



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par **l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace**
Spécialité : Dynamique des fluides

Présentée et soutenue par **Brice MICHEL**
le 8 décembre 2008

Caractérisation aérodynamique d'un écoulement
avec injection pariétale de type dilution giratoire en vue de sa modélisation

JURY

M. Henri-Claude Boisson, président du jury
M. Pascal Bruel, rapporteur
M. Pierre Gajan, co-directeur de thèse
M. Azeddine Kourta, directeur de thèse
M. Franck Nicoud, rapporteur
M. Nicolas Savary

École doctorale : **Mécanique, énergétique, génie civil et procédés**

Unité de recherche : **Équipe d'accueil ISAE-ONERA EDyF**

Directeur de thèse : **M. Azeddine Kourta**

Co-directeur de thèse : **M. Pierre Gajan**

Merci...

...à mes encadrants...

...qui, tout au long de ces années de travail, n'ont toujours eu à mon égard que le souci de mon intérêt. A tel point que j'en ai même parfois oublié qu'ils avaient eux aussi leurs propres préoccupations. Et si mon ego fut parfois blessé devant la somme des modifications à apporter à un rapport ou une présentation, je savais bien au fond de moi que n'étais en perspective que ma propre progression. C'est ainsi que je remercie en premier lieu Pierre Gajan. Au front, toujours en première ligne avec moi pour parer à tous les événements, il a su mettre le cap vers l'excellence. Je remercie également Azeddine Kourta, mon directeur de thèse pour la confiance qu'il m'a accordé. Du premier au dernier jour, je ressortais de son bureau avec la sérénité profonde qu'apporte la confiance de son chef. Ce double encadrement a bénéficié d'un apport substantiel grâce à Alain Strzelecki et Henri Boisson. Alain m'a appris une chose essentielle : placer mon intérêt avant tout. Débutant dans la vie professionnelle, sans doute aussi de part mon éducation, je n'avais pas cette attitude protectionniste en moi. Cela peut paraître trivial, mais dans le monde du travail, c'est primordial. Je voudrais également remercier Henri pour n'avoir pas économisé sa salive lors de nos réunions. Nous faisant profiter de son expérience sans tarir, il a permis de débloquer bon nombre de problèmes. Si ce quatuor fut la pièce maîtresse du projet, je j'adresse également de sincères remerciements...

...aux nombreuses personnes ont contribué de près ou à quelques centaines de kilomètres :

A Turbomeca, j'ai entretenu d'excellentes relations avec Nicolas Savary. Notre collaboration fut très profitable pour le projet, mais aussi pour mon enrichissement personnel. Grâce à ce contact qui m'apparaît aujourd'hui comme indispensable j'ai pu mieux cerner les attentes des motoristes.

Retournons à Toulouse pour remercier "Dédé", que j'entendais arriver 50 mètres à la ronde grâce à son sifflement de rossignol. "Dédé", ou comment monter une manip en un temps record, faire un couscous pour toute l'unité, ou manipuler un tube en verre à 5000 euros... J'ai également une pensée chaleureuse pour Alain Bontemps. Derrière le râleur se cache un personnage attachant. Un grand merci également à Bernard Platet qui s'est si copieusement gâché l'existence à faire des mesures sur mon banc d'essai. Je ne saurais oublier les numériciens de choc du DMEA, Jean-Luc et Philippe qui m'ont toujours apporté leur aide de bon coeur.

Merci également à Gérard Lavergne pour m'avoir accordé sa confiance et m'avoir même incité à enseigner. Je pense que je me souviendrai toujours de mes premiers TD à l'ENAC et l'ENSICA. Merci à Cédric Larricq de m'avoir aidé dans cette tâche. Merci également à Roger Barènes et Gilles Heid pour mon expérience d'enseignant à Sup'Aéro. Ce fut un régal d'écouter Roger décortiquer la thermodynamique avec autant de clarté et maîtrise. En plus de l'excellent scientifique j'ai pu découvrir un homme aux grandes qualités humaines.

...aux lecteurs de ce mémoire...

...au premier rang desquels messieurs Pascal Bruel de l'UPPA et Frank Nicoud de l'université de Montpellier. Merci d'avoir accepté d'évaluer ce travail et d'y avoir apporté une critique constructive. Vos remarques pertinentes contribueront certainement à construire la suite de l'étude.

Si je garde un aussi bon souvenir de ces années c'est aussi parce que j'ai été entouré par une cohorte de doctorants...

...aux personnalités bien trempées :

Je commence par remercier les anciens et en premier lieu Marie pour m'avoir permis un début d'intégration chez les djeuns de l'ONERA et accessoirement pour avoir payé ma deuxième inscription à l'ED, sans doute se sentait-elle coupable après avoir manqué de me broyer une main... ; Jérôme, dont j'ai beaucoup apprécié la personnalité ; viennent ensuite le grand et le petit, JC qui a avalé un grillon et Cédric l'homme au patronyme le plus long que je connaisse ; une pensée également pour Valérie, Emmanuel, Rodolphe et ses vélos couchés. Tous ces docteurs là ont pris leur titre et poursuivi leur route.

Avec la cuvée suivante de thésards, j'ai pu entendre des sonorités exotiques tout en restant à Toulouse. Commençons notre petit tour d'horizon par l'Autriche et plus précisément le Tyrol, avec Bernhard, son humour décapant, sa moralité et ses principes qui en font quelqu'un d'intransigent mais bon. Poursuivons par l'Italie avec Davide, que j'allais voir dès que je voulais faire une pause café, l'Espagne avec Vital et nos discussions philosophiques, la Roumanie avec Virginel et ses méthodes de réparation automobile personnalisées, l'Allemagne avec Christophe et nos footing le long du canal ou Jochen et ses questions épineuses sur la langue française. Juste un exemple pour mémoire : "Price, est-ce qu'on tit: distribution de taille des gouttes, distribution des tailles des gouttes ou distribution de taille de gouttes ?" Mais l'échange ne fut pas que dans un seul sens. J'ai pu apprendre des rudiments d'Allemand aussi utiles que le mot "eichorchen" ou la phrase "Die katse ish in der kuche" ! Je n'oublie pas non plus notre franco-algérien Madjid et ses macrouts ainsi que notre argentin-italien Nicolàs. Les doctorants français n'étais pas en reste et ne manquais pas de talent. Un exemple au hasard: Cédric C. le polytechnicien de Marseille qui cumule les métiers d'indic aux RG de prof très particulier à domicile et de professionnel du casino, Pierre l'Ironman, et Claire qui a fait sa thèse en deux ans et demi. J'ai également une pensée pour mes amis de l'autre côté du parking : Greg, Stéphanie et Sophie.

Parmi les 5 "élus" que le sort a choisi pour partager mon bureau, GG fut celle qui a eu la « chance » de me supporter le plus longtemps. Tes imitations de cri d'animaux et tes "recherches bibliographiques" sur des thèmes si variés qu'il n'est pas utile d'en donner des exemples me manqueront !

J'arrive au terme de mes remerciements, de ce mémoire, qui n'est qu'un court reflet de ma thèse, mais j'adresse mes plus sincères encouragements...

...à ceux qui n'en ont pas fini avec la dilution giratoire !

Ayant pu bénéficier de ces trois années pour mettre des cordes à mon arc sur le plan expérimental et numérique, j'ai également eu la « chance » de profiter des aléas, des pannes et de retaaaaards intrinsèquement liés à ces deux activités. Tant et si bien que le flambeau de l'étude à été repris par Bruno et Daniele. Je vous souhaite de belles soutenances et une nouvelle fois bon courage !

[En l'homme],

« la volonté parle encore quand la nature se tait »

Jean-Jacques Rousseau

Table des matières

TABLE DES ILLUSTRATIONS	iv
LISTE DES TABLEAUX	vii
NOMENCLATURE	viii
CHAPITRE I : PROBLEMATIQUE INDUSTRIELLE ET SCIENTIFIQUE	1
I.1 INTRODUCTION	2
I.2 CONTEXTE	2
I.3 PROTECTION THERMIQUE DES PAROIS ET DILUTION DES GAZ BRULES.....	4
I.4 CALCUL DES CHAMBRES DE COMBUSTION.....	6
I.5 OBJECTIFS DE CE TRAVAIL	7
CHAPITRE II : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE.....	9
II.1 DEFINITION DU PROBLEME	10
II.1.1 Paramètres identifiés	10
II.1.2 Critères de performance	12
II.2 TYPES DE CONFIGURATIONS ET PHENOMENOLOGIE ASSOCIEE	14
II.2.1 Cas du jet isolé en écoulement transverse	14
II.2.1.1 Écoulement moyen	14
II.2.1.2 Aspects instationnaires	15
II.2.1.3 Écoulement dans l’orifice.....	16
II.2.1.4 Influence de l’angle de giration.....	16
II.2.2 Cas d’une ou de deux rangées de jets.....	17
II.2.2.1 Écoulement moyen	17
II.2.2.2 Aspects instationnaires	18
II.2.2.3 Écoulement dans l’orifice.....	18
II.2.2.4 Influence de l’angle de giration.....	20
II.2.3 Cas d’un grand nombre de rangées	22
II.2.3.1 Écoulement moyen	22
II.2.3.2 Aspects instationnaires	23
II.2.3.3 Écoulement dans l’orifice.....	24
II.2.3.4 Influence de l’angle de giration.....	25
II.3 INFLUENCE DES PARAMETRES	26
II.3.1 Rôle des paramètres géométriques	26
II.3.2 Rôles des paramètres aérothermiques	27
II.4 MODELES ANALYTIQUES.....	28
II.4.1 Trajectoire du jet	28
II.4.2 Efficacité du refroidissement	29

II.5	SIMULATION NUMERIQUE.....	29
II.5.1	Prise en compte de l'injection pariétale	30
II.5.1.1	Calcul complet.....	30
II.5.1.2	Injections locales	30
II.5.1.3	Injection globale.....	33
II.5.2	Prise en compte de la turbulence.....	34
II.5.2.1	Performance des modèles de turbulence standards	35
II.5.2.2	Améliorations des modèles de turbulence standards.....	36
II.6	CONCLUSION DE L'ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	38
CHAPITRE III : OUTILS EXPERIMENTAUX ET NUMERIQUES		39
III.1	MOYENS EXPERIMENTAUX.....	40
III.1.1	Bancs d'essais	40
III.1.1.1	Dimensionnement.....	40
III.1.1.2	Banc pour l'étude à l'aval d'une zone de dilution.....	41
III.1.1.3	Banc pour l'étude au sein d'une zone multiperforée.....	44
III.1.2	Techniques de mesures.....	45
III.1.2.1	Vélocimétrie doppler laser	45
III.1.2.2	Vélocimétrie par imagerie de particules.....	49
III.1.2.3	Fluorescence induite par plan laser	51
III.2	MOYENS NUMERIQUES	59
III.2.1	Équations de bilan	59
III.2.2	Conditions aux limites.....	59
III.2.2.1	Entrées et sorties.....	60
III.2.2.2	Parois.....	60
III.2.3	Modèles de turbulence	60
III.2.3.1	Modèles standards	61
III.2.3.2	Approche de type Semi-Déterministe	62
III.2.3.3	Extension de l'approche Semi-Déterministe au modèle KL	69
III.2.4	Tests préliminaires des paramètres du calcul.....	71
III.2.4.1	Domaine de calcul, maillage et conditions limites.....	71
III.2.4.2	Influence des méthodes d'intégration temporelle et des modèles de turbulence.....	73
III.2.5	Configuration numérique utilisée pour un jet en giration	84
III.2.5.1	Domaine de calcul	85
III.2.5.2	Conditions limites.....	85
III.2.5.3	Étude de la convergence en maillage	86
III.3	CONCLUSION.....	93
CHAPITRE IV : ETUDE EN AVAL D'UNE ZONE DE DILUTION.....		95
IV.1	INTRODUCTION	96
IV.1.1	Objectifs	96
IV.1.2	Conditions d'essai	96
IV.2	RESULTATS EXPERIMENTAUX	97
IV.2.1	Caractérisation amont.....	97
IV.2.2	Influence d'une injection pariétale giratoire	98
IV.2.2.1	Écoulement moyen.....	98
IV.2.2.2	Turbulence.....	98
IV.2.2.3	Mélange.....	100
IV.2.3	Influence de l'angle de giration.....	104
IV.2.3.1	Écoulement moyen	105
IV.2.3.2	Turbulence.....	105
IV.2.3.3	Mélange.....	108

IV.3 CONCLUSIONS SUR L'ETUDE EN AVAL D'UNE ZONE DE DILUTION.....	110
CHAPITRE V : ETUDE DANS UNE ZONE DE DILUTION	111
V.1 INTRODUCTION	112
V.1.1 Objectifs	112
V.1.2 Conditions d'essais.....	112
V.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX	113
V.2.1 Vitesses moyennes	113
V.2.2 Turbulence.....	115
V.3 RESULTATS NUMERIQUES	115
V.3.1 Performance des calculs RANS et URANS.....	115
V.3.1.1 Écoulement dans le plan de sortie de l'orifice.....	115
V.3.1.2 Interaction entre le jet et l'écoulement principal	117
V.3.2 Exploitation des résultats numériques.....	119
V.3.2.1 Structures de l'écoulement, mélange.....	119
V.3.2.2 Champs de vitesse en sortie de l'orifice.....	124
V.4 CONCLUSIONS SUR L'ETUDE DANS LA ZONE DE DILUTION	128
CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES.....	129
RÉFÉRENCES	133
ANNEXES.....	139
A1. PRINCIPE DE L'ANEMOMETRIE DOPPLER LASER.....	140
A1.1. Principe de l'effet Doppler	140
A1.2. Vélocimétrie laser à franges	141
A2. CALCUL AU PREMIER ORDRE DES ECOULEMENTS TURBULENTS	145
A2.1. Établissement des équations de bilan en compressible	145
A2.2. Transport des grandeurs turbulentes.....	147
A2.2.1. Transport de l'énergie cinétique turbulente.....	147
A2.2.2. Transport de la pseudo dissipation	150
A2.2.3. Détermination des constantes du modèle $k\epsilon$	152
A2.2.4. Transport de la longueur turbulente.....	153
A3. OBTENTION DU TENSEUR DE REYNOLDS COMPLET A PARTIR DE MEURES 2D.....	156
A3.1. Rotation du tenseur de Reynolds.....	156
A3.2. Validation de la méthode.....	157
A4. ARTICLE AIAA	159

Table des illustrations

Figure I-1 : Coupe du turbomoteur ARDIDEN de Turbomeca	3
Figure I-2 : Coupe d'une chambre de combustion annulaire à flux inversée (d'après Most)	3
Figure I-3 : Techniques de refroidissement des parois, d'après Gustafsson [34]	4
Figure I-4 : Exemple de paroi multipercée : chambre ARDIDEN, Turbomeca	6
Figure II-1 : Schéma d'une injection par multiperforation	10
Figure II-2 : Schéma représentatif d'un jet transverse	15
Figure II-3 : Organisation de l'écoulement autour d'un jet transverse	16
Figure II-4 : Vecteurs vitesse à l'aval de l'injection d'après Zhang et Collins. La ligne représente la frontière de la couche limite. A gauche $\alpha=30^\circ$ et $\beta=0^\circ$; A droite $\alpha=30^\circ$ et $\beta=45^\circ$.	17
Figure II-5 : diminution de la température normalisée θ à l'aval d'un orifice (d'après Bogard et Thole)	18
Figure II-6 : Isovaleurs de la norme de la vitesse et isolignes de la fraction massique d'air injecté pour un orifice incliné à $\alpha=30^\circ$ et $\beta=0^\circ$ (d'après Most)	19
Figure II-7 : vecteurs vitesse d'après Leylek et Zerkle [54]. A gauche : dans le plan médian d'un orifice d'injection. A droite : dans une section droite située au milieu du perçage.	20
Figure II-8 : Vecteurs vitesse en plans transverses montrant la dislocation du vortex et la formation d'une couche cisailée.	20
Figure II-9 : Influence de l'angle β sur la thermique (d'après Schmidt et al. et Sen et al.)	21
Figure II-10 : Visualisation longitudinale du film sur les rangées 1 à 13 (D'après Rouvreau [76]).	22
Figure II-11 : Mesures de vitesse de Miron pour $M=3,4$.	23
Figure II-12 : Mesures de vitesse de Gustafsson.	23
Figure II-13 : Profils de fluctuation des composantes de vitesse d'après Rouvreau	23
Figure II-14 : Échelle intégrale de temps (à gauche) et de longueur (à droite) (Rouvreau)	24
Figure II-15 : Calcul LES de Mendez.	25
Figure II-16 : Résumé des stratégies utilisées (d'après Burdet)	31
Figure II-17 : Répartition des flux sur la paroi.	32
Figure II-18 : Coupe de la plaque multiperforée	33
Figure III-1 : Schéma du banc	41
Figure III-2 : Bague multipercée	42
Figure III-3 : Orifice d'injection	42
Figure III-4 : Orientation des orifices d'injection	43
Figure III-5 : Disposition des orifices d'injection	43
Figure III-6 : Schéma du banc d'essai à échelle 12,5	44
Figure III-7 : Banc à échelle 12,5	45
Figure III-8 : Placement de la tête d'émission et du photomultiplicateur	46
Figure III-9 : Observation des faisceaux laser dans la section de mesure	46
Figure III-10 : Système d'ensemencement à l'huile	47
Figure III-11 : Mesure de vitesse 3 composantes à partir d'un système 2 composantes	47
Figure III-12 : Position des profils mesurés	48
Figure III-13 : Positionnement des orifices sur la bague	48
Figure III-14 : Montage pour les mesures PIV sur le banc échelle 12,5	49
Figure III-15 : Schéma du montage PLIF pour vues longitudinales	52
Figure III-16 : Instrumentation PLIF : Montage pour vues longitudinales	52
Figure III-17 : Décroissance de la fluorescence dans un mélange air-acétone homogène.	54

Figure III-18 : Exemple de distribution de la $\alpha.\beta(y)$ obtenue sur la configuration longitudinale pour différentes valeurs de concentration molaire d'acétone. _____	55
Figure III-19 : schéma du film pariétal dans la conduite avec la zone d'ombre sur l _____	55
Figure III-20 : Exemple de résultat des traitements Haut : image obtenue après traitement par le logiciel DAVIS Bas : Champ de concentration adimensionnel obtenu par les 2 méthodes. _____	57
Figure III-21 : Champ de concentration obtenu après traitement des images de concentration uniforme. (Vue longitudinale) _____	58
Figure III-22 : Champ de concentration obtenu après traitement des images de concentration uniforme (Vue transversales) (Gauche 0.5 ml ; Droite : 1 ml) _____	58
Figure III-23 : Domaine de calcul MOLECULES _____	71
Figure III-24 : Coupe longitudinale du maillage MOLECULES _____	71
Figure III-25 : Conditions limites pour l'écoulement principal _____	72
Figure III-26 : Condition limite pour L et ϵ _____	73
Figure III-27 : Position des profils dans une section droite _____	74
Figure III-28 : Influence du schéma temporel en RANS _____	74
Figure III-29 : Influence du pas de temps en URANS (Schéma implicite d'ordre 1) _____	75
Figure III-30 : Influence du schéma temporel sur les valeurs moyenne en URANS (Implicite, $dt=10^{-5}$ s) _____	75
Figure III-31 : Influence de la méthode d'intégration temporelle _____	76
Figure III-32 : Position des sondes sur un champs instantané (en haut) et sur deux profils moyens (en bas) _____	77
Figure III-33 : signaux enregistrés par la sonde placée dans la couche cisailée amont (à gauche) et par celle placée de la sillage (à droite) _____	78
Figure III-34 : Influence du schéma temporel sur les fréquences de la couche cisailée amont _____	78
Figure III-35 : Champs de concentration instantanés. Zoom sur la couche cisailée amont. _____	79
Figure III-36 : Influence du schéma d'intégration temporelle sur les fréquences du sillage _____	79
Figure III-37 : Isocontours de vitesse longitudinale pour les mesures LDA, les modèles standards (KL_std et KEPS_std) et les modèles Semi-Déterministes (KL_U et KEPS_U) _____	80
Figure III-38 : Profils de vitesse longitudinale (U), de vitesse radiale (Vr) de vitesse tangentielle (Vt) et d'énergie cinétique turbulente (k) pour les mesures LDA, les modèles standards (KL et KEPS) et les modèles Semi-Déterministes (KL_U et KEPS_U) _____	81
Figure III-39 : Profils de vitesse longitudinale, de vitesse radiale de vitesse tangentielle et d'énergie cinétique turbulente pour les mesures LDA, les modèles standards et les modèles Semi-Déterministes. Même légende que la Figure III-38. _____	81
Figure III-40 : Énergie cinétique turbulente et taux de dissipation (axes en mètres) _____	82
Figure III-41 : $C\mu$ calculés par les modèles Semi-Déterministes (axes en mètres) _____	83
Figure III-42 : Viscosité turbulente (axes en mètres) _____	83
Figure III-43 : Champs de concentration longitudinaux obtenus par simulations numériques _____	83
Figure III-44 : Comparaison champ de concentration longitudinal. _____	84
Figure III-45 : Influence du modèle de turbulence sur les spectres du sillage _____	84
Figure III-46 : Domaine de calcul d'un jet en giration _____	85
Figure III-47 : Profils de vitesse de l'écoulement principal _____	86
Figure III-48 : Maillage de la paroi de la veine principale - maillage intermédiaire (distances en mm) _____	87
Figure III-49 : Coupe transversale - maillage intermédiaire (distances en mm) _____	87
Figure III-50 : Comparaison des maillages sur un plan de coupe situé dans la perforation _____	88
Figure III-51 : Iso-contours du module de la vitesse _____	89
Figure III-52 : Iso-contours de vitesse (axes en mètres) _____	90
Figure III-53 : Vecteurs vitesse et contours de vitesse normale (axes en mètres) _____	90
Figure III-54 : Position de la coupe dans l'orifice _____	91
Figure III-55 : Champs de concentration 2d en aval de l'injection (axes en mètres) _____	91
Figure III-56 : Champs de vitesse longitudinale 2d en aval de l'injection (axes en mètres) _____	91
Figure IV-1 : Profils en amont de l'injection _____	97
Figure IV-2 : Vitesses moyennes en dilution giratoire. _____	98
Figure IV-3 : Contraintes turbulentes normales en dilution giratoire. _____	99

Figure IV-4 : Contraintes turbulentes croisées en dilution giratoire.	99
Figure IV-5 : Échelles intégrales d'espace en dilution giratoire.	100
Figure IV-6 : Champ de concentration d'acétone obtenus en dilution giratoire vues longitudinales	100
Figure IV-7 : Champ de concentration d'acétone obtenus en dilution giratoire vues transversales	101
Figure IV-8 : Profils de concentration de vapeur d'acétone obtenus dans différentes sections droites et sur différents diamètres ((Dilution giratoire ; Vues transversales).	102
Figure IV-9 : Clichés instantanés du champ de concentration de vapeur d'acétone (Dilution giratoire ; Vue longitudinal e)	103
Figure IV-10 : Clichés instantanés du champ de concentration de vapeur d'acétone (Dilution giratoire ; Vue transversale, plan $x=4,1$ mm)	104
Figure IV-11 : Comparaison des vitesses moyennes entre les configurations axiale et giratoire.	105
Figure IV-12 : comparaison de la turbulence entre les configurations axiales et giratoires.	106
Figure IV-13 : Comparaison des contraintes normales	106
Figure IV-14 : Comparaison des contraintes croisées	107
Figure IV-15 : Échelles intégrales de la turbulence	108
Figure IV-17 : Comparaison des profils de concentration	109
Figure V-1 : Évolution de l'écoulement autour de l'injection.	114
Figure V-2 : Visualisations dans le plan de sortie de l'orifice.	115
Figure V-3 : Visualisation dans le plan de sortie de l'orifice.	116
Figure V-4 : Isovaleurs des vitesses moyennes en $X=0$.	117
Figure V-5 : Comparaison du comportement des jets	118
Figure V-6 : Isovaleurs des vitesses moyennes en $X=P/4$.	119
Figure V-7 : Isosurface de concentration et vecteurs 3D dans le plan $X=P/4$	120
Figure V-8 : Isovaleurs de la vitesse longitudinale à deux instants différents obtenues (calculs URANS)	121
Figure V-9 : Critère λ_2 (à gauche) et Mergulien (à droite) appliqués sur un champ instantané	121
Figure V-10 : Vorticité instantanée (axes en mètres)	122
Figure V-11 : Champs de concentration à deux instants différents sur un plan situé à 10 mm de la paroi.	123
Figure V-12 : Champs de concentration sur un plan situé à 10 mm de la paroi.	124
Figure V-13 : Vorticité corrélée au champ de pression à deux instants différents à 10 mm de la paroi	123
Figure V-14 : Isovaleurs du module de vitesse.	125
Figure V-15 : Isovaleurs de la vitesse normale et vecteurs dans le plan de coupe (décrit en Figure III-54).	125
Figure V-16 : Isovaleurs du module de vitesse obtenus par calculs RANS.	127
Figure V-17 : Isovaleurs du module de vitesse.	126
Figure V-18 : Isovaleurs de la vitesse normale et vecteurs dans le plan de coupe.	126

Liste des tableaux

<i>Tableau II-1 : Valeurs usuelles des paramètres</i>	11
<i>Tableau II-2 : Paramètres des études en dilution giratoire</i>	25
<i>Tableau II-3 : Paramètres obtenus pour décrire la trajectoire du jet (Margason [59])</i>	29
<i>Tableau III-1 : Grandeurs thermodynamiques pour un moteur d'hélicoptère</i>	40
<i>Tableau III-2 : Valeurs des paramètres adimensionnels sur le moteur de référence, le banc à échelle 1 et le banc à échelle 12,5.</i>	41
<i>Tableau III-3 : Instruments de mesure du banc à échelle 1</i>	42
<i>Tableau III-4 : Caractéristiques de perçage des bagues d'injection</i>	43
<i>Tableau III-5 : Instruments de mesure du banc à échelle 12,5</i>	45
<i>Tableau III-6 : Comparaison des débits (en kg/s) obtenus par LDA et par le débitmètre à turbine</i>	48
<i>Tableau III-8 : Caractéristiques des caméras</i>	50
<i>Tableau III-9 : Caractérisation du mélange</i>	53
<i>Tableau III-10 : Rapport entre le débit d'acétone déterminé à partir du champ de concentration et celui calculé à partir des paramètres d'injection.</i>	58
<i>Tableau III-11 : Constantes de la fermeture du modèle Semi-Déterministe.</i>	69
<i>Tableau III-12 : Constantes des équations de transport du modèle Semi-Déterministe.</i>	69
<i>Tableau III-13 : Temps physiques et temps CPU des calculs envisagés</i>	74
<i>Tableau IV-1 : Conditions d'essai</i>	96
<i>Tableau V-1 : Point nominal et paramètres des essais</i>	113

Nomenclature

Lettres grecques

α	Angle d'inclinaison par rapport à la paroi
β	Angle de giration
δ	Épaisseur de couche limite
η	Efficacité du refroidissement
ρ	Masse volumique
ε	Taux de dissipation de l'énergie turbulente
μ, ν	Viscosité dynamique, cinématique
ΔP	Saut de pression entre les deux veines

Lettres latines

Cd	Coefficient de débit à travers un orifice d'injection
d	Diamètre des orifices d'injection
D	Diamètre de la conduite de l'écoulement principal
e	Épaisseur de la paroi multiperforée
H	Hauteur de la veine
I	Rapport des flux de quantité de mouvement $I = \rho_{jet} V_{jet}^2 / \rho_0 V_0^2$
IT	Intensité de la turbulence
k	Énergie cinétique turbulente
L	Échelle de longueur intégrale de la turbulence
M	Taux de soufflage $I = \rho_{jet} V_{jet} / \rho_0 V_0$
P	Distance entre les rangées de perforations
Q	Débit massique
Re	Nombre de Reynolds
S	Distance entre les orifices d'une même rangée
V	Vitesse débitante

Indices

0	Relatif à l'écoulement principal
jet	Relatif au jet
r	Composante radiale
t	Composante tangentielle
x	Composante longitudinale
y	Composante normale à la paroi
z	Composante transversale

CHAPITRE I : PROBLEMATIQUE INDUSTRIELLE ET SCIENTIFIQUE

CHAPITRE I : PROBLEMATIQUE INDUSTRIELLE ET SCIENTIFIQUE	1
I.1 INTRODUCTION	2
I.2 CONTEXTE	2
I.3 PROTECTION THERMIQUE DES PAROIS ET DILUTION DES GAZ BRULES.....	4
I.4 CALCUL DES CHAMBRES DE COMBUSTION.....	6
I.5 OBJECTIFS DE CE TRAVAIL	7

I.1 INTRODUCTION

Face à l'augmentation du trafic aérien, les normes environnementales imposées aux constructeurs de moteurs aéronautiques sont de plus en plus sévères. Les évolutions actuelles visent à réduire la consommation de carburant et les émissions polluantes (aviation civile) ou à augmenter le rapport poussée/poids (aviation militaire). En conséquence, les chambres de combustion de ces moteurs deviennent plus petites et les pressions et les températures internes augmentent. En parallèle, le mélange entre le carburant et l'air doit être optimisé afin d'atteindre des rendements de combustion élevés tout en réduisant les émissions de NO_x et de CO. Ainsi une partie plus importante du débit d'air est injectée au niveau du système d'injection de carburant (zone primaire) au détriment de la zone de dilution. De nouvelles techniques de refroidissement sont donc mises en oeuvre pour protéger les parois. En particulier, la technique d'injection par multiperforation s'avère particulièrement efficace. Celle-ci consiste à faire passer une partie de l'air provenant du compresseur à travers la paroi de la chambre de combustion par des milliers d'orifices de petit diamètre. A l'intérieur de la chambre, ces micro-jets coalescent pour former un film d'air de refroidissement qui s'écoule le long de la paroi à protéger. Toutefois l'optimisation de cette technique est délicate à cause des nombreux paramètres intervenants. De plus, le développement des chambres de combustion faisant aujourd'hui largement appel aux simulations numériques, la prise en compte de cette injection est nécessaire. Toutefois, la taille des orifices ne permettant pas de résoudre les calculs à l'échelle des jets, la prise en compte de cette injection nécessite des conditions limites particulières.

Le travail reporté dans ce mémoire vise à la fois à optimiser la technique d'injection par multiperforation et à améliorer sa prise en compte dans les simulations numériques.

Cette thèse est financée par la Délégation Générale pour l'Armement et s'inscrit dans le programme EGISTHE (Études Générales Innovantes Sur les Turbines Hautement Économiques). Dans ce programme, une large campagne d'étude est menée dans le but de réduire la consommation spécifique et l'émission des espèces chimiques polluantes des moteurs tout en augmentant leur fiabilité et la durée de vie de leurs éléments.

I.2 CONTEXTE

La Figure I-1 présente un moteur de dernière génération développé à Turbomeca. Le principe de fonctionnement d'une turbomachine d'hélicoptère est de générer de la puissance mécanique (ou de la poussée pour une turbomachine d'avion) en libérant de l'énergie chimique dans un processus de combustion. L'air ambiant, utilisé comme comburant, est préalablement comprimé avant d'entrer dans la chambre de combustion. Le kérosène est injecté et brûlé, puis les gaz chauds sont évacués dans une détente qui entraîne une turbine en rotation. Sur un hélicoptère, la turbine est reliée mécaniquement au rotor. Sur un avion, la turbine ne sert qu'à entraîner les compresseurs et les organes de génération de puissance hydraulique et électrique. La poussée est le résultat du flux de quantité de mouvement sortant.

Un des points clés de l'optimisation d'un tel processus est la chambre de combustion, siège de l'apport énergétique. Les phénomènes chimiques, thermiques ainsi que les mouvements des fluides y sont très complexes et encore sujet à amélioration. La combustion génère une grande quantité de chaleur si bien que les gaz chauds peuvent atteindre 2200 K. Les parois de la chambre, bien que constituées d'alliages réfractaires à base de cobalt ou nickel ne peuvent pas supporter de telles températures. De plus, leur comportement en fatigue est très fortement lié à la température de surface du métal. Leur protection thermique est donc indispensable et celle-ci est assurée par injection d'air de refroidissement.

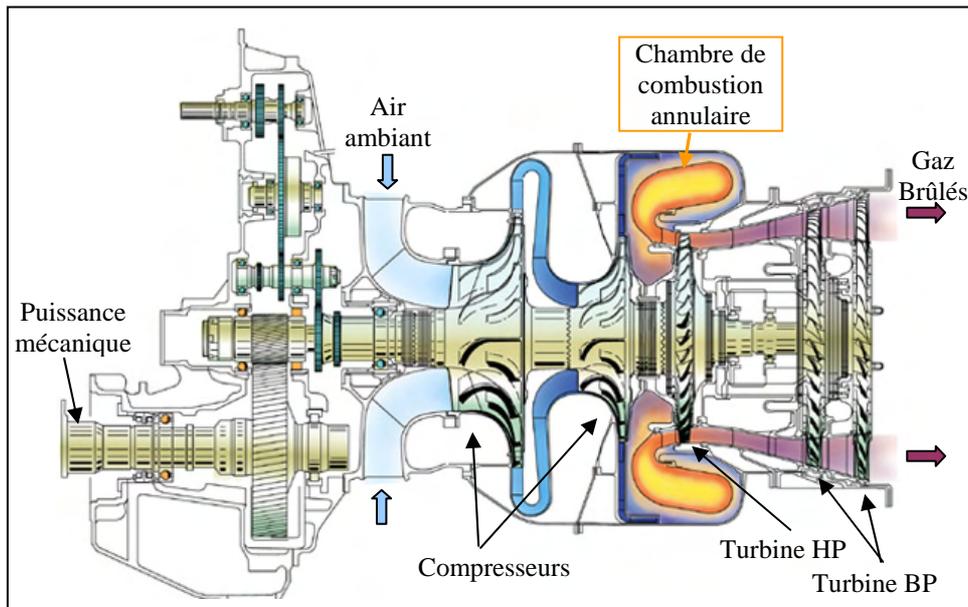


Figure I-1 : Coupe du turbomoteur ARDIDEN de Turbomeca

La Figure I-2 présente un schéma de chambre de combustion alimentée en air par le compresseur. Une partie de cet air passe dans l'injecteur et sert à pulvériser le carburant et à amener l'oxygène nécessaire à la combustion. Cet air, qui joue un rôle essentiel dans le cycle thermodynamique, ne représente en réalité qu'une petite part de l'air issu du compresseur (10 à 20%). Le reste de cet air, soit la plus grande part, est utilisé pour le refroidissement des gaz brûlés et la protection thermique des parois.

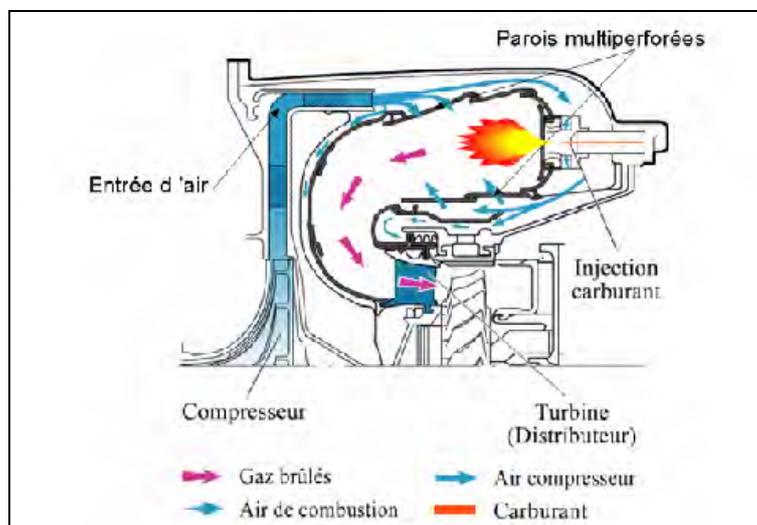


Figure I-2 : Coupe d'une chambre de combustion annulaire à flux inversée (d'après Most)

La protection thermique des parois est fortement soumise aux problématiques de pollution et de performance : en effet, pour réduire les émissions polluantes (NOx) les injecteurs de carburant actuellement développés travaillent en régime pauvre et nécessitent donc une grande quantité d'air ce qui diminue d'autant l'air disponible pour le refroidissement. De plus, pour augmenter le rendement du cycle thermodynamique, la température de l'air en sortie du compresseur a doublé au cours des trente dernières années, ce qui augmente encore la difficulté à fournir une protection thermique efficace. Enfin, pour réduire les coûts de maintenance, les concepteurs cherchent à allonger la durée de vie des pièces. Or l'exposition aux fortes températures fait fortement chuter leur tenue en fatigue. La protection thermique doit donc éviter l'apparition de points chauds et faire baisser la température de la paroi.

La maîtrise des techniques de refroidissement est donc un problème de première importance pour les motoristes. Les enjeux associés sont la durée de vie des pièces exposées aux fortes températures et la réduction des espèces polluantes.

I.3 PROTECTION THERMIQUE DES PAROIS ET DILUTION DES GAZ BRULES

Pour assurer la tenue en température de la paroi, plusieurs solutions ont été envisagées. La plus efficace est celle qui permet d'obtenir la température de paroi désirée en utilisant la plus petite quantité d'air. La Figure I-3 représente de façon schématique quatre systèmes de refroidissement :

- a. Refroidissement par film injecté à travers une double peau
- b. Refroidissement par impact et film
- c. Refroidissement par injection à travers un milieu poreux
- d. Refroidissement par multiperforation

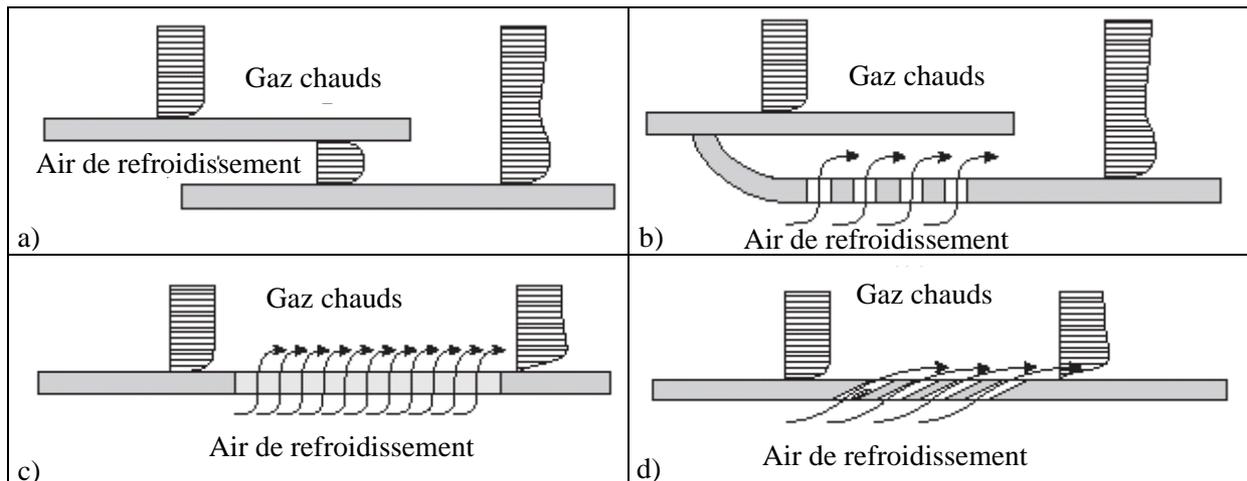


Figure I-3 : Techniques de refroidissement des parois, d'après Gustafsson [34]

La méthode a) présente l'avantage d'être facile à mettre en œuvre. Mais l'air de refroidissement est injecté localement et, à l'aval de cette injection, il se réchauffe rapidement ce qui entraîne une diminution de la protection thermique. Pour conserver un refroidissement

efficace tout au long de la paroi, l'injection d'air à travers une paroi poreuse est alors envisagée. Bien que plus intéressante à priori, l'injection d'air à travers une paroi poreuse possède deux défauts majeurs : les parois poreuses présentent une faible résistance mécanique et de plus les pores de petite taille peuvent facilement être obstrués par les produits issus de la combustion.

Pour pallier à ces faiblesses, la technique d'injection par multiperforation, représentée sur la Figure I-3.d), offre un compromis intéressant. Cette technique consiste à injecter de l'air dans la chambre de combustion à travers des milliers d'orifices de quelques dixièmes de millimètres de diamètre (typiquement 4 ou 5 dixièmes). Ainsi, un refroidissement performant est assuré tout au long de la paroi tout en conservant une résistance mécanique satisfaisante et en limitant l'obstruction des orifices. Les micro-jets associés aux microperforations coalescent pour former un film d'air frais. La protection thermique est alors assurée par trois processus complémentaires : un refroidissement par convection sur le côté froid de la paroi perforée, un refroidissement par convection forcée à l'intérieur des orifices d'injection et un refroidissement par film sur la surface chaude de la paroi, dans la zone multipercée et aussi en aval de celle-ci. Notons que le film refroidit également l'écoulement principal en se mélangeant peu à peu à celui-ci, mécanisme qui est favorisé par les forts taux de turbulence rencontrés dans les chambres de combustion. L'injection de quantité de mouvement à travers la paroi a une action significative sur la dynamique de l'écoulement et peut également entraîner une modification de la position de la flamme. Notons enfin que les parois multiperforées agissent notablement sur l'acoustique de la chambre de combustion.

Durant les trente dernières années, de nombreuses études ont été menées afin d'établir la liste et le rôle des différents paramètres contrôlant une telle configuration. Si certains sont maintenant bien connus (angle entre l'orifice et la paroi, rapport des flux de quantité de mouvement), en revanche d'autres soulèvent encore des interrogations. En particulier, l'influence de l'orientation des orifices dans une direction perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement reste mal connue. Cette injection, qualifiée de dilution giratoire, impulse une composante tangentielle à l'écoulement pariétal et dans une chambre de combustion annulaire, cette composante met en rotation l'écoulement des gaz chauds. Les premiers tests réalisés à Turbomeca montrent une augmentation du mélange, ce qui permettrait d'homogénéiser les températures de sortie des gaz et d'éviter ainsi l'apparition de points chauds pouvant endommager les parois. Si quelques études antérieures mettent en évidence l'augmentation de l'efficacité de la protection par l'utilisation de cette technique, la dynamique et le mélange nécessitent un travail de compréhension important en vue d'optimiser la technique.

En plus du refroidissement par multiperforation, des trous primaires sont percés dans les parois des chambres de combustion. Ces orifices sont beaucoup plus grands que les microperforations et ont un diamètre voisin de 5 millimètres (Figure I-4). Ils sont destinés à refroidir les gaz chauds pour protéger la turbine. L'injection d'air par ces orifices consomme environ 10 à 20 pourcent de l'air fourni par le compresseur. Si l'augmentation de mélange par de la technique de dilution giratoire se confirme, son utilisation pourrait permettre de réduire la quantité d'air injecté par les trous primaires. La diminution globale de la quantité d'air

nécessaire au refroidissement doit favoriser la technique de combustion pauvre qui entraîne à son tour une réduction des espèces polluantes.



Figure I-4 : Exemple de paroi multipercée : chambre ARDIDEN, Turbomeca

1.4 CALCUL DES CHAMBRES DE COMBUSTION

De nos jours le développement de nouvelles chambres faisant largement appel aux techniques de simulation numérique, la prise en compte de toutes les injections est nécessaire. Toutefois la taille des orifices submillimétriques ne permet pas de résoudre les calculs RANS à l'échelle des jets car il se pose un problème d'échelles. En effet, les jets issus des microperforations ont une échelle de longueur voisine du diamètre de l'orifice, soit quelques dixièmes de millimètres, tandis que l'échelle caractéristique de l'écoulement de la chambre est deux ordres de grandeurs plus grande. Une description complète d'une telle configuration nécessite plusieurs centaines de mailles par microperforation, ce qui génère des maillages très importants lorsque l'on considère un secteur de chambre muni de milliers de microperforations... Or les concepteurs ont besoin d'outils numériques précis et rapides pour développer et optimiser les futures chambres de combustion. Un moyen de parvenir à ces objectifs est de modéliser toutes ces injections discrètes par l'intermédiaire d'une condition limite macroscopique faisant intervenir les caractéristiques géométriques de la plaque et les débits injectés. Le nombre de cellules nécessaires au maillage est alors réduit d'un facteur pouvant aller jusqu'à dix sur des configurations réalistes. Toutefois, le passage d'une description complète à une description globale entraîne une uniformisation de l'injection qui engendre une perte d'information qu'il est nécessaire de quantifier.

1.5 OBJECTIFS DE CE TRAVAIL

Le travail présenté dans ce document est voué à l'étude des injections par multiperforation et vise trois objectifs majeurs :

- une meilleure compréhension de la dynamique et du mélange,
- l'amélioration de la prise en compte de l'injection par multiperforation dans les calculs RANS effectués par les motoristes.
- l'optimisation des techniques de refroidissement par l'utilisation d'orifices d'injection orientés transversalement par rapport à l'écoulement principal.

Pour atteindre ces objectifs, un bilan des connaissances actuelles sur le refroidissement par multiperforation est effectué. Une synthèse de ce travail est proposée dans le chapitre II. Ensuite, des moyens expérimentaux et numériques sont mis en place pour étudier l'injection par multiperforation giratoire. Les bancs d'essais, techniques de mesures et modèles utilisés sont détaillés au chapitre III. Le chapitre IV reporte les résultats obtenus sur une première étude expérimentale entreprise en aval d'une zone de dilution. L'influence de l'angle de giration est observée. La base de donnée constituée est fournie à Turbomeca en vue de tester les méthodes de calcul actuelles. Dans une seconde phase, une deuxième étude est menée au sein d'une zone de dilution giratoire. Lors des essais expérimentaux, les mesures sont focalisées sur la première rangée de jets. Des calculs instationnaires sont réalisés sur un seul jet et les résultats sont comparés aux mesures. Le champ de vitesse en sortie de l'orifice est étudié C travail est présentés au chapitre V.

CHAPITRE II : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

CHAPITRE II : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE.....	9
II.1 DEFINITION DU PROBLEME	10
II.1.1 Paramètres identifiés	10
II.1.2 Critères de performance	12
II.2 TYPES DE CONFIGURATIONS ET PHENOMENOLOGIE ASSOCIEE	14
II.2.1 Cas du jet isolé en écoulement transverse	14
II.2.2 Cas d'une ou de deux rangées de jets.....	17
II.2.3 Cas d'un grand nombre de rangées	22
II.3 INFLUENCE DES PARAMETRES	26
II.3.1 Rôle des paramètres géométriques.....	26
II.3.2 Rôles des paramètres aérothermiques	27
II.4 MODELES ANALYTIQUES.....	28
II.4.1 Trajectoire du jet	28
II.4.2 Efficacité du refroidissement	29
II.5 SIMULATION NUMERIQUE.....	29
II.5.1 Prise en compte de l'injection pariétale	30
II.5.2 Prise en compte de la turbulence.....	34
II.6 CONCLUSION DE L'ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	38

L'objectif de ce chapitre est de rapporter les connaissances existantes sur le refroidissement par multiperforation. Après avoir défini la liste des paramètres influents, des critères de performance sont obtenus grâce à une analyse physique communément employée. Ensuite, les comportements dynamiques et thermiques caractéristiques sont rappelés pour les trois types de configuration rencontrés : le jet isolé, la rangée simple ou double de perforations et enfin la paroi multiperforée. Les principaux résultats concernant l'influence des paramètres sont ensuite reportés. Puis, un paragraphe est dédié aux modèles analytiques. Pour finir, sont présentées les stratégies de calculs précédemment envisagées pour réduire le coût de calcul et améliorer la précision des résultats

II.1 DEFINITION DU PROBLEME

II.1.1 Paramètres identifiés

La Figure II-1 schématise une injection par multiperforation. Les paramètres intervenant sur ce type de configuration ont été identifiés par les études antérieures. La liste de ces paramètres est donnée ci-dessous.

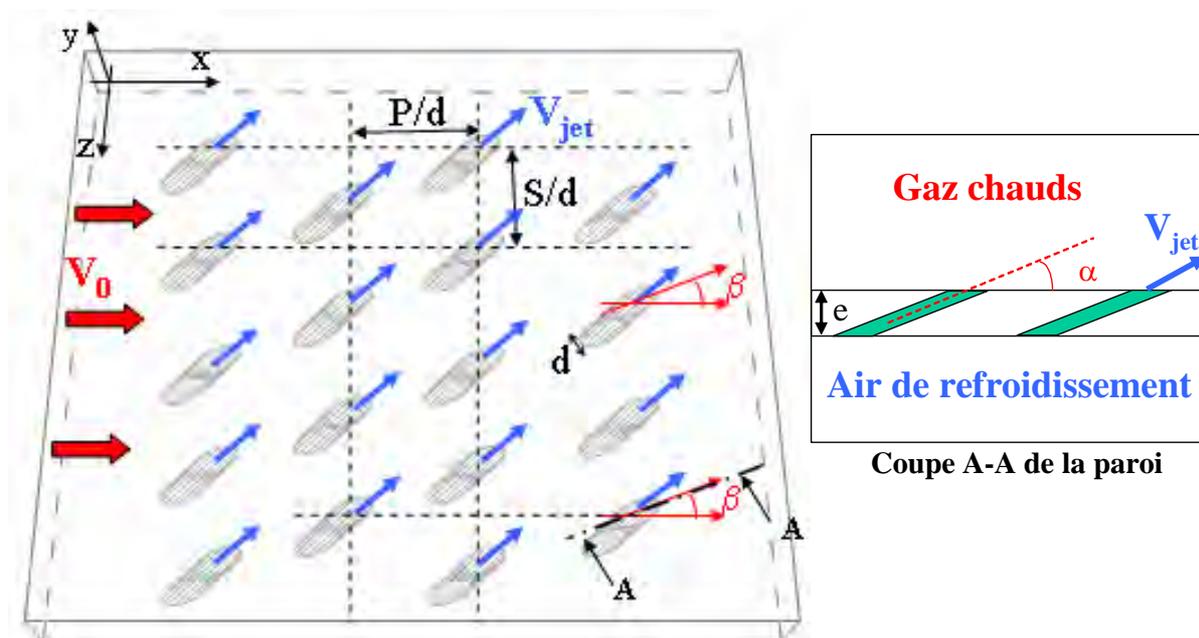


Figure II-1 : Schéma d'une injection par multiperforation

- Paramètres géométriques
 - Le diamètre d'injection, d
 - La forme de l'orifice d'injection
 - L'épaisseur de la paroi, e
 - La distance entre les orifices d'une même rangée, S
 - La distance entre les rangées, P
 - L'angle de pénétration entre l'axe de l'orifice et la paroi, α

- L'angle de giration entre la projection de l'axe de l'orifice sur la paroi et la direction de l'écoulement principal, β
- La courbure de la plaque
- La rugosité de la plaque
- Paramètres aérothermiques dimensionnés
 - La vitesse de l'écoulement de gaz « chauds » ou écoulement principal, V_0
 - La vitesse des jets, V_{jet}
 - La masse volumique de l'écoulement principal, ρ_0
 - La masse volumique des jets, ρ_{jet}
 - L'intensité de la turbulence de l'écoulement principal, IT_0
 - L'épaisseur de la couche limite de l'écoulement principal, δ_0
- Paramètres aérothermiques adimensionnés :
 - Le rapport des flux de masse ou taux de soufflage, $M = \frac{\rho_{jet} V_{jet}}{\rho_0 V_0}$
 - Le rapport des flux de quantité de mouvement, $I = \frac{\rho_{jet} V_{jet}^2}{\rho_0 V_0^2}$
 - Le nombre de Reynolds de l'écoulement principal, $Re_0 = V_0 H / \nu_0$
 - Le nombre de Reynolds des jets, $Re_{jet} = V_{jet} d / \nu_{jet}$
 - Le nombre de Reynolds d'interaction jet/écoulement principal, $Re_i = V_0 d / \nu_0$.

Le tableau suivant donne l'ordre de grandeur ou les intervalles des paramètres adimensionnels utilisés dans les chambres de combustion des moteurs d'hélicoptères :

Paramètres adimensionnels	Valeurs
α	30°
β	0 à 90°
P/d	4 à 6
S/d	4 à 8
e/d	2
Re_0	14 000 à 20 000
Re_{jet}	9 000 à 13 000
Re_i	350 à 500
M	10 à 18
I	50 à 88

Tableau II-1 : Valeurs usuelles des paramètres

La difficulté de l'optimisation du refroidissement par multiperforation réside d'une part dans le fait que les paramètres sont très nombreux, mais d'autre part et surtout dans le fait qu'ils ont une action couplée à la fois sur la quantité et la répartition de l'air protecteur. Or pour fournir un refroidissement adapté, c'est bien ces deux grandeurs qu'il faut maîtriser.

Dans le paragraphe suivant une méthode d'analyse des films de refroidissement est proposée. Les critères de performance communément employés sont dérivés de cette analyse.

II.1.2 Critères de performance

L'étude de l'influence de tous les paramètres cités nécessite un critère de choix. Une analyse des phénomènes thermiques est proposée dans ce paragraphe dans le but d'expliquer les critères de performance couramment utilisés.

Pour commencer, rappelons que le but des méthodes de refroidissement est de réduire la température de surface de la paroi à protéger. Ainsi, on vise à réduire l'échange de quantité de chaleur entre les gaz chauds et la paroi. Le flux de chaleur q impactant la paroi est généralement défini par une équation de convection :

$$q = h(T_{ref} - T_p) \quad \text{Équation II-1}$$

Toutefois, la définition précise de la température de référence T_{ref} dans l'équation ci-dessus n'est pas évidente car au cours du processus de refroidissement la température du fluide varie grandement et, de plus, la dynamique de l'écoulement est fortement perturbée par la présence des jets, ce qui a un impact fort sur le transport de chaleur. Si la température de l'écoulement principal T_0 est utilisée comme température de référence, alors h est une fonction de l'écoulement et de la température de l'air de refroidissement T_{jet} . Pour obtenir un coefficient de transfert thermique indépendant de la température de l'air de refroidissement T_{jet} , T_{ref} doit être une température locale du fluide juste au dessus de la surface. De plus, on cherche à s'affranchir des transferts de chaleur par conduction à l'intérieur de la paroi. Ainsi, la température locale du fluide situé juste au-dessus d'une paroi adiabatique, T_{ad_p} , est considérée comme une bonne température de référence pour ce processus. On peut alors définir un coefficient de transfert thermique dans le film h_f comme :

$$q_f = h_f (T_{ad_p} - T_p) \quad \text{Équation II-2}$$

La plupart des résultats de la littérature s'attachant à évaluer la performance du refroidissement par film sont reportés à l'aide de la température adiabatique en paroi adimensionnée, également appelée efficacité adiabatique :

$$\eta_{ad} = (T_0 - T_{ad_p}) / (T_0 - T_{jet}) \quad \text{Équation II-3}$$

Ce paramètre vaut zéro lorsque la température adiabatique est égale à la température de l'écoulement principal. Le fluide de refroidissement n'a alors aucun effet. En revanche, lorsque l'efficacité adiabatique vaut 1 la température adiabatique est égale à la température des jets et l'écoulement de refroidissement est alors utilisé de façon optimale.

La température adiabatique est obtenue lors d'expériences spécifiques au cours desquelles les flux thermiques dans la paroi sont nuls (paroi idéalement isolante). Or des transferts thermiques s'opèrent au sein même des orifices d'injection ainsi qu'entre la paroi et le plenum d'alimentation (ou contournement sur une chambre de combustion). On définit alors une efficacité totale pour prendre en compte ces échanges :

$$\eta_{tot} = (T_0 - T_p) / (T_0 - T_{ri}) \quad \text{Équation II-4}$$

où T_{ri} est température de refroidissement initiale qui peut être différente de T_{jet} si on prend en compte l'échange thermique de l'autre côté de la paroi et dans l'orifice d'injection.

Les techniques expérimentales pour la détermination de l'efficacité adiabatique peuvent être classées en deux groupes. Dans le premier, le fluide de refroidissement est injecté à une température différente de celle de l'écoulement principal à travers une paroi adiabatique, et la température adiabatique est mesurée directement. Des thermocouples, cristaux liquides ou cameras infrarouges peuvent être utilisées pour mesurer la température de surface. Dans ces expériences, il est souvent difficile d'avoir une paroi adiabatique si bien que des corrections sont appliquées pour tenir compte de la conduction au sein de la paroi. Le second groupe s'appuie sur une analogie entre le transfert thermique et le transfert de masse. L'air de refroidissement, à la même température que l'écoulement principal, estensemencé par un traceur gazeux, et la concentration en proximité de la paroi est mesurée. Analogie à l'efficacité adiabatique définie ci-dessus, une efficacité de paroi imperméable (indice η_{pi}) basée sur des mesures de concentration peut être définie :

$$\eta_{pi} = (C_0 - C_{pi}) / (C_0 - C_{jet}) \quad \text{Équation II-5}$$

Les conditions d'utilisation de cette analogie entre transfert de chaleur et transfert de masse sont passées en revue par Shadid et Eckert [81]. Pour des applications de refroidissement par film habituelles où les nombres de Reynolds sont grands, le mélange turbulent domine le processus de mélange devant la diffusion moléculaire et les nombres de Prandtl ou de Schmidt n'ont que peu d'influence. En conséquence, le champ de concentration sur une paroi imperméable est similaire au champ de température sur une paroi adiabatique et les deux efficacités sont égales :

$$\eta_{pi} = \eta_{ad} \quad \text{Équation II-6}$$

Ainsi, le champ de concentration C_{pi} d'une expérience est représentatif du champ de température T_{ad_p} d'une autre expérience ayant des nombres de Reynolds similaires et les mêmes rapports d'injections. Pour mesurer la concentration à la surface de la paroi, des sondes sont généralement utilisées pour prélever des échantillons de gaz. Quelques études utilisent la fluorescence induite par plan laser (PLIF) et on peut également relever une méthode utilisée par Friedrichs [27] qui consiste à enduire la paroi d'un composé diazoïque¹ et àensemencer l'écoulement d'ammoniac et de vapeur d'eau. Au passage à la paroi, ces derniers réagissent avec le composé diazoïque qui change de teinte en fonction de la concentration.

Généralement, quand un jet de refroidissement est injecté dans un écoulement transverse, le cisaillement et le sillage induits sont source de turbulence, notamment à l'intérieur de la couche limite. L'augmentation de la turbulence provoque un accroissement du mélange entre le jet froid et l'écoulement chaud environnant ce qui entraîne une augmentation des coefficients d'échange convectif. Ainsi, les coefficients d'échanges thermiques pour une couche limite refroidie par film sont généralement plus grands que ceux d'une couche limite sans film de refroidissement. Bien que l'augmentation de ces coefficients soit limitée en général, cet effet doit être pris en compte pour le calcul des températures de paroi.

¹ Composés doublement azotés (formule RN=NR') utilisés dans la fabrication des colorants.

Pour évaluer le bénéfice que l'on peut obtenir en plaçant une injection à un endroit donné, une relation simple peut être utilisée pour indiquer la réduction nette du flux de chaleur Δq_r à la surface considérée :

$$\Delta q_r = 1 - \frac{q_f}{q_0} = 1 - \frac{h_f (T_{ad} - T_p)}{h_0 (T_0 - T_p)}$$

$$\Delta q_r = 1 - \frac{h_f}{h_0} \left(1 - \frac{\eta_{ad}}{\eta_{tot}} \right) \quad \text{Équation II-7}$$

avec q_f et q_0 définis comme les flux de chaleur impactant la paroi avec et sans film respectivement, et h_0 défini comme le coefficient d'échange sans film. Ainsi, pour $\Delta q_r = 0$ le flux thermique en présence de film est identique à celui sans film : celui-ci n'apporte aucune protection. En revanche, pour $\Delta q_r = 1$ le flux thermique à la paroi est nul en présence du film. Celui-ci remplit pleinement sa fonction.

Retenons que l'efficacité adiabatique qualifie l'utilisation du fluide protecteur en regard de la température en proximité de paroi, tandis que Δq_r donne une indication relative au flux thermique imposé à la paroi.

II.2 TYPES DE CONFIGURATIONS ET PHENOMENOLOGIE ASSOCIEE

Une majorité des travaux recensés dans la littérature sur le refroidissement pariétal par multiperforation ont pour application le refroidissement des aubes de turbine. Néanmoins, quelques applications sur les chambres ont également été publiées. Les principales différences entre ces deux types d'application sont d'une part le nombre de rangées de perforations qui est bien plus faible dans le cas des aubes, et d'autre part la vitesse de l'écoulement principal qui est bien plus élevée, toujours dans le cas des aubes. Néanmoins, cette étude s'appuiera sur l'ensemble des études répertoriées. Mais avant de présenter ces deux cas d'étude, le cas du jet isolé en écoulement transverse est étudié dans une première analyse et fournit les éléments fondamentaux de cette étude. Pour les trois cas d'étude que sont le jet isolé, la rangée simple ou double de perforation et enfin la plaque multipercée, une description de l'écoulement moyen est proposée dans un premier temps. Ensuite les aspects instationnaires sont présentés. Une troisième partie est consacrée à l'écoulement dans l'orifice. La description se termine par l'influence de l'angle de giration qui est l'objet principal de notre étude.

II.2.1 Cas du jet isolé en écoulement transverse

II.2.1.1 Écoulement moyen

La représentation moyenne d'un jet normal à la paroi est donnée par la Figure II-2 et montre trois zones distinctes. La zone de cœur potentiel est caractérisée par une région où la vitesse est égale à la vitesse initiale. Ensuite, dans une seconde zone, le jet est fortement dévié. Enfin, une troisième zone qui voit apparaître et se développer une paire de tourbillons contrarotatifs, décrit plus loin, est appelée zone tourbillonnaire.

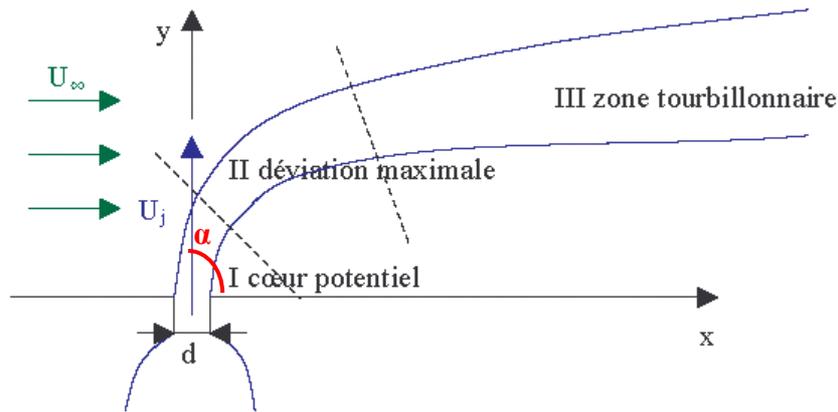


Figure II-2 : Schéma représentatif d'un jet transverse

II.2.1.2 Aspects instationnaires

Une telle injection génère toute une série de structures cohérentes représentées sur la Figure II-3 de Fric et Roshko [28], que l'on répartit en quatre groupes :

✓ Les tourbillons en « fer à cheval »

Ils sont observés en laminaire, mais à notre connaissance, non vérifiés en turbulent. Ils ont pour origine l'interaction entre la couche limite de l'écoulement principal (gaz chauds) et le gradient de pression longitudinal positif induit par le point de stagnation imposé par l'obstacle. En effet, dans la partie supérieure de la couche limite, la vitesse est plus importante qu'en proximité de la paroi si bien que le gradient de pression généré par le point de stagnation est plus important. Un gradient de pression vertical apparaît donc et il provoque un tourbillon qui se propage en aval, de part et d'autre du jet.

✓ Les structures de sillage

Elles sont intrinsèquement instationnaires, et apparentées aux allées de Von Karman derrière un barreau cylindrique. Le jet créant un obstacle vis à vis de l'écoulement principal, il se développe un sillage à l'aval du jet dans lequel on retrouve des tourbillons. Toutefois, certains auteurs (Fric et Roshko [28], Yuan *et al* [88]) soutiennent que l'analogie n'est pas strictement valide. Une analyse détaillée indique que la vorticité associée à ces structures a son origine dans la couche limite qui se développe sur la paroi. En réalité, des phénomènes de séparation sont générés à cause du gradient de pression positif qui existe à l'aval du jet. Ces phénomènes provoquent la création de vortex.

✓ Les tourbillons de la couche cisailée

Ils sont intrinsèquement instationnaires et dus au gradient de vitesse entre le jet et l'écoulement principal. Ce sont des instabilités de type Kelvin-Helmoltz générées par le gradient de vitesse local. Nombre d'auteurs (Andreopoulos, Kelso et al.) ont postulé que les structures des couches cisailées amont et aval forment un anneau tourbillonnaire autour du jet. Toutefois, une étude récente de Lim *et al.* [13] montrent que la présence de la paire de tourbillons contrarotatifs empêche un tel processus. Les tourbillons des couches cisailées amont et aval sont générés alternativement. Ils évoluent vers l'aval en s'appareillant au sein

des deux tourbillons contrarotatifs. Une estimation de leur taille peut être faite à $d/3$ à partir d'observations pour des jets radiaux en conduite cylindrique faites par GAJAN et al.[29].

✓ La paire de tourbillons contrarotatifs

C'est la structure de plus grande amplitude du jet, qui se développe dans la zone tourbillonnaire. La taille de ces tourbillons peut être estimée en observant les mesures LDA faites par Gajan *et al.* mettant en évidence deux tourbillons contrarotatifs. Ces structures ont une taille qui est de l'ordre de grandeur de l'orifice d'injection.

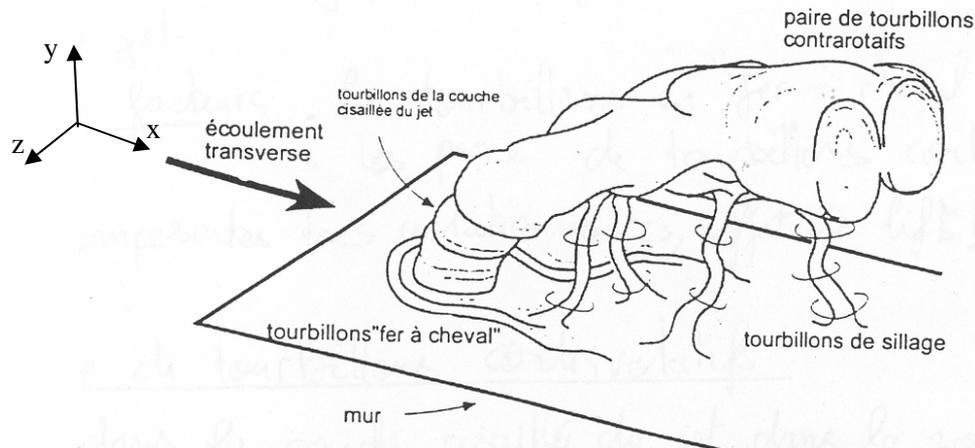


Figure II-3 : Organisation de l'écoulement autour d'un jet transverse

A partir des observations nous pouvons constater que des structures tourbillonnaires sont présentes dans les trois directions. En effet, le jet amène de la vorticité Ω_x (direction de l'écoulement principal) par la contribution des tourbillons en fer à cheval et surtout par celle de la paire de tourbillons contrarotatifs. Dans le sillage on trouve de la vorticité Ω_y (direction perpendiculaire à la paroi). Enfin, de la vorticité Ω_z est localisée sur la couche cisailée. La vorticité Ω_x et Ω_y est à associer à des tourbillons dont la taille est de l'ordre du diamètre d'injection (d). Celle orientée selon z est à associer à des tourbillons dont la taille est de l'ordre de $d/3$.

II.2.1.3 Écoulement dans l'orifice

Nous n'avons pas rencontré de travaux présentant la structure de l'écoulement à l'intérieur d'un orifice d'injection isolé.

II.2.1.4 Influence de l'angle de giration

Zhang et Collins [89] ont étudié l'influence de l'angle β grâce à des calculs RANS muni d'un modèle de fermeture $k-\epsilon$. Ils montrent que lorsque l'angle β augmente la génération des tourbillons contrarotatif est modifiée. Bien que la production de vorticité initiale amène une distribution de vorticité de signe différent comme dans la cas d'une injection à $\beta=0$, les deux tourbillons générés sont de taille et d'intensité différente, et le mouvement du tourbillon le plus fort finit par englober le plus faible pour former un seul vortex. Ce processus dépend du rapport de flux de quantité de mouvement et de l'angle β . Zhang et Collins montrent que pour $I=M=1$, le tourbillon secondaire a disparu 5 ou 2 diamètres en aval de l'injection pour des angles β valant respectivement 30° ou 45° . Le tourbillon fort est du côté aval de l'orifice.

Il est intensifié par la deuxième courbure du jet, celle provoqué par le rabattement du jet dans le sens longitudinal, sous l'impact de l'écoulement principal.

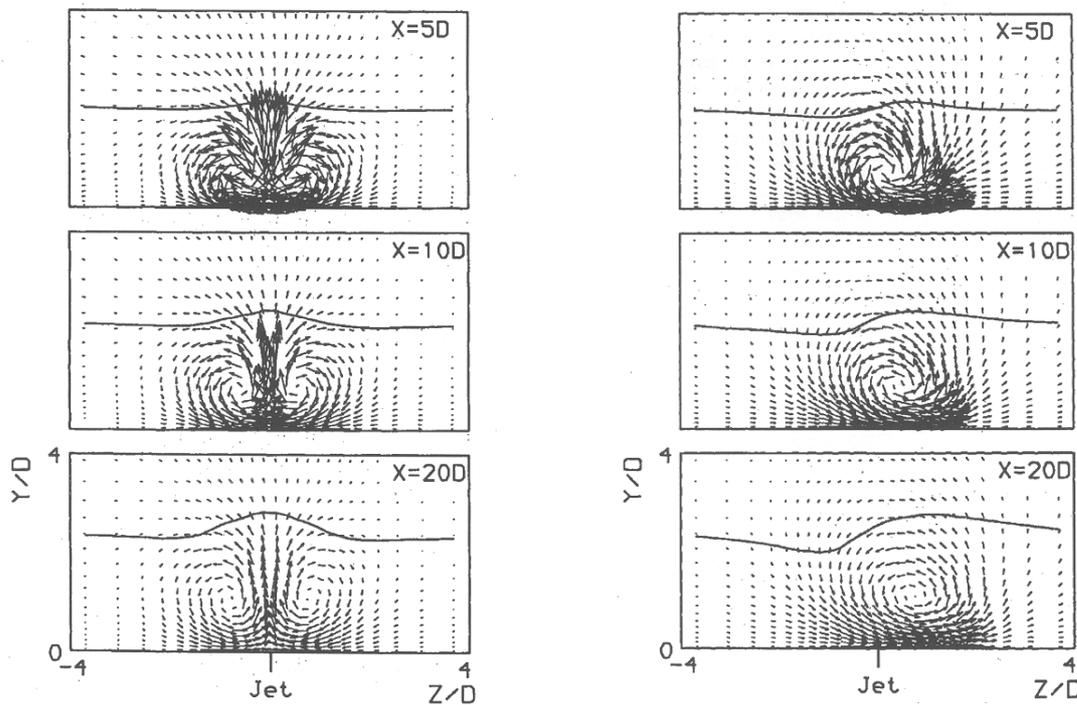


Figure II-4 : Vecteurs vitesse à l'aval de l'injection d'après Zhang et Collins. La ligne représente la frontière de la couche limite. A gauche $\alpha=30^\circ$ et $\beta=0$; A droite $\alpha=30^\circ$ et $\beta=45^\circ$.

II.2.2 Cas d'une ou de deux rangées de jets

Depuis plus de trente ans, les configurations de perforations alignées sur une ou deux rangées ont été étudiées pour le refroidissement des aubes de turbines. En effet la turbine haute pression est directement exposée aux gaz chauds sortant de la chambre de combustion et subie de plus des contraintes mécaniques importantes. Étant donné la taille relativement restreinte des aubes, des configurations d'une ou deux rangées de perforations ont été étudiées. Il se pose alors la question de savoir si le comportement observé pour un jet isolé est retrouvé dans ces configurations.

II.2.2.1 Écoulement moyen

Si tel est le cas sur une rangée de jets suffisamment éloignés, Bogard et Thole [10] montrent que lorsque la distance entre les perforations diminue ($S/d < 2$), le rapprochement des jets provoque une augmentation du blocage aérodynamique qui plaque davantage les jets contre la plaque ce qui augmente la protection thermique. Toutefois, pour des raisons de tenue mécanique, les orifices sont usuellement espacés de $4d$ à $8d$.

Idéalement, l'air de refroidissement injecté devrait rester attaché à la paroi et ne devrait pas se mélanger à l'écoulement principal. Cela produirait une température du gaz à la surface à protéger égale à la température en sortie d'orifice T_{jet} , et donc une efficacité $\eta_{ad}=1$ ce qui minimiserai le transfert thermique des gaz vers la paroi. Toutefois, en réalité, l'air de

refroidissement se mélange à l'écoulement principal, généralement assez vite. La dispersion de l'air de refroidissement est représentée sur la Figure II-5 qui représente des mesures de température dans le plan médian d'un orifice incliné de $\alpha=35^\circ$. Ce champ est représenté par des contours de température normalisés définis par :

$$\theta = (T_0 - T)/(T_0 - T_{jet})$$

Notons qu'à la paroi θ correspond à η_{ad} , car cette expérience est menée en présence d'une paroi adiabatique. On observe donc sur ce même champ la décroissance de l'efficacité adiabatique.

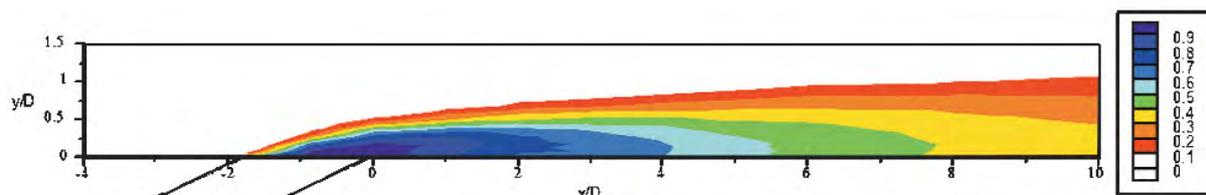


Figure II-5 : diminution de la température normalisée θ à l'aval d'un orifice (d'après Bogard et Thole)

L'addition d'une deuxième rangée juste en aval de la première amène une quantité de fluide protecteur deux fois supérieure. Plusieurs travaux s'interrogent sur la possibilité de « superposer » les effets des rangées. Les mesures de Han et Mehendale [35] comparent les performances obtenues par une ou deux rangées en quinconce espacées de $2,5d$ avec un espace entre les trous $s/d=2,5$ et des angles d'injection $\alpha=35^\circ$ et $\beta=0^\circ$. Avec un taux de soufflage $M=0,2$, les performances obtenues par la double rangée sont pratiquement deux fois supérieures aux performances obtenues avec une seule rangée. L'effet de chaque rangée peut donc être superposé. Par contre, pour des taux de soufflage de 0,5 à 1, les performances obtenues avec la double rangée sont jusqu'à 60% supérieures à celles obtenues en multipliant par deux la performance de la rangée unique. Avec un taux de soufflage suffisamment fort et deux rangées suffisamment proches il se produit un blocage aérodynamique plus important dans le cas de la double rangée qui rabat l'air de refroidissement contre la paroi et augmente fortement la capacité de protection. On ne peut donc pas toujours « superposer » les effets des rangées car les paramètres ont une action couplée sur la dynamique et la thermique de l'écoulement.

Bogard et Thole démontrent finalement qu'une fente peut être vue comme un idéal de ce type de configuration puisque la répartition transverse est maximale ce qui évite la formation de points chauds et limite la pénétration de l'air de refroidissement.

II.2.2.2 Aspects instationnaires

Nous n'avons pas trouvé d'information concernant les aspects instationnaires pour ce type de configuration. L'essentiel des résultats se concentre sur l'efficacité adiabatique.

II.2.2.3 Écoulement dans l'orifice

Récemment, un calcul RANS mené par Most [71] sur une rangée de jets permet d'observer la structure moyenne de l'écoulement dans l'orifice.

