2 79% N_2	21% O_2 79% N_2	40 mm
actif	0.6 m/s	298K	21% O_2 79% N_2	25% CH_4 75% N_2	40 mm

5.3.2 Validation de la méthodologie employée

Utilisant une chaîne PIV hors de son domaine régulier d'utilisation, nous allons établir ici que ceci n'influe pas, de par les réglages utilisés, sur la précision de la mesure. Notre stratégie suivie est ici la suivante : nous allons, pour deux cas différents, comparer les résultats obtenus par PIV à celles obtenues par l'ADL. Cette dernière ne souffre pas des rayonnements émis par la flamme, et ne peut donc pas être influencée par ce biais. Dans le premier cas, nous utiliserons de la PIV normalement sur un cas inerte. Dans le second cas, nous utiliserons la PIV sans filtre avec une flamme. Si les écarts entre les deux techniques sont du même ordre, alors le biais induit par l'altération de la chaîne PIV sont, pour nos besoins, négligeables. Le tableau 5.2 présente les cas choisis. Les conditions de mesure employées dans ce cas figurent dans l'annexe dédiée.

Les moyens de mesure ont été employés dans les conditions suivantes :

- **Chaîne ADL :**
  - profil de vitesses vertical, composé de 9 points de mesure équirépartis, distants de 4mm ;
  - en chaque point, mesure de la vitesse de 10000 particules, chaque particule devant être validée sur ses deux composantes.
- **Chaîne PIV :**
  - statistique dressée sur 300 champs de vecteurs. Pour les conditions précises de traitement des données issues des mesures, on se reportera à l'annexe correspondante.

La figure 5.6 présente la comparaison des résultats obtenus par PIV et filtrée dans la cas inerte, la figure 5.7 les comparaisons entre l'ADL et la PIV sans filtre dans un cas avec une flamme. Les profils extraits correspondants sont ceux de la verticale porteuse des points du profil ADL. Dans le cas inerte, on constate que la PIV surestime les valeurs moyennes et les fluctuations : avec la PIV,on obtient une énergie cinétique plus élevée. Toutefois, les ordres de grandeur mis en évidence sont les mêmes, et l'accord entre ces données est tendanciel. Dans le cas avec une flamme, l'accord sur les vitesses moyennes

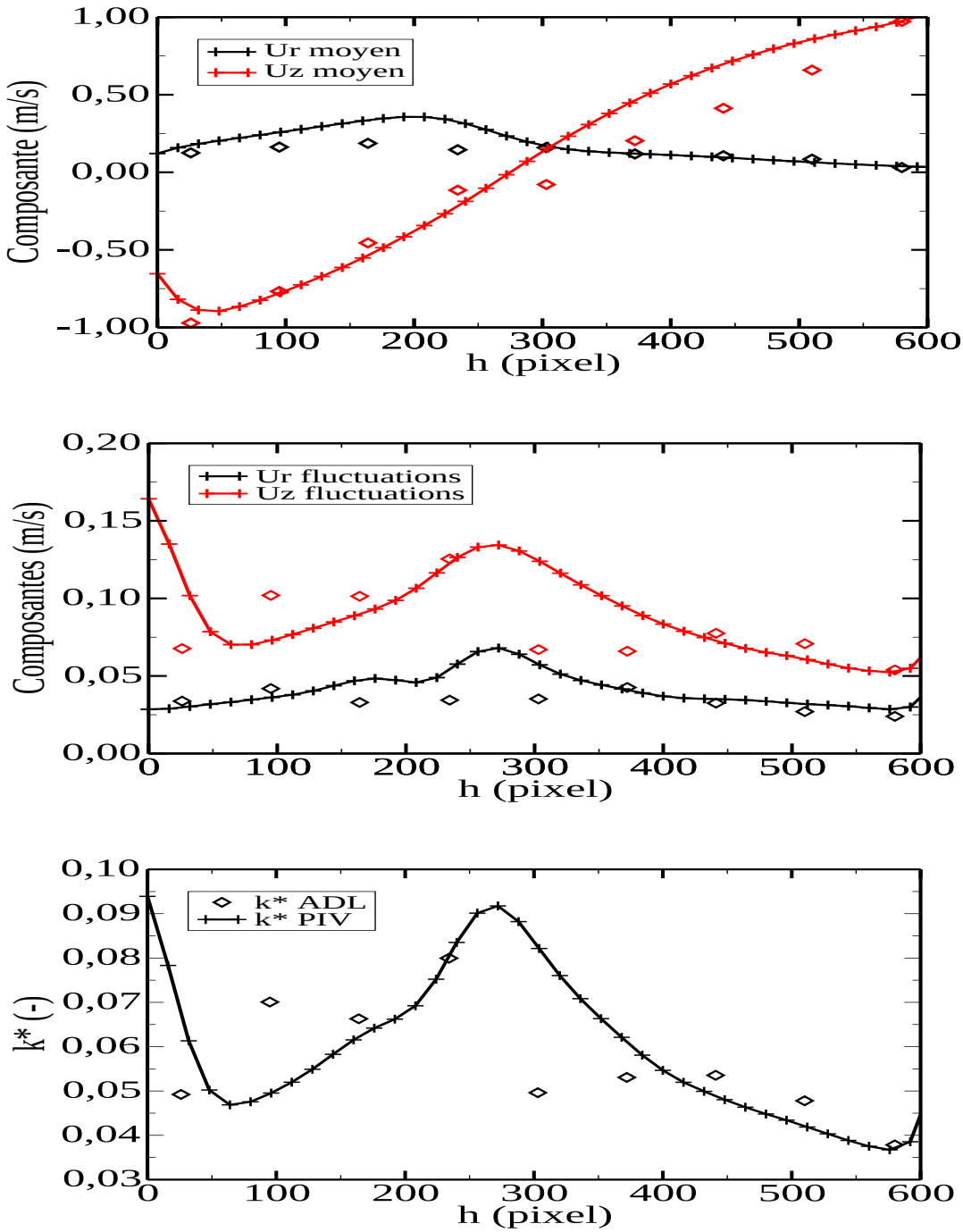


FIG. 5.6 – *Comparaison des composantes de la vitesse mesurée par PIV et ADL dans un cas inerte : en haut, comparaison des vitesse moyennes, au milieu, comparaison des fluctuations, en bas, comparaison de l'intensité de la turbulence. Dans les deux cas, les profils extraits par la PIV sont en lignes pleines, et les mesures ADL sont marquées en points.*

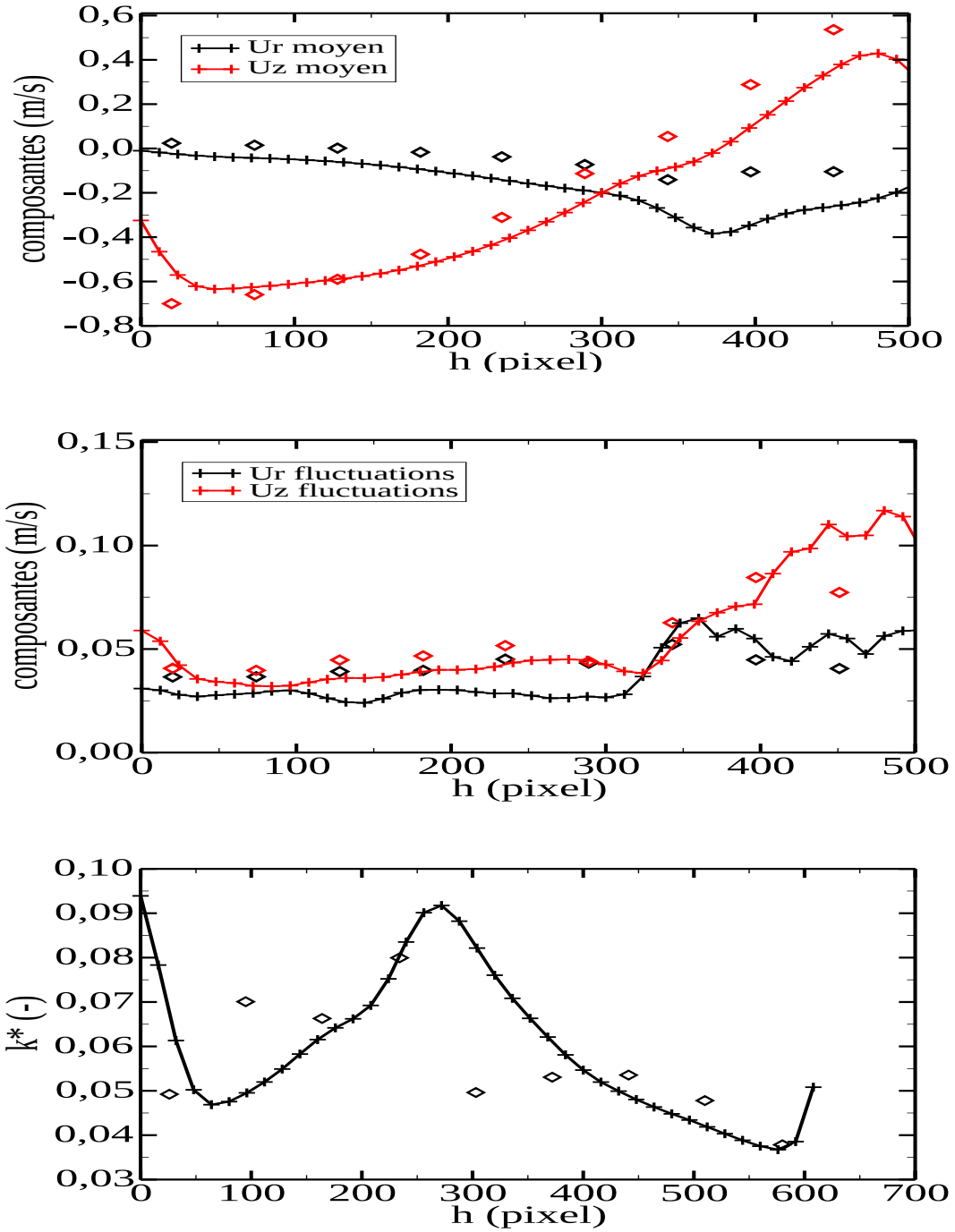


Fig. 5.7 – *Comparaison des composantes de la vitesse mesurée par PIV et ADL dans un cas actif : en haut, comparaison des vitesse moyennes, au milieu, comparaison des fluctuations, en bas, comparaison de l'intensité de la turbulence. Dans les deux cas, les profils extraits par la PIV sont en lignes pleines, et les mesures ADL sont marquées en points.*

est comparable. Les fluctuations présentent également un bon accord, excepté dans la zone proche de la buse du haut, quelque peu bruitée. Les ordres de grandeur sont toujours comparables. Comme, par ailleurs, pour des raisons expérimentales, la position de la ligne de mesure utilisée pour l'ADL est proche du bord de la buse et quelque peu excentrée, l'accord est jugé satisfaisant. Enfin, la valeur de k^*, sur l'ordre de grandeur duquel les deux méthodes de mesure s'accordent, est également jugé satisfaisant. Aussi, il est donc établi que, employée dans les configurations décrite, les mesure de la chaîne PIV ne sont pas significativement altérées.

5.3.3 Algorithmique

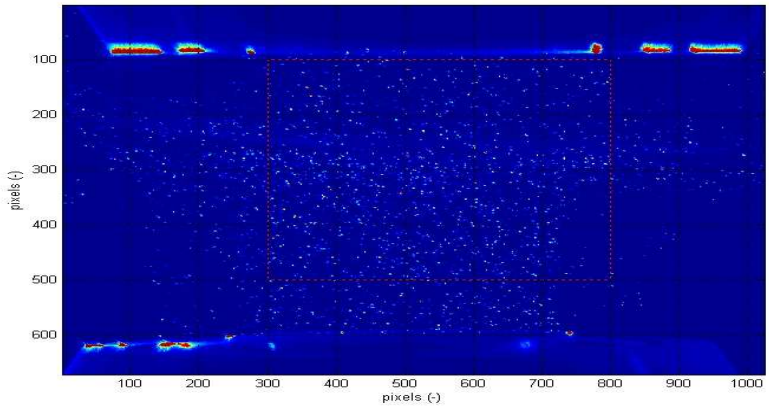


FIG. 5.8 – *image typique d'une trame de PIV avec une flamme. On la devine dans l'espace entre les buses, à environ deux tiers de la distance inter-brûleurs, en partant du bas. La délimitation rouge marque la zone d'application des traitements.*

Notre mode d'acquisition PIV nous a permis d'avoir, sur la deuxième image, l'empreinte lumineuse due à la flamme, en plus de celle provenant de la diffusion de Mie sur les particules. Durant le traitement décrit ci-après, nous allons déterminer les bords de cette zone lumineuse. Ses limites permettront, ultérieurement, de déterminer son épaisseur. Enfin, comme nous avons déterminé l'axe central pour chaque champ de vecteurs associé, il est possible de porter les limites de cette zone lumineuse sur les profils instantanés de vitesse. Toutefois, l'extraction de cette donnée est difficile, comme nous le montre la figure 5.8. Le traitement mis au point pour se faire se décompose en étapes, listées ci-après :

1. isolation d'une zone d'intérêt ;
2. dé-bruitage de l'image, afin de mettre en évidence la position de la flamme ;
3. détermination des coordonnées du bord de la flamme ;

4. intégration des ces coordonnées de bord de flamme dans le profil de vitesse obtenu par *PIV*.

Voici présenté à présenter le détail de l'algorithmique développée dans le prétraitement de cette image :

1. **Découpage d'une zone d'intérêt :** Comme pour le traitement appliqué aux vecteurs de *PIV*, nous découpons une zone d'intérêt dans la seconde trame utilisée pour le calcul des vecteurs. Cette zone est choisie pour limiter le temps de calcul, ainsi que pour avoir une flamme qui barre toute l'image considérée. La détection de cette structure se réduit donc à celle d'une structure rectangulaire, qui, en pratique, coïncide avec celle de la *PIV*. La zone d'intérêt est présentée sur la figure 5.8.
2. **Filtrage horizontal itératif :** Dans la zone choisie, la flamme apparaît comme étant une luminosité supplémentaire, apparaissant sur un fond uniforme, le tout étant fortement bruité par la diffusion de Mie de la lumière laser sur les particules ensemençant l'écoulement. Ce bruit peut être assimilé à un bruit blanc d'intensité particulièrement importante. Nous voulons mesurer l'épaisseur de cette zone lumineuse, c'est pourquoi il est important de ne pas altérer, durant le débruitage, cette caractéristique. La figure 5.9 présente la zone d'intérêt choisie, avec, portée sur celle-ci, les emplacements

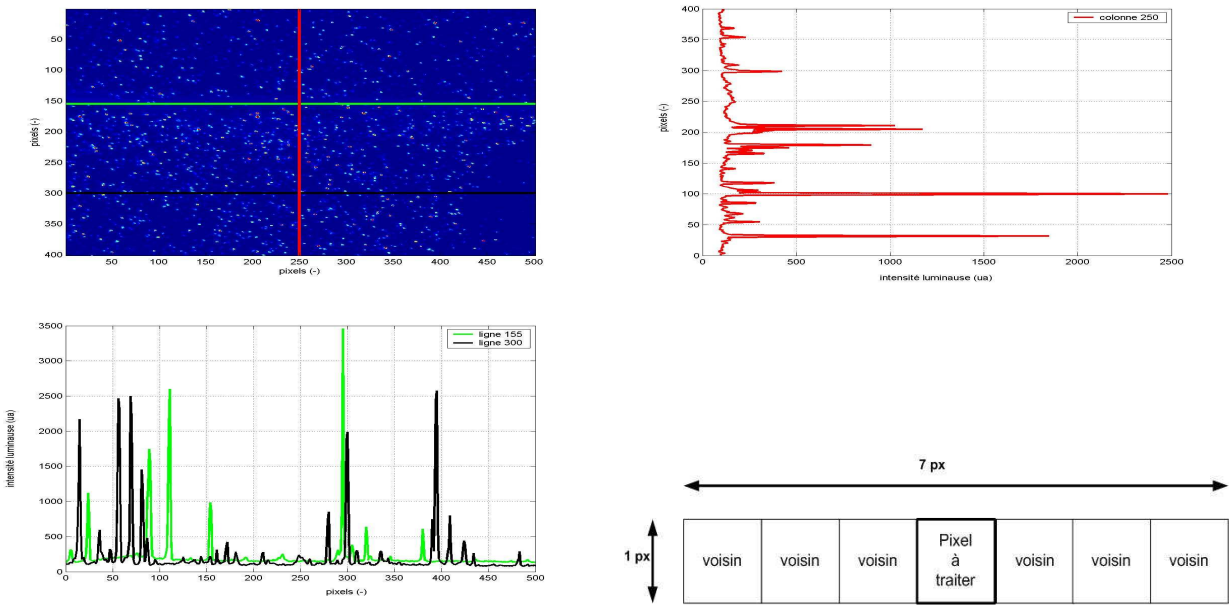


Fig. 5.9 – *Niveaux d'intensités de la luminosité sur des lignes et des colonnes choisies dans la zone d'intérêt : la ligne verte parcourt la flamme, la ligne noire parcourt une horizontale sans réaction. La verticale rouge, parcourt toute la zone d'intérêt. En bas à droite, présentation du filtre employé.*

des profils horizontaux et verticaux de plusieurs points de la figure : les images sont ici des tableaux de valeurs, dans lesquels figurent, pour chaque pixel, l'intensité reçue. Comme les profils d'intensité portée le montrent, rien dans l'analyse locale ne permet de distinguer *a priori* cette zone d'une autre, ou une telle luminosité ne règnerait pas. Aussi, il nous faut employer un filtre pour débruiter. On choisit, pour se faire, d'utiliser un filtre dit de *minimum local*. Ce filtre fonctionne de la façon suivante : en chaque point du support du filtre, on compare la valeur de l'intensité du pixel central (au pixel auquel on applique le filtre) à celle de ses trois voisins de gauche et de droite. On conserve ensuite la plus petite valeur de ces luminosités, que l'on replace au centre. Ce filtre lisse fortement les valeurs obtenues horizontalement, sans altérer le gradient global vertical. Il est donc très efficace pour supprimer le bruit blanc, pour peu que les " spots " de luminosité soient étroits. La largeur totale du filtre, qui est de 7 pixels, résulte de l'expérience. Du fait du bruitage particulièrement important des signaux, on doit appliquer ce filtre itérativement. Pour connaître l'efficacité de ce jet, on définit un résidu, de la façon suivante :

$$Residu = max\left\|Image_{filtree} - Image_{brute}\right\| \tag{5.1}$$

En fonction du nombre d'applications, ce résidu va diminuer, jusqu'à devenir nul. L'image résultante est alors dite " égalisée ". La figure 5.11 présente les images correspondantes aux applications successives des différents filtrages, et l'évolution de la valeur du résidu en fonction des application successives est présentée sur la figure

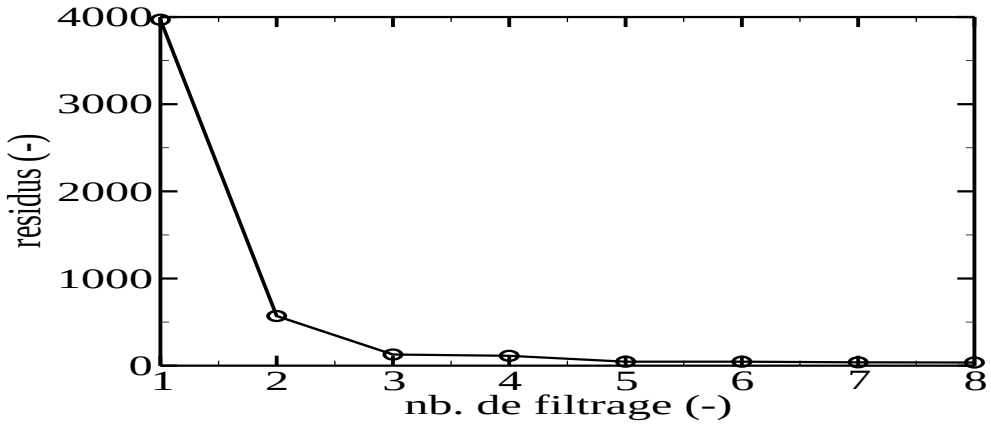


FIG. 5.10 – *Evolution de la valeur du résidu en fonction du nombre d'applications du filtre*

3. **Extraction des contours de la flamme :** Après application itérative du filtrage, l'image présente une morphologie exposée sur la figure 5.11. La répartition de l'intensité lumineuse sur l'image est la suivante : la zone de flamme présente les plus

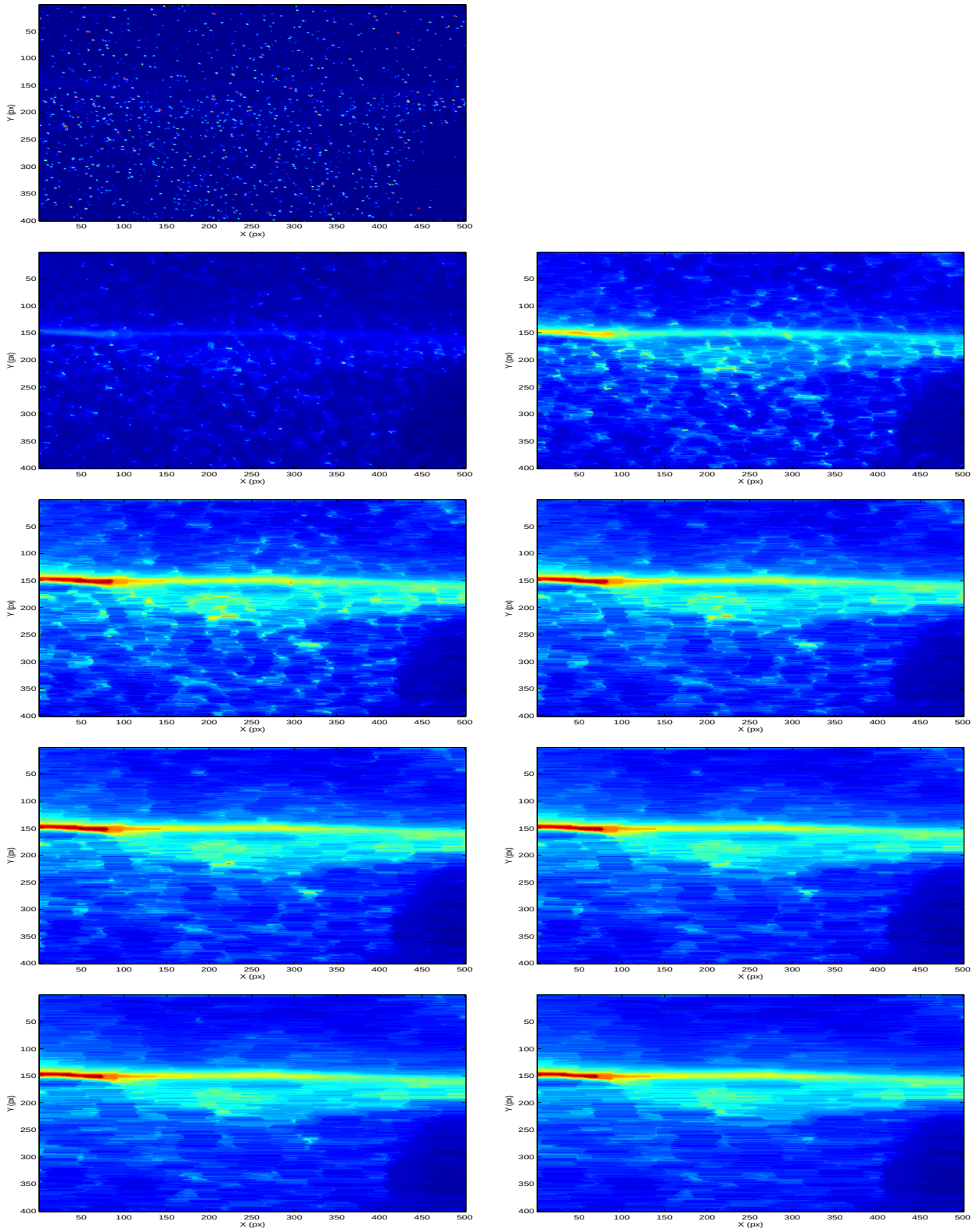


Fig. 5.11 – *Effets du filtre minimum local horizontal et de ses applications successives : en haut, l'image originale, ensuite, de gauche à droite et de haut vers le bas, le détail des huit applications successives du filtre décrit ci-avant.*

fortes luminosités, le fond une luminosité inférieure. Pour détecter la flamme, qui est une structure horizontale, on parcourt successivement toutes les colonnes et pour chacune d'entre elle, on recherche le point ayant la plus forte intensité lumineuse. Du fait du filtrage, ce point se situe dans la zone de la flamme. Le lieu de ces maxima forme une " indicatrice " de la flamme, et est appelée " ligne de crête " (car ayant la plus forte intensité lumineuse). Une illustration de celle-ci est apportée sur la figure 5.12.

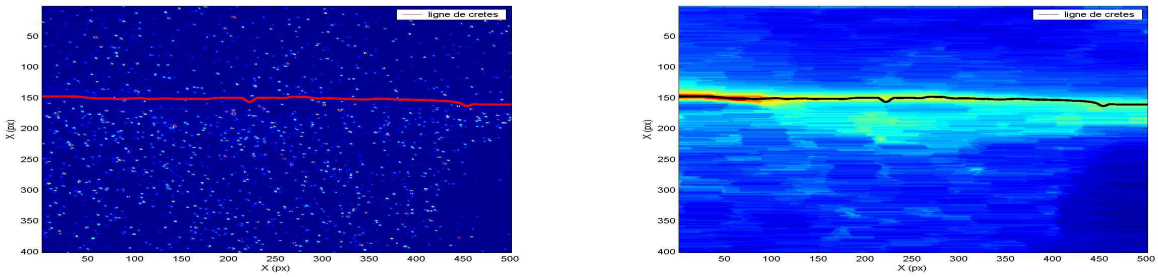


FIG. 5.12 – *Position de la ligne du maximum d'intensité sur la zone d'intérêt : à gauche, positionnement sur l'image originale, à droite, positionnement sur l'image filtrée. On remarque le bon accord de cette information, calculée sur l'image filtrée, et repositionnée sur l'image pleine.*

Dans un deuxième temps, pour chaque colonne, on part du maximum déterminé, et on parcourt les colonnes une à une, vers le haut et vers le bas. On compare la valeur de l'intensité du point à celle de la luminosité moyenne de l'image, on examine donc le rapport suivant :

$$R_{LPFL} = \frac{R_{lumineuse}}{R_{image}} = \frac{\text{Luminosité du pixel}}{\text{Luminosité moyenne de l'image}} \tag{5.2}$$

Lorsque ce rapport devient inférieur à une valeur limite, les bords de la flamme sont atteints. Des essais empiriques ont montré que, pour $R_{RPLF} = 2$, l'accord entre la zone délimitée par l'algorithme et celle repérée " à l'œil " est le meilleur. La figure 5.13 montre un exemple de délimitation obtenue avec l'emploi de ce critère. A l'issue de cet examen, on a donc obtenu les coordonnées des limites hautes et basses de la flamme.

4. **Recoupement des bords de flamme avec les profils extraits de la** PIV **:** Au cours du traitement du champ de vecteur associé à la deuxième trame que l'on a traitée, on a établi un profil de vitesses. Si l'on recale convenablement les données, on peut déterminer les points pour lesquels ils coupent l'axe central déterminé. De la sorte, on détermine, sur le profil, la position de la flamme. La figure 5.14 présente

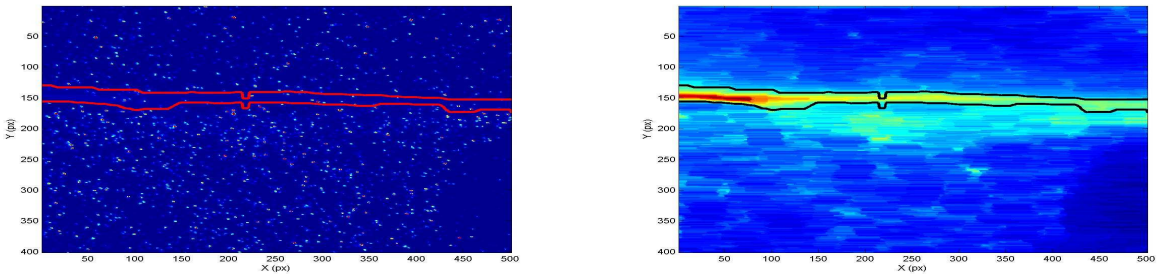


Fig. 5.13 – *Position des bords de la flamme déterminés à partir de la ligne de crête sur l'image filtré : à gauche, incrustation de ces limites sur l'image de la zone d'intérêt, à droite, incrustation des limites sur l'image filtrée. On remarque, ici aussi, le bon résultat du traitement*

l'agencement de tous ces éléments. En pratique, on fait la moyenne sur les bords de flamme extraits sur chaque image, cas traiter l'image moyenne induisait un biais du fait du bruit généré par les particules.

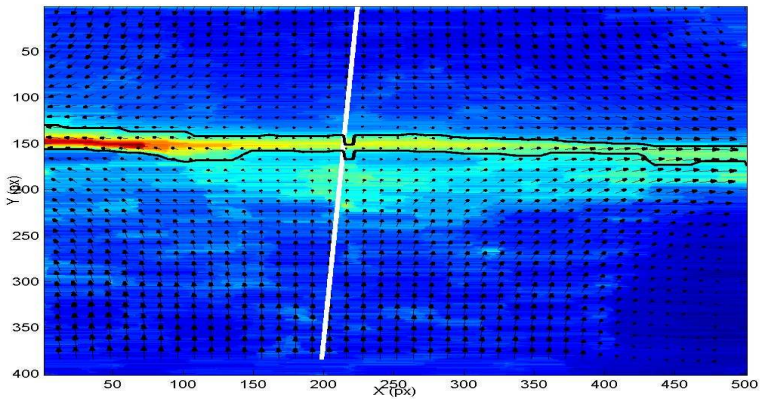


Fig. 5.14 – *Recoupement synthétique des données issus des différents traitements : ici, on a superposé toutes les informations déterminées. Pour des raisons de lisibilité, on ne présente cette vue que pour l'image filtrée : les flèches noires sont le champ de vitesse calculée par PIV, les lignes pleines noires les contours de la flamme, la droite blanche la ligne centrale de l'écoulement déterminé auparavant.*

5.4 Traitement des données issues des caméras intensifiées

Ayant, pour d'autres moyens de mesure, également pu déterminer des zones d'activité chimiques, ayant des propriétés topologiques voisines, on peut dès lors comparer les données

obtenues à partir de l'image PIV à celles obtenues par imagerie directe, notamment en appliquant à toutes ces images le même traitement. Nous y reviendrons au cours de la section suivante, consacrée au traitement de l'imagerie intensifiée et sa mise en valeur.

