



HAL
open science

CONTRIBUTION EXPÉRIMENTALE À L'ÉTUDE DES CARACTÉRISTIQUES INSTATIONNAIRES DES ÉCOULEMENTS TURBULENTS RÉACTIFS PRÉMÉLANGÉS STABILISÉS EN AVAL D'UN ÉLARGISSEMENT BRUSQUE SYMÉTRIQUE

Phuc Danh Nguyen

► **To cite this version:**

Phuc Danh Nguyen. CONTRIBUTION EXPÉRIMENTALE À L'ÉTUDE DES CARACTÉRISTIQUES INSTATIONNAIRES DES ÉCOULEMENTS TURBULENTS RÉACTIFS PRÉMÉLANGÉS STABILISÉS EN AVAL D'UN ÉLARGISSEMENT BRUSQUE SYMÉTRIQUE. Milieux fluides et réactifs. Université de Poitiers, 2003. Français. NNT : . tel-03760256

HAL Id: tel-03760256

<https://theses.hal.science/tel-03760256>

Submitted on 25 Aug 2022

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

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

THÈSE

**pour l'obtention du Grade de
Docteur de l'Université de Poitiers**

ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE de MÉCANIQUE et d'AÉROTECHNIQUE
et
FACULTÉ des SCIENCES FONDAMENTALES et APPLIQUÉES

(Diplôme National - Arrêté du 25 Avril 2002)

École Doctorale : Sciences pour l'Ingénieur

Secteur de Recherche : Énergie, Thermique, Combustion

Présentée par :

Phuc Danh NGUYEN

**CONTRIBUTION EXPÉRIMENTALE À L'ÉTUDE DES
CARACTÉRISTIQUES INSTATIONNAIRES DES
ÉCOULEMENTS TURBULENTS RÉACTIFS PRÉMÉLANGÉS
STABILISÉS EN AVAL D'UN ÉLARGISSEMENT BRUSQUE
SYMÉTRIQUE**

Directeur de Thèse : Pascal BRUEL

Soutenue le 02 Décembre 2003 devant la Commission d'Examen

- Jury -

M. Pascal BRUEL, Chargé de Recherche CNRS, LCD, Poitiers

M. Michel CHAMPION, Directeur de Recherche CNRS, LCD, Poitiers (Président)

M. Pierre GAJAN, Ingénieur de Recherche, ONERA, Toulouse (Rapporteur)

M. Bernard PONS, Ingénieur Combustion, TURBOMECA, Pau

M. Vladimir SABEL'NIKOV, Directeur de Recherche, ONERA, Palaiseau

M. Luc VERVISCH, Professeur des Universités, INSA de Rouen (Rapporteur)

*Vi phong duong doi bang phang ca,
anh hung hao kiet co rieng ai !*

Remerciements

Ce travail de thèse de doctorat a été effectué au sein du Laboratoire de Combustion et de Détonique (LCD - UPR 9028 du CNRS), dans l'équipe Combustion et Turbulence, située dans le Centre d'Etude Aérodynamique et Thermique (CEAT) de Poitiers.

J'exprime en premier lieu ma profonde gratitude au Conseil Régional du Poitou-Charentes qui a bien voulu m'octroyer la bourse doctorale.

Je remercie sincèrement Monsieur Michel CHAMPION, Directeur de Recherche au CNRS, de m'avoir accueilli au sein de ce laboratoire qu'il dirige et d'avoir accepté de juger mon travail.

J'exprime tout particulièrement mes remerciements et ma reconnaissance à Monsieur Pascal BRUEL, Chargé de Recherche au CNRS, mon directeur de thèse, qui m'a guidé et m'a apporté son aide précieuse tout au long de mon étude.

J'exprime mes remerciements à Messieurs Pierre GAJAN, Ingénieur de Recherche à l'ONERA à Toulouse et Luc VERVISCH, Professeur des Universités à l'INSA de Rouen d'avoir accepté d'être rapporteurs de thèse.

J'ai le grand plaisir de remercier messieurs Bernard PONS, Ingénieur Combustion à TURBOMECA à Pau et Vladimir SABEL'NIKOV, Directeur de Recherche à l'ONERA à Palaiseau, qui ont accepté de juger ce travail.

Mes remerciements naturels à Magali BESSON, ancienne doctorante de l'équipe, la première étudiante qui a fait des essais sur le banc d'essai ORACLES. Son travail m'a permis d'avancer de manière systématique mon étude.

Je tiens à remercier Messieurs Jean-Louis CHAMPION, Jean-Joseph DENIS et Daniel FALAISE pour leur aide technique précieuse et leur assistance indispensable.

Je tiens également à remercier Mesdames Jocelyne BARDEAU, Véronique BERTIN, Monique DUPUY et François ASTIER pour leur aide nécessaire.

Enfin, mes sentiments et remerciements aux stagiaires et thésards de l'équipe : Aurélie, Bernado, Guillaume, Massis, Katia, Khanh, Pascal, Stéphane, Thierry, Wladimir, Xavier... qui ont vécu partiellement ou entièrement avec moi dans l'équipe pendant trois années et avec qui je garde de sincères souvenirs.

Table des matières

Table des figures	xvi
Liste des tableaux	xvi
Nomenclature	xvii
1 Introduction générale	1
1.1 Contexte industriel et défis scientifiques	1
1.2 Objectifs et motivations de notre étude	3
1.2.1 Objectifs	3
1.2.2 Motivations	3
1.3 Organisation du mémoire	5
I Les outils utilisés	7
2 Dispositif expérimental et métrologie associée	9
2.1 Présentation du banc d'essai ORACLES	9
2.1.1 Constituants principaux du banc d'essai	9
2.1.2 Régulation et contrôle	13
2.1.3 Domaine de fonctionnement et composition du combustible utilisé	14
2.2 Description de la métrologie associée au banc d'essai	15
2.2.1 Mesure de vitesse par vélocimétrie Doppler laser en un ou deux points	15
2.2.2 Mesure de pression statique	19
3 Traitement des données et approche semi-déterministe	21
3.1 Rappels des caractéristiques spatiales et temporelles des écoulements turbulents	21
3.1.1 Définition des grandeurs statistiques pour un écoulement turbulent	21
3.1.2 Echelles spatiales et temporelles liées à la turbulence	22
3.2 Traitement des données et incertitudes associées	26
3.2.1 Moments statistiques d'ordre n	26
3.2.2 Corrélation croisée et corrélation en deux points	27
3.2.3 Fonction de densité de probabilité	27
3.2.4 Fonction d'auto-corrélation temporelle	28
3.2.5 Transformée de Fourier	28
3.3 Approche semi-déterministe	29
3.3.1 Séparation entre les mouvements périodiques et stochastiques	29

II	Résultats obtenus pour des écoulements réactifs de différentes puissances thermiques	35
4	Recherche des limites d'extinction pauvre	37
4.1	Situation 1 : extinction d'un flux avec deux flux d'alimentation carburés	38
4.1.1	Méthodologie	38
4.1.2	Résultats	39
4.1.3	Reproductibilité à long terme	39
4.1.4	Influence de Φ_b^{st} sur Φ_h^{ext}	40
4.2	Situation 2 : extinction d'un seul flux carburé	41
4.2.1	Méthodologie	41
4.2.2	Résultats	41
4.3	Situation 3 : extinction simultanée de deux flux	42
4.3.1	Méthodologie	42
4.3.2	Résultats	43
4.4	Situation 4 : extinction d'un flux avec influence d'un différentiel de vitesse	43
4.5	Conclusion	44
5	Influence d'une variation de débit à richesse fixée	45
5.1	Caractéristiques des écoulements moyens	46
5.1.1	Au niveau des canaux d'alimentation	46
5.1.2	Au niveau de l'élargissement brusque	49
5.1.3	Au sein de la chambre de combustion	50
5.1.4	Synthèse	53
5.2	Etudes des caractéristiques de similitude du sillage et des couches de cisaillement	54
5.2.1	Rappels théoriques	55
5.2.2	Application à notre configuration d'écoulement	60
5.2.3	Synthèse	67
5.3	Conclusion	68
6	Influence d'une variation de richesse à débit fixé	71
6.1	Caractéristiques moyennes des écoulements	73
6.1.1	Au niveau des canaux d'alimentation	73
6.1.2	Au niveau de l'élargissement brusque	77
6.1.3	Au sein de la chambre de combustion	78
6.1.4	Synthèse	85
6.2	Instationnarité du champ des vitesses de l'écoulement	85
6.2.1	Au niveau des canaux d'alimentation	90
6.2.2	Au niveau de l'élargissement brusque	95
6.2.3	Au sein de la chambre de combustion	99
6.2.4	Synthèse	102
6.3	Conclusion	109

III Résultats obtenus pour des écoulements réactifs de même puissance thermique mais présentant un gradient de richesse incident	111
7 Etude des écoulements c_1, c_2 et c_3	113
7.1 Caractéristiques moyennes de l'écoulement	115
7.1.1 Au niveau des canaux d'alimentation	115
7.1.2 Au niveau de l'élargissement brusque	116
7.1.3 Au sein de la chambre de combustion	118
7.1.4 Synthèse	119
7.2 Instationnarité du champ des vitesses de l'écoulement	119
7.2.1 Au niveau des canaux d'alimentation	122
7.2.2 Au niveau de l'élargissement brusque	126
7.2.3 Au sein de la chambre de combustion	130
7.2.4 Synthèse	130
7.3 Mesures de vitesse simultanées en deux points	138
7.4 Test <i>a priori</i> de la cohérence d'un modèle $k - \varepsilon$	146
7.5 Conclusion	148
IV Conclusion générale et perspectives	151
Bibliographie	161
ANNEXES	163
A Exemple d'interfaces utilisateurs du programme LabVIEW développé	163
B Communications présentées à partir des résultats de ce travail	165

Table des figures

1.1	<i>Combustion stabilisée par une marche : schématisation des différentes structures de l'écoulement associées à une augmentation de la richesse de l'écoulement incident (D'après Keller et al. [46]).</i>	5
2.1	<i>Banc ORACLES : représentation schématique.</i>	9
2.2	<i>Banc ORACLES : vue d'ensemble.</i>	10
2.3	<i>Banc ORACLES : vue rapprochée de la jonction entre les canaux d'alimentation et la chambre de combustion.</i>	10
2.4	<i>Banc ORACLES : chambres de mélange, de tranquillisation et convergents. . .</i>	11
2.5	<i>Banc ORACLES : canaux d'alimentation (gauche), détail de leur section (milieu) et jonction entre les canaux et le foyer (droite).</i>	12
2.6	<i>Banc ORACLES : chambre de combustion.</i>	13
2.7	<i>Banc ORACLES : dimensions caractéristiques au niveau de l'élargissement brusque.</i>	13
2.8	<i>Banc ORACLES : système d'évacuation.</i>	14
2.9	<i>Principe de la vélocimétrie Doppler laser.</i>	16
2.10	<i>Schématisation de la mesure simultanée en deux points d'une composante de la vitesse avec deux têtes laser utilisées en mode rétro-diffusif.</i>	19
3.1	<i>Écoulement turbulent "idéal" : densité spectrale d'énergie en fonction de nombres d'onde.</i>	23
3.2	<i>Illustration de la procédure de la décomposition triple à partir d'un signal de vitesse aléatoire.</i>	30
3.3	<i>Écoulement c_1, illustration de la mise en oeuvre de la procédure de décomposition triple du signal de vitesse longitudinale en $(x = 2h, y = 1, 51h)$. Densité spectrale d'énergie et fonction d'auto-corrélation associées pour : (a) et (b) la fluctuation totale; (c) et (d) la fluctuation périodique; (e) et (f) la fluctuation stochastique.</i>	32
3.4	<i>Écoulement c_1 : évolution de la moyenne de phase et de l'écart type de la fluctuation stochastique de la vitesse longitudinale contre angle de phase sur un cycle complet (Figs. a et b) et en fonction du nombre de cycles à un angle de phase de 180° (Figs. c et d) à deux points $(x = -5h, y = 2, 86h)$ et $(x = 1h, y = 2, 86h)$.</i>	33
4.1	<i>Schématisation et visualisation en lumière directe des écoulements réactifs se développant au sein de la chambre de combustion du banc d'essai ORACLES. .</i>	37

4.2	<i>Type d'extinction en Situation 1.</i>	38
4.3	<i>Type d'extinction en Situation 2.</i>	41
4.4	<i>Type d'extinction en Situation 3.</i>	42
5.1	<i>Écoulements inertes et réactifs : profils transversaux de la vitesse moyenne longitudinale normée par la vitesse sur l'axe des canaux, obtenus à $x = -5h$, $Y=0$ correspond à la position de la paroi (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{u} = \pm 4\%$).</i>	48
5.2	<i>Écoulements inertes et réactifs à $x = -5h$: profils des fluctuations de la vitesse longitudinale adimensionnées par la vitesse débitante ; $y^* = 0$ et $y^* = 1$ correspondent respectivement aux parois inférieure et supérieure du canal considéré (erreur aléatoire relative maximale sur $\overline{u'^2} = \pm 10\%$).</i>	49
5.3	<i>Écoulements inertes et réactifs en $x = 0$: profils de la vitesse moyenne longitudinale et de la fluctuation moyenne associée adimensionnées par la vitesse débitante (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{u} = \pm 3\%$, $\overline{u'^2} = \pm 11\%$).</i>	50
5.4	<i>Structure moyenne pour les écoulements inertes et réactifs obtenue sur le banc d'essai ORACLES.</i>	51
5.5	<i>Écoulements dans le foyer : profils de la vitesse moyenne de la composante longitudinale adimensionnée par la vitesse débitante pour les écoulements inertes et réactifs considérés (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{u} = \pm 3\%$).</i>	53
5.6	<i>Écoulements dans le foyer : profils de la fluctuation de la vitesse longitudinale adimensionnée par la vitesse débitante pour les écoulements inertes et réactifs considérés (erreur aléatoire relative maximale sur $\overline{u'^2} = \pm 8\%$).</i>	54
5.7	<i>a. Sillage plan, b. Couche de mélange plane.</i>	55
5.8	<i>Changement d'origine du sillage et des couches de cisaillement dans la configuration ORACLES.</i>	61
5.9	<i>Évolution longitudinale des grandeurs caractéristiques dans les sillages pour les écoulements inertes et réactifs ($\Theta_0 = 3,68 \text{ mm}$ (nc_1), $3,66 \text{ mm}$ (nh_1), $3,57 \text{ mm}$ (nm_1), $3,80 \text{ mm}$ (c_1), $3,66 \text{ mm}$ (h_1), $3,67 \text{ mm}$ (m_1)).</i>	62
5.10	<i>Distribution de la vitesse moyenne longitudinale dans les sillages pour les écoulements inertes et réactifs.</i>	63
5.11	<i>Évolution longitudinale de l'épaisseur de vorticité des couches de cisaillement pour les écoulements inertes et réactifs considérés.</i>	65
5.12	<i>Évolution longitudinale des épaisseurs de quantité de mouvement et de déplacement des couches de cisaillement pour les écoulements inertes et réactifs considérés.</i>	67
5.13	<i>Distribution de la vitesse moyenne longitudinale dans les couches de cisaillement pour les écoulements inertes.</i>	68
5.14	<i>Distribution de la vitesse moyenne longitudinale dans les couches de cisaillement pour les écoulements réactifs.</i>	69
5.15	<i>Frontières délimitant des zones de développement du sillage et des couches de cisaillement pour les écoulements inertes et réactifs étudiés.</i>	70
6.1	<i>Les régimes de combustion associés aux écoulements réactifs considérés dans ce chapitre.</i>	72

6.2	<i>Evolution longitudinale de la pression pariétale statique moyenne obtenue pour les écoulements considérés ici dans les canaux d'alimentation (erreur systématique sur $P = \pm 3$ Pa).</i>	74
6.3	<i>Profils de la vitesse moyenne des composantes longitudinales et transversales adimensionnée par la vitesse débitante, obtenus à $x = -5h$ (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{u} = \pm 4\%$, $\bar{v} = \pm 5\%$).</i>	75
6.4	<i>Profils des tensions de Reynolds $\overline{u'^2}^{1/2}$, $\overline{v'^2}^{1/2}$ et $\overline{u'v'}$ adimensionnées par U_{deb} ou U_{deb}^2, obtenus à $x = -5h$ (erreur aléatoire relative maximale sur $\overline{u'^2} = \pm 10\%$, $\overline{v'^2} = \pm 7\%$ et $\overline{u'v'} = \pm 10\%$).</i>	76
6.5	<i>Profils de la vitesse moyenne des composantes longitudinales et transversales adimensionnée par la vitesse débitante, obtenue à $x = 0$ (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{u} = \pm 3\%$, $\bar{v} = \pm 5\%$).</i>	77
6.6	<i>Profils des tensions de Reynolds $\overline{u'^2}^{1/2}$, $\overline{v'^2}^{1/2}$ et $\overline{u'v'}$ adimensionnées par U_{deb} ou U_{deb}^2, obtenus à $x = 0$ (erreur aléatoire relative maximale sur $\overline{u'^2} = \pm 11\%$, $\overline{v'^2} = \pm 8\%$ et $\overline{u'v'} = \pm 10\%$).</i>	78
6.7	<i>Écoulements dans le foyer : profils de la vitesse moyenne longitudinale adimensionnée par la vitesse débitante pour l'écoulement inerte et les écoulements réactifs considérés (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{u} = \pm 3\%$).</i>	79
6.8	<i>Écoulements dans le foyer : profils de la vitesse moyenne transversale adimensionnée par la vitesse débitante pour l'écoulement inerte et les écoulements réactifs considérés (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{v} = \pm 5\%$).</i>	80
6.9	<i>Écoulements dans le foyer : profils de la fluctuation de vitesse longitudinale adimensionnée par la vitesse débitante pour l'écoulement inerte et les écoulements réactifs considérés (erreur aléatoire relative maximale sur $\overline{u'^2} = \pm 8\%$).</i>	81
6.10	<i>Écoulements dans le foyer : profils de la fluctuation de vitesse transversale adimensionnée par la vitesse débitante pour l'écoulement inerte et les écoulements réactifs considérés (erreur aléatoire relative maximale sur $\overline{v'^2} = \pm 6\%$).</i>	82
6.11	<i>Écoulements dans le foyer : profils de la corrélation croisée $\overline{u'v'}$ adimensionnée par U_{deb}^2 pour l'écoulement inerte et les écoulements réactifs considérés (erreur aléatoire relative maximale $\overline{u'v'} = \pm 10\%$).</i>	83
6.12	<i>Écoulement $c_{1.1}$: visualisations des fronts de flamme en lumière directe ; fronts moyens (première photo en haut, à gauche, temps de pose de 1/50 s) et fronts instantanés (photos restantes, temps de pose 1/250 s).</i>	86
6.13	<i>Écoulement $c_{1.2}$: visualisations des fronts de flamme en lumière directe ; fronts moyens (première photo en haut, à gauche, temps de pose de 1/50 s) et fronts instantanés (photos restantes, temps de pose 1/500 s).</i>	86
6.14	<i>Écoulement c_1 : visualisations des fronts de flamme en lumière directe ; fronts moyens (première photo en haut, à gauche, temps de pose de 1/50 s) et fronts instantanés (photos restantes, temps de pose 1/500 s).</i>	87
6.15	<i>Écoulement $c_{1.3}$: visualisations des fronts de flamme en lumière directe ; fronts moyens (première photo en haut, à gauche, temps de pose de 1/50 s) et fronts instantanés (photos restantes, temps de pose 1/500 s).</i>	88
6.16	<i>Écoulement $c_{1.4}$: visualisations des fronts de flamme en lumière directe ; fronts moyens (première photo en haut, à gauche, temps de pose de 1/50 s) et fronts instantanés (photos restantes, temps de pose 1/500 s).</i>	89

6.17	<i>Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse longitudinale à ($x = -5h$, $y = 1,51h$) pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta f = 3,16Hz$).</i>	91
6.18	<i>Fonction de densité de probabilité de la vitesse longitudinale à ($x = -5h$, $y = 1,51h$) pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta u = 0,26m/s$).</i>	92
6.19	<i>Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse transversale à ($x = -5h$, $y = 1,51h$) pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta f = 7,72Hz$).</i>	93
6.20	<i>Profils des fluctuations de la vitesse longitudinale (totale u', stochastique u'_s et périodique u'_p) et de la contribution relative Eu'_p du mouvement cohérent périodique à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale pour les écoulements considérés, obtenus à $x = -5h$.</i>	94
6.21	<i>Profils des fluctuations de la vitesse longitudinale (totale u', stochastique u'_s et périodique u'_p) et de la contribution relative Eu'_p du mouvement cohérent périodique à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale pour les écoulements considérés, obtenus à $x = 0$.</i>	95
6.22	<i>Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse transversale à ($x = 0$, $y = 2,18h$) pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta f = 4,77Hz$).</i>	96
6.23	<i>Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse transversale à ($x = 0$, $y = 1,51h$) pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta f = 4,95Hz$).</i>	97
6.24	<i>Fonction de densité de probabilité de la vitesse transversale à ($x = 0$, $y = 1,51h$) pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta u = 0,09m/s$).</i>	98
6.25	<i>Profils des fluctuations de la vitesse transversale (totale v', stochastique v'_s et périodique v'_p) et de la contribution relative Ev'_p du mouvement cohérent périodique à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse transversale pour les écoulements considérés, obtenus à $x = 0$.</i>	99
6.26	<i>Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse longitudinale en quelques points à $x = 1h$ et à $x = 10h$ pour l'écoulement réactif $c_{1,3}$ (résolution maximale $\Delta f = 3,88Hz$).</i>	100
6.27	<i>Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse transversale en quelques points à $x = 1h$ et à $x = 10h$ pour l'écoulement réactif $c_{1,3}$ (résolution maximale $\Delta f = 4,80Hz$).</i>	101
6.28	<i>Influence de la richesse incidente sur les fluctuations de la vitesse longitudinale (totale u', stochastique u'_s et périodique u'_p) et la contribution relative du mouvement cohérent périodique Eu'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale, obtenues à différentes abscisses $x = 1h, 2h, 3h$ et $4h$.</i>	103
6.29	<i>Influence de la richesse incidente sur les fluctuations de la vitesse longitudinale (totale u', stochastique u'_s et périodique u'_p) et la contribution relative du mouvement cohérent périodique Eu'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale, obtenues à différentes abscisses $x = 7h, 8h, 9h$ et $10h$.</i>	104
6.30	<i>Influence de la richesse incidente sur les fluctuations de la vitesse transversale (totale v', stochastique v'_s et périodique v'_p) et la contribution relative du mouvement cohérent périodique Ev'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse transversale, obtenues à différentes abscisses $x = 1h, 2h, 3h$ et $4h$.</i>	105

6.31	<i>Influence de la richesse incidente sur les fluctuations de la vitesse transversale (totale v', stochastique v'_s et périodique v'_p) et la contribution relative du mouvement cohérent périodique Ev'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse transversale, obtenues à différentes abscisses $x = 7h, 8h, 9h$ et $10h$.</i>	106
6.32	<i>Cartographie de la contribution relative du mouvement cohérent périodique Eu'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale pour les écoulements réactifs considérés.</i>	107
6.33	<i>Cartographie de la contribution relative du mouvement cohérent périodique Ev'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse transversale pour les écoulements considérés.</i>	108
7.1	<i>Régimes de combustion des écoulements c_2 et c_3 dans le diagramme de combustion.</i>	114
7.2	<i>Écoulements c_2 et c_3 : évolution longitudinale de la pression pariétale statique moyenne dans les canaux d'alimentation (erreur systématique sur $P = \pm 3$ Pa).</i>	115
7.3	<i>Écoulements c_2 et c_3 dans les canaux d'alimentation à $x = -5h$: profils des vitesses moyennes longitudinales et transversales adimensionnées par la vitesse débitante (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{u} = \pm 3\%$, $\bar{v} = \pm 5\%$).</i>	116
7.4	<i>Écoulements c_2 et c_3 dans les canaux d'alimentation à $x = -5h$: profils des tensions de Reynolds $\overline{u'^2}^{1/2}$, $\overline{v'^2}^{1/2}$ et $\overline{u'v'}$ adimensionnés par U_{deb} ou U_{deb}^2 (erreur aléatoire relative maximale sur $\overline{u'^2} = \pm 12\%$, $\overline{v'^2} = \pm 7\%$ et $\overline{u'v'} = \pm 10\%$).</i>	117
7.5	<i>Écoulements c_2 et c_3 au droit de l'élargissement brusque $x = 0$: profils des vitesses moyennes longitudinales et transversales adimensionnées par la vitesse débitante (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{u} = \pm 3\%$, $\bar{v} = \pm 5\%$).</i>	118
7.6	<i>Écoulements c_2 et c_3 au droit de l'élargissement brusque $x = 0$: profils des tensions de Reynolds $\overline{u'^2}^{1/2}$, $\overline{v'^2}^{1/2}$ et $\overline{u'v'}$ adimensionnés par U_{deb} ou U_{deb}^2 (erreur aléatoire relative maximale sur $\overline{u'^2} = \pm 10\%$, $\overline{v'^2} = \pm 7\%$ et $\overline{u'v'} = \pm 9\%$).</i>	118
7.7	<i>Écoulements c_2 et c_3 dans la chambre de combustion : profils des vitesses moyennes longitudinales et transversales adimensionnées par la vitesse débitante (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{u} = \pm 1\%$, $\bar{v} = \pm 6\%$).</i>	120
7.8	<i>Écoulements c_2 et c_3 dans la chambre de combustion : profils des tensions de Reynolds $\overline{u'^2}^{1/2}$, $\overline{v'^2}^{1/2}$ et $\overline{u'v'}$ adimensionnées par U_{deb} ou U_{deb}^2 (erreur aléatoire relative maximale sur $\overline{u'^2} = \pm 9\%$, $\overline{v'^2} = \pm 7\%$ et $\overline{u'v'} = \pm 9\%$).</i>	121
7.9	<i>Écoulement c_2 : visualisations des fronts de flamme en lumière directe ; fronts moyens (première photo en haut à gauche, temps de pose de 1/50 s) et fronts instantanés (photos restantes, temps de pose 1/500 s).</i>	122
7.10	<i>Écoulement c_3 : visualisations des fronts de flamme en lumière directe ; fronts moyens (première photo en haut à gauche, temps de pose de 1/50 s) et fronts instantanés (photos restantes, temps de pose 1/500 s).</i>	123
7.11	<i>Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse longitudinale à ($x = -5h$, $y = 1,51h$) et à ($x = -5h$, $y = 2,86h$) pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta f = 4,43Hz$).</i>	124
7.12	<i>Fonction de densité de probabilité de la vitesse longitudinale à ($x = -5h$, $y = 1,51h$) et à ($x = -5h$, $y = 2,86h$) pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta u = 0,34$ m/s).</i>	125

7.13	<i>Profils des fluctuations de la vitesse longitudinale (totale u', stochastique u'_s et périodique u'_p) et de la contribution relative du mouvement cohérent périodique Eu'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale pour les écoulements considérés, obtenus à $x = -5h$.</i>	126
7.14	<i>Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse longitudinale à $(x = 0, y = 2,86h)$, $(x = 0, y = 2,18h)$ et à $(x = 0, y = 1,51h)$ pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta f = 6,37Hz$).</i>	127
7.15	<i>Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse transversale à $(x = 0, y = 2,86h)$, $(x = 0, y = 2,18h)$ et à $(x = 0, y = 1,51h)$ pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta f = 6,31Hz$).</i>	128
7.16	<i>Profils des fluctuations de la vitesse longitudinale (totale u', stochastique u'_s et périodique u'_p) et de la contribution relative du mouvement cohérent périodique Eu'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale pour les écoulements considérés, obtenus à $x = 0$.</i>	129
7.17	<i>Profils des fluctuations de la vitesse transversale (totale v', stochastique v'_s et périodique v'_p) et de la contribution relative du mouvement cohérent périodique Ev'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse transversale pour les écoulements considérés, obtenus à $x = 0$.</i>	129
7.18	<i>Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse longitudinale à $(x = 10h, y = 2,86h)$, à $(x = 10h, y = 2,18h)$ et à $(x = 10h, y = 1,51h)$ pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta f = 3,52Hz$).</i>	131
7.19	<i>Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse transversale à $(x = 10h, y = 2,86h)$, à $(x = 10h, y = 2,18h)$ et à $(x = 10h, y = 1,51h)$ pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta f = 6,26Hz$).</i>	132
7.20	<i>Influence de la différence de la richesse incidente sur les fluctuations de la vitesse longitudinale (totale u', stochastique u'_s et périodique u'_p) et la contribution relative du mouvement cohérent périodique Eu'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale pour les écoulements considérés, obtenus à différentes abscisses $x = 1h, 2h, 3h$ et $4h$.</i>	133
7.21	<i>Influence de la différence de la richesse incidente sur les fluctuations de la vitesse longitudinale (totale u', stochastique u'_s et périodique u'_p) et la contribution relative du mouvement cohérent périodique Eu'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale pour les écoulements considérés, obtenus à différentes abscisses $x = 7h, 8h, 9h$ et $10h$.</i>	134
7.22	<i>Influence de la différence de la richesse incidente sur les fluctuations de la vitesse transversale (totale v', stochastique v'_s et périodique v'_p) et la contribution relative du mouvement cohérent périodique Ev'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse transversale pour les écoulements considérés, obtenus à différentes abscisses $x = 1h, 2h, 3h$ et $4h$.</i>	135
7.23	<i>Influence de la différence de la richesse incidente sur les fluctuations de la vitesse transversale (totale v', stochastique v'_s et périodique v'_p) et la contribution relative du mouvement cohérent périodique Ev'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse transversale pour les écoulements considérés, obtenus à différentes abscisses $x = 7h, 8h, 9h$ et $10h$.</i>	136

7.24	<i>Cartographie de la contribution relative du mouvement cohérent périodique Eu'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale pour les écoulements c_2 et c_3.</i>	137
7.25	<i>Cartographie de la contribution relative du mouvement cohérent périodique Ev'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse transversale pour les écoulements c_2 et c_3.</i>	137
7.26	<i>Ecoulement nc_1 : profils transversaux du coefficient de corrélation en deux points pour les fluctuations de la vitesse longitudinale, obtenus à $x = -5h$ du canal d'alimentation inférieur, à $x = 0$ et à $x = 1h$.</i>	138
7.27	<i>Profils transversaux du coefficient de corrélation en deux points pour les fluctuations (totale, périodique et stochastique) de la vitesse longitudinale, obtenus à $x = -5h$ du canal d'alimentation inférieur pour les écoulements réactifs considérés.</i>	139
7.28	<i>Profils transversaux du coefficient de corrélation en deux points pour les fluctuations (totale, périodique et stochastique) de la vitesse longitudinale, obtenus à $x = 0$ pour les écoulements réactifs considérés.</i>	139
7.29	<i>Ecoulement c_1 : comparaison des signaux simultanés des fluctuations totales (a), (b) et des fluctuations périodiques (c), (d) pour la vitesse longitudinale entre les deux points ($x = -5h, y = 2,86h$) et ($x = -5h, y = 1,51h$).</i>	140
7.30	<i>Ecoulement c_1 : comparaison des signaux simultanés des fluctuations totales (a), (b) et des fluctuations périodiques (c), (d) pour la vitesse longitudinale entre les deux points ($x = -5h, y = 2,86h$) et ($x = 2h, y = 2,18h$).</i>	141
7.31	<i>Ecoulement c_1 : profils du coefficient de corrélation en deux points pour les fluctuations de la vitesse longitudinale, obtenus à différentes abscisses dans la chambre de combustion.</i>	142
7.32	<i>Ecoulement c_2 : profils du coefficient de corrélation en deux points pour les fluctuations de la vitesse longitudinale, obtenus à différentes abscisses dans la chambre de combustion.</i>	143
7.33	<i>Ecoulement c_3 : profils du coefficient de corrélation en deux points pour les fluctuations de la vitesse longitudinale, obtenus à différentes abscisses dans la chambre de combustion.</i>	143
7.34	<i>Ecoulement c_1 : comparaison des signaux simultanés des fluctuations totales (a), (b) et des fluctuations périodiques (c), (d) pour la vitesse longitudinale entre les deux Points ($x = -5h, y = 2,86h$) et ($x = 3h, y = 2,18h$).</i>	144
7.35	<i>Test de convergence des valeurs moyennes de la vitesse longitudinale entre les mesures en un point et en deux points.</i>	145
7.36	<i>Test de convergence des valeurs rms de la vitesse longitudinale entre les mesures en un point et en deux points.</i>	146
7.37	<i>Ecoulement c_1 : profils du coefficient de la viscosité cinématique turbulente réduit par le coefficient de la viscosité cinématique moléculaire pour différentes abscisses dans la chambre de combustion.</i>	148
7.38	<i>Ecoulement c_1 : profils des fluctuations totales de la vitesse longitudinale mesurées et modélisées pour différentes abscisses dans la chambre de combustion.</i>	149
7.39	<i>Ecoulement c_1 : profils des fluctuations stochastiques de la vitesse longitudinale mesurées et modélisées pour différentes abscisses dans la chambre de combustion.</i>	149

- 7.40 *Ecoulement c_1 : profils des fluctuations totales de la vitesse transversale mesurées et modélisées pour différentes abscisses dans la chambre de combustion. . .* 150
- 7.41 *Ecoulement c_1 : profils des fluctuations stochastiques de la vitesse transversale mesurées et modélisées pour différentes abscisses dans la chambre de combustion.* 150

Liste des tableaux

2.1	<i>Domaine de fonctionnement du banc ORACLES.</i>	14
2.2	<i>Composition en pourcentage volumique du propane commercial utilisé et hydrocarbure C_nH_m équivalent.</i>	15
2.3	<i>Caractéristiques des faisceaux laser de la vélocimétrie Doppler laser.</i>	17
3.1	<i>Variances des estimateurs de précision des moments statistiques de un à quatre à partir d'un échantillon de taille finie (d'après Benedict et Gould [6]).</i>	27
4.1	<i>Situation 1 : valeurs de richesse à l'extinction pour des nombres de Reynolds allant de 25000 à 75000.</i>	39
4.2	<i>Situation 1 : Comparaisons des valeurs de Φ_h^{ext} obtenues à six mois d'intervalle.</i>	40
4.3	<i>Situation 1 : influence de Φ_b^{st} sur Φ_h^{ext}.</i>	40
4.4	<i>Situation 2 : valeurs de richesse à l'extinction pour des nombres de Reynolds allant de 25000 à 75000.</i>	42
4.5	<i>Situation 3 : Evolution de Φ_h^{ext} et Φ_b^{ext} en fonction du nombre de Reynolds (l'astérisque désigne la flamme qui s'est éteinte en premier).</i>	43
4.6	<i>Influence de la différence ($Re_b - Re_h$) sur Φ_h^{ext}.</i>	44
5.1	<i>Paramètres principaux des écoulements d'alimentation des configurations d'écoulement considérées (pression atmosphérique, température d'écoulements d'entrée = 276 ± 10 K ; erreur systématique sur $Q = \pm 1$ g/s et sur $\Phi = \pm 0,025$, incertitude relative sur $Re = \pm 2\%$ et sur $U_{deb} = \pm 1,5\%$).</i>	46
5.2	<i>Épaisseurs de déplacement, de quantité de mouvement, paramètre de forme et exposant n de la loi en puissance dans les couches limites des écoulements considérés obtenus à $x = -5h$.</i>	47
5.3	<i>Longueur des zones de recirculation des écoulements inertes et réactifs étudiés.</i>	52
5.4	<i>Couches de cisaillement : abscisse virtuelle x_v adimensionnée par la hauteur de la marche, paramètre d'expansion σ et rapport moyen entre l'épaisseur de vorticité et l'épaisseur de quantité de mouvement δ_ω/Θ des écoulements inertes et réactifs étudiés.</i>	66
6.1	<i>Paramètres principaux des écoulements d'alimentation des configurations d'écoulement considérées (pression atmosphérique, température d'écoulements d'entrée = 276 ± 10 K ; erreur systématique sur $Q = \pm 1$ g/s et sur $\Phi = \pm 0,025$, incertitude relative sur $Re = \pm 2\%$, sur $U_{deb} = \pm 1,5\%$ et sur $U_\tau = \pm 5\%$).</i>	71
6.2	<i>Paramètres principaux caractérisant les écoulements considérées.</i>	73

6.3	<i>Longueur des zones de recirculation des écoulements étudiés.</i>	78
7.1	<i>Paramètres principaux des écoulements d'alimentation des configurations d'écoulement considérées (pression atmosphérique, température d'écoulements d'entrée = 276 ± 10 K ; erreur systématique sur $Q = \pm 1$ g/s et sur $\Phi = \pm 0,025$, incertitude relative sur $Re = \pm 2\%$, sur $U_{deb} = \pm 1,5\%$ et sur $U_\tau = \pm 5\%$).</i>	113
7.2	<i>Paramètres principaux caractérisant les écoulements c_2 et c_3.</i>	114
7.3	<i>Longueur des zones de recirculation des écoulements c_2 et c_3.</i>	119

22 Décembre 2003

Nomenclature

Lettres latines

$A = \overline{g_i^4} / \overline{g_i^2}^2$: coefficient d'aplatissement

$D = \overline{g_i^3} / \overline{g_i^2}^{3/2}$: coefficient de déviation

H : hauteur de chacun des deux canaux d'alimentation du banc (30,4 mm)

$H_f = \delta^* / \Theta$: paramètre de forme de la couche limite

h : hauteur de chacune des deux marches formant l'élargissement brusque (29,9 mm)

h_{pl} : épaisseur de la plaque séparant les deux écoulements incidents (10 mm)

$k = (\overline{u'^2} + 2\overline{v'^2})/2$: énergie cinétique de la turbulence sous l'hypothèse ($\overline{v'^2} = \overline{w'^2}$) (m^2/s^2)

L : largeur de la veine d'essai (150,5 mm)

L_{ZDR} : longueur de la zone de recirculation moyenne (m)

P : pression statique pariétale (Pa)

Q : débit massique d'un écoulement d'alimentation (g/s)

$R_{u'u'}$: coefficient d'auto-corrélation temporelle du signal de vitesse u

$R_{u'_A u'_B}$: coefficient de corrélation spatiale entre les deux points A et B du signal de vitesse u

U_{deb} : vitesse débitante calculée sur la section d'un canal d'alimentation (m/s)

U_L^0 : vitesse de flamme plane fondamentale pour le prémélange considéré (m/s)

U_τ : vitesse de frottement (m/s)

u_{axe} : vitesse sur l'axe des canaux d'alimentation (m/s)

u, v, w : composantes de la vitesse dans les directions ox, oy et oz (m/s)

u'_K : fluctuation de vitesse à l'échelle de Kolmogorov (m/s)

$y^* = (y - y_b)/(y_h - y_b)$: coordonnée réduite au niveau de chaque écoulement d'entrée

y_b, y_h : coordonnée y des parois inférieure et supérieure du canal d'alimentation considéré (mm)

Lettres grecques

δ : épaisseur de la couche limite (m)

δ^* : épaisseur de déplacement (m)

$\delta_{1/2}$: demi-épaisseur du sillage (m)

δ_L^0 : épaisseur de flamme laminaire (m)

δ_w : épaisseur de vortacité (m)

ε : taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence (m^2/s^3)

η_x : échelle spatiale de Kolmogorov (m)

$\eta_t = \eta_x / u'_K$: échelle temporelle de Kolmogorov (s)

Θ : épaisseur de quantité de mouvement (m)

Λ_x : échelle intégrale spatiale de turbulence (m)

$\Lambda_t = \Lambda_x/u'_s$: échelle intégrale temporelle de turbulence (s)
 λ : conductivité thermique (W/m K)
 λ_x : micro-échelle spatiale de Taylor (m)
 $\lambda_t = \lambda_x/u'_s$: micro-échelle temporelle de Taylor (s)
 $\mu = \nu/\rho$: coefficient de viscosité dynamique moléculaire (kg/m/s)
 ν : coefficient de viscosité cinématique moléculaire (m²/s)
 ν_t : coefficient de viscosité cinématique turbulente (m²/s)
 ρ : masse volumique (kg/m³)
 τ_c : temps caractéristique global des réactions chimiques (s)
 Φ : richesse d'un écoulement d'alimentation

Indices

b : du bas (ex. : canal du bas)
 h : du haut (ex. : canal du haut)
 p : mouvement périodique
 s : mouvement stochastique

Exposants

$allum$: allumage
 ext : extinction de flamme
 GB : gaz brûlés
 st : stabilisation de flamme

Notations

$\langle g \rangle$: moyenne de phase
 \bar{g} : moyenne temporelle
 $g' = \sqrt{g'^2}$: fluctuation rms totale autour de la moyenne temporelle

Nombres sans dimension

$Da = \Lambda_t/\tau_c$: nombre de Damköhler
 $Ka = \tau_c/\eta_t$: nombre de Karlovitz
 $Re = U_{deb}H/\nu_0$: nombre de Reynolds débitant
 $Re_\Lambda = (u'_s \Lambda_x)/\nu_0$: nombre de Reynolds turbulent à l'échelle intégrale

Abréviations

ASD : Approche Semi-Déterministe

CCI : Couche de Cisaillement Inférieure

CCS : Couche de Cisaillement Supérieure

CL : Couche Limite

DSE : Densité Spectrale d'Énergie (m^2/s)

LES : "Large Eddy Simulation"

FFT : "Fast Fourier Transform"

PPP : Pauvre Prémélangé Prévaporisé

rms : "Root Mean Square"

TFR : Transformée de Fourier Rapide

(U)RANS : "(Unsteady) Reynolds Averaged Navier Stokes"

VDL : Vélocimétrie Doppler Laser

ZDR : Zone De Recirculation

Chapitre 1

Introduction générale

1.1 Contexte industriel et défis scientifiques

La majorité des moteurs aérospatiaux tels que les turboréacteurs et les moteurs-fusées tirent leur puissance de la conversion en énergie mécanique de la variation de l'énergie stockée dans les liaisons moléculaires lors de la phase d'oxydation d'un combustible. Ainsi, en ce qui concerne le motoriste aéronautique, la maîtrise de la combustion de l'air et du kérosène constitue t-elle une capacité vitale dans le développement des nouveaux systèmes propulsifs et pour la pérennité de son activité. L'un des défis que doit affronter aujourd'hui l'industrie aéronautique afin d'accompagner le développement du transport aérien est de réduire l'impact de ce dernier sur l'environnement et ce, tant au niveau des nuisances sonores dans les zones aéroportuaires qu'à celui du rejet d'espèces chimiques polluantes au premier rang desquelles l'on trouve les oxydes d'azote (NOx) et les gaz participant à l'effet de serre tels que les oxydes de carbone CO et CO₂. Des réductions d'émission d'espèces polluantes allant de 25 à 50 % sont ainsi à l'ordre du jour et obligent les motoristes à proposer des solutions toujours plus innovantes, puisque la seule réduction de consommation spécifique liée à l'amélioration continue des systèmes existants est insuffisante pour atteindre les objectifs fixés.

Parmi les nouvelles technologies qui sont déjà en application, citons les chambres de combustion annulaires à deux têtes (Double Annular Combustor DAC) (CFM56-5B pour A320 et CFM56-7B pour B737) proposées depuis 1995 par CFM International (CFMI) et qui peuvent conduire à des réductions d'émission de NOx allant jusqu'à 40 % dans certaines configurations. L'une des grandes difficultés rencontrées dans le développement de ces systèmes est de réaliser les réductions de nuisances souhaitées quel que soit le régime moteur considéré (au roulage, au décollage ou en croisière) et donc d'arriver à contrôler précisément, à tous les régimes moteur, les conditions aérothermochimiques qui prévalent au sein de la chambre de combustion. Cela passe en particulier par l'amélioration des systèmes d'injection (par exemple du type Twin-Annular Pre-Swirl par CFMI) afin d'optimiser la pulvérisation et la vaporisation du kérosène et son mélange avec l'air, de manière à brûler autant que faire se peut en régime **P**auvre-**P**remélangé-**P**révaporisé (PPP), qui est l'un des concepts retenus pour le développement des chambres de combustion futures dites PPP.

Séduisantes *a priori* pour minimiser en particulier la production d'oxydes d'azote puisque la combustion s'y déroule en phase gazeuse et en mélange pauvre, les chambres de combustion de type PPP souffrent encore d'un certain nombre d'imperfections liées en particulier 1) aux inhomogénéités résiduelles de richesse liées à la difficulté d'obtention d'un mélange air

chaud/carburant vaporisé homogène du fait des risques d'auto-inflammation de celui-ci, 2) aux instabilités de combustion liées entre autres au couplage entre l'acoustique et le dégagement de chaleur et enfin 3) aux instabilités intrinsèques associées à la nature prémélangée de la combustion. Une bonne introduction à la problématique considérée est donnée dans l'étude de Correa [28].

Les "défis" scientifiques associés au développement de ces nouveaux systèmes propulsifs moins polluants sont nombreux et relèvent en particulier de l'étude 1) des mécanismes de couplage avec l'acoustique et du développement de structures cohérentes au sein de l'écoulement (Smith et Zukoski [79], Sivasegaram et Whitelaw [78], Schadow et al. [76], Trouvé [82], Gutmark et al. [37]), 2) des effets possibles et non désirés résultant de ce couplage comme par exemple les phénomènes de remontée de flamme potentiellement destructeurs (Keller et al. [46]) et 3) des moyens de contrôle éventuellement actifs permettant de minimiser le développement des instabilités (McManus et al. [57], Poinso et al. [69], Samaniego [74]). La meilleure connaissance de la phénoménologie concernée doit alors permettre de "nourrir" en parallèle le développement d'une modélisation physique pertinente de nature essentiellement instationnaire comme par exemple la simulation numérique des grandes échelles (Légier [51])

Avant de pouvoir être utilisée de manière fiable dans la phase de dimensionnement des chambres de combustion, la capacité prédictive de ces modèles physiques doit être précisément évaluée par confrontation avec des données issues d'expérimentations conduites sur des géométries d'écoulements suffisamment simples pour être étudiées de manière exhaustive tout en étant le siège des phénomènes principaux présents dans les écoulements obtenus dans les chambres réelles.

C'est précisément dans cette optique que Besson et al. [10] ont développé un banc d'essai générique dénommé ORACLES ("**O**ne **R**ig for **A**ccurate **C**omparisons with **L**arge **E**ddy **S**imulations") où une zone de combustion de type PPP, alimentée par deux écoulements de canal constitués d'un prémélange d'air et de propane commercial, est stabilisée en aval d'un élargissement brusque symétrique. L'intérêt de ce banc d'essai est que, outre son originalité en terme de géométrie d'écoulement, il a été conçu dès l'origine afin 1) de faciliter au maximum les calculs de par notamment une bonne connaissance des conditions aux limites et 2) d'avoir la possibilité de régler indépendamment les paramètres de débit et de richesse entre les deux écoulements d'alimentation permettant ainsi d'avoir accès à tout un spectre de conditions aérothermochimiques au niveau de la chambre de combustion. Les premiers résultats obtenus par Besson et al. [9] [8] et qui sont synthétisés dans le travail de thèse de Besson [7] ont permis notamment une première caractérisation de la structure moyenne et instationnaire des écoulements inertes et réactifs se développant en aval de l'élargissement brusque avec une mise en évidence 1) de la dissymétrie de l'écoulement moyen en l'absence de combustion pour des conditions d'alimentation identiques, 2) de la "resymétrisation" apportée par la présence de combustion lorsque les débits et richesses des deux écoulements sont identiques et du maintien de la dissymétrie lorsque la richesse des deux écoulements est différente et 3) de la présence dans certaines configurations avec combustion d'une forte composante déterministe au niveau des fluctuations de vitesse qui est également ressentie au niveau des écoulements d'alimentation.

1.2 Objectifs et motivations de notre étude

1.2.1 Objectifs

Notre travail s'inscrit donc dans la suite logique du travail de thèse de M. Besson qui a agit en "défricheuse" des écoulements produits par le banc d'essai et nous a placés dans la "confortable" situation de pouvoir choisir les écoulements objets de notre étude. Nos objectifs, qui se sont en partie confondus avec ceux relevant de l'implication du laboratoire au sein du projet de recherche Européen MOLECULES (MOdelling of Low Emissions Combustors Using Large Eddy Simulations, N°G4RD-CT-2000-00402) regroupant des industriels européens du domaine des moteurs aéronautiques et des universitaires relevant du domaine de la modélisation, du calcul et des études expérimentales de la combustion en écoulements turbulents, se sont articulés en particulier autour des axes suivants :

- Constitution d'une base de données expérimentales de vitesse pour des configurations d'écoulement présentant un intérêt du point de vue de la modélisation instationnaire de type LES ou URANS : nous avons sélectionné dans ce cadre des écoulements réactifs de même puissance et de même débit global mais qui se distinguent les uns des autres par la présence ou non d'un gradient de richesse incidente. Ces configurations d'écoulements sont à rapprocher des chambres de combustion de type PPP pour lesquelles on cherche à mélanger au maximum l'air et le kérosène gazeux tout en évitant les problèmes d'auto-inflammation, ce qui conduit à des temps de mélange trop courts et donc à l'existence d'inhomogénéités de richesse.
- Etude de l'influence sur les caractéristiques d'ensemble des écoulements d'une variation de la puissance thermique obtenue soit par 1) une variation de richesse à débit fixé et donc à des caractéristiques de turbulence incidente fixée ou soit 2) par une variation de débit à richesse fixée.
- Développement et utilisation des outils permettant une "discrimination" systématique entre les fluctuations cohérentes et stochastiques au niveau des fluctuations de vitesse.
- Détermination des caractéristiques d'extinction pauvre en fonction des différents paramètres définissant les écoulements réalisables avec ORACLES.

1.2.2 Motivations

L'intérêt que nous avons porté à la détection et à la mise en évidence d'un mouvement cohérent à grande échelle au niveau du champ des vitesses trouve sa source dans les diverses études antérieures consacrées aux écoulements obtenus en aval d'un élargissement brusque et dont Besson [7] a donné une revue bibliographique exhaustive et qui, pour beaucoup d'entre elles, ont mis en évidence le rôle joué par les structures cohérentes présentes au sein de ce type d'écoulement. Citons à titre d'exemple, l'étude réalisée par Ganji et Sawyer [33] qui se sont intéressés aux propriétés de la couche de cisaillement inerte ou réactive d'un mélange propane-air à partir de visualisations par ombroscopie et qui ont notamment mis en évidence l'importance des structures cohérentes à grande échelle du type Brown-Roshko. Ils ont notamment pu montrer l'influence de la combustion sur le taux d'épanouissement des tourbillons ainsi que la déstabilisation de la couche de cisaillement réactive lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement incident augmente à richesse fixée. Ces structures cohérentes, qui conditionnent en partie la structure d'ensemble de l'écoulement, peuvent ainsi jouer un rôle important dans

les mécanismes dits de "remontée de flamme" (ou "flashback" en anglais) dont Coats [24] a montré en particulier que celle-ci pouvait en particulier être reliée à l'existence d'instabilités de basse fréquence au sein de l'écoulement. Plee et Mellor [68] ont identifié quatre mécanismes possibles pouvant conduire à ce phénomène hautement indésirable. Tout d'abord, ils considèrent le retour de flamme lié soit 1) à l'auto-inflammation du mélange en amont de la zone normale d'accrochage de la flamme due à un temps de séjour du prémélange trop important dans la zone d'alimentation elle-même ou soit 2) à la remontée de flamme "classique" due à la dominance de la vitesse normale de flamme par rapport à celle des gaz frais dans une région particulière de l'écoulement comme par exemple une couche limite. Enfin, considérant une échelle d de perturbation de l'écoulement incident en amont de la zone normale d'accrochage, créée par exemple par une divergence de la section d'alimentation ou une petite zone de recirculation créée par un petit ressaut à la jonction de deux pièces et la distance L existant entre la position de cette perturbation et la zone normale d'accrochage, ils indiquent deux autres possibilités de remontée de flamme lorsque 3) $d \sim L$, ce qui conduit à l'interaction directe entre la zone d'accrochage normale et la zone perturbée amont et 4) $d \ll L$, où dans ce cas il n'y a pas interaction directe mais où l'on peut à nouveau observer un accrochage au niveau de la zone amont perturbée si le temps de séjour du prémélange à son niveau est supérieur au temps nécessaire à l'auto-inflammation. Les observations de Keller et al. [46] d'une flamme air-propane stabilisée dans une couche de cisaillement derrière une marche sont à ce titre tout à fait instructives quant à l'influence de la dynamique des tourbillons à grande échelle sur le phénomène de remontée de flamme. Leurs visualisations, réalisées avec une caméra rapide, ont été couplées avec l'analyse spectrale du signal fourni par un capteur de pression placé au-dessus de la marche. Les expériences ont été réalisées avec une vitesse d'entrée de l'ordre de $13,3 \text{ m/s}$ à pression atmosphérique et à température ambiante. Une légère modulation de la pression (de l'ordre de 10 mm d'eau) peut être obtenue en modulant l'ouverture d'une valve papillon placée au niveau de la section de sortie. D'une combustion stable obtenue à une richesse de l'ordre de $0,6$ au phénomène de remontée de flamme obtenue pour une richesse de l'ordre de $0,9$, ces auteurs ont en particulier observé les différentes phases suivantes :

- A faible richesse, on obtient un régime de combustion dit "stable" (Fig. 1.1.a) qui se caractérise, par le positionnement de la flamme au niveau de la périphérie de la couche de cisaillement dont la structure est peu modifiée par la combustion et qui délimite en particulier la zone de recirculation où coexistent les deux tourbillons contra-rotatifs A et B. Le signal de pression se caractérise par une modulation d'amplitude modérée.
- Lorsque la richesse et donc le dégagement de chaleur augmentent, la taille des deux tourbillons A et B croît et le tourbillon A se décale alors légèrement vers l'aval (Fig. 1.1.b) et s'apparie avec le tourbillon issu de la couche de cisaillement. L'augmentation de la taille du tourbillon A induit une augmentation de la longueur d'onde du plissement de la flamme. On observe également l'apparition d'un ronflement ou "humming" associée à des modulations de fortes amplitudes du signal de pression à une fréquence de l'ordre de 175 Hz .
- Une légère pressurisation du foyer conduit à une baisse notable de la fréquence des modulations de pression et favorise l'apparition d'un bourdonnement ou "buzzing" qui correspond à un régime d'oscillations à grande échelle de la flamme dont les battements occupent toute la section de la veine d'essai (Fig. 1.1.c). Pour ce régime, le comportement tourbillonnaire de la zone de cisaillement peut éventuellement disparaître. Contrairement au comportement méta-stable du ronflement, cette instabilité est vraiment transitoire

notamment de par la présence du tourbillon C qui "enroule" la flamme vers l'amont de l'élargissement brusque et qui conduit alors au mode dit de "chucking" (Fig. 1.1.d) : la flamme se structure alors un peu comme un drap sur une corde à linge fouetté par un vent violent. On observe alors une remontée périodique de la flamme en amont de l'élargissement suivie d'un repliement de la flamme sur elle-même au niveau de la zone de recirculation avec l'apparition d'une flamme verticale en aval et occupant toute la section offerte à l'écoulement. Cette "structuration" pulsée de l'écoulement est attribuée en particulier à l'appariement rapide et périodique des tourbillons C et D. L'amplitude des modulations de la pression dans ce cas est beaucoup plus élevée que celle observée lors du ronflement tandis que leur fréquence est plus basse.

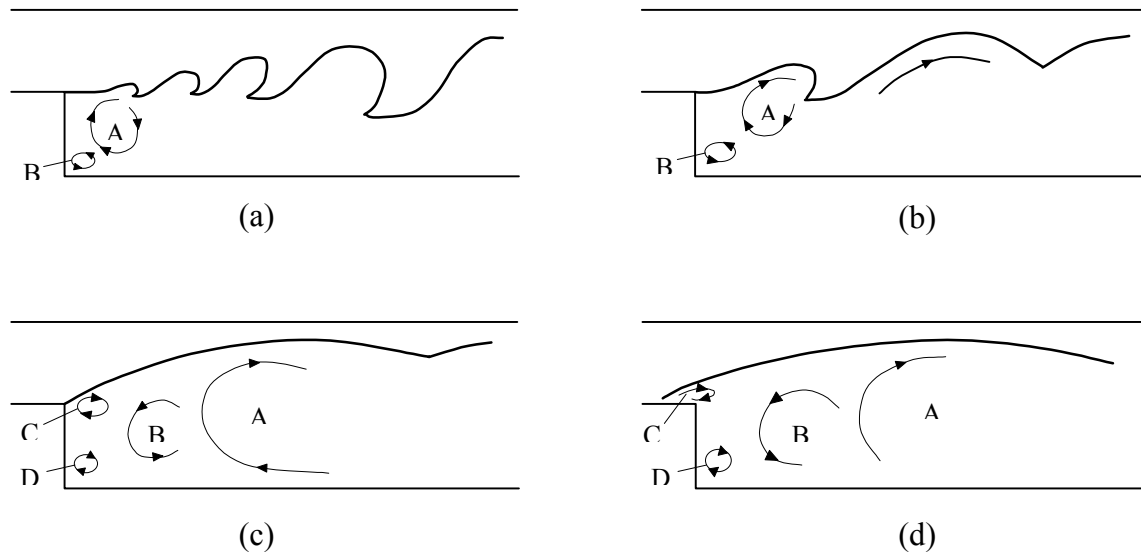


FIG. 1.1 – Combustion stabilisée par une marche : schématisation des différentes structures de l'écoulement associées à une augmentation de la richesse de l'écoulement incident (D'après Keller et al. [46]).

On comprend bien que pour un système réel, tel qu'une chambre de combustion, on veuille contrôler au mieux la structure de l'écoulement et éviter au maximum les situations pouvant conduire à de tels mécanismes de remontée de flamme, ce qui est également le cas pour les phénomènes d'extinction non désirés !

1.3 Organisation du mémoire

On distinguera essentiellement trois parties dans la suite de ce mémoire. Dans la première partie, nous rappellerons les principales caractéristiques du banc d'essai ORACLES et de la métrologie associée (**Chapitre 2**) puis nous présenterons les principales caractéristiques des traitements de données utilisés (**Chapitre 3**). Dans la seconde partie, nous nous consacrerons à des écoulements de puissance thermique différentes avec notamment la détermination des caractéristiques d'extinction pauvre au **Chapitre 4**, puis l'étude de l'influence de la modification de la turbulence incidente obtenue par variation de débit sur la structure de l'écoulement (**Chapitre 5**) ou de celle de la variation de richesse à débit fixé (**Chapitre 6**). La troisième partie sera consacrée à l'étude des écoulements de même puissance mais se différenciant de par

leur gradient de richesse initial (**Chapitre 7**). De manière systématique, nous présenterons les caractéristiques moyennes de ces écoulements avant de passer à la caractérisation de l'influence de la différence de richesse incidente sur les mouvements cohérents et stochastiques de l'écoulement. Après la conclusion générale, nous présenterons en annexe quelques caractéristiques du programme de traitement de données développé ainsi que le texte de trois communications présentées dans des congrès et reprenant certains éléments de notre travail.

Première partie

Les outils utilisés

Chapitre 2

Dispositif expérimental et métrologie associée

Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons tout d'abord les principales caractéristiques du banc d'essai ORACLES (One Rig for Accurate Comparaisons with Large Eddy Simulation) avant de passer en revue la métrologie utilisée.

2.1 Présentation du banc d'essai ORACLES

Une représentation schématique du banc d'essai, opérationnel depuis 1997, est donnée sur la figure 2.1 et la photographie de la figure 2.2 permet de se faire une idée exacte de l'encombrement du banc.

2.1.1 Constituants principaux du banc d'essai

Ce banc, d'une longueur totale de 10,50 m, comporte quatre parties principales, qui sont, en allant de l'amont vers l'aval :

1. Les lignes d'alimentation et les deux chambres de mélange,
2. Les deux canaux d'établissement des écoulements incidents,
3. La chambre de combustion,
4. Le dispositif d'évacuation.

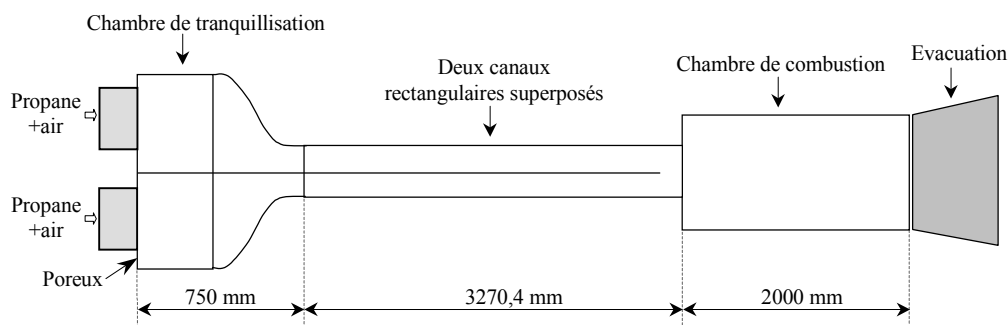


FIG. 2.1 – Banc ORACLES : représentation schématique.

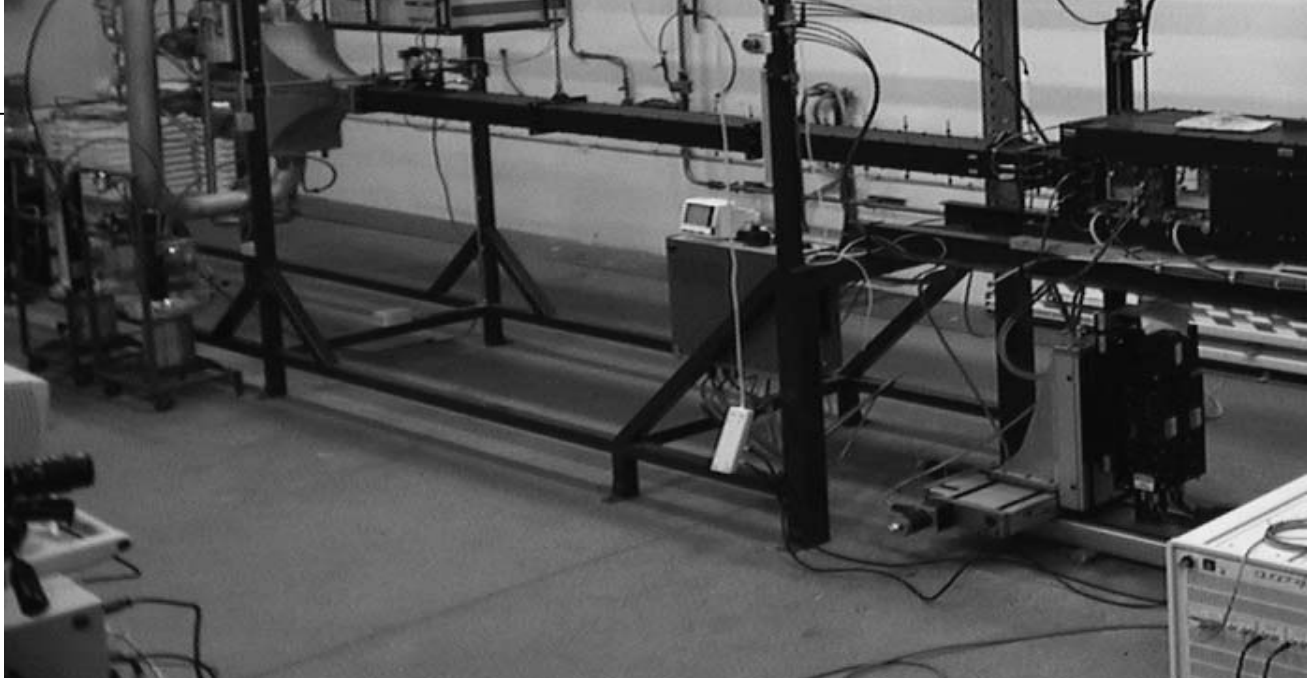


FIG. 2.2 – Banc ORACLES : vue d'ensemble.

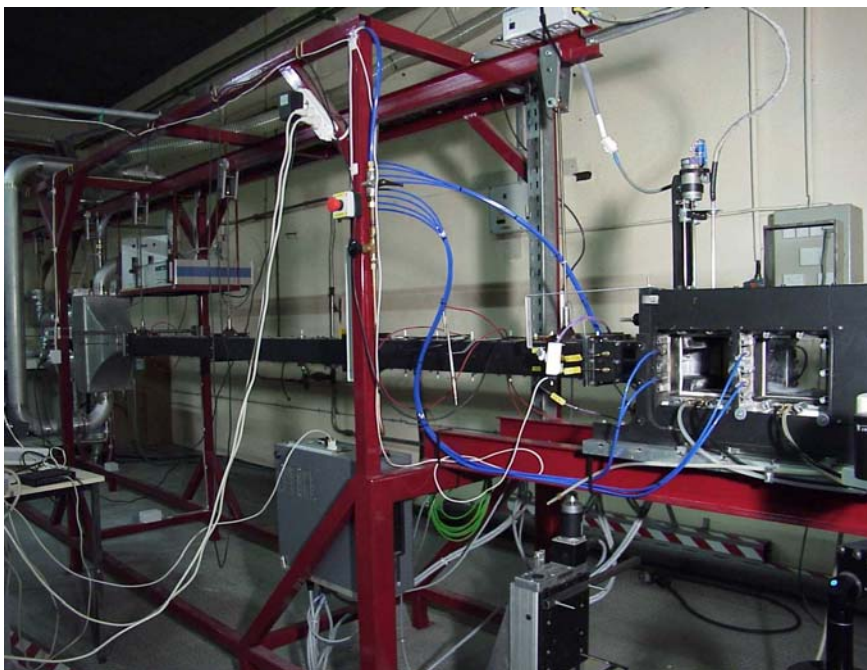


FIG. 2.3 – Banc ORACLES : vue rapprochée de la jonction entre les canaux d'alimentation et la chambre de combustion.

Nous allons maintenant décrire plus en détail chacun de ces quatre éléments constitutifs du banc ORACLES.

Lignes d'alimentation et chambres de mélange

Chacune des deux chambres de mélange, en acier inoxydable, est alimentée par une ligne d'air et une ligne de propane. Les deux lignes d'air comportent deux étages de détente et

les débits massiques sont mesurés par des débitmètres de type Vortex. Les deux vannes électropneumatiques (Masoncilan) contrôlant les débits d'air sont elles-mêmes pilotées par un régulateur de type Proportionnel Intégrateur Dérivateur (PID).

Les lignes d'alimentation en propane sont également équipées de vannes pilotables et de débitmètres massiques. Chaque chambre de mélange est constituée, tout d'abord, d'un corps cylindrique alimenté en air et en propane par quatre tuyaux répartis sur sa périphérie et qui permettent un mélange à grande échelle. Ce corps cylindrique est relié à un convergent bidimensionnel asymétrique dont le rapport de section est égal à 10. Le plan de joint entre ces deux sous-ensembles est constitué d'une plaque en matériau poreux inox (PORAL) de 4 mm d'épaisseur, dont la porosité est inférieure à 8 μm , et qui réalise ainsi un mélange à petite échelle. La sortie du convergent est équipée d'une grille dont les trous ont un diamètre de 4 mm et un espacement de 6 mm, qui achève d'homogénéiser l'écoulement et de casser les gros tourbillons. La figure 2.4 présente une vue globale de ces deux chambres de mélange.

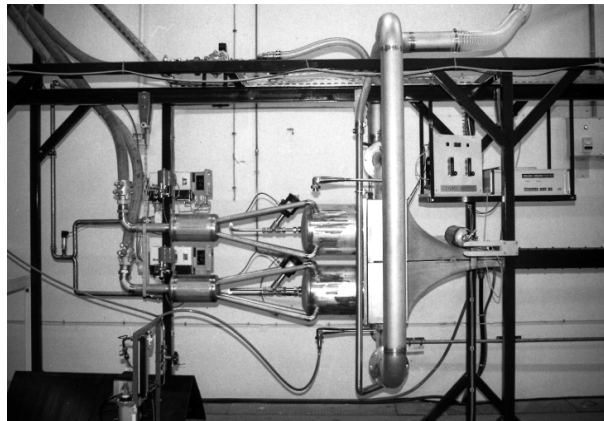


FIG. 2.4 – Banc ORACLES : chambres de mélange, de tranquillisation et convergents.

Canaux d'établissement des écoulements incidents

Cette section, en AU4G, constituée de deux canaux superposés d'une même longueur de 3000 mm et d'une même largeur 150,5 mm, est destinée à permettre l'obtention de deux écoulements turbulents et pleinement développés de type canal. Les photos de détail de cette section sont présentées sur la figure 2.5 (gauche et milieu). Deux lignes de prélèvement de gaz, installées juste après la section de raccordement convergent-canaux, alimentent un analyseur de gaz qui fournit en permanence la richesse de chacun des deux écoulements et qui permet un recoupement avec l'information fournie par les débitmètres massiques installés sur les lignes d'air et de propane.

Le rapport entre la longueur $L_{canaux} = 3000 \text{ mm}$ des canaux et la hauteur $h = 30,4 \text{ mm}$ de leur section rectangulaire est de l'ordre de 100, ce qui représente un compromis acceptable entre la longueur nécessaire à l'obtention d'une turbulence établie et les contraintes liées à l'encombrement du banc. Les parois supérieure et inférieure des canaux sont équipées chacune de 10 prises de pression pariétale espacées de 150 mm et dont la dernière prise vers l'aval se situe à 300 mm en amont du plan de l'élargissement brusque. Le tronçon de raccordement avec la chambre de combustion, d'une longueur de 200 mm et dont une vue est donnée sur la

figure 2.5 (droite), est équipé d'accès optiques latéraux permettant de caractériser les profils de vitesse des deux écoulements d'alimentation. La fin de ce tronçon porte le bord de fuite de la plaque séparant initialement les deux écoulements et est située à $70,4 \text{ mm}$ de l'élargissement brusque.

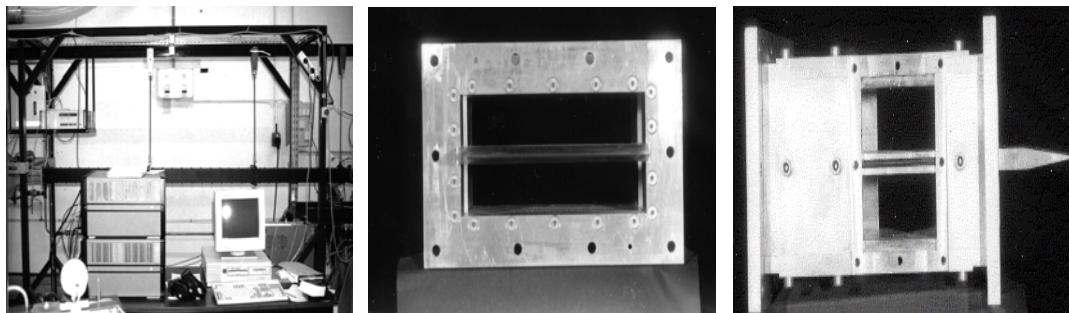


FIG. 2.5 – Banc ORACLES : canaux d'alimentation (gauche), détail de leur section (milieu) et jonction entre les canaux et le foyer (droite).

Chambre de combustion

Une vue d'ensemble rapprochée de la jonction des canaux d'alimentation avec la chambre de combustion est présentée sur la figure 2.3. Cette chambre est constituée par un assemblage de briques de matériau réfractaire, usinées individuellement afin de permettre, par emboîtement, l'obtention d'une section de passage de $130,6 \times 150,5 \text{ mm}$ sur une longueur de $L_{\text{foyer}} = 2000 \text{ mm}$. Le matériau réfractaire, composé d'un mélange de 77% de Al_2O_3 et de $21,5 \%$ de SiO_2 , a une épaisseur de 54 mm et peut supporter des températures allant jusqu'à 2030 K . L'ensemble du foyer réfractaire ainsi constitué repose sur une plaque de Dural AU4G de 30 mm d'épaisseur et est doublé sur ces trois autres faces par un coffrage en Dural de 5 mm d'épaisseur ménageant une lame d'air de 50 mm d'épaisseur. Un système de fenêtres et de portes-fenêtres refroidies a été mis au point afin de permettre l'accès optique sur les faces latérales de la chambre. La face supérieure est munie de trou d'accès pour le passage de la bougie électrique d'allumage.

La figure 2.6 présente une vue d'ensemble de la chambre de combustion et la figure 2.7 précise les dimensions propres à la zone de raccordement entre la section d'établissement des écoulements incidents et la chambre de combustion. Nous rappelons que les coefficients adimensionnés A_r (rapport d'expansion) et F_r (rapport de forme) sont respectivement définis par le rapport entre la hauteur de passage en aval de l'élargissement brusque et la hauteur juste en amont de celui-ci pour le premier et par le rapport entre la largeur et la hauteur en aval de l'élargissement brusque pour le second, soit : $A_r = \frac{2h+2H+h_p}{2H+h_p} = 1,84$ et $F_r = \frac{L}{2h+2H+h_p} = 1,15$.

Système d'évacuation

Le système d'évacuation est constitué d'un cône d'éjection refroidi par circulation d'eau sous pression. Les gaz chauds sont aspirés par un ventilateur, qui est constitué d'un moteur électrique de puissance 10 kW capable d'extraire des gaz chauds à un taux continu de $3,5 \text{ m}^3/\text{s}$. Le système de circulation d'eau permet de diminuer la température de ces derniers avant qu'ils ne passent à travers un "cyclone" destiné à piéger de particules solides et soient

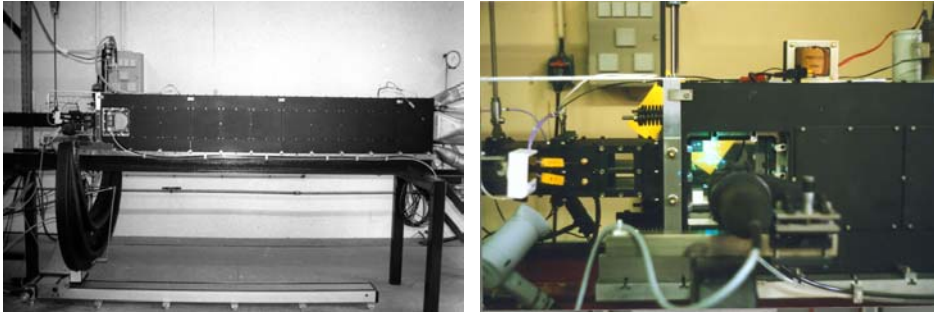


FIG. 2.6 – Banc ORACLES : chambre de combustion.

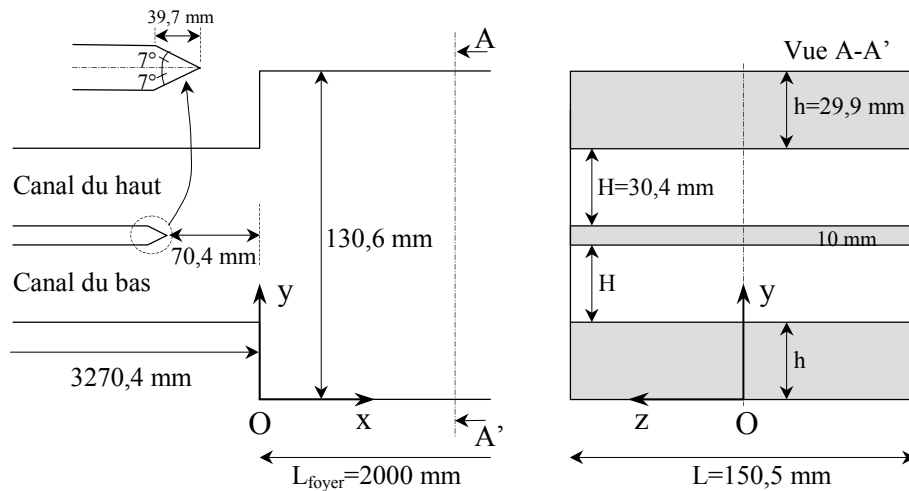


FIG. 2.7 – Banc ORACLES : dimensions caractéristiques au niveau de l'élargissement brusque.

finalement rejetés dans l'atmosphère via une cheminée d'évacuation. La figure 2.8 présente une vue d'ensemble de ce système d'évacuation.

2.1.2 Régulation et contrôle

Le cœur du système de régulation est constitué d'une centrale AOIP qui contrôle les débits d'air par l'intermédiaire des vannes pilotées à partir de l'information fournie par les débitmètres de ligne et par comparaison avec la valeur de consigne donnée par l'utilisateur. La régulation des débits d'air s'effectue en mode manuel ou automatique. Cette centrale permet également le contrôle des débits de propane au vu de l'information fournie par 1) un analyseur de gaz COSMA, placé juste en aval des deux convergents des chambres de mélange et 2) les débitmètres massiques de ligne. Compte-tenu de la grande stabilité des débits d'air et de propane, la régulation des débits de propane s'effectue uniquement en mode manuel.

Si les débits massiques sont précisément régulés, la température des deux écoulements, qui résulte d'une double détente de l'air d'alimentation qui voit sa pression passer de 200 bars à la pression atmosphérique, ne l'est pas. Ainsi, en cours d'expérimentation, la température de l'air d'alimentation peut varier de l'ordre de 20 degrés entraînant une variation du nombre de Reynolds des écoulements de l'ordre de 3,5 %.

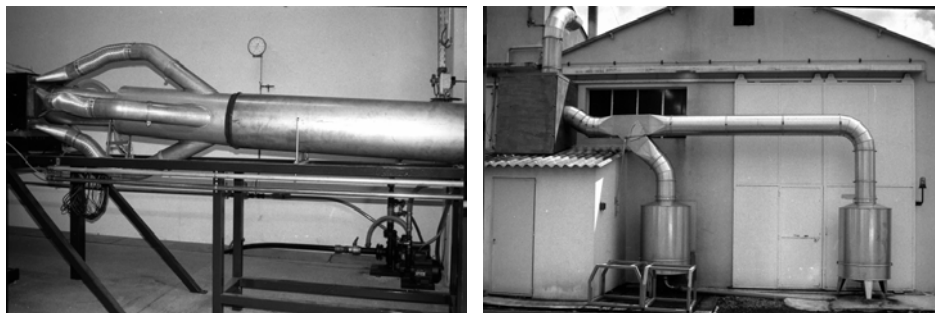


FIG. 2.8 – Banc ORACLES : système d'évacuation.

La puissance thermique maximale dégagée par la combustion au sein de la chambre pouvant atteindre des valeurs de l'ordre de 800 kW, il a été nécessaire de prévoir des systèmes d'alarme et d'arrêt d'urgence liés aux divers paramètres critiques caractérisant l'écoulement dans les différentes parties du banc. Une légère "dérive" d'un des paramètres de sécurité retenus (pressions d'alimentation en eau, diverses températures, détecteurs de gaz) conduit tout d'abord à un premier niveau d'alerte sans autre conséquence, alors qu'une dérive plus importante (par rapport à un seuil prédéfini) entraîne automatiquement un arrêt d'urgence de l'expérimentation en cours avec fermeture des électrovannes de gaz et envoi éventuel d'un air de chasse.

2.1.3 Domaine de fonctionnement et composition du combustible utilisé

Domaine de fonctionnement du banc d'essai

Le tableau 2.1 précise les caractéristiques principales du domaine de fonctionnement du banc d'essai en fonction des débits, températures et richesses des écoulements d'alimentation. Il n'y a pas véritablement de limite concernant la durée de fonctionnement du banc d'essai, mais dans la pratique, les durées d'expérimentation en continu excèdent rarement deux heures.

Canal haut				Canal bas			
Q (g/s)	Φ	T (°C)	Re	Q (g/s)	Φ	T (°C)	Re
± 1 g/s	$\pm 0,25$		$\pm 3,5\%$	± 1 g/s	$\pm 0,25$		$\pm 3,5\%$
≤ 200	$\leq 1,2$	-10 à +20	≤ 80000	≤ 200	$\leq 1,2$	-10 à +20	≤ 80000

TAB. 2.1 – Domaine de fonctionnement du banc ORACLES.

Composition du propane commercial utilisé

Nous avons effectué cinq analyses par chromatographie du propane commercial utilisé sur une période de deux ans. Les résultats présentés dans le tableau 2.2 mettent en évidence une faible variation de la composition du gaz combustible utilisé tout au long de cette étude.

	Analyses par chromatographie (en % volumique)				
	Analyse 1	Analyse 2	Analyse 3	Analyse 4	Analyse 5
C_2H_6	1,46	0,34	2,71	3,91	2,74
C_3H_6	5,92	4,89	3,49	10,1	18,13
C_3H_8	89,82	90,78	90,24	83,59	77,50
C_4H_8	0,47	0,44	0,22	0,12	0,24
C_4H_{10}	2,33	3,55	3,35	2,25	1,35
C_nH_m	$C_{3,01}H_{7,90}$	$C_{3,04}H_{7,97}$	$C_{3,01}H_{7,94}$	$C_{2,98}H_{7,76}$	$C_{3,01}H_{7,84}$

TAB. 2.2 – Composition en pourcentage volumique du propane commercial utilisé et hydrocarbure C_nH_m équivalent.

2.2 Description de la métrologie associée au banc d'essai

Notre étude fait appel à des outils de diagnostic classiques que sont 1) la vélocimétrie Doppler laser en un point et deux composantes et 2) la mesure de pression pariétale statique par capteur piézorésistif couplé à un multiplexeur mécanique de voie. Nous aurons également recours à la vélocimétrie Doppler laser simultanée en deux points et une composante qui est un outil beaucoup moins répandu.

2.2.1 Mesure de vitesse par vélocimétrie Doppler laser en un ou deux points

Mesures en un point

Le système utilisé permet la mesure simultanée de deux composantes de la vitesse (à savoir les composantes longitudinale et transversale). La source laser est un laser Argon de 4 W de puissance (Spectra Physics 2017). Les faisceaux bleu et vert sont conduits par une fibre optique jusqu'à la tête laser. Cette dernière est installée sur un système de déplacement dans les trois directions (Charly-Robot) actionné par des moteurs pas à pas. Deux photomultiplicateurs préamplifiés fournissent un signal analogique de tension aux deux analyseurs de spectre (BSA 57N21). Le déplacement sur un maillage prédéfini (pas minimal de 0,01 mm), l'acquisition des données ainsi que leur stockage sont contrôlés par un logiciel développé sous LabVIEW par la société TecAtlant.

Rappel du principe de la vélocimétrie Doppler laser Le schéma du principe de la vélocimétrie Doppler laser est présenté sur la figure 2.9. En un point désiré de l'écoulement, l'intersection de deux faisceaux laser cohérents, provenant d'une même source laser (montage différentiel), forme un réseau de franges d'interférences (volume d'émission) caractérisé par une alternance de franges sombres et de franges brillantes. L'écoulement à étudier estensemencé de particules de petites dimensions devant l'interfrange, qui, à la traversée du volume de mesure, diffusent la lumière dont l'intensité fluctue selon une fréquence qui dépend directement de leur vitesse (signal Doppler). Le signal lumineux diffusé est ensuite collecté par des photomultiplicateurs. Le signal obtenu à la sortie de ces derniers est traité par des analyseurs

de spectre afin d'obtenir la fréquence Doppler f_D proportionnelle à la composante de vitesse U normale au réseau de franges. Le coefficient de proportionnalité appelé facteur de calibration est égal à l'interfrange d_f , soit :

$$U = d_f \cdot f_D \text{ où } d_f = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} \quad (2.1)$$

où λ est la longueur d'onde de la source lumineuse utilisée et θ l'angle de croisement des faisceaux convergents.

La relation 2.1 ne rend pas compte du signe de la vitesse. Celui-ci est restituée grâce à un module acousto-optique nommé cellule de Bragg qui décale en fréquence l'un des faisceaux incident d'une quantité $f_{Bragg} = 40 \text{ MHz}$ ce qui a pour effet de faire défiler le réseau d'interfranges. Le photomultiplicateur reçoit alors un signal lumineux de fréquence $f_D \pm f_{Bragg}$ qui dépend de la valeur algébrique de U .

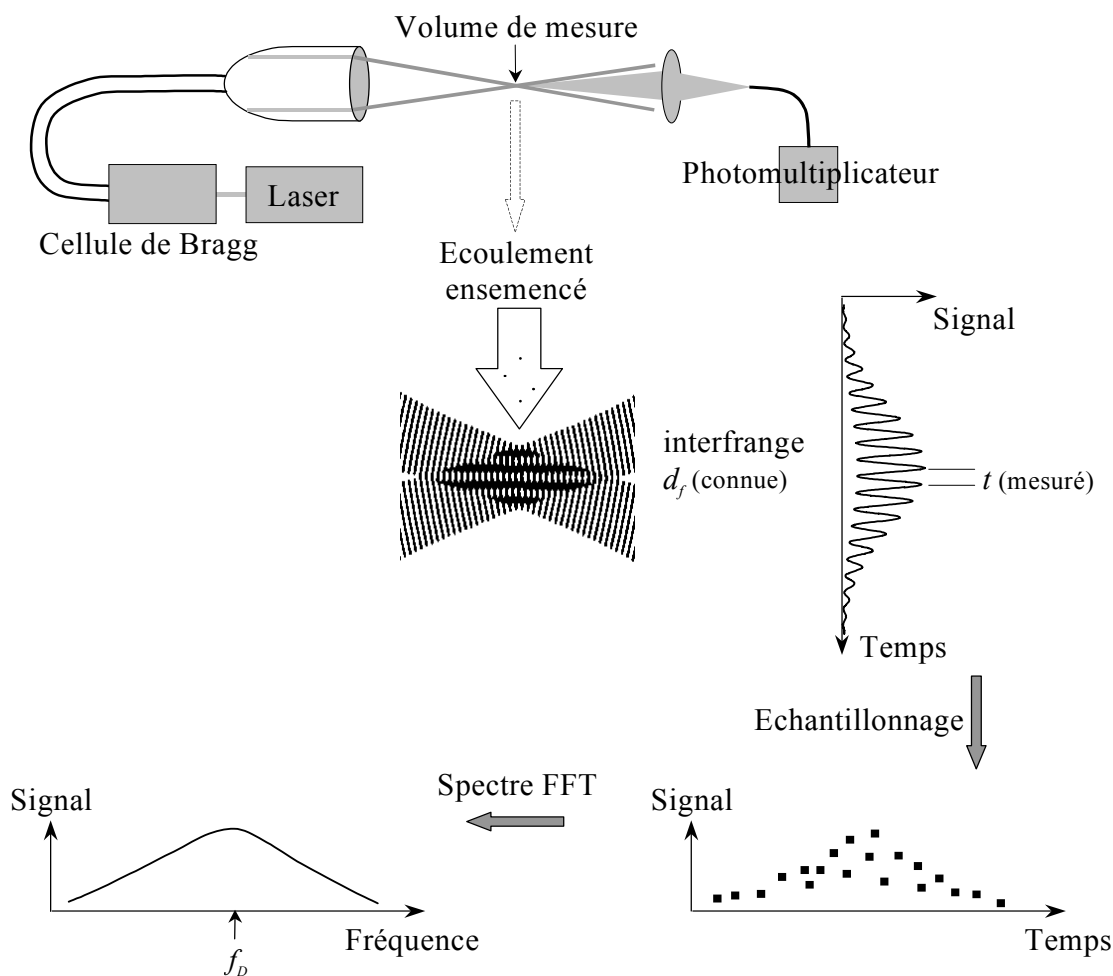


FIG. 2.9 – Principe de la vélocimétrie Doppler laser.

