



HAL
open science

Contrôle de l'aérodynamique externe des véhicules aériens par des dispositifs microfluidiques : étude de l'effet de mini et micro-jets synthétiques sur des écoulements pariétaux

Ahmad Batikh

► **To cite this version:**

Ahmad Batikh. Contrôle de l'aérodynamique externe des véhicules aériens par des dispositifs microfluidiques : étude de l'effet de mini et micro-jets synthétiques sur des écoulements pariétaux. Génie mécanique [physics.class-ph]. INSA Toulouse, 2008. Français. NNT : . tel-02193699

HAL Id: tel-02193699

<https://hal.science/tel-02193699v1>

Submitted on 24 Jul 2019

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

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

**Doctorat de l'Université de Toulouse
délivré par l'INSA de Toulouse**

***Contrôle de l'aérodynamique externe des
véhicules aériens par des dispositifs microfluidiques :
Etude de l'effet de mini et micro-jets synthétiques sur
des écoulements pariétaux***

par

Ahmad BATIKH

*Soutenue le 10 janvier 2008 devant la commission d'examen
pour l'obtention du grade de docteur spécialité : Génie Mécanique*



Université
de Toulouse



INSTITUT NATIONAL
DES SCIENCES APPLIQUÉES
DE TOULOUSE

THESE

présentée en vue de l'obtention de grade de
Doctorat de l'Université de Toulouse

Délivré par l'INSA de Toulouse

Spécialité : Génie Mécanique

Par

Ahmad BATIKH

Ingénieur en Génie Mécanique

**CONTROLE DE L'AERODYNAMIQUE EXTERNE DES VEHICULES AERIENS PAR
DES DISPOSITIFS MICROFLUIDIQUES : ÉTUDE DE L'EFFET DE MINI ET
MICRO-JETS SYNTHÉTIQUES SUR DES ÉCOULEMENTS PARIÉTAUX**

Soutenu le 10 janvier 2008

Jury

M. Alain MERLEN	Professeur des universités (Lille 1)	Rapporteur - Président
M. Sedat TARDU	Maître de conférence (Grenoble 1)	Rapporteur
M. Robert CAEN	Professeur des universités (INSA - Toulouse)	Directeur de thèse
M. Lucien BALDAS	Maître de conférence (INSA - Toulouse)	Co-directeur de thèse
M. Azeddine KOURTA	Chargé de recherche (CNRS - Toulouse)	Invité

Cette thèse est dédiée à :

Mes parents pour leur soutien, aide, confiance et encouragement.

Sans vous, je ne serai jamais arrivée à ce stade. Merci pour tous ce que vous avez fait pour moi.

Ma chère femme Batoul, qui m'a partagé les moments heureux et difficiles durant notre parcours.

Merci pour ton amour et ton encouragement et ta confiance. Félicitation pour ta thèse.

Ma grande famille.

Remerciements

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Génie Mécanique de Toulouse (LGMT) sous la direction de Monsieur Robert CAEN (professeur d'université) et Monsieur Lucien BALDAS (maître de conférences) de l'INSA de Toulouse, avec le soutien financier de l'Université d'Alep (Syrie).

Mes remerciements s'adressent en premier lieu à Messieurs Robert CAEN, qui m'a accueilli au sein de son équipe, et Lucien BALDAS qui ont dirigé ce travail et surtout pour le soutien dont ils m'ont fait preuve tout au long de ces années. Leurs conseils, leur disponibilité, leurs compétences scientifiques ont été précieuses pour mener à terme cette étude.

Je tiens à remercier Monsieur Alain MERLEN, qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de cette thèse et d'avoir accepté de juger ce travail et d'en être rapporteur.

Je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur Sedat TARDU, d'avoir également accepté de juger ce travail et d'en être rapporteur.

Mes remerciements vont également à Messieurs Azeddine KOURTA et Henri BOISSON de l'IMFT pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et dont les remarques et les suggestions m'ont permis d'améliorer le présent travail. En effet, leurs compétences techniques et scientifiques, ainsi que leurs conseils avisés ont facilité la réalisation de l'étude expérimentale de ce travail.

J'adresse mes remerciements aux membres de laboratoire et spécialement aux membres de l'ancienne équipe MECAF (1 et 2) pour l'ambiance amicale qui y régnait durant ces années.

Merci à Annie CAZEAUX, Nathalie DAYDE et Martine BISAUTA pour leur sympathie et leur aide administrative.

Un grand merci à tous mes amis avec qui j'ai partagés de très bons moments depuis mon arrivée en France et qui m'ont toujours soutenu.

Sommaire

Nomenclature	v
Introduction	ix
Chapitre 1 : Aérodynamique et contrôle actif	1
1.1 Rappels d'aérodynamique et des techniques d'analyse des écoulements	1
1.1.1 Forces exercées sur un obstacle	1
1.1.2 Effets pratiques de la turbulence	5
1.1.3 Les dispositifs hypersustentateurs :	6
1.1.4 Rappel des définitions de quelques nombres adimensionnels	8
1.1.4.1 Nombre de <i>Reynolds</i>	8
1.1.4.2 Nombre de <i>Mach</i>	9
1.1.4.3 Nombre de <i>Knudsen</i>	9
1.1.4.4 Nombre de <i>Strouhal</i>	10
1.1.4.5 L'unité pariétale (unité de paroi)	10
1.1.5 Techniques de visualisation des écoulements	11
1.1.5.1 La vélocimétrie par image de particules (Particle Image Velocimetry)	12
1.1.5.2 Les techniques optiques (strioscopie, ombroscopie, interférométrie)	13
1.1.5.3 Visualisation en tunnel hydrodynamique	14
1.1.5.4 Visualisation pariétale (par enduit visqueux)	15
1.2 Le contrôle de la couche limite	16
1.2.1 Pourquoi contrôler un écoulement ?	16
1.2.2 Comment contrôler un écoulement ?	17
1.2.2.1 Le contrôle passif	18
1.2.2.2 Contrôle actif	19
1.2.2.3 Conclusions	32
Références Bibliographiques	34
Chapitre 2 : Jet synthétique – Etat de l'art	37
2.1 Principe de fonctionnement	37
2.2 Caractéristiques intrinsèques des jets synthétiques	38

2.3	Utilisation pour le contrôle.....	44
2.4	Critères de formation d'un jet synthétique.....	48
	Références Bibliographiques.....	51
	Chapitre 3 : Caractérisation d'un JS dans un environnement au repos.....	55
3.1	Simulation numérique.....	55
3.1.1	Code de calcul.....	55
3.1.2	Géométrie.....	55
3.1.3	Paramètres des simulations.....	56
3.1.3.1	Maillage utilisé.....	56
3.1.3.2	Conditions aux limites.....	57
3.1.3.3	Méthode numérique.....	59
3.1.4	Analyse des résultats numériques.....	59
3.1.4.1	Convergence.....	59
3.1.4.2	Analyse des champs.....	59
3.1.4.3	Profils de vitesse.....	62
3.1.4.4	Variations de la vitesse sur l'axe.....	65
3.2	L'expérience.....	67
3.2.1	Configuration étudiée.....	67
3.2.2	Techniques de mesure.....	68
3.2.2.1	Anémomètre à fil-chaud.....	68
3.2.2.2	PIV.....	68
3.2.3	Analyse des résultats expérimentaux.....	76
3.2.3.1	Mesures par fil-chaud.....	76
3.2.3.2	Comparaison avec les simulations numériques.....	79
3.2.3.3	Mesures par PIV.....	80
3.3	Comparaison expérimentale avec un jet continu et un jet pulsé.....	88
3.3.1	Mesures par fil-chaud.....	89
3.3.2	Mesures par PIV.....	90
3.4	Conclusions.....	92
	Références Bibliographiques.....	93
	Chapitre 4 : Etude de l'interaction entre un JS et un écoulement transversal...	95
4.1	Introduction.....	95
4.2	L'expérience.....	95
4.2.1	Configuration étudiée.....	95

4.2.2	Techniques de mesure	96
4.2.3	Caractérisation du jet de paroi (ET) seul.....	97
4.2.4	Analyse des résultats expérimentaux	98
4.2.4.1	Mesures par anémométrie à fil-chaud	98
4.2.4.2	Mesures par PIV	102
4.3	Comparaison expérimentale avec un jet continu et un jet pulsé	110
4.3.1	Ecoulement transversal avec un jet continu	110
4.3.2	Etudes comparative des différents types de jet	112
4.4	Conclusions	115
Références Bibliographiques.....		116
Chapitre 5 : Etude du contrôle du décollement produit sur une plaque inclinée		
117		
5.1	Introduction	117
5.2	L'expérience.....	117
5.2.1	Configuration étudiée.....	117
5.2.2	Analyse des résultats expérimentaux	118
5.2.2.1	Mesures par PIV	118
5.2.2.2	Mesures par anémométrie fil-chaud.....	126
5.3	Comparaison d'un JS avec un jet continu et un jet pulsé.....	128
5.3.1	Analyse par anémométrie fil-chaud	128
5.3.2	Analyse par PIV	129
5.4	Conclusions	130
Références Bibliographiques.....		131
Chapitre 6 : Effets liés à l'interaction des actionneurs et leur miniaturisation 133		
6.1	Interaction de deux JS adjacents	133
6.1.1	Introduction	133
6.1.2	Simulation numérique	133
6.1.2.1	Géométrie	133
6.1.2.2	Paramètres des simulations	134
6.1.3	Analyse des résultats numériques	137
6.1.3.1	Analyse des champs	137
6.2	Miniaturisation des actionneurs jet synthétique	144
6.2.1	Introduction	144
6.2.2	Les caractéristiques requises	144

6.2.3	Les difficultés liées à l'utilisation de microdispositifs fluidiques.....	145
6.2.4	Conception de micro JS.....	146
6.2.5	Effets liés à la diminution d'échelle.....	148
6.2.6	Simulation numérique préliminaire.....	150
6.2.6.1	Configuration du modèle numérique.....	150
6.2.6.2	Analyse des résultats numériques	152
6.2.7	Modification de la géométrie de l'orifice.....	155
6.3	Conclusions	159
	Références Bibliographiques.....	160
	Conclusion et perspectives	163
	Annexe A : Code Fluent	167
	Annexe B : Logiciel PIVIS.....	177
	Annexe C : Mouvements déphasés des membranes.....	181

Nomenclature

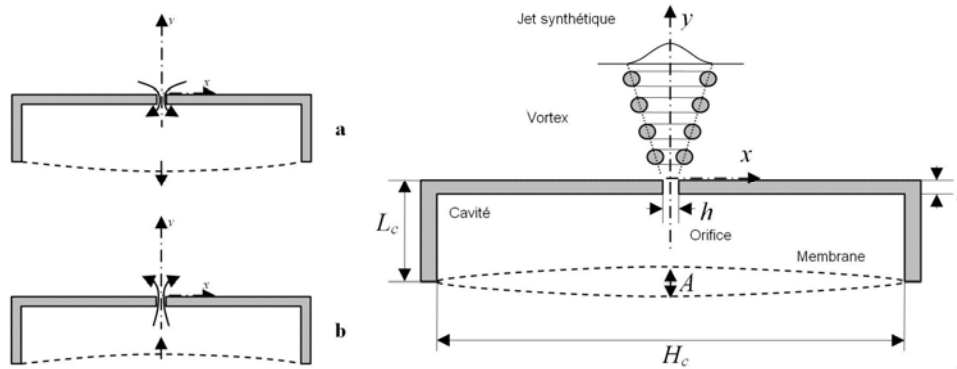


Schéma d'un jet synthétique

<i>Symbole</i>	<i>Définition</i>	<i>Unité</i>
A	Amplitude crête-à-crête du mouvement oscillatoire de la membrane	m
$b(x)$	Demi largeur locale du jet correspondant à mi-vitesse centrale locale	m
C_μ	Coefficient de quantité de mouvement : $C_\mu = \frac{\rho_j}{\rho_\infty} \frac{h}{L} \left[\frac{U_{j\max}}{U_\infty} \right]^2$	-
E_s	Epaisseur de la sortie du jet de paroi	m
f	Fréquence d'excitation de la membrane	Hz
h	Largeur de l'orifice	m
$h_{1/2}$	Demi largeur de l'orifice	m
H_C	Largeur de la cavité	m
I_0	Quantité de mouvement moyenne impulsée par unité de largeur pendant la phase d'éjection : $I_0 = \rho h \int_0^\tau u_0^2(t) dt$	Kg.s^{-1}
l	Profondeur de l'orifice	m

L	Longueur caractéristique de l'écoulement transversal	m
L_0	Longueur "d'éjection" : $L_0 = \int_0^{\tau} u_0(t) dt$	-
L_C	Profondeur de la cavité	m
Re_{I_0}	Nombre de <i>Reynolds</i> basé sur I_0 : $Re_{I_0} = \frac{I_0}{\mu h} = \frac{\int_0^{\tau} u_0^2(t) dt}{\nu}$	-
Re_{U_0}	Nombre de <i>Reynolds</i> basé sur U_0 et h : $Re_{U_0} = U_0 h / \nu = \rho U_0 h / \mu$	-
$Re_{\bar{U}}$	Nombre de <i>Reynolds</i> basé sur \bar{U} : $Re_{\bar{U}} = \bar{U} h / \nu = 2 Re_{U_0}$	-
Re_{∞}	Nombre de <i>Reynolds</i> de l'écoulement externe $Re_{\infty} = \rho_{\infty} U_{\infty} E_s / \mu_{\infty}$	-
s	Section de la sortie de l'orifice	m ²
S_j	Distance inter-fentes	m
Sr	Nombre de <i>Strouhal</i> du jet synthétique : $Sr = St^2 / Re_{\bar{U}} = St^2 / 2 Re_{U_0}$	-
St	Nombre de <i>Stokes</i> : $St = \sqrt{2\pi f h^2 / \nu}$	-
T	Période d'actionnement : $T = 1 / f$	s
$u(t,x)$	Vitesse instantanée du jet à la sortie de l'orifice	m s ⁻¹
$u_0(t)$	Vitesse instantanée du jet au centre de l'orifice	m/s
U_{Totale}	Norme de la vitesse	m s ⁻¹
$U_{cl\ max}$	Valeur maximum de la vitesse sur l'axe de jet	m s ⁻¹
U_0	Moyenne sur une période d'actionnement de la vitesse d'éjection du jet au centre de l'orifice : $U_0 = L_0 / T = f \int_0^{\tau} u_0(t) dt$	m s ⁻¹
$U_{j\ max}$	Valeur maximum de la vitesse sortante de l'orifice	m s ⁻¹
$U_{97\ max}$	Valeur maximum de la vitesse sur un profil de vitesse mesuré à $x = 97$ mm de la sortie du jet de paroi	m s ⁻¹
U_{∞}	Vitesse de l'écoulement externe	m s ⁻¹
\bar{U}	Moyenne spatio-temporelle de la vitesse du jet à la sortie de l'orifice pendant la phase d'éjection : $\bar{U} = \frac{2}{T} \frac{1}{s} \int_s^{T/2} u(t, y) dt ds = 2U_0$	m s ⁻¹

ν	Viscosité cinématique	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
ρ	Masse volumique	kg m^{-3}
μ	Viscosité dynamique	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
τ	Demi période d'actionnement $\tau = T/2$	s

Abréviations

JS	: Jet Synthétique
AJS	: Actionneur Jet Synthétique
JC	: Jet Continu
JP	: Jet Pulsé
ET	: Ecoulement Transversal

Introduction

Le contrôle de la couche limite consiste en des actions localisées pour modifier et contrôler dans une certaine mesure, les phénomènes prenant naturellement naissance dans cette couche limite (transition laminaire/turbulent, séparation, ...). Dans la boucle de contrôle, l'actionneur est un élément essentiel et la caractérisation de son fonctionnement et de son effet sur l'écoulement contrôlé est indispensable pour déterminer les lois de contrôle efficaces.

Parmi les technologies employées pour la réalisation d'actionneurs et micro-actionneurs (mécaniques, thermiques, fluidiques ...), les actionneurs fluidiques ont l'avantage de ne pas avoir de parties mobiles en contact direct avec l'écoulement extérieur et permettent un contrôle simple de la forme temporelle de l'excitation imposée.

Nous nous sommes donc intéressés au cours de cette thèse à ce type d'actionneurs et plus particulièrement aux actionneurs de type jet synthétique dont nous mettrons en évidence les avantages.

Le premier chapitre de ce mémoire est une introduction générale qui rappelle quelques principes d'aérodynamique et les stratégies de contrôle des écoulements (passives et actives, ...). Il présente aussi des exemples d'actionneurs et de capteurs utilisés pour chaque stratégie de contrôle. A la fin de ce chapitre, les actionneurs fluidiques sont présentés et leurs avantages sur les autres types d'actionneurs sont aussi exposés en particulier ceux du jet synthétique.

Au cours du deuxième chapitre, une étude bibliographique approfondie du jet synthétique sera présentée. Le principe de fonctionnement et les paramètres clés qui caractérisent le comportement du jet dans un environnement au repos ou en présence d'un écoulement externe seront aussi mis en évidence. Les effets de la géométrie du jet sur son fonctionnement seront discutés ainsi que l'influence des principaux paramètres (vitesse, fréquence, amplitude, ...).

Les chapitres suivants montreront notre contribution personnelle.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons l'étude numérique et expérimentale d'un jet synthétique dans un environnement au repos. Lors de l'étude numérique, trois modèles visqueux (modèle laminaire et deux modèles turbulents) seront évalués. L'étude expérimentale fera appel à deux techniques de mesure : l'anémométrie fil-chaud et la PIV. Une comparaison du comportement du jet synthétique avec celui d'autres types de jet (jet continu et jet pulsé) sera effectuée à la fin du chapitre.

Afin d'observer l'influence d'un jet synthétique sur une couche limite, nous avons choisi de montrer cette influence sur la couche limite d'un jet de paroi dont le sens d'écoulement est normal à l'axe du jet synthétique.

Ce jet de paroi sera tout d'abord plan (chapitre 4) puis présentera un décollement résultant d'une rupture brusque de pente quelques millimètres en aval du jet synthétique (chapitre 5).

Des comparaisons avec l'influence d'un jet continu et d'un jet pulsé seront également effectuées dans ces chapitres.

Le sixième chapitre de ce mémoire est consacré d'une part à l'étude numérique de l'interaction de deux jets synthétiques très rapprochés et d'autre part à celle des effets de miniaturisation. Ces deux aspects sont en effet très importants dans le cas de l'implantation d'un réseau de micro-actionneurs sur une surface (aile d'avion par exemple) sur laquelle on souhaite contrôler le décollement.

Enfin nous présenterons les conclusions de notre étude qui a été forcément limitée au cadre d'une thèse. Elle a cependant permis d'envisager de nombreuses perspectives qui seront également présentées.

Chapitre 1

Aérodynamique et contrôle actif

1.1 Rappels d'aérodynamique et des techniques d'analyse des écoulements

L'aérodynamique a pour but d'étudier les phénomènes qui se produisent lorsqu'un solide est en mouvement relatif dans l'air qui l'entoure. Nous rappelons dans ce premier sous-chapitre, quelques notions élémentaires relatives aux écoulements aérodynamiques externes et aux techniques classiques d'analyse expérimentale de ces écoulements.

1.1.1 Forces exercées sur un obstacle

L'expérience montre qu'un corps solide en mouvement dans un fluide de vitesse \vec{U}_∞ subit de la part du fluide, des forces de résistance. Ce système de forces qui s'appliquent sur l'obstacle peut se réduire à une force \vec{F} et un couple \vec{C} . On décompose généralement \vec{F} en une composante parallèle à \vec{U}_∞ , la traînée d'intensité T , et une composante perpendiculaire à \vec{U}_∞ , la portance d'intensité P . Le moment résultant \vec{M} du système de forces est pris par rapport à un point ou un axe. Ces forces sont quantifiées par leurs coefficients respectifs : coefficient de traînée, C_x , de portance C_z , et de moment, C_m . Ces coefficients adimensionnels dépendent de la densité ρ_∞ du fluide, de la vitesse \vec{U}_∞ , et de la taille, du profil, et de l'orientation du corps.

$$C_z = \frac{P}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2 S} \quad (1.1)$$

$$C_x = \frac{T}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2 S} \quad (1.2)$$

Avec :

pression dynamique :

$$\frac{1}{2} \rho_{\infty} U_{\infty}^2 S \quad (1.3)$$

S : maître couple du corps (la surface projetée normalement sur le plan perpendiculaire à la direction de l'écoulement)

L'aile d'avion est un obstacle profilé possédant une traînée faible (à condition que l'angle d'incidence α reste faible) mais une portance remarquable. La portance d'une aile naît d'une succession de lâchers tourbillonnaires en son bord de fuite qui induit une circulation, Γ , autour du profil. Cette circulation entraîne des différences de pression entre l'intrados et l'extrados (Figure 1.1).

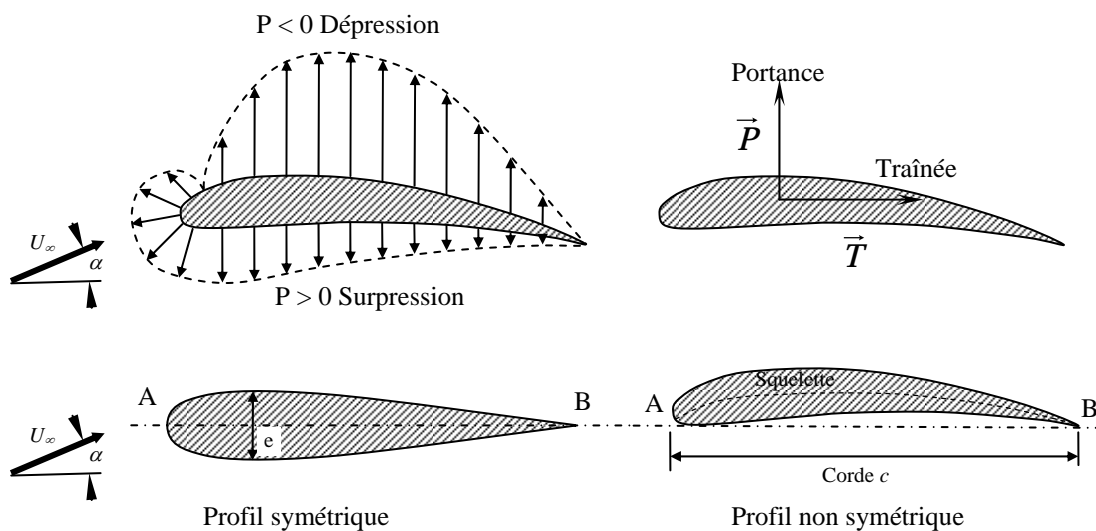


Figure 1.1 - Profils d'aile d'avion (obstacle profilé)

Haut, la distribution de la pression autour d'un profil d'aile d'avion.

Bas, A : bord d'attaque, B : bord de fuite, e : épaisseur maximum, α : angle d'incidence, c : corde.

L'expérience montre que l'augmentation du nombre de *Reynolds* ($Re = U_{\infty} \cdot c / \nu$), à incidence α constante, entraîne une augmentation de C_z et une diminution de C_x . C_z augmente rapidement jusqu'à une valeur critique de Re de l'ordre de 10^5 . Après cette valeur (domaine de vol) C_z continue à augmenter mais lentement, par contre C_x peut diminuer remarquablement.

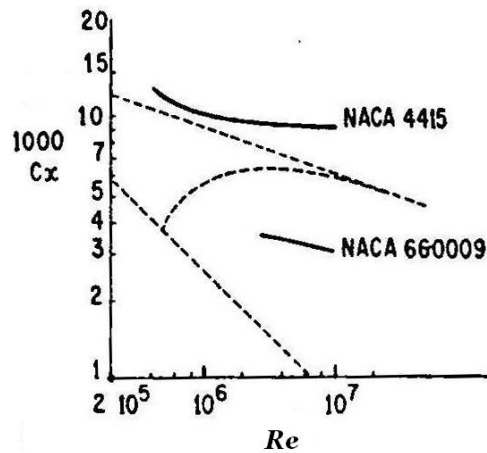


Figure 1.2 – L'influence de Re sur C_x
En pointillé figurent les variations du coefficient de traînée d'une plaque plane lisse à l'incidence nulle

Au contraire de l'effet de Re , l'expérience montre que C_x varie peu avec l'augmentation de l'angle d'incidence α (Re étant constant) jusqu'à une valeur critique; en même temps, C_z augmente et arrive à un maximum pour approximativement la même valeur critique (Figure 1.3).

Avec l'augmentation de α , la circulation autour de l'aile et la portance augmentent jusqu'à une valeur maximum $C_{z \max}$ obtenue pour une incidence critique, α_c , typiquement comprise entre 10° et 15° (Figure 1.3) [1].

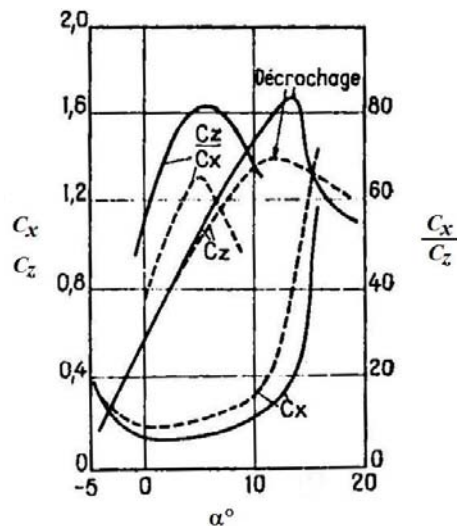


Figure 1.3 – Variation de C_z et C_x avec α pour un profil d'aile d'avion [1]
----- $Re = 3.1 \cdot 10^4$, — $Re = 6.5 \cdot 10^5$

Cette incidence critique correspond au décollement de la couche limite sur l'extrados ainsi qu'à la formation d'un sillage considérable derrière l'aile. Avec la croissance de α , la

portance et C_z diminuent. Par contre la traînée augmente fortement. Donc, l'aile est en décrochage (Figure 1.4) [1].

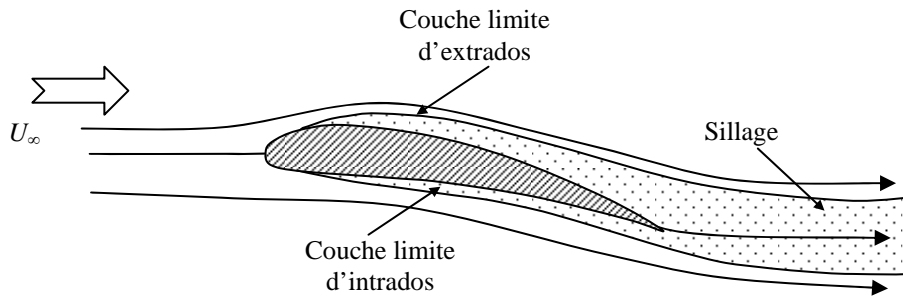


Figure 1.4 – Le décrochage

Pratiquement, sur un obstacle dans un fluide, le gradient longitudinal de pression dP/dx (x étant l'abscisse curviligne sur l'obstacle) peut être favorable (de même sens que les forces d'inertie s'opposant aux forces de viscosité) ou défavorable (s'opposant aux forces d'inertie et de même sens que les forces de viscosité). Généralement sur un profil d'aile, le gradient est favorable près du bord d'attaque (la courbure du profil accélère le fluide) et défavorable près du bord de fuite. Dans cette zone, si l'intensité du gradient défavorable de pression est suffisante, il peut y avoir une inversion de la direction de l'écoulement, caractéristique d'une zone de recirculation à l'aval d'un point de décollement de la couche limite. Ce point de séparation se situe au point d'annulation de la contrainte pariétale, soit en $du/dy_{y=0} = 0$.

Le décollement de la couche limite qui induit une chute brutale de la portance peut ainsi être à l'origine du phénomène de décrochage de l'aile si cette portance n'est plus suffisante pour compenser les forces de pesanteur [2].

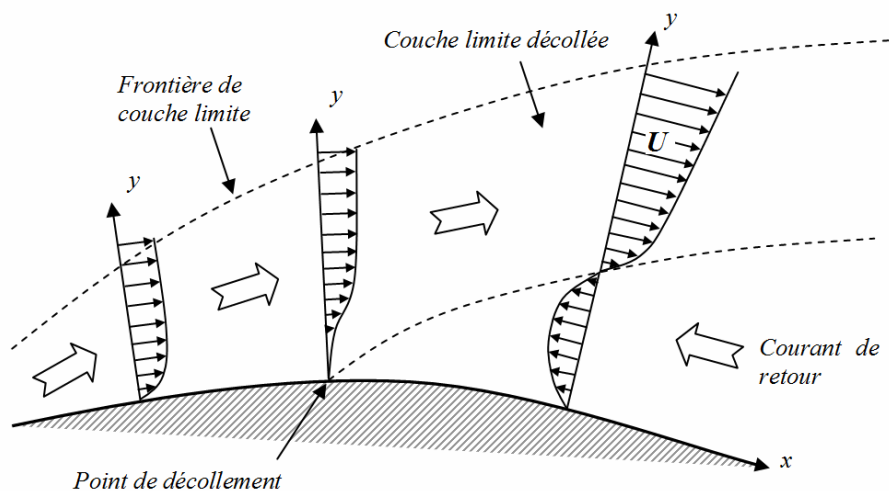


Figure 1.5 – Décollement de couche limite

Pour limiter les phénomènes de décollement de l'écoulement, il est possible d'équiper les parois d'obstacles appelés générateurs passifs de vortex (simples rugosités ou guides de formes diverses) qui ont pour effet d'augmenter la turbulence dans la couche limite. Cependant, bien que la portance soit augmentée, le rendement global est diminué par l'augmentation des frottements pariétaux.

1.1.2 Effets pratiques de la turbulence

La turbulence a des effets qui, selon les applications, peuvent se montrer soit favorables, soit défavorable [3] :

- La turbulence réduit les inhomogénéités cinématiques, thermiques, massiques au sein de l'écoulement, tout en augmentant les transferts pariétaux ;
- La turbulence augmente la traînée de frottement visqueux, mais peut diminuer sensiblement la traînée de forme, en retardant d'éventuels décollements.

Ce phénomène est bien mis en évidence sur l'étude classique, pour l'écoulement autour d'un cylindre, de l'évolution du coefficient de traînée défini par :

$$C_x = \frac{T}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2 D} \quad (1.4)$$

avec :

D : diamètre du cylindre

T : traînée totale, i.e., la somme des traînées de frottement visqueux et de pression

Selon les valeurs du nombre de *Reynolds* ($Re = U_\infty D/\nu$), trois situations différentes sont observables :

(a) En régime **subcritique**, la couche limite avant séparation est laminaire et sa résistance au décollement est faible. Celui-ci se produit donc en amont du maître couple du cylindre, ce qui induit une traînée de pression importante bien que la traînée visqueuse soit faible.

(c) En régime **supercritique**, la couche limite est turbulente, ce qui entraîne une augmentation de la traînée visqueuse mais retarde le décollement qui se produit à l'aval du maître couple. La traînée de pression est fortement réduite et compense largement l'augmentation de la traînée visqueuse.

(b) Le régime **critique** concerne la transition entre les deux régimes précédents. Il apparaît pour un nombre de *Reynolds* qui dépend du degré d'agitation turbulente de l'écoulement extérieur et qui est de l'ordre de 3×10^5 (Figure 1.6).

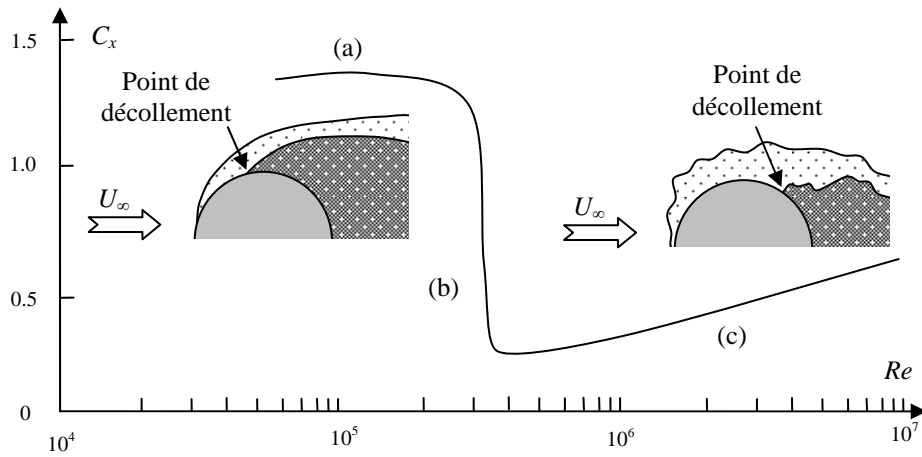


Figure 1.6 –Variation du coefficient global de traînée d'un cylindre [3]
 (a) Régime subcritique, (b) critique et (c) supercritique

1.1.3 Les dispositifs hypersustentateurs :

Dans les phases délicats du vol, le décollage et l'atterrissage par exemple, et dans le but de conserver une portance suffisante pour l'avion à vitesse réduite et donc de s'éloigner du cas de décrochage, il est nécessaire d'augmenter considérablement l'angle d'incidence α mais en restant en deçà de la valeur critique α_c . Pour atteindre cet objectif, il est classique de modifier les propriétés du profil par des dispositifs dits « hypersustentateurs ». Ces dispositifs mécaniques prennent des formes très variées (bec, volet simple, double volet) pour augmenter la surface et/ou la courbure de l'aile, et ainsi retarder le décrochage ou augmenter le coefficient de portance C_z (C_z est à peu près doublé avec l'utilisation d'hypersustentateurs sur les ailes actuelles). Ils sont placés sur le bord d'attaque ou sur le bord de fuite de l'aile d'avion. La Figure 1.7 illustre quelques dispositifs d'hypersustentation et leur influence sur la courbe C_z - C_x [1].

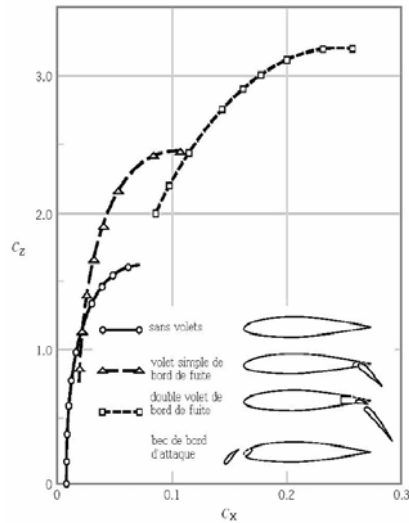


Figure 1.7 – Illustration de quelques dispositifs d'hypersustentation [4]

Les hypersustentateurs de bord d'attaque (becs ou *slats*) sont utilisés pour guider l'écoulement et, par conséquent, pour éviter un contournement trop brutal du bord d'attaque qui perturbe l'écoulement et favorise les décollements de la couche limite (Figure 1.8) [1].

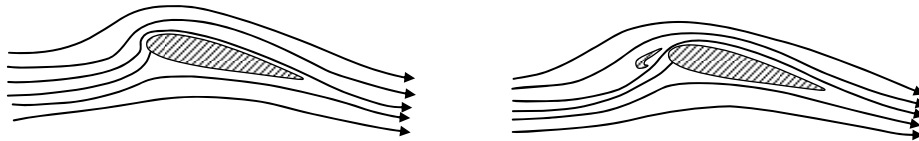


Figure 1.8 – L'effet d'hypersustentateurs de bord d'attaque

Les hypersustentateurs de bord de fuite (volets) sont employés pour augmenter la déflexion de l'écoulement par l'augmentation de la surface et de la courbe du profil, donc permettent d'avoir un C_z maximum sans modifier l'angle d'incidence critique (Figure 1.9).

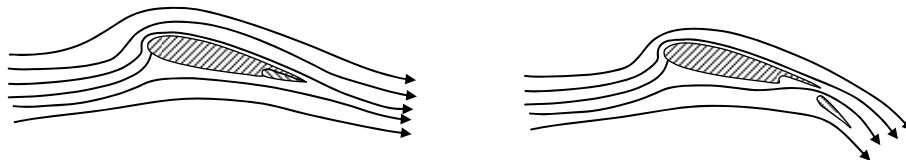


Figure 1.9 - L'effet d'hypersustentateurs de bord de fuite

La Figure 1.10 montre l'effet de l'utilisation d'hypersustentateurs de bord d'attaque et de bord de fuite sur C_z et C_x en fonction de l'angle d'incidence α .

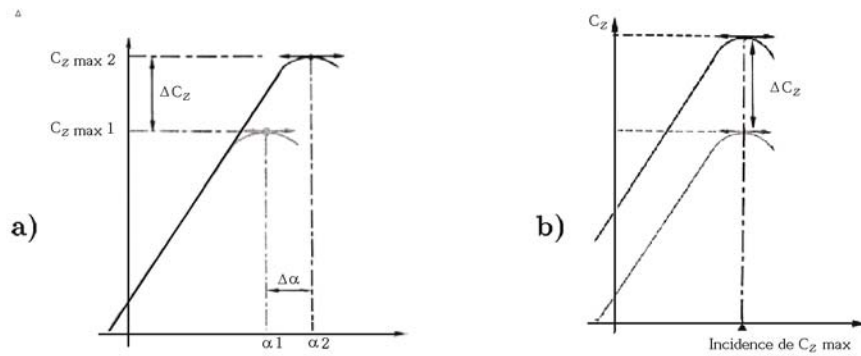


Figure 1.10 – L'effet de l'utilisation d'hypersustentateurs sur C_z et C_x en fonction de α
 a) dispositifs de bord d'attaque, b) dispositifs de bord de fuite

1.1.4 Rappel des définitions de quelques nombres adimensionnels

En aérodynamique externe, les écoulements sont fortement influencés par les effets de turbulence, de compressibilité ou éventuellement de raréfaction. Les phénomènes oscillatoires dans le cas d'écoulements intermittents peuvent aussi jouer un rôle important, de même que les effets de paroi. Plusieurs nombres adimensionnels permettent de caractériser l'importance relative de ces différents phénomènes. Leurs rôles et leur définition sont rappelés ci-après.

1.1.4.1 Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds est le rapport des forces d'inertie sur les forces visqueuses,

$$Re = \frac{U_\infty \cdot L}{\nu} \quad (1.5)$$

avec :

U_∞ : vitesse caractéristique

ν : viscosité cinématique du fluide

L : longueur caractéristique (par exemple la corde dans le cas d'une aile d'avion)

Il permet notamment de caractériser l'importance des phénomènes turbulents dans un écoulement.

1.1.4.2 Nombre de *Mach*

Le nombre de Mach est le rapport de la vitesse de l'écoulement U_∞ à la vitesse du son a

$$Ma = \frac{U_\infty}{a} \quad (1.6)$$

Le nombre de *Mach* permet de mesurer l'importance des effets de compressibilité sur un écoulement gazeux.

1.1.4.3 Nombre de *Knudsen*

On l'utilise pour mieux juger du degré relatif de raréfaction d'un écoulement.

$$kn = \frac{\lambda}{h} \quad (1.7)$$

avec :

λ : libre parcours moyen des molécules dans les conditions du mouvement.

h : échelle de longueur macroscopique de l'écoulement (dimension caractéristique d'un obstacle par exemple).

Selon le nombre de *Knudsen*, il est d'usage de distinguer 4 régimes d'écoulement (Figure 1.11) :

- Ecoulement moléculaire libre $kn \geq 10$:
- Ecoulement de transition $10 \geq kn \geq 10^{-1}$:
- Ecoulement glissant $10^{-1} \geq kn \geq 10^{-3}$: le modèle d'écoulement de *Navier-Stokes* reste valable mais les conditions aux limites classiques ne le sont plus. Ces conditions seront modifiées pour tenir compte d'un saut de vitesse et de température à la paroi, qui résulte d'un déséquilibre thermodynamique à proximité de celle-ci.
- Ecoulement classique $kn \leq 10^{-3}$: le modèle d'écoulement de *Navier-Stokes* peut être utilisé avec les conditions classiques de vitesse nulle à la paroi.

Les limites qui indiquent les différents régimes sont indicatives et peuvent varier d'un cas à un autre [5].

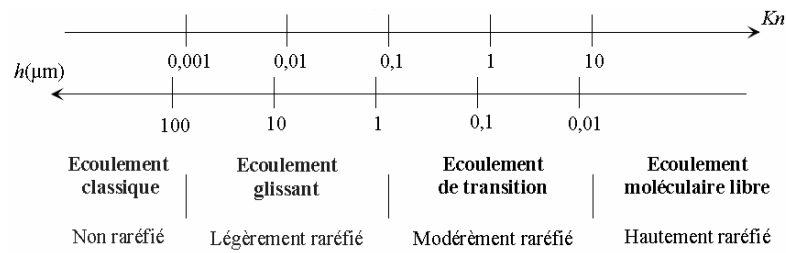


Figure 1.11 – Degré de raréfaction en fonction du nombre de *Knudsen* [5]

1.1.4.4 Nombre de *Strouhal*

Ce nombre décrit les mécanismes d'oscillation d'écoulement. Il compare les accélérations d'origine instationnaire et celles d'origine advective [2]. Souvent, il est donné comme :

$$Sr = \frac{f L}{U_{\infty}} \quad (1.8)$$

avec :

f : fréquence de détachement tourbillonnaire ou de mouvement périodique

L : longueur caractéristique (diamètre hydraulique par exemple)

U_{∞} : vitesse de l'écoulement

1.1.4.5 L'unité pariétale (unité de paroi)

Ou bien la distance adimensionnelle à la paroi. Elle est identifiée par l'expression:

$$y^+ = \frac{u_{\tau}}{\nu} y \quad (1.9)$$

avec :

$$u_{\tau} = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_p}} \quad (1.10)$$

$$\tau_p = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (1.11)$$

ν : viscosité cinématique

u_{τ} : vitesse de frottement pariétal

τ_p : contrainte de frottement pariétal

ρ_p : mass volumique du fluide à la paroi

μ : viscosité dynamique

u : vitesse d'écoulement parallèle à la paroi

y : distance à la paroi

Ce nombre permet d'identifier dans un écoulement turbulent les zones de proche-paroi affectées par les effets de viscosité (Figure 1.12). On décompose ainsi généralement une couche limite dans un écoulement turbulent en trois sous-couches :

- Une sous-couche visqueuse laminaire pour $0 < y^+ < 5$
- Une couche-tampon pour $5 < y^+ < 30$
- Une couche de transition ou turbulente pour $30 < y^+$

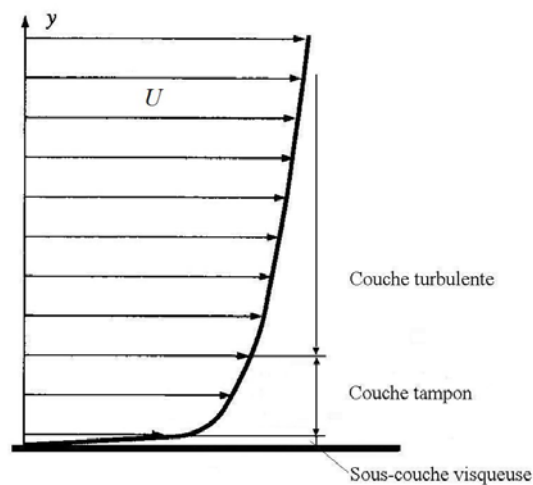


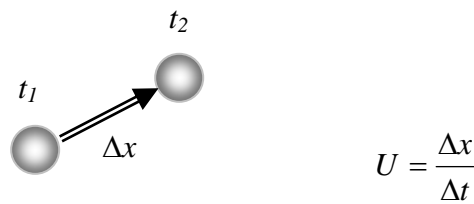
Figure 1.12 - Profil de vitesse pour un écoulement turbulent [6]

1.1.5 Techniques de visualisation des écoulements

D'un point de vue expérimental, différentes techniques, dont le principe est brièvement rappelé ci-après, permettent une analyse globale du champ d'écoulement.

1.1.5.1 La vélocimétrie par image de particules (Particle Image Velocimetry)

La PIV est une technique de double-laser pulsé employée pour mesurer la distribution instantanée de vitesse dans un plan d'écoulement en déterminant photographiquement le déplacement des particules dans ce plan pendant un très court intervalle de temps (quelques dizaines de micro secondes). Elle fournit donc simultanément les valeurs de la vitesse dans toute une section transversale.



Cette technique se compose de deux étapes principales : la visualisation et le traitement d'images. Dans une première étape l'écoulement estensemencé avec des particules submicroniques (traceurs) appropriées afin de tracer le mouvement du fluide. Ensuite, une impulsion de nappe laser illumine une tranche mince du champ d'écoulement dans le plan désiré, et les positions des particules dans ce plan sont déterminées en enregistrant la lumière réfléchie par les particules à l'aide d'une caméra CCD (*Charged-Coupled Device*) placée perpendiculairement à la nappe laser. Après un très court intervalle de temps Δt (typiquement de l'ordre de quelque μs) les particules sont de nouveau illuminées par une deuxième impulsion de nappe laser et leurs nouvelles positions sont enregistrées.

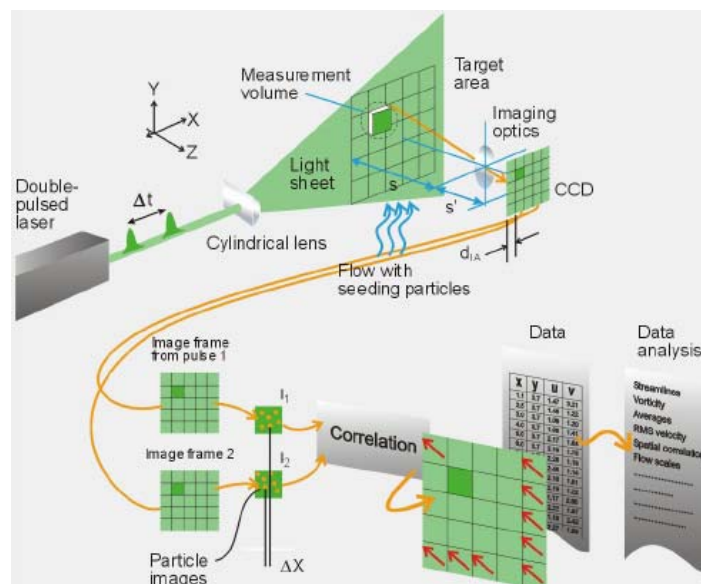


Figure 1.13 – Configuration PIV (Document DANTEC Dynamics)

Des techniques de corrélation permettent de déterminer les positions successives de la même particule et donc les déplacements Δx . Les vitesses des particules dans le plan de la nappe laser sont déduites des déplacements Δx et de l'intervalle de temps Δt (Figure 1.13).

Les particules (traceurs) utilisées doivent pouvoir suivre les lignes de courant dans l'écoulement pour que leurs mouvements soient représentatifs de l'écoulement. Ceci exige que de la densité des particules soit très proche de celle de fluide ou qu'elles soient suffisamment petites (typiquement de l'ordre de $1 \mu\text{m}$) pour que leur mouvement gravitaire relativement au fluide soit négligeable [6].

A partir des champs de vitesses, il est aussi possible d'obtenir d'autres informations comme par exemple le champ de vorticité, les lignes de courant, ou encore des informations sur le niveau de turbulence si le nombre d'images enregistrées est suffisant.

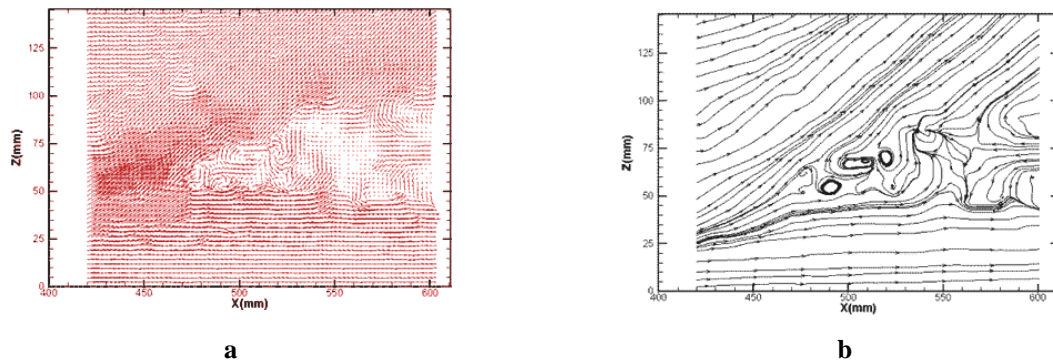


Figure 1.14 – a) Exemple de champ de vecteurs vitesse obtenu par PIV b) Lignes de courant associées (Documents ONERA)

1.1.5.2 Les techniques optiques (strioscopie, ombroscopie, interf erom trie)

Ces techniques optiques sont basées sur les modifications d'indice de réfraction liées aux variations de masse volumique dans un écoulement compressible. Elles sont utilisées dans les écoulements à grande vitesse (du transonique à l'hypersonique).

Ces techniques permettent en particulier de mettre en évidence des ondes de choc, couches limites, zones de mélange, sillages... . Quelques exemples de visualisations obtenues à partir des différentes techniques optiques sont présentés sur les figures suivantes.

- Strioscopie

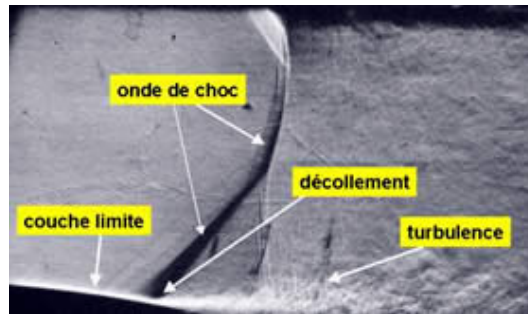


Figure 1.15 - Interaction onde de choc - couche limite avec décollement (Document ONERA)

- Ombroscopie

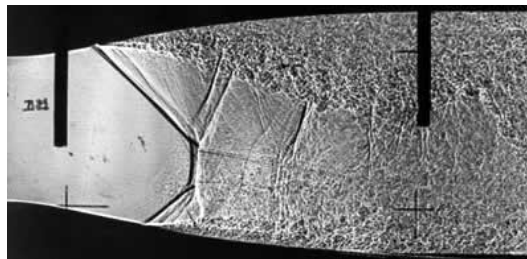


Figure 1.16 - Chocs et décollements dans une tuyère supersonique. (Document ONERA)

- Interférométrie

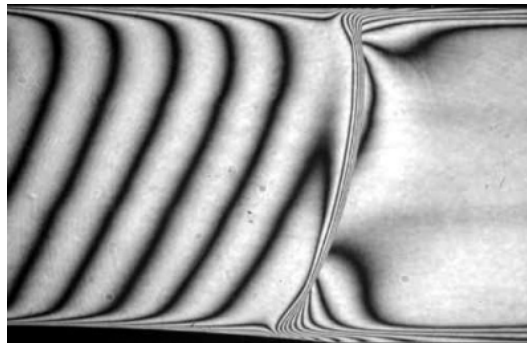


Figure 1.17 - Interférogramme d'un écoulement transonique avec onde de choc. (Document ONERA)

1.1.5.3 Visualisation en tunnel hydrodynamique

Cette technique est utilisée pour des essais en similitude dans de l'eau à faible vitesse (quelques cm/s). Elle permet notamment de mettre en évidence les lignes de courant, des décollements ou les tourbillons.

Trois méthodes sont disponibles pour cette technique de visualisation :

- l'émission de traceurs colorés (sur la maquette ou en amont),
- l'éclairage par un plan lumineux de bulles d'air ou de fluorescéine, ou

- l'émission locale de bulles d'hydrogène produites par électrolyse.

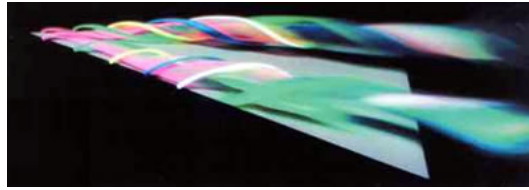


Figure 1.18 - Visualisation par émissions colorées au bord d'attaque d'une aile delta en incidence. Formation des tourbillons d'extrados (Document ONERA)

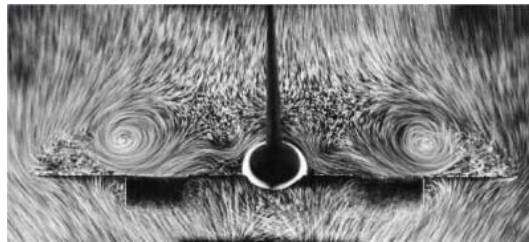


Figure 1.19 - Visualisation par bulles autour d'une maquette de Concorde vue de l'arrière (Document ONERA)

1.1.5.4 Visualisation pariétale (par enduit visqueux)

Cette technique permet notamment de visualiser les lignes de courant, les points singuliers (cols, nœuds, foyers) et les lignes de décollement et d'attachement.

La méthode est basée sur l'utilisation d'enduits visqueux placés en film sur la surface étudiée. L'enduit peut être constitué de pigments colorés ou d'oxyde de titane mélangés à une huile de silicone ou de machine (paraffine).

Les lignes de frottement apparaissent sous l'effet d'entraînement de l'écoulement par frottement.

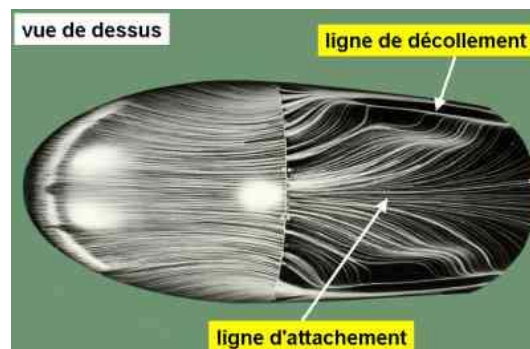


Figure 1.20 - Lignes de frottement sur un corps arrondi en incidence (Document ONERA)

1.2 Le contrôle de la couche limite

Le contrôle de la couche limite consiste en des actions localisées pour modifier et contrôler, dans une certaine mesure, les phénomènes prenant naturellement naissance dans la couche limite (transition, séparation, ...). Nous donnerons dans ce sous-chapitre, un aperçu général des objectifs recherchés par le contrôle et de quelques méthodes développées.

1.2.1 Pourquoi contrôler un écoulement ?

Le contrôle actif des écoulements, notamment dans le domaine de l'aérodynamique externe, est en plein développement car les enjeux économiques sont considérables. Comme le soulignent S. Tardu et L. Michelutti [7], une diminution de 10% de la traînée pour les avions de la flotte française correspondant à 30% à 40% des salaires du CNRS !

La réduction de la traînée n'est souvent pas le seul objectif. Par une action mécanique ou fluide sur la couche limite, il est en effet possible de contrôler la transition laminaire-turbulent et le décollement éventuel de l'écoulement avec des effets sensibles sur la traînée mais aussi sur la portance ou encore l'émission acoustique. Il est d'autre part aussi possible, pour certaines applications, d'améliorer les transferts thermiques en paroi [8] ou encore le mélange [9].

Ces différents objectifs ne sont pas nécessairement mutuellement exclusifs [10]. La Figure 1.21 démontre les corrélations entre ces objectifs. On peut en particulier remarquer que la recherche d'un bon rapport portance/traînée est souvent délicate. Ainsi, si la couche limite devient turbulente, sa résistance à la séparation devient plus forte, et par conséquent, plus de portance peut être obtenue avec l'augmentation de l'angle de l'incidence. Cependant, la traînée de frottement à la paroi pour une couche limite laminaire est beaucoup moindre que pour une couche limite turbulente. Toutefois, la couche limite laminaire ne peut accepter qu'un gradient de pression antagoniste très faible sans qu'il y ait séparation et donc perte de portance et augmentation de traînée de forme. Retarder la transition permet donc de limiter le frottement pariétal (et par conséquent la traînée de frottement) mais aussi de réduire le niveau de bruit induit par l'écoulement.

Il est donc nécessaire, lors de la détermination des variables à contrôler de prendre en compte les effets éventuels induits sur d'autres paramètres par ce contrôle.

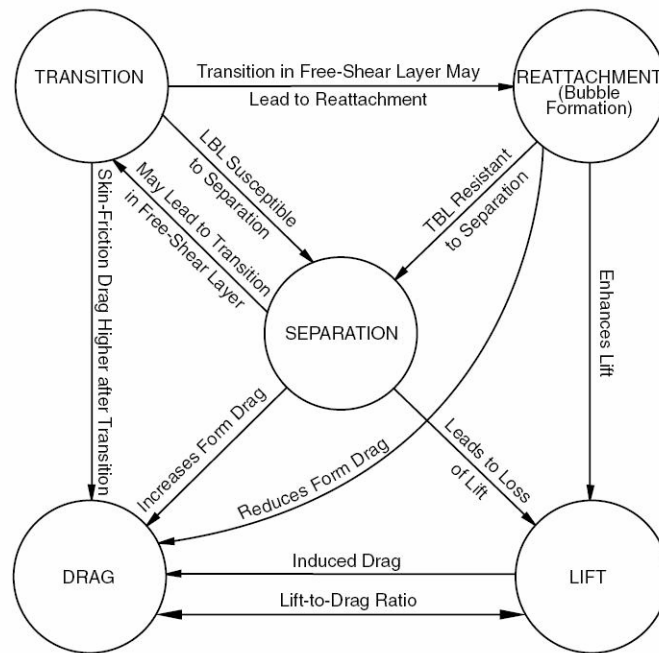


Figure 1.21 - Les corrélations entre les différents objectifs du contrôle [10]

1.2.2 Comment contrôler un écoulement ?

Il y a plusieurs façons différentes de classifier les stratégies de contrôle pour arriver à l'effet désiré. La Figure 1.22 illustre une classification basée sur l'énergie utilisée et le type de boucle de contrôle.

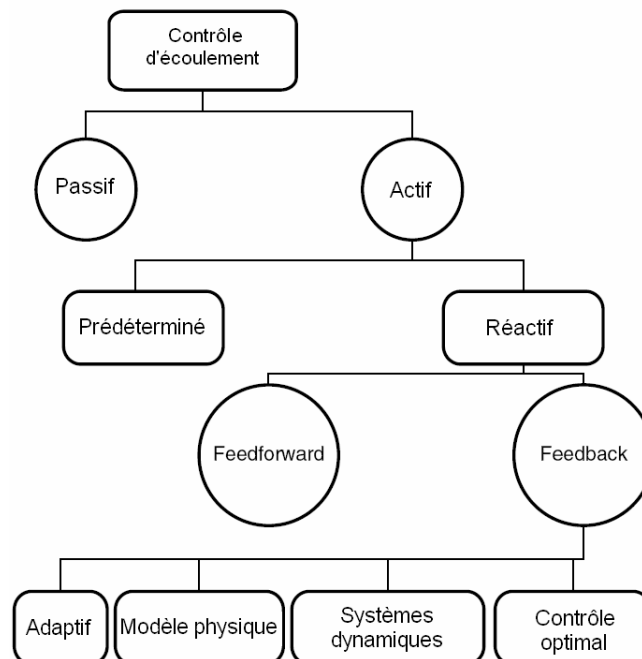


Figure 1.22 - La classification des stratégies de contrôle [10]

Les valeurs du nombre de *Reynolds* et de *Mach*, et les caractéristiques des instabilités d'écoulement sont importantes pour choisir le type de contrôle appliqué [10].

1.2.2.1 Le contrôle passif

Des recherches ont été effectuées pour utiliser des méthodes passives de contrôle d'écoulement, qui modifient l'écoulement sans avoir besoin de source d'énergie [10]. Les techniques passives incluent

- les modifications de géométrie pour modifier le gradient de la pression,
- l'utilisation de générateurs mécaniques fixes de vortex pour contrôler la séparation,
- et le positionnement de rainures ou de *riblets* sur une surface pour réduire la traînée.

Les recherches au cours de la dernière décennie sur la réduction de traînée par des moyens passifs ont présenté des résultats décevants [7, 10].

Dans la suite, nous présentons quelques exemples d'actionneurs passifs utilisés dans le contrôle d'écoulement.

I. Actionneur magnétique à volets passif

Il consiste en un volet en polysilicone supporté par deux poutres flexibles droites sur un substrat. Une couche d'alliage est déposée sur la surface du volet et l'oblige à s'aligner avec les lignes du champ magnétique d'un aimant permanent (Figure 1.23). Il a une aptitude à fournir une grande force et de plus grands déplacements que les actionneurs électrostatiques courants [11]. Son inconvénient est d'avoir une partie mobile (volet) qui représente un point de faiblesse dans les écoulements à grande vitesse.

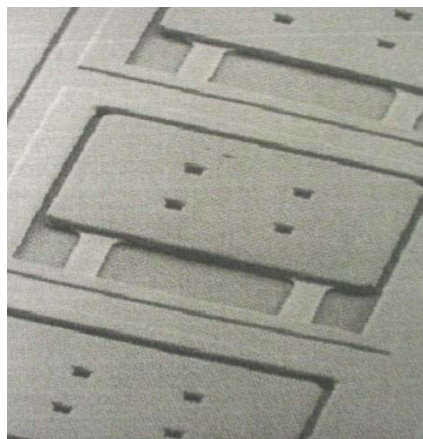


Figure 1.23- Actionneur magnétique à volets passif [11]

II. Le générateur de vortex passif

Le principe est de créer des tourbillons longitudinaux de la taille des structures existantes dans la couche limite qui vont redonner de l'énergie au fluide dans la partie basse de la couche limite et ainsi en réduire la tendance au décollement. Ces moyens passifs sont efficaces et utilisés sur certains avions civils et de combat. Leur inconvénient est d'augmenter notablement la traînée dans tout le domaine du vol.



Figure 1.24 – Illustration d'un générateur de vortex passif type *tabs*, installés sur *Stewart Headwind*

La Figure 1.24 montre des générateurs de vortex passifs utilisés sur une aile d'avion léger. Les générateurs de vortex ont été expérimentalement validés et sont capables de produire un vortex longitudinal près de la paroi, qui joue un rôle important dans le contrôle de séparation d'écoulement.

1.2.2.2 Contrôle actif

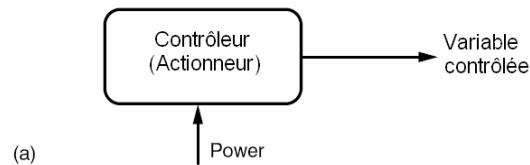
Dans la dernière décennie, des techniques de contrôle actif ont été développées, dans lesquelles une énergie ou une puissance auxiliaire est introduite dans l'écoulement.

Le contrôle actif peut être de deux types : **Prédéterminé** ou **Réactif**. En contrôle prédéterminé l'énergie est appliquée au niveau des actionneurs sans information sur l'état particulier de l'écoulement. La boucle de contrôle dans le contrôle prédéterminé est ouverte et il n'y a pas besoin de capteurs (Figure 1.25-a). Ce type de contrôle actif peut cependant être très efficace pour modifier l'écoulement [10], si ses caractéristiques sont relativement constantes et proches de celles pour lesquelles la loi de contrôle a été élaborée.

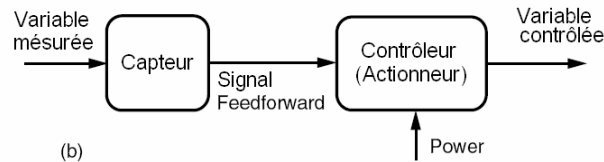
Le contrôle réactif est une catégorie particulière de contrôle actif. La boucle de contrôle peut être de deux types :

- chaîne directe (*Feedforward*) ; dans ce cas les capteurs sont placés à l'amont de l'actionneur.

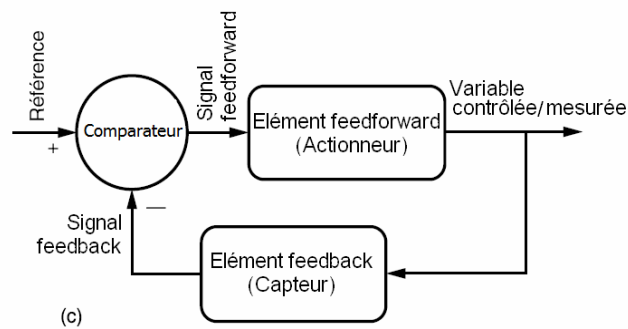
- chaîne de retour (*Feed-back*) ; dans ce cas, les capteurs sont placés à l’aval de l’actionneur pour mesurer son influence sur les paramètres de l’écoulement. Les variables contrôlées sont comparées avec une variable référence à l’amont, une loi de contrôle étant utilisée pour moduler l’énergie entrante au niveau de l’actionneur (Figure 1.25-b, Figure 1.25-c) [10].



Prédéterminé, boucle ouverte de contrôle



Réactif, feedforward - boucle ouverte de contrôle



Réactif, feedback - boucle fermée de contrôle

Figure 1.25 – Les différents types de boucle de contrôle [10]

Pour contrôler une séparation, par exemple, et du point de vue du contrôle, nous pouvons distinguer, selon la ligne de séparation, deux cas : stationnaire (*Stationary Separation Line - SSL*) ou mobile (*Moving separation line - MSL*) (Figure 1.26).

Dans le cas de séparation de type *SSL*, les actionneurs se situent directement au point connu de séparation. Par contre, dans le cas d’écoulement de type *MSL*, ils doivent situer à

proximité de la ligne de séparation dont la position est variable et inconnue à priori (Figure 1.26). Dans le cas d'une aile, on trouve que la ligne de séparation de la couche limite se déplace avec l'augmentation de l'incidence. Ainsi pour contrôler cet écoulement au moyen d'actionneurs, il est nécessaire de connaître le lieu du point de séparation en temps réel pour activer seulement les actionneurs situés le long de la ligne de séparation [11]. Les capteurs du bord d'attaque détectent le lieu de séparation pour activer les actionneurs les plus proches de ce lieu. Parallèlement, les capteurs du bord de fuite détectent le lieu de rattachement de l'écoulement [11].

La Figure 1.26 montre le principe général pour les deux types d'écoulement (*SSL* et *MSL*). Dans les deux cas, les informations qui sont obtenues par les capteurs situés sur la surface sont transmises à un ordinateur pour prédéterminer l'état du champ d'écoulement contrôlé. Les différences entre l'état mesuré et désiré de l'écoulement sont utilisées pour piloter les actionneurs d'une manière qui force l'écoulement vers l'état désiré.

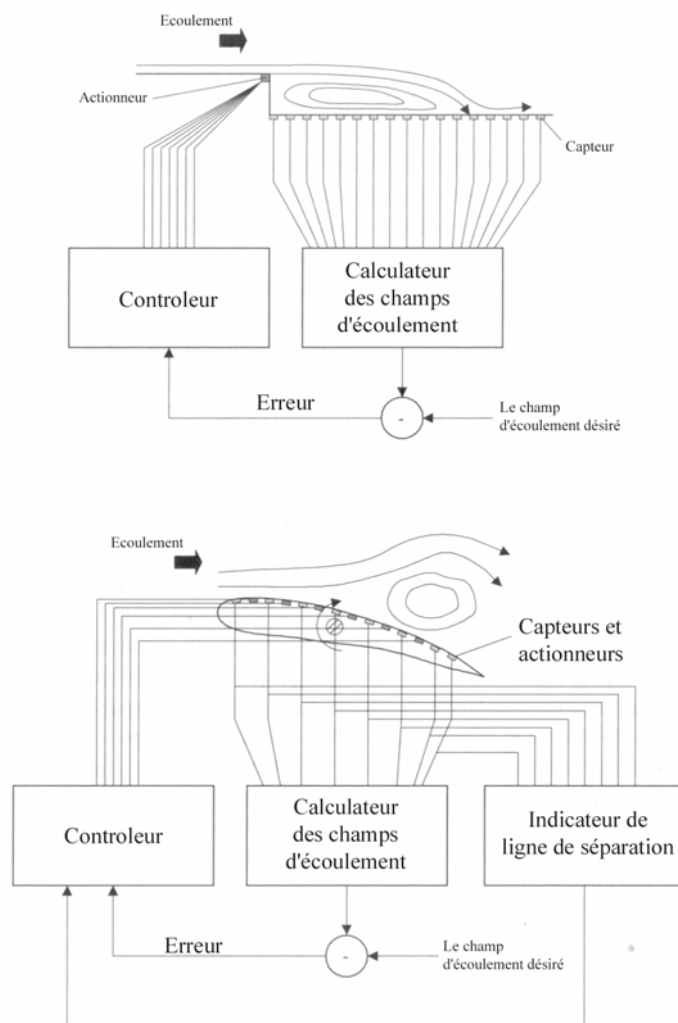


Figure 1.26 - Diagramme blocs des systèmes de contrôle autonomes pour un écoulement de *SSL* (en haut) et *MSL* (en bas) [11]

Nous allons présenter par la suite les différents types de capteurs et d'actionneurs utilisés dans le domaine de contrôle actif d'écoulement.

I. Les capteurs

Les capteurs utilisés pour caractériser l'écoulement en vue d'appliquer l'action adaptée au contrôle souhaité doivent être résistants et ne pas perturber l'écoulement mesuré. Pour des raisons pratiques, la plupart des capteurs de contrôle actif d'écoulement sont placés de manière affleurante sur une surface solide. Il est cependant difficile, sans modifier sensiblement l'écoulement, de placer des capteurs dans l'écoulement en nombre suffisant pour arriver aux informations nécessaires au contrôle [11].

