

THÈSE

présentée devant
L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir
le titre de DOCTEUR
SPÉCIALITÉ ACOUSTIQUE

par

Thomas Castelain

**Contrôle de jet par microjets impactants.
Mesure de bruit rayonné et analyse aérodynamique**

Soutenue le 27 Novembre 2006 devant la Commission d'Examen

JURY

Examineurs :	M.	J.-C. Béra (Professeur)
	M.	J.-P. Bonnet (Rapporteur, DR)
	M.	D. Juvé (Professeur)
	M.	G. Rahier (ONERA)
	M.	M. Riethmuller (Rapporteur, Professeur)
	M.	M. Sunyach (Professeur)



ECOLE CENTRALE DE LYON
DIRECTION DE LA RECHERCHE

liste des personnes Habilitées à Diriger des Recherches en poste à l'Ecole Centrale de Lyon

Nom-Prénom	Corps grade	Laboratoire ou à défaut département ECL	Etablissement
AURIOL Philippe	professeur	CEGELY	ECL
BEROUAL Abderrahmane	professeur	CEGELY	ECL
JAFFREZIC-RENAULT Nicole	directeur de recherche	CEGELY	CNRS/ECL
KRÄHENBÜHL Laurent	directeur de recherche	CEGELY	CNRS/ECL
MARTELET Claude	professeur	CEGELY	ECL
NICOLAS Alain	professeur	CEGELY	ECL
NICOLAS Laurent	directeur de recherche	CEGELY	CNRS/ECL
SIMONET Pascal	chargé de recherche	CEGELY	CNRS/ECL
THOMAS Gérard	professeur	CEGELY	ECL
VOLLAIRE Christian	maître de conférences	CEGELY	ECL

Nbre Cégely 10

HELLOUIN Yves	maître de conférences	DER EEA	ECL
LE HELLEY Michel	professeur	DER EEA	ECL

Nbre DER EEA 2

GUIRALDENQ Pierre	professeur émérite	DER STMS	ECL
VINCENT Léo	professeur	DER STMS	ECL

Nbre DER STMS 2

LOHEAC Jean-Pierre	maître de conférences	ICJ	ECL
MAITRE Jean-François	professeur émérite	ICJ	ECL
MARION Martine	professeur	ICJ	ECL
MOUSSAOUI Mohand	professeur	ICJ	ECL
MUSY François	maître de conférences	ICJ	ECL
ROUY MIRONESCU Elisabeth	professeur	ICJ	ECL
ZINE Abdel-Malek	maître de conférences	ICJ	ECL

Nbre ICJ 7

DAVID Bertrand	professeur	ICTT	ECL
----------------	------------	------	-----

Nbre ICTT 1

CLOAREC Jean-Pierre	maître de conférences	LEOM	ECL
GAFFIOT Frédéric	professeur	LEOM	ECL
GAGNAIRE Alain	maître de conférences	LEOM	ECL
GARRIGUES Michel	directeur de recherche	LEOM	CNRS/ECL
GENDRY Michel	directeur de recherche	LEOM	CNRS/ECL
GRENET Geneviève	directeur de recherche	LEOM	CNRS/ECL
HOLLINGER Guy	directeur de recherche	LEOM	CNRS/ECL
JOSEPH Jacques	professeur	LEOM	ECL
KRAWCZYK Stanislas	directeur de recherche	LEOM	CNRS/ECL
MARTIN Jean-René	professeur émérite	LEOM	ECL
O'CONNOR Ian	maître de conférences	LEOM	ECL

PHANER-GOUTORBE Magali	professeur	LEOM	ECL
ROBACH Yves	professeur	LEOM	ECL
SOUTEYRAND Eliane	directeur de recherche	LEOM	CNRS/ECL
TARDY Jacques	directeur de recherche	LEOM	CNRS/ECL
VIKTOROVITCH Pierre	directeur de recherche	LEOM	CNRS/ECL

Nbre LEOM 16

CHEN Liming	professeur	LIRIS	ECL
-------------	------------	-------	-----

Nbre LIRIS 1

BAILLY Christophe	professeur	LMFA	ECL
BERTOGLIO Jean-Pierre	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
BLANC-BENON Philippe	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CAMBON Claude	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CARRIERE Philippe	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
CHAMPOUSSIN J-Claude	professeur émérite	LMFA	ECL
COMTE-BELLOT geneviève	professeur émérite	LMFA	ECL
FERRAND Pascal	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
GALLAND Marie-Annick	maître de conférences	LMFA	ECL
GODEFERD Fabien	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
HENRY Daniel	directeur de recherche	LMFA	CNRS/ECL
JEANDEL Denis	professeur	LMFA	ECL
JUVE Daniel	professeur	LMFA	ECL
LE RIBAUT Catherine	chargée de recherche	LMFA	CNRS/ECL
LEBOEUF Francis	professeur	LMFA	ECL
PERKINS Richard	professeur	LMFA	ECL
ROGER Michel	professeur	LMFA	ECL
SCOTT Julian	professeur	LMFA	ECL
SIMOENS Serge	chargé de recherche	LMFA	CNRS/ECL
TREBINJAC Isabelle	maître de conférences	LMFA	ECL

Nbre LMFA 20

BENAYOUN Stéphane	professeur	LTDS	ECL
CAMBOU Bernard	professeur	LTDS	ECL
COQUILLET Bernard	maître de conférences	LTDS	ECL
DANESCU Alexandre	maître de conférences	LTDS	ECL
FOUVRY Siegfried	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
GEORGES Jean-Marie	professeur émérite	LTDS	ECL
GUERRET Chrystelle	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
HERTZ Dominique	past	LTDS	ECL
ICHCHOU Mohamed	maître de conférences	LTDS	ECL
JEZEQUEL Louis	professeur	LTDS	ECL
JUVE Denyse	ingénieur de recherche	LTDS	ECL
KAPSA Philippe	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
LE BOT Alain	chargé de recherche	LTDS	CNRS/ECL
LOUBET Jean-Luc	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MARTIN Jean-Michel	professeur	LTDS	ECL
MATHIA Thomas	directeur de recherche	LTDS	CNRS/ECL
MAZUYER Denis	professeur	LTDS	ECL
PERRET-LIAUDET Joël	maître de conférences	LTDS	ECL
SALVIA Michelle	maître de conférences	LTDS	ECL
SIDOROFF François	professeur	LTDS	ECL
STREMSDOERFER Guy	professeur	LTDS	ECL
THOUVEREZ Fabrice	professeur	LTDS	ECL
TREHEUX Daniel	professeur	LTDS	ECL
VANNES André-Bernard	professeur émérite	LTDS	ECL

Nbre LTDS 24

Total HdR ECL

91

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Problématique de l'étude	1
1.2	Effets des dispositifs de contrôle sur le bruit émis par un jet	2
1.2.1	Action acoustique	2
1.2.2	Action mécanique	3
1.2.3	Action fluidique	4
1.3	Objectifs de l'étude	8
1.4	Organisation du mémoire	8
2	Mesure par PIV et traitement des données	9
2.1	Description de la technique de PIV	11
2.1.1	Principe de la méthode	11
2.1.2	Traitement des images	14
2.1.3	Application à la Vélocimétrie par Images de Particules stéréoscopique (SPIV)	17
2.2	Effet de la parallaxe sur la détermination de vitesse par PIV	19
2.2.1	Effet de parallaxe	19
2.2.2	Application au cas d'un jet	20
2.2.3	Conclusion	23
2.3	Détermination des vitesses dans un écoulement cisailé	25
2.3.1	Effet du recouvrement sur les lieux du calcul des vitesses sous Davis 7·0·5	26
2.3.2	Résultats	28
2.3.3	Estimation <i>in-situ</i> de l'incertitude sur la vitesse	31
2.3.4	Conclusion	32
2.4	Éléments de traitement du signal associés à un dépouillement PIV	33
2.4.1	Hypothèse de turbulence gelée	33
2.4.2	Traitement du signal en PIV	34
2.4.3	Conclusion	38
2.5	Post-traitement en SPIV	40
2.6	Structures tourbillonnaires	46
2.6.1	Définition d'une méthode de détection	46
2.6.2	Estimation de la taille des tourbillons	48
2.6.3	Estimation de la force des structures	48
2.7	Conclusion	50
3	Étude par SPIV d'un jet à Mach $M_j = 0.9$	51
3.1	Champs de vitesse moyenne	51
3.1.1	Évolution longitudinale de l'épaisseur de couche de mélange.	52
3.1.2	Similitude des profils radiaux de vitesse moyenne axiale.	55
3.1.3	Longueur du cône potentiel	56
3.2	Champs de vitesse fluctuante	57
3.2.1	Profils radiaux des valeurs rms	57
3.2.2	Évolution longitudinale des maxima des valeurs rms	57

3.3	Corrélations spatiales de vitesse	59
3.3.1	Méthode de calcul des échelles de corrélation spatiale	60
3.3.2	Cartographie de corrélations radiales et orthoradiales des vitesses.	62
3.3.3	Évolution spatiale des corrélations de vitesse	62
3.3.4	Evolution longitudinale des échelles radiales des vitesses	65
3.4	Conclusion	65
4	Effets caractéristiques des microjets impactants	67
4.1	Effet du contrôle sur les champs de vitesse	67
4.1.1	Champs de vitesse moyenne.	67
4.1.2	Champs de vitesses fluctuantes.	77
4.1.3	Corrélations spatiales de vitesse	77
4.1.4	Détection des structures induites par l'impact des microjets	83
4.2	Effet du contrôle sur le bruit en champ lointain	90
4.2.1	Formalismes spectraux	90
4.2.2	Réduction de bruit sur le plan spectral	91
4.3	Conclusion	92
5	Étude paramétrique du contrôle	93
5.1	Répétabilité des mesures.	93
5.2	Effet de la distance longitudinale d'impact	97
5.3	Effet de l'angle d'injection	99
5.4	Effet du débit par microjet	100
5.5	Effet du nombre de microjets	116
5.6	Effet de la répartition des n microjets	131
5.7	Effet du diamètre des microjets	137
5.8	Conclusion	141
6	Conclusion générale	143
	Annexes	144
A	Soufflerie d'études haut Re, Mach $M_j=0.1$	145
B	Soufflerie d'essais aéroacoustiques haut Re, Mach $M_j=0.9$	147
B.1	Acquisition des mesures acoustiques	147
B.2	Acquisition des mesures par Stéréo-PIV (SPIV)	148
B.3	Caractéristiques géométriques des microjets	149
C	Mesure du débit massique des microjets	151
D	Caractérisation des microjets	153
E	Bilan d'énergie cinétique turbulente du jet	155
E.1	Equations générales	155
E.2	Formulation pour une turbulence homogène dans la direction azimutale	160
E.3	Formulation dans le cas du contrôle	161
E.4	Application au cas d'un jet de Mach $M_j = 0.1$	162

Résumé de la thèse

L'utilisation de microjets impactants est une méthode fluïdique récemment proposée pour la réduction du bruit de jet. Les quelques travaux expérimentaux décrits jusqu'à présent dans la littérature sur ce procédé fournissent des résultats hétéroclites et parfois contradictoires. En exploitant principalement une étude paramétrique extensive que nous avons réalisée sur un jet à Mach 0,9 et de diamètre 5 cm, la présente thèse a pour ambition de fournir une présentation unifiée de ce contrôle par microjets impactants en déterminant les mécanismes impliqués dans la réduction de bruit apportée par le contrôle.

Des mesures précises de champs de vitesse sont effectuées par vélocimétrie par image de particules stéréoscopique (SPIV), et les biais de mesures sont évalués. Différentes exploitations originales des champs instationnaires de vitesse sont proposées pour caractériser les structures de la couche de cisaillement du jet principal en présence ou en l'absence de microjets. La comparaison de ces mesures aérodynamiques et de mesures acoustiques en champ lointain met en évidence une forte corrélation entre les caractéristiques aérodynamiques des premiers diamètres du jet et le spectre du bruit émis. Les zones de l'écoulement impliquées dans ces modifications spectrales sont clairement identifiées. Ces dernières rendent compte d'une atténuation globale du bruit qui peut atteindre 2 dB, ainsi que d'une possible régénération en hautes fréquences résultant de la création d'une turbulence à fine échelle par l'impact des microjets.

L'influence du nombre, du diamètre et du débit des microjets sur la réduction de bruit met en évidence des effets progressifs avec l'intensité du contrôle. Pour ces différents paramètres, on observe la présence d'un maximum local de la réduction acoustique. Cet optimal caractérise l'échelle spatiale des structures tourbillonnaires générées par l'impact du microjet sur l'écoulement. Ces structures s'avèrent à l'origine de l'augmentation du mélange et de l'entraînement du jet dans son développement initial, dont il va pouvoir résulter une diminution de la turbulence, un allongement de la zone potentielle vers l'aval et une réduction de bruit.

Abstract

Fluidic control by impinging microjets has recently been proposed to achieve high-subsonic jet noise reduction. Some previous experimental works reported in the literature, gave different and sometimes contradictory results regarding this reduction method. The present thesis aims at giving a unified view of the microjet control by discerning the mechanisms responsible for noise reduction, based on an extensive parametric study that we realized on a Mach 0.9, 5cm-diameter jet.

Precise flow field measurements are obtained by the use of Stereoscopic Particle Image Velocimetry, and measurement errors are evaluated. Different original exploitations of unstationary velocity fields are proposed to characterize structures in the jet mixing layer, for both the controlled and uncontrolled jet. Comparisons between these aerodynamical measurements and acoustic far field acquisitions evidence a strong correlation between aerodynamic characteristics at the early stages of the jet development and the emitted noise spectra. The specific flow field areas responsible for the changes in noise spectra, are clearly identified. The latter account for a global noise reduction of typically 2 dB SPL, possibly associated with a high-frequency regeneration linked with the fine-scale turbulence induced by the microjet impingement.

The influence of the number of microjets, of their diameter and of their mass flow on jet noise reduction highlights progressive effects with the intensity of the control. For these parameters, we observe the existence of a local maximum in the acoustic reduction. This behaviour is linked to the characteristic spatial scale of the development of streamwise vortices induced by each microjet impact on the main jet mixing layer. These structures are shown to cause the enhancement of mixing and air entrainment in the early development of the jet, that consequently result in the reduction of the turbulence intensity, the elongation of the potential core and the noise reduction.

Notations

Notations générales

(x_1, x_2, x_3)	: système d'axes du repère cartésien.
(r, θ, x)	: système d'axes du repère cylindrique, tel que $x = x_1$.
u_x	: composante axiale de la vitesse exprimée dans le repère cylindrique.
u_r	: composante radiale de la vitesse exprimée dans le repère cylindrique.
u_θ	: composante orthoradiale (ou azimutale) de la vitesse exprimée dans le repère cylindrique.
D	: diamètre de la section de sortie de la tuyère d'essais, soit 50 mm.
Re_D	: nombre de Reynolds construit sur le diamètre de la tuyère D .
St_D	: nombre de Strouhal construit sur le diamètre de la tuyère D .
ϕ	: angle d'écoute, entre l'axe du jet et le microphone dans le repère centré sur la tuyère.
M_j	: nombre de Mach du jet.

Notations spécifiques à la technique PIV

δt	: temps de séparation entre deux éclaircements successifs d'une tranche de fluide.
T	: durée de l'éclaircissement d'une tranche de fluide par un pulse LASER.
PIV	: méthode de mesure optique pour l'obtention d'un champ de vitesse 2D-2C. Cette technique requiert une caméra.
SPIV	: méthode de mesure optique pour l'obtention d'un champ de vitesse 2D-3C. Cette technique requiert deux caméras.
e	: épaisseur de la tranche LASER.
κ	: rapport entre e et le déplacement des traceurs perpendiculairement à celle-ci.
IWS	: (Interrogation Window Size) - taille de la fenêtre d'interrogation dans le calcul d'intercorrélation d'images en (S)PIV.
OV	: (Overlap)- taux de recouvrement des fenêtres d'interrogation dans le calcul d'intercorrélation d'images en (S)PIV.
k	: Nombre d'onde aérodynamique (m^{-1}).
k_0	: Fréquence de coupure spatiale liée au fenêtrage PIV (m^{-1}).

Notations spécifiques au contrôle par microjets

U_j	: Vitesse axiale dans le cône potentiel du jet principal.
δ_θ	: Épaisseur de quantité de mouvement de la couche de mélange du jet principal.
Φ	: Débit volumique du jet principal à travers une section (x_2, x_3) .
Φ_0	: Débit volumique du jet principal à travers la section de sortie de tuyère.
$R_{1/2}$: Valeur de r telle que la vitesse axiale est égale à la moitié de la valeur U_j .
$\overline{\omega_x}$: Vorticité longitudinale moyenne.
$\overline{\omega_\theta}$: Vorticité azimutale moyenne.
$\overline{\omega_\theta}_{\max}$: Valeur maximale de $\overline{\omega_\theta}$ dans un plan (x_2, x_3) .
α	: angle d'impact des microjets sur la couche de mélange du jet principal, dans le plan (\mathbf{x}, \mathbf{r}) .
n	: nombre de microjets utilisés pour le contrôle.
d	: diamètre de microjets (en mm).
l	: distance longitudinale entre la tuyère et l'impact des microjets sur la couche de mélange.
r_m	: rapport entre le débit massique en sortie d'un microjet et le débit massique du jet principal.
r_p	: rapport entre la pression génératrice de l'écoulement en sortie de microjet et la pression ambiante.

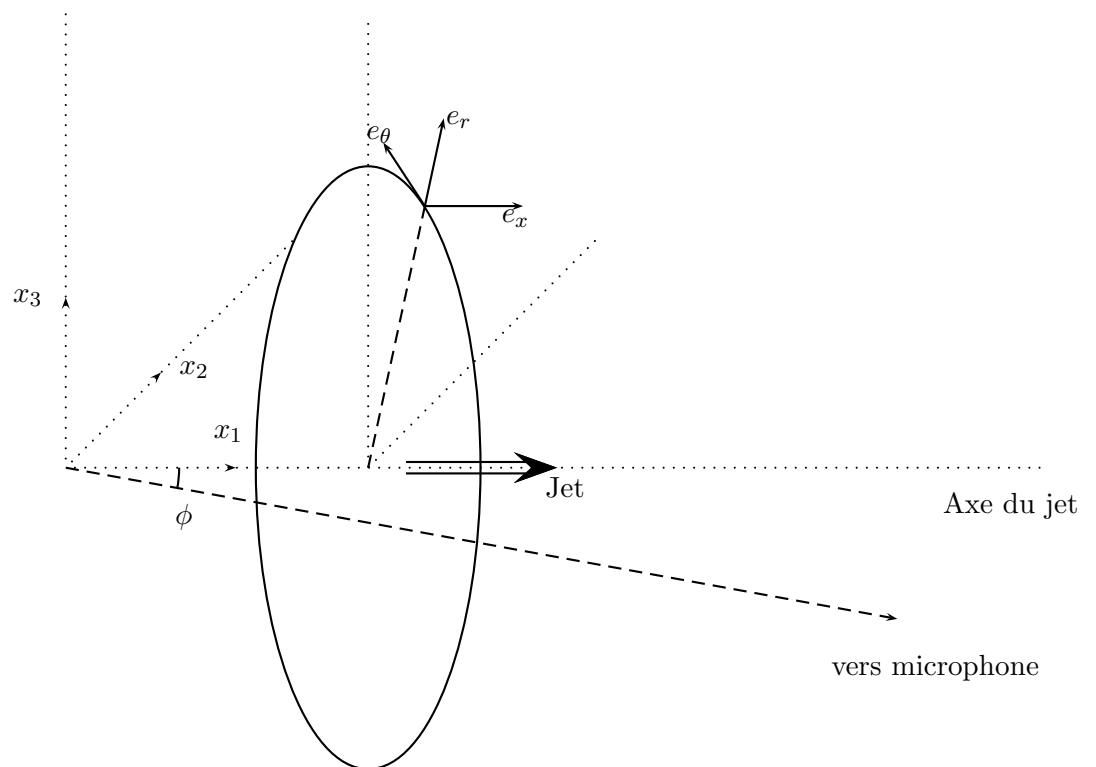


FIG. 1 – Description du système de coordonnées cylindriques utilisé pour la projection du vecteur vitesse.

Chapitre 1

Introduction

1.1 Problématique de l'étude

L'essor des moyens de transport à grande vitesse pose le problème de la gestion du bruit généré, tant pour les usagers de ces transports que pour leur environnement. Dans le domaine de l'aéronautique en particulier, la réduction du bruit est un enjeu majeur. D'une part, le confort acoustique est devenu une préoccupation des passagers de l'avion. D'autre part, l'industrie aéronautique est drastiquement soumise à des règlements nationaux ou internationaux visant à la protection de la population au sol, dont la pression est aujourd'hui telle que des propositions de loi en faveur d'interdiction ou de limitation des mouvements aéroportuaires ont été déposées (selon les conclusions du Groupe d'études parlementaire sur ce sujet [26]). Ces nouvelles normes tentent de répondre aux conséquences de l'augmentation du volume du trafic aérien - l'extension des aéroports existants ou la construction de nouveaux aéroports - qui soumettent toujours plus de personnes à une gêne intolérable. Une stratégie de gestion de la contrainte liée au bruit des avions consiste à éloigner les aéroports des zones urbanisées. Cette stratégie fut appliquée pour plusieurs générations successives d'aéroports, la première correspondant typiquement, en France, à la fin de la seconde guerre mondiale et la deuxième au milieu des années 70. À titre d'illustration, on représente en figure 1.1 les vues aériennes de quatre aéroports internationaux, dont deux correspondent à une première génération d'aéroports et deux autres à la génération suivante. On remarque que l'urbanisation autour des deux premiers aéroports est uniformément dense, ce qui sous-entend qu'une partie de la population voisine de l'aéroport est systématiquement soumise aux gênes sonores. D'autre part, on constate que les aéroports mis en service plus récemment et initialement éloignés des zones urbanisées sont désormais situés en bordure de la ville qu'ils desservent (avant, probablement, d'y être intégrés). Ainsi, si l'on tient pour acquise une croissance continue du trafic aérien et de l'urbanisation en périphérie des grandes villes, cette première stratégie semble se révéler inefficace sur le long terme.

L'énergie des écoulements en sortie de réacteur d'avion est telle que le bruit d'origine aérodynamique est souvent une composante majeure du bruit global. Malgré les efforts consentis depuis le milieu du XX^{ème} siècle dans le domaine de la recherche sur l'origine du bruit aérodynamique des jets subsoniques, les phénomènes précis impliqués dans la génération de ce bruit échappent encore à notre perception. Des techniques de réduction du bruit des jets subsoniques, dont on propose ci-après une revue partielle, ont cependant pu être mises au point et certaines ont été appliquées à l'échelle industrielle. Parvenir à réduire significativement le bruit de jet présente un intérêt à la fois sur le plan industriel et sur le plan scientifique, puisqu'une telle action permettrait de répondre au problème du bruit des transports aériens tout en offrant la possibilité de mieux comprendre les mécanismes de génération de bruit.