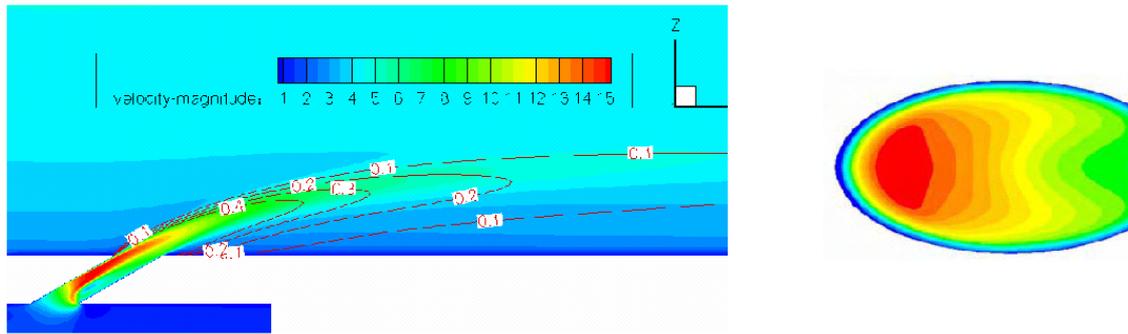


Figure II-6 : Isovaleurs de la norme de la vitesse et isolignes de la fraction massique d'air injecté pour un orifice incliné à $\alpha=30^\circ$ et $\beta=0^\circ$ (d'après Most)
A gauche plan médian ; à droite section de sortie.

Comme on peut l'observer sur la figure ci-dessus, l'écoulement à l'intérieur d'un orifice d'injection est fortement tridimensionnel. L'accélération dans l'orifice n'est pas uniforme : à cause de l'inclinaison de la perforation, l'écoulement accélère en tournant. En pied d'orifice, une ligne de séparation entre deux régions à haute ou basse vitesse prend naissance. Le gradient de vitesse provoque un phénomène d'entraînement de la zone à basse vitesse par la zone à haute vitesse. Cet entraînement génère un écoulement transverse au sein même de l'orifice. La courbure de l'écoulement ainsi que le mécanisme d'entraînement créent un gradient de pression qui est négatif vers le centre de la courbure. Mu par ce gradient de pression, de l'air passe de la région à haute vitesse vers celle à basse vitesse le long de la paroi de la perforation. Ces échanges entre régions à haute et basse vitesse provoquent la formation des deux tourbillons contrarotatifs.

Les simulations numériques de Leylek et Zerkle [54] réalisées pour une rangée de perforation permettent d'observer l'écoulement à l'intérieur même des orifices d'injection inclinés à $\alpha=30^\circ$ et $\beta=0^\circ$. La topologie de l'écoulement est sensiblement la même que celle observée par Most. On observe très bien sur la Figure II-7 les zones à haute ou basse vitesse et les tourbillons contrarotatifs. Toutefois, par rapport au résultat de Most pour lequel la zone de jet se propage jusque dans le canal principal, les résultats de Leylek et Zerkle montrent que cette zone de haute vitesse ne pénètre pratiquement pas dans ce canal. En effet, le blocage créé par le jet entrant dans l'écoulement principal entraîne une variation de pression locale en sortie d'orifice. La pression du côté amont de l'orifice augmente, ce qui réduit localement la vitesse du jet dans l'écoulement principal. Du côté aval de l'orifice, la pression chute et la vitesse du jet augmente. Le fluide pénètre alors dans l'écoulement principal depuis la zone à basse vitesse. La différence constatée entre les résultats de Most et ceux de Leylek et Zerkle est certainement due à l'écart de pression entre le plénum d'alimentation et la veine principale. L'augmentation de celui-ci entraîne une augmentation des vitesses dans la partie supérieure de la perforation ce qui donne finalement au fluide assez d'inertie pour pénétrer dans l'écoulement principal dès de bord amont de l'orifice.

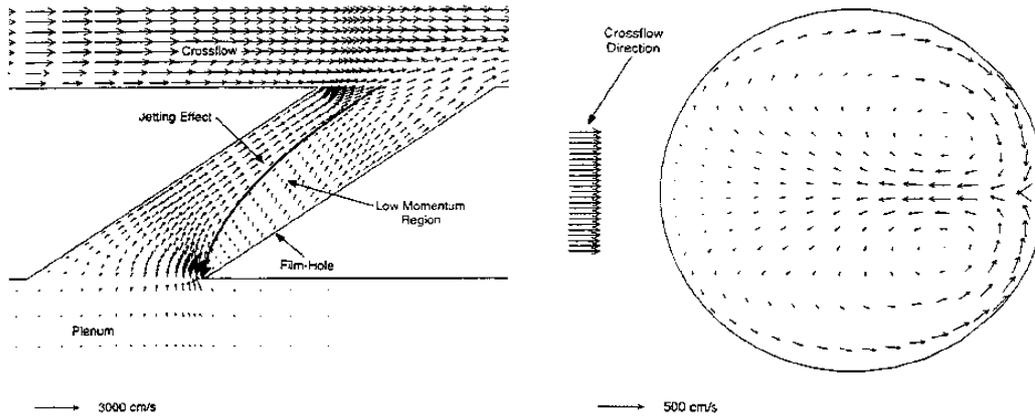


Figure II-7 : vecteurs vitesse d'après Leylek et Zerkle [54]. A gauche : dans le plan médian d'un orifice d'injection. A droite : dans une section droite située au milieu du perçage.

II.2.2.4 Influence de l'angle de giration

A l'aval d'une rangée de jets avec $\beta=60^\circ$, McGovern et Leylek [61] retrouvent par simulation numérique la structure décrite pour un seul jet, c'est-à-dire la génération d'un tourbillon principal et d'un tourbillon secondaire qui disparaît rapidement. Ils montrent de plus qu'à mesure que la vorticité des tourbillons s'atténue avec la distance, il se forme un écoulement à vitesse transverse en paroi, ce qui provoque un cisaillement entre l'écoulement principal et cette couche pariétale. Ces observations sont reportées sur la Figure II-8.

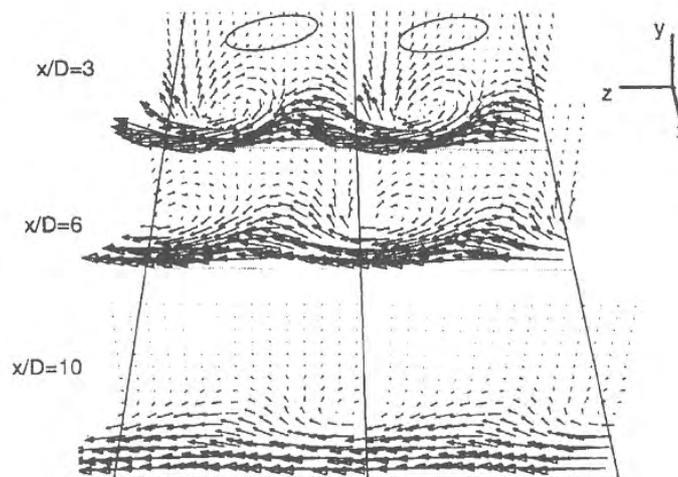


Figure II-8 : Vecteurs vitesse en plans transverses montrant la dislocation du vortex et la formation d'une couche cisailée.

L'injection giratoire présente donc l'avantage de mieux couvrir la paroi dans le sens latéral. En conséquence, cette orientation induit a priori une efficacité de film plus grande, mais elle induit également une augmentation du coefficient d'échange thermique (Zhang et Collins [89]). Or ces deux effets agissent en sens contraire. En effet, à flux thermique donné, l'augmentation du coefficient d'échange entraîne une diminution de la différence de température, et inversement dans l'équation II-2. L'effet résultant sur la performance de l'injection giratoire a été étudié par Schmidt *et al.* [80] et Sen *et al.* [78] pour une rangée d'orifices orientés d'un angle de pénétration $\alpha=35^\circ$ et d'un angle de giration β allant de 0 à 60° . Comme indiqué sur la Figure II-9 l'injection à $\beta=60^\circ$ ne génère qu'une légère

augmentation de l'efficacité pour un rapport de flux de quantité de mouvement I de 0,25 mais double l'efficacité lorsque I vaut 0,98. L'intérêt de l'utilisation de l'injection giratoire apparaît alors clairement sur la courbe d'évolution longitudinale de l'efficacité. On observe que pour l'injection axiale celle-ci chute rapidement quand I est supérieur à 0,5 à cause de la séparation entre les jets et la paroi, alors que l'efficacité de l'injection giratoire est encore intéressante jusqu'à $I = 4$. La performance de l'injection giratoire est donc beaucoup plus stable vis-à-vis du flux de quantité de mouvement injecté et cette stabilité est attribuée au fait que les jets orientés d'un angle β présentent une surface d'impact plus grande à l'écoulement principal, ce qui augmente le blocage de l'écoulement principal et limite la pénétration des jets.

Les coefficients de transfert thermique relatifs au coefficient de transfert sans soufflage $\overline{h_f} / h_0$ ainsi que la réduction nette du flux de chaleur Δq_r ont été mesurés pour ces configurations par Sen *et al.* [78] et reportés sur la Figure II-9. On constate que le coefficient de transfert thermique avec injection giratoire est supérieur d'environ 15% à celui obtenu sans giration. Ces plus grandes valeurs sont imputables, d'après Bogard et Thole, à l'interaction de l'écoulement principal et du jet en giration qui génère un écoulement vertical important du coté opposé au jet. Les comparaisons des réductions nettes de flux thermique montrent des résultats similaires pour les cas à $\beta=0$ et $\beta=60^\circ$. Cette constatation indique que l'augmentation de l'efficacité est compensée par l'augmentation du coefficient d'échange thermique.

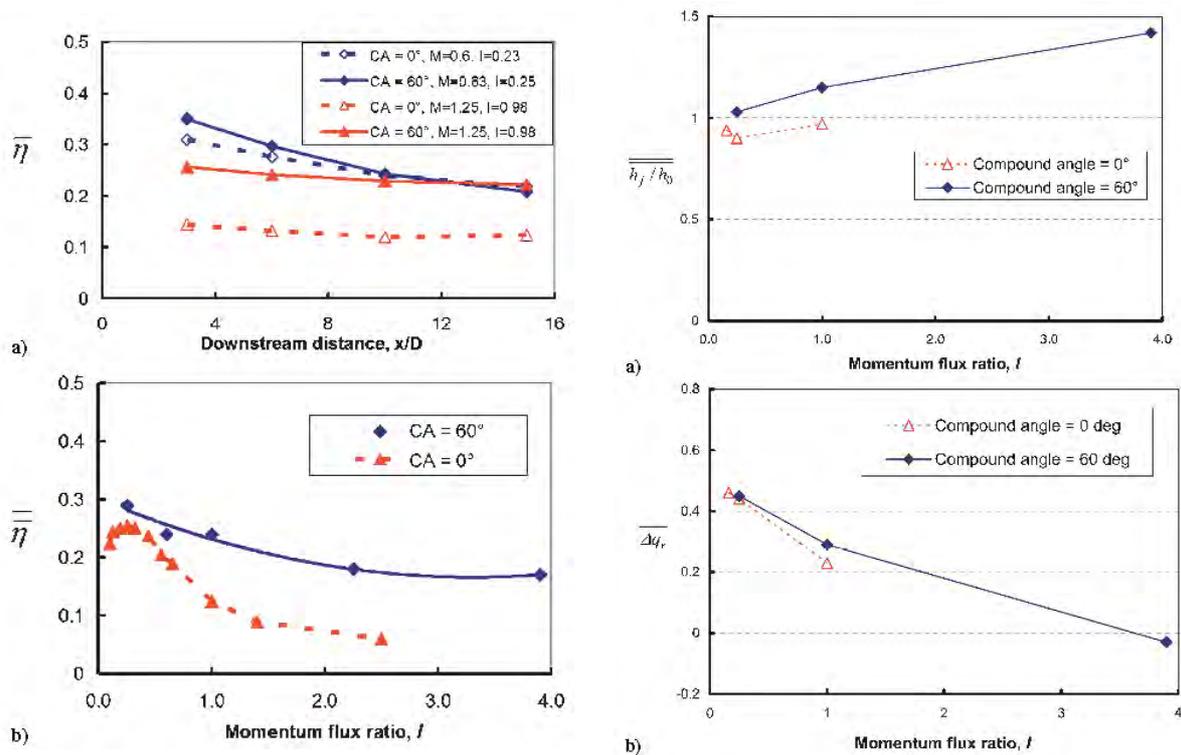


Figure II-9 : Influence de l'angle β sur la thermique (d'après Schmidt *et al.* et Sen *et al.*)

A gauche : efficacités : a) moyenne transverse, b) moyenne surfacique sur $3 < x/d < 15$

A droite : a) coefficients d'échange thermique moyennés en espace, b) réductions nettes du flux thermique moyennés en espace

Ligrani *et al.* [55]-[57] ont mis en comparaison une configuration axiale et deux configurations transverses à $\beta=50^\circ$ et $\beta=90^\circ$ pour deux rangées en quinconce ($S/d=4$, $P/d=3$).

Des contours de température en aval de l'injection mettent en évidence l'apparition d'un phénomène de coalescence entre jets amont et aval lorsque β augmente. Cette coalescence par paire induit un jet de taille importante qui provoque une variation de l'efficacité de grande amplitude sur le sens transverse. Toutefois, l'efficacité transverse moyenne s'en trouve augmentée par rapport à celle obtenue en injection axiale. Notons que la coalescence obtenue n'est certainement pas indépendante de l'espacement des perforations, ce qui souligne une nouvelle fois l'interdépendance des paramètres.

II.2.3 Cas d'un grand nombre de rangées

II.2.3.1 Écoulement moyen

La dynamique d'un écoulement avec injection de masse à travers une paroi multiperforée a été étudiée en configuration de plaque plane, notamment par Rouvreau [76], Gustafsson [34], Miron [69], [70] et Most [71]-[73]. Dans toutes ces études, les orifices d'injection sont inclinés de $\alpha=30^\circ$ par rapport à la paroi et l'angle de giration β est nul. On observe sur la Figure II-10 qu'au bout d'un certain nombre de rangées, les jets coalescent pour former un film d'air continu en paroi. D'après Rouvreau [76], la longueur nécessaire à l'obtention de ce film est une fonction croissante du taux de soufflage ; l'épaisseur du film augmente avec l'abscisse et le taux de soufflage.



Figure II-10 : Visualisation longitudinale du film sur les rangées 1 à 13 (D'après Rouvreau [76]).
a) $M=0,8$ et $I=0,3$; b) $M=3,4$ et $I=5,2$

Pour bénéficier d'une résolution importante, Gustafsson [34] et Miron [69] ont réalisé des mesures de vitesse par anémométrie Doppler laser sur une plaque munie d'orifices de 5 mm de diamètre. Ils montrent que les jets débouchant au cœur même de la région multipercée ont une structure aérodynamique très proche de celle observée sur un jet isolé. En effet, comme reporté sur la Figure II-11.a, on observe des iso contours de vitesse longitudinale en forme de haricot qui sont associés aux deux tourbillons contra rotatifs.

Miron [69] a également caractérisé le film au cœur de la zone perforée par des profils de vitesse réalisés trois diamètres en aval de chaque rangée impaire. Ces profils sont reportés sur la Figure II-11.c et montrent deux pics de vitesse. Le plus proche de la paroi représente un jet débouchant dans la veine principale. Le second pic est associé au film de refroidissement et résulte de l'interaction entre l'écoulement principal et les jets précédents.

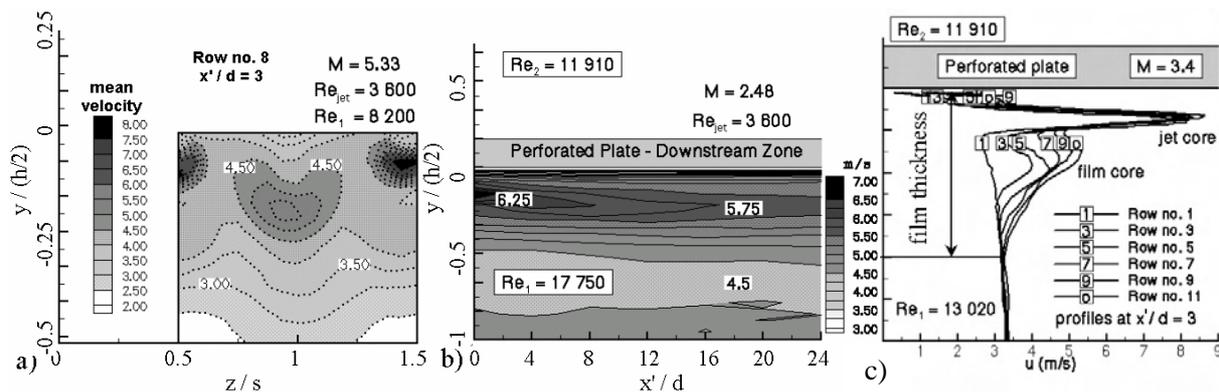


Figure II-11 : Mesures de vitesse de Miron pour $M=3,4$.

a) dans un plan transverse, b) dans un plan longitudinal, c) profils à $3d$ de l'axe de chaque rangée impaire.

Sur la Figure II-12, à droite, Gustafsson [34] met également en évidence les tourbillons contra rotatifs. A gauche, on observe les deux zones de recirculation et le point de stagnation du sillage.

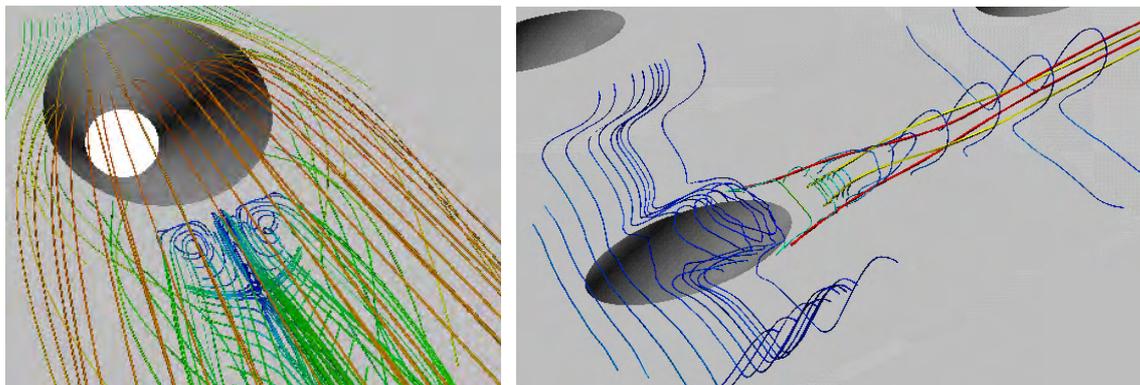


Figure II-12 : Mesures de vitesse de Gustafsson.

Gauche : lignes de courant colorées par le module de vitesse.

Droite : lignes de rotation en bleu et lignes de courant au centre des tourbillons en rouge et jaune.

II.2.3.2 Aspects instationnaires

L'injection d'un flux pariétal provoque une augmentation des intensités de fluctuation de la vitesse à proximité de la paroi (Figure II-13). L'amplitude de ces variations dépend de la composante ce qui entraîne une forte anisotropie de la distribution de l'énergie turbulente.

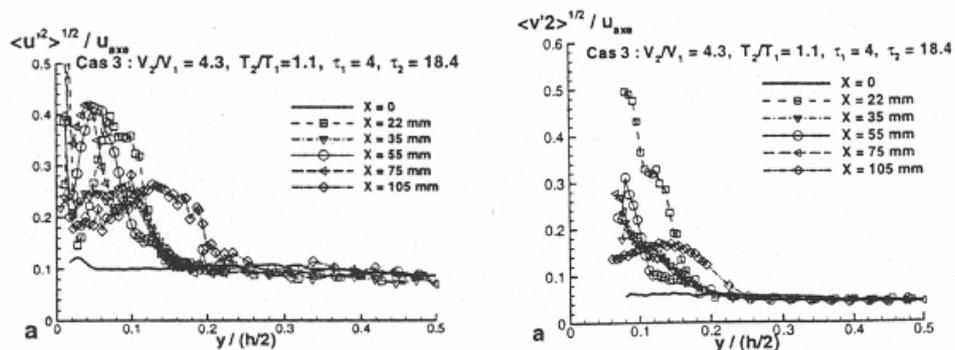


Figure II-13: Profils de fluctuation des composantes de vitesse d'après Rouvreau
A gauche : composante longitudinale ; A droite : composante normale à la paroi.

La Figure II-14 présente les échelles intégrales de temps et de longueur. L'échelle de temps est calculée à partir de la fonction d'auto-corrélation $\mathfrak{R}(\tau)$ par la formule suivante :

$$\Lambda_t = \int_0^{\infty} \mathfrak{R}(\tau) d\tau \text{ avec } \mathfrak{R}(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} u(t) \cdot u(t - \tau) dt}{u'^2} \quad \text{Équation II-8}$$

L'échelle de longueur est déduite de celle de temps grâce à l'hypothèse de Taylor. Celle-ci suppose que la turbulence est figée et que les structures présentes dans l'écoulement sont convectées à la vitesse moyenne V_c , de l'écoulement. Les résultats obtenus mettent en évidence la présence de structures dans le film ayant une échelle caractéristique de l'ordre du diamètre des trous. Cette modification des échelles locales de la turbulence doit être prise en compte dans les conditions aux limites appliquées aux plaques multi perforées.

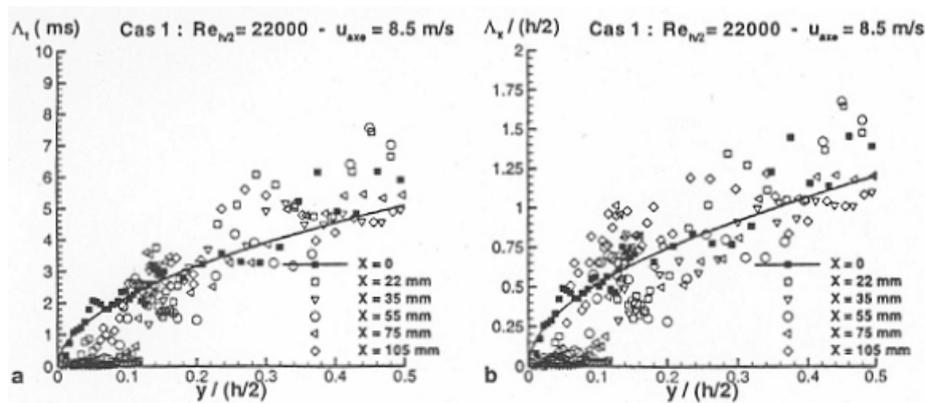


Figure II-14: Échelle intégrale de temps (à gauche) et de longueur (à droite) (Rouvreau)

Sur le plan thermique, l'intérêt d'utiliser un grand nombre de rangées réside en premier lieu dans le fait que la protection ne chute pas au fur et à mesure que l'on s'éloigne d'une perforation et que l'air froid se mélange avec les gaz chauds, puisque l'écoulement rencontre rapidement une nouvelle perforation qui délivre de l'air froid. Harrington *et al.* [36] ont mesuré l'efficacité adiabatique sur une configuration à $\alpha=90^\circ$ et $S/d=P/d=7,1$ sur dix rangées avec un rapport des flux de quantité de mouvement I allant de 0,04 à 0,25. L'évolution de l'efficacité moyennée transversalement montre une croissance en escalier puis l'atteinte d'un palier. Le nombre de rangées nécessaires à l'obtention de ce palier augmente avec I . Le deuxième avantage que procure un grand nombre de rangées est la génération d'un blocage aérodynamique accru. Ce blocage, qui plaque les jets sur la paroi, permet d'utiliser de forts taux de soufflage et de forts rapports de quantité de mouvement (Rouvreau) pour finalement obtenir un haut niveau d'efficacité.

II.2.3.3 Écoulement dans l'orifice

Le banc expérimental de Miron [69] a été calculé par Mendez [62]-[67] à l'aide d'une simulation des grandes échelles d'un motif élémentaire muni de conditions de périodicité. Son étude permet d'observer l'écoulement à l'intérieur de l'orifice d'injection et on constate sur la Figure II-15 que les zones de jet de basse vitesse décrites par Lylek et Zerkle sont retrouvées. La simulation instationnaire met également en évidence la formation de structures cohérentes le long de la frontière entre ces deux zones, ainsi que sur frontière amont du jet. Dans ces

deux régions, les gradients qui provoquent la formation de ces tourbillons sont de signe opposé ce qui se traduit par des structures qui tournent en sens inverse.

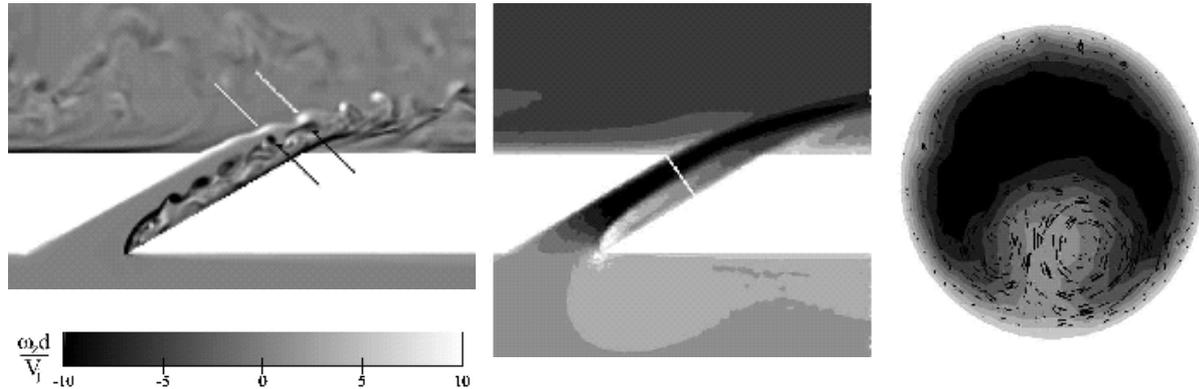


Figure II-15 : Calcul LES de Mendez.

A gauche : Vue instantanée du champ de vorticité transverse

Au milieu et à droite : Vitesse longitudinale moyenne. Échelle de $-0.18 V_{jet}$ (blanc) à $1.24 V_{jet}$ (noir)

En plus du calcul sur une rangée, Most a réalisé un calcul sur une plaque multiperforée munie de 12 rangées. Sur cette dernière configuration, il montre que les vitesses à la sortie de chaque trou sont contrôlées au premier ordre par la différence de pression de part et d'autre de la plaque. En d'autres termes, la position d'un orifice sur la plaque importe peu, chacun présentant pratiquement les mêmes profils de vitesse en sortie.

II.2.3.4 Influence de l'angle de giration

Nous n'avons pas rencontré à ce jour d'étude s'attachant à décrire la dynamique d'un écoulement avec injection pariétale de type multiperforation giratoire sur un grand nombre de rangées.

Les deux études rencontrées sur cette configuration ont pour objet l'efficacité adiabatique ou le nombre de Stanton ($St=h/\rho c_p V$). L'injection est réalisée à travers une plaque plane, la courbure de la paroi d'une chambre réelle étant négligée. Les paramètres de ces deux études sont donnés dans le tableau ci-dessous :

Ref.	d mm	α	β	Nbre rangées	P/d	Nbre Trous/ rg	S/d	M	I	Re ₀	Objet d'étude
Mayle et Camarata	2,5	30	45	15 25	7 12	15 25	8 14	0,5 2	M ²	140 000	η_{ad} , St
Crawford et al.	10,2	0 30	0 45	6 11	5	9	5	0 1,5	M ²		St

Tableau II-2 : Paramètres des études en dilution giratoire

Au sein de la zone multiperforée, Mayle et Camarata [60] montrent que l'efficacité reste hautement non uniforme et reflète l'intégrité de chaque jet et que, de plus, le coefficient de transfert thermique augmente significativement avec le taux de soufflage ou le rapprochement des orifices. En conséquence, ils préconisent de considérer à la fois le coefficient de transfert local et l'efficacité locale avant de déterminer la charge thermique de la surface multiperforée.

Crawford *et al.* [20]-[21] montrent que l'injection giratoire est celle qui permet le plus de réduire le flux thermique à la paroi. Ils trouvent de plus que le taux de soufflage optimum, sur leur configuration, se situe entre 0,4 et 0,5.

II.3 INFLUENCE DES PARAMETRES

Gardons bien en mémoire que la grande majorité des comportements dynamiques et thermiques sont le résultat d'un couplage entre paramètres, ce qui limite la possibilité de lister exhaustivement les effets induits par la variation d'un seul paramètre. En conséquence, le but de ce paragraphe est de donner les tendances utiles à la compréhension de leur influence. Rappelons les idées directrices pour leur optimisation dans l'optique de minimiser le flux thermique à la paroi :

- répartir le fluide protecteur sur la paroi de façon la plus homogène possible
- garder le fluide protecteur attaché à la paroi
- minimiser le mélange avec l'écoulement principal

Face à ces objectifs, des contraintes limitantes sont rencontrées en pratique :

- tenue mécanique
- obstruction des orifices

Les nombreux paramètres sont regroupés en deux grandes familles : paramètres géométriques et aérothermiques.

II.3.1 Rôle des paramètres géométriques

Le diamètre des perforations (d) est un paramètre de première importance. Afin de répartir au mieux le fluide sur la plaque à refroidir, on cherche à percer un très grand nombre de trous de petit diamètre. La taille des perforations est cependant limitée par la tendance des pores à s'obstruer. Ce paramètre influence également le mélange : les jets de refroidissement présentent des structures dont la taille est liée au diamètre d (Gajan *et al* [29]). Fric et Roshko [28] ont mis en évidence quatre types de tourbillons : un tourbillon en fer à cheval en pied de jet, des structures tourbillonnaires dans la couche cisailée, une paire de tourbillons contrarotatifs plus en aval et enfin des tourbillons de sillage. Les échelles intégrales de la turbulence et les longueurs de mélange sont réduites en proximité d'une paroi multipercée, et semblent liées au diamètre d'injection (Rouveau [76]).

L'angle de pénétration α entre la plaque et l'axe des trous, le plus souvent de l'ordre de 30° contribue à augmenter la surface interne d'échange thermique au sein des trous. Il assure aux jets une trajectoire proche de la paroi et donc une protection thermique supérieure à celle obtenue par des jets verticaux, qui favorisent plutôt un mélange rapide avec l'écoulement principal chaud (Eriksen et Goldstein [25]). Cho et Goldstein [18][19] ont étudié une plaque de 7×7 trous en ligne et montrent que l'efficacité est élevée et uniforme dans le sens du courant mais par contre qu'il subsiste latéralement un problème entre les trous.

Pour éviter l'apparition de points chauds entre les rangées, des configurations en quinconce ont été étudiées. Afejuku *et al.* [2] ont mis en comparaison une configuration en ligne avec une configuration en quinconce, et ont montré que la dernière permet d'obtenir une efficacité plus importante.

L'influence de l'angle de giration β est détaillée dans le paragraphe II.2. Rappelons que son augmentation entraîne, sur la dynamique de l'écoulement, une plus grande couverture de la paroi à protéger, la formation d'une couche cisailée en paroi dans le cas d'une ou plusieurs rangées de perforations, et un blocage aérodynamique accru de l'écoulement principal. Cette dynamique particulière induit un comportement thermique beaucoup plus stable vis-à-vis du rapport des flux de quantité de mouvements. En dilution giratoire, l'efficacité adiabatique augmente, mais cette augmentation est à considérer avec précaution car le coefficient de transfert thermique peut également augmenter, contrebalançant le gain obtenu.

Ligrani *et al.* [55] ont étudié l'influence de l'espacement sur deux configurations à injection transverse ($\alpha=24^\circ$; $\beta=50^\circ$). Il apparaît que l'efficacité augmente avec le rapprochement des trous grâce à l'augmentation de la densité de fluide protecteur, mais aussi, de manière plus locale, grâce à une coalescence plus importante des jets. Cette influence de l'espacement transverse est bien retrouvée sur plaque multipercée par Mayle et Camarata ($\alpha=30^\circ$; $\beta=45^\circ$).

Gritsch *et al* [33] et plus récemment Most [71] ont mené des études sur la conicité des perforations. Tous deux montrent que le fait d'évaser la sortie des trous amène une augmentation significative de l'efficacité, en particulier pour des forts taux de soufflage. En effet, la plus grande surface de sortie entraîne une meilleure répartition latérale et des vitesses de jets plus faibles qui limitent la pénétration du fluide protecteur.

II.3.2 Rôles des paramètres aérothermiques

Le taux de soufflage et le rapport des flux de quantité de mouvement sont les deux paramètres aérothermiques primordiaux en configuration de jets transverses. Le premier est à associer à la quantité de fluide injecté, tandis que le second sera rapproché de la pénétration des jets dans l'écoulement principal. Si leur action est du même ordre, Rouvreau [76] a cependant démontré le caractère influent et indépendant de ces deux paramètres. Toutefois, dans le cas où les jets et l'écoulement principal sont à la même température, ces deux paramètres ne sont plus indépendants, et l'on peut écrire $I=M^2$. De nombreuses études se déroulent donc à température uniforme, et un seul paramètre est considéré. Parmi elles, l'étude numérique de Zhang et Collins [89] concentrée sur un seul jet, a permis d'établir trois régimes de comportement. Pour $0 < M < 1.2$ le jet, orienté à $\alpha=30^\circ$ et $\beta=45^\circ$, est faible ; il reste dans la couche limite et se diffuse rapidement. Il ne peut pas convecter de l'énergie cinétique et thermique hors de la couche limite de façon significative. De plus, la faible vitesse du fluide issu de l'orifice entraîne une stagnation du fluide qui favorise l'augmentation du transfert thermique. Lorsque le taux de soufflage augmente de 1.2 à 2.5, la protection thermique croît de façon significative. Le jet est maintenant en bordure de la couche limite et reste cohérent sur une distance importante ; sa vorticité importante permet une convection à travers la couche limite et le transfert thermique augmente. Enfin, au-delà de 2.5, le jet est au-dessus de la couche limite, et sa capacité à assurer une convection va diminuer à cause de la distance qui le sépare de la paroi. Eriksen et Goldstein [25] ont réalisé des essais pour des taux de soufflage allant de zéro à deux et retrouvent les deux premiers modes de transfert thermique décrits par Zhang et Collins [89] à l'aval d'une rangée de trous. Mayle et Camarata

[60] ont réalisé des mesures d'efficacité sur une plaque multipercée avec des trous orientés à 30° par rapport à la plaque et à 45° par rapport à l'écoulement principal. Ils observent une augmentation de l'efficacité, moyennée dans le sens transverse, quand le taux de soufflage passe de 0,5 à 1,5.

Par ailleurs, Rouvreau [76] a montré que le nombre de Reynolds de l'écoulement principal n'a pratiquement pas d'influence sur le film de refroidissement. Ceci est à nuancer par les mesures d'efficacité adiabatique par thermocouples réalisées par Bons *et al.* [11]. En effet, ils ont montré que les fortes turbulences de l'écoulement principal diminuent l'efficacité du film pour le cas des faibles taux de soufflage, mais que, pour les cas de forts taux de soufflage, les fortes turbulences de l'écoulement principal augmentent l'efficacité du refroidissement. L'explication est la suivante : lorsque le soufflage est faible, l'air de refroidissement reste en proximité de la paroi. Si l'intensité de la turbulence augmente, une partie de cet air est entraîné vers l'écoulement principal, s'y mélange, et ne participe plus au refroidissement de la paroi. Par contre, lorsque le soufflage est fort, l'air de refroidissement pénètre assez rapidement dans l'écoulement principal et fait décoller le film d'air froid qui protégeait la plaque. L'augmentation de l'intensité de turbulence dans ce cas mélange mieux une partie de l'air froid qui a pénétré dans la chambre et le ramène vers la plaque, améliorant ainsi l'efficacité de refroidissement.

Enfin, bien que ce paramètre soit peu maîtrisé dans une chambre de combustion réelle, l'épaisseur de la couche limite de l'écoulement principal fut étudiée par Eriksen et Goldstein [25] à l'aval d'une rangée de trous. Il apparaît que la diminution de ce paramètre implique un impact plus grand de l'écoulement principal sur les jets. Ceux-ci étant davantage plaqués contre la paroi, ils la protègent mieux, et il s'en suit une augmentation de l'efficacité.

II.4 MODELES ANALYTIQUES

II.4.1 Trajectoire du jet

L'axe du jet est défini comme le lieu des vitesses maximales. Plusieurs auteurs proposent une corrélation de la trajectoire du jet isolé en fonction du diamètre du trou d , le rapport du flux de quantité de mouvement τ_2 , et de l'angle d'injection α . Notons que ces études portent sur un jet dit « libre », c'est-à-dire que la veine principale est suffisamment haute pour ne pas imposer un effet de confinement qui contribuerait à plaquer le jet contre la paroi à protéger. Margason [59] a regroupé plusieurs travaux et propose la corrélation suivante :

$$\frac{x}{d} = F \left(\frac{1}{I} \right)^n \left(\frac{y}{d} \right)^m + \frac{y}{d} G \cot(\alpha) \quad \text{Équation II-9}$$

Les valeurs des paramètres de l'équation II-9 sont obtenus empiriquement et ils varient selon les auteurs. Le tableau suivant synthétise différentes propositions.

Auteur	F	n	m	G
Ivanov	1	1,3	3	1
Margason	$1/(4\sin^2\alpha)$	1	3	1
Shandorov	1	1	2,55	$1+1/I$
Vizel&Mostinski	$5/(4\sin\alpha)$	1	2	1

Tableau II-3 : Paramètres obtenus pour décrire la trajectoire du jet (Margason [59])

En configuration de multiperforation axiale, Miron [69] a déterminé expérimentalement la corrélation suivante pour décrire la trajectoire des jets :

$$\frac{y}{d} = C_1 \cdot I^{C_2} \cdot \left(\frac{x}{d}\right)^{C_3}$$

avec les constantes empiriques $C_1=0,489$ et $C_2=0,135$ et $C_3=0,581$. Notons que les jets étudiés par Miron ne peuvent pas être qualifiés de « jets libres » car ils subissent un effet de blocage qui tend à les rapprocher de la paroi.

Miron [69] a également développé une corrélation expérimentale de l'épaisseur du film qui s'écrit :

$$\frac{y}{M \cdot d} = C_m \left(\frac{x}{M \cdot d}\right)^{C_p}$$

avec les constantes empiriques $C_m=0,64$ et $C_p=0,44$. On regrettera toutefois que la définition de l'épaisseur de film ne soit pas clairement précisée et de plus que cette corrélation ne soit valable que dans le plan de symétrie d'une perforation.

II.4.2 Efficacité du refroidissement

En appui sur un modèle d'efficacité adiabatique pour un jet isolé présenté par Ramsey *et al.* et une méthode de superposition de Goldstein, Mayle et Camarata [60] ont développé un modèle permettant de calculer l'efficacité de refroidissement sur une plaque multiperforée. Dans une première étape l'efficacité moyenne d'une rangée est calculée. Puis, par superposition, l'efficacité à l'aval de plusieurs rangées est déduite. Ce modèle prend en compte l'espacement longitudinal et transverse de trous ainsi que le taux de soufflage mais nécessite la détermination expérimentale du nombre de Peclet. Le modèle, qui permet de calculer l'efficacité moyennée sur le sens transverse en fonction de l'abscisse, montre un comportement correct pour des taux de soufflage inférieurs à un et un espacement inter-rangée $P/d=10$. Toutefois, compte tenu des phénomènes de couplage évoqués au paragraphe II.2.2 entre ces deux paramètres, l'utilisation de ce modèle reste limité.

II.5 SIMULATION NUMERIQUE

Les calculs d'écoulements autour de parois multiperforées posent un problème de capacité de calcul. En effet, les orifices d'injection ayant un diamètre de l'ordre de 0,5 mm alors que l'écoulement principal évolue dans un canal dont la longueur caractéristique est deux ordres de grandeur plus grande, leur prise en compte nécessite des maillages très

raffinés. Le temps de calcul s'en trouve énormément allongé et les temps de convergence ne sont pas acceptables dans un contexte industriel puisqu'ils allongent les temps et coûts de développement du moteur. Des efforts importants ont donc été entrepris pour réduire les temps de calculs et les principaux axes de travail dans ce domaine sont présentés dans le paragraphe II.5.1.

La plupart des calculs réalisés en configuration de multiperforation utilisent une modélisation RANS. Toutefois certaines hypothèses nécessaires à l'établissement de ce type de modèle ne sont plus valides dans ces configurations. Des adaptations sont proposées au paragraphe II.5.2.

II.5.1 Prise en compte de l'injection pariétale

Pour réaliser un calcul d'une paroi multiperforée, trois solutions ont été envisagées. La première consiste à réaliser le calcul des deux cotés de la plaque et également à l'intérieur de toutes les perforations. Cette approche possède l'avantage d'éloigner les conditions limites de l'écoulement secondaire et la dynamique complexe de l'écoulement à l'intérieur des orifices est retrouvée par le calcul. Une seconde approche consiste à calculer uniquement l'écoulement principal. L'air de refroidissement est injecté dans le canal principal par un traitement spécifique de quelques mailles situées en bordure du domaine. Le maillage est allégé et le caractère discret de l'injection est préservé, mais il se pose le problème de la description des quantités à injecter. Enfin, dans une troisième approche, la zone multiperforée est considérée de manière macroscopique. L'injection discrète est abandonnée au profit d'une injection uniforme répartie sur toute la surface multiperforée. Le gain en maillage est très important (un facteur dix a été obtenu en configuration réaliste), mais l'uniformisation génère une perte d'information.

II.5.1.1 Calcul complet

Avec les développements des moyens informatiques, des calculs RANS sont aujourd'hui envisageables sur des configurations 3D autour de plaques multiperforées. Une configuration académique et un secteur d'une véritable chambre de combustion ont récemment été calculés par Most *et al.* (2007). La description de chaque perforation s'est appuyée sur 20 000 ou 2 000 mailles dans la configuration académique ou la chambre de combustion respectivement. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les données expérimentales. On notera toutefois que le secteur de chambre calculé ne fait que 4 degrés. Cela fut suffisant pour calculer cette chambre munie d'une roue d'injection (donc axisymétrique), mais ce sera insuffisant pour décrire la dynamique des chambres à injecteurs.

II.5.1.2 Injections locales

Historiquement une modélisation du jet en champ proche a été développée pour des calculs 2D. Différentes stratégies ont été utilisées. Généralement elles considèrent un plan d'injection à l'aval des orifices. Le flux de refroidissement est obtenu soit à partir:

- D'un bilan de quantité de mouvement et d'énergie entre l'amont et l'aval de chaque rangée de jets
- De l'introduction de termes source dans les équations de couche limite

- De l'imposition de profils de vitesse ou de température basés sur des résultats semi empiriques.

Ces méthodes donnent des résultats satisfaisants pour de faibles valeurs du taux de soufflage ($K < 1$).

Des développements plus récents reprennent généralement l'approche citée ci dessus à savoir une modélisation du jet en champ proche. Burdet [14] discerne quatre types d'approche (Figure II-16):

- Méthode A : Immersion d'un tube long attaché à chaque jet.
- Méthode B : Imposition d'un flux surfacique.
- Méthode C : Imposition de termes source dans la zone de jet.
- Méthode D : Immersion de frontières mimant la présence des jets.

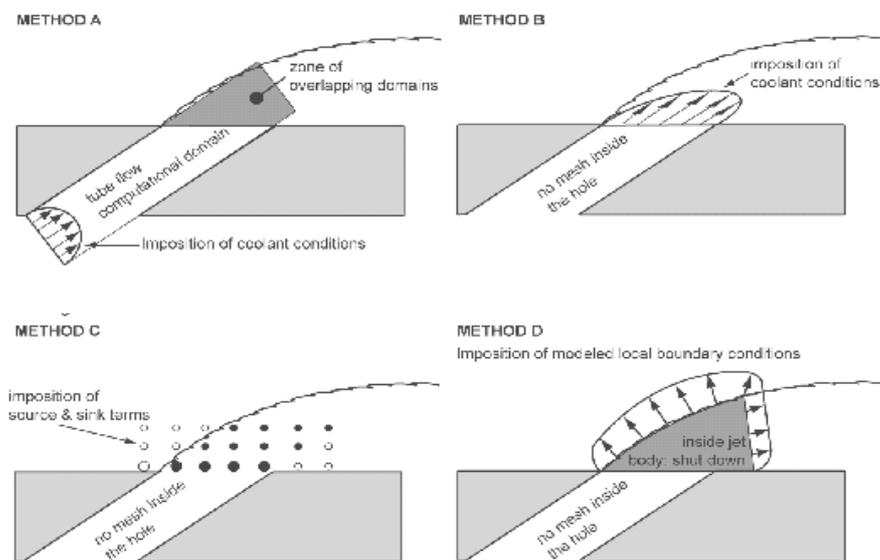


Figure II-16 : Résumé des stratégies utilisées (d'après Burdet)

Ces quatre approches sont détaillées dans les paragraphes suivants.

II.5.1.2.1 Maillages chevauchants

Fougère et Heider [26] ainsi que Ginibre *et al* [31] ont été fortement impliqués dans les méthodes de type A. Ils proposent d'utiliser une technique de superposition de maillage de type chimère pour introduire l'écoulement de type tuyau simulant la présence des jets. Cette technique est une méthode numérique permettant des transferts d'information entre différents maillages. Les transferts entre les écoulements sont réalisés à l'aide d'algorithmes d'interpolation. Ces techniques facilitent la définition des maillages et le travail de prétraitement. Néanmoins, on peut s'interroger sur la géométrie de la face où est imposée la condition limite de l'injection. En effet, dans la majorité des applications, l'air de refroidissement rentre dans la perforation avec une vitesse normale à la surface et l'inclinaison de l'orifice provoque une courbure de l'écoulement, ce qui induit un profil de vitesse en forme de haricot et la formation d'une paire de tourbillons contrarotatifs. En

conséquence, il semble préférable de tronquer la partie inférieure du cylindre pour injecter le fluide sur une face parallèle à la surface multiperforée.

II.5.1.2.2 Condition limite

Les techniques utilisant une méthode de type B est très populaire dans les bureaux d'étude. La stratégie consiste à répartir sur quelques cellules à la surface de la plaque correspondant aux orifices le flux de masse et d'enthalpie injecté au travers de la paroi.

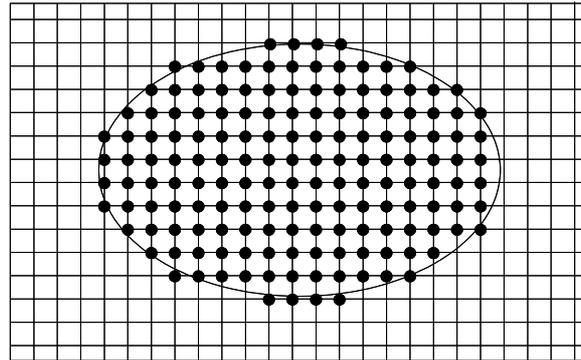


Figure II-17 : Répartition des flux sur la paroi.

Vogel [83] utilise cette technique pour calculer l'écoulement tridimensionnel sur une aube de stator. Environ 4 à 6 cellules sont utilisées par trou. Quand à eux, Garg et Gaugler [30] utilisent environ 20 cellules par trou. Les profils de vitesse sont définis à partir d'une fonction polynomiale respectant la conservation des flux. Ils observent que les coefficients de transfert de chaleur dépendent fortement des profils imposés en sortie des jets. Dans ces deux travaux le manque de comparaison expérimental ne permet pas de juger de la qualité des calculs.

Most [71] a également utilisé cette approche. Dans son modèle, il a privilégié l'injection du flux de masse et du flux de quantité de mouvement au détriment de la surface réelle des perforations. En effet, pour reproduire fidèlement ces deux grandeurs à partir d'une injection par condition limite, une solution consiste à imposer les profils de vitesse expérimentaux (ou ceux obtenus par un calcul complet) comme condition limite. Toutefois, cette opération peut s'avérer fastidieuse sur des géométries complexes munies de milliers d'orifices... Une alternative consiste à imposer une vitesse uniforme. Mais étant donné les profils très inhomogènes en sortie d'orifice, l'imposition d'une vitesse uniforme sur la véritable géométrie donne soit un débit correct (généralement préféré) soit un flux de quantité de mouvement correct. La méthode suivie par Most consiste à réduire la surface du modèle numérique pour injecter à la fois le bon débit et le bon flux de quantité de mouvement, ces derniers étant obtenus par un calcul sur géométrie complète. Les écarts entre les surfaces nominales et les surfaces utilisées restent relativement faibles (de 5 à 15%). Les calculs réalisés sur des maillages présentant 70, 30 et 10 mailles par surface en sortie d'orifice sont comparés à un calcul complet. Les résultats obtenus avec les deux premiers maillages permettent une bonne description de l'écoulement. Le maillage le plus grossier engendre une diffusion numérique qui dégrade les résultats.

II.5.1.2.3 Termes sources

Dalhander *et al.* [22] proposent une approche tridimensionnelle de type "termes source" avec une approche de type C. Ces termes sont non seulement imposés au niveau du plan de sortie des jets mais également au delà afin de contrôler l'évolution du processus de mélange. Le modèle d'injection assure la conservation des flux mais la définition des termes source aval semble dépendre fortement du cas étudié. De forts écarts sont obtenus entre les résultats de cette méthode et les mesures correspondantes.

II.5.1.2.4 Condition limite immergée

Burdet *et al.* [14][15] propose une technique basée sur une méthode de type D. Elle suppose que, dans la partie initiale du jet, les échanges avec l'écoulement principal sont faibles. Ainsi, les jets sont vus comme des corps flexibles et perméables immergés dans le domaine de calcul. Le modèle définit des conditions aux limites sur des surfaces immergées dans le domaine de calcul simulant l'effet des jets proches sur l'écoulement ambiant. Cette procédure permet de limiter le nombre de points de calcul tout en assurant une bonne prise en compte des phénomènes. Les résultats publiés semblent prometteurs. Néanmoins la définition des surfaces et des conditions aux limites reste particulièrement délicate.

II.5.1.3 Injection globale

Dans le but d'utiliser des maillages encore plus grossiers où la taille des mailles est habituellement plus grande que la taille des perforations, la plaque multiperforée peut être considérée de manière macroscopique. La distinction « paroi » ou « orifice d'injection » est abandonnée au profit d'une condition limite uniforme.

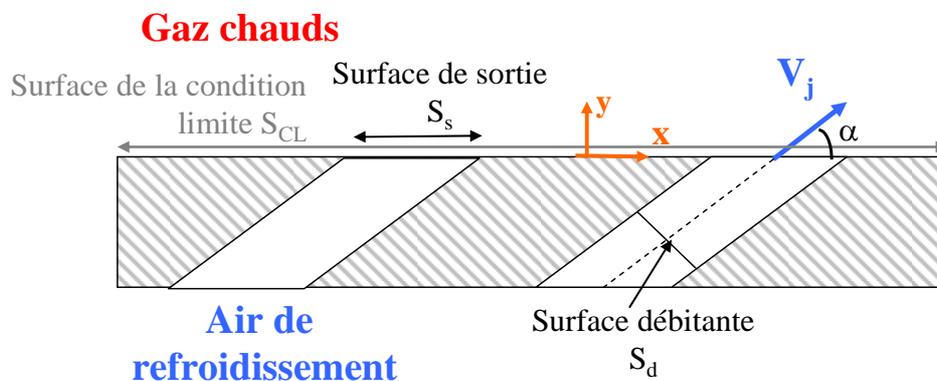


Figure II-18 : Coupe de la plaque multiperforée

II.5.1.3.1 Modèle utilisé par Most

Cette méthode, détaillée par Most [71], consiste à injecter les flux de masse et de quantité de mouvement obtenus en présence d'une plaque multiperforée sur une condition limite uniforme.

Par conservation du débit entre la surface réelle et la surface modélisée, on écrit :

$$Q = \rho V_j S_d = \rho V_j \sin \alpha S_s = \rho V_{yCL} S_{CL} \quad \text{Équation II-10}$$

Cette équation permet de déterminer immédiatement la vitesse débitante, normale à la paroi, pour la condition limite :

$$V_{yCL} = V_j \sin \alpha \frac{S_s}{S_{CL}} = V_j \frac{S_d}{S_{CL}} = \sigma V_j \quad \text{Équation II-11}$$

où σ est la porosité de la plaque, définie comme le rapport des surfaces débitantes. Toutefois l'injection du débit ne suffit pas à assurer la bonne dynamique de l'écoulement. En effet, l'étude de Mendez met en évidence la nécessité de prendre en compte les flux de quantité de mouvement. Dans le cas réel d'une plaque multiperforée puis dans celui d'une condition limite, ils s'écrivent :

$$\vec{\Phi}_{QDM_REEL} = \rho \vec{V}_j V_j S_d = \rho \vec{V}_j V_j \sin \alpha S_s$$

Pour appliquer ces flux sur la surface de la condition limite, Most utilise la porosité :

$$\vec{\Phi}_{QDM_CL} = \rho \vec{V}_j V_j \sigma S_{CL}$$

Pour ses calculs, Most a suivi une approche RANS. Les conditions limites ont été choisies pour avoir une intensité de turbulence de 5% et une échelle de longueur de turbulence de 0,5 mm. L'échelle de longueur correspond au diamètre des perforations.

II.5.1.3.2 *Modèle développé par Mendez*

En appui sur une simulation aux grandes échelles, Mendez [67] quantifie la contribution des termes liés à la pression, aux quantités de mouvements et à la viscosité sur l'évolution de la quantité de mouvement ρV . Il montre que sur la composante longitudinale, le flux de quantité de mouvement longitudinal $\Phi_{x_{QDM}}$ domine très largement devant le terme de frottement, le terme de pression étant nul. Il déduit donc de ce flux une vitesse longitudinale qui est imposée comme condition limite. Le même processus ne peut cependant pas être réalisé sur la composante normale à la paroi sous peine de modifier le débit injecté. Ce modèle n'assure donc pas l'injection du bon flux de quantité de mouvement normal, mais Mendez avance que l'évolution de la quantité de mouvement ρV_y est fortement dominée par le terme de pression, la contribution du flux $\Phi_{y_{QDM}}$ ne représentant que quelques pourcents de la contribution totale. Le modèle proposé se résume donc à l'injection d'une vitesse dont la composante normale est définie par le flux de masse, la composante longitudinale par le flux de quantité de mouvement longitudinal, et la composante transverse étant nulle par symétrie.

II.5.2 **Prise en compte de la turbulence**

Les écoulements de type film de refroidissement sont généralement turbulents. Dans les écoulements turbulents, les principales caractéristiques sont les instationnarités, la distribution tridimensionnelle et les structures turbulentes dont les échelles s'étendent sur un spectre allant des échelles dissipatives aux structures cohérentes de grande échelle. Capturer ces caractéristiques avec précision et pour un coût de calcul raisonnable est un challenge en simulation numérique. Dans la plupart des applications industrielles, le comportement moyen de l'écoulement ainsi que les frottements et les transferts thermiques associés sont de première importance, alors que le détail du comportement au cours du temps n'est que de seconde importance. C'est pourquoi la plupart des calculs réalisés utilisent une approche RANS où les effets du mouvement fluctuant sur les quantités moyennes sont modélisés, et seules les équations de ces dernières sont résolues. Toutefois, avec le développement des moyens informatiques, des méthodes de résolution instationnaires (de type LES ou URANS)

deviennent envisageables. Devant la grande variété de modèles disponibles, il n'est pas facile de choisir le modèle qui est a priori le mieux adapté pour des calculs de jets transverses. Le paragraphe II.5.2.1 reprend les conclusions obtenues par Acharya et son équipe ainsi que par Gustafsson puis Most avec les modèles standard. Des tentatives d'amélioration de ces modèles sont également présentées dans le paragraphe II.5.2.2.

II.5.2.1 Performance des modèles de turbulence standards

Acharya *et al.* [1], [37] ont étudié la performance des modèles de turbulence les plus utilisés en calculs RANS en les confrontant à la configuration expérimentale de Ajersh *et al.* (1997 [3]). Dans cette étude, l'air de refroidissement est injecté par des orifices carrés dont les angles α et β valent respectivement 90° et 0° . Les modèles à deux équations considérés sont les suivants : $k\epsilon$ haut Reynolds, Launder Sharma, Lam-Bremhorst bas-Reynolds, $k\omega$, Mansour-Rodi $k\epsilon$ bas-Re corrigé par DNS ainsi que les modèles non linéaires de Speziale et Moong-Kasagi. Ces modèles bien qu'étant de degré de sophistication différente, ont un comportement voisin. Ils ne rendent pas bien compte du sillage et de l'expansion du jet. Les meilleurs résultats sont obtenus par le modèle $k\epsilon$ de Lam-Bremhorst. Les modèles non-linéaires prenant pourtant en compte l'anisotropie de la turbulence, ne sont pas capables de décrire correctement les tendances mesurées.

Dans le champ proche du jet ainsi que dans le sillage, où les grandes échelles jouent un rôle important dans le processus de mélange, l'énergie cinétique turbulente est sous-estimée par la plupart de ces modèles. Cette observation est en opposition avec la constatation habituelle concernant les modèles $k\epsilon$ qui ont généralement tendance à surestimer la production de la turbulence (Durbin, 2002 [23]). Pour les applications de refroidissement par film, une part significative de la production provient des mouvements à grandes échelles pour lesquels les modèles de turbulence standard ne sont pas adaptés. Ainsi, alors que la turbulence produite par les contraintes de cisaillement tend à être surestimée, l'énergie cinétique des grandes échelles n'est pas capturée correctement.

Dans un plan transverse à l'écoulement, Acharya [1] observe que le cisaillement latéral est sous-estimé ce qui implique une sous-estimation du mélange et de l'accroissement du jet dans la direction transverse. Ce comportement habituel des modèles à deux équations a également été rapporté par Lakehal [50].

Les faiblesses des modèles à deux équations concernant la diffusion latérale et l'énergie cinétique turbulente ont un impact fort sur la capacité de ces modèles à prévoir correctement l'efficacité adiabatique du film. Sur une configuration axiale, Lakehal [50] observe pour des faibles taux de soufflages que l'efficacité est surestimée sur l'axe de symétrie et sous-estimée de part et d'autre de celui-ci. Cette sous-estimation de la couverture latérale est à relier à la diffusion latérale trop faible du jet. Pour des taux de soufflage plus forts, la pénétration des jets prévue par les calculs est trop forte (comparée aux valeurs expérimentales) ce qui entraîne une plus grande séparation et une efficacité trop faible près de la sortie des jets.

Acharya [1] a également testé des modèles plus sophistiqués où les contraintes de Reynolds sont transportées (modèles RSTM pour *Reynolds Stress Transport Models*). Ces

modèles permettent une description anisotrope de la turbulence et l'on s'attend en conséquence à une amélioration des résultats. Les modèles RSTM de Launder et Tselepedakis (1994) ainsi que celui de Chen (1999) sont mis en comparaison au modèle à deux équations de Lam-Bremhorst et aux mesures de Ajersh. Les résultats obtenus ne montrent pas d'amélioration significative par rapport au modèle $k\varepsilon$ de Lam-Bremhorst sur les vitesses moyenne et les résultats concernant l'énergie cinétique turbulent sont mêmes moins bons. Ces conclusions sont cependant à nuancer par les travaux de Gustafsson qui compare les performances des modèles $k\varepsilon$, SST- $k\omega$ et RSTM. Il obtient une description du sillage et des niveaux d'énergie cinétique turbulente qui sont plus proches des résultats expérimentaux en utilisant le modèle RSTM. Cette observation est de plus confirmée par Most qui montre que si l'utilisation d'un modèle RSTM apporte une amélioration modeste des vitesses moyennes par rapport à un modèle $k\varepsilon$, l'amélioration des résultats concernant l'énergie cinétique turbulente est importante.

D'après Acharya, les faiblesses obtenues sur l'ensemble des modèles testés sont à attribuer au fait que ceux-ci ne sont pas capables de prendre en compte les effets des instationnarités de grandes échelles qui affectent le champ proche du jet et contrôlent la nature de l'anisotropie de la turbulence.

II.5.2.2 Améliorations des modèles de turbulence standards

Les calculs RANS étant massivement utilisés par les motoristes, plusieurs auteurs proposent d'améliorer ces modèles en prenant en compte l'anisotropie dans l'expression de la viscosité turbulente. Bergeles *et al.* ont développé au début des années 1980 pour le modèle $k\varepsilon$ une correction de la viscosité turbulente en fonction de la direction de l'écoulement. L'équation suivante est utilisée:

$$\frac{\mu_{T,z}}{\mu_{T,y}} = 1 + \left[3.5 \left(1 - \frac{y}{\delta} \right) \right]$$

Dans cette expression δ représente l'épaisseur de couche limite. Cette approche donne des résultats satisfaisant pour des taux de soufflage faibles (~ 0.5).

Kay et Crawford [45] proposent une modification du calcul du nombre de Prandtl turbulent à proximité de la paroi.

Plus récemment Lakehal (2002) reprend cette approche consistant à tenir compte de l'anisotropie pour le calcul de la viscosité turbulente et les tensions normales. Une simulation numérique directe est utilisée pour paramétrer la contrainte normale à la paroi : $\overline{v'^2} = 10^{-5} (4.65R_y^2 + 40.0R_y)$ où R_y est le nombre de Reynolds turbulent basé sur la distance à la paroi. La contrainte transverse $\overline{w'^2}$ est alors exprimée en fonction de la contrainte normale par l'équation suivante : $\overline{w'^2} / k = f \times (\overline{v'^2} / k)$ où f est un facteur d'anisotropie empirique. Les coefficients de transport turbulent sont alors déduits :

$$\nu_{t1} = \nu_{t2} = \sqrt{\overline{v'^2}} l_\mu ; \nu_{t3} = \sqrt{\overline{w'^2}} l_\mu$$

La variation de l'échelle de longueur apparaissant dans ces relations est également déduite de la simulation numérique directe de Kim (1987) : $l_\mu = 0.33y$. Les résultats obtenus en utilisant cette approche montrent une expansion du jet bien plus réaliste et en conséquence une

meilleure prévision de l'efficacité adiabatique. Lakehal a également développé à partir des données DNS une expression du nombre de Prandtl turbulent faisant intervenir la distance à la paroi. L'utilisation de cette expression améliore encore les prévisions, mais de manière moins importante que la prise en compte de l'anisotropie.

Signalons enfin que Yavuzkurt *et al* [85][86] propose un modèle de longueur de mélange pour la région du film de refroidissement juste en aval de la zone multipercée. La distribution de longueur de mélange basée sur l'hypothèse du développement d'une double couche limite, est intégrée dans un modèle à une équation de turbulence et donne de bonnes prédictions de la vitesse longitudinale et de l'énergie cinétique de turbulence pour la plage de soufflage considérée ($0.4 < T1 < 0.9$). Pourtant, Rouvreau émet quelques réserves quant à l'application de ce modèle. En effet, les valeurs obtenues pour les épaisseurs des différentes régions deviennent négatives pour des taux de soufflage supérieurs à un ; de plus les maxima de longueur de mélange sont situés dans l'écoulement principal pour les conditions expérimentales de Rouvreau et non à la frontière externe du film comme prévu par le modèle de Yavuzkurt *et al*.

II.6 CONCLUSION DE L'ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Les 40 ans de recherches passées sur les jets transverses en application au refroidissement des parois ont révélé la complexité de l'écoulement. Diverses structures sont générées, couvrant une large gamme d'échelles et induisant un champ turbulent fortement anisotrope. Les paramètres contrôlant la dynamique et la thermique sont fortement liés, si bien qu'il est nécessaire de prendre en compte l'injection par multiperforation dans le calcul des chambres de combustion.

En ce qui concerne la dynamique des jets en giration, aucune étude portant sur une configuration à grand nombre de rangées n'a été publiée, à notre connaissance. Les seules informations concernant la structure de l'écoulement ont été obtenues pour des cas de jet isolé ou bien des configurations à une ou deux rangées de jets. Ces études montrent que l'angle de giration β a une influence importante sur la trajectoire et la structuration du jet. Il découle de ces spécificités un blocage aérodynamique accru. Sur deux rangées, ce phénomène est d'autant plus marqué et aboutit à une plus grande stabilité de la protection de la paroi en fonction du flux injecté par rapport à une injection axiale. Mais ces cas d'études spécifiquement dédiés aux aubes de turbines affichent des taux de soufflage sensiblement éloignés de ceux d'une chambre de combustion. Un plus grand nombre de données ont été recueillies sur le comportement thermique de jets en giration sur une ou plusieurs rangées. Toutefois, sur l'ensemble des études répertoriées, l'effet de courbure est systématiquement négligé, bien que ce paramètre semble a priori très important.

Le calcul complet d'un écoulement autour d'une plaque multipercée requiert un maillage très raffiné au niveau des orifices, ce qui est très pénalisant en terme de coût de calcul. Les approches permettant de réduire celui-ci sont de différents degrés de complexité. Un compromis est à faire entre coût de calcul, complexité de l'approche et précision des résultats selon l'objectif à atteindre. Concernant les approches de type injection uniforme, aucune condition limite adaptée aux spécificités de la turbulence générée par des jets multiples n'est proposée dans la littérature.

Les modèles de turbulence standard à viscosité turbulente ne permettant qu'une description isotrope de la turbulence ne sont pas adaptés à ce type de configuration. Des corrections peuvent être envisagées pour tenir compte des particularités de ce type d'écoulement et apporter une amélioration substantielle. Une autre approche consiste à réaliser des simulations instationnaires. La résolution en temps des mouvements à grandes échelles doit permettre la prise en compte des structures instantanées pour aboutir à une meilleure description de l'écoulement moyen et des transferts. La présente étude tente d'améliorer la situation en proposant des avancées dans les deux cas. Les bases de données expérimentales présentées aux chapitres IV et V pourront servir à améliorer les modèles industriels utilisés par les méthodes RANS. En parallèle, un modèle avancé est utilisé pour réaliser des simulations numériques instationnaires présentées au chapitre V.

CHAPITRE III : OUTILS EXPERIMENTAUX ET NUMERIQUES

CHAPITRE III : OUTILS EXPERIMENTAUX ET NUMERIQUES	39
III.1 MOYENS EXPERIMENTAUX.....	40
III.1.1 Bancs d'essais	40
III.1.1.1 Dimensionnement.....	40
III.1.1.2 Banc pour l'étude à l'aval d'une zone de dilution.....	41
III.1.1.3 Banc pour l'étude au sein d'une zone multiperforée.....	44
III.1.2 Techniques de mesures.....	45
III.1.2.1 Vélocimétrie doppler laser	45
III.1.2.2 Vélocimétrie par imagerie de particules.....	49
III.1.2.3 Fluorescence induite par plan laser	51
III.2 MOYENS NUMERIQUES	59
III.2.1 Équations de bilan	59
III.2.2 Conditions aux limites.....	59
III.2.2.1 Entrées et sorties.....	60
III.2.2.2 Parois	60
III.2.3 Modèles de turbulence	60
III.2.3.1 Modèles standards	61
III.2.3.2 Approche de type Semi-Déterministe	62
III.2.3.3 Extension de l'approche Semi-Déterministe au modèle KL	69
III.2.4 Tests préliminaires des paramètres du calcul.....	71
III.2.4.1 Domaine de calcul, maillage et conditions limites	71
III.2.4.2 Influence des méthodes d'intégration temporelle et des modèles de turbulence.....	73
III.2.5 Configuration numérique utilisée pour un jet en giration	84
III.2.5.1 Domaine de calcul.....	85
III.2.5.2 Conditions limites.....	85
III.2.5.3 Étude de la convergence en maillage	86
III.3 CONCLUSION.....	93

III.1 MOYENS EXPERIMENTAUX

Deux bancs d'essai ont été mis en place à l'ONERA pour caractériser finement la dynamique d'une zone d'injection par multiperforation de type dilution giratoire. Ils permettent la réalisation de mesures optiques non intrusives sur des configurations simplifiées par rapport aux chambres de combustion réelles. Ces configurations académiques permettent de mieux comprendre les phénomènes physiques se développant sur de telles configurations. Le but de ces études est également de fournir une base de données expérimentale pouvant être utilisée comme référence pour améliorer des modèles utilisés en simulation numérique. La simplicité des géométries utilisées rend la modélisation numérique plus facile. Une étude numérique instationnaire est réalisée sur une configuration basée sur le banc à grande échelle.

III.1.1 Bancs d'essais

Sur premier banc d'essai, une paroi de chambre de combustion est reproduite le plus fidèlement possible. Le diamètre, l'espacement et l'orientation des microperforations sont les mêmes que sur une véritable chambre. Ce banc est donc désigné par l'appellation « banc à échelle 1 ». Dans cette configuration, les mesures sont réalisées en aval de la paroi multiperforée parce qu'il n'est pas possible de ménager un accès optique au sein même d'une telle zone de dilution.

Un deuxième banc d'essai est élaboré pour mesurer l'écoulement dès la sortie des orifices d'injection, au cœur de la zone de dilution. La paroi multipercée est une homothétie de raison 12,5 de celle utilisée pour le banc à échelle 1. Cet agrandissement a pour objectif d'obtenir une meilleure résolution des mesures. Ce banc est donc qualifié de « banc à échelle 12,5 ».

III.1.1.1 Dimensionnement

Le dimensionnement des bancs est réalisé à partir des conditions thermodynamiques présentes dans un moteur d'hélicoptère. Ces valeurs ainsi que les masses volumiques et viscosités dérivées sont reportées dans le tableau suivant :

	V (m/s)	T (K)	P (Pa)	ρ (kg/m ³)	ν (m ² /s)
Jets	100	650	12,8	6,84	$4,6 \times 10^{-6}$
Ec. Principal	19	1830	12,8	2,44	$24,1 \times 10^{-6}$
Ratio Jet/Principal	5,26	0,355	1	2,81	0,19

Tableau III-1 : Grandeurs thermodynamiques pour un moteur d'hélicoptère

Les caractéristiques géométriques des chambres de combustion et les valeurs ci-dessus permettent d'obtenir les nombres adimensionnels reportés dans le Tableau III-2.

Sur les deux bancs, la vitesse de l'écoulement principal est déterminée pour conserver le nombre de Reynolds Re_0 obtenu sur une chambre de combustion. Les études expérimentales entreprises sur ces bancs se focalisant sur la dynamique des écoulements, les

contraintes thermiques ne sont pas respectées. Les essais sont donc réalisés à température ambiante. Dans ces conditions, il est impossible de respecter à la fois la valeur du taux de soufflage et celle du rapport des flux de quantité de mouvement. L'objectif étant d'étudier l'interaction des jets et de l'écoulement principal, la trajectoire des jets doit être respectée. Or l'étude bibliographique a montré que le rapport des flux de quantité de mouvement est le paramètre qui contrôle cet aspect. Sur les deux bancs d'essai, la vitesse des jets est donc déterminée à partir de ce paramètre. Les valeurs des paramètres adimensionnels des bancs d'essai sont reportées dans le Tableau III-2.

		Moteur	Échelle 1	Échelle 12,5
Aérodynamique	Re_0	17 700		
	Re_{jet}	8600	1 200	11 600
	Re_i	315	140	1 300
	M	15	9	
	I	78		
Géométrie	P/d	8,6		
	S/d	8,05		
	e/d	2		

Tableau III-2 : Valeurs des paramètres adimensionnels sur le moteur de référence, le banc à échelle 1 et le banc à échelle 12,5.

III.1.1.2 Banc pour l'étude à l'aval d'une zone de dilution

Pour étudier une paroi multiperforée à échelle 1, un banc constitué de deux écoulements (primaire et secondaire) en conduite cylindrique est mis en place. L'écoulement secondaire pénètre dans l'écoulement primaire par l'intermédiaire d'une bague multipercée annulaire. Après avoir décrit le banc et ses différents organes, la bague multiperforée est détaillée.

III.1.1.2.1 Banc d'essai à échelle 1

L'air ambiant est aspiré dans le convergent et forme l'écoulement principal (Figure III-1). Le ventilateur est placé en bout de ligne et l'air est rejeté à l'extérieur des bâtiments.

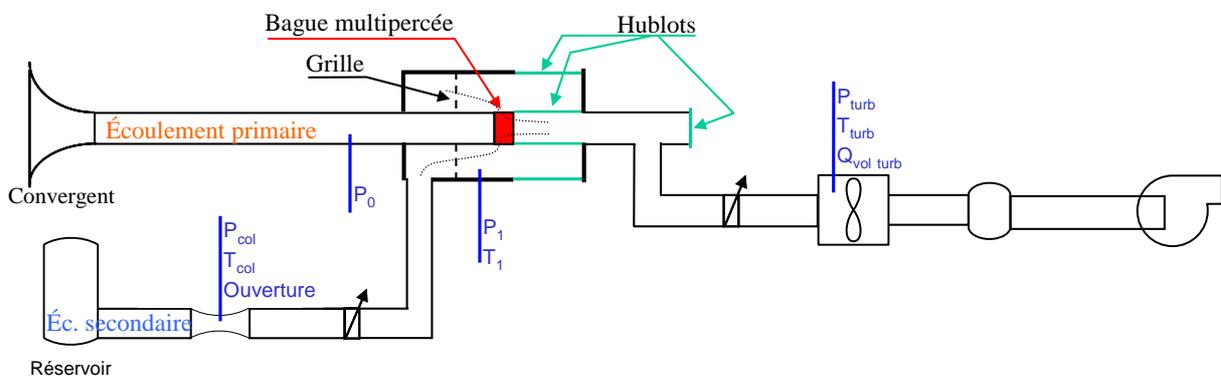


Figure III-1 : Schéma du banc

L'écoulement secondaire provient d'un réservoir haute pression (70 bars) et entre dans une chambre de tranquillisation où une grille lui assure une répartition homogène. Cet écoulement secondaire passe ensuite à travers la paroi de la bague de dilution (Figure III-2) pour se mélanger à l'écoulement principal. Le débit volumique total est mesuré par une turbine et le débit massique secondaire est mesuré à l'aide d'un col sonique à section variable. Deux vannes permettent d'ajuster ces débits.

Le matériel utilisé pour effectuer les mesures de température, de pression et des débits est recensé dans le tableau suivant. L'incertitude de mesure fournie par les constructeurs est également précisée. Notons que la turbine et le col sonique à section variable fournissent des mesures très précises puisque l'incertitude sur les débits n'est que de un pourcent.

Désignation	Mesure	Incertitude
Sonde PT 100 + afficheur	T ₁	0,33 K
Sonde PT 100 + afficheur	T _{turb}	0,33 K
Sonde PT 100 + afficheur	T _{col}	0,35 K
Furness FC014 100 mmH ₂ O	P _{atm} - P ₀	0,1 %
Furness FC016 2000 mmH ₂ O	P ₁ - P ₀	0,6 %
Furness FC0318	P _{atm} - P _{turb}	0,1 %
Col sonique	Q _{mass_col}	0,89 %
Turbine Instromet G650	Q _{vol turb}	-0,5 %

Tableau III-3 : Instruments de mesure du banc à échelle 1

III.1.1.2.2 Bague multipercée

Pour générer la zone de dilution, l'écoulement secondaire passe à travers une bague INOX multipercée (figure 2) de diamètre intérieur 100 mm.

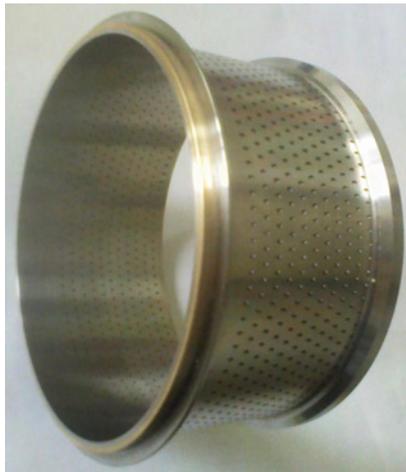


Figure III-2 : Bague multipercée

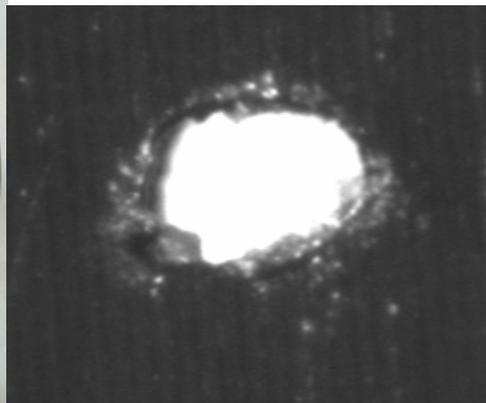


Figure III-3 : Orifice d'injection

Le procédé de perçage utilisé par les motoristes sur les chambres de combustion est ici respecté : les orifices (figure III-3) sont percés par impulsion laser « à la volée » (la bague est mise en rotation et la fréquence des impulsions détermine l'espacement des orifices).