Les capteurs utilisés dans le domaine du contrôle d'écoulement sont classifiés selon le paramètre à mesurer.

a. Les capteurs de vitesse [12]

➤ L'anémomètre ou sonde de Pitot

Ce type de capteur utilise la relation entre pression statique, pression totale et vitesse :

$$P_t - P_s = \Delta p = \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 \quad (1.12)$$

avec :

P_t : pression totale

P_s : pression statique

ρ : masse volumique du fluide.

U_∞ : vitesse du fluide.

Δp : variation de pression dans le tube de *Pitot* (Figure 1.27-a)

Cette relation n'est valable que lorsque les effets de compressibilité sont négligeables (typiquement pour un nombre de *Mach* < 0.2). Dans le cas contraire une mesure de température doit compléter les mesures de pression pour déterminer la vitesse.

➤ L'anémomètre thermique (fil-chaud)

L'anémomètre thermique mesure les vitesses d'écoulement en se basant sur la corrélation entre la vitesse et le transfert thermique. La Figure 1.27-b montre un anémomètre à fil chaud

conventionnel. La sonde se compose d'un fil mince fait en platine ou en tungstène de diamètre typique de $5\mu\text{m}$ à $25\mu\text{m}$ et de 1mm à de 3mm de long. La résistance du fil est typiquement de l'ordre de plusieurs dizaines d'ohms. Utilisant une sonde de température comme référence, le fil peut être contrôlé à une température constante de fil ou à une puissance constante de réchauffement. Les énergies électriques correspondantes (dans le cas de la puissance constante de réchauffement) sont liées directement aux vitesses d'écoulement. Ce type de sonde est maintenant réalisable par technologie MEMS [11] (Figure 1.28).

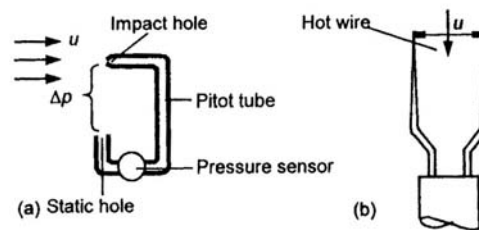


Figure 1.27 - Capteurs de vitesse
a) anémomètre type *pitot*, b) anémomètre thermique (fil chaud) [12]

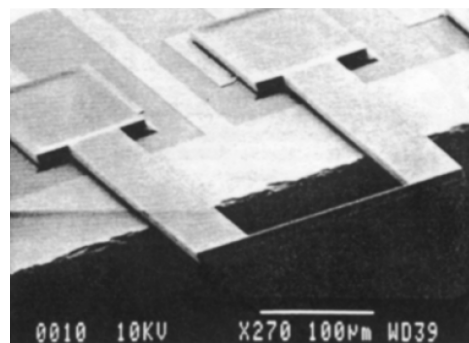


Figure 1.28 – Micro sonde à fil-chaud intégrée [11]

b. Les capteurs de contrainte de cisaillement [12]

Une des conditions les plus importantes pour le contrôle d'écoulement externe est la mesure de la contrainte de cisaillement pariétal. Des phénomènes ou paramètres tels que le niveau de traînée visqueuse, la transition de l'état laminaire à la turbulence, la séparation d'écoulement ou encore la présence de tourbillons turbulents peuvent être détectés avec une sonde de contrainte de cisaillement. Les sondes micro-usinées de contrainte de cisaillement offrent les avantages de la miniaturisation pour une résolution plus élevée et une **dynamique améliorée**. Des sondes de contrainte de cisaillement peuvent être divisées en deux catégories: les sondes à mesure directe et indirecte. La Figure 1.29 illustre des principes de base de ces sondes.

Les sondes directes mesurent la contrainte de cisaillement local à l'aide d'un mini-plateau flottant, qui affleure à la paroi, en contact avec l'écoulement. La force de cisaillement déplace le plateau flottant. Le déplacement peut alors être mesuré capacitivement, piézo-résistivement, ou optiquement.

Les sondes indirectes mesurent la contrainte de cisaillement au moyen de ses effets induits tels que la pression d'arrêt (Figure 1.29-b-c), le transfert thermique (Figure 1.29-d), ou la vitesse de proche-paroi.

Le capteur de type pression d'arrêt utilise un obstacle intégré dans la couche limite. La pression d'arrêt causée par l'obstacle augmente avec la contrainte de cisaillement et peut être mesurée à l'aide d'un capteur de pression.

Le capteur de type transfert de chaleur utilise les analogies de transfert de chaleur et de masse pour mesurer la corrélation entre les mesures et les propriétés réelles de cisaillement. Le capteur de type vitesse mesure le profil de la vitesse de proche-paroi. Les mesures nécessitent de multiples capteurs de vitesse ou des techniques optiques comme la PIV.

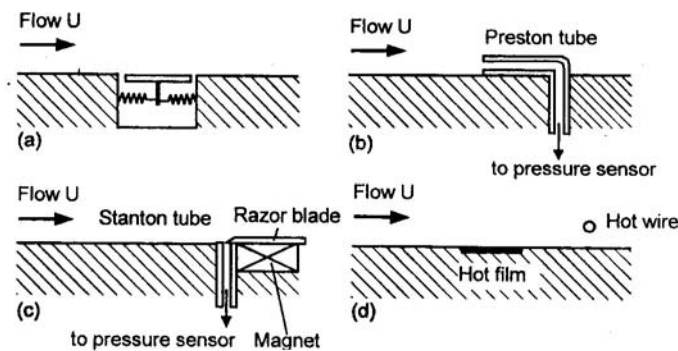


Figure 1.29 –Principes de différents capteurs de contrainte de cisaillement [12]

- a) direct avec un plateau affleurant
- b) indirect avec le tube de *Preston* pour mesurer la pression d'arrêt
- c) indirect avec le tube de *Stanton* pour mesurer la pression d'arrêt
- d) indirect basé sur le transfert de chaleur et de masse.

c. Les capteurs de pression [7]

➤ Les capteurs capacitifs

Ce sont des microphones connectés à une source de tension continue externe. La déflexion de la membrane du microphone en modifie la capacité électrique. La tension de sortie est proportionnelle aux fluctuations de pression. Ce type de capteur a une excellente sensibilité et une faible dépendance à la température mais ses dimensions sont considérables et il a une faible sensibilité aux fluctuations haute fréquence (Figure 1.30).

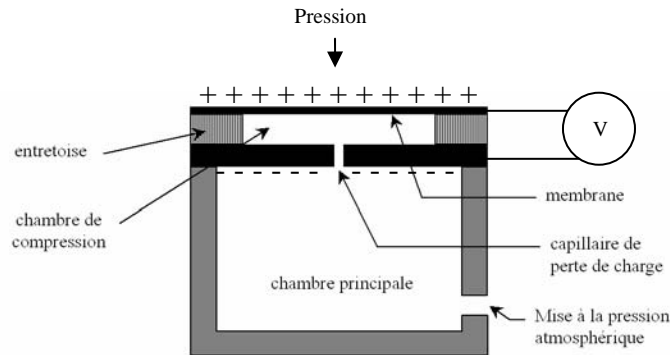


Figure 1.30 – Capteur de type capacitif : principe de fonctionnement [7]

➤ Les capteurs piézoélectriques

La Figure 1.31 montre le principe de ce type de capteur. La contrainte causée dans le matériau piézoélectrique (ZnO) par la déflexion de la membrane implique une tension de sortie liée aux fluctuations de pression. Il est simple, de bonne sensibilité et a une réponse en fréquence élevée mais le niveau de bruit est important (70 dB) (Figure 1.31).

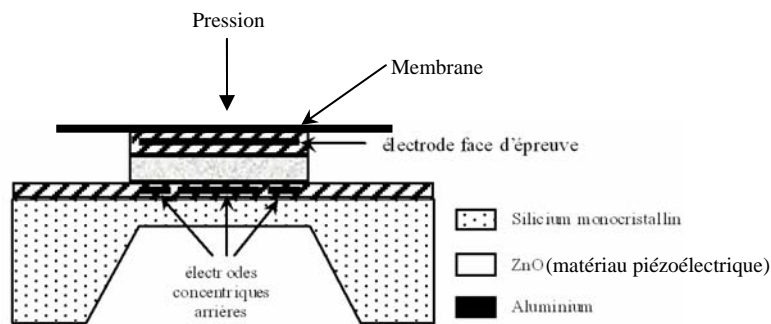


Figure 1.31 - Le principe des capteurs de type piézo-électrique [7]

➤ Les capteurs piézorésistifs

La membrane dans ce type de capteur est munie généralement de 4 jauges piézorésistives, dans une configuration de pont de Wheatstone (2 jauges au milieu et 2 sur les bords ou réparties dans les zones de déformations quasi-uniaxiales près des bords de la membrane). Le déplacement de la membrane entraîne des contraintes de sens opposés au milieu et sur les côtés. Sa sensibilité est excellente et il a une faible impédance de sortie et une bonne linéarité. Les désavantages de ce capteur sont dus à une importante influence de la température et du champ de contraintes thermique (induites par la sous-couche diélectrique) et la sensibilité peut en être fortement affectée (Figure 1.32).

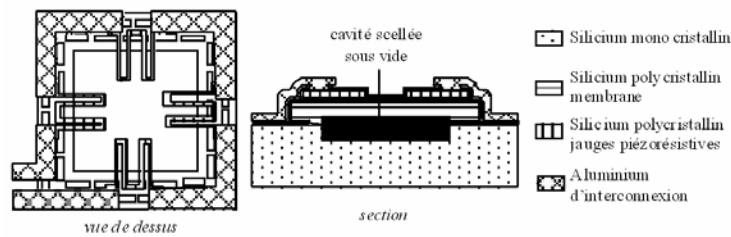


Figure 1.32 - Le principe de capteur de type piézorésistif [7]

II. Les actionneurs

Si une couche limite est devenue turbulente, sa résistance à la séparation augmente et plus de portance est obtenue. Pour le contrôle, les actionneurs sont donc utilisés comme des sources de turbulence et de quantité de mouvement dans la couche limite pour la "redynamiser". Il faut appliquer les perturbations au plus près du point de séparation [11].

Plusieurs types d'actionneurs peuvent être utilisés dans ce but. Une optimisation a pour objectifs : 1) une consommation d'énergie faible, 2) une réponse rapide, 3) une fiabilité importante, 4) et un coût faible.

Les actionneurs les plus fréquents

Ils sont différents selon la nature de l'excitation (mécanique, fluide, acoustique, thermique), l'orientation relative par rapport à l'écoulement (actionnement tangentiel ou latéral) et le domaine d'influence (local ou global). Il faut donc choisir les actionneurs les mieux adaptés à l'application, qui arriveront à l'objectif du contrôle en utilisant le moins d'énergie.

a. Actionneur magnétique à volets actif

Le modèle actif, en général, a la même construction que le passif (1.2.2.1I) mais le mouvement du volet ici est provoqué par un courant variable qui passe dans une bobine en cuivre située sur le volet (Figure 1.33) [11].

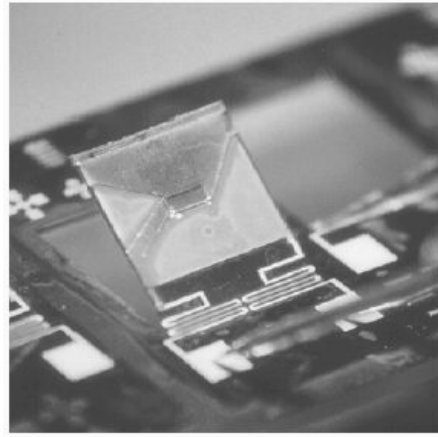


Figure 1.33- Actionneur magnétique à volets actif [11]

b. Actionneur micro-ballon

Il est constitué de membranes flexibles affleurantes qui utilisent un gaz pressurisé (Figure 1.34). Le gaz peut être fourni par des valves situées sous les membranes. Une fois l'actionneur activé, les ballons peuvent se gonfler à une hauteur estimée à 1 mm [11]. Ce type d'actionneur est robuste et utilisable dans les conditions de recherche et dans les applications réelles.

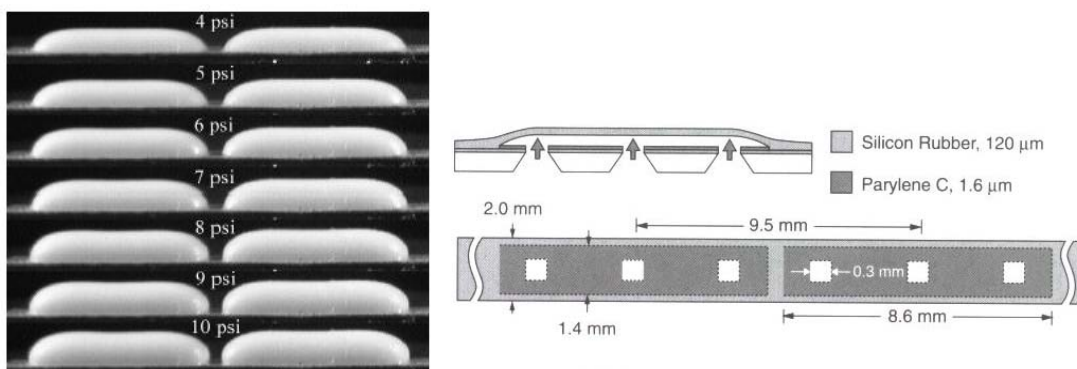


Figure 1.34 - Actionneur ballons (différents cas selon la pression dans le ballon) [11]

c. Actionneur électrostatique

Il consiste en une section flottante libre qui est montée sur un substrat en verre, et des poutres croisées. La limite inférieure de la section flottante est typiquement en forme de T (Figure 1.35). La tête de l'actionneur oscille avec une amplitude maximum de 70 μm à la fréquence de résonance qui peut être ajustée en modifiant la masse et la rigidité de la structure de l'actionneur.

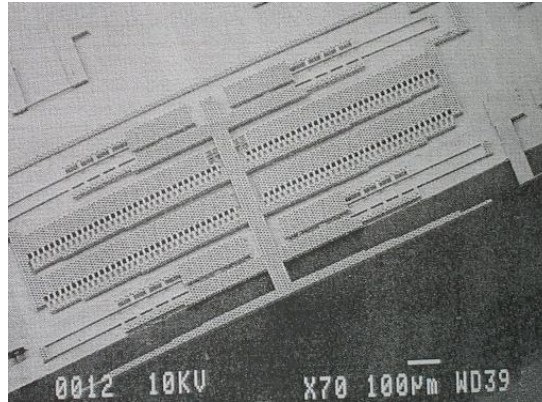


Figure 1.35 – Actionneur électrostatique [11]

Ce type d'actionneur est fragile à cause de sa petite épaisseur (12 μm) limitée par les techniques de fabrication.

Historiquement, les études qui utilisent les actionneurs mécaniques se sont limitées aux écoulements aux basses vitesses à cause de l'incapacité de ces actionneurs mécaniques, du fait de leur grande inertie, à opérer à haute fréquence.

d. Les actionneurs thermiques

Ils fournissent de la chaleur dans la zone proche de la paroi et produisent ainsi une force sur l'écoulement externe due au changement de densité du fluide (cas d'un gaz) ou de viscosité du fluide (cas d'un liquide) (Figure 1.36). Leur temps de réponse relativement élevé et leur consommation importante d'énergie limitent cependant leur utilisation pour le contrôle actif en aérodynamique.

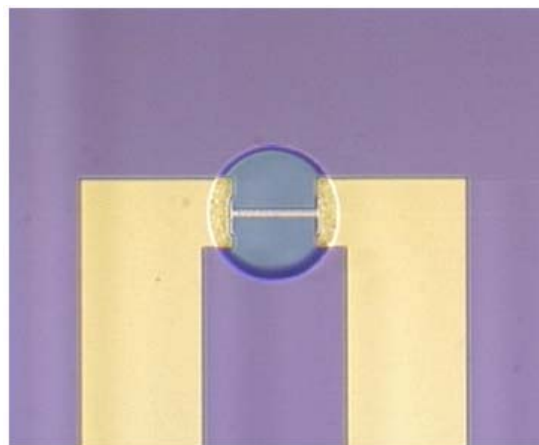


Figure 1.36: actionneur thermique [13]

e. Les actionneurs fluidiques

Les limites des micro-actionneurs actifs présentés sont dues, comme nous l'avons vu, à la dissipation thermique importante pendant le fonctionnement, à la présence de parties mobiles dans l'écoulement externe (problèmes de fiabilité et de durée de vie) ou encore à la fréquence de fonctionnement faible.

Beaucoup de travaux récents s'intéressent ainsi aux solutions fluidiques qui ont l'avantage, important pour la fiabilité, de ne pas avoir de partie mobile en contact direct avec l'écoulement extérieur et permettent un contrôle simple de la forme temporelle de l'excitation imposée. Nous allons présenter ci-après quelques exemples d'actionneurs fluidiques.

➤ Le générateur de vortex (actif)

Le principe identique à celui du générateur passif est de créer des tourbillons longitudinaux de la taille des structures existantes dans la couche limite qui vont "redynamiser" le fluide dans la partie basse de la couche limite et ainsi en réduire la tendance au décollement. La Figure 1.37 montre un générateur de vortex (actif) conçu par Abe et al. [14] de type jet soufflant. Il faut les distribuer correctement sur la surface pour réduire au minimum la traînée supplémentaire (par comparaison aux générateurs de type passif) induite par la masse de fluide injectée dans la couche limite.

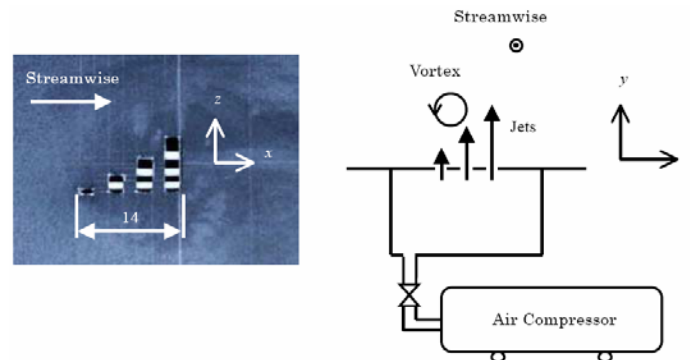


Figure 1.37 – Illustration d'un générateur de vortex actif de type *Multiple Hole* [14]

➤ L'aspiration et le soufflage de la couche limite

Le principe de l'aspiration de la couche limite est basé sur un changement de la distribution de vitesse $U_\infty(x)$ de l'écoulement externe par l'aspiration de l'écoulement, au niveau d'une fente par exemple. Cela accélère l'écoulement en aval du point d'aspiration. Le résultat est une diminution considérable de la traînée (comme le montre la Figure 1.39), une

résistance plus forte au gradient de pression antagoniste (en aval de la fente d'aspiration, le développement de la couche limite recommence à partir d'une épaisseur faible voire nulle). La Figure 1.38 illustre l'effet de l'aspiration sur le profil de vitesse dans la couche limite.

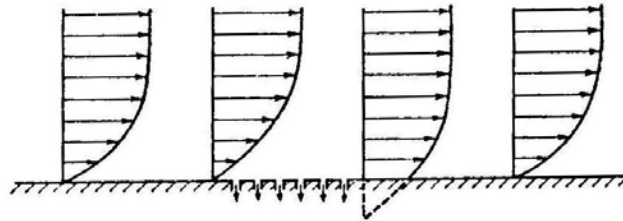


Figure 1.38 – Contrôle aérodynamique de la couche limite par aspiration
Aspects successifs du profil des vitesses [1]

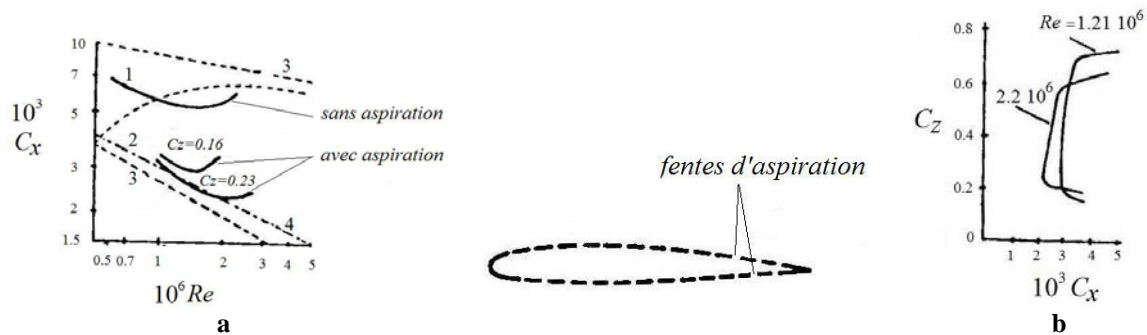


Figure 1.39 – L'effet d'aspiration sur C_x et C_z [1]
a) Variation de C_x en fonction de Re : 1- profil sans aspiration, 2- pour le même profil avec aspiration, 3- pour une plaque plane horizontale sans aspiration, 4- pour plaque plane horizontale avec aspiration
b) Polaire d'une aile avec aspiration de la couche limite.

La Figure 1.40 montre une visualisation de l'écoulement autour d'un cylindre réalisée par Prandtl en 1904. L'aspiration est appliquée par une fente sur l'extrados. L'écoulement a suivi la surface sur laquelle l'aspiration a été appliquée, ce qui repousse le point de séparation loin en aval.



Figure 1.40 – Ecoulement autour d'un cylindre avec aspiration de la couche limite d'un seul côté [15]

La séparation peut aussi être contrôlée en ajoutant de l'énergie cinétique (quantité de mouvement) au fluide à faible vitesse dans la couche limite (soufflage tangentiel).

La Figure 1.41 illustre le principe de la technique du soufflage tangentiel.

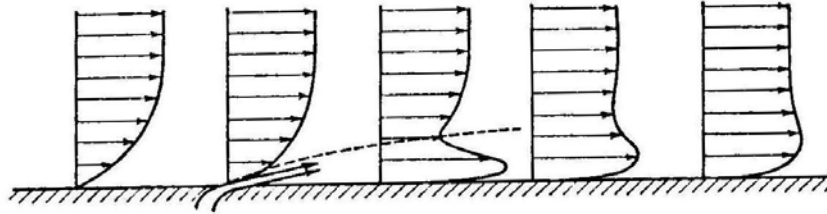


Figure 1.41 - Contrôle de la couche limite par soufflage tangentiel
Aspects successifs du profil des vitesses [1]

La Figure 1.42 illustre l'influence de soufflage sur une aile équipée d'un volet, braqué à 45°, avec soufflage au niveau de l'articulation.

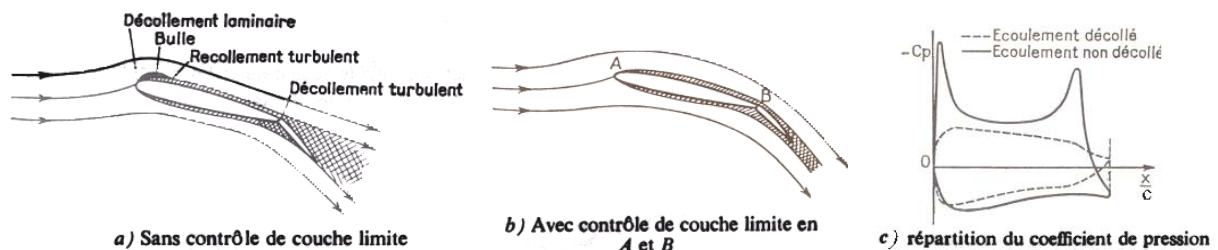


Figure 1.42 – Ecoulement autour d'une aile aux grands angles d'incidence [1]

Dans tous les cas, il faut toujours, pour estimer l'efficacité du contrôle réalisé, tenir compte de l'énergie exigée par l'application de l'aspiration ou du soufflage [15].

➤ Le jet synthétique

De nombreux auteurs [16-22] ont étudié en cours des dernières années les actionneurs fluidiques capables de générer un jet synthétique. Comme l'illustre la Figure 1.43 [22], ces actionneurs sont constitués d'une cavité, d'une membrane activable par exemple piézoélectriquement et d'un orifice.

Le jet synthétique est formé à partir du fluide ambiant. L'actionneur éjecte donc une masse de fluide égale à celle qu'il aspire. C'est pourquoi on l'appelle *zero-net-mass* jet. Il transfère une quantité de mouvement dans l'écoulement principal. L'interaction entre le jet et l'écoulement externe proche, peut entraîner dans certaines configurations la formation d'une

zone de recirculation, et par conséquent, une modification de la couche limite de l'écoulement [22].

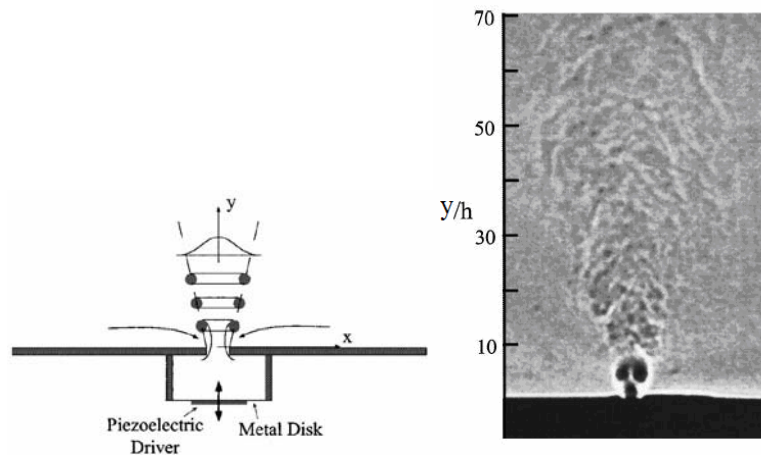


Figure 1.43 – Jet synthétique [22]

1.2.2.3 Conclusions

Les limites des micro-actionneurs actifs mécaniques ou thermiques que nous avons présentés sont dues, comme nous l'avons vu, soit à la dissipation thermique importante pendant le fonctionnement, soit à la présence de parties mobiles dans l'écoulement externe (problèmes de fiabilité et de durée de vie) ou encore à la fréquence de fonctionnement faible.

Les actionneurs fluidiques présentent notamment l'avantage de ne pas avoir de partie mobile en contact direct avec l'écoulement extérieur et de permettre un contrôle simple de la forme temporelle de l'excitation imposée.

Parmi les nombreux dispositifs fluidiques utilisables pour le contrôle, les principaux avantages du jet synthétique sont liés au fait qu'il est généré sans apport de masse dans l'écoulement qu'il contrôle. La traînée induite est ainsi fortement limitée et l'intégration de l'actionneur facilitée par l'absence de dispositif d'alimentation en air sous pression. Plusieurs auteurs se sont déjà intéressés à ce type d'actionneur pour le contrôle d'écoulements décollés. Cependant, jusqu'à présent et à notre connaissance très peu d'études se sont intéressées à la caractérisation complète, numérique et expérimentale, d'un jet synthétique et de son influence sur un écoulement transversal. De même, les problèmes liés à la miniaturisation des actionneurs n'ont été que peu abordés.

Dans la suite de notre mémoire nous nous attacherons donc à caractériser le jet synthétique seul ou en présence d'un écoulement transversal, par approche numérique et expérimentale. Nous chercherons d'autre part à mettre en évidence la capacité de ce type d'actionneur fluide à contrôler un décollement. L'influence de la miniaturisation de l'actionneur et les phénomènes d'interaction entre actionneurs seront aussi abordés.

Références Bibliographiques

- [1] R. Comolet, *Mécanique expérimentale des fluides 4e édition - Tome II, Dynamique des fluides réels, Turbomachines*, Masson, 1994.
- [2] P. Chassaing, *Mécanique des fluides - 2^{ème} édition*, Cépaduès ed., Toulouse, 2000.
- [3] P. Chassaing, *Turbulence en mécanique des fluides*, Cépaduès ed., Toulouse, 2000.
- [4] B. R. Munson, D. F. Young, and T. H. Okiishi, *Fundamentals of Fluid Mechanics - 4th Edition*. New York, John Wiley & Sons Inc., 2002.
- [5] S. Colin, "Généralités sur les micro-écoulements, Ch.1", in *Microfluidique, Traité EGEM*, S. Colin, Hermès ed., Paris, pp. 17-42, 2004.
- [6] Y. A. Cengel and J. M. Cimbala, *Fluid Mechanics, Fundamentals and applications*, McGraw Hill, 2006.
- [7] S. Tardu and L. Michelutti, "Microsystèmes utilisés dans les grands écoulements, Ch. 9", in *Microfluidique, Traité EGEM*, S. Colin, Hermès ed., Paris, pp. 349-389, 2004.
- [8] R. Mahalingam, N. Rumigny, and A. Glezer, "Thermal management using synthetic jet ejectors", *IEEE Transactions on components and packaging technologies*, vol. 27, pp. 439-444, 2004.
- [9] T. Mautner, "Application of the synthetic jet concept to low Reynolds number biosensor microfluidic flows for enhanced mixing: A numerical study using the lattice Boltzmann method", *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 19, pp. 1409-1419, 2004.
- [10] M. Gad-el-Hak, "Flow control, Ch. 33", in *The MEMS Handbook* M. Gad-el-Hak, CRC ed., New York, pp. 33.1-33.51, 2002.
- [11] A. Naguib, "Towards MEMS Autonomous Control of Free-Shear Flows, Ch. 35", in *The MEMS Handbook*, M. Gad-el-Hak, CRC ed., New York, pp. 35.1-35.37, 2002.
- [12] N.-T. Nguyen and S. T. Wereley, *Fundamentals and applications of microfluidics*, Artech House Publishers, 2003.
- [13] K. S. Breuer, R. Bayt, and A. Nayaar, "Micromachined Shear and Temperature Sensors", presented at the 4th ASME Microfluids Symposium, Nashville TN., 1999.
- [14] H. Abe, T. Segawa, T. Matsunuma, and H. Yoshida, "Management of a longitudinal vortex for separation control", presented at 2nd Symposium on Smart Control of Turbulence, Tokyo, Japan, 2001.
- [15] H. Schlichting and K. Gersten, *Boundary Layer Theory, 8th revised and enlarged edition*, Springer, 2000.

- [16] R. Duvigneau and M. Visonneau, "Simulation and Optimization of Stall Control for an Airfoil with a Synthetic Jet", presented at 39^{ème} Colloque d'Aérodynamique Appliquée : Contrôle des écoulements, 22-24 mars, Paris - France, 2004.
- [17] J. L. Gilarranz, L. W. Traub, and O. K. Rediniotis, "Characterization of a Compact, High-Power Synthetic Jet Actuator for Flow Separation Control", *AIAA Paper*, 2002.
- [18] A. Glezer, "Shear flow control using synthetic jet fluidic actuator technology", Georgia, Atlanta, pp. 135, 1999.
- [19] G. Hong, S. G. Mallinson, M. Buttini, K. L. Enkelmann, and J. A. Reizes, "Experimental and numerical visualization of synthetic jets", presented at 9th International symposium on flow visualization, Edinburgh, pp. 201-1 - 201-7, 2000.
- [20] L. D. Kral and D. Guo, "Characterization of jet actuators for active flow control", presented at 30th AIAA Fluid Dynamics Conference, Norfolk, VA, 1999.
- [21] S. G. Mallinson, G. Hong, and J. A. Reizes, "Fundamental studies of a synthetic jet actuator", presented at 13th Australasian Fluid Mechanics Conference, Monash University, Melbourne, Australia, 1998.
- [22] B. L. Smith and A. Glezer, "The formation and evolution of synthetic jets", *Physics of fluids*, vol. 10, pp. 2281-2297, 1998.

Chapitre 2

Jet synthétique – Etat de l’art

Comme nous l’avons présenté précédemment parmi les solutions fluidiques, un type d’actionnement bien connu maintenant est celui des jets synthétiques (Figure 2.1). Sans apport de masse, ils aspirent, dans une couche limite, une certaine quantité de fluide à faible quantité de mouvement et rejettent cette même quantité de matière avec une quantité de mouvement plus grande. Le jet ainsi créé agit sur les structures de l’écoulement et permet son contrôle.

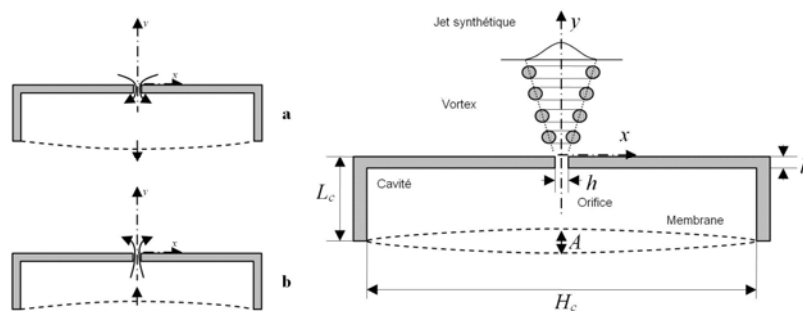


Figure 2.1- Principe de fonctionnement d’un jet synthétique, a. aspiration, b. éjection

2.1 Principe de fonctionnement

Un micro-actionneur de type jet synthétique est basiquement constitué de trois éléments essentiels : une membrane, une cavité et un orifice d’entrée/sortie, chaque élément ayant une influence sur la dynamique du jet généré par le dispositif.

Le JS a deux phases de travail. La première phase, l’aspiration, commence avec le mouvement de la membrane vers le bas : le fluide entre dans la cavité par l’orifice. La deuxième phase, l’éjection, commence quand la membrane se met à monter. L’air quitte alors la cavité, et une couche de cisaillement se forme entre le fluide sortant et le fluide ambiant. Cette couche s’enroule et forme un anneau de vortex dans le cas d’un orifice rond ou deux vortex parallèles dans le cas d’un orifice rectangulaire. Si la vitesse des vortex est assez

grande pour les éloigner suffisamment de l’orifice avant la phase d’aspiration, un train de vortex se forme au dessus de la sortie de jet [1].

Le volume et la géométrie de la cavité ont un effet très important sur la dynamique du jet synthétique. La forme et la dimension de l’orifice ont aussi évidemment une influence majeure sur les caractéristiques du jet.

La membrane peut être mise en mouvement piézo-électriquement [1-3], par un piston [4-7], ou encore par des moyens acoustiques [8], thermiques [9], électrostatiques [10]. Le mouvement de la membrane est périodique avec des fréquences comprises entre quelques dizaines de hertz et plusieurs kilo hertz [11]. Les dispositifs pilotés de manière piézo-électrique, électrostatique, thermique ou acoustique peuvent être assez petits pour être logés à l’intérieur du corps contrôlé et avoir une action très localisée, mais les membranes ont dans ce cas des amplitudes maximum limitées, en particulier lorsqu’elles sont activées à des fréquences éloignées de leur fréquence de résonance. Par contre, l’utilisation de pistons (système moteur électrique/piston ou piston/ressort) peut offrir des amplitudes plus grandes et une vitesse de sortie très élevée (plus de 80 m/s) pour une fréquence de quelques centaines de Hz [5, 6]. Leur poids et leur encombrement (centimétrique) sont cependant des facteurs limitant pour des actions localisées.

2.2 Caractéristiques intrinsèques des jets synthétiques

La caractérisation du JS a fait l’objet de nombreuses études expérimentales et numériques [1, 12-20]. Une des premières études expérimentales complètes a été réalisée par Smith et al. [1] qui ont visualisé le jet par striescopie *Schlieren*. Ces visualisations, présentées sur la Figure 2.1, permettent d’illustrer le processus de formation du jet que nous rappelons ci-après.

T étant la période du mouvement de la membrane, la séquence commence par le mouvement du diaphragme vers l’orifice $t/T=0$. Le fluide éjecté par l’orifice à l’extérieur forme une paire de vortex à $t/T=0.11$. A cet instant, nous distinguons qu’il reste quelques traces de la paire de vortex précédente.

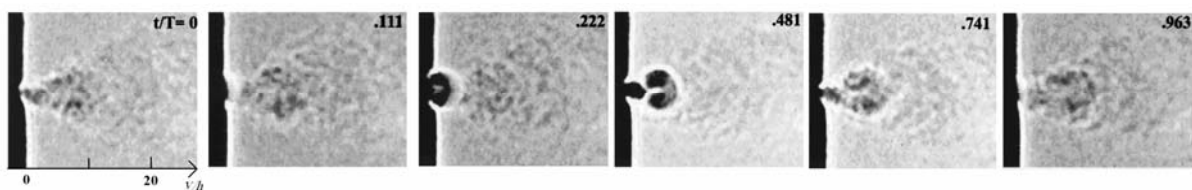


Figure 2.2 – Visualisation *Schlieren* d’un jet synthétique à $t/T = 0, 0.111, 0.222, 0.481, 0.741$ et 0.963 sur une période d’actionnement - $f=1140$ Hz , $Re_{I_0} = 18124$, $Re_{U_0} = 383$ [1]

Dans l’intervalle de temps $0.15 < t/T < 0.41$, la nouvelle paire de vortex continue à s’enrouler. Par contre les traces de l’ancienne paire disparaissent.

Cette nouvelle paire de vortex finit de s’enrouler tout en étant advectée vers l’aval. Les vortex et le fluide éjecté dans leur sillage apparaissent ici comme étant laminaires ($t/T = 0.407$).

A $t/T = 0.5$, les cœurs de vortex, dont la vitesse de déplacement diminue, se mettent à montrer de petits mouvements caractéristiques d’une transition à la turbulence. Les auteurs ont montré, par visualisation du jet dans des plans perpendiculaires à son axe, que le processus de transition de l’écoulement vers un état turbulent commence avec une amplification rapide de l’instabilité dans la direction transversale dans chaque vortex, ce qui mène à la formation de nouvelles paires de vortex dans cette direction. Les paires secondaires s’enroulent autour des cœurs des vortex principaux et finalement mènent à la fragmentation du cœur des vortex principaux.

Pour $0.67 < t/T < 1$, la paire entière de vortex apparaît comme turbulente et sa vitesse de propagation est fortement ralentie alors qu’elle se dissipe dans le jet turbulent aval.

Nous constatons donc qu’après le processus de formation de la paire principale de vortex, les tourbillons avancent avec une vitesse presque constante. Après la transition à la turbulence ($0.5 < t/T < 0.8$) la vitesse diminue jusqu’à une valeur minimum pour $t/T \approx 0.8$ et augmente ensuite jusqu’à la dissipation des vortex dans l’écoulement de jet.

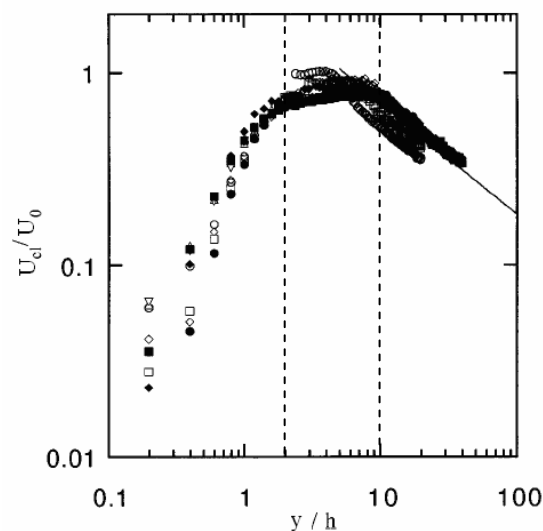


Figure 2.3 –Variation de la vitesse sur la ligne centrale $U_{cl}(y,t)$ avec la distance de l’orifice pour plusieurs nombres de Reynolds : $Re_{I_0} = 1396$ (○), 3171(□), 4967 (◇), 9072 (△), 12552 (▽), 18124 (●), 20761 (■), 22282 (◆), 27025 (▲), 29654 (▼) [1]

La Figure 2.3 montre la variation de la vitesse axiale U_{cl} du jet (adimensionnée par la moyenne sur une période d’actionnement de la vitesse d’éjection du jet au centre de l’orifice U_0) le long de ligne centrale (y est l’abscisse sur l’axe du jet, adimensionné par h). Ces données permettent de mettre en évidence l’existence de trois domaines clairs correspondant à la formation des paires de vortex, leur transport et la transition à la turbulence, et finalement l’apparition du jet turbulent.

Dans le premier domaine $y/h < 2$, la vitesse sur la ligne centrale du jet augmente rapidement jusqu’à un niveau proche de la vitesse moyenne à l’orifice (qui dépend de l’amplitude du mouvement de la membrane). Dans le deuxième domaine, le taux d’augmentation de la vitesse axiale est beaucoup plus faible (bien que non nul).

Plus loin en aval ($y/h=10$) la vitesse sur la ligne centrale commence à diminuer avec l’augmentation de la distance à l’orifice (troisième domaine).

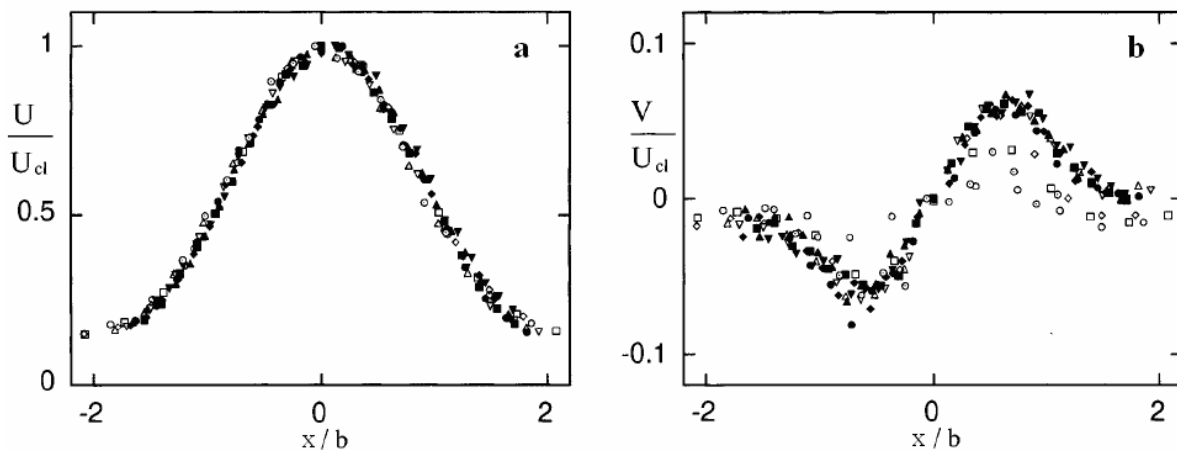


Figure 2.4 - Distribution transversale de la vitesse axiale U/U_{cl} (a) et transversale V/U_{cl} (b) à différentes distances de l’orifice. $y/h = 9.8$ (○), 11.8 (□), 13.8 (◇), 15.7 (△), 19.7 (▽), 23.6 (●), 27.6 (■), 31.5 (◆), 35.4 (▲), 39.4 (▼), et 78.7 (⊙), $Re_{U_0} = 5383$ [1]

La Figure 2.4 montre la distribution transversale de la vitesse axiale U/U_{cl} (Figure 2.4-a) et transversale V/U_{cl} (Figure 2.4-b) à différentes distance de l’orifice (11 positions entre $y/h = 59.8$ et 78.7). La vitesse est adimensionnée par la vitesse axiale locale sur la ligne centrale et la position par la demi largeur locale $b(x)$ du jet qui correspond à la distance à l’axe à laquelle la vitesse est égale à la moitié de la vitesse sur l’axe.

La composante axiale de la vitesse du jet (Figure 2.4-a) a la forme classique d’un jet conventionnel (*Top-hat profile*). Il est symétrique par rapport à l’axe du jet. Par contre, la composant transversale de la vitesse du jet (Figure 2.4-b) est anti-symétrique par rapport la ligne centrale du jet.

Postérieurement à ce travail expérimental fondateur de Smith et al., plusieurs travaux numériques ont été réalisés dans le but de caractériser le jet synthétique. Les modèles numériques sont généralement bidimensionnels [11, 17, 18, 21] et plus récemment tridimensionnels [21]. D’autre part, certains auteurs se sont intéressés à tout le JS (cavité et écoulement extérieur) [11, 21] alors que d’autres seulement à l’écoulement extérieur en imposant un profil de vitesse à l’orifice [17, 18].

Certaines des études ont été menées pour caractériser le jet synthétique à l’échelle macrométrique [17, 21], d’autres à l’échelle micrométrique [22, 23]. Ces études ont utilisé :

- Des conditions aux limites normales à la paroi à la sortie de l’orifice [17] (sans cavité)
- Des conditions aux limites de pression au fond de la cavité [24]
- Un piston mobile [21]
- Une membrane mobile [22] (exactement la situation physique)

Le quatrième cas représente **exactement la situation physique**. Les autres méthodes (1, 2 et 3) ont été employées pour **simplifier le problème numérique**.

Le premier cas fournit une concordance très bonne avec les données expérimentales dans l’écoulement loin de l’orifice, où le jet semble se comporter en grande partie comme un jet turbulent, mais, contrairement aux autres configurations, il ne peut pas reproduire les structures principales de l’écoulement près de l’orifice (cf. Figure 2.5).

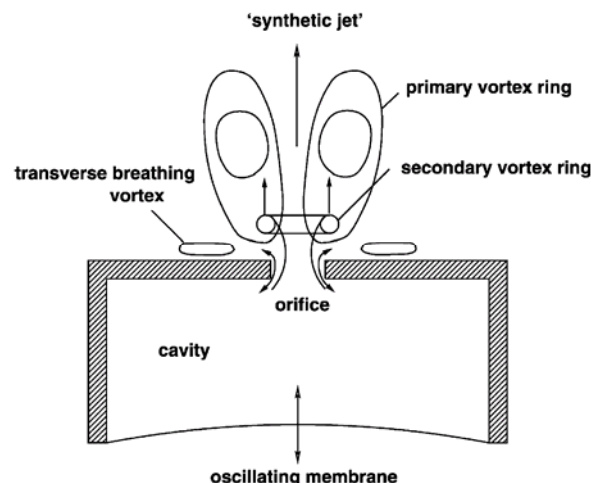


Figure 2.5 – Schéma décrivant la formation d’un JS [22]

Dans le cas d'un jet se formant dans un fluide au repos, pour un JS laminaire, les études numériques montrent la formation d'un train de paires de vortex dans le jet en sortie d'orifice

(Figure 2.6-a). Cependant, les études expérimentales mettent en évidence la désagrégation des tourbillons à l’aval des deux paires les plus proches de l’orifice. Par contre, lorsque le JS est turbulent, les études numériques et expérimentales s’accordent à montrer l’existence d’une seule paire de vortex en sortie d’orifice [21] (Figure 2.6-b).

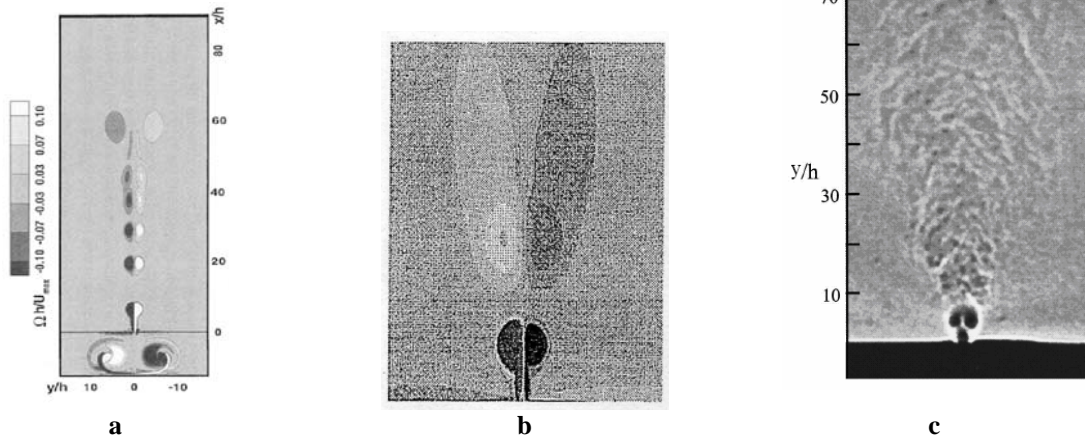


Figure 2.6 - a) simulation numérique (DNS) d'un jet synthétique [25], b) simulation numérique d'un jet synthétique – modèle turbulent $t/T = 0.5$ [17], c) visualisation d'un jet synthétique [1]

D’après Smith et al. [1], un jet synthétique peut être caractérisé par trois paramètres adimensionnels :

- La longueur "d'éjection" adimensionnée L_0/h :

$$L_0 / h = \int_0^\tau u_0(t) dt / h \quad (2.1)$$

avec :

L_0 : distance parcourue par une particule fluide à la sortie de l’orifice pendant la phase d’éjection

$u_0(t)$: vitesse instantanée du jet au centre de l'orifice

$\tau = T/2$: demi-période de déplacement du diaphragme

h : largeur de l’orifice.

- Le nombre de *Reynolds* basé sur la quantité de mouvement impulsée par unité de largeur.

$$Re_{I_0} = I_0 / \mu h = \frac{1}{\nu} \int_0^\tau u_0^2(t) dt \quad (2.2)$$

avec :

I_0 : quantité de mouvement par unité de largeur

$$I_0 = \rho h \int_0^{\tau} u_0(t) dt \quad (2.3)$$

ρ : masse volumique

μ : viscosité dynamique

- Le nombre de *Reynolds* basé sur la largeur de l’orifice h et la vitesse U_0

$$Re_{U_0} = \frac{\rho U_0 h}{\mu} \quad (2.4)$$

avec :

U_0 : moyenne sur une période d’actionnement de la vitesse d’éjection du jet au centre de l’orifice.

$$U_0 = L_0 / T = \frac{1}{T} \int_0^{\tau} u_0(t) dt \quad (2.5)$$

Alternativement, Holman et al. [26] définissent un autre nombre de *Reynolds* basé sur la largeur de l’orifice h et la moyenne spatio-temporelle de la vitesse du jet à la sortie \bar{U} pendant la phase d’éjection :

$$Re_{\bar{U}} = \frac{\rho \bar{U} h}{\mu} = \frac{\bar{U} h}{\nu} \quad (2.6)$$

avec :

\bar{U} : moyenne spatio-temporelle de la vitesse du jet à la sortie de l’orifice pendant la phase d’éjection

$$\bar{U} = \frac{2}{T} \frac{1}{A} \int_0^{T/2} \int_A u(t, x) dt dA \quad (2.7)$$

s : section de sortie d’orifice

x : coordonnée transversale

$u(t, x)$: vitesse instantanée du jet à la sortie de l’orifice

On peut remarquer que, compte tenu du profil de vitesse dans la section de sortie de l’orifice en phase d’éjection (Figure 2.12 [26]), les échelles de vitesse utilisées pour construire les nombres de *Reynolds* Re_{U_0} et $Re_{\bar{U}}$ sont liées par la relation :

$$\bar{U} \approx 2U_0 \quad (2.8)$$

2.3 Utilisation pour le contrôle

Lorsqu'on s'intéresse au contrôle du décollement de la couche limite (à l'origine d'une perte brutale de portance), il est possible pour retarder ce décollement d'injecter de la quantité de mouvement dans la couche limite, par exemple à l'aide d'un jet synthétique. Si en outre la fréquence d'oscillation de l'actionneur est proche de celle des grandes structures cohérentes instables de la région pleinement turbulente, cette injection peut favoriser le mélange à la frontière de la couche limite et augmenter ainsi la quantité de mouvement apportée à celle-ci, ce qui a pour effet de retarder d'autant plus efficacement le décollement [27]. Le contrôle effectué peut être dans ce cas caractérisé par deux nombres adimensionnels :

- le nombre de *Strouhal* (la fréquence adimensionnelle)

$$F^+ = f \frac{x_{te}}{U_\infty} \quad (2.9)$$

avec :

f : fréquence d’actionnement

x_t : distance de l’actionneur au bord de fuite

U_∞ : vitesse de l’écoulement amont

- le coefficient de quantité de mouvement du jet

$$C_\mu = \frac{\rho_j}{\rho_\infty} \frac{h}{L} \left[\frac{U_{jmax}}{U_\infty} \right]^2 \quad (2.10)$$

avec :

ρ_j : masse volumique du fluide sortant du jet

ρ_∞ : masse volumique du fluide de l’écoulement extérieur

h : largeur de sortie du jet

$U_{j\ max}$: valeur maximum de la vitesse du jet à la sortie de l’orifice

L : longueur caractéristique de l’écoulement extérieur (par exemple la corde de l’aile contrôlée)

Les différents travaux effectués dans ce domaine [1, 5, 27] s'accordent sur le fait que pour un contrôle efficace du décollement, F^{+} doit être de l'ordre de l'unité et $C\mu > 2 \cdot 10^{-3}$. Ceci conduit pour un profil d'aile de corde 0,5 m dans un écoulement à Mach 0.5, un x_{ie} du même ordre que la corde et un orifice de 1 mm de largeur, à une fréquence d'actionnement proche de 300 Hz pour une amplitude des oscillations de 1.5 mm qui donnent une vitesse de sortie proche de 200 m/s [6].

De telles performances en amplitude sont difficiles à obtenir à l'aide d'actionneurs de type piézo-électrique, c'est pourquoi plusieurs auteurs [4, 5] proposent des solutions de type piston.

Par contre, lorsqu'il s'agit de diminuer la traînée par une action sur la couche limite, les échelles de temps liées aux structures cohérentes qu'on cherche à contrôler sont très faibles. Ceci implique un fonctionnement à haute fréquence des actionneurs utilisés (jusqu'à plusieurs centaines de kHz [28]). La modélisation et la simulation du fonctionnement de ces actionneurs peut alors poser problème, notamment au niveau des interactions fluide-structure lorsque le jet est créé par le mouvement d'une membrane par exemple. Le fonctionnement à haute fréquence de ces actionneurs pose aussi le problème du bruit aérodynamique généré [2, 16].

D'autre part, les vitesses requises dans le jet de contrôle doivent être du même ordre de grandeur (voire légèrement supérieures) que celle de l'écoulement extérieur [29] pour un contrôle efficace du décollement par exemple. L'amplitude des déplacements de la partie mobile de l'actionneur peut donc être importante compte tenu des fréquences de fonctionnement.

Il est donc difficile dans l'état actuel des recherches de concevoir un réseau d'actionneurs unique capable de contrôler l'ensemble des paramètres aérodynamiques d'une aile ou d'un aileron. Si l'on veut utiliser des micro-dispositifs de même conception (par exemple des jets synthétiques gravés sur silicium avec actionnement piézo-électrique), il faut être en mesure d'agir sur la fréquence et l'amplitude d'oscillation des membranes, la vitesse et l'orientation des jets et cela en tenant compte d'une puissance génératrice limitée.

Ainsi, plusieurs solutions ont été proposées pour augmenter, à puissance égale, la vitesse ou la quantité de mouvement du jet :

- **Choix de la géométrie de l’orifice d’émission**

Schaeffer et al. [30] ont comparé le comportement de deux dispositifs (Figure 2.7-a) ne différant que par la géométrie de l’orifice (cylindrique ou elliptique). Les résultats présentés sur la Figure 2.7-b montrent une augmentation de la vitesse d’émission sur l’axe pour le jet elliptique à des fréquences voisines de 1750 Hz.

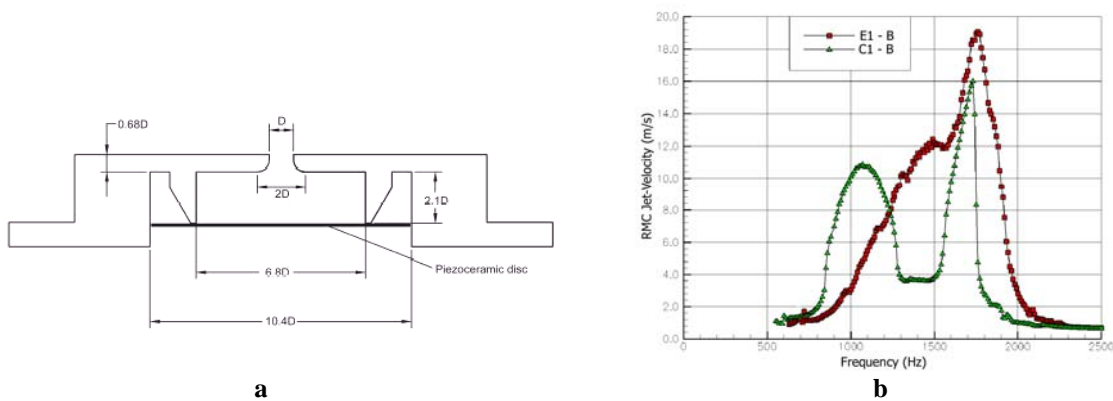


Figure 2.7 - Actionneur JS proposé par Schaeffer et al. [30]. (a) Détails de la géométrie, (b) Variation de la vitesse avec la fréquence (E1 : orifice elliptique, C1 : orifice circulaire)

- **Choix de la configuration de la cavité et du positionnement des membranes**

Hong et al. [16] ont expérimenté des cavités avec simple et double membrane (Figure 2.8-a-b). Les résultats montrent que les vitesses d’émission du jet ne sont pas augmentées dans le cas d’une double membrane (Figure 2.8-c).

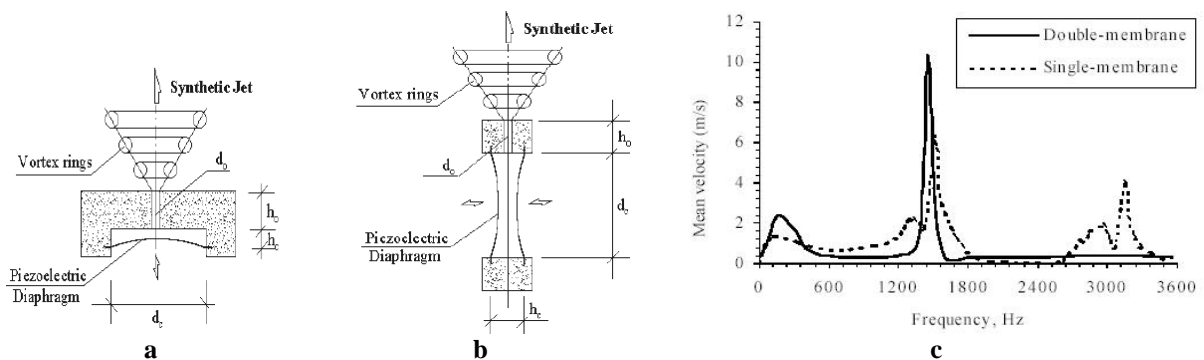


Figure 2.8 - (a) JS avec une membrane simple, (b) JS avec une membrane duelle, (c) variation de la vitesse moyenne sur ligne centrale avec la fréquence [16].

Utturkar et al. [31] ont effectué des études numériques en modifiant le rapport de forme de la cavité et la position des membranes (Figure 2.9). Ils ont noté que dans leurs conditions de calcul, la modification du rapport de forme influe peu sur les vitesses d’émission mais que dans certaines conditions (Figure 2.9-b) le jet peut se courber, ce qui peut être intéressant d’après les auteurs pour des applications de transfert thermique localisé.

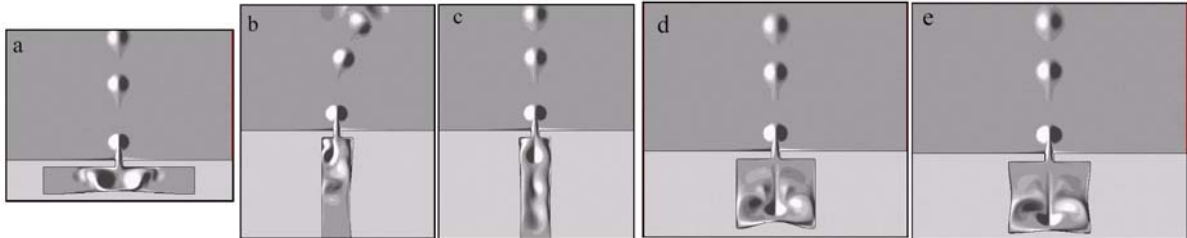


Figure 2.9 - Iso-vitesses pour 5 configurations de cavités, fonctionnement correspondant au volume minimum de la cavité pendant la phase de soufflage (sans écoulement transversal) [31]

- *Utilisation d'une paire de jets dont on peut régler le déphasage*

L'utilisation de deux jets adjacents distants de trois fois leur largeur de fente, dont on peut régler le déphasage, est présentée par Smith et al. [1]. Les auteurs montrent qu'on peut créer un jet unique avec une quantité de mouvement doublée si les actionneurs sont en phase (Figure 2.10-a), ou obtenir des jets courbes (Figure 2.10-b-c) pour un certain déphasage.

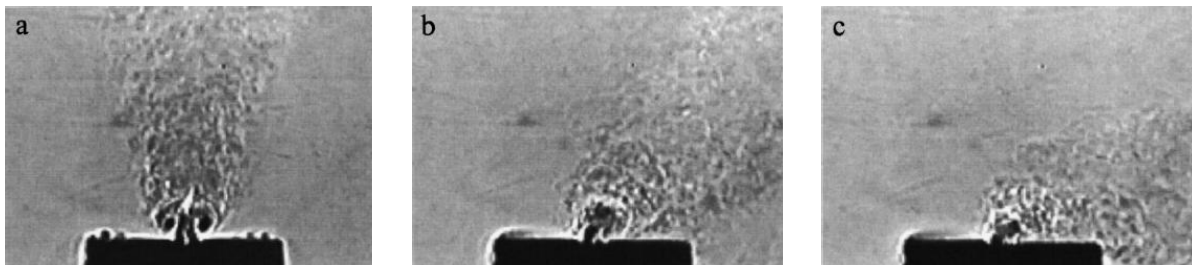


Figure 2.10 - Visualisation *Schlieren* de l'interaction entre deux jets synthétiques adjacents. $\Delta\Phi =$ a. 0° , b. 60° , c. 150° [1]

L'utilisation de ces derniers est illustrée sur la Figure 2.11 où leur influence est mise en évidence sur le contrôle de l'écoulement autour d'un cylindre.

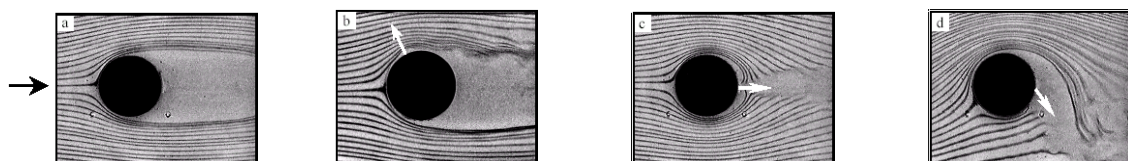


Figure 2.11 - Visualisation par fumée de l'écoulement autour un cylindre équipé de deux JS [32]
(a) Sans actionnement, (b) Actionnement des deux jets en phase positionnés à 60° par rapport à l'horizontale, (c) en phase et positionnés à 180° et (d) positionnés à 180° avec un déphasage de 120° entre les deux jets adjacents

2.4 Critères de formation d’un jet synthétique

Des critères de formation du jet synthétique bidimensionnel et axisymétrique ont été établis par Holman et al. [26]. Ils ont montré, par une analyse dimensionnelle, que la formation d’un jet synthétique est contrôlée par le nombre de *Strouhal* Sr défini à partir de la vitesse moyenne du jet au centre de l’orifice pendant la phase d’éjection U_0 , la fréquence f d’actionnement de la membrane et la largeur de la fente h .

$$Sr = \omega \frac{h}{U} = \omega \frac{h}{2U_0} \quad (2.11)$$

Ceci met en évidence l’existence d’un seuil sur la longueur adimensionnelle L_0/h en deçà de laquelle le jet ne peut pas se former. Celle-ci est en effet inversement proportionnelle au nombre de *Strouhal* précédemment défini, et peut aussi s’exprimer en fonction des nombres de *Reynolds* et de *Stokes* :

$$\frac{1}{Sr} = 2 \frac{U_0}{\omega h} = 2 \frac{U_0 h}{\nu} \frac{\nu}{\omega h^2} = 2 \frac{Re_{U_0}}{St^2} \quad (2.12)$$

avec :

St : nombre de *Stokes* donné par la relation suivante :

$$St = \sqrt{\omega h^2 / \nu} \quad (2.13)$$

$$\omega = 2\pi f \quad (2.14)$$

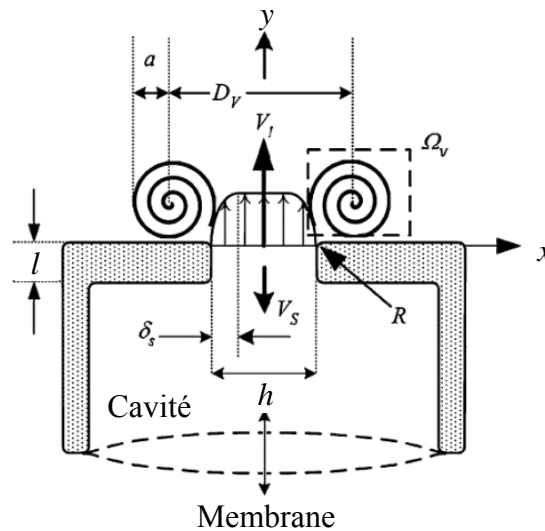


Figure 2.12 – Configuration du jet synthétique en phase d’éjection selon Holman et al. [26]

Ainsi, les vortex générés à la sortie de l’orifice lors de la phase d’éjection sont capables de se détacher pour former un JS si le critère suivant est respecté :

$$\frac{1}{Sr} = 2 \frac{Re_{U_0}}{St^2} > K \quad (2.15)$$

où K est une constante qui dépend de facteurs géométriques tels que la forme de l’orifice, son rayon de courbure R , et sa profondeur l (Figure 2.12).

Ce phénomène est mis en évidence sur la Figure 2.13 qui montre les 3 cas possibles de fonctionnement d’un actionneur Jet Synthétique :

- a- pas de formation de jet : les vortex créés en phase d’éjection sont aspirés dans le cavité en phase d’aspiration
- c- formation d’un jet synthétique bien défini : les vortex se détachent avant la phase d’aspiration et s’éloignent de l’orifice
- b- configuration transitoire

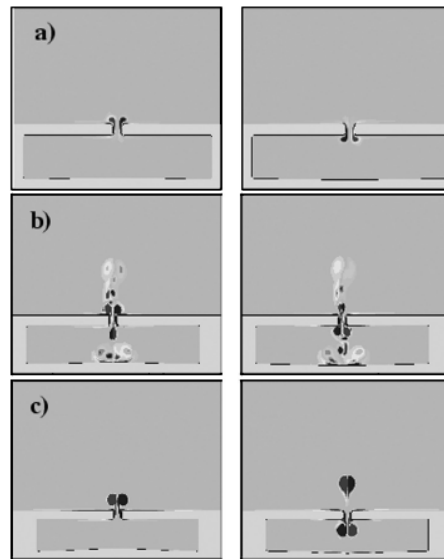


Figure 2.13 –Champ de vortécité d’un JS 2D en fin de phase d’éjection et d’aspiration, $St=15.8$ [26]
a) pas de jet – $1/Sr = 0.76$, b) cas transitoire - $1/Sr = 1.02$, et c) formation d’un jet - $1/Sr = 1.92$

K est de l’ordre de l’unité pour un jet synthétique bidimensionnel et approximativement égale à 0.16 pour un jet synthétique axisymétrique. Ces valeurs, établies à partir de simulations numériques (Figure 2.14-a) et d’expériences réalisées par plusieurs équipes de recherches (Figure 2.14-b), n’ont cependant pas encore un caractère universel, des études paramétriques complémentaires étant nécessaires comme le soulignent les auteurs de ce travail.

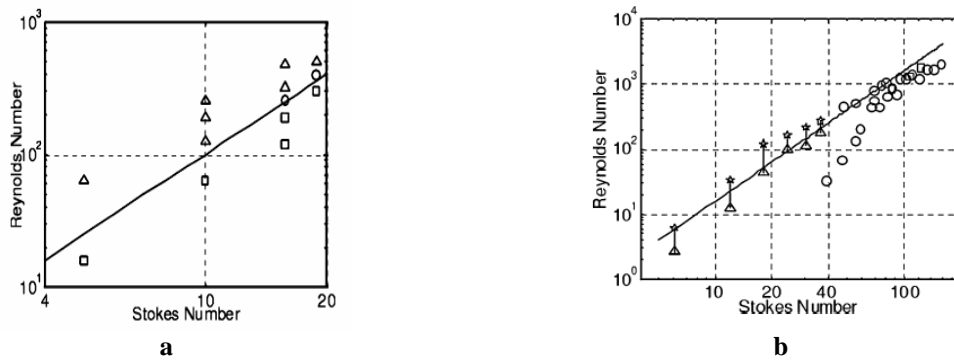


Figure 2.14 –a) Critère de formation d’un jet synthétique [26]

a) Simulations numériques 2D d’un JS bidimensionnel, — : $1/Sr = 1$; \square : pas de jet ; \circ : cas transitoire ; Δ : jet visible

b) Pour un JS axisymétrique : — : $1/Sr = 0.16$; Données expérimentales de : \circ Labate; \square Smith et al.; Δ les valeurs maximales acquises pour l’étude de Holman et al. Sans formation de JS; et \star les valeurs minimales acquises pour l’étude de Holman et al. avec formation de JS.