5.4.1 Présentation et position du problème

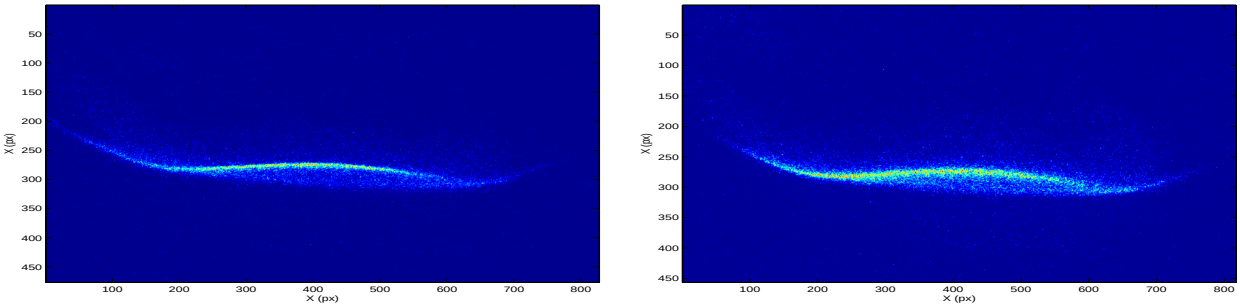


FIG. 5.15 – *Images typiques fournies par les caméras intensifiées utilisées pour la SES OH^* (à gauche) et SES CH^* (à droite. Ces images sont normalisées.*

Au cours des campagnes expérimentales, nous avons utilisé un ensemble de techniques métrologiques faisant appel à des caméras intensifiées : la *SES* OH^* et CH^*. Les principes de ces techniques ayant été explicités auparavant, nous n'y reviendrons pas, mais, comme les données recueillies sont de même nature, il parait tentant de leur administrer un post-traitement commun. C'est effectivement ce que nous avons fait, et c'est ce traitement que nous présentons au cours de cette section. Sur la figure 5.15, on voit des échantillons typiques d'images obtenues par l'emploi de ce type de caméra. On y remarque la présence d'un halo lumineux, correspondant dans les faits à une activité chimique. Immédiatement, une comparaison avec les données de la flamme mise en évidence avec la PIV s'impose : elles ont toutes deux des structures topologiques voisines, tout en apparaissant beaucoup moins bruitées. Aussi, une grande partie des méthodes développées pour l'extraction de données de l'imagerie PIV pourra être, moyennant des modifications mineures, réutilisées ici. Plusieurs problèmes nécessitant une réponse spécifique, se posent alors. On pourra argumenter que la méthode est très intensive pour un résultat somme toute mitigé, mais comme, chronologiquement parlant, les outils existaient déjà, l'adaptation a été rapide.

Tout d'abord, il y a le problème de la détermination de la ligne centrale. En effet, pour la PIV, nous disposons, pour chaque image à traiter, du champ de vitesses à disposition, de sorte qu'en employant la solution décrite ci avant, nous pouvions déterminer une ligne centrale la plus probable. Ici, comme le champ de vitesses n'est pas connu, nous n'avons pas cette facilité. Comme nous avons pu le mettre en exergue sur les cas de PIV, la ligne géométrique n'est pas la ligne centrale, aussi, notre traitement, dans son recueil de données

vers le milieu de l'image, doit prendre en compte ces problèmes. Par ailleurs, se pose le problème de la localisation des diverses émissions lumineuses. En effet, pour la PIV, nous avions le confort de pouvoir déterminer, pour chaque cas étudié, la position du point de stagnation, et, comme nous nous sommes résolus à moyenner dans un repère géométrique lié à lui, de fait, la question de la comparaison des données ne se pose pas. Ici, pareille chose n'est pas possible, de sorte qu'il nous faut nous caller, pour le repérage des positions, à un point de repère fixe. Enfin, se pose le problème de la comparaison des données d'imagerie, d'une part entre elles, et d'autre part avec la PIV : à part pour les cas de métrologie SES ou deux caméras étaient à disposition, et ou il était donc possible de coupler les acquisitions des deux caméras, la plupart des mesures ont été effectuées séparément. De fait, on ne pourra, dans ces cas-là, comparer que les mesures moyennes, et les moments statistiques de celles-ci.

Ce chapitre étant consacré à l'automatisation de l'extraction des données, il convient de se poser, ici aussi, la question des données que nous souhaitons mettre en évidence, et dans quelle mesure ceci pourra être confié à une machine. Paradoxalement, l'information automatisable obtenue par caméra intensifiée est moins riche que l'imagerie PIV. Ainsi, les propriétés mesurables sont les épaisseurs des zones de réaction, ainsi que leur position mutuelle les unes par rapport aux autres. Comme il est question d'épaisseur, il nous faudra un critère moyen pour pouvoir comparer, et cette comparaison devra se faire en un lieu spécifique, afin de ne pas biaiser les mesures. Ce lieu devra être au voisinage de l'axe central de l'écoulement, afin de pouvoir mettre en relation les données de l'imagerie avec celles de la SES. Au final, on voit donc que la problématique principale de cette partie tient dans un problème de recalage des données, et de construction d'indicateurs de mesure. Voyons comment ces traitements ont pu être automatisés.

5.4.2 Algorithmique du traitement utilisé

Nous voulons mettre en évidence un certain nombre de grandeurs ayant trait à l'épaisseur et à la position de la flamme. Le traitement se décompose donc en deux parties, conceptuellement distinctes : la détection des limites géographiques de la flamme, suivi du traitement de ces limites. Comme le problème de la détection a déjà été résolu pour la PIV, nous pouvons capitaliser sur le travail accompli, en y portant quelques modifications. Une fois ces contours détectés, nous leur appliquons un autre traitement, que nous allons décrire ici.

1. **détection des contours :** Comme déjà dit auparavant dans la partie introductive, les grandes étapes de traitement sont les mêmes, celui-ci peut être décomposé comme suit :

(a) isolation d'une zone d'intérêt ;

(b) détection des contours sur cette zone.

La partie détection du traitement est exactement la même que pour la PIV, on utilise, pour pouvoir par la suite comparer, les mêmes valeurs limites pour la détection des contours de " flamme ". Le seul changement majeur réside dans détermination de la zone d'intérêt. Ayant découvert que la zone de présence possible de l'artéfact lumineux est beaucoup plus importante, la hauteur de la zone d'intérêt a été notablement agrandie. Par ailleurs, comme nous avons pu constater que la moyenne des lignes moyennes (cf. partie consacrée au traitement PIV) se situe aux alentours de la ligne géométrique moyenne, et que d'autre part nous ne voulons comparer que des grandeurs étant des moyennes statistiques, nous avons décidé de nous restreindre au voisinage géométrique de la moyenne de la ligne moyenne. Ainsi, notre zone d'intérêt a une topologie quelque peu différente du précédent traitement (cf. 5.16, à comparer avec 5.2 et 5.8 pour la PIV). Ce choix de la zone de réaction permet également d'avoir une zone lumineuse ne présentant, sur la zone d'investigation, qu'une courbure très faible.

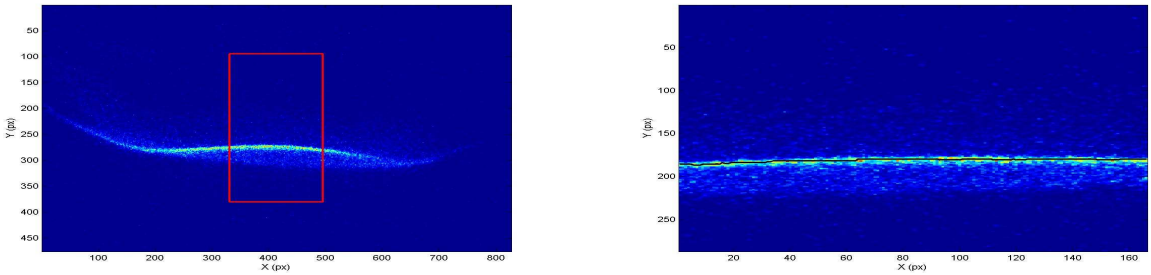


FIG. 5.16 – *Présentation de la position de la zone d'intérêt du traitement (à gauche, en rouge), ainsi que de la ligne de crêtes déterminée sur cette zone découpée (à droite, la ligne rouge). Les contours de la flamme ne sont pas présentés ici, pour des raisons de lisibilité.*

2. **Débruitage :** Les signaux obtenus par SES étant nettement moins bruités que ceux de la PIV, on passe le filtrage horizontal de minimum local précédemment défini, afin d'éliminer les parasites expérimentaux. Ensuite, on procède de la même façon que pour la PIV, pour obtenir successivement la ligne de crêtes, puis les contours. Ici aussi, la valeur du seuil de détection R_{LPLF} est choisi, de façon empirique égale à 2. La figure 5.16 présente un exemple de détection de la ligne de crête. A l'issue du traitement, on obtient les coordonnées des limites de zones lumineuses CH^* et OH^*.

Enfin, on recale toutes les ordonnées obtenues. Pour pouvoir comparer les différentes valeurs obtenues, il nous faut un point fixe. Après regard sur les différentes images, on se résout à adopter le bord du diffuseur en bas de la zone de réaction. Ce point fixe est présent sur toutes les images, ainsi que sur les images issues de l'imagerie PIV. Aussi, pour les comparaisons, nous fixons sa hauteur h arbitrairement à zéro. Comme toutes les mesures de position et de distance sont effectuées à partir du même point fixe, il est possible de comparer les résultats des différentes campagnes de mesure obtenues. En appliquant ce traitement et en effectuant les mêmes calculs sur les contours obtenus par l'imagerie PIV, il est alors possible de comparer non seulement les épaisseurs et positions moyennes des différentes zones de réaction, mais également, dans les cas ou les conditions de mesure coïncident, de rattacher les résultats moyens issus de l'imagerie à ceux obtenus par le traitement des champs PIV, comme nous pourrons le voir par la suite.

5.5 Exploitation des contours

Dans les sections précédentes, nous avions établi de quelle façon nous obtenions les contours des zones lumineuses correspondantes à l'activité chimique au sein de la flamme. Quel que soit le moyen utilisé (PIV, $SES - CH^*$ ou $SES - OH^*$), ces données ont été obtenues par des voies similaires ; leur exploitation sera également semblable. Cette section ne présente donc que la façon de traiter celles-ci, sans s'appesantir sur la signification qu'elles ont effectivement.

5.5.1 Traitement simple d'une zone lumineuse

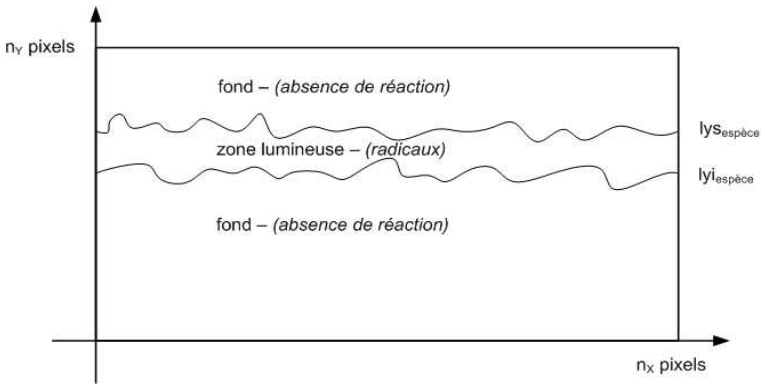


Fig. 5.17 – *Présentation synoptique d'une image de chimiluminescence : les contours délimitent une zone centrale, dans laquelle il y a les réactifs, d'une zone du fond, dans laquelle il ne se produit rien.*

Considérons une zone lumineuse quelconque, telle que précédemment extraite. Elle est située sur une même image, de taille n_X x n_Y pixels. Ses bords sont donc connus et extraits. On a donc délimité une zone intérieure, dans laquelle, par hypothèse, il y a des radicaux (ou de l'activité chimique) et un fond, dans lequel il n'y a rien. La figure 5.17 présente une représentation synoptique typique, et précise les notations. Pour chaque image, en fonction de l'abscisse de chaque pixel, une liste ly_S des points constitutifs du contour supérieur de la flamme et une autre liste ly_I des points constituant le contour inférieur de la flamme. Avec ces informations, on peut calculer les grandeurs $\overline{e_m}$, l'épaisseur moyenne de la zone de réaction, ainsi que $\overline{Y_S}$, ordonnée moyenne du contour inférieur, et $\overline{Y_I}$, ordonnée moyenne du bord supérieur de la flamme. Ces trois données sont obtenues par les formules suivantes :

$$\overline{e_m} = \frac{1}{n_X}\sum_{i=1}^{n_X}\big(ly_S(i) - ly_I(i)\big) \tag{5.3}$$

$$\overline{Y_S} = \frac{1}{n_X}\sum_{i=1}^{n_X}\big(ly_S(i)\big) \tag{5.4}$$

$$\overline{Y_I} = \frac{1}{n_X}\sum_{i=1}^{n_X}\big(ly_I(i)\big) \tag{5.5}$$

Ce traitement est appliqué à chaque image. Nous prenons des séries de N images (Pour la SES, $N = 150$, et pour la PIV $N = 300$), nous effectuons des moyennes, et, ainsi, pour chaque condition de fonctionnement, nous obtenons une épaisseur moyenne $\overline{e_M}$, donnée par :

$$\overline{e_M} = \sum_{i=1}^{N}\overline{e_m}(i) \tag{5.6}$$

Ces épaisseurs, simples, sont une première indication. Elles nous renseignent sur l'extension physique totale.

5.5.2 Etablissement de la zone de recouvrement

Ayant effectué deux mesures d'épaisseurs simultanément, nous pouvons également obtenir l'épaisseur de la zone de recouvrement. Cette épaisseur, dite également " épaisseur de recouvrement " et notée $\overline{e_{EJ}}$ est l'épaisseur moyenne du recouvrement géographique des deux zones de chimiluminescence. Plusieurs cas de figure sont possibles, et sont explicités sur le schéma 5.18. Suivant le cas, cette épaisseur prend des valeurs différentes. Dans le cas où il n'y a pas de recouvrement, l'épaisseur de recouvrement est nulle. Dans le cas ou l'une des deux zones est incluse dans l'autre, on prend la valeur de la zone incluse. Enfin, quand il y a chevauchement partiel, on calcule l'épaisseur moyenne similairement à l'épaisseur

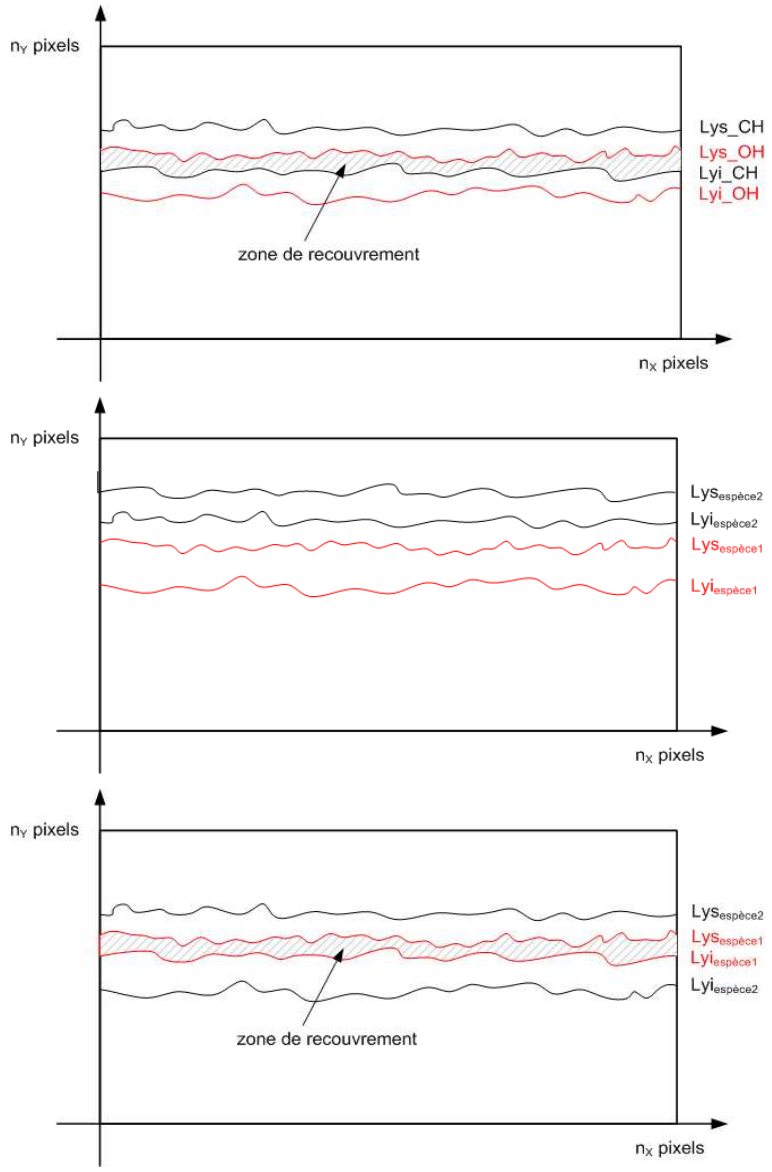


Fig. 5.18 – *Illustrations des différents cas de recouvrement des zones OH^* et CH^* : dans la figure du haut, cas ou le recouvrement des zones OH^* et CH^* est partiel. Au milieu, absence de recouvrement, en bas, inclusion d'une espèce réactive l'une dans l'autre.*

d'une zone simple, composée des bords conséquents. On calcule, pour cet indicateur, une épaisseur moyenne, donnée par la relation suivante :

$$\overline{E_{EJ}} = \frac{1}{N'} \sum_{i=1}^{N'} \overline{e_{EJ}}(i) \tag{5.7}$$

avec N' nombre d'échantillons pour lesquelles la valeur de E_{EJ} est non nulle. Cet indicateur, calculé pour chaque point de fonctionnement, nous donnera des indications utiles quant à l'homogénéité spatiale de la flamme : Si cette valeur est faible ou nulle, la flamme est stratifiée, et les zones de désagrégation du carburant et de réaction sont disjoints. Si cette valeur est forte, au contraire, nous aurons une flamme homogène, ou le mélange est fort, puisque les désagrégations du carburant et la réaction avec le comburant sont co-localisés. Cet indicateur et sa signification sernt repris au cours du chapitre 8.

5.6 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes méthodes d'exploitation automatisée mises au point au cours de la présente thèse, dans le but de traiter les données acquises par métrologie optique. Nous avons détaillé successivement l'extraction des lignes moyennes des champ de PIV appliqués aux champs de moments, l'extraction des contours des images PIV et des images de SES, ainsi que leur exploitation ultérieure. Enfin, nous avons mis en avant les difficultés de présentation inhérentes à la température du montage, qui nous compliqueront l'analyse des résultats. Ces méthodes, fiabilisées, seront employées sur nos mesures, pour aboutir aux résultats présentés dans les chapitres 7 et 8.

Troisième partie

Résultats expérimentaux

Chapitre 6

Stabilité de la flamme

6.1 Introduction

Dans cette section, nous présentons les exploitations des essais d'extinction, réalisés pour diverses conditions. L'essai d'extinction consiste à repérer le point auquel la flamme s'éteint. Dans notre cas, nous procédons comme suit : nous établissons, dans des conditions de fonctionnement stable, une flamme entre un jet de comburant, avec un taux volumique $\%O_2$ d'oxygène fixé, et un autre de combustible, avec un taux volumique $\%CH_4$ de méthane également fixé. Les deux jets ont une même vitesse à froid V_C et une même température de préchauffage T_C, aboutissant à une température des jets en sortie de buse notée T_{ZR}. Une fois des conditions stables de fonctionnement atteintes, on baisse progressivement le taux $\%CH_4$, jusqu'à atteindre l'extinction, qui se traduit par une disparition de la flamme. On s'arrange en pratique pour que la diminution des teneurs de méthane soit graduelle et que la flamme ait le temps de se stabiliser et de répercuter les conditions de fonctionnement modifiées. Ceci est fait en attendant, entre deux diminutions, un temps suffisant pour laisser le nouveau régime s'établir[1]. Dans la pratique, l'expérience est répétée trois fois, et on prend alors la moyenne des trois valeurs obtenues pour éliminer le biais expérimental.

Cet essai est à la fois simple et fondamental. Simple, il ne requiert pas d'appareillage de mesure autre que l'instrumentation du brûleur. Fondamental, car il permet de parcourir toutes les conditions de fonctionnement de la flamme et de dresser une carte de stabilité de la flamme. Nous avons, dans la pratique, mis en évidence une augmentation du domaine d'inflammabilité suivant nos paramètres, qui pour cette étude ont été :

- la vitesse d'injection des gaz V_C ;
- la dilution des réactifs, contrôlée par le taux volumique de chaque espèce ;
- la température de préchauffage des jets T_{ZR} ;
- la turbulence, imposée par la grille. On utilise deux grilles qui génèrent des turbulences d'intensité différentes. Référencées PT et MT dans la suite de nos travaux, la première génère une intensité turbulente inférieure à la seconde, et ce à toute température.

[1] Le temps caractéristique de la répercussion des modifications, est fonction de la longueur des conduites à traverser. Il est inférieur à la seconde, dans notre cas. Pour être sûr, on attend, entre deux modifications, 2 secondes, avant de changer la teneur de CH_4.

L'interprétation des résultats a été rendue difficile, par le fait que les paramètres de fonctionnement ne sont pas indépendants : lorsque la température varie, la vitesse d'éjection des gaz varie également. Pour présenter nos résultats de façon synthétique, nous avons introduit un rapport de proportion des espèces introduites, appelé Φ[2], et défini comme suit :

$$\Phi = \frac{\left(\frac{n_{CH_4}}{n_{O_2}}\right)_{extinction}}{\left(\frac{n_{CH_4}}{n_{O_2}}\right)_{stoechimetrie}} \tag{6.1}$$

Ce rapport vaut l'unité lorsque les espèces sont présentes en quantités stoechiométriques. Au-delà de l'unité, le combustible est en excès, en dessous, il est en défaut. Il est à souligner que ce rapport n'est en aucun cas une richesse. En effet, une richesse ne se définit que lorsque les réactifs sont préalablement mélangés avant réaction. Dans notre configuration, les deux phénomènes sont concomitants. Par ailleurs, on emploie également l'étirement, grandeur classique pour ce type d'expérience. Notée S, elle est définie comme suit :

$$S = \frac{2\,U_1}{\epsilon} \tag{6.2}$$

puisque notre vitesse d'injection est réputée égale des deux côtés. Pour nos essais, nous avons maintenu ϵ constants, égal à un diamètre d'injecteur, soit 35 mm.

Dans une première partie de ce chapitre, nous présenterons les résultats d'extinction, et dans une seconde, nous les exploiterons au moyen d'un modèle simple, décrit plus loin.

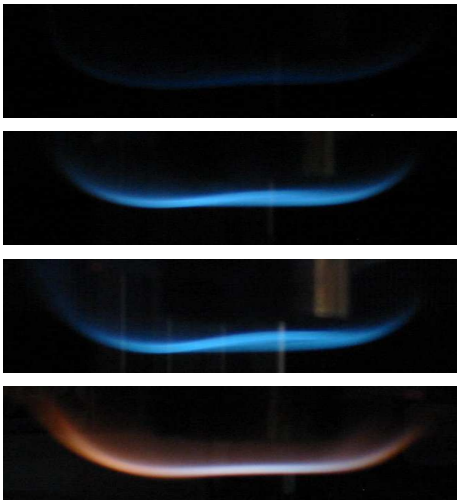
6.2 Prises de vue de la flamme

Durant l'établissement de la carte de stabilité, on décrit successivement tous les régimes de flamme possibles dans le cadre de l'installation bâtie. Aussi, cet essai se prête bien à la mise en évidence de l'ensemble des variétés de flamme obtenables. Dans cette section sont présentées quelques visualisations directes représentatives de la flamme, prises au moyen d'un appareil photo ordinaire. Bien que non exploitables à d'autres fins que qualitatives, ces visualisations illustrent néanmoins les régimes possibles et obtenus.

Au cours des essaie accomplis, dans toutes les configurations, une flamme a toujours été observée : la disparition de la flamme visible présentée dans la bibliographie n'a donc pas eu lieu. Toutes les flammes observées présentent l'apparence classique d'une flamme non prémélangée, étirée dans une configuration à contre-courant. Les clichés présentés sur la figure 6.2 sont une illustration typique des flammes obtenues sur notre installation. Ils illustrent le fait que la température est le premier ressort de la modification de l'aspect de la flamme. Dans le cas présenté ici, on observe pour un mélange et un facteur d'équivalence donné la modification de la flamme du fait du préchauffage. Si, en l'absence de celui-ci la

[2] marqué *Phi* sur les graphiques

Fig. 6.1 – *Position de la flamme dans l'espace interbuses en fonctionnement.*



25^oC

400^oC

600^oC

800^oC

Fig. 6.2 – *Vues caractéristiques de la flamme obtenue en fonction de la température. Les cichés ont été effectués pour le mélange* $\%O_2 = 21\%/\Phi = 2$.

flamme est sur le point de s'éteindre, ceci change considérablement dès que la température augmente. Ainsi, on voit que au fur et à mesure que la température augmente, la couleur de la zone de réaction devient de plus en plus vive. La flamme semble également présenter un certain épaississement mais, dompte tenu des temps de pose, ceci devra être explicité ultérieurement. Enfin, il est remarquable de constater que lorsque la flamme augmente à la limite maximale de ce que permet la capacité de chauffage de l'installation, le rayonnement de la flamme change. Toutefois, les causes de ce changement n'ont pas pu être déterminées avec certitude.

6.3 Carte d'extinction

Présentons tout d'abord les résultats bruts d'extinction. Le taux de comburant $\%O_2$ est gardé constant, les résultats sont présentés en fonction de ce taux quand il y a lieu.

6.3.1 Essais sans préchauffage

Nous avons mesuré le point d'extinction de la flamme pour différents taux de turbulence, pour des mesures effectuées, sans préchauffage des jets pour différents taux d'étirement. ϵ restant constant, on a fait varier les vitesses. Le détail des points de mesure portés sur les graphiques est présenté dans le tableau de l'annexe C ; consacrée à la stabilité de la

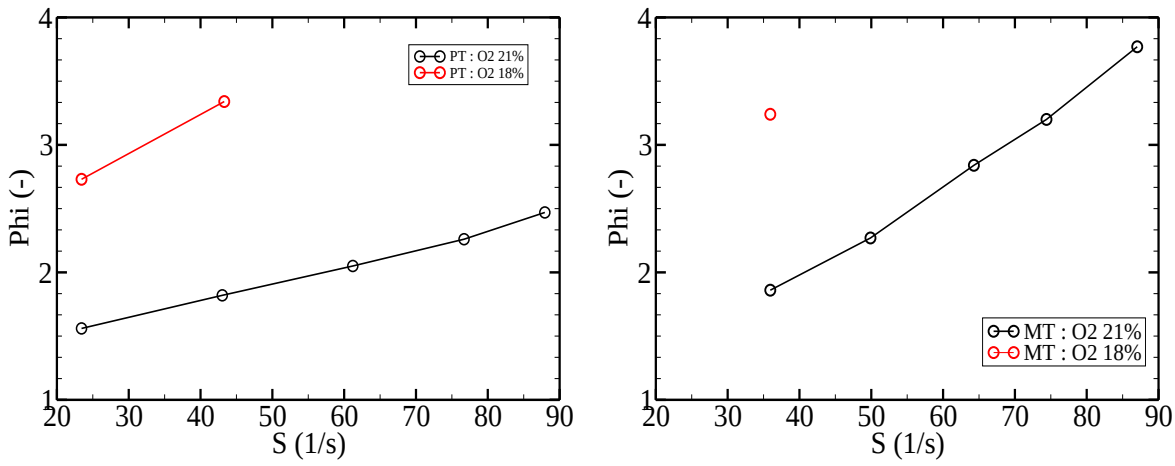


FIG. 6.3 – *Variation de la limite d'extinction de la flamme à contre-courant, sans préchauffage, en fonction de l'étirement. A gauche, résultats avec la grille PT, à droite, résultats avec la grille MT.*

La figure 6.3 présente ces résultats. On remarque que le domaine de stabilité est assez

réduit. Ainsi, il n'est quasiment pas possible de stabiliser une flamme dans le cas d'une dilution du jet de comburant. Lorsqu'elle se stabilise, la flamme nécessite en outre un large excès de carburant. Enfin, comme nous l'avons montré, bien que le taux de turbulence k^* varie en fonction de la vitesse d'injection, nous avons dans tous les cas k^*_{MT} supérieur à k^*_{PT}. La turbulence, en augmentant, hâte l'extinction. Ainsi, les rapports d'équivalence des réactifs Φ à l'extinction sont, pour les mêmes étirements, supérieurs dans le cas de la grille MT que dans le cas de la grille PT. La turbulence est donc, sans préchauffage, facteur d'extinction de la flamme.

