

N° d'ordre : 2003-21

THESE

présentée devant

L'ECOLE CENTRALE DE LYON

Ecole Doctorale : M.E.G.A.

Par Serge LABOR

pour obtenir le titre de DOCTEUR

Spécialité : THERMIQUE-ENERGETIQUE

ETUDE EXPERIMENTALE D'UNE FLAMME DE DIFFUSION OXYGENE - HYDROGENE ENSEMENCEE EN PARTICULES SOLIDES D'ALUMINE

Soutenue le 4 Juillet 2003 devant la commission d'Examen composée de :

M. P. JOULAIN	Directeur de recherche CNRS	rapporteur
M. J.C. SAUTET	Professeur	rapporteur
M ^{me} D. ESCUDIÉ	Directrice de recherche CNRS	Directrice de thèse
M. T. DUFFAR	Professeur EPM/Madylam - ENSHMG	
M. F. THEODORE	Ingénieur RSA	

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique – UMR 5509

Remerciements

Ce travail de thèse a été mené à l'Ecole Centrale de Lyon au sein du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA), UMR 5509, dont je remercie les responsables, messieurs Denis JEANDEL et Michel LANCE, pour m'avoir accueilli en thèse.

Je tiens à remercier tout particulièrement ma directrice de thèse, Madame Dany ESCUDIÉ Directrice de Recherche CNRS, pour m'avoir accueilli au sein de sa « petite » équipe de combustion et pour m'avoir guidé tout au long de mes recherches. Je lui suis très reconnaissant de la confiance qu'elle m'a toujours accordée, de son enthousiasme constant et de son dévouement sans limite pour ses chercheurs.

Cette étude a été menée dans le cadre d'une convention CIFRE introduisant ainsi un partenariat industriel représenté par la société RSA Le Rubis avec laquelle des relations constantes ont été entretenues tout au long de la thèse. Je remercie en particulier Monsieur Hervé LE GAL, directeur de l'entreprise, pour son suivi régulier de mes travaux de recherche et son soutien permanent. Que Monsieur Fred THEODORE, responsable Recherche et Développement RSA, soit vivement remercié pour son aide précieuse dans les domaines de la cristallographie et pour sa participation au jury.

Je remercie Jean Charles SAUTET, Professeur au CORIA (Rouen), et Pierre JOULAIN, Directeur de Recherche CNRS au LCD (Poitiers), pour avoir rapporté ce travail et pour l'intérêt qu'ils ont manifesté pour cette étude.

Je tiens à remercier également Monsieur Thierry DUFFAR, Professeur au laboratoire EPM-MADYLAM (Grenoble), pour son rôle de président du jury et pour sa participation précieuse au début de la thèse.

Ce travail en grande partie expérimental a pu être mené grâce à l'aide de Dominique ECHAMPARD, technicien, et de Patrick DUTEIL, ingénieur au bureau d'études. Je les remercie particulièrement non seulement pour leur aide technique mais également pour les bons moments (souvent amusants) que nous avons passés à réaliser ce dispositif expérimental.

J'exprime ma reconnaissance à Mostafa EL GHAZZANI pour son aide lors de l'étude numérique sur le code de calcul N3S-Natur.

Enfin, je salue très chaleureusement tous les étudiants que j'ai pu rencontrer durant ces années et avec qui j'ai partagé d'excellents moments, notamment Stéphane AMALFI, Sylvain BARTHET, Wouter BOS, Dominique CHARBONNIER, Cédric DANO, Marc ELMO, Isabelle ESQUIVA, Cédric GALIZZI, Guillevic LAMAISON, Emmanuel SERGENT, Jérôme TOURNIER, Samuel VAUX, Ivana VINKOVIC et Christophe VIXEGE. Les travaux de recherche, s'ils sont souvent exaltants, peuvent parfois mener au doute. Dans ces moments difficiles, toutes les personnes citées précédemment ont été pour moi un soutien indispensable. A tous, je leur souhaite la meilleure réussite personnelle et professionnelle.

Je remercie également toutes les autres personnes que j'ai pu côtoyer au laboratoire, professeurs, maîtres de conférence, chercheurs, doctorants, DEA, visiteurs. Et en particulier, Ihab BAZ, Guillaume PINGUET et Guillaume RICHARD.

Que ma famille soit également remerciée pour la compréhension dont elle a fait preuve tout au long de ce travail de recherche dont les objectifs et les exigences peuvent parfois paraître un peu éloignés des réalités quotidiennes.

Table des matières

NOMENCLATURE	IV
INTRODUCTION GENERALE	1
PARTIE A- CONTEXTE ET OBJECTIFS DE L'ETUDE	3
A-1- Contexte de l'étude	5
A-2- Les particules dans les flammes : les modèles de coalescence	6
A-2-1 Les différentes étapes de transformation	6
2-1-1 La coagulation	7
2-1-2 La coalescence	10
2-1-3 La solidification	10
A-2-2 Les modèles de coagulation/coalescence	12
2-2-1 Le modèle SDSP (Structure Dependent Self Preserving)	12
2-2-2 Le modèle SDM (Structure Dependent Monodisperse)	15
2-2-3 Le modèle POC (Points Of Contact)	16
2-2-4 Le temps caractéristique de coalescence	17
A-3- Les objectifs de l'étude et les moyens	20
PARTIE B- LES APPROCHES ET LES MOYENS POUR L'ETUDE DE LA FLAMME O₂/H₂ ENSEMENCEE	23
B-1- Dispositif expérimental et techniques de mesures	25
B-1-1 Le dispositif expérimental	25
1-1-1 Le brûleur O ₂ /H ₂ RSA	25
1-1-2 L'injection industrielle de poudre	27
1-1-3 Le dispositif du laboratoire	27
1-1-4 Les différentes configurations	29
B-1-2 Les diagnostics optiques	31
1-2-1 La visualisation	31
La visualisation directe	31
La chimiluminescence	32
La tomographie	34
1-2-2 La vélocimétrie	35
La Vélocimétrie Doppler Laser	35
La Vélocimétrie par Images de Particules	48
B-1-3 Conclusion sur les techniques expérimentales	55
B-2- Modélisation numérique N3S-Natur	57
B-2-1 Introduction	57
B-2-2 Le code utilisé : N3S-Natur	57
B-2-3 La modélisation des écoulements isothermes	58
2-3-1 Equation de continuité	58
2-3-2 Equation de conservation de la quantité de mouvement	58
2-3-3 Equation de conservation de l'enthalpie	58
2-3-4 Equation de conservation des espèces	59
2-3-5 Expression des flux moléculaires	60
Flux de diffusion de quantité de mouvement	60
Flux de diffusion des espèces	60
Flux de diffusion d'enthalpie	61
B-2-4 Les configurations géométriques	61

B-2-5	Les maillages.....	62
B-2-6	Les conditions aux limites.....	62
B-2-7	Les conditions initiales.....	63
B-2-8	Conclusion sur la modélisation numérique.....	64

PARTIE C- ANALYSE AEROTHERMODYNAMIQUE DE LA FLAMME O₂/H₂ ENSEMENCEE 65

C-1-	Le brûleur standard RSA.....	67
C-1-1	Caractérisation isotherme.....	67
1-1-1	Les caractéristiques initiales.....	68
	Les jets d'hydrogène.....	68
	Le jet d'oxygène :.....	72
1-1-2	Etude globale de la zone de développement.....	75
	Evolutions axiales et lois de décroissance.....	75
	Profils transversaux et auto-similarité.....	83
1-1-3	Conclusion de la caractérisation isotherme.....	86
C-1-2	Caractérisation aérodynamique de l'écoulement réactif.....	88
1-2-1	Les caractéristiques initiales.....	88
1-2-2	Les caractéristiques globales de la flamme.....	91
	La stabilisation de la flamme.....	91
	Topologie globale de la flamme.....	93
	Effets de flottabilité dans les flammes et propriétés physiques des gaz.....	94
	Transferts de chaleur.....	97
1-2-3	Le développement de la flamme.....	98
	Longueur de flamme.....	98
	Evolutions aérodynamiques.....	101
1-2-4	Estimation des températures.....	113
1-2-5	Conclusion sur la caractérisation aérodynamique.....	116
C-2-	Les particules dans l'écoulement réactif.....	119
C-2-1	Les interactions fluide/particules.....	119
C-2-2	Caractéristiques aérodynamiques des particules.....	122
C-2-3	La thermophorèse.....	124
C-2-4	Les trajectoires.....	127
2-4-1	Temps de passage sur la trajectoire 1 (non déviée).....	130
2-4-2	Temps de passage sur la trajectoire 2.....	132
C-2-5	L'estimation de la densité des particules.....	136
C-2-6	Conclusion sur la caractérisation des particules.....	140
C-3-	Influence du paramètre géométrique sur l'aérodynamique du brûleur.....	141
C-3-1	Écoulement isotherme.....	141
3-1-1	Les caractéristiques initiales.....	141
	Bec 10 (jet d'oxygène).....	141
	Crépine annulaire (jet d'hydrogène).....	143
3-1-2	Les évolutions axiales et les lois de décroissance.....	145
3-1-3	Les profils transversaux et l'auto-similarité.....	148
3-1-4	Conclusion sur les développements des écoulements isothermes.....	153
C-3-2	Écoulement réactif.....	155
3-2-1	Caractéristiques aérodynamiques.....	155
3-2-2	Les longueurs de flamme.....	164
3-2-3	Les isolignes du champ de chimiluminescence.....	167
3-2-4	Conclusion sur les écoulements réactifs.....	173
C-4-	Influence du paramètre géométrique sur l'interaction flamme/particules.....	175
C-4-1	Les temps caractéristiques de passage.....	175
4-1-1	Trajectoires déviées.....	175
4-1-2	Trajectoires non déviées.....	177
C-4-2	Effet de la surface de flamme.....	180

C-4-3	Conclusion sur l'interaction flamme/particules.....	182
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES		183
BIBLIOGRAPHIE		187
ANNEXE A : CARACTERISTIQUES DES DIFFERENTES CONFIGURATIONS .		195
ANNEXE B : MAILLAGES UTILISES LORS DE L'APPROCHE NUMERIQUE....		197
ANNEXE C : RAPPELS SUR LES JETS.....		199
ANNEXE D : VISUALISATION DES COUPES DE MICROBILLES		211

Nomenclature

Notations latines :

a :	surface de l'agrégat de particules
a_p :	surface de la particule primaire
a_s :	surface d'une particule sphérique
a_1 :	abscisse longitudinale de transition d'un jet laminaire vers un jet turbulent (m ou mm)
c :	vitesse d'une particule sous l'effet de l'agitation moléculaire ($m.s^{-1}$)
D :	diamètre (m ou mm)
D_p :	coefficient de diffusion des particules ($m^2.s^{-1}$)
d_p :	diamètre d'une particule primaire (m)
d_s :	diamètre source équivalent
g_i :	paramètre de transition
k :	énergie cinétique turbulente
k_b :	constante de Boltzmann
l_i :	libre parcours moyen de la particule (m)
L :	dimension caractéristique longitudinale
m_p :	nombre de particules dans un groupe
\dot{m} :	débit massique ($kg.s^{-1}$)
\mathcal{M} :	masse molaire
n :	coefficient stœchiométrique molaire relatif à l'oxydant
n_p :	nombre de particules dans un agrégat
\mathcal{N}_A :	nombre d'Avogadro
Q :	débit volumique ($m^3.s^{-1}$)
r_c :	rayon de collision (m)
R_p :	rapport des densités des jets coaxiaux ($=\rho_e/\rho_i$)
R_{ij} :	nombre de collisions par unité de temps et de volume ($m^{-3}.s^{-1}$)
T :	température (K)
U_Q :	vitesse débitante ($m.s^{-1}$)
v :	volume de l'agrégat de particules (m^3)
v_p :	volume de la particule primaire (m^3)
w :	vitesse ou taux de réaction ($=dz/dt$)
x :	abscisse longitudinale (m ou mm)
x_0 :	abscisse de l'origine virtuelle (m ou mm)
y :	abscisse transversale (m ou mm)
Y :	fraction massique
$Y_{0.5}$:	demi-largeur du jet (m ou mm)
z :	avancement de la réaction ($z=0$ au début, $z=1$ à la fin)
Z :	fraction de mélange $=(\varphi-\varphi_o)/(\varphi_F-\varphi_o)$

Notations grecques :

β :	fonction fréquence de collision ($m^3.s^{-1}$)
ϕ :	fraction volumique des particules
φ :	fonction de Schwab-Zel'dovich ($=Y_F(r)-(1/n)Y_O(r)$)
λ :	rapport de vitesse ($=U_e/U_i$)
λ_g :	libre parcours moyen du gaz (m)
μ :	viscosité dynamique du fluide

ν : viscosité cinématique du fluide
 ρ : masse volumique
 τ_f : temps caractéristique de coalescence

Indices :

co : se rapporte à l'écoulement coaxial
e : se rapporte au jet extérieur
F : se rapporte au combustible
i : se rapporte au jet intérieur
s : se rapporte aux conditions de stœchiométrie
 H_2 : se rapporte à l'écoulement d'hydrogène
 O_2 : se rapporte à l'écoulement d'oxygène
O : se rapporte à l'oxydant
0 : se rapporte aux conditions initiales

Nombres sans dimension :

Fr : nombre de Froude
Kn : nombre de Knudsen ($2\lambda_g/d_p$)
Re : nombre de Reynolds construit sur la vitesse débitante ($U_Q D_i/\nu$)
 Re_c : nombre de Reynolds construit sur la vitesse maximale sur l'axe ($U_{CL} D_i/\nu$)
Ri : nombre de Richardson (gd_s/U_0^2)

Introduction générale

La combustion, du fait de l'énergie qu'elle libère, a trouvé au cours du temps des applications industrielles de plus en plus nombreuses. La combustion non prémélangée où combustible et comburant sont amenés séparément à la zone de réaction, présentant ainsi un aspect sécuritaire important, est celle qui est rencontrée le plus souvent dans le domaine des brûleurs.

Lorsque les réactants mis en jeu sont l'oxygène et l'hydrogène, la flamme de diffusion se caractérise alors par des températures élevées. De ce fait, on les retrouve essentiellement utilisées dans des applications propulsives liées aux moteurs fusées où la faible masse molaire du combustible est alors également un élément primordial (Sacadura, 1997). Cependant, ce type de flamme est aussi employé dans d'autres applications industrielles comme les méthodes de croissance cristalline Verneuil (Scheel 2000, Barvinschi 1999, Falckenberg 1975, Adamski 1964) où la température maximale qui est atteinte dans la zone de réaction est la caractéristique principale nécessaire à cette technique. Pour cette dernière application, les débits gazeux utilisés sont beaucoup plus faibles que ceux générés en propulsion, modifiant ainsi considérablement la nature de la flamme et rendant les comparaisons difficiles.

Le processus industriel auquel nous nous sommes intéressés dans cette étude est dérivé de la croissance cristalline par méthode Verneuil. Il permet, par le transit de particules d'alumine (Al_2O_3) dans la flamme, la génération de microsphères (ou microbilles) en cristal de saphir dont le diamètre final est l'un des paramètres difficilement contrôlable. La flamme de diffusion confinée O_2/H_2 , dans laquelle les particules d'alumine solides sont injectées, se caractérise par une structure peu commune puisqu'elle est dirigée verticalement vers le bas et que le combustible est introduit en périphérie du jet central d'oxygèneensemencé.

Les mécanismes physiques gouvernant alors l'évolution de la morphologie des particules sont de deux types : la coagulation qui permet l'augmentation du nombre de particules constituant un agrégat et la coalescence qui engendre la transformation de ce dernier en une particule unique sphérique. Ces différents phénomènes sont soumis à diverses sollicitations, tant thermiques par les températures rencontrées (Johannessen, 1999), qu'aérodynamiques du fait des gradients de vitesse traversés (Seinfeld, 1986). Pour contrôler le processus de transformation des microsphères, il est donc important de suivre l'évolution des agrégats au cours de leur cheminement dans la flamme, ce qui reste expérimentalement très difficile à réaliser. C'est pourquoi les études récentes se sont orientées vers le développement de modèles mathématiques (Kruis 1993, Lehtinen 1996, Friedlander 1994) qui ont mis en évidence les paramètres fondamentaux pour la prédiction de la morphologie d'un agrégat au cours du temps parmi lesquels l'historique de température $T(t)$ et le taux de coagulation le long d'une trajectoire. Ces deux grandeurs résultent de l'interaction de phénomènes aérothermochimiques complexes qui ne peuvent être quantifiés que par une analyse fine des champs aérodynamiques et thermiques.

L'objectif global de cette étude est de mieux comprendre les phénomènes intervenant dans la génération de ces microbilles afin notamment de pouvoir en maîtriser le diamètre. Les résultats issus de la littérature montrant que les mécanismes auxquels elles sont soumises lors de leur transit dans l'écoulement réactif sont déterminants pour leur morphologie, une meilleure connaissance de la flamme et de l'interaction flamme-particules s'impose. Cependant, les phénomènes rencontrés font intervenir de nombreux domaines de la physique, le plus souvent couplés, comme la mécanique des fluides, la cinétique chimique, mais aussi et surtout les échanges thermiques et le rayonnement des particules qui s'ajoutent aux transferts classiquement

observés dans les flammes. C'est la raison pour laquelle, dans le cadre de cette étude, qui constitue une première approche des phénomènes d'évolution de particules dans un écoulement réactif, il est nécessaire de réduire le domaine d'étude à certains aspects nous paraissant les plus fondamentaux et les plus accessibles. Dans ce contexte, le but est de décrire le plus finement possible la structure aérodynamique de la flamme et son interaction avec les particules en caractérisant de façon complète une configuration standard du brûleur. Puis dans une deuxième étape, l'influence d'un paramètre géométrique sur la structure de la flamme et la morphologie des particules produites sera étudiée afin de confirmer ou non les corrélations observées sur la configuration standard et apporter des solutions pour l'amélioration du brûleur.

Dans la première partie du mémoire, nous nous sommes donc attachés à étudier, à partir des exemples de la littérature, les différents mécanismes intervenant dans l'évolution des particules afin de cerner les interactions pouvant influencer la morphologie des agrégats.

Les moyens d'investigation utilisés afin d'atteindre l'objectif sont principalement expérimentaux. Cependant un apport numérique, grâce à la réalisation de calculs avec un code de recherche (N3S-Natur), a permis d'obtenir, dans les cas où l'exploration expérimentale est délicate, une description plus complète de certains champs aérodynamiques. Le dispositif ainsi que les différentes techniques de mesure sont décrites dans la partie B. Il s'agit pour la plupart des cas de diagnostics optiques pour lesquels la configuration peu favorable de la flamme (température, confinement,...) nous a contraint à trouver des adaptations. Une description des différentes configurations de brûleur est également présentée.

L'étude de la structure aérothermodynamique de l'écoulement dans le cas d'une configuration standard de référence sera abordée dans le chapitre C1. Afin d'ébaucher les mécanismes physiques intervenant dans ce brûleur dont la configuration est peu décrite dans la littérature, la caractérisation se fera d'abord sur l'écoulement isotherme. Puis l'étude de la flamme sera détaillée afin de mettre en évidence les principales caractéristiques aérothermodynamiques qui serviront de support à l'examen qui suivra dans le chapitre C2, concernant l'interaction avec les particules. L'objectif de cette partie est de mettre en évidence, sur des trajectoires caractéristiques suivies par les particules et établies à partir de la caractérisation aérodynamique, les différentes sollicitations thermiques et aérodynamiques auxquelles elles sont soumises, ainsi que les corrélations avec leur taille finale.

L'influence de l'évolution des paramètres aérodynamiques sera décrite dans le chapitre C3. Là encore, l'étude réactive sera précédée d'une analyse de l'écoulement isotherme afin de mettre en évidence les modifications de structures apparaissant dans les jets.

Notre but est ici de mettre en évidence l'effet de certains paramètres géométriques et aérodynamiques du brûleur (débits, diamètre de sortie) sur la structure de l'écoulement réactif et donc sur les contraintes qui seront imposées aux particules transitant dans la flamme. La confrontation avec le diamètre final des microsphères permettra ainsi d'appuyer dans le chapitre C4 les hypothèses établies lors de la caractérisation du brûleur standard mais également d'affiner les scénarios quant à l'historique des agrégats.

Partie A-Contexte et objectifs de l'étude

A-1- Contexte de l'étude

Ce travail de thèse a été réalisé dans le cadre d'une convention CIFRE avec un industriel Grenoblois spécialisé dans la production de saphir de synthèse pour alimenter le marché de la bijouterie et de l'horlogerie (verres de montres). Cette entreprise, RSA Le Rubis SA, est située sur le site ATOFINA de Jarrie ce qui lui permet de part sa proximité avec l'Air Liquide, une alimentation continue en oxygène et hydrogène compatible avec sa consommation importante.

La production principale de la société est le saphir blanc obtenu par croissance cristalline grâce à la méthode Verneuil nécessitant l'utilisation d'une flamme de diffusion oxygène/hydrogène. Le jet central d'oxygène estensemencé de particules d'alumine qui après une traversée de la flamme pouvant entraîner leur fusion, vont se déposer sur un germe cristallin, entraînant ainsi la croissance d'un cristal de saphir blanc. La translation verticale du germe au cours de la croissance permet alors de garder le front de cristallisation dans une isotherme favorable et conduit à la génération d'une « colonne » de saphir qualifiée de « boule ». Afin de réaliser une production à l'échelle industrielle, le nombre de chalumeaux constituant l'outil de production est important. Il permet la production annuelle moyenne de 70 à 80 tonnes de pierres artificielles. Le cristal ainsi créé, d'abord recuit à haute température (afin d'éliminer les tensions internes), puis découpé et poli, est essentiellement utilisé dans l'industrie du verre de montre.

Un deuxième type de production, qui fait l'objet de cette étude, est la génération, grâce à ces mêmes chalumeaux, de microparticules présentant la caractéristique d'être parfaitement sphériques. Dans ce cas, le germe cristallin est absent et la récupération des gouttelettes fondues puis solidifiées est effectuée sous la flamme. Les applications de ce type de produit sont essentiellement concentrées dans les autres techniques de croissance cristalline utilisant des creusets dans lesquels de l'alumine est fondue à haute température (Czochralski, EFG, ...). La masse volumique de la poudre d'alumine étant faible, le remplissage d'un creuset est peu optimisé et une quantité de gaz importante peut être alors dissoute dans le bain lors de la fusion. L'utilisation des microbilles, de part leurs formes sphériques, permet un arrangement optimisé se traduisant par une masse volumique beaucoup plus importante et donc un remplissage plus efficace du creuset.

Quelle que soit l'application retenue (cristal ou microbilles), la maîtrise et le contrôle de la technique sont essentiellement basés sur une analyse approfondie des mécanismes qui gèrent le développement de la flamme de diffusion O_2/H_2 dans une configuration particulière (orientée vers le bas, confinée), ce qui implique une description complète de l'écoulement réactif.

Le procédé de génération des microbilles qui nous intéresse ici, est centré principalement sur les particules dont le diamètre final est la caractéristique principale. Afin de répondre à l'attente industrielle qui est le contrôle de cette dimension, il est alors nécessaire avant toute chose, de s'intéresser à leur évolution au cours du processus de génération. C'est la raison pour laquelle nous allons maintenant examiner la nature des différents mécanismes pouvant intervenir dans ce type de transformation.

A-2- Les particules dans les flammes : les modèles de coalescence

Nous allons aborder dans cette partie la description et la modélisation des différents phénomènes intervenant dans la synthèse de particules dans une flamme. Nous verrons dans une première étape, quels sont les mécanismes qui vont influencer l'évolution de la morphologie des agrégats puis des microbilles lors de leur transit dans l'écoulement réactif. Il s'agit principalement des phénomènes de coagulation, de coalescence et de solidification. Les difficultés liées à la mesure expérimentale de cette évolution lorsque coagulation et coalescence interviennent nous amèneront à présenter les modèles mathématiques classiques permettant de décrire ces transformations. Les modèles que nous exposerons ont été proposés par des auteurs tels que Pratsinis (1996) ou Johannessen (1999) et sont du type SDSP (Structure Dependent Self Preserving), SDM (Structure Dependent Monodisperse) ou POC (Point Of Contact). Leur description nous permettra d'établir leur sensibilité aux différents paramètres et les grandeurs nécessaires à leur utilisation. L'obtention de ces dernières constituera l'un des objectifs de cette étude.

A-2-1 Les différentes étapes de transformation

Nous allons voir ici quelles sont les différentes étapes de la transformation des particules qui vont mener à la génération de microbilles.

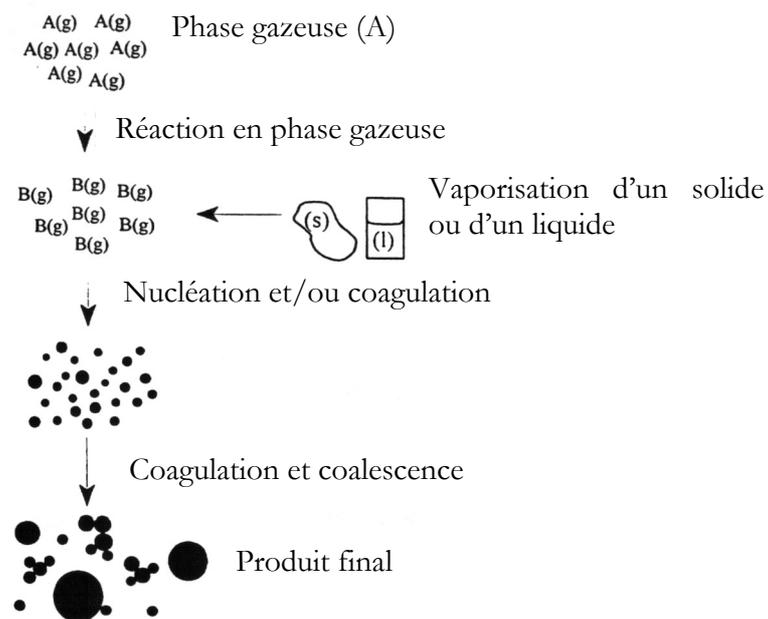


Figure A-1 : Etapes de transformation

Il existe plusieurs procédés de production de particules utilisant une flamme et pour lesquels les conditions initiales notamment vont être différentes. Ainsi, lors de la synthèse par combustion de particules d'alumine Al_2O_3 , avant que les phénomènes de coagulation et de coalescence interviennent, le produit initial est un composé gazeux $AlCl_3$ réagissant avec le combustible H_2 -CO (Johannessen, 1999). Dans ce type de génération il existe une première étape de transformation pour laquelle le réactant A gazeux réagit pour donner un produit B gazeux également (Figure A-1). L'évolution vers une particule (solide ou liquide) peut ensuite être initiée de différentes manières. Ainsi, on peut voir apparaître un phénomène de nucléation contrôlé soit

par l'évaporation/condensation (Friedlander, 1977) soit par la collision des molécules lorsque le gaz est saturé de l'espèce B et que celle-ci possède une pression de vapeur saturante très faible. D'autres exemples de ce type existent et sont abordés dans les travaux de Johannessen (1999) où une description plus complète des phénomènes de nucléation est donnée. Dans le cadre de notre étude, étant donné que des particules solides sont injectées dans la flamme, nous ne nous intéresserons qu'aux étapes suivantes qui sont la coagulation, la coalescence et la solidification. Il faut noter que de la façon dont est initié le processus (gaz ou particules solides), la taille des particules qui vont subir les mécanismes de coagulation et de coalescence peut être très différente. Elles vont être très petites (de l'ordre du nanomètre) lorsque le produit initial est gazeux et beaucoup plus grosses lorsque la synthèse est générée à partir d'une poudre. Dans ce dernier cas le diamètre initial dépend de la taille des particules constituant la poudre.

Lorsque deux particules entrent en collision, deux phénomènes peuvent se produire : la coagulation ou la coalescence. La coagulation est le phénomène qui apparaît lorsque les particules qui entrent en collision forment un assemblage (agrégat). La coalescence au contraire est une transformation qui fait passer un assemblage de particules de diamètre d_p en une particule unique de diamètre d avec $d > d_p$. Le phénomène qui entre en jeu ici est la tension superficielle qui tend à réduire la surface de l'agrégat (surface de Gibbs). Coalescence et coagulation peuvent apparaître en même temps. Une fois les zones de fortes températures de la flamme traversées, les particules vont être soumises à un refroidissement entraînant leur solidification. Nous allons maintenant nous attacher à présenter plus en détail ces phénomènes.

2-1-1 La coagulation

Le mécanisme de coagulation est principalement lié à la concentration des particules (Friedlander, 1977). Johannessen (1999) indique en effet que lorsqu'elle devient supérieure ou égale à 10^6 , la probabilité de collision devient importante. De plus l'auteur signale que le phénomène de coagulation intervient dans les zones les plus froides de l'écoulement indiquant donc que la température joue également un rôle important.

Ces collisions entre particules apparaissent sous l'effet de différents mécanismes. On peut noter parmi les plus importants, l'agitation moléculaire (mouvement Brownien) lorsque les particules sont suffisamment petites, les gradients de vitesse dans les écoulements cisailés et les forces extérieures comme la gravité.

En effet, les gradients de vitesse vont provoquer un mouvement relatif des particules entre elles pouvant ainsi favoriser les collisions. De même les forces de gravité, du fait de la vitesse de chute libre différente suivant la taille de la particule, seront également à l'origine de ce phénomène. Enfin pour un diamètre inférieur au micron, le mouvement Brownien causé par l'agitation moléculaire des molécules du fluide environnant va être une cause importante des collisions entre particules (Friedlander, 1977). Dans ce dernier cas ($d_p < 1\mu\text{m}$), il s'agit de plus du mécanisme prépondérant (Christensen, 1995).

Ainsi pour l'étude des plus petites particules soumises à l'agitation moléculaire, Friedlander, en 1977, établit une expression pour le nombre de collisions par unité de temps et de volume, R_{ij} [$\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$], entre deux classes de taille de particules (d_{p1} et d_{p2}) qui dépend de leur concentration et de leur taille :

$$R_{ij} = \beta(d_{p1}, d_{p2}) N_1 N_2 \quad (A.1)$$

où $\beta(d_{p1}, d_{p2})$ représente la fonction de fréquence de collision [m^3s^{-1}] (ou coefficient de coagulation suivant les auteurs), N_1 et N_2 les concentrations en nombre de particules par unité de volume de gaz [m^{-3}].

Pour des particules dont le diamètre est inférieur au libre parcours moyen du gaz, la fonction de fréquence de collision est calculée à partir de la théorie de cinétique des gaz. Dans le cas de

diamètres plus importants pour lesquels le nombre de Knudsen, Kn (rapport entre le libre parcours moyen du gaz et le rayon de la particule), est très inférieur à 1, le taux de collision est calculé à partir des équations des milieux continus (Johannessen, 2000). Dans ce dernier cas, l'effet de l'agitation moléculaire sur des particules dont le diamètre peut être supérieur au micron va être beaucoup moins sensible. Entre ces deux configurations du nombre de Knudsen, il s'établit une zone de transition pour laquelle les deux échelles doivent être prises en compte. Il devient alors difficile de donner une solution générale valide quel que soit le nombre de Knudsen.

Pendant Fuchs, en 1964, propose une interpolation de cette fonction (R_{ij}) valable pour toutes les gammes de taille de particules. A partir de l'expression générale du taux de collision, l'auteur a étudié ses limites asymptotiques. Ceci permet alors de déterminer des facteurs de correction liés aux effets de non continuité et qui sont mis en place dans l'expression de β permettant à celle-ci d'être valide pour n'importe quelle valeur du nombre de Knudsen.

L'expression établie par Fuchs (1964) s'écrit :

$$\beta = 2\pi(D_{p_1} + D_{p_2})(d_{p_1} + d_{p_2}) \left(\frac{d_{p_1} + d_{p_2}}{d_{p_1} + d_{p_2} + 2g_{12}} + \frac{8(D_{p_1} + D_{p_2})}{c_{12}(d_{p_1} + d_{p_2})} \right)^{-1} \quad (A.2)$$

$$\text{avec } g_{12} = (g_1^2 + g_2^2)^{1/2}, \quad g_i = \frac{(d_{p_i} + l_i)^3 - (d_{p_i}^2 + l_i^2)^{3/2}}{3 d_{p_i} l_i} - d_{p_i}, \quad l_i = \frac{8D_{p_i}}{\pi \bar{c}_i} \quad (A.3)$$

g_i est appelé paramètre de transition et l_i représente le libre parcours moyen de la particule

$$\text{et } \bar{c}_{12} = (\bar{c}_1^2 + \bar{c}_2^2)^{1/2}, \quad \bar{c}_i = \left(\frac{8 k_b T}{\pi m_{p_i}} \right)^{1/2}, \quad m_{p_i} = \rho_{p_i} \frac{\pi}{6} d_{p_i}^3, \quad i = 1, 2 \quad (A.4)$$

où D_{p_i} est le coefficient de diffusion des particules (m^2/s) sous l'effet de l'agitation moléculaire et est calculé à partir de l'expression de Stokes Einstein (Phillips, 1975) :

$$D_{p_i} = \frac{k_b T}{3\pi\mu d_{p_i}} \left(\frac{5 + 4Kn_i + 6Kn_i^2 + 18Kn_i^3}{5 - Kn_i + (8 + \pi)Kn_i^2} \right) \quad (A.5)$$

dans laquelle le nombre de Knudsen, Kn , est le rapport entre le libre parcours moyen du gaz, λ_g , et le rayon de la particule :

$$Kn_i = \frac{2\lambda_g}{d_{p_i}}, \quad \lambda_g = \frac{\mu_g}{\rho_g} \sqrt{\frac{\pi M_g}{2RT_g}} \quad (A.6)$$

et μ_g est la viscosité cinématique du gaz, ρ_g sa masse volumique et M_g sa masse molaire.

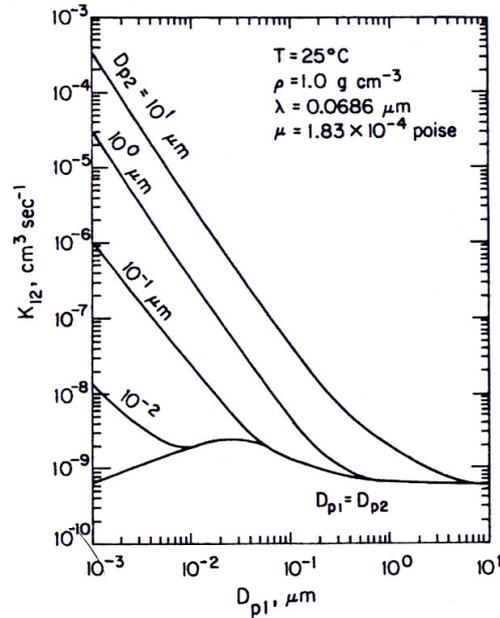


Figure A-2 : coefficient de coagulation $K_{12}(=\beta)$ lié au mouvement Brownien de particules de diamètres D_{p1} et D_{p2} dans de l'air à 25°C grâce à l'expression de Fuchs (Seinfeld, 1986)

Ainsi, le calcul proposé par Seinfeld (1986) et présenté sur Figure A-2, montre que dans les conditions indiquées, plus la particule grossit et moins le coefficient de coagulation lié au mouvement Brownien devient important.

Comme nous l'avons vu parmi les causes de collision entre particules, il y a également le cisaillement existant dans l'écoulement. Seinfeld (1986) indique un modèle simple de collision basé sur des hypothèses de champ de cisaillement uniforme, sans aucune interaction dynamique du fluide entre les particules et aucun mouvement Brownien. Avec Γ , le taux de cisaillement dans le fluide (s^{-1}), le coefficient de coagulation s'écrit :

$$\beta_{\text{cisaillement}} = \frac{\Gamma}{6} (d_{p1} + d_{p2})^3 \quad (4.7)$$

Ainsi, si l'on établit le rapport entre cette fonction β et celle obtenue pour le cas du mouvement Brownien, il apparaît que, pour que celui-ci soit de l'ordre de l'unité avec un diamètre de particule de $2\mu\text{m}$, il faut que Γ soit de 60 s^{-1} .

De même Seinfeld (1986) propose une expression pour la coagulation causée par les vitesses de chute libre de deux particules de taille différente. Ainsi l'on a avec $D_{p1} \gg D_{p2}$:

$$\beta_{\text{gravité}} = 1,5 \frac{\pi D_{p2}^2}{4} (v_{t1} - v_{t2}) \quad (4.8)$$

avec v_{t1} et v_{t2} les vitesses de chute libre des particules de diamètre D_{p1} et D_{p2} .

Des collisions entre particules peuvent également intervenir sous l'effet d'un écoulement turbulent. Nous n'aborderons pas cet aspect ici.

Le résultat des collisions successives est un agrégat dendritique complexe qui peut être décrit par une relation de type loi de puissance entre le volume de l'agrégat et une dimension caractéristique : le rayon de collision, r_c . Des collisions entre agrégats étant possibles, le rayon ($d_p/2$) utilisé dans les expressions précédentes est alors remplacé par ce rayon de collision.

Pour un agrégat de volume v contenant n_p particules primaires de volume v_p , le rayon de collision est calculé de la façon suivante (Matsoukas et Friedlander, 1991) :

$$r_c = r_p \left(\frac{v}{v_p} \right)^{\frac{1}{D_f}} = r_p (n_p)^{\frac{1}{D_f}} \quad (A.9)$$

où D_f est la dimension fractale égale à 3 pour une sphère. Pour un agrégat cette valeur devient inférieure à 3 et plus l'agrégat est dendritique, plus D_f décroît. Une valeur de D_f souvent observée pour des agrégats est 1,8 (Kaplan et Gentry, 1988). Le taux de coagulation peut donc être calculé pour des agrégats en utilisant les équations précédentes dans lesquelles on substitue le diamètre de collision des agrégats ($d_c=2r_c$) au diamètre des particules.

2-1-2 *La coalescence*

Durant les premières étapes de transformation, les particules sont très petites. Lorsque deux particules entrent en collision et fusionnent pour former une particule sphérique, on dit que l'on a coalescence. Comme précédemment, ce phénomène peut intervenir lorsqu'il y a collision de particules élémentaires ou d'agrégats. La force qui contrôle la coalescence est la tension superficielle, qui tend à réduire la surface de l'agrégat. L'énergie libre de Gibbs, qui permet d'expliquer ce phénomène, est minimale lorsque la particule a une forme parfaitement sphérique (Johannessen, 1999). La coagulation et la coalescence étant des phénomènes qui peuvent intervenir en même temps, il existe deux cas limites.

Le premier est dénommé « croissance limitée par les collisions ». Dans ce cas, le temps entre deux collisions successives est plus grand que le temps nécessaire à l'agrégat pour coalescer vers une sphère. Ainsi l'agrégat formé par la collision de particules (petites) va immédiatement évoluer vers une structure sphérique.

Un deuxième cas limite existe et est qualifié de « croissance limitée par la coalescence ». Cette fois le temps de coalescence est important par rapport à la croissance par coagulation. Le résultat est alors un agrégat dendritique constitué de très nombreuses particules primaires.

Les paramètres qui gouvernent l'évolution de ces phénomènes sont donc essentiellement les temps caractéristiques de chacun d'entre eux. Ces derniers sont fonction de la nature de l'écoulement (température, cisaillement,...) et de la taille de l'agrégat ou de la particule. Nous verrons plus précisément lors de la présentation des modèles, la façon dont sont modélisés la coalescence et le temps caractéristique qui est associé à ce phénomène.

2-1-3 *La solidification*

Une fois que les particules ont subi les phénomènes de coagulation et de coalescence dans les zones les plus chaudes de l'écoulement, intervient alors un processus de refroidissement. Etant donné la configuration de notre étude, comme nous le verrons plus loin, les niveaux de température sont sans doute très élevés imposant alors aux particules issues de la flamme une phase liquide. Le refroidissement s'accompagne donc d'une phase de solidification. Celle-ci est un phénomène complexe qui peut se décomposer en plusieurs étapes et qui va permettre de déterminer la phase cristalline (structure du cristal) de la microbille finale.

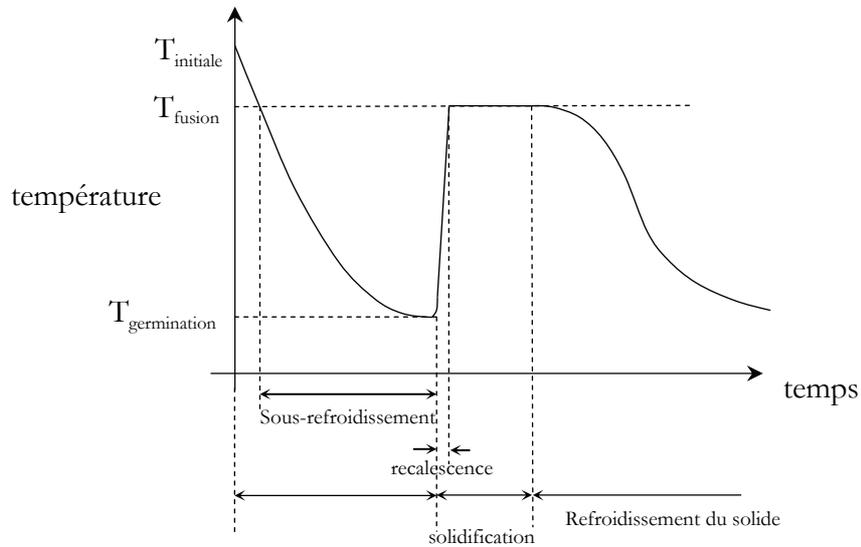


Figure A-3 : histoire thermique d'une goutte solidifiée

Le phénomène de solidification procède d'un déséquilibre apparaissant dès que la température du liquide devient inférieure à celle de son équilibre avec le solide. On pourrait penser qu'un liquide change de phase pour devenir solide dès que sa température devient inférieure à la température de fusion. Cependant il apparaît qu'il est possible de conserver longtemps un liquide au-dessous de cette dernière. C'est ce que l'on nomme la surfusion ou le sous-refroidissement. Pour expliquer ce phénomène Cortella (1993) fait appel à la notion de métastabilité qui décrit l'état d'un système en équilibre apparent avec son milieu, c'est à dire tant qu'une barrière de potentiel le sépare de son état stable.

L'histoire thermique d'une goutte soumise à un sous-refroidissement comprend trois étapes principales (Figure A-3). La première est relative au refroidissement, puis au sous-refroidissement du liquide suivant un bilan thermique prenant en compte uniquement la perte de chaleur à travers la surface de l'échantillon. La seconde, correspondant à la solidification, est beaucoup plus complexe à décrire car elle fait intervenir un dégagement de chaleur latente au cœur de la goutte. Celui-ci se traduit par le phénomène spectaculaire de la recalésence, pendant lequel la température de la goutte peut s'élever de plusieurs centaines de degrés en quelques millisecondes, et dont l'importance dépend directement de la surfusion observée (Cortella, 1993). Le refroidissement de la particule solide suit enfin à nouveau la loi que le liquide a connue.

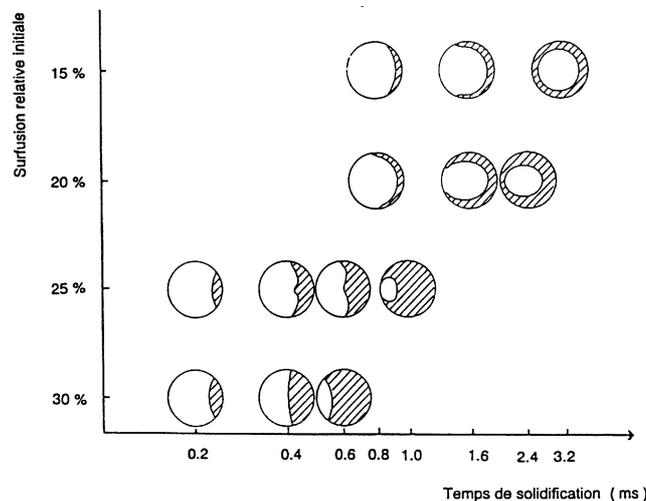


Figure A-4 : front de solidification dans une goutte de tungstène d'un millimètre de diamètre (Cortella, 1993)

Suivant la vitesse de refroidissement, la surfusion peut être très variable et donc la recalescence qui s'en suit. Ceci amène à différentes configurations du front de solidification. On peut noter que les études concernant des particules dont le diamètre est inférieur au millimètre sont peu nombreuses du fait de la difficulté d'observation. Sur la Figure A-4, on peut voir que pour une goutte de tungstène avec un diamètre de 1 millimètre (Cortella, 1993), le scénario de solidification prévu numériquement peut être très différent suivant la surfusion relative réalisée ($(T_{\text{fusion}} - T_{\text{germination}})/T_{\text{fusion}}$). Il apparaît que parmi les quatre cas de surfusion proposés sur la Figure A-4, ceux présentant les valeurs les plus faibles (<20%) vont montrer une solidification en coquille. Celle-ci présente la caractéristique de générer un espace vide au centre de la particule solide. Au contraire lorsque le refroidissement est plus rapide (surfusion plus importante), on a alors un front de solidification traversant la goutte. Dans sa thèse, Heurtault (1983) montre expérimentalement que pour des billes d'alumine en chute libre d'un diamètre supérieur à un millimètre, le scénario à adopter est celui qui fait apparaître une solidification en coquille. Ce mécanisme de solidification étant caractérisé par une surfusion peu importante, Heurtault (1983) présente un modèle simple ne prenant pas en compte cet effet. Les diamètres de billes solidifiées obtenus par simulation numérique sont alors en bon accord avec les diamètres expérimentaux.

Dans le cadre de notre travail, nous nous sommes intéressés uniquement à la vérification expérimentale du scénario de solidification. Par une technique de rectification des billes noyées dans un bain de résine solidifiée, nous avons eu accès aux coupes de quelques microbilles (annexe D). Celles-ci ne font apparaître aucun vide à l'intérieur des particules solidifiées. Il ne peut donc s'agir d'un refroidissement en coquille. Cela permettra d'ouvrir de nouvelles perspectives dans de prochains développements quant à la nature d'un modèle de solidification à utiliser, prenant en compte ou non le phénomène de surfusion.

A-2-2 Les modèles de coagulation/coalescence

Maintenant que nous avons présenté de façon globale les différents phénomènes physiques intervenant dans l'évolution de la morphologie des particules, nous allons aborder plus en détail les modèles permettant de prédire la structure des agrégats lors des phases de coagulation et de coalescence. Nous allons présenter trois modèles qui représentent un échantillon représentatif de ce qui est le plus utilisé dans ce domaine (Johannessen, 1999). Ceux-ci ont été largement décrits et possèdent de nombreuses variantes proposées par des auteurs tel que Kruis, Lehtinen ou Pratsinis lors d'études sur la synthèse de particules. Ces derniers se sont interrogés sur la façon de modéliser, avec le moins d'erreur possible, ces phénomènes pour lesquelles il est très difficile d'obtenir des données expérimentales. Si certaines règles concernant l'évolution des agrégats au cours du temps restent communes à tous les auteurs, on note que certains mécanismes physiques intervenant dans la transformation peuvent être, soit pris en compte différemment, soit ignoré. On remarque notamment que Lehtinen (1996), dans le modèle SDSP présenté plus loin, propose de faire coalescer de façon plus réaliste les particules d'un même agrégat par groupe, alors que Kruis (1993) fournit des expressions (SDM) validées quelle que soit la taille des particules. Entrons maintenant dans le détail de ces modèles.

2-2-1 Le modèle SDSP (*Structure Dependent Self Preserving*)

Le principe de ce modèle consiste à estimer le volume moyen d'un agrégat (v) et le volume d'une particule primaire (v_p) qui compose celui-ci. Ainsi, on peut faire la remarque que dans le cas de la coagulation, les collisions augmentent le volume de l'agrégat sans modifier le volume des particules primaires, alors que s'il s'agit d'une coalescence, le volume v_p est modifié tout en gardant un volume v constant. De ces deux observations et connaissant l'évolution temporelle de ces deux volumes (v et v_p), on peut ainsi établir les instants pendant lesquels la coagulation ou la coalescence est prépondérante. En effet, même si coagulation et coalescence interviennent

simultanément, une croissance rapide du volume de l'agrégat par rapport à celle de la particule primaire indiquera que la région, à l'instant d'observation, se caractérise par une coagulation importante.

Le volume de l'agrégat est calculé en utilisant la théorie d'auto-similarité des structures fractales (Matsoukas, 1991). Faisant l'hypothèse d'une dimension fractale constante, l'expression suivante pour v est établie :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{1}{2} \alpha \sqrt{\frac{6k_b T}{\rho_p}} \left(\frac{3v}{4\pi} \right)^{1/6} \Phi n_p^{2/D_f - 2/3} \quad (A.10)$$

où k_b est la constante de Boltzmann, T la température, ρ_p la masse volumique des particules, ϕ est la fraction volumique des particules (volume de particule/volume de gaz), n_p est le nombre moyen de particules primaires par agrégat et α est une constante dépendant de la dimension fractale D_f . Une relation est donnée pour α par Johannessen (1999) :

$$\alpha = 6,548 + 112,1 \cdot D_f \quad (A.11)$$

Une équation décrivant les étapes finales de la coalescence, c'est à dire avec des agrégats comprenant peu de particules primaires, a été établie par Friedlander et Wu (1994) :

$$\frac{da}{dt} = -\frac{1}{\tau_f} (a - a_s) \quad (A.12)$$

où a est la surface de l'agrégat (ou d'une particule non parfaitement sphérique) et a_s est la surface de la sphère ayant le même volume. Le temps caractéristique de coalescence, τ_b , est calculé à partir d'une hypothèse de diffusion thermique de l'état solide du matériau et son expression est donnée par Friedlander et Wu (1994) :

$$\tau_f = \frac{3k_b T v}{64\pi D_s \sigma v_{D0}} \quad (A.13)$$

où v est le volume de l'agrégat (ou de la particule non parfaitement sphérique), σ est la tension superficielle (supposée constante), D_s est le coefficient de diffusion thermique et v_{D0} est le volume de diffusion moléculaire. Comme nous le verrons par la suite de nombreux mécanismes de coalescence existent pour lesquels on peut établir des expressions du temps caractéristique différentes.

Les expressions que nous venons de présenter ne sont valables que pour une particule non parfaitement sphérique ou un agrégat comprenant peu de particules primaires. Cependant Lehtinen et al. (1996) modifient ces équations afin d'avoir accès à une gamme beaucoup plus étendue de tailles d'agrégats. En effet ce dernier indique que la réalité physique est certainement plus proche d'une coalescence par groupe de particules dans l'agrégat lorsque celui-ci est de grande taille (Figure A-5).

Pour un agrégat comprenant n_p particules, l'équation d'évolution de surface précédente (da/dt) est supposée valable pour un groupe de m_p particules à l'intérieur de celui-ci. L'agrégat contient donc n_p/m_p groupes de m_p particules. On considère également que les taux de coalescence sont les mêmes pour tous les groupes et indépendamment de leur nombre. Ceci amène l'expression suivante :

$$\frac{da}{dt} = \frac{n_p}{m_p} \left(-\frac{1}{\tau_{fm}} (a_m - a_{sm}) \right) \quad (A.14)$$

où a_m est la surface de l'agrégat de m_p particules, a_{sm} est la surface d'une sphère ayant le même volume que l'agrégat de m_p particules. Le temps caractéristique de coalescence s'exprime de la même façon que précédemment avec un volume correspondant à m_p particules :

$$\tau_{fm} = \frac{3k_b T m_p v_p}{64\pi D_s \sigma v_{D0}} \quad (A.15)$$

On constate bien que lorsque m_p devient supérieur à n_p , c'est à dire que lorsque l'on a $m_p = n_p$, les équations précédentes sont bien retrouvées.

La coalescence s'effectue donc entre particules voisines (Figure A-5) et non pas d'une extrémité à l'autre de l'agrégat. Une hypothèse similaire a été utilisée par Ulrich (1977).

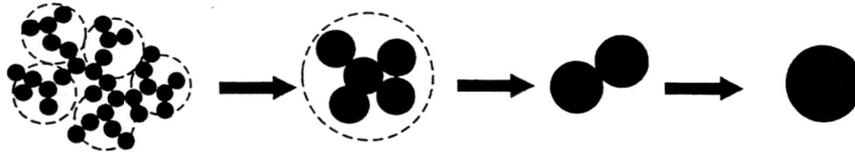


Figure A-5 : coalescence par groupes de particules

En effectuant le changement de variables suivant dans l'équation (A.14),

$$\begin{aligned} a_m &= m_p (36\pi)^{1/3} v_p^{2/3}, \\ a_{sm} &= (36\pi)^{1/3} (m_p v_p)^{2/3}, \\ a &= n_p (36\pi)^{1/3} v_p^{2/3} = v (36\pi)^{1/3} v_p^{-1/3}, \end{aligned} \quad (A.16)$$

on obtient l'équation différentielle :

$$\frac{dv_p}{dt} = \frac{3v_p}{\tau_{fm}} (1 - m_p^{-1/3}) \quad (A.17)$$

En résumé et en différenciant les cas où $n_p \leq m_p$ et $n_p > m_p$, on peut écrire deux équations différentielles ordinaires, la première pour la croissance de l'agrégat et la seconde pour la coalescence à l'intérieur de l'agrégat :

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= \frac{1}{2} \alpha \sqrt{\frac{6k_b T}{\rho_p}} \left(\frac{3v}{4\pi} \right)^{1/6} \Phi n_p^{2/D_f - 2/3} \\ \frac{dv_p}{dt} &= \begin{cases} \frac{64\pi D_s \sigma v_{D0}}{k_b T} (m_p^{-1} - m_p^{-4/3}), & n_p = \frac{v}{v_p} > m_p \\ \frac{64\pi D_s \sigma v_{D0}}{k_b T} (n_p^{-1} - n_p^{-4/3}), & n_p = \frac{v}{v_p} \leq m_p \end{cases} \end{aligned} \quad (A.18)$$

Ces équations sont couplées grâce à la relation $n_p = v/v_p$. Pour résoudre ces équations, les informations suivantes sont nécessaires (Lehtinen et al, 1996) :

- ↪ les valeurs initiales du volume de l'agrégat (v_0) et du volume de la particule primaire ($v_{p,0}$),
- ↪ les paramètres du système : la fonction de température $T(t)$ et la fraction volumique des particules ou dilution $\Phi(t)$,
- ↪ les propriétés du matériau : ρ_p , σ , $D_s(T)$ et v_{D0} ,
- ↪ la dimension fractale de l'agrégat D_f .

Ce modèle présente donc la caractéristique de prendre en compte la dispersion en taille des particules. De plus, le phénomène de coalescence est simulé de façon très physique par l'apparition du mécanisme sur des groupes de particules de l'agrégat. Par contre, comme on peut le voir dans l'équation (A.10) décrivant la coagulation de l'agrégat, les approximations de Fuchs (1964) ne sont pas utilisées pour la modélisation des collisions. Seul le régime moléculaire est introduit dans cette expression, limitant ainsi le domaine de validité. Le modèle SDSP va s'écarter ainsi de la réalité lorsque les particules qui augmentent de diamètre vont atteindre une taille qui va dépasser le libre parcours moyen du gaz.

2-2-2 Le modèle SDM (*Structure Dependent Monodisperse*)

Ce modèle, plus simple, pose une hypothèse sur les agrégats. Ceux-ci doivent tous comporter le même nombre de particules primaires dont le diamètre doit être le même dans tout l'agrégat. De plus, l'utilisation des approximations de Fuchs (1964) permet d'étendre le domaine de validité à toutes les tailles de particules. Krus et al. (1993) posent une première équation pour la concentration des agrégats :

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{1}{2}\beta N^2 \quad (A.19)$$

où N est la concentration d'agrégats (par unité de volume de gaz) et β est la fonction de fréquence de collision entre agrégats déjà décrite précédemment. βN^2 représente le nombre de collisions par unité de temps et de volume de gaz.

La surface d'un agrégat augmente par coagulation et diminue par coalescence (Koch et Friedlander, 1990). Ainsi on peut écrire :

$$\frac{da}{dt} = -\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} a - \frac{1}{\tau_f} (a - a_s) \quad (A.20)$$

où τ_f est le temps caractéristique de coalescence et a_s la surface d'une particule sphérique. Nous verrons un peu plus loin les différentes expressions possibles de τ_f en fonction du mécanisme de coalescence.

Le volume d'un agrégat n'est affecté que par la coagulation :

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} v \quad (A.21)$$

La résolution des équations différentielles précédentes nous permet ainsi de connaître l'évolution de la taille des particules primaires (d_p) ainsi que le nombre de particules par agrégat (n_p) :

$$d_p = \frac{6v}{a} \quad (A.22)$$

$$n_p = \frac{v}{v_p}$$

Ainsi ce modèle, s'il ne prend pas en compte la dispersion en taille des particules introduisant une sous-estimation de la décroissance de leur concentration, il est valide quel que soit le diamètre de ces dernières. De plus, s'il n'intègre pas la coalescence par groupe de particules, il peut être adapté pour prendre en compte cet aspect.

2-2-3 Le modèle POC (Points Of Contact)

Dans ce modèle présenté plus récemment par Johannessen (1999) appelé point de contact, l'équation de base est celle déjà décrite par Friedlander et Wu (1994) pour la coalescence de deux particules sphériques :

$$\frac{da}{dt} = -\frac{1}{\tau_f(v)}(a - a_s) \quad (A.23)$$

Au lieu de modifier cette expression pour prendre en compte le nombre de particules, le modèle utilise la propriété que la coalescence a essentiellement lieu au voisinage du point de contact entre deux particules adjacentes dans un agrégat.

Donc si un taux local de coalescence peut être défini à chaque point de contact, on peut définir un taux local de réduction de la surface donné par l'expression précédente (da/dt).

Dans un agrégat où l'on suppose que les structures cycliques (ensemble de particules primaires formant une structure en boucle) sont négligeables, le nombre de points de contact est égal à $n_p - 1$. Johannessen (1999) donne donc l'expression suivante :

$$\frac{da}{dt} = \frac{-1}{\tau_f(d_p^*)}(a - a_s) \text{ et } d_p^* = \left(\frac{6(v/2)}{\pi} \right)^{1/3} \text{ pour } n_p \leq 2 \quad (A.24)$$

$$\frac{da}{dt} = (n_p - 1) \left[\frac{-1}{\tau_f(d_p)}(2a_p - a_{2,p,s}) \right] \text{ pour } n_p > 2 \quad (A.25)$$

où $a_{2,p,s}$ est la surface de la particule sphérique qui a le même volume que deux particules sphériques de diamètre d_p défini par l'expression (A.22). d_p^* est la taille de la particule primaire lorsque le volume de l'agrégat est partagé en deux particules primaires. Ceci correspond à la valeur de d_p calculée pour n_p égale à 2. L'expression de $a_{n,p,s}$ est donnée par :

$$a_{n,p,s} = \pi n^{2/3} d_p^2 = n^{2/3} a_p \quad (A.26)$$

La raison du découplage de toutes les coalescences de l'agrégat (A.25) et de la dernière étape entre deux particules primaires (A.24) est que l'auteur a voulu clairement identifier la taille de ces deux dernières par d^* lors du processus final.

Dans la formulation du modèle POC, la coalescence d'un agrégat est complètement décrite par l'expression de la coalescence de deux particules et le nombre de points de contact dans l'agrégat. Lorsque la surface est réduite jusqu'à une étape où il ne reste plus que deux particules primaires, le modèle reste valable et la transition entre les deux équations ($n_p > 2$ vers $n_p \leq 2$) se fait de façon continue puisque $n_p - 1 = 1$ et $a = 2a_p$ pour $n_p = 2$ (Figure A-6).

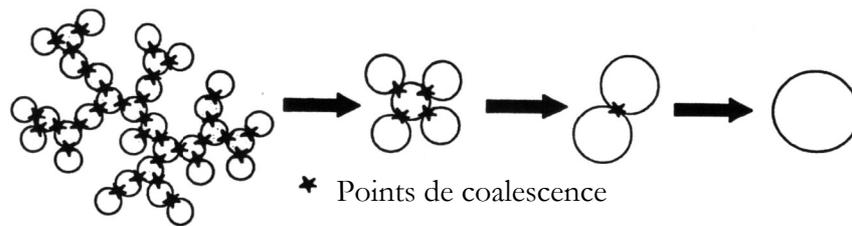


Figure A-6 : modèle points de contact

L'avantage principal du modèle POC est donc de ne considérer la coalescence que par un taux local de réduction de surface. La transformation d'un agrégat complet n'est alors décrite que par la coalescence de deux particules pour laquelle les expressions ont été validées par les auteurs. Les expressions prenant en compte les collisions sont les mêmes que celles du modèle SDM, introduisant ainsi les mêmes caractéristiques.

On peut noter que, de tous ces modèles, celui qui sert de référence lorsque les particules ne sont pas trop grosses (régime moléculaire) est le modèle SDSP. En effet, il s'agit de celui qui prend en compte le phénomène de dispersion en taille des particules. Cependant tous ces modèles restent extrêmement sensibles à un paramètre qui est le temps caractéristique de coalescence et que nous allons maintenant aborder.

2-2-4 Le temps caractéristique de coalescence

Un paramètre très important, et qui gouverne tous ces modèles, est le temps caractéristique de coalescence τ_f . Ce phénomène est une superposition de mécanismes faisant intervenir plusieurs types de transferts de masse : diffusion de surface, diffusion de joint de grain, diffusion de l'état solide et fluide visqueux. Dans l'étude réalisée par Kruis (1993), la mise en évidence de la contribution de chacun des mécanismes, grâce au taux de coalescence, est proposée. Dans ces travaux, Kruis (1993) montre notamment que pour des particules de silicium, dont le diamètre est de $1\mu\text{m}$ à une température de 1623 K, les diffusions de surface et de joint de grain sont les deux mécanismes prépondérants. Il apparaît également que la coalescence est une transformation complexe qui est fortement influencée par la taille et la température de la particule. Johannessen (1999) indique notamment que le transfert de masse par fluide visqueux n'est valable qu'au dessus ou proche du point de fusion des particules.

Une estimation de τ_f a été obtenue par Lehtinen (1997) :

$$\tau_f = r_p^m / C(T) \quad (A.27)$$

où r_p est le rayon de la particule, $C(T)$ et m sont respectivement une fonction de la température et une constante, dont la forme ou la valeur dépend du mécanisme de coalescence (Tableau A-1).

Mécanisme de coalescence	$C(T)$	m
Fluide visqueux	$\frac{3\sigma}{2\mu}$	1
Evaporation-condensation	$\frac{6\sigma p M^{3/2}}{\sqrt{2\pi} \rho_p^2 (RT)^{3/2}}$	2
Diffusion volumique	$\frac{64D_b \sigma M}{\rho_p RT}$	3
Diffusion surfacique	$\frac{225\delta D_s \sigma M}{\rho_p RT}$	4
Diffusion de joint de grain	$\frac{192w D_b \sigma M}{\rho_p RT}$	4

Tableau A-1 : paramètres pour l'estimation des temps caractéristiques de coalescence pour différents mécanismes (Lehtinen, 1997)

Avec σ la tension de surface, μ la viscosité du matériau fondu, p la pression, M la masse molaire, R la constante des gaz, T la température, δ l'épaisseur de la couche de surface, w la largeur du joint de grain, ρ la masse volumique de la particule et D le coefficient de diffusion associé au mécanisme.

De nombreuses expressions établies empiriquement à partir de celles du Tableau A-1 ont été proposées pour différents matériaux (Johannessen, 1999). Dans d'autres cas, le taux de coalescence est obtenu par extrapolation de valeurs expérimentales. L'examen des expressions du Tableau A-1 montre également qu'il faut faire intervenir des paramètres tels que la tension de surface ou la largeur du joint de grain. Or ceux-ci présentent des incertitudes qui peuvent alors fortement influencer les résultats (Johannessen, 1999).

Dans tous les modèles que nous avons présentés précédemment, il apparaît que le taux de coalescence intervient. Les mécanismes de transfert de masse apparaissant simultanément, ils peuvent être tous pris en compte. Cependant étant donné la complexité de ces phénomènes (sensibilité des paramètres), il convient alors de déterminer comme le fait Kruis (1993), les mécanismes prépondérants dans les conditions de l'étude afin de conserver dans les modèles ceux influençant le plus la coalescence. De plus, Johannessen (1999), pour déterminer les paramètres sensibles (σ , w , ...), préconise une approche dans laquelle ceux-ci sont adaptés afin de permettre une prédiction la plus proche des résultats expérimentaux.

L'étude de ces modèles de coalescence nous a permis de mettre en évidence les différents paramètres nécessaires à ces derniers. Outre l'évaluation du mécanisme de coalescence prépondérant, il apparaît que la grandeur qui va influencer de façon importante les prédictions obtenues avec ces modèles est la température. En effet, celle-ci intervient tout d'abord dans les caractéristiques des gaz et du matériau qui constitue la particule. Ceci entraîne donc pour le phénomène de coagulation une possibilité de changement du mode lors de l'évaluation du régime de collision. Le libre parcours moyen du gaz peut en effet être affecté, modifiant alors les effets du mouvement Brownien. De plus, dans le phénomène de coalescence nous avons vu que la température jouait un rôle important dans le choix du mécanisme de transfert de masse prépondérant. Lorsque la température devient supérieure ou égale à la température de fusion du matériau, on a alors des transferts de type fluide visqueux. Dans les autres processus de coalescence la température intervient directement dans l'expression de $C(T)$.

Comme nous le verrons par la suite dans le cadre de notre étude, la génération de microbilles intervient au sein d'une flamme, impliquant alors pour les particules la traversant, une évolution de la température. Ainsi, le paramètre qu'il va être important de caractériser est l'historique de température de la particule $T(t)$. Cela implique donc qu'il sera nécessaire de connaître le champ de température de la flamme ainsi que le champ de vitesse lié aux particules.

L'intérêt de cette partie est également de montrer qu'un certain nombre de modèles permettant la prédiction de l'évolution des agrégats existent. Ceux-ci, par leur introduction dans un code de calcul de mécanique des fluides, permettraient la prise en compte de l'interaction entre l'aérodynamique d'une flamme et les phénomènes de coagulation/coalescence. L'implémentation de ce type de modèle dans le code de calcul que nous avons utilisé (N3S-Natur) représente une perspective de développement et explique la raison pour laquelle nous avons décrit de façon assez complète les équations gouvernant ces mécanismes (coagulation, coalescence).

A-3- Les objectifs de l'étude et les moyens

➤ Les objectifs :

L'objectif de la société RSA le Rubis est d'avoir un contrôle plus important sur son outil de production de microbilles. La maîtrise du processus de fabrication a notamment pour but le contrôle du diamètre des particules produites.

L'étude bibliographique présentée précédemment a mis en évidence les différents mécanismes pouvant intervenir dans les processus de génération de particules. Il s'agit principalement des phénomènes de coagulation et de coalescence. L'examen de modèles mathématiques permettant la prédiction de la morphologie des agrégats a montré l'importance de l'interaction entre fluide et particules. Ainsi, dans certaines conditions (taille des particules), de forts gradients de vitesse du fluide peuvent imposer une augmentation significative du taux de collision entre particules favorisant la coagulation. De même, l'historique de température est un paramètre prépondérant lors de l'évaluation de la coalescence. Il apparaît donc que l'évolution des particules (coagulation et coalescence) est fortement couplée avec l'aérothermodynamique de la flamme. Une connaissance avancée de la structure de l'écoulement réactif est donc nécessaire pour comprendre les mécanismes de génération des microbilles.

Afin de caractériser finement la structure de l'écoulement issu du brûleur, l'étude débutera par l'examen d'une configuration standard pour laquelle les paramètres d'établissement (débits et géométrie) seront fixés. Une analyse de l'influence des paramètres aérodynamiques poursuivra l'étude permettant ainsi de consolider les hypothèses émises lors de la première partie. Différentes configurations géométriques et de débits seront alors abordées.

Dans chacune de ces parties, l'étude de la flamme sera précédée d'une analyse de l'écoulement isotherme. Celle-ci permettra d'ébaucher les mécanismes aérodynamiques intervenant dans ces brûleurs. Il est clair cependant que la présence de la flamme modifiera considérablement la structure de l'écoulement mise en évidence en l'absence de la zone de réaction et du dégagement de chaleur associé.

En ce qui concerne la caractérisation de l'écoulement réactif, celle-ci débutera par l'aspect purement aérodynamique nécessaire à la poursuite de l'analyse de l'interaction entre la flamme et les particules.

Il faut noter que dans un souci de lisibilité des chapitres concernant l'analyse des résultats (partie C), un certain nombre de rappels sur les jets ont été regroupés dans l'annexe C.

➤ Les moyens :

D'un point de vue aérodynamique l'approche sera principalement expérimentale et fera intervenir des diagnostics laser classiques comme l'ADL et la PIV ainsi que des techniques de visualisation d'écoulement permettant de mettre en valeur les aspects qualitatifs de la flamme et de la poudre dans l'écoulement. Ces techniques de visualisation sont principalement des images de l'émission du radical OH^* excité naturellement (chimiluminescence) ainsi que des visualisations directes de la flamme. La mise en œuvre de ces techniques sur un écoulement industriel possédant des conditions de fonctionnement difficiles (accès optique, fortes températures) représente l'une des difficultés de l'étude.

Cette approche expérimentale sera complétée par des simulations numériques de l'écoulement qui nous permettront, après calage des conditions aux limites, de décrire l'ensemble des champs aérodynamiques non accessibles par les techniques expérimentales.

Concernant la caractérisation des particules, les moyens d'investigation expérimentaux sont limités. Il s'agit, dans la plupart des cas, de sondes de prélèvement permettant ainsi le suivi de la morphologie des agrégats dans l'écoulement. Ce sont des techniques intrusives modifiant de façon importante l'écoulement et dont la capacité à fixer l'état des particules entre le prélèvement et la mesure n'est pas assurée. Ce sont des techniques que nous n'utiliserons pas ici.

Dans cette étude, l'emploi des diagnostics optiques nous permettra de récolter des informations sur les trajectoires suivies et sur les zones de la flamme traversées par les particules.

Partie B- Les approches et les moyens pour l'étude de la flamme O₂/H₂ensemencée

Nous allons nous attacher à décrire dans cette partie les différentes techniques d'investigation que nous avons utilisées dans cette étude.

Nous aborderons tout d'abord l'approche expérimentale qui a été mise en place. Une description complète du brûleur industriel RSA sera faite, puis nous verrons les adaptations qu'il a été nécessaire d'effectuer afin de l'intégrer dans un dispositif de laboratoire. Le caractère peu intrusif du brûleur et les conditions de température difficiles ont nécessité des adaptations que nous décrirons.

Différentes techniques expérimentales ont été mise en œuvre. La plupart des mesures effectuées l'ont été grâce à l'utilisation de diagnostics optiques. Il s'agit de la visualisation de la flamme et de la vélocimétrie. Dans le premier cas, il a été fait appel à la visualisation directe (photographie de la flamme), la visualisation filtrée optiquement (chimiluminescence) et la visualisation par tomographie. Pour ce qui est de la vélocimétrie, deux techniques ont été utilisées qui sont : l'Anémométrie Doppler Laser (ADL ou LDA) et la Vélocimétrie par Image de Particules (VIP ou PIV). L'ADL fournit des informations ponctuelles moyennées du champ de vitesse, alors que la PIV donne des mesures instantanées sur le champ entier. Les conditions sévères dans lesquelles sont effectuées les différentes mesures, nous ont amené à décrire en détail les caractéristiques de ces techniques, ainsi que les erreurs qui peuvent être générées.

Afin de compléter cette approche, un aspect numérique a été introduit. Celui-ci servira principalement à compléter les mesures réalisées dans l'écoulement isotherme confirmant les mécanismes physiques mis en évidence grâce à l'approche expérimentale. De plus, des informations dans les zones non accessibles expérimentalement seront obtenues. Afin de présenter les aspects numériques de l'étude, nous verrons quelles sont les équations résolues et les modèles utilisés. Nous aborderons également les caractéristiques des calculs réalisés grâce à l'examen des maillages, des conditions aux limites et des conditions initiales.

B-1- Dispositif expérimental et techniques de mesures

B-1-1 Le dispositif expérimental

1-1-1 Le brûleur O₂/H₂ RSA

Les caractéristiques du brûleur RSA font apparaître une configuration de flamme de diffusion très particulière. La technique de croissance cristalline Verneuil nécessite tout d'abord l'utilisation de l'hydrogène comme combustible et de l'oxygène pur comme oxydant. En effet, seule l'utilisation de ces gaz permet d'obtenir les niveaux de température réclamés par la technique de croissance cristalline ($T_{\text{fusion alumine}}=2050^{\circ}\text{C}$). De plus, la contrainte de récupération des microbilles ou de génération de saphir par méthode Verneuil impose à la flamme d'être dirigée vers le bas. Des risques de diffusion de l'hydrogène dans la poudre d'alumine obligent également à avoir une flamme de diffusion dite « inversée » ; c'est-à-dire que le combustible constitue l'écoulement extérieur et l'oxygène le jet central.

Ainsi le brûleur RSA est constitué de deux circuits permettant la génération de cette flamme de diffusion oxygène/hydrogène :

➤ L'oxygène, après son passage dans une chambre de grand volume (la semeuse), dans laquelle se situe le tamis contenant la poudre d'alumine, est acheminé jusqu'à la zone du chalumeau par l'intermédiaire d'une conduite. Le système d'injection du jet central se termine par une pièce interchangeable appelée « bec » (Figure B-1).

➤ L'acheminement de l'hydrogène est beaucoup plus court puisque l'alimentation du brûleur s'effectue au niveau du chalumeau. Le système d'injection de l'écoulement externe se termine par une pièce appelée « crépine » constituée d'une bague annulaire dans laquelle neuf trous distribués suivant un cercle ont été réalisés et permettent le passage du gaz (Figure B-1). Les dimensions exactes sont proposées en annexe A.

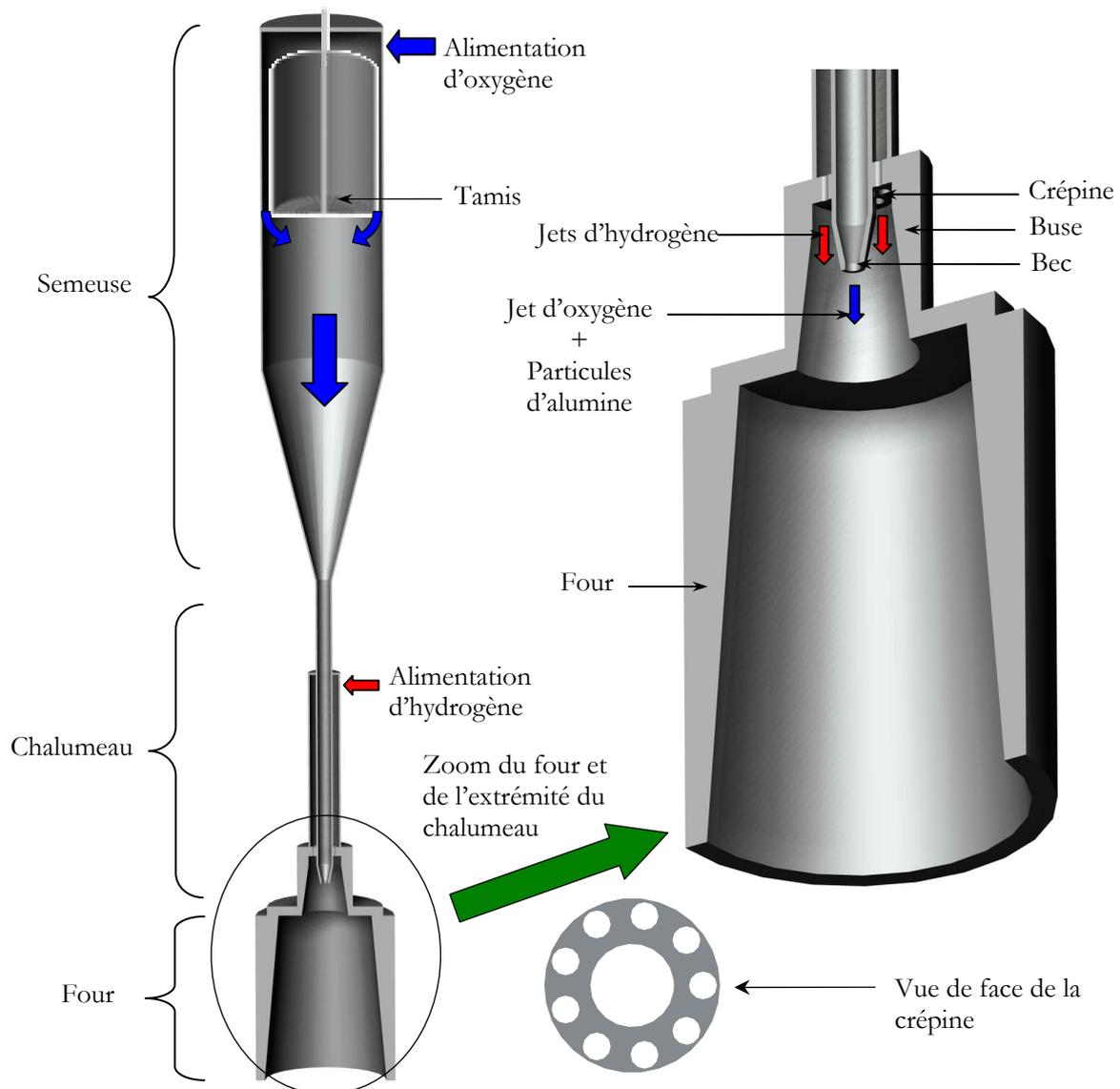


Figure B-1 : vue en coupe du brûleur RSA

Une autre particularité de l'injection d'hydrogène est qu'elle est située en amont ($\cong 30\text{mm}$) de celle d'oxygène. Nous avons ainsi une configuration où neuf jets d'hydrogène entourant le bec, interagissent entre eux, pour former un écoulement complexe qui va se développer avant d'atteindre l'injection d'oxygène.

Le développement initial de l'ensemble de ces jets est confiné par une pièce de forme conique légèrement divergente, la buse, réalisée en céramique pour assurer une meilleure résistance aux fortes températures.

Ce dispositif est prolongé par le four, qui est constitué d'une partie interne légèrement divergente en réfractaire et d'une partie externe en acier inoxydable. A la jonction entre le four et la buse se trouve donc un élargissement brusque.

Les débits d'hydrogène et d'oxygène ont été fixés respectivement à $1,55\text{m}^3/\text{h}$ ($4,3 \cdot 10^{-4}\text{m}^3/\text{s}$) et $0,55\text{m}^3/\text{h}$ ($1,53 \cdot 10^{-4}\text{m}^3/\text{s}$). Ce sont des débits faibles, qui sont imposés par l'environnement industriel et qui par leurs intervalles de variations restreints, représentent une contrainte supplémentaire à l'étude.

1-1-2 L'injection industrielle de poudre

L'injection de poudre est obtenue grâce à un tamis situé dans la semeuse. Celui-ci est choqué de façon périodique par un marteau situé à l'extérieur, autorisant ainsi le passage d'une certaine quantité de poudre. La fréquence de frappe du marteau est adaptable en fonction de la quantité de poudre désirée (en moyenne temporelle). L'ensemencement réalisé par le dispositif ainsi constitué est donc instationnaire et inhomogène mais permet un débit de poudre très important.

A la sortie du four différents systèmes de récupération peuvent être adaptés, allant du simple récipient jusqu'au système plus évolué, basé sur une aspiration pneumatique.

Enfin, dans le but de produire en masse grâce au procédé de croissance cristalline Verneuil, l'usine RSA est équipée de plusieurs rampes d'une quarantaine de chalumeaux de ce type. Dans le procédé de génération des microbilles, le nombre de chalumeaux est plus réduit.

Comme nous venons de le voir le brûleur RSA, tel qu'il est décrit, est complexe et se prête difficilement aux différentes techniques de mesures utilisées pour effectuer des investigations aérodynamiques. C'est pourquoi nous avons réalisé une adaptation de ce système en particulier dans le but d'intégrer des chaînes de mesures optiques.

1-1-3 Le dispositif du laboratoire

Dans l'environnement du laboratoire, le brûleur RSA a été modifié dans sa partie alimentation pour une liaison avec des bouteilles pressurisées d'oxygène et d'hydrogène, dont le contrôle des débits est assuré par des régulateurs de débit massique. Ceux-ci assurent donc précision et stabilité des quantités de gaz injectées. En revanche, la semeuse et le chalumeau, y compris bec et crépine ont été conservés à l'identique. Les modifications les plus sensibles ont été introduites au niveau de la buse et du four, essentiellement afin de réaliser des accès optiques pour la mise en œuvre de méthodes optiques non intrusives (cf. B-1-2).

L'ensemble du dispositif industriel étant totalement opaque, il a fallu réaliser des pièces de substitution assurant la fonction demandée, tout en conservant les caractéristiques de la configuration initiale (géométrie et tenue à la température).

Pour la partie four, des mesures préliminaires de températures (thermocouple chromel/alumel) ont permis de montrer que, dans cette région, les niveaux atteints étaient suffisamment faibles pour utiliser un matériau tel que le pyrex ($T < 500^\circ\text{C}$). Afin de simplifier la pièce, cette dernière a été réalisée de façon parfaitement cylindrique. Des mesures préalables ont montré que cette modification de la faible divergence de la surface initiale n'influence que très peu l'écoulement.

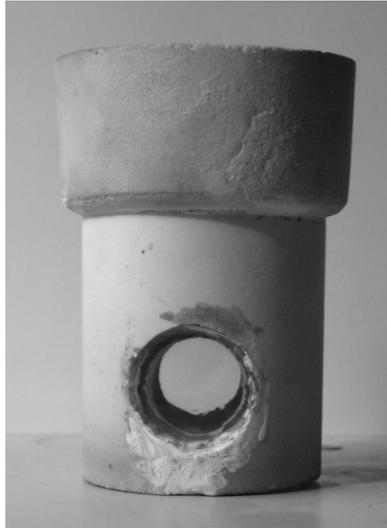


Figure B-2 : vue de la buse en céramique et des hublots en saphir



Figure B-3 : vue de la buse transparente en silice et du four

Pour la partie du confinement supérieur (buse), les mesures de températures révèlent que dans cette zone bien que s'élevant légèrement ($T < 700^\circ\text{C}$), les valeurs restaient faibles du fait de l'alimentation en gaz « frais » que constitue l'écoulement périphérique d'hydrogène. On note cependant une région située à la jonction avec le four pour laquelle la contrainte de température est beaucoup plus grande. C'est en effet dans cette zone que la flamme se positionne au plus près de la paroi. Aussi, nous avons adopté deux configurations permettant l'accès optique :

➤ Une première qui est la buse standard dans laquelle deux hublots en saphir ont été aménagés (Figure B-2). Dans ce premier cas, nous avons des hublots plans présentant l'intérêt, pour des mesures optiques, de ne pas occasionner de déformation. Cependant ils ne permettent qu'une exploration partielle du domaine.

➤ Une deuxième (la plus utilisée) où l'ensemble de la buse a été réalisée en quartz (silice), reprenant exactement les caractéristiques de la surface interne divergente de la buse en céramique (Figure B-3). L'accès optique est alors complet mais l'épaisseur variable du verre et les surfaces cylindriques vont générer des déformations optiques.

Le four industriel étant réalisé en réfractaire, il est clair que son remplacement par une pièce transparente va fortement influencer les échanges thermiques avec l'écoulement. Le même phénomène va être présent au niveau de la buse lorsque le matériau initial est remplacé en totalité par du quartz. Seule la buse à hublots peut être considérée comme minimisant les écarts avec le modèle industriel, puisque celle-ci reste en majorité constituée de céramique. Ainsi, ces modifications des transferts thermiques (rayonnement, conduction,...) peuvent influencer le développement de la flamme mais également l'interaction avec les particules. En effet, comme nous l'avons vu l'historique de température est un paramètre très important des phénomènes gouvernant la croissance d'une particule. Cependant, dans le cadre de notre étude nous nous limiterons à étudier à la fois l'écoulement et les particules dans la configuration thermique obtenue avec les pièces transparentes.

Des modifications sur le système d'injection de poudre ont été également réalisées afin d'obtenir des ensemencements stationnaires et homogènes (système TSI), nécessaires à la caractérisation fine de l'écoulement par les techniques que nous allons aborder plus loin.

1-1-4 Les différentes configurations

Afin d'estimer l'influence de différents paramètres aérodynamiques, quatre configurations ont été retenues :

➤ La configuration 1 :

La configuration présentée précédemment est la configuration standard utilisée par défaut industriellement. Elle est constituée d'un bec dont le diamètre de sortie est de 6,4mm et d'une crépine comprenant neuf trous de cinq millimètres de diamètre chacun. Les débits utilisés sont ceux spécifiés dans le chapitre précédent. Afin de repérer facilement cet assemblage nous le qualifierons de configuration 1.

➤ La configuration 2 :

Une autre configuration utilisant la même crépine est également utilisée. Elle fait appel à un bec dont le diamètre de sortie est plus grand (10mm) et pour lequel l'angle d'ouverture est plus faible (voir Figure B-4). Le débit étant gardé constant, ceci représente la configuration 2.

➤ La configuration 3 :

En conservant cette dernière configuration géométrique mais en diminuant le débit d'oxygène de 15%, l'on obtient la configuration 3 également utilisée en production.

➤ La configuration 4 :

Enfin la dernière configuration (configuration 4) est caractérisée par une crépine prototype. Celle-ci n'est plus constituée d'orifices mais d'une fente annulaire permettant le passage des gaz sur une épaisseur de 0,5mm. Elle a été réalisée afin de pouvoir s'affranchir de l'écoulement externe complexe généré par les autres crépines et pour augmenter de façon significative la vitesse de l'écoulement d'hydrogène. Cette configuration possède les mêmes valeurs de débits que dans le cas standard et le bec utilisé est de 10mm de diamètre.

L'ensemble des caractéristiques des différentes configurations a été rappelé dans le Tableau B-1. D'autres informations aérodynamiques sont présentées dans l'annexe A.