Volume d'émission Le volume d'émission est défini comme la région où la distribution de l'intensité du laser est supérieure à e^{-2} (l'intensité du faisceau laser suit une distribution

gaussienne). La zone de croisement des faisceaux lumineux forme un ellipsoïde de révolution de grand axe l_v et de petit axe d_v . Ces deux longueurs caractéristiques sont données par :

$$l_v = \frac{4f\lambda}{\pi D_{e-2}} \text{ et } d_v = \frac{4f\lambda}{\pi D_{e-2}} \tan(\theta/2) \quad (2.2)$$

où f est la distance focale de la lentille située sur la tête laser et D_{e-2} , le diamètre des faisceaux incidents. Notre système optique à deux couleurs permet de mesurer deux composantes de vitesse simultanément en un point (volumes 1 et 2) ou une composante de la vitesse simultanément en deux points. Toutes les grandeurs caractéristiques des deux volumes sont tabulées dans le tableau 2.3.

Caractéristiques	Volume 1	Volume 2
couleur	vert	bleu
longueur d'onde λ (nm)	514,5	488
distance focale f (mm)	400	400
angle de croisement θ (degré)	5,44	5,44
diamètre des faisceaux D_{e-2} (mm)	1,25	1,22
grand axe de l'ellipsoïde l_v (mm)	4,2	4,08
petit axe de l'ellipsoïde d_v (mm)	0,21	0,20
interfrange d_f (μm)	5,422	5,143
nombre de franges	43	39
diffusion avant l_{PM} (mm)	0,60	0,56
rétro-diffusion l_{PM} (mm)	0,43	0,41

TAB. 2.3 – Caractéristiques des faisceaux laser de la vélocimétrie Doppler laser.

Volume de mesure du récepteur optique Le volume de mesure du récepteur optique est un cylindre dont la largeur est égale au diamètre du volume du réseau d'interfranges et dont la longueur dans la direction perpendiculaire au plan de mesure est égale à la profondeur de champ du récepteur optique l_{PM} donnée par :

$$l_{PM} \simeq 8 \left(\frac{f}{D} \right)^2 \lambda \quad (2.3)$$

où f et D désignent respectivement la focale et l'ouverture du récepteur optique. Cette caractéristique est donnée dans la tableau 2.3. La lumière diffusée par les particule est collectée en mode rétro-diffusif.

Incertitude sur la position du point de mesure dans le volume d'émission La profondeur de champ du récepteur optique l_{PM} est très inférieure à la longueur de la zone du réseau d'interfranges l_v . *A priori* et en l'absence de toute procédure de prise de repère, la position du point de mesure est donc connue dans la direction perpendiculaire au plan de mesure avec une précision de $\pm l_v/2$ soit pour le volume de recouvrement des faisceaux le plus grand avec une précision de ± 2 mm.

Ensemencement La densité des particules d'ensemencement injectées dans l'écoulement doit rester faible. Pour que la mesure de vitesse soit fiable, il est nécessaire que les particules d'ensemencement suivent parfaitement les mouvements de l'écoulement dans une gamme de fréquence pour les fluctuations de vitesse la plus étendue possible. Les particules utilisées sont des particules de dioxyde de Titane TiO_2 d'un diamètre de l'ordre de $1 \mu\text{m}$. Le TiO_2 est susceptible de résister jusqu'à des températures allant jusqu'à 2400 K . Afin d'éviter la formation d'agglomérats, les particules submicroniques de TiO_2 sont mélangées à un fluidifiant (aérosile, $0,07 \mu\text{m}$). L'injection est réalisée en amont des grilles placées à l'entrée des canaux d'alimentation afin d'obtenir un ensemencement le plus homogène possible dans la veine d'essai. Le débit de particules est ajusté par l'expérimentateur à l'aide d'un ensemenceur de type cyclone qui permet d'établir un compromis entre un taux de données optimal et un temps d'expérimentation maximal (salissure des vitres).

Incertitudes dues aux erreurs systématiques La principale source d'erreurs systématiques dans le système utilisé est due à la connaissance de la position du volume de mesure par rapport au repère de la veine d'essai et au biais spécifique à la VDL. En ce qui concerne l'incertitude de la position du volume de mesure, nous pouvons décomposer celle-ci en deux parties. La première est associée à la plus ou moins grande coïncidence entre les axes de référence associés d'une part à la veine d'essai et d'autre part au système de déplacement. La seconde est associée au positionnement à l'intérieur du volume d'émission du volume visé par le récepteur optique. Compte-tenu de la procédure utilisée afin d'aligner précisément le système optique par rapport aux axes du banc et de se caler par rapport à l'origine de celui-ci, nous pouvons estimer l'incertitude systématique liée à la connaissance de la localisation exacte du point de mesure dans les directions x, y et z comme étant égale à $\pm 0,5 \text{ mm}$. En ce qui concerne le biais, la correction spécifique destinée à le minimiser est présentée au chapitre suivant.

Mesures simultanées en deux points

Si le principe d'obtention des mesures est le même que précédemment, la mise en oeuvre s'avère beaucoup plus délicate puisque l'on utilise cette fois deux têtes laser et donc deux volumes de mesure distincts (figure 2.10). Outre le problème de la prise d'origine et de l'alignement par rapport aux axes du banc des deux têtes que nous réglons en nous calant par rapport aux mêmes points de référence (angle des marches par exemple), nous avons dans ce cas à faire face au fait que la mesure simultanée va se faire sur deux particules distinctes contrairement à ce qui se produit pour les mesures simultanée de deux composantes en un point où c'est la même particule qui est "validée".

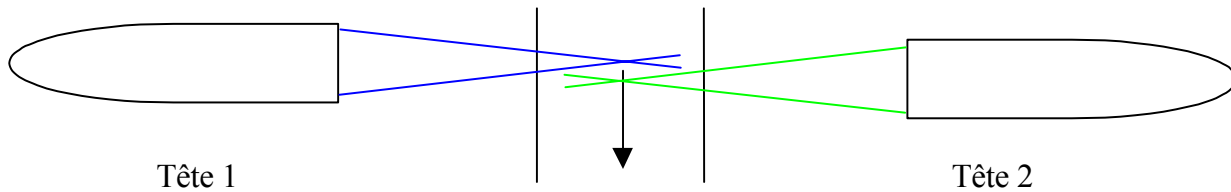


FIG. 2.10 – Schématisation de la mesure simultanée en deux points d'une composante de la vitesse avec deux têtes laser utilisées en mode rétro-diffusif.

En ce qui concerne l'acquisition, nous avons choisi la technique de post-synchronisation qui consiste à prendre une origine des temps commune en début d'acquisition (Un BSA est maître pour fixer l'origine temporelle) puis à laisser ensuite chaque BSA acquérir ses données indépendamment l'un de l'autre (Mode dit privé). Lorsque les données sont acquises, on recherche alors les données en coïncidence. Pour ce faire, on se donne une fenêtre de coïncidence de durée donnée Δt et on cherche alors les valeurs en coïncidence à Δt près. Typiquement, Δt doit être choisi de manière à assurer un décalage éventuel temporel entre les deux mesures validées inférieure à l'échelle de Taylor temporelle du point pour lequel le temps d'arrivée de la particule validée est décalé par rapport au temps initial. Une autre difficulté est liée aux taux effectifs de validation de données pour chacun des deux signaux qui doivent être le plus proche possible l'un de l'autre de manière à avoir des signaux de durée quasi-identique et d'éviter ainsi le gaspillage de données qui ne pourraient pas être mises en coïncidence de par l'absence de données en vis à vis.

2.2.2 Mesure de pression statique

Les vingt prises de pression statique pariétale (dix par canal) sont explorées successivement grâce à un appareil de sélection de voie (FC091 Selection Box) relié à un capteur de pression piézorésistif de type KIMO. Ce capteur travaille sur une gamme de pression différentielle de -300 à $+700$ Pa et les valeurs de pression fournies sont moyennées sur 1 s. L'incertitude sur la valeur de la pression est de $\pm 0,5\%$ de la mesure avec un minimum de 2 Pa. Le signal de tension V_s compris entre 0 et 10 volts est acquis par une carte d'acquisition National Instrument (PCI-MOI série E) qui convertit celui-ci en un signal digital codé sur 12 bits. Il est ensuite directement converti en signal de pression par la relation linéaire suivante :

$$P = P_{min} + (P_{max} - P_{min}) \frac{V_s}{10}$$

C'est un logiciel développé sous LabVIEW par Chevalier [22] qui se charge du pilotage du multiplexeur de voie, de l'acquisition et du calcul de la pression.

Chapitre 3

Traitement des données et approche semi-déterministe

Dans ce chapitre, nous rappelons brièvement les grandeurs de base nécessaires à l'étude des écoulements turbulents. Nous présenterons ensuite les outils servant au traitement statistique de nos données expérimentales. Nous introduirons en particulier l'approche semi-déterministe (ASD) qui nous permettra de discriminer dans les fluctuations du champ des vitesses entre la contribution du mouvement cohérent et celle de la turbulence. Proposée initialement par Husain et Reynolds en 1972 [44][45][72]) lors de l'étude expérimentale d'une couche de mélange excitée par les vibrations d'un ruban de caoutchouc, cette approche consiste pratiquement à décomposer le signal de vitesse en la somme d'une composante moyenne temporelle stationnaire, d'une composante périodique associée au mouvement à grande échelle et d'une composante stochastique, en supposant que les fluctuations périodique et stochastique sont décorrélées. La somme de la valeur moyenne temporelle stationnaire de la vitesse et de la fluctuation cohérente périodique représente ce que l'on appelle alors la moyenne de phase de la vitesse qui dépend du temps. Nous avons développé sous LabVIEW, un programme spécifique de traitement afin d'appliquer de manière quasi-systématique l'ASD à nos mesures de vitesse par vélocimétrie laser.

3.1 Rappels des caractéristiques spatiales et temporelles des écoulements turbulents

3.1.1 Définition des grandeurs statistiques pour un écoulement turbulent

Hinze [41] définit un écoulement turbulent par la variation aléatoire dans le temps et l'espace de nombreuses grandeurs caractéristiques de cet écoulement. Les quantités peuvent être décrites d'un point de vue statistique. La turbulence apparaît comme le résultat de la superposition de "tourbillons" aux mouvements aléatoires caractérisés par une large gamme d'échelles temporelles et spatiales. Dans notre étude, nous retenons l'hypothèse de stationnarité statistique et d'ergodicité, c'est à dire que les moyennes obtenues expérimentalement (moyennes temporelles) seront considérées comme égales aux moyennes d'ensemble (espérance mathématique) et indépendantes du temps.

Considérons un champ vectoriel \vec{g} de l'écoulement dont les composantes sont notées g_i ($i = 1, 2, 3$). On définit alors :

- la moyenne $\overline{g_i}$,
- la variance $\overline{g_i'^2}$,
- les corrélations croisées $\overline{g_i'g_j'}$ ($i \neq j$),
- le moment d'ordre trois $\overline{g_i'^3}$, donnant le coefficient de déviation $D = \overline{g_i'^3} / \overline{g_i'^2}^{3/2}$,
- le moment d'ordre quatre $\overline{g_i'^4}$, donnant le coefficient d'aplatissement $A = \overline{g_i'^4} / \overline{g_i'^2}^2$.

Ces deux derniers coefficients sont notamment utilisés afin de préciser la morphologie de la fonction de densité de probabilité associée, par référence notamment à une répartition gaussienne des valeurs, pour laquelle $D = 0$ et $A = 3$. Un coefficient de déviation non nul correspond, par rapport à la répartition gaussienne, à une dissymétrie de la distribution et un coefficient d'aplatissement différent de 3 indique un étalement ou un "piquage" de la distribution.

Afin de mettre en évidence les échelles temporelles et spatiales présentes dans le champ de l'écoulement turbulent, on définit les coefficients de corrélations spatiales ou temporelles suivants :

- le coefficient de corrélation spatiale qui correspond à une mesure au même instant t en deux points différents A et B .

$$r_{ij}(\vec{AB}) = \frac{\overline{g'_{iA}(t) \times g'_{jB}(t)}}{\sqrt{\overline{g'_{iA}{}^2} \times \overline{g'_{jB}{}^2}}} \quad (3.1)$$

- le coefficient de corrélation temporelle qui est obtenu pour des mesures au même point A mais à des instants différents

$$r_{ij}(\tau) = \frac{\overline{g'_{iA}(t) \times g'_{jA}(t + \tau)}}{\sqrt{\overline{g'_{iA}{}^2} \times \overline{g'_{jA}{}^2}}} \quad (3.2)$$

- le coefficient de corrélation spatio-temporelle qui combine les deux corrélations précédentes

$$r_{ij}(\vec{AB}, \tau) = \frac{\overline{g'_{iA}(t) \times g'_{jB}(t + \tau)}}{\sqrt{\overline{g'_{iA}{}^2} \times \overline{g'_{jB}{}^2}}} \quad (3.3)$$

3.1.2 Echelles spatiales et temporelles liées à la turbulence

Nous considérons le cas d'un écoulement "idéal" au sens de Kolmogorov, c'est-à-dire un écoulement où l'énergie apportée par les grandes échelles est transmise intégralement aux plus petites échelles où elle est dissipée sous forme de chaleur par viscosité.

Le calcul de la transformée de Fourier des fluctuations de vitesse permet de mettre en évidence toutes les échelles présentes dans l'écoulement et leurs niveaux d'énergie associés. Cette distribution spectrale d'énergie est notée $E(K)$, où K est le nombre d'onde. Si l'on intègre sur tous les nombres d'onde, on obtient :

$$k = \int_0^{+\infty} E(K) dK \quad (3.4)$$

où k est l'énergie cinétique de la turbulence qui est également donnée par :

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (3.5)$$

La figure 3.1 montre un exemple de forme de densité spectrale d'énergie en fonction des nombres d'onde et précise les différents domaines énergétiques (Hinze [41]), soit :

- Le domaine de production d'énergie (zone 1) qui caractérise les grandes structures (échelle intégrale Λ).
- Le domaine de transfert d'énergie (zone 2), où le transfert de l'énergie des plus gros tourbillons aux plus petits se fait sans perte d'énergie et où la turbulence est en équilibre statistique et uniquement déterminée par les deux paramètres ε et ν .
- Le domaine dissipatif (zone 3) associé aux plus petits tourbillons, dont l'échelle caractéristique est l'échelle de Kolmogorov η et où l'énergie se dissipe en chaleur de par les effets visqueux.

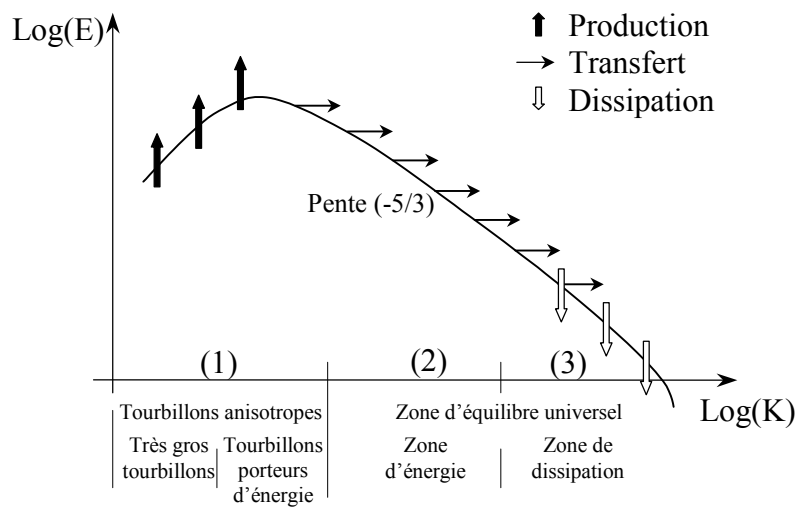


FIG. 3.1 – *Ecoulement turbulent "idéal" : densité spectrale d'énergie en fonction de nombres d'onde.*

Echelles intégrales de temps et d'espace

Les échelles intégrales sont, d'une certaine façon, un indicateur de la longueur (ou du temps) au bout de laquelle (duquel) la vitesse n'est plus corrélée, c'est-à-dire la longueur (ou la durée) que met l'écoulement à perdre "la mémoire" des événements précédents. C'est à ces échelles qu'est produite l'énergie nécessaire au maintien de la turbulence. Celles-ci sont définies à partir des coefficients définis par la relation 3.2. L'échelle intégrale de temps s'écrit alors :

$$\Lambda_{it} = \int_0^{+\infty} r_{ii}(\tau) d\tau \quad (3.6)$$

Pour le champ des vitesses et dans le cas d'un écoulement turbulent non isotrope, on considère plusieurs échelles intégrales spatiales fonction de la direction et de la composante de

la vitesse considérées. Les échelles les plus couramment étudiées, dans le cas d'un écoulement turbulent bidimensionnel, sont celles définies dans ce qui suit (Eq. 3.7). Associant la valeur $i = 1$ correspond à l'axe ox et $i = 2$ à l'axe oy , les composantes de la vitesse respectivement associées à ces axes étant u et v , les échelles intégrales d'espace sont alors définies par :

$$\begin{aligned}\Lambda_{ux} &= \int_0^{+\infty} r_{11}(x) dx \\ \Lambda_{uy} &= \int_0^{+\infty} r_{11}(y) dy \\ \Lambda_{vx} &= \int_0^{+\infty} r_{22}(x) dx \\ \Lambda_{vy} &= \int_0^{+\infty} r_{22}(y) dy\end{aligned}\tag{3.7}$$

Micro-échelles de Taylor

La micro-échelle de Taylor est représentative des premiers tourbillons où les effets de viscosité commencent à être prépondérants. La micro-échelle temporelle de Taylor est définie par :

$$\frac{1}{\lambda_{it}^2} = \frac{1}{2g_i'^2} \overline{\left(\frac{\partial g_i'}{\partial t}\right)^2}$$

Pour des faibles temps de retard τ , un développement en série de $g_i'(t + \tau)$ permet d'écrire la fonction d'auto-corrélation sous la forme :

$$r_i(\tau) = 1 - \frac{\tau^2}{2g_i'^2} \overline{\left(\frac{\partial g_i'}{\partial t}\right)^2} + 0(\tau^4)$$

On peut alors écrire l'échelle de Taylor en fonction de la dérivée seconde du coefficient d'auto-corrélation :

$$\frac{1}{\lambda_{it}^2} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 r_i(\tau)}{\partial \tau^2} \right)_{\tau=0}\tag{3.8}$$

Les micro-échelles spatiales de Taylor pour un écoulement bidimensionnel sont elles aussi déduites des dérivées secondes des coefficients r_{11} et r_{22} par rapport aux axes x et y :

$$\begin{aligned}\frac{1}{\lambda_{ux}^2} &= -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 r_{11}(x)}{\partial x^2} \right)_{x=0} \\ \frac{1}{\lambda_{uy}^2} &= -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 r_{11}(y)}{\partial y^2} \right)_{y=0} \\ \frac{1}{\lambda_{vx}^2} &= -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 r_{22}(x)}{\partial x^2} \right)_{x=0} \\ \frac{1}{\lambda_{vy}^2} &= -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 r_{22}(y)}{\partial y^2} \right)_{y=0}\end{aligned}\tag{3.9}$$

Dans certaines configurations expérimentales, il n'est pas possible d'effectuer les mesures en deux points nécessaires au calcul des corrélations spatiales (problèmes d'encombrement,

d'accès optique). La plupart du temps, on calcule les corrélations temporelles en un point qui donnent alors accès aux échelles temporelles. Lorsque la vitesse de convection est grande devant les fluctuations locales de vitesse, on suppose que les structures présentes dans l'écoulement sont convectées à la vitesse de convection (Hinze [41]), notée \vec{U}_c . Si l'on considère que la turbulence est "figée", on retrouve au point B et au temps t_0 les mêmes caractéristiques existant au point A et au temps $t_0 - \tau$, avec une relation directe $r = \tau U_{c,AB}$, où $U_{c,AB}$ est la projection du vecteur \vec{U}_c sur l'axe AB. Ainsi, les dérivées spatiales et temporelles sont liées par :

$$\frac{\partial}{\partial t} = U_{cx} \frac{\partial}{\partial x} \text{ et } \frac{\partial}{\partial t} = U_{cy} \frac{\partial}{\partial y}$$

Les relations entre les échelles spatiales et temporelles sont alors données par (hypothèse de Taylor) :

$$\begin{aligned} \Lambda_x &= U_{cx} \Lambda_t \text{ et } \Lambda_y = U_{cy} \Lambda_t \\ \lambda_x &= U_{cx} \lambda_t \text{ et } \lambda_y = U_{cy} \lambda_t \end{aligned} \quad (3.10)$$

Les échelles dans le cas d'une turbulence à l'équilibre

Notons t_l le temps de transfert de l'énergie des grosses structures d'échelle spatiale l et d'échelle de vitesse fluctuante g'_l vers les échelles plus petites. Le flux d'énergie correspondant à ce transfert Π_l est donné par la relation suivante (Frisch [32]) :

$$\Pi_l \simeq \frac{g_l'^2}{t_l} \simeq \frac{g_l'^3}{l} \quad (3.11)$$

Le numérateur représente, sans le facteur $1/2$, le niveau d'énergie cinétique associé au mouvement d'échelle l et le dénominateur représente le temps typique de transfert de cette énergie vers les échelles plus petites.

Dans la zone inertielle, le flux d'énergie est conservé, indépendant de l'échelle l et égal au taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence ε , soit :

$$\Pi_l \simeq \frac{g_l'^3}{l} \simeq \varepsilon \quad (3.12)$$

Près du début de la zone inertielle, où $l \simeq \Lambda_x$, échelle intégrale d'espace, on obtient :

$$\varepsilon \simeq \frac{k^{3/2}}{\Lambda_x} \quad (3.13)$$

De la même manière, le taux de dissipation à l'échelle spatiale de Kolmogorov η_x s'écrit :

$$\varepsilon \simeq \frac{g_K^3}{\eta_x} \simeq \nu \left(\frac{g'_K}{\eta_x} \right)^2 \quad (3.14)$$

$$\eta_x \simeq \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (3.15)$$

On déduit alors le rapport entre l'échelle de Kolmogorov et l'échelle intégrale :

$$\frac{\eta_x}{\Lambda_x} \simeq \frac{1}{Re_\Lambda^{3/4}} \quad (3.16)$$

où $Re_\Lambda = \frac{\sqrt{k}\Lambda_x}{\nu}$ est le nombre de Reynolds turbulent relatif à l'échelle intégrale spatiale.

Les ordres de grandeur de vitesse et de temps associés aux structures dissipatives sont alors définis par :

$$g'_K = \frac{\nu}{\eta_x} \quad (3.17)$$

$$\eta_t = \frac{\eta_x}{g'_K} \quad (3.18)$$

Pour une turbulence homogène isotrope, le taux de dissipation s'exprime en fonction de la micro-échelle spatiale de Taylor λ_x par (Hinze [41]) :

$$\varepsilon = 15\nu \frac{k}{\lambda_x^2} \quad (3.19)$$

d'où, le rapport entre l'échelle spatiale de Taylor et l'échelle spatiale intégrale qui s'écrit :

$$\frac{\lambda_x}{\Lambda_x} = \sqrt{\frac{15}{Re_\Lambda}} \quad (3.20)$$

3.2 Traitement des données et incertitudes associées

Nous présentons maintenant les différentes formulations retenues afin d'estimer les différentes grandeurs associées au traitement statistique de nos mesures de vitesse.

3.2.1 Moments statistiques d'ordre n

Signaux de vitesse

La moyenne temporelle de g^n obtenue à partir d'un échantillon de N valeurs instantanées de g est calculée par (pondération par le temps) :

$$\overline{g^n} = \frac{\sum_{i=1}^N g^n \Delta t_i}{\sum_{i=1}^N \Delta t_i} \quad (3.21)$$

où Δt_i est l'intervalle de temps entre deux mesures. Comme l'a montré Sanquer [75], ce type de pondération est bien adapté pour corriger le biais statistique associé à la vélocimétrie laser.

Incertitudes sur le calcul des moments statistiques

Nous pouvons mentionner deux sources d'erreurs lors de l'évaluation des résultats expérimentaux :

- Les erreurs systématiques Δ_{sys} qui sont liées aux incertitudes sur les instruments de mesure, à la procédure expérimentale utilisée et aux erreurs dues à l'expérimentateur.
- Les erreurs statistiques Δ_{stat} associées au nombre fini N d'échantillons mesurés. Le théorème central limite (Protassov [71]) indique que l'écart entre la moyenne obtenue expérimentalement et la moyenne théorique décroît en $1/\sqrt{N}$.

Les erreurs systématiques liées au système de mesure et à sa mise en oeuvre ont été indiquées au chapitre précédent. Les erreurs statistiques sont évaluées à partir de la formulation proposée par Benedict et Gould [6]. Pour un degré de confiance de 95 %, l'incertitude sur la mesure de la moyenne est donnée en fonction de la variance par $\Delta\bar{g} = \pm 1,96 \text{Var}(\bar{g})$. Le tableau 3.1 rassemble les expressions de la variance utilisables pour les moments de un à quatre et ce lorsque la distribution de vitesse suit une loi normale ou une loi quelconque. C'est évidemment les formules établies pour une variable aléatoire relevant d'une distribution quelconque que nous utiliserons.

grandeur	Distribution quelconque	Distribution gaussienne
\bar{g}	$\sqrt{g'^2}/N$	$\sqrt{g'^2}/N$
$\overline{g^2}$	$\sqrt{(g'^4 - g'^2)/N}$	$\sqrt{2 g'^2}/N$
$\overline{g^3}$	$\sqrt{(g'^6 - g'^3 - 6g'^4 g'^2 + 9g'^2)/N}$	$\sqrt{6 g'^3}/N$
$\overline{g^4}$	$\sqrt{(g'^8 - g'^4 + 8g'^5 g'^3 + 16g'^3 g'^2)/N}$	$\sqrt{96 g'^4}/N$
$\overline{f'g'}$	$\sqrt{(f'^2 g'^2 - f'g'^2)/N}$	$\sqrt{(f'^2 g'^2 + f'g' \sqrt{f'^2 g'^2})/N}$

TAB. 3.1 – Variances des estimateurs de précision des moments statistiques de un à quatre à partir d'un échantillon de taille finie (d'après Benedict et Gould [6]).

3.2.2 Corrélation croisée et corrélation en deux points

La connaissance des corrélations croisées (ou des corrélations en deux points) de deux composantes de vitesse (ou d'une composante de vitesse en deux points différents) nécessite la mesure simultanée au même instant de ces vitesses. La corrélation croisée est alors donnée par :

$$\overline{f'g'} = \frac{\sum_{i=1}^N (f_{ci} - \bar{f})(g_{ci} - \bar{g})\Delta t_{ci}}{\sum_{i=1}^N \Delta t_{ci}} \quad (3.22)$$

où Δt_{ci} est l'intervalle de temps séparant la mesure en coïncidence courante de celle qui la précède. \bar{f} , \bar{g} dans l'équation 3.22 sont les moyennes calculées à partir des valeurs de vitesse en coïncidence et il en est de même pour l'évaluation de l'écart type de chaque composante nécessaire à l'évaluation des coefficients de corrélation.

3.2.3 Fonction de densité de probabilité

La fonction de densité de probabilité (*FDP*) de g est calculée par la façon suivante :

$$FDP(j\Delta g) = \frac{\sum_{i=1}^M \Delta t_i(g_i)}{T_{tot}\Delta g} \text{ avec } (j-1/2)\Delta g < g_i < (j+1/2)\Delta g \quad (3.23)$$

où T_{tot} est le temps total de mesure de l'échantillon composé de N valeurs, M représente le nombre de valeurs g_i qui appartiennent à l'intervalle de valeur considéré, Δg est le pas de la *FDP* donné par $\Delta g = (g_{max} - g_{min})/\sqrt{N}$, afin de respecter la loi des grands nombres et $\Delta t_i(g_i)$ est le temps de maintien de g à la valeur g_i appartenant à l'intervalle considéré

3.2.4 Fonction d'auto-corrélation temporelle

La détermination d'un coefficient d'auto-corrélation temporelle d'un signal discret échantillonné aléatoirement est réalisée par recherche des couples de valeurs dont l'écart entre les temps de mesures, à une fenêtre de discrétisation près, correspond à un retard donné. Cette approche correspond à la méthode dite des produits à intervalles discrets (Mayo [56], Asil et al. [2], Van Maanen et Tummers [55], Sanquer [75], Besson [7]). Elle présente en particulier l'avantage d'utiliser les informations là où elles existent (bouffées de données) et de ne pas en "inventer" là où il n'y en a pas (trous d'information). A partir de N échantillons (g_i, t_i) , on détermine alors le coefficient d'auto-corrélation par la relation suivante :

$$r(k) = \frac{\sum_i \sum_j (g'_i g'_j)_{k\Delta\tau}}{\sqrt{\sum_i (g_i'^2)_{k\Delta\tau} \sum_j (g_j'^2)_{k\Delta\tau}}} \text{ pour } \left| \frac{|t_i - t_j|}{\Delta\tau} - k \right| < 0,5 \quad (3.24)$$

où $(g_i'^2)_{k\Delta\tau}$ et $(g_j'^2)_{k\Delta\tau}$ sont les variances calculées à partir des valeurs utilisées pour les couples $(g'_i g'_j)_{k\Delta\tau}$.

L'échelle intégrale temporelle Λ_t est déterminée en intégrant la fonction d'auto-corrélation temporelle. En pratique, lorsque la courbe du coefficient de corrélation présente des oscillations de part et d'autre de l'axe des valeurs nulles, la borne supérieure de l'intégrale peut être remplacée par la plus petite valeur de τ à partir de laquelle le coefficient d'auto-corrélation prend une valeur négative.

L'intersection de la parabole osculatrice à la fonction d'auto-corrélation avec l'axe des retards définit la micro-échelle de Taylor λ_t . Afin de déterminer plus précisément l'équation de la parabole, nous utilisons la méthode des moindres carrés sur les premiers points.

Le choix du retard maximal τ_{max} et de la largeur de la fenêtre $\Delta\tau$ se fait à partir des contraintes suivantes :

- $\tau_{max} < T_{tot}$ et $\tau_{max} > \Delta t_{min}$ où Δt_{min} est l'intervalle de temps le plus petit entre deux mesures et T_{tot} est la durée de mesure totale.
- $\tau_{max} > \Lambda_t$ et $\Delta\tau < \lambda_t$

Sanquer [75] préconise un rapport $\frac{\Delta\tau}{\Delta t_{min}}$ compris entre 4 et 6 pour obtenir une bonne stabilité statistique et une résolution suffisante de la fonction d'auto-corrélation pour déterminer l'échelle de Taylor. De plus il montre que le rapport $\frac{\tau_{max}}{\Lambda_t}$ doit être supérieur à 8 pour une bonne détermination de l'échelle intégrale.

3.2.5 Transformée de Fourier

La transformée de Fourier rapide (*TFR*) d'un signal discret régulièrement échantillonné composé de N valeurs s'écrit :

$$TFR_{g'}(f) = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} g_j e^{-i2\pi jk/N} = R(f) + iI(f) \quad (3.25)$$

La densité spectrale d'énergie (*DSE*) est alors donnée par :

$$DSE_{g'}(f) = \frac{1}{\Delta f} |TFR_{g'}(f)|^2 = \frac{1}{\Delta f} (R^2(f) + I^2(f)) \quad (3.26)$$

La détermination de la Transformée de Fourier Rapide nécessite la reconstruction de notre signal échantillonné aléatoirement en un signal régulièrement échantillonné. En raison de l'intensité de turbulence élevée dans notre écoulement, nous avons utilisé la technique de reconstruction par interpolation linéaire (polynôme d'ordre 1) qui revient à un filtrage passe-bas lorsque la fréquence de rééchantillonnage est inférieure au double de la fréquence maximale présente dans le signal.

3.3 Approche semi-déterministe

3.3.1 Séparation entre les mouvements périodiques et stochastiques

Les résultats rapportés dans la thèse de Besson [7] sur la même géométrie montre qu'il existe un mouvement cohérent très énergétique au niveau du champ de vitesses associé au battement synchrone des fronts de flamme. La signature de ce phénomène est la présence des pics d'énergie associés aux fréquences spécifiques du mouvement cohérent observés sur les spectres des fluctuations de vitesse. Ce comportement attendu pour nos propres écoulement suggère *a priori* de retenir l'approche semi-déterministe (ASD) initialement proposée par Hussain et Reynolds [44][45][72] afin de discriminer entre le mouvement cohérent et la turbulence dans le signal original de vitesse et reprise depuis par exemple par Papaspyros et al. [65] pour l'étude expérimentale d'un jet cisailée, par Haminh et Kourta [38] ou Aubrun et al. [4] pour l'étude expérimentale et le calcul d'écoulements derrière une marche ou enfin par Billet [13] pour le calcul de jets supersoniques. Dans cette approche, on considère que le signal instantané $g(t)$ obtenu par exemple par vélocimétrie laser en un point de l'écoulement peut être décomposé comme suit :

$$g(t) = \bar{g} + g'_p(t) + g'_s(t) \quad (3.27)$$

où \bar{g} est la moyenne temporelle, qui ne dépend pas du temps, $g'_p(t)$ représente la contribution périodique et $g'_s(t)$ la fluctuation stochastique telle que $\overline{g'_s} = 0$. On suppose également que, en moyenne, $g'_p(t)$ et $g'_s(t)$ sont décorréliées soit $\overline{g'_p g'_s} = 0$. Dans le cas le plus couramment envisagé, il est supposé que $g'_p(t)$ est une fonction harmonique pure non modulée en fréquence ou en amplitude, ce qui, historiquement, correspond au fait que la fluctuation périodique correspondait à l'excitation forcée de l'écoulement (i.e. le ruban caoutchouc excitant la couche de mélange dans le cas de Hussain et Reynolds). Dans ces conditions, cette décomposition dite triple du signal peut être illustrée à la manière de ce qui est présenté sur la figure 3.2 et l'on peut alors introduire la moyenne de phase $\langle g \rangle (t)$ définie par $\langle g \rangle (t) = \bar{g} + g'_p(t)$ et l'angle de phase θ associé à la variation de $\langle g \rangle (t)$ sur un intervalle de la forme $[t_0, t_0 + \tau]$ où $\tau = 1/f_p$ est la période associée au mouvement cohérent périodique de fréquence f_p et tel que $\theta(t_0) = 0$ et $\theta(t_0 + \tau) = 2\pi$ ou 360° et où l'origine des temps t_0 peut être choisi de façon arbitraire. Face à un signal brut $g(t)$ mesuré, il faut donc mettre en place une procédure de traitement adaptée afin de pouvoir mettre en oeuvre cette décomposition.

La procédure à multi-étapes que nous avons développée dans ce but sous LabVIEW se décompose comme suit :

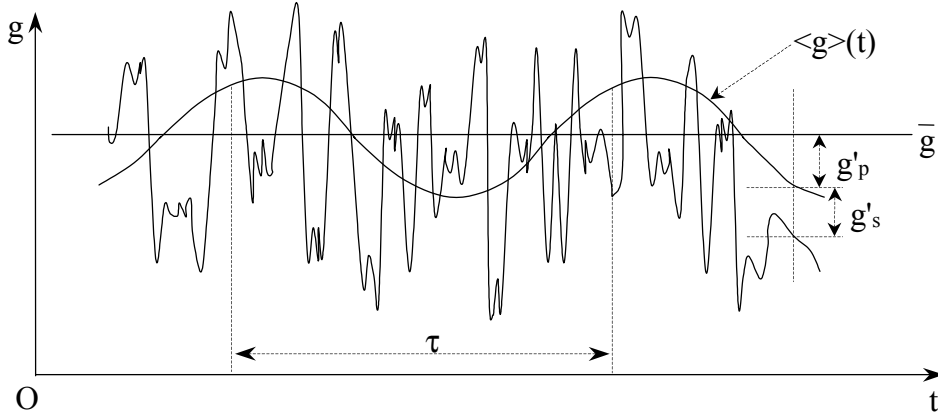


FIG. 3.2 – Illustration de la procédure de la décomposition triple à partir d'un signal de vitesse aléatoire.

1. Détermination de la moyenne temporelle du signal \bar{g} avec l'expression 3.21.
2. Calcul de la transformée de Fourier rapide de la fluctuation totale de vitesse $g'(t)$: $TFR_{g'}(f) = R(f) + iI(f)$.
3. Calcul de la densité spectrale d'énergie : $DSE_{g'}(f) = \frac{1}{\Delta f} (R^2(f) + I^2(f))$ où Δf désigne la résolution en fréquence.
4. Détection d'un pic éventuel de densité d'énergie $DSE_{max}(f_{max})$ dans la DSE et ce par une comparaison absolue entre toutes les fréquences de par l'application du critère de détection $DSE_{max} \geq 5\overline{DSE}$ où \overline{DSE} est la moyenne de la DSE prise sur les dix points entourant le point considéré. La fréquence f_{max} sera considérée alors comme la fréquence f_p du mouvement périodique.
5. Délimitation du pic d'énergie à partir de deux fréquences de coupure définies par : $f_{coup1} = f_{max} - 5\Delta f$ et $f_{coup2} = f_{max} + 5\Delta f$.
6. Ablation du pic d'énergie et interpolation du spectre au niveau du trou créé. La densité spectrale d'énergie ainsi obtenue DSE_s correspond alors uniquement à $g'_s(t)$.
7. Calcul de la fonction de transfert de l'énergie stochastique $H_s(f) = \sqrt{\frac{DSE_s}{DSE}}$ et calcul de la transformée de Fourier inverse du produit $H_s(f).TFR_{g'}(f)$ afin d'obtenir $g'_s(t)$.
8. Calcul de la partie cohérente du mouvement par : $g'_p(t) = g'(t) - g'_s(t)$.

La figure 3.3 illustre certaines des étapes indiquées ci-dessus dans le cas d'un signal de vitesse obtenu lors de l'étude de l'écoulement réactif c_1 obtenu sur ORACLES et qui sera décrit en détail dans les chapitres suivants. La figure 3.3-a présente un spectre abritant un pic d'énergie particulièrement bien marqué qui indique donc la présence d'un mouvement cohérent très énergétique comme l'illustre la figure 3.3-b qui présente la fonction d'auto-corrélation associée à ce spectre. Après sa détection, le pic d'énergie cohérente est donc soustrait au spectre initial (figure 3.3-c) et la fonction d'auto-corrélation présentée sur la figure 3.3-d montre bien que l'on obtient alors un mouvement cohérent quasi-harmonique. Le spectre restant donné sur la figure 3.3-e correspond alors à la seule fluctuation stochastique dont la fonction d'auto-corrélation relaxe bien vers 0 comme il se doit (figure 3.3-f).

La moyenne de phase est alors déterminée facilement dès lors que la fréquence périodique f_p est déterminée. Ainsi si nous nous intéressons au signal de vitesse $u'(t)$ de durée T , celui-ci est tout d'abord divisé en N cycles de période $\tau = 1/f_p$ telle que $T = N\tau$. Puis chaque cycle est divisé par incrément de $\Delta\theta = 1^\circ$ afin d'effectuer une moyenne sur un large nombre de cycles pour les différentes valeurs de l'angle de phase, c'est à dire :

$$\langle u \rangle (\theta) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} u_n(\theta) \quad (3.28)$$

On obtient alors l'évolution caractéristique de la moyenne de phase en fonction de l'angle de phase présentée à la figure 3.4-a pour deux points de l'écoulement c1, le premier étant situé sur l'axe du canal d'alimentation supérieure et l'autre étant situé à la même ordonnée mais à une hauteur de marche en aval de l'élargissement brusque. Nous avons également vérifié dans ce cas dans quelle mesure le mouvement périodique est décorrélé avec le mouvement stochastique. Un bon indicateur relatif à cette éventuelle décorrélation est de vérifier la dépendance de $\overline{u_s'^2}^{1/2}$ en fonction de l'angle de phase θ . Si cette dépendance est faible, on peut alors raisonnablement estimer que les deux mouvements sont quasi-décorrélés et que la décomposition triple peut alors être utilisée pour identifier la contribution respective de chaque type de mouvement à l'énergie totale des fluctuations du signal de vitesse. La figure 3.4-b montre bien que pour les points considérés, la fluctuation $\overline{u_s'^2}^{1/2}$ reste presque constante tout au long d'un cycle, nous confortant ainsi sur la pertinence de l'emploi de la décomposition triple. Enfin, les figures 3.4-c et d permettent de préciser le nombre de cycles nécessaire à l'obtention de la convergence de nos statistiques, que ce soit pour la moyenne de phase ou la fluctuation stochastique. Nous observons que cette convergence est observée à partir de la prise en compte de l'ordre de 200 cycles. Cette valeur doit être rapprochée de la valeur de 50000 nécessaire à Hussain et Reynolds [44][45] pour obtenir cette même convergence. Cette notable différence peut probablement être attribuée à la forte énergie du mouvement cohérent dans notre cas.

Quelques éléments relatifs au programme de traitement que nous avons développé afin de traiter systématiquement les données instantanées de vitesse sont donnés en annexe.

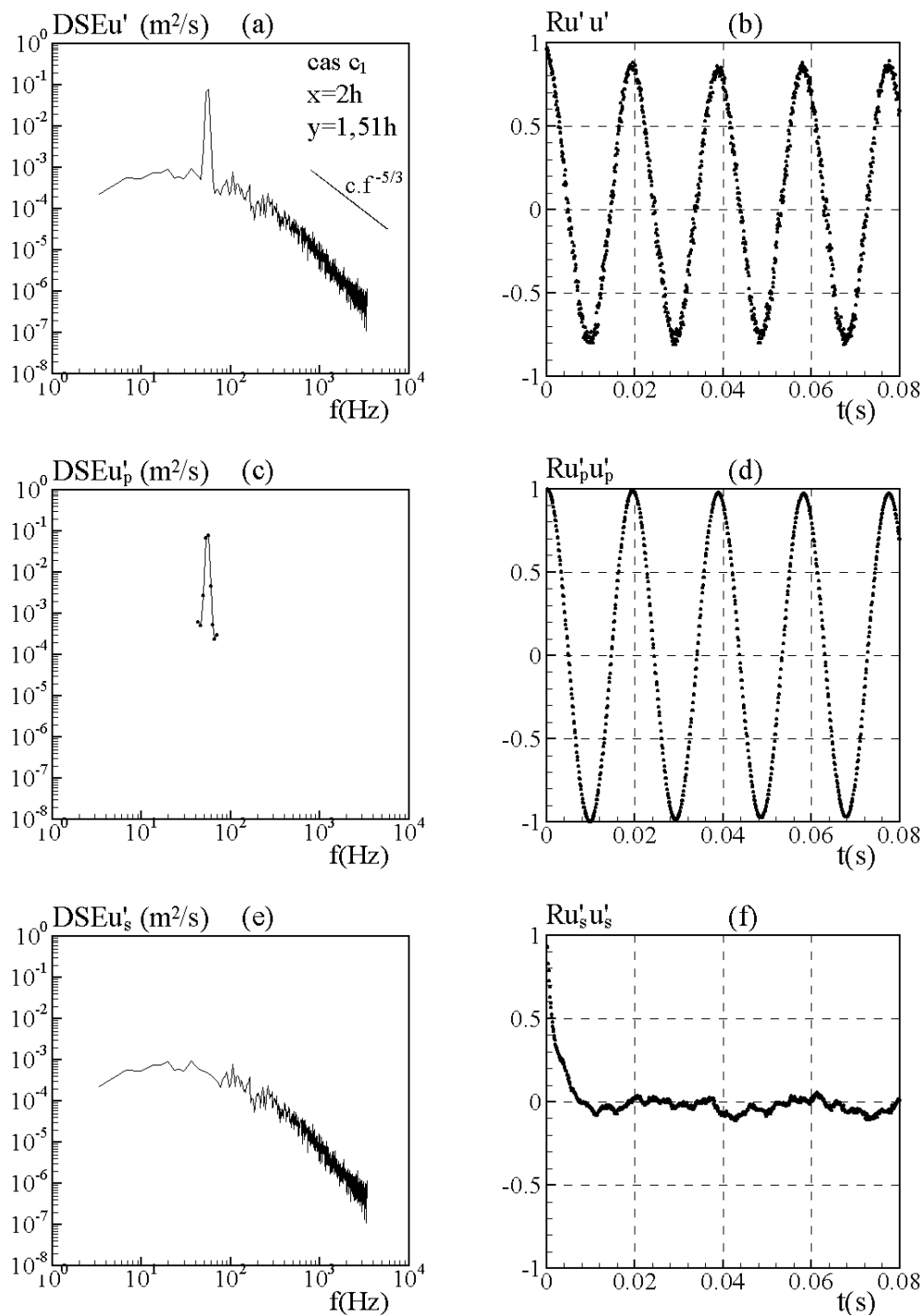


FIG. 3.3 – *Ecoulement c₁, illustration de la mise en oeuvre de la procédure de décomposition triple du signal de vitesse longitudinale en (x = 2h, y = 1, 51h). Densité spectrale d'énergie et fonction d'auto-corrélation associées pour : (a) et (b) la fluctuation totale; (c) et (d) la fluctuation périodique; (e) et (f) la fluctuation stochastique.*

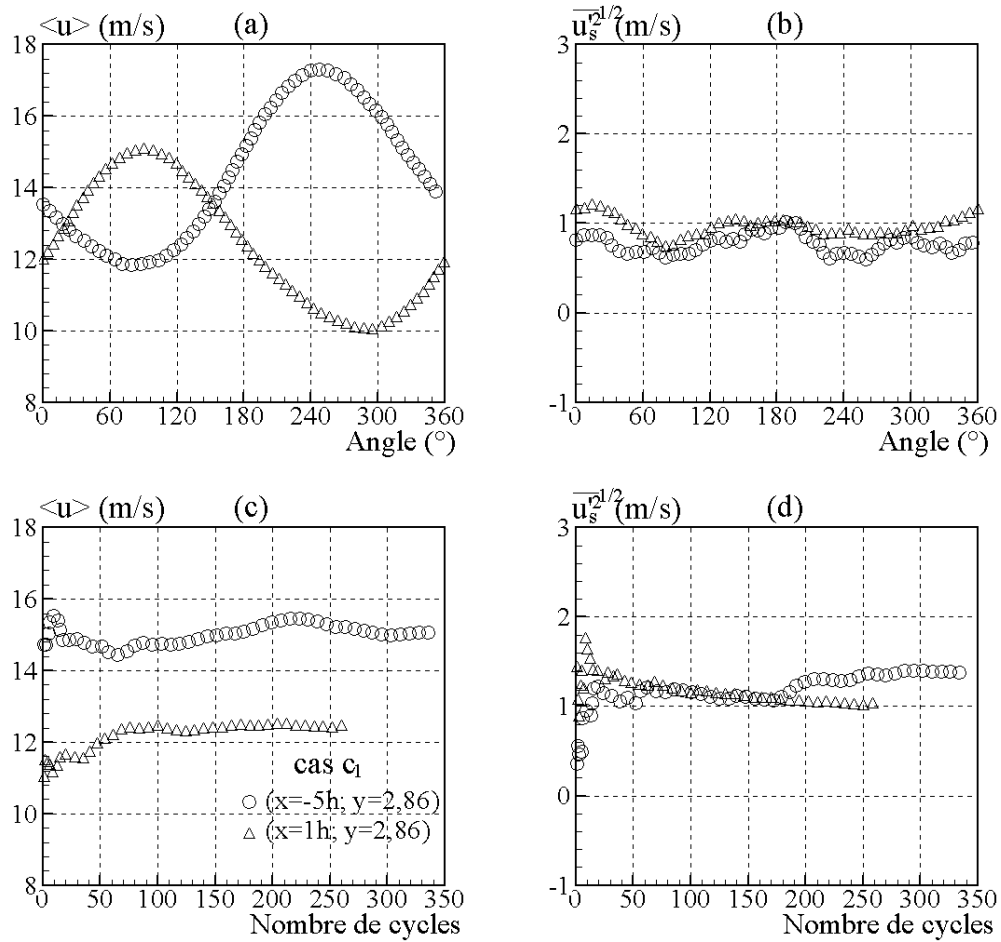


FIG. 3.4 – Écoulement c_1 : évolution de la moyenne de phase et de l'écart type de la fluctuation stochastique de la vitesse longitudinale contre angle de phase sur un cycle complet (Figs. a et b) et en fonction du nombre de cycles à un angle de phase de 180° (Figs. c et d) à deux points $(x = -5h, y = 2,86h)$ et $(x = 1h, y = 2,86h)$.

Deuxième partie

Résultats obtenus pour des
écoulements réactifs de différentes
puissances thermiques

Chapitre 4

Recherche des limites d'extinction pauvre

Dans le cadre du développement des nouvelles chambres de combustion de type PPP, la détermination des caractéristiques d'extinction est une étape essentielle afin d'établir correctement la marge de stabilité du système. En ce qui concerne le banc ORACLES, la connaissance des propriétés d'extinction pauvre sera particulièrement utile pour tester la capacité prédictive des modèles physiques utilisés pour la simulation numérique de nos écoulements dont une illustration est donnée sur la figure 4.1. Nous avons donc balayé une large plage de configurations d'extinction, ce qui représente plus d'une cinquantaine d'heures d'expérimentation. Quatre situations génériques ont été considérées sur une plage de nombres de Reynolds Re allant de 25000 à 75000 c'est à dire 1) la recherche de l'extinction d'un flux avec deux flux d'alimentation carburés, 2) la recherche de l'extinction d'un seul flux carburé l'autre étant alimenté seulement en air, 3) la recherche de l'extinction simultanée des deux flux carburés et 4) la recherche de l'extinction d'un flux, l'autre flux étant réactif mais alimenté avec un débit différent.

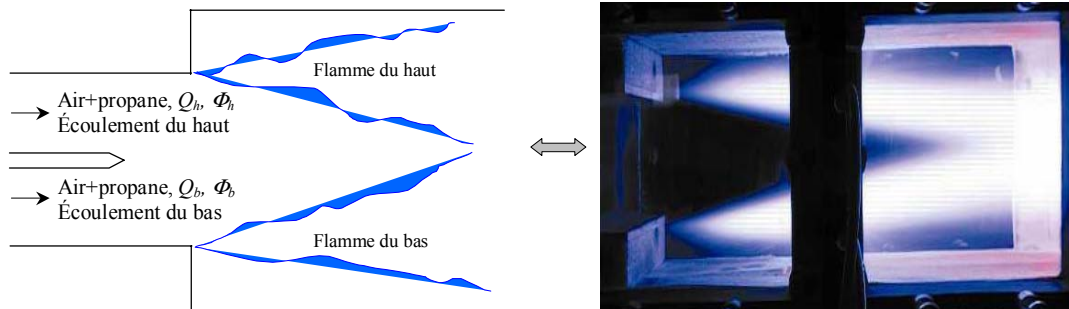


FIG. 4.1 – Schématisation et visualisation en lumière directe des écoulements réactifs se développant au sein de la chambre de combustion du banc d'essai ORACLES.

Pour toutes les configurations considérées, la méthodologie employée est similaire avec 1) une phase d'établissement des écoulements éventuellement réactifs suivie 2) d'une phase de stabilisation d'une minute à richesse constante ; vient ensuite la recherche de l'extinction souhaitée par fermeture lente et progressive de la ligne d'alimentation en gaz concernée. Un observateur, se tenant près du banc dans le hall d'essai plongé dans l'obscurité, est relié par

radio à l'opérateur en charge de la fermeture progressive de la vanne dans la salle de commande. Dès que l'extinction est observée, l'opérateur relève les valeurs de la richesse des écoulements à ce moment. Une analyse des fichiers enregistrés toutes les secondes par la centrale d'acquisition permet de confirmer les valeurs relevées au moment de l'extinction. Compte-tenu du nombre important de configurations d'écoulements considérés, il nous a été nécessaire de leur attribuer une étiquette permettant de les repérer. Nous avons choisi une labellisation d'écoulement de type " $S_i - lettre$ " où i désigne la situation considérée (1,2,3 ou 4) et où la lettre est choisie en fonction du nombre de Reynolds considéré. Nous avons (arbitrairement) choisi d'attribuer la lettre a à des écoulements dont le nombre de Reynolds est de 15000 puis d'incrémenter d'une lettre, dans l'ordre alphabétique, par tranche d'augmentation du nombre de Reynolds de 5000. Ainsi, l'étiquette $S1 - c$ correspond donc à la situation 1 avec deux écoulements de même débit et à un nombre de Reynolds de 25000, $S1 - d$ relève de la même situation mais avec un nombre de Reynolds de 30000 et ainsi de suite. Nous n'avons pas attribué d'étiquette pour la situation 4, les deux écoulements n'ayant pas le même nombre de Reynolds. Notons que ce code d'équivalence lettre-valeur du nombre de Reynolds, i.e. $c \equiv 25000$, $d \equiv 30000$, $m \equiv 75000$ sera également retenu par la suite pour repérer les écoulements présentés dans les chapitres suivants.

4.1 Situation 1 : extinction d'un flux avec deux flux d'alimentation carburés

4.1.1 Méthodologie

Dans cette situation, les deux flux d'alimentation sont réactifs et ont même débit et l'on cherche l'extinction de la flamme supérieure tandis que la flamme inférieure reste stabilisée à une richesse constante de 0,65. Une illustration de cette situation est donnée sur la figure 4.2.

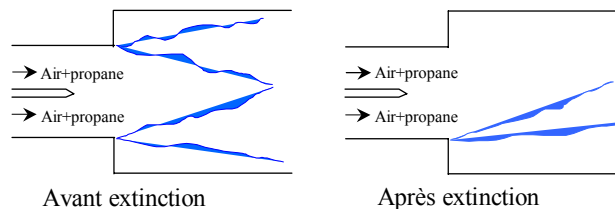


FIG. 4.2 – Type d'extinction en Situation 1.

Dans cette configuration, la procédure suivie pour obtenir la limite d'extinction est la suivante :

1. Alimentation en air des deux écoulements.
2. Ouverture de la ligne de gaz de l'écoulement supérieur et allumage à $\Phi_h^{allum} = 0,75$ grâce à la bougie électrique qui est ensuite retirée.
3. Ouverture de la ligne de gaz de l'écoulement inférieur et allumage à $\Phi_b^{allum} = 0,75$ avec la bougie ou par "sympathie" avec la flamme supérieure.
4. Stabilisation pendant une minute des deux écoulements à $\Phi_h^{st} = \Phi_b^{st} = 0,65$.

5. Fermeture progressive point par point de la vanne de gaz du flux du canal haut jusqu'à ce que l'extinction soit observée pendant que la flamme inférieure est toujours stabilisée à $\Phi_b^{st} = 0,65$.

4.1.2 Résultats

Situation 1			
$\Phi_h^{st} = \Phi_b^{st} = 0,65$			
Etiquette	$Re_h = Re_b$	$Q_h = Q_b(g/s)$	Φ_h^{ext}
S1-c	25000	65	0,55
S1-d	30000	78	0,53
S1-e	35000	91	0,52
S1-f	40000	104	0,53
S1-g	45000	117	0,53
S1-h	50000	130	0,52
S1-i	55000	143	0,52
S1-j	60000	156	0,52
S1-k	65000	169	0,52
S1-l	70000	182	0,51
S1-m	75000	195	0,52

TAB. 4.1 – Situation 1 : valeurs de richesse à l'extinction pour des nombres de Reynolds allant de 25000 à 75000.

Nous avons observé dans cette situation que la valeur de richesse à l'extinction de la flamme du haut est très peu dépendante de la variation du nombre de Reynolds. En effet, une très faible diminution de Φ_h^{ext} est observée lorsque Re augmente. Cette faible diminution de la valeur de richesse à l'extinction semble être due au réchauffement des parois de la chambre de combustion au cours d'essai, la même situation ayant été observée dans l'étude de Korusoy et Whitelaw [48]. Néanmoins, compte-tenu de l'incertitude systématique associée à nos expérimentations, nous pouvons dire que la valeur de richesse observée à l'extinction est quasi-constante.

4.1.3 Reproductibilité à long terme

Nous avons ensuite choisi huit cas pour lesquels nous avons réalisé six mois plus tard la même série d'expériences. L'objectif ainsi poursuivi était de mettre en évidence l'influence du vieillissement du banc d'essai (notamment avec l'apparition de fissures sur les parois en matériau réfractaire), de la différence éventuelle de composition du propane commercial utilisé (effet de stratification dans le réservoir) ou de la différence de la température de l'air d'alimentation qui peuvent légèrement modifier la vitesse fondamentale de flamme du prémélange, etc..... Les résultats ainsi obtenus sont présentés dans le tableau 4.2.

L'ensemble des résultats des expériences réalisées six mois après la première série donnent des valeurs de Φ_h^{ext} qui sont systématiquement plus élevées que celles obtenues précédemment tout en étant toujours quasi-indépendantes de la valeur du nombre de Reynolds. La différence

Situation 1					
$\Phi_h^{st} = \Phi_b^{st} = 0,65$					
Etiquette	$Re_h = Re_b$	$Q_h = Q_b(g/s)$	$\Phi_h^{ext} "t_0"$	$\Phi_h^{ext} "t_0 + 6mois"$	Variation relative (%)
S1-d	30000	78	0,53	0,57	7,5
S1-e	35000	91	0,52	0,55	5,8
S1-f	40000	104	0,53	0,55	3,8
S1-g	45000	117	0,53	0,54	1,9
S1-h	50000	130	0,52	0,54	3,8
S1-i	55000	143	0,52	0,54	3,8
S1-j	60000	156	0,52	0,54	3,8
S1-k	65000	169	0,52	0,54	3,8

TAB. 4.2 – Situation 1 : Comparaisons des valeurs de Φ_h^{ext} obtenues à six mois d'intervalle.

relative moyenne est légèrement supérieure à 4 %. En considérant l'erreur systématique cumulée de $\pm 0,025$ associée à la détermination de Φ_h^{ext} , il existe donc bien un "chevauchement" entre les valeurs des deux séries de résultats.

4.1.4 Influence de Φ_b^{st} sur Φ_h^{ext}

Nous avons ensuite étudié l'influence de la valeur de Φ_b^{st} sur les caractéristiques d'extinction du flux supérieur et ce, en faisant varier Φ_b^{st} de 0,65 à 0,75 et $Re_h = Re_b$ de 25000 à 65000. Les résultats regroupés dans le tableau 4.3 montrent que, pour un nombre de Reynolds donné, Φ_h^{ext} est quasi indépendante de Φ_b^{st} . De plus, nous observons que, pour une valeur donnée de Φ_b^{st} , Φ_h^{ext} est quasi indépendante de la valeur du nombre de Reynolds en tenant compte l'erreur systématique de $\pm 0,025$ associée à la détermination des valeurs de richesse d'extinction.

Situation 1												
Etiquette	$Re_h = Re_b$	$Q_h = Q_b(g/s)$	Φ_b^{st}	Φ_h^{ext}	Φ_b^{st}	Φ_h^{ext}	Φ_b^{st}	Φ_h^{ext}	Φ_b^{st}	Φ_h^{ext}	Φ_b^{st}	Φ_h^{ext}
S1-c	25000	65	0,75	0,55	0,70	0,55	0,65	0,55	0,60	0,54	0,60	0,54
S1-d	30000	78	0,75	0,56	0,70	0,56	0,65	0,57	0,60	0,56	0,60	0,56
S1-e	35000	91	0,75	0,55	0,70	0,55	0,65	0,55	0,60	0,55	0,60	0,55
S1-f	40000	104	0,75	0,55	0,70	0,56	0,65	0,55	0,60	0,55	0,60	0,55
S1-g	45000	117	0,75	0,54	0,70	0,54	0,65	0,54	0,60	0,54	0,60	0,54
S1-h	50000	130	0,75	0,54	0,70	0,54	0,65	0,54	0,60	0,54	0,60	0,54
S1-i	55000	143	0,75	0,54	0,70	0,54	0,65	0,54	0,60	0,55	0,60	0,55
S1-j	60000	156	0,75	0,54	0,70	0,54	0,65	0,54	0,60	0,55	0,60	0,55
S1-k	65000	169	0,75	0,55	0,70	0,55	0,65	0,54	0,60	0,54	0,60	0,54

TAB. 4.3 – Situation 1 : influence de Φ_b^{st} sur Φ_h^{ext} .

4.2 Situation 2 : extinction d'un seul flux carburé

4.2.1 Méthodologie

Dans cette situation, seul le flux du canal supérieur est carburé, l'autre flux étant alimenté en air avec le même débit. En conséquence, seule l'extinction du flux supérieure peut être recherchée. Une schématisation de cette situation est donnée dans la figure 4.3.

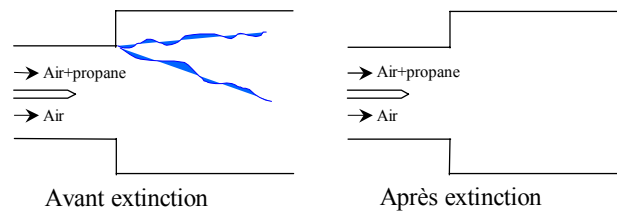


FIG. 4.3 – Type d'extinction en Situation 2.

Dans cette situation, la procédure suivie pour obtenir la limite d'extinction est la suivante :

1. Alimentation en air des deux écoulements.
2. Ouverture de la ligne de gaz de l'écoulement supérieur et allumage à $\Phi_h^{allum} = 0,75$ grâce à la bougie électrique qui est ensuite retirée.
3. Stabilisation pendant une minute des deux écoulements à $\Phi_h^{st} = 0,65$ et $\Phi_b^{st} = 0$.
4. Fermeture progressive point par point de la vanne de gaz du flux du canal haut, jusqu'à ce que l'extinction soit observée.

4.2.2 Résultats

Comme pour la Situation 1, nous avons observé en Situation 2 une faible sensibilité de la valeur de richesse à l'extinction de la flamme supérieure à la variation du nombre de Reynolds. En effet, une très faible diminution de Φ_h^{ext} est observée lorsque Re augmente. Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus par De Zilwa et al. [84] pour une expansion symétrique à un seul canal d'alimentation. Si nous comparons les valeurs obtenues avec celles de la Situation 1 obtenues à la même période (tableau 4.1) on remarque que pour une valeur donnée de Re , les valeurs de Φ_h^{ext} obtenues en Situation 1 sont systématiquement plus petites que celles en Situation 2, avec une différence relative de l'ordre de 2 à 4%. Bien qu'étant là encore du niveau des incertitudes systématiques, cette tendance semble raisonnable puisqu'en Situation 1, la présence de l'écoulement carburé inférieur conduit au développement d'une couche de mélange scalaire de richesse entre les deux flux qui pourrait entraîner une augmentation locale de Φ_h au niveau de l'élargissement et donc de la zone de stabilisation. Néanmoins, seule une étude détaillée, qui reste à conduire, à la fois des mécanismes de stabilisation de la zone de réaction et des caractéristiques de la couche de mélange scalaire au droit de l'élargissement brusque permettrait de mettre en perspective les résultats obtenus.

Situation 2			
$\Phi_h^{st} = 0,65$ $\Phi_b^{st} = 0$			
Etiquette	$Re_h = Re_b$	$Q_h = Q_b(g/s)$	Φ_h^{ext}
S2-c	25000	65	0,57
S2-d	30000	78	0,56
S2-e	35000	91	0,55
S2-f	40000	104	0,57
S2-g	45000	117	0,55
S2-h	50000	130	0,54
S2-i	55000	143	0,54
S2-j	60000	156	0,54
S2-k	65000	169	0,54
S2-l	70000	182	0,53
S2-m	75000	195	0,53

TAB. 4.4 – Situation 2 : valeurs de richesse à l'extinction pour des nombres de Reynolds allant de 25000 à 75000.

4.3 Situation 3 : extinction simultanée de deux flux

4.3.1 Méthodologie

Dans cette situation, les deux écoulements d'alimentation sont réactifs et de même débit. L'extinction des deux flammes a été recherchée simultanément. La figure 4.4 donne une illustration pour ce type d'extinction.

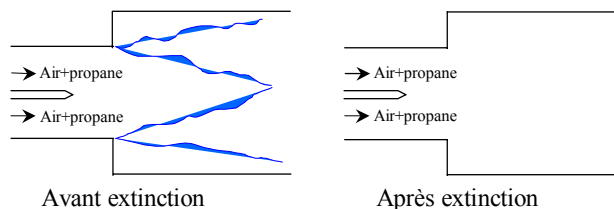


FIG. 4.4 – Type d'extinction en Situation 3.

Dans cette situation, la procédure suivie pour obtenir la limite d'extinction est la suivante :

1. Alimentation en air des deux écoulements.
2. Ouverture de la ligne de gaz de l'écoulement supérieur et allumage à $\Phi_h^{allum} = 0,75$ grâce à la bougie électrique qui est ensuite retirée.
3. Ouverture de la ligne de gaz de l'écoulement inférieur et allumage à $\Phi_b^{allum} = 0,75$ avec la bougie ou par "sympathie" avec la flamme supérieure.
4. Stabilisation pendant une minute des deux écoulements à $\Phi_h^{st} = \Phi_b^{st} = 0,65$.
5. Fermeture simultanée et progressive, point par point, des deux vannes jusqu'à ce que l'extinction soit observée.

4.3.2 Résultats

Situation 3				
$\Phi_h^{st} = \Phi_b^{st} = 0,65$				
Etiquette	$Re_h = Re_b$	$Q_h = Q_b(g/s)$	Φ_h^{ext}	Φ_b^{ext}
S3-c	25000	65	0,56	0,57*
S3-d	30000	78	0,57*	0,57
S3-e	35000	91	0,55	0,56*
S3-f	40000	104	0,54	0,56*
S3-g	45000	117	0,54	0,55*
S3-h	50000	130	0,54	0,55*
S3-i	55000	143	0,54	0,55*
S3-j	60000	156	0,55*	0,55
S3-k	65000	169	0,54*	0,54
S3-l	70000	182	0,54	0,55*
S3-m	75000	195	0,54*	0,54

TAB. 4.5 – Situation 3 : Evolution de Φ_h^{ext} et Φ_b^{ext} en fonction du nombre de Reynolds (l'astérisque désigne la flamme qui s'est éteinte en premier).

Nous observons que les valeurs de Φ_h^{ext} et Φ_b^{ext} sont extrêmement proches l'une de l'autre pour n'importe lequel des nombres de Reynolds considérés (tableau 4.5). Nous n'avons jamais réussi à obtenir une extinction simultanée des deux flammes, l'intervalle de temps entre les deux extinctions étant toujours de l'ordre de quelques secondes. Dans certains cas, juste avant l'extinction de la première flamme, nous avons observé que les deux zones de réaction étaient animées d'un mouvement d'oscillation longitudinale à grande échelle et en opposition de phase. Notons que les valeurs de richesse d'extinction obtenues dans cette situation sont très proches de celles obtenues en Situation 1.

4.4 Situation 4 : extinction d'un flux avec influence d'un différentiel de vitesse

La Situation 4 diffère de la Situation 1 par la présence d'une couche de mélange dynamique entre les deux écoulements incidents en lieu et place d'un sillage. Les résultats présentés dans le tableau 4.6 montrent que les valeurs de Φ_h^{ext} paraissent être tout à fait indépendantes de Re_h et de la différence ($Re_b - Re_h$). On peut donc en conclure que 1) soit le mécanisme de stabilisation n'est pas sensible aux instabilités se développant au sein de la couche de mélange ou soit 2) au droit de l'élargissement brusque, l'extension de la couche de mélange n'est pas encore suffisante pour lui permettre d'interagir "efficacement" avec les couches de cisaillement pariétales et qu'en conséquence, elle ne peut pas influencer significativement la stabilisation de la flamme.

Situation 4					
$\Phi_h^{st} = \Phi_b^{st} = 0,65$					
Re_h	$Q_h(g/s)$	Re_b	$Q_b(g/s)$	$Re_b - Re_h$	Φ_h^{ext}
25000	65	30000	78	5000	0,56
		50000	130	25000	0,53
		70000	182	45000	0,54
30000	78	35000	91	5000	0,54
		55000	143	25000	0,53
		75000	195	45000	0,53
35000	91	40000	104	5000	0,53
		60000	156	25000	0,52
40000	104	45000	117	5000	0,53
		65000	169	25000	0,53
45000	117	50000	130	5000	0,52
		70000	182	25000	0,53
50000	130	55000	143	5000	0,53

TAB. 4.6 – Influence de la différence ($Re_b - Re_h$) sur Φ_h^{ext} .

4.5 Conclusion

Les résultats de l'ensemble des expériences montrent que les valeurs de la richesse auxquelles l'extinction des flammes a lieu sont presque indépendantes du nombre de Reynolds des écoulements d'alimentation et de la géométrie d'extinction considérée (extinction d'un ou de deux flux, sillage ou couche de mélange) et que ces valeurs se situent aux alentours de $0,54 \pm 0,025$.

Dans la Situation 3, c'est à dire lors de la recherche de l'extinction simultanée des deux flux, lorsque la richesse des deux flux s'approche de la valeur d'extinction, les deux fronts de flamme se comporte de manière relativement indépendante l'un de l'autre. D'une manière plus générale, les caractéristiques d'extinction de chaque flamme n'apparaît pas devoir dépendre de ce qui se passe de l'autre côté. Il sera intéressant de voir si les simulations numériques sont capables de reproduire ce type de comportement.

Chapitre 5

Influence d'une variation de débit à richesse fixée

Compte-tenu de la richesse de la configuration géométrique et de la configuration d'écoulement, il est nécessaire de restreindre le nombre des écoulements à étudier. En ce qui concerne la famille des écoulements à puissance variable qui est l'objet de cette seconde partie de notre travail, nous avons choisi d'étudier deux classes distinctes d'écoulements en faisant varier séparément les paramètres que sont la richesse et le débit (ou le nombre de Reynolds) des écoulements d'alimentation. Nous étudierons donc dans ce chapitre des écoulements réactifs qui ont tous la même richesse et dont les nombres de Reynolds d'alimentation (identiques entre les deux canaux) varient de 25000 à 75000. Comme précédemment pour l'étude d'extinction, il nous a été nécessaire de baptiser les écoulements étudiés. En reprenant l'équivalence lettre-valeur du nombre de Reynolds introduite précédemment, nous avons choisi d'appeler les trois écoulements réactifs c_1 ($\Phi_h = \Phi_b = 0,75$, $Re = 25000$), h_1 ($\Phi_h = \Phi_b = 0,75$, $Re = 50000$) et m_1 ($\Phi_h = \Phi_b = 0,75$, $Re = 50000$), le chiffre 1 étant associé à la situation où les deux écoulements ont une richesse de 0,75. Les écoulements inertes de même débit seront quant à eux dénommés nc_1 , nh_1 et nm_1 .

Les principales caractéristiques des écoulements étudiés sont données dans le tableau 5.1. Nous rappelons que le nombre de Reynolds Re indiqué est calculé par $Re = U_{deb}H/\nu_0$ où $H = 30,4\text{ mm}$ est la hauteur de chacun des deux canaux d'entrée, U_{deb} la vitesse débitante pour chaque canal d'alimentation et ν_0 la viscosité cinématique moléculaire du mélange frais propane/air à $T_0 = 276\text{ K}$. Toutes les mesures de vitesse ont été effectuées dans le plan médian du banc d'essai (Oxy , $z = 0$). L'erreur systématique de positionnement dans les directions x et y associée au système de mesure est estimée être de l'ordre de $\pm 0,5\text{ mm}$.

Après avoir caractérisé la structure d'ensemble de ces écoulements à l'aide de mesures de la composante longitudinale de la vitesse, nous nous sommes attachés à mettre en évidence la modification éventuelle du comportement auto-semblable des régions "particulières" de l'écoulement que sont les couches de cisaillement issues des couches limites incidentes et le sillage se développant à partir du bord de fuite de la plaque séparant initialement les écoulements d'alimentation.

Cas	Canal	Re	Q (g/s)	U_{deb} (m/s)	Φ	Puissance thermique (kW)
nc_1	haut	25000	65	11		
	bas	25000	65	11		
nh_1	haut	50000	130	22		
	bas	50000	130	22		
nm_1	haut	75000	195	33		
	bas	75000	195	33		
c_1	haut	25000	65	11	0,75	110
	bas	25000	65	11	0,75	110
h_1	haut	50000	130	22	0,75	220
	bas	50000	130	22	0,75	220
m_1	haut	75000	195	33	0,75	330
	bas	75000	195	33	0,75	330

TAB. 5.1 – Paramètres principaux des écoulements d'alimentation des configurations d'écoulement considérées (pression atmosphérique, température d'écoulements d'entrée = 276 ± 10 K ; erreur systématique sur $Q = \pm 1$ g/s et sur $\Phi = \pm 0,025$, incertitude relative sur $Re = \pm 2\%$ et sur $U_{deb} = \pm 1,5\%$).

5.1 Caractéristiques des écoulements moyens

5.1.1 Au niveau des canaux d'alimentation

Nous avons tout d'abord estimé en $x = -5h$, à partir de nos mesures, les paramètres caractéristiques des écoulements d'alimentation que sont l'épaisseur de déplacement δ^* , l'épaisseur de quantité de mouvement Θ , le paramètre de forme H_f et l'exposant n de la loi en puissance dans les couches limites définis par (Schlichting [77]) :

$$\delta^* = \int_0^{+\infty} \left(1 - \frac{\bar{u}}{U_\infty}\right) dy \quad (5.1)$$

$$\Theta = \int_0^{+\infty} \frac{\bar{u}}{U_\infty} \left(1 - \frac{\bar{u}}{U_\infty}\right) dy \quad (5.2)$$

$$H_f = \frac{\delta^*}{\Theta} \quad (5.3)$$

$$n = \frac{2}{H_f - 1} \quad (5.4)$$

Ces paramètres vont nous permettre d'évaluer de manière très précise la "qualité" de nos écoulements d'alimentation au niveau 1) de la similarité entre les couches limites pariétales inférieure et supérieure de chaque canal et 2) de la similarité entre chacun des deux écoulements qui ont le même nombre de Reynolds. Seuls quatre des écoulements sont considérés ici à savoir les écoulements nc_1 , nh_1 , nm_1 et c_1 . En effet, les écoulements réactifs de forte puissance h_1 et m_1 usant rapidement les briques réfractaires du banc d'essai, nous avons préféré les

considérer uniquement pour l'étude de leurs propriétés de similitude au niveau de la chambre de combustion. Les résultats ainsi obtenus sont présentés dans le tableau 5.2.

Cas	Canal bas								Canal haut							
	CL paroi basse				CL paroi haute				CL paroi basse				CL paroi haute			
	δ^* mm	Θ mm	H_f	n	δ^* mm	Θ mm	H_f	n	δ^* mm	Θ mm	H_f	n	δ^* mm	Θ mm	H_f	n
nc_1	1,84	1,36	1,35	5,71	1,78	1,32	1,35	5,71	1,79	1,33	1,35	5,71	2,03	1,45	1,40	5,00
nh_1	1,66	1,24	1,34	5,88	1,74	1,30	1,34	5,88	1,71	1,31	1,31	6,45	1,96	1,46	1,34	5,88
nm_1	1,52	1,16	1,31	6,45	1,66	1,30	1,28	7,14	1,61	1,25	1,29	6,90	1,89	1,43	1,32	6,25
c_1	1,87	1,37	1,36	5,56	1,89	1,43	1,32	6,25	1,80	1,34	1,34	5,88	1,95	1,48	1,32	6,25
Moyenne	1,72	1,28	1,34	5,90	1,77	1,34	1,32	6,25	1,73	1,31	1,32	6,24	1,96	1,46	1,35	5,85

TAB. 5.2 – *Épaisseurs de déplacement, de quantité de mouvement, paramètre de forme et exposant n de la loi en puissance dans les couches limites des écoulements considérés obtenus à $x = -5h$.*

Écoulement inférieur Les caractéristiques des deux couches limites inférieure et supérieure apparaissent être très proches les unes des autres avec notamment une différence relative du facteur de forme inférieure à 3 %. Les profils moyens présentés sur la figure 5.1-a et b illustrent bien la très grande symétrie qui existe entre la morphologie de ces deux couches limites incidentes. On retrouve également cette similarité entre les valeurs obtenues pour l'écoulement c_1 et son équivalent en inerte nc_1 , ce qui indique que, sans anticiper sur la suite, le mouvement de pulsation périodique qui sera observé pour l'écoulement c_1 au niveau des canaux d'alimentation ne modifie quasiment pas les caractéristiques des deux couches limites turbulentes incidentes.

Écoulement supérieur Là encore, les propriétés de symétrie des profils sont très satisfaisantes, ce qui est confirmé également par les profils de vitesse moyenne présentés sur la figure 5.1-c et d. On peut toutefois noter que si le facteur de forme obtenu pour la couche limite supérieure est assez proche de celui obtenu pour cette même couche limite mais pour l'écoulement inférieur, les valeurs des épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement sont légèrement moins proches les unes des autres. Ce constat ne doit toutefois pas masquer la grande qualité d'assemblage des éléments constituant les canaux d'alimentation et également le fait que malgré ses centaines d'heure de fonctionnement, le banc d'essai est toujours capable de fournir des écoulements d'alimentation de bonne qualité "aérodynamiques". Notons enfin que, dans tous les cas, les profils de la vitesse moyenne longitudinale réduite suivent bien une loi en puissance classique de la forme $(y/\delta)^{1/n}$ (δ est l'épaisseur de la couche limite, dans notre cas, $\delta = H/2 = 15,2$ mm) avec une valeur moyenne de $n = 6,06$, une valeur fréquemment obtenue pour un écoulement de canal (Schlichting [77]).

La figure 5.2 présente les résultats obtenus pour les fluctuations de la composante longitudinale de la vitesse toujours en $x = -5h$ en amont de l'élargissement brusque. Les profils des fluctuations de la vitesse longitudinale sont donnés en fonction de la coordonnée réduite y^* pour les trois écoulements inertes nc_1 , nh_1 et nm_1 et les trois écoulements réactifs c_1 , h_1 et m_1 . On observe que pour les trois écoulements inertes, les fluctuations réduites par la vitesse débitante sont quasi-identiques (Figs. 5.2.a et b). On retrouve ainsi les propriétés d'un écoulement turbulent de canal pleinement développé avec, sur la plage de variation considérée, une

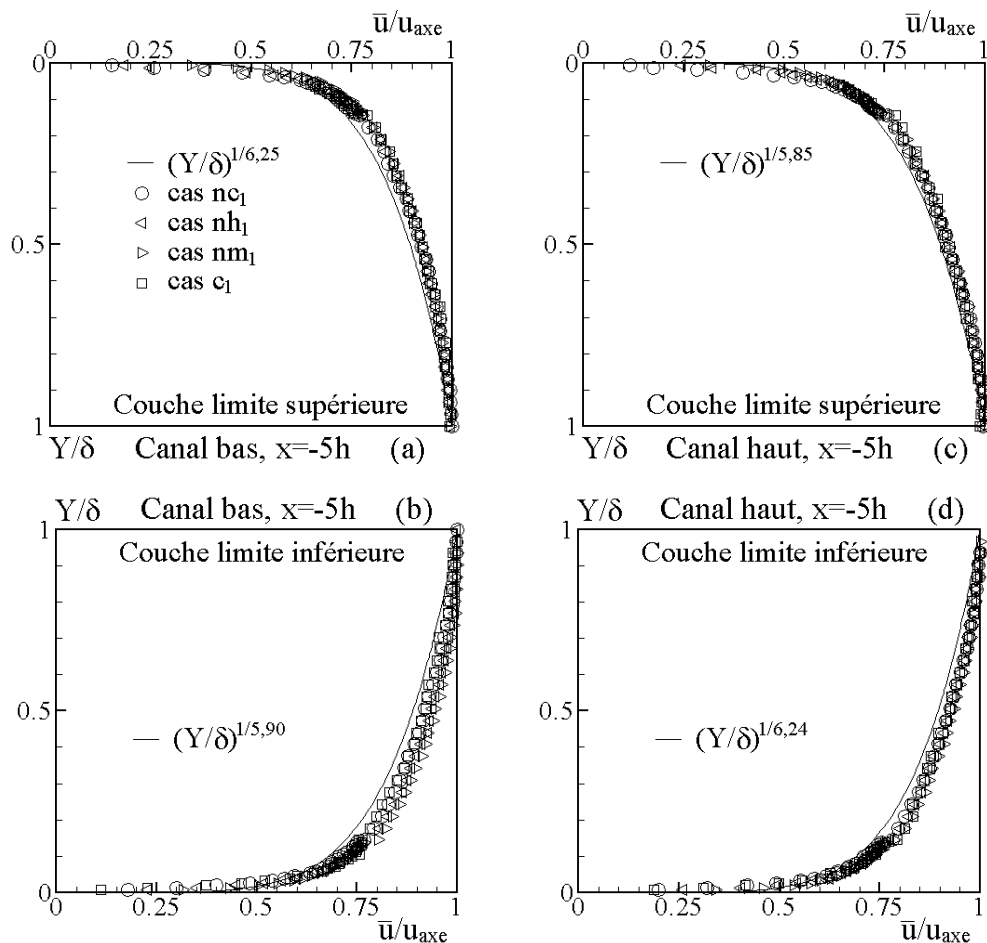


FIG. 5.1 – *Écoulements inertes et réactifs : profils transversaux de la vitesse moyenne longitudinale normée par la vitesse sur l'axe des canaux, obtenus à $x = -5h$, $Y=0$ correspond à la position de la paroi (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{u} = \pm 4\%$).*

influence peu sensible du nombre de Reynolds de l'écoulement sur l'intensité de turbulence. En revanche, le niveau moyen de l'intensité de turbulence obtenue pour l'écoulement réactif c_1 apparaît être largement supérieur à celui observé pour les écoulements h_1 et m_1 (Figs. 5.2.c et d). Cette sensibilité déjà mentionnée par Besson [7] implique que les conditions aux limites sont fortement dépendantes des mécanismes d'instabilité (acoustique, hydrodynamique) présents dans de l'écoulement réactif dans le foyer et que leur prescription, au niveau d'une simulation numérique devra tenir explicitement compte de ce fait. Notons, en anticipant un peu sur les résultats présentés au chapitre 6, qu'après un filtrage semi-déterministe et pour les deux écoulements c_1 et h_1 , la fluctuation stochastique réduite par la vitesse moyenne locale est tout à fait similaire à celle obtenue pour les écoulements inertes nc_1 et nh_1 correspondants (Nguyen et Bruel [61]).

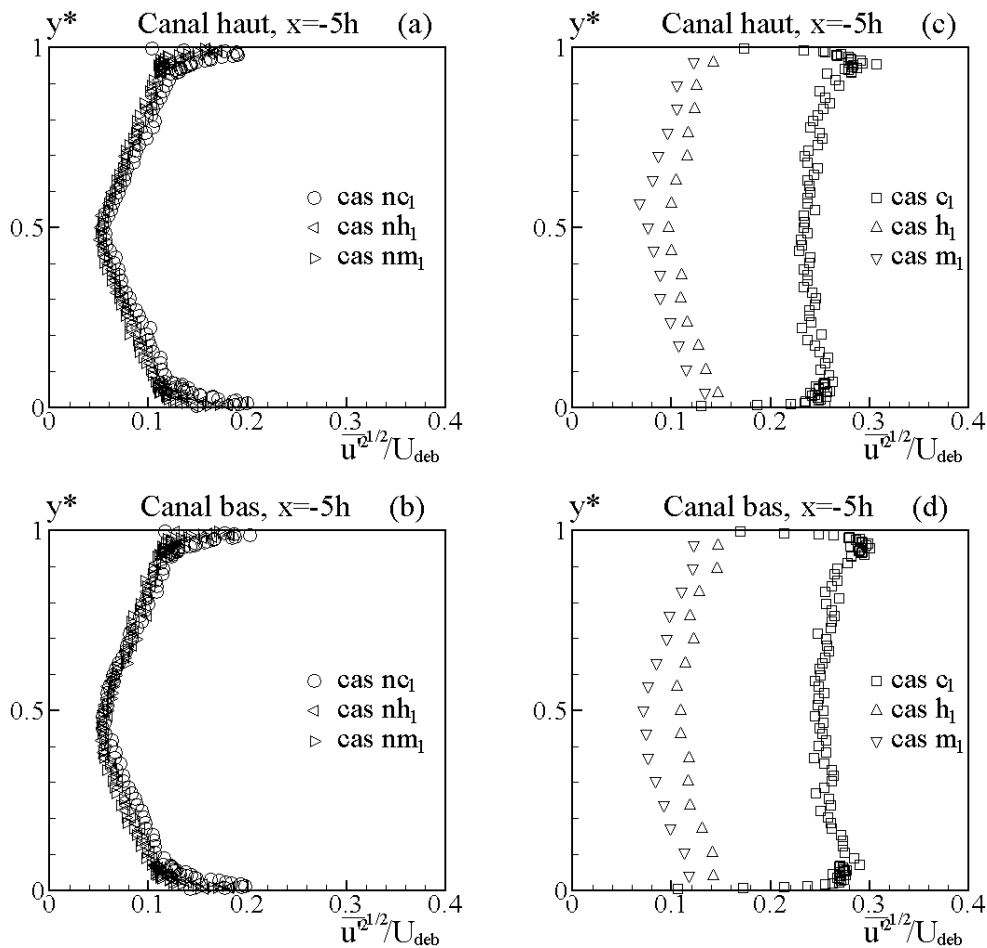


FIG. 5.2 – *Écoulements inertes et réactifs à $x = -5h$: profils des fluctuations de la vitesse longitudinale adimensionnées par la vitesse débitante; $y^* = 0$ et $y^* = 1$ correspondent respectivement aux parois inférieure et supérieure du canal considéré (erreur aléatoire relative maximale sur $\overline{u^2} = \pm 10\%$).*

5.1.2 Au niveau de l'élargissement brusque

La figure 5.3 présente les profils en $x = 0$ de la vitesse moyenne et de sa fluctuation adimensionnées par la valeur de la vitesse débitante. Nous observons que la symétrie espérée des profils de la vitesse moyenne longitudinale par rapport au plan médian horizontal situé sur l'axe de la plaque séparatrice à $y = 2,18h$ est bien au rendez-vous (Figs. 5.3-a et b) avec une légère dépendance au nombre de Reynolds de la valeur maximale atteinte par la vitesse moyenne réduite. Lorsque la combustion est présente dans la chambre, les profils de vitesse moyenne (Figure. 5.3-b) conserve la même morphologie avec un léger tassement des valeurs maximales observées.