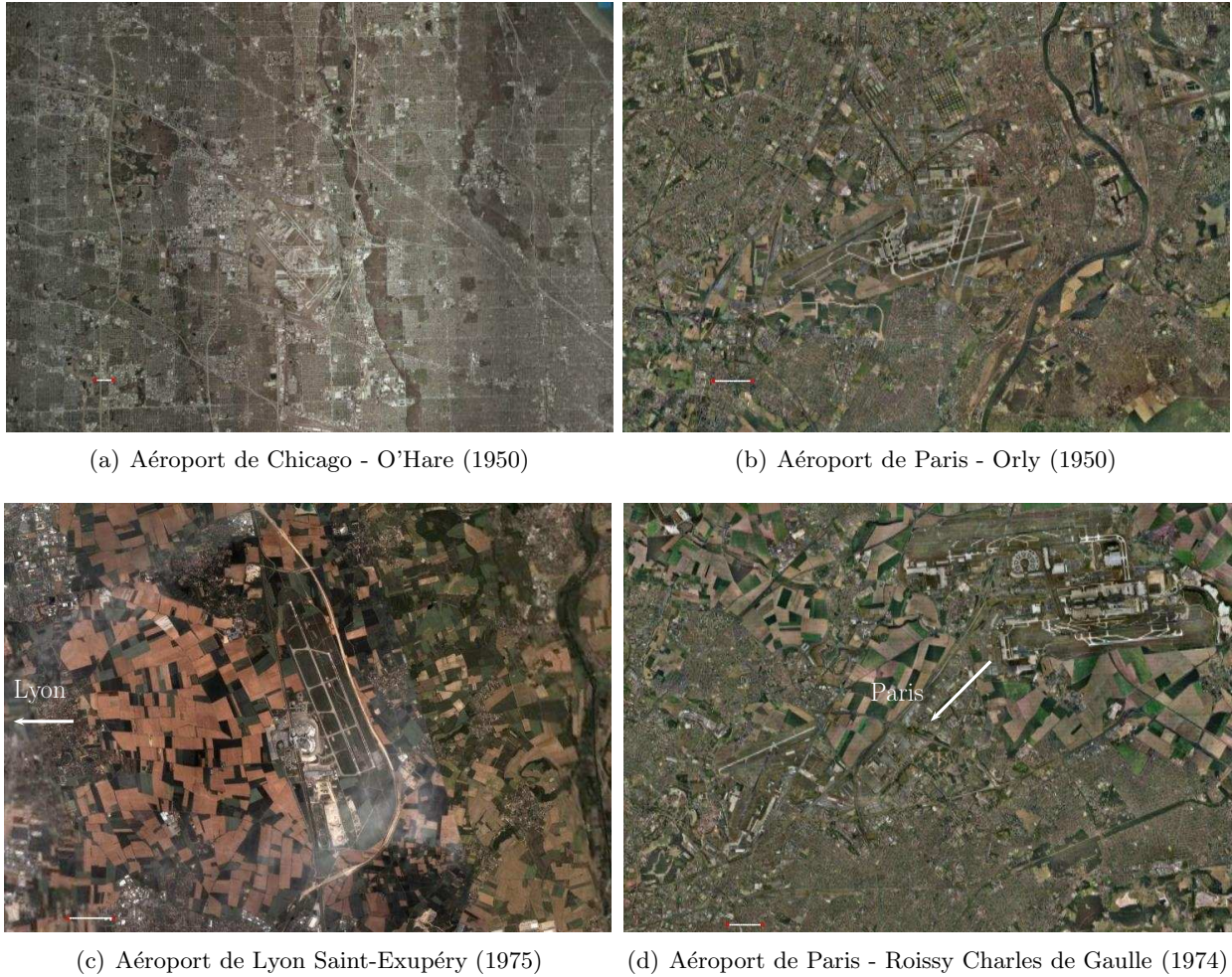


FIG. 1.1 – Vues aériennes de quatre aéroports internationaux.

L'échelle correspondant à 1 km est donnée en bas à gauche de chaque photographie

1.2 Effets des dispositifs de contrôle sur le bruit émis par un jet

Parmi les techniques de réduction du bruit de jet subsonique, la plus efficace est incontestablement l'adoption d'un deuxième flux entourant le flux primaire sortant des étages de détente du réacteur. Les réacteurs dits double-flux présentent l'avantage d'améliorer le rendement énergétique de l'appareil tout en fournissant une réduction du bruit de jet notable. Ils sont notamment caractérisés par le rapport entre le débit secondaire et le débit primaire, rapport qui n'a cessé de croître dans l'aviation civile depuis les années 1960. Cependant, ce rapport ne peut être indéfiniment augmenté sous peine de nuire à la rentabilité du système sur le plan aérodynamique. Pour cette raison, il est nécessaire de déterminer d'autres moyens d'action sur le bruit de jet : quelques-uns des différents dispositifs de contrôle d'écoulement pour la réduction du bruit de jet sont détaillés dans la suite de ce chapitre.

1.2.1 Action acoustique

En 1975, Bechert et Pfizenmaier ont obtenu une augmentation du bruit large bande rayonné par un jet subsonique soumis à une excitation acoustique de fréquence pure. D'autres études (notamment Moore [61]) ont ensuite étendu ce résultat pour différents types d'excitation acoustique. Des études postérieures montrent qu'une réduction du niveau large bande est également possible. La synthèse réalisée par Crighton [24] à partir d'expériences antérieures indique qu'il existe une valeur critique

du nombre de Reynolds du jet $Re_D \approx 10^5$ distinguant deux comportements très différents. Au-dessus de la valeur critique de Re_D , l'excitation acoustique entraîne une inévitable amplification du bruit rayonné, tandis qu'en dessous de cette valeur une réduction du niveau large-bande est possible. Hussain et Hasan [44], testant un même système d'excitation sur des jets de nombre de Mach M_j différents corroborent la valeur du nombre de Reynolds critique obtenue par Crighton et indiquent que la réduction du bruit large-bande, après réjection de la fréquence d'excitation, passe de 6 dB pour $M_j = 0.1$ à moins de 2 dB pour $M_j = 0.2$. De plus, cette étude précise que la condition sur Re_D n'est pas une condition suffisante et dégage d'autres conditions nécessaires à la réduction de bruit large bande : une couche de mélange initialement laminaire et une excitation acoustique dont la fréquence est proche de la fréquence d'instabilité de la couche de mélange initiale. Il n'existe pas, à notre connaissance, d'explications sur les mécanismes d'interaction excitation-couche de mélange initiale justifiant cet ensemble de conditions qui limitent fortement l'application de cette technique à des situations pratiques.

1.2.2 Action mécanique

Une autre méthode de modification d'écoulement consiste à modifier localement la géométrie de la tuyère, en introduisant de petites inhomogénéités réparties dans l'azimut en sortie de tuyère. On distingue plusieurs types d'inhomogénéités, selon le degré de modifications qu'elles imposent à l'écoulement :

- les onglets, ou “tabs”, sont des éléments de petite taille pénétrant l'écoulement depuis la lèvre de la tuyère (figure 1.2(a)). Ces éléments ont typiquement une forme triangulaire (“Delta tabs”),
- les chevrons (figure 1.2(b)) donnent à la lèvre de la tuyère une forme ondulée dans l'azimut, avec une faible pénétration de chaque protubérance dans l'écoulement,
- les tuyères à origine indéterminée, dont le principe peut être rapproché de celui des chevrons.

Des tentatives de contrôle de bruit ont été menées bien avant que ces différentes techniques ne voient le jour, et, à notre connaissance, l'étude de Westley & Lilley [82] initie cette thématique de recherche.

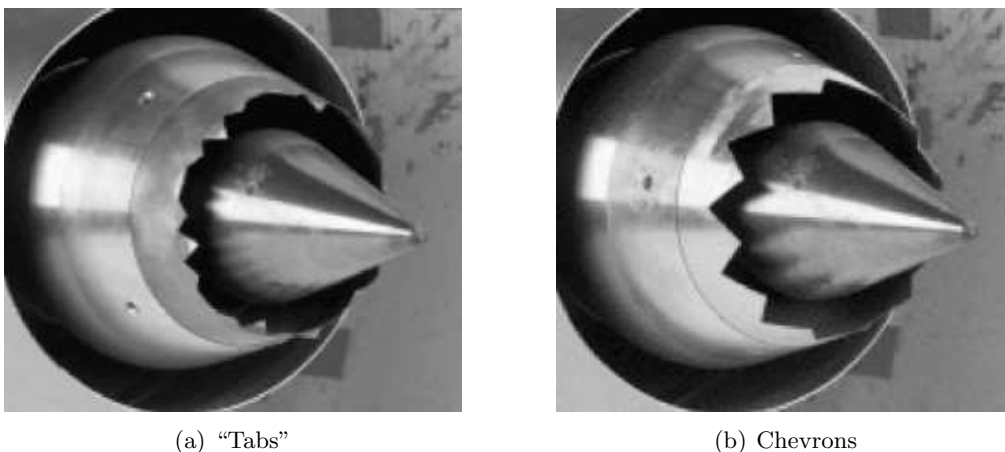


FIG. 1.2 – Illustration de systèmes mécaniques de contrôle

(a) “tabs”, (b) chevrons - *Extrait de la référence [69].*

L'évaluation de l'effet des tabs sur les plans aérodynamique et acoustique a fait l'objet de nombreuses études. On peut retenir que ces éléments induisent une réduction de la longueur du cône potentiel, par une modification de l'axisymétrie de l'écoulement dans le plan perpendiculaire à l'axe du jet. Cette modification aérodynamique reste très marquée jusqu'à - au moins - six diamètres en aval de la sortie de tuyère selon les visualisations réalisées par Zaman *et al.* [85] sur des jets circulaires subsonique et supersonique. Parallèlement, selon l'étude de Rogers & Parekh [68] sur un jet

rectangulaire de nombre de Mach $M_j = 0.6$, le débit massique est augmenté de près de 50% pour plusieurs géométries du système de tabs. Pour caractériser ces modifications aérodynamiques, une étude par tomographie dans des plans transversaux et par Vélocimétrie Laser Doppler a été menée par Reeder & Samimy [66] sur un jet circulaire de nombre de Reynolds de l'ordre de quelques milliers. Cette étude révèle la présence de plusieurs types de tourbillons longitudinaux qui sont conditionnés par l'orientation des tabs par rapport à l'écoulement principal. Dans la configuration la plus efficace sur le plan de l'entraînement, chaque tab génère deux paires de tourbillons contra-rotatifs, dont une paire de tourbillons dits "en fer à cheval".

L'effet acoustique du contrôle par tabs se traduit selon la référence [68] par une réduction de bruit de jet subsonique de l'ordre de 2 dB pour $\phi = 30^\circ$ et une augmentation du contenu en hautes fréquences des spectres de bruit pour $\phi = 90^\circ$, associée à une augmentation du niveau SPL pour ces angles d'écoute. Plus récemment, Simonich *et al.* [74] ont mené une étude paramétrique sur un système de tabs, en faisant varier leur nombre et en étudiant l'influence de la température du jet principal sur l'effet acoustique du contrôle. L'ordre de grandeur de la réduction obtenue est de 1 à 2 dB sur l'amplitude du maximum du bruit, et ces auteurs notent également la présence de régénération en hautes-fréquences. Plusieurs configurations de tabs sont testées, indiquant que la configuration impliquant le plus grand nombre de tabs ne conduit pas nécessairement à la plus grande réduction de bruit.

Un inconvénient majeur de ce type de contrôle réside dans le blocage de l'écoulement induit par les tabs, qui se traduit par une perte de poussée que Zaman *et al.* [85] évaluent à 1.5% par élément. Considérant la valeur optimale du nombre de tabs indiquée par Simonich *et al.* [74], soit six tabs, la perte de poussée est de l'ordre de 10% de la poussée totale, ce qui semble disqualifiant pour les applications aéronautiques puisque cette perte de poussée s'applique durant l'ensemble du vol. Pour cette raison, les effets de perturbations moins marquées que les tabs - les chevrons - ont été également étudiés sur le plan acoustique et/ou aérodynamique, sur des configurations simple flux (Bridges *et al.* [14], Callender *et al.* [15]) ou double flux (Saiyed *et al.* [69]). Sur les configurations simple flux [15], le paramètre décisif est la pénétration des chevrons dans l'écoulement principal : une pénétration trop importante dans l'écoulement entraîne la génération de bruit hautes fréquences défavorable pour la réduction de bruit global. Le nombre de lobes semble être un paramètre d'une moindre importance. Sur les configurations double flux [69], où un grand nombre de combinaisons de tabs et de chevrons ont été testées, certaines combinaisons de chevrons sont plus favorables que les configurations de tabs testées tant sur le plan acoustique que sur le plan dynamique.

1.2.3 Action fluidique

L'idée prévalant au développement des actionneurs fluidiques est de pallier la perte de poussée systématique induite par le contrôle mécanique en utilisant le contrôle uniquement lors des phases de vol critiques - typiquement le décollage et l'atterrissage. Ainsi, durant le vol de croisière, le système de contrôle rendu inactif ne pénaliserait en rien les performances de vol de l'avion.

L'injection d'eau dans des écoulements d'air a notamment été développée en vue d'une application à l'industrie spatiale par Gély *et al.* [34] ou Zoppellari & Juvé [86]. Ces derniers ont mesuré une réduction de bruit de 7 dB sur un jet chaud de Mach $M_j = 1,7$, pour un rapport de débits massiques eau/air égal à 4. De plus, Krothapalli *et al.* [52] ont obtenu une réduction de 6 dB en champ lointain d'un jet axisymétrique chaud de Mach $M_j = 0.9$, pour un rapport de débits massiques typiquement égal à 0,2. L'injection d'eau est dans ce cas réalisée en aval de la tuyère, par des injecteurs de faible diamètre, appelés par la suite microjets. La réduction de bruit traduit une diminution du contenu spectral du bruit de jet quel que soit l'angle d'écoute sur l'ensemble de la gamme de fréquences significatives. De même, Norum [63] a étudié l'influence sur le niveau de réduction de bruit du nombre de microjets et du rapport de débits massiques : il obtient une réduction globale croissante avec ce rapport sans distinguer d'effet significatif du nombre d'injecteurs employés.

L'emploi de cette technique dans des conditions de vol suppose néanmoins de pouvoir disposer d'un fluide de densité élevée à injecter en sortie de réacteur, ce qui reste un problème irrésolu. Pour

cette raison notamment, l'injection d'air a été l'objet de nombreuses études depuis le début des années 1980.

On peut distinguer l'injection continue, et l'injection pulsée notamment par actionneurs synthétiques. Cette dernière méthode, développée par Smith & Glezer [76], permet de disposer d'un écoulement de débit moyen nul à travers l'orifice d'une cavité contenant un diaphragme mobile actionné périodiquement. Outre le contrôle du décollement des couches limites sur des corps non profilés, comme dans le cas d'un cylindre par Amitay *et al.* [2] et Béra *et al.* [10], ce type d'action fluidique a été appliquée pour la vectorisation d'un jet rectangulaire par Smith & Glezer [75]. Les actionneurs pulsés permettent de modifier significativement les structures des couches de cisaillement, mais génèrent intrinsèquement du bruit ; de sorte que leur utilisation pour la réduction du bruit global, bien qu'elle ait été envisagée (Béra *et al.*[11]), paraît délicate à l'heure actuelle.

La technique d'injection continue a quant à elle été initiée par Davis [28] pour l'augmentation du mélange d'un jet par utilisation de jets secondaires de rapport de diamètres de l'ordre du dixième. Depuis 2002, plusieurs études ont porté sur la caractérisation de l'effet de microjets d'air impactants sur le bruit émis ; quelques-uns de ces travaux sont listés dans le tableau 1.1. Arakeri *et al.* ont mesuré l'effet de microjets impactants sur l'aérodynamique et le champ proche acoustique d'un jet axisymétrique subsonique. Les spectres du signal du microphone placé en champ proche, donnés dans les deux références [4] et [3], indiquent une réduction de bruit sur l'ensemble de la gamme de fréquences [0 - 75 kHz]. De plus, la réduction du niveau de turbulence induite par les microjets est uniforme et s'étend de la sortie de tuyère jusqu'à 15 diamètres en aval de celle-ci. La réduction du niveau de turbulence est indépendante de l'état initial de la couche de mélange, laminaire ou turbulent, ce qui marque une différence significative avec le contrôle par excitation acoustique mentionné précédemment.

Cette étude a été prolongée par Greska *et al.* [36] et [37], qui ont comparé la réduction de bruit en champ lointain apportée par la technique de microjets impactants sur un jet de laboratoire à celle obtenue sur un réacteur à échelle réelle. La valeur typique de réduction de bruit obtenue est de 1.5 dB, quel que soit le cas. On peut remarquer que le maximum de réduction de bruit n'est pas obtenu au même angle d'écoute pour l'étude relatée en [36] et pour [37]. L'étude paramétrique sur l'influence de la distance longitudinale d'impact l menée en [36] dans le cas d'un jet supersonique, permet de déterminer que la réduction de bruit est une fonction décroissante de la distance l . Enfin, on note que la réduction de bruit des jets subsoniques est obtenue sur la gamme de fréquence [100 Hz - 20 kHz], cette réduction s'accroissant en hautes fréquences. Henderson *et al.* [40] ont étudié une géométrie d'injection légèrement différente par rapport aux précédents auteurs, en associant à un jet double flux un système de chevrons fluidiques dont les détails géométriques ne sont pas précisés. Ce système de contrôle, fournissant une réduction du bruit SPL proche des valeurs obtenues précédemment, a été testé pour un nombre variable d'injecteurs et pour différentes pressions d'injection. Une régénération de bruit en hautes fréquences, d'autant plus élevée que le nombre d'injecteurs est important ou que la pression d'injection est élevée, se révèle être le facteur limitant de la réduction de bruit à l'angle d'écoute $\phi = 90^\circ$. Parallèlement, la réduction des niveaux spectraux de bruit en basses fréquences augmente avec la pression d'injection.



FIG. 1.3 – Configuration d’essais de Greska *et al.*[37] sur un réacteur à échelle 1.

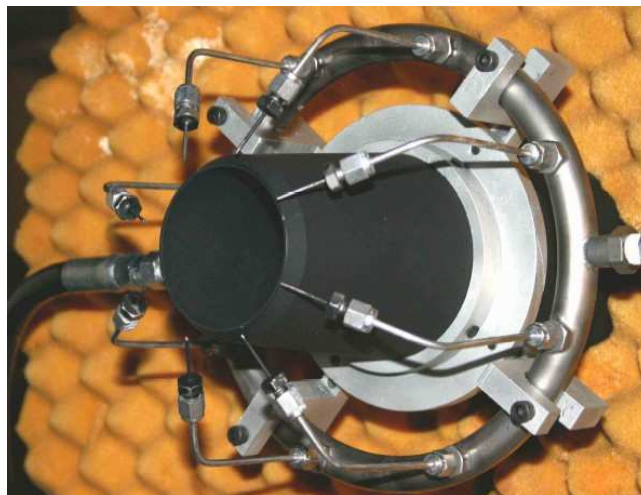


FIG. 1.4 – Configuration d’essais de Alkisar *et al.*[1] sur un jet de diamètre 69.85 mm.

Alkisar *et al.* [1], reprenant une géométrie de microjets proche de celle de [3], [36] ou [37], obtiennent également une diminution des niveaux spectraux en basses fréquences et une régénération hautes fréquences. D’autre part ils constatent, à l’inverse d’Arakeri *et al.*[3], que le niveau d’énergie turbulente maximale est augmenté pour $x/D \leq 3$ par l’emploi des microjets. Pour $x/D \geq 3$, la réduction des niveaux de turbulence révélée en [3] est retrouvée.

Gutmark *et al.*[38] ont étudié l’influence des paramètres que sont l’angle d’impact α des microjets avec la couche de mélange et la pression d’injection des microjets, le jet principal étant muni d’un “plug” central. La réduction de bruit global est d’autant plus importante que l’angle d’impact est grand - dans la gamme de α testé - ou que la pression d’injection est élevée. D’autre part, ces auteurs constatent également la présence de régénération de bruit hautes fréquences, essentiellement pour $\phi = 30^\circ$ ce qui contraste avec les conclusions de [40].

	Jet principal			Microjets			Conclusions typiques
	Mach M_j	$T(^{\circ}\text{K})$	D(mm)	Nombre n	d(mm)	α	
Arakeri [3]	0.9	330	22.2	18	0.4	45°	$\Delta\text{SPL}=2$ dB (Champ proche) Réduction du niveau de turbulence pour $0 \leq x/D \leq 15$
Greska [36]	1.8 (tuyère CD)	1000	40	8	0.8	60°	$\Delta\text{SPL}=2$ dB Réduction décroissante de l
	0.9	-	324	12	$\left\{ \begin{array}{l} 0.8 \\ 1.6 \\ 3 \end{array} \right.$	60°	$\Delta\text{SPL}=1$ dB pour $\phi = 90^{\circ}$ $\Delta\text{SPL}=1.5$ dB pour $\phi = 30^{\circ}$
Greska [37]	0.9	700	50.8	12	$\left\{ \begin{array}{l} 0.4 \\ 0.8 \end{array} \right.$	60°	$\Delta\text{SPL}=2$ dB pour $\phi = 90^{\circ}$ $\Delta\text{SPL}=1.5$ dB pour $\phi = 30^{\circ}$ Réduction sur [100 Hz : 20 kHz]
	0.9	-	320	24	$\left\{ \begin{array}{l} 1.2 \\ 2.4 \end{array} \right.$	60°	
Henderson [40]	- Double Flux	-	$D_1 = 128$ $D_2 = 239$	$\left\{ \begin{array}{l} 12 \\ 18 \end{array} \right.$	-	-	$\Delta\text{SPL}=-1.5$ dB pour $\phi = 90^{\circ}$ $\Delta\text{SPL}=2$ dB pour $\phi = 30^{\circ}$ Influence de pression d'injection : - Augmentation de réduction pour $\phi = 30^{\circ}$ - Augmentation de régénération pour $\phi = 90^{\circ}$
Alkislar [1]	0.9	300	69.85	8	0.8	60°	$\Delta\text{SPL}=1$ dB en moyenne Réduction du niveau de turbulence pour $3 \leq x/D \leq 15$
Gutmark [38]	0.9	300	54	16	1.65	0°→60°	$\Delta\text{SPL}=1$ à 2 dB

TAB. 1.1 – Synthèse des paramètres et résultats significatifs des études de la littérature sur la réduction du bruit de jet par microjets d'air impactants.

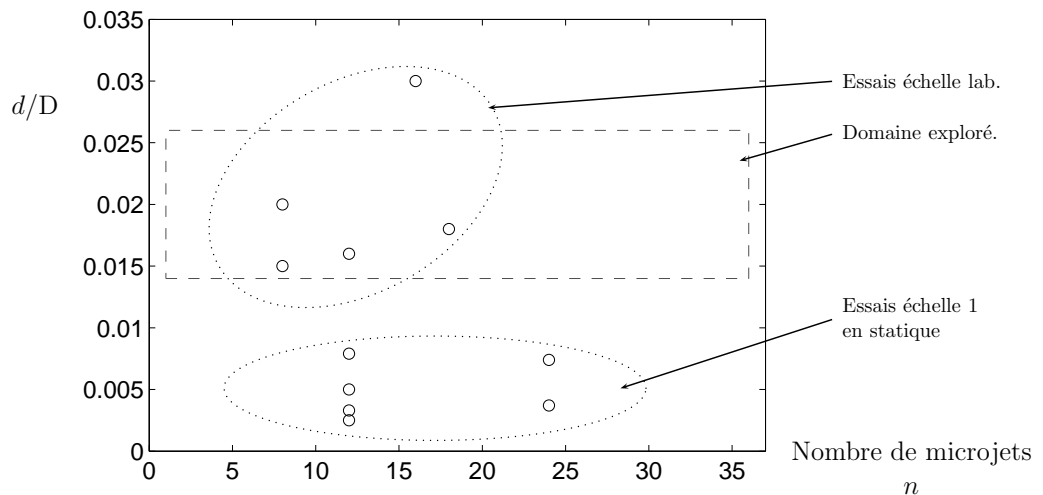


FIG. 1.5 – Paramètres géométriques des systèmes de contrôle des études antérieures.