Pour chacune de ces configurations nous avons les caractéristiques des diamètres moyens des particules produites. Ainsi nous pourrions évaluer l'influence de chacun des paramètres sur la granulométrie.

	Configuration 1	Configuration 2	Configuration 3	Configuration 4
Bec (mm)	6,4	10	10	10
Crépine	9×5mm	9×5mm	9×5mm	Annulaire 0,5mm
Débit oxygène (m ³ /s)	1,53×10 ⁻⁴	1,53×10 ⁻⁴	1,31×10 ⁻⁴	1,53×10 ⁻⁴
Débit hydrogène (m ³ /s)	4,3×10 ⁻⁴	4,3×10 ⁻⁴	4,3×10 ⁻⁴	4,3×10 ⁻⁴
Vitesse débitante O ₂ (m/s)	4,9	1,95	1,67	1,95
Vitesse débitante H ₂ (m/s)	2,44	2,44	2,44	13,37

Tableau B-1 : caractéristiques géométriques des différentes configurations

La comparaison des configurations 1 et 2 va mettre en évidence les modifications occasionnées par une réduction de vitesse associée à une augmentation de diamètre du jet central.

Afin de découpler l'effet de l'augmentation du diamètre de celui de la diminution de vitesse du jet central, une comparaison entre les configurations 2 et 3 pourra être faite. En effet, pour la configuration 3, seule la vitesse est diminuée par rapport à la configuration 2.

Enfin, la confrontation entre les configurations 2 et 4 mettra en évidence l'influence du jet périphérique d'hydrogène sur le jet central. Dans ce dernier cas (configuration 4), l'écoulement externe est généré par une fente annulaire s'affranchissant des interactions entre les jets d'hydrogène qu'il est possible de rencontrer avec une crépine standard. De plus, la vitesse de l'écoulement externe étant augmentée, on va observer une modification du cisaillement entre les deux jets coaxiaux.

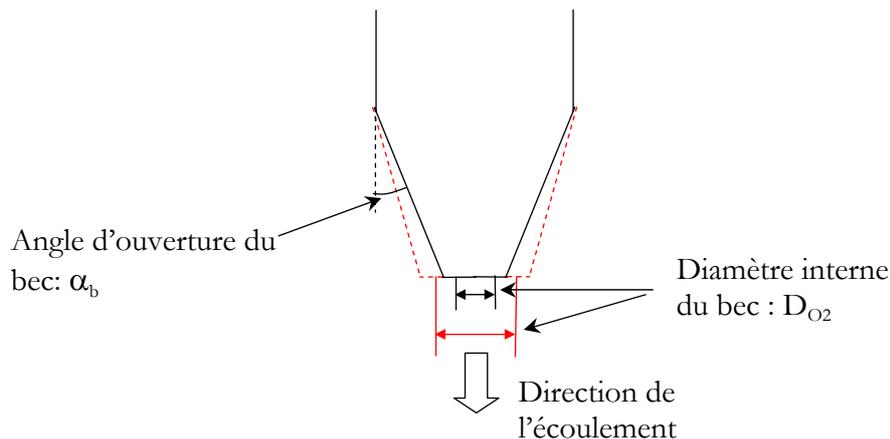


Figure B-4 : schéma des caractéristiques des becs (en noir trait continu : bec 6,4mm, en rouge traits interrompus : bec 10mm)

B-1-2 Les diagnostics optiques

Afin de répondre aux différentes questions qui ont été posées lors de la présentation des objectifs de l'étude (cf. chapitre A-3-), il apparaît que la connaissance de la structure de la flamme et des champs aérodynamiques est une étape indispensable. Les diagnostics optiques semblent être une bonne réponse pour l'approche expérimentale de cette étude. En effet, ils sont caractérisés par leur nature non intrusive, indispensable à la configuration confinée du brûleur RSA. Nous allons aborder ici la description de chacune des techniques qui a été utilisée dans cette étude en commençant par les visualisations. Celles-ci fournissent plus particulièrement des informations quant à la structure et au positionnement des fronts de flamme. La température étant la plus élevée dans ces régions (Katta, 1994), ceci procurera donc des indications intéressantes sur les sollicitations thermiques subies par les particules suivant les zones de la flamme traversées.

La deuxième catégorie de diagnostic optique utilisée est la vélocimétrie laser. Les différentes techniques mises en œuvre dans cette étude (ADL, PIV) permettent l'obtention de champs de vitesse de particules ensemençant l'écoulement. Ces dernières sont choisies suffisamment petites pour faire l'hypothèse qu'elles suivent parfaitement le fluide. Néanmoins, les nécessités d'ensemencement des deux méthodes laser n'étant pas identiques (densité), nous verrons également qu'elles ne caractérisent pas tout à fait les mêmes écoulements. Cependant, les trajectoires des particules servant à la génération de microbilles pourront être établies grâce à ces techniques. Le couplage de ces deux informations (vitesse, zone de température élevée) permettra donc d'obtenir une estimation des historiques de température des particules, ce qui représente l'un des objectifs de cette étude.

Comme nous l'avons indiqué lors de la présentation du dispositif (B-1-1), ces techniques nécessitent de nombreux accès optiques dans une configuration industrielle qui n'en possèdent pas. De plus, les niveaux de température élevés atteints dans la flamme représentent des conditions sévères pour l'utilisation de ces méthodes de mesure (Derjaguin 1976, Talbot 1980, Sung 1996). De nombreuses adaptations sont alors nécessaires aussi bien pour les accès optiques (buse et four transparent) que pour les perturbations liées aux fortes températures (choix du matériau constituant les particules solides, estimation des erreurs de mesure).

1-2-1 *La visualisation*

La visualisation directe

➤ Principe :

Les zones réactionnelles de combustion sont caractérisées par une intense émission de lumière, grâce à laquelle elles peuvent être visible à l'œil nu. L'origine de cette émission lumineuse s'explique principalement par le fait que les espèces excitées naissent à partir de processus élémentaires de chimiluminescence. Dans ces derniers, la totalité ou une partie de la chaleur de réaction, conservée par l'une des molécules, est produite sous la forme d'une énergie d'excitation qu'elle émet ultérieurement dans un spectre caractéristique. Dans le cas des flammes générées à partir d'un combustible carboné, une émission importante peut être également générée par les suies (Esquiva, 2002).

Dans notre cas, cette technique constitue un outil d'analyse quant aux caractéristiques de la flamme mais également aux trajectoires des particules dans l'écoulement. Ainsi, peut-on en déduire des dimensions caractéristiques ainsi que des comportements globaux de l'écoulement ensemenché.

➤ Application à l'étude :

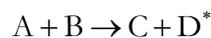
Les images que nous qualifierons de visualisations directes sont obtenues sans aucun filtre (sauf l'objectif lui-même), collectant ainsi la totalité de l'émission lumineuse dans les limites de sensibilité du capteur. Elles sont réalisées grâce à un appareil photographique numérique Minolta RD175 à boîtier reflex, comportant trois capteurs CCD (un par gamme de couleurs : Dual Green System) et permettant des acquisitions d'images de 1528 par 1146 pixels. L'objectif utilisé possède une distance focale variant de 24 à 85 mm et une ouverture maximale de 6,7.

La chimiluminescence

➤ Principe :

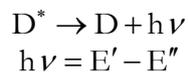
La visualisation que nous appellerons chimiluminescence n'est qu'une visualisation directe particulière, pour laquelle nous ne récolterons, par filtrage, qu'une partie de l'émission de la flamme. Le principe est donc le même que celui déjà évoqué pour les visualisations directes. Détaillons cependant un peu plus les mécanismes.

Lors de réactions chimiques de combustion, différents atomes ou molécules sont formés et apparaissent dans un état électroniquement excité. Ainsi, pour deux espèces quelconques A et B on peut écrire :



D^* étant l'espèce excitée.

Celle-ci se désexcite d'un état 2 d'énergie E' instable, vers un état 1 d'énergie E'' , avec une probabilité donnée par le coefficient d'Einstein de la transition A_{12} . Lors du processus, cette espèce émet un photon de fréquence ν dans le visible ou l'UV. Ce mécanisme est appelé chimiluminescence ou émission spontanée de la flamme.



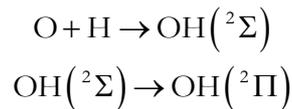
L'intensité émise par cette espèce est isotrope et proportionnelle à la population N_2 du niveau 2 :

$$I_e \propto A_{21} N_2 h\nu$$

Chaque molécule émet un spectre lumineux caractéristique de ses propriétés spectroscopiques. Ceci permet d'identifier les différentes espèces présentes dans la zone de réaction. Comme la dégradation du combustible par réaction avec l'oxydant est progressive dans le front de diffusion, on conçoit que la nature du spectre puisse se modifier à travers la zone réactionnelle ; il en est de même pour l'émission lumineuse comme pour la nature des espèces transitoires. C'est ainsi que dans les flammes d'hydrocarbures, les maxima des bandes C_2^* et CH^* sont situés plus en amont (c'est à dire du côté des gaz frais) que celui des bandes OH^* .

Le spectre OH^* apparaît dans toutes les flammes dès qu'il y a présence simultanée de radicaux O et H. Ces radicaux ne sont formés que dans les zones de réaction près du front de flamme (Brenez, 2001). Il s'agit donc d'un bon traceur de la zone réactionnelle.

Dans le brûleur RSA, les éléments en présence étant l'oxygène et l'hydrogène, le radical OH^* pourra être étudié (Brenez 2001, Sacadura 1997). Gaydon (1970) donne les relations suivantes :



La transition depuis l'état excité (${}^2\Sigma$) à l'état (${}^2\Pi$) se fait en 1 μ s environ et émet des radiations UV situées dans l'intervalle : 260 nm < λ < 350 nm (Lawn 2000, De Soete 1976, Walsh 1998). Le filtrage doit donc se faire autour de cette bande de fréquence.

Des informations qualitatives et quantitatives peuvent être extraites de ces mesures. L'obtention de résultats quantitatifs est rendue difficile par la calibration à effectuer sur les données brutes (calibration de Rayleigh : Walsh, 1998). Cependant certains auteurs ont montré que l'intensité des radiations émises est une indication du taux de dégagement de chaleur de la combustion de l'hydrogène à une richesse donnée (Lawn 2000). De même Dandy et Vosen (1992) ont prédit théoriquement l'intensité de chimiluminescence du radical OH* et ont montré, en accord avec l'expérience, une dépendance exponentielle avec la richesse dans un intervalle 0,65 < Φ < 0,90. Higgins et al. (2000 et 2001) ont donné également une relation importante avec la pression ambiante dans un intervalle de 0,5 MPa à 2,5 MPa.

Dans cette étude, on s'intéressera à l'aspect qualitatif des résultats obtenus par la technique de chimiluminescence. Ceci nous permettra notamment d'identifier le positionnement des régions de la flamme pour lesquelles le dégagement de chaleur est maximum.

La limitation de cette méthode (ainsi que de la visualisation directe) est que l'image obtenue intègre l'information sur tout le chemin optique. Pour des configurations axisymétriques, il est alors possible d'effectuer un traitement de l'image par transformée d'Abel inverse afin de récupérer l'information bidimensionnelle (Walsh, 2000). Cependant dans notre cas nous n'effectuerons pas ce type de transformation ce qui nécessitera une certaine prudence lors de l'interprétation des résultats.

➤ Application à l'étude :

Afin d'enregistrer les images d'émission spontanée du radical OH*, nous avons utilisé une chaîne d'acquisition commerciale Lavisision. Elle est constituée d'une caméra ICCD (Intensified CCD) Flame Star 2, d'un boîtier de contrôle de la caméra, d'un module permettant le refroidissement de la caméra par effet Peltier et d'un ordinateur de type PC possédant la carte d'acquisition et le logiciel Davis 6.0.4 (Lavisision). La caméra possède un capteur CCD de 383x286 pixels avec une résolution en intensité de 14 bits. Elle a été associée à un objectif UV Nikon de distance focale 105 mm et permettant une ouverture maximale de 5,6. Les champs ainsi générés ont une dimension de 42x33 mm. Nous avons utilisé un filtre à colorant centré sur la longueur d'onde UV. La courbe de transmission est indiquée sur la Figure B-5. Le délai d'exposition était de 50 μ s et les moyennes ont été effectuées sur 500 images instantanées.

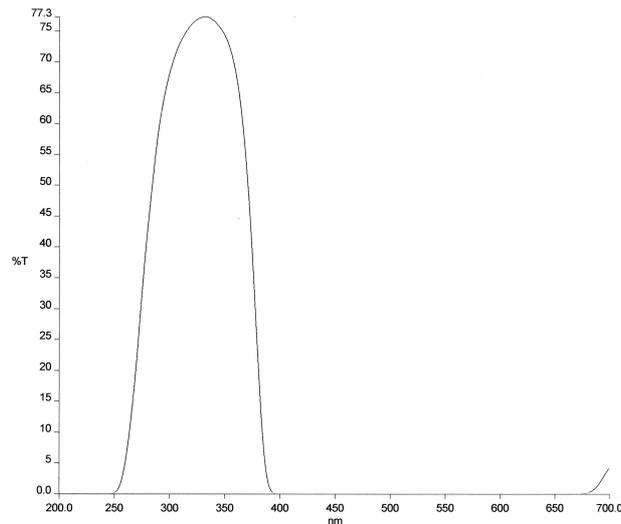


Figure B-5 : courbe de transmission du filtre à colorant

La tomographie

➤ Principe :

Cette technique est une visualisation « par tranche » de l'écoulement et est basée sur la diffusion de la lumière par les particules ensemençant le fluide. La tranche est réalisée grâce à un plan laser constitué, soit à l'aide d'un miroir tournant (balayage continu de rayons lumineux), soit grâce à un système afocal de lentilles sphériques et cylindriques. L'intégration spatiale est dans ce cas réduite à son minimum : l'épaisseur du plan lumineux. Dans le cas d'une flamme laminaire possédant donc peu d'effets tridimensionnels, l'épaisseur de plan ne doit pas être nécessairement réduite. Cependant la taille relativement peu importante de notre brûleur (diamètre oxygène : 6,4 mm) nous contraint à garder une épaisseur de plan de l'ordre du millimètre afin d'éviter des phénomènes d'intégration lumineuse.

Ce plan laser réalisé, toute particule s'y déplaçant, sera éclairée et réémettra à son tour de la lumière. Cette propriété constitue l'essentiel de la théorie de la diffusion de Mie (Mie, 1908), basée sur la théorie électromagnétique, selon laquelle une particule sphérique homogène placée sur la trajectoire d'un rayon lumineux diffuse la lumière dans toutes les directions mais avec une intensité variable, fonction de l'angle entre la direction du faisceau incident et la direction de diffusion considérée. Cette intensité et sa répartition sur des lobes de diffusion, sont étroitement liées à la taille de la particule, mais le maximum de lumière diffusée est toujours situé vers l'avant, et s'amplifie quand le diamètre de la particule augmente. Afin de caractériser l'écoulement, l'hypothèse selon laquelle les particules suivent parfaitement l'écoulement doit être respectée.

Ce type de visualisation, souvent utilisé en écoulement isotherme, trouve aussi un large champ d'application dans les écoulements réactifs. En effet, si ces particules (d'encens par exemple) brûlent dans la flamme, il n'y a plus de diffusion de lumière et des zones sombres apparaissent qui correspondent aux gaz brûlés. On obtient de cette façon une interface matérialisant l'isotherme de combustion des traceurs utilisés et révélatrice de la position moyenne du front de flamme (François, 1994).

Cependant dans le cadre de cette étude, du fait de la difficulté d'ensemencement de l'écoulement (oxygène ou hydrogène) avec des particules d'encens, il n'a pas été possible d'utiliser les caractéristiques de cette technique en écoulement réactif (visualisation d'une isotherme). Seules des particules solides ensemençant l'écoulement isotherme ont permis de mettre en évidence certaines caractéristiques des jets. De plus, la tomographie a été peu utilisée dans cette étude car le confinement total de la flamme par des cylindres de pyrex ou des pièces en silice

génère des réflexions nombreuses lors de la traversée des différentes interfaces. L'optimisation de l'épaisseur, l'intensité de la nappe et les réglages de la caméra ou de l'appareil photo (ouverture de l'objectif, profondeur de champ) ne permettent pas d'éliminer ces réflexions. Des études réalisées par Renault sur des moteurs transparents, utilisant des techniques de tomographie laser, ont permis de valider certaines adaptations techniques afin de réduire ces réflexions parasites (X. Baby et A. Floch, 1997). Baby (2000) propose dans sa thèse de peindre en noir mat l'ensemble des pièces situées autour du cylindre transparent afin d'absorber au maximum la lumière parasite. De même la surface extérieure de son cylindre située hors du champ de vision est peinte en noir. Ceci est associé à un dépolissage de la face interne permettant de générer des microcavités qui vont piéger les réflexions. L'utilisation de cette technique permet d'obtenir une amélioration importante de la qualité des images ainsi réalisées. Dans notre cas ces adaptations restent cependant difficiles à mettre en œuvre.

➤ Application à l'étude (système d'ensemencement) :

Le matériel utilisé est le même que pour les visualisations directes. Le plan de visualisation est obtenu à partir d'un laser Argon continu de puissance maximale 5 Watts associé à un miroir tournant.

Le système d'ensemencement utilisé pour cette technique ainsi que pour certaines techniques de vélocimétrie que nous allons présenter n'est pas le système industriel (tamis + marteau). En effet, la nature instationnaire et inhomogène de ce type d'ensemencement n'est pas adaptée à une caractérisation fine de l'écoulement. Nous avons donc utilisé un système commercial TSI. On peut noter également que le système d'ensemencement, du fait des faibles débits de gaz, ne permet pas l'obtention de concentration en particules importante dans l'écoulement. L'intensité lumineuse diffusée par les particules est alors faible générant ainsi des images peu contrastées expliquant également l'utilisation limitée de la tomographie dans cette étude.

1-2-2 La vélocimétrie

La Vélocimétrie Doppler Laser

L'anémométrie Doppler Laser (ADL) interférentielle (ou à "franges") est une technique de mesure de vitesse des fluides. Elle est également connue sous le nom d'anémométrie à effet Doppler. Elle a été rendue possible, au milieu des années 60, grâce au développement des sources de lumière cohérentes monochromatiques que constituent les lasers.

Cette méthode optique non intrusive a permis de résoudre les problèmes de mesure de vitesse dans les écoulements où les sondes engendraient des perturbations (veines de petites dimensions, mesures près des parois, écoulements haute vitesse...) ou lorsqu'il n'était pas possible de les y placer, du fait de parois mobiles (chambre de moteur à piston, turbomachines...). L'utilisation de cette technique nécessite alors des accès optiques ce qui, dans le cas des écoulements réactifs, génèrent de nouvelles contraintes liées notamment à la température élevée des parois, aux effets de pression dans le confinement et à la pollution des surfaces par les particules utilisées comme traceurs de l'écoulement.

➤ Principe :

La méthode consiste à mesurer la vitesse de petites particules ensemencées dans le fluide et supposées suivre parfaitement son mouvement. Ces particules devront donc avoir d'une part une densité voisine de celle du fluide et une taille acceptable (comprise entre 0.1 et 10 μm et fonction

de la taille de l'interfrange du volume de mesure) et d'autre part un fort indice de réfraction par rapport au milieu ambiant.

Un volume de mesure est obtenu en faisant se croiser, avec un angle θ_0 , deux faisceaux de lumière provenant d'une source laser (lumière monochromatique et cohérente). Il s'établit à l'intersection de ces deux faisceaux, un réseau de franges d'interférences parallèles à leur bissectrice intérieure.

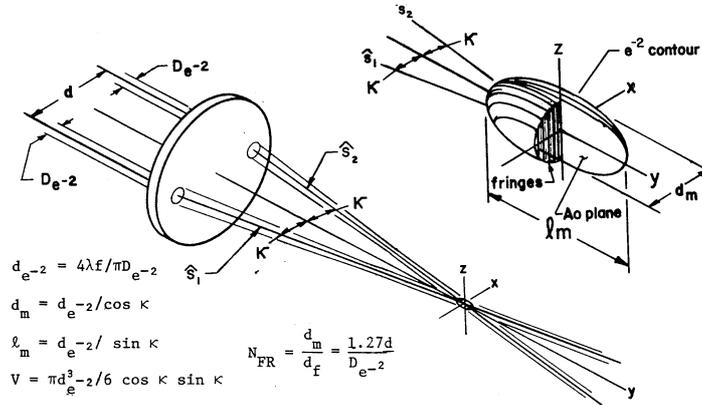


Figure B-6 : schéma du croisement de deux faisceaux (Fingerson, 1980)

Les différentes grandeurs classiques qui caractérisent les faisceaux (diamètres, angles) et le volume de mesure sont rappelées sur le schéma de la Figure B-6.

La position d'un maximum d'intensité lumineuse y_n dans le réseau d'interfrange s'écrit :

$$y_n = (\phi_2 - \phi_1 + 2n\pi) / (2K_0 \sin \theta_0 / 2) \quad (B.1)$$

où θ_0 est l'angle formé par les deux faisceaux générant le réseau d'interfranges,
 λ_0 est la longueur d'onde ($\lambda_0 = c/v_0$),
 K_0 est le nombre d'onde ($K_0 = 2\pi/\lambda_0$),
 ϕ_i est le déphasage du faisceau i .

ainsi la distance entre deux maxima, appelée interfrange, est donnée par :

$$\delta_0 = y_n - y_{n-1} = 2\pi / (2K_0 \sin \theta_0 / 2) \quad (B.2)$$

soit :

$$\delta_0 = \frac{\lambda_0}{2 \sin \theta_0 / 2} \quad (B.3)$$

avec λ_0 , la longueur d'onde ($\lambda_0 = c/v_0$)

Chaque particule passant dans ce réseau de frange diffuse ou non la lumière en traversant alternativement les franges claires et sombres. Les particules réémettent la lumière selon la théorie de Mie. Le signal lumineux renvoyé par cette particule présente donc la forme décrite sur Figure B-7.

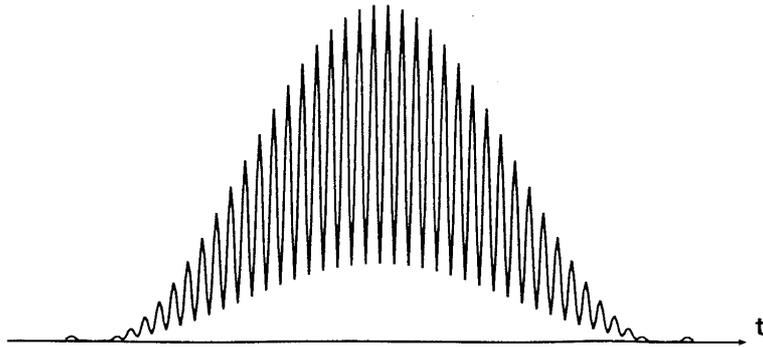
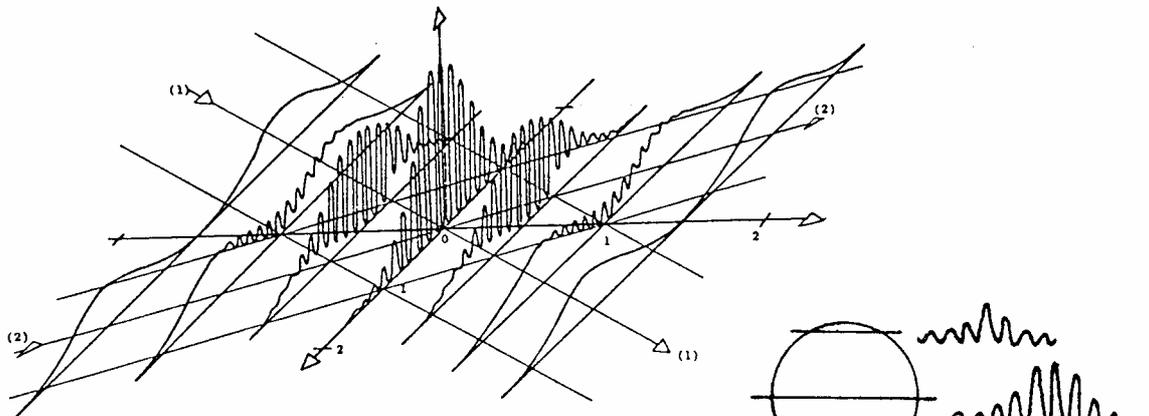


Figure B-7 : Signal Doppler (Fingerson, 1980)

L'enveloppe de ce signal correspond à la répartition gaussienne de l'intensité lumineuse du faisceau laser dans un plan normal à sa direction de propagation. Quant à sa fréquence ν_D , elle dépend de l'interfrange δ_0 et de la composante V_y du vecteur vitesse dans la direction normale aux franges :

$$\nu_D = \frac{V_y}{\delta_0} = \frac{2 V_y \sin \theta_0 / 2}{\lambda_0} \quad (B.4)$$

La Figure B-8 ci-dessous représente les variations de la distribution d'intensité suivant différents plans du volume de mesure :



Distribution de l'intensité relative au croisement de deux faisceaux gaussiens de même puissance et possédant la même polarisation

Applied Optics, Vol. 13, No. 10, October, 1974

Figure B-8 : distribution de l'intensité (Fingerson, 1980)

La distribution d'intensité met en évidence la meilleure qualité du signal obtenu à partir d'une particule passant au centre du volume de mesure. Il est donc souvent nécessaire d'effectuer un tri des signaux en ne conservant que ceux qui correspondent au passage d'une particule à travers un nombre choisi de franges. Dans notre cas, l'opération est transparente pour l'utilisateur et assurée par le processeur d'acquisition (BSA : Burst Spectrum Analyser).

L'équation (B.4) peut également s'écrire :

$$V_y = C \cdot v_D \quad (B.5)$$

$$\text{avec } C = \frac{\lambda_0}{2 \sin \frac{\theta_0}{2}} \quad (B.6)$$

Le coefficient C est alors appelé facteur de calibration.

Cette relation souligne deux points : tout d'abord v_D ne dépend pas de la direction d'observation et d'autre part nous n'avons pas accès au signe de la vitesse. Pour y parvenir, on décale la fréquence d'un des deux faisceaux laser incidents grâce à un module acousto-optique (cellule de Bragg), ce qui a pour effet de faire défiler les franges d'interférences créées dans le volume de mesure. Le photomultiplicateur reçoit alors un signal de fréquence $v_{\text{Bragg}} + v_D$ pour lequel v_D dépend de la valeur algébrique de V_y . La lumière est collectée, soit dans la direction du faisceau incident, soit dans la direction opposée. Le premier cas est un montage en « diffusion avant » qui est le plus intéressant à utiliser car il donne un meilleur rapport signal/bruit que le montage en rétro diffusion du deuxième cas. En effet, comme nous l'avons déjà vu, la diffusion de lumière par les particules est beaucoup plus intense vers l'avant de la particule (théorie de Mie) que vers l'arrière.

Le principe de l'anémométrie Doppler laser ayant été brièvement rappelé, voyons maintenant comment se réalise le montage bicomposante qui permet de faire une mesure simultanée de la vitesse suivant deux directions de l'écoulement.

La chaîne de mesure que nous avons utilisée est de type commercial. Il s'agit d'un système DANTEC constitué de deux BSA (Burst Spectrum Analyser) type BSA 57N20 Enhanced. L'ensemble du dispositif est représenté sur la Figure B-9. Dans de nombreux cas expérimentaux (par exemple des jets) les vitesses axiales sont beaucoup plus importantes que les vitesses transversales. Aussi nous avons opté pour une configuration où les faisceaux forment un angle de 45° avec les axes verticaux et horizontaux, de manière à avoir deux voies équilibrées, c'est-à-dire un taux d'acquisition comparable sur les deux voies.

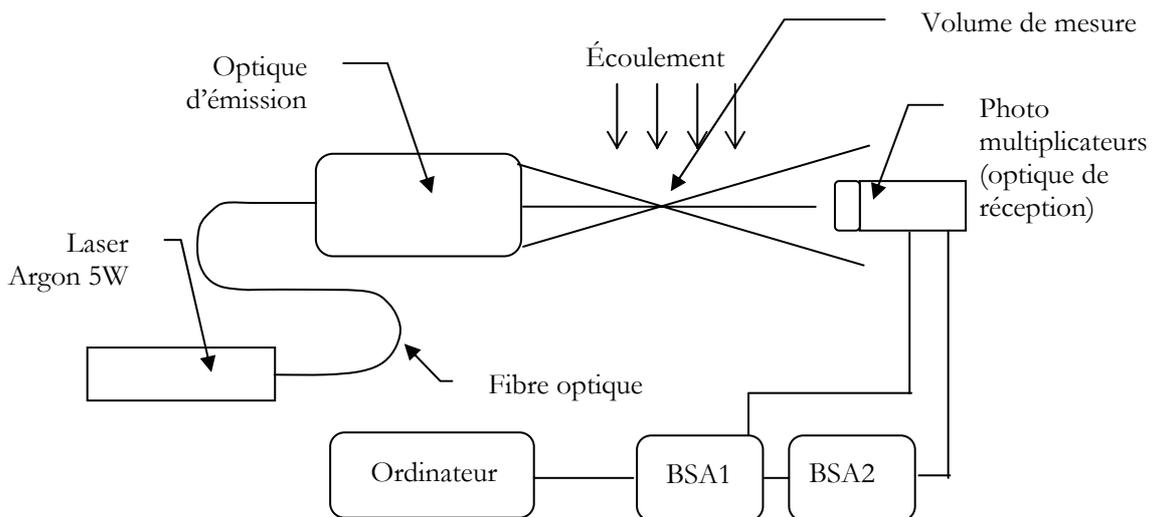


Figure B-9 : Schéma de principe de la chaîne d'acquisition LDA

La source lumineuse est un laser Argon de puissance maximale 5 Watts toutes raies. Elle est transportée jusqu'au module d'émission par une fibre optique multimode transmettant la polarité. Là, le faisceau laser incident est d'abord séparé en deux rayons identiques (premier séparateur). Le premier traverse une cellule de Bragg (fréquence 40 MHz, réglée en mode -1) et le second passe dans un barreau compensateur de même indice rattrapant ainsi le déphasage dû à la différence de marche. Dans un deuxième séparateur, le faisceau « braggé » est différencié en un rayon vert ($\lambda=514,5\text{nm}$) et un rayon bleu ($\lambda=488\text{nm}$) grâce à des filtres interférentiels, le faisceau commun (bleu-vert) restant donc non « braggé ». Ces trois rayons, obtenus en sortie de l'optique d'émission, après passage à travers une lentille, convergent en un volume de mesure. La Figure B-10 résume le principe du montage bicomposante de l'optique d'émission.

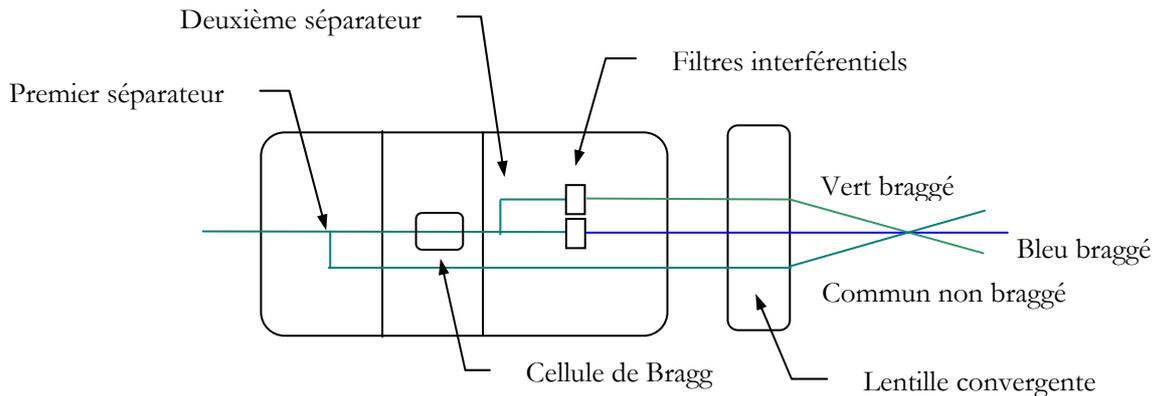


Figure B-10 : optique d'émission

Ainsi dans la configuration choisie, la distance focale de la lentille convergente est égale à 310mm, et la distance séparant, au niveau de la lentille, les rayons « mono raies » (vert et bleu) du rayon « toutes raies » (commun) est 42,5 mm. L'angle entre les faisceaux a alors pour valeur $7,84^\circ$ et le volume de mesure ainsi créé a pour dimension 0,3mm dans chaque direction de mesure (composantes de la vitesse axiale et transversale) et 1 mm suivant l'axe de l'optique d'émission.

Comme son nom l'indique, le principe de l'analyseur BSA est de traiter le spectre du signal Doppler de façon à extraire les fréquences Doppler. Lorsque l'analyse a lieu, l'ensemble du signal est pris en compte pour la détermination de la fréquence. Ce système permet d'obtenir les fréquences Doppler, même dans le cas où le rapport signal sur bruit (SNR) est faible.

Le processus de mesure porte sur un échantillon de N particules à partir duquel on évalue les paramètres statistiques de l'écoulement (vitesse moyenne, écart-type,...).

Afin d'obtenir le spectre du signal, la transformée de Fourier du signal en temps est calculée :

$$F\{f(t)\} = F(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \cdot e^{-2j\pi f t} dt \quad (B.7)$$

la densité spectrale d'énergie s'écrit :

$$p(f) = \gamma_{xx}(f) = |F(f)|^2 \quad (B.8)$$

Le BSA effectue une analyse spectrale digitale, c'est à dire qu'une version échantillonnée de la densité spectrale d'énergie est calculée. Ceci est réalisé grâce à l'utilisation de la Transformée de Fourier Discrète TFD (Discret Fourier Transform DFT).

Ainsi l'on obtient :

$$f_k = \sum_{n=0}^{N-1} x_n e^{-2j\pi nk/N} \quad (B.9)$$

$$p_k = |f_k|^2 \quad (B.10)$$

La résolution de la densité spectrale peut être améliorée en augmentant le nombre d'échantillons (N). Au contraire une augmentation de la fréquence d'échantillonnage (f_c) diminuera la résolution ($\Delta f = f_n = f_c/N$).

En accord avec la théorie de l'échantillonnage, le spectre d'un signal échantillonné est formé par la répétition du spectre du signal non échantillonné avec une période f_c .

$$F_c = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} F(f + if_c) \quad (B.11)$$

La fréquence d'échantillonnage doit alors être deux fois supérieure à la plus haute fréquence du signal (théorème de Shannon).

La position du maximum absolu du spectre est interprétée comme la fréquence Doppler. Cette valeur est comparée au maximum relatif et la bouffée est validée lorsque le rapport entre eux est supérieur à 4.

Pour le traitement statistique des données obtenues grâce aux BSA, nous avons choisi, après différents essais, un nombre de « burst » égal à 5000 pour chaque point de mesure. Cette valeur dépend principalement de la nature de l'écoulement (laminaire, turbulent). Ainsi, pour des configurations présentant des « événements » périodiques, typiques des cas turbulents, il est alors nécessaire d'augmenter le nombre de réalisations afin de caractériser toutes les fréquences de l'écoulement. Dans le cadre de cette étude, le choix d'une valeur de 5000 a montré que les vitesses moyennes étaient devenues constantes asymptotiquement et qu'il était inutile d'augmenter le nombre de réalisations.

Ce diagnostic optique étant ponctuel, il a été donc nécessaire de le positionner sur un chariot de déplacement. Ce dernier autorise des mouvements suivant les trois axes X, Y et Z représentés sur la Figure B-11. Les déplacements suivants X et Z sont pilotés par ordinateur et leur précision est de $1/100^{\text{ème}}$ de millimètre. Le $3^{\text{ème}}$ axe Y possède une précision de déplacement plus grande (micro-contrôle) et est piloté grâce à une commande manuelle (Figure B-11). Ces différents axes et leurs appellations seront ceux utilisés systématiquement dans tout le rapport. Afin de limiter les déviations de faisceaux à la traversée des confinements transparents, les mesures s'effectueront systématiquement suivant les génératrices de ces derniers (Figure B-11). Ainsi l'axe d'exploration transversal sera l'axe Y et la composante de vitesse transversale récoltée sera W et non pas celle caractérisant l'épanouissement de l'écoulement (V). Dans le cas d'un écoulement laminaire axisymétrique cette composante W devrait être négligeable.

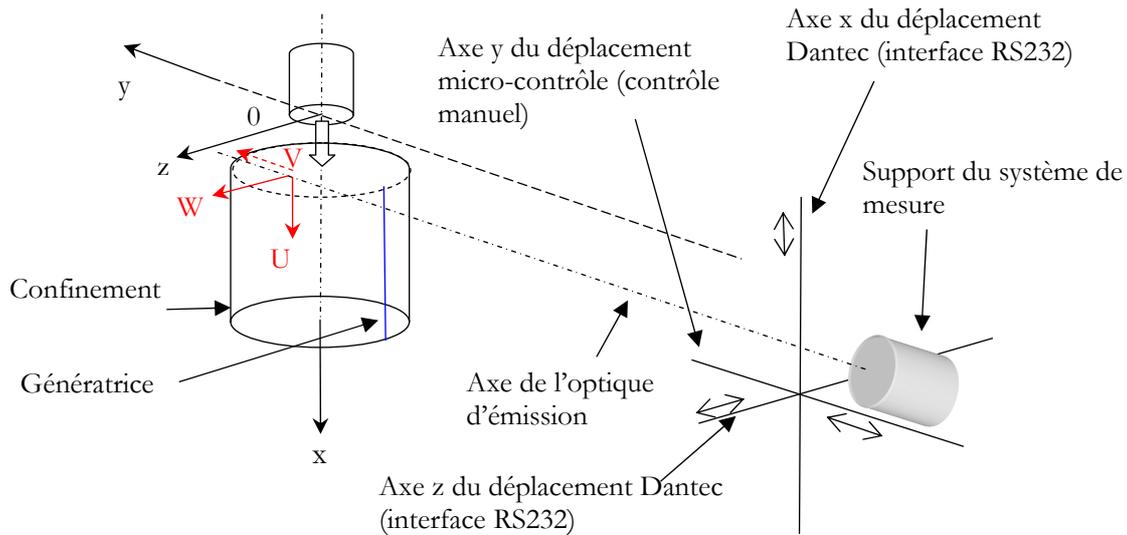


Figure B-11 : schéma du système d'axe et de translation du système de mesure

Afin d'obtenir une bonne résolution de l'écoulement, un maillage de la zone d'étude sera effectué. Dans le cas de la configuration 1 qui représente le cas de référence nous avons réalisé un maillage particulièrement fin dans le but d'identifier clairement les régions caractéristiques de l'écoulement. Ainsi, pour le jet isotherme (Figure B-12), le maillage a été raffiné transversalement dans les régions supposées de forts gradients de vitesse, c'est-à-dire au voisinage de la frontière entre les deux jets coaxiaux. Nous avons également multiplié le nombre de points de mesure dans la région de la buse afin de caractériser la zone initiale de développement du jet. Ainsi pour la configuration isotherme cela représente environ 600 points de mesure. Un maillage équivalent a été réalisé pour le cas réactif. Pour les autres configurations (2, 3 et 4) 3 profils dans la buse ($x=8, 10$ et 12mm) et 5 profils dans le confinement ($x=50, 80, 120, 140, 180\text{mm}$) ont été obtenus.

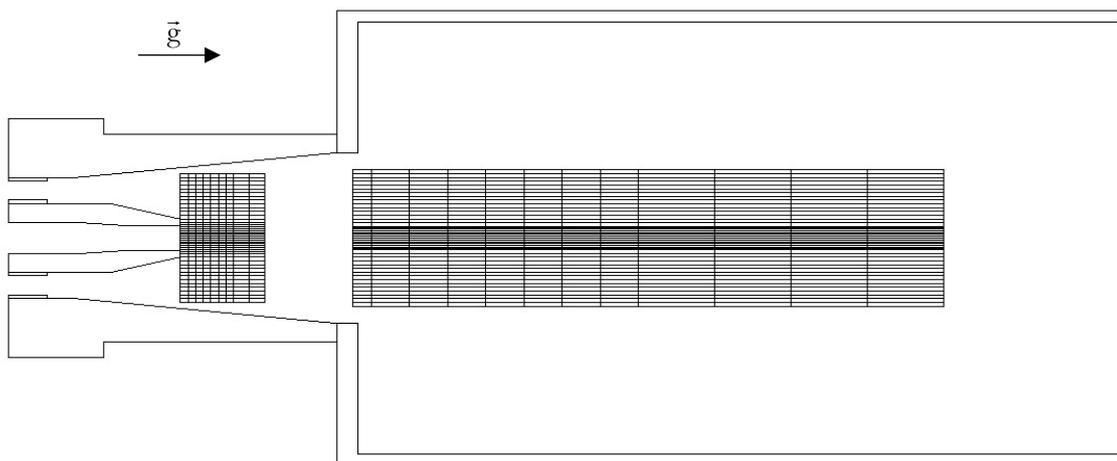


Figure B-12 : maillage symétrisé pour les mesures ADL (écoulement isotherme, configuration 1)

Les particules qui ont été utilisées pour les mesures ADL, ainsi que pour l'ensemble des techniques expérimentales abordées dans cette étude, sont des particules de Zirconium (ZrO_2). Celles-ci possèdent la caractéristique d'avoir une température de fusion élevée ($T=2700^\circ\text{C}$) ce qui, dans le cadre des mesures en écoulement réactif, permettra de garder un traceur fiable dans toutes les régions de la flamme. Nous aborderons plus en détail les caractéristiques

aérodynamiques d'une telle particule dans le chapitre C-1-2. Comme pour les tomographies, l'injection des particules est obtenue grâce à un système commercial TSI.

➤ Traitement du biais statistique (biais de vitesse) :

En mécanique des fluides, les quantités importantes à évaluer sont les grandeurs moyennes temporelles telles que la vitesse moyenne (U_m) et les moments centrés d'ordre supérieur ($\overline{u_n}$) avec :

$$U_m = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T U(t) dt$$

$$\overline{u_n} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T (U(t) - U_m(t))^n dt$$

Ces moyennes temporelles peuvent être remplacées par des moyennes d'ensemble dans le cas où la procédure d'acquisition peut être considérée comme indépendante de la grandeur à mesurer (hypothèse d'ergodicité). Dans ce cas, les grandeurs moyennes définies précédemment s'expriment sous la forme :

$$U_m = \frac{\sum_{i=1}^N U_i}{N} \quad \overline{u_n} = \frac{\sum_{i=1}^N (U_i - U_m)^n}{N}$$

avec N , le nombre de particules qui ont servi à la mesure ADL et U_i , la vitesse instantanée de la $i^{\text{ème}}$ particule.

Ainsi, en nous arrêtant au moment centré du quatrième ordre, nous pouvons écrire les expressions de l'écart-type (u') et des facteurs de dissymétrie (S) et d'aplatissement (T) :

$$u' = \sqrt{\overline{u^2}} \quad S = \frac{\overline{u^3}}{u'^3} \quad T = \frac{\overline{u^4}}{u'^4}$$

Le signal transmis par les photorécepteurs (photomultiplicateurs) est un signal discontinu. En effet, ce signal est conditionné par le passage des particules dans le volume de mesure. Ainsi, les grandeurs moyennes sont calculées en effectuant une moyenne statistique sur l'ensemble des réalisations. Or, en anémométrie laser, la fréquence d'arrivée des particules est dépendante de la vitesse instantanée du fluide et de la concentration en particules pour un écoulementensemencé uniformément (Nuglisch 1992, Prevost 1994). Il existe donc, lors de la mesure, une discrimination entre les particules lentes qui ont une fréquence de passage plus faible et les particules rapides, ce qui introduit un biais statistique.

L'erreur introduite tend à surévaluer la vitesse moyenne de manière importante (Prevost 1994). Une étude menée par Petrie (1988) a montré qu'elle était égale à l'intensité de turbulence au carré pour des intensités de turbulence inférieures à 40%.

Pour essayer de les corriger, diverses solutions ont été proposées. Nous présentons ici quelques méthodes couramment utilisées.

Soit U_m la moyenne d'ensemble définie par :

$$U_m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i$$

- Correction par le temps de séjour :

La première méthode de correction du biais a été conçue pour un écoulement localement homogène en vitesse et concentration. Elle consiste à pondérer la vitesse des particules par le temps où elles résident dans le volume de mesure, ou temps de séjour (McDougall 1980, P. Buchhave 1978, Hoesel et Rodi 1977, Chalé Góngora 1998) :

$$U_{m\text{TR}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^N \Delta t_i} \sum_{i=1}^N U_i \Delta t_i \quad (B.12)$$

où Δt_i est le temps de séjour de la particule i dans le volume de mesure.

- Correction par le temps d'arrivée :

La pondération par l'intervalle de temps corrige le biais en prenant en compte le fait que, si l'ensemencement est homogène et suffisant, l'intervalle de temps qui sépare deux mesures consécutives est d'autant plus court que la vitesse est élevée. Elle représente en fait une estimation de l'intégrale définissant la moyenne temporelle (Dimotakis 1976, Adams 1984, Chalé Góngora 1998) :

$$U = \frac{1}{T} \int_0^T U(t) dt \quad (B.13)$$

Alors à partir des N valeurs de vitesse U_i acquises aux instants t_i , la vitesse moyenne est estimée par :

$$U_{m\text{TA}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{N-1} (t_{i+1} - t_i)} \sum_{i=1}^{N-1} U_i \cdot (t_{i+1} - t_i) = \frac{1}{t_N - t_1} \sum_{i=1}^{N-1} U_i \cdot (t_{i+1} - t_i) \quad (B.14)$$

Prevost (1994) et Fuchs et al. (1992) soulignent que la pondération par le temps de transit est plus précise que la pondération par le temps d'arrivée et est insensible à la densité de mesure, dans le cas d'un ensemencement homogène.

- Calcul de la moyenne par étapes :

La méthode de calcul de la moyenne par étapes consiste à réaliser un échantillonnage contrôlé ou à fréquence fixe pendant des périodes d'acquisition consécutives et de même durée (Erdmann 1982, Edwards 1981, Chalé Góngora 1998). Les vitesses U_i mesurées aux instants t_i sont acquises pendant j intervalles de temps de durée fixe Δt , de façon à ce que :

$$(j-1) \Delta t \leq t_i < j\Delta t$$

Les valeurs à l'intérieur d'un intervalle sont ensuite moyennées :

$$U_j = \frac{1}{N_j} \cdot \sum_{i=1}^{N_j} U_i \quad (B.15)$$

avec N_j : nombre de mesures dans l'intervalle $[(j-1)\Delta t, j\Delta t]$. Nous évaluons ainsi N moyennes U_j en les affectant aux instants $(j-1/2)\Delta t$.

La vitesse moyenne est donc obtenue à partir des vitesses U_j par :

$$U_{mME} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{j=1}^N U_j \quad (B.16)$$

L'application de cette technique est néanmoins restreinte à des taux d'acquisition assez élevés que l'écoulement étudié ici ne nous permet pas d'obtenir.

- Analyse spectrale du signal Doppler :

L'élimination du biais statistique peut également être possible par l'utilisation de l'analyse spectrale. Il existe plusieurs approches qui sont évoquées ici mais sont plus largement décrites dans l'article écrit par Veynante et Candel (1988).

- La première consiste en un rééchantillonnage périodique (à fréquence constante) du signal aléatoire puis en une analyse avec des méthodes standard (FFT). L'inconvénient de cette méthode est que le taux d'acquisition doit être important et que la fréquence d'échantillonnage doit être supérieure à la plus grande fréquence de l'écoulement.
- La deuxième procédure (type BSA) nécessite le calcul de la fonction d'auto-corrélation à partir des échantillons aléatoires puis de la transformée de Fourier permettant ainsi l'accès au spectre de puissance. Lors du calcul de la fonction d'auto-corrélation toutes les informations sur les hautes fréquences du signal sont perdues. On constate également l'apparition d'un biais lié à la dépendance entre les vitesses $u(t_i)$ et les temps t_i de l'échantillon.
- Enfin la troisième méthode utilise un calcul direct de la densité de puissance à partir des échantillons aléatoires. Ceci fait apparaître une mauvaise estimation de ce spectre de puissance.

Une technique récente, proposée par Veynante et Candel (1988), repose sur la reconstruction du signal de vitesse turbulente qui est ensuite rééchantillonné à fréquence constante. Une analyse spectrale non linéaire est ensuite réalisée. Les moyennes statistiques sont ainsi calculées à partir de valeurs de vitesse indépendamment du moyen de mesure. Cette méthode évite l'apparition de ce biais dans la mesure où les petites structures turbulentes de l'écoulement sont correctement prises en compte ce qui suppose une haute fréquence d'acquisition.

Dans notre étude expérimentale nous allons nous intéresser au traitement du biais par temps de transit (TT) et temps d'arrivée (TA). En effet, l'étude bibliographique semble indiquer que le caractère laminaire et stationnaire de l'écoulement étudié permet d'obtenir de bons résultats avec ces corrections.

Nous allons ainsi observer l'effet de ces différentes corrections sur un profil de mesure de notre étude afin de déterminer la méthode la plus appropriée dans cette configuration.

Le champ proche étant une zone d'intérêt dans ce travail, nous allons effectuer des comparaisons pour des mesures situées à $2,5D_{O_2}$ ($x=15\text{mm}$) en écoulement isotherme avec des

débits initiaux correspondants à la configuration 1 ($U_{QO_2}=4,9\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$). Ici, seul le jet central est ensemené provoquant également un biais lié à l'hétérogénéité de l'ensemencement (cf. p.47).

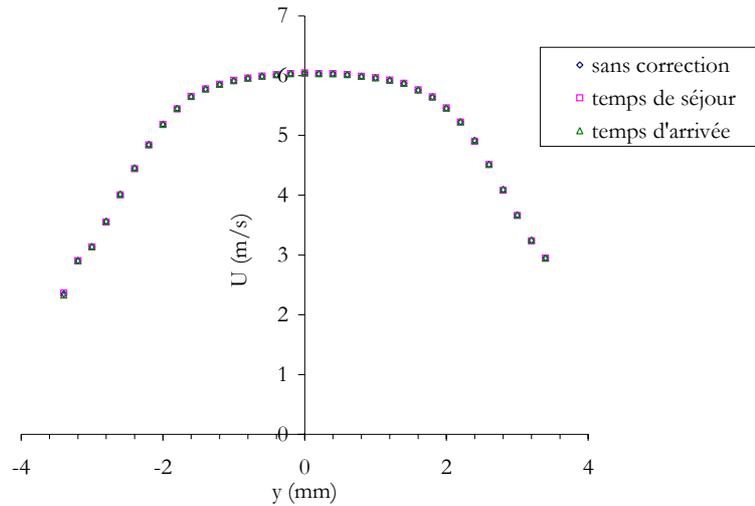


Figure B-13 : profil de vitesse axiale à $2,5D_{O_2}$

Sur les profils présentés sur la Figure B-13 nous pouvons remarquer qu'il n'existe pas d'écart entre les vitesses moyennes avec et sans pondération.

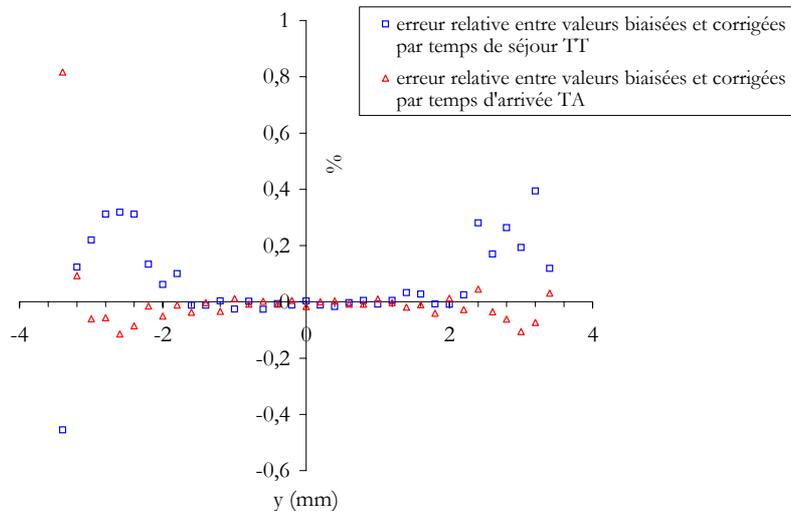


Figure B-14 : différence relative entre valeurs non corrigées et pondérées

Une légère différence peut néanmoins être mise en évidence lorsque l'on calcule les différences relatives $(U_m - U_{mc})/U_m$ avec U_m la vitesse moyenne et U_{mc} la vitesse moyenne corrigée (Figure B-14).

La correction apportée par la pondération par temps de transit, bien que faible (0,4%), est la plus importante. Si l'on fait l'hypothèse que la correction agit uniquement dans les zones où les biais interviennent, on peut alors dire que ceux-ci n'apparaissent que sur les bords du jet. Ceci s'explique par le fait que dans cette région, des biais liés à l'hétérogénéité de l'ensemencement sont présents. De plus, c'est également dans cette région que l'on a les gradients de vitesse (dU/dy) les plus forts et donc les différences de vitesse entre particules lentes et particules rapides les plus significatives.

Une comparaison entre les écarts trouvés expérimentalement et ceux calculés en suivant l'approche de Petrie et al. (1988), à partir de nos valeurs d'intensité de turbulence, est présenté sur la Figure B-15. L'évaluation du faible biais de vitesse sur nos mesures est en très bon accord avec la méthode proposée par Petrie.

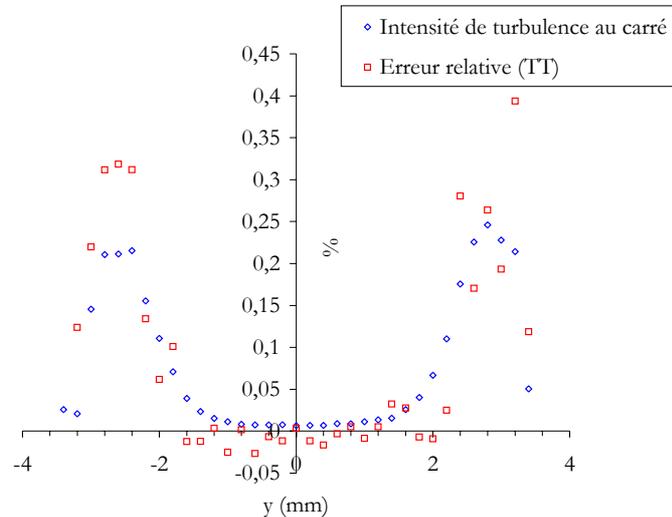


Figure B-15 : comparaison entre I_T^2 et différence relative

Ainsi l'examen des différentes corrections montre que les biais statistiques sont relativement peu importants. Cependant, bien que l'application de correction ne modifie que très peu les valeurs moyennes de vitesse, on optera pour une méthode par temps de transit. Des gradients de vitesse, à l'origine de ces biais, peuvent effectivement être plus conséquents dans d'autres configurations.

➤ Biais d'ensemencement (hétérogénéité de l'ensemencement)

L'ensemencement est un paramètre important des mesures de vélocimétrie laser puisqu'il génère le signal Doppler. C'est donc la vitesse des particules d'ensemencement qui est mesurée pour caractériser celle de la phase continue.

Dans notre dispositif expérimental l'ensemencement est hétérogène car, soit le jet d'oxygène, soit le jet d'hydrogène est ensemené. Ceci ajoute un biais supplémentaire. Des études expérimentales ont traité de ce biais (Nuglisch 1992, Prévost 1994) et ont montré une surévaluation notable de la vitesse moyenne et de l'intensité de turbulence sur les bords du jet. Prévost (1992), en comparant des mesures réalisées dans le jet avec un environnement ensemené ou pas, obtient une surévaluation de 18% de la vitesse longitudinale en $y/x=0,15$ (dans le cas environnement non ensemené).

Cependant, dans le cas où le traceur est solide et suffisamment petit, celui-ci peut rester en suspension dans l'environnement du jet. Des tomographies ont montré que ces particules sont réentraînées par le jet. Ainsi, on ne se trouve plus dans le cas d'un jet ensemené seul mais d'un jet ensemené avec environnement ensemené également mais en concentration plus faible. Pour ce type de mesures le biais d'ensemencement est sensiblement atténué (Prévost 1992).

La nature de l'écoulement (laminaire ou turbulente) va également avoir une influence forte sur l'erreur de mesure. Ainsi Salentey (2002) met en évidence un effet très significatif sur la mesure ADL lorsque, dans une configuration de deux jets coaxiaux turbulents, l'ensemencement est simultané ou non. Dans cette configuration très turbulente, il apparaît que des particules issues du jet extérieur peuvent être transportées jusque sur l'axe du jet central.

Dans l'étude RSA, les conditions laminaires de l'écoulement excluent ce type de comportement. Cependant, il est possible de mettre en évidence des biais sur les bords des jets pouvant être causés à la fois par le gradient de vitesse (biais statistique) et par le biais d'hétérogénéité.

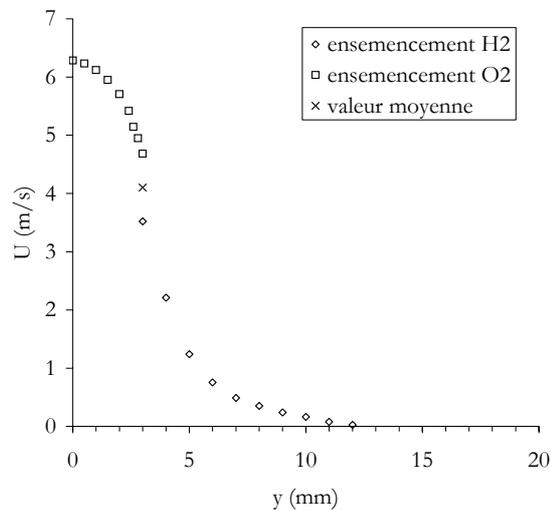


Figure B-16 : comparaison en écoulement isotherme ($x=45\text{mm}$, configuration 1) des différents ensemcements

Sur la Figure B-16, nous avons tracé le profil transversal de vitesse moyenne axiale en $x=45\text{mm}$ en écoulement isotherme. Un premier cas présente les résultats avec uniquement l'ensemencement du jet central (ensemencement O_2) et dans une deuxième configuration les vitesses sont obtenues lorsque, seul, l'écoulement périphérique est ensemcé (ensemencement H_2). Il apparaît ainsi, dans la zone située autour de $y=3\text{mm}$ (\cong frontière entre les deux jets), un décalage significatif en fonction de l'ensemencement considéré. Lorsque seul le jet central est ensemcé, il apparaît une surévaluation de la vitesse sur les bords alors que lorsque l'écoulement externe est ensemcé elle est sous estimée. Il s'agit donc bien d'un effet d'hétérogénéité de l'ensemencement. La correction de biais appliquée ici est bien entendu inefficace dans ce cas.

Ces points, qui sont à la frontière de chacun des jets, se caractérisent souvent par une diminution importante du taux d'acquisition lors de la mesure obligeant ainsi à diminuer le nombre de « burst » pour obtenir une validation. Afin de s'affranchir de ces erreurs, nous adopterons donc une limite inférieure (300 burst) en dessous de laquelle la mesure sera rejetée.

Ainsi, bien qu'il puisse apparaître certaines difficultés liées à la mesure, l'anémométrie Doppler laser est une technique robuste et bien éprouvée. Elle sera l'une des principales sources d'information sur la structure aérodynamique des écoulements isotherme et réactif dans le brûleur RSA.

La Vélocimétrie par Images de Particules

La Vélocimétrie par Images de Particules est apparue à la fin des années 70 et n'a pas cessé de se développer depuis (Dudderar 1977, Adrian 1983). L'augmentation constante des capacités informatiques ainsi que l'amélioration des techniques de prises d'images a également permis de faire progresser cette méthode. La PIV (Particle Image Velocimetry) est parmi toutes les techniques de mesures, la seule à ce jour qui permette d'accéder au champ de vitesses instantanées dans un plan. Cette technique de mesure basée sur l'optique est non intrusive et permet de caractériser des écoulements fortement turbulents.

➤ Principe :

Le principe général de la PIV est d'enregistrer deux images successives d'un écoulement ensemencé en particules et éclairé par une tranche laser. La détermination du déplacement $\Delta \vec{x}$ le plus probable des particules dans une fenêtre d'analyse permet, connaissant l'intervalle de temps Δt entre les deux prises d'images, d'accéder à la vitesse des particules.

$$\vec{V}(\vec{x}, t) = \frac{\Delta \vec{x}(\vec{x}, t)}{\Delta t} \quad (B.17)$$

avec $\Delta \vec{x}$: vecteur déplacement de la particule localisée en \vec{x} à l'instant t et Δt l'intervalle temporel séparant les deux observations.

La PIV permet donc de mesurer les projections dans le plan de mesure des vitesses de l'écoulement. Les images de toutes les particules illuminées étant enregistrées simultanément, la PIV permet d'accéder aux champs de vitesses instantanées. Contrairement à la LDA qui est une méthode ponctuelle, la PIV autorise la réalisation de champs complets en une seule acquisition. En résumé, afin d'effectuer des mesures PIV, il faut donc générer un plan de visualisation, collecter l'information lumineuse et enfin traiter les images afin d'obtenir le champ de vitesse associé.

Les mesures PIV requièrent donc d'abord l'utilisation d'une source lumineuse pour figer temporellement le phénomène à observer. Il existe deux catégories de lasers : les lasers continus et les lasers à impulsions.

- Les lasers continus présentent un intérêt minime pour ce type d'application. En effet, s'il est possible de générer un délai entre les deux poses d'images, à l'aide d'obturateur de caméra ou de laser, il est par contre nécessaire d'augmenter le temps de pose pour compenser la faiblesse énergétique de la tranche lumineuse. Cette contrainte restreint l'utilisation de ces lasers aux écoulements de faible vitesse (de l'ordre du m/s).

- Les lasers à impulsions présentent l'avantage de pouvoir générer une impulsion en un temps très court (inférieur à 20 ns) concentrant ainsi leur puissance. Cette énergie importante est nécessaire pour la diffusion des plus petits traceurs. Le déplacement des particules à visualiser étant négligeable pendant l'impulsion, il n'y a pas d'effet de traînée de celles-ci. Il existe plusieurs types de laser à impulsion : on distingue principalement les lasers à rubis, les lasers à vapeur de cuivre et les lasers Nd-Yag. Les lasers Nd-Yag (Neodymium-doped Yttrium Aluminum Garnet) constituent les systèmes les plus répandus. Leur énergie et leur fréquence d'utilisation permettent de s'adapter à la majorité des situations expérimentales. Cependant dans ce type d'application, du fait de la fréquence de « tir » limitée d'un seul laser, on fait appel à deux lasers Yag permettant ainsi de pouvoir obtenir une grande souplesse quant à la période désirée entre deux enregistrements successifs. C'est ce type de laser que nous avons utilisé dans cette étude.

La prise d'image est le plus souvent assurée par des caméras numériques CCD (Charged Coupled Device). Leurs améliorations constantes ces dernières années ont conduit à rendre marginal l'emploi de support « type photographique ». Les évolutions techniques en vidéo et les progrès des ordinateurs de type PC ont permis un traitement exclusivement numérique des images. L'amélioration des capteurs, notamment au niveau de la résolution et de la fréquence de répétition, explique la généralisation de leur utilisation.

Dans la phase de post-traitement l'image numérique va être divisée en un grand nombre de fenêtres de petites dimensions. On analysera ensuite le déplacement d'ensemble des images des traceurs contenus dans chacune des fenêtres, c'est-à-dire que l'on déterminera le déplacement moyen des traceurs, fenêtre par fenêtre. Cette analyse est une auto-corrélation dans le cas de l'enregistrement multiple sur une image, et une inter-corrélation dans le cas de l'enregistrement sur des images successives.

Cette dernière méthode offre de nombreux avantages par rapport à l'auto-corrélation. Le problème de l'ambiguïté du sens du déplacement des particules dans le cas de l'auto-corrélation n'existe plus avec l'inter-corrélation. Cela permet notamment de fonctionner avec des densités plus grandes de particules de nature plus diversifiée (Baby, 2000). L'inter-corrélation étant une méthode plus robuste, nous n'aborderons que celle-ci dans ce rapport.

L'inter-corrélation bidimensionnelle se pratique sur deux fenêtres extraites de deux images enregistrées à deux instants successifs. Ces fenêtres occupent respectivement la même place dans l'image.

On peut définir l'inter-corrélation $h(\vec{x})$ de deux fonctions $f(\vec{x})$ et $g(\vec{x})$ réelles comme :

$$h(\vec{x}) = f(\vec{x}) * g(\vec{x}) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{u}) \cdot g(\vec{x} - \vec{u}) d\vec{u} \quad (B.18)$$

Il est possible de calculer directement la fonction d'inter-corrélation, mais cela s'avère en général assez coûteux en temps. Le plus souvent on a recours à l'analyse de Fourier qui nous fournit un moyen économique et pratique d'obtenir les fonctions de corrélation.

La transformée de Fourier de la première fenêtre, correspondant à la première exposition s'écrit :

$$F\{I(x, y)\} = \tilde{I}(u, v) \quad (B.19)$$

et la transformée de la deuxième fenêtre, correspondant à la deuxième exposition (Riethmuller, 2001) :

$$F\{I(x, y)\delta(x + \Delta x, y + \Delta y)\} = \tilde{I}(u, v) \exp[-2\pi j(\Delta x + \Delta y)] \quad (B.20)$$

La fonction d'inter-corrélation $G(x, y)$ est obtenue en évaluant la transformée de Fourier du produit de la transformée de la première image multipliée par le complexe conjugué de la transformée de la seconde image.

$$G(x, y) = F\{\tilde{I}(u, v)^2 \exp[2\pi j(\Delta x + \Delta y)]\} \quad (B.21)$$

D'où :

$$G(x, y) = F\{\tilde{I}(u, v)^2\} * \delta(x + \Delta x, y + \Delta y) \quad (B.22)$$

L'inter-corrélation est donc une fonction centrée en $(x + \Delta x, y + \Delta y)$, le lieu du déplacement moyen.

Par la suite il est nécessaire de calculer la position du maximum de la fonction d'inter-corrélation. Comme cette fonction est représentée numériquement, le déplacement $\Delta s = (\Delta x, \Delta y)$ est obtenu comme un nombre entier de pixels. Afin d'obtenir une précision plus grande, on fait appel à l'interpolation sub-pixels. La méthode la plus utilisée consiste à supposer que le pic correspondant au maximum de corrélation peut être décrit par une fonction de Gauss. Ainsi une fois les paramètres de cette dernière établis, on peut déterminer la position du maximum avec une résolution d'une fraction de pixels. La précision que l'on peut atteindre est de l'ordre de 0,1 pixels pour les techniques standard.

Une amélioration importante peut être obtenue par la translation des fenêtres de corrélation. Le principe de cette technique consiste à déplacer la deuxième fenêtre de corrélation de telle sorte qu'elle suive approximativement le déplacement des particules. Dans la technique classique une grande partie des particules enregistrées sur la deuxième image vont se retrouver en dehors de la fenêtre. Par ailleurs, des particules qui n'étaient pas dans la première fenêtre de corrélation se retrouvent sur la deuxième. Il en résulte que peu de particules se trouvent dans les deux fenêtres et participent de façon positive à la corrélation. La méthode de translation consiste à décaler la deuxième fenêtre d'une quantité proche du déplacement des particules. La valeur du décalage à appliquer est évaluée par un premier calcul effectué dans une grande fenêtre. On applique ensuite le décalage et la réduction de la taille des fenêtres.

Après qu'un champ de vitesses ait été obtenu, il est fréquent que certains vecteurs soient erronés. Ces erreurs ont pour origine plusieurs causes. Elles peuvent résulter d'un mauvais éclairage, d'une mise au point imparfaite ou d'un ensemencement trop abondant ou trop faible. Le critère souvent utilisé pour l'élimination de ces vecteurs est l'application d'une valeur limite à une grandeur qui peut être par exemple la norme ou la vitesse transversale.

➤ Matériel utilisé :

Le système d'acquisition des données, que nous avons utilisé pour la campagne de mesures, est de type commercial et a été développé par Dantec Measurement Technology. Il se compose d'un système laser d'illumination (laser Nd-Yag et optiques d'émission), d'une caméra CCD, d'un processeur pour la gestion des informations enregistrées (PIV 2100) et d'un logiciel d'acquisition et de traitement des données (Flowmanager). Le système d'illumination « Quantel Brillant » est composé de deux sources laser Nd-Yag. La longueur d'onde des faisceaux générés est $\lambda = 532$ nm. Ils dégagent une énergie maximale de 160 mJ pour chaque pulse pendant une durée de 5,5 ns. Leur cadence est égale à 10 Hz. Un bras de « transport de lumière » (succession de guides de lumière et de miroirs articulés) est fixé en sortie de la source laser. Il permet d'acheminer le faisceau laser à l'endroit désiré tout en limitant les pertes d'énergie. Une tête optique en bout de bras produit une nappe lumineuse divergente de 14° (Figure B-19). L'utilisateur peut en ajuster l'épaisseur grâce à une lentille. Dans notre cas, une épaisseur du plan laser de l'ordre de $500 \mu\text{m}$ a été choisie afin d'avoir un grand nombre de particules sur l'image. Contrairement à la technique de tomographie, peu de problèmes de réflexions parasites dues aux confinements transparents ont été constatés. Ceci est probablement lié à la dimension caractéristique du champ d'observation ($\cong 10\text{mm}$) très différente de celle utilisée lors des tomographies ($\cong 10\text{cm}$).

La caméra utilisée est une « Hi Sense » (DANTEC) possédant une résolution de 1280×1024 pixels ce qui représente une taille de pixel de $3,4 \times 3,4 \mu\text{m}$. L'écartement entre les pixels (pitch) est de $6,7 \mu\text{m}$ horizontalement et verticalement. Le stockage des deux trames se fait dans le capteur avant l'envoi vers le processeur. Le temps d'exposition de la première trame est de $132 \mu\text{s}$ et de 110ms pour la deuxième.

Caméra et laser sont synchronisés suivant la Figure B-17.

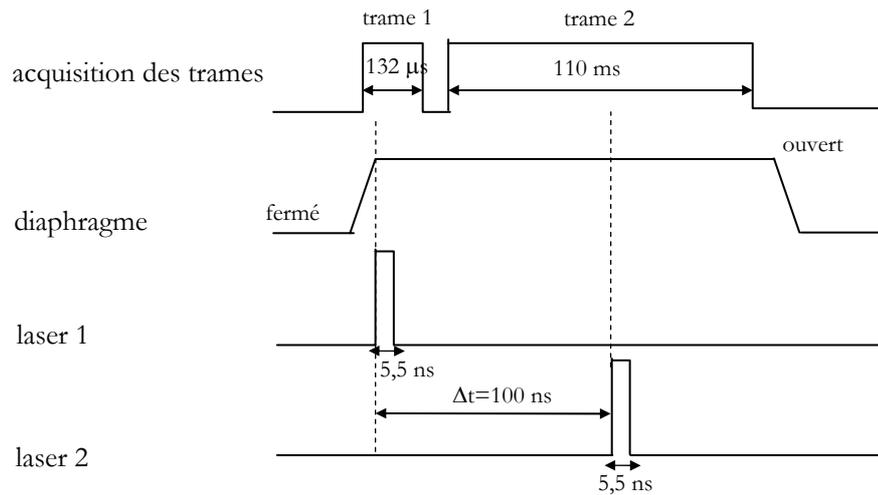


Figure B-17 : système de synchronisation

L'enregistrement de la trame 1 coïncide avec le premier flash laser. Le diaphragme reste ouvert pendant tout le temps d'acquisition. Ainsi, jusqu'à la fin de l'enregistrement de la trame 2 dont la durée n'est pas paramétrable, le capteur CCD va rester sensible et donc peut récolter de la lumière parasite. L'utilisation d'un filtre passe bande, centré sur la longueur d'onde du laser, aurait dû nous permettre de nous affranchir complètement de la lumière parasite.

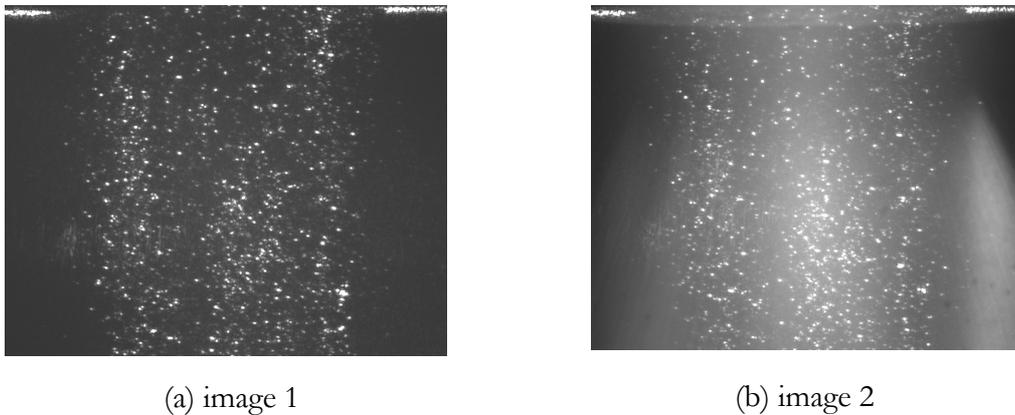


Figure B-18 : exemple d'images PIV en écoulement réactif sans obturateur électronique

Cependant, dans les cas réactifs, où l'émission propre de la flamme est associée au rayonnement des particules, on constate que cela ne suffit plus (Figure B-18-b). La solution adoptée le plus souvent est alors la mise en place d'un obturateur électronique sur la caméra. Ne disposant pas d'un tel système, nous avons dû opter pour une technique différente. Des filtres gris ont été superposés au filtre interférentiel et la puissance des flashes laser augmentée au maximum afin d'atténuer de façon significative la lumière parasite (rayonnement) par rapport à l'impulsion laser (diffusion de Mie). Les résultats obtenus avec cette modification (augmentation du rapport signal sur bruit) ont permis l'application des algorithmes de corrélation avec succès.

La caméra était associée à un objectif à distance focale variable (85-210 mm) et une ouverture comprise entre 4,5 et 22. La difficulté de notre montage expérimental était d'obtenir un champ de petite taille (<10mm pour la configuration 1) à une distance minimale de sécurité pour la protection en température de la caméra. Pour cela, nous avons utilisé des bagues allonges. L'association d'une distance focale de 210 mm avec une bague allongée de 200 mm a permis la

réalisation d'un champ de 8,9 mm par 7,1 mm à une distance objectif-objet de 500 mm. Pour les configurations avec un bec de 10 mm de diamètre, nous avons utilisé une distance focale de 180 mm avec une bague allonge de 100 mm. Le champ ainsi obtenu est de 14,9 mm par 12 mm à une distance de 500 mm. L'ensemble du dispositif est représenté schématiquement sur la Figure B-19.

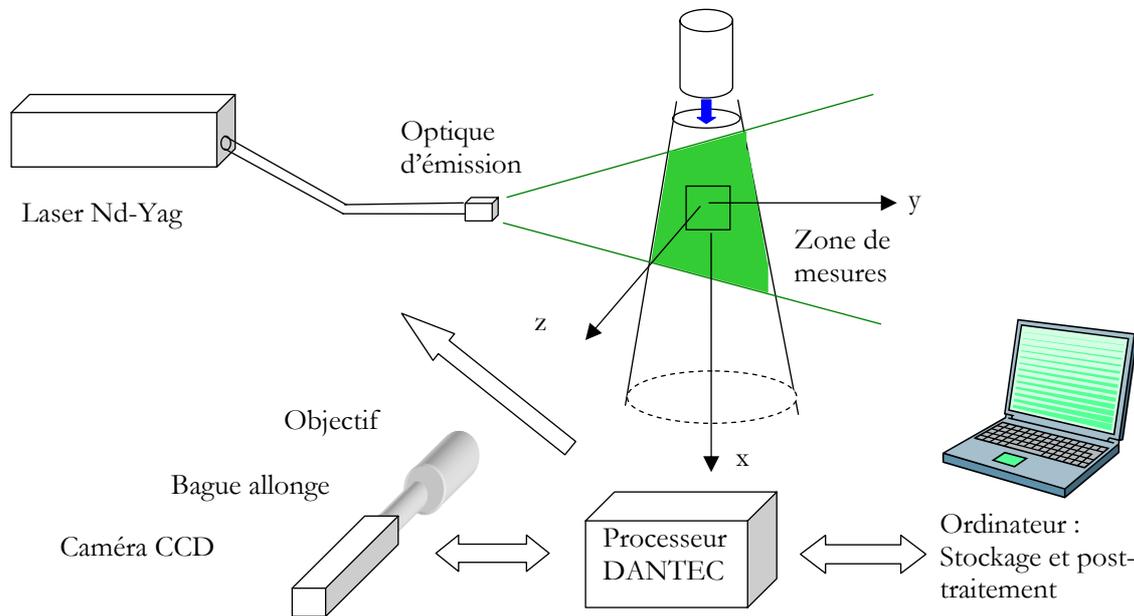


Figure B-19 : schéma de principe de l'installation des éléments PIV

Cette configuration fait apparaître que le plan de visualisation correspondant à (Oxy), les composantes de vitesse récoltées seront U et V complétant ainsi les informations obtenues par ADL (U et W).

Comme pour l'ADL, l'une des difficultés de la technique, pouvant parfois être une source d'erreur, est la qualité de l'ensemencement. Celui-ci doit être important et homogène. Dans notre cas, l'utilisation de particules solides impose un ensemencement de type mécanique. Les tests menés sur le dispositif ont montré que l'ensemencement à brosse utilisé pour les mesures ADL ne permet pas d'atteindre une densité de particules suffisante. Seul l'ensemencement industriel, grâce à un tamis frappé par un marteau, a permis d'obtenir les champs attendus. L'inconvénient de cette méthode est que l'ensemencement est discontinu dans le temps et parfois non homogène. Cette instationnarité de l'écoulement de particules va donc parfois être à l'origine d'images où la densité en traceurs sera faible. Ainsi, afin d'obtenir un nombre de champs suffisant de bonne qualité, c'est-à-dire comportant peu de zones sans particules, un tri important a été nécessaire (sur 700 doublets d'images). De plus, la densité d'ensemencement étant très supérieure à celle utilisée pour l'ADL, les interactions fluides-particules et donc les vitesses mesurées par cette technique, risquent d'être modifiées. La technique PIV sera ainsi un bon révélateur du comportement des particules dans une configuration industrielle fortement ensemencée.

Les algorithmes d'inter-corrélation et de sub-pixels sont ceux contenus dans le logiciel Flowmanager (v3.61) de la société Dantec. De nombreux paramètres de post-traitement ont été testés afin d'obtenir le meilleur résultat. Ainsi, sur les figures suivantes (Figure B-20), on peut voir, en fonction des réglages choisis, les différents champs calculés pour la même paire d'images. Sur la Figure B-20-a, il s'agit d'un post-traitement par inter-corrélation standard avec une fenêtre d'interrogation de 64×64 pixels et un recouvrement des fenêtres de 75%.

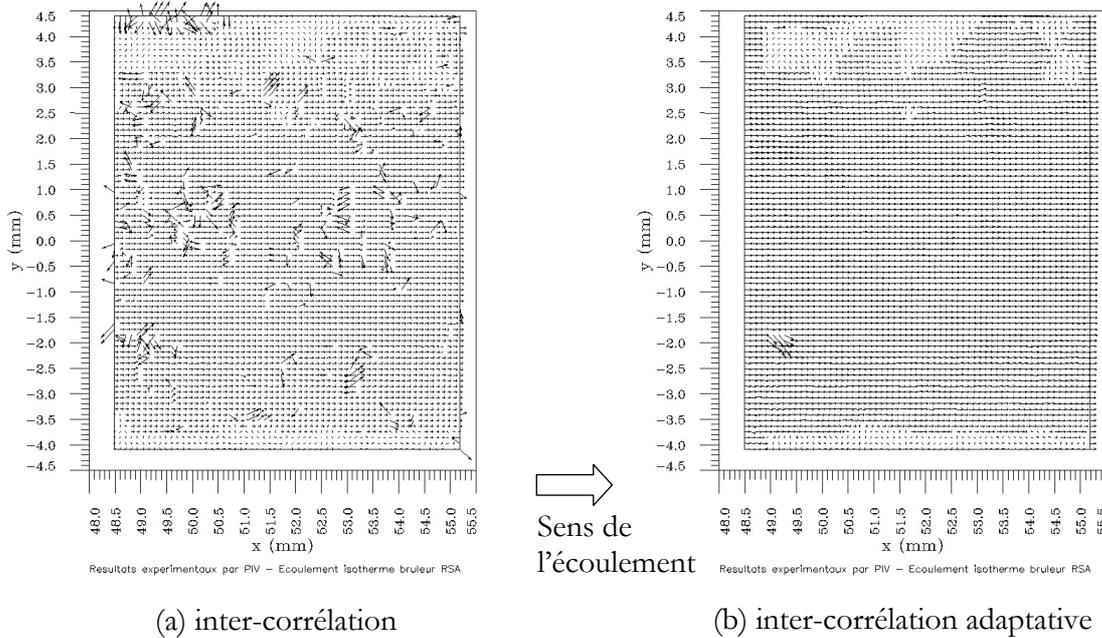


Figure B-20 : champs instantanés obtenus par inter-corrélation

La Figure B-20-b montre le résultat obtenu avec une inter-corrélation adaptative (translation des fenêtres de corrélation) à deux étapes avec une taille de fenêtre initiale de 256×256 pixels et recouvrement de 75%. La taille du maillage est donc de 61×77 dans les deux cas. Sur ces deux figures les avantages apportés par la technique de déplacement des fenêtres apparaissent clairement par la cohérence des vecteurs obtenus dans le cas adaptatif (Figure B-20-b).

Le choix d'un recouvrement à 75% des fenêtres a donc été adopté car il permet d'obtenir un maillage final fin avec une fenêtre d'interrogation initiale grande. Ainsi, bien que l'écoulement étudié reste parfois faiblement ensemencé (instationnarité de l'ensemencement) pour une technique PIV, un grand nombre de particules seront présentes sur la première fenêtre d'interrogation participant ainsi au calcul de corrélation.

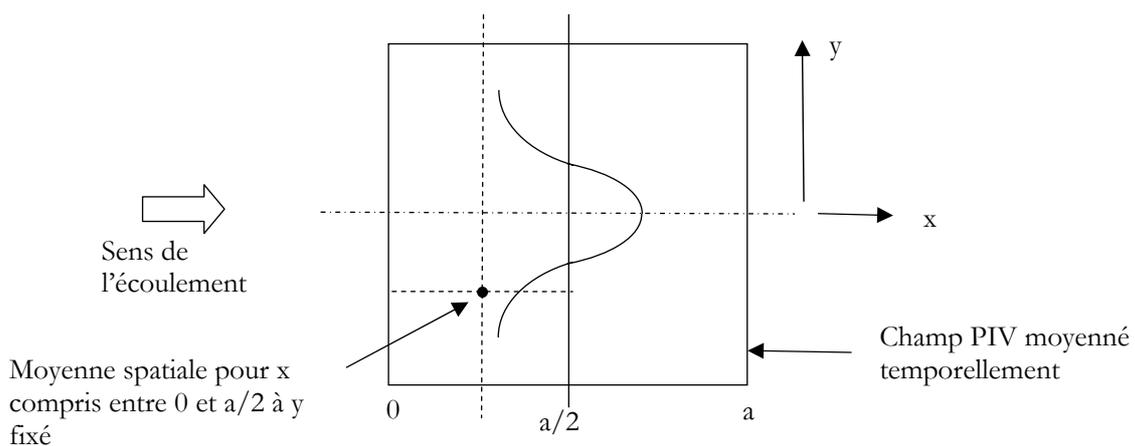


Figure B-21 : principe de calcul des profils de vitesse à partir des champs PIV moyennés temporellement

Afin d'obtenir des profils de vitesse à partir des champs moyennés temporellement, la technique de Muniz (2001) a été adoptée. En faisant l'hypothèse que le champ est suffisamment petit pour que les caractéristiques du jet (ou de la flamme) sur la moitié d'un maillage évoluent

peu, deux profils de vitesse peuvent être extraits. Sur chacun des deux demi-champs, une moyenne spatiale dans la direction X est réalisée pour chaque coordonnée Y (Figure B-21).

Afin de couvrir l'ensemble de l'écoulement avec une résolution suffisante, plusieurs champs ont été réalisés en ensemençant uniquement le jet central.