Références Bibliographiques

- [1] B. L. Smith and A. Glezer, "The formation and evolution of synthetic jets", *Physics of fluids*, vol. 10, pp. 2281-2297, 1998.
- [2] C. Y. Lee, G. Hong, Q. P. Ha, and S. G. Mallinson, "A piezoelectrically actuated micro synthetic jet for active flow control", *Sensors and Actuators - A*, vol. 108, pp. 168-174, 2003.
- [3] A. Seifert, S. Eliahu, D. Greenblatt, and I. Wygnanski, "Use of Piezoelectric Actuators for Airfoil Separation Control", *AIAA Journal*, vol. 36, pp. 1535-1537, 1998.
- [4] D. C. McCormick, S. A. Lozyniak, D. G. MacMartin, and P. F. Lorber, "Compact, high-power boundary layer separation control actuation development", presented at ASME Fluids engineering division summer meeting'01, New Orleans, Louisiana, 2001.
- [5] J. L. Gilarranz and O. K. Rediniotis, "Compact, high-power synthetic jet actuators for flow separation control ", presented at 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, 2001.
- [6] J. L. Gilarranz, L. W. Traub, and O. K. Rediniotis, "Characterization of a Compact, High-Power Synthetic Jet Actuator for Flow Separation Control", *AIAA Paper*, 2002.
- [7] Z. A. Bangash and A. Ahmed, "Flow Visualization Of An Axisymmetric Synthetic Jet", presented at Proceedings of 7th Triennial International Symposium on Fluid Control, Measurement and Visualization (FLUCOME'03), Sorrento, Italy, 2003.
- [8] D. C. McCormick, "Boundary layer separation control with directed synthetic jets", presented at 38th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, 2000.
- [9] K. S. Breuer, "Design, Fabrication and Performance of MEMS Actuators for Flow Control", *Flow control and MEMS Von Karman Institute Lecture Series*. Brown University, Providence, Division of Engineering, 2002.
- [10] D. J. Coe, M. G. Allen, B. L. Smith, and A. Glezer, "Addressable micro-machined jet arrays", presented at The 8th International Conference on Solid-State Sensors and Actuators, 1995 and Eurosensors IX. Transducers '95., Sweden, pp. 329-332, 1995.
- [11] C. Nae, "Numerical simulation of a synthetic jet actuator", presented at The International Council of the Aeronautical Sciences (ICAS) 2000, Harrogate, UK, pp. ICA 0.266, 2000.
- [12] A. Glezer, "Shear flow control using synthetic jet fluidic actuator technology", Georgia, Atlanta, pp. 135, 1999.
- [13] A. Glezer and M. Amitay, "Synthetic jets", *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2002.

- [14] G. Hong, "Effectiveness of micro synthetic jet actuator enhanced by flow instability in controlling laminar separation caused by adverse pressure gradient", *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 132, pp. 607–615, 2006.
- [15] G. Hong, S. G. Mallinson, M. Buttini, K. L. Enkelmann, and J. A. Reizes, "Experimental and numerical visualization of synthetic jets", presented at 9th International symposium on flow visualization, Edinburgh, pp. 201-1 - 201-7, 2000.
- [16] G. Hong, S. G. Mallinson, C. Y. Lee, and Q. P. Ha, "On centerline distributions of velocity and momentum in synthetic jet actuator flows", presented at 14th Australian fluid mechanics conference, Adelaide University, Adelaide, Australia, pp. 737-740, pp. 737-740, 2001.
- [17] L. D. Kral, J. F. Donovan, A. B. Cain, and A. W. Cary, "Numerical simulations of synthetic jet actuators", presented at 4th AIAA Shear Flow Control Conference, Snowmass Village, CO, pp. 1-14, 1997.
- [18] L. D. Kral and D. Guo, "Characterization of jet actuators for active flow control", presented at 30th AIAA Fluid Dynamics Conference, Norfolk, VA, 1999.
- [19] B. L. Smith and A. Glezer, "Vectoring of Adjacent Synthetic Jets", *AIAA Journal*, vol. 43, pp. 2117-2124, 2005.
- [20] S. Zhong, F. Millet, and N. J. Wood, "The Behaviour Of Synthetic Jets In A Laminar Boundary Layer", presented at 7th Triennial International Symposium on Fluid Control, Measurement and Visualization - FLUCOME'03, Sorrento, Italy, 2003.
- [21] D. P. Rizzetta, M. R. Visbal, and M. J. Stanek, "Numerical investigation of synthetic jet flowfields", presented at 29th Fluid Dynamics Conference, Albuquerque, NM, 1998.
- [22] S. G. Mallinson, C. Y. Kwork, and J. A. Reizes, "Numerical simulation of micro-fabricated zero mass-flux jet actuators", *Sensors and Actuators*, vol. A 105, pp. 229-236, 2003.
- [23] O. Baysal, M. Köklü, and N. Erbas, "Design optimization of Micro synthetic jet actuator for flow separation control", *Journal of Fluids Engineering*, vol. 128, pp. 1053-1062, 2006.
- [24] D. Guo, L. D. Kral, and A. W. Cary, "Numerical simulation of the interaction of adjacent synthetic jet actuators", *AIAA Paper 2000-2565*, 2000.
- [25] C. Y. Lee and D. B. Goldstein, "Two-dimensional synthetic jet simulation", *AIAA Journal*, vol. 40, 2002.

- [26] R. Holman, Y. Utturkar, R. Mittal, B. L. Smith, and L. Cattafesta, "Formation Criterion for Synthetic Jets", *AIAA Journal*, vol. 43, pp. 2110-2116, 2005.
- [27] A. Seifert, T. Bachat, D. Koss, M. Shepshelovich, and I. Wygnanski, "Oscillatory Blowing: A Tool to Delay Boundary-Layer Separation", *AIAA Journal*, vol. 31, pp. 2052-2060, 1993.
- [28] A. Naguib, "Towards MEMS Autonomous Control of Free-Shear Flows, Ch. 35", in *The MEMS Handbook*, M. Gad-el-Hak, Ed., CRC ed., New York, pp. 35.1-35.37, 2002.
- [29] G. Petit, J. P. Rosenblum, J. C. Courty, and A. Kourta, "Ecoulements turbulents instationnaires décollés et contrôle sur un profil", presented at 39^{ème} Colloque d'Aérodynamique Appliquée : Contrôle des écoulements - AAAF , CD Rom, 22-24 mars, Paris - France, pp., 2004.
- [30] N. W. Schaeffler, "The interaction of a synthetic jet and a turbulent boundary layer", presented at 41st AIAA Aerospace sciences meeting and exhibit, Reno, Nevada, pp., 2003.
- [31] Y. Utturkar, R. Mittal, P. Rampunggoon, and L. Cattafesta, "Sensitivity of synthetic jets to the design of the jet cavity", presented at 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, pp., 2002.
- [32] M. Amitay, A. Honohan, M. trautman, and A. Glezer, "Modification of the aerodynamic characteristics of bluff bodies using fluidic actuators", presented at 28th Fluid Dynamics Conference, Snowmass Village, CO, pp., 1997.

Chapitre 3

Caractérisation d'un JS dans un environnement au repos

3.1 Simulation numérique

3.1.1 Code de calcul

Au cours de nos travaux de modélisation et de simulation nous avons utilisé deux logiciels commerciaux de ANSYS Inc., GAMBIT (générateur de géométrie et de maillage) et FLUENT (solveur et post traitement).

FLUENT utilise une méthode de discrétisation des équations différentielles initiales de type volumes finis. Sur chaque volume élémentaire obtenu après maillage, les équations de conservation sont appliquées sous leur forme intégrale. Les variables inconnues du système d'équations (pression, vitesse, etc...) sont définies au centre de chaque cellule (volume élémentaire).

FLUENT offre une grande variété de possibilités pour la modélisation en mécanique des fluides qu'il s'agisse d'une simulation, 2D ou 3D, interne ou externe, stationnaire ou instationnaire, compressible ou incompressible. Les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement sont traitées directement dans le modèle laminaire mais différents modèles de turbulence comme *Spalart-Allmaras*, $k-\varepsilon$, $k-\omega$, *Reynolds stress*, LES sont également disponibles (cf. annexe A).

3.1.2 Géométrie

La géométrie que nous avons adoptée pour modéliser l'Actionneur Jet Synthétique (AJS) est basée sur celle de l'expérience de Smith et al. [1]. Nous nous sommes placé dans les

mêmes conditions que dans cette expérience pour arriver à un modèle complet et capable de représenter correctement les phénomènes.

Le modèle 2D se compose de trois parties, la cavité, l'orifice et le domaine extérieur. Une seule moitié de la géométrie est modélisée en utilisant les propriétés de symétrie (Figure 3.1). Nous réduisons ainsi le temps de calcul. Le Tableau 3.1 présente les dimensions de modèle utilisé.

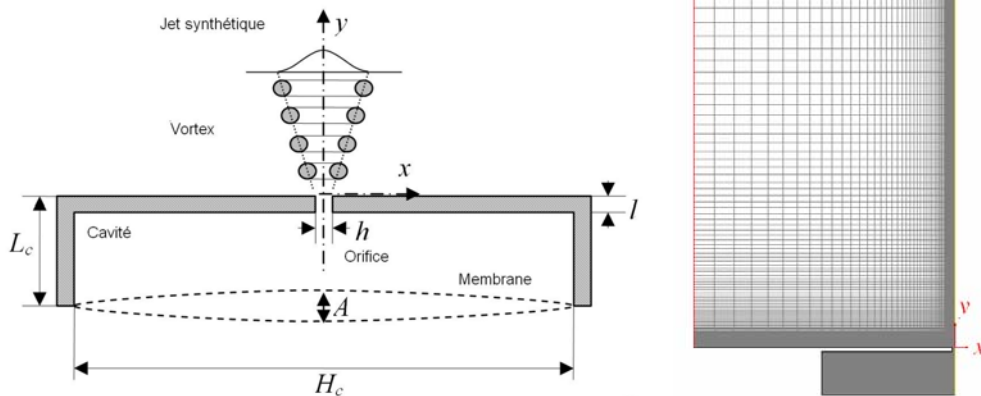


Figure 3.1 – Schéma de l'AJS et du maillage.

Zone	Orifice ($h \times l$)	Cavité ($H_c \times L_c$)	Domaine extérieur	Amplitude C-C (A)
(μm)	500×500	$25.4 \cdot 10^3 \times 5 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^4 \times 5 \cdot 10^4$	152.4

Tableau 3.1 – Caractéristiques géométriques du modèle

La Figure 3.1 illustre la géométrie de l'actionneur utilisé. L'origine du système cartésien est au centre de la sortie de la fente.

3.1.3 Paramètres des simulations

3.1.3.1 Maillage utilisé

Nous avons utilisé un maillage structuré (cellules quadratiques) avec une densité variable selon la zone (plus fin dans et autour l'orifice et sur l'axe de jet) généré par le logiciel GAMBIT. Le modèle comporte 13725 éléments (mailles). Le Tableau 3.2 présente les caractéristiques du maillage.

Nombre de cellules	Mini jet
Orifice ($h/2 \times l$)	10 × 20 (200 éléments)
Cavité ($H_c/2 \times L_c$)	85 × 85 (7225 éléments)
Domaine extérieur	60 × 100 (6000 éléments)
Total	13725 éléments

Tableau 3.2 – Caractéristiques du maillage

L'indépendance des résultats de simulation par rapport au maillage a été validée après une série d'essais sur plusieurs types et densités de maillage. La Figure 3.2 montre la géométrie maillée avec les détails de la cavité et l'orifice. Nous rappelons que nous n'avons modélisé que la moitié de la géométrie réelle.

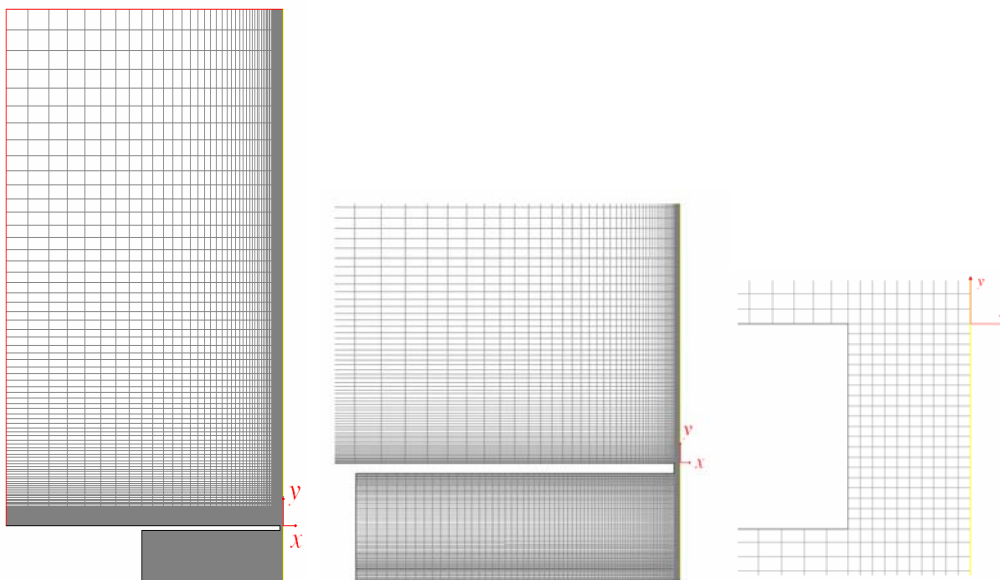


Figure 3.2 - Détails du maillage

3.1.3.2 Conditions aux limites

Bien que le nombre de *Mach* soit inférieur à 0.15, l'écoulement est considéré comme compressible parce que les variations temporelles de la densité $\partial\rho/\partial t$ peuvent être importantes. Le Tableau 3.3 donne les valeurs des propriétés principales du fluide utilisées dans cette étude. Elles sont prises aux conditions atmosphériques standard (*Pression* = 1 atm, *Temperature* = 300 K°).

Propriété	Hypothèses	Valeur	Unité
Densité	Gaz parfait (<i>ideal gas</i>)		kg/m ³
Chaleur spécifique à pression constante	constante	1006	J/kg-K
Viscosité	constante	1.789 10 ⁻⁵	kg/m-s

Tableau 3.3 – Propriétés du fluide

Le mouvement oscillatoire de la membrane est modélisé par le mouvement d'un piston rigide en utilisant la fonction de maillage dynamique de FLUENT avec l'équation :

$$P_m = 5 + \frac{A}{2}(1 - \cos(2\pi f t)) - \sqrt{25 - \frac{A^2}{4} \sin^2(2\pi f t)} \quad (3.1)$$

où : P_m est la position de membrane ($P_m = 0$ correspond au volume maximal de la cavité et $P_m = A$ correspond au volume minimal de la cavité), f est la fréquence de l'actionnement et t le temps. Nous prendrons $f = 1140$ Hz et 720 pas de temps par période T ($\Delta t = T / 720 = 1 / (720 f) = 1.218 \mu\text{s}$). L'amplitude crête-à-crête sera de $A = 152.4 \mu\text{m}$.

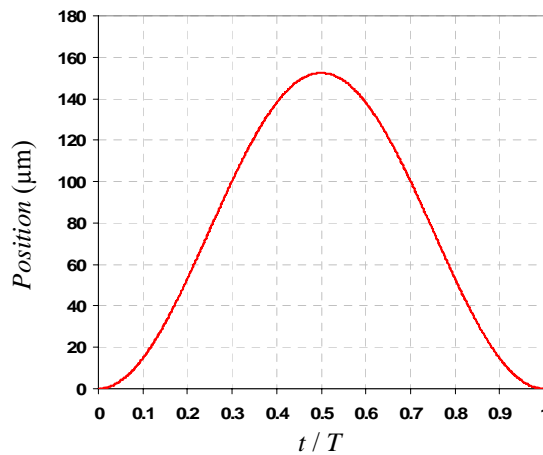


Figure 3.3 –Variation de la position de la membrane du JS avec le temps

Les conditions aux limites sur le domaine extérieur sont de type pression de sortie (*pressure outlet*).

3.1.3.3 Méthode numérique

Tous les cas sont résolus avec un schéma de discrétisation du deuxième ordre de type "upwind", et l'algorithme *SIMPLEC* est employé pour le couplage pression-vitesse. Trois modèles visqueux, laminaire et deux modèles de turbulence basés sur une approche en moyenne de *Reynolds* sont examinés. Les deux modèles de turbulence sont :

- le modèle *Realisable k-ε* qui est plus apte à prévoir exactement l'évolution des jets plans et ronds que les modèles standard ou *RNG* proposés dans FLUENT;
- le modèle *k-ω*, choisi pour sa capacité à prendre en compte les effets de bas *Reynolds*, de compressibilité et d'expansion d'un écoulement cisailé.

En ce qui concerne la modélisation de la région de proche-paroi affectée par la viscosité, l'option "*enhanced wall treatment*" est activée dans le modèle *k-ε*, ce qui conduit à la résolution complète de la couche tampon et de la sous-couche visqueuse dans la couche limite par un modèle de type double-couche. Dans le même but, l'option "*transitional flow*" est activée dans le modèle *k-ω*.

Dans les deux cas, nous avons vérifié (par la valeur de l'unité de paroi y^+ dans la cellule adjacente à paroi) que la densité du maillage convient au traitement proche-paroi choisi.

3.1.4 Analyse des résultats numériques

3.1.4.1 Convergence

Les simulations numériques instationnaires ont convergé vers une solution périodique à partir de la 10^{ème} période. Ainsi, dans le but d'analyser de façon certaine une situation de fonctionnement stable de l'actionneur, toutes les données numériques sont enregistrées à la 25^{ème} période.

Le nombre d'itérations (de l'ordre d'une centaine pour le modèle laminaire et de 400 pour les modèles turbulents) est ajusté pour que la convergence du calcul soit atteinte pour chaque pas de temps.

3.1.4.2 Analyse des champs

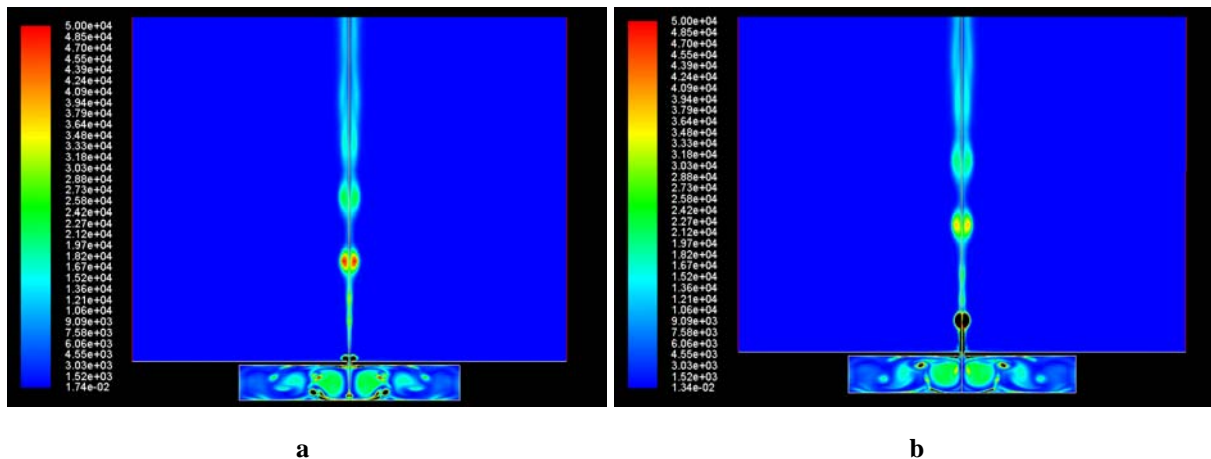
Les figures Figure 3.4, Figure 3.6 et Figure 3.5 montrent les iso-contours de vorticité pour les trois modèles visqueux (laminaire, turbulents *k-ω* et *k-ε*) à quatre instants différents :

$t/T = 0.25$ et $t/T = 0.5$ (correspondant respectivement à la fin de la phase d'éjection et au milieu de la phase d'aspiration), et $t/T = 0.75$ et $t/T = 1$ (correspondant respectivement à la fin de la phase d'aspiration et au milieu de la phase d'éjection).

En observant la simulation laminaire (Figure 3.4), la formation d'un train de vortex est clairement évidente. Des vortex sont produits à la sortie de fente pendant la phase d'éjection et s'éloignent de l'orifice le long de l'axe du JS même pendant la phase d'aspiration. En même temps, deux à trois paires de vortex sont créées et restent actives dans la cavité pendant le cycle entier. Dans le domaine externe, les vortex se dégradent loin de la fente, principalement par des effets de dissipation visqueuse. Cette structure d'écoulement est très proche des résultats obtenus par Lee et al. [2] par simulation numérique directe DNS sur la même géométrie.

Dans la simulation turbulente $k-\varepsilon$ (Figure 3.5), des vortex sont également produits au niveau de la fente au début de la phase d'éjection. Cependant, une fois détachés de la fente ils fusionnent rapidement avec la paire de vortex précédente (Figure 3.5-c). Cela conduit à la génération d'une paire unique de vortex de plus grande taille. La dissipation se produit rapidement en raison de la turbulence et les grands vortex restent quasi-stationnaires pendant le cycle. Dans chaque partie de la cavité, seulement deux cellules de recirculation sont produites et sont déformées par le mouvement du piston au cours du cycle de fonctionnement.

La simulation turbulente $k-\omega$ (Figure 3.6) mène à un comportement intermédiaire : les vortex produits à la sortie de la fente fusionnent avec les précédents mais seulement au cours du cycle suivant (Figure 3.6-c), c'est-à-dire beaucoup moins rapidement que dans le cas de la modélisation $k-\varepsilon$. Comme pour le modèle $k-\varepsilon$, ceci conduit à la génération d'une paire unique de vortex quasi stationnaire et dont la forme est modifiée pendant le cycle en raison de la migration de paires de vortex plus petites qui sont produites au niveau de la fente.



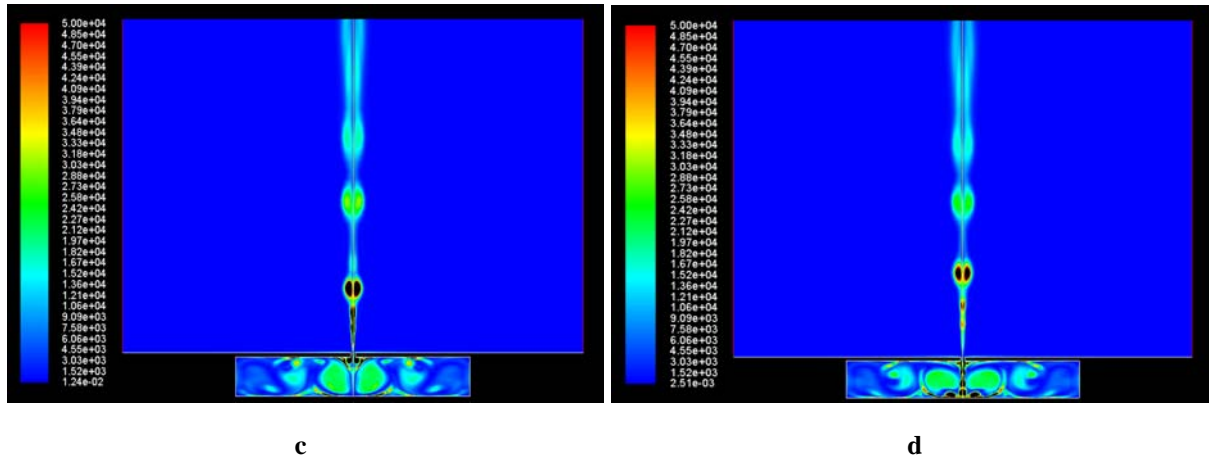


Figure 3.4 - Iso-contours de vorticité du JS – $f=1140$ Hz, $A=152.4$ μm - modèle laminaire
 a) $t/T = 0.25$, b) $t/T = 0.5$, c) $t/T = 0.75$, d) $t/T = 1$

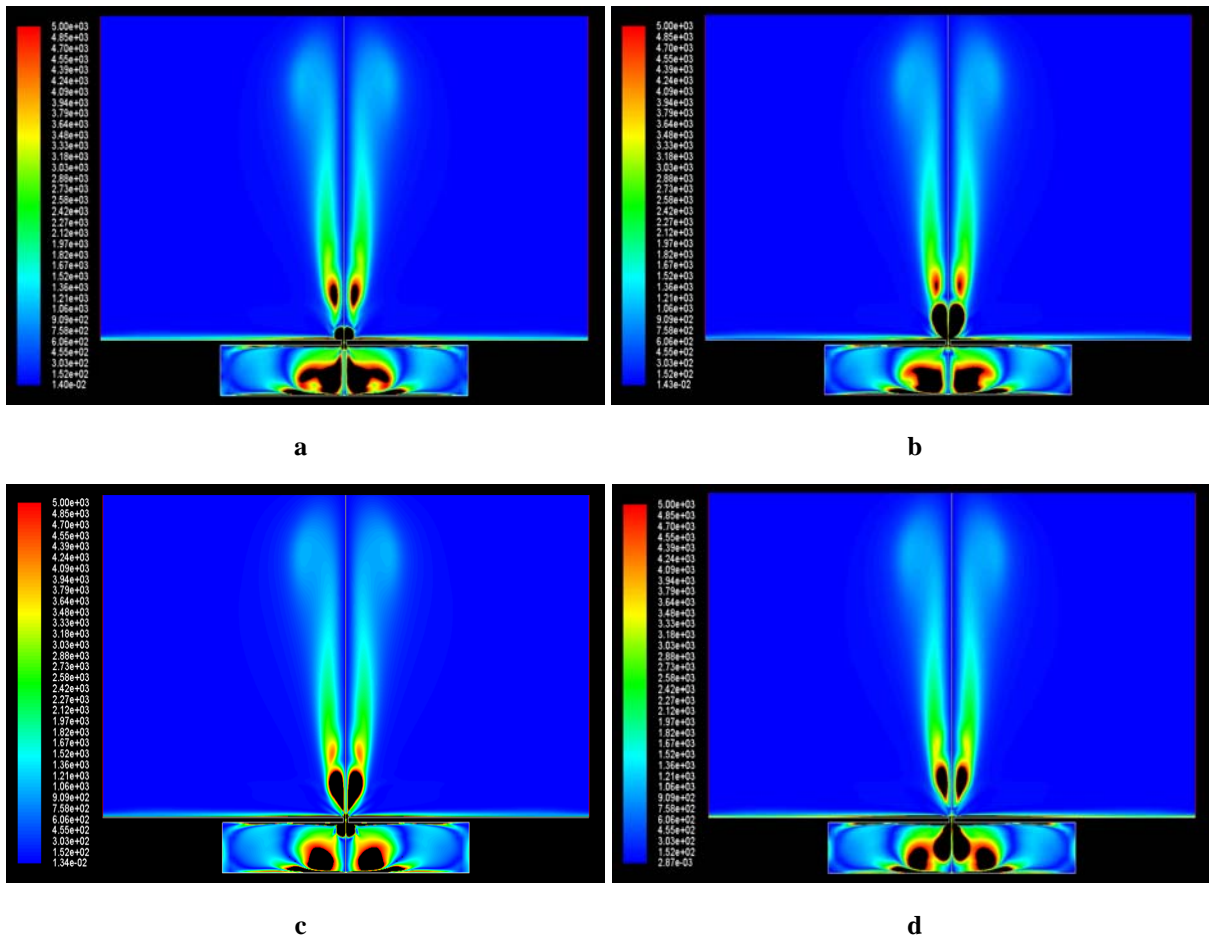


Figure 3.5 - Iso-contours de vorticité du JS – $f=1140$ Hz, $A=152.4$ μm - modèle $k-\epsilon$
 a) $t/T = 0.25$, b) $t/T = 0.5$, c) $t/T = 0.75$, d) $t/T = 1$

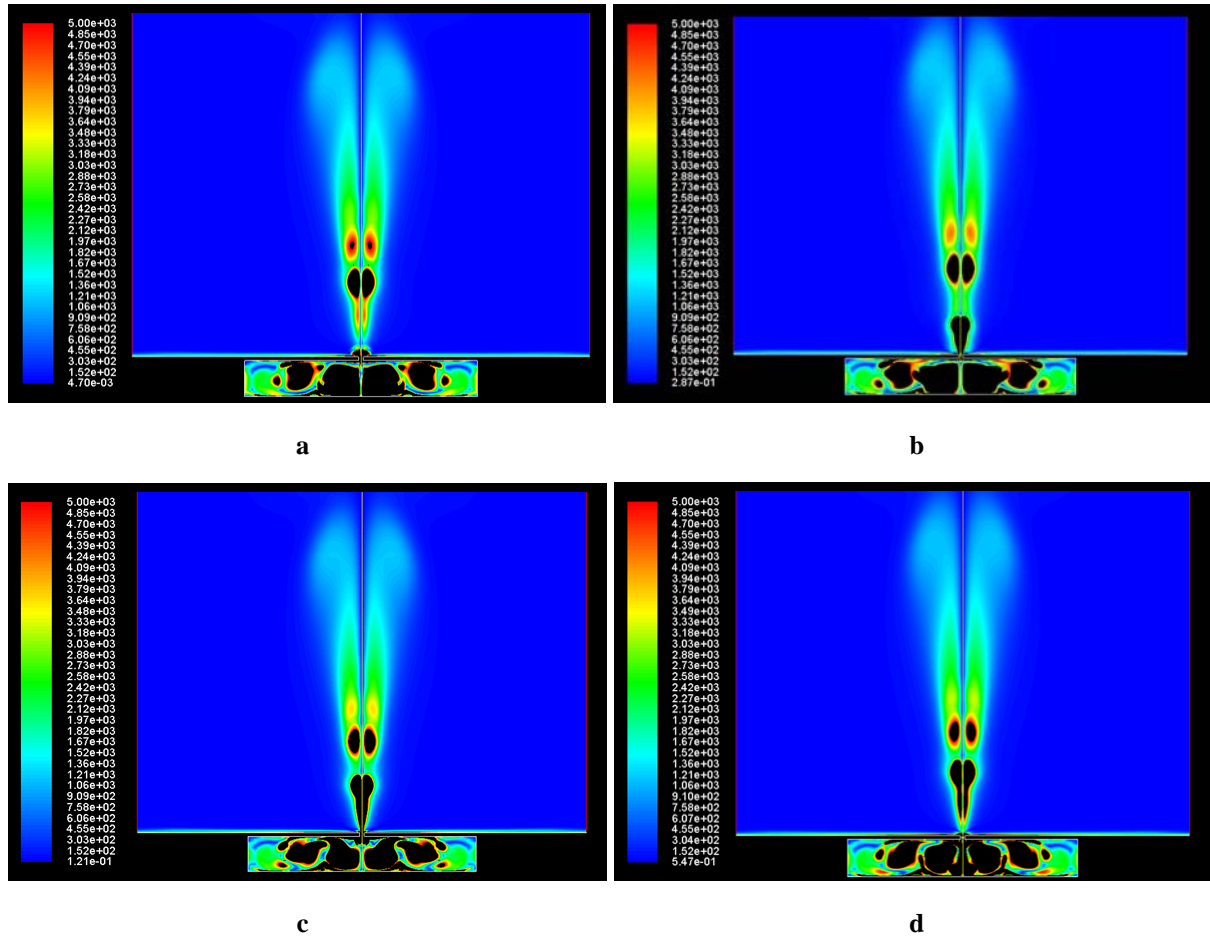


Figure 3.6 - Iso-contours de vorticité du JS – $f=1140$ Hz, $A=152.4 \mu\text{m}$ - modèle $k-\omega$
 a) $t/T = 0.25$, b) $t/T = 0.5$, c) $t/T = 0.75$, d) $t/T = 1$

3.1.4.3 Profils de vitesse

La Figure 3.7 montre la distribution des vitesses moyennes, axiale (indice 2) et transversale (indice 1) pour chaque modèle visqueux. Les données sont enregistrées à plusieurs distances au-dessus de la fente ($y/h = 9.8, 13.8, 19.7$ et 31.5). La coordonnée transversale x est adimensionnée par la demi-largeur locale du jet $b(x)$ basée sur $(U_{cl}/2)$ et la vitesse par la vitesse sur la ligne centrale dans la section étudiée U_{cl} . Notons que pour des raisons de lisibilité, les graduations dans le sens transversal sont différentes pour chaque modèle.

Dans les trois cas, des profils classiques de type « *top-hat* » [1] [2] [3] sont obtenus pour la vitesse moyenne axiale U/U_{cl} . Cependant, l'auto-similarité du jet est plus évidente pour les simulations turbulentes que pour la simulation laminaire. Dans ce dernier cas, les vitesses légèrement négatives à l'extérieur du jet dans certains plans de mesure ($y/h = 9.8, 31.5$) sont liées à des phénomènes d'entraînement du fluide ambiant par les vortex du jet synthétique.

Cet effet d'entraînement est particulièrement important près de la sortie de l'orifice où du fluide périphérique est entraîné vers la fente même en fin de phase d'éjection comme le montre la Figure 3.8.

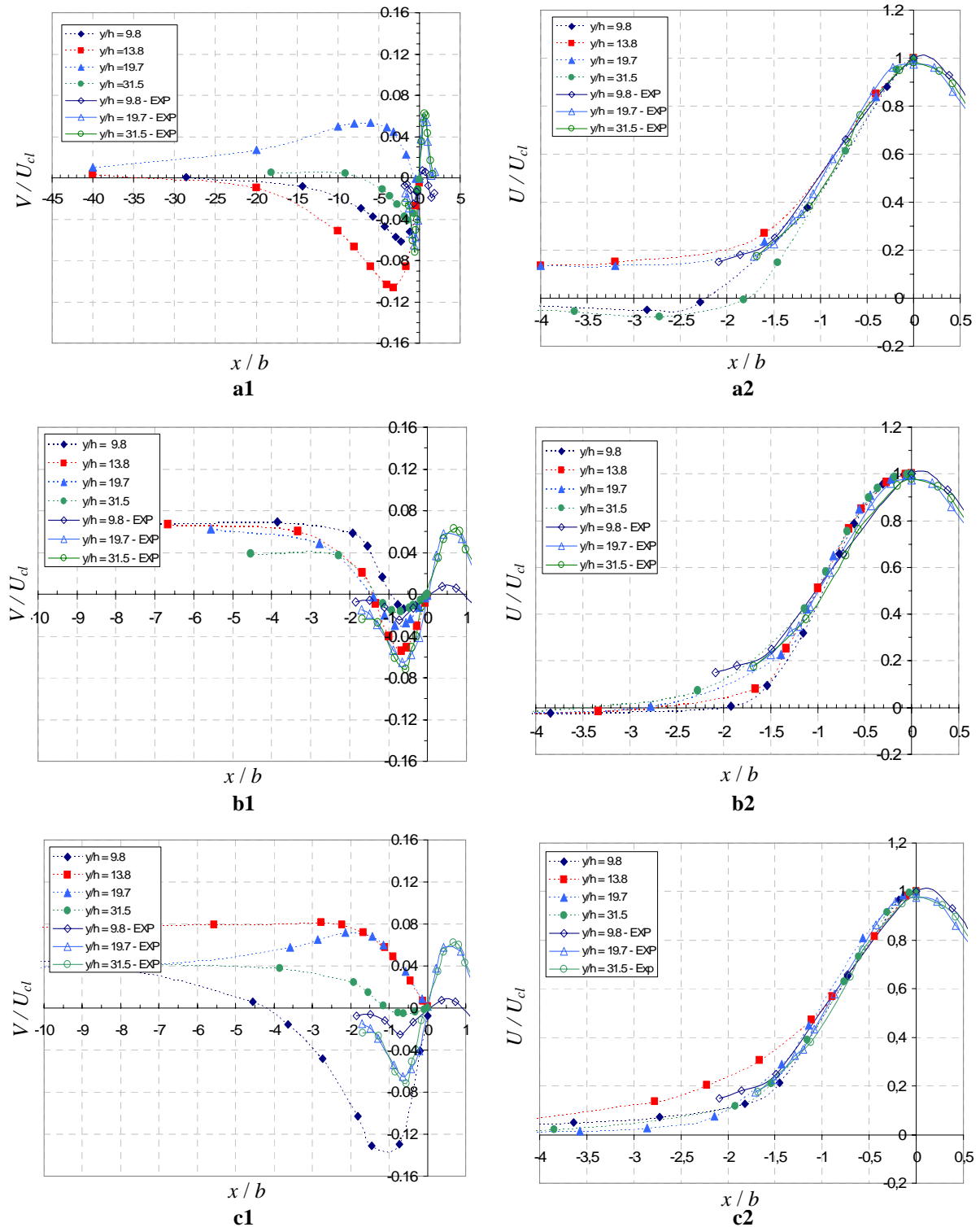


Figure 3.7 – Profils des vitesses moyennes du JS - $f=1140$ Hz, $A=152.4 \mu\text{m}$
 1) transversale, 2) axiale (nos résultats numériques comparés avec l'expérience de Smith et al. [1])
 a) modèle laminaire, b) modèle $k-\varepsilon$, c) modèle $k-\omega$
 Simulation : \blacklozenge : $y/h = 9.8$, \blacksquare : $y/h = 13.8$, \blacktriangle : $y/h = 19.7$, \bullet : $y/h = 31.5$
 Expérience [1]: \diamond : $y/h = 9.8$, \triangle : $y/h = 19.7$, \circ : 31.5

Pour le modèle $k-\varepsilon$, les profils adimensionnés de vitesse ont la même forme quelle que soit la distance à la sortie de la fente. Ceci peut être expliqué par la dissipation rapide des vortex dans le jet quasi-stationnaire qui se forme rapidement en sortie d'orifice. Pour les simulations laminaire et $k-\omega$ la présence de plusieurs paires de vortex à différentes distances à la fente explique les différences observées dans les profils de vitesse selon la distance à la paroi.

Les mêmes phénomènes sont à l'origine de l'allure des profils de vitesse moyenne transversale (Figure 3.7-a1-b1-c1), qui contrairement aux profils obtenus pour un jet continu laminaire [4], ne se superposent pas. On constate encore qu'une meilleure uniformité est obtenue par la simulation $k-\varepsilon$ pour laquelle les tourbillons générés au niveau de l'orifice se dissipent rapidement.

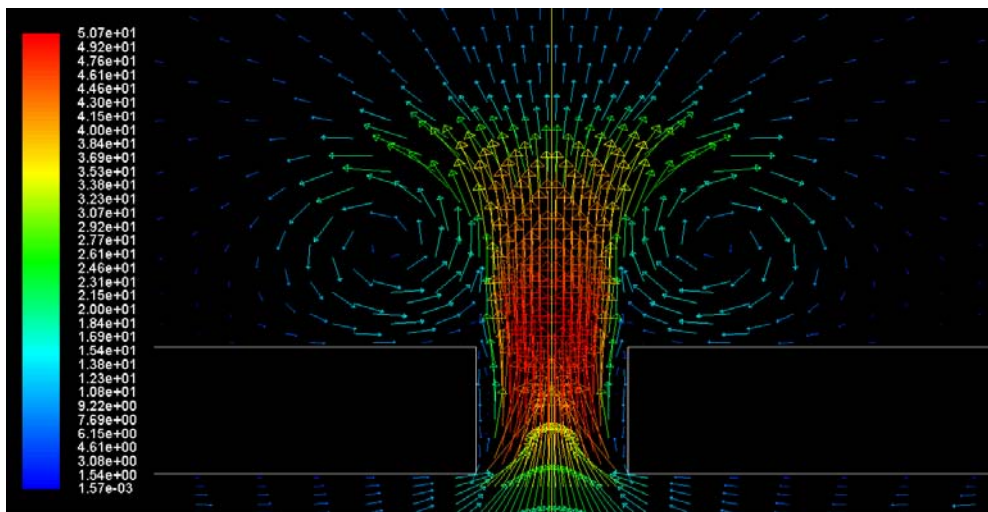


Figure 3.8 – Vecteurs vitesse du JS, modèle laminaire – $f=1140$ Hz, $A=152.4$ μm - $t/T = 0.25$

Sur la Figure 3.7, les résultats numériques obtenus sont aussi comparés aux résultats expérimentaux de Smith et al. [1] pour les mêmes distances à la paroi. Si la correspondance entre résultats numériques et expérimentaux est relativement bonne quelque soit le modèle employé en ce qui concerne les profils de vitesse axiale, les écarts sont beaucoup plus marqués pour les profils de vitesse transversale. Le modèle $k-\varepsilon$ donne cependant des valeurs plus proches de l'expérience, ce que confirme l'allure du jet visualisée par Smith et al. (Figure 3.9) dans lequel, comme pour la simulation numérique $k-\varepsilon$ (Figure 3.5) une seule paire de vortex se forme près de l'orifice avant dissipation rapide dans le jet.

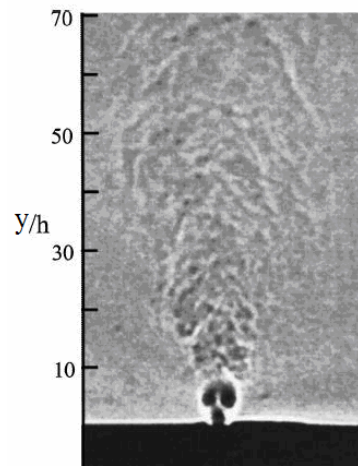


Figure 3.9 – Visualisation *Schlieren* d'un jet synthétique rectangulaire [1]

3.1.4.4 Variations de la vitesse sur l'axe

La Figure 3.10 montre, pour chaque modèle visqueux, la variation de la vitesse moyenne axiale le long de la ligne centrale du jet. La vitesse ici est adimensionnée par la vitesse moyenne sur la ligne centrale en sortie d'orifice U_0 pendant la phase d'éjection et les coordonnées y sont adimensionnées par la largeur h de la fente. Les trois courbes montrent la même forme : la vitesse augmente fortement pour atteindre une valeur maximale pour y/h entre 3 (pour le modèle $k-\varepsilon$) et 8 (pour le modèle laminaire). Puis, elle diminue de différentes manières. Ce même comportement est noté par Smith et al. [1] et Lee et al. [2] (Figure 3.10). Dans le cas du modèle laminaire, la décroissance n'est pas régulière, indiquant l'existence de paires de vortex qui se déplacent le long de l'axe du jet et se dissipent loin de la fente. Cette configuration est aussi obtenue par Lee et al. [2] à partir de simulations numériques laminares.

Dans le cas du modèle $k-\omega$, la diminution de vitesse est plus rapide en raison d'une dissipation plus forte. Cependant, la présence de "plateaux" sur la courbe indique l'existence de paires de vortex le long de l'axe qui se dissipent plus rapidement que dans le cas laminaire.

Finalement, pour le modèle $k-\varepsilon$, la vitesse chute beaucoup plus rapidement après le pic qui se produit à $y/h = 3$, indiquant un fort taux de dissipation qui cause la disparition rapide des vortex créés à la sortie. Nous pouvons remarquer la ressemblance entre ce dernier cas et les résultats expérimentaux de Smith et al. avec un maximum pour $y/h = 8$.

Toutes les simulations précédentes ont été réalisées pour le même nombre de *Stokes*, donc la même taille de fente et la même fréquence de fonctionnement. Cependant, le modèle

visqueux choisi a une influence non négligeable sur les autres paramètres caractéristiques du jet synthétique comme le montre le Tableau 3.4. Nous pouvons noter en particulier qu'un plus grand nombre de *Strouhal* est obtenu avec le modèle *k-ε*, confirmant les résultats observés sur les contours de vorticité : une faible vitesse des paires de vortex conduit à un JS de plus faible vitesse. Dans tous les cas cependant, le critère de formation d'un jet synthétique établi par Holman et al. [5] ($1/Sr > 1$) est vérifié, ce que confirment évidemment les résultats que nous venons de commenter.

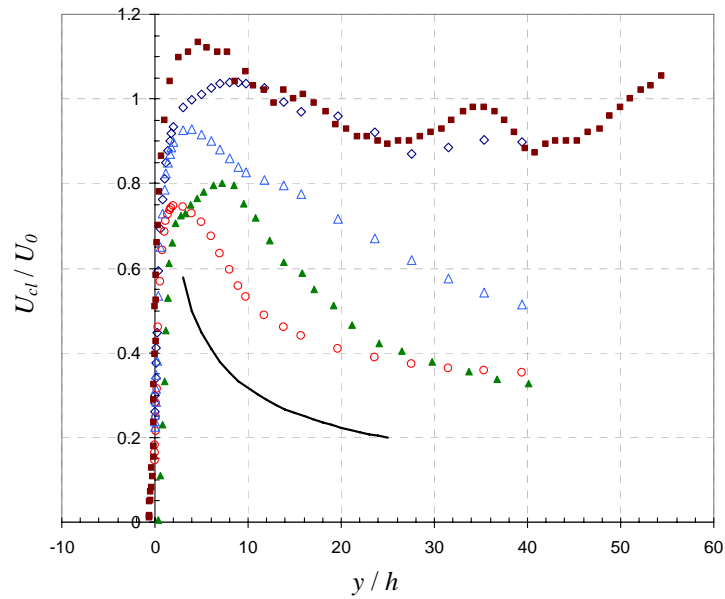


Figure 3.10 – Variation de la vitesse moyenne axiale du JS en fonction de la distance à la fente – $f = 1140$ Hz, $A = 152.4 \mu\text{m}$

◇ : Laminaire, ○ : *k-ε*, △ : *k-ω*, ■ : Num. Lee et al.[2], ▲ : Exp. Smith et al. [1], — : $1/y^{0.5}$

Modèle	L_0 (m)	U_0 (m/s)	Re_{U_0}	Re_{l_0}	U_{peak} (m/s)	St	$Sr = \frac{St^2}{2 Re_{U_0}}$	$1/Sr$
Laminaire	0.01223	13.94	477.6	29910	51.12	11.08	0.1284	7.788
Turbulent <i>k-ε</i>	0.01096	12.50	428.1	23020	38.95	11.08	0.1433	6.978
Turbulent <i>k-ω</i>	0.01240	14.14	484.2	29270	49.29	11.08	0.1267	7.896
Exp. Smith et al.	-	-	383	18124	-	11.08	0.1545	6.472

Tableau 3.4 - Paramètres caractéristiques pour les trois modèles visqueux

Finalement, le Tableau 3.4 montre aussi que les résultats du modèle *k-ε* sont plus proches de ceux de l'expérience de Smith et al. [1]. Cette validation de notre modèle numérique devra cependant être confirmée par l'étude expérimentale que nous allons maintenant décrire.

3.2 L'expérience

3.2.1 Configuration étudiée

L'AJS expérimental consiste en une cavité cylindrique (Figure 3.11-gauche) fermée d'un côté par une plaque métallique dans laquelle une fente rectangulaire a été usinée et reliée de l'autre côté à la sortie d'un moteur de haut-parleur. Ce dernier est commandé (au niveau de la fréquence et l'amplitude) par un générateur de signaux électriques (Figure 3.11) associé à une chambre à volume variable qui permet un accord acoustique au droit de la cavité et donc un réglage d'amplitude supplémentaire.

La largeur (h) et la longueur de la fente sont $500\ \mu\text{m}$ et de $10\ \text{mm}$ respectivement. Son épaisseur (l) est $500\ \mu\text{m}$. Un capteur de pression à membrane affleurante (gamme $0\text{-}0.14\ 10^5\ \text{Pa}$) est situé dans la cavité à (L_c) $5\ \text{mm}$ de la fente.

Cette étude couvre une gamme de fréquences de 50 à $1500\ \text{Hz}$ et pour chaque fréquence une amplitude crête-à-crête de pression dans la cavité peut être réglée entre $2.5\ 10^2$ et $2\ 10^3\ \text{Pa}$. L'impédance du générateur est telle que ce réglage peut être déterminé quelles que soient les conditions extérieures (cf. chapitre 4).

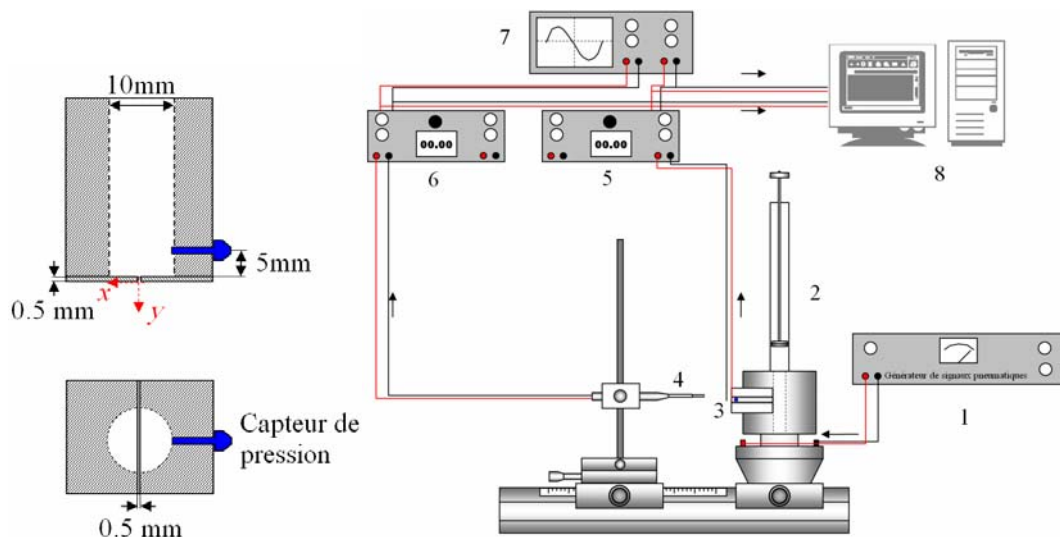


Figure 3.11 - Configuration expérimentale

1- générateur de signaux électriques, 2- ajustement fin de l'amplitude, 3- jet synthétique, 4- sonde fil-chaud, 5- conditionneur de signal, 6- anémomètre, 7- oscilloscope, 8- ordinateur

3.2.2 Techniques de mesure

3.2.2.1 Anémomètre à fil-chaud

Un anémomètre à fil-chaud simple (DANTEC Dynamics – 9 μm de diamètre) est utilisé pour mesurer la vitesse. Le signal du fil-chaud est enregistré sur un ordinateur par l'intermédiaire d'une carte et d'un logiciel d'acquisition (Figure 3.11). La fréquence d'échantillonnage est de 10 kHz. Une fois la symétrie du jet vérifiée, les mesures dans le sens transversal sont effectuées à différentes distances à la fente d'un seul côté du jet.

Le système de génération de jet synthétique est fixé sur un rail. Le porte sonde du fil-chaud est fixé sur un système manuel de déplacement micrométrique sur les deux axes x et y (axe du jet et direction transversale).

L'étalonnage de la sonde fil-chaud a été effectué au début et à la fin de chaque séance de mesure et les courbes d'étalonnage se sont révélées quasi-identiques.

L'écart-type expérimental des mesures de vitesse a été estimé, à partir de 4 mesures faites à chaque position de la sonde. Il est de l'ordre de 2.5%. Il est principalement dû à l'incertitude dans l'étalonnage du fil-chaud ($\pm 0.3\%$) et à l'incertitude dans la position de la sonde.

Une binoculaire équipée d'une échelle graduée (précision de l'ordre de 50 μm) est utilisée pour mesurer la distance entre le fil-chaud et la fente pour le positionnement de la sonde près de la paroi au début de séquence de mesure.

3.2.2.2 PIV

Pour réaliser les mesures par PIV la fente de l'AJS affleure une plaque plane (Figure 3.12). La caméra est fixée normalement au plan de mesure (Figure 3.12). Par la suite nous expliquerons en détail les paramètres de réglage des différents composants de la chaîne de mesure PIV.

I. L'ensemencement

Les traceurs (particules) doivent être de taille suffisamment petite pour suivre l'écoulement sans le perturber. Ils doivent également diffuser correctement la lumière du laser afin de permettre l'acquisition d'images suffisamment claires. Enfin, la répartition des particules dans l'écoulement doit être homogène pour donner une information de vitesse sur toute la zone mesurée.

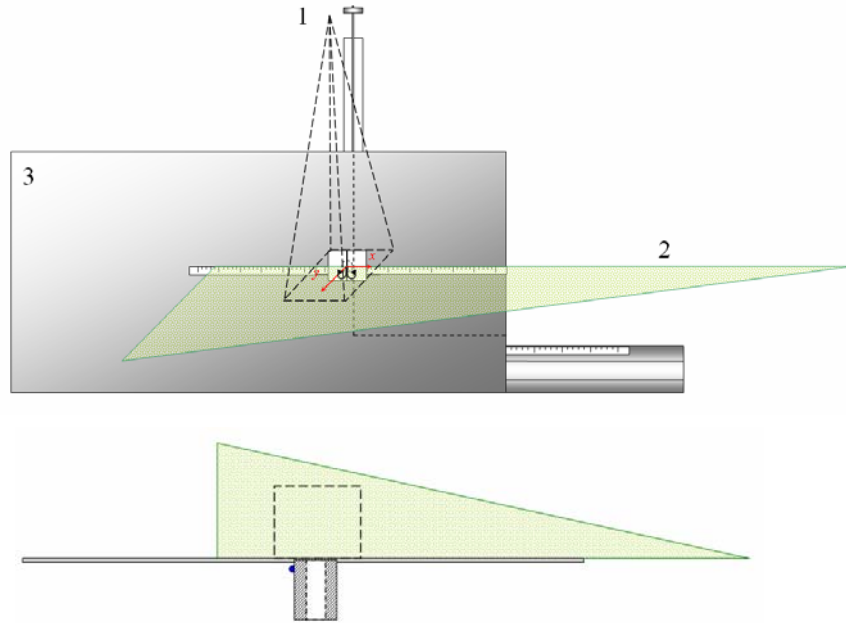


Figure 3.12 – Configuration expérimentale – PIV : 1- Champ de caméra, 2- Nappe laser, 3- Plaque

Dans notre étude, nous avons utilisé la fumée générée par la combustion de papier d'Arménie pour ensemençer l'écoulement. La dimension des particules est de l'ordre de $1\mu\text{m}$.

Il était difficile d'ensemencer directement le jet avec de la fumée en raison des dépôts qui peuvent endommager les dispositifs de mesure et de génération du jet ou même boucher les passages de l'air. Ainsi, nous avons logé la manipulation dans une chambre fermée de très grande dimension devant celle de l'actionneur pour éviter que le jet soit perturbé par les parois de la chambre et nous avons ensemençé l'air ambiant. Cela nous a donné une répartition homogène des traceurs sauf dans la zone très proche de la fente en raison du soufflage d'air non ensemençé. Le débit de fumée était réglable pour assurer une densité d'ensemencement la plus constante possible pendant la durée des mesures.

II. La nappe laser

Pour que les particules diffusent suffisamment la lumière, le laser utilisé doit donner une énergie suffisante répartie le plus uniformément possible dans le plan de mesure. Le laser utilisé est un laser Nd-YAG pulsé double cavité de marque Quantel (Twin CFR 200). Il délivre une énergie de $2 \times 200\text{mJ}$ qu'on répartit sur une nappe au moyen de deux lentilles cylindrique et sphérique. Chaque cavité délivre un pulse laser avec un décalage en temps qui correspond au temps inter-images (de l'ordre de quelques μs à quelques ms) ce qui permet l'acquisition d'un couple d'images. La durée du pulse laser est inférieure à 9ns . Dans notre cas, l'épaisseur de la nappe générée est de l'ordre de $e = 1\text{mm}$. La caméra enregistre le signal

émis par les particules qui se trouvent à l'intérieur de la nappe sur toute son épaisseur à l'instant du pulse ce qui définit donc la résolution spatiale de la mesure dans la direction normale au plan de visualisation. Pour améliorer cette résolution, on peut diminuer l'épaisseur de nappe mais si elle est trop fine et si le mouvement des particules comporte une composante normale au plan, la probabilité que des particules entrent ou sortent de la nappe entre les deux prises d'images augmente, ce qui ajoute du bruit lors de la détermination du déplacement des particules.

III. La caméra

Nous avons utilisé une caméra Sensicam Type 370LF (Fast exposure B/W, capteur CCD) possédant une résolution de 1280x1024 pixels et une dynamique de 4096 niveaux de gris (12bits). La caméra est placée dans la chambre d'expérience dans un boîtier fermé. Elle est équipée d'un objectif de focale 55mm. Le réglage de l'ouverture du diaphragme doit conduire à des images de particules suffisamment grandes et lumineuses pour permettre la corrélation des images. Dans notre cas, l'ouverture du diaphragme est réglée à 11.

IV. L'acquisition et le traitement des images

L'ensemble laser/caméra est synchronisé par un boîtier de synchronisation (horloge interne) réalisé à l'IMFT et piloté par un ordinateur à une fréquence maximale de 4Hz (soit une période de 250ms) ou piloté par trigger (horloge externe). La première prise de vue commence à l'instant t_{c1} et dure pendant T_1 (typiquement 15 μ s). Le premier pulse laser est produit à l'instant t_{l1} . L'acquisition de la deuxième image débute à t_{c2} et dure pendant le temps T_2 (typiquement 125ms) qui est plus long que T_1 parce qu'il comprend la durée du transfert de la première image vers la mémoire vive de l'ordinateur au cours duquel le diaphragme de la caméra reste ouvert. Le deuxième pulse laser est déclenché à l'instant t_{l2} . Il est nécessaire de travailler dans le noir pour réduire le bruit résultant de la lumière autre que celle du laser pendant la durée T_2 de la deuxième prise de vue. Le temps inter-images (ou inter-pulses) $dt = t_{l2} - t_{l1}$ est réglé en fonction des vitesses mesurées et de la taille du champ acquis. Les couples d'images sont stockés dans la mémoire vive de l'ordinateur pendant l'acquisition et ensuite transférés vers le disque dur.

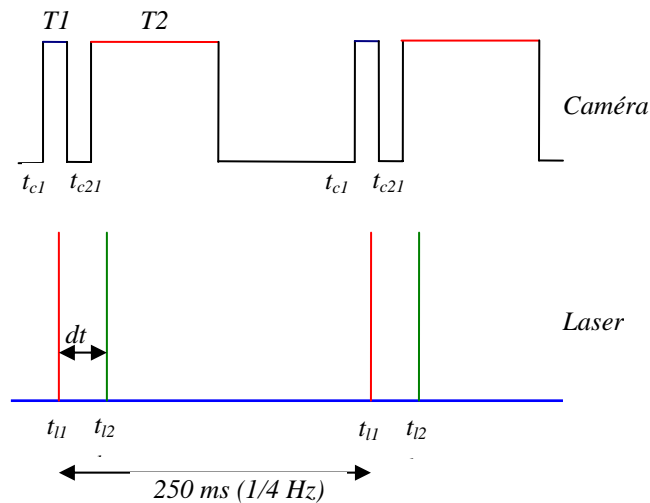


Figure 3.13 – Synchronisation caméra-laser

Pour déterminer les champs de déplacement à partir des couples d'images acquis nous avons utilisé le logiciel PIVIS développé à l'IMFT.

Les techniques de corrélation utilisées en PIV permettent de déterminer le déplacement d'un ensemble de particules en reconnaissant le motif qu'elles forment sur chaque image. Les images sont découpées en fenêtres d'interrogation (mailles) dont on définit la taille en pixels (la taille des mailles est une puissance de 2, typiquement 16, 32 ou 64 pixels). L'intercorrélation des mailles de chaque image du couple présente un niveau de bruit moyen et un pic de corrélation maximum dont la position correspond au déplacement le plus probable des particules à l'intérieur de la maille. Le rapport entre la valeur du pic de corrélation de plus grande amplitude et le second pic définit le rapport signal sur bruit (rsb) qui est un indicateur de la qualité de la corrélation.

Parmi 3 algorithmes d'intercorrélation disponibles (cf. annexe B), « 1 passe », « itératif subpixel » et « itératif + déformation d'image », nous avons utilisé le dernier algorithme « itératif + déformation d'image » sur des mailles de 32×32 pixels.

V. Le temps inter-images (ou inter-pulses) et la calibration

Le temps inter-images est réglé de manière à obtenir des déplacements de l'ordre de 6-7 pixels pour de mailles de 32×32 , ce qui permet une bonne corrélation et une erreur relative inférieure ou égale à 2% [6].

A partir de la détermination des champs de déplacements en pixels, il est possible d'exprimer les champs de vitesses dans le plan de mesure, grâce à la calibration réalisée à l'aide de l'image d'une mire placée dans le plan de mesure.

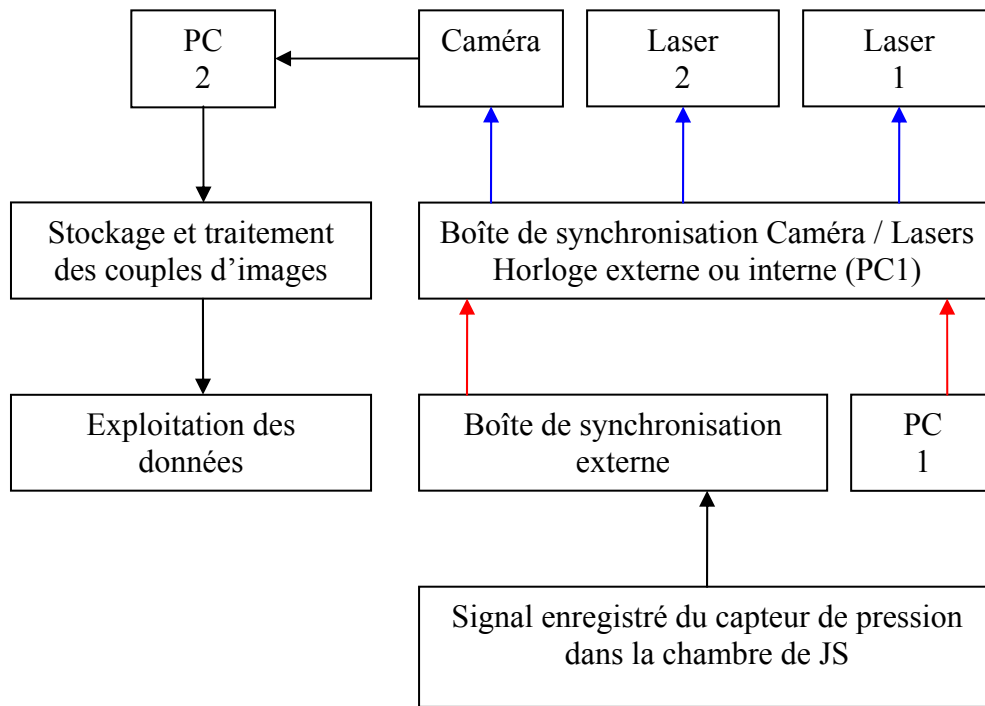


Figure 3.14 – Schéma montrant la composition de la chaîne de mesure PIV

VI. Validation des mesures

Les champs de vecteurs calculés contiennent souvent des vecteurs faux dus à plusieurs facteurs comme un défaut de réglage de la caméra, une trop faible densité de particules dans certaines zones, une composante de vitesse normale au plan non négligeable,... . Le nombre de ces vecteurs doit être minimisé lors de la phase de réglage avant l'acquisition. Il est donc possible d'éliminer ces vecteurs de plusieurs façons comme le seuillage du rapport signal sur bruit (rsb) (plus petit qu'une certaine valeur) ou/et le seuillage de la norme (plus grande que les vecteurs valides). Dans notre étude, nous avons adopté un $rsb=1.5$ et une norme = 10 comme seuillages pour la validité des vecteurs. Les vecteurs triés (environ 6% des vecteurs mesurés) ont été remplacés par la moyenne des vecteurs valides qui entourent chaque vecteur faux.

VII. Le plan de mesure

La Figure 3.12 montre le plan mesuré. La caméra était verticale et la nappe laser générée était ajustée pour passer au centre de la fente et être normale à l'axe de la fente. Le domaine de mesure est rectangulaire de dimensions 61×49 mm.

VIII. Synchronisation externe (horloge externe)

Pour cette étude, nous avons synchronisé le déclenchement du premier pulse laser avec l'AJS. La synchronisation externe (boîtier réalisé à l'IMFT) est pilotée par le signal donné par le capteur de pression en supposant que ce signal est en phase avec le signal de vitesse du jet sortant de l'orifice. Cette hypothèse est convenable compte tenu des fréquences que nous avons utilisées et de la distance du capteur de pression à l'orifice.

IX. Traitement des données

Vitesse moyenne et fluctuations de vitesse :

Selon la décomposition de *Reynolds* la vitesse est écrite comme la somme de sa moyenne statistique et de sa fluctuation autour de cette moyenne :

$$u = \bar{U} + u' \quad (3.2)$$

$$v = \bar{V} + v' \quad (3.3)$$

où \bar{U} , \bar{V} sont les composantes de la vitesse moyenne, u , v sont les composantes de la vitesse instantanée et u' , v' sont celles des fluctuations de vitesse.

Les moyennes \bar{U} , \bar{V} s'écrivent comme suit :

$$\bar{U} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u_i \quad (3.4)$$

$$\bar{V} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n v_i \quad (3.5)$$

pour $i=1, 2, 3, \dots, n$ est le nombre de champs instantanés.

Alors :

$$u' = u - \bar{U} \quad (3.6)$$

$$v' = v - \bar{V} \quad (3.7)$$

L'énergie cinétique massique du mouvement fluctuant est donnée par :

$$\bar{k} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}) \quad (3.8)$$

Les moyennes statistiques sont réalisées sur 800 champs instantanés. L'évolution des moyennes cumulées de la vitesse en fonction du nombre de champs instantanés, est représentée sur la Figure 3.15.

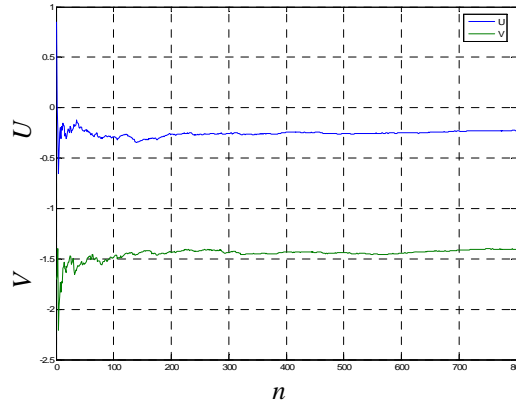


Figure 3.15 – Convergence de la vitesse moyenne axiale et transversale d'un JS

Champ de vorticité :

La vorticité est une mesure de la rotation d'un élément (structure) fluide quand il se déplace dans un écoulement. Elle peut être définie comme le demi rotationnel du vecteur vitesse [7]:

$$\vec{\omega}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \vec{\nabla} \wedge \vec{U} \quad (3.9)$$

où $\vec{U}(x, y, z, t)$ est le vecteur vitesse et $\vec{\nabla}$ l'opérateur gradient.

Dans le cas d'un écoulement bidimensionnel, la vorticité est portée par l'axe \vec{z} . Donc par abus de langage, nous noterons souvent la vorticité comme une fonction scalaire de (x, y) , et nous écrivons que :

$$\omega(x, y, t) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_y}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial y} \right) \quad (3.10)$$

Dans un écoulement de fluide, la vorticité est le moyen le plus utilisé pour l'analyse des structures cohérentes. Son inconvénient majeur est qu'elle ne fait pas de différence entre cisaillement et rotation. Il est donc important d'utiliser d'autres critères pour identifier les tourbillons et leur centre.

Rq : Il est important de noter que la vorticité est définie dans FLUENT comme le rotationnel du vecteur vitesse. Elle est donc le double de la vorticité que nous avons définie pour cette étude expérimentale.

Critère Γ_2 [8] [9] :

Soit un champ de vitesses \vec{U}_M au nœud M dans un domaine discrétisé (Figure 3.16).

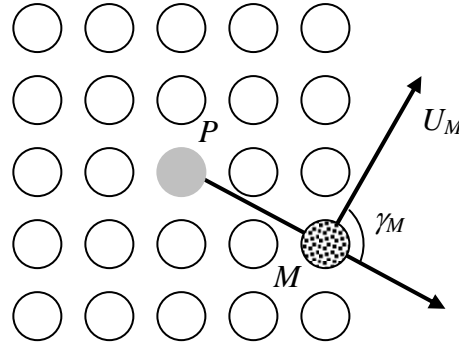


Figure 3.16 – Domaine d'intégration pour le critère Γ_2

Le critère Γ_2 est défini en chaque point P du maillage spatial par :

$$\Gamma_2 = \frac{1}{N} \sum_S \frac{(\overrightarrow{PM} \wedge (\vec{U}_M - \vec{U}_P)) \cdot \vec{z}}{\|\overrightarrow{PM}\| \|\vec{U}_M - \vec{U}_P\|} ds \quad (3.11)$$

où N est le nombre de nœuds de la surface d'intégration qui entoure le point P .