Pour chaque étude du tableau 1.1, le diamètre des microjets d , ramené au diamètre du jet principal D , est représenté en fonction du nombre de microjets n .

1.3 Objectifs de l'étude

A la lumière des études présentées ci-avant, l'injection fluïdique semble une voie prometteuse pour la réduction de bruit de jet subsonique. Les résultats obtenus en laboratoire sont confortés par l'application à un jet réel, la réduction de bruit global obtenue avec des systèmes de microjets de paramètres géométriques variables se situant entre 1 et 2 dB.

On constate à la lecture du tableau 1.1 que les paramètres caractéristiques des systèmes de contrôle des différentes études varient assez largement d'une étude à l'autre. On distingue sur la représentation du diamètre des microjets d , adimensionné par le diamètre du jet principal D , en fonction du nombre de microjets n deux ensembles disjoints : l'ensemble des essais à échelle 1 et l'ensemble des essais sur maquette en laboratoire. Dans la présente étude sera exploré le champ des réalisations possibles des paramètres d'un système de contrôle développé spécifiquement pour cette étude. La gamme de variation des paramètres d et n correspond typiquement au domaine indiqué sur la figure 1.5. Cette exploration a pour objectif de déterminer - si possible - la configuration de contrôle optimale au sens de la réduction du bruit en champ lointain, et d'unifier les études précédentes en expliquant les raisons des quelques résultats contradictoires mentionnés dans la synthèse ci-avant. Un objectif majeur de cette étude demeure bien évidemment la compréhension des mécanismes à l'origine de la réduction de bruit de jet, justifiant la valeur des paramètres optimaux du système de contrôle.

1.4 Organisation du mémoire

Ce manuscrit est divisé en cinq chapitres. Une synthèse bibliographique des études portant sur la modification du bruit de jet constitue une première partie introductive au sujet. Le deuxième chapitre présente une synthèse de la technique de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) telle qu'utilisée dans le cadre de cette thèse. Deux types d'erreur systématique de mesure sont ensuite analysés, et leur effet sur l'erreur relative des mesures de vitesse dans un jet est quantifié. Une modélisation faisant appel à des aspects de traitement du signal est appliquée au principe de la PIV, pour l'interprétation de l'effet de paramètres de dépouillement sur l'allure des spectres spatiaux de vitesse dans la couche de mélange d'un jet. La technique de PIV stéréoscopique (SPIV) est également considérée, et une méthode de détection automatique de vecteurs faux est proposée. Enfin, la détection des structures tourbillonnaires selon le critère Γ_2 est rappelée, puis complétée en vue de l'étude des structures longitudinales sur les jets.

Le troisième chapitre présente les résultats obtenus par l'étude par PIV stéréoscopique d'un jet de Mach $M_j = 0.9$. Les grandeurs caractéristiques des champs moyens et des champs fluctuants et leurs évolutions spatiales sont présentées et comparées aux données de la littérature. Une attention particulière est portée sur les corrélations de vitesse dans le plan perpendiculaire à l'axe du jet, dont on a trouvé peu d'études dans la littérature.

Le quatrième chapitre illustre l'effet des microjets impactants sur le champ aérodynamique du jet dans une configuration d'injection donnée. La modification du niveau de turbulence est quantifiée et l'effet sur les cartographies des corrélations de vitesse est déterminé. La méthode de détection des structures tourbillonnaires permet d'illustrer l'effet de l'impact des microjets sur les structures longitudinales. La modification du bruit en champ lointain est étudiée sur le plan spectral.

Le cinquième chapitre détaille l'influence des paramètres du système de contrôle sur le bruit de jet en champ lointain et sur les caractéristiques principales du champ de vitesse. Les différentes configurations testées permettent de se rapprocher des conditions des études de la littérature, et d'avancer une explication sur les différences obtenues entre les résultats de ces différentes études. Cette étude paramétrique permet d'aboutir à la détermination d'une configuration idéale du système de microjets impactants, en ayant défini un mécanisme probable d'action des microjets.

Chapitre 2

Principe de mesure par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) & méthodologies pour le traitement des données expérimentales

Dans ce chapitre on présente en premier lieu la technique de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). Les fondements de cette technique sont rappelés et les spécificités techniques des éléments employés au Laboratoire pour l'acquisition de données PIV sont décrites (paragraphe 2.1).

Dans la suite de ce chapitre, on présente des méthodes d'analyse des mesures par PIV issues d'études préliminaires sur un jet de Mach $M_j = 0.1$ (paragraphe 2.2, 2.3 et 2.4). Bien que n'intervenant pas directement dans l'analyse des résultats des chapitres suivants, ces analyses ont permis de tester le système de mesures PIV en quantifiant les erreurs qui lui sont liées.

Enfin, on présente deux outils d'analyse de champs obtenus par PIV (paragraphe 2.5 et 2.6). Ils concernent d'une part la détermination *a posteriori* de la validité des vecteurs vitesses mesurés et d'autre part l'exploitation des champs de vitesse instantanée par des approches spécifiques.

La détermination des erreurs liées à la PIV est un domaine à part entière de la recherche en mécanique des fluides. Quoique ne s'inscrivant pas totalement dans ce domaine précis, cette thèse recourt à la technique PIV pour l'analyse de l'effet de microjets impactants sur un jet circulaire, et ainsi se doit de considérer les erreurs de mesures éventuellement liées à l'emploi de cette technique. De manière générale, les objectifs des recherches sur les erreurs liées à la PIV sont à la fois de savoir détecter les vecteurs erronés issus de l'estimation PIV et aussi de déterminer les conditions optimales de mesure liées à un grand nombre de paramètres expérimentaux. Parmi ceux-ci, on peut distinguer :

- les paramètres liés à la mise en œuvre de la technique PIV, comme la densité de traceurs dans l'écoulement, le niveau de bruit sur l'image,
- les paramètres caractéristiques de l'écoulement, comme la présence d'une forte tridimensionalité de l'écoulement ou de gradients de vitesse,
- les méthodes de calculs implémentées dans le logiciel de dépouillement PIV, comme les algorithmes de calcul des corrélations croisées.

Pour la détermination de l'importance de ces erreurs, on fait souvent appel à une simulation numérique par méthode dite de Monte-Carlo. Cette méthode, qui tire son nom de la ville célèbre notamment pour la présence de jeux de hasard, consiste à exploiter des images, générées par calcul, contenant une distribution aléatoire de particules. A chaque image générée, on applique un champ de vecteurs connus qui permet de créer une deuxième image, constituant ainsi une paire d'images semblable à celle qui aurait été acquise lors d'une expérience réelle. Ces paires d'images synthétiques servent ensuite de données d'entrée au logiciel de dépouillement PIV. L'intérêt de cette méthode réside dans le fait que les erreurs peuvent être évaluées directement par comparaison des vitesses issues du calcul PIV au champ de vitesse *vrai*, qui est connu puisqu'il a servi à générer la deuxième image de chaque paire. De plus, les paramètres de ces images synthétiques - que sont notamment la densité de particules, l'uniformité de l'éclairement, le contraste - sont ajustables pour correspondre le plus

possible aux conditions réelles spécifiques à l'étude.

L'estimation directe des erreurs liées à la PIV est plus délicate dans le cas d'une étude expérimentale, puisqu'il manque alors la référence de vitesse *vraie*. Des méthodes d'analyse ont donc été développées dans la présente étude. En particulier, on s'est attaché à caractériser les erreurs obtenues en PIV dans le cas d'un écoulement important dirigé perpendiculairement au plan LASER, et dans celui d'un écoulement fortement cisailé. De plus, on présente une méthode de détection systématique de vecteurs faux dans le cas d'une acquisition SPIV. Enfin, deux outils distincts de post-traitement sont présentés, en vue, d'une part, d'une approche spectrale de signaux de vitesse extraits des données PIV et d'autre part, de la détection de structures tourbillonnaires dans le plan d'acquisition.

NB : Les paragraphes 2.1 à 2.4 sont indépendants du reste de l'étude.

2.1 Vélométrie par Images de Particules (PIV) : description de la technique

2.1.1 Principe de la méthode

La technique de vélocimétrie par images de particules repose sur la mesure optique du déplacement de particules introduites dans l'écoulement à caractériser. Il s'agit d'une méthode non intrusive, indirecte, permettant l'obtention d'un champ complet de vitesse.

Le dispositif expérimental de la PIV permet l'éclairage d'une tranche de fluide à (au moins) deux instants distincts séparés par un court intervalle de temps. Le système d'acquisition PIV synchronise à chacun de ces instants le déclenchement d'une prise de vue de la zone éclairée. Le déplacement des particules entre ces deux instants peut être déterminé a posteriori par une méthode de traitement d'images, ce qui donne la vitesse locale du fluide sous réserve de deux conditions. Il faut d'une part que les particules se comportent comme de bons traceurs de l'écoulement, et d'autre part que l'accélération locale du fluide soit faible. En supposant que la première condition soit remplie, la vitesse d'une particule est égale à la vitesse du fluide au point de la particule. L'estimation de la vitesse d'une particule passe par l'évaluation de son déplacement, qui peut être représenté par le schéma de la figure 2.1 et approché par l'équation (2.1) :

$$\mathbf{X}(t+\delta t) = \mathbf{X}(t) + \frac{d\mathbf{X}}{dt}\delta t + \frac{d^2\mathbf{X}}{dt^2}\delta t^2 + O(\delta t^3) \quad (2.1)$$

où \mathbf{X} désigne le vecteur position de la particule, fonction du temps t , et δt désigne la durée séparant les deux acquisitions PIV.

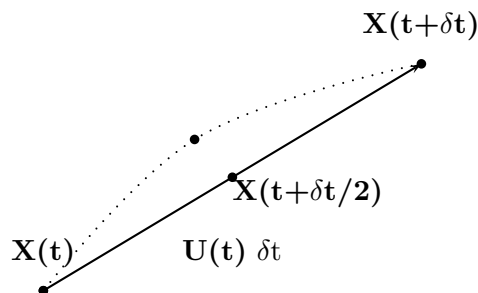


FIG. 2.1 – Schema du déplacement d'un traceur en PIV

Si l'accélération de la particule est négligeable durant δt , la vitesse locale du fluide peut être approchée par le terme $\frac{d\mathbf{X}}{dt}$. Cette approximation à l'ordre 2 en δt donne la vitesse moyenne de la particule durant l'intervalle de temps δt , qui doit être attribuée au point $\mathbf{X}(t+\delta t/2)$ du champ eulérien de vitesse, puisque ce point est une estimation du lieu de la particule à l'instant $t+\delta t/2$. Le champ eulérien de vitesse $\mathbf{U}(\mathbf{X},t)$ est donc obtenu à partir de l'estimation des vitesses lagrangiennes des particules contenues sur les images.

Dans le cas de la PIV, une approche statistique est ajoutée au principe évoqué ci-avant. En effet, le suivi de particules peut être envisagé dans le cas de faibles densités de traceurs dans l'écoulement ; des méthodes dites de suivi de particules, comme la *Particle Tracking Velocimetry* (PTV), emploient des algorithmes développés pour considérer chaque particule de l'image. Mais l'information sur la vitesse de l'écoulement n'est alors connue qu'à l'endroit du traceur, ce qui est problématique si les échelles spatiales caractéristiques de l'écoulement sont plus petites que la distance moyenne entre les traceurs [81]. Pour déterminer l'ensemble du champ de déplacement, la densité des traceurs dans l'écoulement doit donc être relativement élevée, ce qui rend délicate l'identification d'une particule donnée sur les images successives de la tranche d'écoulement. Une analyse statistique est donc appliquée à l'image ; celle-ci est subdivisée en plusieurs sous-parties dont la taille est un paramètre du

traitement PIV. Chaque sous-partie d'image - ou fenêtre d'interrogation - est l'objet d'un traitement statistique dépendant de la technique d'acquisition des images qui permet de déterminer le vecteur déplacement le plus probable associé aux particules-images de cette fenêtre d'interrogation.

Acquisition des images

On considère dans ce qui suit le cas d'une acquisition PIV à double exposition, où les traceurs sont éclairés deux fois consécutivement, avec un délai δt ajustable entre deux éclairagements - typiquement de la microseconde à la centaine de microsecondes pour les applications envisagées ici. Deux méthodes différentes sont possibles *a priori* pour l'acquisition des images de l'écoulement à t et à $t+\delta t$. Dans la suite, une trame désigne le support d'enregistrement d'une image, et une acquisition désigne l'enregistrement des deux images successives nécessaires au calcul du déplacement des traceurs.

La première méthode consiste à enregistrer sur la même trame les deux images de l'écoulement : on parle de technique simple trame / double exposition. Cette méthode présente l'avantage de ne nécessiter qu'une seule trame active, qui peut être déchargée entre deux acquisitions successives séparées par un laps de temps de l'ordre de quelques dixièmes de secondes, *ie.* le centuple de δt . Cette méthode a donc principalement été utilisée lorsque l'acquisition était réalisée sur film photographique, avec des mécanismes d'avancement du film photographique qui ne permettaient pas de présenter la trame suivante dans un délai de l'ordre de δt avec un positionnement suffisamment précis. La trame présente donc la superposition des images des traceurs aux instants t et $t+\delta t$. La technique de traitement d'image associée à cette méthode consiste à réaliser l'autocorrélation de chaque fenêtre d'interrogation. La fonction d'autocorrélation est caractérisée par un pic principal qui correspond à l'autocorrélation de la fenêtre d'interrogation avec elle-même, et deux pics de corrélation qui correspondent au déplacement le plus probable de l'ensemble des particules contenues dans la fenêtre d'interrogation. Ces deux pics sont symétriques par rapport au pic central, et traduisent le fait que le sens du déplacement des particules ne peut pas être déterminé par cette technique. La suppression de l'ambiguïté de direction de l'écoulement passe par l'emploi de mécanismes imposant un déplacement fixe connu entre les deux enregistrements d'une acquisition. Du réglage fin de ces mécanismes - miroir tournant ou cristal polariseur de lumière - dépend la qualité de la mesure. Un autre inconvénient de cette méthode d'acquisition simple trame concerne la mesure des faibles déplacements. En effet, les pics de corrélation liés au déplacement réel des particules sont, dans ce cas, proches du pic d'autocorrélation, ce qui diminue la précision de la détermination du déplacement.

La deuxième méthode, dite double trame / double exposition, repose sur la capacité du matériel d'acquisition à réaliser sur deux trames différentes deux enregistrements séparés de δt . Chaque éclairage des particules est enregistré sur une nouvelle trame, ce qui implique que deux trames successives I et II sont nécessaires au calcul du déplacement des particules. Le traitement statistique des images consiste alors en l'intercorrélation de fenêtres d'interrogations de la trame I sur la trame II. Un seul pic de corrélation est obtenu, et correspond au déplacement le plus probable des particules-images contenues dans la fenêtre d'interrogation. Cette méthode a largement été utilisée depuis la mise au point de caméras numériques à matrices CCD (*Charge Coupled Devices*) ou CMOS (*Complementary Metal-Oxyde Semiconductor*) permettant le déchargement rapide de la première trame vers une mémoire tampon interne à la caméra. Cette méthode est utilisée dans la plupart des systèmes PIV actuels pour sa simplicité de mise en oeuvre par rapport à la méthode d'autocorrélation.

Technologie employée

L'éclairage est réalisé par deux cavités LASER contrôlées par un élément de synchronisation. Ces sources lumineuses sont employées dans d'autres techniques optiques de vélocimétrie, comme l'anémométrie LASER Doppler, pour leurs propriétés fondamentales de cohérence. Dans le cas de la

PIV, ce n'est pas cette propriété de cohérence lumineuse qui justifie leur emploi ; il s'agit d'exploiter la collimation de haute énergie du faisceau de lumière pour le transformer en un plan lumineux pouvant éclairer de manière significative une zone d'étendue de quelques dizaines de centimètres carrés. Pour l'étude d'écoulement à faible vitesse, le temps d'éclairement T des particules peut être relativement élevé sans altérer la netteté des images de particules sur la prise de vue, puisqu'elles se déplacent peu durant T . On peut alors utiliser une source LASER continue couplée à un obturateur. Pour les écoulements plus rapides, le temps d'éclairement est nécessairement réduit, ce qui impose d'utiliser les sources lumineuses de haute puissance que représentent les LASER pulsés. Dans le cadre de ce travail, deux sources LASER pulsées ont été employées, et le tableau 2.1 en présente les caractéristiques.

	Laser NewWave	Laser Quantel
Type	Nd :Yag	Nd :Yag
Longueur d'onde	532 nm	532 nm
Fréquence de répétition	1 Hz - 15 Hz	8 Hz - 8.2 Hz
Puissance	50 mJ	120 mJ
Durée du pulse	3 ns - 5 ns	5.5 ns

TAB. 2.1 – Caractéristiques principales des sources LASER employées

Le montage optique permettant de former la tranche LASER est constitué de lentilles cylindriques permettant un angle d'ouverture du faisceau de 13° . La largeur de la tranche LASER est réglable et a été ajustée selon les besoins des expériences ; en effet, dans le cas de prises de vues perpendiculaires à l'axe du jet, un compromis a dû être trouvé entre la durée δt et l'épaisseur e de la tranche LASER pour éviter que les traceurs éclairés à l'instant t ne sortent de la tranche LASER avant l'instant $t + \delta t$. Les valeurs caractéristiques de ces paramètres sont indiquées au paragraphe 2.2 de ce chapitre. Les enregistrements des images de particules ont été réalisés au moyen de caméras digitales PCO SensiCam à matrice CCD de taille $[1280 \times 1024]$ pixels, chaque pixel étant un élément carré de $6.7 \mu\text{m}$ de côté. Le temps minimum entre deux trames successives est de 200 ns, et la fréquence maximale d'acquisition est de 8 Hz, limitée par la durée de transfert des données du CCD. Une carte d'acquisition est installée sur un ordinateur de type PC et réalise l'interface entre les caméras et leur programme de contrôle.

Ensemencement

Pour les acquisitions sur le jet à $M = 0.1$, l'ensemencement a été réalisé au moyen d'un générateur de fumée SAFEX Nebelgerät placé à l'aspiration de la soufflerie. Les particules sont générées par pulvérisation d'un mélange d'eau et de glycérol. Le diamètre des particules est de l'ordre du micromètre.

Pour l'étude du jet à $M = 0.9$, l'ensemencement a été réalisé au moyen d'un dispositif de type Laskin, qui génère de fines goutellettes d'huile d'olive. Ce type de dispositif consiste à faire passer de l'air sous pression à travers de fins injecteurs dans un bain d'huile : l'air se charge de fines particules d'huile formant un aérosol qui est envoyé dans l'écoulement à enssemencer. Une description détaillée de ce système est donnée dans Raffel [65], ou Melling [60].

Dans des conditions semblables à celles rencontrées ici, Fleury [31] a estimé à $1 \mu\text{m}$ le diamètre des particules ainsi obtenues. La détermination d'une dimension caractéristique des traceurs est nécessaire à l'estimation de la réponse en fréquence du traceur dans un écoulement turbulent, qui conditionne les résultats obtenus.

Considérons le cas idéal d'un traceur suivant parfaitement l'écoulement. Ce comportement résulte du fait que la force de traînée induite par l'écoulement sur ce traceur est la seule force agissant significativement sur lui, l'inertie de ce dernier étant alors négligeable. Dans une application réelle d'ensemencement, où l'effet de l'inertie n'est plus négligeable, la vitesse du traceur peut être différente

de celle du fluide au même point. Pour un écoulement turbulent homogène et stationnaire, Melling [60] indique une méthode de détermination du diamètre critique du traceur d_p , fonction de la fréquence maximale du spectre des fluctuations de vitesse du fluide jusqu'à laquelle la particule suit "suffisamment bien" l'écoulement. Pour les résultats présentés ci-après, le critère sous-jacent pour traduire ce comportement est défini par la limite à laquelle $u_{p \text{ rms}}/u_{f \text{ rms}} = 0.935$, appelée dans ce qui suit valeur critique, $u_{p \text{ rms}}$ (respectivement $u_{f \text{ rms}}$) désignant la valeur rms des fluctuations de vitesse du traceur (resp. du fluide). Dans les conditions de nos expériences, le rapport s des densités des traceurs ρ_p et du fluide ρ_f est estimé à $s = 767$, la masse volumique de l'huile (oléine) étant estimée à $\rho_p = 920 \text{ kg.m}^{-3}$. Le nombre de Stokes critique, selon la terminologie introduite par [60], correspondant à la valeur critique du rapport $u_{p \text{ rms}}/u_{f \text{ rms}}$ est égal à $5.8 \cdot 10^{-2}$. Le tableau 2.2 donne les valeurs du diamètre maximal du traceur au dessus duquel le critère de suivi de l'écoulement n'est plus respecté, en fonction de la fréquence f_{max} . Cette quantité correspond à la fréquence maximale jusqu'à laquelle les fluctuations de vitesse sont considérées. En d'autres termes, ce tableau indique une fréquence caractéristique de la coupure du filtre passe-bas que constituent les traceurs vis à vis de la mesure de vitesse, en fonction du diamètre de ces particules. On constate que, pour l'étude du jet à $M = 0.9$, la taille estimée des traceurs, $1 \mu\text{m}$, implique une fréquence de coupure inférieure à 10 kHz.

Fréquence maximale f_{max} (kHz)	Diamètre de traceur d_p (μm)
1	2.82
7.9	1.00
10	0.89
20	0.63

TAB. 2.2 – Diamètres critiques des traceurs

On évalue le diamètre maximal des traceurs permettant de respecter le critère $u_{p \text{ rms}}/u_{f \text{ rms}} = 0.935$ jusqu'à la fréquence critique f_c .

2.1.2 Traitement des images

Le logiciel de traitement d'images utilisé est DaVis 7.1 fourni par la société LaVision. Un grand nombre d'algorithmes de traitement y est disponible, tant pour le pré-traitement de l'image que pour le calcul du coefficient d'intercorrélation, la détermination de la position du maximum de ce pic ou encore le post-traitement du résultat. Dans la plupart des cas, aucun pré-traitement des images n'a été réalisé car l'éclairage moyen de l'image était homogène.