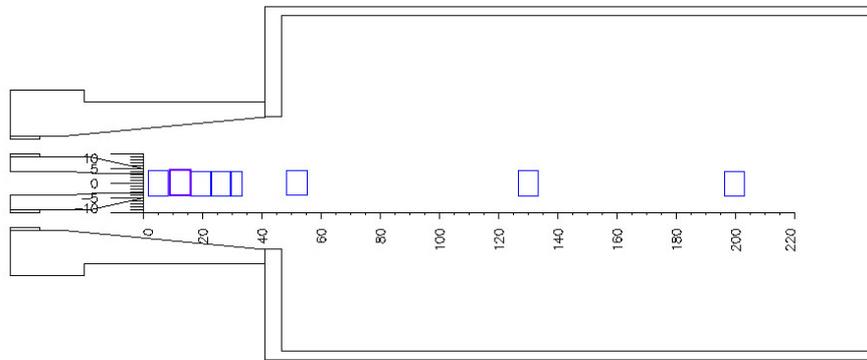


Figure B-22 : positionnement des différents champs PIV pour la configuration 1 isotherme

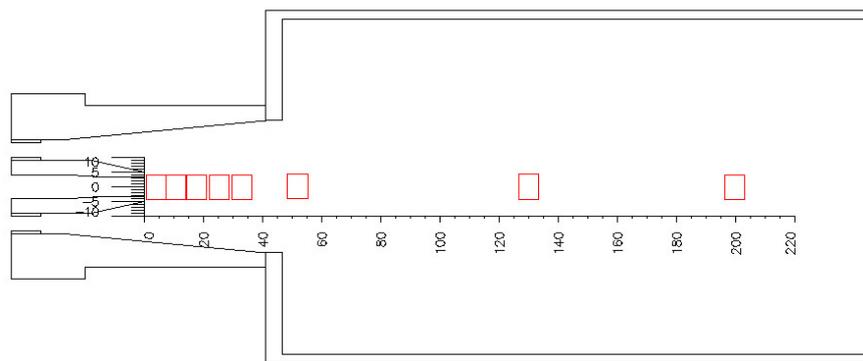


Figure B-23 : positionnement des différents champs PIV pour la configuration 1 réactif

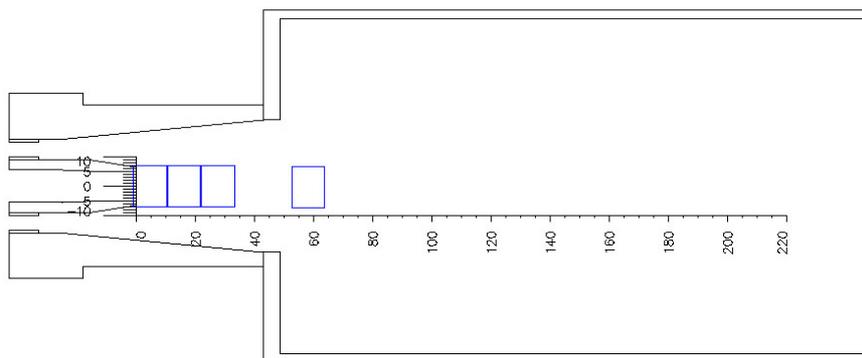


Figure B-24 : positionnement des différents champs PIV pour la configuration 2 isotherme

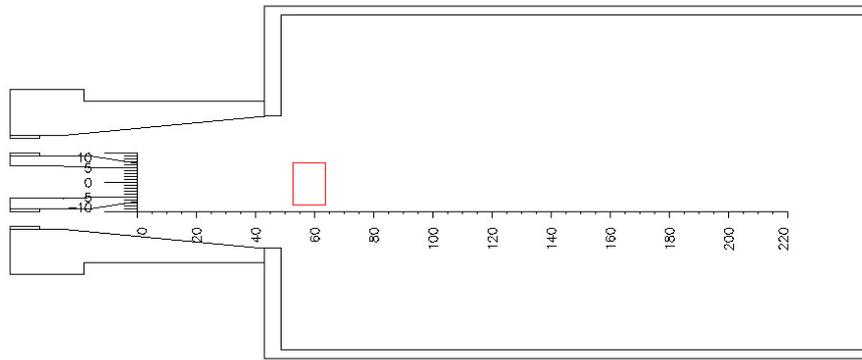


Figure B-25 : positionnement des différents champs PIV pour la configuration 2 réactif

Pour la configuration 1, tous les champs ont été représentés sur les deux figures précédentes (Figure B-22 et Figure B-23) dans les cas isotherme et réactif. Pour la configuration 2, l'écoulement isotherme a été relativement bien couvert. Pour le cas réactif, des températures très élevées à proximité des parois de la buse ont empêché l'utilisation du confinement supérieur transparent. De plus, le rayonnement naturel de la flamme semblant plus élevé dans cette configuration, les filtres n'ont pas suffi et l'utilisation de la PIV a été limitée à un seul champ dans le four. Etant donné les difficultés rencontrées, les configurations suivantes avec bec 10mm (configurations 3 et 4) ont été abandonnées.

B-1-3 Conclusion sur les techniques expérimentales

Nous avons présenté dans cette partie les différentes techniques qui ont été utilisées dans cette étude. Elles peuvent se classer en deux catégories : la première qui regroupe toutes les techniques de visualisation et la deuxième qui se caractérise par la mesure de vitesse.

- Parmi les techniques de visualisation, nous avons présenté la visualisation directe et la tomographie laser. La technique que nous avons appelée chimiluminescence, également exposée, est une application particulière de la visualisation directe (filtrage optique). Nous avons montré que ces méthodes de mesures apporteront des informations sur la structure du front flamme (chimiluminescence), le comportement des particules qui l'ensemencent (visualisation directe et tomographie) et l'identification des zones « chaudes » de l'écoulement réactif (chimiluminescence).

Cependant un certain nombre de difficultés ont été mises en évidence lors de la mise en œuvre de ces méthodes. Ainsi l'intégration lumineuse le long du chemin optique caractérisant certaines techniques (visualisation directe et chimiluminescence), va imposer une limitation lors de l'interprétation des résultats. De plus, il apparaît que ces méthodes non intrusives nécessitent l'utilisation d'accès optique. Ainsi, dans certaines régions, la complexité de la géométrie va occasionner des zones d'ombre ne permettant pas d'obtenir une information.

- Les deux techniques de vélocimétrie ADL et PIV vont apporter des informations quant à la structure aérodynamique des écoulements. La mise en œuvre de ces méthodes de mesures a nécessité l'utilisation de techniques d'ensemencement différentes. Il apparaît que l'ADL du fait de l'ensemencement continu (système TSI) permettra de caractériser clairement l'aérodynamique de l'écoulement. Au contraire, les mesures PIV, grâce à l'ensemencement par tamis, permettront de mettre en évidence le comportement des particules dans les conditions industrielles (densité des particules importante).

Comme pour les techniques de visualisation, les accès optiques bien qu'étant importants ne permettront pas d'avoir des mesures de vitesse dans l'ensemble du dispositif. De plus nous avons mis en évidence dans ce chapitre que ces techniques pouvaient générer des biais sur les vitesses. Toutes ces raisons justifient la mise en œuvre d'une approche numérique menée en parallèle, et que nous allons maintenant présenter.

B-2- Modélisation numérique N3S-Natur

B-2-1 Introduction

Afin de mieux comprendre les mécanismes physiques qui interagissent dans l'écoulement étudié, l'approche expérimentale précédemment décrite permettra l'obtention de nombreuses informations aérothermodynamiques. Les mesures de vitesse par techniques LDA et PIV vont notamment permettre de caractériser les différentes configurations des brûleurs RSA qui ont été présentées (voir B-1-1). Cependant, les accès optiques peu nombreux et les conditions d'expériences difficiles n'autorisent pas une caractérisation complète (zones d'ombre). Dans le but d'utiliser les modèles mathématiques décrivant l'évolution de la structure des particules (ou agrégats de particules) le long d'une trajectoire de l'écoulement, nous avons vu qu'il était nécessaire d'avoir une connaissance parfaite des différents champs de température et de vitesse. Ainsi, une approche numérique complète permettant de simuler l'ensemble des champs pour les écoulements isothermes et réactifs peut être une réponse intéressante à notre problématique globale.

Comme nous le verrons lors de la présentation des résultats expérimentaux, l'écoulement réactif se caractérise par sa nature laminaire. Le logiciel de simulation disponible lors de cette étude est le code de recherche N3S-Natur v1.3. Ses capacités sont étendues mais ont été développées dans le cadre de travaux sur des écoulements présentant des niveaux de turbulence élevés (Touniaire, 1995). Ainsi, pour les écoulements réactifs, seuls des modèles de combustion turbulente (CLE, Cramer) sont disponibles rendant leur application à notre étude difficile. Cependant, la réalisation de simulations (sans activation d'un modèle de turbulence) peut être envisagée dans le cadre d'une application en écoulement isotherme sur la géométrie complexe du brûleur RSA.

L'objectif principal de l'approche numérique est donc de réaliser une simulation de la configuration standard RSA (configuration 1) en écoulement isotherme afin de prédire de façon complète l'ensemble des champs aérodynamiques. La validation de ce dernier sera obtenue par la confrontation avec la base de données fournie par l'expérience.

Nous allons dans une première partie présenter succinctement l'historique de ce code de calcul. Puis nous nous attacherons à présenter les différentes équations de la mécanique des fluides que le code N3S-Natur prend en compte. Enfin, les configurations simulées et les maillages associés ainsi que les conditions initiales et limites seront abordées.

B-2-2 Le code utilisé : N3S-Natur

Les simulations numériques ont été réalisées grâce au code N3S-NATUR développé au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) de l'Ecole Centrale de Lyon depuis 1995. La version 1.0 du code a été développée sur la base des logiciels N3-MUSCL V3.2 et NATURNG. N3S-MUSCL V3.2 est issu de travaux de recherches menés conjointement par l'INRIA, SIMULOG, EDF et RENAULT alors que NATURNG est un code LMFA, développé en collaboration avec METRAFLU et SNECMA.

Le logiciel N3S-NATUR permet de simuler des écoulements tridimensionnels de fluides newtoniens compressibles multi-espèces, avec modèle de turbulence à deux équations de type $k-\varepsilon$. Le repère peut être fixe ou mobile (en rotation uniforme). La prise en compte de maillages déformables est également possible. Il a été adapté pour un fonctionnement sur machines parallèles (mémoire partagée ou distribuée) ou séquentielles.

B-2-3 La modélisation des écoulements isothermes

Le logiciel de calcul résout les équations de Navier–Stokes multi–espèces avec prise en compte ou non de la turbulence suivant un modèle du premier ordre à deux équations (k-ε). Nous présentons succinctement les équations de Navier–Stokes multi–espèces ainsi que les différentes hypothèses effectuées pour fermer le système (N3S-Natur, 2002). Ces équations traduisent les principes de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie et des espèces. En explicitant les notations dans leur ordre d'apparition dans le texte, et avec la convention de sommation sur les indices répétés (notation d'Einstein), ces équations s'écrivent :

2-3-1 Equation de continuité

Traduisant la conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (B.23)$$

où ρ est la masse volumique et u_j la composante de vitesse dans la direction j ($j=1,2,3$). Cette équation traduit le fait qu'au cours du temps la variation de masse dans un volume donné est égale à la différence des flux de masse (ρu_j) entrant et sortant par la frontière de ce volume.

2-3-2 Equation de conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho f_i \quad i=1,2,3 \quad (B.24)$$

où p est la pression thermodynamique, τ_{ij} le tenseur des contraintes visqueuses (qui sera explicité ultérieurement) et ρf_i une force volumique (la gravité par exemple). Cette équation exprime l'égalité entre la quantité d'accélération par unité de volume et les forces extérieures qui s'appliquent à l'unité de volume (pression, force volumique, contraintes visqueuses).

Les fluides étudiés ici sont supposés Newtoniens, c'est à dire qu'il existe une relation linéaire et isotrope liant le tenseur des contraintes et le tenseur des taux de déformation. Ainsi le tenseur des contraintes visqueuses est relié au champ de vitesse par la loi de comportement :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad (B.25)$$

Les écoulements réactifs pouvant présenter de fortes variations de température, la viscosité dynamique des fluides est déterminée en fonction de la température par la loi de Sutherland :

$$\mu(T) = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \frac{T_0 + 110,4}{T + 110,4} \quad (B.26)$$

Avec μ_0 la viscosité du fluide à T_0 .

2-3-3 Equation de conservation de l'enthalpie

Rappelons tout d'abord le principe de conservation de l'énergie, traduit par l'équation écrite ci-dessous :

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j e}{\partial x_j} = \underbrace{\frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j}}_I - \underbrace{\frac{\partial J_j^e}{\partial x_j}}_II + \underbrace{\frac{\partial u_i \tau_{ij}}{\partial x_j}}_III + \underbrace{\rho u_i f_i}_{IV}$$

Dans cette équation e est l'énergie totale et J_j^e son flux dans la direction j . Les termes I, III et IV représentent respectivement le travail des forces de pression, celui des contraintes visqueuses et celui des forces volumiques. Le terme II est lui représentatif des phénomènes de diffusion.

L'enthalpie est définie à partir de l'énergie totale par la relation :

$$h = e - \frac{u_i u_i}{2} + \frac{p}{\rho}$$

Ainsi en soustrayant l'équation de l'énergie cinétique (obtenue à partir de l'équation (B.24)) à celle de l'énergie totale, nous pouvons déduire l'équation de conservation de l'enthalpie :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j h}{\partial x_j} = u_j \frac{\partial p}{\partial x_j} - \frac{\partial J_j^h}{\partial x_j} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial t} \quad (B.27)$$

avec J_j^h le flux d'enthalpie dans la direction j .

2-3-4 Equation de conservation des espèces

Elle s'écrit :

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j Y_k}{\partial x_j} = \rho w_k - \frac{\partial J_j^k}{\partial x_j} \quad (B.28)$$

où Y_k est la fraction massique de l'espèce k , w_k son taux de production (ou de consommation) et J_j^k le flux de Y_k dans la direction j .

Pour un mélange constitué de N espèces, la masse totale étant conservée dans les réactions chimiques, nous obtenons :

$$\sum_{k=1}^N w_k = 0$$

De plus, par définition de la fraction massique, nous pouvons écrire :

$$\sum_{k=1}^N Y_k = 1$$

Ainsi, par sommation des N équations des N espèces précédentes, nous retrouvons l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad \text{et} \quad \sum_{k=1}^N \frac{\partial J_j^k}{\partial x_j} = 0$$

Ce système est fermé en ajoutant une relation supplémentaire : une équation d'état. Nous supposons dans la suite de ce travail que les écoulements considérés sont des écoulements gazeux de fluides parfaits. L'équation d'état s'écrit donc :

$$\frac{p}{\rho} = r T \sum_{k=1}^N \frac{Y_k}{M_k} \quad (B.29)$$

pour un mélange gazeux constitués de N espèces. M_k est la masse molaire de l'espèce k et r la constante des gaz parfaits.

Enfin, une relation supplémentaire est nécessaire pour déterminer la température en fonction de l'enthalpie. Cette relation s'écrit :

$$h(T) = \sum_{k=1}^N h_k Y_k = \sum_{k=1}^N h_k^0 Y_k + \sum_{k=1}^N Y_k \int_{T_0}^T C_{p_k}(T) dT \quad (B.30)$$

où h_0 est l'enthalpie de formation de l'espèce k à la température T_0 , h_k^0 et C_{p_k} sont des polynômes fonction de la température dont les coefficients sont issus des tables Chemkin.

2-3-5 Expression des flux moléculaires

Dans les écoulements turbulents, les flux moléculaires sont la plupart du temps négligeables par rapport aux flux turbulents sauf au niveau des petites structures. Dans un écoulement laminaire ces flux ne peuvent pas être négligés. Nous en donnons ci-dessous les expressions.

Flux de diffusion de quantité de mouvement

Pour déterminer la viscosité dynamique du mélange, la loi empirique de Wilke est utilisée :

$$\mu = \sum_k \frac{X_k \mu_k}{\phi_k} \quad (B.31)$$

avec

$$X_k = \frac{Y_k}{M_k \sum_l \frac{Y_l}{M_l}} \quad (B.32)$$

et

$$\phi_k = \sum_j X_j \left(1 + \sqrt{\frac{\mu_k}{\mu_j}} \left(\frac{M_j}{M_k} \right)^{1/4} \right)^2 \left(\sqrt{8 \left(1 + \frac{M_k}{M_j} \right)} \right)^{-1} \quad (B.33)$$

Flux de diffusion des espèces

Pour les écoulements gazeux dont la température et la pression ne sont pas extrêmement élevées, on néglige généralement la diffusion de masse due au gradient de température (effet Soret) et celle due au gradient de pression (la barodiffusion). Si l'on considère de plus un mélange où l'un des constituants est majoritaire alors le flux de diffusion des espèces s'écrit :

$$J_j^k = -\rho D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} \quad (B.34)$$

où D_k est le coefficient de diffusion de k par rapport à l'espèce majoritaire. Si nous introduisons Sc_k , le nombre de Schmidt de l'espèce k, le flux de k s'exprime aussi par :

$$J_j^k = -\frac{\mu}{Sc_k} \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} \quad (B.35)$$

avec

$$Sc_k = \frac{\mu}{\rho D_k} \quad (B.36)$$

Sc_k quantifie le rapport entre la diffusion de quantité de mouvement et la diffusion de la masse de l'espèce k .

Flux de diffusion d'enthalpie

Si l'on néglige la diffusion d'enthalpie due au gradient de concentration, effet Dufour, le flux de diffusion d'enthalpie s'écrit :

$$J_j^h = -\frac{\mu}{Pr} \left(\frac{\partial h}{\partial x_j} + \sum_k \left(\frac{Pr}{Sc_k} - 1 \right) h_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_j} \right) \quad (B.37)$$

Le nombre de Prandtl, Pr , évalue l'importance de la diffusion de quantité de mouvement par rapport à la diffusion de température. Si λ représente le coefficient de conductivité thermique, Pr s'exprime par :

$$Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda}$$

On note $Le = Sc_k / Pr$ le nombre de Lewis qui quantifie le rapport de la diffusion thermique à la diffusion moléculaire. Si $Le = 1$, l'équation d'enthalpie se simplifie considérablement.

Pour la conductivité du mélange une loi empirique de Wilke est utilisée :

$$\lambda = \sum_k \frac{X_k \lambda_k}{\phi_k} \quad (B.38)$$

Dans le cadre de cette étude, les calculs réalisés sont de type laminaire et ne font donc intervenir aucun modèle de turbulence.

B-2-4 Les configurations géométriques

Comme nous l'avons vu précédemment, les brûleurs RSA possèdent deux confinements distincts générés par la buse et le four. Dans le cadre de l'étude numérique, nous nous sommes limités à la modélisation de la partie haute car elle représente la zone de développement du jet la plus sensible et permet de garder des dimensions de maillages raisonnables par rapport aux moyens de calculs disponibles (PC Linux).

Avec un diamètre intérieur du bec de 6.4 mm, nous avons alors la configuration géométrique dite standard actuellement utilisée en production et qui représente un cas de référence. C'est sur cette géométrie que la plupart des calculs ont été réalisés. Néanmoins, afin de générer des microbilles de diamètre supérieur, des essais menés au sein de RSA ont amené à la réalisation d'autres configurations géométriques décrites dans les chapitres précédents. Comme nous le verrons lors de l'étude des différentes granulométries, la configuration 2 (bec 10mm) présente des différences significatives par rapport au cas standard (configuration 1). Quelques calculs ont donc été réalisés sur cette deuxième géométrie pour mettre en évidence les modifications que cela occasionne sur l'écoulement.

En résumé, deux géométries de la partie haute du confinement (buse) ont été modélisées : une première représentant le cas standard c'est-à-dire un bec de diamètre 6,4 mm et une deuxième, le bec de diamètre 10 mm pour laquelle le demi-angle au sommet est inférieur à 7° .

B-2-5 Les maillages

Afin de réaliser des calculs 2D axisymétriques, les maillages obtenus grâce à un logiciel interne (Manet2d) sont de type bidimensionnel et constituent une discrétisation par éléments finis triangulaires des différentes géométries. Ceux-ci ont été par la suite modifiés localement afin d'éliminer des conditions aux limites doubles (éléments situés sur les bords).

Les zones où de forts gradients sont prévisibles ont été raffinées afin d'obtenir une bonne prévision de tous les phénomènes s'y développant. Il s'agit du cas de l'élargissement brusque apparaissant derrière l'injection d'hydrogène (gradient de vitesse) et de toute la zone de mélange entre le jet central et le jet périphérique (gradients de vitesse et de concentration).

Une analyse de sensibilité des résultats au maillage a été effectuée en réalisant des calculs sur des maillages de plus en plus raffinés. Les résultats obtenus sur les premiers maillages (les moins raffinés) ont montré une décroissance des vitesses axiales beaucoup plus rapide que celle obtenue avec les résultats expérimentaux. Les maillages les plus raffinés étant consommateurs de ressources informatiques, il n'a pas été possible d'obtenir un résultat convergé dans un temps raisonnable. Ainsi il a été nécessaire de trouver un compromis prenant en compte le temps de calcul (ressources informatiques).

Deux maillages ont donc été utilisés :

- un maillage de la géométrie standard raffiné (15000 nœuds)
- un maillage de la géométrie avec le bec de diamètre 10 mm (18000 nœuds)

Les maillages sont présentés plus en détails dans l'annexe B.

B-2-6 Les conditions aux limites

Les conditions aux limites acceptées par N3S-NATUR permettent de traiter des conditions de parois, des frontières entrantes et sortantes et des axes de symétrie. Deux types de conditions aux limites peuvent être utilisées : les conditions de Dirichlet et les conditions de flux.

- Les conditions de Dirichlet sont obtenues en imposant les valeurs aux limites directement dans le vecteur solution. Elles garantissent donc le maintien de ces valeurs aux limites, mais elles imposent une forte contrainte au solveur car elles ne satisfont pas aux critères de conservation du schéma numérique. Cette contrainte peut alors entraîner l'apparition d'instabilités numériques.

- Dans le cas d'une condition de flux, les valeurs aux limites sont imposées dans le calcul des flux aux frontières. Ce type de condition est dit faible car elle permet, dans une certaine mesure, une adaptation des conditions aux limites en fonction des informations provenant de l'intérieur du domaine. Lorsque la convergence est atteinte, le calcul doit restituer la valeur imposée. L'inconvénient de ce type de condition est directement lié à sa faculté d'adaptation : en présence d'une forte instabilité numérique, il peut apparaître une dérive des conditions aux limites entraînant la divergence du solveur. Cependant, cette contrainte apparaissant moins sévère que celle intervenant lors de l'utilisation des conditions de Dirichlet, c'est ce type de condition que nous avons utilisé.

Pour toutes les parois nous avons adopté une condition de glissement ($\vec{v} \cdot \vec{n} = 0$) sur paroi adiabatique.

Pour les faces de sortie nous avons choisi une condition de Dirichlet sur le flux dans lequel on impose le profil de pression p . La seule donnée nécessaire ici est la pression imposée. Dans toutes les configurations testées, la face de sortie réelle débouchant sur un grand volume à pression atmosphérique, c'est cette dernière qui est utilisée comme condition limite en sortie du domaine. De plus, l'écriture de l'équation de Bernoulli sur une ligne de courant montre que, étant donné les faibles vitesses, la pression évolue peu à l'intérieur du confinement.

Pour les faces d'entrée nous avons utilisé une condition de Dirichlet sur les flux de quantité de mouvement, de température et des variables scalaires. Les données nécessaires dans un calcul non turbulent sont les trois composantes de vitesse (U, V, W), la pression (P), la température (T) et les fractions massiques des espèces (Y_i).

Plusieurs conditions aux limites d'entrée ont été utilisées sur la première géométrie. Les résultats des calculs ainsi réalisés ont été comparés avec la base de données expérimentale afin de déterminer les conditions aux limites les plus adaptées à l'écoulement.

B-2-7 Les conditions initiales

Nous avons pu constater lors de ces calculs, que le solveur est extrêmement sensible aux conditions d'initialisation. Il est donc important d'identifier le meilleur moyen de débiter un calcul sans créer d'instabilités dans les schémas numériques et également diminuer le nombre d'itérations nécessaires pour obtenir la convergence. Le logiciel offre une grande liberté pour l'imposition des conditions initiales. En effet, il est possible de fixer l'état de toutes les variables en chacun des nœuds.

Ainsi, comme pour les conditions aux limites, plusieurs essais d'initialisation ont été testés.

Les configurations d'initialisation retenues, notamment pour les variables de fraction massique des gaz, sont les suivantes :

- 1- initialisation avec $Y_{H_2}=1 \forall y > R_{bec}$ et $Y_{O_2}=1 \forall y < R_{bec}$: on initialise avec un jet central d'oxygène sans épanouissement au milieu d'un environnement d'hydrogène dans le but de voir, lors du calcul, l'établissement de la zone de mélange.
- 2- initialisation avec $Y_{H_2}=1 \forall y$: l'hydrogène est placé partout dans le confinement afin de permettre l'établissement du jet d'oxygène dans un environnement d'hydrogène.
- 3- initialisation avec $Y_{O_2}=1 \forall y$: au contraire, dans ce cas, l'objectif est de permettre l'établissement de l'écoulement d'hydrogène dans un environnement d'oxygène.

Pour chacune des initialisations testées la vitesse longitudinale a été fixée afin de répondre aux exigences de la conservation du débit ($P=cste=P_{sortie}$ et $T=cste=300K$) et la vitesse transversale considérée nulle.

Dans le premier cas (1), l'absence de zone de mélange à l'interface entre les deux gaz provoque rapidement une instabilité du schéma numérique et ne permet pas la convergence. De même pour la deuxième initialisation (2) où nous constatons un développement correct du jet périphérique d'hydrogène dans l'environnement hydrogène. Par contre, quel que soit l'ajustement des paramètres numériques, il est impossible d'obtenir l'établissement du jet d'oxygène central. Il semble que l'origine de ces problèmes numériques provienne des caractéristiques physiques des gaz, très éloignées, provoquant localement de forts gradients. Seul le dernier cas (3) a permis de générer un développement correct des deux jets. Cependant, l'inconvénient est alors une augmentation considérable du temps de calcul avant l'établissement d'un écoulement complètement développé (plus de 200000 itérations).

Pour résumer, l'ensemble des calculs a été initialisé en considérant un environnement d'oxygène dans tout le domaine et en respectant les conditions suivantes :

- vitesse transversale nulle $V=0$
- vitesse longitudinale égale à la vitesse débitante moyenne $U=U_Q$
- pression égale à la pression de sortie $P=Pa$
- température égale à la température standard $T=300\text{ K}$
- fraction massique d'oxygène égale à 1 sur tout le domaine $Y_{O_2}=1$

Les calculs ont été réalisés sur deux configurations choisies (config. 1 et 2) dans le cas d'un écoulement isotherme.

B-2-8 Conclusion sur la modélisation numérique

Une modélisation numérique des écoulements isothermes générés par les brûleurs des configurations 1 (référence) et 2 (bec 10mm) a donc été réalisée grâce au code de calcul N3S-Natur v1.3. Ces simulations ont pour but de fournir des informations aérodynamiques des régions non couvertes par les techniques de mesures expérimentales, permettant ainsi une analyse plus complète des phénomènes physiques pouvant s'y développer.

La mise en œuvre d'un tel calcul (écoulement laminaire), peu adapté à la nature turbulente pour laquelle a été développé le code, a nécessité l'adaptation de nombreux paramètres. Tout d'abord, une optimisation de la taille des maillages a été réalisée afin de trouver un compromis entre prise en compte des phénomènes physiques et temps de calcul raisonnable.

Ensuite, l'utilisation de plusieurs types de conditions aux limites ainsi que d'initialisation ont été nécessaires afin d'obtenir une convergence vers un résultat coïncidant avec les mesures expérimentales.

Partie C- Analyse aérothermodynamique de la flamme O₂/H₂ensemencée

Comme exposé dans le chapitre A-3-, le but de cette étude est de comprendre et mettre en évidence les mécanismes physiques intervenant dans la génération de microbilles saphir ; l'objectif industriel étant de maîtriser le processus de fabrication afin de contrôler le diamètre des particules.

Nous avons vu que des phénomènes de coagulation et de coalescence interviennent dans le processus de génération de microbilles. Ces mécanismes de transformation présentent une sensibilité aux différentes conditions rencontrées par les particules lors de leur transit dans la flamme. Il est donc nécessaire d'obtenir une description détaillée de l'écoulement réactif.

Afin de répondre à la problématique de cette étude, nous allons d'abord nous intéresser à la caractérisation des principaux mécanismes physiques apparaissant dans la configuration standard industrielle (configuration 1). Puis par l'étude complémentaire de plusieurs configurations d'écoulement possédant chacune des caractéristiques de production différentes (granulométrie), nous affinerons les hypothèses liées au processus de transformation. La mise en œuvre des techniques expérimentales et numériques précédemment décrites permettra d'établir les bases de notre analyse.

C-1- Le brûleur standard RSA

Nous allons nous intéresser dans ce chapitre à la structure de l'écoulement et aux différents mécanismes physiques intervenant dans le mélange et la combustion obtenus avec ce type de brûleur. L'étude de la flamme sera précédée de l'examen de l'écoulement isotherme. En effet, celle-ci permettra d'ébaucher les mécanismes aérodynamiques intervenant dans cette configuration très particulière. Il faut noter effectivement que la configuration du brûleur est peu habituelle puisque l'écoulement coaxial est dirigé vers le bas et que le combustible (l'hydrogène) est situé en périphérie. Cette disposition est peu décrite dans la littérature ce qui donne un caractère original à cette étude et nécessite une approche isotherme des phénomènes rencontrés. Il est clair cependant que la flamme modifiera de façon importante la structure de l'écoulement.

L'étude de l'écoulement réactif débutera par l'examen des grandeurs aérodynamiques de la flamme. La mise en évidence des gradients de vitesse et des zones de forts dégagements de chaleurs notamment, permettra de poursuivre l'analyse du point de vue du comportement des particules.

C-1-1 Caractérisation isotherme

Dans le cadre de cette étude isotherme, nous ferons appel à certaines notions sur les jets qui ont été regroupées dans l'annexe C.

La configuration du brûleur RSA, telle qu'elle a été décrite dans le chapitre précédent, fait donc apparaître une étude complexe portant sur deux jets coaxiaux verticaux descendants avec un rapport de densité initial $R\rho=0,063$ indiquant donc des caractéristiques de jet négativement flottable ($\rho_{e,0}=\rho_{H_2}=0,08078 \text{ kg/m}^3 < \rho_{i,0}=\rho_{O_2}=1,284 \text{ kg/m}^3$). De plus, la valeur du nombre de Reynolds basé sur la vitesse débitante et le diamètre de sortie du bec laisse présager d'un comportement initial laminaire ($Re=1950$).

Les informations qui sont disponibles grâce aux valeurs de débit ne concernent que les vitesses débitantes localisées dans les zones de la crépine (jets d'hydrogène) et du bec (jet d'oxygène). Etant donné la complexité de la géométrie du brûleur, ceci est très insuffisant pour caractériser avec précision les conditions initiales des deux jets coaxiaux. C'est la raison pour laquelle nous allons nous intéresser dans une première étape à déterminer l'écoulement dans le plan de sortie de l'injecteur d'oxygène (bec) car c'est ce dernier qui servira de plan de référence dans le reste de l'étude. En effet, l'injection d'hydrogène s'effectuant en amont de l'oxygène, le

développement de l'écoulement extérieur peut fortement évoluer entre la crépine et la région du bec où il va commencer à interagir avec le jet central d'oxygène. Cette région d'évolution de l'écoulement externe étant située dans une zone inaccessible à la mesure, nous utiliserons le plan du bec comme plan de référence (Figure C-1).

La condition de sortie de l'oxygène sera également observée afin de compléter les informations permettant d'effectuer des comparaisons avec les différentes études fournies par la littérature. En effet, les conditions de génération (géométrie du bec, rugosité, ...) peuvent avoir une influence sur la structure même du jet et son développement (Caminat 1999, Boguslawski 1979).

1-1-1 Les caractéristiques initiales

Avant d'aborder l'étude du développement de l'écoulement, il est nécessaire de déterminer avec précision les caractéristiques initiales des deux jets (H_2 et O_2) avant leur interaction. Celles-ci sont donc observées dans le plan $x=0$ (largement accessible à la mesure) correspondant à la face de sortie du jet central d'oxygène.

Les jets d'hydrogène

L'écoulement coaxial d'hydrogène est complexe car obtenu à partir de neuf jets équidistants situés autour de l'injecteur d'oxygène et pouvant interagir entre eux pour ne former qu'un seul jet extérieur. Du fait de la difficulté de la mesure dans cette zone (pas d'accès optique) nous avons très peu de données expérimentales en amont du plan de référence ($x=0$). Les seules valeurs auxquelles nous avons accès sont les conditions de sortie de la crépine en A_1 (Figure C-1) que nous supposons uniformes en chaque orifice et le premier profil ADL réalisé au plus près de la sortie du bec (plan de référence, $x=0$). En ce qui concerne la simulation numérique qui au contraire donne un accès à toutes les zones de l'écoulement, elle est utilisée dans des configurations 2D axisymétriques. Ceci signifie donc que le jet extérieur simulé est issu d'une fente annulaire et que l'interaction entre les jets d'hydrogène, si elle existe, ne sera pas prise en compte. La décroissance de vitesse obtenue dans cette configuration simulée donnera cependant une estimation des valeurs réelles qui pourront être confrontées pour les dernières valeurs (au voisinage du bec) avec les mesures expérimentales.

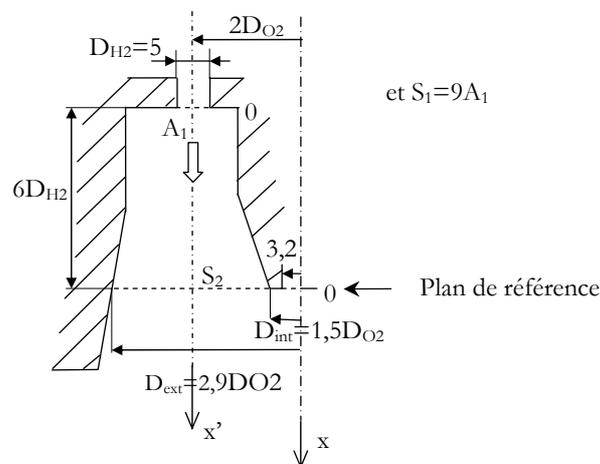


Figure C-1 : schéma de la géométrie de la zone d'injection des gaz (configuration 1)

Le calcul du débit massique d'hydrogène, qui se conserve dans cette première zone de développement du jet, va permettre d'estimer la vitesse débitante équivalente dans le plan de sortie (S2). Ainsi avec $U_{QA1}=2,44\text{m/s}$ ($Re=110$), l'on a $U_{QS2}=0,43\text{m/s}$.

Le profil transversal de la vitesse longitudinale U dans le plan de sortie (ADL) montre, lorsqu'il est comparé avec les profils uniformes correspondants (Figure C-2), que la décroissance axiale du jet d'hydrogène est importante. En effet, la comparaison de la vitesse débitante au niveau d'un orifice de la crépine et de la vitesse maximale du profil met en évidence cette décroissance. De plus, il apparaît que le profil de l'écoulement externe n'étant pas uniforme, cela va rendre difficile la comparaison avec les études classiques des jets coaxiaux de la littérature (Champagne 1971, Antonia 1973, Warda 1999).

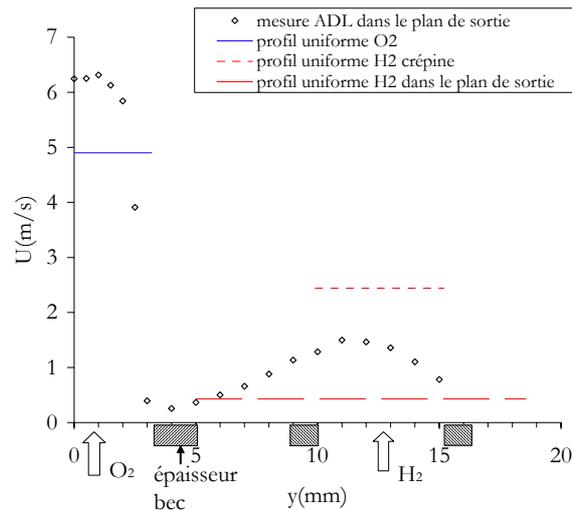


Figure C-2 : profils transversaux dans le plan de sortie du bec (configuration 1)

Cette décroissance peut être comparée avec les simulations numériques réalisées dans ce cas (configuration 1) pour une distance $x' < 18\text{mm}$ ($=3,6D_{H_2}$). En effet, au-delà, l'apparition d'une zone de décollement le long du bec dans la configuration calculée (Figure C-3) influence fortement l'écoulement extérieur (H_2) en le repoussant vers la paroi de la buse (y grands). Dans ce cas, la décroissance des grandeurs calculées peut en être affectée.

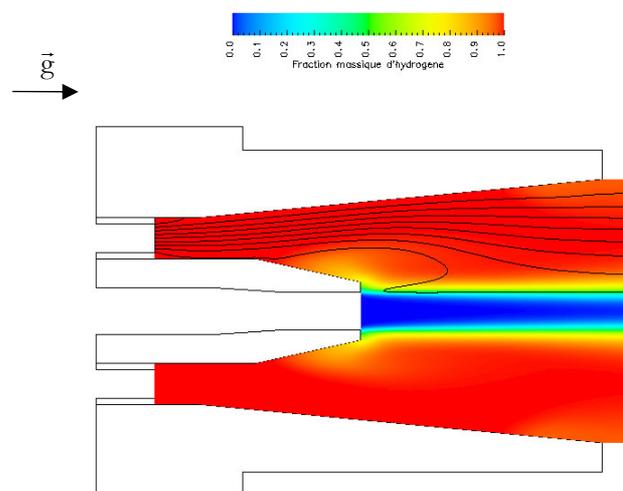


Figure C-3 : lignes de courant superposées au champ de fraction massique d'hydrogène (calculs N3S)

Afin de tracer les évolutions axiales dans la zone le long du bec, nous avons adopté un axe Ox' dont l'origine est située au niveau de la crépine (Figure C-1).

L'observation de la position du maximum de vitesse axiale calculé (N3S) du jet d'hydrogène montre un faible décalage vers l'extérieur (y grands) même pour des $x' < 18\text{mm}$ alors que le premier profil expérimental, au contraire, se situe plus proche du bec (Figure C-4 a). Ceci met en évidence l'influence de cette zone de décollement prédite par le calcul et qui ne semble pas exister dans le dispositif expérimental. Cette différence de comportement est confirmée par la comparaison des deux profils (calcul et expérience) situés à $x' = 37\text{mm}$.

L'extrapolation de la décroissance du maximum de vitesse axiale (Figure C-4 b) montre, dans le cas calculé (N3S), une légère sous-estimation des valeurs par rapport aux premières données expérimentales. La comparaison avec des résultats théoriques calculés sur la décroissance d'un seul jet laminaire (Schlichting, 1979) met en évidence une sous-estimation encore plus grande des vitesses axiales par rapport à l'expérience. Cet écart important peut être lié aux interactions entre les différents jets d'hydrogène issus de la crépine qui, aussi bien dans les simulations que dans le calcul théorique, ne sont pas prises en compte. De plus, dans le cas du calcul mené à partir de la théorie laminaire de Schlichting (1979), l'influence du jet central d'oxygène sur l'écoulement périphérique n'intervient pas. En effet, que ce soit pour les données expérimentales ou les valeurs issues de la simulation (N3S), le développement du jet extérieur est influencé par son environnement. L'intérêt de cette comparaison, outre de déterminer les caractéristiques du jet d'hydrogène dans le plan de référence, est de montrer que des phénomènes liés à l'interaction entre les deux jets coaxiaux peuvent influencer fortement le développement de l'écoulement. Parmi les phénomènes physiques pouvant intervenir dans cette étude, on notera que les effets de flottabilité seront sans doute à considérer.

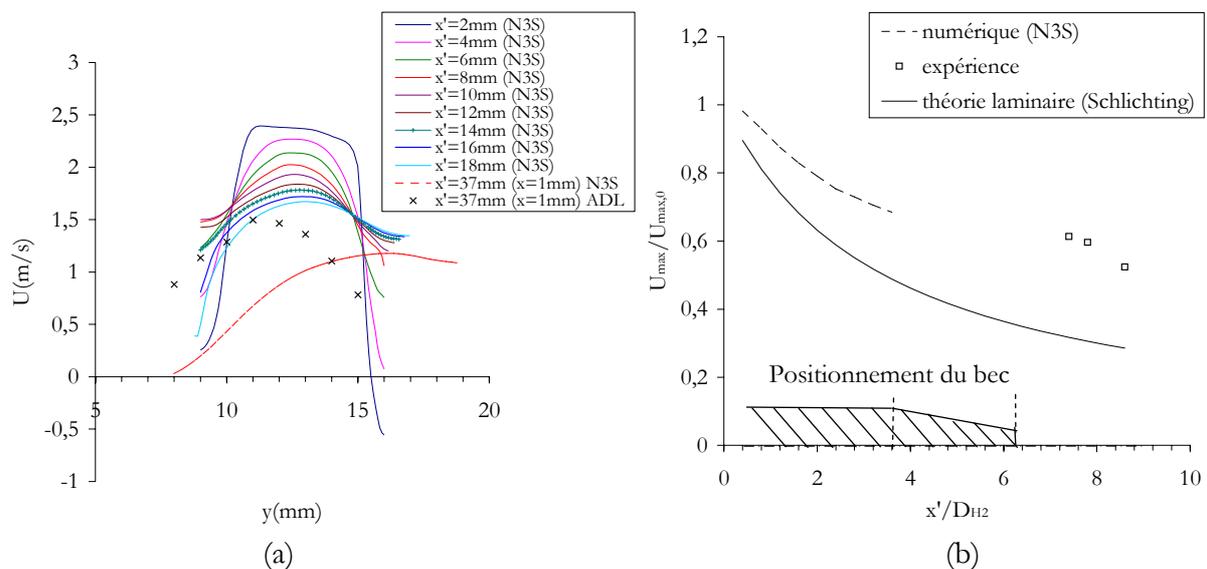


Figure C-4 : (a) profils transversaux de vitesse moyenne axiale du jet d'hydrogène, (b) évolutions longitudinales de la vitesse maximale du jet d'hydrogène

Le débit volumique du jet d'hydrogène calculé dans le plan de sortie à partir du profil ADL de la Figure C-2, et en faisant l'hypothèse d'axisymétrie, est supérieur de plus de 70% au débit obtenu à partir du profil uniforme. C'est-à-dire que la conservation du débit volumique (faible variation de pression) entre la crépine (débit imposé par le débitmètre) et le plan de sortie impose une vitesse débitante qui est très inférieure à la vitesse mesurée effectivement dans cette zone. Il semble donc, sous réserve que le débit nominal est bien celui appliqué par la commande du débitmètre massique, qu'à cette abscisse, l'écoulement n'est pas axisymétrique et que les jets d'hydrogène bien qu'interagissant sans doute entre eux n'ont pas perdu leur caractère individuel. L'une des hypothèses qui peut être avancée ici est que les jets issus de la crépine sont laminaires

(le nombre de Reynolds construit sur la vitesse débitante et le diamètre d'un seul orifice de la crépine est égal à 110) et ne présentent donc pas un fort épanouissement. La distance séparant deux orifices étant de 9mm ($\cong 2D_{H_2}$), il est possible que les jets se comportent alors comme des jets isolés. Dans ce cas, l'interaction entre jets étant faible, cela peut expliquer un écoulement coaxial d'hydrogène non axisymétrique. Ceci peut être une source de complexité quant à l'interaction des jets d'hydrogène avec le jet d'oxygène. Il convient alors d'examiner plus en détail la structure de l'écoulement plus en aval.

Les figures ci-dessous (Figure C-5 (a), (b)) mettent en évidence que la vitesse moyenne du jet coaxial d'hydrogène décroît très vite après le plan d'injection d'oxygène. De ce fait, le premier profil mesuré plus à l'aval, dans la zone du four ($x/D_{O_2}=7.8$) fait apparaître une structure de jet unique. L'interaction entre les jets issus de la crépine n'influencera l'écoulement que dans le confinement initial (buse). Au-delà de cette zone nous considérerons l'écoulement comme étant celui d'un jet se développant dans de l'hydrogène au repos. L'effet de la présence de l'hydrogène environnant sur le développement de l'écoulement d'oxygène sera abordé plus en détail dans la suite de l'étude.

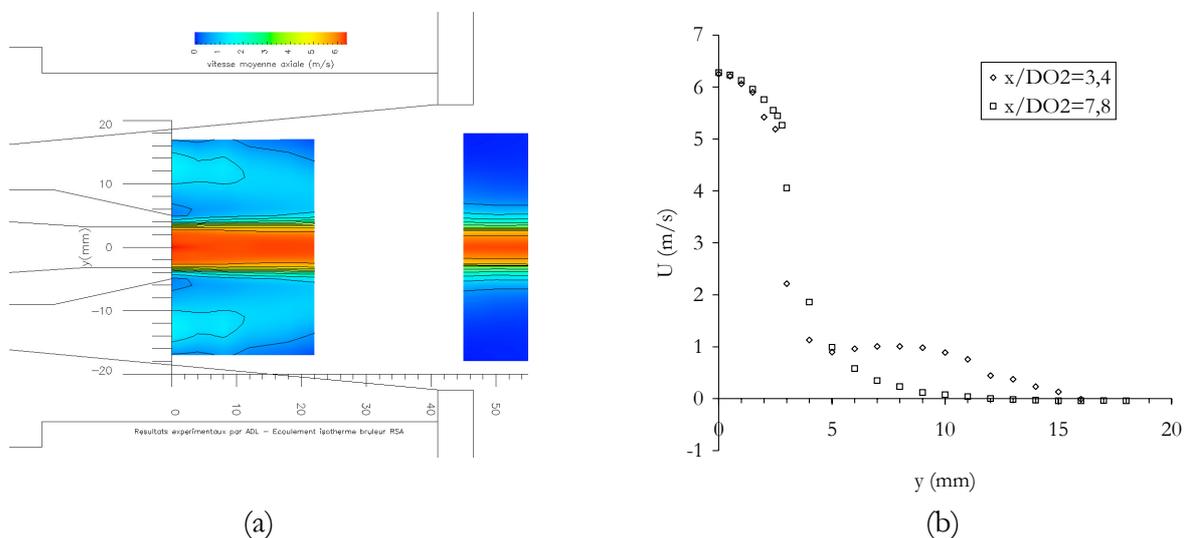


Figure C-5 : (a) champ de vitesse moyenne axiale ADL (b) profil transversaux de vitesse longitudinale pour 2 positions axiales

Le nombre de Reynolds d'un jet d'hydrogène issu d'un seul orifice de la crépine est initialement de 110 caractérisant une nature complètement laminaire de l'écoulement. Il est alors intéressant dans le cadre de la caractérisation de l'écoulement périphérique d'hydrogène dans le plan de référence, d'observer sa nature dans cette région. L'intensité de turbulence mesurée dans le plan de sortie ($x=0$ mm) révèle un faible niveau sur l'axe du jet d'hydrogène ($y\cong 12$ mm, Figure C-6). La valeur se situant autour de 3% indique donc que l'écoulement considéré dans cette zone semble être plutôt turbulent. Il faut cependant remarquer que les fluctuations de vitesse U_{rms} mesurées par ADL ne sont que de 0,05m/s, ce qui les situe dans les limites de validité de la technique expérimentale.

Sur les bords de cet écoulement pour $y=9$ et 15 mm, le niveau d'intensité de turbulence plus élevé est la conséquence vraisemblablement d'une légère instabilité de la frontière entre les jets coaxiaux. En effet, le gradient de vitesse axiale (dU/dy) étant maximum dans cette région, le moindre décalage de la zone par rapport au point fixe de mesure ADL va provoquer une augmentation significative des fluctuations. Ces « pics » de fluctuations sont souvent constatés dans les études de jets laminaires ou faiblement turbulents comme par exemple dans les travaux de Barlow (1990).

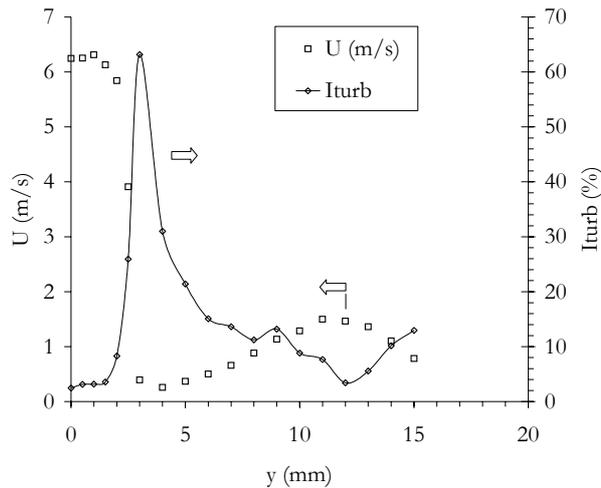


Figure C-6 : Demi profils transversaux de vitesse axiale et d'intensité de turbulence en $x=0\text{mm}$ (ADL)

Le jet d'oxygène :

Afin d'obtenir avec précision les caractéristiques d'établissement du jet central d'oxygène, plusieurs paramètres doivent être pris en compte. Ainsi, on s'intéressera à :

- l'influence de la géométrie de l'injecteur (le bec)
- le niveau de turbulence initial du jet (le nombre de Reynolds)
- Le rapport initial de masse volumique entre le jet central et son environnement.

Comme il a déjà été indiqué dans le chapitre de présentation du dispositif expérimental, l'écoulement central est généré grâce à un circuit se terminant par un tube de longueur suffisante pour générer un écoulement développé de conduite. On observe sur la Figure C-7 (a) que le profil de vitesse moyenne axiale de l'écoulement d'oxygène réalisé dans le plan de sortie du bec présente un aspect symétrique indiquant donc que les conditions initiales de génération du jet central sont parfaitement axisymétriques. On constate également que le profil présente une forme particulière assez éloignée du profil uniforme classiquement utilisé dans les études de jet.

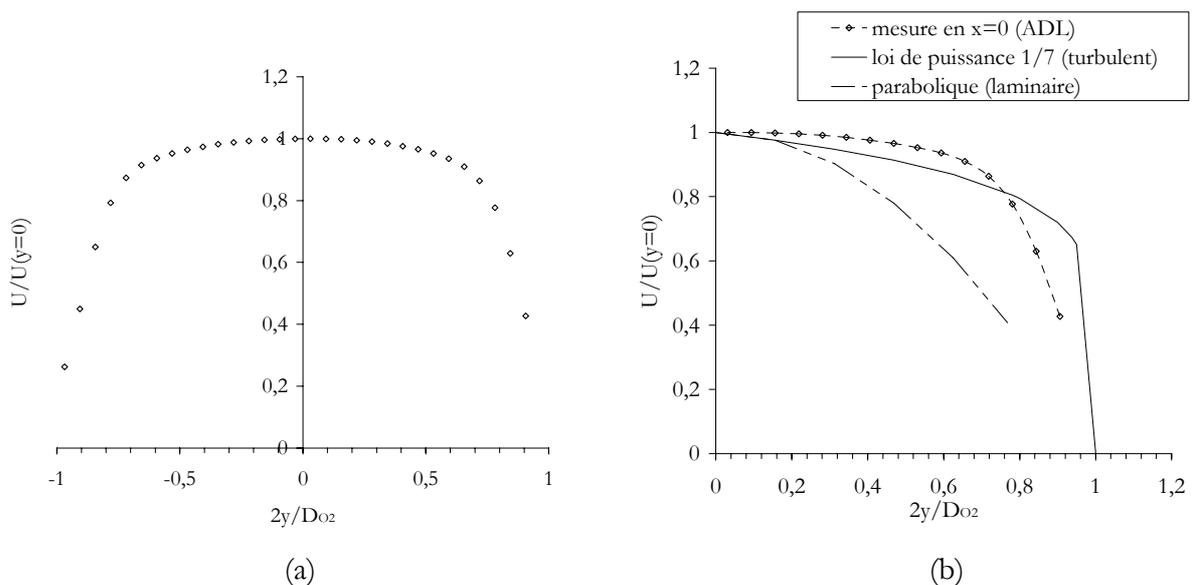


Figure C-7 : Profils transversaux de vitesse axiale $x=0$ (ADL) ; (a) : profil complet, (b) : demi profil comparé aux profils théoriques laminaire et turbulent

La confrontation du profil mesuré avec des profils théoriques d'écoulement en conduite laminaire (parabolique) ou turbulent (loi de puissance) révèle un désaccord significatif (Figure C-7-b). Celui-ci peut s'expliquer par le fait que la surface interne du bec possède une géométrie complexe intégrant dans sa partie finale une légère contraction pouvant ainsi modifier l'écoulement en sortie. Ceci est cohérent avec les géométries utilisées pour la génération de jets pour lesquelles les profils de vitesse sont uniformes.

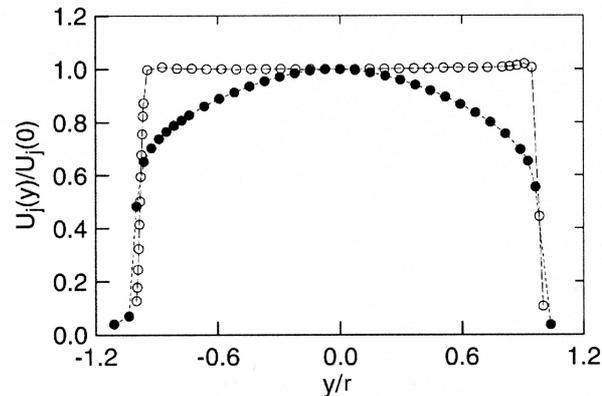


Figure C-8 : Comparaison des profils de sortie de vitesse moyenne axiale dans le cas d'un jet issu d'une contraction (o) et dans le cas d'un jet issu d'une conduite cylindrique (•) (R.A. Antonia, 2001)

En effet, comme le montrent dans leurs travaux Antonia et Zhao (2001), la configuration choisie pour générer un jet détermine ses conditions initiales et contrôle son développement dans la zone proche. Dans cette étude (Antonia, 2001), la forme du profil moyen dans le plan de sortie présente (comme sur celui que nous avons mesuré) un déficit de vitesse sur les bords lié au développement des couches limites le long des parois de la conduite (Figure C-8). Au contraire, lorsqu'une contraction est positionnée à l'extrémité de la conduite, un profil uniforme est obtenu. De la nature du profil initial va dépendre l'importance du gradient transversal de vitesse axiale (dU/dy) et donc de l'interaction avec l'environnement.

Antonia (2001) observe cependant que pour deux jets dont les caractéristiques de turbulence sont les mêmes (jets très turbulents, $Re=37000$) mais avec des conditions initiales différentes (profil uniforme ou profil développé de conduite), l'écoulement devient auto-similaire à la même abscisse ($x/D_i > 30$) et seule la zone proche montre une évolution dépendant du cas considéré.

- Le nombre de Reynolds

Assez peu de travaux concernant le développement d'écoulements à condition initiale laminaire semblables au cas RSA ont été rapportés dans la littérature récente. On note cependant les travaux de K.J. McNaughton et C.G. Sinclair (1966) dans lesquels une classification des écoulements de jet en fonction du nombre de Reynolds est proposée (voir annexe C1). Si l'on applique cette classification à l'étude RSA, le nombre de Reynolds construit à partir du diamètre de sortie de l'injecteur et de la vitesse débitante étant de ≈ 1900 , nous nous situons dans les conditions de génération d'un écoulement semi-turbulent. Dans ce cas, l'apparition d'une zone de transition vers un écoulement complètement turbulent est possible à une distance du plan de sortie fournie par l'expression (McNaughton, 1966) :

$$\frac{a}{D_i} = 9.97 \cdot 10^7 \text{Re}^{-2.46} \left(\frac{D}{D_i} \right)^{-0.48} \left(\frac{L}{D_i} \right)^{0.74} \quad (C.1)$$

où D représente le diamètre du volume cylindrique dans lequel débouche l'écoulement et L sa longueur. Cette expression étant établie pour une enceinte cylindrique, elle est peu adaptée à la géométrie complexe du confinement utilisé dans cette étude. Cependant, une évaluation des longueurs de transition peut être tentée en utilisant les deux cas limites de diamètre (diamètre de la buse et diamètre du four).

Si le diamètre de la buse dans le plan sortie est utilisé comme dimension transversale D , la transition est obtenue à $a/D_i=4,46$. Si au contraire le diamètre du confinement inférieur (four) est utilisé, on a alors a/D_i qui vaut 2,54. Ainsi, plus le diamètre de l'enceinte dans laquelle se développe le jet est important, plus celui-ci pourra être soumis à des perturbations entraînant une transition prématurée vers la turbulence. La géométrie complexe du confinement du jet ne permet pas d'établir avec précision la longueur théorique de l'écoulement laminaire. Cependant, l'on peut supposer que, dans le cas d'un écoulement isovolume sans écoulement extérieur (conditions utilisées par McNaughton), cette longueur se situera entre les deux valeurs calculées précédemment.

Il apparaît ainsi clairement que la valeur du nombre de Reynolds initial influencera directement la structure même de l'écoulement. Ainsi, si le champ lointain semble être peu affecté par ces conditions initiales (Papadopoulos, 1999), au contraire la zone proche en est fortement dépendante. Sur ce sujet, on peut noter les travaux de Papadopoulos (1999) sur des jets possédant des nombres de Reynolds un peu plus élevés ($Re=4800$). Il a été mis en évidence dans cette étude une relation entre les caractéristiques de décroissance sur l'axe dans le champ proche et le nombre de Reynolds initial. Le développement dans cette zone est alors clairement lié à la distribution de vitesse axiale et plus particulièrement à la distribution d'intensité de turbulence. Dans le cas de l'étude RSA, des « pics » d'intensité de turbulence sont présents sur les bords du jet central d'oxygène (Figure C-6). Ceux-ci, comme pour le jet coaxial d'hydrogène, sont probablement liés à une instabilité de la frontière du jet. On remarquera également la valeur élevée de l'intensité de turbulence (2%) sur l'axe pour un jet supposé laminaire (fluctuations faibles $\approx 0,15\text{m/s}$).

- Le rapport de masse volumique

Du fait de l'utilisation dans cette étude de gaz à masse volumique très éloignée, il sera nécessaire de s'intéresser au développement de l'écoulement en fonction de cette caractéristique. McNaughton (1966) remarque que les faibles effets de densité introduits par le traceur utilisé pour les visualisations, modifient déjà fortement les caractéristiques de développement du jet. Dans le cas où l'effet de densité introduit par le traceur situé dans le jet provoque une force de flottabilité dirigé dans le même sens que l'écoulement, l'auteur constate la présence d'une zone laminaire pouvant atteindre une dimension importante par rapport au cas isovolume. Ainsi dans l'étude RSA le rapport $R\rho(=\rho_{H_2}/\rho_{O_2})$ est de 0,063 pouvant ainsi laisser présager d'importantes modifications quant au développement de l'écoulement.

De même que pour l'influence du profil de vitesse initial, Richards et Pitts (1993) ont mis en évidence que lorsque la zone complètement développée était atteinte, le comportement auto-similaire obtenu était équivalent quelles que soient les conditions initiales sur les densités.

L'influence des conditions initiales est abordée de façon très complète dans les travaux de Papadopoulos et Pitts (1999). En effet, il est montré que les taux de décroissance axiale et d'épanouissement à partir d'une abscisse critique (zone d'écoulement complètement développée) sont indépendants du rapport de densité, du profil de vitesse et du niveau de turbulence. Cependant, ceci indique que dans notre cas, étant donné la zone d'exploration restreinte ($x/D_i < 30$), les conditions initiales d'injection vont donc jouer un rôle non négligeable sur le comportement de l'écoulement dans la région proche.

En résumé, dans cette étude, l'observation du profil de vitesse moyenne axiale et de son caractère non uniforme indique que le développement initial du jet d'oxygène sera fortement influencé. Le calcul du nombre de Reynolds initial révèle un écoulement laminaire ayant la capacité de présenter une transition vers la turbulence. Cependant, l'abscisse à laquelle celle-ci va pouvoir s'observer pourra être fortement modifiée du fait du rapport de masse volumique ($\ll 1$) et de l'effet aérodynamique de l'écoulement coaxial.

Ces observations liées aux conditions initiales nous donneront quelques indications quant à l'explication des caractéristiques du développement de l'écoulement que nous allons maintenant aborder.

1-1-2 *Etude globale de la zone de développement*

Les conditions initiales des deux jets étant maintenant clairement établies, nous allons aborder le développement de l'écoulement isotherme. L'objectif de cette partie est d'identifier les différents mécanismes physiques intervenant dans cette configuration industrielle complexe avant d'étudier le cas réactif. Cette analyse dans le cas standard débutera par l'examen des évolutions axiales. Par comparaison avec les études classiques des jets, nous observerons les écarts liés à cette configuration de brûleur industriel. Par la suite nous aborderons l'étude des profils transversaux afin notamment de mettre en évidence l'existence ou non d'un comportement auto-similaire.

Evolutions axiales et lois de décroissance

L'évolution sur l'axe de la vitesse moyenne longitudinale et des fluctuations associées est tracée sur la Figure C-9 pour le cas du jet seul d'oxygène et sur la Figure C-10 pour le cas du jet complet (jet central d'oxygène et écoulement coaxial d'hydrogène)

Dans le cas du jet d'oxygène seul (Figure C-9), l'évolution de la vitesse moyenne présente un plateau qui se prolonge jusqu'à une distance de $10D_i$ suivi d'une décroissance classique de type hyperbolique. Cette distance peut être assimilée à une distance longitudinale à partir de laquelle l'écoulement va présenter des caractéristiques turbulentes sur toute sa section. Ceci est confirmé par l'évolution de l'intensité de turbulence U_{rms}/U qui augmente considérablement dans cette zone. Cette région de l'écoulement peut être assimilée à un cône à potentiel, même s'il est effectivement difficile de parler de ceci dans la configuration étudiée ici où le profil de vitesse initial n'est pas uniforme (Rankin 1978, annexe C : jets laminaires).

Si cette distance est comparée aux longueurs classiques de cône à potentiel ($\cong 5D_i$), on s'aperçoit que nous nous trouvons ici dans un cas où un allongement relativement important s'est produit. Si l'on aborde le sujet du point de vue d'un développement de jet laminaire, cette dimension est à comparer à celle donnée par McNaughton (1966) pour les zones laminaires des jets semi-turbulents. Ainsi, en prenant les valeurs calculées pour cette étude dans le paragraphe précédent, cette distance est comprise entre 2,54 et 4,46 suivant la taille du confinement. On constate donc que, quelle que soit la façon dont on traite le développement du jet, cette distance est augmentée. Il semble que seul l'effet de flottabilité du jet puisse expliquer ce phénomène (McNaughton, 1966) puisque nous sommes en présence d'un écoulement d'oxygène dans un environnement d'air au repos (l'écoulement coaxial d'hydrogène n'étant pas activé).

Les écoulements à masse volumique variable sont souvent caractérisés par un nombre sans dimension, le nombre de Froude, exprimant le rapport entre les forces d'inertie et celles dues à la gravité (voir annexe C2).

$$Fr = U_{i,0}^2 \frac{1}{gD_i} \frac{\rho_{i,0}}{\rho_e - \rho_{i,0}} \quad (C.2)$$

avec $U_{i,0}$ la vitesse débitante initiale du jet central, D_i le diamètre de sortie du jet central, $\rho_{i,0}$ la masse volumique initiale du jet central et ρ_e la masse volumique du fluide environnant.

Le calcul de ce dernier, dans cette configuration (jet d'oxygène seul), donne une valeur de -4005, ce qui en valeur absolue se situe dans des cas où les forces de flottabilité peuvent intervenir de façon significative pour une distance axiale faible. Les jets étudiés dans les travaux de Sautet (1992) montrent que, pour un nombre de Froude compris entre 1510 et 6700, la région transitoire vers l'écoulement de panache pur ($\hat{x}=0.5$, voir équation (C.3)) se situe respectivement entre $x=10D_i$ et $x=30D_i$.

Dans notre cas, la valeur négative obtenue pour le nombre de Froude semble indiquer que la nature de l'écoulement considéré est de type négativement flottable. Cependant la configuration descendante du jet fait apparaître que les forces de flottabilité agissent dans le même sens que la vitesse de sortie du bec. Cette constatation indique donc que la nature du jet est plus proche de celle d'un jet flottable ($Fr>0$).

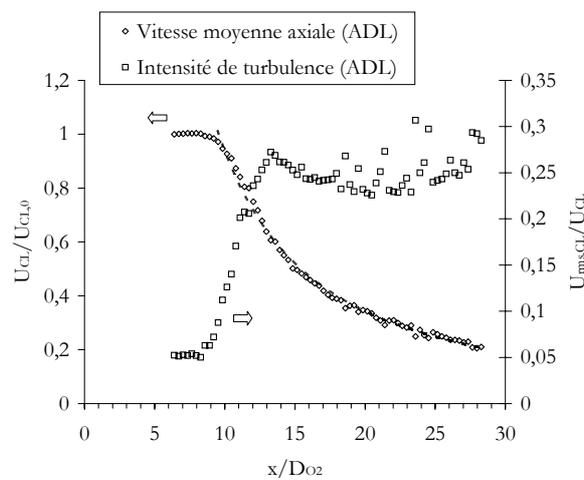


Figure C-9 : évolution sur l'axe de la vitesse moyenne longitudinale et de $\sqrt{u'^2}/\bar{U}$ pour le cas du jet unique d'oxygène dans un environnement d'air

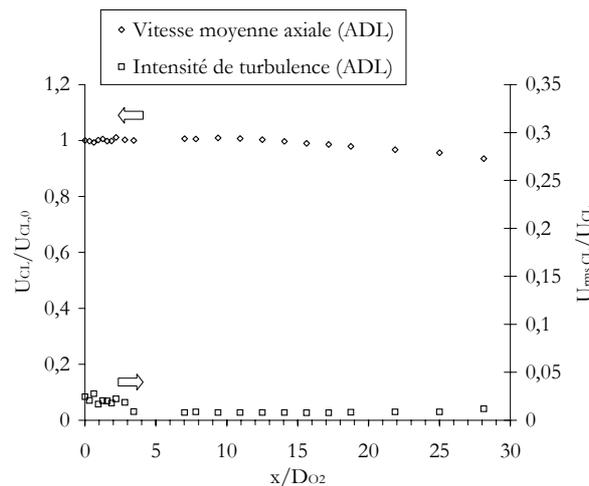


Figure C-10 : évolution sur l'axe de la vitesse moyenne longitudinale et de $\sqrt{u'^2}/\bar{U}$ pour le cas de l'écoulement coaxial

Si l'on examine maintenant le jet dans son ensemble (O_2+H_2), l'observation de l'évolution de la vitesse moyenne sur l'axe (Figure C-10) fait apparaître une conservation quasiment parfaite de celle-ci sur la totalité de la longueur d'exploration. De même, l'évolution de la quantité U_{rms}/U , de par son faible niveau, montre que le jet reste laminaire. On remarque cependant des valeurs légèrement plus élevées en sortie de bec, significatives de la zone d'établissement.

En comparaison de l'analyse du jet unique, nous observons ici deux effets cumulés qui vont influencer le développement du jet : l'écoulement coaxial lui-même, de par la modification de la couche de cisaillement puis plus loin à l'aval, les forces de flottabilité différentes, dues à la modification de la densité des fluides. Ces deux effets sont difficiles à découpler dans le cadre de notre étude puisque l'environnement d'hydrogène ne peut être généré que par l'écoulement coaxial. Afin de déterminer lequel des deux mécanismes influence le plus le développement de l'écoulement nous allons les aborder séparément. Nous verrons dans un premier temps, en nous appuyant sur la bibliographie, quelle peut être la conséquence directe de la flottabilité, puis l'effet du cisaillement sera traité.

La flottabilité

Le calcul du nombre de Froude, dans le cas où l'écoulement coaxial est présent, fournit une valeur de -1031 ce qui signifie que, comparé au jet unique, les effets de flottabilité sont plus importants et que probablement ils interviendront plus tôt dans le développement du jet. Chen et Rodi (1980), afin de déterminer les différentes régions d'un écoulement soumis à des effets de flottabilité (voir annexe C), ont défini un paramètre sans dimension proportionnel au nombre de Froude et au rapport des densités initiales.

$$\hat{x} = Fr^{1/2} \left(\frac{\rho_{i,0}}{\rho_e} \right)^{-1/4} \frac{x}{D_i} \quad (C.3)$$

Ainsi, si l'on utilise l'expression de \hat{x} fournie par Chen et Rodi (1980) pour des écoulements ascendants, on obtient avec $\hat{x}=0,5$ (afin de détecter le début de la zone pour laquelle les effets de flottabilité deviennent significatifs) une distance $x=32D_i$. Cette valeur, du fait de la modification d'écoulement constatée (Figure C-9 et Figure C-10), semble très importante.

Cependant, il serait peut être plus judicieux, afin d'estimer la distance réelle, d'inverser le rapport de masse volumique dans le calcul de \hat{x} , puisqu'il correspondrait alors à une configuration flottable. Ainsi avec cette dernière hypothèse, on obtient une distance de transition égale à $x=8D_i$ qui semble être plus en accord avec l'évolution constatée.

Une étude expérimentale a permis à Sautet (1992) d'établir une relation entre la longueur du cône à potentiel, x_p , et le rapport des masses volumiques pour un jet ascendant :

$$\frac{x_p}{D_i} \cong 5,4 \sqrt{\frac{\rho_{i,0}}{\rho_e}} \quad (C.4)$$

L'application de cette expression à notre étude, dans une configuration de jet négativement flottable ($\rho_e < \rho_i$), fournit une valeur de x_p égale à $21D_{O_2}$. Si on se place dans une configuration flottable en inversant le rapport de masse volumique, cette valeur décroît et devient égale à $1,35D_i$. Ainsi, pour l'estimation de la longueur x_p grâce à l'expression de Sautet (1992), il semble plus adapté de considérer l'écoulement comme étant négativement flottable bien que la configuration descendante réelle corresponde à une définition de jet flottable (force de flottabilité dans le même sens que l'écoulement).

De même, l'évaluation de cette longueur par d'autres auteurs (Pagé 1998, 1999, Harran 1996), grâce notamment au calcul de l'abscisse à laquelle l'énergie cinétique turbulente est maximale, montre une tendance équivalente. En effet, Pagé (1999) à partir de travaux expérimentaux propose la loi suivante :

$$x_{k_{\max}}/D_i = 10,3978 \cdot R_p^{-0,4096} \quad (C.5)$$

De même Harran (1996) à partir de simulations numériques trouve l'expression :

$$x_{k_{\max}}/D_i = 5 + 5 \cdot R_p^{-0,5} \quad (C.6)$$

L'influence des effets de densité sur la position du maximum d'énergie cinétique turbulente a été montrée par Pitts (1991). Cet extremum correspond à l'extrémité du cône à potentiel pour lequel les intensités de turbulence longitudinale et transversale sont maxima.

Ainsi, quelle que soit l'étude avec laquelle sont comparées les mesures dans le brûleur RSA, le cône à potentiel est fortement allongé lorsque la densité du jet central devient très supérieure à celle de l'environnement. Ceci est conforté par l'étude de Harran (1996), où seuls les effets inertiels de variation de densité sont pris en compte. Les calculs ont été menés sans intervention des forces extérieures de volume et les résultats obtenus sont alors insensibles à la direction de l'écoulement par rapport à l'accélération de la pesanteur. Ainsi il apparaît sur la Figure C-11, que lorsque R_p devient inférieur à 1 (jet central « léger » par rapport à l'environnement), le cône à potentiel s'allonge de façon significative. Dans l'expression donnée par Pagé (1999) prenant en compte les effets de la gravité, celui-ci a une longueur encore plus importante. Dans ce dernier cas, l'étendue du cône à potentiel avec les conditions de fonctionnement RSA ($R_p=0,063$) atteint même l'extrémité de la zone d'exploration matérialisée par la limite inférieure du confinement (four). Afin d'obtenir une comparaison avec nos résultats expérimentaux, l'énergie cinétique turbulente sur l'axe a été tracée sur la Figure C-12. Un premier « pic » situé en sortie du bec est observé. Celui-ci est probablement lié à l'établissement du jet. Plus en aval, une légère augmentation de l'énergie cinétique turbulente est remarquée au voisinage de $x=25D_{O_2}$. L'origine de ce phénomène peut être liée à l'apparition d'une transition vers la turbulence, cohérente avec les valeurs fournies par les différentes expressions rassemblées sur la Figure C-11. Il peut être également fait l'hypothèse que du fait de la proximité de l'extrémité du confinement, des instabilités de jet soient à l'origine de cette augmentation de l'énergie cinétique turbulente.

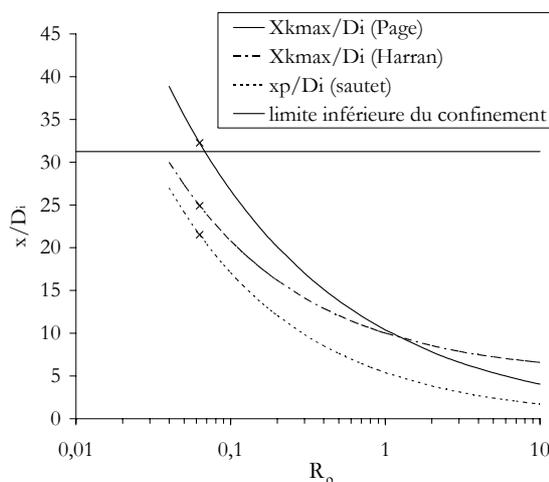


Figure C-11 : évolution de la longueur du cône à potentiel en fonction du rapport de densité R_p suivant différents auteurs, (x) : Positionnement du cas RSA suivant les différentes lois

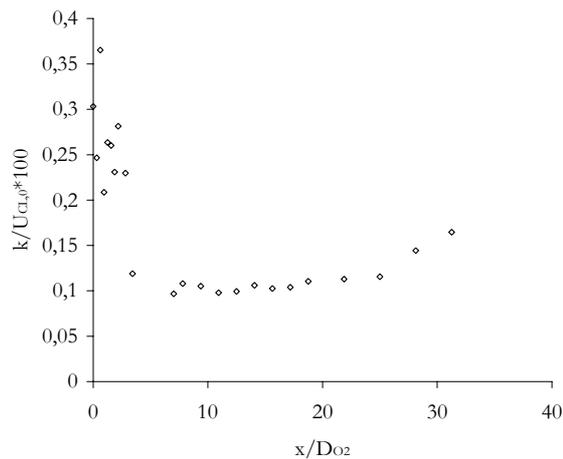


Figure C-12 : évolution sur l'axe de l'énergie cinétique turbulente $k \cong 0,5 \left(\overline{u'^2} + 2 \overline{v'^2} \right)$

Ainsi, quelle que soit la loi utilisée, il apparaît que, du fait des effets de flottabilité, la longueur à laquelle peut débuter une décroissance sur l'axe de la vitesse moyenne longitudinale est repoussée à une distance qui est proche de la dimension du confinement et donc de la zone explorée dans cette étude. Nos résultats expérimentaux sont donc cohérents avec ces différentes lois.

Afin de confirmer cette tendance, nous pouvons effectuer une comparaison des mesures avec les prédictions réalisées grâce à N3S-Natur. En effet, dans ces simulations, les calculs ont été menés comme dans l'étude de Harran (1996) en « apesanteur numérique » et en prenant en compte les effets de densité.

L'observation de l'évolution sur l'axe de la vitesse pour les premiers diamètres du développement du jet (Figure C-13) indique que les résultats obtenus dans le cas calculé avec N3S-Natur présentent une décroissance moins prononcée que dans le cas théorique laminaire isovolume (Schlichting, 1979). Cependant, ils restent inférieurs aux mesures. Concernant l'écart avec l'expérience, il faut noter que le domaine de calcul est restreint ce qui peut entraîner une modification du développement de l'écoulement lié à la proximité des conditions aux limites de sortie. De plus, la gravité n'est pas prise en compte par le code de calcul ce qui peut introduire une erreur supplémentaire.

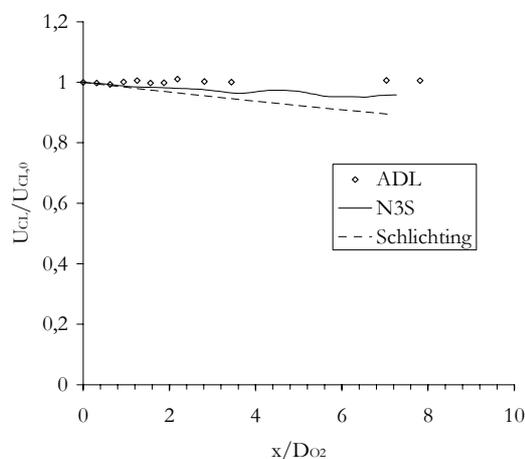


Figure C-13 : évolution sur l'axe de la vitesse longitudinale mesurée (ADL), calculée (N3S) et théorique (Schlichting)

De ces différentes comparaisons, il ressort donc que les effets de flottabilité sont probablement à l'origine du comportement de la zone laminaire du jet. Cet allongement dans le cas isotherme jusqu'à l'extrémité de la zone d'exploration peut également être lié à la présence de l'écoulement coaxial d'hydrogène.

L'écoulement coaxial

L'étude bibliographique des jets coaxiaux (voir annexe C) indique que la modification de développement d'un jet par un écoulement coaxial peut être importante. Dans notre étude, nous sommes en présence d'une configuration faisant apparaître un rapport de vitesse théorique de $\lambda = U_e/U_i \cong 0,5$. Cependant, nous avons montré qu'il existait une forte décroissance de l'écoulement coaxial d'hydrogène avant le plan d'injection du jet d'oxygène ainsi qu'un développement particulier du jet central dans la conduite (profil non uniforme) qui vont modifier fortement ce rapport. Si celui-ci est calculé à partir des vitesses maximales de chacun des deux jets dans le plan de référence $x=0$, on trouve une valeur de $\lambda \cong 0,24$ exprimant un jet central dominant.

L'examen du profil de vitesse en $x=50\text{mm}$ (Figure C-14) qui représente la première abscisse de mesure du confinement inférieur (four), montre que nous sommes en présence d'un jet unique. En effet, aucune manifestation d'un écoulement coaxial n'est visible, ni sur la vitesse moyenne, ni sur l'intensité de turbulence.

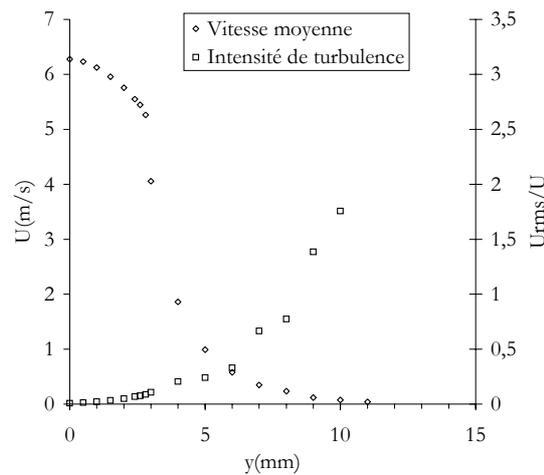


Figure C-14 : profil transversal de vitesse moyenne et d'intensité de turbulence en $x=50\text{mm}(=7.8D_{O_2})$

Il semble donc que dès $x \cong 8D_{O_2}$, le développement du jet central ne soit plus influencé par l'aérodynamique de l'écoulement coaxial d'hydrogène. La décroissance importante de vitesse du jet d'hydrogène est confirmée. Afin de la mettre plus clairement en évidence nous avons tracé sur la Figure C-15 la décroissance longitudinale de la vitesse moyenne axiale maximale de l'écoulement coaxial rendue sans dimension par la vitesse initiale d'hydrogène.

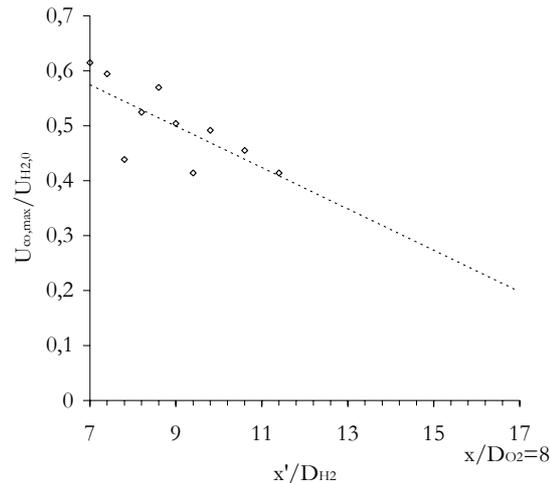


Figure C-15 : décroissance longitudinale du maximum de vitesse axiale de l'écoulement externe

La vitesse maximale de l'écoulement coaxial décroît rapidement et cette évolution peut s'approcher linéairement par $U_{co,max}/U_{H2,0} = -0,0376(x'/D_{H2})$; x' étant l'abscisse longitudinale avec comme origine la sortie d'hydrogène. L'extrapolation de cette fonction plus loin à l'aval ($\cong 8D_{O2}$) montre que l'écoulement externe devrait être présent sur les profils transversaux en $x=50\text{mm}$ ($7.8D_2$) or l'observation de ce dernier a montré que l'écoulement présente un caractère de jet unique. L'élargissement brusque présent entre les confinements supérieur (buse) et inférieur (four), peut influencer le développement de l'écoulement externe et donc son interaction avec le jet central.

Cette décroissance de l'écoulement périphérique va entraîner également une diminution du rapport local de vitesse λ tracé sur la Figure C-16. Ce dernier décroît en effet linéairement jusqu'à une valeur de 0,16 ($x/D_{O2}=3,5$) en relation avec une augmentation sensible du cisaillement entre les jets. Au delà de cette position, il devient en effet impossible d'établir un rapport de cisaillement puisque l'écoulement externe n'apparaît plus. Il va donc être difficile d'effectuer des comparaisons avec certaines études classiques de jets se développant dans un écoulement coaxial pour lequel la vitesse extérieure est considérée comme constante et uniforme.

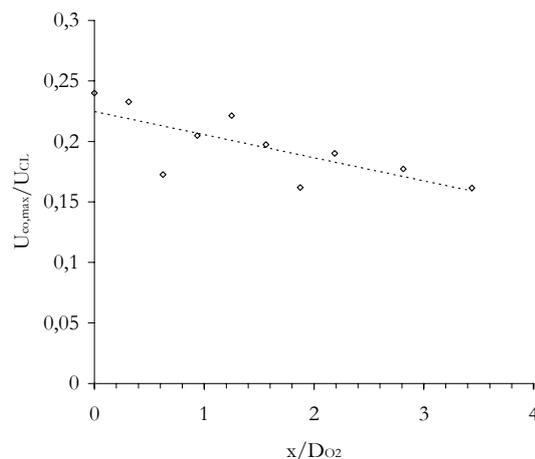


Figure C-16 : évolution longitudinale du rapport local de vitesse $\lambda (=U_{co,max}/U_{CL})$

Ainsi, si l'effet de l'écoulement coaxial semble rapidement disparaître, il reste présent dans la première phase de développement du jet central (buse). La diminution du cisaillement entre les deux écoulements par rapport au cas d'un jet seul dans un fluide au repos participera, même de

façon modérée, à la tendance générale qui est l'allongement du cône à potentiel (Champagne, 1971).

Les caractéristiques mises en évidence grâce aux évolutions sur l'axe de la vitesse moyenne longitudinale se traduisent également sur l'épanouissement aérodynamique du jet. Celui-ci est montré qualitativement sur les tomographies ci-dessous (Figure C-17). Dans le cas (a), le jet d'oxygène se développant dans un environnement d'air au repos, il présente une transition rapide vers un écoulement turbulent caractérisé par l'épanouissement rapide de l'écoulement. Les particules traçant le fluide sont effectivement distribuées très rapidement dans l'ensemble de l'enceinte. Au contraire, dans le deuxième cas (Figure C-17 –b), l'écoulement d'hydrogène périphérique est présent et on constate que l'épanouissement est faible et que la poudre n'est pas dispersée dans le confinement. Les frontières entre écoulement ensemençé et fluide non ensemençé restent nettement marquées jusqu'à l'extrémité du confinement inférieur (four).

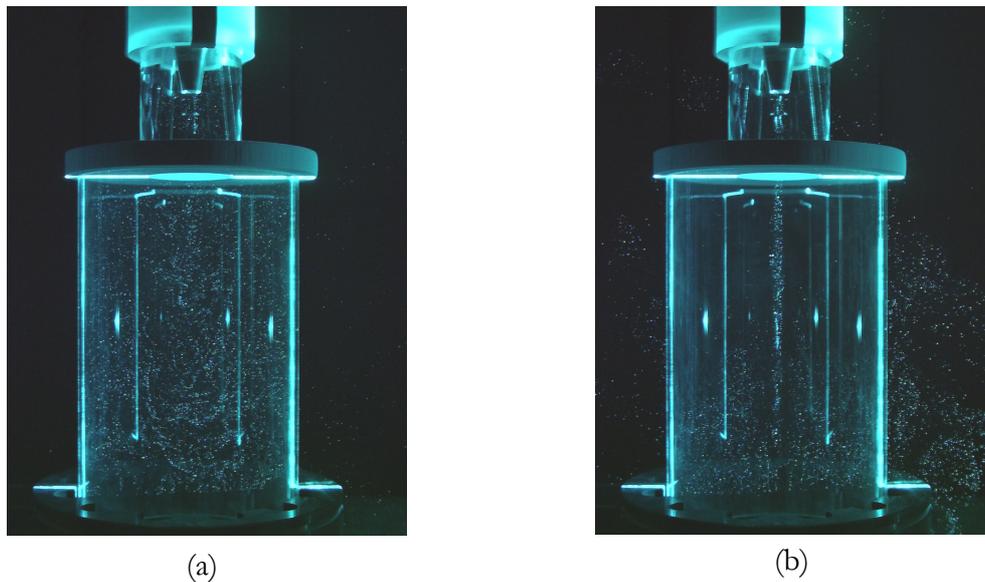


Figure C-17 : tomographies du jet central ; (a) sans écoulement coaxial d'hydrogène, (b) avec écoulement coaxial d'hydrogène

La Figure C-18 présente l'épanouissement aérodynamique grâce à l'évolution de la quantité $Y_{0,5}$ qui représente la valeur de y pour laquelle la vitesse longitudinale est égale à la moitié de celle relevée sur l'axe. La relation linéaire décrivant l'évolution expérimentale de la demi-largeur s'écrit :

$$2Y_{0,5}/D_{O_2} \cong 0,0221 \cdot (x/D_{O_2}) \quad (C.7)$$

Dans la totalité de la zone explorée ($30D_{O_2}$), la pente est proche de celle correspondant à l'épanouissement d'un jet laminaire bien que l'expression théorique proposée par Schlichting fournisse des valeurs de $Y_{0,5}$ très inférieures à celles mesurées.

De même, et comme on pouvait s'y attendre, la valeur de cette pente est inférieure à celle calculée pour un jet turbulent se développant dans un milieu fluide au repos (Hinze, 1975). Par contre, elle est également inférieure aux valeurs proposées pour des jets coaxiaux et des jets à masse volumique variable (Sautet, 1992). En effet, Sautet donne une valeur de 0,069 qui évolue faiblement avec le rapport des masses volumiques (0,069-0,090), mais qui reste très différente du niveau observé ici.