Les profils des fluctuations de la vitesse se caractérisent, pour tous les écoulements à l'exception du cas c_1 , par la présence d'un double pic central et bien marqué associé au développement du sillage de la plaque séparant initialement les deux écoulements incidents (Figs. 5.3-c et d) et de deux pics (ou du moins de leur amorce) au niveau des parois. La quasi-disparition du double pic central dans le cas c_1 , écoulement pour lequel la fluctuation périodique est très pré-

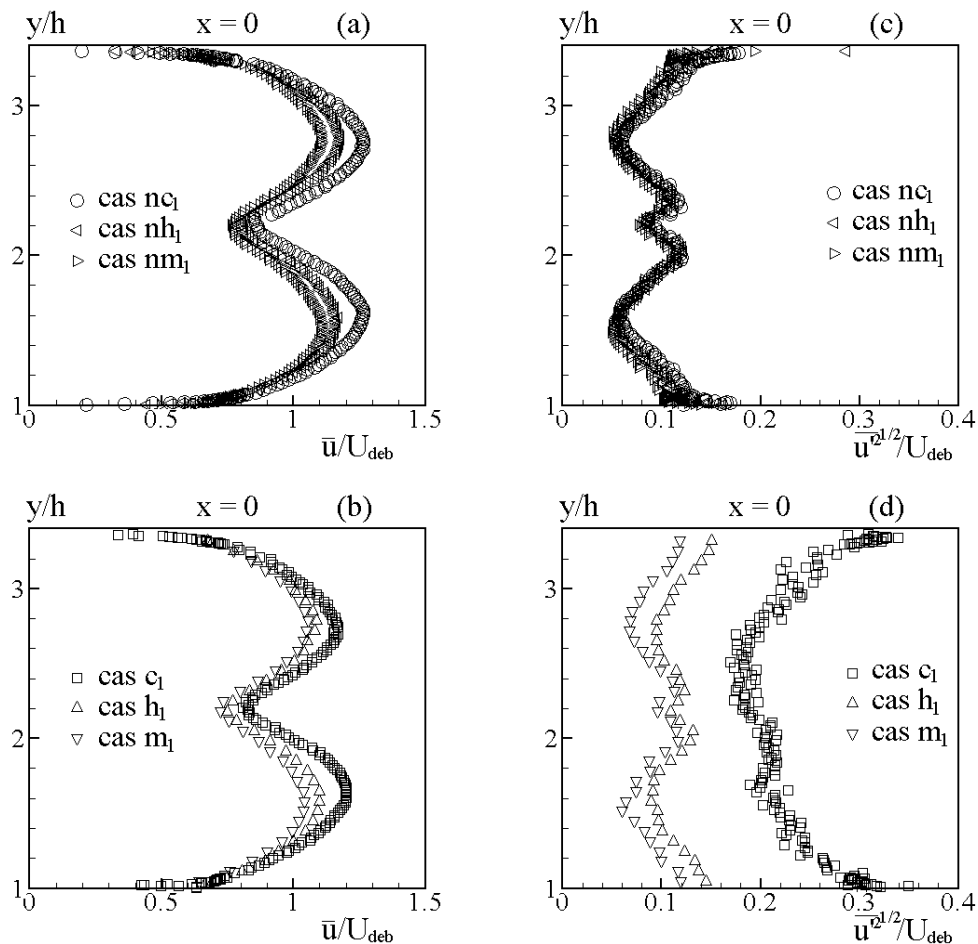


FIG. 5.3 – *Écoulements inertes et réactifs en $x = 0$: profils de la vitesse moyenne longitudinale et de la fluctuation moyenne associée adimensionnées par la vitesse débitante (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{u} = \pm 3\%$, $\overline{u'^2} = \pm 11\%$).*

dominante est donc clairement associée à l'effet dynamique de la combustion dans le foyer qui "s'impose" en quelque sorte dans la restructuration de l'écoulement par rapport à ce qui est observé lorsque seul le développement de la turbulence incidente préside à l'établissement de la structure d'ensemble de l'écoulement (cas des écoulements inertes) ou quand la contribution des fluctuations stochastiques reste prédominante (cas des écoulements réactifs de débit plus important h_1 et m_1).

5.1.3 Au sein de la chambre de combustion

Nous avons représenté schématiquement, sur la figure 5.4, la structure moyenne des écoulements inertes et réactifs que l'on obtient au niveau de la chambre de combustion. On notera en particulier les zones "particulières" que constituent les deux couches de cisaillement se développant au niveau du coin des marches de l'élargissement brusque et bien sûr le sillage se développant en aval de la fin de plaque séparant initialement les deux écoulements incidents. Comme l'a observé précédemment Besson [9], l'expansion brutale en $x = 0$ de la section offerte

à l'écoulement crée les conditions d'apparition de deux zones de recirculation moyenne dont l'extension longitudinale n'est pas identique en ce qui concerne les écoulements inertes. En présence de combustion, les deux fronts de flamme se stabilisent au niveau des couches de cisaillement.

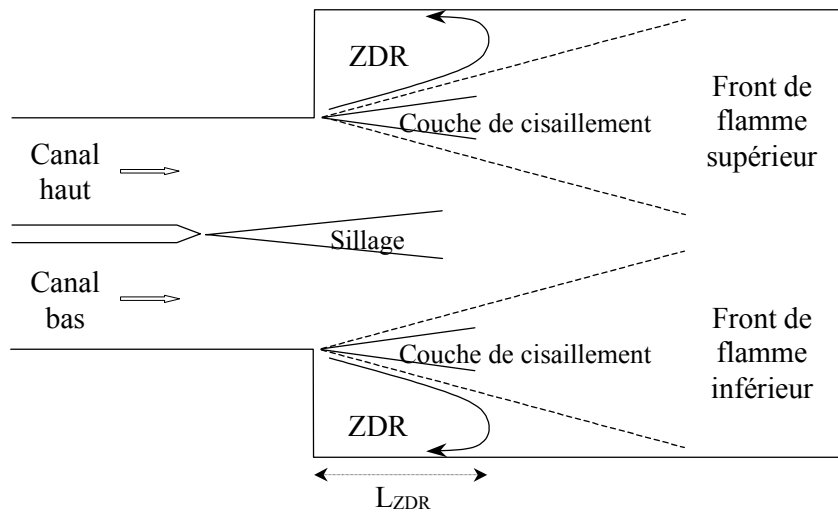


FIG. 5.4 – Structure moyenne pour les écoulements inertes et réactifs obtenue sur le banc d'essai ORACLES.

La figure 5.5 présente, pour les six écoulements considérés, les profils de la vitesse moyenne réduite mesurés à huit différentes abscisse en aval de l'élargissement. En l'absence de combustion, on note tout d'abord que la morphologie des profils de la vitesse longitudinale réduite est quasi-identique pour les cas inertes nc_1 , nh_1 et nm_1 (Figs. 5.5-a, b et c), ce qui traduit une influence marginale du nombre de Reynolds de l'écoulement incident. La présence des deux zones de recirculation est attestée par les valeurs négatives de la vitesse longitudinale alors que le sillage se manifeste par la zone centrale de vitesse déficitaire. Les deux couches de cisaillement supérieures et inférieures sont caractérisées par les très forts gradients de vitesse observé autour de $y = 1h$ et de $y = 3,37h$. La dissymétrie des profils de la vitesse dans les Figs. 5.5.a, 5.5.b et 5.5.c montre clairement que les zones de recirculation moyennes sont de longueur différente. Le point de recollement de la zone de cisaillement inférieure qui délimite la fin de la zone de recirculation moyenne est plus proche de l'élargissement que celui de la couche supérieure. Pour préciser cet aspect, nous avons effectué une détermination de la longueur des zones de recirculation moyennes en mesurant, pour chacune d'elles, la vitesse longitudinale à 2 mm près de la paroi. Les résultats obtenus et présentés dans le tableau 5.3 montrent que la longueur de la zone de recirculation du haut ($L_{ZDR} \approx 10h$) est approximativement deux fois plus grande que celle de la zone de recirculation du bas ($L_{ZDR} \approx 5h$), en accord avec les résultats rapportés par Abbott et Kline [1]. Il est important de noter que dans son étude et pour des conditions d'écoulements différentes, Besson [7] avait obtenu une situation inverse avec une zone de recirculation moyenne inférieure plus longue que la zone supérieure. Intrigués par ce fait, nous avons tout d'abord introduit un différentiel de vitesse entre les deux écoulements afin de voir si la dissymétrie pouvait s'inverser, sans succès. Nous avons retourné par rapport à son axe horizontal le tronçon de raccordement canaux d'alimentation-veine d'essai et nous avons alors observé que la dissymétrie s'inversait alors. Nous sommes donc en face d'un

phénomène métastable et dont la nature de la rupture de symétrie est hautement dépendante de l'assemblage et de l'alignement du tronçon d'alimentation avec la chambre de combustion.

Cas	Longueur de zone de recirculation inférieure (L_{ZDR})	Longueur de zone de recirculation supérieure (L_{ZDR})
nc_1	5,5h	8,0h
nh_1	5,5h	10,0h
hm_1	5,5h	9,5h
c_1	2,3h	2,3h
h_1	3,4h	3,5h
m_1	4,2h	4,9h

TAB. 5.3 – Longueur des zones de recirculation des écoulements inertes et réactifs étudiés.

En ce qui concerne maintenant les écoulements réactifs c_1 , h_1 et m_1 , (Figs. 5.5-d, e et f), la forte accélération liée au confinement et à l'expansion des gaz brûlés est bien visible sur les figures 5.5-d, e et f. Cette accélération dépend de manière notable de l'écoulement considéré, avec par exemple, une très forte augmentation de la vitesse moyenne réduite pour l'écoulement c_1 , alors que l'influence de la combustion tarde un peu plus à se faire sentir pour les écoulements plus rapides h_1 et m_1 . Notons également, que l'accélération du champ de vitesse induit par le développement de la combustion conduit à un comportement déjà observé par Besson [7], à savoir la resymétrisation de l'écoulement moyen associée à une importante réduction de la longueur des zones de recirculation (Tab. 5.3). Ainsi par exemple pour l'écoulement c_1 , une réduction de longueur de plus de 50 % pour la zone inférieure et de 70 % pour la zone supérieure est observée par rapport à celle obtenue pour l'écoulement inerte nc_1 . Cette réduction est toutefois légèrement moins importante pour l'écoulement le plus rapide m_1 comme l'on peut s'y attendre du strict point de vue la diminution des temps de convection associée à l'augmentation du débit et donc de la tendance à conserver au tout début de la veine d'essai, une structure plus proche de celle observée pour l'écoulement inerte correspondant.

En ce qui concerne maintenant les profils d'intensité de turbulence, les figures 5.6-a, b et c mettent en évidence le fait que, pour les écoulements inertes considérés, les profils de fluctuations réduites par la vitesse débitante sont quasi identiques pour une même abscisse avec une localisation des maxima au niveau du point d'inflexion du profil de vitesse moyenne i.e. au niveau des couches de cisaillement. Le double pic associé au développement du sillage de la plaque séparatrice est bien observé tout au moins au niveau du champ proche de l'élargissement brusque.

Pour les écoulements réactifs, l'écoulement c_1 (Figure. 5.2-d) se distingue des deux autres (Figs. 5.2-e et f) par la très forte augmentation de l'intensité des fluctuations de vitesse (par exemple à $x = 10h$). Cette particularité doit, là encore, être rapprochée de la présence d'un mouvement cohérent à grande échelle. La capacité à prédire une telle augmentation représente sans aucun doute un défi à relever pour une simulation numérique de cet écoulement. Pour les deux écoulements les plus rapides, h_1 et m_1 , on observe à nouveau que, dans le champ proche (typiquement $x \leq 4h$), les profils de fluctuations sont proches de ceux observés en absence de combustion alors que l'on note, dans le champ lointain (typiquement $x \geq 7h$), une

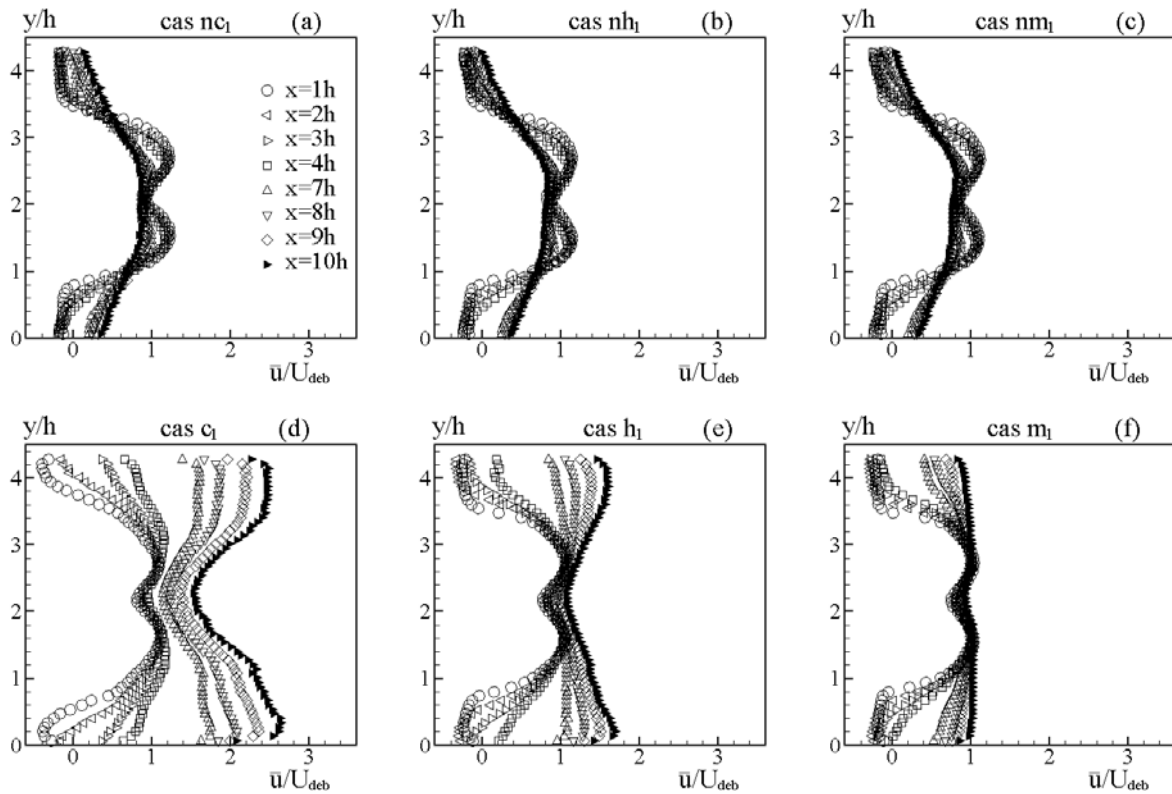


FIG. 5.5 – *Écoulements dans le foyer : profils de la vitesse moyenne de la composante longitudinale adimensionnée par la vitesse débitante pour les écoulements inertes et réactifs considérés (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{u} = \pm 3\%$).*

nette diminution des fluctuations, ce qui doit être évidemment rapprochée du changement de structure d'ensemble de l'écoulement moyen observé lorsque la combustion est présente dans la chambre.

5.1.4 Synthèse

Les mesures de la composante longitudinale de la vitesse nous ont permis de montrer que :

1. Pour les écoulements d'alimentation : en l'absence de combustion dans la veine d'essai (écoulements nc_1 , nh_1 et nm_1), leurs propriétés sont très proches de celles d'écoulements pleinement développés. En présence de combustion dans la veine d'essai, on observe une augmentation des fluctuations totales particulièrement importante pour l'écoulement c_1 .
2. En aval de l'élargissement brusque : en l'absence de combustion, nous retrouvons la structure attendue pour ce type d'écoulement à savoir la présence de deux zones de recirculation moyennes de taille différente. L'extension longitudinale de la zone de recirculation la plus petite est indépendante du nombre de Reynolds Re et vaut $5,5 h$ alors que celle de la zone la plus longue varie légèrement en fonction de Re entre $8 h$ et $10 h$. En présence de combustion, on observe un raccourcissement spectaculaire de l'extension longitudinale des zones de recirculation moyennes qui deviennent quasiment identiques. La modification de la structure de l'écoulement révélée au niveau des profils de vitesse

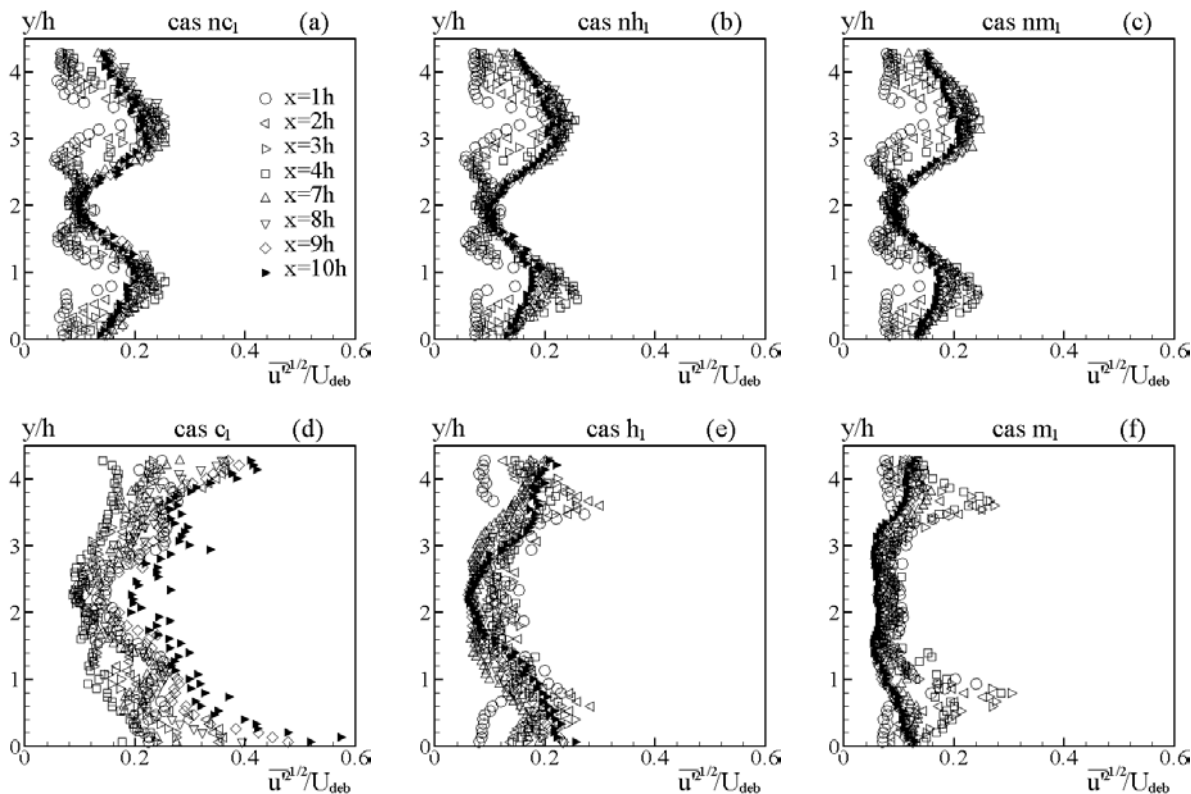


FIG. 5.6 – *Écoulements dans le foyer : profils de la fluctuation de la vitesse longitudinale adimensionnée par la vitesse débitante pour les écoulements inertes et réactifs considérés (erreur aléatoire relative maximale sur $\overline{u'^2} = \pm 8\%$).*

moyenne et fluctuante apparaît d'autant plus rapidement en aval de l'élargissement que le débit d'alimentation est faible.

Nous allons maintenant nous intéresser d'un peu plus près aux caractéristiques des couches de cisaillement et du sillage dont les propriétés conditionnent en quelque sorte la structure des écoulements inertes mais également celle des écoulements réactifs puisque c'est précisément au niveau des couches de cisaillement et au droit de l'élargissement brusque que se stabilisent les zones de réaction.

5.2 Etudes des caractéristiques de similitude du sillage et des couches de cisaillement

Nous commencerons par un rappel des propriétés des écoulements cisailés libres qui nous intéressent au premier chef c'est à dire le sillage d'un obstacle et la couche de mélange plane turbulente qui sont représentés schématiquement sur la figure 5.7.

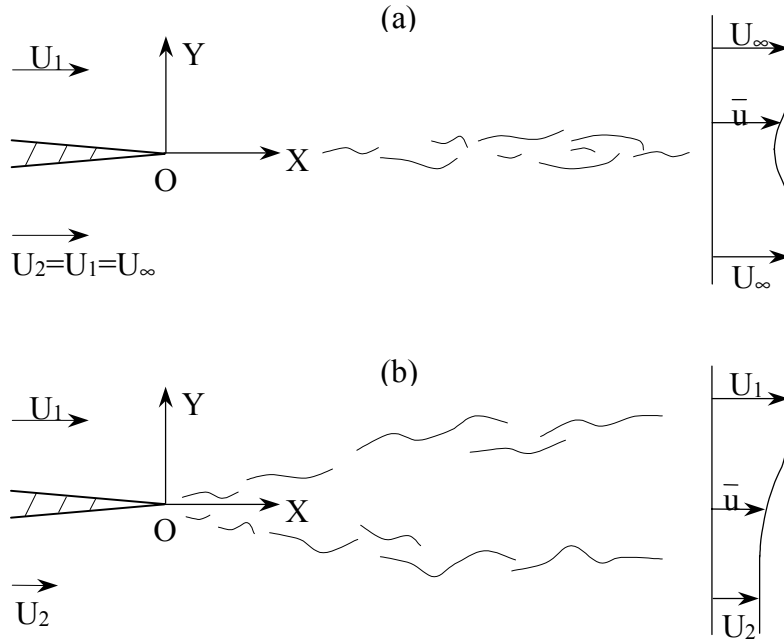


FIG. 5.7 – a. Sillage plan, b. Couche de mélange plane.

5.2.1 Rappels théoriques

Sillage plan turbulent à masse volumique constante

Les écoulements de sillage en aval d'un cylindre ont été largement étudiés, citons par exemple les travaux de Townsend [80], Gerrard [35], Roshko [73] et Heitz [40], alors que les sillages se développant entre deux écoulements séparés par une plaque ont été étudiés en particulier par Breidenthal [18] et Chevray et Kovaszny [23]. Citons également le livre de Chassaing [21] qui dresse un large panorama de la turbulence en écoulement cisailé libre. Nous nous intéresserons plus spécifiquement dans ce paragraphe au sillage d'un bord de fuite tel qu'il est représenté sur la figure 5.7-a et en particulier au comportement auto-semblable des profils de vitesse. Si nous considérons que l'écoulement turbulent est en régime permanent, bidimensionnel en moyenne et incompressible, alors en négligeant les termes de convection suivant Y ainsi que les termes de diffusion moléculaire par rapport aux termes de transport turbulents, les équations de quantité de mouvement longitudinale et de continuité s'écrivent :

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial X} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial Y} = 0 \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial X} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial Y} = 0 \quad (5.6)$$

Si l'on considère la vitesse de l'écoulement libre constante $U_\infty = cte$ (*i.e.* il n'y a pas de gradient de pression selon X) et en tenant compte de l'égalité 5.6, on obtient l'expression suivante pour la quantité de mouvement dans la direction de l'écoulement :

$$\frac{\partial}{\partial X} [\bar{u} (\bar{u} - U_\infty)] + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial Y} = 0 \quad (5.7)$$

En intégrant l'équation 5.7 par rapport à Y , on obtient l'expression du flux total de quantité de mouvement M :

$$\rho \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{u}(\bar{u} - U_{\infty}) dY = M = cte \quad (5.8)$$

On définit alors l'épaisseur de quantité de mouvement Θ du sillage de la manière suivante :

$$\Theta = -\frac{M}{\rho U_{\infty}^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\bar{u}}{U_{\infty}} \left(1 - \frac{\bar{u}}{U_{\infty}}\right) dY \quad (5.9)$$

et également l'épaisseur de déplacement par :

$$\delta^* = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - \frac{\bar{u}}{U_{\infty}}\right) dY \quad (5.10)$$

Pour résoudre l'équation 5.7, on considère qu'il existe une affinité des profils qui permet d'introduire les fonctions adimensionnelles suivantes :

$$\frac{U_{\infty} - \bar{u}}{U_d} = f(\xi) \quad \text{et} \quad -\frac{\overline{u'v'}}{U_d^2} = g(\xi) \quad (5.11)$$

où la variable de similitude ξ est définie par $\xi = (Y - Y_v)/\delta_{1/2}$ où Y_v désigne l'ordonnée de l'origine virtuelle du sillage et où la vitesse déficitaire U_d et l'échelle $\delta_{1/2}$ dite épaisseur en déficit de vitesse moitié, sont définies par :

$$U_d = U_{\infty} - U_{min} \quad (5.12)$$

$$\frac{U_{\infty} - \bar{u}(\delta_{1/2})}{U_d} = 0,5 \quad (5.13)$$

où U_{min} est la vitesse moyenne sur l'axe du sillage.

En introduisant les fonctions 5.11 dans l'équation 5.7 et en considérant les conséquences de l'indépendance de f et g en fonction de X , on obtient alors :

$$\frac{U_{\infty} \delta_{1/2}}{U_d^2} \frac{dU_d}{dX} = cte \quad \text{et} \quad \frac{U_{\infty}}{U_d} \frac{d\delta_{1/2}}{dX} = cte \quad (5.14)$$

Ceci permet de déduire des lois de puissance pour l'évolution longitudinale de l'épaisseur du sillage et du déficit de vitesse qui sont données par :

$$\delta_{1/2} = B(X - X_v)^n \quad \text{et} \quad U_d = A(X - X_v)^{n-1} \quad (5.15)$$

avec X_v qui désigne l'abscisse de l'origine virtuelle du sillage.

En substituant ces égalités dans l'intégrale de quantité de mouvement 5.8 et à l'aide de l'hypothèse $U_d \ll U_{\infty}$, on trouve que $U_d \delta_{1/2} = cte$. La valeur de l'exposant n des lois d'évolution en puissance est alors $n = 1/2$.

Pour déterminer les constantes A et B intervenant dans les expressions 5.15, ainsi que les formes des fonctions de similitude $f(\xi)$ et $g(\xi)$, on doit faire appel à une hypothèse de fermeture pour la contrainte de cisaillement. On utilise alors le concept de viscosité turbulente de type Boussinesq [16] :

$$\overline{u'v'} = -\nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial Y} \quad (5.16)$$

Si l'on considère que la viscosité turbulente est indépendante de Y , on obtient, à partir des équations 5.11 et 5.16, les égalités suivantes :

$$f(\xi) = e^{-\alpha\xi^2} \text{ et } g(\xi) = \frac{\xi}{Re_t} e^{-\alpha\xi^2} \quad (5.17)$$

avec le nombre de Reynolds turbulent Re_t défini pour le sillage par :

$$Re_t = \frac{U_d \delta_{1/2}}{\nu_t} = -\frac{f'(\xi)}{g(\xi)} \quad (5.18)$$

La loi de similitude pour le profil de vitesse longitudinale est alors donnée par la relation suivante :

$$\frac{U_\infty - \bar{u}}{U_d} = e^{-\alpha\xi^2} = e^{-(ln2)\left(\frac{Y-Y_v}{\delta_{1/2}}\right)^2} \quad (5.19)$$

où l'on a choisi $\alpha = ln2$ du fait du choix de $\delta_{1/2}$ comme épaisseur de diffusion pour la variable de similitude. On obtient également les expressions des constantes A et B , soit :

$$A^2 = \frac{Re_t \Theta U_\infty^2}{2} \sqrt{\frac{ln2}{\pi}} \text{ et } B^2 = \frac{2\Theta}{Re_t} \sqrt{\frac{ln2}{\pi}} \quad (5.20)$$

où Θ est *a priori* constante dans le sillage libre. Il a été vérifié expérimentalement que ν_t est relativement constante près de l'axe du sillage et que $Re_t \approx 12,5$, en revanche cette hypothèse n'est plus vraiment valable aux frontières du sillage. Avec cette valeur de $Re_t \approx 12,5$ on peut alors préciser les lois d'évolution pour les échelles caractéristiques du sillage qui s'écrivent alors :

$$\frac{\delta_{1/2}}{\Theta} = 0,274 \left(\frac{X - X_v}{\Theta} \right)^{1/2} \quad (5.21)$$

$$\frac{U_d}{U_\infty} = 1,71 \left(\frac{X - X_v}{\Theta} \right)^{-1/2} \quad (5.22)$$

Les équations de similitude 5.19, 5.21 et 5.22 ne sont valables que dans une région suffisamment éloignée de l'obstacle. Townsend [80] a montré que l'auto-similarité de la vitesse moyenne et l'évolution longitudinale de l'épaisseur du sillage et du déficit de vitesse, sont assurées pour $X/D > 100$ (où D est une dimension caractéristique transversale de l'obstacle soit pour un cylindre circulaire $\Theta \approx D/2$). Le champ turbulent ne devient auto-semblable que beaucoup plus en aval, soit pour $500 < X/D < 1000$. Toutefois, il convient de rappeler que les sillages n'atteignent l'état de similitude que de manière asymptotique. Ainsi, dans le sillage proche, les propriétés statistiques de l'écoulement dépendent des conditions initiales et de la géométrie de l'obstacle (Wyganski et al. [83]). Dans le sillage intermédiaire, situé entre le sillage proche et le sillage lointain, l'influence des conditions au bord de fuite ne se fait plus directement sentir et les grandeurs moyennes peuvent être approximativement lissées par les équations issues de la théorie.

Dans notre étude, les mesures effectuées dans le sillage issu de la plaque séparatrice sont comparées à la théorie rappelée ci-dessus. Les mesures ayant été effectuées dans les sillages proche et intermédiaire, la similarité de l'écoulement ne pourra être alors qu'approximative.

Couche de mélange plane turbulente à masse volumique constante

La couche de mélange joue un rôle significatif dans de nombreuses applications industrielles, elle constitue également un cas élémentaire pour l'analyse de la structuration des écoulements cisailés. Aussi a-t-elle été étudiée de manière exhaustive ces vingt dernières années. Les études purement aérodynamiques sur la couche de mélange peuvent être trouvées dans les travaux de Birch et Eggers [14], Brown et Roshko [20], Ho et Huerre [43], Bellin [5], Béharelle [11], Heitz [40], alors que la couche de mélange en présence de combustion a été étudiée entre autres par Ganji et Sawyer [33] et Pitz et Daily [67].

Les couches de mélange prennent naissance entre deux écoulements qui se déplacent dans la même direction à des vitesses distinctes (U_1 et U_2 avec, par exemple, $U_1 > U_2$, Fig. 5.7.b). Une telle discontinuité au niveau de la vitesse est instable et développe une région turbulente à l'aval du point de rencontre des deux écoulements. Le champ de vitesse de moyenne est caractérisé par l'échelle de convection moyenne initiale $U_{conv} \sim U_m = (U_1 + U_2)/2$ et par l'amplitude de la perturbation initiale donnée par la différence de vitesse $U_1 - U_2$. A une abscisse X donnée, l'équilibre temporel de bilan de quantité de mouvement conduit à ce que le taux d'expansion de la couche de mélange soit une constante ce qui conduit à une loi linéaire d'évolution de l'épaisseur de la couche en fonction de X . En adoptant à nouveau les hypothèses de couche limite, de permanence du mouvement, de la bidimensionnalité moyenne plane de celui-ci et d'un grand nombre de Reynolds turbulent, les équations de quantité de mouvement et de continuité s'écrivent (Chassaing [21]) :

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial X} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial Y} = -\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial Y} \quad (5.23)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial X} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial Y} = 0 \quad (5.24)$$

Il existe plusieurs solutions analytiques à ce problème ouvert. Görtler [36] aborde ce problème en utilisant le concept de viscosité turbulente de type Boussinesq [16] et le schéma proposé par Prandtl [70]. Si l'on considère que le coefficient de viscosité turbulente est indépendant de Y , on obtient à partir des équations 5.23 et 5.16, l'égalité suivante :

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial X} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial Y} = \nu_t \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial Y^2} \quad (5.25)$$

Le schéma de Prandtl-Reichardt permet d'exprimer le coefficient de viscosité turbulente sur une section droite par :

$$\nu_t = K (U_{max} - U_{min}) \delta_\omega \quad (5.26)$$

où K est une constante à déterminer empiriquement, et U_{max} , U_{min} les vitesses maximale et minimale au niveau de la section droite considérée soit U_1 et U_2 et où l'épaisseur de vorticité est définie par :

$$\delta_\omega = \frac{U_1 - U_2}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial Y}\right)_{max}} \quad (5.27)$$

En prenant en compte dans cette équation le fait que $\delta_\omega = cX$, on obtient alors l'expression suivante pour le coefficient de viscosité turbulente :

$$\nu_t = K (U_1 - U_2) cX \quad (5.28)$$

Dans la zone de similitude, les profils de vitesse \bar{u} et \bar{v} sont des fonctions de la variable de similitude $\eta = (Y - Y_v) / (X - X_v)$ où X_v et Y_v sont les coordonnées de l'origine virtuelle de la couche de mélange. En posant $\xi = \sigma\eta$ et en utilisant la fonction de courant $\psi = xU_m F(\xi)$ où $U_m = \frac{1}{2}(U_1 + U_2)$, on peut intégrer l'équation de continuité 5.24. On introduit ensuite la solution $\bar{u} = U_m \sigma F'(\eta)$ dans l'équation 5.25 et l'on obtient alors l'équation différentielle suivante :

$$F''' + 2\sigma^2 F F'' = 0 \quad (5.29)$$

avec le paramètre d'expansion σ défini par $\sigma = \frac{1}{2}(Kc\lambda)^{-1/2}$, le paramètre de vitesse λ étant donné par $\lambda = (U_1 - U_2) / (U_1 + U_2)$ et les conditions aux limites s'écrivant $F'(\xi) = 1 \pm \lambda$ pour $\xi = \pm\infty$. Görtler [36] a résolu l'équation 5.29 en utilisant le développement en série suivante :

$$\sigma F(\xi) = F_0(\xi) + \lambda F_1(\xi) + \lambda^2 F_2(\xi) + \dots \quad (5.30)$$

avec $F_0 = \xi$. On remplace 5.30 dans 5.29 et on ordonne les égalités suivant les puissances croissantes de λ . On obtient alors un système d'équations différentielles que l'on résout de manière récursive. La première équation s'écrit :

$$F_1''' + 2\xi F_1'' = 0 \quad (5.31)$$

avec les conditions aux limites $F'(\xi) = \pm 1$ pour $\xi = \pm\infty$. La première solution est la fonction d'erreur, soit :

$$F_1'(\xi) = erf(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\xi e^{-\varepsilon} d\varepsilon \quad (5.32)$$

Les autres termes de la série 5.30 n'étant pas significatifs, l'expression adimensionnée de la composante de vitesse moyenne longitudinale s'écrit alors :

$$\frac{\bar{u}}{U_1} = \frac{1 + U_2/U_1}{2} \left(1 + \frac{U_1 - U_2}{U_1 + U_2} erf(\sigma\eta) \right) \quad (5.33)$$

Cette expression est donc valable dans la zone de similitude d'un écoulement stationnaire, à pression constante, qui vérifie les hypothèses de couche mince et dont l'agitation turbulente peut être modélisée par recours à un coefficient de viscosité de turbulente. Dans la zone de similitude de la couche de mélange, on observe de bons accords entre la théorie et l'expérience. Ceci signifie également que, au-delà d'une certaine distance, les propriétés moyennes et turbulentes de l'écoulement possèdent des distributions universelles indépendantes des conditions prévalant au bord de fuite. Les résultats expérimentaux de Bradshaw [17] montrent que l'auto-similarité de la vitesse moyenne et l'évolution linéaire de l'épaisseur de vorticité de la couche de mélange sont assurées à environ 1000 fois l'épaisseur de quantité de mouvement de

la couche limite au bord de fuite de la plaque séparatrice. Selon Fiedler [31], cette distance majore celle trouvée dans la plupart des études. Il propose pour cette distance l'intervalle suivant :

$$400 < \lambda X / \Sigma \Theta < 600$$

avec $\Sigma \Theta = \Theta_1 + \Theta_2 + h$ = somme des épaisseurs de quantité de mouvement des couches limites situées de part et d'autre de la plaque séparatrice additionnée à l'épaisseur h de cette plaque.

Dans cette zone, le champ de vitesse moyen permet de définir les caractéristiques suivantes :

– L'épaisseur de quantité de mouvement :

$$\Theta = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\bar{u} - U_2}{U_1 - U_2} \left(1 - \frac{\bar{u} - U_2}{U_1 - U_2} \right) dY \quad (5.34)$$

– L'épaisseur de déplacement :

$$\delta^* = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - \frac{\bar{u} - U_2}{U_1 - U_2} \right) dY \quad (5.35)$$

L'épaisseur de vorticité δ_ω est un paramètre important de la couche de mélange, elle suit dans la zone de similitude une évolution linéaire, que l'on peut maintenant exprimer à partir de la solution analytique de 5.33 par :

$$\delta_\omega = \frac{\sqrt{\pi}}{\sigma} (X - X_v) \quad (5.36)$$

Ainsi, dès lors que l'on dispose des profils de vitesse moyenne on peut estimer l'évolution longitudinale de l'épaisseur de vorticité et avoir alors accès au paramètre d'expansion σ de la couche de mélange, soit :

$$\sigma = \frac{\sqrt{\pi}}{\delta'_\omega} \quad (5.37)$$

Le travail expérimental de Brown et Roshko [20] a montré que $\delta'_\omega = 0,181\lambda$ et que dans le cas où un côté de la couche de mélange est au repos ($U_2 = 0$) on obtient $\delta'_{\omega_0} = 0,178$. On observe également que $\delta_\omega \sim 5\Theta$.

5.2.2 Application à notre configuration d'écoulement

Définition des origines physiques

Il nous faut tout d'abord préciser l'origine physique de notre sillage et de nos couches de cisaillement par rapport à l'origine unique (Oxy) initialement définie dans la configuration d'ORACLES. La figure 5.8 précise les trois différentes origines physiques considérées.

Pour le sillage L'origine du bord de fuite de la plaque séparatrice est ($x_S = -70,4mm, y_S = 65,3mm$), nous poserons donc :

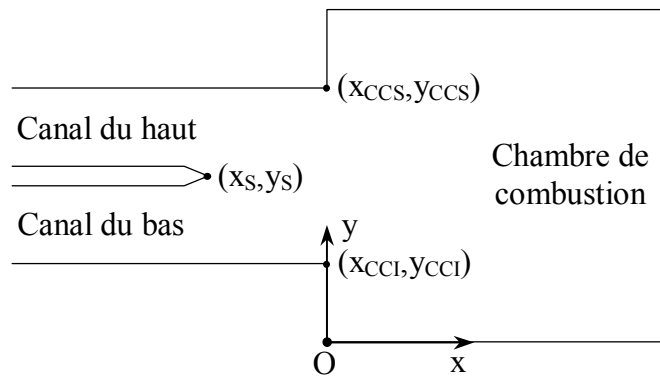


FIG. 5.8 – *Changement d'origine du sillage et des couches de cisaillement dans la configuration ORACLES.*

$$\begin{aligned} X &= x - x_S = x + 70,4 \\ Y &= y - y_S = y - 65,3 \end{aligned}$$

Ensuite, l'abscisse x_v de l'origine virtuelle de la zone de similitude sera déterminée à partir de l'extrapolation pour $\delta_{1/2}/\Theta_0 \rightarrow 0$ des courbes $\delta_{1/2}/\Theta_0$ en fonction de x/Θ_0 obtenues à partir de nos mesures avec $\Theta_0 = \Theta(x = 0)$. Rappelons qu'en toute rigueur, le comportement asymptotiquement auto-semblable doit être recherché lorsque $x_v/x \rightarrow 0$. Nous avons vu précédemment que, pour les écoulements inertes, l'écoulement moyen en aval de l'élargissement est dissymétrique ce qui induit une déflexion du sillage vers le bas. En conséquence, afin de pouvoir comparer les profils de similitude entre eux, il est nécessaire de déterminer la valeur de y_v pour chacun des profils considérés. Cela revient en quelque sorte à "redresser" le sillage sur l'axe horizontal afin de pouvoir comparer les profils entre eux. Notons enfin que U_∞ sera déterminée, pour chaque abscisse x , comme étant la vitesse maximale \bar{u}_{max} observée sur le profil de vitesse moyenne de part et d'autre du sillage.

Pour les couches de cisaillement inférieures et supérieures L'origine du bord de fuite de la marche inférieure est située en $(x_{CCI} = 0, y_{CCI} = 29,9mm)$ et celle de celui de la marche supérieure est localisée en $(x_{CCS} = 0, y_{CCS} = 100,7mm)$.

La formule de changement d'origine pour la couche de cisaillement inférieure avec la variable de similitude $\eta_{CCI} = (y - 29,9 - y_v) / (x - x_v)$ est donc :

$$\begin{aligned} X &= x - x_{CCI} = x \\ Y &= y - y_{CCI} = y - 29,9 \end{aligned}$$

La formule de changement d'origine pour la couche de cisaillement supérieure avec la variable de similitude $\eta_{CCS} = (y - 100,7 - y_v) / (x - x_v)$ est donc :

$$\begin{aligned} X &= x - x_{CCS} = x \\ Y &= y - y_{CCS} = y - 100,7 \end{aligned}$$

U_1 et U_2 seront déterminées, pour chaque abscisse x , comme étant les vitesses maximales et minimales \bar{u}_{max} et \bar{u}_{min} observées sur le profil de vitesse moyenne de part et d'autre de la couche de cisaillement. Dans une zone de recirculation, \bar{u}_{min} aura donc une valeur négative. Dans la formule 5.27, $\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial Y}\right)_{max}$ est déterminée pour chaque abscisse x au niveau du point d'inflexion du profil de vitesse moyenne et l'ordonnée y_v de l'origine virtuelle sera prise égale à celle de ce même point d'inflexion. L'abscisse x_v de l'origine virtuelle sera quant à elle déterminée d'une manière similaire à ce qui est fait pour le sillage, c'est à dire par l'extrapolation pour $\delta_\omega/h \rightarrow 0$ des courbes δ_ω/h obtenues en fonction de x/h .

Caractérisation du sillage

Les courbes obtenues à partir des mesures effectuées dans les sillages de nos écoulements inertes et réactifs sont maintenant comparées à celles issues de la théorie développée dans le paragraphe 5.2 et cela va nous permettre de mettre en évidence les effets de l'interaction avec les couches de cisaillement ainsi que l'influence de la combustion sur le développement des profils. On rappelle que les mesures ont été effectuées dans le sillage proche et intermédiaire et que si similarité des profils il y a, celle-ci ne peut alors être qu'approximative.

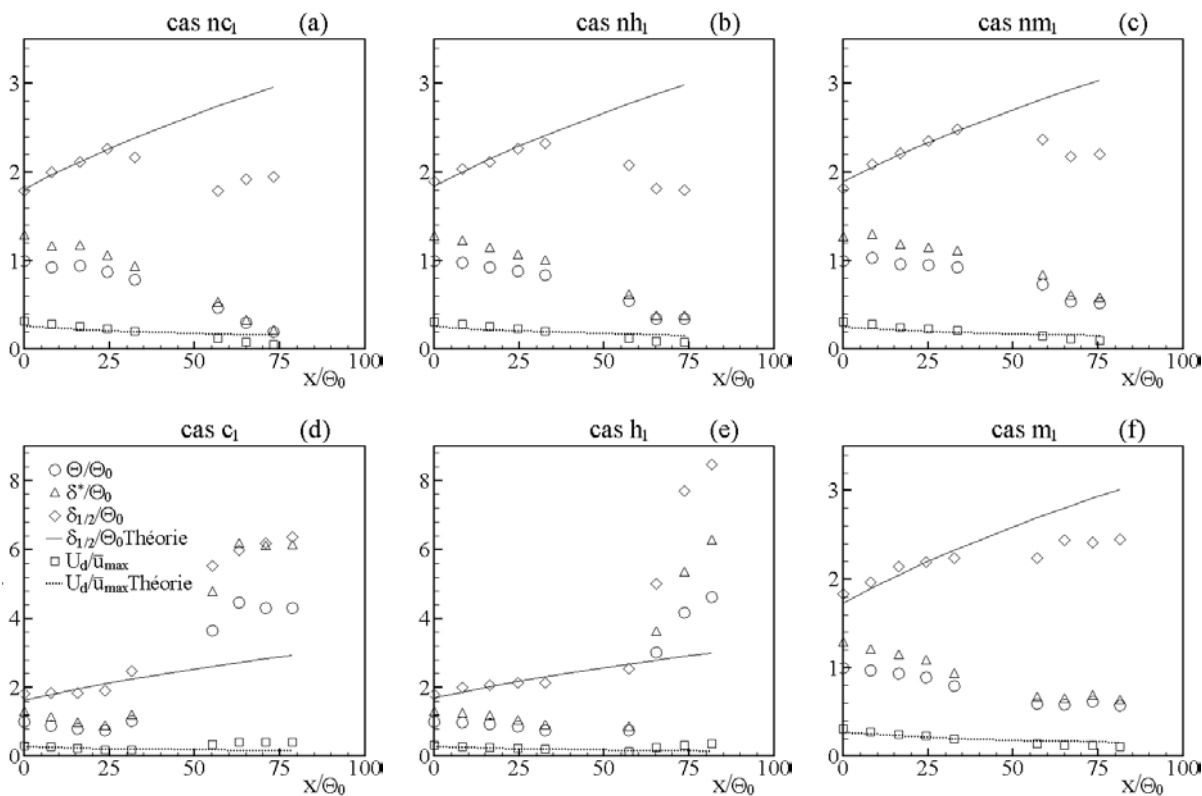


FIG. 5.9 – Evolution longitudinale des grandeurs caractéristiques dans les sillages pour les écoulements inertes et réactifs ($\Theta_0 = 3,68 \text{ mm}$ (nc_1), $3,66 \text{ mm}$ (nh_1), $3,57 \text{ mm}$ (nm_1), $3,80 \text{ mm}$ (c_1), $3,66 \text{ mm}$ (h_1), $3,67 \text{ mm}$ (m_1)).

L'évolution longitudinale des échelles réduites Θ/Θ_0 , δ^*/Θ_0 et $\delta_{1/2}/\Theta_0$ ainsi que la vitesse réduite U_d/\bar{u}_{max} calculées à partir de nos mesures est représentée dans la figure 5.9. Pour les

écoulements inertes nc_1 , nh_1 et nm_1 , l'ordre de grandeur des épaisseurs caractéristiques est comparable quel que soit le nombre de Reynolds. On remarque en particulier que pour l'évolution de $\delta_{1/2}/\Theta_0$, il convient de distinguer entre la zone initiale de développement "correct" du sillage (s'étendant jusqu'à $25\Theta_0$ pour le cas nc_1 et jusqu'à au moins $35\Theta_0$ pour le cas nm_1) et la zone qui la suit immédiatement où le comportement observé diffère notablement du comportement "théorique" attendu. Cette cassure très nette est sans aucun doute à mettre au crédit de l'interaction directe qui se développe alors à partir de cette position entre le sillage et les couches de cisaillement.

En ce qui concerne les écoulements réactifs, on retrouve bien un développement initial du sillage en bon accord avec l'évolution théorique, en revanche, dès lors que les effets de la combustion se font sentir, on observe une brutale variation des diverses échelles spatiales caractéristiques. A partir de ce moment là, la comparaison avec les évolutions théoriques qui ont été obtenues en supposant que la masse volumique était constante n'a d'ailleurs plus grand sens, ce qui explique également que l'on peut avoir une évolution de la vitesse réduite U_d/\bar{u}_{\max} en accord avec l'évolution théorique alors que l'évolution des échelles spatiales ne l'est plus du tout ! Pour tous les écoulements considérés et grâce à l'exploitation du comportement du sillage dans la zone proche de l'élargissement brusque, nous avons pu déterminer l'abscisse x_v de l'origine virtuelle du sillage de manière à ensuite pouvoir estimer si l'évolution des profils de vitesse moyenne relevait ou pas d'un comportement auto-semblable.

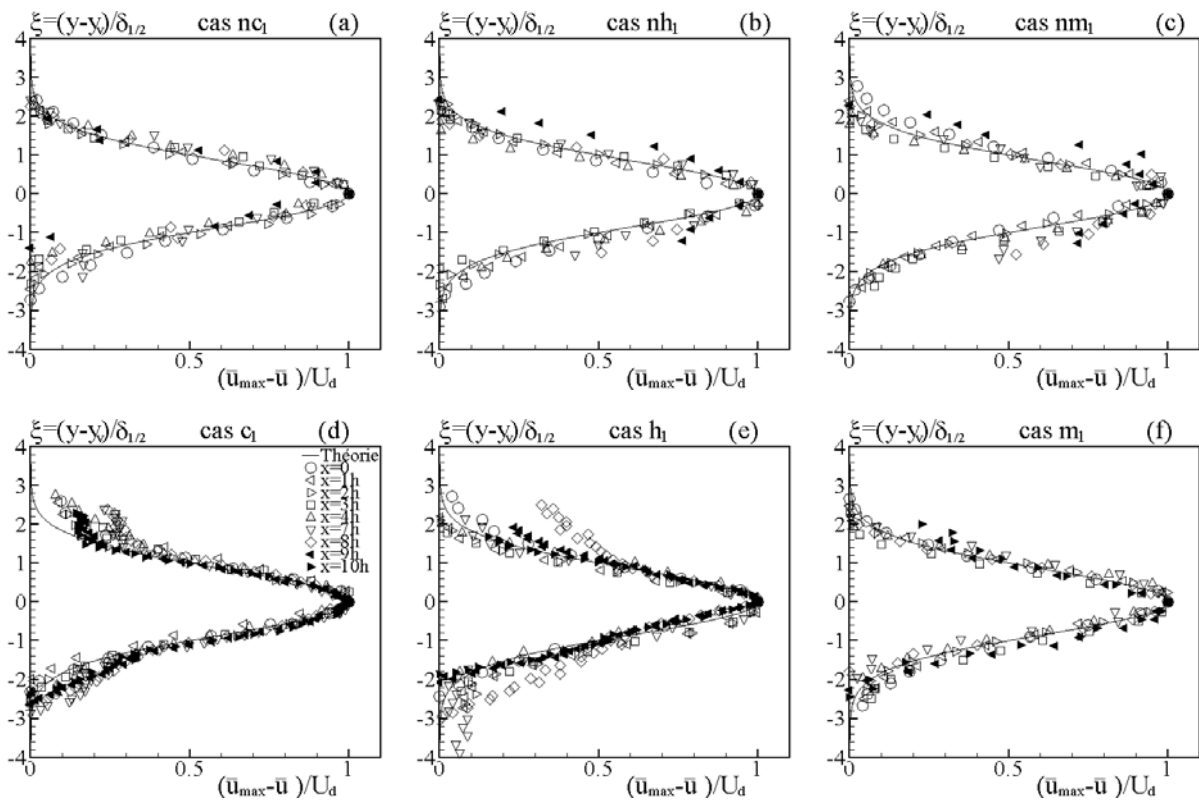


FIG. 5.10 – Distribution de la vitesse moyenne longitudinale dans les sillages pour les écoulements inertes et réactifs.

La figure 5.10 présente les profils de vitesse obtenus en variables de similitude et qui sont

comparés avec le profil théorique à masse volumique constante donnée par l'équation 5.19.

En ce qui concerne le sillage des écoulements inertes étudiés, et bien que la valeur maximale de $(x - x_S)/\Theta$ soit de l'ordre de 63, donc bien inférieure à la valeur de 200 indiquée par Chevray et Kovasznay [23] comme étant celle à partir de laquelle la similitude est pleinement observable, nous pouvons dire que le regroupement des profils autour du profil théorique de similitude est assez remarquable. Bien sûr, en $x = 10h$ on note un écart perceptible avec le profil de similitude, comme d'ailleurs sur les frontières du sillage ce qui est bien normal compte-tenu du confinement de celui-ci, mais le regroupement des profils expérimentaux autour du profil théorique est néanmoins bien marqué. On retrouve également ce comportement pour les écoulements réactifs et ce bien qu'en toute rigueur, certains de ces profils ne peuvent pas être comparés au profil théorique celui-ci ayant été obtenu pour un écoulement à masse volumique constante. En effet, force est de constater que à l'exception de quelques profils ($x = 8h$ pour le cas h_1 par exemple) les effets combinés de l'accélération liée au dégagement de chaleur et au confinement et les divers mécanismes d'interaction entre les couches de cisaillement et le sillage conduisent *de facto* à un regroupement très homogène des profils de vitesse autour du profil théorique à $\rho = \text{cste}$ et ce particulièrement dans la zone centrale du sillage.

Caractérisation des couches de cisaillement inférieures et supérieures

La figure 5.11 présente l'évolution longitudinale des épaisseurs de vorticités δ_ω des couches de cisaillement inférieures et supérieures pour les écoulements inertes et les écoulements réactifs. En dépit de la présence des supports de hublots entre $x = 5h$ et $6h$ qui nous empêche de réaliser des mesures à ces abscisses, nous retrouvons sur cette figure une évolution similaire à ce qui a été observé par Brown et Roshko [20] dans le cas d'une couche de cisaillement libre, par Troutt et al. [81] dans le cas d'une couche de cisaillement se développant en aval d'une marche simple ou bien par Pitz et Daily [67] pour une couche de cisaillement réactive issue d'une marche simple.

Pour les écoulements inertes nc_1 , nh_1 et nm_1 (Figs. 5.11.a, 5.11.b et 5.11.c), les valeurs de δ_ω des couches de cisaillement supérieures sont légèrement plus importantes que celles des couches de cisaillement inférieures. Cette différence est à rapprocher de la dissymétrie précédemment observée sur les profils de vitesse moyenne. On observe une évolution linéaire de δ_ω en fonction de x jusqu'à proximité du point de réattachement de l'écoulement où l'interaction avec la paroi commence alors à perturber le développement des couches de cisaillement. Après le point de réattachement, δ_ω continue à augmenter mais avec une pente bien plus faible. On a estimé la position des points de rupture de pente des évolutions linéaires de δ_ω entre $x = 4h$ et $7h$ pour toutes les couches de cisaillement inférieures, entre $x = 7h$ et $8h$ pour la couche de cisaillement supérieure du cas nc_1 et entre $x = 9h$ et $10h$ pour les couches de cisaillement supérieures de deux cas nh_1 et nm_1 . A partir de l'évolution linéaire initiale de δ_ω en fonction de x , nous avons pu calculer le taux d'épanouissement δ'_ω des couches de cisaillement qui varie de 0,135 à 0,200. Ces valeurs encadrent la valeur moyenne $\delta'_\omega = 0,178$ obtenue par Brown et Roshko [20] pour une couche de mélange libre. Elles sont en revanche plus faibles que la valeur moyenne $\delta'_\omega = 0,28$ obtenue par Pitz et Daily [67] pour les écoulements inertes.

Pour les écoulements réactifs (Figs. 5.11.d, 5.11.e et 5.11.f) et malgré la resymétrisation de l'écoulement moyen, on observe là aussi une légère différence pour les valeurs de δ_ω entre les couches de cisaillement inférieures et supérieures. Ces différences peuvent partiellement s'expliquer (comme d'ailleurs pour les écoulements inertes) par les différences observées entre

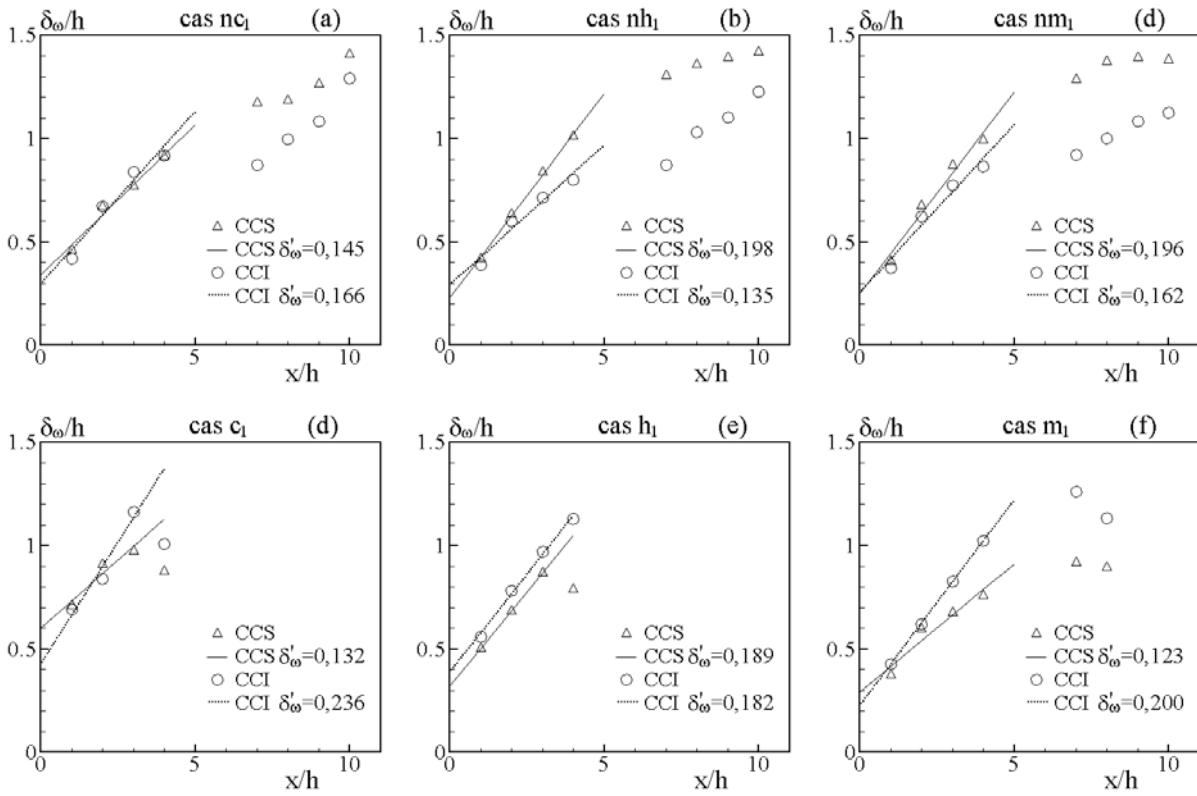


FIG. 5.11 – Evolution longitudinale de l'épaisseur de vorticité des couches de cisaillement pour les écoulements inertes et réactifs considérés.

les échelles caractéristiques des couches limites incidentes qui vont donner lieu aux couches de cisaillement (Tableau 5.2). L'épaisseur de vorticité  voluter de l'épaisseur de vorticité bien de façon linéaire jusqu'à la fin de la zone de recirculation, endroit à partir duquel elle commence à changer de comportement. Nous n'avons tracé les valeurs δ_ω que jusqu'à $x = 4h$ pour les deux cas c_1 et h_1 et jusqu'à $x = 8h$ pour le cas m_1 , parce qu'après ces abscisses, l'accélération de vitesse due à la combustion fait disparaître toute similitude des profils de vitesse. Les valeurs du taux d'épanouissement δ'_ω correspondant varient de 0,23 à 0,236. Ces valeurs sont à rapprocher de la valeur moyenne $\delta'_\omega = 0,29$ obtenue par Pitz et Daily [67] pour le cas d'une marche descendante. Le tableau 5.4 regroupe les grandeurs principales de l'écoulement moyen comme l'origine virtuelle x_v , le paramètre d'expansion σ et le rapport moyen δ_ω/Θ pour les couches de cisaillement étudiées. Les valeurs du rapport δ_ω/Θ se trouvent proche d'une valeur 5 en accord avec les résultats de la littérature. L'abscisse de l'origine virtuelle se situe bien en amont de l'élargissement brusque quel que soit le cas et elle varie entre $-4,56h$ et $-1,13h$.

Les épaisseurs de quantité de mouvement Θ et de déplacement δ^* des couches de cisaillement ont été calculées par les définitions 5.34 et 5.35 et les résultats ont été tracés sur la figure 5.12. Dans tous les cas, on observe une évolution très semblable de l'épaisseur de quantité de mouvement Θ entre les deux couches de cisaillement caractérisée par une faible augmentation en fonction de x et l'on n'observe pas d'influence significative du nombre de Reynolds ou de la présence de combustion sur l'évolution de Θ que ce soit pour les écoulements inertes nc_1 , nh_1 et nm_1 (Figs. 5.12.a, b et c) ou réactifs h_1 et m_1 (Figs. 5.12.d et e). Seul, l'écoulement c_1 (Fig.

Cas	Couche de cisaillement	x_v/h	σ	δ_ω/Θ
nc_1	supérieure	-2,36	12,22	4,72
	inférieure	-1,79	10,68	4,80
nh_1	supérieure	-1,17	8,96	4,81
	inférieure	-2,15	13,13	5,00
nm_1	supérieure	-1,27	9,06	4,82
	inférieure	-1,56	10,92	4,92
c_1	supérieure	-4,56	13,63	4,41
	inférieure	-1,80	7,70	4,52
h_1	supérieure	-1,76	9,84	4,38
	inférieure	-2,04	9,33	4,71
m_1	supérieure	-2,36	14,77	4,25
	inférieure	-1,13	8,86	4,48

TAB. 5.4 – Couches de cisaillement : abscisse virtuelle x_v adimensionnée par la hauteur de la marche, paramètre d'expansion σ et rapport moyen entre l'épaisseur de vorticité et l'épaisseur de quantité de mouvement δ_ω/Θ des écoulements inertes et réactifs étudiés.

5.12.f) se singularise par une évolution légèrement différente de ce qui est observé pour son équivalent inerte nc_1 (Fig. 5.12.a). Nous avons également retrouvé un rapport entre l'épaisseur de vorticité et l'épaisseur de quantité de mouvement δ_ω/Θ qui varie de 4,25 à 5,00 (tableau 5.4) et qui représente une plage de variation raisonnable et du même ordre de grandeur de ce qui est rapportée dans la littérature.

Les évolutions de δ^* pour les écoulements inertes se caractérisent quant à eux par une nette différence de comportement entre les deux couches alors que le comportement opposé est observé pour les écoulements réactifs, mais là encore, le fait que la masse volumique évolue considérablement limite la portée de l'analyse ou du moins restreint sévèrement sa pertinence, beaucoup plus en tous les cas que pour le sillage puisque ce dernier n'est pas, du moins dans sa zone primaire de développement, le siège de réactions chimiques et donc de variation de masse volumique.

Après avoir déterminé les coordonnées de l'origine virtuelle des deux couches, nous avons pu alors tracer les profils de vitesse réduite en fonction de la variable de similitude pour les écoulements inertes (figure 5.13) et réactifs (figure 5.14).

En ce qui concerne les écoulements inertes, le regroupement autour du profil de similitude est très correct avec l'apparition d'un décalage progressif à partir d'environ $x = 7h$. Des écarts sensibles sont en revanche observés à la périphérie des couches.

En ce qui concerne les écoulements réactifs, le comportement est notablement diff rent rapidement puisque l'on observe des écarts assez significatifs avec le profil théorique obtenu, rappelons le en supposant que la masse volumique était constante. L'écoulement c_1 est à ce titre particulièrement "exemplaire". En revanche, la symétrie des profils par rapport au plan horizontal central est   souligner.

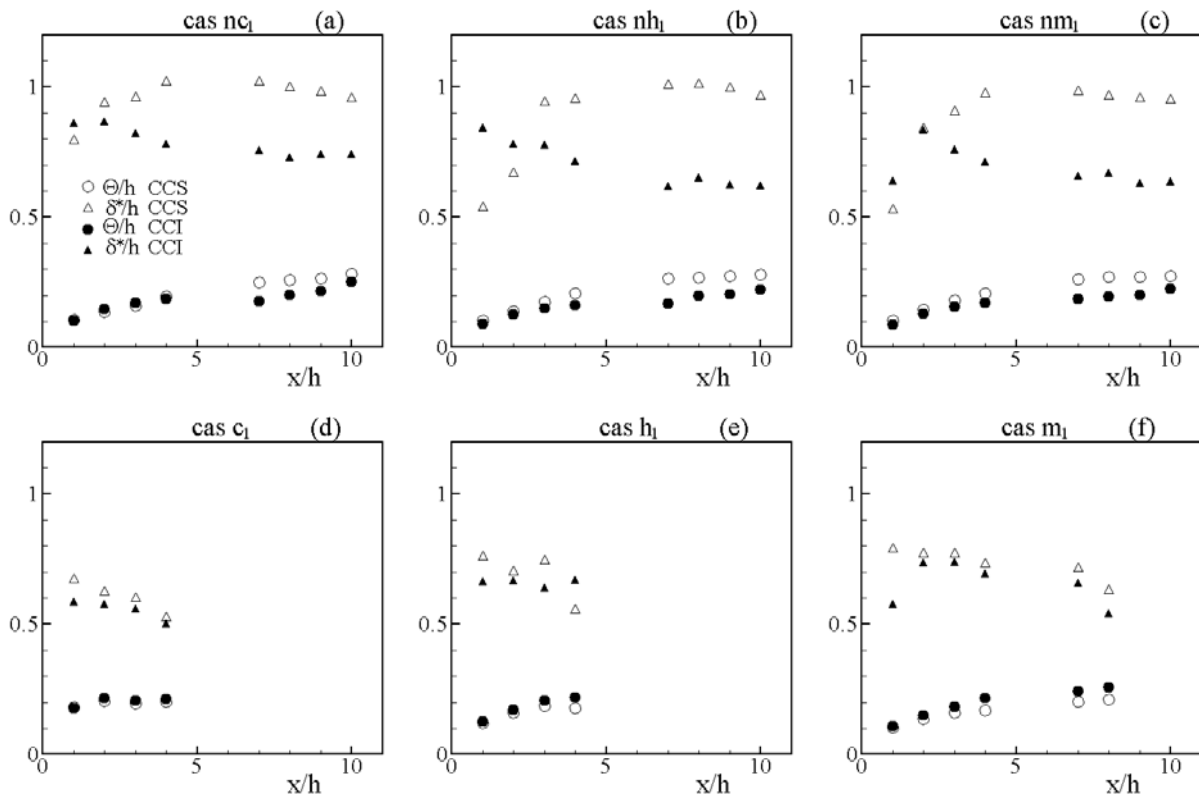


FIG. 5.12 – Evolution longitudinale des épaisseurs de quantité de mouvement et de déplacement des couches de cisaillement pour les écoulements inerte et réactifs considérés.

5.2.3 Synthèse

Afin de rendre plus "parlante" la synthèse des résultats de cette étude de recherche des propriétés de similitude, nous avons représenté sur la figure 5.15, les diverses zones étudiées à partir du positionnement de leur frontières obtenue à partir des mesures d'épaisseur et du positionnement de leur axe géométrique (lignes pointillées) correspondant à l'ordonnée de leur origine virtuelle. Ce type de représentation permet de bien mettre en évidence la déflexion vers le bas du sillage des écoulements inerte (Figs. 5.15-a, b et c) associée à la dissymétrie de l'écoulement moyen. On met également bien en évidence lorsque les frontières se rapprochent, l'abscisse à partir de laquelle le sillage et les zones de cisaillement vont interagir. En ce qui concerne les écoulements réactifs (Figs. 5.15-d, e et f), l'on observe bien l'effet de resymétrisation moyenne notamment avec l'alignement de l'axe des sillages avec l'axe de la veine d'essai. On observe également que, pour l'écoulement le moins rapide c_1 , l'influence de la combustion se manifeste beaucoup plus rapidement sur le sillage avec une transition brutale observée dès $x = 4 h$ alors que cette transition est repoussée à $x = 7 h$ pour l'écoulement h_1 et se retrouve repoussée vers l'aval, hors de notre champ d'exploration pour l'écoulement le plus rapide m_1 . Même si ce type de représentation trouve ses limites dès lors que la masse volumique varie de façon importante, elle permet néanmoins de bien caractériser la zone initiale de développement de la combustion et elle fournit également une base de comparaison intéressante avec les résultats issus du calcul numérique.

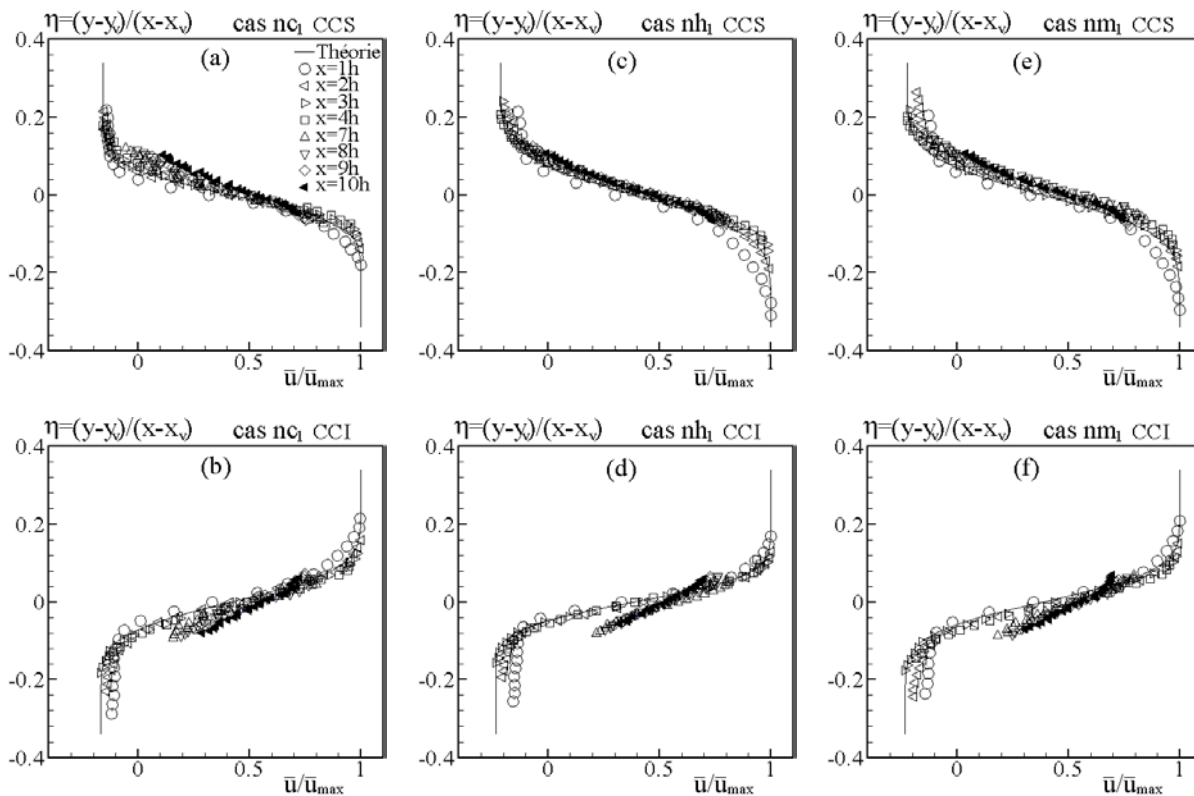


FIG. 5.13 – Distribution de la vitesse moyenne longitudinale dans les couches de cisaillement pour les écoulements inertes.

5.3 Conclusion

Nos résultats ont montré qu'une augmentation du nombre de Reynolds obtenue par l'augmentation des débits d'alimentation se traduit pour les écoulements inertes par une structure moyenne d'ensemble dissymétrique et peu sensible à cette variation. La recherche d'un comportement auto-semblable pour la composante longitudinale de la vitesse moyenne a été fructueuse tout au moins dans le champ proche de l'écoulement, que ce soit pour les couches de cisaillement ou les sillages. En combustion, l'influence de la variation du nombre de Reynolds qui correspond *de facto* à une augmentation de la puissance thermique dégagée dans le foyer est notable. Elle se manifeste déjà au niveau des canaux d'alimentation par une augmentation notable du niveau des fluctuations de vitesse qui est particulièrement prononcée pour l'écoulement le plus lent pour lequel "l'efficacité" de l'excitation des modes acoustiques du banc est la plus grande et ne relève donc probablement pas d'un effet lié à la "manipulation" de la turbulence incidente directement lié à la variation du nombre de Reynolds. En ce qui concerne la structure moyenne des écoulements réactifs en aval de l'élargissement brusque, une resymétrisation de l'écoulement moyen avec une structure qualitativement identique à deux zones de recirculation raccourcies quel que soit le débit considéré est observée. La recherche d'un comportement auto-semblable des profils de vitesses moyennes, bien qu'applicable uniquement pour le champ proche et essentiellement pour le sillage, a permis de montrer que ce dernier conservait un comportement auto-semblable bien marqué alors que le comportement en ce

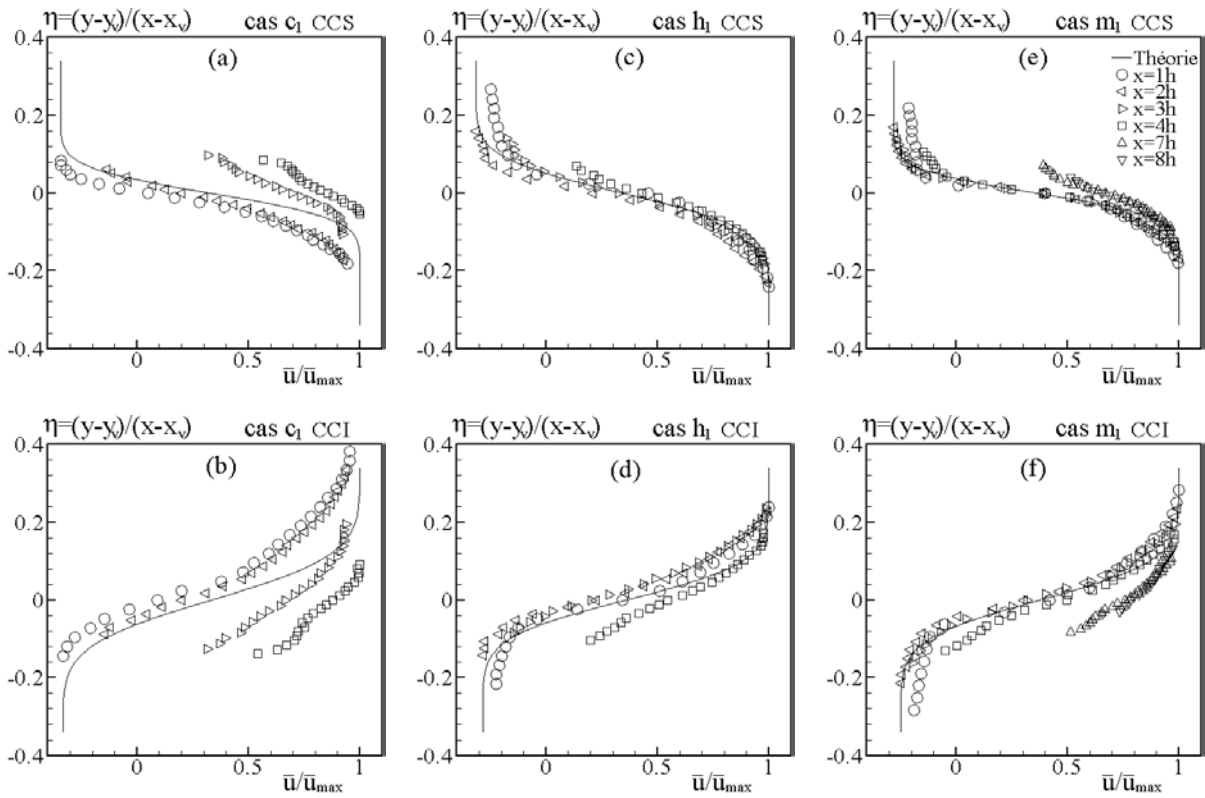


FIG. 5.14 – *Distribution de la vitesse moyenne longitudinale dans les couches de cisaillement pour les écoulements réactifs.*

qui concerne les couches de cisaillement est plus chaotique trahissant ainsi les effets de masse volumique variable liés à la stabilisation de la combustion en leur sein et donc les limites de l'analyse conduite sur la base de l'hypothèse d'une masse volumique constante.

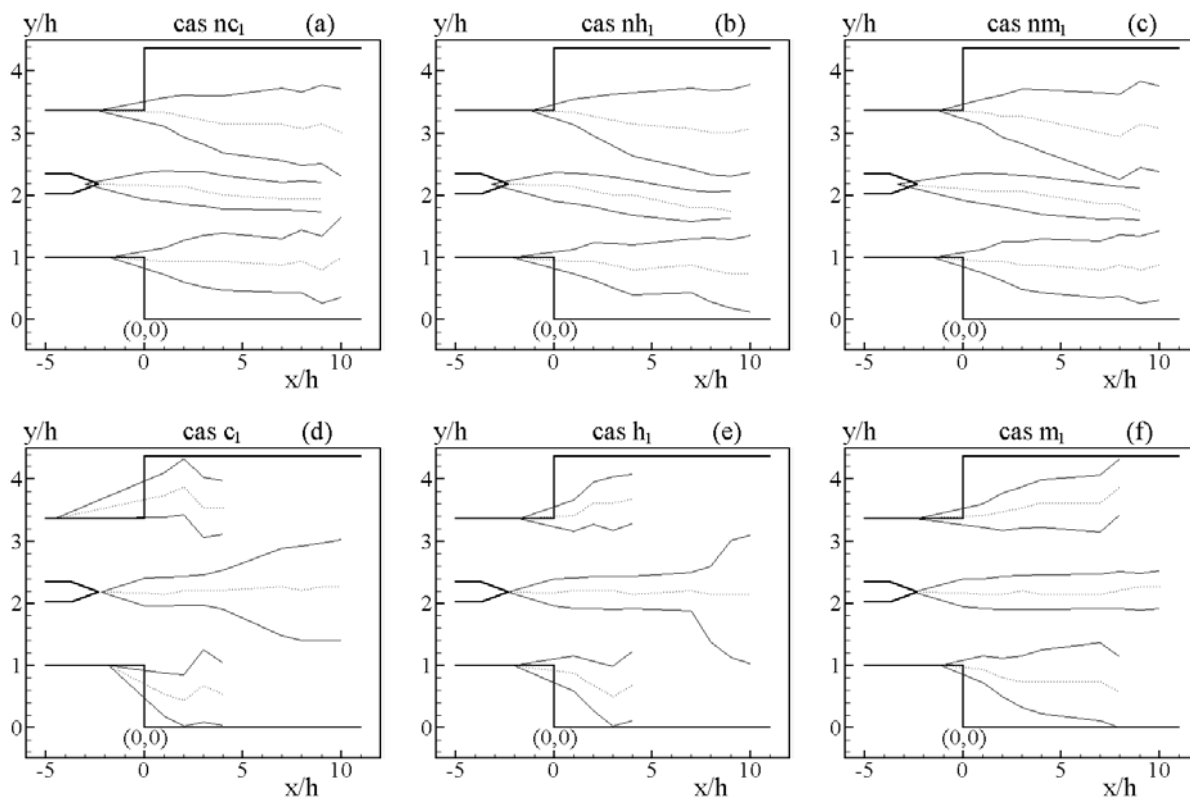


FIG. 5.15 – Frontières délimitant des zones de développement du sillage et des couches de cisaillement pour les écoulements inertes et réactifs étudiés.

Chapitre 6

Influence d'une variation de richesse à débit fixé

Les études de Besson et al. [7][8] sur la même géométrie ont montré qu'en présence de combustion en aval de l'élargissement brusque, un mouvement cohérent à grande échelle était observé sur le champ des fluctuations de la vitesse longitudinale et transversale et ce type de mouvement a été également observé sur la fluctuation de la vitesse longitudinale dans les écoulements d'alimentation.

Cas	Canal	Re	Q (g/s)	U_{deb} (m/s)	U_τ (m/s)	Φ	Puissance thermique (kW)
nc_1	haut	25000	65	11	0,671		
	bas	25000	65	11	0,682		
$c_{1.1}$	haut	25000	65	11	0,688	0,65	98
	bas	25000	65	11	0,686	0,65	98
$c_{1.2}$	haut	25000	65	11	0,660	0,70	105
	bas	25000	65	11	0,666	0,70	105
c_1	haut	25000	65	11	0,709	0,75	110
	bas	25000	65	11	0,698	0,75	110
$c_{1.3}$	haut	25000	65	11	0,714	0,80	116
	bas	25000	65	11	0,717	0,80	116
$c_{1.4}$	haut	25000	65	11	0,733	0,85	121
	bas	25000	65	11	0,744	0,85	121

TAB. 6.1 – Paramètres principaux des écoulements d'alimentation des configurations d'écoulement considérées (pression atmosphérique, température d'écoulements d'entrée = 276 ± 10 K ; erreur systématique sur $Q = \pm 1$ g/s et sur $\Phi = \pm 0,025$, incertitude relative sur $Re = \pm 2\%$, sur $U_{deb} = \pm 1,5\%$ et sur $U_\tau = \pm 5\%$).

Ce phénomène est associé au battement synchrone des deux fronts de flamme stabilisés au niveau de l'élargissement brusque et qui résulte du couplage de rétroaction existant entre la combustion et les ondes acoustiques longitudinales et transversales associées à la géométrie du banc d'essai. De plus, on sait que dans les chambres de combustion de type PPP, les interactions entre la pression acoustique et les oscillations de l'écoulement sont très sensibles aux variations de richesse du mélange qui rentre dans la chambre de combustion (Lieuwen et

al. [53]). Pour contribuer à la meilleure compréhension de ce phénomène, lié de manière plus générale aux caractéristiques instationnaires des écoulements turbulents réactifs étudiés, nous avons choisi dans ce chapitre d'étudier les propriétés de l'instationnarité du champ de vitesses pour cinq configurations d'écoulements réactifs à même débit et se différenciant par la valeur de la richesse, identique, des deux écoulements d'alimentation. L'écoulement inerte de même débit sera également étudié comme référence. Les paramètres principaux de ces écoulements sont présentées dans le tableau 6.1. Pour tous les cas étudiés ici, les deux écoulements d'alimentation ont donc le même débit massique avec une vitesse débitante de $U_{deb} = 11 \text{ m/s}$ et la richesse Φ , identique entre les deux écoulements d'alimentation, varie de 0,65 à 0,85 par pas de 0,05.

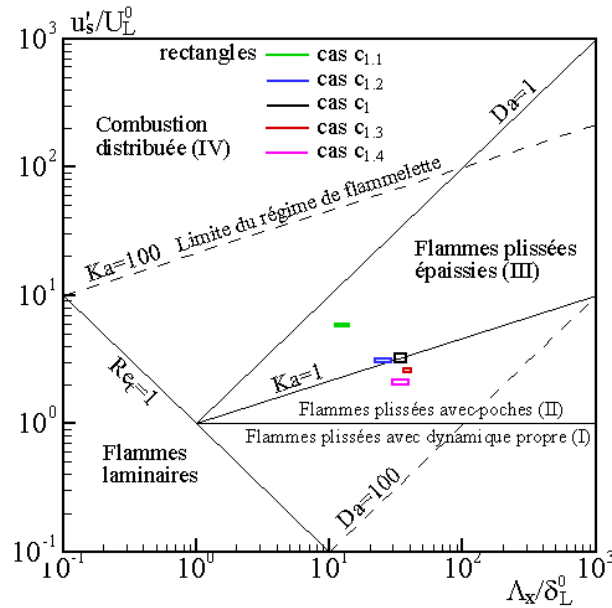


FIG. 6.1 – Les régimes de combustion associés aux écoulements réactifs considérés dans ce chapitre.

Nous avons choisi une labellisation d'écoulement du type " $c_{1,i}$ " où i varie de 1 pour la richesse 0,65 à 4 pour la richesse 0,85. Le cas à la richesse "centrale" de 0,75 sera désigné comme dans le chapitre précédent par c_1 et l'écoulement inerte de référence par nc_1 . Nous avons "positionné" les écoulements réactifs dans le diagramme classique de combustion en écoulements turbulents à partir du calcul 1) du rapport u'_s/U_L^0 entre la fluctuation stochastique de la composante longitudinale u'_s de la vitesse incidente en $x = -5h$ et la vitesse de flamme laminaire U_L^0 , 2) du rapport Λ_x/δ_L^0 des échelles caractéristiques entre l'échelle intégrale spatiale Λ_x et l'épaisseur de flamme laminaire δ_L^0 : ainsi que 3) des nombres sans dimension pertinents que sont, le nombre de Damköhler $Da = \Lambda_t/\tau_c$, le nombre de Karlovitz $Ka = \tau_c/\eta_t$ et le nombre de Reynolds turbulent $Re_\Lambda = (u'_s \Lambda_x)/\nu_0$ (Tableau 6.2). D'après la définition de la limite élargie du régime de flammelette de Peters [66] ($Ka = 100$) dans le diagramme de combustion classique (Fig. 6.1), l'écoulement $c_{1,1}$ se situe dans le domaine de flammelettes plissées épaissies (III), les écoulements $c_{1,2}$ et c_1 correspondent à la limite entre le domaine de flammelettes plissées épaissies (III) et le domaine de flammelettes plissées minces (II) et les écoulements $c_{1,3}$ et $c_{1,4}$ se trouvent dans le domaine de flammelettes plissées minces (II).

Nous allons tout d'abord caractériser les champs moyens de vitesse avant d'utiliser l'ap-

Cas	Canal	Φ	U_L^0 (cm/s)	τ_c (ms)	u'_s (m/s)	Λ_x (mm)	Re_Λ	Da	Ka
nc_1	haut				0,629	14,5	660		
	bas				0,605	9,5	420		
$c_{1.1}$	haut	0,65	10,9	11,3	0,646	16,4	800	2,2	12,0
	bas	0,65	10,9	11,3	0,631	13,5	650	2,0	13,0
$c_{1.2}$	haut	0,70	17,1	4,7	0,555	17,9	770	6,8	4,1
	bas	0,70	17,1	4,7	0,551	23,7	990	9,1	3,9
c_1	haut	0,75	22,5	2,8	0,779	24,3	1440	11,1	3,4
	bas	0,75	22,5	2,8	0,667	19,8	1020	10,6	3,0
$c_{1.3}$	haut	0,80	27,2	2,0	0,743	22,0	1250	15,0	2,4
	bas	0,80	27,2	2,0	0,696	19,2	1030	14,0	2,3
$c_{1.4}$	haut	0,85	31,1	1,5	0,684	18,8	990	17,8	1,8
	bas	0,85	31,1	1,5	0,654	14,5	730	14,4	1,9

TAB. 6.2 – Paramètres principaux caractérisant les écoulements considérées.

proche semi-déterministe pour mettre en évidence, de manière quantitative, l'influence de la variation de la richesse incidente sur le niveau des contributions respectives du mouvement cohérent et de la turbulence à l'énergie des fluctuations de vitesse.

6.1 Caractéristiques moyennes des écoulements

6.1.1 Au niveau des canaux d'alimentation

Afin de préciser la vitesse de frottement associée aux profils de vitesse moyenne, nous avons mesuré l'évolution longitudinale de la pression pariétale statique moyenne dans les canaux d'alimentation (figure 6.2). On retrouve bien une décroissance quasi-linéaire typique d'écoulements de canal turbulents développés avec cependant une légère altération du gradient pour les écoulements c_1 , $c_{1.3}$ et $c_{1.4}$ que nous associons au mouvement de pulsation important observé pour ces écoulements. L'augmentation du niveau de pression d'ensemble observé pour les écoulements réactifs par rapport au cas nc_1 est directement associé à la contre-pression lié à l'expansion des gaz dans la chambre de combustion. La vitesse de frottement pariétale est estimée en supposant l'écoulement pleinement développé ce qui conduit à la relation $U_\tau = \left(-\frac{H}{2\rho} \frac{dP}{dx}\right)^{1/2}$. Les valeurs obtenues et présentées dans le tableau 6.1 se recoupent toutes à moins de 12 % près ce qui confirme à nouveau la qualité du banc et également de la régulation des débits.

La figure 6.3 présente les profils, obtenus à l'abscisse $x = -5h$, des composantes longitudinales \bar{u} et transversales \bar{v} de la vitesse moyenne adimensionnée par la valeur de la vitesse débitante. Ces profils de vitesse ont été réalisés avec une grande résolution spatiale et nous nous sommes approchés à moins de 0,15 mm de la paroi pour la composante longitudinale. Les profils de \bar{u}/U_{deb} (Figs. 6.3.a et b) sont, comme ceux présentés au chapitre précédent, typiques d'un écoulement turbulent pleinement développé avec une vitesse maximale axiale réduite de l'ordre de 1,3 à 1,4. On ne note aucune différence entre les différents écoulements réactifs et seul un léger tassement par rapport au profil obtenu pour l'écoulement inerte équivalent

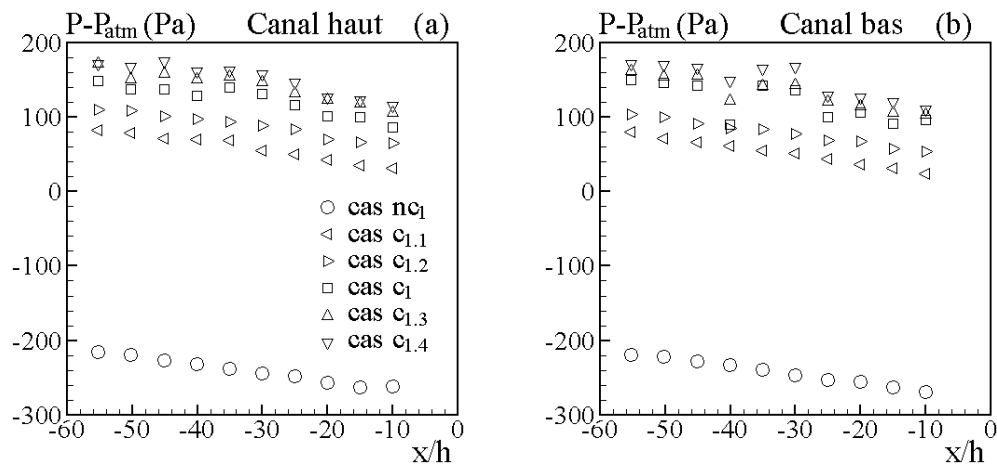


FIG. 6.2 – Evolution longitudinale de la pression pariétale statique moyenne obtenue pour les écoulements considérés ici dans les canaux d'alimentation (erreur systématique sur $P = \pm 3$ Pa).

nc_1 est perceptible. Les profils de vitesse sont équivalents dans les deux canaux. Les profils de \bar{v}/U_{deb} (Figs. 6.3.c et d) sont également tous quasi-superposables quelque soit l'écoulement étudié et proche de la valeur espérée $\bar{v} = 0$. On note cependant un décalage, minime, mais systématique vers des valeurs négatives de l'ordre de 1 % de la vitesse débitante.