Méthode générale de traitement

En ce qui concerne le traitement des images, le calcul de l'intercorrélation a été réalisé par la méthode de calcul par FFT. Cette méthode repose sur la propriété indiquant que l'intercorrélation de deux fonctions correspond dans l'espace spectral à la multiplication de la transformée de Fourier de l'une avec le conjugué de la transformée de Fourier de l'autre. On applique ensuite une transformée de Fourier inverse au produit ainsi formé, ce qui donne la cartographie d'intercorrélation. Un exemple d'un tel résultat calculé à partir d'images synthétiques est donné en figure 2.2 : on observe que le coefficient de corrélation présente un maximum marqué correspondant au déplacement le plus probable des particules contenues par l'échantillon d'image observé. Le bruit résiduel correspond à une corrélation aléatoire des particules.

Cette technique présente l'avantage d'être beaucoup plus rapide qu'un calcul direct bi-dimensionnel de la corrélation des deux images. Néanmoins, elle présente l'inconvénient d'une périodisation des données qui amène un biais systématique de la détermination du maximum de corrélation vers les petites valeurs du déplacement, comme l'indique la référence [65], et une limitation du déplacement

maximum des particules à 1/3 de la taille de la fenêtre d'interrogation, selon un critère avancé par LaVision émanant directement des règles d'*aliasing*.

Ce résultat implique que la dynamique de la PIV est liée à la taille de la fenêtre d'interrogation par une relation de proportionnalité. Or il est évident que cette fenêtre ne peut être de taille trop importante, puisque toutes les structures de taille inférieure à celle de la fenêtre d'interrogation seront filtrées par construction. L'augmentation de la dynamique de la mesure est donc *a priori* accompagnée d'une diminution de la résolution spatiale de la mesure.

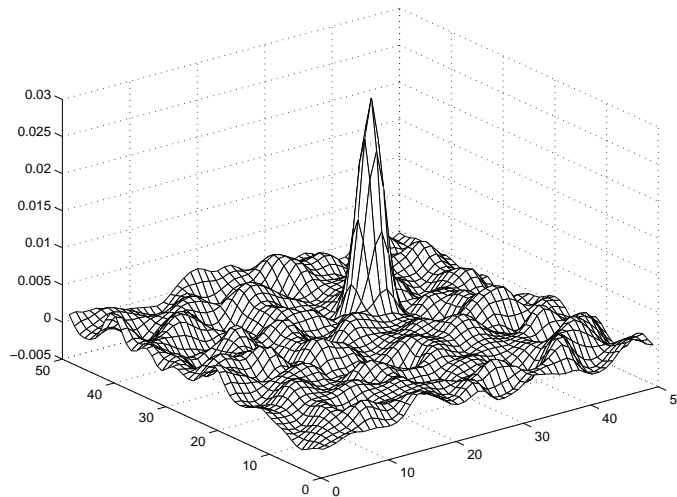


FIG. 2.2 – Exemple de cartographie de l'intercorrélation d'une acquisition double trame/double exposition

Algorithme de traitement

Pour s'affranchir de ces problèmes liés à la méthode de calcul de l'intercorrélation, on recourt traditionnellement à deux techniques complémentaires :

- 1 - Une approche dite estimation - correction, appliquée ici et illustrée sur la figure 2.3. Pour une fenêtre d'interrogation centrée sur le point (x,y) pour chaque image, on détermine une première fois la position du maximum de corrélation des deux images, correspondant à un déplacement $D_0=(\delta x,\delta y)$. Cette valeur du déplacement va servir d'estimateur pour une deuxième phase de calcul, où la fenêtre d'interrogation de l'image 1 est centrée sur le point $(x-\delta x/2,y-\delta y/2)$ et la fenêtre d'interrogation de l'image 2 sur le point $(x+\delta x/2,y+\delta y/2)$. Le calcul d'intercorrélation de ces deux images permet de déterminer un nouveau déplacement qui corrige le déplacement estimé durant la phase précédente. Plusieurs itérations sont envisageables, jusqu'à ce que la correction devienne négligeable.

Cette méthode a pour avantage de minimiser l'erreur de biais dû au calcul par FFT, puisqu'elle force le centrage du pic de corrélation à chaque itération sur la carte de corrélation ; or c'est au centre de cette carte que le biais est le plus faible, selon [65].

- 2 - Une technique de réduction successive de la taille de fenêtres d'interrogation, semblable à celle proposée par Scarano & Riethmuller [72]. L'idée est d'utiliser les déplacements calculés lors d'une première phase correspondant à l'étape ci-dessus appliquée à une taille de fenêtre élevée, pour atteindre une dynamique élevée. Ces déplacements sont interpolés et employés comme estimateurs lors d'un second cycle où la taille de la fenêtre a été diminuée. Cette opération permet de conserver une bonne dynamique tout en augmentant la résolution spatiale. Cette dernière est uniquement limitée *a priori* par la densité de particules, puisqu'au moins 10 particules par fenêtre d'interrogation sont nécessaires pour le calcul de l'intercorrélation.

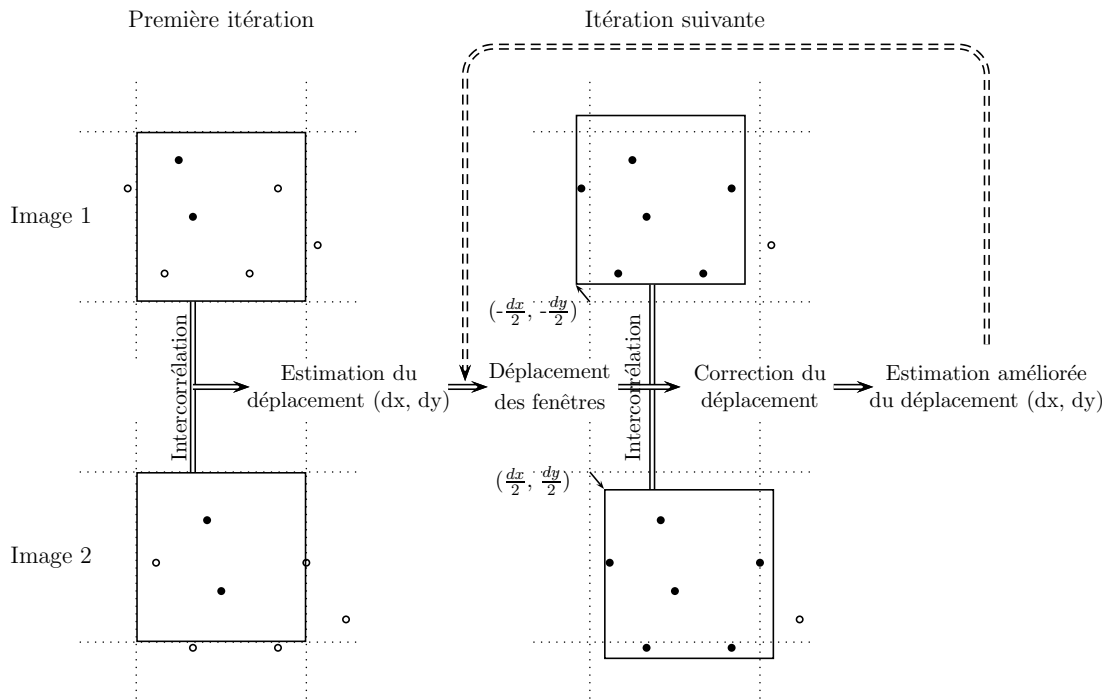


FIG. 2.3 – Schema de fonctionnement de l’algorithme d’estimation-corréction dans le cas d’une acquisition PIV double-trame

Détermination fine du déplacement

La détermination de la position du maximum de corrélation est une étape cruciale puisque c’est d’elle que dépend la précision de la mesure. En effet, l’utilisation d’une technique digitale d’enregistrement des images peut sembler ici problématique, puisque la fonction d’intercorrélation calculée avec ces images n’est décrite que de manière discrète, avec une période spatiale égale à la dimension du pixel de la matrice CCD employée.

La méthode employée ici consiste à adapter une fonction gaussienne aux valeurs discrètes de la fonction de corrélation calculée. Le choix de cette fonction est dû au fait que l’image des traceurs, essentiellement liée à la diffraction de la lumière, suit une distribution d’intensité elle-même gaussienne - la tâche d’Airy. Un argument supplémentaire en faveur de ce choix de fonction d’interpolation est que l’intercorrélation de deux fonctions gaussiennes est également une fonction gaussienne [65]. D’autre part, si l’écoulement contenu dans la fenêtre d’interrogation est localement homogène, les déplacements des particules autour du déplacement le plus probable suivent également une répartition gaussienne. La précision de la détermination du pic d’intercorrélation peut atteindre par cette méthode 0.1 pixel.

2.1.3 Application à la Vélométrie par Images de Particules stéréoscopique (SPIV)

Les mesures PIV donnent deux composantes de la vitesse dans le plan d'éclairage. Il est possible de déterminer la troisième composante du vecteur vitesse en observant ce même plan depuis deux points différents : les perspectives différentes permettent de reconstruire le déplacement des traceurs dans l'espace, et non plus seulement dans un plan.

Pour former deux images distinctes du même événement dans le plan de mesure, deux caméras sont employées. Deux techniques sont envisageables pour disposer ces caméras [41] :

- 1 - Les axes optiques des objectifs restent perpendiculaires au plan de mesure, et les caméras sont translatées de manière symétrique par rapport à la perpendiculaire de ce plan. Cette configuration est illustrée sur la partie de gauche de la figure 2.4. La mise au point des images ne pose alors pas de problème, il faut néanmoins disposer d'un moyen de translater la matrice CCD par rapport à l'axe optique de l'objectif ou de courber le chemin lumineux par des prismes. L'inconvénient majeur de cette méthode est que les optiques perdent généralement en qualité s'ils sont utilisés dans des conditions dites "hors-axe".
- 2 - Les objectifs sont orientés de telle sorte que le point central de la zone de mesure se trouve sur le chemin optique passant par l'axe de l'objectif. Celui-ci est donc utilisé dans des conditions favorables contrairement à la configuration précédente. Cette configuration est illustrée sur la partie de droite de la figure 2.4. Pour former l'image des traceurs dans l'écoulement, le diaphragme de l'objectif doit souvent être ouvert pour collecter le maximum de la fraction de lumière du LASER diffractée par les traceurs ; l'ouverture de l'objectif, inversement proportionnelle à la valeur $f/\#$, est également proportionnelle à la profondeur de champ. Le pré-requis d'un $f/\#$ petit - typiquement $f/3$ dans les acquisitions réalisées ici - implique donc que la mise au point ne puisse être réalisée sur l'ensemble de la zone de mesure pour un angle α de l'ordre de 45° . Il est donc nécessaire de pivoter la matrice CCD sur laquelle va se former l'image, de telle sorte que celle-ci soit totalement nette. Un critère développé au début du XX^{ème} siècle, portant le nom de critère de Scheimpflug, indique que l'intersection du plan image, du plan de la lentille et du plan de l'objet doit être un point. Dans la pratique, la méthode suivie consiste à pivoter la caméra de manière itérative jusqu'à former une image nette de la zone de mesure.

La méthode utilisée ici correspond à la méthode de rotation de l'optique d'acquisition décrite au point 2.

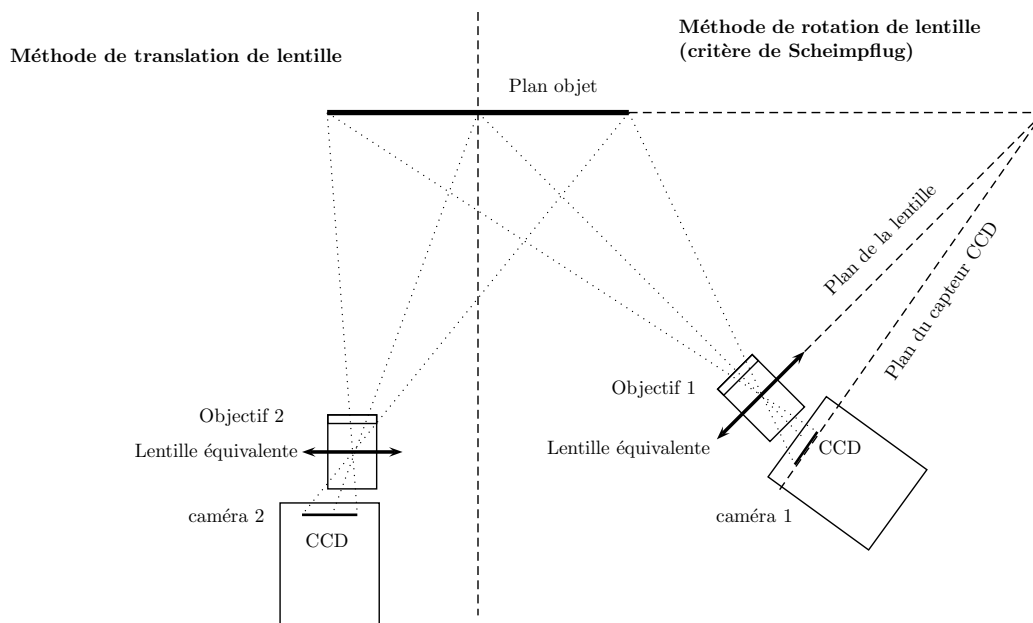
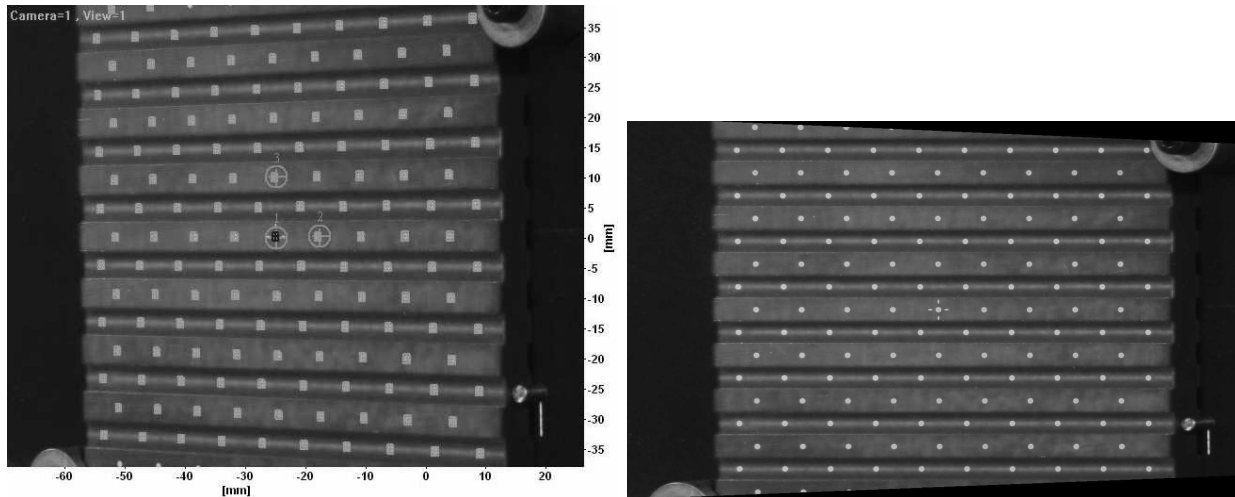


FIG. 2.4 – Deux méthodes de disposition du système optique d'acquisition en SPIV.

Méthode de translation de l'optique (partie gauche du schéma) et méthode de rotation de l'optique, selon le critère de Scheimpflug (partie droite du schéma).

Le choix de cette méthode implique un traitement d'image supplémentaire, compte tenu du fait que le facteur de grossissement n'est pas le même sur toute l'image. En effet, l'angle que forme l'optique par rapport au plan objet induit un effet de perspective qui déforme les horizontales. Une illustration de cet effet est donnée en figure 2.5, où le plan objet est matérialisé par la mire de calibration. Celle-ci est pourvue de marques circulaires - indiquées par les marques vertes sur la figure 2.5 - espacées d'un centimètre et placées sur les horizontales et verticales de la mire. De plus, cette mire est creusée de telle sorte qu'un deuxième plan de marques circulaires est placé à un millimètre du premier. Cette méthode permet de calibrer géométriquement le système dans la direction perpendiculaire au plan d'éclairage.



(a) Image de mire par la caméra 1 (brute)

(b) Image de mire par la caméra 1 (reconstruite)

FIG. 2.5 – Image de la mire de calibration par la caméra 1

Dans notre montage expérimental, les objectifs des caméras ont été placés à 45° degrés de la perpendiculaire au plan d'éclairage, qui est également l'axe du jet. L'angle entre les deux objectifs est donc de 90° , et le système est symétrique, ce qui permet d'améliorer la précision de mesure de la composante longitudinale de vitesse selon Coudert [23].

Les étapes du traitement des deux paires d'images sont les suivantes :

- 1 - La reconstruction de l'image. Cette étape permet de retrouver les coordonnées vraies d'un point à partir de ses coordonnées ; le facteur de grossissement sur l'image reconstruite est donc le même pour toute l'image. Cette opération fait apparaître qu'une partie de l'image reconstruite est vide : elle correspond à une zone inaccessible compte-tenu des effets de perspectives. Dans notre configuration expérimentale, les deux caméras sont placées du même côté de la mire de calibration, ce qui induit une symétrisation de cette zone perdue. Le champ de vitesse complet sera donc calculable sur un hexagone, d'autant plus marqué que l'angle entre les caméras est élevé. Des mesures préliminaires ont montré qu'il était important de rendre symétriques les fuyantes traduisant la perspective : l'axe optique est alors centré sur le centre de l'image, ce qui améliore la qualité de l'acquisition compte tenu du fait que les objectifs ont des propriétés optiques optimales près de leur axe.
- 2 - Le calcul des déplacements associés à chaque paire d'images. Ces calculs sont menés en suivant la même procédure que pour une PIV 2C-2D décrite au paragraphe 2.1.2.
- 3 - La reconstruction du champ de vitesse à trois composantes à partir des deux champs de vitesse à deux composantes. En chaque point du maillage reconstruit, les trois composantes du vecteur vitesse sont obtenues par combinaisons des valeurs des deux paires de composantes de vitesse issues de l'étape 2. Le principe de cette reconstruction, reposant uniquement sur des considérations géométriques, est illustré en [65].

Malgré cette précaution, il demeure dans ce cas un biais systématique qui provient de la traduction du mouvement du traceur perpendiculaire au plan objet en un déplacement apparent sur le plan image dirigé selon x_2 . Ce phénomène est illustré sur le schéma de la figure 2.6, où les échelles sont volontairement non respectées pour améliorer la représentation. On illustre la formation de l'image d'un traceur par le système d'acquisition composé d'un objectif et d'une matrice CCD (Plan image), en deux instants distincts t et $t + \delta t$. En supposant que le mouvement des traceurs est purement colinéaire à l'axe x_1 , on constate que la traduction de ce mouvement dans le plan du capteur CCD correspond à un déplacement fictif purement perpendiculaire à cet axe. En d'autres termes, dans un repère cylindro-polaire (x, r, θ) de centre 0, ce biais affecte uniquement la composante radiale du déplacement. Dans ce repère, de simples considérations géométriques donnent, pour un déplacement quelconque du traceur considéré :

$$\widehat{U}_\theta(r, \theta) = U_\theta(r, \theta) \quad (2.2)$$

$$\widehat{U}_r(r, \theta) = U_r(r, \theta) + \alpha_0 r U_x(r, \theta) \quad (2.3)$$

où U_r, U_θ, U_x désignent les vitesses réelles du traceur considéré, et ces mêmes grandeurs indicées par $\widehat{}$ représentent les vitesses mesurées par PIV. Le terme α_0 est une constante dépendant des paramètres géométriques du système, en particulier de la distance plan objet - objectif et objectif - plan image et du facteur de grossissement. Dans le cas simplifié d'un écoulement purement axial et uniforme de vitesse \overline{U}_x , on obtient :

$$\widehat{U}_\theta(r, \theta) = 0 \quad (2.4)$$

$$\widehat{U}_r(r, \theta) = \alpha_0 r \overline{U}_x \quad (2.5)$$

2.2.2 Application au cas d'un jet

Dans le cas d'un jet de diamètre D que l'on cherche à explorer dans des plans perpendiculaires à son axe, la vitesse moyenne des traceurs est essentiellement orientée perpendiculairement au plan d'acquisition. Le biais de parallaxe est donc potentiellement présent dans ce type de mesures. Quantifier l'erreur due à ce biais dans une configuration donnée est donc une étape importante dans l'exploitation des champs de vitesse issus des acquisitions ainsi menées. Cette quantification de l'erreur de mesure est entreprise ici, et peut tout aussi bien trouver des applications sortant du cadre de la présente étude : on a en effet pu relever la présence d'un tel biais dans des acquisitions antérieures, comme [42] et [43].

On peut immédiatement remarquer que la quantification de l'erreur de mesure liée à la parallaxe concerne les quantités moyennes de l'écoulement et ne s'applique pas dans la pratique aux champs instantanés de vitesse. En effet, le problème comporte alors deux inconnues, les vitesses radiale et axiale instantanées, pour l'unique équation (2.3). Ainsi, corriger les champs instantanés sous-entend de connaître les composantes axiale et radiale de la vitesse instantanée dans tout le plan (x_2, x_3) , ce qui est inaccessible à une PIV standard dans le plan (x_2, x_3) . Ainsi, si des traitements de champs instantanés de vitesse, comme la détection de structures proposée au paragraphe 2.6, sont appliqués à des champs issus de PIV, ils comportent nécessairement le biais lié à la parallaxe. L'estimation du biais de mesure de la vitesse radiale moyenne repose quant à elle sur la mesure du profil de vitesse axiale moyenne, qui peut être effectuée de manière totalement indépendante des mesures réalisées dans le plan (x_2, x_3) .

Dans le cône potentiel du jet, la vitesse moyenne est purement axiale et uniforme, ce qui remplit les conditions de l'application de l'équation (2.5) ; l'effet de la parallaxe peut donc en particulier être décelé dans le cône potentiel, par une croissance linéaire de la vitesse radiale avec l'éloignement r par rapport au centre optique du système d'acquisition. On suppose par la suite que le centre optique et l'image du centre du jet dans le plan image sont confondus, cette hypothèse étant soutenue par l'alignement optique de l'axe de la caméra avec l'axe du jet lors des acquisitions expérimentales.