Il faut noter de plus, que la plupart des théories utilisées pour ces comparaisons concernent des zones développées présentant donc un caractère turbulent sur la totalité de la section, alors

que dans notre étude nous avons vu que la transition vers un écoulement pleinement turbulent n'est pas atteinte. C'est sans nul doute ce comportement laminaire du jet qui explique les écarts observés avec les résultats de la littérature.

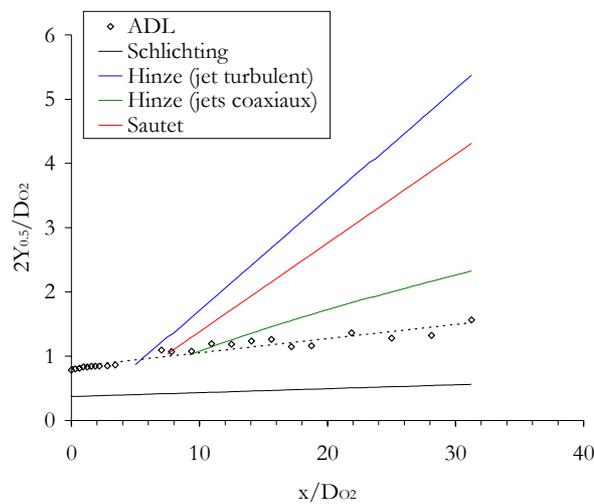


Figure C-18 : épanouissement du jet central et comparaison avec les expressions classiques

Ainsi, il a été mis en évidence dans cette partie que le développement du jet central présentait une zone laminaire très supérieure à celle prévue à partir de la valeur du nombre de Reynolds. Comme nous l'avons vu, l'origine de ce comportement peut être lié à l'écoulement coaxial d'hydrogène diminuant le cisaillement et modifiant les effets de flottabilité. Bien que ces deux mécanismes (cisaillement et effets de flottabilité) soient difficiles à découpler dans notre configuration, il semble que l'effet de flottabilité soit prépondérant quant à l'allongement de la zone laminaire. En effet, il a été montré que l'interaction aérodynamique du jet extérieur devenait négligeable à partir du confinement inférieur.

Afin de poursuivre l'analyse sur le développement de l'écoulement, nous allons aborder dans la partie suivante la description de différentes grandeurs dans leurs évolutions transversales. Nous verrons notamment s'il est possible de mettre en évidence un comportement auto-similaire, caractéristique des écoulements de type jet.

Profils transversaux et auto-similarité

Les profils transversaux d'intensité de turbulence U_{rms}/U présentent, comme pour la vitesse moyenne, deux comportements distincts suivant la zone observée. En effet, selon leur positionnement, dans la buse ou dans le four, leurs caractéristiques vont être différentes.

Dans le premier cas, la présence de l'écoulement coaxial va imposer deux « pics » localisés au niveau des gradients dU/dy maximum : le premier entre le jet central et l'écoulement coaxial et le deuxième entre l'écoulement coaxial et le fluide périphérique au repos (Figure C-19).

Les niveaux au centre des deux jets restent faibles (2% pour le jet central) indiquant la nature laminaire (ou faiblement turbulente) des écoulements. Lorsqu'on s'éloigne à l'aval, le « pic » interne décroît en accord avec les observations précédentes relatives à la diminution du cisaillement et caractérisée par l'évolution du rapport local de vitesse λ .

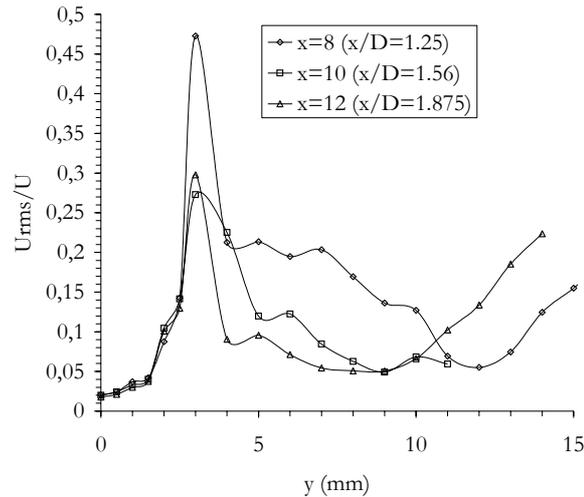


Figure C-19 : profils transversaux d'intensité de turbulence dans la zone de la buse

Au contraire, dans la zone de confinement du four (Figure C-20), les profils transversaux d'intensité turbulente ne présentent plus qu'une seule augmentation située sur le bord de l'écoulement, en relation avec le seul gradient de vitesse correspondant au jet unique. Un décalage vers l'extérieur de ce maximum est constaté lorsqu'on s'éloigne à l'aval, en corrélation avec l'épanouissement du jet.

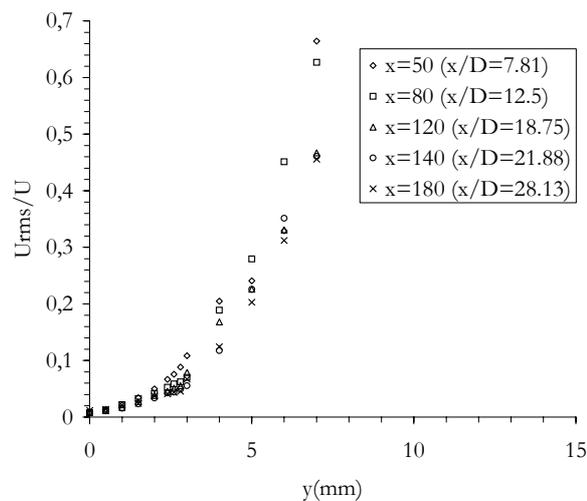


Figure C-20 : profils transversaux d'intensité de turbulence dans la zone du confinement inférieur

Sur la Figure C-21 sont représentés, dans la zone de la buse, les profils transversaux de vitesse moyenne longitudinale normés par la vitesse sur l'axe. Alors que les profils obtenus se superposent pour la partie relative au jet central d'oxygène, on note que la zone de l'écoulement coaxial présente, elle, un décalage des profils ne permettant pas d'observer la similarité.

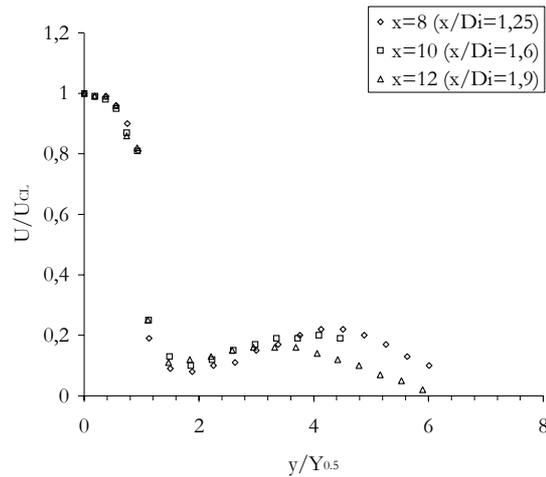


Figure C-21 : profils transversaux de vitesse axiale moyenne normalisée par la vitesse sur l'axe, zone de développement initial

Au contraire, l'examen de ces profils dans la zone située plus loin à l'aval, dans le confinement inférieur (Figure C-22) montre une auto-similarité caractérisée par la superposition de l'ensemble des courbes. On note cependant encore une légère dispersion sur les bords qui peut s'expliquer par l'élargissement brusque influençant les premiers profils, et le battement de l'extrémité du jet modifiant légèrement les valeurs pour les mesures réalisées plus en aval.

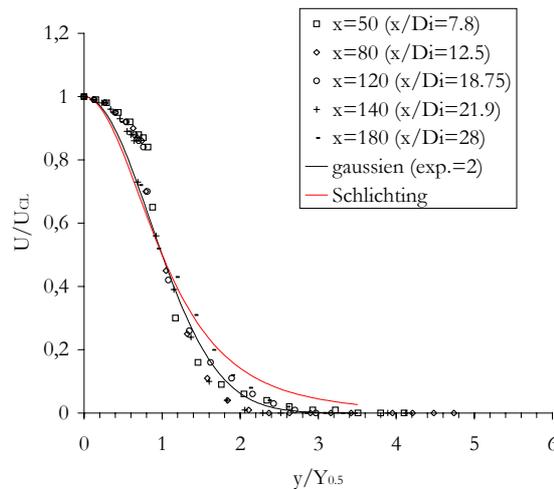


Figure C-22 : profils transversaux de vitesse axiale moyenne normalisée par la vitesse sur l'axe, zone de développement secondaire

La localisation de la zone auto-similaire dont la définition a été rappelée dans l'annexe C1 a fait l'objet de nombreux travaux. On notera notamment ceux de Wygnanski (1969), qui a proposé des valeurs suite à une exploration axiale expérimentale du jet atteignant $100D_i$. Celui-ci a étudié non seulement l'évolution de la vitesse moyenne longitudinale, mais également celle des fluctuations de vitesse axiale et transversale. Ainsi, si la vitesse moyenne et les fluctuations axiales deviennent auto-similaire pour des abscisses respectivement de $x/D_i=20$ et $x/D_i=40$, les fluctuations transversales n'obtiennent un tel comportement que pour $x/D_i=70$. C'est cette dernière valeur que Wygnanski (1969) indique comme étant la véritable position d'apparition de l'écoulement auto-similaire. Dans le cadre de cette étude, nous avons observé l'auto-similarité des profils de vitesse moyenne axiale uniquement. Il est donc clair que l'auto-similarité définie par Wygnanski (auto-similarité sur les fluctuations) ne sera pas vérifiée.

La comparaison de nos résultats avec des profils auto-similaires d'écoulements complètement développés, correspondant à une distribution gaussienne ou à l'expression de Schlichting est également examinée. La première décrit de façon très proche la forme des profils en écoulement isotherme isovolume (Muniz, 2001). Elle s'exprime par la relation :

$$U/U_{CL} = \exp\left(\ln(0,5)(y/Y_{0.5})^\alpha\right) \text{ où } \alpha=2$$

De même, pour un cas laminaire, les expressions de Schlichting peuvent être utilisées pour faire apparaître un profil rendu sans dimension caractérisant l'écoulement développé.

La Figure C-22 montre que si les profils sont relativement proches de la distribution gaussienne sur le bord, au contraire, dans la zone centrale ils s'en écartent de façon significative. Cela peut s'expliquer à la fois par le fait que la région observée est en champ proche pour ce qui concerne le jet unique résultant et que l'écoulement n'est donc probablement pas complètement développé, mais également par les modifications induites par les effets de flottabilité. En effet, Muniz et Mungal (2001) montrent que dans le cas d'un écoulement pour lequel des effets de flottabilité importants sont générés (par le caractère réactif dans le cadre de l'étude de Muniz), les profils auto-similaires s'écartent de façon significative de la distribution gaussienne. L'exposant α se situe alors entre 1,65 et 1,75.

1-1-3 Conclusion de la caractérisation isotherme

Le brûleur industriel étudié ici fait apparaître une configuration complexe peu étudiée où l'écoulement est dirigé vers le bas et où le combustible est situé en périphérie. La géométrie des différents confinements, ainsi que la façon de générer les deux jets coaxiaux d'oxygène et d'hydrogène (crépine pour l'hydrogène et bec pour l'oxygène) participent également à la difficulté de l'étude. Ces nombreuses caractéristiques nous ont amené à ébaucher les différents mécanismes intervenant dans la flamme grâce à une approche isotherme de l'écoulement.

L'étude des champs moyens et fluctuants de vitesse nous a permis de mettre en évidence les différentes caractéristiques de la structure de l'écoulement isotherme. Il est apparu ainsi que ce dernier se décompose en deux zones d'évolution différente :

- La première dans le confinement supérieur (buse) où les deux jets coaxiaux sont clairement identifiables à la fois sur les profils de vitesse moyenne axiale et d'intensité de turbulence.
- Puis une deuxième plus à l'aval, où l'écoulement a évolué vers une structure de jet unique. La présence de l'écoulement coaxial dans ce cas ne se manifeste que par la présence de l'hydrogène pouvant ainsi générer des effets de flottabilité.

Cette transition d'une structure de deux jets coaxiaux à celle d'un jet unique semble s'expliquer plus certainement par une décroissance importante de la vitesse moyenne axiale de l'écoulement d'hydrogène que par un phénomène d'entraînement. En effet, nous avons montré que l'épanouissement aérodynamique mesuré sur le jet central présentait une pente très faible sur toute la zone explorée peu compatible avec un phénomène d'entraînement de l'écoulement d'hydrogène par le jet central.

Le deuxième point qui a été abordé dans cette étude isotherme concerne la nature de l'écoulement (laminaire – turbulent). Il a été constaté que le nombre de Reynolds initial du jet central correspond à celui d'un jet laminaire pouvant présenter une transition vers la turbulence. L'intensité de turbulence sur l'axe, bien que légèrement élevée (2%), conserve un niveau constant sur toute la longueur du confinement. Ceci a permis donc de confirmer la nature laminaire de l'écoulement. Cette particularité, si elle se confirmait pour l'écoulement réactif, contrôlerait de

façon significative l'évolution des particules contenues dans le jet, notamment pour ce qui concerne le processus générant les collisions.

Enfin, il a été montré que cet allongement de la zone laminaire était lié à la configuration coaxiale des écoulements, conforté par des effets de flottabilité importants intervenant dans le développement du jet. Ceux-ci sont probablement responsables de la forme particulière des profils transversaux de vitesse axiale, rendus sans dimension, pour lesquels l'auto-similarité est obtenue dès $8D_{O_2}$ mais qui ne correspondent ni à la distribution de Gauss classiquement utilisée pour les jets turbulents, ni à l'expression de Schlichting pour les écoulements laminaires.

C-1-2 Caractérisation aérothermodynamique de l'écoulement réactif

Il s'agit ici d'obtenir de façon la plus complète possible la structure de l'écoulement réactif et d'établir des liens avec les caractéristiques particulières de la flamme (flamme inversée, dirigée vers le bas,...). Ceci constituera les bases de l'analyse qui suivra, sur le comportement des particules dans l'écoulement. Pour cela nous allons d'abord établir, comme pour l'écoulement isotherme, les conditions initiales de la flamme. Puis nous aborderons la description de ses caractéristiques globales pouvant expliquer les différents mécanismes intervenant dans l'écoulement. La présentation du développement aérodynamique et de l'estimation des températures permettra, en lien avec les caractéristiques de la flamme, d'introduire les différentes contraintes que peuvent subir les particules transitant par l'écoulement réactif.

1-2-1 Les caractéristiques initiales

La combustion va bien entendu modifier de façon importante la structure de l'écoulement et cette influence est tout d'abord sensible sur les caractéristiques aérodynamiques initiales. Dans le cadre de cette description, nous nous intéresserons plus particulièrement au jet central d'oxygène. La Figure C-23 (a) présente les profils transversaux de vitesse moyenne axiale et d'intensité de turbulence obtenus dans le plan de sortie du jet d'oxygène ($x=0$). Ces résultats sont comparés au cas isotherme et sur la Figure C-23 (b), un zoom sur la partie centrale est proposé. La caractéristique principale qui apparaît lors de cette confrontation avec le jet isotherme, est le niveau de vitesse beaucoup plus élevé avec des conditions initiales de débit massique identiques. Cette augmentation de vitesse ($\approx 2\text{m/s}$), comme l'indique Takagi (1981), est à relier au phénomène d'expansion des gaz causé par l'élévation de température.

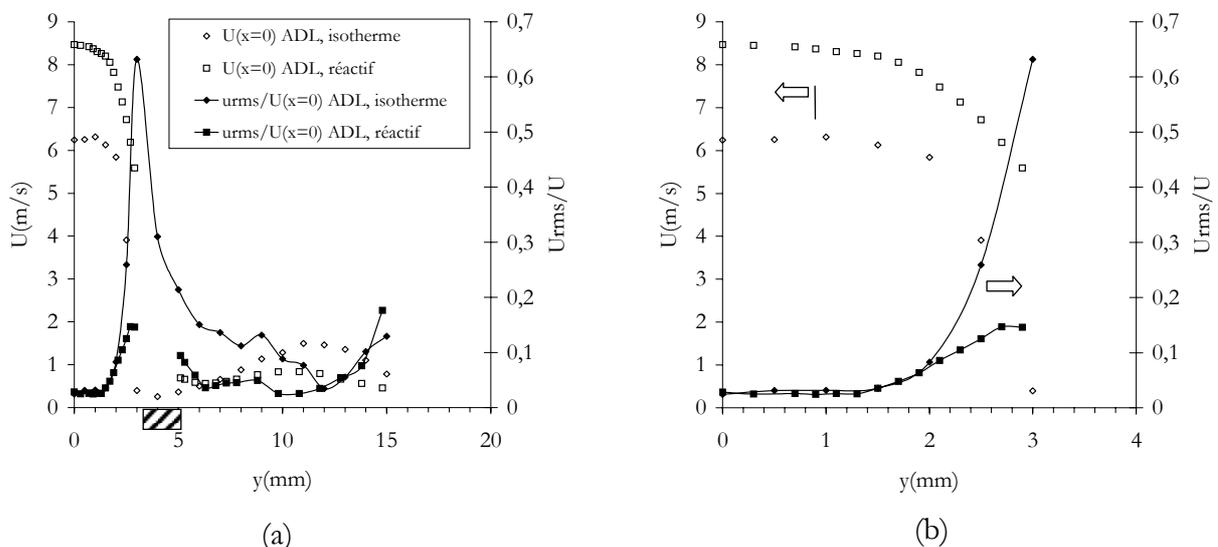


Figure C-23 : profils transversaux de vitesse moyenne axiale et d'intensité de turbulence obtenus par ADL pour les cas isotherme et réactif dans le plan de sortie (a) : profil complet ; (b) : zoom sur le jet d'oxygène

On note toutefois une zone où la comparaison est difficile sur les bords du jet d'oxygène, du fait d'un nombre de points limités. En effet, dans le cas réactif l'ensemencement non simultané des deux écoulements a provoqué l'élimination de points expérimentaux ne répondant pas au critère de nombre de particules validées (>300). La zone de cisaillement ne possède donc pas une résolution suffisante pour décrire l'évolution complète de l'intensité de turbulence et la valeur maximale liée au gradient de vitesse n'a pu être retranscrite.

Le niveau d'intensité de turbulence sur l'axe (Figure C-23 b) inférieur à 3% indique que, malgré l'augmentation de la vitesse moyenne dans le cas réactif, l'écoulement conserve un

caractère initial laminaire (ou faiblement turbulent). Il en est de même pour l'écoulement coaxial (Figure C-23 a) où la valeur U_{rms}/U (en $y \approx 10\text{mm}$) est du même ordre de grandeur que pour le jet central. En revanche, les « pics » de fluctuations, significatifs du cisaillement entre les jets, n'atteignent pas les niveaux de ceux observés en écoulement isotherme. L'observation de l'évolution transversale du gradient de vitesse moyenne axiale dU/dy (Figure C-24) montre que, dans le cas réactif, le cisaillement est moins important que celui de l'écoulement isotherme. Bien que manquant de résolution dans le cas réactif, on peut cependant expliquer cette diminution, d'abord par le fait d'un déficit de vitesse moins important occasionne un cisaillement et donc une intensité de turbulence plus faible. De plus, la « relaminarisation » intervenant dans la zone de réaction chimique à forte température participe sans doute à la diminution des valeurs d'intensité de turbulence.

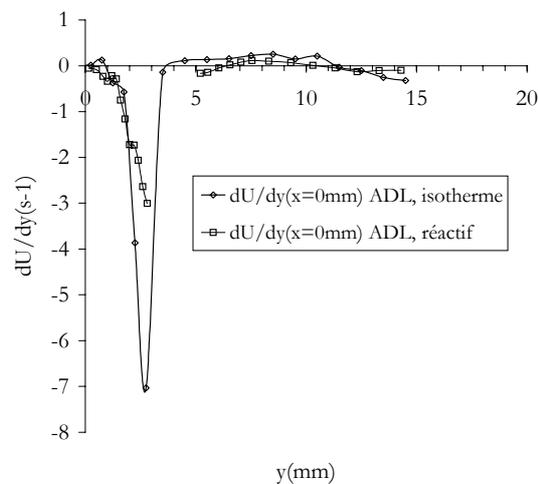


Figure C-24 : composante transversale du gradient de vitesse axiale dU/dy dans les cas isotherme et réactif

Le profil de vitesse moyenne axiale en écoulement réactif du jet central, rendu sans dimension par la vitesse sur l'axe, est tracé sur la Figure C-25 en comparaison d'une loi de puissance (turbulent) et d'une loi issue d'une équation parabolique (laminaire).

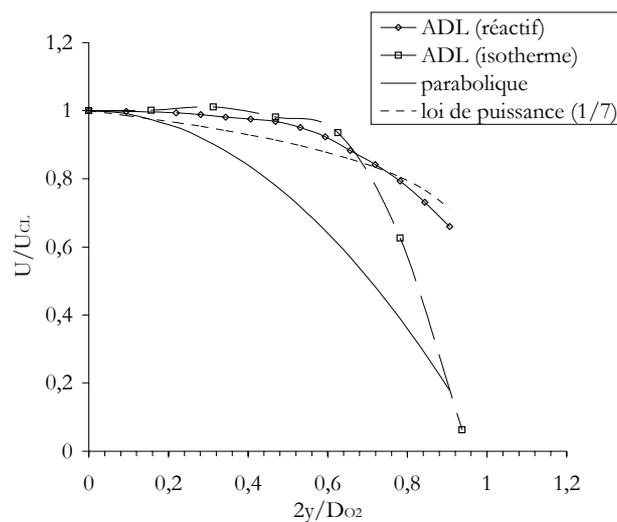


Figure C-25 : profil transversal de la vitesse moyenne longitudinale normée par la vitesse sur l'axe dans le cas réactif en $x=0$ et comparaison avec le cas isotherme et les différentes lois d'écoulement en conduite

Les évolutions obtenues dans le plan de sortie ($x=0$) montrent que le développement est du même type dans les cas isotherme et réactif. Une élévation de la température des gaz dans la semeuse a été constatée occasionnant une augmentation de vitesse non négligeable dans la conduite précédent le bec. Cette caractéristique aurait pu être à l'origine d'un changement de régime de l'écoulement de conduite générant le jet d'oxygène.

On note cependant un écart sur les bords des profils entre écoulements isotherme et réactif, probablement lié à un effet du dégagement de chaleur dans cette zone. Ainsi, si l'on admet que le développement en conduite est du même type dans les deux cas, on peut faire l'hypothèse que la relation entre vitesse débitante et vitesse sur l'axe est identique. Les expressions pour les écoulements laminaire et turbulent montrent qu'il s'agit d'une relation linéaire (Blevins, 1984). Si l'on utilise le cas isotherme où la vitesse débitante et la vitesse sur l'axe sont connues, l'on a $U_{CL}/U_Q=1,28$. Cette relation va nous être utile afin d'estimer les nombres de Reynolds initiaux de l'écoulement ; l'objectif étant de déterminer la nature des caractéristiques initiales laminaire ou turbulente du jet.

Pour l'écoulement réactif la vitesse débitante à la température T , en utilisant cette constante, sera alors de $U_{Q,T}=8,47/1,28=6,61\text{m/s}$.

Le calcul des nombres de Reynolds du jet central, construits sur la vitesse maximale (U_{CL} dans ce cas) et sur la vitesse débitante, permet d'effectuer une première évaluation des modifications qui ont été apportées d'un point de vue développement de jet. Il est clair que la zone de réaction par sa présence influencera également l'évolution de l'écoulement.

Dans le cas réactif, le calcul du nombre de Reynolds nécessite l'évaluation de la viscosité cinématique du fluide qui est fonction de la température. Pour obtenir cette dernière, l'expression de Sutherland (C.8) est utilisée. L'évolution de la viscosité dynamique déjà rappelée dans le chapitre B-2-3, s'écrit :

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \frac{(T/T_0)^{3/2} (T_0 + S)}{T + S} \quad (C.8)$$

T est la température à laquelle est recherchée la viscosité et T_0 la température à laquelle la viscosité μ_0 est connue. La constante S , établie à partir de données expérimentales, est fonction du gaz considéré. Pour l'oxygène : $S=139\text{K}$ (White, 1991 et White, 1994).

La viscosité cinématique peut également s'écrire (Borghini, 2000) :

$$\frac{\nu}{\nu_0} = \frac{(T/T_0)^{5/2} (T_0 + S)}{T + S} \quad (C.9)$$

Quelle que soit l'expression retenue, il est nécessaire de connaître la température des gaz chauds. On peut y accéder en faisant l'hypothèse qu'entre les cas isotherme et réactif, le débit massique initial est conservé. En effet, le contrôle de la condition limite de sortie est assuré expérimentalement par un régulateur de débit massique. Ainsi, on peut écrire $\rho_{O_2,T_0}U_{Q,T_0}=\rho_{O_2,T}U_{Q,T}$. La température de référence T_0 étant de 300K , toutes les grandeurs sont connues et $\rho_{O_2,T}$ peut être calculé. La valeur obtenue ($\approx 0,93\text{kg/m}^3$) permet d'avoir une évaluation de la température par l'utilisation de tables de référence (encyclopédie des gaz). Dans le cas réactif, le jet d'oxygène en sortie du bec atteint donc une température de l'ordre de $T=418\text{K}$. Dans le cadre de la description des caractéristiques globales de la flamme, nous reviendrons sur l'évolution de la viscosité avec la température pour les différents réactants et produits pouvant se trouver dans l'écoulement réactif.

Les grandeurs caractéristiques du jet d'oxygène ainsi obtenues sont présentées dans le tableau ci-dessous pour les cas isotherme et réactif (Tableau C-1).

	Isotherme	réactif
U_Q (m/s)	4.9	6.61
U_{CL} (m/s)	6.25	8.47
T (K)	300	418
ρ (kg/m ³)	1.284	0.93
ν (m ² /s)	$1,61 \cdot 10^{-5}$	$2,91 \cdot 10^{-5}$
Re	$\cong 1940$	$\cong 1500$
Re_c	$\cong 2500$	$\cong 1860$

Tableau C-1 : résumé des conditions initiales en écoulement isotherme et réactif du jet d'oxygène

L'analyse des nombres de Reynolds ($Re=1500$ et $Re_c=1860$) calculés dans le cas réactif confirme la remarque préliminaire sur les intensités de turbulence. L'augmentation de la viscosité cinématique permet au jet de conserver son caractère laminaire initial.

1-2-2 Les caractéristiques globales de la flamme

Nous allons nous attacher ici à décrire les principales caractéristiques de l'écoulement réactif obtenu dans la configuration de référence. Pour cela nous examinerons la topologie globale de la flamme ainsi que les modifications des propriétés physiques des gaz occasionnées par le dégagement de chaleur. Ceci nous permettra, lors de la présentation des résultats qui suivra, d'établir des liens avec ces caractéristiques et d'affiner notre analyse.

Cette partie débute par une description des différents phénomènes de stabilisation des flammes de diffusion et tente d'établir lequel de ces scénarii peut être le plus plausible dans la configuration qui nous intéresse. Si ces mécanismes entrent bien dans le cadre des caractéristiques globales de la flamme que nous nous employons à donner, ils ont également un intérêt annexe qui est la compréhension de la tenue des becs aux sollicitations thermiques.

La stabilisation de la flamme

La stabilisation d'une flamme de diffusion laminaire est bien décrite par Borghi (1995). Plusieurs situations d'accrochage peuvent être rencontrées pour des flammes de diffusion laminaires.

- La première consiste en un accrochage s'effectuant directement sur le tube qui sépare les deux gaz. Borghi (1995) indique que cette situation ne peut se rencontrer que dans les cas où les réactifs gazeux réagissent entre eux spontanément à la température à laquelle ils sont injectés. Dans l'étude du brûleur RSA, cet accrochage ne semble pas être celui qui doit être retenu. En effet, le couple H_2-O_2 , même s'il est constitué de gaz dont la cinétique chimique est rapide (Gore, 1987), il ne possède pas la caractéristique de combustion spontanée. De plus, le bec permettant la séparation des gaz est réalisé en laiton et n'a donc une tenue en température que très limitée. Un accrochage de la flamme directement au contact du bec, de part le dégagement de chaleur, occasionnerait une dégradation de celui-ci. Or, la durée de vie d'une telle pièce en condition de production est importante et ne peut donc correspondre à ce type d'accrochage.

- Le deuxième scénario à envisager est une stabilisation par flamme triple pour laquelle la flamme est détachée du brûleur. Celle-ci, décrite largement par différents auteurs (voir Esquiva-Dano, 2002), est constituée d'une zone de réaction, liée à la diffusion des espèces, à l'amont de

laquelle une flamme de prémélange se développe. Cette flamme est constituée de deux branches de part et d'autre de la ligne de richesse unité : une branche riche en combustible du côté du jet central et une branche pauvre en combustible du côté de l'oxydant. Nous ne détaillerons pas ce type d'accrochage qui a fait l'objet de nombreux travaux. Cependant l'observation en visualisation directe de la zone d'accrochage ne montre aucune structure de ce type (Figure C-26). La résolution de la visualisation directe peut être trop faible pour mettre en évidence une flamme triple dans cette région de l'écoulement. Celle-ci est en effet caractérisée par une très petite distance entre la flamme et la paroi. Il reste donc ici une incertitude sur la possibilité de stabilisation par ce mécanisme.

- Enfin la dernière hypothèse de stabilisation de la flamme est basée sur la présence d'un noyau de recirculation situé au niveau de la lèvre du bec. Le tube séparant les écoulements, s'il possède une épaisseur suffisante permet de générer ce noyau dans lequel la combustion va pouvoir se stabiliser. Dans le cadre de cette étude de référence, l'épaisseur du bec est relativement importante ($\cong 2\text{mm}$). Le calcul du nombre de Reynolds, construit sur cette dimension caractéristique, la vitesse débitante et la viscosité de l'oxygène, fournit alors une valeur de 550 en écoulement isotherme et 523 en écoulement réactif. Celle-ci est très supérieure à la valeur limite de 50 (Roshko 1953,1954, Borghi 1995) pour laquelle un écoulement de recirculation stable peut être observé derrière un obstacle mais également derrière les lèvres d'un brûleur. Ce mécanisme de stabilisation est mis en évidence dans les travaux de Chigier (1964) pour deux jets coaxiaux isothermes séparés par un tube épais. L'observation des profils ADL situés dans le plan de sortie (Figure C-23) ne révèle pourtant aucune présence de cette recirculation. Il faut noter cependant que si celle-ci est présente, sa position correspond à la zone d'ombre des mesures ADL (absence de points de mesure). L'examen des simulations numériques N3S de l'écoulement isotherme (Figure C-27) montre au contraire qu'un écoulement de recirculation peut exister dans cette région. La présence de la zone de réaction peut, bien entendu, modifier cette structure aérodynamique.

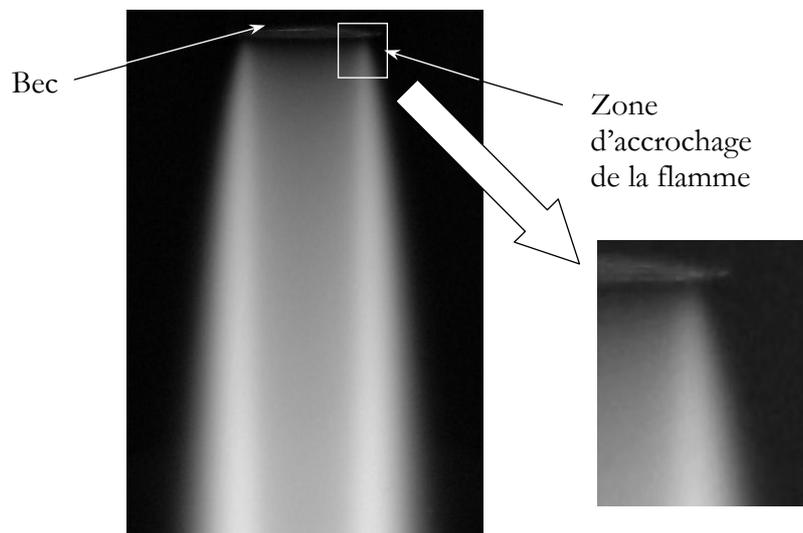


Figure C-26 : visualisation directe de la partie haute de la flamme (buse)

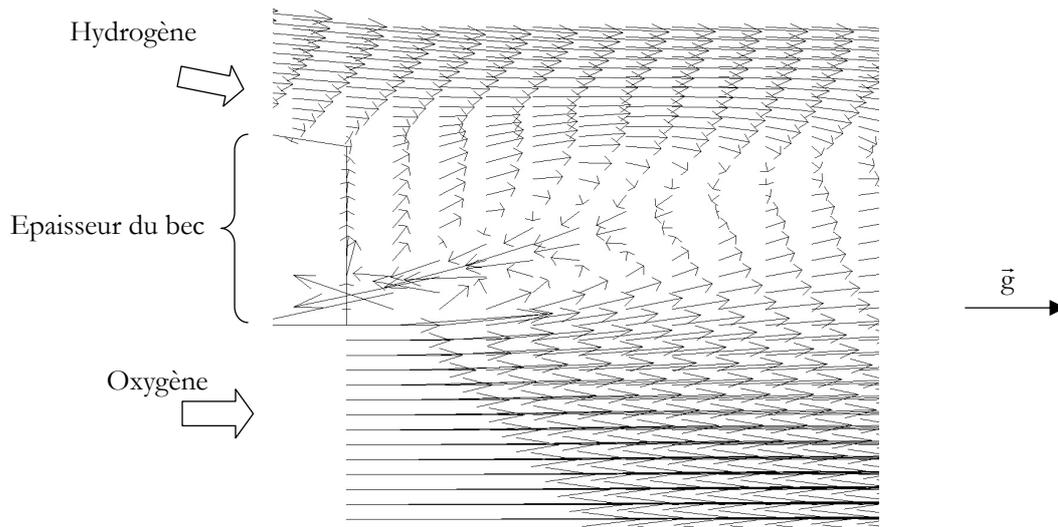


Figure C-27 : zone de recirculation prédite par le calcul (N3S) dans le cas de la configuration isotherme

Le processus de stabilisation reste donc ici mal identifié et nécessiterait une investigation plus avancée. Il ressort cependant que la flamme est probablement détachée du bec. Deux hypothèses de stabilisation restent alors possibles. La première où un faible prémélange, suffisant pour établir une flamme triple, peut être présent et la deuxième où un noyau de recirculation de petite taille permet de stabiliser l'écoulement réactif.

Topologie globale de la flamme

La structure globale de la flamme de diffusion générée par le brûleur RSA se caractérise par une forme conique. En effet, les zones de réaction stabilisées sur les lèvres du brûleur se développent pour converger sur l'axe de l'écoulement. Ce type de flamme fermée est décrit comme étant une flamme « surventilée ». Une définition donnée par Glassman (1996) indique que si dans une configuration axisymétrique le débit volumique d'air du jet extérieur est en excès par rapport au débit requis pour satisfaire la condition de stœchiométrie (par rapport au débit volumique de combustible du jet central) alors la flamme est dite « surventilée ». Cette définition est adaptée à des écoulements réactifs pour lesquelles le combustible est situé dans le jet central. Ici, nous sommes dans une situation inversée où l'oxygène constitue le jet central et l'hydrogène est en périphérie. C'est la raison pour laquelle nous éviterons d'employer le terme de « surventilation » qui sous-entend un excès d'air de l'écoulement externe. Par contre nous utiliserons ce critère d'excès du réactant du jet extérieur afin de déterminer s'il correspond bien à la topologie de la flamme (ouverte ou fermée).

À partir de la relation d'équilibre $H_2 + (1/2)O_2 \rightarrow H_2O$, l'on peut écrire que pour une mole d'oxygène il faut, pour satisfaire la condition de stœchiométrie, deux moles d'hydrogène. Etant donnés les débits volumiques et les propriétés des gaz, on trouve que le nombre de moles d'oxygène correspondant est de $6,125 \cdot 10^{-3}$ moles/s. Pour l'hydrogène celui-ci est de $1,74 \cdot 10^{-2}$ moles/s soit une valeur supérieure aux $2 \times 6,125 \cdot 10^{-3} = 1,225 \cdot 10^{-2}$ moles/s requises. La flamme étudiée ici correspond donc bien au critère de flamme fermée et confirme le comportement observé sur les visualisations (voir Figure C-41 p.105).

Cependant la configuration d'injection des gaz (combustible en périphérie et oxydant dans le jet central) semble être également responsable de la forme observée ici. En effet, Sacadura (1997) indique que pour une configuration équivalente à cette étude, il observe une flamme « surventilée » alors que s'il inverse les écoulements (hydrogène au centre) c'est une flamme ouverte qui est générée, et ceci quel que soit le rapport de vitesse des deux écoulements.

La forme conique de ces flammes peut s'expliquer en s'appuyant sur l'allure des lignes iso-vitesse du jet central. En effet, une évolution de U/U_0 décrite par Spalding (1979) et rappelée par Sacadura (1997) est proposée. Le positionnement de ces isolignes s'exprime par la relation :

$$y = \frac{8x}{\text{Re}\sqrt{3}} \left(\sqrt{\frac{3\text{Re}}{8} \frac{D_{\text{O}_2}}{2x} \frac{U_0}{U} - 1} \right)^{1/2}$$

qui est difficile d'emploi dans cette étude, du fait des caractéristiques particulières de l'écoulement et de sa validité essentiellement dans le champ lointain. Cependant, Spalding indique qu'elle peut également être utilisée pour décrire un scalaire ou la fraction de mélange. L'utilisation de ces isolignes obtenues expérimentalement pourrait être une indication importante quant à la localisation des concentrations d'oxygène (Sacadura, 1997). Il apparaît donc clairement sur la Figure C-28 que celles-ci convergent vers l'axe du jet mettant en évidence le caractère fermé de la flamme.

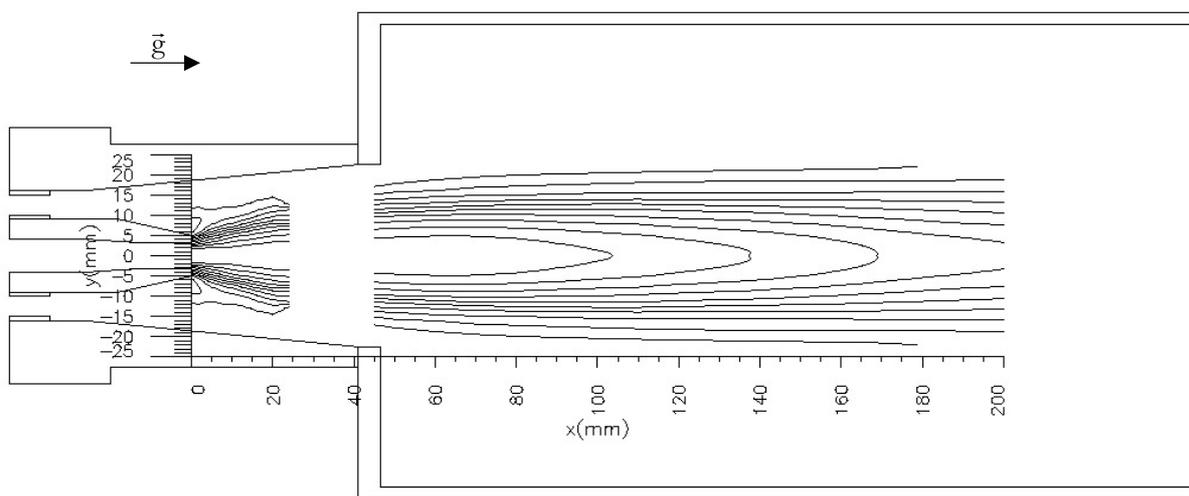


Figure C-28 : évolution des lignes d'iso-vitesses U/U_{CL}

Ce rapprochement entre isolignes de vitesse et concentration d'oxygène prendra toute son importance lorsque nous aborderons l'évaluation des longueurs de flamme et les évolutions aérodynamiques. Une confrontation entre ces différentes longueurs permettra de valider ou non, dans notre configuration, l'hypothèse de Spalding (1979).

Effets de flottabilité dans les flammes et propriétés physiques des gaz

Comme nous l'avons vu dans l'exploration de l'écoulement isotherme, les effets de flottabilité jouent un rôle important dans le développement du jet central. Dans le cas d'une flamme, les effets de flottabilité, également présents, ont une origine qui peut être différente. En effet, la densité variable est alors liée non seulement à la nature des gaz initiaux en présence, mais également à la variation de température. L'examen d'un profil de température montre que celle-ci atteint un maximum sur l'axe uniquement au voisinage de l'extrémité de la flamme (Takagi, 1981). La densité des gaz évoluant comme l'inverse de la température, le minimum de masse volumique n'apparaît alors sur l'axe que dans la zone réactive ce qui diffère d'un écoulement isotherme où il est toujours conservé si le gaz du jet central est de densité plus faible que l'environnement.

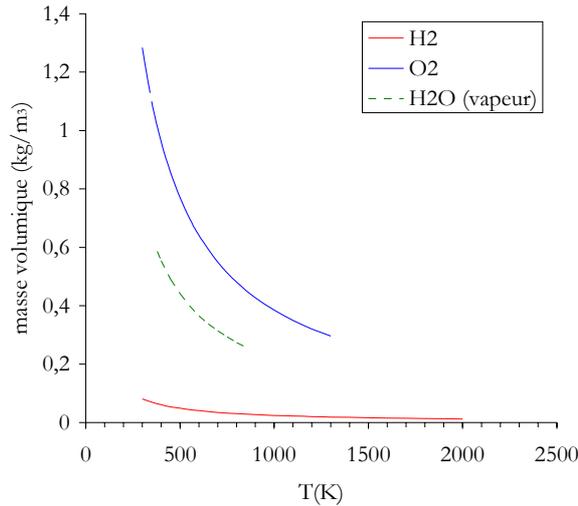


Figure C-29 : évolution avec la température de la masse volumique des différentes espèces

De plus, la nature même des produits de combustion « chauds » formés au voisinage de la zone de réaction va influencer également la densité globale de l'écoulement. Cependant, dans la configuration étudiée ici, le produit formé est principalement de la vapeur d'eau. Si l'on observe l'évolution avec la température de la masse volumique des différents gaz en présence (Figure C-29), on s'aperçoit que l'hydrogène étant situé à l'extérieur, les effets de flottabilité agiront de la même manière. En effet, que ce soit avec de l'oxygène ou de la vapeur d'eau, et quelle que soit la température, le rapport de masse volumique $R\rho (= \rho_{\text{H}_2} / \rho_{\text{O}_2 \text{ ou } \text{H}_2\text{O}})$ reste inférieur à 1.

De même, on constate à partir des calculs de Sacadura (1997) que la masse volumique du mélange $\text{H}_2\text{-O}_2$ présente les mêmes caractéristiques. Ces résultats obtenus avec le code de calcul Chemkin et présentés sur la Figure C-30 montrent l'évolution de la masse volumique du mélange $\text{H}_2\text{-O}_2$ en fonction de la température. Ils ont été réalisés pour différentes valeurs du coefficient massique du mélange $n_s = nM_{\text{O}_2} / M_{\text{H}_2}$ avec n , le coefficient stœchiométrique molaire relatif à l'oxydant.

Ainsi, il apparaît que des effets de flottabilité non négligeables peuvent apparaître dans ce type d'écoulement réactif qui, comme dans le cas isotherme, sont susceptibles de modifier le développement de la flamme.

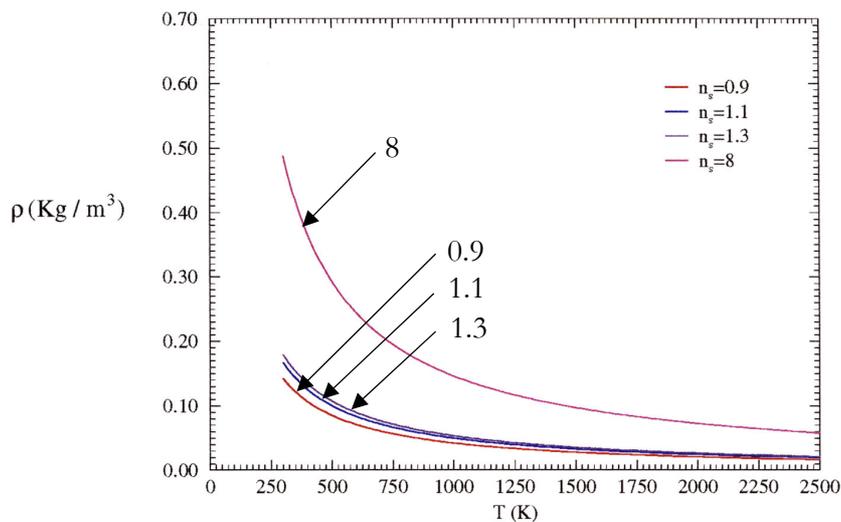


Figure C-30 : évolution de la masse volumique du mélange en fonction de la température et pour différentes valeurs du coefficient massique (Sacadura, 1997)

Par ailleurs, comme nous l'avons déjà montré pour le calcul des caractéristiques initiales sur l'oxygène, la viscosité cinématique de toutes les espèces varie avec la température. Ainsi sur la Figure C-31 est présenté l'évolution de celle-ci pour les différents gaz en présence.

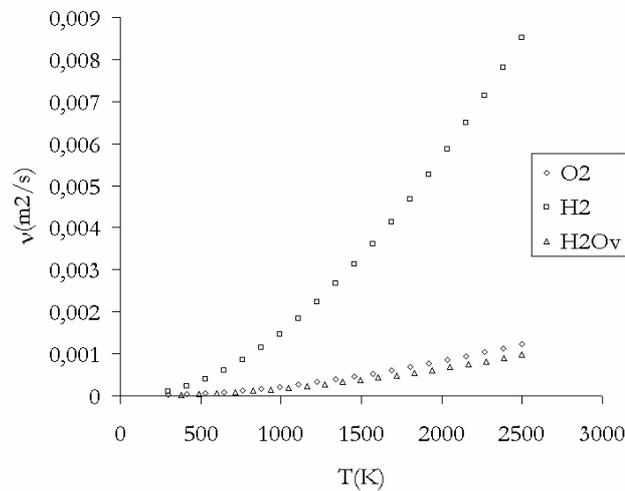


Figure C-31 : évolution avec la température de la viscosité cinématique des différentes espèces

L'augmentation de la viscosité cinématique avec la température pourra avoir des conséquences sur la nature laminaire ou turbulente de l'écoulement. En effet, si l'augmentation de vitesse due au dégagement de chaleur n'est pas suffisante en comparaison des effets visqueux, alors le caractère laminaire va se conserver. Nous verrons par la suite, grâce aux évolutions aérodynamiques, lequel de ces deux effets est prédominant.

On remarque également que, quelle que soit la température, la viscosité de l'oxygène est plus faible que celle de l'hydrogène. Cela indique que l'écoulement pourra se développer de façon différente suivant le côté de la zone de réaction observé.

La Figure C-32 présente les mêmes résultats pour le mélange H_2-O_2 calculés par Sacadura (1997).

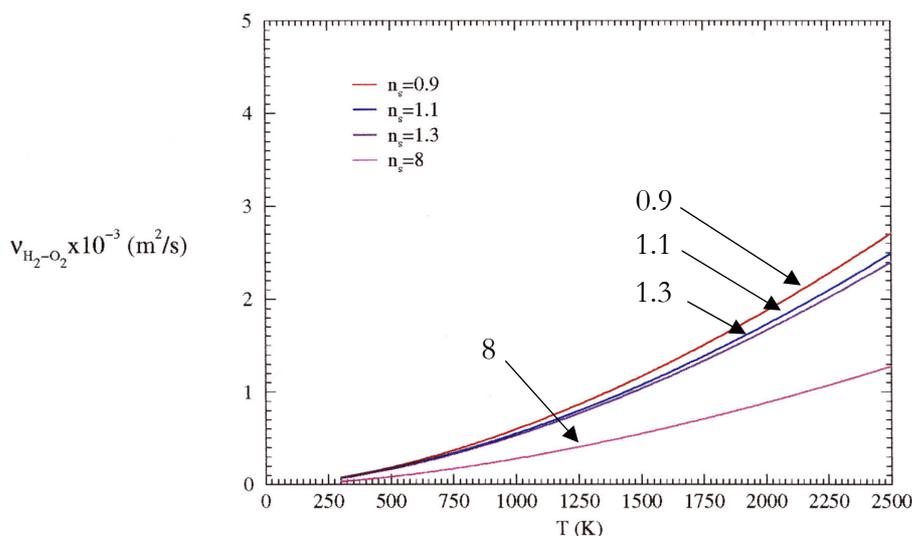


Figure C-32 : évolution de la viscosité cinématique du mélange en fonction de la température et pour différentes valeurs du coefficient massique (Sacadura, 1997)

Comme pour les gaz seuls, la viscosité du mélange H_2-O_2 présente des caractéristiques très différentes lorsque l'hydrogène devient prépondérant.

Transferts de chaleur

Les caractéristiques des gaz très différentes vont jouer un rôle important sur les échanges thermiques dans la flamme. La chaleur produite dans la zone de réaction réchauffe les deux zones situées de part et d'autre du front, entraînant un comportement différent suivant le côté de la zone de réaction observé.

Le nombre de Lewis (Le), défini comme le rapport de la diffusion de la chaleur à celle des espèces, permet de comparer ces deux phénomènes dans la flamme.

$$Le_i = \frac{a_T}{D_i} \quad (C.10)$$

avec $a_T = \lambda / \rho_i C_p$ la diffusivité thermique et d_i le coefficient de diffusion moléculaire.

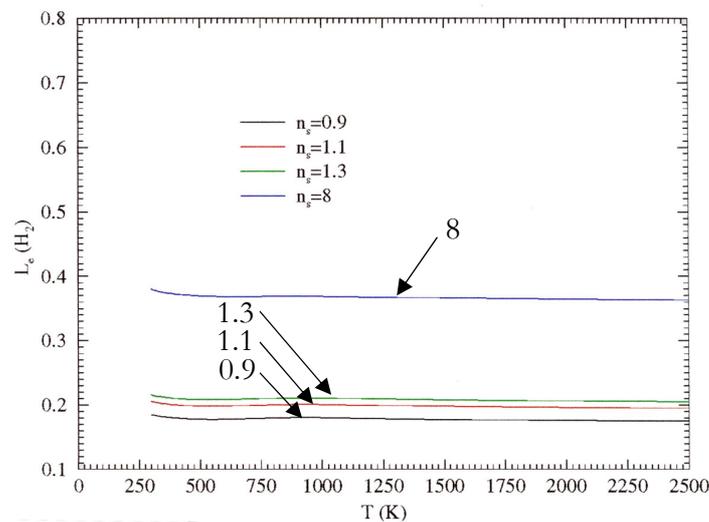


Figure C-33 : évolutions du nombre de Lewis de l'hydrogène pour différentes valeurs du coefficient massique (Sacadura, 1997)

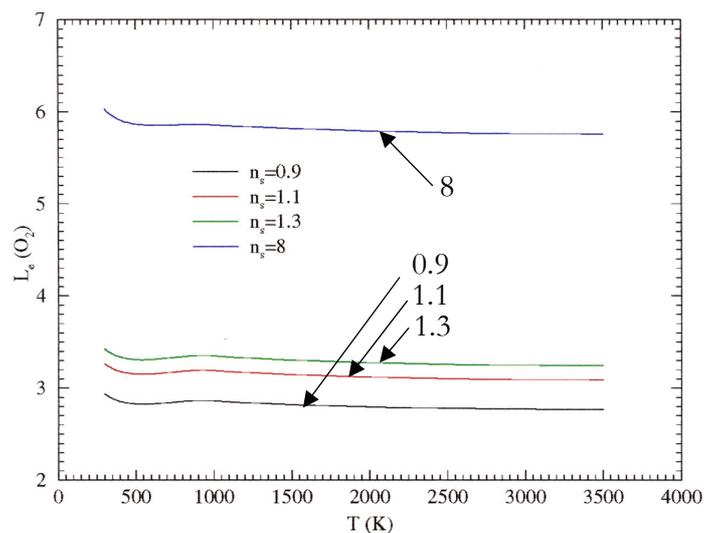


Figure C-34 : évolutions du nombre de Lewis de l'oxygène pour différentes valeurs du coefficient massique (Sacadura, 1997)

Une évolution de ce nombre de Lewis a été calculée par Sacadura (1997) pour des gaz identiques à ceux que nous utilisons dans cette étude. Ainsi, sur les figures précédentes (Figure C-33, Figure C-34), les nombres de Lewis de l'oxygène et de l'hydrogène sont présentés en fonction de la température et pour différentes valeurs du coefficient massique de mélange n_s (dans un mélange oxygène-hydrogène). Il apparaît clairement que lorsque l'hydrogène est majoritaire, la valeur du nombre de Lewis de cette espèce est située au voisinage de 0,2. Au contraire, le nombre de Lewis de l'oxygène est supérieur à 1 avec une valeur comprise entre trois et quatre. Il apparaît également que la température influence peu les valeurs du nombre de Lewis et que donc, seule la présence de l'hydrogène est principalement responsable de son évolution.

L'intérêt dans cette étude, de l'utilisation du nombre de Lewis, est que sa variation met en évidence des phénomènes de diffusion prépondérants très différents suivant la zone observée, influençant alors le champ de température. En effet, comme nous le verrons par la suite lors de l'estimation des températures, les transferts thermiques dans l'écoulement seront liés aux gaz en présence. Ceci aura pour conséquence des modifications de prédictions de température importantes par rapport aux flammes pour lesquelles l'hydrogène n'est pas le combustible, le nombre de Lewis étant alors supposé constant et égal à 1.

Cuenot et Poinsot (1996) indiquent également grâce à une étude asymptotique que la variation du nombre de Lewis peut également affecter la position de la flamme.

Nous avons mis en évidence dans cette première étape que l'écoulement réactif se caractérisait par une structure de flamme conique pour laquelle le front de flamme se refermait sur l'axe (flamme fermée).

Il a été montré également que, du fait du fort dégagement de chaleur présent dans la flamme, les propriétés des gaz évoluaient de façon significative pouvant entraîner à la fois des effets de flottabilité non négligeables mais également influencer la nature laminaire ou turbulente de l'écoulement.

Liés aux propriétés physiques très différentes des gaz en présence, il est apparu également par l'intermédiaire du nombre de Lewis, que les transferts thermiques seront très différents suivant la région considérée.

1-2-3 *Le développement de la flamme*

Longueur de flamme

L'un des paramètres importants qui nous guidera pour la compréhension des phénomènes d'évolution des particules, est la longueur de la flamme (L_f). Suivant la dimension de cette dernière et les niveaux de température rencontrés, la morphologie des microbilles pourra être affectée. Il apparaît notamment que l'extrémité de la flamme est une des régions qui possède le niveau de température le plus élevé (Ishizuka, 1986).

Afin de définir une longueur caractéristique, la flamme doit tout d'abord présenter une structure « fermée ». C'est effectivement dans cette configuration que l'examen de l'état d'une grandeur, présentant une singularité sur l'axe, permettra de définir la longueur de la flamme. Différentes grandeurs permettent la caractérisation de L_f . On peut ainsi utiliser :

- le rayonnement visible
- la température
- les concentrations
- le rayonnement OH*

La littérature fournit donc des définitions variées de cette dimension (L_f) suivant les variables considérées. Sans en faire une liste exhaustive, on peut examiner les plus utilisées.

Les longueurs de flammes ont tout d'abord été obtenues à partir du rayonnement visible de la flamme. Elles sont alors basées sur la distance axiale à laquelle une réaction de combustion peut être observée (Becker et Liang 1978, Driscoll 1992). Dans ce cas, la grandeur caractéristique indirectement utilisée est le taux de réaction maximum w_{\max} avec $w=dz/dt$ et z l'avancement (voir Borghi, 1995).

Les mesures sont alors réalisées à partir de photographies de flammes afin d'observer le rayonnement visible de la zone de réaction. Il s'agit de la technique la plus ancienne et la plus facile à utiliser. Becker (1978), à partir de ce type d'observation sur une flamme de diffusion air/propane, propose une relation entre la longueur de la flamme et le nombre de Richardson.

$$L_f/D_i = 63,4Ri_s^{-0,130} \quad (C.11)$$

Cette formulation a la particularité de prendre en compte, par l'intermédiaire du nombre de Richardson, les effets de flottabilité. Cependant l'auteur indique clairement que, du fait de son établissement, le domaine de validité de cette expression est limité à des flammes de diffusion air/propane.

La température est une autre grandeur qui peut servir à définir une longueur de flamme. En se basant sur des considérations théoriques et à partir des relations établies par Burke et Schumann (1928) pour une flamme de diffusion plane, Borghi (1995) établit la longueur de flamme comme la distance à laquelle la température est maximale sur l'axe. Pour une flamme de diffusion air/hydrogène il obtient alors :

$$\frac{L_f}{r_0} = \frac{U_Q r_0 / d_i}{\ln\left(\frac{0,23 + n_s}{n_s}\right)} \quad (C.12)$$

où d_i représente le coefficient de diffusion moléculaire, n_s le coefficient massique stœchiométrique et 0,23 une constante liée à la nature des gaz (air). Cependant, du fait de l'établissement de cette expression pour une flamme plane, il y a une hypothèse très restrictive de conservation radiale du débit unitaire ρV .

Cheng (1992) propose un calcul de longueur de flamme basé sur la distance à laquelle la composition moyenne sur l'axe devient stœchiométrique. Il s'agit alors d'une nouvelle approche faisant intervenir les concentrations des différents réactants.

Spalding (1979) propose ainsi une expression reliant à la stœchiométrie avec une hypothèse de chimie infiniment rapide, le rayon de la flamme laminaire à l'abscisse longitudinale. Ainsi pour un rayon nul il est donc possible de déterminer la longueur de la flamme (Sacadura, 1997). Cette définition rejoint celle utilisée par Cheng (1992) et s'exprime par la relation suivante :

$$L_f = \frac{3 U_Q r_0^2 \pi}{8 Z_s \nu} \quad (C.13)$$

où Z_s est la fraction de mélange à la stœchiométrie.

Enfin, plus récemment Sautet (2001) a utilisé une technique reposant sur le champ d'émission du radical OH^* . La longueur de la flamme correspond au point d'inflexion situé dans la phase de décroissance sur l'axe de l'intensité d'émission OH^* . On notera cependant que Cheng (1992) effectuant des mesures de températures et de concentrations simultanées, remarque que la

fraction molaire maximale du radical OH^* intervient à la même position que le « pic » de température. Ainsi si l'on admet que le maximum d'émission du radical OH^* correspond à la zone dans laquelle sa fraction molaire est maximale, alors cette définition de la longueur de flamme revient à celle faite par Borghi (1995).

Dans la configuration de référence retenue dans le cadre de notre travail, l'accès aux températures et aux concentrations est particulièrement difficile. Nous avons donc retenu une définition également basée sur l'émission du radical OH^* mais qui correspond à la distance pour laquelle les lignes d'émission maximum du radical convergent sur l'axe. En effet, l'utilisation d'un point d'inflexion, comme dans l'étude de Sautet (2001) est rendue difficile par l'effet d'intégration optique. Les niveaux d'intensité ainsi que leurs évolutions peuvent être modifiés par cette intégration. Par contre, comme l'indique Walsh (2000), elle semble peu affecter la position du maximum d'émission.

Même si elle ne fournit pas la longueur exacte de flamme suivant les définitions présentées précédemment, cette méthode d'évaluation d'une longueur caractéristique permettra, par son adaptation facile à toutes les configurations étudiées, une comparaison intéressante des différents cas.

Ainsi l'examen du champ de chimiluminescence (Figure C-35-a) dans le cas de référence, montre que la ligne représentant le maximum d'émission OH^* s'écarte assez peu de l'axe de l'écoulement et recoupe ce dernier à une distance de 80 mm (Figure C-35-b). La longueur caractéristique de la flamme est donc de 80 mm soit $12,5D_{\text{O}_2}$.

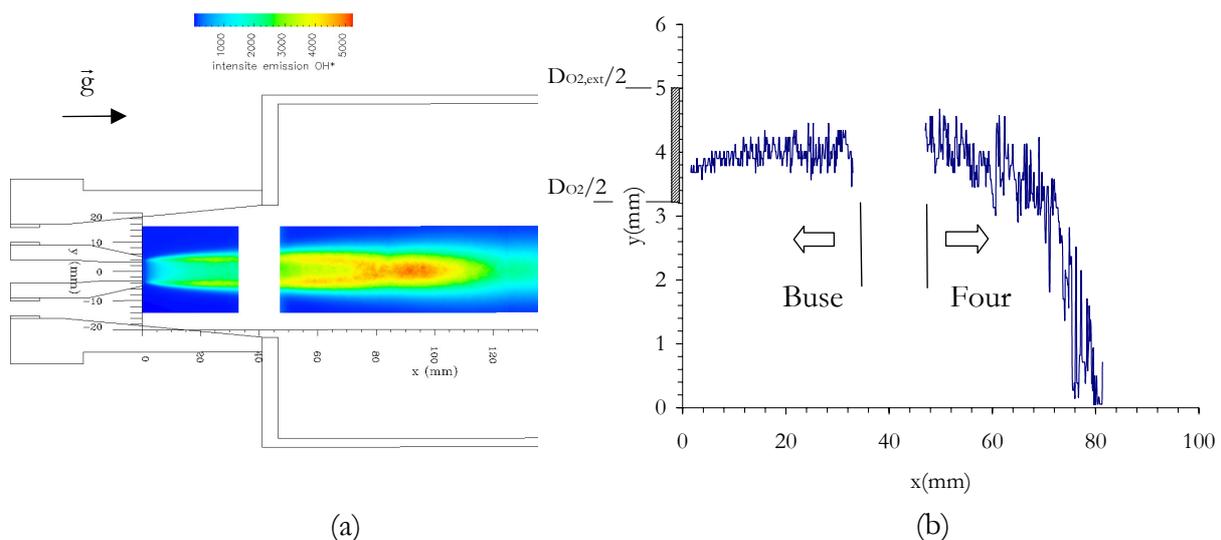


Figure C-35 : (a) champ de chimiluminescence du radical OH^* (b) ligne d'émission maximale OH^*

Il apparaît également sur la Figure C-35-b que, dès les premiers millimètres du développement, la ligne d'émission maximale du radical OH^* se situe très proche du diamètre intérieur du bec. Cela signifie donc que la zone de réaction est positionnée très près de la frontière du jet central (O_2), où la recirculation et le mélange seraient les plus efficaces (cf. Figure C-27 p.93). La diffusion massique rapide de l'hydrogène associée à une cinétique chimique également rapide de l'hydrogène avec l'oxygène (Gore, 1987) contribuent sans aucun doute encore au mécanisme de stabilisation du front dans cette zone.

Les caractéristiques globales de la flamme de diffusion décrites, nous allons maintenant aborder l'évolution des différentes grandeurs aérodynamiques.

Évolutions aérodynamiques

La Figure C-36 présente l'évolution dimensionnée de la vitesse moyenne longitudinale sur l'axe et de U_{rms} dans les cas isotherme et réactif.

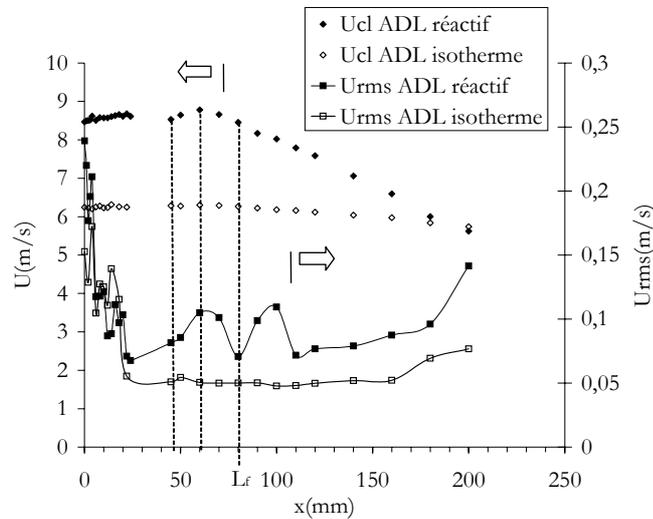


Figure C-36 : évolution sur l'axe de la vitesse moyenne longitudinale et des fluctuations associées dans les cas isotherme et réactif

Outre le niveau de vitesse moyenne élevé, il apparaît dans la zone proche de la sortie de la buse ($x < 20 \text{ mm} \approx 3D_i$), comme pour le cas isotherme, des valeurs de fluctuations de vitesse légèrement plus élevées liées probablement à l'établissement du jet. Le niveau reprend ensuite une valeur constante légèrement supérieure à celle obtenue pour le cas isotherme. L'observation des grandeurs normées (Figure C-37) montre un comportement équivalent entre écoulements isotherme et réactif pour ce qui concerne l'intensité de turbulence. L'augmentation sensible apparaissant pour les derniers points dans les cas isotherme et réactif est à relier à l'oscillation de l'extrémité du jet et de la flamme ; oscillation nettement visible dans le cas réactif. Ce phénomène qui apparaît à l'extrémité ouverte du confinement (four) est accentué par le dégagement de chaleur.

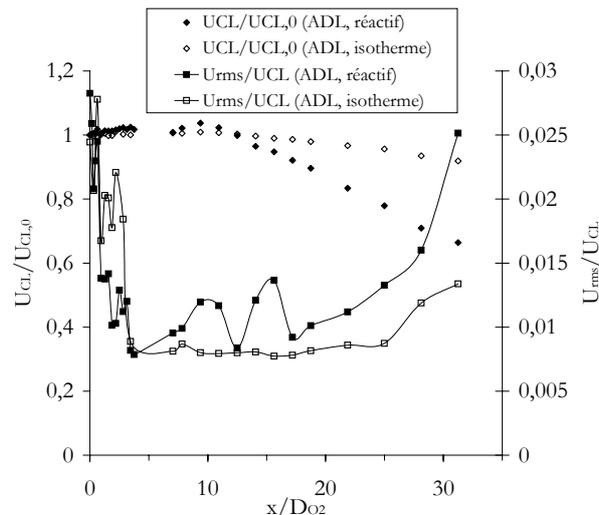


Figure C-37 : évolution sur l'axe de $U_{cl}/U_{cl,0}$ et de l'intensité de turbulence dans les cas isotherme et réactif

Dans le cas réactif, on peut noter que l'évolution sur l'axe de la vitesse moyenne longitudinale présente une première partie uniforme et égale à la vitesse de sortie, puis pour l'abscisse

$x=60\text{mm}=9,5D_{O_2}$, une décroissance significative apparaît. Bien que la loi d'évolution semble linéaire, la faible distance d'exploration ne permet pas d'établir une expression avec certitude (il peut également s'agir du début d'une décroissance hyperbolique).

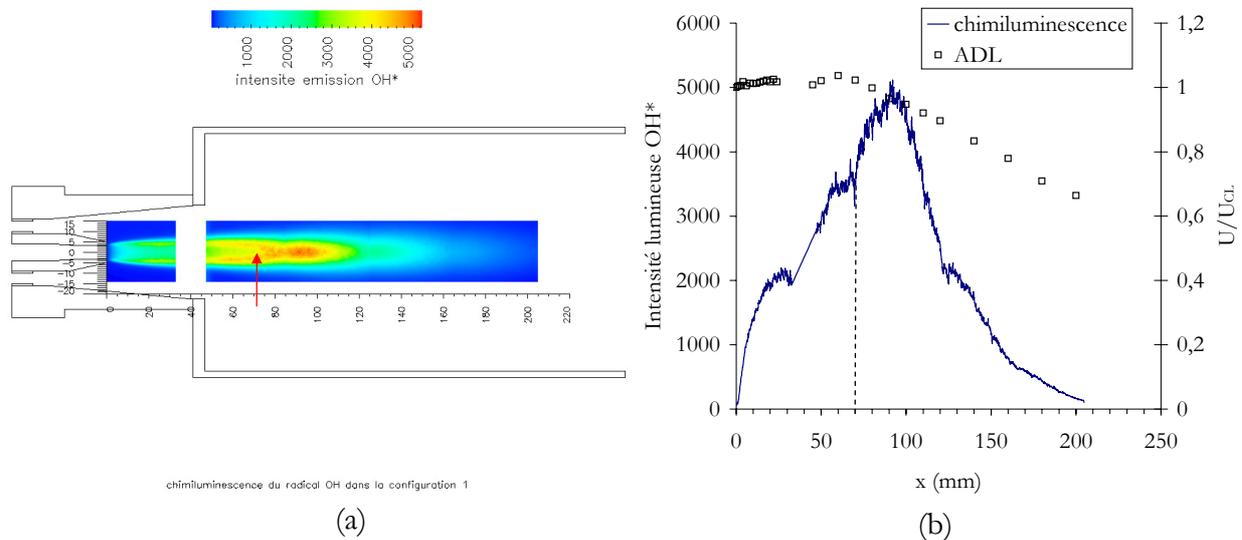


Figure C-38 : (a) champ de chimiluminescence du radical OH^* , la flèche rouge indique la jonction supposée des zones de réaction sur l'axe (b) comparaison entre vitesse longitudinale et signal de chimiluminescence sur l'axe

On remarque également que la décroissance ne s'accompagne pas d'une augmentation significative de l'intensité de turbulence (qui aurait indiqué une transition vers un régime turbulent). Il s'agit donc plus sûrement d'une évolution de type laminaire. Celle-ci peut être confrontée au champ d'émission lumineuse du radical OH^* (Figure C-38-b). Une analyse prudente de ces résultats, non corrigés par transformée d'Abel, souligne cependant une correspondance entre la décroissance de la vitesse moyenne axiale et l'augmentation du radical OH^* ($\cong x=70\text{mm}=11D_{O_2}$). Malgré les phénomènes d'intégration optique, cette région peut être identifiée comme étant la zone où la surface de réaction se referme sur l'axe (flèche rouge Figure C-38-a). Plus précisément, cette distance peut être confrontée à la longueur de flamme établie précédemment et égale à 80 mm. La décroissance de la vitesse moyenne intervient donc juste avant les niveaux maximum d'émission du radical OH^* et donc avant la zone de réaction. Cette région, située à l'amont de l'extrémité de la flamme se caractérise par une diffusion des produits de combustion générés par les fronts latéraux qui préchauffent probablement les réactants et modifient ainsi leurs propriétés. Cette comparaison entre le point d'augmentation de OH^* sur l'axe (70mm) et la longueur de flamme, définie comme étant le point où l'émission maximale du radical atteint l'axe (80mm), met en évidence également la nature épaisse de la zone de réaction. De plus, elle confirme également l'hypothèse de Spalding (1979) mettant en relation les isolignes de vitesse et l'évolution d'un scalaire (la concentration d'oxygène par exemple).

Dans cette zone où une interaction des fronts est réalisée, les modifications aérodynamiques engendrées doivent être visibles à la fois sur la vitesse longitudinale mais également sur la vitesse transversale. Les mesures ADL ne donnant pas accès à cette grandeur, nous avons utilisé les résultats des champs PIV. Pour $y=0$, la configuration axisymétrique ne permet pas de mettre en évidence une modification significative de la vitesse transversale. C'est pourquoi la Figure C-39-b présente l'évolution longitudinale de la vitesse transversale tracée à partir des champs PIV pour une valeur de y égale à 1 mm.

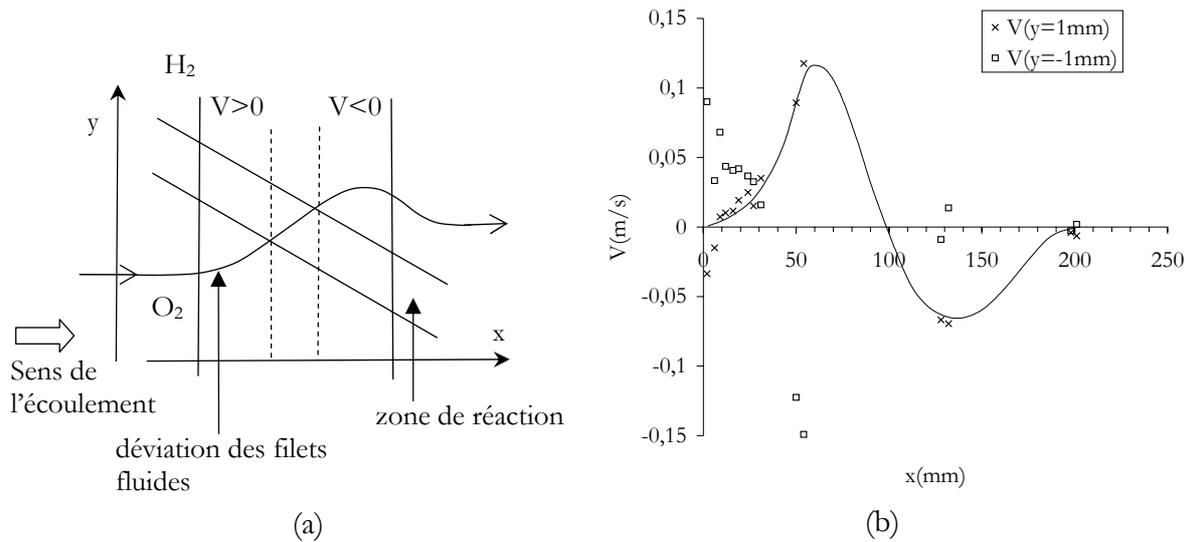


Figure C-39 : (a) schéma de déviation des filets fluides (b) évolution longitudinale de la vitesse transversale en $y=-1\text{mm}$ et $y=1\text{mm}$ (PIV)

Cette courbe montre qu'effectivement, plus l'on se rapproche de l'extrémité de la flamme, plus les valeurs de la vitesse transversale deviennent importantes. Celle-ci est de plus positive, indiquant donc un épanouissement de l'écoulement suffisamment important pour dévier les filets fluides vers l'extérieur (Figure C-39-a). Ceci est confirmé par l'observation de cette évolution en $y=-1\text{mm}$, du fait des valeurs négatives de la vitesse transversale au voisinage de l'extrémité de la flamme (Figure C-39-b). Cette déviation influence donc le niveau de vitesse axiale. Les valeurs des vitesses situées en aval de l'extrémité de la flamme retrouvent des niveaux plus faibles voire négatifs. Cependant le trop faible nombre de points expérimentaux situés en $x > 100$ ne nous autorise pas à conclure de façon trop catégorique sur les phénomènes agissant dans cette zone.

Ainsi, l'abscisse à laquelle décroît la vitesse axiale semble donc être un indicateur du début de la zone d'interaction des fronts de la flamme de diffusion. Elle s'établit à une valeur de $x=60\text{mm}$ ($=9,4D_{O_2}$). Par ailleurs, un examen plus précis de la courbe (Figure C-38-b), permet également de noter qu'une légère augmentation de vitesse précède cette décroissance en $x=45\text{mm}$. Celle-ci semble être la traduction de l'élévation importante de température dans cette zone.

Le positionnement des zones de réaction joue donc un rôle important dans l'évolution des grandeurs aérodynamiques. Afin de le définir plus précisément nous avons observé l'évolution longitudinale de différentes variables caractérisant le développement et l'épanouissement des jets.

La Figure C-40 présente l'évolution longitudinale de la valeur de $Y_{0,5}$ décrivant l'épanouissement aérodynamique de l'écoulement. Celle-ci est comparée avec le cas isotherme.

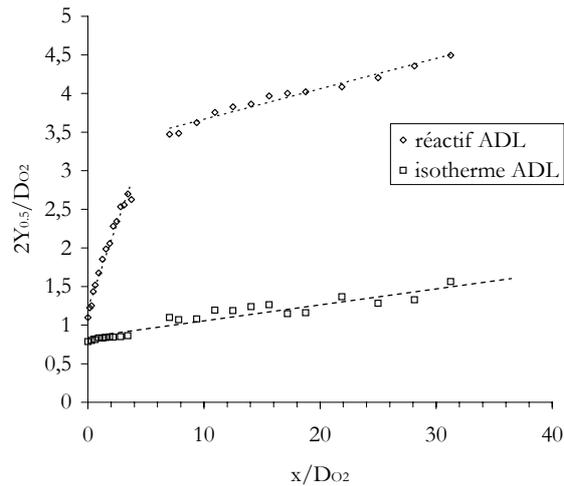


Figure C-40 : épanouissement du jet dans le cas réactif et comparaison avec le cas isotherme

Le cas réactif présente des caractéristiques très différentes de celles classiquement observées pour le cas isotherme. Outre les niveaux d'épanouissement plus élevés, le taux d'expansion varie suivant la zone observée. Ainsi, dans la zone proche ($x/D_{O_2} < 5$), on constate que l'évolution de $Y_{0.5}$ peut s'approcher par une expression linéaire possédant un coefficient très important (0,44) par rapport au cas isotherme (0,02). Au contraire, dans la zone suivante (four), le taux d'épanouissement, bien que restant supérieur à celui de l'écoulement sans la flamme, a diminué pour retrouver une valeur proche de celle relevée dans le cas isotherme. Ainsi l'on a :

- Pour la zone proche

$$2Y_{0.5}/D_{O_2} = 0.44 x/D_{O_2} \quad (C.14)$$

- Pour la zone de confinement (four)

$$2Y_{0.5}/D_{O_2} = 0.04 x/D_{O_2} \quad (C.15)$$

Pour étayer cette analyse nous avons comparé ces résultats à l'épanouissement obtenu à partir des mesures de chimiluminescence. Un seuillage des images de l'émission OH^* est alors nécessaire. Cependant, l'effet d'intégration lumineuse ne permet d'effectuer cette opération pour la totalité de l'image. En effet, dans ce cas, la distribution binomiale classique (Sacadura, 1997) ne peut être obtenue. C'est la raison pour laquelle seule une portion de la visualisation est utilisée pour le seuillage évitant la partie centrale pour laquelle l'effet d'intégration est maximum. De plus, un histogramme de niveau de gris a été réalisé pour différentes régions de la flamme afin d'obtenir une iso-valeur caractéristique pour chacune de ces zones. En effet, l'épaisseur de la flamme évoluant au cours du développement de l'écoulement, les conditions d'intégration optique varient également. Ainsi, un seuil déterminé dans une partie haute de la flamme ne permettra pas de caractériser la même valeur réelle d'émission (sans intégration) dans la partie basse du confinement.

Quatre régions de l'écoulement ont été retenues (Figure C-41). La première ①, située à proximité du bec, concerne des résultats peu affectés par le phénomène d'intégration optique mais présentant des niveaux d'intensité faibles. La deuxième zone ②, également située dans la buse, intègre le bord de la flamme, en excluant la partie centrale de l'écoulement où les niveaux moyens sont considérablement affectés par l'intégration. Une troisième zone ③, située après l'élargissement brusque dans la région du four, présente les mêmes caractéristiques géométriques que la précédente mais intègre des niveaux plus élevés. Enfin, une quatrième région ④ contient la zone la plus lumineuse siège de l'émission OH^* maximale.

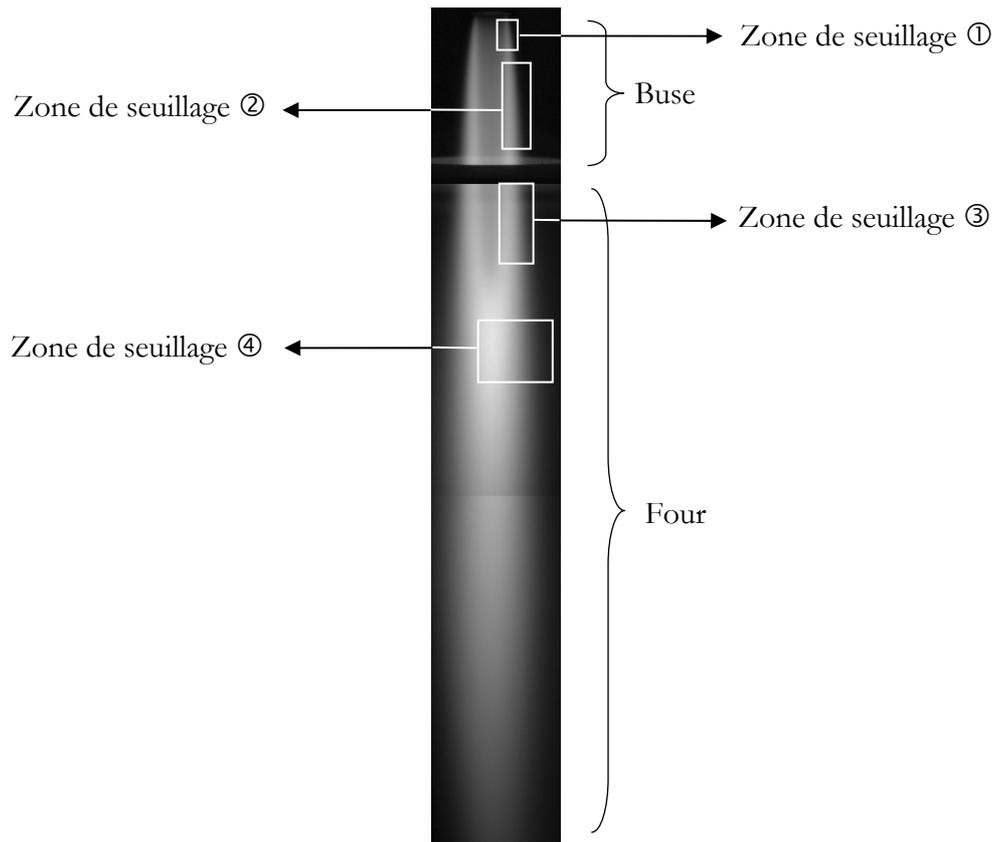


Figure C-41 : forme de la flamme et positionnement des différentes zones de seuillage de chimiluminescence

Les histogrammes obtenus pour chacune de ces zones permettent, après lissage, le choix d'un seuil correspondant à la valeur de OH^* au creux de l'histogramme (Salentey, 2002).

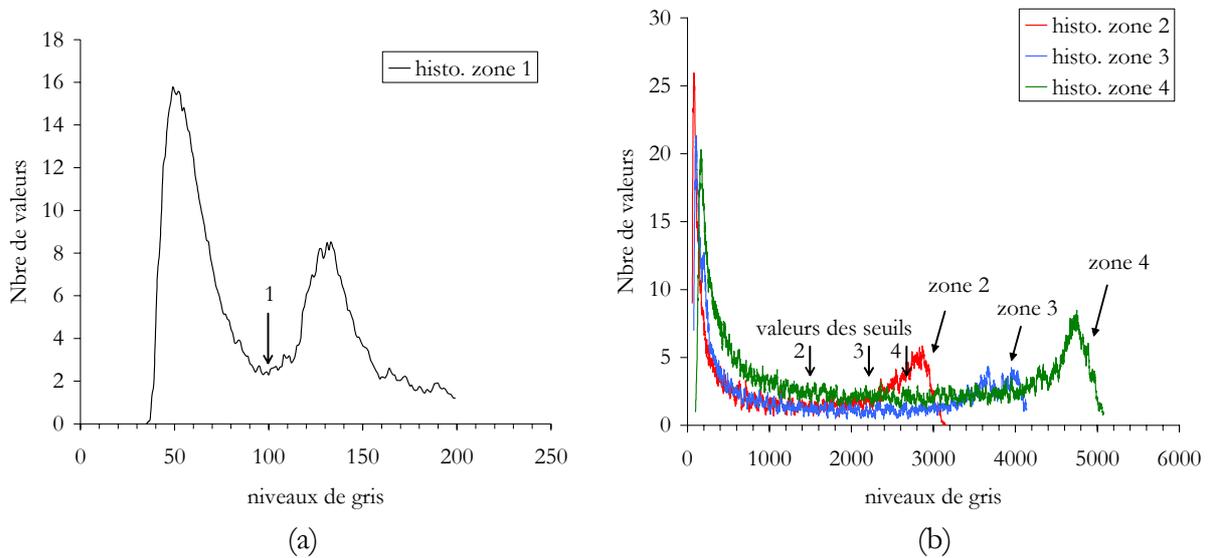


Figure C-42 : histogrammes de chimiluminescence

Comme on peut le voir sur la Figure C-42, le codage de l'image s'effectuant sur $2^{13}=8192$ niveaux de gris, quatre valeurs de seuil peuvent être obtenues :

- ① → 100
- ② → 1500
- ③ → 2200
- ④ → 2700

Le tracé des isolignes correspondantes est présenté sur la Figure C-43. Celles-ci sont superposées sur la Figure C-44 à la ligne caractéristique déjà présentée pour l'établissement de la longueur de la flamme et qui traduit l'évolution de la position du niveau maximum d'émission OH^* atteint dans chaque section.