6.3.2 Essais avec préchauffage

La température modifie considérablement le comportement de la flamme et induit une accélération des gaz en sortie des injecteurs : le préchauffage augmente donc mécaniquement la vitesse de sortie et en conséquence l'étirement. Sur les courbes, quant il y a lieu, on choisit donc de ne porter que la température de sortie des jets, et de donner les taux d'étirement à froid, bien qu'en pratique, à ce stade, les effets soient indissociables. Les points de mesure

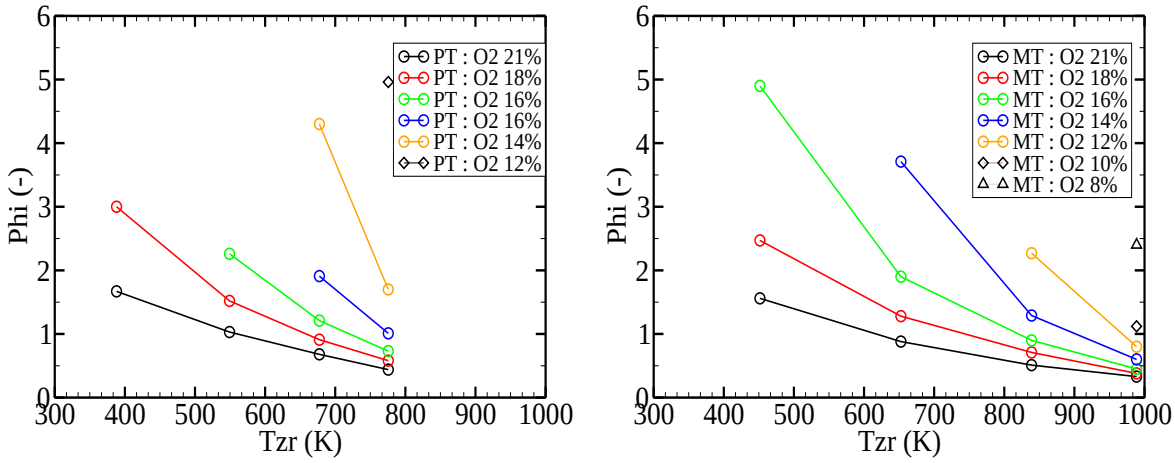


Fig. 6.4 – *Influence de la température de préchauffage sur la limite d'extinction. A gauche, résultats avec la grille PT, à droite, résultats avec la grille MT. Les étirements à froid valent respectivement $S_{PT} = 24$ et $S_{MT} = 36$.*

Influence de la température de préchauffage

La figure 6.9 présente, pour nos deux grilles, l'influence de la température de préchauffage sur le point d'extinction de la flamme. Lorsque la température monte, on observe que

pour un taux d'oxygène donné, la teneur en méthane dans le jet opposé à l'extinction est de moins en moins importante. La température élargit donc, malgré l'augmentation de la vitesse, l'étirement, le domaine d'inflammabilité. Il est ainsi possible d'avoir, pour des températures suffisamment importantes, des flammes avec des taux de méthane inférieurs à la stoechiométrie. Par ailleurs, il est remarquable de voir que pour les points d'extinction observés pour différents taux de dilution, côté comburant, plus la température augmente, plus les rapports d'équivalence à l'extinction se rapprochent. Bien que la dilution des espèces hâte l'extinction, la différence entre les valeurs est de moins en moins importante, l'accroissement de la température contrebalance graduellement l'effet de la dilution.

Pour un taux de O_2 et une température donnée, on remarque en outre que le rapport des proportions des réactifs est inférieur dans le cas de la grille PT que dans le cas de la grille MT. Les taux de turbulence étant respectivement supérieurs dans le cas de l'emploi de la grille MT à celle de la grille PT, la turbulence semble donc éteindre la flamme plus rapidement. Toutefois, comme les effets de vitesse et de température ne sont pas

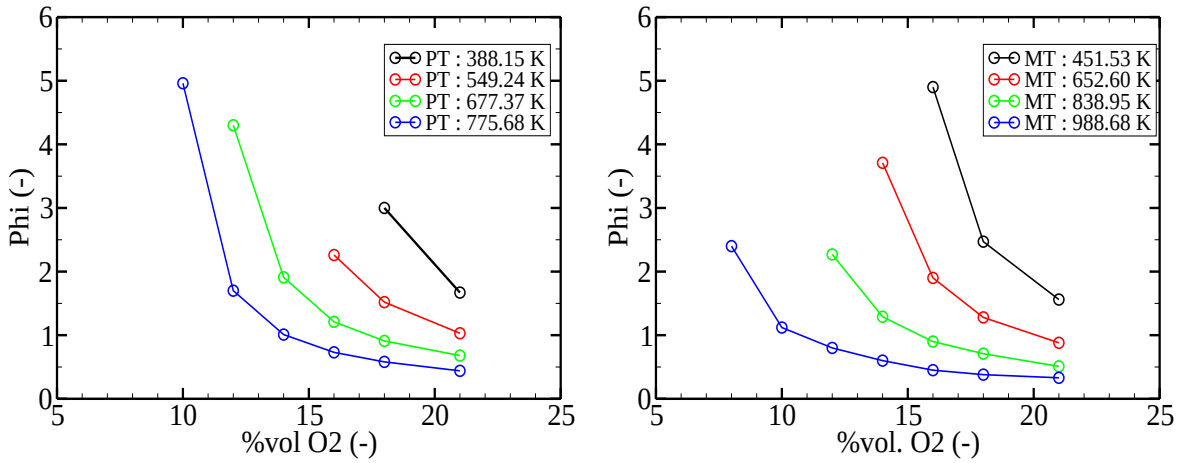


FIG. 6.5 – *Influence de la composition sur la limite d'extinction, pour plusieurs températures de préchauffage. A gauche, résultats avec la grille PT, à droite, résultats avec la grille MT. Les étirements à froid valent respectivement $S_{PT} = 24$ et $S_{MT} = 36$.*

Influence de la composition

La figure 6.5 présente les points d'extinction pour une température de préchauffage donnée. On observe un accroissement du domaine d'existence de la flamme. La température augmente spectaculairement le domaine d'existence de la flamme.

Enfin, l'augmentation du domaine d'inflammabilité est étudiée avec la variation du

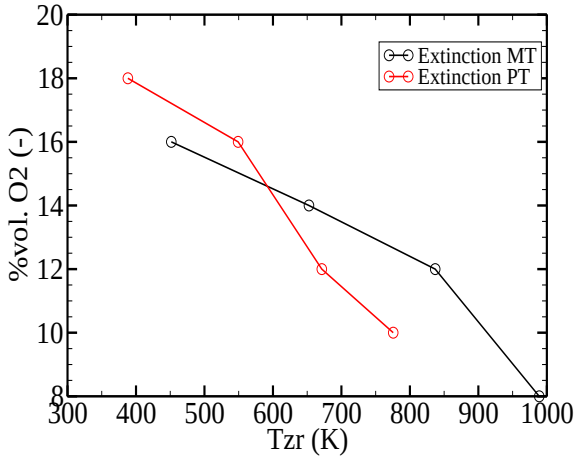


Fig. 6.6 – *Influence de la température de préchauffage des jets T_{ZR} sur le taux minimal d'oxygène côté comburant permettant une flamme.*

taux minimal volumique d'O_2 à l'inflammation en fonction de la température. La figure 6.6 présente, en fonction de la température, la valeur minimale de ce taux d'oxygène permise dans le foyer. Rappelant que, pour la grille MT la valeur de l'intensité turbulente k^* est supérieure à celle générée par la grille PT, deux régimes aux comportements distincts peuvent être mis en évidence. Pour une première gamme de valeurs de T_{ZR}, on constate que l'emploi de la grille MT permet de stabiliser des flammes avec un taux d'oxygène inférieur que la grille PT. Au-delà d'une valeur limite (de l'ordre de $580K$), les comportements s'inversent, et le domaine d'inflammabilité est plus grand pour la grille PT que pour la grille MT. Comment l'expliquer ? Ceci est dû aux rôles antagonistes de la turbulence qui a deux effets : d'une part, elle promeut le mélange et permet une rencontre plus efficace des réactifs que la diffusion moléculaire. En cela, elle augmente l'efficacité de la réaction chimique. D'un autre côté, elle exerce également des sollicitations sur le front de flamme et provoque un étirement supplémentaire du front de flamme. Nous assistons ici aux deux cas de figure : dans un premier temps, la turbulence promeut le brassage et les échanges de matière, mais pour une température supérieure à $580K$, les effets s'inversent, et elle hâte l'extinction. Toutefois, ce point devra être complété par une étude plus poussée des caractéristiques des champs de vitesse, que nous ferons lorsque nous présenterons les résultats de la PIV.

6.3.3 Synthèse

La présentation directe de ces résultats des essais d'extinction a permis de mettre en lumière un certain nombre de comportements. Ainsi, l'élévation de la température étend

le domaine de fonctionnement de la flamme. La dilution des réactifs réduit, en revanche, le domaine d'inflammabilité. Toutefois, l'influence particulière de la turbulence et de l'augmentation de la vitesse du fait du réchauffement des gaz ne sont, à ce stade, pas dissociables, et doivent être étudiés plus en détail.

6.4 Stabilité de la flamme

6.4.1 Présentation

Une autre façon de s'intéresser à la stabilité du régime de combustion consiste à s'intéresser à la variation du nombre de *Damköhler*, noté Da, et défini comme suit :

$$Da = \frac{\tau_{ec}}{\tau_{ch}} = \frac{\text{temps caractéristique de l'écoulement}}{\text{temps caractéristique de la chimie}} \tag{6.3}$$

Suivant le comportement de la flamme, ce rapport prendra une valeur différente :

- $Da > 1$ **:** la matière est consommée plus vite qu'elle ne met de temps à parvenir à la zone de réaction. Sous ces conditions, la flamme est alors mince, et, à l'extrême limite, un plan d'épaisseur nulle.
- $Da < 1$ **:** la matière est amenée plus rapidement que la chimie ne peut la consommer. Il y a donc mélange partiel et une réaction qui se fera tendanciellement en volume.
- $Da \approx 1$ **:** il y a équivalence entre les temps de réaction chimiques et d'arrivée de matière. Régime limite, cette configuration nécessite un examen approfondi.

Il nous reste donc à évaluer la valeur des différents temps caractéristiques afin de caractériser notre régime de combustion à l'extinction. Considérons le cas du temps caractéristique de l'écoulement. C'est le temps que mettra le fluide à traverser l'espace interbuses. Celui-ci est dépendant de la vitesse d'injection. Dimensionnellement, l'étirement S est proportionnel à l'inverse d'un temps. On peut donc choisir :

$$\tau_{ec} \approx \frac{1}{S} \tag{6.4}$$

Pour le temps chimique, nous procédons de la façon suivante. Considérons la réaction globale :

$$CH_4 + 2\ O_2 \longrightarrow CO_2 + 2\ H_2O$$

Pour chaque espèce i intervenant dans cette réaction, on pourra considérer sa vitesse de formation, notée w_i. Cette vitesse est donnée par la relation suivante :

$$w_i = M_i \nu_i\ W \tag{6.5}$$

avec :

Tab. 6.1 – *Paramètres chimiques du modèle de Westbrook et Dryer*

A	m	n	E_a/R
1.3 10^8	- 0.3	1.3	24358

M_i : masse molaire de l'espèce i

ν_i : coefficient stoechiométrique de l'espèce

W : taux de réaction

Pour modéliser ce taux de réaction, Westbrook et Dryer (1975)[3] ont proposé la relation suivante :

$$W = A\,T^{(m+n)}[CH_4]^m[O_2]^n exp\Big(-\frac{E_a}{R\,T}\Big) \tag{6.6}$$

A, n, m : constantes de réaction

T : température caractéristique de la zone

$[CH_4]$: concentration de méthane moyenne

$[O_2]$: concentration de oxygène moyenne

E_a : énergie d'activation

R : constante des gaz parfaits

Pour le cas du méthane, les auteurs proposent les valeurs du tableau 6.1 pour E_a, A, m et n. Dimensionnellement, W est également l'inverse d'un temps. Pour le temps chimique, on utilise donc :

$$\tau_{ch} \approx \frac{1}{W} \tag{6.7}$$

Dans notre cas, la relation pour le nombre de *Damköhler* prend donc la forme suivante :

$$Da = \frac{\tau_{ec}}{\tau_{ch}} = \frac{W}{S} \tag{6.8}$$

Pour le calcul de ces temps chimiques, nous avons effectué les choix suivants :

- les concentrations des réactifs sont prises par rapport à l'ensemble des débits injectés, elles correspondent aux concentrations des jets à l'extinction ;
- la température considérée est la température effective de préchauffage T_{ZR} ;
- l'étirement est calculée pour la vitesse des gaz chauds, elle-même déduite à partir de V_c et de T_{ZR}.

Les points de mesure relevés pour déterminer la stabilité de la flamme figurent dans l'annexe C. Il est à noter qu'une réaction globale, telle que définie par Westbrook et Dryer, ne permet que la donnée d'un ordre de grandeur, en terme de temps chimiques notamment. Par

[3] extrait de *"Modélisation et théorie des flammes"* de R. Borghi et M. Champion

ailleurs, un tel schéma ne fonctionne que pour des conditions de fonctionnement validées, et des plages de fonctionnement réduites : les conditions de validation de ce schéma ne sont pas réunies sur toute la gamme de variation des paramètres.

Avant de présenter l'analyse des données, donnons les clefs de lecture de l'analyse qui va être menée. Nous avons calculé, à partir des données expérimentales, la valeur du nombre de *Damköhler* à l'extinction. Ce nombre présente le rapport entre les temps caractéristiques de l'écoulement et de la chimie au point de disparition de la flamme. Comment l'interpréter ? Nous avons procédé, lors de notre essai, de la façon suivante : la vitesse, les températures et le taux d'oxygène de la configuration sont fixés et l'extinction est obtenue en diminuant le taux de méthane. W est une fonction décroissante du taux de méthane, donc, selon la formule de Westbrook et Dryer ne fait qu'augmenter. Au fur et à mesure que l'on diminue la concentration de CH_4, les temps chimiques augmentent. Il s'en suit que les flammes se stabilisent, dans les conditions de température et de taux de O_2 fixés, à des valeurs inférieures de Da, l'extinction étant la borne supérieure des valeurs admissibles, car correspondant au taux de réaction chimique en dessous duquel la flamme s'éteint.

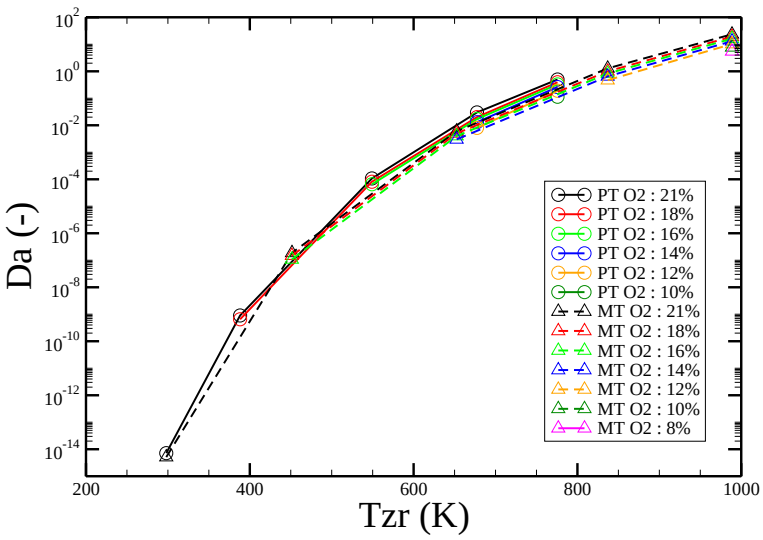


FIG. 6.7 – *Influence de la température de préchauffage sur le nombre de Damköhler à l'extinction. En traits pleins, sont représentés les points obtenus pour la grille PT, en pointillés les résultats pour la grille PT. L'échelle des ordonnées est logarithmique*

6.4.2 Influence de la température

La figure 6.7 nous donne, en fonction de la température, la variation du nombre de *Damköhler* à l'extinction. Ainsi, on remarque que, de $300K$ à $1000K$, le nombre de Da

Tab. 6.2 – *Paramètres de la régression linéaire de* $ln(Da) = f(ln(T_{ZR}))$

Paramètre	a	b	R^2
Grille PT	29.423	193.69	0.9919
Grille MT	23.970	-161.460	0.9905

est passé d'un ordre de grandeur de 10^{-14} à un ordre de grandeur de 10^1, ce qui représente un gain de près de quinze décades. Ceci donne la mesure de l'importance du renforcement de la réactior

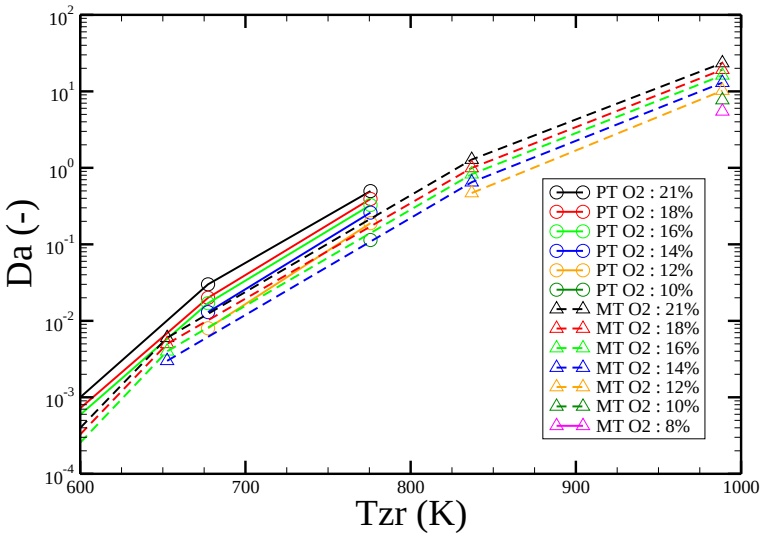


Fig. 6.8 – *Détail de l'illustration précédente, pour le cas des fortes température. L'échelle est logarithmique*

Ceci étant, il y a des disparités locales, que le graphique de la figure 6.8 permet de mettre en évidence. Un agrandissement de la figure précédente pour les fortes températures de préchauffage, on constate que, suivant la concentration du jet de comburant, la position du point à l'extinction varie. Plus la concentration de O_2 est importante, plus la valeur de Da à l'extinction sera élevée. Les écarts, selon la différence des compositions, pour une température donnée, peuvent aller jusqu'à un ordre de grandeur. Enfin, cette courbe montre l'importance de la turbulence sur le point de l'extinction. On constate que, pour des mêmes paramètres de fonctionnement, la valeur de Da à l'extinction est, dans le cas PT , supérieur de près d'une décade à celui obtenu pour la grille MT. L'augmentation de la turbulence, pour cette gamme de températures, est donc clairement un facteur hâtant l'extinction de la flamme.

TAB. 6.3 – *Paramètres des régressions linéaires entre les taux volumiques de O_2 et $Ln(Da)$*

T_{ZRPT}	388.15	549.15	677.37	775.68
a	0.1083	0.0979	0.1388	0.1287
b	-23.102	-11.1930	-6.3819	-3.2751
R^2	1	0.9977	0.9675	0.440
T_{ZRMT}	451.53	652.60	836.95	988.68
a	0.1096	0.0980	0.1098	0.1117
b	-17.7600	-7.2760	-2.0052	0.9238
R^2	0.9596	0.9599	0.9787	0.9739

Les valeurs calculées permettent de trouver la sensibilité du nombre de *Damköhler* à l'extinction. Pour ce faire, on peut effectuer une régression linéaire entre $ln(Da)$ et $ln(T_{ZR})$, on obtient alors les valeurs paramétriques récapitulées dans le tableau 6.2, qui nous donne, pour chaque cas, la pente a, l'ordonnée à l'origine b, ainsi que le coefficient de corrélation R^2. Les paramètres de cette régression, ainsi que les bons accords pour les deux cas, permettent donc de trouver une proportionnalité linéaire entre $ln(Da)$ et $ln(T_{ZR})$, ce qui de conclure quant à leur relation, en terme d'ordre de grandeur :

$$Da \;=\; {T_{ZR}}^{a} \;\sim\; {T_{ZR}}^{20} \tag{6.9}$$

6.4.3 Influence de la concentration

La figure 6.9 présente, en fonction du taux de O_2 volumique présent côté comburant, la valeur de Da critique à l'extinction pour une température de préchauffage donnée. De par l'échelle logarithmique utilisée aux ordonnées des " paliers " apparaissent, dont l'étendue augmente avec la température. Deux tendances majeures peuvent être constatées, quelle que soit la grille employée. Premièrement, en fonction de la température, l'accroissement du nombre de *Damköhler* est important, mais a tendance à saturer : par exemple, dans le cas de la grille MT, on constate que, lorsque T_{ZR} passe de $\sim 300K$ à $\sim 450K$ (soit un accroissement de $150K$), Da passe de $\sim 10^{-15}$ à $\sim 10^{-7}$, soit un gain de 10^8. En revanche, lorsque l'on passe de $\sim 830K$ à $\sim 1000K$ (soit un gain de $170K$, Da passe de ~ 1 à ~ 10, soit un gain d'une décade. Les gains induits par la température en terme de domaine d'inflammabilité sont donc à importance décroissante selon la température. Ceci est également le cas pour la grille PT.

La seconde tendance apparaît à l'examen des courbes de la deuxième colonne de la figure 6.9, qui représente un agrandissement des courbes générales pour les fortes températures.

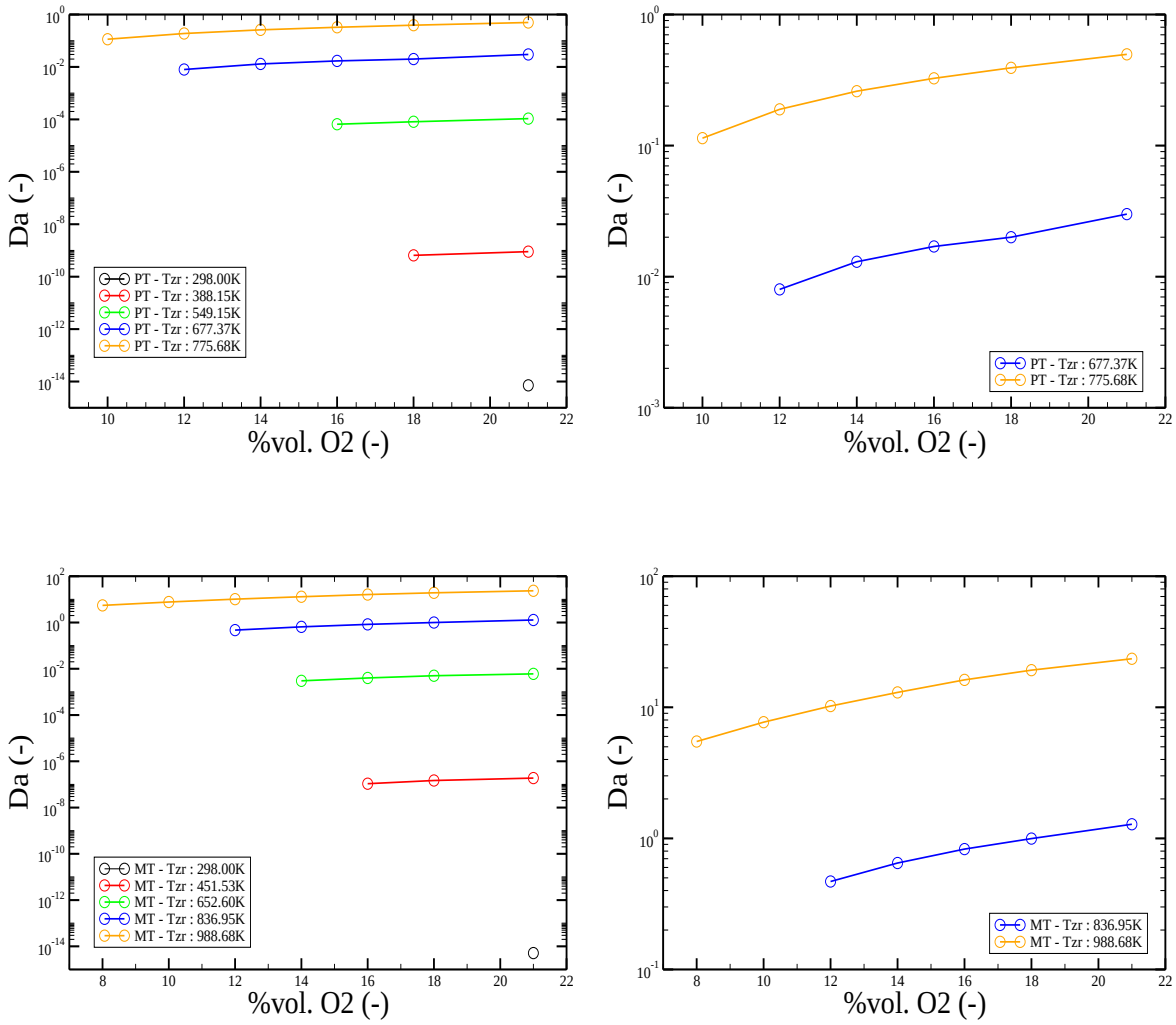


Fig. 6.9 – *Influence de la température de préchauffage sur la limite d'extinction. Sur la ligne du haut, résultats avec la grille PT, sur la ligne du bas, résultats avec la grille MT. Les étirements à froid valent respectivement* $S_{PT} = 24$ *et* $S_{MT} = 36$.

TAB. 6.4 – *Paramètres chimiques alternatifs pour la loi chimique de Westbrook et Dryer*

A	m	n	E_a/R
8.5 10^5	- 0.3	1.3	15098

On constate que, dans le plan (% *vol.* O_2, $ln(Da)$), les courbes d'extinction sont des droites. Effectuons, pour tous les cas, les régressions linéaires appropriées. Les paramètres correspondent à ces régressions figurent dans le tableau 6.3. L'accord avec les régressions linéaires est assez bon. Il est donc remarquable de constater que, pour une condition de fonctionnement donnée, une relation entre Da et le taux d'oxygène de la forme :

$$Da = a^{\%vol.\ O_2} \sim 0.1^{\%vol.\ O_2} \tag{6.10}$$

6.4.4 Critique de l'approche utilisée

Pour la détermination du nombre de *Damköhler*, une modélisation des différents termes a été utilisée. Celle-ci a permis de mettre en évidence une phénoménologie, mais demeure critiquable, en particulier quant à la modélisation du terme chimique qui repose en effet sur une loi cinétique globale et unique déterminée par Westbrook et Dryer, callée sur des paramètres d'une loi cinétique de forme donnée *a priori* en fonction de résultats de vitesse de flamme, faites une flamme de prémélange se propageant dans un tube. Le meilleur accord théorie / pratique se situe alors pour des richesses comprises entre 0.5 et 1.6. Sachant cela, les études menées sur le nombre de *Damköhler* se sont focalisés sur sa variation, et non pas sur les valeurs réellement rapportées. En effet, la littérature rapporte que le régime de combustion " sans flamme " se positionnerait, pour des hautes températures de préchauffage, à des valeurs de Da en fonctionnement de l'ordre de l'unité. Pour une partie de la gamme de fonctionnement, les températures ont été suffisamment élevées, et, selon la loi de Westbrook et Dryer, les nombres de *Damköhler* voisins de l'unité ont été atteints. Mais aucune transition de régime n'a pu être observée, la flamme conservant son caractère diffusif " classique ".

Pour le même combustible et la même gamme de fonctionnement, les mêmes auteurs proposent un deuxième jeu de coefficients, présentés dans le tableau 6.4. Les valeurs pour le nombre de *Damköhler* obtenues avec ces paramètres sont portés dans le tableau 6.5. Les ordres de grandeurs des nombres de *Damköhler* calculées avec ce schéma cinétique sont sensiblement inférieurs à ceux calculés auparavant mais l'augmentation en fonction de la température est plus forte. Le comportement sera le même, même si les valeurs obtenues seront, dans tous les cas, très inférieures à l'unité. Pour ce jeu de constantes, en supposant des pourcentages volumiques de méthane et d'oxygène voisins du pourcent, et en conservant

Tab. 6.5 – *Nombre de Damköhler obtenus pour le jeu de paramètres du tableau 6.4*

$T_{consigne_{PT}}$ (^oC)	20	200	400	600	750
$T_{ZR_{PT}}$ (K)	298.00	388.15	549.24	677.37	775.68
S_{PT} (s^{-1})	31.91	40.76	50.423	53.257	60.90
$Da_{O_2 = 21\%}$	$3.58\ 10^{-26}$	$6.15\ 10^{-18}$	$7.99\ 10^{-10}$	$4.67\ 10^{-6}$	$5.14\ 10^{-4}$
$Da_{O_2 = 18\%}$		$4.44\ 10^{-18}$	$6.09\ 10^{-10}$	$3.67\ 10^{-6}$	$4.06\ 10^{-4}$
$Da_{O_2 = 16\%}$			$4.80\ 10^{-10}$	$2.99\ 10^{-6}$	$3.36\ 10^{-4}$
$Da_{O_2 = 14\%}$				$2.28\ 10^{-6}$	$2.67\ 10^{-4}$
$Da_{O_2 = 12\%}$				$1.53\ 10^{-6}$	$1.96\ 10^{-4}$
$Da_{O_2 = 10\%}$					$1.18\ 10^{-4}$
$T_{consigne_{MT}}$ (^oC)	20	200	400	600	800
$T_{ZR_{MT}}$ (K)	298.00	451.53	652.60	838.95	988.68
S_{MT} (s^{-1})	41.55	51.92	81.92	101.11	119.44
$Da_{O_2 = 21\%}$	$3.58\ 10^{-26}$	$3.55\ 10^{-14}$	$6.94\ 10^{-7}$	$3.00\ 10^{-3}$	$3.14\ 10^{-1}$
$Da_{O_2 = 18\%}$		$2.88\ 10^{-14}$	$5.29\ 10^{-7}$	$2.40\ 10^{-3}$	$2.57\ 10^{-1}$
$Da_{O_2 = 16\%}$		$2.08\ 10^{-14}$	$4.19\ 10^{-7}$	$2.00\ 10^{-3}$	$2.17\ 10^{-1}$
$Da_{O_2 = 14\%}$			$2.99\ 10^{-7}$	$1.60\ 10^{-3}$	$1.74\ 10^{-1}$
$Da_{O_2 = 12\%}$				$1.20\ 10^{-3}$	$1.37\ 10^{-1}$
$Da_{O_2 = 10\%}$					$1.03\ 10^{-1}$
$Da_{O_2 = 8\%}$					$7.35\ 10^{-2}$

la même vitesse à froid, les températures pour lesquelles $Da \sim 1$ seraient aux alentours de $1900K$, soit au voisinage de 1600^oC. La littérature rapporte des valeurs similaires pour des fours, même si, les vitesses sont différentes et les étirements locaux ne sont en rien comparables.