Le champ de vitesse moyenne déterminé par une acquisition PIV (grandeurs repérées par l'exposant 2C pour "deux composantes") peut donc être comparé au champ de vitesse réelle par :

$$\overline{u_r^{2C}}(r, \theta) = \overline{u_r} + \alpha \frac{r}{D} \overline{u_x} \quad (2.6)$$

$$\overline{u_\theta^{2C}}(r, \theta) = \overline{u_\theta}(r, \theta) = 0 \quad (2.7)$$

Toutes les autres statistiques de l'écoulement impliquant la vitesse radiale sont *a priori* également affectées par ce biais, dont l'effet est traduit analytiquement pour les corrélations doubles de vitesse en un point par les équations suivantes :

$$\overline{u_r'^{2C}{}^2}(r, \theta) = \overline{u_r'^2} + 2\alpha \frac{r}{D} \overline{u_x' u_r'} + \alpha^2 \left(\frac{r}{D}\right)^2 \overline{u_x'^2} \quad (2.8)$$

$$\overline{u_r'^{2C} u_\theta'^{2C}}(r, \theta) = \overline{u_r' u_\theta'} + \alpha \frac{r}{D} \overline{u_x' u_\theta'} \quad (2.9)$$

et, pour la corrélation triple de la vitesse radiale :

$$\overline{(u_r'^{2C})^3}(r, \theta) = \overline{u_r'^3} + 3\alpha \frac{r}{D} \overline{u_x' u_r'^2} + 3\alpha^2 \left(\frac{r}{D}\right)^2 \overline{u_x' u_x'^2} + \alpha^3 \left(\frac{r}{D}\right)^3 \overline{u_x'^3} \quad (2.10)$$

De la même manière, on peut déterminer l'effet de la parallaxe sur les corrélations d'ordre n et les corrélations spatiales. Par exemple, si l'on considère la corrélation de vitesse radiale en deux points P_1 et P_2 de coordonnées respectives (r_1, θ_1) et (r_2, θ_2) dans le repère cylindrique lié à l'axe du jet, on a :

$$\begin{aligned} \overline{u_r'^{2C}(r_1, \theta_1) u_r'^{2C}(r_2, \theta_2)} &= \overline{u_r'(r_1, \theta_1) u_r'(r_2, \theta_2)} + \alpha \frac{r_1}{D} \overline{u_x'(r_1, \theta_1) u_r'(r_2, \theta_2)} + \\ &\alpha \frac{r_2}{D} \overline{u_x'(r_2, \theta_2) u_r'(r_1, \theta_1)} + \alpha^2 \left(\frac{r_1 r_2}{D^2}\right) \overline{u_x'(r_1, \theta_1) u_x'(r_2, \theta_2)} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Évaluation de l'influence de la parallaxe sur la mesure du champ de vitesse d'un jet de Mach $M_j = 0.1$

Deux acquisitions ont été réalisées sur un jet de Mach $M_j = 0.1$, permettant notamment d'évaluer l'effet de la parallaxe sur la mesure du champ de vitesse. Le plan LASER est orienté perpendiculairement à l'axe du jet et situé en $x/D = 0,6$. La première acquisition est effectuée selon la méthode PIV avec une caméra située sur l'axe du jet et placée dans l'écoulement à 10 diamètres en aval de la sortie de tuyère. La deuxième acquisition est effectuée selon la méthode SPIV, les axes des deux caméras employées formant un angle de 90° . La figure 2.7 présente un schéma des deux dispositifs d'acquisition employés pour cette étude.

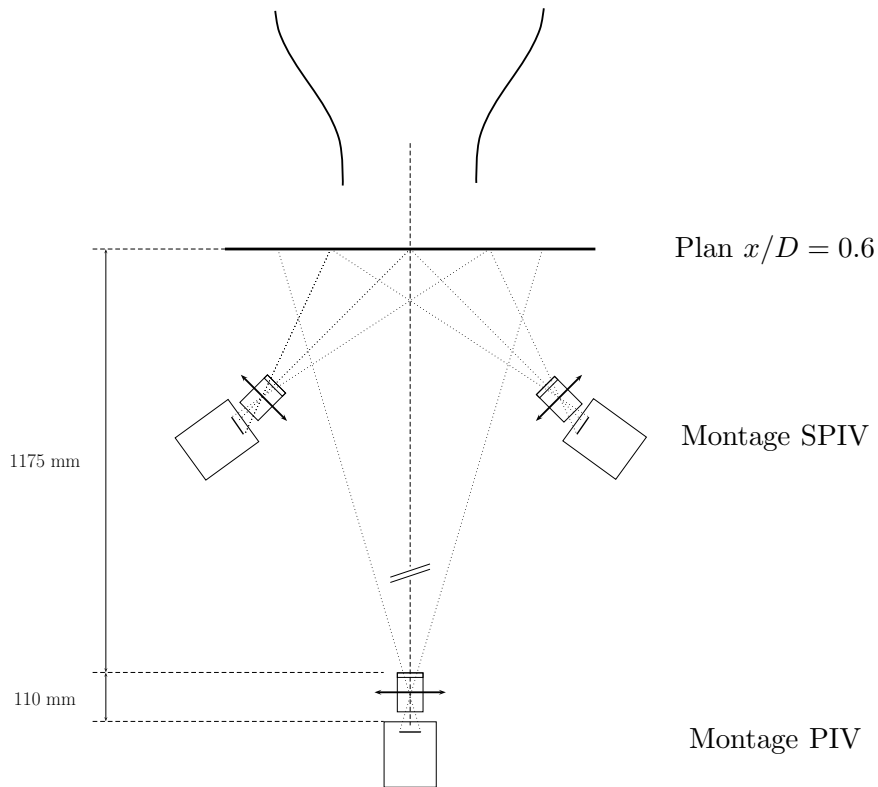


FIG. 2.7 – Disposition des systèmes d’acquisition pour l’évaluation de l’effet de parallaxe en PIV.

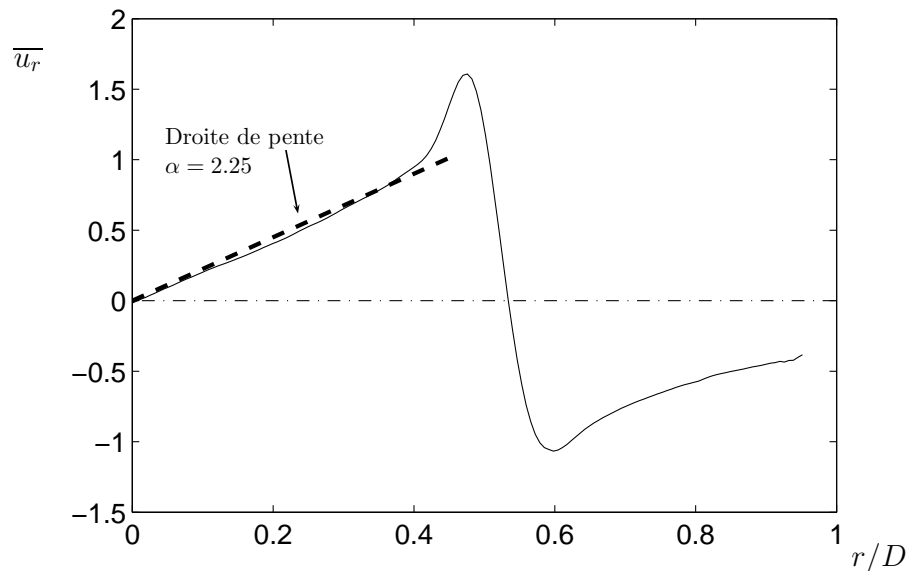


FIG. 2.8 – Profil de vitesse radiale moyenne obtenu par acquisition PIV dans un plan transversal à l’axe du jet.

La valeur du coefficient α de l’équation 2.6 est déterminé par régression linéaire de ce profil pour $r/D < 0.4$. Position longitudinale : $x/D = 0.6$

Effet de parallaxe sur acquisition PIV

La figure 2.8 représente le profil radial de vitesse radiale, issu de la moyenne sur l'azimut de la cartographie PIV. On constate que l'évolution de la vitesse radiale dans le cône potentiel est bien décrite par la droite de pente $\alpha \overline{u_x} = 2,25$: ce constat confirme l'effet du mouvement des traceurs dans l'épaisseur de la tranche LASER, selon l'équation (2.5). Le paramètre α vaut donc 0,068 pour la valeur d'agrandissement choisie pour cette étude. La position r/D à partir de laquelle cette loi linéaire n'est plus satisfaisante traduit la limite radiale du cône potentiel : dans la couche de mélange, la vitesse axiale moyenne décroît beaucoup plus vite que r/D ne croît, ce qui provoque la réduction de l'effet de la parallaxe $r/D \overline{u_x}$. Après avoir indépendamment mesuré le profil de vitesse axiale moyenne dans la section $x/D = 0,6$, la correction de vitesse radiale moyenne dans la couche de mélange devient possible. De plus, ayant déterminé une valeur typique du paramètre α correspondant à cette étude, on peut évaluer le biais de mesure sur les autres grandeurs moyennes caractéristiques de l'écoulement, données par les équations (2.8) à (2.11), par utilisation des résultats de la SPIV.

Reconstruction de l'effet de parallaxe à partir de l'acquisition SPIV

La démarche adoptée pour l'exploitation de l'acquisition SPIV des champs de vitesse consiste à évaluer les termes biaisés des équations (2.8) à (2.11), en supposant que les champs de vitesse issus de l'étude SPIV sont représentatifs de l'écoulement. Le biais de parallaxe est absent des mesures SPIV puisqu'il est intégré à la détermination des champs de vitesse par cette technique (cf paragraphe 2.1.3). La figure 2.9 donne le profil de vitesse radiale mesuré par SPIV en $x/D = 0.6$, ce qui correspond à la même position longitudinale que la mesure par PIV donnée en figure 2.8. Sur cette figure, le biais lié à la parallaxe est reconstruit à partir du profil SPIV et de la correction donnée par l'équation (2.6). On retrouve pour le profil de vitesse radial issu de la reconstruction d'une acquisition PIV standard (trait continu de la figure 2.9) un comportement identique à celui donné en figure 2.8. On constate de plus que le biais sur ce champ de vitesse induit une erreur relative non négligeable, s'étendant jusqu'en $r/D \approx 0.6$. Par exemple, l'erreur relative sur le maximum de vitesse radiale induite par la parallaxe est de l'ordre de 200%. L'amplitude de cette erreur relative procède de la différence d'ordre de grandeur des termes $\overline{u_r}$ et $\overline{u_x}$ dans le cas d'une couche de mélange, de telle sorte que le terme correctif fonction de $\overline{u_x}$, même pondéré par α qui, dans notre cas, est petit, demeure non négligeable face au terme initial $\overline{u_r}$.

Similairement, on compare les profils de corrélations de vitesse radiale issus de la mesure par SPIV et de la mesure PIV simulée par ajout des termes correctifs donnés par les équations (2.9) et (2.10). Ces profils, donnés en figure 2.10, sont normalisés par la valeur maximale de corrélations de vitesse radiale mesurées par SPIV. On constate que l'erreur relative induite sur la valeur de ces corrélations par l'effet de parallaxe est beaucoup plus faible que dans le cas de la vitesse radiale. L'erreur relative maximale, qui est obtenue sur les extrema de ces corrélations, est de l'ordre de 5% de la valeur mesurée par SPIV. Cette faible erreur relative vient du fait que l'ordre de grandeur des corrélations impliquées dans le terme de biais dû à la parallaxe est comparable à celui de la corrélation à mesurer. L'influence du terme de biais sur l'erreur relative dépend donc alors de la valeur du terme α , caractéristique des paramètres du système d'acquisition. Dans le cas de cette étude, la valeur de α est telle que seul le terme correctif au premier ordre en α est significatif pour les corrélations doubles et triples de vitesse radiale. Cette conclusion s'applique également aux cas des corrélations spatiales de vitesse, décrites notamment par l'équation (2.11).

2.2.3 Conclusion

Ce paragraphe souligne l'effet du mouvement des traceurs dans la direction perpendiculaire à la tranche LASER. Il apparaît que, dans la configuration utilisée ici, le biais de mesure induit par la parallaxe est important sur la vitesse radiale moyenne, mais reste faible pour les corrélations doubles - et d'ordre supérieur - de vitesses. La correction de ce biais peut être effectuée sur les

grandeurs moyennes, mais pas sur les champs instantanés. Seule une technique stéréoscopique permet de s'affranchir de ce biais. De plus, cette technique permet d'éviter de placer une caméra dans un écoulement rapide, ce qui évite des contraintes mécaniques éventuellement fortes sur la caméra où sur un dispositif de protection de celle-ci. Pour ces raisons la technique stéréoscopique sera employée dans les chapitres 3 à 5 pour la caractérisation du jet d'étude de Mach $M_j = 0.9$.

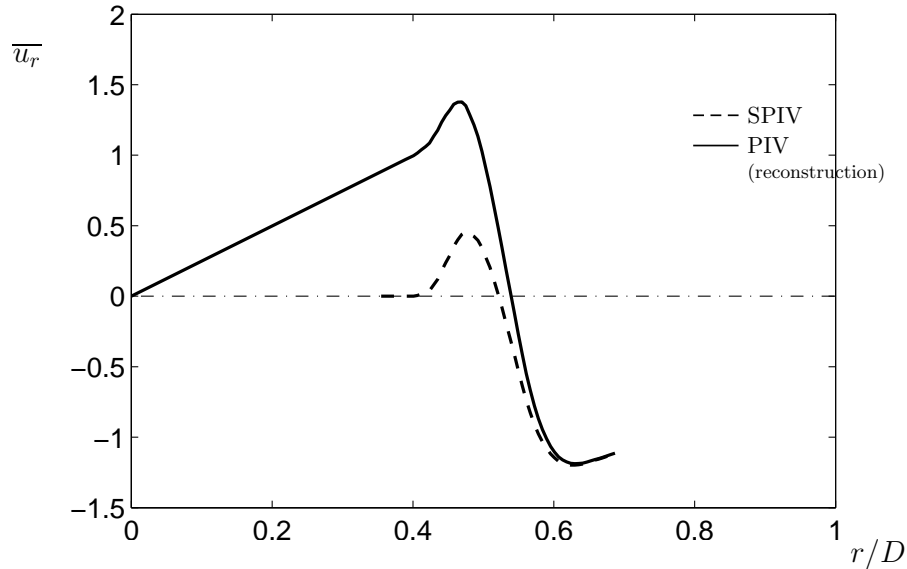


FIG. 2.9 – Profil de vitesse radiale moyenne obtenu par SPIV dans un plan transversal à l'axe du jet

Ce profil est utilisé pour la reconstruction du profil de vitesse moyenne correspondant à l'acquisition PIV selon la correction donnée par l'équation (2.6) et la valeur de α mesurée à la figure 2.8. Position longitudinale : $x/D = 0.6$

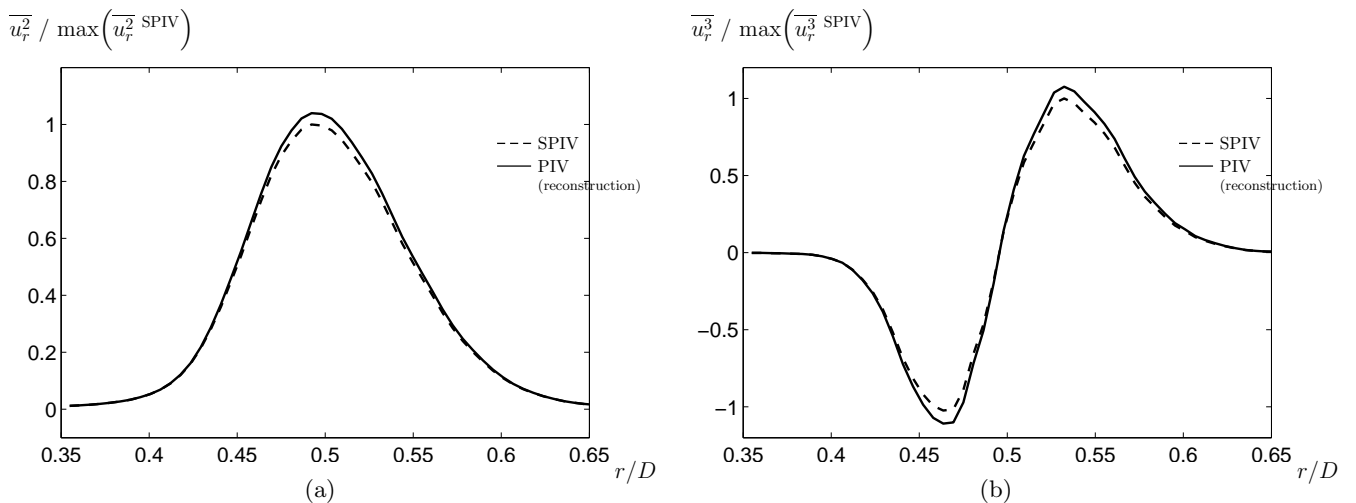


FIG. 2.10 – Profil de corrélations de la vitesse radiale obtenus par SPIV dans un plan transversal à l'axe du jet

Ces profils servent à la reconstruction des profils qu'aurait donnés une acquisition PIV. (a) Corrélation double de la vitesse radiale et (b) corrélation triple de la vitesse radiale. Position longitudinale : $x/D = 0.6$

2.3 Caractérisation de l'effet du cisaillement de l'écoulement sur l'estimation des vitesses par le logiciel Davis

Les erreurs sur l'estimation des vitesses dans un écoulement cisailé ont fait l'objet de nombreuses études. Le deuxième challenge international PIVNET [77] a notamment porté sur l'évaluation de l'erreur rms sur la vitesse dans un écoulement turbulent en conduite, pour plusieurs logiciels développés par différents intervenants. Cette erreur rms peut alors être évaluée car les images employées sont des images synthétiques générées à partir d'un calcul DNS, ce qui fournit la référence de vitesse *vraie*. Il apparaît que l'erreur rms commise, dépendante de l'algorithme employé, est sensiblement égale à 0.1 ou 0.2 px pour un gradient moyen local approximativement égal à 0.1 px/px. Dans le cas des écoulements de type jet étudiés durant la thèse, nous avons cherché à évaluer l'erreur rms sur l'estimation de la vitesse liée au logiciel Davis 7.0.5. Cette estimation d'erreur nous a été utile pour les essais préliminaires de l'influence des microjets impactants sur l'aérodynamique de jet de nombre de Mach $M_j = 0.1$; elle n'intervient cependant pas dans les chapitres 3 à 5 du présent manuscrit.

Cette erreur rms est notamment liée à la sensibilité de l'algorithme PIV employé. L'étude par PIV d'un mouvement uniforme, comme celui que l'on trouve dans le cône potentiel d'un jet par exemple, est peu sensible à la valeur de la taille de la fenêtre d'interrogation, dénommée ici IWS. En effet, dans ce cas, la vitesse moyenne de l'ensemble des traceurs dans la fenêtre est très semblable à la vitesse de chaque traceur : le pic d'intercorrélacion est alors étroit et l'estimation fine du déplacement (*cf.* paragraphe 2.1.2) est précise. En la présence de gradients de vitesse, la taille de la fenêtre d'interrogation IWS est un paramètre critique puisque si IWS est grand devant l'échelle caractéristique du gradient de vitesse, les traceurs contenus dans la fenêtre d'interrogation auront des vitesses très différentes, ce qui induit une erreur relative élevée sur la vitesse déterminée par PIV.

Ainsi, dans ce paragraphe, la taille de fenêtre d'interrogation est constante, égale à 16 pixels×16 pixels (soit IWS=16). L'idée développée dans ce paragraphe est d'évaluer l'erreur rms à partir de plusieurs dépouillements d'une même image en modifiant uniquement le recouvrement entre les fenêtres d'interrogation. Pour cela, on cherche à obtenir en un point de coordonnées (x_0, y_0) les valeurs des vitesses instantanées issues des différents dépouillements. Si l'algorithme PIV n'était pas sensible aux gradients de vitesse, ces vitesses seraient évidemment identiques. La différence éventuelle des occurrences de vitesse en (x_0, y_0) issues des différents dépouillements traduit donc la sensibilité de l'algorithme PIV aux gradients de vitesse, et fournit par conséquent une estimation de l'erreur commise.

Cette étude porte sur la couche de mélange supérieure d'un jet à Mach $M=0.1$, dont les images sont extraites selon l'illustration de la figure 2.11.

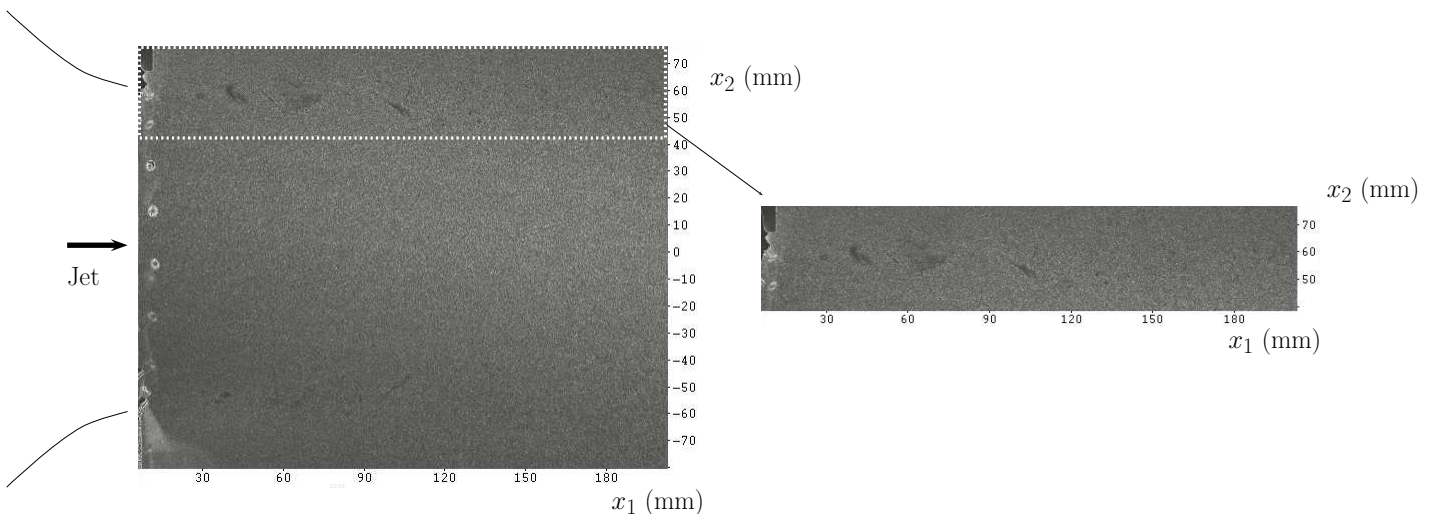


FIG. 2.11 – Recadrage d'une image sur la couche de mélange supérieure.

2.3.1 Effet du recouvrement sur les lieux du calcul des vitesses sous Davis 7.0.5

Ce paragraphe illustre la méthode développée pour tenir compte de la spécificité du logiciel de dépouillement PIV en matière de positionnement des fenêtres de dépouillement. L'apport de ce paragraphe se situe essentiellement dans l'optique d'un partage de notre expérience sur une particularité du logiciel qui est communément employé au LMFA, le positionnement des fenêtres d'interrogation pouvant éventuellement intéresser d'autres utilisateurs internes (voire externes) au Laboratoire.