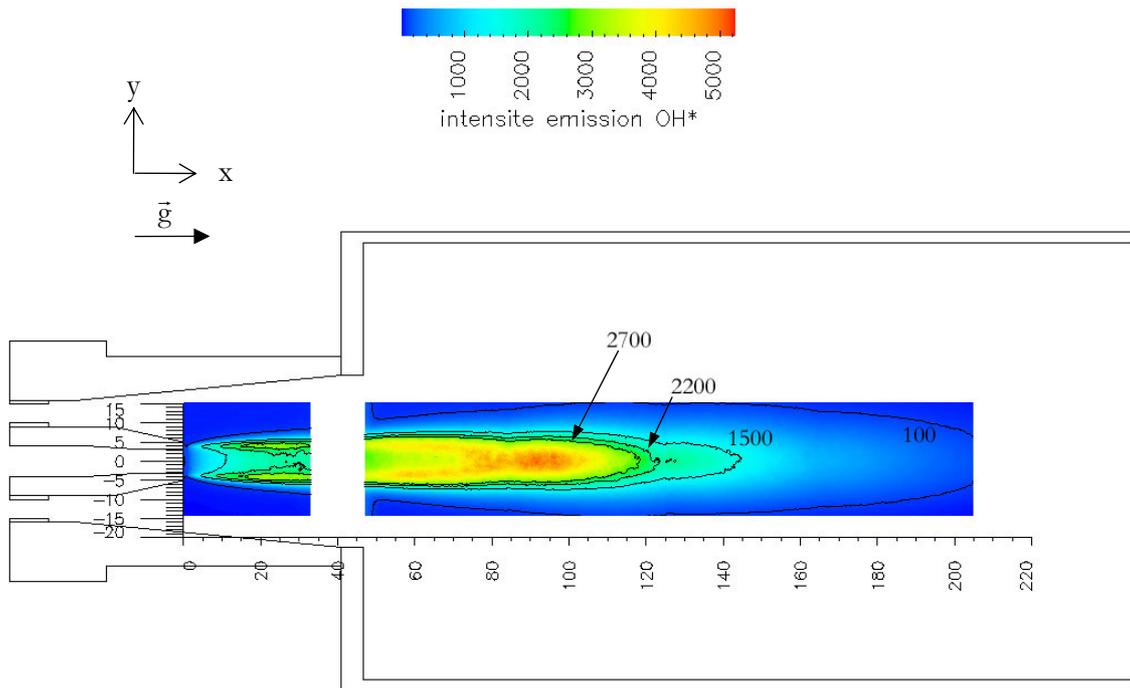


Figure C-43 : isolignes du champ de chimiluminescence OH^*

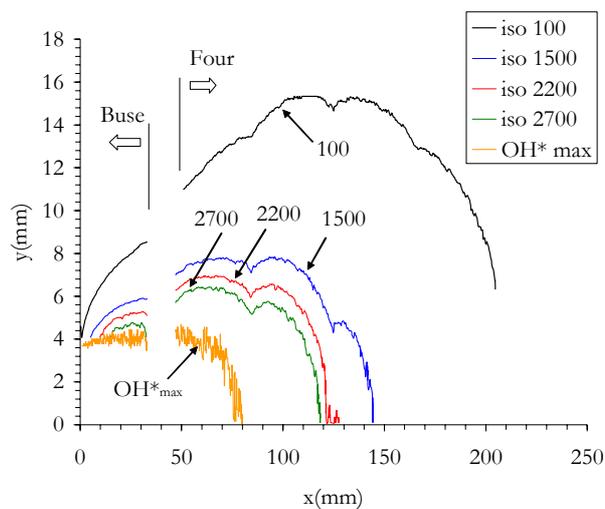


Figure C-44 : isolignes et ligne d'émission maximale du champ de chimiluminescence OH^*

- Dans le cas de la valeur 100, cette ligne de niveau suit relativement bien le bord des zones de production OH^* dans la buse mais on constate un éloignement important lorsque l'on s'intéresse à la région du confinement inférieur (four). En particulier, elle ne présente pas de convergence sur l'axe dans cette région. Ainsi, même si pour les premiers diamètres de développement de l'écoulement cette ligne de niveau convient pour décrire la zone de production OH^* , elle ne permet pas de couvrir l'ensemble de l'exploration.
- La ligne de niveau 1500, par sa convergence sur l'axe à une distance de 140mm ($=21,9D_{\text{O}_2}$), semble être un bon indicateur de la frontière de l'émission de OH^* dans les zones du confinement inférieur et du bas de la buse ($x > 10\text{mm}$). En effet, la configuration « fermée » de la flamme précédemment décrite, est en accord avec ce type de comportement. Mais il faut aussi noter qu'elle présente une jonction sur l'axe au voisinage du bec (très en amont de la longueur de flamme) lié à l'effet d'intégration optique.
- Les deux autres isolignes (2200 et 2700) possèdent des caractéristiques équivalentes tout en se rapprochant de la ligne de production maximale du radical OH^* (Figure C-44). Contrairement au cas précédent l'effet d'intégration dans la buse n'est pas suffisant pour permettre la jonction sur l'axe des deux branches intérieures mais doit contribuer fortement au rapprochement de celles-ci. On ne pourra donc pas exploiter l'information d'épaisseur de la zone de production du radical OH^* avec ces résultats.

En fonction de la zone observée, il conviendra donc de choisir la ligne de niveau la plus appropriée. Ainsi, si dans le cas de la buse, l'iso-valeur 100 semble bien convenir, pour des positions plus en aval (four), il est plus difficile de réaliser un choix parmi les seuils 1500, 2200 et 2700. Il conviendra donc de suivre l'évolution de l'ensemble de ces isolignes.

On remarque que quelle que soit l'isoligne issue du champ de chimiluminescence, elle présente un épanouissement. Il est donc intéressant de les confronter avec l'épanouissement aérodynamique afin d'observer si une corrélation est présente. La Figure C-45 propose, dans la buse, une comparaison plus détaillée de l'épanouissement aérodynamique issu des résultats ADL et du développement de la zone de réaction lié au tracé des isolignes d'émission spontanée OH^* .

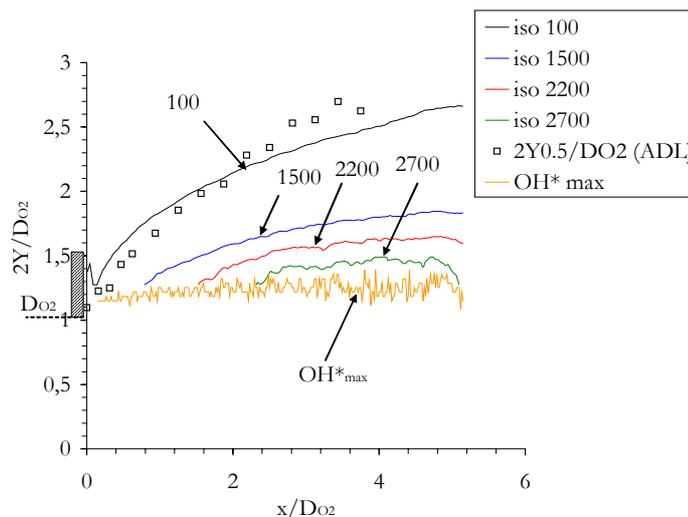


Figure C-45 : isolignes et ligne d'émission maximale du champ de chimiluminescence OH^* superposées à l'évolution longitudinale de la variable $Y_{0,5}$ dans la zone de la buse

Les résultats montrent que la ligne de niveau 100 présente une évolution assez similaire à celle de la variable aérodynamique $Y_{0.5}$ (bien que non linéaire dans le cas de la chimiluminescence). Cependant le tracé des autres isolignes (1500, 2200, 2700), plus significatives du positionnement des fronts, indique que les zones de forte production du radical OH^* sont situées à l'intérieur du jet central. La flamme se développe donc à proximité de l'axe en décalage intérieur par rapport au développement aérodynamique de l'écoulement. Conformément à l'analyse déjà menée pour l'établissement de la longueur de la flamme, l'importance de la diffusion moléculaire de l'hydrogène est probablement à l'origine de ce positionnement rejoignant ici les résultats de Sacadura (1997). Dans une configuration équivalente, celui-ci justifie effectivement ces résultats par une diffusion plus rapide de l'hydrogène, le jet d'oxygène de vitesse plus élevée, ne diffusant lui que très peu latéralement.

En complémentarité de la partie qui vient d'être présentée et afin d'obtenir une vision plus globale du développement aérodynamique, nous allons aborder l'étude des profils transversaux. Ceux-ci présentant une zone d'ombre liée à l'ensemencement non simultané des deux écoulements (voir B-1-Dispositif expérimental et techniques de mesures), nous ferons une hypothèse de continuité des profils. L'examen de l'évolution transversale de vitesse moyenne axiale montre que, dans la partie initiale du développement (buse), la compensation du sillage entre les deux écoulements coaxiaux est rapide (Figure C-46).

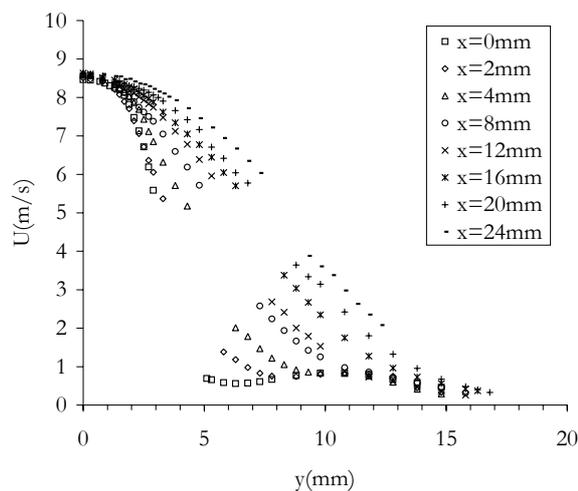


Figure C-46 : profils transversaux de vitesse moyenne axiale dans la partie initiale du développement (ADL)

En effet, dès $x=8\text{mm}(=1,25D_{O_2})$ il n'apparaît plus aucun déficit de vitesse entre les écoulements d'oxygène et d'hydrogène, en relation avec la remarque précédente sur l'épanouissement très important du jet dans la zone de la buse. Ainsi ce comportement qui rejoint celui d'un jet unique, est obtenu très tôt dans le développement. L'influence de l'écoulement coaxial ne se manifeste alors plus que par la présence d'hydrogène à la périphérie et par les effets de flottabilité qui sont induits. L'observation des profils d'intensité de turbulence (Figure C-47) permet aussi de noter que les « pics » liés au gradient de vitesse axiale entre les jets coaxiaux disparaissent, en relation avec l'analyse des champs moyens dès $x=8\text{mm}$, pour ne laisser apparaître qu'une augmentation significative sur les bords de l'écoulement alors que le caractère laminaire est respecté partout ailleurs.

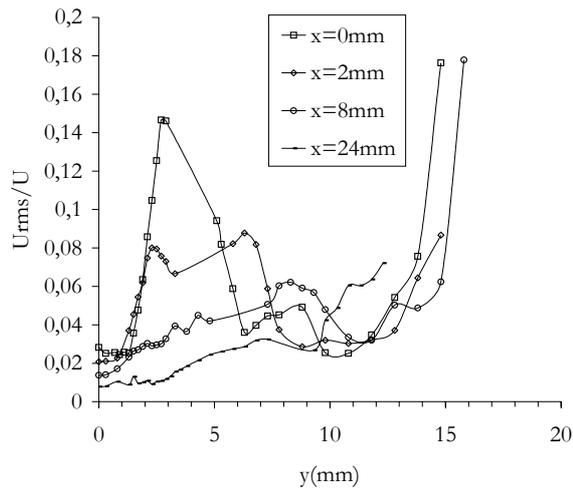


Figure C-47 : profils transversaux d'intensité de turbulence dans la partie initiale du développement (ADL)

L'observation des profils obtenus plus loin dans le four (Figure C-48) confirme clairement le développement de l'écoulement de type jet unique.

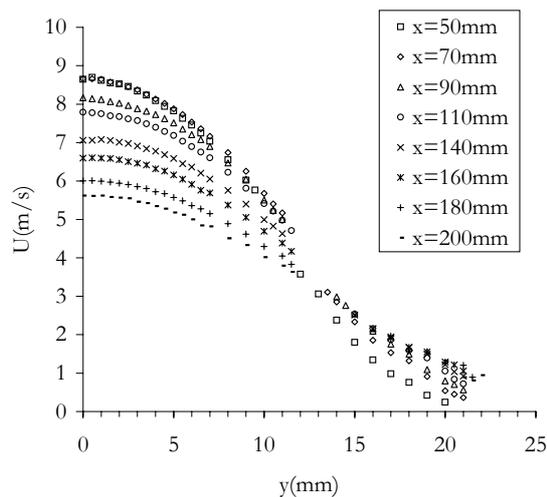


Figure C-48 : profils transversaux de vitesse moyenne axiale dans le four (ADL)

L'écoulement réactif va également influencer le développement du point de vue de l'autosimilarité. Contrairement au cas isotherme où elle apparaît à partir de $x/D_{O_2}=8$, du fait notamment de l'écoulement coaxial, dans le cas réactif elle intervient très rapidement puisque la compensation rapide du sillage provoque un comportement de jet unique. Ce résultat d'autosimilarité des profils de vitesse, confirmé par la Figure C-49 a été également constaté par Cheng (1992) pour la fraction de mélange sur une flamme de diffusion air/hydrogène « liftée ». Ce comportement auto-similaire est obtenu très rapidement à partir de la hauteur de décollement, et Cheng (1992) fait alors l'approximation $Z/Z_{CL} \cong U/U_{CL} = \exp(-0,65(r/Y_{0,5Z})^2)$ et $Y_{0,5Z} \cong Y_{0,5U}$, se rapprochant ainsi des observations faites dans notre étude. Des résultats équivalents ont été proposés par Drake (1986) pour une flamme non « liftée ».

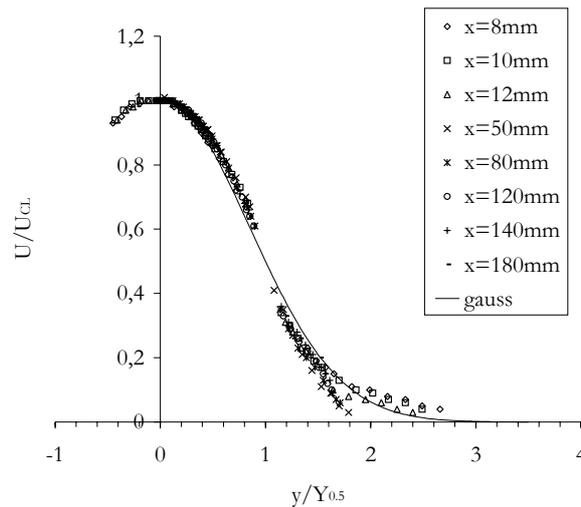


Figure C-49 : autosimilarité des profils de vitesse moyenne axiale en écoulement réactif (ADL)

Dans la partie centrale, les profils se superposent parfaitement à la courbe gaussienne classique ($\alpha=2$) décrivant les écoulements en auto-similarité. Cette superposition est bien meilleure que celle obtenue pour le cas isotherme. Cependant, on note quelques écarts, notamment sur les bords, qui peuvent s'expliquer par les effets de flottabilité induits par la combustion. Ainsi pour les premiers profils ($x=8\text{mm} \rightarrow x=12\text{mm}$) une déviation vers l'extérieur est observée, conforme à celle signalée par Muniz (2001) et aussi attribuée aux effets de flottabilité. Pour les profils suivants, l'écart à la gaussienne s'inverse et se situe alors vers l'intérieur. Pour les abscisses $x=50\text{mm}$ et $x=80\text{mm}$ la déviation est plus importante, témoignant de l'influence de l'élargissement brusque que constitue la jonction entre la buse et le four.

Ainsi, malgré un comportement particulier sur les bords de l'écoulement, la combustion va favoriser l'autosimilarité sur la vitesse moyenne axiale, en accélérant la transformation de deux jets coaxiaux en un jet unique.

Afin par la suite de mieux comprendre les phénomènes liés aux particules, il est nécessaire de s'intéresser aux déviations transversales de l'écoulement et au couplage qui peut exister avec la zone de réaction chimique.

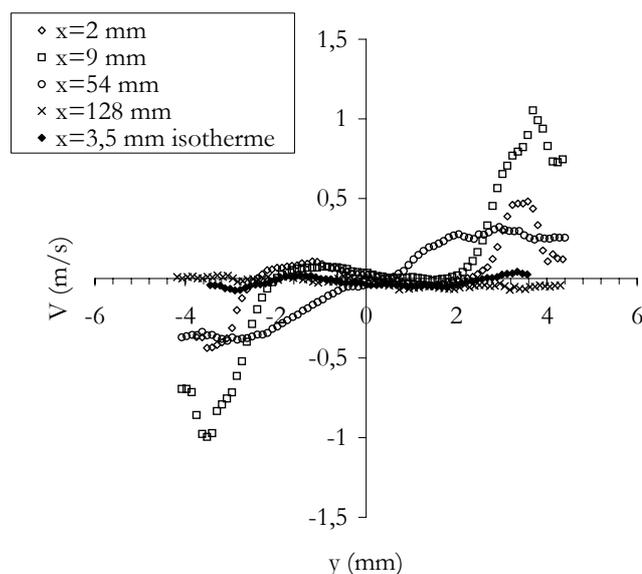


Figure C-50 : profils de vitesse transversale V obtenus par PIV dans l'écoulement réactif

L'effet de compensation du sillage, mis en évidence sur les profils de vitesse moyenne axiale, s'accompagne également de l'apparition d'une composante transversale non négligeable. Grâce aux mesures PIV, les profils transversaux de la vitesse moyenne V sont présentés sur la Figure C-50.

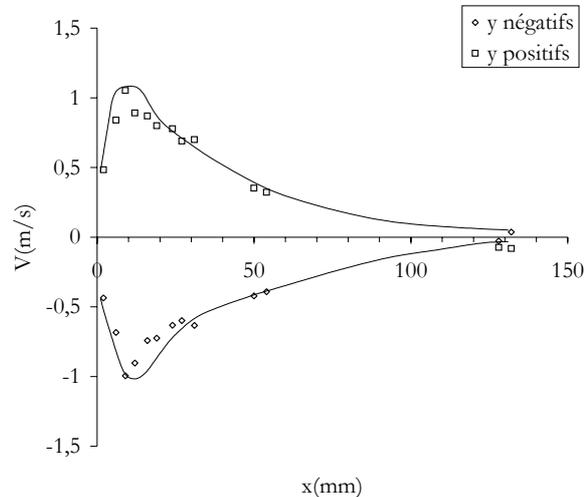


Figure C-51 : évolution longitudinale des valeurs maximales de la vitesse transversale (PIV)

Il apparaît clairement que dès les premiers millimètres du développement ($x=2\text{mm}$) la vitesse transversale atteint un niveau significatif. Sa comparaison avec le cas isotherme en $x=3,5\text{mm}$ met en évidence les modifications apportées par le dégagement de chaleur sur les valeurs de vitesse transversale. Ces déviations sont effectivement très faibles dans le cas isotherme ($V_{\max} \approx 0,1\text{m/s} \forall x$).

L'évolution du niveau maximum de la vitesse moyenne transversale dans chaque section est représentée sur la Figure C-51. Après une augmentation très importante dans les premiers millimètres, une valeur extrême de 1m/s est atteinte pour une abscisse $x=9\text{mm}$ correspondant à la distance à laquelle le caractère de jet unique est obtenu. Le phénomène s'observe aussi bien en y positif que négatif indiquant donc une bonne axisymétrie de l'écoulement. Pour les positions en aval de cette zone, le niveau décroît pour atteindre une valeur proche de zéro entre $x=100\text{mm}$ et $x=130\text{mm}$. Cependant, pour ces deux derniers cas, nous devons rester prudent car la taille du champ PIV n'a pas augmenté alors que l'écoulement s'est épanoui. Ainsi, sur les bords de la flamme, des niveaux de vitesse transversale plus élevés peuvent ne plus être dans le champ. Pour ces abscisses ($x=100\text{mm}$ et $x=130\text{mm}$), l'extrémité de la flamme est dépassée et l'écoulement est essentiellement constitué de gaz chauds qui sont transportés vers l'aval ; Il y a donc peu de probabilité de rencontrer des niveaux plus élevés que ceux indiqués ici. Pour les profils situés en $x < 100$, il apparaît une décroissance de la vitesse transversale sur les bords du champ, pouvant laisser penser que le maximum de vitesse a bien été obtenu.

Le positionnement des ces valeurs maximales de vitesse transversale montre une décroissance de l'abscisse y avec x (Figure C-52). On n'observe pas de convergence sur l'axe car les niveaux de vitesse transversale deviennent faibles et il est alors difficile d'estimer le positionnement de la valeur maximale.

La confrontation de ces résultats avec le champ de chimiluminescence présenté sur la Figure C-52 indique que la vitesse transversale est fortement couplée avec la zone de réaction. Il apparaît que l'évolution de la ligne de OH^*_{\max} suit parfaitement celle de la vitesse transversale maximale.

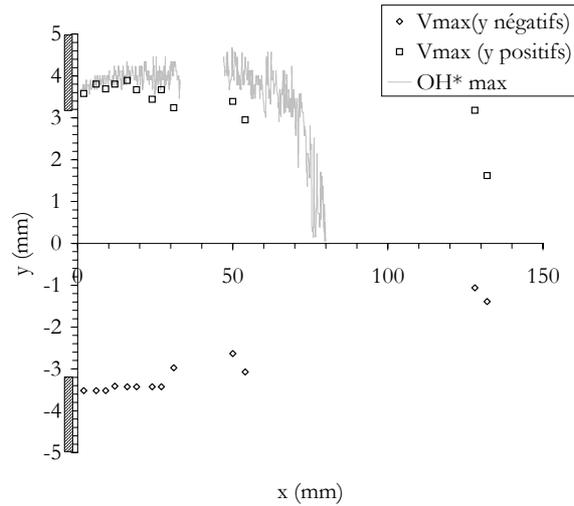


Figure C-52 : évolution de la position de vitesse transversale maximum et confrontation avec la ligne de OH^*_{max}

Ainsi la zone de réaction et la région de maximum de vitesse transversale sont très liées, principalement du fait du gradient de densité à travers le front qui engendre une déviation de l'écoulement et une expansion transversale associée à une accélération des gaz brûlés dans le sens longitudinal.

Dans le cadre de l'étude des particules, nous serons amenés à considérer les effets de cisaillement qui peuvent être une des causes de coagulation. La mise en évidence de ces effets peut s'obtenir par le tracé du profil de gradient transversal de vitesse longitudinale.

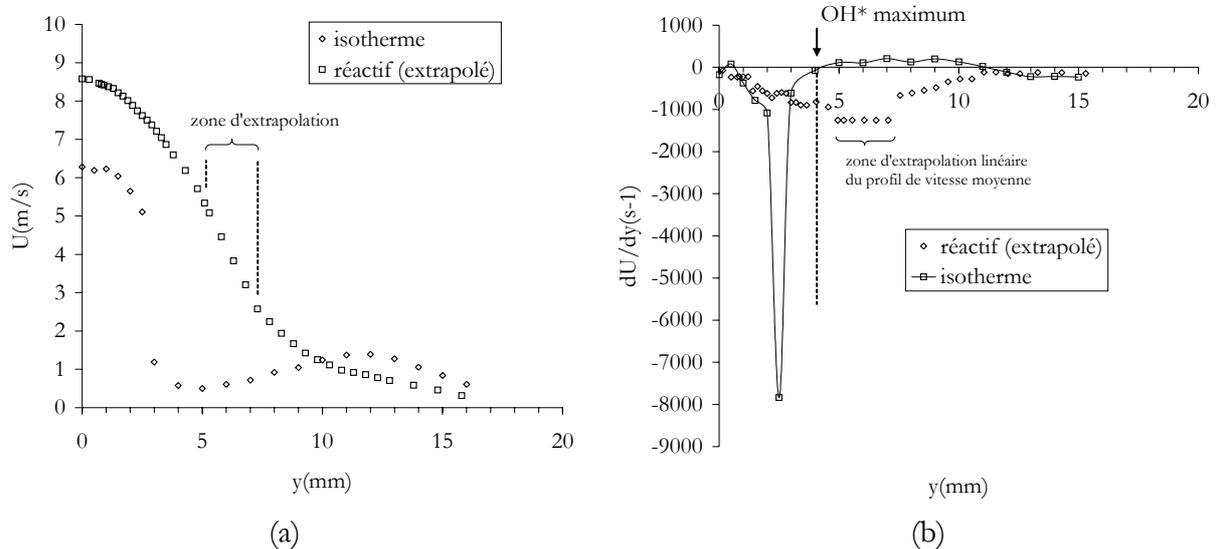


Figure C-53 : (a) profils de vitesse moyenne axiale isotherme et réactif en $x=8\text{mm}$ (b) Composante longitudinale du gradient de vitesse moyenne transversale dans les cas isotherme et réactif en $x=8\text{mm}$; position de l'abscisse l'émission maximale du radical OH^*

Dans le cas réactif, nous avons vu que certains points de mesure de vitesse feront défaut, du fait des difficultés liées à l'ADL. Le calcul du gradient devient alors délicat d'autant plus que ces discontinuités peuvent être situées dans la zone de gradient maximum. Néanmoins une extrapolation linéaire des profils de vitesse moyenne axiale (Figure C-53-a) permet de calculer un gradient sur la totalité de la zone. Ainsi sur la Figure C-53-b est tracée la composante axiale du gradient de vitesse moyenne longitudinale dU/dy pour les cas isotherme et réactif en $x=8\text{mm}$.

C'est effectivement dans cette zone que la vitesse transversale semble être maximum impliquant donc des gradients transversaux de vitesse axiale pour les particules.

Malgré l'extrapolation dans le cas réactif, visible par la droite de pente nulle, on peut remarquer que c'est effectivement dans cette région que le gradient est maximum. Cependant le niveau apparaît être très différent de celui obtenu dans le cas isotherme. L'accélération globale de l'écoulement accompagnant le dégagement de chaleur a ainsi provoqué une importante diminution du cisaillement. Il faut noter également que la valeur maximum du cas isotherme n'est atteinte que sur un seul point. Il peut donc exister dans la zone extrapolée du cas réactif des niveaux réels plus élevés.

La position d'émission maximale du radical OH^* en $x=8\text{mm}$ a également été reportée sur la Figure C-53-b ($y=4\text{mm}$). Si l'on admet que le gradient maximum intervient dans la région d'absence de mesure, il apparaît clairement que la zone de réaction est située en limite interne de cette zone, vers le jet d'oxygène.

Les principales caractéristiques aérodynamiques et le couplage avec la chimie de la flamme présentés, nous allons maintenant aborder la thermique de l'écoulement réactif.

1-2-4 Estimation des températures

La caractérisation en température de la flamme fournit des données importantes quant à la compréhension des phénomènes se développant dans l'écoulement. De plus dans le cadre de l'étude des particules et de leur « historique » de température, elle représente une donnée indispensable (voir A-2-2). Cependant nos moyens d'investigation se bornant à des techniques intrusives (thermocouples), les limitations sont importantes. En effet, la flamme de diffusion oxygène/hydrogène génère des températures très importantes dans la zone de réaction. Ainsi, Gaydon (1970) propose une valeur de la température adiabatique pour un mélange stœchiométrique hydrogène/oxygène de 3083K (2810°C). Les niveaux très élevés rendent la mesure complexe.

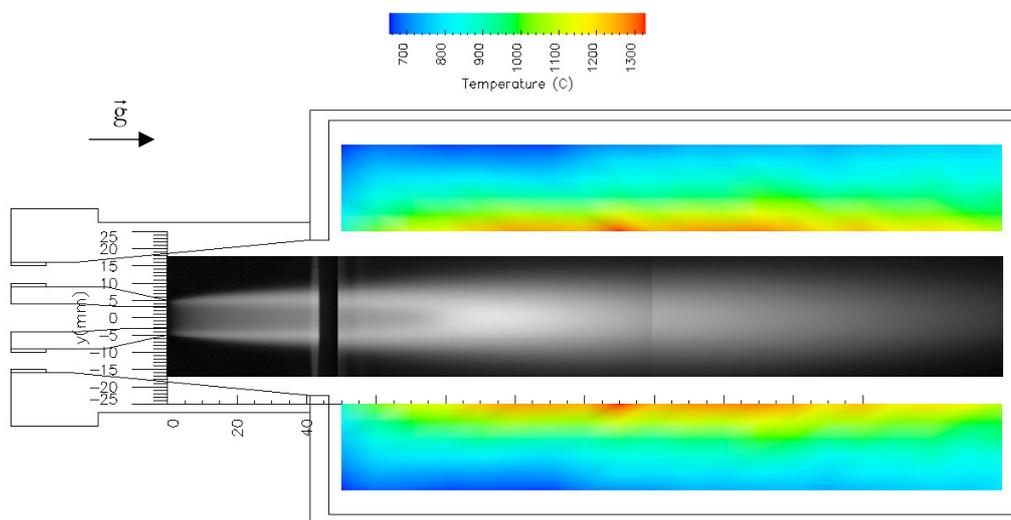


Figure C-54 : champ de température obtenu par thermocouple superposé à la visualisation directe de la flamme

Ces valeurs maximales peuvent en effet être obtenues par des thermocouples Pt/Pt-10%Rh ou tungstène-rhénium, cependant des phénomènes de catalyse ou d'oxydation apparaissent respectivement en présence de l'hydrogène et dès que l'on s'approche du jet central. Nous avons donc utilisé un thermocouple chromel-alumel qui ne présente aucun de ces deux inconvénients mais dont la limitation en température ($\approx 1300\text{K}$) ne permettra d'obtenir des valeurs que très loin

de la zone de réaction (cf. Figure C-54) et seulement dans le four. Ainsi, les premières mesures (au plus près de la flamme) sont situées en $y=25\text{mm}$ soit à plus de vingt millimètres de la position présumée du front ($y=4\text{mm}$, OH_{max}^*). Celles-ci représentent donc une caractérisation des gaz chauds, entourant la flamme dans le four, constitués probablement de gaz brûlés et de l'hydrogène en excès. Comme nous l'avions indiqué lors de la présentation du dispositif expérimental, les niveaux de température obtenus au voisinage de la paroi sont relativement élevés puisqu'ils se situent autour de 700°C . On constate également que les valeurs obtenues lorsque l'on se place au niveau de l'élargissement brusque ($x=40\text{mm}$) sont plus faibles que celles mesurées plus loin en aval du fait du développement (épanouissement) de la flamme dans le four. L'évolution longitudinale de la température, pour différentes valeurs de la composante transversale Y , tracée sur la Figure C-55 met ainsi en évidence un maximum de température qui se conserve entre $x=100\text{mm}$ et $x=180\text{mm}$. Ce phénomène qui n'apparaît que pour une abscisse transversale Y inférieure à 30mm , à proximité du front, peut être examiné en relation avec la valeur de la longueur de flamme ($x=80\text{mm}$). Il semble que les gaz situés à l'extérieur du front, dans le four, constitués d'hydrogène imbrûlé et de produits de combustion sont chauffés puis entraînés par l'écoulement principal générant ainsi le décalage vers l'aval observé dans les températures mesurées.

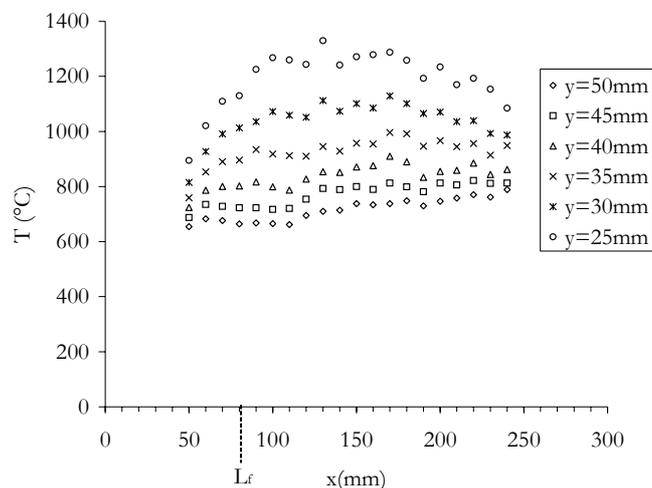


Figure C-55 : évolution longitudinale de la température pour différentes valeurs de y

Cependant, aucune information ne peut être obtenue sur les niveaux rencontrés au sein même de la flamme avec cette technique. C'est pourquoi nous avons examiné les travaux déjà réalisés dans la bibliographie, afin d'estimer les ordres de grandeur, mais aussi obtenir des informations sur leurs évolutions.

Une des particularités de l'écoulement est liée à l'utilisation de l'hydrogène comme combustible. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, le nombre de Lewis associé à l'hydrogène est inférieur à l'unité (0,2-0,3) ce qui a pour effet de modifier considérablement le développement thermique du jet réactif.

Dans l'étude numérique proposée par Katta (1994), celui-ci montre que pour une flamme de diffusion air/hydrogène lorsque le nombre de Lewis est différent de 1, la température maximale (T_{max}) de la flamme est supérieure à la température adiabatique ($T_{\text{max}}=2750\text{K}$, $T_{\text{ad}}=2373\text{K}$). Ce résultat apparaît également dans les travaux d'Ishizuka (1982) ainsi que dans l'étude asymptotique de Cuenot et Poinsot (1996). Ces derniers proposent une évolution de l'écart entre la température adiabatique modifiée (T_{max}) et une température adiabatique de référence (T_{ad}) pour différentes valeurs des nombres de Lewis du combustible et de l'oxydant.

L'évolution longitudinale de la température de la flamme semble également être affectée par la valeur du nombre de Lewis. Katta (1994) montre que, dans le cas où l'hypothèse de nombre de Lewis unité n'est pas vérifiée, la température maximale est située non pas à l'extrémité de la flamme mais proche de la sortie de l'injecteur. Le calcul des nombres de Lewis de chacune des espèces présentes dans la réaction de combustion H_2-O_2 , montre que seul l'oxygène et la vapeur d'eau possèdent des valeurs voisines ou supérieures à 1. Ainsi, du côté combustible de la zone de réaction et à l'intérieur de la flamme, la diffusion de la masse est prédominante par rapport à la diffusion de la chaleur. Pour expliquer l'évolution de la température, Katta (1994) propose alors deux comportements suivant la zone observée. Proche de la zone d'injection, la direction principale de l'écoulement est parallèle à la zone de réaction. La plus faible diffusion de la chaleur par rapport à la diffusion moléculaire a donc pour conséquence d'augmenter la température. Au contraire, plus loin à l'aval, la zone de réaction devient concave par rapport à la direction de l'écoulement de combustible (configuration avec combustible au centre). Apparaissent alors deux effets qui entrent en compétition. Dans un premier temps la courbure va provoquer une « convergence » de la chaleur à l'intérieur de la flamme, ce qui a pour conséquence une augmentation de la température. Mais à l'opposé, grâce à la diffusion du combustible, cette même courbure va favoriser une diminution de la température. Lorsque l'hypothèse de Lewis unité est obtenue, ces deux effets s'annulent et la température approche alors la température adiabatique. Au contraire, lorsque $Le < 1$, l'effet de la courbure sur la diffusion de la masse, qui dans ce cas occasionne un refroidissement, est prédominant. La température maximale décroît alors jusqu'à l'extrémité de la flamme.

Ishizuka (1982) présente également l'évolution longitudinale de la température de flamme pour différentes compositions de combustible. Il apparaît que pour un mélange constitué d'hydrogène, de propane et d'azote, après une augmentation importante de la température près de l'injection, celle-ci décroît jusqu'à l'extrémité de la flamme (pour le cas de flammes fermées). On rejoint alors la description faite par Katta (1994) et Ishizuka (1982,1986) qui identifient également ce comportement à l'aspect diffusif prépondérant de l'hydrogène. Au contraire, lorsque l'azote est remplacé par un gaz dont la diffusion moléculaire est plus importante, comme l'hélium, la température de flamme augmente continuellement jusqu'à l'extrémité.

Dans notre étude, la présence de l'hydrogène n'est pas la seule cause de la modification de la structure thermique de l'écoulement. Nous devons également considérer les effets liés à la configuration inversée de la flamme (combustible à l'extérieur). Des niveaux de température de flamme très différents ont été observés dans ces configurations par rapport au cas classique non inversé.

Ainsi, Takagi (1996) dans une étude numérique et expérimentale montre une comparaison entre une flamme de diffusion air/hydrogène « classique » et une flamme inversée. Dans la configuration « classique », la température de la zone de réaction, définie comme la température maximale dans chaque section (Figure C-56), après avoir atteint une valeur maximale dans son évolution longitudinale (en dehors de l'axe de l'écoulement), décroît jusqu'à l'extrémité de la flamme pour un niveau inférieur à la température adiabatique d'équilibre. On retrouve bien le comportement décrit précédemment. Au contraire, dans la configuration inversée, la température de flamme augmente continuellement pour atteindre une valeur maximum sur l'axe à l'extrémité de la zone de réaction (Figure C-56). Le niveau obtenu dans ce cas est très supérieur à la température adiabatique d'équilibre.

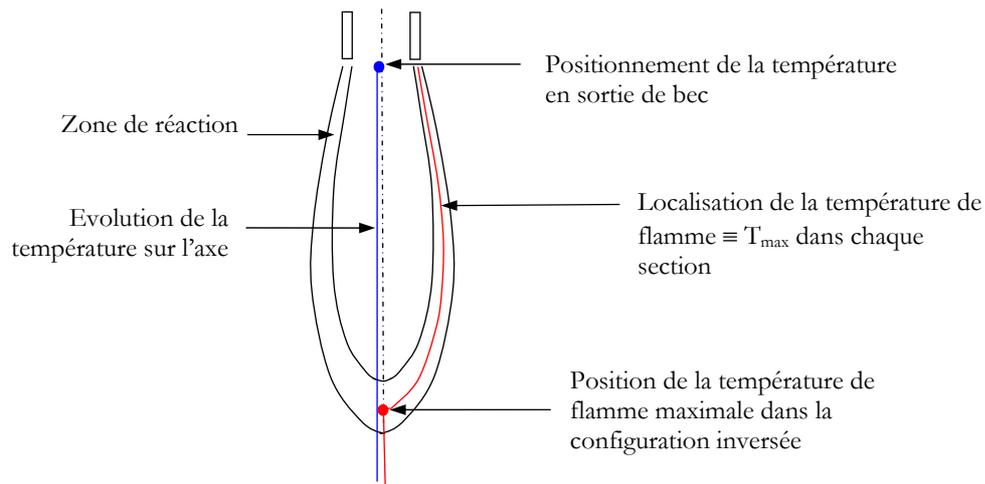


Figure C-56 : schéma de localisation de la température maximale de flamme définie par Takagi (1996)

Ce phénomène est également à relier aux effets de diffusion préférentielle de la chaleur et de la masse. Afin de mettre en évidence ces phénomènes, Takagi (1996) propose de tracer les profils d'enthalpie des deux configurations de flamme étudiées (classique et inversée). L'enthalpie est la somme des chaleurs spécifiques et chaleurs de formation de chaque espèce. Il apparaît alors, dans le cas inversé, un excès d'enthalpie dans la zone proche de la région à température maximale et proche de l'extrémité de la flamme. C'est cet excès d'enthalpie qui est responsable des niveaux de température élevés. Takagi (1996) met également en évidence que l'excès d'enthalpie au voisinage de la zone de forte température est causé par les espèces H , H_2 et H_2O qui sont caractérisées par un nombre de Lewis inférieur à 1. Ainsi, il s'agit bien de l'effet de diffusion de masse supérieur à la diffusion de la chaleur qui va occasionner cette élévation de température.

Cette analyse bibliographique confirme une évolution particulière du champ de température. Du fait de la structure inversée (combustible à l'extérieur), la température de la zone de réaction, dans une exploration longitudinale, doit augmenter continuellement jusqu'à l'extrémité de la flamme. Du fait des effets de diffusion de l'hydrogène, le niveau de température atteint dans la zone de réaction est alors supérieur à la température adiabatique calculée à l'équilibre pour un mélange hydrogène/oxygène, soit supérieur à une valeur de 3083K.

L'évolution sur l'axe de la température des gaz doit augmenter de la valeur calculée précédemment au niveau du bec (418K) jusqu'à une température maximale de la flamme que nous venons de décrire (Figure C-56). Puis, en aval de ce point, l'écoulement étant composé essentiellement par des gaz brûlés, la température doit légèrement décroître.

1-2-5 Conclusion sur la caractérisation aérothermodynamique

Nous avons présenté dans cette partie les principales caractéristiques de la flamme. Après avoir montré les modifications dues à l'élévation de température sur les conditions initiales, nous avons abordé les caractéristiques globales de la flamme et les aspects aérodynamiques de l'écoulement. Il apparaît que le caractère laminaire de l'écoulement, déjà observé dans le cas isotherme, est conservé. Cependant, on note une décroissance sur l'axe de la vitesse moyenne longitudinale intervenant au voisinage de l'extrémité de la flamme et qui est une traduction de l'interaction entre l'écoulement et la zone de réaction. L'effet important du dégagement de chaleur est mis en évidence sur les variables d'expansion (aérodynamique $Y_{0,5}$ et zone de réaction OH_{\max}^*). La vitesse transversale présente également une évolution longitudinale spécifique pour laquelle des niveaux significatifs sont atteints au voisinage de l'extrémité de la flamme. Le champ

de chimiluminescence du radical OH^* a permis d'obtenir une longueur de flamme et des isolignes caractérisant les valeurs d'émission du radical. Ces dernières, lorsqu'elles seront couplées avec les estimations de température, permettront de compléter l'analyse sur les particules.

L'évaluation de ces températures a été obtenue à partir d'une étude bibliographique sur les flammes inversées pour lesquelles l'hypothèse de nombre de Lewis unité n'est pas vérifiée. Elle montre que le niveau maximum de température de la zone de réaction est atteint au voisinage de l'extrémité de la flamme ($x=L_f$) et qu'il est supérieur à la température adiabatique calculée pour un mélange $\text{H}_2\text{-O}_2$ à la stœchiométrie ($T_{\text{ad}}=3083\text{K}$).

Dans la partie suivante nous allons donc nous intéresser aux particules, à leur évolution dans l'écoulement réactif dont nous venons de déterminer les principales caractéristiques, et à leurs interactions multiples, entre particules mais aussi avec l'écoulement.

C-2- Les particules dans l'écoulement réactif

Comme nous l'avons déjà observé dans l'étude des modèles de coalescence, l'interaction entre les particules et l'écoulement va déterminer les différentes morphologies de microbilles produites. Il existe en réalité différentes interactions à prendre en compte, à la fois entre les particules elles-mêmes, mais également entre le fluide et les particules. Dans le premier cas, il s'agit principalement de collisions favorisant la coagulation des agrégats c'est-à-dire l'augmentation du nombre de particules élémentaires dans un agrégat. C'est sans aucun doute un processus important pour la détermination de la taille finale des microbilles, mais qui ne pourra être examiné dans le cadre de cette étude. En effet, aucune information expérimentale ou numérique (concentration, visualisation, ...) permettant de caractériser ce mécanisme n'est disponible. En revanche, l'approche aérodynamique réalisée, nous permet d'aborder ici en détail la deuxième catégorie de ces interactions entre le fluide et les particules. Deux aspects seront principalement évoqués :

- L'aspect thermique, qui se traduit dans notre cas par la connaissance de l'historique de température des particules et qui joue un rôle important dans les mécanismes de coalescence (Johannessen, 1999).
- L'interaction aérodynamique fluide/particules qui est à prendre en compte parce qu'il va déterminer les trajectoires des particules dans la flamme, mais aussi parce qu'il intervient comme paramètre de contrôle dans les processus de collision des particules. Dans ce dernier cas, même si, comme nous l'avons déjà précisé, nous n'étudierons pas ces collisions en détail, nous essayerons de déterminer les régions de l'écoulement propices à ce type de mécanisme.

La démarche adoptée dans cette partie sera donc, d'abord, d'évaluer les différentes trajectoires des particules. Puis, suivant la trajectoire suivie, nous établirons quelles sont les différentes sollicitations tant thermiques qu'aérodynamiques, auxquelles elles vont être soumises. Cette approche s'appuiera principalement sur les résultats obtenus par PIV. En effet, comme nous l'avons déjà indiqué précédemment (cf. B-1-3), ceux-ci ont été obtenus grâce à un ensemencement de type industriel impliquant des taux d'injection de poudre très importants et sont donc de bons indicateurs du comportement des particules dans la flamme. En guise d'introduction, l'étude de travaux précédents va nous permettre de faire le point sur les injections de particules et leur facilité à modifier l'aérodynamique de l'écoulement.

C-2-1 Les interactions fluide/particules

Nous débuterons cette partie par la présentation de différents travaux réalisés sur des jets turbulents ensemencés. Dans ce cas, comme nous l'avons déjà présenté, ce type d'écoulement se décompose en une partie initiale (le cône à potentiel) se caractérisant par sa nature plutôt laminaire, et par une zone de jet développé montrant des caractéristiques turbulentes. Sakakibara (1996) a rappelé dans ces travaux les principes d'interaction entre fluide et particules et indiqué que deux actions principales apparaissent lors de la présence de particules dans un écoulement. La première est l'effet du fluide sur les particules qui, par son mouvement moyen et fluctuant va occasionner une dispersion de la poudre. Ainsi, une importante concentration initiale de particules va décroître lors de son transport par l'écoulement, du fait d'une diffusion apparente dépendant à la fois des propriétés de l'écoulement et de celles de la particule (taille, concentration). A l'inverse, la seconde action se caractérise par l'effet des particules sur le fluide. Les particules, de part leur inertie et leurs propriétés thermiques différentes de celles du fluide, vont augmenter le transport de quantité de mouvement et d'énergie d'une région à l'autre de l'écoulement.

De façon générale, il apparaît que lorsque la densité de particules est faible et que leur diamètre est de l'ordre du micron, les perturbations sur l'écoulement restent faibles. Cependant lorsque l'un ou l'autre de ces paramètres augmente, différentes actions mutuelles peuvent alors être mises en évidence.

- Le premier paramètre qui peut intervenir est la densité des particules. Ainsi, dans le cas d'une région développée turbulente de jet, une atténuation significative de la turbulence peut apparaître sous l'effet d'une présence importante de particules, même lorsque celles-ci sont petites. García (2000), grâce à un modèle numérique validé par l'expérience, met en évidence par rapport au cas non ensemencé, une diminution de l'énergie cinétique turbulente du fluide lorsque l'écoulement est chargé en particules ($d_p=79\mu\text{m}$). Il a été montré également que l'intensité de turbulence des particules ($d_p=50\mu\text{m}$) est inférieure à celle du fluide ensemencé (Fan, 1996). Cette tendance est confirmée, lorsque le taux d'ensemencement Φ_m , défini comme le rapport entre le débit massique de poudre et le débit massique du gaz, augmente. Dans ce cas, le taux d'ensemencement décrit clairement la densité initiale de particules à d_p constant. Ces modifications de la structure de l'écoulement turbulent ont bien évidemment une influence sur le mouvement moyen. Ainsi, Fan (1996) montre que dans la zone développée (turbulente) d'un jet, du fait de l'inertie plus importante des particules, la vitesse axiale de ces dernières est supérieure à celle du fluide ensemencé. De même, il apparaît une différence pour les champs moyens entre écoulements ensemencés ou non. En effet, les particules faisant diminuer l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement, on notera, lorsqu'elles sont absentes, une décroissance plus rapide sur l'axe de la vitesse moyenne longitudinale (García, 2000). Enfin, Fan (1996) observe également une diminution du taux d'épanouissement $Y_{0.5}$ basé sur la vitesse du fluide ensemencé.

En résumé, la littérature indique donc que dans un écoulement turbulent, pour lequel, sur l'axe, une décroissance de la vitesse moyenne (V) et une augmentation de l'intensité de turbulence (I) est généralement obtenue, il ressort :

$$\begin{aligned} V_{\text{fluide seul}} &< V_{\text{fluide ensemencé}} < V_{\text{particule}} \\ I_{\text{fluide seul}} &> I_{\text{fluide ensemencé}} > I_{\text{particule}} \end{aligned}$$

Cependant, ces différentes tendances sont observées pour des jets turbulents alors que dans notre étude, l'écoulement que nous avons caractérisé dans le chapitre précédent est plutôt laminaire. Cet aspect est important puisque Armand (1998) montre que, dans la zone initiale d'un jet turbulent, c'est-à-dire dans le cône à potentiel où l'on peut considérer l'écoulement comme étant laminaire, les tendances sont inversées :

$$\begin{aligned} V_{\text{fluide seul}} &> V_{\text{fluide ensemencé}} > V_{\text{particule}} \\ I_{\text{fluide seul}} &< I_{\text{fluide ensemencé}} < I_{\text{particule}} \end{aligned}$$

Dans cette région de l'écoulement, le transfert de quantité de mouvement s'effectue principalement de la phase dispersée (particules) vers le fluide.

Dans le cadre de l'étude RSA, la comparaison entre mesures PIV et ADL sur la composante axiale moyenne revient donc à observer les différences entre vitesse du fluide faiblement ensemencé (ADL) et vitesse des particules (PIV). Ainsi, sur la Figure C-57, il apparaît clairement que la tendance révélée par Armand (1998) est bien celle que nous observons dans un écoulement laminaire.

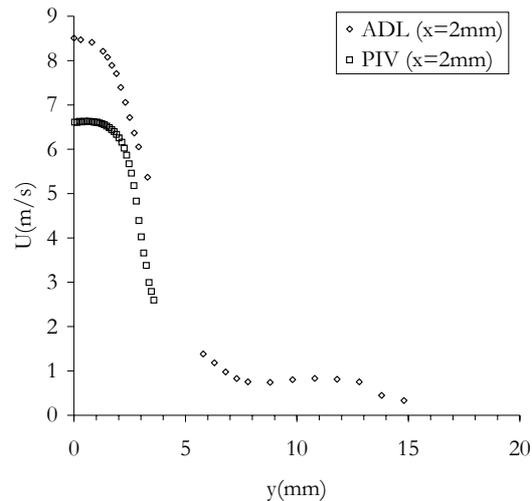


Figure C-57 : comparaison des profils transversaux de vitesse moyenne axiale en $x=2\text{mm}$ obtenus par PIV et ADL pour l'écoulement réactif

- Si l'on revient sur le cas des jets turbulents, il est important de noter également que le paramètre qui va influencer le développement de l'écoulement, est le diamètre des particules d_p . Ainsi, Fan (1996) montre que lorsqu'à Φ_m constant d_p diminue ($200\mu\text{m} \rightarrow 50\mu\text{m}$), l'écart entre les intensités de turbulence du fluide ensemencé et des particules décroît (pour un écoulement développé). En effet, la diminution de la taille des particules entraîne une décroissance de l'intensité de turbulence du fluide et une augmentation de celle des particules. De même, la décroissance de la vitesse moyenne du fluide sur l'axe est moins importante lorsque le diamètre des particules diminue. Sakakibara (1996) montre également que dans la zone de développement initial (laminaire), la vitesse des particules croît lorsque d_p diminue. Fan (1996) attribue ces phénomènes à l'augmentation de la surface d'interface entre fluide et particules lorsque d_p diminue (à Φ_m constant), favorisant ainsi le transfert de quantité de mouvement.

En résumé les conséquences d'une diminution de d_p à Φ_m constant ou d'une augmentation de Φ_m à d_p constant sont les mêmes. Il apparaît alors une diminution de l'intensité de turbulence de la phase continue et donc une décroissance moins importante de la vitesse moyenne du fluide sur l'axe.

- Cependant, les différentes études présentées ci-dessus considèrent des écoulements pour lesquels les taux d'ensemencement sont faibles. Ainsi, Fan (1996) utilise des taux Φ_m compris entre 0,5 et 1. Dans le cadre de l'étude RSA, les ensemencements mis en œuvre, bien que difficiles à estimer, sont probablement plus importants. Dans ce type d'écoulement, les collisions inter particules doivent alors être prises en compte. Assez peu d'études sur ces systèmes denses existent. On note cependant les travaux de Fan (2001) pour lesquels un modèle intégrant cette caractéristique de collision entre particules est utilisé. Les taux d'ensemencement simulés dans cette étude sont les mêmes que ceux expérimentés dans les travaux de Barlow (1990) et sont situés entre 6,5 et 54 ($d_p=163\mu\text{m}$). De plus, les vitesses initiales de gaz étant très faibles ($1,24\text{m/s}$, $Re=780$), il s'agit d'écoulements dominés par la gravité. Ainsi, Barlow (1990) indique que dans ces conditions, la grande quantité de particules provoque par rapport au cas dilué une diminution des fluctuations de vitesse de la phase continue.

Avant de nous intéresser plus précisément à la dynamique de l'écoulement des particules (trajectoires, densité), nous allons présenter leurs différentes caractéristiques et les forces pouvant agir sur elles. Nous verrons ainsi, dans une première étape, si les deux types de particules utilisées (ZrO_2 et Al_2O_3) se comportent de la même manière d'un point de vue aérodynamique (forces

visqueuses). Puis nous verrons quelle action sur la particule peut avoir l'effet de thermophorèse dans l'écoulement réactif.

C-2-2 Caractéristiques aérodynamiques des particules

Dans le cadre des mesures ADL et PIV, nous avons ensemencé l'écoulement avec une poudre d'oxyde de zirconium (ZrO_2) à la place des particules d'alumine (Al_2O_3) utilisées dans le procédé industriel. Ce choix a été fait afin d'obtenir un meilleur suivi des trajectoires des particules. En effet, la température de fusion élevée de l'oxyde de zirconium ($T_f \approx 2700^\circ C$) permet d'obtenir des mesures optiques dans les zones les plus chaudes de l'écoulement. A priori, aucun phénomène ne vient modifier les caractéristiques de taille de particule de façon significative au cours de l'exploration. Cependant, nous devons vérifier afin de qualifier les trajectoires de ces particules, que celles-ci se comportent de manière équivalente à celles d'alumine.

Pour cela nous utiliserons une équation simplifiée du mouvement des particules en posant les hypothèses de sphéricité et de non interaction entre celles-ci. Comme l'indique Elena (2001), lorsque $\rho_p/\rho_f \gg 1$, avec ρ_p la masse volumique de la particule et ρ_f celle du fluide, l'action de la traînée aérodynamique est dominante. Dans notre cas, pour ZrO_2 , $\rho_p/\rho_f = 4600 \gg 1$ et pour Al_2O_3 , $\rho_p/\rho_f = 3100 \gg 1$. L'équation du mouvement se résume alors à l'expression :

$$\frac{d\vec{U}_p}{dt} = k(\vec{U}_f - \vec{U}_p) \quad (C.16)$$

avec $k = 18\mu_{O_2}/\rho_p D_p^2$ (coefficient de Stokes) et $\frac{d\vec{U}_p}{dt} = \frac{\partial \vec{U}_p}{\partial t} + \vec{U}_p \cdot \text{grad} \vec{U}_p$.

Si l'on applique la démarche utilisée par Haertig (1999) pour un écoulement monodimensionnel, l'équation (C.16) devient :

$$U_f \frac{dU_f}{dx} = U_f \frac{du}{dx} + ku \quad (C.17)$$

avec $u = U_f - U_p$ (glissement).

Dans notre étude, il est possible d'estimer l'accélération de l'écoulement subie par la poudre entre la sortie du tamis et la sortie du bec. On retient alors l'hypothèse que la particule est entraînée par un fluide accélérant de façon linéaire de 0 à 6 m/s sur une distance de 0,3m ($U_f = \alpha x$, $\alpha = 20$). L'intégration de l'expression (C.17) fournit donc la solution suivante :

$$u = \frac{\alpha}{\alpha + k} U_f \quad (C.18)$$

L'information sur le glissement, c'est-à-dire l'écart entre la vitesse du gaz et celle de la particule, nécessite donc de connaître le diamètre de cette dernière apparaissant dans l'expression du coefficient de Stokes.

Cette caractéristique de taille des particules a été obtenue grâce aux mesures de granulométries représentées sur la Figure C-58 pour ZrO_2 et sur la Figure C-59 pour Al_2O_3 . Celles-ci ont été réalisées au CEA de Grenoble grâce à une instrumentation Malvern (Mastersizer) basée sur la diffusion de la lumière et la théorie de Mie.

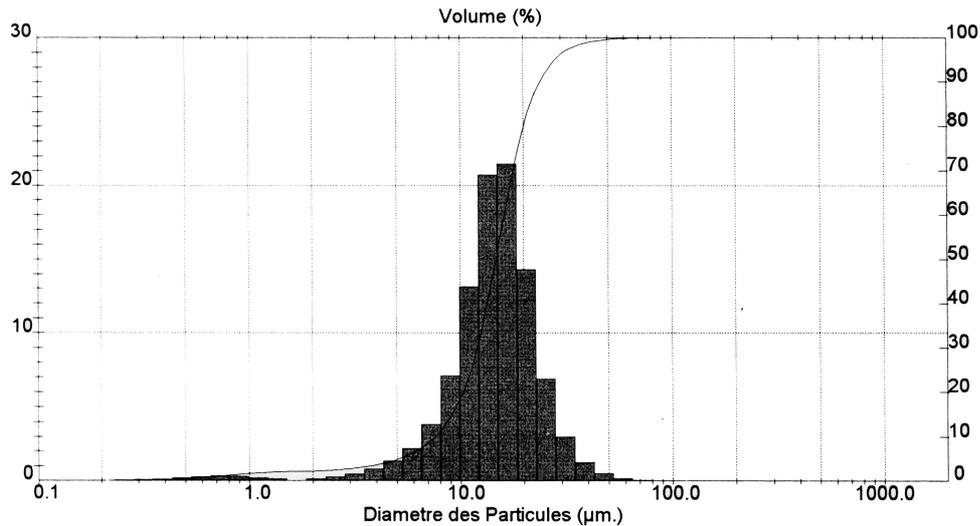


Figure C-58 : granulométrie de la poudre d'oxyde de zirconium

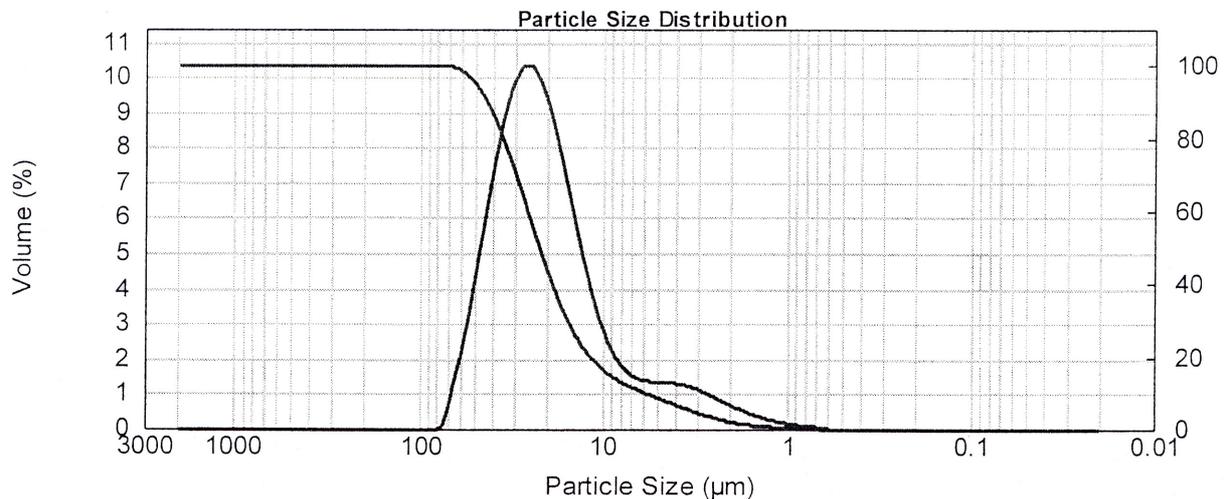


Figure C-59 : granulométrie de la poudre d'alumine RSA

Ainsi, pour la particule d'oxyde de zirconium nous considérerons qu'elle possède un diamètre moyen de $14 \cdot 10^{-6}$ m pour une masse volumique de $5,89 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$. Pour la particule d'alumine l'on aura $D_p = 21 \cdot 10^{-6}$ m et $\rho_p = 3,965 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$. Dans les deux cas, les mesures de granulométrie ont été réalisées en faisant une hypothèse de sphéricité qui n'est pas nécessairement validée. Ainsi il faut garder à l'esprit qu'un biais sur la mesure de diamètre peut alors être introduit. Les coefficients de Stokes, k , obtenus dans un écoulement d'oxygène ($\rho_{\text{O}_2} = 1,284 \text{ kg/m}^3$ à $T = 300 \text{ K}$) sont alors de 322 s^{-1} pour l'oxyde de zirconium et de 213 s^{-1} pour l'alumine. Les vitesses de glissement, u , calculées à partir de l'expression (C.18) ont pour valeur $0,35 \text{ m/s}$ (ZrO_2) et $0,51 \text{ m/s}$ (Al_2O_3) lorsque $U_f = 6 \text{ m/s}$ au niveau de la sortie du brûleur. Il apparaît ainsi que, quelle que soit la particule considérée, la vitesse de glissement reste non négligeable en sortie de bec. Ceci pourra donc avoir une influence sur les mesures de vitesse par ADL dans cette zone. Le calcul de ces grandeurs ne suffit cependant pas à caractériser complètement l'aérodynamique autour de ces particules. Il est alors nécessaire d'aborder la notion de régime d'écoulement autour de la particule.

Le calcul d'un nombre de Reynolds et d'un nombre de Mach va nous permettre de déterminer ce régime. Ceux-ci sont construits sur la vitesse de glissement et le diamètre de la particule :

$$Re_p = \frac{\rho_{O_2} u D_p}{\mu_{O_2}} \text{ et } M_p = \frac{u}{a}$$

avec $a = \sqrt{\gamma r T} \cong 330 \text{ m.s}^{-1}$ la célérité du son dans l'écoulement d'oxygène.

Ainsi l'on a $M_p/Re_p = 0,0035$ pour l'oxyde de zirconium et $M_p/Re_p = 0,0023$ pour l'alumine. Ces deux valeurs étant inférieures à 0,01, cela indique suivant la classification de Shaaf et Chambré (Elena, 2001) que le régime d'écoulement autour de la particule est de type continu. L'expression classique du coefficient de traînée pour une sphère proposée par Stokes ($C_D = 24/Re$) est alors bien vérifiée.

	$\rho_p(\text{kg/m}^3)$	$D_p(\text{m})$	k coeff. de stokes	Re_p	M_p	M_p/Re_p	$t_{\text{visq}}(\text{s})$
ZrO ₂	5,89.10 ³	14.10 ⁻⁶	322	0,3	1,06.10 ⁻³	0,0035	8,18.10 ⁻⁴
Al ₂ O ₃	3,965.10 ³	21.10 ⁻⁶	213	0,66	1,55.10 ⁻³	0,0023	12,3.10 ⁻⁴

Tableau C-2 : caractéristiques des particules

On peut remarquer cependant sur le Tableau C-2 que les valeurs de Re_p , bien qu'étant inférieures à 1, sont relativement élevées. Ainsi, nous sommes probablement à la limite de validité de l'estimation de la traînée par l'expression de Stokes qui nécessite également l'hypothèse $Re_p \ll 1$. Néanmoins, dans les deux cas (Al₂O₃ et ZrO₂), les caractéristiques aérodynamiques sont du même ordre.

Nous avons également calculé un temps de réponse visqueux dont l'expression a été proposée par Larrauri (1991) et établie à partir du principe fondamental de la dynamique. Celui-ci s'écrit :

$$t_{\text{visq}} = R_p^2 \rho_p / 6 \mu_{O_2} \quad (C.19)$$

Cette grandeur représente le temps nécessaire à la particule initialement à la vitesse U dans le fluide au repos pour s'arrêter sous l'effet de la force des frottements visqueux. Les valeurs indiquées dans le Tableau C-2 montrent que, quelle que soit la particule considérée, le temps de réponse est faible par rapport aux vitesses observées dans l'écoulement.

Ainsi, on peut noter que les différentes grandeurs caractérisant le comportement de ces deux types de particules dans l'écoulement sont proches. Nous considérerons donc par la suite que les particules d'oxyde de zirconium sont équivalentes à celles d'alumine d'un point de vue interaction fluide/particules.

Outre les forces visqueuses que nous venons d'évoquer, d'autres mécanismes physiques peuvent intervenir dans le mouvement d'une particule. Dans le cas des écoulements réactifs, la thermophorèse pouvant être non négligeable, c'est la raison pour laquelle nous allons aborder son influence dans notre étude.

C-2-3 La thermophorèse

Dans la plupart des écoulements isothermes on considère que les particules suivent parfaitement le mouvement du fluide sous l'effet des forces de frottement visqueux. Cependant dans le cadre de l'étude d'écoulements réactifs, il apparaît une force qui peut intervenir dans le mouvement de la particule. Il s'agit de la force de thermophorèse générée par les gradients de

température importants rencontrés dans une flamme (Sung, 1996). Talbot (1980) présente une analyse des phénomènes de thermophorèse de laquelle il ressort une expression de la vitesse, U_{th} , acquise par une particule dans un fluide au repos où il existe un gradient de température. Afin de poursuivre l'évaluation de l'importance des différentes forces appliquées aux particules, nous utiliserons la démarche adoptée par Larrauri (1991) pour calculer cette vitesse et dans laquelle il reprend une formule établie par Derjaguin (1976) :

$$U_{th} = -2,2\nu \frac{\nabla T}{T_f} \frac{\lambda_f/\lambda_p + C_t l/R_p}{1 + 2\lambda_f/\lambda_p + 2C_t l/R_p} \quad (C.20)$$

où T_f est la température moyenne du fluide au voisinage de la particule, ν la viscosité cinématique du fluide, λ_f et λ_p les conductivités thermiques du fluide et de la particule, l le libre parcours moyen du fluide, R_p le rayon de la particule et C_t une constante égale à 2,18.

Afin d'obtenir un ordre de grandeur de cette vitesse, en comparaison des vitesses auxquelles est soumise la particule, nous avons retenu un certain nombre d'hypothèses simplificatrices à partir desquelles le calcul de U_{th} sera possible. Nous considérerons d'abord que les particules traversent la flamme suivant la normale au front. Le gradient de température rencontré par la particule est alors maximum.

N'ayant pas pu avoir accès à la description thermique de la flamme (cf. Estimation des températures, p113) et par conséquent ne possédant pas de données concernant l'épaisseur de la zone de réaction, nous avons choisi d'utiliser le résultat de Katta (1994) pour une flamme de diffusion (Air/ H_2 avec $U_i=3,26m/s$ et $U_e=0,15m/s$), qui obtient une valeur de 2mm à $x=150mm$. Nous supposerons également que la température maximale est égale à la température adiabatique (3083K) calculée par Gaydon (1970) et se situe au centre de la zone de réaction. Enfin, le gaz du jet de central étant probablement préchauffé nous ferons l'hypothèse que celui-ci est à une température équivalente à celle que nous avons mesurée (cf. p113) du coté combustible ($T=1300K$). Le gradient de température ainsi construit est représenté sur la Figure C-60.

Il est clair que, au vu du nombre important d'hypothèses effectuées, il s'agit d'une première approximation de la vitesse induite par la thermophorèse.

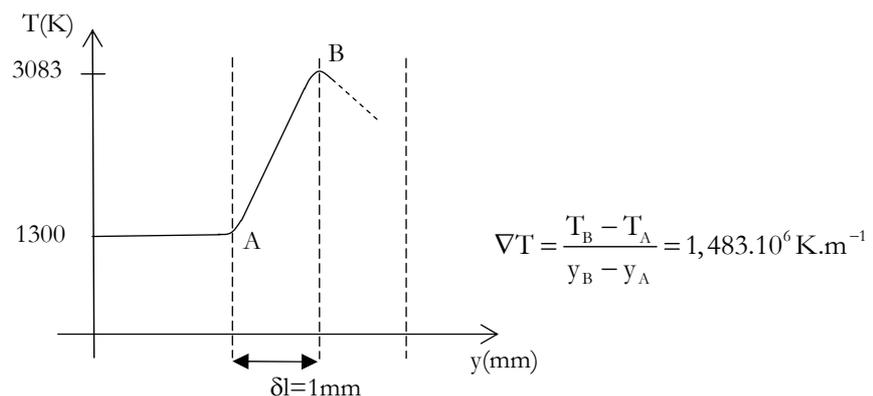


Figure C-60 : évolution de la température à la traversée de la zone de réaction

Les grandeurs nécessaires au calcul de la vitesse de thermophorèse sont spécifiées dans le Tableau C-3. Cette vitesse est calculée au point A, c'est-à-dire à l'approche du front, car la plupart des propriétés physiques ne sont pas disponibles à une température aussi importante que celle obtenue dans des conditions adiabatiques pour la réaction oxygène/hydrogène.

Le libre parcours moyen du gaz est calculé à partir de l'expression utilisée par Candel (1995) :

$$l = \frac{m}{\sqrt{2\pi\rho d_e^2}} \quad (C.21)$$

avec $m = M_{O_2}/N_A$ masse de la molécule, ρ masse volumique du gaz et d_e diamètre efficace de la molécule ($d_{eO_2} = 0,296 \cdot 10^{-9} \text{m}$).

	λ (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	ρ (kg/m ³)	v (m ² /s)	μ (kg.m ⁻¹ .s ⁻¹)	Rp (m)
Fluide O ₂	87,1.10 ⁻³	0,296	188,6.10 ⁻⁶	58,84.10 ⁻⁶	
Particules ZrO ₂	2,5	5,89.10 ³			7.10 ⁻⁶

Tableau C-3 : propriétés physiques du gaz et des particules à T=1300K

Grâce à l'équation (C.20), le calcul pour une particule d'oxyde de zirconium fournit une valeur de la vitesse induite par les effets de thermophorèse : $U_{th} = -0,05 \text{m.s}^{-1}$. Ainsi, dans la zone du front de flamme, les effets de thermophorèse engendrent un mouvement des particules solides qu'il est possible de comparer aux vitesses mesurées de l'écoulement. Dans ce cas, ce sont les vitesses transversales (\cong perpendiculaire aux fronts de flamme) mesurées par PIV (rendant compte des particules) qui sont à considérer. Elles sont de l'ordre de 1m/s dans la région initiale (cf. Evolutions aérodynamiques). Les effets de thermophorèse ne représentent donc que 5% de la vitesse transversale totale dans la proximité du front, et se trouvent rapidement minimisés dès que la particule s'éloigne. Larrauri (1991) propose, comme pour les effets visqueux, de calculer un temps de réponse des particules aux forces de thermophorèse. Celui-ci s'exprime par la relation :

$$t_{th} = \frac{\delta l}{3\mu} R_p \sqrt{\rho_f \rho_p} \sqrt{\frac{\lambda_p}{\lambda_f}} \quad (C.22)$$

où δl représente l'épaisseur de la flamme considérée ici comme la zone totale de variation de température (cf. Figure C-60).

Il devient alors possible de comparer ces deux temps de réponse en exprimant le rapport t_{th}/t_{visq} qui traduit la prédominance d'un effet par rapport à l'autre.

$$\frac{t_{th}}{t_{visq}} = 2 \frac{\delta l}{R_p} \sqrt{\frac{\lambda_p}{\lambda_f}} \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_p}} \quad (C.23)$$

Dans notre cas, pour des particules d'oxyde de zirconium $t_{th}/t_{visq} \cong 11$ ce qui signifie que dans le front de flamme, les effets visqueux limitent le glissement des particules dans la mesure où le temps de réponse de la particule aux forces visqueuses est très inférieur au temps de réponse à la force de thermophorèse. Cela signifie également que lorsque dans l'écoulement réactif, la force de thermophorèse disparaît ($\nabla T = 0$), les effets visqueux amortissent le glissement des particules de ZrO₂ quasiment instantanément ($t_{visq} = 8 \cdot 10^{-4} \text{s}$).

Nous avons également considéré un cas où les particules traversaient la zone de gradient thermique de façon normale au front de flamme. Dans la réalité, comme nous le verrons lors de l'établissement des trajectoires, ce n'est pas le cas. En effet l'angle formé par l'intersection de la trajectoire et de la surface de la zone de réaction n'est pas de 90°. Il est donc possible qu'il y ait

une diminution du gradient thermique traversé par la particule et par conséquent des effets de thermophorèse. Cependant, étant donné le nombre important d'hypothèses retenues, cela reste à vérifier.

Maintenant que nous avons présenté les différentes caractéristiques des particules ainsi que les forces pouvant agir sur elles, intéressons-nous plus particulièrement à leurs trajectoires dans l'écoulement réactif.

C-2-4 Les trajectoires

Comme nous l'avons vu dans le chapitre consacré à la description de l'écoulement réactif (cf. Evolutions aérodynamiques p.101), le champ aérodynamique se caractérise par une composante de vitesse transversale significative (cf. Figure C-51), qui apparaît essentiellement dans la partie initiale de l'écoulement (buse) puis décroît pour atteindre une valeur nulle à l'aval ($x \cong 130\text{mm}$).



Figure C-61 : visualisation directe de la flamme et des trajectoires de particules (zone de la buse)

Cette déviation transversale est maximale au niveau des zones de réaction et donc en périphérie du jet central d'oxygène ensemencé. Le tracé des lignes de courant sur les champs PIV ou les visualisations directes de la flamme peu ensemencée (Figure C-61) montrent que les particules situées au centre de l'écoulement d'oxygène ne subissent aucune déviation et suivent une trajectoire rectiligne au travers de la flamme. Au contraire, pour les particules se trouvant sur les bords du jet, la forte déviation transversale agissant dans cette zone va provoquer très tôt une traversée du front de flamme (Figure C-61). Plus loin à l'aval, au-delà de l'extrémité de la flamme ($L_f = 80\text{mm}$) et de la zone où les fronts se rejoignent sur l'axe, il apparaît que toutes les particules reprennent une trajectoire rectiligne dans les gaz brûlés d'où la disparition de la composante transversale (cf. Figure C-51 p.111).

De ces observations nous pouvons mettre en évidence deux types de trajectoires caractéristiques (Figure C-62) qui engendrent deux comportements différents des particules.

- La première trajectoire caractéristique ① est celle qui part du centre du jet et ne subit aucune déviation transversale. Elle traverse une zone de réaction étendue à l'extrémité de la flamme.

- La deuxième trajectoire caractéristique ② subit, elle, une forte déviation transversale induisant une traversée du front de flamme au niveau de la zone de réaction latérale, à la périphérie du jet.

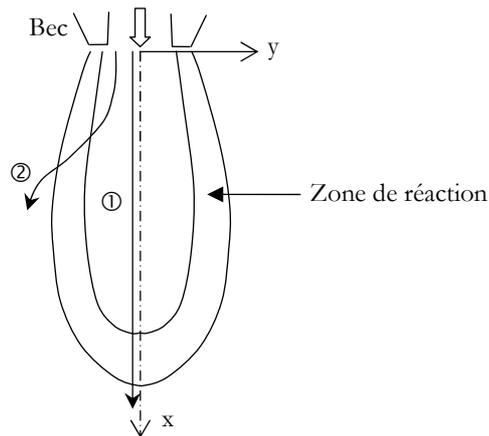


Figure C-62 : schéma présentant les différents types de trajectoires empruntées par les particules

Compte tenu de l'analyse précédente relative aux niveaux de température (cf. Estimation des températures p113), il est clair que « l'historique thermique » d'une particule qui suivrait chacune de ces trajectoires sera différent.

De plus, à cette évolution thermique, il sera nécessaire d'associer une « histoire aérodynamique » ; les particules empruntant la trajectoire 2 vont en effet être soumises à des gradients de vitesse différents de ceux rencontrés le long de la trajectoire 1 et ce cisaillement, par l'augmentation du taux de collision, peut engendrer un taux de coagulation plus important et influencer la morphologie des agrégats. Ainsi, comme l'a montré Johannessen (1999), l'analyse conjointe aérothermodynamique des particules est donc un élément essentiel pour la compréhension et l'éventuelle prédiction de la granulométrie finale des particules.

Nous devons donc établir quelles sont les particularités des zones rencontrées par les particules lorsqu'elles suivent l'écoulement le long des deux trajectoires spécifiques mises en évidence.

La région qui va nous servir principalement à décrire les sollicitations thermiques est la zone de réaction. Cependant, nous devons également prendre en considération qu'une fois traversée cette zone, qui certes possède les caractéristiques de température les plus élevées, les particules sont ensuite entraînées par l'écoulement de gaz brûlés. Celui-ci étant essentiellement constitué d'hydrogène et de produits de combustion, on peut imaginer que les niveaux de température rencontrés dans cette région sont encore élevés quelle que soit la trajectoire suivie.

Les vitesses, suivant les deux trajectoires, joueront également un rôle du point de vue thermique puisqu'elles indiqueront le temps pendant lequel les particules seront soumises à cette sollicitation. On notera notamment que, sur la ligne de courant déviée (2), la vitesse longitudinale périphérique est plus faible que la vitesse sur l'axe, impliquant un temps de séjour dans la zone de haute température probablement très différent de celui de la trajectoire 1.

Afin de décrire plus précisément ces évolutions le long des lignes de courant nous avons choisi d'établir un temps caractéristique de passage des particules dans la zone de réaction, $\tau_p = e_p / U_p$ qui nécessite de définir les limites de cette zone et donc son épaisseur (e_p) mais aussi une vitesse caractéristique le long de cette trajectoire (U_p).

Pour définir cette épaisseur, nous allons utiliser les mesures de chimiluminescence du radical OH^* . Cependant, comme nous l'avons déjà indiqué, des effets d'intégration lumineuse importants lorsque l'on se rapproche de l'axe, influencent sans doute fortement les niveaux d'émission dans cette région. L'une des conséquences probables est la topologie des isolignes qui

ne permet de définir des frontières internes et externes, que dans la partie initiale du développement de la flamme (Figure C-63).

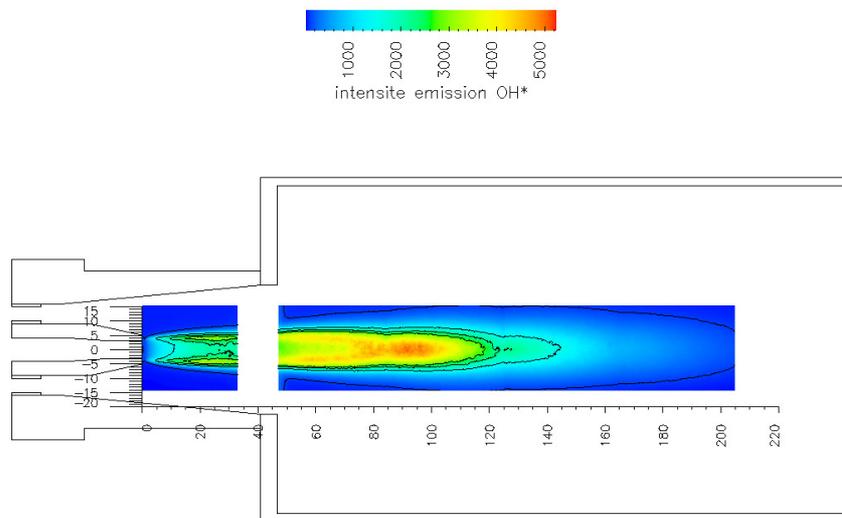


Figure C-63 : isolignes du champ de chimiluminescence du radical OH^*

Plus loin (four), les niveaux d'émission OH^* ne sont atteints que deux fois par section sur l'extérieur de l'écoulement. Ne disposant donc pas d'informations fiables sur la position de la « frontière interne » de la zone de réaction, c'est-à-dire du côté du jet central d'oxygène, nous y substituerons la ligne d'émission maximale du radical OH^* présentée précédemment (cf. Longueur de flamme p98). Celle-ci, du fait qu'elle est obtenue à partir de la position du maximum d'émission, est peu influencée par l'intégration lumineuse (Walsh, 2000) et peut donc être considéré comme une ligne caractéristique valable de la zone de réaction. Elle se positionne spatialement comme présentée sur la Figure C-64. Afin qu'il n'y ait pas de confusion avec l'épaisseur de flamme réelle, nous remplacerons dans l'expression du temps caractéristique de passage, l'épaisseur e_p par une notation d_{therm} introduisant une notion de dimension spatiale de la zone de haute température.

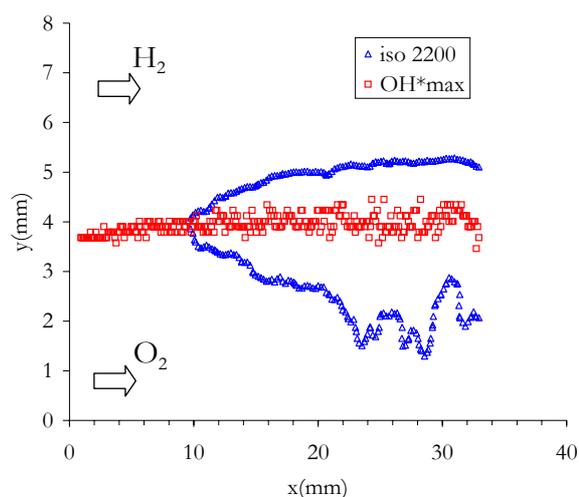


Figure C-64 : positionnement dans la buse de la ligne OH^*_{max} par rapport à l'isoligne 2200

En ce qui concerne la frontière externe (coté jet périphérique d'hydrogène), les multiples isolignes d'émission du radical OH^* permettront la définition d'autant de temps caractéristiques. Cependant, nous ne devons pas perdre de vue que certaines isolignes ont des domaines de

validité qui sont limités. Ainsi, il s'agit principalement de l'isoline 100 pour laquelle il a été montré qu'elle était significative de l'émission OH^* essentiellement dans la buse (cf. : isolignes du champ de chimiluminescence OH^* p.106).

De plus, afin de pouvoir comparer l'ensemble des configurations étudiées dans le cadre de cette thèse, nous opterons pour une définition de ce temps basée sur des données accessibles dans tous les cas, c'est-à-dire grâce aux mesures ADL (1 seule composante, U). En effet, seule la configuration 1 standard possède une caractérisation par PIV et donc des mesures de la composante transversale dans la zone de la buse. Les forts ensemencements nécessaires à l'utilisation de cette technique et le rayonnement thermique important des particules qui en découle, n'ont pas permis dans les configurations avec bec 10 d'effectuer le même type de mesures. La flamme se positionne alors à une distance bien trop proche de la paroi en quartz mettant en péril le matériau. Par ailleurs, même dans la configuration 1, la luminosité de la flamme affecte la qualité des images de PIV et il n'est pas possible d'explorer la totalité du domaine d'écoulement (notamment au voisinage de l'extrémité de la flamme). C'est pourquoi une utilisation des mesures ADL est alors nécessaire. Néanmoins, une justification de cette utilisation a été réalisée et présentée ci-dessous dans le cas des trajectoires de la configuration 1 standard (bec 6,4mm) grâce à l'évaluation d'un temps de passage réel des particules, t_p , (établi à partir des mesures PIV) et à sa comparaison avec le temps caractéristique, τ_p .

Intéressons-nous d'abord aux temps de passage (réel et caractéristique) de la trajectoire 1 (non déviée).

2-4-1 Temps de passage sur la trajectoire 1 (non déviée)

Nous avons défini la longueur de flamme comme la distance entre la sortie du brûleur ($x=0$) et le point d'intersection avec l'axe longitudinal de la ligne OH^*_{max} . Compte tenu de la définition adoptée, cette ligne où OH^* est maximum constituera dans notre étude la frontière interne de la zone de réaction pour le calcul du temps caractéristique τ_p . Cette ligne coupant l'axe en $x=80\text{mm}$ (longueur de flamme L_f), l'analyse aérodynamique le long de la trajectoire 1 se fera à partir de cette abscisse ($x=80\text{mm}$, $y=0$).

Tout d'abord, puisqu'il est nécessaire d'utiliser une vitesse ADL pour caractériser le temps de passage de la particule, observons la différence existant avec des mesures PIV le long de la trajectoire 1 (sur l'axe). L'évolution des vitesses sur l'axe de la vitesse longitudinale obtenue par PIV et ADL (Figure C-65) montre que le comportement est bien celui indiqué par Armand (1998). La vitesse des particules (PIV) est bien inférieure à celle du fluide faiblement ensemencé, cependant on note que cet écart de vitesse diminue lorsque la distance au brûleur augmente (x augmente). Ainsi, pour $x=50\text{mm}$, la mesure PIV n'est plus que de 7,5% inférieure à celle obtenue par ADL. Lorsque l'on s'approche de l'extrémité de la flamme ($L_f=80\text{mm}$), l'estimation de la vitesse des particules par les mesures ADL peut donc être considérée comme une bonne approximation que se soit pour l'estimation de t_p ou le calcul de τ_p .

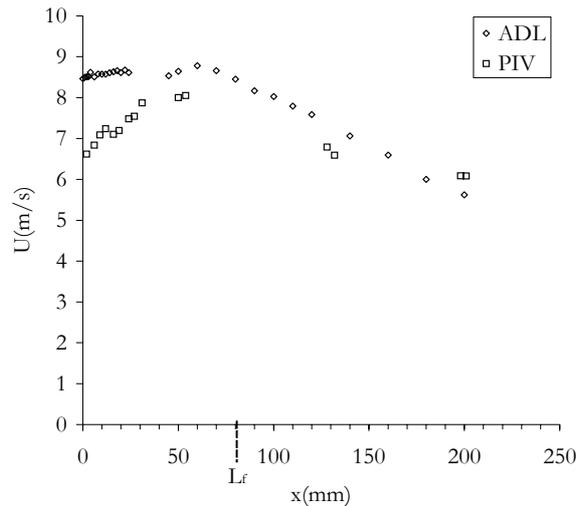


Figure C-65 : évolution sur l'axe de la vitesse longitudinale en écoulement réactif (ADL, PIV)

Ainsi par projection du champ d'émission du radical OH^* sur la ligne de courant non déviée, calculée à partir des résultats ADL et dont le point de départ est situé en $x=80\text{mm}$ et $y=0$, on obtient les évolutions représentées sur la Figure C-66 à partir desquelles une information sur le temps réel de passage, t_p , pourra être obtenue et comparée au temps caractéristique τ_p que nous avons défini.

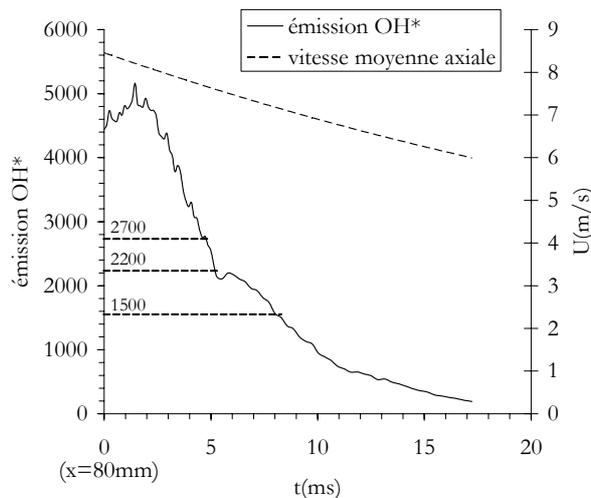


Figure C-66 : évolution du niveau d'émission OH^* et de la vitesse moyenne axiale le long d'une ligne de courant (type 1)

Ces résultats montrent que selon l'isoline considérée comme frontière externe, les temps de passage réel des particules déterminés grâce à cette projection ont des valeurs situées entre 4,55 ms et 7,64 ms (Tableau C-4). Cependant, il faut remarquer qu'on note une décroissance significative de la vitesse sur l'axe. Or, cette évolution de vitesse le long de la trajectoire, bien prise en compte avec les résultats ADL et l'obtention du temps t_p pour la trajectoire 1, ne pourra plus être considérée lorsque nous examinerons la trajectoire 2. En effet, la déviation apparaissant sur cette ligne de courant nécessite la connaissance des 2 composantes de vitesse (non disponible avec les mesures ADL). Dans ce cas alors, qui doit servir de base à la comparaison des différentes configurations et dans un souci d'homogénéité du calcul des temps de passage pour les deux trajectoires, il sera nécessaire de définir le temps caractéristique τ_p à partir d'une vitesse moyenne ADL supposée conservée le long de la trajectoire et basée sur une dimension d_{them} .