L'influence de la valeur de richesse incidente est en revanche sensible dès lors que l'on s'intéresse aux fluctuations de vitesse (Figs. 6.4-a et b). Ainsi, pour les écoulements réactifs de faible richesse $c_{1.1}$ et $c_{1.2}$, les fluctuations u' de la composante longitudinale de la vitesse restent du même niveau que celles obtenues pour l'écoulement inerte nc_1 et se caractérisent par un maximum de l'ordre de $0,2U_{deb}$. Le niveau moyen des fluctuations u' des écoulements réactifs de richesse plus élevée c_1 , $c_{1.3}$ et $c_{1.4}$ est nettement plus important que celui obtenu pour les écoulements nc_1 , $c_{1.1}$ et $c_{1.2}$. En effet, le niveau des fluctuations de la zone centrale de l'écoulement rejoint presque celui associé au cisaillement pariétal avec un niveau maximal de l'ordre de $0,3U_{deb}$ obtenu pour l'écoulement $c_{1.3}$. Cette augmentation de la fluctuation de la vitesse longitudinale est due essentiellement à un mouvement pulsé résultant d'un couplage entre les ondes acoustiques propres du banc d'essai et la combustion dans le foyer (Besson [7], Besson et al. [8]) et l'application de la décomposition triple présentée un peu plus loin mettra clairement cela en évidence. Contrairement à la fluctuation de la vitesse longitudinale, les profils de la fluctuation de la vitesse transversale v' (Figs. 6.4-c et d) restent au même niveau quel que soit l'écoulement considéré. Les figures 6.4-e et 6.3-f présentent également les profils des contraintes de cisaillement $\overline{u'v'}/U_{deb}^2$. Ces profils suivent une évolution linéaire classiquement observée pour un écoulement de canal turbulent et l'axe aérodynamique correspondant à $\overline{u'v'} = 0$ apparaît, pour les deux canaux, bien superposable avec l'axe géométrique défini par $y^* = 0,5$. Il est également noté que la corrélation croisée $\overline{u'v'}$ est insensible à la présence de la combustion en aval de l'élargissement.

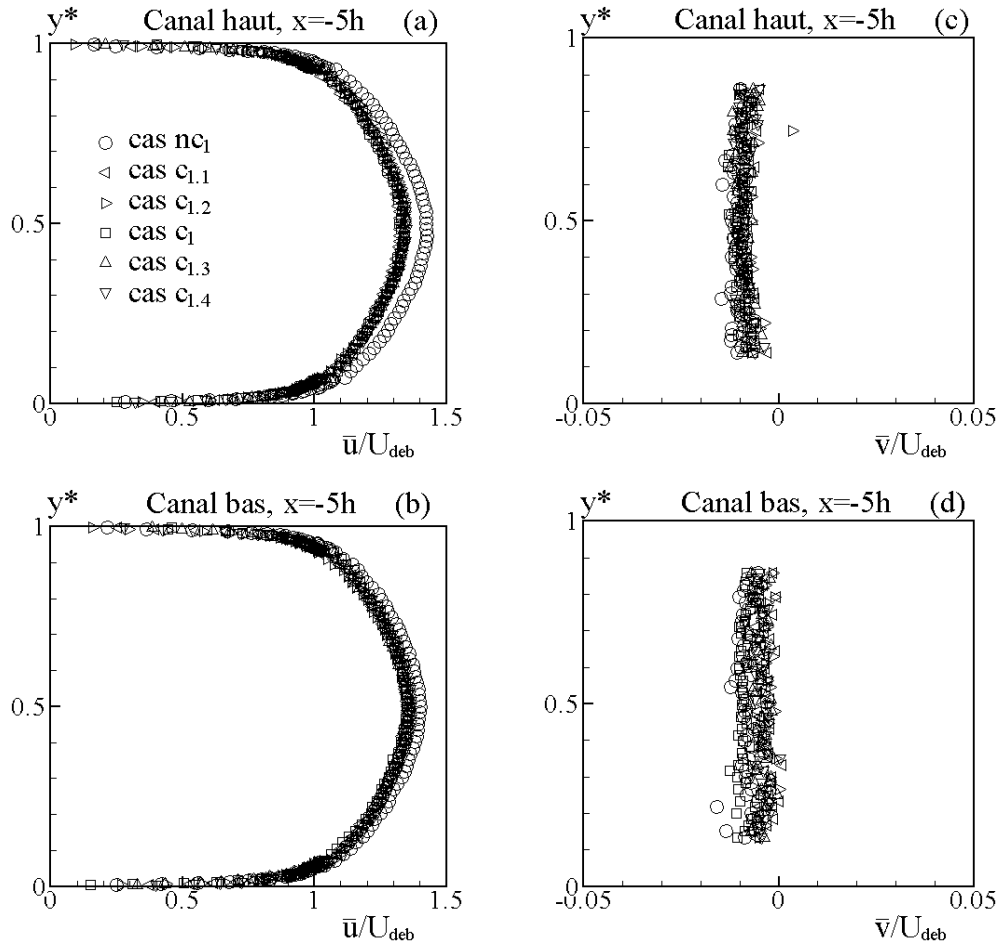


FIG. 6.3 – Profils de la vitesse moyenne des composantes longitudinales et transversales adimensionnée par la vitesse débitante, obtenus à $x = -5h$ (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{u} = \pm 4\%$, $\bar{v} = \pm 5\%$).

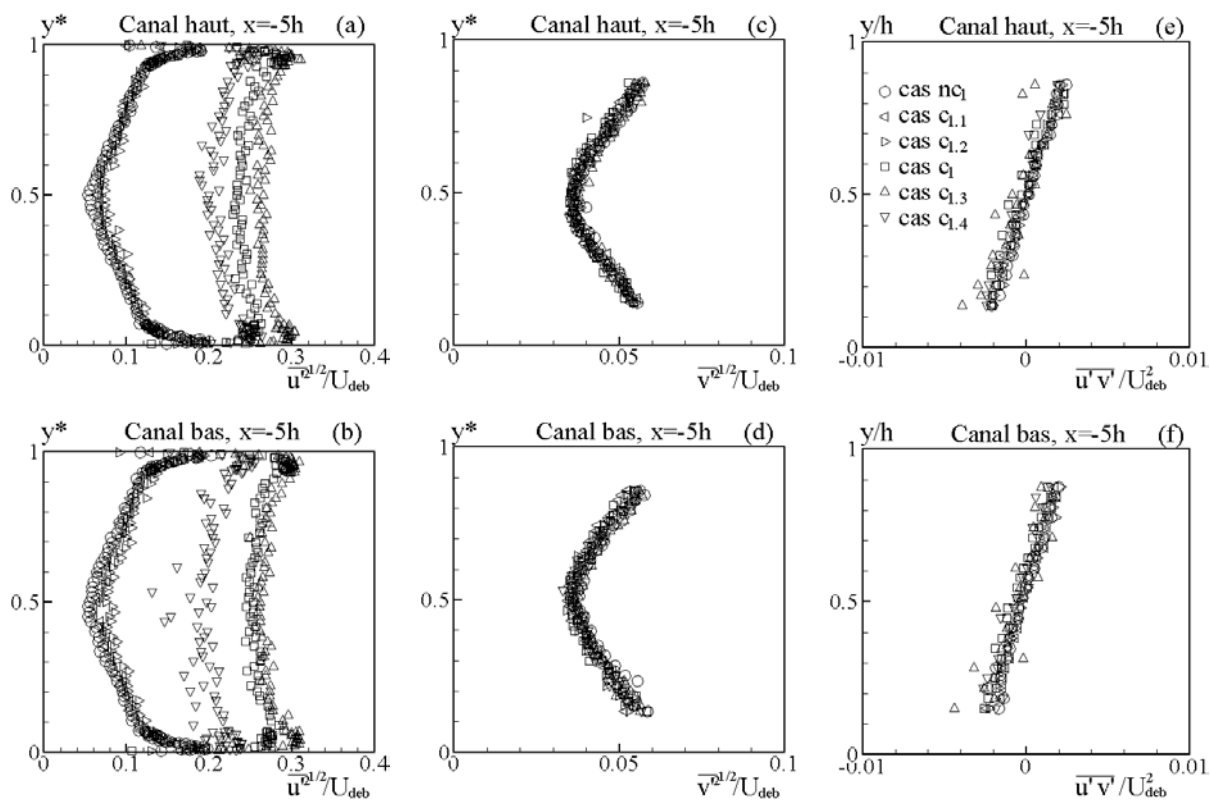


FIG. 6.4 – Profils des tensions de Reynolds $\overline{u'^2}/2$, $\overline{v'^2}/2$ et $\overline{u'v'}$ adimensionnées par U_{deb} ou U_{deb}^2 , obtenus à $x = -5h$ (erreur aléatoire relative maximale sur $\overline{u'^2} = \pm 10\%$, $\overline{v'^2} = \pm 7\%$ et $\overline{u'v'} = \pm 10\%$).

6.1.2 Au niveau de l'élargissement brusque

Toujours avec la même résolution spatiale élevée, nous avons effectué les mesures des deux composantes de la vitesse en $x = 0$. La figure 6.5 présente les profils des deux composantes moyennes alors que la figure 6.6 présente les profils de fluctuation associés ainsi que la contrainte de cisaillement. Que ce soit pour l'écoulement inerte ou pour les écoulements réactifs, les profils de la vitesse moyenne longitudinale \bar{u} apparaissent être parfaitement symétriques par rapport au plan médian horizontal situé sur l'axe de la plaque séparatrice $y = 2,18h$. Les profils de \bar{u} obtenus pour les différents écoulements réactifs sont tous superposables et l'on retrouve le léger tassement par rapport au profil obtenu pour l'écoulement inerte. Les valeurs maximales obtenues pour \bar{v} sont faibles de l'ordre de 1 à 2 % de U_{deb} et les profils obtenus mettent en évidence une légère convergence des deux écoulements vers la zone centrale de sillage.

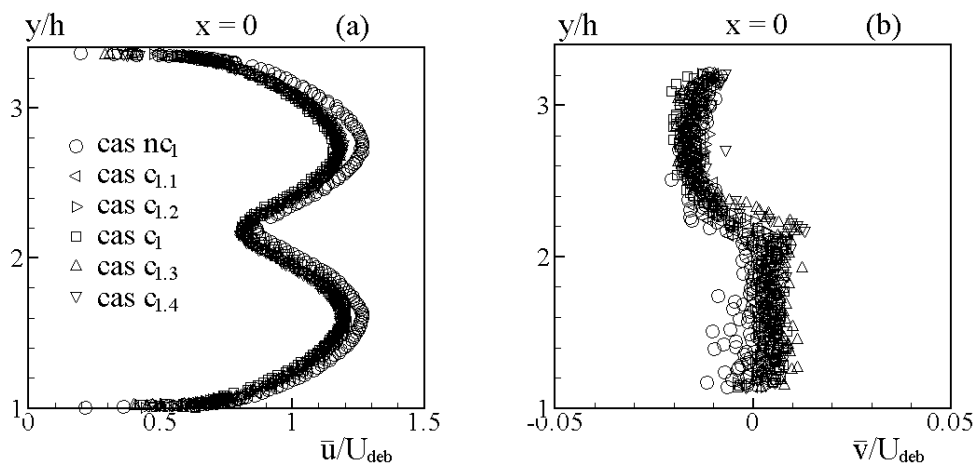


FIG. 6.5 – Profils de la vitesse moyenne des composantes longitudinales et transversales adimensionnées par la vitesse débitante, obtenue à $x = 0$ (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{u} = \pm 3\%$, $\bar{v} = \pm 5\%$).

Le double pic d'énergie dans les profils de u' associé au sillage de la plaque séparant initialement les deux écoulements incidents, présent pour les écoulements nc_1 , $c_{1.1}$, $c_{1.2}$ et $c_{1.4}$, est quasiment absent dans les deux écoulements c_1 et $c_{1.3}$ qui se trouvent être les deux écoulements pour lesquels nous montrerons un peu plus loin que l'augmentation des fluctuations liée au mouvement cohérent est la plus importante. Pour la fluctuation v' de la composante transversale de la vitesse (Fig. 6.6.b), contrairement aux résultats obtenus dans les canaux d'alimentation, les valeurs *rms* au droit de l'élargissement brusque deviennent sensibles à la valeur de la richesse de l'écoulement incident avec une nette augmentation de la fluctuation transversale au niveau des deux ordonnées d'accrochage des flammes soit $y = 1h$ et $y = 3,37h$ pour les écoulements c_1 , $c_{1.3}$ et $c_{1.4}$. Les contraintes de cisaillement $\overline{u'v'}$ (Fig. 6.6.c) quant à elles suivent l'évolution linéaire anti-symétrique que l'on peut déduire des propriétés du profil de \bar{u} avec un positionnement des maxima au niveau des points où $\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$ est lui-même maximum (périphérie du sillage centrale et régions pariétales).

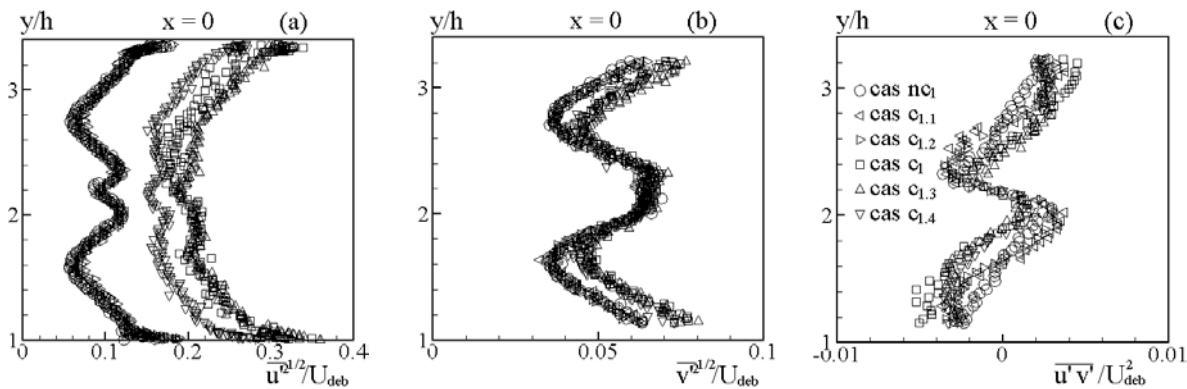


FIG. 6.6 – Profils des tensions de Reynolds $\overline{u'^2}^{1/2}$, $\overline{v'^2}^{1/2}$ et $\overline{u'v'}$ adimensionnées par U_{deb} ou U_{deb}^2 , obtenus à $x = 0$ (erreur aléatoire relative maximale sur $\overline{u'^2} = \pm 11\%$, $\overline{v'^2} = \pm 8\%$ et $\overline{u'v'} = \pm 10\%$).

6.1.3 Au sein de la chambre de combustion

Les figures 6.7, 6.8, 6.9, 6.10 et 6.11 présentent l'évolution spatiale de la vitesse moyenne des composantes longitudinales et transversales \overline{u} , \overline{v} , des tensions de Reynolds $u' = \sqrt{\overline{u'^2}}$, $v' = \sqrt{\overline{v'^2}}$ et $\overline{u'v'}$, adimensionnées par U_{deb} ou U_{deb}^2 , obtenues en aval de l'élargissement brusque pour les écoulements réactifs $c_{1.1}$, $c_{1.2}$, c_1 , $c_{1.3}$, $c_{1.4}$ et pour l'écoulement inerte correspondant nc_1 .

Cas	Longueur de zone de recirculation du bas (L_{ZDR})	Longueur de zone de recirculation du haut (L_{ZDR})
nc_1	5,5h	8,0h
$c_{1.1}$	4,9h	4,9h
$c_{1.2}$	3,8h	3,8h
c_1	2,3h	2,3h
$c_{1.3}$	2,2h	2,2h
$c_{1.4}$	2,1h	2,1h

TAB. 6.3 – Longueur des zones de recirculation des écoulements étudiés.

Pour l'écoulement inerte nc_1 déjà vu au chapitre précédent (Fig. 6.7-a), nous rappelons que les profils de \overline{u} sont dissymétriques avec une zone de recirculation supérieure plus longue que celle du bas (Tab. 6.3).

Dans le champ proche de cet écoulement inerte, la vitesse est maximale au niveau de l'axe des canaux d'alimentation et le déficit central de vitesse est lié au sillage de la plaque séparatrice. Si nous définissons les deux coeurs "potentiels" de l'écoulement inerte comme les deux régions s'étendant de part et d'autre de l'axe des deux écoulements d'alimentation (*i.e.* $y = 1,51 h$ et $y = 2,86 h$) où \overline{u} est supérieure ou égale à 85 % de la vitesse axiale d'entrée, ceux-ci sont présents jusqu'à approximativement $x = 4h$ et se caractérisent par les valeurs minimales de u' qui y sont observées, de l'ordre de $0,1U_{deb}$ (Fig. 6.9-a).

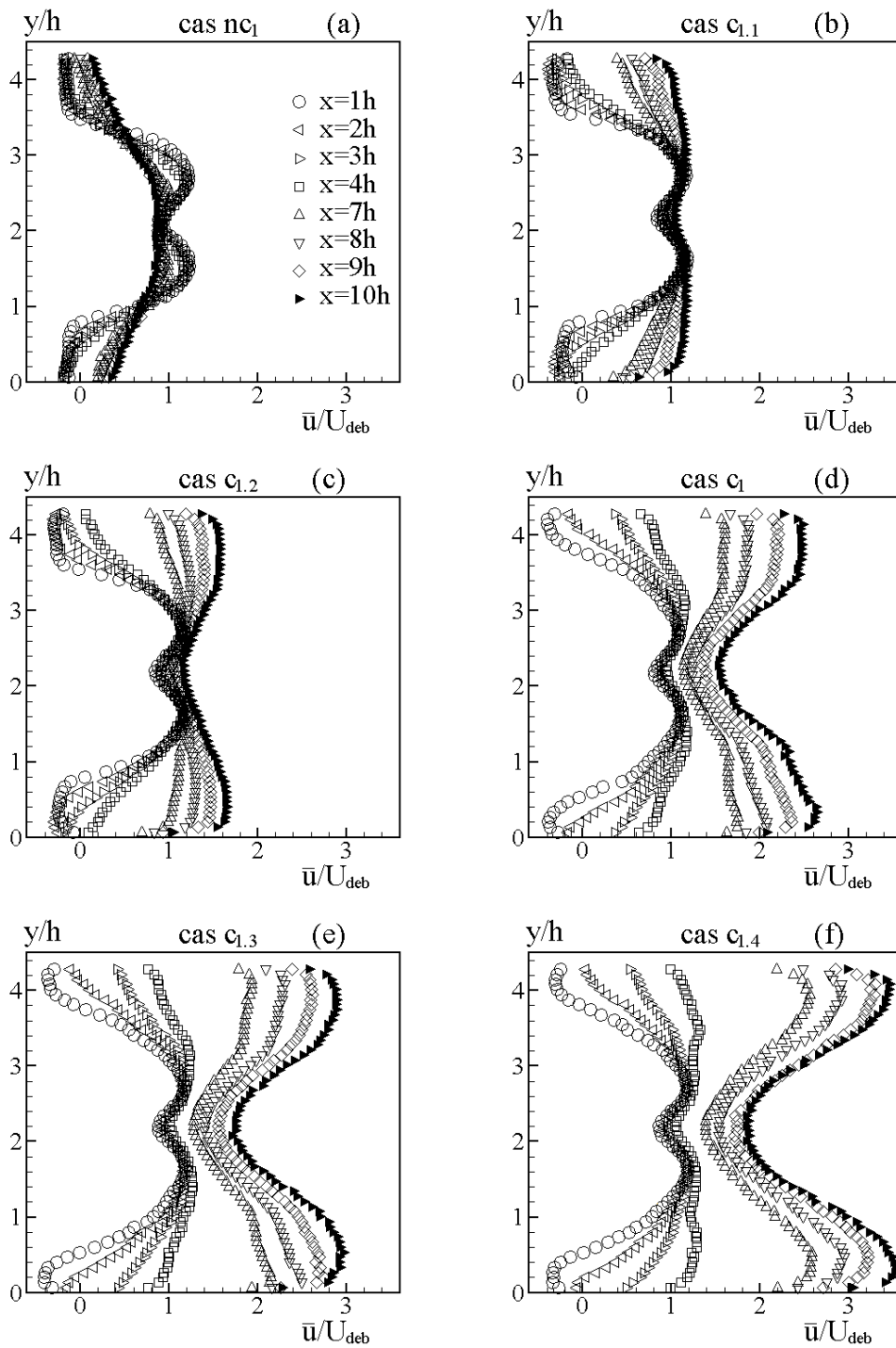


FIG. 6.7 – *Écoulements dans le foyer : profils de la vitesse moyenne longitudinale adimensionnée par la vitesse débitante pour l'écoulement inerte et les écoulements réactifs considérés (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{u} = \pm 3\%$).*

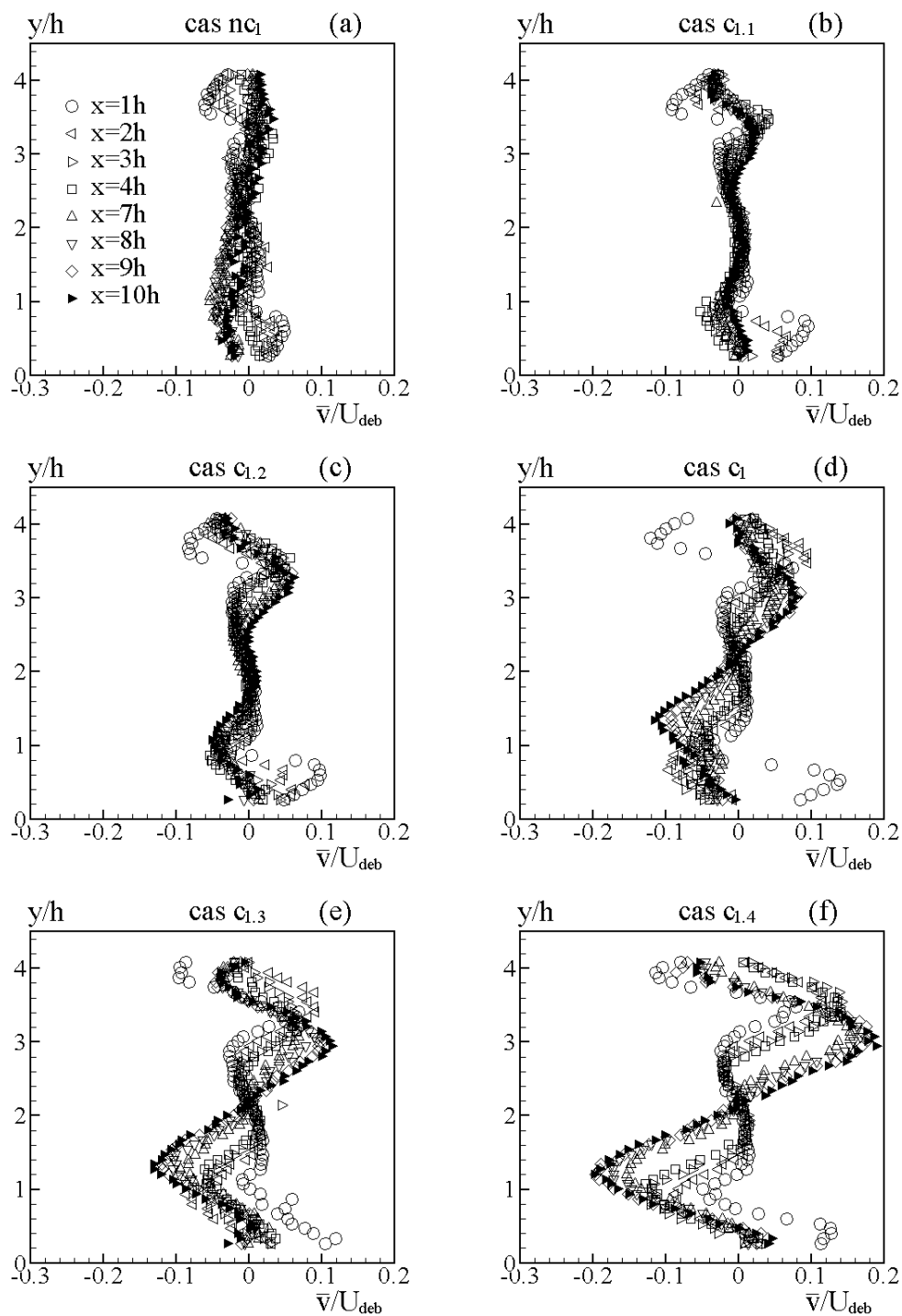


FIG. 6.8 – *Écoulements dans le foyer : profils de la vitesse moyenne transversale adimensionnée par la vitesse débitante pour l'écoulement inerte et les écoulements réactifs considérés (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{v} = \pm 5\%$).*

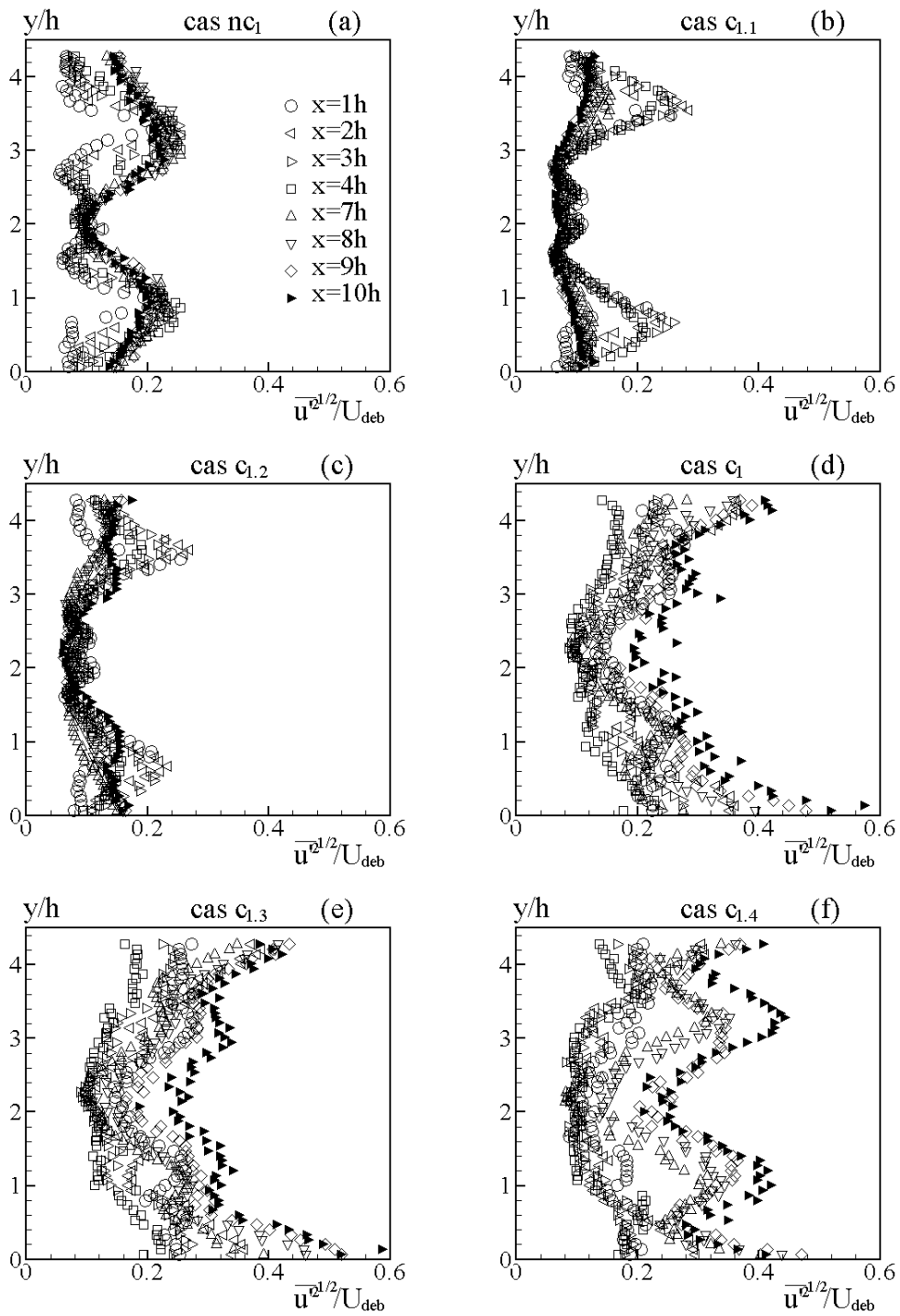


FIG. 6.9 – Écoulements dans le foyer : profils de la fluctuation de vitesse longitudinale adimensionnée par la vitesse débitante pour l'écoulement inerte et les écoulements réactifs considérés (erreur aléatoire relative maximale sur $\overline{u'^2} = \pm 8\%$).

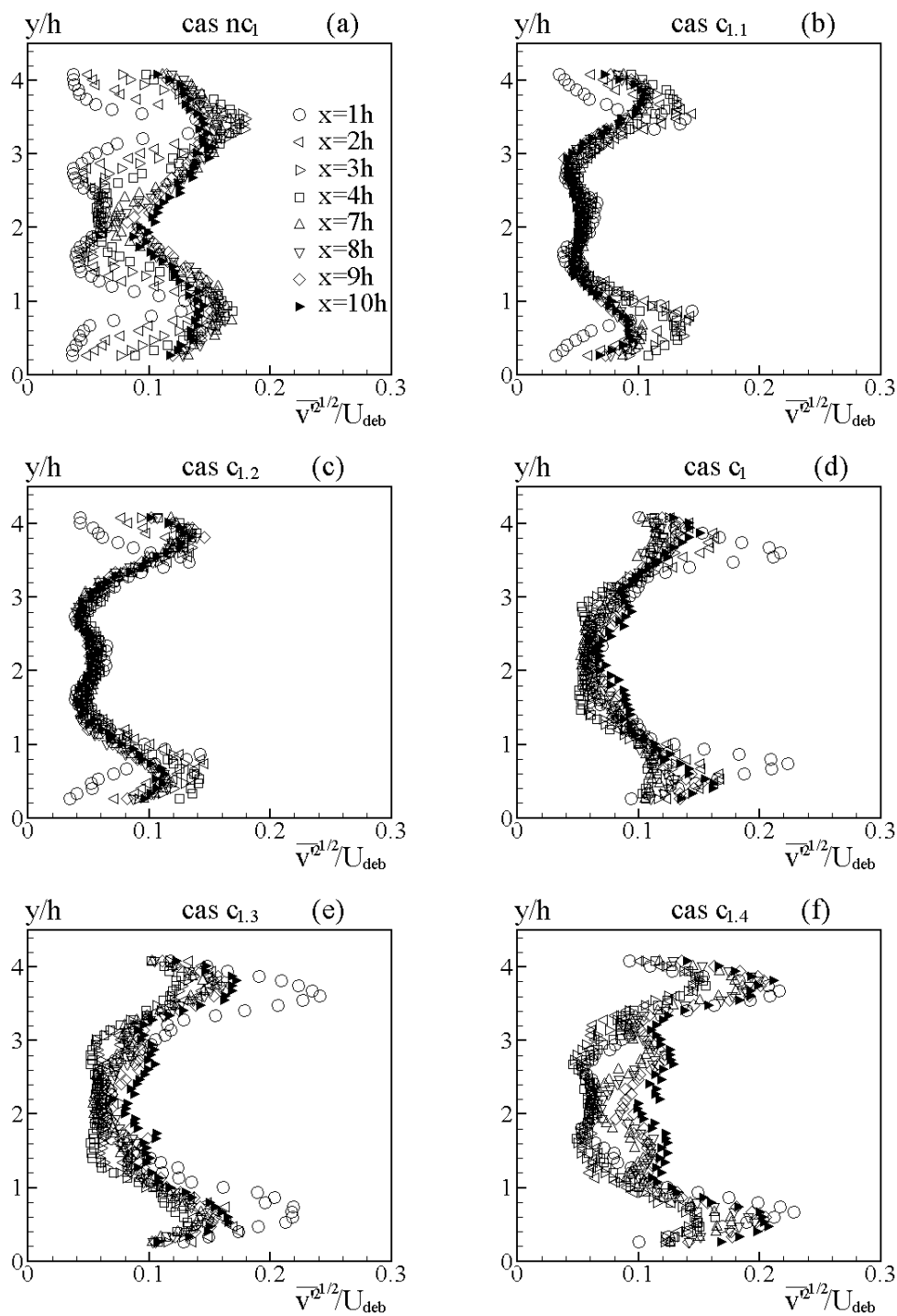


FIG. 6.10 – *Écoulements dans le foyer : profils de la fluctuation de vitesse transversale adimensionnée par la vitesse débitante pour l'écoulement inerte et les écoulements réactifs considérés (erreur aléatoire relative maximale sur $\overline{v'^2} = \pm 6\%$).*

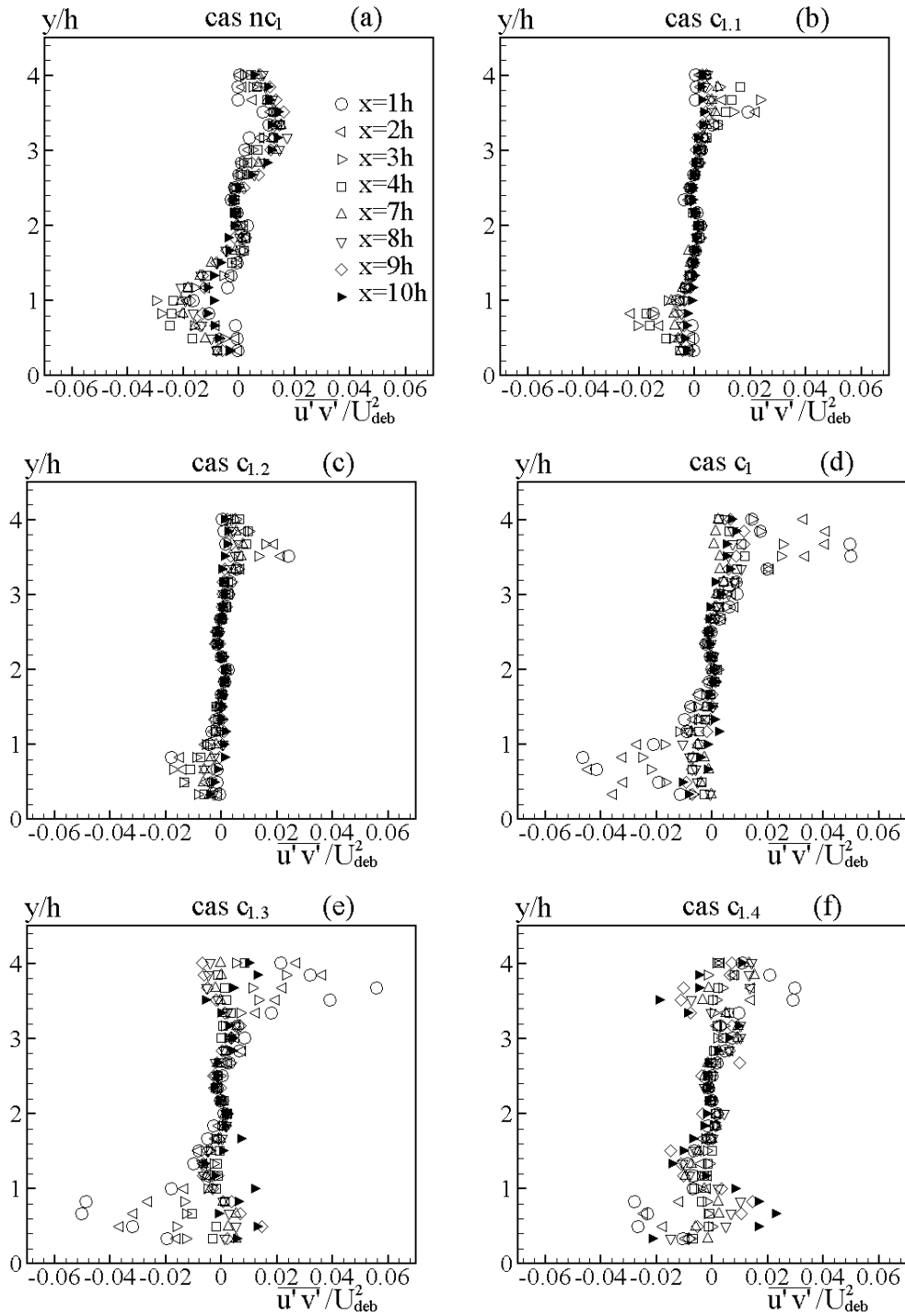


FIG. 6.11 – *Écoulements dans le foyer : profils de la corrélation croisée $\overline{u'v'}$ adimensionnée par U_{deb}^2 pour l'écoulement inerte et les écoulements réactifs considérés (erreur aléatoire relative maximale $\overline{u'v'} = \pm 10\%$).*

Les valeurs maximales de u' sont observées dans les deux couches de cisaillement entre les coeurs potentiels de vitesse élevée et les zones de recirculation de basse vitesse au voisinage des deux points d'inflexion du profil de \bar{u} . Quant au sillage, les deux maxima locaux de u' correspondant à l'interaction entre le sillage et les écoulements d'alimentation qui y sont observés (Fig. 6.9-a), persistent jusqu'à $x = 4h$. En aval des deux zones de recirculation moyennes (de $5,5h$ de longueur pour la zone supérieure et $8h$ pour la zone inférieure (Tab. 6.3)), l'écoulement amorce sa relaxation progressive vers la structure d'un écoulement de type canal turbulent pleinement développé. Il est encore légèrement dissymétrique en $x = 10h$ avec une vitesse sur l'axe du foyer de l'ordre $0,89U_{deb}$, compatible avec le facteur d'expansion de $1,84$. La trace résiduelle des deux couches de cisaillement est encore forte avec la persistance en $y = 1h$ et $y = 3,37h$ des deux maxima de u' . A cette abscisse de $x = 10h$, le profil de \bar{v} s'est déjà bien re-homogénéisé transversalement (Fig. 6.8-a) avec des valeurs maximales de l'ordre de 4% de U_{deb} . On remarque également la persistance d'une certaine antisymétrie des profils. Enfin, en ce qui concerne la contrainte de cisaillement $\overline{u'v'}$, on observe bien la trace liée à la présence des deux zones de recirculation dissymétrique avec l'amorce de la relaxation progressive vers un profil de type canal turbulent. Lorsque la combustion est présente, on remarque tout d'abord la symétrie des profils \bar{u} associée à l'anti-symétrie de plus en plus marquée des profils de \bar{v} lorsque la richesse de l'écoulement augmente. Ce comportement correspond à la présence des deux zones de recirculation moyenne d'extension longitudinale identique et notablement plus courtes que la plus courte des zones obtenues pour l'écoulement nc_1 . La longueur des zones de recirculation en présence de combustion est une fonction fortement décroissante de la valeur de la richesse (Tab. 6.3) avec une division par deux de sa longueur entre l'écoulement le plus pauvre à $\Phi = 0,65$ et le plus riche à $\Phi = 0,85$.

On remarque ensuite sur les profils de \bar{u} , l'effet de compensation du ralentissement associé à l'expansion géométrique de la veine observé pour l'écoulement nc_1 , compensation due à l'accélération des gaz consécutive au développement de la combustion (Figs. 6.7). Pour illustrer cette remarque, intéressons-nous au profil de \bar{u} en $x = 10h$ que nous appellerons $\mathcal{P}_{10h}^{\bar{u}}$.

Si pour l'écoulement nc_1 , $\mathcal{P}_{10h}^{\bar{u}}$ se situe en-deçà des maxima des profils associés aux coeurs potentiels des deux écoulements d'alimentation ($\mathcal{P}_{1h}^{\bar{u}}$ par exemple), ce n'est plus le cas dès que l'on a de la combustion dans la veine d'essai. Ainsi pour l'écoulement $c_{1.1}$, donc le plus pauvre et celui qui "accélère le moins fortement", on observe que $\mathcal{P}_{10h}^{\bar{u}}$ est tangent à $\mathcal{P}_{1h}^{\bar{u}}$ au niveau des maxima de ce dernier et que si l'on augmente la richesse, $\mathcal{P}_{10h}^{\bar{u}}$ se décale progressivement vers la droite, avec l'apparition d'un double pic d'accélération (Figs 6.7-b à f) particulièrement marqué pour l'écoulement le plus riche. L'anti-symétrie du profil de \bar{v} est d'autant plus marquée que la richesse est élevée. A ce titre, le profil de \bar{v} obtenu en $x = 10h$ pour l'écoulement $c_{1.4}$ est particulièrement instructif : la valeur $\bar{v} = 0$ y est bien obtenue sur l'axe de la veine et le demi-profil supérieur comporte essentiellement des valeurs positives alors que des valeurs majoritairement négatives sont obtenues dans le demi-profil inférieur. Ainsi, ce comportement indique un mouvement de divergence transversale associée certainement à l'expansion des gaz en cours de réaction. En effet, il est facile de voir que, en $x = 10h$, la combustion est loin d'être terminée. En effet, si, par exemple pour l'écoulement $c_{1.4}$, nous calculons la vitesse débitante U_{deb}^{GB} correspondant à l'écoulement de gaz complètement brûlés dans la veine d'essai, nous obtenons une valeur égale à $39,84 m/s$, soit un rapport U_{deb}^{GB} / U_{deb} égal à $3,62$. Or, si nous regardons le profil de \bar{u} (Figs 6.7-f) en $x = 10h$, nous observons que la valeur maximale du rapport \bar{u}/U_{deb} atteint à peine $3,60$ et que toute la zone centrale de l'écoulement comprise entre $1h < y < 3h$ est telle que la vitesse réduite \bar{u}/U_{deb} y est comprise entre 2 et 3 . Ce déficit

de vitesse est donc nécessairement associé au fait que la combustion est encore incomplète à cette abscisse.

En ce qui concerne les fluctuations des vitesses longitudinales et transversales u' et v' , on observe deux comportements qui partitionnent l'ensemble des écoulements réactifs en deux classes. La première classe est celle des écoulements les plus pauvres $c_{1.1}$ et $c_{1.2}$ (Figs. 6.9-b et c et Figs. 6.10.b et c) pour lesquels on observe dans le champ lointain, à partir de $x = 7$ à $8 h$, une nette diminution du niveau des fluctuations de vitesse par rapport à ce qui est observé pour l'écoulement inerte nc_1 . Dans la zone proche de l'élargissement, le double pic d'énergie associé au sillage est bien présent et est résorbé dès $x = 4h$. Ce comportement au niveau du champ lointain est somme toute assez logique. En effet, si pour ces écoulements, nous calculons le nombre de Reynolds $Re = U_{deb}^{GB} H / \nu^{GB}$ caractérisant l'écoulement turbulent pleinement développé de gaz brûlés vers lequel l'écoulement relaxe lorsque $x \rightarrow \infty$, on obtient une valeur aux alentours de 15000 bien inférieure à la valeur de 25000 des écoulements dans les canaux d'alimentation. Ainsi, pour ces écoulements, les modes acoustiques n'étant pas ou peu excités, les fluctuations de vitesse sont essentiellement dues à la turbulence et cette dernière subit donc une décroissance énergétique liée à la dilatation des gaz et à la diminution du nombre de Reynolds associée. La deuxième classe est formée des écoulements c_1 , $c_{1.3}$ et $c_{1.4}$ dont la richesse va de 0,75 à 0,85. Ces écoulements se caractérisent tout d'abord par un bruit de type ronflement important, tout particulièrement pour l'écoulement $c_{1.3}$. Certains des modes acoustiques du banc sont donc évidemment excités et l'une des conséquences directes en est que les champs de la fluctuation des vitesses longitudinales et transversales u' et v' (Figs. 6.9-d, e et f et Figs. 6.10-d, e et f), atteignent des niveaux de valeur très élevés, avec plus de $0,5U_{deb}$ pour u' et plus de $0,2U_{deb}$ pour v' dans le champ lointain. Les contraintes de cisaillement $\overline{u'v'}$, présentées sur la figure 6.11, présentent quant à elles, une anti-symétrie d'autant plus marquée que la richesse est élevée.

6.1.4 Synthèse

Par rapport à la structure dissymétrique de l'écoulement inerte de référence, on a observé que pour tous les écoulements réactifs, la structure moyenne de l'écoulement, dans le plan considéré, était symétrique. La longueur des zones de recirculation moyenne est notablement plus courte que la plus courte de celles de l'écoulement inerte. La variation de richesse incidente modifie de manière importante la structure moyenne des écoulements réactifs obtenus en aval de l'élargissement brusque puisque la longueur des zones de recirculation moyennes est une fonction fortement décroissante de la richesse. Dans tous les cas à $x = 10 h$, la combustion est loin d'être achevée. On a bien observé l'accélération importante de l'écoulement pour les écoulements les plus riches ainsi que leur niveau de fluctuation de vitesse très important dont l'origine est à rechercher au niveau de l'excitation et du couplage avec l'acoustique du banc d'essai.

6.2 Instationnarité du champ des vitesses de l'écoulement

Afin d'illustrer la différence de structure entre les deux classes d'écoulements réactifs précédemment distinguées, nous présentons maintenant des visualisations des fronts de flamme en

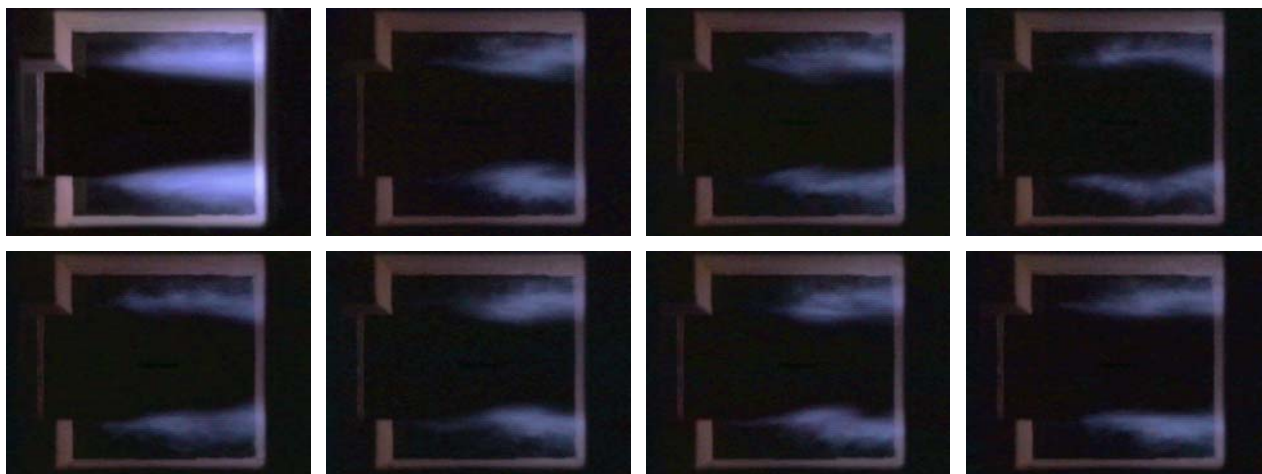


FIG. 6.12 – *Ecoulement $c_{1.1}$: visualisations des fronts de flamme en lumière directe ; fronts moyens (première photo en haut, à gauche, temps de pose de 1/50 s) et fronts instantannés (photos restantes, temps de pose 1/250 s).*

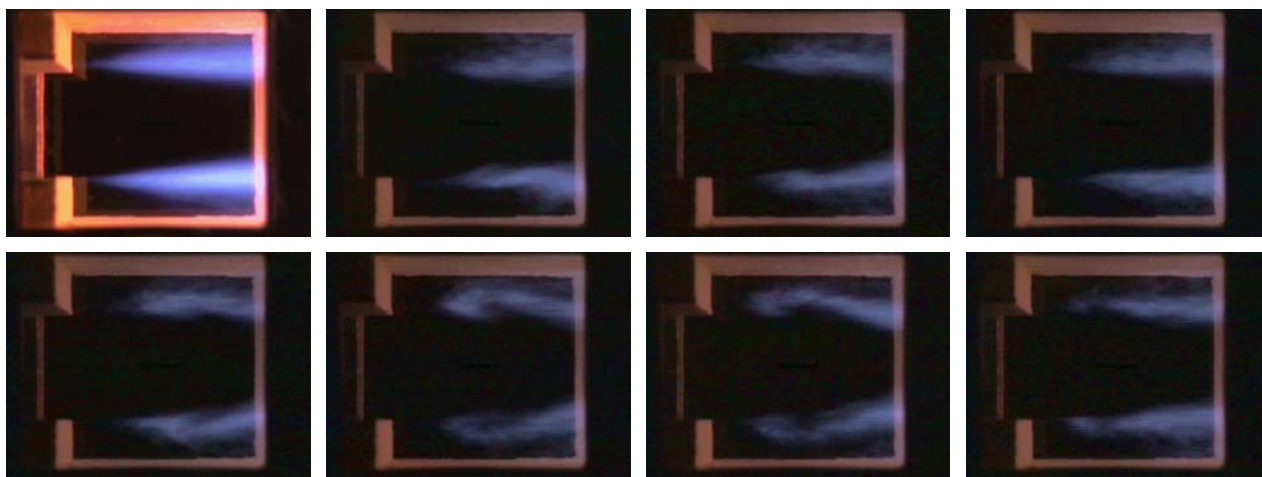


FIG. 6.13 – *Ecoulement $c_{1.2}$: visualisations des fronts de flamme en lumière directe ; fronts moyens (première photo en haut, à gauche, temps de pose de 1/50 s) et fronts instantannés (photos restantes, temps de pose 1/500 s).*

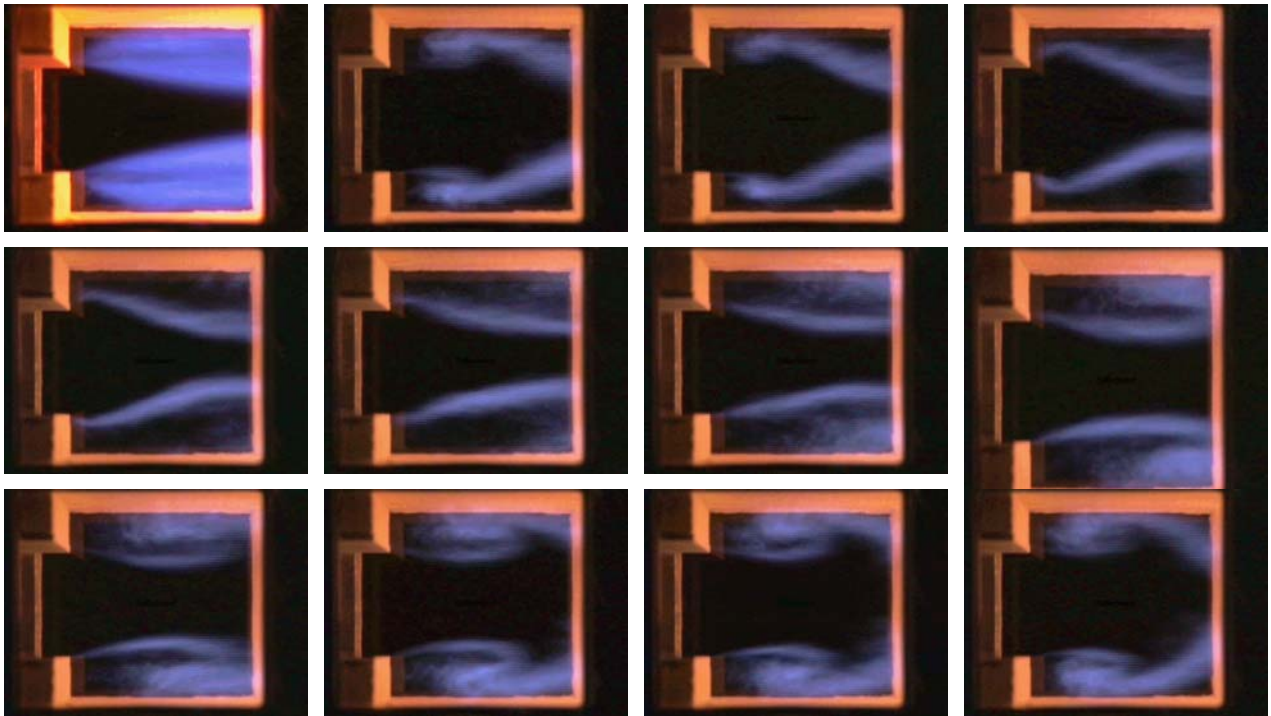


FIG. 6.14 – *Écoulement c_1 : visualisations des fronts de flamme en lumière directe ; fronts moyens (première photo en haut, à gauche, temps de pose de 1/50 s) et fronts instantanés (photos restantes, temps de pose 1/500 s).*

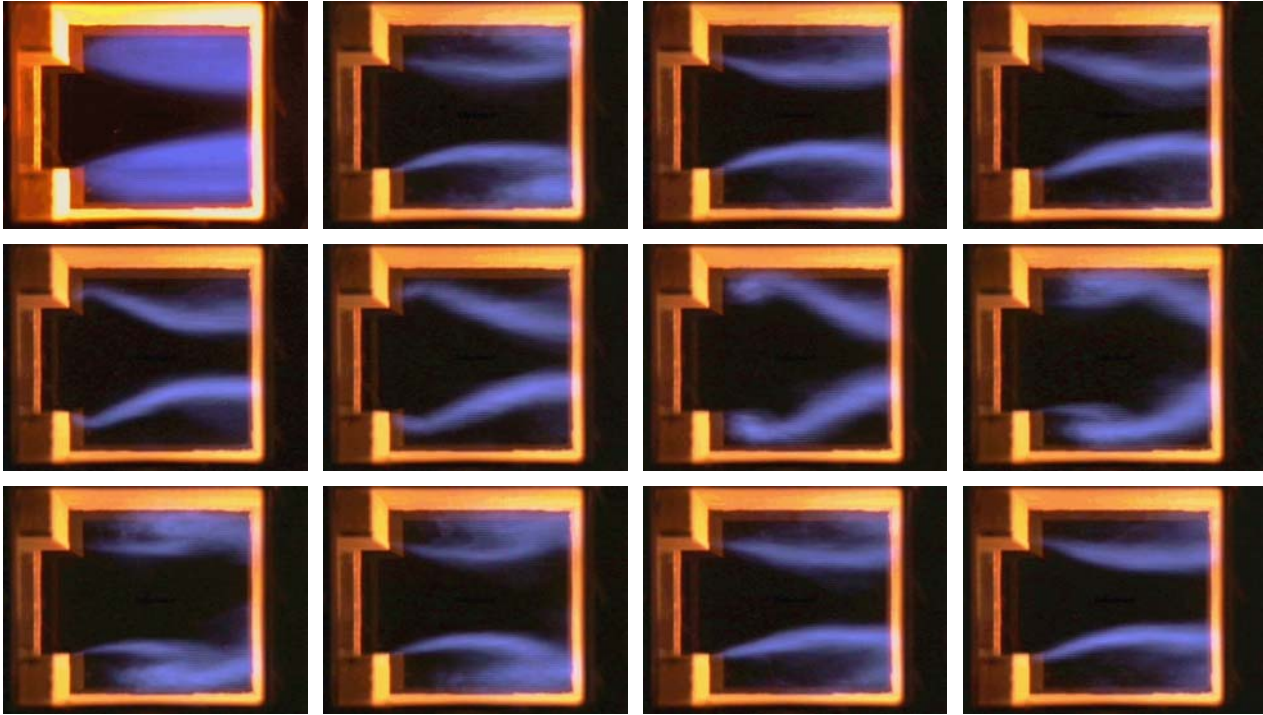


FIG. 6.15 – *Ecoulement $c_{1,3}$: visualisations des fronts de flamme en lumière directe ; fronts moyens (première photo en haut, à gauche, temps de pose de 1/50 s) et fronts instantannés (photos restantes, temps de pose 1/500 s).*

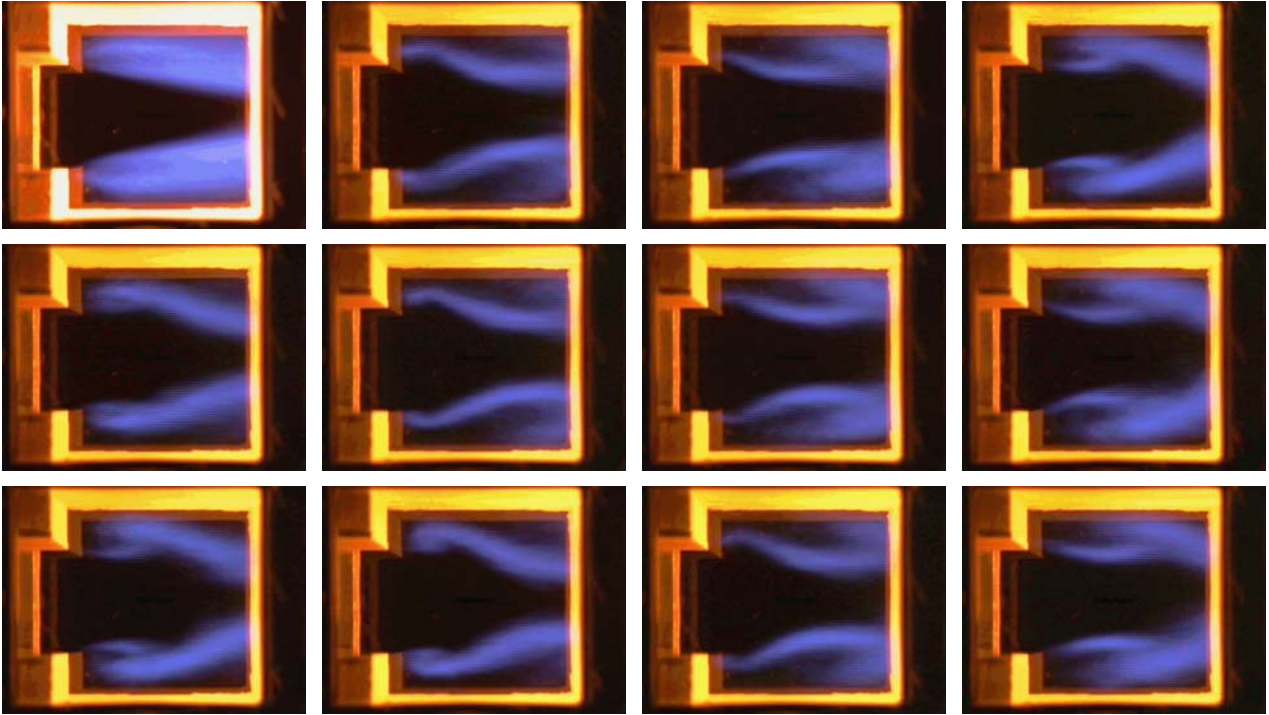


FIG. 6.16 – *Écoulement $c_{1,4}$: visualisations des fronts de flamme en lumière directe ; fronts moyens (première photo en haut, à gauche, temps de pose de 1/50 s) et fronts instantannés (photos restantes, temps de pose 1/500 s).*

lumière directe réalisées à l'aide d'un camescope dont nous avons fait varier le temps de pose de $1/50$ s pour visualiser le front moyen et $1/250$ s ou à $1/500$ s pour obtenir le front instantané. Les figures 6.12, 6.13, 6.14, 6.15 et 6.16 présentent respectivement pour les écoulements réactifs $c_{1.1}$, $c_{1.2}$, c_1 , $c_{1.3}$ et $c_{1.4}$, les visualisations de fronts de flamme moyens et instantanés. On observe ainsi que la zone de réaction moyenne et obtenue avec un temps de pose important est stationnaire et est formée de deux zones de réaction placées symétriquement par rapport à l'axe de la veine d'essai et qui se rejoignent progressivement pour ne former qu'une seule zone réactive (qui n'est pas vue sur ces photos). On observe que pour l'écoulement le plus pauvre $c_{1.1}$, les fronts moyens sont peu épais et peu lumineux : ils résultent de la superposition de fronts instantanés dont la position fluctuent peu autour de la position moyenne. Ceci n'est plus du tout le cas en ce qui concerne les écoulements plus riches c_1 , $c_{1.3}$ et $c_{1.4}$, dont la zone moyenne de combustion résulte de la superposition de fronts instantanés animés d'un mouvement pulsatoire de type variqueux. Ce battement s'effectue d'une manière symétrique par rapport à l'axe de la veine d'essai et bien que la cadence d'enregistrement du camescope ne soit pas élevée (25 images par seconde), le caractère reproductible des morphologies montre que cette pulsation est associée à une fréquence caractéristique marquée. Nous allons avoir la confirmation de cela en examinant maintenant les spectres de vitesse, ce qui nous permettra d'appliquer ensuite la méthode de décomposition triple afin de discriminer, quantitativement, entre les contributions du mouvement cohérent et de la turbulence à l'énergie des fluctuations de vitesse.

6.2.1 Au niveau des canaux d'alimentation

Afin de préciser les caractéristiques instationnaires des écoulements dans les canaux d'alimentation, nous avons porté sur les figures 6.17 et 6.19 les densités spectrales d'énergie des deux composantes de la vitesse obtenues sur l'axe du canal d'alimentation inférieur à $x = -5h$ (le même type de résultats étant obtenus dans le canal d'alimentation supérieur). Les densités spectrales d'énergie des fluctuations longitudinales u' de la vitesse présentent un pic porteur d'énergie à la fréquence fondamentale de l'ordre de $50Hz$, qui est la signature du mouvement périodique, à partir de l'écoulement $c_{1.2}$. Ce pic d'énergie est complètement absent pour l'écoulement inerte nc_1 et pour l'écoulement réactif le plus pauvre $c_{1.1}$. Le niveau d'énergie de ce pic varie en fonction de la richesse. Partant du pic le moins énergétique obtenu pour l'écoulement $c_{1.2}$, on passe par un maximum d'énergie pour les écoulements c_1 et $c_{1.3}$, avant de retrouver un niveau plus faible pour l'écoulement $c_{1.4}$. Pour ces trois écoulements, on note l'apparition d'une réplique beaucoup moins énergétique à une fréquence de l'ordre de $100Hz$. A part cette caractéristique très remarquable, tous les spectres sont composés d'une région en plateau pour $f \in [0, 100] Hz$ suivie d'une partie linéaire décroissante dont la pente est proche de $-5/3$, caractéristique d'une turbulence à l'équilibre. En revanche, en ce qui concerne les spectres des fluctuations v' , aucun pic porteur d'énergie n'est observé. Le mouvement cohérent ainsi détecté correspond donc à un mouvement de type piston de l'écoulement suivant l'axe Ox .

Les supports des histogrammes de vitesse associés à u' (Figure. 6.18) apparaissent ainsi beaucoup plus étalés pour les écoulements très "pulsés" c_1 et $c_{1.3}$ et $c_{1.4}$ avec des valeurs de vitesse instantanée allant de 10 à 20 m/s alors que l'intervalle de variation pour les écoulements non ou peu pulsés nc_1 , $c_{1.1}$ et $c_{1.2}$ va de 12 à 17 m/s . Pour les écoulements les plus énergétiquement pulsés $c_{1.3}$ et $c_{1.4}$, une amorce de bi-modalité de l'histogramme de u peut être observée. Ceci s'explique simplement par l'importance statistique plus importante du mou-

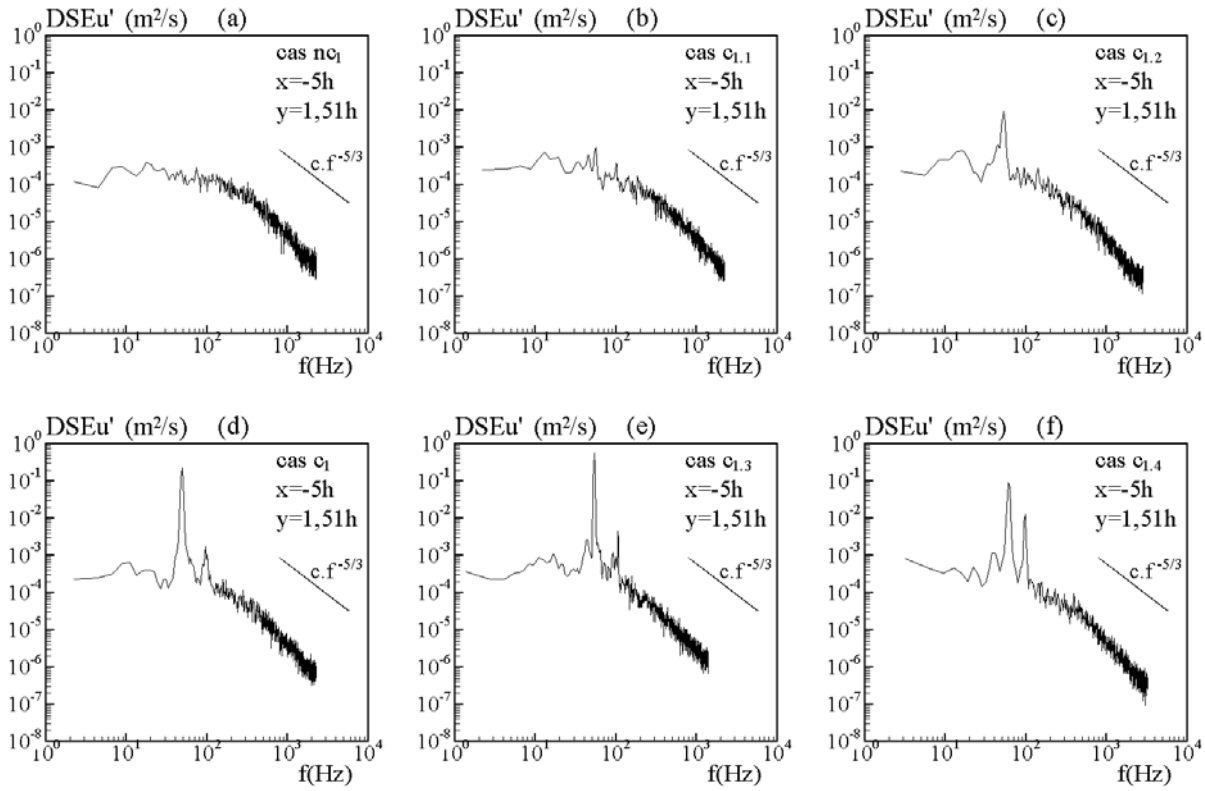


FIG. 6.17 – Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse longitudinale à ($x = -5h$, $y = 1,51h$) pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta f = 3,16Hz$).

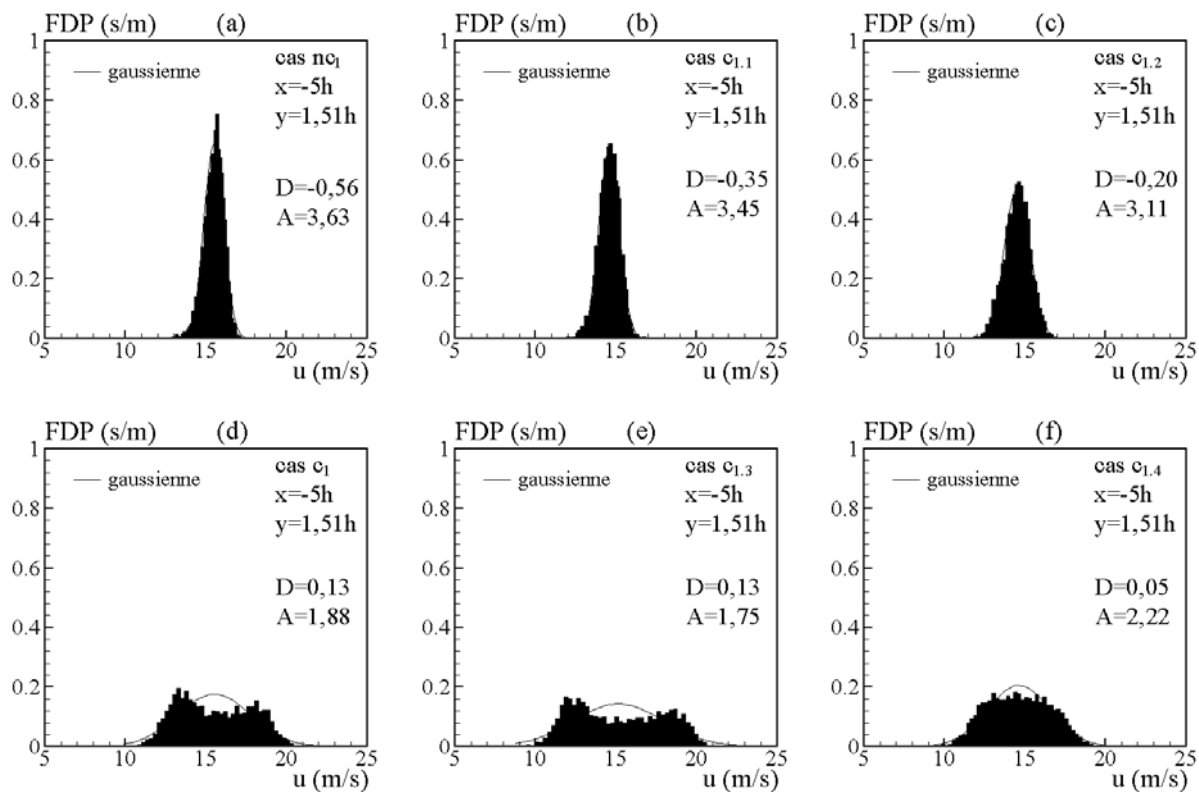


FIG. 6.18 – Fonction de densité de probabilité de la vitesse longitudinale à $(x = -5h, y = 1,51h)$ pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta u = 0,26\text{m/s}$).

vement cohérent u'_p . En effet, pour une fonction harmonique pure de fréquence f de type $u'_p(t) = u'_0 \sin 2\pi ft$, on sait que la probabilité $Prob(u' < u'_p(t^*) < u' + du')$ pour qu'à un instant quelconque t^* , $u'(t^*)$ soit compris entre u' et $u' + du'$ est donnée par (Newland [60]) :

$$Prob(u' < u'_p(t^*) < u' + du') = \mathcal{P}(u')du' = \frac{du'}{\pi\sqrt{u_0'^2 - u'^2}} \quad (6.1)$$

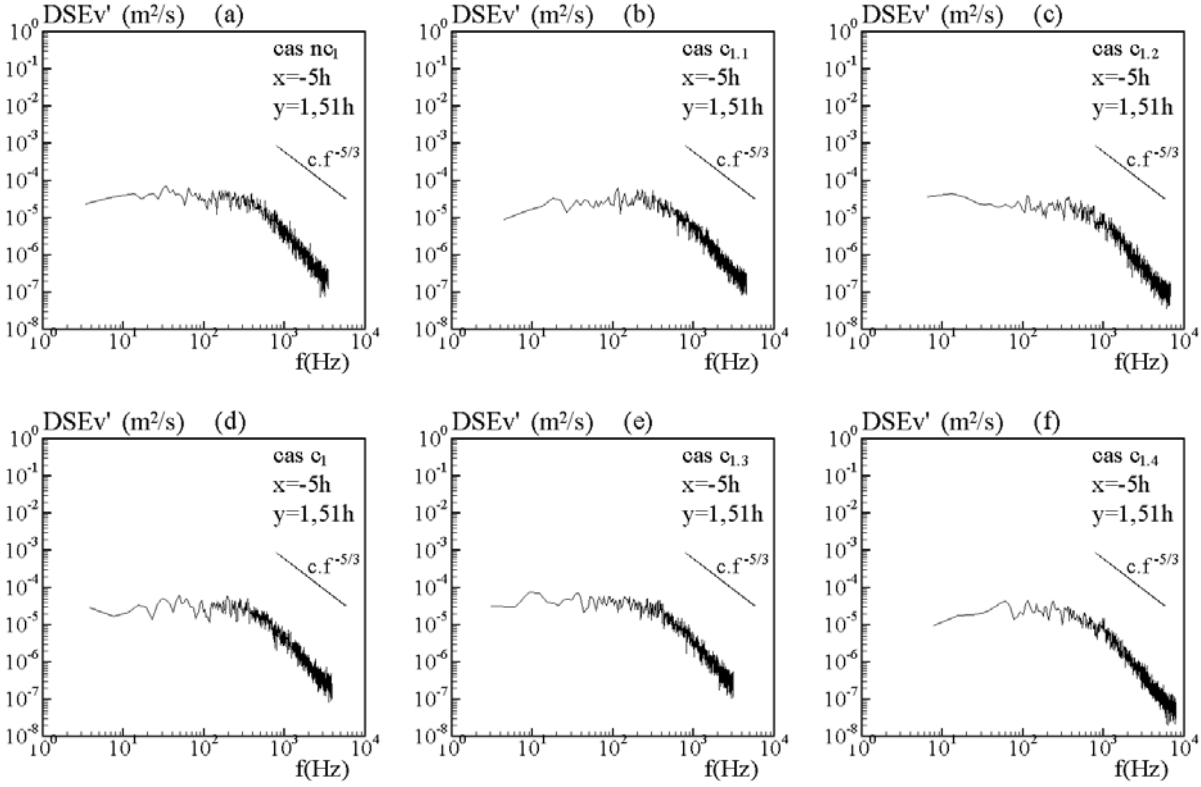


FIG. 6.19 – Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse transversale à $(x = -5h, y = 1,51h)$ pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta f = 7,72Hz$).

La densité de probabilité associée est donc donnée par $\mathcal{P}(u') = \frac{1}{\pi\sqrt{u_0'^2 - u'^2}}$ qui possède asymptotiquement deux pics en $u' = \pm u'_0$. L'amorce de bimodalité qui apparaît donc pour les écoulements $c_{1.3}$ et $c_{1.4}$ s'explique ainsi par la prépondérance suffisamment importante du mouvement cohérent périodique pour que sa signature au niveau de l'histogramme de la fluctuation totale commence à apparaître.

Nous utilisons maintenant l'approche semi-déterministe présentée au chapitre 3 afin de déterminer quantitativement quelles est l'importance relative des contributions respectives du mouvement cohérent révélé par les spectres et de la turbulence à l'énergie des fluctuations totales de vitesse. La figure 6.20 présente les profils des fluctuations de la vitesse longitudinale (totale u' , stochastique u'_s et périodique u'_p) ainsi que la contribution relative du mouvement cohérent périodique Eu'_p à l'énergie totale des fluctuations de u . La décomposition triple n'est appliquée que pour les écoulements pour lesquels un pic d'énergie suffisamment marqué est détecté. Ce qui est remarquable sur les résultats obtenus par ce procédé c'est que, après

application du filtrage, les fluctuations stochastiques u'_s se regroupent autour du *même* profil générique et ce, quel que soit l'écoulement considéré et que cela soit au niveau du canal inférieur ou supérieur. Ainsi, la fluctuation stochastique des écoulements pour lesquels le filtrage est appliqué *i.e.* les écoulements $c_{1,2}$, c_1 , $c_{1,3}$ et $c_{1,4}$, se retrouve au même niveau que la fluctuation totale (et uniquement stochastique) de l'écoulement inerte nc_1 ou de l'écoulement réactif le plus pauvre $c_{1,1}$. Ainsi, il apparaît que pour tous les écoulements considérés et pour lesquels une forte augmentation des fluctuations u' , celles-ci sont dues uniquement au mouvement de pulsation à grande échelle de l'écoulement et que la turbulence incidente n'est pas modifiée en $x = -5h$. C'est pour les écoulements c_1 et $c_{1,3}$ que la contribution relative Eu'_p du mouvement cohérent est la plus élevée avec un niveau relatif pouvant atteindre plus de 90% de l'énergie totale. Pour l'écoulement $c_{1,2}$, Eu'_p est beaucoup plus faible. Sa valeur maximale, de l'ordre de 40 % est atteinte au niveau de l'axe du canal où les effets d'amortissement visqueux liés à la présence des parois sont négligeables. En ce qui concerne la modélisation de ces écoulements, il apparaît donc que des modèles de type URANS ou LES seront particulièrement bien adaptés mais que la prescription des conditions aux limites dans les canaux d'alimentation devra être compatible avec le comportement que nous avons mis en évidence expérimentalement.

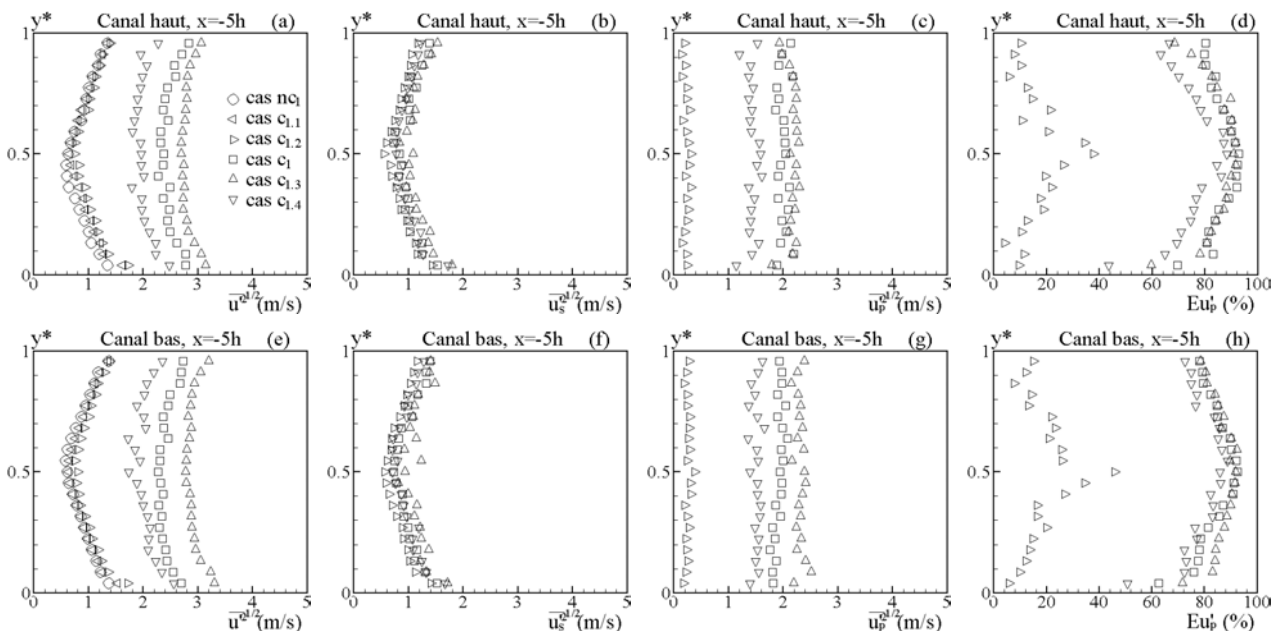


FIG. 6.20 – Profils des fluctuations de la vitesse longitudinale (totale u' , stochastique u'_s et périodique u'_p) et de la contribution relative Eu'_p du mouvement cohérent périodique à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale pour les écoulements considérés, obtenus à $x = -5h$.

Notons enfin que le comportement pulsatoire de certains de nos écoulements réactifs, correspondant à une oscillation importante de la vitesse de phase, est *a priori* un élément favorisant la possibilité de remontée de flamme dans les écoulements d'alimentation, ce qui n'est pas observé ici du fait que les valeurs minimales de la vitesse de la moyenne de phase sont encore largement supérieures à la vitesse de flamme turbulente du prémélange considéré.

6.2.2 Au niveau de l'élargissement brusque

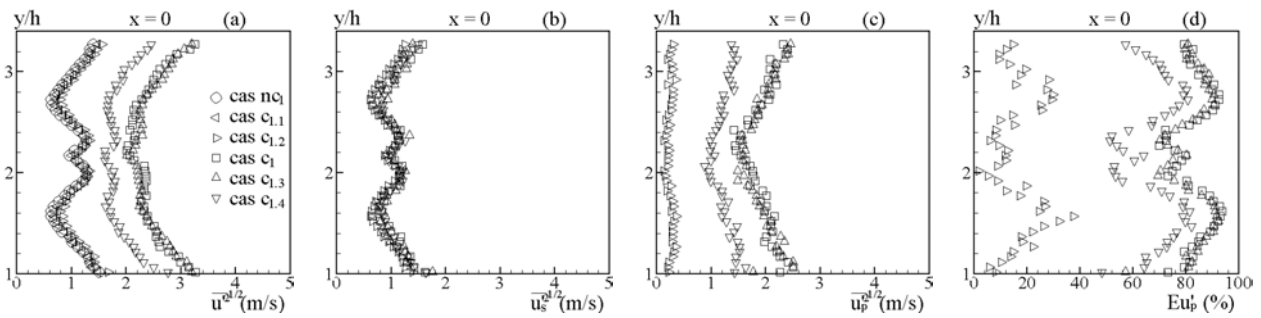


FIG. 6.21 – Profils des fluctuations de la vitesse longitudinale (totale u' , stochastique u'_s et périodique u'_p) et de la contribution relative Eu'_p du mouvement cohérent périodique à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale pour les écoulements considérés, obtenus à $x = 0$.

A l'élargissement brusque et au niveau de l'axe du canal inférieur soit en $x = 0$ et $y = 1,51h$, la nouveauté, par rapport à ce qui est observé pour la même ordonnée en $x = -5h$, est l'apparition de pics d'énergie sur les densités spectrales d'énergie de v' (figure 6.23). Très marqués pour les écoulements réactifs c_1 , $c_{1.3}$ et $c_{1.4}$ et de faible intensité pour l'écoulement $c_{1.2}$, ces pics se situent à une fréquence fondamentale toujours de l'ordre de $50Hz$. Les histogrammes associés (figure 6.24) ont une allure gaussienne sans amorce de bi-modalité. En revanche, pour ces mêmes écoulements mais cette fois sur l'axe du sillage, soit en $y = 2,18h$, ces pics d'énergie sont absents (figure 6.22). Ceci s'explique simplement par la nature de type variqueux symétrique du battement des fronts qui induit nécessairement que, sur l'axe de symétrie, la vitesse associée à ce mouvement soit toujours nulle. Pour l'écoulements le plus pauvre $c_{1.1}$ et évidemment pour l'écoulement inerte nc_1 , on n'observe aucun pic d'énergie sur les spectres de u et de v .

L'application systématique de l'ASD en tous les points de mesures réalisées en $x = 0$, conduit à l'obtention de résultats très similaires, pour la composante u' , à ce qui a qualitativement été observé dans les canaux d'alimentation. La figure 6.21 présente donc, pour illustrer ce fait, les caractéristiques des fluctuations u' obtenues en $x = 0$. Le profil de la fluctuation totale (Fig. 6.21-a) montrent bien que le double pic d'énergie correspondant à la présence du sillage de la plaque séparant initialement les deux écoulements incidents et observé dans les écoulements nc_1 , $c_{1.1}$ et $c_{1.2}$, est quasiment absent dans les écoulements c_1 , $c_{1.3}$ et $c_{1.4}$. Cette disparition au niveau des fluctuations totales et pour les écoulements pour lesquels le mouvement cohérent est prédominant (Figs. 6.21-c et d) est donc clairement associée à l'effet dynamique du mouvement cohérent qui "s'impose" en quelque sorte dans la structuration de l'écoulement par rapport à ce qui est observé lorsque seul le développement de la turbulence incidente préside à l'établissement de la structure de l'écoulement (cas de l'écoulement inerte équivalent nc_1) ou quand le mouvement stochastique reste prédominant (cas des écoulements de très faible richesse $c_{1.1}$ et $c_{1.2}$). Ceci est confirmé par les résultats obtenus sur la figure 6.21-b qui montrent que, pour les écoulements c_1 et $c_{1.3}$ et après extraction de la partie cohérente, le double pic lié au sillage réapparaît sur les profils de la fluctuation stochastique. Les autres résultats montrent en particulier que i) la fluctuation stochastique des écoulements réactifs reste

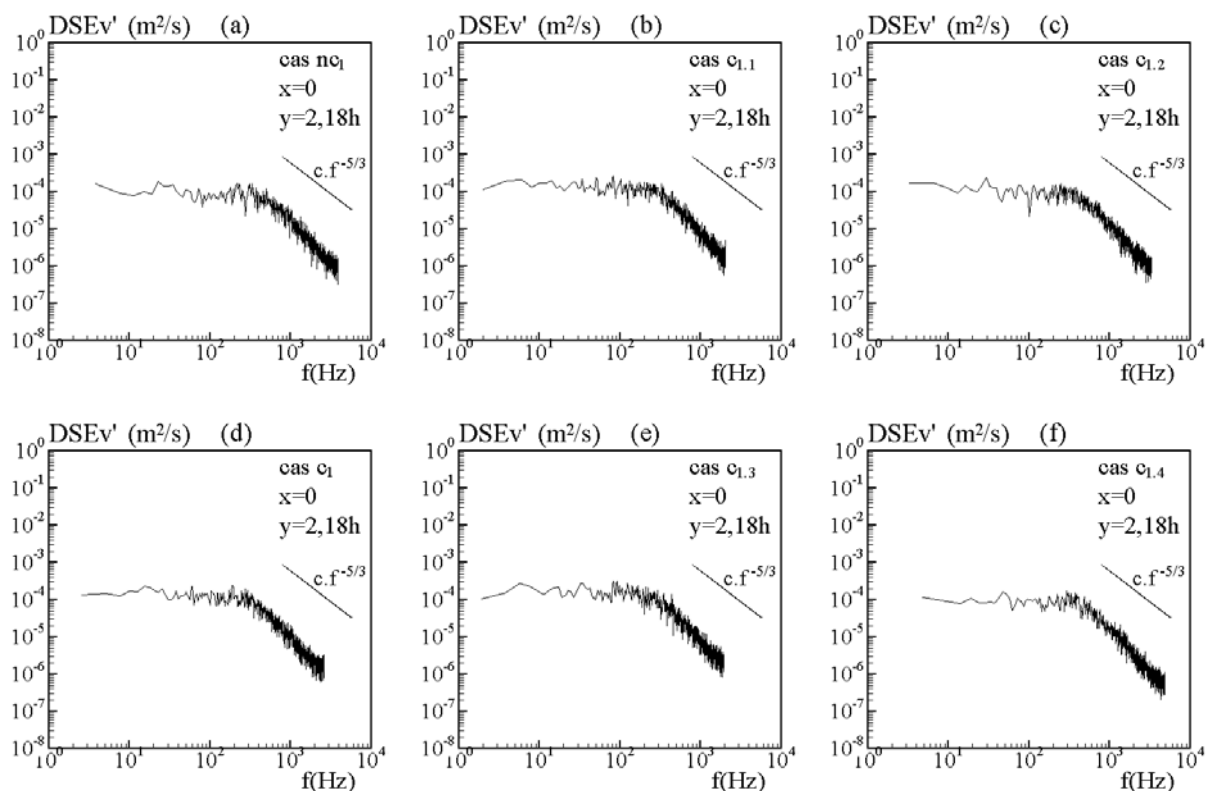


FIG. 6.22 – Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse transversale à ($x = 0$, $y = 2,18h$) pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta f = 4,77Hz$).