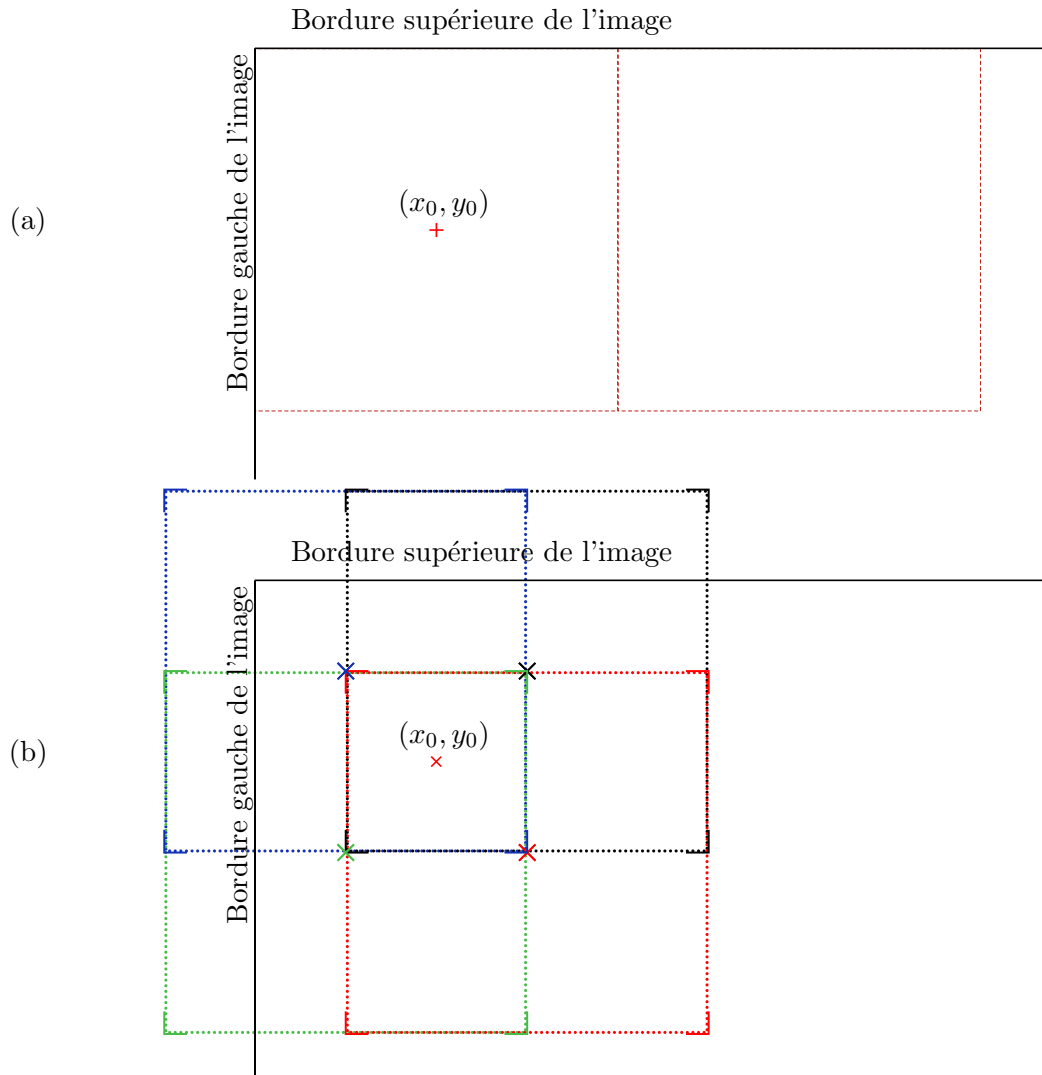


FIG. 2.12 – Illustration des positions des fenêtres de dépouillement selon la valeur du recouvrement

Pour une taille de fenêtre IWS fixée, la position de la première fenêtre par rapport au bord de l'image situé en haut et à gauche de celle-ci dépend du paramètre OV , selon la formule (2.12).

(a) $16 \text{ px} \times 16 \text{ px}$ et recouvrement de 0% ; la première fenêtre est calée sur les bords de l'image traitée.

(b) $16 \text{ px} \times 16 \text{ px}$ et recouvrement de 50% ; la première fenêtre est décalée par rapport aux bords de l'image traitée. Les croix \times de couleurs différentes indiquent le centre de la fenêtre correspondante. Aucune de ces croix ne correspond avec le point (x_0, y_0) du cas $OV=0\%$.

Le recouvrement de fenêtres d'interrogation (appelé OV) consiste à autoriser qu'une même zone de l'écoulement serve au calcul de plusieurs vecteurs vitesse. Le positionnement de la première fenêtre de dépouillement par rapport aux bordures de l'image est fonction de l'overlap OV, selon la formule (2.12) déduite du manuel DaVis FlowMaster Software par Lavision (p.108 et p.115).

$$(x_0, y_0) = \frac{1}{2} \left((1 - \text{OV})\text{IWS}, (1 - \text{OV})\text{IWS} \right) \quad (2.12)$$

avec IWS = taille des fenêtres d'interrogation
 OV = recouvrement des fenêtres

Ce positionnement est illustré sur la figure 2.12, où l'on représente en (a) le cas d'un recouvrement de 0% et en (b) celui d'un recouvrement à 50%. On constate donc que, selon ce principe de positionnement des fenêtres d'interrogation sous Davis, le recouvrement de 50% n'induit pas simplement un sur-échantillonnage des résultats obtenus pour un recouvrement de 0%, puisque les fenêtres considérées ne sont pas centrées sur le même point physique dans les deux cas. Ceci est dû au fait que la première fenêtre de dépouillement est décalée par rapport au bord de l'image par le logiciel. Un recadrage sommaire de l'image a donc été mis en place pour obtenir l'information de vitesse au même point de l'espace physique, quelle que soit la valeur du recouvrement. Ce recadrage est illustré sur la figure 2.13, où l'on indique le rognage effectué sur l'image initiale (schéma de gauche) conduisant à l'image recadrée (schéma de droite) permettant de déterminer la vitesse en un point (x_0, y_0) donné.

Selon ce principe élémentaire, un même jeu d'images a été préparé pour les différentes valeurs du paramètre OV, et chaque image préparée a donné lieu à un calcul itératif de taille de fenêtre finale IWS = 16px, selon le cycle décrit en 2.1.2. Dans ce qui suit, on considère le calcul effectué sur l'image de la couche de mélange donnée en figure 2.11, avec les paramètres de dépouillement suivant : IWS=16px, et OV=0%, 50% et 75%.

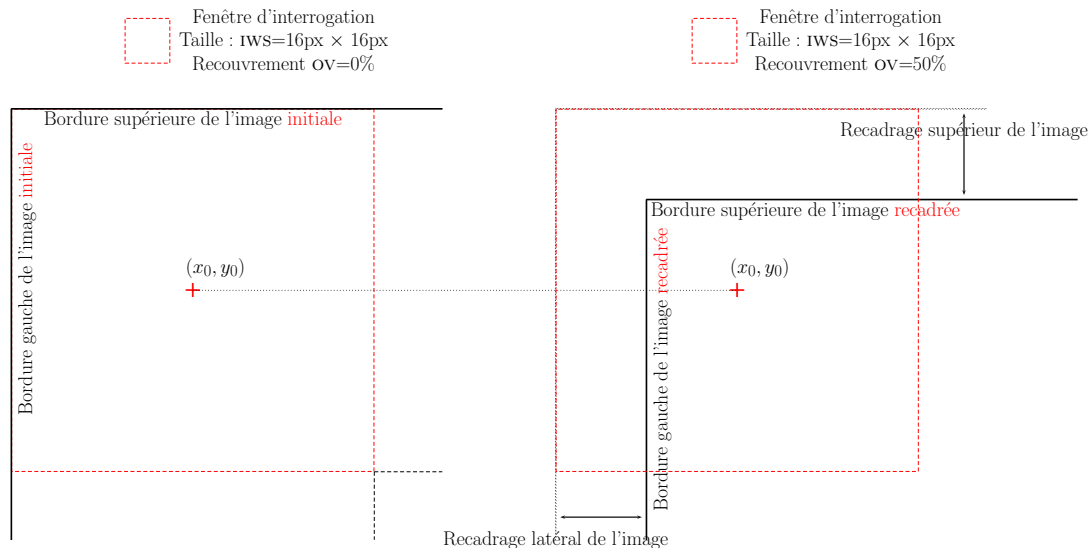


FIG. 2.13 – Adaptation des bordures d'une image de la couche de mélange supérieure

Cette opération, utilisée dans la suite de l'étude, permet de définir un unique ensemble de points pour lesquels la vitesse est calculée, quelle que soit la valeur du recouvrement OV.

2.3.2 Résultats

Des cartographies de vitesse obtenues pour les trois valeurs de recouvrement testées, on a extrait à titre d'illustration des évolutions longitudinales caractéristiques de la vitesse axiale. Pour un calcul avec une seule itération, l'augmentation de la valeur du recouvrement se traduit bien par un sur-échantillonnage du signal obtenu pour $ov=0\%$. On retrouve une égalité parfaite entre les vitesses obtenues après les dépouillements avec différentes valeurs du recouvrement, pour les points x/D en commun entre ces trois dépouillements. Ce résultat trivial est présenté en figure 2.14, et confirme que la méthode de préparation des images décrite au paragraphe précédent est adaptée au logiciel employé. La détermination des vitesses par PIV est toutefois issue de procédures itératives, comme indiqué au paragraphe 2.1.1. Ceci justifie que l'effet du recouvrement sur les résultats issus de cette procédure itérative soit également examiné.

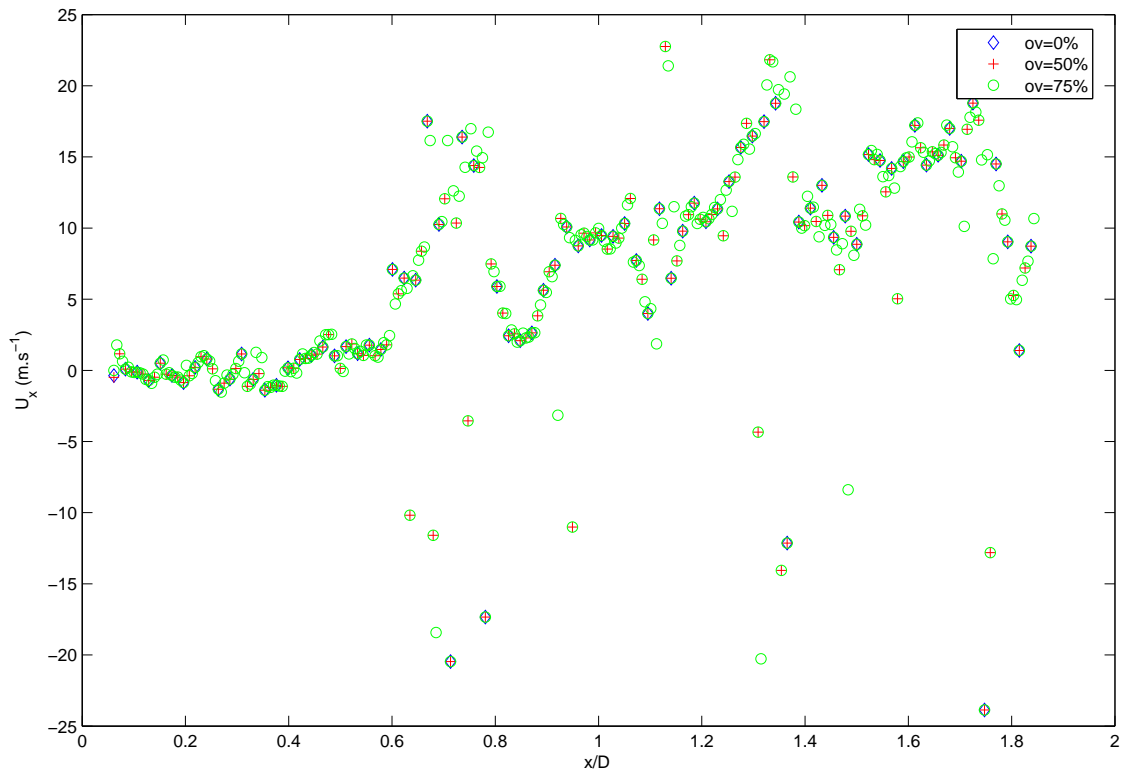
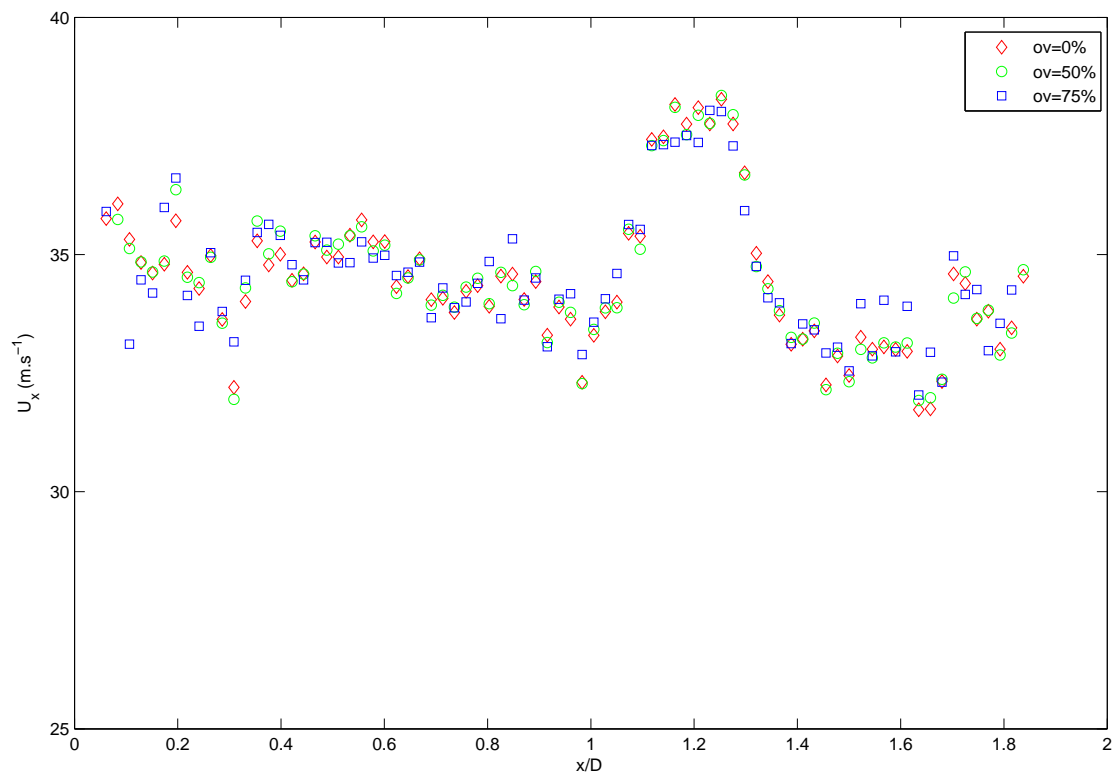


FIG. 2.14 – Évolution longitudinale de la vitesse axiale selon la valeur du recouvrement des fenêtres d'interrogation ov , pour le calcul mené avec une seule itération

La figure 2.15 donne l'évolution longitudinale de la vitesse axiale, pour deux positions radiales distinctes : l'une correspond à une zone de couche de mélange (figure 2.15(b)) et l'autre à une zone plus proche de l'axe du jet (figure 2.15(a)). On constate que les valeurs prises par la vitesse en un même point diffèrent selon la valeur du recouvrement. On constate de plus que les différences entre les vitesses calculées pour un même point semblent plus importantes lorsque ces points sont situés dans une zone de gradient de vitesse, comme c'est le cas dans la couche de mélange.

(a) Partie intérieure du jet



(b) Couche de mélange

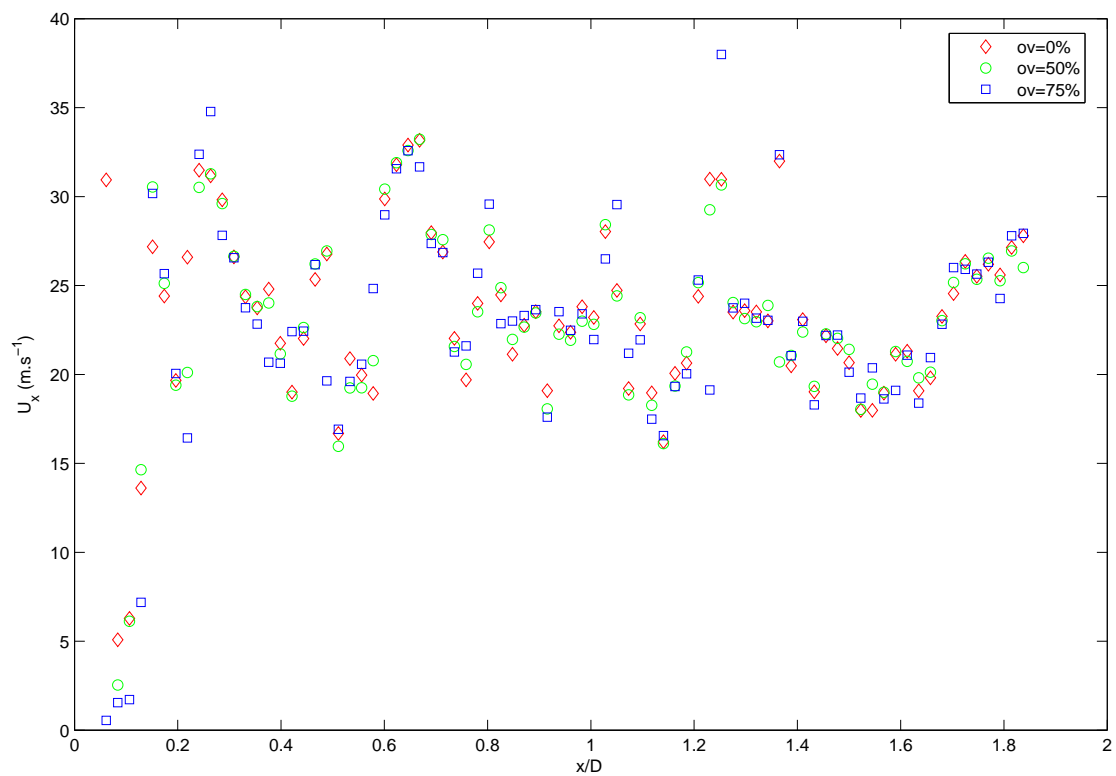


FIG. 2.15 – Évolution longitudinale de la vitesse axiale selon la valeur du recouvrement des fenêtres d'interrogation OV

En conséquence, on peut attribuer les différences obtenues sur la figure 2.15 à la sensibilité aux gradients de vitesse de la procédure itérative employée dans le logiciel de dépouillement pour le calcul des champs de vitesse, comme indiqué au paragraphe 2.1.2. Dans ce type de calcul, pour chaque fenêtre d'interrogation de l'étape i , le calcul d'intercorrélacion permet d'évaluer le déplacement des particules contenues dans la fenêtre d'interrogation. En passant à l'étape $i + 1$, le calcul mené sur la nouvelle fenêtre d'interrogation, qui résulte de la division par 4 de la fenêtre d'interrogation de l'étape i , prend comme donnée d'entrée le déplacement calculé à l'étape i . Pour des raisons géométriques, la fenêtre $i + 1$ et la fenêtre de l'étape i ne peuvent pas être centrées sur le même point. L'estimateur du déplacement de l'étape $i + 1$ est donc obtenu par interpolation des déplacements calculés à proximité du point central de la fenêtre de l'étape $i + 1$, ce qu'illustre la figure 2.16. La valeur du recouvrement OV détermine directement la proximité des vecteurs voisins qui vont servir à l'interpolation. En outre, les déplacements obtenus après l'étape i servent à la détermination de la déformation de la fenêtre de l'étape $i + 1$, puisque la déformation de maillage est implémentée dans la version de Davis ayant servi à cette étude.

D'autre part, le logiciel effectue - obligatoirement - à la fin de chaque étape intermédiaire un filtrage spatial et un lissage du champ de vecteurs.

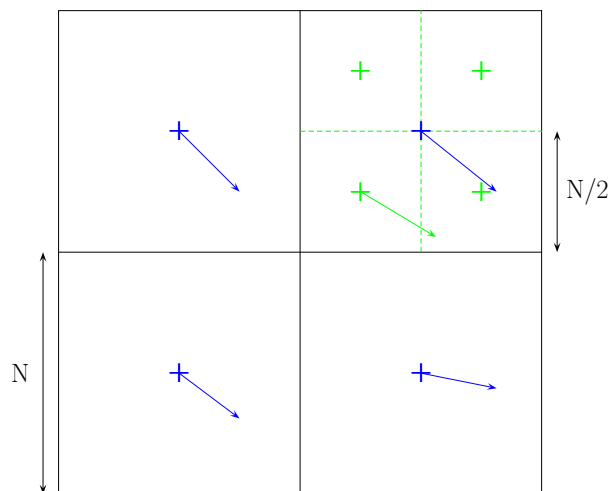


FIG. 2.16 – Interpolation des estimateurs de déplacement en procédure itérative PIV.

Le calcul de l'estimateur du déplacement pour la première phase de l'étape $i+1$, à partir des déplacements évalués à l'étape i . L'estimateur du déplacement de la fenêtre de l'étape $i+1$ (\rightarrow) résulte de l'interpolation des quatre plus proches vecteurs déplacements obtenus à l'étape i (\rightarrow)

Ces deux arguments sont les seules explications possibles aux différences relevées sur les résultats présentés en figure 2.15. Ces faibles différences liées aux interpolations de l'estimation du déplacement induisent de légères différences dans la détection du maximum du pic d'intercorrélacion. On illustre donc qu'il existe une incertitude de mesure intrinsèquement liée au principe de détermination du déplacement des particules. Cette incertitude est d'autant plus élevée que le gradient de vitesse est important, comme cela est visible sur la figure 2.15.

2.3.3 Estimation *in-situ* de l'incertitude sur la vitesse

L'incertitude sur la détermination de la vitesse peut être traduite par le calcul - en chaque point du maillage - de l'écart maximum moyen entre les 3 résultats correspondants aux 3 valeurs testées du recouvrement OV : 0%, 50% et 75%. Cet écart E_Δ est calculé sur $k = 250$ réalisations par la formule suivante :

$$E_\Delta(x_1, x_2) = \frac{1}{k} \sum_{j=1}^k \max \left[|U_j^{(1)}(x_1, x_2) - U_j^{(2)}(x_1, x_2)| \quad , \quad (2.13) \right. \\ \left. |U_j^{(1)}(x_1, x_2) - U_j^{(3)}(x_1, x_2)| \quad , |U_j^{(3)}(x_1, x_2) - U_j^{(2)}(x_1, x_2)| \right]$$

où $U_j^{(i)}(x_1, x_2)$ représente une des trois estimations de la vitesse au point (x_1, x_2) du j^{eme} champ.

La cartographie de E_Δ , exprimé en fraction de la vitesse du jet, est donnée en figure 2.17. On retrouve que l'incertitude maximale sur l'évaluation de la vitesse concerne les zones de fort cisaillement, et que l'écart maximum moyen entre les différentes estimations de vitesse est quasiment nul dans la zone d'écoulement potentiel, ou dès lors que les gradients de vitesse s'adoucissent.

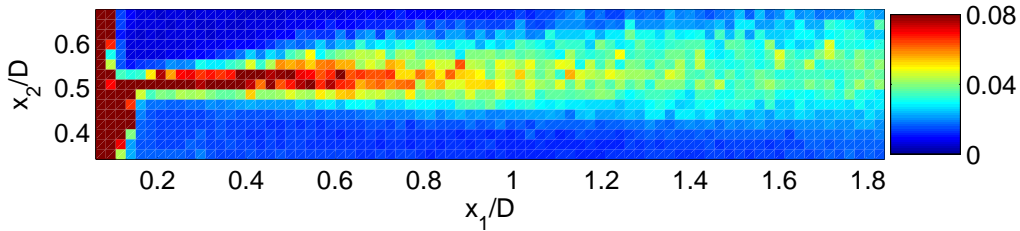


FIG. 2.17 – Effet de la valeur du recouvrement OV sur l'évaluation de la vitesse

La cartographie de la quantité E_Δ , donnée par l'équation (2.13), est calculée sur le maillage de points correspondant au dépouillement de recouvrement nul.