Il résulte de ce procédé un orifice qui a plus une forme ovoïdale que cylindrique. De plus, les coupes métallurgiques montrent que l’orifice est légèrement convergent (dans le sens de l’écoulement).

Les orifices sont disposés en quinconce et sont orientés grâce aux angles α et β , comme le montrent les schémas de la Figure III-4 :

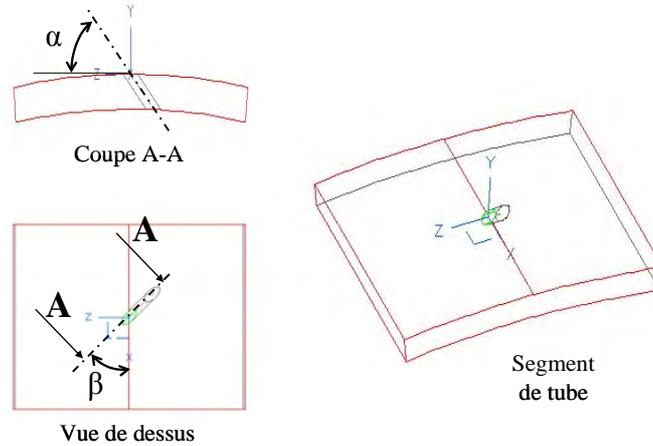


Figure III-4 : Orientation des orifices d'injection

L’angle de pénétration α est fixé à 30° . L’angle β vaut 0° pour la bague « Dilution Axiale » et 90° pour la bague « Dilution Giratoire ». Dans ce dernier cas, l’écoulement secondaire pénètre transversalement et met en rotation l’écoulement principal. Le tableau suivant récapitule les paramètres de perçage :

Bague	α ($^\circ$)	β ($^\circ$)	P/d	S/d	Nbre de rangées	Nbre de trous / rangée
Dilution axiale	30	0	8,60	8,05	9	99
Dilution giratoire	30	90	8,60	8,05	9	99

Tableau III-4 : Caractéristiques de perçage des bagues d'injection

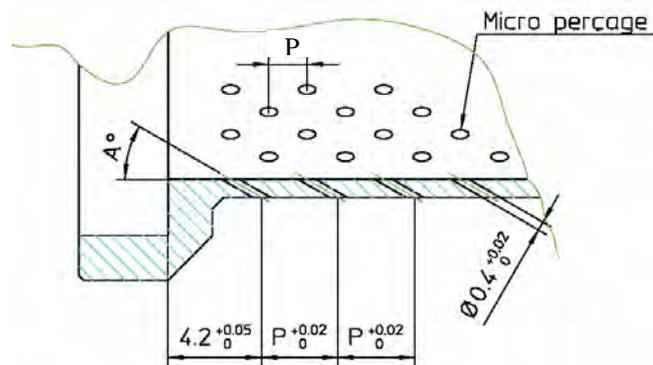


Figure III-5 : Disposition des orifices d'injection

Un travail préliminaire a consisté à déterminer le coefficient de décharge de chaque bague. Pour cela, les mesures de pression et de température ont été réalisées pour différents débits de l’écoulement secondaire pendant que le débit de l’écoulement principal était maintenu à zéro. Nous avons obtenu la valeur de $C_d = 0,77$ pour la bague Axiale et $C_d = 0,87$ pour la bague

Giratoire, qui est tout a fait conforme à ce que Turbomeca utilise pour ce type de configuration.

III.1.1.3 Banc pour l'étude au sein d'une zone multiperforée

Afin de reproduire les phénomènes observés au sein d'une zone de dilution giratoire, un banc à échelle 12,5 a été défini. Les accès optiques permettent de réaliser les mesures PIV et LDA. L'ensemble est monté sur cylindre bloc afin d'éviter les vibrations, notamment à basse fréquence, engendrées par la circulation automobile à proximité du bâtiment. L'ensemble est montré sur la Figure III-7. Il comprend un caisson en bois alimenté par 6 tubes de diamètre 150 mm eux-mêmes connectés à un collecteur équipé d'une vanne afin de régler le débit principal. Ce caisson est ensuite relié à un convergent par un ensemble de grilles et de nids d'abeille permettant d'homogénéiser la répartition spatiale des flux et de diminuer les niveaux de turbulence. En sortie de convergent est installé la maquette de section rectangulaire 135x448 mm² avec sur une partie de sa face inférieure une plaque multiperforée. Celle-ci compte 10 rangées de 9 orifices orientés avec un angle $\alpha = 30^\circ$ et un angle β de 90° . Cette paroi multipercée est une homothétie de raison 12,5 de la surface multipercée du banc dédié aux mesures en aval de la zone de dilution décrit précédemment. Les jets sont alimentés par un circuit secondaire comprenant un convergent, une vanne et un débitmètre à vortex pour régler et mesurer le débit. La maquette est ensuite reliée à un ventilateur travaillant en aspiration. Le débit total (principal et secondaire) est mesuré à l'aide d'une compteur à turbine Instromet G650.

L'agrandissement d'un facteur 12,5 de la paroi permet un gain en résolution des mesures. Une description détaillée des jets pourra ainsi être obtenue. Toutefois, pour réaliser un accès optique juste à la sortie des orifices d'injections, la courbure de la paroi a été négligée. Notons que la maquette ne représente que quelques centimètres d'une véritable chambre. Or sur une petite distance l'effet de courbure n'est pas prépondérant.

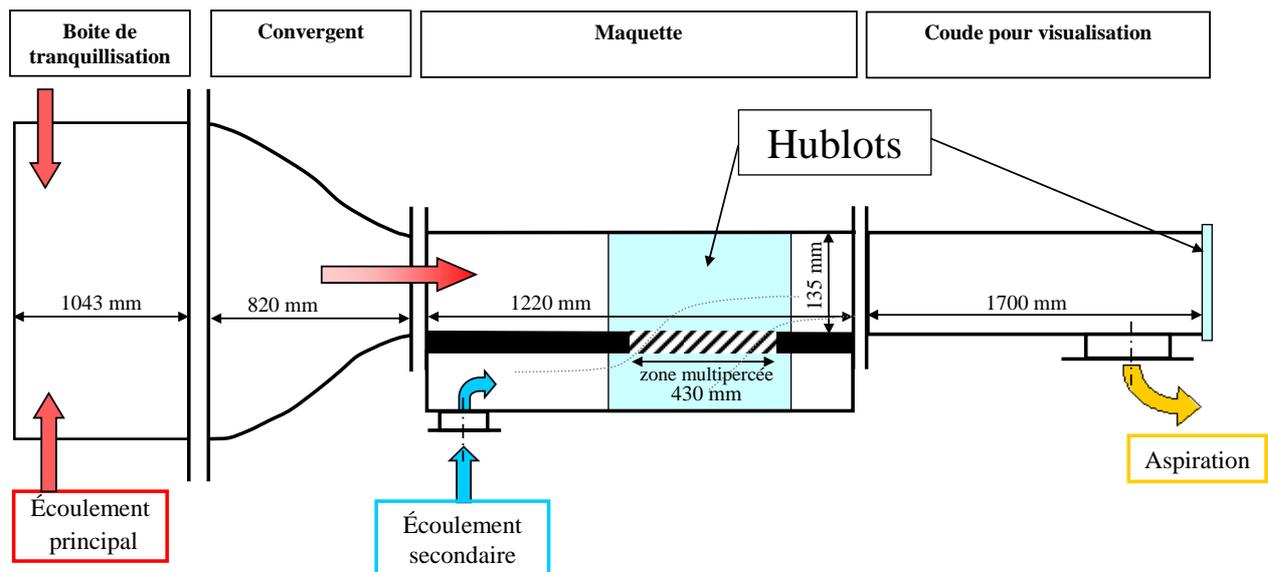


Figure III-6 : Schéma du banc d'essai à échelle 12,5



Figure III-7 : Banc à échelle 12,5

Désignation	Mesure	Incertitude
Turbine Instramet G650	Débit principal + secondaire	-0,5 %
Débitmètre vortex	Débit secondaire	nc

Tableau III-5 : Instruments de mesure du banc à échelle 12,5

III.1.2 Techniques de mesures

Pour caractériser la dynamique des écoulements des mesures de vitesse et de concentration sont mises en œuvre. Ces techniques sont non intrusives. Elles présentent donc l'avantage de ne pas perturber l'écoulement à mesurer, mais elles demandent une mise en place délicate et un post-traitement important. Le banc à échelle 1 est équipé pour des mesures de vitesse par LDA et des mesures de concentration par PLIF. Le banc à échelle 12,5 est équipé pour des mesures de vitesse par PIV et LDA.

III.1.2.1 Vélocimétrie doppler laser

III.1.2.1.1 Instrumentation et montage

L'ONERA est équipé d'un banc LDA (Laser Doppler Anemometry) TSI. Le laser utilisé est un Spectra Physics modèle stabilité 2017 Argon/Krypton réglé pour délivrer une puissance de 2 watts. Le rayon émis est séparé en deux faisceaux de fréquences différentes : l'un vert de longueur d'onde 514,5 nm, l'autre bleu de longueur d'onde 488 nm. Le volume de mesure formé par la focalisation d'une paire de faisceaux est un ellipsoïde dont le grand axe et le petit axe mesurent respectivement 1,31 mm et 90,5 μm . Les franges sont perpendiculaires au petit axe et sont au nombre de 24 séparées par un espace de 3,73 μm . Les photos ci-dessous montrent le positionnement des têtes d'émission et de réception par rapport à la maquette à échelle 1 ainsi que l'orientation des faisceaux.

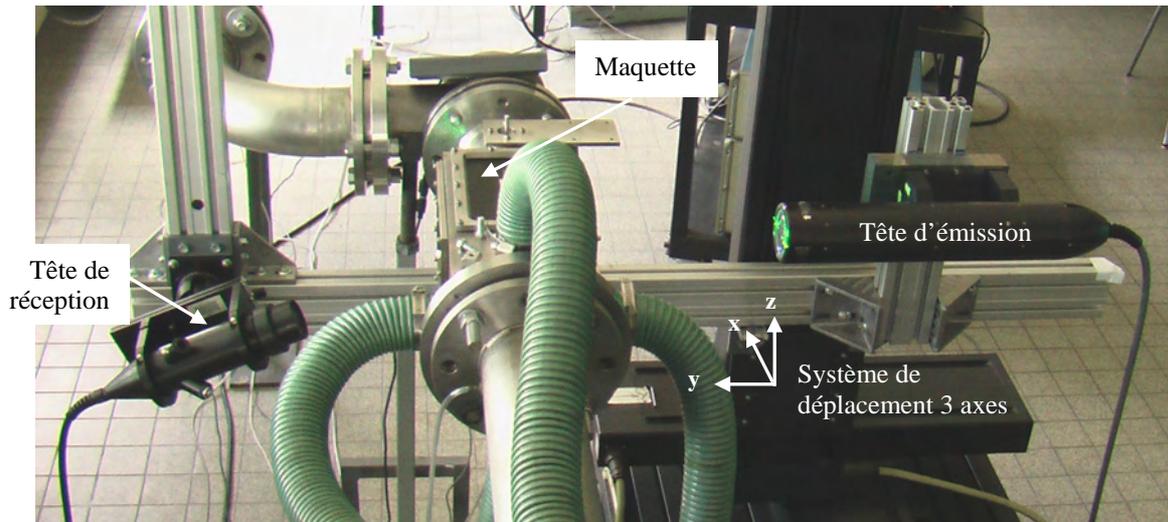


Figure III-8 : Placement de la tête d'émission et du photomultiplicateur

Les têtes d'émission et de réception sont placées de part et d'autre de la maquette où a lieu la mesure. Cela signifie donc que l'on travaille en diffusion avant, ce qui permet d'obtenir des taux d'acquisition supérieurs à ceux obtenus par rétrodiffusion.

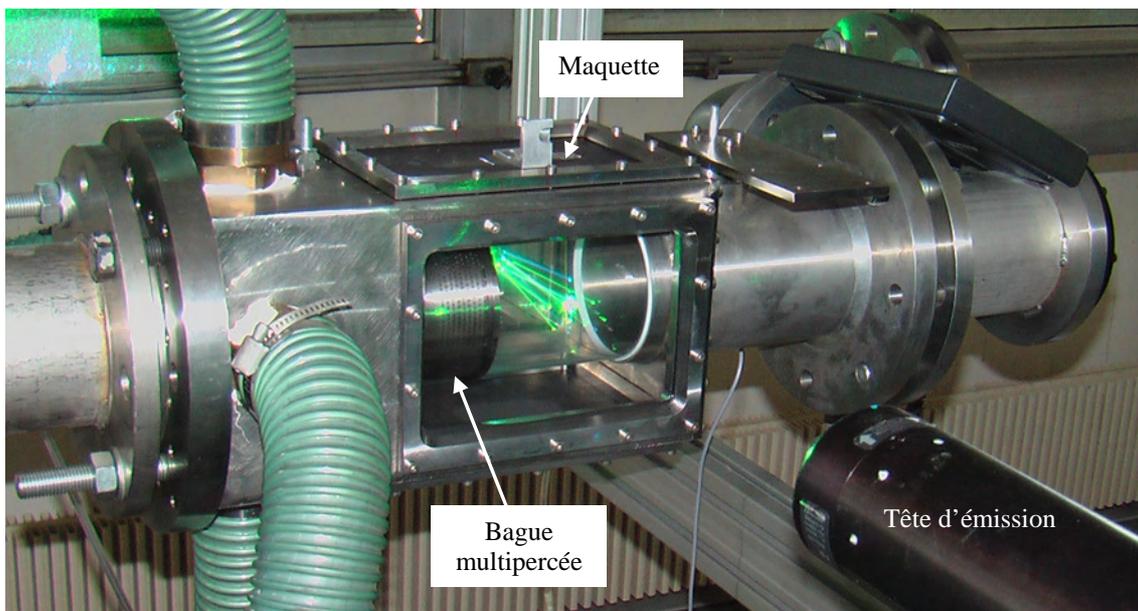


Figure III-9 : Observation des faisceaux laser dans la section de mesure

L'ensemencement de l'écoulement d'air se fait par des microparticules d'huile d'olive. L'enjeu du système d'ensemencement est de fournir des gouttes suffisamment légères pour que leur inertie soit très faible et qu'elles soient alors entraînées par tous les mouvements de l'air. Les gouttelettes sont générées par un système reprenant le principe du pistolet à peinture : de l'air comprimé issu du réseau 7 bars impacte une tige perforée placée dans une réserve d'huile (récipient (1) sur la Figure III-10). L'huile qui monte dans cette tige se trouve donc pulvérisée et entraînée par l'écoulement d'air. Les gouttelettes générées passent ensuite au dessus d'un second récipient (2) dans lequel les gouttelettes les plus grosses tombent par gravité tandis que les plus fines sont entraînées dans un tuyau et injectées dans l'écoulement principal juste après le convergent. Les micro-gouttelettes sont injectées le plus en amont

possible, soit environ 3 mètres avant la maquette, pour assurer un mélange homogène avec l'air.

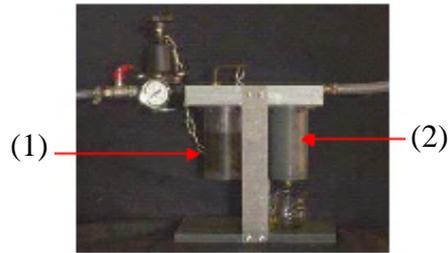


Figure III-10 : Système d'ensemencement à l'huile

III.1.2.1.2 Position des mesures

Les deux faisceaux laser donnent accès à deux composantes de la vitesse. Pour accéder à la troisième composante, des mesures sont réalisées sur deux profils orientés à 90° l'un par rapport à l'autre (figure ci-dessous) :

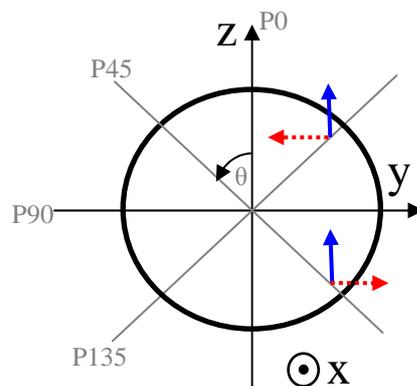


Figure III-11 : Mesure de vitesse 3 composantes à partir d'un système 2 composantes

La composante mesurée est représentée en bleu. Par hypothèse d'axisymétrie, la composante V_z mesurée sur le profil à 135° donne la composante V_y sur le profil à 45° . Il en est de même pour les profils à 0° et 90° . Ainsi, à chaque section considérée, ces quatre profils sont mesurés.

Six sections de mesure sont étudiées : une en amont de la bague multipercée et cinq en aval. Pour être tout à fait précis, signalons que la maquette n'est pas dotée de hublot en amont de la bague. Pour réaliser une mesure « amont », la maquette est montée en sens inverse : l'écoulement principal arrive sur le hublot puis il passe la bague. La mesure est alors réalisée sans écoulement secondaire. Une fois la maquette remontée dans le sens nominal et l'écoulement secondaire injecté, la mesure « amont » correspond à une section située suffisamment loin de la bague multipercée pour que l'injection n'ait pas d'influence.

Les cinq profils situés en aval de la bague multipercée sont représentés sur la Figure III-12. La première position (4,1 mm) est pris au près possible de la bague, le faisceau laser horizontal frôlant celle-ci quand le volume de mesure est au centre de la veine.

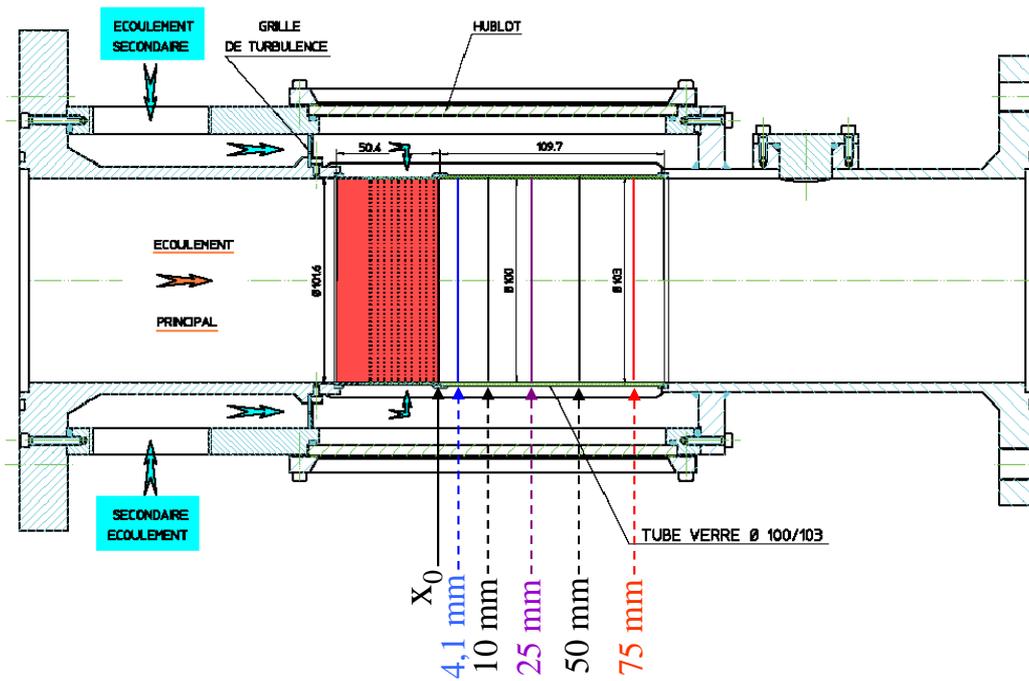


Figure III-12 : Position des profils mesurés

L'origine des positions (X_0) est prise à l'extrémité de la bague multipercée. Une distance de 6,48 mm la sépare de la zone multipercée, comme détaillé sur la Figure III-13.

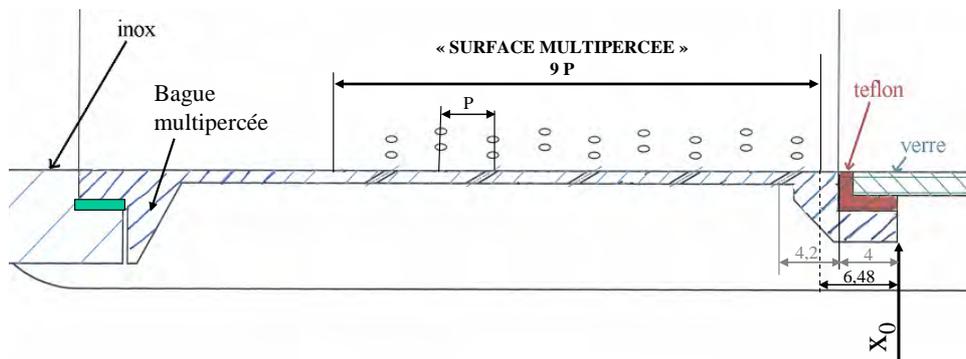


Figure III-13 : Positionnement des orifices sur la bague

III.1.2.1.3 Précision escomptée

Les profils de vitesse obtenus sont intégrés pour calculer les débits. Les valeurs obtenues pour chaque section sont reportées dans le tableau et comparées à la valeur donnée par la turbine.

		Amont	4,1 mm	10 mm	25 mm	50 mm	75 mm
Dilution Giratoire	LDA	0,049	0,057	0,058	0,057	0,056	0,057
	Turbine	$0,048^{+0,002}_{-0}$	$0,054^{+0,003}_{-0}$				
Dilution Axiale	LDA	0,049	0,058	0,058	0,057	0,058	0,058
	Turbine	$0,048^{+0,002}_{-0}$	$0,054^{+0,003}_{-0}$				

Tableau III-6 : Comparaison des débits (en kg/s) obtenus par LDA et par le débitmètre à turbine

Un excellent accord est obtenu entre les mesures LDA aux différentes sections. Un très bon accord s'observe également entre les mesures LDA et les mesures par la turbine. Les vitesses données au chapitre IV peuvent donc être considérées avec confiance.

III.1.2.2 Vélométrie par imagerie de particules

Le banc à échelle 12,5 est équipé d'un système de mesure PIV (*Particle Image Velocimetry*) 3D. Pour ces mesures, les écoulements principal et secondaire sontensemencés de particules de DEHS¹. Une nappe laser provenant d'une source QUANTEL Twins CFR 200 permet de visualiser dans une section donnée l'écoulement des particules solides. Deux caméras vidéo CCD sont positionnées de part et d'autre de la veine de mesure comme indiqué sur la Figure III-14. La fréquence d'acquisition, limitée par le laser, est égale à 10 Hz. A chaque pas de temps deux images successives sont enregistrées. Le temps séparant ces deux clichés doit être optimisé par rapport à la vitesse de déplacement des particules. Ce temps est de l'ordre de 100 à 180 microsecondes pour une vitesse d'environ 4 m/s. Un système Pro-Vision fourni par IDT² permet de réaliser les réglages optiques initiaux. Lors des mesures, il synchronise le laser et les caméras et assure l'acquisition des données. Les images sont ensuite post-traitées par une technique de corrélation pour déterminer les positions successives de la même particule. La distance parcourue par la particule durant le temps séparant deux clichés permet finalement de déduire la vitesse. Pour chaque champ, 400 paires d'images sont acquises pour obtenir une moyenne convergée.

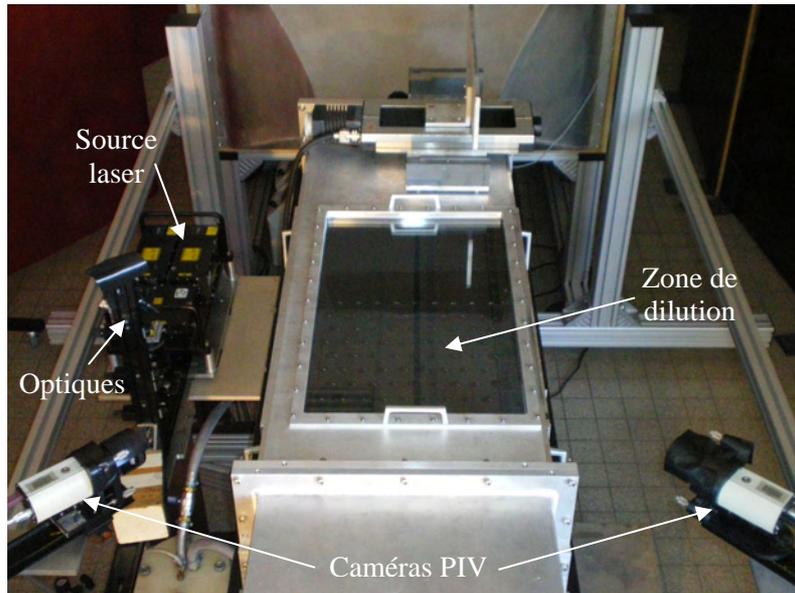


Figure III-14 : Montage pour les mesures PIV sur le banc échelle 12,5

III.1.2.2.1 Source laser

La source laser doit délivrer des flashes lumineux suffisamment intenses et brefs pour pouvoir figer l'écoulement sur chaque image. Les caractéristiques de la source utilisée sont données dans le Tableau III-7 :

¹ Di-Ethyl-Hexyl-Sebacate

² Integrated Design Tools, Inc, www.idtpiv.com



Désignation	QUANTEL Twins CFR 200
Longueur d'onde	532 nm
Fréquence de répétition max	10 Hz
Énergie max. par impulsion	240 mJ
Diamètre faisceau	6.5 mm
Durée d'une impulsion	8 ns

Tableau III-7 : Caractéristiques de la source laser

III.1.2.2.2 Caméras

Deux cameras identiques à haute définition et grande sensibilité sont utilisées. Le tableau suivant rassemble leurs caractéristiques :



Désignation	sharpVISION 1300-DE
Capteur	SONY ICX085AL déf: 1280×1024 pixels
Dimensions d'un pixel	6.7 μm × 6.7 μm
Cadence maximale d'acquisition d'images en mode pleine résolution	12 Hz

Tableau III-8 : Caractéristiques des caméras

III.1.2.2.3 Méthode tridimensionnelle

Pour obtenir les trois composantes du champs de vitesse, la nappe laser est observée selon deux angles différents par deux caméras (vision stéréoscopique, Figure III-14). Le champ des trois composantes de vitesse est ensuite reconstruit à partir des deux pseudo champs de vitesse de deux composantes. Ces derniers sont obtenus par étalonnage géométrique : une grille d'étalonnage tridimensionnelle est observée par chaque caméra. Pour obtenir une grille tridimensionnelle, la solution retenue consiste observer une grille bidimensionnelle (maillage de 5mm x 5mm) dans plusieurs plans parallèles (9 plans séparés de 0,5 mm). Une fonction de « mapping » est alors déterminée à l'aide d'une méthode des moindres carrés pour faire le lien entre l'espace image et l'espace objet. Un test est effectué en fin de procédure pour vérifier la qualité de l'étalonnage. Des particules sont simulées sur la mire par un moucheté noir. Un cliché est pris dans le plan à -2 mm et au autre dans celui à +2 mm. La paire d'image obtenue est post-traitée pour déterminer le déplacement. Si la valeur obtenue correspond au déplacement réel (4 mm), l'étalonnage est validé.

III.1.2.2.4 Post-traitement

L'algorithme utilisé pour obtenir les champs de vitesse se compose de trois étapes. Dans un premier temps, les images sont découpées en fenêtres d'analyse (24x24 pixels). Sur ces dernières le bruit de fond est éliminé. Puis les fonctions d'intercorrélations sont calculées avec adaptation locale de la taille des fenêtres d'analyse. Une méthode des moindres carrés est ensuite mise en œuvre pour déterminer les composantes du champ de vitesse. Au sein de la

fenêtre d'analyse, un ensemble d'au moins dix particules sont appareillées pour déterminer les coefficients d'une fonction quadratique de la vitesse. Le calcul des dérivées est obtenu à partir de cette forme quadratique.

III.1.2.3 Fluorescence induite par plan laser

III.1.2.3.1 Principe, instrumentation et montages

La technique PLIF (*Planar Laser Induced Fluorescence*) utilise une source de lumière monochromatique qui est introduite dans l'écoulement pour exciter un marqueur. Sur celui-ci, l'excitation photonique produit un saut quantique d'énergie et le marqueur revient ensuite à son état fondamental en émettant un flux de photons de longueur d'onde supérieure à la longueur d'onde d'excitation. Cette fluorescence est finalement relevée pour former une image.

Pour nos expériences, le marqueur retenu est de la vapeur d'acétone, de formule chimique CH_3COCH_3 . Il absorbe le rayonnement UV (225-320 nm, avec un pic à 278 nm) et émet dans le visible (350-550 nm, avec un pic à 435 nm) ce qui permet l'utilisation d'un capteur CCD. La fluorescence de l'acétone est une fonction linéaire à la fois de l'énergie laser incidente et de la concentration en acétone. Notons que la fluorescence est aussi une fonction non linéaire de la température, mais dans nos essais la température est constante. La vapeur d'acétone est produite en faisant "buller" de l'air dans deux cylindres sous pression, eux-mêmes plongés dans un bain thermostaté. Par ce principe, le mélange air/acétone initial est saturant et sa concentration dépend donc de sa température et de la pression de l'enceinte. Ce mélange saturant est alors injecté dans l'écoulement secondaire. Entre les conditions avec ou sans injection d'acétone, la différence de pression à la traversée de la bague multipercée est maintenue constante par ajustement du débit secondaire délivré par le col sonique. La différence obtenue donne le débit de mélange saturé. Pression et température sont finalement relevées pour calculer la concentration.

Le laser Spectra Physics Quanta_Ray Nd:Yag utilisé permet d'obtenir un signal UV pulsé de fréquence égale à 10 Hz et de longueur d'onde égale à 266 nm. La durée d'une pulsation est de l'ordre de 5 ns, ce qui permet l'acquisition d'images de fluorescence instantanées. Un faisceau infrarouge est d'abord obtenu grâce au pompage flash d'un barreau Nd-Yag (Grenat d'Yttrium et d'Aluminium dopé en Néodymium), faisceau qui est dans un premier temps amplifié en sortie de cavité. Puis un cristal doubleur permet d'obtenir une seconde harmonique à 532 nm. Un deuxième étage de cristal doubleur permet de doubler la fréquence, donc de diviser par 2 la longueur d'onde, et d'obtenir une troisième harmonique à 266 nm. Un jeu de quatre miroirs dichroïques sépare cette troisième harmonique à 266 nm des deux autres. Ainsi, il est possible en théorie d'obtenir un faisceau laser de 8 mm de diamètre et d'environ 100 mJ d'énergie moyenne.

Une lentille cylindrique génère une nappe laser divergente qui est ensuite focalisée dans la section de mesure à l'aide d'une lentille cylindrique convergente. Pour générer une nappe parallèle utilisée dans les plans longitudinaux, une troisième lentille est introduite entre les deux précédentes (voir Figure III-15).

La lumière arrivant sur la camera est préalablement intensifiée puis impacte un capteur CCD de 1280 x 1024 pixels.

Enfin, une carte électronique permet de synchroniser le laser, l'intensificateur et la camera. Les images obtenues représentent des champs instantanés cadencés à 10 Hz. Un post-traitement de ces images permet d'obtenir moyennes et rms, mais la fréquence d'acquisition étant faible, la mesure est sous échantillonnée et on ne peut pas procéder à une analyse spectrale.

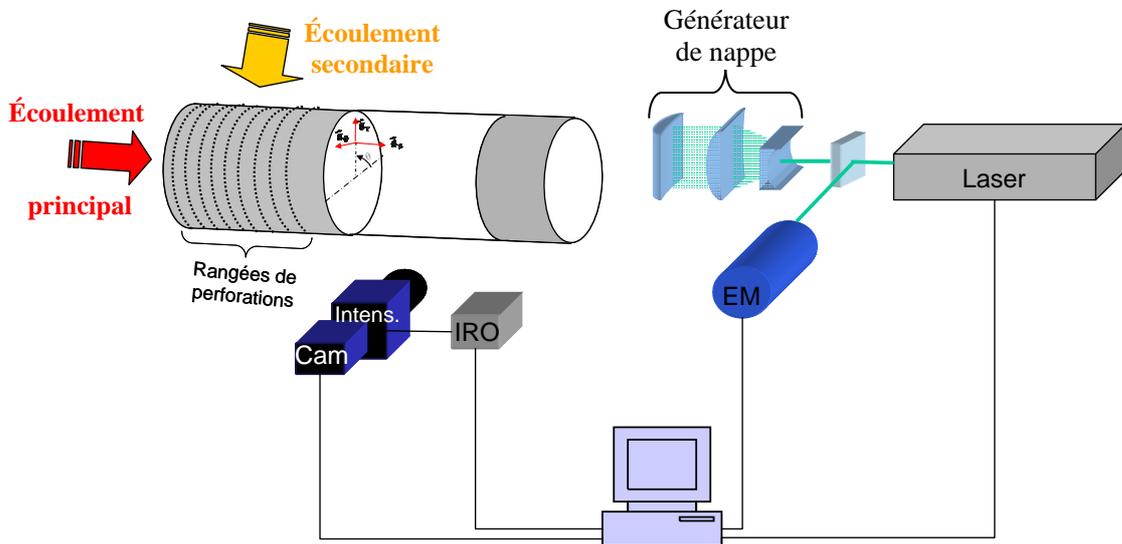


Figure III-15 : Schéma du montage PLIF pour vues longitudinales

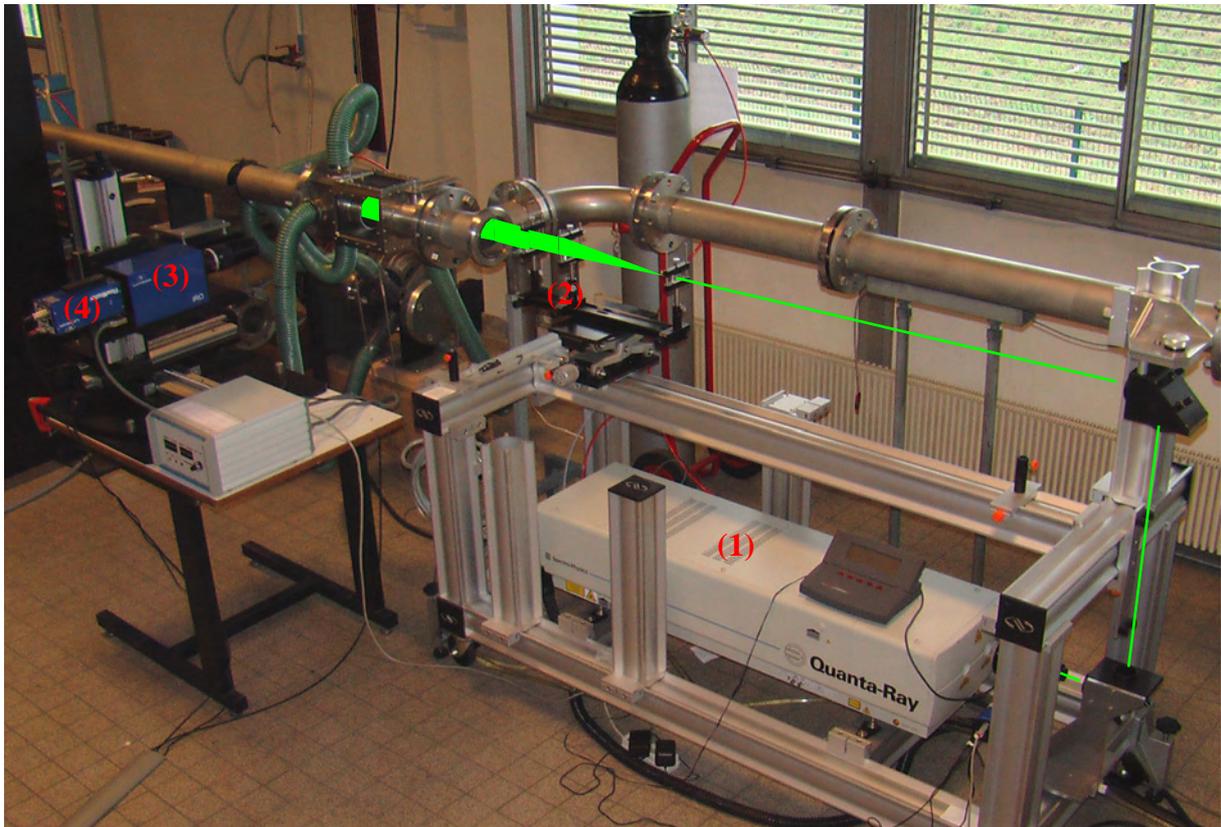


Figure III-16 : Instrumentation PLIF : Montage pour vues longitudinales laser (1), générateur de nappe (2), intensificateur (3), camera (4)

Pour nos travaux, deux types de montages ont été utilisés. Le premier permet de réaliser des visualisations longitudinales de l'écoulement. Pour ce faire, une nappe à faisceau parallèle est introduite par le hublot situé à l'extrémité du Té, et la scène est visualisée à l'aide de la caméra située perpendiculairement à l'axe de la conduite. Un schéma et une photographie de ce montage sont proposés sur la Figure III-15 et la Figure III-16 respectivement. Le second montage permet d'observer l'écoulement dans un plan transverse. Pour ce dernier, une nappe divergente est introduite perpendiculairement à l'axe de la conduite et la caméra est placée en prolongement de la conduite permettant de visualiser la scène au travers du hublot situé à l'extrémité du té.

III.1.2.3.2 Procédure d'étalonnage

La lumière reçue sur le capteur de la camera donne une information $S(x, y)$ qui est un nombre de photon. Pour obtenir une concentration d'acétone, il est nécessaire d'étalonner cette information par une mesure sur un cas où la concentration est connue. Pour cela, la conduite est bouchée de part et d'autre du domaine observable par la camera et un volume d'acétone liquide est introduit à l'aide d'une pipette. L'acétone s'évapore rapidement et on obtient un mélange air-acétone homogène. Le tableau suivant donne, pour le volume considéré dans le cas des mesures sur des plans longitudinaux (5,1 litres), la correspondance entre fraction massique d'acétone (Y_a), fraction molaire (X_a), concentration (C_a), quantité de liquide à introduire (V_a), et absorption de l'intensité laser (I_2/I_1) par l'acétone au cours de la traversée du domaine :

Y_a	X_a	Ca (mol/m³)	V_a (mL)	I₂/I₁
1,2%	0,6%	0,27	0,10	60%
2,3%	1,2%	0,52	0,20	37%
3,5%	1,8%	0,81	0,30	22%
5,7%	2,9%	1,34	0,50	8,0%

Tableau III-9 : Caractérisation du mélange

L'absorption des photons UV par l'acétone est calculée grâce à la loi de Beer-Lambert :

$$\frac{I_2}{I_1} = e^{-\sigma \int_0^L c(x) \cdot dx}$$

où σ est la section efficace d'absorption ($4,8 \times 10^{-20}$ cm²/molécule à 266 nm) et L la longueur de parcours du faisceau laser. On constate que l'intensité lumineuse résiduelle chute rapidement avec la concentration. En conséquence, dans les essais la concentration d'acétone sera toujours faible (X_a inférieure à 6%) pour conserver une excitation et, par voie de conséquence, une fluorescence suffisante. Malgré cette précaution, au fur et à mesure que la lumière laser progresse dans le volume de mesure, l'acétone absorbe une partie de la lumière incidente ce qui provoque une diminution de la fluorescence. La décroissance du signal reçu dans le cas d'un milieu à concentration homogène peut être observée sur Figure III-17. On constate que pour des concentrations molaires inférieures au pourcent, le phénomène d'absorption peut être négligé. A partir de 2%, la prise en compte de l'absorption est nécessaire.

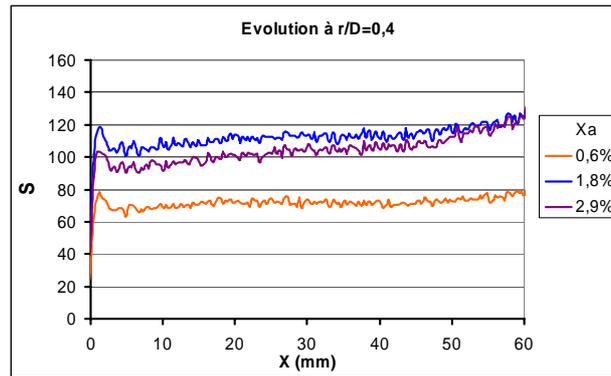


Figure III-17 : Décroissance de la fluorescence dans un mélange air-acétone homogène. (l'origine de l'abscisse correspond au bord de la bague multipercée et la lumière arrive par l'aval)

La lumière issue du laser forme une nappe qui n'est pas uniforme et il est nécessaire de prendre en compte la répartition de lumière sur la hauteur de la nappe. Si $I(y)$ et I_0 sont respectivement l'intensité dans la nappe et en sortie de laser, la répartition de lumière s'écrit : $I(y)=I_0 \cdot \beta(y)$, où $\beta(y)$ est un coefficient à étalonner. Considérant que le signal obtenu $S(x, y)$ est de plus proportionnel à la concentration d'acétone, on écrit :

$$S(x, y) = \alpha \cdot C(x, y) \cdot I(x, y)$$

où α est une constant à étalonner. Avec les considérations ci-dessus concernant l'absorption et la répartition de la lumière du laser, l'équation devient :

$$S(x, y) = \alpha \cdot C(x, y) \cdot \beta(y) \cdot I_0 \cdot e^{-\sigma \int_0^x c(x,y) \cdot dx}$$

A partir d'une concentration uniforme C_0 , le signal théoriquement obtenu doit être constant :

$$S(x, y) = \alpha \cdot C_0 \cdot \beta(y) \cdot I_0 \cdot e^{-\sigma C_0 x} = S_0$$

ce qui permet de déduire le produit $\alpha \cdot \beta(y)$ et ainsi permettre l'étalonnage :

$$\alpha \cdot \beta(y) = \frac{S(x, y)}{C_0 I_0} e^{\sigma C_0 x} = \frac{S_0}{C_0 I_0}$$

Sur la Figure III-18 les distributions de fluorescence obtenues lors des visualisations longitudinales pour différentes valeurs de concentration d'acétone sont présentées. La distribution est tracée dans la direction de la propagation de la lumière pour un rayon égal à $0.4D$ puis dans la direction de la hauteur de la nappe, respectivement sur le graphe de gauche puis de droite. Grâce aux évolutions longitudinales (graphe de gauche), la linéarité du signal en fonction de l'intensité laser et de la concentration ainsi que la loi d'absorption de Beer-Lambert sont vérifiées. Grâce à la correction de l'absorption, le signal est affranchi de la dépendance à la position longitudinale. Le coefficient d'étalonnage pour la position radiale considérée peut être déterminé ($\alpha\beta(y=0,4)$). L'évolution radiale du signal corrigé (graphe de droite) donne le produit $\alpha \cdot \beta(y)$ qui permet d'étalonner la mesure PLIF en effectuant le calcul suivant :

$$C(x, y) = \frac{S(x, y)}{\alpha \cdot \beta(y) \cdot I_0} \cdot e^{\sigma \int_0^x c(x,y) \cdot dx} \quad \text{Équation III-1}$$

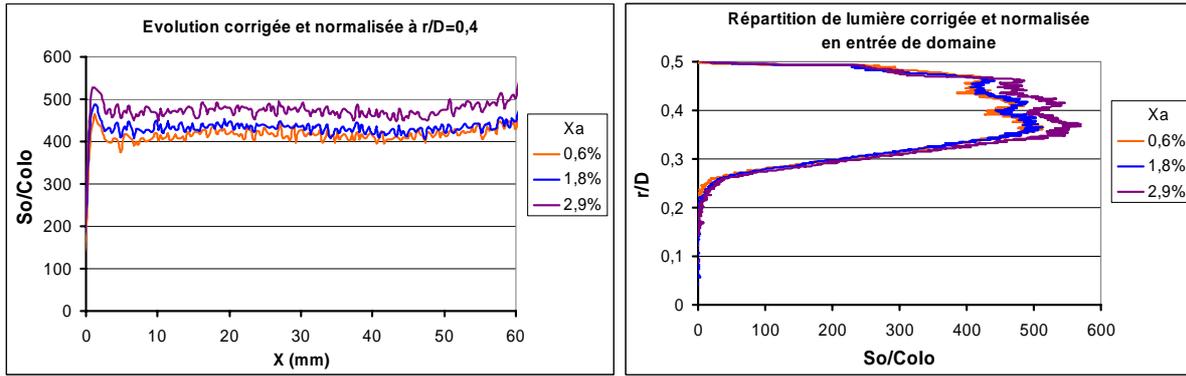


Figure III-18 : Exemple de distribution de la $\alpha\beta(y)$ obtenue sur la configuration longitudinale pour différentes valeurs de concentration molaire d'acétone.

III.1.2.3.3 Traitement des visualisations transversales : Prise en compte de la partie cachée

Dans le plan longitudinal, la nappe laser entre dans une conduite en INOX qui constitue une zone d'ombre avant d'arriver dans le tube en verre par lequel s'effectue la mesure.

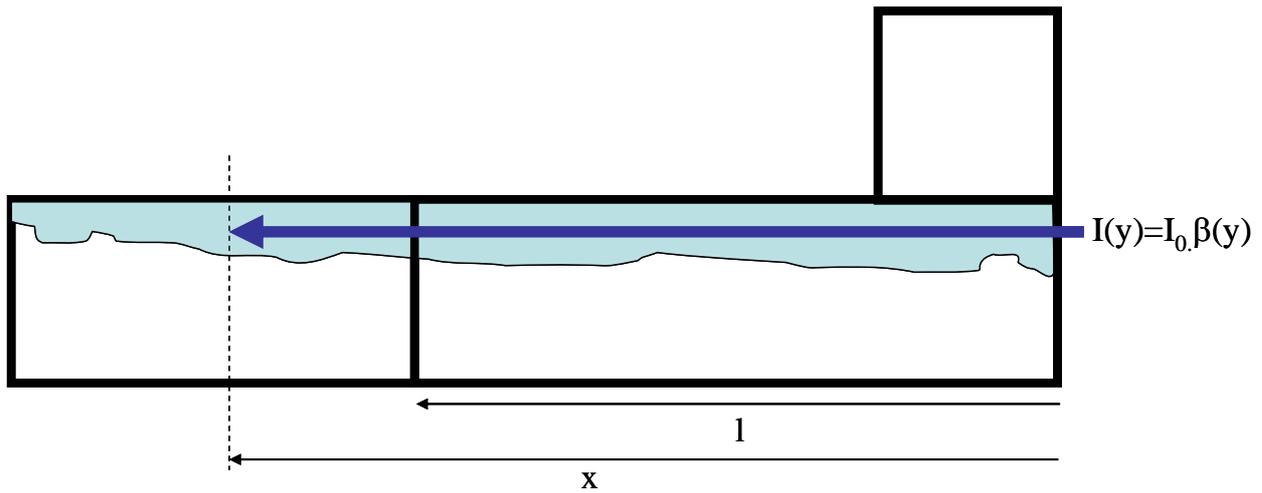


Figure III-19 : schéma du film pariétal dans la conduite avec la zone d'ombre sur l

Dans cette zone d'ombre de longueur l, la lumière laser est absorbée par l'acétone. Or la correction de cette absorption par la loi de Beer-Lambert nécessite la connaissance de la concentration. Elle ne peut donc pas se faire directement mais peut être réalisée si l'on considère deux concentrations $c_1(x,y)$ et $c_2(x,y)$ telles que :

$$c_2(x, y) = k \cdot c_1(x, y)$$

alors

$$S_1(x, y) = \alpha \cdot C_1(x, y) \cdot \beta(y) \cdot I_0 \cdot e^{-\sigma \int_0^x c_1(x, y) \cdot dx}$$

$$S_2(x, y) = \alpha \cdot k \cdot C_1(x, y) \cdot \beta(y) \cdot I_0 \cdot e^{-\sigma \cdot k \int_0^x c_1(x, y) \cdot dx}$$

et :

$$\frac{S_1(x, y)}{S_2(x, y)} = \frac{1}{k} e^{-\sigma(1-k) \int_0^x c_1(x, y) \cdot dx}$$

d'où

$$e^{-\sigma \int_0^l c_1(x,y) \cdot dx} = \left[k \frac{S_1(l, y)}{S_2(l, y)} \right]^{\frac{1}{1-k}}$$

Ainsi, en connaissant les signaux reçus en $x=l$ pour deux concentrations différentes, on peut corriger ces signaux de l'absorption de lumière imposée par l'acétone dans la zone d'ombre.

Pour le traitement des images, le signal obtenu s'écrit maintenant :

$$S(x, y) = \alpha \cdot C(x, y) \cdot \beta(y) \cdot I_0 \cdot e^{-\sigma \int_0^l c(x,y) \cdot dx} \cdot e^{-\sigma \int_l^x c(x,y) \cdot dx} = C(x, y) \cdot F(y) \cdot e^{-\sigma \int_l^x c(x,y) \cdot dx}$$

avec:

$$F(y) = \alpha \cdot \beta(y) \cdot I_0 \cdot e^{-\sigma \int_0^l c(x,y) \cdot dx}$$

Pour obtenir la concentration, il faut donc appliquer la fonction d'étalonnage $F(y)$ puis corriger chaque pixel de l'absorption de lumière par la fonction exponentielle (solution 1). En considérant que la lumière arrivant sur le volume élémentaire positionné en $x=x_i$ a été absorbée uniquement par les volumes élémentaires précédents x_j (avec $l < j < i-1$), on calcule la concentration en $x=x_l$ puis on procède de proche en proche en calculant $C(x_i)$ à partir de $C(x_{i-1})$, comme l'indique l'équation discrétisée suivante :

$$C(x_i, y) = \frac{S(x_i, y)}{F(y)} e^{\sigma \sum_{j=i+1}^{i-1} C(x_j, y)(x_j - x_{j-1})} \quad \text{Équation III-2}$$

Une alternative (solution 2) consiste à corriger directement l'absorption à partir des deux essais à concentration différente. La méthode est alors affranchie des considérations concernant la zone d'ombre. Le facteur correctif au point considéré s'écrit :

$$e^{-\sigma \int_0^x C(x',y) \cdot dx'} = \left[k \frac{S_1(x, y)}{S_2(x, y)} \right]^{\frac{1}{1-k}}$$

ce qui permet d'obtenir directement la concentration par substitution dans l'Équation III-1 :

$$C(x, y) = \frac{S_1(x, y)}{\alpha \cdot \beta(y) \cdot I_0} \frac{1}{\left[k \frac{S_1(x, y)}{S_2(x, y)} \right]^{\frac{1}{1-k}}} \quad \text{Équation III-3}$$

III.1.2.3.4 Chaîne de traitements et précision escomptée.

La procédure de traitement se divise en trois étapes.

1. Traitement des images brutes à l'aide du logiciel DAVIS de LAVISION
2. Détermination la distribution $\alpha \cdot \beta(y)$ à partir des mesures à concentration uniforme
3. Traitement des images en configuration de dilution

La première étape consiste à moyenner les images brutes (1000 images), à retrancher l'image de fond et à transformer les coordonnées en pixel en grandeur physique (Figure III-20 haut). Ce traitement fait appel à une procédure classique utilisant une mire. Les images obtenues avec une concentration uniforme sont ensuite traitées à l'aide d'un code spécifique en FORTRAN pour la fonction $\alpha \cdot \beta(y)$ prenant en compte les caractéristiques du Laser, l'absorption au travers des hublots et la réponse de la caméra intensifiée. Enfin, les images

moyennées sont traitées à l'aide d'un deuxième code pour déterminer les distributions de concentration dans la fenêtre de visualisation. Deux méthodes de traitement décrites ci-dessus sont appliquées (Figure III-20 bas).

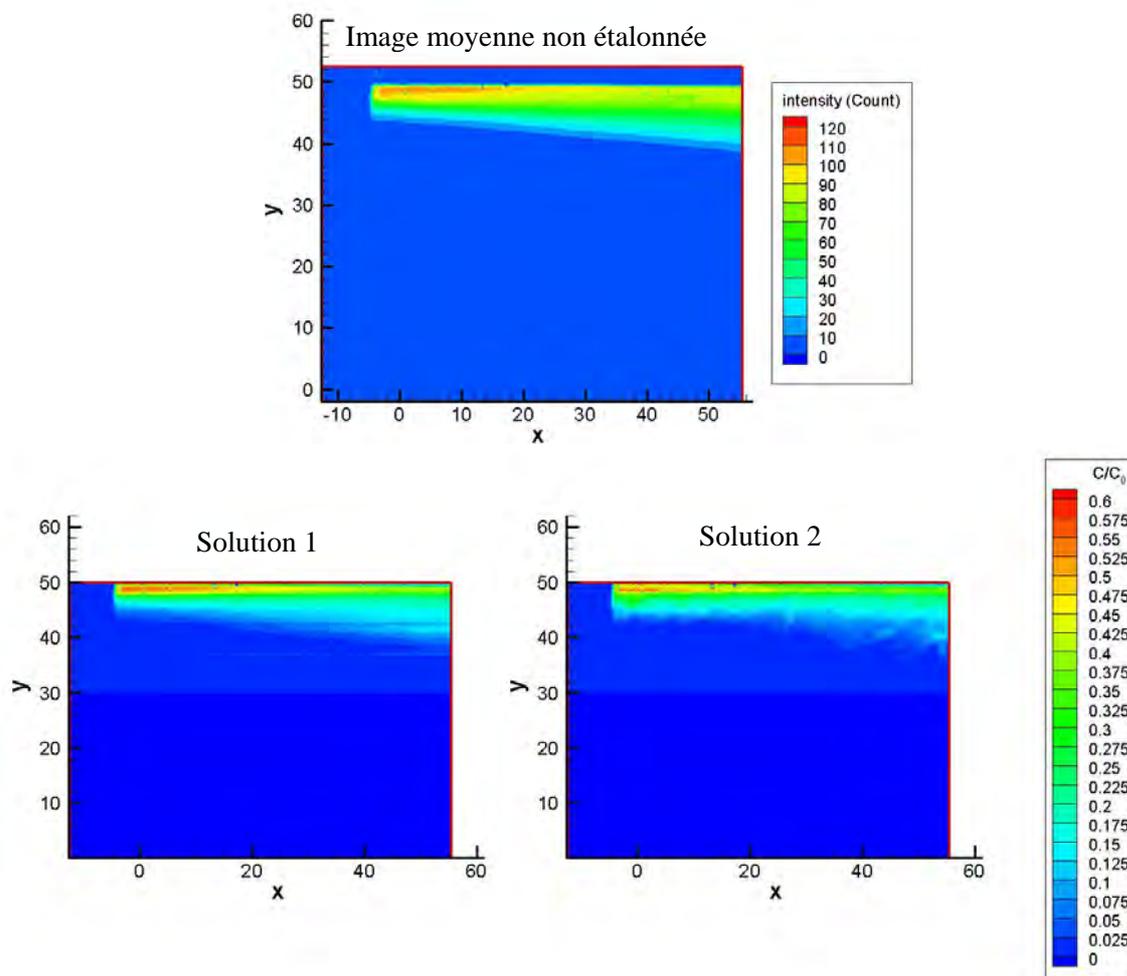


Figure III-20 : Exemple de résultat des traitements
Haut : image obtenue après traitement par le logiciel DAVIS
Bas : Champ de concentration adimensionnel obtenu par les 2 méthodes.

Pour déterminer la qualité de ces mesures, deux tests peuvent être faits. Le premier consiste à utiliser les images de concentration uniforme. Sur la Figure III-21 nous traçons les champs obtenus sur des vues longitudinales à l'aide des deux méthodes. A noter que la nappe LASER n'occupant qu'une partie de la conduite, ce champ est limité à cette zone. On observe une sous-estimation de l'ordre de 15 à 20%. La solution 2 appliquée aux vues transverses permet d'obtenir les champs représentés sur la Figure III-22. Les résultats sont équivalents. Cette précision relative est acceptable en considérant la faiblesse des signaux mesurés et des traitements successifs mis en œuvre.

Le second test consiste à comparer les débits d'acétone injectés à ceux déduits des profils de concentration mesurés en dilution. Les valeurs obtenues et présentées dans le Tableau III-10 montre également un écart de l'ordre de 15 à 20%. Pour tenir compte de ces écarts, tous les profils présentés seront systématiquement normés pour obtenir le débit injecté.

Configuration	Traitement	X = 4.1mm	X = 10 mm	X = 25 mm	X = 50 mm
Dilution axiale	S1	1.23	1.25	1.20	1.24
	S2	1.34	1.24	1.13	1.16
Dilution Giratoire	S1	0.85	0.86	0.85	0.86
	S2	0.78	0.72	0.85	0.81

Tableau III-10 : Rapport entre le débit d'acétone déterminé à partir du champ de concentration et celui calculé à partir des paramètres d'injection.

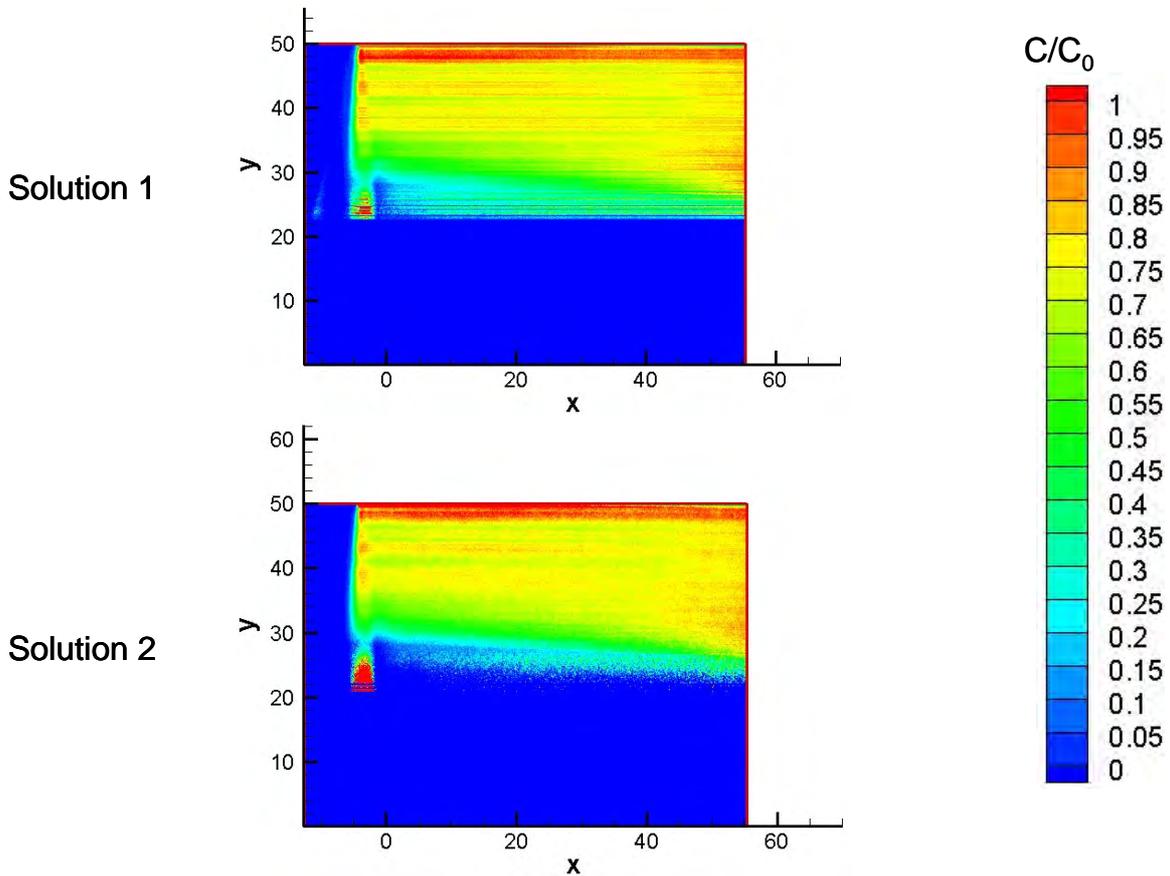


Figure III-21 : Champ de concentration obtenu après traitement des images de concentration uniforme. (Vue longitudinale)

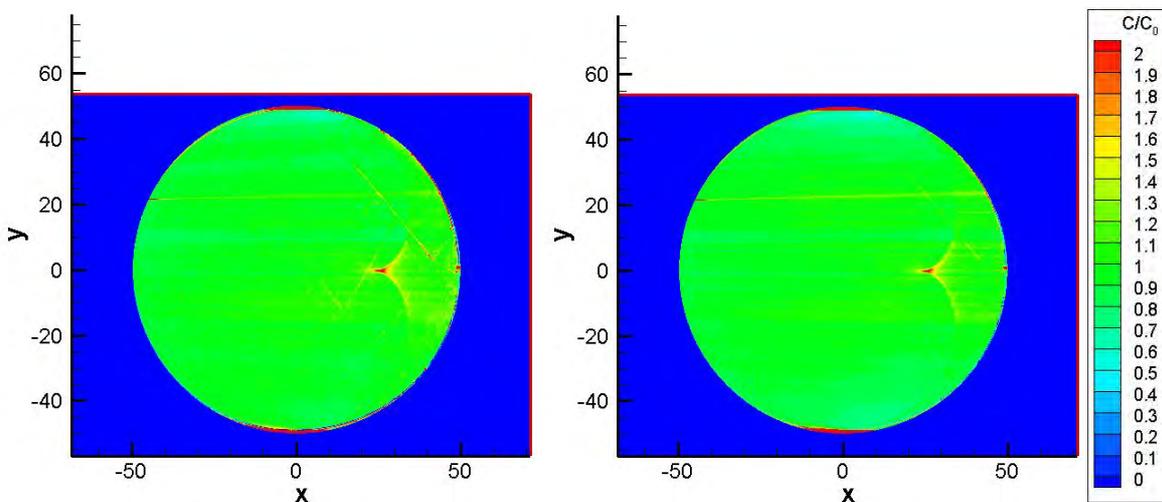


Figure III-22 : Champ de concentration obtenu après traitement des images de concentration uniforme (Vue transversales) (Gauche 0.5 ml ; Droite : 1 ml)

III.2 MOYENS NUMERIQUES

Le code CEDRE (Calcul d'Écoulements Diphasiques Réactifs pour l'Énergétique) de l'ONERA a été retenu pour réaliser nos simulations numériques. C'est un code compressible doté d'un grand nombre de modèles. Ceux qui ont retenu notre attention sont les modèles de turbulence Kε et KL avec des approches « bas Reynolds » pour le traitement de parois. De plus ce code possède l'avantage d'être parallélisé ce qui permet un gain conséquent en temps de calcul. Dans les paragraphes suivants, les équations utilisées pour réaliser nos simulations numériques sont présentées.

III.2.1 Équations de bilan

Les équations de bilan résolues lors des simulations numériques sont rappelées dans ce paragraphe. Leur obtention est détaillée en annexe A2. La compressibilité du fluide étant prise en compte, la moyenne au sens de Favre est considérée.

- Continuité

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \text{Équation III-4}$$

- Équation de Reynolds

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U}_i \tilde{U}_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''} \right) \quad \text{Équation III-5}$$

avec $\bar{\tau}_{ij} = 2\mu \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{U}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right)$

- Équation de conservation de l'énergie totale

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E} \tilde{U}_i}{\partial x_i} = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\bar{P} \tilde{U}_i + \left(\overline{\rho u_i'' u_j''} - \bar{\tau}_{ij} \right) \tilde{U}_j - (\lambda + \lambda_t) \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right] \quad \text{Équation III-6}$$

- Équation de transport du scalaire passif

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{C}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{C} \tilde{U}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \frac{\partial C}{\partial x_j} \right] \quad \text{Équation III-7}$$

III.2.2 Conditions aux limites

En regroupant les variables naturelles (pression, température, vitesse et scalaires) dans un vecteur des quantités conservées q , l'équation générique aux limites s'écrit :

$$\tau \frac{\partial q}{\partial t} = \sigma \cdot q_{imp} - (I - \sigma) \tilde{q} - q \quad \text{Équation III-8}$$

q étant l'état limite, q_{imp} la valeur imposée et \tilde{q} l'état interne. τ et σ sont deux matrices contenant respectivement les temps caractéristiques (ou temps de relaxation) et les paramètres

associés à chaque grandeur physique. En conséquence si un bloc σ_q est égal à l'unité, les composantes q associées prendront, à la relaxation près, les valeurs imposées q_{imp} . S'il est nul, c'est la contrainte de continuité qui s'appliquera.

III.2.2.1 Entrées et sorties

Les écoulements étudiés étant à faible nombre de Mach, les conditions d'entrée et de sortie sont fixées pour être physiquement compatibles avec un écoulement subsonique :

- Entrée : T, V_i, Z imposés, P continue.
- Sortie : P imposée, T, V_i, Z continus.

où T représente la température, V_i le vecteur vitesse, Z les scalaires (turbulents et passifs) et P la pression. Dans l'équation III-8, les paramètres suivants sont donc imposés :

- Entrée : $\sigma_p = 0, \sigma_T = 1, \sigma_v = 1, \sigma_z = 1$
- Sortie : $\sigma_p = 1, \sigma_T = 0, \sigma_v = 0, \sigma_z = 0$

Les variables continues sont donc calculées à partir de l'état interne en imposant un temps de relaxation τ faible sur le gradient.

III.2.2.2 Parois

Toutes les parois considérées dans nos simulations numériques sont des parois adiabatiques. En conséquence, l'ensemble des variables naturelles, à l'exception de la vitesse, est défini par continuité avec l'état interne. L'équation III-8 est utilisée en imposant les paramètres suivants :

- Paroi : $\sigma_p = 0, \sigma_T = 0, \sigma_v = n.n^T, \sigma_z = 0$ avec n la normale à la paroi

Deux types de parois sont utilisées dans nos calculs : paroi glissante, également appelées symétries et parois non glissantes. Dans le premier cas, seule la vitesse normale à la paroi est fixée à zéro, les autres composantes étant calculées par continuité. Dans le second cas, toutes les composantes sont fixées à zéro.

En proximité des parois non glissantes, le maillage est raffiné pour utiliser une approche Bas Reynolds.

III.2.3 Modèles de turbulence

Comme l'a montrée l'étude bibliographique, les modèles standard à deux équations sont incapables de prévoir le bon comportement d'un écoulement en présence de jets pariétaux. Les structures générées sur une large bande spectrale imposent l'utilisation de modèles plus complexes prenant en compte l'aspect anisotrope de la turbulence et, dans la mesure des capacités de calcul, le comportement instationnaire de l'écoulement. Dans cette optique, un modèle plus élaboré et permettant les calculs instationnaires fut retenu. Celui-ci tire son origine des travaux de J. Lumley sur les modèles non-linéaires et fut adapté par Kourta pour les calculs instationnaires. Le modèle obtenu, dénommé Semi-Déterministe pour traduire le fait que la partie déterministe de la turbulence est calculée, s'appuie sur deux équations de transport de k et ε . Pour profiter de la plus grande robustesse des modèles de type kL, ce modèle est réécrit à l'aide des équations de transport de k et L dans le cadre de ce travail.

Après avoir rappelé les équations des modèles standard au paragraphe suivant, l'approche Semi-Déterministe est détaillée au paragraphe III.2.3.2. Ensuite l'extension de cette approche au modèle kL est présentée au paragraphe III.2.3.3. Les quatre modèles (kε et kL standard, kε et kL Semi-Déterministes) sont finalement testés sur une configuration de référence au paragraphe III.2.4.

III.2.3.1 Modèles standards

Dans ce paragraphe sont présentés les équations résolues par le code CEDRE. Leur obtention est détaillée en annexe A2.2

La fermeture des modèles standard repose sur le concept de viscosité turbulente de Boussinesq (1877) selon lequel le tenseur de Reynolds est le produit d'une viscosité turbulente et des gradients moyens :

$$-\overline{\rho u_i'' u_j''} = 2\mu_t \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \tilde{S}_{kk} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \overline{\rho k} \delta_{ij} \quad \text{Équation III-9}$$

La viscosité turbulente est alors décrite par deux scalaires caractéristiques de la turbulence : l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation ε ou bien une longueur intégrale turbulente L, selon l'équation suivante :

$$\mu_t = f_\mu C_\mu \overline{\rho} \frac{\tilde{k}^2}{\tilde{\varepsilon}} = f_\mu C_\mu^{1/4} \overline{\rho k}^{1/2} L \quad \text{Équation III-10}$$

où C_μ est une constante sans dimension qui vaut 0,09. Les scalaires turbulents sont finalement décrits par les équations de bilan suivantes, adaptées au calcul à « bas Reynolds ».

- Énergie cinétique turbulente :

$$\frac{\partial \overline{\rho k}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho k} \tilde{U}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_j} \right] - \overline{\rho u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} - \overline{\rho \varepsilon_s} \quad \text{Équation III-11}$$

- Longueur intégrale :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\rho L}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho L} \tilde{U}_j}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial L}{\partial x_j} \right] + \\ & \frac{\mu_t}{L \sigma_L} \left[\mathbf{A} \frac{L}{\rho C_\mu^{3/4} k^{3/2}} \overline{\rho u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} + \mathbf{B} + \mathbf{C} \left(\frac{\partial L}{\partial x_j} \right)^2 + \mathbf{D} \frac{L^2}{k^2} \left(\frac{\partial k}{\partial x_j} \right)^2 + \mathbf{E} \frac{L}{k} \frac{\partial L}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \\ & \beta \frac{\mu}{L} \left(kar^2 - \left(\frac{\partial L}{\partial x_j} \right)^2 \right) \end{aligned} \quad \text{Équation III-12}$$

avec les paramètres et les fonctions d'amortissement suivants :

Option Bas Reynolds	A	B	C	D	E	β
BR4 MSD-E	0,02	0,14	-1- f_β	$-\frac{3}{4} f_\mu^2$	$-\frac{1}{2} f_\beta + 3 f_\mu^2$	0,4

$$f_\mu = \tanh\left(\frac{\text{Re}_t}{21,3}\right) \text{ et } f_\beta = 1 + \frac{\text{Re}_t}{f_\mu} \frac{df_\mu}{d\text{Re}_t} = 1 + \frac{1-f_\mu^2}{f_\mu} \frac{\text{Re}_t}{21,3} \text{ qui varie de 1 à 2.}$$

- Taux de dissipation :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \varepsilon \tilde{U}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] - \frac{\varepsilon}{\tilde{k}} \left[C_{\varepsilon 1} \overline{\rho u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} + f_2 C_{\varepsilon 2} \bar{\rho} (\varepsilon - \varepsilon_{lam}) \right] \quad \text{Équation III-13}$$

avec le taux de dissipation laminaire $\varepsilon_{lam} = 2\nu \frac{k}{y_p^2}$ et les fonctions d'amortissement :

$$f_\mu = \tanh^2 \left(\frac{0,6 + \text{Re}_t}{12} \right) \text{ et } f_2 = 1 - 0,3 \exp \left[- \left(\frac{\text{Re}_t}{C_\mu} \right)^2 \right]$$

où Re_t est le nombre de Reynolds définit par le rapport de la viscosité turbulente sur la viscosité moléculaire : $\text{Re}_t = \frac{\mu_t}{\mu}$.

III.2.3.2 Approche de type Semi-Déterministe

Chassaing [17] a étudié les limites des modèles à deux équations et relève quatre faiblesses :

- Impossibilité de capturer l'anisotropie
- Sensibilité insuffisante à des taux de déformation complémentaires (écoulements secondaires en conduits, décollement en couche limite...)
- Mauvais comportement en présence de changements brusques de déformations (production excessive de turbulence au point d'arrêt)
- Inadaptation aux effets tridimensionnels, de rotation, de courbure.

Pour tenter de pallier à ces limites, des approches plus générales ont été développées à partir des années 1970. L'idée directrice est d'écrire une expression polynomiale générale reliant le tenseur Reynolds aux gradients de vitesse et à deux scalaires caractéristiques de la turbulence :

$$-\overline{\rho u_i'' u_j''} = F_{ij} \left(k, \alpha, \frac{\partial \tilde{U}_m}{\partial x_n} \right) \quad \text{Équation III-14}$$

Dans cette expression, α est un scalaire caractéristique de la turbulence (par exemple ε ou L). De façon générale, les contraintes turbulentes ne sont plus seulement des fonctions linéaires des gradients de vitesse, mais des termes non-linéaires (produits de gradients) s'ajoutent. On trouve plusieurs propositions selon les hypothèses retenues. La proposition de Shih, Zhu Lumley [82] est détaillée au paragraphe suivant. Puis, dans le paragraphe III.2.3.2.2 le principe de l'approche URANS est rappelé. Enfin, dans le paragraphe III.2.3.2.3, l'adaptation du modèle de Shih, Zhu et Lumley pour l'approche URANS réalisée par Kourta est présentée.

III.2.3.2.1 Modèle non-linéaire de Shih, Zhu et Lumley

A partir de 1970, Lumley a cherché à savoir si une relation générale existe pour les corrélations turbulentes et a trouvé qu'une telle relation existe seulement dans le cas où les échelles de longueur et de temps de la turbulence sont bien inférieures à celles de l'écoulement moyen et donc que les effets des conditions initiales et aux limites sur la turbulence ne sont pas significatifs loin des parois. Du point de vue de la modélisation, l'effet

« mémoire » est négligé. Le tenseur de Reynolds n'est pas transporté, mais il est calculé à partir des grandeurs locales à l'instant courant. Dans les autres cas, comme les écoulements moyens se développant rapidement, ou en proximité des parois, on peut se poser la question de savoir si une telle relation existe pour chaque corrélation turbulente. Toutefois, d'un point de vue pratique, des relations sont déduites formellement afin de résoudre le problème de fermeture. Leur validité devra bien sûr être vérifiée par l'expérience.

Les corrélations turbulentes sont supposées être fonction du tenseur de gradients moyens $U_{i,j}$, de la vitesse et de l'échelle de longueur de la turbulence, caractérisées par l'énergie cinétique turbulente k et son taux de dissipation ε :

$$\overline{u_i u_j} = F_{ij}(U_{i,j}, k, \varepsilon)$$

Il est à noter que la viscosité moléculaire ν n'est pas incluse parce que l'attention est restreinte aux écoulements turbulents à grand nombre de Reynolds.

Pour déterminer la forme de la fonction F_{ij} , Shih, Zhu et Lumley (1993, [82]) cherchent à écrire la relation la plus générale possible. Pour cela ils montrent qu'à partir de $U_{i,j}$ et sa transposée $U_{j,i}$, seuls 18 tenseurs linéairement indépendants peuvent être obtenus. Ces 18 tenseurs indépendants sont utilisés pour former 18 invariants par la méthode suivante : les tenseurs indépendants sont multipliés par deux vecteurs arbitrairement choisis A_i et B_j pour obtenir des scalaires. Ces scalaires sont donc invariants par rotation du repère. Le principe de la théorie des invariants développée par Lumley (1978) reposant sur le fait qu'un invariant peut seulement être fonction d'autres invariants, l'invariant $\overline{u_i u_j A_i B_j}$ est donc une combinaison linéaire des 18 invariants obtenus.