La modélisation utilisée n'est donc pas appropriée à nos conditions. Toutefois, les tendances mises en évidence n'en demeurent pas moins vraies : en effet, la théorie de la cinétique chimique s'accorde a modéliser les réactions chimique par des lois du type Arrhenius. La dépendance de la vitesse de réaction par rapport à la température et les concentrations demeurent donc du même ordre : exponentielle dans le premier cas, simplement multiplicative dans le second. La modification des valeurs numériques n'altère donc que les valeurs effectives, et non pas les tendances. La seule limite d'un point de vue fondamental demeure donc dans le chois de la modélisation, qui ne prend pas en compte le mélange turbulent. Ainsi, il faudrait recourir à une modélisation faisant intervenir le mélange - dans notre

cas, la turbulence. Toutefois, les recherches bibliographiques menées sur ce point n'ont pas abouti à des résultats probants, et le nombre de points de mesure effectués, trop restreint, ne permet pas de dresser un modèle quantitatif.

6.5 Conclusion du chapitre

Au cours de ce chapitre a été présentée l'étude de stabilité menée de façon expérimentale sur notre installation. Cette étude apporté sur la discussion des résultats directs, puis par application d'un modèle utilisé pour déterminer le nombre de *Damköhler* à l'extinction. Bien qu'il soit clair que les valeurs déterminées soient inexactes et ce du fait du modèle chimique utilisé, son comportement aux variations des différents paramètres est jugée tendanciellement satisfaisant. La sensibilité à la température et à la dilution du comburant a pu être mis en évidence, elle est de la forme :

$$Da \sim {T_{ZR}}^{20}\Big|_{\%O2,\ V_C,\ k^* = cst} \quad ; \quad Da \sim 0.1^{\%O_2}\Big|_{T_{ZR},\ V_C,\ k^* = cst}$$

L'influence de la température est donc beaucoup plus importante que celle de la dilution : en d'autres termes, la flamme sera beaucoup plus sensible à une faible augmentation de température qu'à une forte dilution. Il est même possible, dès lors, de repousser la limite d'inflammabilité, pour des mélanges très dilués, pour peu que la température soit suffisamment importante. Aussi, ceci rejoint le fonctionnement des fours " sans flamme " pour lesquels la littérature rapporte des pourcentages volumiques d'espèces actives de l'ordre de l'unité et de très fortes températures.

La turbulence étant dépendante, en valeur absolue, de la température de préchauffage, il n'a pas été possible de mettre en évidence une relation directe entre sa valeur et le nombre de *Damköhler* à l'extinction. Ce point sera abordé plus en détail lorsqu'il sera question de présenter les études menées avec les champs aérodynamiques. Il est néanmoins possible de qualifier son influence, et notamment par rapport aux autres paramètres. Par rapport à la température, la turbulence peut avoir deux types d'interactions :

- Pour des préchauffages modérés, la plus forte turbulence augmente de domaine d'inflammabilité, en ce qu'elle permet un meilleur mélange des espèces.
- Lorsque la température augmente et dépasse un certain seuil, la turbulence devient contre-productive et provoque une extinction prématurée de la flamme. Ceci est alors à mettre en lien avec le fait que la turbulence exerce également une sollicitation sur le front de flamme.

Par rapport à la température, sur la gamme de mesure considérée, la dilution a un impact négligeable : en effet, quel que soit la grille employée, et quelle que soit la température, la relation entre Da et le taux volumique de O_2 est toujours du même ordre.

Au cours des chapitres suivants, nous nous intéresserons plus précisément à la variation des paramètres cinématiques de la zone de réaction, ainsi qu'à la réaction chimique, qui sera étudiée plus en détail.

Chapitre 7

Etude cinématique de la zone de l'écoulement

7.1 Introduction

Au cours du chapitre précédent, il a été procédé à l'étude de la stabilité de la flamme, et à la détermination des limites d'extinction. L'influence des différents paramètres de fonctionnement - dilution et température - sur le fonctionnement de l'installation avait été déterminé, mais il n'avait pas pu être conclu quant au rôle de la turbulence. Si les effets de la température et de la dilution du comburant avaient pu être quantifiés, il n'en a pas été de même pour la turbulence. En effet, la vitesse d'injection, tout comme le taux de turbulence, sont thermo-dépendants, de sorte qu'une étude spécifique est nécessaire pour clarifier la phénoménologie de l'espace inter-buses. C'est l'objet du présent chapitre.

Cette étude a été menée à l'aide de la mesure de vitesse par imagerie de particules (PIV). Cette technique nécessite d'ensemencer les gaz, et, dans le même temps, de ménager des accès optiques sur le montage. Pour de telles mesures, la flamme est particulièrement sensible aux perturbations extérieures (courants d'air, etc.) qui ne sont pas toutes contrôlables. Ces mesures nécessitent, entre autres, des flammes stables et " robustes " aux sollicitations supplémentaires que génère l'ensemencement. Enfin, la propension de l'installation à s'encrasser limite fortement la température maximale et le temps de fonctionnement. Pour toutes ces raisons, il n'a pas été possible de diluer les réactifs autant que pour l'étude de stabilité, ni de monter aussi haut en température.

Le chapitre sera divisé en deux parties. Dans une première, il sera procédé à une validation qualitative d'un modèle asymptotique développé pour les flammes non-prémélangées dans une configuration hydrodynamique à contre-courant. Dans la seconde, seront discutées les influences de la dilution et de la température sur la structure de l'écoulement de la zone de combustion.

7.2 Validation qualitative d'un modèle asymptotique

7.2.1 Présentation du modèle

L'écoulement à point d'arrêt est une configuration ayant déjà fait l'objet de nombreuses publications, tant pour un régime d'écoulement laminaire (Liñan, 1974) que turbulent

(Champion, 1993). Ici est présentée une analyse asymptotique faite pour cette configuration. Elle se base sur l'existence d'un petit paramètre qui est l'intensité turbulente. La flamme naissant alors que les réactifs sont non prémélangés, elle ne peut être localisée que dans les zones où a lieu un fort mélange qui se fera alors du fait de la turbulence. Sous l'hypothèse d'un rayonnement négligeable, l'écoulement peut être décrit comme ayant deux comportements distincts, suivant l'endroit où on le considère :

- loin de la zone de mélange, l'intensité turbulente est négligée, le fluide se comporte alors comme un fluide non réactif : les zones où prévaut le comportement inerte sont des zones externes, pour lesquelles une solution inerte est recherchée ;
- dans la zone de mélange, la structuration est entièrement contrôlée par le mélange. Cette zone, dite interne, fera l'objet d'une description spécifique.

Le passage de la zone externe vers la zone interne se fait de façon continue. Dans cette hypothèse, chacune des zones peut être décrite séparément et les solutions asymptotiques peuvent ensuite être raccordées. Cette stratégie, suivie par Bray, Champion et Libby[1] est détaillée ci-après, avec une description successive des cas inertes et réactifs. Les modèles développés valent pour la ligne centrale uniquement. Pour la présentation de ces modélisations, les notations suivantes seront adoptées :

z	:	composante axiale
r	:	composante radiale
d	:	séparation entre la buse de référence et le point de stagnation
$\tilde{w}$	:	composante axiale de la vitesse moyenne
ω	:	fluctuation de la vitesse axiale
W	:	composante axiale de la vitesse adimensionnée
$\tilde{u}$	:	dérivée radiale de la composante radiale de la vitesse moyenne
U	:	dérivée radiale de la vitesse radiale adimensionnée
Q	:	paramètre relatif au gradient de pression (ou courbure)
u_R	:	fluctuation de la vitesse radiale

7.2.2 Description asymptotique de l'écoulement à point d'arrêt pour un fluide inerte

Dans cette section est présentée la modélisation d'un point d'arrêt faiblement turbulent inerte/ Ce modèle décrit également la zone externe non réactive dans le modèle traitant de la flamme non prémélangée. Par ailleurs, comme le transport turbulent n'est pas pris en compte, l'enthalpie et la température restent constants. Le schéma de la figure 7.1 définit les notations employées. Les exposants $^+$ et $^-$ se rapportent au côté d'arrivée des jets, l'indice $_1$ se rapporte aux valeurs des paramètres dans les sections de sortie des injecteurs.

[1] communication privée, 2006

On définit les composantes normalisées $\tilde{z}$, W et U de la façon suivante :

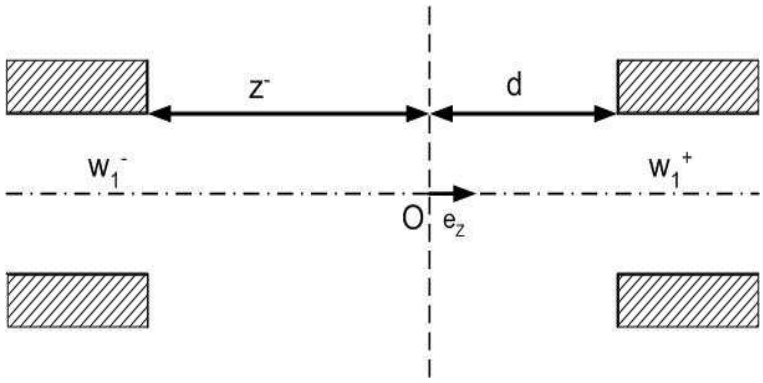


Fig. 7.1 – *Schéma synoptique des notations pour la description de l'écoulement inerte.*

$$\tilde{z} = \frac{z}{d} \tag{7.1}$$

$$W = \frac{\tilde{w}}{w_1^+} \tag{7.2}$$

$$U = \frac{\tilde{u}\ d}{r\ w_1^+} \tag{7.3}$$

On définit également l'énergie cinétique turbulente k, et son intensité δ de la façon suivante :

$$K = \omega^2 + 2\ u_R^2 \tag{7.4}$$

$$\delta = \frac{k_1^+}{w_1^{+2}} \tag{7.5}$$

Enfin, on note $'$ la dérivation partielle par rapport à la composante axiale, soit :

$$' = \frac{\partial}{\partial z} \tag{7.6}$$

On suppose l'intensité turbulente de l'écoulement faible ($\delta << 1$). Dans ce cas particulier, les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement deviennent, après simplification :

$$2U' + W' = 0 \tag{7.7}$$

$$U^2 + WU' = Q \tag{7.8}$$

Notons q_1 le rapport des vitesses d'injection des gaz de part et d'autre du point d'arrêt :

$$q_1 = \left|\frac{w_1^+}{w_1^-}\right| \tag{7.9}$$

Ce rapport conditionne la longueur z^-, qui sépare le point d'arrêt à la buse opposée à celle de référence (cf. schéma de la figure 7.1). Pour chaque domaine, on peut donc procéder à une intégration des équations mentionnées ci-dessus : Sur le domaine d, posons les conditions limites suivantes :

$$\begin{aligned} W(0) &= 0 \\ W(1) &= -1 \\ U(1) &= 0 \end{aligned} \tag{7.10}$$

L'intégration simple et l'identification des paramètres conduit à une solution analytique pour les deux grandeurs U et W qui est la suivante :

$$W = 2\tilde{z}(1 - \tilde{z}/2) \tag{7.11}$$

$$U = 1 - \tilde{z} \tag{7.12}$$

pour l'autre zone externe, on applique les conditions suivantes :

$$\begin{aligned} W(z^-) &= q_1 \\ U(z^-) &= 0 \\ W(0) &= 0 \end{aligned} \tag{7.13}$$

L'injection de ces conditions limites, et l'identification des paramètres donne la solution suivante :

$$W = -2\tilde{z}(1 + 1\tilde{z}/2q_1) \tag{7.14}$$

$$U = 1 + \tilde{z}/q_1 \tag{7.15}$$

Ces deux solutions sont continues au point $\tilde{z} = 0$.

7.2.3 Description asymptotique de la zone de combustion

Considérons un point d'arrêt faiblement turbulent en lequel concourent deux jets de nature différente, l'un comburant, l'autre combustible, tous deux étant dilués par un gaz inerte. Pour une telle configuration, dans l'hypothèse ou la flamme s'établit près du point d'arrêt, Bray, Champion et Libby ont établi un modèle duquel est extrait la description suivante pour la zone de mélange, dans laquelle se stabilisera la flamme. Cette zone aura une épaisseur de l'ordre de grandeur de $\sqrt{\delta}$. Cette analyse asymptotique suivante repose sur l'écriture des équations de la cinématique des fluides sur la ligne centrale au voisinage du point de stagnation, et ce pour une modélisation de la turbulence obtenue avec un modèle $k - \epsilon$. Pour cette section, les notations en sont les suivantes :

$\overline{z}$	:	coordonnée axiale adimensionnée.
$\overline{z_s}$	:	position du point de stagnation
R	:	densité adimensionnée des gaz
E	:	dissipation visqueuse moyenne adimensionnée
K	:	énergie cinétique turbulente normée
U	:	gradient radial de la vitesse radiale adimensionnée
W	:	vitesse moyenne axiale adimensionnée
Q	:	paramètre de courbure de la pression moyenne
δ	:	paramètre d'intensité relative de la turbulence

Les deux jets sont indiqués par les indices + et −. On pose :

$$\overline{W} = \frac{W}{\delta^{1/2}} \; ; \quad \overline{z} \equiv \tfrac{\overline{z}-\overline{z}_s}{\delta^{1/2}} \; ; \quad {}' = \frac{\partial}{\partial \overline{z}} \tag{7.16}$$

Considérons un point d'arrêt pour lequel les densités des différents jets sont présupposées, et de la forme suivante[2] :

$$R(\overline{z}) = \frac{1}{2}((R^+ + R^-) + (R^+ - R^-)tanh(\overline{z})) \tag{7.17}$$

Au voisinage du point d'arrêt, les équations moyennes régissant la cinématique de fluides sont donc :

$$2\,RU + (R\overline{W}) = Q \tag{7.18}$$

$$RU' + R\overline{W}U' - \big(C_\mu R\frac{K^2}{E}U'\big)' = 0 \tag{7.19}$$

$$R\overline{W}K' - \big(C_\mu R\frac{K^2}{E}K'\big)' = -R\big(2G_{uu}U + G_{ww}W' + E\big) \tag{7.20}$$

$$R\overline{W}E' - \big(C_\mu R\frac{K^2}{E}E'\big)' = -R\frac{E}{K}C_\epsilon(0)\big(2G_{uu}U + G_{ww}W' + E\big) \tag{7.21}$$

Les termes du second ordre sont fermés en employant des hypothèses usuelles du modèle $k-\epsilon$, de la façon suivante :

$$G_{uu} = \frac{2}{3}C_\mu\frac{K^2}{E}\big(\overline{W}' - U\big) + \frac{2}{3}K \tag{7.22}$$

$$G_{ww} = -\frac{4}{3}C_\mu\frac{K^2}{E}\big(\overline{W}' - U\big) + \frac{2}{3}K \tag{7.23}$$

La constante C_μ est une constante arbitraire, et C_ϵ une fonction de $\overline{z}$. Ce système ne permet pas d'obtenir des solutions analytiques exactes, mais, avec des conditions limites appropriées, l'intégration numérique est possible, et on obtient alors, des profils calculés, dont un cas typique est porté sur la figure 7.2. Ainsi, la flamme n'est pas située au point

[2] il est à noter que la densité présumée fixe également, par le biais de l'équation d'état des gaz parfaits, la température. Cette température est reliée à la production chimique par une variable d'avancement. Au final, faire des hypothèses sur la densité revient donc à présumer également la chimie.

d'arrêt, mais du côté du réactif qui, par rapport à la stoechiométrie, est présent en défaut. La flamme est en outre une source d'énergie cinétique turbulente, on peut voir que K connaît son maximum dans la zone de flamme. Ce surcroît d'énergie turbulente est produit par le dégagement de chaleur de la flamme.

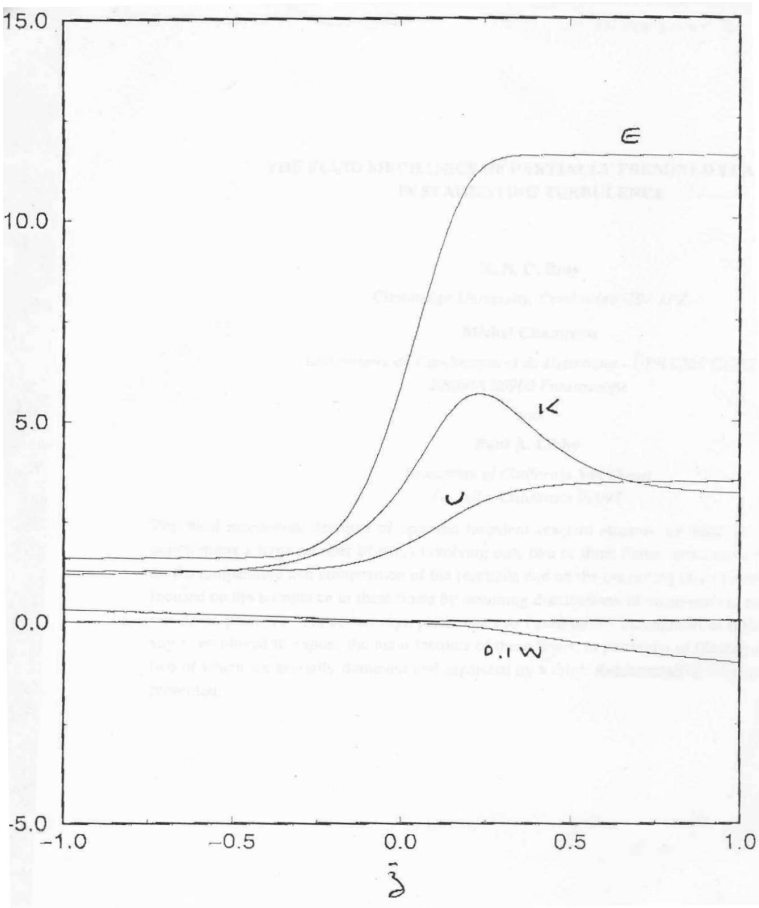


FIG. 7.2 – *Profils obtenus par analyse asymptotique, présentés par (Bray, 2005) : Au voisinage du point de stagnation sont présentés la variation de la dissipation visqueuse E, l'énergie cinétique turbulente K, la dérivée radiale de la vitesse radiale U, et la vitesse axiale W, pour une flamme de diffusion se stabilisant entre les gaz de combustion issus de deux prémélanges, l'un pauvre et l'autre riche. Ainsi, ce modèle cinvient bien pour une combustion non prémélangée diluée.*

7.2.4 Vérification qualitative de la modélisation développée

Le modèle présenté ici présente une flamme turbulente non prémélangée, et a été développé dans le cadre plus large d'une modélisation de deux jets de prémélange à richesses variables, en configuration de contre-courant, et dont les gaz de combustion réagissent de

façon diffusive. Ce cas n'étant pas celui étudié expérimentalement, la vérification de la validité de cette modélisation ne sera donc faite que de façon qualitative, faute de données directement comparables. Ce modèle présente un intérêt pour l'expérimentateur, dans la mesure où il permet le calcul de profils de grandeurs cinématiques de l'écoulement, aisément mesurables expérimentalement. La figure 7.3 présente le cas de profils expérimentaux obtenus dans une configuration typique des résultats rencontrés dans la plupart des cas d'étude. Les conditions d'obtention en sont les suivantes :

- jets non préchauffés, injectés pour une vitesse à froid $V_C = 0.6\ m/s$, avec un même débit de part et d'autre ;
- jet comburant : air, arrivant par le bas ;
- jet combustible : mélange CH_4/N_2 dans les proportions volumiques 21%/75% ;
- écartement entre les deux buses : 35 mm.

Sur tous les profils est reportée la position de la flamme. Celle-ci est obtenue, de façon automatique, par traitement des images utilisées pour le calcul des vecteurs de vitesse, et développé au chapitre 5. Pour les profils des dérivées radiales des vitesses radiales (appelée également courbure) et les vitesses axiales mesurées sont également portés les profils, calculés à partir des conditions expérimentales, des mêmes grandeurs pour un jet inerte.

Loin de la zone de la flamme, l'accord entre les profils mesurés et les profils inertes est réalisé. Excellent pour la vitesse, l'accord n'est toutefois que tendanciel pour la courbure. Ceci est dû au fait que l'équation de la courbure a été établie avec une courbure initiale nulle, ce qui est, pour un injecteur réel, non vérifié. En effet, un jet réel possède un évasement, et présente donc une courbure à l'origine. Du fait de la différence des masses volumiques et de la dissymétrie régnant initialement dans la zone de l'écoulement, l'accord ne peut être constaté de façon satisfaisante que d'un côté de l'écoulement dans la pratique. Cet accord valide en outre l'approche retenue de modélisation par zones explicité auparavant. Au voisinage du point d'arrêt, le comportement de l'énergie cinétique et des vitesses sont comparables à ceux présentés sur la figure 7.2, où la flamme génère un " pic " d'énergie turbulente k^*. Ce maximum local est distinct du point d'arrêt et la flamme se situe bien du côté du réactif en défaut par rapport à la stoechiométrie, en l'occurrence l'oxygène. Il est à noter que la position et l'épaisseur de la zone lumineuse est simplement prise comme marqueur de flamme permettant d'identifier le pic de turbulence dans la zone de combustion. En cela, on ne s'attache pas tant à son épaisseur qu'à sa position. Néanmoins, la position de cette indicatrice positionne la flamme comme une source de turbulence. Comme l'objet de l'étude est la caractérisation turbulente de l'écoulement, la largeur de la " bosse " mise en évidence est beaucoup plus importante. Celle-ci, contenant un nombre de points de mesure non négligeable, est donc identifiable sans ambiguïté. Les limites du " pic " sont dans notre cas aisés à déterminer, car comme la grille de turbulence est la même de part

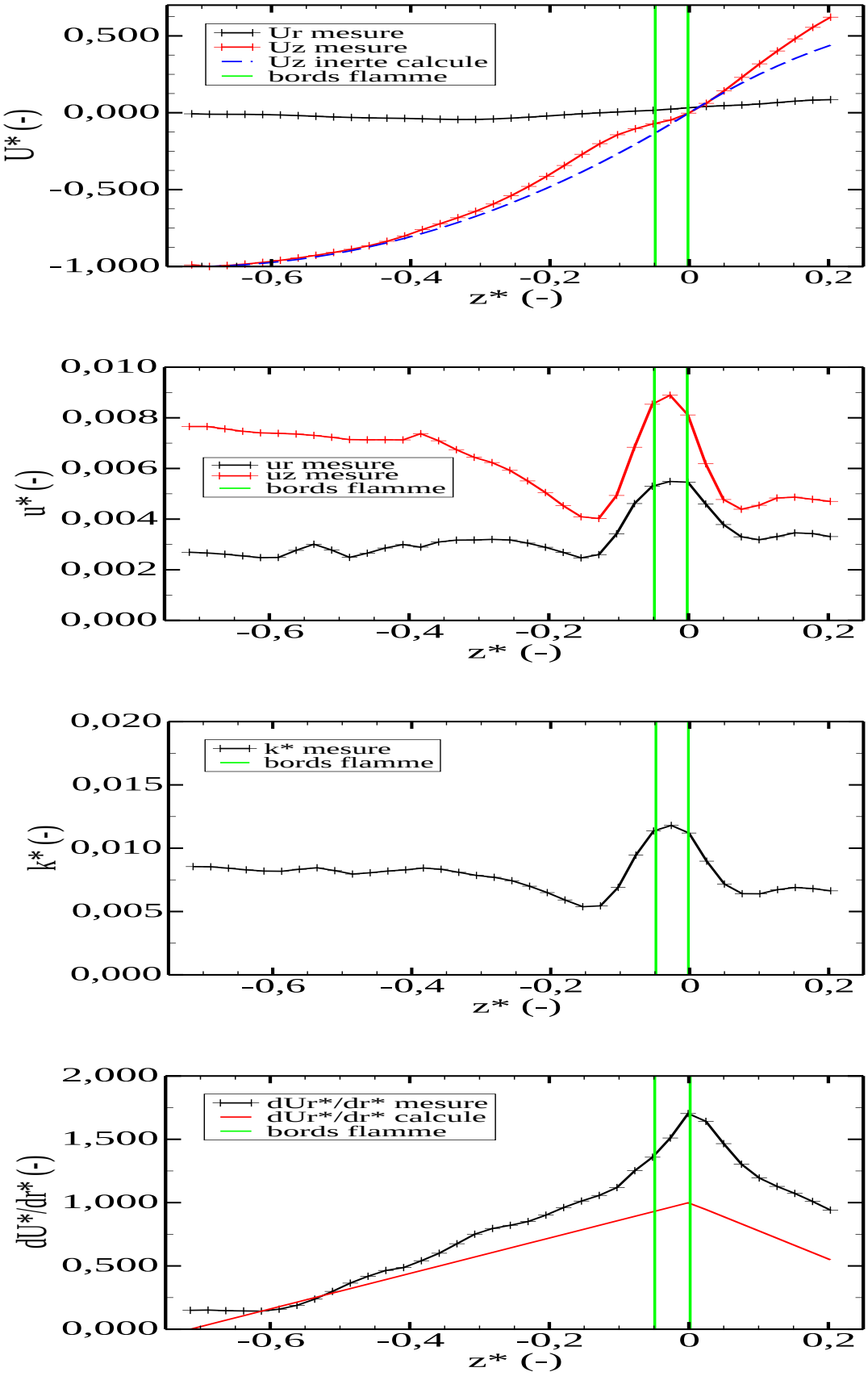


FIG. 7.3 – *Exemple de profils expérimentaux, obtenus pour la grille PT pour une flamme avec* $\%O_2 = 21\%$ *et* $\%CH_4 = 25\%$ *sans préchauffage. De haut en bas : profils des vitesses moyennes, profil des fluctuations, profil de l'intensité turbulente* k^* *et profil de la dérivée radiale de la vitesse radiale adimensionnelle.*

et d'autre du point d'arrêt, le niveau de turbulence des jets est sensiblement le même.

Au final, les comportements mesurés et prédits par l'analyse théorique présentent un bon accord dans leur comportement. Ceci permet de valider qualitativement le montage bien que, faute de données issues de calculs pour des conditions comparables aux nôtres, la confrontation détaillée mesure/calculs reste à faire.

7.3 Modification paramétrique de la zone de flammes

7.3.1 Modélisation

Cette section décrit la modification de l'écoulement au niveau de la zone de réaction produite par la variation des paramètres choisis de l'étude : température de préchauffage, composition, grille de turbulence. Cette modification est, comme il a été vu dans la section précédente, mise en évidence ici par la caractérisation du " pic " dans l'énergie turbulente présentée au cours du paragraphe précédent. La figure 7.4 précise les notations employées ici :

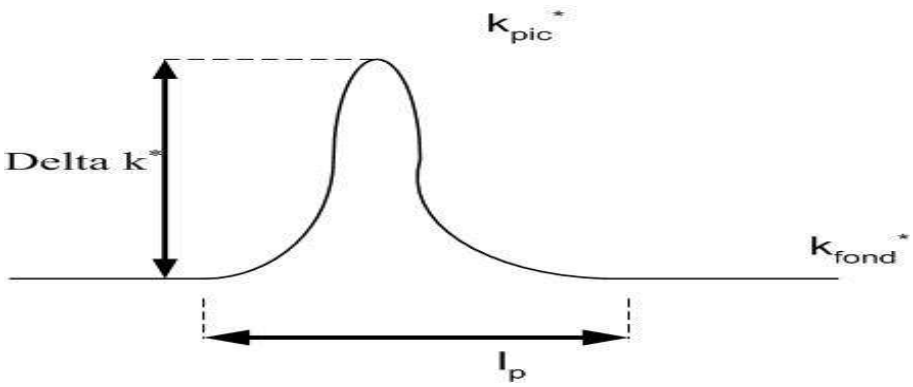


Fig. 7.4 – *Synoptique des notations employées dans la caractérisation du "pic" de turbulence généré par la flamme*

L'écoulement du point d'arrêt est turbulent, l'intensité de la turbulence vaut k^*_{fond}. La caractérisation de la turbulence sera faite par deux paramètres :

- la hauteur de la bosse Δk^* ;
- la largeur de la bosse l_b.

Chacune de ces grandeurs permet de définir une jauge caractéristique :

$$\kappa = \frac{\Delta k^*}{k^*_{fond}} \tag{7.24}$$

$$\chi = \frac{l_b}{\epsilon} \tag{7.25}$$

TAB. 7.1 – *Valeurs moyenne de* k^*_{fond} *pour la grille* PT *et* $V_C = 0.5\ m/s$

$T_{ZR}\ (K)$	388.15	549.24	677.33
k^*_{fond} – *cas* PT	$3.53\ 10^{-3}$	$2.92\ 10^{-3}$	$2.68\ 10^{-3}$

TAB. 7.2 – *Valeurs moyenne de* k^*_{fond} *pour la grille* MT *et* $V_C = 0.5\ m/s$

$T_{ZR}\ (K)$	298.88	451.33	652.60	838.65	965.53
k^*_{fond} – *cas* MT	$7.90\ 10^{-3}$	$4.83\ 10^{-3}$	$3.56\ 10^{-3}$	$3.50\ 10^{-3}$	$3.39\ 10^{-3}$

κ quantifie l'importance relative de la turbulence induite par la flamme sur la turbulence moyenne de l'écoulement. χ caractérise l'extension spatiale de la flamme. Ces grandeurs ont été déduites pour chaque point de mesure. Une annexe dédiée présente les valeurs numériques des mesures effectuées par PIV.

7.3.2 Variation de k^*_{fond}

La turbulence générée par le montage est une caractéristique intrinsèque des buses et de la vitesse à froid des gaz, donc du débit d'injection des gaz. Elle n'est pas corrélée aux concentrations des espèces, mais à la température de préchauffage et à la grille employée. Ainsi, pour chaque grille, la turbulence fluctue faiblement autour d'une valeur moyenne, qui elle-même dépend de la température. Les valeurs moyennes sont regroupées dans les tableaux 7.1 et 7.2. La figure 7.5 présente la variation de k^*_{fond} en fonction de la température. On constante que la turbulence moyenne est, pour une température donnée, plus importante pour la grille MT que pour la température PT. k^*_{fond} diminue en outre avec la température.