Dans la mesure où la vitesse *vraie* en chaque point et pour chaque champ de vecteurs est inconnue, contrairement aux conditions d'exécution d'une simulation de Monte-Carlo, il est délicat de comparer directement la grandeur E_Δ à l'erreur E_{rms} calculée par simulation notamment par Bolinder [8], donnée par :

$$E_{\text{rms}}(x_1, x_2) = \sqrt{\frac{1}{k} \sum_{j=1}^k (U_j(x_1, x_2) - U(x_1, x_2))^2}$$

En effet, le lien entre ces deux grandeurs - s'il existe de manière explicite - nécessite une approche statistique reposant sur l'exploitation de la densité de probabilité de la variable aléatoire que constitue la vitesse $U_j(x_1, x_2)$. Cette analyse est actuellement en cours de développement. S'il est donc prématuré de comparer les valeurs des erreurs E_{rms} et E_Δ , on peut toutefois comparer leur sensibilité au gradient de vitesse. Dans le cas de la simulation de Monte-Carlo de Bolinder [8], le champ de vitesse imposé correspond à un champ de vitesse stationnaire de type étirement (*straining motion* selon l'auteur), ce qui donne un champ de gradient de vitesse stationnaire et connu. Dans notre cas, le champ de vitesse est instationnaire : on étudie donc l'évolution de la grandeur E_Δ en fonction du gradient de vitesse moyenne. On peut ainsi comparer nos résultats avec les résultats expérimentaux obtenus par [8] dans la couche de mélange d'un jet. Confronté comme nous à l'impossibilité d'estimer la vitesse *vraie*, cet auteur a choisi d'utiliser simultanément deux systèmes d'acquisition, chaque système étant sensible à un des deux types de traceurs présents dans l'écoulement. L'incertitude est alors évaluée par $E_\Delta^B(x_1, x_2) = \frac{1}{k} \sum_{j=1}^k |U_j^{(1)}(x_1, x_2) - U_j^{(2)}(x_1, x_2)|$.

On peut comparer les résultats de ces trois approches sur la figure 2.18. Les résultats de la présente étude, E_{Δ} , sont donnés en pixel en fonction du gradient moyen de vitesse quant à lui exprimé en pixels/pixel. Les résultats théoriques et expérimentaux de Bolinder [8], respectivement E_{rms}^B et E_{Δ}^B sont également représentés. On constate que l'évolution de ces trois quantités avec le gradient de vitesse est similaire, et que les ordres de grandeur sont comparables. Les résultats expérimentaux, E_{Δ} et E_{Δ}^B , semblent en bon accord, surtout si l'on tient compte du fait que les algorithmes de dépouillement employés et les conditions expérimentales (notamment la taille des particules images et le contraste des images) sont différents. Il faut noter que l'algorithme employé dans l'étude [8] n'utilise pas de déformation de fenêtre d'interrogation, et est par conséquent plus sensible aux gradients de vitesse que l'algorithme considéré dans la présente étude. De plus, l'incertitude mesurée ici ne concerne que l'incertitude liée au processus de calcul, et non pas l'incertitude liée au dispositif d'acquisition (erreurs de synchronisation ou de positionnement d'un système d'acquisition par rapport à l'autre, notamment) qui est incluse dans la mesure E_{Δ}^B . On peut finalement noter que l'ordre de grandeur de l'erreur rms issu du challenge PIVNET, mentionné au début de ce paragraphe, est cohérent avec l'estimateur développé dans le cadre de cette étude. En effet, on retrouve sur la figure une erreur rms de l'ordre de 0.2 px pour un gradient égal à 0.1 px/px. La méthode présentée ici semble donc permettre d'évaluer l'incertitude de l'estimation de vitesse sans avoir à recourir comme proposé par Bolinder à une mesure de vitesse complémentaire et simultanée.

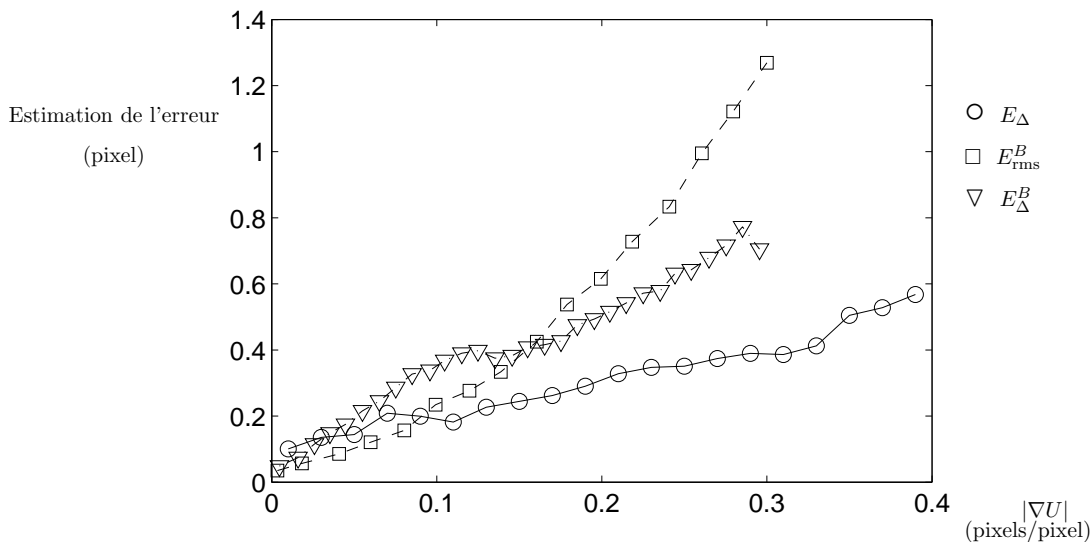


FIG. 2.18 – Effet de l'amplitude du gradient de vitesse sur l'erreur PIV.

Les trois courbes représentent l'évolution de différentes estimations de l'erreur, dans trois cas différents : simulation numérique (E_{rms}^B), mesures (E_{Δ}^B) de la référence [8], et résultats de la présente étude (E_{Δ}). Bien que les trois estimateurs soient différents, on constate une évolution similaire des trois courbes.

2.3.4 Conclusion

Dans le cadre de mesures de vitesse dans la couche de mélange d'un jet de nombre de Mach $M_j = 0.1$, une quantification de l'erreur rms liée aux gradients de vitesse a été entreprise. Cette démarche a permis de tester le logiciel qui sera employé dans la suite de ce manuscrit pour des mesures sur des couches de mélange avec un cisaillement encore plus important (jet de Mach $M_j = 0.9$). Un critère d'évaluation de l'erreur aléatoire a été mis en place, et semble pertinent au regard des résultats de la littérature, reposant sur l'emploi d'images synthétiques ou non. Une analyse approfondie de ce critère est en cours, avec notamment un recourt aux images synthétiques pour la comparaison de ce critère à l'erreur aléatoire calculée à partir de la vitesse *vraie*.

2.4 Éléments de traitement du signal associés à un dépouillement PIV

2.4.1 Obtention d'un signal temporel de vitesse selon l'hypothèse de turbulence gelée

Cette partie est consacrée à une approche spectrale des vitesses données par la PIV. Compte-tenu de la fréquence d'acquisition - limitée par le temps de transfert du capteur CCD de la caméra, et correspondant à la valeur de 8 Hz - il est impossible de procéder à un relevé temporel du signal de vitesse en un point donné qui soit significatif du point de vue spectral. En effet, les fréquences caractéristiques de l'écoulement étudié ici sont de l'ordre du kHz. La seule méthode possible - sans recourir à l'emploi d'une technique d'imagerie rapide - consiste à considérer l'évolution spatiale de la vitesse dans la direction de l'écoulement et à traduire cette évolution spatiale en un signal temporel, ce qui revient à faire l'hypothèse que le signal de vitesse est convecté vers l'aval sans être profondément modifié. On parle ainsi de turbulence gelée.

Il est possible d'évaluer la pertinence de cette approximation en comparant le taux de déformation des échelles turbulentes au temps de propagation des structures sur une distance donnée. En effet, la génération de nouvelles échelles de turbulence est liée au taux d'étirement des structures tourbillonnaires : l'hypothèse de turbulence gelée entre deux points de la couche de mélange sera donc une bonne approximation si l'étirement des tourbillons est négligeable durant le trajet entre ces deux points, ou en d'autres termes si le temps que mettent les structures tourbillonnaires pour passer d'un point à l'autre est petit devant le temps caractéristique de déformation des structures, dont l'échelle intégrale temporelle donne une approximation. Or Davies *et al.* [27] ont montré que l'échelle intégrale temporelle de turbulence, L_τ , obtenue par détermination de l'autocorrélation du signal de turbulence dans un repère mobile, est inversement proportionnelle au cisaillement moyen local $\frac{\partial U}{\partial y}$. La figure [12] de cette référence permet d'obtenir le coefficient de proportionnalité entre ces deux quantités :

$$\left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^{-1} = 0.31 \times L_\tau \quad (2.14)$$

En introduisant la vitesse de convection des structures turbulentes U_c , on obtient la relation portant sur une longueur caractéristique axiale L_x :

$$\left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^{-1} = 0.31 \times \frac{L_x}{U_c} \quad (2.15)$$

De nombreuses études ont porté sur la détermination de la vitesse de convection des structures turbulentes. Davies *et al.* [27], notamment, obtiennent des vitesses de convection au centre de la couche de cisaillement de l'ordre de $0.6 U_j$, U_j étant la vitesse sur l'axe du jet, pour des distances longitudinales comprises entre une fois et demi et quatre fois et demi le diamètre du jet.

La longueur caractéristique L_x , obtenue dans notre cas par la formule (2.15) et par la détermination du cisaillement local dans l'écoulement, peut être comparée à la longueur spatiale du signal PIV utilisé pour calculer le spectre de fluctuations de vitesse. La figure 2.19 donne la cartographie du terme de cisaillement radial $\frac{\partial U}{\partial x_2}$; en $x_1/D=1$ et $x_2/D=0.5$, ce qui correspond au point moyen autour duquel le signal spatial est extrait, le terme $\frac{\partial U}{\partial x_2}$ vaut approximativement 1700 s^{-1} . L'échelle axiale correspondante est donc, compte tenu de la vitesse du jet $U_j=34 \text{ m.s}^{-1}$:

$$L_x = \frac{0.6 \times U_j}{0.31} \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^{-1} = 38.10^{-3} \text{ m} \quad (2.16)$$

Par conséquent, l'utilisation de l'hypothèse de turbulence gelée (dite de Taylor) pour la détermination de signaux temporels depuis les signaux spatiaux est une approximation recevable dès lors que la taille caractéristique du signal spatial reste de l'ordre de 38 mm. Pour augmenter la résolution fréquentielle de l'étude spectrale, nous avons choisi de considérer le signal dont la taille de part

et d'autre du point ($x_1/D=1$, $x_2/D=0.5$) est égale à 70 mm, ce qui est plus grand que l'échelle précédemment calculée mais d'un ordre de grandeur restant comparable.

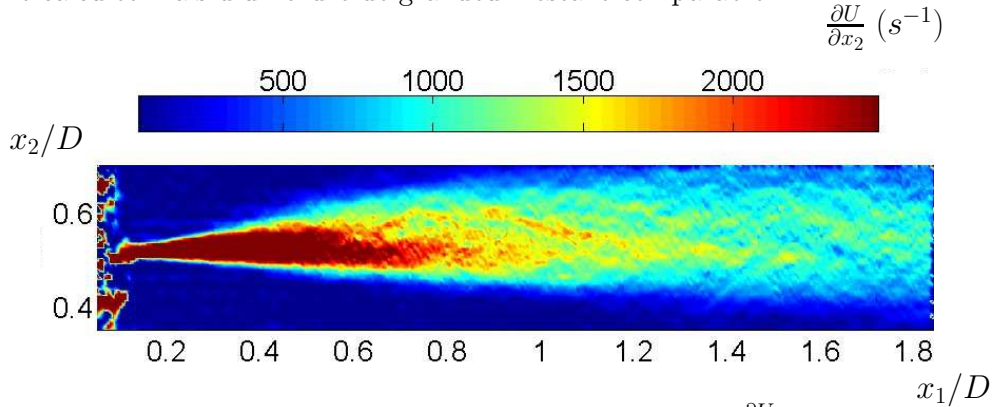


FIG. 2.19 – Estimation du gradient radial de vitesse longitudinale $\frac{\partial U}{\partial x_2}$

La taille de la fenêtre d'interrogation est $16px \times 16px$ et le recouvrement est égal à 75%.

2.4.2 Estimation du traitement de l'image en PIV au moyen d'éléments de traitement du signal.

L'opération de traitement de l'image réalisée par l'algorithme PIV est une opération complexe, qui ne répond pas à des schémas connus de traitement du signal. En effet, l'approche statistique systématique utilisée pour déterminer la valeur de la vitesse en un point n'a pas d'équivalent en traitement du signal standard. On ne peut donc que donner un modèle approché de la méthode utilisée en PIV.

En supposant que le signal de vitesse est connu en tout point du plan de mesure - signal continu - à un instant donné, on peut tenter de comparer le résultat du calcul PIV à la vitesse réelle en un point donné. Pour cela, on adopte une représentation simplifiée unidimensionnelle, qui est donnée en figure 2.20, correspondant au signal de vitesse obtenu en un instant, pour une position x_2 donnée et suivant l'axe x_1 (dénommé également x) dans le plan de mesure; on suppose que le traitement de la PIV s'applique à ce signal de vitesse continu servant de référence, qui est contenu par les images à traiter par l'algorithme PIV pourvu que l'ensemencement soit suffisamment homogène. Le traitement PIV correspond donc en première approximation à une moyenne des vitesses des particules contenues dans la fenêtre d'interrogation de largeur X_0 , ce qui correspond à un produit du signal de référence par la fonction rectangle de largeur X_0 . De plus, cette opération est renouvelée sur tous les points du maillage PIV, ce qui se traduit par la convolution du résultat de l'opération précédente avec un peigne de Dirac de largeur X_1 . On obtient donc en première approximation une estimation \tilde{U} de la vitesse réelle U et de sa transformée de Fourier sous la forme :

$$\tilde{U} = \left(U * \text{rect}(x/X_0) \right) \sum_j \delta(x - jX_1) \quad (2.17)$$

$$\text{TF}(\tilde{U}) = \left(\text{TF}(U) \text{sinc}(\Pi X_0 k) \right) * \sum_j \delta(k - \frac{j}{X_1}) \quad (2.18)$$

où k est le nombre d'onde spatial associé à la coordonnée longitudinale x . On retrouve donc un effet de coupure fréquentielle liée au fait que la vitesse \tilde{U} est une estimation de la vitesse sur une fenêtre de largeur finie; cette moyenne agit comme un filtre passe-bas sur les fréquences spatiales. Bien sûr, l'application d'une fenêtre rectangle sur le signal de vitesse n'est qu'une approximation grossière de l'opération d'intercorrélation effectuée pour déterminer le déplacement associé à la fenêtre d'interrogation considérée; cette simplification permet néanmoins d'illustrer l'ordre de grandeur de la fréquence caractéristique de la coupure, de l'ordre de $1/X_0$. La fréquence de repliement est quant à elle donnée par $1/X_1$ (cf. table 2.4).

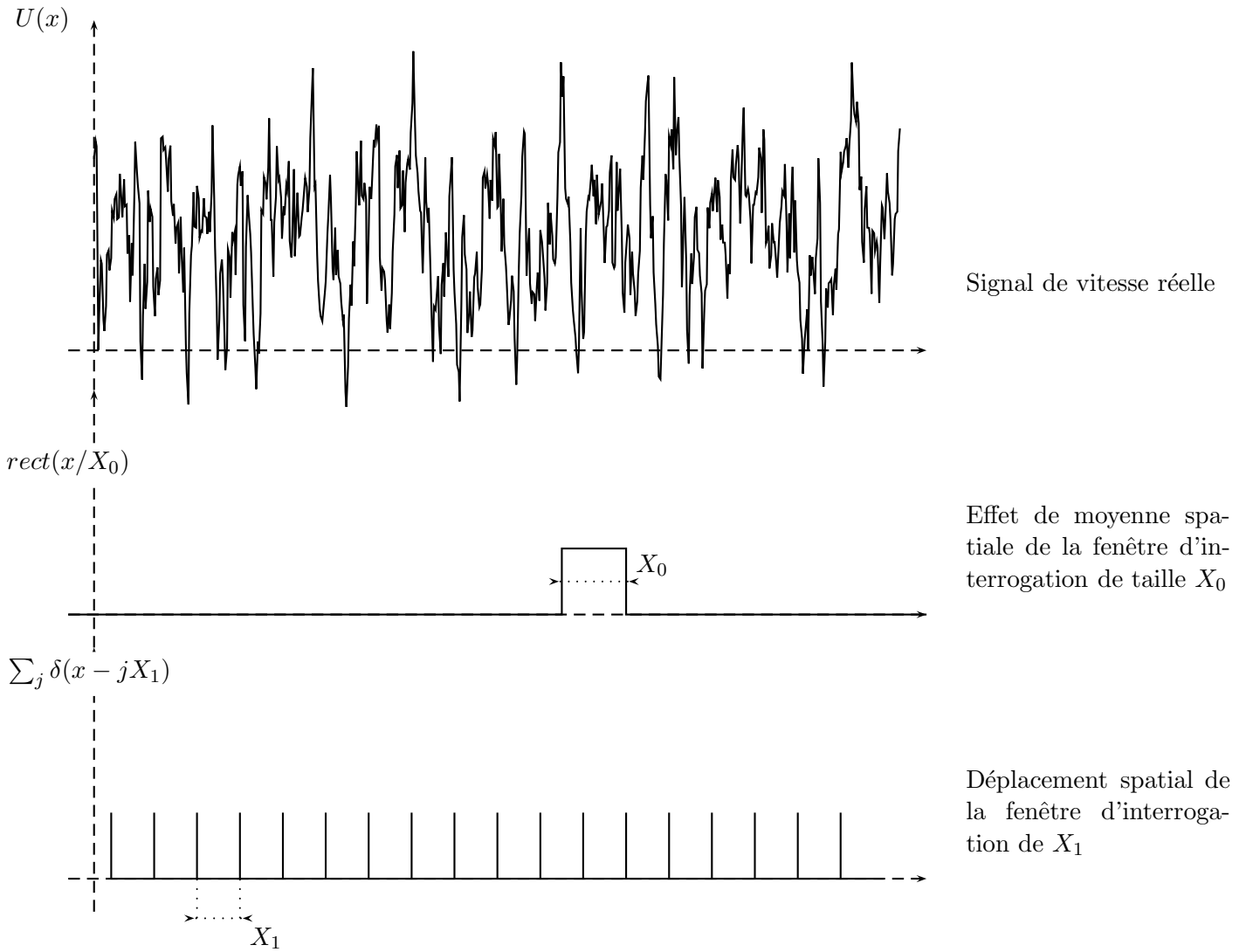


FIG. 2.20 – Illustration du modèle de traitement du signal de vitesse réelle par le principe de PIV.

iws (px)	8	12	16	32
$k_0=1/X_0$ (m^{-1})	808.8	606.6	404.4	202.2

TAB. 2.4 – Fréquence de coupure spatiale $1/X_0$ en fonction de la taille de la fenêtre d'interrogation IWS

Effet de la taille de fenêtre d'interrogation

On s'intéresse ici à la dépendance des résultats en X_0 , en maintenant X_1 constant (ceci revient à maintenir le produit $IWS \cdot OV$ constant). Le recouvrement est donné par $OV = 1 - X_1/X_0$, $X_1 \in]0; X_0]$. On obtient donc, pour chaque valeur du doublet (IWS, OV) traitée ici, une cartographie de vitesse sur un maillage unique, quel que soit le doublet considéré. L'évaluation de la vitesse se fait donc aux mêmes points géométriques de la cartographie, seule la taille de la fenêtre d'interrogation est modifiée. On extrait de cette cartographie le signal de vitesse situé au milieu de la couche de mélange à r fixé. On réalise ensuite l'évaluation spectrale du signal échantillonné à une fréquence spatiale fixe, avec un nombre fixe de points contenus dans le signal de vitesse. La figure 2.21 donne les densités spectrales de puissance moyennes du signal de vitesse contenue dans le plan de mesure, $U = (U_z^2 + U_r^2)^{\frac{1}{2}}$. Ces moyennes sont obtenues sur 250 acquisitions. On compare quatre tailles différentes de fenêtre d'interrogation, associées chacune à une valeur de fréquence de coupure $1/X_0$. Le recouvrement associé à la fenêtre de taille $16px \times 16px$ est égal à 50%, ce qui fixe les valeurs de recouvrement utilisées dans les autres cas.

On représente également sur la figure 2.21 la pente en $-5/3$ caractéristique de l'isotropie des structures fines de l'écoulement et offrant une bonne approximation du comportement réel de la turbulence dans la bande de fréquence considérée, ce qui sera confirmé plus loin par comparaison avec un spectre moyen issu de la mesure dans ce jet du signal temporel de vitesse par anémométrie fil chaud obtenu.

On constate que le niveau spectral pour $k > 100 \text{ m}^{-1}$ est d'autant plus élevé que la fenêtre d'interrogation est de taille limitée. Ceci est vrai pour les valeurs 8, 16 et 32 du paramètre IWS . Le spectre associé à $IWS=12$ est quant à lui très proche de celui associé à $IWS=16$. Cette proximité peut s'expliquer par le fait que dans le cas $IWS=12$, la fenêtre d'interrogation est préalablement ajustée à la taille $16px \times 16px$ par la technique du zero-padding, pour des raisons de compatibilité avec l'algorithme de transformée de Fourier employé.

De plus, les spectres associés au dépouillement par $8px$ ou $32px$ diffèrent considérablement de la loi en $-5/3$. En ce qui concerne la fenêtre d'interrogation de taille plus élevée, on constate que le spectre subit une coupure peu avant la fréquence spatiale $k=200 \text{ m}^{-1}$. Or le tableau 2.4 indique que la fréquence de coupure k_0 associée à cette valeur de IWS est précisément de cet ordre de grandeur. La taille de la fenêtre limite dans ce cas la bande passante de la mesure. Dans le cas $IWS=8$, on constate que le niveau spectral semble surestimé; compte tenu de la fréquence de repliement $k_1 = 1/X_1$ fixe dans ce cas, valant $k_1=808.8 \text{ m}^{-1}$, on ne peut invoquer le simple effet de repliement pour traduire la remontée du niveau spectral pour les valeurs élevées de k . Ce repliement peut en effet induire au maximum un doublement du niveau spectral en hautes fréquences, mais en aucun cas une multiplication par 10 du niveau telle qu'obtenue si l'on compare les niveaux obtenus pour $k=400 \text{ m}^{-1}$ dans les cas $IWS=8$ et $IWS=16$. La raison de la différence de niveau n'est donc pas à chercher dans l'effet du repliement; il faut néanmoins conserver en mémoire que si la taille de la fenêtre d'interrogation détermine la fréquence de coupure k_0 comme l'illustre le cas $IWS=32$, elle a également d'autres effets pouvant expliquer les différences de niveau spectral constatées ici, comme l'illustre le paragraphe suivant.