Comme indiqué précédemment, le temps caractéristique de passage des particules peut alors être construit à partir de l'épaisseur de la zone de forte température, d_{therm} , et de la vitesse axiale choisie arbitrairement à la frontière interne (ligne de OH^*_{max}). Nous noterons celui-ci $\tau_p = d_{\text{therm}}/U_p$, où d_{therm} correspond à une partie de la zone de réaction définie à partir des mesures de OH^* . Bien entendu, ici aussi, il peut y avoir autant de temps caractéristique que d'isolignes définies dans le chapitre précédent (100, 1500, 2200 et 2700), néanmoins l'isoligne 100 ne recoupant pas l'axe de l'écoulement et étant valable principalement dans la buse, nous ne proposerons pas de temps caractéristique avec cette valeur.

Les temps caractéristiques ainsi obtenus sont résumés dans le Tableau C-4.

	t_p (s)	d_{therm} (m)	τ_p (s)
$\text{OH}^*_{\text{max-2700}}$	$4,9 \cdot 10^{-3}$	$38,5 \cdot 10^{-3}$	$4,55 \cdot 10^{-3}$
$\text{OH}^*_{\text{max-2200}}$	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$41,7 \cdot 10^{-3}$	$4,93 \cdot 10^{-3}$
$\text{OH}^*_{\text{max-1500}}$	$8,3 \cdot 10^{-3}$	$64,6 \cdot 10^{-3}$	$7,67 \cdot 10^{-3}$

Tableau C-4 : effet du choix de la frontière externe sur les temps de passage des particules pour une trajectoire non déviée 1 et comparaison avec le temps caractéristique de passage

On peut remarquer que, malgré la décroissance de la vitesse moyenne le long de la ligne de courant, nous avons une bonne estimation du temps de passage à partir du temps caractéristique construit avec la vitesse sur la frontière interne (7-8% de différence).

2-4-2 Temps de passage sur la trajectoire 2

Suivons maintenant la même approche pour caractériser l'évolution des particules entraînées sur la trajectoire 2 déviée latéralement à la traversée du front.

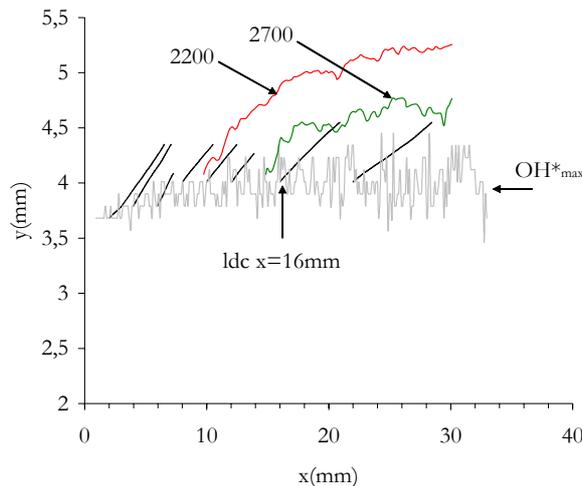


Figure C-67 : évolution des lignes de courant dans la buse ayant pour point de départ la ligne d'émission maximum du radical OH^* . Représentation des isolignes d'émission du radical OH^* (2200 et 2700)

Dans ce cas, la difficulté pour établir un temps de passage réel t_p , réside déjà dans l'analyse des champs PIV. En effet, ces champs sont obtenus grâce à l'ensemencement du jet central uniquement, ce qui entraîne une mauvaise qualité dans la description de l'écoulement à la

périphérie. A l'inverse, les isolignes définies pour l'émission du champ de chimiluminescence sont positionnées à l'extérieur de l'écoulement central. Malgré cette dispersion, il est possible de trouver une zone de recouvrement des deux critères (vitesse et isolignes) permettant le calcul d'un temps de passage réel.

Ainsi, la Figure C-67 montre les lignes de courant tracées pour différentes abscisses longitudinales de départ dans la zone de la buse (déviation maximum). Comme pour la trajectoire 1, ces lignes de courant ont pour point de départ la ligne d'émission maximum de OH^*

Dans la zone explorée, et pour les différentes lignes de courant tracées, seule celle dont l'abscisse de départ est $x=16\text{mm}$ coupe une isoligne de OH^* permettant ainsi l'évaluation d'un temps de passage. Comme précédemment, à partir de cette ligne de courant il est possible d'évaluer le temps de passage réel, t_p , entre le niveau OH^*_{max} et l'isoligne 2700. La valeur obtenue est $0,79\text{ms}$ (Figure C-68).

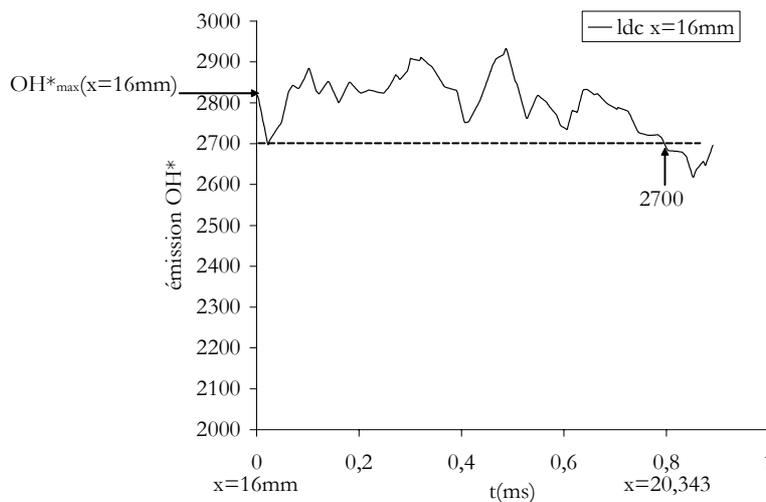


Figure C-68 : évolution du niveau d'émission OH^* le long d'une ligne de courant déviée ($x=16\text{mm}$)

Il est clair que le temps de passage de la particule dans cette configuration ($t_p=0,79\text{ms}$) est beaucoup plus réduit que dans le cas de la trajectoire 1 ($t_p=4,9\text{ms}$). Ainsi, il semble donc que les particules passant par ce type de trajectoire (2) ont un temps de séjour dans la zone de réaction assez réduit par rapport à la ligne de courant de type 1.

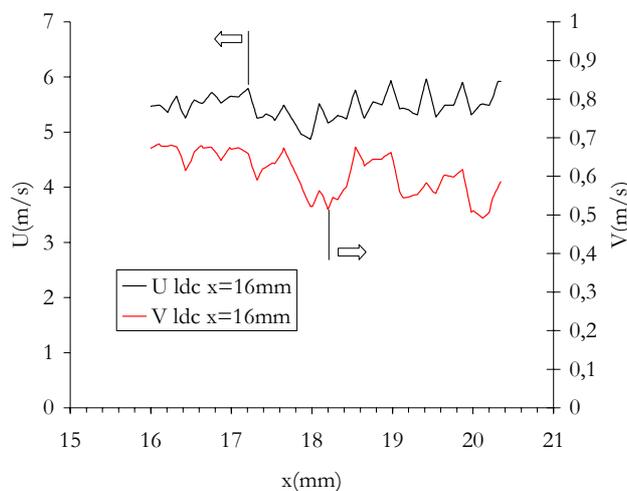


Figure C-69 : évolution des vitesses axiale et transversale (PIV) le long de la ligne de courant déviée

Afin d'effectuer des comparaisons avec les autres configurations ne possédant pas de caractérisation bidimensionnelle du champ aérodynamique (PIV), nous proposons là encore le calcul d'un temps caractéristique de passage τ_p , principalement basé sur les mesures ADL (1 seule composante U).

Le temps de passage caractéristique τ_p , construit de la même manière que pour la trajectoire non déviée est basé sur une approximation de l'épaisseur traversée d_{therm} et de la vitesse U_p sur la ligne OH^*_{max} . Le suivi des vitesses axiales et transversales le long de la ligne de courant ($x=16\text{mm}$) indique que ces dernières évoluent peu (Figure C-69). Le calcul d'un temps caractéristique avec une vitesse constante n'est donc pas pénalisant.

Pour $x=16\text{mm}$ et $y=y_{\text{OH}^*_{\text{max}}}$, $\tau_p=5,47 \cdot 10^{-5}\text{s}$, soit 14 fois moins que le temps de passage réel t_p calculé à partir des données PIV. Aussi, même si nous garderons cette expression du temps caractéristique pour une comparaison des trajectoires 2 avec les autres configurations, il conviendra de rester prudent pour ce qui concerne la confrontation de ce temps avec celui obtenu pour la trajectoire non déviée (1). Dans ce dernier cas (trajectoire 1) en effet, le temps caractéristique τ_p est peu éloigné de la durée réelle de passage de la particule t_p dans la zone de température élevée.

Le temps caractéristique des particules déviées est présenté sur la Figure C-70 en fonction de l'abscisse longitudinale et en prenant en compte les différentes isolignes comme frontière extérieure.

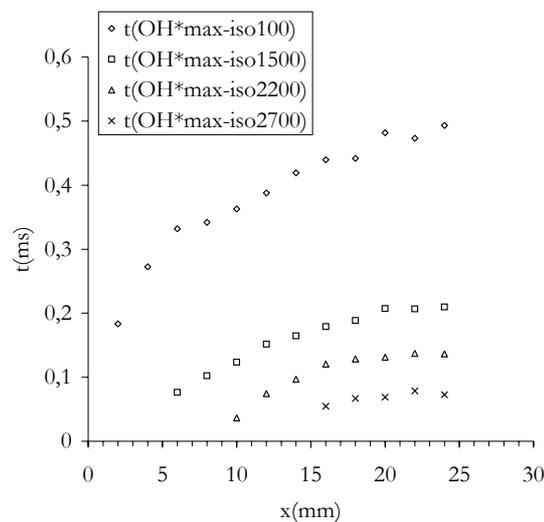


Figure C-70 : évolution longitudinale du temps caractéristique τ_p pour différentes frontières externes (isolignes d'émission OH^*)

Il apparaît que ce temps caractéristique croît régulièrement quelle que soit l'isoligne considérée comme frontière externe. Ce comportement indique donc que plus la particule entrera dans la flamme à une abscisse axiale importante et plus son temps de résidence dans la zone de réaction sera grand. La ligne d'émission OH^*_{max} possédant une abscisse transversale relativement constante dans cette zone (buse), la vitesse longitudinale le long de celle-ci augmente du fait de l'épanouissement important de l'écoulement. Ainsi, cet accroissement de vitesse ne semble pas être suffisant pour compenser l'élargissement de la zone de forte température.

Afin d'estimer l'importance de l'erreur commise lorsque seule la composante axiale est considérée, l'évolution de cette dernière ainsi que celle du module de la vitesse (PIV), le long de la ligne caractéristique de V_{max} est présentée sur la Figure C-71 (a). Les résultats montrent que cette évolution, dans la zone de la buse, est à peu près équivalente à la ligne d'émission OH^*_{max} (cf. Figure C-52 p.112) caractérisant la frontière interne de la zone de haute température suivant la

définition que nous avons établie. L'écart entre les deux valeurs (composante axiale et module) a été déterminée grâce à l'erreur relative définie par $(\|\vec{u}\| - U)/U$.

Il apparaît ainsi que même si, comme nous l'avons montré précédemment, le niveau de vitesse transversale en écoulement réactif est significatif (cf. Figure C-50 p. 110), il reste faible par rapport à celui de la composante longitudinale. La vitesse caractéristique peut alors s'exprimer sans trop d'erreur (<1%) par la vitesse moyenne axiale. On remarque cependant que des différences importantes apparaissent dans cette zone entre mesures ADL et PIV. Ainsi en $x=16\text{mm}$ et $y=y_{\text{OH}^*\text{max}}$ la vitesse longitudinale obtenue par PIV est de $6,18\text{m/s}$ alors que les mesures ADL fournissent une vitesse de $7,34\text{m/s}$ (Figure C-71-b). L'erreur commise par la prise en compte d'une seule composante est alors compensée, voir inversée, lorsque l'on considère la vitesse obtenue par ADL entraînant donc une surestimation de la vitesse de passage de la particule (sous-estimation du temps caractéristique τ_p).

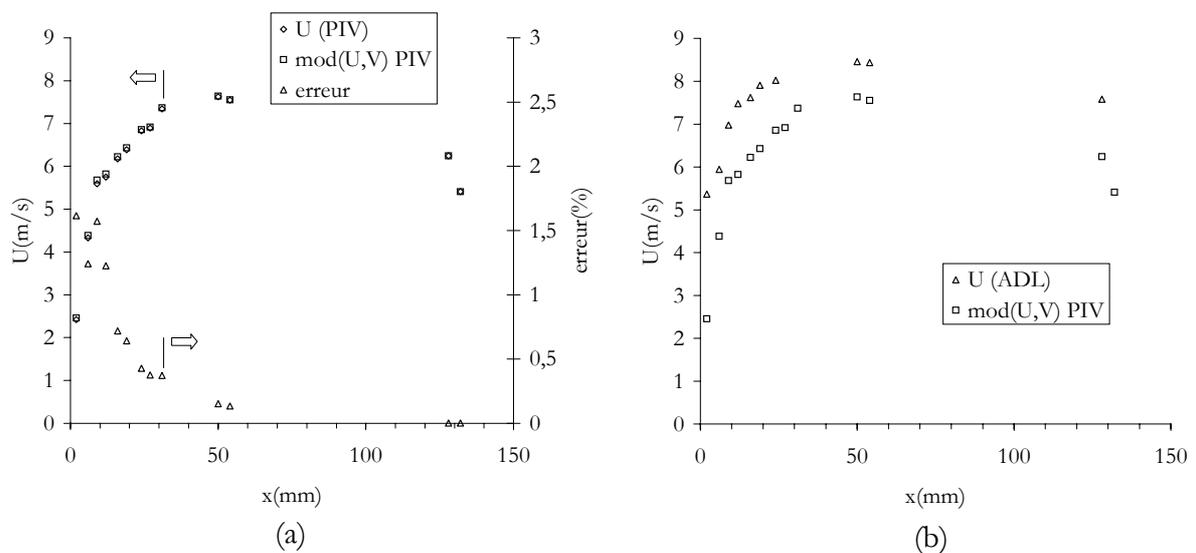


Figure C-71 : (a) évolution longitudinale de $U(y=y_{V_{\text{max}}})$, du module de vitesse correspondant et de l'erreur relative entre ces deux derniers (PIV), (b) comparaison des composantes axiales le long de la ligne de $V_{\text{max, PIV}}$ mesurées par ADL et PIV

Ainsi, de cette caractérisation par les temps de passage dans la zone de réaction, il ressort que les particules utilisent deux trajectoires types différentes. La première, non déviée, ne traverse aucune zone de gradient de vitesse important. Les particules atteignent la zone de réaction à l'extrémité de la flamme où les deux fronts de diffusion se rejoignent et où les températures sont supposées être les plus importantes.

Au contraire, la particule déviée va subir de forts gradients de vitesse (dU/dy) pouvant ainsi favoriser la coagulation des particules et donc l'augmentation de la taille des agrégats (cf. A-2-1 Les différentes étapes de transformation p. 7). De plus, du fait de cette trajectoire, la particule reste 6 fois moins longtemps ($4,9/0,79$) dans la région limitée par la ligne d'émission maximale OH^* et la ligne de niveau 2700 que la particule non déviée. Cependant, on peut imaginer qu'il y a ensuite un temps de résidence non négligeable dans les gaz chauds situés vers l'extérieur du front.

Afin de pouvoir coupler ces résultats avec les granulométries des particules finales, l'analyse des différentes trajectoires qui ont été décrites doit être complétée avec l'estimation des populations de particules les empruntant. Nous aborderons cet aspect par l'étude de la densité des particules.

C-2-5 L'estimation de la densité des particules

Les résultats de PIV, basés sur un ensemencement industriel du jet d'oxygène, nous ont permis de mettre en évidence une autre caractéristique de l'écoulement de particules. On constate en effet une forte inhomogénéité de l'ensemencement lors de la réalisation des images de PIV. Les champs instantanés montrent que l'absence ou le manque de particules dans certaines zones ne va pas permettre d'obtenir une inter-corrélation correcte générant ainsi des valeurs non validés sur certains points du maillage. Les champs moyennés étant obtenus sur un grand nombre de champs instantanés, tous les points du maillage vont posséder une valeur. Cependant, tous n'auront pas été obtenus sur un même nombre de champs instantanés. Ceci peut être mis en évidence par une quantité N qui représente, en chaque point du maillage de PIV, le nombre de champs instantanés qui ont été utilisés (en ce même point) pour effectuer la moyenne. Cette grandeur semble donc être un bon indicateur de la répartition de la poudre dans le jet.

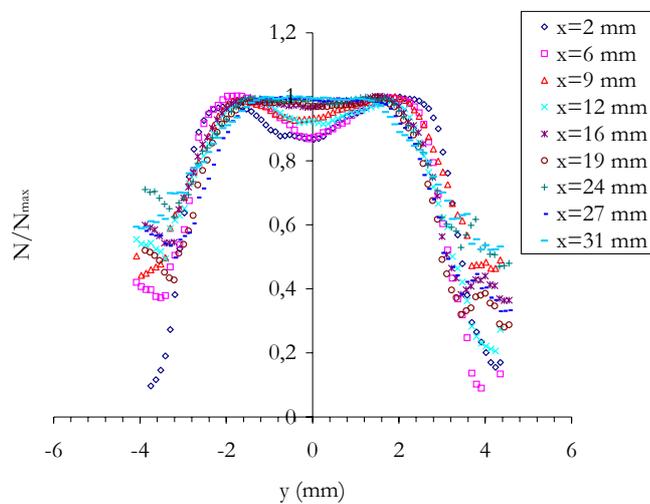


Figure C-72 : profils transversaux du paramètre N rendu sans dimension dans la zone de la buse

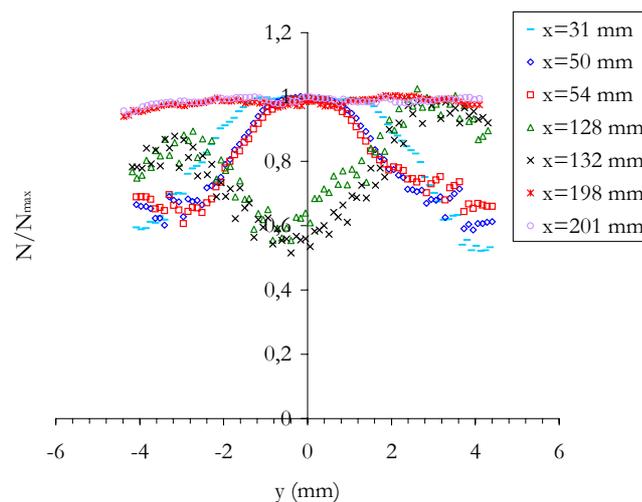


Figure C-73 : profils transversaux du paramètre N rendu sans dimension dans la zone du four

Sur la Figure C-72, représentant les profils transversaux adimensionnés du paramètre N dans la buse, il apparaît clairement que la densité de la poudre est initialement moins importante au centre du jet qu'à la périphérie. Cette inhomogénéité tend à disparaître lorsque l'on se déplace en

aval dans la zone du four. On remarque effectivement qu'à partir de $x=50\text{mm}$ (Figure C-73), le profil ne présente plus de déficit sur l'axe. Seuls les profils situés en $x=128$ et 132 mm retrouvent encore cette caractéristique sans doute du fait d'une moyenne réalisée sur un faible nombre de champs instantanés, 116, soit trois fois moins que pour les autres régions explorées. En effet, cette zone de l'écoulement réactif présente la particularité d'être très lumineuse avec un rayonnement intense des particules et les mesures PIV effectuées avec une caméra sans « shutter », ont donc été fortement perturbées. On constate d'ailleurs, dans une région moins lumineuse située plus à l'aval ($198\text{mm} < x < 201\text{mm}$) pour laquelle les moyennes sont à nouveau obtenues sur ≈ 300 champs, que les profils sont parfaitement uniformes.

Ainsi, si l'on observe l'évolution longitudinale sur l'axe (indice CL) de la valeur de N/N_{\max} (Figure C-74), il apparaît que cette caractéristique d'inhomogénéité spatiale se conserve dans toute la partie initiale du développement (buse).

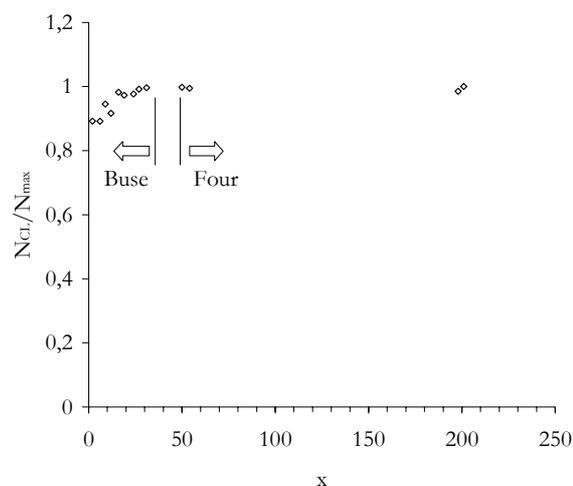


Figure C-74 : évolution longitudinale sur l'axe de N_{CL}/N_{\max}

Ce phénomène peut être généré par la configuration même de la semeuse qui est située en amont. En effet, celle-ci se termine par un convergent dans lequel nous avons constaté qu'une quantité importante de poudre pouvait rester accrochée aux parois. Sous l'action du marteau agissant sur le tamis et générant des chocs se propageant jusqu'à cette zone, la poudre se décroche et forme ainsi une alimentation supplémentaire de particules en périphérie. L'écoulement dans la conduite relativement courte qui suit la semeuse étant laminaire, il ne suffit pas à rendre homogène la répartition de poudre.

Cette inhomogénéité signifie donc que le nombre de particules se trouvant à la périphérie du jet est plus important que celui relatif au centre de l'écoulement. A partir du profil initial, on peut établir que les particules périphériques en surnombre ne représentent que 15% de plus que les particules situées au centre de l'écoulement. Ainsi, le nombre de particules suivant la trajectoire de type 2 avec un temps caractéristique de passage court devrait être plus élevé. Néanmoins il faut noter que l'évolution axiale (Figure C-74) et les profils transversaux (Figure C-72) obtenus dans la buse, font apparaître également une rapide homogénéisation puisqu'en $x=31\text{mm}$ il y a quasiment autant de particules au centre du jet que sur les bords. Comme nous l'avons vu sur les champs PIV, il existe une composante transversale de vitesse significative dirigée vers l'extérieur dans cette zone périphérique et qui tend à décroître lorsque l'on s'approche de l'extrémité de la flamme. On peut donc imaginer que l'excédent de particules situé sur les bords est réduit uniquement par le passage de la poudre par les fronts latéraux de la flamme.

Les particules au centre ou qui sont situées en périphérie pour $x > 50\text{mm}$, ne subissant pas ou peu de déviation, seront caractérisées par un temps de passage long dans la zone d'extrémité de la

flamme où les fronts se rejoignent. A partir de cette distance, cette trajectoire de type 1 sera suivie par une majorité de particules présentes dans l'écoulement.

Une autre caractéristique de l'ensemencement provient de l'instationnarité de l'écoulement de particules. En effet, l'ensemencement industriel que nous avons utilisé pour la réalisation des mesures PIV fait apparaître, de part sa nature, un écoulement de particules instationnaire. Ainsi, lorsque le marteau frappe le tamis au début du cycle d'ensemencement, une grande quantité de poudre va être injectée dans l'écoulement d'oxygène. Puis, avant la frappe suivante, le débit de poudre va décroître modifiant ainsi de façon significative le taux des particules dans le jet. Aucune évaluation quantitative directe de ce phénomène n'a été faite, cependant, la variation d'intensité lumineuse liée au rayonnement des particules dans l'écoulement réactif témoigne de cette dépendance en temps. L'utilisation des intensités de turbulence des particules obtenues par PIV sur des champs moyennés temporellement peut néanmoins donner quelques indications.

Les profils transversaux de l'intensité de turbulence obtenus par PIV (Figure C-75) soulignent l'existence de maxima (pics) d'intensité à la périphérie du jet classiquement liés au cisaillement présent dans cette région et déjà mis en évidence par les mesures ADL. On note par ailleurs que le niveau sur l'axe tend à décroître lorsque l'on se déplace vers l'aval jusqu'à $x=50\text{mm}$, puis une augmentation est constatée pour le profil en $x=200\text{mm}$. Dans ce dernier cas, les « pics » d'intensité ont complètement disparu.

Cependant, la comparaison pour une même abscisse ($x=2\text{mm}$) du profil obtenu par PIV et par ADL (Figure C-76) indique une nette élévation du niveau de l'intensité sur l'axe de l'écoulement dans le cas des mesures PIV.

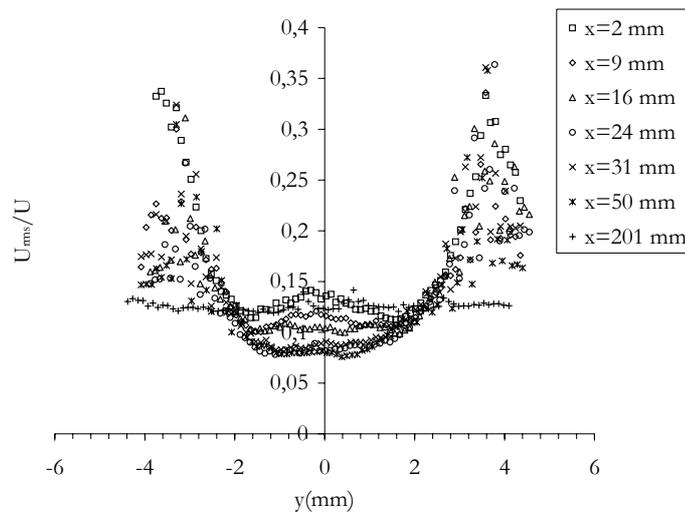


Figure C-75 : profils transversaux d'intensité de turbulence obtenus par PIV

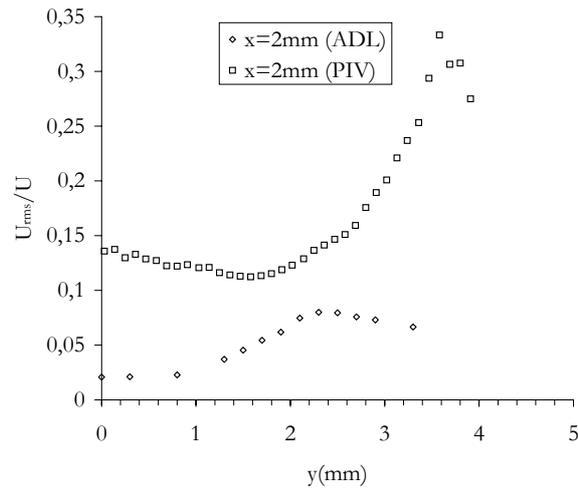


Figure C-76 : comparaison des profils transversaux d'intensité de turbulence en $x=2\text{mm}$ par ADL et PIV

On constate donc que l'intensité de turbulence du fluide faiblement ensemencé (ADL) est moins importante sur l'axe que celle des particules (PIV). Ceci, même si les écarts sont plus élevés dans notre cas, rejoint les observations faites par Armand (1998) sur le cône à potentiel laminaire d'un écoulement de jet. L'importance de cette différence peut s'expliquer également par l'évolution en densité de l'écoulement de particules. Afin de mettre en évidence une corrélation entre cette variation de l'ensemencement et les valeurs de vitesse mesurées par PIV, nous avons représenté sur la Figure C-77 un profil de vitesse axiale ($x=6\text{mm}$) obtenu à partir d'un champ instantané pour lequel l'ensemencement est faible et qui se caractérise donc par un grand nombre de points du maillage non validés. Ce profil est comparé au profil moyen obtenu dans cette zone. Le nombre de points validés pour l'établissement du profil instantané sur un demi champ PIV (N_{pr}) rapporté à la taille du demi maillage ($N_{pr0}=30$) est également reporté. La technique de calcul des profils à partir des champs PIV est celle utilisée par Muniz (2001) et a été décrite dans le chapitre B-1-2 (p.53).

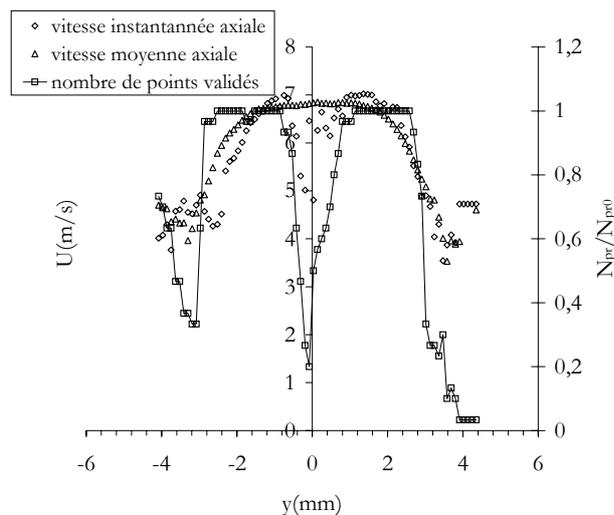


Figure C-77 : comparaison des profils de vitesse axiale instantanée et moyenne et du nombre de points du maillage validés pour la constitution du profil instantané

Tout naturellement, lorsque l'ensemencement est faible, le nombre de points validés permettant le calcul du profil décroît. Ceci influence directement la vitesse instantanée alors

calculée, qui décroît sensiblement. L'origine de cette diminution reste mal identifiée et il est difficile d'établir si elle est uniquement liée à la modification de l'interaction fluide/particules ou s'il s'agit d'un effet purement statistique. En effet, dans ce dernier cas, la vitesse instantanée n'est plus calculée que sur 20% du nombre total de points du demi-maillage. Cependant, il apparaît clairement qu'au moins une partie de l'intensité de turbulence peut s'expliquer par l'évolution temporelle de la densité de l'ensemencement.

C-2-6 Conclusion sur la caractérisation des particules

Du fait de l'importance de l'interaction entre fluide et particules dans les processus de coagulation et de coalescence, cet aspect a donc été abordé dans cette partie. En effet, « l'historique aérodynamique » de la particule dans l'écoulement sera déterminant dans l'évolution de la morphologie de la microbille.

Après une rapide introduction rappelant par différents exemples de la littérature les conséquences aérodynamiques de ces interactions, nous avons décrit les forces pouvant agir sur les particules et donc influencer leurs trajectoires. L'étude de l'action des forces visqueuses a notamment permis de mettre en évidence un comportement aérodynamique équivalent pour les particules Al_2O_3 et ZrO_2 . Puis l'influence des forces de thermophorèse, caractéristique des écoulements réactifs, a été abordée, montrant que cet effet était négligeable par rapport aux forces visqueuses.

Nous avons mis en évidence ensuite l'existence de deux trajectoires types empruntées par les particules. La première qui ne se caractérise par aucune déviation transversale, traverse la zone de réaction par l'extrémité de la flamme qui semble être la région la plus chaude de l'écoulement. La deuxième trajectoire située en périphérie du jet central est déviée et la traversée de la flamme s'effectue par la surface latérale de cette dernière. L'établissement d'un temps de passage réel à travers la zone de réaction a permis de montrer que, sur la trajectoire non déviée, celui-ci était relativement long dans une région de haute température. Au contraire sur la deuxième trajectoire (déviée), ce temps de passage est beaucoup plus court et les sollicitations par les gradients de vitesse importantes.

Un temps caractéristique τ_p a été également défini pour les deux trajectoires afin de pouvoir faire des comparaisons avec les configurations ne possédant pas de mesures par PIV. Il a été établi que, si sur la trajectoire 1 le temps caractéristique était peu éloigné du temps réel de passage, cela n'était pas le cas sur la trajectoire 2. Cependant, construit de la même manière, il permettra d'évaluer dans le chapitre suivant les écarts entre les différentes configurations.

Enfin, grâce aux résultats PIV, nous avons pu établir que la densité de particules n'est initialement pas uniforme. En effet, un excédent de particules semble être présent sur les bords du jet d'oxygène et tend à se réduire à l'approche de l'extrémité de la flamme. Il serait alors possible que seul cet excédent de particules utilise la trajectoire déviée à temps caractéristique de passage court, ce qui représente une minorité de particules.

C-3- Influence du paramètre géométrique sur l'aérothermodynamique du brûleur

Nous allons aborder dans ce chapitre l'influence des modifications géométriques du brûleur sur la structure de l'écoulement. Ces modifications géométriques sont celles qui sont apportées par les différentes configurations décrites dans le chapitre B-1-1. Elles sont rappelées brièvement ci-dessous :

- configuration 1 : bec 6,4mm, crépine standard (9 orifices), débits standards O_2 et H_2
- configuration 2 : bec 10mm, crépine standard, débits standards O_2 et H_2
- configuration 3 : bec 10mm, crépine standard, débit H_2 standard et débit O_2 -15%
- configuration 4 : bec 10mm, crépine à fente annulaire, débits standards O_2 et H_2

Outre la configuration 3 qui fait intervenir une modification de débit, les paramètres géométriques qui seront testés concernent le diamètre de sortie du bec (configuration 2) et l'orifice de sortie de la crépine (annulaire dans la configuration 4).

Dans une première partie, nous allons examiner l'influence de ces paramètres sur la structure de l'écoulement isotherme (nature laminaire ou turbulente, décroissances axiales, épanouissements,...) à travers l'analyse détaillée des champs de vitesse. Puis suivra une étude comparative des écoulements réactifs générés par ces différents brûleurs qui permettra, dans le chapitre suivant, d'établir des corrélations avec les diamètres des particules produites.

C-3-1 Ecoulement isotherme

Dans cette partie consacrée à l'étude des différentes configurations en écoulement isotherme, nous aborderons dans un premier temps les modifications des caractéristiques initiales liées à la utilisation du bec 10mm (jet central) et de la crépine annulaire (écoulement extérieur). Puis nous observerons le développement des différents écoulements grâce à l'examen des évolutions axiales et transversales des grandeurs aérodynamiques.

3-1-1 *Les caractéristiques initiales*

Bec 10 (jet d'oxygène)

Deux configurations ont donc été comparées au cas de référence (1) pour comprendre cette influence : le cas du bec de plus gros diamètre (2) et celui pour lequel le diamètre supérieur est associé à un débit plus faible d'oxygène (3).

L'utilisation du bec de diamètre intérieur 10 mm va fortement influencer les conditions de sortie de l'écoulement du jet central puisque nous conservons dans la configuration 2 le débit d'oxygène. Ainsi, la vitesse sur l'axe se trouve significativement réduite par rapport à la configuration 1 (Figure C-78). De plus, le diamètre augmentant, le profil présente une dimension caractéristique plus étendue. Bien entendu, la configuration 3 conserve les mêmes caractéristiques, mais avec des niveaux plus faibles de vitesse.

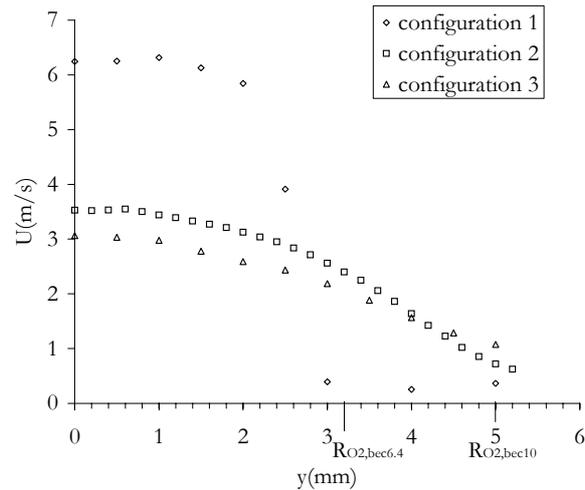


Figure C-78 : profils transversaux de vitesse moyenne axiale en sortie de bec dans les configurations 1, 2 et 3

Nous avons tracé sur la Figure C-79 les profils de vitesse moyenne axiale en sortie de bec obtenu par ADL dans les configurations 2 et 3. Ceux-ci, rendus sans dimension par la vitesse sur l'axe U_{CL} , sont comparés aux profils théoriques d'écoulement en conduite laminaire (parabolique) et turbulent (loi de puissance).

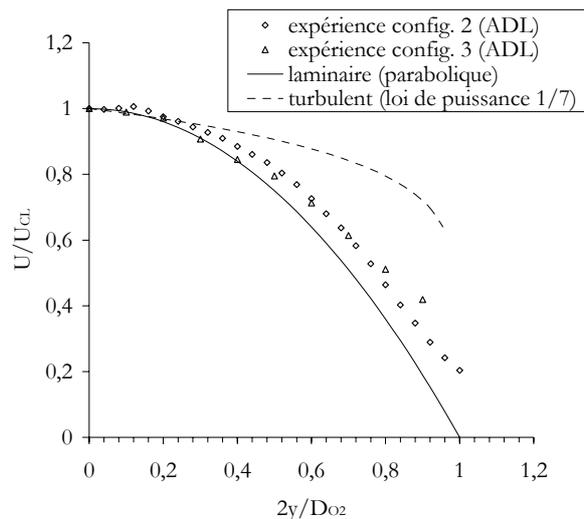


Figure C-79 : profils transversaux de vitesse axiale en sortie de bec dans les configurations 2 et 3 ; comparaison avec les profils théoriques d'écoulement en conduite (laminaire et turbulent)

Comme nous l'avons montré sur la configuration 1, il apparaît également un déficit de vitesse sur les bords de l'écoulement lié au développement de la couche limite le long de la paroi de la conduite. Cependant, contrairement au cas précédent, ici, la confrontation avec les profils théoriques souligne un rapprochement avec les caractéristiques d'un écoulement laminaire. En effet, les profils mesurés montrent peu de différence avec la loi parabolique décrivant ce type d'écoulement. Le diamètre de sortie augmentant et le débit d'oxygène étant, de plus, dans l'un des deux cas plus faible, le nombre de Reynolds résultant est également dans les deux configurations inférieur au nombre de Reynolds critique ($Re_1=1950$, $Re_{c1}=2380$; $Re_2=1200$, $Re_{c2}=2170$; $Re_3=1030$, $Re_{c3}=1920$), ce qui conforte la nature laminaire de l'écoulement. De plus, on peut noter que la sortie d'oxygène étant de diamètre plus élevé (10mm), la contraction de la surface interne du bec que nous avons signalée dans la configuration 1 est devenue quasiment

inexistante. Cette modification géométrique limite les évolutions des profils de vitesse moyenne en sortie (apparaissant dans le cas standard) qui les faisait se rapprocher d'un profil uniforme.

En vue de conforter cette analyse, les profils transversaux d'intensité de turbulence obtenus dans les configurations 2 et 3 à la sortie de bec sont tracés sur la Figure C-80. Dans la configuration 2, l'intensité de turbulence sur l'axe, bien que faible (4%), semble correspondre à un écoulement de jet de type semi-turbulent selon la dénomination de McNaughton (1966). On remarque également que celle-ci est légèrement supérieure, dans cette configuration, à celle obtenue dans le cas de référence. En revanche, l'élévation plus faible du niveau sur les bords, étant donné le nombre de Reynolds inférieur, semble comme pour la configuration 1 relever d'avantage d'un effet d'instabilité du jet que d'une production de turbulence liée au seul cisaillement (Barlow, 1990). Dans la configuration 3, le nombre de Reynolds diminuant encore, l'intensité de turbulence sur l'axe décroît jusqu'à 1% ce qui indique alors un comportement initial complètement laminaire.

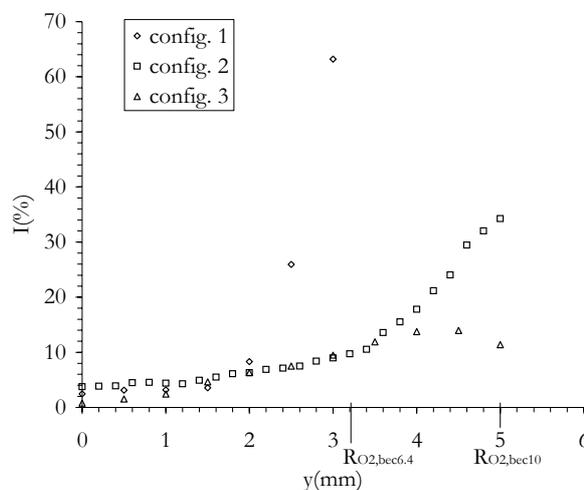


Figure C-80 : profils d'intensité de turbulence dans les configurations 2 et 3 en sortie de bec

Crépine annulaire (jet d'hydrogène)

Dans la configuration 4, une crépine prototype a été testée pour laquelle les orifices de sortie d'hydrogène ont été remplacés par une fente annulaire. Afin de diminuer le cisaillement entre les deux jets coaxiaux, voire l'inverser, nous avons opté pour une épaisseur de fente faible en conservant le débit d'hydrogène. Pour le choix retenu d'une largeur de 0,5mm, la vitesse débitante théorique est alors de 13,37m/s, le nombre de Reynolds construit sur l'épaisseur de la fente annulaire est égal à 60 ce qui reste une valeur faible compte tenu de la forte augmentation de vitesse et en comparaison du nombre de Reynolds des jets périphériques issus de la crépine standard pour les configurations 1, 2 et 3 ($Re_{crépine\ standard} = 110$). Comme pour la configuration de référence (1) qui nous avait permis de caractériser l'écoulement généré par la crépine « à trous », il est difficile d'établir les conditions initiales réelles de cette crépine annulaire du fait de l'absence d'accès optique pour les mesures ADL dans cette zone du brûleur.

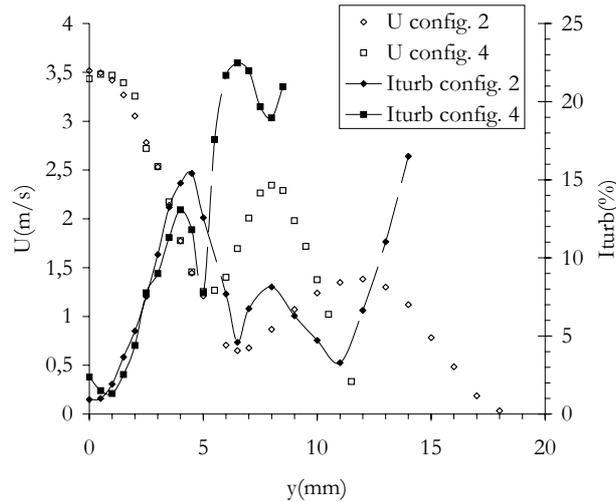


Figure C-81 : Profils de vitesse moyenne et intensité de turbulence en $x=8\text{mm}$ pour les configurations 2 et 4

C'est pourquoi nous proposons d'examiner le premier profil réalisé au plus près du bec, c'est-à-dire en $x=8\text{mm}$, comparé au profil équivalent en configuration 2 (Figure C-81). Dans les deux cas, les configurations sont constituées par un bec 10mm et des mêmes débits d'oxygène et d'hydrogène. Seules les crépines sont différentes ce qui permettra d'obtenir une comparaison efficace de l'écoulement standard d'hydrogène avec celui issu de la fente annulaire.

Ces courbes font ressortir deux points particuliers :

- La fente annulaire étant située plus proche du bec que l'axe des orifices de la crépine standard, on constate également que le maximum de vitesse est positionné à une abscisse plus petite (8mm pour la fente annulaire, 12mm pour la crépine standard). Cette caractéristique pourra jouer un rôle important lors de l'analyse de l'interaction du jet extérieur avec l'écoulement principal d'oxygène.

- Alors que, bien évidemment, les niveaux de vitesse sur l'axe du jet d'oxygène sont identiques, celui du jet extérieur dans la configuration avec fente annulaire bien qu'ayant beaucoup diminué par rapport à la vitesse débitante initiale en sortie de crépine (13,37m/s), reste plus élevé. A cette distance en effet, correspondant à 76 fois l'épaisseur de la fente annulaire, étant donné la décroissance classique des jets laminaires (Schlichting, 1979), il est donc normal d'obtenir une telle diminution du niveau de vitesse.

Nous avons également tracé sur la Figure C-81, les profils d'intensité de turbulence dans les deux configurations. Ceux-ci présentent deux « pics » qui classiquement caractérisent essentiellement les zones cisillées et l'importance des gradients de vitesse. On remarque également que la valeur d'intensité de turbulence au centre du jet d'hydrogène dans la configuration avec fente annulaire est très élevée ($\cong 19\%$) par rapport à celle obtenue avec la crépine standard ($\cong 3\%$). Alors que le nombre de Reynolds est plus faible, il semble qu'à 38mm à l'aval de la fente annulaire (76 fois l'épaisseur), la nature du jet obtenu soit turbulente, à moins qu'il ne s'agisse d'un effet de mouvement transversal du jet extérieur dû à des instabilités laminaires (Barlow, 1991). En effet, du fait de sa faible largeur et de sa vitesse élevée, un déplacement transversal faible de l'écoulement externe va engendrer une fluctuation artificielle au niveau du point de mesure.

3-1-2 Les évolutions axiales et les lois de décroissance

Les caractéristiques initiales des différentes configurations étant définies, examinons maintenant l'évolution axiale des écoulements engendrés.

Nous allons donc nous intéresser dans cette partie à l'évolution axiale de différentes grandeurs spécifiques du jet isotherme qui vont mettre en évidence le type de développement adopté.

La Figure C-82 présente d'abord l'évolution des vitesses moyennes longitudinales obtenues pour les différentes configurations le long de l'axe central, c'est-à-dire dans le jet d'oxygène.

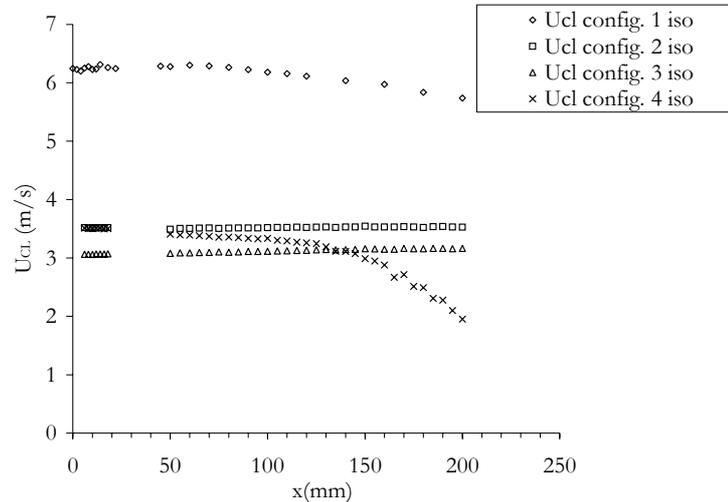


Figure C-82 : évolution sur l'axe de la vitesse moyenne longitudinale dans les différentes configurations

Si l'on exclut les différences de niveau moyen, liées à la condition initiale, on note toutefois un écart significatif de l'allure générale des courbes. En particulier, l'évolution dans les configurations 2 et 3 présente un caractère constant sur un domaine bien plus étendu, alors que pour la configuration 1 on détectait une légère décroissance dans la zone du four. Le nombre de Froude, calculé dans ces deux cas (2 et 3), a une valeur de -41 pour la configuration 2 et de -30 pour la configuration 3. Ce qui indique, par rapport à la configuration 1 ($Fr = -408$), des effets de flottabilité plus importants qui interviendront plus tôt dans le développement. Ceci justifie donc en partie le comportement constant de ces évolutions axiales à relier également avec le caractère plus laminaire des jets.

Ces particularités dans les évolutions sont soulignées par une représentation adimensionnée de la vitesse sur l'axe U_{CL}/U_{CL0} où U_{CL0} représente la valeur maximale en sortie du bec (Figure C-83). On remarque ainsi le développement différent de l'écoulement obtenu dans la configuration 4 qui présente une décroissance rapide de la vitesse moyenne axiale dès $x=50\text{mm}(=5D_{O_2})$. Cette décroissance s'accompagne d'une élévation importante de l'intensité de turbulence sur l'axe à cette même abscisse (Figure C-84), qui traduit la transition vers la turbulence du jet central. La configuration 2 possédant les mêmes caractéristiques initiales pour le jet d'oxygène, nous pouvons alors établir que cette transition est due à la perturbation du jet central par l'écoulement périphérique d'hydrogène. En effet, ce dernier, de part sa vitesse plus élevée et sa position plus proche du jet central, va interagir avec le jet central engendrant un comportement turbulent dès $x=50\text{mm}$.

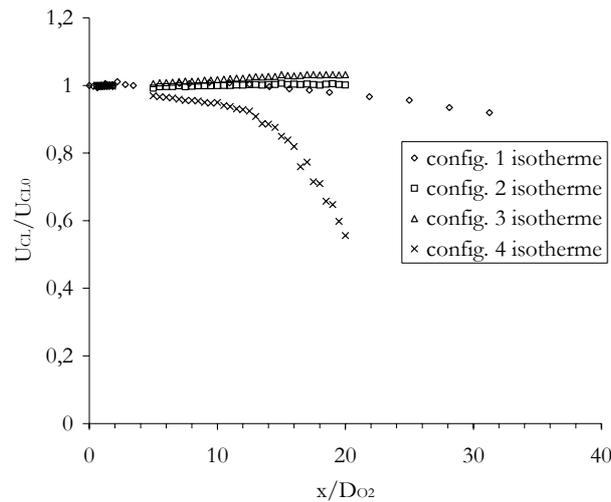


Figure C-83 : évolution sur l'axe de la vitesse moyenne longitudinale rendue sans dimension dans les différentes configurations

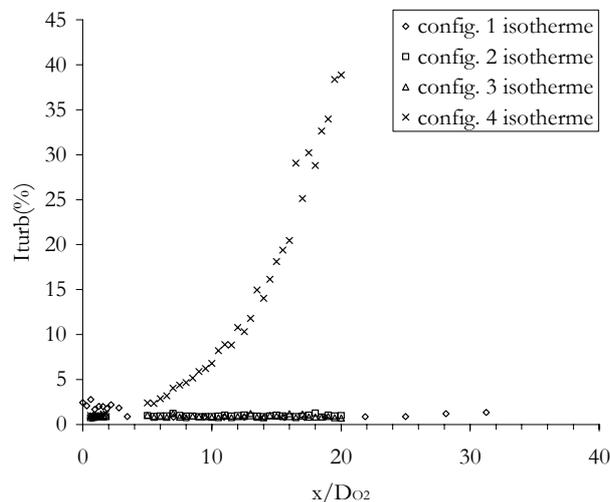


Figure C-84 : évolution sur l'axe de l'intensité de turbulence dans les différentes configurations

La description de l'évolution des jets en fonction de la géométrie du brûleur ne peut être obtenue par les seules analyses des vitesses sur l'axe. Afin de les compléter, nous avons d'abord examiné les caractéristiques internes d'interaction entre le jet central et l'écoulement périphérique (annulaire ou jets), puis celles liées à l'épanouissement global.

Suivant les configurations, les vitesses initiales des écoulements interne et externe sont différentes engendrant des cisaillements spécifiques entre les jets. De plus, du fait de la décroissance de la vitesse moyenne axiale de l'écoulement d'hydrogène et de celle parfois associée du jet d'oxygène, le cisaillement entre les jets varie également en fonction de la distance au brûleur. Afin de mettre en évidence cette variation, nous avons représenté sur la Figure C-85 l'évolution longitudinale du rapport $\lambda = U_{CL}/U_{max,co}$ pour les différentes configurations et où $U_{max,co}$ représente la vitesse maximale du jet périphérique chaque fois qu'il a été possible de la détecter sur les profils transversaux de vitesse axiale. Pour les configurations 2, 3 et 4 il n'apparaît que trois points dans la zone du confinement supérieur (buse) car seulement trois profils ont alors été réalisés dans cette région.

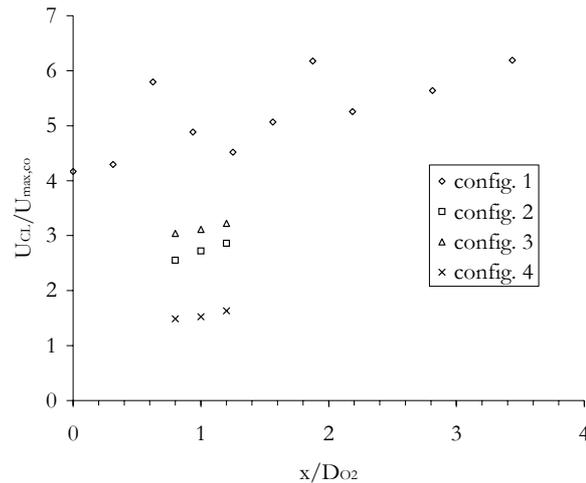


Figure C-85 : évolution longitudinale du rapport local de vitesse λ

Quelle que soit la configuration considérée, on note d'abord qu'il n'existe aucune trace de sillage entre les deux jets (donc l'existence d'un $U_{\max,co}$) à l'aval de $x/D_{O_2}=4$ (buse), ce qui indique un comportement de jet unique dès le confinement inférieur (four).

On remarque également que la configuration 1 présente la caractéristique de cisaillement « interne » la plus importante. En revanche, du fait de la diminution de la vitesse du jet central soit par augmentation du diamètre (configuration 2) soit par diminution du débit (configuration 3), le cisaillement diminue. Enfin, la configuration 4 du fait de l'augmentation importante de la vitesse d'hydrogène dans la fente annulaire, présente une diminution significative du cisaillement sans toutefois que l'inversion ne soit réalisée, même dès la sortie du bec (jet extérieur plus rapide).

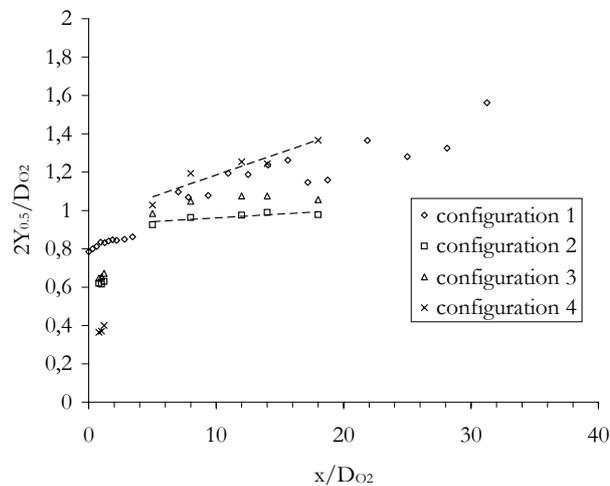


Figure C-86 : épanouissement aérodynamique du jet global pour les différentes configurations

Ces caractéristiques de cisaillement entre les deux jets coaxiaux témoignent de leur interaction et joueront donc un rôle sur le développement du jet initial d'oxygène puis du jet global résultant. L'évolution axiale, pour les différentes configurations, de la grandeur $Y_{0,5}$ rendue sans dimension qui caractérise l'épanouissement aérodynamique est présentée sur la Figure C-86.

C'est bien entendu la zone de la buse, où $Y_{0,5}$ est alors basé sur le jet d'oxygène, qui affiche les plus grandes différences entre les configurations du fait de la persistance des deux écoulements coaxiaux qui interagissent. Si l'allure des profils initiaux peut expliquer les écarts constatés entre la configuration 1 et les configurations 2 et 3, au contraire, pour la configuration 4, il s'agit plus

sûrement de l'interaction entre les deux écoulements coaxiaux. En effet, dans ce dernier cas, le bec utilisé est le même que dans la configuration 2 et seul l'écoulement annulaire d'hydrogène est modifié. Ainsi, on constate qu'avec l'écoulement d'hydrogène le plus rapide (config. 4), l'épanouissement du jet central, du fait de la modification de l'entraînement, a été moins rapide qu'avec la configuration 2 puisque quelques millimètres après la sortie du bec, le jet d'oxygène dans les configurations 2 et 3 est 50% plus large que dans la configuration 4.

Dans la région du four, où les deux jets n'en font plus qu'un, les tendances sont inversées. Les configurations 2 et 3 du fait d'un cisaillement initial réduit et de la nature laminaire de l'écoulement sur toute la zone explorée, présentent l'épanouissement le moins important. La loi linéaire décrivant l'évolution de la variable $Y_{0.5}$ est alors dans ce cas de pente 0,004. Au contraire, la transition vers la turbulence observée dans la région du four pour la configuration 4 et de façon moins significative pour la configuration 1, va favoriser l'expansion du jet dont l'épanouissement est alors maximum (pente : 0,0229).

Il faut noter également que la buse introduit un élargissement brusque qui peut accélérer la transition vers un jet unique turbulent (McNaughton, 1966) et affecter l'épanouissement du jet d'autant plus que l'interaction initiale entre les deux jets coaxiaux est forte (configuration 4).

3-1-3 Les profils transversaux et l'auto-similarité

L'effet de la géométrie sur les conditions initiales et les conséquences sur le développement de l'écoulement ayant été examiné grâce aux évolutions axiales, il est maintenant important de s'intéresser à l'évolution des jets par une analyse détaillée des profils transversaux.

Cette étude comparative est réalisée grâce aux différents profils transversaux de vitesse moyenne axiale et d'intensité de turbulence tracés sur les figures suivantes (Figure C-87 à Figure C-89) dans la zone de la buse. Trois profils sont proposés pour chacune des configurations : $x=8$, 10 et 12 mm. Néanmoins, il faut noter que dans le cas d'un bec de 10mm, ces stations correspondent alors à une faible distance d'exploration en terme de x/D_{O_2} ($x/D_{O_2}=0.8, 1$ et 1.2). Quelle que soit la configuration, les résultats soulignent une légère décroissance de la vitesse moyenne axiale de l'écoulement externe d'hydrogène alors qu'il n'y a quasiment aucune variation de la vitesse sur l'axe (jet d'oxygène). Les profils d'intensité de turbulence correspondant sont, eux, toujours caractérisés par la présence de deux « pics » également décroissants, identiques à ceux observés sur les profils initiaux dans le cas du bec de 10mm.

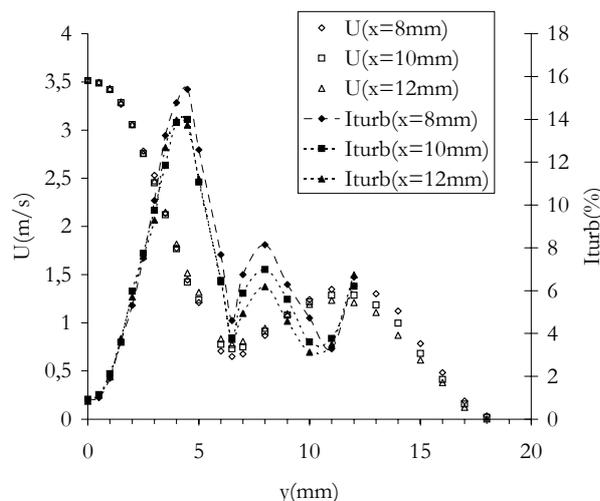


Figure C-87 : profils transversaux de vitesse axiale dans la buse : configuration 2

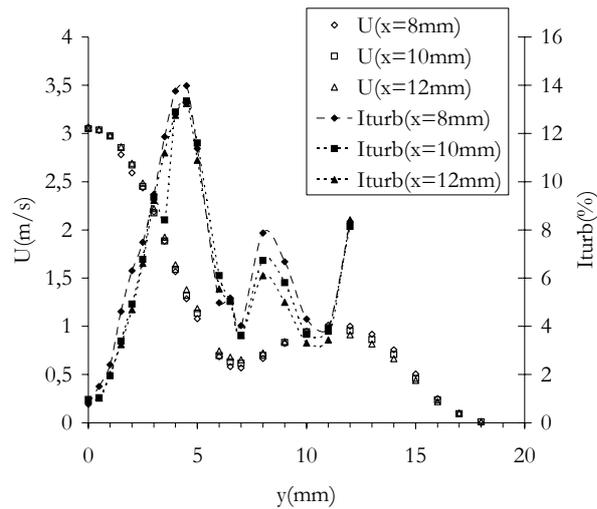


Figure C-88 : profils transversaux de vitesse axiale dans la buse : configuration 3

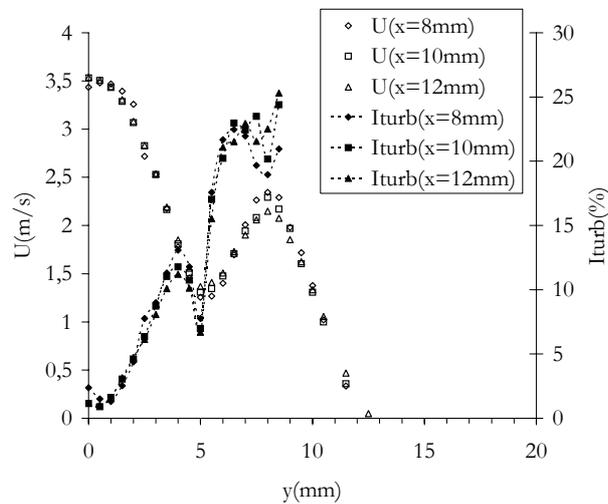


Figure C-89 : profils transversaux de vitesse axiale dans la buse : configuration 4

Il apparaît que le premier maximum résultant du gradient de vitesse axiale du jet central atteint le niveau le plus élevé dans la configuration 2 où la vitesse du jet central est alors plus importante ($U_{CL}=3,5$ m/s). Dans la configuration 4, la vitesse du jet central reste identique à la configuration 2 alors que l'écoulement externe a une vitesse plus élevée. Cette modification du cisaillement et de l'entraînement se manifeste notamment par une compensation plus rapide du déficit de vitesse entre les jets. Cependant, l'observation de l'évolution transversale du gradient (Figure C-90) montre que les niveaux de ce premier pic restent proches quelle que soit la configuration considérée ce qui explique les valeurs peu différentes de l'intensité de turbulence.

Le deuxième « pic », couplé au gradient de vitesse axiale de l'écoulement externe, présente, là encore, des niveaux équivalents pour les configurations 2 et 3. Au contraire, pour la configuration 4, l'écoulement périphérique se caractérise alors par une vitesse élevée et une faible épaisseur générant ainsi un fort gradient transversal (Figure C-90) et en conséquence un niveau d'intensité de turbulence plus fort.

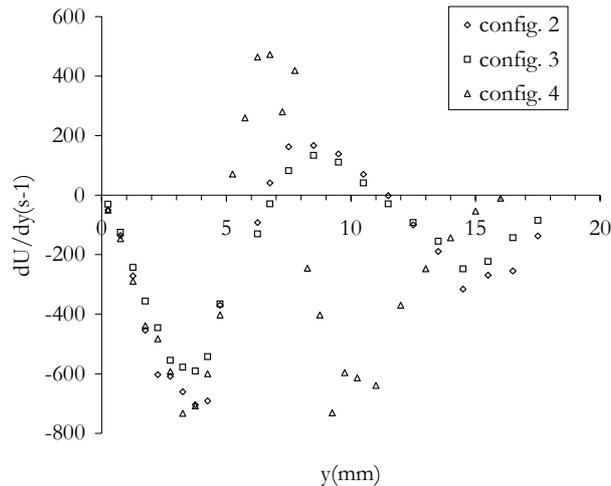


Figure C-90 : comparaison des gradients de vitesse dU/dy pour les configurations 2, 3 et 4 en $x=10mm$

Pour compléter cette analyse, il faut noter que les niveaux d'intensité de turbulence obtenus au centre du jet d'oxygène sont similaires pour toutes les configurations ($\cong 1\%$). En revanche, pour l'écoulement d'hydrogène les valeurs d'intensité de turbulence observées à l'abscisse où U_{co} est maximum sont équivalentes pour les configurations 2 et 3. Pour la configuration 4, le niveau obtenu en $y=y(U_{co,max})$ est très élevé en liaison avec une zone de forts gradients. Comme nous l'avons indiqué pour les caractéristiques initiales des jets, cette intensité de turbulence importante peut également être liée à la faible épaisseur de l'écoulement d'hydrogène et à son mouvement transversal. On peut ainsi voir apparaître une fluctuation de vitesse due à une instabilité de l'écoulement plutôt qu'à la nature intrinsèque turbulente du jet. Cette caractéristique que nous avons mise en évidence lors de l'établissement des conditions initiales semble donc se conserver lors du développement de l'écoulement.

Concernant les niveaux d'intensité de turbulence obtenus sur les bords de l'écoulement externe, la vitesse moyenne devenant faible, leurs valeurs ne sont pas significatives et ils ne sont pas détaillés ici.

En vue de synthétiser l'ensemble de ces remarques sur l'influence de la géométrie du brûleur sur le développement du jet, les deux figures suivantes (Figure C-91 et Figure C-92) montrent une comparaison pour la même abscisse ($x=10mm$) des profils de vitesse moyenne axiale, dimensionnés ou non, obtenus pour toutes les configurations.

Il apparaît que les différentes configurations de géométries et de débits vont influencer notamment l'interaction des deux jets coaxiaux. Cette dernière est mise en évidence grâce à deux caractéristiques de l'écoulement que sont : la zone de déficit de vitesse située entre les deux jets et la vitesse maximale de l'écoulement périphérique.

- Le déficit de vitesse peut se déterminer par la vitesse minimale, U_{min} , mesurée entre les deux jets et par sa dimension transversale. La vitesse élevée de l'un des deux jets coaxiaux aura tendance à augmenter la vitesse U_{min} traduisant l'effet de l'entraînement. C'est ce qui peut être constaté en comparant les configurations 2 et 3 (jet d'oxygène plus rapide) ou les configurations 2 et 4 (jet d'hydrogène plus rapide). Un autre paramètre, l'écartement des deux jets coaxiaux, peut influencer également l'entraînement et il est mis en évidence grâce à la l'étendue transversale de la zone de déficit. L'évolution de cette dernière apparaît clairement lorsque l'on compare les configurations 2 et 4 (diminution de l'écartement couplée à l'augmentation de vitesse du jet d'hydrogène)
- La vitesse maximale de l'écoulement périphérique, $U_{co,max}$, traduit également l'interaction des deux jets coaxiaux. Ainsi, la comparaison des configurations 2 et 3 montre que, bien que

possédant des conditions initiales sur le jet d'hydrogène équivalentes, la vitesse $U_{co,max}$ est plus faible pour la configuration 3 (jet d'oxygène moins rapide) que pour la configuration 2. Il s'agit donc bien à priori de l'action du jet d'oxygène sur l'écoulement périphérique d'hydrogène.

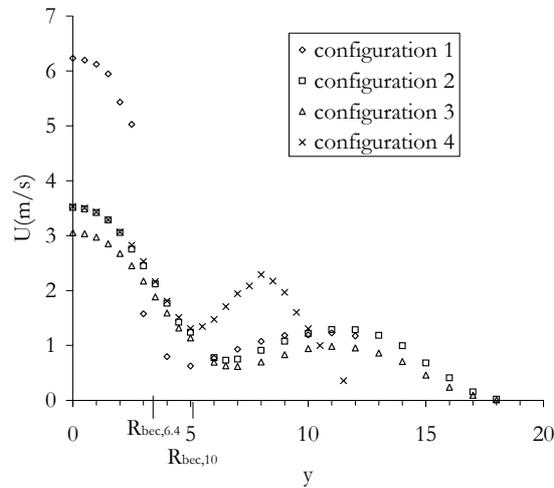


Figure C-91 : comparaison des profils transversaux de vitesse axiale en $x=10mm$ (buse) pour toutes les configurations

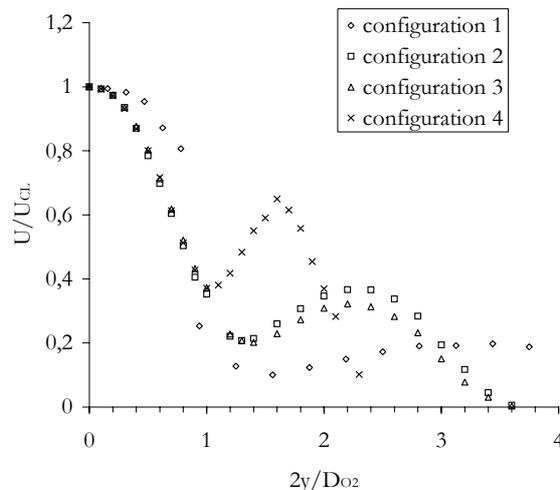


Figure C-92 : comparaison des profils transversaux de vitesse axiale en $x=10mm$ (buse) rendus sans dimension pour toutes les configurations

S'il apparaît que l'écoulement d'oxygène peut influencer le développement de l'écoulement périphérique (voir précédemment), l'action inverse semble moins évidente dans cette région de la buse. Les résultats présentés sur la Figure C-92 soulignent le comportement équivalent du jet central dans les configurations utilisant le bec 10mm (2, 3 et 4) jusqu'à une position proche du rayon du bec. Pour cette abscisse ($x=10mm$, buse), l'écoulement extérieur n'a donc pas encore modifié le développement du jet central. Par contre, en comparant la configuration 1 avec les autres cas, il apparaît clairement un décalage du profil indiquant que la structure du jet d'oxygène est fortement liée à la géométrie du bec.

Lorsque l'on examine le développement de l'écoulement plus loin à l'aval dans le four, on note que les profils adimensionnés mettent en évidence l'autosimilarité pour les configurations 2, 3 et 4 (Figure C-93 à Figure C-95) correspondant bien avec un développement de jet unique, en confirmation des observations faites lors des explorations axiales.

Pour les configurations 2 et 3, on constate que dans sa partie centrale, le jet d'oxygène présente une autosimilarité parfaite et suit la loi gaussienne classique. Sur les bords, il apparaît cependant un léger écart avec cette loi traduisant sans doute les effets de flottabilité déjà évoqués (Muniz, 2001). On notera également que, dans ces deux configurations, le profil en $x=50\text{mm}$ s'éloigne du comportement auto-similaire sans doute du fait de l'élargissement brusque situé en $x=45\text{mm}$.

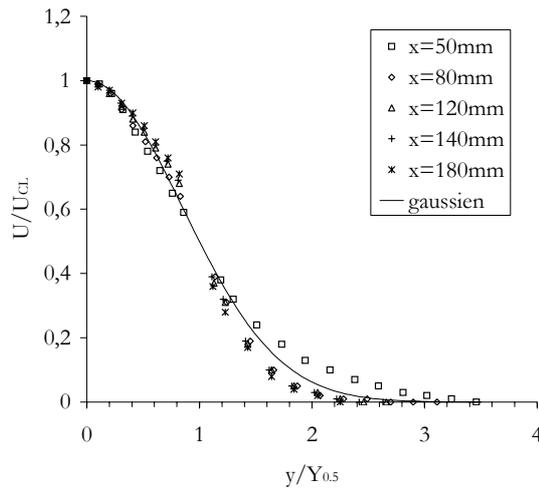


Figure C-93 : profils transversaux de vitesse axiale rendus sans dimension pour la configuration 2

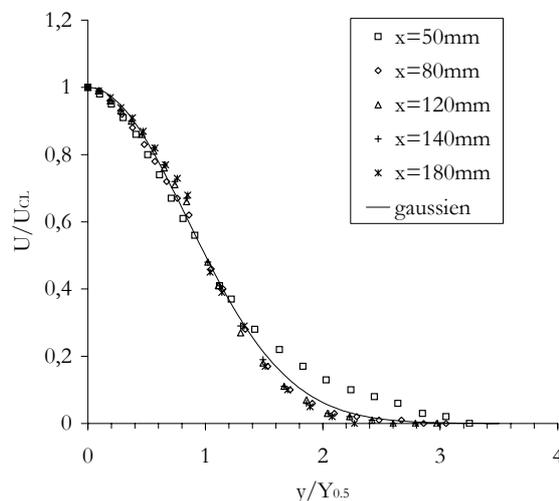


Figure C-94 : profils transversaux de vitesse axiale rendus sans dimension pour la configuration 3

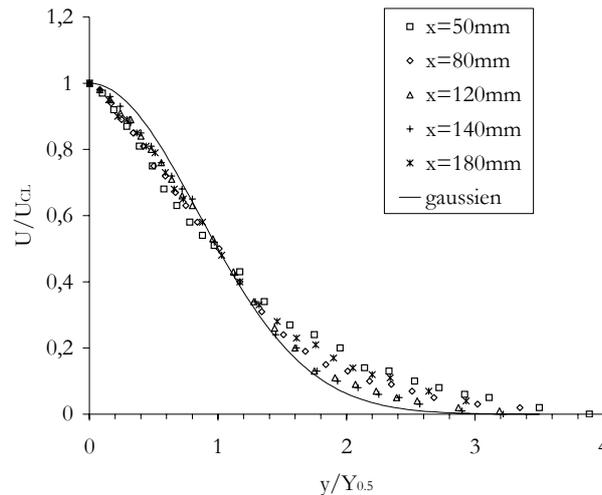


Figure C-95 : profils transversaux de vitesse axiale rendus sans dimension pour la configuration 4

Le cas de la fente annulaire (configuration 4) présente un comportement particulier, différent de ce qui est observé dans les autres cas. En effet, si l'autosimilarité est obtenue pour la partie centrale de l'écoulement, celle-ci ne correspond plus à une loi gaussienne. De plus, sur les bords du jet, l'autosimilarité n'est pas vérifiée. Ce développement particulier est en relation avec les explorations axiales présentées précédemment, où à partir de $x=50\text{mm}$, l'intensité de turbulence augmentait, traduisant l'influence de l'écoulement d'hydrogène sur le jet central. Ainsi, l'effet de l'écoulement coaxial est sensible loin à l'aval et cette modification de la structure du jet d'oxygène semble retarder l'apparition de l'auto-similarité de l'écoulement de jet unique. Notre exploration s'arrêtant en $x=180\text{mm}$, soit seulement $18D_{O_2}$, nous n'avons pu vérifier si ce comportement est obtenu plus en aval.

3-1-4 Conclusion sur les développements des écoulements isothermes

Nous nous sommes intéressés dans cette partie à caractériser l'effet de la géométrie du brûleur sur le développement et les caractéristiques de l'écoulement isotherme.

Trois configurations géométriques ont été principalement examinées :

- Le bec de diamètre 6,4mm, cas de référence, utilisé industriellement
- Le bec de diamètre 10mm, où le débit d'hydrogène est conservé et où deux cas de débits d'oxygène différents ont été abordés
- Un bec de diamètre 10mm, entouré d'un jet d'hydrogène périphérique issu d'une fente annulaire et non plus d'orifices constituant la crépine standard.

L'analyse des champs aérodynamiques a permis de dégager les points les plus significatifs quant au développement axial et transverse des jets d'oxygène et d'hydrogène coaxiaux.

Nous avons abordé dans une première étape, les modifications apparaissant sur les caractéristiques initiales. L'effet le plus significatif est d'abord lié au diamètre du bec. Pour les configurations 2, 3 et 4, correspondant au bec de diamètre 10mm, les résultats montrent que l'écoulement est de type laminaire. L'utilisation de la fente annulaire (config. 4), malgré la vitesse débitante initiale importante, ne favorise pas l'inversion du gradient attendue, puisque les vitesses moyennes restent inférieures à celles obtenues pour le jet central. Dans cette configuration (4) comme dans les précédentes, la nature de l'écoulement d'hydrogène, en liaison avec les effets de flottabilité, reste plus difficile à caractériser.

Pour les configurations avec bec 10mm et crépine standard (2 et 3), on a montré que la diminution de la vitesse du jet central accentue l'effet de la flottabilité ne causant ainsi aucune

décroissance de la vitesse moyenne sur l'axe. Cependant, lorsque l'écoulement périphérique d'hydrogène est lié à la fente annulaire (config. 4), du fait de son rapprochement du jet central et d'une interaction plus importante, les évolutions sur l'axe de la vitesse moyenne et de l'intensité de turbulence présentent des caractéristiques turbulentes dès $x=50\text{mm}(=5D_{O_2})$. Dans ce dernier cas, l'effet de l'écoulement coaxial d'hydrogène devient prépondérant et déstabilise le jet central.

L'effet de l'interaction des jets coaxiaux a été également mis en évidence sur les profils transversaux situés dans la buse où le sillage entre les deux écoulements est encore visible.

Enfin, l'examen des profils transversaux rendus sans dimension a montré que ceux-ci présentaient des caractéristiques de jet unique et que le comportement auto-similaire était obtenu pour toutes les configurations dans la partie centrale de l'écoulement. Cependant, dans le cas de la fente annulaire (configuration 4), l'autosimilarité n'est pas vérifiée sur les bords du jet indiquant un développement fortement perturbé par le jet externe d'hydrogène, ce qui conforte les résultats mis en évidence par les explorations axiales de vitesse.

C-3-2 Écoulement réactif

Nous allons nous intéresser aux modifications apportées par les différentes configurations de brûleurs sur l'écoulement réactif. Nous mettrons en évidence les caractéristiques des flammes grâce à l'étude aérodynamique de chacun des cas proposés. Ainsi, les différentes grandeurs introduites précédemment lors de l'étude du cas de référence telles que la longueur de flamme ou les isolignes OH^* , constitueront la base de notre analyse comparative. En s'appuyant sur cette caractérisation, ceci nous permettra d'évaluer dans le chapitre suivant l'interaction entre la flamme et les particules dans ces différentes configurations de brûleur.

3-2-1 Caractéristiques aérodynamiques

Examinons tout d'abord l'évolution sur l'axe de la vitesse moyenne et des fluctuations longitudinales pour toutes les configurations du brûleur (Figure C-96-a, -b). On remarque que, quelle que soit la configuration considérée, il apparaît deux parties distinctes sur les courbes : une première (Figure C-96-a), juste à la sortie du bec où la vitesse semble se conserver (comme dans le cas isotherme), suivie d'une décroissance significative. Celle-ci intervient à une abscisse qui varie en fonction du cas considéré. Si pour les configurations 1, 2 et 4, elle intervient pour une valeur similaire ($x \approx 60\text{mm}$), il semble que pour la configuration 3, la décroissance apparaisse plus en amont. La zone d'ombre que représente l'élargissement brusque pour les mesures ADL ne nous permet pas, dans ce cas, de déterminer avec exactitude le début de la décroissance même si on peut la situer en amont de $x=50\text{mm}$.

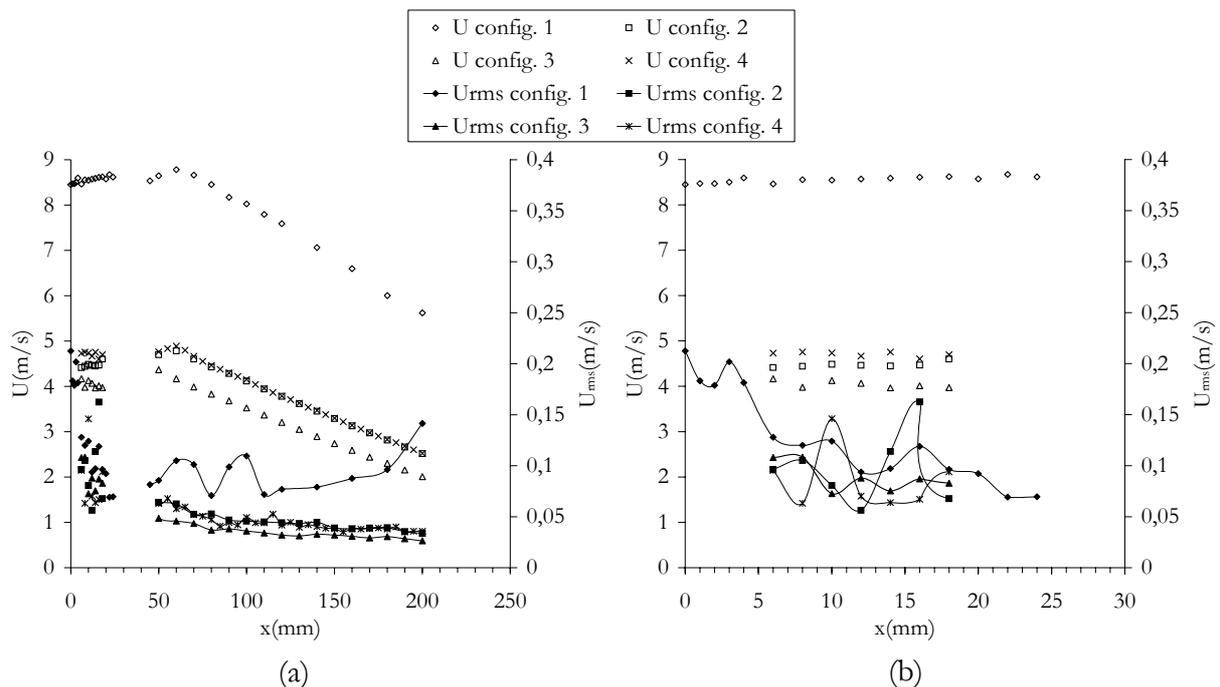


Figure C-96 : (a) comparaison des évolutions sur l'axe des vitesses moyennes et des fluctuations longitudinales pour toutes les configurations ; (b) zoom sur la partie initiale dans la buse

Comme déjà évoqué, le changement de géométrie (diamètre du bec) pour un même débit d'oxygène engendre des niveaux de vitesse initiale très différents dans les configurations 1 et 2. Cependant, l'effet de la vitesse initiale ne semble pas avoir de conséquence sur le positionnement de l'abscisse absolue marquant le début de la décroissance puisque nous avons constaté qu'elles étaient identiques pour ces deux cas. Néanmoins, lorsque l'on considère la distance axiale

rapportée au diamètre du bec (Figure C-97), celui-ci étant plus grand pour la configuration 2, la décroissance intervient en réalité plus tôt. Lorsque seule la vitesse initiale est modifiée (configurations 2 et 3), nous avons vu que la décroissance apparaissait plus en amont pour le cas de basse vitesse (configuration 3), ce qui semble indiquer que l'effet de la vitesse initiale est en réalité sensible sur le mécanisme d'évolution axiale. Nous verrons plus loin en confrontant ces résultats aux mesures du champ de chimiluminescence, que cet effet joue également un rôle important sur le positionnement de l'extrémité de la flamme. L'effet de l'élargissement brusque en relation avec la vitesse initiale peut également intervenir du fait de l'évolution de pression qu'il occasionne et donc des conséquences sur l'évolution des vitesses. Cependant, ne possédant pas de mesures de pression et n'ayant pas mis en évidence une zone de recirculation à l'amont de l'élargissement brusque, il est difficile d'estimer l'importance de son effet sur le développement aérodynamique de l'écoulement.

On remarque également sur la Figure C-96-a que, malgré une vitesse du jet d'hydrogène plus élevée pour la configuration à fente annulaire (4), le taux de décroissance de la vitesse moyenne axiale est identique à celui des configurations 2 et 3. De plus, à débit d'oxygène conservé (configurations 2 et 4), la décroissance intervient à la même abscisse. En comparaison du cas isotherme (cf. Figure C-83) qui soulignait clairement le comportement différent de l'écoulement généré par la fente annulaire, lorsque la réaction est présente, l'effet de l'écoulement coaxial à vitesse élevée (configuration 4) est complètement éliminé.

Il apparaît que les pentes de décroissance pour les configurations avec bec 10mm (2, 3 et 4), établies à partir de l'évolution adimensionnée de la vitesse (Figure C-97), confirment ces différentes observations. L'équation linéaire, approchant alors celles-ci, est de la forme :

$$U_{CL}/U_{CL,0} = -0,0351(x/D_{O_2}) \quad (C.24)$$

Seule la configuration 1, se caractérise par un coefficient de décroissance (-0,0176) différent de celui observé dans les autres cas.

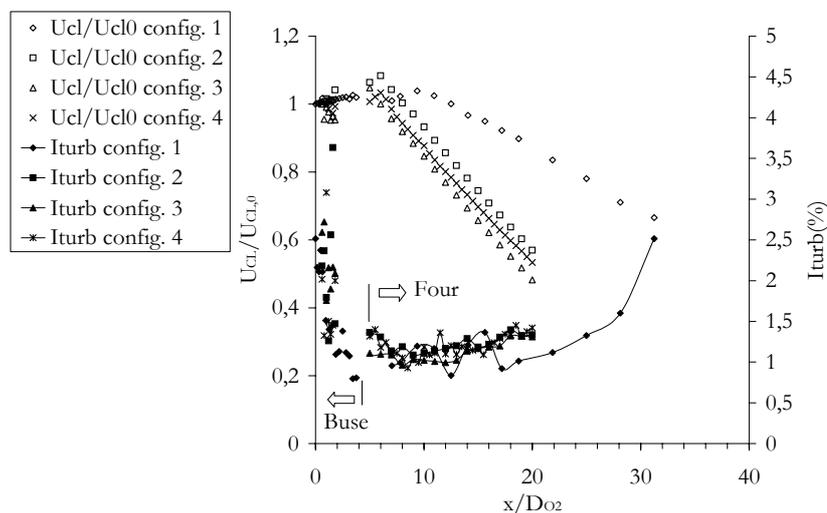


Figure C-97 : comparaison des évolutions sur l'axe de la vitesse moyenne longitudinale rendue sans dimension et de l'intensité de turbulence pour toutes les configurations

L'analyse complémentaire des fluctuations (Figure C-96-a) montre clairement que celles-ci sont du même ordre de grandeur pour toutes les configurations, excepté dans le cas du brûleur standard (config. 1) où l'écart reste cependant très faible. On note en particulier, que contrairement à l'écoulement isotherme, le cas de la fente annulaire (config. 4) qui présentait une transition vers la turbulence, montre ici un comportement totalement laminaire. Ceci peut

s'expliquer par le dégagement de chaleur lié à la réaction chimique qui va élever la température et donc modifier les propriétés physiques du fluide. Nous observons alors un phénomène classique de relaminarisation de l'écoulement, associé à une diminution du nombre de Reynolds malgré l'augmentation de vitesse.