7.3.3 Variation de χ

Avec l'augmentation de la température de préchauffage T_{ZR} , les profils de k^* déterminés sont de plus en plus bruités. Aussi, une détermination précise des bords de la bosse est difficile et l'expérimentateur est obligé de la constater à l'œil. On remarque que, bien qu'il y ait une forte dispersion, l'épaisseur de la flamme varie faiblement avec la valeur de la racine de k^*_{fond}. Faute d'un nombre d'échantillons suffisant, l'accord présenté ici n'est que tendanciel. On constate une décroissance linéaire de l'épaisseur de la flamme en fonction de la racine de k^*_{fond}. L'épaisseur de la zone de turbulence induite par la flamme n'est fonction que de la turbulence amont, et, sur la gamme de variation explorée, de dépend

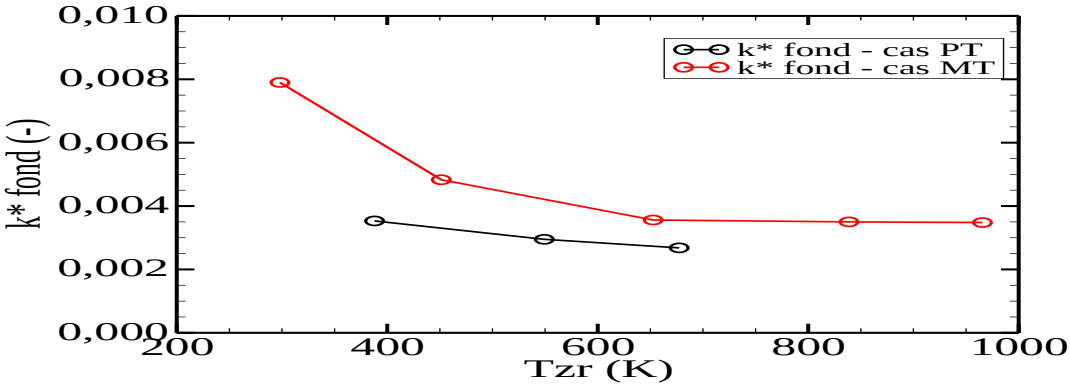


Fig. 7.5 – *Variation de k^*_{fond} avec T_{ZR} pour les différentes grilles. On constate que, suivant la température qui monte, la valeur de l'intensité turbulente du fond de l'écoulement dir*

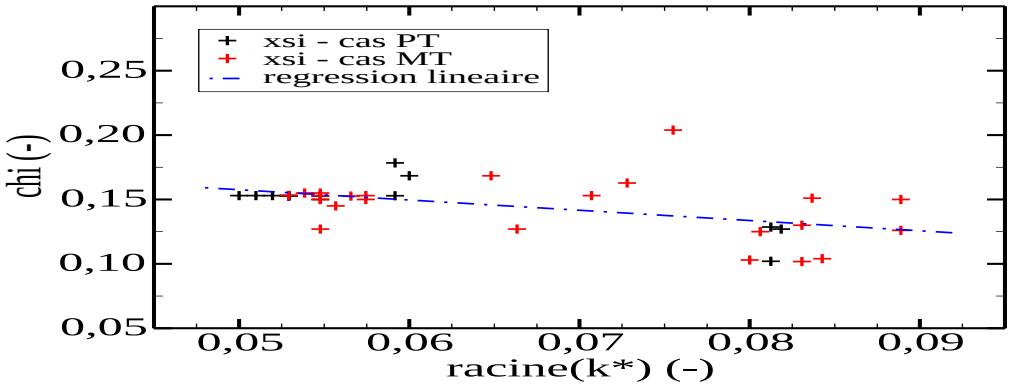


Fig. 7.6 – *Variation de χ avec $\sqrt{k^*_{fond}}$, pour les différentes grilles. Le comportement est général, et ne dépend pas de la valeur particulière de la grille.*

pas de l'énergie libérée par la réaction de combustion.

7.3.4 Variation de κ

Contrairement aux deux autres grandeurs présentées auparavant, κ varie en fonction du dégagement de chaleur, donc de la concentration des réactifs, et de T_{ZR}. La hauteur de ce pic porte donc l'intensité de la réaction chimique. Le nombre d'échantillons disponibles étant restreint, la section suivante ne présentera que des tendances comportementales.

Variation de κ avec T_{ZR}

Les graphiques de la figure 7.7 présentent les variations, pour les deux grilles de turbulence, de κ en fonction de la température de préchauffage T_{ZR}. On remarque que, quelle

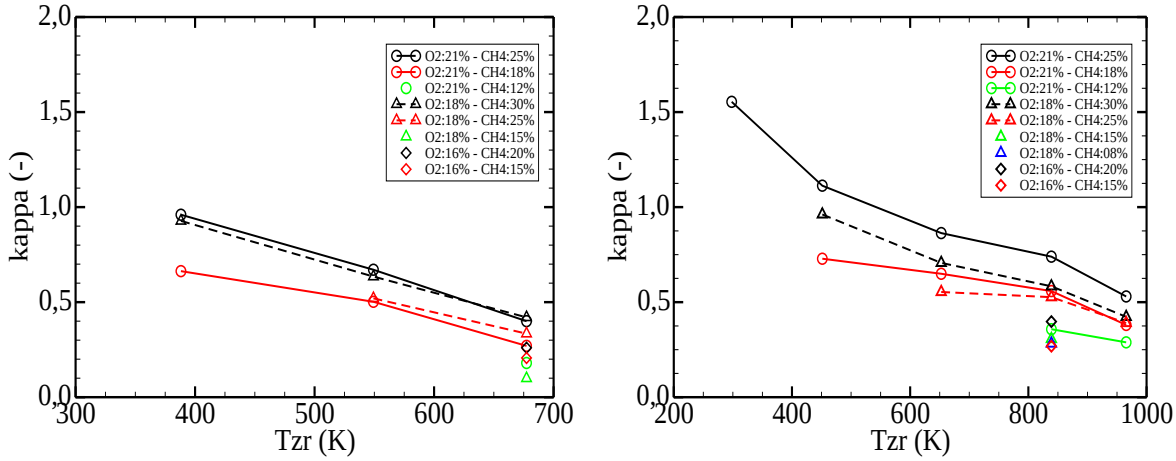


FIG. 7.7 – *Variation du rapport κ en fonction de la température de préchauffage des jets T_{ZR} pour la grille PT (graphique de gauche) et MT (graphique de droite).*

que soit la concentration des réactifs, plus la température augmente, plus la hauteur du pic devient négligeable en intensité, quelle que soit la grille. Par ailleurs, la comparaison des mêmes cas sur la même figure nous permet de mettre en évidence le rôle de la turbulence.

Variation de κ avec la concentration des réactifs

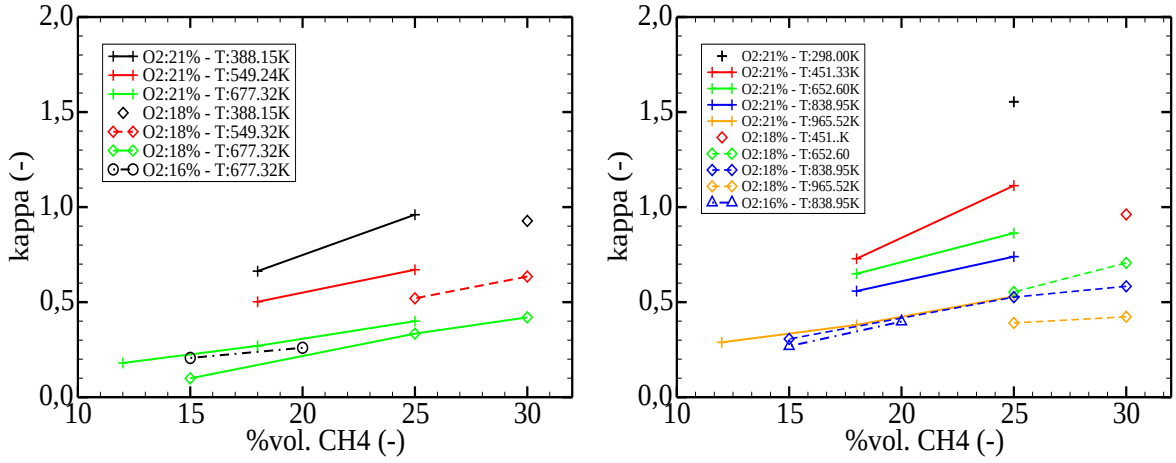


FIG. 7.8 – *Evolution du rapport κ en fonction de la composition des jets pour la grille PT (graphique de gauche) et MT (graphique de droite).*

Les graphiques de la figure 7.8 présentent l'évolution de κ lorsque, à une température de préchauffage T_{ZR} donnée, le taux de combustible varie. Plus le taux de méthane est faible,

plus l'importance de la hauteur de la bosse sera faible. Le faible nombre d'échantillons ne permet pas de mettre en évidence d'avantage qu'une tendance. On constate que l'importance relative de la turbulence de la flamme diminue. Par ailleurs, à même composition et même température de préchauffage, κ est plus important dans le cas de la grille MT que dans le cas de la grille PT. L'épaisseur de la zone de mélange est donc une fonction croissante de l'intensité turbulente.

7.4 Discussion des résultats

Au cours de cette section les caractéristiques des variations de l'intensité turbulente dans l'espace interbuses ont été présentées. La flamme est une source de turbulence : l'accord de localisation entre le pic de l'intensité turbulente en la détection des contours de flamme l'établit. La valeur de la turbulence, hors la perturbation due à la flamme, est une fonction décroissante de la seule température, donc des conditions d'injection. Le fait que la température de préchauffage diminue l'importance relative du "pic" de turbulence est conforme aux constatations rapportées par la bibliographie, qui met en avant une relaminarisation de la flamme pour les hautes températures de préchauffage.

La zone de réaction est caractérisée par la hauteur relative du pic donnée par la valeur de κ. On constate que pour une condition de température donnée, elle diminue avec l'accroissement de la concentration des espèces actives. Elle suit donc l'évolution des réactions chimiques, dont les taux de production augmentent avec la température. Par ailleurs, la turbulence induite par la réaction est d'autant plus faible que la température de préchauffage est élevée. Dans le même temps, elle augmente avec la concentration des espèces : plus celles-ci sont élevées, plus κ sera importante, et donc plus la bosse sera élevée. Le dégagement de chaleur augmente donc cette bosse. La température fait chuter k^* de l'écoulement, ce qui explique que la zone de mélange turbulente soit de moins en moins importante. Aussi, la hauteur de la bosse diminue conjointement avec la valeur de k^*, elle-même diminuée par l'accroissement de la température. Cette explication est confortée par le fait que, pour une valeur de T_{ZR} donnée, à une même composition, κ_{MT} est supérieur à κ_{PT}. k^* a donc une influence sur la hauteur et la largeur de la bosse, tout comme le dégagement de chaleur. Ainsi, plus on préchauffe, mois la réaction influe sur l'écoulement. Ces conditions indiquent que, d'un point de vue aérodynamique, à forte température, la chimie est dissociée de l'hydrodynamique, et que les deux phénomènes seraient découplés. être la limite comportementale de la combustion diluée et peut, du reste, être qualitativement rattachée au dégagement de chaleur de la flamme. Si l'examen de l'épaisseur de la flamme et sa position sur les profils nous indique la flamme comme source de turbulence au sein de l'écoulement, cette turbulence décroît de plus en plus au fur et à mesure que la tempéra-

ture de préchauffage et la dilution croissent. Avec la dilution croissante, la part d'espèces actives et la quantité d'énergie disponible pour une réaction décroissent. La diminution de la signature turbulente de la flamme avec l'accroissement de la turbulence car celle-ci, en augmentant le mélange, augmente l'efficacité de la réaction. Aussi, le fait que pour une grille donnée l'importance de la perturbation décroisse avec la température s'explique par le fait que k^* diminue également avec la montée de la température. Ainsi, pour une grille et une composition donnée, plus la température augmente, moins le mélange est bon, et moins la réaction de combustion est effective. La décroissance thermique de la perturbation turbulente serait donc imputable à la diminution du chauffage local provoqué par la réaction de combustion. Avec la hausse de la température, nous assistons donc à une relaminarisation des écoulements, si toutes les choses restent égales par ailleurs. Ceci est cohérent avec des observations rapportées par la bibliographie (Hasewaga (2000), Ishiguro (1998)) et s'explique facilement par un calcul simple. Considérons en effet le nombre de Reynolds, donné par la formule :

$$Re = \frac{\rho U D}{\mu} \tag{7.26}$$

A part le diamètre de l'injecteur D, tous les autres paramètres varient avec la température : les dépendances sont les suivantes :

$$\mu \propto \sqrt{T} \tag{7.27}$$

$$\rho \propto 1/T \tag{7.28}$$

$$U \propto T \tag{7.29}$$

Reportant tous ces paramètres dans le nombre de Reynolds, il vient alors :

$$Re(T) \propto \frac{1}{\sqrt{T}} \tag{7.30}$$

Du coup, la relaminarisation s'explique par l'analyse des variations paramétriques.

7.5 Conclusion du chapitre

Au cours de ce chapitre, une description asymptotique des champs de vitesses et d'énergie cinétique turbulente sur la ligne centrale d'un écoulement turbulent à point d'arrêt dans lequel se stabilise une flamme non prémélangée a été présenté. Un profil caractéristique d'énergie cinétique turbulente k^* a été mis en évidence, qui présente une bosse caractéristique correspondant à la position de la flamme. Cette bosse matérialise la zone de mélange, dont la largeur dépend de la turbulence amont. Ainsi, c'est la turbulence qui épaissit en tout premier chef la zone de mélange. La largeur du pic, ainsi que le niveau de turbulence général - hors la perturbation induite par la flamme et le dégagement de chaleur qui

y a lieu - sont liés aux conditions d'injection (turbulence induite par l'injecteur, vitesse d'injection, température de préchauffage). Le taux de dégagement de chaleur ne contrôle que la hauteur de ce pic. Cette intensité turbulente générale, ainsi que la largeur de la zone de perturbation, diminue fortement avec la température de préchauffage, ceci est du au préchauffage des jets qui, en induisant une relaminarisation de l'écoulement, diminue le ménage, ce qui infléchit les dégagements de chaleur. La dilution entraîne également la diminution de la turbulence générée par la flamme.

Bien que les tendances fondamentales aient été dégagées, des mesures poussées sont nécessaires afin de dégager des résultats qualitatifs. Maintenant que l'écoulement a été caractérisé, il convient de s'intéresser plus avant aux aspects chimiques de l'écoulement. Ceci est l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 8

Etude de la réaction chimique dans la zone de mélange

8.1 Introduction

Au cours du chapitre précédent, les profils cinématiques sur la ligne centrale ont été étudiés et un profil caractéristique pour l'intensité de l'énergie cinétique turbulente avait été mis en évidence. La flamme se stabilise dans une zone de mélange, caractérisée par un maximum de l'intensité de l'énergie turbulente. Dans ce chapitre, nous nous intéresserons plus particulièrement aux aspects chimiques de la combustion et la caractérisation de l'activité chimique au sein de cette zone. Contrairement à la vitesse des gaz, qui est relativement facile à mesurer, la caractérisation chimique est plus difficile, et ceci pour deux raisons :

- les réactions chimiques sont très nombreuses et font souvent intervenir des intermédiaires chimiques hautement instables, à la durée de vie très courte. Aussi, mettre en évidence ces espèces est très difficile, voire impossible.
- l'ensemble des réactions chimiques sont très sensibles à la perturbation : la moindre variation de la température ou de la dynamique de l'écoulement affecte les produits formés.

Les techniques retenues ici seront donc l'émission spontanée et la chimiluminescence des radicaux OH^* et CH^*, ainsi que la visualisation de la flamme, en utilisant les moyens et techniques de mesure présentés au chapitre 3.

Ayant accès à des visualisations instantanées des zones de présence des réactifs ou de la flamme, on s'intéresse ici aux *épaisseurs*. Celles-ci sont déterminées avec des outils logiciels spécialement conçus à cet effet. Le fonctionnement de ceux-ci a été détaillé dans le chapitre 5. Pourquoi s'intéresser à ces épaisseurs, et non pas à l'intensité directement ? Les raisons en sont multiples et liés à la spécificité de la configuration des brûleurs. En effet, on étudie une flamme avec des réactifs non prémélangés. Dans une telle configuration, les processus de mélange et de combustion sont liés, aussi, la présence d'intermédiaires réactionnels, formés d'atomes provenant de l'oxydant et du combustible, tel que le radical OH^*, caractérisera à la fois la zone de réaction chimique et la zone de mélange. S'intéresser à l'efficacité de ce mélange revient donc à s'intéresser à la profondeur d'imbrication des espèces comburantes et combustibles, ce qui revient à s'intéresser à l'épaisseur de la zone de présence des espèces

intermédiaires. En effet, comme l'écoulement est stationnaire, durant nos phases d'essais, l'épaisseur des zones de présence des espèces peut être identifiée à un temps de présence des espèces dans le milieu. Aussi, cette mesure donnera une information sur l'importance de la réaction en cours. Si l'espèce surveillée est bien choisie, la mesure de l'épaisseur de la zone de présence permet également de quantifier le mélange des jets.

Ce chapitre se divise en trois parties. Dans une première, on s'intéresse à la mesure de l'épaisseur de la flamme visible, et dans la seconde, seront étudiés plus en détail les épaisseurs des tâches chimiluminescentes des radicaux CH^* et OH^*. Enfin, dans une dernière partie sera procédée à la discussion des résultats de mesure présentés auparavant.

8.2 Epaisseur de flamme

Une première façon d'aborder l'étude de la réaction chimique ayant lieu au sein de la flamme consiste à étudier la variation de son épaisseur, au moyen de traitements d'images appliqués sur les visualisations directes. Une telle visualisation peut être trouvée sur la deuxième trame de chaque doublet d'images utilisé pour la détermination des champs de vecteurs par la PIV. Le traitement permettant de remonter des contours de la flamme ont été développés dans le chapitre 5, et les résultats de ces traitements ont déjà été appliqués au cours du chapitre précédent. Ce signal d'épaisseur de flamme, bien que très bruité, est exploitable, et les tableaux présentés ci-après récapitulent les mesures effectuées. L'épaisseur de la flamme, notée e_{flamme} et dont la détermination est présentée au chapitre 5, est adimensionnée par l'écartement des buses ϵ, valant 35 mm ici :

$$e^*_{flamme} = \frac{e_{flamme}}{\epsilon} \tag{8.1}$$

8.2.1 Influence de la température T_{ZR}

La figure 8.1 présente la variation, dans les différents cas, de l'épaisseur de la flamme en fonction de la température de préchauffage des jets. A paramètres égaux, plus la température de préchauffage des jets T_{ZR} est élevée, plus l'épaisseur de la zone de flamme est importante. Toutefois, le faible nombre de points de mesure ne permet pas de donner plus qu'une tendance.

Plus la concentration des jets en matière active est importante, plus l'épaisseur de la flamme augmente. Enfin, de par la comparaison des courbes, on constate que, à composition et température de préchauffage égales, l'épaisseur de la flamme est plus importante pour la grille PT que pour la grille MT. Sachant que, à conditions égales, l'intensité de turbulence générée par la gille MT est supérieure à celle générée par la grille PT, l'épaisseur de la flamme est donc une fonction décroissante de l'intensité turbulente.

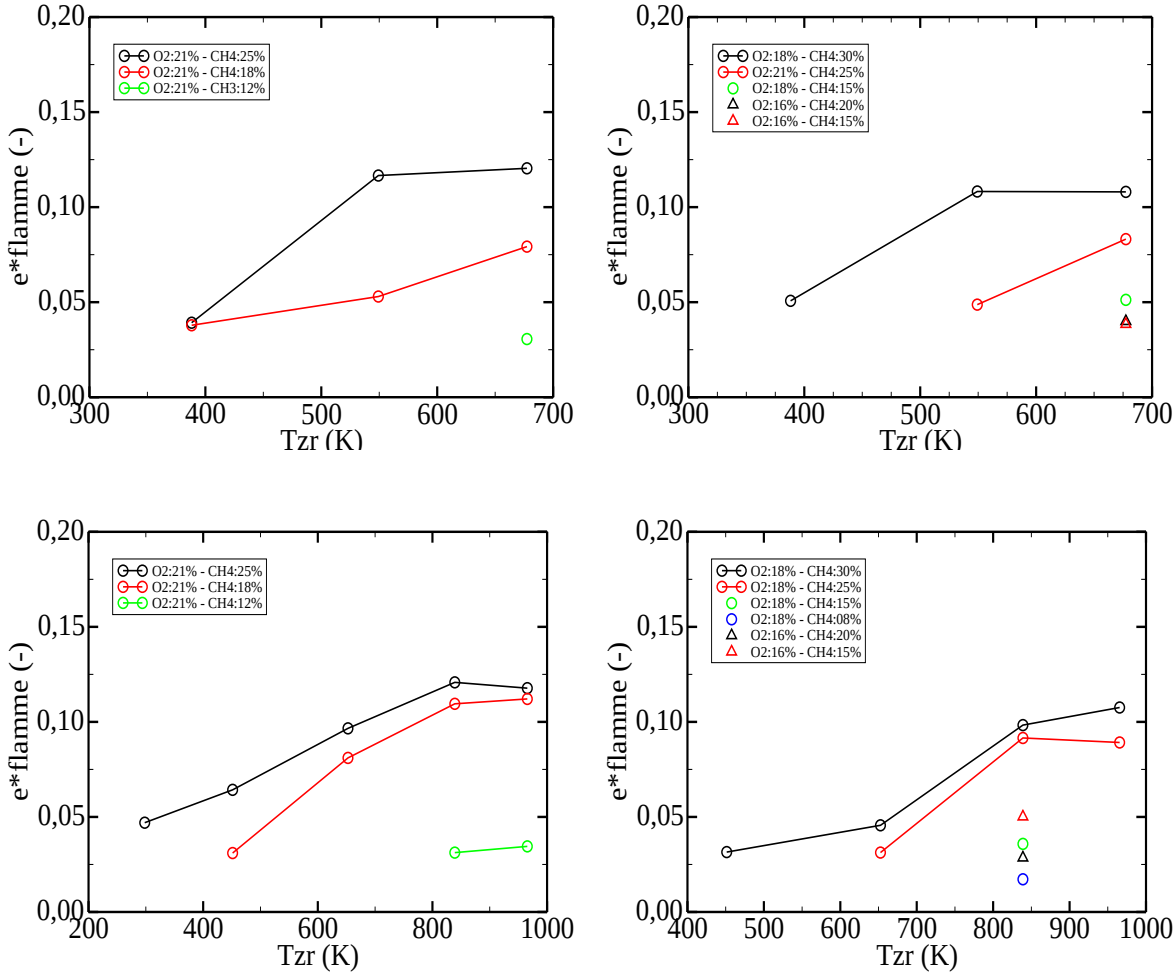


Fig. 8.1 – *Variation de l'épaisseur de la flamme en fonction de T_{ZR} sur la gamme de variation des paramètres. La colonne de gauche présente les points de fonctionnement obtenus avec la grille PT, celle de droite les points de fonctionnement obtenus avec la grille MT.*

8.2.2 Influence de la composition des jets

La figure 8.2 présente, à T_{ZR} constante et pour une concentration d'oxygène côté comburant donné, la variation de l'épaisseur de la flamme e^*_{flamme} avec la concentration de CH_4 côté combustible. Plus la température est élevée, plus le domaine d'inflammabilité est important. L'épaisseur de la flamme augmente avec la concentration de méthane dans le jet de combustible, et ceci pour tous les cas étudiés.

Par ailleurs, la comparaison des courbes montre que, pour une température de préchauffage donnée, les épaisseurs de flamme obtenues sur la gamme de variation des taux de méthane sont plus faibles lorsque la teneur d'oxygène côté combustible est plus faible : l'épaisseur de la flamme est donc une fonction croissante de la concentration en espèces actives, et ce des deux côtés.

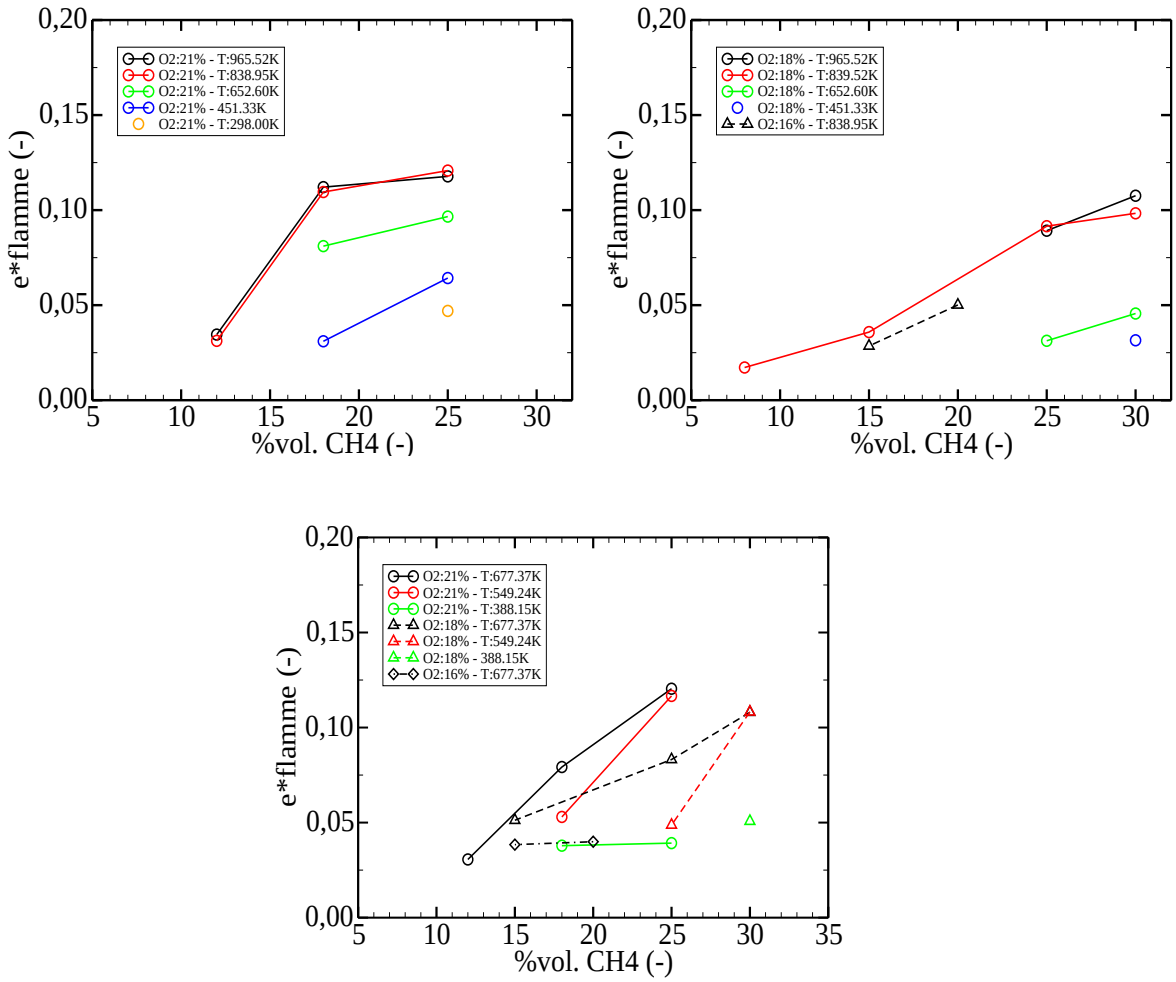


Fig. 8.2 – *Variation de l'épaisseur de la flamme, à température de préchauffage T_{ZR} constante, en fonction du taux de méthane dans le jet de combustible. Les figures de la ligne du haut représentent les cas obtenus pour la grille MT, celle du bas ceux obtenus dans le cas de la grille PT.*

Tab. 8.1 – *Récapitulatif des variations de l'épaisseur de la flamme*

paramètre	$\nearrow$ T_{ZR}	$\nearrow$ k^*	$\nearrow$ *dilution*
e^*_{flamme}	$\nearrow$	$\searrow$	$\searrow$

8.3 Epaisseurs chimiques

8.3.1 Présentation

Contrairement à la visualisation directe, qui collecte le rayonnement optique dans tout le domaine de sensibilité des senseurs de la caméra, les techniques d'émission spontanée n'en collectent qu'une partie, correspondant au rayonnement spécifique d'une espèce ou d'un radical que l'on cherche à tracer. Cette longueur d'onde spécifique est donnée par la théorie spectroscopique, présentée dans le chapitre 3, et permet d'obtenir une répartition spatiale de présence des radicaux tracés. Ceci permet d'obtenir des informations précises sur les réactions chimiques de la combustion.

Ici seront abordés deux radicaux en particulier, à savoir CH^* et OH^*. Le premier est créé lorsque les molécules de CH_4 se dissocient. Ceci se produit durant les premières étapes de la réaction globale de combustion. Le second est un intermédiaire réactionnel, qui se produit lorsque des radicaux issus du combustible réagissent avec ceux issus du comburant. Comme la configuration étudiée met en présence des réactifs non prémélangés, la zone dans laquelle apparaîtront les radicaux OH^* correspondra, peu ou prou, à la zone de mélange des réactifs.

Sachant que pour toutes les mesures, les acquisitions des champs de OH^* et de CH^* ont été synchronisés, une autre grandeur peut être mise en évidence. Cette grandeur, appelée " *épaisseur jointe* ", est l'épaisseur de la zone de coexistence des espèces OH^* et CH^*. Physiquement, cette épaisseur est donc celle de la zone ou se chevauchent les zones délimitées comme contenant des radicaux CH^* et OH^*. Comme ces espèces se créent des étapes différentes de la combustion, cette épaisseur notée e_{EJ}, constitue donc une jauge de l'homogénéité de la réaction chimique. Dans la suite, les longueurs seront adimensionnées par l'écartement des buses ϵ, et on emploiera donc les notations suivantes :

$$e^*_{CH} = \frac{e_{CH}}{\epsilon} \; ; \quad e^*_{OH} = \frac{e_{OH}}{\epsilon} \; ; \quad e^*_{EJ} = \frac{e_{EJ}}{\epsilon} \tag{8.2}$$

Les tableaux de l'annexe E récapitulent les mesures effectuées, et le chapitre 5 des définit plus précisément.