En utilisant la propriété de symétrie $\overline{u_i u_j} = \overline{u_j u_i}$ et en introduisant l'énergie cinétique turbulente comme la moitié de la trace $\overline{u_i u_j} = 2k$, Shih, Zhu et Lumley réduisent le système et aboutissent à la relation suivante :

$$\begin{aligned} \overline{u_i u_j} = & \frac{2}{3} k \delta_{ij} + 2a_2 \frac{k^2}{\varepsilon} \left(U_{i,j} + U_{j,i} - \frac{2}{3} U_{i,i} \delta_{ij} \right) \\ & + 2a_4 \frac{k^3}{\varepsilon^2} \left(U_{i,k} U_{k,j} + U_{j,k} U_{k,i} - \frac{2}{3} \Pi \delta_{ij} \right) \\ & + 2a_6 \frac{k^3}{\varepsilon^2} \left(U_{i,k} U_{j,k} - \frac{1}{3} \tilde{\Pi} \delta_{ij} \right) \\ & + 2a_7 \frac{k^3}{\varepsilon^2} \left(U_{k,i} U_{k,j} - \frac{1}{3} \tilde{\Pi} \delta_{ij} \right) \\ & + 2a_8 \frac{k^4}{\varepsilon^3} \left(U_{i,k} U_{j,k}^2 + U_{i,k}^2 U_{j,k} - \frac{2}{3} \tilde{\tilde{\Pi}} \delta_{ij} \right) \\ & + 2a_{10} \frac{k^4}{\varepsilon^3} \left(U_{k,i} U_{k,j}^2 + U_{k,j}^2 U_{k,i} - \frac{2}{3} \tilde{\tilde{\Pi}} \delta_{ij} \right) \\ & + 2a_{13} \frac{k^4}{\varepsilon^3} \left(U_{i,k}^2 U_{j,k}^2 - \frac{1}{3} \overline{\Pi} \delta_{ij} \right) \\ & + 2a_{14} \frac{k^4}{\varepsilon^3} \left(U_{k,i}^2 U_{k,j}^2 - \frac{1}{3} \overline{\Pi} \delta_{ij} \right) \end{aligned}$$

où

$$\Pi = U_{i,j}U_{j,i}, \quad \tilde{\Pi} = U_{i,j}U_{i,j}, \quad \tilde{\tilde{\Pi}} = U_{i,j}U_{i,j}^2, \quad \overline{\overline{\Pi}} = U_{i,j}^2U_{i,j}^2$$

Cette équation est la relation la plus générale entre $\overline{u_i u_j}$ et $U_{i,j}$ sous l'hypothèse $\overline{u_i u_j} = F_{ij}(U_{i,j}, k, \varepsilon)$. En pratique toutefois, une forme tensorielle quadratique doit être suffisante, en particulier lorsque $\|U_{i,j}\|k/\varepsilon$ est plus petit que un (ce qui est vrai lorsque l'échelle de temps de la turbulence est plus petite que celle de l'écoulement moyen). C'est pourquoi, à partir d'ici, seule la partie quadratique de l'équation sera considérée. De plus, il est intéressant de constater que les cinq premiers termes du membre de droite (ordre 0 à 2) ont la même forme que ceux obtenus par le formalisme d'interaction directe à deux échelles (Yoshizawa, [87]) et par la méthode du groupe de renormalisation (Barton *et al.*, [7]). Le fait que les trois analyses théoriques différentes mènent à un résultat similaire indique la rationalité de cette équation.

Le principe de réalisabilité est ensuite appliqué à l'équation générale pour déduire des contraintes sur les coefficients. La réalisabilité (Schumann, [79], Lumley, 1978), définie comme la condition de non négativité des contraintes normales et l'inégalité de Schwarz entre les contraintes normales et croisées, est un principe physique et mathématique que la solution de tout modèle de turbulence doit vérifier. Ces conditions s'expriment ainsi (ne pas appliquer de sommation sur les indices) :

$$\begin{aligned} \overline{u_\alpha u_\beta} &\geq 0 \text{ pour } \alpha=\beta \\ \left(\overline{u_\alpha u_\beta}\right)^2 &\leq \overline{u_\alpha^2} \overline{u_\beta^2} \text{ pour } \alpha \neq \beta \end{aligned}$$

Ces relations représentent donc une condition nécessaire minimale pour éviter qu'un modèle de turbulence ne produise des résultats non physiques. Ceci permet d'écrire (pour plus de détails, lire Shih, Zhu et Lumley [82]) :

$$\begin{aligned} 2a_2 &= -\frac{2/3}{A_1 + \eta} \\ 2a_4 &= \frac{C_{\tau 1}}{f(\eta)} \\ 2a_6 &= \frac{C_{\tau 2}}{f(\eta)} \\ 2a_7 &= \frac{C_{\tau 3}}{f(\eta)} \end{aligned}$$

où η est le rapport de l'échelle de temps du mouvement turbulent sur le temps de déformation moyen sur. Il est défini ainsi :

$$\eta = \frac{kS}{\varepsilon} \text{ où } S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}.$$

$f(\eta)$ doit être un polynôme de degré supérieur à 2 pour assurer le fait que $\overline{u_i u_j} / \sqrt{2k}$ tende vers zéro quand η tend vers l'infini. Shih, Zhu et Lumley prennent une expression simple : $f(\eta) = A_2 + \eta^3$. Notons que la dépendance à η des coefficients se justifie par le fait que, d'après Lumley, les coefficients sont forcément fonction d'invariants.

$A_1, A_2, C_{\tau 1}, C_{\tau 2}$ et $C_{\tau 3}$ sont des constantes ajustables, mais qui doivent vérifier :

$$A_1 > 0 \text{ et } A_2 > 0, \\ 2C_{\tau 1} + C_{\tau 2} + C_{\tau 3} > 0 \text{ et } C_{\tau 2} > 2C_{\tau 3}$$

La positivité des constantes A_1 et A_2 est nécessaire pour assurer la stabilité du modèle lorsque η tend vers zéro tandis que les inégalités concernant les $C_{\tau i}$ sont imposées par la relation de Schwarz.

Finalement, on obtient :

$$\begin{aligned} \overline{u_i u_j} = & \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \nu_t \left(U_{i,j} + U_{j,i} - \frac{2}{3} U_{i,i} \delta_{ij} \right) \\ & + \frac{C_{\tau 1}}{f(\eta)} \frac{k^3}{\varepsilon^2} \left(U_{i,k} U_{k,j} + U_{j,k} U_{k,i} - \frac{2}{3} \Pi \delta_{ij} \right) \\ & + \frac{C_{\tau 2}}{f(\eta)} \frac{k^3}{\varepsilon^2} \left(U_{i,k} U_{j,k} - \frac{1}{3} \tilde{\Pi} \delta_{ij} \right) \\ & + \frac{C_{\tau 3}}{f(\eta)} \frac{k^3}{\varepsilon^2} \left(U_{k,i} U_{k,j} - \frac{1}{3} \tilde{\Pi} \delta_{ij} \right) \end{aligned} \quad \text{Équation III-15}$$

où

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad C_\mu = \frac{2/3}{A_1 + \eta}$$

Les scalaires k et ε représentant l'énergie cinétique turbulente k et son taux de dissipation ε restent à déterminer. Pour cela, les deux équations de transport standard des modèles k - ε sont utilisées. Ces équations sont détaillées en annexe A2.2.

Dans les modèles de type Boussinesq, la turbulence est caractérisée par μ_t qui est isotrope. Les modèles non-linéaires apportent des contributions de second ordre pour tenter de prendre en compte l'anisotropie intrinsèque de la turbulence.

III.2.3.2.2 L'approche URANS

Structures tourbillonnaires, organisées ou cohérentes définissent les mêmes événements mais sont généralement représentatives du choix de leur définition. Effectivement, il n'existe aucun consensus sur une définition universelle de ces phénomènes. Certains auteurs ont proposé une caractérisation propre à leur vision du problème, généralement liée aux techniques d'identification. Ces définitions ne sont pas contradictoires mais créent néanmoins des discussions vives sur la nature de ces structures.

Bien que ces structures cohérentes soient déterministes, dans le sens où elles sont visualisables –l'œil étant le premier instrument de cohérence spatiale, de reconnaissance de forme- et apparaissent fréquemment dans une zone bien définie de l'écoulement, elles sont sensibles aux détails de l'écoulement et de ce fait paraissent posséder des caractéristiques intrinsèques aléatoires :

- leur apparition n'est pas périodique mais quasi périodique (dans un cas d'écoulement non excité)
- leur trajectoire, vitesse de convection, étendue spatiale, et phase sont soumises à la turbulence de fond.

Les deux définitions les plus courantes sont celles de Hussain et de Lesieur :

- Hussain propose en 1983 la définition suivante : « une structure cohérente est une masse de fluide cohérente de grande échelle, dont la vorticité evolue en corrélation de phase sur l'ensemble de son étendue spatiale ».
- Lesieur (1990) propose : Soit à l'instant t_0 une concentration locale de vorticité sur un domaine $D_{t_0} \subset \mathfrak{R}^3$. Soit D_t l'image à l'instant $t \geq t_0$ de D_{t_0} dans le mouvement du fluide. Nous dirons que D_t est une structure cohérente si les conditions suivantes sont remplies :
 1. D_t garde une forme reconnaissable pour des temps longs devant le temps de retournement $(\overline{\omega_0})^{-1}$ de D_{t_0} . Ici $\overline{\omega_0}$ est une valeur moyenne spatiale sur D_{t_0} , du module de la vorticité. Le temps de retournement est défini comme le temps mis par la structure pour faire un tour sur elle même.
 2. D_t est imprédictible, c'est à dire que son évolution dans le temps est très sensible à des petites variations des conditions initiales au sein du fluide.

Dans les deux cas, la notion de vorticité comme représentative d'une structure cohérente est signifi e. Lesieur ajoute à la cohérence spatiale (forme reconnaissable), nécessaire et suffisante pour Hussain, une cohérence temporelle (durée de vie).

Parce qu'il considère que ces visions sont trop subjectives, Lumley propose une définition beaucoup plus mathématique. Il assimile la structure cohérente au mode propre le plus énergétique du tenseur des corrélations spatio-temporelles (en utilisant la Décomposition Orthogonale Propre), et ce, bien que la correspondance entre structure cohérente et entité énergétique ne soit pas réellement reconnue.

Pour retrouver par le calcul les structures cohérentes, la première possibilité est de simuler l'écoulement puis d'appliquer des méthodes de mise en évidence comme une moyenne conditionnelle ou la Décomposition Orthogonale Propre. Toutefois la simulation directe pose des problèmes de coût de calcul qui limitent son application à des écoulements à nombre de Reynolds et domaine de calcul limité.

Face à cet obstacle, la simulation aux grandes échelles offre des possibilités intéressantes. Le principe de cette technique est de calculer les gros tourbillons tandis que les petits sont modélisés. Le spectre est ainsi séparé en deux parties : jusqu'à une fréquence de coupure f_c , le calcul s'appuie sur les équations de Navier-Stokes et sur une relation de continuité, ensuite l'effet des structures de fréquence supérieure à f_c est pris en compte par un modèle. Ceci revient de manière pratique à appliquer un filtre spatial lié aux plus petites échelles résolues par le calcul. Cette approche est justifiée par le fait que les « petits » tourbillons ont un comportement supposé universel et quasi-isotrope, alors que les « gros » sont dépendants de la configuration de l'écoulement, des conditions initiales et aux limites. C'est pourquoi la définition précise de ces dernières constitue un véritable enjeu pour la LES et la DNS. La difficulté de bien modéliser la coupure spectrale constitue un inconvénient qui limite l'utilisation de la LES et qui a donné naissance à des méthodes hybrides. Une des idées est alors d'utiliser des modèles URANS (moins sensibles aux conditions initiales et aux limites)   proximité des frontières tout en gardant une approche LES sur le reste du domaine de calcul.

Appliquant une moyenne dépendant du temps ils permettent de définir les aspects instationnaires pouvant décrire des structures cohérentes.

Le calcul des structures cohérentes peut aussi être envisagé de manière directe. En effet, l'idée est ici d'appliquer une moyenne d'ensemble à l'écoulement. Les résultats obtenus sont des champs lissés, mais qui dépendent du temps. Cette méthode a pour mérite de fournir une modélisation de la turbulence qui comprend une large gamme de fréquence et les coûts de calculs sont moindres qu'en LES car les contraintes physiques liées au maillage sont à priori moindres.

Pour mettre en évidence la cohérence dans les équations, les grandeurs physiques sont décomposées en trois parties (Hussain et Reynolds) : $u(t) = \bar{u} + u_c + u_r$. Ici, \bar{u} est la moyenne temporelle, u_c correspond à la composante cohérente et u_r est la composante aléatoire, avec les propriétés suivantes : $\overline{f_c} = \overline{f_r} = 0$.

Quelle que soit la décomposition proposée, elle présuppose que chaque terme décomposé est linéairement décorrélé des autres. Ainsi : $\overline{f_c g_r} = 0$. Cette hypothèse permet, en particulier, d'éviter de s'encombrer de termes difficiles à quantifier dans les équations du mouvement. Mais le fait que les différents termes soient décorrélés ne signifie pas que les différents champs soient indépendants : des transferts d'énergie peuvent exister. Ainsi, les équations résultantes présentent des interactions non-linéaires (par exemple $u_{cj} \cdot \partial u_{ri} / \partial x_j$).

Si l'on injecte la décomposition proposée par Hussain et Reynolds dans les équations de Navier-Stokes, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{\partial u_{ci}}{\partial t} + \frac{\partial u_{ri}}{\partial t} + (\bar{u}_j + u_{cj} + u_{rj}) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{ci}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{ri}}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} - \frac{\partial P_c}{\partial x_i} - \frac{\partial P_r}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial^2 u_{ci}}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial^2 u_{ri}}{\partial x_j \partial x_j} \right)$$

En appliquant la moyenne temporelle on obtient :

$$\bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_{ci} u_{cj}} + \overline{u_{ri} u_{rj}}).$$

Cette dernière équation met en évidence le fait que le tenseur de Reynolds est composé de deux corrélations de vitesses : la première correspond au mouvement aléatoire et la seconde au mouvement cohérent puisque :

$$\overline{u_i u_j} = \overline{u_{ci} u_{cj}} + \overline{u_{ri} u_{rj}}.$$

Toutefois, ce que l'on veut obtenir par le calcul, c'est le mouvement moyen dans le temps et les structures cohérentes. Pour cela, si l'on postule que la moyenne d'ensemble, dont l'opérateur est $\langle \rangle$, permet d'obtenir le mouvement moyen dans le temps additionné du mouvement cohérent, les grandeurs physiques peuvent être décomposées ainsi :

$$u(t) = \bar{u} + u_c + u_r = u_e + u_r, \text{ avec } \langle u(t) \rangle = u_e.$$

Cet opérateur possède les propriétés suivantes :

$$\langle \overline{f} \rangle = \langle \bar{f} \rangle = \bar{f}, \langle f_e g \rangle = f_e \langle g \rangle \text{ et } \langle f_r \rangle = 0.$$

L'introduction de cette décomposition double dans les équations de Navier-Stokes suivie de l'application de cet opérateur de moyenne donne :

$$\frac{\partial u_{ei}}{\partial t} + u_{ej} \frac{\partial u_{ei}}{\partial x_j} = -\frac{\partial P_e}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 u_{ei}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u_{ri} u_{rj} \rangle.$$

L'équation obtenue a donc la même forme que l'équation de Reynolds. Toutefois, les corrélations du mouvement aléatoire ne forment pas tout à fait le tenseur de Reynolds, mais le tenseur d'ensemble, qui peut être interprété comme le tenseur de Reynolds organisé. Si des modèles classiques peuvent être utilisés pour le calculer, il est nécessaire de les adapter.

Notons que l'approche URANS ne s'appuyant pas sur une fréquence de coupure, toute fréquence suffisamment énergétique peut théoriquement ressortir et être prise en compte par le calcul.

Retour sur la décomposition :

L'utilisation d'un opérateur de moyenne, quel qu'il soit, permet effectivement d'établir une décomposition d'une grandeur par le résultat de l'opération et le terme résiduel de cette opération. Ainsi, l'opérateur de moyenne d'ensemble permet d'extraire le terme cohérent (répondant au paramètre de l'opérateur) et le terme résiduel est assimilé à une turbulence supposée aléatoire. Ce dernier dépend donc totalement des caractéristiques de l'opérateur utilisé et ne représente pas forcément (si ce n'est jamais) une réalité physique :

- dans le cas d'un mouvement contenant une fréquence dominante et d'autres incommensurables, ces dernières sont reléguées dans le terme résiduel associé à la turbulence alors qu'elles peuvent également être significatives de mouvements cohérents ;
- dans les cas d'un mouvement pseudo-périodique, l'opérateur est fixé sur un critère dominant (défini par l'expérimentateur) en négligeant complètement tous les autres. Un caractère dominant est alors extrait, et tous les cas particuliers, tout aussi intéressants, sont occultés.

En conséquence, la décorrélation (ou orthogonalité) entre les mouvements cohérents et incohérents déduits de la décomposition ne peut pas être vérifiée.

III.2.3.2.3 Adaptation du modèle de Shih, Zhu et Lumley

Le modèle de fermeture proposé par Shih, Zhu et Lumley a été adapté par Kourta pour prendre en compte les effets de rotation. Comme rappelé dans le paragraphe précédent, ceux-ci sont significatifs des structures cohérentes et une approche URANS pourra alors être envisagée avec le modèle obtenu. Pour prendre en compte la rotation, Kourta propose de modifier les coefficients a_i . Les contraintes exprimées par Shih, Zhu et Lumley concernant ces derniers portent sur le degré du polynôme et sur sa dépendance aux invariants. Un invariant supplémentaire ξ peut donc être ajouté à ceux proposés, et Kourta écrit :

$$-2a_2 = C_\mu = \frac{2/3}{A_1 + \eta + \gamma_1 \xi} \quad \text{Équation III-16}$$

$$f(\eta, \xi) = A_2 + \eta^3 + \gamma_2 \xi^3 \quad \text{Équation III-17}$$

$$\text{avec } \xi = \frac{k\Omega}{\varepsilon} \quad \text{où } \Omega = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad \text{Équation III-18}$$

D'un point de vue physique, une structure tourbillonnaire présente un rotationnel important en son centre et des hauts niveaux de déformation. Les modèles de turbulence classiques sont

très diffusifs, tant et si bien que les structures tourbillonnaires cohérentes n'apparaissent pas. Ici, on cherche à diminuer le rôle du modèle dans les zones de grande déformation et vorticité pour que les structures cohérentes puissent se développer.

Les coefficients apparus dans l'expression des tensions turbulentes ont été calés par Kourta et HaMinh [49] grâce à des mesures faites sur une marche descendante. Leurs valeurs sont les mêmes que celles proposées par Shih et Zhu, à l'exception de γ_2 qui pour eux vaut zéro, puisqu'ils ne prennent pas en compte l'effet de rotation dans f .

$C_{\tau 1}$	$C_{\tau 2}$	$C_{\tau 3}$	A_1	A_2	γ_1	γ_2
-4	13	-2	1.25	1000	0.9	1

Tableau III-11 : Constantes de la fermeture du modèle Semi-Déterministe.

Les constantes des équations de transport de k et ϵ conservent leurs valeurs standard et valent :

$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	σ_k	σ_ϵ
1.44	1.92	1.0	1.3

Tableau III-12 : Constantes des équations de transport du modèle Semi-Déterministe.

Bien que ces constantes aient été calées sur une expérience particulière, le modèle a démontré son aptitude à capter les phénomènes instationnaires dans des situations aussi variées que le détachement tourbillonnaire de paroi ou le tremblement d'une aile d'avion.

Ainsi, ce modèle du premier ordre est plus général que les modèles k - ϵ classiques puisque les termes non linéaires permettent de mieux capter l'anisotropie des tensions turbulentes et, de plus, les coefficients du modèle s'adaptent à l'écoulement.

Les zones de forte déformation ou rotation vont agir sur ces coefficients de sorte que l'influence du modèle, c'est-à-dire son rôle diffusif, va s'en trouver réduite. Un retour partiel vers les équations de Navier-Stokes s'est opéré, et l'appellation « Semi-Déterministe » traduit ce rapprochement.

III.2.3.3 Extension de l'approche Semi-Déterministe au modèle KL

III.2.3.3.1 Avantages par rapport à la version $k\epsilon$

Le développement du modèle kL est incité par les numériciens pour des raisons de robustesse. En effet, si le changement de variable :

$$L = C_\mu^{\frac{3}{4}} \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\epsilon} \quad \text{équation III-19}$$

permet d'aboutir à deux modèles (k - ϵ ou k - L) mathématiquement équivalents en isovolume ($\text{div}V=0$), on note en revanche un comportement numérique très diff rent au voisinage des parois. Considérons par exemple une couche limite logarithmique pariétale. Le comportement de L est linéairement dépendant de la distance à la paroi : $L \propto \text{kar} \times y$. Pour obtenir le taux de dissipation, il faut considérer l'équation de transport de k et le frottement dans une couche limite pariétale. On écrit :

$$0 = \tau \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \rho \epsilon \quad \text{et} \quad \tau = \rho \text{kar}^2 y^2 \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right)^2 \quad \text{équation III-20}$$

En conséquence on déduit :

$$\varepsilon \propto \frac{U_\tau^3}{kar \times y} \quad \text{avec} \quad U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad \text{Équation III-21}$$

Ainsi, la longueur intégrale de la turbulence varie linéairement alors que le taux de dissipation présente un maximum en pic très aigu. Les interpolations étant plus efficaces lorsqu'elles portent sur un champ de variables linéaires, la version k-L convergera plus vite que le modèle standard. De plus, les conditions limites pariétales sont différentes. En effet, dans la sous couche visqueuse, l'équation de transport de k se réduit à :

$$0 = \mu \frac{\partial^2 k}{\partial y^2} - \rho \varepsilon \quad \text{soit} \quad \varepsilon_{lam} = \nu \frac{\partial^2 k}{\partial y^2} \quad \text{Équation III-22}$$

On en déduit un comportement de k : $k \propto ay^2$ et donc de epsilon : $\varepsilon_{lam} = 2\nu a$, ce qui donne finalement à la paroi :

$$\varepsilon = \lim_{y \rightarrow 0} 2\nu \frac{k}{y^2} \quad \text{et} \quad k = 0 \quad \text{Équation III-23}$$

Pour la version k-L, les conditions à la paroi sont : $L = 0$ et $k = 0$. Ainsi, un autre avantage de la version k-L est que les conditions à imposer sur les parois sont plus simples et donc plus robustes. Or, en simulation numérique, linéarité, simplicité et robustesse sont les clés de la convergence.

III.2.3.3.2 Écriture du modèle Semi-Déterministe en version k-L

Pour profiter des avantages de la modélisation k-L, on se propose de réécrire la fermeture non-linéaire Semi-Déterministe à l'aide des grandeurs k et L. En utilisant le changement de variable de l'équation III-19, on écrit :

$$\begin{aligned} \overline{u_i u_j} &= \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \nu_t (U_{i,j} + U_{j,i} - \frac{2}{3} U_{i,i} \delta_{ij}) \\ &+ \frac{C_{\tau 1}}{f(\eta, \xi)} L^2 (U_{i,k} U_{k,j} + U_{j,k} U_{k,i} - \frac{2}{3} \Pi \delta_{ij}) \\ &+ \frac{C_{\tau 2}}{f(\eta, \xi)} L^2 (U_{i,k} U_{j,k} - \frac{1}{3} \tilde{\Pi} \delta_{ij}) \\ &+ \frac{C_{\tau 3}}{f(\eta, \xi)} L^2 (U_{k,i} U_{k,j} - \frac{1}{3} \tilde{\Pi} \delta_{ij}) \end{aligned} \quad \text{Équation III-24}$$

$$\text{avec} \quad \nu_t = C_\mu^{1/4} \tilde{k}^{1/2} L, \quad C_\mu = \frac{2/3}{A_1 + \eta + \gamma_1 \xi} \quad \text{et} \quad f(\eta, \xi) = C_\mu^{3/2} (A_2 + \eta^3 + \gamma_2 \xi^3)$$

$$\text{où} \quad \eta = \frac{L}{C_\mu^{3/4} \sqrt{k}} S \quad \text{avec} \quad S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}$$

$$\text{et} \quad \xi = \frac{L}{C_\mu^{3/4} \sqrt{k}} \Omega \quad \text{avec} \quad \Omega = \sqrt{2 \Omega_{ij} \Omega_{ij}}$$

$$\text{et finalement : } \Pi = U_{i,j} U_{j,i}, \quad \tilde{\Pi} = U_{i,j} U_{i,j}.$$

Les constantes conservent les valeurs du Tableau III-11.

III.2.4 Tests préliminaires des paramètres du calcul

Les modèles $k\epsilon$ et kL de type standard et Semi-Déterministe ont été testés sur une configuration de jets transverses. Le but de ces calculs est d'évaluer leur performance en comparant les résultats obtenus aux mesures réalisées par Gajan *et al* [29] sur cette configuration dans le cadre du programme européen MOLECULES.

III.2.4.1 Domaine de calcul, maillage et conditions limites

La configuration consiste en une zone de dilution comportant huit jets à haute vitesse débouchant dans un écoulement transverse. L'écoulement secondaire est injecté dans la conduite principale à travers huit orifices de 6.1 millimètres de diamètre orientés normalement à la paroi (angles α et β nuls). Les jets étant situés dans la même section droite, l'écoulement moyen généré est périodique par secteur. Le domaine de calcul considéré correspond donc à un seul secteur associé à un jet, des conditions limites de symétrie se substituant au reste de la géométrie. L'injection est réalisée par le biais d'une boîte de tranquillisation, comme indiqué sur la figure suivante :

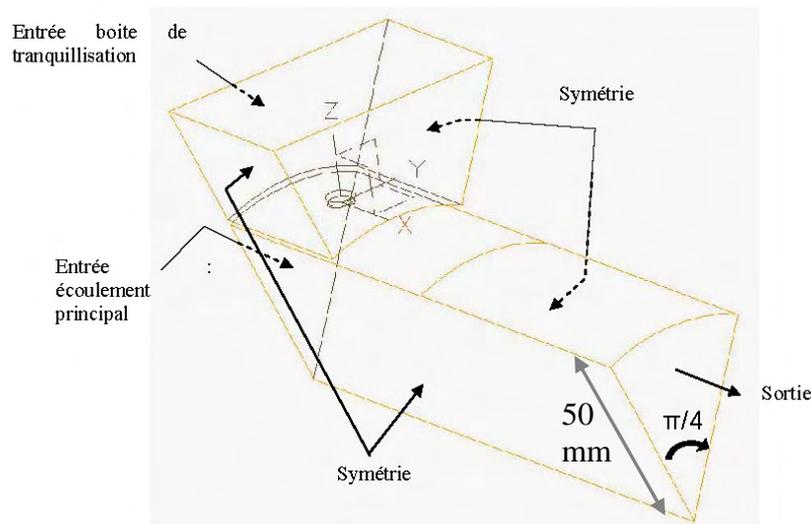


Figure III-23 : Domaine de calcul MOLECULES

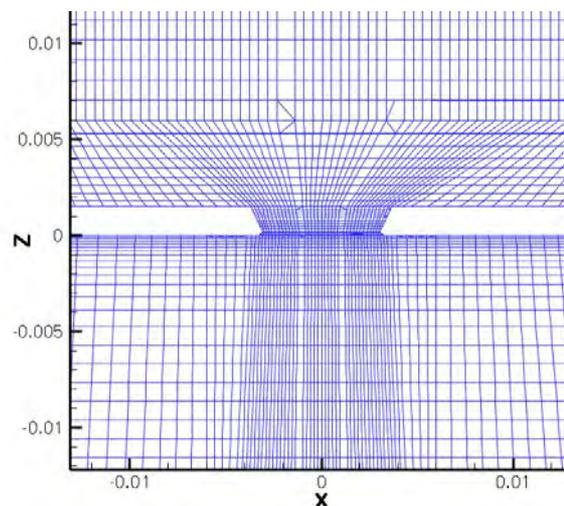


Figure III-24 : Coupe longitudinale du maillage MOLECULES

Le maillage compte environ 380 000 cellules. Les mailles sont resserrées en proximité de la paroi où y^+ vaut 5.

Pour l'écoulement principal, les profils de la vitesse longitudinale et de l'énergie cinétique turbulente issus des mesures LDA sont directement injectés sur la face d'entrée de l'écoulement principal. On retiendra pour référence une vitesse débitante U_0 de 25 m/s et une intensité de la turbulence en milieu de veine de 5%.

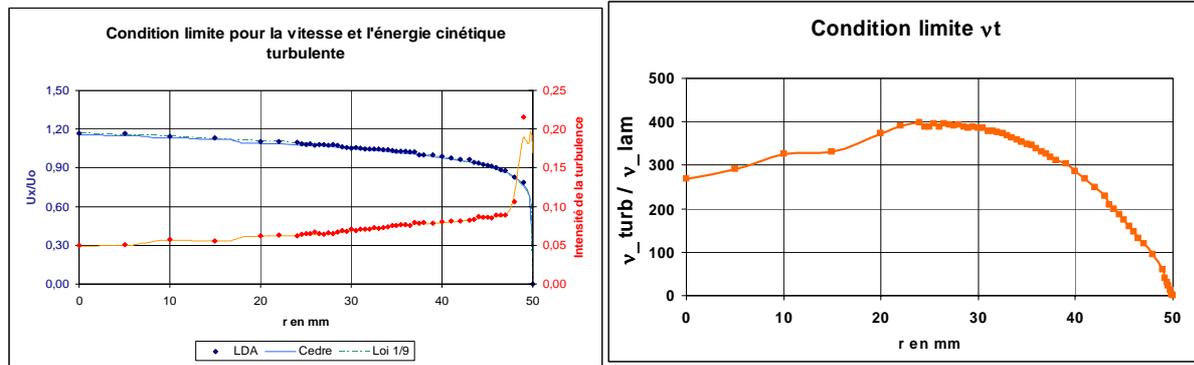


Figure III-25 : Conditions limites pour l'écoulement principal

Les modèles de turbulence choisis pour réaliser les calculs étant de type $k\epsilon$ ou kL , il est nécessaire d'injecter en entrée une distribution du taux de dissipation ou de longueur intégrale. La méthode utilisée pour obtenir une distribution de longueur intégrale est décrite ci-dessous. La distribution du taux de dissipation est ensuite déduite à l'aide de l'équation III-19 qui implique l'égalité de la distribution de la viscosité turbulente pour les deux modèles.

Nous savons qu'en écoulement établi : $\overline{u'v'} = \nu_t \frac{\partial U}{\partial r}$ avec : $\nu_t = C_\mu^{1/4} k^{1/2} L$. D'où :

$$L = \frac{-\overline{u'v'}}{\frac{\partial U}{\partial r} C_\mu^{1/4} k^{1/2}} \quad \text{Équation III-25}$$

Les distributions d'énergie turbulente et de gradient de vitesse sont obtenues grâce aux mesures de vitesses. Pour calculer le gradient de vitesse, la loi en $1/9^{\text{ième}}$ est dérivée et, pour rajouter des points près de la paroi, une loi logarithmique puis linéaire est utilisée. La distribution du tenseur croisé, en écoulement établi est donnée par l'équation suivante (Laufer [51]) :

$$\overline{u'v'} = \nu \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{r}{R} U^{*2} \quad \text{Équation III-26}$$

Le profil ainsi obtenu est de plus lissé par un polynôme de degré 6 (Figure III-26) avant d'être injecté comme condition limite dans le calcul. On note un bon accord avec la distribution proposée par Michel [68] obtenue pour les couches limites turbulentes à l'équilibre.

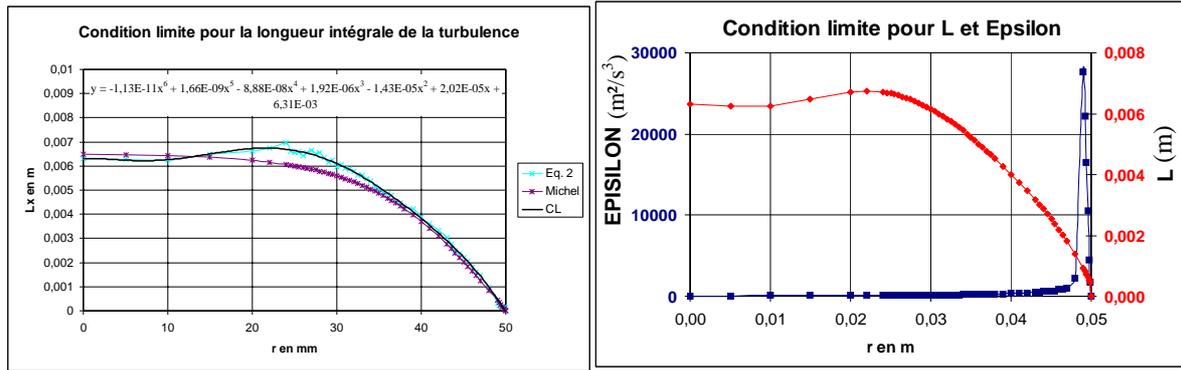


Figure III-26 : Condition limite pour L et ϵ

Pour la boîte de tranquillisation, les conditions limites sont réalisées par des champs uniformes sur la face d’entrée de la boîte de tranquillisation.

Une vitesse débitante est injectée normalement à la face d’entrée. Son module est choisi de façon à respecter une vitesse débitantes U_{jet} dans le jet. On calcule ainsi :

$$U_{jet} = 3,2.U_o = 80m / s$$

$$R_{surfaces} = \frac{S_{trou}}{S_{boite}} = \frac{29.10^{-6}}{1609.10^{-6}} = 18.10^{-3}$$

$$U_{CL_boite} = U_{jet} \times R_{surface} = 1,44m / s$$

Une vitesse de 1,44 m/s est donc injectée sur la face d’entrée de la boîte de tranquillisation. La pression est imposée en sortie à la valeur de la pression atmosphérique. En fin de calcul, le débit secondaire injecté est $Q_{jet} = 2,88 \times 10^{-3} kg / s$, le débit de l’écoulement principal est $Q_{axial} = 29,13 \times 10^{-3} kg / s$. Le rapport des débits vaut donc 0,1.

La valeur de l’énergie cinétique turbulente est estimée à 0,05 m²/s² ce qui représente une intensité de turbulence de 15%. La longueur intégrale est fixée à 1 mm (ou $\epsilon=1,84 m^2/s^3$) pour deux raisons. La première est que la boîte de tranquillisation réelle est munie d’une grille de turbulence dont les dimensions caractéristiques sont de l’ordre du millimètre. La deuxième est due à une volonté de limiter l’effet mémoire de la turbulence : en imposant une petite échelle de longueur, la condition limite perd son influence sur une petite distance.

III.2.4.2 Influence des méthodes d’intégration temporelle et des modèles de turbulence

Pour évaluer la performance de l’outil numérique, deux séries de tests sont réalisées. Dans un premier temps, l’influence de la méthode d’intégration temporelle est étudiée, d’abord sur les calculs RANS puis sur les calculs URANS. Dans un deuxième étape, une fois la méthode d’intégration temporelle choisie, les différents modèles de turbulence sont comparés. Le tableau suivant synthétise l’ensemble des calculs ou tests effectués :

Intégration temporelle		RANS		URANS	
Schéma	dt (s)	Kε	KL	Kε	KL
Implicite ordre 1	5x10 ⁻⁵	0,08s 21h	0,08s 24h	0,2s 88h	—
	10 ⁻⁵	—	—	0,07s 160h	0,07s 100h
Implicite ordre 2	10 ⁻⁵	0,04s 96h	0,04s 98h	0,08s 384h	0,08s 200h
Explicite ordre 2	10 ⁻⁷	—	—	0,0025s 80h	—

Influence de la méthode d'intégration temporelle
Influence du modèle
 Temps physique
 Temps CPU

Tableau III-13 : Temps physiques et temps CPU des calculs envisagés

Pour comparer les résultats obtenus, des profils sont tracés à 2d, 5d ou 10d en aval de l'orifice d'injection et pour des positions angulaires θ définies sur la figure suivante :

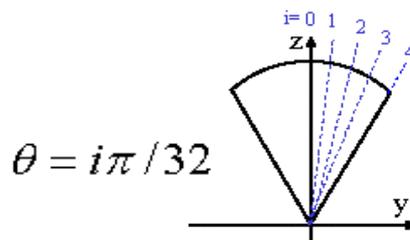


Figure III-27 : Position des profils dans une section droite

III.2.4.2.1 Influence de la méthode d'intégration temporelle

Sur les calculs RANS, deux schémas d'intégration temporelle ont été testés. Les calculs ont été menés dans un premier temps avec un schéma implicite d'ordre 1 qui utilise une méthode de réduction de gradients de type GMRES. Ensuite un schéma Runge-Kutta implicite, d'ordre 2, a été testé. Les résultats présentés sur la figure suivante montrent des profils de vitesses et d'énergie cinétique turbulente pratiquement identiques pour les deux schémas testés.

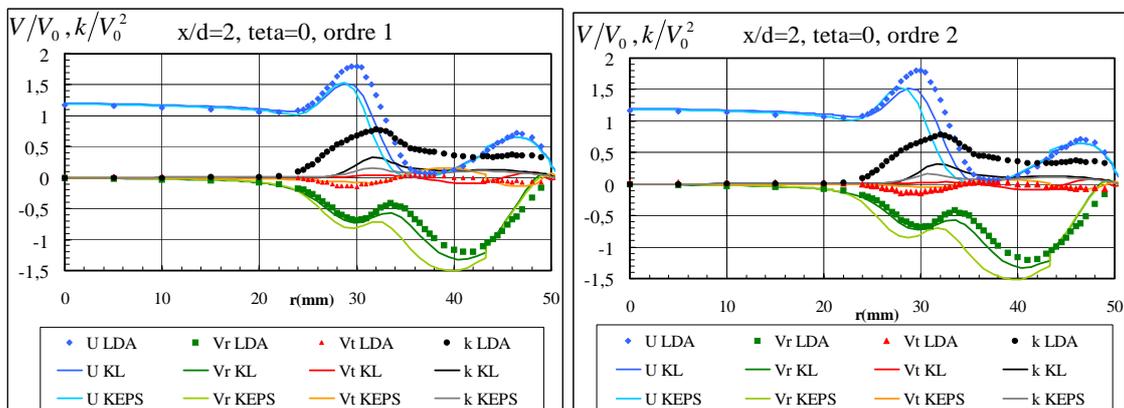


Figure III-28 : Influence du schéma temporel en RANS

Pour les calculs URANS, le pas de temps a fait l'objet d'une première étude, le schéma d'intégration temporelle choisi étant celui à ordre 1. Deux pas de temps de 5×10^{-5} secondes puis de 10^{-5} secondes ont été employés. Les résultats obtenus avec le modèle Semi-Déterministe en $k\epsilon$ sont reportés sur la figure suivante. On observe que la réduction du pas de temps augmente significativement la qualité des résultats.

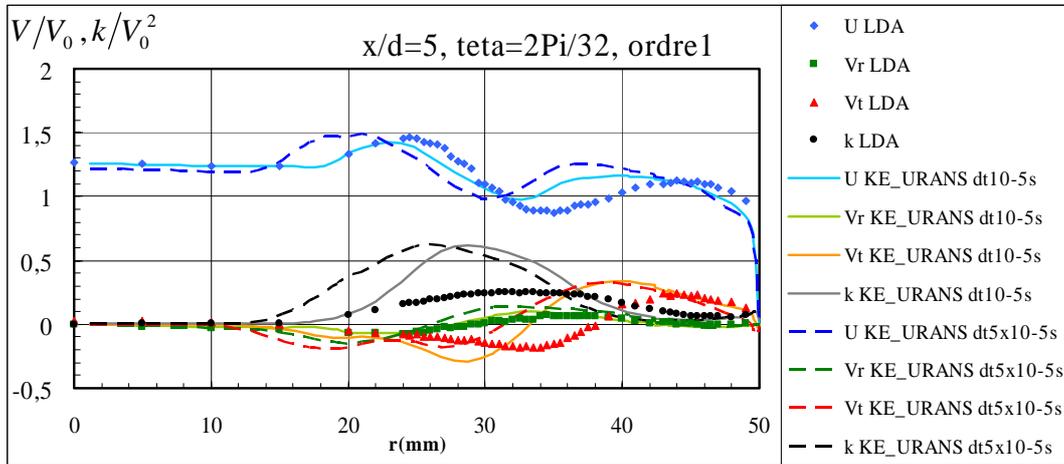


Figure III-29 : Influence du pas de temps en URANS (Schéma implicite d'ordre 1)

Dans la suite de l'étude, le pas de temps est donc fixé à 10^{-5} secondes. Les calculs ont été repris avec le schéma implicite d'ordre 2. Les résultats moyens reportés sur la figure suivante montrent une légère amélioration des prévisions.

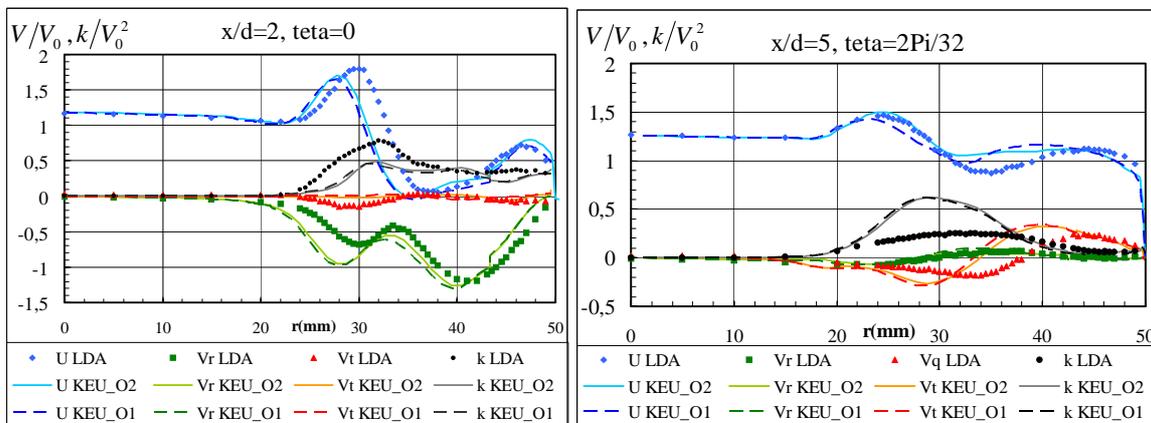


Figure III-30 : Influence du schéma temporel sur les valeurs moyenne en URANS (Implicite, $dt=10^{-5}$ s)

En complément de ces calculs, un test sur 25 000 itérations (soit $2,5 \times 10^{-3}$ secondes de temps physique) a été effectué avec un schéma explicite Runge-Kutta à l'ordre 2. Le comportement instationnaire peut être observé sur les champs de concentration instantanés obtenus avec les schémas implicites (ordre 1 et 2) et explicite sur la Figure III-31. L'augmentation de la précision du schéma s'accompagne d'une génération de structures de plus en plus petites et de plus en plus nombreuses dans toute la zone de sillage. Le schéma explicite permettant une meilleure résolution temporelle, la diffusion numérique est réduite et la solution obtenue est considérée comme la plus proche de l'expérience. On observe cependant que, très localement, les structures de la couche cisailée amont du jet disparaissent lorsqu'un schéma explicite est

employé. Ce point sera discuté ultérieurement dans le paragraphe consacré à l'analyse fréquentielle.

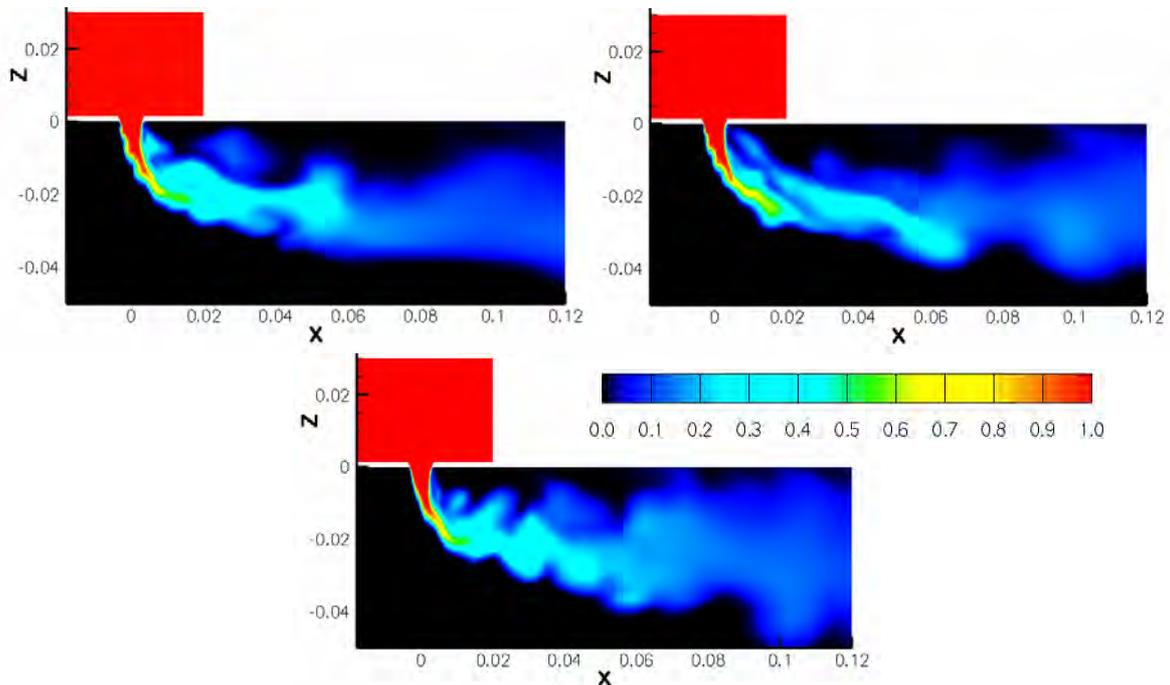


Figure III-31 : Influence de la méthode d'intégration temporelle sur les champs de concentration instantanés (scalaire passif)
En haut : calculs implicites avec $dt=10^{-5}$ s (ordre 1 à gauche ; ordre 2 à droite)
En bas calcul explicite à l'ordre 2 avec $dt=10^{-7}$ s.

La solution la plus convergée temporellement est donc celle obtenue avec le schéma explicite. Toutefois, avec un tel schéma, le pas de temps doit impérativement être réduit à 10^{-7} secondes. En conséquence, pour obtenir un temps physique suffisamment long permettant d'aboutir à une moyenne et une analyse fréquentielle convergées, le temps de calcul CPU est estimé à 2500 heures. Ce temps de calcul a été jugé trop coûteux pour cette étude. Le schéma implicite d'ordre 2 est donc celui qui a été retenu pour la suite des travaux.

Pour analyser de façon plus quantitative le comportement instationnaire, deux sondes ont été placées dans l'écoulement aux mêmes positions que celles choisies par Gajan *et al.* [29] pour réaliser des mesures par fil chaud. La Figure III-32 montre leur position : une sonde est située dans la couche cisailée amont du jet, l'autre est placée dans le sillage. Les nombre CFL obtenus sur ces deux sondes sont donnés dans le Tableau III-14 pour les différents pas de temps testés. Les nombres CFL advectif sont tous inférieurs à l'unité, ce qui assure que la distance parcourue par l'écoulement en un pas de temps est inférieure à la taille de la cellule. L'utilisation d'un schéma implicite permet de réaliser des calculs avec des nombres CFL supérieurs à l'unité. Dans la présente étude, ils varient de 20 à 2 ou de 9 à 0,9 lorsque le pas de temps diminue. La diminution du nombre CFL vers l'unité entraîne une augmentation de la précision du schéma temporel et l'intégration en temps se rapproche alors du cas explicite. Pour les tests réalisés avec un schéma temporel explicite ($dt=10^{-7}$ secondes), les nombres CFL acoustiques sont corrects : en une itération, le front de l'onde acoustique parcourt une distance inférieure à la taille de la maille.

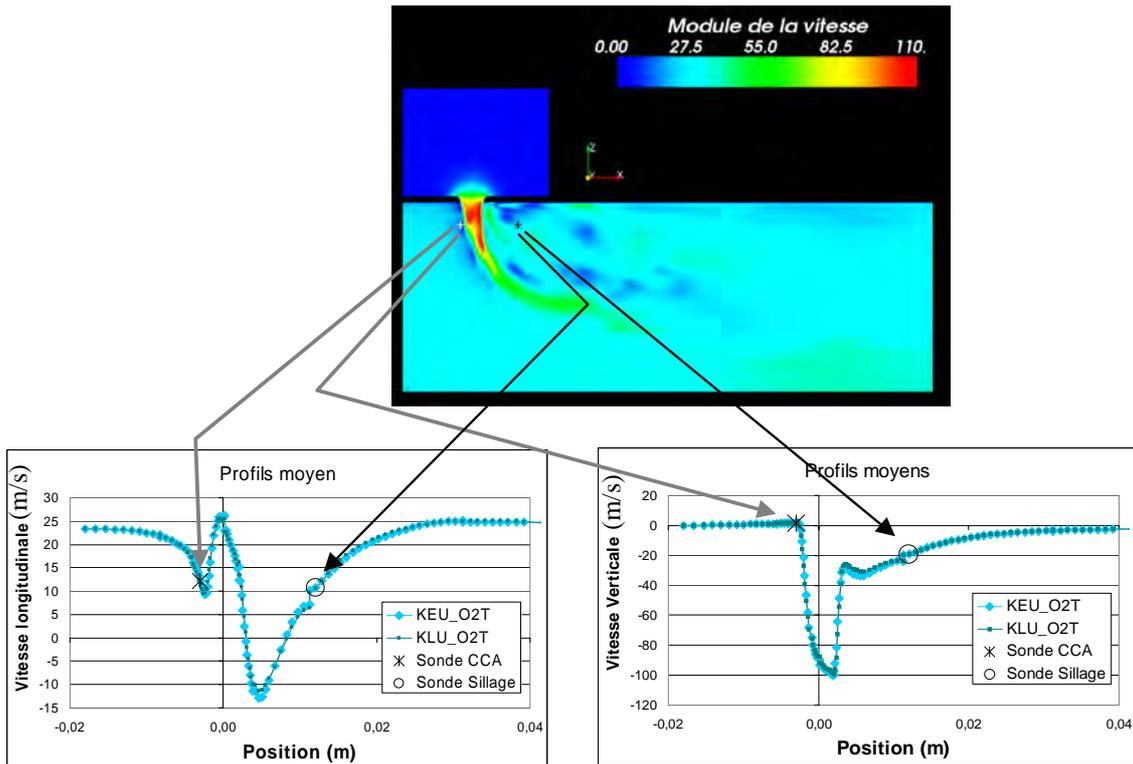


Figure III-32 : Position des sondes sur un champ instantané (en haut) et sur deux profils moyens (en bas)

	Pas de temps (s)	CFL acoustique	CFL advectif
Sonde de la couche cisailée amont	10^{-5}	20	0,7
	5×10^{-6}	10	0,35
	10^{-6}	2	0,07
	10^{-7}	0,2	0,007
Sonde du sillage	10^{-5}	9	0,6
	5×10^{-6}	4,5	0,3
	10^{-6}	0,9	0,06
	10^{-7}	0,09	0,006

Tableau III-14 : Pas de temps et nombres CFL

Les signaux temporels obtenus sont reportés sur la Figure III-33. Dans la couche cisailée on observe, pour les calculs utilisant un schéma implicite, un signal pseudo-périodique témoignant du passage régulier des structures. Avec le schéma explicite, l'évolution temporelle est pratiquement nulle, conformément à l'observation effectuée sur les champs de concentration instantanés de la Figure III-31. Dans le sillage, des signaux plus chaotiques sont obtenus, quel que soit le schéma temporel.

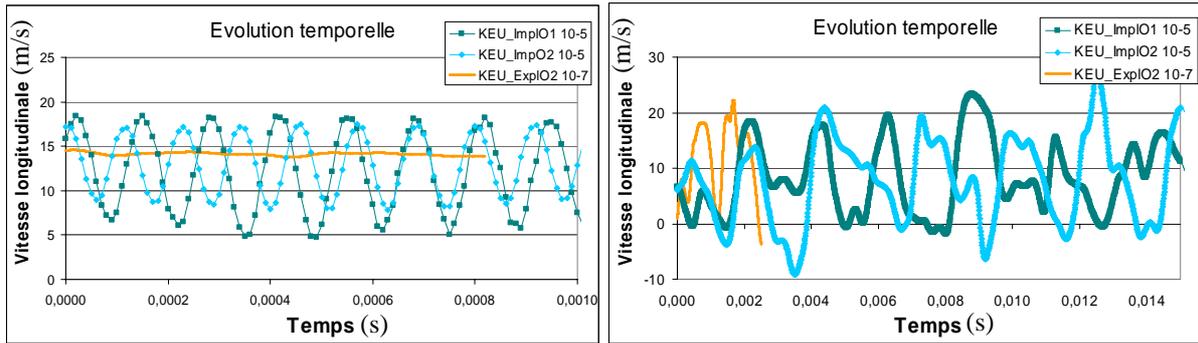


Figure III-33 : signaux enregistrés par la sonde placée dans la couche cisailée amont (à gauche) et par celle placée de la sillage (à droite)

Une transformée de Fourier est appliquée à ces signaux pour obtenir les spectres d'énergie. Dans la couche cisailée, on observe sur la Figure III-34 une très grande influence du schéma temporel.

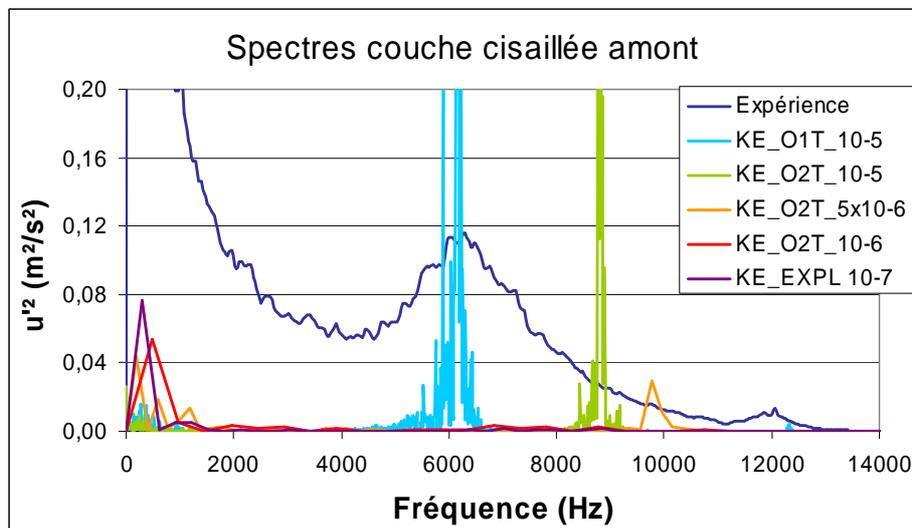


Figure III-34 : Influence du schéma temporel sur les fréquences de la couche cisailée amont

Pour les calculs dotés d'un schéma implicite et d'un pas de temps de 10^{-5} secondes, un pic très marqué apparaît. Il correspond au caractère déterministe du signal observé sur la Figure III-33. L'énergie cohérente associée aux structures et donc calculée par les équations de Navier-Stokes tandis que la turbulence de fond, que l'on observe sur le spectre expérimental, est modélisée par la fermeture non-linéaire. Si un pic très marqué est obtenu avec les deux schémas implicites à l'ordre 1 et à l'ordre 2, l'augmentation de l'ordre entraîne une augmentation significative de la fréquence de pic. La dispersion observée semble indiquer que la résolution temporelle n'est pas convergée. Étant donné que les fréquences calculées sont relativement importantes, une période ne comprend que 15 à 20 pas de temps. Des tests dans lesquels le pas de temps est réduit sont donc entrepris. En le divisant par deux, la fréquence de pic augmente et son amplitude est fortement réduite. En divisant le pas de temps par dix, les hautes fréquences sont totalement amorties. Un dernier test est effectué avec le schéma temporel explicite Runge-Kutta à l'ordre 2. Le résultat alors obtenu est similaire à celui donné par le schéma implicite à ordre 2 avec le plus petit pas de temps testé. Nous obtenons donc une certaine cohérence des résultats numériques, puisque l'augmentation de la précision de l'intégration temporelle converge vers une solution unique. Mais cette solution ne tend pas

vers le résultat expérimental, puisqu'une fréquence dominante est observée vers 6000 Hz à partir des mesures à fil chaud. Il est paradoxal que la réponse en fréquence la plus proche de l'expérience est obtenue avec un schéma au premier ordre et un CFL acoustique ou advectif de 20 ou 0,7 respectivement alors que la fréquence est différente pour des schémas d'ordre plus élevé ou des CFL plus petits (jusqu'à 0,2 en acoustique et 0,007 en advectif). Le maillage est peut-être la cause de cet écart. En effet, l'augmentation de la précision de l'intégration temporelle diminue la diffusion numérique, si bien que l'épaisseur de la couche cisailée amont s'en trouve réduite, comme le montre la Figure III-35. Or la taille et la fréquence des structures dépendent justement de l'épaisseur de cisaillement. La réduction de la taille des structures ne permet peut être plus au maillage de les capter. Nous préconisons donc, dans une étude future, de raffiner le maillage et d'observer l'influence du raffinement sur les fréquences obtenues.

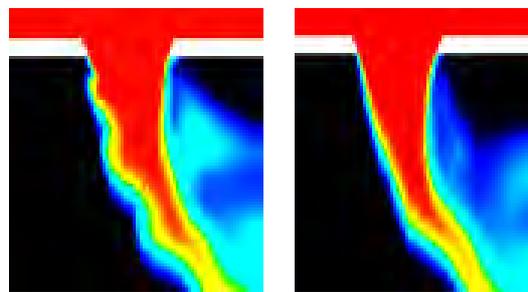


Figure III-35 : Champs de concentration instantanés. Zoom sur la couche cisailée amont. A gauche calcul implicite à l'ordre 1 ; A droite calcul explicite à l'ordre 2.

Dans le sillage, les mouvements sont de plus grande taille et sont captés quel que soit le schéma d'intégration temporelle. Les mouvements étant bien plus lents que dans la couche cisailée, le pas de temps fixé à 10^{-5} secondes permet une bonne résolution en temps. Toutefois, pour obtenir un spectre convergé, un temps de calcul très important est nécessaire. Dans cette étude, ce temps est de 0,12 secondes, ce qui correspond à 60 périodes à 500 Hz. Les spectres obtenus ne sont donc pas parfaitement convergés. Ils mettent néanmoins en évidence des mouvements à basse fréquence autour de 500 Hz. Cette fréquence est du même ordre que celle obtenue expérimentalement par mesure avec un fil chaud.

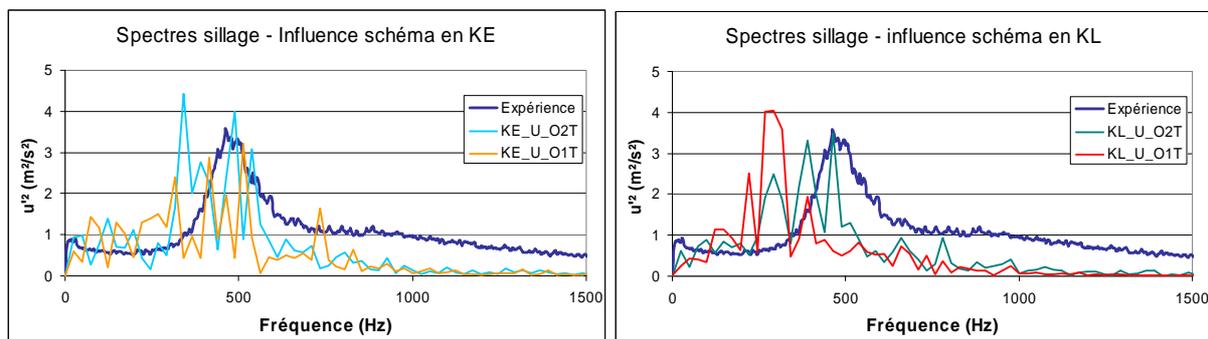


Figure III-36 : Influence du schéma d'intégration temporelle sur les fréquences du sillage
O1T : Implicite ordre 1. O2T : Implicite ordre 2.

D'après ces tests, le modèle Semi-Déterministe est donc bien adapté pour capturer les phénomènes instationnaires à basse fréquence dans le sillage du jet. Or le phénomène obtenu à l'aval du jet est beaucoup plus important pour la structure globale de l'écoulement que celui

qui se produit en amont. En effet, en amont les phénomènes instationnaires se développent dans une zone de taille très réduite tandis qu'en aval ils influencent la totalité du jet.

III.2.4.2.2 Influence du modèle de turbulence

Les quatre modèles de turbulence sont maintenant mis en comparaison. Par rapport aux mesures LDA, les modèles standard prévoient une zone de sillage trop importante (Figure III-37). Le jet n'est pas seulement positionné en dessous du sillage comme on l'observe sur les résultats des mesures, mais il entoure la zone de sillage. Les modèles standard ne sont donc pas assez diffusifs dans les zones latérales au jet. Cette faiblesse a déjà été relevée par Acharya et exposé dans la bibliographie au paragraphe II.5.2.1. Les modèles Semi-Déterministes améliorent ce problème, et les résultats obtenus, sans être parfaits, sont en meilleur accord avec les mesures : la zone de sillage diminue et le jet est positionné en dessous de celle-ci. En $x=5d$, la zone de sillage est cependant positionnée trop loin de la paroi.

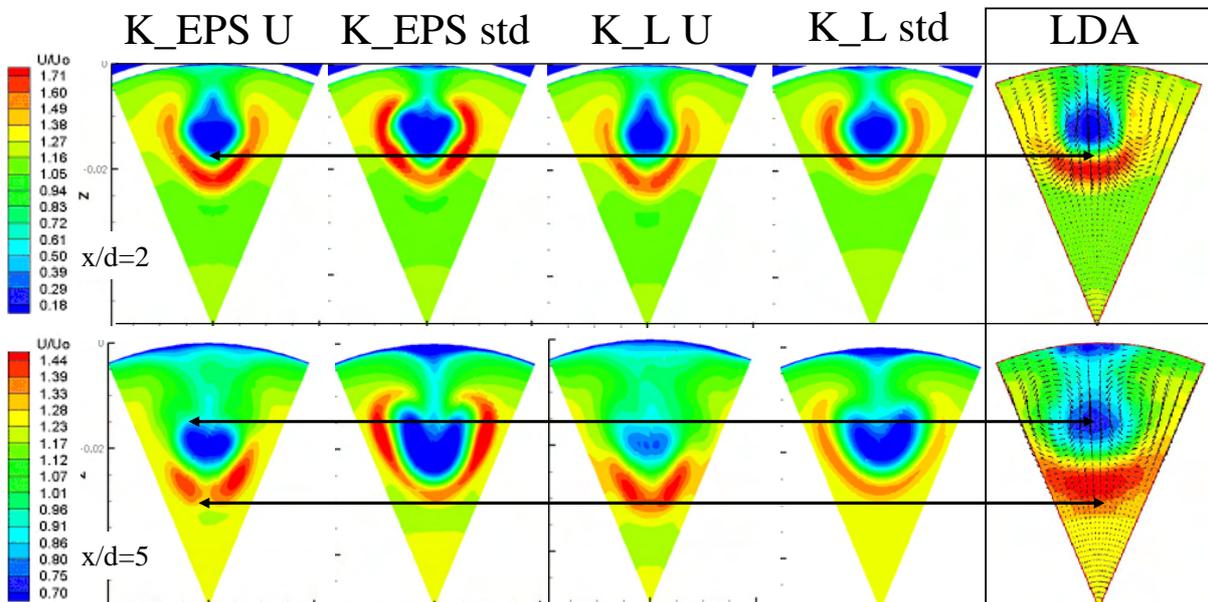


Figure III-37 : Isocontours de vitesse longitudinale pour les mesures LDA, les modèles standards (KL_std et KEPS_std) et les modèles Semi-Déterministes (KL_U et KEPS_U)

On constate sur les profils de la Figure III-38 et de la Figure III-39 ou encore sur les champs de la Figure III-40 que l'énergie cinétique turbulente calculée par les modèles Semi-Déterministes est bien plus importante que celle calculée par les modèles standards et en meilleur accord avec les mesures LDA. Il faut noter que pour les calculs instationnaires, l'énergie tracée correspond à la somme de l'énergie turbulente modélisée et des fluctuations de vitesse au cours du temps (mouvement cohérent). Or si les mesures LDA prennent effectivement en compte les mouvements cohérents, tels que les battements du jet, les modèles de turbulence de type RANS en sont incapables. En effet ces fluctuations à grandes échelles ne correspondent pas à de la turbulence au sens de Boussinesq. Or cette vision d'une turbulence générée par les gradients moyens de vitesse est l'hypothèse fondamentale des modèles RANS.

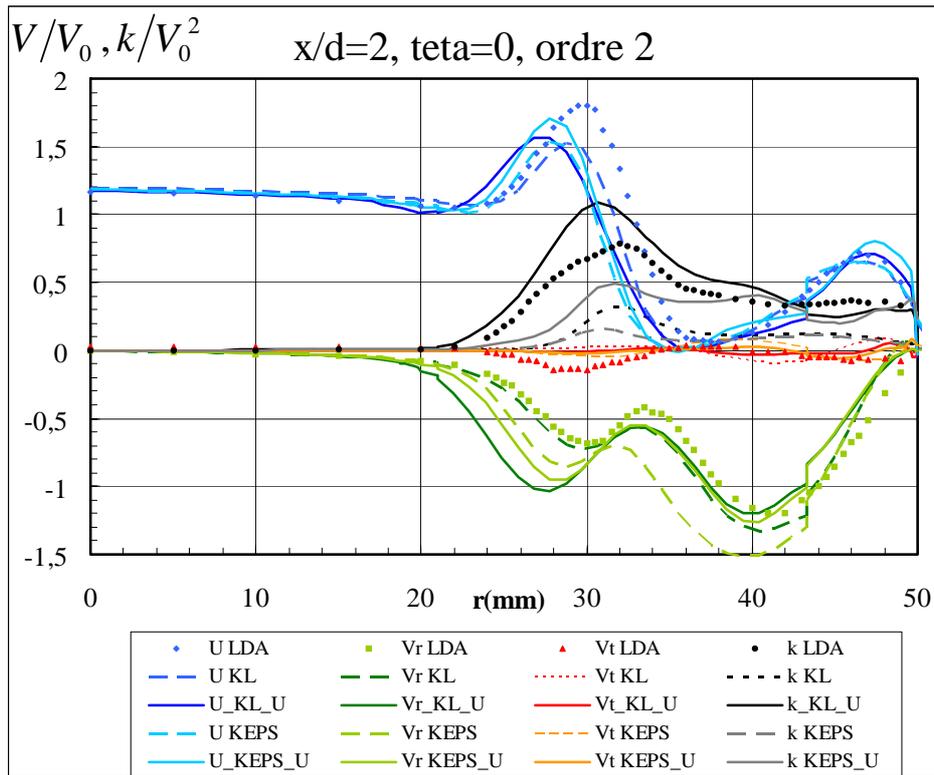


Figure III-38 : Profils de vitesse longitudinale (U), de vitesse radiale (Vr) de vitesse tangentielle (Vt) et d'énergie cinétique turbulente (k) pour les mesures LDA, les modèles standards (KL et KEPS) et les modèles Semi-Déterministes (KL_U et KEPS_U)

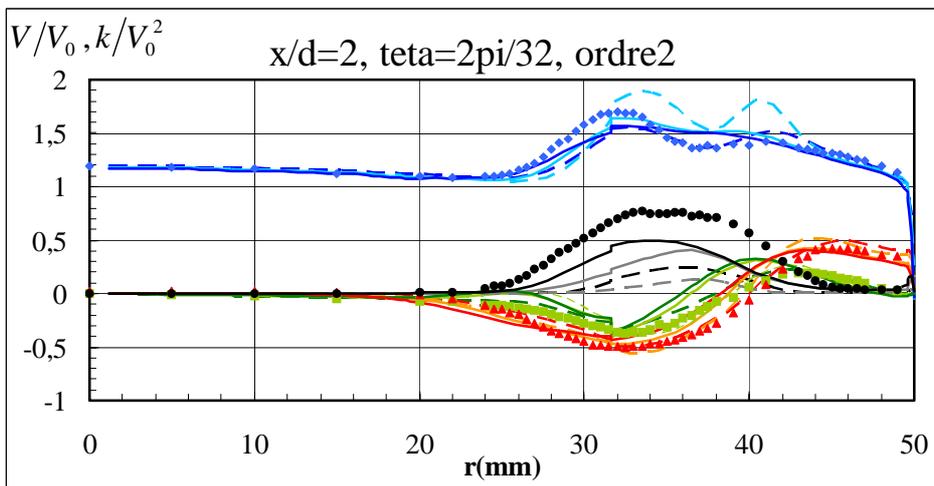


Figure III-39 : Profils de vitesse longitudinale, de vitesse radiale de vitesse tangentielle et d'énergie cinétique turbulente pour les mesures LDA, les modèles standards et les modèles Semi-Déterministes. Même légende que la Figure III-38.

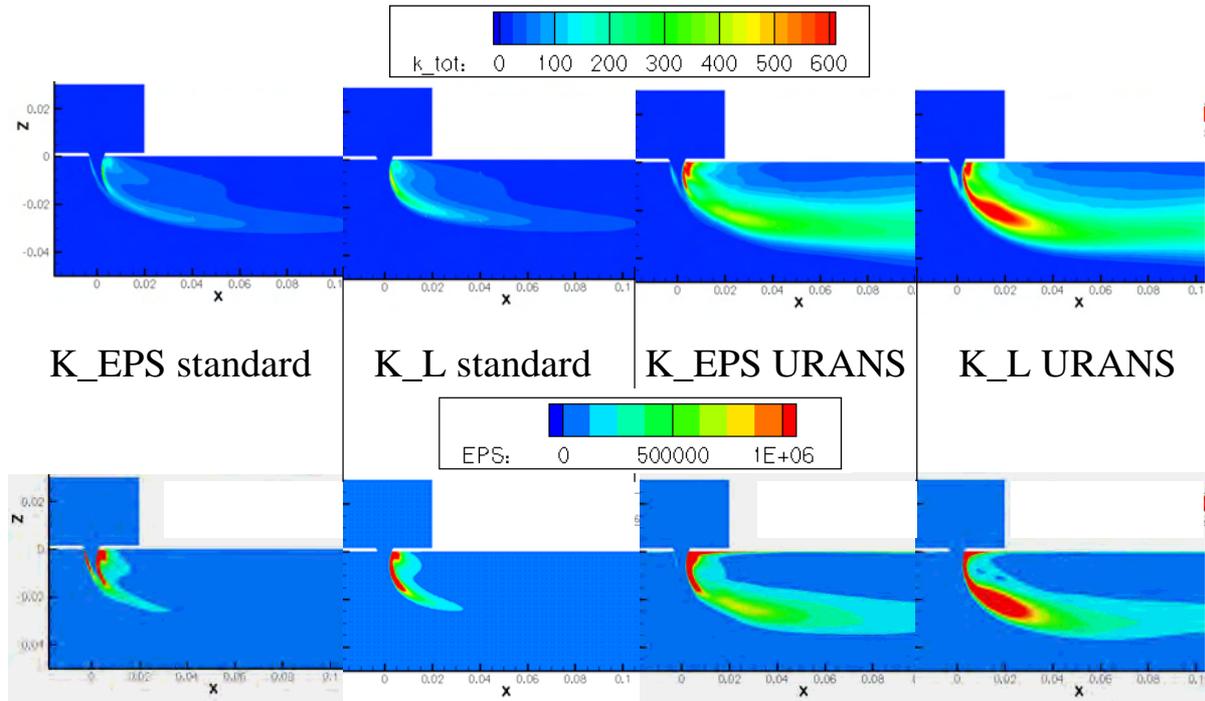


Figure III-40 : Énergie cinétique turbulente et taux de dissipation (axes en mètres)

L'augmentation de l'énergie cinétique turbulente s'accompagne d'une augmentation du taux de dissipation dans les calculs instationnaires, comme indiqué sur la Figure III-40. Notons que dans le cas des calculs kL, le taux de dissipation est déduit de l'échelle et de l'énergie turbulente grâce à l'équation III-19. Pour comparer le caractère diffusif des quatre modèles, la viscosité turbulente est calculée par l'équation suivante :

$$\mu_t = C_\mu \bar{\rho} \frac{\tilde{k}^2}{\tilde{\epsilon}} = C_\mu^{1/4} \bar{\rho} \tilde{k}^{1/2} L$$

Dans les modèles standard, C_μ est une constante fixée à 0,09. Cette valeur est déterminée dans le cas d'une couche limite turbulente bidimensionnelle. Les spécificités de ce calage posent la question de l'universalité de la valeur obtenue. Cette question a été examinée par Cazalbou et Bradshaw [16] qui ont conclu une large dépendance au type d'écoulement. Les valeurs avancées par ces auteurs sont comprises entre 0,03 et 0,6. Ils ont également dégagé une influence significative du nombre de Reynolds, dont l'augmentation se traduit par une décroissance de C_μ . Leurs estimations conduisent, dans la limite $Re_\tau \rightarrow \infty$ à des valeurs de 0,05 et 0,065 pour la couche limite et le canal plan respectivement. Dans les modèles Semi-Déterministes, C_μ est un scalaire calculé par l'équation III-16. Les valeurs obtenues sur le jet transverse (Figure III-41) sont comprises entre 0,005 et 0,4 dans la zone cisailée amont et le sillage respectivement.

La conjugaison de l'énergie cinétique, du taux de dissipation et du paramètre C_μ induit une distribution de la viscosité turbulente qui augmente ou diminue par rapport aux calculs stationnaires (Figure III-42). Notons que pour les calculs URANS de la viscosité turbulente, l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation utilisés correspondent à la partie modélisée du mouvement fluctuant. Dans la zone de jet où se développent des phénomènes déterministes, la viscosité diminue. Par contre, dans le sillage où les phénomènes sont beaucoup plus aléatoires, la viscosité augmente.

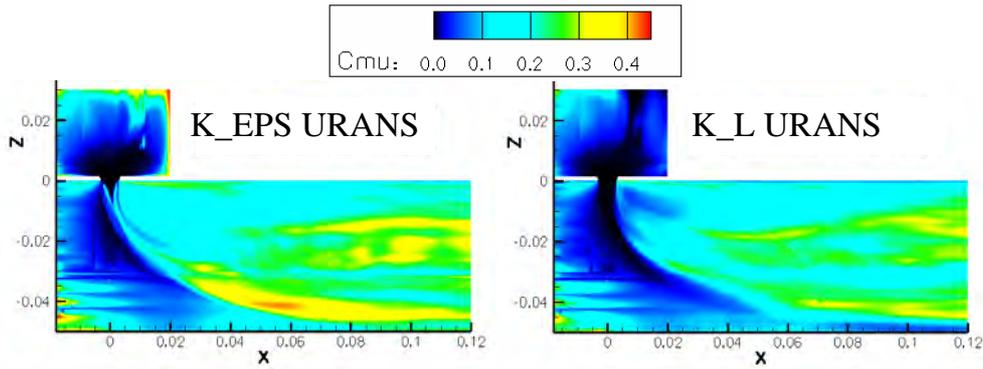


Figure III-41 : C_μ calculés par les modèles Semi-Déterministes (axes en mètres)

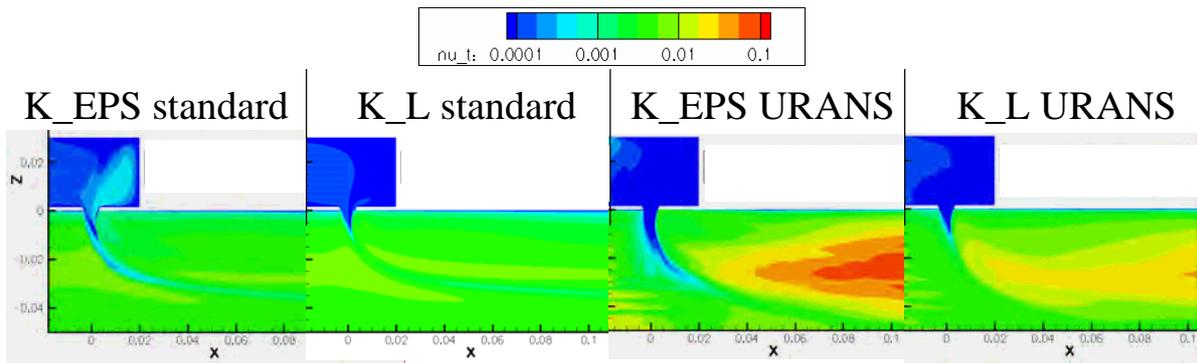


Figure III-42 : Viscosité turbulente (axes en mètres)

La différence du comportement diffusif entre les modèles standard et les modèles Semi-Déterministes s'observe également de façon très claire sur les champs de concentration ci-dessous. L'approche URANS améliore significativement la prévision du mélange. Rappelons que dans les applications de refroidissement par multiperforation le mélange, et par conséquent la température, sont des éléments déterminants pour le dimensionnement et la durée de vie des pièces.