Pour calculer Γ_2 au centre du domaine P à partir des valeurs du \vec{U}_M nous pouvons utiliser l'expression simplifiée du critère :

$$\Gamma_2 = \frac{1}{N} \sum_S \sin \gamma_M \quad (3.12)$$

où γ_M est l'angle entre \overrightarrow{PM} et le vecteur $(\vec{U}_M - \vec{U}_P)$

On peut noter que la précision du calcul de Γ_2 dépend de la taille du domaine d'intégration. Dans nos calculs, nous avons utilisé un domaine d'intégration de 81 nœuds (4 couches entourant le point P).

3.2.3 Analyse des résultats expérimentaux

3.2.3.1 Mesures par fil-chaud

Cette étude couvre une gamme de fréquences de 50 à 1500 Hz et pour chaque fréquence une amplitude crête-à-crête de pression dans la cavité comprise entre 2.5×10^2 et 2×10^3 Pa.

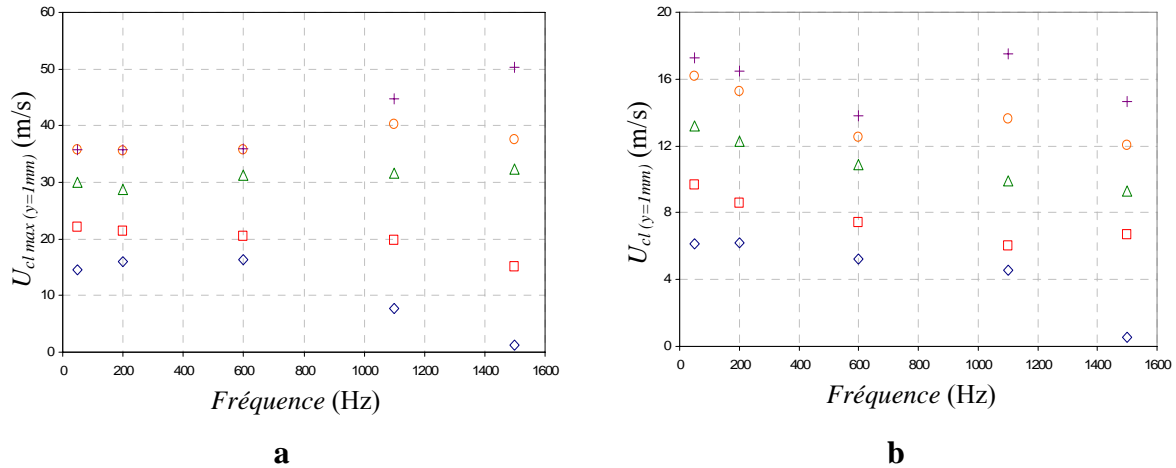


Figure 3.17 - Variation de la vitesse axiale avec la fréquence du JS pour $y=1\text{mm}$ et pour plusieurs amplitudes de pression a) vitesse maximum, b) vitesse moyenne
A = \diamond : 250 Pa, \square : 500 Pa, \triangle : 1000 Pa, \circ : 1500 Pa, $+$: 2000 Pa

Une fois la symétrie du jet vérifiée, des mesures dans le sens transversal sont effectuées à différentes distances à la fente d'un seul côté du jet.

La Figure 3.17 montre l'évolution des vitesses maximum et moyenne sur la ligne centrale du jet (sur une période de fonctionnement) à 1 mm du plan de sortie de la fente avec l'amplitude de pression et la fréquence de fonctionnement dans la cavité. Pour des raisons pratiques, il n'était pas possible de faire des mesures avec la sonde fil-chaud plus près de ce plan. Quelle que soit la fréquence d'actionnement, les vitesses maximum et moyenne augmentent logiquement avec l'amplitude de pression dans la cavité. Cependant, pour les amplitudes correspondant aux basses pressions (250 Pa et 500 Pa), la vitesse maximum sur la ligne centrale à la sortie de la fente diminue rapidement pour des fréquences supérieures à 600 Hz. Cette fréquence de « cassure » ne semble pas exister pour des amplitudes correspondant à des pressions élevées, au moins dans la gamme des fréquences examinées.

La vitesse moyenne sur la ligne centrale diminue légèrement avec la fréquence pour les trois amplitudes de pression les plus basses, mais une fréquence de résonance semble exister autour 1100 Hz pour des amplitudes de pression plus hautes que 1500 Pa.

Cela montre qu'une relation pression/vitesse quasi-statique n'est pas valable. Ceci a été déjà constaté en ce qui concerne les atténuations en fonction de la fréquence. Mais les phénomènes de résonance sont moins explicables. La distance séparant le capteur de l'orifice (5mm) étant petite devant la longueur d'onde (de l'ordre de 30 cm) pour une fréquence de 1100 Hz.

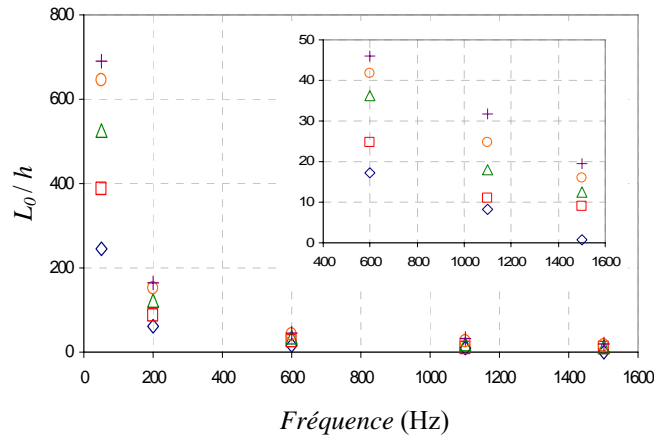


Figure 3.18 - Variation de L_0/h avec la fréquence
A = ◇: 250 Pa, □: 500 Pa, △: 1000 Pa, ○: 1500 Pa, +: 2000 Pa

L'efficacité d'un AJS n'est pas seulement fonction de la vitesse du jet en sortie d'orifice mais dépend également de sa capacité d'injecter de la quantité de mouvement dans l'écoulement transversal. Ceci peut être évalué par la longueur d'éjection adimensionnée du jet L_0/h . Ce paramètre diminue fortement quand la fréquence augmente, prouvant que pour des fréquences plus hautes que quelques centaines de hertz, les vitesses d'éjection atteintes ne sont pas assez élevées pour laisser suffisamment de fluide quitter la région de l'orifice pendant la phase d'éjection (Figure 3.18). Dans notre cas, selon ce paramètre, les plus basses fréquences sont ainsi les plus efficaces même si des valeurs des vitesses de jet plus élevées sont atteintes pour des fréquences plus élevées (Figure 3.17) [10].

La Figure 3.19 montre les distributions de vitesse moyenne le long de l'axe de jet. La vitesse est adimensionnée par sa valeur sur la ligne centrale à 1 mm du plan de sortie de la fente. Le déplacement le long de l'axe de jet est adimensionné par la largeur h de fente. Toutes les données pour les différentes amplitudes de pression prennent la même allure montrant que la vitesse moyenne sur la ligne centrale du jet chute en $1/y^{0.5}$ (comme un jet turbulent conventionnel) comme cela est aussi montré par Kral et al. [4].

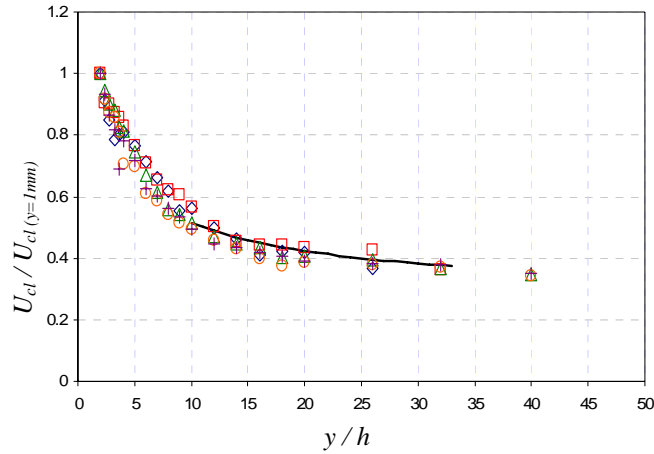
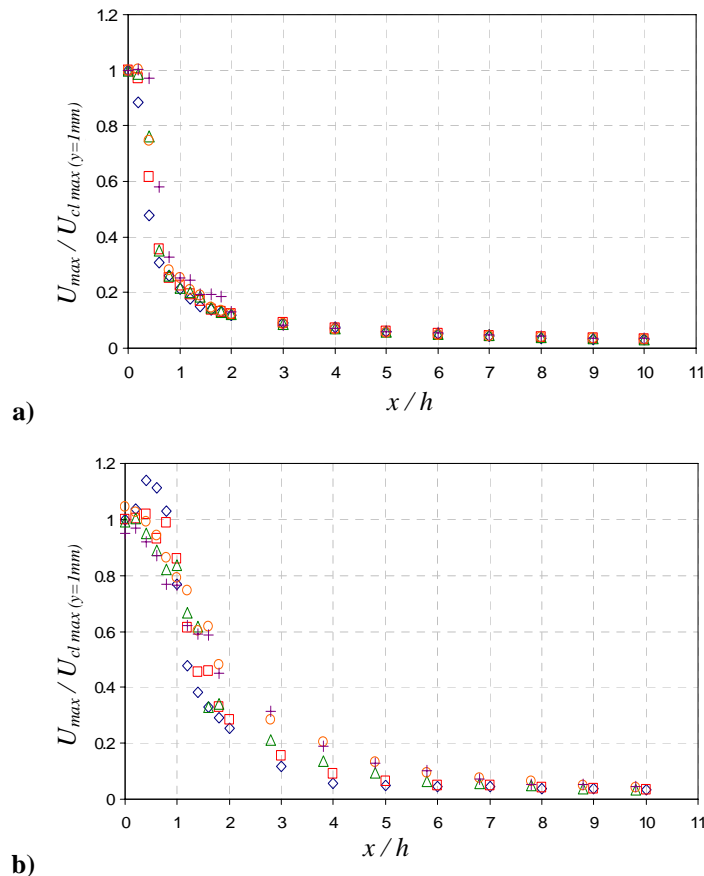


Figure 3.19 - Distribution de la vitesse moyenne axiale pour $f=200Hz$
 $A = \diamond: 250 Pa, \square: 500 Pa, \triangle: 1000 Pa, \circ: 1500 Pa, +: 2000 Pa, \text{—} : 1/y^{0.5}$

La Figure 3.20 montre la distribution transversale de la vitesse maximum à trois niveaux au-dessus du plan de sortie de la fente ($y/h=2, 6$ et 10). La coordonnée transversale x est adimensionnée par la largeur h de la fente et la vitesse par la vitesse maximum sur la ligne centrale à $y=1$ mm.

Dans les trois cas et pour chaque amplitude de pression, des profils classiques de type « top-hat » [3], [2], [1] sont obtenus. Cependant, pour l'amplitude la plus basse, l'expansion du JS est affectée plus rapidement par des effets de dissipation (Figure 3.20-c).



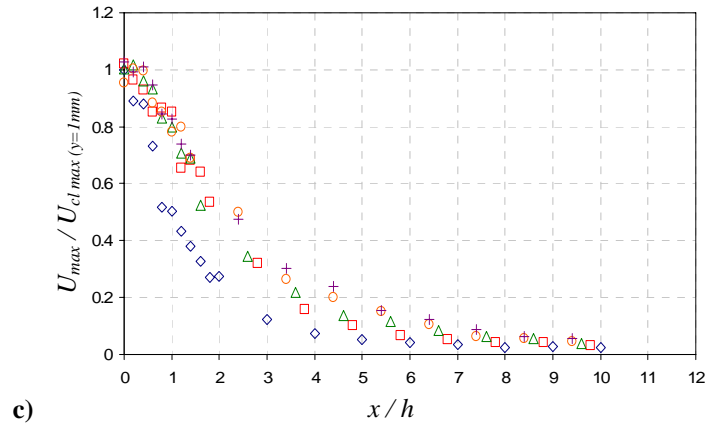


Figure 3.20 - Distribution de la vitesse maximum au-dessus de la fente du JS. $f = 200$ Hz. a. $y/h = 2$, b. $y/h = 6$, c. $y/h = 10$. $A = \diamond : 250$ Pa, $\square : 500$ Pa, $\triangle : 1000$ Pa, $\circ : 1500$ Pa, $+$: 2000 Pa

3.2.3.2 Comparaison avec les simulations numériques

La Figure 3.21 permet de comparer l'évolution de la vitesse maximale sur l'axe du jet en fonction de la distance à l'orifice pour les trois simulations numériques effectuées (modèle laminaire, modèles $k-\varepsilon$ et $k-\omega$) avec les données expérimentales obtenues par anémométrie fil-chaud. On constate pour ce paramètre important que le modèle $k-\omega$ est plus proche de l'expérience. Cependant, si l'on calcule, pour les simulations numériques et à partir des résultats expérimentaux, les paramètres caractéristiques principaux du jet (Tableau 3.5), on constate que le modèle $k-\varepsilon$ donne de meilleurs résultats. En effet, pour un nombre de Stokes équivalent pour les simulations numériques et l'expérience (ce qui garantit que les conditions de génération sont quasiment identiques) les valeurs expérimentales du nombre de Reynolds Re_{v_0} et du nombre de Strouhal (paramètres adimensionnels caractérisant l'influence des effets visqueux au niveau de la fente d'une part, la capacité de détachement des vortex en sortie de l'orifice d'autre part) sont plus proches de celles obtenues numériquement avec le modèle $k-\varepsilon$.

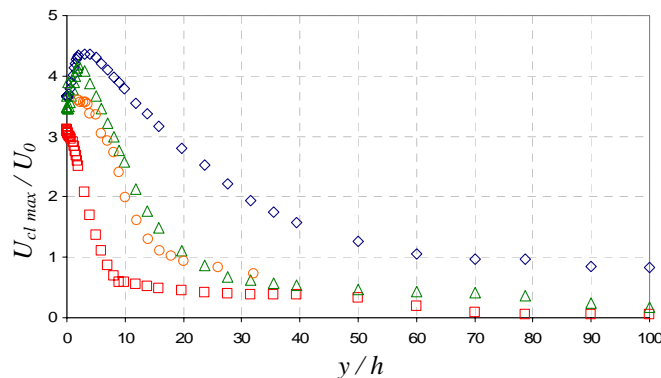


Figure 3.21 - Distribution de la vitesse maximum sur l'axe du JS. $f = 1100$ Hz, $A : 2 \times 10^3$ Pa \diamond : numérique modèle laminaire, \square : modèle $k-\varepsilon$, \triangle : modèle $k-\omega$, \circ : mesures par fil-chaud

Modèle	L_0 (m)	U_0 (m/s)	Re_{U_0}	U_{peak} (m/s)	St	$Sr = \frac{St^2}{2 Re_{U_0}}$	$1/Sr$
Laminaire	0.01223	13.94	477.6	51.12	11.08	0.1284	7.788
Turbulent $k-\varepsilon$	0.01096	12.50	428.1	38.95	11.08	0.1433	6.978
Turbulent $k-\omega$	0.01240	14.14	484.2	49.29	11.08	0.1267	7.896
Mesures par fil-chaud	0.011	12.5	428	45	11.08	0.1382	7.231

Tableau 3.5 - Paramètres caractéristiques pour les trois modèles numériques et l'expérience (mesures par fil-chaud)

Des investigations expérimentales supplémentaires sont donc nécessaires pour la validation complète des modèles numériques. C'est l'objectif des mesures PIV présentées ci-après, qui contrairement au fil-chaud unique que nous avons utilisé, peuvent permettre d'obtenir la direction des vecteurs vitesse et donc d'en déduire les composantes axiales et transversale.

3.2.3.3 Mesures par PIV

Pour les mesures PIV, nous avons ajusté le temps inter-images pour chaque configuration. Dans cette partie, nous avons étudié trois fréquences de JS (50, 200 et 1100 Hz) à une seule amplitude de pression (2000 Pa), que nous avons comparé à un jet continu (JC) et un jet pulsé (JP) à 200 Hz. Le Tableau 3.6 présente les cas étudiés avec les paramètres correspondants pour chaque cas.

Rq : sur les figures suivantes la fente du jet est située à $x = 97\text{mm}$.

Cas	Temps inter-images	mm/pixels
JS seul – 50Hz	30 μs	Pour x et y : 1 mm = 21 pixels 1 pixel = 0.04762 mm
JS seul – 200Hz	40 μs	
JS seul – 1100Hz	60 μs	
JC seul	40 μs	
JP seul – 200Hz	40 μs	

Tableau 3.6 – Paramètres de l'étude PIV

I. Champs de vitesses instantanés

La Figure 3.22 montre les champs de vecteurs vitesse de JS à 200 Hz pour 4 instants différents dans le cycle d'actionnement (la prise d'image est synchronisée avec le signal de pression dans la cavité du JS). T est la période (en secondes) et t est le temps dont l'origine correspond à 1 position de repos de la membrane. Les 4 images correspondent à :

$t/T = 0.25$: fin de la phase d'éjection et début de la phase d'aspiration (volume minimum de la cavité) (Figure 3.22-a),

$t/T = 0.5$: milieu de la phase d'aspiration (Figure 3.22-b),

$t/T = 0.75$: fin de la phase d'aspiration et début de la phase d'éjection (volume maximum de la cavité) (Figure 3.22-c),

$t/T = 1$: milieu de la phase d'éjection et début d'une nouveau cycle (Figure 3.22-d).

Nous remarquons bien la formation du jet et l'advection des tourbillons durant les 4 prises jusqu'à leur dissipation à la fin de la période.

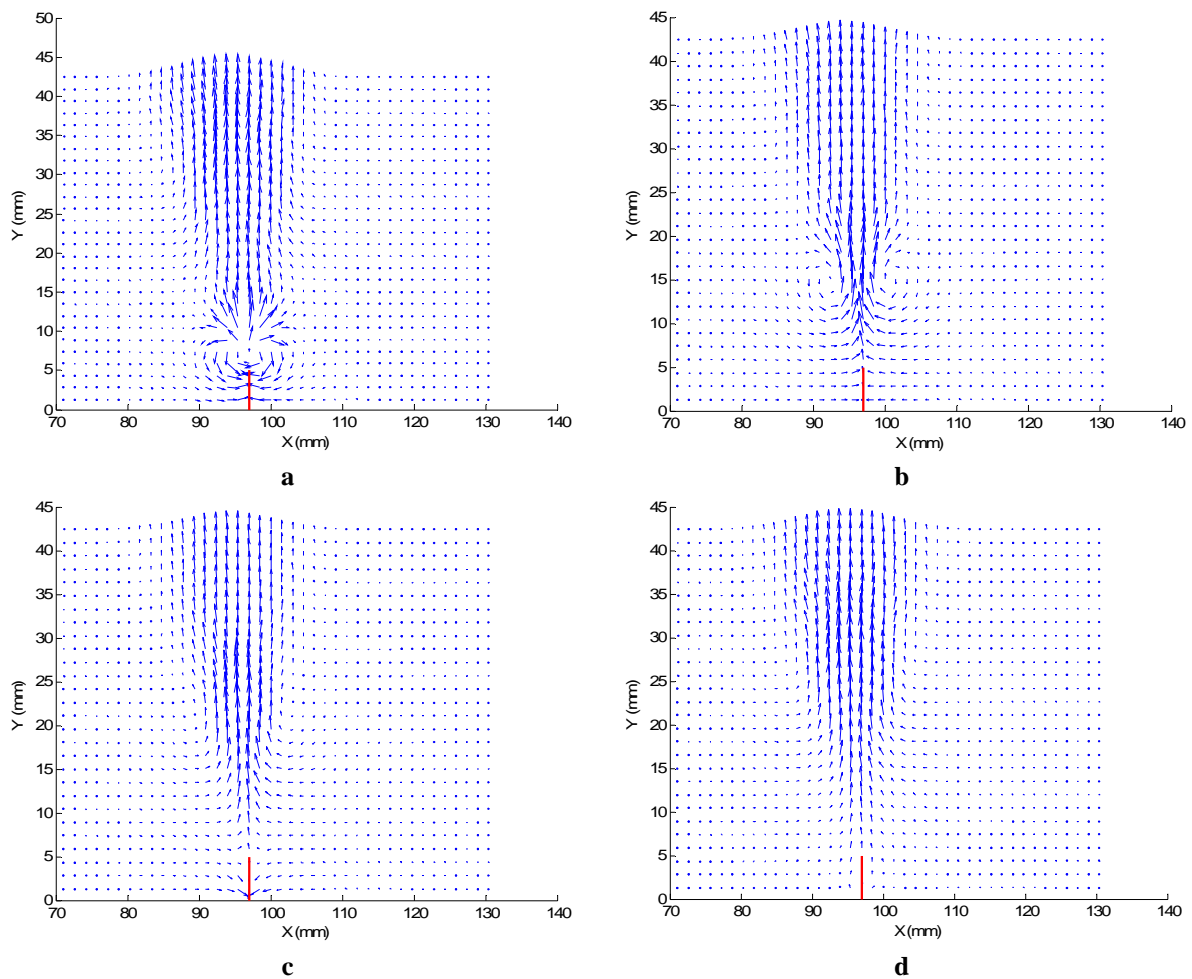


Figure 3.22 – Vecteurs vitesse pour le JS à 4 instants correspondant à : a. $t/T = 0.25$, b. $t/T = 0.5$, c. $t/T = 0.75$, d. $t/T = 1 - f = 200$ Hz, $A = 2000$ Pa

Nous pouvons aussi observer que le jet est légèrement dévié. Cela est probablement dû à un défaut de planéité des deux plaques métalliques qui constituent la fente.

II. Lignes de courant

La Figure 3.23 présente les lignes de courant aux mêmes instants que pour les champs de vitesses. On peut remarquer que le vortex n'est clairement formé qu'en fin de phase d'éjection (Figure 3.23-a). Il s'est éloigné de la fente mais toujours clairement visible au milieu de phase d'aspiration (Figure 3.23-b). Il s'est cependant complètement dissipé dans le jet dès la fin de la phase d'aspiration (Figure 3.23-c). Sur cette figure, nous pouvons aussi distinguer le point d'arrêt formé entre le fluide entrant par la fente et le jet aval.

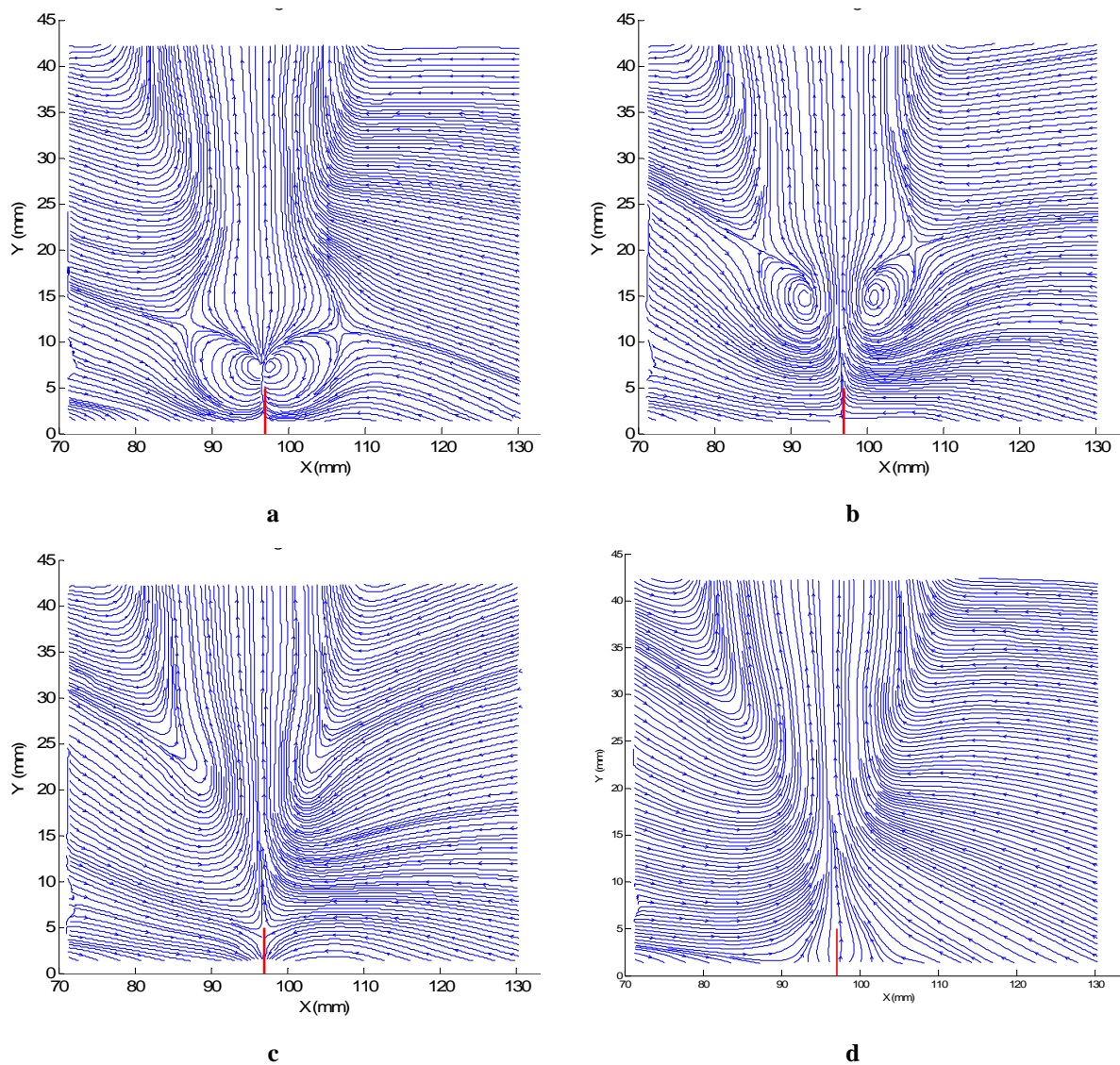


Figure 3.23 – Lignes de courant pour le JS à 4 instants correspondant à :
a. $t/T = 0.25$, b. $t/T = 0.5$, c. $t/T = 0.75$, d. $t/T = 1 - f = 200$ Hz, $A = 2000$ Pa

III. Champs de vorticité et de critère Γ_2

La Figure 3.24 présente les iso-contours de vorticité du JS. Pendant la phase d'éjection, la nouvelle paire de vortex avance pour rejoindre le reste des vortex précédents.

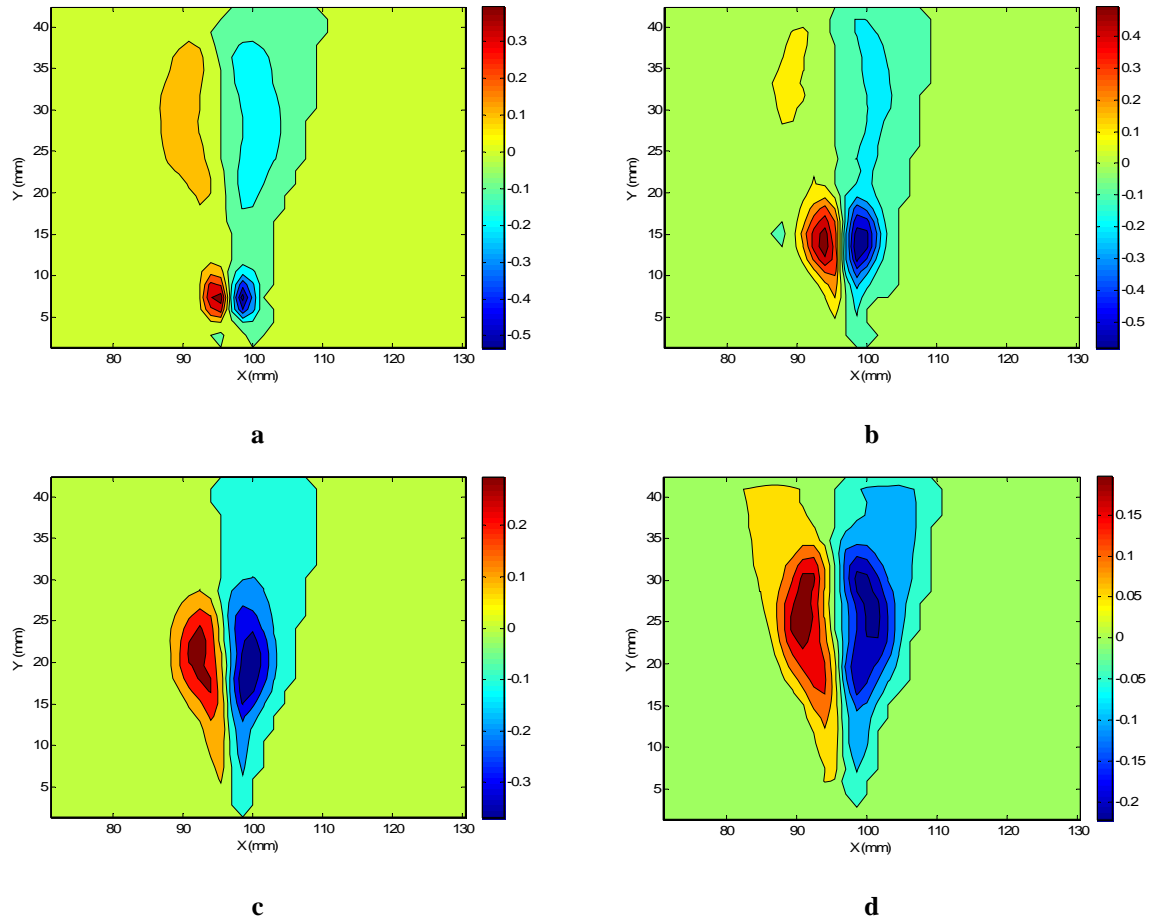


Figure 3.24 – Iso-contours de vorticité pour le JS   4 instants correspondant à :
a. $t/T = 0.25$, b. $t/T = 0.5$, c. $t/T = 0.75$, d. $t/T = 1 - f = 200$ Hz, $A = 2000$ Pa.

Une zone de vorticité importante, quasi-stationnaire, est située au dessus de la fente assez loin de la sortie de l'orifice. Cette zone est "alimentée" et "régénérée" par les vortex qui se détachent de l'orifice et sont advect s par le jet vers l'aval.

Cela est aussi clairement visible sur la Figure 3.25 qui illustre le critère Γ_2 appliqué sur le champ de vitesses.

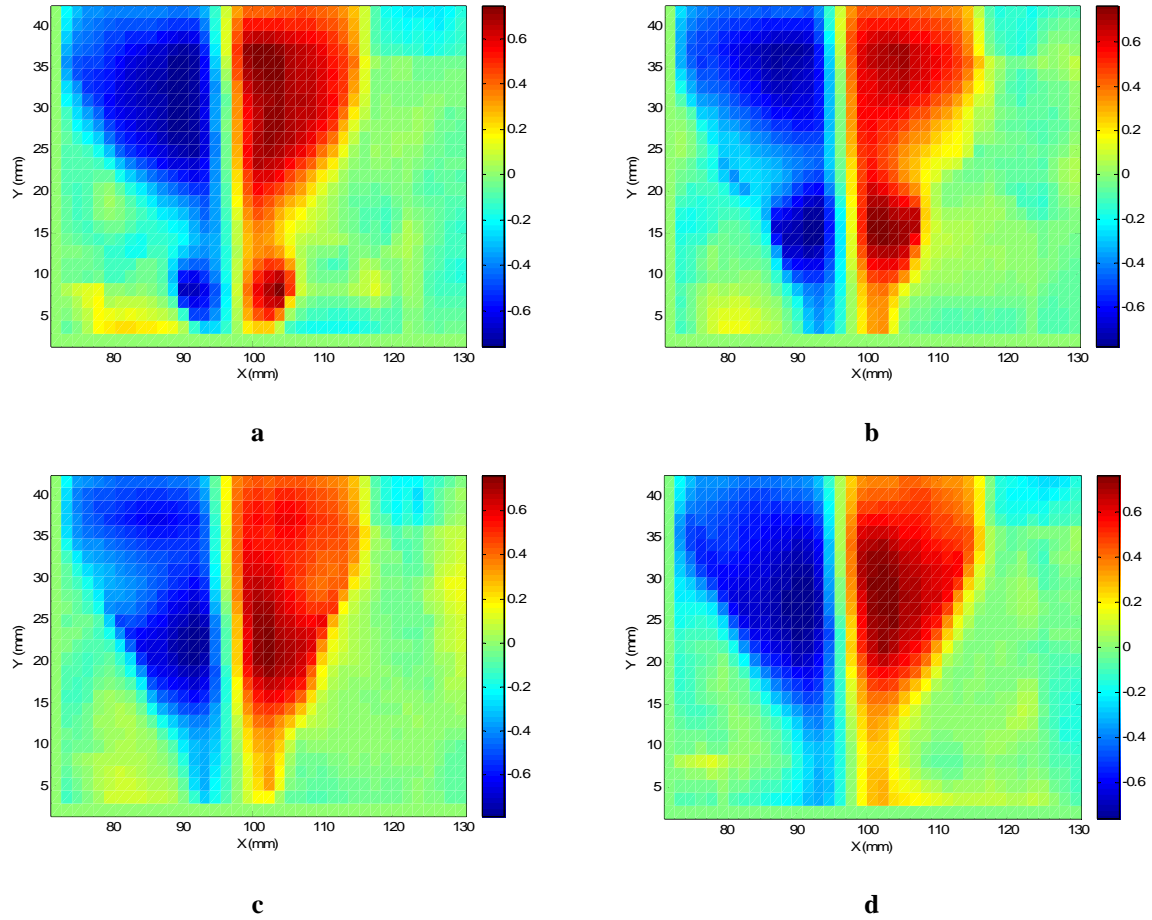


Figure 3.25 – Le critère Γ_2 pour le JS à 4 instants correspondant à :
a. $t/T = 0.25$, b. $t/T = 0.5$, c. $t/T = 0.75$, d. $t/T = 1 - f = 200$ Hz, $A = 2000$ Pa.

Ce comportement est proche des résultats obtenus en simulation numérique pour le modèle turbulent $k-\omega$ présentés au début de ce chapitre.

IV. Profils moyens de vitesse

Pour estimer l'effet moyen sur un cycle de fonctionnement de l'AJS, une moyenne temporelle des acquisitions PIV effectuées à 4 instants du cycle a été réalisée. La Figure 3.26 montre les iso-contours des deux composantes de vitesse, les lignes de courant et le champ de vitesses pour le JS (cas 2).

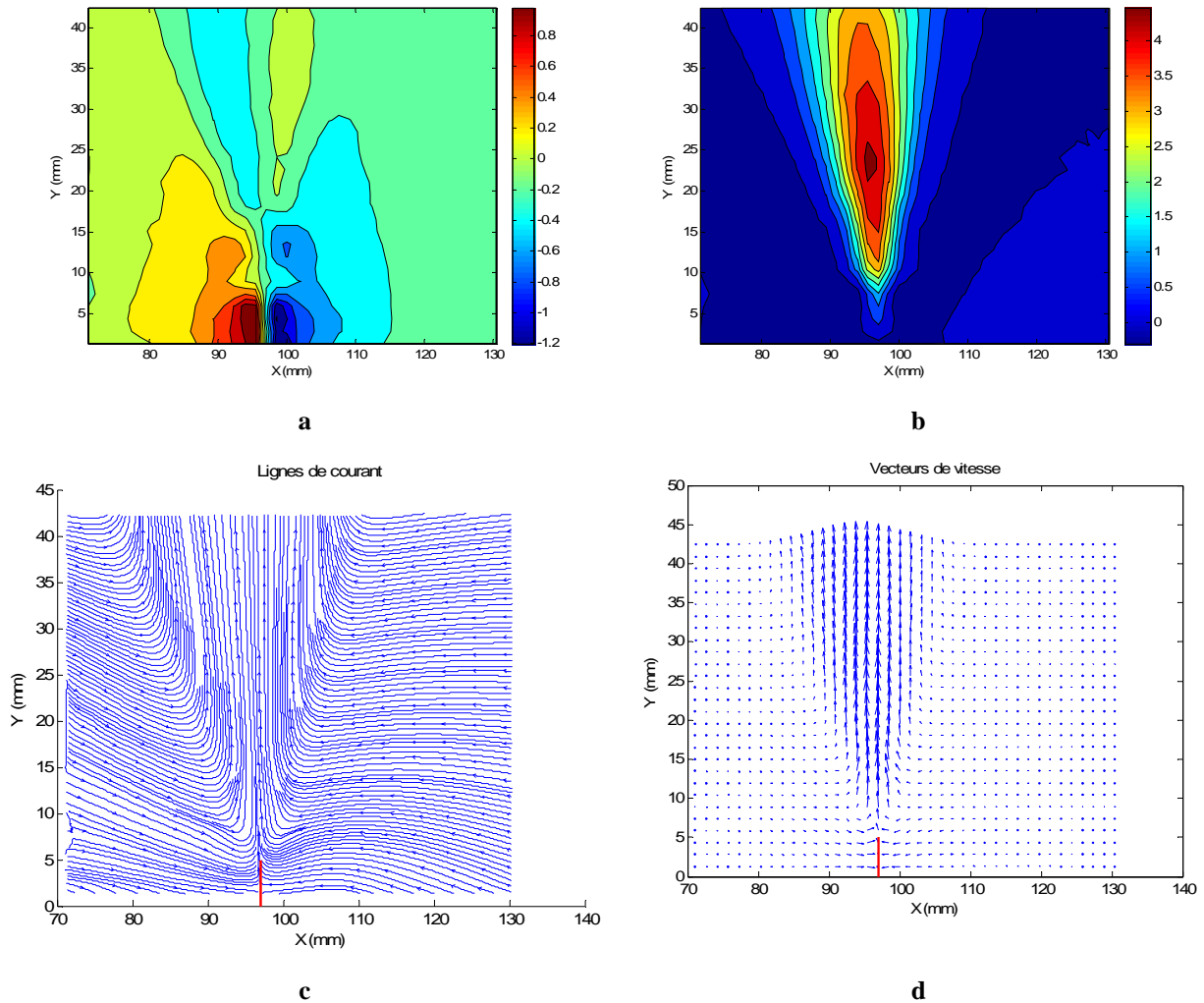


Figure 3.26 – Champ de vitesses (moyenne temporelle) pour le JS, $f = 200\text{Hz}$, $A = 2000\text{ Pa}$
 a. Iso-contours de vitesse transversale, b. Iso-contours de vitesse longitudinale, c. Lignes de courant, d. Champs de vitesses.

La Figure 3.27 montre la variation de la vitesse axiale en fonction de la distance à la fente pour les trois fréquences étudiées (50, 200 et 1100 Hz). Les coordonnées y sont adimensionnées par h la largeur de la fente. La vitesse est adimensionnée par la vitesse maximale enregistrée sur l'axe du jet.

Sur cette figure, la vitesse augmente pour atteindre une valeur maximale ($y/h \approx 30$ à 48). Ensuite elle diminue d'une façon qui dépend de la fréquence d'actionnement. Ce comportement diffère de celui observé lors de l'étude numérique ou des mesures en anémométrie fil-chaud, c'est-à-dire une décroissance continue de la vitesse moyenne sur l'axe très tôt après la sortie de l'orifice (pour y/h compris entre 2 et 8 suivant les études, cf. Figure 3.10). Cet écart est vraisemblablement dû à la faible densité de traceurs dans le jet à proximité de l'orifice. En effet, comme nous l'avons vu précédemment pour des raisons pratiques, la cavité de l'AJS n'est pasensemencée. Près de la sortie de l'orifice, le jet ne contient donc que

peu de particules : celles qui ont pénétré dans la cavité pendant la phase d'aspiration. Lorsqu'on s'éloigne de l'orifice, le jet se charge progressivement en particules, ce qui explique le rapprochement des données PIV de celles obtenues par anémométrie fil-chaud quand on s'éloigne de l'orifice sur la Figure 3.27 qui présente la vitesse axiale moyenne dimensionnelle en fonction de la distance à la fente. Cet effet est d'autant plus marqué que près de l'orifice les vitesses s'inversent au cours du cycle de fonctionnement. Pendant la phase d'aspiration, du fluide plus chargé en particules est entraîné vers l'orifice alors que le fluide faiblement ensemençé est éjecté pendant la phase de soufflage, ce qui conduit à un déséquilibre entre le nombre de vecteurs vitesse calculés pendant l'aspiration et pendant l'éjection qui tend à réduire la vitesse moyenne.

Nous considérons donc que les données obtenues par PIV ne sont valides que loin de l'orifice ($y/h > 50$).

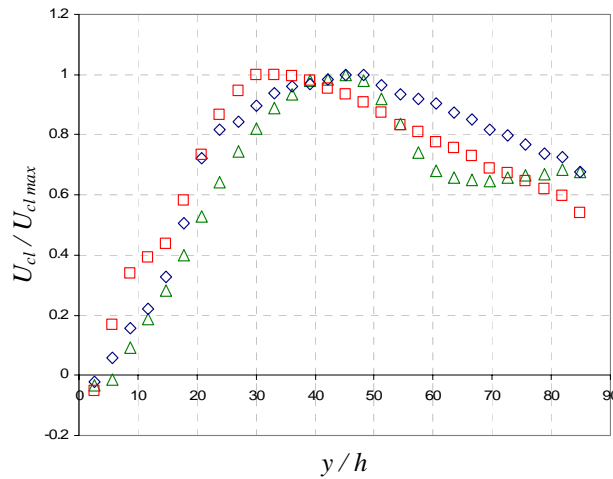


Figure 3.27 – Variation de la vitesse axiale moyenne avec la distance à la fente du JS, $A=2000\text{Pa}$
 $f = \triangle: 50\text{Hz}$, $\diamond: 200\text{Hz}$, $\square: 1100\text{Hz}$

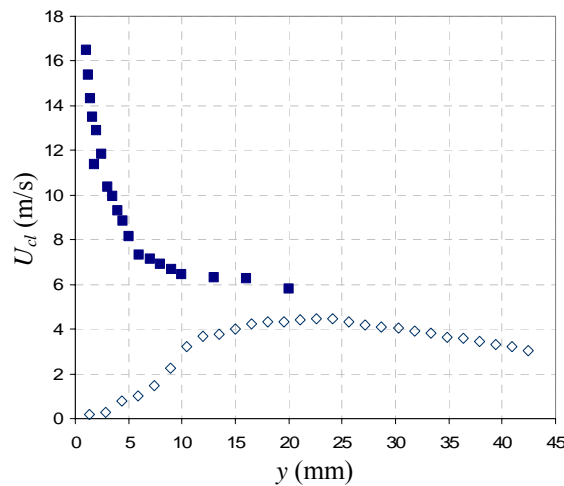


Figure 3.28 - Variation de la vitesse moyenne en fonction de la distance à la fente du JS, $f=200\text{Hz}$,
 $A=2000\text{Pa}$ - mesurée par PIV : \diamond et par fil-chaud : \blacksquare

La Figure 3.29 montre les distributions transversales de vitesse axiale et transversale à plusieurs distances de l'actionneur ($y/h=6, 10, 20, 40, 60$ et 80).

La Figure 3.29-a présente la distribution de vitesse transversale pour trois niveaux dans la zone proche de l'orifice. Comme précédemment, les courbes sont bien différentes de celles obtenues numériquement (cf. Figure 3.7) ce qui confirme nos hypothèses sur la validité des mesures PIV à proximité de l'orifice. De même, sur la Figure 3.29-b, bien que les profils de vitesse axiale aient bien une allure classique de type "top-hat" on constate que les niveaux de vitesse négative sont nettement surestimés. Par contre, pour les mesures plus éloignées de la sortie de l'orifice (Figure 3.29-c-d) les profils de vitesse transversale et de vitesse axiale sont conformes aux résultats obtenus numériquement.

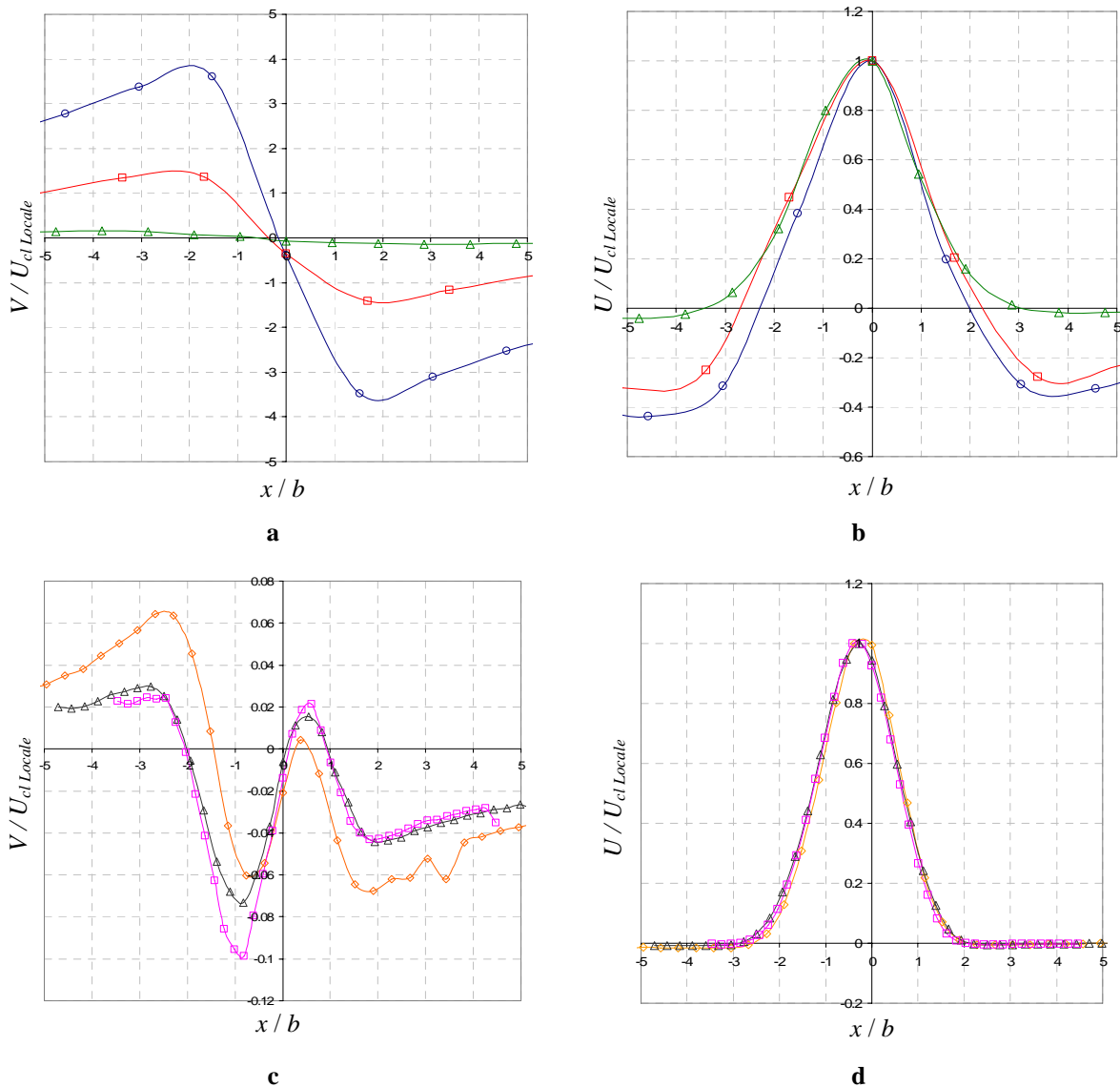


Figure 3.29 – La distribution de la vitesse axiale et transversale pour 6 distances au-dessus à la fente de JS - $f=200\text{Hz}$, $A=2000\text{Pa}$ - $y/h = \circ: 6, \square: 10, \triangle: 20, \diamond: 40, \Delta: 60, \square: 80$

Rq : les profils loin de la fente ne sont pas symétriques par rapport à l'axe de jet à cause de la déviation du jet déjà mentionnée, liée vraisemblablement à un défaut de planéité de la plaque dans laquelle la fente est réalisée.

3.3 Comparaison expérimentale avec un jet continu et un jet pulsé

Une comparaison avec un jet continu (JC) et un jet pulsé (JP) ayant les mêmes caractéristiques que l'AJS a été menée expérimentalement (fil-chaud et PIV). Nous avons employé la même configuration expérimentale que celle du JS pour générer le JC et le JP. Pour comparer le JS avec les deux autres types de jet, nous avons choisi une vitesse moyenne de soufflage égale à la vitesse moyenne du JS à $y = 0.5\text{mm}$ (juste en aval de la fente).

La comparaison s'est faite pour une fréquence de fonctionnement du JS de 200 Hz et une amplitude de 2000 Pa. La vitesse moyenne du JS mesurée à $y = 0.5\text{mm}$ en aval de la fente est de 16.50 m/s. Pour générer le JP nous avons ajouté une composante moyenne (débit d'air continu) au JS telle que le signal de pression relative capté dans la cavité passe par un minimum voisin de zéro. Nous avons adopté la même fréquence que celle utilisée pour le JS. L'amplitude de pression a été réglée pour avoir la même vitesse moyenne que le JS à $y = 0.5\text{ mm}$ en aval de la fente. Il en a été de même pour le réglage du JC.

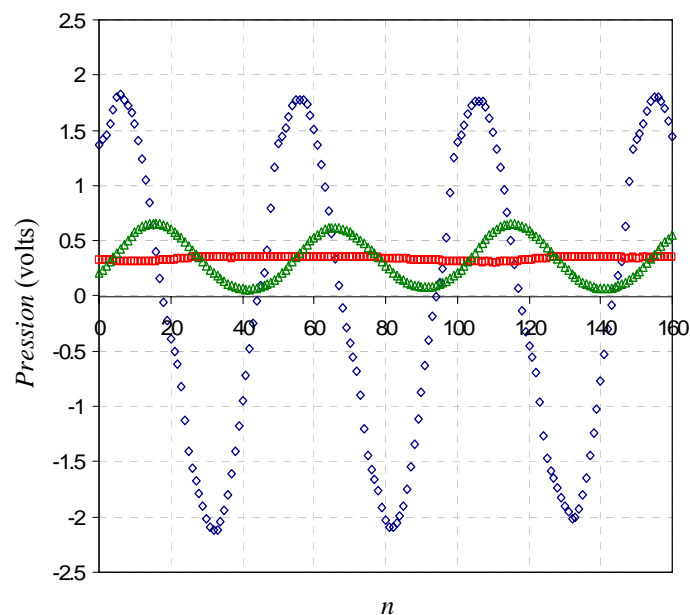


Figure 3.30 – Signaux de pression dans la cavité pour les 3 types de jet
 ◆: JS, □: JC, △: JP

3.3.1 Mesures par fil-chaud

La Figure 3.31 montre la distribution de la vitesse moyenne axiale pour les trois types de jet, JS, JC et JP. Nous remarquons que la vitesse du JC reste constante pour la partie concernant le noyau du jet et qu'ensuite elle commence à diminuer légèrement sur l'axe du jet (à partir de $y/h = 5$) jusqu'à $y/h = 14$. Plus en aval, la diminution est beaucoup plus rapide en raison de la dissipation. Le JP se comporte de la même façon mais la deuxième partie est plus courte et donc la dissipation du jet commence plus tôt.

Si on compare les trois courbes, nous remarquons bien que le JP est un cas intermédiaire entre le JS et le JC. De plus, la dissipation du JS est beaucoup plus rapide que pour les deux autres jets.

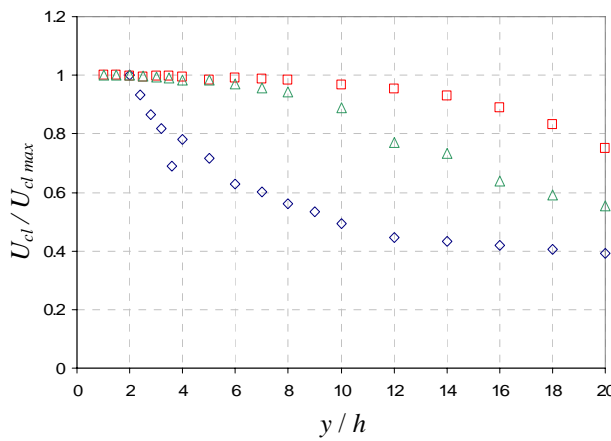


Figure 3.31 - Distribution de la vitesse moyenne axiale pour $f=200\text{Hz}$, $A = 2000 \text{ Pa}$, \diamond : JS, \square : JC, \triangle : JP

La Figure 3.32 compare les distributions de vitesse transversale pour les trois jets à trois distances à la fente (1, 3 et 5mm).

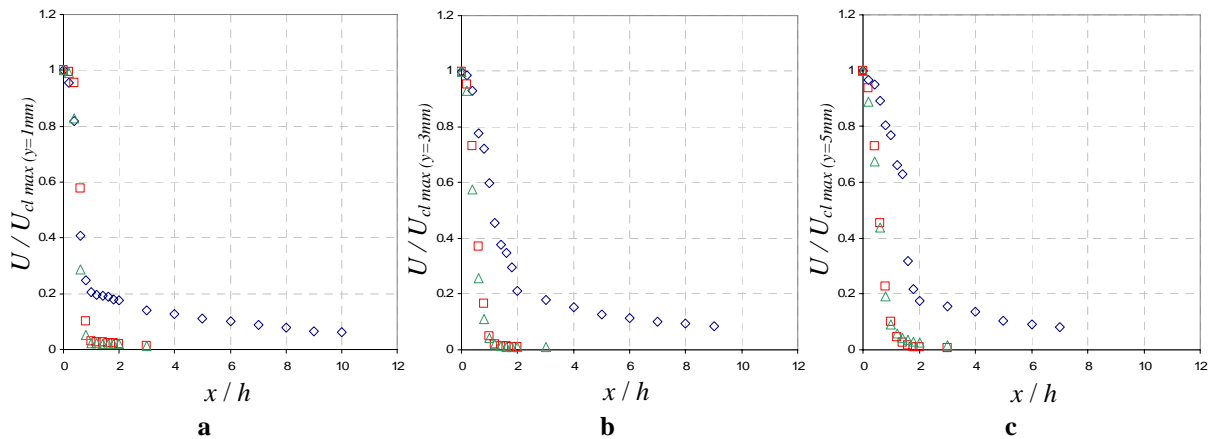


Figure 3.32 - Distribution de la vitesse moyenne au-dessus de la fente. $f = 200 \text{ Hz}$, $A = 2000 \text{ Pa}$. a. $y = 1$, b. $y = 3$, c. $y = 5\text{mm}$. \diamond : JS, \square : JC, \triangle : JP

On remarque ainsi que l'expansion du JS est beaucoup plus rapide que celle du JC et du JP dont les comportements sont ici très proches. Ceci est confirmé par la Figure 3.33 qui montre l'évolution de la largeur du jet en fonction de la distance à la sortie de la fente. Le pouvoir de "pénétration" du JS dans le milieu extérieur est donc moindre que celui des 2 autres types de jet, mais sa capacité d'entraînement de l'air ambiant est plus importante.

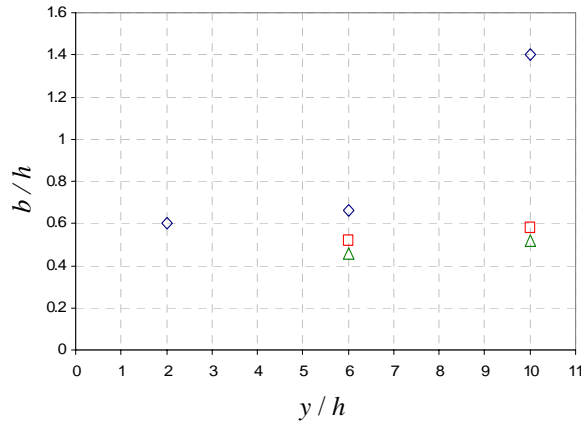


Figure 3.33 – Largeur des 3 types de jet en fonction de la distance à la fente - ◇: JS, □: JC, △: JP

3.3.2 Mesures par PIV

La Figure 3.34 montre le champ de vorticité moyenne pour les 3 types de jet. On constate ainsi que la zone de cisaillement fort est beaucoup plus importante pour le jet synthétique que pour le jet pulsé et surtout que pour le jet continu ce qui confirme les conclusions précédentes. Les différences constatées sur le taux d'expansion des 3 types de jet sont vraisemblablement liées aux zones tourbillonnaires cr ees lors de la phase d'éjection pour le jet synthétique et le jet pulsé. Ces tourbillons contribuent largement à l'entraînement du fluide ambiant et favorisent donc l'expansion du jet.

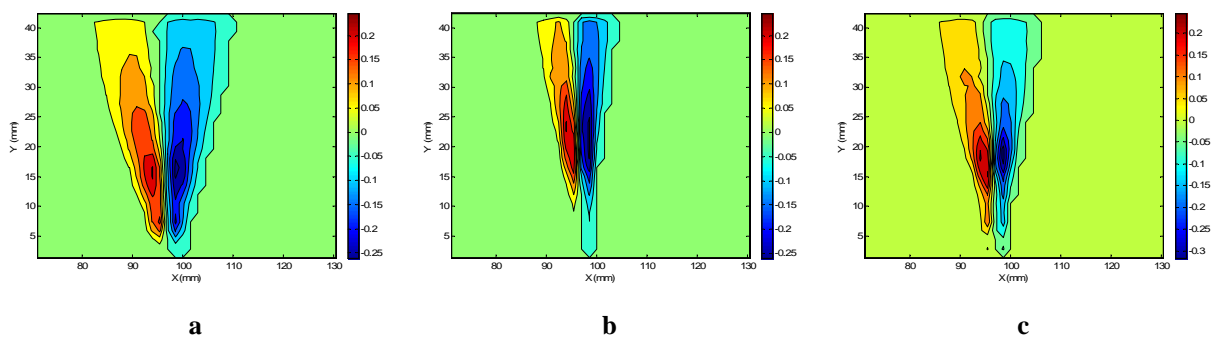


Figure 3.34 – Iso-contours de vorticité (moyen) – a. JS à $f = 200$ Hz, b. JC, c. JP à $f = 200$ Hz

On constate sur la Figure 3.35 que les vortex générés à l'instant $t/T=0.25$ (fin de phase d'éjection pour le JS) sont toujours bien formés un quart de cycle plus tard ($t/T=0.5$) dans le cas du JS (Figure 3.35-a), alors qu'ils ont pratiquement disparu pour le JP (Figure 3.35-b). Ces tourbillons ne se forment pas dans le cas du JC, comme on peut le constater sur la Figure 3.36.

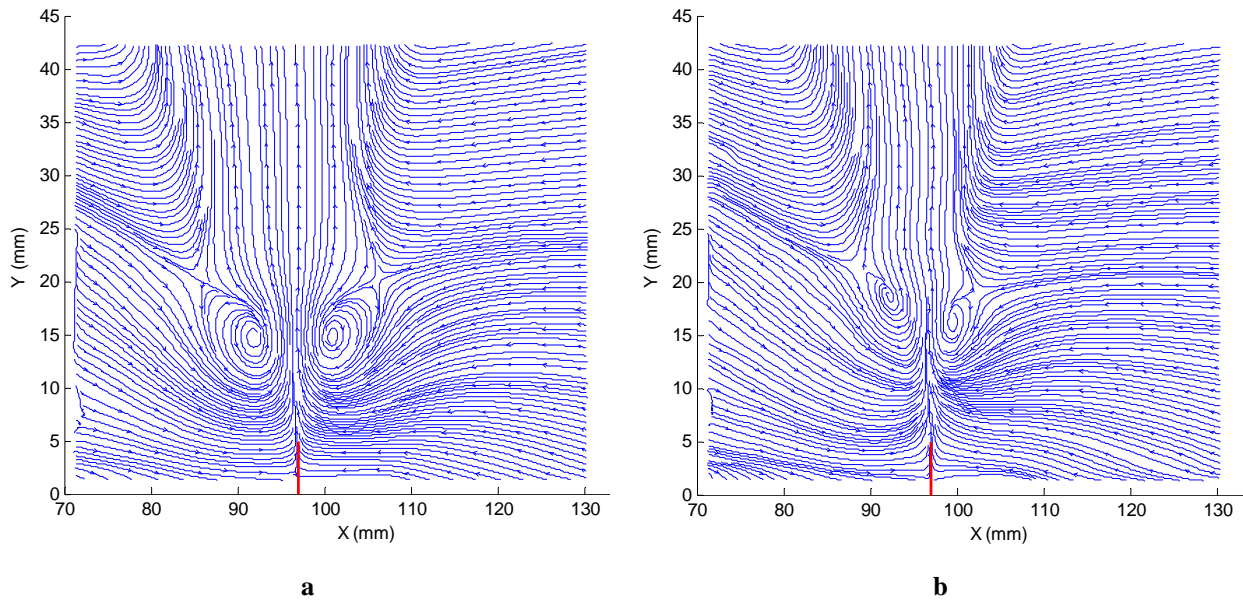


Figure 3.35 – Lignes de courant à l'instant $t/T = 0.5$ – a. jet synthétique à $f = 200$ Hz, b. jet pulsé à $f = 200$ Hz

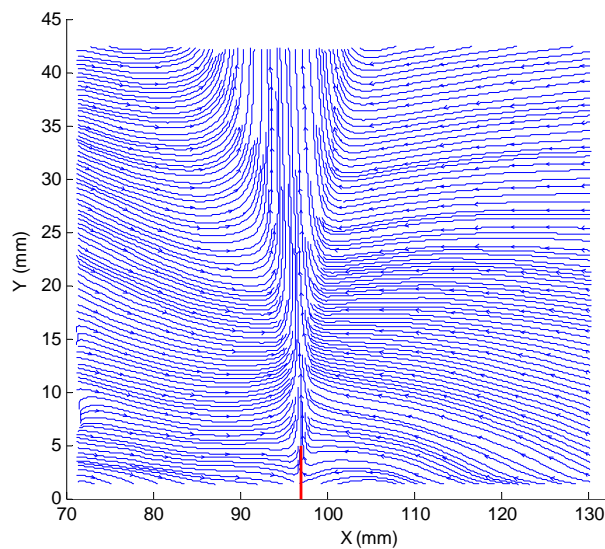


Figure 3.36 - Lignes de courant pour un jet continu

3.4 Conclusions

L'écoulement produit par un actionneur JS a été examiné par des simulations 2D avec trois modèles visqueux : un modèle laminaire et deux modèles turbulents $k-\omega$ et $k-\varepsilon$. Les vortex créés à la sortie de la fente dépendent fortement du modèle choisi. Les résultats des simulations sont comparés avec des données expérimentales de la littérature. Une bonne concordance entre les résultats numériques du modèle $k-\varepsilon$ et les données expérimentales de la littérature a été trouvée.

Nous avons effectué nos propres expériences en utilisant deux techniques de mesure, l'anémomètre à fil-chaud et la PIV, pour la validation des modèles numériques. Bien qu'une meilleure corrélation ait été mise en évidence entre les données expérimentales et les résultats numériques $k-\omega$ pour la variation de la vitesse maximale sur l'axe du jet en fonction de la distance à la paroi, le modèle $k-\varepsilon$ donne de meilleurs résultats en ce qui concerne les paramètres caractéristiques du jet, notamment les paramètres clés pour la formation du jet que sont le nombre de *Reynolds* Re_{U_0} et le nombre de *Strouhal*. Ces conclusions sont confirmées par l'étude PIV qui montre notamment que la paire de vortex générée à l'orifice se dissipe rapidement dans le jet avant la formation d'une nouvelle paire de vortex au cycle suivant comme le prédit le modèle numérique $k-\varepsilon$.

Par ailleurs, la comparaison expérimentale par anémométrie fil-chaud et par PIV entre actionneurs JS, JC et JP, ayant la même géométrie et les mêmes caractéristiques de génération de jet, a montré que le JS avait une meilleure capacité d'entraînement du fluide ambiant et donc un taux d'expansion plus rapide que le JP, lui-même plus efficace pour le mélange que le JC. Ces caractéristiques peuvent avoir une grande importance pour l'efficacité de l'actionneur pour le contrôle du décollement d'une couche limite.

Références Bibliographiques

- [1] B. L. Smith and A. Glezer, "The formation and evolution of synthetic jets", *Physics of fluids*, vol. 10, pp. 2281-2297, 1998.
- [2] C. Y. Lee and D. B. Goldstein, "Two-dimensional synthetic jet simulation", *AIAA Journal*, vol. 40, 2002.
- [3] S. G. Mallinson, G. Hong, and J. A. Reizes, "Some characteristics of synthetic jets", *AIAA Paper*, vol. 99-3651, 1999.
- [4] L. D. Kral, J. F. Donovan, A. B. Cain, and A. W. Cary, "Numerical simulations of synthetic jet actuators", presented at 4th AIAA Shear Flow Control Conference, Snowmass Village, CO, pp. 1-14, 1997.
- [5] R. Holman, Y. Utturkar, R. Mittal, B. L. Smith, and L. Cattafesta, "Formation Criterion for Synthetic Jets", *AIAA Journal*, vol. 43, pp. 2110-2116, 2005.
- [6] R. Perrin, "Analyse physique et modélisation d'écoulements incompressibles instationnaires turbulents autour d'un cylindre circulaire à grand nombre de Reynolds", Doctorat, Dynamique des Fluides, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2005
- [7] ANSYS-Fluent, *Fluent 6.2 User's Guide*, 2005.
- [8] L. Graftieux, M. Michard, and N. Grosjean, "Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows", *Meas. and Science Technology*, pp. 1422-1429, 2001.
- [9] J. Michard, L. Graftieux, N. Lollini, and N. Grosjean, "Identification of vortical structures by a non local criterion : application to PIV measurements and DNS-LES results of turbulent rotating flows", presented at 11th Symp. Turbulent Shear Flows, Grenoble, France, pp., 1997.
- [10] G. Hong, "Effectiveness of micro synthetic jet actuator enhanced by flow instability in controlling laminar separation caused by adverse pressure gradient", *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 132, pp. 607–615, 2006.

Chapitre 4

Etude de l'interaction entre un JS et un écoulement transversal

4.1 Introduction

Compte tenu des nombreuses applications du JS proposées dans la littérature, surtout pour le contrôle actif d'écoulements, l'étude de l'interaction d'un JS avec un écoulement transversal (ET) se montre très importante et nécessaire. Cette étude nous aidera à mieux comprendre le rôle du JS dans le contrôle d'écoulements.

Dans ce chapitre, l'interaction d'un JS avec un ET est étudiée expérimentalement et numériquement.

4.2 L'expérience

4.2.1 Configuration étudiée

L'AJS étudié dans le chapitre précédent est employé ici pour contrôler un jet de paroi (Figure 4.1) produit par un ajutage rectangulaire d'une hauteur de 10 mm et d'une largeur de 100 mm relié à une chambre pour homogénéiser l'écoulement par l'intermédiaire d'un élément convergent. Une grille de type nid d'abeilles et une section de mousse poreuse sont installées entre la chambre et la source d'air comprimé pour assurer un faible niveau de turbulence et pour produire un écoulement uniforme et régulier. Le générateur de jet de paroi est monté sur une plaque plane d'une longueur de 300 mm et d'une largeur de 250 mm (Figure 4.2). L'origine du système cartésien est située au centre de la sortie de l'ajutage. **L'axe z est normal à la plaque et il représente dans ce chapitre l'axe du JS, x est positionné suivant la longueur de la plaque et y l'est dans son sens transversal.**

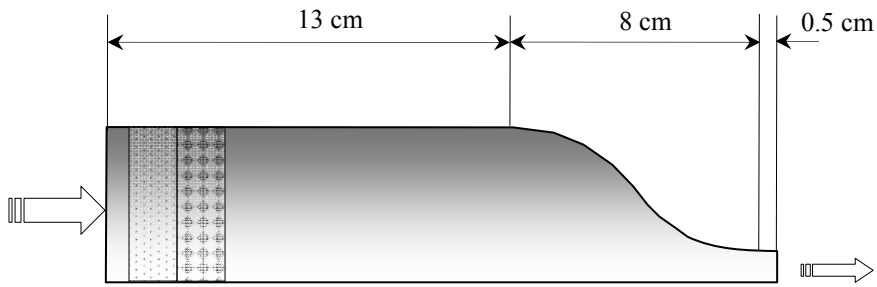


Figure 4.1 – Géométrie du générateur du jet de paroi

L'AJS est monté (perpendiculairement) sur la même plaque plane de manière à ce que le centre de sa fente soit situé à $x = 97$ mm de la sortie de l'ajutage. La longueur de la fente est toujours de 10 mm (chapitre 3) dans la direction y . A cette distance l'ET est supposé suffisamment stable et uniforme. Cette hypothèse sera vérifiée expérimentalement.