8.3.2 Caractérisation des radicaux CH^*

Influence de la température T_{ZR}

La figure 8.3 présente la variation des épaisseurs de CH^* en fonction de celle de T_{ZR}, pour une composition donnée. On constate que :

– plus la température augmente, plus cette épaisseur est importante ;

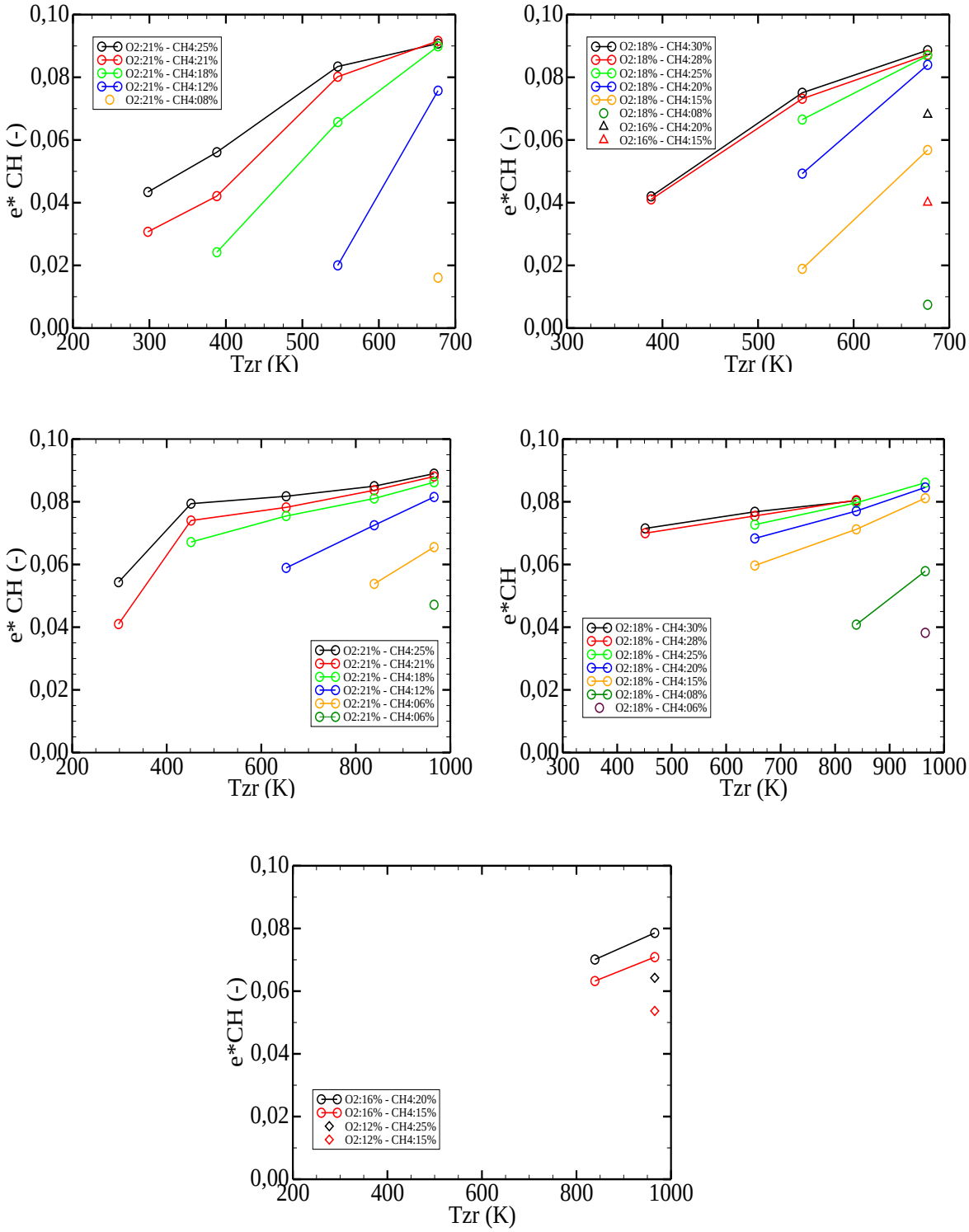


Fig. 8.3 – *Variation de l'épaisseur e^*_{CH} en fonction de T_{ZR}. Les figures de la ligne du haut présentent les résultats obtenus pour la grille PT, les figures de la deuxième et troisième ligne ceux obtenus pour la grille MT.*

– la lecture de ces graphiques montre que, pour une même température et une même composition de jets, l'ordre de grandeur de la zone de présence des radicaux CH^* est du même ordre de grandeur pour les deux grilles de turbulence.

L'influence de la turbulence sur la simplification de la molécule de méthane est donc négligeable.

Influence de la composition des jets

La figure 8.4 présente, pour les différentes grilles, à une température de préchauffage fixée, la variation de l'épaisseur de la zone de présence radicalaire CH^* en fonction du taux de méthane dans le jet de combustible. On constate que, quelle que soit la température et la concentration de O_2 coté comburant, la variation de e^*_{CH} connaît deux régimes distincts :

– pour les faibles concentrations de méthane, un léger accroissement de la teneur de méthane provoque une expansion importante de la zone de présence radicalaire, et, en conséquence, une augmentation importante de la valeur de e^*_{CH} ;
– dans un deuxième temps, pour des concentrations plus importantes de méthane, l'augmentation de l'épaisseur de la zone sera plus lente. Enfin, pour une même température, à des taux de méthane plus faibles l'épaisseur de la zone de production de CH^* est moins importante.

Ainsi, l'épaisseur de la zone de CH^* varie comme une fonction croissante avec les concentrations d'oxygène et de méthane.

8.3.3 Caractérisation des radicaux OH^*

Influence de la température T_{ZR}

La figure 8.5 présente, pour les différentes grilles employées, la variation de l'épaisseur de la zone de production du radical OH^* en fonction de la température de préchauffage des jets. On constate que :

– toutes grilles confondues, l'épaisseur de la zone de présence radicalaire OH^* est une fonction croissante de T_{ZR} : pour les faibles températures, e^*_{OH} croîtra faiblement, mais, au fur et à mesure que cette température augmente, l'épaisseur augmentera de plus en plus vite ;
– la comparaison des différents cas présentés indique que, pour une température et une concentration de réactifs donnés, l'épaisseur de la zone de production des radicaux OH^* est beaucoup plus faible pour la grille MT que pour la grille PT : l'extension géométrique de la zone de production radicalaire est donc une fonction décroissante de la turbulence.

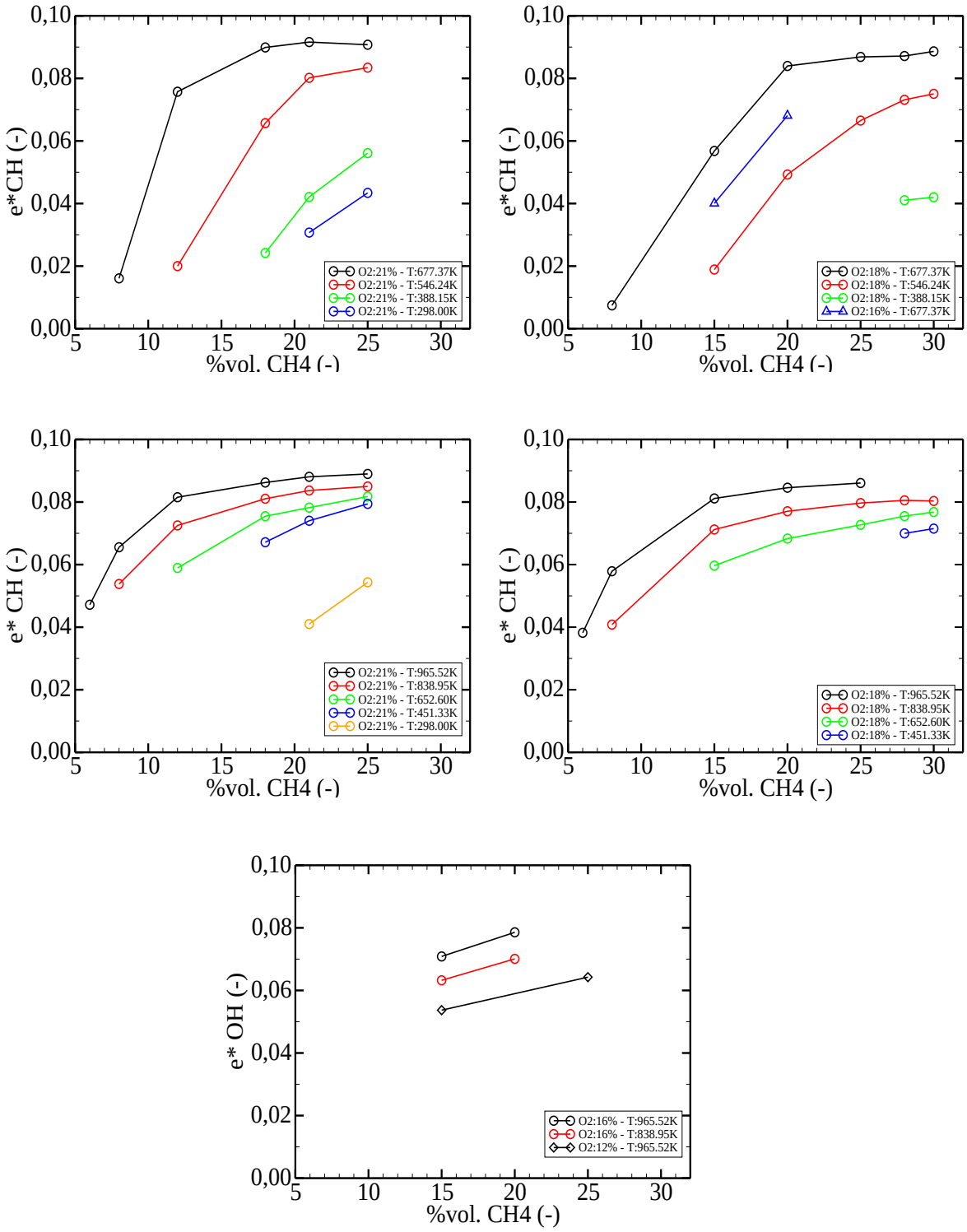


Fig. 8.4 – *Variation de l'épaisseur e^*_{CH}, à température T_{ZR}, en fonction de la fraction volumique de méthane dans le jet de combustible. Les figures de la ligne du haut présentent les résultats obtenus pour la grille PT, les figures de la deuxième et troisième ligne ceux obtenus pour la grille MT.*

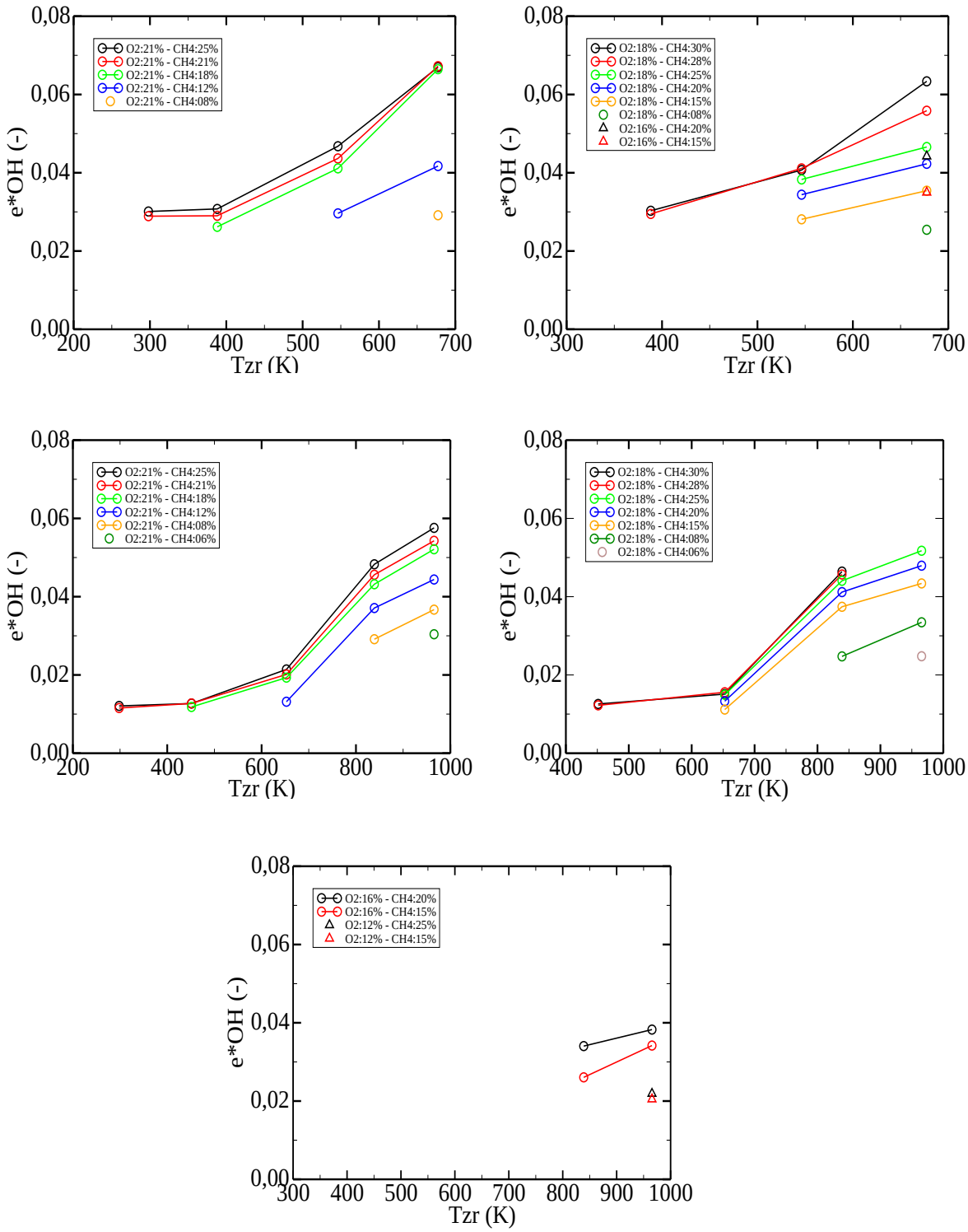


FIG. 8.5 – *Variation de l'épaisseur e^*_{OH} en fonction de T_{ZR}. Les figures de la ligne du haut présentent les résultats obtenus pour la grille PT, les figures de la deuxième et troisième ligne ceux obtenus pour la grille MT.*

Influence de la composition des jets

La figure 8.6 présente la variation de l'épaisseur e^*_{OH} lorsque, à T_{ZR} constante, on modifie la fraction volumique de combustible dans le jet correspondant. D'une façon générale, e^*_{OH} varie dans le sens de la concentration de CH_4. Par comparaison des courbes, on constate que l'épaisseur de la zone OH^* est aussi une fonction croissante de la concentration en oxygène.

8.3.4 Mesure de la stratification de la flamme

Influence de la température T_{ZR}

La figure 8.7 présente les variations de e^*_{EJ} en fonction de celle de la température de préchauffage T_{ZR}, pour des compositions des jets en comburant et en combustible constates. On remarque que cette épaisseur augmente en fonction de la température de préchauffage. Plus on chauffe, plus le recouvrement des zones de production de OH^* et de CH^* sera important. Enfin, par comparaison des courbes, on remarque que, pour une composition des jets et une température de préchauffage donnée, la zone jointe est plus étendue lorsque l'on emploie la grille PT que lorsque l'on emploie la grille MT : une augmentation du taux de turbulence conduit donc, en valeur absolue, à une diminution de la taille physique de la zone de recouvrement.

Influence de la composition des jets

La figure 8.8 présente la variation, à une température et une composition côté comburant donnée, de l'épaisseur e^*_{EJ} en fonction de la teneur en méthane du jet de combustible. Sur la gamme de points de fonctionnement explorée, on remarque que la taille de la zone de recouvrement augmente avec la concentration de combustible. La comparaison, pour les mêmes températures de préchauffage, des variations de e^*_{EJ} pour différentes valeurs de concentrations d'oxygène côté comburant montre que l'épaisseur de la zone de recouvrement varie augmente également avec la teneur en comburant des jets entrants.

8.4 Discussion des résultats

Le tableau 8.4 récapitule les tendances observées pour les différentes épaisseurs mesurées au moyen des caméras intensifiées. Procédons à l'interprétation de ces tendances et intéressons-nous aux cas des radicaux. Le radical CH^* attire en premier l'intérêt. Il est un produit direct de décomposition de la molécule de méthane, qui apparaît au tout début de la chaîne de réactions du schéma cinétique de combustion du méthane. La taille de sa zone de présence augmente avec la concentration des réactifs : fortement en fonction de

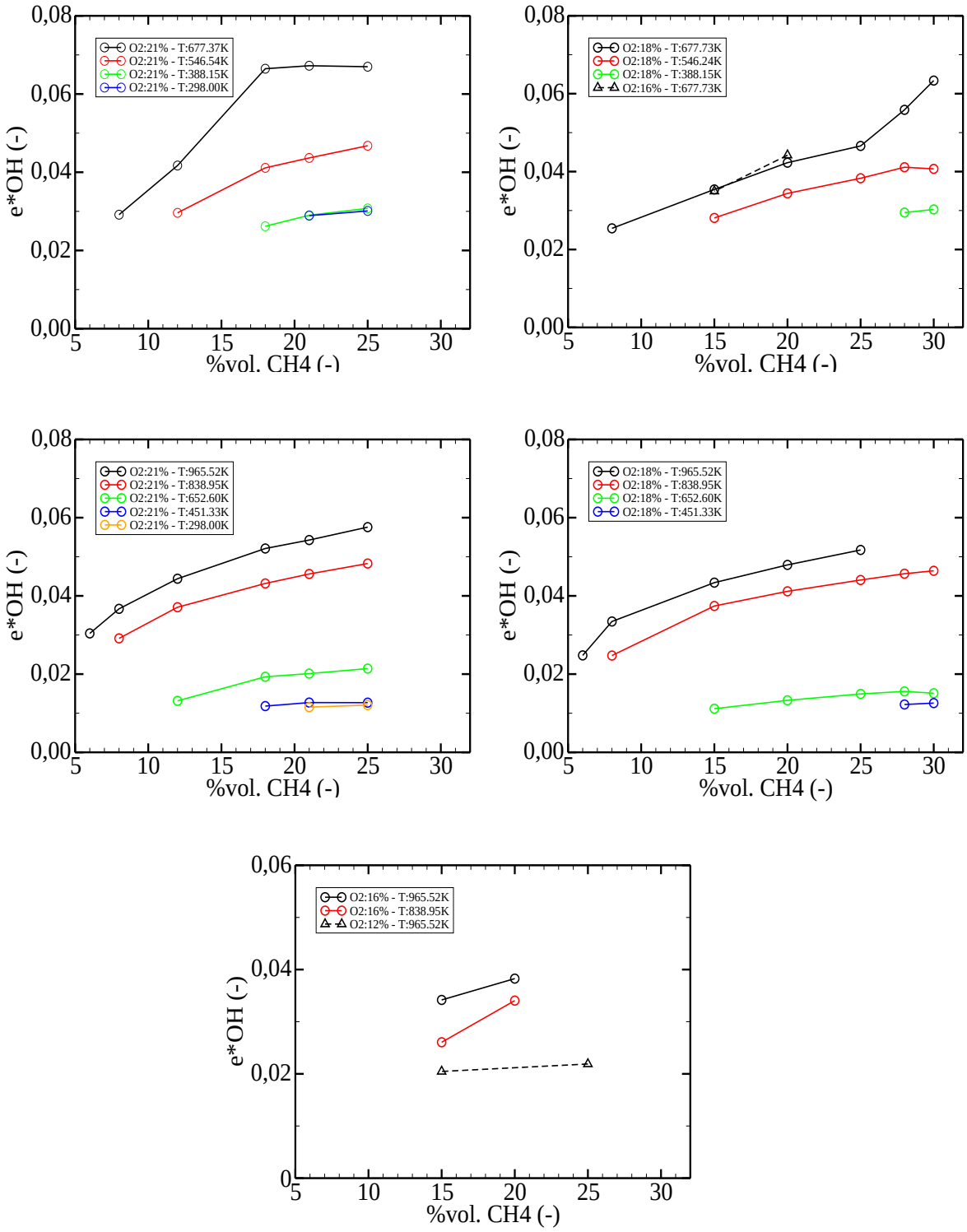


Fig. 8.6 – *Variation de l'épaisseur e^*_{OH}, à température T_{ZR}, en fonction de la fraction volumique de méthane dans le jet de combustible. Les figures de la ligne du haut présentent les résultats obtenus pour la grille PT, les figures de la deuxième et troisième ligne ceux obtenus pour la grille MT.*

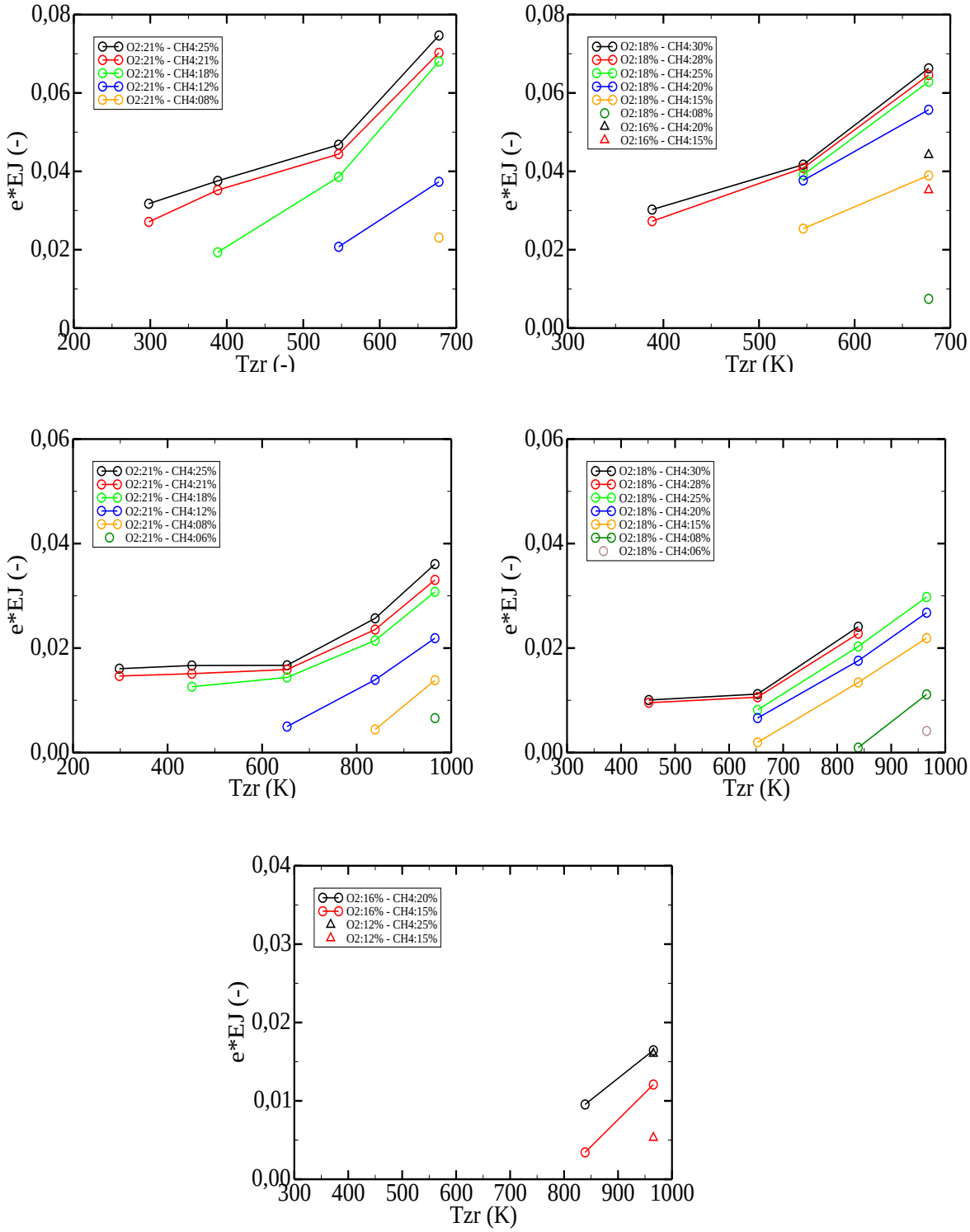


Fig. 8.7 – *Variation de l'épaisseur e^*_{EJ} en fonction de T_{ZR}. Les figures de la ligne du haut présentent les résultats obtenus pour la grille PT, les figures de la deuxième et troisième ligne ceux obtenus pour la grille MT.*

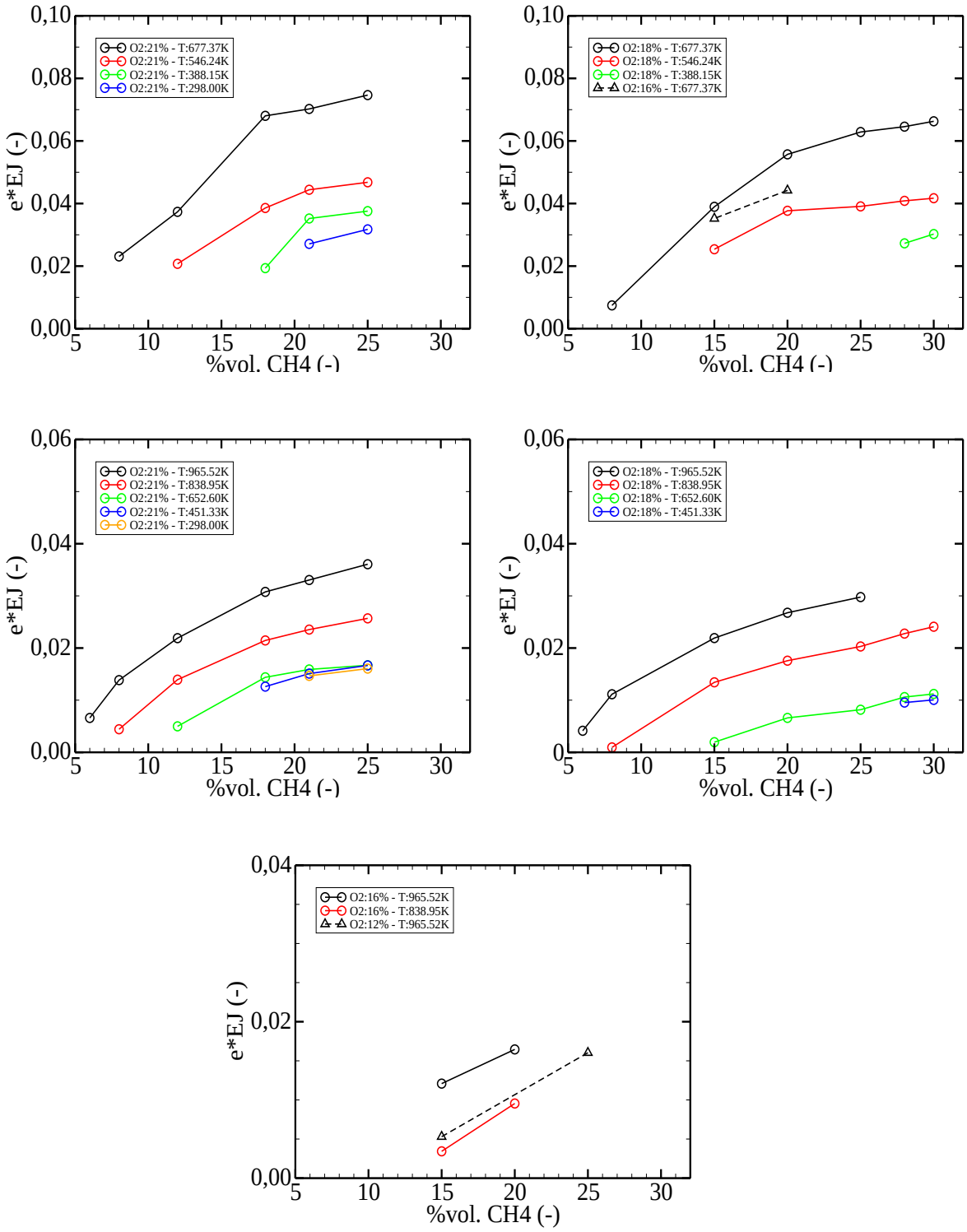


Fig. 8.8 – *Variation de l'épaisseur e^*_{EJ}, à température T_{ZR}, en fonction de la fraction volumique de méthane dans le jet de combustible. Les figures de la ligne du haut présentent les résultats obtenus pour la grille PT, les figures de la deuxième et troisième ligne ceux obtenus pour la grille MT.*

Tab. 8.2 – *Récapitulatif des variations des épaisseurs mesurées*

paramètre	$\nearrow T_{ZR}$	$\nearrow k^*$	$\nearrow$ *dilution*
e^*_{CH}	$\nearrow$	$\rightarrow$	$\searrow$
e^*_{OH}	$\nearrow$	$\searrow$	$\searrow$
e^*_{EJ}	$\nearrow$	$\searrow$	$\searrow$

celle du méthane, plus faiblement en fonction de l'oxygène. Cette taille de la zone dépend également de la température de préchauffage des jets, T_{ZR}. Enfin, pour une composition de jets et une température de préchauffage données, la taille de la zone de présence des radicaux CH^* est du même ordre de grandeur pour toute la gamme des taux de turbulence employés. La dégradation du comburant est donc ici en première approche le fait de la seule température : celle de préchauffage majoritairement, mais également de celle de la zone de combustion ce qui explique la dépendance constatée entre e^*_{OH} et le taux d'oxygène.

La zone de présence du radical OH^* est, quant à elle, beaucoup plus fortement liée à la turbulence que ne l'est la zone CH^*. Sa taille augmente avec la concentration des espèces réactives dans les jets arrivant, ainsi qu'avec la température de préchauffage. Ceci indique donc bien une dépendance de type chimique. En revanche, e^*_{OH} diminue avec l'intensité de la turbulence. Ceci est à rapprocher de la structure particulière de la flamme étudiée ici. En effet, il s'agit d'une flamme avec des réactifs non prémélangés, et, du coup, la zone d'existence du radical OH^* correspond à la zone de mélange entre les espèces comburante et combustible. Or, l'efficacité de la réaction chimique dépend de l'efficacité du processus de mélange. Lorsque la turbulence est plus forte, le mélange des espèces est plus efficace car le transport des espèces par la turbulence est plus efficace que la diffusion moléculaire. Aussi, se trouvant plus vite en contact, les différentes molécules sont amenées à réagir plus rapidement. Du coup, la zone de réaction chimique est moins étendue, d'un point de vue spatial.

Lors de nos expériences, on note que l'épaisseur de la zone de mélange e^*_{ET} diminue, en valeur absolue, avec l'augmentation de l'intensité turbulente. Ceci surprend *a priori* : en effet, comme cette grandeur est liée au mélange, mais que selon la théorie l'épaisseur de la zone de mélange augmente avec l'intensité turbulente, l'épaisseur jointe, qui marque le mélange entre les deux espèces OH^* et CH^* devrait augmenter aussi. Que se passe-t-il alors ?