L'évolution sur l'axe de l'intensité de turbulence ($I_{\text{turb}}=u_{\text{rms}}/U$), présentée sur la Figure C-97, met en évidence une valeur plus élevée de celle-ci dans la région de la buse quelle que soit la configuration considérée ($2\% < I_{\text{turb}} < 3\%$) avant d'atteindre la zone du four, où les niveaux deviennent de l'ordre de 1 à 2%. Ce type de développement, très similaire à celui observé dans le cas isotherme, peut être également attribué à l'établissement du jet. De plus, en écoulement réactif, l'effet de relaminarisation peut également conforter ce comportement et expliquer la raison pour laquelle la configuration avec le jet annulaire rapide (4) adopte ce type de développement contrairement au cas isotherme.

L'augmentation de l'intensité de turbulence visible à partir de $x/D_{\text{O}_2}=28$ (Figure C-97) pour la configuration possédant le plus petit bec (config. 1) semble être liée, comme nous l'avons déjà indiqué dans le chapitre précédent, à une instabilité de l'écoulement caractérisée par un battement de la flamme au voisinage de la sortie du four. Celui-ci génère alors ces fluctuations et la décroissance apparente de la valeur moyenne de vitesse du jet. Bien que ce phénomène se manifeste principalement dans la partie basse du confinement, il peut également influencer rétroactivement l'écoulement amont et donc affecter le développement aérodynamique moyen de la flamme.

Comme pour le cas isotherme, l'écoulement réactif étant composé initialement par deux jets coaxiaux se développant d'abord dans la buse puis dans le four, il peut donc voir sa structure modifiée. Les évolutions sur l'axe ne permettant pas de vérifier si un comportement de jet unique ou non est atteint, c'est la raison pour laquelle nous allons maintenant examiner les profils transversaux de vitesse, d'abord dans la buse puis dans le four.

Examinons d'abord les profils transversaux de vitesse moyenne axiale dans la buse (Figure C-98 à Figure C-100) pour les trois configurations explorées après le cas de référence (2, 3 et 4) : les résultats montrent qu'il n'apparaît aucune trace de l'écoulement coaxial pour les stations retenues ($x=8, 10, 12\text{mm}$). En effet, comme pour le cas de référence (configuration 1), le dégagement de chaleur accompagnant le développement de la flamme de diffusion entre les deux jets coaxiaux a provoqué une compensation rapide du déficit de vitesse présent entre ces deux écoulements.

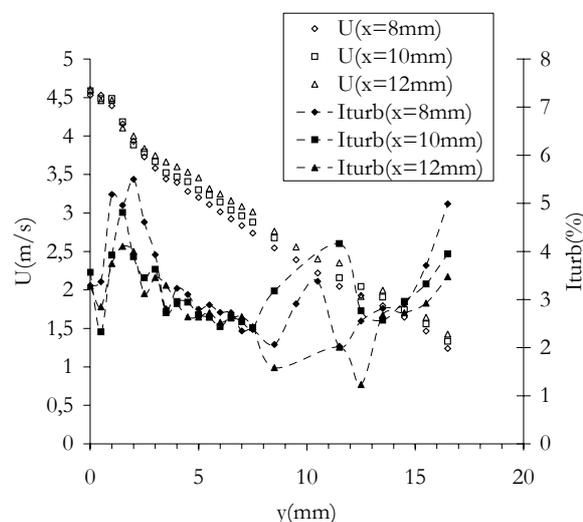


Figure C-98 : profils transversaux de vitesse axiale et d'intensité de turbulence de la configuration 2 dans la buse

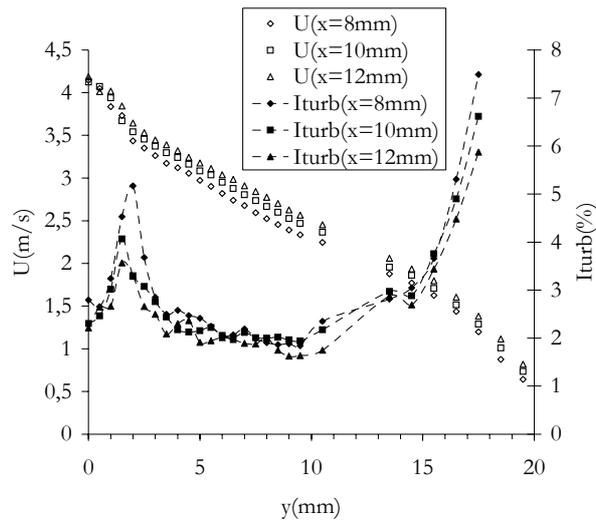


Figure C-99 : profils transversaux de vitesse axiale et d'intensité de turbulence de la configuration 3 dans la buse

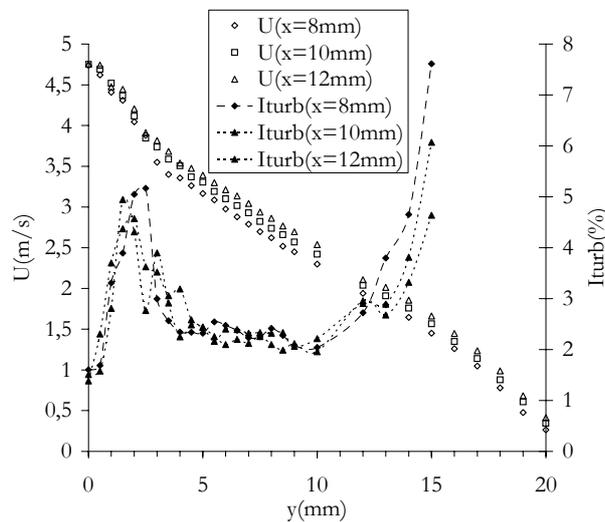


Figure C-100 : profils transversaux de vitesse axiale et d'intensité de turbulence de la configuration 4 dans la buse

Ces profils présentent également une forme caractéristique particulière, peu commune pour un écoulement de jet. En effet, on note dans leur évolution transversale une pente de décroissance importante dans la zone proche de l'axe, suivie d'une évolution quasiment linéaire sur les bords. Ainsi, lorsque l'on compare pour une même station ($x=10\text{mm}$), les différents profils de vitesse moyenne obtenus dans tous les cas (Figure C-101-a et -b), y compris celui de référence déjà détaillé, il apparaît que seules les configurations avec bec 10mm possèdent cette particularité. Bien que pour la configuration 1 la station $x=10\text{mm}$ représente un éloignement relatif de $x/D_{O_2}=1,6$, plus important que celui des autres cas ($x/D_{O_2}=1$), l'étude du brûleur de référence, même pour des positions plus amonts, n'avait pas révélé un tel comportement (cf. Figure C-46 p.108). Afin d'en expliquer l'origine, utilisons les résultats obtenus en écoulement isotherme.

La confrontation des profils de vitesse moyenne axiale dans les cas isotherme et réactif pour une configuration avec bec 10mm, la 2 par exemple (Figure C-102-a), montre que dans la partie centrale de l'écoulement, les profils se superposent. Outre le fait que les vitesses absolues sont plus importantes dans le cas réactif, il semble donc qu'au voisinage de l'axe de l'écoulement, la forme du profil de vitesse de la flamme est très proche de celle obtenue dans le cas isotherme. En revanche, contrairement au cas de référence 1 (Figure C-102-b), le déficit de vitesse lié à la zone de sillage ne paraît pas encore être complètement compensé par l'accélération due au dégagement

de chaleur. Il faut noter que le cisaillement entre les jets coaxiaux, très différent dans les cas avec bec 10mm, peut intervenir également dans ce comportement.

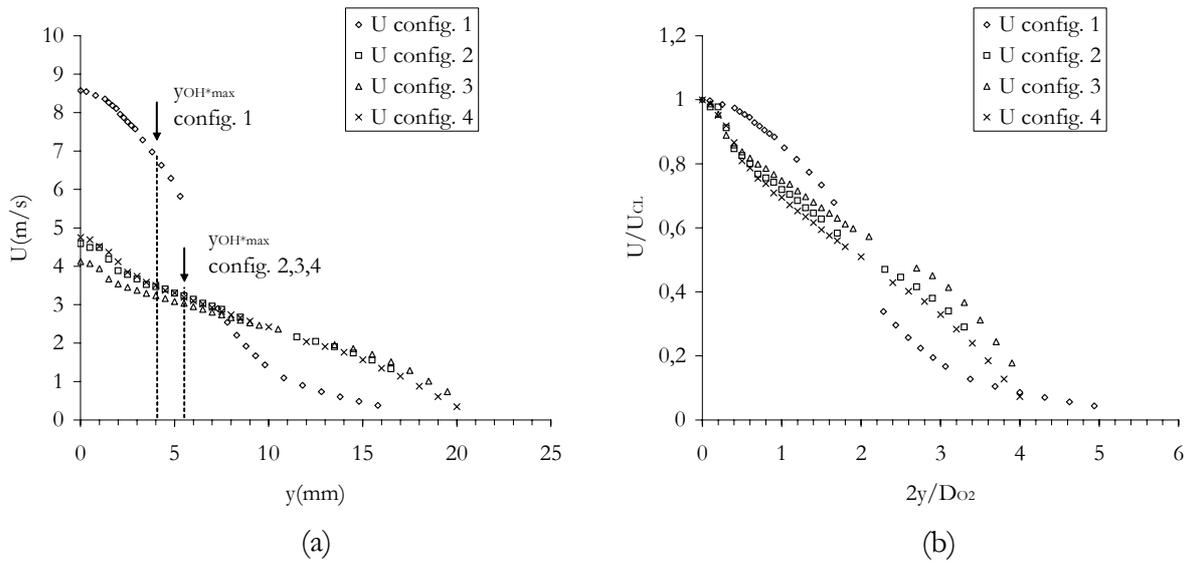


Figure C-101 : (a) comparaison des profils transversaux de vitesse axiale en $x=10\text{mm}$ pour toutes les configurations ;(b) comparaison des profils transversaux de vitesse axiale en $x=10\text{mm}$ rendus sans dimension pour toutes les configurations

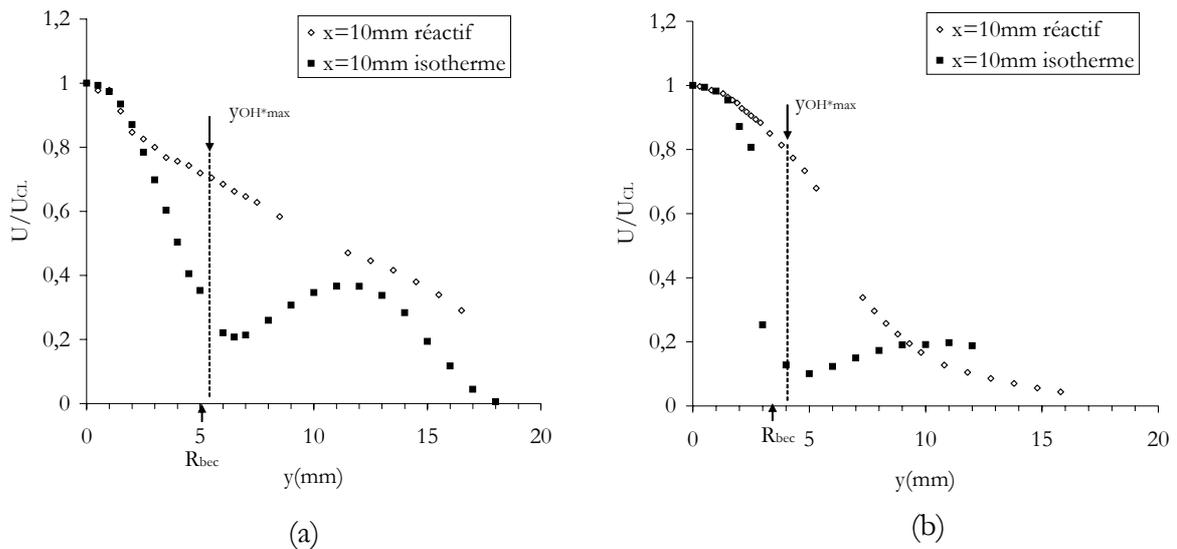


Figure C-102 : (a) comparaison pour la configuration 2 des profils de vitesse moyenne axiale rendue sans dimension en $x=10\text{mm}$ ($x/D_{O_2}=1$) ;(b) comparaison pour la configuration 1 des profils de vitesse moyenne axiale rendue sans dimension en $x=10\text{mm}$ ($x/D_{O_2}=1,6$)

Afin de poursuivre l'analyse de ces profils transversaux, il est important de s'intéresser à l'interaction de l'aérodynamique avec la zone de réaction chimique grâce à l'utilisation de l'émission OH^* .

Le positionnement des fronts de flamme que l'on supposera défini à partir de l'abscisse à laquelle l'émission du radical OH^* est maximum, est indiqué sur les figures précédentes (Figure C-101-a, Figure C-102-a et –b). Ainsi, il apparaît que la zone de réaction chimique est située dans tous les cas à l'interface des deux jets isothermes. Cependant, nous n'avons pas d'informations sur la chimiluminescence du radical OH^* à une abscisse plus petite que celle obtenue pour

l'émission maximum (intégration lumineuse). Ainsi aucune donnée concernant l'épaisseur réelle de la flamme et du positionnement de sa surface interne par rapport à l'axe de l'écoulement ne peut être établie (cf. Figure C-64 p.129). Cette analyse des profils est par ailleurs rendue difficile car nous ne disposons pas des champs de température. L'éloignement du front par rapport à l'axe, dans le cas avec bec 10mm, peut en effet modifier la valeur de la température dans la zone centrale de l'écoulement, et donc en retour jouer sur l'expansion des gaz. De plus, la vitesse initiale du jet d'oxygène étant plus faible, l'effet d'entraînement malgré l'accélération due à l'élévation de température peut expliquer cette différence de comportement. On note d'ailleurs que dans le cas 1, la vitesse maximale sur l'axe est passée de 6m/s en isotherme à 9m/s en réactif alors que pour la configuration 3, celle-ci est passée de 3m/s à 5m/s. L'augmentation de vitesse liée à la réaction est donc plus faible dans le cas avec le bec 10mm, traduisant ainsi probablement l'éloignement des fronts par rapport à l'axe et donc le chauffage moins efficace du jet d'oxygène.

Cette structure aérodynamique peut être également influencée par les vitesses transversales qui sont rencontrées dans la région située entre l'axe de l'écoulement et la zone de réaction maximum. En effet, nous avons mis en évidence pour la configuration 1, grâce aux mesures de PIV, que des vitesses transversales non négligeables pouvaient apparaître dans cette zone. Du fait de la vitesse axiale moins importante pour les configurations avec bec 10mm, il est possible que cette déviation transversale influence alors le développement de l'écoulement. La composante transversale de vitesse n'étant pas accessible pour toutes les configurations, son importance peut cependant se manifester sur l'épanouissement du jet réactif.

La comparaison de l'évolution longitudinale de la grandeur aérodynamique $Y_{0.5}$ (Figure C-103) montre que deux types d'épanouissement peuvent être identifiés. Le premier dans la buse, se caractérise par une pente très importante suivie d'une évolution plus faible dans le four. Dans les deux cas, on note des écarts significatifs entre le brûleur de référence (1) et les trois autres configurations. En effet, pour la configuration 1, la pente de l'épanouissement est la plus faible dans la buse alors que la configuration 3 présente la pente la plus importante. L'épanouissement des configurations 2, 3 et 4, correspondant à la même géométrie de bec, est équivalent, ce qui confirme le fait que l'effet de l'écoulement externe d'hydrogène n'est pas significatif dans le cas réactif. Dans ce dernier cas, la pente de l'évolution linéaire est intermédiaire. En résumé, l'on obtient des évolutions dont les pentes sont très proches :

$$2Y_{0.5}/D_{O_2} = a x/D_{O_2} \quad (C.25)$$

avec $a=0,815$ pour la configuration 3
 $a=0,61$ pour les configurations 2 et 4
 $a=0,449$ pour la configuration 1

Dans le four, pour les configurations 2, 3 et 4, il apparaît que le comportement obtenu est, là encore, à peu près équivalent. L'épanouissement s'exprime alors par la relation linéaire suivante :

$$2Y_{0.5}/D_{O_2} = 0,0257 x/D_{O_2} \quad (C.26)$$

En revanche, l'épanouissement constaté pour la configuration 1 est différent de ce comportement asymptotique. De façon similaire au développement axial présenté précédemment, $Y_{0.5}$ présente une évolution particulière probablement, ici aussi, liée au mouvement de l'extrémité de la flamme dans le four.

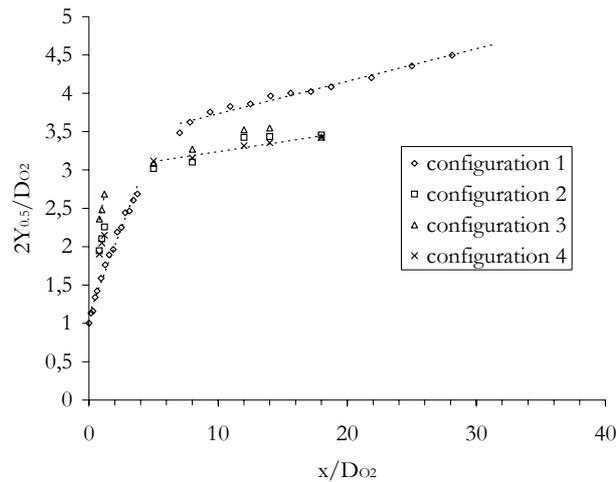


Figure C-103 : comparaison des différents épanouissements aérodynamiques $Y_{0.5}$

La description du champ de vitesse moyenne étant maintenant présentée, intéressons-nous aux profils transversaux des grandeurs fluctuantes afin de pouvoir notamment établir des corrélations avec les valeurs moyennes.

Concernant l'intensité de turbulence des trois configurations avec bec 10mm dans la buse (Figure C-98 à Figure C-100), comme nous l'avions remarqué lors de l'étude de l'évolution longitudinale, celle-ci est de niveau relativement faible sur l'axe.

Comme pour le cas de référence (configuration 1), un « pic » d'intensité de turbulence apparaît à une abscisse transversale située ici assez proche de l'axe de l'écoulement. On remarque également pour la configuration 2, une dispersion des valeurs d'intensité de turbulence entre $y=8\text{mm}$ et $y=13\text{mm}$ peu significative, sans doute due aux erreurs de mesures qui interviennent dans la zone de jonction entre les deux ensemcements (interne et externe).

L'examen plus détaillé de l'intensité de turbulence pour toutes les configurations est proposé sur la Figure C-104 grâce à un zoom sur la partie centrale de l'écoulement en $x=10\text{mm}$. Pour toutes les configurations avec bec 10mm, l'intensité de turbulence présente un niveau maximum équivalent à celui de la configuration 1 ($\cong 5\%$). De plus, il est clair que ce maximum se positionne à une abscisse plus petite que pour le cas avec le bec 6,4mm.

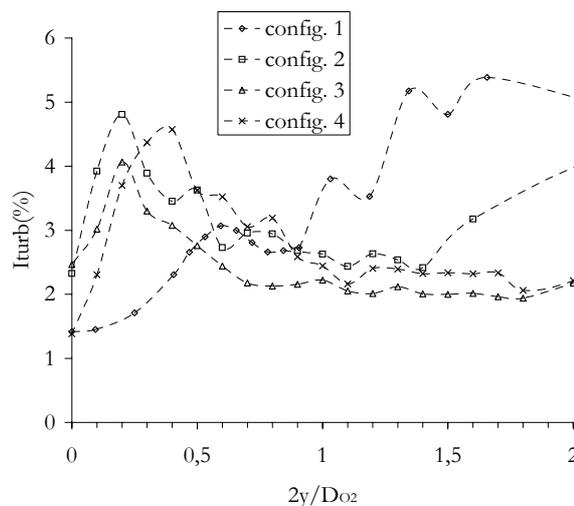


Figure C-104 : comparaison des profils transversaux d'intensité de turbulence pour toutes les configurations en $x=10\text{mm}$ sur la partie centrale de l'écoulement

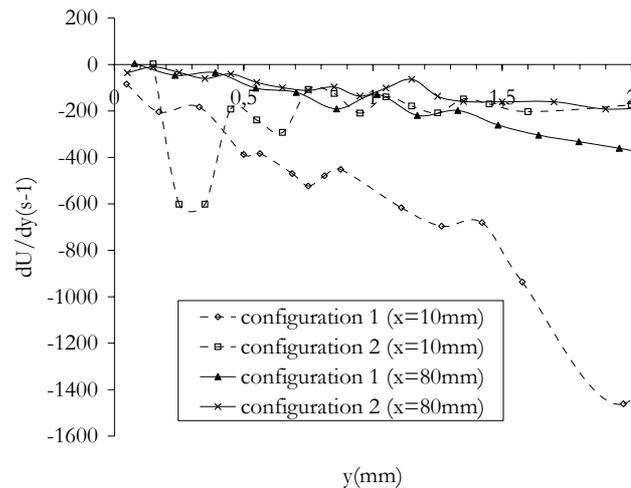


Figure C-105 : comparaison des gradients dU/dy obtenus sur un profil transversal en $x=10mm$ et $x=80 mm$ pour les configurations 1 et 2

L'emplacement de ce « pic » d'intensité de turbulence semble être lié comme pour la configuration 1 à la zone de gradient transversal maximum. En effet, l'observation de celui-ci pour les configurations 1 et 2 (Figure C-105) semble indiquer que la position de la valeur absolue maximale atteinte par cette grandeur se situe au voisinage de celle que nous avons donnée pour l'intensité de turbulence. Ceci signifie, comme nous l'avons indiqué pour la configuration 1, que l'intensité de turbulence est essentiellement due à l'instabilité de la flamme.

De plus, nous pouvons également remarquer que les gradients transversaux de vitesse moyenne axiale rencontrés dans la configuration 1 sont plus importants que ceux qui sont généralement observés dans les configurations avec bec 10mm. Cette tendance est la même lorsque l'on examine ces profils dans la région du four. En effet, même si les niveaux des gradients ont diminué pour les deux cas, la valeur obtenue sur les bords de l'écoulement reste supérieure dans la configuration 1. Ceci est un point important pour la suite de l'étude sur l'interaction fluide/particules.

Examinons maintenant plus en détail les profils obtenus dans le four afin de vérifier si les différences que nous venons de mettre en évidence entre les configurations étudiées sont toujours présentes plus loin à l'aval.

Les figures suivantes (Figure C-106 à Figure C-108) permettent de montrer le comportement auto-similaire des profils de vitesse moyenne axiale obtenus dans le four. Contrairement à l'écoulement isotherme, dans l'écoulement réactif, l'auto-similarité est obtenue quelle que soit la configuration étudiée. En effet, nous pouvons remarquer que la configuration 4 (fente annulaire), qui ne présentait pas d'auto-similarité sur les bords de l'écoulement est ici conforme et que tous les profils rendus sans dimension se superposent bien. Cependant, en comparaison de la loi gaussienne classique décrivant les écoulements développés, on remarque que les résultats expérimentaux correspondent bien au centre de l'écoulement alors que sur les bords, un décalage similaire à celui observé en écoulement isotherme apparaît. De même, pour tous les brûleurs, on note un décalage pour le profil en $x=50mm$, toujours en relation avec l'élargissement brusque entre la buse et le four.

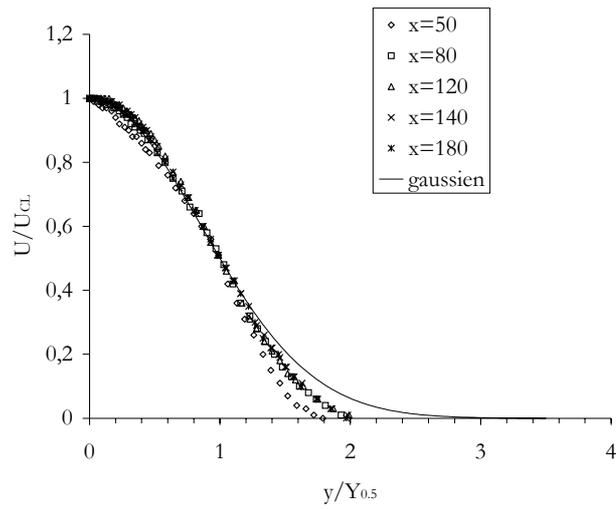


Figure C-106 : profils transversaux de vitesse axiale rendus sans dimension pour la configuration 2

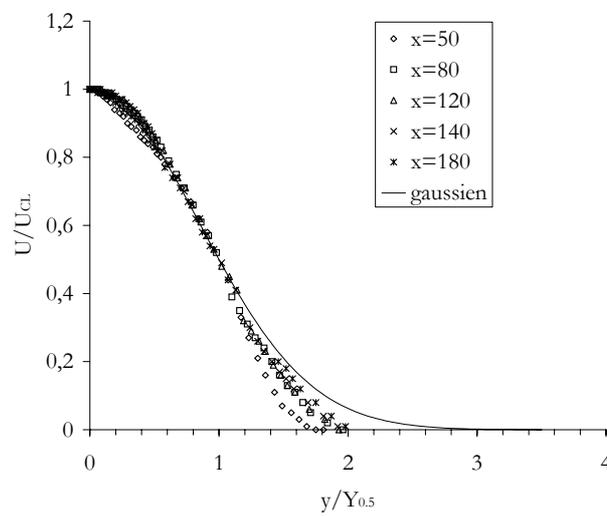


Figure C-107 : profils transversaux de vitesse axiale rendus sans dimension pour la configuration 3

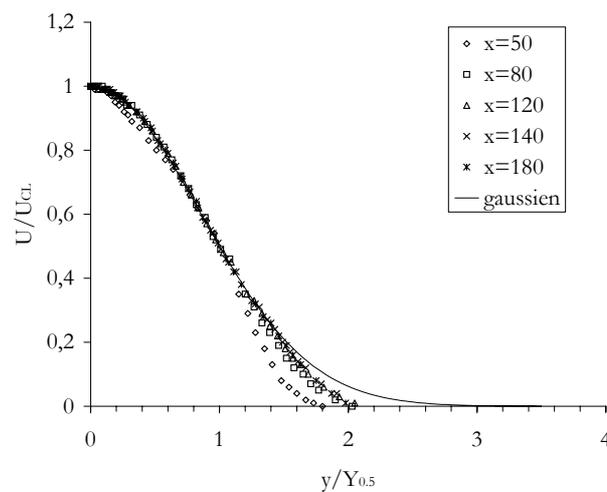


Figure C-108 : profils transversaux de vitesse axiale rendus sans dimension pour la configuration 4

Cette évolution des profils dans le four fait clairement apparaître que la structure particulière observée dans la buse pour les configurations avec bec 10mm (2, 3 et 4) a disparu. Du fait de l'élévation de la température dans tout l'écoulement et de la position axiale plus importante, nous observons en effet que les profils sont clairement ceux d'un jet unique.

Afin de pouvoir étudier les interactions entre l'écoulement réactif et les particules, les différentes structures aérodynamiques liées aux modifications géométriques mises en évidence ici, doivent être maintenant couplées avec les aspects chimiques de la flamme. Pour cela nous allons utiliser l'émission du radical OH^* et pour commencer, nous aborderons plus particulièrement les modifications de longueur de flamme occasionnées par les différentes géométries.

3-2-2 Les longueurs de flamme

Dans ce paragraphe nous allons donc essayer de mettre en évidence l'importance de la géométrie du brûleur sur les caractéristiques des flammes résultantes et en particulier grâce à un paramètre qui sera significatif en terme d'analyse de l'interaction flamme-particules : leur longueur. Pour cela nous allons utiliser la définition de la longueur de flamme à laquelle nous avons déjà fait référence lors de l'étude du cas standard réactif. Il s'agit donc d'obtenir, pour chaque abscisse longitudinale x , la position transversale à laquelle se situe le niveau maximum d'émission du radical OH^* et correspondant à la zone de réaction chimique. La ligne caractéristique ainsi obtenue, lors de son intersection avec l'axe de l'écoulement, va définir une abscisse longitudinale que nous considérerons comme la longueur de la flamme. Pour une plus grande précision et en vue d'une comparaison entre les différentes configurations, la ligne d'émission maximum du radical OH^* est estimée par une ligne moyenne obtenue par interpolation polynomiale (Figure C-109).

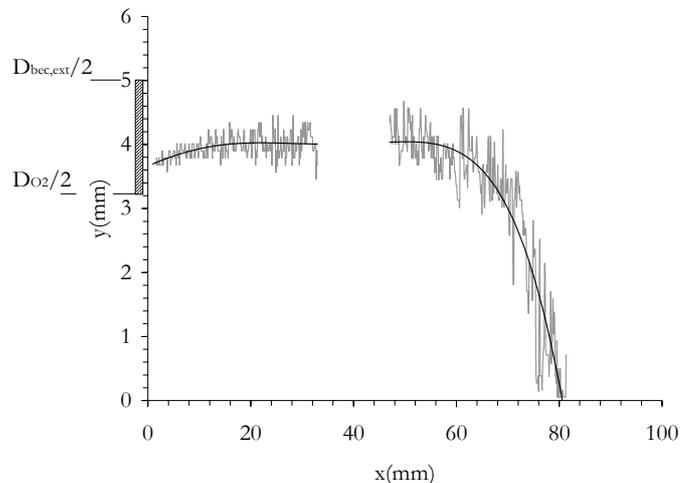


Figure C-109 : ligne moyenne d'émission maximale du radical OH^* pour la configuration 1

Ainsi, nous avons tracé sur la Figure C-110, pour chacune des configurations, cette ligne moyenne de l'émission maximale du radical OH^* . Il apparaît que la configuration 1 est celle qui possède la longueur de flamme la plus importante ($L_f=80\text{mm}$), en relation avec la vitesse plus élevée du jet d'oxygène obtenue dans ce brûleur (bec 6,4mm). Cependant, on peut remarquer que les configurations 2 et 4 correspondant à des vitesses plus faibles présentent des valeurs de L_f relativement proches (Tableau C-5). Dans ces deux cas, malgré l'éloignement initial plus important des fronts de flamme (du fait de la géométrie du bec $D_{\text{O}_2}=10\text{mm}$), la « fermeture » des zones de réaction à l'extrémité de la flamme s'effectue à une abscisse équivalente à celle de la configuration 1. Néanmoins, la configuration 3 met bien en évidence le rôle prépondérant de la

vitesse de l'écoulement d'oxygène qui gouverne principalement la longueur de la flamme. En comparaison des cas 2 et 4 pour lesquels le positionnement des fronts dans la zone initiale est identique, le seul fait de réduire la vitesse d'oxygène diminue la longueur bien plus qu'une augmentation de la vitesse périphérique d'hydrogène (config. 4).

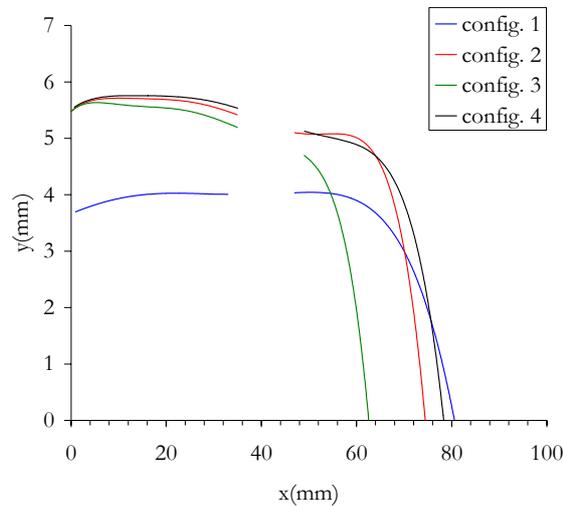


Figure C-110 : comparaison des lignes moyennes d'émission maximale du radical OH^* pour toutes les configurations

On peut cependant noter que l'élargissement brusque lors du passage de la buse vers le four peut avoir également un effet sensible sur l'évolution de la ligne moyenne de OH_{max}^* . Dans tous les cas, alors que la buse est le siège d'une expansion puis d'une conservation de la position du front (cas 1) voire d'une légère décroissance (cas 2, 3 et 4), il est clair que le passage dans le four est lié à un changement radical de pente engendrant le « renfermement » des fronts sur l'axe. Les résultats présentés montrent également que cet effet d'élargissement, qui modifie les gradients longitudinaux de pression dans l'écoulement confiné, est d'autant plus sensible que la vitesse du jet d'oxygène est faible. Par ailleurs, pour un même diamètre de buse, le bec 10mm doit engendrer un gradient de pression plus important. Les fronts se développant dans une zone plus proche de la paroi, l'élargissement brusque joue un rôle sans doute bien plus significatif influençant encore d'avantage la modification des lignes de OH_{max}^* .

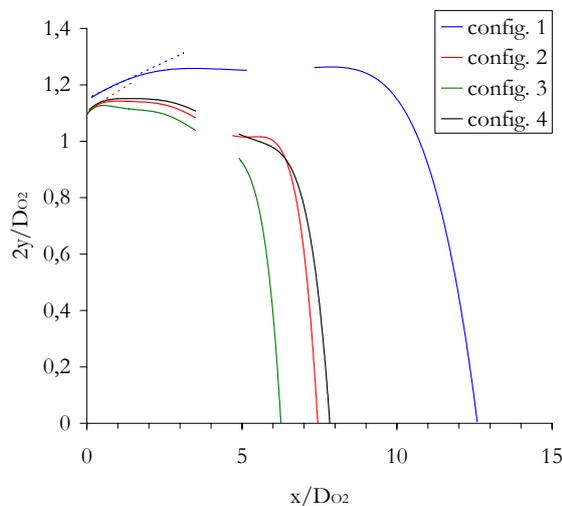


Figure C-111 : comparaison des lignes moyennes d'émission maximale du radical OH^* rendues sans dimension pour toutes les configurations

La représentation adimensionnée (Figure C-111) montre clairement que les configurations 2, 3 et 4 engendrent des longueurs de flamme équivalentes mais beaucoup plus courtes que pour le cas de référence (1). Si l'on revient sur l'évolution initiale des fronts dans la buse, l'épanouissement noté existe jusqu'à une distance de $x=20\text{mm}$ pour le cas du jet d'oxygène le plus rapide (cas 1) alors que dans les autres cas (2, 3 et 4), il n'est visible que sur une courte longueur ($\cong 7\text{mm}$) (Figure C-110 et Tableau C-5). On montre même que pour la plus faible vitesse d'oxygène (config. 3), qui engendre la longueur de flamme la plus courte, une décroissance de l'abscisse transversale est visible dès la sortie du jet central. Ces résultats corroborent les profils transversaux de vitesse axiale obtenue pour trois stations ($x=8, 10, 12\text{mm}$) (cf. Figure C-98 à Figure C-100).

	Configuration 1	Configuration 2	Configuration 3	Configuration 4
L_f (mm)	80	74	62,5	78,3
x (décroissance U_{CL})	60	60	<50	60
$y_{OH^*max}(x=8\text{mm})$	3,89	5,7	5,62	5,74
$y_{OH^*max}(x=10\text{mm})$	3,93	5,71	5,6	5,75
$y_{OH^*max}(x=12\text{mm})$	3,96	5,71	5,58	5,75

Tableau C-5 : dimensions caractéristiques des lignes d'émission maximale du radical OH^* et positionnement de l'abscisse à laquelle intervient la décroissance de la vitesse moyenne longitudinale sur l'axe pour toutes les configurations

Dans le développement initial à proximité du bec (où une augmentation de l'abscisse transversale de la ligne d'émission OH^*_{max} est constatée), on remarque que l'épanouissement s'il est plus court, présente cependant une pente plus importante pour les configurations avec bec 10mm (Figure C-111). Ceci indique que la tendance est la même que celle observée sur les épanouissements aérodynamiques (cf. Figure C-103 p.161). Ainsi, on remarque que le positionnement de l'extrémité de la flamme est couplé à l'abscisse à laquelle intervient la décroissance de la vitesse moyenne longitudinale sur l'axe. En effet, pour les configurations 1, 2 et 4 qui possèdent des longueurs de flamme à peu près équivalentes, l'abscisse de décroissance se situe en $x=60\text{mm}$ soit $\cong 20\text{mm}$ en amont. La configuration 3, pour laquelle la longueur de flamme est la plus petite, présente, même si elle n'est pas définie clairement, un raccourcissement significatif de l'abscisse de décroissance. Cette caractéristique de décroissance de la vitesse moyenne axiale semble donc être liée à l'extrémité de la flamme. Il est possible que l'élargissement brusque joue également un rôle non négligeable sur l'évolution de la vitesse longitudinale, entraînant sa décroissance et engendrant la « fermeture » des fronts sur l'axe.

Maintenant que nous avons défini les caractéristiques de longueurs des différentes flammes et afin de déterminer les épaisseurs d_{therm} , telles que nous les avons définies dans le chapitre précédent (cf. p.129) pour la configuration standard, c'est-à-dire à partir des lignes iso- OH^* , nous allons maintenant développer la même approche pour les différentes géométries considérées. Ces dimensions (d_{therm}), avec l'évaluation du temps caractéristique de passage associé, nous permettront de poursuivre notre analyse sur les interactions flamme-particules.

3-2-3 Les isolignes du champ de chimiluminescence

Les isolignes définies lors de l'étude du cas standard sont présentées pour les différentes configurations sur les figures suivantes (Figure C-112 à Figure C-114).

Comme précédemment, les différentes lignes caractéristiques présentent une coupure autour de $x=50\text{mm}$ du fait de l'élargissement brusque qui limite l'accès optique. Par ailleurs, quelques discontinuités apparaissent sur les isolignes décrivant le champ de chimiluminescence, qui résultent principalement de problèmes de raccords entre les différents champs d'observation.

On remarquera également, pour les configurations 2 et 4, que la ligne de niveau de l'iso-valeur 100 est interrompue dans la zone du four. En effet, pour x compris entre 65 et 130mm, le niveau d'émission du radical OH^* n'atteint pas, dans les limites du champ observé, des valeurs aussi faibles. Cependant, ceci n'est pas un inconvénient car cette iso-valeur représente un intérêt essentiellement dans la buse où elle a été définie.

Il faut noter également que les erreurs liées à l'intégration lumineuse sur le chemin optique peuvent intervenir dans le positionnement de ces isolignes. En effet, bien que les valeurs du champ d'émission OH^* utilisées dans cette étude soient celles situées à l'extérieur dans une zone moins affectée par ce phénomène, il peut cependant exister une incertitude quant à la valeur réelle.

Comme pour les lignes d'émissions maximales du radical OH^* , les configurations 2 et 4 présentent un positionnement identique des isolignes sur l'axe quelle que soit l'iso-valeur considérée ce qui confirme le développement semblable des fronts de flamme et souligne la moindre importance sur la zone réactive des paramètres régissant le jet périphérique d'hydrogène. En revanche, le cas où le jet d'oxygène est plus lent (3), est là encore conforté par un ensemble d'isolignes qui coupe à des abscisses plus petites l'axe de l'écoulement.

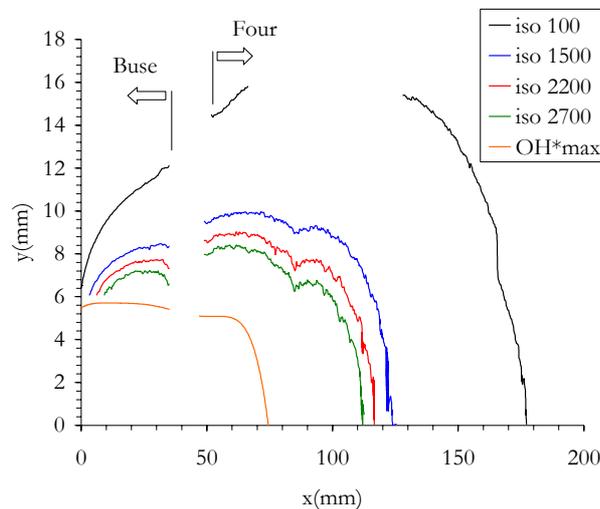


Figure C-112 : isolignes et ligne d'émission maximale du champ de chimiluminescence OH^* pour la configuration 2

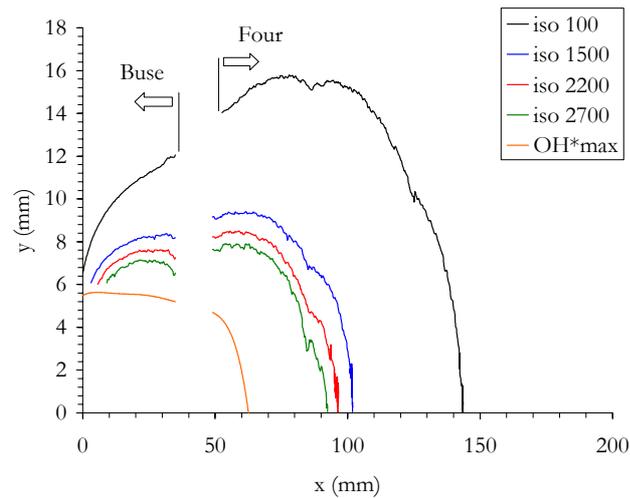


Figure C-113 : isolignes et ligne d'émission maximale du champ de chimiluminescence OH^* pour la configuration 3

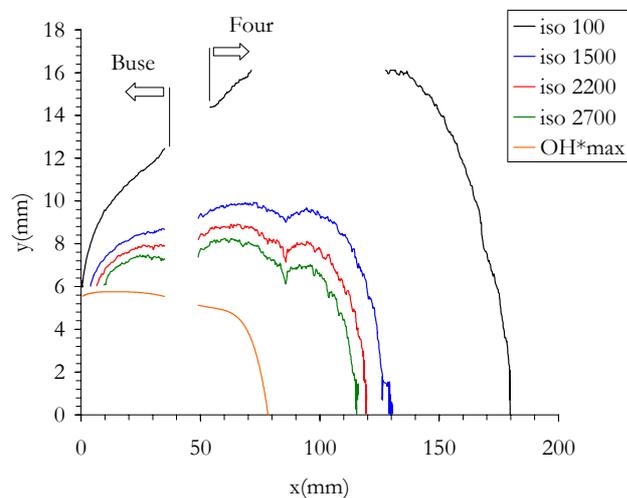


Figure C-114 : isolignes et ligne d'émission maximale du champ de chimiluminescence OH^* pour la configuration 4

Grâce à ces isolignes nous pouvons alors déterminer les épaisseurs de zone de haute température telles que définies précédemment (cf. p.129) et qui restent probablement fortement couplées à l'épaisseur de la zone de réaction chimique. Etant donné que nous avons établi 4 isolignes caractéristiques nous allons, avec la ligne d'émission maximale du radical OH^* , pouvoir accéder à 4 épaisseurs différentes. Celles-ci sont représentées sur les figures suivantes (Figure C-115 à Figure C-118) en fonction de l'abscisse longitudinale pour un front externe de diffusion.

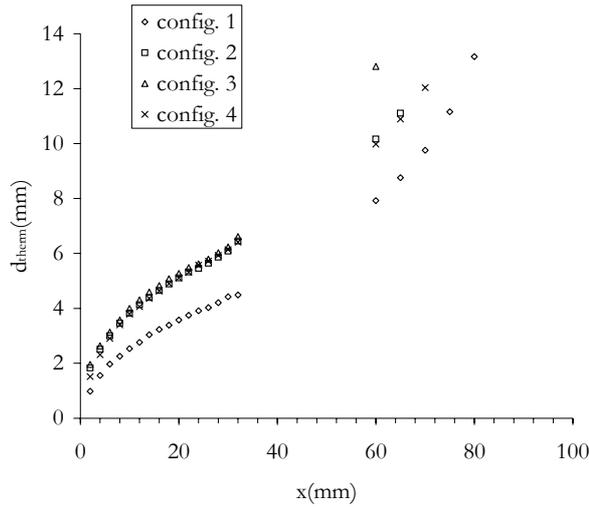


Figure C-115 : évolution longitudinale de l'épaisseur d_{therm} entre la ligne d'émission maximale du radical OH^* et la ligne de niveau de valeur 100 pour toutes les configurations

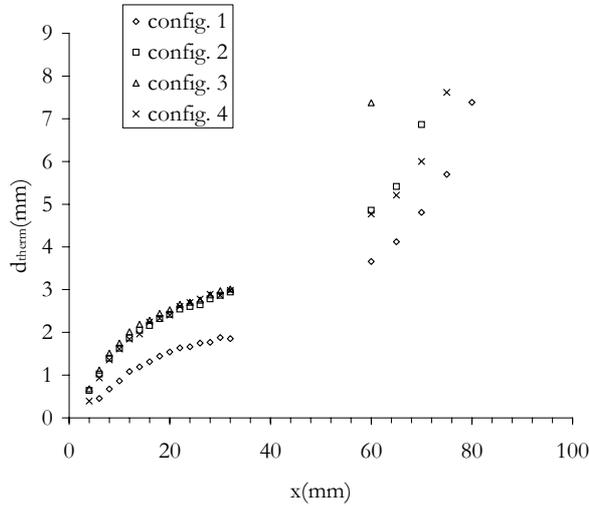


Figure C-116 : évolution longitudinale de l'épaisseur d_{therm} entre la ligne d'émission maximale du radical OH^* et la ligne de niveau de valeur 1500 pour toutes les configurations

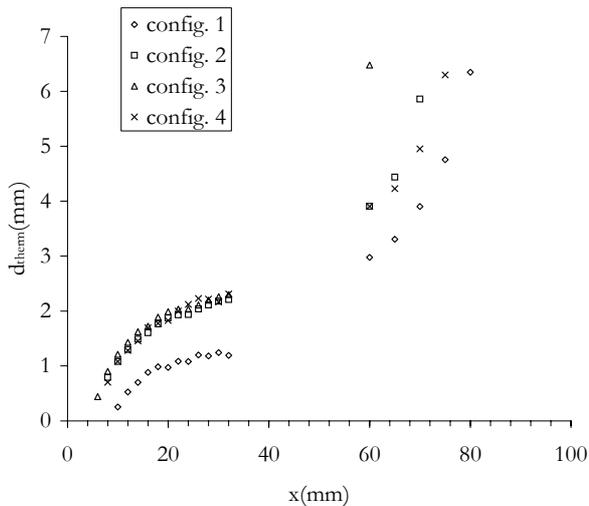


Figure C-117 : évolution longitudinale de l'épaisseur d_{therm} entre la ligne d'émission maximale du radical OH^* et la ligne de niveau de valeur 2200 pour toutes les configurations

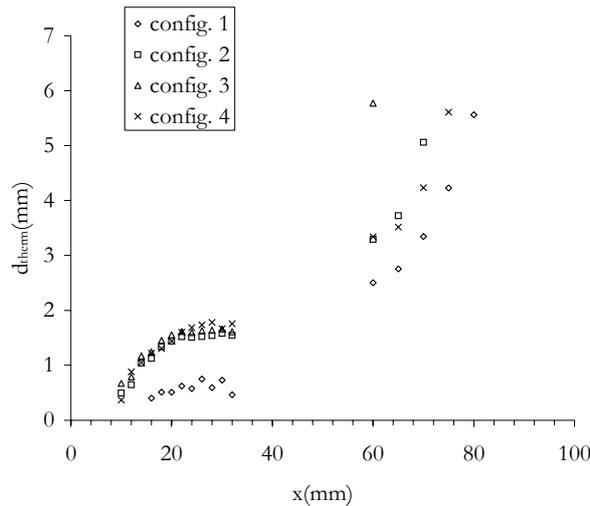


Figure C-118 : évolution longitudinale de l'épaisseur d_{therm} entre la ligne d'émission maximale du radical OH^* et la ligne de niveau de valeur 2700 pour toutes les configurations

Quelle que soit la configuration retenue, l'évolution de ces épaisseurs montre clairement la coexistence de deux comportements différents lorsque l'on s'éloigne à l'aval. Dans la buse la croissance de l'épaisseur d_{therm} est régulière et semble atteindre une valeur asymptotique, alors que le passage dans le four indique un élargissement bien plus important. Bien entendu, cette évolution caractéristique globale est associée à des taux moyens différents selon la géométrie de la buse. Lorsque le diamètre du jet d'oxygène est grand et les vitesses plus faibles, les épaisseurs sont plus étendues (cas 2, 3 et 4), alors que le cas de référence engendre des dimensions plus réduites. Comme précédemment, on notera le faible effet de la vitesse d'hydrogène sur l'épaisseur moyenne d_{therm} . Pour compléter cette analyse, il faut noter que pour les configurations avec bec 10mm, l'augmentation de l'épaisseur dans la buse semble être la même quelle que soit l'isoligne considérée. Pour la gamme de vitesse du jet d'oxygène explorée (configurations 2, 3 et 4), il n'y a pas de modification de l'évolution de l'épaisseur d_{therm} avec l'abscisse longitudinale. Cependant, ce domaine de vitesse est restreint puisque pour ces configurations, la vitesse initiale sur l'axe est comprise entre 4m/s et 4,7m/s et il ne serait pas raisonnable d'affirmer que la vitesse initiale du jet central n'a pas d'influence sur l'évolution de l'épaisseur. C'est pourquoi l'analyse complémentaire du cas de référence (1), caractérisé par le bec de diamètre 6,4mm et une vitesse initiale plus importante ($U_{CL}=8,45m/s$) associée à une épaisseur de la lèvre du brûleur plus grande ($e_{bec}=1,8mm$) est un atout précieux. Néanmoins, il faut bien prendre en compte le fait que plusieurs paramètres changent simultanément lorsque les configurations avec bec 10mm et bec 6,4mm sont comparées. Afin de s'affranchir de l'influence de ces multiples grandeurs nous proposons de rendre sans dimension les évolutions longitudinales des épaisseurs précédemment présentées. Le but de cet adimensionnement est de déterminer s'il existe un comportement unique pour le développement de l'épaisseur d_{therm} . Ainsi sur la Figure C-119 nous avons tracé l'évolution axiale de l'épaisseur calculée à partir de l'isoligne de valeur 100, bon indicateur dans la région de la buse, rendue sans dimension par la différence entre le diamètre du bec et l'épaisseur de la lèvre du bec. L'abscisse longitudinale est rendue sans dimension par le diamètre du bec. Il apparaît alors que les résultats se superposent et présentent une évolution similaire. Il semble donc que pour cette épaisseur la plus large (iso 100), la vitesse initiale du jet central n'influence pas le développement de la zone de haute température.

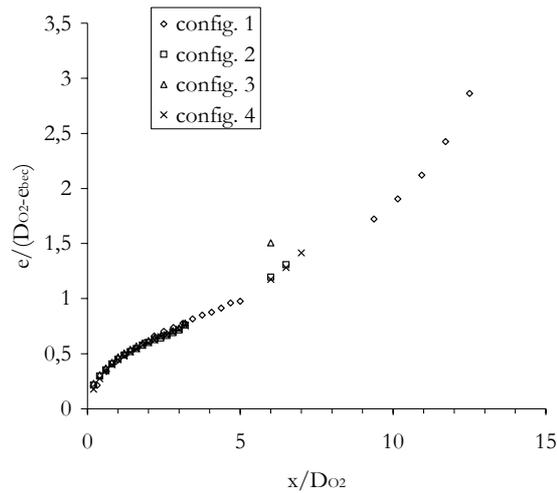


Figure C-119 : évolution longitudinale de l'épaisseur entre la ligne d'émission maximale du radical OH^* et la ligne de niveau de valeur 100 rendue sans dimension pour toutes les configurations

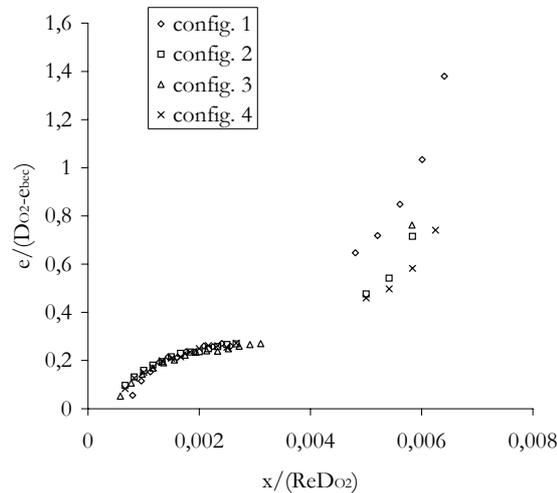


Figure C-120 : évolution longitudinale de l'épaisseur entre la ligne d'émission maximale du radical OH^* et la ligne de niveau de valeur 2200 rendue sans dimension pour toutes les configurations

Au contraire, lorsque l'on considère les épaisseurs définies à partir des isolignes de valeurs plus élevées 1500, 2200 et 2700, l'abscisse rendue sans dimension par le diamètre du bec ne suffit pas à mettre en évidence un comportement unique. Ainsi, lorsque l'on considère non plus seulement une épaisseur globale, mais qu'on s'intéresse au positionnement plus précis de la zone de réaction chimique, on ne peut plus considérer que l'effet de la vitesse des jets est peu significatif. Le rôle de l'aérodynamique est bien évidemment prépondérant lorsque l'on souhaite faire une analyse plus locale de la structure. C'est pourquoi nous avons alors utilisé également le nombre de Reynolds pour adimensionner les courbes et prendre en compte l'influence de la structure aérodynamique initiale du jet d'oxygène (Akaike, 1988). Pour illustrer cette analyse, nous avons représenté sur la Figure C-120 l'évolution axiale rendue sans dimension de l'épaisseur définie à partir de la ligne de niveau 2200. Un comportement similaire est alors bien retrouvé pour toutes les configurations dans la buse alors qu'une dispersion persiste dans la région du four. Dans cette zone en effet, c'est sans doute, plus que les conditions de vitesse initiale, l'élargissement brusque et l'aérodynamique qu'il engendre qui joue un rôle prépondérant sur les épaisseurs locales.

Afin de pouvoir étudier également l'interaction flamme - particules sur une trajectoire non déviée, examinons les épaisseurs obtenues sur l'axe à partir des mêmes définitions (Tableau C-6). Comme pour le positionnement de la ligne OH^*_{max} et les évolutions aérodynamiques, les configurations 2 et 4 présentent un comportement équivalent indiquant que l'influence de la vitesse de l'écoulement externe est pratiquement sans effet sur le développement moyen du front de diffusion, si ce n'est une tendance au raccourcissement.

	Configuration 1	Configuration 2	Configuration 3	Configuration 4
$d_{\text{therm},\text{OH}^*_{\text{max}}-100}(\text{mm})$		103	80,9	101,6
$d_{\text{therm},\text{OH}^*_{\text{max}}-1500}(\text{mm})$	64,6	51	39,3	51,7
$d_{\text{therm},\text{OH}^*_{\text{max}}-2200}(\text{mm})$	41,7	42,5	33,8	41,1
$d_{\text{therm},\text{OH}^*_{\text{max}}-2700}(\text{mm})$	38,5	38	29,9	37,2

Tableau C-6 : épaisseurs sur l'axe définies à partir des isolignes pour les différentes configurations

On peut remarquer également concernant la configuration 1 que la ligne de niveau 100 ne recoupe pas l'axe de l'écoulement et ne permet donc pas de déterminer une épaisseur. On peut néanmoins supposer que si le domaine d'exploration avait été plus grand, l'épaisseur sur l'axe aurait été importante et supérieure à celle obtenue pour les configurations 2 et 4. Cet effet d'épaisseur et d'allongement supérieur est également sensible sur l'isoligne 1500. En revanche, pour les autres épaisseurs, la configuration 1 présente des valeurs équivalentes à celles des configurations 2 et 4. Il semble ainsi que la configuration qui induit des vitesses du jet central d'oxygène supérieures conduit à un positionnement de la zone de réaction (OH^*_{max}) semblable aux autres cas, mais engendre une zone plus large où OH^* reste significatif plus loin à l'aval. A l'inverse, le cas d'une vitesse minimum du jet central (config. 3) a une conséquence directe sur les épaisseurs et la longueur de la flamme qui sont considérablement réduites.

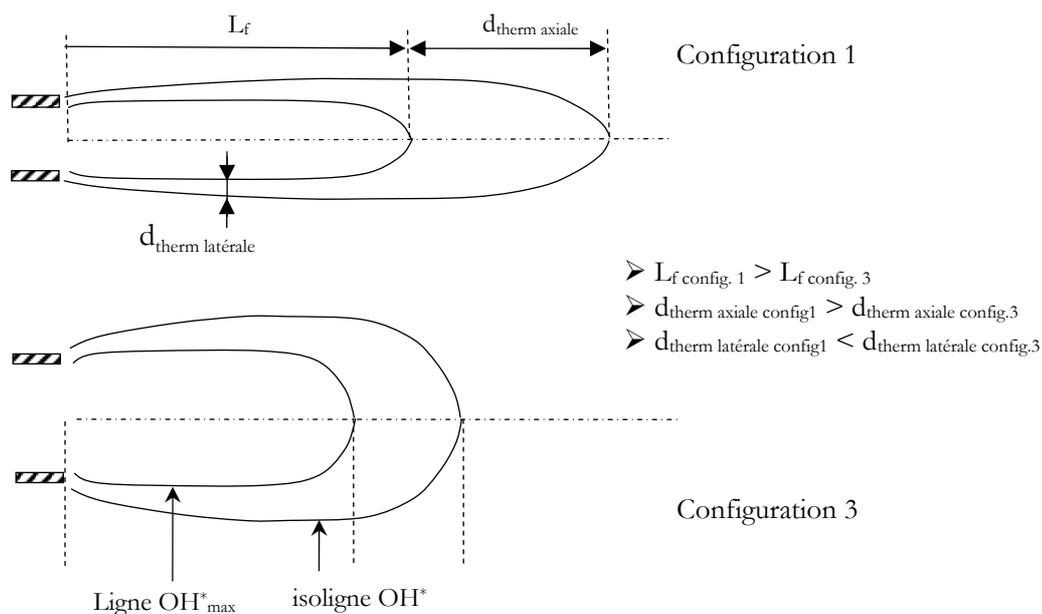


Figure C-121 : schéma de synthèse sur les caractéristiques de flamme

3-2-4 Conclusion sur les écoulements réactifs

Nous nous sommes intéressés dans cette partie à étudier les effets des différentes configurations géométriques sur l'écoulement réactif et établir un lien entre le développement des flammes et les granulométries des particules obtenues.

La caractérisation aérodynamique a permis de montrer que de nombreux points communs existaient entre les configurations. En effet, les évolutions axiales des vitesses moyennes longitudinales présentent toutes une première partie dans la buse constante, suivie d'une décroissance linéaire. Un caractère laminaire a été également constaté pour toutes les configurations y compris la quatrième qui, en écoulement isotherme, montrait pourtant un comportement turbulent.

L'examen des épanouissements aérodynamiques a cependant permis de mettre en évidence des différences entre les configurations avec bec 10mm et celle équipée du bec 6,4mm. De même, les profils transversaux obtenus dans la buse, dans les cas avec bec 10mm, ont montré une forme caractéristique très particulière pouvant être attribuée à une compensation du déficit de vitesse entre les deux écoulements coaxiaux incomplète associée à un effet de cisaillement très différent de celui observé dans le cas de référence. Au contraire, dans la zone du four, l'autosimilarité a été obtenue pour toutes les configurations.

L'utilisation de la définition de longueur de flamme que nous avons donnée dans le chapitre précédent nous a permis de faire une étude comparative de toutes les configurations. Il est apparu ainsi que la configuration 3 était celle qui possédait la longueur de flamme la plus courte alors que pour les configurations 2 et 4 celle-ci était équivalente. Dans ce dernier cas, il semblerait donc que l'écoulement externe n'influence que très peu le développement de l'écoulement réactif et le positionnement des différentes zones d'émission du radical OH^* .

Afin d'établir les dimensions caractéristiques des régions de l'écoulement traversées par les particules et dans lesquelles elles sont soumises à de fortes contraintes thermiques, nous avons utilisé les définitions d'épaisseur d_{therm} et de longueur de flamme L_f proposées lors de l'étude du brûleur standard. Concernant l'épaisseur, deux dimensions caractéristiques ont été principalement analysées afin de poursuivre sur les aspects de trajectoires de particules déviées ou non : l'une latérale et la deuxième sur l'axe de l'écoulement. Il ressort que pour une flamme possédant une vitesse du jet central initialement élevée (configuration 1), la longueur de flamme sera importante. Au contraire lorsque la vitesse diminue et que la distance initiale entre les fronts latéraux augmente (configuration 3), il apparaît une diminution de la longueur de flamme qui peut être mise en relation avec l'effet de l'élargissement brusque. Une augmentation des épaisseurs latérales et une diminution de l'épaisseur sur l'axe sont également visibles lorsque la vitesse initiale du jet central décroît (Figure C-121). Ces différentes caractéristiques de la flamme établies, cela nous permet de poursuivre notre analyse sur l'interaction flamme – particules.

C-4- Influence du paramètre géométrique sur l'interaction flamme/particules

La structure de chacune des flammes générées par les configurations étudiées étant maintenant caractérisée, nous allons aborder l'évolution des tailles des particules produites en fonction de la structure des écoulements. Cette partie de l'étude va débiter par la comparaison des différents temps caractéristiques de passage des particules à travers les régions pour lesquelles l'épaisseur a été décrite précédemment. Les niveaux de températures très élevés rencontrés dans ces zones peuvent alors agir directement sur l'évolution de la morphologie des agrégats et donc sur le diamètre final des particules.

C-4-1 Les temps caractéristiques de passage

Nous avons vu qu'il existait deux trajectoires caractéristiques de particules : la première qui part du centre du jet et ne subit aucune déviation transversale. Elle traverse la zone de réaction à l'extrémité de la flamme. La deuxième trajectoire caractéristique subit, elle, une forte déviation transversale induisant une traversée du front au niveau de la zone de réaction latérale, à la périphérie du jet. Nous débiterons, ici, par les temps calculés sur les trajectoires déviées.

4-1-1 Trajectoires déviées

Ceux-ci sont obtenus grâce à la définition que nous avons donnée dans le chapitre précédent et qui fait intervenir l'épaisseur d_{therm} et la vitesse longitudinale mesurée par ADL sur la ligne d'émission OH^*_{max} . Comme nous avons défini quatre épaisseurs différentes correspondant aux quatre isolignes du champ de chimiluminescence, nous allons pouvoir obtenir quatre temps caractéristiques distincts. Ces résultats sont présentés sur les figures suivantes (Figure C-122 à Figure C-125) où pour chacune d'elle une comparaison de ces temps est proposée en trois stations de la buse et pour les différentes configurations.

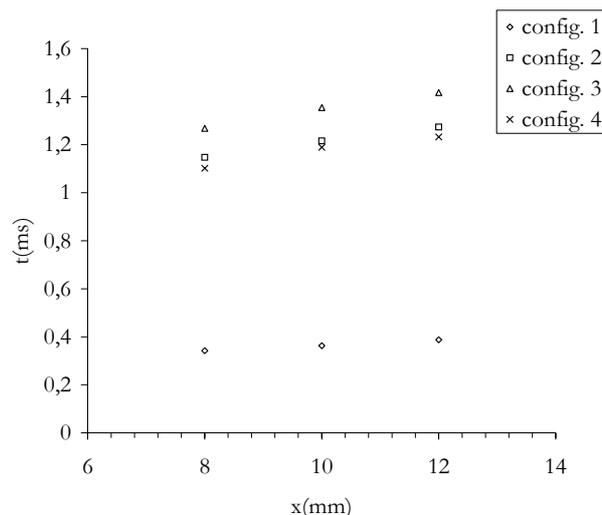


Figure C-122 : évolution longitudinale pour toutes les configurations du temps caractéristique de passage τ_p établi à partir de la ligne de niveau 100 pour une trajectoire déviée dans la buse

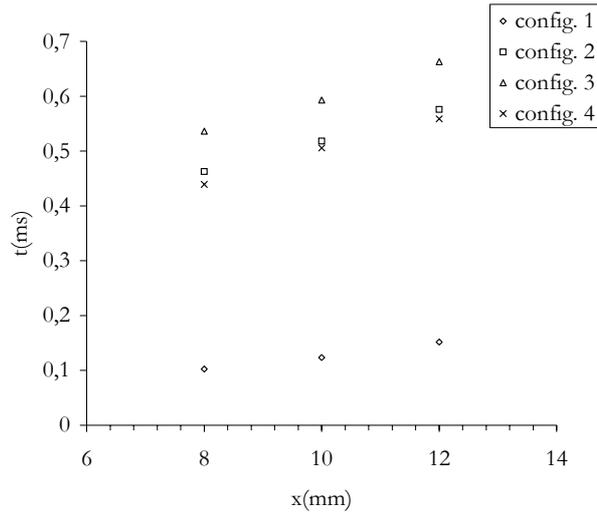


Figure C-123 : évolution longitudinale pour toutes les configurations du temps caractéristique de passage τ_p établi à partir de la ligne de niveau 1500 pour une trajectoire déviée dans la buse

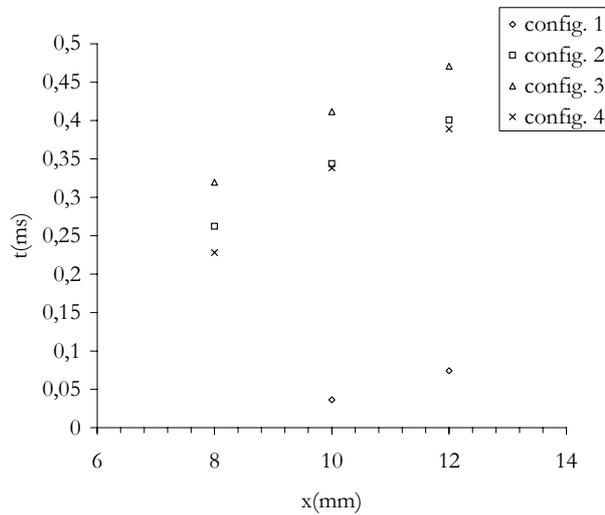


Figure C-124 : évolution longitudinale pour toutes les configurations du temps caractéristique de passage τ_p établi à partir de la ligne de niveau 2200 pour une trajectoire déviée dans la buse

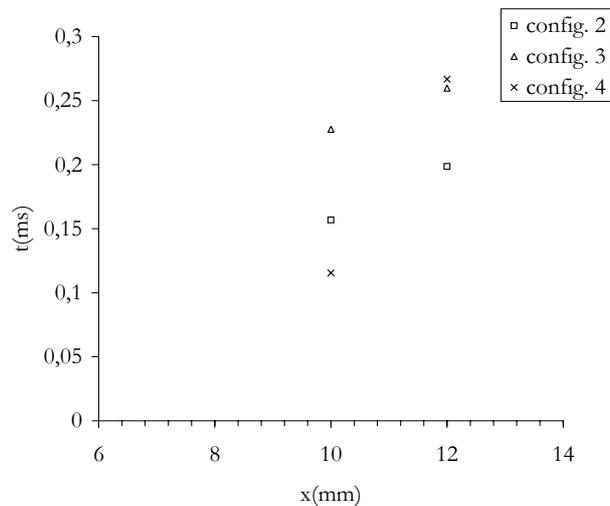


Figure C-125 : évolution longitudinale pour toutes les configurations du temps caractéristique de passage τ_p établi à partir de la ligne de niveau 2700 pour une trajectoire déviée dans la buse

De façon générale, on remarque que quelle que soit l'épaisseur choisie (iso OH*) et la position dans la buse considérée, les valeurs des temps caractéristiques s'organisent de la même manière. Pour les trajectoires déviées étudiées on retrouve dans chaque cas :

$$\tau_{p,\text{config.1}} < \tau_{p,\text{config.4}} \cong \tau_{p,\text{config.2}} < \tau_{p,\text{config.3}} \quad \forall \text{épaisseur}, \forall x$$

On remarque également que ces écarts observés entre les différents temps caractéristiques diminuent lorsque l'isoligne de OH* considérée pour le calcul se rapproche de la ligne OH*_{max}.

Seul en x=12mm et pour le temps calculé à partir de la ligne de niveau 2700 (Figure C-125), nous avons un inversement de la tendance avec $\tau_{\text{config.2}} > \tau_{\text{config.3}}$. Pour ce dernier cas, il ne semble pas qu'il y ait une raison physique à ce phénomène mais plus probablement une origine liée aux incertitudes de mesures (vitesse, positionnement des isolignes). On remarque également, qu'avec cette ligne de niveau, il n'apparaît pas de résultats pour la configuration 1. En effet, le niveau 2700 du champ de chimiluminescence n'est pas présent pour les abscisses longitudinales considérées (x=8, 10, 12mm) (cf. Figure C-118 p.170).

Globalement, la caractéristique importante de ces résultats est la discrimination entre la configuration 1 (bec 6,4mm) et toutes les configurations utilisant un bec de 10mm de diamètre. En effet, comme on pouvait s'y attendre, la vitesse importante et l'épaisseur latérale réduite dans le cas de référence (1) occasionnent des temps de passage des particules beaucoup plus courts. Ainsi, si cette configuration possède des gradients de vitesse importants pouvant favoriser la coagulation des particules entre elles, le temps de passage court peut au contraire empêcher une coalescence efficace des agrégats. Cependant, les niveaux de température n'étant pas connus, il est difficile de pousser plus en avant l'analyse sur le comportement des particules, le mécanisme de coalescence et le temps caractéristique associé étant en effet liés à ce paramètre.

On note également que les temps caractéristiques de passage des particules augmentent avec la distance à l'aval du brûleur. Ceci indique donc que l'augmentation de la vitesse moyenne axiale avec x le long d'une ligne $y=y_{\text{OH}^*\text{max}} \cong \text{cste}$ liée à l'épanouissement de l'écoulement (cf. Figure C-98 p.157) ne compense pas la croissance de l'épaisseur. Ainsi, quelle que soit la configuration, plus la particule traversera tardivement la surface latérale et plus son temps de passage à travers celle-ci sera long.

Les résultats montrent également que tout naturellement, plus la valeur de l'isoligne de OH* servant au calcul de l'épaisseur est élevée et plus le temps de passage devient court. Effectivement, il est bien évident que l'épaisseur décroissant avec l'augmentation de la valeur d'émission de chimiluminescence, pour une vitesse de passage identique, le temps de traversée des zones de forte production de OH* sera plus court.

Ici encore, on peut remarquer que le comportement des configurations 2 et 4 est très voisin avec des valeurs légèrement supérieures pour le cas avec la crépine standard (config. 2), soulignant toujours la moindre importance de la vitesse initiale du jet d'hydrogène périphérique dans le cas réactif.

Enfin, la configuration correspondant à la plus faible vitesse du jet central (3) engendre les temps de passage les plus longs pour une trajectoire déviée, et ce quelle que soit l'isoligne OH* considérée.

Ces temps caractéristiques de passage étaient donc liés aux trajectoires déviées, or, nous avons montré lors de l'analyse effectuée sur la configuration 1 (grâce aux mesures PIV), que celles-ci ne concernaient qu'une minorité de particules. En effet, la plupart empruntent une trajectoire non déviée au centre du brûleur, que nous allons maintenant aborder.

4-1-2 Trajectoires non déviées

Le Tableau C-7 présente, pour toutes les configurations, les résultats des temps caractéristiques de passage dans la zone de haute température des particules non déviées.

	Configuration 1	Configuration 2	Configuration 3	Configuration 4
$\tau_{pOH^*max-100}(ms)$		22,7	19,6	22,6
$\tau_{pOH^*max-1500}(ms)$	7,6	11,2	9,6	11,5
$\tau_{pOH^*max-2200}(ms)$	4,9	9,4	8,2	9,1
$\tau_{pOH^*max-2700}(ms)$	4,6	8,4	7,3	8,3

Tableau C-7 : temps caractéristiques de passage des particules sur une trajectoire non déviée pour toutes les configurations et pour les différentes épaisseurs définies précédemment

Globalement, il ressort que, quelle que soit l'isoline OH^* considérée :

$$\tau_{p,config.1} < \tau_{p,config.3} < \tau_{p,config.2} \cong \tau_{p,config.4}$$

Ainsi, la configuration 1 présente, là encore, les temps caractéristiques de passage les plus courts. Malgré des épaisseurs sur l'axe importantes relevées dans le paragraphe précédent, les temps de passage restent courts, du fait de la vitesse moyenne la plus élevée de tous les cas étudiés ici.

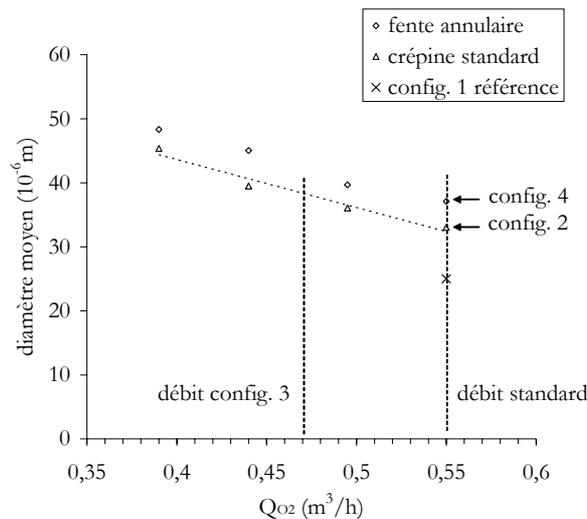


Figure C-126 : évolution de la granulométrie des particules finales en fonction du débit d'oxygène pour des configurations avec bec 10mm

Les conséquences de cette trajectoire suivie par les particules ont pu être observées grâce à une analyse granulométrique du produit final réalisée en faisant varier d'abord le débit d'oxygène puis le débit d'hydrogène pour des configurations équipées d'un bec de 10mm de diamètre et d'une crépine standard ou d'une fente annulaire (Figure C-126 et Figure C-127). Le cas de référence du bec 6,4mm est également reporté sur ces deux graphiques.

Quelle que soit la variation de vitesse retenue (O_2 ou H_2), on constate d'abord que la configuration 1 est celle qui engendre les plus petites tailles finales de particules. Ceci confirme donc qu'un court temps de passage des particules dans une zone de température élevée n'est pas favorable à la génération de diamètres importants.

L'analyse de l'effet d'une variation du débit d'oxygène sur la granulométrie montre que, malgré un temps de passage des particules dans la zone de flamme très comparable pour les configurations 2 et 4 (Tableau C-7), les diamètres moyens obtenus sont plus importants pour la configuration avec la fente annulaire (Figure C-126). Ceci est un résultat surprenant puisque, comme nous l'avons vu précédemment, aussi bien la structure aérodynamique que les champs de chimiluminescence sont très voisins dans les deux cas. Par ailleurs, nous avons montré que l'effet de l'écoulement extérieur d'hydrogène sur le jet central, puisqu'il s'agit de la seule différence entre ces deux configurations, était négligeable dans le cas réactif. L'origine de ce résultat sur les granulométries reste mal identifiée puisqu'en effet lorsque l'évolution des diamètres moyens est observée lors d'une variation du débit d'hydrogène (donc la vitesse extérieure), on s'aperçoit que cette tendance est inversée (Figure C-127). Cependant dans ce cas, la constatation n'étant faite que sur un point, une erreur de mesure des granulométries, dont nous n'avons pas eu la maîtrise, peut être également présente.

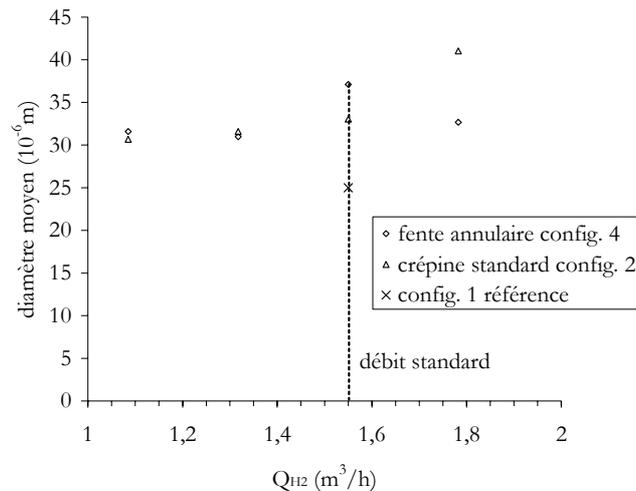


Figure C-127 : évolution de la granulométrie des particules finales en fonction du débit d'hydrogène pour des configurations avec bec 10mm

Néanmoins, on peut noter que, comme on pouvait s'y attendre, lorsque le débit d'hydrogène diminue, les diamètres moyens obtenus avec la crépine à fente annulaire sont comparables à ceux de la configuration avec la crépine standard.

Enfin, l'observation de la configuration 3 a montré que nous avons dans ce cas un temps caractéristique de passage des particules plus court que celui des configurations 2 et 4 (Tableau C-7). Bien que la vitesse moyenne axiale soit dans ce cas réduite (cf. Figure C-96 p.155), elle ne permet pas de compenser la diminution des épaisseurs caractéristiques. Cependant, l'examen de l'effet d'une variation du débit d'oxygène sur les granulométries (Figure C-126) montre que la configuration 3 génère des particules de diamètre plus important que celles obtenues dans les cas 2 et 4. Il semble donc que le temps caractéristique de passage tel que nous l'avons défini n'est pas le seul paramètre révélateur de l'évolution des agrégats.

L'origine de ce phénomène pourrait être liée à la structure chimique et thermique sur l'axe de l'écoulement réactif. La décroissance typique de la vitesse moyenne intervenant dans la configuration 3, associée à cette modification supposée de la structure thermique interne (sur l'axe) de la flamme, peuvent agir directement sur l'historique de température de la particule. Les résultats témoignant d'une évolution de ce type sur l'axe ne pouvant être extraits dans notre étude que des champs de chimiluminescence OH*, se pose à nouveau le problème déjà évoqué sur l'intégration lumineuse le long du chemin optique pouvant biaiser les résultats. Cependant, avec les précautions qui s'imposent, observons si une modification particulière peut être mise en évidence sur les explorations axiales du champ de chimiluminescence OH* (Figure C-128).

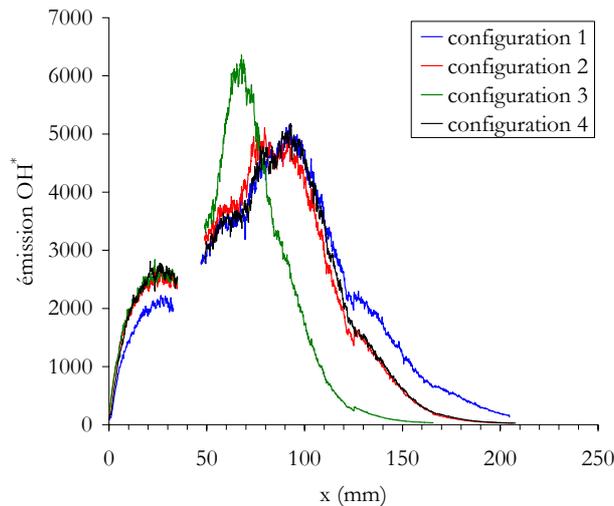


Figure C-128 : évolution sur l'axe de l'écoulement du niveau d'émission du radical OH^* pour les différentes configurations

On s'aperçoit, en effet, que la valeur maximale obtenue pour la configuration 3 est beaucoup plus importante que pour les autres cas. Les dimensions caractéristiques (transversales) des flammes obtenues à partir des isolignes du champ de chimiluminescence étant les mêmes entre les configurations 2 et 3, cette valeur importante ne peut s'expliquer uniquement par un phénomène d'intégration optique. Il semble donc que ce niveau élevé atteint sur l'axe soit réellement lié à une concentration de OH^* plus grande dans la configuration 3. On peut donc supposer que la structure thermique de cette région est différente de celle observée pour les autres configurations, même en conservant un bec de 10mm.

Ainsi, il apparaît que le temps caractéristique de passage des particules seul ne puisse être le seul paramètre à considérer pour l'analyse du processus de génération des microsphères. Le niveau maximum d'émission du champ de chimiluminescence devrait également être pris en compte afin d'estimer avec une plus grande précision l'historique de température d'une particule suivant une trajectoire non déviée.

Nous venons de voir que certaines particularités de la structure de la flamme jouent un rôle sur la taille finale des particules. Ainsi, le bec de 10mm associé à une diminution du débit d'oxygène occasionne des modifications favorisant la génération des microbilles les plus grosses. Si certaines caractéristiques de la flamme ont pu être mises en corrélation avec les mesures de granulométrie, un certain nombre d'inconnues subsistent.

Comme nous l'avons montré précédemment, les particules suivent deux trajectoires types (déviée et non déviée) pour lesquelles les surfaces de flamme traversées sont différentes, occasionnant des historiques aérodynamiques spécifiques et donc des morphologies de microbilles distinctes. La façon dont se répartit la population des agrégats entre les deux trajectoires peut donc influencer les mesures de granulométrie moyenne. Si, comme nous l'avons vu lors de l'étude du cas de référence, la densité de poudre présente une inhomogénéité pouvant engendrer cette dispersion de comportements liée aux trajectoires déviées ou non, on peut maintenant s'interroger sur la répartition des surfaces de flamme traversées correspondantes, favorisant l'une ou l'autre des trajectoires.

C-4-2 Effet de la surface de flamme

Nous avons vu dans les chapitres précédents que les différents becs apportaient des modifications de structure de la zone de réaction comme la longueur de flamme et l'évolution des épaisseurs définies à partir de la chimiluminescence. Mais une autre conséquence sur les

caractéristiques de la flamme peut être mise en évidence par la surface de la zone de réaction. En effet, comme nous l'avons vu les dimensions transversales obtenues à partir du champ de chimiluminescence sont très différentes suivant le bec utilisé. Ceci peut avoir une influence non négligeable sur les particules puisque pour une densité spatiale de poudre homogène, elles vont avoir, suivant la configuration choisie et les trajectoires empruntées, une surface de flamme à traverser disponible plus ou moins importante.

Afin de calculer cette surface de flamme, nous utiliserons la ligne d'émission maximale du radical OH^* définie précédemment. Nous considérerons également que l'aire à calculer est une surface de révolution. Nous pouvons alors utiliser l'expression classique :

$$S = 2\pi \int_{\overline{AB}} y dl$$

avec \overline{AB} la courbe considérée et dl un élément de longueur de cette même courbe.

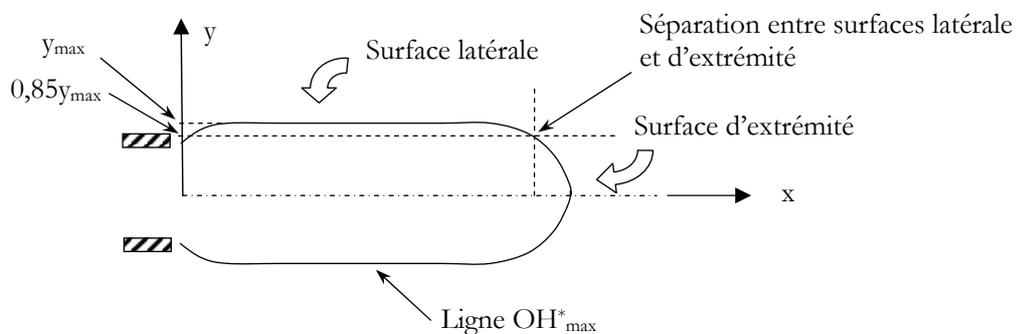


Figure C-129 : schéma de distribution entre surfaces latérale et d'extrémité

Afin de distinguer la surface latérale caractéristique de la trajectoire déviée du reste de l'aire de la flamme (extrémité) où les particules transiteront sans subir de déviation, nous imposons un critère arbitraire sur la ligne d'émission OH^*_{max} . Ainsi, nous estimerons que la séparation entre ces deux surfaces se situe au niveau du point de cette ligne pour lequel la position transversale devient inférieure à 85% de l'abscisse transversale maximum (Figure C-129). Les résultats ainsi obtenus sont regroupés dans le Tableau C-8.

	Configuration 1	Configuration 2	Configuration 3	Configuration 4
Surface latérale (cm ²)	27	42,9	24,6	37,6
Surface extrémité (cm ²)	5,9	9,9	10,5	15,2
Surface totale (cm ²)	32,9	52,8	35,1	52,8

Tableau C-8 : surfaces de flamme obtenues à partir de la ligne d'émission maximale du radical OH^* pour toutes les configurations

Les résultats sur la surface totale de la flamme montrent que l'on obtient :

$$S_{\text{config.1}} < S_{\text{config.3}} < S_{\text{config.2}} \approx S_{\text{config.4}}$$

Ainsi, la surface totale de flamme la plus petite est obtenue pour la configuration 1. On peut remarquer également que ceci est vrai à la fois pour les surfaces latérales et d'extrémité. Par conséquent, si l'on considère que le débit de poudre est le même dans tous les cas, la densité des particules traversant la surface de flamme sera plus importante. Ceci peut notamment influencer la coagulation des particules entre elles mais également la capacité de la flamme à permettre une coalescence efficace.

On remarque également que les surfaces totales obtenues pour les configurations 2 et 4 sont équivalentes. Ceci confirme encore une fois une structure de flamme très similaire dans ces deux cas. On peut noter cependant une différence en ce qui concerne la répartition entre surface latérale et surface d'extrémité. Néanmoins, dans ce dernier cas il faut rester prudent du fait des incertitudes générées par la méthode de séparation des deux surfaces et la forme particulière de l'extrémité de la ligne OH^*_{max} pour la configuration 2 (cf. Figure C-110 p.165).

Enfin, la comparaison des configurations 1 et 3 montre que leurs surfaces totales sont voisines. Ainsi, le raccourcissement de la flamme occasionné par la configuration avec bec 10mm et la diminution du débit d'oxygène ont été compensés par l'augmentation du diamètre du bec. Cependant, ici aussi, la répartition entre surface latérale et surface d'extrémité est différente suivant le cas considéré. Avec le brûleur équipé d'un bec 10mm, la surface d'extrémité est quasiment le double de celle obtenue avec la configuration 1. Comme il semble que la majorité des particules empruntent une trajectoire non déviée et donc passent par la surface d'extrémité, et en supposant que le débit de poudre est le même quelle que soit la configuration, la densité de poudre traversant cette surface sera plus importante pour le cas avec bec 6,4mm.