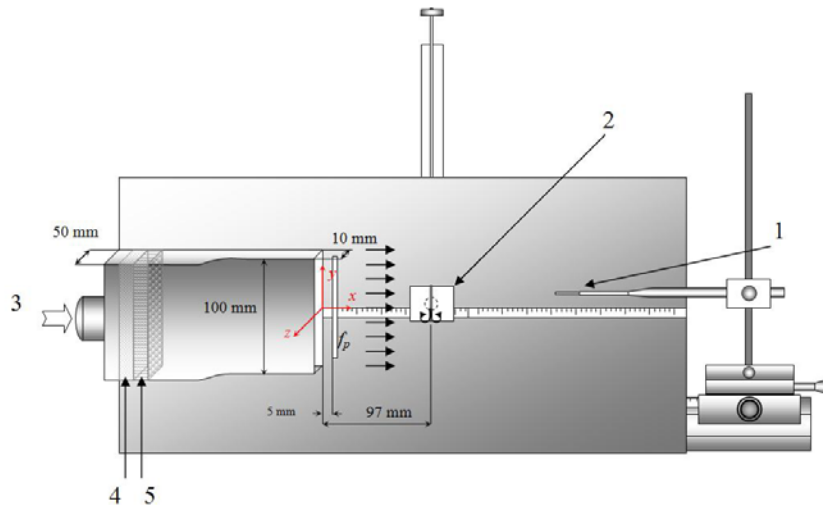


Figure 4.2 - Configuration expérimentale (ET + JS) de l'étude par anémométrie fil-chaud
 1- sonde fil-chaud, 2- jet synthétique, 3- alimentation du jet de paroi, 4- milieux poreux, 5- nid d'abeille

4.2.2 Techniques de mesure

Nous avons globalement utilisé les mêmes configurations que celles décrites dans le chapitre précédent pour les techniques de mesure avec cependant quelques petites modifications.

La sonde fil-chaud utilisée est de type couche limite (DANTEC Dynamics – 9 μm de diamètre).

Pour l'étude PIV, le plan de mesure ici est plus grand (106×85 mm) afin que les images enregistrées comprennent la zone située en aval de l'actionneur et sous son influence. D'autre part, pour assurer l'ensemencement du jet de paroi, nous avons usiné une fente (f_p) d'une largeur de 1 mm, de longueur égale à celle de la largeur de sortie de l'ajutage et située à 5 mm en aval de celle-ci. En amont de la fente (f_p) un réservoir contient de l'air ensemencé par de la fumée provenant de la combustion de papier d'Arménie afin de l'injecter dans le jet de paroi à très faible vitesse, pour que ce dernier n'en soit que très peu perturbé.

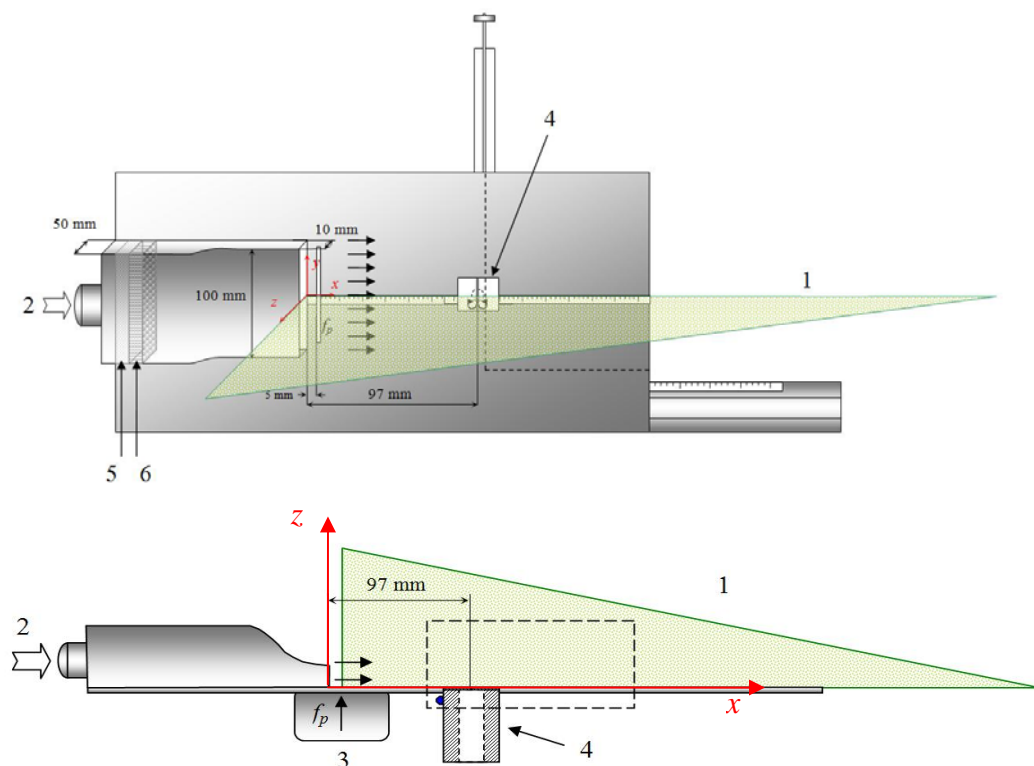


Figure 4.3 - Configuration expérimentale (JS+ET) pour PIV
 1- nappe laser, 2- alimentation du jet de paroi, 3- réservoir de fumée, 4- jet synthétique, 5- milieu poreux, 6- nid d'abeille

4.2.3 Caractérisation du jet de paroi (ET) seul

Avant d'étudier l'effet de l'AJS sur l'ET, le jet de paroi a été caractérisé. La Figure 4.4-a expose trois profils de vitesse dans le plan de symétrie du jet ($y = 0$) à plusieurs distances de l'ajutage ($x = 3, 60, 120$ mm). Même si le profil de vitesse n'est pas tout à fait uniforme juste

en aval de la sortie ($x = 3$ mm), la couche limite se développe rapidement et conduit à un profil de jet de paroi classique à partir de $x = 60$ mm.

La symétrie du jet par rapport à l'axe x ($y = 0$) est également vérifiée. La Figure 4.4-b montre les profils de vitesse à $z = 5$ mm, pour les trois valeurs de x (3, 60 et 120 mm).

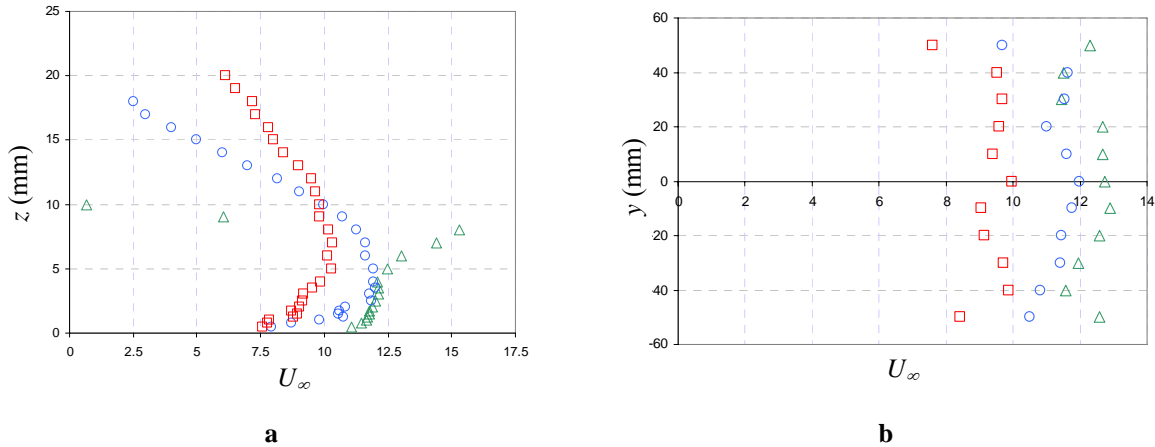


Figure 4.4 – Profils de jet de paroi pour 3 sections - $U_\infty = 11.5$ m/s - a) Profil z , b) Profil y
 Δ : 3mm, \circ : 60 mm, \square : 120mm

4.2.4 Analyse des résultats expérimentaux

4.2.4.1 Mesures par anémométrie à fil-chaud

Les mesures ont été faites pour deux valeurs de la vitesse U_∞ de l'ET (11.5 m/s et 6.5 m/s) mesurée au droit de l'axe du JS ($x = 97$ mm). La fréquence choisie pour l'actionnement du JS est de $f = 200$ Hz (Figure 4.2).

Pour chaque valeur de U_∞ , 10 profils de vitesse (moyenne temporelle) ont été enregistrés : le premier juste en amont de l'AJS ($x = 90$ mm), le second au droit de la fente de l'AJS ($x = 97$ mm) et 8 profils en aval de l'AJS ($x = 98, 99, 100, 105, 110, 115, 120$ et 125 mm) (Figure 4.5, Figure 4.6).

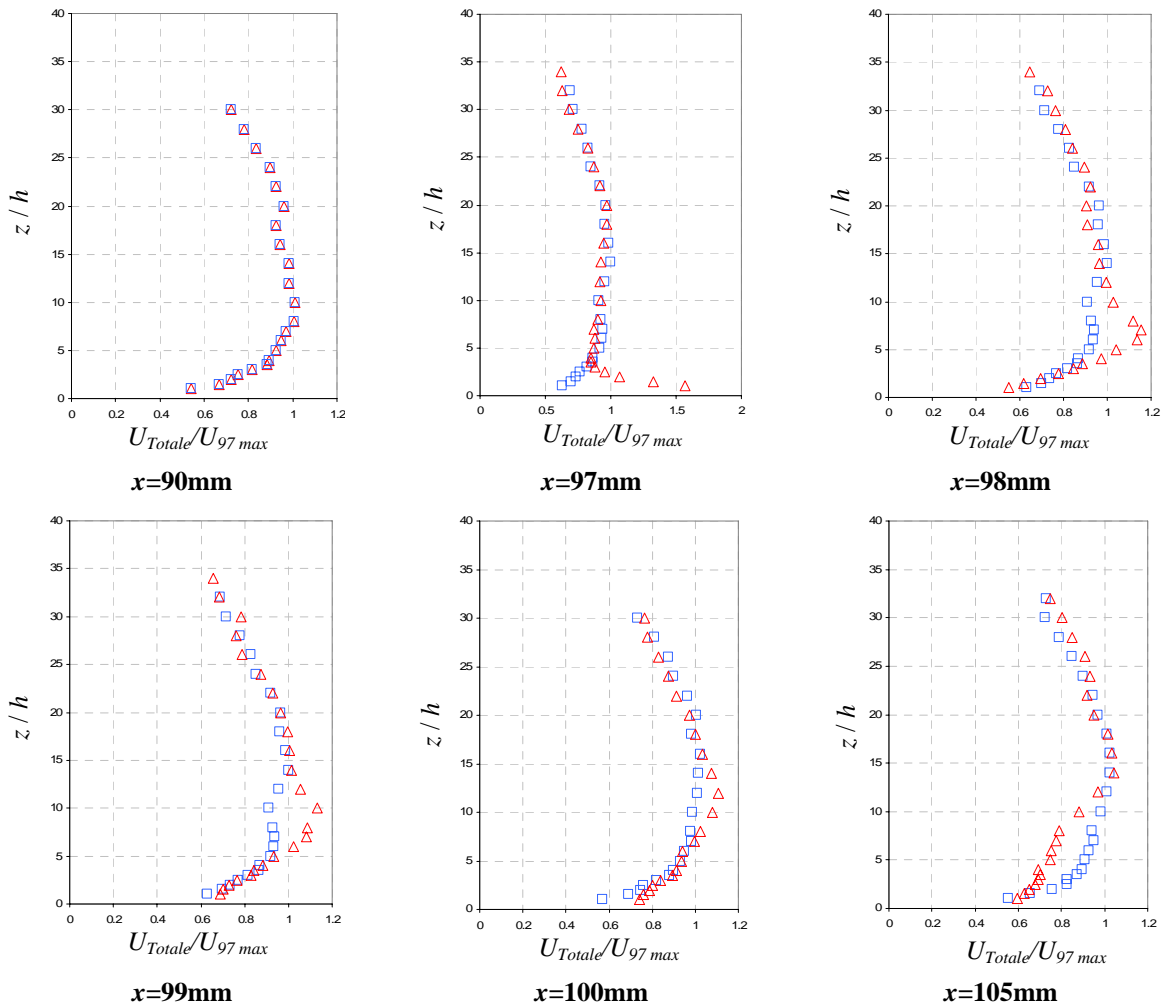
Le Tableau 4.1 récapitule les paramètres expérimentaux principaux des deux configurations examinées.

U_∞ (m/s)	$Re_\infty = \rho_\infty U_\infty E_s / \mu_\infty$	$U_{j\max} / U_\infty$	Re_{U0}	$C_\mu = (h/L)(U_{j\max} / U_\infty)$
11.5	7872	1.43	565	$7.37 \cdot 10^{-3}$
6.5	4450	2.5	565	$12.9 \cdot 10^{-3}$

Tableau 4.1 - Paramètres expérimentaux principaux des configurations expérimentales pour l'étude de l'interaction AJS/ET

Le nombre de *Reynolds* Re_∞ du jet de paroi a été calculé en utilisant pour l'échelle de longueur l'épaisseur de la sortie du jet de paroi ($E_s = 10$ mm) et U_∞ pour l'échelle de vitesse. Le coefficient C_μ est calculé en utilisant pour l'échelle de longueur la distance entre le jet de paroi et l'actionneur ($L = 97$ mm).

Les Figure 4.5 et Figure 4.6 montrent les profils de vitesse à chaque position avec et sans la mise en action de l'actionneur pour des vitesses d'ET de $U_\infty = 11.5$ et 6.5 m/s respectivement. Sur ces figures, la vitesse est adimensionnée par la valeur maximum obtenue à $x = 97$ mm sans actionnement du JS. La coordonnée z est adimensionnée par h (0.5 mm) la largeur de la fente du JS.



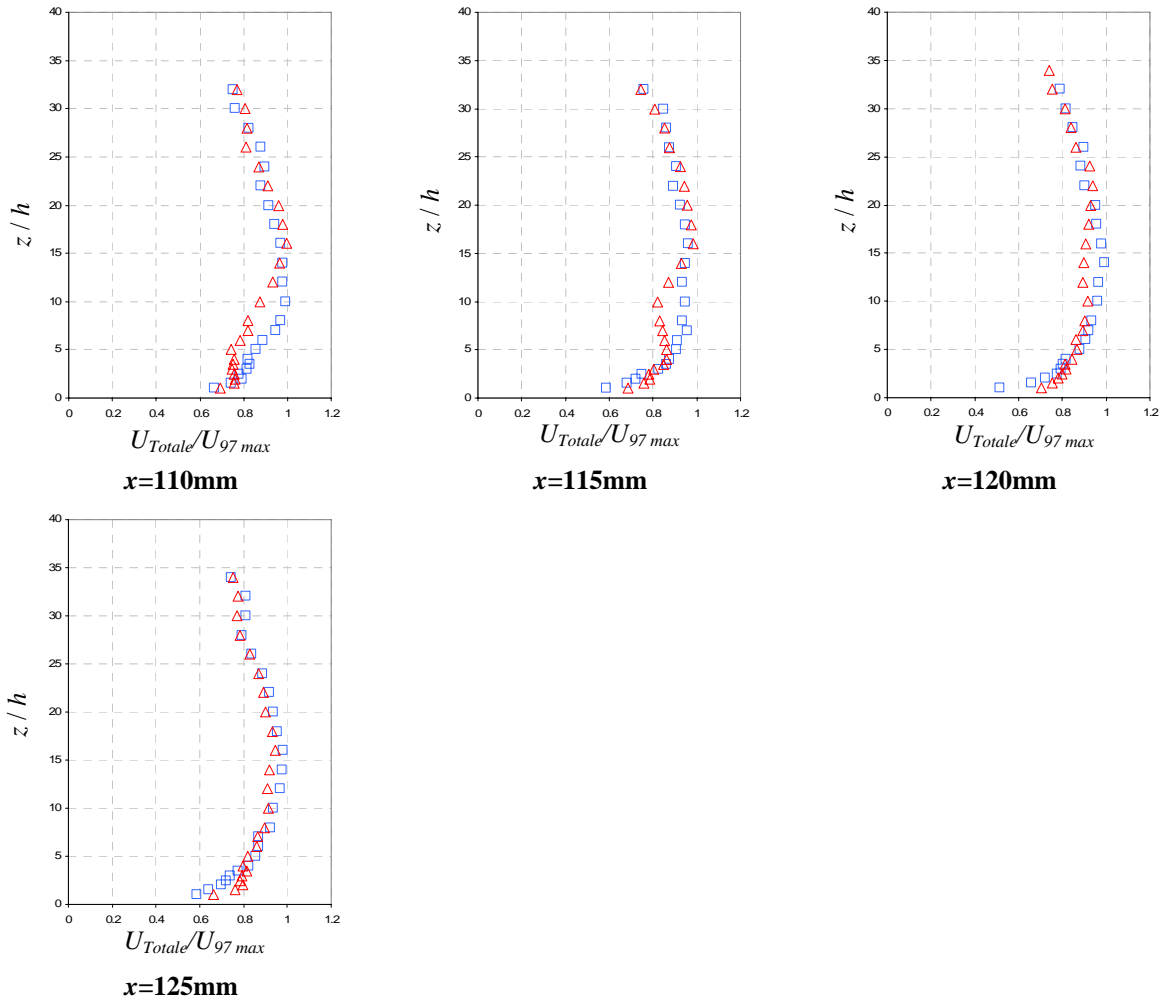


Figure 4.5 – Profils de vitesse avec (on) et sans (off) AJS – $U_\infty = 11.5$ m/s, \square : JS-Off, Δ : JS-On

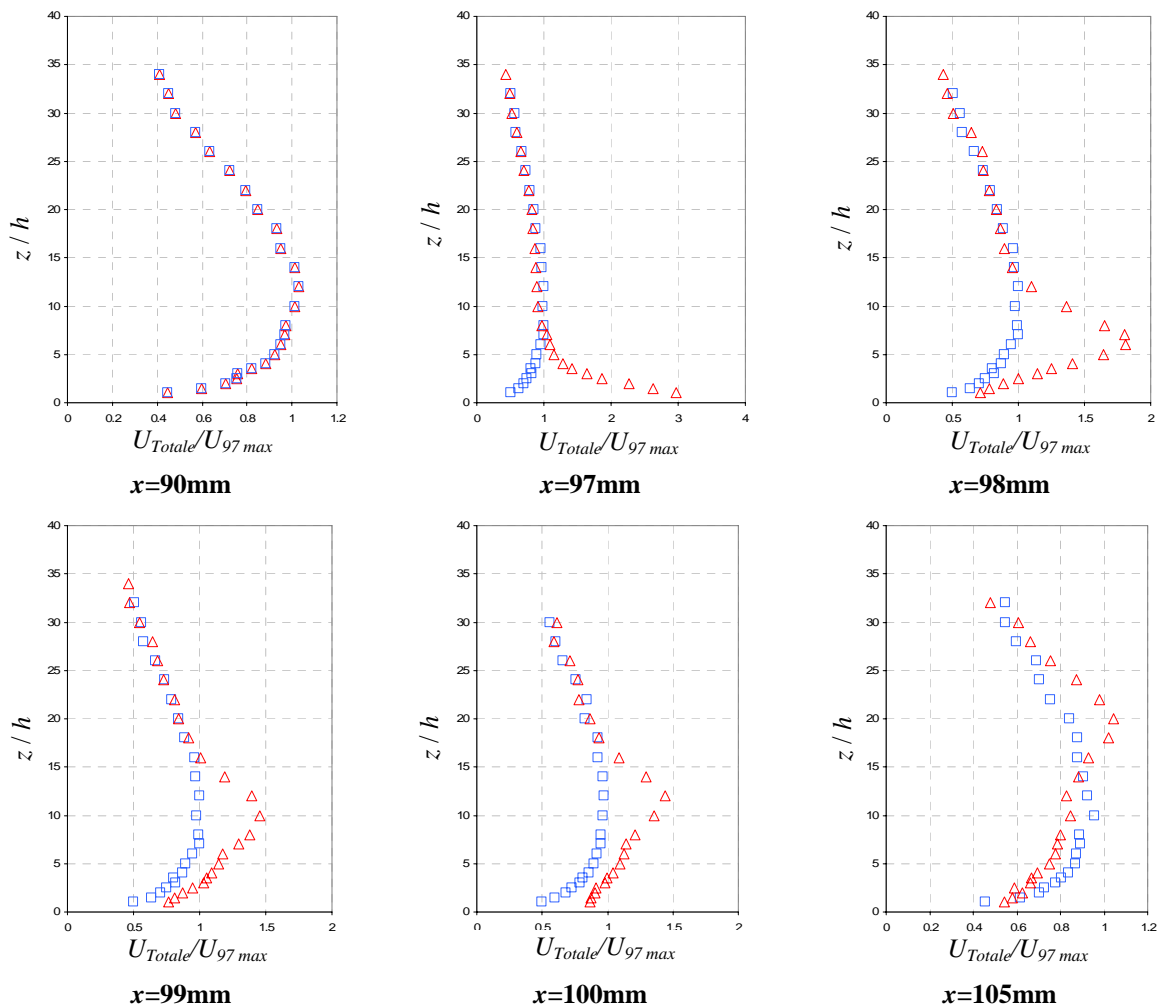
Les effets de l'AJS sur la couche limite de l'ET sont très visibles sur ces profils (Figure 4.5). Au niveau de la fente, l'amplitude de vitesse est fortement augmentée pour $z/h < 4$. C'est principalement dû à la composante axiale de la vitesse du JS à la sortie de la fente. Il n'est pas possible en effet d'identifier les composantes de la vitesse sur z et y avec une sonde fil-chaud simple. Néanmoins, il est visible que le JS est courbé par l'ET : la position sur z de la zone d'interaction augmente, se déplace en aval de la position de l'AJS jusqu'à $x = 100$ mm. Sur les profils suivants, la vitesse résultante de l'écoulement diminue, principalement dans la couche limite, quand l'AJS est mis en action. Ceci est dû à la présence de zones de recirculation créées par les vortex « droits » produits par l'AJS (cf. chapitre 3) et entraînés en aval par l'ET. L'apparition de ce phénomène dépend du rapport entre la vitesse maximum du JS à la sortie de la fente et la vitesse d'ET U_∞ . Dans leur étude numérique, Mittal, et al. [1] ont observé ce comportement pour un rapport de vitesses voisin de 3 ce qui est également le cas dans notre configuration : ($U_{j\ max}/U_\infty \approx 36 / 11.5 \approx 3$). Finalement, à partir de $x = 120$ mm, les modifications d'écoulement dues à la mise en action du JS deviennent négligeables.

Globalement, nous observons le même comportement quand la vitesse de jet de paroi est plus faible ($U_{\infty} = 6.5$ m/s - Figure 4.6). Cependant, comme le coefficient de quantité de mouvement C_{μ} est plus de trois fois supérieur à celui de la configuration précédente (Tableau 4.1), les effets sont plus remarquables. La pénétration du JS dans l'ET est plus importante : le profil de vitesse près de la paroi est fortement modifié jusqu'à $z/h = 16$ (pour $x > 100$ mm).

D'autre part, parce que la quantité de mouvement du JS est plus forte que celle de l'ET sur les 10 mm de la largeur de fente, les vortex « gauches » produits à la sortie de la fente ne sont pas complètement désagrégés par l'ET mais ils induisent une augmentation de la vitesse de l'ET plus loin de la paroi. Cela peut être observé de $x = 105$ mm jusqu'à $x = 120$ mm.

Le JS étant moins « courbé » par l'ET, la zone de recirculation clairement observée dans la configuration précédente (Figure 4.5) semble ici être beaucoup plus réduite.

Comme la sonde à chaud-fil ne fournit pas d'information sur la direction de la vitesse, cette analyse doit être confirmée dans la partie suivante de cette étude grâce aux mesures PIV effectuées sur cette même installation expérimentale.



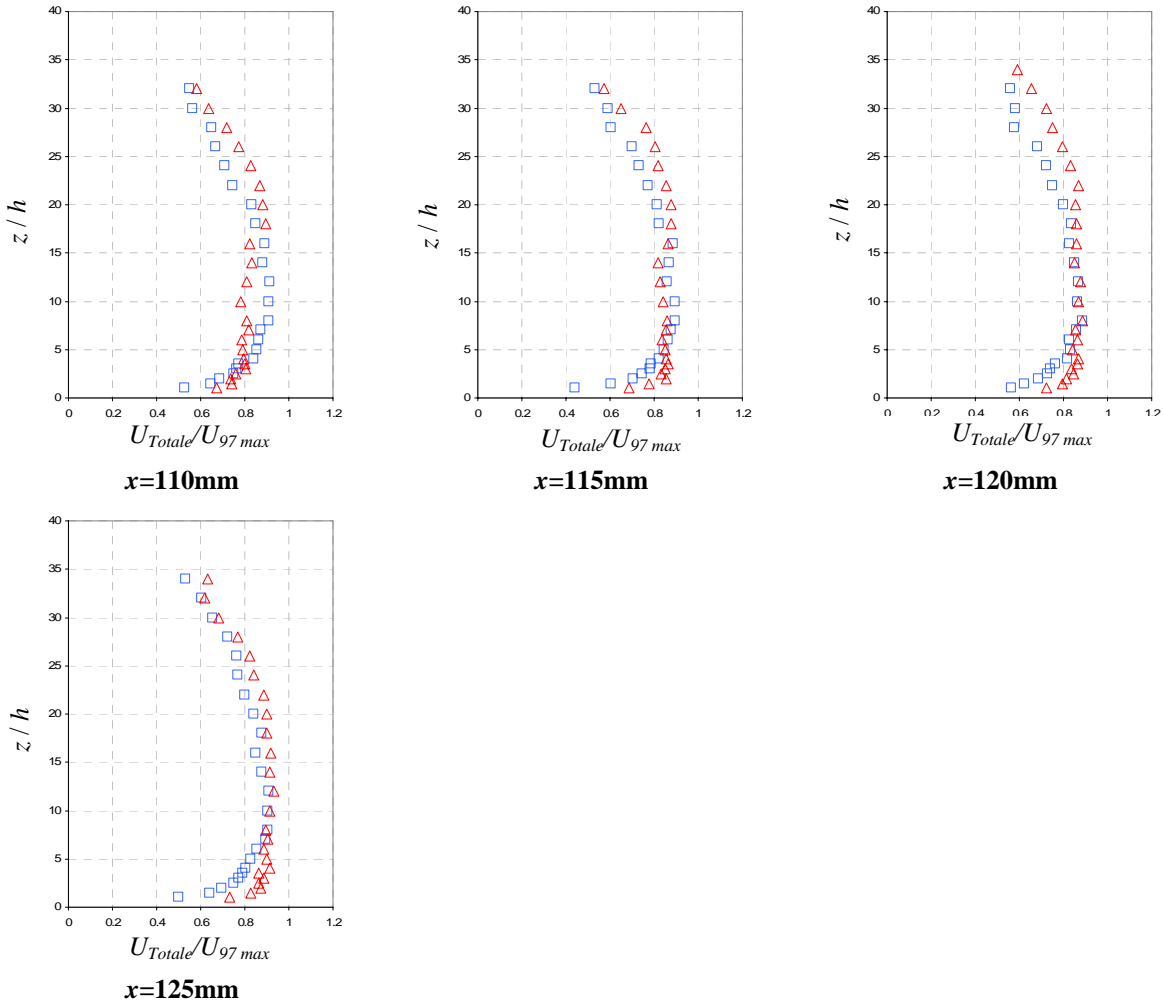


Figure 4.6 - Profils de vitesse avec (on) et sans (off) AJS – $U_\infty = 6.5$ m/s - \square : JS-Off, \triangle : JS-On

4.2.4.2 Mesures par PIV

Pour des raisons techniques (difficulté d'ensemencement uniforme), nous avons utilisé une seule valeur pour le jet de paroi, $U_\infty = 6.5$ m/s. La fréquence de fonctionnement de l'AJS est de 200 Hz et l'amplitude de la pression juste en amont de la fente de 2000 Pa. Les configurations des cas d'études que nous allons présenter par la suite sont résumées sur le Tableau 4.2 :

Cas	Temps inter-images	mm/pixels
ET seul	80 μ s	Pour x et z : 1 mm = 12 pixels 1 pixel = 0.08333 mm
ET + JS – 200Hz		
ET + JC		
ET + JP – 200Hz		

Tableau 4.2 - Paramètres des mesures PIV

I. Jet de paroi seul

La Figure 4.7 montre le champ de vitesses (a), les lignes de courant (b) et les iso-contours des composantes de la vitesse (c et d). Nous remarquons que le développement du jet est assez régulier et que l'écoulement s'élargit comme observé par les mesures par anémométrie à fil-chaud. La Figure 4.8 montre les profils de vitesse pour plusieurs emplacements en aval de la sortie du jet de paroi. La vitesse est adimensionnée par la vitesse maximum à $x = 97$ mm. La coordonnée z est adimensionnée par h la largeur de la fente.

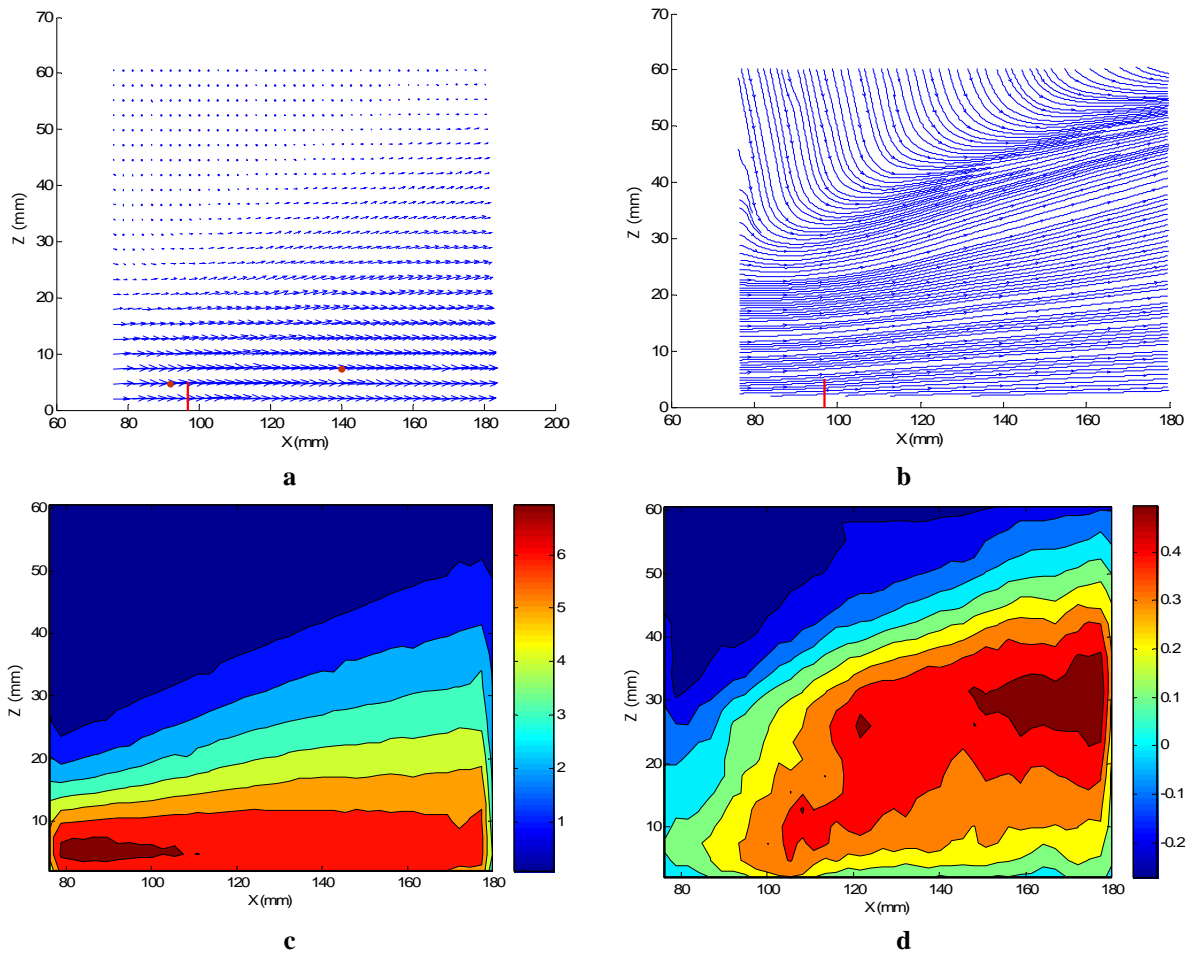


Figure 4.7 – Jet de paroi, $U_\infty=6.5$ m/s – a) champ de vitesses, b) lignes de courant, c) iso-contours de vitesse transversale (par rapport à l'axe du JS), d) iso-contours de vitesse longitudinale

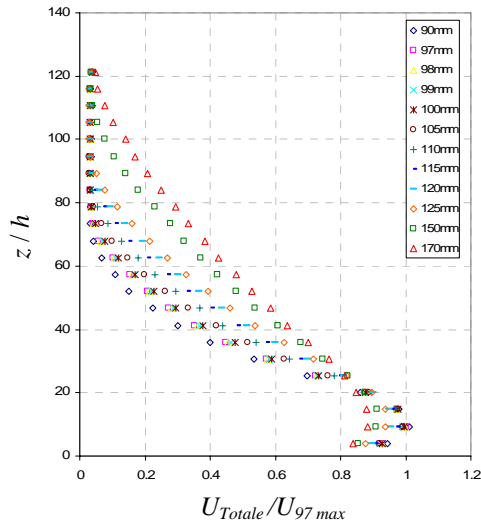


Figure 4.8 – Profils de vitesse obtenus par PIV à plusieurs distances de la sortie du jet de paroi, $U_\infty=6.5$ m/s.

Sur la Figure 4.9 nous avons comparé les profils de vitesse mesurés par fil-chaud à ceux obtenus par PIV pour trois valeurs de x (97, 110 et 170 mm). Nous remarquons que, bien que la différence entre les données obtenues par les deux techniques de mesure augmente avec x (3% de différence maximale à 110 mm et 8% à 170 mm), elle reste très faible dans la zone située juste en aval de la fente, où l'influence du JS sera la plus importante.

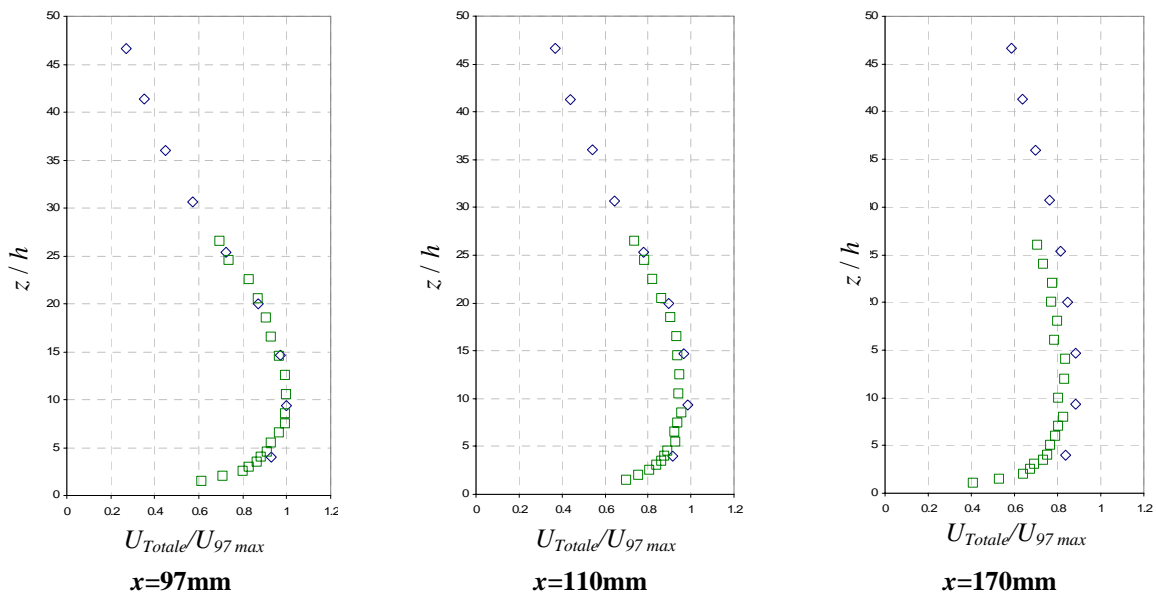


Figure 4.9 – Profils de vitesse, $U_\infty = 6.5$ m/s - \diamond : PIV, \square : Fil-chaud parallèle à la plaque

La vitesse totale est très proche de la composante transversale U (par rapport à l'axe de l'AJS) ce qui est logique étant donnée la faible valeur de la composante longitudinale (Figure 4.7).

II. Ecoulement transversal avec un jet synthétique

Les Figure 4.10 et Figure 4.11 montrent le champ de vitesses aux instants d'éjection et d'aspiration pour un ET ($U_\infty = 6.5$ m/s) avec JS activé. Nous remarquons bien l'effet de pénétration du JS dans l'ET représenté par le changement de direction des vecteurs concernés. Sur la figure relative à la phase d'aspiration, le déplacement de la paire de vortex, dévié par l'écoulement est aussi visible. Les perturbations créées par le JS sont visibles jusqu'à $z \approx 12$ verticalement et jusqu'à $x \approx 120$.

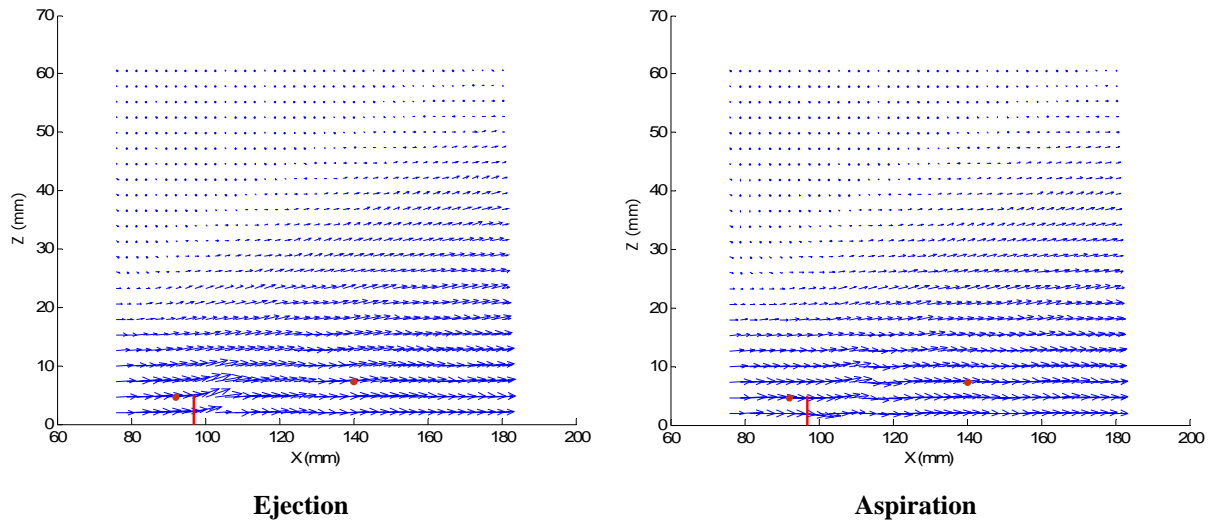


Figure 4.10 - JS +ET, $U_\infty=6.5$ m/s – Vecteurs vitesse

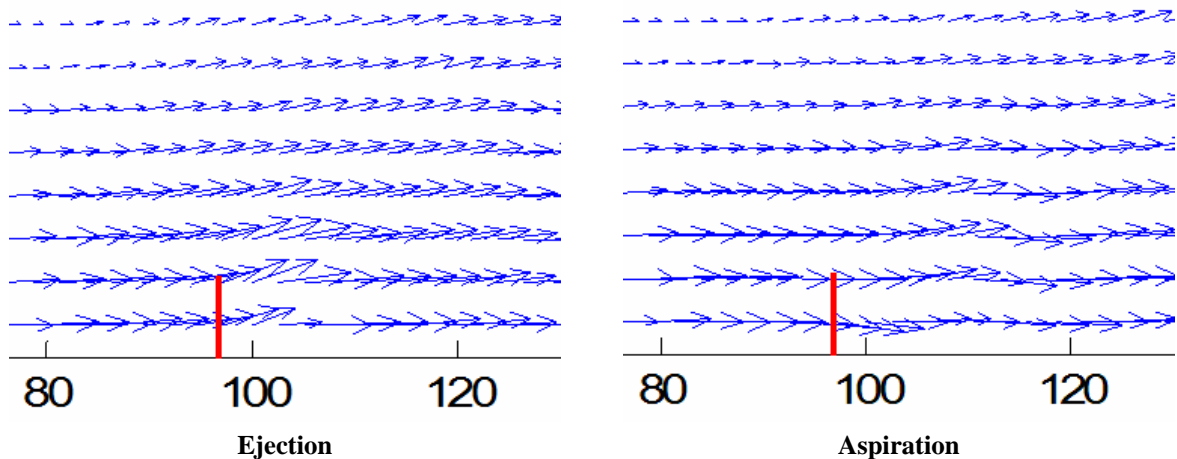


Figure 4.11 - JS +ET, $U_\infty=6.5$ m/s – Vecteurs vitesse (zoom autour de l'orifice)

III. Champs de vitesses instantanés et lignes de courant

La Figure 4.12 présente les iso-contours de vitesse longitudinale et transversale pour les deux instants (éjection et aspiration). Nous pouvons remarquer notamment grâce aux iso-contours de vitesse longitudinale, la création d'un vortex sur la droite de la fente à l'éjection et ensuite son déplacement avec l'écoulement. On constate ainsi que ce vortex, identifié par un carré rouge sur la figure, s'est développé et est centré autour de la position $x = 110$ mm pendant l'aspiration. Les traces des anciens vortex sont aussi toujours visibles.

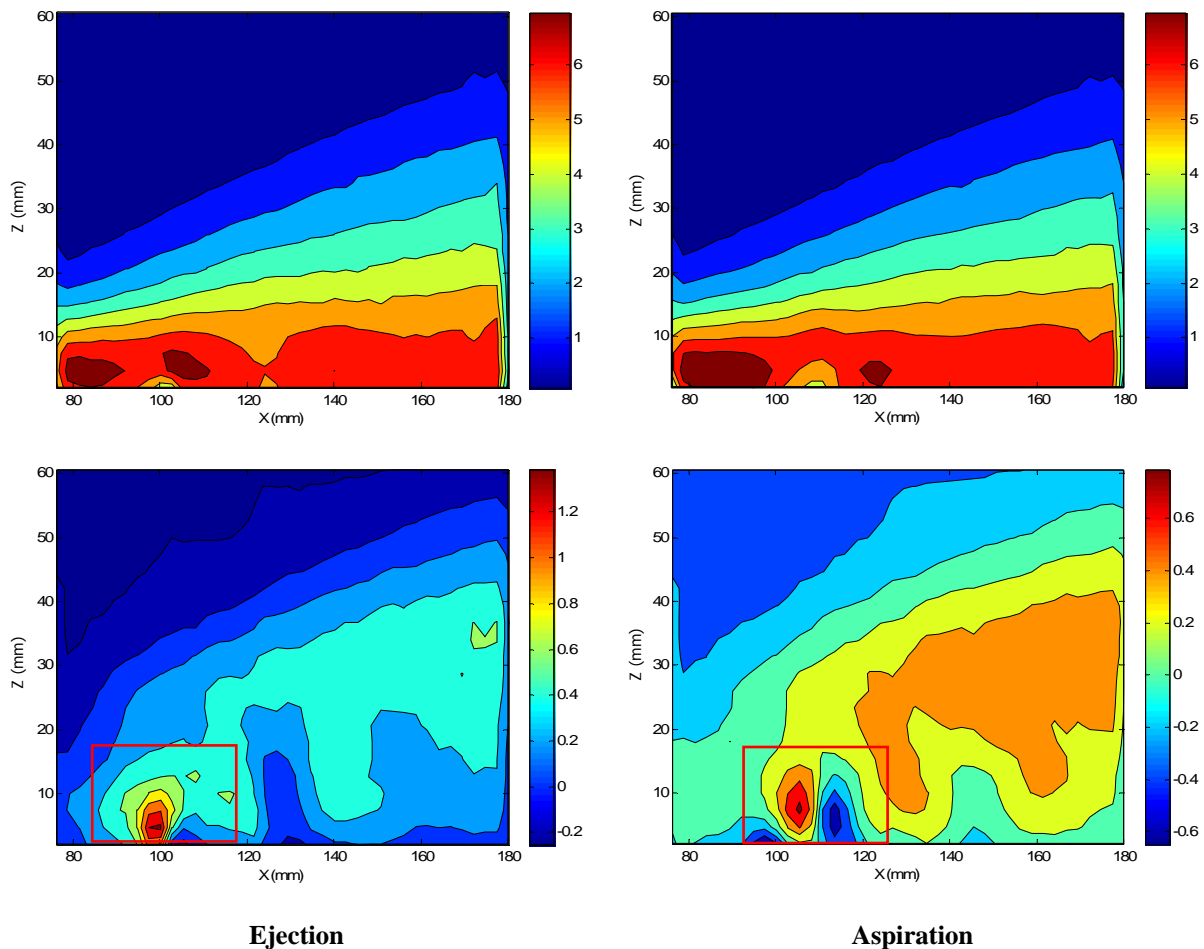


Figure 4.12 – JS +ET, $U_{\infty}=6.5$ m/s – Iso contours de vitesse (transversale : haut, longitudinale : bas)

IV. Champs de vorticité

La Figure 4.13 présente les iso-contours de vorticité pour la phase d'éjection ($t/T = 0.25$) et la phase d'aspiration ($t/T = 0.75$). La génération d'un vortex sur la droite de l'AJS à la fin de la phase d'éjection est ici bien observable. Ce vortex se déplace ensuite vers l'aval et se situe à $x = 110$ mm à la fin de la phase d'aspiration.

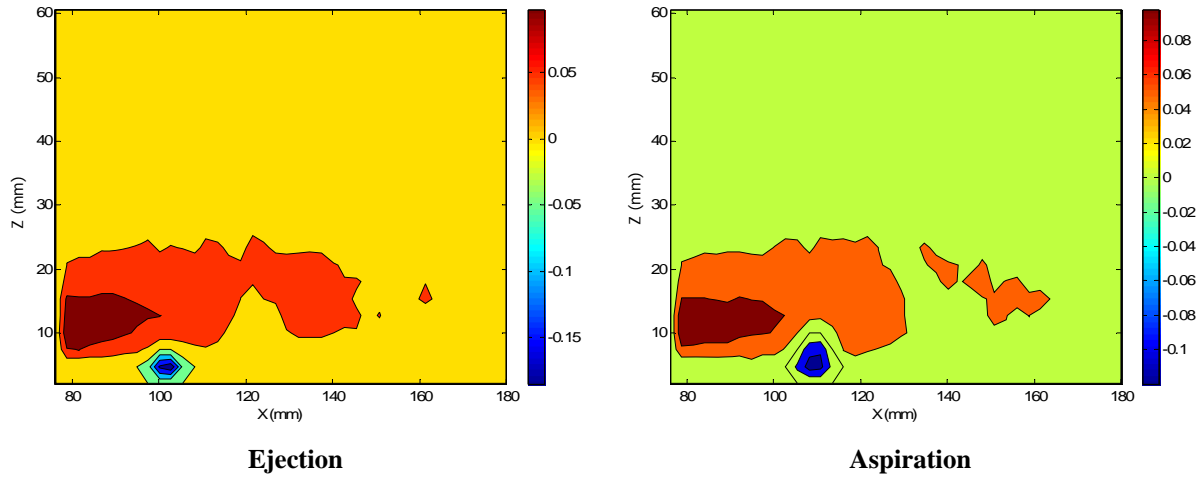


Figure 4.13 - JS +ET, $U_{\infty}=6.5$ m/s – Iso-contours de vorticité

V. Profils de vitesse

La moyenne temporelle des acquisitions PIV sur une période de fonctionnement du JS a été calculée (Figure 4.14). Ainsi nous pouvons comparer les profils de vitesse obtenus par PIV avec ceux mesurés par anémométrie à fil-chaud (Figure 4.15).

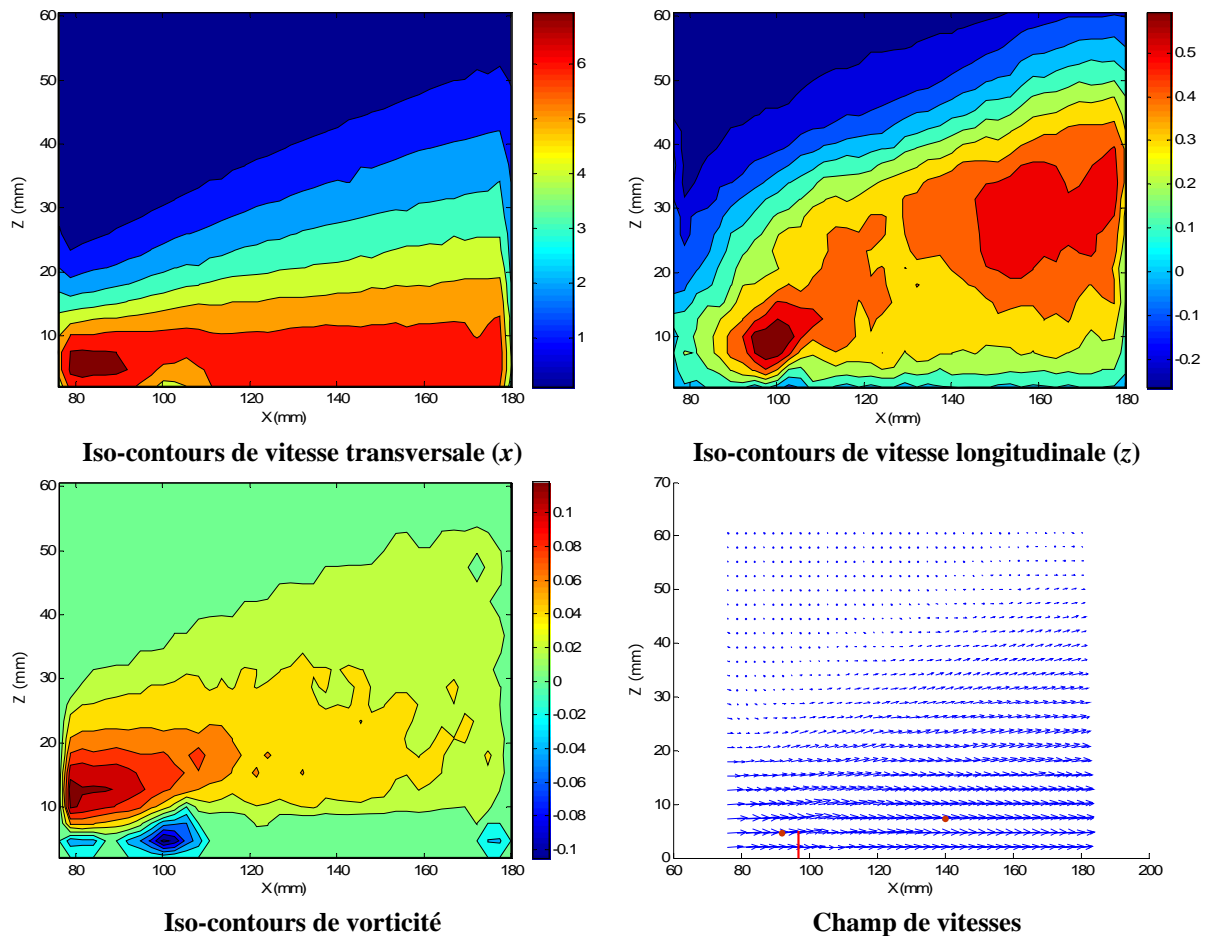
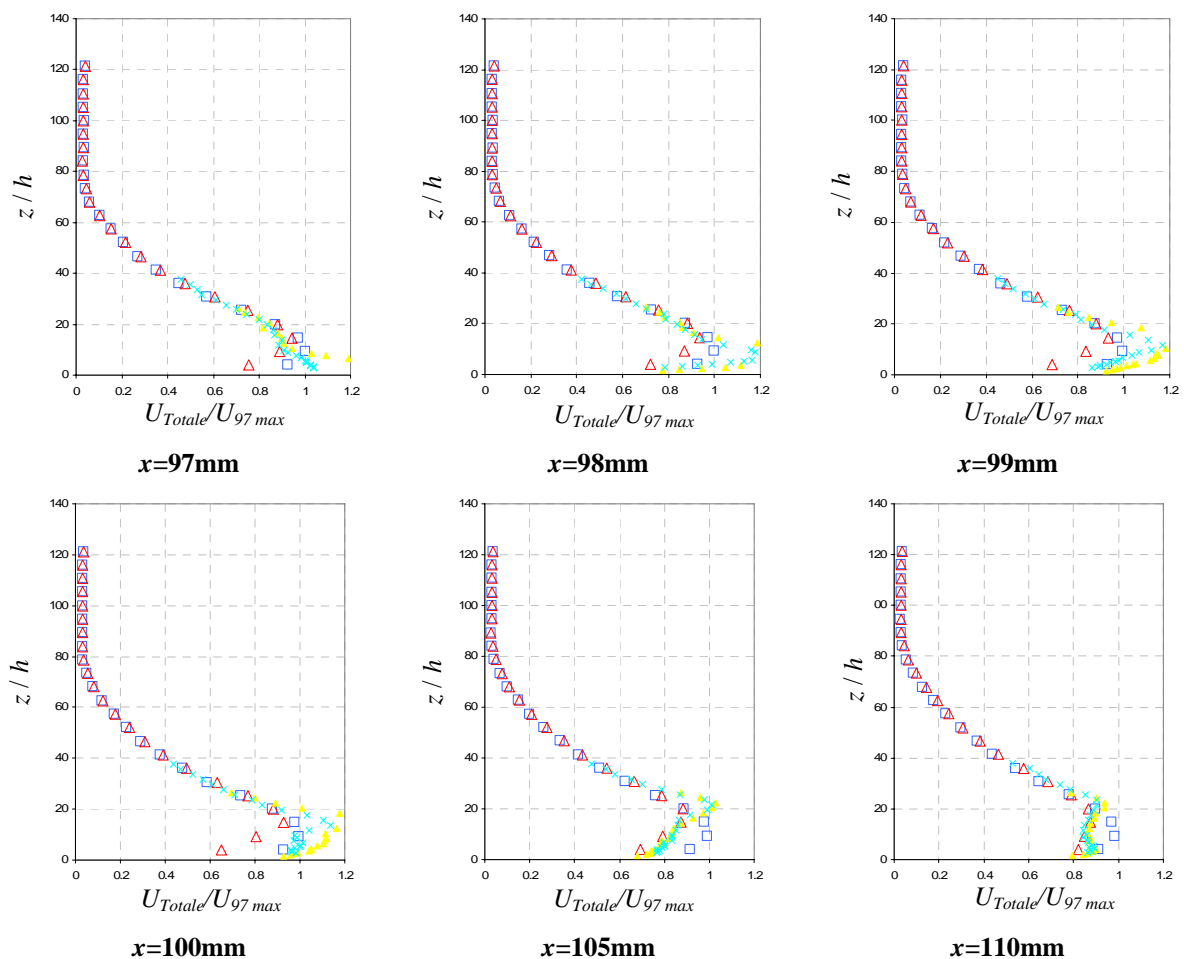


Figure 4.14 - JS +ET (moyenne temporelle) - $U_{\infty}=6.5$ m/s

Sur cette figure nous avons présenté les profils mesurés par fil-chaud pour deux positions du fil (respectivement parallèle et normal à la paroi, cf. Figure 4.16). En effet, les mesures par fil-chaud intègrent les composantes verticale et horizontale de la vitesse. L'erreur produite sur les profils de vitesse transversale (horizontale et normale à l'axe de l'AJS) peuvent être importantes notamment près de la sortie de la fente de l'AJS. Lorsque le fil-chaud est placé perpendiculairement à la paroi, la composante verticale n'entre plus que pour 1/6 de sa valeur dans la mesure. On intègre cependant la vitesse sur une hauteur de 1.2 mm (largeur du fil-chaud) ce qui diminue fortement la résolution spatiale de la mesure. On constate cependant qu'au niveau de l'AJS, la vitesse à proximité de la paroi est bien réduite lorsque le fil-chaud est normal à la paroi.

Nous remarquons sur les quatre premières figures (à 97, 98, 99 et 100 mm) que les profils de vitesse obtenus par PIV et par fil-chaud ne sont pas en concordance pour la zone proche-paroi ($z/h < 20$). La vitesse obtenue par PIV est largement sous-évaluée. Ceci est dû à un problème d'ensemencement du JS (comme nous l'avons expliqué dans le chapitre précédent). Par la suite, $x > 100$ mm, l'ensemencement devenant plus uniforme, les profils PIV et fil-chaud commencent à se rejoindre.



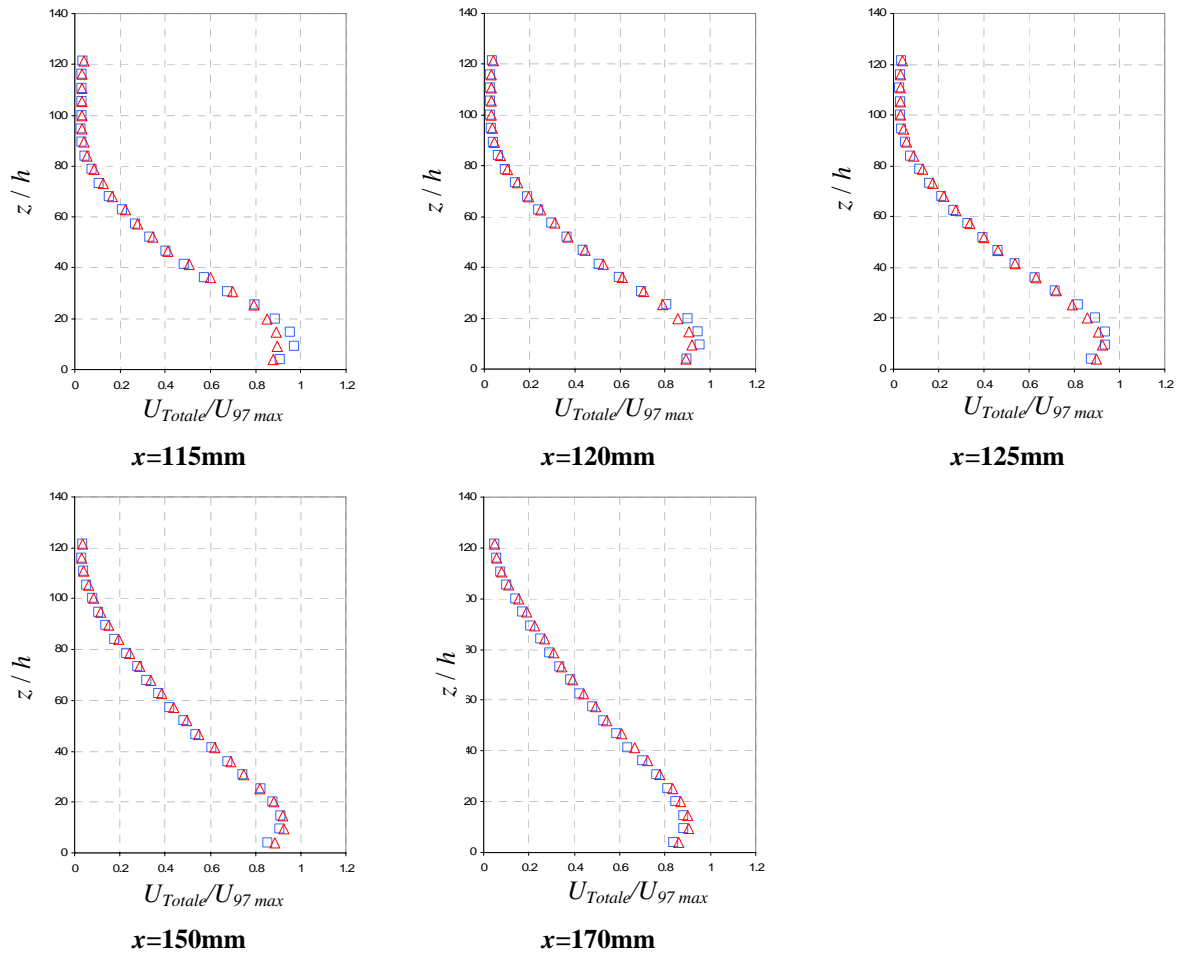


Figure 4.15 – Profils de vitesse par PIV, JS +ET- $U_{\infty}=6.5$ m/s

□ : JS-Off – PIV, △ : JS-On - PIV, ▲ : JS-On – Fil-chaud parallèle, × : JS-On - Fil-chaud normal

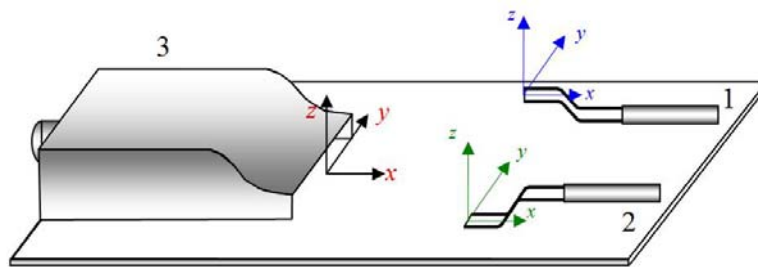


Figure 4.16 – Schéma montrant les deux positionnements de la sonde fil-chaud par rapport à la paroi 1. position du fil normale à la paroi, 2. position du fil parallèle à la paroi, 3. jet de paroi

4.3 Comparaison expérimentale avec un jet continu et un jet pulsé

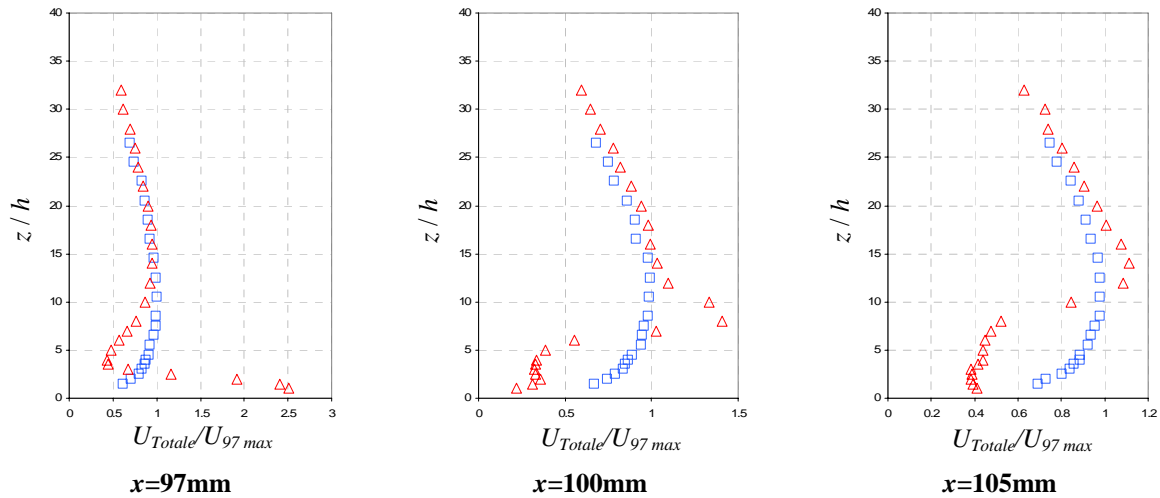
Pour effectuer cette comparaison, nous avons utilisé le JC et le JP étudiés dans le chapitre précédent avec les mêmes conditions de fonctionnement.

4.3.1 Ecoulement transversal avec un jet continu

Les Figure 4.17 et Figure 4.18 montrent les profils de vitesse obtenus par anémométrie à fil-chaud, avec et sans actionnement du JC pour deux vitesses de l'ET, 11.5 et 6.5 m/s respectivement et différentes valeurs de x .

Nous pouvons noter qu'à l'aval de l'actionneur et au moins jusqu'à $x = 120$ mm la vitesse diminue dans la zone près de la paroi (jusqu'à $z/h = 16$). Cette réduction est due à la formation d'une zone importante de "recirculation" produite par le JC. En aval de cette zone (à $x = 170$ mm), les 2 profils (JC-On et JC-Off) sont quasi-identiques montrant que la structure de la couche limite n'a pas été fortement modifiée par le JC. Nous voyons le même comportement pour un jet transversal à la vitesse $U_\infty = 6.5$ m/s mais le changement est plus important.

Bien que les modifications du profil de vitesse produites par le JC soient du même ordre de grandeur que celle du JS, ce dernier semble plus apte augmenter durablement le vitesse dans la couche limite et donc plus efficace pour retarder les phénomènes de décollement.