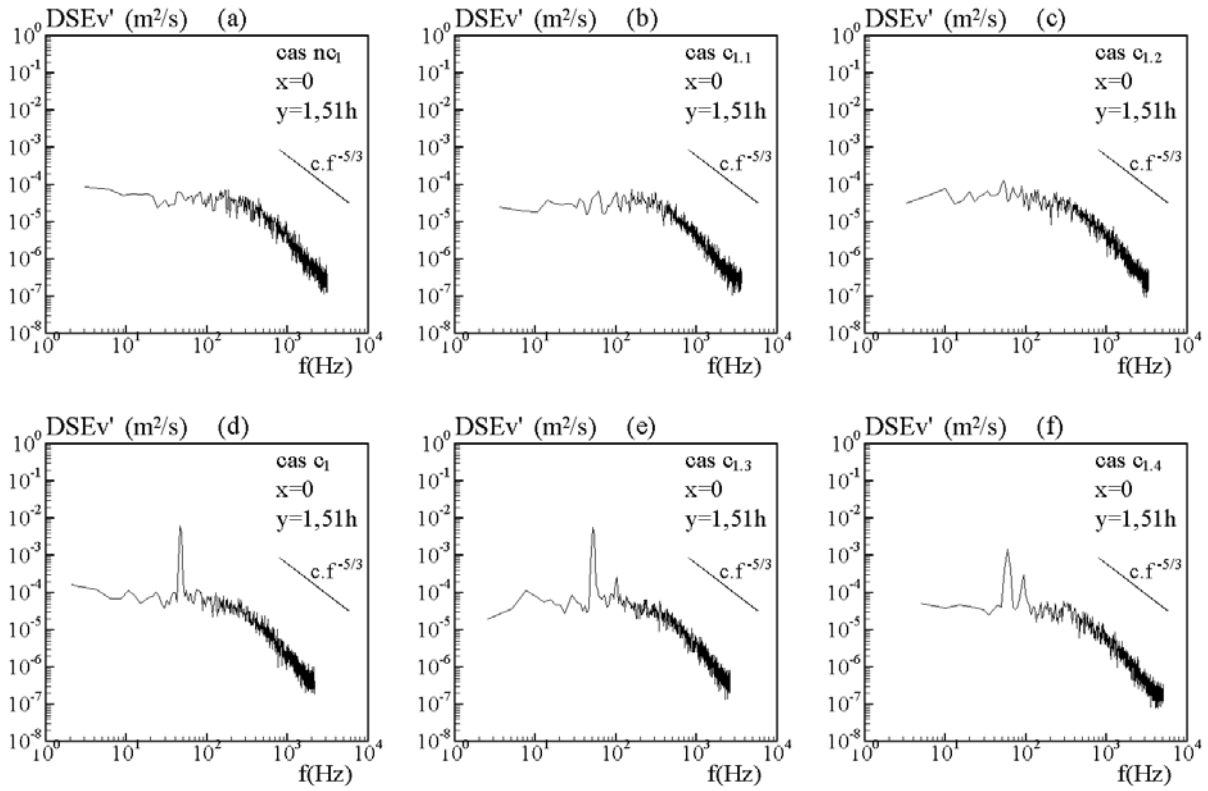


FIG. 6.23 – Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse transversale à ($x = 0$, $y = 1,51h$) pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta f = 4,95Hz$).

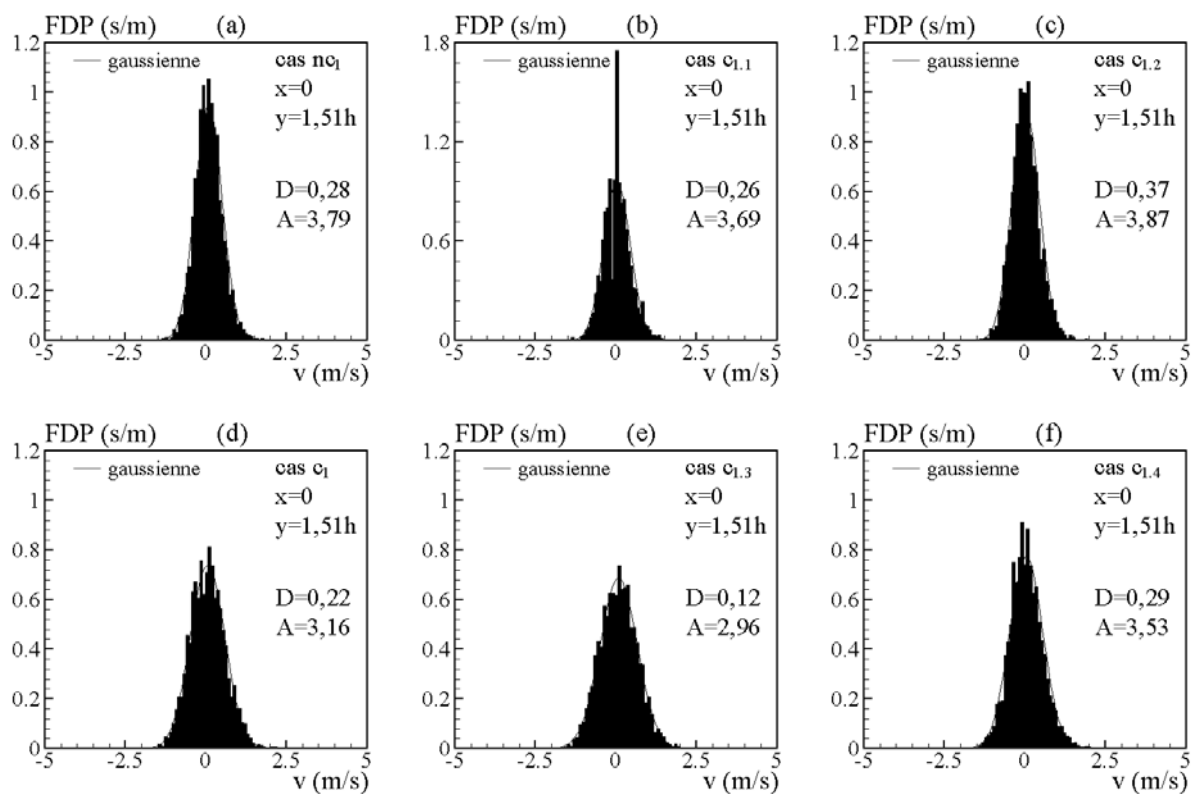


FIG. 6.24 – Fonction de densité de probabilité de la vitesse transversale à $(x = 0, y = 1,51h)$ pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta u = 0,09m/s$).

du même niveau que la fluctuation de l'écoulement inerte correspondant, ii) la contribution relative du mouvement cohérent apparaît moins importante au niveau de la zone d'interaction entre le sillage et les deux écoulements incidents et elle est prédominante au niveau de l'axe des canaux d'alimentation et peut atteindre plus de 90% de l'énergie totale.

La figure 6.25-c montre que dans tous les cas et de par l'effet de symétrie du mouvement cohérent, la fluctuation périodique de la vitesse transversale v'_p est particulièrement présente au niveau des canaux d'alimentation et complètement absente au niveau du sillage (Figs. 6.25-c et d). La contribution relative de l'énergie cohérente de la fluctuation transversale Ev'_p peut atteindre une valeur de l'ordre de 50 % pour l'écoulement $c_{1.3}$ "instable". Comme pour les profils obtenus pour les fluctuations de la vitesse longitudinale, après l'extraction du mouvement périodique, la partie stochastique v'_s (Fig. 6.25-b) des écoulements réactifs reste à un niveau équivalent de celui de l'écoulement inerte correspondant nc_1 . La fluctuation totale de la vitesse transversale à l'élargissement brusque augmente donc uniquement à cause du mouvement cohérent.

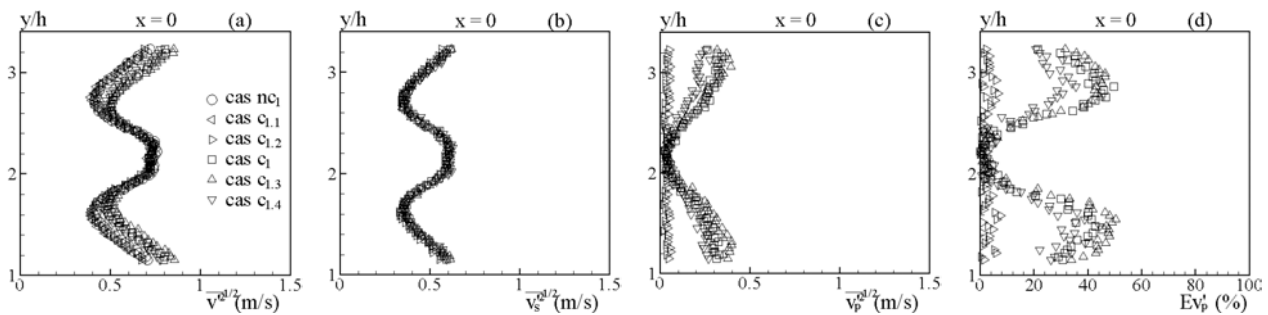


FIG. 6.25 – Profils des fluctuations de la vitesse transversale (totale v' , stochastique v'_s et périodique v'_p) et de la contribution relative Ev'_p du mouvement cohérent périodique à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse transversale pour les écoulements considérés, obtenus à $x = 0$.

6.2.3 Au sein de la chambre de combustion

Par souci de concision, nous ne présentons ici que des exemples de spectres obtenus pour u' et v' pour l'écoulement le plus instable $c_{1.3}$. Les points choisis sont situés 1) dans le champ proche en $x = 1h$ et 2) dans le champ lointain en $x = 10h$ et pour une ordonnée correspondant à la couche de cisaillement inférieure ($y = 1h$), au niveau de l'axe du canal d'alimentation inférieur ($y = 1,51h$) et sur l'axe du sillage ($y = 2,18h$). Ces résultats sont présentés sur les figures 6.26 et 6.27. Il est à noter tout d'abord que la fréquence fondamentale des oscillations à grande échelle observée sur tout le champ des vitesses est toujours de l'ordre de $50Hz$. Pour les fluctuations longitudinales u' , les spectres présentent des pics très énergétiques dans le champ proche (Figs. 6.26-a, b et c) et de plus faible intensité dans le champ lointain (Figs. 6.26-d, e et f).

En ce qui concerne les fluctuations transversales v' , les résultats obtenus dans les figures 6.27-c et 6.27-f montrent qu'au niveau du sillage, les spectres associés ne présentent pas de pic porteur d'énergie. Comme pour u' , l'incidence du mouvement à grande échelle sur v' est

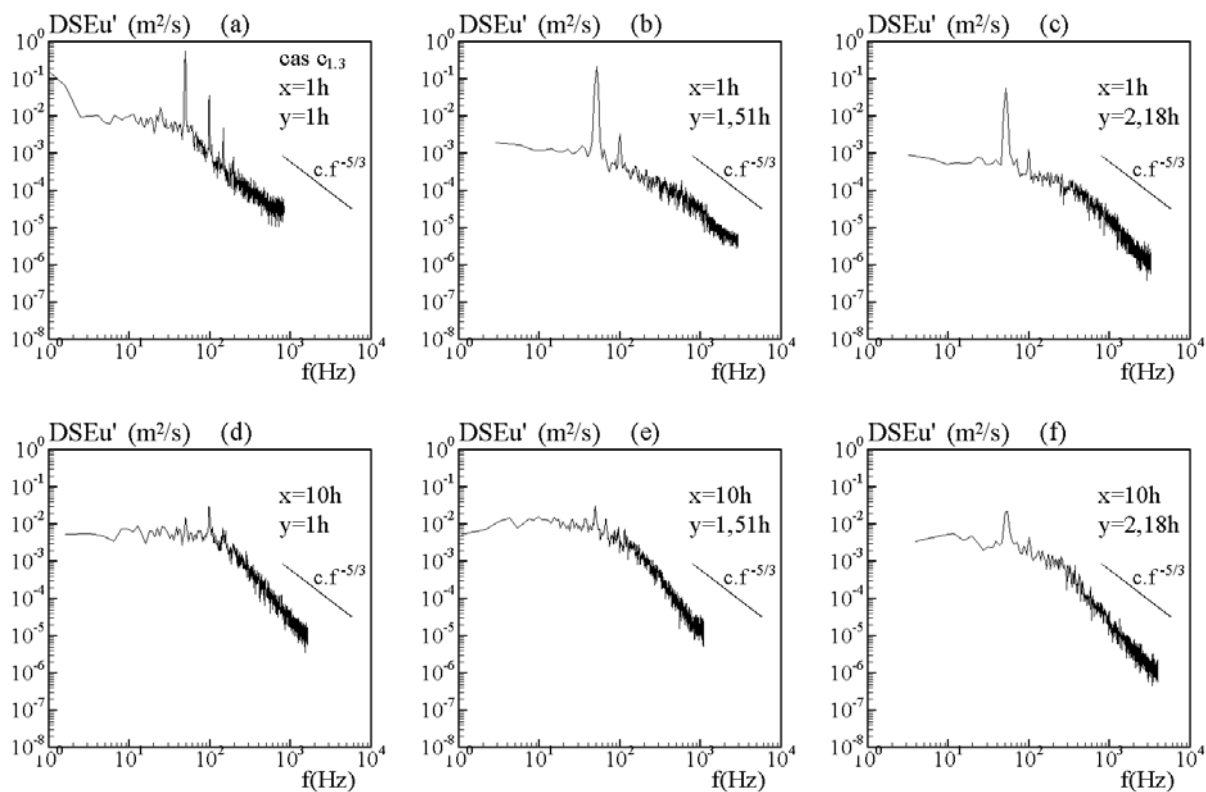


FIG. 6.26 – Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse longitudinale en quelques points à $x = 1h$ et à $x = 10h$ pour l'écoulement réactif $c_{1.3}$ (résolution maximale $\Delta f = 3,88Hz$).

beaucoup plus importante dans le champ proche de l'élargissement brusque (Figs. 6.27-a et b) que dans le champ lointain (Figs. 6.27-d et e).

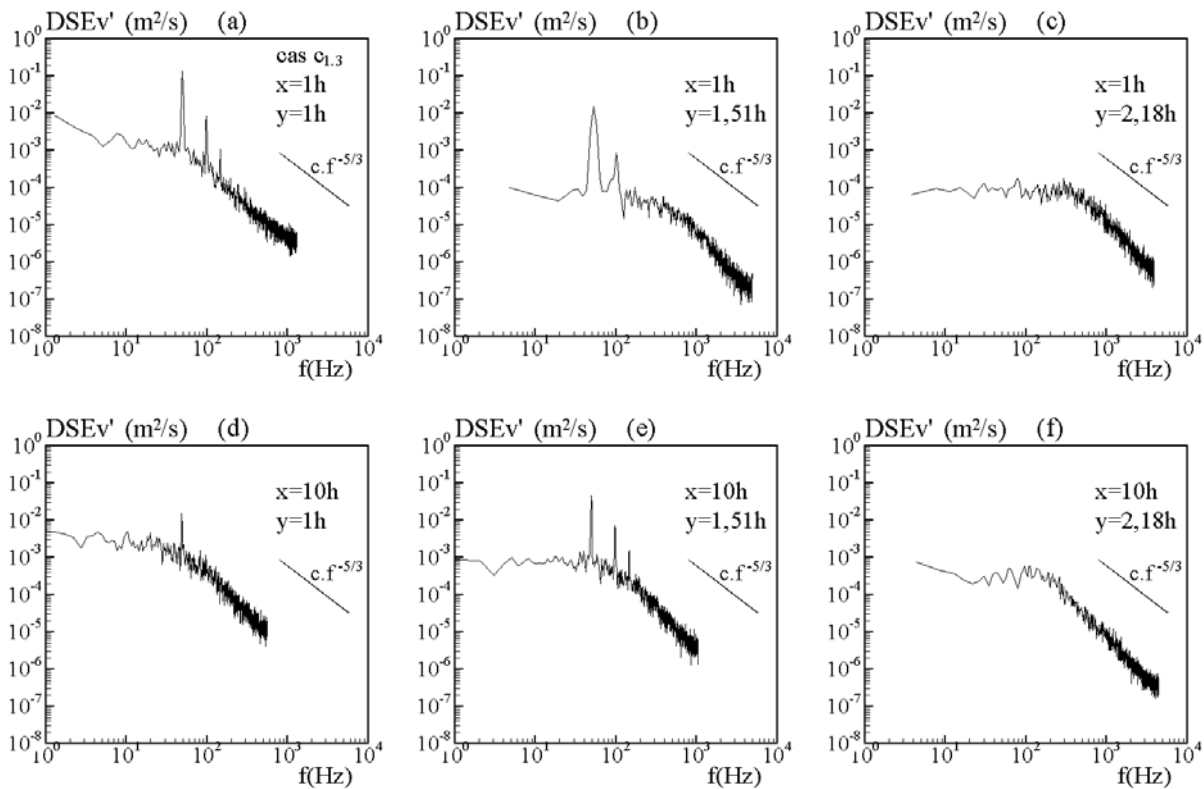


FIG. 6.27 – Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse transversale en quelques points à $x = 1h$ et à $x = 10h$ pour l'écoulement réactif $c_{1,3}$ (résolution maximale $\Delta f = 4,80Hz$).

Après application de l'ASD dans tout le champ de l'écoulement, nous pouvons présenter les profils des fluctuations de la vitesse longitudinale (totale u' , stochastique u'_s et périodique u'_p) et de la contribution relative du mouvement cohérent périodique Eu'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale pour tous les écoulements considérés (figures 6.28 et 6.29). Dans le champ proche de l'écoulement, i.e. pour $x = 1h, 2h$, et $3h$, la fluctuation cohérente périodique u'_p apparaît dominante au niveau de l'axe des canaux d'alimentation (avec les valeurs maximales de la contribution relative du mouvement périodique Eu'_p pouvant dépasser 80 % pour les écoulements c_1 et $c_{1,3}$), et moins importante au niveau du sillage. Les écoulements c_1 et $c_{1,3}$ se distinguent toujours par l'obtention des contributions les plus importantes du mouvement cohérent. De manière générale, on observe une modification de la morphologie des profils de la contribution de l'intensité du mouvement cohérent périodique lorsque l'on se déplace vers l'aval à partir de l'élargissement brusque. Dans le champ très proche i.e. $x = 1$ à $3h$, on observe une morphologie "héritée" des écoulements d'alimentation avec deux bosses localisées approximativement au niveau des canaux d'alimentation (Figs 6.28, profils de u'_p et Eu'_p). Suit une zone de transition, de $x = 4$ à $8h$, où les profils, assez tourmentés, peuvent avoir jusqu'à trois bosses et où les niveaux de Eu'_p ont baissé de 20 à 30 %. La morphologie observée pour la zone suivante, en $x = 9h$ et $10h$, se rapproche d'une forme en

cuvette dont les deux bords les plus énergétiques se situent cette fois près des parois de la veine d'essai et qui ont l'intensité la plus forte pour l'écoulement c_1 . Il est important de noter qu'à ces mêmes abscisses, les fluctuations stochastiques elles-même augmentent fortement pour les trois écoulements les plus riches alors que dans le champ proche en $x = 1h, 2h, 3h$ et $4h$ et au niveau du sillage, quelque soit l'écoulement, les profils de u'_s sont tous au même niveau et que l'on note la réapparition du double pic d'énergie associé au sillage de la plaque séparatrice. Au niveau de la fin de leurs zones de recirculation moyenne ($x = 2h$), on note la présence d'extrema dont l'intensité diminue lorsque l'on se déplace plus vers l'aval. Est-ce dû à une fluctuation stochastique de la position du point de réattachement ? En l'absence d'informations complémentaires, il nous est difficile de conclure à ce sujet.

En ce qui concerne les fluctuations v' de la composante transverse, les résultats sont tracés sur les figures 6.30 et 6.31 et la première observation que nous pouvons faire, est que la contribution du mouvement périodique est quasiment nulle sur l'axe de la veine soit en $y = 2, 18h$ (Figs. 6.30 et 6.31, profils v'_p et Ev'_p). Cette propriété est due certainement à la symétrie du battement synchrone des deux fronts de flamme. Les profils de v'_p obtenus pour les écoulements $c_1, c_{1.3}$ et $c_{1.4}$ présentent une morphologie à double bosse, dont les maxima s'atténuent vers l'aval et se déplacent légèrement vers les parois. Près de l'élargissement brusque, les valeurs maximales de la contribution relative de l'énergie cohérente Ev'_p peuvent atteindre 70 %. L'intensité des maxima est d'autant plus importante que la richesse est élevée, les valeurs obtenues pour l'écoulement $c_{1.2}$ qui est l'écoulement le plus pauvre pour lequel l'ASD a pu être appliquée étant très largement inférieures à celles des autres écoulements. En ce qui concerne l'évolution de la fluctuation stochastique v'_s , on note que dans le champ proche, en $x = 1h, 2h, 3h$ et $4h$ (Fig. 6.30), un même profil central est obtenu quelle que soit la valeur de la richesse incidente. Seuls les maxima observés au niveau des zones de cisaillement en $x = 1h$ sont notablement plus élevés pour les trois écoulements les plus instables $c_1, c_{1.3}$ et $c_{1.4}$. A partir de $x = 7h$, on observe la permanence d'une zone centrale commune aux trois écoulements $c_{1.2}, c_1$ et $c_{1.3}$ alors que l'écoulement $c_{1.4}$ voit les valeurs de v'_s augmenter sensiblement dans la zone centrale. Près des parois, tous les profils présentent des pics d'autant plus marqués que l'écoulement est riche.

6.2.4 Synthèse

Afin d'aider à la compréhension de nos résultats, nous avons présenté sur les figures 6.32 et 6.33, la cartographie de la contribution relative du mouvement cohérent périodique à 50 Hz à l'énergie totale des fluctuations de vitesse. Les valeurs pour les points situés hors des profils mesurés ont été obtenues par interpolation linéaire. On visualise parfaitement ainsi pour u' , le mouvement de piston présent au sein des écoulements d'alimentation dont l'intensité est particulièrement importante pour les écoulements c_1 et $c_{1.3}$. On retrouve également la symétrie par rapport à l'axe de la veine observée précédemment pour le champ des vitesses moyennes. On observe également que les écoulements les plus instables se caractérisent pour la composante v'_p d'une fluctuation périodique importante au niveau des zones d'accrochage indiquant par là-même que le mouvement périodique arrive à interférer jusque dans cette zone cruciale pour la stabilité d'ensemble du système. Enfin, il est fondamental d'observer que le développement de la combustion dans le foyer peut conduire, certes à l'apparition de fluctuations cohérentes mais également à l'augmentation notable des fluctuations stochastiques.

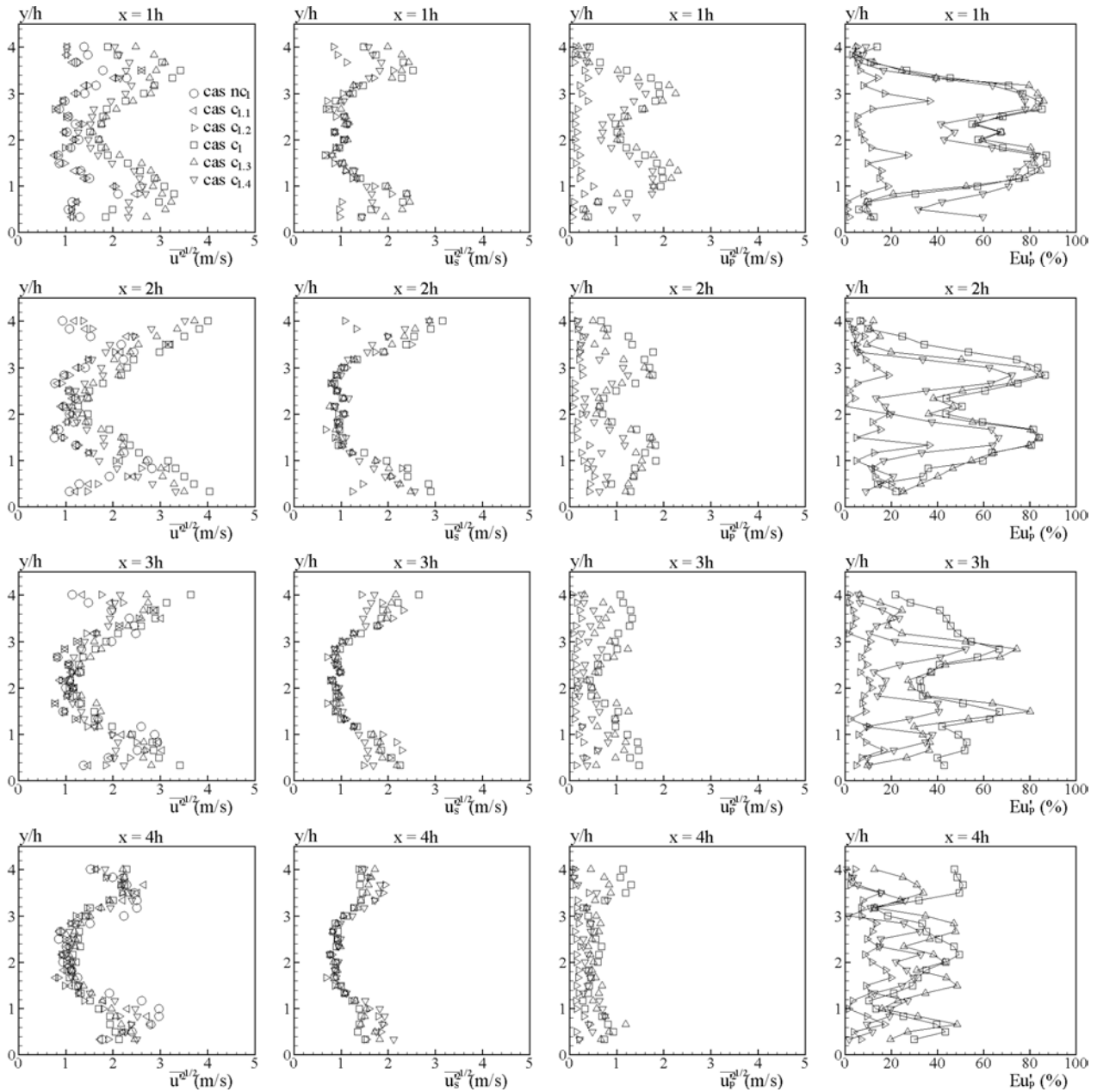


FIG. 6.28 – Influence de la richesse incidente sur les fluctuations de la vitesse longitudinale (totale u' , stochastique u'_s et périodique u'_p) et la contribution relative du mouvement cohérent périodique Eu'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale, obtenues à différentes abscisses $x = 1h, 2h, 3h$ et $4h$.

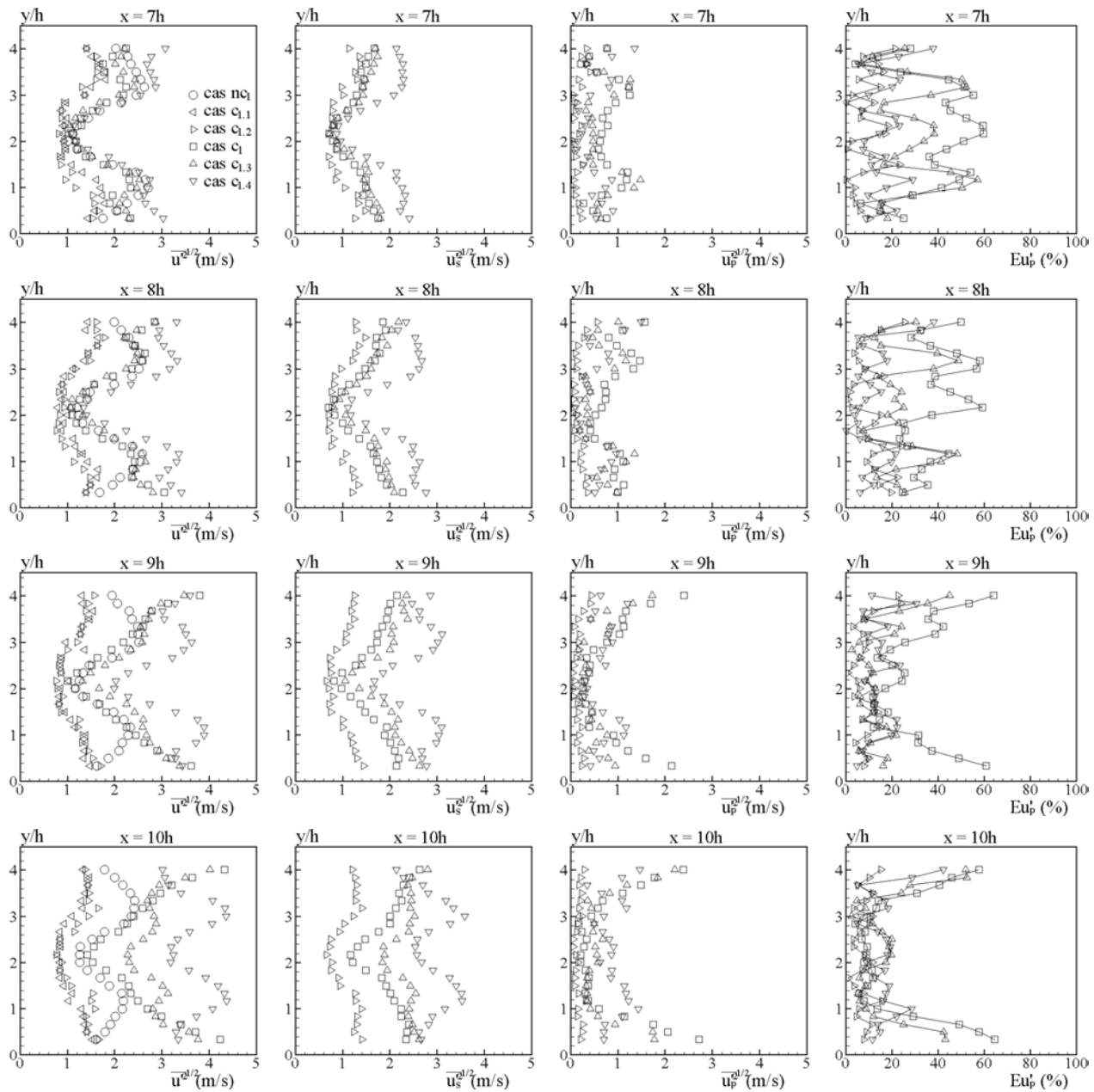


FIG. 6.29 – Influence de la richesse incidente sur les fluctuations de la vitesse longitudinale (totale u' , stochastique u'_s et périodique u'_p) et la contribution relative du mouvement cohérent périodique Eu'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale, obtenues à différentes abscisses $x = 7h, 8h, 9h$ et $10h$.

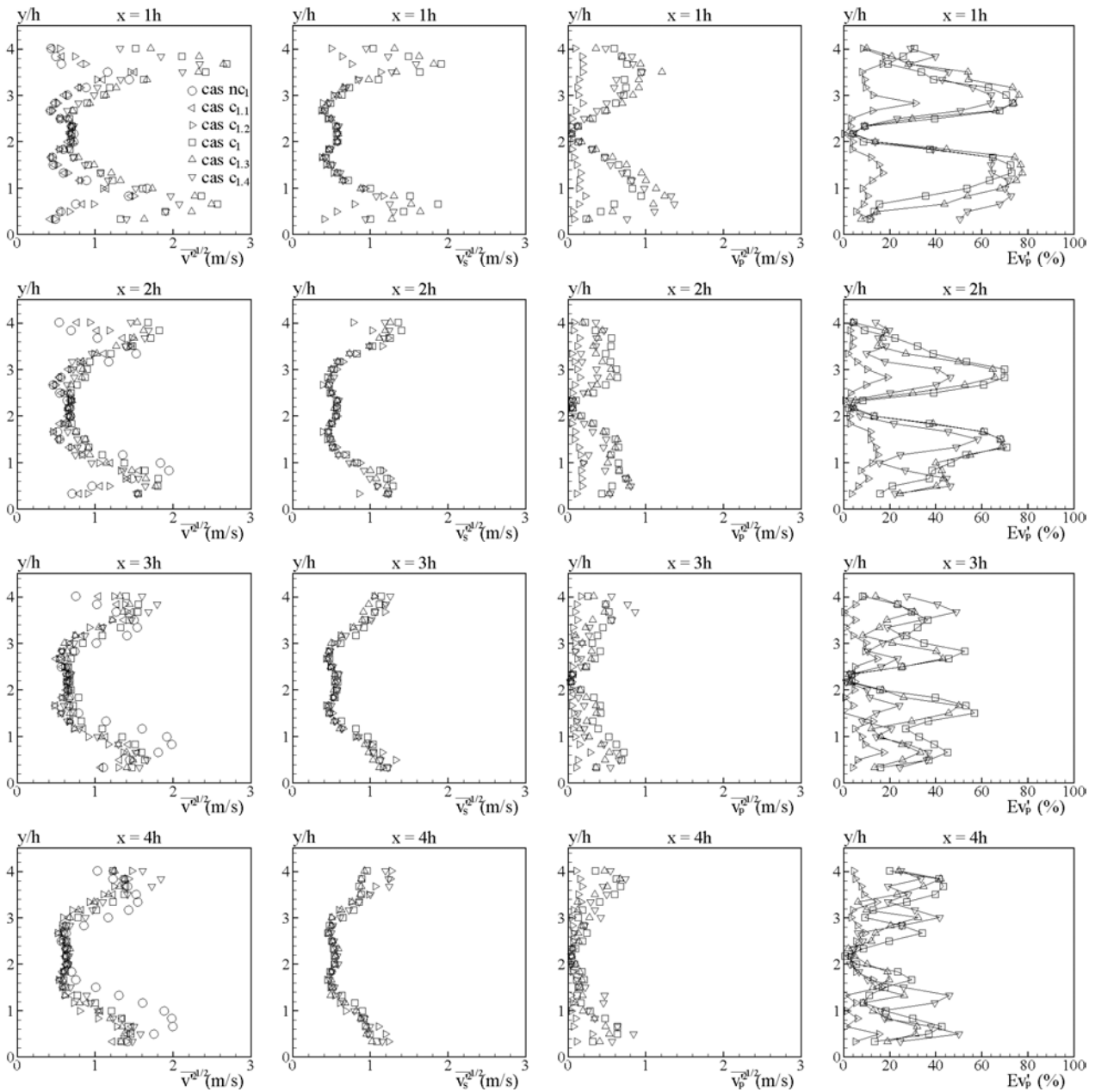


FIG. 6.30 – Influence de la richesse incidente sur les fluctuations de la vitesse transversale (totale v' , stochastique v'_s et périodique v'_p) et la contribution relative du mouvement cohérent périodique Ev'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse transversale, obtenues à différentes abscisses $x = 1h, 2h, 3h$ et $4h$.

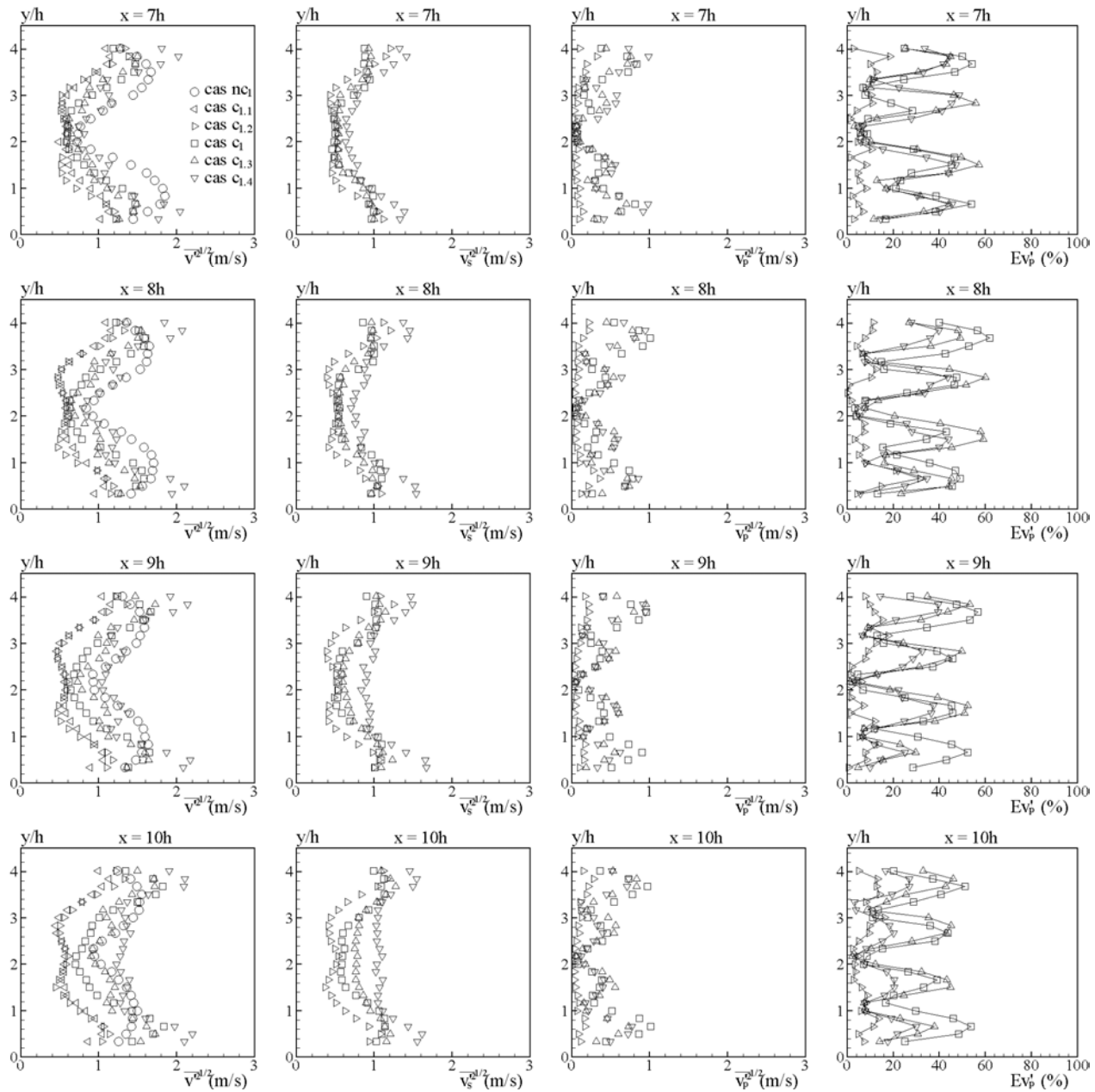


FIG. 6.31 – Influence de la richesse incidente sur les fluctuations de la vitesse transversale (totale v' , stochastique v'_s et périodique v'_p) et la contribution relative du mouvement cohérent périodique Ev'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse transversale, obtenues à différentes abscisses $x = 7h, 8h, 9h$ et $10h$.

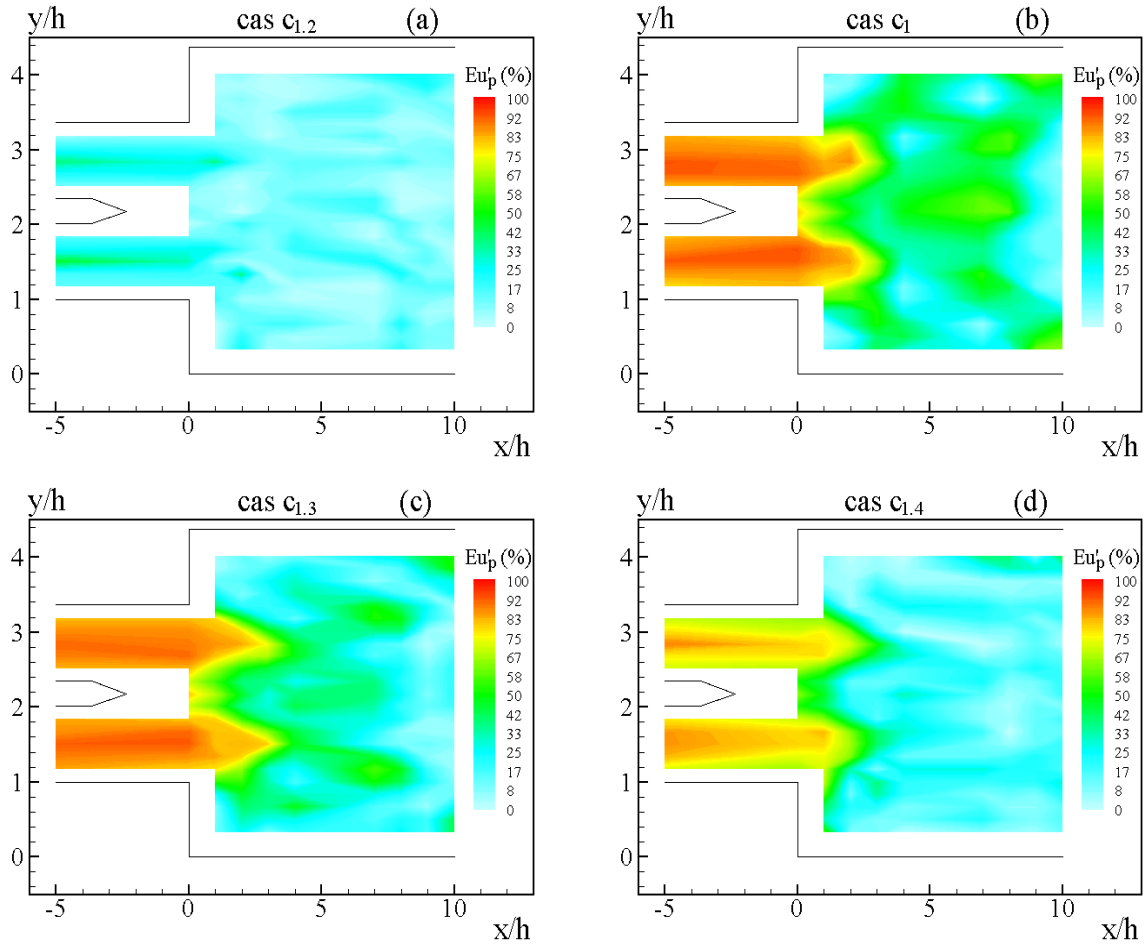


FIG. 6.32 – Cartographie de la contribution relative du mouvement cohérent périodique Eu'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale pour les écoulements réactifs considérés.

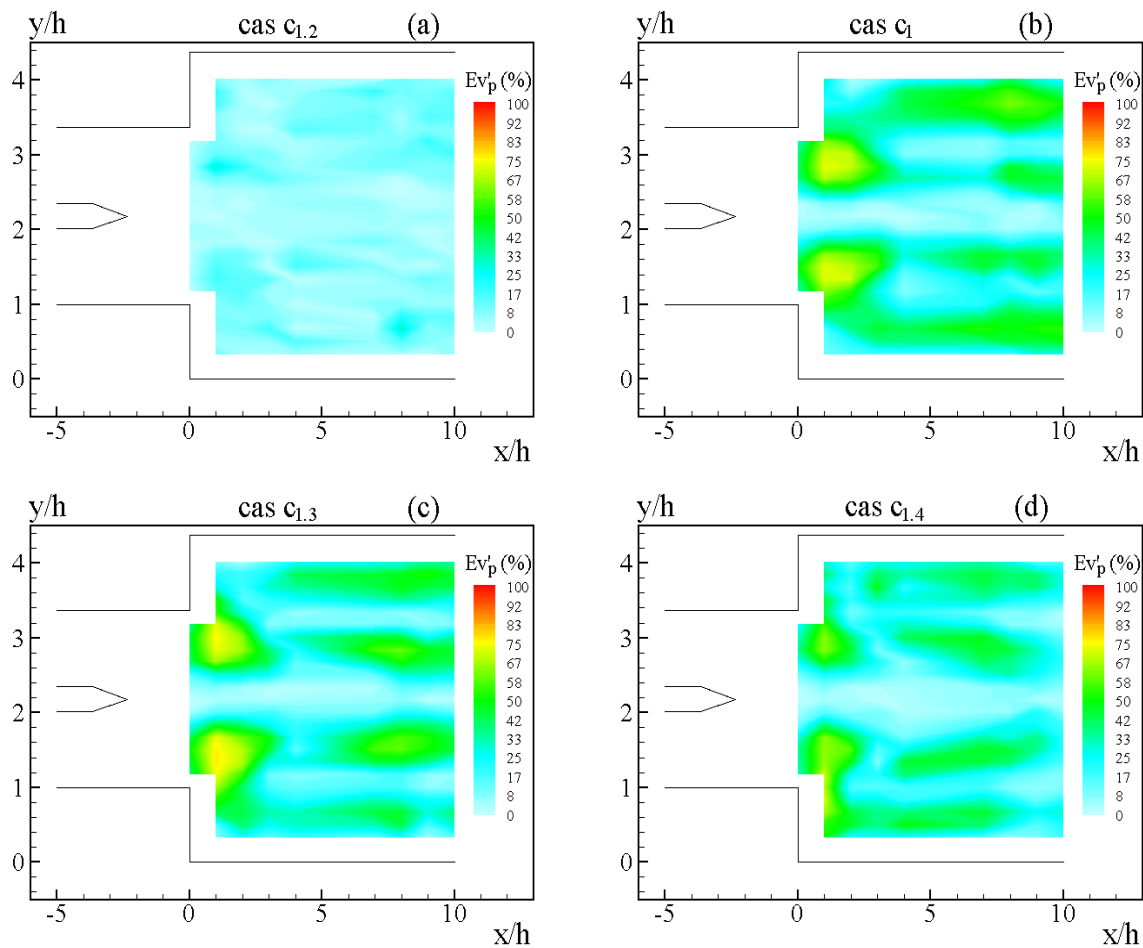


FIG. 6.33 – Cartographie de la contribution relative du mouvement cohérent périodique Ev'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse transversale pour les écoulements considérés.

6.3 Conclusion

Les profils des vitesses moyennes dans les canaux d'alimentation sont typiques d'un écoulement turbulent pleinement développé. La fluctuation de vitesse longitudinale dans les canaux d'alimentation peut être augmentée de manière notable avec la présence de combustion en aval de l'élargissement brusque. Cette caractéristique est due à des oscillations importantes qui proviennent du battement synchrone des deux fronts de flamme stabilisés au niveau de l'élargissement brusque. L'évolution de la fluctuation de la vitesse transversale et de la corrélation croisée entre deux composantes longitudinales et transversales de la vitesse dans les canaux d'alimentation sont typiques d'un écoulement de type canal et leur niveau n'est pas influencé par la présence de combustion en aval.

Au niveau de l'élargissement brusque, l'effet dynamique du mouvement cohérent modifie la structuration de la turbulence des écoulements incidents et plus particulièrement au niveau de la fluctuation de la vitesse transversale qui augmente avec la richesse ainsi que la corrélation croisée qui varie en fonction de richesse.

En aval de l'élargissement brusque, la dissymétrie des profils de la vitesse moyenne longitudinale observée pour l'écoulement inerte (avec la zone de recirculation du haut plus longue que celle du bas) disparaît pour les écoulements réactifs avec des zones de recirculation identiques et notablement plus courtes et dont la longueur est une fonction décroissante de la richesse. Le champ de la vitesse moyenne longitudinale est accéléré par l'expansion des gaz brûlés, et cette accélération est d'autant plus intense que la richesse est élevée. Pour le champ de la vitesse moyenne transversale, l'anti-symétrie des profils sera d'autant plus importante que la valeur de richesse augmente. En ce qui concerne le champ des fluctuations des vitesses longitudinales et transversales, la combustion, pour les écoulements de faible richesse qui n'excitent pas l'acoustique conduit à la réduction des fluctuations stochastiques alors qu'un comportement inverse est observé pour les écoulements qui sont le siège d'un mouvement cohérent puissant.

L'énergie du mouvement cohérent varie en fonction de la valeur de richesse : elle s'accroît progressivement avec la richesse, atteint le mode le plus "résonant" pour les écoulements c_1 et $c_{1,3}$ avant de décroître pour l'écoulement $c_{1,4}$. La prescription des conditions aux limites pour le calcul de ce type d'écoulements devra explicitement tenir compte de la puissance éventuelle du mouvement de piston au sein des écoulements d'alimentation.

Troisième partie

Résultats obtenus pour des écoulements réactifs de même puissance thermique mais présentant un gradient de richesse incident

Chapitre 7

Etude des écoulements c_1 , c_2 et c_3

Nous avons choisi, dans cette dernière partie, d'étudier des écoulements de puissance identique mais qui possèdent une différence de richesse initiale entre les deux écoulements d'alimentation. L'écoulement c_1 , présenté aux chapitres précédents, de même puissance mais de richesse uniforme servant alors d'écoulement de référence. Nous nous plaçons ainsi dans la situation des chambres de combustion de type PPP pour lesquelles, il existe des inhomogénéités de richesse car le mélange air chaud/fuel vaporisé ne peut pas être parfait à cause des risques d'auto-inflammation. Indésirable en terme de contrôle fin des émissions polluantes, un tel gradient de richesse peut *a priori* affecter la dynamique d'écoulements qui résulte du couplage entre la turbulence, l'acoustique et les instabilités de combustion (Lieuwen et al. [52]).

Les tableaux 7.1 et 7.2 présentent les paramètres principaux des écoulements considérés et dénommés c_2 et c_3 . Dans les deux cas, c'est l'écoulement d'alimentation inférieur qui est plus riche, la puissance thermique globale restant de l'ordre de 220 kW égale à celle de l'écoulement c_1 , écoulement pour lequel il n'existe pas de différence de richesse. En ce qui concerne les régimes de combustion, les écoulements considérés c_2 et c_3 se situent à la limite entre le domaine de flammelettes plissées épaissies (III) et le domaine de flammelettes plissées minces (II) (Fig. 7.1).

Cas	Canal	Re	Q (g/s)	U_{deb} (m/s)	U_τ (m/s)	Φ	Puissance thermique (kW)
nc_1	haut	25000	65	11	0,671		
	bas	25000	65	11	0,682		
c_1	haut	25000	65	11	0,709	0,75	110
	bas	25000	65	11	0,698	0,75	110
c_2	haut	25000	65	11	0,788	0,70	105
	bas	25000	65	11	0,800	0,80	116
c_3	haut	25000	65	11	0,855	0,65	98
	bas	25000	65	11	0,774	0,85	121

TAB. 7.1 – Paramètres principaux des écoulements d'alimentation des configurations d'écoulement considérées (pression atmosphérique, température d'écoulements d'entrée = 276 ± 10 K ; erreur systématique sur $Q = \pm 1$ g/s et sur $\Phi = \pm 0,025$, incertitude relative sur $Re = \pm 2\%$, sur $U_{deb} = \pm 1,5\%$ et sur $U_\tau = \pm 5\%$).

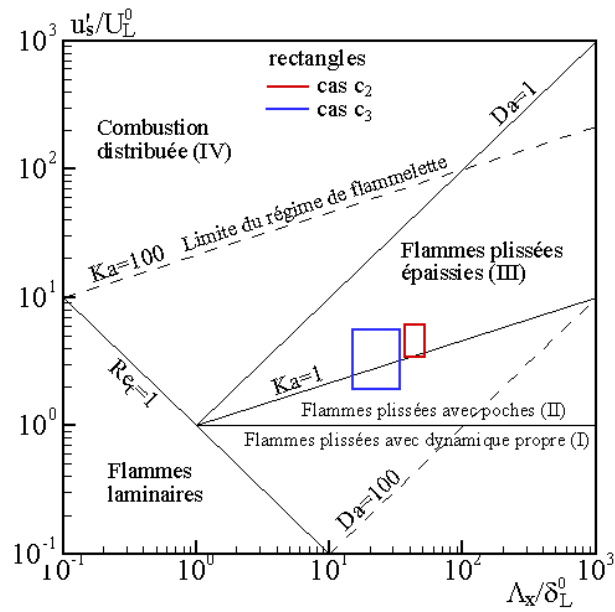


FIG. 7.1 – Régimes de combustion des écoulements c_2 et c_3 dans le diagramme de combustion.

Cas	Canal	Φ	U_L^0 (cm/s)	τ_c (ms)	u'_s (m/s)	Λ_x (mm)	Re_Λ	Da	Ka
c_2	haut	0,70	17,1	4,7	1,041	29,8	2360	6,0	8,1
	bas	0,80	27,2	2,0	0,931	28,0	2010	15,2	2,9
c_3	haut	0,65	10,9	11,3	0,612	17,8	830	3,0	11,2
	bas	0,85	31,1	1,5	0,597	16,3	760	17,7	1,54

TAB. 7.2 – Paramètres principaux caractérisant les écoulements c_2 et c_3 .

Nous présentons des caractéristiques moyennes de ces écoulements avant de passer à la caractérisation de l'influence de la différence de richesse entre les deux écoulements d'alimentation sur les mouvements cohérents et stochastiques de l'écoulement. Ensuite, les premiers résultats, jamais encore obtenus sur ce banc, de mesure simultanée d'une composante de la vitesse en deux points seront présentés. Finalement, nous illustrerons l'intérêt de l'approche semi-déterministe en testant *a priori*, la cohérence d'un modèle de type $k-\varepsilon$ pour l'écoulement c_1 .

7.1 Caractéristiques moyennes de l'écoulement

7.1.1 Au niveau des canaux d'alimentation

La figure 7.2 présente l'évolution longitudinale de la pression pariétale statique moyenne obtenue dans les canaux d'alimentation pour les écoulements c_2 et c_3 . Le niveau de gradient de pression est tout à fait comparable entre les deux écoulements et pour chaque écoulement entre les deux canaux d'alimentation. On note dans les deux cas c_2 et c_3 , que le gradient de pression du canal d'alimentation inférieur présente une cassure à $x = -40h$. Des mesures répétées à cette abscisse ont donné le même résultat, sans que nous puissions expliquer ce comportement de manière satisfaisante. Néanmoins, l'évolution plus en aval nous a permis de déterminer la vitesse de frottement dans des conditions de précision raisonnables.

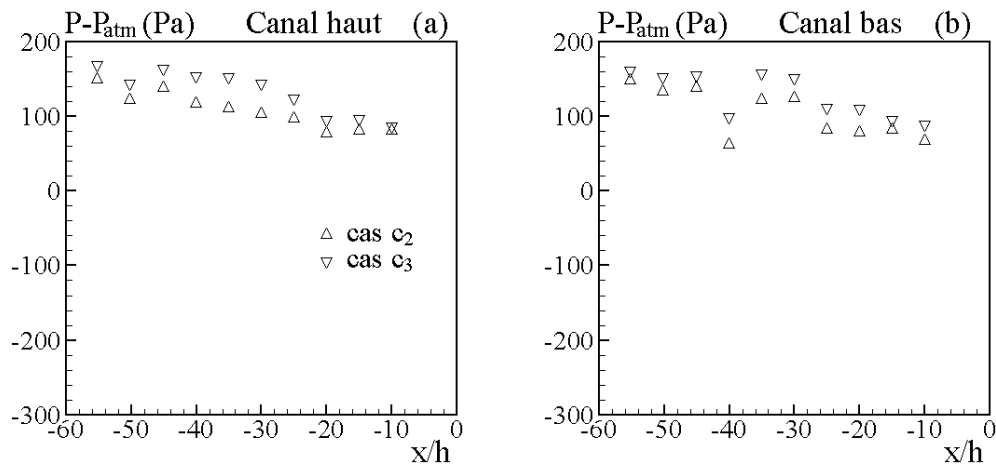


FIG. 7.2 – Écoulements c_2 et c_3 : évolution longitudinale de la pression pariétale statique moyenne dans les canaux d'alimentation (erreur systématique sur $P = \pm 3$ Pa).

Nous présentons sur les figures 7.3 et 7.4, les profils des vitesses moyennes longitudinales et transversale \bar{u} et \bar{v} et des contraintes de Reynolds u' , v' et $\overline{u'v'}$ réduites par la vitesse débitante obtenus pour les cas c_2 et c_3 en $x = -5h$. Les profils de \bar{u} , \bar{v} sont similaires à ceux obtenus pour l'écoulement c_1 et présentés au chapitre 6 et aucune différence n'est observable entre les deux écoulements d'alimentation. C'est également le cas pour les profils de v' et de $\overline{u'v'}$ mais pas pour la fluctuation u' (Figs. 7.4.a et b). On note en effet que le niveau de u' est nettement plus important pour l'écoulement c_2 que celui obtenu pour l'écoulement c_3 qui lui, présente un profil très similaire à celui précédemment obtenu pour le cas c_1 . Ainsi, on

peut déjà affirmer, que, bien que la puissance globale des deux écoulements soit identique, la présence d'un gradient de richesse initiale influe notablement sur les caractéristiques du champ instationnaire des vitesses, au niveau même des canaux d'alimentation, là précisément où la prescription des conditions aux limites de toute simulation numérique doit intervenir.

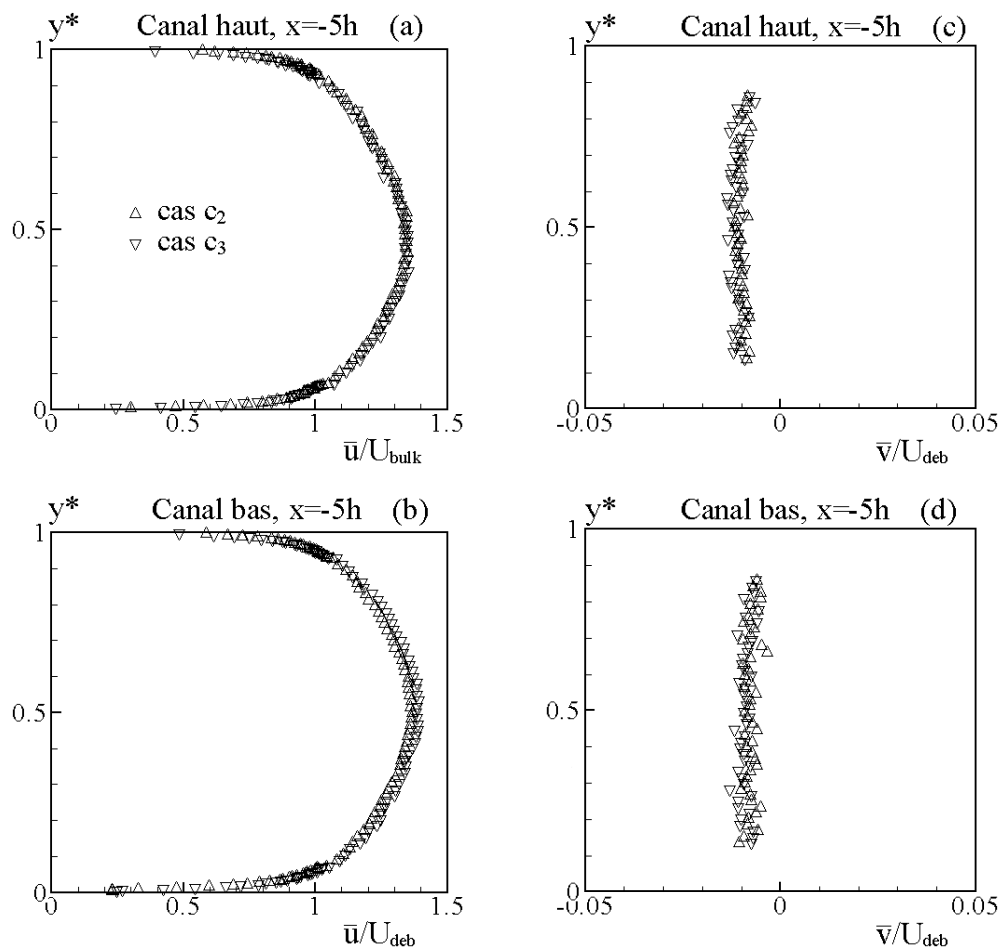


FIG. 7.3 – *Écoulements c_2 et c_3 dans les canaux d'alimentation à $x = -5h$: profils des vitesses moyennes longitudinales et transversales adimensionnées par la vitesse débitante (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{u} = \pm 3\%$, $\bar{v} = \pm 5\%$).*

7.1.2 Au niveau de l'élargissement brusque

Nous présentons maintenant sur les figures 7.5 et 7.6 les mêmes profils que précédemment cette fois-ci en $x = 0$. Les profils de \bar{u} sont en tout point similaire au profil obtenu pour c_1 . Si la morphologie des profils de \bar{v} est elle aussi assez proche de celle obtenue pour c_1 , on observe néanmoins que le mouvement de déflexion de l'écoulement inférieur (donc plus riche) est légèrement plus marqué. On observe également que la fluctuation de la vitesse transversale v' est assez sensible à la valeur de richesse de l'écoulement incident avec le niveau de la fluctuation du côté bas nettement plus important que celui du côté haut (Fig. 7.6-b).

En ce qui concerne la fluctuation de vitesse longitudinale u' (Fig. 7.6-a), les niveaux obtenus

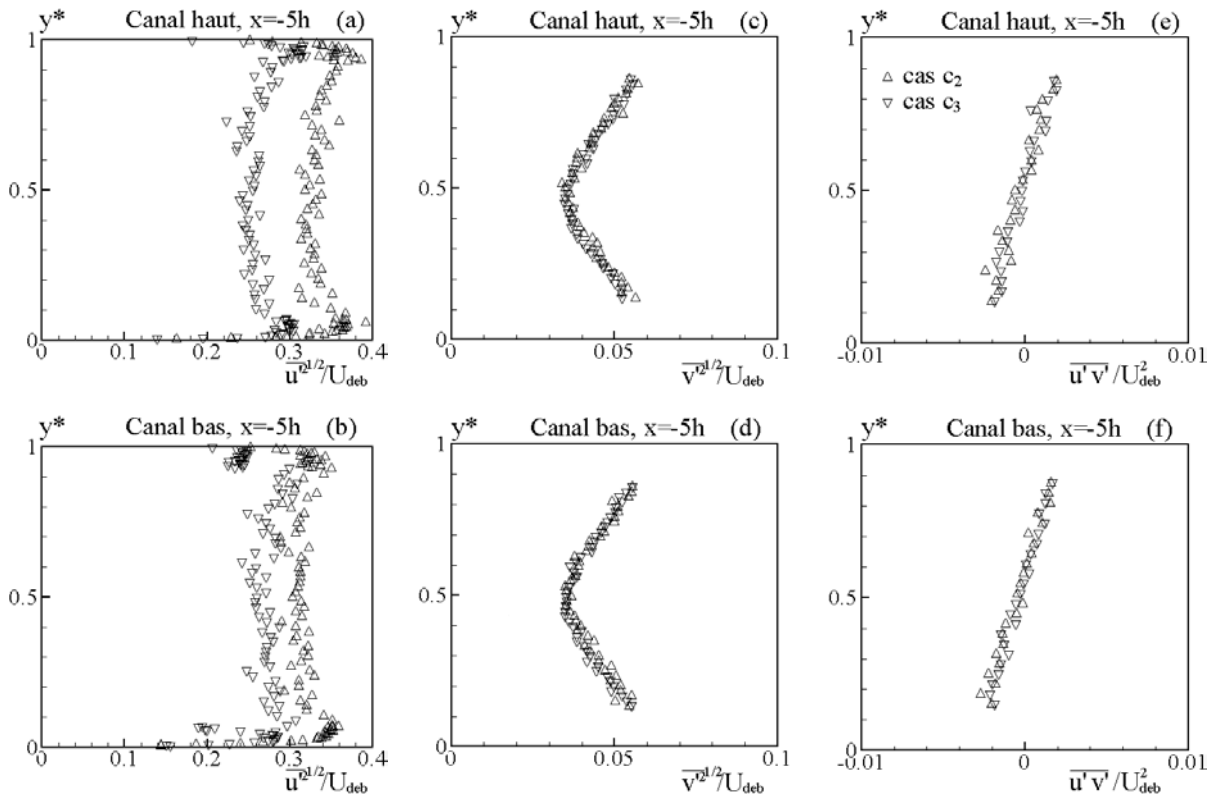


FIG. 7.4 – Écoulements c_2 et c_3 dans les canaux d'alimentation à $x = -5h$: profils des tensions de Reynolds $\overline{u'^2}^{1/2}$, $\overline{v'^2}^{1/2}$ et $\overline{u'v'}$ adimensionnés par U_{deb} ou U_{deb}^2 (erreur aléatoire relative maximale sur $\overline{u'^2} = \pm 12\%$, $\overline{v'^2} = \pm 7\%$ et $\overline{u'v'} = \pm 10\%$).

sur les deux côtés sont tout à fait comparables, on note une légère dissymétrie au "profit" de l'écoulement inférieur. Comme dans les canaux d'alimentation, les fluctuations u' sont plus importantes pour l'écoulement c_2 que celles obtenues pour l'écoulement c_3 .

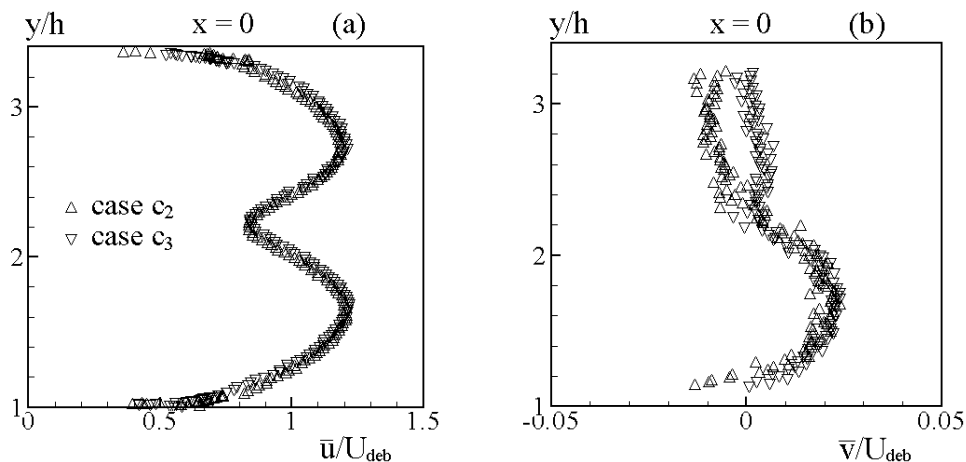


FIG. 7.5 – *Écoulements c_2 et c_3 au droit de l'élargissement brusque $x = 0$: profils des vitesses moyennes longitudinales et transversales adimensionnées par la vitesse débitante (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{u} = \pm 3\%$, $\bar{v} = \pm 5\%$).*

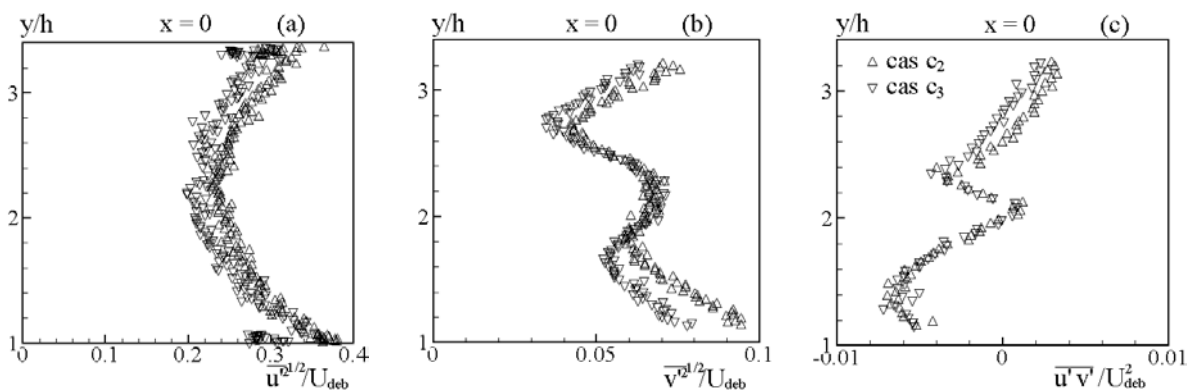


FIG. 7.6 – *Écoulements c_2 et c_3 au droit de l'élargissement brusque $x = 0$: profils des tensions de Reynolds $\overline{u'^2}^{1/2}$, $\overline{v'^2}^{1/2}$ et $\overline{u'v'}$ adimensionnées par U_{deb} ou U_{deb}^2 (erreur aléatoire relative maximale sur $\overline{u'^2} = \pm 10\%$, $\overline{v'^2} = \pm 7\%$ et $\overline{u'v'} = \pm 9\%$).*

7.1.3 Au sein de la chambre de combustion

La différence de richesse entre l'écoulement du bas et l'écoulement du haut est bien visible sur les profils de la vitesse moyenne longitudinale et transversale \bar{u} et \bar{v} adimensionnée par la vitesse débitante et présentés sur la figure 7.7. On note tout d'abord la très forte accélération de \bar{u} du côté riche qui dissymétrise le profil. En conséquence, les deux zones de recirculation moyenne sont de longueur différente (Tab. 7.3), la plus courte étant située au niveau de

l'écoulement inférieur plus riche. Les profils de \bar{v} traduisent également cette accélération différentielle avec cette fois-ci une nette déflexion de l'écoulement inférieur vers la paroi. Dans le sillage proche, \bar{v} n'est plus nulle, ce qui est la signature indirecte d'une altération du caractère variqueux symétrique du battement des fronts. L'accélération de l'écoulement inférieur observée est cependant un peu moins forte que pour les écoulements de richesse uniforme et égale à la richesse de l'écoulement inférieur, c'est à dire avec celle de l'écoulement $c_{1,3}$ pour l'écoulement c_2 et l'écoulement $c_{1,4}$ pour l'écoulement c_3 (Fig. 6.7-f et Fig. 7.7-b). C'est donc, comme on peut s'y attendre, la puissance thermique d'ensemble de l'écoulement qui conditionne les accélérations observées et pas la seule richesse locale.

Cas	Longueur de zone de recirculation du bas (L_{ZDR})	Longueur de zone de recirculation du haut (L_{ZDR})
c_2	2, 3h	2, 5h
c_3	1, 9h	2, 8h

TAB. 7.3 – Longueur des zones de recirculation des écoulements c_2 et c_3 .

En ce qui concerne les contraintes de Reynolds, la figure 7.8 présente les résultats des fluctuations longitudinales et transversales u' et v' et de la contrainte de cisaillement $\overline{u'v'}$ normalisées. Les évolutions des profils de la fluctuation longitudinale u' pour les deux écoulements c_2 et c_3 sont similaires, avec des valeurs importantes de la fluctuation au voisinage des parois et un profil d'ensemble un peu torturé. On observe une structure à double bosse pour u' près de la paroi inférieure, plus marquée pour l'écoulement c_3 . Quant à la fluctuation transversale v' (Figs. 7.8-c et d), entre les profils *grosso-modo* à deux bosses de l'écoulement c_2 (une près de chaque paroi) et le profil à trois bosses de l'écoulement c_3 observé en $x = 10h$, nous pouvons simplement indiquer que par rapport à la morphologie des profils de l'écoulement c_1 , nous observons ici une nette évolution des profils entre le champ proche et le champ lointain. Les profils de $\overline{u'v'}$ quant à eux (figures 7.8-e et f) ne se différencient pas véritablement de leurs homologues obtenus pour l'écoulement c_1 .

7.1.4 Synthèse

Bien qu'étant de même puissance thermique, les écoulements c_2 et c_3 diffèrent notablement, dans leur structure moyenne, de leur équivalent de même puissance mais à richesse uniforme, à savoir l'écoulement c_1 . Ils diffèrent également entre eux, plus par l'intensité des gradients spatiaux observés (pour le cas c_3) que par une réelle différence de nature de structure. Néanmoins, les différences observées sont suffisamment marquées pour que ces deux écoulements soient considérés comme de bons candidats pour le test de modèles de combustion en écoulements prémélangés à richesse variable.

7.2 Instationnarité du champ des vitesses de l'écoulement

Les visualisations présentées sur les figures 7.9 et 7.10 permettent de bien se rendre compte de la dissymétrie apportée par le gradient de richesse à la structure d'ensemble moyenne et

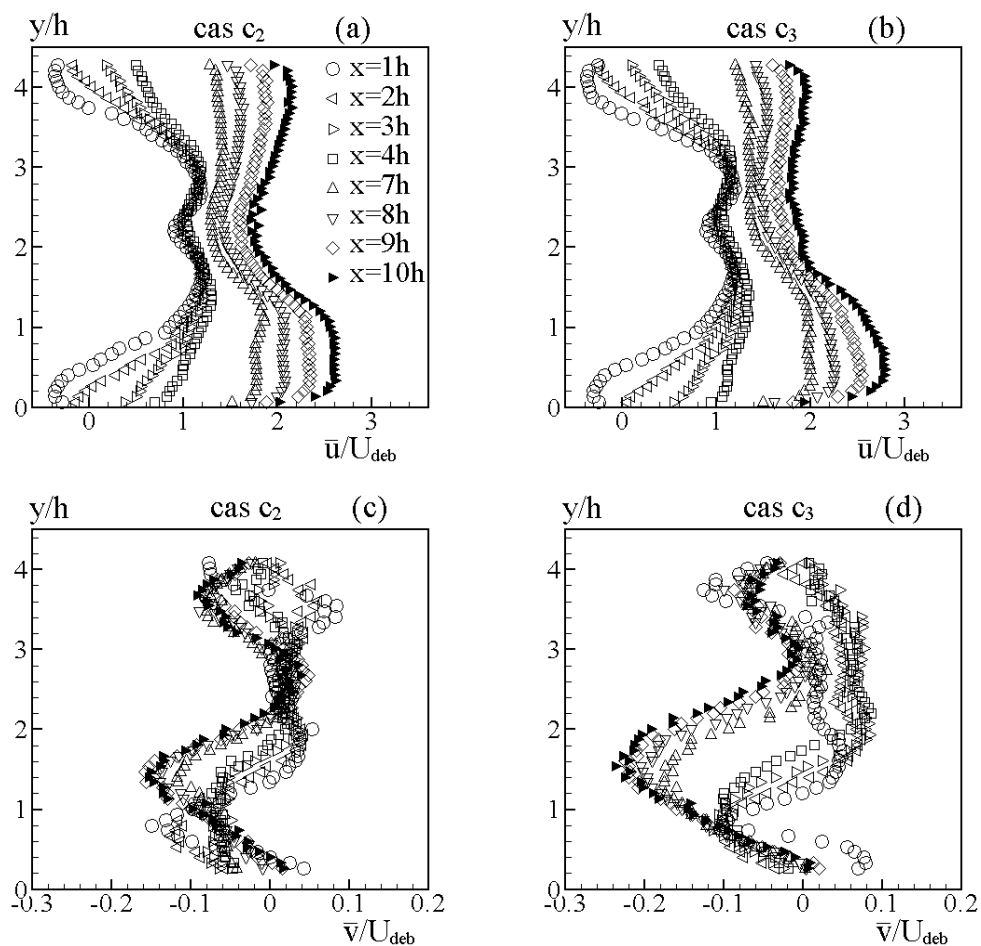


FIG. 7.7 – *Ecoulements c_2 et c_3 dans la chambre de combustion : profils des vitesses moyennes longitudinales et transversales adimensionnées par la vitesse débitante (erreur aléatoire relative maximale sur $\bar{u} = \pm 1\%$, $\bar{v} = \pm 6\%$).*

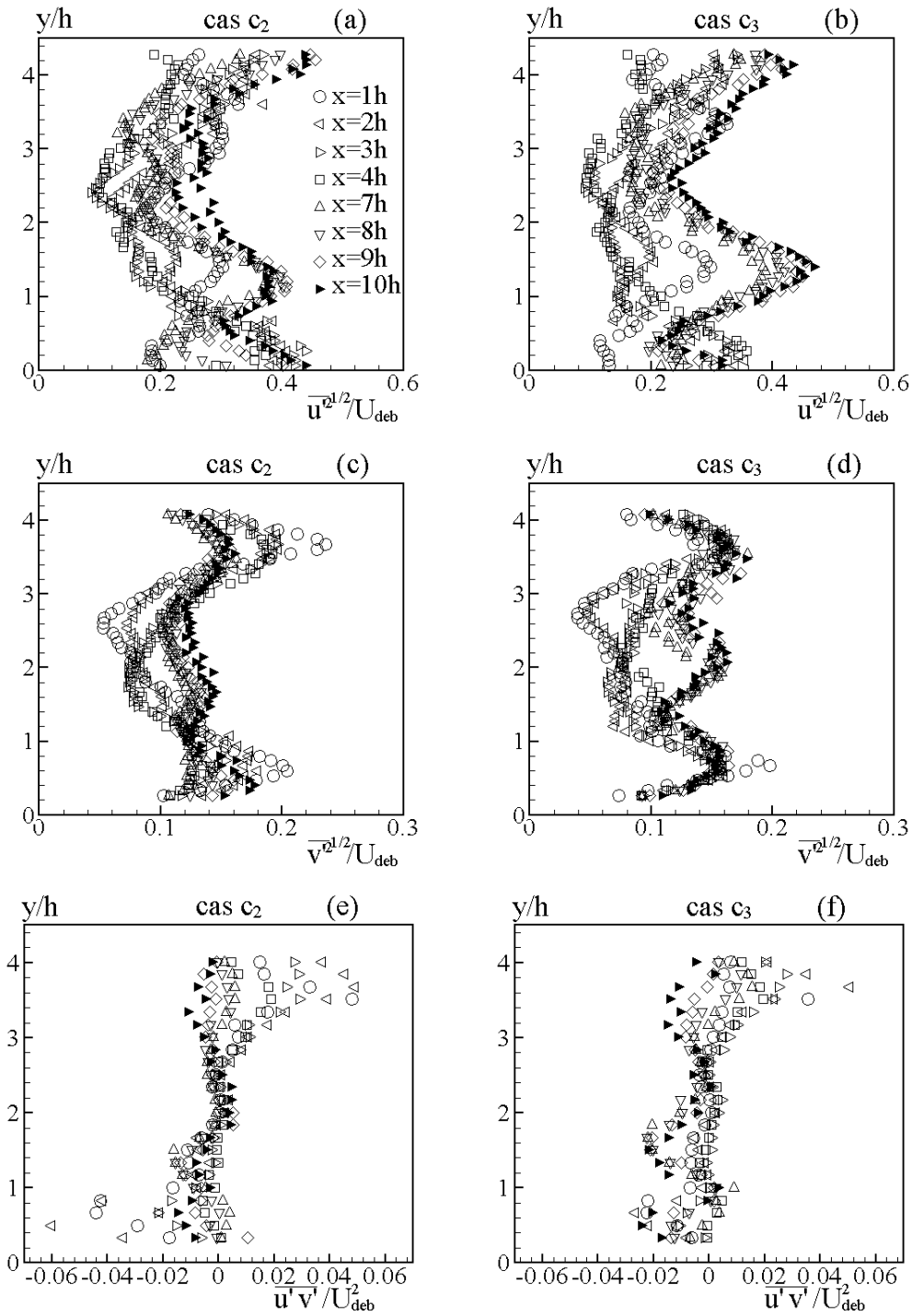


FIG. 7.8 – *Ecoulements c₂ et c₃ dans la chambre de combustion : profils des tensions de Reynolds $\overline{u'^2}^{1/2}$, $\overline{v'^2}^{1/2}$ et $\overline{u'v'}$ adimensionnées par U_{deb} ou U_{deb}^2 (erreur aléatoire relative maximale sur $\overline{u'^2} = \pm 9\%$, $\overline{v'^2} = \pm 7\%$ et $\overline{u'v'} = \pm 9\%$).*

instantanée de ces deux écoulements. On a un peu de mal à voir le front supérieur notamment pour le cas c_3 mais on observe bien que la zone moyenne de réaction est particulièrement dissymétrique, un comportement que l'on retrouve également, quoique moins marqué, pour l'écoulement c_2 . On comprend donc mieux pourquoi les profils de \bar{v} possèdent des vitesses légèrement positives sur l'axe du sillage.

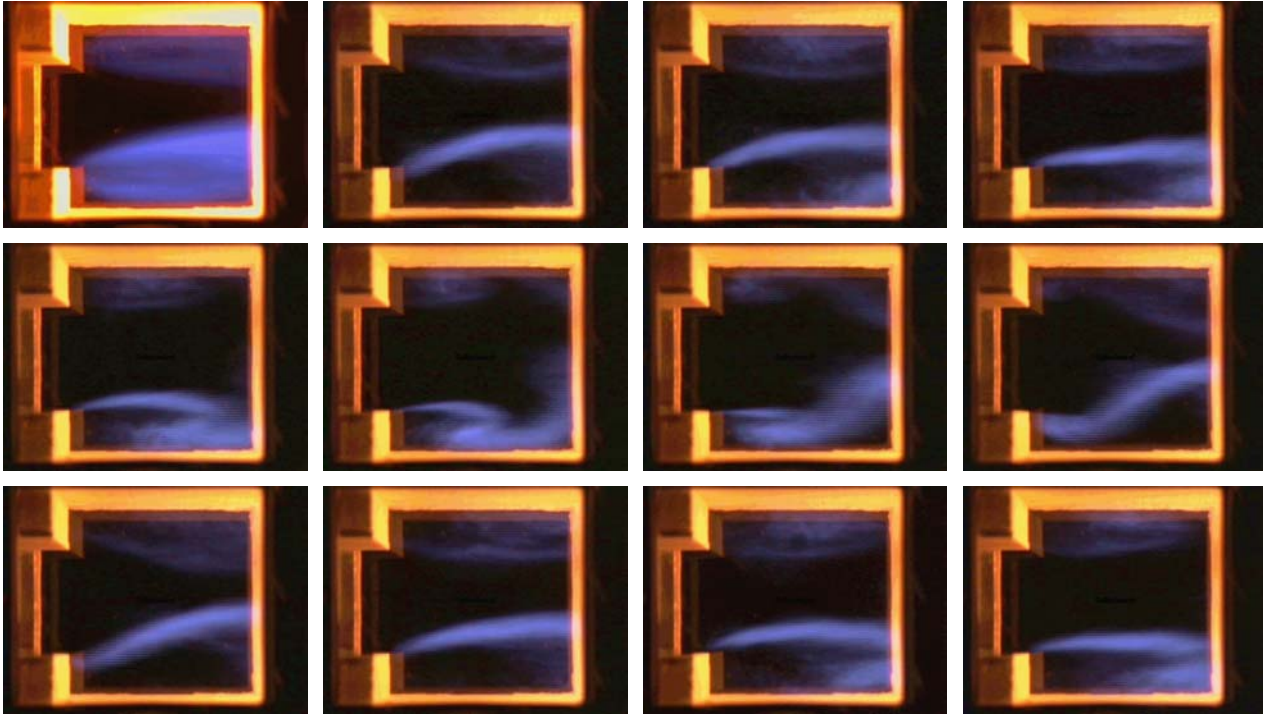


FIG. 7.9 – *Écoulement c_2 : visualisations des fronts de flamme en lumière directe ; fronts moyens (première photo en haut à gauche, temps de pose de 1/50 s) et fronts instantanés (photos restantes, temps de pose 1/500 s).*

Les photos à court temps de pose mettent bien en évidence le comportement pulsé de l'écoulement avec là encore, pour l'écoulement c_3 une dissymétrie importante résultant de la dynamique beaucoup plus importante en amplitude du front inférieur. Intéressons-nous maintenant à la traduction de ce comportement sur l'instantanéité du champ des vitesses.

7.2.1 Au niveau des canaux d'alimentation

Nous avons porté sur les figures 7.11 et 7.12 les densités spectrales d'énergie et les fonctions de densité de probabilité associées pour la vitesse longitudinale en $x = -5h$ et aux points situés sur l'axe de chacun des canaux d'alimentation soit en $y = 1,51h$ et $2,86h$. Nous n'observons pas de différence entre les spectres obtenus pour les cas c_2 et c_3 et ceux de l'écoulement c_1 si ce n'est, pour le cas c_2 , un pic un peu plus large semblant indiquer une énergie plus importante. Les pics principaux d'énergie sont tous localisés autour de 50 Hz avec une réplique à 100 Hz . Ainsi, c'est bien la puissance d'ensemble dégagée dans le foyer qui importe en ce qui concerne les caractéristiques du mouvement pulsatoire présent au niveau des canaux d'alimentation. Les histogrammes correspondants aux spectres d'énergie et présentés sur la figure 7.12 sont

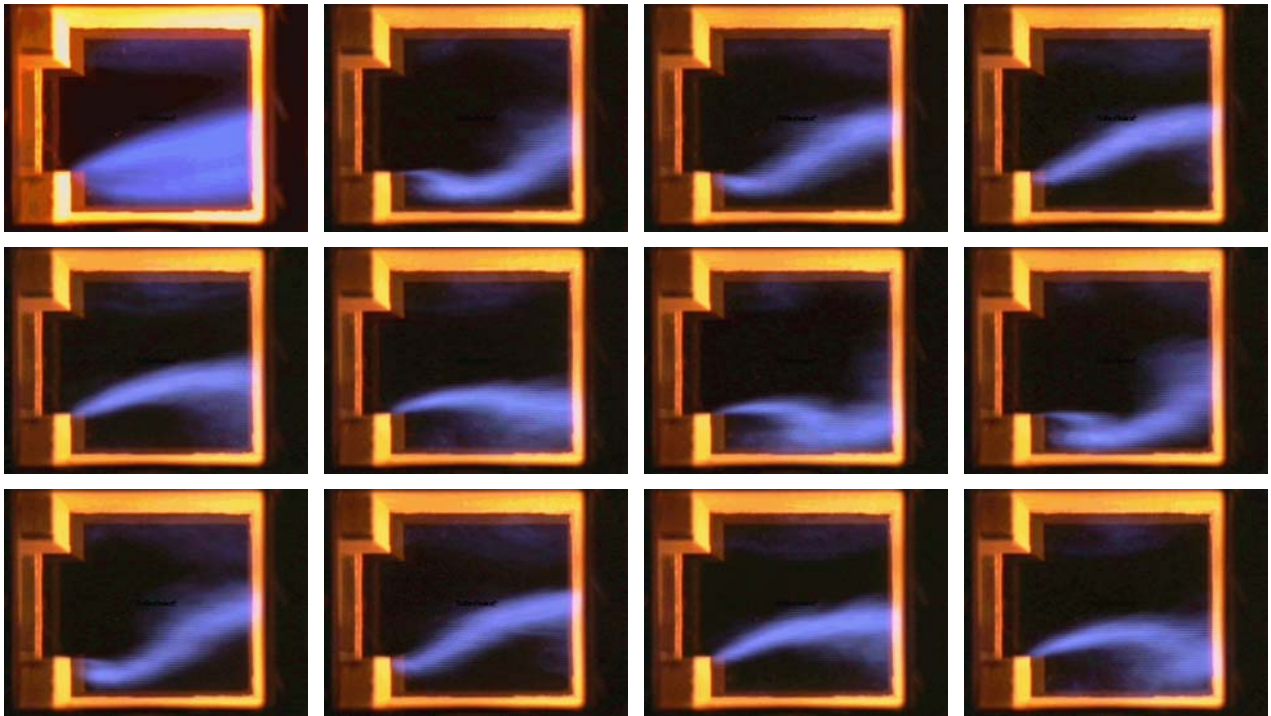


FIG. 7.10 – *Écoulement c_3 : visualisations des fronts de flamme en lumière directe ; fronts moyens (première photo en haut à gauche, temps de pose de 1/50 s) et fronts instantanés (photos restantes, temps de pose 1/500 s).*

tous caractérisés par une amorce de bi-modalité avec un étalement du support un peu plus marqué pour le cas c_2 correspondant à un coefficient d'aplatissement un peu plus faible.