C-4-3 Conclusion sur l'interaction flamme/particules

En résumé, cette partie consacrée à l'interaction flamme-particules nous a permis de mettre en relation certaines caractéristiques de la flamme et les mesures de granulométrie des particules produites traduisant les différents effets intervenant dans l'écoulement réactif. Ainsi, il est apparu, en relation avec les temps de résidence dans la zone de haute température, que les diamètres de microbilles les plus importants étaient obtenus grâce aux configurations avec bec 10mm. Dans ces cas, que ce soit pour une trajectoire déviée ou non, les temps caractéristiques de passage sont alors les plus longs.

La comparaison de ces configurations avec bec 10mm a mis en évidence que le seul temps de résidence ne suffisait pas à expliquer les mesures de granulométrie. En effet, dans le cas où le débit (et donc la vitesse) du jet central est réduit, le diamètre des particules finales est encore augmenté sans observer un accroissement du temps caractéristique. L'évolution sur l'axe du niveau d'émission du radical OH^* a alors montré que dans ce cas, la structure thermique de la flamme avait été modifiée introduisant alors des contraintes thermiques différentes aux particules pouvant expliquer les mesures de diamètre de microbilles.

Enfin, une analyse succincte a été proposée grâce à l'étude des surfaces de flamme afin d'établir si la répartition de cette dernière en fonction de la trajectoire considérée (déviée ou non) était corrélée aux mesures de granulométrie. Cependant, aucune influence claire de cette surface de flamme n'a pu être mise en évidence.

Conclusions et perspectives

La génération de microsphères de saphir grâce à l'utilisation d'une flamme de diffusion oxygène/hydrogène est une technique complexe faisant intervenir de nombreux mécanismes physiques. Les particules d'alumine (Al_2O_3) après avoir étéensemencées dans le jet central d'oxygène, transitent dans l'écoulement réactif et sont récupérées en sortie de flamme sous forme de microbilles parfaitement sphériques. Les deux mécanismes de coagulation et de coalescence, pouvant intervenir simultanément, sont à l'origine de la génération de microbilles à partir de particules plus petites. Ces deux phénomènes sont particulièrement sensibles aux sollicitations aérothermodynamiques auxquelles sont soumises les particules lors de leur traversée de l'écoulement réactif. La littérature montre notamment que l'historique de température des particules, ou assemblages de particules (agrégats), est un paramètre primordial dans l'évolution de la morphologie des agrégats. Ce processus de génération, de par sa nature, est à l'origine de nombreuses difficultés, en particulier lorsqu'il s'agit de contrôler le diamètre des particules. Il convient alors d'avoir une connaissance fine de la structure aérodynamique et thermique de la flamme afin d'estimer les contraintes qu'elle génère sur les particules.

Alors que les flammes de diffusion stabilisées sur un brûleur axisymétrique constitué de deux jets coaxiaux sont classiques, les impératifs pour l'utilisation de ce procédé font, eux, apparaître une configuration de flamme peu décrite dans la littérature. En effet, il est indispensable que la flamme soit dirigée vers le bas et se développe dans un environnement confiné. De plus, la flamme de diffusion utilisée est dite « inversée », c'est à dire que l'écoulement périphérique est constitué de combustible et que c'est le jet central d'oxygène qui estensemencé.

Pour décrire cet écoulement complexe, les techniques utilisées ont été principalement expérimentales : des visualisations (directes, de chimiluminescence et tomographique) ont permis d'obtenir un aspect plutôt qualitatif du comportement de la flamme, puis des mesures de vitesse par Anémométrie Doppler Laser et Vélométrie par Image de Particules ont complété l'analyse par des données quantitatives.

L'étude aérothermodynamique fine d'une configuration de brûleur standard, en relation avec le comportement des particules dans l'écoulement, nous a permis de mettre en évidence les différentes contraintes agissant sur ces dernières. Puis, dans une deuxième partie nous nous sommes intéressés à l'influence de différents paramètres aérodynamiques sur la structure de la flamme et la morphologie des particules produites.

Caractérisation du brûleur standard

Afin de mieux comprendre les mécanismes physiques intervenant dans cette configuration peu connue (descendante, hydrogène en périphérie), l'étude de la flamme a été précédée d'une analyse de l'écoulement isotherme. Celle-ci indique principalement que les conditions initiales de débit génèrent un écoulement de jet laminaire pouvant, sous l'effet de perturbations extérieures, montrer une transition vers la turbulence. Cependant, dans notre étude de référence, cette transition n'apparaît pas du fait des effets combinés de l'écoulement coaxial et de la flottabilité (probablement très importante avec l'hydrogène). Il est apparu également qu'un comportement de jet unique était rapidement obtenu. Celui-ci modifie alors les cisaillements pouvant par la suite influencer l'importance des collisions de particules.

L'analyse du comportement en écoulement réactif a montré que la nature laminaire, déjà observée lors de l'étude isotherme, était conservée. Dans les processus de coagulation, l'effet de la turbulence sera limité et seuls les gradients de vitesse auxquels sont soumises les particules génèreront des collisions. En effet, la taille des particules initiales, mise en évidence grâce aux mesures de granulométrie, montre que les collisions dues au mouvement brownien du gaz porteur seront probablement négligeables.

L'historique de température des particules étant principalement contrôlé par la façon dont elles traversent l'écoulement réactif, il a été nécessaire d'estimer les trajectoires suivies. Les mesures du champ aérodynamique obtenues par PIV, qui caractérisent plus particulièrement le comportement des particules, ont permis de mettre en évidence l'existence de deux trajectoires caractéristiques. La première, pour une particule initialement sur l'axe, suit une ligne de courant non déviée, traversant la flamme par son extrémité. La deuxième, pour une particule située initialement sur le bord du jet central, décrit une déviation significative lui faisant traverser la flamme par sa surface latérale. Chacune des particules passant par l'une ou l'autre de ces trajectoires caractéristiques subit alors des sollicitations différentes.

Dans le cas non dévié, les analyses de vitesses ont montré que les particules ne traversent pas de région à fort gradient (favorisant la coagulation), au contraire de celles empruntant une trajectoire déviée où les contraintes de ce type sont importantes. L'étude bibliographique concernant la température des flammes oxygène/hydrogène inversées, permet d'établir également que l'extrémité de la flamme par laquelle transite l'agrégat, est sans doute la zone de plus forte température occasionnant la fusion de l'alumine et permettant donc sa coalescence.

Afin de compléter cette analyse, un calcul des temps de passage des particules, t_p , dans la zone de haute température (épaisseur : d_{therm}) a été obtenu à partir des champs dynamiques et de chimiluminescence du radical OH^* . Il ressort principalement que sur la trajectoire déviée, ce temps de passage est court. Au contraire, dans le cas non dévié, les mesures ADL montrent qu'au voisinage de l'extrémité de la flamme, dont l'épaisseur est plus large, la vitesse décroît, augmentant d'autant plus le temps de résidence. Cependant, il a été établi que les particules après leur passage dans cette région, et quelle que soit la trajectoire suivie, pouvaient se situer dans des zones encore très chaudes de l'écoulement du fait de leur évolution dans les gaz brûlés. Ceci a probablement pour conséquence l'application de contraintes thermiques importantes aux particules, même en dehors de la région définie précédemment (d_{therm}), pouvant ainsi encore affecter l'évolution de leur morphologie. Il faut noter que, du fait de la caractérisation par PIV de la configuration standard uniquement, seul ce cas a permis l'établissement d'un temps réel de passage t_p . Pour tous les autres brûleurs, un temps caractéristique de passage, τ_p , basé sur les mesures ADL, a été décrit.

Enfin l'exploitation des résultats de PIV, supposés bien caractériser le comportement des particules, a mis en évidence une inhomogénéité de la densité de ces dernières. En effet, lors du développement initial, sur les bords du jet central, la concentration des particules semble plus élevée qu'au centre de l'écoulement. Puis, plus loin à l'aval, on note une homogénéisation de la densité sur toute la section dont la cause pourrait être la déviation significative observée sur les bords du jet central faisant alors diminuer la population de particules situées dans cette région et favorisant un transit par les surfaces latérales de la flamme.

Influence du paramètre géométrique sur l'aérodynamique du brûleur

Afin de pouvoir confirmer les comportements mis en évidence lors de l'étude du brûleur de référence, nous avons analysé, en relation avec les microbilles générées, les évolutions aérodynamiques apportées par la modification de certains paramètres géométriques. Ainsi, outre le brûleur standard abordé dans la première partie, trois nouvelles configurations ont été traitées :

- Le brûleur standard (config. 1), débits standards, bec 6,4mm et crépine standard (à trous)

- La configuration 2, débits standards, bec 10mm et crépine standard
- La configuration 3, débit d'oxygène diminué de 15%, bec 10mm et crépine standard
- La configuration 4, débits standards, bec 10mm et crépine à fente annulaire

Comme pour la partie précédente, l'étude réactive a été précédée d'une analyse de l'écoulement isotherme. Celle-ci confirme les tendances déjà observées pour le brûleur standard. Les configurations avec bec 10mm se caractérisent aussi par un comportement laminaire, conservé sur la totalité du développement de l'écoulement, lié à l'écoulement coaxial d'hydrogène et aux effets de flottabilités.

Seule la configuration pour laquelle le jet d'hydrogène est issu de la fente annulaire (4) montre une transition vers la turbulence, qui peut être attribuée à la vitesse plus importante de l'écoulement externe venant perturber le jet central d'oxygène. Ce comportement visible sur les évolutions sur l'axe de la vitesse longitudinale a été également mis en évidence sur les profils transversaux adimensionnés (autosimilarité).

On note également que, quelle que soit la configuration, la structure coaxiale n'apparaît plus dès le confinement inférieur, où l'écoulement présente une structure de jet unique.

L'étude réactive a montré que le comportement laminaire qui avait été observé pour la configuration standard, apparaît également quelle que soit la modification de la géométrie ou du débit appliqué confirmant ainsi le mode prépondérant de coagulation des particules (gradients). Ceci est observé également dans le cas d'un jet périphérique annulaire rapide où la zone de réaction ne semble pas être perturbée par ce dernier.

Une comparaison des longueurs de flamme établies à partir de la ligne d'émission maximale du radical OH^* a mis en évidence une forte dépendance de cette grandeur à la vitesse initiale et au diamètre du bec. L'écoulement externe, là encore, montre peu d'influence sur la structure chimique de la flamme.

L'établissement des temps caractéristiques de passage des particules à travers les zones de hautes températures a montré qu'ils ne pouvaient expliquer seuls l'évolution de la morphologie des agrégats. En effet, pour deux cas équivalents du point de vue de leur temps caractéristique de passage (2 et 3), il a été montré que la taille des microbilles produites était beaucoup plus importante dans le cas où le débit d'oxygène était réduit (3). L'examen de l'évolution axiale des niveaux d'émission OH^* montre en effet que pour la configuration à débit d'oxygène réduit, les valeurs à l'extrémité de la flamme étaient beaucoup plus grandes que dans les autres configurations, révélant une modification de la structure thermique de la flamme pouvant être à l'origine de cette augmentation de la taille des particules.

En résumé, notre étude a permis d'établir les principales caractéristiques aérodynamiques d'un brûleur industriel indispensables pour la compréhension des phénomènes de coagulation et coalescence intervenant lors de la génération de particules. Des corrélations entre le comportement aérodynamique présenté et les mesures granulométriques ont permis également de donner quelques clés sur ce processus industriel complexe.

Les perspectives de l'étude

L'étude de la génération de microbilles dans un écoulement réactif constitue un problème d'envergure que le travail présenté ici ne fait qu'ébaucher.

Afin d'approfondir l'analyse des comportements rencontrés dans ce processus, de nombreux aspects peuvent être abordés. Du point de vue de la caractérisation thermique, indispensable à la compréhension de l'ensemble des phénomènes, l'étude des transferts intervenant dans l'écoulement réactif ensencé en particules s'impose. En effet, la forte luminosité émise par les particules lors de leur transit dans la flamme laisse supposer un rayonnement important pouvant

alors influencer de façon significative la thermique de l'écoulement et la température de la particule elle-même. Une caractérisation de la thermique de la flamme seule peut être réalisée par des techniques de type diffusion Rayleigh mais seule la simulation numérique semble être envisageable pour obtenir une description détaillée de l'ensemble des transferts avec les particules.

L'étude de l'évolution des agrégats peut également être envisagée à la fois par la voie expérimentale mais aussi grâce à l'outil numérique. Des techniques de prélèvement de particules par sonde et d'analyse par microscopie électronique à balayage (MEB), essentiellement développées pour l'étude des suies dans une flamme, peuvent être utilisées pour caractériser la morphologie des agrégats (Johannessen, 1999). Les modèles numériques développés récemment, s'ils sont correctement validés grâce aux mesures, seront également capables de fournir une prédiction de l'évolution de ces particules.

Bibliographie

- Abramovich, G.N. (1963), *The Theory of Turbulent Jets*. MIT Press, Cambridge, Mass.
- Adams, E.W., Eaton, J.K., Johnston, J.P. (1984), *An Examination of Velocity Bias in Highly Turbulent Separated Flow*. 2nd Symposium on Applications of Laser Doppler Anemometry to Fluid Mechanics, Lisbon Portugal.
- Adamski, J.A. (1965), *New Oxy-Hydrogen Burner for Flame Fusion*. Journal of Applied Physics, vol. 36, No.5, pp. 1784-1786.
- Adrian R.J. et Yao C.S. (1983), *Development of Pulsed Laser Velocimetry for Measurement of Fluid Flow*. 8th Symposium on Turbulence. pp. 170-186.
- Antonia, R.A. et Bilger, R.W. (1973), *An Experimental Investigation of an Axisymmetric Jet in a Co-flowing Air Stream*. Journal of Fluid Mechanics, vol. 61, part 4, pp. 805-822.
- Antonia, R.A. et Zhao, Q. (2001), *Effect of Initial Conditions on a Circular Jet*. Experiments in Fluids, vol. 31, pp. 319-323.
- Akaike, S. et Nemoto, M. (1988), *Potential Core of a Submerged Laminar Jet*. Transaction of ASME, Journal of Fluids Engineering, vol. 110, pp. 392-398.
- Armand, P., Boulaud, D., Pourprix, M. et Vendel, J. (1998), *Two-Fluid Modeling of Aerosol Transport in Laminar and Turbulent Flows*. Journal of Aerosol Science, vol. 29, No. 8, pp. 961-983.
- Baby, X. et Floch, A. (1997), *Investigation of the in-Cylinder Tumble Motion in a Multi-Wave Engine: Effect of Piston Shape*. SAE 971643.
- Baby, X. (2000), *Optimisation de l'aérodynamique interne dans un moteur à injection directe essence. Analyse de l'écoulement de tumble par vélocimétrie par images de particules*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- Barlow, R.S. et Morisson, C.Q. (1990), *Two-Phase Velocity Measurements in Dense Particle-Laden Jets*. Experiments in Fluids, vol. 9, pp. 93-104.
- Barvinschi, F., Santailler, J.L., Duffar, T. et Le Gal H. (1999), *Modelling of Verneuil Process for the Sapphire Crystal Growth*. Journal of Crystal Growth, vol. 198/199, pp. 239-245.
- Becker, H.A. et Liang, D. (1978), *Visible Length of Vertical Free Turbulent Diffusion Flames*. Combustion and Flame, vol. 32, pp. 115-137.
- Becker, H.A. et Yamazaki, S. (1978), *Entrainment, Momentum Flux and Temperature in Vertical Free Turbulent Diffusion Flames*. Combustion and Flame, vol. 33, pp. 123-149.
- Blevins, R.D. (1984), *Applied Fluid Dynamics Handbook*, Van Nostrand Reinhold Company.
- Boguslawski, L. et Popiel, Cz.O. (1979), *Flow Structure of the Free Round Turbulent Jet in the Initial Region*. Journal of Fluid Mechanics, vol. 90, part. 3, pp. 531-539

- Borghì, R. et Destriau, M. (1995), *La combustion et les flammes*. Edition Technip, Paris
- Borghì, R. et Champion, M. (2000), *Modélisation et Théorie des Flammes*. Edition Technip, Paris
- Brenez, L. (2001), *Méthode d'analyse des structures et de la stabilité des flammes par diagnostics optiques et spectroscopiques : application à la chaudière à gaz TOPDEC*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Paris
- Buchhave, P. et George, W.K. (1978), *Bias Corrections in Turbulence Measurements by the Laser Doppler Anemometer*. Proc. 3rd Int. Workshop on Laser Velocimetry, H.D. Thomson, W.H. Stevenson Editors, Hemisphere Pub. Corp.
- Caminat, P., Bournot, P. et Stefanini, J. (1999), *Etude par Visualisation d'un Jet Axisymétrique Perturbé*. Actes du 8^{ème} Colloque National de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des Fluides, FLUVISU 99, Toulouse, pp. 133-138.
- Candel, S., (1995), *Mécanique de Fluides – Cours*, Dunod
- Chalé Góngora, H.G. (1998), *Etude de l'Interaction Jet/Paroi dans un Spray Transitoire. Application à l'Injection Diesel*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- Champagne, F.H. et Wygnanski, I.J. (1971), *An Experimental Investigation of Coaxial Turbulent Jets*. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 14, pp. 1445-1464.
- Chen, C.J. et Rodi, W. (1980), *Vertical Turbulent Buoyant Jets - A Review of Experimental Data*. HMT, Vol. 4, Pergamon Press.
- Cheng, T.S., Wehrmeyer, J.A. et Pitz, R.W. (1992), *Simultaneous Temperature and Multispecies Measurement in a Lifted Hydrogen Diffusion Flame*. Combustion and Flame, vol. 91, pp. 323-345.
- Chigier, N.A. et Beer, J.M. (1964), *The Flow Region Near the Nozzle in Double Concentric Jets*. Journal of Basic Engineering, Transaction of the ASME, December 1964, pp. 797-804.
- Christensen, K. (1995), *The Formation of Submicron Particles from the Combustion of Straw*. Ph.D. thesis, Dept. of Chem. Eng., Technical University of Denmark.
- Cortella, L (1993), *Etude de la Germination des Métaux Réfractaires Elaborés dans le Tube à Chute Libre de Grenoble*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- Crow, S.C. et Champagne, F.H. (1971), *Orderly Structure in Jet Turbulence*. Journal of Fluid Mechanics, vol. 48, part. 3, pp. 547-591.
- Cuenot, B. et Poinso, T. (1996), *Asymptotic and Numerical Study of Diffusion Flames with Variable Lewis Number and Finite Rate Chemistry*. Combustion and Flame, vol. 104, pp. 111-137.
- Dahm, W.J.A. et Dimotakis, P.E. (1987), *Measurements of Entrainment and Mixing in Turbulent Jets*. AIAA Journal, vol. 25, no. 9, pp 1216-1223.
- Derjaguin, B.V., Rabinovich, YA.I., Storozhilova, A.I. et Shcherbina, G.I. (1976), *Measurement of the Coefficient of Thermal Slip of Gases and the Thermophoresis Velocity of Large-Size Aerosol Particles*. Journal of colloid and Interface Science, vol. 57, No. 3, pp. 451-461.

- De Soete, G. et Feugier, A. (1976), *Aspects physiques et chimiques de la combustion*, éditions tecnip.
- Dimotakis, P.E. (1976), *Single Scattering Particle Laser Doppler Measurements of Turbulence*. AGARD CP-193.
- Drake, M.C., Pitz, R.W. et Shyy, W. (1986), *Conserved Scalar Probability Density Functions in a Turbulent Jet Diffusion Flame*. Journal of Fluid Mechanics, vol. 171, pp. 27-51.
- Driscoll, J.F., Chen, R.H. et Yoon, Y. (1992), *Nitric Oxide Levels of Turbulent Jet Diffusion Flames: Effects of Residence Time and Damkohler Number*. Combustion and Flame, vol. 88, pp. 37-49.
- Dudderar, T.D. et Simpkins, P.G. (1977), *Laser Speckle Photography in a Fluid Medium*. Nature, vol. 270, pp 45-47.
- Edwards, R.V. (1982), *A New Look at Particle Statistics in Laser Anemometer Measurements*. Journal of Fluid Mechanics, vol. 105, pp. 317.
- Elena, M. (2001), *Les Particules*. Ecole d'Automne de Vélocimétrie et Granulométrie Laser en Mécanique des Fluides (AFVL), Saint Pierre d'Oléron, Septembre 2001.
- Encyclopédie des Gaz (1976), *Air Liquide*, Elsevier Scientific Publishing Company.
- Erdmann, J.C. et Tropea, C. (1982), *Statistical Bias of the Velocity Distribution Function in Laser Anemometry*. Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbonne.
- Esquiva-Dano I. (2002), *Etude expérimentale de la stabilisation d'une flamme non-prémélangée*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- Falckenberg, R. (1975), *Growth of Mg-Al Spinel Crystals of Large Diameter Using a Modified Flame Fusion Technique*. Journal of Crystal Growth, vol. 29, pp. 195-202.
- Fan, J., Zhao, H et Jin, J. (1996), *Two-Phase Velocity Measurements in Particle-Laden Coaxial Jets*. The Chemical Engineering Journal, vol. 63, pp. 11-17.
- Fan, J., Jin, J., Zhang, X.Y. et Cen, K.F. (2001), *A Numerical Model for Dense Particle-Laden Jets*. Powder Technology, vol. 115, pp. 256-264.
- Fingerson, L.M. (1980). Séminaire TSI : *Laser velocimetry ... Theory, application and techniques*.
- François, I. (1994). *Etude Expérimentale de l'Interaction entre deux Fronts de Flamme Laminaires Prémélangées. Effet du Nombre de Lewis*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- Friedlander, S.K. et Wu, M.K. (1994). *Linear rate law for the decay of excess surface area of coalescing solid particle*, Phys. Rev. B, 49, 347.
- Friedlander, S.K. (1977), *Smoke, Dust and Haze*. Wiley, New York.
- Fuchs, N.A. (1964), *Mechanics of Aerosols*. Pergamon, New York.

Fuchs, W., Albrecht, H., Nobach, H., Tropea, C. et Graham, L.J.W. (1992), *Simulation and Experimental Verification of Statistical Bias in Laser Doppler Anemometry Including Non-Homogeneous Particle Density*. 6th Int. Symp. on Appl. of Laser Anemometry to Fluid Mechanics, Lisbon.

García, J. et Crespo, A. (2000), *A Turbulent Model for Gas-Particle Jets*. Journal of Fluids Engineering, vol. 122, pp. 505-509.

Gaydon, A.G. et Wolfhard, H.G. (1970), *Flames, their structure, radiation and temperature*, Chapman and Hall.

Glassman, I. (1996), *Combustion*. 3rd Edition, Academic Press.

Gore, J.P., Jeng, S.M. et Faeth, G.M. (1987), *Spectral and Total Radiation Properties of Turbulent Hydrogen/Air Diffusion Flames*. Journal of Heat Transfer, vol. 109, pp. 165-171.

Haertig, J. (1999), *Mouvement des Traceurs*. 8^{ème} Colloque de Visualisation et Traitement d'Images en Mécaniques des Fluides (FLUVISU99), 1-4 Juin 1999.

Harran, G., Chassaing, P., Joly, L. et Chibat, M. (1996), *Etude Numérique des Effets de Densité dans un Jet de Mélange Turbulent en Microgravité*. Revue Générale de Thermique, vol. 35, pp. 151-176.

Heurtault, S. (1983), *Etude Théorique et Expérimentale du Refroidissement avec Changement de Phase, à Haute Température, de Particules Sphérique à Propriétés Physiques Variables. Application à l'Alumine*. Thèse de doctorat, Université de Perpignan.

Higgins, B., McQuay, M.Q., Lacas, F., Rolon, J.C., Darabiha, N., Candel, S. (2000), *Systematic measurements of OH chemiluminescence for fuel-lean, high pressure, premixed, laminar flames*. Fuel, 80, p 67 – 74.

Higgins, B., McQuay, M.Q., Lacas, F., Candel, S. (2001), *An experimental study on the effect of pressure and strain rate on CH chemiluminescence of premixed fuel-lean methane/air flames*. Fuel, 80, p 1583-1591.

Hinze, J.O. (1975), *Turbulence*. 2nd edition Mc Graw-Hill.

Hoesel, W. et Rodi, W. (1977), *New Biasing Elimination Method for Laser Doppler Velocimetry Counter Processing*. Re. Sci. Instr., vol.48, pp. 910-985.

Ishizuka, S. (1982), *An Experimental Study on the Opening of Laminar Diffusion Flame Tips*. Nineteenth Symposium (International) on Combustion, the Combustion Institute, pp. 319-326.

Ishizuka, S. et Sakai, Y. (1986), *Structure and Tip-Opening of Laminar Diffusion Flames*. Twenty-first Symposium (International) on Combustion, Combustion Institute, pp. 1821-1828.

Johannessen, T. (1999), *Synthesis of Nano-Particles in Flames*. Thèse de doctorat, Technical University of Denmark

Kaplan, C.R. et Gentry, J.M. (1988). Aerosol Sci. Technol., 8, pp 11-28 (1988)

Katta, V.R., Goss, L.P. et Roquemore, W.M. (1994), *Effect of Nonunity Lewis Number and Finite-Rate Chemistry on the Dynamics of a Hydrogen-Air Jet Diffusion Flame*. Combustion and Flame, 96, pp. 60-74

- Ko, N.W.M. et Kwan, A.S.H. (1976), *The Initial Region of Subsonic Coaxial Jets*. Journal of Fluid Mechanics, vol. 73, part. 2, pp. 305-332
- Koch, W. et Friedlander, S.K. (1990). *The Effect of Particle Coalescence on the Surface Area of a Coagulating Aerosol*. Journal of Colloid and Interface Science, 140, 419
- Kruis, F.E., Kusters, K.A., Pratsinis, S.E. et Scarlett, B. (1993). *A Simple Model for the Characteristics of Aggregate Particles Undergoing Coagulation and Sintering*, Aerosol. Sci. Technol., 19, 514
- Larrauri, D. (1991), *Etude Expérimentale de l'Interaction de Fronts de Flammes*. Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- Law, C.J. (2000), *Distributions of Instantaneous Heat Release by the Cross-Correlation of Chemiluminescent Emissions*, Combustion and Flame, 123, pp. 227-240
- Lethinen, K.E.J., Windeler, R. et Friedlander, S.K. (1996), *A Note on the Growth of Primary Particles in Agglomerate Structures by Coalescence*, Journal of Colloid and Interface Science, 182, pp. 606-608
- Lethinen, K.E. (1997), *Theoretical Studies on Aerosol Agglomeration Processes*. Ph.D. thesis, VTT Technical Research Centre of Finland
- Matsoukas, T. et Friedlander, S.K. (1991), *Dynamics of Aerosol Agglomerate Formation*. Journal of Colloid and Interface Science, 146 :2, pp. 495-506
- McDougall, T.J. (1980), *Bias Correction for Individual Realization LDA Measurements*. Journal of Physics Engineering, vol. 13, pp.53-60.
- McNaughton, K.J. et Sinclair, C.G. (1966), *Submerged Jets in Short Cylindrical Flow Vessels*. Journal of Fluid Mechanics, vol. 25, part. 2, pp. 367-375.
- Muniz, L. et Mungal, M.G. (2001), *Effects of Heat Release and Buoyancy on Flow Structure and Entrainment in Turbulent Nonpremixed Flames*. Combustion and Flame, vol. 126, pp. 1402-1420.
- Mie, G. : Ann de Physik, 4, Vol. 25, p. 337 (1908)
- Nuglisch, H.J. (1992), *Etude expérimentale d'un jet axisymétrique compressé. Situation modèle de l'aérodynamique interne des moteurs à piston*. Thèse de doctorat, INP Toulouse
- N3S-Natur (2002), *Manuels Utilisateur et Théorique*, Simulog
- Pagé, J., Sarh, B. et Gökalp, I. (1998), *Experimental Determination of the Turbulent Kinetic Energy and the Dissipation Rate in Variable Density Turbulent Jets*. Ninth International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, pp. 17.2.1-17.2.7, 13-16 July 1998.
- Pagé, J., Blanchard, J.N., Sarh, B. et Gökalp, I. (1999), *Etude par Visualisations des Caractéristiques Géométriques du Champ Proche de Jets Axisymétriques à Masse Volumique Variable*. 8^{ème} Colloque de Visualisation et Traitement d'Images en Mécaniques des Fluides (FLUVISU99), 1-4 Juin 1999.
- Papadopoulos, G et Pitts, W.M. (1999), *A Generic Centerline Velocity Decay Curve for Initially Turbulent Axisymmetric Jets*. Transactions of ASME: Journal of Fluids Engineering, vol. 21, pp 80-85

- Petrie H.L., Samimy M. et Addy A.L. (1988), *Laser Doppler Velocity Bias in Separated Turbulent Flows*. Experiments in Fluids, vol. 6, p 80-88.
- Phillips, W.F. (1975), *Drag on a Small Sphere Moving through a Gas*, Phys. Fluids, 1, pp. 1089-1093.
- Pitts, W.M. (1991), *Effects of Global Density and Reynolds Number Variation on Mixing in Turbulent Axisymmetric Jets*. Experiments in Fluids, vol. 11, pp. 125-134.
- Pratsinis, S.E., Zhu, W. et Vemury, S. (1996), *The Role of Gas mixing in Flame Synthesis of Titania Powders*. Powder Technology, 86, 87.
- Prevost, F. (1994), *Comportement de particules solides polydispersées dans un jet d'air turbulent*. Thèse de doctorat, INP Toulouse.
- Rajaratnam, N. (1976), *Turbulent Jets*. Developments in Water Science 5, Elsevier.
- Rankin, G.W. et Sridhar, K (1978), *Developping Region of Laminar Jets with Uniform Exit Velocity Profiles*. Journal of Fluids Engineering, vol. 100, pp 55-59
- Rankin, G.W., Sridhar, K., Arulraja, M. et Kumar, K.R. (1983), *An Experimental Investigation of Laminar Axisymmetric Submerged Jets*. Journal of Fluid Mechanics, vol. 133, pp 217-231
- Richards, C.D. et Pitts, W.M. (1993), *Global Density Effects on the Self-Preservation Behaviour of Turbulent Free Jets*. Journal of Fluid Mechanics, vol. 254, pp 417-435.
- Riethmuller, M. (2001), *La vélocimétrie par image de particule*. Ecole d'automne de vélocimétrie et granulométrie laser en mécanique des fluides, St Pierre d'Oléron.
- Roshko, A. (1953), NACA, Tech. Note 2913, Washington.
- Roshko, A. (1954), NACA, Tech. Note 3169, Washington.
- Sacadura, J.C. (1997), *Etude Expérimentale des Flammes Non-Prémélangées Hydrogène-Oxygène, Caractérisation des Champs Dynamiques et Scalaire*. Thèse de doctorat, Université de Rouen.
- Sakakibara, J., Wicker, R.B. et Eaton, J.K. (1996), *Measurements of the Particle-Fluid Velocity Correlation and the Extra Dissipation in a Round Jet*. International Journal of Multiphase Flow, vol. 22, No. 5, pp. 863-881.
- Salentey, L. (2002), *Etude Expérimentale du Comportement de Brûleurs à Jets Séparés. Application à la Combustion Gaz Naturel-Oxygène Pur*. Thèse de doctorat, Université de Rouen.
- Sautet, J.C. (1992), *Effets des différences de densités sur le développement scalaire et dynamique des jets turbulents*. Thèse de doctorat, Université de Rouen
- Sautet, J.C., Salentey, L. et DiTaranto, M. (2001), *Large-Scale Turbulent Structures in Non-Premixed Oxygen Enriched Flames*. International Communication Heat and Mass Transfer, vol. 28, No. 2, pp. 277-287.
- Scheel, H.J. (2000), *Historical Aspects of Crystal Growth Technology*. Journal of Crystal Growth, vol. 211, pp. 1-12.

- Schlichting, H. (1979), *Boundary Layer Theory*, 7th ed., McGraw-Hill, pp 230-234
- Seinfeld, J.H. (1986), *Atmospheric Chemistry and Physics of Air Pollution*, Wiley Interscience Publication.
- Spalding, D.B. (1979), *Combustion and Mass Transfer*. 1st ed., Pergamon Press.
- Sung, C.J., Kistler, J.S., Nishioka, M. et Law, C.K. (1996), *Further Studies on Effects of Thermophoresis on Seeding Particles in LDV Measurements of Strained Flames*. *Combustion and Flame*, vol. 105, pp. 189-201.
- Takagi, T., Shin, H.D. et Ishio, A. (1981), *Properties of Turbulence in Turbulent Diffusion Flames*. *Combustion and Flame*, vol. 40, pp. 121-140.
- Takagi, T., Xu, Z. et Komiyama, M. (1996), *Preferential Diffusion Effects on the Temperature in Usual and Inverse Diffusion Flames*. *Combustion and Flame*, vol. 106, pp. 252-260.
- Takeuchi, S., Miyake, Y. et Kajishima, T (1999), *Decay of a Round Jet*. *Turbulent Shear Flow*, Santa Barbara
- Talbot, L., Cheng, R.K., Schefer, R.W. et Willis, D.R. (1980), *Thermophoresis of Particles in a Heated Boundary Layer*. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 101, part 4, pp. 737-758.
- Tourniaire, B. (1995), *Simulation Numérique des Flamme Turbulentes de Prémélange et de Diffusion. Application aux Foyers Aérodynamiques*. Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- Turner, J.S. (1966), *Jets and Plumes with Negative and Reversing Buoyancy*. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 26, part 4, pp.779-792.
- Ulrich, G.D. et Subramanian, N.S. (1977), *Particule Growth in Flames*. *Combustion Science and Technology*, Vol. 117, pp. 119-126.
- Veynante, D. et Candel, S.M. (1988), *Application of nonlinear spectral analysis and signal reconstruction to laser Doppler velocimetry*. *Experiments in Fluids*, 6, pp. 534-540.
- Villermaux, E. et Rehab, H. (2000), *Mixing in Coaxial Jets*. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 425, pp. 161-185
- Walsh, K.T., Long, M.B., Tanoff, M.A. et Smook, M.D. (1998), *Experimental and computational study of CH, CH*, and OH* in axisymmetric laminar diffusion flame*. *Twenty-Seventh Symposium on Combustion/The Combustion Institute (Pittsburgh)*, pp. 615-623
- Walsh, K.T., Fielding, J. et Long, M.B. (2000), *Effect of Light-Collection Geometry on Reconstruction Errors in Abel Inversions*. *Optics Letters*, vol. 25, No. 7, pp. 457-459.
- Warda, H.A., Kassab, S.Z., Elshorbagy, K.A. et Elsaadawy, E.A. (1999), *An Experimental Investigation of The Near Field Region of Free Turbulent Round Central and Annular Jets*. *Flow Measurement and Instrumentation*, vol. 10, pp. 1-14

Warda, H.A., Kassab, S.Z., Elshorbagy, K.A. et Elsaadawy, E.A. (2001), *Influence of the Magnitude of the Two Initial Velocities on the Flow Field of a Coaxial Turbulent Jet*. Flow Measurement and Instrumentation, vol. 12, pp. 29-35

White, F.M. (1991), *Viscous Fluid Flow*. 2nd edition, Mc Graw Hill, New-York.

White, F.M. (1994), *Fluid Mechanics*. 3rd edition, Mc Graw Hill, New-York.

Wyganski, I. et Fiedler, H. (1969), *Some Measurements in Self-Preserving Jet*. Journal of Fluid Mechanics, vol. 38, part. 3, pp. 577-612

Annexe A : Caractéristiques des différentes configurations

Nous avons présenté ici les différentes grandeurs et caractéristiques des configurations utilisées dans ce rapport.

	Configuration 1	Configuration 2	Configuration 3	Configuration 4
Diamètre int. bec (mm)	6,4	10	10	10
Epaisseur lèvre bec (mm)	1,5	1,8	1,8	1,8
Crépine	9×5mm	9×5mm	9×5mm	Annulaire 0,5mm
Débit oxygène (m ³ /s)	1,53×10 ⁻⁴	1,53×10 ⁻⁴	1,31×10 ⁻⁴	1,53×10 ⁻⁴
Débit hydrogène (m ³ /s)	4,3×10 ⁻⁴	4,3×10 ⁻⁴	4,3×10 ⁻⁴	4,3×10 ⁻⁴
Vitesse débitante O ₂ (m/s)	4,9	1,95	1,67	1,95
Vitesse débitante H ₂ (m/s)	2,44	2,44	2,44	13,37
Re _{O₂} (jet central)	1950	1200	1030	1200
Re _{c,O₂} (jet central)	2380	2170	1920	2170
Re _{H₂} (jet extérieur)	110 (pour 1 orifice)	110	110	120
Fr (nombre de Froude)	-408	-41	-30	-41
Ri (nombre de Richarson)	1,04.10 ⁻²	10,3.10 ⁻²	14.10 ⁻²	10,3.10 ⁻²
Φ (richesse globale)	1,416	1,416	1,656	1,416

Annexe B : Maillages utilisés lors de l'approche numérique

Les maillages ont été générés à l'aide d'un utilitaire développé au sein du laboratoire appelé Manet2d. Ce logiciel de prétraitement permet la génération de géométries bidimensionnelles et en réalise la discrétisation par éléments finis. Bien que non utilisé ici, le logiciel offre la possibilité de générer des maillages à partir de fichiers de points contenant les positions des points frontières. Dans tous les maillages présentés dans cette étude nous avons opté pour un mode de création de type « quacou » (dénomination manet2d) générant des maillages par triangles sur une géométrie à quatre frontières. Après génération de ces maillages, des modifications locales ont été réalisées notamment sur des éléments situés sur les angles des géométries afin d'éliminer des conditions limites doubles. Au total, 4 maillages différents ont été générés mais nous présenterons ici que ceux qui sont principalement utilisés dans cette étude :

- géométrie bec 6.4 mm, crépine standard (geom1)
- géométrie bec 10 mm, crépine standard (geom2)

Les géométries réalisées se sont limitées à la partie haute incluant la buse. En effet, une modélisation complète nécessite pour une prise en compte précise de tous les phénomènes physiques d'un raffinement du maillage intégrant au minimum 50000 points. Dans une telle configuration, le solveur a besoin de ressources de calcul beaucoup plus importantes. Celles-ci sont disponibles au LMFA (processeurs EV6 700MHz) mais cela nécessitait une adaptation de la compilation du code qui n'a pu être réalisée dans le temps imparti à l'étude.

Les zones où de forts gradients sont prévisibles ont été raffinées afin d'obtenir une bonne prévision de tous les phénomènes s'y développant. Il s'agit du cas de l'élargissement brusque apparaissant derrière l'injection d'hydrogène (gradient de vitesse) et de toute la zone de mélange entre le jet central et le jet périphérique (gradients de vitesse et de concentration).

	Maillage geom1	Maillage geom2
Nombre total de nœuds	13741	17940
Nombre total d'éléments	26944	35262
Nombre total d'éléments de bord	536	616
Nombre de segments	40684	53201
Nombre de points frontières de type différent	542	622

Tableau 1 : Bilan des maillages utilisés

Une analyse de sensibilité des résultats au maillage a été effectuée en réalisant des calculs sur des maillages de plus en plus raffinés. Les résultats obtenus sur les premiers maillages ont montré que cela impliquait une décroissance des vitesses axiales beaucoup plus rapide que celle mise en évidence par les résultats expérimentaux. Les maillages les plus raffinés n'ont pas été utilisés car ils étaient consommateurs de ressources informatiques. Les maillages retenus pour les simulations

et présentés dans le tableau 1 sont donc un compromis entre temps de calcul et définition fine de l'écoulement.

Ainsi, nous obtenons les maillages suivants :

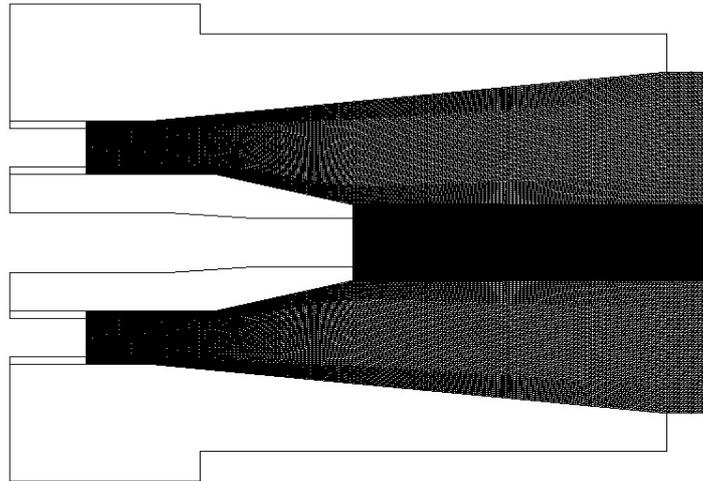


Figure 1 : maillage de la géométrie 1 (configuration 1)

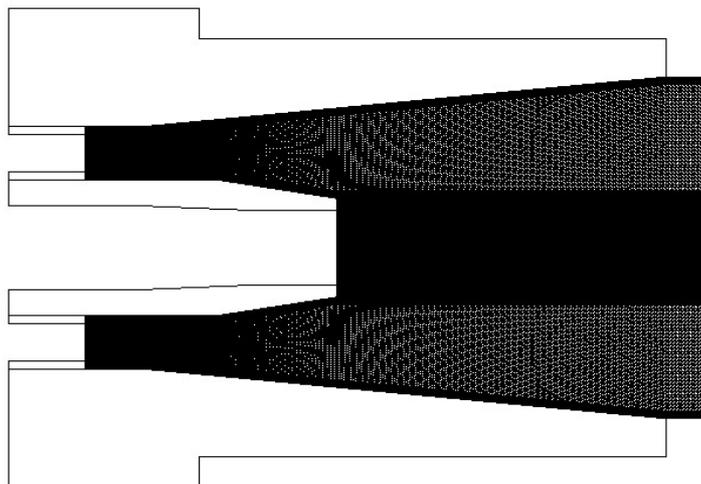


Figure 2 : maillage de la géométrie 2 (configurations 2 et 3)

Annexe C : Rappels sur les jets

Cette annexe est consacrée à des rappels sur les jets. La présentation des différentes configurations d'écoulements à masse volumique constante (laminaire et turbulent, avec et sans écoulement coaxial) nous amènera à l'étude des écoulements à masse volumique variable qui concerne plus particulièrement cette étude.

C1 Les jets à masse volumique constante

Jets laminaires

Le comportement d'un jet étant très sensible au caractère initial laminaire ou turbulent, c'est la raison pour laquelle les deux approches sont présentées.

Concernant les jets laminaires ou à faible nombre de Reynolds (<5000), la littérature fournit assez peu de travaux récents sur le sujet. Ceux de K.J. McNaughton datant de 1966 constituent une base sérieuse pour l'étude des jets laminaires. En effet, celui-ci a proposé une classification des écoulements de jet en fonction du nombre de Reynolds qui prend en compte à la fois la structure du jet, mais également sa possible transition laminaire-turbulent. Ainsi, un jet initialement laminaire, caractérisé par des frontières stables et un faible épanouissement, peut évoluer vers une région aval où l'écoulement est complètement turbulent. Entre les deux se positionne une zone de transition. L'abscisse d'apparition et l'existence même de cette zone sont conditionnées par la valeur du nombre de Reynolds. McNaughton (1966) établit également que la géométrie cylindrique dans laquelle se développe l'écoulement (géométrie caractérisée par son diamètre et sa longueur) joue un rôle non négligeable. Ainsi, est établie la relation suivante pour l'abscisse d'observation de l'écoulement turbulent :

$$\frac{a}{D_i} = 9,97 \cdot 10^7 \text{Re}^{-2,46} \left(\frac{D}{D_i} \right)^{-0,48} \left(\frac{L}{D_i} \right)^{0,74}$$

avec a , l'abscisse longitudinale à laquelle va apparaître l'écoulement turbulent, D et L représentent le diamètre et la longueur de l'enceinte cylindrique dans laquelle se développe l'écoulement, D_i est le diamètre de sortie du jet et Re est le nombre de Reynolds construit à partir de la vitesse débitante.

Grâce à l'étude de nombreuses configurations, McNaughton (1966) obtient la classification suivante en fonction du nombre de Reynolds :

- $\text{Re} < 300$	Jet laminaire dissipatif
- $300 < \text{Re} < 1000$	Jet complètement laminaire
- $1000 < \text{Re} < 3000$	Jet semi-turbulent
- $\text{Re} > 3000$	Jet complètement turbulent

L'évolution de la longueur laminaire en fonction du nombre de Reynolds dans le cas particulier où $L=46\text{cm}$, $D=15\text{cm}$ et $D_i=2,5\text{cm}$ est présenté sur la figure C1.

Dans les cas où le nombre de Reynolds est situé entre 1000 et 3000, il convient donc de retenir l'expression de jet à « condition initiale laminaire » ou « semi-turbulent » plutôt que « jet laminaire » uniquement. De plus, un jet laminaire, en fonction des perturbations extérieures qu'il subit, peut générer une transition prématurée vers un écoulement turbulent (Caminat, 1999). Boguslawski (1979) indique également qu'au dessus d'un nombre de Reynolds de 1000, le jet peut être qualifié de turbulent.

Dans la structure d'un jet laminaire, intervient comme pour les écoulements turbulents la notion de cône à potentiel. Cependant l'existence de ce dernier n'est possible que lorsque les conditions initiales permettent la génération d'un profil de vitesse moyenne axiale uniforme dans le plan de sortie. Ainsi, le cône à potentiel est défini comme étant la zone, proche de la sortie, dans laquelle une vitesse uniforme est observée. Des méthodes graphiques sont souvent utilisées pour obtenir avec une plus grande précision la largeur du cône à potentiel (Rankin, 1978). Contrairement au cas turbulent où le cône à potentiel est décrit par une vitesse axiale moyenne uniforme et égale à la condition de sortie, dans le cas laminaire l'augmentation de la vitesse longitudinale sur l'axe dès la sortie de l'injecteur (Akaike, 1988) ne permet pas d'appliquer le même critère.

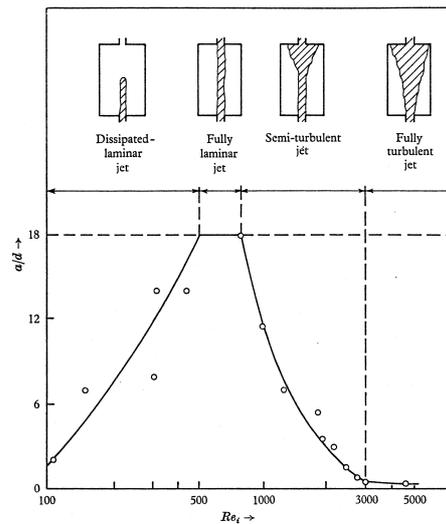


Figure C1 : évolution de la longueur laminaire en fonction du nombre de Reynolds. Points expérimentaux (o) (K.J. McNaughton, 1966)

Dans le cas d'un jet issu d'une conduite cylindrique, générant donc un profil initial non uniforme, on parlera ne pas de cône à potentiel, et l'observation de l'évolution sur l'axe de la vitesse moyenne longitudinale montre souvent une décroissance dès les premiers millimètres d'exploration (Akaike 1988, Rankin 1983).

Cette zone de développement initial de jet a fait l'objet de nombreuses études expérimentales car les expressions analytiques établies par Schlichting (1979) notamment, ne donnent de bons résultats (bon accord avec l'expérience) que pour des zones lointaines où l'écoulement est complètement développé. Rankin (1983) montre ainsi que, dans le cas d'un jet issu d'une conduite cylindrique, les premiers profils transversaux de vitesse axiale moyenne sont en bon accord avec un profil théorique parabolique (typique de l'écoulement laminaire de conduite) puis lorsque l'on s'éloigne du plan de sortie ceux-ci se rapprochent des résultats théoriques de Schlichting.

Les auteurs, afin de mettre en évidence une similitude des écoulements, proposent souvent des grandeurs d'évolution rendues sans dimension comme celle ci-dessous :

$$X_c = \frac{x}{D_i} \frac{1}{Re_c}$$

avec $Re_c = \frac{u_{\max} D_i}{\nu}$ où u_{\max} représente la vitesse maximale du jet en sortie de l'injecteur

Cette coordonnée axiale rendue sans dimension, utilisée par Rankin et obtenue lors des études analytiques faisant intervenir des hypothèses de couche limite, permet de mettre en évidence une bonne superposition des profils transversaux issus d'écoulements à différents nombres de

Reynolds. Ceci indique donc qu'il s'agit d'un paramètre caractérisant correctement le développement de ces jets dans la zone proche. Les conditions d'écoulement complètement développé sont souvent atteintes autour d'une valeur de X_c égale à 0,018.

Grandeurs caractéristiques	Jet axisymétrique laminaire
Fonction de courant ψ et définitions	$\psi = v_x \frac{\xi_{ip}^2}{1 + \frac{1}{4} \xi_{ip}^2}$
	avec :
	$\xi_{ip} = \left(\frac{3}{16\pi} \right)^{1/2} \frac{J_0^{1/2}}{v} \frac{y}{x}$ coordonnée adimensionnée
	$J_0 = 2\pi \int_0^{\infty} U^2 r dr = \text{constant}$
	flux de quantité de mouvement axial
Vitesse longitudinale sur l'axe u_{CL}	$\frac{3}{8\pi} \frac{J_0}{v_x}$
Vitesse longitudinale u	$\frac{3}{8\pi} \frac{J_0}{v_x} \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{4} \xi_{ip}^2\right)^2}$
Vitesse transversale v	$\frac{1}{4} \left(\frac{3}{8} \right)^{1/2} \frac{J_0^{1/2}}{x} \frac{\xi_{ip} - \frac{1}{4} \xi_{ip}^3}{\left(1 + \frac{1}{4} \xi_{ip}^2\right)^2}$
Demi largeur $Y_{0,5}$	$5,269 \left(\frac{v^2}{J_0} \right)^{1/2} x$
Débit volumique Q	$8\pi v_x$
Nombre de Reynolds Re	$0,6289 \frac{J_0^{1/2}}{v}$

Tableaux C1 : Expressions des évolutions axiales et transversales de différentes grandeurs moyennes dans le cas d'un écoulement laminaire (Blevins)

Dans le cas complètement laminaire, l'écoulement axisymétrique peut être évalué à partir des équations de Navier-Stokes en utilisant les approximations de couche limite (Schlichting, 1979). Les expressions sont établies en employant la fonction de courant $\psi(x,y)$ qui en coordonnées cylindriques s'écrit :

$$u = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} ; v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$$

ψ satisfait également l'équation de conservation de la masse. Une hypothèse supplémentaire est faite sur la conservation du flux de quantité de mouvement axial. Associée aux

approximations de la couche limite, ces simplifications sont acceptables à des distances axiales importantes (Rankin, 1983) et représente donc le principal point faible de cette analyse pour la prévision de l'écoulement en champ proche.

Les résultats regroupés par Blevins sont reportés dans le tableau C1. On remarque que ces solutions possèdent une singularité en $x=y=0$. Afin d'établir une interprétation physique à ces expressions, il est nécessaire de décaler cette singularité vers une origine virtuelle (non physique). Pour cela, on peut par exemple utiliser la formulation du débit $Q=8\pi\nu x$. Ainsi, pour un débit Q_0 établi dans le plan de sortie du jet, l'on aura :

$$Q_0 = 8\pi\nu x_0 \Leftrightarrow x_0 = Q_0/8\pi\nu$$

D'autres modèles à « origine virtuelle » faisant intervenir des solutions exactes ont été proposés par des auteurs tels Landau, Squire et Morton (Rankin, 1983). Cependant, celui de Schlichting par sa simplicité reste le plus utilisé.

Jets turbulents

Le comportement des jets turbulents est un sujet d'étude qui a été largement abordé dans la littérature et qui reste encore aujourd'hui le thème principal de nombreux travaux. En effet, la turbulence étant un phénomène complexe et instationnaire difficile à modéliser, des études expérimentales et numériques sont toujours en cours. Cependant, la structure générale d'un jet turbulent et l'effet des différentes échelles de la turbulence sur les phénomènes d'entraînement et de développement de l'écoulement sont maintenant mieux connus. Nous allons nous attacher dans ce paragraphe à décrire de façon générale les principales caractéristiques d'un jet turbulent.

La structure d'un jet turbulent peut se décomposer en trois régions : le cône à potentiel, la région de transition et le jet complètement développé (voir figure C2). La région initiale (cône à potentiel) d'une longueur x_p a pour caractéristique une vitesse axiale constante et égale à la vitesse de sortie de l'injecteur (dans le cas d'un profil uniforme de sortie). Cette région conique est limitée sur ses bords par une couche de mélange avec le fluide extérieur au repos. Sur la nature même de la couche de mélange, Rajaratnam (1976) indique que celle-ci devient turbulente très près de la sortie du jet.

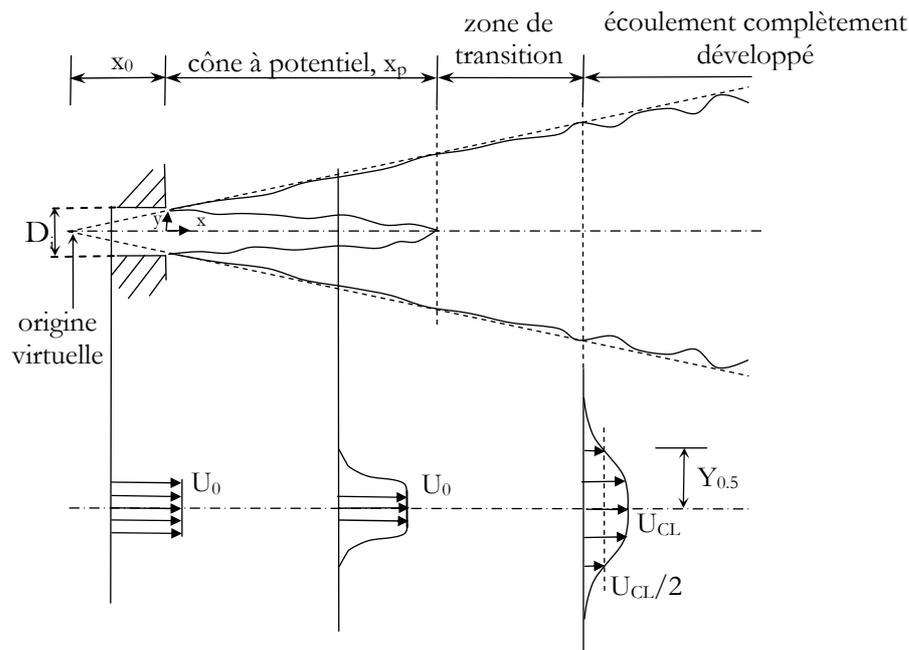


Figure C2: Schéma de développement d'un jet turbulent

L'extrémité du cône à potentiel est caractérisée par la couche de mélange qui occupe la totalité de la section de l'écoulement. Ceci est mis en évidence, lors de l'exploration sur l'axe de l'intensité de turbulence relative, par une augmentation significative du niveau mesuré. L'intensité de turbulence relative s'écrivant :

$$I/I_0 = \left(\sqrt{u_{CL}^2} / U_{CL} \right) / \left(\sqrt{u_{CL,0}^2} / U_{CL,0} \right)$$

Avec U_{CL} la vitesse longitudinale sur l'axe du jet et $U_{CL,0}$, la valeur de U_{CL} à la sortie du jet.

Cette augmentation apparaît pour une valeur de l'abscisse située entre $4D_i$ et $9D_i$ (Boguslawski, 1979) ce qui est conforme avec la valeur expérimentale de $x_p=5D_i$ fournie par Crow (1971) ou la valeur numérique de $8D_i$ obtenue par Takeuchi (1999). On peut noter ici que dans le cas d'un jet issu d'une conduite longue, ne possédant donc pas un profil initial uniforme (comme dans l'étude de Boguslawski), on ne peut pas parler de cône à potentiel au sens strict de sa définition. Cependant la « diffusion » de la couche de mélange turbulente sur la totalité de la section de l'écoulement permet de mettre en évidence une distance axiale ayant la même signification physique que la longueur du cône à potentiel. C'est-à-dire d'indiquer la distance à partir de laquelle l'écoulement possède un caractère turbulent sur toute sa section.

Dans la région complètement développée du jet, à chaque section, la vitesse longitudinale décroît continuellement depuis une valeur maximale U_{CL} sur l'axe jusqu'à zéro pour une grande valeur de y . Intervient ici la notion d'auto-similarité pour laquelle Hinze (1975) donne la définition suivante. L'auto-similarité apparaît dans des écoulements instationnaires en décroissance lorsque pour un nombre de Reynolds fixé, la structure atteint la similarité. C'est-à-dire qu'une échelle de vitesse et une échelle de longueur sont suffisantes (similarité complète ou parfaite) pour rendre identiques les distributions de vitesse réduite en fonction des coordonnées réduites. Ainsi, Rajaratnam (1976) présente des résultats de vitesse dans cette zone lointaine pour lesquels, en rendant sans dimension la vitesse axiale par la vitesse sur l'axe U_{CL} et la coordonnée transversale par la demi-largeur du jet $Y_{0.5}$ (abscisse du profil de vitesse à laquelle la vitesse est égale à la moitié de celle observée sur l'axe), les profils se superposent parfaitement.

La localisation de cette zone auto-similaire dans les jets turbulents a été largement abordée par les auteurs et notamment par Wygnanski (1969) qui propose des valeurs suite à une exploration axiale expérimentale du jet atteignant $100D_i$. De plus, celui-ci étudie non seulement l'évolution de la vitesse moyenne longitudinale U mais également celle des fluctuations de vitesse axiale et transversale. Ainsi, si la vitesse moyenne et les fluctuations axiales deviennent auto-similaires pour des abscisses respectivement de $x/D_i=20$ et $x/D_i=40$, les fluctuations transversales n'obtiennent un comportement auto-similaire que pour $x/D_i=70$. C'est cette dernière valeur que Wygnanski indique comme étant la véritable position d'apparition de l'écoulement auto-similaire.

Les jets turbulents (ainsi que les jets laminaires) sont caractérisés par le taux d'entraînement du fluide périphérique par l'écoulement principal. Celui-ci est également responsable de l'épanouissement (basé sur la vitesse). Ainsi, Boguslawski (1979), à partir de profils expérimentaux met en évidence un taux d'entraînement local. En effet, si \dot{m}_0 est le débit massique initial et $\dot{m}_e = \dot{m}_x - \dot{m}_0$ le débit massique entraîné, avec \dot{m}_x le débit massique à l'abscisse x , l'intégration des profils expérimentaux permet alors d'écrire la relation linéaire suivante pour le champ proche ($1 < x/D_i < 12$) :

$$\frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_0} = 0,183 \cdot \frac{x}{D_i}$$

Ce qui permet d'établir le taux d'entraînement local C :

$$C = d \cdot \frac{1}{\dot{m}_0} \left(\frac{dm}{dx} \right) = \text{cste} = 0,183$$

Le même auteur calcule également le taux d'épanouissement sur la vitesse de l'écoulement dans la zone développée à partir des expressions analytiques de Hinze (1975) et trouve une valeur classiquement observée :

$$\frac{Y_{0.5}}{x + x_0} = 0,080$$

Il s'agit d'une valeur convenant à un écoulement ayant un comportement auto-similaire pour lequel les mécanismes d'entraînement ont été également examinés. Ainsi Dahm (1987) montre que ce sont essentiellement les grandes échelles de la turbulence qui sont à l'origine du phénomène d'entraînement dans la zone lointaine.

Comme pour les écoulements laminaires, des expressions ont été proposées afin d'évaluer les solutions exactes des jets turbulents. Dans ce cas, elles sont obtenues à partir des équations de Navier-Stokes moyennées :

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(vr \frac{\partial U}{\partial r} - r \overline{u'v'} \right)$$

où la décomposition de Reynolds est utilisée avec U la composante moyenne et u'(t), qui représente les fluctuations de vitesse autour de la valeur moyenne. Il en est de même pour V.

Les caractéristiques des jets turbulents données dans le tableau suivant (tableau C2) sont les propriétés moyennes basées sur des formes théoriques pour lesquelles les coefficients ont été obtenus expérimentalement. Il s'agit pour l'essentiel des expressions établies par Abramovich (1963), Hinze (1975) et Rajaratnam (1976).

Les expressions des évolutions transversales ne sont valables que dans l'écoulement complètement développé.

Grandeurs caractéristiques	Jet axisymétrique turbulent
Longueur du cône à potentiel x_p	$5D_i$
Vitesse longitudinale sur l'axe U_{CL}	$6 \frac{D}{x} U_{i,0}$
Vitesse longitudinale U	$U_{CL} e^{-94 \left(\frac{y}{x} \right)^2}$
Demi largeur $Y_{0.5}$	$0,086 x$
Débit volumique Q	$0,32 \frac{x}{D_i} Q_{i,0}$

Tableau C2 : Expressions des évolutions axiales et transversales de différentes grandeurs moyennes dans le cas d'un écoulement turbulent (Blevins)

Jets coaxiaux turbulents

Les jets coaxiaux turbulents ont une structure complexe qui peut varier suivant les configurations initiales. Ainsi, le développement d'un jet dans un écoulement coaxial est fortement dépendant du rapport de vitesses entre l'écoulement environnant et le jet central λ ($=U_c/U_e$). Lorsque la vitesse du jet central est prépondérante par rapport à celle de l'écoulement extérieur, le développement se rapproche de celui d'un jet seul, alors que dans le cas contraire l'écoulement est traité comme un écoulement de sillage. Les deux cas limites, jet seul et jet annulaire ($\lambda=0$ et $\lambda\rightarrow\infty$), ont été présentés en détail dans l'étude de Warda (1999). Lorsque $\lambda=1$, Champagne (1971) montre que les couches limites générées par les conduites disparaissent rapidement et l'écoulement possède alors un cône à potentiel unique. Le jet peut être alors assimilé à un jet unique.

Comme pour les jets seuls, les jets coaxiaux possèdent une zone d'écoulement complètement développée loin à l'aval pour laquelle on observe une autosimilarité. Ainsi, Antonia et Bilger (1973) indiquent que pour un rapport $\lambda < 1$ (jet central dominant), la similarité est atteinte pour les profils transversaux de vitesse moyenne axiale en $x/D_i=38$. De même que pour le jet unique, l'autosimilarité sur le champ turbulent intervient plus loin en aval. Champagne (1971) propose une autosimilarité sur les profils d'intensité de turbulence en $x/D_i \cong 60$.

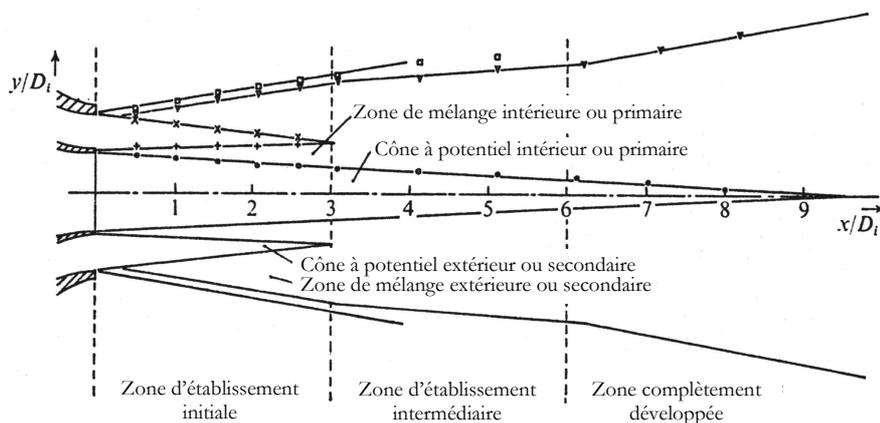


Figure C3 : Structure de la zone proche de jets coaxiaux (Ko, 1976)

La zone la plus complexe d'un jet coaxial reste cependant sa zone de développement initiale. En effet, elle est constituée de deux cônes à potentiel séparés par une zone de mélange annulaire et d'une autre zone de mélange située entre le jet extérieur et le fluide environnant (au repos). La largeur des cônes décroît plus ou moins linéairement avec la distance axiale et la fin du cône est définie lorsque les régions de mélange annulaires se rejoignent. L'écoulement est alors complètement turbulent et se développe vers l'aval jusqu'à ce que le jet devienne identique à un jet libre unique axisymétrique. Ko (1976) propose un découpage de la zone de développement en plusieurs parties pour des jets coaxiaux dont le rapport λ est inférieur à 1 (voir figure C3).

Ainsi, la première zone rencontrée lors de l'exploration axiale de l'écoulement, est la zone d'établissement initiale limitée par l'extrémité du cône à potentiel externe. Puis, suit une zone appelée zone d'établissement intermédiaire dans laquelle se situe le cône à potentiel central. C'est dans cette partie que s'effectue la jonction entre les deux zones de mélange (intérieure et extérieure). La longueur de cette région est d'environ deux ou trois diamètres D_i . Enfin, la zone complètement établie est située juste à l'aval et se place avant l'écoulement complètement développé. Warda (2001) indique également que les frontières entre ces différentes zones ne sont pas clairement marquées mais séparées en réalité par des zones de transition.

Les influences d'un écoulement extérieur sur le développement d'un jet sont nombreuses. On note essentiellement une augmentation de la longueur du cône à potentiel ($\lambda < 1$) que Champagne (1971) explique par une réduction du cisaillement entre le jet central et l'environnement, influençant le développement de la couche de mélange et l'entraînement. Ses travaux mettent également en évidence l'importance du rapport entre les surfaces débitantes initiales particulièrement mis en valeur lorsque λ est supérieur à 1.

Les évolutions axiales de la vitesse moyenne longitudinale et de la demi-largeur $Y_{0.5}$ bien qu'étant insensibles aux conditions initiales loin à l'aval (Champagne, 1971) présentent des modifications dans le champ proche. Champagne montre qu'une évolution asymptotique est atteinte, quel que soit le cas considéré, en $(x-x_0)/D_e > 11$ pour la vitesse longitudinale et $(x-x_0)/D_e > 8$ pour la demi-largeur (x_0 : abscisse de l'origine virtuelle). Cependant, le dispositif expérimental de Champagne génère des jets dont le nombre de Reynolds est élevé (24000) et cette indépendance au rapport des vitesses des caractéristiques du jet ne semble pas être observée pour des conditions turbulentes moins sévères (Warda, 2001).

On note également dans l'étude de Warda (2001) que, du point de vue de la configuration initiale des vitesses, le rapport λ n'est pas le seul paramètre qui va influencer le développement de l'écoulement. En effet, les valeurs absolues des vitesses moyennes axiales en sortie vont jouer un rôle dans le processus d'établissement du jet. Ainsi, Warda, pour une même valeur de λ ($=0.5$) mais des valeurs de $U_{i,0}$ et $U_{e,0}$ variant respectivement de 20 à 10m/s et de 10 à 5m/s, montre que lorsque la valeur absolue des vitesses moyennes diminue, la décroissance sur l'axe de la vitesse U ainsi que l'épanouissement sont plus importants. Selon Warda ce comportement est dû au développement de la couche de mélange dont le processus de génération de la turbulence varie suivant la différence de vitesse entre les deux écoulements.

Grandeurs caractéristiques	Jet axisymétrique avec « coflow »
Longueur du cône à potentiel x_p	$\left(5 + 12 \frac{U_e}{U_{i,0}} \right) D_i$
Vitesse longitudinale sur l'axe $U_{CL} - U_e$	$6 \frac{D_i}{x} \left(U_{i,0} (U_{i,0} - U_e) \right)^{1/2}$
Vitesse longitudinale $\frac{U - U_e}{U_{CL} - U_e}$	$e^{-0,693(y/Y_{0.5})^2}$
Demi largeur $Y_{0.5}$	$\frac{D_i}{2} \left(\frac{x}{x_p} \right)^{1-U_e/U_{i,0}}$

Tableau C2 : Expression des évolutions axiales et transversales de différentes grandeurs moyennes dans le cas d'un écoulement coaxial (Blevins)

Comme pour le jet seul, quelques expressions ont été établies afin de prévoir le développement de l'écoulement. Celles présentées dans le tableau C2 ont été regroupées et adaptées par Blevins (1984) pour des jets turbulents. Ces formulations théoriques faisant l'hypothèse d'un écoulement extérieur possédant un profil uniforme, il est difficile de les utiliser dans des configurations où celle-ci n'est pas vérifiée.

C2 Les jets à masse volumique variable

La plupart des études consacrées à l'examen des effets de flottabilité sur des jets considèrent plus particulièrement des cas turbulents. C'est la raison pour laquelle nous n'aborderons ici que cette configuration.

Les effets de masse volumique variable peuvent être générés soit par le mélange de deux gaz de masse volumique initialement différente (jets coaxiaux H₂-O₂), soit par le mélange de fluides pour lesquelles la différence de température assurera l'écart de densité (flamme). La force exercée par ces effets peut être caractérisée par le rapport de densité $R\rho = \rho_c / \rho_0$ entre les masses volumiques du gaz environnant et du jet central. Comme les jets verticaux sont soumis à la gravité, il est utile de savoir quand ces effets de flottabilité seront non négligeables. Ceci est quantifié par le nombre de Froude, qui lorsqu'il est important, signifie que la flottabilité n'interviendra qu'à une grande distance axiale.

Le nombre de Froude exprime le rapport entre les forces d'inertie et celles dues à la gravité. Il s'exprime souvent par l'expression $Fr = U^2 / gl$. Dans le cas des écoulements à masse volumique variable, il peut également s'écrire à partir du flux de quantité de mouvement en sortie du jet et des forces de flottabilité :

$$J = 2\pi \int_0^{\infty} \rho U (U - U_c) y dy \quad (\text{Flux de quantité de mouvement})$$

$$W = 2\pi g \int_0^{\infty} (\rho_c - \rho) U y dy \quad (\text{Puissance des forces de flottabilité})$$

on obtient alors :

$$Fr = \frac{J_{i,0} U_{i,0}}{W_{i,0} D_i} = U_{i,0}^2 \frac{1}{g D_i} \frac{\rho_{i,0}}{\rho_c - \rho_{i,0}}$$

On peut noter que certains auteurs utilisent une autre grandeur rendue sans dimension qui est le nombre de Richardson (Becker, 1978) quantifiant également les effets d'inertie par rapport aux effets de flottabilité. Celui-ci s'écrit :

$$Ri_s = \frac{g d_s}{U_{i,0}^2}$$

Avec d_s le diamètre source équivalent :

$$d_s = \left(\frac{\rho_{i,0}}{\rho_c} \right)^{1/2} D_i$$

On appelle « jet flottable » un jet dont les forces de flottabilité, proportionnelle à $(\rho_c - \rho_0)$, agissent dans le sens de la vitesse à la sortie de l'injecteur. Lorsque ces forces agissent dans le sens contraire ($\rho_0 > \rho_c$), l'écoulement est qualifié de « jet négativement flottable » (negative buoyant jet). Si les effets de flottabilité sont négligeables, le jet est alors appelé « jet pur ». Le cas limite est celui où l'écoulement est complètement dominé par les forces de flottabilité, on l'appelle panache simple (pure plume). Trois régions peuvent être observées dans un jet flottable turbulent. Une première zone proche de l'injection est dominée par la quantité de mouvement (si le nombre de Froude est suffisamment important). Très en aval ce sont les forces de flottabilité qui fixent l'évolution du jet qui tend vers un panache. Entre ces deux zones existe une région intermédiaire dans laquelle les forces d'inertie deviennent faibles par rapport aux forces de flottabilité. Le schéma suivant montre les trois cas de jets verticaux dirigés vers le haut que l'on peut rencontrer (Chen et Rodi, 1980).

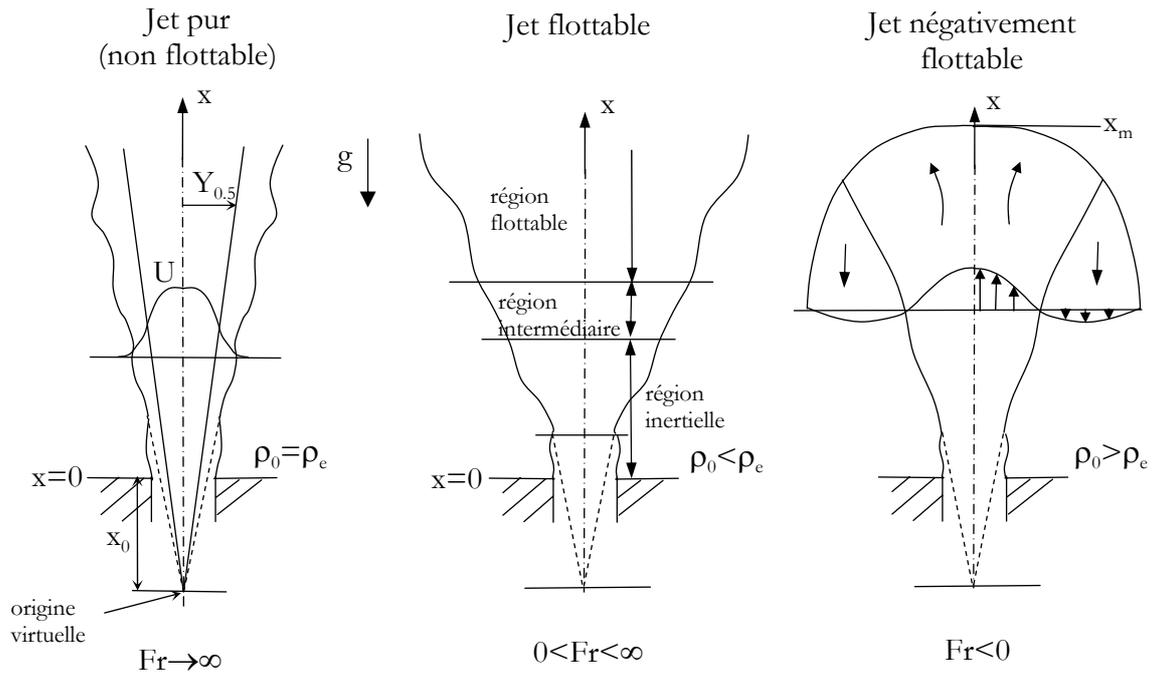


Figure C4 : schéma des différents cas de jets verticaux ascendants rencontrés

Chen et Rodi (1980), afin de localiser ces différentes régions, ont défini un paramètre sans dimension proportionnel au nombre de Froude et au rapport des densités initiales :

$$\hat{x} = Fr^{1/2} \left(\frac{\rho_{i,0}}{\rho_e} \right)^{-1/4} \frac{x}{D_i}$$

Ils trouvent ainsi, à partir de résultats expérimentaux de jets verticaux ascendants, que la flottabilité devient non négligeable à partir de $\hat{x} = 0,5$ et à une distance axiale :

$$\frac{x_b}{D_i} = Fr^{1/2} \left(\frac{\rho_{i,0}}{\rho_e} \right)^{1/4} \hat{x}$$

De même, Becker et Yamazaki (1978) ont établi un critère pour lequel les effets de flottabilité peuvent être quantifiés. Le paramètre formulé par les auteurs est un nombre sans dimension relié au nombre de Richardson initial (source) par :

$$\xi = Ri_s^{1/3} \frac{x}{d_s}$$

Les forces de flottabilité deviennent alors non négligeables pour $\xi > 1$.

Dans le cas des jets négativement flottables, l'on s'intéresse plus particulièrement à la hauteur à laquelle l'écoulement va s'inverser (changement de direction). Il existe assez peu d'études sur les jets négativement flottables, cependant dans le travail expérimental réalisé par Turner (1966), il est proposé une expression pour évaluer cette hauteur x_m :

$$x_m \cong \frac{\pi}{2^{1/2}} |Fr|^{1/2} D_i$$

Les formulations théoriques sont peu nombreuses lorsque l'on considère deux écoulements concentriques à masse volumique variable. Cependant, on peut noter que certains auteurs ont proposé quelques études sur le sujet en utilisant des lois de similarité (Sautet, 1992). Ces études font intervenir une grandeur appelée diamètre effectif d_{eff} , représentant le diamètre du tube nécessaire pour que les flux de masse et de quantité de mouvement soient les mêmes entre l'écoulement soumis aux effets de flottabilité et un jet à masse volumique constante.

$$d_{\text{eff}} = d \sqrt{\frac{\rho_{i,0}}{\rho_{\text{eff}}}}$$

et la masse volumique efficace :

$$\rho_{\text{eff}} = \frac{\int_0^{\infty} \bar{\rho} U(U - U_e) d(r^2)}{\int_0^{\infty} U(U - U_e) d(r^2)}$$

Sautet (1992) propose une estimation de la masse volumique efficace basée sur la similarité de fraction de mélange :

$$\rho_{\text{eff}} \cong \frac{1}{5} \rho_e + \frac{4}{5} \rho_{\text{CL}}$$

Ainsi, pour l'évolution axiale et transversale de la vitesse longitudinale, le comportement auto-similaire de l'écoulement permet d'établir les lois suivantes :

$$\frac{U(x, r) - U_e}{U_{\text{CL}} - U_e} = e^{-\frac{y^2}{g^2(x)}}$$

$$\frac{U_{i,0}}{\sqrt{U_{\text{CL}}^2 - U_e^2}} \sqrt{\frac{\rho_{i,0}}{\rho_{\text{eff}}}} = \frac{\sqrt{2}g(x)}{D_i \sqrt{1-\lambda}}$$

Avec $g(x) = a(x - x_0)$ où x_0 est l'abscisse de l'origine fictive de la similarité (abscisse de l'asymptote verticale de la loi d'évolution hyperbolique) et « a » en est la pente. Ainsi, sous cette forme on est ramené à une autosimilarité à densité constante (loi gaussienne).

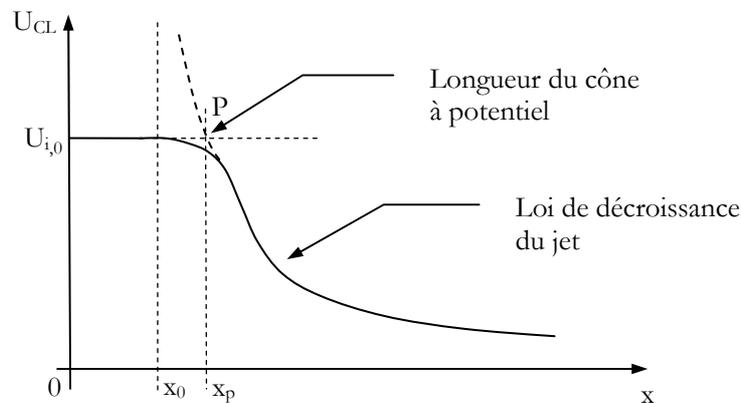


Figure C5 : Schéma de décroissance de la vitesse longitudinale sur l'axe

La limite du cône à potentiel est matérialisée par le point P (Sautet, 1992) qui est l'intersection entre la loi hyperbolique de décroissance et la valeur initiale de la vitesse sur l'axe $U_{CL}=U_{i,0}$. Ainsi, l'étude expérimentale de Sautet (1992) appliquée aux équations précédentes fournit une expression de la longueur du cône à potentiel :

$$\frac{x_p}{D_i} \cong 5,4 \sqrt{\frac{\rho_{i,0}}{\rho_e}}$$

De même, il est possible d'avoir accès à la longueur x_0 dont la signification physique est mal définie :

$$\frac{x_0}{D_i} \cong -6,5 + 5,4 \sqrt{\frac{\rho_{i,0}}{\rho_e}}$$

Les expressions définies ici ont la particularité d'être calibrées sur un écoulement dont la configuration géométrique est celle d'un jet ascendant.

Annexe D : Visualisation des coupes de microbilles

Afin de mettre en évidence un scénario de refroidissement, nous avons tenté d'accéder à des coupes de microbilles. Elles ont été obtenues au CEA par une technique de rectification des billes figées dans un bain de résine, puis une visualisation par microscopie électronique à balayage (MEB). Celles-ci ne font apparaître aucun vide à l'intérieur des particules solidifiées. Il ne peut donc s'agir d'un refroidissement en coquille.

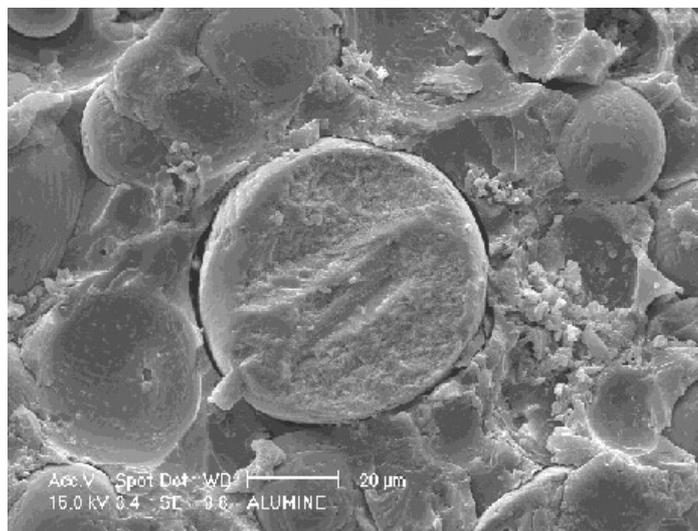


Figure D1 : coupe de microbilles (MEB)

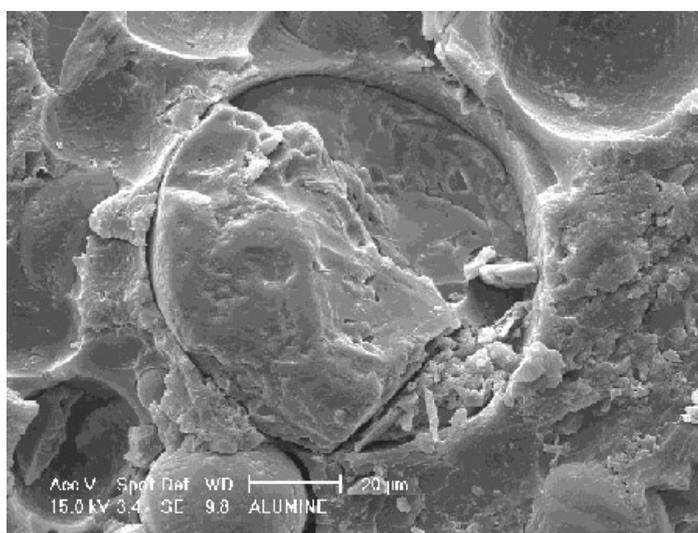


Figure D2 : coupe de microbilles

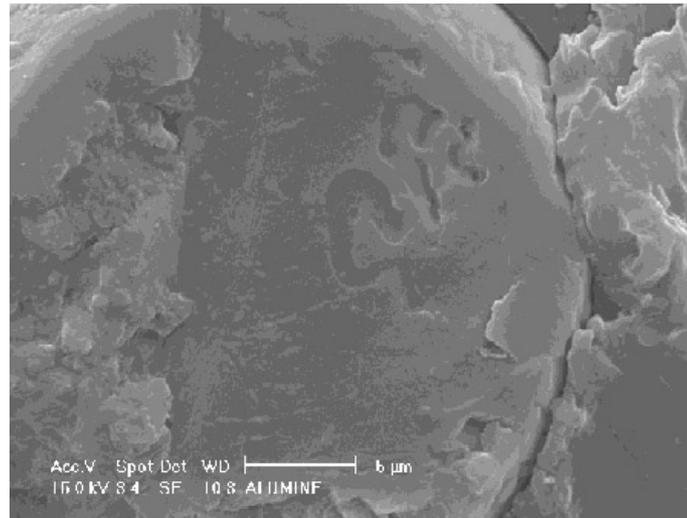


Figure D3 : coupe de microbilles

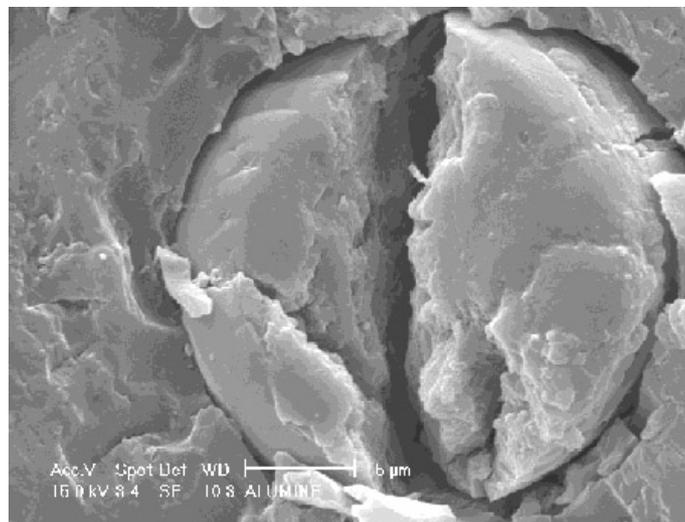


Figure D4 : coupe de microbilles

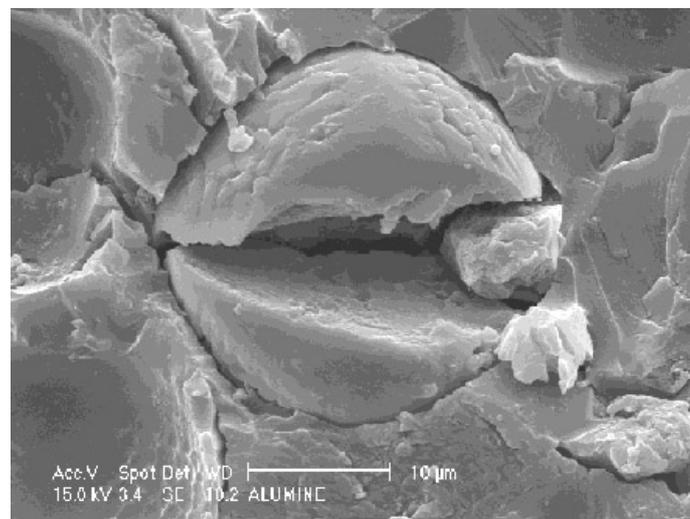


Figure D5 : coupe de microbilles