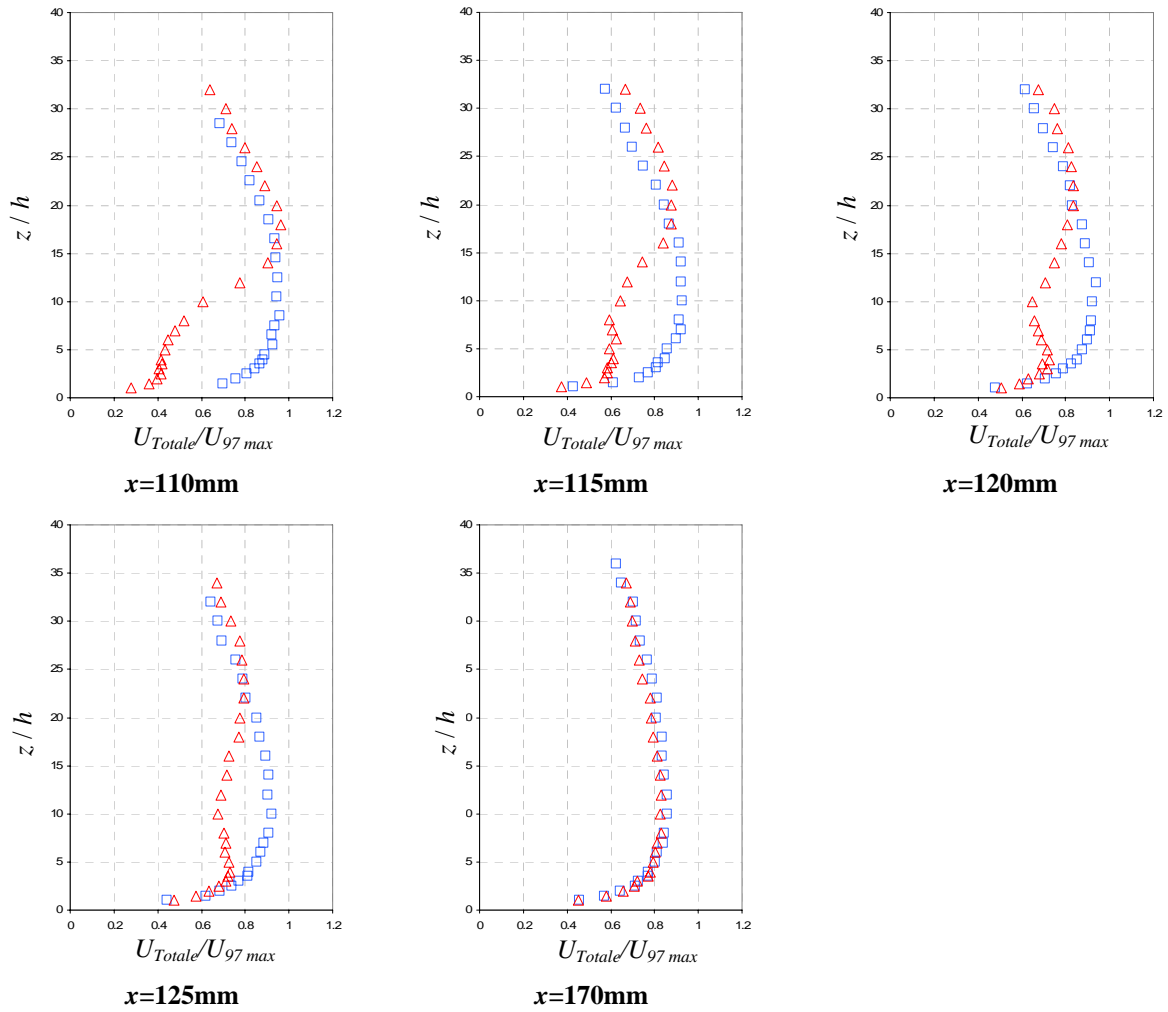
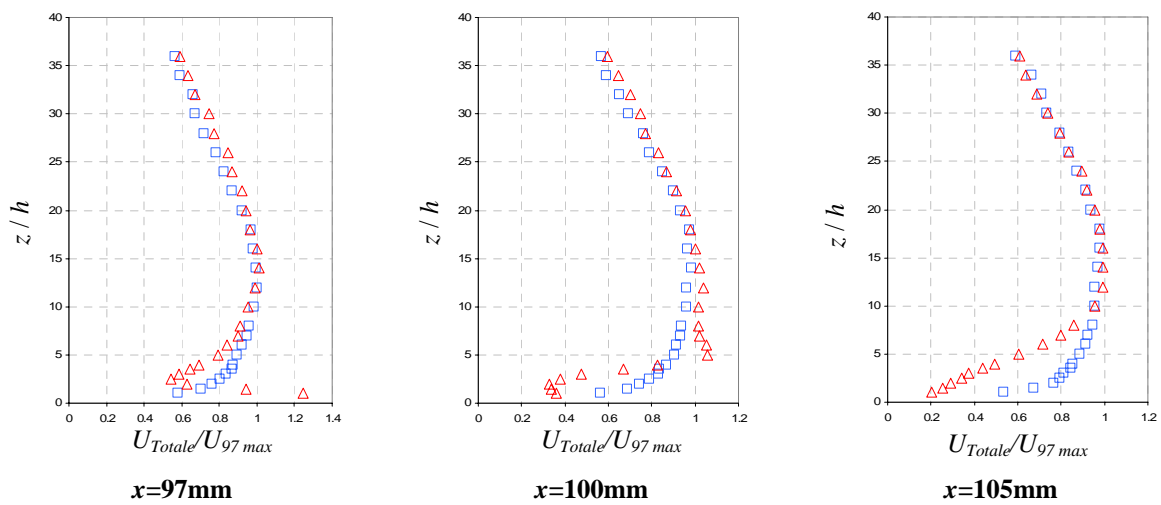


Figure 4.17 - Profils de vitesse par fil-chaud, JC +ET- $U_{\infty} = 6.5 \text{ m/s}$ -, \square : JC-Off, \triangle : JC-On



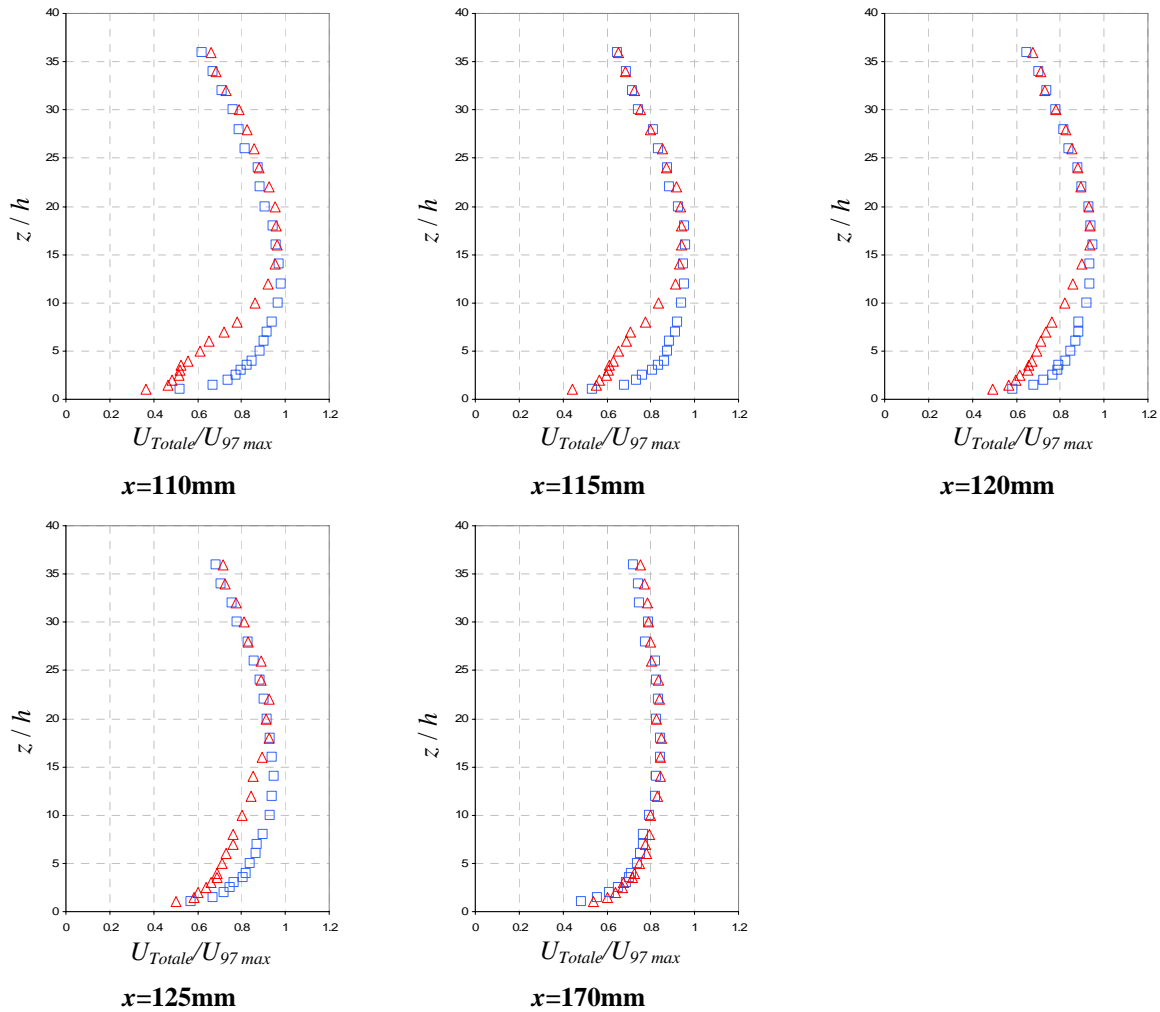


Figure 4.18 - Profils de vitesse par fil-chaud, JC +ET- $U_{\infty} = 11.5\ \text{m/s}$ -, \square : JC-Off, Δ : JC-On

4.3.2 Etudes comparative des différents types de jet

Pour bien mettre en évidence les influences respectives des JS, JC et JP nous présentons sur la figure suivante les évolutions des profils de vitesses obtenues par PIV en différentes positions x . Ces différentes influences sont également comparées à une étude par anémométrie à fil-chaud sur la Figure 4.20. On constate sur l'ensemble de ces figures que l'action du JP sur la couche limite constitue un cas intermédiaire entre celles du JS et du JC. On y remarque aussi que contrairement au JC et au JP, le JS augmente la vitesse du fluide de l'ET dans la zone proche-paroi.

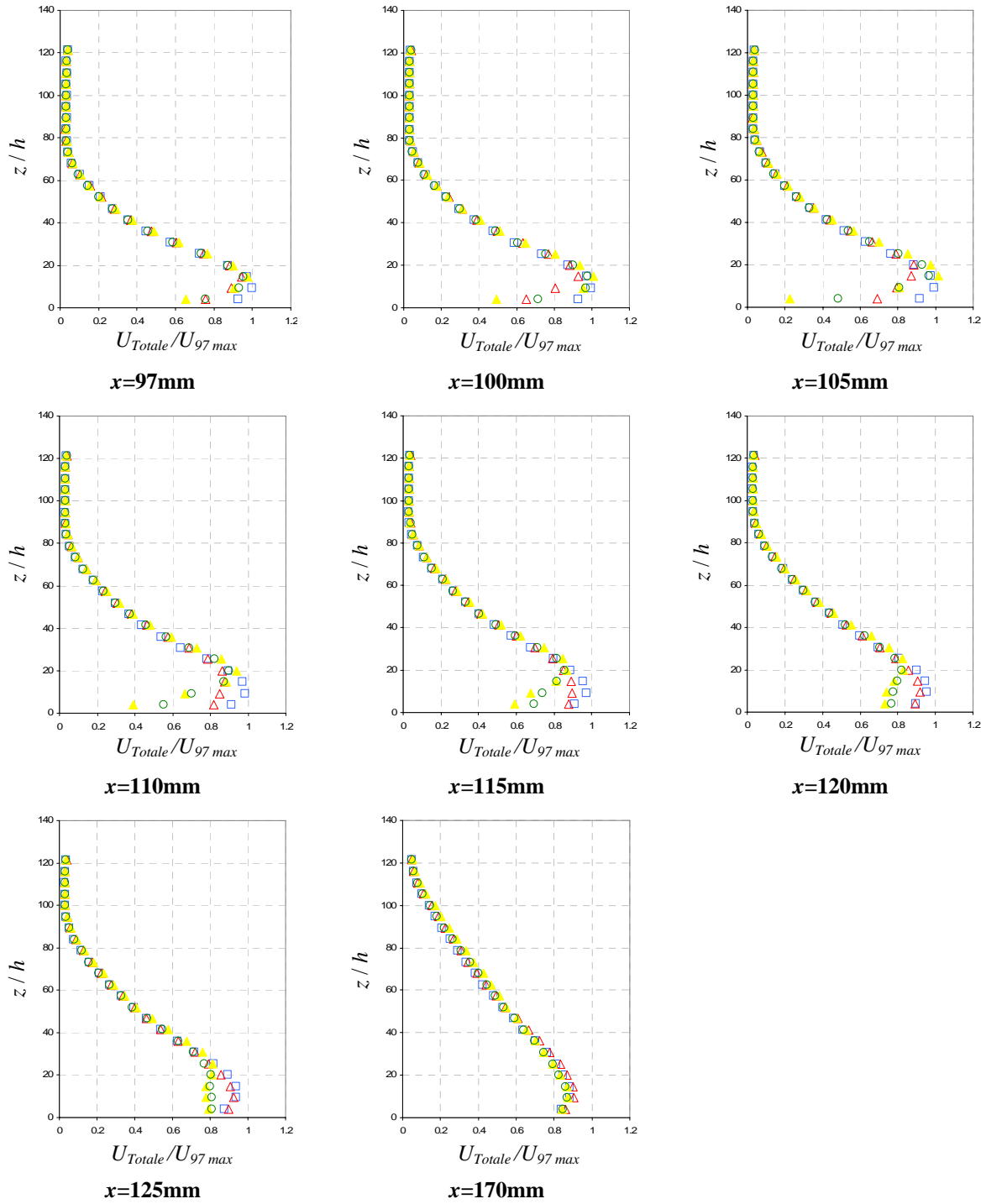


Figure 4.19 – Profils de vitesse par PIV, pour les trois jets à plusieurs position en aval de l'actionneur - $U_\infty = 6.5 \text{ m/s}$, $f = 200\text{Hz}$, $U_{JP \text{ moyenne}} = 16.5\text{m/s}$ - \square : Jet-Off, \triangle : JS-On, \blacktriangle : JC-On, \circ : JP-On

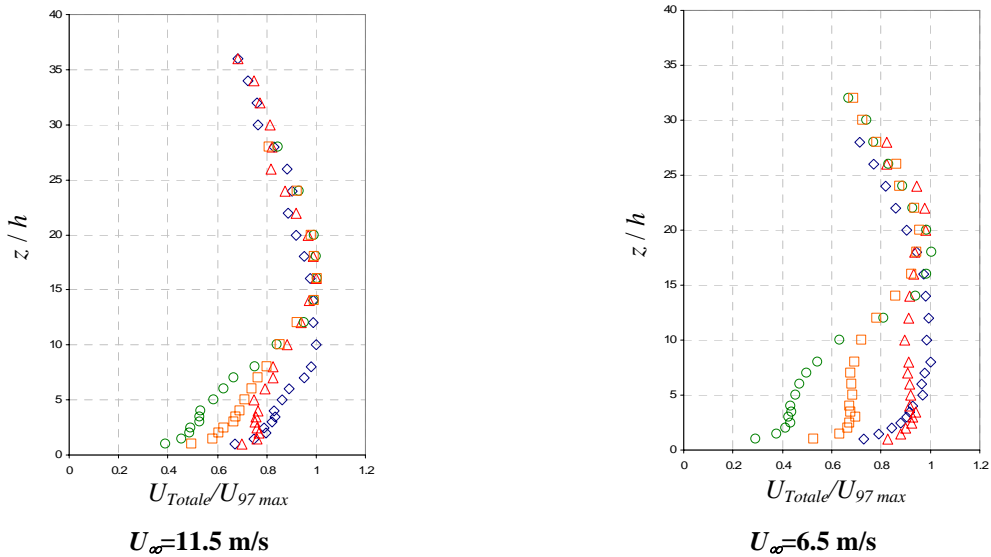


Figure 4.20 - Profils de vitesse par anémométrie fil-chaud pour les trois jets à $x=110\text{mm}$

- ◇ : Jet-Off
- △ : JS-On à $f = 200\text{Hz}$ et $A = 2000\text{Pa}$
- : JC-On à $U_{moyenne} = 16.5\text{ m/s}$ à $z = 0.5\text{mm}$
- : JP-On à $f = 200\text{ Hz}$ et $U_{moyenne} = 16.5\text{ m/s}$ à $z = 0.5\text{mm}$

Cette augmentation de vitesse est vraisemblablement due aux structures tourbillonnaires générées par le JS. On peut voir ainsi sur la Figure 4.21 les iso-contours de vitesse longitudinale (axe z) pour les trois types de jet. Cette figure correspond à la fin de la phase d'aspiration pour le JS et le JP. On remarque pour le JS, et de façon moindre pour le JP, l'existence de zones alternatives de vitesse négative et positive en aval de la fente (relativement à l'ET). Ces zones sont générées par les vortex qui se détachent de l'orifice et se déplacent avec l'écoulement vers la droite. Les zones de vitesse négative ainsi créées ont pour effet de "réinjecter" dans la couche limite du fluide extérieur de quantité de mouvement plus importante. Cette "redynamisation" de la couche limite, plus marquée dans le cas du JS et dans une moindre mesure du JP, explique l'augmentation plus importante que dans la configuration JC de la vitesse près de la paroi.

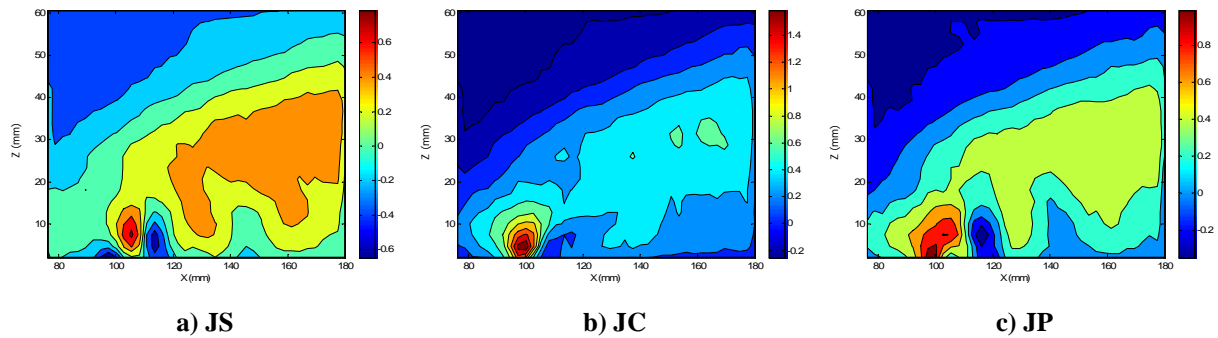


Figure 4.21 – Iso-contours de vitesse longitudinale pour les trois types de jet, $U_{\infty} = 6.5\text{ m/s}$, $f = 200\text{Hz}$, $A=2000\text{ Pa}$ - (correspondant à l'aspiration pour le JS et le JP)

Rq: Les dimensions de la fente du générateur de jet (JS et JP) sont de 0.5 mm × 10 mm. C'est la surface maximum que l'on peut lui donner si l'on veut disposer d'un signal de pression proche d'une sinusoïde. Au-delà, l'impédance de sortie du générateur devient trop petite et le signal est de plus en plus distordu.

Ainsi, la longueur de cette fente n'est que le dixième de celle du jet transversal, ce qui est relativement faible. Il n'est donc pas exclu que si la fente de sortie du générateur était plus longue les effets de modification de la couche limite de l'écoulement transversal pourraient être observés bien plus en aval (au-delà de $x = 170$ mm).

En effet, dans la configuration actuelle, il existe vraisemblablement non seulement un effet de courbure de jet issu du générateur par le jet transversal mais aussi un effet probable de contournement par ce dernier (analogie avec une lame flexible placée dans un écoulement infini). Une solution pourrait être de placer plusieurs générateurs en parallèle, chacun agissant sur une fente de 0.5 mm×10 mm.

4.4 Conclusions

La caractérisation expérimentale d'un AJS dans un écoulement de jet de paroi a été effectuée pour deux vitesses de l'ET, en utilisant une sonde à chaud-fil et la PIV. L'effet du JS est évident sur les profils de vitesse en aval de la fente. Cet effet est plus visible quand le rapport des vitesses (JS et ET) et le coefficient de quantité de mouvement du JS sont importants. Ceci est conforme aux résultats des études présentées par Mittal et al. [1] et Schaeffler et al. [2].

Une comparaison avec un JC et un JP a aussi été effectuée. Ces deux types de jet modifient aussi les profils de vitesse de l'ET mais d'une manière différente du JS. En ajoutant plus de quantité de mouvement dans la couche limite, le JS permet d'obtenir des augmentations de la vitesse de l'écoulement résultant dans cette couche limite loin en aval de l'actionneur, ce qui n'est pas le cas du JC et dans une moindre mesure celui du JP. Cet effet est particulièrement intéressant en vue de retarder la séparation de couche limite.

Références Bibliographiques

- [1] R. Mittal, P. Rampungoon, and H. S. Udaykumar, "Interaction of a synthetic jet with a flat plate boundary layer", in *31st AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. Anaheim, CA, 2001.
- [2] N. W. Schaeffler, "The interaction of a synthetic jet and a turbulent boundary layer", presented at 41st AIAA Aerospace sciences meeting and exhibit, Reno, Nevada, 2003.

Chapitre 5

Etude du contrôle du décollement produit sur une plaque inclinée

5.1 Introduction

Après avoir caractérisé l'interaction d'un JS avec un ET se développant sur une plaque plane normale à l'axe du jet nous avons procédé à l'étude de l'effet d'un JS sur un écoulement décollé. Cette application a fait l'objet de plusieurs travaux numériques et expérimentaux [1-7]. Dans tous ces travaux, l'AJS a joué un rôle très important pour le retardement ou même la suppression complète de la séparation de l'écoulement, et donc participé à l'augmentation de la portance et à la diminution de la traînée des profils d'ailes.

5.2 L'expérience

5.2.1 Configuration étudiée

Les mêmes configurations ainsi que les techniques de mesure décrites dans le chapitre précédent ont été utilisées pour réaliser cette partie de notre étude expérimentale. La plaque plane de l'étude précédente a été sectionnée à 10 mm en aval de la fente de l'AJS (Figure 5.1) et raccordée à une autre portion plane inclinée d'un angle α par rapport à la plaque amont. Cet angle est modifiable et les valeurs retenues pour cette étude sont de 15° et 28°.

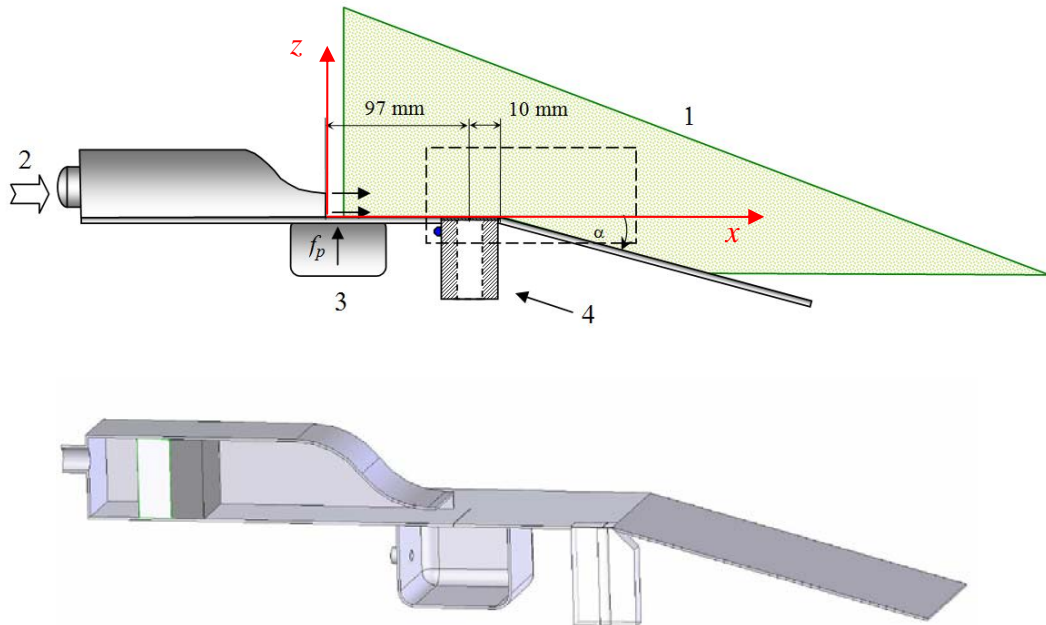


Figure 5.1 - Configuration expérimentale (plaque inclinée)

1- Nappe laser 2- Alimentation de l'ET, 3- réservoir des traceurs, 4 - jet synthétique

Ces valeurs ont été choisies après une exploration de plusieurs angles. Pour $\alpha=15^\circ$, l'écoulement était toujours « collé » à la plaque comme on le montrera dans le paragraphe suivant. Par contre, à $\alpha=28^\circ$, nous avons obtenu un décollement très significatif.

Les mesures pour cette partie de notre étude sont obtenues d'abord par PIV et ensuite par anémométrie fil-chaud.

5.2.2 Analyse des résultats expérimentaux

5.2.2.1 Mesures par PIV

I. $\alpha=15^\circ$

Comme nous l'avons mentionné précédemment, l'ET suit la partie inclinée de la plaque sans qu'il y ait de décollement. La Figure 5.2 montre le champ de vitesses et les lignes de courant, ainsi que les iso-contours de la vitesse transversale et longitudinale.

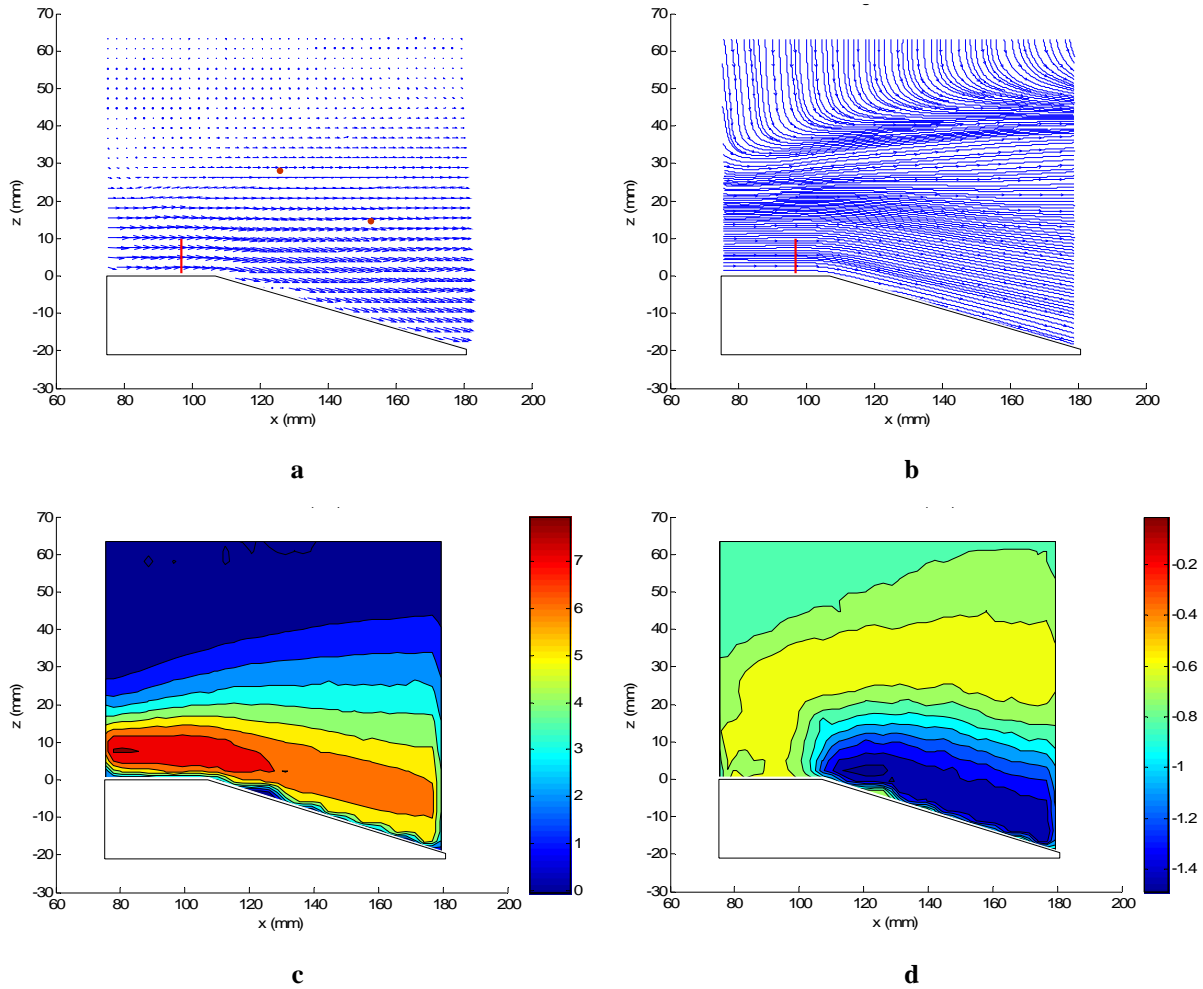


Figure 5.2 – ET sans actionnement du JS, $\alpha=15^\circ$, $U_\infty=6.5$ m/s– a) champ de vitesses, b) lignes de courant, c) iso-contours de vitesse transversale (suivant x), d) iso-contours de vitesse longitudinale (suivant z)

Rq : Rappelons que le terme longitudinal (z) est relatif à l’axe du JS et le terme transversal (x) est relatif à la direction normale à cet axe.

Sur cette figure nous constatons que l’ET suit le plan de la plaque y compris dans la partie inclinée. Une bulle de décollement semble prête à se former aux environs de $x = 125$ mm mais sa taille est peu significative.

Rq : La dégradation au niveau de la surface inclinée sur les images d’iso-contours de la vitesse est due à la discrétisation du domaine de calcul dans le logiciel d’exploitation des images PIV.

La Figure 5.3 montre les mêmes images que la figure précédente mais avec l’actionnement du JS. Visuellement, aucun changement important n’est apporté par ce dernier. Cela est confirmé par la Figure 5.5 qui montre des profils de vitesse de l’ET sans et avec l’actionnement du JS. Sur cette figure, la vitesse est adimensionnée par la valeur

maximum de la vitesse de l'ET à $x = 97\text{mm}$ sans actionnement du JS et la coordonnée z est adimensionnée par la largeur de la fente du JS ($h = 0.5\text{ mm}$).

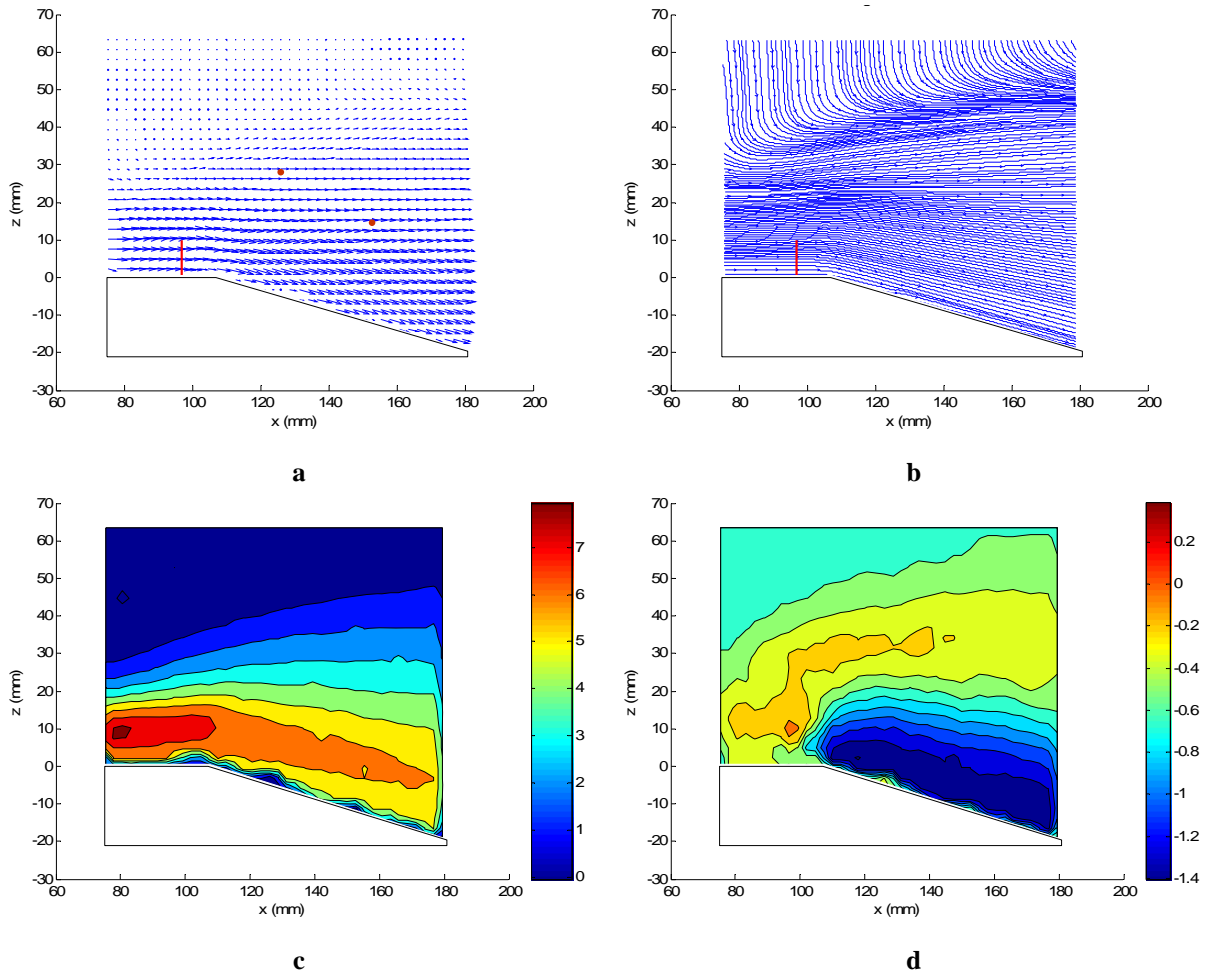


Figure 5.3 – ET+JS, $\alpha = 15^\circ$, $U_\infty = 6.5\text{ m/s}$ – a) champ de vitesses, b) lignes de courant, c) iso-contours de vitesse transversale, d) iso-contours de vitesse longitudinale

Sur cette figure, six profils sont comparés, 3 profils en amont et 3 profils en aval de la cassure. En raison des contraintes de l'analyse PIV, les profils sont pris perpendiculairement à l'axe x et non perpendiculairement au plan de la partie inclinée comme ce sera le cas dans l'analyse par anémométrie fil-chaud (Figure 5.4) d'où les valeurs négatives de z .

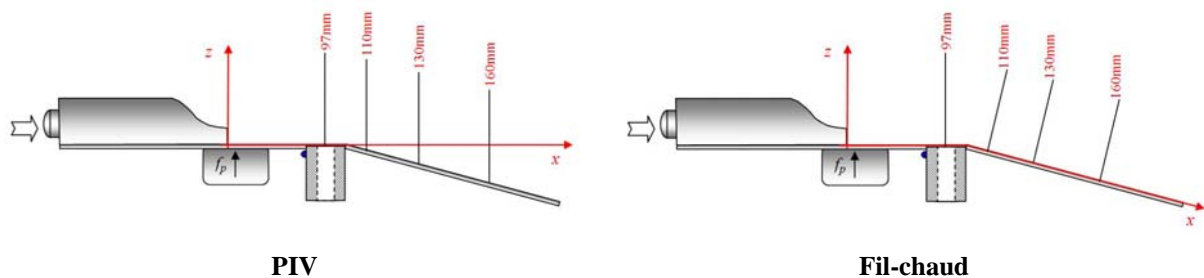


Figure 5.4 – Position des axes de mesure des profils de vitesse

Compte tenu de la faible valeur de l'angle α , les profils varient très peu avant et après la cassure ($x > 107\text{mm}$) par rapport à ceux observés dans le cas de la plaque plane au chapitre précédent.

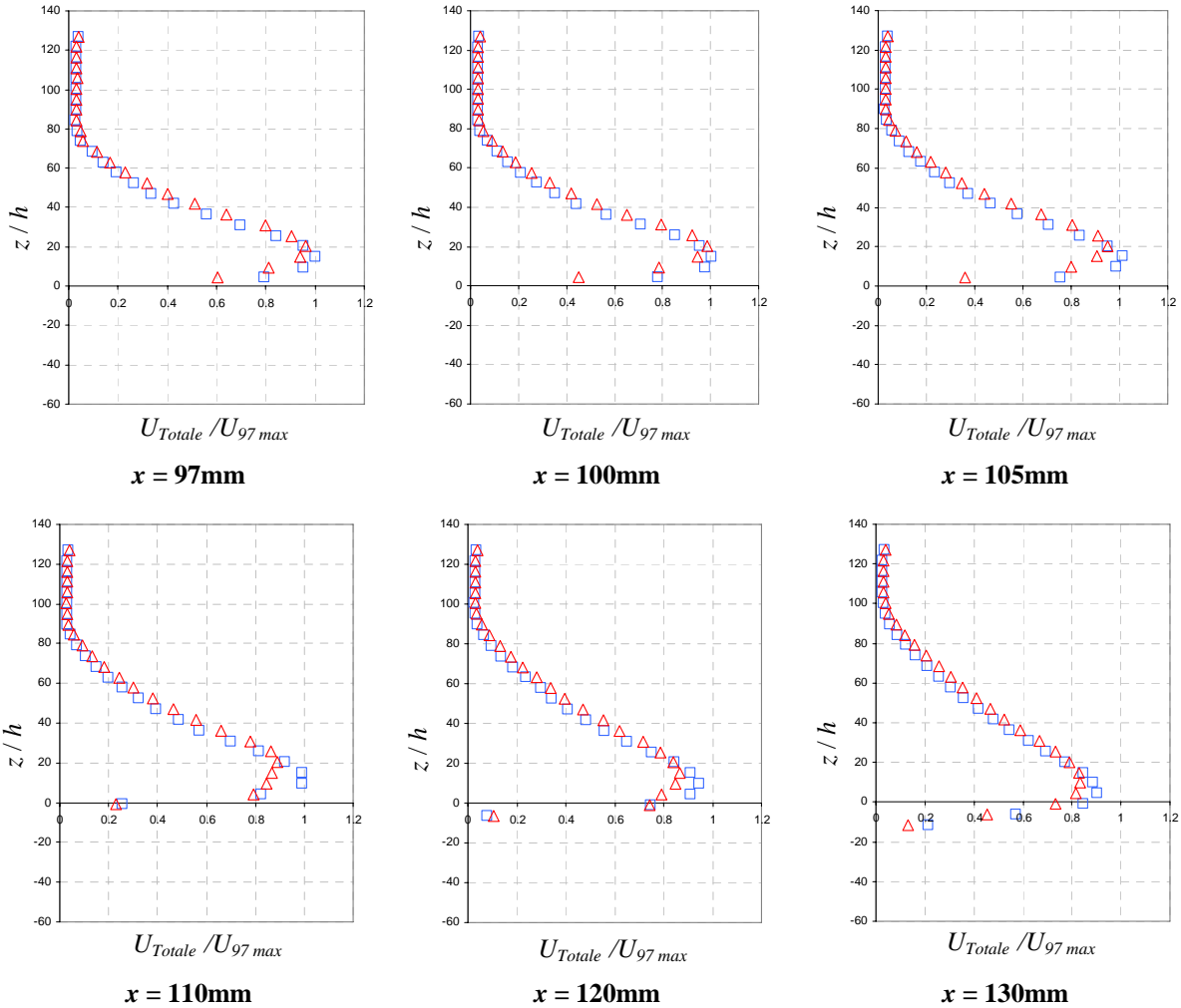


Figure 5.5 – Profils de vitesse (résultats PIV) avec et sans JS pour $\alpha = 15^\circ$, $f = 200\text{Hz}$, $A = 2000\text{ Pa}$, $U_\infty = 6.5\text{ m/s}$. \square : JS-Off, \triangle : JS-On

II. $\alpha = 28^\circ$ sans actionnement du JS

Avec cette configuration nous avons obtenu un décollement très visible. Il s'étend de $x \approx 114\text{ mm}$ jusqu'à $x \approx 138\text{ mm}$ comme le montre la Figure 5.6. La poche de recirculation se manifeste sur les lignes de courant et aussi sur les iso-contours de vitesse transversale et longitudinale (valeur négative). Nous remarquons aussi sur ces iso-contours de vitesse transversale l'accélération de la vitesse dans la zone située au dessus de la cassure.

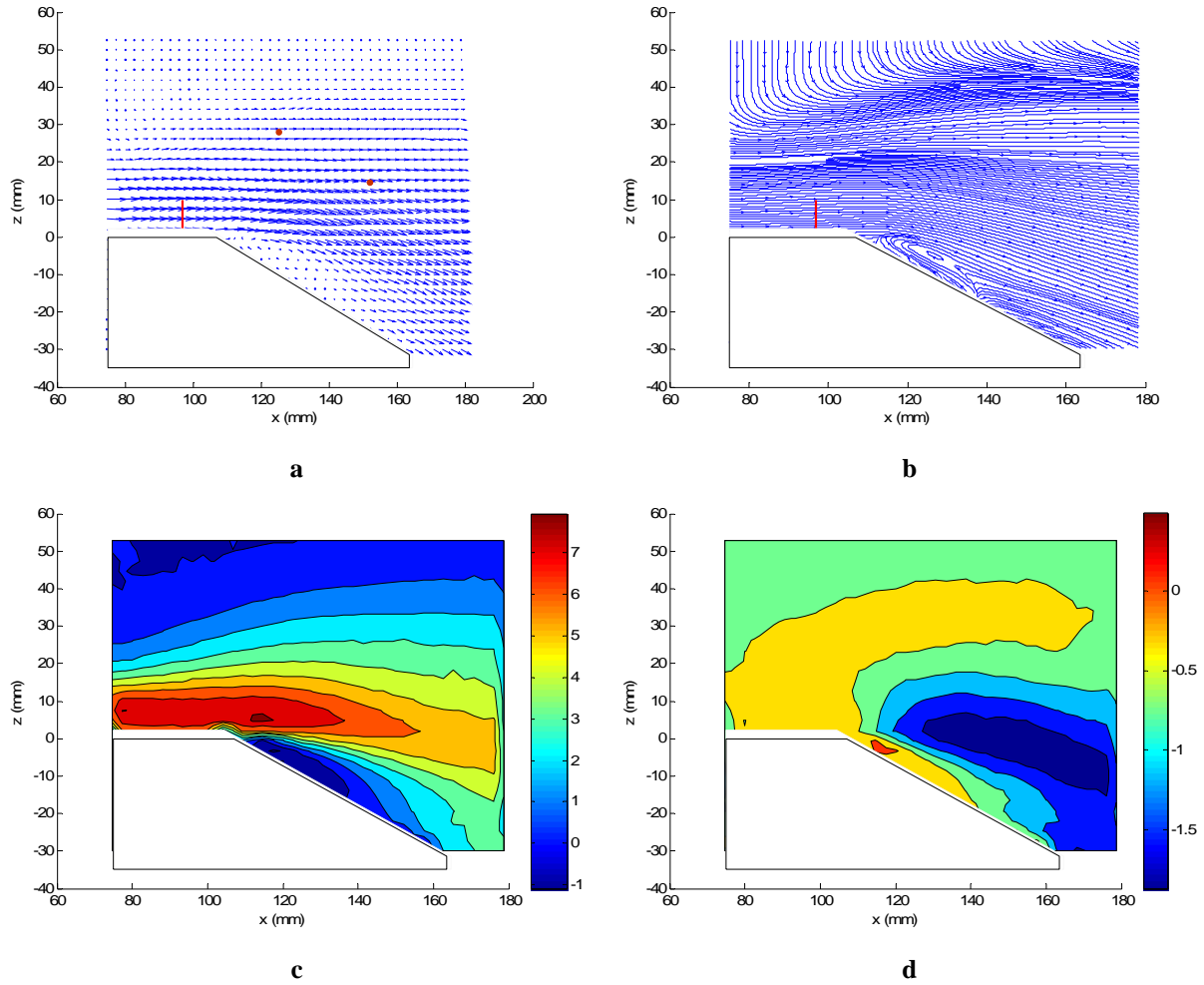


Figure 5.6 – ET sans actionnement du JS - $\alpha = 28^\circ$, $U_\infty = 6.5 \text{ m/s}$ – a) champ de vitesses, b) lignes de courant, c) iso-contours de vitesse transversale, d) iso-contours de vitesse longitudinale (axe z)

III. $\alpha = 28^\circ$ avec l'actionnement du JS

La Figure 5.7 représente l'ET avec l'actionnement du JS. L'effet du JS est très visible par la suppression quasi complète de la zone de recirculation produite sur la partie inclinée. Nous pouvons cependant constater que dans la zone de proche-paroi de la plaque inclinée ($x > 107 \text{ mm}$) la vitesse est presque nulle. Cela est aussi observable sur les profils de vitesse obtenus par PIV.

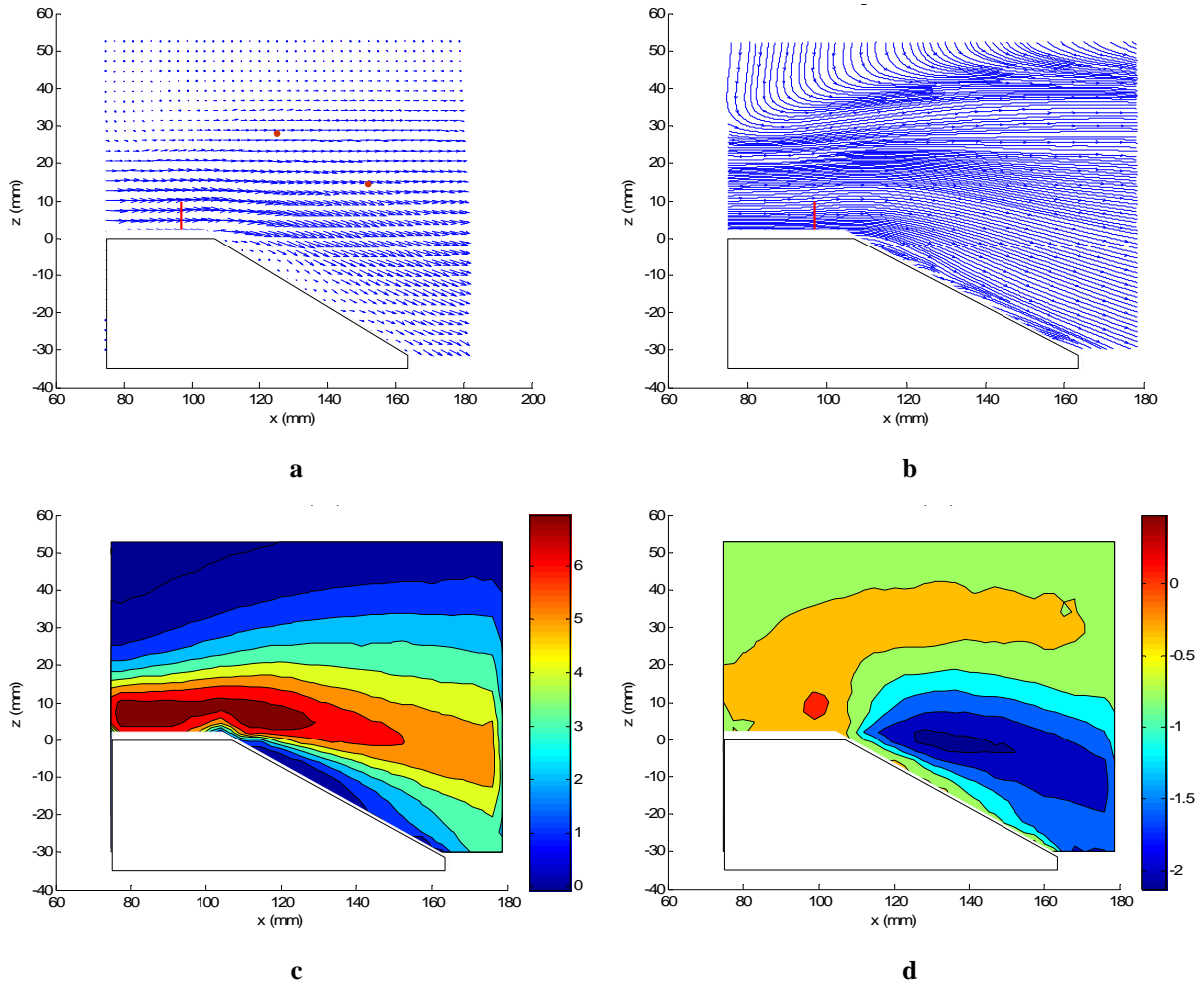
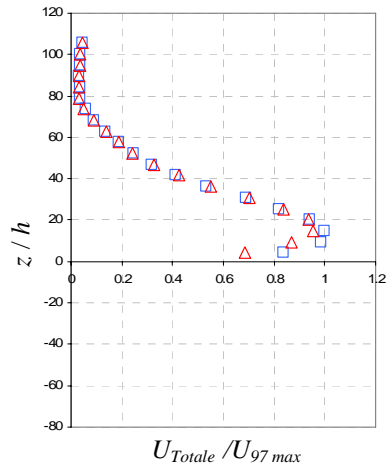


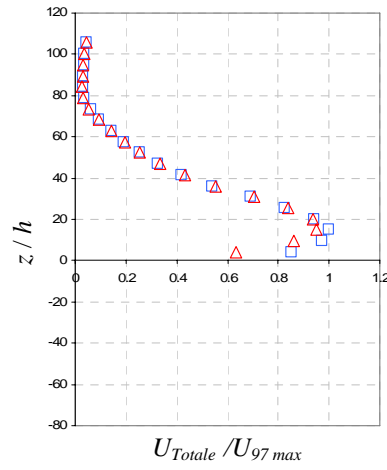
Figure 5.7 - ET + JS, $\alpha = 28^\circ$, $U_\infty = 6.5$ m/s– a) champ de vitesses, b) lignes de courant, c) iso-contours de vitesse transversale, d) iso-contours de vitesse longitudinale

IV. Profils de vitesse pour $\alpha=28^\circ$

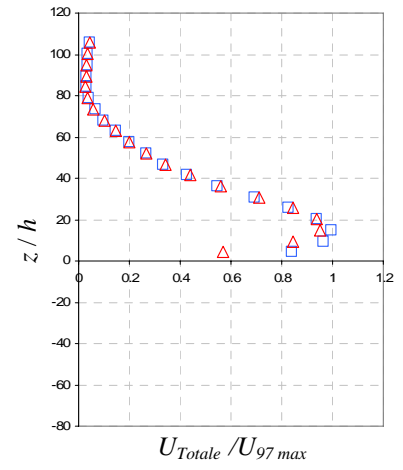
16 profils sont enregistrés pour cette configuration (Figure 5.8) pour les deux cas (sans et avec JS : Jet-Off et Jet-On) : 5 profils en amont et 11 profils en aval de la cassure. La vitesse ici est aussi adimensionnée par la valeur maximum de la vitesse de l'ET à $x = 97$ mm sans actionnement du JS et la coordonnée z est adimensionnée par h la largeur de la fente de l'AJS. L'effet de l'actionnement du JS est évident sur les profils situés en aval de la cassure. Cet effet se traduit par une augmentation de la vitesse qui débute à $x = 115$ mm et atteint un maximum vers $x = 140$ mm. Ensuite elle diminue en allant vers l'aval. Nous rappelons que le fait d'avoir des z négatifs pour la zone de plan incliné est dû à la position de l'origine de cet axe.



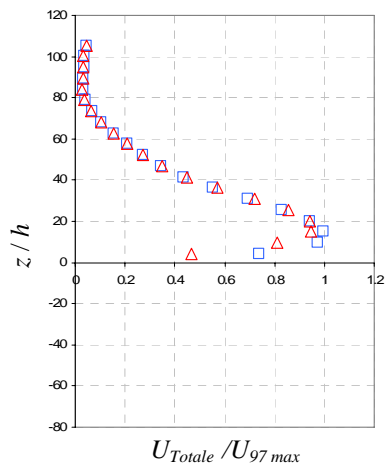
x=97mm



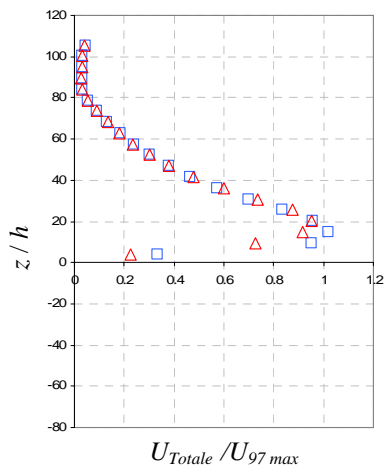
x=98mm



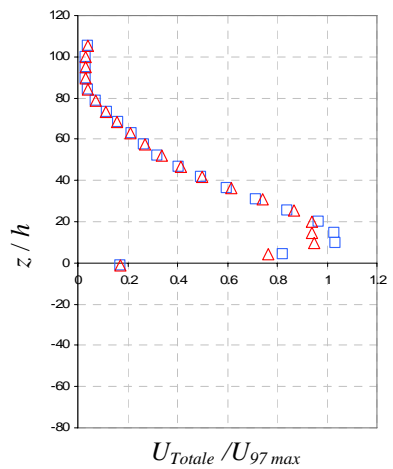
x=99mm



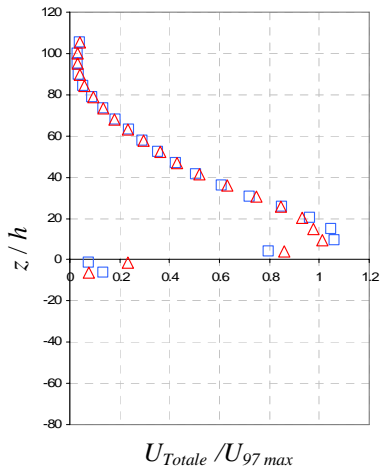
x=100mm



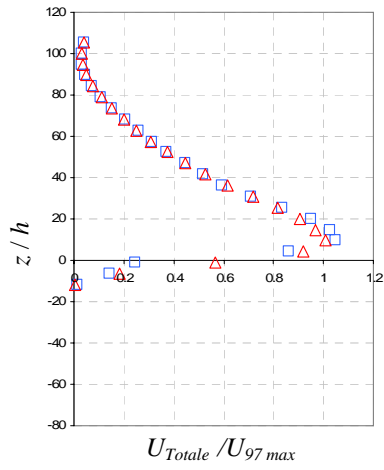
x=105mm



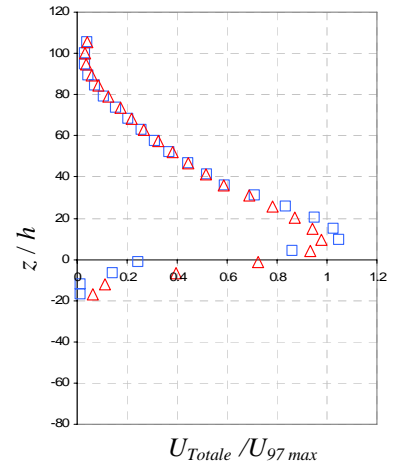
x=110mm



x=115mm



x=120mm



x=125mm

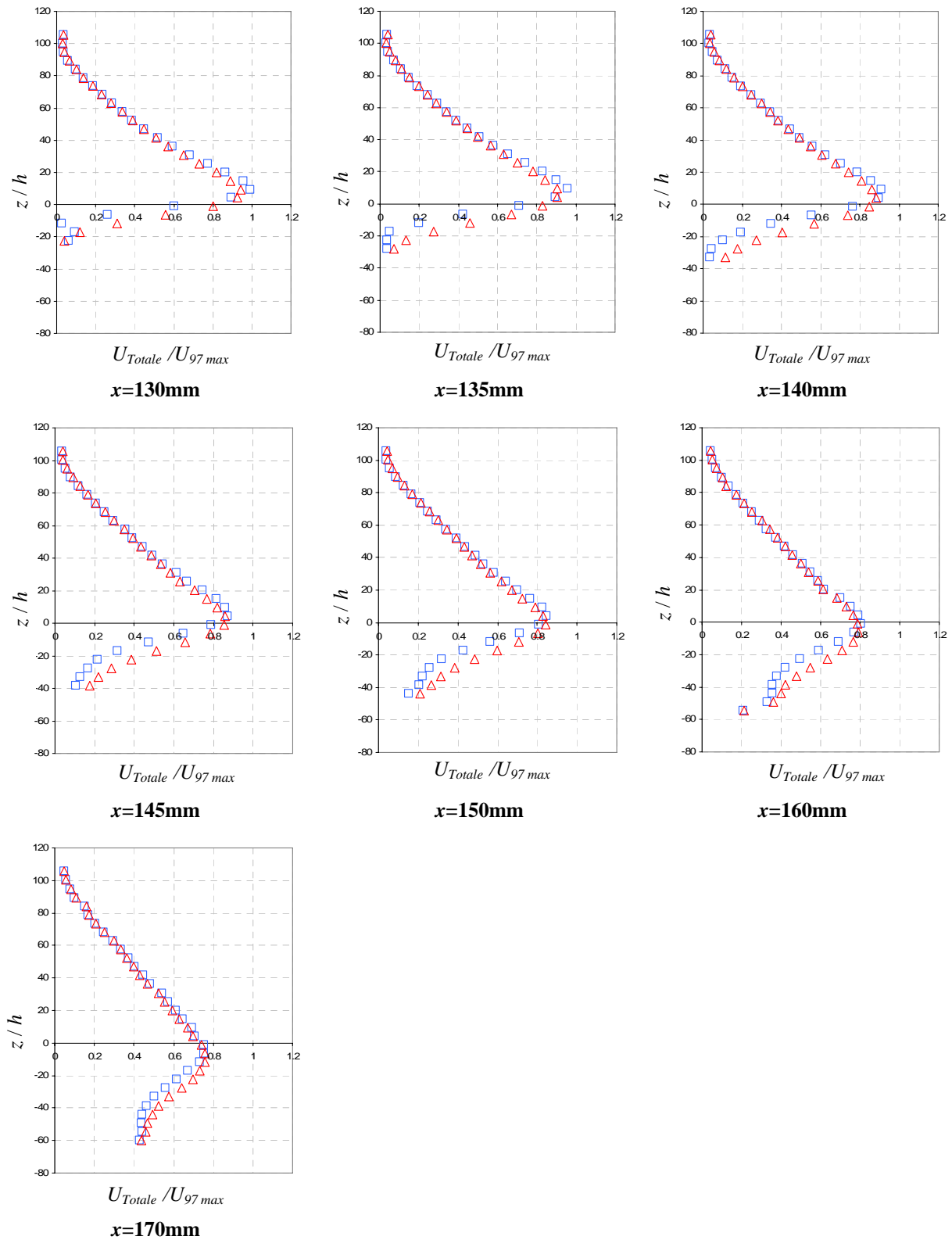
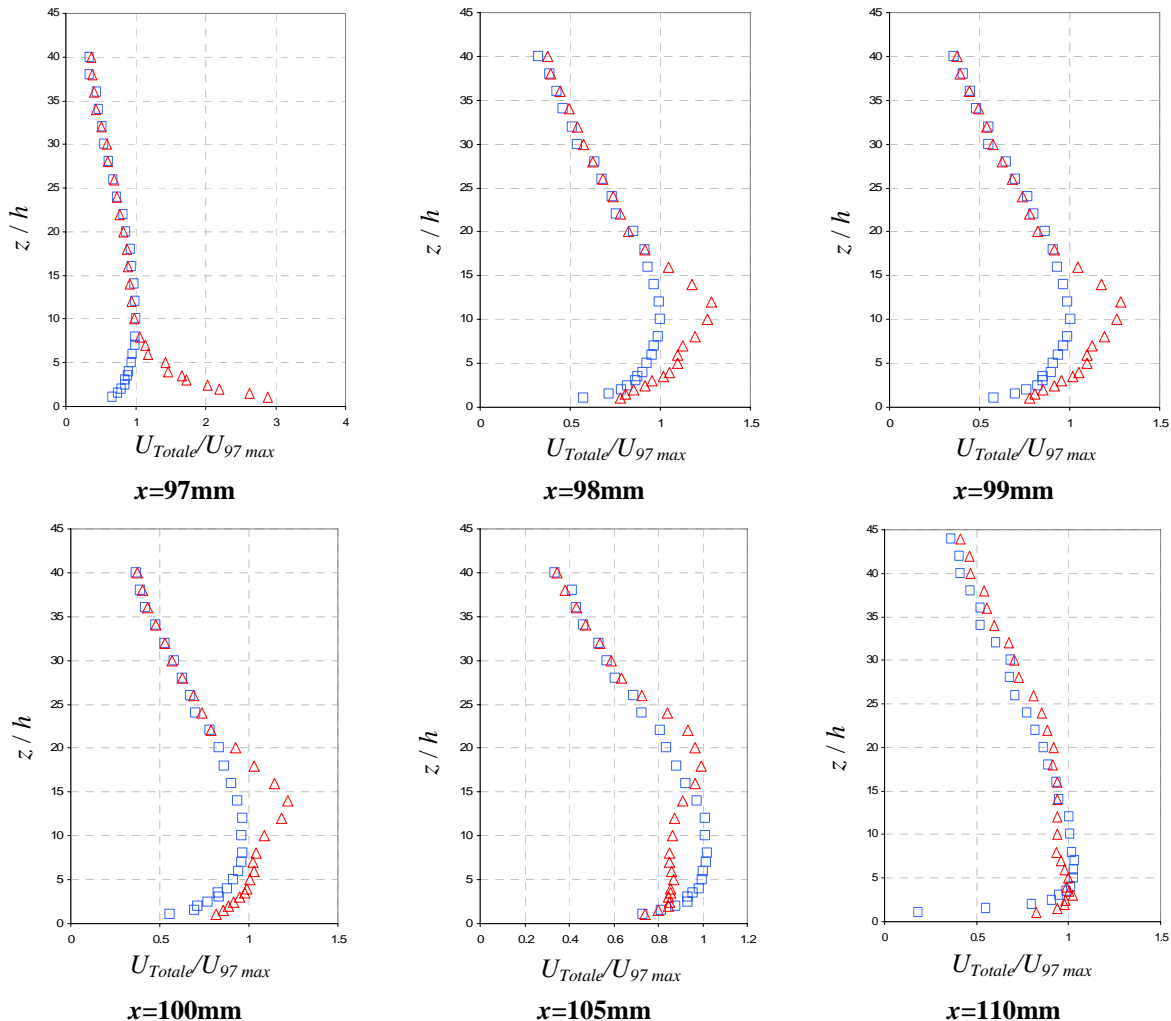


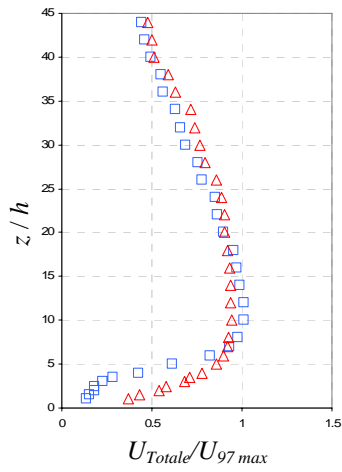
Figure 5.8 - Profils de vitesse (mesurés par PIV) avec et sans JS pour $\alpha = 28^\circ$ -, $f = 200\text{Hz}$, $A = 2000\text{ Pa}$, $U_\infty = 6.5\text{ m/s}$. \square : JS-Off, \triangle : JS-On

5.2.2.2 Mesures par anémométrie fil-chaud

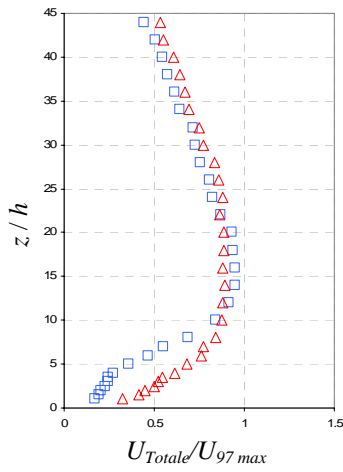
La Figure 5.9 montre 17 profils de vitesse obtenus par cette méthode pour la configuration étudiée. Ici le zéro de l'axe z est pris à partir de la plaque que ce soit avant ou après la cassure. Donc, tous les profils sont enregistrés normalement à la plaque. Les données des deux axes sont adimensionnées de la même façon que pour les profils obtenus par PIV.

D'une façon globale, les changements provoqués par l'actionnement du JS ressemblent à ceux constatés dans l'analyse par PIV. Bien que nos mesures par fil-chaud ne donnent pas la direction de la vitesse (cf. chapitre 4), leur intérêt est que les modifications de vitesse dans la zone de proche-paroi sont beaucoup plus visibles. Cela vient du fait que la sonde peut explorer des couches où l'ensemencement en particules lors de l'étude PIV n'était pas très régulier. Plus loin de la paroi, ces profils montrent surtout l'effet, lié à l'actionnement du JS, d'une quasi suppression de la zone de recirculation formée par le décollement de couche limite. L'influence du JS sur les profils de vitesse est quasi négligeable à partir de $x = 180$ mm.

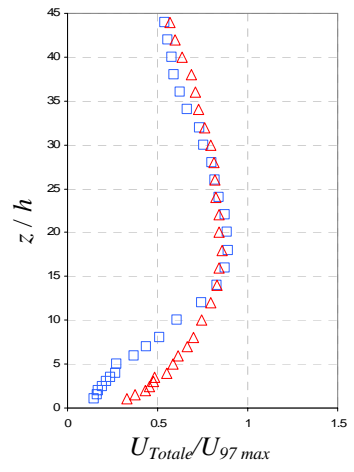




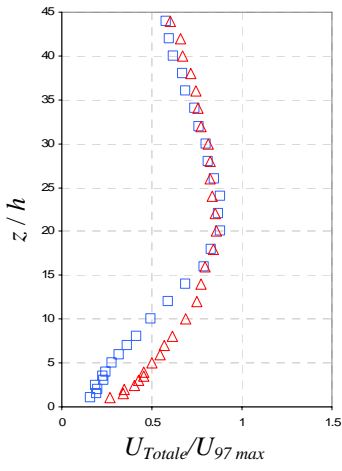
x=115mm



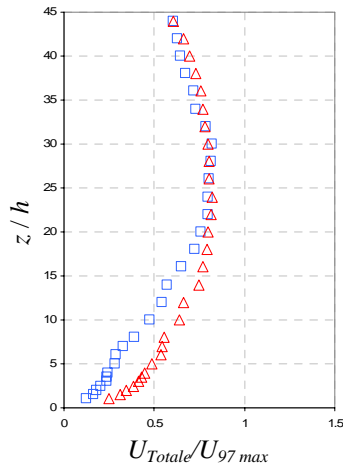
x=120mm



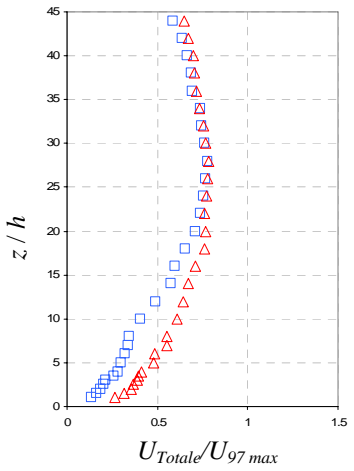
x=125mm



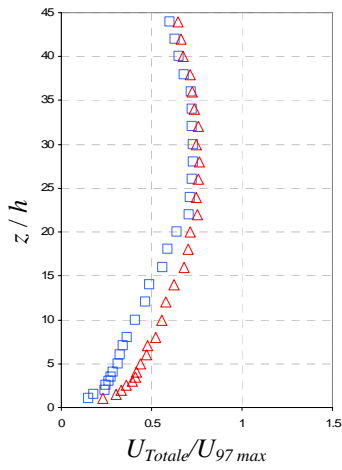
x=130mm



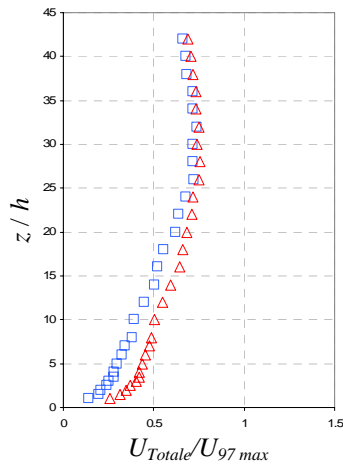
x=135mm



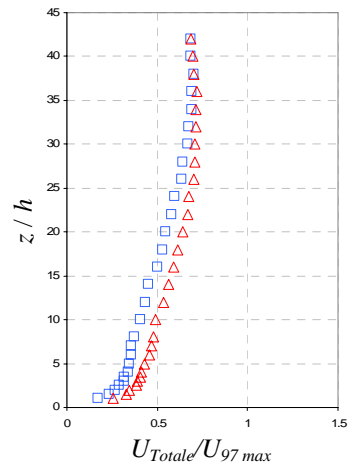
x=140mm



x=145mm



x=150mm



x=160mm

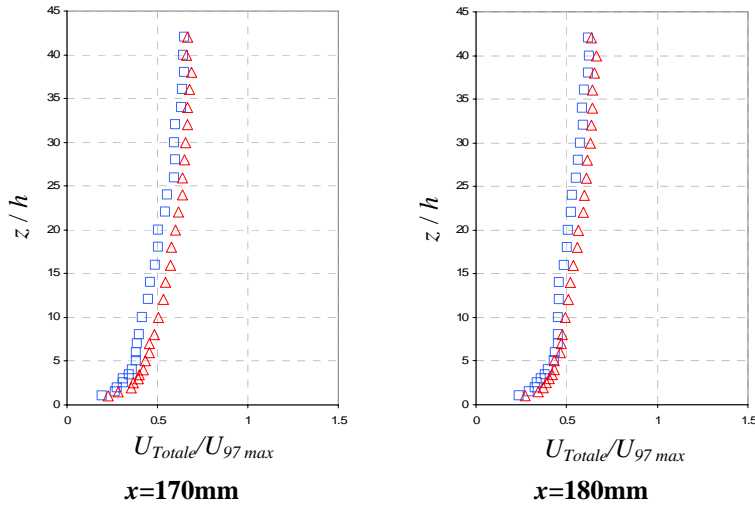


Figure 5.9 – Profils de vitesse (mesurés par fil-chaud) avec et sans JS pour $\alpha = 28^\circ$ -, $f = 200\text{Hz}$, $A = 2000\text{ Pa}$, $U_\infty = 6.5\text{ m/s}$. \square : JS-Off, \triangle : JS-On

5.3 Comparaison d’un JS avec un jet continu et un jet pulsé

5.3.1 Analyse par anémométrie fil-chaud

Les profils obtenus par cette méthode (Figure 5.10) nous montrent que les trois types de jets augmentent la vitesse au niveau de la couche limite dans la zone proche-paroi. Les trois profils enregistrés pour trois valeurs de x (110, 120 et 130 mm) sur la partie inclinée de la plaque indiquent que le JS apporte la modification la plus importante même si les effets des deux autres types de jets sont significatifs.