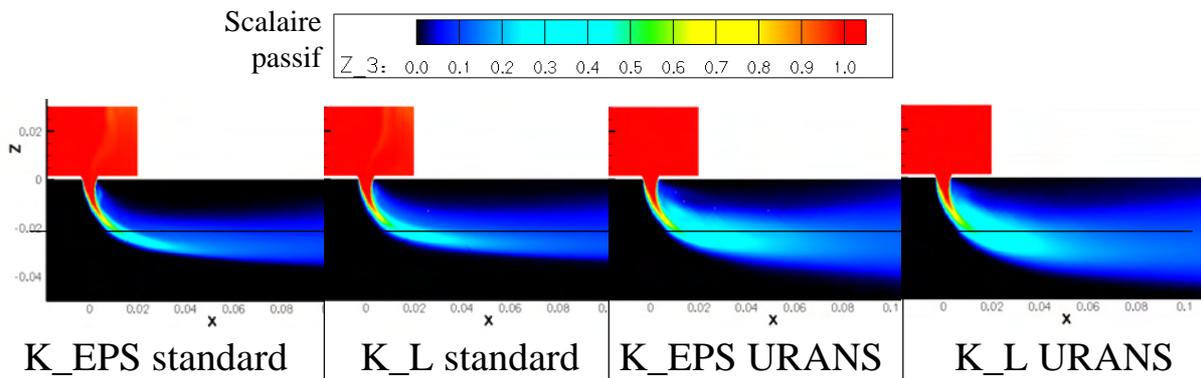


Figure III-43 : Champs de concentration longitudinaux obtenus par simulations numériques

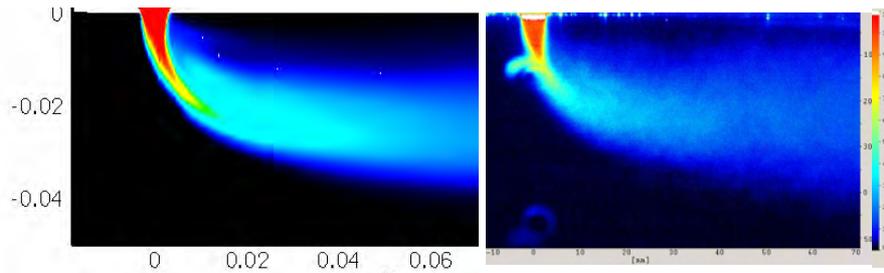


Figure III-44 : Comparaison champ de concentration longitudinal.
A gauche : calcul KEPS URANS. A droite : mesure PLIF

Comme précédemment lors de l'étude de l'influence du schéma temporel, il est possible d'étudier l'influence des modèles de turbulence Semi-Déterministe $k\epsilon$ et kL sur le comportement instationnaire de l'écoulement. Leur influence sur les aspects instationnaires est étudiée grâce à la sonde placée dans le sillage et décrite sur la Figure III-32. Les basses fréquences sont retrouvées qualitativement par les modèles Semi-Déterministes en $k\epsilon$ et kL . Avec un schéma implicite d'ordre 2, les spectres tracés sur la Figure III-45 ne montrent pas de différences importantes.

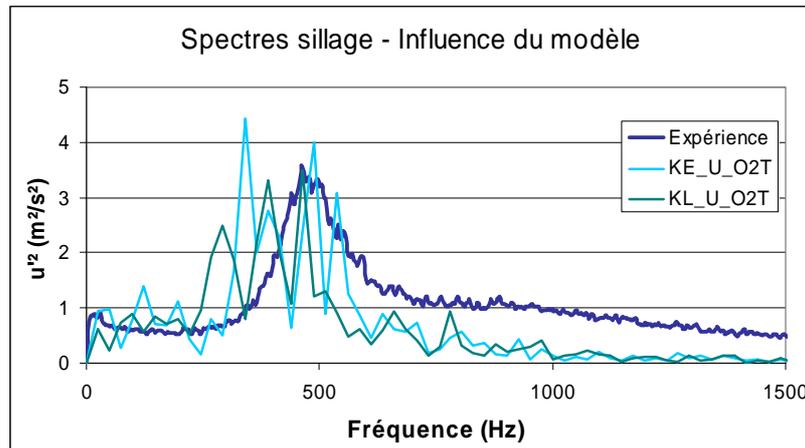


Figure III-45 : Influence du modèle de turbulence sur les spectres du sillage

La comparaison des modèles Semi-Déterministes $k\epsilon$ et kL ne met pas en évidence de différences fondamentales. Les comportements sont voisins. La principale différence apparaît au niveau de la zone de déviation maximale du jet où la viscosité turbulente du modèle kL est plus importante. La conséquence sur les vitesses et les concentrations n'est pas de premier ordre. Par contre, un écart très important entre ces deux modèles apparaît au niveau du temps de restitution du calcul. Comme indiqué dans le Tableau III-13 le modèle Semi-Déterministe kL est bien plus rapide que la version $k\epsilon$. Ce gain de temps est dû au schéma d'intégration temporelle qui fait environ deux fois moins d'itérations internes à chaque pas de temps pour la même réduction demandée. En d'autres termes, ce modèle converge plus vite. Il sera donc choisi pour la suite des travaux.

III.2.5 Configuration numérique utilisée pour un jet en rotation

Du point de vue numérique, l'objectif du projet est de calculer le banc à échelle 12,5 avec une approche URANS. Toutefois, dans une première étape, le cas d'un jet isolé en rotation ($\alpha=30^\circ$, $\beta=90^\circ$) est considéré. Ce cas d'étude présente déjà en soit un intérêt

académique puisque les données recueillies lors de l'étude bibliographique sur une telle configuration présentent des manques importants. L'objectif de cette étude est donc de décrire les champs moyens et instationnaires ainsi que de qualifier la turbulence. De plus, ce cas d'étude moins coûteux en temps et ressources informatiques permet d'envisager une étude de sensibilité au maillage. Une fois qu'un raffinement satisfaisant sera déterminé, des études sur une rangée, puis sur la plaque entière pourront être entreprises.

III.2.5.1 Domaine de calcul

La Figure III-46 présente le domaine de calcul utilisé pour réaliser un calcul complet autour d'un orifice d'injection en rotation.

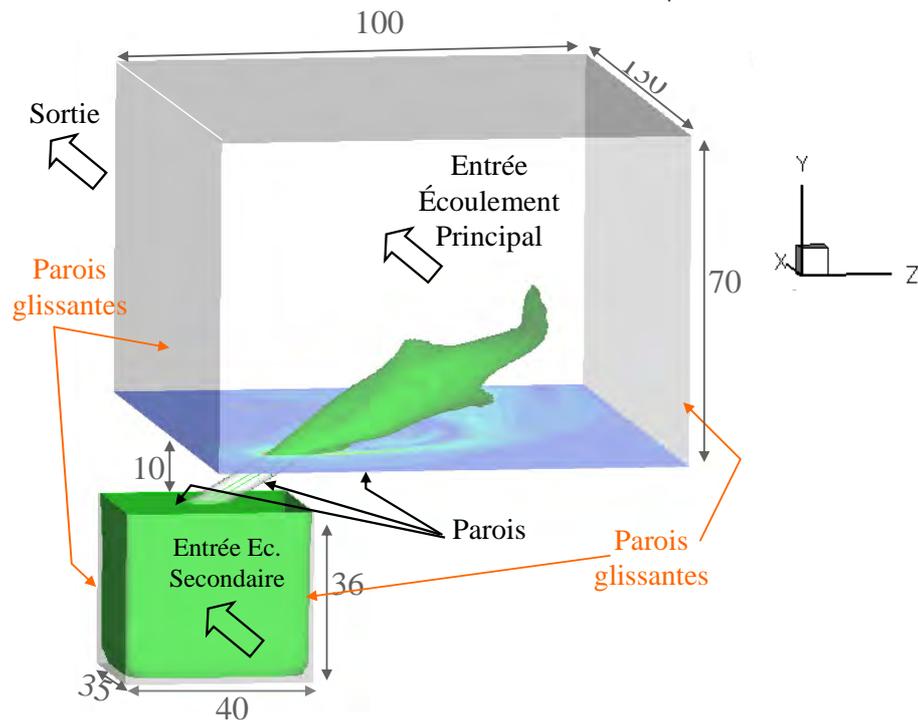


Figure III-46 : Domaine de calcul d'un jet en rotation

Les veines principales et secondaires sont prises en compte et reliées par un orifice cylindrique. Pour limiter le domaine de calcul, des parois glissantes ou conditions limites de symétrie sont appliquées sur les faces latérales de ces veines ainsi que sur la face supérieure, respectivement inférieure, de la veine du haut, respectivement du bas. Un orifice d'injection fait passer de l'air de la veine du bas vers la veine du haut. Cet orifice est orienté à 30 degrés par rapport à la paroi (angle α) et à 90 degrés par rapport à la direction de l'écoulement principal (angle β).

III.2.5.2 Conditions limites

Sur la veine principale, la vitesse est imposée par le profil de Blasius représenté sur la Figure III-47. L'épaisseur de cette couche limite est déterminée en considérant un écoulement se développant au dessus d'une plaque plane sans incidence. Pour notre configuration, l'origine de cette plaque est prise à la sortie du convergent. Ce profil peut être comparé aux mesures PIV obtenues sur le banc ONERA à 21,5 mm en amont des perforations dans des conditions de soufflage nul. Notons qu'en PIV 3 composantes, l'obtention de valeurs en

proximité de la paroi est délicate à cause des réflexions en paroi. De plus les forts gradients en paroi sont difficilement capturés par le maillage de mesure. Malgré ces difficultés, le profil expérimental obtenu est cependant en bon accord avec une loi de Blasius. Ces résultats devront être confirmés par les futures mesures LDA.

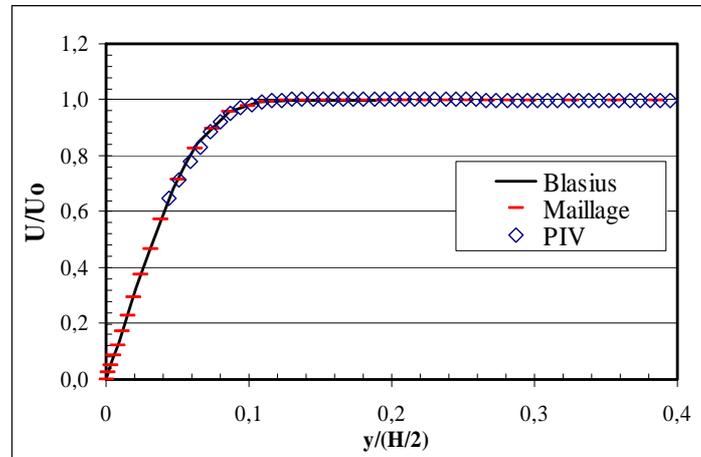


Figure III-47 : Profils de vitesse de l'écoulement principal

Les valeurs aux noeuds du maillage sont également représentées. Le maillage est raffiné en proximité de la paroi pour obtenir une distance normalisée y^+ qui vaut 1. La vitesse de frottement calculée est $u^* = 0,118$ m/s. La vitesse débitante obtenue avec ce profil est de 3,92 m/s. Pour la condition limite, l'intensité de la turbulence est fixée à 1%, ce qui entraîne une énergie cinétique turbulente $k=1,6 \times 10^{-3}$ m²/s². La viscosité turbulente est égale à la viscosité moléculaire. La longueur intégrale ou le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente basés sur cette viscosité valent respectivement 0,7 mm ou 0,0154 m²/s³. En sortie la pression est fixée à une atmosphère.

Pour la veine du bas, des conditions d'entrée uniforme sont imposées pour générer l'écoulement secondaire. La vitesse imposée sur la face d'entrée est déterminée pour générer une vitesse débitante dans l'orifice de 34,5 ms. L'intensité de la turbulence est fixée à 6% et la viscosité turbulente est égale à la viscosité moléculaire. En conséquence, l'énergie cinétique turbulente vaut 10⁻³ m²/s² et la longueur intégrale ou le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente valent respectivement 1 mm ou 6x10⁻³ m²/s³.

III.2.5.3 Étude de la convergence en maillage

III.2.5.3.1 Définition des maillages utilisés

La Figure III-49 montre la topologie des maillages utilisés. Le maillage est d'abord défini à l'aide de quadrangles sur les parois non glissantes, comme illustré par la Figure III-48. Puis ces maillages bidimensionnels sont dupliqués dans des plans parallèles pour remplir les deux veines et la perforation. Cette technique présente l'avantage de permettre une bonne description des couches limites puisque la distance des cellules par rapport aux parois est maîtrisée. De plus, le maillage généré est exclusivement constitué d'hexaèdres, ce qui permet une bonne prise en compte des gradients (le recours à des limiteurs n'est pas nécessaire).

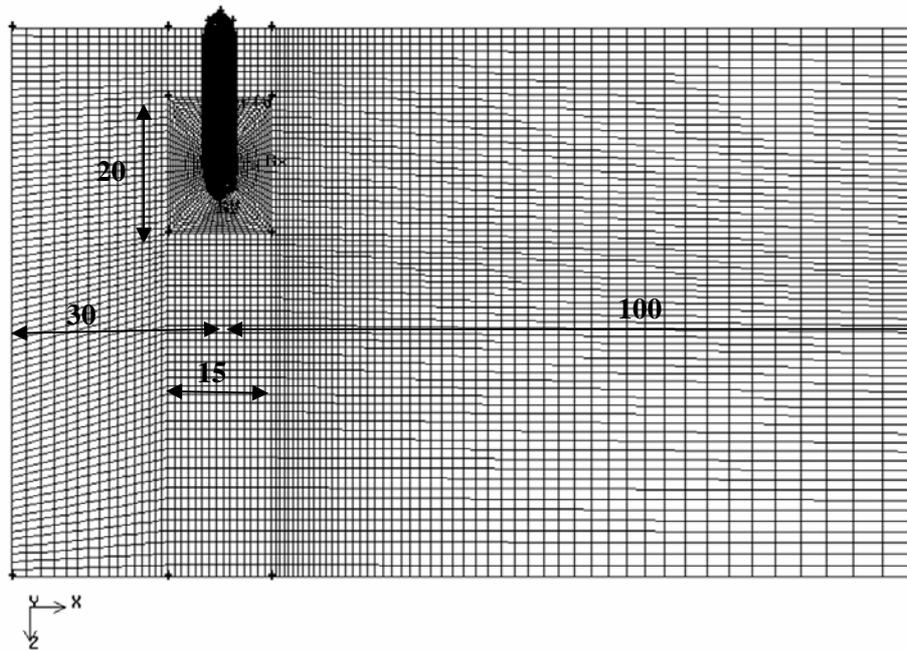


Figure III-48 : Maillage de la paroi de la veine principale - maillage intermédiaire (distances en mm)

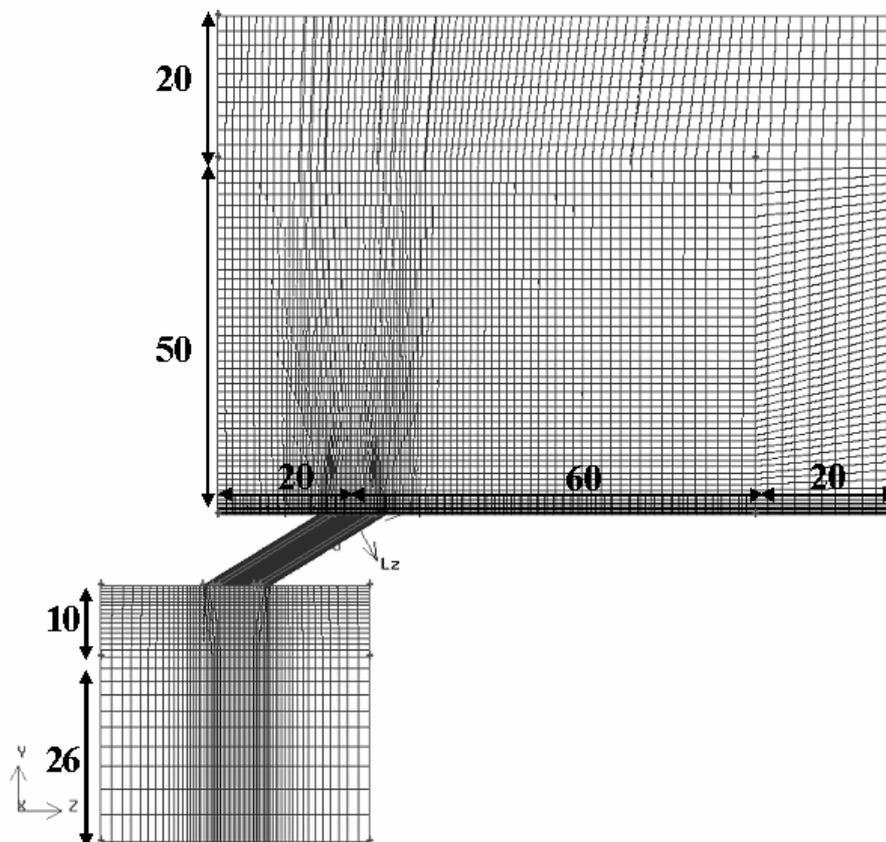


Figure III-49 : Coupe transversale - maillage intermédiaire (distances en mm)

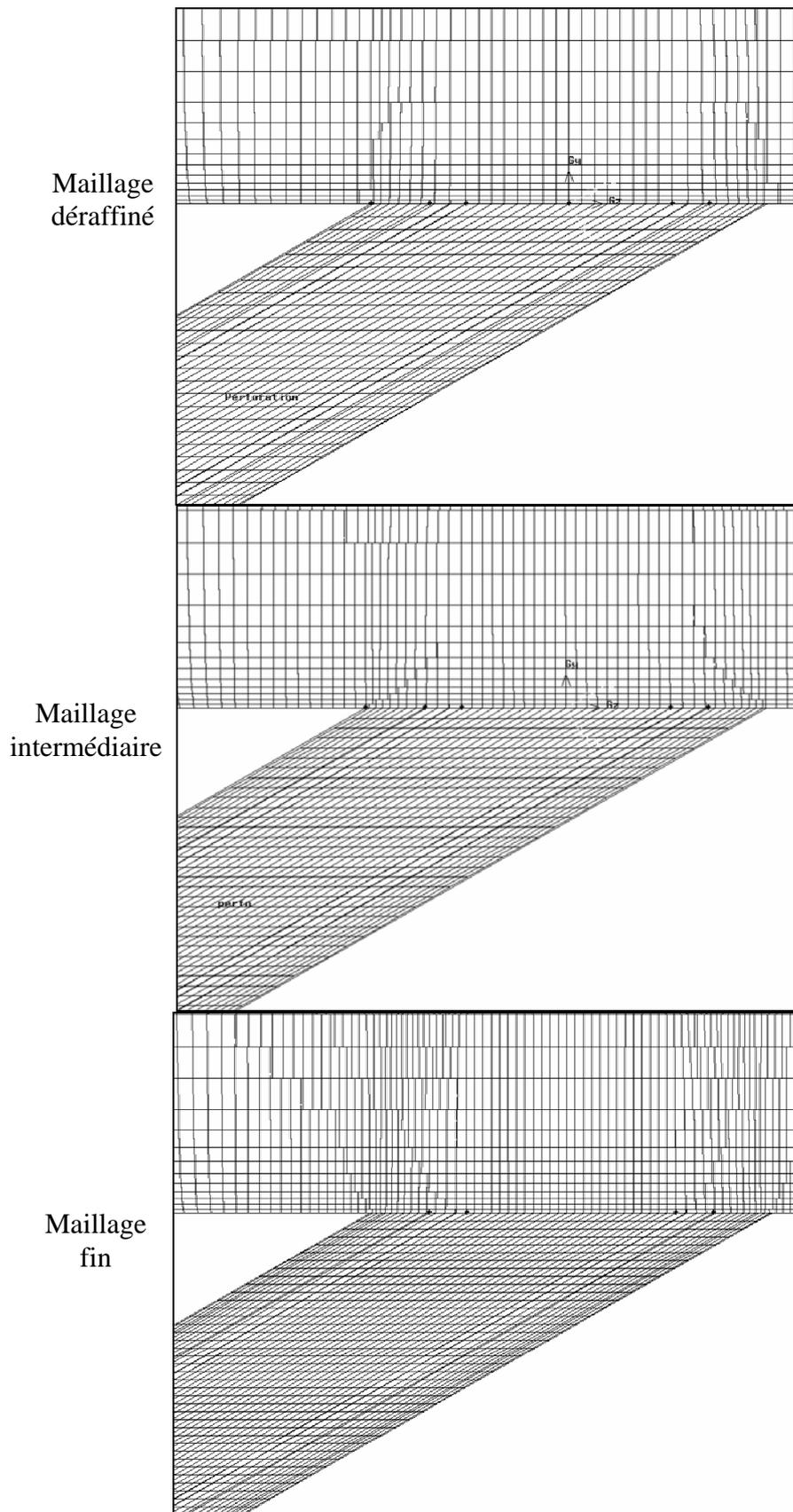


Figure III-50 : Comparaison des maillages sur un plan de coupe situé dans la perforation

Le maillage est resserré près des parois. La distance normalisée y^+ calculée en amont du jet vaut 1 sur la veine principale. Une approche « bas Reynolds » peut donc être envisagée.

Pour étudier la sensibilité au maillage, trois raffinements sont utilisés :

- Maillage fin : 80k mailles dans la perforation / 886k au total
- Maillage intermédiaire : 40k mailles dans la perforation / 631k au total
- Maillage déraffiné : 20k mailles dans la perforation / 450k au total

La Figure III-50 permet de comparer ces maillages à l'intérieur et en sortie de la perforation.

III.2.5.3.2 Comparaison des résultats obtenus

L'étude de l'influence du maillage est réalisée avec un modèle de turbulence kL standard. L'intégration temporelle est effectuée avec un schéma implicite au premier ordre. Les débits principaux et secondaires correspondent au point de fonctionnement nominal.

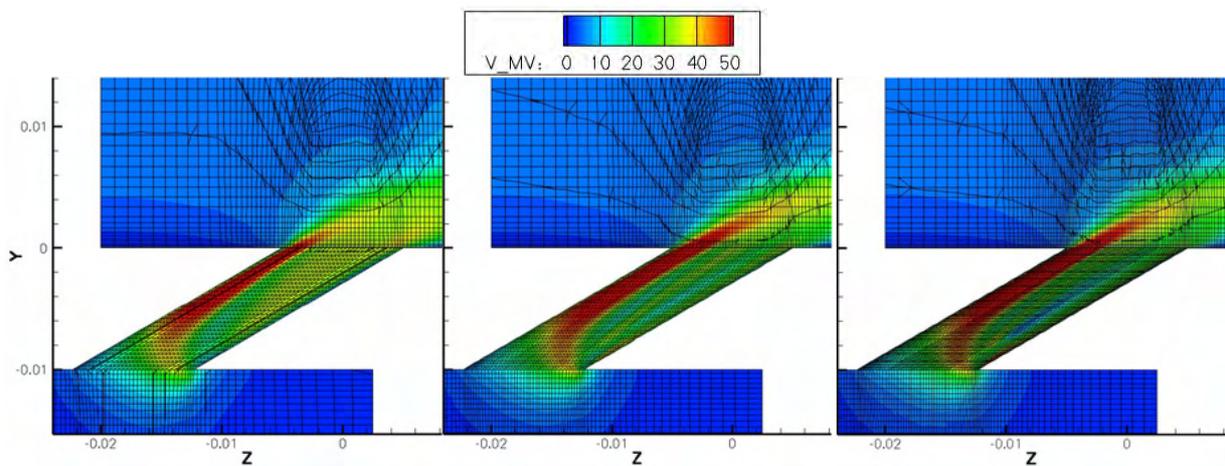


Figure III-51 : Iso-contours du module de la vitesse
De gauche à droite, les maillages : déraffiné, intermédiaire et fin.

Sur la Figure III-51, les champs du module de la vitesse sont tracés dans un plan de coupe passant par l'orifice. Pour les trois cas, on observe dans la perforation une zone de jet à haute vitesse et une zone à basse vitesse. Le maillage déraffiné induit de la diffusion numérique en sortie d'orifice qui provoque une pénétration plus faible du jet dans l'écoulement principal. Les trois composantes de la vitesse sont détaillées sur la Figure III-52 pour le même plan de coupe. Les maillages "intermédiaire" et "fin" donnent des résultats proches. Par contre un comportement différent de la vitesse longitudinale est obtenu avec le maillage déraffiné. Cette différence s'explique par les structures se développant dans la perforation. Ainsi, en considérant les champs obtenus dans un plan perpendiculaire à mi hauteur de la perforation (Figure III-53 et Figure III-54), deux tourbillons contrarotatifs légèrement dissymétriques sont obtenus avec le maillage déraffiné alors qu'un seul tourbillon est présent avec les maillages plus raffinés. La comparaison de ces derniers montre que la vorticité de ce tourbillon unique est plus forte avec le maillage le plus fin.

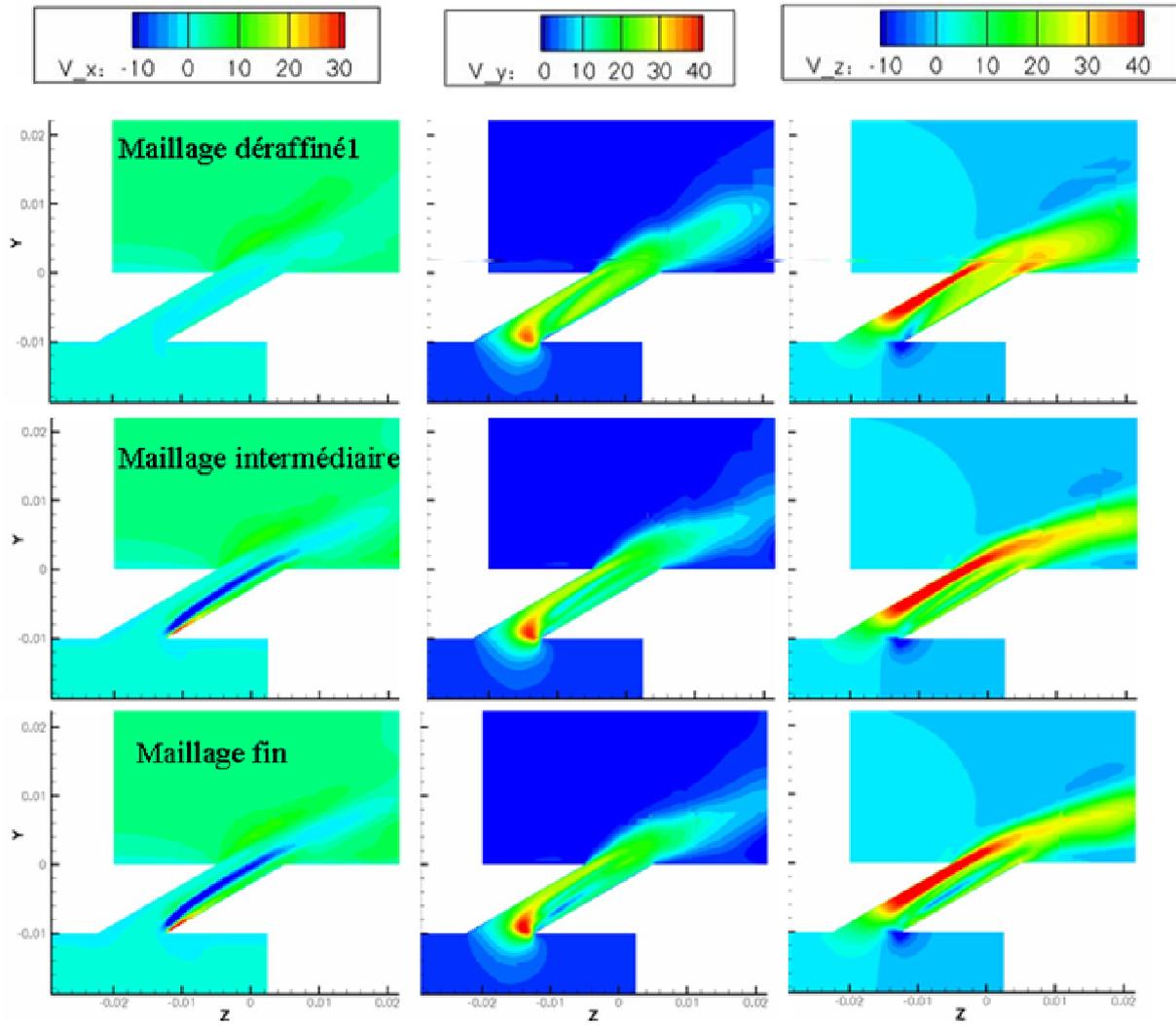


Figure III-52 : Iso-contours de vitesse (axes en mètres)
De gauche à droite, les composantes : longitudinale, verticale et transversale.

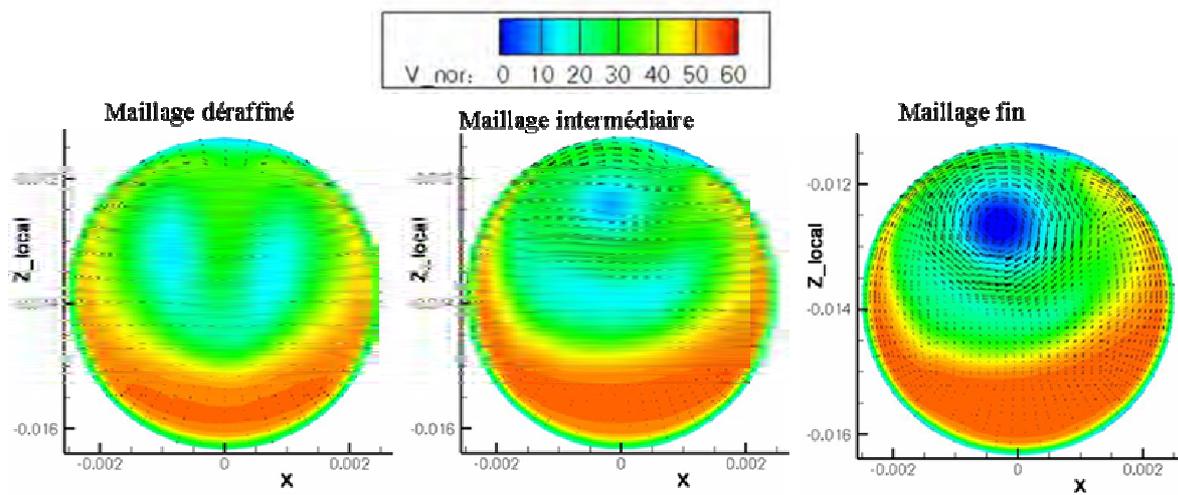


Figure III-53 : Vecteurs vitesse et contours de vitesse normale (axes en mètres)
dans le plan de coupe obtenu à mi hauteur de la perforation (Figure III-54)
De gauche à droite, les maillages : déraffiné, intermédiaire et fin.

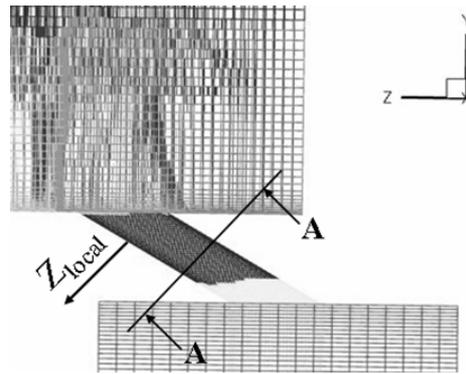


Figure III-54 : Position de la coupe dans l'orifice

Sur la Figure III-55 et la Figure III-56 les résultats numériques sont présentés dans des plans perpendiculaires à l'écoulement principal et situés à $2d$ en aval de l'injection. Les champs de concentration de la Figure III-55 montrent un comportement proche pour les deux maillages les plus fins tandis que la solution obtenue avec le maillage déraffiné montre comparativement des écarts importants. Ces écarts sont à relier aux différences des structures formées dans l'orifice (Figure III-53). La topologie de l'écoulement au sein de l'orifice influence donc fortement la dynamique du jet en interaction avec l'écoulement principal. Entre le maillage intermédiaire et le maillage fin, une différence nette apparaît cependant sur la position du jet. Le raffinement du maillage entraîne une distance plus grande entre le jet et la paroi. Ce comportement est confirmé par les champs de vitesse longitudinale donnés sur la Figure III-56. On observe une élévation de la zone d'accélération située vers $z=40$ mm. Celle-ci s'accompagne d'un « redressement » de la zone de sillage.

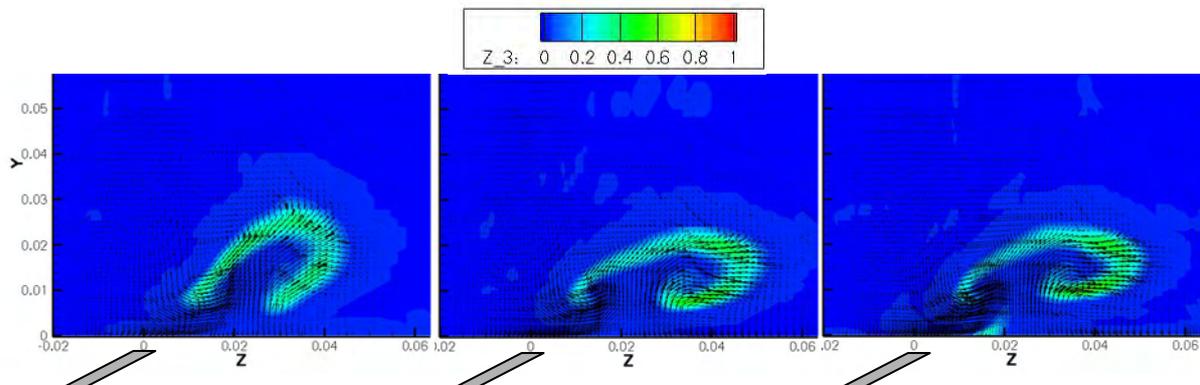


Figure III-55 : Champs de concentration 2d en aval de l'injection (axes en mètres)
De gauche à droite, les maillages : déraffiné, intermédiaire et fin.

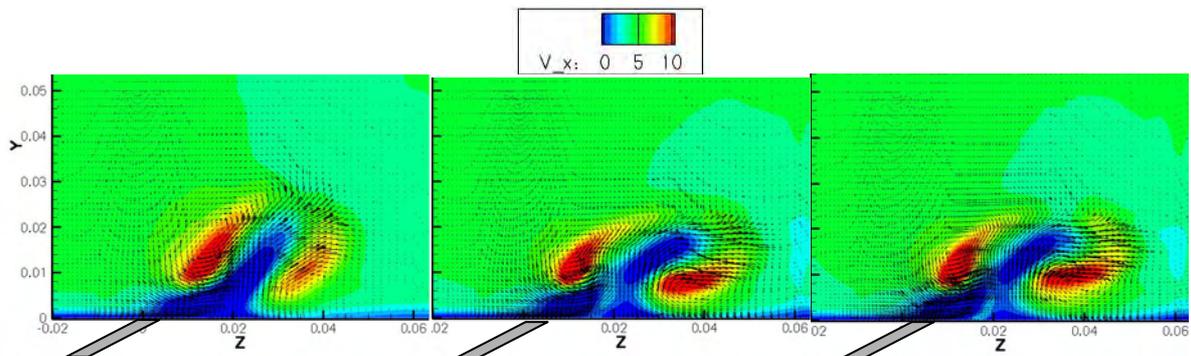


Figure III-56 : Champs de vitesse longitudinale 2d en aval de l'injection (axes en mètres)
De gauche à droite, les maillages : déraffiné, intermédiaire et fin.

Les sauts de pression entre les deux veines sont de 1750, 1800 et 1820 Pascal pour les maillages déraffiné, intermédiaire et fin, respectivement. Le raffinement du maillage qui permet une meilleure convergence, entraîne une augmentation du saut de pression. A son tour, celui-ci provoque une accélération dans la zone à forte vitesse de l'orifice, ce qui induit une intensification du tourbillon tournant dans le sens horaire.

Les calculs réalisés sur ces trois maillages montrent que l'écoulement obtenu est très sensible à la discrétisation. Les résultats convergent vers la solution obtenue avec le maillage le plus fin. Les différences observées avec le maillage intermédiaire sont faibles, excepté dans l'orifice lui-même où la structure tourbillonnaire est plus intense.

Tous les calculs ont été réalisés sur la machine GALIBIER dotée de processeurs Intel Itanium 2 de type Montecito. Un processeur Montecito est bi-coeur. Chaque coeur est cadencé à 1.6 Ghz et délivre 6.4 GFlops. Il y a 4 Go de mémoire disponible par coeur.

Les simulations du jet normal MOLECULES ont nécessité 8 processeurs, celles du jet isolé en giration de 16 à 64 processeurs.

III.3 CONCLUSION

Deux bancs d'essai ont été conçus pour l'étude des parois multiperforées. Les paramètres géométriques et aérodynamiques ont été choisis pour bien représenter les conditions présentes dans les chambres de combustion aéronautiques.

Sur le banc à échelle un, la symétrie de révolution permet d'étudier l'effet d'une injection de type dilution giratoire. Des mesures de vitesse et de concentration sont mises en place pour observer et quantifier la dynamique de l'écoulement grâce notamment à l'établissement d'une procédure d'étalonnage pour obtenir des mesures de concentration quantitatives. L'injection par multiperforations giratoires peut également être mis en comparaison avec une injection par multiperforations axiales. Ce travail fait l'objet du chapitre IV. De plus, cette configuration étant proche de la réalité industrielle, la base de données établie peut servir à tester et étalonner des modèles académiques et industriels.

Un deuxième banc d'essai à plus grande échelle a été élaboré en configuration de plaque plane. La technique de mesure de vitesse PIV 3D permet l'obtention de mesures dès la sortie des orifices d'injections. La base de données obtenue sur cette configuration plus académique pourra servir à tester les modèles de turbulence. Pour réaliser des calculs sur cette configuration l'outil numérique a été choisi en appui sur les informations recueillies dans la bibliographie. Ainsi, un modèle de turbulence permettant de réaliser des calculs URANS est retenu. Dans ce modèle, la fermeture Semi-Déterministe initialement écrite pour un modèle $k\epsilon$ a été étendue au modèle kL . Les résultats expérimentaux et numériques obtenus sur cette configuration sont présentés au chapitre V.

Avant de réaliser des calculs sur la configuration cible, des tests préliminaires ont été entrepris. Premièrement, une étude de convergence en maillage a montré une très grande sensibilité à la discrétisation. Puis le modèle Semi-Déterministe a été testé sur une configuration de jet transverse. Il a montré sa capacité à prendre en compte des mouvements cohérents. Les tests ont également montré qu'en aval de l'injection ces mouvements sont bien résolus alors que des difficultés apparaissent dans les couches cisillées très fines. Sur les champs moyens, l'approche URANS apporte une amélioration de la diffusion par rapport aux modèles RANS standard. Enfin, l'utilisation de la fermeture Semi-Déterministe sur le modèle kL a permis un gain important en temps de calcul sans dégradation des résultats.

CHAPITRE IV : ETUDE EN AVAL D'UNE ZONE DE DILUTION

CHAPITRE IV : ETUDE EN AVAL D'UNE ZONE DE DILUTION.....	95
IV.1 INTRODUCTION	96
IV.1.1 Objectifs	96
IV.1.2 Conditions d'essai	96
IV.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX	97
IV.2.1 Caractérisation amont.....	97
IV.2.2 Influence d'une injection pariétale giratoire	98
IV.2.2.1 Écoulement moyen	98
IV.2.2.2 Turbulence.....	98
IV.2.2.3 Mélange.....	100
IV.2.3 Influence de l'angle de giration.....	104
IV.2.3.1 Écoulement moyen	105
IV.2.3.2 Turbulence.....	105
IV.2.3.3 Mélange.....	108
IV.3 CONCLUSIONS SUR L'ETUDE EN AVAL D'UNE ZONE DE DILUTION.....	110

IV.1 INTRODUCTION

IV.1.1 Objectifs

Dans ce chapitre, les mesures de vitesse et de concentration réalisées sur le banc à échelle 1 sont présentées. Le premier objectif de cette étude est d'observer et d'analyser l'influence d'une injection par multiperforation sur un écoulement transverse. Deux types d'injection sont testés. La première est de type dilution giratoire pour laquelle l'angle β est fixé à 90 degrés. Cette configuration n'a pas d'équivalent dans la littérature et les résultats obtenus constituent donc un travail original. En aval de l'injection, des mesures sont réalisées pour caractériser la dynamique et le mélange de l'écoulement. Le deuxième objectif de ces essais est d'analyser le rôle de l'angle β . Dans ce but, une étude équivalente est réalisée sur une injection plus classique à angle β nul et les résultats sont mis en comparaison. Le troisième objectif de cette étude est de fournir une base de données pour la validation des simulations numériques. Dans cette optique, la difficulté a consisté à élaborer une configuration qui soit à la fois simplement modélisable et suffisamment proche de la réalité industrielle.

IV.1.2 Conditions d'essai

Pour les deux configurations testées, les débits des écoulements principal et secondaire sont conservés. L'objectif étant focalisé sur la dynamique de l'écoulement, l'influence des paramètres thermiques n'est pas prise en compte dans cette étude. Les deux écoulements sont donc à température ambiante. En conséquence le taux de soufflage M et le rapport des flux de quantité de mouvement I ne sont pas indépendants. Les conditions d'essai sont recensées dans le tableau ci-dessous. Dans la mesure des possibilités de réglage, les valeurs des débits, des vitesses et des rapports I et M sont les mêmes pour tous les essais. Seul le saut de pression ΔP à la traversée de la bague multipercée change significativement entre les deux configurations.

	Q_0	Q_{jets}	V_0	V_{jets}	M	I	ΔP	Cd
Unité	g/s	g/s	m/s	m/s	-	-	Pa	
Incertitudes (%)	1	0,9						
Variations (%)	1	1	1	1	1	2	1	
Essais dilution giratoire	48,2	5,92	5,29	46,9	9,06	80,4	1594	0,87
Essais dilution axiale	48,4	5,93	5,33	46,8	9,04	79,4	2104	0,77

Tableau IV-1 : Conditions d'essai

Les mesures étant effectuées en plusieurs fois, les conditions d'essais varient légèrement d'une série de mesure à une autre. En conséquence, les valeurs avancées sont des

moyennes et l'écart type relatif est fourni dans la rubrique *Variation* pour quantifier les écarts. On retiendra que cet écart est suffisamment faible pour être négligé.

Des essais préliminaires réalisés avec différents débits secondaires ont permis de déterminer avec précision le coefficient de perte de charge C_d défini ainsi :

$$C_d = Q_{jets} / S_{débitaire} \sqrt{2\rho\Delta P} \quad \text{Équation IV-1}$$

IV.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats obtenus par LDA et PLIF sont présentés dans ce paragraphe. Un premier travail a consisté à caractériser l'écoulement principal arrivant sur la paroi multiperforée. La maîtrise de cet écoulement doit permettre la reproductibilité des expériences et la prise en compte dans les simulations numériques d'une condition d'entrée. Les profils des vitesses moyennes et des fluctuations normales sont donnés dans le paragraphe IV.2.1. Ensuite, les résultats obtenus sur l'écoulement en aval de la bague à multiperforation giratoire sont présentés dans le paragraphe IV.2.2. L'écoulement moyen, la turbulence et le mélange sont étudiés. Enfin, dans le paragraphe IV.2.3 ces données sont mises en comparaison avec celles obtenues avec la bague à multiperforation axiale dans le but d'analyser le rôle de l'angle de giration.

IV.2.1 Caractérisation amont

Pour les mesures en amont de l'injection, le débit secondaire est nul. Les mesures sont réalisées sur quatre profils orientés à 0, 45, 90 et 135 degrés. Les résultats présentés sur la figure suivante concernant la composante longitudinale de la vitesse (U) sont tous superposés. De plus, les vitesses sur l'autre composante (V) sont pratiquement nulles. L'écoulement principal est donc axisymétrique et ne présente pas de giration en amont de l'injection pariétale. Notons qu'avant d'arriver sur la maquette, l'écoulement s'établit sur trois mètres de canalisation, soit une distance $L/D=30$, ce qui est suffisant pour obtenir un écoulement pleinement développé.

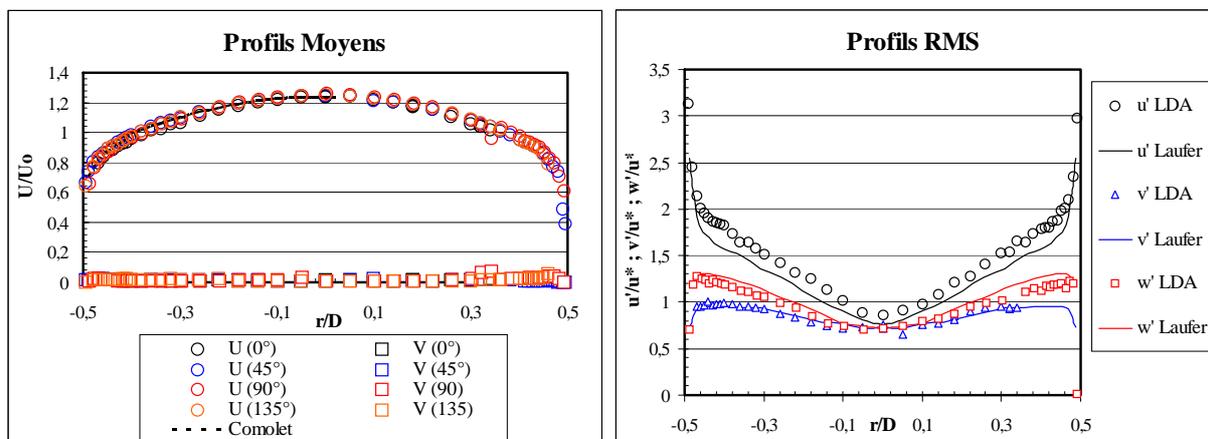


Figure IV-1 : Profils en amont de l'injection

Les résultats concernant les RMS sont comparés à ceux obtenus par LAUFER [51] sur un écoulement en conduite. Bien que les allures soient bonnes il apparaît sur le graphe ci-

dessus que nos mesures surestiment les fluctuations longitudinales. Toutefois, les nombres Reynolds des deux expériences ne sont pas les mêmes : 35 400 dans notre cas contre 50 000 pour LAUFER. Nous pouvons cependant considérer que notre écoulement est pleinement développé.

IV.2.2 Influence d'une injection pariétale giratoire

IV.2.2.1 Écoulement moyen

La Figure IV-2 présente l'évolution des profils de vitesse moyenne en coordonnées cylindriques. Les orifices de la paroi multipercée sont orientés transversalement par rapport à l'écoulement principal ($\beta=90^\circ$) ce qui impulse une composante tangentielle et provoque la mise en rotation de l'écoulement. Cette rotation a une intensité importante comme on l'observe sur la composante azimutale (2 à 3,5xU₀). Le fluide injecté transversalement induit un fort blocage aérodynamique qui se traduit par une augmentation de la vitesse longitudinale sur l'axe de 30% et une réduction de celle-ci pour $0,38 < r/D < 0,43$.

Les mesures étant effectuées en aval de l'injection, on observe que, par diffusion, le blocage et la vitesse azimutale diminuent dans le sens longitudinal. Les vitesses radiales positives prouvent que l'écoulement se dirige lentement vers la paroi, ce qui confirme la diminution du blocage par diffusion.

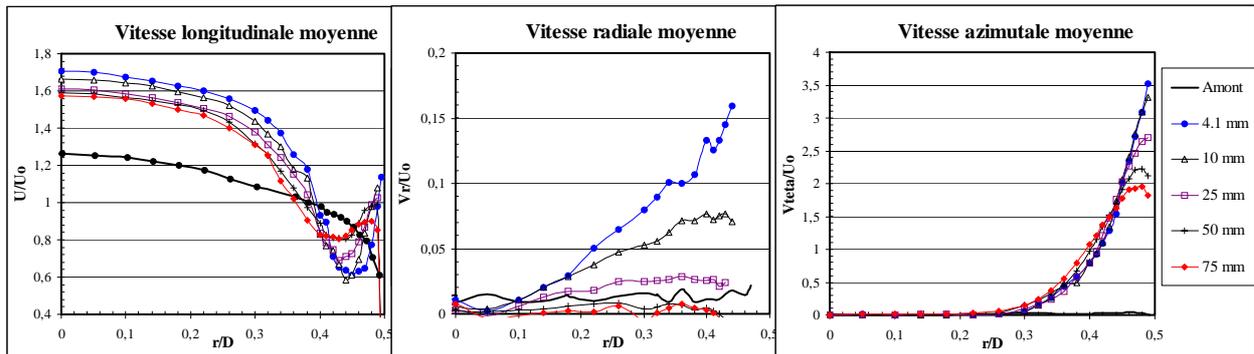


Figure IV-2 : Vitesses moyennes en dilution giratoire.

IV.2.2.2 Turbulence

IV.2.2.2.1 Contraintes turbulentes

Les figures IV-3 et IV-4 présentent les composantes du tenseur de Reynolds adimensionnées par la vitesse de frottement amont u^* qui vaut 0,28 m/s. Celle-ci est déterminée sur l'écoulement amont, à partir de l'analyse de Blasius en écoulement turbulent. Cette analyse s'appuie sur le frottement à la paroi τ_p , le coefficient de frottement C_f , et le coefficient de perte de charge Λ . Ces grandeurs s'écrivent :

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}}, \quad \tau_p = C_f \frac{\rho U_0^2}{2}, \quad C_f = \frac{\Lambda}{4}, \quad \Lambda = \frac{0,3164}{Re^{1/4}}$$

La vitesse de frottement se déduit alors simplement. Elle s'écrit :

$$u^* = U_0 \sqrt{\frac{0,3164}{8 Re^{1/4}}} \quad \text{Équation IV-2}$$

La turbulence apparaît comme très intense et envahit une part importante du canal (environ la moitié du rayon). Elle se dissipe peu à peu mais à 75 mm en aval de la bague d'injection elle est toujours importante.

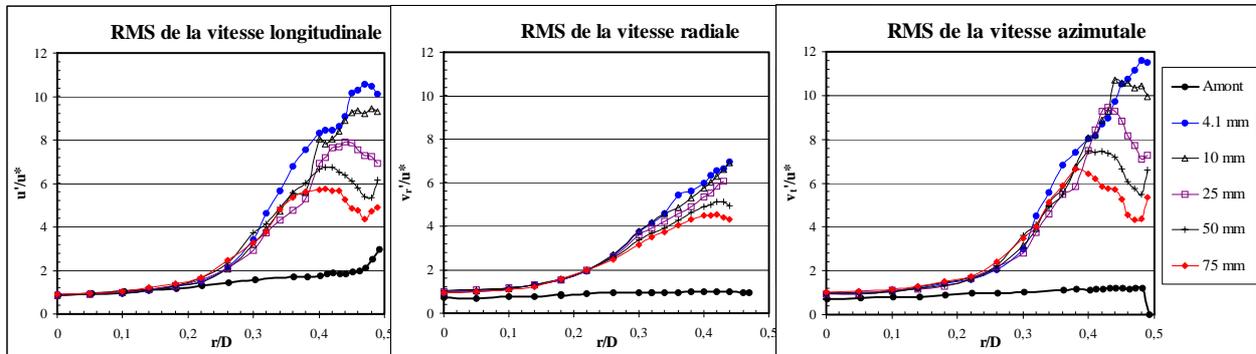


Figure IV-3 : Contraintes turbulentes normales en dilution giratoire.

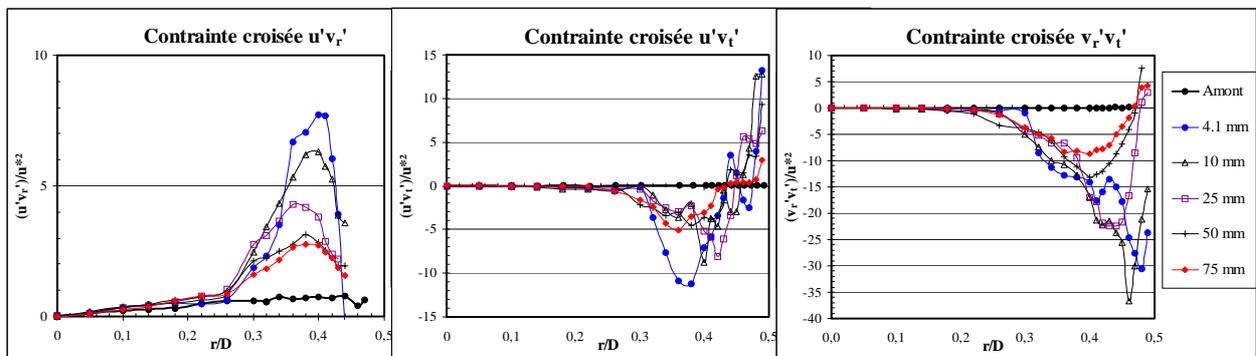


Figure IV-4 : Contraintes turbulentes croisées en dilution giratoire.

Les contraintes $\overline{u'v_r'}$ et $\overline{u'v_t'}$ sont directement obtenues par les mesures LDA. Mais, ne disposant d'une tête laser munie seulement de deux faisceaux, la contrainte $\overline{v_r'v_t'}$ ne peut pas être mesurée. Des mesures complémentaires sont entreprises sur des profils à 45° et les contraintes obtenues sont combinées pour obtenir la corrélation $\overline{v_r'v_t'}$ manquante. Ce traitement est décrit en annexe A3.

IV.2.2.2.2 Échelles intégrales

Les échelles intégrales de temps ont été obtenues par vélocimétrie laser sur un million de particules avec un taux d'acquisition d'environ 20 kHz. Les échelles d'espace sont ensuite déduites grâce à l'hypothèse de Taylor de convection figée des structures de l'écoulement et reportées sur la Figure IV-5. Il faut ici signaler que cette hypothèse s'applique quand le taux de turbulence est faible. Or, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, ce n'est pas le cas dans le film pariétal. Nous avons tout de même utilisé cette hypothèse, faute de mieux, en prenant comme vitesse de convection la vitesse moyenne au point de mesure. Les résultats présentés sur la figure suivante montrent que les échelles se trouvent fortement diminuées après l'injection. En effet, les microperforations, provoquent une multitude de petits jets qui génèrent des structures de petites tailles près de la paroi.

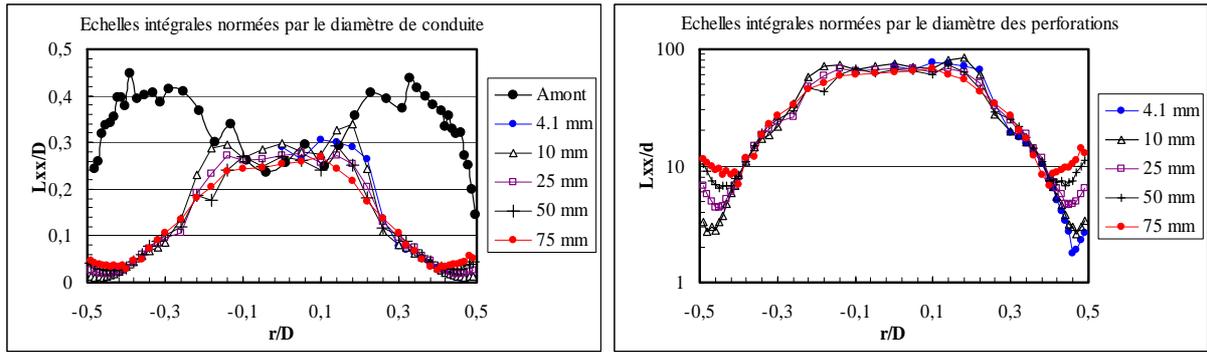


Figure IV-5 : Échelles intégrales d'espace en dilution giratoire.

En proximité de la paroi, la taille des petites structures évolue d'un profil à un autre. Une augmentation claire s'observe sur la figure de droite quand on passe de 4,1 mm à 75 mm en aval de l'injection.

IV.2.2.3 Mélange

IV.2.2.3.1 Champs moyens

Les champs de concentration moyenne obtenus en dilution giratoire par PLIF sont tracés sur la Figure IV-6 pour les visualisations longitudinales et la Figure IV-7 pour les visualisations transversales.

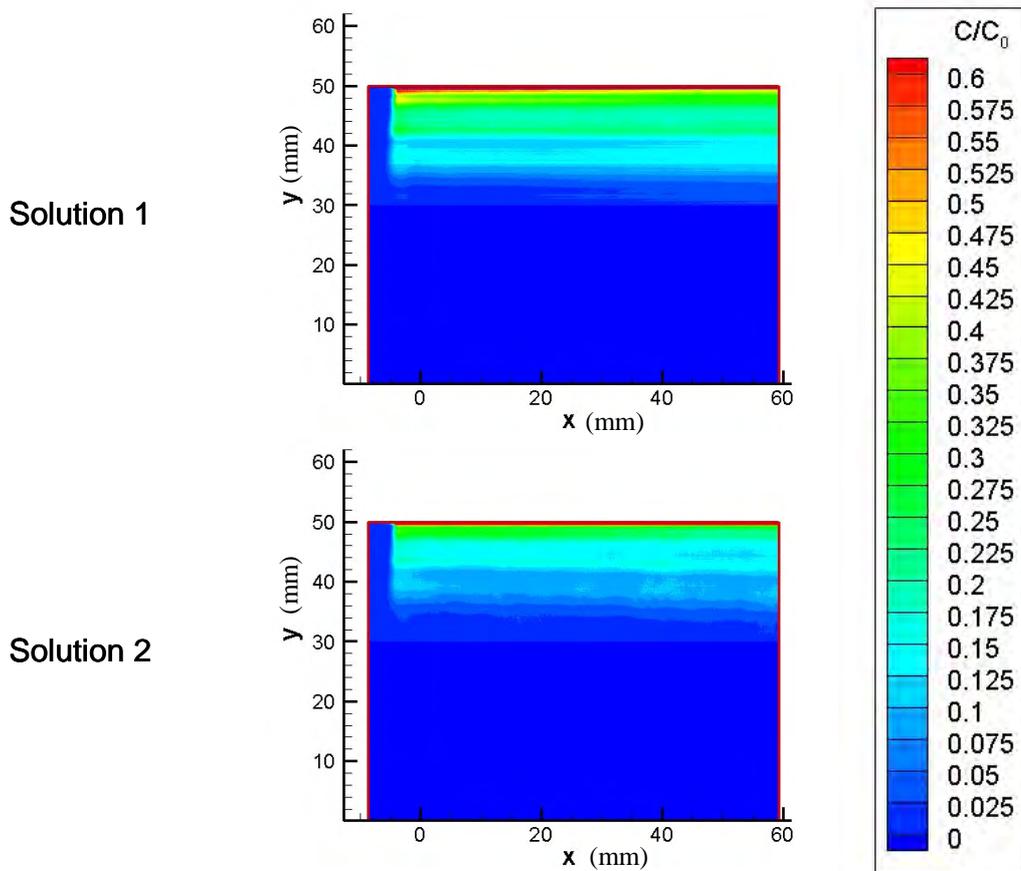


Figure IV-6 : Champ de concentration d'acétone obtenus en dilution giratoire vues longitudinales

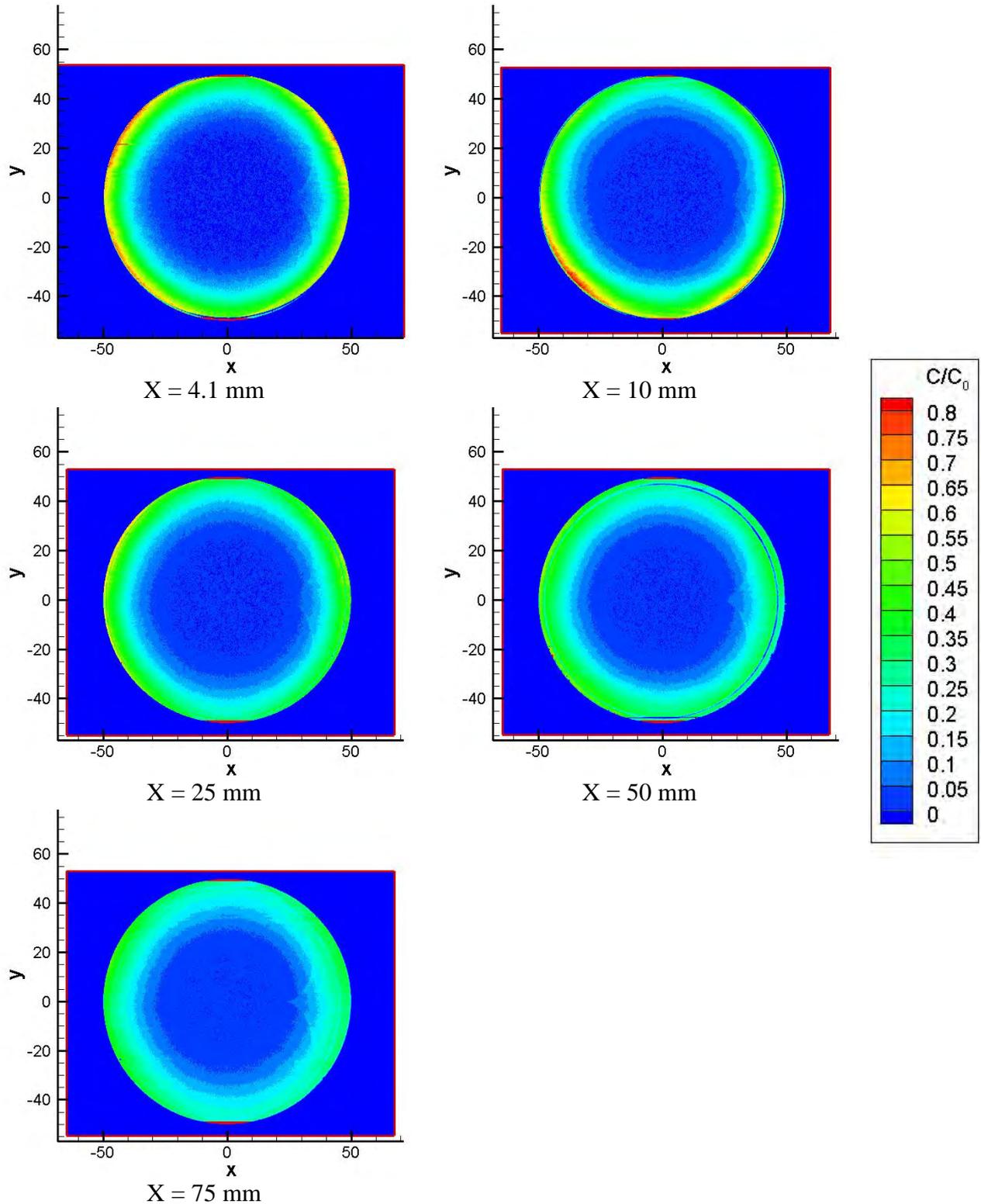


Figure IV-7 : Champ de concentration d'acétone obtenus en dilution giratoire vues transversales (axes en mm)

On observe que l'acétone a diffusé dans une large zone à proximité de la paroi supérieure. La largeur de cette zone évolue faiblement entre 0 et 50 mm à l'aval de la bague de dilution. Ceci est confirmé par les profils de concentration déduits des champs (Figure IV-8). A noter que

les profils obtenus à partir des vues transversales sont parfaitement axisymétriques. De plus on peut également observer la bonne correspondance entre les résultats obtenus à partir des visualisations longitudinales et transversales.

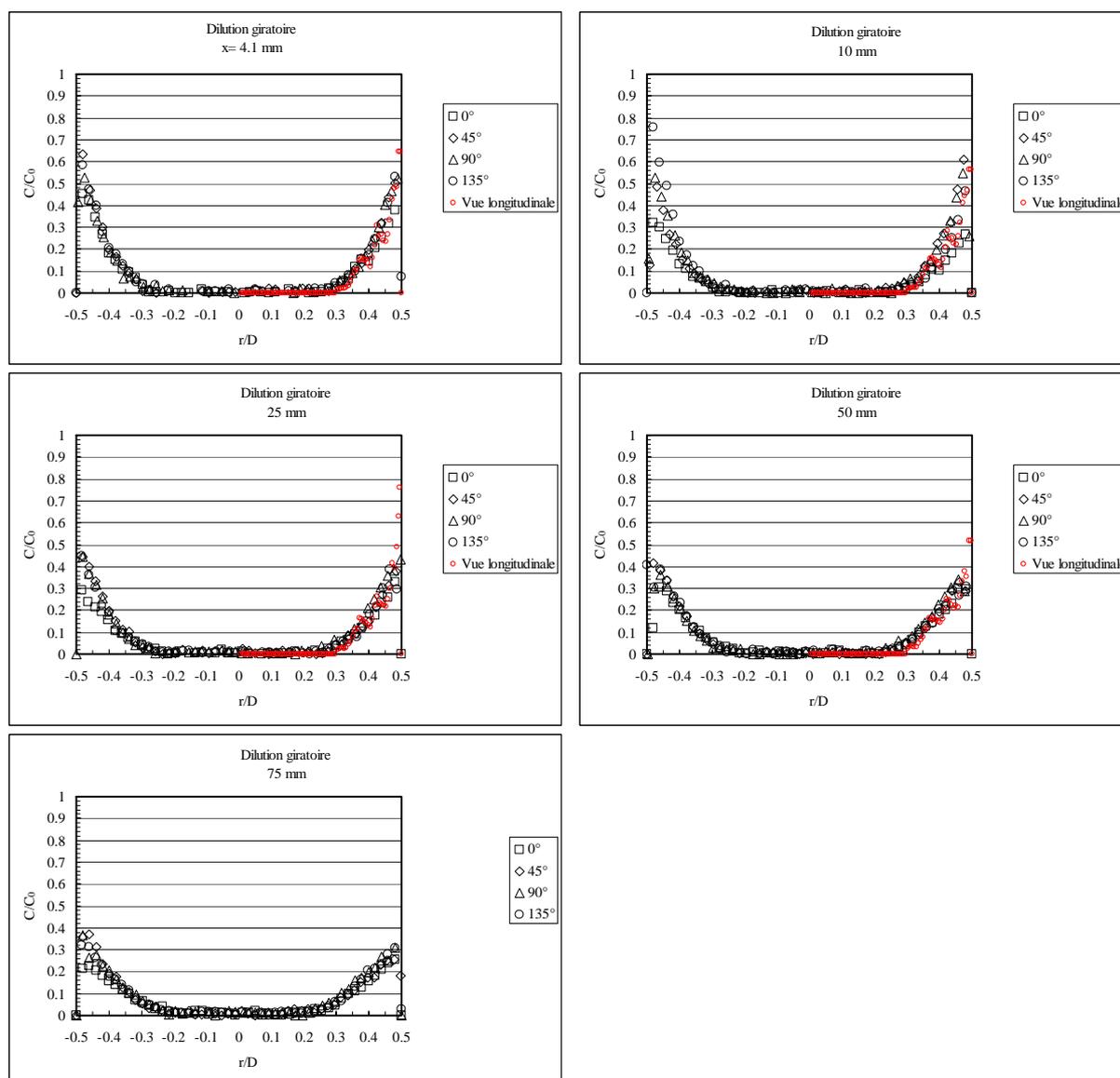


Figure IV-8 : Profils de concentration de vapeur d'acétone obtenus dans différentes sections droites et sur différents diamètres ((Dilution giratoire ; Vues transversales).

IV.2.2.3.2 Champs instantanés

Sur la Figure IV-9 et la Figure IV-10, sont reportés des images instantanées du champ de concentration en niveau de luminance respectivement suivant des vues longitudinales et transversales. Ces clichés montrent nettement le caractère fortement instationnaire de l'écoulement avec la présence de grosses structures périphériques liées au cisaillement entre la zone pariétale et la zone centrale. En se rapprochant de la paroi, la taille des structures diminue, ce qui est cohérent avec les mesures d'échelles intégrales de longueur (Figure IV-5).

Le nombre de Schmidt $Sch = \nu/D$ est le rapport du temps de diffusion de la masse sur le temps de diffusion de la quantité de mouvement. Il varie en fonction de la pression, de la

température, et de la composition du mélange. Dans notre configuration à pression et température ambiante, il ne dépend donc que de la concentration en acétone. La fraction volumique d'acétone étant au maximum de 5% dans l'écoulement secondaire, le nombre de Schmidt varie de 1,47 dans l'air à 1,31 dans l'écoulement secondaire. Le temps de diffusion de la quantité de mouvement étant légèrement du même ordre que le temps de diffusion de la masse, les champs de concentration instantanés observés sont une bonne représentation des champs de vitesse instantanés.

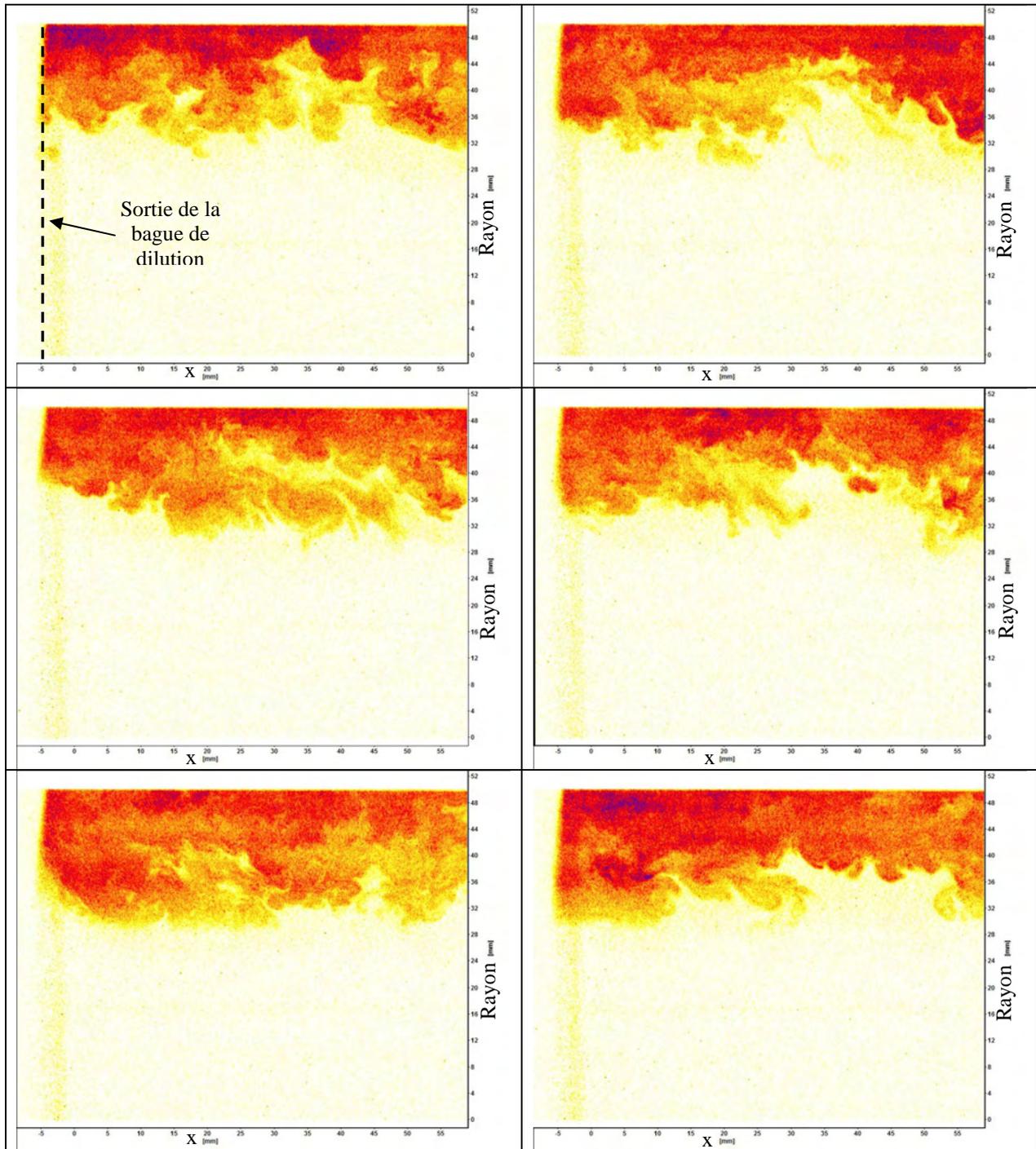
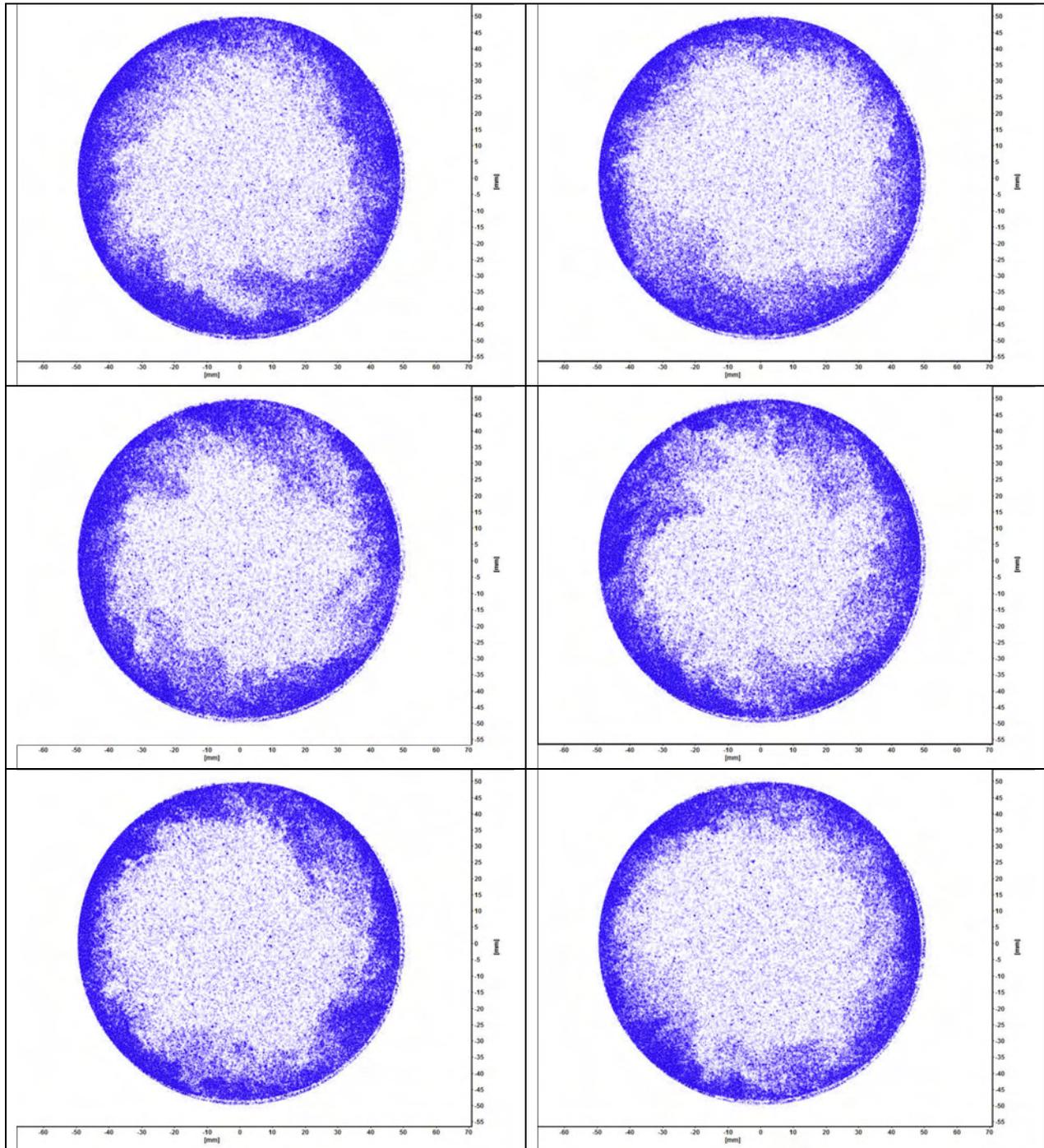


Figure IV-9 : Clichés instantanés du champ de concentration de vapeur d'acétone (Dilution giratoire ; Vue longitudinal e)



**Figure IV-10 : Clichés instantanés du champ de concentration de vapeur d'acétone
(Dilution giratoire ; Vue transversale, plan $x=4,1$ mm)**

IV.2.3 Influence de l'angle de giration

Pour identifier l'influence de l'angle β , les résultats des configurations axiale ($\beta=0^\circ$) et giratoire ($\beta=90^\circ$) sont mis en comparaison. Les trois composantes de la vitesse moyenne ainsi que l'intensité de la turbulence sont tracés sur cinq profils situés en aval de la bague multipercée (figure 15).