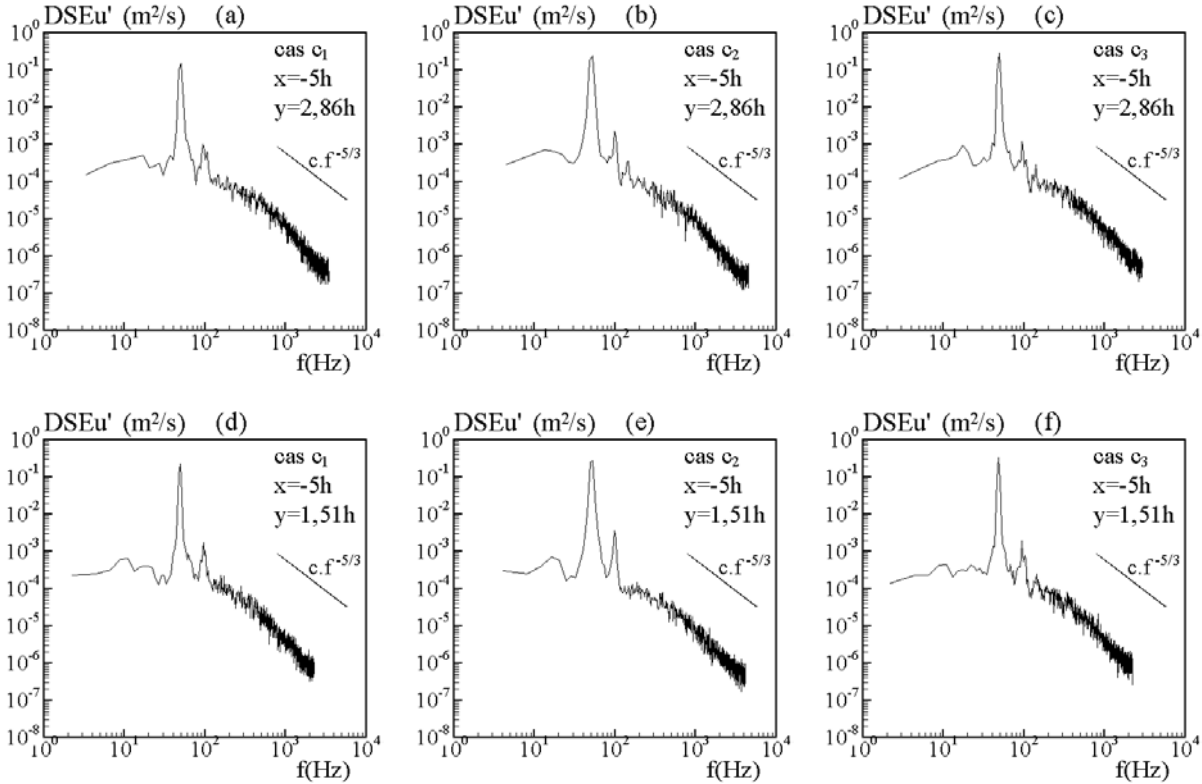


FIG. 7.11 – Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse longitudinale à $(x = -5h, y = 1, 51h)$ et à $(x = -5h, y = 2, 86h)$ pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta f = 4, 43Hz$).

Après application de l'ASD sur les profils de fluctuations totales u' , nous obtenons les profils des fluctuations stochastique u'_s et périodique u'_p présentés sur la figure 7.13 ainsi que la contribution relative du mouvement cohérent périodique Eu'_p à l'énergie totale. On retrouve à nouveau le fait que l'augmentation de la fluctuation totale u' (Figs. 7.13-a et e), observée par rapport à l'écoulement inerte correspondant nc_1 est due à l'apparition de la contribution du mouvement cohérent (Figs. 7.13-c et g), alors que la contribution stochastique est quasiment inchangée (Figs. 7.13-b et f). Dans tous les cas, la contribution relative du mouvement cohérent Eu'_p (Fig. 7.13-d et h) à l'énergie totale est largement dominante, toujours supérieure ou égale à 90 % sur l'axe des canaux. On observe également que c'est pour l'écoulement à richesse uniforme c_1 que les fluctuations cohérentes sont les plus faibles et que c'est pour l'écoulement c_2 présentant la différence de richesse initiale la plus faible que cette même contribution périodique est la plus forte, de l'ordre de 50 % supérieure à celle de l'écoulement c_3 . On observe donc une différence très nette de comportement dans les canaux d'alimentation si la différence de richesse initiale passe de 0,1 à 0,2, ce qui confirme tout l'intérêt de ces écoulements pour la simulation numérique.

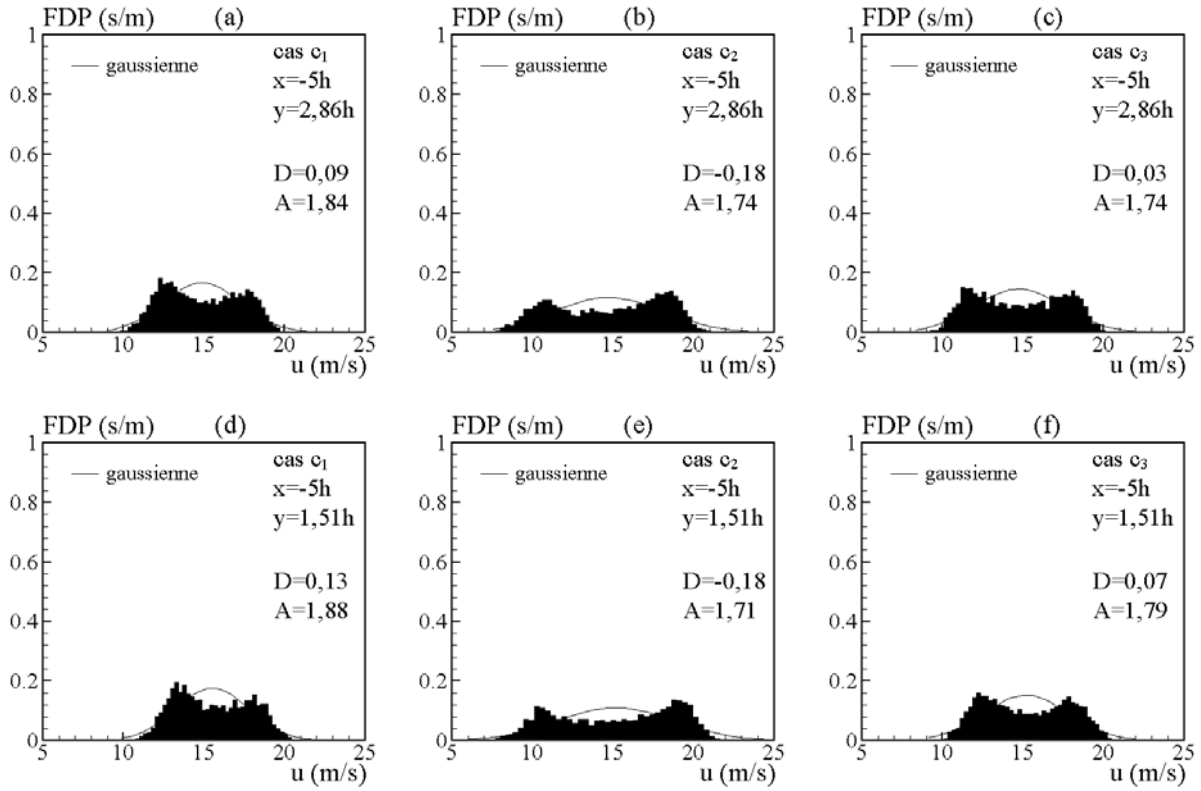


FIG. 7.12 – Fonction de densité de probabilité de la vitesse longitudinale à $(x = -5h, y = 1,51h)$ et à $(x = -5h, y = 2,86h)$ pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta u = 0,34$ m/s).

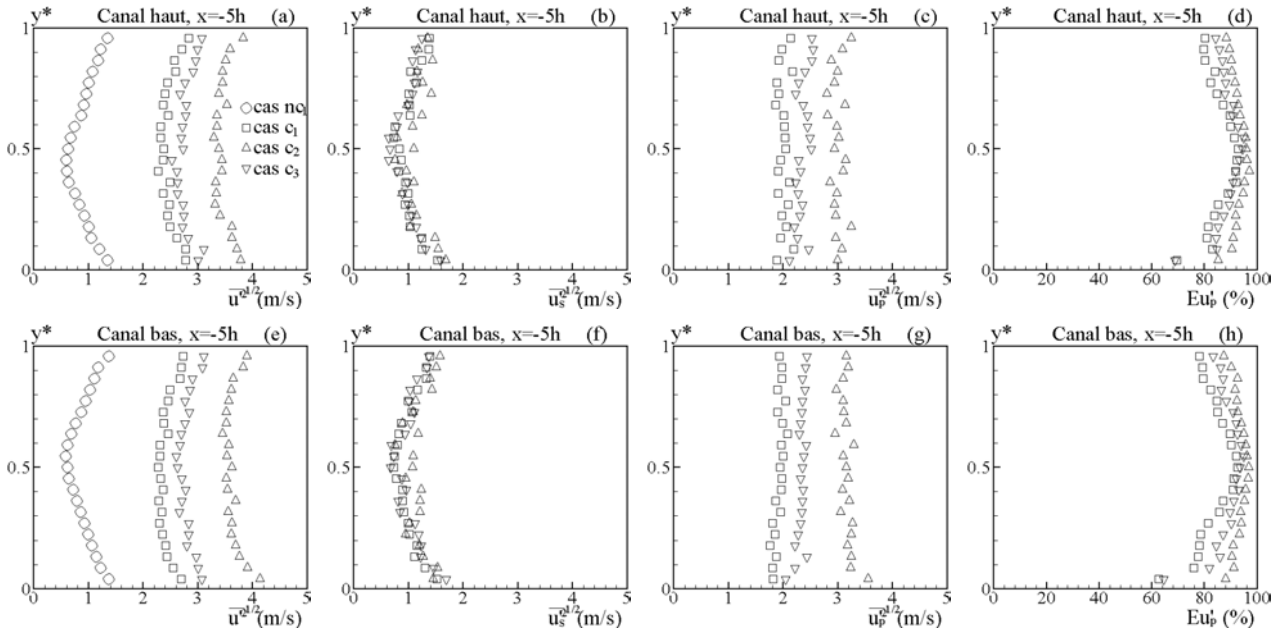


FIG. 7.13 – Profils des fluctuations de la vitesse longitudinale (totale u' , stochastique u'_s et périodique u'_p) et de la contribution relative du mouvement cohérent périodique Eu'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale pour les écoulements considérés, obtenus à $x = -5h$.

7.2.2 Au niveau de l'élargissement brusque

Des exemples de densités spectrales d'énergie des fluctuations longitudinales u' et transversales v' de la vitesse au droit de l'élargissement brusque sont tracés sur les figures 7.14 et 7.15 au niveau de l'axe des canaux d'alimentation ($y = 1, 51h$ et $2, 86h$), et au niveau de l'axe du sillage ($y = 2, 18h$).

Comme dans les canaux, on retrouve, pour les spectres des fluctuations longitudinales, une morphologie très similaire quasi-indépendante de la présence d'une différence de richesse initiale et du point choisi. En ce qui concerne les spectres de la composante transversale v' , le pic énergétique apparaît plus "vigoureux" du côté de l'écoulement plus riche (Figs. 7.15-h et i) et, grande nouveauté par rapport à l'écoulement à richesse uniforme, il apparaît un pic d'énergie sur l'axe du sillage ($y = 2, 18h$) d'autant plus marqué que la différence de richesse est importante (Figs. 7.15-e et f). Ceci corrobore bien la dissymétrie du battement des fronts de flamme se développant en aval de l'élargissement brusque et observée sur les visualisations 7.9 et 7.10.

Les figures 7.16 et 7.17 présentent les caractéristiques des diverses fluctuations de vitesse longitudinale et transversale obtenues après application de l'ASD. Sur le profil de la fluctuation longitudinale totale (Fig. 7.16-a), le double pic d'énergie associé au sillage de la plaque séparatrice est quasiment absent dans les cas c_1 , c_2 et c_3 par rapport à ce qui est observé pour l'écoulement inerte correspondant nc_1 . Ce double pic réapparaît légèrement sur les profils de la fluctuation stochastique après l'extraction de la partie cohérente. Pour les trois écoulements, on retrouve, comme dans les canaux d'alimentation, des profils identiques pour u'_s et v'_s alors que les fluctuations périodiques u'_p et v'_p sont sensibles à la nature de l'écoulement incident

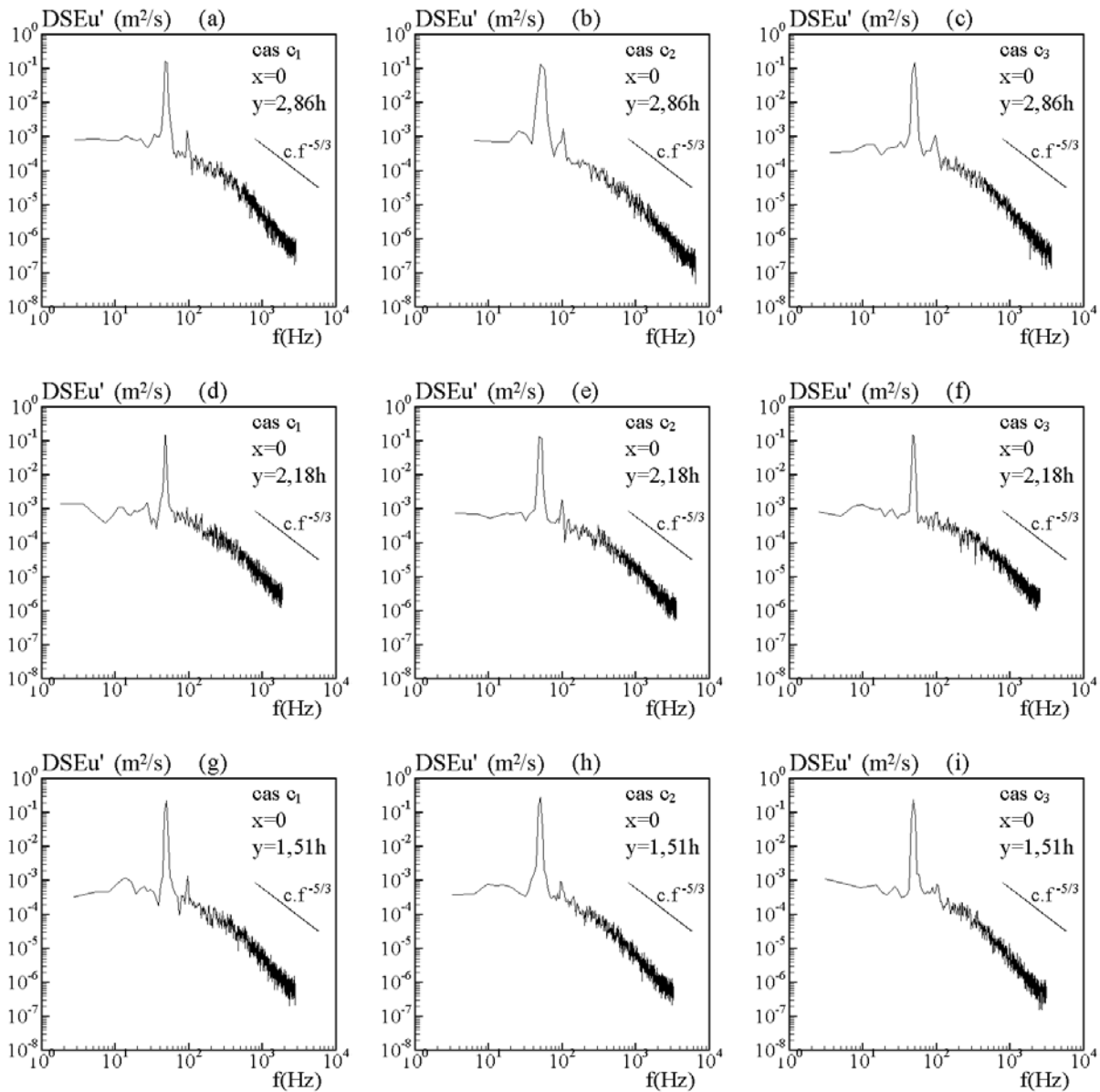


FIG. 7.14 – Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse longitudinale à $(x = 0, y = 2,86h)$, $(x = 0, y = 2,18h)$ et à $(x = 0, y = 1,51h)$ pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta f = 6,37Hz$).

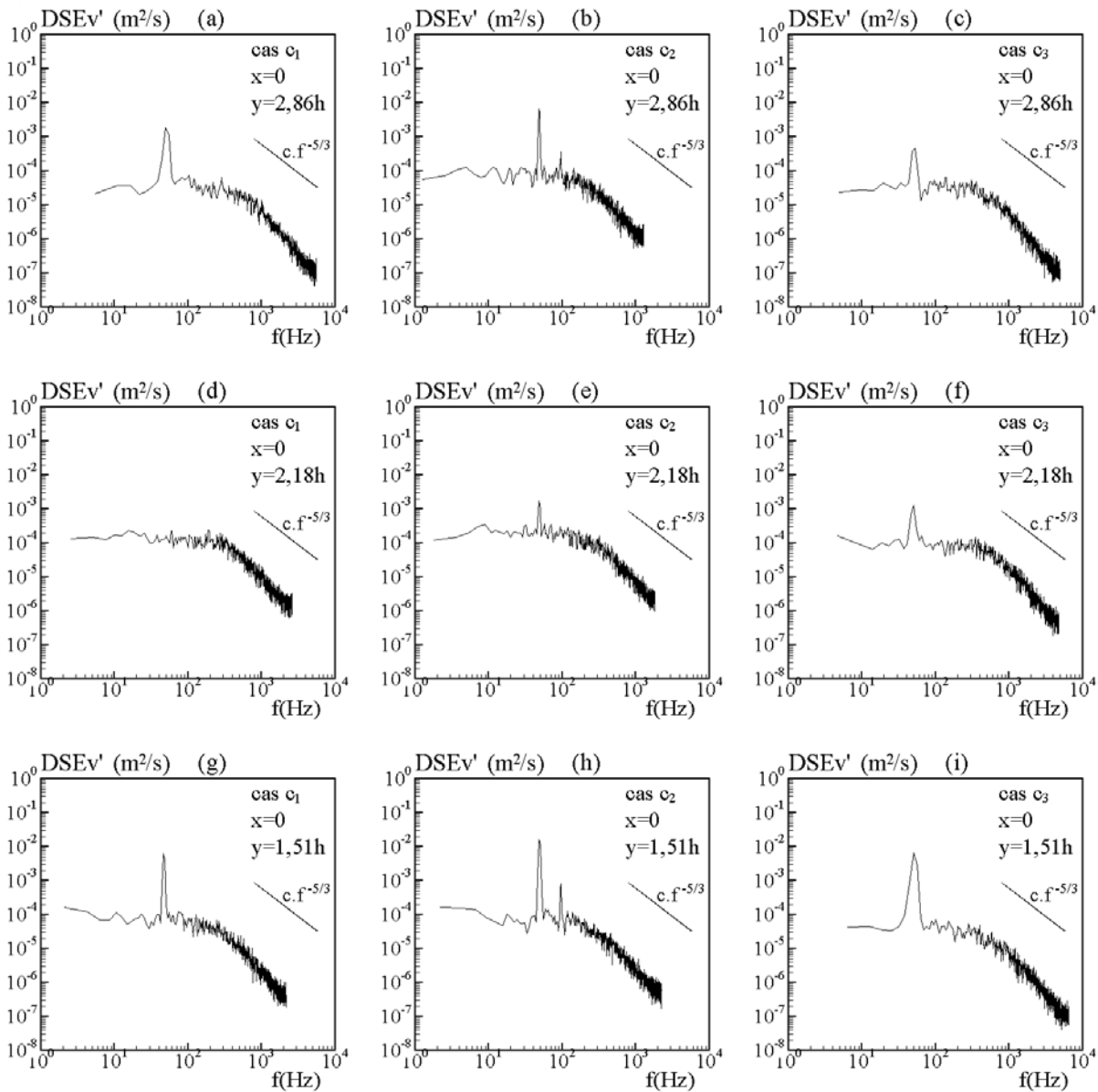


FIG. 7.15 – Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse transversale à $(x = 0, y = 2,86h)$, $(x = 0, y = 2,18h)$ et à $(x = 0, y = 1,51h)$ pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta f = 6,31Hz$).

ce qui est somme toute normal puisque les visualisations montrent que les caractéristiques d'ensemble du mouvement cohérent dépendent de l'écoulement considéré. On observe en particulier que les fluctuations périodiques v'_p du côté riche pour les cas c_2 et c_3 peuvent atteindre le double de celles obtenues pour l'écoulement c_1 . Pour le cas c_3 , du côté de l'écoulement le plus pauvre i.e. près de la paroi supérieure, les niveaux de v'_p sont notablement plus faibles, ce que traduit bien l'évolution de Ev'_p dont le maximum du côté riche atteint 70 % contre seulement 20 % du côté pauvre.

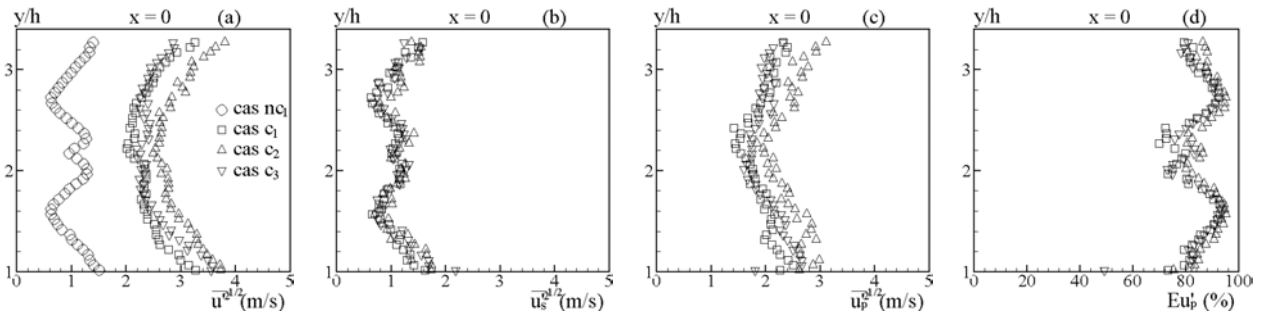


FIG. 7.16 – Profils des fluctuations de la vitesse longitudinale (totale u' , stochastique u'_s et périodique u'_p) et de la contribution relative du mouvement cohérent périodique Ev'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale pour les écoulements considérés, obtenus à $x = 0$.

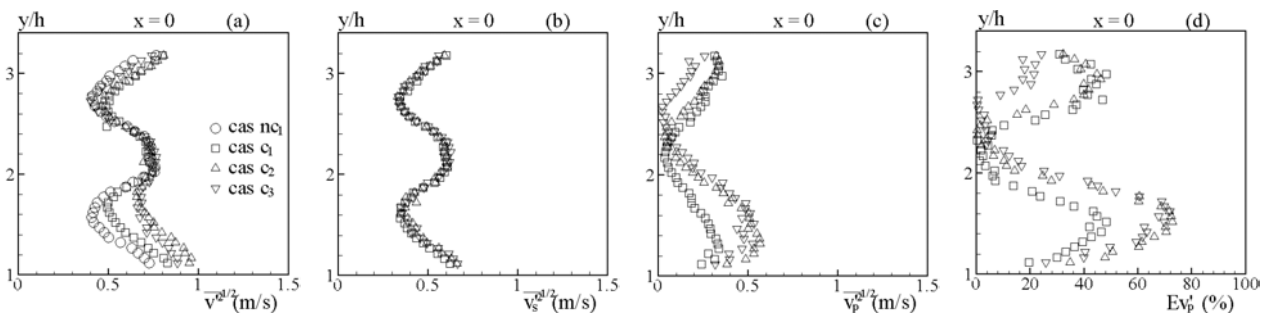


FIG. 7.17 – Profils des fluctuations de la vitesse transversale (totale v' , stochastique v'_s et périodique v'_p) et de la contribution relative du mouvement cohérent périodique Ev'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse transversale pour les écoulements considérés, obtenus à $x = 0$.

7.2.3 Au sein de la chambre de combustion

Dans le champ proche de l'élargissement brusque, les densités spectrales d'énergie se comportent d'une manière similaire à celle observée au même niveau à l'élargissement brusque et nous les présenterons donc pas. En revanche, dans le champ lointain par exemple pour $x = 10h$, la situation est beaucoup plus intéressante. En effet, à cette abscisse et pour les cas c_2 et c_3 , les spectres de u' et v' (Figs 7.18 et 7.19) présentent des pics à une fréquence autour de 50 Hz plus énergétiques que pour le cas à richesse uniforme, mais on observe également la présence d'un deuxième pic à 100 Hz du côté riche des écoulements et dont l'énergie peut devenir quasiment égale à celle du premier pic. On remarque également que le spectre de v' sur l'axe de la veine présente des pics assez énergétiques très certainement associés au mouvement d'amplitude transversale importante du front riche inférieur comme on a pu l'observer sur les visualisations.

L'application de l'ASD dans une situation où plus d'un pic d'énergie est observé ne présente pas de difficulté particulière. Il suffit de détecter les deux pics et de procéder ensuite à leur ablation du spectre. La situation se compliquerait si l'on voulait ensuite calculer les moyennes de phase associées, car dans ce cas, la prise de référence angulaire ne pourrait se faire que par rapport à une seule des deux périodes. Fort heureusement, dans nos écoulements, il est très rare que les deux pics soient aussi énergétiques l'un que l'autre, mais néanmoins c'est une petite difficulté qui devait être mentionnée dans le cadre de l'exploitation de l'approche ASD. L'évolution longitudinale des profils de u' , u'_s et u'_p est présentée sur les figures 7.20 et 7.21 et celle de v' , v'_s et v'_p sur les figures 7.22 et 7.23. Dans le champ proche, typiquement jusqu'à $x = 3h$, on observe que les fluctuations stochastiques u'_s et v'_s se regroupent pour tous les écoulements réactifs, sur un profil quasi-générique (différent pour chaque composante). Dans le champ plus lointain, on discerne encore un comportement d'ensemble commun mais avec une plus grande dispersion des points, notamment dans la zone centrale et inférieure des écoulements. On retrouve également des profils de contribution relative du mouvement périodique Eu'_p et Ev'_p initialement à double bosse dans le champ proche et qui transitent progressivement plus en aval, vers une forme en cuvette pour Eu'_p et à trois bosses pour Ev'_p .

Les cartographies de chacune des composantes de la contribution relative du mouvement cohérent établies à partir de ces profils sont présentées sur les figures 7.24 et 7.25.

On y observe bien la trace du mouvement de piston des écoulements d'alimentation qui semble pénétrer un peu plus dans la veine pour l'écoulement c_2 , ainsi que le niveau important des fluctuations périodiques transversales près de la zone d'accrochage du front plus riche pour ce même écoulement. On reconnaît également la trace de la non-symétrie de la dynamique du mouvement cohérent précédemment observée sur nos visualisations.

7.2.4 Synthèse

Pour deux écoulements de même puissance thermique globale ($\sim 220 \text{ kW}$), nous avons mis en évidence l'influence d'un gradient de richesse incident sur la structure moyenne d'ensemble et sur les caractéristiques instationnaires. Nous avons montré, qu'au niveau de la chambre de combustion les caractéristiques instationnaires associées au mouvement cohérent sont sensibles au gradient de richesse et que, localement, ce n'est pas nécessairement le gradient de richesse incident le plus important qui conduit à une "vigueur" accrue du mouvement cohérent. La dissymétrisation de la structure moyenne de l'écoulement est également observée avec deux

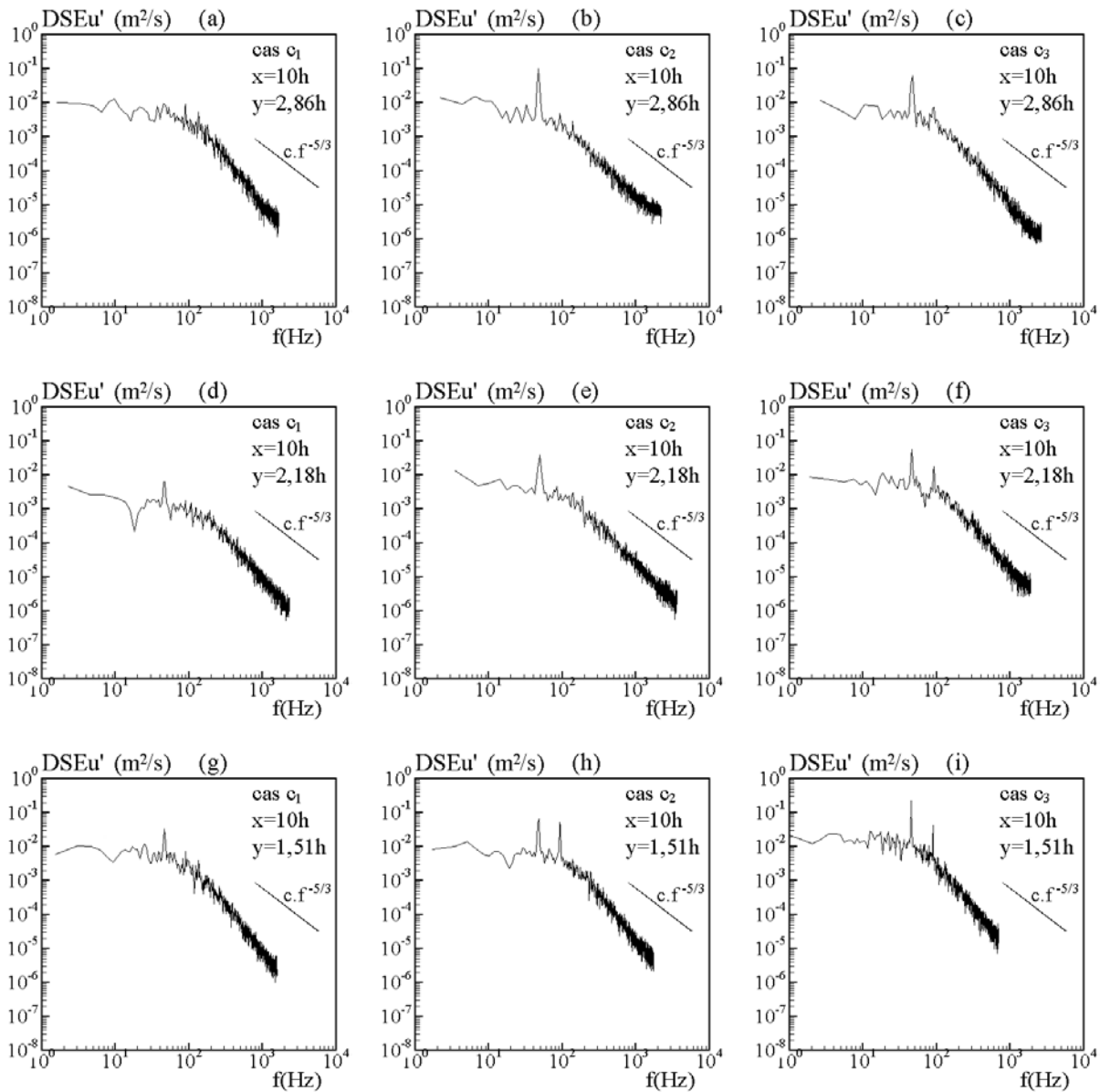


FIG. 7.18 – Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse longitudinale à $(x = 10h, y = 2,86h)$, à $(x = 10h, y = 2,18h)$ et à $(x = 10h, y = 1,51h)$ pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta f = 3,52Hz$).

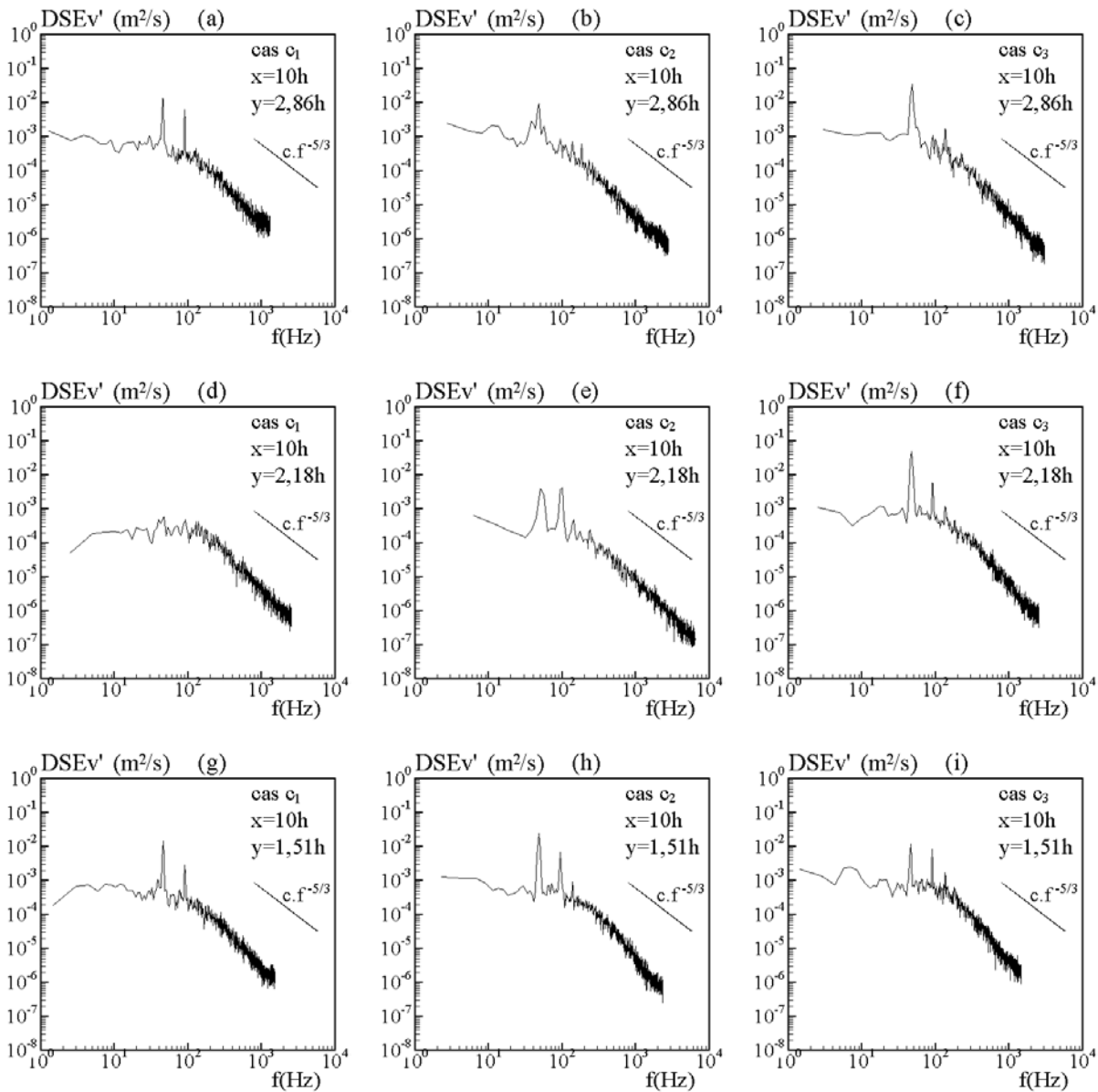


FIG. 7.19 – Densité spectrale d'énergie des fluctuations de la vitesse transversale à $(x = 10h, y = 2,86h)$, à $(x = 10h, y = 2,18h)$ et à $(x = 10h, y = 1,51h)$ pour les écoulements considérés (résolution maximale $\Delta f = 6,26Hz$).

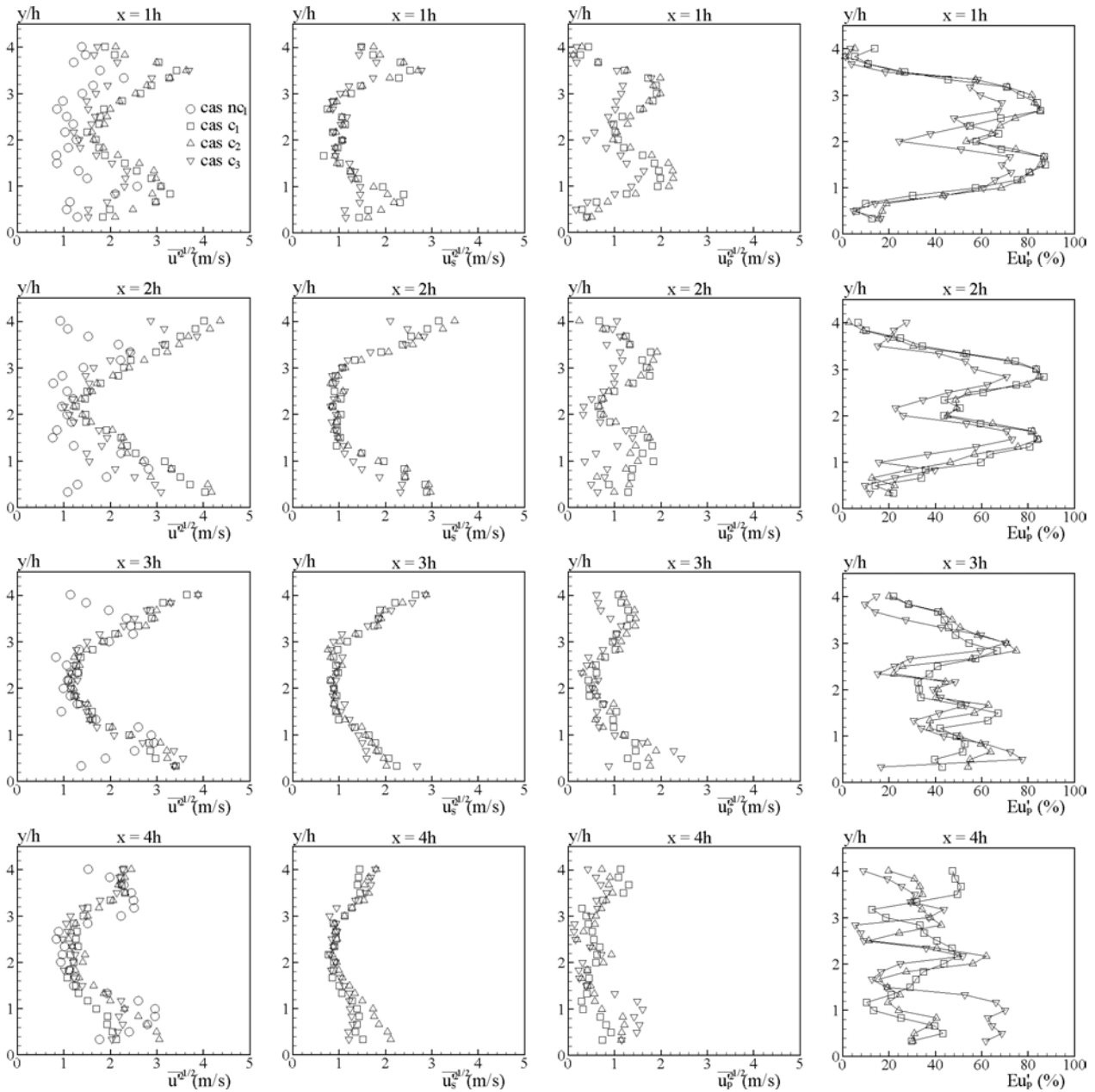


FIG. 7.20 – Influence de la différence de la richesse incidente sur les fluctuations de la vitesse longitudinale (totale u' , stochastique u'_s et périodique u'_p) et la contribution relative du mouvement cohérent périodique Eu'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale pour les écoulements considérés, obtenus à différentes abscisses $x = 1h, 2h, 3h$ et $4h$.

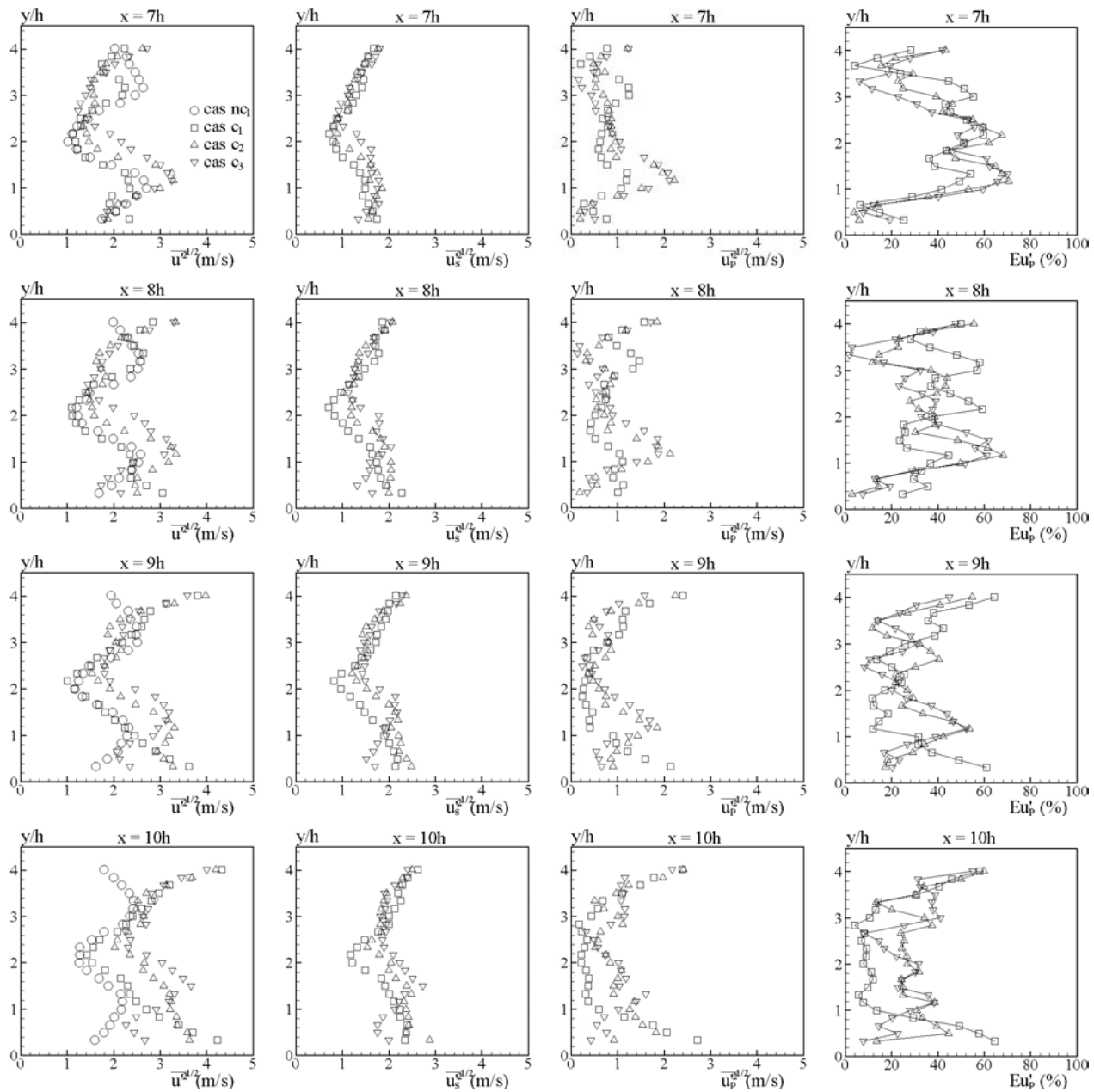


FIG. 7.21 – Influence de la différence de la richesse incidente sur les fluctuations de la vitesse longitudinale (totale u' , stochastique u'_s et périodique u'_p) et la contribution relative du mouvement cohérent périodique Eu'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale pour les écoulements considérés, obtenus à différentes abscisses $x = 7h, 8h, 9h$ et $10h$.

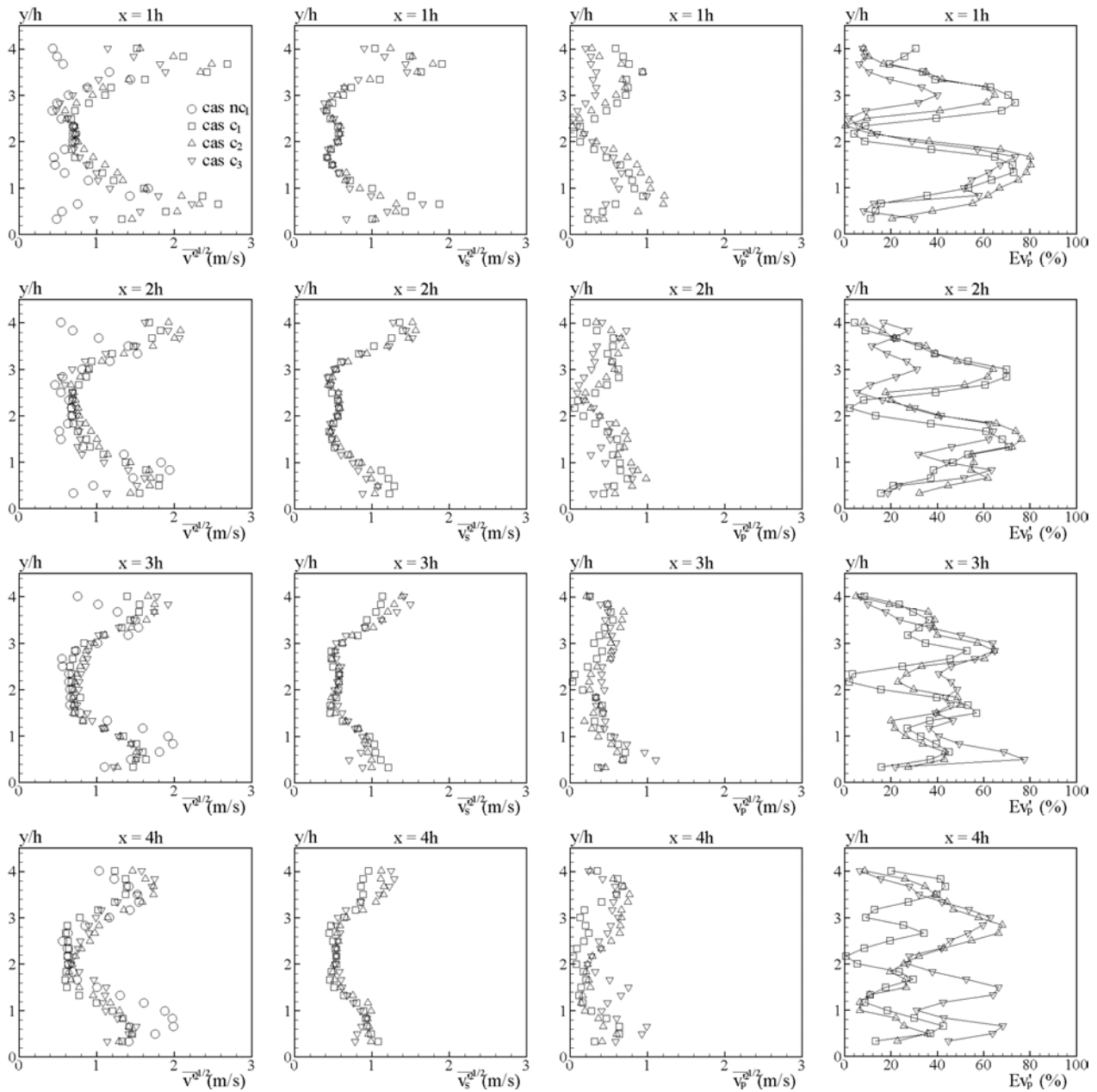


FIG. 7.22 – Influence de la différence de la richesse incidente sur les fluctuations de la vitesse transversale (totale v' , stochastique v'_s et périodique v'_p) et la contribution relative du mouvement cohérent périodique Ev'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse transversale pour les écoulements considérés, obtenus à différentes abscisses $x = 1h, 2h, 3h$ et $4h$.

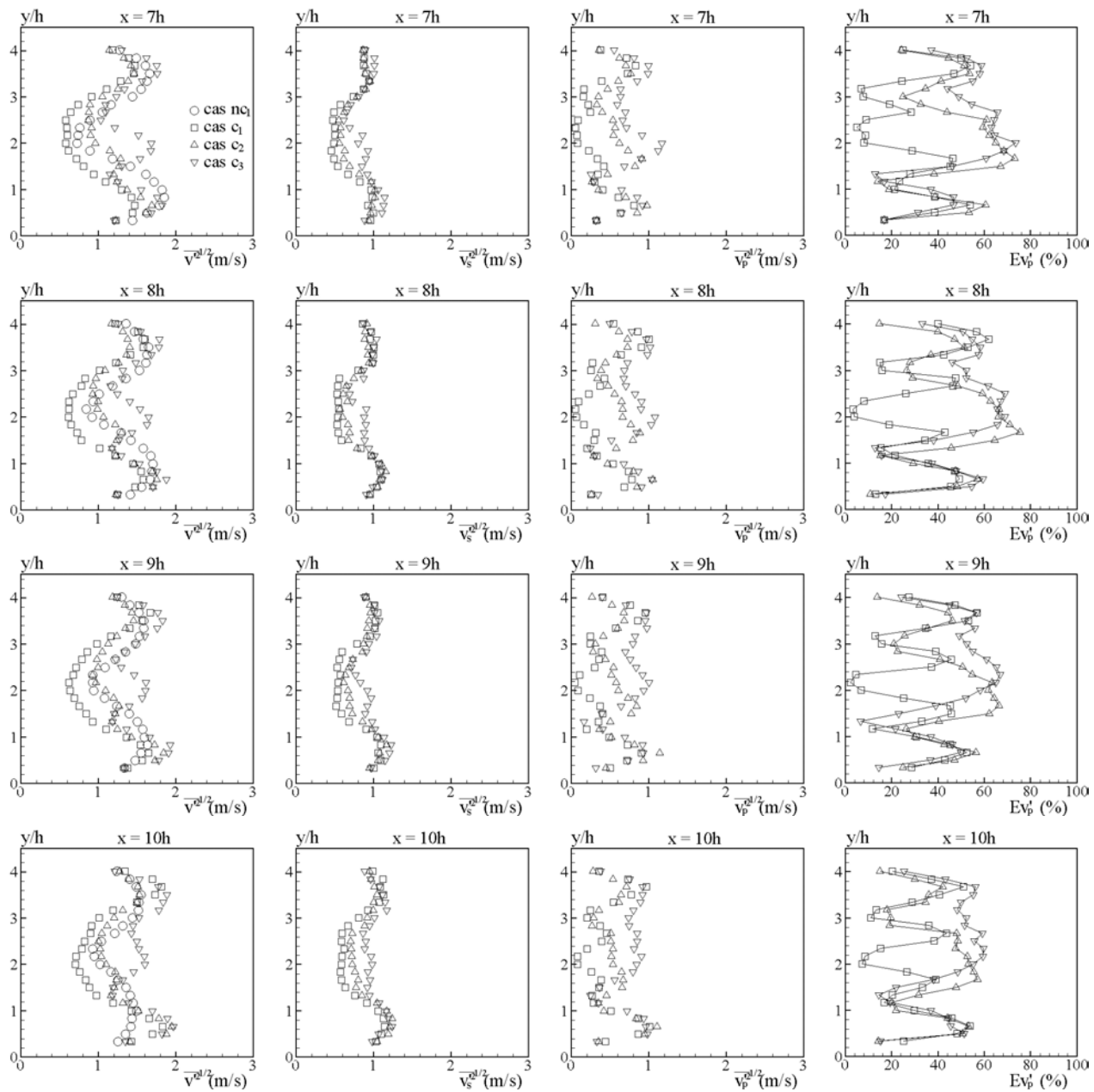


FIG. 7.23 – Influence de la différence de la richesse incidente sur les fluctuations de la vitesse transversale (totale v' , stochastique v'_s et périodique v'_p) et la contribution relative du mouvement cohérent périodique Ev'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse transversale pour les écoulements considérés, obtenus à différentes abscisses $x = 7h, 8h, 9h$ et $10h$.

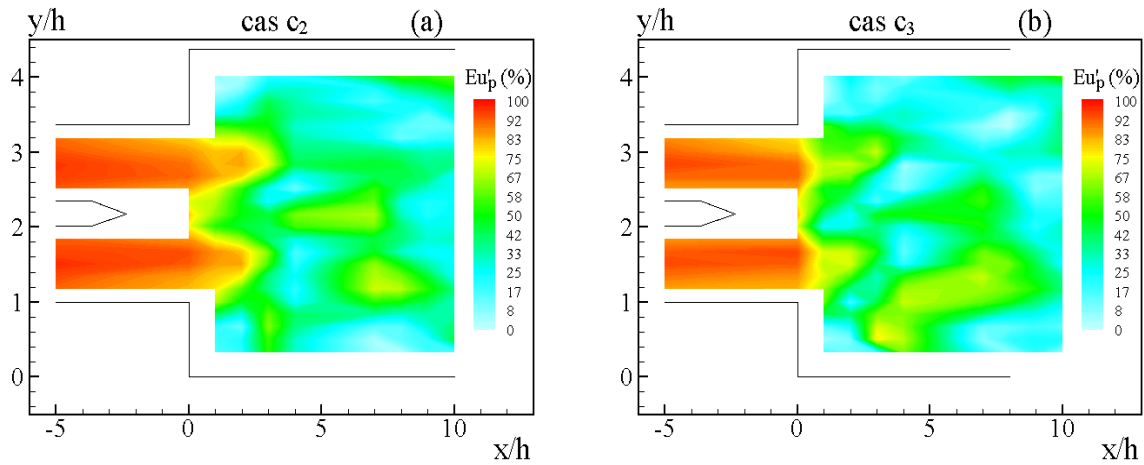


FIG. 7.24 – Cartographie de la contribution relative du mouvement cohérent périodique Eu'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse longitudinale pour les écoulements c_2 et c_3 .

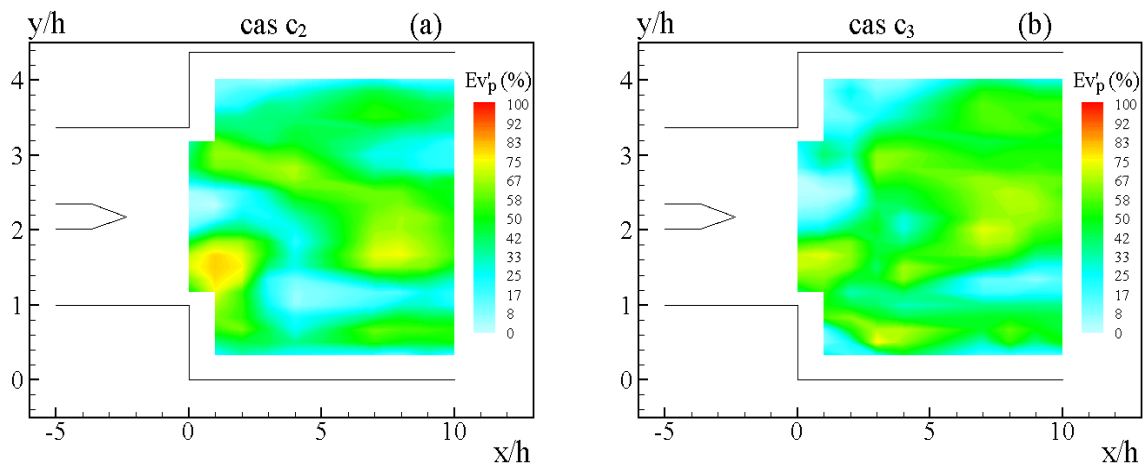


FIG. 7.25 – Cartographie de la contribution relative du mouvement cohérent périodique Ev'_p à l'énergie totale de la fluctuation de la vitesse transversale pour les écoulements c_2 et c_3 .

zones de recirculation moyenne de longueur d'autant plus différente que la différence de richesse initiale est importante.

7.3 Mesures de vitesse simultanées en deux points

Dans cette partie, nous présentons les résultats de mesures de vitesse simultanées en deux points pour la composante longitudinale u de la vitesse. La corrélation a été effectuée entre les fluctuations u'_A obtenues en un point A fixe situé sur l'axe du canal d'alimentation supérieur de coordonnées ($x = -5h$, $y = 2,86h$) et les fluctuations u'_y obtenues simultanément en différents points Y sur les profils situés à $x = -5h$ dans le canal d'alimentation inférieur, à l'élargissement brusque $x = 0$ et à différentes abscisses $x = 1h, 2h, 3h, 4h, 7h, 8h, 9h$ et $10h$ dans la chambre de combustion.

Nous avons tout d'abord vérifié que, pour l'écoulement de référence inerte nc_1 , pour lequel il n'y a pas de mouvement cohérent, le coefficient de corrélation entre le point A et des points situés dans l'autre canal d'alimentation, à l'élargissement brusque ou juste en aval était proche de zéro. Les résultats obtenus sur la figure 7.26 montrent que le comportement attendu est bien observé expérimentalement.

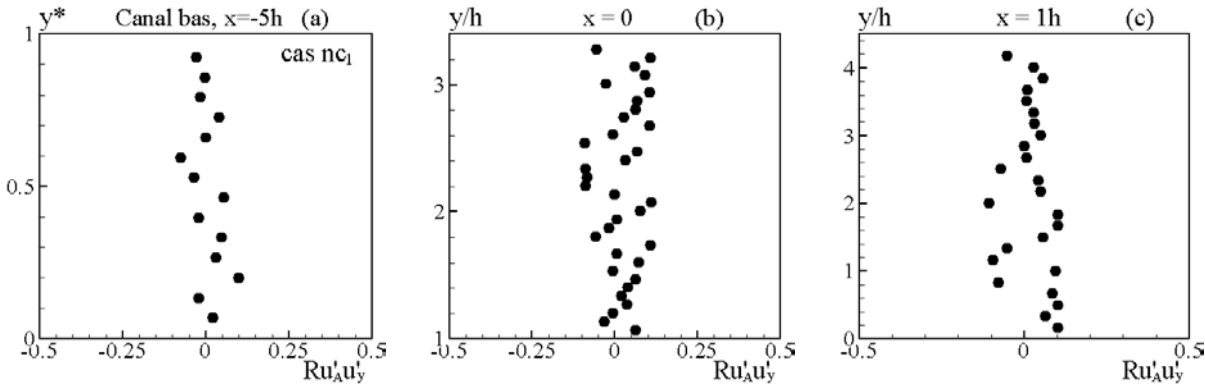


FIG. 7.26 – *Écoulement nc_1 : profils transversaux du coefficient de corrélation en deux points pour les fluctuations de la vitesse longitudinale, obtenus à $x = -5h$ du canal d'alimentation inférieur, à $x = 0$ et à $x = 1h$.*

C'est bien sûr très différent pour les écoulements réactifs. La figure 7.27 montre que pour les trois écoulements réactifs : 1) les fluctuations totales en A sont fortement corrélées avec celles de tous les points situés en $x = -5h$ dans le canal d'alimentation inférieur et que 2) après application de l'ASD, on retrouve bien que les fluctuations stochastiques ne sont pas corrélées et que la corrélation des fluctuations totales provient uniquement du mouvement cohérent avec un coefficient de corrélation entre les mouvements cohérents quasiment égal à 1. Typiquement, si l'on considère que les deux signaux périodiques de même période f en A et en Y, s'écrivent $u'_{pA}(t) = u'_{0A} \sin(2\pi ft + \theta)$ et $u'_{py}(t) = u'_{0y} \sin(2\pi ft + \theta - \phi)$ avec un angle de déphasage ϕ , le coefficient de corrélation temporel entre ces deux signaux s'écrit $R_{u'_{pA} u'_{py}}(\tau) = \cos(2\pi f\tau - \phi)$ (Newland [60]). Pour une mesure effectuée simultanément comme c'est notre cas, $\tau = 0$ et le coefficient de corrélation dépend uniquement de ϕ . Un coefficient proche de 1 correspondra donc à des signaux périodiques en phase, une valeur 0 à un décalage de 90° ou 270° et une valeur

–1 à des mouvements en opposition de phase. Pour nos trois écoulements, nous n’observons pas sur la figure 7.27 de différence fondamentale entre les coefficients de corrélation pour les trois écoulements réactifs considérés ce qui confirme bien les observations faites lors de l’examen des spectres : qu’il y ait un gradient de richesse ou pas, les deux écoulements d’alimentation sont animés, *en phase*, d’un mouvement de pulsation longitudinale. Cet accord de phase est illustré sur la figure 7.29 où nous avons représenté les évolutions temporelles des fluctuations totales et périodiques de u' au point A (Fig. 7.29-a et c) et au point situé sur l’axe de l’écoulement inférieur à la même abscisse que celle du point A (Fig. 7.29-b et d). L’origine des temps est bien sûr commune aux deux points puisque la mesure est simultanée. On observe bien que les deux signaux périodiques sont bien en phase. On retrouve également cet accord de phase au niveau de l’élargissement brusque (Fig. 7.28) sans qu’aucune différence entre les trois écoulements ne soit notée.

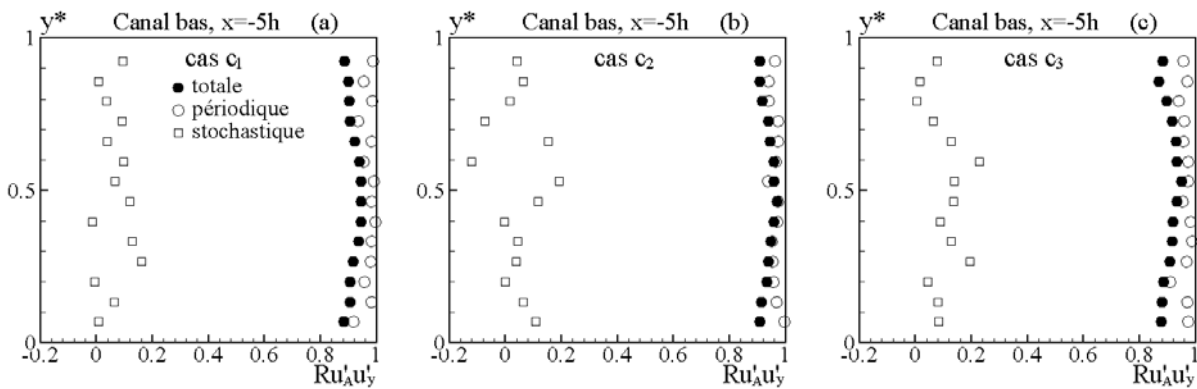


FIG. 7.27 – Profils transversaux du coefficient de corrélation en deux points pour les fluctuations (totale, périodique et stochastique) de la vitesse longitudinale, obtenus à $x = -5h$ du canal d’alimentation inférieur pour les écoulements réactifs considérés.

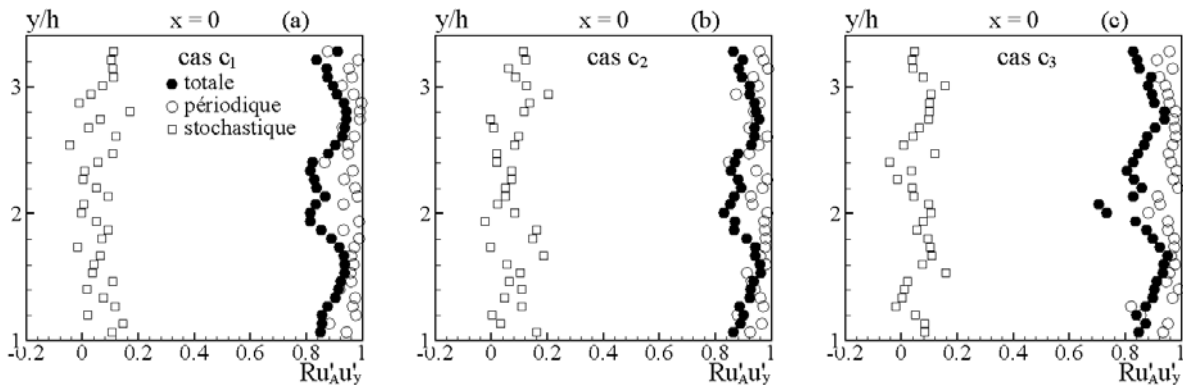


FIG. 7.28 – Profils transversaux du coefficient de corrélation en deux points pour les fluctuations (totale, périodique et stochastique) de la vitesse longitudinale, obtenus à $x = 0$ pour les écoulements réactifs considérés.

La situation est notablement différente si l’on s’intéresse à la corrélation entre les fluctuations au point A et celles à des points se situant dans la chambre de combustion (Figs 7.31,

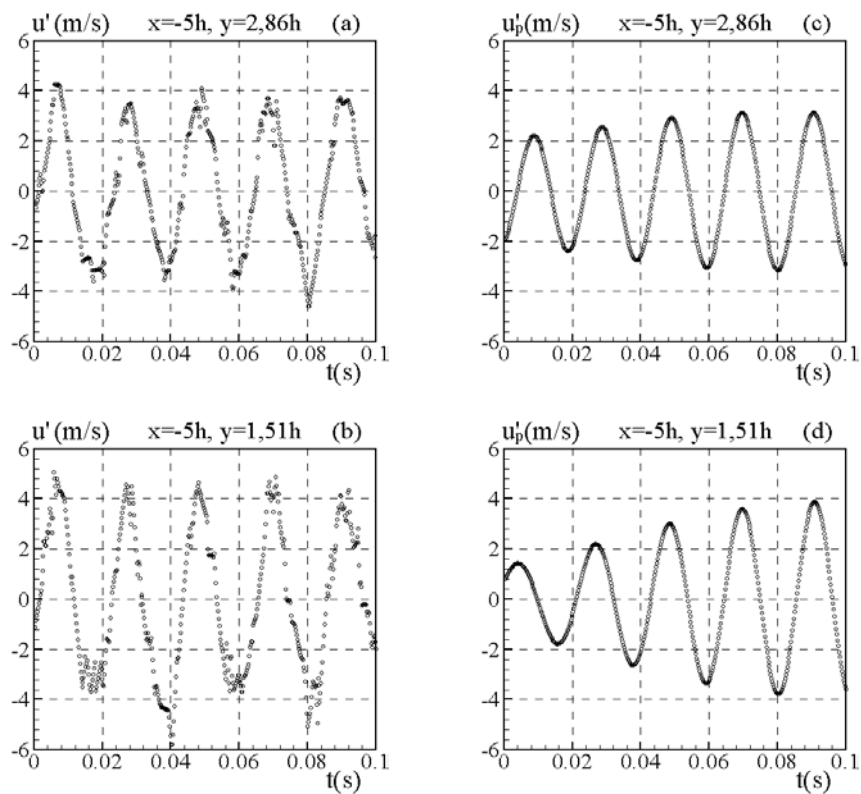


FIG. 7.29 – *Ecoulement c_1 : comparaison des signaux simultanés des fluctuations totales (a), (b) et des fluctuations périodiques (c), (d) pour la vitesse longitudinale entre les deux points ($x = -5h, y = 2,86h$) et ($x = -5h, y = 1,51h$).*

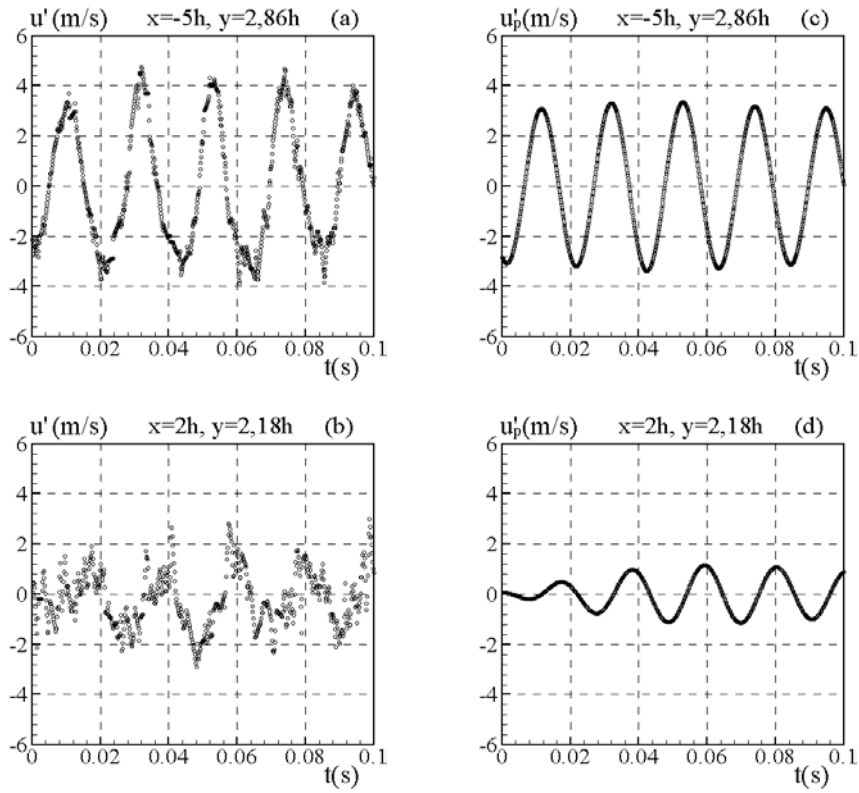


FIG. 7.30 – *Écoulement c_1 : comparaison des signaux simultanés des fluctuations totales (a), (b) et des fluctuations périodiques (c), (d) pour la vitesse longitudinale entre les deux points ($x = -5h, y = 2,86h$) et ($x = 2h, y = 2,18h$).*

7.32 et 7.33). Après application systématique de l'ASD, on retrouve bien sûr le fait que le coefficient de corrélation $R_{u'_s A u'_s y}$ entre les seules fluctuations stochastiques est proche de zéro. En revanche on observe une évolution importante du coefficient de corrélation $R_{u'_{pA} u'_{py}}$ au sein de la chambre de combustion. Pour l'écoulement c_1 , les profils de $R_{u'_{pA} u'_{py}}$ sont relativement symétriques ce qui n'est plus vraiment le cas pour les écoulements c_2 et c_3 sauf lorsque l'on se situe très près de l'élargissement. C'est peut-être au niveau du champ lointain que la différence entre les profils de $R_{u'_{pA} u'_{py}}$ obtenus pour les trois écoulements est la plus forte. En ce qui concerne les écoulements c_2 et c_3 qui présentent une différence de richesse incidente, dans le champ proche de $x = 1h$ à $x = 4h$, la corrélation en deux points se comporte de manière similaire à celle observée dans l'écoulement à richesse uniforme c_1 . A partir de $x = 7h$, du côté de l'écoulement plus riche (côté inférieur), les fluctuations périodiques apparaissent être bien en phase avec celles mesurées dans les canaux d'alimentation (Figs. 7.32 et 7.33). Du côté de l'écoulement plus pauvre (côté supérieur), une nette anti-corrélation traduit un déphasage important avec la fluctuation périodique de l'écoulement d'alimentation. Notons en plus qu'une forte anti-symétrie des profils du coefficient de corrélation est observée sur les profils à $x = 9h$ et $10h$, particulièrement pour l'écoulement c_2 , avec, par rapport à la pulsation dans les canaux d'alimentation, un fort déphasage du côté pauvre et un déphasage quasiment nul du côté riche. Notons également que pour l'écoulement c_1 , on observe une perte de cohérence du mouvement périodique en $x = 10h$ avec celui des écoulements d'alimentation caractérisée par un coefficient de corrélation maximal de 0,5 seulement à cette abscisse.

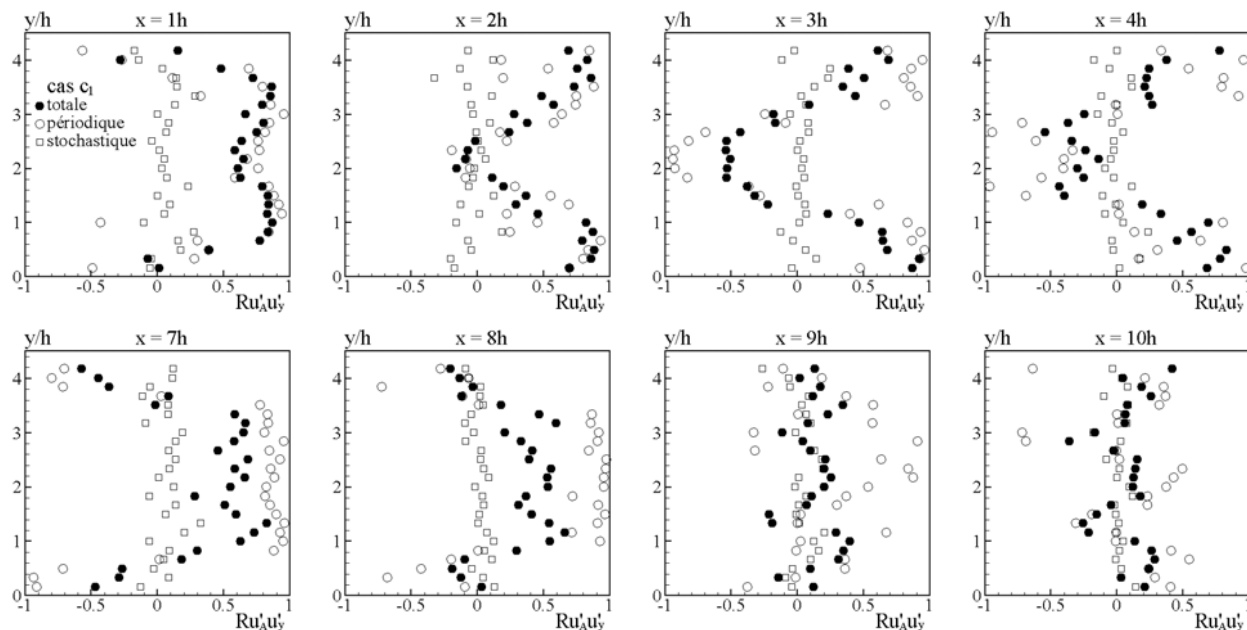


FIG. 7.31 – Écoulement c_1 : profils du coefficient de corrélation en deux points pour les fluctuations de la vitesse longitudinale, obtenus à différentes abscisses dans la chambre de combustion.

Ces points pour lesquels un déphasage important avec le point A apparaît sont intéressants car ils indiquent en particulier les lieux où la dynamique du mouvement cohérent est modifiée par rapport à une pulsation "en bloc" i.e. une pulsation pour laquelle tous les points seraient en phase. En un point Y de l'écoulement, s'il existe un déphasage de 180° avec le point A,

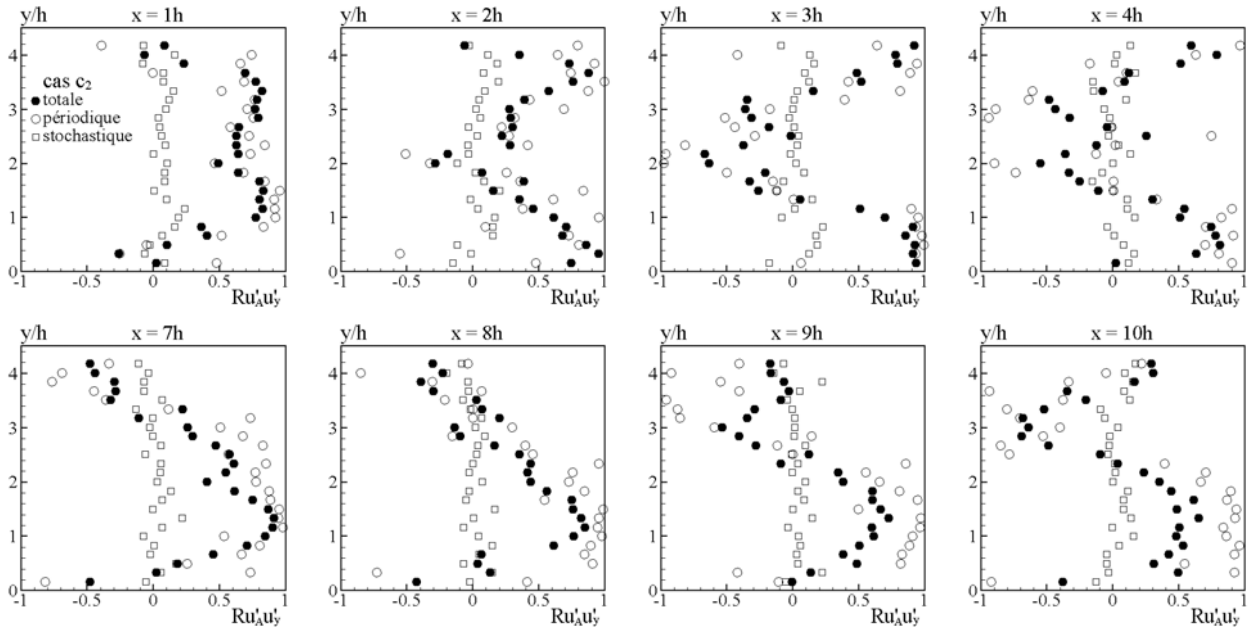


FIG. 7.32 – *Ecoulement c_2 : profils du coefficient de corrélation en deux points pour les fluctuations de la vitesse longitudinale, obtenus à différentes abscisses dans la chambre de combustion.*

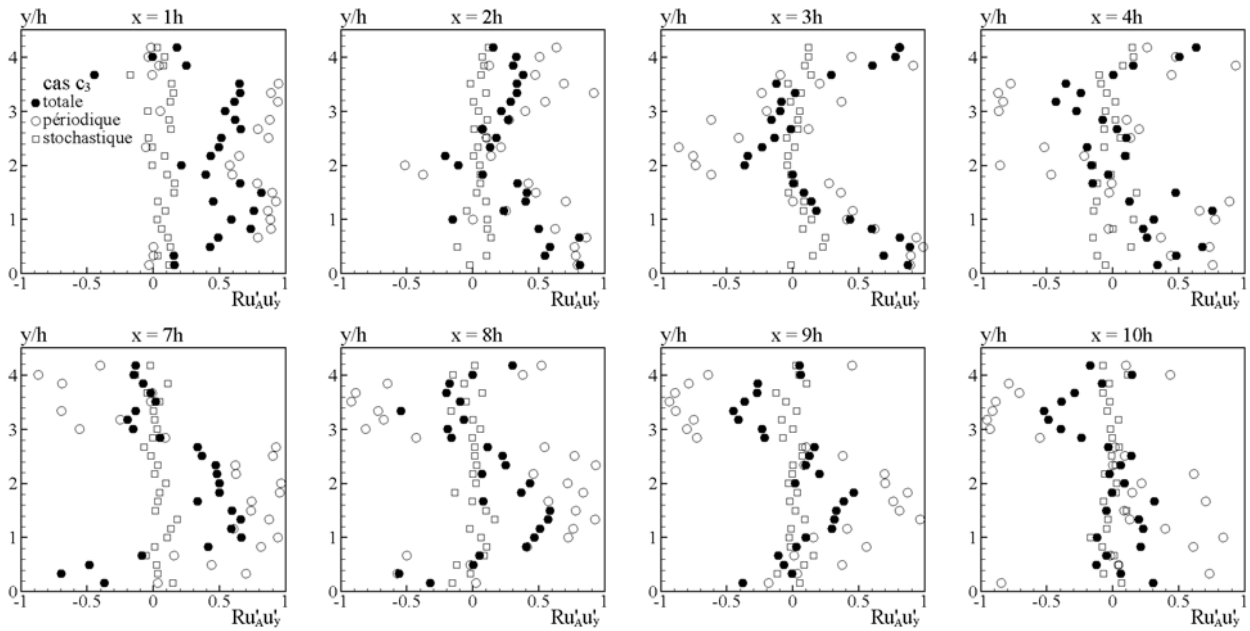


FIG. 7.33 – *Ecoulement c_3 : profils du coefficient de corrélation en deux points pour les fluctuations de la vitesse longitudinale, obtenus à différentes abscisses dans la chambre de combustion.*

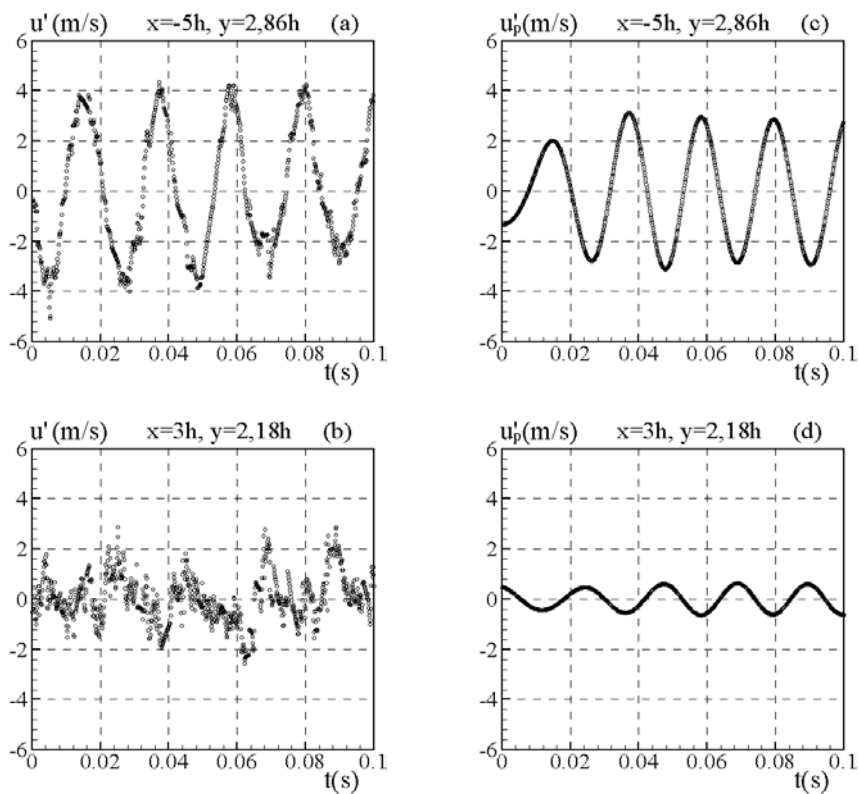


FIG. 7.34 – *Ecoulement c_1 : comparaison des signaux simultanés des fluctuations totales (a), (b) et des fluctuations périodiques (c), (d) pour la vitesse longitudinale entre les deux Points ($x = -5h, y = 2,86h$) et ($x = 3h, y = 2,18h$).*

cela signifie que lorsque l'écoulement d'alimentation est accéléré au point A, il est ralenti au point Y, une situation qui, selon la configuration, pourrait par exemple faciliter un retour de flamme. Nous avons localisé ce type de point, par exemple pour l'écoulement c_1 , sur l'axe de la veine en $(x = 3h, y = 2, 18h)$. La figure 7.34 présente l'évolution temporelle correspondante des fluctuations de vitesse telles qu'elles ont été mesurées simultanément et l'on observe bien qu'à une accélération de l'écoulement en A est associé un ralentissement de l'écoulement en Y. La figure 7.30, illustre quant à elle l'évolution temporelle obtenue lorsqu'il existe un déphasage de 90° entre le point A et le point Y situé ici en $(x = 2h, y = 2, 18h)$, toujours sur l'axe de la veine.

Nous nous sommes enfin intéressés à la qualité statistique de nos échantillons de valeurs de vitesse en coïncidence. Pour ce faire, nous avons comparé les valeurs moyennes de \bar{u} précédemment obtenues avec nos mesures en un point, avec la valeur obtenue toujours au même point mais à partir des seules valeurs de u sélectionnées pour la coïncidence avec le signal au point A. Cela nous permet de nous assurer que notre échantillon statistique pour les calculs de coefficients de corrélation est bien cohérent avec l'échantillon statistique constitué lors de nos mesures en un point. Nous avons présenté sur les figures 7.35 et 7.36 la valeur moyenne de u ainsi que celle de sa fluctuation associée obtenues à $x = 1h$ et $x = 10h$ pour les écoulements réactifs c_1 , c_2 et c_3 .

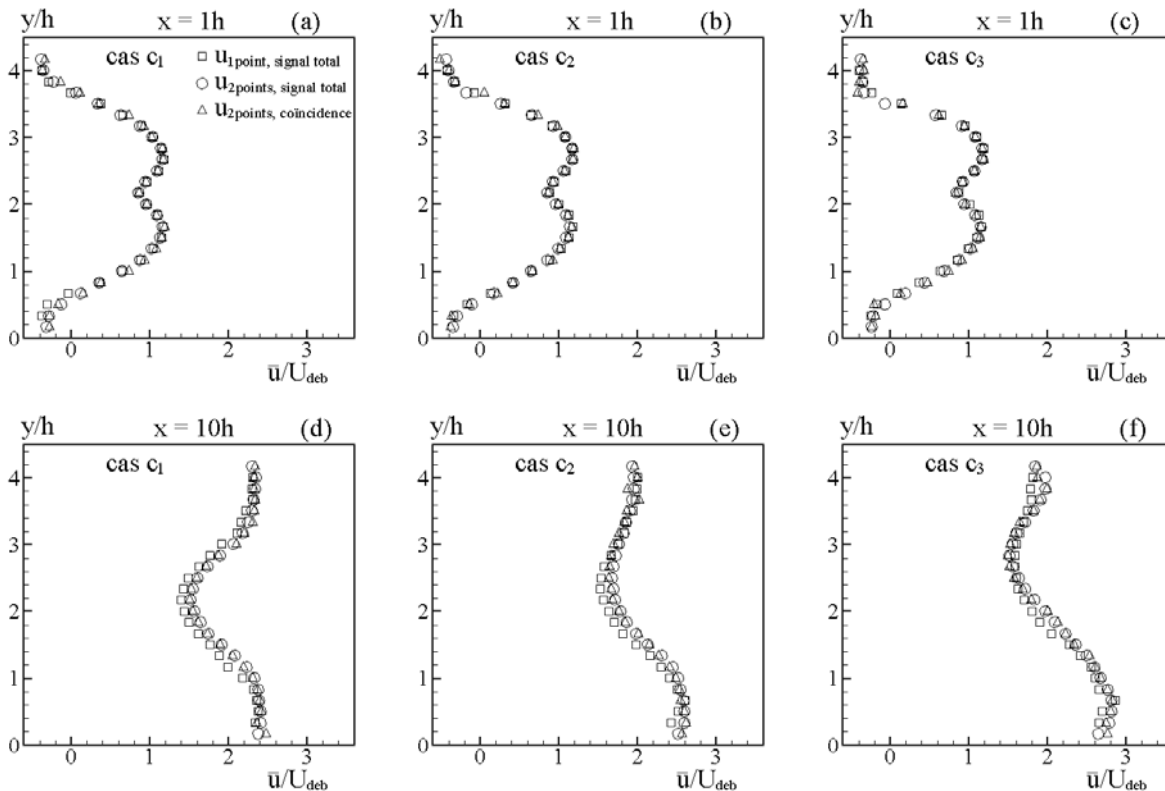


FIG. 7.35 – Test de convergence des valeurs moyennes de la vitesse longitudinale entre les mesures en un point et en deux points.

Les résultats obtenus montrent que les grandeurs calculées en un point à partir des seuls valeurs sélectionnées en ce point pour la corrélation avec le point A sont en très bon accord

avec celles obtenues précédemment par nos mesures en un point.