Pour comprendre, considérons l'équation de transport d'un scalaire $\tilde{f}$ conservatif quel-

conque dans la zone interne. Cette équation est :

$$\frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{f}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i}\Big(C_\mu \frac{K^2}{E}\frac{\partial \tilde{f}}{\partial x_i}\Big) \quad = \quad 0 \tag{8.3}$$

Effectuons alors une analyse des ordres de grandeur, en prenant comme épaisseur caractéristique δ_T, épaisseur de la zone de mélange. Il vient :

$$\frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{f}}{\partial x_i} \quad \sim \quad \frac{W \tilde{f}}{\delta_T} \tag{8.4}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}\Big(C_\mu \frac{K^2}{E}\frac{\tilde{f}}{\partial x_i}\Big) \quad \sim \quad C_\mu \frac{K^2 \tilde{f}}{\delta_T^2 \; E} \tag{8.5}$$

Les ordres de grandeur des deux termes sont égaux, nous avons donc :

$$\frac{W \; \tilde{f}}{\delta_T} \quad \sim \quad C_\mu \frac{K^2 \tilde{f}}{\delta_T^2 \; E} \tag{8.6}$$

$$\Rightarrow \; \delta_T \quad \sim \quad C_\mu \frac{K^2}{E \; W} \tag{8.7}$$

La turbulence est une turbulence de grille, pour celle-ci, la dissipation prend la forme suivante :

$$E \quad \sim \quad \frac{K^{3/2}}{l_T} \tag{8.8}$$

avec l_T la longueur caractéristique des trous de la grille de turbulence utilisée. Injectant cette relation dans notre analyse des ordres de grandeur, nous obtenons :

$$\delta_T \quad \sim \; C_\mu \frac{K^2 \; l_T}{K^{3/2} W} \quad \sim \; C_\mu \; \frac{l_T \sqrt{K}}{W} \tag{8.9}$$

$$\Rightarrow \; \delta_T \qquad \propto \qquad \frac{l_T \; \sqrt{K}}{W} \tag{8.10}$$

La largeur de la zone de réaction dépend donc, outre de la largeur caractéristique l_T des trous de la grille de turbulence, également de la vitesse d'injection axiale W et de la racine carrée de l'intensité de la turbulence K. Faisons dès lors une application numérique avec les grandeurs expérimentales, pour un des cas des essais. On se choisit le cas $\%CH_4/\%O_2$ égal respectivement à 25%/21% et une température de préchauffage $T_{ZR} \; = \; 500K$. Les valeurs numériques sont récapitulées dans le tableau 8.3. On note que comme il s'agit de comparer δ_{TPT} et δ_{TMT}, la valeur de C_μ, une constante du modèle, n'entre pas en ligne de compte. Les épaisseurs de mélange sont donc augmentées par la turbulence. Dès lors, e^*_{EJ} n'est pas une jauge absolue de la zone de mélange, mais permet seulement de constater un brassage relatif des zones réactives pour une grille de turbulence donnée. Par ailleurs, il convient de constater que, du fait de la turbulence accrue, la cinétique chimique est accélérée. Aussi, cette accélération généralisée des réactions produit une diminution du temps de présence

Tab. 8.3 – *Ordres de grandeur de δ_T pour les cas MT et PT*

Grille	l_T (m)	W (m/s)	k^*	δ_T
PT	4.8 10^{-3}	1.20	0.0030	1.42 10^{-4}
MT	3.0 10^{-3}	1.15	0.0045	2.79 10^{-4}

de tous les réactifs au sein de l'écoulement, et réduit donc, mécaniquement, l'étendue des zones de colocalisation des espèces OH^* et CH^*.

Ainsi, les fortes concentrations initiales en espèces actives, la température et la turbulence promeuvent une homogénéisation de la zone chimique. Ces comportements se retrouvent dans la flamme, prise dans son ensemble, comme le montrent les courbes de variation de e^*_{flamme} en fonction des paramètres : l'épaisseur globale de la flamme augmente avec :

- la température de préchauffage ;
- la concentration des réactifs ;
- le taux d'énergie cinétique turbulente.

Le comportement de la zone lumineuse varie, en fonction des paramètres, de la même façon que la zone d'existence de OH^*. OH^* est une grandeur caractéristique du mélange. Or, la zone visible est constituée du rayonnement d'espèces chimiluminescentes et des émissions de suies. Toutes ces réactions se produisent dans les mêmes conditions, les mécanismes à leur origine sont les mêmes, leur évolution l'est donc aussi.

Faisons le lien avec la phénoménologie décrite par la littérature pour le mode de combustion " sans flamme ", observé dans des fours et sur la présentation desquels l'étude bibliographique s'est attardée. Dans une installation de ce type, on observe une combustion pour des températures de préchauffage importantes, et des dilutions très élevées. Les observateurs rapportent alors une homogénéité importante des champs de température, ainsi qu'une flamme épaissie. La présente étude expérimentale confirme que la température est bien le paramètre clé permettant l'obtention de ce régime. En effet, les dépendances paramétriques mises en évidence indiquent que la température influe de façon exponentielle sur le taux de production chimique, alors que la concentration seulement à la puissance n[1]. La croissance comparée de ces deux dépendances nous montre que, dès que la température de l'enceinte augmente suffisamment la dilution peut être importante sans pour autant diminuer significativement le taux de production chimique. La grande homogénéité est également le fait de la température : les profils d'intensité turbulente deviennent de plus en plus homogènes au fur et à mesure que la température augmente, expérimenta-

[1] avec n de l'ordre de quelques unités

lement, il devient difficile de localiser la présence du pic caractéristique correspondant à la flamme. Par un effet indirect, à haute température du fait de la relaminarisation de l'écoulement, la signature de la réaction diminue. Avec la chute de l'intensité turbulente, le mélange est de moins en moins fort et la réaction produit des pics de température de moins en moins importants. Dans le cas d'une installation " sans flamme ", ou le choix de la configuration de l'écoulement est le plus souvent à co-courant, on s'attend donc à ce que, la turbulence baissant, le mélange local se fait moins bien. Du coup, la zone de réaction sera spatialement plus étendue, ce qui est conforme avec les observations de la bibliographie. Aussi, à haute température, la réaction chimique n'influe plus significativement sur l'écoulement de sorte que ces deux grandeurs peuvent être traitées de façon séparée. Toutes ces constatations indiquent que, dans le cas limite, c'est-à-dire très préchauffé et très dilué, la réaction chimique est sans incidence notable, et que dès lors ces deux aspects peuvent être traités séparément. Cette hypothèse, revenant à assimiler un foyer sans flamme à un réacteur parfaitement agité est largement faite dans les études rencontrées durant la phase bibliographique. Enfin, il y a bien été mesuré un épaississement de la flamme visible, comme constaté expérimentalement dans les fours. Ceci est dû à une diminution du taux de l'énergie cinétique turbulente du fait de la température.

8.5 Conclusion du chapitre

Au cours de ce chapitre, l'attention a été portée sur la caractérisation expérimentale de la réaction chimique de la combustion. Ceci est fait par la mesure des épaisseurs de flamme et des zones lumineuses, mises en évidence par l'emploi de techniques d'émission spontanée CH^* et OH^*. A partir des épaisseurs de ces zones, déterminées de façon automatique, il a été possible de mettre en évidence l'existence d'une zone de recouvrement entre les domaines d'existence des radicaux CH^* et OH^*, appelée " épaisseur jointe ". Celle-ci a ensuite été utilisée comme indicatrice de l'homogénéité du terme chimique.

Les mesures ont révélé les tendances suivantes : toutes les grandeurs susmentionnées voient leur extension croître avec l'augmentation de la température de préchauffage des jets T_{ZR}, et avec l'augmentation des concentrations d'espèces actives des jets introduits. A part CH^* — produit de décomposition de CH_4, qui n'est donc pas affecté par le mélange pour réagir — toutes les grandeurs mesurées diminuent avec l'augmentation de l'intensité de la turbulence. Ceci est du au fait que la turbulence, par le fait qu'elle rend le transfert de matière plus effectif et augmente le mélange, diminue en conséquence les temps de séjour des différentes espèces considérées. Au final, on constate que, comme mis en évidence au cours des études bibliographiques, l'homogénéité est de plus en plus importante au fur et à mesure que les teneurs en espèces actives ou de la température de préchauffage

augmentent. La turbulence augmente, dans l'absolu, également les épaisseurs de mélange, même si, du fait de l'augmentation de l'efficacité accrue de ce mélange, les zones d'existence des différentes espèces s'en trouvent réduites.

Conclusion générale

Partant de l'examen des conditions d'occurrence d'un nouveau régime de combustion, dit " sans flamme ", les travaux présentés ici avaient pour but d'obtenir de nouveaux éléments de compréhension des régimes dilués. Cette étude a nécessité la construction d'un moyen expérimental original : un brûleur à contre-courant mettant en jeu des jets turbulents de réactifs dilués et fortement préchauffés. Sur cette installation, une étude exploratoire a été conduite, qui s'est focalisée sur l'essai d'extinction, la caractérisation des profils de vitesse et en particulier d'intensité d'énergie cinétique ainsi que la caractérisation chimique de la zone de mélange. En guise de conclusion générale à la synthèse des résultats obtenus, et confrontons-les aux considérations rapportées par l'étude bibliographique.

L'étude expérimentale menée a été ouverte par l'étude de la stabilité de la flamme, et l'établissement d'une carte de stabilité de la flamme en fonction des taux de turbulence, de la température de préchauffage, et des taux de dilution du comburant et du combustible. On constate que l'accroissement de la température de préchauffage augmente considérablement le domaine d'inflammabilité, permettant une inflammation des mélanges beaucoup plus pauvres qu'à température ambiante. La dilution diminue le domaine d'existence de la flamme. Ces premières constatations ont été prolongées par une analyse de la valeur du nombre de *Damköhler*, en recourant à une modélisation des temps chimiques par une réaction globale, et des temps de l'écoulement par l'étirement de la configuration. Bien qu'inexacte, car la loi chimique a été utilisée en dehors de son domaine théorique de validation, cette modélisation a permis d'expliquer le comportement physique des systèmes. De part la dépendance exponentielle à la température, le temps chimique diminue beaucoup plus vite que le temps caractéristique de l'écoulement. Aussi, la réaction chimique, fortement accélérée, étend très fortement la zone de flamme. La concentration des espèces n'intervenant dans la loi chimique qu'à la puissance n, la diminution de la zone d'inflammabilité avec la dilution a un impact beaucoup plus faible qu'une éventuelle augmentation de température de préchauffage. On peut donc en conclure que, pour peut que la température soit suffisamment élevées, le ralentissement de la réaction chimique induit par la dilution ne sera pas significatif.

L'attention s'est ensuite portée sur l'étude des profils de vitesse et d'intensité turbulente le long de la ligne centrale de l'écoulement et une confrontation qualitative avec un modèle asymptotique a été effectuée, ce dernier ayant été établi pour des flammes diluées en point d'arrêt mettant en jeu des réactifs non prémélangés. Les mesures mettent en évidence

l'existence d'une " bosse ",c'est-à-dire un maximum dans l'intensité turbulente, à l'endroit où se trouve la flamme. Cette bosse, dont la largeur correspond à la largeur de la zone de mélange, varie avec la modification des valeurs prises par les paramètres. Tout d'abord, sa largeur dépend de façon exclusive de l'intensité turbulente en sortie des buses d'injection, et non de celle de la température, ni de la concentration des réactifs. Le mélange n'est donc que piloté par la turbulence de l'écoulement. La hauteur relative de cette bosse dépend, quant à elle, au premier chef de la concentration des réactifs et donc du taux de réaction chimique : on peut donc la lier au dégagement de chaleur de la flamme. Elle dépend aussi de la valeur de l'intensité turbulente, car celle-ci augmente la taille et l'intensité relative de la bosse. La " bosse ", véritable signature de la flamme dans l'écoulement, voit son importance diminuer avec la température de préchauffage des jets. Ceci s'explique par un effet induit du préchauffage, qui est de baisser la turbulence de l'écoulement. En conséquence, cette baisse impacte sur la qualité de mélange, qui diminue également. Ceci induit une baisse du dégagement de chaleur, donc une baisse de la turbulence générée par la flamme.

Dans un troisième temps, les modifications de la réaction chimique sont explorées, au moyen de la chimiluminescence OH^* et CH^*. La désagrégation du carburant, à l'origine de la production des radicaux CH^*, est très sensible à la température de préchauffage et aux concentrations d'espèces, mais beaucoup moins à la turbulence. En effet, cette dissociation du carburant en éléments plus simples est un processus essentiellement thermique et la dépendance de la production de cette espèce à la concentration des réactifs s'explique par le fait que ces concentrations ont un impact direct sur le dégagement de chaleur dans la zone de mélange. Le fait que la sensibilité est faible à la turbulence, qui pourtant pilote, comme nous l'avons vu auparavant, l'effectivité de la réaction chimique, traduit le fait que la puissance thermique fournie par le réchauffeur électrique est très supérieure à celle de la flamme. La production de réactifs CH^* commence également loin de la flamme - signe que le premier moteur de cette production radicalaire reste dans notre configuration le préchauffage. L'autre espèce, OH^*, suit un comportement différent. En effet, elle n'existe que dans la zone de mélange car elle est un sous-produit de la réaction entre le carburant et le combustible. Elle est, de plus, un marqueur du fonctionnement de la réaction chimique globale. Sa zone d'existence augmente avec les concentrations des espèces actives : les concentrations importantes de réactifs permettent une meilleure réaction chimique. Elle augmente également avec la turbulence et la température, en cela, sa variation en fonction des paramètres est en tous points conformes au comportement prédit par la loi d'Arrhenius pour une espèce chimique. Enfin, elle diminue avec l'augmentation de l'intensité de la turbulence. En effet, la turbulence favorise le mélange. OH^*, qui est un produit intermédiaire, voit sa durée de vie diminuer, car la réaction est plus effective : au final, l'épaisseur diminue donc.

Ayant examiné les variations des épaisseurs des espèces OH^* et CH^*, on s'intéresse à la variation paramétrique de leurs positions respectives. En déterminant la variation de la taille de la zone où ces deux espèces coéxistent, on peut caractériser l'homogénéité chimique de la zone de mélange. Ainsi, on constate que la réaction chimique est de plus en plus homogène avec l'augmentation de l'intensité turbulente k^*. Le mélange accru transporte en effet les espèces et colocalise les zones dans lesquelles elles réagissent. L'augmentation des concentrations provoque également une homogénéité accrue, tout comme la température. Du reste, l'étude de la chimiluminescence de la flamme complète révèle un comportement similaire à celui de la zone OH^*. Enfin, à cause du fait que la turbulence augmente le mélange, et donc le taux de réaction, il n'est pas possible de comparer les épaisseurs de zone de coexistence CH^*/OH^* pour les différentes grilles, et d'en tirer des conclusions. En effet, l'augmentation de k^* induit une diminution de toutes ces épaisseurs, rendant une comparaison impossible.

Cette étude menée sur un brûleur de laboratoire permet d'étendre l'état des connaissances sur le comportement local des régions de combustion " sans flamme " se développant dans les foyers industriels. Il est ressorti que la température est le paramètre clé permettant la combustion de mélanges dilués par des produits inertes et de combustion. Elle explique les principales modifications observées des comportements dans ce type de foyers. Facilitatrice des réactions chimiques, elle permet la combustion de mélanges dilués qui ne pourraient réagir autrement. Tranquillisatrice, elle dissipe la turbulence et provoque un affaiblissement des fluctuations de toute nature. Cette tranquillisation est telle que la perturbation du champ aérodynamique induite par la flamme tend à disparaître. Dès lors, les comportements de la réaction chimique et de l'écoulement sont indépendants. Les enseignements justifient les approches généralement faite par les modélisateurs, qui abordent la simulation de ces foyers par des hypothèses de réacteurs chimiques parfaitement agités. Ceci étant effectivement le comportement limite de l'ensemble des constatations effectuées.

A l'heure de clôture du présent mémoire, de nombreuses pistes s'ouvrent pour les recherches futures portant sur la combustion diluée dont l'application semble prometteuse pour diminuer les émissions de polluants, en particulier pour les oxydes d'azote. Avec le montage présent, nous n'avons pas atteint les températures suffisantes pour le régime sans flamme. Dans le futur, il faudra augmenter la température de préchauffage afin d'étudier précisément le fonctionnement local de foyers et atteindre la combustion sans flamme. Une autre voie prometteuse serait d'étudier l'influence de la nature du gaz de dilution sur le comportement du foyer. En effet, des études tant expérimentales que numériques ont montré que, suivant la nature de ce gaz, les réactions chimiques ayant lieu dans les foyers étaient de nature radicalement différente. Cette recherche pourra être complétée par l'influence de l'inhomogénéité de mélange, en employant des prémélanges partiels de part et d'autre.

Ce travail permettra également de s'approcher des conditions rencontrées dans les foyers utilisés pour des applications de propulsion (moteurs, turbines). Enfin, il serait intéressant d'étudier le comportement de nouveaux combustibles, tels que l'hydrogène ou les gaz de synthèse issus de la biomasse dans un tel mode de combustion.

Au cours de ces travaux, l'équipe s'est doté d'un moyen d'essai validé, fiable et sûr. Sa polyvalence lui la possibilité d'études futures sur de nouveaux régimes de combustion et la maîtrise des émissions de polluants, premières étapes indispensables dans l'obtention de régimes de combustion propre. A terme, la combustion pourra être adaptée à la combustion de multi-combustibles dans de l'oxygène pur avec forte recirculation des fumées. Cette étape est capitale pour envisager à terme la capture aisée du CO_2 afin de permettre sa séquestration.

Références bibliographiques

Articles de revue et de congrès

Combustion

R. Borghi, *"Combustion turbulente"*, Techniques de l'Ingénieur, AE-8325, 01/2003

K.N.C. Bray, M. Champion & P.A. Libby, *"The fluid mechanics of a partially premixed flame in stagnating turbulence"*, Private communication, 10/2005

K.N.C. Bray, M. Champion & P.A. Libby, *"Short Communication : Bray-Moss thermochemistry revisited"*, Combustion Sciences and Technology, vol. 174(7), pp.167-174, 2002

K.N.C. Bray, M. Champion & P.A. Libby, *"Premised Flames in Stagnationg Turbulence Part III - The $k - \epsilon$ theory for reactants impinging on a wall"*, Combustion and Flame, vol. 91, pp. 165-186, 1992

M. Brune, *"Optimization of the Energy efficiency of thermal process-plants - Experimental investigations at GWI test furnace"*, Second ETA Meeting, 12/12/2001

M. Champion & P.A. Libby, *"Reynolds stress description of opposed and impinging turbulent jets Part I - Closely spaced jets"*, Physics of Fluids, vol. A5, 1993

G.M. Choi, M. Katsuki, *"Chemical kinetic study on the reduction of nitric oxyde in highly preheated air combustion"*, 29th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1165-1171, 2002

A. Cavaliere, M. de Joannon, *"Mild Combustion"*, Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 30, pp. 366-369, 2004

A. Cavaliere, M. de Joannon, R. Ragucci, *"Physical and chemical aspects of the mild combustion. Examples related to gas turbine combustion"*, 4th Internationa Symposium on High Temperature Air Combustion and Gaseification, ENEA, Rome, 2001

M. Champion, P.A. Libby, *"The influence of a thermally active wall on premixed turbulent combustion"*, Combustion Science and Technology, vol. 175, pp. 2015-2060, 2003

B.B. Dally, A.N. Karpentis, R.S. Barlow, *"Structure of turbulent non-premixed jet flames in a diluted hot coflow"*, 29th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1147-1154, 2002

D. Dandy, S.R. Vosen, *"Nuumerical and experimental studies of hydroxyl radical chemiluminescence in methane-air flames"*, Combustion Science and Technology, Vol. 82, pp. 131-150, 1992

M. de Joannon, A. Saponaro, A. Cavaliere, *"Zero dimensional analysis of diluted oxydation of methane in rich conditions"*, 28th Symposium (International) of Combustion, The Combustion Institute, pp. 1639-1646, 2000

M. de Joannon, A. Cavaliere, R. Donnarumma, R. Ragucci, *"Dependence of autoignition delay on oxygen concentration in mild combustion of high molecular weigth parafin"*, 29th Sympo-

sium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1139-1146, 2002

E. Esposito, *"Température et composition des gaz brûlés"*, Techniques de l'Ingénieur, A-1610, 11/1987

J.J Freese, S.R. Turns, *"Nitric oxide emission form laminar diffusion flames : effects of air-side versus fuel-side dilutent addition"*, Combustion and Flame, Vol. 113, pp. 66-78, 1998

T. Fujimori, D. Riechelmann, J. Sato, *"Radiative heat loss and NO_X emission of turbulent jet flame in preheated air up to 1230K"*, 28th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 455-461, 2000

T. Fujimori, D. Riechelmann, J. Sato, *"Effect of liftoff on NO_X emissions of turbulent jet flame in high temperature coflowing air"*, 27th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1149-1155, 1998

T. Fujimori, Y. Hamano, J. Sato, *"Radiative heat loss and NO_X emissions of turbulent jet flame in preheated air up to 1230K"*, 28th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institue, pp. 455-461, 1998

A.M. Galbiati, A. Cavigiolo, A. Effuggi, D. Gelosa, R. Rota, *"Mild combustion for Fuel NO_X reduction"*, Combustion Science and Technology, Vol. 176, pp. 1035-1054, 2004

A.K. Gupta, *"Trend in high temperature air combustion in overseas and future scope"*, Formu on high performance inductrial furnace and boiler, Tokyo, pp. 67-73, 8-9/03/99

T. Hasewaga, M. Katsuki, *"Latest experimental knowledge of High-Temepratue air Combustion "*, National project reports high performance industrial furnace, Development project High Temperature Air Combustion, The Japan industrial furnace manufacturer association, High performance developpment center, pp. 27-44, 20/03/1997

T. Hasewaga, R. Tanaka, *"New application of excess enthalpy combustion"*, Science and Technology of Combustion, Vol. 1(4), pp. 265-273, 1994

T. Hasewaga, *"Hight-Temperature Air Combustion as a core technology in developing advanced industrial furnaces"*, Forum on high performance industrrial furnace and boiler, Tokyo, pp. 59-66, 8-9/03/99

T. Ishiguro, S. Tsuge, T. Furuhata, K. Kitagawa, N. Arai, T. Hasewaga, R. Tanaka, A.K. Gupta, *"Homogenisation and stabilization during combustion of hydrocarbons with preheated air"*, 27th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 3135-3146, 1998

M. Katsuki, T. Hasewaga, *"The science and technology of combustion in highly preheated air"*, 27th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 3135-3146, 1998

M. Kösters, M. Flamme, *"Advanced measurement techniques and the used equipent of the GWI"*, Communicartion privée [extraite de la thèse de Masson (2005)], 2005

A. Liñan, *"The asymptotic structure of counterflow diffusion flames for large activation energies"*, Acta Astronautica, Vol. 1, pp. 1007-1039, 1974

D. Lupant, B. Pessenti, P. Evrard, P. Lybaert, *"Numerical and Experimenatl Characterization of a self-regenerative flameless oxidation burner operation in a pilot-scale furnace"*, European Combustion Meeting, Louvain-la-Neuve, 3-6/04/05

K. Maruta, K. Muso, K. Takeda, T. Niioka, *"Reaction zone structure in flameless combustion"*, Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 28, pp 2117-2123, 2000

K. Maruta, M. Yoshida, Y. Ju, T. Niioka, *"Experimental study on methane-air premixed flame extinction at small stretch rates in microgravity"*, 26th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institure, pp. 1283-1291, 1996

K. Maruta, M. Yoshida, H. Guo, Y. Ju, T. Niioka, *"Extinction of low-stretched diffusion flames in microgravity"*, Combustion and Flame, Vol. 112, pp. 181-187, 1998

E. Masson, D. Honoré, A.Boukhalfa, L. Porcheron, S. Maurel, F. Aguilé, P. Meunier, A. Quinqueneau, *"An experimental characterization of flameless combustion at semi-industrial scale"*, Proceedings of the European Combustion Meeting, Orleans, 2003

E. Mastorakos, A.M.K.P. Taylor, J.H. Whitelaw, *"Scalar dissipation rate at the extinctuiion of turbulent counter-flow nonpremixed flames"*, Combustion and Flame, Vol 91, pp. 55-64, 1992

E. Mastorakos, A.M.K.P. Taylor, J.H. Whitelaw, *"Extinction and temerature caracteristics of turbulent counterflow diffusion flames with partial premixing"*, Combustion and Flame, Vol 91, pp. 40-54, 1992

E. Mastorakos, A.M.K.P. Taylor, J.H. Whitelaw, *"Extinction of turbulent counterflow flames with reactant diluted by hiot products"*, Combustion and Flame, Vol 102, pp. 101-114, 1995

A. Milani, J. Wünning, *"How do I achieve flameless combustion in practice ?"*, IFRF Combustion Handbook, ISSN 1607-9116, 10/03/2003

A. Milani, G.V. Salamov, J.G. Wünning, *"Abatment of fuel consumption with compact regenerative burners in energy-intensive furnaces"*, EC TGERMIE Program, 1998

A. Milani, D. Nelli, *"Low NO_X combustion technique applied to steelworks firing gas and oil"*, Journal of the Institute of Energy, Vol. 65, pp. 35-40, 1992

A. Milani, B. Saponaro, *"Diluted combustion technologies"*, IFRF Combustion Journal - Article 200101, (ISSN-1562-479X), 02/2001

K. Muso, K. Muso, K. Takeda, T. Niioka, *"Reaction zone structure in flameless combustion"*, Proceedings of The Combustion Institute, vol. 28, pp. 2117-2123, 2000

S. Orsino, R. Weber, *"Numerical simulation of combustion of natural gas with high temperature air"*, Combustion Science and Technology, Vol. 170, pp. 1-34, 2001

B. Pesenti, P. Evrard, O. Sorriau, P. Lybaert, *"NO_X production and heat transfer from a self-regenerative flameless oxidation burner"*, European Combustion Meeting, 25-28/10/2003, Orléans

T. Plessing, N. Peters, J. Wünning, *"Laserpoptical investigation of highly preheated combustion with strong exhaust gas recirculation"*, 27th Symposium (Internation) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 3197-3204, 1998

N. Rafidi, W. Blasiak, *"Measurements of flue gas composition and flame volume in a high temperature air combustion (HiTAC) Furnace"*, Finnish-Swedish Flame Days, Vaasa, 2002

G.J. Rortveit, J.E. Hustard, S.C. Li, A. Williams, *"Effect of diluents on NO_X formation in hydrogen counterflow flames"*, Combustion And Flame, Vol. 130, pp. 48-61, 2002

C.J. Sung, C.K. Law, *"Thermophoretic effects on seeding particles in LDV measurements on flames"*, Combustion Science and Technology, Vol. 99, pp. 119-132, 1994

D. Tabacco, C. Innarella, C. Bruno, *"Theoretical and numerical investigation on flameless combustion"*, Combustion Science and Technology, Vol. 147, pp. 1-35, 2002

A.L. Verlaan, S. Orsino, N. Lallemant, R. Weber, *"Fluid Flow and mixing in a furnace*

quipped qith the low No_X regenerative burner of Nippon Furnace Koygo", High Efficiency Combustion Programme - High Temeprature Air Combustion, IFRF Doc no. F46/y/1, 03/1998

D. Veynante, *"Flammes de diffusion laminaires"*, Techniques de l'ingénieur, BE 8320, 04/1999

D. Veynante, L. Vervisch, *"Tubulent Combustion Modeling"*, Progress in Energy and Combustion Sciences, 28 :193-266, 2002

J. Warnatz, *"Chemistry of high temperature combustion of cetanes up to octane"*, 20th Symposium of Combustion, the Combustion Institute, pp. 197-209, 1984

R. Weber, S. Orsino, N. Lallemant, A.D. Verlaan, *"On emerging furnace design methodology that provides sustantial energy saving and drastic reduction in CO_2, CO and NO_X emissions"*, Journal of the Institute of Energy, Vol. 72, pp. 77-83, 1999

R. Weber, S. Orsino, N. L'allemant, A.D. Verlan, *"Combustion of natural gas with high-temeprature air and large quantities of flue gas"*, 28th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1315-1321, 2000

J.A. Wünning, J.G. Wünning, *"Flameless oxidation to reduce thermal NO-formation"*, Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 23, pp. 81-84, 1997

J.A. Wünning, J.G. Wünning, *"Regenerative burner using flameless oxidation"*, International Gas Research Conference, Cannes, France, 1995

J.A. Wünning, J.G. Wünning, *"Burner for flameless oxidation with low NO_X formation even at maximum air preheat"*, Gas Wärme International, Vol. 10, pp 438-444, 1992

J.G. Wünning, *"Flameless combustion in the thermal process technology"*, 2nd international seminar on high temperature combustion in industrial furnaces, 17-18/01/2000, Stokholm

T. Yamauchi, *"Outline of high performance industrial furnace and boiler development project"*, Forum on high performance inductrial furnace and boiler, Tokyo, pp. 2-12, 8-9/03/99

J. Yuan, I. Naruse, *"Effects of air dilution on highly preheatde air combustion in a regenerative furnace"*, Americal Chemical Society - Web published, 19.11.1998

M.G. Zabetakis, *"Flamability characteristics of combustible gases and vapours"*, U.S. Department of the interior, Bureau of Mines, Bulletin 627, 1965

Traitement d'images

B. Marcel, M. Cattoen, *"Détection de contours et de lignes dans les procédures de bas niveau"*, 3rd Workshop on Electronic Control and Measuring Systems, Toulouse, 1997

R. Deriche, *"Techniques d'extraction de contours"*, publication INRIA, 2000

Optique

E. Giacobino, *"Optique des milieux matériels"*, Techniques de l'Ingénieur A-1080, 05/1993

M. Henry, *"Optique quantitative - Photométrie, Colorimétrie, Spectrophotométrie"*, Techniques de l'Ingénieur A-192, 10/1986

Congrès et journées thématiques

Combustion et diagnostics optiques

J.C. Rolon, *"Les diagnostics et les nouveaux traceurs intéressant la combustion"*, 16e*me* Journée thématique de l'AFVL — "Diagnostics lasers : principes et adaptations à l'étude de processur de combustion", Ecole Centrale de Paris, 13/10/2005