IV.2.3.1 Écoulement moyen

IV.2.3.1.1 Orientation de l'injection pariétale

L'observation de la figure suivante montre que les deux configurations présentent deux comportements bien distincts. Contrairement au blocage aérodynamique décrit au paragraphe précédent pour la dilution giratoire, un mécanisme d'entraînement est généré par la configuration axiale. En effet, la composante longitudinale de la vitesse des jets est alors huit fois supérieure à celle de l'écoulement principal. Ce dernier est entraîné par le film pariétal ce qui a pour conséquence une diminution de la vitesse longitudinale au centre de la veine.

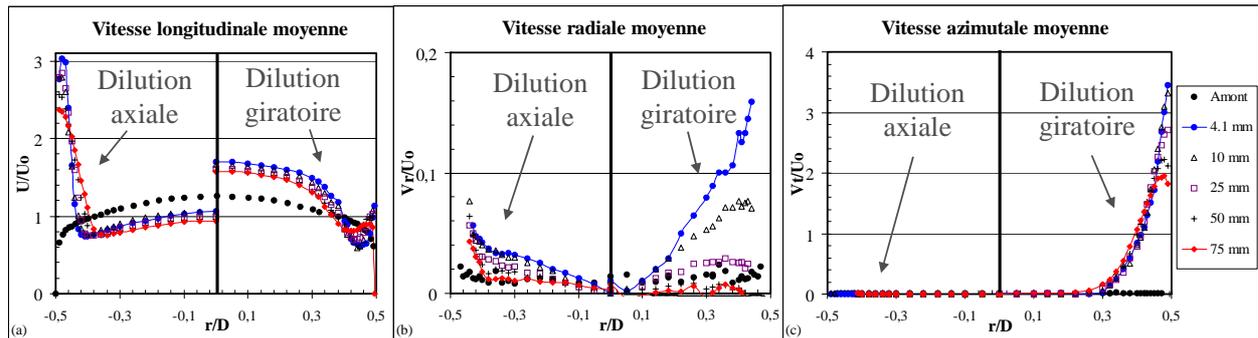


Figure IV-11 : Comparaison des vitesses moyennes entre les configurations axiale et giratoire.

En dilution giratoire un mécanisme d'entraînement existe sur la composante azimutale et a pour conséquence la mise en rotation de l'écoulement principal. La première influence de l'angle β est bien d'orienter l'injection de l'air secondaire et par voie de conséquence cet angle oriente l'entraînement de l'écoulement principal.

IV.2.3.1.2 Épaisseur du film pariétal

Moins intuitive est l'influence de l'angle β sur l'épaisseur du film pariétal. En se basant sur les profils de vitesse longitudinale pour la dilution axiale et les profils de vitesse azimutale pour la dilution giratoire, l'épaisseur du film est évaluée à 0,1 et 0,2 r/D respectivement, soit une épaisseur double en giratoire. Les vitesses radiales ont des valeurs plus importantes en giratoire ce qui traduit un contournement plus important du film pariétal par l'écoulement principal et suggère donc la présence d'un film plus épais. Enfin, l'observation des profils de l'intensité de la turbulence sur la figure ci-dessous confirme encore une épaisseur de film pariétal double en dilution giratoire.

IV.2.3.2 Turbulence

La comparaison des profils de l'intensité de la turbulence sur la Figure IV-12 montre non seulement que le film turbulent est plus épais en dilution giratoire, mais aussi qu'il est plus intense de 5 à 10 pourcents. Or la turbulence est le principal mécanisme de mélange des écoulements principal et secondaire. Dans un moteur, une turbulence accrue va donc favoriser le refroidissement de l'écoulement principal et l'homogénéisation du champ de température en sortie de chambre.

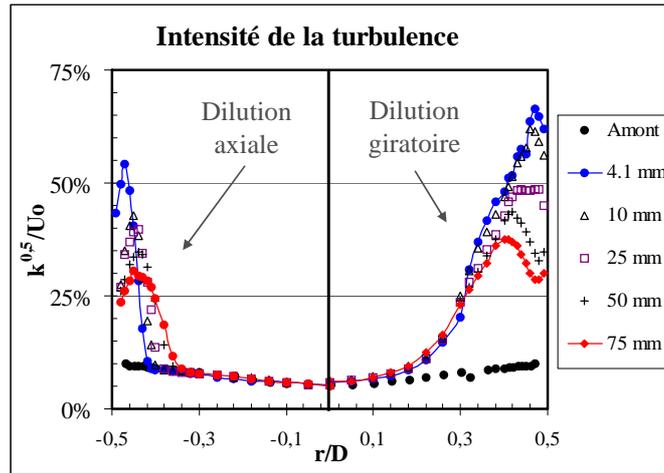


Figure IV-12 : comparaison de la turbulence entre les configurations axiales et giratoires.

Pour comprendre les mécanismes de génération de turbulence, les profils des contraintes normales puis croisées sont tracés sur la Figure IV-13 et la Figure IV-14 respectivement. La turbulence générée par l'interaction du film et de l'écoulement principal est anisotrope en dilution giratoire comme en dilution axiale. Toutefois, en dilution giratoire, l'orientation des orifices d'injection à $\beta=90^\circ$ entraîne un mouvement de rotation qui induit des gradients moyens importants sur la direction radiale. Ces gradients supplémentaires par rapport à l'injection axiale produisent de la turbulence. En conséquence, les contraintes normales sur la composante azimutale augmentent significativement (Figure IV-13). On observe également une augmentation des contraintes normales sur la composante radiale par rapport à la dilution axiale. Ces augmentations entraînent un retour partiel vers l'isotropie dans le cas de la dilution giratoire.

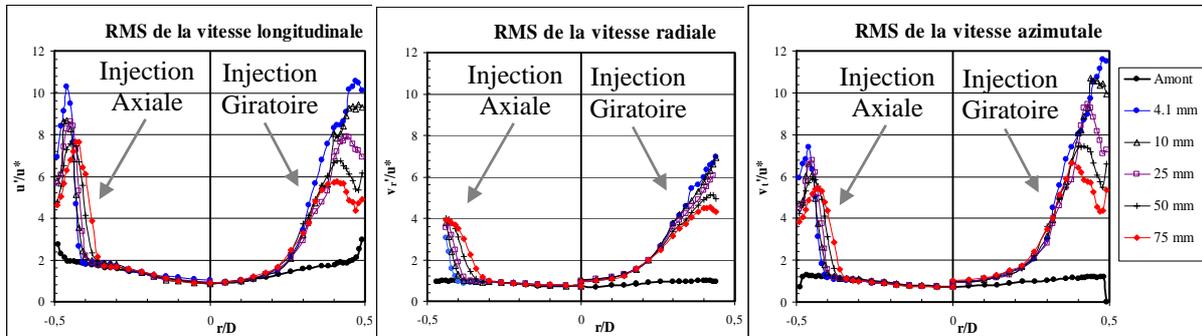


Figure IV-13 : Comparaison des contraintes normales

Les profils des contraintes croisées sont tracés sur la Figure IV-14 et montrent des comportements très différents pour les deux cas d'injection. En comparant ces profils à ceux des vitesses moyennes (Figure IV-11) l'hypothèse de Boussinesq peut être examinée qualitativement. En effet, elle-ci s'écrit en incompressible comme suit :

$$\overline{u'_i u'_j} = -\nu_t \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right)$$

En appliquant cette formule sur les trois composantes, cela donne en coordonnées cylindriques :

$$\overline{u'v'_r} = -v_t \left(\frac{\partial \overline{U}}{\partial r} + \frac{\partial \overline{V}_r}{\partial x} \right), \quad \overline{u'v'_t} = -v_t \left(\frac{\partial \overline{U}}{r \partial \theta} + \frac{\partial \overline{V}_t}{\partial x} \right), \quad \overline{v'_r v'_t} = -v_t \left(\frac{\partial \overline{V}_r}{r \partial \theta} + \frac{\partial \overline{V}_t}{\partial r} \right).$$

Sur notre configuration quelques simplifications peuvent être envisagées. Premièrement, la géométrie cylindrique impose une invariance par rotation. Les gradients en $\partial/r \partial \theta$ sont donc nuls. Ensuite, les vitesses radiales étant très faibles, les gradients du type $\partial \overline{V}_r / \partial x_i$ sont négligés. Les contraintes croisées sont donc réécrites ainsi :

$$\overline{u'v'_r} = -v_t \left(\frac{\partial \overline{U}}{\partial r} \right), \quad \overline{u'v'_t} = -v_t \left(\frac{\partial \overline{V}_t}{\partial x} \right), \quad \overline{v'_r v'_t} = -v_t \left(\frac{\partial \overline{V}_t}{\partial r} \right)$$

Les profils de vitesse longitudinale de la Figure IV-11 montrent un fort gradient positif en dilution axiale ou bien un gradient négatif puis positif en dilution giratoire. Les profils de la corrélation $\overline{u'v'_r}$ affichent des valeurs de signe opposé au signe de ces gradients. L'hypothèse de Boussinesq, et la modélisation RA NS qui en découle, semble donc justifiée, du moins qualitativement, pour cette tension. Il en est de même en dilution giratoire pour les contraintes $\overline{u'v'_t}$ et $\overline{v'_r v'_t}$. Pour $\overline{u'v'_t}$ le gradient longitudinal peut s'observer en comparant les profils tracés aux différentes coordonnées longitudinales. Une diminution des vitesses azimutales due aux frottements visqueux s'observe très près de la paroi, pour $r/D > 0,45$. En deçà de cette valeur le film diffuse très légèrement ce qui donne lieu à un gradient longitudinal positif. Concernant la contrainte $\overline{v'_r v'_t}$, la rotation de l'écoulement engendre un fort gradient radial positif de vitesse azimutale. Les signes de ces gradients sont donc opposés aux signes des contraintes associées, ce qui permet de valider qualitativement l'hypothèse de Boussinesq dans la zone de recouvrement pour la dilution giratoire. Par contre, cette hypothèse n'est pas vérifiée en dilution axiale sur les contraintes $\overline{u'v'_t}$ et $\overline{v'_r v'_t}$. En effet, la vitesse azimutale étant nulle dans tout l'écoulement, cette hypothèse prévoit des valeurs nulles pour ces contraintes. Nos mesures montrent au contraire des valeurs importantes de fluctuation. Notons que les contraintes $\overline{u'v'_r}$ et $\overline{u'v'_t}$ sont directement obtenues par les mesures LDA alors que la contrainte $\overline{v'_r v'_t}$ est déduite de deux mesures orientées à 45°. Les détails concernant cette procédure sont donnés en annexe A3.

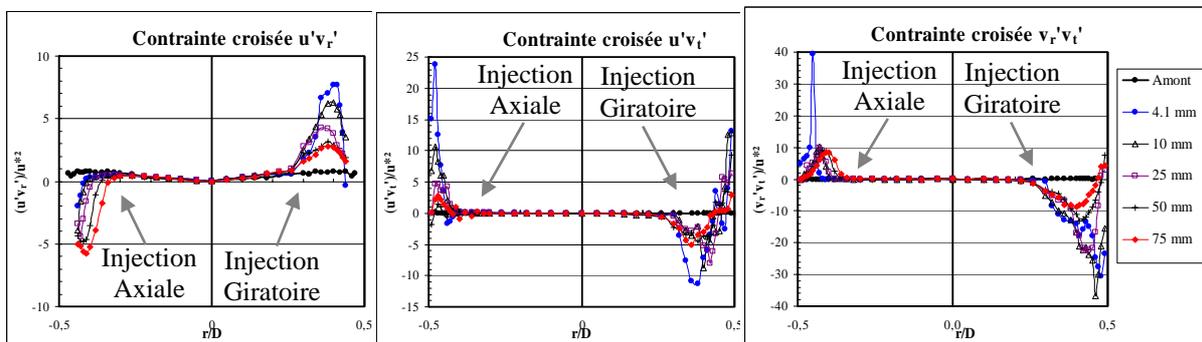


Figure IV-14 : Comparaison des contraintes croisées

Les échelles obtenues sur les deux configurations sont comparées sur la figure suivante. Un comportement très différent est mis en évidence tant au sein du film que dans la zone de cisaillement située à l'interface entre le film et l'écoulement principal. Dans le film, les

échelles sont plus petites en dilution giratoire. Elles augmentent lorsque le film progresse le long de la conduite, alors qu'en dilution axiale leur taille reste sensiblement constante. Entre le film et l'écoulement principal, le gradient d'échelle en dilution giratoire est bien plus faible qu'en dilution axiale.

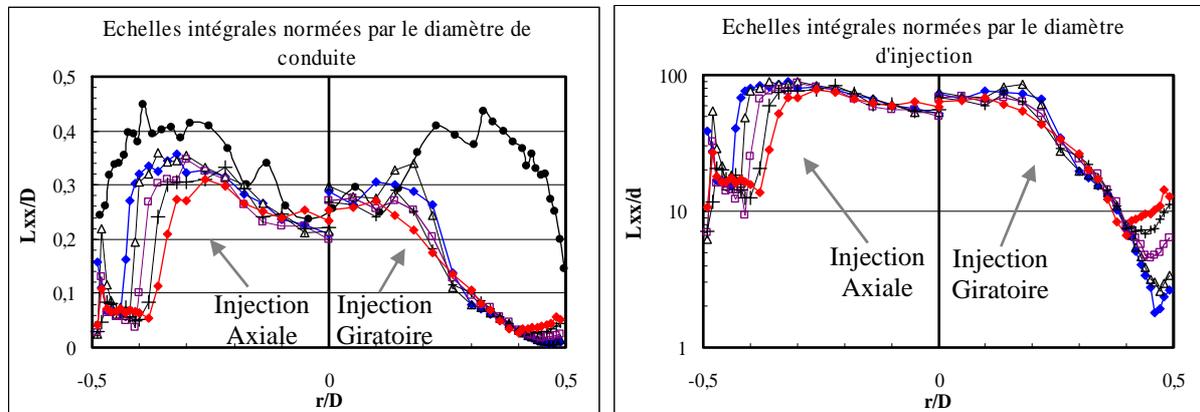


Figure IV-15 : Échelles intégrales de la turbulence

IV.2.3.3 Mélange

Les champs de concentration instantanés et moyens obtenus en dilution axiale sont présentés sur la Figure IV-16 et comparés à ceux mesurés en dilution giratoire. On observe l'influence de l'angle de giration sur le mélange. Il apparaît que l'épaisseur du film est beaucoup plus petite lorsque l'injection est axiale. De plus ce film tend à s'épaissir à l'aval de la bague alors qu'il conservait une épaisseur quasi constante en dilution giratoire. Par contre les niveaux de concentration sont du même ordre de grandeur ce qui est compatible avec des vitesses plus faibles à proximité de la paroi en dilution giratoire qu'en dilution axiale. L'angle β , qui met l'écoulement « de refroidissement » en rotation, a donc une action très importante sur le mélange.

Sur les clichés instantanés en niveau de luminance, nous voyons nettement apparaître les structures tourbillonnaires liées au cisaillement de l'écoulement dans la zone pariétale. En comparant les clichés obtenus dans les deux configurations d'injection, il semble que les structures obtenues en dilution axiale soient plus petites. On retrouve également un épaississement de la zone de mélange qui peut expliquer les évolutions obtenues sur les échelles.

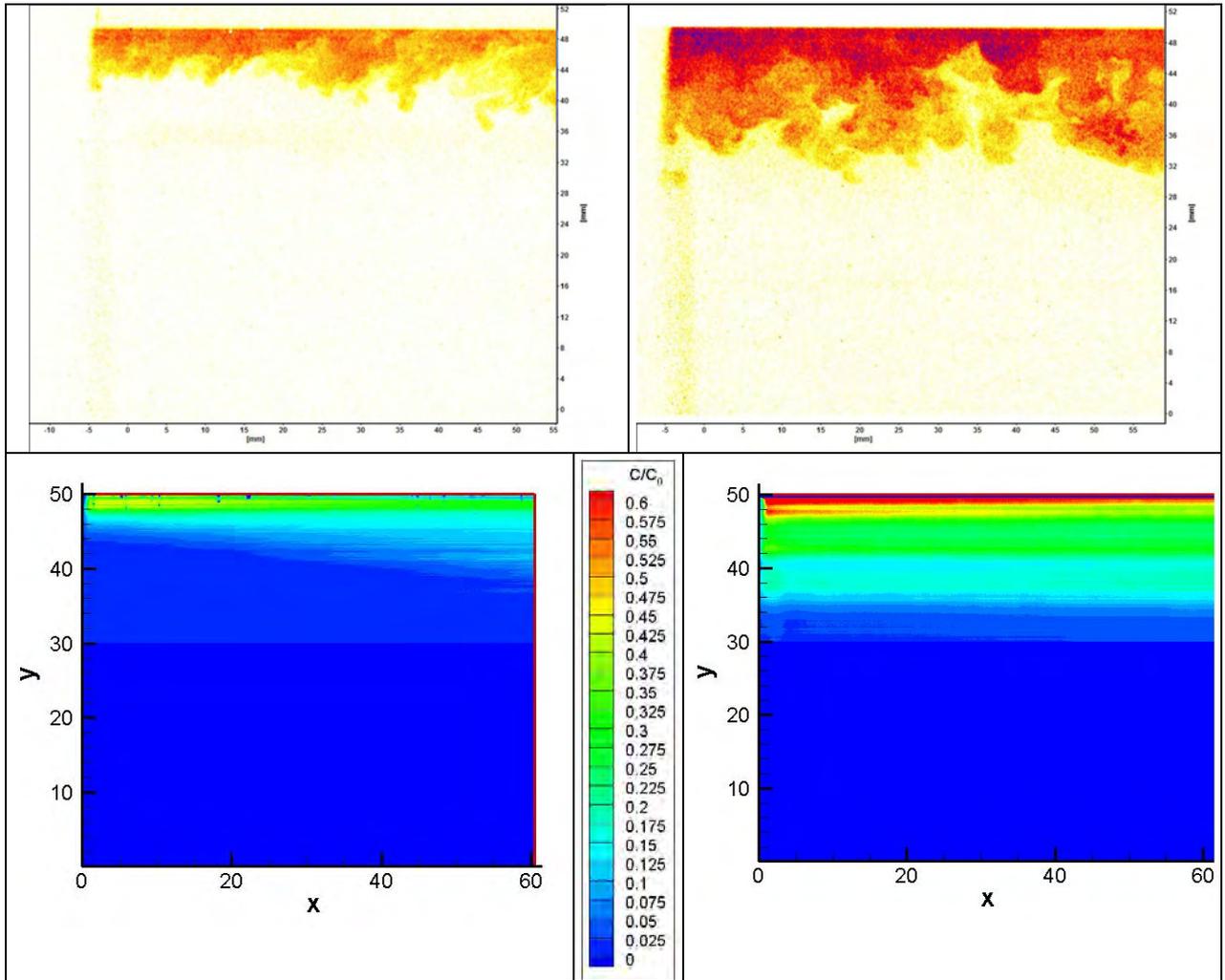


Figure IV-16 : Comparaison des champs de concentration
En haut: champs instantanés ; En bas: champs moyens
A gauche: injection Axiale ; A droite: injection giratoire
(axes en mm)

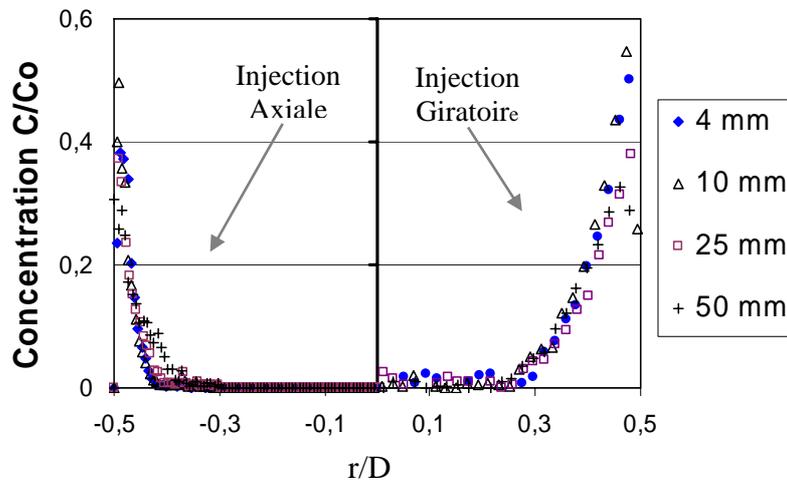


Figure IV-17 : Comparaison des profils de concentration

IV.3 CONCLUSIONS SUR L'ETUDE EN AVAL D'UNE ZONE DE DILUTION

Une zone de dilution réaliste a été étudiée expérimentalement. En configuration de dilution giratoire comme en configuration de dilution axiale, le film de refroidissement généré reste plaqué contre la paroi sous l'effet de l'écoulement principal incident. Grâce à l'allongement du temps de transit de l'air de refroidissement, la dilution giratoire permet d'obtenir une épaisseur de film bien plus grande qu'en dilution axiale tout en gardant une concentration en gaz frais analogue. Dans les deux configurations, la turbulence produite par l'interaction des jets et de l'écoulement principal est très intense. Cette turbulence est hautement anisotrope en dilution axiale. Un retour partiel vers l'isotropie s'opère en dilution giratoire. De plus, l'hypothèse de Boussinesq, qui est le fondement des modèles RANS, est mieux vérifiée en configuration giratoire.

La base de données établie a été transmise à Turbomeca. Leur code de calcul a été testé sur cette configuration en utilisant, notamment, une condition limite uniforme pour assurer l'injection. Ce travail fut présenté à l'AIAA Joint Propulsion Conference en juillet 2008. Le papier associé à cette présentation est fourni en annexe A4.

CHAPITRE V : ETUDE DANS UNE ZONE DE DILUTION

CHAPITRE V : ETUDE DANS UNE ZONE DE DILUTION	111
V.1 INTRODUCTION	112
V.1.1 Objectifs	112
V.1.2 Conditions d'essais.....	112
V.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX	113
V.2.1 Vitesses moyennes	113
V.2.2 Turbulence.....	115
V.3 RESULTATS NUMERIQUES	115
V.3.1 Performance des calculs RANS et URANS	115
V.3.1.1 Écoulement dans le plan de sortie de l'orifice.....	115
V.3.1.2 Interaction entre le jet et l'écoulement principal	117
V.3.2 Exploitation des résultats numériques.....	119
V.3.2.1 Structures de l'écoulement, mélange.....	119
V.3.2.2 Champs de vitesse en sortie de l'orifice	124
V.4 CONCLUSIONS SUR L'ETUDE DANS LA ZONE DE DILUTION	128

V.1 INTRODUCTION

V.1.1 Objectifs

L'étude bibliographique n'ayant permis d'obtenir que des informations parcellaires sur les jets en giration, l'objectif de ce chapitre est de présenter en détail la structure d'un tel jet. Dans ce but, les mesures expérimentales recueillies sur un jet situé au centre de la première rangée sont présentées. Des simulations numériques réalisées sur un jet isolé en giration complètent ce travail, bien que les configurations numériques et expérimentales ne soient pas tout à fait identiques. En effet, le grand nombre de jets présents sur le banc d'essai entraîne un blocage aérodynamique important et leur espacement faible favorise leur interaction. Or, dans la configuration de jet isolé choisie pour l'étude numérique, le blocage aérodynamique est plus faible et aucune interaction entre jets ne peut être prise en compte. Toutefois, les travaux de Most indiquant que la configuration (jet isolé ou plaque multiperforée) et la position du jet sur une plaque multiperforée (première ou dernière rangée) a peu d'influence sur le champ de vitesse en sortie de l'orifice, des comparaisons entre les calculs et l'expérience sont présentées. Les résultats numériques sont ensuite exploités pour comprendre les mécanismes des structures cohérentes. Pour finir, le champ de vitesse en sortie de l'orifice est étudié en détail. Sa connaissance est importante pour les approches numériques de type injections locales par condition limite ou termes sources.

V.1.2 Conditions d'essais

Le Tableau V-1 regroupe les paramètres imposés sur l'écoulement principal et au niveau des jets pour les différents essais. Le point nominal de fonctionnement est établi par conservation du nombre de Reynolds de l'écoulement principal ainsi que par conservation du rapport des flux de quantité de mouvement (cf. § III.1.1.1). L'étude de la convergence en maillage est réalisée avec ces conditions de fonctionnement. Toutefois, pour les essais expérimentaux, nous avons dû veiller à ne pas dépasser le débit maximal accepté par le débitmètre à turbine. Cette précaution a nécessité une réduction de la vitesse de l'écoulement principal. L'étude de Rouvreau [76] a cependant montré que ce paramètre n'est pas prépondérant.

Un problème d'étalonnage nous a ensuite conduit à imposer un taux de soufflage de 7,5 au lieu de 8,8 comme il était prévu initialement. Les calculs effectués avec le maillage fin ont donc été repris avec ce taux de soufflage pour que les résultats puissent être comparés aux mesures expérimentales.

Entre les essais et le calcul, le coefficient de perte de charge, défini par l'équation IV-1, n'est pas rigoureusement identique. La valeur de 0,69 est obtenue lors des essais contre 0,62 pour le calcul.

	V_0	V_{jets}	M	I	ΔP	Cd
Unité	m/s	m/s	-	-	Pa	-
Point nominal	3,920	34,5	8,8	78		
Essai plan 1 ^{ière} rangée	3,464	26,3	7,6	58	836	0,68
Essai plan -P/2	3,510	26,5	7,5	57	842	0,68
Essai plan -P/4	3,516	26,4	7,5	57	857	0,68
Essai plan +P/4	3,515	26,5	7,5	57	855	0,68
Essai plan +P/2	3,519	26,5	7,5	57	855	0,68
Moyenne essais	3,505	26,4	7,54	56,9	849	0,68
Calcul	3,920	29,6	7,54	56,9	1323	0,62

Tableau V-1 : Point nominal et paramètres des essais

V.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les mesures présentées dans ce chapitre sont situées sur la première rangée de perforations. Sur cette rangée l'interaction entre l'écoulement principal et les jets est la plus forte et le film pariétal ne s'est pas encore formé. Cette position a été choisie pour une première analyse parce que le comportement des jets est à priori le plus poche de celui d'un jet isolé.

V.2.1 Vitesses moyennes

Sur la Figure V-1 l'évolution de l'écoulement est observée sur quatre sections transverses. En amont de l'injection, ($X=-P/4$), les jets ont déjà une influence sur l'écoulement principal : ils induisent un blocage aérodynamique qui a pour conséquence une accélération de la vitesse longitudinale. Dans la section des orifices ($X=0$), les jets sortent avec une forte vitesse transversale. On constate un décalage entre la position des jets et la position des orifices. En effet, le repère étant positionné au centre de la section de sortie de la perforation située au centre de la première rangée, les bords de l'orifice sont situés précisément à $z/d=-1$ et $z/d=1$ alors que le jet est situé entre $z/d=0$ et $z/d=2$. L'écoulement principal accélère au dessus de la sortie de l'orifice dans une zone comprise entre $z/d=0$ et $z/d=1$ ce qui semble bloquer la sortie de l'écoulement secondaire dans cette région. Le comportement du jet en sortie d'un orifice est confirmé par des visualisations présentées sur la Figure V-2. Ces visualisations sont obtenues en positionnant la nappe laser de manière affleurante à la paroi et en ensemençant seulement l'écoulement secondaire. Elles mettent en évidence une absence d'ensemencement dans la zone du bord d'attaque¹ l'orifice correspondant aux faibles vitesses normales et transverses observées par PIV. Une deuxième série de visualisations a été effectuée en bouchant tous les orifices situés de part et d'autre de celui observé pour se placer dans une configuration de jet isolé. Les observations amènent à la même conclusion : aucun ensemencement n'est présent vers le bord d'attaque.

¹ Les notations de McGovern et Leylek [61] qui parlent de « leading edge » et « trailing edge » sont ici reprises.

En aval de l'injection, sur le plan situé à $X=P/4$, une zone de sillage en forme de « L » inversé s'est formée. Cette zone est entourée de deux tourbillons contrarotatifs dissymétriques. Ces tourbillons diffèrent par leur taille et par leur position. Leur mécanisme de génération respectif sera discuté à l'aide des résultats numériques, dans le paragraphe V.3.2. Ils entraînent des fortes vitesses verticales et, localement, des vitesses transverses en proximité de la paroi. Plus en aval, dans le plan situé en $X=P/2$, la zone de sillage s'étend. En proximité immédiate de la paroi, les zones à vitesse transversale fusionnent pour créer un écoulement transverse continu. Celui-ci aura une influence sur la capacité convective du film de refroidissement. Toujours dans le plan à $X=P/2$, des vitesses verticales importantes persistent. Elles ont un rôle important dans le mélange entre l'écoulement principal et l'écoulement secondaire.

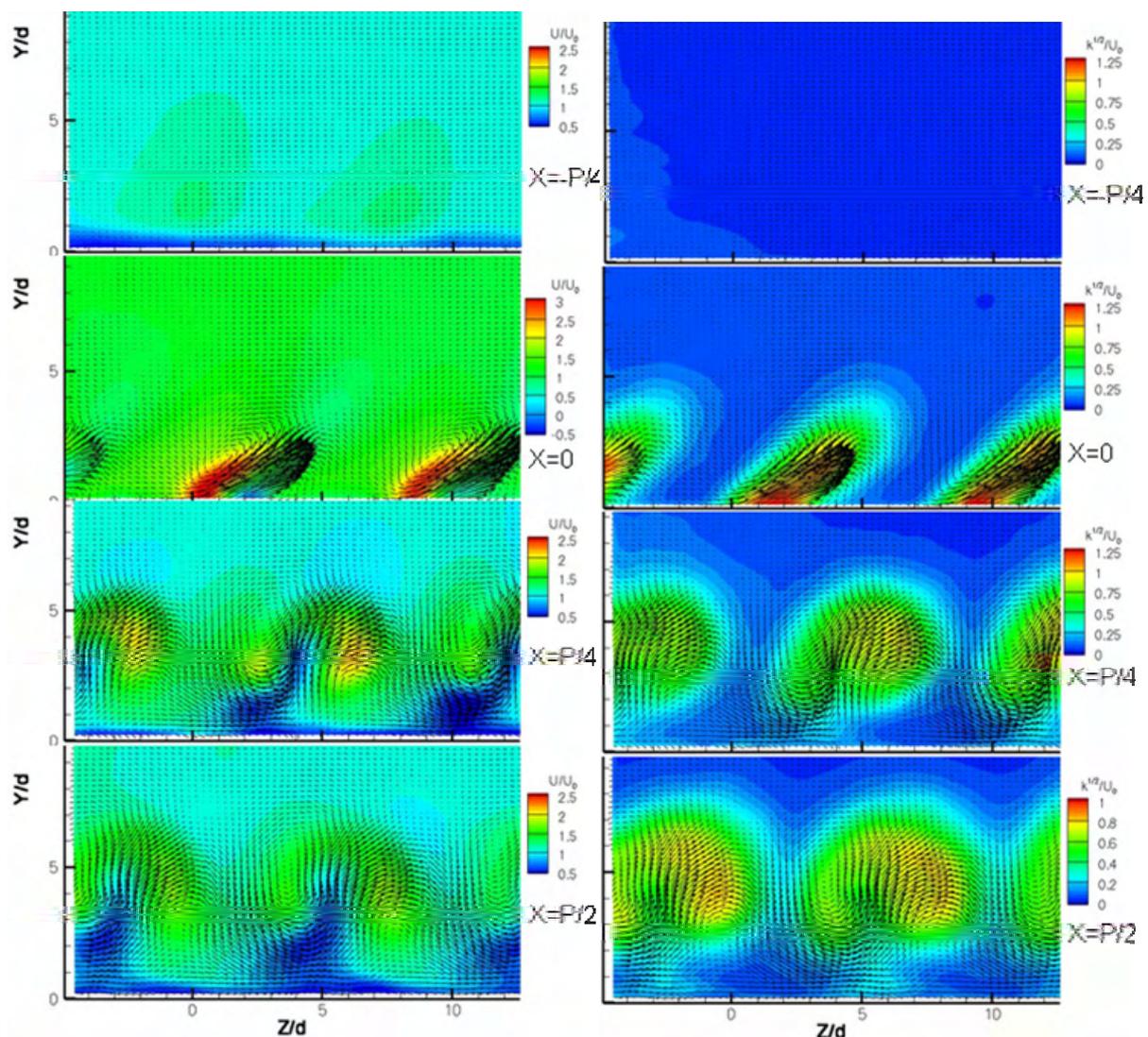


Figure V-1 : Évolution de l'écoulement autour de l'injection.
A gauche : Isocontours de vitesse longitudinale et vecteurs vitesse dans le plan.
A droite : Énergie cinétique turbulente et vecteurs vitesse dans le plan.

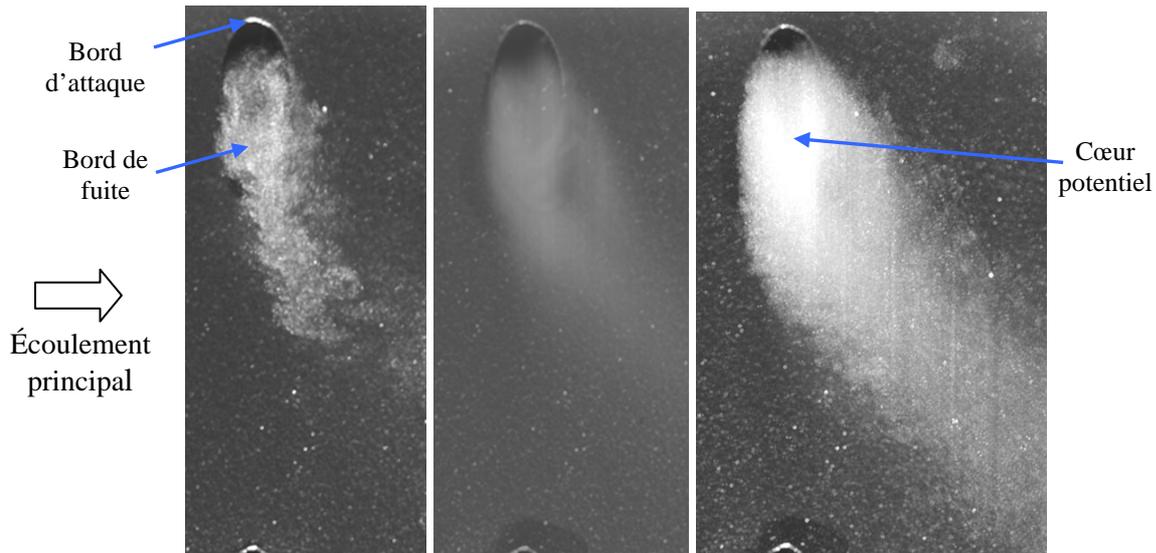


Figure V-2 : Visualisations dans le plan de sortie de l'orifice.
De gauche à droite : cliché instantané, champ moyen et maximum de luminance.

Sur les visualisations en maximum de luminance, une zone d'intensité maximale indique la présence d'un cœur potentiel situé au voisinage du bord de fuite.

V.2.2 Turbulence

Les jets pénétrant dans l'écoulement principal génèrent une turbulence très importante. La Figure V-1 montre des niveaux d'intensité turbulente de plus de 100% à la sortie des orifices. Plus en aval, la zone turbulente diffuse pour envahir pratiquement toute la largeur de la veine et commencer à former un film turbulent. Les niveaux d'intensité turbulente restent importants (40 à 80% en P/2).

V.3 RESULTATS NUMERIQUES

V.3.1 Performance des calculs RANS et URANS

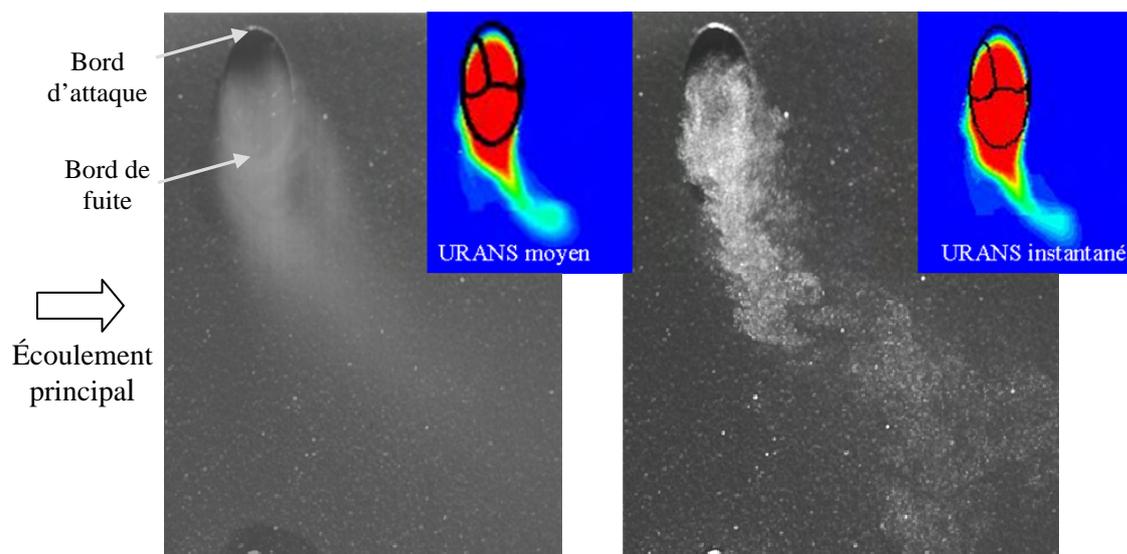
Le maillage fin est maintenant utilisé pour entreprendre des calculs avec le taux de soufflage des essais expérimentaux ($M=7,54$). Les résultats obtenus sont comparés aux mesures expérimentales dans le plan de symétrie de la première rangée ($x=0$) et dans le plan situé à $x=P/4$ en aval. Des calculs RANS et URANS sont réalisés avec un modèle de turbulence KL doté respectivement des fermetures standard et Semi-Déterministe. Pour le calcul instationnaire, l'intégration temporelle est réalisée avec le schéma implicite d'ordre 2 utilisé sur le cas test présenté au paragraphe III.2.4 avec un pas de temps de 5×10^{-6} secondes.

V.3.1.1 Écoulement dans le plan de sortie de l'orifice

Sur la Figure V-3, la visualisation réalisée dans le plan de sortie de l'orifice est comparée à un champ de concentration obtenu par un calcul URANS moyenné. Les résultats numériques sont présentés dans un plan situé à 0,5 mm de la paroi correspondant au milieu de la nappe laser (d'épaisseur 1 mm). La comparaison montre que le jet numérique sort par toute la section de l'orifice ce qui n'est pas le cas expérimentalement puisque les mesures montrent

une absence d'ensemencement vers le bord d'attaque. Les résultats numériques sont pourtant en accord avec ceux rencontrés lors de l'étude bibliographique (McGovern et Leylek [61]) qui montrent des vitesses maximales dans cette région du bord d'attaque (Figure V-14). En parallèle, les mesures PIV sont cohérentes avec les visualisations. Pour s'assurer de leur qualité, des vérifications ont été faites sur les expérimentations (dimensions de la maquette et des orifices, mesures des débits) et une visualisation d'un jet isolé a été réalisée. Pour expliquer cette différence, la seule explication que l'on envisage est l'écart de vitesse dans la veine du bas entre l'expérience et le calcul. Pour alimenter les 90 jets, l'écoulement secondaire se déplace à une vitesse débitante de 2,8 m/s au niveau de la première rangée. Pour respecter une telle vitesse dans notre simulation numérique, il aurait fallu réduire la surface d'entrée d'un facteur 90. Ne connaissant pas à priori les dimensions de la zone d'influence de l'aspiration, la surface ainsi réduite fut jugée trop petite par rapport à la taille de l'orifice. Avec la surface d'entrée décrite sur la Figure III-46, nous obtenons une vitesse de 0,4 m/s. Cet écart est peut être la cause des différences obtenues sur la dynamique et sur le coefficient de décharge. Pour la simulation numérique, une alternative consiste à laisser une sortie sur la veine du bas et imposer une différence de pression entre les deux veines. La vitesse de 2,8 m/s peut alors être imposée. Nous avons jugé, peut être de façon prématurée, que l'accélération très importante dans le jet (jusqu'à 45 m/s, Figure V-14) est le mécanisme principal de la génération des mouvements.

Dans la région située autour et au-delà du bord de fuite de l'orifice, les résultats expérimentaux et numériques s'accordent qualitativement. Sur les champs moyens on observe ainsi une langue de forme allongée (zone de surbrillance). Sur la visualisation on note une différence plus forte du traceur que celle calculée par le code. En comparant les champs moyen et instantané, on peut remarquer que cette diffusion est due à un battement longitudinal (dans le sens de l'écoulement principal) du jet non capturé par le modèle.



**Figure V-3 : Visualisation dans le plan de sortie de l'orifice.
A gauche : Champ moyen. A droite : champ instantané.**

V.3.1.2 Interaction entre le jet et l'écoulement principal

V.3.1.2.1 Champs dans le plan des jets

Sur la Figure V-4 sont présentés les champs de vitesse longitudinale et les champs de vitesse secondaire obtenus par les mesures PIV, les calculs RANS et les calculs URANS moyennés. Dans ce plan, les résultats des calculs RANS et URANS moyenné étant très proches, ils sont comparés ensemble aux mesures. La vitesse secondaire est définie par l'équation suivante :

$$V_{\text{sec}} = \sqrt{V_y^2 + V_z^2}$$

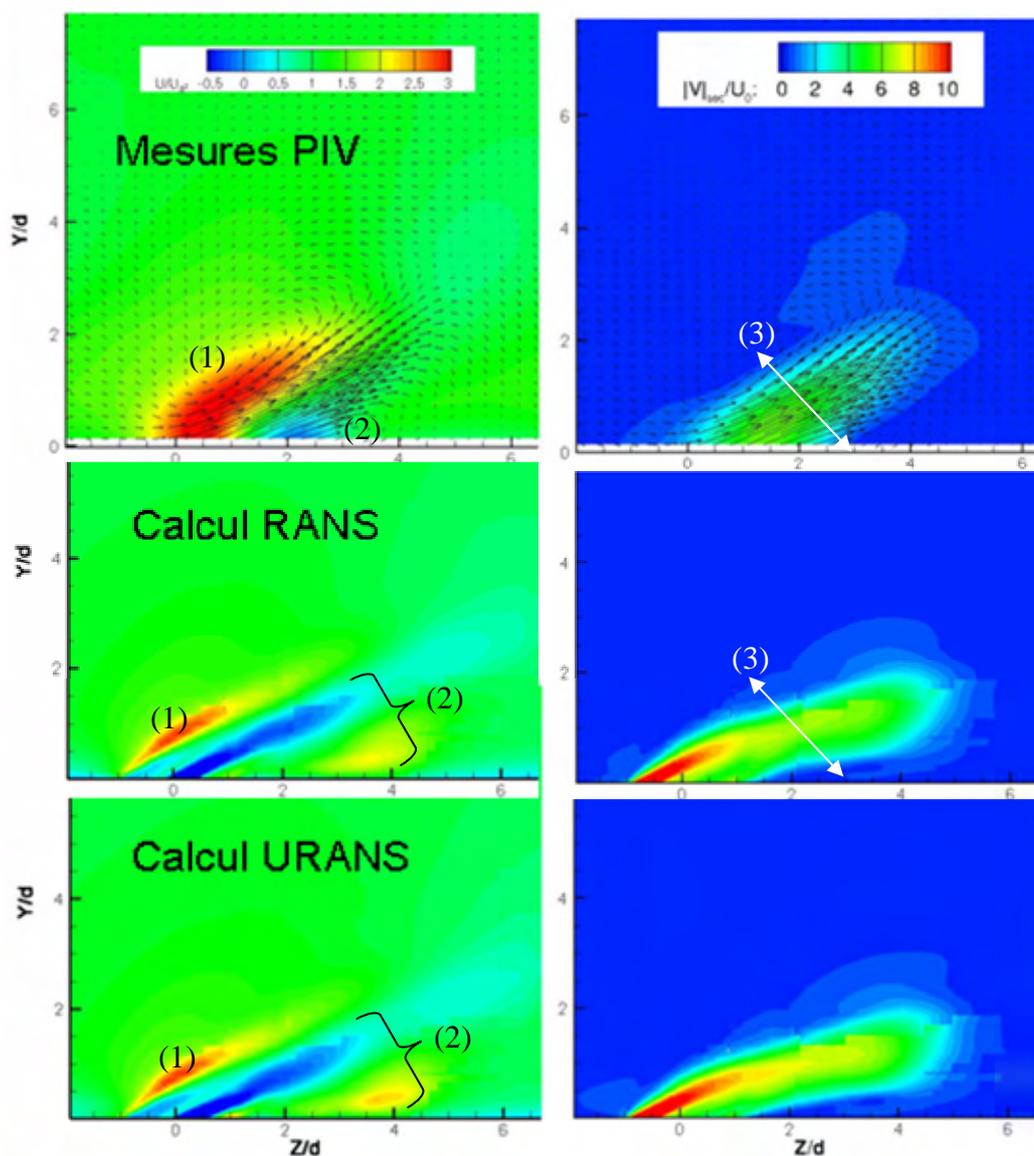


Figure V-4 : Isovaleurs des vitesses moyennes en $X=0$.
 A gauche : composantes longitudinale. A droite : vitesse secondaire.
 De haut en bas : mesures PIV, calcul RANS, calcul URANS.

La comparaison des résultats des mesures et des calculs montre des différences importantes. Comme lors des visualisations, on observe sur les mesures PIV que le jet sort du côté du bord de fuite de l'orifice. Les résultats numériques montrent au contraire un jet sortant sur toute la surface de sortie avec de surcroît des vitesses secondaires maximales du côté du bord d'attaque ($Z/d=-1$). En conséquence, on observe un décalage du jet qui semble lié à la zone d'accélération (notée (1) sur la Figure V-4) observée sur la composante longitudinale. Expérimentalement, celle-ci affecte une zone bien plus importante que sur les résultats des calculs. Cette différence semble due à la différence de configuration puisque lors de l'expérience la rangée de 9 perforations induit un blocage aérodynamique bien plus important que dans le cas du jet isolé du calcul.

Sur les résultats de calculs, on observe la présence du tourbillon interne qui débouche dans l'écoulement principal (2). La trace de ce tourbillon semble également présente sur les résultats des mesures, mais dans une moindre proportion.

La vitesse secondaire montre des différences d'intensité et de répartition spatiale entre les mesures et le calcul. Pour comprendre ces différences, un profil (3) est extrait dans la section à $x=0$ en travers du jet (entre les points $y/d=2$ $z/d=1$ et $y/d=0$ $z/d=3$). Les profils obtenus sont présentés sur la Figure V-5. Leur comparaison indique une diffusion plus importante dans la configuration expérimentale.

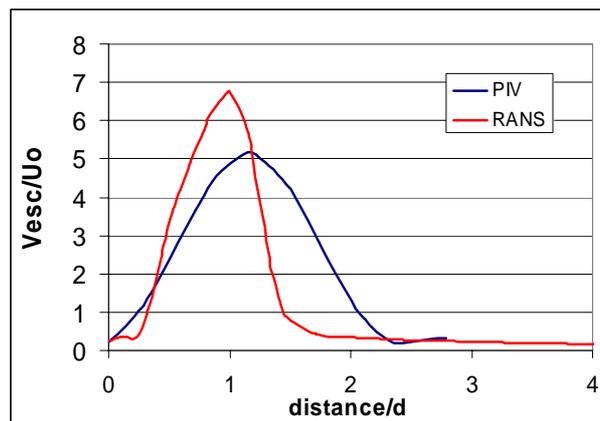


Figure V-5 : Comparaison du comportement des jets

V.3.1.2.2 Champs en aval de l'injection

En aval de l'orifice, les simulations numériques permettent d'obtenir les deux tourbillons contrarotatifs positionnés de part et d'autre de la zone de sillage. Toutefois, les comparaisons avec l'expérience restent qualitatives à cause de l'interaction entre les jets qui n'est pas prise en compte dans les calculs.

En effet, on observe sur la Figure V-6 la présence du jet suivant par la présence du sillage et de la zone de forte vitesse secondaire qui lui sont associés ($8 < Z/d < 10$). Le jet $n+1$ restreint l'espace disponible pour le jet n , ce qui explique les différences observées entre les mesures et les simulations numériques. La comparaison des calculs RANS et URANS ne met pas en évidence de différence significative.

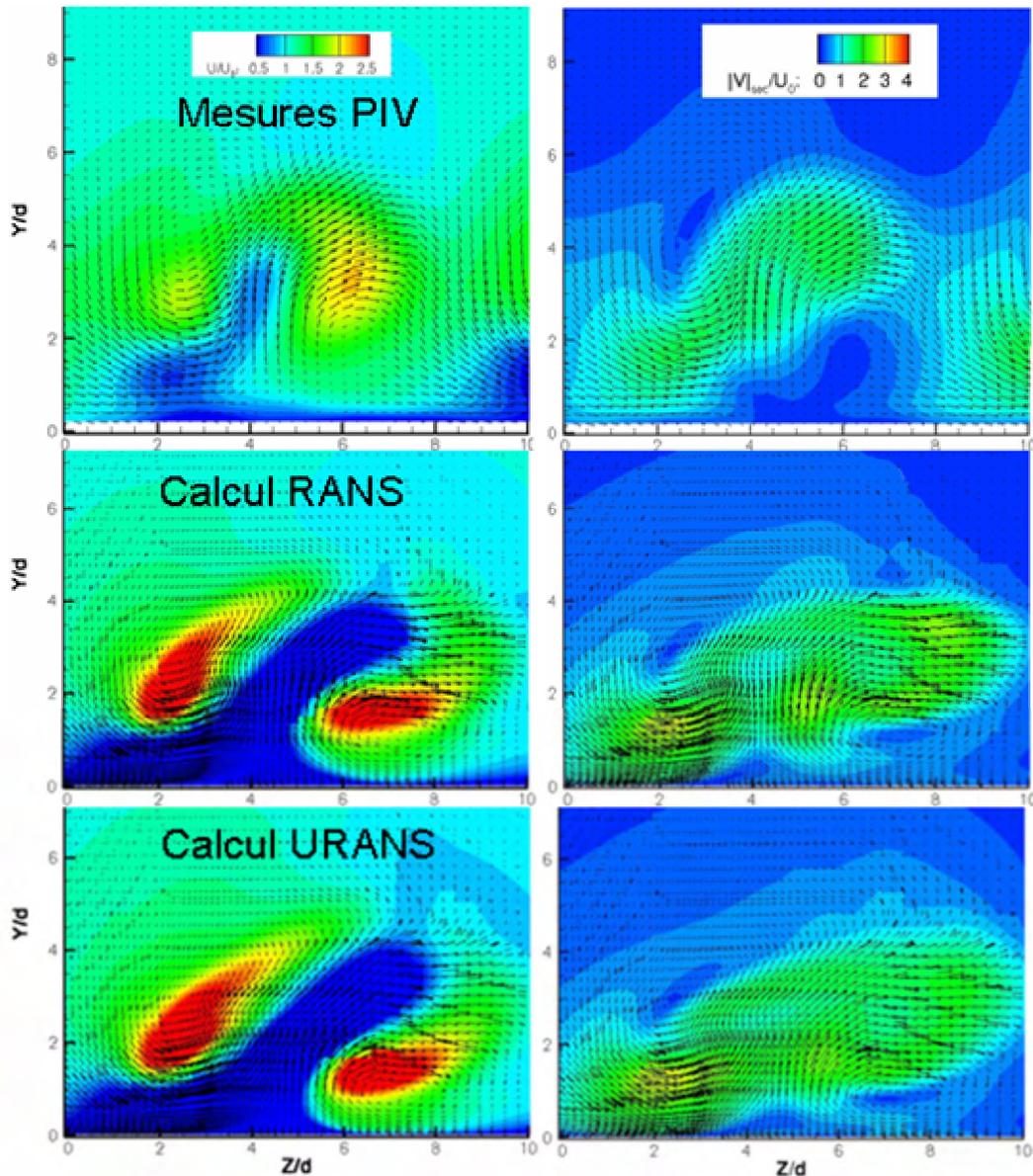


Figure V-6 : Isovaleurs des vitesses moyennes en $X=P/4$.
 A gauche : composantes longitudinale. A droite : vitesse secondaire.
 De haut en bas : mesures PIV, calcul RANS, calcul URANS.

V.3.2 Exploitation des résultats numériques

Bien que les résultats numériques soient assez éloignés des résultats expérimentaux en ce qui concerne les intensités ou la position de la zone de sillage et des structures, la présence de ces dernières dans les résultats numériques prouve que leur mécanisme de génération est capturé par les calculs. Ces derniers sont donc utilisés pour comprendre les structures moyennes et cohérentes qui se développent.

V.3.2.1 Structures de l'écoulement, mélange

V.3.2.1.1 Tourbillons moyens

Sur la Figure V-7 on observe les deux tourbillons générés en interaction avec le jet. Il apparaît clairement que le tourbillon (1) situé du côté de la couche cisailée amont est le

résultat de l'entraînement de l'écoulement principal par le jet. Ce tourbillon ne produit pas un mélange important entre l'écoulement principal et l'écoulement secondaire puisqu'il est essentiellement constitué d'air de l'écoulement principal.

Le tourbillon (2) situé du côté des Z positifs est également le résultat de l'entraînement de l'écoulement principal par le jet. Par contre, ce tourbillon a une action importante sur le mélange. Il amène de l'air « froid », issu du jet, vers la paroi.

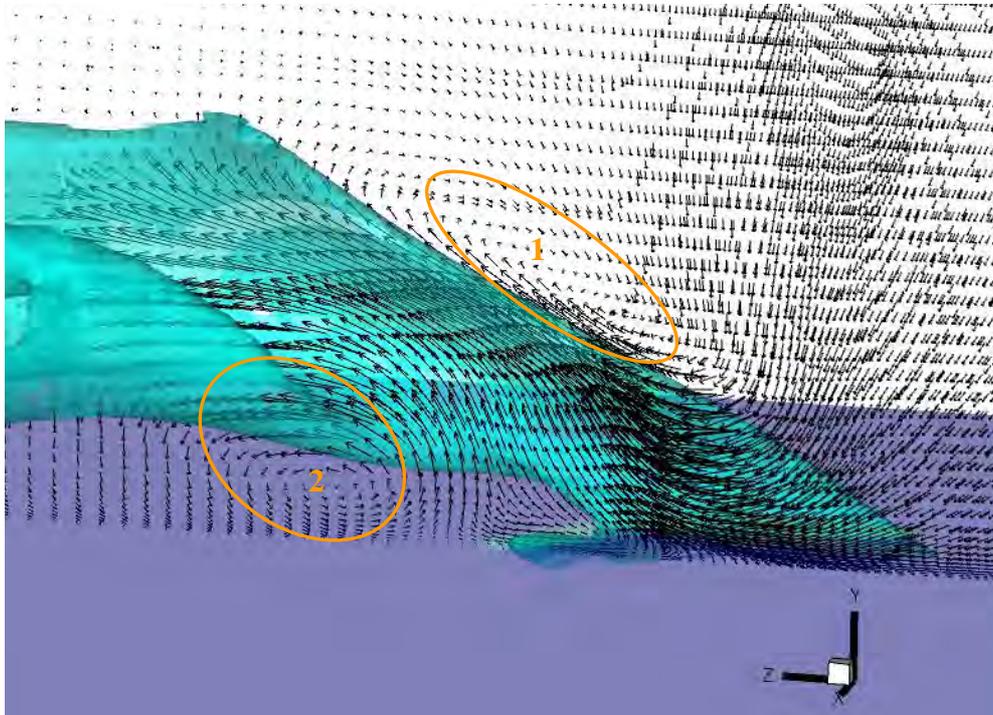


Figure V-7 : Isosurface de concentration et vecteurs 3D dans le plan $X=P/4$

V.3.2.1.2 *Mouvements cohérents*

Des calculs instationnaires ont été réalisés avec le modèle KL utilisant la fermeture Semi Déterministe. Les tests réalisés sur un jet transverse (paragraphe III.2.4) ont montré la nécessité d'utiliser une méthode d'intégration temporelle suffisamment précise. Pour réaliser les calculs du jet en rotation, le schéma implicite d'ordre 2 a été utilisé avec un pas de temps de 5×10^{-6} secondes. Les tests préliminaires ont également indiqué la difficulté de prendre en compte les mouvements cohérents dans les zones cisailées très fines. Malgré ces difficultés, les champs instantanés obtenus sur le jet en rotation indiquent la présence d'un mouvement cohérent au sein de la perforation, vers la sortie de l'orifice (Figure V-8). Pour mettre en évidence les structures générées, l'opérateur λ_2 est calculé. Ce critère correspond à la deuxième valeur propre du tenseur $\overline{\Omega}^2 + \overline{S}^2$ et il est relié au laplacien de la pression (Prière [74]). Représenté sur la Figure V-9, ses valeurs négatives indiquent la présence d'un centre dépressionnaire et, par voie de conséquence, la présence d'une structure en rotation. Toutefois, bien que ce critère fasse la distinction entre la vorticité d'une structure et les effets visqueux aux parois, Jeon et Hussain [44] montrent que cette condition est nécessaire mais pas suffisante. Des exceptions apparaissant dans les couches cisailées montrent les limites du

critère λ_2 . Ces auteurs complètent donc la définition du critère et dérivent un nouvel opérateur, le Mergulien, à partir de λ_2 :

$$Me = \sqrt{(|\lambda_2| - \lambda_2)/2}$$

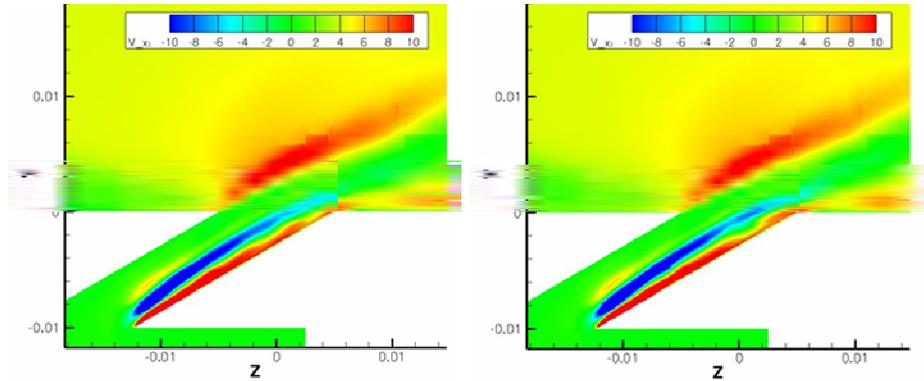


Figure V-8 : Isovaleurs de la vitesse longitudinale à deux instants différents obtenues (calculs URANS) (axes en mètres)

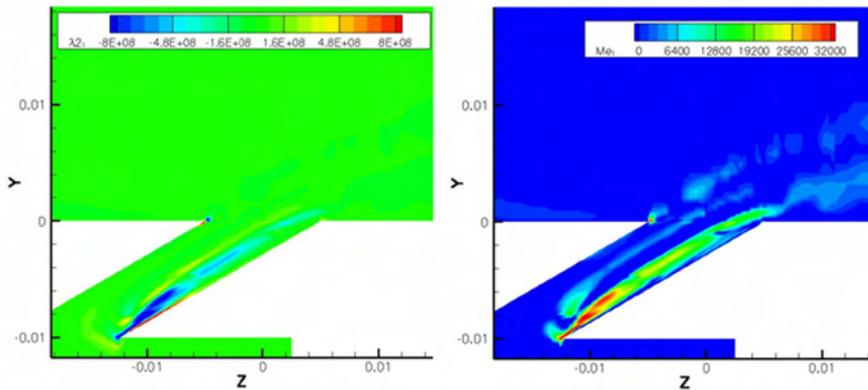
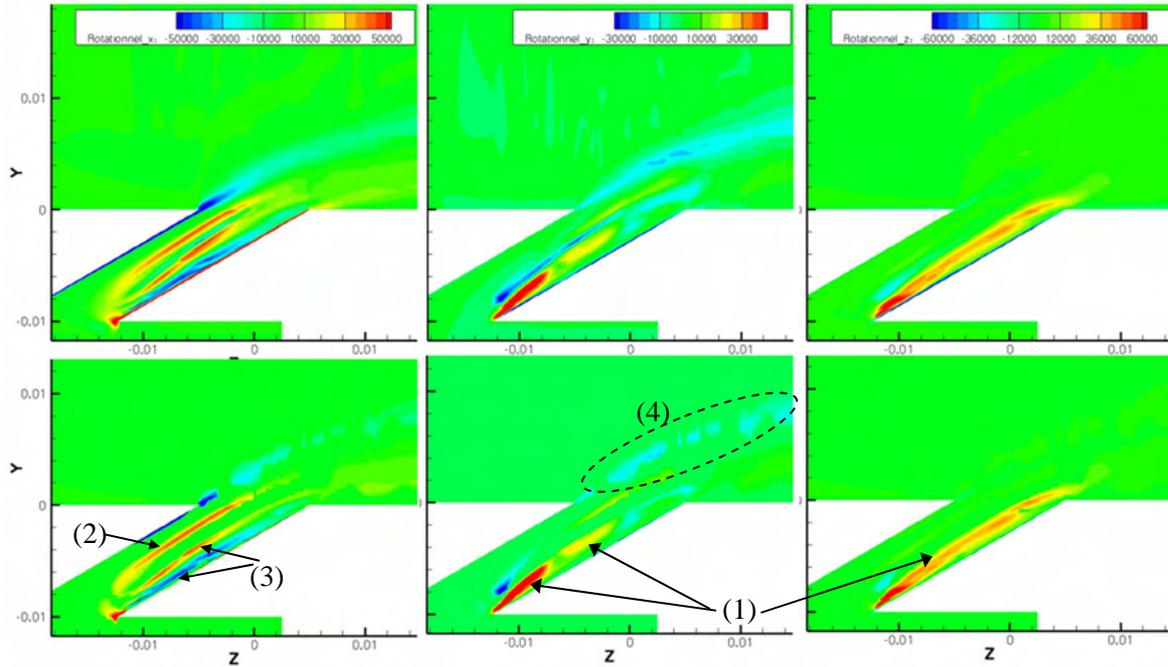


Figure V-9 : Critère λ_2 (à gauche) et Mergulien (à droite) appliqués sur un champ instantané (axes en mètres)

Représenté sur la Figure V-9, le Mergulien met en évidence des structures dans la couche cisailée amont du jet et au sein de l’orifice entre la zone de jet et la zone à faible vitesse, comme dans le cas de l’injection axiale (Mendez, [62]). Le Mergulien met de plus en évidence des structures dans la zone à basse vitesse.

Le Mergulien étant un scalaire, il a pour inconvénient de ne pas donner d’indication sur l’orientation des structures. Le rotationnel est donc utilisé comme indicateur complémentaire. Ses trois composantes, représentées sur la Figure V-10, permettent de connaître la direction de rotation. Cependant, des zones de déformation, non associées à des structures cohérentes sont détectées par le rotationnel. Nous proposons donc d’associer le rotationnel et le Mergulien. Pour cela une fonction F est dérivée du Mergulien. F a pour valeur 1 si le Mergulien est positif et 0 dans les autres cas. En multipliant le rotationnel par F , les zones de déformation sont éliminées ou, en d’autres termes, la vorticité est corrélée au champ de pression. Le résultat du produit $F \cdot \text{Rotationnel}$ est présenté sur la Figure V-10. La comparaison avec le rotationnel montre clairement la suppression des couches limites ainsi qu’une zone de cisaillement dans la perforation sur la composante y .



**Figure V-10 : Vorticité instantanée (axes en mètres)
En haut : Rotationnel. En bas F*Rotationnel**

L'analyse du produit $F \cdot \text{Rotationnel}$ montre une forte vorticité (notée (1) sur la Figure V-10) associée au tourbillon interne présenté sur la Figure III-53. L'axe de ce tourbillon est identifiable sur la Figure V-8 entre les valeurs positives et négatives de la vitesse longitudinale. Les valeurs importantes de vorticité obtenues sur les composantes z et y correspondent bien à l'axe de ce tourbillon. Toujours dans la perforation, sur la composante x , une zone tourbillonnaire est détectée dans la zone de cisaillement située entre la zone de jet et la zone à basse vitesse (2). Dans le cas d'une injection axiale, Mendez [62] a également mis en évidence des structures cohérentes dans cette région grâce à une simulation aux grandes échelles. Dans le même secteur, en s'approchant de la paroi de la perforation, on décèle aussi deux zones de vorticité supplémentaires sur la composante x . Ces zones correspondent aux gradients de vitesse secondaire engendrés par le tourbillon interne (voir Figure V-15).

Au dessus la perforation, la forte interaction entre le jet et l'écoulement principal génère des structures orientées selon l'axe y (4). C'est une différence par rapport à l'injection axiale pour laquelle Mendez [62] a montré une vorticité orientée sur un axe normal au plan médian de l'orifice.

Les tests préliminaires sur les calculs instationnaires (paragraphe III.2.4) ont montré la capacité de l'approche URANS à prendre en compte les mouvements de l'écoulement à l'aval de l'injection avec une bonne résolution. Ce comportement est également observé sur le jet en rotation. L'interaction avec l'écoulement principal qui génère un mouvement de battement du jet est identifiable sur la Figure V-11. On observe également une structure cohérente qui se détache du côté du bord d'attaque.

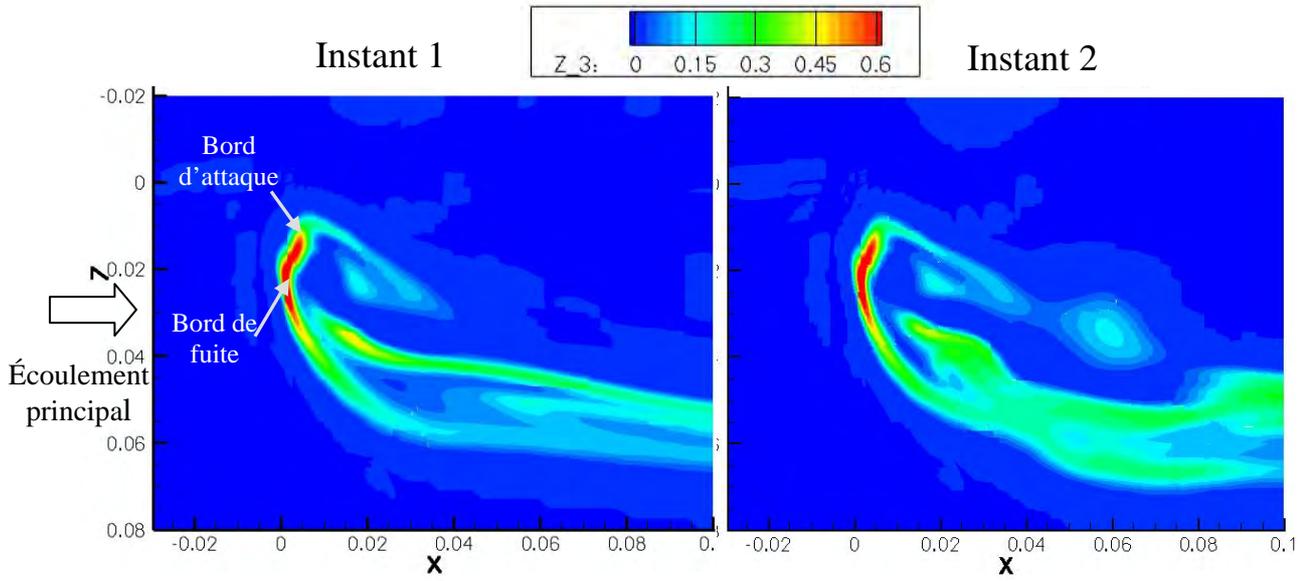


Figure V-11 : Champs de concentration à deux instants différents sur un plan situé à 10 mm de la paroi.
(axes en mètres)

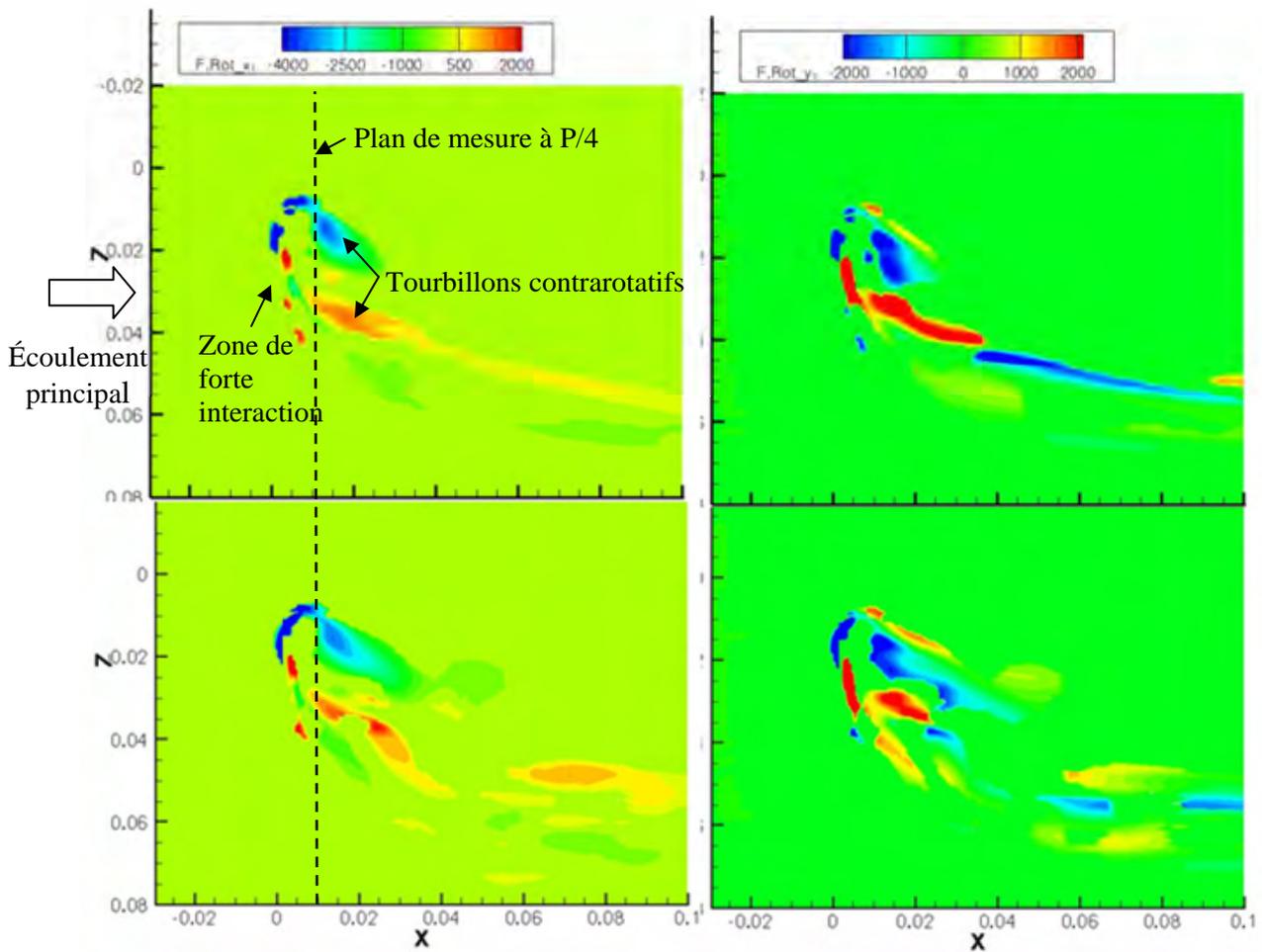


Figure V-12 : Vorticité corrélée au champ de pression à deux instants différents à 10 mm de la paroi
En haut : instant 1. En bas : instant 2.
(axes en mètres)

Pour analyser la nature des structures obtenues, l'opérateur F^* Rotationnel est appliqué sur le plan à 10 mm de la paroi aux deux instants de la Figure V-11. On observe sur la composante x des structures cohérentes localisées dans la zone d'interaction entre l'écoulement principal et le jet. Les deux tourbillons contrarotatifs sont aussi clairement identifiables. On constate que le tourbillon situé du côté du bord de fuite reste cohérent sur une distance importante et finit par sortir du domaine. Au contraire, celui situé du côté du bord d'attaque est atrophié et il se dissipe rapidement. Sur la composante y, on observe en aval de l'injection des mouvements qui s'apparentent à des allées périodiques de sillage.

La prise en compte de ces mouvements cohérents rendue possible grâce au calcul URANS entraîne un champ de concentration moyenne assez différent de celui obtenu par calculs RANS en aval du jet (dès $x=0,02$ m). La Figure V-13 montre que la diffusion du jet est beaucoup plus grande lorsque le modèle Semi-Déterministe est employé.

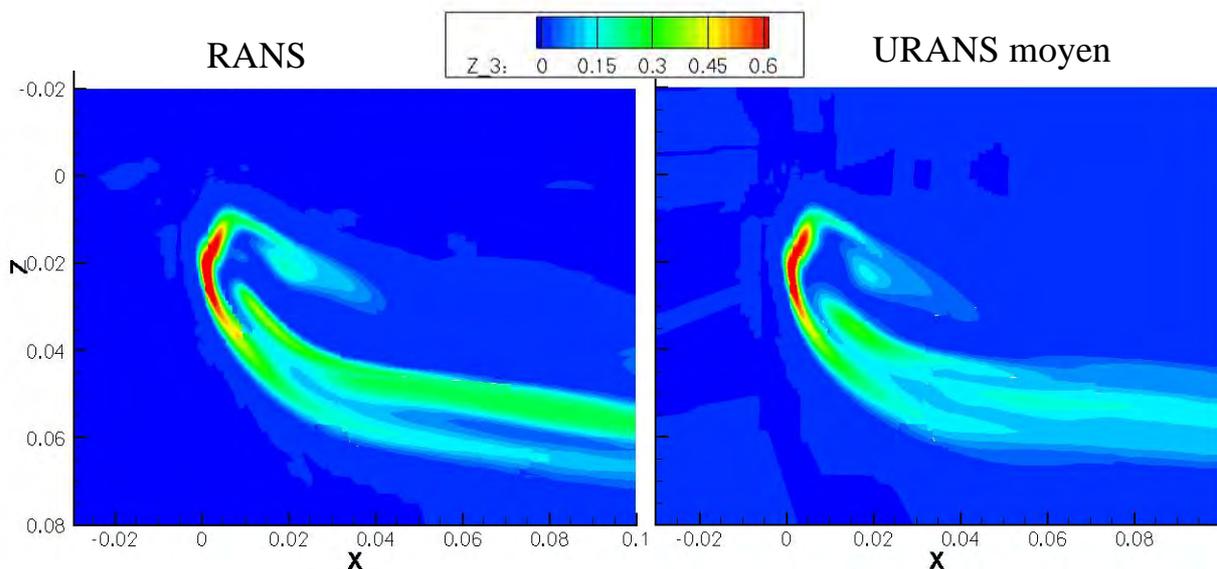


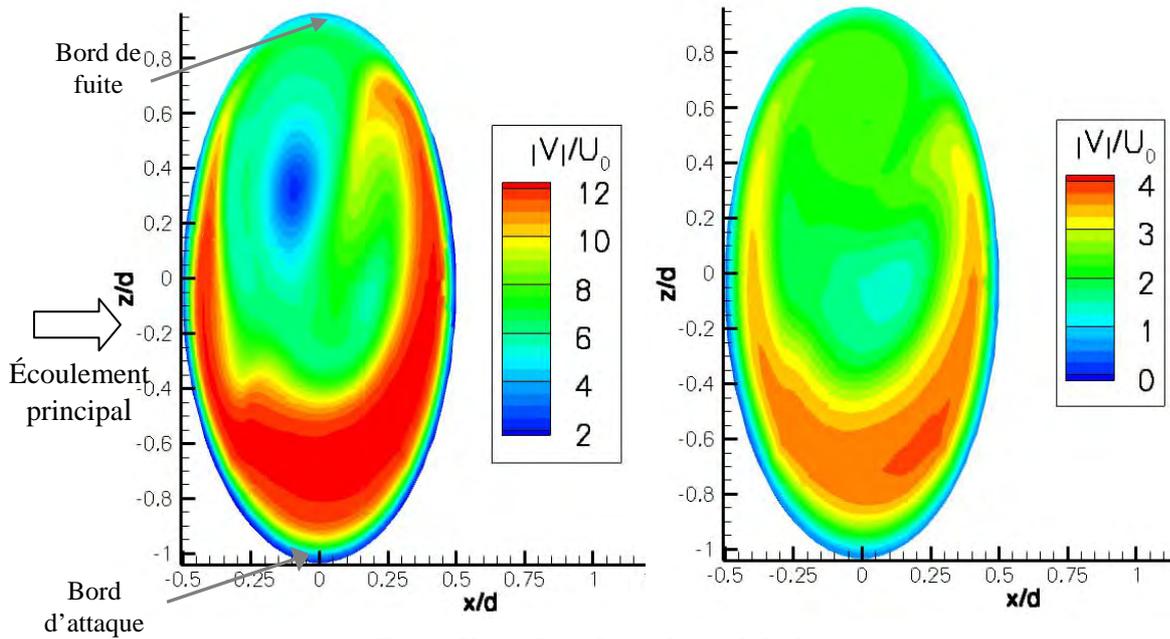
Figure V-13 : Champs de concentration sur un plan situé à 10 mm de la paroi.
 A gauche : calcul RANS. A droite : calcul URANS moyenné.
 (axes en mètres)

V.3.2.2 Champs de vitesse en sortie de l'orifice

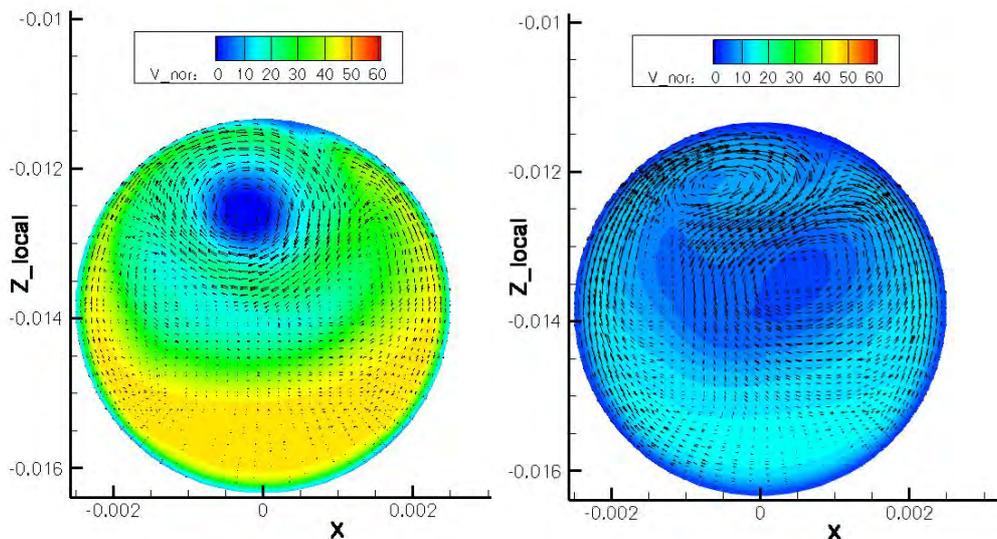
Pour les simulations numériques utilisant une approche de type injections locales, la connaissance de la distribution de vitesse est nécessaire. En effet, à cause de l'hétérogénéité de cette dernière, Most [71] démontre qu'il faut adapter la surface d'injection du modèle numérique pour injecter à la fois le bon débit massique et le bon débit de quantité de mouvement. L'étude suivante a pour but la connaissance du champ de vitesse en sortie de l'orifice. L'influence du taux de soufflage, de l'angle de giration et du modèle de turbulence est discutée.