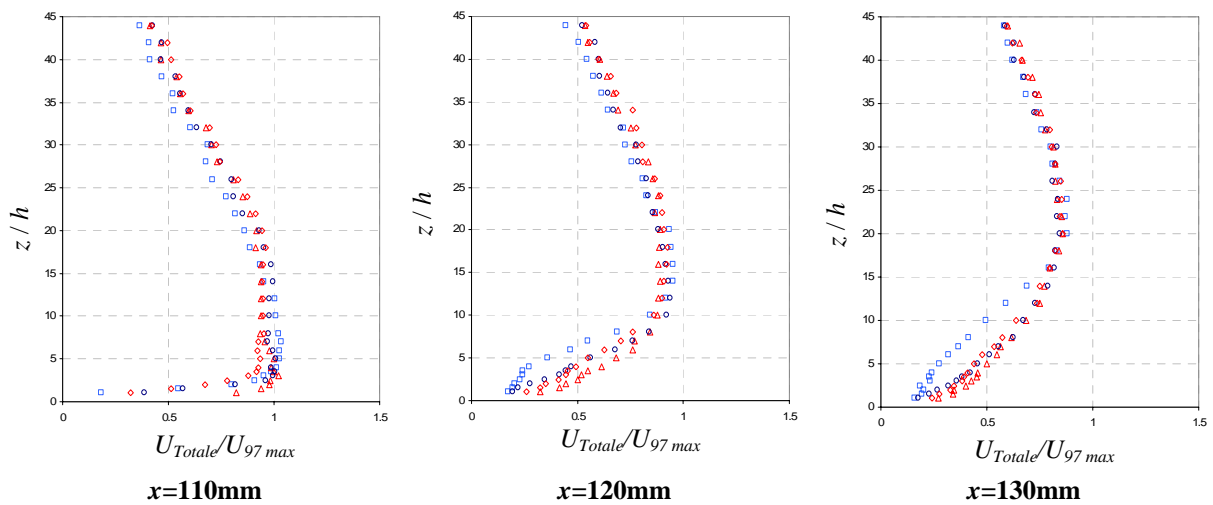
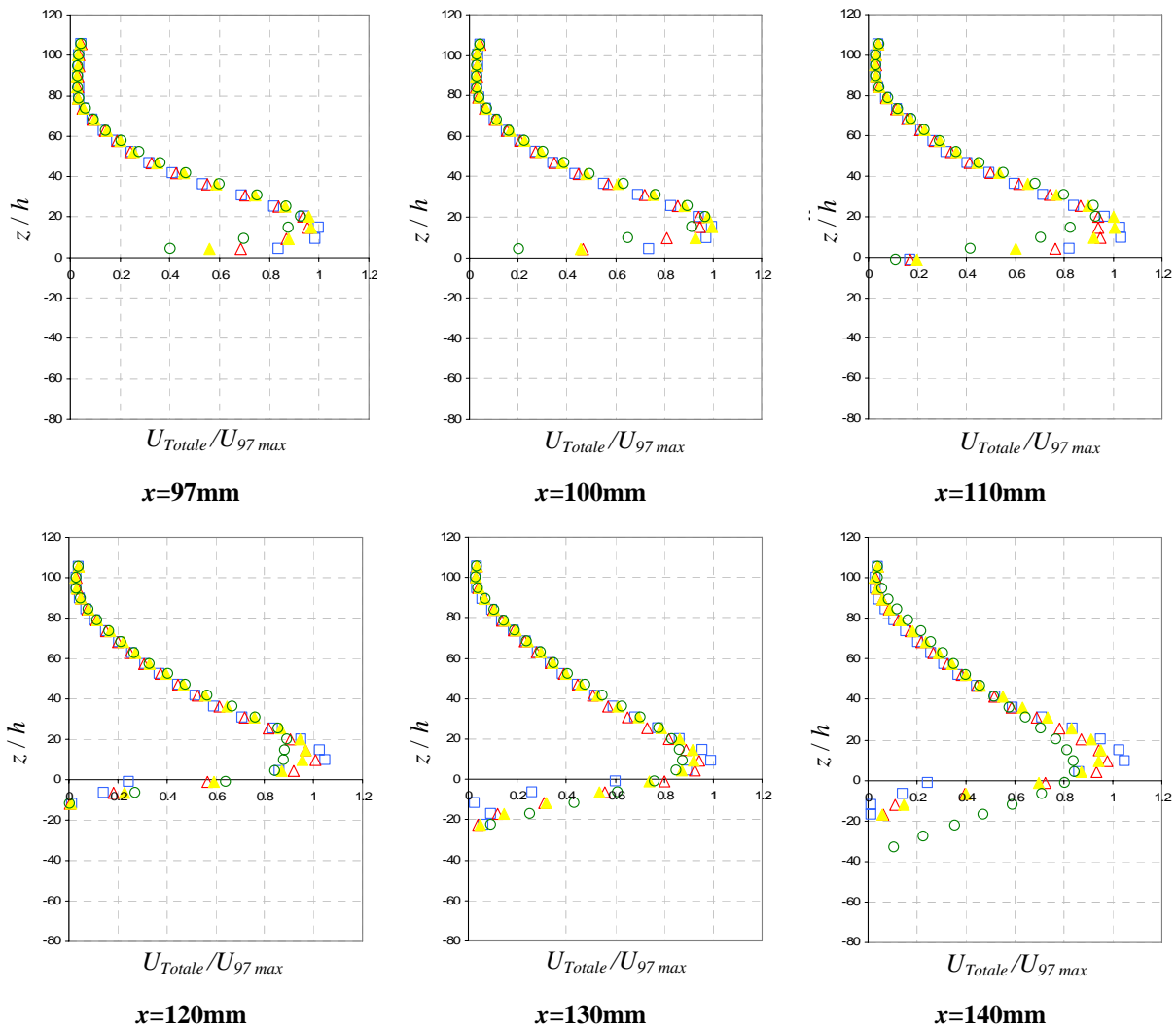


Figure 5.10 - Profils de vitesse (mesurés par fil-chaud) avec et sans actionnement pour $\alpha = 28^\circ$ -, $f = 200\text{Hz}$, $A = 2000\text{ Pa}$, $U_\infty = 6.5\text{ m/s}$. \square : Jet-Off, \triangle : JS-On, \circ : JC-On, \diamond : JP-On

5.3.2 Analyse par PIV

Les mêmes conclusions que celles du paragraphe précédent peuvent être déduites de la Figure 5.11. Cette figure compare les profils de vitesse enregistrés pour les trois types de jet pour 9 positions sur l'axe x . Les courbes sont adimensionnées par la vitesse maximum enregistrée à $x = 97\text{mm}$ sans actionnement et par h la largeur de la fente. Dans les trois cas, le décollement est supprimé mais le JS augmente de manière plus importante la vitesse dans la couche limite, ce qui est favorable à l'attachement du jet à la paroi. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, cet effet est vraisemblablement dû à l'injection périodique de quantité de mouvement dans la couche limite par les structures tourbillonnaires générées par le JS, structures moins marquées dans le cas du JP et pratiquement inexistantes dans le cas du JC.



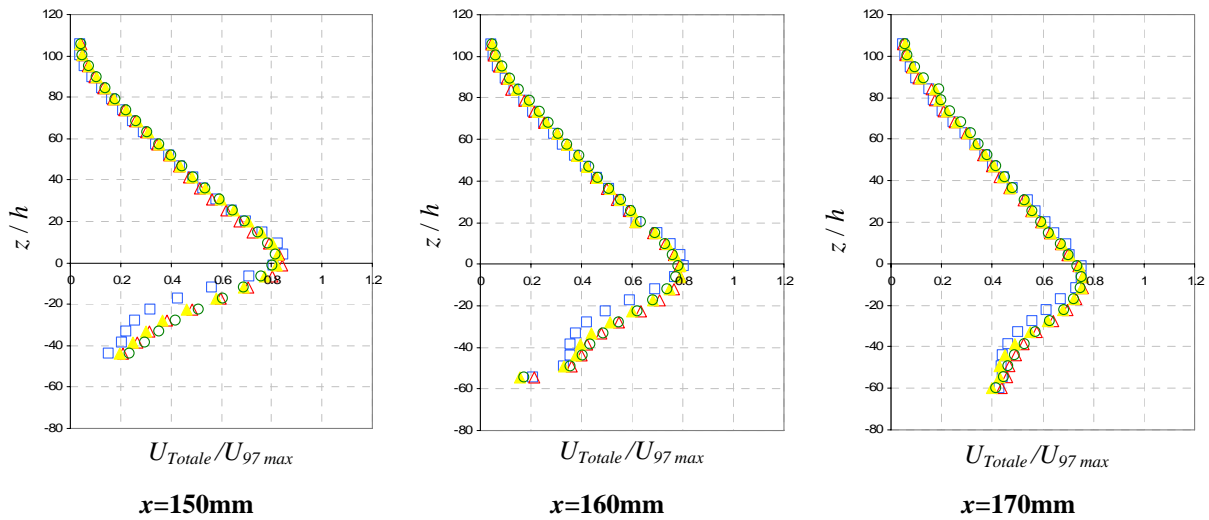


Figure 5.11 – Comparaison des 3 jets - Profils de vitesse (mesurés par PIV) avec et sans actionnement du jet pour $\alpha = 28^\circ$, $f = 200\text{Hz}$, $A = 2000\text{ Pa}$, $U_\infty = 6.5\text{ m/s}$. \square : Jet-Off, \triangle : JS-On, \blacktriangle : JC-On, \circ : JP-On

5.4 Conclusions

La caractérisation expérimentale de l'action d'un AJS sur un écoulement décollé a été effectuée en utilisant des mesures obtenues par anémométrie fil-chaud et par PIV. L'actionneur a été placé à 10 mm en amont de la cassure, l'angle d'inclinaison de la plaque était de 28° et la vitesse de l'ET de 6.5 m/s. Une comparaison avec un JC et un JP a aussi été effectuée.

L'action des trois types de jet a fortement diminué et même quasiment supprimé la poche de recirculation formée sur la partie inclinée de la plaque. A partir des mesures obtenues par la sonde fil-chaud, nous pouvons remarquer que le JS agit plus efficacement que le JC et le JP dans la zone de proche-paroi même si les effets des trois types de jet sont voisins dans les zones plus éloignées de la paroi. Ultérieurement, il serait très intéressant d'étudier d'une part l'effet des trois types de jet sur des décollements plus marqués (pour un angle α plus grand par exemple) pour confirmer l'efficacité supposée supérieure du JS, et d'autre part les effets de la position du jet par rapport à la cassure, ou encore ceux de l'inclinaison de son axe par rapport à l'ET.

Références Bibliographiques

- [1] M. Amitay and A. Glezer, "Controlled transients of flow reattachment over stalled airfoils", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 23, pp. 690-699, 2002.
- [2] M. Amitay, A. Honohan, M. Trautman, and A. Glezer, "Modification of the aerodynamic characteristics of bluff bodies using fluidic actuators", presented at 28th Fluid Dynamics Conference, Snowmass Village, CO, 1997.
- [3] M. Amitay, D. R. Smith, V. Kibens, D. Parekh, and A. Glezer, "Aerodynamic flow control over an unconventional airfoil using synthetic jet actuators", *AIAA Journal*, vol. 39, No. 3, pp. 361-370, 2001.
- [4] R. Duvigneau and M. Visonneau, "Simulation and Optimization of Stall Control for an Airfoil with a Synthetic Jet", presented at 39^{ème} Colloque d'Aérodynamique Appliquée : Contrôle des écoulements, 22-24 mars, Paris - France, 2004.
- [5] J. L. Gilarranz and O. K. Rediniotis, "Compact, high-power synthetic jet actuators for flow separation control ", presented at 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, 2001.
- [6] J. L. Gilarranz, L. W. Traub, and O. K. Rediniotis, "Characterization of a Compact, High-Power Synthetic Jet Actuator for Flow Separation Control", *AIAA Paper*, 2002.
- [7] G. Hong, "Effectiveness of micro synthetic jet actuator enhanced by flow instability in controlling laminar separation caused by adverse pressure gradient", *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 132, pp. 607–615, 2006.

Chapitre 6

Effets liés à l'interaction des actionneurs et leur miniaturisation

6.1 Interaction de deux JS adjacents

6.1.1 Introduction

Comme nous l'avons vu précédemment, le contrôle des décollements sur une aile d'avion par exemple suppose que l'on place sur la surface un nombre important de couple capteurs-actionneurs dans le but de détecter la position de la ligne de séparation potentielle et d'activer les actionneurs concernés en conséquence. Se pose alors la question de l'interaction entre les jets par deux actionneurs voisins. Ainsi, Lee et al. [1] ont montré que de légères modifications dans la zone de formation des anneaux de vortex d'un jet circulaire pouvait conduire à des modifications de sa trajectoire et en conséquence de la structure du jet loin de l'orifice et donc de son effet potentiel pour le contrôle d'un écoulement transversal.

6.1.2 Simulation numérique

6.1.2.1 Géométrie

La géométrie que nous avons adoptée pour le modèle de l'AJS est basée sur celle décrite dans l'article de Glezer [2].

Le modèle est bidimensionnel et se compose de cinq parties : deux cavités, deux orifices et le domaine extérieur. La distance inter-fentes est de $2.3 h$ ($1150 \mu\text{m}$). Nous avons utilisé les

mêmes dimensions pour les deux cavités. La Figure 6.1 illustre la géométrie de l'actionneur utilisé. L'origine du système cartésien est au centre du segment inter-fentes.

Trois cas de déphasage entre les mouvements des membranes sont étudiés ici ($\Phi = 0^\circ$, 60° et 130°). Pour le premier cas (actionneurs en phase : $\Phi = 0^\circ$) une seule moitié de la géométrie est modélisée en utilisant la propriété de symétrie pour réduire le temps de calcul. La géométrie complète est modélisée pour les deux autres cas (jets déphasés à $\Phi = 60^\circ$ ou 130°).

Le Tableau 6.1 présente les dimensions du modèle complet utilisé et l'amplitude du mouvement oscillatoire de la membrane. La fréquence du mouvement oscillatoire de la membrane f est de 600 Hz.

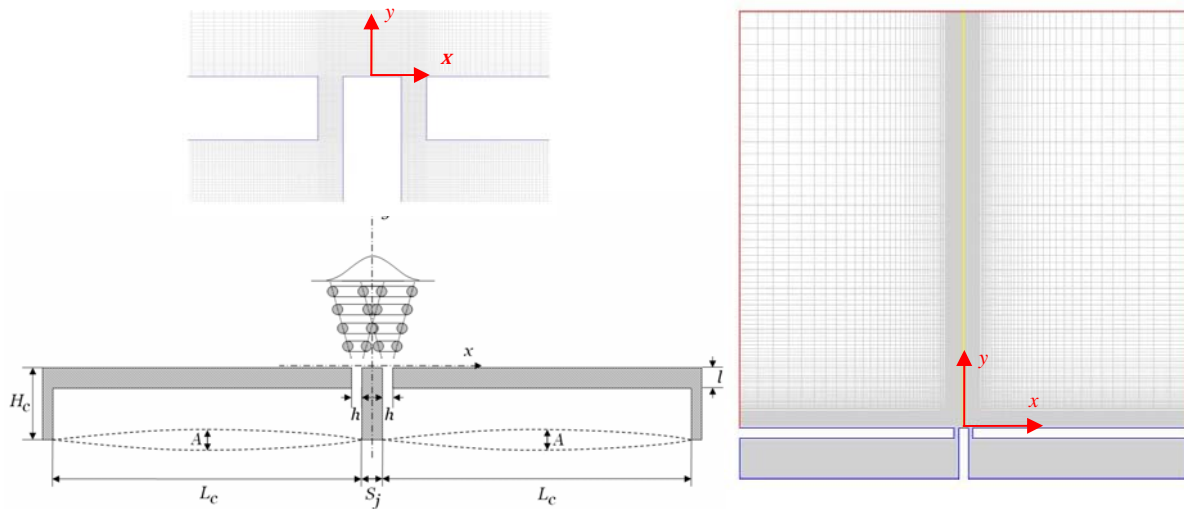


Figure 6.1 – Géométrie et maillage de la configuration 2JS adjacents étudiée

Zone	Orifice ($h \times l$)	Cavité ($H_c \times L_c$)	Domaine extérieur	Amplitude (A)	Distance inter- fentes (S_j)
(μm)	500×1250	$25.4 \cdot 10^3 \times 5 \cdot 10^3$	$5.2 \cdot 10^4 \times 5 \cdot 10^4$	152.4	$2.3 h = 1150$

Tableau 6.1 – Caractéristiques géométriques du modèle numérique

6.1.2.2 Paramètres des simulations

Nous avons utilisé un maillage structuré (cellules quadratiques) avec une densité variable en fonction de la zone considérée (plus dense dans et autour des orifices et sur l'axe des deux

jets). Le modèle complet comporte 49500 mailles. Le Tableau 6.2 résume les caractéristiques du maillage.

Nombre de cellules	Mini jet
Orifice ($h \times l$)	20 × 50 (1000 éléments)
1 Cavité ($H_c \times L_c$)	170 × 85 (14450 éléments)
½ domaine extérieur	93 × 100 (9300 éléments)
Total : ½ modèle	24750 éléments
Total : modèle complet	49500

Tableau 6.2 – Caractéristiques du maillage

Le Tableau 6.3 donne les valeurs des propriétés principales du fluide utilisées dans cette partie de notre étude. Elles sont prises aux conditions atmosphériques (*Pression* = 1 atm, *Temperature* = 300 K°).

Propriété	Hypothèses	Valeur	Unité
Densité	Gaz parfait (<i>ideal gas</i>)		kg/m ³
Chaleur spécifique à pression constante	constante	1006	J/kg-K
Viscosité	constante	1.789 10 ⁻⁵	kg/m-s

Tableau 6.3 – Propriétés du fluide

Le mouvement oscillatoire de chaque membrane est modélisé comme le mouvement d'un piston rigide en utilisant la fonction de maillage dynamique (décrite dans le chapitre 3) de FLUENT avec l'équation :

$$P_m = 5 + \frac{A}{2}(1 - \cos(2\pi f t)) - \sqrt{25 - \frac{A^2}{4} \sin^2(2\pi f t)} \quad (6.1)$$

où : P_m est la position de membrane ($P_m = 0$ correspond au volume maximal de la cavité et $P_m = A$ correspond au volume minimal de la cavité), f la fréquence d'actionnement et t le temps. La fréquence d'actionnement est $f = 600\text{Hz}$ et 720 pas de temps sont pris par période T ($\Delta t = T / 720 = 1 / (720 f) = 2.3148 \mu\text{s}$). L'amplitude A des oscillations est fixée à 152.4 μm .

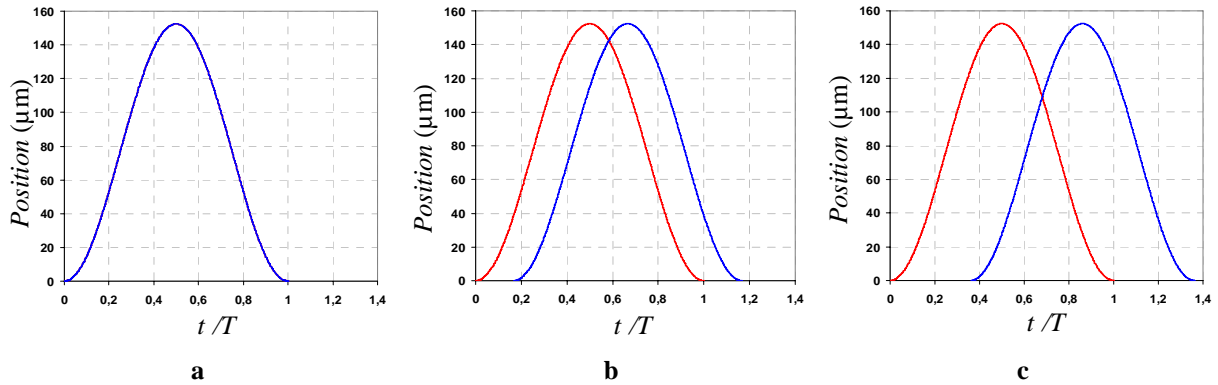


Figure 6.2 – Variation de la position des deux membranes avec le temps. — : membrane gauche, — : membrane droite – a) Jets en phase, b) Jets déphasés à $\Phi = 60^\circ$, c) Jets déphasés à $\Phi = 130^\circ$

Les conditions aux limites du domaine extérieur sont de type pression de sortie (*pressure outlet*).

Nous rappelons que 3 cas sont étudiés :

- Les deux membranes en phase ($\Phi = 0^\circ$)
- Les deux membranes en déphasage de $\Phi = 60^\circ$
- Les deux membranes en déphasage de $\Phi = 130^\circ$

La Figure 6.2 donne la variation de la position des deux membranes avec le temps pour les trois valeurs de déphasage.

La fonction de déphasage n'étant pas disponible par défaut dans le logiciel FLUENT, nous avons introduit les équations du mouvement par un fichier externe (programme C, cf. annexe C) où nous pouvons fixer l'angle de déphasage et tous les autres paramètres du mouvement des deux membranes. Pour les deux cas de fonctionnement déphasé la membrane du JS gauche initialise le mouvement.

I. Méthode numérique

Comme pour les simulations présentées lors des chapitres précédents, tous les cas sont résolus avec un schéma de discrétisation du deuxième ordre de type "*upwind*", et l'algorithme SIMPLEC est employé pour le couplage pression-vitesse. Deux modèles visqueux, laminaire et turbulent "*Realisable k- ϵ* " sont évalués.

Les simulations instationnaires ont convergé vers une solution périodique après la 10^{ème} période. Toutes les données numériques sont enregistrées à la 13^{ème} période pour le modèle laminaire et la 11^{ème} période pour le modèle turbulent $k-\varepsilon$.

6.1.3 Analyse des résultats numériques

6.1.3.1 Analyse des champs

I. Jets en phase

La Figure 6.3 présente les iso-contours de vorticité obtenus lors de la simulation laminaire de l'interaction des deux JS. La présence d'un train de vortex, généré par les paires de vortex produites à la sortie de chaque fente, est ici évidente.

La Figure 6.3-a,   la fin de la phase d'éjection ($t/T = 0.25$, volume de cavité minimum), montre que deux paires de vortex sont générées à la sortie de chaque orifice. Des traces des anciens vortex sont visibles autour de chaque sortie. En milieu de phase d'aspiration ($t/T = 0.5$, Figure 6.3-b), les deux vortex intérieurs, dans la zone inter-fentes, s'annulent (sens de rotation opposés). Par contre, les deux vortex extérieurs sont advect s vers l'aval pour rejoindre les quatre vortex issus des cycles précédents dont la position est proche des fentes. Sur la Figure 6.3-c,   la fin de la phase d'aspiration ($t/T = 0.75$, volume de cavité maximum), le reste des deux vortex intérieurs est absorbé par les deux fentes. Les deux vortex extérieurs fusionnent avec le reste des vortex précédents pour former une paire de tourbillons de taille plus importante. En fin de cycle ($t/T = 1$, Figure 6.3-d), la paire résultante est " ject e" vers l'aval. Nous avons pu remarquer que trois cycles étaient nécessaires pour atteindre cette configuration. Pendant les deux premiers cycles, la zone tourbillonnaire générée par fusion des vortex crées au niveau de la fente reste dans la zone d'influence de celle-ci : elle est notamment r entra n e vers l'orifice en fin de phase d'aspiration. En fin de 3^{ème} cycle, cette zone tourbillonnaire devient suffisamment importante pour résister à l'effet d'aspiration des fentes. Elle se déplace donc vers l'aval et contribue à créer le train de vortex visible sur cette figure. On peut remarquer sur cette même figure que des vortex périphériques sont générés près de la paroi à droite et à gauche des fentes et contribuent à l'effet d'entraînement du fluide ambiant par le JS.

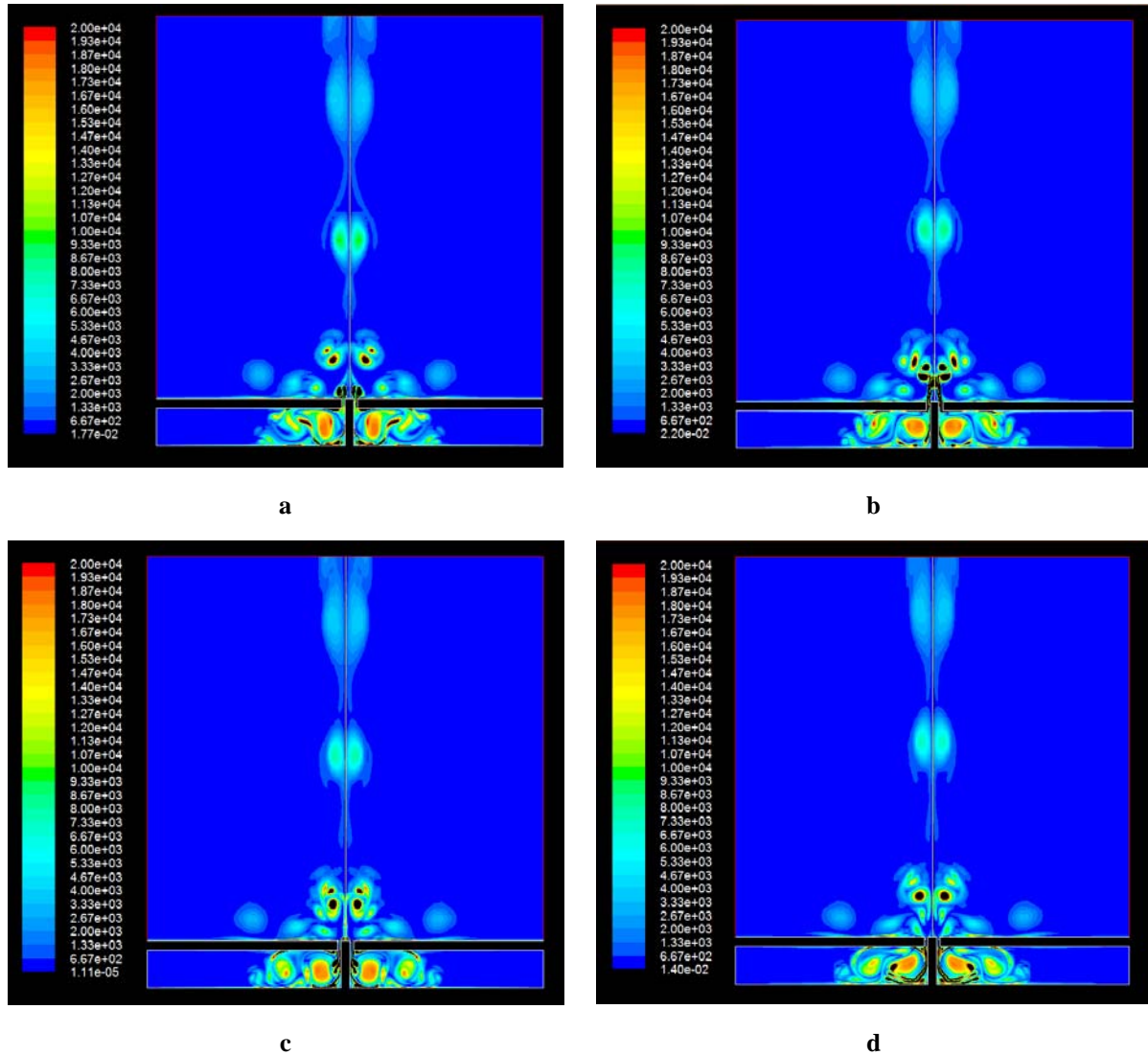


Figure 6.3 – Deux JS adjacents en phase – $f = 600$ Hz, $A = 152.4 \mu\text{m}$ - Iso-contours de vorticité – modèle laminaire - a) $t/T = 0.25$, b) $t/T = 0.5$, c) $t/T = 0.75$, d) $t/T = 1$

Sur la Figure 6.4 correspondant à une simulation turbulente $k-\varepsilon$, nous pouvons remarquer l'absence du train de vortex observé dans la simulation laminaire. Une paire de zones importantes de recirculation, de position quasi-stable par rapport à la paroi, est alimentée au cours du cycle par les paires de vortex générées à la sortie des fentes. On remarque de nouveau que les vortex intérieurs dégènèrent rapidement (Figure 6.4-b) alors que les vortex extérieurs sont à l'origine de la régénération des grandes zones de recirculation. On n'observe pas ici de création de vortex périphériques.

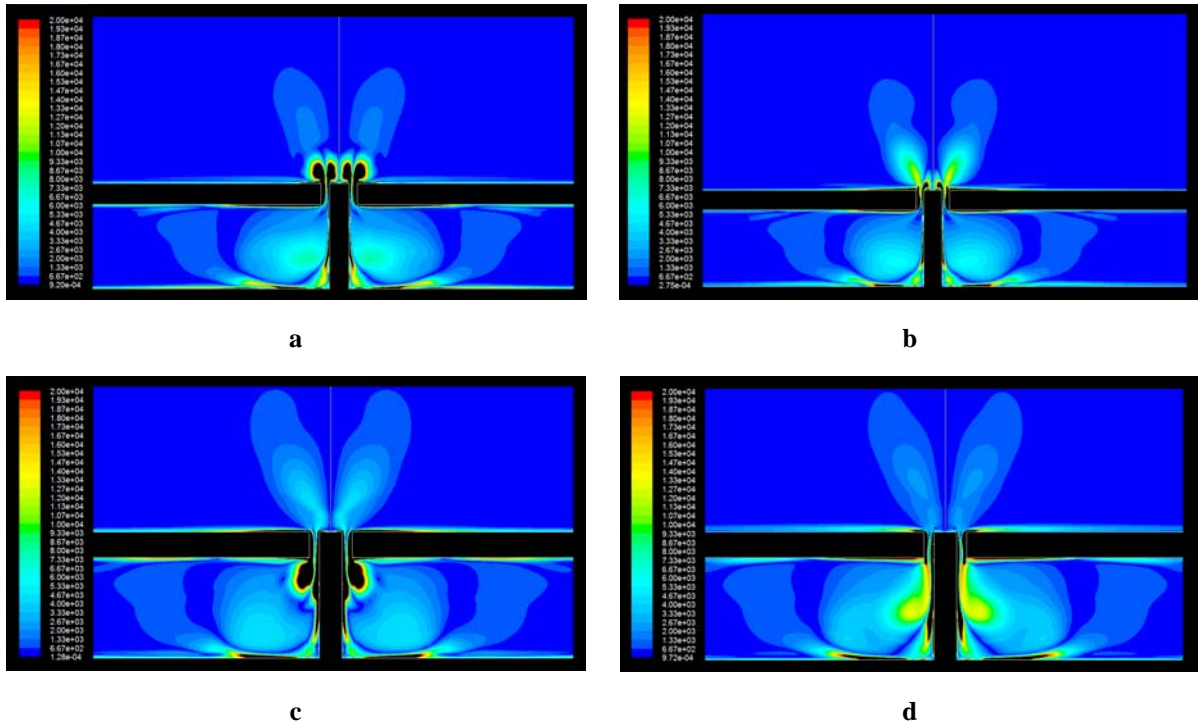


Figure 6.4 - Deux JS adjacents en phase - $f = 600$ Hz, $A = 152.4 \mu\text{m}$ - Iso-contours de vorticité – modèle turbulent $k-\varepsilon$ - a) $t/T = 0.25$, b) $t/T = 0.5$, c) $t/T = 0.75$, d) $t/T = 1$

Ces résultats sont comparables aux données expérimentales obtenues par Glezer [2] par anémométrie fil-chaud. On observe bien, sur la Figure 6.5 qui présente les contours de vorticité à plusieurs phases du cycle de fonctionnement, la formation d’une double zone de recirculation de vitesse faible, alimentée par les vortex créés au niveau des fentes. Il existe cependant des vortex à l’aval, vestiges des gros tourbillons générés lors des cycles précédents, que le modèle numérique $k-\varepsilon$ ne prédit pas. Ce modèle est donc vraisemblablement trop dissipatif et il serait intéressant de tester sur cette configuration le modèle $k-\omega$ dont les résultats seraient probablement intermédiaires entre ceux du modèle laminaire et ceux du modèle turbulent $k-\varepsilon$.

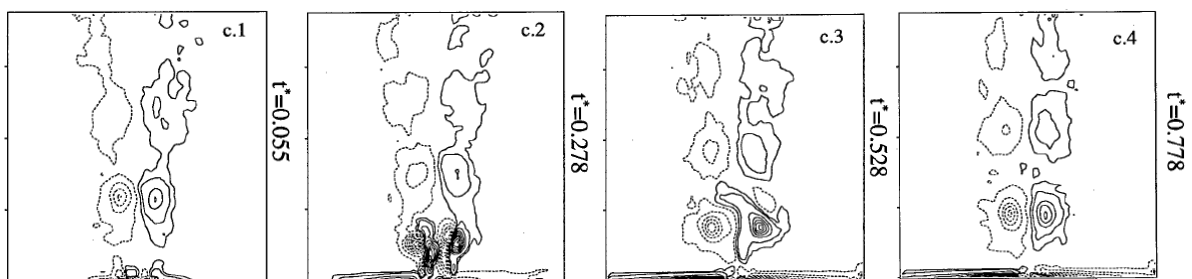


Figure 6.5 – Iso-contours de vorticité de deux jets synthétiques adjacents en phase pour $Re = 300$, $f = 600$ Hz, $t^* = t/T$ [2]

La Figure 6.6 montre la variation de la vitesse moyenne axiale en fonction de la distance à la paroi pour le modèle turbulent $k-\varepsilon$. La vitesse est adimensionnée par la vitesse moyenne U_0 à la sortie d'un orifice pendant la phase d'éjection et la coordonnée y par la largeur h de la fente. Bien que l'allure globale de la courbe soit proche de celle obtenue pour un jet seul, on remarque quelques différences significatives dues à la structure particulière générée par les deux fentes.

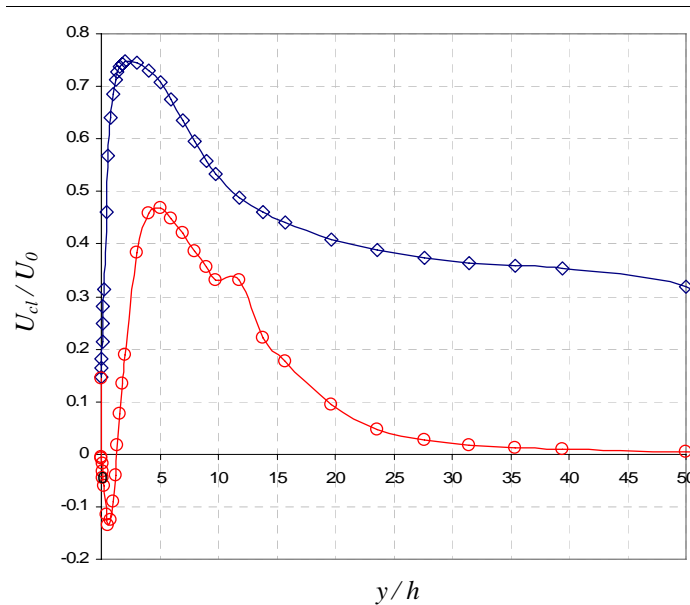


Figure 6.6 – Variation de la vitesse moyenne axiale en fonction de la distance à la fente (simulation numérique – modèle turbulent $k-\varepsilon$) - \diamond : JS simple à $f=1100\text{Hz}$, \circ : Deux JS adjacents à $f=600\text{Hz}$

Ainsi, la vitesse moyenne est négative sur l'axe près de la paroi. Ceci est dû, comme le confirme la Figure 6.7 qui montre les champs de vitesses dans cette zone, à la présence des deux vortex intérieurs dont l'interaction crée une double poche de recirculation confinée près de la paroi entre les deux fentes. D'autre part, contrairement aux données expérimentales de Glezer [2], la vitesse maximale sur l'axe de la configuration "deux jets" est plus faible que celle d'un jet unique.

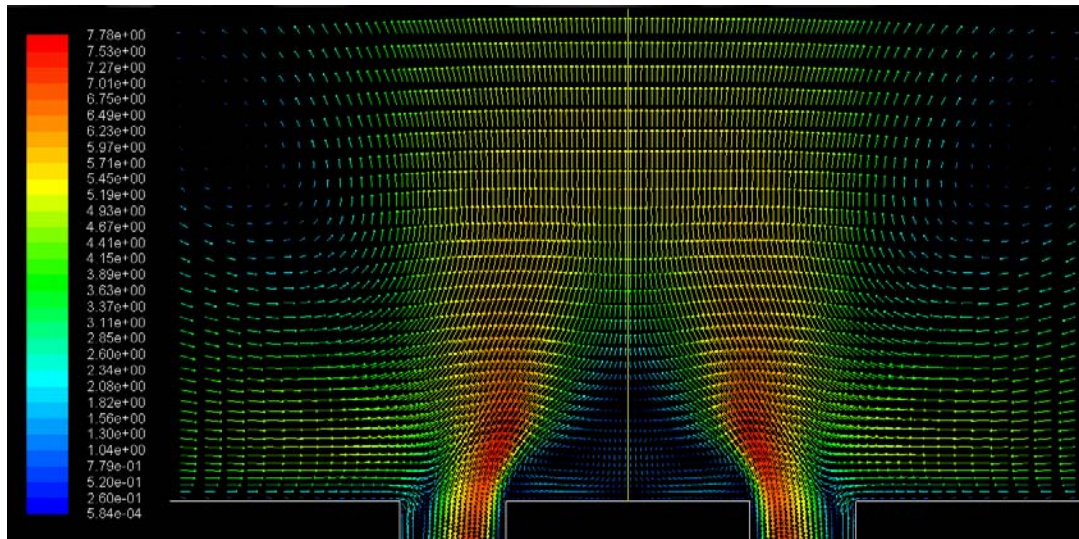


Figure 6.7 – Deux JS adjacents en phase - $f = 600$ Hz, $A = 152.4$ μm - Champ de vitesses – modèle turbulent $k-\varepsilon$, $t/T = 0.5$

II. Jets déphasés à 60°

La Figure 6.8 montre l'interaction de deux jets en déphasage de 60° . Le jet résultant de l'interaction est dévié vers le jet pilote (gauche), c'est-à-dire le jet en avance de phase. Nous remarquons qu'il n'y a pas de train de vortex mais des vortex qui se dirigent vers le jet pilote. Pendant la phase d'éjection ($t/T = 0.25$, Figure 6.8-a), une paire de vortex est générée à la sortie du jet pilote (gauche) et le début d'une autre paire se forme à la sortie du deuxième orifice. Les vortex des périodes précédentes existent toujours sur le côté gauche. Les tourbillons existants sur le côté droit sont beaucoup moins marqués que sur le côté gauche. Sur la Figure 6.8-b-c-d ($t/T = 0.5, 0.75, 1$), la paire de vortex du jet gauche dérive vers la gauche "poussée" par le détachement de la paire du jet droit. La paire de vortex issue du jet droit fusionne ensuite avec les vortex du jet gauche et le tourbillon plus important ainsi formé est transporté vers la gauche avant dissipation à une distance d'environ $40h$ de la fente.

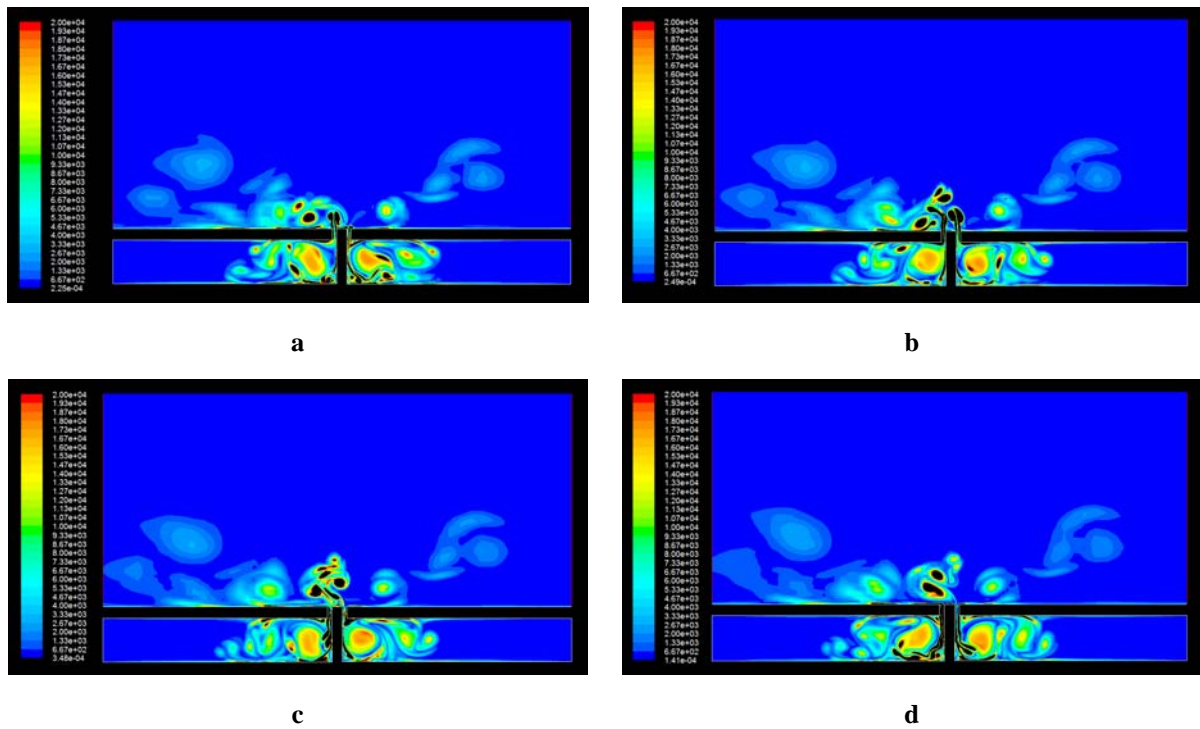


Figure 6.8 – Deux JS adjacents en déphasage à $\Phi = 60^\circ$ - $f = 600$ Hz, $A = 152.4 \mu\text{m}$ - Iso-contours de vorticité - modèle laminaire - a) $t/T = 0.25$, b) $t/T = 0.5$, c) $t/T = 0.75$, d) $t/T = 1$

En simulation turbulente, l'effet d'inclinaison du jet est bien marqué mais très limité par rapport aux résultats numériques laminaires (Figure 6.9).

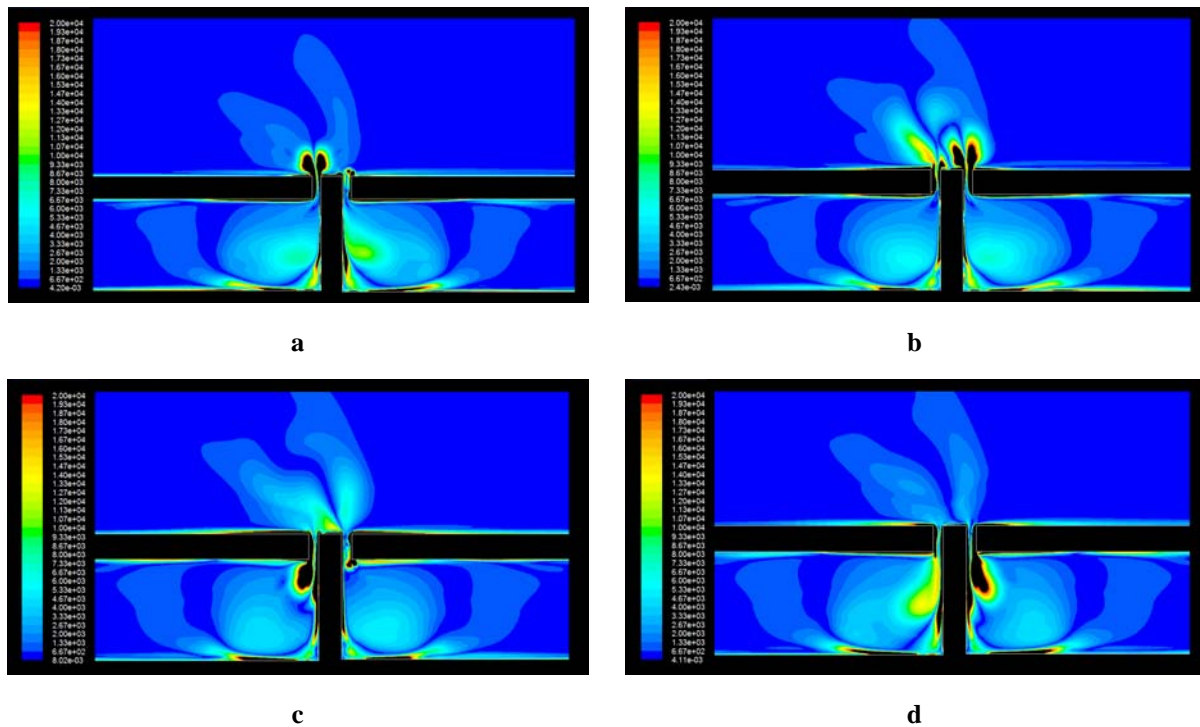


Figure 6.9 - Deux JS adjacents en déphasage à $\Phi = 60^\circ$ - $f = 600$ Hz, $A = 152.4 \mu\text{m}$ - Iso-contours de vorticité - modèle turbulent $k-\epsilon$ - a) $t/T = 0.25$, b) $t/T = 0.5$, c) $t/T = 0.75$, d) $t/T = 1$

III. Jets déphasés à 130°

Lorsque le déphasage augmente, l'effet d'inclinaison du jet est beaucoup plus marqué, à la fois pour les simulations laminaires où on observe quasiment la formation d'un train de vortex parallèle à la paroi, et pour les simulations turbulentes pour lesquelles le tourbillon de gauche se colle à la paroi ce qui a pour effet d'incliner fortement sur la gauche le vortex de droite.

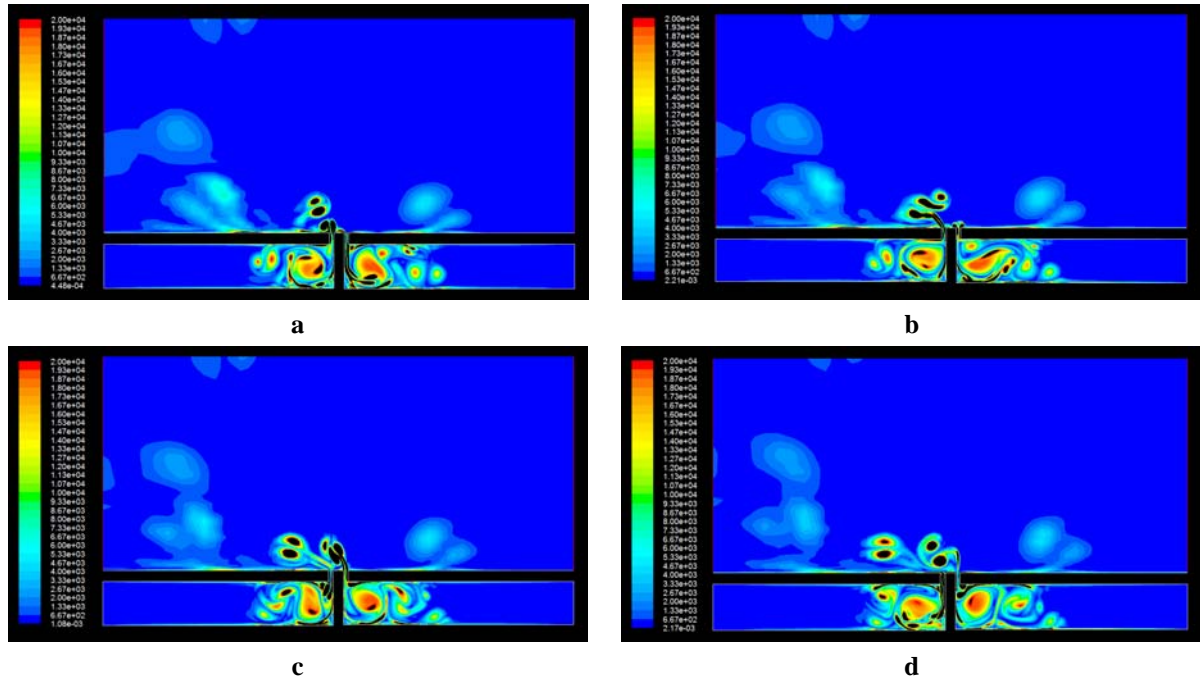


Figure 6.10 - Deux JS adjacents en déphasage à $\Phi = 130^\circ$ - Iso-contours de vorticité – modèle laminaire
a) $t/T = 0.25$, b) $t/T = 0.5$, c) $t/T = 0.75$, d) $t/T = 1$

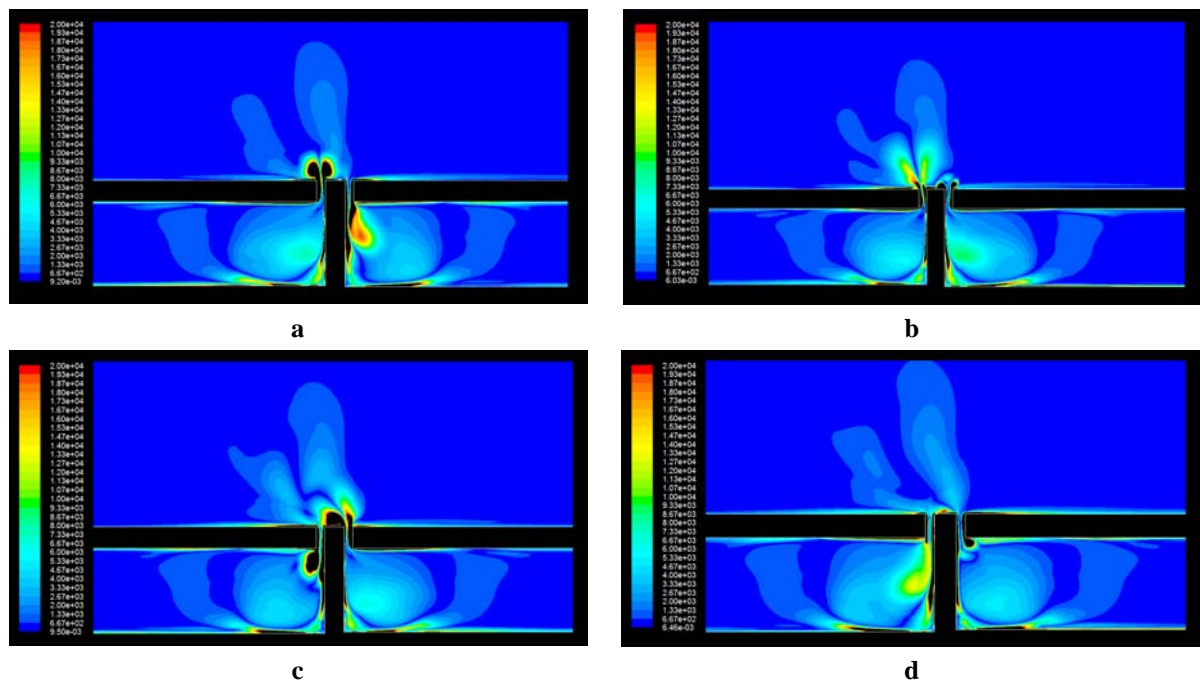


Figure 6.11 - Deux JS adjacents en déphasage à $\Phi = 130^\circ$ - Iso-contours de vorticité – modèle turbulent $k-\epsilon$
a) $t/T = 0.25$, b) $t/T = 0.5$, c) $t/T = 0.75$, d) $t/T = 1$

D'après Glezer [2], l'aspiration du jet pilote (gauche) est la cause de la déviation du jet résultant.

6.2 Miniaturisation des actionneurs jet synthétique

6.2.1 Introduction

Le contrôle de la turbulence peut considérablement bénéficier de l'utilisation des capteurs/actionneurs électromécaniques intelligents à micro-échelle. Cela permettrait en effet d'utiliser un grand nombre de ces dispositifs avec des réponses très rapides pour détecter et manipuler les micro-structures tourbillonnaires dans la zone interne d'une couche limite turbulente.

Pour le contrôle actif de la turbulence pariétale par exemple et de la traînée, d'après Tardu et al. [3] l'espacement entre les actionneurs ne doit pas dépasser 12 unités pariétales dans la direction longitudinale (*Streamwise*) et 4 dans la direction transversale (*Spanwise*), pour que les schémas de contrôle actif soient efficaces. Cette condition exige des répartitions considérablement serrées (tous les 50 à 100 μm), même à des nombres de *Reynolds* modérés, d'où l'intérêt des MEMS.

Cependant, si le nombre des éléments nécessaires par unité de surface devient très grand, le coût sera plus élevé [4].

Une autre contrainte importante concerne l'amplitude et la fréquence d'actionnement, donc l'énergie consommée par chaque actionneur. L'énergie totale consommée du système de contrôle doit être la plus faible possible [4].

6.2.2 Les caractéristiques requises

Pour estimer certaines caractéristiques représentatives des performances exigées par les couples capteur/actionneur, nous allons présenter un exemple pratique.

Pour un avion commercial qui vole à une vitesse de $U = 300 \text{ m/s}$ à une altitude de 10 km, les propriétés de l'air sont les suivantes $\rho = 0.4 \text{ kg/m}^3$, $\nu = 3.10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, et $Re = 10^7/\text{m}$. Supposons que la couche limite turbulente à contrôler sur la partie concernée ait les mêmes caractéristiques de celle d'une plaque plane à une distance de 1m du bord principal. Donc, dans ce cas, le coefficient de frottement pariétal et la vitesse de frottement sont

respectivement : $C_f = 0.003$ et $u_\tau = 11.62$ m/s. A cet endroit, une unité pariétale visqueuse est seulement $\nu/u_\tau = 2.6$ μm .

Si l'on cherche à contrôler la traînée en retardant la transition à la turbulence, le but est d'accélérer l'écoulement dans les zones (raies) de faible vitesse entre les tourbillons longitudinaux dans la couche limite, caractéristiques de sa transition vers la turbulence. Cette accélération peut-être assurée par un mouvement local de la paroi, une injection tangentielle, une aspiration ou un réchauffement par exemple.

Si l'on veut pouvoir "attaquer" toutes les zones de faible vitesse, les espacements longitudinal et transversal entre les couples capteur/actionneur sont respectivement de l'ordre de 10^2 et 10^3 unités pariétales, soit dans l'exemple que nous décrivons 260 μm et 2600 μm , ce qui représente une densité de 1.5 millions d'éléments par m^2 de surface. Les fréquences, adimensionnelle et dimensionnelle, requises pour que les capteurs puissent détecter les pics de production de turbulence (*burst*) sont respectivement $f = 18$ kHz, de $f^+ = 0.004$.

A différentes distances du bord d'attaque et en présence d'un gradient de pression non nul, les couples capteur/actionneur auraient des caractéristiques différentes, mais les nombres caractéristiques correspondants seraient toujours du même ordre de grandeur [4].

6.2.3 Les difficultés liées à l'utilisation de microdispositifs fluidiques

Comme on vient de le voir, la miniaturisation des capteurs et des actionneurs de la boucle de contrôle peut conduire à une amélioration importante de son efficacité. L'implantation de réseaux très denses de capteurs/actionneurs pourrait cependant poser les problèmes suivant d'un point de vue pratique :

- Les fils de chaque capteur/actionneur sont reliés à un conditionneur de signal externe. Ces fils occupent une grande partie de la superficie sur la puce. Par exemple, sur une rangée de capteurs de contrainte de frottement pariétal contenant 85 capteurs les fils occupent environ 50% de la surface [5].
- Le nombre important de capteurs utilisés peut limiter fortement la bande passante du système d'analyse. Les événements se produisant à très haute fréquence pourraient ainsi être mal identifiés.

Rq : Ces deux problèmes pourraient être limités en intégrant le traitement de signal et même les circuits de décision avec les micro-capteurs de telle sorte que les fils puissent être reliés localement et de ce fait réduire la superficie exigée [5].

- La dépense énergétique des capteurs/actionneurs : Dans le cas du contrôle de traînée par exemple, nous devons avoir une économie d'énergie nette pour le système global. Typiquement, le besoin en énergie pour une micro-sonde de débit peut être de quelques mW, mais l'énergie dépensée pour les micro-actionneurs est beaucoup plus importante. Les améliorations des performances dans ce domaine sont donc forcément nécessaires.

6.2.4 Conception de micro JS

Nous présentons ici quelques exemples intéressants de micro-actionneurs jet synthétique obtenus par des techniques de micro-fabrication.

Quatre conceptions potentielles de micro AJS obtenus par gravure sur wafer silicium sont présentées par Kiddy et al. [6].

La première conception (Figure 6.12-a) montre une cavité rectangulaire simple. Cette conception est semblable à la plupart des conceptions de jets synthétiques à macro-échelle mais sa fabrication, en utilisant des techniques MEMS, est difficile.

La deuxième réalisation (Figure 6.12-b) est d'une conception proche de la première mais ici les parois latérales de l'orifice sont obtenues par gravure anisotrope du substrat de silicium. L'angle de la paroi latérale est donc fixe et basé sur les plans cristallins du silicium. L'inconvénient important de cette conception est la superficie limitée de l'actionneur. Pour une dimension fixe de l'orifice, la superficie de l'actionneur est fixée par l'épaisseur du substrat de silicium.

Sur le troisième exemple (Figure 6.12-c), la superficie de l'actionneur est augmentée au prix d'un accroissement de la complexité du processus de fabrication (couche supplémentaire nécessitant une étape de plus dans le process).

Le dernier exemple (Figure 6.12-d) montre qu'on peut aussi agir sur la longueur et même la forme de l'orifice avec un effet encore à étudier sur les performances du jet synthétique.

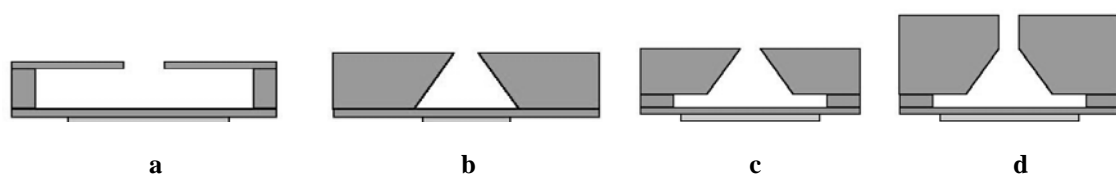


Figure 6.12 - Configurations potentielles de micro jet [6]

Des techniques de fabrication plus complexes permettent d'obtenir d'autres types de géométrie pour la cavité et l'orifice. Ainsi, les réalisations de Coe [7] ou Rathnasingham [8] font elles intervenir des étapes de dépôt de matière complémentaires aux étapes de gravure (Figure 6.13, Figure 6.14).

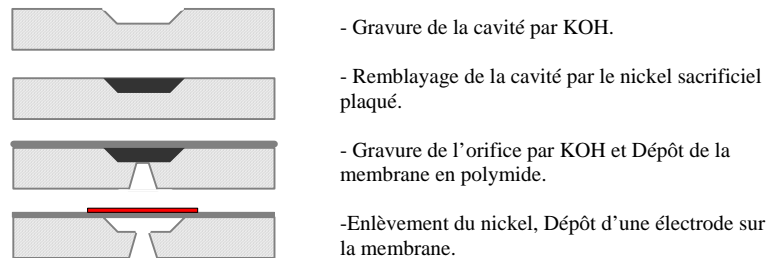


Figure 6.13 - Exemples de processus de fabrication [7]

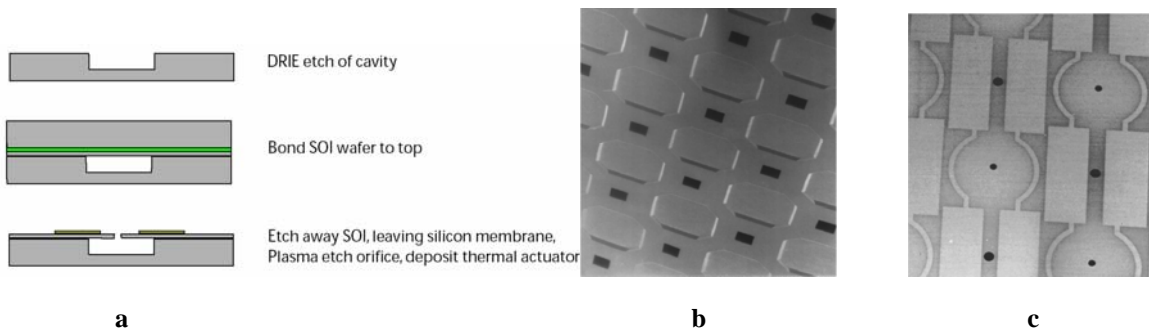


Figure 6.14 - Réseau de microgénérateurs de jets synthétiques actionnés thermiquement [9]

a) processus de fabrication

b) cavités sans membranes

c) actionneurs complets comprenant les lignes de déclencheurs thermiques en métal

Mallinson [10] propose quant à lui la réalisation d'une cavité par collage anodique de deux wafers de silicium de 300 μm d'épaisseur préalablement gravés par attaque chimique (Figure 6.15).



Figure 6.15 - a) Schéma d'un actionneur de type micro jet synthétique, b) Coupe transversale d'un générateur de micro jet synthétique [10]

Dans tous les cas, les techniques de microfabrication conditionnent fortement la géométrie des dispositifs réalisés. Même si les progrès dans ce domaine ont été importants au cours de ces dernières années, il est toujours nécessaire d'en tenir compte lors de la phase de conception des actionneurs.

6.2.5 Effets liés à la diminution d'échelle

Hormis les problèmes liés aux processus spécifiques de fabrication à micro-échelle décrits dans le paragraphe précédent, la diminution d'échelle entraîne une modification de l'importance des effets de raréfaction et de compressibilité.

Compte tenu des dimensions très réduites des dispositifs, notamment au niveau de l'orifice de sortie (de l'ordre de la dizaine de microns pour les réalisations expérimentales les plus petites [10]) et des niveaux de pression pouvant être très faibles (quelques centaines de mbars) dans le cas par exemple d'un fonctionnement en altitude pour un actionneur sur une aile d'avion, le nombre de *Knudsen* (rapport du libre parcours moyen des molécules à la longueur caractéristique de l'écoulement, en l'occurrence le diamètre ou la largeur de l'orifice) peut être suffisamment élevé pour qu'on se trouve en régime d'écoulement glissant voire de transition. Par exemple, pour un orifice de 50 μm sur un actionneur fonctionnant sur une aile d'avion à une altitude de 10 000 m (pression de l'ordre de 0,3 bar), le nombre de *Knudsen* est de l'ordre de 0,03 ce qui place l'écoulement en régime glissant.

Cependant, à notre connaissance, seuls les travaux d'Aslan et al. [11] traitent à ce jour des effets de raréfaction dans les micro-générateurs de JS. Leur étude numérique s'intéresse à l'écoulement généré par des micro AJS pour différentes configurations géométriques (cavité rectangulaire ou triangulaire, largeur de fente comprise entre 1 et 500 μm) et différentes fréquences d'actionnement. La prise en compte du glissement éventuel à la paroi est assurée par des conditions aux limites de *Maxwell-Schmoluskowski* au premier ordre et intégrées dans un code de résolution 3D des équations de Navier-Stokes. Ainsi, pour des largeurs d'orifice de 5 μm (situant l'écoulement en régime faiblement glissant : $Kn = 1.3 \cdot 10^{-2}$) et de 1 μm (régime fortement glissant : $Kn = 6.5 \cdot 10^{-2}$) et des fréquences d'émission respectivement de 800 et 2 10^4 kHz, les résultats numériques obtenus pour les vitesses d'émission et d'aspiration sur l'axe du jet et dans la zone très proche de l'orifice (Figure 6.16) montrent l'influence des effets de raréfaction sur le jet généré par le micro-actionneur.

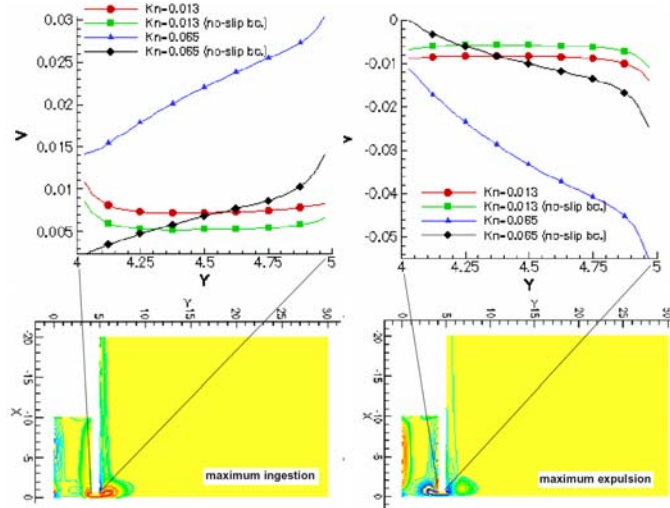


Figure 6.16 – Effet des conditions aux limites glissantes sur la vitesse de sortie ($Kn=1.3 \cdot 10^{-2}$, $6.5 \cdot 10^{-2}$) [11]

La réduction d'échelle peut aussi avoir une influence sur l'importance des effets de compressibilité, notamment au niveau de l'orifice de sortie du jet. Ainsi, dans un modèle numérique, Timchenko et al. [12] ont mis en évidence la nécessité de prendre en compte les effets de compressibilité dans des composants de très faible dimension. Ils ont montré que comparativement à un modèle incompressible, la compressibilité est à l'origine d'un déphasage des fluctuations de vitesse, d'une atténuation importante de la vitesse du jet et finalement que le volume de la cavité influe beaucoup sur cette vitesse d'émission (Figure 6.17).

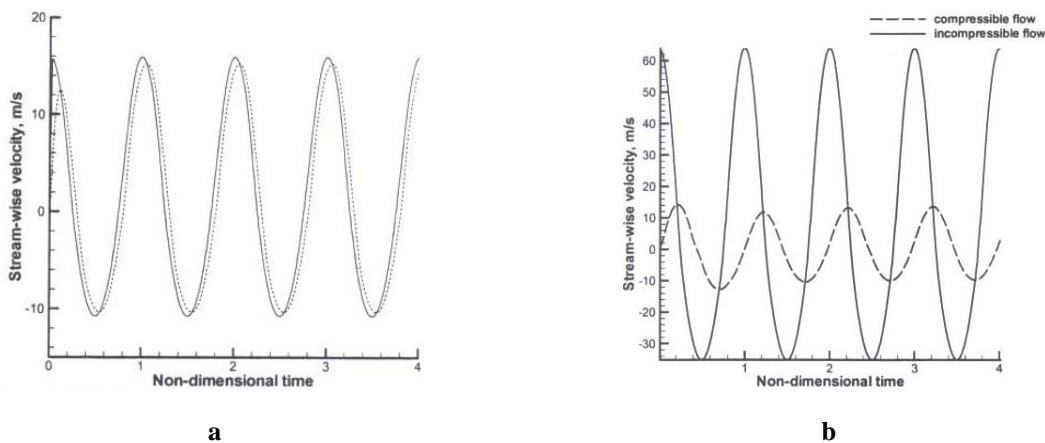


Figure 6.17 – Variation de la vitesse avec le temps au centre de la sortie de l'orifice [12]
 a) 40 μm de diamètre, b) 20 μm de diamètre

Les cas d'étude ont été limités, en particulier seuls deux diamètres d'orifice (20 et 40 μm) ont été envisagés. Cependant ces résultats ne sont pas surprenants : Colin et al. [13] et Aubert

et al. [14] ont en effet montré que dans des associations de lignes de différents diamètres et de différentes longueurs, les bandes passantes et les déphasages entrée-sortie sont directement liés à la géométrie de l'association (les hypothèses de propagation dans leur modèle étant celles d'ondes planes). Dans le cas du composant de Timchenko, la propagation des ondes dans la cavité est plus complexe compte tenu des faibles longueurs axiales mais les effets de compressibilité demeurent évidemment. Toutefois, ces études et les conclusions de Timchenko ouvrent une piste sérieuse : celle de l'allongement axial de la cavité (ses dimensions transversales restant de l'ordre du millimètre) qui, sans nuire à l'encombrement du dispositif, pourrait permettre, à une fréquence donnée, de créer des résonances de pression au niveau de l'orifice de sortie pouvant conduire à une augmentation de l'amplitude des vitesses fluctuantes.

6.2.6 Simulation numérique préliminaire

6.2.6.1 Configuration du modèle numérique

Nous avons réduit 20 fois le modèle du mini JS étudié précédemment dans le chapitre 3. Toutes les dimensions et aussi l'amplitude ont été réduites. On rappelle que le modèle est en 2D et qu'il se compose de trois parties, la cavité, l'orifice et le domaine extérieur. Une seule moitié de la géométrie est modélisée en utilisant la propriété de symétrie pour réduire le temps de calcul. Le Tableau 6.4 présente les dimensions du modèle utilisé et l'amplitude du mouvement oscillatoire de membrane.

Zone	Orifice ($h \times l$)	Cavité ($H_c \times L_c$)	Domaine extérieur	Amplitude (A)
(μm)	25×25	1270×250	2500×2500	7.62

Tableau 6.4 – Caractéristiques géométriques du modèle

La Figure 6.18 illustre la géométrie de l'actionneur utilisé; l'origine de système cartésien est au centre de la sortie de la fente.

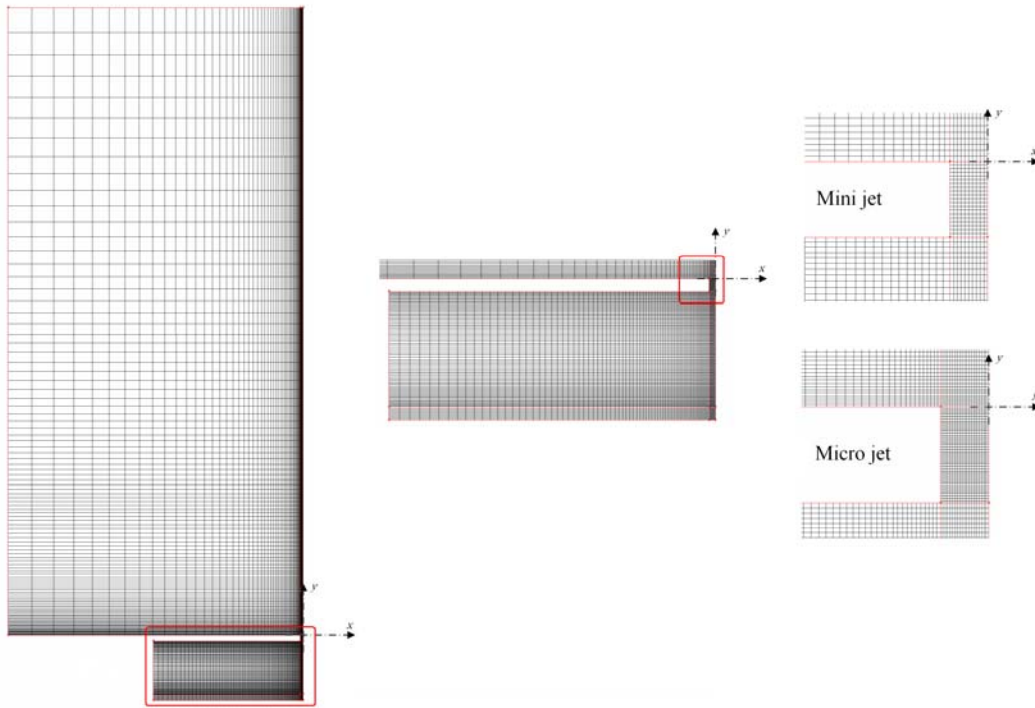


Figure 6.18 – Détails du maillage

Le modèle comporte 30075 éléments, le Tableau 6.5 présente les détails du maillage.