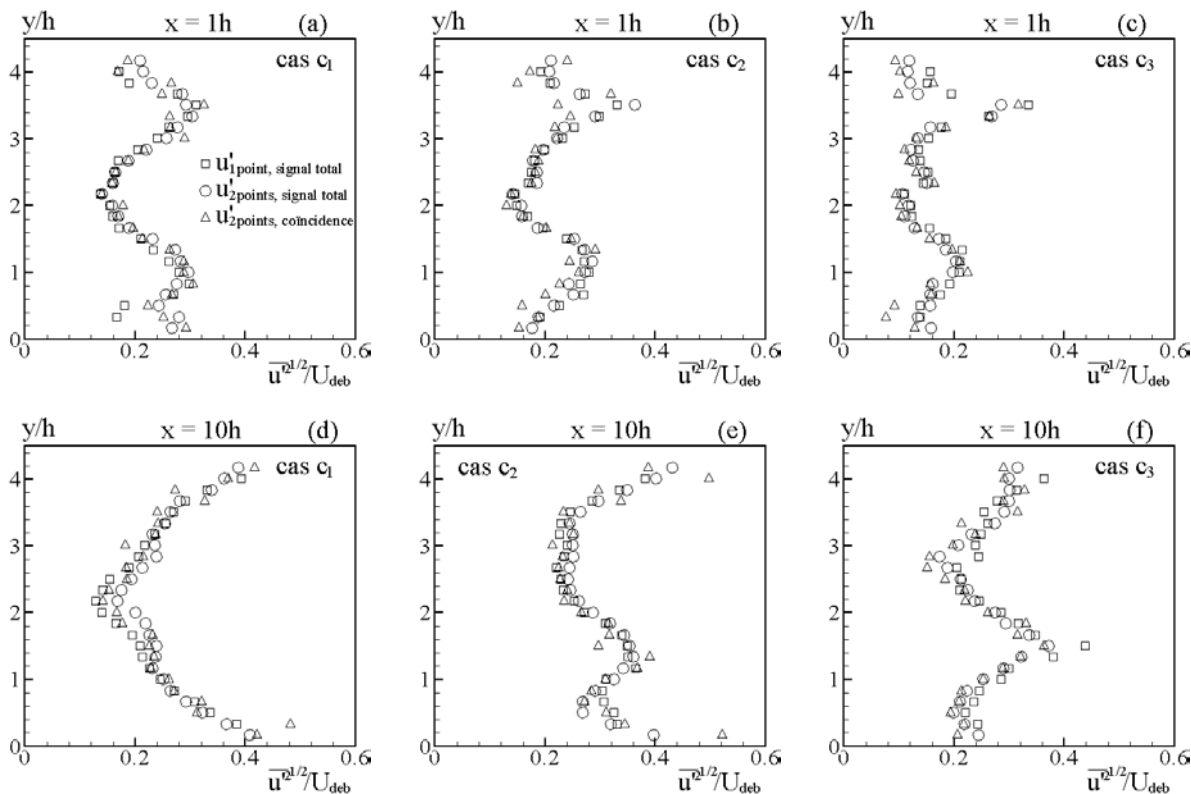


FIG. 7.36 – Test de convergence des valeurs rms de la vitesse longitudinale entre les mesures en un point et en deux points.

7.4 Test *a priori* de la cohérence d'un modèle $k - \varepsilon$

Pour simuler un tel système réactif PPP qui présente simultanément un mouvement cohérent à grande échelle et de la turbulence, le choix apparaît "limité" soit à la simulation des grandes échelle (LES) [26][27] qui consiste à résoudre le système d'équations instationnaires spatiales moyennes soit à l'approche semi-déterministe (ASD) [38] [44] [45] [72] [54] qui élargit la capacité de la méthode RANS par une discrimination explicite dans l'instationnarité de l'écoulement entre le mouvement cohérent et le mouvement stochastique. Concernant les simulations numériques effectuées sur le banc d'essai ORACLES, Bigot [12] a simulé l'écoulement réactif de type $c_{1,3}$ (le nombre de Reynolds était un peu différent) sur cette géométrie en utilisant une modélisation RANS au second-ordre complet pour les transports turbulents. Les résultats encourageants qu'il a obtenus, montrent néanmoins que ce type de modélisation a sous-estimé en particulier les fluctuations totales de la vitesse longitudinale dans les canaux d'alimentation, à l'élargissement brusque et dans le champ proche de la chambre de combustion. Cette sous-estimation est due certainement au fait que ce modèle est destiné à fermer les tensions de cisaillement provenant de la turbulence, tandis que le mouvement cohérent, qui est le moteur principal qui conduit à l'augmentation des fluctuations de vitesse dans ce type d'écoulement n'est pas pris en compte explicitement. L'objectif ici est de montrer tout

l'intérêt de notre approche expérimental ASD en montrant combien, la seule prise en compte des fluctuations stochastiques est importante si l'on veut pouvoir juger de la cohérence d'un modèle de turbulence dans le cadre de son strict domaine d'application.

Nous avons choisi, comme Besson [9], de tester la forme de base d'un modèle de type $k - \varepsilon$ pour l'écoulement réactif c_1 , qui présente simultanément un mouvement cohérent et de la turbulence. Seuls, les transports turbulents associés à cette dernière sont normalement justiciables de l'emploi de ce type de modèle. La méthodologie retenue est la suivante : après extraction de la partie cohérente (qui devrait normalement être directement calculée) on ne retient que la seule fluctuation stochastique. En un point M de l'écoulement, la cohérence du modèle sera évaluée par "injection" de la contrainte de cisaillement expérimentale afin de calculer, via le modèle, les tensions de Reynolds restantes et accessibles à la mesure à savoir $(\overline{u_s'^2})_M^{k-\varepsilon}$ et $(\overline{v_s'^2})_M^{k-\varepsilon}$. Ces valeurs "modélisées" seront ensuite comparées aux valeurs mesurées. Nous pouvons résumer cela en cinq étapes :

1. Mesures simultanées des composantes longitudinales et transversales de la vitesse en point M .
2. Mesures des composantes de la vitesse moyennes aux alentours de M pour calculer $(\partial\bar{u}/\partial y)_M$ et $(\partial\bar{v}/\partial x)_M$.
3. Extraction, au point M , de $u_s'(t)$ et $v_s'(t)$ afin de calculer la contrainte de cisaillement $(\overline{u_s'v_s'})_M$ associée au mouvement stochastique.
4. Calcul du coefficient de la viscosité cinématique turbulente par :

$$(\nu_t)_M = -(\overline{u_s'v_s'})_M / (\partial\bar{u}/\partial y + \partial\bar{v}/\partial x)_M \quad (7.1)$$

5. Evaluation des tensions de Reynolds "modélisées" d'après les expressions suivantes :

$$(\overline{u_s'^2})_M^{k-\varepsilon} = -2(\nu_t)_M \left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial y} \right)_M + \frac{2}{3}k_M \quad (7.2)$$

$$(\overline{v_s'^2})_M^{k-\varepsilon} = -2(\nu_t)_M \left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial x} \right)_M + \frac{2}{3}k_M \quad (7.3)$$

où l'énergie cinétique de la turbulence au point M est évaluée par $k_M = \frac{1}{2} \left(\overline{u_s'^2} + 2\overline{v_s'^2} \right)_M$ en assumant que $\overline{w'^2} = \overline{v'^2}$ (Harsha et Lee [39]) puis comparaison avec les grandeurs expérimentalement déterminées.

La figure 7.37 présente, pour différentes abscisses dans la chambre de combustion, les profils transversaux du coefficient de viscosité cinématique turbulente ν_t réduit par le coefficient de la viscosité cinématique moléculaire ν_0 du mélange frais et calculé, soit avec la contrainte de cisaillement liée aux fluctuations totales (comme l'a fait Besson [9]) soit avec la contrainte de cisaillement liée aux seules fluctuations stochastiques de la vitesse. Ces résultats montrent que l'utilisation des fluctuations totales de la vitesse pour calculer ν_t conduit à une surestimation importante des valeurs du coefficient de la viscosité cinématique turbulente quand on les compare aux valeurs obtenues quand seules les tensions de cisaillement stochastiques $(\overline{u_s'v_s'})$ sont considérées.

Les résultats présentés dans les figures 7.39 et 7.41 montrent qu'un assez bon accord entre les valeurs "modélisées" et mesurées est obtenu si seule, la contribution stochastique est considérée. Ce point est illustré par les figures 7.38 et 7.40, pour lesquelles, nous avons également

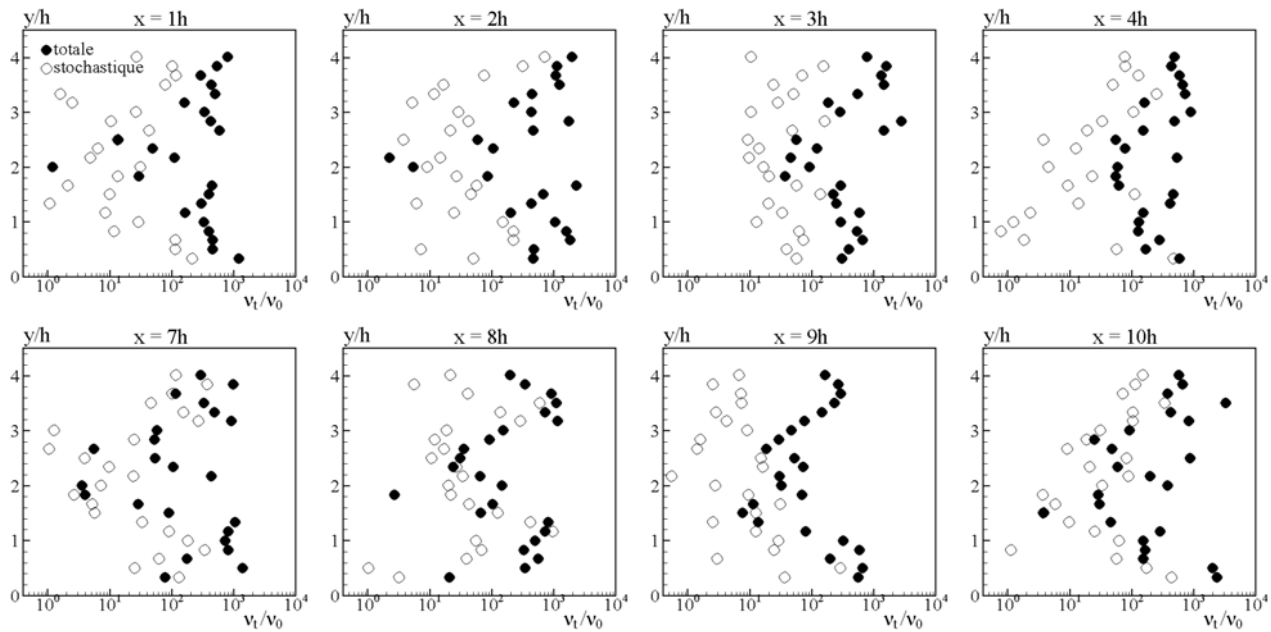


FIG. 7.37 – *Écoulement c_1 : profils du coefficient de la viscosité cinématique turbulente réduit par le coefficient de la viscosité cinématique moléculaire pour différentes abscisses dans la chambre de combustion.*

utilisé les fluctuations totales de vitesse sans extraction de la contribution du mouvement stochastique. L'écart avec les valeurs mesurées est tout de suite plus important. Ce petit test est bien un test de cohérence et non de pertinence. En effet, en début de "boucle", nous avons "injecté", la bonne valeur du cisaillement. Reste au modèle, pour démontrer sa pertinence, à être capable de prédire cette "bonne" valeur. Nos résultats suggèrent que la simulation numérique de nos écoulements réactifs basée sur un modèle de turbulence donné, doit nécessairement prendre en compte le caractère dual de l'instationnarité, à savoir à la fois cohérente périodique et stochastique.

7.5 Conclusion

Les écoulements réactifs étudiés dans ce chapitre ont été choisis de manière à simuler en quelque sorte un mélange imparfaitement réalisé au niveau d'une chambre de type PPP. Comparées à celles de l'écoulement à richesse uniforme de même puissance, les caractéristiques instationnaires de ces écoulements se sont révélées notablement différentes au niveau de la chambre de combustion. Grâce à l'emploi systématique de l'ASD, nous avons pu mettre en évidence l'influence marginale du gradient de richesse incident sur les fluctuations stochastiques dans le champ proche en aval de l'élargissement. Des mesures simultanées de vitesse en deux points, nous ont permis de révéler l'altération progressive de la cohérence entre le mouvement pulsatoire observé dans les canaux d'alimentation et le mouvement cohérent présent au sein de la chambre de combustion. Enfin, nous avons illustré tout l'intérêt du recours à l'ASD pour tester *a priori* la cohérence intrinsèque d'un modèle de turbulence basé sur le concept de coefficient de viscosité turbulente.

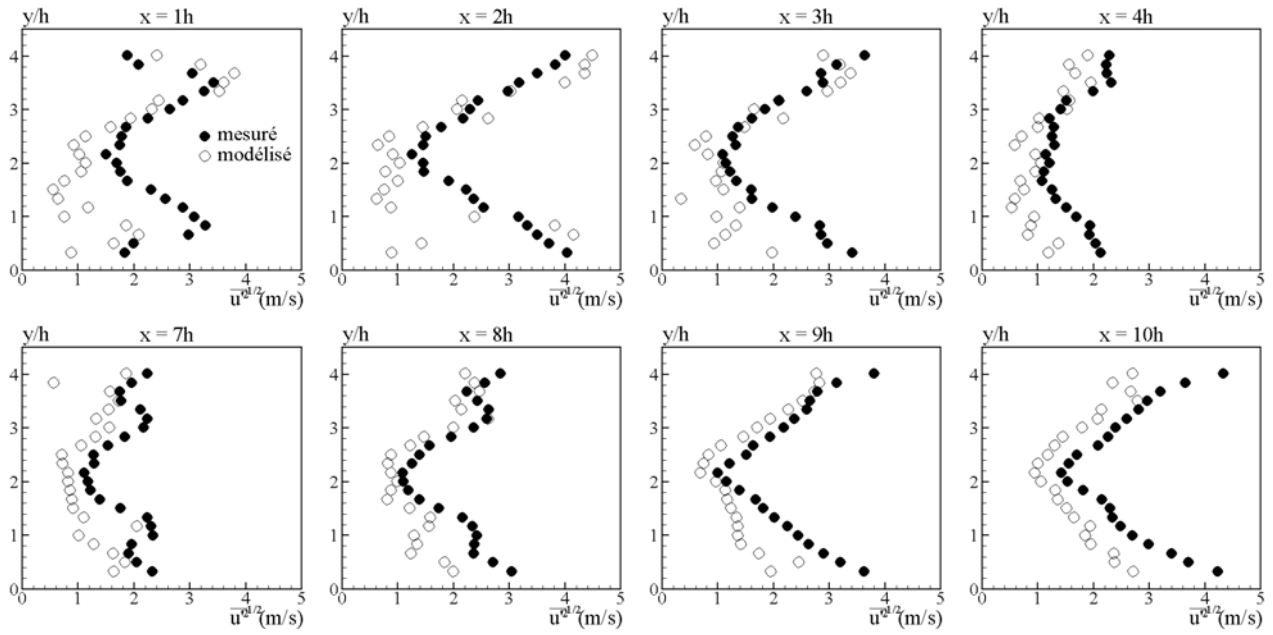


FIG. 7.38 – *Ecoulement c_1 : profils des fluctuations totales de la vitesse longitudinale mesurées et modélisées pour différentes abscisses dans la chambre de combustion.*

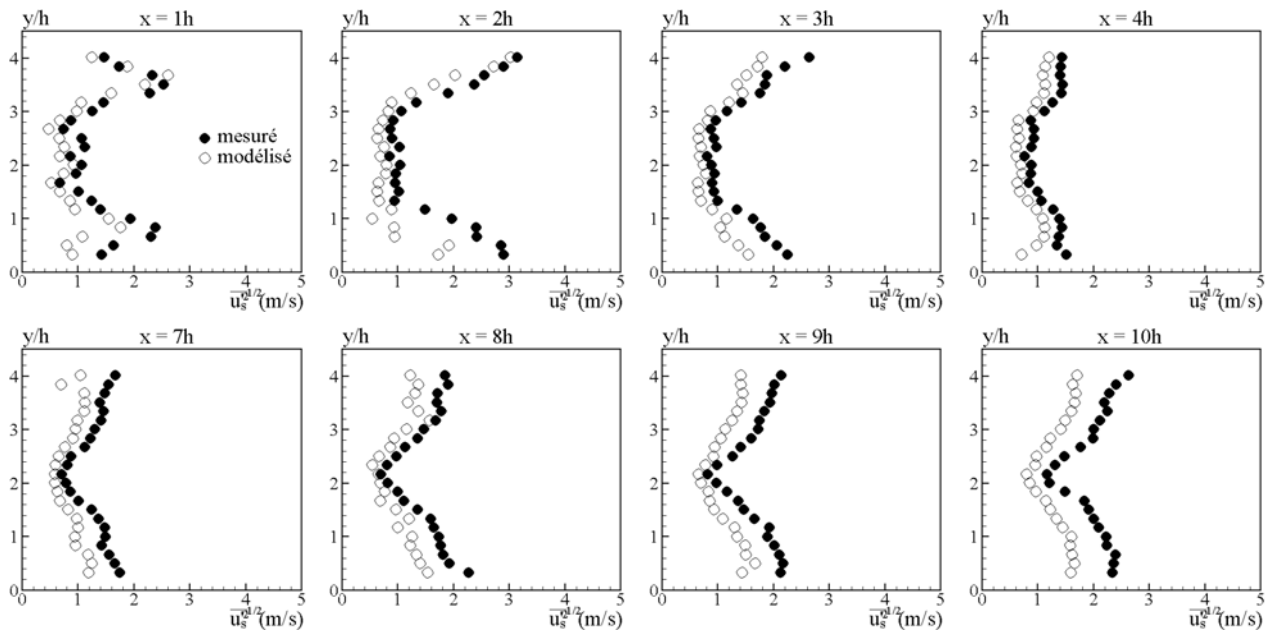


FIG. 7.39 – *Ecoulement c_1 : profils des fluctuations stochastiques de la vitesse longitudinale mesurées et modélisées pour différentes abscisses dans la chambre de combustion.*

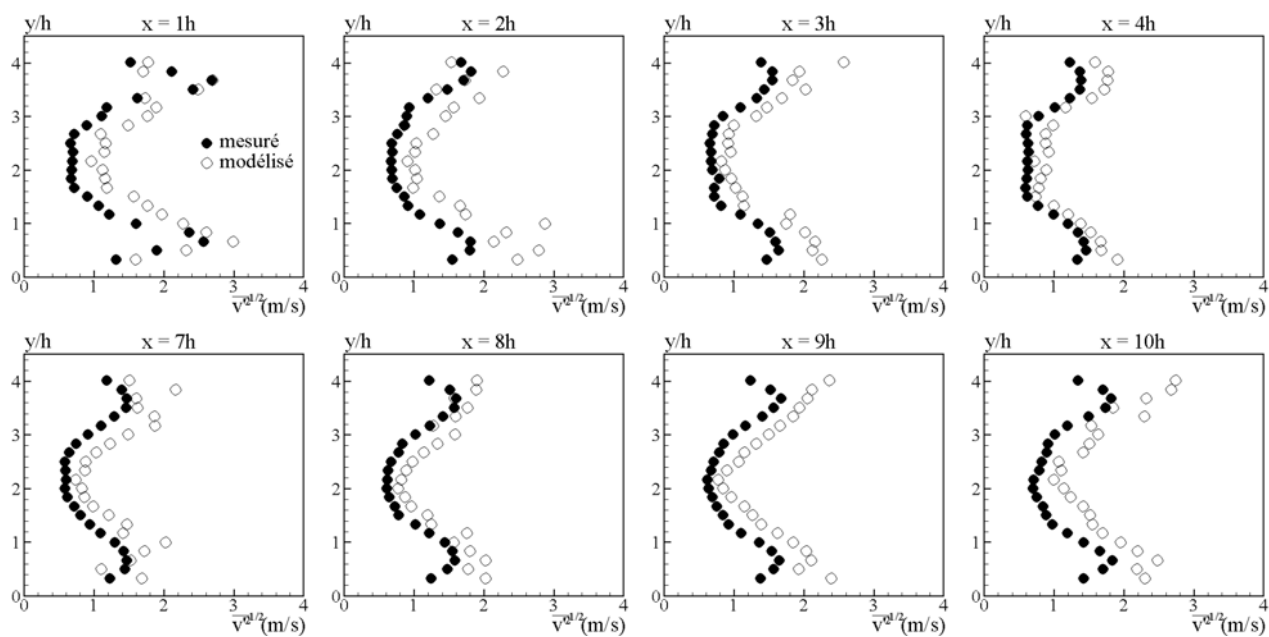


FIG. 7.40 – *Écoulement c_1 : profils des fluctuations totales de la vitesse transversale mesurées et modélisées pour différentes abscisses dans la chambre de combustion.*

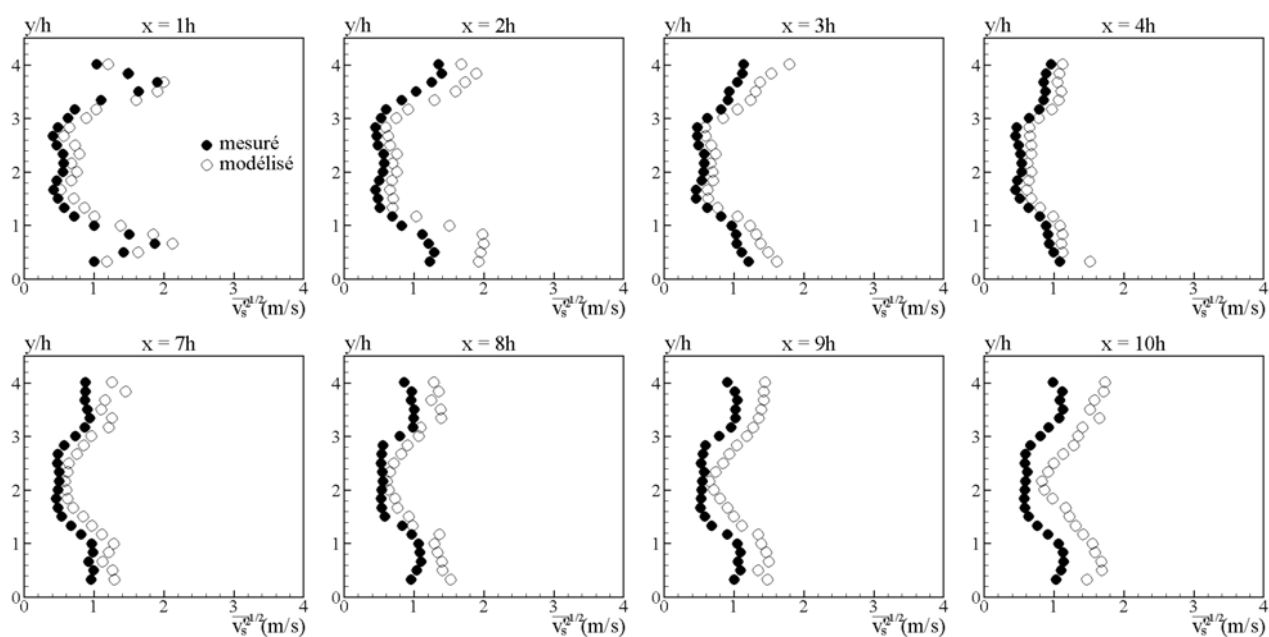


FIG. 7.41 – *Écoulement c_1 : profils des fluctuations stochastiques de la vitesse transversale mesurées et modélisées pour différentes abscisses dans la chambre de combustion.*

Quatrième partie

Conclusion générale et perspectives

Ce travail de nature expérimentale s'inscrit dans le cadre des études actuellement entreprises pour développer les nouvelles générations des moteurs aéronautiques dont les émissions de polluants de type NOx doivent être réduites de plus de 50 % par rapport à la génération actuelle. Les écoulements considérés sont obtenus sur le banc d'essai ORACLES qui a été développé récemment dans cette optique. Ce banc est constitué d'une chambre de combustion isolée thermiquement et alimentée en air ou en prémélange air/propane par deux écoulements turbulents de canal. Les zones de combustion sont stabilisées par un élargissement brusque réalisé au niveau de la jonction entre les canaux d'alimentation et la chambre de combustion. L'intérêt de ce dispositif, qui peut être considéré comme un système PPP simplifié, est qu'il permet l'obtention d'écoulements réactifs en phase gazeuse qui présentent simultanément un mouvement déterministe à grande échelle et un mouvement purement stochastique. Les résultats de notre travail se sont articulés autour des axes principaux suivant :

- Nous avons tout d'abord entrepris d'étudier les propriétés d'extinction pauvre des écoulements réactifs étudiés dans différentes configurations d'écoulement : recherche de l'extinction d'un seul flux ou des deux flux simultanément, influence d'un différentiel de vitesse entre les deux écoulements d'alimentation sur les caractéristiques d'extinction. Les résultats montrent que la valeur de la richesse à laquelle l'extinction est observée est quasi indépendante de la configuration d'écoulement considérée et qu'elle se situe aux alentours de $0,54 \pm 0,025$. Dans le cas de la recherche de l'extinction d'un seul flux, le fait que la nature de l'autre flux (carburé ou pas) n'ait qu'une influence très marginale sur la valeur de la richesse à l'extinction montre qu'en la matière, les deux fronts de réaction se comportent de manière quasi indépendante l'un de l'autre. Les données ainsi obtenues s'avéreront précieuses en ce qui concerne le test des modèles de combustion en écoulements turbulents puisque la capacité de ces derniers à prédire correctement la marge de stabilité du système réactif est une étape incontournable dans le développement des nouvelles chambres de combustion.
- Nous avons ensuite étudié essentiellement par des mesures de vitesse par vélocimétrie laser, deux configurations génériques d'écoulements réactifs qui diffèrent par la présence ou pas d'un gradient de richesse incidente. Cette dernière configuration est à rapprocher des chambres de combustion de type PPP pour lesquelles on cherche à mélanger au maximum l'air et le kérosène gazeux tout en évitant les problèmes d'auto-inflammation, ce qui conduit à des temps de mélange trop courts et donc à l'existence d'inhomogénéités de richesse. Pour tous les écoulements étudiés, les deux écoulements d'alimentation ont le même débit massique avec des vitesses débitantes de 11 m/s à 33 m/s . Nous avons mis en évidence en particulier, pour les écoulements présentant une variation de débit à richesse uniforme fixée, l'influence de la combustion sur les caractéristiques des zones "particulières" que constituent 1) les couches de cisaillement se développant au niveau de l'élargissement brusque et 2) le sillage se développant en aval de la fin du plan séparant initialement les deux écoulements incidents. Nous avons mis en évidence la permanence d'un caractère auto-semblable de la zone de sillage basée sur des solutions de similitude obtenues à masse volumique constante. Pour les couches de cisaillement, la présence de la zone de stabilisation des fronts réactifs en leur sein, conduit rapidement à l'altération irréversible de leurs propriétés de similitude observées en l'absence de combustion.
- La présence d'un mouvement cohérent très énergétique au niveau du champ des vitesses lié à l'excitation de certains modes acoustiques et au battement synchrone des fronts de réaction, nous a naturellement conduit à adopter systématiquement une approche

semi-déterministe pour le traitement des données de vitesse. Avec cette approche, les fluctuations totales de vitesse sont décomposées en une partie cohérente et une partie stochastique, toutes deux de moyenne nulle. La somme de la valeur moyenne de la vitesse et de la fluctuation cohérente représente ce que l'on appelle alors la moyenne de phase de la vitesse. Un programme de traitement spécifique écrit en langage LabVIEW a ainsi été développé et nous a permis de traiter systématiquement les données instantanées de vitesse.

- Pour les écoulements présentant une variation de richesse uniforme à débit fixé, un régime de combustion stable sans présence de mouvement cohérent fortement énergétique a été obtenu pour l'écoulement le plus pauvre. Dès que la richesse augmente, le mouvement cohérent gagne en puissance avec pour le régime le plus instable, la présence d'un très intense battement synchrone des fronts de flamme à une fréquence fondamentale de 50 Hz . Cet écoulement se caractérise par une très importante augmentation des fluctuations totales de la vitesse longitudinale dans les canaux d'alimentation et un accroissement net des fluctuations totales de la vitesse transversale à l'élargissement brusque. Ces augmentations sont dues essentiellement à la contribution de l'énergie du mouvement cohérent. L'instationnarité de l'écoulement en aval de l'élargissement brusque est également fortement affectée par ce type de mouvement cohérent à grande échelle. Juste en aval de l'élargissement brusque, la fluctuation périodique de la vitesse longitudinale et transversale est prédominante. Plus loin en aval, le mouvement cohérent s'affaiblit au fur et à mesure du développement de la combustion et de la forte accélération des gaz de combustion, sauf au voisinage des parois où ce mouvement est encore important.
- L'approche semi-déterministe nous a permis également, pour des écoulements de même puissance thermique globale (220 kW) mais présentant un gradient de richesse incident, de mettre en évidence, une forte variation du niveau de l'énergie du mouvement cohérent entraînant une augmentation des fluctuations totales de la vitesse longitudinale dans les écoulements d'alimentation. À l'élargissement brusque, l'influence de la différence de richesse est bien visible sur les fluctuations de la vitesse transversale avec une nette prédominance de la fluctuation périodique du côté de l'écoulement le plus riche. Dans la chambre de combustion et du côté de l'écoulement plus pauvre, la fluctuation stochastique de la vitesse longitudinale est très peu sensible à la différence de richesse incidente. Du côté de l'écoulement le plus riche, les fluctuations totales, stochastiques et périodiques de la vitesse longitudinale s'accroissent quand la différence de richesse incidente augmente. Concernant les fluctuations de la vitesse transversale dans la chambre de combustion, la tendance observée à l'élargissement brusque ou dans le champ proche de l'élargissement brusque est inversée dans le champ lointain, c'est-à-dire que, loin en aval, la fluctuation périodique apparaît dominante du côté de l'écoulement plus pauvre et dans la zone centrale de l'écoulement.
- Les résultats de mesures de vitesse simultanées en deux points ont mis en évidence la pulsation en phase des écoulement dans les canaux d'alimentation. La présence de la différence de richesse incidente dans les écoulements d'alimentation n'a pratiquement aucune influence sur le niveau de corrélation à l'élargissement brusque. Dans la chambre de combustion par contre, et pour les écoulements réactifs c_1 , c_2 et c_3 , l'accord de phase avec les écoulements incidents s'altère progressivement.
- Pour terminer, nous avons testé, *a priori*, la cohérence d'un modèle de turbulence de type $k - \varepsilon$ pour les écoulements considérés. En effet, puisque ces modèles sont destinés à

fermer les tensions de Reynolds supposées résulter de la présence du seul mouvement stochastique, et étant donné que les fluctuations de vitesse que nous observons proviennent à la fois d'un mouvement cohérent et de la turbulence, il est nécessaire d'éliminer la composante cohérente (qui devrait être directement calculée) afin de ne tester la cohérence du modèle de turbulence que sur la seule fluctuation stochastique. Les résultats que nous avons obtenus avec ce procédé sont encourageants et montrent en particulier qu'un modèle de transport turbulent "simple" mais utilisé strictement dans le cadre de son domaine d'application garde une cohérence intrinsèque pour ce type d'écoulement. Notons que cette cohérence est une condition nécessaire mais pas suffisante pour que le modèle produise des résultats corrects.

Nous indiquerons pour conclure, que nos données expérimentales ont en partie servi à alimenter une base de données diffusée au niveau européen dans le cadre du programme MOLECULES. Il serait hautement souhaitable que notre travail destiné à préciser la nature du champ instationnaire des vitesses des écoulements obtenus sur ORACLES soit complété par une étude exhaustive visant cette fois à caractériser le(s) champ(s) scalaire(s) de nos écoulements. Ainsi le modélisateur et le numéricien auront à leur disposition une base de données unique, bien adaptée et pérenne pour tester les modèles de combustion en régime parfaitement ou partiellement prémélangé.

Bibliographie

- [1] D.E. Abbott and S.J. Kline. Experimental investigation of subsonic turbulent flow over single and double backward facing steps. *Journal of Basic Engineering*, pages 317–325, 1962.
- [2] L.H.J. Absil, W. Steenbergen, and D.M. Passchier. Time and spatial correlation measurements in the turbulent wake of a circular cylinder using laser doppler anemometry. *Applied Scientific Research*, 47 :247–271, 1990.
- [3] B.F. Armaly, F. Durst, J.C.F. Pereira, and B. Schonung. Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow. *J. Fluid Mech.*, 127 :473–496, 1983.
- [4] S. Aubrun, P.L. Kao, and H.C. Boisson. Experimental coherent structures extraction and numerical semi-deterministic modelling in the turbulent flow behind a backward-facing step. *Experimental Thermal and Fluid Science.*, 22 :93–101, 2000.
- [5] S. Bellin. *Etudes expérimentales des structures cohérentes d'une couche de mélange plane turbulente de fluide incompressible*. Thèse de doctorat d'université, Université de Poitiers, 1991.
- [6] L.H. Benedict and R.D. Gould. Towards better uncertainty estimates for turbulence statistics. *Experiments in Fluids*, 22 :129–136, 1996.
- [7] M. Besson. *Etude expérimentale d'une zone de combustion en écoulement turbulent stabilisée en aval d'un élargissement brusque symétrique*. Thèse de doctorat d'université, Université de Poitiers, 2001.
- [8] M. Besson, P. Bruel, J.L. Champion, and B. Deshaies. Experimental analysis of combusting flow developing over a plane symmetric expansion. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 14(1) :59–67, 2000.
- [9] M. Besson, P. Bruel, and B. Deshaies. Experimental study of premixed combustion stabilized by a double symmetrical backward facing step : Some specific aspects related to the deterministic and stochastic motion of the reacting zone. In *5th Asian-Pacific International Symposium on Combustion and Energy Utilization*, pages 270–277, 1999. ISBN 7-8000-457-7, Shanghai, Chine.
- [10] M. Besson, P. Bruel, and B. Deshaies. Presentation of the ENSMA contribution. Technical report, Brite EURAM III, Contract No BRPR-CT95-0109 LES4LPP, 1999.
- [11] S. Béharelle. *Etudes expérimentales de l'influence du cisaillement transversale sur le développement d'un sillage*. Thèse de doctorat d'université, Université de Poitiers, 1999.
- [12] P. Bigot. *Contribution à l'étude de la combustion des mélanges turbulents réactifs à richesse variable : application à la combustion stabilisée par un élargissement brusque*. Thèse de doctorat d'université, Université de Poitiers, 2000.

- [13] G. Billet. Turbulent realizability conditions for a semi-deterministic method to simulate a supersonic mixing of a hot jet in a co-flowing stream and comparison with experimental data. In *International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer*, Lisbonne, Portugal, Août 1994.
- [14] S. Birch and M. Eggers. A critical review of the experimental data for developed free turbulent shear layers. *Free Turbulent Shear Flows, NASA SP-321*, pages 11–40, 1972.
- [15] G.J. Bloxsidge, A.P. Dowling, and P.J. Langhorne. Reheat buzz : an acoustically coupled combustion instability. part 2. theory. *J. Fluid Mech.*, 193 :445–473, 1988.
- [16] J. Boussinesq. Essai sur la théorie des eaux courants. *Mém. Prés. Acad. Sci. XXIII*, 46, 1877.
- [17] P. Bradshaw. The effect of initial conditions on the development of a free shear layer. *J. Fluid Mech.*, 26(2) :225–236, 1966.
- [18] R. Breidenthal. Structure in turbulent mixing layers and wakes using a chemical reaction. *J. Fluid Mech.*, 109 :1–24, 1981.
- [19] F.K. Browand and T.R. Troutt. The turbulent mixing layer : geometry of large vortices. *J. Fluid Mech.*, 158 :489–509, 1985.
- [20] G.L. Brown and A. Roshko. On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *J. Fluid Mech.*, 64 :775–816, 1974.
- [21] P. Chassaing. *Turbulence En Mécanique Des Fluides*. Cépaduès-Editions, 2000.
- [22] N. Chevalier. Elaboration d'un outil informatique permettant de réaliser l'acquisition et le traitement de mesures de pression. Rapport de stage, Laboratoire de Combustion et de Détonique UPR 9028 du CNRS, 2000.
- [23] R. Chevray and L.S.G. Kovasznay. Turbulence measurements in the wake of a thin flat plate. *AIAA Journal*, pages 1641–1643, 1969.
- [24] C.M. Coats. Comment on review of flashback reported in prevaporizing/premixing combustors. *Combustion and Flame*, 37 :331–333, 1980.
- [25] C.M. Coats. Coherent structures in combustion. *Prog. in Energy and Combust. Sci.*, 22 :427–509, 1996.
- [26] O. Colin, F. Ducros, D. Veynante, and T. Poinsot. A thickened flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion. *Physics of Fluids*, 12(7) :1843–1863, 2000.
- [27] A. Cook and J. Riley. Subgrid scale modelling for turbulent reacting flows. *Combustion and Flame*, 112 :593–606, 1998.
- [28] S.M. Correa. Power generation and aeropropulsion gas turbines : from combustion science to combustion technology. *27th Symposium (International) on Combustion*, pages 1793–1807, 1998.
- [29] S.C. Crow and F.H. Champagne. Orderly structure in jet turbulence. *J. Fluid Mech.*, 48 :547–591, 1971.
- [30] M. Van Dyke. *An album of fluid motion*. Parabolic Press, Stanford, 1982.
- [31] H.E. Fiedler. *Control of free turbulent shear flows*. editor, Flow control, Springer, 1935.
- [32] U. Frisch. *Turbulence*. Number ISBN 0-521-45713-0. Cambridge University Press, 1995.

- [33] A.R. Ganji and R.F. Sawyer. Experimental study of the flowfield of a two-dimensional premixed turbulent flame. *AIAA Journal*, 18(7) :817–824, 1980.
- [34] M. Gaster, E. Kit, and I. Wygnanski. Large scale structures in a forced turbulent mixing layer. *J. Fluid Mech.*, 150 :23–39, 1985.
- [35] J.H. Gerrard. The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies. *J. Fluid Mech.*, 25(2) :401–413, 1966.
- [36] H. Görtler. Berechnung von aufgaben der freien turbulenz auf grund eines neuen naehrungsansatzes. *ZAMM*, 22 :244–254, 1942.
- [37] E. Gutmark, K.C. Schadow, S. Sivasegaram, and J.H. Whitelaw. Interaction between fluid-dynamic and acoustic instabilities in combustng flows within ducts. *Combust. Sci. and Tech.*, 79 :161–166, 1991.
- [38] H. HaMinh and A. Kourta. Semi-deterministic turbulence modelling for flows dominated by strong organised structures. *9th Symposium On Turbulent Shear Flow, Kyoto, Japan*, pages papier 10–5, 1993.
- [39] P. T. Harsha and S.C. Lee. Correlation between turbulent shear stress and turbulent kinetic energy. *AIAA Journal*, pages 1508–1510, 1970.
- [40] D. Heitz. *Etudes expérimentales du sillage d'un barreau cylindrique se développant dans une couche de mélange plane turbulente*. Thèse de doctorat d'université, Université de Poitiers, 1999.
- [41] J.O. Hinze. *Turbulence*. Number ISBN 0-07-029037-7. McGraw-Hill, 1975.
- [42] C.M. Ho and L.S. Huang. Subharmonics and vortex merging in mixing layers. *J. Fluid Mech.*, 119 :443–473, 1982.
- [43] C.M. Ho and P. Huerre. Perturbed free shear layers. *Ann. Rev. of Fluid Mech.*, 119 :365–424, 1984.
- [44] A.K.M.F. Hussain and W.C. Reynolds. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. part 1. *J. Fluid Mech.*, 41(2) :241–258, 1970.
- [45] A.K.M.F. Hussain and W.C. Reynolds. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. part 2. experimental results. *J. Fluid Mech.*, 52(2) :241–261, 1972.
- [46] J.O. Keller, L. Vaneveld, D. Korschelt, A.F. Ghoniem G.L. Hubbard, A.F. Daily, and A.K. Oppenheim. Mechanism of instabilities in turbulent combustion leading to flashback. *AIAA Journal*, 20(2) :254–262, 1982.
- [47] L. Khezzar, S.R.N. De Zilwa, and J.H. Whitelaw. Combustion of premixed fuel and air downstream of a plane sudden-expansion. *Experiments in Fluids*, 27 :296–309, 1999.
- [48] E. Korusoy and J.H. Whitelaw. Effects of wall temperature and gas on ducted premixed flames. *19th ICDERS, Hakone, Japan*, ISBN4-9901744-0-2 C3053 and ISBN4-9901744-1-0 C3053 :papier 194, 2003.
- [49] K. Kuzan. Contribution à la mise en oeuvre de mesures de vitesse simultanées en deux points par vélocimétrie laser. Rapport de stage iut, Laboratoire de Combustion et de Détonique UPR 9028 du CNRS, 2002.
- [50] P.J. Langhorne. Reheat buzz : an acoustically coupled combustion instability. part 1. experiment. *J. Fluid Mech.*, 193 :417–443, 1988.

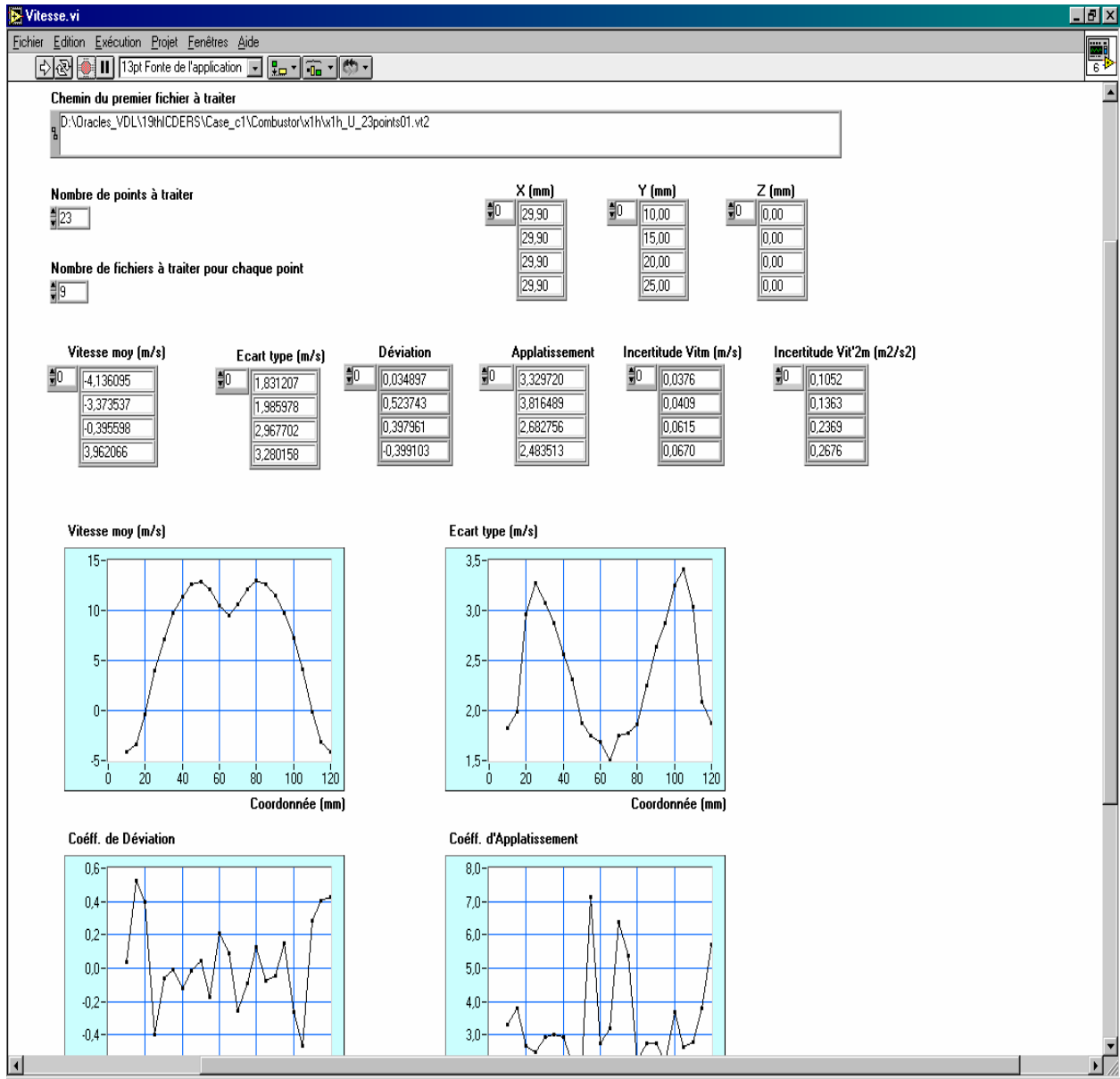
- [51] J.P. Légier. *Simulations Numériques Des Instabilités de Combustion Dans Les Foyers Aéronautiques*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2001.
- [52] T. Lieuwen, Y. Neumeier, and B.T. Zinn. The role of unmixedness and chemical kinetics in driving combustion instabilities in lean premixed combustors. *Combust. Sci. and Tech.*, 135 :193–211, 1998.
- [53] T. Lieuwen, H. Torres, C. Johnson, and B.T. Zinn. A mechanism of combustion instability in lean premixed gas turbine combustors. *J. of Eng. for Gas Turbines and Power*, 123 :182–189, 2001.
- [54] O. Louedin and G. Billet. Study of energy transfers in a transient high speed flow with 2d large eddy simulation based on temporal filter. *First AFOSR International Conference on DNS and LES, Ruston, USA*, 1997.
- [55] H.R.E. Van Maanen and M.J. Tummers. Estimation of the autocorrelation function of turbulent velocity fluctuations using the slotting technique with local normalisation. *International Symposium of LDA Measurements*, 36(4) :1–8, 1996.
- [56] W.T.Jr. Mayo. Spectral measurements with laser velocimeters. *Proceeding of the Dynamic Flow Conference*, pages 851–868, 1978.
- [57] K.R. McManus, U. Vandsburger, and C.T. Bowman. Combustor performance enhancement through direct shear layer excitation. *Combustion and Flame*, 82 :75–92, 1990.
- [58] M. Metghalchi and J.C. Keck. Laminar burning velocity of propane/air at high temperature and pressure. *Combustion and Flame*, 38 :143–145, 1980.
- [59] X. Mirebien. Contribution à l'étude des caractéristiques instationnaires d'une zone de combustion stabilisée au sein d'un écoulement réactif par un élargissement brusque. Rapport de stage de fin d'étude, Laboratoire de Combustion et de Détonique UPR 9028 du CNRS, 1999.
- [60] D. E. Newland. *Random Vibrations, Spectral and Wavelet Analysis*. Addison Wesley Longman Limited, 1975.
- [61] P.D. Nguyen and P. Bruel. Ecoulements turbulents réactifs stabilisés en aval d'un élargissement brusque symétrique : détermination expérimentale de l'influence du nombre de reynolds sur la contribution des mouvements cohérents et stochastiques à la dynamique du champ de vitesse. *16ème Congrès Français de Mécanique*, 2003.
- [62] P.D. Nguyen and P. Bruel. Turbulent reacting flow in a dump combustor : experimental determination of the influence of an inlet equivalent ratio difference on the contribution of the coherent and stochastic motions to the velocity field dynamics. *AIAA Paper 2003-0958, 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, USA*, 2003.
- [63] P.D. Nguyen and P. Bruel. Turbulent reacting flow in a dump combustor : some specific aspects related to the modelling of turbulent transports. *19th ICDERS, Hakone, Japan*, ISBN4-9901744-0-2 C3053 and ISBN4-9901744-1-0 C3053 :papier 109, 2003.
- [64] D. Oster and I. Wygnanski. The forced mixing layer between parallel streams. *J. Fluid Mech.*, 123 :91–130, 1982.
- [65] J.N.E. Papaspyros, E.G. Kastrinakis, and S.G. Nychas. Coherent contribution to turbulent mixing of a jet in cross flow. *Applied Scientific Research*, 57 :291–307, 1997.
- [66] N. Peters. *Turbulent Combustion*. ISBN 0-521-660823-3. Cambridge University Press, 2000.

- [67] R.W. Pitz and J.W. Daily. Combustion in a turbulent mixing layer formed at a rearward-facing step. *AIAA Journal*, 21(11) :1565–1570, 1983.
- [68] S.L. Plee and A.M. Mellor. Review of flashback reported in prevaporizing/premixing combustors. *Combustion and Flame*, 32 :193–203, 1978.
- [69] T. Poinso, A. Trouve, D. Veynante, S. Candel, and E. Esposito. Vortex-driven acoustically coupled combustion instabilities. *J. Fluid Mech.*, 177 :265–292, 1987.
- [70] L. Prandtl. *The mechanics of viscous fluids*. editor, Aerodynamic Theory III, 1935.
- [71] K. Protassov. *Probabilités et incertitudes dans l'analyse des données expérimentales*. Presses Universitaires de Grenoble, 1999.
- [72] W.C. Reynolds and A.K.M.F. Hussain. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. part 3. theoretical models and comparison with experiments. *J. Fluid Mech.*, 52(2) :241–261, 1972.
- [73] A. Roshko. Perspectives on bluff body aerodynamics. *J. Wind Eng. and Ind. Aero.*, 49 :73, 1993.
- [74] J.M. Samaniego. *Etude des instabilités de combustion dans les statoréacteurs*. Thèse de doctorat d'université, Ecole Centrale de Paris, 1992.
- [75] S. Sanquer. *Etude expérimentale du sillage d'un obstacle, en présence de combustion, dans un écoulement de canal turbulent pleinement développé : échelle de la turbulence et analyse critique des modèles de transport et de combustion*. Thèse de doctorat d'université, Université de Poitiers, 1998.
- [76] K.C. Schadow, E. Gutmark, T.P. Parr, D.M. Parr, K.J. Wilson, and J.E. Crump. Large-scale coherent structures as drivers of combustion instabilities. *Combust. Sci. and Tech.*, 64 :167–186, 1989.
- [77] H. Schlichting. *Boundary Layer Theory*. ISBN 0-07-055334-3. Mc Graw-Hill Classic Textbook Reissue, 1979.
- [78] S. Sivasegaram and J.H. Whitelaw. Oscillations in axisymmetric dump combustors. *Combust. Sci. and Tech.*, 52 :413–426, 1987.
- [79] D.A. Smith and E.E. Zukoski. Combustion instability sustained by unsteady vortex combustion. *AIAA/SAE/ASME/ASEE 21st Joint Propulsion Conference*, 1985.
- [80] A.A. Townsend. Measurements in the turbulent wake of a circular cylinder. *Proc. Roy. Soc. A*, 190 :551–561, 1947.
- [81] T.R. Troutt, B. Scheelke, and T.R. Norman. Organized structures in a reattaching separated flow field. *J. Fluid Mech.*, 143 :413–427, 1984.
- [82] A. Trouve. *Hydrodynamique instabilités and combustion instabilities in premixed turbulent flames*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Paris, 1989.
- [83] I. Wygnanski, F. Champagne, and B. Marasli. On the large scale structure in two-dimensional small deficit turbulent wakes. *J. Fluid Mech.*, 168 :31–71, 1959.
- [84] S.R.N. De Zilwa, J.H. Uhm, and J.H. Whitelaw. Combustion oscillations close to the lean flammability limit. *Combust. Sci. and Tech.*, 160 :231–258, 2000.

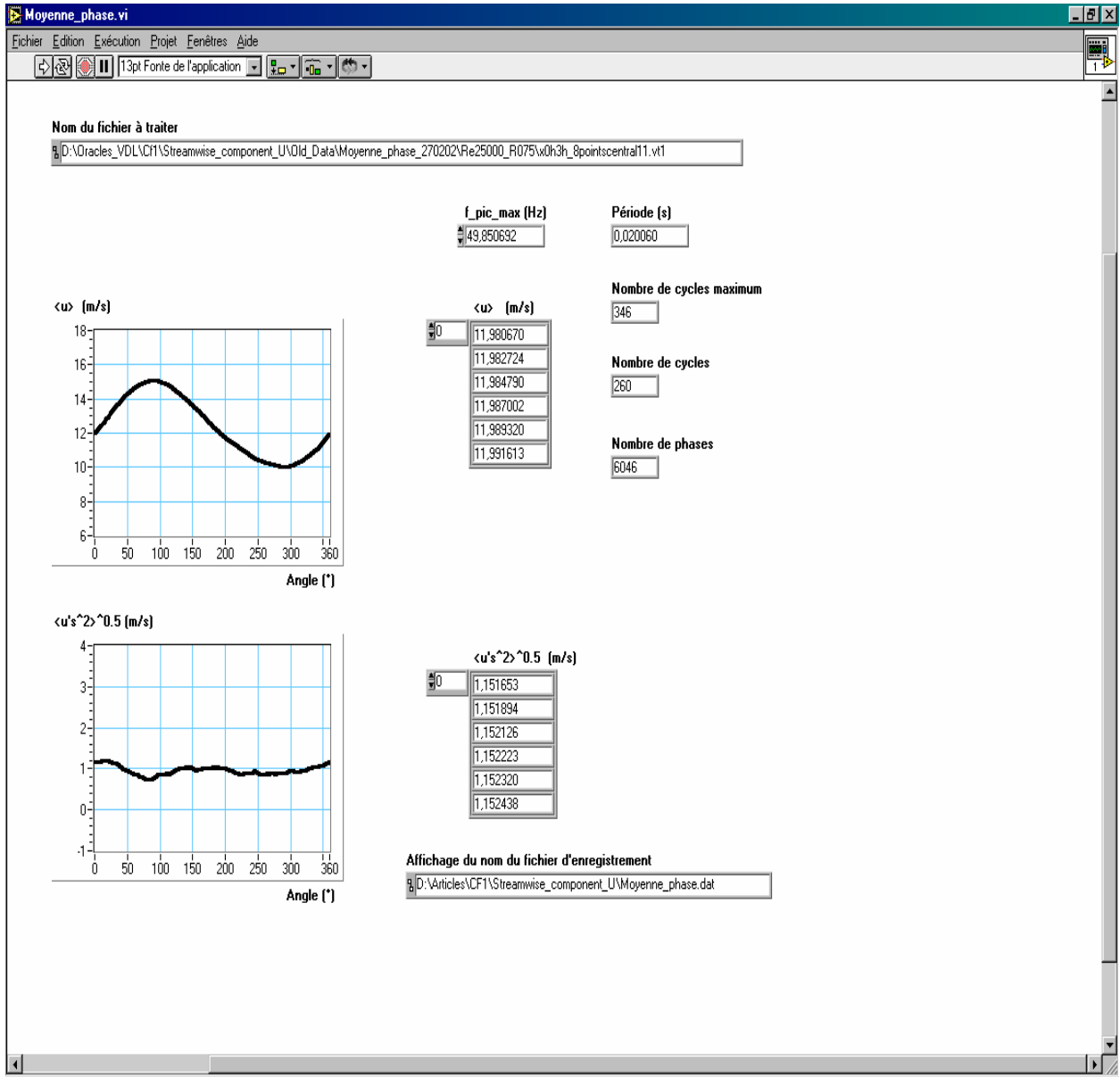
Annexe A

Exemple d'interfaces utilisateurs du programme LabVIEW développé

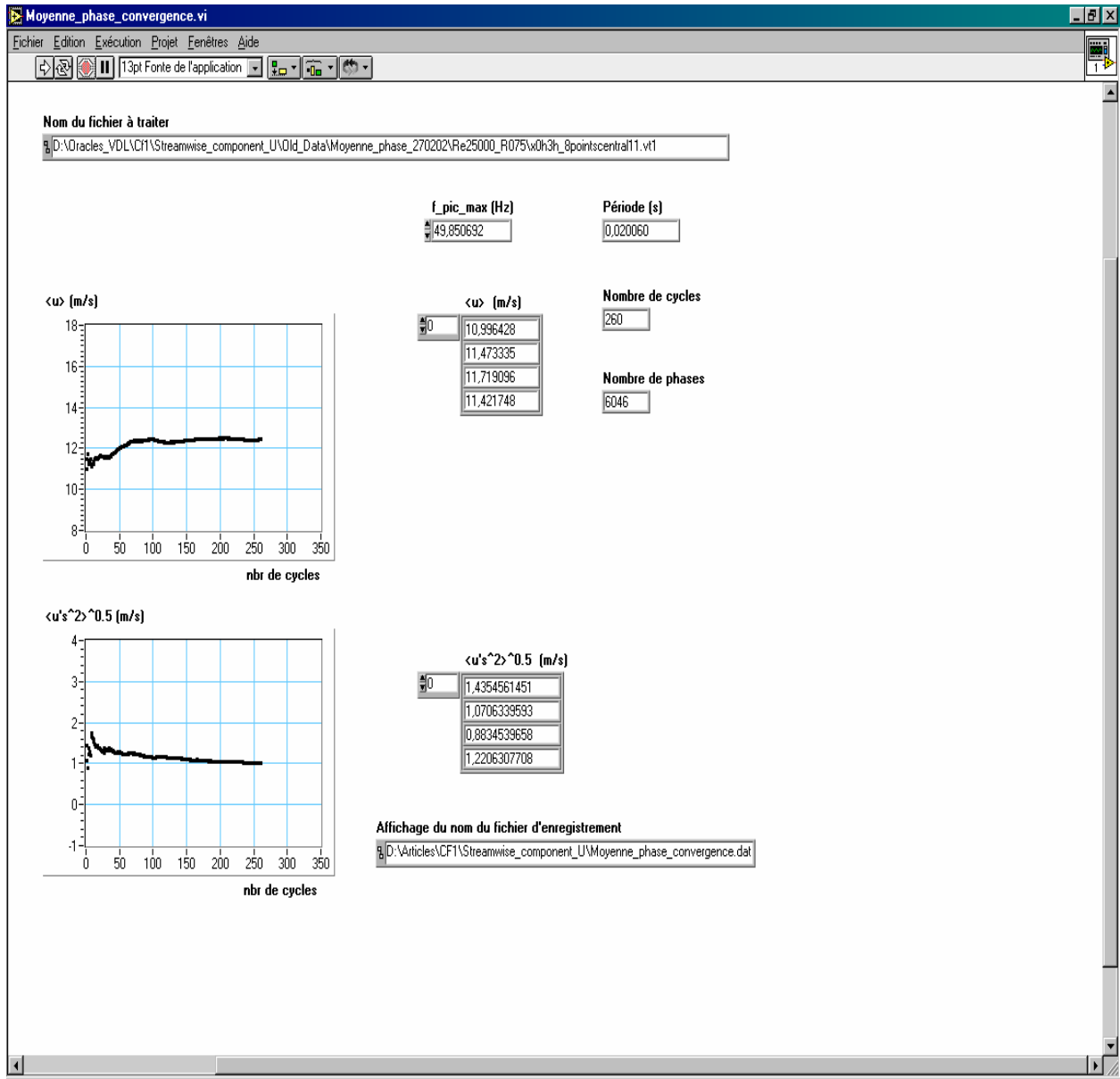
Nous présentons ci-après quelques des interfaces du programme de traitement que nous avons développé. Le choix du langage LabVIEW a été motivé par le souci de préserver l'homogénéité entre le programme de pilotage et d'acquisition de la chaîne de LDV avec le programme de traitement des données. De plus, la souplesse et la convivialité de ce langage font qu'un utilisateur "néophite" de notre programme sera très rapidement opérationnel.



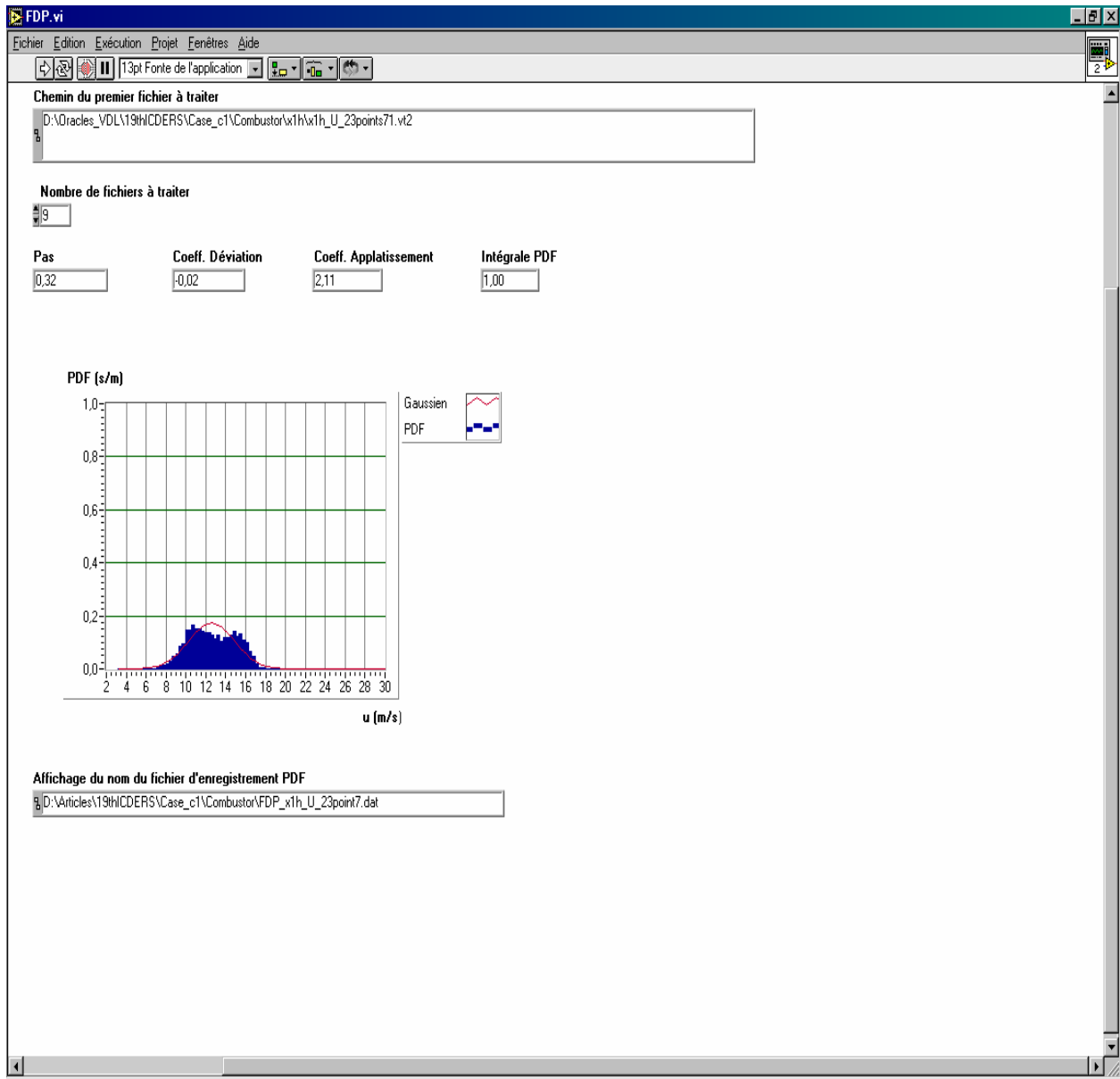
Face-avant du programme "Vitesse.vi", permettant de calculer la vitesse moyenne, l'écart-type, le coefficient de déviation, le coefficient d'aplatissement et les incertitudes associées.



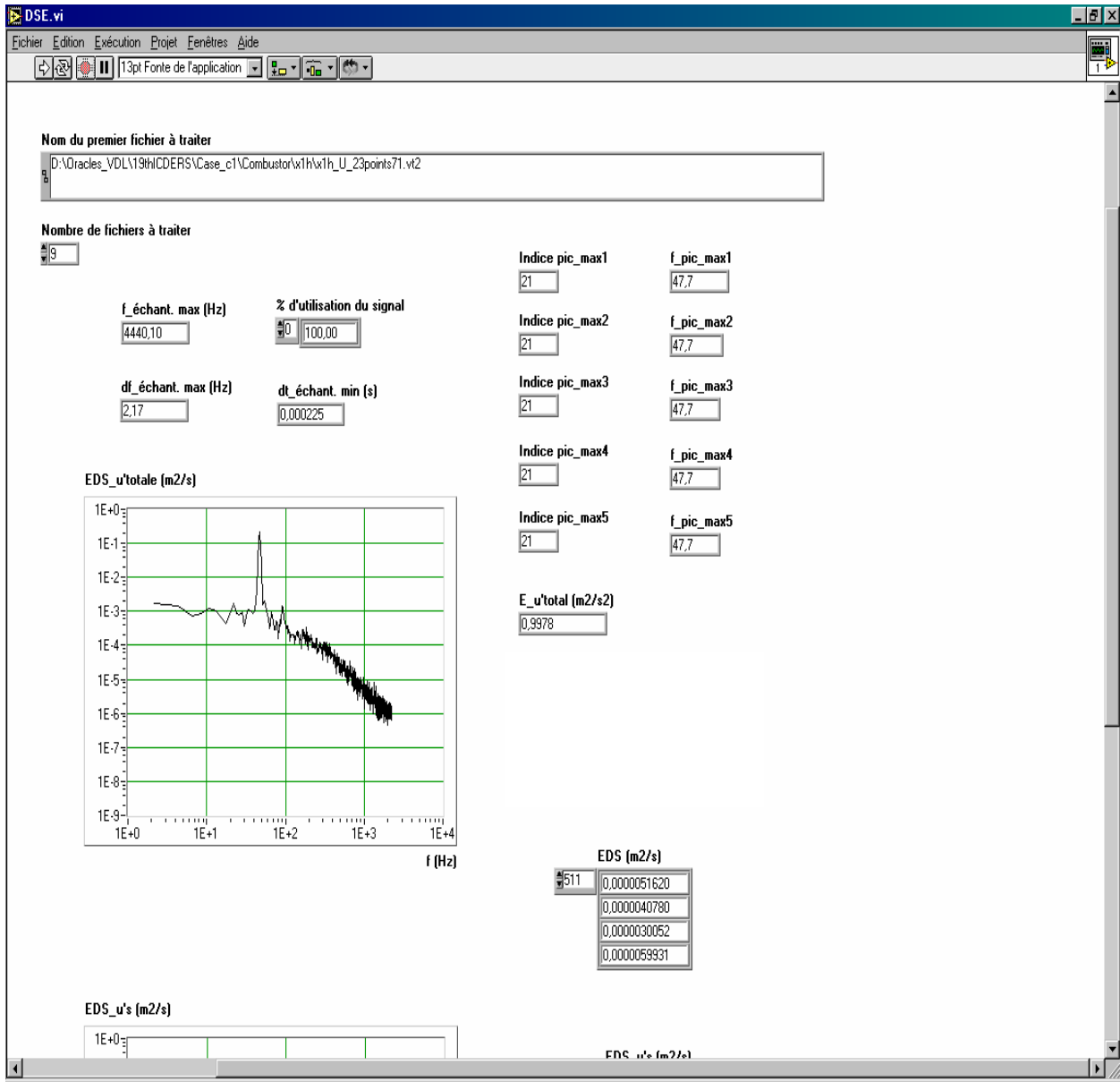
Face-avant du programme "Moyenne_phase.vi", permettant de calculer la moyenne de phase de la vitesse et de l'écart-type d'un signal de vitesse.



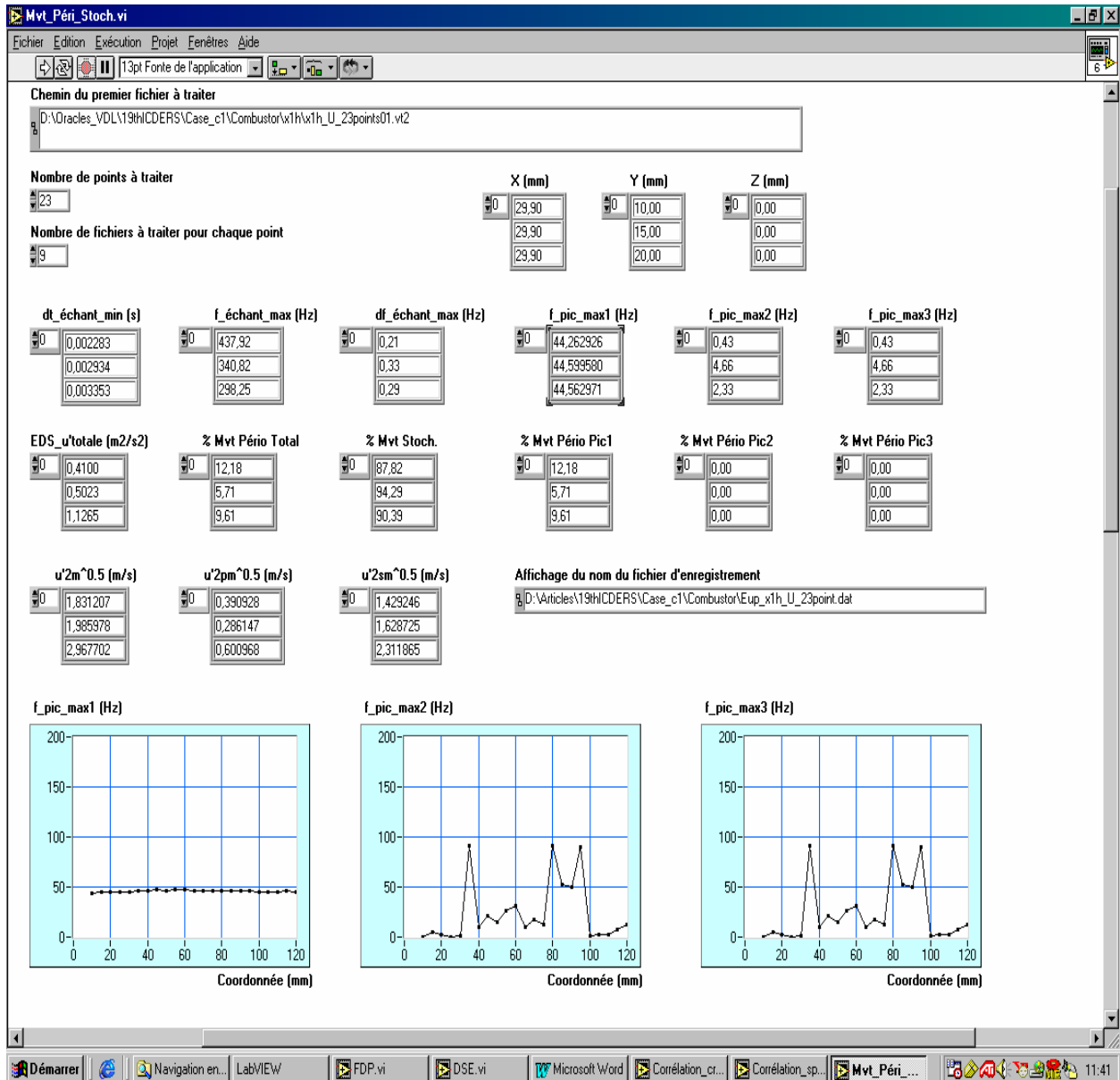
Face-avant du programme "Moyenne_phase_convergence.vi", permettant de calculer le taux de convergence de la moyenne de phase de la vitesse et de l'écart-type à un angle donné en fonction du nombre de cycles.



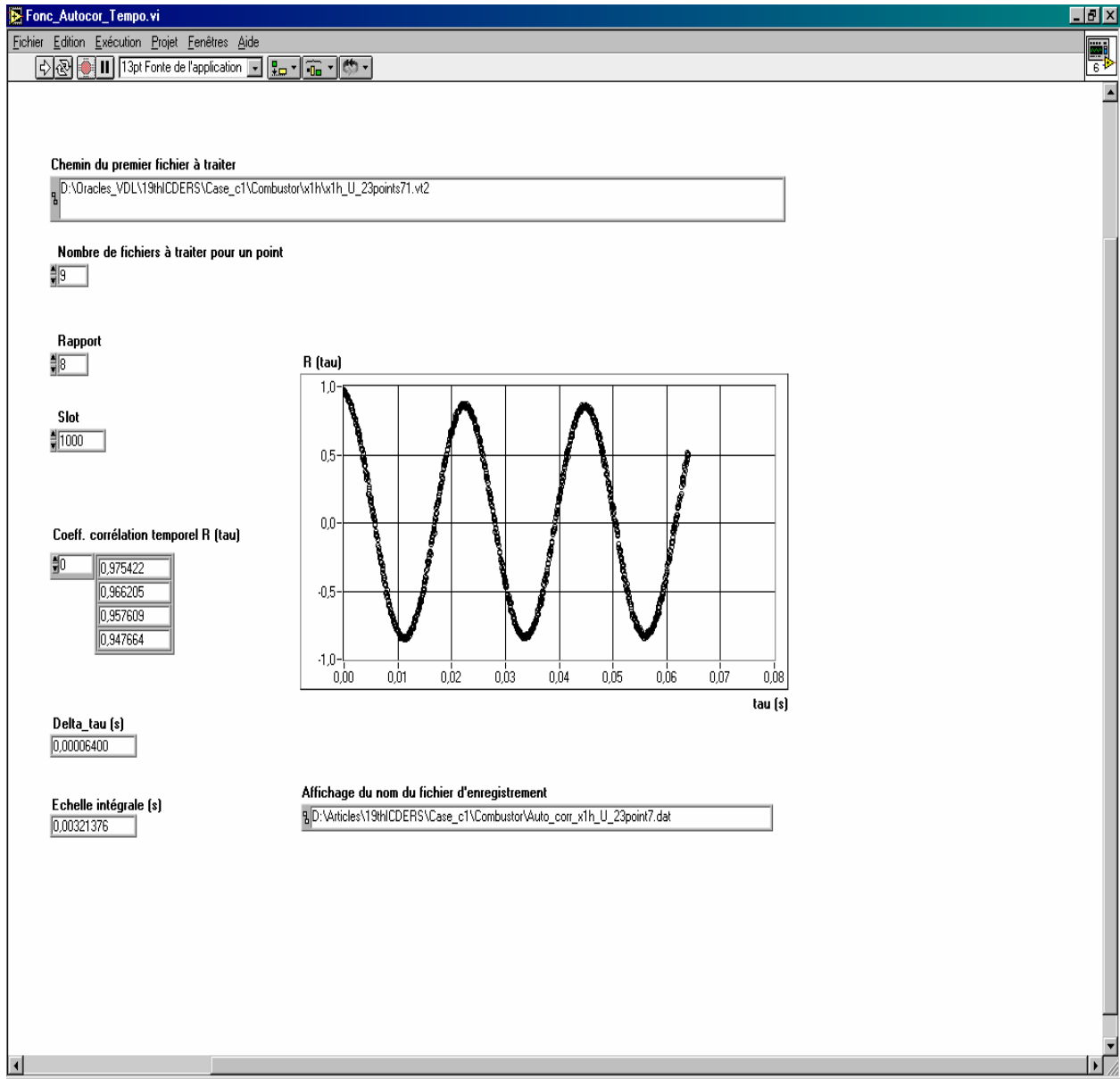
Face-avant du programme "FDP.vi", permettant de calculer la fonction de densité de probabilité d'un signal de vitesse.



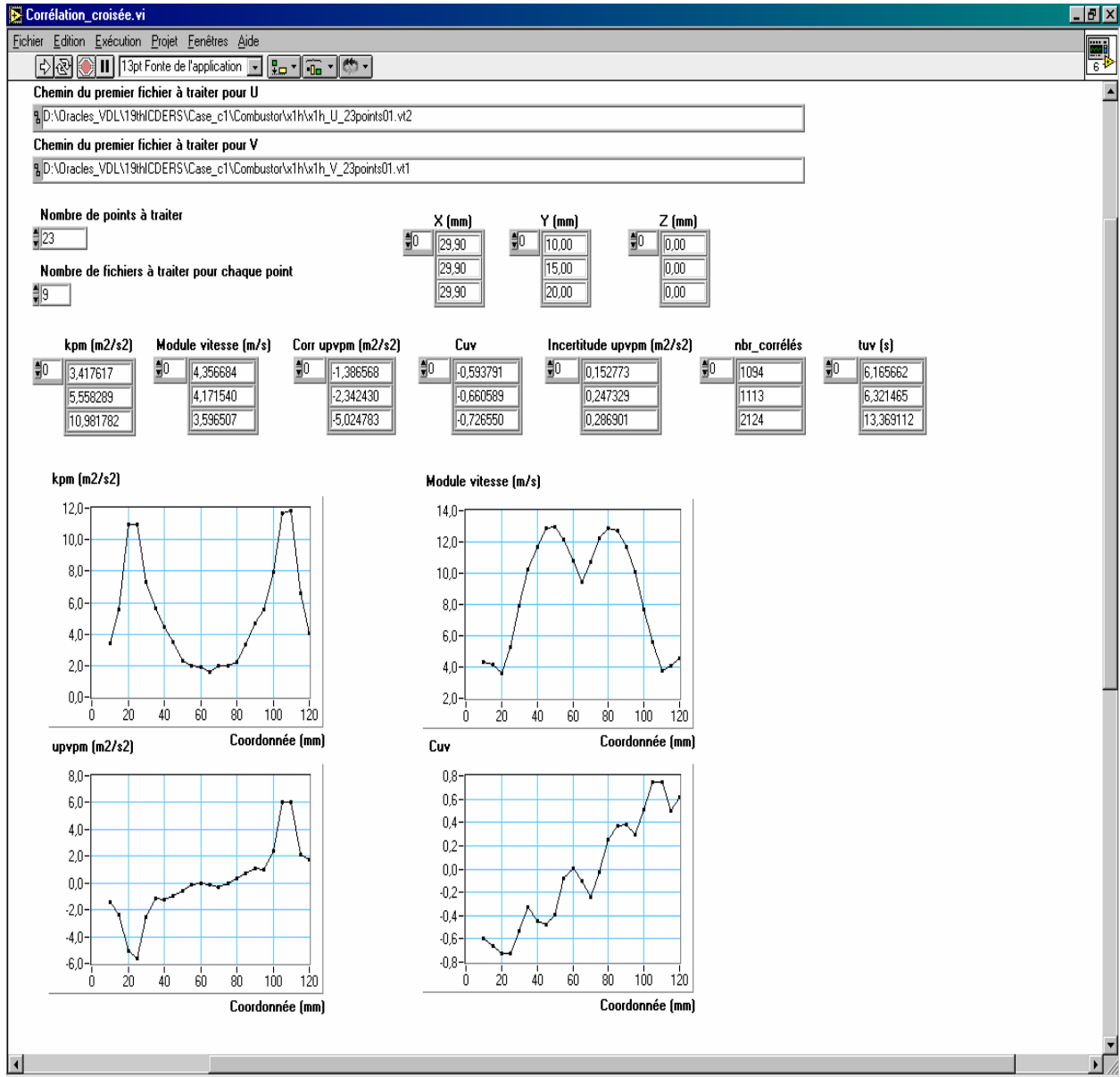
Face-avant du programme "DSE.vi", permettant de calculer la densité spectrale d'énergie des fluctuations d'un signal de vitesse.



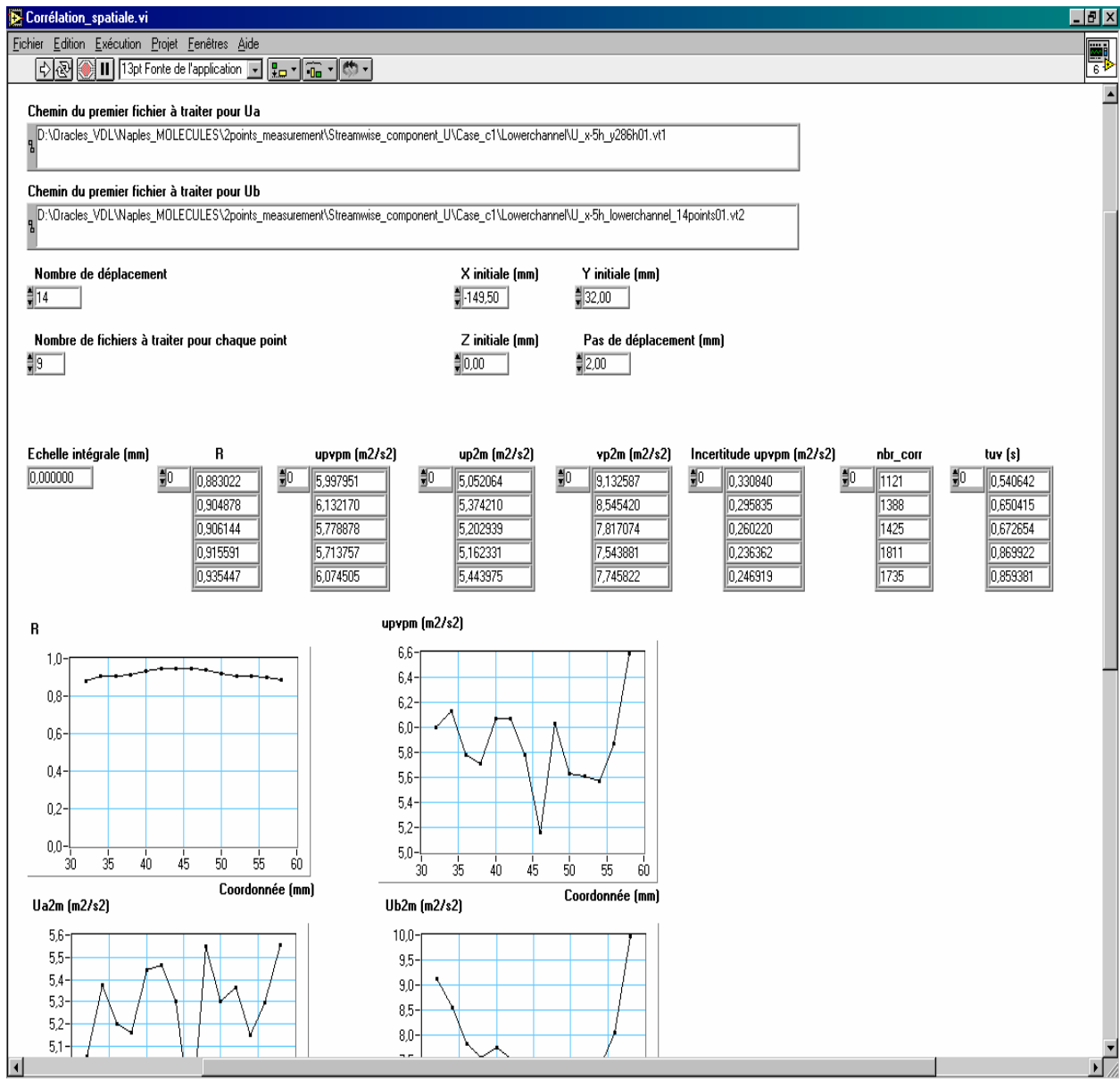
Face-avant du programme "Mvt_Péri_Stoch.vi", permettant de détecter des fréquences associées au mouvement cohérent, de discriminer entre le mouvement périodique et le mouvement stochastique et de calculer des niveaux respectifs de l'énergie des fluctuations associées au mouvement cohérent et à la turbulence.



Face-avant du programme "Fonc_Autocor_Tempo.vi", permettant de calculer le coefficient d'autocorrélation temporelle d'un signal de vitesse.



Face-avant du programme "Corrélation_croisée.vi", permettant de calculer la corrélation croisée entre deux signaux de vitesse, le coefficient de cette corrélation et l'incertitude associée à la corrélation.



Face-avant du programme "Corrélation_spatiale.vi", permettant de calculer le coefficient de corrélation de vitesses en deux points et l'incertitude associée à la corrélation.

Annexe B

Communications présentées à partir des résultats de ce travail

1. Phuc Danh NGUYEN and Pascal BRUEL

Turbulent reacting flow in a dump combustor : experimental determination of the influence of an inlet equivalence ratio difference on the contribution of the coherent and stochastic motions to the velocity field dynamics, AIAA Paper 2003-0958 - **41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit**, Reno, USA, 06 - 09 Janvier 2003.

2. Pascal BRUEL et Phuc Danh NGUYEN

Etude d'écoulements turbulents réactifs par vélocimétrie laser : acquisition et traitement des données sous LabVIEW, **FuturVIEW 2003** (Programmation Graphique pour la Mesure et l'Automatisation avec le langage LabVIEW), pp. 131-133, ISBN 2-9514541-2-0, Futuroscope, France, 12 - 13 Juin 2003.

3. Phuc Danh NGUYEN and Pascal BRUEL

Turbulent reacting flow in a dump combustor : some specific aspects related to the modelling of turbulent transports, **19th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems**, ISBN4-9901744-0-2 C3053 and ISBN4-9901744-1-0 C3053, Hakone, Japon, 27 Juillet - 01 Août 2003.

4. Phuc Danh NGUYEN et Pascal BRUEL

Écoulements turbulents réactifs stabilisés en aval d'un élargissement brusque symétrique : détermination expérimentale de l'influence du nombre de Reynolds sur la contribution des mouvements cohérents et stochastiques à la dynamique du champ de vitesse, **16^{ème} Congrès Français de Mécanique**, Nice, France, 01 - 05 Septembre 2003.

AIAA 2003-0958

**Turbulent reacting flow in a dump combustor :
experimental determination of the influence of an
inlet equivalence ratio difference on the contribution
of the coherent and stochastic motions to the velocity
field dynamics**

Phuc Danh NGUYEN and Pascal BRUEL

Centre National de la Recherche Scientifique
Laboratoire de Combustion et de Détonique (UPR 9028)
Site du CEAT
43, Route de l'Aérodrome
86036 Poitiers Cedex - France
Tel.: (+33) 5 49 36 60 91, Fax: (+33) 5 49 36 60 64
E-mail: nguyen@ensma.fr

41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit
6 - 9 Janvier 2003

Reno, Nevada, USA

For permission to copy or to republish, contact the American Institute of Aeronautics and Astronautics,
1801 Alexander Bell Drive, Suite 500, Reston, VA, 20191-4344.

**TURBULENT REACTING FLOW IN A DUMP COMBUSTOR: EXPERIMENTAL
DETERMINATION OF THE INFLUENCE OF AN INLET EQUIVALENCE RATIO
DIFFERENCE ON THE CONTRIBUTION OF THE COHERENT AND STOCHASTIC
MOTIONS TO THE VELOCITY FIELD DYNAMICS**

Phuc Danh NGUYEN* and Pascal BRUEL†

* Graduate Student

† Doctor, Chargé de Recherche

Corresponding author:

Phuc Danh NGUYEN

Centre National de la Recherche Scientifique

Laboratoire de Combustion et de Détonique (UPR 9028)

43, Route de l'Aérodrome

86036 Poitiers Cedex – FRANCE

Tel.: (+33) 5 49 36 60 89, Fax: (+33) 5 49 36 60 64

e-mail: nguyen@ensma.fr

Abstract

The present work is devoted to an experimental determination of the influence of an inlet equivalence ratio difference on the contribution of the coherent and stochastic motions to the flow motion in a turbulent premixed propane-air flame stabilised behind a double symmetrical, plane sudden expansion. The flow under investigation is fed by two fully developed turbulent channel flows of air (inert flow) or air plus propane (reacting flow) that are emerging just ahead of the dump plane. This study is intended to provide additional understanding on the unsteady organized structures that are present in such combusting flows that feature simultaneously large scale coherent motion and turbulence, as it is for instance the case of lean-premixed-prevaporized combustor of jets engines that are presently under development. In presence of combustion, a large scale organized oscillation of the flame brushes is observed in the combusting area and a noticeable increase of the velocity fluctuations is noted. The oscillating waves of the coherent unsteadiness couple with the longitudinal acoustic modes of the test rig, inducing an increase of the streamwise fluctuating velocity in the oncoming streams. The respective contribution of the coherent motion and the random turbulence to the total fluctuating velocity dynamics is estimated through a semi-deterministic approach that decomposes the fluctuating velocity field into its periodic and stochastic components. The results show that when one introduces a difference of equivalence ratios between the lower and upper streams, the peri-

odic fluctuations and consequently, the total velocity fluctuations increase in the channels. The combustion zone behind the dump plane becomes dissymmetric as soon as an equivalence ratio difference is maintained between the two feeding flows. This is the result of the larger inclination of the richer flame with respect to the combustor centerline. A direct consequence of this dissymmetry is that within the different investigated zones of the flow e.g. the upper shear layer, the wake and the lower shear layer, the level of the total velocity fluctuations as well as the balance between the coherent and the stochastic motions are modified. This is in the wake and on the rich side of the flow that the level of the total fluctuations appears to be particularly sensitive to the equivalence ratio difference with an increase that can reach more than 100% at some locations. This increase is generally associated to an augmentation of the relative contribution of the periodic coherent motion.

Introduction

The development of systems of aeronautical propulsion able to set new standards in terms of low level of pollutants emission partly relies on the development of advanced concepts of combustion chambers based for instance on rich-quench-lean (RQL) or lean-premixed-prevaporized (LPP) approaches [1]. If one focuses on the latter type of system, it is well known that the mixing between the hot air and the vaporised fuel can not be perfect because of the risk of auto-ignition that can occur in the mixing device.