V.3.2.2.1 Influence du taux de soufflage

Deux calculs RANS sont réalisés avec deux taux de soufflage différents : $M=7,5$ et $M=2,3$. Les résultats dans le plan de sortie de l'orifice sont présentés sur la Figure V-14. Dans les deux cas, une zone de jet, à forte vitesse se forme du côté du bord d'attaque. Cette zone de jet entoure une zone à faible vitesse. Pour le cas à fort taux de soufflage, il se forme dans la perforation un tourbillon unique au centre duquel les vitesses sont très faibles (Figure V-15). La trace de ce tourbillon est visible dans le plan de sortie par la présence d'une zone à très faible vitesse ($V/U_0=2$). Dans le cas du taux de soufflage modéré ($M=2,3$), deux tourbillons dissymétriques se forment dans la perforation (Figure V-15). La trace du tourbillon le plus grand est visible dans le plan de sortie du fait de la présence d'une zone à faible vitesse ($V/U_0=1$) à proximité du centre ($x=y=0$).



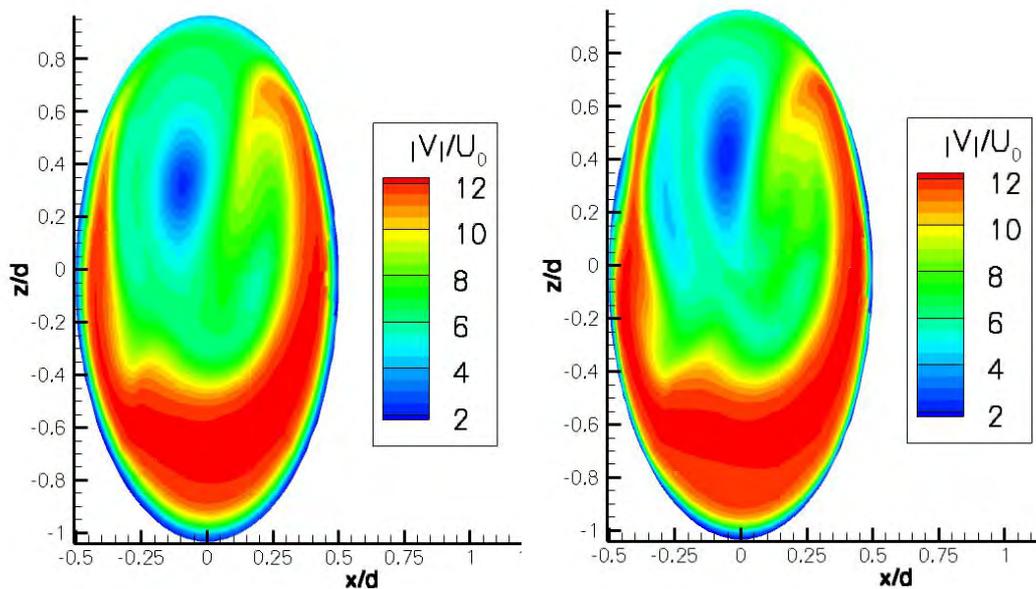
**Figure V-14 : Isovaleurs du module de vitesse.
A gauche : $M=7,5$. A droite : $M=2,3$**



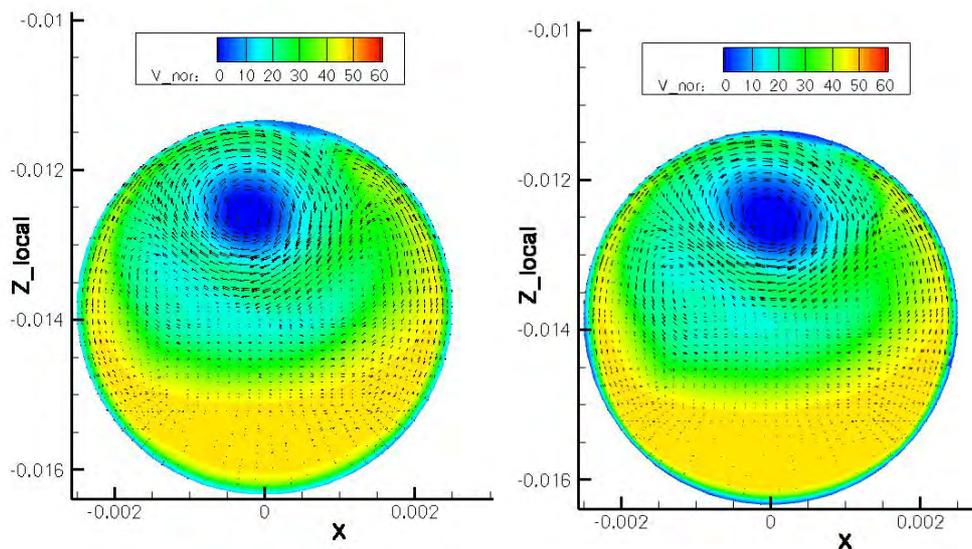
**Figure V-15 : Isovaleurs de la vitesse normale et vecteurs dans le plan de coupe (décrit en Figure III-54).
A gauche : $M=7,5$. A droite : $M=2,3$.
(axes en mètres)**

V.3.2.2.2 Influence du modèle de turbulence

Les résultats des calculs RANS et URANS moyenné sont très proches, tant dans le plan de coupe au sein de la perforation (Figure V-17) que dans le plan de sortie des jets (Figure V-16). Avec les calculs URANS les zones à faible vitesse sont légèrement plus importantes.



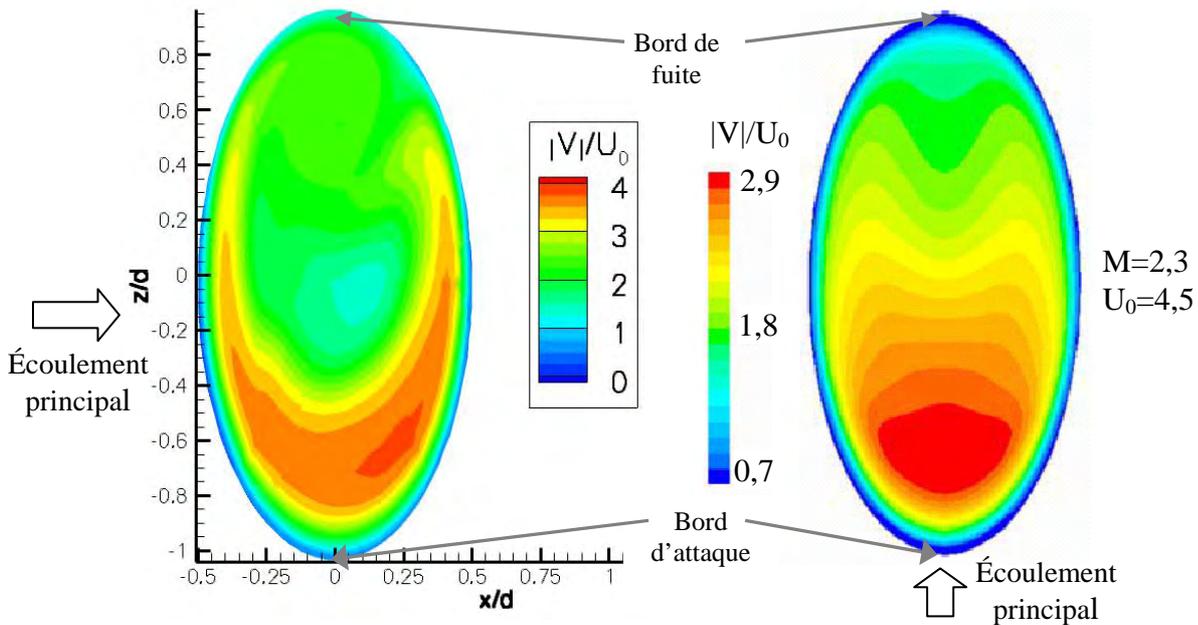
**Figure V-16 : Isovaleurs du module de vitesse.
A gauche : Calcul RANS. A droite : calcul URANS.**



**Figure V-17 : Isovaleurs de la vitesse normale et vecteurs dans le plan de coupe.
A gauche : calculs RANS. A droite : calculs URANS.
(axes en mètres)**

V.3.2.2.3 Influence de l'angle de giration

En sortie d'un orifice en giration ($\alpha=30^\circ$ et $\beta=90^\circ$), l'écoulement est fortement tridimensionnel comme le montre la Figure V-18. Comme dans le cas de l'injection axiale (Most [71]) une zone d'accélération est présente du côté du bord d'attaque. Toutefois, cette zone est bien plus petite et, par conséquent, la vitesse maximale du jet est plus importante. On note également que l'angle de giration entraîne un champ de vitesse dissymétrique.



**Figure V-18 : Isovaleurs du module de vitesse obtenus par calculs RANS.
A gauche : dilution giratoire. A droite : injection axiale (Most [71]).**

V.4 CONCLUSIONS SUR L'ETUDE DANS LA ZONE DE DILUTION

Les résultats expérimentaux obtenus sur une configuration de type dilution giratoire constituent une base de donnée inédite. Les premières analyses montrent une forte interaction entre les jets et l'écoulement principal qui se traduit sur la première rangée par une génération importante de turbulence et par des jets qui sont rapidement déviés vers l'aval. Un effet de blocage force l'écoulement principal vers le bord d'attaque de la perforation.

Les simulations numériques donnent qualitativement des résultats comparables aux mesures. Toutefois, la distribution de vitesse en sortie de la perforation est très différente puisque une partie du débit sort à proximité du bord d'attaque de l'orifice. De plus, l'effet d'accélération de l'écoulement principal est sous-estimé. Ces différences peuvent être dues au blocage différent entre l'expérience et le calcul (rangée et jet isolé) et aux conditions aux limites imposées sur l'écoulement secondaire. Plus en aval, la forme du sillage et les deux tourbillons contrarotatifs dissymétriques sont retrouvés. Toutefois, l'influence du jet latéral $n+1$ est absent dans le calcul. Par conséquent, les comparaisons avec les mesures restent qualitatives.

Les calculs URANS font apparaître des phénomènes instationnaires. Toutefois, les calculs préliminaires réalisés sur la configuration MOLECULES montrent que les paramètres utilisés permettent de mieux résoudre ces mouvements dans la zone de sillage des jets. En conséquence, les résultats moyens montrent peu de différences par rapport au calcul RANS en proximité immédiate des jets alors que des différences importantes apparaissent en aval. Grâce aux mouvements cohérents capturés, la diffusion du jet est bien plus importante. De plus, une analyse de la vorticité permet de relier les champs de vitesse calculés aux structures tourbillonnaires et facilite ainsi l'interprétation de l'écoulement. Ce dernier est complexe car il a un caractère tridimensionnel très marqué difficile à modéliser.

L'étude de l'écoulement dans l'orifice montre une grande influence du taux de soufflage sur la structure tourbillonnaire. Cette différence se ressent sur le plan de sortie de l'orifice dans la zone à basse vitesse. La zone de jet reste cependant similaire. L'angle de giration entraîne une zone à faible vitesse plus importante que dans le cas de l'injection axiale. La zone de jet est située du côté du bord d'attaque de l'orifice, comme avec une injection axiale, mais sa forme étant différente, les vitesses maximales obtenues sont plus importantes.

Les travaux présentés dans ce chapitre permettent de mieux appréhender la structure de l'écoulement et donne des indications sur l'influence de certains paramètres de l'écoulement. Néanmoins, l'analyse des écarts observés entre le calcul et les mesures doit être poursuivie afin de mieux comprendre l'interaction entre le jet et l'écoulement principal.

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Dans le contexte actuel de réduction des émissions polluantes et d'augmentation des performances des moteurs aéronautiques, le refroidissement des chambres de combustion est une clé technologique. Les trois objectifs de ce travail ont visé la compréhension de la dynamique et du mélange de l'écoulement, la fourniture d'une base de données pour l'amélioration de la prise en compte de l'injection par multiperforation dans les simulations numériques, et l'optimisation des techniques de refroidissement par l'orientation transversale des orifices d'injection.

Pour atteindre ces objectifs, ce travail a commencé par une étude bibliographique. Celle-ci a permis d'identifier le rôle de certains paramètres. Toutefois, les données concernant la dilution giratoire ont mis en évidence un manque d'information. En particulier, l'influence de l'angle de giration sur la dynamique du film de refroidissement n'avait pas été étudiée. De plus, la description des jets orientés dans un sens transverse à l'écoulement était peu connue.

Pour pallier à ces manques, deux bancs d'essais ont été mis en place pour réaliser des mesures optiques. Le choix des caractéristiques des surfaces multiperforées et des points de fonctionnement fut décidé en concertation avec Turbomeca pour une application immédiate des résultats aux moteurs aéronautiques.

Pour étudier l'influence de l'angle de giration, des mesures de vitesse et de concentration ont été réalisées sur une configuration à échelle 1. Cette étude a montré que la dilution giratoire, grâce à l'allongement du temps de transit des gaz de refroidissement qu'elle implique, permet d'obtenir un film de refroidissement bien plus épais qu'avec une injection axiale, tout en conservant dans ce film une concentration en gaz frais analogue. La technique d'injection pariétale de type dilution giratoire a donc une grande capacité de protection de la paroi et un pouvoir de dilution grandement supérieur à l'injection axiale. L'analyse de la turbulence générée par des films issus d'une injection axiale ou d'une injection giratoire nous

amène à conseiller des modèles capables de prendre en compte l'anisotropie de la turbulence lors des simulations numériques. La base de donnée réalisée lors de cette étude a été transmise à Turbomeca. En confrontant à ces mesures des calculs réalisés par leurs soins, leur modèle d'injection de type MultiPerforation a été amélioré.

Une étude expérimentale à grande échelle a été entreprise sur une configuration de dilution giratoire. Sans équivalent dans la littérature, cette étude constitue un travail original. Elle a permis de décrire en détail la structure complexe des jets en giration. Celle-ci est fortement tridimensionnelle et intrinsèquement instationnaire. L'étude s'est concentrée sur la première rangée ou l'interaction avec l'écoulement principal est très importante.

Pour calculer un tel jet, l'étude bibliographique a fait ressortir plusieurs stratégies de calcul ainsi qu'un comportement turbulent anisotrope et développant des structures à grandes échelles qui met en défaut les modèles de turbulence RANS standard. Ces conclusions ont conduit le choix d'une stratégie de calcul complet autour de la perforation et l'utilisation d'une approche URANS pour la prise en compte de la turbulence. Pour réaliser ce type de simulations numériques une fermeture Semi-Déterministe a été implantée dans le code CEDRE. Initialement écrite pour un modèle $k\epsilon$, cette fermeture a été adaptée au modèle kL et également implantée dans le code CEDRE. Son utilisation a permis un gain en temps de calcul important sans dégradation des résultats. Des tests préliminaires ont montré que l'approche URANS permet de bien résoudre des mouvements cohérents en aval de l'injection. Sur les champs moyens, cette prise en compte apporte une amélioration de la diffusion par rapport aux calculs RANS.

Le modèle kL doté de la fermeture Semi-Déterministe a ensuite été utilisé sur le cas d'un jet en giration. En aval de l'injection, les mêmes conclusions que pour les tests préliminaires ont été tirées. L'analyse de la vorticité a permis de montrer la structure complexe du jet et son caractère tridimensionnel très marqué.

Perspectives

Pour optimiser la technique d'injection par multiperforation, le banc d'essai à échelle un pourrait être utilisé avec d'autres paramètres (débits, angle β à 45° , espacement des orifices). Concernant la simulation numérique de cette configuration, l'étude expérimentale ayant montré la présence d'une turbulence difficilement modélisables par une approche RANS (tourbillons à grande échelle, anisotropie), des calculs instationnaires sont recommandés.

Le travail réalisé sur la configuration à échelle 12,5 n'est qu'une première étape. Les mesures PIV devront se poursuivre au cœur de la zone multiperforée. De plus, des mesures LDA devront être réalisées pour valider les mesures PIV et accéder à des informations plus fines concernant la turbulence. Pour analyser cette dernière et quantifier l'anisotropie, nous recommandons de diagonaliser le tenseur de Reynolds et de travailler sur les invariants, en suivant la procédure de Escudié et Lin  [24]. Une analyse des capacités des modèles de turbulence à décrire correctement ce type d'écoulement pourra être dégagée.

Les simulations numériques effectuées sur la configuration à grande échelle ne constituent également qu'un premier pas. La reprise du calcul du jet isolé en rotation en ménageant une condition de sortie dans la veine du bas et en imposant le saut de pression expérimental semble nécessaire pour vérifier si l'écoulement secondaire influence le comportement du jet. Dans un second temps, le domaine de calcul pourra être adapté pour simuler toute la première rangée en imposant des conditions de périodicité. L'interaction entre les jets sera ainsi observée. Enfin, le calcul complet de la maquette devra être envisagé.

L'étude à grande échelle au milieu de la zone dilution devrait permettre de dégager des informations utiles pour améliorer les modèles d'injections. En particulier, les observations des structures tourbillonnaires et des contraintes turbulentes pourront servir à améliorer la prise en compte de la turbulence générée par les injections pariétales de type dilution giratoire.

RÉFÉRENCES

- [1] ACHARYA S., 2007, “Steady and Unsteady RANS Film Cooling Predictions,” *VKI courses*
- [2] AFEJUKU W.O., HAY N., LAMPARD D.: “The film cooling effectiveness of two rows of holes”, 1980, *Transaction of ASME Journal of Engineering for Power*, Vol. 102, pp 601-606
- [3] AJERSCH P., ZHOU J.M., KETLER S., SALCUDEAN M., and GARTSHORE I.S. : “Multiple Jets in a Crossflow : Detailed Measurements and Numerical Simulations”, *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 119, pp. 330-342.
- [4] ANDREWS G.E., KHALIFA I.M., ASERE A.A., BAZDIDI-TEHRANI F., “Full coverage effusion film cooling with inclined holes”, *ASME paper N° 95-GT-274*, 1995
- [5] AUBRUN S. : “Étude expérimentale des structures cohérentes dans un écoulement turbulent décollé et comparaison avec une couche de mélange”, *Thèse de L’INP de Toulouse*, 1998.
- [6] AUBRUN S. , KAO P.L. , BOISSON H.C. : “Experimental coherent structures extraction and numerical semi-deterministic modelling in the turbulent flow behind a backward-facing step”, *Experimental Thermal and Fluid Science* 22 p93-101, 2000.
- [7] BARTON J.M., RUBINSTEIN R., et KIRTLEY K.R. : “Non linear Reynolds stress model for turbulent shear flows”, *AIAA 91-609*, 1991.
- [8] BERGELES G., GOSMAN A.D., LAUNDER B.E., “The prediction of three dimensional discrete hole cooling processes Part 2”, *J. of heat transfer*, vol 103, pp 141-145, 1981

REFERENCES

- [9] BIVES G., GAJAN P., STRZELECKI A., : “Étude de l’aérodynamique interne de chambre de combustion,” *Rapport ONERA*, 2001.
- [10] BOGARD D.G., and THOLE K.A., : “Gas Turbine Film Cooling,” *Journal of Propulsion and Power* Vol. 22, 2006, pp249-270, 2006.
- [11] BONS J.P., MACARTHUR C.D., RIVIR R.B., : “The effect of high freestream turbulence on film cooling effectiveness”, *ASME Paper 94-GT-51*, 1994
- [12] BRITTINGHAM and LEYLEK: “A Detailed Analysis of Film Cooling Physics: Part IV – Compound-Angle Injection With Shaped Holes”, *Journal of Turbomachinery*, vol. 122, pp 133-145 2000.
- [13] LIM T.T., NEW T.H., and LUO S.C.: “On the development of large-scale structures of a jet normal to a cross flow”, *Physics of Fluids*, march 2001, Vol. 13, n°3, pp. 770-775.
- [14] BURDET A., “Film cooling models coupling experimental observations with computational methods”, *VKI courses*, 2007
- [15] BURDET A., ABHARI R.S. : “Three dimensional flow prediction and improvement of holes arrangement of a film cooled turbine blade using a feature based jet model”, *J. of Turbomachinery*, vol. 129, N°, 2007.
- [16] CAZALBOU J.B. and BRADSHAW P.: “Turbulent Transport in Wall-Bounded Flows. Evaluation of model coefficients using Direct Numerical Simulation”, *Physic of Fluids A5* (12), dec. 1993 pp. 3233-3239.
- [17] CHASSAING P. : “Turbulence en mécanique des fluides”, *Éditions Cépaduès, coll. Polytech*, 2000.
- [18] CHO H.H, GOLDSTEIN R.J., “Heat (mass) transfer and film cooling effectiveness with injection through discrete holes: part 1- Within holes and on the back surface”, 1995, *ASME J. of Turbomachinery*, Vol. 117, pp 440-450.
- [19] CHO H.H, GOLDSTEIN R.J., “Heat (mass) transfer and film cooling effectiveness with injection through discrete holes: part 2- On the exposed surface”, 1995, *ASME J. of Turbomachinery*, Vol. 117, pp 451-460.
- [20] CRAWFORD M.E., KAYS W.M., MOFFAT R.J.: Full-Coverage Film Cooling. Part I: Comparison of Heat transfer Data for Three injection Angles. *Transaction of the ASME* 1980 vol. 102 pp 1000-100
- [21] CRAWFORD M.E., KAYS W.M., MOFFAT R.J.: “Full-Coverage Film Cooling. Part II: Heat transfer Data and Numerical Simulation”, *Transaction of the ASME* 1980 vol. 102 pp. 1006-1013.
- [22] DALHANDER P., ABRAHAMSSON H., MARTENSSON H., Hall U., “Numerical simulation of a film cooled nozzle guide vane using injection model,” *Proceeding of ASME turbo expo 1998*, 98-GT-439, Stockholm, 1998.
- [23] DURBIN P.A., “A Perspective on Recent Developments in RANS Modelling,” *5th Int. Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements*, 2002, Mallorca, Spain.
- [24] ESCUDIÉ R., LINÉ A. : “Analysis of turbulence anisotropy in a mixing tank”, *Chemical Engineering Science*, 2006, vol. 61, pp. 2771-2779.
- [25] ERIKSEN V.L., GOLDSTEIN R.J., “Heat transfer and film cooling following injection through inclined circular tubes”, 1974, *ASME J. Heat Transfer*, May, pp 239-245.

-
- [26] FOUGÈRE J.M., HEIDER R.: “Three dimensional Navier-Stokes prediction of heat transfer with film cooling”, *ASME paper 94 GT 14*, 1994.
- [27] FRIEDRICH S. : “Endwall Film-Cooling in an Axial Flow Turbine” *Thèse de l’université de Cambridge*, 1997.
- [28] FRIC T.F. and ROSHKO A.: “Vortical structure in the wake of a transverse jet”, *Journal of Fluid Mechanics* 1994, vol. 279, 1-47.
- [29] GAJAN P.–BARRICAU Ph.–STRZELECKI A.: “Isothermal jets in cross flow: Unsteady characteristics of the flow”, *Programme européen MOLECULES ; rapport n°: WP3 – ONERA – 25M*, 2003.
- [30] GARG V.K, GAUGLER R.E.: “Effect of velocity and temperature distribution at the hole exit on film cooling of turbine blades”, *J. of Turbomachinery*, vol. 119, N° 2, pp 343-445.
- [31] GINIBRE P., LEFEBVRE M., LIAMIS N.: “Numerical investigation of heat transfer on film cooled turbine blades”, *Annals of the New York academy of sciences*, vol. 934, pp 377-384, 2001.
- [32] GOLDSTEIN R. J., STONE L. D.: “Row-of-Holes Film Cooling of Curved Walls at Low Injection Angles”, *Transactions of the ASME* 1997, vol. 119, 574-579.
- [33] GRITSCH M.: “Adiabatic Wall Effectiveness Measurements of Film-Cooling Holes With Expanded Exits”, *Journal of Turbomachinery* 1998, vol. 120, pp. 549-556.
- [34] GUSTAFSSON B.: “Experimental Studies of Effusion Cooling”, *Thèse de l’Université de Chalmers, Göteborg, Suède* 2001.
- [35] HAN J.C. and MENHENDALE A.B.: “Flat Plate Film Cooling with steam injection Trough One Row and two Rows of Inclined Holes” *ASME Journal of turbomachinery* 1986, vol. 120, pp.137-144.
- [36] HARRINGTON M., McWALTERS M., BOGARD, D.G., LEMMON C., THOLE K.: “Full Coverage Film Cooling with Short Normal Injection Holes,” *ASME Journal of turbomachinery* 2001, vol. 123, pp. 798-805.
- [37] HODA A., ACHARYA S.: “Prediction of a Film Coolant Jet in Crossflow With Different Turbulence Models”, *ASME J. of Turbomachinery* 2000, Vol. 122, pp. 558-570.
- [38] HONG-WOOK LEE, JUNG JOON PARK, JOON SIK LEE: “Flow visualisation and film cooling effectiveness measurements around shaped holes with compound angle orientations”, *International journal of heat and mass transfer* 2002, 45, pp 145-156.
- [39] HUSSAIN A.K.M.F., REYNOLDS W.C.: “The mechanics of an organised wave in turbulent shear flow”, *J. Fluid Mech.* 1970 Vol. 41, part 2 p 241-258.
- [40] HUSSAIN A.K.M.F., REYNOLDS W.C.: “The mechanics of an organised wave in turbulent shear flow. Part 2. Experimental results”, *J. Fluid Mech.* 1972 Vol. 54, part 2 pp. 241-261.
- [41] HUSSAIN A.K.M.F., REYNOLDS W.C.: “The mechanics of an organised wave in turbulent shear flow. Part 3. Theoretical models and comparisons with experiments”, *J. Fluid Mech.* 1972 Vol. 54, part 2 p 263-288.
- [42] HWANG C.B., C.A. LIN: “Low-Reynolds number k- ϵ modelling of flow with transpiration”, *International Journal For Numerical Methods In Fluids* 2000, 32, 495-514.
-

REFERENCES

- [43] HYAMS D.G., LEYLEK J.H.: “A detailed analysis of film cooling physics: Part 3 Stream wise injection with shaped holes”, *J. of Turbomachinery* 2000, Vol. 122, pp. 123-132.
- [44] JEON J., HUSSAIN F.: “On the identification of a vortex”, *Journal of Fluid Mechanics*, 285, pp 69-94, 1995.
- [45] KAY W.M., CRAWFORD M.E.: “Convective heat and mass transfer, 3rd edition”, *Mc Graw Hill, New York, 1993*.
- [46] KIM S.W., BENSON T.J., “Calculation of circular jet in crossflow with a multiple-time scale turbulence model”, *Int. J. Heat Mass. Tran.* 35, 1992.
- [47] KOURTA A.: “Computation of Vortex Shedding in Solid Rocket Motors Using Time-Dependent Turbulence model”, *Journal of Propulsion and Power* 1999 vol. 15, No 3, pp. 390-400.
- [48] KOURTA A.: “Instability of channel flow with fluid injection and parietal vortex shedding”, *Computer and fluids* 2004, vol. 33, pp. 155-178.
- [49] KOURTA A. et HAMINH H.: “Turbulence et Aéroacoustique dans les moteurs fusée”, *Conference on Propulsive Flows in Space Transportation Systems, (Bordeaux), 1995, pp. 464-477*.
- [50] LAKEHAL D.: “Near wall modelling of turbulent convective heat transport in film cooling of turbine blades with the aid of direct simulation data”, *J. of Turbomachinery*, Vol. 124, N° 3, pp 485-498, 2002.
- [51] LAUFER J.: “The structure of turbulence in fully developed pipe flow”, *NACA TN 2954, 1953*.
- [52] LAUFER J.: “The structure of turbulence in fully developed pipe flow”, *NACA Report 1174, 1954*.
- [53] LEONTIEV A. I.: “Heat and Mass Transfer Problems for Film Cooling”, *Journal of Heat Transfer* 1999 vol. 121, 509-527.
- [54] LEYLEKJ.H., ZERKLE R.D.: “Discrete-Jet Film Cooling: a comparison of Computational results with experiments”, *ASME Paper 93-GT-207, 1993*.
- [55] LIGRANI P.M.: “Film-Cooling From Holes With Compound Angle Orientations: Part 1 – Results Downstream of Two Staggered Rows of Holes With 3d Spanwise Spacing”, *Journal of Heat Transfer* 1994 vol. 116, 341-352.
- [56] LIGRANI P.M.: “Film-Cooling From Holes With Compound Angle Orientations: Part 2 – Results Downstream of a Single Row of Holes With 6d Spanwise Spacing”, *Journal of Heat Transfer* 1994 vol. 116, 353-362.
- [57] LIGRANI P.M.: “Film-Cooling From Spanwise-Oriented Holes in Two Staggered Rows”, *Transactions of the ASME* 1997 vol. 119, 562-567.
- [58] LIN Y. et SHIH T.I.: “Film Cooling of a Cylindrical Leading Edge with Injection Through Rows of Compound-Angle Holes”, *Journal of Heat Transfer* 2001 vol. 123, pp 645-654.
- [59] MARGASON R.J.: “Computational and Experimental assessment of Jets in Cross Flow”, *AGARD conference proceedings 534, 1993*.
- [60] MAYLE R.E., CAMARATA F.J.: “Multihole Cooling Film Effectiveness and Heat Transfer”, *Transactions of the ASME* 1975, pp. 534-538.

-
- [61] MCGOVERN K.T., LEYLEK J.H.: "A detailed analysis of film cooling physics: Part 2 Compound angle injection with cylindrical holes", *J. of Turbomachinery*, Vol. 122, pp113-121, 2000.
- [62] MENDEZ S.: "Simulation numérique d'écoulements dans les plaques multiperforées : Étude préliminaire", *Rapport de DEA 2004*.
- [63] MENDEZ S., ELDREDGE J., NICOUD F., POINSOT T., SHOHEYBI M., and G. IACCARINO G.. "Numerical investigation and preliminary modelling of a turbulent flow over a multi-perforated plate", *Proceedings of the Summer Program*, pp. 57-72, Center for Turbulence Research, NASA AMES, Stanford University, USA, 2006.
- [64] MENDEZ S., and NICOUD F.: "LES results for RANS modelling and recommendations on LES models for multi-perforated plates", *Technical Report CR/CFD/07/60, CERFACS, June 2007*.
- [65] MENDEZ S., and NICOUD F.: "Large Eddy Simulation of a bi-periodic turbulent flow with effusion", *Journal of Fluid Mechanics*, 2008, Vol. 598, pp. 27-65.
- [66] MENDEZ S., and NICOUD F.: "An adiabatic model for the flow around a multi-perforated plate", *AIAA Journal*, 2008, Vol. 46(10), pp. 2623-2633.
- [67] MENDEZ S.: "Simulation numérique et modélisation de l'écoulement autour des parois multiperforées", *Thèse de doctorat*, 2007.
- [68] MICHEL R., QUEMARD C., DURAND R.: "Application d'un schéma de longueur de mélange à l'étude des couches limites turbulentes d'équilibre", *ONERA NT 23/2259*, 1969.
- [69] MIRON P.: "Étude expérimentale des lois de parois et du film de refroidissement produit par une zone multiperforée sur une paroi plane. Application au refroidissement des chambres de combustion des moteurs aéronautiques", *Thèse de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour 2005*.
- [70] MIRON P., BERAT C., SABELNIKOV V.: "Effect of blowing rate on the film cooling coverage on a multi-holed plate: application on combustor walls", *Journal of Heat Transfer* 2004.
- [71] MOST A. : "Étude numérique et expérimentale des écoulements pariétaux avec transfert de masse à travers une paroi multiperforée", *Thèse de doctorat 2007*.
- [72] MOST A., BRUEL P., "Numerical Assessment of Jet Trajectories Analysis in Film Cooling Systems," *43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion & Exhibit*, 8-11 July 2007, Cincinnati, OH.
- [73] MOST A., SAVARY N., BERAT C.: "Reactive flow modelling of a Combustion Chamber with a Multiperforated Liner," *43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion & Exhibit*, 8-11 July 2007, Cincinnati, OH.
- [74] PRIERE C.: "Simulation aux grandes échelles : application au jet transverse", *Thèse de doctorat*, 2005.
- [75] RAMSEY J.W., GOLDSTEIN R.J., ECKERT E.R.G.: "A Model For Analysis of the temperature Distribution With Injection of a Heated Jet Into an Isothermal Flow", *Heat Transfer* 1970, Elsevier, Amsterdam.
- [76] ROUVREAU S.: "Étude expérimentale de la structure moyenne et instantanée d'un film produit par une zone multiperforée sur une paroi plane. Application au refroidissement des

REFERENCES

- chambres de combustion des moteurs aéronautiques”, *Thèse de l’Université de Poitiers 2001*.
- [77] SANSOT J.M.: “Étude des phénomènes dynamiques en jeu lors de l’injection d’un écoulement d’air dans un écoulement parallèle au moyen d’une fente – application au refroidissement pariétal des chambres de combustion des turbomachines”. *Rapport de DEA 1998*.
- [78] SEN B., SCHMIDT D., BOGARD D.G.: “Film Cooling with Compound Angle Holes: Heat Transfer”, *Journal of turbomachinery, Vol. 118, 1996, pp. 806-806*.
- [79] SCHUMANN U.: “Realizability of Reynolds-stress turbulence models”, *Phys. Fluids 1977, vol.20 pp 721-725*.
- [80] SCHMIDT D.L., SEN B., BOGARD D.G.: “Film cooling with compound angle holes: heat transfer and adiabatic effectiveness” *ASME J. Turbomach., Vol. 118, 1996, pp. 807-813*.
- [81] SHADID J.N. AND ECKERT E.R.G.: “The mass transfer analogy to heat transfer in fluids with temperature-dependent properties”, *ASME Journal of Turbomachinery 1991, Vol. 113, pp 27-33*.
- [82] SHIH T.H., ZHU J. and LUMLEY J.L.: “A Realizable Reynolds Stress Algebraic Equation Model”, *NASA Technical Memorandum 105993, 1993*.
- [83] VOGEL T.: “Computation of 3D-Viscous Flow and Heat Transfer for the Application to Film Cooled Gas Turbine Blades”, *AGARD conference proceedings 1991, vol. 510, pp. 7-1-12*
- [84] WALTERS D.K., LEYLEK J.H.: “A detailed analysis of film cooling physics: Part 1 Stream wise injection with cylindrical holes”, *J. of Turbomachinery, Vol. 122, pp102-112, 2000*.
- [85] YAVUZKURT S., MOFFAT R.J. and KAYS W.M.: “Full-coverage film cooling. Part 1. Tree-dimensional measurements of turbulence structure”, *J. Fluid Mech 1980, vol. 101, part 1, pp. 129-158*.
- [86] YAVUZKURT S., MOFFAT R.J. and KAYS W.M.: “Full-coverage film cooling. Part 2. Prediction of the recovery-region hydrodynamics”, *J. Fluid Mech 1980, vol. 101, part 1, pp. 159-178*.
- [87] YOSHIZAWA A.: “Statistical analysis of the Reynolds stress from its eddy-viscosity representation”, *Phys. Fluids 1984, vol.27, pp.1377-1387*.
- [88] YUAN L., STREET R., FERZIGER J.H.: “Large eddy simulation of a round jet in cross flow”, *J. Fluid. Mech., 19, 31-70, 1993*.
- [89] ZHANG X., COLLINS M.W.: “Flow and heat transfer in a turbulent boundary layer through skewed and pitched jets”, *AIAA J. 31, 1993*

ANNEXES

A1. PRINCIPE DE L'ANEMOMETRIE DOPPLER LASER

A1.1. Principe de l'effet Doppler

La mesure d'une composante de la vitesse est basée sur l'effet Fizeau – Doppler : une onde frappant une particule en mouvement sera diffusée avec une fréquence différente de la fréquence incidente. On appelle fréquence Doppler la différence entre les deux.

Pour comprendre le mécanisme de l'effet Doppler, considérons deux cas élémentaires : le cas d'un émetteur fixe et d'un récepteur mobile puis le cas inverse, comme représenté sur le schéma ci-dessous :

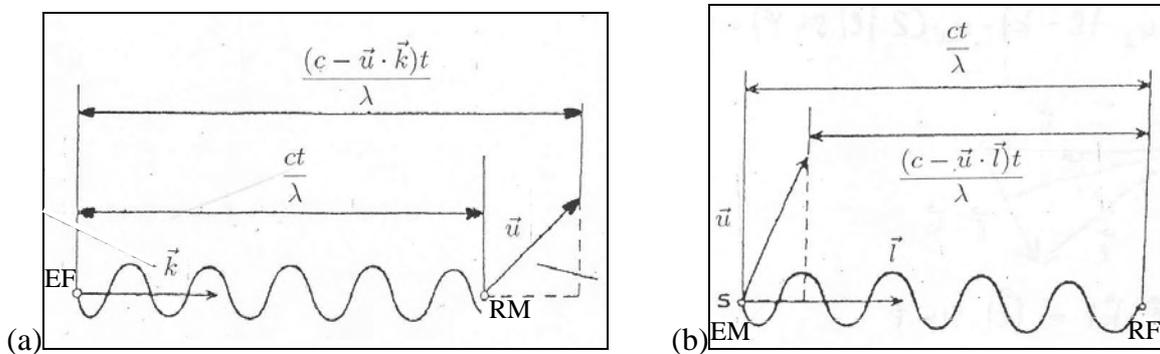


Figure A1-1 : Principe de l'effet Doppler [1]

(a) Émetteur Fixe, Récepteur Mobile ; (b) Émetteur Mobile, Récepteur Fixe

Pour le cas (a), une onde de longueur λ est émise à la vitesse c à partir d'un émetteur fixe. Sa fréquence est donc $\nu = \frac{c}{\lambda}$. Le récepteur se déplace à la vitesse \vec{u} et dans son référentiel

l'onde arrive avec une vitesse $c - \vec{u} \cdot \vec{k}$. En conséquence, la fréquence perçue par le récepteur est :

$$\nu' = \frac{c - \vec{u} \cdot \vec{k}}{\lambda} = \nu \left(1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{k}}{c} \right)$$

Dans le cas (b), l'émetteur est mobile et se déplace à la vitesse \vec{u} , mais l'onde de longueur λ est toujours émise à la vitesse absolue c . En conséquence, le récepteur reçoit la fréquence

$\nu'' = \frac{c}{\lambda}$. Dans le référentiel de l'émetteur l'onde se déplace à la vitesse $c - \vec{u} \cdot \vec{l}$. D'où la relation suivante :

$$\nu'' = \frac{\nu'}{1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{l}}{c}}$$

Pour mesurer la vitesse d'une particule, on peut maintenant envisager le cas où l'émetteur et le récepteur sont fixes tandis que la particule est en mouvement, comme illustré sur le schéma suivant :

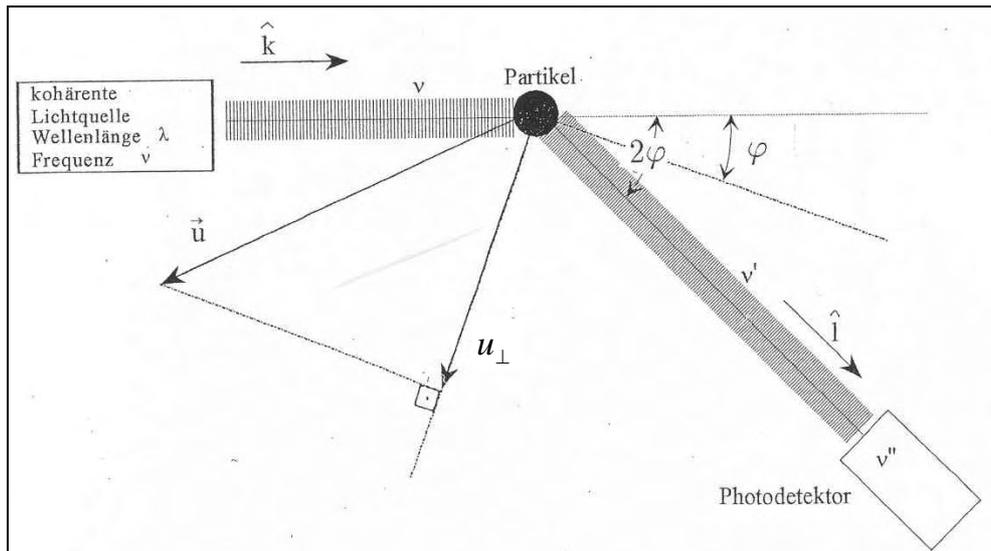


Figure A1-2 : Principe de l'effet Doppler avec un émetteur fixe, un récepteur fixe et une particule en mouvement [1]

En s'appuyant sur les deux cas élémentaires précédents, la fréquence vue par le récepteur s'écrit alors :

$$\nu'' = \nu' \frac{c}{c - \vec{u} \cdot \vec{l}} = \nu \frac{c - \vec{u} \cdot \vec{k}}{c - \vec{u} \cdot \vec{l}}$$

Par différence entre la réception et l'émission, on obtient la fréquence Doppler :

$$\nu_D = \nu'' - \nu = \frac{\nu}{c} \cdot \frac{\vec{u} \cdot (\vec{l} - \vec{k})}{1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{l}}{c}}$$

$$\frac{\vec{u} \cdot \vec{l}}{c} \ll 1 \Rightarrow \nu_D = \frac{\vec{u} \cdot (\vec{l} - \vec{k})}{\lambda} = \frac{u_{\perp}}{\lambda}$$

Deux techniques permettent alors la détection de cette fréquence Doppler :

- la Vélocimétrie Doppler Globale (DGV)
- la vélocimétrie laser à franges

Pour nos mesures, nous avons utilisé un système de vélocimétrie laser à franges.

A1.2. Vélocimétrie laser à franges

Une source laser continue émet un rayon qui est séparé en deux faisceaux de lumière monochromatique cohérente par une lame semi-transparente. Les rayons sont ensuite transportés jusqu'à la tête d'émission via une fibre optique. Au niveau de cette tête, ils sont collimatés et croisés au point focal de la lentille d'émission, créant, au point de croisement, un volume de mesure représenté sur la figure ci-dessous. Ce dernier s'apparente à un ellipsoïde présentant un petit et un grand axe qui mesurent dans notre cas 90,5 μm et 1,31 mm respectivement. Les faibles dimensions du volume de mesure justifient le caractère localisé dans l'espace de ce type de mesure.

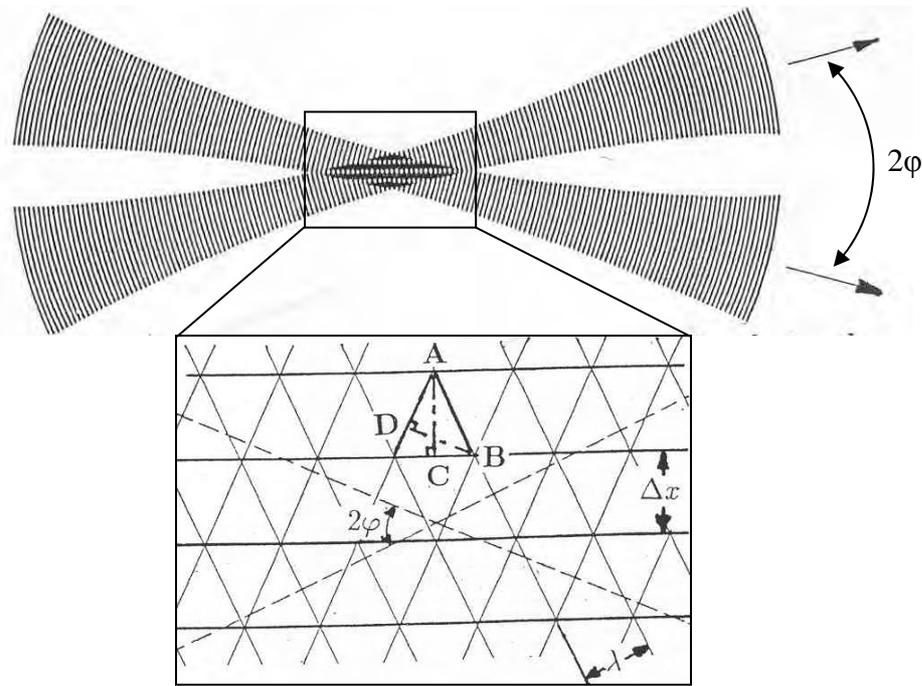


Figure A1-3 : Croisement des faisceaux et volume de mesure

Du fait de la différence de marche liée à l'angle d'incidence 2φ entre les deux rayons, un réseau de franges d'interférences alternativement sombres et brillantes apparaît dans ce volume de mesure. Par des considérations géométriques présentées sur la Figure A1-3, on calcule la distance interfrange Δx :

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi}$$

Soit des particules microniques se déplaçant à la même vitesse U que l'écoulement qui les entoure. Lorsque l'une d'elle traverse les franges d'interférence, elle ne diffuse de la lumière qu'à la rencontre d'une frange brillante (figure ci-dessous) :

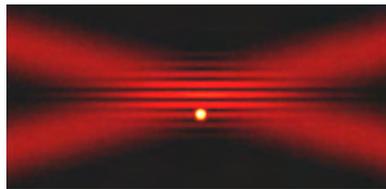


Figure A1-4 : Scintillement d'une particule passant dans une frange brillante [Girardot *et al*, 1999]

La fréquence émise par la particule à la traversée successive des franges brillantes et sombres s'écrit :

$$\nu_D = \frac{U}{\Delta x} = \frac{2U \sin \varphi}{\lambda}$$

On remarquera que, dans l'équation obtenue, la relation entre la fréquence émise et la composante normale aux franges (U) de la vitesse de la particule est linéaire.

Le récepteur est un photomultiplicateur. Il converti la lumière diffusée par la particule lorsqu'elle traverse les franges brillante, en un signal électrique. Un processeur en donne la fréquence caractéristique et un ordinateur permet enfin de collecter, traiter et présenter les résultats.

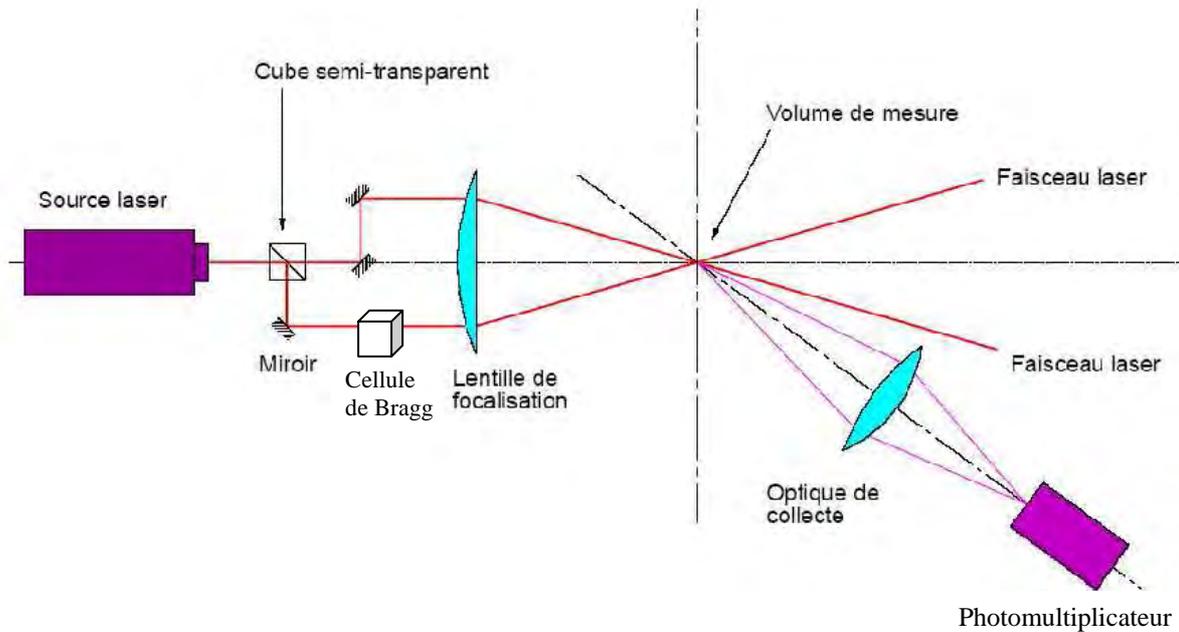


Figure A1-5 : Système LDA à une composante fonctionnant en diffusion avant

Deux configurations de collecte du signal lumineux diffusé par la particule sont envisageable : le photomultiplicateur peut être placé en diffusion avant, c'est-à-dire du côté opposé à la tête d'émission (cas de la figure ci-dessus), ou bien en rétrodiffusion, également appelée diffusion arrière, où cette fois la lumière diffusée est détectée dans l'optique d'émission elle-même.

Cette deuxième solution présente l'avantage non négligeable de diviser par deux tous les réglages nécessaires lorsque l'on souhaite, par exemple, modifier la position de l'émission. Cependant, lorsqu'une particule est éclairée, elle diffuse de la lumière de façon anisotrope. La théorie de Mie (1908) démontre que certaines directions se trouvent favorisées (figure ci-dessous).

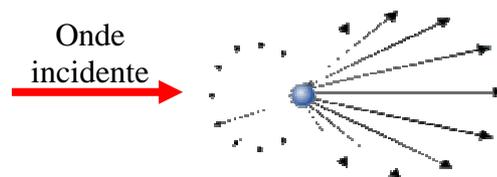


Figure A1-6 : Intensité de la diffusion de Mie

En conséquence, placer le photomultiplicateur en position de diffusion avant assure une cadence d'acquisition bien meilleure qu'en rétrodiffusion. Dans le cadre de notre étude c'est la solution que nous avons retenue.

La composante de la vitesse mesurée est perpendiculaire au plan des franges, mais une ambiguïté subsiste sur le sens de passage de la particule car une même fréquence peut correspondre à une vitesse positive ou négative. De plus, les particules immobiles donnent une fréquence nulle et dans les écoulements turbulents, deux particules se déplaçant à la même vitesse mais dans des sens opposés donnent un signal incohérent. Pour lever cette ambiguïté, et déterminer le signe de la vitesse, la méthode du défilement des franges est employée. Un modulateur acousto-optique appelé « cellule de Bragg » (Figure A1-5) est utilisé pour ajouter une fréquence optique à l'un des faisceaux incident et, par conséquent, les interfranges formées dans le volume de mesure se déplacent avec une vitesse constante bien

déterminée. Dès lors, une particule immobile dans le volume de mesure émet un signal dont la fréquence correspond à la vitesse de défilement des franges. Ainsi, la vitesse d'une particule en mouvement s'additionne ou se soustrait à la vitesse de défilement des franges.

Pendant les essais, le signal obtenu par le photomultiplicateur est observé sur un oscilloscope afin d'apprécier la qualité de la mesure et donc de s'assurer de la qualité combinée des optiques, de l'ensemencement et des réglages de la réception.

L'émission de deux à trois paires de faisceaux de lumière différents rend possible la mesure simultanée de deux ou trois composante de la vitesse, le volume de mesure étant alors formé de deux à trois réseaux de franges d'interférences, de couleurs et de directions différentes.

Référence

[1] Notes de cours « Principes fondamentaux sur les techniques fil chaud, Vélocimétrie Doppler Laser et Phase Doppler Laser », LEHRSTUHL FÜR STROMUNGSMECHANIK.

A2. CALCUL AU PREMIER ORDRE DES ECOULEMENTS TURBULENTS

A2.1. Établissement des équations de bilan en compressible

En 1894, O. Reynolds proposa de considérer les mouvements turbulents comme la superposition d'un mouvement moyen prédictible, déterministe, et d'un mouvement complètement aléatoire, turbulent, descriptible par des modèles statistiques. Dans ce document, la moyenne d'ensemble du mouvement, qui est la moyenne d'un phénomène sur n expériences, est considérée.

Les équations de bases de la mécanique des fluides sont ici reprises en tenant compte de la compressibilité du fluide. Dès lors, la moyenne de Favre est utilisée.

- Moyenne de Favre

Elle s'appuie sur la moyenne d'ensemble de la masse volumique : $\rho = \bar{\rho} + \rho'$. La Moyenne de Favre est donc une moyenne d'ensemble, pondérée par la masse volumique et s'écrit :

$$\tilde{f} = \frac{\overline{\rho f}}{\bar{\rho}} \quad \text{avec} \quad f = \tilde{f} + f''$$

où f , \tilde{f} et f'' correspondent respectivement aux quantités instantanée, moyenne et fluctuante. On va transformer toutes les toutes les équations instantanées en décomposant toutes les variables selon Favre, à l'exception de la masse volumique et de la pression et en appliquant ensuite une moyenne d'ensemble.

- Continuité

En notant que $\overline{\rho u_i} = \bar{\rho} \tilde{U}_i$, il vient :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \text{Équation A2-1}$$

L'intérêt de l'utilisation de la moyenne de Favre réside dans le fait que l'équation de continuité obtenue est de forme conservative.

- Équation de Reynolds

Le principe fondamental de la dynamique permet d'aboutir à l'équation de quantité de mouvement instantanée (ou équations de Navier-Stokes) :

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_i U_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij}$$

Dans cette équation les forces volumiques n'apparaissent pas car elles sont négligées pour les applications qui nous concernent.

L'air est considéré comme un fluide Newtonien, ce qui permet d'écrire que le tenseur des contraintes visqueuses est proportionnel à la partie symétrique du tenseur des taux de déformation :

$$\tau_{ij} = 2\mu S_{ij} + \eta \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \text{ avec } S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$$

où μ est la viscosité de cisaillement (ou dynamique) et η est la viscosité volumique.

L'hypothèse de Stokes, valide pour des gaz monoatomiques et utilisée ici pour l'air, s'écrit : $2\mu + 3\eta = 0$. Le tenseur des contraintes s'écrit alors :

$$\tau_{ij} = 2\mu \left(S_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right)$$

L'hypothèse de Stokes se justifie par le fait que la trace du tenseur des contraintes s'écrit en fonction de la divergence du champ de vitesse uniquement et vaut donc zéro en incompressible.

En notant que $\overline{\rho f g} = \overline{\rho} \tilde{f} \tilde{g} + \overline{\rho f'' g''}$, on applique la moyenne de Favre aux équations de Navier Stokes et on obtient l'équation du mouvement moyen, où équation de Reynolds :

$$\frac{\partial \overline{\rho} \tilde{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho} \tilde{U}_i \tilde{U}_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{\tau}_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''} \right) \quad \text{Équation A2-2}$$

avec

$$\overline{\tau}_{ij} = 2\mu \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{U}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad \text{Équation A2-3}$$

Le tenseur de Reynolds $-\overline{\rho u_i'' u_j''}$ apparaît. Cette quantité représente l'influence du mouvement fluctuant sur le mouvement moyen. Dans le bilan de quantité de mouvement moyenne, tout se passe comme si ces corrélations étaient à l'origine de forces de surface ou contraintes supplémentaires. Elles sont de ce fait dénommées contraintes turbulentes ou tensions de Reynolds. Le mouvement fluctuant n'étant pas calculé directement, toute la difficulté va consister à modéliser le plus finement possible ce tenseur de Reynolds.

- Équation de conservation de l'énergie totale :

L'énergie totale est la somme de l'énergie interne et de l'énergie cinétique :

$$\rho E = \rho e_{\text{int}} + \frac{1}{2} \rho u_i u_i \quad \text{Équation A2-4}$$

Un bilan de puissance permet d'écrire l'équation instantanée de conservation d'énergie totale :

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho E U_i}{\partial x_i} = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[P U_i - \tau_{ij} U_j - \lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right] \text{ avec } \lambda = Cp \frac{\mu}{\sigma} \quad \text{Équation A2-5}$$

Notons que le flux de chaleur est considéré proportionnel au gradient de la température selon l'hypothèse de Fourier.

En décomposant cette équation et en appliquant une moyenne d'ensemble, on obtient :

$$\frac{\partial \overline{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho} \tilde{E} \tilde{U}_i}{\partial x_i} = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\overline{P} \tilde{U}_i + \overline{P u_i''} + \overline{p' u_i''} - \tau_{ij} U_j - \lambda \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} + \overline{\rho u_i'' E''} \right] \quad \text{Équation A2-6}$$

où $\overline{\rho} \tilde{E}$ est l'énergie totale du mouvement moyen et s'écrit :

$$\overline{\rho \tilde{E}} = \overline{\rho E} = \overline{\rho e_{\text{int}} + \frac{1}{2} \rho u_i u_i} = \overline{\rho} (\tilde{e}_{\text{int}} + \frac{1}{2} \tilde{U}_i \tilde{U}_i + \frac{1}{2} \tilde{k})$$

Par différence entre le mouvement instantané et le mouvement moyen on écrit :

$$\rho E'' = \rho E - \overline{\rho E} = \rho e_{\text{int}}'' + \rho \tilde{U}_i u_i''$$

En intégrant cette dernière décomposition dans l'équation A2-6, on obtient :

$$\frac{\partial \overline{\rho \tilde{E}}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho \tilde{E} \tilde{U}_i}}{\partial x_i} = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\overline{P \tilde{U}_i} + \overline{P u_i''} + \overline{p' u_i''} - \overline{\tau_{ij} u_j''} + (\overline{\rho u_i'' u_j''} - \overline{\tau_{ij}}) \tilde{U}_j - \lambda \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} + \overline{\rho u_i'' e_{\text{int}}''} \right]$$

Équation A2-7

L'air étant considéré comme un gaz parfait, on utilise alors la relation $e_{\text{int}} = C_p T$:

$$\frac{\partial \overline{\rho \tilde{E}}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho \tilde{E} \tilde{U}_i}}{\partial x_i} = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\overline{P \tilde{U}_i} + \overline{P u_i''} + \overline{p' u_i''} - \overline{\tau_{ij} u_j''} + (\overline{\rho u_i'' u_j''} - \overline{\tau_{ij}}) \tilde{U}_j - \lambda \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} + C_p \overline{\rho u_i'' T''} \right]$$

La corrélation en fluctuation de température est modélisée à l'aide d'une loi de type gradient :

$$C_p \overline{\rho u_i'' T''} = C_p \overline{\rho u_i'' \tilde{T}''} = C_p \frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} = \lambda_t \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i}$$

L'équation devient :

$$\frac{\partial \overline{\rho \tilde{E}}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho \tilde{E} \tilde{U}_i}}{\partial x_i} = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\overline{P \tilde{U}_i} + \overline{P u_i''} + \overline{p' u_i''} - \overline{\tau_{ij} u_j''} + (\overline{\rho u_i'' u_j''} - \overline{\tau_{ij}}) \tilde{U}_j - (\lambda + \lambda_t) \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} \right]$$

Dans CEDRE, la fluctuation de vitesse est négligée et l'équation résolue est :

$$\frac{\partial \overline{\rho \tilde{E}}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho \tilde{E} \tilde{U}_i}}{\partial x_i} = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\overline{P \tilde{U}_i} + (\overline{\rho u_i'' u_j''} - \overline{\tau_{ij}}) \tilde{U}_j - (\lambda + \lambda_t) \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} \right] \quad \text{Équation A2-8}$$

A2.2. Transport des grandeurs turbulentes

Le modèle $k\epsilon$ s'appuie sur l'énergie cinétique turbulente k et son taux de dissipation ϵ pour décrire la viscosité turbulente, selon l'équation :

$$\mu_t = C_\mu \overline{\rho} \frac{\tilde{k}^2}{\tilde{\epsilon}} \quad \text{Équation A2-9}$$

A2.2.1. Transport de l'énergie cinétique turbulente

Pour obtenir l'équation de transport de k , une première méthode consiste à écrire une équation de bilan pour les composantes du tenseur de Reynolds, puis à contracter les indices ($i=j$) dans cette équation de façon à faire apparaître l'énergie cinétique turbulente $\overline{\rho u_i'' u_i''} = \overline{\rho u_i'' \tilde{u}_i''} = 2 \overline{\rho \tilde{k}}$. Une deuxième méthode, qui est décrite ici, est basée sur la décomposition de l'énergie cinétique moyenne :

$$\overline{E_c} = \frac{1}{2} \overline{\rho u_i u_i} = \frac{1}{2} \overline{\rho \tilde{U}_i \tilde{U}_i} + \frac{1}{2} \overline{\rho u_i'' \tilde{u}_i''} = \overline{\rho \tilde{K}} + \overline{\rho \tilde{k}}$$

L'équation pour l'énergie cinétique instantanée se déduit de celle de la dynamique en multipliant scalairement par U_i , soit :

$$\frac{\partial (\frac{1}{2} \rho U_i U_i)}{\partial t} + \frac{\partial [(\frac{1}{2} \rho U_i U_i) U_j]}{\partial x_j} = - \frac{\partial P U_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij} U_i}{\partial x_j} + P \frac{\partial U_i}{\partial x_i} - \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$$

Le passage à la moyenne donne l'énergie cinétique moyenne du mouvement complet :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{K}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{k}}{\partial t} + \frac{\partial \left[(\bar{\rho} \tilde{K} + \overline{\rho u_i'' u_j''} + \bar{\rho} \tilde{k}) \tilde{U}_i + \frac{1}{2} \overline{\rho u_i'' u_i'' u_j''} \right]}{\partial x_j} =$$

$$- \frac{\partial (\bar{P} \tilde{U}_i + \overline{P u_i''} + \overline{p' u_i''})}{\partial x_i} + \frac{\partial (\bar{\tau}_{ij} \tilde{U}_i + \overline{\tau_{ij} u_i''})}{\partial x_j} + \bar{P} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_i} - \bar{\tau}_{ij} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} + \bar{P} \frac{\partial \overline{u_i''}}{\partial x_i} + \overline{p' \frac{\partial u_i''}{\partial x_i}} - \overline{\tau_{ij} \frac{\partial u_i''}{\partial x_j}}$$

En multipliant par \tilde{U}_i l'équation du mouvement moyen, on obtient l'énergie cinétique du mouvement moyen (Chassaing) :

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{K})}{\partial t} + \frac{\partial \left[(\bar{\rho} \tilde{K}) \tilde{U}_j \right]}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{P} \tilde{U}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij} \tilde{U}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{\rho u_i'' u_j''} \tilde{U}_i}{\partial x_j} + \bar{P} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_i} - \left(\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''} \right) \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j}$$

Par différence entre les deux équations précédentes, on obtient l'énergie cinétique du mouvement fluctuant :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{k}}{\partial t} + \frac{\partial \left[\bar{\rho} \tilde{k} \tilde{U}_i + \frac{1}{2} \overline{\rho u_i'' u_i'' u_j''} \right]}{\partial x_j} = - \frac{\partial (\overline{P u_i''} + \overline{p' u_i''})}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{\tau_{ij} u_i''}}{\partial x_j} + \bar{P} \frac{\partial \overline{u_i''}}{\partial x_i} + \overline{p' \frac{\partial u_i''}{\partial x_i}} - \overline{\tau_{ij} \frac{\partial u_i''}{\partial x_j}} - \overline{\rho u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j}$$

ce qui s'écrit encore, en combinant les deux termes de pression moyenne (Bailly, Gaillière) :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{k}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{k} \tilde{U}_j}{\partial x_j} = \underbrace{- \overline{\rho u_i'' u_j''}}_{(B)} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} - \underbrace{\overline{\tau_{ij} u_i''}}_{(C)} \frac{\partial \overline{u_i''}}{\partial x_j} + \underbrace{\frac{\partial (\overline{\tau_{ij} u_i''} - \frac{1}{2} \overline{\rho u_i'' u_i'' u_j''} - \overline{p' u_i''})}{\partial x_j}}_{(D)} - \underbrace{\overline{u_i''}}_{(E)} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \underbrace{\overline{p' \frac{\partial u_i''}{\partial x_i}}}_{(F)} + \underbrace{\overline{u_i''} \left(\frac{\partial \bar{\tau}}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} \right)}_{(G) \text{ et } (H)}$$

Équation A2-10

Dans l'équation obtenue, on reconnaît les termes de production (B), de dissipation (C), de diffusion (D, E et F) et deux corrélations dues aux effets de compressibilité (G et H). La modélisation du tenseur de Reynolds ayant fait l'objet du paragraphe précédent, on déduit immédiatement la production. Il reste à modéliser les termes C à H. En décomposant les termes contenant le tenseur des contraintes et en regroupant ceux faisant apparaître la fluctuation de pression, il vient :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{k}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{k} \tilde{U}_j}{\partial x_j} = - \overline{\rho u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} - \overline{\tau_{ij} u_i''} \frac{\partial \overline{u_i''}}{\partial x_j} + \frac{\partial (\overline{\tau_{ij} u_i''})}{\partial x_j} - \frac{\partial (\frac{1}{2} \overline{\rho u_i'' u_i'' u_j''})}{\partial x_j} - \overline{u_i''} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i} + \overline{u_i''} \left(\frac{\partial \bar{\tau}}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} \right)$$

Équation A2-11

La modélisation de l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente a été réalisée pour des écoulements incompressibles. Nous réécrivons donc l'équation précédente en incompressible pour effectuer les modélisations et nous reviendrons ensuite sur le cas des écoulements compressibles.

Passage aux écoulements incompressibles

En incompressible la moyenne de la fluctuation de vitesse $\overline{u_i''}$ est nulle et la moyenne est prise au sens de Reynolds :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{k}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{k} \tilde{U}_j}{\partial x_j} = - \overline{\rho u_i' u_j'} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} - \overline{\tau_{ij}' u_i'} \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{\tau_{ij}' u_i'}}{\partial x_j} - \frac{\partial (\frac{1}{2} \overline{\rho u_i' u_i' u_j'})}{\partial x_j} - \overline{u_i'} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial x_i}$$

Dans le membre de droite de cette équation, on reconnaît respectivement le terme de production de k, la dissipation visqueuse, la diffusion moléculaire, le transport de l'énergie cinétique par le champ turbulent (ou diffusion turbulente) et enfin la puissance des forces de pression.

En considérant la relation $T_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = T_{ij} S_{ij}$ valable pour tout tenseur T_{ij} symétrique, on écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\tau'_{ij} u'_i}}{\partial x_j} - \overline{\tau'_{ij}} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[2\mu \overline{S'_{ij} u'_i} \right] - 2\mu \overline{S'_{ij} S'_{ij}} \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) u'_i \right] - \frac{1}{2} \mu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2 \end{aligned}$$

En tenant compte du fait que la divergence du champ de vitesse fluctuant est nulle pour les écoulements compressibles, l'équation précédente devient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\tau'_{ij} u'_i}}{\partial x_j} - \overline{\tau'_{ij}} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{1}{2} \frac{\partial u'_i u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_i u'_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{1}{2} \mu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + 2 \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right) + \mu \frac{\partial^2 \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j \partial x_i} - \mu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right) + \mu \frac{\partial^2 \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j \partial x_i} - \mu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial^2 \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j \partial x_i} \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right) - \mu \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right) - \rho \varepsilon^* \end{aligned}$$

avec et ε^* le taux de *pseudo* dissipation. Ce dernier est égal au taux de dissipation ε en turbulence homogène ou bien à grand nombre de Reynolds où la diffusion par agitation moléculaire est négligeable devant celle par agitation turbulente.

Dans le modèle k- ε , le taux de pseudo-dissipation est décrit par une équation de transport propre détaillée au paragraphe suivant.

Le terme de diffusion par agitation turbulente est modélisé à l'aide de la viscosité turbulente par une loi de type gradient :

$$-\frac{\partial \left(\frac{1}{2} \overline{\rho u'_i u'_i u'_j} \right)}{\partial x_j} \approx \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_k \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right).$$

La corrélation de pression-vitesse est beaucoup moins facile à modéliser, et de plus, on ne dispose pas d'informations expérimentales. Ce terme est inclus artificiellement dans la modélisation de la diffusion de k :

$$-\frac{\partial \left(\frac{1}{2} \overline{\rho u'_i u'_i u'_j} \right)}{\partial x_j} - \overline{u'_i} \frac{\partial p'}{\partial x_i} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{2} \overline{\rho u'_i u'_i u'_j} + \overline{u'_j p'} \right) \approx \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right)$$

où σ_k représente un nombre de Prandtl turbulent. Dans le modèle standard, $\sigma_k = 1.0$, autrement dit, le terme de corrélation pression-vitesse est négligé et on suppose que les comportements diffusifs de l'écoulement moyen et de k sont identiques.

Finalement, l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente modélisée s'écrit pour les écoulements incompressibles :

$$\frac{\partial \overline{\rho k}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho k U_j}}{\partial x_j} = -\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \overline{k}}{\partial x_j} \right] - \rho \varepsilon^* \quad \text{Équation A2-12}$$

Ainsi l'apparition directe du taux de dissipation dans l'équation précédente a sans doute poussé au choix de cette variable comme seconde grandeur à transporter pour décrire la viscosité turbulente.

Retour au compressible

Dans le cas des écoulements compressibles il faut tenter de modéliser le second membre de l'Équation A2-11. Si la démarche semble être la même qu'en incompressible, la difficulté réside dans le fait que l'obtention de la pseudo dissipation utilisait l'hypothèse d'un champ de vitesse à divergence nulle, ce qui n'est plus le cas en présence d'écoulement compressible. La méthode la plus utilisée pour prendre en compte les effets de compressibilité dans le calcul de la dissipation consiste à écrire la dissipation ε comme la somme de deux contributions associées respectivement à la partie incompressible et à la partie compressible du champ turbulent de vitesse :

$$\varepsilon \approx \varepsilon_{\text{solénoïdale}} + \varepsilon_{\text{dilatationnelle}} = \varepsilon_s + \varepsilon_d$$

avec

$$\varepsilon_s = \overline{v \omega'_i \omega'_i} = v \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} \quad \text{et} \quad \varepsilon_d = \frac{4}{3} v \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \frac{\partial u'_j}{\partial x_j}}$$

La modélisation de ε_s correspond donc à celle de ε^* et elle est détaillée au paragraphe suivant. Plusieurs modélisations sont proposées pour ε_d : Zeman, Sarkar, ou Dash. Toutefois ces modèles ne sont pas très répandus.

Par ailleurs, la fluctuation $\overline{u_i''}$ n'est pas nulle et peut être modélisée suivant Jones par une loi de type gradient :

$$-\overline{u_i''} = \frac{\overline{\rho' u'_i}}{\overline{\rho}} \approx -\frac{1}{\overline{\rho}} \frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \overline{\rho}}{\partial x_i}$$

où $\sigma_t = \mu_t c_p / \lambda_t$ qui désigne le nombre de Prandtl turbulent est compris entre 0,7 et 1.

Toutefois, dans le code CEDRE utilisé, les termes fonction de la fluctuation $\overline{u_i''}$ sont négligés, tout autant que la partie dilatationnelle de la dissipation, et l'équation de transport de k modélisée s'écrit finalement :

$$\frac{\partial \overline{\rho \tilde{k}}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho \tilde{k} U_j}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_j} \right] - \overline{\rho u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} - \overline{\rho} \varepsilon_s \quad \text{Équation A2-13}$$

A2.2.2. Transport de la pseudo dissipation

Une expression approchée du taux de dissipation ε de l'énergie cinétique turbulente k est souvent utilisée. Par définition, nous avons :

$$\rho \varepsilon = 2 \mu \overline{S'_{ij} S'_{ij}} = \mu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} + \mu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i}}$$

pour une turbulence incompressible. Lorsque le nombre de Reynolds est élevé ou lorsque la turbulence est homogène, on peut approcher la dissipation ε par la pseudo dissipation, notée ε^* :

$$\rho\varepsilon \approx \rho\varepsilon^* = \mu \frac{\overline{\partial u'_i} \partial u'_i}}{\partial x_j \partial x_j}$$

La méthode pour obtenir une équation de transport consiste à chercher une équation pour la $i^{\text{ème}}$ composante de fluctuation de vitesse en faisant la différence entre l'équation de conservation de la quantité de mouvement et sa formulation moyennée au sens de Reynolds :

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \frac{\partial [u'_i \bar{U}_j + u'_j \bar{U}_i + u'_i u'_j]}{\partial x_j} = -\frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\overline{u'_i u'_j} + \nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right]$$

et on forme l'équation suivante : $\nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j}$ que l'on moyenne pour obtenir alors :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho\varepsilon}{\partial t} + \bar{U}_k \frac{\partial \rho\varepsilon}{\partial x_k} = & \underbrace{-2\mu \frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_k}{\partial x_i} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)}_{e1} \underbrace{- 2\mu \overline{u'_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j \partial x_j \partial x_k}}_{e2} \\ & \underbrace{- 2\mu \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_k}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k}}_{e3} \underbrace{- \mu \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{\partial u'_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)}_{e4} \underbrace{- 2\nu \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial p'}{\partial x_j} \right)}_{e5} \\ & \underbrace{+ \mu \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x_k \partial x_k}}_{e6} \underbrace{- 2\rho\nu^2 \left(\frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_k \partial x_j} \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_k \partial x_j} \right)}_{e7} \end{aligned} \quad \text{Équation A2-14}$$

La modélisation des différents termes intervenants dans cette équation n'est pas aisée, d'autant plus qu'aucune des quantités n'est accessible expérimentalement. On retiendra simplement que le terme de production $e1$ est approché par :

$$(e1) = -\frac{\partial \bar{U}_k}{\partial x_j} \left(C_{e1} \frac{\rho \overline{u'_i u'_j}}{k} \varepsilon \right) = \frac{\varepsilon}{k} C_{e1} \text{Prod}$$

Pour au moins des raisons dimensionnelles, les termes $e3$ et $e7$ sont regroupés et, pour des nombres de Reynolds élevés, sont contrôlés par la cascade d'énergie, la viscosité ne jouant aucun rôle :

$$(e3 + e7) = -C_{e2} \frac{\varepsilon}{k} \rho\varepsilon$$

Le terme de transport ($e4$) est fermé par une expression en gradient et est regroupé avec le terme ($e6$) :

$$(e4 + e6) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\mu + \mu_t \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right)$$

que l'on corrige en introduisant un nombre de Prandtl σ_ε pour tenir compte des effets du terme $e5$:

$$(e4 + e5 + e6) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right)$$

Enfin, une analyse d'ordre de grandeur montre, (Launder) que le terme ($e2$) est d'un ordre de grandeur plus petit en nombre de Reynolds. L'équation de transport modélisée sur la dissipation s'écrit donc en incompressible :

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \bar{U}_k \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] + \frac{\varepsilon}{\bar{k}} (C_{\varepsilon 1} \text{ Prod} - C_{\varepsilon 1} \rho \varepsilon) \quad \text{Équation A2-15}$$

où σ_ε , $C_{\varepsilon 1}$ et $C_{\varepsilon 2}$ sont trois constantes du modèle.