Nombre de cellules	Mini jet
Orifice ($h/2 \times l$)	20×40 (800 éléments)
Cavité ($H_c/2 \times L_c$)	120×145 (17400 éléments)
Domaine extérieur	95×125 (11875 éléments)
Totale	30075 éléments

Tableau 6.5 - Caractéristiques du maillage

Le Tableau 6.6 donne les valeurs des propriétés principales du fluide utilisées dans cette étude. Elles sont prises aux conditions atmosphériques standard (les mêmes que pour le mini JS).

Propriété	Hypothèses	Valeur	Unité
Densité	Gaz parfait (<i>ideal gas</i>)		kg/m^3
Chaleur spécifique à pression constante	constante	1006	J/kg-K
Viscosité	constante	$1.789 \cdot 10^{-5}$	kg/m-s

Tableau 6.6 – Propriétés du fluide

La fréquence d'actionnement est $f = 1140$ Hz et 720 pas de temps sont pris par période T ($\Delta t = T / 720 = 1 / (720 f) = 1.218 \mu\text{s}$). L'amplitude A des oscillations est fixée à $7.62 \mu\text{m}$.

Pour les écoulements gazeux, la réduction de l'échelle implique une augmentation des effets de raréfaction [15], et éventuellement des effets de compressibilité [16]. Dans notre cas, le nombre de *Knudsen* étant autour de 0.0026, et l'utilisation des équations de *Navier-Stokes* avec des conditions aux limites classiques d'écoulement non glissant à la paroi est justifiée. Selon les dimensions de l'actionneur, un modèle laminaire est choisi ($Re_{U_0} \approx 1$). Les conditions aux limites pour le domaine extérieur sont de type pression de sortie (*pressure outlet*).

Comme précédemment, ce cas est résolu avec un schéma de discrétisation du deuxième ordre de type "upwind", et l'algorithme SIMPLEC est employé pour le couplage pression-vitesse.

6.2.6.2 Analyse des résultats numériques

Le Tableau 6.7 compare les paramètres caractéristiques des configurations de mini et de micro JS. Bien que la longueur d'éjection L_0 , la moyenne sur une période d'actionnement de la vitesse d'éjection du jet au centre de l'orifice U_0 et le nombre de *Reynolds* Re_{10} soient beaucoup plus réduits dans le cas du micro JS, le nombre de *Strouhal* reste du même ordre de grandeur et est même légèrement augmenté. Le nombre de *Stokes* est bien sûr 20 fois plus faible que dans le cas d'un mini JS actionné à la même fréquence.

Modèle	L_0 (m)	U_0 (m/s)	R_{U0}	R_{10}	U_{peak} (m/s)	St	$Sr =$ $St^2 / 2 Re_{U_0}$
Mini – Lam.	0.01223	13.94	477.6	29910	51.12	11.08	0.128
Micro - Lam	0.00054	0.61536	1.054	56.20	1.937	0.5537	0.145

Tableau 6.7 – Paramètres caractéristiques pour le mini et le micro JS – modèle laminaire

Pour ces valeurs des nombres adimensionnels, les vortex générés à la sortie de la fente pendant la phase d'éjection restent attachés aux lèvres de la fente et sont aspirés dans la cavité durant la phase d'aspiration, comme nous pouvons le voir sur la Figure 6.19 qui montre les iso-contours de vorticit   à quatre instants de la m  me p  riode. Les vortex sont allong  s

transversalement au cours de la phase d'éjection. Le train de vortex observé dans la simulation laminaire du mini JS est absent dans ce cas.

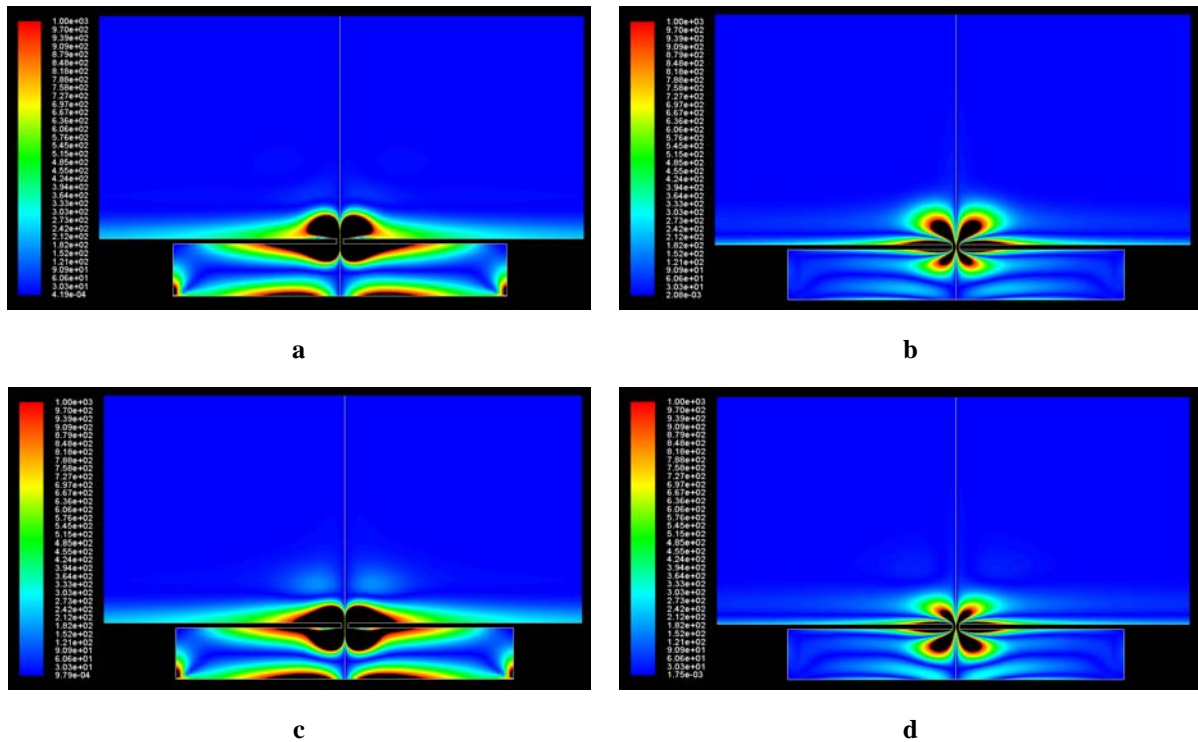


Figure 6.19 - Iso-contours de vorticité pour le micro JS – $f = 1140$ Hz, $A = 7.62 \mu\text{m}$
 a) $t/T = 0.25$, b) $t/T = 0.5$, c) $t/T = 0.75$, d) $t/T = 1$

La Figure 6.20 représente la distribution des vitesses moyennes, transversale (avec l'axe x) et axiale (avec l'axe y) à différentes distances de la fente ($y/h = 9.8, 13.8, 19.7$ et 31.5). La coordonnée transversale x est adimensionnée par la demi-largeur locale du jet $b(x)$ basée sur $(U_{cl}/2)$. Les vitesses axiale (U) et transversale (V) sont adimensionnées par la vitesse axiale locale (dans la section étudiée) sur la ligne centrale U_{cl} .

L'auto-similarité du jet est mise en évidence sur les profils de vitesse axiale. La forme de la distribution de la vitesse transversale montre également l'expansion transversale du jet au cours de la phase d'éjection.

La Figure 6.21 montre la variation de la vitesse moyenne axiale le long de la ligne centrale du jet. La vitesse ici est adimensionnée par la vitesse moyenne sur la ligne centrale en sortie d'orifice U_0 pendant la phase d'éjection et les coordonnées y sont adimensionnées par la largeur h de la fente.

Le même comportement global que dans la configuration de mini JS est observé, mais la valeur maximum est ici pour $y/h = 0.8$. La diminution de la vitesse après ce point est beaucoup plus rapide et très régulière, ce qui confirme l'absence de vortex dans le jet.

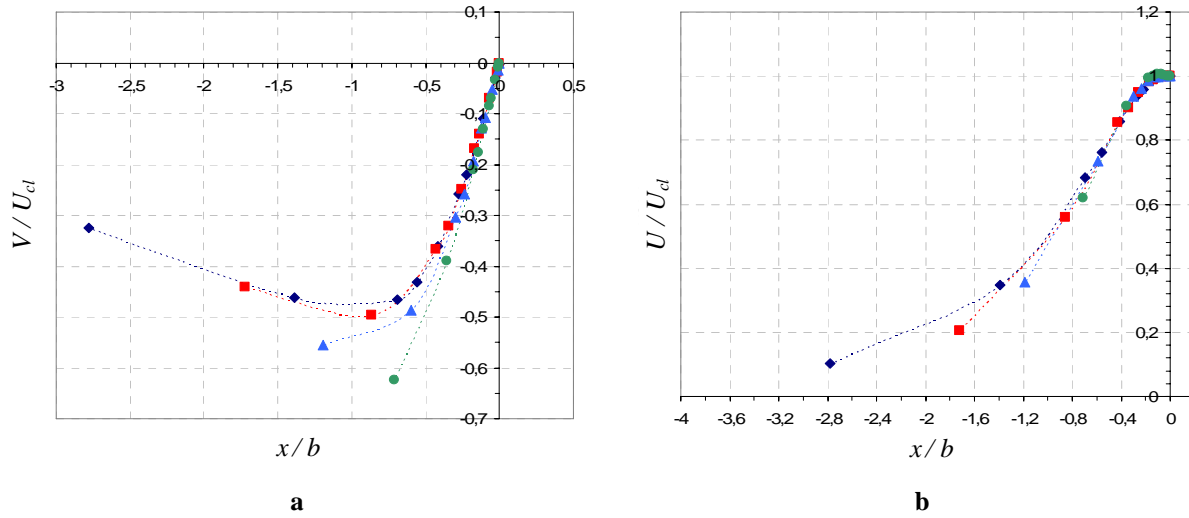


Figure 6.20 - Profils des vitesses moyennes pour le micro JS – $f = 1140$ Hz, $A = 7.62 \mu\text{m}$
 a) transversale, b) axiale - \blacklozenge : $y/h = 9.8$, \blacksquare : $y/h = 13.8$, \blacktriangle : $y/h = 19.7$, \bullet : $y/h = 31.5$

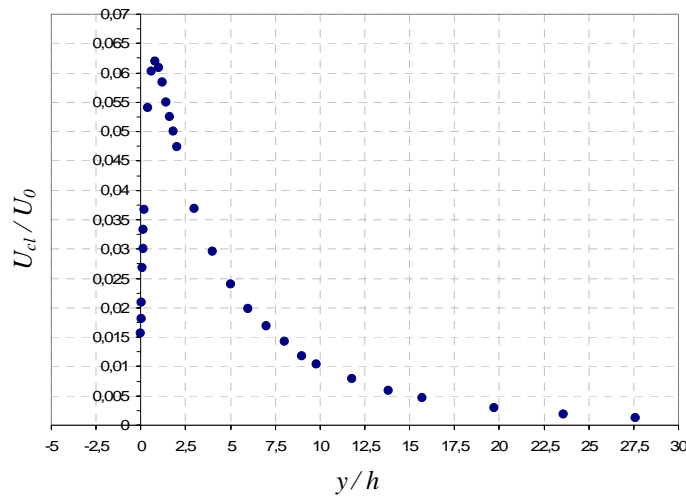


Figure 6.21 - Variation de la vitesse moyenne axiale en fonction de la distance à la fente pour le micro JS
 $f = 1140$ Hz, $A = 7.62 \mu\text{m}$

En configuration micrométrique, l'actionneur ne semble donc pas permettre la formation d'un JS à quantité de mouvement importante. Ce pourrait être un problème pour agir efficacement sur les écoulements extérieurs. Cependant, le niveau des nombres adimensionnels caractéristiques pourrait être ajusté à des valeurs plus importantes en augmentant la fréquence de fonctionnement (bien qu'elle soit limitée par la technique de

fabrication [11]) et/ou en modifiant la géométrie de la fente, afin d'augmenter la vitesse d'éjection pour la même pression générée à l'intérieur de la cavité. Cette dernière hypothèse est étudiée dans le paragraphe suivant.

6.2.7 Modification de la géométrie de l'orifice

Deux géométries ont été proposées pour la fente du micro JS, en conservant toujours la même largeur de fente ($h = 25\mu\text{m}$) et donc la même section minimale de passage. La Figure 6.22 montre les deux géométries proposées. La fente est chanfreinée pour le premier cas à 45° du côté de la cavité (Type I : Figure 6.22-a). Pour le deuxième cas, elle présente un double chanfrein à 45° (Type II : Figure 6.22-b). Nous avons appliqué exactement les mêmes conditions de simulation que pour l'étude précédente. Tous les résultats sont enregistrés pour la troisième période de fonctionnement.

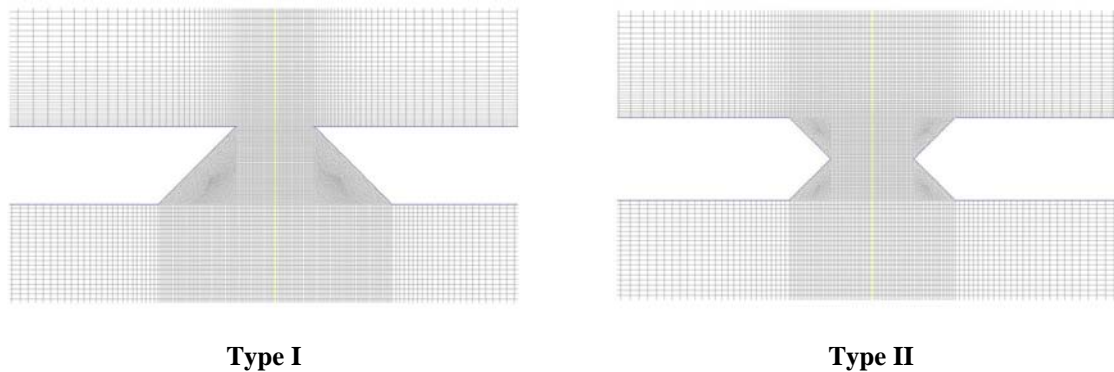


Figure 6.22 – modifications de géométrie proposées pour la fente du micro AJS. a) Type I, b) Type II

Le Tableau 6.8 récapitule les paramètres caractéristiques obtenus pour ces deux cas et les compare avec le cas principal. Nous remarquons que les modifications géométriques n'ont pas amélioré sensiblement la performance du micro JS. La vitesse moyenne de sortie est réduite par la réduction de la longueur "d'éjection" L_0 . La vitesse maximale U_{peak} aussi a diminué.

Fente	L_0 (m)	U_0 (m/s)	R_{U0}	R_{J0}	U_{peak} (m/s)	St	Sr
Rectangulaire	0.00054	0.61536	1.054	56.20	1.937	0.553	0.2910
Type I	0.00049	0.5573	0.9544	28.44	1.75	0.553	0.321
Type II	0.00038	0.437	0.748	28.44	1.38	0.553	0.4097

Tableau 6.8 - paramètres caractéristiques pour le micro JS – modèle laminaire – 3 types de fente

Les Figure 6.23, Figure 6.24 montrent les iso-contours de vorticité pour quatre instants correspondant au milieu et à la fin de chaque phase (éjection et aspiration). Les figures sont très proches de celles obtenues avec la fente rectangulaire mais le jet ici semble cependant s’allonger plus sensiblement sur son axe. Nous remarquons aussi la formation de deux petits vortex se détachant en milieu de phase d’éjection. Cependant ces vortex restent dans la zone d’influence de la fente et n’ont pas encore assez de vitesse pour initier la formation du jet. Bien que le jet synthétique ne soit pas encore clairement formé, ces premiers résultats sont encourageants et montrent que des modifications géométriques mieux optimisées pourraient conduire à une amélioration de l’efficacité de l’actionneur.

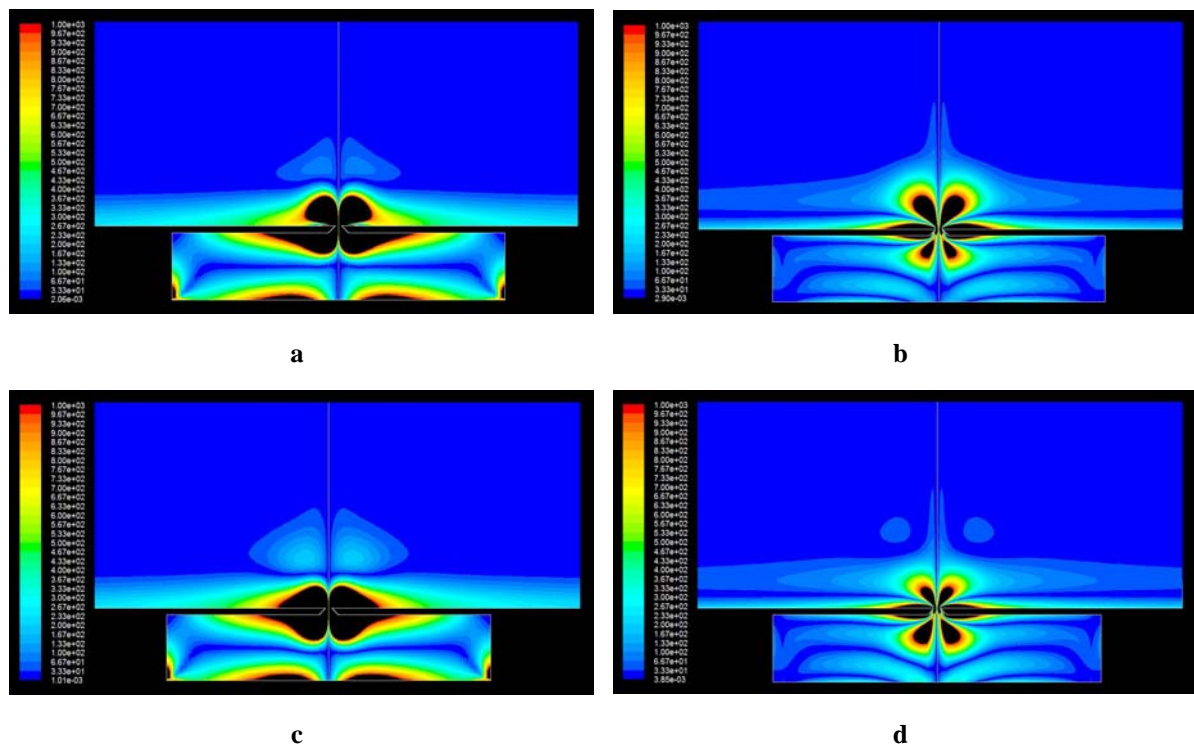


Figure 6.23 - Iso-contours de vorticité pour le micro JS – fente type I – $f = 1140$ Hz, $A = 7.62 \mu\text{m}$
a) $t/T = 0.25$, b) $t/T = 0.5$, c) $t/T = 0.75$, d) $t/T = 1$

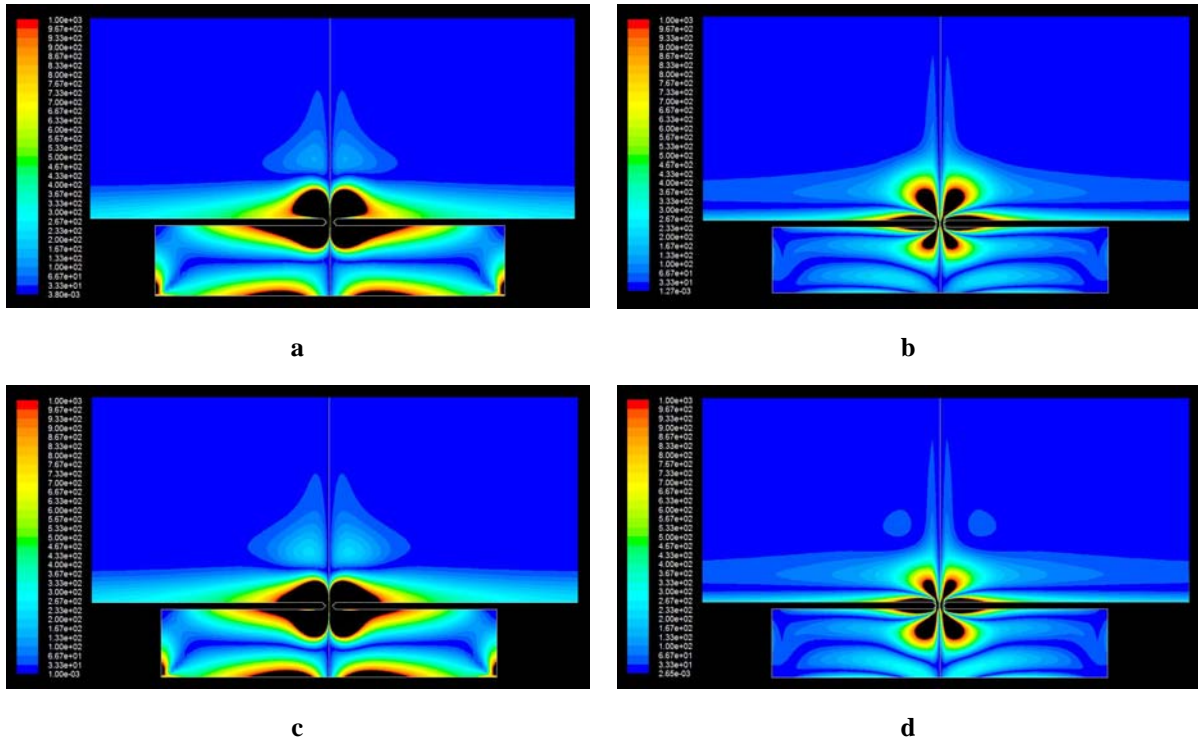
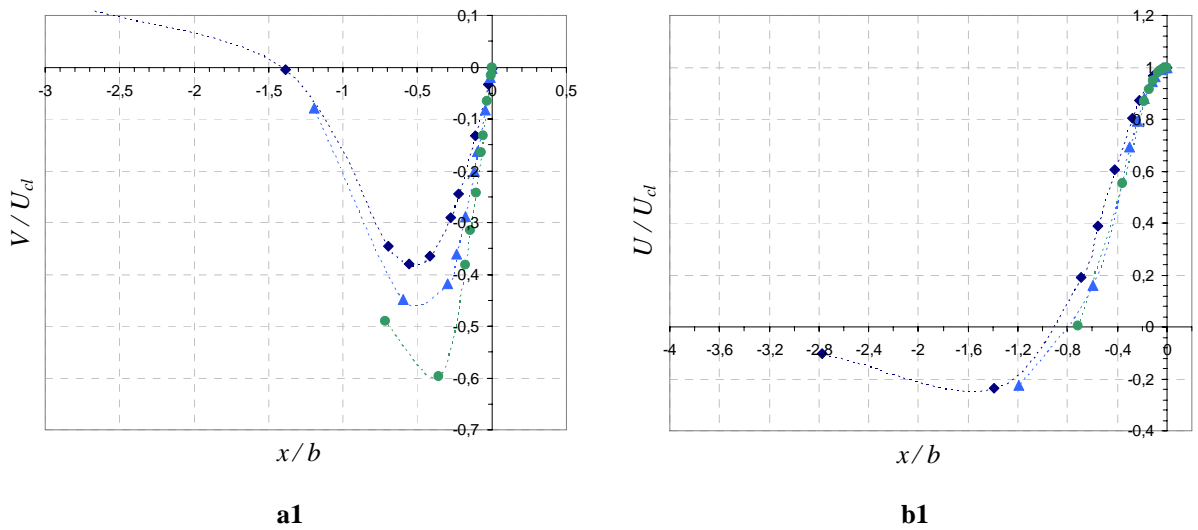


Figure 6.24 - Iso-contours de vorticité pour le micro JS – fente type II – $f = 1140$ Hz, $A = 7.62 \mu\text{m}$
 a) $t/T = 0.25$, b) $t/T = 0.5$, c) $t/T = 0.75$, d) $t/T = 1$

Nous observons peu de différence aussi entre les deux nouvelles géométries au niveau des profils de vitesse axiale (sur y) et transversale (sur x) (Figure 6.25). Nous remarquons cependant que les profils de vitesse transversale sont beaucoup plus étroits que pour le micro jet initial, ce qui confirme l’allongement du jet sur l’axe de l’actionneur.



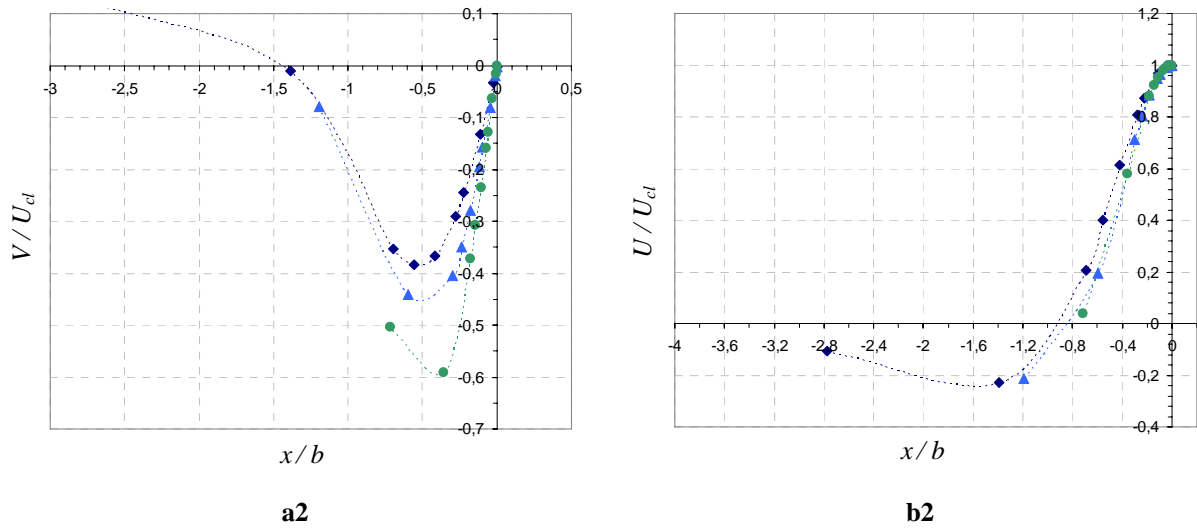


Figure 6.25 - Profils des vitesses moyennes pour le micro JS – $f = 1140$ Hz, $A = 7.62 \mu\text{m}$
 a) transversale, b) axiale, 1) fente Type I, 2) fente Type II - \blacklozenge : $y/h = 9.8$, \blacktriangle : $y/h = 19.7$, \bullet : $y/h = 31.5$

La Figure 6.26, présente la variation de la vitesse moyenne axiale en fonction de la distance à la fente. Nous pouvons remarquer une augmentation significative (20%) du niveau maximal de cette vitesse dans le cas de la fente Type I. Le profil du deuxième cas (fente de Type II) commence avec une vitesse plus importante à cause de l'écart entre la sortie réelle de la fente (au niveau de la section minimale de passage) et le zéro de l'axe y.

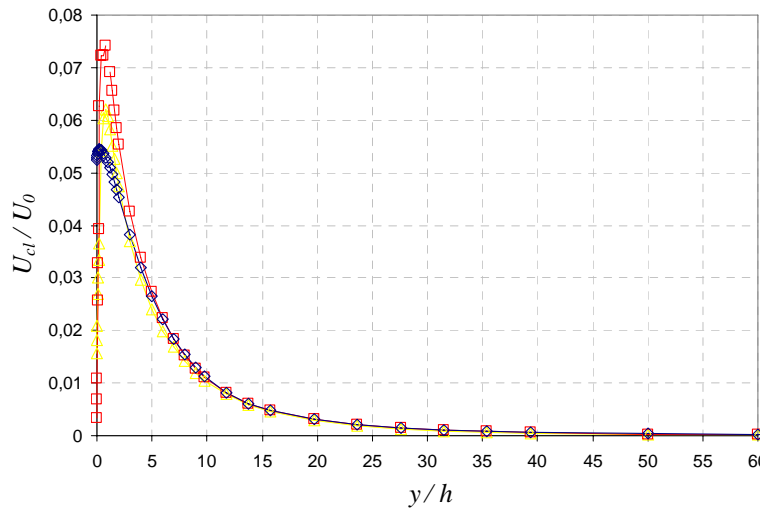


Figure 6.26 - Variation de la vitesse moyenne axiale en fonction de la distance à la fente pour les trois types de fente (\triangle : rectangulaire, \square : type I, \diamond : type II) - $f = 1140$ Hz, $A = 7.62 \mu\text{m}$

6.3 Conclusions

Dans la première partie de ce chapitre, l'étude de l'interaction de deux jets synthétiques a été abordée. Trois degrés de déphasage entre le mouvement des membranes ont été testés (0° : en phase, 60° et 130°). Dans le cas où les deux membranes sont en phase, un jet plus large et de plus grande quantité de mouvement est obtenu à l'aval des deux fentes. La capacité d'entraînement de ce jet est aussi largement supérieure à celle d'un JS unique. La structure du jet diffère suivant le modèle visqueux utilisé pour les simulations numériques. On observe ainsi un train de vortex dans le cas d'un modèle laminaire ou une dissipation plus importante dans le cas d'un modèle turbulent $k-\varepsilon$. La comparaison avec les structures observées expérimentalement par Glezer [2] tend à montrer qu'un modèle turbulent moins dissipatif serait le plus approprié pour la simulation de cette configuration.

Dans le cas d'un déphasage de 60° , le jet résultant de l'interaction reste est dévié vers le jet pilote (en avance de phase), mais reste plutôt vertical. Par contre, dans le cas d'un déphasage de 130° , le jet résultant se colle à la surface du côté du jet pilote. Ces résultats sont conformes à l'analyse expérimentale de Glezer [2] qui montre que la première configuration (déviation limitée du jet) se produit pour des déphasages compris entre 0° et 60° , et la deuxième (attachement à la paroi) pour des déphasages supérieurs à 110° .

Ce type d'interaction peut être très utile dans le domaine du contrôle actif pour la possibilité de diriger le jet résultant selon les besoins de contrôle.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, la possibilité d'utilisation de micro-actionneurs fluidiques pour le contrôle est discutée et une première approche numérique de micro JS est testée. On constate une réduction importante des performances de l'actionneur avec la réduction des dimensions. Une seule paire de vortex est obtenue à la sortie de la fente dans le cas étudié (laminaire). Deux modifications de la géométrie de la fente sont proposées pour améliorer la performance du micro actionneur. Bien que l'influence de ces deux modifications sur les caractéristiques de l'écoulement restent limitées, on constate quand même des modifications de la structure de cet écoulement en aval de l'orifice, qui pourraient permettre la création d'un véritable JS si elles étaient amplifiées. Ce point méritera donc d'être approfondi lors de futurs travaux.

Références Bibliographiques

- [1] M. J. D. Lee and W. C. Reynolds, "Bifurcating and blooming jets", presented at Fifth Symp. on Turbulent Shear Flows, Ithaca, New York, pp. 1.7-1.12, 1985.
- [2] A. Glezer, "Shear flow control using synthetic jet fluidic actuator technology", Georgia, Atlanta, pp. 135, 1999.
- [3] S. Tardu and L. Michelutti, "Microsystèmes utilisés dans les grands écoulements, Ch. 9", in *Microfluidique, Traité EGEM*, S. Colin, Hermès ed., Paris, pp. 349-389, 2004.
- [4] M. Gad-el-Hak, "Flow control, Ch. 33", in *The MEMS Handbook* M. Gad-el-Hak, CRC ed., New York, pp. 33.1-33.51, 2002.
- [5] C.-M. Ho and Y.-C. Tai, "Microelectromechanical systems (MEMS) and fluid flows", *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 30, pp. 579-612, 1998.
- [6] J. Kiddy, P. Chen, and J. Niemczuk, "Active flow control using microelectromechanical systems", presented at AIAA SDM Conference , <http://www.glue.umd.edu/cemie/>, 2000.
- [7] D. J. Coe, M. G. Allen, B. L. Smith, and A. Glezer, "Addressable micro-machined jet arrays", presented at The 8th International Conference on Solid-State Sensors and Actuators, 1995 and Eurosensors IX. Transducers '95., Sweden, pp. 329-332, 1995.
- [8] K. S. Breuer, "Design, Fabrication and Performance of MEMS Actuators for Flow Control", *Flow control and MEMS Von Karman Institute Lecture Series*. Brown University, Providence, Division of Engineering, 2002.
- [9] K. S. Breuer, R. Bayt, and A. Nayaar, "Micromachined Shear and Temperature Sensors", presented at the 4th ASME Microfluids Symposium, Nashville TN., 1999.
- [10] S. G. Mallinson, C. Y. Kwork, and J. A. Reizes, "Numerical simulation of micro-fabricated zero mass-flux jet actuators", *Sensors and Actuators*, vol. A 105, pp. 229-236, 2003.
- [11] A. R. Aslan, O. Baysal, and F. O. Edis, "Computing Micro Synthetic Jet In Slip Regime With Moving Membrane", presented at 2002 ASME International Mechanical Engineering Congress And Exposition, New Orleans, Louisiana, 2002.
- [12] V. Timchenko, J. Reizes, and E. Leonardi, "Compressibility Effects in Micro Synthetic Jets", presented at Second International Conference on Microchannels and Minichannels - ICMM2004-2345, Rochester, New York USA, pp. 273-280, 2004.
- [13] S. Colin, C. Aubert, and R. Caen, "Unsteady gaseous flows in rectangular microchannels: frequency response of one or two pneumatic lines connected in series", *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, vol. 17, pp. 79-104, 1998.

- [14] C. Aubert, S. Colin, and R. Caen, "Unsteady gaseous flows in tapered microchannels, in First International Conference on Modeling and Simulation of Microsystems", *Semiconductors, Sensors and Actuators (MSM'98)*, vol. 1, pp. 486-491, 1998.
- [15] S. Colin, "Rarefaction and compressibility effects on steady and transient gas flows in microchannels", *Microfluidics and Nanofluidics*, vol. 1, pp. 268-279, 2005.
- [16] V. Timchenko, J. Reizes, and E. Leonardi, "Heat transfer enhancement in Microchannels by synthetic jets", presented at 4th International conference in computational heat and mass transfer, Paris-Cachan, pp. 471-476, 2005.

Conclusion et perspectives

L'objectif principal de cette étude était de caractériser, par approche numérique et expérimentale, le jet synthétique seul et en présence d'un écoulement transversal (ET) et de mettre en évidence la capacité de ce type d'actionneur fluidique à contrôler un décollement.

Des rappels d'aérodynamique et de stratégies de contrôle ont été présentés au cours du premier chapitre. Nous avons décrit plusieurs types de capteurs et d'actionneurs utilisés dans le domaine de contrôle d'écoulements, les actionneurs fluidiques, parmi lesquels le jet synthétique, ayant l'avantage de ne pas avoir de parties mobiles en contact direct avec l'écoulement extérieur.

Nous avons développé une étude bibliographique approfondie sur le jet synthétique (JS) dans le deuxième chapitre. Ces types récents d'actionneurs, qui ont plusieurs applications parmi lesquelles le contrôle d'écoulements, aspirent, dans une couche limite, une certaine quantité de fluide à faible quantité de mouvement et rejettent cette même quantité de matière avec une quantité de mouvement plus grande. L'effet de nombreux paramètres clés sur le fonctionnement du jet synthétique ont été présentés (amplitude, fréquence, ...).

Au cours du troisième chapitre, l'écoulement produit par un actionneur jet synthétique (AJS) a été examiné par des simulations 2D avec trois modèles visqueux :

- un modèle laminaire
- un modèle turbulent $k-\omega$
- un modèle turbulent $k-\varepsilon$

Les vortex créés à la sortie de la fente dépendent fortement du modèle choisi.

Une bonne concordance entre les résultats numériques du modèle $k-\varepsilon$ et les données expérimentales de la littérature a été trouvée.

Nous avons validé les modèles numériques par nos propres expériences en utilisant deux techniques de mesure (anémométrie fil-chaud et PIV). Bien qu'une meilleure corrélation ait été mise en évidence entre les résultats expérimentaux par anémométrie fil-chaud et les résultats numériques $k-\omega$ pour la variation de la vitesse maximale sur l'axe du jet en fonction

de la distance à la paroi, le modèle $k-\varepsilon$ donne de meilleurs résultats en ce qui concerne les paramètres caractéristiques du jet que sont le nombre de Reynolds Re_{V_0} et le nombre de Strouhal. Ces conclusions ont été confirmées par l'étude PIV qui montre notamment que la paire de vortex générée à l'orifice se dissipe rapidement dans le jet avant la formation d'une nouvelle paire au cycle suivant comme le prédit le modèle numérique $k-\varepsilon$.

A la fin du troisième chapitre, une comparaison expérimentale du comportement d'un JS, d'un jet continu (JC) et d'un jet pulsé (JP) ayant la même géométrie et les mêmes caractéristiques de génération de jet a été réalisée. A l'issue de cette comparaison, nous avons trouvé que le JS avait une meilleure capacité d'entraînement du fluide ambiant et donc un taux d'expansion plus rapide que le JP, lui-même plus efficace pour le mélange que le JC.

Cette aptitude à priori d'un actionneur JS pour le contrôle du décollement d'une couche limite nous a conduit, dans le quatrième chapitre, à la caractérisation expérimentale du JS soumis à un écoulement transversal de type jet de paroi. Cette étude a été effectuée pour deux vitesses de l'écoulement transversal, en utilisant l'anémométrie fil-chaud et la PIV. L'effet du JS est évident sur les profils de vitesse en aval de la fente. Cet effet est plus visible quand le rapport des vitesses (JS/ET) et le coefficient de quantité de mouvement du JS sont importants.

La comparaison avec un JC et un JP nous a montré que ces deux types de jet modifient aussi les profils de vitesse de l'ET mais d'une manière différente du JS et sont moins actifs dans la zone de très proche-paroi.

Le fait que le JS ajoute plus de quantité de mouvement dans la couche limite que les JC et le JP permet d'obtenir des augmentations de la vitesse de l'écoulement résultant dans la couche limite loin en aval de l'actionneur, ce qui n'est pas le cas du JC et dans une moindre mesure du JP. Ceci est particulièrement intéressant en vue de retarder la séparation de la couche limite.

Le cinquième chapitre de notre mémoire présente la caractérisation expérimentale de l'action d'un AJS sur un écoulement décollé. Elle a été effectuée en utilisant des mesures obtenues par anémométrie fil-chaud et par PIV. L'actionneur a été placé 10 mm en amont de la cassure. La comparaison avec un JC et JP a montré que le JS agit plus efficacement que le JC et le JP dans la zone de proche-paroi même si les effets des trois types de jet sont voisins dans les zones plus éloignées de la paroi et que leur action ait fortement diminué et même quasiment supprimé la poche de recirculation formée sur la partie inclinée de la plaque.

Nous avons consacré le sixième chapitre de notre thèse à de nouveaux aspects de l'utilisation de ce type d'actionneur pour le contrôle d'écoulements. L'interaction de deux jets

synthétiques (en phase ou déphasé) a ainsi été étudiée numériquement en utilisant deux modèles visqueux, un modèle laminaire et un modèle turbulent $k-\varepsilon$.

Dans le cas où les deux jets sont en phase, un jet plus large et une quantité de mouvement plus importante sont obtenus en aval sur l'axe de symétrie. En cas de déphasage, le jet résultant est dévié vers le jet pilote d'une manière différente selon le degré de déphasage. Ce type d'interaction peut être très utile dans le domaine du contrôle actif par la possibilité de diriger le jet résultant selon les besoins de contrôle.

La miniaturisation des actionneurs jet synthétique a été abordée dans la deuxième partie du sixième chapitre. Une première approche numérique de micro JS a été testée. A l'issue de cette étude nous avons remarqué une réduction importante de la performance de l'actionneur avec la réduction des dimensions. Une seule paire de vortex est ainsi obtenue à la sortie de la fente dans le cas que nous avons étudié (laminaire). Des modifications de la géométrie de la fente n'ont pas amélioré très sensiblement le fonctionnement du micro-actionneur JS. Une étude plus approfondie de l'effet de la fréquence et de l'amplitude du mouvement de la membrane nous apparaît nécessaire et importante à effectuer.

Les études numériques et expérimentales évoquées dans ce rapport ont ouvert plusieurs pistes à suivre dans le domaine du contrôle actif d'écoulements.

Il serait très intéressant d'étudier d'une part l'effet des trois types de jet (JS, JC et JP) sur des décollements plus marqués (pour un angle α plus grand par exemple) pour confirmer l'efficacité supposée supérieure du JS. D'autre part il serait aussi intéressant d'étudier les effets de la position des jets par rapport à la cassure, ou encore ceux de l'inclinaison de leur axe par rapport à l'ET, et enfin de comparer leur efficacité relative selon d'autres critères que ceux utilisés dans ce travail : la puissance génératrice par exemple.

Toujours dans le cas du contrôle du jet de paroi dont nous avons conservé le banc expérimental, il serait très utile d'observer l'efficacité du JS sur le recollement pour des nombres de *Reynolds* du jet transversal plus élevés ou encore en présence de turbulences artificiellement générées sur la plaque.

D'autres études seraient également nécessaires :

- Etude numérique de l'effet de la fréquence et de l'amplitude du mouvement oscillatoire de la membrane sur un micro JS.
- Optimisation et réalisation de micro jets synthétiques pour le contrôle actif d'écoulements.

- Etude de l'interaction de plusieurs actionneurs micro JS (matrice ou rangée d'actionneurs).
- Etude de l'efficacité des micro jets synthétiques pour contrôler un décollement.

Comme on peut le voir le champ d'investigation est très important. Dans le cadre de cette thèse nous n'avons pu en aborder que quelques parties. Nous avons aussi souhaité apprendre à maîtriser des outils numériques et expérimentaux parfois complexes qui pourront être utilisés pour la poursuite de ce travail.

Annexe A

Code FLUENT [1]

A.1 Introduction to FLUENT

FLUENT is a state-of-the-art computer program for modeling fluid flow and heat transfer in complex geometries. FLUENT provides complete mesh flexibility, including the ability to solve your flow problems using unstructured meshes that can be generated about complex geometries with relative ease. Supported mesh types include 2D triangular/quadrilateral, 3D tetrahedral/hexahedral/pyramid/wedge, and mixed (hybrid) meshes. FLUENT also allows you to refine or coarsen your grid based on the flow solution.

FLUENT is written in the C computer language and makes full use of the flexibility and power offered by the language. Consequently, true dynamic memory allocation, efficient data structures, and flexible solver control are all possible. In addition, FLUENT uses a client/server architecture, which allows it to run as separate simultaneous processes on client desktop workstations and powerful compute servers. This architecture allows for efficient execution, interactive control, and complete flexibility between different types of machines or operating systems.

All functions required to compute a solution and display the results are accessible in FLUENT through an interactive, menu-driven interface.

A.2 Basic program structure

The FLUENT package includes the following products :

- **FLUENT**, the solver.
- **GAMBIT**, the preprocessor for geometry modeling and mesh generation.

- **TGrid**, an additional preprocessor that can generate volume meshes from existing boundary meshes.
- **filters** (translators) for import of surface and volume meshes from CAD/CAE packages such as ANSYS, CGNS, I-deas, NASTRAN, PATRAN, and others.

Figure A.1 shows the organizational structure of these components.

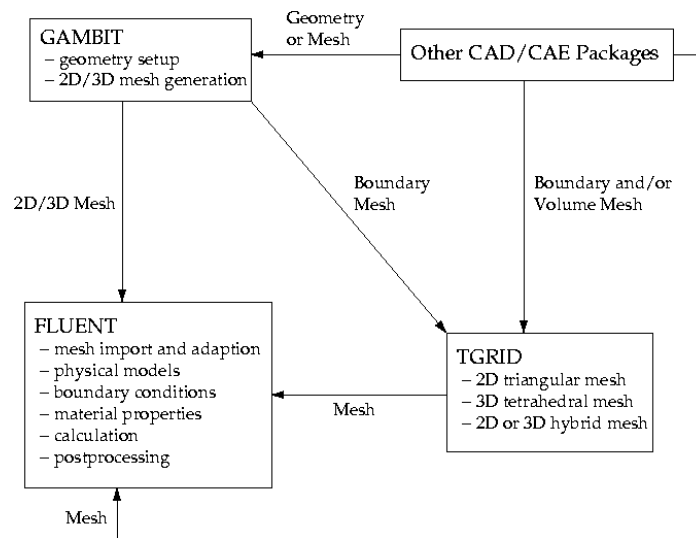


Figure A.1 - Basic program structure

Note that a "grid" is the same thing as a "mesh"; the two words are used interchangeably throughout the documentation.

You can create your geometry and mesh using **GAMBIT**. See the **GAMBIT** documentation for details. You can also use **TGrid** to generate a triangular, tetrahedral, or hybrid volume mesh from an existing boundary mesh (created by **GAMBIT** or a third-party CAD/CAE package). See the **TGrid** User's Guide for details. It is also possible to create meshes for **FLUENT** using **ANSYS**, **CGNS** (CFD general notation system), **I-deas** (**SDRC**); **MSC/ ARIES**, **MSC/ PATRAN**, or **MSC/ NASTRAN**. Interfaces to other CAD/CAE packages may be made available in the future, based on customer requirements, but most CAD/CAE packages can export meshes in one of the above formats.

Once a mesh has been read into **FLUENT**, all remaining operations are performed within **FLUENT**. These include setting boundary conditions, defining fluid properties, executing the solution, refining the mesh, and viewing and postprocessing the results.

The **FLUENT** serial solver manages file input and output, data storage, and flow field calculations using a single solver process on a single computer. **FLUENT** also uses a utility

called `cortex` that manages **FLUENT**'s user interface and basic graphical functions. **FLUENT**'s parallel solver allows you to compute a solution using multiple processes that may be executing on the same computer, or on different computers in a network.

Parallel processing in **FLUENT** involves an interaction between **FLUENT**, a host process, and a set of compute-node processes. **FLUENT** interacts with the host process and the collection of compute nodes using the `cortex` user interface utility.

Figure A.2 and Figure A.3 illustrate the serial and parallel **FLUENT** architectures.

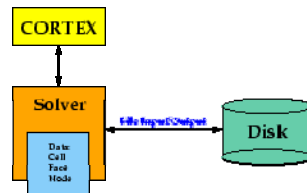


Figure A.2 - Serial **FLUENT** architecture

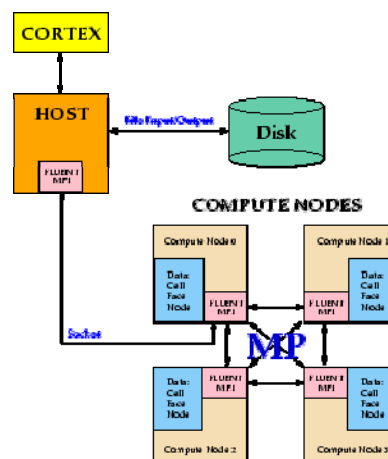


Figure A.3 - Parallel **FLUENT** architecture

For more information about **FLUENT**'s parallel processing capabilities, please refer to the User's Guide.

A.3 Program capabilities

The **FLUENT** solver has the following modeling capabilities:

- 2D planar, 2D axisymmetric, 2D axisymmetric with swirl (rotationally symmetric), and 3D flows
- Quadrilateral, triangular, hexahedral (brick), tetrahedral, prism (wedge), pyramid, and mixed element meshes

- Steady-state or transient flows
- Incompressible or compressible flows, including all speed regimes (low subsonic, transonic, supersonic, and hypersonic flows)
- Inviscid, laminar, and turbulent flows
- Newtonian or non-Newtonian flows
- Heat transfer, including forced, natural, and mixed convection, conjugate (solid/fluid) heat transfer, and radiation
- Chemical species mixing and reaction, including homogeneous and heterogeneous combustion models and surface deposition/reaction models
- Free surface and multiphase models for gas-liquid, gas-solid, and liquid-solid flows
- Lagrangian trajectory calculation for dispersed phase (particles/droplets/bubbles), including coupling with continuous phase; spray modeling
- Cavitation model
- Phase change model for melting/solidification applications
- Porous media with non-isotropic permeability, inertial resistance, solid heat conduction, and porous-face pressure jump conditions
- Lumped parameter models for fans, pumps, radiators, and heat exchangers
- Acoustic models for predicting flow-induced noise
- Inertial (stationary) or non-inertial (rotating or accelerating) reference frames
- Multiple reference frame (MRF) and sliding mesh options for modeling multiple moving frames
- Mixing-plane model for modeling rotor-stator interactions, torque converters, and similar turbomachinery applications with options for mass conservation and swirl conservation
- Dynamic mesh model for modeling domains with moving and deforming mesh
- Volumetric sources of mass, momentum, heat, and chemical species
- Material property database
- Extensive customization capability via user-defined functions
- Dynamic (two-way) coupling with GT-Power and WAVE

- Magnetohydrodynamics (MHD) module (documented separately)
- Continuous fiber module (documented separately)
- Fuel cells modules (documented separately)

FLUENT is ideally suited for incompressible and compressible fluid-flow simulations in complex geometries. Fluent Inc. also offers other solvers that address different flow regimes and incorporate alternative physical models. Additional CFD programs from Fluent Inc. include **Airpak**, **FIDAP**, **FloWizard**, **Icepak**, **MixSim**, and **POLYFLOW**.

A.4 Problem Solving Steps

Once you have determined the important features of the problem you want to solve, you will follow the basic procedural steps shown below.

1. Define the modeling goals.
2. Create the model geometry and grid.
3. Set up the solver and physical models.
4. Compute and monitor the solution.
5. Examine and save the results.
6. Consider revisions to the numerical or physical model parameters, if necessary.

Step 1 of the solution process requires a geometry modeler and grid generator. You can use **GAMBIT** or a separate CAD system for geometry modeling and grid generation. You can also use **TGrid** to generate volume grids from surface grids imported from **GAMBIT** or a CAD package. Alternatively, you can use supported CAD packages to generate volume grids for import into **TGrid** or into **FLUENT** (see the User's Guide). For more information on creating geometry and generating grids using each of these programs, please refer to their respective manuals.

A.5 Modeling turbulence in FLUENT

FLUENT provides the following choices of turbulence models:

- Spalart-Allmaras Model
- k - ε Models
 - Standard k - ε Model
 - RNG k - ε Model
 - Realizable k - ε Model
- k - ω Models
 - Standard k - ω Model
 - Shear-Stress Transport (SST) k - ω Model
- v^2 - f model
- Reynolds stress model (RSM)
- Detached eddy simulation (DES) model
- Large eddy simulation (LES) model

A.5.1 The Spalart-Allmaras Model

The Spalart-Allmaras model is a relatively simple one-equation model that solves a modeled transport equation for the kinematic eddy (turbulent) viscosity. This embodies a relatively new class of one-equation models in which it is not necessary to calculate a length scale related to the local shear layer thickness. The Spalart-Allmaras model was designed specifically for aerospace applications involving wall-bounded flows and has been shown to give good results for boundary layers subjected to adverse pressure gradients. It is also gaining popularity for turbomachinery applications.

In its original form, the Spalart-Allmaras model is effectively a low-Reynolds-number model, requiring the viscous-affected region of the boundary layer to be properly resolved. In **FLUENT**, however, the Spalart-Allmaras model has been implemented to use wall functions when the mesh resolution is not sufficiently fine. This might make it the best choice for relatively crude simulations on coarse meshes where accurate turbulent flow computations are not critical. Furthermore, the near-wall gradients of the transported variable in the model are much smaller than the gradients of the transported variables in the k - ε or k - ω models. This

might make the model less sensitive to numerical error when non-layered meshes are used near walls.

On a cautionary note, however, the Spalart-Allmaras model is still relatively new, and no claim is made regarding its suitability to all types of complex engineering flows. For instance, it cannot be relied on to predict the decay of homogeneous, isotropic turbulence. Furthermore, one-equation models are often criticized for their inability to rapidly accommodate changes in length scale, such as might be necessary when the flow changes abruptly from a wall-bounded to a free shear flow.

A.5.2 The Standard k - ε Model

The simplest "complete models" of turbulence are two-equation models in which the solution of two separate transport equations allows the turbulent velocity and length scales to be independently determined. The standard k - ε model in **FLUENT** falls within this class of turbulence model and has become the workhorse of practical engineering flow calculations in the time since it was proposed by Launder and Spalding. Robustness, economy, and reasonable accuracy for a wide range of turbulent flows explain its popularity in industrial flow and heat transfer simulations. It is a semi-empirical model, and the derivation of the model equations relies on phenomenological considerations and empiricism.

As the strengths and weaknesses of the standard k - ε model have become known, improvements have been made to the model to improve its performance. Two of these variants are available in **FLUENT**: the RNG k - ε model and the realizable k - ε model.

A.5.3 The RNG k - ε Model

The RNG k - ε model was derived using a rigorous statistical technique (called renormalization group theory). It is similar in form to the standard k - ε model, but includes the following refinements:

- The RNG model has an additional term in its ε equation that significantly improves the accuracy for rapidly strained flows.
- The effect of swirl on turbulence is included in the RNG model, enhancing accuracy for swirling flows.

- The RNG theory provides an analytical formula for turbulent Prandtl numbers, while the standard k - ε model uses user-specified, constant values.
- While the standard k - ε model is a high-Reynolds-number model, the RNG theory provides an analytically-derived differential formula for effective viscosity that accounts for low-Reynolds-number effects. Effective use of this feature does, however, depend on an appropriate treatment of the near-wall region.

These features make the RNG k - ε model more accurate and reliable for a wider class of flows than the standard k - ε model.

A.5.4 The Realizable k - ε Model

The realizable k - ε model is a relatively recent development and differs from the standard k - ε model in two important ways :

- The realizable k - ε model contains a new formulation for the turbulent viscosity.
- A new transport equation for the dissipation rate, ε , has been derived from an exact equation for the transport of the mean-square vorticity fluctuation.

The term "realizable" means that the model satisfies certain mathematical constraints on the Reynolds stresses, consistent with the physics of turbulent flows. Neither the standard k - ε model nor the RNG k - ε model is realizable.

An immediate benefit of the realizable k - ε model is that it more accurately predicts the spreading rate of both planar and round jets. It is also likely to provide superior performance for flows involving rotation, boundary layers under strong adverse pressure gradients, separation, and recirculation.

Both the realizable and RNG k - ε models have shown substantial improvements over the standard k - ε model where the flow features include strong streamline curvature, vortices, and rotation. Since the model is still relatively new, it is not clear in exactly which instances the realizable k - ε model consistently outperforms the RNG model. However, initial studies have shown that the realizable model provides the best performance of all the k - ε model versions for several validations of separated flows and flows with complex secondary flow features.

One limitation of the realizable k - ε model is that it produces non-physical turbulent viscosities in situations when the computational domain contains both rotating and stationary fluid zones (e.g., multiple reference frames, rotating sliding meshes). This is due to the fact

that the realizable k - ε model includes the effects of mean rotation in the definition of the turbulent viscosity. This extra rotation effect has been tested on single rotating reference frame systems and showed superior behavior over the standard k - ε model. However, due to the nature of this modification, its application to multiple reference frame systems should be taken with some caution.

A.5.5 The Standard k - ω Model

The standard k - ω model in **FLUENT** is based on the Wilcox k - ω model, which incorporates modifications for low-Reynolds-number effects, compressibility, and shear flow spreading. The Wilcox model predicts free shear flow spreading rates that are in close agreement with measurements for far wakes, mixing layers, and plane, round, and radial jets, and is thus applicable to wall-bounded flows and free shear flows.

A.5.6 The Shear-Stress Transport (SST) k - ω Model

The shear-stress transport (SST) k - ω model was developed by Menter to effectively blend the robust and accurate formulation of the k - ω model in the near-wall region with the free-stream independence of the k - ω model in the far field. To achieve this, the k - ω model is converted into a k - ω formulation. The SST k - ω model is similar to the standard k - ω model, but includes the following refinements :

- The standard k - ω model and the transformed k - ω model are both multiplied by a blending function and both models are added together. The blending function is designed to be one in the near-wall region, which activates the standard k - ω model, and zero away from the surface, which activates the transformed k - ω model.
- The SST model incorporates a damped cross-diffusion derivative term in the ω equation.
- The definition of the turbulent viscosity is modified to account for the transport of the turbulent shear stress.
- The modeling constants are different.

These features make the SST k - ω model more accurate and reliable for a wider class of flows (e.g., adverse pressure gradient flows, airfoils, transonic shock waves) than the standard k - ω model.

Références Bibliographiques

- [1] ANSYS-Fluent, *Fluent 6.2 User's Guide*, 2005.

Annexe B

Logiciel PIVIS

Ce logiciel a été utilisé pour le traitement des acquisitions PIV effectuées lors de nos travaux à l'IMFT.

Les trois modes de calcul utilisent l'algorithme de la Transformée rapide de Fourier 2D (FFT Ooura). Les interpolations "sub-pixel" du pic de corrélation sont de type parabolique ou gaussien. Ces 2 interpolations donnent des résultats similaires devant le centrage du pic de corrélation dans la maille introduit dans les calculs itératifs en fraction de pixel (avec ou sans déformation).

B.1 Calcul 1 passe

On ne fait qu'une seule itération, la fonction d'inter corrélation est calculée à partir des mailles correspondantes dans chaque image. Un fit est appliqué au sommet du pic de corrélation. Aucun décalage de maille n'est pris en compte. C'est le calcul le plus rapide mais le moins performant aussi.

B.2 Calcul itératif sub-pixel

Le <calcul 1 passe> sert de prédicteur avec une taille de maille supérieure à celle définie par l'utilisateur. Le résultat de ce calcul permet de décaler les mailles d'analyse sur l'image afin de conserver le maximum de motifs communs aux mailles des 2 images. Ce procédé itératif est répété jusqu'à obtenir un déplacement infinitésimal des mailles. Cet offset "sub-pixel" implique une interpolation des images en fonction du décalage en valeurs réelles. L'intérêt est de centrer le pic de corrélation afin que son interpolation "sub-pixel" n'accroisse pas l'effet de "peak-locking". Les interpolations des images en valeur sub-pixel sont réalisées

au moyen d'un sinus cardinal convolué avec une porte. L'interpolation des pics de corrélation est obtenue par un fit gaussien.

Références :

S.Maurel (2000), Etude par imagerie laser de la génération et de la rupture d'un écoulement tourbillonnaire compressé. Situation modèle pour la validation de simulations aux grandes échelles dans les moteurs. Thèse de doctorat de l'INPToulouse.

« Estimation of the accuracy of PIV treatments for turbulent flow studies by direct numerical simulation of multi-phase flow », **B Lecordier**, **D Demare**, **L M J Vervisch**, **J Réveillon** and **M Trinité** Meas. Sci. Technol. 12 No 9 (September 2001) 1382-1391

B.Lecordier (1997), Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique, par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par images de particules. Thèse de doctorat de l'université de Rouen.

B.3 Calcul itératif avec déformation

Le schéma est identique au "calcul itératif sub-pixel" mais avec une introduction de déformation d'images. Dans les écoulements avec des gradients de vitesse conséquents à l'échelle de la maille, la procédure itérative peut diverger en raison d'un mauvais résultat du prédicteur. Pour y remédier, une déformation est appliquée sur l'image lors des différentes passes. Puis la suite du calcul est identique au cas précédent en échantillonnant les images brutes. Ce mode de calcul est coûteux en temps et ne s'avère adapté que dans le cas évoqué et pour des tailles de maille restreintes (16 pixels ou moins). Les interpolations d'images et des pics de corrélation sont identiques au calcul itératif subpixel. Pour appliquer des déplacements à chaque pixel, afin de déformer les images, nous avons implémenté un interpolateur de type moindre carré à l'ordre 2.

Références :

« Advanced PIV algorithms with Image Distorsion Validation and Comparison using Synthetic Images of Turbulent Flow », **B.Lecordier**, **M.Trinité**, proceedings of EUROPIV2 workshop

– Zaragoza 2003

B.Lecordier (2002), Méthode de PIV avec déformation des images pour l'amélioration des mesures des gradients de vitesse. 8^{ème} congrès francophone de vélocimétrie laser, pp97-103

B.4 Offset imposé : auto-corrélation

Dans le menu Calcul, cette option apparaît cochée si elle est activée. Elle permet d'introduire un décalage de la première passe. Ainsi on impose une première passe fixe et uniforme à tout le champ. La seule application de cette option est le calcul d'auto-corrélation. Ce mode de calcul n'est possible qu'avec le troisième algorithme : <calcul itératif sub-pixel>.

B.5 Maillage imposé : stéréoscopie

Dans le menu Calcul, cette option apparaît cochée si elle est activée. Une fois activée, la zone de saisie « Champ à appliquer » devient accessible. Le bouton « Parcourir » permet de sélectionner le fichier *.vep contenant le champ référence qui va induire le décalage des mailles sur les deux images corrélées. Attention c'est à l'utilisateur de garantir que le fichier indiqué contient des données compatibles. Cette option trouve un intérêt dans le calcul de PIV stéréoscopique. Ce mode de calcul n'est possible qu'avec le troisième algorithme : <calcul itératif sub-pixel>.

Annexe C

Mouvements déphasés des membranes

Le programme est écrit en langage de programmation C adapté pour le logiciel FLUENT, qui l'utilise comme un fichier UDF (*User Define Function*) :

```
#include "udf.h"
#include "dynamesh_tools.h"
#define r 0.0000762
#define a 5e-3
#define rpm 68400
#define teta_i 1.570796325
/* déphasage à entrer ici en degree*/
#define teta_dec 60

DEFINE_CG_MOTION(left,dt,vel,omega,time,dtime)
{
    real teta,teta_d;
    real x_d;
    teta=2*3.14159265*time*rpm/60+teta_i;
    teta_d=2*3.14159265*rpm/60;
    x_d=-(cos(teta)-(r*sin(teta)*cos(teta))/pow(a*a-
r*r*cos(teta)*cos(teta),0.5))*r*teta_d;
    vel[1] = x_d;
}

DEFINE_CG_MOTION(right,dt,vel,omega,time,dtime)
{
    real teta,teta_d;
    real x_d,t_dec,teta_dec_rd;
    teta_dec_rd=teta_dec*3.14159265/180;
```



```
t_dec=60/2/3.14159265*teta_dec_rd/rpm;
if (time<t_dec)
{
    vel[1] = 0;
}
else
{
    teta=2*3.14159265*(time-t_dec)*rpm/60+teta_i;
    teta_d=2*3.14159265*rpm/60;
    x_d=-((cos(teta)-(r*sin(teta)*cos(teta)))/pow(a*a-
r*r*cos(teta)*cos(teta),0.5))*r*teta_d;
    vel[1] = x_d;
}
}
```

Publications

- [1] A. Batikh, L. Baldas, R. Caen, and S. Colin, "Contrôle actif en aérodynamique au moyen de micro actionneurs fluidiques," presented at 2ème Congrès Français de Microfluidique - Microfluidique 2004 (μ Flu'04), Toulouse - France, 2004.
- [2] A. Batikh, R. Caen, S. Colin, L. Baldas, A. Kourta, and H.-C. Boisson, "Numerical and experimental study of micro synthetic jets for flow control," presented at 3rd Microfluidics French Conference - Microfluidics 2006 (μ Flu'06), Toulouse - France, 2006.
- [3] A. Batikh, L. Baldas, R. Caen, S. Colin, A. KOURTA, and H.-C. Boisson, "Numerical and experimental study of mini synthetic jets actuators for flow control," in *2nd International Francophone Congress for Advanced Mechanics (IFCAM 2007)*, A. A. and K. M-G, Eds. Aleppo, Syria, 2007, pp. 11.
- [4] A. Batikh, L. Baldas, R. Caen, S. Colin, A. KOURTA, and H.-C. Boisson, "Behavior of a mini synthetic jet in a transverse wall flow: experimental and numerical study," presented at 5th International Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels (ASME ICNMM2007), Puebla, Mexico, 2007.
- [5] A. Batikh, L. Baldas, R. Caen, and S. Colin, "Contrôle actif en aérodynamique au moyen de micro actionneurs fluidiques," *LA HOUILLE BLANCHE*, vol. 450 (03-2007), pp. 7, 2007.
- [6] A. Batikh, R. Caen, S. Colin, L. Baldas, A. Kourta, and H.-C. Boisson, "Numerical and experimental study of micro synthetic jets for flow control," *Accepté en juin 2007 pour publication dans International Journal of Heat and Technology*.

Titre: Contrôle de l'aérodynamique externe des véhicules aériens par des dispositifs microfluidiques : étude de l'effet de mini et micro-jets synthétiques sur des écoulements pariétaux.

Résumé : Le contrôle de l'écoulement est un axe majeur d'amélioration des performances des véhicules terrestres ou aériens (augmentation de la portance par suppression des décollements sur une aile d'avion par exemple). Dans la boucle de contrôle, l'actionneur est un élément essentiel et la caractérisation de son fonctionnement et de son effet sur l'écoulement contrôlé est indispensable pour déterminer les lois de contrôle efficaces. Parmi les technologies employées, les actionneurs fluidiques, dont le jet synthétique fait partie, ont l'avantage de ne pas avoir de parties mobiles en contact direct avec l'écoulement extérieur et permettent un contrôle simple de la forme temporelle de l'excitation imposée. Pour caractériser le jet synthétique dans un environnement au repos, des études numérique et expérimentale sont menées. L'étude expérimentale fait appel à deux techniques de mesure : l'anémométrie fil-chaud et la PIV. Une comparaison du comportement du jet synthétique avec celui d'autres types de jet (jet continu et jet pulsé) est effectuée.

L'influence d'un jet synthétique sur la couche limite d'un jet de paroi dont le sens d'écoulement est normal à l'axe du jet synthétique est ensuite étudiée. Ce jet de paroi est tout d'abord plan puis présente un décollement résultant d'une rupture brusque de pente quelques millimètres en aval de l'actionneur jet synthétique.

L'interaction de deux jets synthétiques très rapprochés et les effets de miniaturisation font finalement l'objet d'une étude numérique car leurs effets peuvent être très importants dans le cas de l'implantation d'un réseau de micro-actionneurs sur une surface sur laquelle nous souhaitons contrôler le décollement.

Discipline : Génie Mécanique

Mots-clés : Contrôle des décollements, jet synthétique, microfluidique, écoulement pariétal, PIV, simulation numérique.

Title: Control of aircraft external aerodynamics by microfluidic devices: study of the effect of mini and micro synthetic jets on parietal flows.

Abstract : In external aerodynamics of land and air vehicles, flow control is a major axis of performance improvement (lift increasing and drag reduction by eliminating flow separation on an aircraft wing, for example). In the control loop, the actuator is an essential element and the characterization of its operations and its effect on the flow control is required to establish effective control laws. Among the technologies employed, the fluidic actuators, whose synthetic jet is a part, have the advantage of having no moving parts in direct contact with the outside flow and allow simple control of the temporal form of excitement imposed. To characterize the synthetic jet in a quiescent environment, numerical and experimental studies are conducted. The experimental study uses two techniques of measurement: the hot-wire anemometry and the PIV. A comparison of the behavior of synthetic jet with other types of jet (continuous jet and pulsed jet) is done.

The influence of a synthetic jet on the boundary layer of a wall jet whose flow direction is normal to the axis of synthetic jet is then studied. This wall jet is first plan and then presents a flow separation resulting from a forced rupture a few millimeters downstream of the synthetic jet actuator.

The interaction of two adjacent synthetic jets, and the effects of miniaturization are finely the subject of a numerical study because their effects can be very important in the case of the establishment of an array of micro-actuators on a surface (airplane wing, for example) on which we want to control the separation.

Major: Mechanical Engineering

Keywords: Flow separation control, synthetic jet, microfluidics, wall jet, PIV, CFD.

**École Doctorale Mécanique, Energétique,
Génie Civil , Procédés**

Thèse préparée au Laboratoire
de Génie Mécanique de Toulouse



135, avenue de Ranguel
31077 Toulouse cedex 4 - France
Tel. + 33 (0)5 61 55 95 13
Fax + 33 (0)5 61 55 95 00

www.insa-toulouse.fr