⁰Copyright ©2002 by authors. Published by the American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., with permission.

Consequently, the gaseous mixture in the combustion chamber may feature inhomogeneities of equivalence ratio. Highly undesirable in terms of pollutant emissions, such an equivalence ratio gradient can *a priori* affect the flow motion dynamics that results from the coupling between turbulence, acoustics and intrinsic combustion instabilities. Thus, the knowledge of the influence of such a gradient on the combusting flow characteristics is one of the key for the success in developing reliable LPP systems.

Along these lines, the purpose of the present experimental study is to provide, by determining the contribution of the deterministic motion and of the turbulence to the velocity fluctuations, a characterization of the influence of the difference of the fuel-air ratios on these movements for the specific arrangement of a sudden-expansion stabilized premixed flame. Indeed, such a dump combustor that can be considered as a highly simplified LPP system, is known to feature simultaneously large scale coherent motion as well as turbulence [2] and thus can be used to study combustion instabilities [3][4] as well as to develop and test new turbulent combustion modelling that will benefit from the relative simplicity of the flow geometry [5] while yielding results that will be useful for the development of the real LPP systems.

The section below describes the experimental configuration and the related metrology, and is followed by a description of the semi-deterministic approach. The results and discussion are then given. The final section summarizes some important concluding remarks.

Experimental Configuration and Metrology

A brief description of the experimental setup called ORACLES (One Rig for Accurate Comparisons with Large Eddy Simulation) is given here and a detailed description can be found in [2][6]. This 10-meter long rig consists of four main sections, namely: 1) two mixing chambers whose outlets are equipped with circular porous walls that homogenize the air-propane mixture and are followed by a converging section, 2) a 3-meter long section of constant rectangular cross section required to obtain two fully developed turbulent channel flows with turbulence characteristics as close as possible to equilibrium as well as two-dimensional mean flow characteristics, 3) a 2-meter long combustion chamber which is thermally insulated and incorporates windows and optical access for visualizations and laser Doppler velocimetry, the combustion zones are

stabilized at the entrance of this combustion chamber by a sudden expansion, located 70.4 mm after the origin of the wake that develops between the two streams, 4) an exhaust section able to extract hot gases at a continuous rate of $3.5\text{ m}^3/\text{s}$.

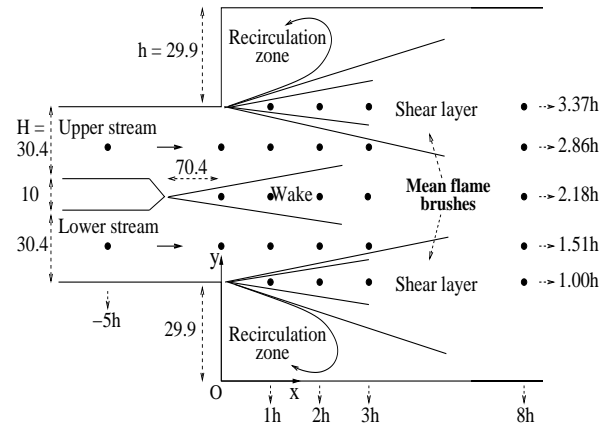


Fig. 1 Characteristic dimensions (in mm) of the inlet section of the combustor, measurement point locations and average structure of the combusting flow.

A schematic view of the flow configuration is given in Fig. 1. It is additionally noted that the width of the channels and the combustor is equal to 150.5 mm . The reaction zone is formed by the two flame brushes stabilized in the shear layers that develop from the step corners onwards. If the mass flow rates of the two incoming flows are the same as it will be the case here, the flame brushes are interacting with the wake which is developing from the trailing edge of the splitter plane that initially separates the two streams. The different flow parameters for which results are reported here are listed in Table 1. The two channel streams have the same mass flow rate Q and the upper and lower stream equivalence ratios Φ_{up} and Φ_{lo} are based on the global formula $C_{3.015}H_{7.818}$ determined by chromatography analyses of the commercial propane used. In the combusting cases c_2 and c_3 , an equivalence ratio difference between the two streams is maintained but the total thermal power is kept constant and equal to that of case c_1 , i.e. $220 \pm 1\text{ kW}$. The non-combusting flow nc_1 is used as reference case. The Reynolds number $Re = U_{bulk}H/\nu_0$ appearing in Table 1 is computed using the height of the inlet channels $H = 30.4\text{ mm}$, the bulk velocity U_{bulk} calculated with the mass flow rate of one stream and the kinetic viscosity ν_0 of fresh mixture at an inlet temperature $T_0 = 276 \pm 10\text{ K}$. All the measurements have been performed in the (x, y) plane indicated in Fig. 1 and in the midspan (cross-section width) vertical plane of the combustor. A two-beam one-color

laser Doppler velocimeter (LDV) is used for the velocity measurements. At each measurement location ten sets of 1024 values each are acquired and stored by a micro-computer allowing for a statistical and a spectral analysis of the flow velocity field, in particular, a time history of about 21845 values is recorded at some points for realizing a phase averaging. The random errors associated with the finite length of the data samples are evaluated by determining a 95% confidence interval using the formulas given by Benedict and Gould [7]. The systematic error on x and y is estimated at ± 0.5 mm. Details concerning the measurement system, signal reconstruction and statistical processing are given in [6][8].

Case	Stream	Q g/s	U_{bulk} m/s	Re	Φ
nc_1	upper	65	11.0	25000	0
	lower	65	11.0	25000	0
c_1	upper	65	11.0	25000	0.75
	lower	65	11.0	25000	0.75
c_2	upper	65	11.0	25000	0.70
	lower	65	11.0	25000	0.80
c_3	upper	65	11.0	25000	0.65
	lower	65	11.0	25000	0.85

Table 1: Main parameters of the test cases (atmospheric pressure, temperature of the incoming flows = 276 ± 10 K; systematic error in $Q = \pm 1$ g/s, in $U_{bulk} = \pm 0.176$ m/s, in $Re = \pm 390$ and in $\Phi = \pm 0.025$).

Semi-deterministic Approach

Triple Decomposition

The results reported in [2] on the same flow geometry showed that there exists a periodic component in the large scale unsteady flow motion which is related to the flame brushes dynamics. The signature of this on the velocity spectra is the presence of marked peaks of energy associated to the specific frequencies of the periodic motion. Such a behavior strongly suggests that, to discriminate between coherent motion and turbulence in the velocity signal, the decomposition proposed by Hussain and Reynolds [9][10] is most appropriate. Indeed, if one considers, as an example, the instantaneous streamwise velocity component $u(t)$ provided by the velocimeter at a given location in the flow, the following triple decomposition of the signal $u(t) = \bar{u} + u'_p(t) + u'_s(t)$, is particularly useful to discriminate, in the original signal, between the time-averaged value \bar{u} , which does not depend on

time, the periodic contribution $u'_p(t)$ at frequency f_p and the stochastic fluctuations $u'_s(t)$ such that $\overline{u'_s} = 0$. An additional hypothesis is that the organised motion and the turbulence are, on average, uncorrelated so that $\overline{u'_p u'_s} = 0$. The time varying quantity $\langle u \rangle$ defined by $\langle u \rangle(t) = \bar{u} + u'_p(t)$ is called the phase average of the signal and represents its mean value at a phase angle θ associated with the time variation over an interval of the form $[t_0, t_0 + \tau]$ where $\tau = 1/f_p$ is the period associated with the periodic coherent motion. Accordingly, the phase angle is varying between $\theta(t_0) = 0$ and $\theta(t_0 + \tau) = 2\pi$ or 360° where the time origin t_0 can be chosen arbitrarily. The multi-step procedure used to perform this decomposition on the discrete signal $u(t)$ provided by the LDV system is described below:

1. Straightforward time averaging procedure to determine \bar{u} .
2. Calculation of the Fourier transform of the total fluctuating velocity $u'(t)$: $FT_{u'}(f) = R(f) + iI(f)$.
3. Calculation of the energy density spectrum (EDS): $EDS(f) = [R^2(f) + I^2(f)] / \Delta f$ where Δf denotes frequency resolution.
4. Detection in the EDS of local maxima $f_{max} = f_p$ (if any) by absolute comparison of all EDSs in the spectrum or application of a detection criterion i.e. $EDS_{max} \geq 4EDS$ where EDS is the averaged EDS of the ten neighboring points around the investigated point.
5. Definition of the two cut frequencies $f_{cut1}, f_{cut2} = f_{max} \pm 5\Delta f$, that delimitates the peak.
6. "Removal" of the coherent peak between f_{cut1} and f_{cut2} and interpolation of the remaining spectrum in the defined "hold" to obtain the energy density spectrum EDS_s associated to the stochastic motion only.
7. Calculation of the transfer function $H_s(f) = [EDS_s(f)/EDS(f)]^{1/2}$ and then calculation of the inverse Fourier transform of the product $H_s(f) * FT_{u'}(f)$ to get $u'_s(t)$.
8. Calculation of the coherent part of the motion by $u'_p(t) = u'(t) - u'_s(t)$.

Phase Average

The phase average can then be determined easily as soon as the frequency f_p has been identified.

The original signal $u(t)$ of duration T is first divided into N cycles of period $\tau = 1/f_p$ such that $T = N\tau$. Then, each cycle is divided by step of $\Delta\theta = 1^\circ$ in order to perform an average over a large ensemble of values having the same phase angle, namely:

$$\langle u \rangle (\theta) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N u_n(\theta) \quad (1)$$

In order to determine the contribution of the periodic motion to the total energy of the velocity fluctuations using the semi-deterministic approach described above, one has first to check to what extent that motion is uncorrelated with the stochastic motion. A good indicator of that uncorrelation is to check the dependence of $\overline{u_s'^2}^{1/2}$ on the phase angle θ . If that dependence is weak, one can conclude that the two motions are mostly uncorrelated and that the triple decomposition can then be used for identifying the respective contribution of each type of motion to the total energy of the velocity signal.

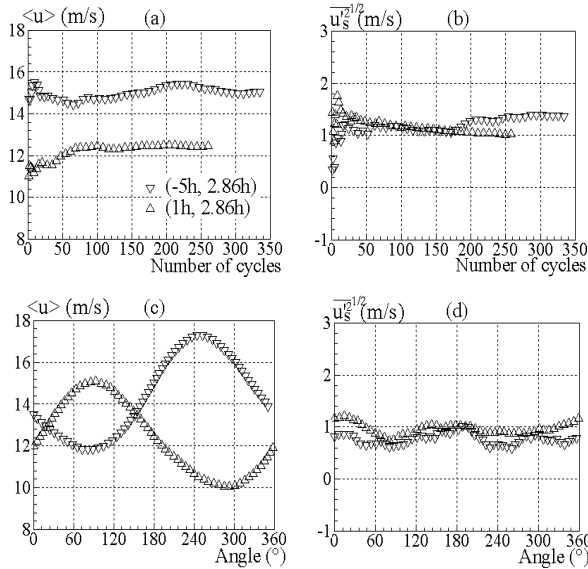


Fig. 2 Case c_1 : Evolution of the phase average and rms stochastic fluctuation $\overline{u_s'^2}^{1/2}$ of the streamwise velocity versus the number of cycles at a phase angle of 180° (top figures) and against phase angle in a complete ensemble of cycles (bottom figures) at two positions ($x = -5h, y = 2.86h$) and ($x = 1h, y = 2.86h$).

Figure 2 presents, for two points located in the upper inlet channel and in the combustor zone, the phase average $\langle u \rangle (\theta)$ and $\overline{u_s'^2}^{1/2}(\theta)$ calculated from the LDV measurements after an average over 340 or 260 cycles as well as the convergence rate of

those two quantities at a given angle versus the number of cycles used to perform the average. It is clear that the convergence is obtained after approximately 200 cycles and that while the phase average varies in a sinusoidal way, $\overline{u_s'^2}^{1/2}$ remains almost constant over the complete cycle substantiating the fact that the two motions are poorly correlated. Thus, in this study the phase averaging can be obtained after hundreds of cycles compared to Hussain and Reynolds [9][10] value of at least 50000, undoubtedly due to a much more energetic coherent motion in our case.

Results and Discussion

Inlet Flow Characteristics

Figures 3 and 4 demonstrate that it is not obvious to detect the presence of the coherent motion in the mean flow properties. For instance a streamwise quasi-linear decay of the mean static wall pressure measured in the inlet channels is still observed as it can be expected for a fully developed turbulent channel flow. Similarly, the experimental profiles of the mean streamwise velocity normalized by the velocity on the axis of the channels, presented in Fig. 4, closely follow the classical law $(Y/H/2)^{1/n}$ with $n = 5.85$, which is a commonly obtained value for turbulent channel flows.

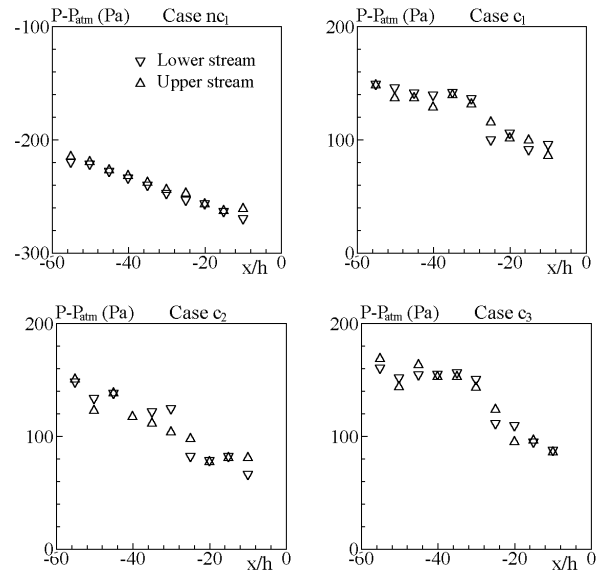


Fig. 3 Streamwise evolution of the static wall pressure in the inlet channels (systematic error in $P = \pm 3 Pa$).

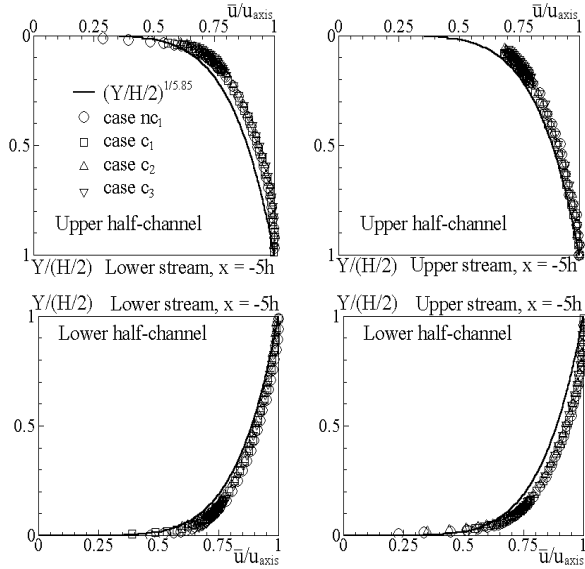


Fig. 4 Transverse profiles of the incoming streamwise mean velocity normalized by the velocity on the axis of the channels obtained at $x = -5h$. Coordinate Y is counted from each wall (maximum random error in $\bar{u} = \pm 0.05$ m/s).

The picture is obviously different as soon as one carries out a spectral analysis of the velocity fluctuations. As it can be seen in Fig. 5, the energy density spectrum of the streamwise velocity fluctuations in the inlet channel exhibits distinctive peaks of energy for the combusting flow c_1 (as well as for c_2 and c_3) that are absolutely absent in the spectrum obtained for the non-combusting flow nc_1 .

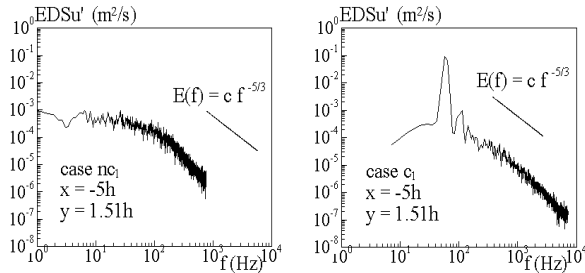


Fig. 5 Energy Density Spectrum (EDS) of the streamwise fluctuating velocity in the lower channel for case nc_1 (left figure) and case c_1 (right figure) (maximum resolution of spectra = 5.25 Hz).

Studies of Besson et al. [2][6] showed that in presence of combustion downstream of the expansion, a large scale coherent motion is observed in the streamwise and normal velocity field, while this kind of motion is also observed in the incoming streams on the streamwise velocity fluctuations. This is certainly due to the feed-back coupling that exists between the flame front flapping and the longitudinal

acoustic waves of the test bench. A finding which is in accordance with the results reported in [11] concerning the interaction between the flow instabilities and the chamber acoustic resonance. Such an existence of feed-back coupling leads us to investigate carefully the inlet velocity flow properties in cases investigated here. By employing the aforementioned semi-deterministic approach, the deterministic and stochastic components of the velocity fluctuations are obtained at $x = -5h$.

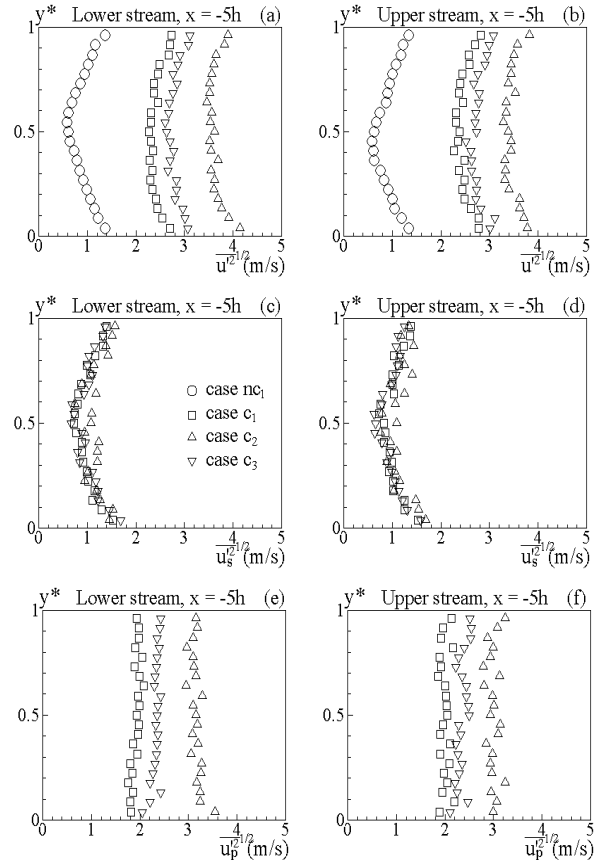


Fig. 6 Profiles of the streamwise velocity fluctuations (total u' , stochastic u'_s and periodic u'_p components) for the four flows considered here obtained at $x = -5h$ (maximum random error in $\overline{u'^2} = \pm 0.17$ m²/s²).

Figure 6 displays the profiles of the total, stochastic and periodic velocity fluctuations versus the reduced coordinate $y^* = (y - y_{lo}) / (y_{up} - y_{lo})$ (where y_{lo}, y_{up} stand for the y -coordinate of the lower and upper walls of each of the two channels, respectively). It is observed in Fig. 6 that the amplitude of the rms values of the total velocity fluctuations is larger for the combusting cases c_1, c_2 and c_3 than for the non-combusting one nc_1 . The rms values of case c_3 are slightly higher than in case c_1 and

markedly smaller than in case c_2 and these quantities are similar in both channels. It is clear from the results plotted in Fig. 6a to 6d that the stochastic motion at $x = -5h$ is not modified by the presence of combustion in the test section. In addition, the periodic motion contribution is equivalent in the two channels and it is more important in cases c_2 and c_3 than in case c_1 . This leads us to conclude that the increase in velocity fluctuation is only due to the contribution of the periodic motion, confirming the results obtained by Besson [6]. The presence of an equivalence ratio difference in the feeding flows, particularly in the case c_2 , induces a noticeable increase of the total velocity fluctuations which is only due to the larger level of the coherent motion energy (Figs. 6e and 6f).

The relative contribution of the periodic coherent energy to the total streamwise velocity fluctuations is presented in Fig. 7. The coherent motion is most dominant in the centerline of each channel and less vigorous close to the walls due to the viscous damping. The coherent motion can contribute to more than 90 % of the total energy of the velocity fluctuations, regardless of the presence of an equivalence ratio difference. Thus, as far as the inlet flow properties are concerned, what matters most is the presence of combustion in the test section, that leads to a strong increase of the coherent motion energy. The presence of an equivalence ratio difference does not influence the level of the velocity fluctuations between the two channels for each reacting case. But a large increase in the periodic and consequently the total velocity fluctuations is observed in case c_2 .

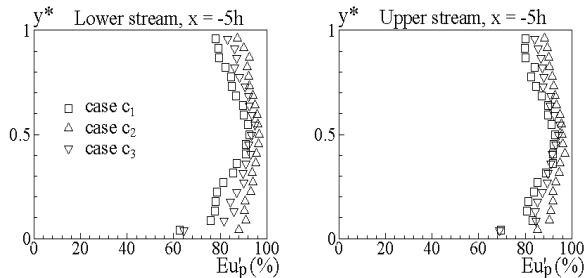


Fig. 7 Transverse profiles of the relative contribution of the periodic coherent energy to the streamwise velocity fluctuation energy obtained at $x = -5h$ for the reacting flows considered.

Influence of The Equivalence Ratio Difference on The Flow Motion Past The Dump Plane

The signature of coherent motion behind the expansion is also observed when one carries out a spectral analysis of the velocity fluctuations or visualizes

the combustion zone (self-luminescence) with different time exposures. One can see in Fig. 8, that the spectrum of the streamwise velocity fluctuation just downstream of the dump plane ($x = 1h$) exhibits distinctive peaks of energy in the combusting flow c_1 that are absent in the spectrum obtained for the non-combusting flow nc_1 . Such a difference has also been observed on the normal velocity component and further downstream [2][6] and is specific to the reacting flows. In that respect, the examples of visualisations given in that figure are particularly instructive. Compared to the mean flow pattern obtained with a time exposure of $1/50$ s, the two examples of instantaneous individual realizations of the flow obtained by reducing the time exposure down to $1/1000$ s prove to be very different and denote the presence of the front flapping already reported in [2]. For the reacting flows considered here, the peaks of energy in the energy density spectra of the fluctuating velocities are close to 50, 100 and 150 Hz with a marginal energy contribution for peaks associated with the last two values.

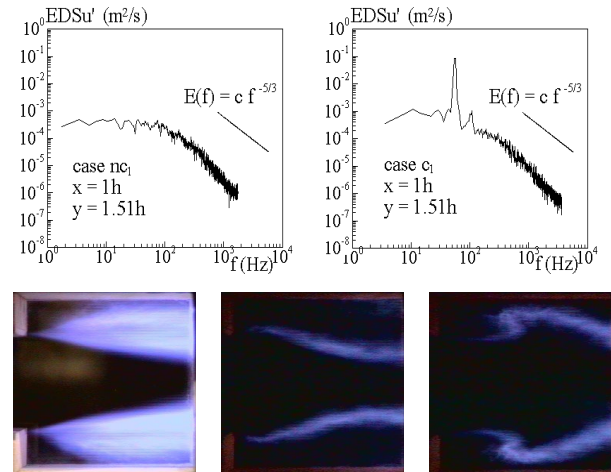


Fig. 8 Top figures: EDS of the streamwise velocity fluctuations for case nc_1 and case c_1 (maximum resolution of spectra = 3.58 Hz); bottom images: self-luminescence visualisations of the combustion zone just behind the dump plane for combusting case c_1 , left mean flame brushes with time exposure = $1/50$ s, middle and right instantaneous flame brushes with time exposure = $1/1000$ s.

Lean Side: Upper Shear Layer

Figure 9 presents the variation of the streamwise velocity fluctuations (total, periodic and stochastic) and the relative contribution of the periodic coherent motion to the total energy of the velocity fluctuations as a function of the equivalence ratio difference

$\Delta\Phi$ defined by the difference of the equivalence ratio values of the lower and upper incoming streams e.g. $\Delta\Phi = \Phi_{lo} - \Phi_{up}$, such that $\Delta\Phi = 0, 0.1$ and 0.2 stands for the combusting flows c_1, c_2 and c_3 , respectively. One notes that the level of the total and stochastic fluctuations is marginally sensitive to the value of $\Delta\Phi$.

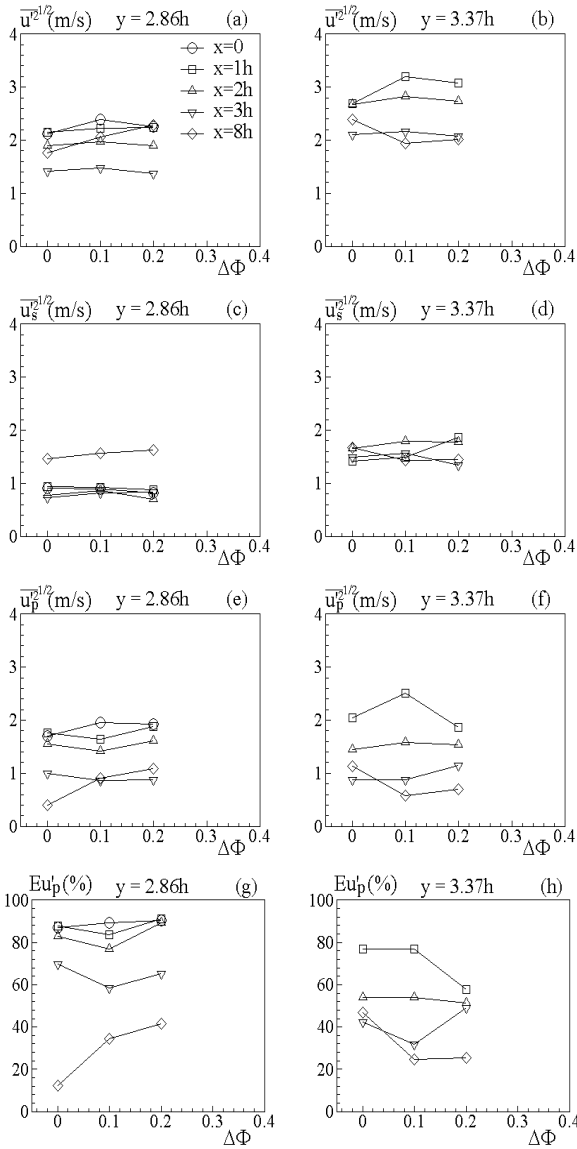


Fig. 9 Dependence of the streamwise velocity fluctuations (total u' , stochastic u'_s and periodic u'_p components) and of the relative contribution of the periodic coherent motion to the total velocity fluctuation energy on the equivalence ratio difference (maximum random error in $\overline{u'^2} = \pm 0.20 \text{ m}^2/\text{s}^2$).

For a given value of $\Delta\Phi$, the relative contribution of the coherent motion appears to be a decreasing function of the streamwise abscissa (Figs. 9g and 9h): the closer to the dump plane, the higher the

coherent motion contribution. At a given y location, the influence of $\Delta\Phi$ on the coherent motion relative contribution is noticeable far downstream at $x = 8h$ with a clear increase at $y = 2.86h$ from 10% for $\Delta\Phi = 0$ up to 40% for $\Delta\Phi = 0.2$. For the intermediate points and for location $y = 3.37h$ the picture is not so clear. Nevertheless, a decrease of the coherent motion relative contribution versus $\Delta\Phi$ is observed near the dump plane as well as at the farthest point $x = 8h$.

Wake

In this region, the increase of $\Delta\Phi$ does not influence the total level of velocity fluctuations except for the farthest point $x = 8h$ for which the level is multiplied by a factor greater than 2 (see Fig. 10). This increase is due to an augmentation of the energy level of both stochastic and periodic motions. For a given value of $\Delta\Phi$, the relative contribution of the coherent motion appears to be a decreasing function of the streamwise abscissa, passing from approximately 80% near the dump plane to 20 - 30% at $x = 8h$. The amplitude of this diminution is of the same order of magnitude as that observed in the upper shear layer.

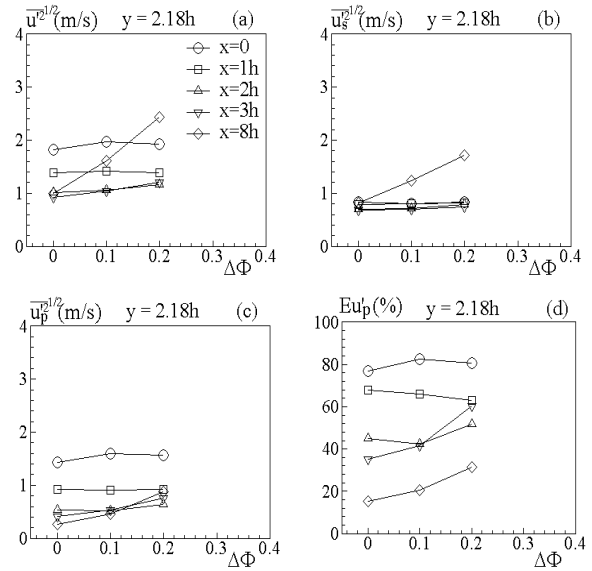


Fig. 10 Dependence of the streamwise velocity fluctuations (total u' , stochastic u'_s and periodic u'_p components) and of the relative contribution of the periodic coherent motion to the total velocity fluctuation energy on the equivalence ratio difference (maximum random error in $\overline{u'^2} = \pm 0.10 \text{ m}^2/\text{s}^2$).

Rich Side: Lower Shear Layer

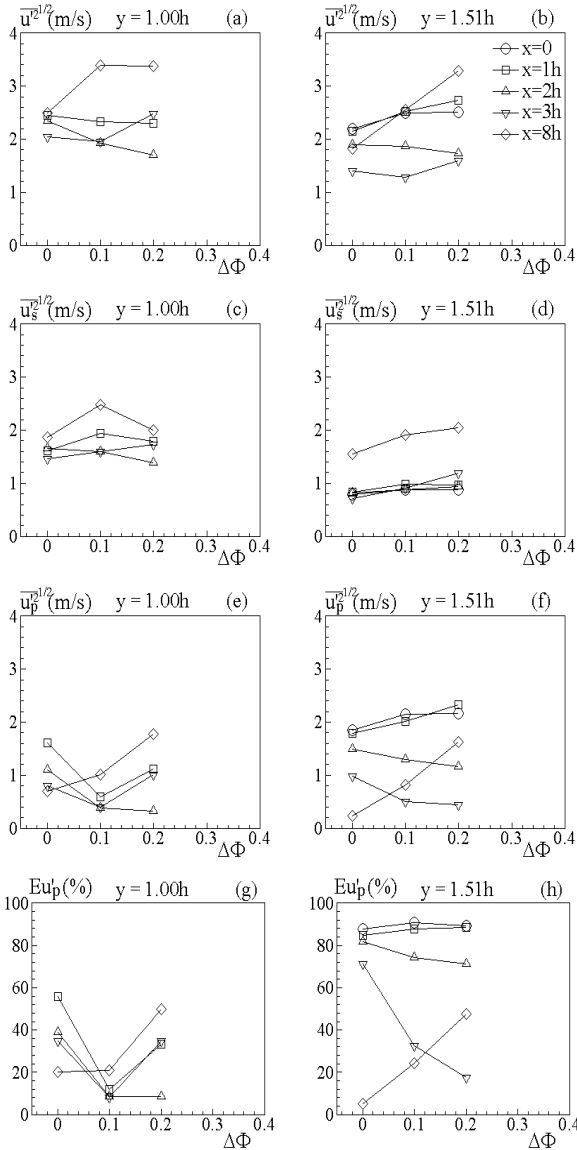


Fig. 11 Dependence of the streamwise velocity fluctuations (total u' , stochastic u'_s and periodic u'_p components) and of the relative contribution of the periodic coherent motion to the total velocity fluctuation energy on the equivalence ratio difference (maximum random error in $\overline{u'^2} = \pm 0.20 \text{ m}^2/\text{s}^2$).

In this zone, one observes, as in the wake, an increase of the level of the total velocity fluctuations for the farthest point $x = 8h$ when $\Delta\Phi$ increases. This is associated with a strong increase of the relative contribution of the coherent motion as shown in Fig. 11. Concerning the stochastic motion, a sensitivity to $\Delta\Phi$ is observed especially at $x = 8h$, with a maximum obtained for $y = 1h$ and $\Delta\Phi = 0.1$. For the other points, it is not possible to observe a generic behaviour. In return, it is clear that even at points where the level of the total energy fluctua-

tations remains almost unchanged, one observes a modification of the balance between the stochastic and the periodic motion. This is illustrated for instance for the point $x = 3h$ and $y = 1.51h$, for which the total energy keeps almost the same level when $\Delta\Phi$ varies whereas the relative contribution of the periodic motion decreases from 70% for $\Delta\Phi = 0$ down to 18% for $\Delta\Phi = 0.2$.

Concluding Remarks

The results obtained in the present study suggest that:

- The presence of an incoming equivalence ratio difference, particularly the case c_2 , in this dump combustor induces a strong increase of the total velocity fluctuations in the feeding flows. Additionally, it strongly affects the flow unsteadiness behind the dump plane.
- An increase of the equivalence ratio difference induces larger velocity fluctuations at some points in the far wake and in the (rich) lower shear layer.
- Even at locations where the level of the total velocity fluctuations is marginally affected by the equivalence ratio difference, one observes an important redistribution of the energy between the coherent and the stochastic motions.

Acknowledgments

This study is supported by the European Community under the "Competitive and Sustainable Growth" Programme (1998-2002), project MOLECULES ("Modelling of Low Emissions Combustors Using Large-Eddy Simulations"), contract n° G4RD-CT-2000-00402, project n° GRD1-2000-25221.

Phuc Danh NGUYEN has been granted a scholarship by the Région Poitou-Charentes.

References

- [1] Correa, S.M., "Power Generation and Aero-propulsion Gas Turbines: From Combustion Science to Combustion Technology", *Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1998, p. 1793.

- [2] Besson, M., Bruel, P., Champion, J.L. and Deshaies, B., "Experimental Analysis of Combusting Flow Developing over a Plane-Symmetric Expansion", *J. of Thermophysics and Heat Transfer* 14(1):59 (2000).
- [3] Keller, J.O., Vaneveld, L., Korschelt, D., Hubbard, G.L., Ghoniem, A.F., Daily, J.W., and Oppenheim, A.K., "Mechanism of Instabilities in Turbulent Combustion Leading to Flash-back", *AIAA J.* 20(2):254 (1982).
- [4] De Zilwa, S.R.N., Uhm, J.H., and Withelaw, J.H., "Combustion Oscillations Close to the Lean Flammability Limit", *Combust. Sci. Tech.* 160:231 (2000).
- [5] Bigot, P., Champion, M., and Garréon-Bruguières D., "Modelling a Turbulent Reactive Flow with Variable Equivalence Ratio: Application to a Flame Stabilized by Symmetrical Backward-facing Steps", *Combust. Sci. Tech.* 158:299 (2000).
- [6] Besson, M., "Etude Expérimentale d'une Zone de Combustion en Ecoulement Turbulent Stabilisé en Aval d'un Elargissement Brusque Symétrique", *Doctoral Thesis*, University of Poitiers, France, September 2001.
- [7] Benedict, L.H., and Gould, R.D., "Towards Better Uncertainty Estimates for Turbulence Statistics", *Experiments in Fluids* 22(2):129 (1996).
- [8] Sanquer, S., Bruel, P., and Deshaies, B., "Some Specific Characteristics of Turbulence in the Reactive Wake of Bluff-Bodies", *AIAA J.* 36(6):994 (1998).
- [9] Hussain, A.K.M.F. and Reynolds, W.C., "The Mechanics of An Organized Wave in Turbulent Shear Flow", *J. Fluid Mech.* 41(2):241 (1970).
- [10] Hussain, A.K.M.F. and Reynolds, W.C., "The Mechanics of An Organized Wave in Turbulent Shear Flow. Part 2. Experimental Results", *J. Fluid Mech.* 54(2):241 (1972).
- [11] Schadow, K.C., Gutmark, E., Parr, T.P., Parr, D.M., Wilson, K.J., and Crump, J.E., "Large-Scale Coherent Structures as Drivers of Combustion Instabilities", *Combust. Sci. Tech.* 64:167 (1989).

FuturVIEW 2003

Etude d'écoulements turbulents réactifs par vélocimétrie laser : acquisition et traitement des données sous LabVIEW

Pascal BRUEL et Phuc Danh NGUYEN

Centre National de la Recherche Scientifique
Laboratoire de Combustion et de Détonique (UPR 9028)
Site du CEAT
43, Route de l'Aérodrome
86036 Poitiers Cedex - France
Tél.: (+33) 5 49 36 60 91, Fax: (+33) 5 49 36 60 64
Courriel: bruel@lcd.ensma.fr

**Programmation Graphique pour la Mesure et
l'Automatisation avec le langage LabVIEW**

pp. 131-133, ISBN 2-9514541-2-0

12 - 13 Juin 2003

Futuroscope, France

Étude d'écoulements turbulents réactifs par vélocimétrie laser: acquisition et traitements des données sous Labview

Pascal BRUEL et Phuc Danh NGUYEN

Centre National de la Recherche Scientifique
Laboratoire de Combustion et de Détonique
Site du CEAT
43 Route de l'Aérodrome
86036 – Poitiers Cedex – France
Tél.: 05 49 36 60 86, Fax: 05 49 36 60 64
Courriel : Pascal.Bruel@lcd.ensma.fr

1. Introduction

Afin de développer les chambres de combustion des turboréacteurs du futur, il est nécessaire de calibrer les outils de simulation numérique sur des bancs d'essai reproduisant, sous forme simplifiée, l'ensemble des phénomènes spécifiques aux chambres en développement. Le banc d'essai double-flux ORACLES a été spécifiquement construit au laboratoire dans cette optique pour l'étude d'écoulements turbulents réactifs représentatifs de ceux qui existent au sein des chambres de combustion en développement et la figure 1 présente

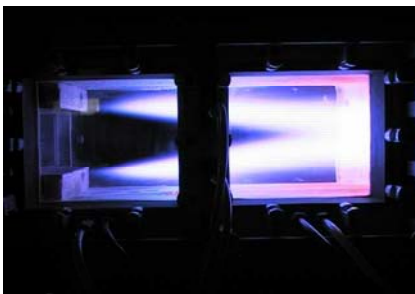


FIG.1 – Banc ORACLES double flux gazeux prémélangé : vue d'ensemble de la zone de réaction moyenne stabilisée en aval de l'élargissement brusque (Puissance thermique : 220 kW).

une image typique des écoulements obtenus. La caractérisation de ce type d'écoulement passe en premier lieu par une bonne connaissance du champ des vitesses et la vélocimétrie laser est alors l'outil incontournable à utiliser dans ce but. C'est dans ce cadre, qu'un programme modulaire d'acquisition et de traitements des données écrit sous Labview a été développé en partenariat étroit avec la société TecAtlant.

2. Cahier des charges et méthodologie expérimentale

Notre objectif est de réaliser les mesures par vélocimétrie laser dans des conditions optimales conditionnées notamment par 1) la rapidité d'acquisition afin de réduire les temps de mesure et donc les coûts associés, 2) l'ergonomie de l'interface permettant à des utilisateurs non spécialistes d'être rapidement opérationnels et 3) la modularité du programme permettant une évolution aisée de celui-ci. Les équipements pilotés par le programme sont 1) une interface GPIB implanté sur l'ordinateur exécutant le programme, 2) une interface série, 3) deux analyseurs de spectre reliés à l'ordinateur par l'interface GPIB et 3) un système 3D de déplacement du point de mesure connecté via l'interface série. Le traitement des données acquises fournit notamment, les grandeurs moyennes de la vitesse et les fluctuations *rms*, les histogrammes et leur propriétés (déviation et aplatissement), les spectres des fluctuations. Les quelques figures présentées ci-dessus permettent de se représenter l'environnement au sein duquel « évolue » alors l'expérimentateur. La figure 2 donne un exemple des « faces avant » que l'utilisateur utilise afin de procéder à la définition du maillage 3D qui va être exploré ainsi qu'au paramétrage des fichiers de stockage. La figure 3 quant à elle présente un exemple de résultats obtenus après traitement des données (spectre et auto-corrélation des fluctuations d'une composante de la vitesse de l'écoulement) ainsi que l'exemple de face avant affichée en cours de mesure et qui renseigne sur l'état de la mesure courante (histogramme de vitesse et de temps d'arrivée des particules, nombre de mesure instantanées effectuées, taux de validation, ...)

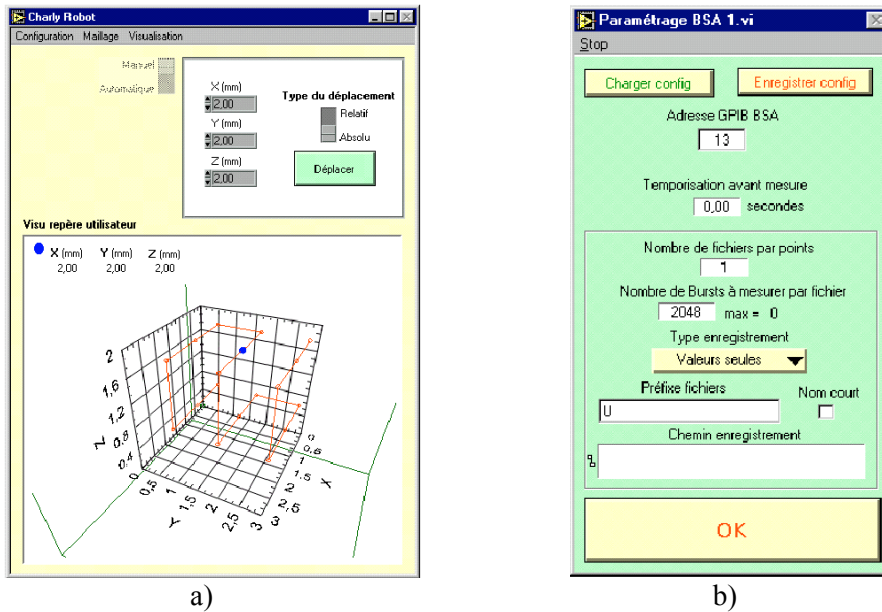


FIG. 2 – Exemples de « faces avant » pour l'utilisateur : a) gestion des déplacements 3D de la tête de mesure et b) gestion des paramètres de stockage des données.

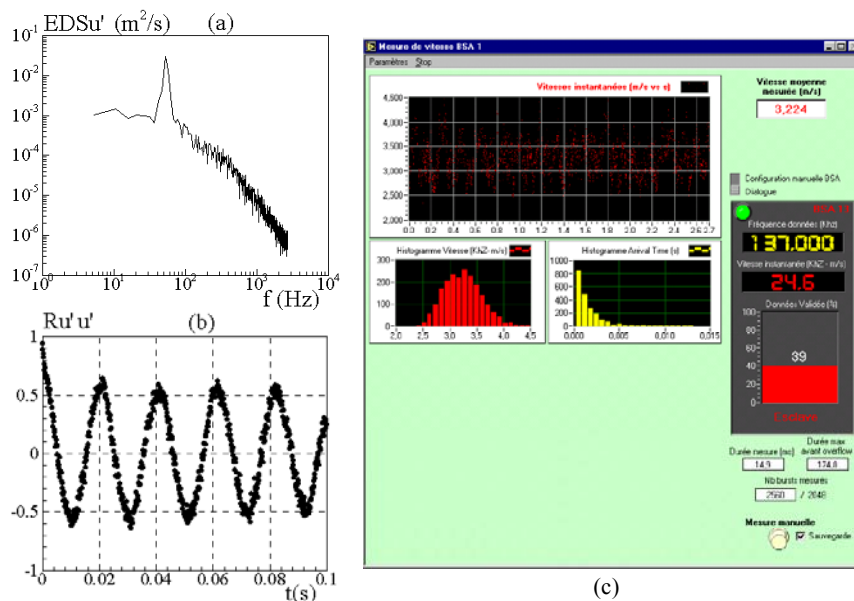


FIG. 3 – Exemples de résultats obtenus: a) spectre des fluctuations de vitesse, b) fonction d'auto-corrélation associée et c) « face avant » reprenant les informations de l'analyseur de spectre au cours de la mesure.

3. Conclusions

La mise en œuvre de ce programme d'acquisition et de traitement a permis de réaliser un gain considérable à la fois en souplesse d'emploi du système de vélocimétrie laser et en efficacité « globale » au niveau de l'expérimentation. La réduction du temps d'expérimentation nécessaire à l'obtention des données expérimentales est particulièrement significative et entraîne, toutes choses égales par ailleurs, une division par deux de leur coût direct par rapport aux précédents programmes qui utilisaient le langage Basic.

Remerciements: M. Phuc Danh NGUYEN, doctorant au Laboratoire de combustion et de détonique bénéficie d'une bourse de recherche du Conseil régional Poitou-Charentes.

19th ICDERS

Turbulent reacting flow in a dump combustor : some specific aspects related to the modelling of turbulent transports

Phuc Danh NGUYEN and Pascal BRUEL

Centre National de la Recherche Scientifique
Laboratoire de Combustion et de Détonique (UPR 9028)
Site du CEAT
43, Route de l'Aérodrome
86036 Poitiers Cedex - France
Tel.: (+33) 5 49 36 60 91, Fax: (+33) 5 49 36 60 64
E-mail: nguyen@ensma.fr

**19th International Colloquium on the Dynamics of
Explosions and Reactive Systems**
ISBN4-9901744-0-2 C3053 and ISBN4-9901744-1-0 C3053

27 Juillet - 01 Août 2003

Hakone, Japan

TURBULENT REACTING FLOW IN A DUMP COMBUSTOR: SOME SPECIFIC ASPECTS RELATED TO THE MODELLING OF TURBULENT TRANSPORTS

Phuc Danh NGUYEN - Pascal BRUEL

Centre National de la Recherche Scientifique
Laboratoire de Combustion et de Détonique

Site du CEAT

43, route de l'Aérodrome

86036 Poitiers Cedex - FRANCE

Tel.: (+33) 5 49 36 60 89, Fax: (+33) 5 49 36 60 64

E-mail: nguyen@ensma.fr

**Extended Abstract to be presented at the 19th ICDERS
Hakone, Japan, July 27 - August 1, 2003.**

Key Words: premixed combustion, coherent motion, turbulence modelling.

Abstract

The development of systems of aeronautical propulsion able to meet the forthcoming drastic certification on low level of pollutants emission partly relies on the development of new concepts of combustion chambers based for instance on the Lean Premixed Prevaporized (LPP) technology [5]. In such type of combustion chambers, both large scale coherent motion and turbulence contribute to the flow unsteadiness and only the modelling approaches able to deal with this peculiarity can be used to participate in the development of these systems. In that respect, the choice appears to be "limited" to either the Large-Eddy Simulation (LES) [3][4] which involves the resolution of unsteady space averaged governing equations or the Semi-Deterministic Approach (SDA) [7][8][9][11][12] which stretches the capability of one-point Reynolds Averaged Navier Stokes approach by explicitly discriminating in the flow unsteadiness between the coherent and the stochastic motion. In that framework, the present study proposes an experimental methodology aimed at assessing the intrinsic coherence of a classical turbulence model in the case of a turbulent premixed propane-air flame stabilised by a symmetrical backward-facing step, a dump combustor that can be considered as a highly simplified LPP system.

The great interest of such a flow is that it features simultaneously large scale coherent motion as well as turbulence [1] and thus can be used to study combustion instabilities [6][10] as well as to develop and test new turbulent combustion modelling that will benefit from the relative simplicity of the flow geometry [2] while yielding results that will be useful for the development of the real LPP systems. Our objective here is to pinpoint the fact that the conclusions concerning the "performance" of a given turbulence model (here a classical $k - \varepsilon$ model) can be drawn in a sound way only if the conditions of application of the model are realised. In the case of a flow unsteadiness for which the coherent motion plays an important role as it is the case for LPP systems, this implies in particular that the turbulence model has to be applied to model solely the transports that take their source in the stochastic fluctuations. Consequently, as far as the experimental data are concerned, this means that a specific data processing has to be carried out in order to extract the Reynolds stresses associated with the stochastic motion. This requirement being fulfilled, the predictive capabilities of the model or its coherence can be examined. Along these lines, we propose a simple experimental methodology aimed at permitting such a "fair" turbulence model testing. At any point M within the flow, the coherence of the turbulence model will be assessed by comparing the modelled values $(\overline{u_s^2})_M^{k-\varepsilon}$ and $(\overline{v_s^2})_M^{k-\varepsilon}$ to the measured ones. The modelled values will be determined from the experiments by applying the following 5-step procedure:

1. Simultaneous measurement of the streamwise and the transverse component of the velocity with a 4-beam LDV system at point M .

2. Measurements of the velocity components in the neighbourhood of M in order to be able to compute $(\partial\bar{u}/\partial y)_M$ and $(\partial\bar{v}/\partial x)_M$.
3. Use at point M , of the SDA that introduces the following triple decompositions: $u(t) = \bar{u} + u'_s(t) + u'_p(t)$ and $v(t) = \bar{v} + v'_s(t) + v'_p(t)$ to extract $u'_s(t)$ and $v'_s(t)$ and then calculation of the shear stress $(\overline{u'_s v'_s})_M$ associated to the stochastic motion.
4. Evaluation of the turbulent kinetic viscosity by: $(\nu_t)_M = -(\overline{u'_s v'_s})_M / (\partial\bar{u}/\partial y + \partial\bar{v}/\partial x)_M$
5. Calculation of the "modelled" Reynolds stresses according to the following expressions:

$$(\overline{u'^2})_M^{k-\varepsilon} = -2(\nu_t)_M \left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial y}\right)_M + \frac{2}{3}k_M \quad \text{and} \quad (\overline{v'^2})_M^{k-\varepsilon} = -2(\nu_t)_M \left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial x}\right)_M + \frac{2}{3}k_M \quad \text{where} \quad k_M = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} \right)_M \quad (1)$$

Figure 1 presents a schematic view of the flow configuration considered as well as an example of the shape of the instantaneous flame brushes and Table 1 lists the related flow parameters.

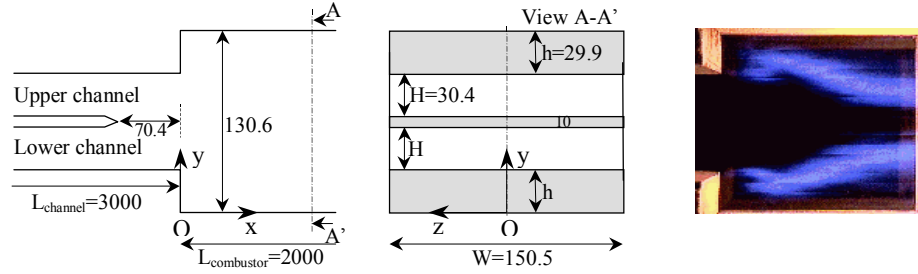


Figure 1: Characteristic dimensions (in mm) of the combustor and instantaneous flame brushes with time exposure = $1/1000$ s.

Case	Stream	$Re = U_{bulk}H/\nu_0$	Q g/s	U_{bulk} m/s	Φ	Thermal Power (kW)
c ₁	upper	25000	65	11	0.75	110
	lower	25000	65	11	0.75	110

Table 1: Main parameters of the test cases (atmospheric pressure, temperature of the incoming flows = 276 ± 10 K; systematic error in $Q = \pm 1$ g/s, in $Re = \pm 2\%$, in $U_{bulk} = \pm 1.5\%$, and in $\Phi = \pm 0.025$).

Figure 2 gives, at two different locations in the combustor, the transverse profiles of the turbulent kinematic viscosity normalized by the molecular kinetic viscosity ν_0 of the fresh mixture calculated either by using the stochastic or the total shear stress. These results show that the use of the total velocity fluctuations to compute ν_t leads to an important overestimation of the turbulent kinematic viscosity coefficient when compared to the values obtained when only the stochastic shear stress $(\overline{u'_s v'_s})$ is considered.

The results presented in Figures 3 and 4 demonstrate that a fair agreement is obtained between the values computed by the model and those obtained directly from the experimental measurements (Figs. 3.c and d - Figs. 4.c and d) provided that only the stochastic contribution is considered in the comparison. The contrast is clear with the poorer quality of the agreement between measured and modelled values presented in Figs. 3.a and b and Figs. 4.a and b where the total velocity fluctuations is used without extraction of the sole contribution of the stochastic motion. Thus, these results suggest that a numerical simulation of such reacting flow, based on

CFM 2003

**Ecoulements turbulents réactifs stabilisés en aval
d'un élargissement brusque symétrique:
détermination expérimentale de l'influence du
nombre de Reynolds sur la contribution des
mouvements cohérents et stochastiques à la
dynamique du champ de vitesse**

Phuc Danh NGUYEN et Pascal BRUEL

Centre National de la Recherche Scientifique
Laboratoire de Combustion et de Détonique (UPR 9028)
Site du CEAT
43, Route de l'Aérodrome
86036 Poitiers Cedex - France
Tél.: (+33) 5 49 36 60 91, Fax: (+33) 5 49 36 60 64
Courriel: nguyen@ensma.fr

16^{ème} Congrès Français de Mécanique

1 - 5 Septembre 2003

Nice, France

Écoulements turbulents réactifs stabilisés en aval d'un élargissement brusque symétrique : détermination expérimentale de l'influence du nombre de Reynolds sur la contribution des mouvements cohérents et stochastiques à la dynamique du champ de vitesse

Phuc Danh NGUYEN - Pascal BRUEL

Centre National de la Recherche Scientifique

Laboratoire de Combustion et de Détonique

Site du CEAT

43, route de l'Aérodrome

86036 Poitiers Cedex - France

Tel. : 05 49 36 60 89, Fax : 05 49 36 60 64

Courriel : nguyen@ensma.fr

Résumé :

Des oscillations à grande échelle du champ des vitesses sont mises en évidence au sein d'un écoulement turbulent réactif obtenu sur un banc d'essai représentatif de la géométrie d'un secteur de chambre de combustion aéronautique de type PPP (Pauvre-Prémélangé-Prévaporisé). Une approche de type Semi-Déterministe (SD) est utilisée pour décomposer le signal original de vitesse obtenu par vélocimétrie laser en la somme d'une composante moyenne temporelle, d'une composante périodique associée au mouvement à grande échelle et d'une composante stochastique. Les résultats obtenus montrent que, lorsque l'on diminue le nombre de Reynolds de l'écoulement tout en maintenant sa richesse constante, une importante redistribution entre les contributions des fluctuations périodiques et stochastiques à la dynamique des fluctuations de la vitesse est observée. On montre en particulier que la diminution du nombre de Reynolds des écoulements d'alimentation incidents s'accompagne du renforcement de l'énergie associée au mouvement cohérent, au détriment de celle associée au mouvement stochastique.

Abstract :

Large scale coherent motion of the velocity field obtained in a turbulent reacting flow featured by a test facility that represents to some extent an LPP (Lean, Premixed, Prevaporised) jet engine combustion chamber module is evidenced experimentally. Using the so-called Semi-Determinist (SD) approach, the velocity signal obtained by laser velocimetry is decomposed as the sum of its steady time average, its coherent fluctuations and its stochastic fluctuations. A noticeable change in the energy balance between the contributions of the coherent and the stochastic motions to the velocity fluctuations is observed as soon as the Reynolds number is reduced while keeping the flow equivalence ratio constant. In particular, the contribution of the coherent motion tends to overcome that of the stochastic motion as soon as the Reynolds number of the inlet feeding flows is decreased.

Mots-clefs : Combustion ; turbulence ; mouvement cohérent.

1 Introduction

Le développement de nouveaux turboréacteurs pour l'aviation civile, moins nocifs pour l'environnement passe, entre autres, par l'élaboration de nouveaux concepts de chambres de combustion au sein desquelles les réactions de combustion se déroulent, quel que soit le régime de vol considéré, dans des conditions aérothermochimiques précisément contrôlées de manière à réduire notablement les émissions de polluants. Les chambres de type PPP (Pauvre-Prémélangé-Prévaporisé) sont un bon exemple de ces nouvelles technologies en cours de développement. Séduisantes *a priori* pour minimiser en particulier la production d'oxydes d'azote puisque la combustion s'y déroule en phase gazeuse et en mélange pauvre, ces chambres souffrent encore de problèmes d'instabilités de combustion à grande échelle qui peuvent éventuellement conduire à leur destruction (Correa, 1998). Pour

contribuer à la résolution de ces problèmes, liés de manière plus générale aux caractéristiques instationnaires des écoulements turbulents réactifs considérés, un banc d'essai dénommé ORACLES ("One Rig for Accurate Comparisons with Large-Eddy Simulations") a été récemment développé (Besson *et al.*, 2000). L'intérêt de ce dispositif, qui peut être considéré comme un système PPP simplifié, est qu'il permet l'obtention d'écoulements réactifs en phase gazeuse qui présentent simultanément un mouvement déterministe à grande échelle et un mouvement purement stochastique (Nguyen et Bruel, 2003). Dans cette optique, la travail que nous présentons ici consiste à étudier, de manière expérimentale, l'influence du nombre de Reynolds des écoulements incidents sur les caractéristiques instationnaires du champ des vitesses de ce dernier, et notamment, sur les niveaux respectifs de l'énergie des fluctuations associées aux instabilités à grande échelle (mouvement cohérent) et à la turbulence.

2 Configuration expérimentale et méthodologie

L'étude consiste à étudier les caractéristiques instationnaires de la composante longitudinale de la vitesse pour deux écoulements réactifs dénommés c_1 et h_1 obtenus sur le banc d'essai ORACLES double flux. Ce dernier est constitué de : 1) deux chambres de mélange, 2) deux canaux superposés alimentés chacun par un prémélange air/propane permettant d'établir les écoulements incidents, 3) une unique chambre de combustion formée derrière une double marche destinée à stabiliser la zone de combustion, et enfin 4) un système d'évacuation. Une description détaillée de ce banc d'essai est donnée par Besson *et al.* (2000) et Nguyen et Bruel (2003). Les principales caractéristiques des deux écoulements étudiés sont données dans le tableau 1. Le nombre de Reynolds Re indiqué est calculé par $Re = U_{deb}H/\nu_0$ où $H = 30,4 \text{ mm}$ est la hauteur de chacun des deux canaux d'entrée, U_{deb} la vitesse débitante pour chaque canal d'alimentation et ν_0 la viscosité cinématique du mélange frais à $T_0 = 276 \text{ K}$. Toutes les mesures de vitesse ont été effectuées dans le plan médian du banc d'essai ($O, x, y, z = 0$) grâce à un système de vélocimétrie laser utilisant un laser à argon de 4 W , une tête optique utilisée en rétrodiffusion, un photomultiplicateur préamplifié, un analyseur de spectre et un système de déplacement et d'acquisition entièrement automatique et géré par ordinateur.

Label d'écoulement	Re	$Q(g/s)$	$U_{deb}(m/s)$	Φ	Puissance thermique (kW)
c_1	25000	65	11	0,75	110
h_1	50000	130	22	0,75	220

TAB. 1 – Paramètres principaux des écoulements d'alimentation (identiques pour les deux canaux) des deux configurations d'écoulement considérées (pression atmosphérique, température d'écoulements d'entrée = $276 \pm 10 \text{ K}$; erreur systématique sur $Q = \pm 1 \text{ g/s}$, sur $Re = \pm 2\%$, sur $U_{deb} = \pm 1,5\%$, et sur $\Phi = \pm 0,025$).

Le but est ici d'apprécier, au niveau des fluctuations de la composante longitudinale de vitesse (suivant l'axe Ox), l'importance respective de la turbulence et du mouvement cohérent à grande échelle. L'objectif à plus long terme de cette étude consiste à préciser dans quelles conditions des phénomènes destructeurs de type retour de flamme peuvent apparaître et dans quelle mesure ils peuvent être associés à une évolution particulière de la dynamique et de la nature des fluctuations de vitesse et en premier lieu de la composante longitudinale de cette dernière. Dès lors que ces signes précurseurs seront identifiés, il sera alors éventuellement possible d'éviter leur occurrence soit par des systèmes passifs, actifs ou semi-actifs adaptés. Le mouvement cohérent observé pour les écoulements étudiés résulte, comme le montre la figure 1, du battement synchrone des deux fronts de flamme stabilisés au niveau de l'élargissement brusque. On observe ainsi que la zone de réaction moyenne obtenue avec un temps de pose important est stationnaire et résulte de la superposition de zones de réaction

instantanées fortement instationnaires dont la morphologie évolue suivant un mode pulsatoire de type variqueux. Ce type de comportement résulte de ce que l'on peut appeler génériquement "instabilités" de combustion qui trouvent leur source dans le couplage entre des mécanismes élémentaires d'instabilité de type acoustique ou hydrodynamique. Le lecteur intéressé par ces divers mécanismes pourra se reporter utilement aux travaux de Keller et al. (1982) et de Samaniego (1992).

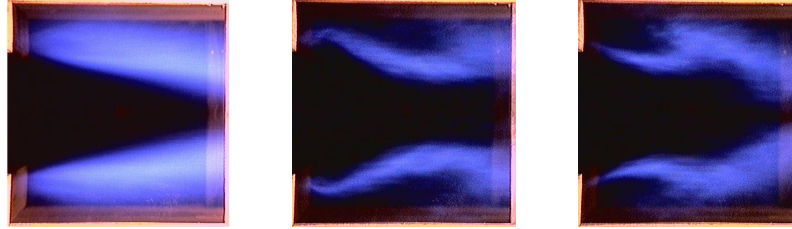


FIG. 1 - Visualisations en lumière directe des zones de combustion pour le cas c_1 : Fronts de flamme moyens avec un temps de pose de $1/50$ s (à gauche), fronts de flamme instantanés avec un temps de pose de $1/1000$ s (au milieu et à droite).

Afin de "discriminer", au niveau des fluctuations de vitesse, entre la contribution liée au mouvement cohérent de celle associée à la turbulence, nous avons recours à la décomposition triple proposée initialement par Hussain et Reynolds (1972). Dans ce cadre, si l'on considère un signal temporel de vitesse $u(t)$, ce dernier est décomposé en trois termes, soit $u(t) = \bar{u} + u'_p(t) + u'_s(t)$ où \bar{u} est la partie moyenne qui ne dépend pas du temps, $u'_p(t)$ désigne le mouvement périodique et $u'_s(t)$ représente les fluctuations stochastiques. La somme $\langle u \rangle(t) = \bar{u} + u'_p(t)$ représente ce que l'on appelle alors la moyenne de phase du signal dont l'équation d'évolution peut alors être l'objet d'une procédure de modélisation et de calcul comme l'ont montré par exemple Ha Minh et Kourta (1993) ou Louedin et Billet (1997). La mise en oeuvre de cette procédure de traitement des données instantanées de vitesse est décrite en détail par Nguyen et Bruel (2003).

3 Résultats et discussion

3.1 Comportement des écoulements d'entrée

La figure 2 présente les résultats obtenus pour le canal d'alimentation supérieur à $x = -5h$ en amont de l'élargissement brusque. Les profils des diverses fluctuations (totale, stochastique et cohérente) et de la contribution relative du mouvement périodique à l'énergie totale de la fluctuation de vitesse longitudinale sont donnés en fonction de la coordonnée réduite y^* définie par $y^* = (y - y_b)/(y_h - y_b)$ (où y_b et y_h représentent la coordonnée y des parois basse et haute du canal). On observe que pour le cas c_1 , l'amplitude de la fluctuation totale est seulement légèrement inférieure à celle du cas h_1 (Fig. 2-a). En revanche, en ce qui concerne la fluctuation stochastique obtenue après filtrage, on remarque que, bien que cette dernière soit en valeur absolue nettement moins importante que celle du cas h_1 (Fig 2-b), la fluctuation réduite par la vitesse moyenne locale moyenne est quasi-identique dans les deux cas et se compare tout à fait à celles obtenues en l'absence de combustion dans le foyer (Figs. 2-f et 2-h) et pour les mêmes conditions d'alimentation (écoulements nc_1 et nh_1). On retrouve ainsi les propriétés d'un écoulement turbulent de canal pleinement développé avec une influence peu sensible du nombre de Reynolds de l'écoulement sur l'intensité de turbulence locale. En revanche, l'intensité du mouvement cohérent qui apparaît être dominant au niveau de l'axe des canaux, avec un niveau relatif pouvant atteindre plus de 90 % de l'énergie totale (Fig.2-d) et moins "vigoureux" près des parois du fait de l'amortissement visqueux, dépend de manière notable de l'écoulement considéré (Fig. 2-g). Cette sensibilité confirme que ce mouvement cohérent est fortement dépendant des autres mécanismes d'instabilité précédemment mentionnés (acoustique, hydrodynamique) ce qui

indique en particulier que la capacité à modéliser correctement la dynamique de l'écoulement ne sera pas uniquement liée à la qualité du modèle de turbulence considéré.

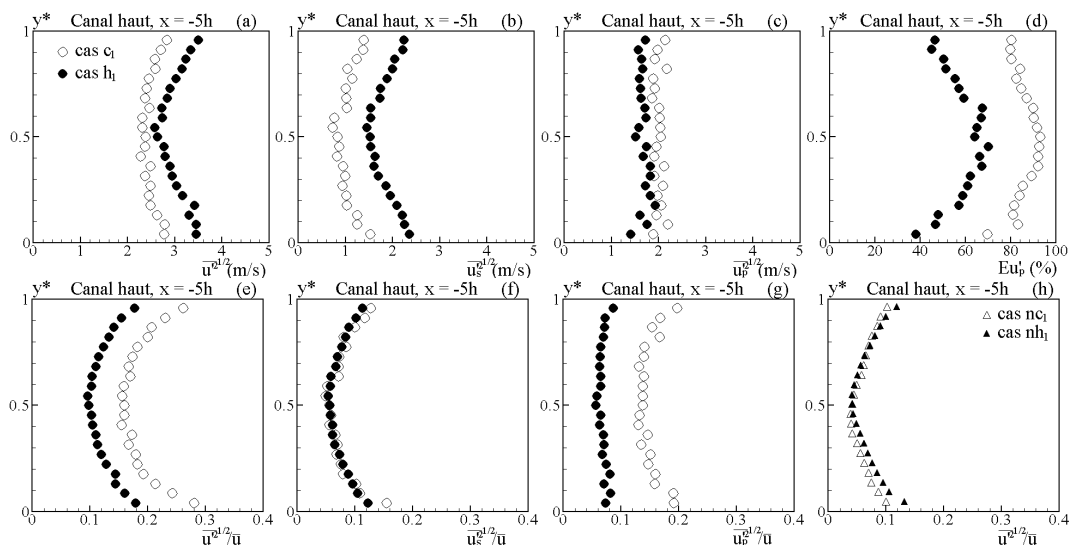


FIG. 2 - Profils dans le canal d'alimentation supérieur en $x = -5h$, des fluctuations de vitesse longitudinale totale u' , stochastique u'_s et périodique u'_p : a), b) et c), valeurs dimensionnées ; e), f) et g), valeurs réduites par la vitesse moyenne locale ; d) contribution relative du mouvement périodique à l'énergie totale de la fluctuation et h) profils réduits obtenus en l'absence de combustion dans le foyer.

Notons de plus, qu'un tel comportement pulsatoire, correspondant à une oscillation importante de la vitesse de phase, est *a priori* un élément favorisant la possibilité de remontée de flamme dans les écoulements d'alimentation, ce qui n'est pas observé ici du fait que les valeurs minimales de la moyenne de phase sont encore largement supérieures à celle des vitesses de flamme turbulente du prémélange considéré.

3.2 Caractéristiques des écoulements à l'élargissement brusque

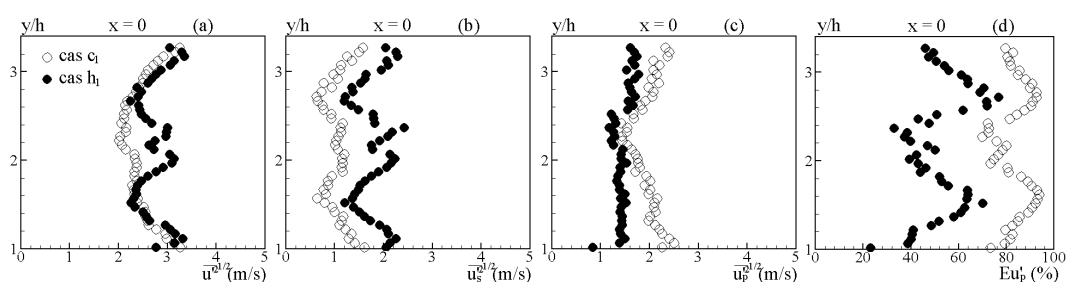


FIG. 3 - Profils au niveau de l'élargissement brusque des fluctuations de vitesse longitudinale : a) fluctuation totale u' ; b) fluctuation stochastique u'_s ; c) fluctuation périodique u'_p et d) contribution relative Eu'_p du mouvement périodique.

Les résultats présentés sur la figure 3 montrent que le double pic d'énergie associé au sillage de la plaque séparant initialement les deux écoulements incidents et observé dans le cas h_1 (et également pour les écoulements inertes équivalents $nc1$ et nh_1 , non présentés ici) est quasiment absent dans le cas c_1 . Cette disparition dans le cas c_1 , écoulement pour lequel le mouvement cohérent est prédominant (Fig. 3-d) est donc clairement associée à l'effet dynamique de ce mouvement cohérent qui "s'impose" en quelque sorte dans la structuration de l'écoulement par rapport à ce qui est observé lorsque seul

le développement de la turbulence incidente préside à l'établissement de la structure de l'écoulement (cas des écoulements inertes équivalents) ou quand le mouvement stochastique reste prédominant (cas de l'écoulement h_1). Ceci est confirmé par les résultats de la figure 3-b qui montrent que, pour le cas c_1 et après extraction de la partie cohérente, le double pic réapparaît sur le profil de la fluctuation stochastique. Les autres résultats montrent en particulier que 1) la contribution relative du mouvement cohérent apparaît moins importante au niveau de la zone d'interaction entre le sillage et les deux écoulements incidents et 2) la contribution du mouvement cohérent est prédominante au niveau de l'axe des canaux d'alimentation.

3.3 Caractéristiques des écoulements en aval de l'élargissement brusque

La figure 4 présente pour différentes abscisses dans le foyer les profils de fluctuations de vitesse longitudinale totale, stochastique et périodique obtenus en $x = 3h$ et $8h$. La figure 4-a illustre le fait que le niveau absolu de la fluctuation totale de vitesse longitudinale dans le champ proche ($x = 3h$) apparaît moins élevé pour le cas c_1 que pour le cas h_1 . Cette diminution de la fluctuation totale de vitesse du cas c_1 est essentiellement due à la diminution de la fluctuation stochastique (Fig. 4-b), puisque la fluctuation cohérente périodique (Fig. 4-c) dans ce cas reste du même ordre de grandeur que pour le cas h_1 . Par exemple à $x = 3h$ et $y = 0,5h$ ou $3,87h$, le niveau de la fluctuation totale de vitesse de l'écoulement h_1 peut atteindre une valeur *rms* de $6,5 \text{ m/s}$ à comparer à la valeur maximale de $2,5 \text{ m/s}$ obtenue pour l'écoulement c_1 . On observe donc pour l'écoulement h_1 une nette prédominance des fluctuations stochastiques notamment au niveau des couches de cisaillement qui se développent à partir des coins de chaque marche et qui proviennent des couches limites pariétales de chaque canal d'alimentation. Ceci est conforté par les observations des fronts de réaction en lumière directe où il apparaît qu'au niveau de leur accrochage, ces derniers sont beaucoup plus stables pour l'écoulement h_1 . de par le cisaillement moyen beaucoup plus intense qui prévaut à ce niveau.

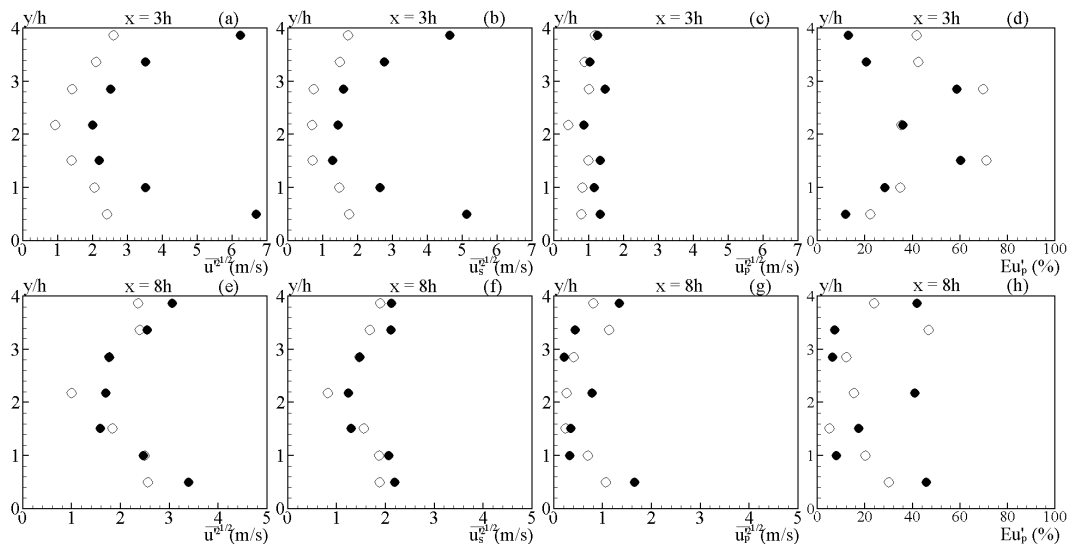


FIG. 4 - Profils dans le foyer ($x = 3h$ et $8h$) des fluctuations de vitesse longitudinale : a) et e) fluctuation totale; b) et f) fluctuation stochastique; c) et g) fluctuation périodique et d) et h) contribution relative du mouvement périodique.

Dans le champ lointain du foyer, à $x = 8h$ (Figs. 4-e à 4-h), il est difficile en l'état actuel de notre étude de dégager un comportement générique. On observe néanmoins une nette diminution des valeurs maximales atteintes pour la contribution relative du mouvement périodique qui ne dépasse pas les 50 % alors que dans le champ proche, les valeurs maximales pouvaient atteindre 90 %. Associée au fait que les valeurs maximales de fluctuations totales sont maintenant obtenues près des parois du

foyer, cette tendance indique que l'on assiste progressivement à un amortissement des effets liés aux battements des fronts et que les caractéristiques de l'écoulement vont graduellement se rapprocher (si le foyer est suffisamment long) de celles d'un écoulement turbulent de canal pleinement développé de gaz brûlés. Des mesures effectuées beaucoup plus loin en aval de l'élargissement permettront de conforter cette hypothèse.

4 Conclusions

Les résultats expérimentaux présentés dans cette étude indiquent que :

- Une diminution du nombre de Reynolds de l'écoulement s'accompagne d'une diminution du niveau des fluctuations totales de la composante longitudinale de la vitesse.
- Cette diminution s'accompagne d'une redistribution entre les contributions relatives des fluctuations stochastique et périodique avec un renforcement de la contribution relative de cette dernière.
- C'est donc à faible puissance que le risque potentiel d'observer des "retours" ou "remontées" de flamme associés à la prédominance du mouvement cohérent est le plus important.
- La diminution du nombre de Reynolds n'étant pas réalisée à puissance thermique dégagée constante, l'origine de cette redistribution ne peut être attribuée uniquement aux caractéristiques propres de développement dans le foyer de la turbulence incidente mais également dans les modalités de son couplage avec les mécanismes d'instabilité acoustique et hydrodynamique.

Remerciements : Phuc Danh NGUYEN bénéficie d'une bourse doctorale octroyée par la Région Poitou-Charentes.

Références

1. Besson, M., Bruel, P., Champion, J.L., and Deshaies, B. 2000 Experimental analysis of combusting flows developing over a plane symmetric expansion, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 14(1), 59-67.
2. Correa, S.M. 1998 Power generation and aeropropulsion gas turbines : from combustion science to combustion technology. *Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion*. 1793-1807.
3. Ha Minh, H, and Kourta, A. 1993 Semi-deterministic turbulence modelling for flows dominated by strong organised structures, *9th Symposium On Turbulent Shear Flows*, Papier 10-5, Kyoto, Japon.
4. Hussain, A.K.M.F. and Reynolds, W.C. 1972 The mechanics of an organized wave in a turbulent shear flow. Part 2 : experimental results. *J. Fluid Mech.* 54(2), 241-261.
5. Keller, J.O., Vaneveld, L., Korschelt, D., Hubbard, G.L., Ghoniem, A.F., Daily, J.W. and Oppenheim, A.K. 1982 Mechanism of instabilities in turbulent combustion leading to flashback. *AIAA* 20(2) :254-262.
6. Louedin, O. and Billet, G. 1997 Study of energy transfers in a transient high speed flow with 2D large eddy simulation based on temporal filter, *First AFOSR International Conference on DNS and LES*, Ruston, USA.
7. Nguyen, P.D. and Bruel, P. 2003 Turbulent reacting flow in a dump combustor : experimental determination of the influence of an inlet equivalence ratio difference on the contribution of the coherent and stochastic motions to the velocity field dynamics. *AIAA Paper 2003-0958, 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, USA.
8. Samaniego, J.M., 1992 Étude des instabilités de combustion dans les statoréacteurs, *Thèse de Doctorat d'Université, École Centrale de Paris*.

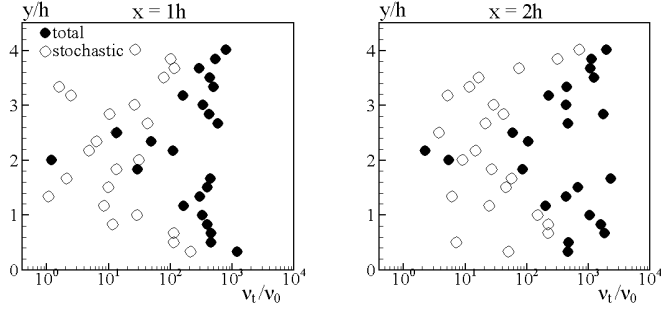


Figure 2: Profiles of the turbulent kinematic viscosity normalized by molecular kinematic viscosity of fresh mixture at two streamwise abscissa $x = 1h, 2h$.

a "simple" turbulence model could produce accurate results if both the calculations and the comparisons with experiments were carried out by considering only the stochastic motion.

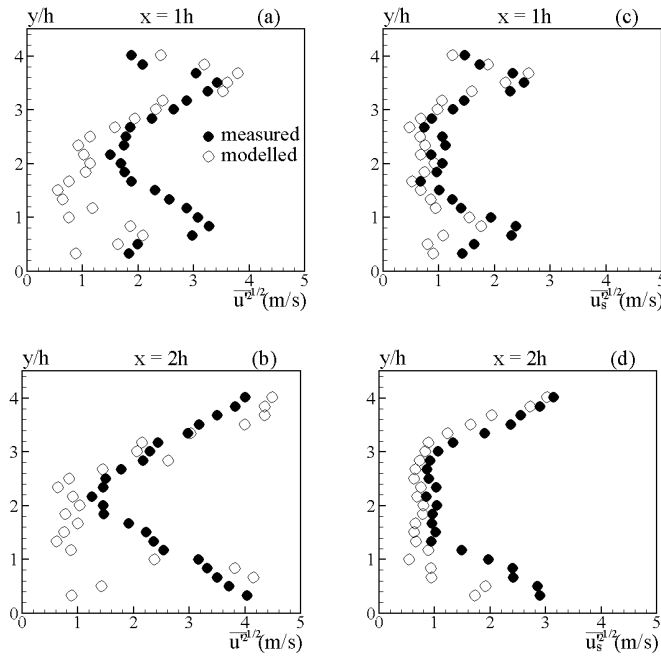


Figure 3: Profiles of the streamwise velocity fluctuations (total u' , stochastic u'_s) measured and modelled at two streamwise abscissa $x = 1h, 2h$.

Acknowledgments: Phuc Danh NGUYEN has been granted a scholarship by the Région Poitou-Charentes.

References

- [1] Besson, M., Bruel, P., Champion, J.L., and Deshaies, B. Experimental analysis of combusting flows developing over a plane symmetric expansion, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 14(1), 59-67, 2000.
- [2] Bigot, P., Champion, M. and Garréton-Bruguières D. Modelling a turbulent reactive flow with variable equivalence ratio: application to a flame stabilized by symmetrical backward-facing steps. *Combust. Sci. Tech.* 158:299-303, 2000.

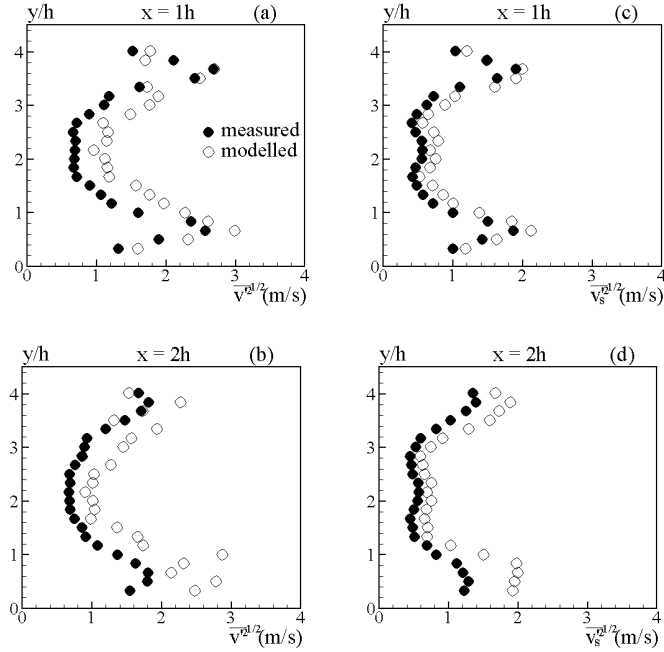


Figure 4: Profiles of the transverse velocity fluctuations (total v' , stochastic v'_s) measured and modelled at two stream-wise abscissa $x = 1h, 2h$.

- [3] Colin, O., Ducros, F., Veynante, D. and Poinot, T. A thickened flame model for large eddy simulations of a turbulent premixed combustion. *Physics of Fluids*, 12(7):1843-1863, 2000.
- [4] Cook, A. and Riley, J. Subgrid scale modeling for turbulent reacting flows. *Combustion and Flame*, 112:593-606, 1998.
- [5] Correa, S.M. Power generation and aeropropulsion gas turbines: from combustion science to combustion technology. *Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion*. 1793-1807, 1998.
- [6] De Zilwa, S.R.N., Uhm, J.H. and Withelaw, J.H. Combustion oscillations close to the lean flammability limit. *Combust. Sci. Tech.* 160:231-258, 2000.
- [7] Ha Minh, H., and Kourta, A. Semi-deterministic turbulence modelling for flows dominated by strong organized structures. *9th Symposium On Turbulent Shear Flows*, Paper 10-5, Kyoto, Japan, 1993.
- [8] Hussain, A.K.M.F. and Reynolds, W.C. The mechanics of an organized wave in a turbulent shear flow. Part 1. *J. Fluid Mech.* 41(2), 241-258, 1970.
- [9] Hussain, A.K.M.F. and Reynolds, W.C. The mechanics of an organized wave in a turbulent shear flow. Part 2: experimental results. *J. Fluid Mech.* 54(2), 241-261, 1972.
- [10] Keller, J.O., Vaneveld, L., Korschelt, D., Hubbard, G.L., Ghoniem, A.F., Daily, J.W. and Oppenheim, A.K. Mechanism of instabilities in turbulent combustion leading to flashback. *AIAA* 20(2):254-262, 1982.
- [11] Louedin, O. and Billet, G. Study of energy transfers in a transient high speed flow with 2D large eddy simulation based on temporal filter, *First AFOSR International Conference on DNS and LES*, 1997, Ruston, USA
- [12] Nguyen, P.D. and Bruel P. Turbulent reacting flow in a dump combustor: experimental determination of the influence of an inlet equivalence ratio difference on the contribution of the coherent and stochastic motions to the velocity field dynamics. *AIAA paper 2003-0958*, 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2003, Reno, USA.

Résumé : Ce travail de nature expérimentale concerne l'étude des caractéristiques instationnaires des écoulements se développant en aval d'un élargissement brusque symétrique et alimentés en air ou en prémélange air/propane par deux écoulements turbulents de canal. L'étude des propriétés d'extinction pauvre des flammes considérées montre que la valeur moyenne de la richesse d'extinction obtenue (0,54) est quasi indépendante des différentes configurations d'écoulement. Les écoulements considérés sont caractérisés notamment au moyen de mesures de vitesses par vélocimétrie laser à l'aide de l'approche semi-déterministe (ASD) qui consiste à décomposer des fluctuations totales de vitesse en une partie cohérente et une partie stochastique. La recherche d'un comportement auto-semblable des profils de vitesses moyennes dans le champ proche des écoulements présentant une variation de débit à richesse uniforme fixée, pour les couches de cisaillement et le sillage, a permis de montrer que ce dernier conserve un comportement auto-semblable bien marqué. Pour les écoulements présentant une variation de richesse uniforme à débit fixé, un régime très "instable" a été observé et est associé à la présence d'un très intense battement synchrone des fronts de flamme à une fréquence fondamentale de 50Hz. On observe dans ce cas une très importante augmentation des fluctuations totales des vitesses due principalement à l'importante contribution du mouvement cohérent. Concernant les écoulements de même puissance thermique globale (220kW) mais présentant un gradient de richesse incident, l'instationnarité de l'écoulement est fortement affectée par ce dernier, avec une forte variation du niveau de l'énergie du mouvement cohérent entraînant une augmentation des fluctuations totales de vitesse. Les mesures de vitesse simultanées en deux points ont permis de préciser les corrélations existants entre divers points de l'écoulement. Le test, *a priori*, d'un modèle de turbulence de type k- ϵ pour les écoulements réactifs considérés, a montré en particulier la cohérence d'un tel modèle de transport turbulent "simple" pour les écoulements considérés dans cette étude.

Experimental contribution to the study of unsteady characteristics of turbulent premixed reacting flows in a dump combustor

Abstract : This experimental work is devoted to the study of unsteady characteristics of reacting flows stabilized behind a symmetric, plane sudden-expansion and fed by two fully developed turbulent channel flows of air or air/propane. The study of lean extinction properties of considered flames shows that the mean value (0.54) of equivalence ratios at which flames extinguished is not dependent on the different flow configurations considered. The flows are characterized mainly by using laser velocimetry measurements and by using the semi-deterministic approach (SDA) that decomposes the total velocity fluctuations into their coherent and stochastic fluctuations. The seeking of a similarity behaviour of the mean velocity profiles in the near field of the flows presenting a mass flow rate variation at fixed equivalence ratio, for the shear layers and the wake, allowed to show that the latter keeps fair similarity properties. For fully premixed flows, an equivalence ratio variation at fixed mass flow rate leads to an increase of the flow instabilities caused by acoustically driven oscillations induced by the coupling with the heat release. This unstable mode is associated to a very vigorous synchronous flapping of the flame fronts at the fundamental frequency of 50Hz. The related augmentation of the total velocity fluctuations is due basically to the important contribution of the coherent motion. Concerning the flows of same global thermal power (220kW) but presenting an inlet equivalence ratio gradient, the flow unsteadiness is strongly affected by the presence of such a gradient, with a strong variation of the energy level of coherent motion inducing an increase of total velocity fluctuations. Simultaneous 2-point one-component velocity measurements have been used to investigate the progressive phase shift of the correlation between the inlet flows and the flow past the dump plane. A "fair" test of coherence of the conventional k- ϵ turbulence model based on the SDA methodology proves to be quite successful.

Discipline : Énergie, Thermique, Combustion

Mots clés : Combustion, LDV en deux points, Mouvement cohérent, Semi-déterminisme, Turbulence.

Laboratoire de Combustion et de Détonique, UPR 9028 du CNRS. 1, Avenue Clément ADER, ENSMA - BP 40109, 86961 Futuroscope Chassagneuil Cedex, France.