Passage au compressible

La dissipation est séparée en deux contributions associées respectivement à la partie incompressible et à la partie compressible du champ turbulent de vitesse :

$$\varepsilon \approx \varepsilon_{\text{solénoïdale}} + \varepsilon_{\text{dilatationnelle}} = \varepsilon_s + \varepsilon_d$$

Seule la dissipation solénoïdale est transportée. Elle est identifiée à la pseudo dissipation dans l'équation A2-15 qui est réécrite en considérant les moyennes au sens de Favre :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \varepsilon_s}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \varepsilon_s \tilde{U}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon_s}{\partial x_j} \right] - \frac{\varepsilon_s}{\bar{k}} \left[C_{\varepsilon 1} \left(\overline{\rho u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} - \overline{u_i''} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} \right) + C_{\varepsilon 2} \bar{\rho} \varepsilon_s \right]$$

Équation A2-16

Notons que dans le code CEDRE, la fluctuation de vitesse $\overline{u_i''}$ est négligée.

A2.2.3. Détermination des constantes du modèle $k\varepsilon$

Constante C_μ

L'expression même du cisaillement turbulent en couche limite turbulente bidimensionnelle plane en moyenne donne :

$$-\overline{u'v'} = \nu_t \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \quad \text{ou encore} \quad C_\mu = \frac{\bar{\varepsilon}}{\bar{k}^2} \times \frac{-\overline{u'v'}}{\partial \bar{U} / \partial y}$$

En appliquant cette expression à la région d'équilibre énergétique entre production et dissipation, de k où $-\overline{u'v'} \partial \bar{U} / \partial y = \bar{\varepsilon}$ la substitution du gradient de vitesse conduit à $C_\mu = (\overline{u'v'})^2 / \bar{k}^2$. Or, en référence aux données expérimentales dans cette configuration, Bradshaw et al. ont conclu à une valeur sensiblement constante du rapport $\overline{u'v'} / \bar{k}$ de l'ordre de 0,3. On en déduit donc $C_\mu = 0,09$.

Les spécificités de ce calage posent la question de « l'universalité » de la valeur obtenue. Cette question a été examinée par Cazalbou et Bradshaw [16] qui ont conclu à une large dépendance de C_μ au type d'écoulement (entre 0,03 et 0,6). Ces mêmes auteurs ont également dégagé une influence significative du nombre de Reynolds, dont l'augmentation se traduit par une décroissance de C_μ . Leurs estimations conduisent, dans la limite $Re_\tau \rightarrow \infty$ à de valeurs de 0,05 et 0,065 pour la couche limite et le canal plan respectivement. Une telle décroissance est également observée sur les mesure de Laufer en conduite cylindrique [52] avec $C_\mu = 0,1$ pour l'écoulement à faible nombre de Reynolds (50 000) et $C_\mu = 0,06$ pour celui à fort Reynolds (500 000).

Constante $C_{\varepsilon 2}$

Cette constante est la seule qui subsiste en situation de turbulence homogène et isotrope où les équations de fermeture du modèle se réduisent à :

$$\frac{\partial \bar{k}}{\partial t} = -\bar{\varepsilon} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial t} = -C_{\varepsilon 2} \frac{\bar{\varepsilon}^2}{\bar{k}}$$

la valeur de $C_{\varepsilon 2}$ se déduit directement du taux de décroissance énergétique en T.H.I selon :

$$C_{\varepsilon 2} = \bar{k} \frac{\partial^2 \bar{k}}{\partial t^2} / \left(\frac{\partial \bar{k}}{\partial t} \right)^2$$

L'ensemble des travaux expérimentaux s'accorde sur une loi de décroissance énergétique en puissance $\bar{k} = A \times t^n$, l'exposant n étant compris entre -1,25 selon Comte-Bellot et -1 selon Batchelor. La relation précédente fourni : $C_{\varepsilon 2} = (n-1)/n$ ce qui conduit à une valeur comprise entre 1,8 et 2,0. L'indication de 1,92 comme valeur standard intègre en réalité un effet « d'optimisation par l'usage ».

Constante $C_{\varepsilon 1}$

Le calage de cette constante fait référence à la région logarithmique de l'écoulement de couche limite. En négligeant les termes d'advection et de diffusion moléculaire, l'équation de transport de la dissipation s'écrit :

$$0 = C_{\varepsilon 1} \nu_t \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{\bar{k}}$$

Considérant que dans cette région les profils de U , k et ε peuvent être représentés par :

$$\frac{\bar{U}}{U_\tau} = \frac{1}{kar} \ln y^+ + C \quad \bar{k} = \frac{U_\tau^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad \varepsilon = \frac{U_\tau^3}{kar \times y}$$

L'équation précédente, avec $\nu_t = kar U_\tau y$ conduit à :

$$C_{\varepsilon 1} = C_{\varepsilon 2} - \frac{kar^2}{\sigma_\varepsilon \sqrt{C_\mu}}$$

Avec les résultats antérieurs et un nombre de Prandtl de dissipation $\sigma_\varepsilon = 1,3$, cette égalité fourni $C_{\varepsilon 1} = 1,44$ à condition de prendre pour constante de Von Kármán $kar = 0,435$ soit une valeur légèrement supérieure à celle généralement utilisée ($kar = 0,41$).

Pour récapituler, les constantes standard valent :

	C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
Hypothèse	Équilibre	Région log	THI		
Valeur	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

Tableau A2-1 : constantes du modèle k-ε standard

A2.2.4. Transport de la longueur turbulente

Le modèle k-ε standard, décrit au paragraphe précédent, est ici utilisé pour obtenir une équation de transport d'une « longueur turbulente ». Celle-ci est définie à partir de la viscosité turbulente : $\mu_t = C_\mu^{1/4} \bar{\rho} \tilde{k}^{1/2} L$. Par égalité des viscosités turbulentes des modèles Kε et KL, on obtient la relation suivante :

$$L = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$$

Par rapport au modèle $K\varepsilon$ standard, l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente est inchangée. Il reste à définir une équation de transport pour L . Pour cela, on réalise tout d'abord une dérivée logarithmique de l'équation pour expliciter la variation de L :

$$\frac{DL}{Dt} = \frac{3}{2} \frac{L}{k} \frac{Dk}{Dt} - \frac{L}{\varepsilon} \frac{D\varepsilon}{Dt} \quad \text{Équation A2-17}$$

où D est la dérivée particulaire. On décompose L , k et ε et en utilisant la continuité, on a :

$$\frac{D\rho f}{Dt} = \rho \frac{Df}{Dt} + f \frac{D\rho}{Dt} = \rho \frac{Df}{Dt}. \text{ On écrit alors :}$$

$$\frac{D\rho L}{Dt} = \frac{3}{2} \frac{L}{k} \frac{D\rho k}{Dt} - \frac{L}{\varepsilon} \frac{D\rho \varepsilon}{Dt} \quad \text{Équation A2-18}$$

On injecte alors les équations de transport de k (10) et de ε (12) dans l'équation précédente :

$$\frac{D\rho L}{Dt} = -\frac{L}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{3}{2} \frac{L}{k} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]$$

$$+ \frac{L}{k} \left(\frac{3}{2} - C_{\varepsilon 1} \right) \text{Prod} - \frac{L}{k} \left(\frac{3}{2} - C_{\varepsilon 2} \right) \rho \varepsilon \quad \text{Équation A2-19}$$

On remanie ensuite l'équation A2-15 pour écrire le gradient de ε en fonction des gradients de k et L et on l'injecte dans l'équation A2-17 :

$$\frac{D\rho L}{Dt} = -\frac{L}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \left(\frac{3}{2} \frac{\varepsilon}{k} \frac{\partial k}{\partial x_j} - \frac{\varepsilon}{L} \frac{\partial L}{\partial x_j} \right) \right] + \frac{3}{2} \frac{L}{k} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]$$

$$+ \frac{L}{k} \left(\frac{3}{2} - C_{\varepsilon 1} \right) \text{Prod} - \frac{L}{k} \left(\frac{3}{2} - C_{\varepsilon 2} \right) \rho \varepsilon \quad \text{Équation A2-20}$$

Puis, la décomposition du premier terme de diffusion et l'injection du changement de variable (19) donne, en supposant $\sigma_L = \sigma_\varepsilon$:

$$\frac{D\rho L}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial L}{\partial x_j} \right] + \frac{3}{2} \frac{L}{k} \left(\frac{1}{\sigma_k} - \frac{1}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_t \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]$$

$$+ \frac{\mu_t}{L \sigma_L} \left[\sigma_L C_\mu^{1/2} \left(\left(\frac{3}{2} - C_{\varepsilon 1} \right) \frac{\text{Prod} \cdot L}{\rho C_\mu^{3/4} k^{3/2}} - \frac{3}{2} + C_{\varepsilon 2} \right) - 2 \left(\frac{\partial L}{\partial x_j} \right)^2 - \frac{3}{4} \frac{L^2}{k^2} \left(\frac{\partial k}{\partial x_j} \right)^2 + 3 \frac{L}{k} \frac{\partial L}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]$$

$$\quad \text{Équation A2-21}$$

L'équation obtenue peut désormais être considérée comme un modèle « original » pour procéder au calage des constantes. On écrit :

$$\frac{D\rho L}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial L}{\partial x_j} \right] + \mathbf{S} \frac{L}{k} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_t \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]$$

$$+ \frac{\mu_t}{L \sigma_L} \left[\mathbf{A} \frac{\text{Prod} \cdot L}{\rho C_\mu^{3/4} k^{3/2}} + \mathbf{B} + \mathbf{C} \left(\frac{\partial L}{\partial x_j} \right)^2 + \mathbf{D} \frac{L^2}{k^2} \left(\frac{\partial k}{\partial x_j} \right)^2 + \mathbf{E} \frac{L}{k} \frac{\partial L}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad \text{Équation A2-22}$$

où \mathbf{A} , \mathbf{B} , \mathbf{C} , \mathbf{D} , et \mathbf{E} sont des constantes qu'il va falloir optimiser en confrontant calculs et expériences.

Pour le calcul « bas Reynolds » proposé dans CEDRE, une fonction d'amortissement est utilisée :

$$\mu_t = f_\mu C_\mu^{1/4} \tilde{\rho} k^{1/2} L \quad \text{avec} \quad f_\mu = \tanh \left(\frac{\text{Re}_t}{21,3} \right) \quad \text{Équation A2-23}$$

De plus, la source ρL doit être corrigée pour que la solution au voisinage des parois soit $L = kar \times y$, y compris dans les sous-couches bas Reynolds :

$$S_L = \beta \frac{\mu}{L} \left(kar^2 - \left(\frac{\partial L}{\partial x_j} \right)^2 \right) + \frac{\mu_t}{L \sigma_L} \left[\mathbf{A} \frac{Prod.L}{\rho C_\mu^{3/4} k^{3/2}} + \mathbf{B} + \mathbf{C} \left(\frac{\partial L}{\partial x_j} \right)^2 + \mathbf{D} \frac{L^2}{k^2} \left(\frac{\partial k}{\partial x_j} \right)^2 + \mathbf{E} \frac{L}{k} \frac{\partial L}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]$$

Équation A2-24

Enfin, les constantes A à E et S sont réajustées et valent, selon l'option haut Reynolds (HR) ou bas Reynolds (BR) choisie :

Option	A	B	C	D	E	S	β
HR théorique	0,023	0,164	-2	-3/4	3	0,346	0
HR optimisé CEDRE	0	0,16	-2	0	0	0	0
BR2 Bertier-Dutoya	0	0,16	$-1 - f_\beta$	0	0	0	0,4
BR3 MSD-K	0,02	0,14	$-1 - f_\beta$	0	$-\frac{1}{2} f_\beta$	0	0,4
BR4 MSD-E	0,02	0,14	$-1 - f_\beta$	$-\frac{3}{4} f_\mu^2$	$-\frac{1}{2} f_\beta + 3 f_\mu^2$	0	0,4

Tableau A2-2 : Constantes des modèles K-L linéaires.

$$\text{avec } f_\beta = 1 + \frac{Re_t}{f_\mu} \frac{df_\mu}{d Re_t} = 1 + \frac{1 - f_\mu^2}{f_\mu} \frac{Re_t}{21,3} \text{ qui varie de 1 à 2.}$$

Dans ce tableau, le modèle « haut Reynolds théorique » est élaboré à partir du modèle k- ε standard.

A3. OBTENTION DU TENSEUR DE REYNOLDS COMPLET A PARTIR DE MEURES 2D

A3.1. Rotation du tenseur de Reynolds

Les repères utilisés sur la maquette à échelle 1 sont les suivants :

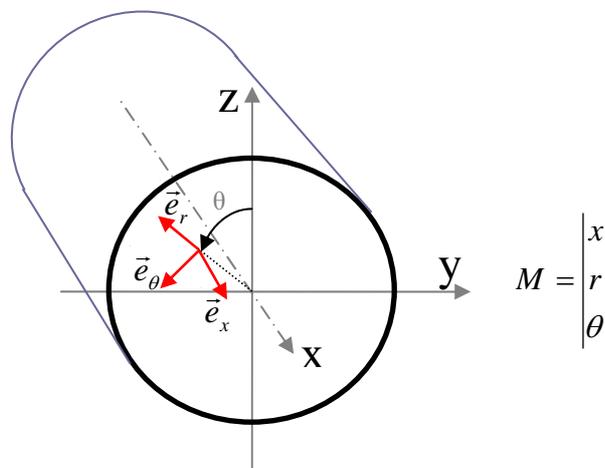


Figure A7 : Systèmes de coordonnées utilisés

Soient B_c et B_p les bases cartésienne et cylindrique décrites ci-dessus. Un vecteur vitesse s'écrit :

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix}_{B_{car}} = \begin{pmatrix} u \\ v_r \\ v_\theta \end{pmatrix}_{B_{cyl}} \quad \text{et} \quad \begin{cases} v = -v_r \sin \theta - v_\theta \cos \theta \\ w = v_r \cos \theta - v_\theta \sin \theta \end{cases}$$

La matrice de passage P telle que $V_{B_{car}} = PV_{B_{cyl}}$ est donc :

$$P = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -\sin \theta & -\cos \theta \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \end{pmatrix}$$

Dans le cadre de nos travaux nous nous intéressons aux profils à 45° et 225° où nous réalisons des mesures de vitesse en coordonnées cartésiennes. Pour obtenir des informations en coordonnées cylindriques, il faut effectuer une rotation en utilisant la matrice de passage P . pour les profils considérés, celle-ci s'écrit :

$$P_{45} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{\sqrt{2}}{2} & -\frac{\sqrt{2}}{2} \\ 0 & \frac{\sqrt{2}}{2} & -\frac{\sqrt{2}}{2} \end{pmatrix} \quad \text{ou} \quad P_{225} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \\ 0 & -\frac{\sqrt{2}}{2} & \frac{\sqrt{2}}{2} \end{pmatrix}$$

Considérons maintenant le tenseur de Reynolds. En coordonnées cartésiennes ou cylindriques il s'écrit respectivement :

$$R = \begin{pmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'^2} & \overline{v'w'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'^2} \end{pmatrix}_{Bcar} \quad \text{ou} \quad R' = \begin{pmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u'v'_r} & \overline{u'v'_\theta} \\ \overline{u'v'_r} & \overline{v'_r{}^2} & \overline{v'_r v'_\theta} \\ \overline{u'v'_\theta} & \overline{v'_r v'_\theta} & \overline{v'_\theta{}^2} \end{pmatrix}_{Bcyl}$$

Le tenseur R étant une forme quadratique, on effectue un changement de base en utilisant la relation : $R' = {}^t P R P$ et pour $\theta = 45^\circ$ ou 225° on obtient :

$$R'_{45} = \begin{pmatrix} \overline{u'^2} & \frac{\sqrt{2}}{2}(\overline{-u'v'} + \overline{u'w'}) & \frac{\sqrt{2}}{2}(\overline{-u'v'} - \overline{u'w'}) \\ \frac{\sqrt{2}}{2}(\overline{-u'v'} + \overline{u'w'}) & \frac{1}{2}(\overline{v'^2} - 2\overline{v'w'} + \overline{w'^2}) & \frac{1}{2}(\overline{v'^2} - \overline{w'^2}) \\ \frac{\sqrt{2}}{2}(\overline{-u'v'} - \overline{u'w'}) & \frac{1}{2}(\overline{v'^2} - \overline{w'^2}) & \frac{1}{2}(\overline{v'^2} + 2\overline{v'w'} + \overline{w'^2}) \end{pmatrix}$$

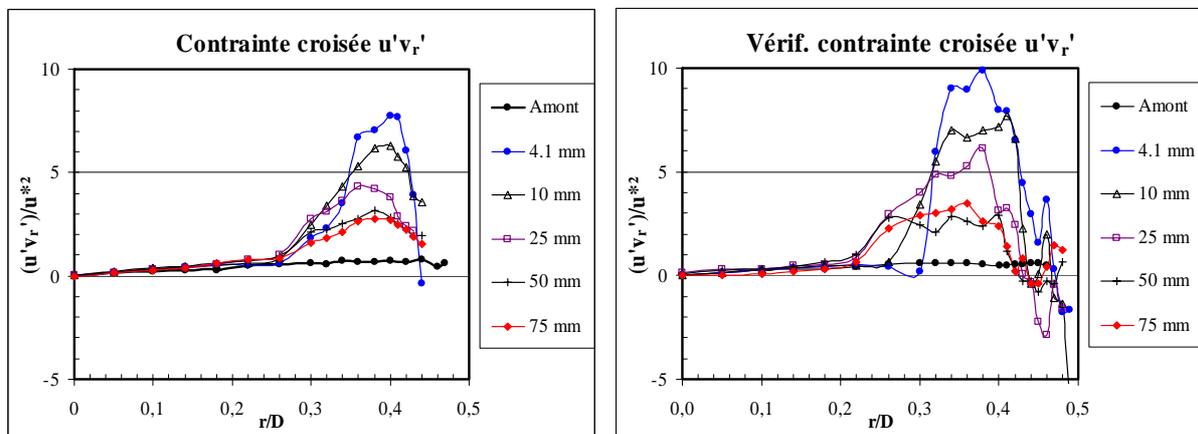
ou

$$R'_{225} = \begin{pmatrix} \overline{u'^2} & \frac{\sqrt{2}}{2}(\overline{u'v'} - \overline{u'w'}) & \frac{\sqrt{2}}{2}(\overline{u'v'} + \overline{u'w'}) \\ \frac{\sqrt{2}}{2}(\overline{u'v'} - \overline{u'w'}) & \frac{1}{2}(\overline{v'^2} - 2\overline{v'w'} + \overline{w'^2}) & \frac{1}{2}(\overline{v'^2} - \overline{w'^2}) \\ \frac{\sqrt{2}}{2}(\overline{u'v'} + \overline{u'w'}) & \frac{1}{2}(\overline{v'^2} - \overline{w'^2}) & \frac{1}{2}(\overline{v'^2} + 2\overline{v'w'} + \overline{w'^2}) \end{pmatrix}$$

Ainsi, les mesures sur les profils à 0° (et 180°) et 90° (et 270°) nous donnent les contraintes normales $\overline{u'^2}$; $\overline{v'_r{}^2}$; $\overline{v'_\theta{}^2}$ et les contraintes croisées $\overline{u'v'_r}$ et $\overline{u'v'_\theta}$. Grâce aux mesures sur les profils à 45 et 225° et au traitement mathématique ci-dessus, nous obtenons la contrainte $\overline{v'_r v'_\theta}$ et complétons donc le tenseur de Reynolds.

A3.2. Validation de la méthode

Cette méthode est testée sur les contraintes croisées $\overline{u'v'_r}$ et $\overline{u'v'_\theta}$. Sur les figures ci-dessous, les graphes de gauche sont issus des profils à 0 et 90° pour lesquels ces contraintes sont mesurées directement. Les mesures sur les profils à 45 et 225° sont utilisées pour calculer ces corrélations. Ces résultats sont reportés sur les graphes de droite. La Figure A8 et la Figure A9 permettent une évaluation des performances sur les configurations giratoire et axiale respectivement. On observe un accord qualitatif.



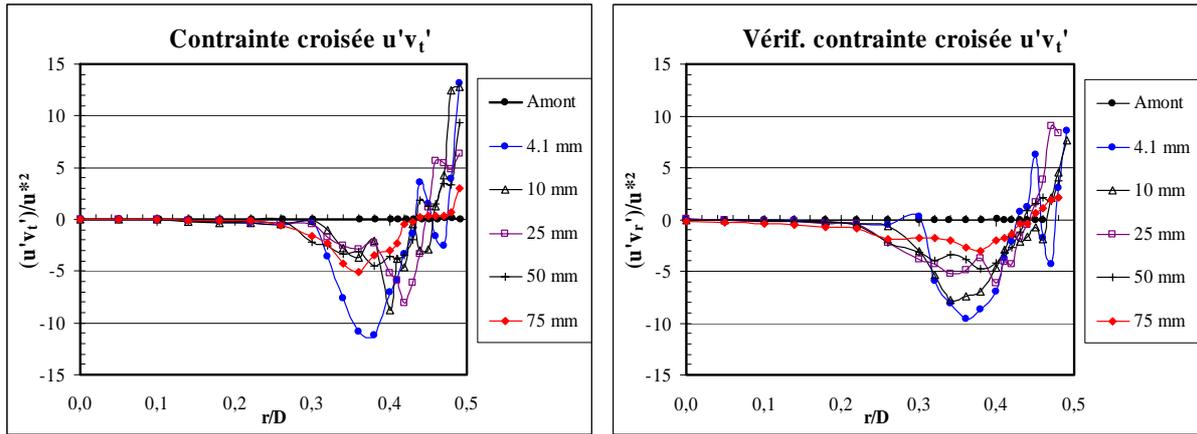


Figure A8 : Vérification de la méthode en dilution giratoire

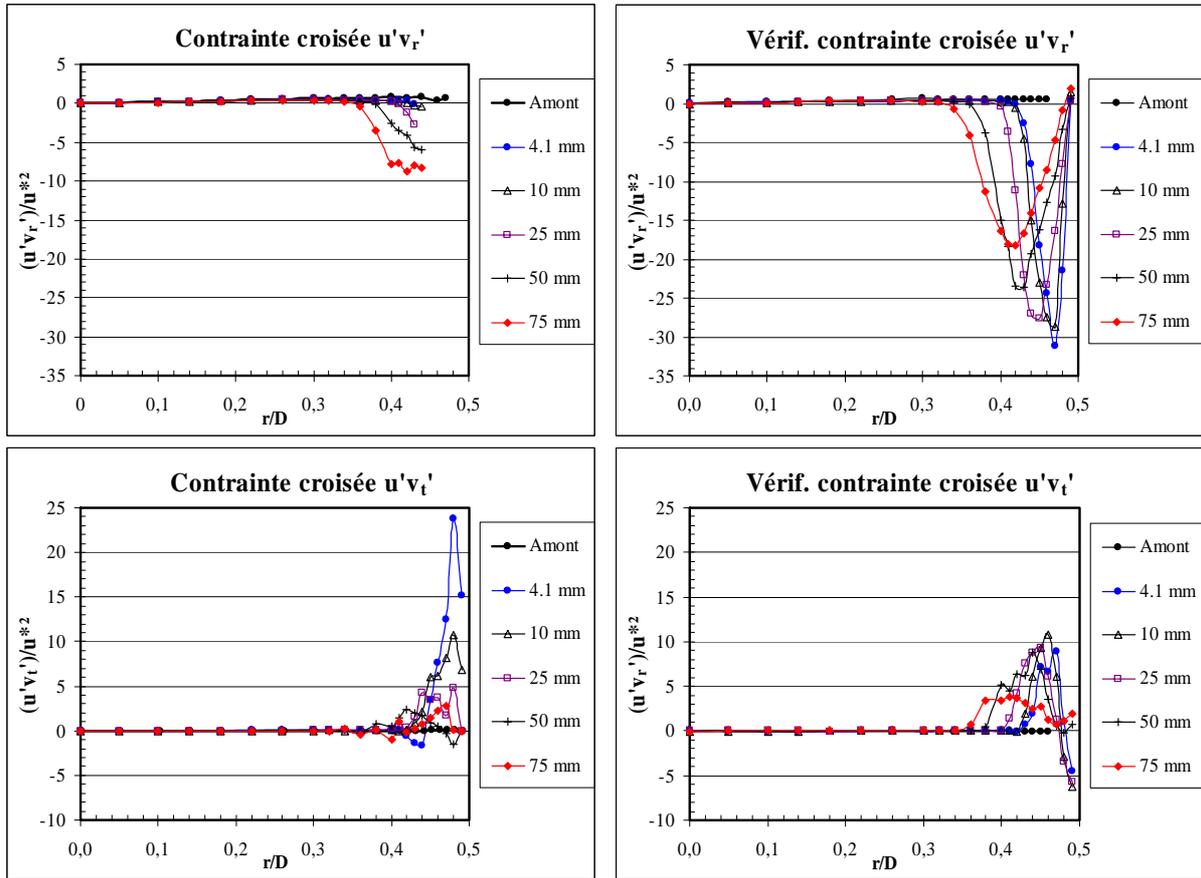


Figure A9 : Vérification de la méthode en dilution axiale

A4. ARTICLE AIAA

44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion
Conference & Exhibit

20-23 juillet 2008

Full Coverage Film Cooling: Comparison Of Experimental And Numerical Data.

B. Michel¹, P. Gajan², A. Strzelecki³ and B. Wagner⁴
ONERA/DMAE, 2 av. Édouard Belin, 31055 Toulouse, France

N. Savary⁵
Turbomeca, av Joseph Szydlowski 64511Bordes Cedex, France

and

A. Kourta⁶ and H.C. Boisson⁷
IMFT, UMR 5502 CNRS/INPT/UPS, av. du Prof. Camille Soula, 31400 Toulouse, France

[Abstract] An experimental study is carried out on a cooling film issuing from a multiperforated wall of a simplified combustor. The objectives of this work are to achieve a better understanding of the dynamics of the film and to construct a database on a simplified geometry in order to test numerical models. RANS calculations using a multiperforation injection model are performed and compared to experimental results. This approach delivers promising results although some weaknesses appear very close to the wall in the recovery region.

Nomenclature

D	=	pipe diameter
d	=	injection hole diameter
α	=	injection angle with the wall
β	=	injection angle with the mainstream
V	=	velocity
ρ	=	density

Subscripts

0	=	mainstream
jet	=	jet issuing from an injection hole
x	=	longitudinal component
r	=	radial component
t	=	tangential component

¹ PhD Student, brice.michel@oncert.fr

² Research Engineer, pierre.gajan@oncert.fr

³ Professor, alain.strzelecki@oncert.fr

⁴ PhD Student, bernhard.wagner@oncert.fr

⁵ Combustion Methods Engineer, nicolas.savary@turbomeca.fr

⁶ Research Scientist, kourta@imft.fr

⁷ Research Scientist, boisson@imft.fr

I. Introduction

During the last decades, aeroengine internal cooling has become a crucial issue. Indeed, to reduce polluting emissions, new lean injectors are requiring a higher amount of primary air and thus less air is available for cooling. Besides, to improve the thermodynamic cycle efficiency, the temperature of this air coming from the compressor exit has been doubled in 30 years of engine development, increasing again the difficulty to provide a proper thermal protection. To reach the latter, an efficient method called Full Coverage Film Cooling (FCFC) is currently used in aeroengines to protect and increase the lifetime of parts exposed to high temperatures. In this approach, fresh air coming from the casing goes through a multiperforated liner and enters the combustion chamber. The associated micro-jets coalesce and produce a film that protects the internal wall face from the hot gases (Mayle and Camarata¹, Rouvreau²). As new combustion chamber development requires CFD computations, sub-millimeter holes must be taken into account. However, their number is far too large to allow a complete description. A specific modelling is required and this modelling must be validated experimentally.

Crawford et al.^{3,4} carried out a FCFC heat transfer study with normal, 30 deg slant and 30 deg x 45 deg compound-angled holes. They found that the compound-angled injection is the preferable one. To take advantage of this conclusion, a cylindrical liner is investigated in this paper. Cooling air is injected with a compound angle inducing a rotating motion of the cooling film. The recovery region is investigated experimentally to provide flow visualizations using PLIF and a velocity and concentration database. Although many studies investigated thermal performances (Schmidt *et al.*⁵, Ligrani *et al.*⁶) or dynamics (Gustaffson⁷, Miron *et al.*⁸) of the cooling film, there are few concentration data. Previously, the PLIF technique was however used by Rouvreau² on a multiperforated plate. He observed the evolution of the film along 21 rows of holes and concluded that a steady state is obtained at the 8th row. But the effect of the compound angle was not investigated as holes were only 30 deg slant.

Both the multijets injection area and the recovery region are computed. A boundary condition is proposed to model the multiperforated liner. Objectives are to identify the effect of compound angle and to test the multihole injection model accuracy.

II. Experimental facility and instrumentation

A. Experimental setup

A special wind tunnel working at ambient temperature was built to investigate aerodynamically the film cooling issuing from a multiperforated ring as an application of combustor walls cooling techniques. As shown in Fig. 1, ambient air passes through the convergent intake and enters a three meter long pipe, 100 millimeters in diameter, to form the fully developed primary flow. Secondary flow is provided using a 70 bars tank and a sonic nozzle measure the mass flow rate with an accuracy better than 1%. This secondary flow arrives in a tranquilization chamber through four entrances before penetrating into the main flow through the multiperforated ring to form the cooling film. The 100 mm ID (D) glass tube and the lateral windows are made of Suprasil glass in order to permit UV lighting for PLIF measurements. The total mass flow rate is then measured by a turbine flow meter with an accuracy better than 0.5%.

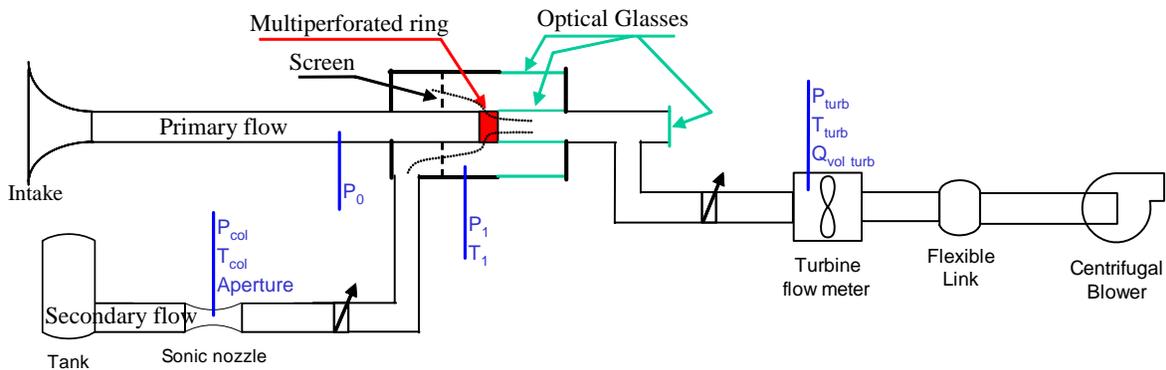


Figure 1. Experimental setup

In this study, the multiperforated combustor liner is modelled by a 100 mm ID ring which is provided by Turbomeca to ensure a good representation of actual multiperforated walls. Injection holes, drilled by laser

impulsions, have a compound angle orientation, described in Fig. 2 : angle β is in the plane $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_x)$ whereas angle α is in the plane (\vec{e}_x, \vec{e}_r) when $\beta=0^\circ$ and in the plane $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta)$ when $\beta=90^\circ$. Two multiperforated rings are used: one with $\beta=0^\circ$ and another one with $\beta=90^\circ$, further referred to as “Axial ring” and “Swirl ring” respectively. Angle α has a fixed value of 30° . The hole pattern is a staggered array of 9 rows with 99 holes each.

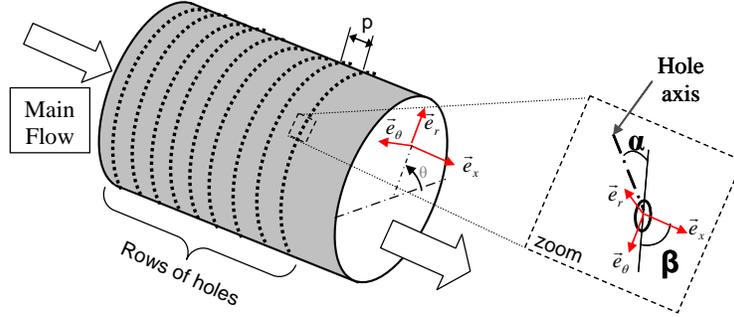


Figure 2. multiperforated ring

B. Experimental techniques

During these experiments, two experimental techniques were applied. In a first step a 2D LDA system was used in order to obtain a detailed description of averaged velocity and turbulence field in six pipe sections located upstream and downstream of the multiperforated ring (4.1, 10, 25, 50 and 75 mm). The size of the measurement volume is equal to 1.3 mm in length and 90 μm in diameter. The flow is seeded with droplets of olive oil. Measurements are performed on 8 radiuses as shown in Figure 3. In order to determine the three velocity components we assume that the flow is axisymmetric and, by comparing the measurements obtained on two orthogonal radiuses, the velocity and turbulence field can be determined (Fig. 3).

The PLIF technique is used to study the mixing of the film cooling with the primary flow. As the Schmidt number is close to one in our experiences, concentration structures observed on instantaneous fields are a good representation of velocity structures. Two types of measurement are taken: cross view and longitudinal view. The transverse flow is analyzed in different pipe sections downstream of the jet exits (4.1, 10, 50 and 75 mm). The laser sheet is orthogonal to the pipe axis and the camera is placed in front of the open section of the pipe. For longitudinal views, the respective positions of the laser sheet and the camera are permuted.

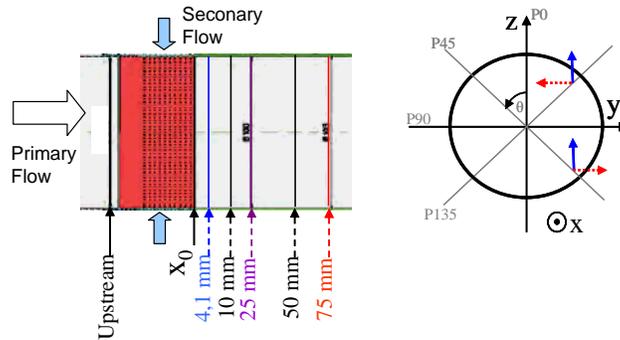


Figure 3. Measurement positions and method used to achieve the three velocity component from a 2D system

The PLIF technique uses a monochromatic light source which is formed into a sheet and passed through the flow field. The light source excites an energy transition in a marker species, which fluoresces upon relaxation⁹. The fluorescence is captured on an imaging array. In this study, acetone vapor is used as a tracer. Acetone fluorescence is a linear function of both incident laser energy and acetone concentration. Acetone absorbs in UV light (225-320 nm; 278 nm peak) and emits in the visible spectrum (350-550 nm, 435 peak) allowing for the use of CCD arrays. A quadrupled Nd YAG Spectra Physics laser provides a 90 mJ, 266 nm pulse which is formed into a sheet and focused

to a waist in the test section. The sheet thickness is 0.3 mm in the measured flow field regions. Two lens arrangements are used to form either a parallel or a diverging laser sheet. The acetone vapor is obtained by bubbling filtered air through two pressurized cylinders. A 1280 x 1024 pixel CCD camera captures the fluorescence. The incoming light is first amplified by an intensifier. For each test, 1000 images are recorded. Auxiliary measurements are performed without flow rates to obtain the concentration values: the measuring volume is insulated and a known acetone mass is introduced. As the laser enters the measurement volume, acetone absorbs the incident light and then the fluorescence decreases along the laser sheet. Besides, the light distribution in the laser sheet is not uniform because of the optical apparatus. It is therefore necessary to account for these phenomena to get proper results. Post-processing is then applied to eliminate the background, scale measurements, correct light absorption and light distribution. Finally, concentration is normalized by the initial concentration of the secondary flow C_0 .

C. Aerodynamic flow parameters

A review of the large number of parameters influencing the film efficiency is given by Bogard and Thole¹⁰. In film cooling, the main aerodynamics parameters are blowing ratio M and momentum flux ratio I , written as:

$$M = \frac{\rho_{jet} V_{jet}}{\rho_0 V_0} \quad I = \frac{\rho_{jet} V_{jet}^2}{\rho_0 V_0^2}$$

The blowing ratio scales the thermal transport capacity since the convective transport is proportional to $C_p \rho V_{jet}$. The momentum flux ratio scales the dynamics of the interaction of the mainstream with the exiting coolant jet as the mainstream impact pressure causes the coolant jet to turn toward the wall. Rouvreau² investigated a full coverage film cooling area and clearly demonstrated that these two parameters are independent, but have the same kind of effect on velocity profiles. In our study, both primary flow and secondary flow are at ambient temperature and hence, blowing ratio and momentum flux ratio are not independent any more. Primary flow is supposed to represent burned gases and secondary flow is supposed to represent the cold air coming from the compressor. In our case a M ratio of 8.8 corresponding to values considered in combustors was used. Finally, in order to simulate real flows inside combustors, Reynolds similarity was also respected. Reynolds number is based on main stream bulk velocity and pipe radius and is valued at 17 700.

III. Film-Cooling analysis methods

In film cooling, adiabatic wall temperature T_{aw} is known to be a dominant factor in establishing reduced heating due to film cooling. The adiabatic wall temperature is usually expressed as a dimensionless temperature, or adiabatic film-cooling effectiveness η , with T_{jet} being the coolant temperature at the exit of the cooling hole:

$$\eta_{aw} = (T_0 - T_{aw}) / (T_0 - T_{jet})$$

Techniques for determination of adiabatic film-cooling effectiveness can be classed into two groups. In the first one the coolant is ejected at a temperature different from the mainstream and the adiabatic wall temperature is measured directly. In these experiments it is often difficult to achieve an adiabatic wall, so corrections are applied to allow for conduction in the wall. The second group of techniques relies on the analogy that exists between heat and mass transfer. Coolant air at the same temperature as the free stream is seeded with a tracer gas, and surface concentrations of the tracer gas are measured. Analogous to the adiabatic film-cooling effectiveness, an impermeable wall effectiveness based on concentration measurements can be defined:

$$\eta_{iw} = (C_{iw} - C_0) / (C_{jet} - C_0)$$

The conditions for the use of the analogy between heat and mass transfer in film-cooling investigations have been reviewed by Shadid and Eckert⁹. When they are met, the impermeable wall concentration field is similar to the adiabatic and wall temperature field and the two parameters are equal:

$$\eta_{iw} = \eta_{aw}$$

This is the case in typical film-cooling investigations where Reynolds numbers are high and turbulent mixing dominates over molecular diffusion. Molecular parameters such as Prandtl and Schmidt numbers have very little influence.

IV. Influence of compound angle

In this section, experimental results obtained for both axial and swirl injections are compared to analyse the effect of the compound angle. On each graph, the axial injection results and the swirl injection results are reported on the negative radius and positive radius respectively.

A. Mean velocities

Mean velocity profiles measured upstream and downstream of the injection zone are plotted on Fig. 4. Considering that the blowing ratio is 8.8 the air injected through the wall drives the main stream. Consequently, changing the injection hole orientation leads to change the driving process orientation. For this reason the longitudinal velocity component reported on the Fig. 4a below is reduced at the pipe center in the case of axial injection whereas, with compound injection, the main stream is driven in a swirl motion, as it is clearly shown in Fig. 4b. The rotation induces a blockage process resulting in an increase of lengthwise velocity in the center zone of the pipe. Between both configurations, longitudinal velocity profiles are therefore strongly different.

Using a velocity criterion on longitudinal component for axial injection and tangential component for compound injection, film thickness can be estimated. Therefore, the film obtained with a compound angle injection is two times thicker than the film measured in the axial injection configuration (respectively 0.1 and 0.2 r/D).

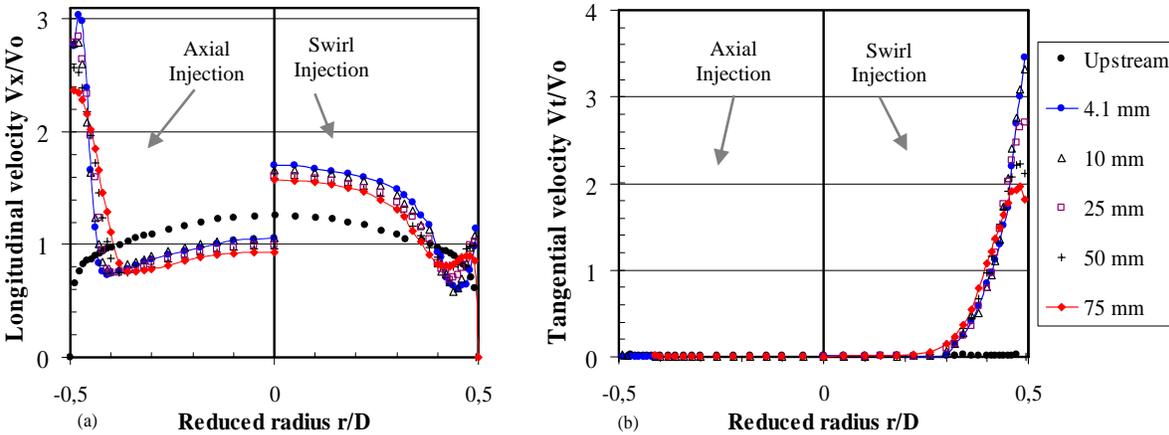


Figure 4. Comparison of measured velocity components

B. Turbulence

Turbulence intensity profiles reported on Fig. 5 confirm the previous results on film thickness and also indicate that a compound injection increases turbulence intensities by 5 to 10 percent compared to an axial injection. Measurements of turbulent time scales are performed with one million acquisition points and, using the Taylor hypothesis, turbulent lengths scales are calculated. This hypothesis assumes a frozen turbulence and is applicable in the case of small turbulence circulations so that the advection of a turbulent field can be taken to be entirely due to the mean flow. While this hypothesis is likely to be validated upstream the wall injection, it is not the case in the cooling film because of the high levels of turbulence. Nevertheless, results reported on Fig. 5b can be interpreted as a good estimate of the length scale behaviors as the significance of the results is justified by the matching of the length scale values in the film in the swirl case with the injection hole size, and also by the matching of downstream injection profiles with upstream profile at the pipe center. Behaviors of the length scales in the cooling film generated by each configuration are very different in the region close to the wall: a constant value about $16d$ is found for the axial film while in the swirling film configuration the turbulence scales increase continuously from $2d$ to $10d$ when we move away from the dilution zone. The understanding of this difference still requires further analysis.

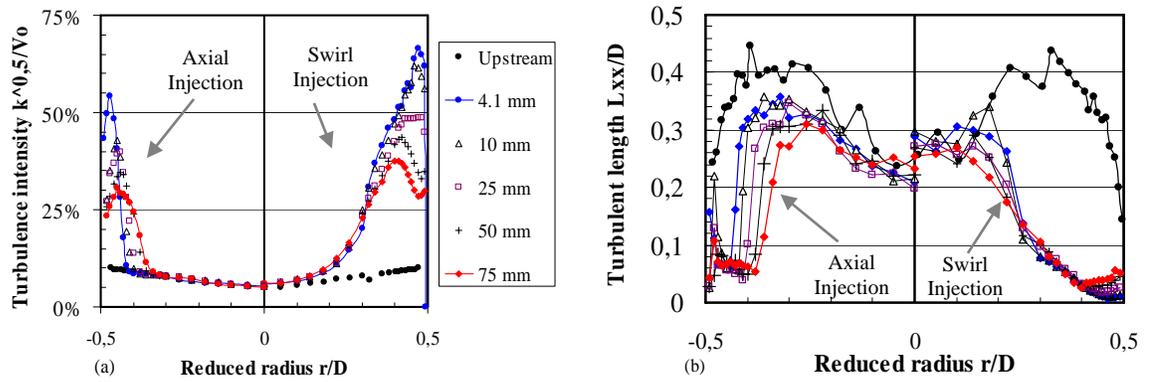


Figure 5. Comparison of turbulence

C. Concentration

Concentration fields in a longitudinal plane are given in Fig. 6 for both axial and swirl injection. It is important to notice that the film remains attached to the wall providing good wall protection. Instantaneous pictures show coherent structures that develop in the shear layer between the cooling film and the main stream.

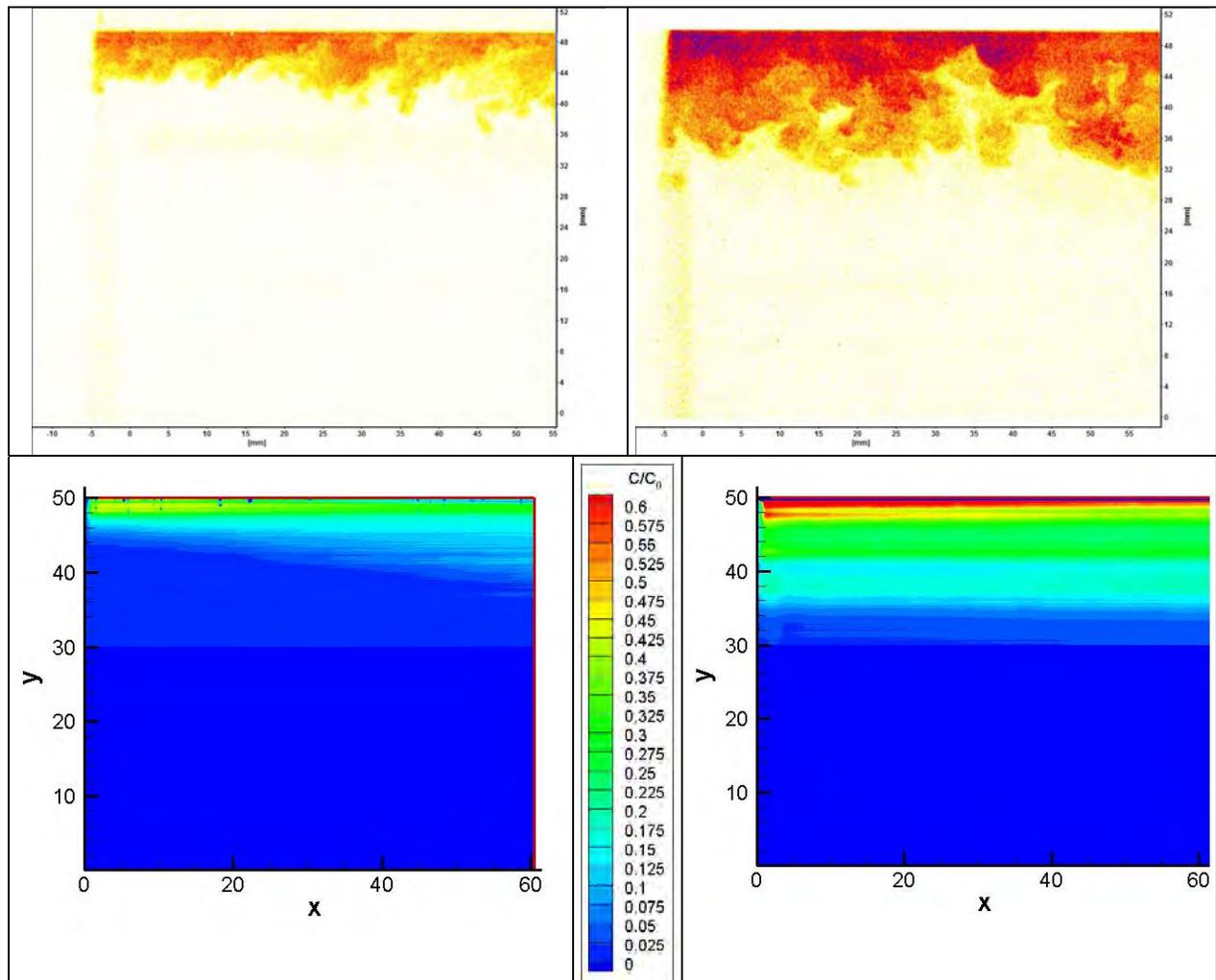


Figure 6. Comparison of concentration fields.

Top: instantaneous results ; Bottom: mean results ; Left: axial injection ; Right: swirl injection

Mean concentration fields are also given in Fig. 6 in the same measurement plane. Comparing axial and swirl injection, it is obvious that film thickness is greatly increased using compound angle injection. Another important result is the behaviour of the film in the streamwise direction: with axial injection, the film is getting thicker with the streamwise distance while the thickness remains nearly constant in the case of swirl injection. This result suggests that the film establishes in a much shorter distance in the latter case.

Concentration profiles given in Fig. 7 indicate close levels at the wall for both configurations and a film twice thicker in the case of swirl injection. This is consistent with the lower axial velocity for swirl injection to ensure mass conservation of acetone.

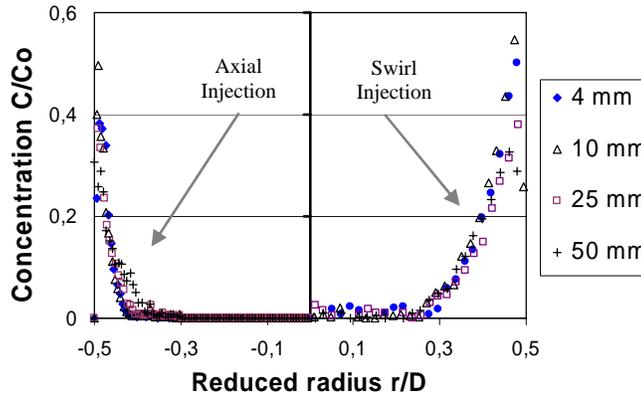


Figure 7. Comparison of concentration profiles

V. Numerical modeling

Computations of this experiment are performed using RANS modelling on a 2D axisymmetric domain shown in Fig. 8. Turbulence is taken into account by the standard $k-\epsilon$ model.

At the inlet (face 1), measured LDA velocity and turbulent kinetic energy profiles are imposed as boundary conditions. On the exit plane (face 2), the ambient static pressure is imposed. A wall law is used on faces 4 and 5. Boundary condition 6 is the axis of symmetry of the mesh.

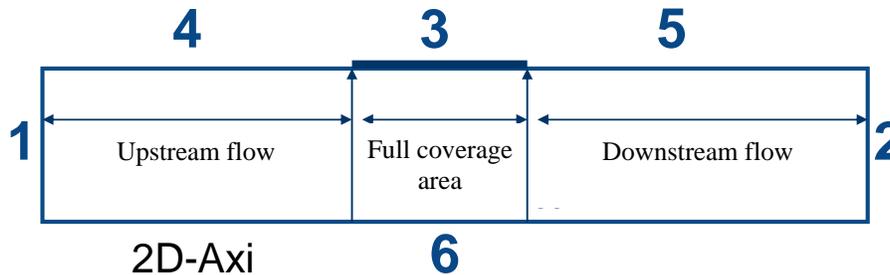


Figure 8. 2D Computational domain (9 753 nodes)

As the number of sub-millimeter holes is far too large to allow a complete description, coarse grids are usually used in combustor calculations, and air from effusion cooled walls is injected with a uniform boundary condition. In this study a coarse mesh has been used and the 2D axisymmetric mesh necessitates that the multiperforation zone is represented by a uniform boundary condition imposed on face 3. These simulations have been performed in axial and swirl effusion cooling configuration.

As mentioned by Mendez¹², in the case of effusion cooling, streamwise momentum flux of the jets has to be reached to ensure a proper description of the cooling film. Hence, the uniform boundary condition used as a MultiPerforation Model (MP Model) provides the correct mass and momentum fluxes entering into the combustor. The main advantage of this method is that it is not necessary to mesh every sub-millimeter hole and thus, it allows the use of coarse grids and even axisymmetric simulations of effusion cooled combustor walls. In order to quantify the benefits of such a MP Model, the 2D simulations have been performed with a standard injection model through

the whole boundary condition. With a standard injection model, the boundary velocity is reduced to provide the correct mass flux but there is no momentum correction. The results of these datum simulations are shown only on the velocity profiles figures.

A. Prediction of axial injection

In the case of axial injection, the cooling film induces a high speed layer on the longitudinal velocity component which is qualitatively described by the numerical simulations using the MP model, as shown in Fig. 9. The simulation without MP model, gives entirely wrong results compared to experiments. Despite the good agreement between MP model and measurements, some discrepancies can be observed. The film thickness is well predicted by the simulation in planes $X=4\text{mm}$ and $X=10\text{mm}$ but the film dynamics is under-predicted in downstream planes. This may be caused by the k-epsilon model which assumes an homogeneous and isotropic turbulence which, in that case of the shear layer, is far from being verified. Thus a too important diffusion may dissipate artificially the cooling film.

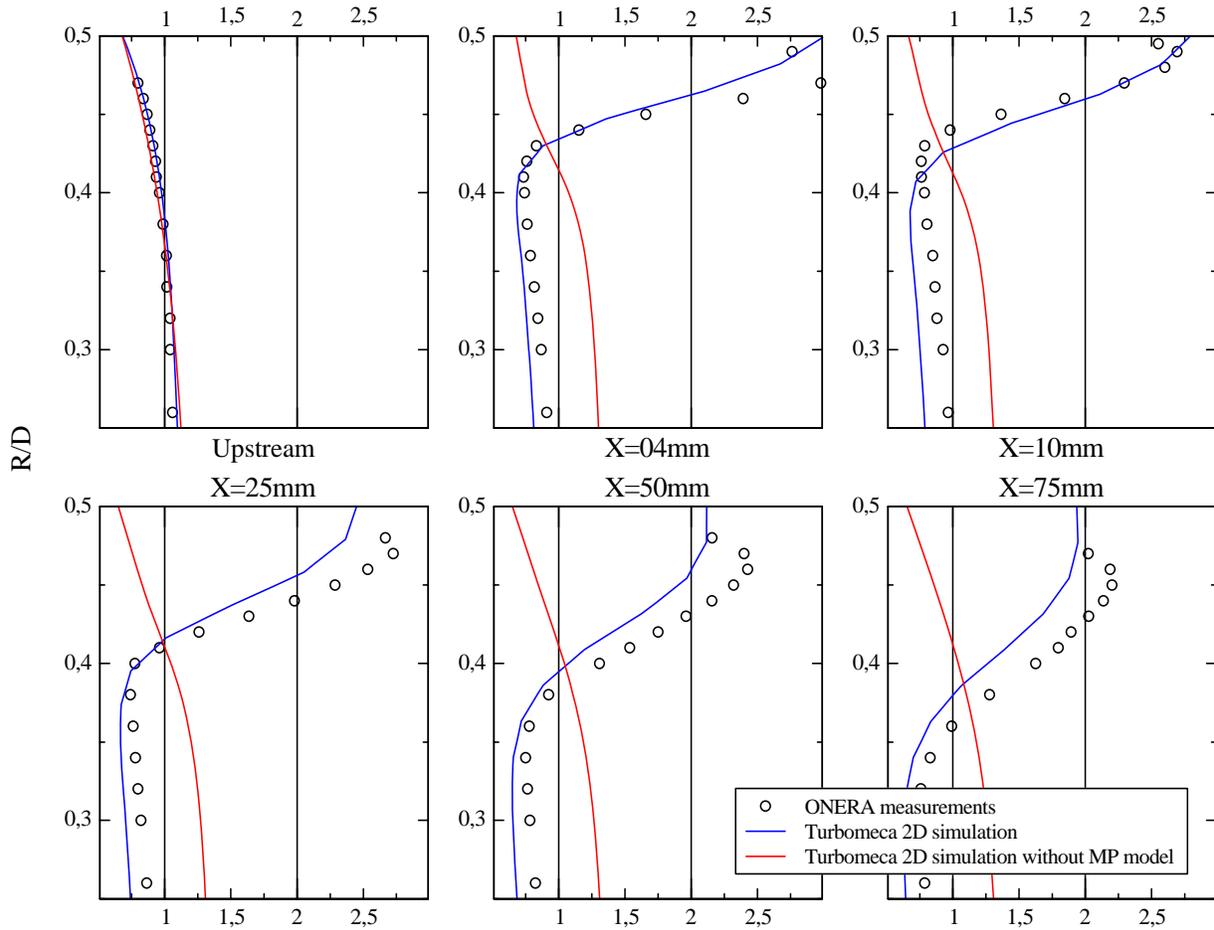


Figure 9. Mean velocity profiles (U/U_0) on the axial configuration

As a confirmation of previous remarks about the film dissipation, turbulent energy profiles (shown in Fig. 10) show too high turbulence levels at the junction between the cooling film and the main flow resulting in a too fast dissipation of the film.

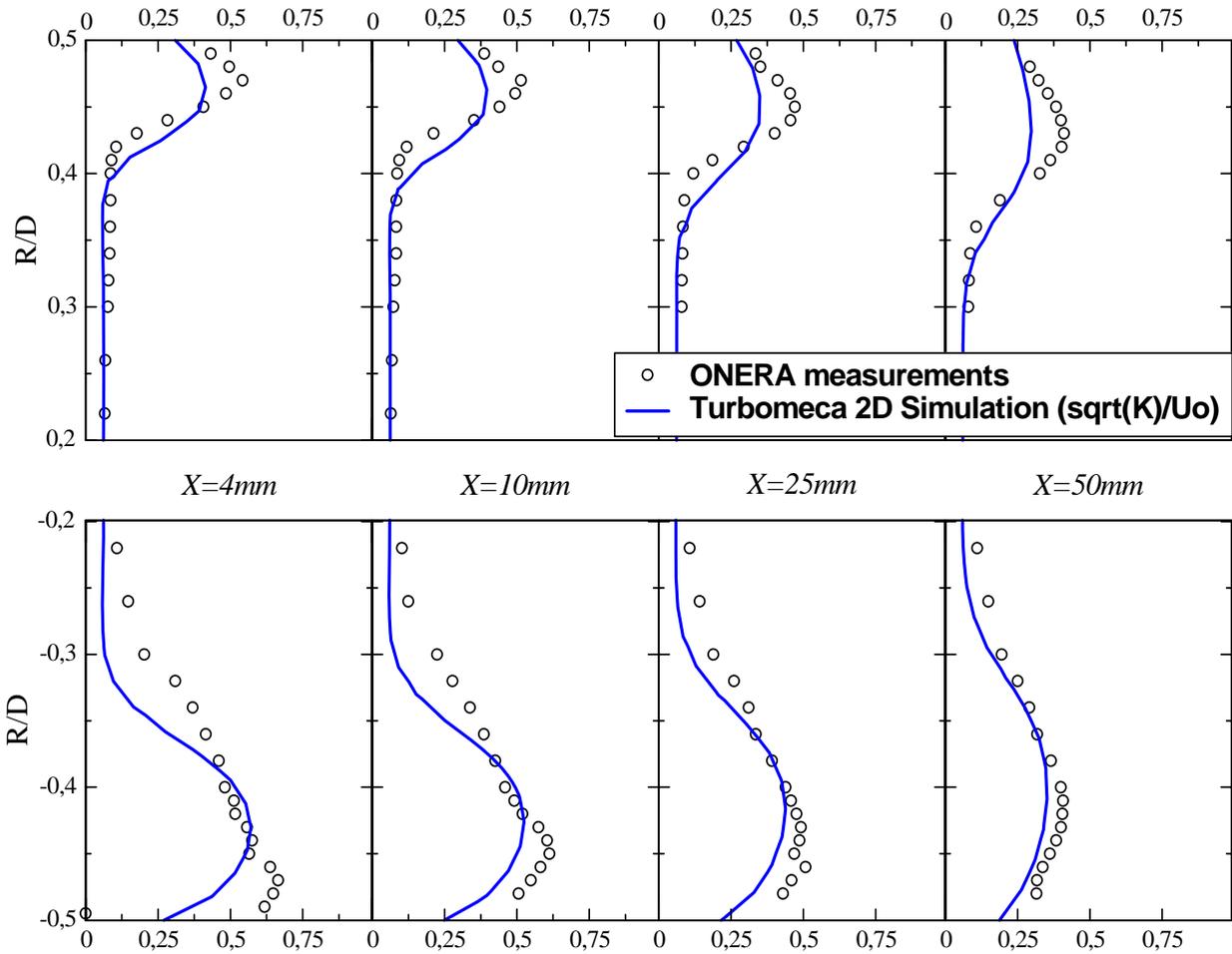


Figure 10. Turbulent intensity profiles in the axial (top) and swirl (bottom) configurations

B. Prediction of swirl injection

The swirl injection axial and tangential velocity profiles (Fig. 11) are in much better agreement with the experiments than in the axial injection case. This is due to the structure of the flow: in the swirl injection case, the cooling air injected through the effusion holes forms a thick and coherent swirling film that is convected downstream the effusion holes. In that case, the velocity gradients at the wall are much lower than in the axial injection case. The two equation turbulence model used is based on an isotropic hypothesis and consequently the diffusion of the calculated cooling film is in better agreement with experiments in the swirl configuration.

In that case, the simulations which does not use a MP model predicts wrong velocity results, especially considering the tangential velocity which is quasi inexistent in the simulation without momentum correction.

Like in the axial configuration, despite the good agreement between MP model simulation and measurements, the simulation cannot predict the acceleration of the flow in the near wall region. This acceleration is the result of the axial entrainment of the swirling flow resulting in a helical cooling film. This entrainment is not predicted by the simulation because it is generated by hole/flow interactions that the uniform boundary condition used to represent effusion cooling cannot predict.

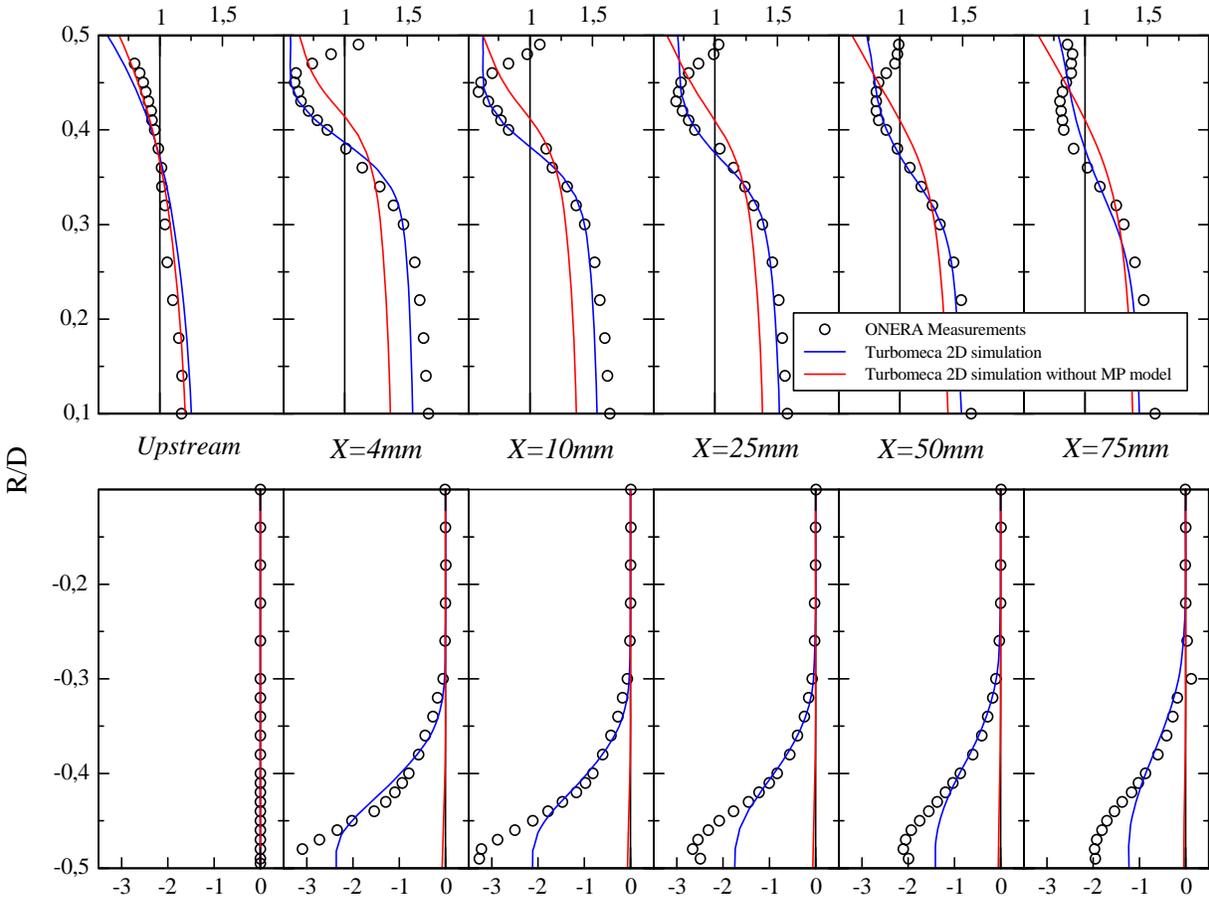


Figure 11. Mean velocity profiles on the swirl injection configuration

Like the mean velocity profiles and the turbulence profiles, the concentrations profiles of effusion air downstream the multiperforated plate (see Fig. 12) are well reproduced by the simulations except in the near wall region. These good results confirm that this kind of simulation using MP model boundary conditions are well adapted to prediction of the flow dynamics and mixing in swirling effusion cooled combustors.

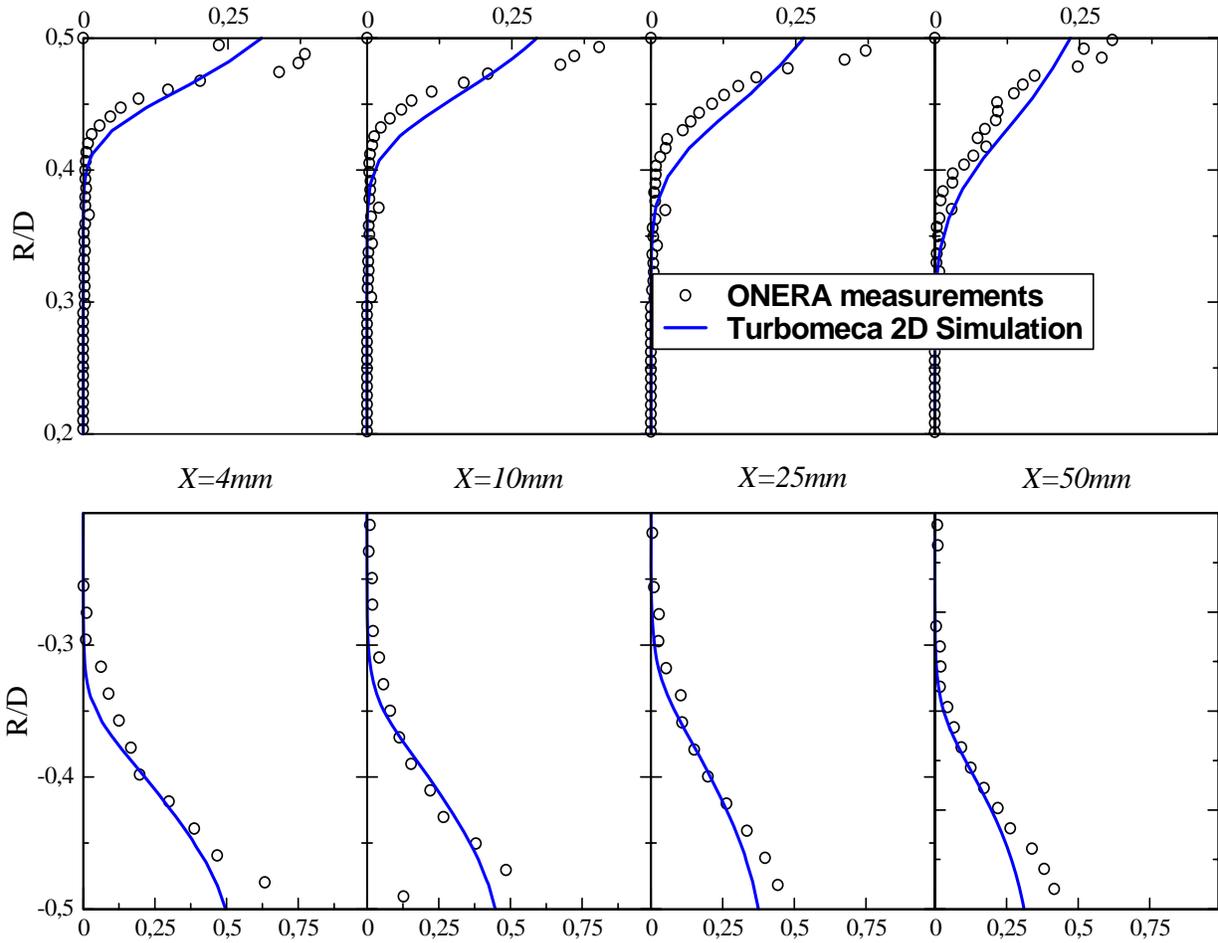


Figure 12. Concentration profiles in axial (top) and swirl (bottom) configurations

VI. Conclusion

A valuable database has been elaborated on a simplified multiperforated combustor. It is shown that the compound angle has a strong effect on the dynamics of the flow, resulting in a swirl motion of the cooling film which keeps attached to the wall and induces an intensive turbulence. Comparison to axial injection shows that film thickness and turbulence are greatly increased with compound angled holes. Main features of this complex flow are described by numerical simulations, especially in swirling configurations. Nevertheless, film and turbulent layer dynamics in the axial configuration are underestimated by all the simulations. This paper demonstrates that the MP model can be a powerful tool in the simulation of the complex flow into strongly multiperforated combustors. The next stage of this work will be devoted to enhancement and further validation of this type of models.

VII. Acknowledgments

This work take part of the EGISTHE program (Études Générales Innovantes Sur les Turbines Hautement Économiques) funded by the French Government through the Délégation Générale pour l'Armement.

VIII. References

- ¹Mayle R. E. and Camarata F. J., "Multihole Cooling Effectiveness and Heat Transfer" *Journal of Heat Transfer*, Nov. 1975, pp. 534-538.
- ²Rouvreau S., "Étude expérimentale de la structure moyenne et instantanée d'un film produit par une zone multiperforée sur une paroi plane. Application au refroidissement des chambres de combustion des moteurs aéronautiques", *PhD thesis of Poitiers University*, France, 2001.
- ³Crawford M. E., Kays W. M. and Moffat R. J., "Full-Coverage Film Cooling. Part I : Comparison of Heat Transfer Data for Three Injection Angles", *Journal of Engineering for Power*, Vol. 102, Oct. 1980, pp. 1000-1005.
- ⁴Crawford M. E., Kays W. M. and Moffat R. J., "Full-Coverage Film Cooling. Part II : Heat Transfer Data and Numerical Simulation", *Journal of Engineering for Power*, Vol. 102, Oct. 1980, pp. 1006-1013.
- ⁵Schmidt D. L., Sen B., Bogard D. G., "Film cooling with compound angle holes : heat transfer and adiabatic effectiveness" *Journal of Turbomachinery*, Vol. 118, Oct. 1996, pp. 807-813.
- ⁶Ligrani P. M., Ramsey A. E. "Film-Cooling From Spanwise-Oriented Holes in Two Staggered Rows", *Journal of Turbomachinery*, Vol 119, 1997, pp. 562-567.
- ⁷Gustafsson B., "Experimental Studies of Effusion Cooling", *PhD thesis of Chalmers University of technology*, Göteborg, Sweden, 2001.
- ⁸Miron P., Bérat C. and Sabelnikov V., "Effect of blowing rate on the film cooling coverage on a multi-holed plate: application on combustor walls", *Journal of Heat Transfer*, 2004.
- ⁹Hanson R.K., Seitzman J.M., Paul P.H., "Planar laser-fluorescence imaging of combustion gases", *Appl. Phys.*, B, 50, 1990, pp. 441-454.
- ¹⁰Bogard D.G., and Thole K.A., "Gas Turbine Film Cooling", *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 22, 2006, pp249-270.
- ¹¹Shadid J.N. and Eckert E.R.G., 1991, "The mass transfer analogy to heat transfer in fluids with temperature-dependent properties" *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 113, pp 27-33.
- ¹²Mendez S., Eldredge J., Nicoud F., Poinot T., Shoeybi M., and Iaccarino G., "Numerical investigation and preliminary modelling of a turbulent flow over a multi-perforated plate", *Proceedings of the Summer Program*, pages 57-72, Center for Turbulence Research, NASA AMES, Stanford Univ., USA, 2006.
- ¹³Most A., Savary N., Berat C., "Reactive flow modelling of a Combustion Chamber with a Multiperforated Liner", *43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, 8-11 July 2007, Cincinnati, OH.

Caractérisation aérodynamique d'un écoulement avec injection pariétal de type dilution giratoire en vue de sa modélisation

Dans les turbomachines, pour protéger les parois des chambres de combustion exposées à de très fortes températures, la technique de refroidissement par multiperforation s'avère particulièrement efficace. Cette technique consiste à faire passer une partie de l'air provenant du compresseur à travers la paroi de la chambre de combustion par des milliers d'orifices de petit diamètre. Lors du développement des nouvelles chambres, la prise en compte de ce type d'injection dans les simulations numériques s'avère toutefois difficile à cause de la petite taille et du très grand nombre des perforations. Le travail effectué durant cette thèse vise à la fois à optimiser cette technique d'injection et à améliorer sa prise en compte dans les simulations numériques. Des campagnes d'essais sont réalisées pour étudier l'effet de l'orientation, longitudinale ou giratoire, du flux d'air protecteur. Une action significative de ce paramètre est démontrée sur la protection de la paroi et sur le mélange de l'air de refroidissement avec l'écoulement incident. Les modèles existants assurant la prise en compte de l'injection par multiperforation sont testés sur la base de données expérimentales générées. Ces modèles montrant un comportement qualitatif avec des faiblesses en proximité de la paroi, des mesures expérimentales et des simulations numériques stationnaires puis instationnaires sont entreprises sur une configuration à grande échelle. L'écoulement y est étudié en détails, à l'échelle des jets. Une analyse de l'interaction entre les jets et l'écoulement incident est effectuée dans la perspective d'améliorer les modèles d'injection d'air au travers de parois multiperforées.

Mots clés : Chambre de combustion, refroidissement par multiperforation, jets transverses, mélange, simulation numérique instationnaire

Aerodynamic characterization of a flow with a gyratory type wall injection with the view of its modelling

In turbomachinery, in order to protect combustor walls exposed to very high temperatures, the effusion cooling technique turns out to be very effective. This technique consists in having part of the air coming from the compressor passing through thousands of sub-millimetre holes drilled through the combustor liner. During the development of new combustors, accounting for this type of injection in numerical simulations turns out to be difficult in view of the small dimension and the large number of injection holes. The aim of the work presented in this thesis is both the optimisation of this injection technique and the improvement of the capacity to account for it in numerical simulations. Experiments are carried out to study the effect of the orientation, streamwise or gyratory, of the protective air flow. A significant effect of this parameter is demonstrated on the protection of the liner and on the mixing of cooling air with incident flow. The existing models providing multiperforation type injections are tested with the experimentally generated database. These models showing a qualitative behaviour with weaknesses in the vicinity of the wall, experimental measurements and steady then unsteady numerical simulations are performed on a large scale configuration. The flow is studied in details, on the jets scale. An analysis of the interaction between the jets and the incident flow is performed in order to improve multiperforation injected air models.

Keywords : Combustors, effusion cooling, jets in cross flow, mixing, unsteady numerical simulation