Supports de cours

Cours de combustion

N. Darabia, E. Esposito, F. Lacas, D. Veynante, *"Combustion"*, ENSIB, 1999

G.G. De Soete, *"Kinetics of combustion and combustion related nitrogen chemistry"*, U. de Rouen, 2002

Métrologie laser

M. Lefevre, *"Mesures optiques par des techniques de spectroscopie moléculaire"*, Cours de l'école d'automne de l'AFVL, 2003

J.M. Most, *"Mise en oeuvre d'une chaine VDL"*, Cours de l'école d'automne de l'AFVL, 2003

M. Trinité, *"La vélocimétrie par image des particules"*, Cours de l'école d'automne de l'AFVL, 2003

J. Haertig, *"Traitement des données en vélocimétrie laser"*, Cours de l'école d'automne de l'AFVL, 2003

M. Trinité, *"Traitement du signal Doppler pr autocorellation - Application à l'IFA 750"*, Cours de l'école d'automne de l'AFVL, 2003

J.M. Most, *"Traitement du signal Doppler en vélocimétrie laser - Précision de la mesure en vélocimétrie laser"*, Cours de l'école d'automne de l'AFVL, 2003

M.L. Riethmuller, *"Vélocimétrie par image des particules (ou PIV)"*, Cours de l'école d'automne de l'AFVL, 2003

Traitement d'images

S. Mavromatis, O. Coulon, *"Analyse d'images - Traitement d'images"*, ESIL, 2005

C. Rougier, *"Cours #9 - Filtrage spatial"*, U. de Montréal, 2003

D. Wolf, *"Cours de traitement de l'image"*, DEA EMMA, INPL/U. Nancy, 2002
I. Bloch, *"Filtrage des images"*, ENST Paris, 2005
J. Meunier, B. Bénallol, *"Opération de convolution - filtrage et ségmentation"*, U. Montréal, 2003
I. Bloch, *"Réstauration"*, ENST Paris, 2005
A. Manzanera, *" Traitement d'images & Vision"*, ENSTA, 2004
I. Bloch, F. Tupin, A. Manzanera, *"TERI : Traitement et reconnaissance d'images"*, ENSTA, 2005
J.L Crowley, *"Vision par ordinateur"*, DEA IVR, U. Joseph Fourier, 2000

Livres

K. Kohse-Hainghaus, *"Applied Combustion Diagnostics"*, Taylor&Francis, 2003
F.A. Williams, *"Combustion theory, 2nd edition"*, Benjamin/Cummings, 1985
R. Zevenhoen, P. Kilpinen, *"Control of pollutants in flue gases and fuel gases"*, Picaset Oy, Espoo (ISBN 951-22-5527-8), 2001 [`www.hut.fi/řzevenh/books.html`]
Air Liquide, *"Encyclopédie des gaz"*,Elsevier/L'Air Liquide, 1976
Y.A. Gençec, *"Heat Transfer : a practical approach - International edition"*, McGraw-Hill / WCR, 1998
Oeuvre collective, *"IFRF Online Combustion Handbook"*
J.F. Saccadura, *"Initiation aux transferts thermiques"*, Tec & Doc, 1978
S. Candel, *"Mécanique des fluides"*, Dunod, 1990
O. Hengstenberg, B. Sturm, O. Winkle, *"Messen und Regeln in der chemischen Technik, 4te Auflage"*, Springer, 1965
R. Borghi, M. Champion, *"Modélisation et théorie des flammes"*, Technip, 2000
A.G. Gaydon, *"The Spectroscopy of Flames"*, Chapman and Hall, 1957
J.O. Hinze, *"Turbulence - an introduction to its mechanism and theory"*, McGraw&Hill, 1959

Thèses

T. Croonenboek, *"Diagnostics optiques appliqués aux milieux réactifs"*, EM2C, 1996
D. Lacoste, *"Etude expérimentale de la combustion de mélanges stratifiés globalement pauvres en chambres à volume constant"*, LCD, 2002
A. Susset, *"Développement de traitements d'images pour l'étude de la stabilisation de flammes turbulentes non-prémélangées générées par des brûleurs industriels modèles"*, LCD, 2002
M. Théron, *"Caractérisation du mélange et de la combustion dans une configuration de jets hydrogène/air subsoniques à haute vitesse - augmentation du mélange par génération de vorticité longitudinale"*, LCD, 2005

E. Masson, *"Etude expérimentale des champs dynamiques et scalaires du la combustion sans flammes"*, CORIA, 2005

Annexes

Annexe A

Modes opératoires pour les mesures

A.1 Mesures d'extinction - Mode opératoire

Pour ce type de mesures, nous avons stabilisé un écoulement, en fixant un même débit volumique des deux côtés de votre montage. Dans le cas ou l'on souhaite préchauffer l'écoulement, ceci est fait en respectant les paliers de montée de température[1]. Une fois un point de fonctionnement stable en température et vitesse atteint, nous procédons comme suit : Travaillant à des taux de O_2 constants, on a tout d'abord stabilisé une flamme, avec généralement un taux de CH_4 important. Une fois que cette flamme s'est établi, nous avons fait diminuer graduellement les teneurs en O_2 de 0.1 % en 0.1 %. Comme le programme pilotant le fonctionnement de l'installation contrôle la teneur des gaz de combustion, ceci est aisé. Entre chaque changement, on attend une seconde que la flamme se stabilise[2]. On procède de la sorte jusqu'à atteindre l'extinction de la flamme, repérée à l'œil. On effectue cet essai 3 fois, et on fait la moyenne des valeurs atteintes.

A.2 Mesures dans les flammes - Mode opératoire

Nous avons effectué des mesures en conditions de fonctionnement stable, en employant des moyens de mesure optiques : $SES\ CH^*$ et OH^*, PIV, ADL. Pour chacune des points, nous avons réglé des débits d'inerte, laissé chauffer si nécéssaire, et finalement employé des gaz réactifs, au point de mesure réglé, nous avons ensuite les acquisitions nécéssaires :

ADL : 10 000 particules

SES : 150 images

PIV : 300 champs de vecteurs

[1] c'est-à-dire des paliers de $S00^oC$ maximum, avec des temps de stabilisation en température de 45 minutes minimum [2] on a vérifié que, du fait des vitesses des gaz dans les conduites, les répercussions mettent beaucoup moins qu'une seconde à êtrerépercutées

Annexe B

Annexe - Paramètres de mesure optiques employés

B.1 Note préliminaire

Afin de systématiser le traitement des données, nous avons employé, pour tous les moyens de mesure optiques utilisés au cours de la thèse, les mêmes paramètres, que ce soit pour les mesures proprement dites (ouvertures des caméras, réglages de la chaîne ADL, etc.) que pour leur premiers traitements (calcul des vecteurs par PIV à partir d'images de caméras). La présente annexe récapitule ces réglages ?

B.2 Paramètres de mesure

B.2.1 Caméras intensifiées ($SES\ CH^*$ et OH^*)

Les caméras utilisées ont été mises face à face, chacune d'un côté de l'axe géométrique de l'alignement des brûleurs. Pour chacune des caméras, la distance entre l'axe de la buse du bas et le capteur CCD était de 45 cm. Il a été vérifié expérimentalement que, du fait de l'alignement, il n'y avait pas de reflets dus aux deux optiques. Les deux caméras ont été synchronisées dans leurs acquisitions, le déclenchement des acquisitions étant piloté par l'une d'entre elles. Pour chaque caméra, le champ de vision a été restreint à une région de 900 x 450 *pixel*, de sorte à obtenir une augmentation de la cadence, qui se situe alors aux alentours de 4 Hz. La mise au point des optiques a été faite sur une mire double face (les deux côtés servent à l'étalonnage), placée dans un plan médian de l'axe des brûleurs. On a déterminé expérimentalement les profondeurs de champ, récapitulés dans le tableau ci-après :

Pour chaque point de mesure, on acquiert des séries de 150 images.

Tab. B.1 – *Caractéristiques des objectifs utilisés pour les mesures de SES*

Caméra	*Objectif*	*Ouverture*	*Profondeur de champ*	*Résolution*	*Bande passante - 10 dB*
$SES\ OH^*$	UV 45 mm	1.8	17.5 mm	99 $pixel/cm$	11.98 nm
$SES\ CH^*$	50 mm avec BA 5 mm	0.95	8 mm	95 $pixel/cm$	8.0 nm

Paramètres ADL

Lorsque l'on recourt à la chaîne de mesure ADL,on utilise les paramètres de réglage détaillés ci-après. On fait des acquisitions pour 10000 particules, chacune devant être validée selon les deux directions. Les fréquences d'acquisitions sont, en moyenne, inférieures à 1 kHz, ce qui nous interdit en pratique les études spectrales de turbulence. Le volume de l'éllipsoïde de mesure est de 180 μm x 80 μm x 4 mm.

La chaîne de mesure est employée classiquement en diffusion de Mie arrière. La tête de collection est montée sur une table de déplacement *CharlyRobot* a trois directions, commandée par un ordinateur. Les moteurs pas à pas, combinés au pas des axes de déplacement, permettent une précision de 0 .02 mm dans le position de la tête selon chaque direction.

B.2.2 Paramètres de PIV

Acquisition d'images

Les images PIV sont effectuées avec la caméra placée à 50 cm de l'axe des tubes, ouverte sur le montage. Une première mise au point est faire sur une mire, placée dans le plan médian du montage interbrûleurs, le réglage optique est finalisé en effectuant une mise au point " au jugé " sur la netteté des particules apparaissant dans le plan laser. Le champ est restreint, on exploite en pratique qu'une fenêtre de 900 x 700 *pixel*, ceci nous permettant une accélération de la cadence, jusqu'à atteindre une cadence de 2 Hz.

B.2.3 Calcul des vecteurs

Pour le calcul des vecteurs, nous utilisons le logiciel *DaVis 6.2*, fourni avec la chaîne PIV par le constructeur. Toutes les valeurs sont obtenues par emploi des paramètres présentés dans le tableau ci-dessous :

Tab. B.2 – *Paramètres de calcul des champs de vecteurs employés*

Zone d'intérêt	- image complète, sans prétraitement ni correction
Calcul des vecteurs	**Calcul de la correlation** - 32 x 32 *pixel*, recouvrement de 50% - fonction *FFT Standard* d'intercorrelation - 2 itérations, à taille de fenêtre constante - déplacement maximal autorisé : 5 *pixel* **Correction des vecteurs** - effacer les vecteurs si Q $<$ 1.3 - lissage des vecteurs simple - filtrage médian des vecteurs
Posttraitement	- filtrage itératif - paramètres de fitrage : - effacer le vecteur si l'ecart des RMS est superieur à 2 - lissage par un filtre 3 x 3 *pixel*

Annexe C

Mesures des points d'extinction de la flamme

C.1 Mesures d'extinction

C.1.1 Mesures sans préchauffage

Lse tableaux suivant présente les mesures d'extinction, obtenues sans préchauffage, pour les grilles de turbulence PT et MT.

Tab. C.1 – *Extinction sans préchauffage pour la grille PT*

V_C (m/s)	0.50	0.75	1.00	1.25	1.50
S_{PT} $(1/s)$	23.43	43.03	61.20	76.68	87.94
$\Phi_{O_2\ =\ 21\%}$	1.56	1.83	2.05	2.26	2.47
$\Phi_{O_2\ =\ 18\%}$	2.73	3.34			

Tab. C.2 – *Extinction sans préchauffage pour la grille MT*

V_C (m/s)	0.50	0.75	1.00	1.25	1.50
S_{MT} $(1/s)$	35.95	49.88	64.29	74.40	87.03
$\Phi_{O_2\ =\ 21\%}$	1.86	2.27	2.84	3.20	3.77
$\Phi_{O_2\ =\ 18\%}$	3.24				

C.1.2 Mesures avec préchauffage

Les tableaux suivants présentent les mesures effectuées pour les grilles MT et PT, lorsque l'on maintient les débuts à froid constants et que l'on fait varier la composition des jets. On a fait également figurer l'étirement réel de l'écoulement, induit par l'accélération de l'écoulement du fait de son chauffage.

TAB. C.3 – *Extinction avec préchauffage pour la grille PT*

$T_{consigne_{PT}}$ (^oC)	200	400	600	750
$T_{ZR_{PT}}$ (K)	388.15	549.24	677.37	775.68
S_{PT} (s^{-1})	40.76	50.423	53.257	60.90
$\Phi_{O_2\ =\ 21\%}$	1.67	1.03	0.68	0.44
$\Phi_{O_2\ =\ 18\%}$	3.00	1.52	0.91	0.58
$\Phi_{O_2\ =\ 16\%}$		2.26	1.21	0.73
$\Phi_{O_2\ =\ 14\%}$			1.91	4.30
$\Phi_{O_2\ =\ 12\%}$			4.30	1.70
$\Phi_{O_2\ =\ 10\%}$				4.96

TAB. C.4 – *Extinction avec préchauffage pour la grille MT*

$T_{consigne_{MT}}$ (^oC)	200	400	600	800
$T_{ZR_{MT}}$ (K)	451.53	652.60	838.95	988.68
S_{MT} (s^{-1})	51.92	81.92	101.11	119.44
$\Phi_{O_2\ =\ 21\%}$	1.56	0.88	0.51	0.33
$\Phi_{O_2\ =\ 18\%}$	2.47	1.28	0.71	0.38
$\Phi_{O_2\ =\ 16\%}$	4.90	1.90	0.90	0.45
$\Phi_{O_2\ =\ 14\%}$		3.71	1.29	0.60
$\Phi_{O_2\ =\ 12\%}$			2.27	0.80
$\Phi_{O_2\ =\ 10\%}$				1.12
$\Phi_{O_2\ =\ 8\%}$				2.40

C.2 Nombre de *Damköhler*

Tab. C.5 – *Nombres de Damköhler déterminés à partir des conditions expérimentales pour la grille PT*

$T_{consigne_{PT}}$ (^oC)	20	200	400	600	750
$T_{ZR_{PT}}$ (K)	298.00	388.15	549.24	677.37	775.68
S_{PT} (s^{-1})	31.91	40.76	50.423	53.257	60.90
$Da_{O_2 = 21\%}$	$7.16\ 10^{-15}$	$9.01\ 10^{-10}$	$1.07\ 10^{-4}$	$3.00\ 10^{-2}$	$4.97\ 10^{-1}$
$Da_{O_2 = 18\%}$		$6.51\ 10^{-10}$	$8.13\ 10^{-5}$	$2.00\ 10^{-2}$	$3.92\ 10^{-1}$
$Da_{O_2 = 16\%}$			$6.54\ 10^{-5}$	$1.70\ 10^{-2}$	$3.26\ 10^{-1}$
$Da_{O_2 = 14\%}$				$1.30\ 10^{-2}$	$2.60\ 10^{-1}$
$Da_{O_2 = 12\%}$				$8.00\ 10^{-3}$	$1.89\ 10^{-1}$
$Da_{O_2 = 10\%}$					$1.14\ 10^{-1}$

Tab. C.6 – *Nombres de Damköhler déterminés à partir des conditions expérimentales pour la grille MT*

$T_{consigne_{MT}}$ (^oC)	20	200	400	600	800
$T_{ZR_{MT}}$ (K)	298.00	451.53	652.60	838.95	988.68
S_{MT} (s^{-1})	41.55	51.92	81.92	101.11	119.44
$Da_{O_2 = 21\%}$	$5.11\ 10^{-15}$	$1.88\ 10^{-7}$	$6.00\ 10^{-3}$	$1.28\ 10^{0}$	$2.34\ 10^{1}$
$Da_{O_2 = 18\%}$		$1.48\ 10^{-7}$	$5.00\ 10^{-3}$	$9.97\ 10^{-1}$	$1.92\ 10^{1}$
$Da_{O_2 = 16\%}$		$1.07\ 10^{-7}$	$4.00\ 10^{-3}$	$8.26\ 10^{-1}$	$1.62\ 10^{1}$
$Da_{O_2 = 14\%}$			$3.00\ 10^{-3}$	$6.49\ 10^{-1}$	$1.29\ 10^{1}$
$Da_{O_2 = 12\%}$				$4.69\ 10^{-1}$	$1.02\ 10^{1}$
$Da_{O_2 = 10\%}$					$7.69\ 10^{0}$
$Da_{O_2 = 8\%}$					$5.48\ 10^{0}$

Annexe D

Mesures effectuées avec la *PIV*

D.1 Grille *PT*

Tab. D.1 – *Résultats de mesure obtenus par PIV pour la grille PT*

T_{ZR} (K)	$\%vol.O_2$	$\%vol.CH_4$	U_1 (m/s)	k^*_{fond}	κ	χ	e^*_{flamme}
388.15	21	25	1.0813	0.00350	0.9600	0.1784	0,0392
388.15	21	18	1.0827	0.00350	0.6630	0.1529	0,0379
388.15	18	30	1.0639	0.00360	0.9273	0.1684	0,0507
549.24	21	25	1.3315	0.00300	0.6705	0.1527	0,1166
549.24	21	18	1.3215	0.00280	0.5020	0.1531	0,0530
549.24	18	30	1.3211	0.00300	0.6345	0.1500	0,1082
549.24	18	25	1.3211	0.00300	0.5200	0.1529	0,0487
677.37	21	25	1.6674	0.00260	0.4000	0.1530	0,1204
677.37	21	18	1.6535	0.00280	0.2701	0.1528	0,0792
677.37	21	8	1.6754	0.00280	0.1800	0.1529	0,0306
677.37	18	30	1.6419	0.00270	0.4200	0.1530	0,1080
677.37	18	25	1.6492	0.00670	0.3342	0.1270	0,0832
677.37	18	15	1.6396	0.00660	0.0990	0.1286	0,0512
677.37	16	20	1.6414	0.00250	0.2600	0.1530	0,0399
677.37	16	15	1.6585	0.00630	0.2066	0.1020	0,0384

D.2 Grille *MT*

Tab. D.2 – *Résultats de mesure obtenus par PIV pour la grille MT*

T_{ZR} (K)	$\%vol.O_2$	$\%vol.CH_4$	U_1 (m/s)	k^*_{fond}	κ	χ	e^*_{flamme}
298.00	21	25	0.6588	0.00790	1.5544	0.1500	0.04698
451.33	21	25	1.0690	0.00530	1.2128	0.1628	0.06427
451.33	21	18	1.0635	0.00500	0.7285	0.1530	0.03099
451.33	18	30	1.0635	0.00420	0.9615	0.1684	0.03150
652.60	21	25	1.4015	0.00440	0.8634	0.1270	0.09659
652.60	21	18	1.3939	0.00330	0.6494	0.1530	0.08107
652.60	18	30	1.4042	0.00320	0.7067	0.1853	0.04561

suite page suivante

T_{ZR} (K)	$\%vol.O_2$	$\%vol.CH_4$	U_1 (m/s)	k^*_{fond}	κ	χ	e^*_{flamme}
652.60	18	25	1.4129	0.00330	0.5535	0.1506	0.03127
838.95	21	25	1.7134	0.00310	0.7394	0.1450	0.12080
838.95	21	18	1.7511	0.00280	0.5584	0.1530	0.10950
838.95	21	12	1.7413	0.03000	0.3576	0.1200	0.03124
838.95	18	30	1.7321	0.00300	0.5833	0.1500	0.09831
838.95	18	25	1.7243	0.00290	0.5262	0.1550	0.09155
838.95	18	15	1.7289	0.00710	0.3062	0.1040	0.03582
838.95	18	8	1.7185	0.00690	0.2823	0.1300	0.01721
838.95	16	20	1.7207	0.00300	0.3976	0.1550	0.05010
838.95	16	10	1.6956	0.00690	0.2683	0.1018	0.02852
965.52	21	25	1.9872	0.00520	0.5301	0.1530	0.11774
965.52	21	18	2.0524	0.00500	0.3804	1.1510	0.11208
965.52	21	8	2.0828	0.00310	0.2887	0.1030	0.03450
965.52	18	25	2.0570	0.00340	0.4229	0.1260	0.10756
965.52	18	15	2.0608	0.00290	0.3906	0.1250	0.08917

Annexe E

Points de mesure effectuées pour la SES

E.1 Grille PT

Tab. E.1 – *Résultats de mesure obtenus par SES pour la grille PT*

T_{ZR} (K)	$\%vol.\ O_2$	$\%vol.\ CH_4$	e^*_{CH}	e^*_{OH}	e^*_{EJ}
T_{ZR} (K)	$\%vol.\ O_2$	$\%vol.\ CH_4$	e^*_{CH}	e^*_{OH}	e^*_{EJ}
298.00	21	21	0.0301	0.0434	0.0317
298.00	21	25	0.0289	0.0307	0.0271
388.15	21	28	0.0308	0.0561	0.0376
388.15	21	30	0.0290	0.0421	0.0352
388.15	21	18	0.0262	0.0242	0.0193
388.15	18	21	0.0303	0.0420	0.0302
388.15	18	25	0.0295	0.0411	0.0273
549.24	21	25	0.0468	0.0834	0.0468
549.24	21	21	0.0437	0.0802	0.0444
549.24	21	18	0.0411	0.0657	0.0386
549.24	21	12	0.0296	0.0200	0.0207
549.24	18	30	0.0407	0.0751	0.0417
549.24	18	28	0.0411	0.0732	0.0409
549.24	18	25	0.0383	0.0665	0.0391
549.24	18	20	0.0344	0.0493	0.0377
549.24	18	15	0.0281	0.0189	0.0254
677.37	21	25	0.0670	0.0908	0.0747
677.37	21	21	0.0672	0.0916	0.0702
677.37	21	18	0.0665	0.0899	0.0680
677.37	21	12	0.0417	0.0757	0.0373
677.37	21	8	0.0291	0.0161	0.0231
677.37	18	30	0.0634	0.0886	0.0663
677.37	18	28	0.0559	0.0871	0.0646
677.37	18	25	0.0466	0.0869	0.0629
677.37	18	20	0.0423	0.0840	0.0557

suite page suivante

T_{ZR} (K)	$\%vol.\ O_2$	$\%vol.\ CH_4$	e^*_{CH}	e^*_{OH}	e^*_{EJ}
677.37	18	15	0.0354	0.0568	0.0390
677.37	18	8	0.0254	0.0074	0.0074
677.37	16	20	0.0442	0.0681	0.0442
677.37	16	15	0.0350	0.0401	0.0352

E.2 Grille *MT*

TAB. E.2 – *Résultats de mesure obtenus par SES pour la grille MT*

T_{ZR} (K)	$\%vol.\ O_2$	$\%vol.\ CH_4$	e^*_{CH}	e^*_{OH}	e^*_{EJ}
298.00	21	25	0.0121	0.0543	0.0161
298.00	21	21	0.0115	0.0410	0.0147
451.33	21	25	0.0127	0.0794	0.0167
451.33	21	21	0.0127	0.0740	0.0151
451.33	21	18	0.0118	0.0671	0.0126
451.33	18	30	0.0126	0.0715	0.0101
451.33	18	28	0.0122	0.0700	0.0095
652.60	21	25	0.0214	0.0818	0.0167
652.60	21	21	0.0201	0.0782	0.0159
652.60	21	18	0.0193	0.0755	0.0144
652.60	21	12	0.0132	0.0589	0.0050
652.60	18	30	0.0151	0.0768	0.0112
652.60	18	28	0.0156	0.0755	0.0106
652.60	18	25	0.0149	0.0727	0.0082
652.60	18	20	0.0133	0.0683	0.0066
652.60	18	15	0.0112	0.0597	0.0019
838.95	21	25	0.0483	0.0850	0.0257
838.95	21	21	0.0456	0.0837	0.0235
838.95	21	18	0.0432	0.0810	0.0215
838.95	21	12	0.0371	0.0725	0.0139
838.95	21	8	0.0291	0.0538	0.0044
838.95	18	30	0.0464	0.0803	0.0241
838.95	18	28	0.0457	0.0805	0.0228
838.95	18	25	0.0441	0.0797	0.0203
838.95	18	20	0.0412	0.0770	0.0176
838.95	18	15	0.0374	0.0712	0.0134
838.95	18	8	0.0247	0.0408	0.0009
838.95	16	20	0.0340	0.0701	0.0095

suite page suivante

T_{ZR} (K)	$\%vol.\ O_2$	$\%vol.\ CH_4$	e^*_{CH}	e^*_{OH}	e^*_{EJ}
838.95	16	15	0.0261	0.0632	0.0034
965.52	21	25	0.0576	0.0890	0.0361
965.52	21	21	0.0543	0.0881	0.0330
965.52	21	18	0.0521	0.0862	0.0308
965.52	21	12	0.0444	0.0815	0.0219
965.52	21	8	0.0367	0.0655	0.0138
965.52	21	6	0.0304	0.0472	0.0066
965.52	18	25	0.0517	0.0861	0.0298
965.52	18	20	0.0479	0.0846	0.0268
965.52	18	15	0.0434	0.0811	0.0219
965.52	18	8	0.0334	0.0579	0.0111
965.52	18	6	0.0248	0.0382	0.0041
965.52	16	20	0.0383	0.0786	0.0165
965.52	16	15	0.0342	0.0709	0.0121
965.52	12	25	0.0219	0.0642	0.0160
965.52	21	21	0.0205	0.0537	0.0053

Annexe F

Tableau récapitulatif des évolutions des paramètres

Notre étude s'est focalisée sur l'étude de l'influence de trois paramètres sur la combustion non prémélangée et diluée de l'oxygène avec le méthane. Ces trois paramètres d'étude sont :

- la température de préchauffage des jets T_{ZR} ;
- la concentration des réactifs ;
- le taux de turbulence de l'injecteur K.

Cette étude a été menée en employant un certain nombre de grandeurs caractéristiques détaillées dans les chapitres afférents. Comme ces caractéristiques sont nombreuses, nous avons regroupé les tendances suivies par toutes ces caractéristiques en fonction de nos paramètres d'étude. Ceci est fait dans le tableau F.2, qui récapitule, *pour une hausse du paramètre en question* l'évolution de chaque caractéristique abordée.

Tab. F.2 – *Tableau récapitulatif de l'influence des paramètres*

Caractéristique	$\nearrow T_{ZR}$	$\nearrow k$	$\nearrow$ *concentration*
$Da_{extinction}$	$\nearrow$	$\searrow$	$\nearrow$
k^*_{fond}	$\searrow$	$\nearrow$	$\rightarrow$
χ	$\searrow$	$\nearrow$	$\rightarrow$
κ	$\searrow$	$\nearrow$	$\rightarrow$
e^*_{flamme}	$\nearrow$	$\searrow$	$\nearrow$
e^*_{CH}	$\nearrow$	$\rightarrow$	$\nearrow$
e^*_{OH}	$\nearrow$	$\searrow$	$\nearrow$
e^*_{EJ}	$\nearrow$	$\searrow$	$\nearrow$

Annexe G

Annexe - Montages futurs en cours de réalisation

Installation *HADES A2 / KWS2P3*

Ayant obtenu une puissance thermique insuffisante sur le dernier montage, parallèlement à son exploitation nous nous sommes engagées dans la réalisation d'un autre brûleur, chauffé par contact des gaz frais avec la flamme. Cette installation est présentée sur la figure G.1. A l'heure ou nous clôturons nos travaux et le présent rapport, cette installation n'a pas encore servi, de sorte que pour sa présentation, nous n'indiquons que les puissances estimées lors des phases d'avant-projet. Selon celles-ci, la température de réchauffe se situerait aux alentours de $1500K$, sur une gamme de vitesses comparables à celles de *Parasol A*1 *KWS*2 *P*3.

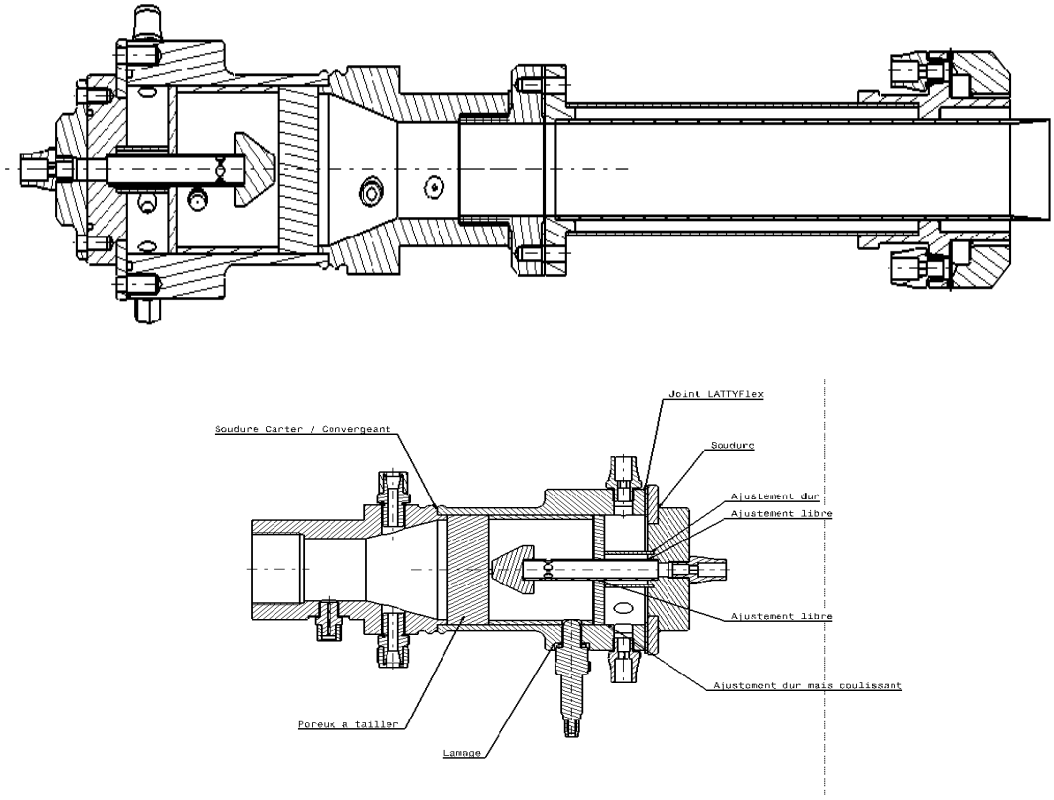


Fig. G.1 – *Dessins de l'ensemble HADES A2 avec la rallonge KWS2P3 : en haut, coupe d'une vue d'ensemble obtenue avec CATIA, en bas, coupe commentée et détaillée de la chaudière HADES A2.*