Effet du recouvrement à taille de fenêtre d'interrogation fixée

On s'intéresse à présent à la dépendance des résultats en X_1 , c'est-à-dire en fonction du paramètre de recouvrement OV , la largeur de la fenêtre d'interrogation X_0 étant fixée. Les signaux de vitesse ont été extraits du milieu de la couche de mélange à r fixé, les images brutes ayant été préparées initialement pour chaque valeur de X_1 selon la méthode évoquée au paragraphe précédent. Par la même procédure que celle employée au paragraphe 2.4.2, on calcule les densités spectrales de puissance associées aux signaux de vitesse dans la couche de mélange. La figure 2.22 représente ces spectres pour différentes valeurs du recouvrement, dans le cas d'une fenêtre d'interrogation de taille $16px \times 16px$ (2.22(a)), et $8px \times 8px$ (2.22(b)). On constate dans les deux cas que la bande passante semble élargie si l'on augmente la valeur du recouvrement, puisque la loi caractéristique semble suivie sur un domaine

2.4. ÉLÉMENTS DE TRAITEMENT DU SIGNAL ASSOCIÉS À UN DÉPOUILLEMENT PIV 37

fréquentiel plus étendu dans le cas de fortes valeurs du paramètre ov . L'utilisation du recouvrement permet d'obtenir une évolution spectrale satisfaisante jusqu'à la fréquence spatiale correspondant à la fenêtre d'interrogation.

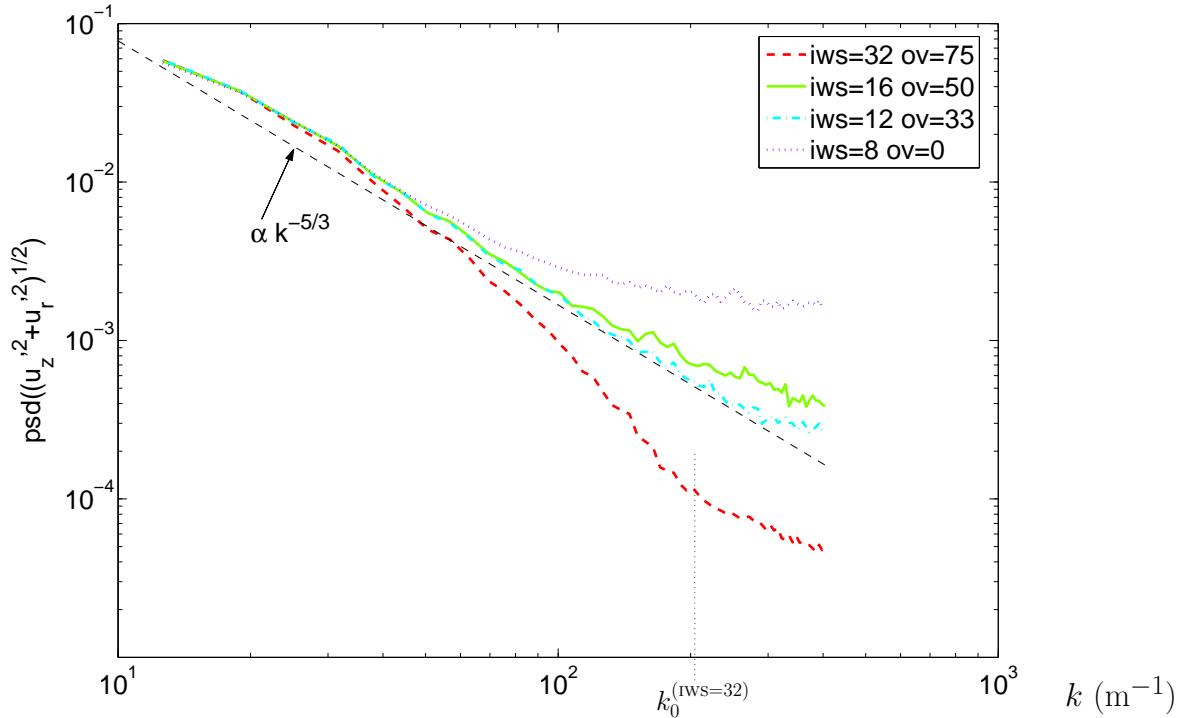


FIG. 2.21 – Effet de la taille de fenêtre sur l'évaluation du spectre des fluctuations de vitesse dans la couche de mélange.

La légende indique la taille de la fenêtre d'interrogation iws en pixel. Le recouvrement associé à la fenêtre d'interrogation $16px \times 16px$ est égal à 50%, et les autres valeurs de ov sont adaptées à iws pour assurer la constance du produit $iws \cdot ov$.

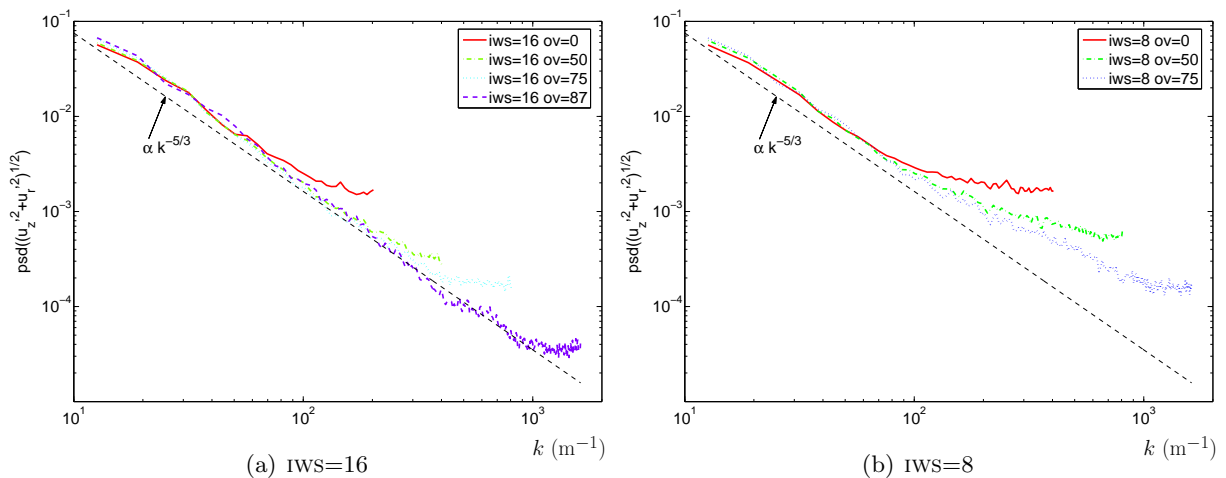


FIG. 2.22 – Effet du recouvrement ov sur l'allure du spectre des fluctuations de vitesse dans la couche de mélange

On constate de plus que le niveau spectral en hautes fréquences dévie de la loi caractéristique en $-5/3$, pour toutes les valeurs du recouvrement, à partir de fréquences spatiales qui sont de l'ordre de la moitié de la fréquence maximale pour $IWS=16$. Dans le cas $IWS=8$, la déviation par rapport à cette loi intervient pour des fréquences plus basses que dans le cas équivalent en $IWS=16$. Dans ce qui suit, on appelle bruit haute fréquence la partie du signal temporel qui induit cette remontée en hautes fréquences du spectre de fluctuations de vitesse. Le bruit haute fréquence semble être plus élevé dans le cas de l'emploi d'une fenêtre de dépouillement de taille $IWS=8$, ce qui peut s'interpréter comme une conséquence de l'incertitude sur la détermination du pic d'intercorrélation, d'autant plus grande que la fenêtre d'interrogation est petite.

On peut donc interpréter le bruit haute fréquence comme la conséquence de vecteurs faux présents dans le signal de vitesse et résultant d'erreurs dans la détermination du déplacement des particules. Pour étayer cette interprétation, on considère un signal temporel issu d'un anémomètre à fil chaud de fréquence d'échantillonnage 20 kHz sur 2000 points, correspondant au relevé temporel du signal de vitesse à la même coordonnée radiale que pour l'étude précédente par PIV. La vitesse moyenne sur les dix signaux relevés, une fois la calibration du fil chaud prise en compte, est égale à 23 m.s^{-1} . Le spectre moyen de turbulence associé à ces signaux est donné en figure 2.23, pour trois valeurs de sous-échantillonnage : un sous-échantillonnage de 1, correspondant au signal brut, un sous-échantillonnage de 2, correspondant à prendre un point sur deux du signal temporel (avant filtrage), et un sous-échantillonnage de 4, pour un point sur 4 du signal temporel. On constate que le signal brut (figure 2.23(a)) donne le même spectre après sous-échantillonnage : seule la fréquence maximale, dépendant de la fréquence d'échantillonnage, diminue lorsque le sous-échantillonnage augmente. On remarque également l'effet du filtrage après le sous-échantillonnage, qui conduit à une brusque chute du niveau spectral sur les derniers points du spectre. On a ensuite ajouté à ces mêmes signaux un bruit de densité de probabilité gaussienne fixée, dont l'effet spectral est illustré en figure 2.23(b). On constate que l'évolution spectrale est similaire à celle observée sur la figure 2.22(b) : à niveau de bruit constant, le niveau du spectre en haute fréquence est d'autant plus élevé que le sous-échantillonnage est élevé. Ceci traduit le fait que le niveau spectral du bruit ajouté minore le niveau spectral du signal complet, comme l'illustre la figure 2.24. Pour un bruit aléatoire de caractéristique gaussienne donnée, le niveau spectral associé est d'autant plus élevé que la fréquence d'échantillonnage est basse, puisque la même énergie est alors répartie sur une bande de fréquence plus étroite.

En revenant aux spectres issus des signaux PIV, le parallèle est immédiat : l'allure des spectres pour $IWS=8$ semble traduire la présence d'un bruit de mesure qui contamine la partie haute fréquence des spectres. On retrouve également le même comportement du niveau spectral vis-à-vis du sous-échantillonnage. Si la tendance est moins marquée dans le cas $IWS=16$, c'est que le niveau de bruit est moins élevé. La déviation haute fréquence des spectres peut alors être expliquée par la présence de quelques vecteurs faux induisant une perturbation spectrale de niveau non négligeable ainsi que par un effet de repliement spectral.

2.4.3 Conclusion

L'étude spectrale de signaux de vitesse issus d'une évaluation PIV donne des éléments d'information sur la dynamique que l'on peut attendre d'un tel système, et situe les erreurs de mesure dans le domaine fréquentiel. On a pu ainsi vérifier que la dynamique des signaux de vitesse obtenus est de l'ordre de 3 décades, ce qui est comparable à la dynamique obtenue dans l'étude PIVNET [77] sur un écoulement de couche limite turbulente.

On a également constaté que la précision de mesure diminue si la taille de la fenêtre d'interrogation diminue, et proposé une explication à l'allure en haute fréquence des spectres observés dans ce cas. La coupure spectrale liée à l'emploi d'une fenêtre d'interrogation de taille trop élevée a aussi été mise en évidence. Dans les conditions d'acquisition de l'expérience, l'emploi d'une fenêtre de taille $16 \text{ px} \times 16 \text{ px}$ apparaît adaptée. Cette taille de fenêtre sera utilisée pour les dépouillements des acquisitions dans les chapitres 3 à 5.

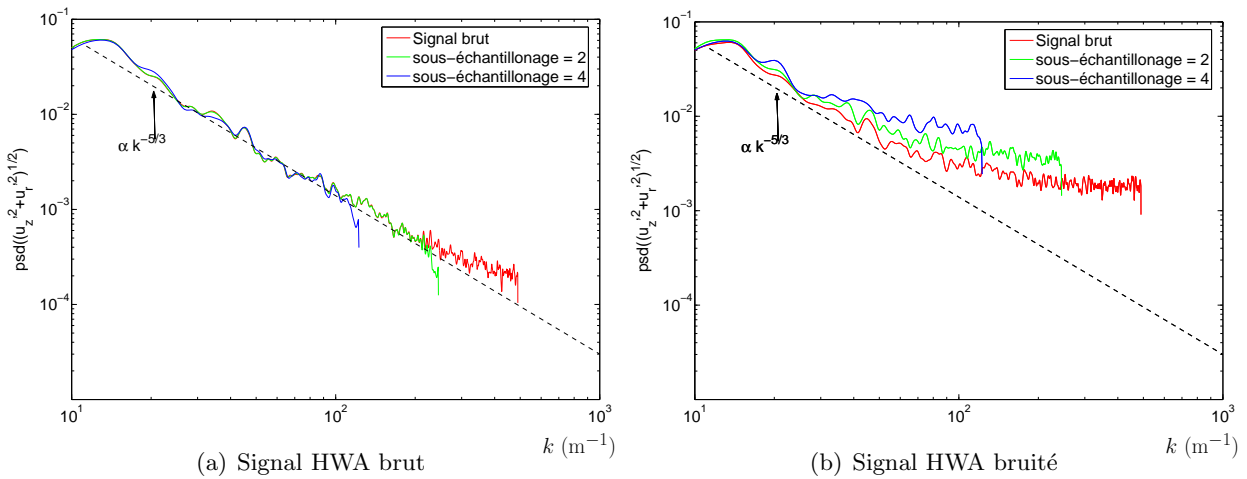


FIG. 2.23 – Mesures de spectres de vitesse par anémométrie à fil chaud

Effet du sous-échantillonnage sur l'allure du spectre des fluctuations de vitesse dans la couche de mélange, par mesure par anémométrie à fil chaud (HW). Le sous-échantillonnage par 2 du signal HW correspond au cas d'un overlap de 50% dans le cas de la PIV, et le sous-échantillonnage par 4 au cas d'un overlap de 75%. (a) Spectres calculés à partir du signal en sortie de pont anémométrique; (b) spectres du même signal après adjonction d'un bruit blanc.

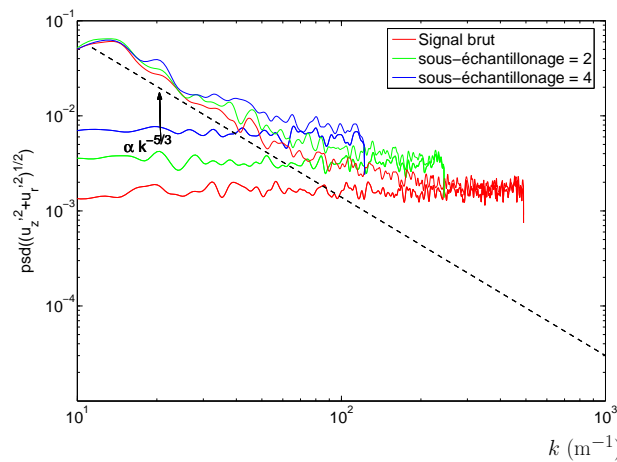


FIG. 2.24 – Effet de seuillage des spectres par le bruit adjoint

On retrouve les spectres bruités donnés en figure 2.23(b). On fait également figurer les spectres du bruit blanc ajouté aux signaux.

2.5 Post-traitement des données SPIV : détection systématique de vecteurs faux

Le post-traitement des données obtenues par SPIV passe par la détection de vecteurs faux, appelés *outliers*. Ces vecteurs résultent d'erreurs dans la détermination du maximum d'intercorrélacion de la paire d'images enregistrées par la caméra 1 et/ou par la caméra 2. Si le rapport signal sur bruit est identique pour les images issues des deux caméras, la probabilité d'une erreur liée à la caméra 1 seule est égale à la probabilité d'une erreur liée à la caméra 2 seule.

La détection d'*outliers* systématiques peut être aidée *a priori* par la spécificité de la technique SPIV. En effet, si on représente les cartographies (U_i, U_j) pour les différentes composantes des différents vecteurs vitesses d'un même champ 2D-3C, il est possible de distinguer l'espace des réalisations possibles et celui des réalisations peu probables. La figure 2.5 donne la représentation de toutes les occurrences de vitesse d'une cartographie instantanée, réalisée sur un jet axisymétrique de Mach $M_j = 0.9$ à la distance longitudinale $x/D = 7$ en aval de la tuyère, dans un plan transversal à l'écoulement. Le système d'axes choisi pour cet étude correspond à celui de la figure 1, confondant les axes x_1 et x . La figure 2.25(a) donne la représentation de la composante verticale du champ de vitesse U_3 en fonction de la composante horizontale U_2 , et les figures 2.25(b) et 2.25(c) donnent la représentation de la composante perpendiculaire au plan d'éclairage U_1 en fonction respectivement de U_2 et U_3 . Ces trois projections de l'espace tridimensionnel des vitesses (U_1, U_2, U_3) permettent une meilleure compréhension des phénomènes qu'une seule représentation en trois dimensions.

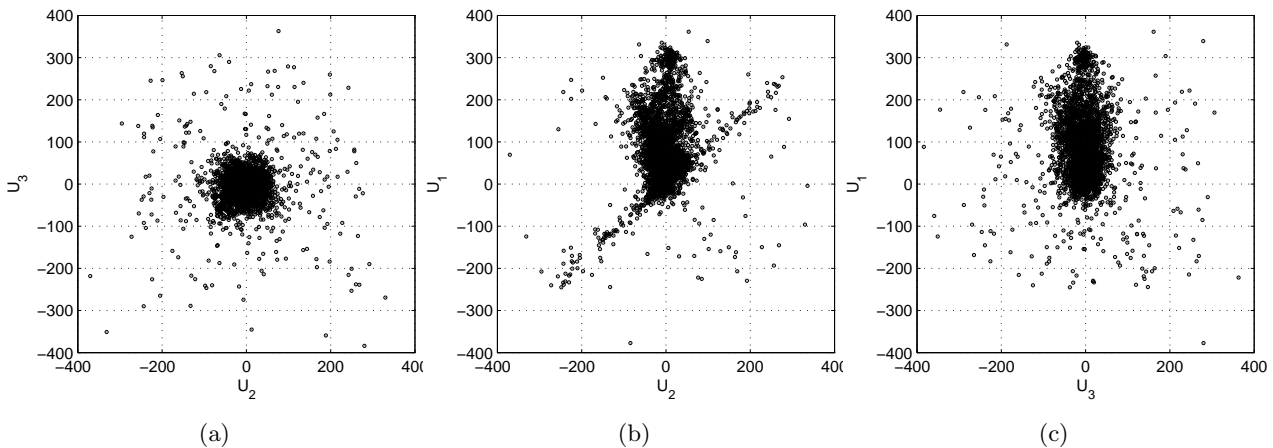


FIG. 2.25 – Cartographie des occurrences de vitesse sur un champ 2D-3C

Cartographie des occurrences de vitesse sur un champ 2D-3C. Taille de la fenêtre d'interrogation : $16px \times 16px$. Nombre de Mach du jet $M_j = 0.9$ et position longitudinale du plan d'acquisition perpendiculaire à l'axe du jet : $x/D = 7$

La figure 2.25(a) indique que la répartition des vitesses dans le plan (U_2, U_3) est centrée sur le point $(0,0)$, avec une distribution axisymétrique en moyenne autour de ce point. Ceci peut être expliqué par le fait que l'écoulement lui-même est axisymétrique dans ce plan, et qu'une valeur donnée de vitesse radiale moyenne $\overline{U}_r(r, \theta)$ sera décrite par des valeurs différentes de \overline{U}_2 et \overline{U}_3 selon le point (r, θ) considéré, pourvu que $\sqrt{\overline{U}_2^2 + \overline{U}_3^2} = \overline{U}_r$ (la composante orthoradiale de la vitesse étant nulle en moyenne). La distribution de la vitesse longitudinale U_1 , représentée sur les figures 2.25(b) et 2.25(c), s'étend des faibles valeurs de vitesse, typiquement 0 pour la zone d'entraînement éloignée, à des valeurs élevées obtenues dans le cône potentiel du jet, typiquement 300 m.s^{-1} .

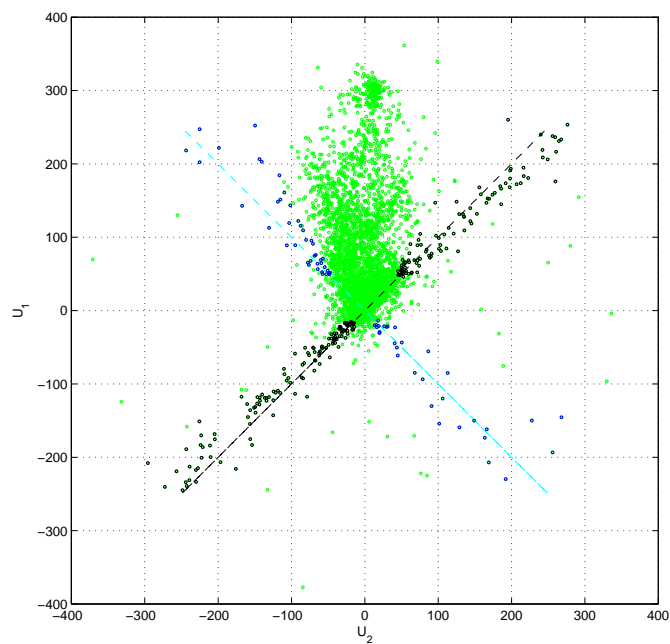
L'écoulement étudié ne présentant pas de zone de recirculation, les valeurs négatives de vitesse U_1

sont *a priori* douteuses. Si la répartition des valeurs négatives de la vitesse U_1 dans le plan (U_1, U_3) semble aléatoire (figure 2.25(c)), cette même répartition dans le plan (U_1, U_2) semble se concentrer en un lieu bien défini (figure 2.25(b)), que l'on peut aisément prolonger dans le domaine des U_1 positifs. La figure 2.26(a) illustre le lieu de concentration des points faux, qui semble être l'union de la droite d'équation $U_1 = U_2$ et de celle d'équation $U_1 = -U_2$. Sur cette figure sont représentés en noir les points semblant suivre approximativement la première droite, et en bleu ceux qui suivent la deuxième. La figure 2.26(b) représente la cartographie des vecteurs (U_2, U_3) correspondant à la figure 2.26(a) ; les vecteurs indiqués en noir et en bleu correspondent aux points de 2.26(a) de la même couleur. On illustre donc ici que les erreurs se situent principalement dans la zone extérieure du jet, où l'ensemencement est de faible densité pour des raisons de recirculation difficile. En effet, l'ensemencement extérieur n'a pu être réalisé qu'en favorisant au mieux la recirculation du jet principal, puisqu'un ensemencement direct par apport supplémentaire de traceurs - typiquement par un appareil générateur de fumée de spectacle - ne satisfaisait pas les conditions requises d'homogénéité. Il est à noter que les vecteurs noirs et bleus représentent une part importante des vecteurs faux de la cartographie 2.26(b). On constate de plus sur la figure 2.27(a) que ces vecteurs faux sont aléatoirement répartis dans le plan (U_3, U_2) , et que la densité de probabilité associée à la grandeur $|U| = \sqrt{U_2^2 + U_3^2}$, donnant le nombre d'occurrences d'une vitesse comprise entre $|U| - 5 \text{ m.s}^{-1}$ et $|U| + 5 \text{ m.s}^{-1}$ et représentée en figure 2.27(b), est considérablement diminuée pour les fortes valeurs de $|U|$.

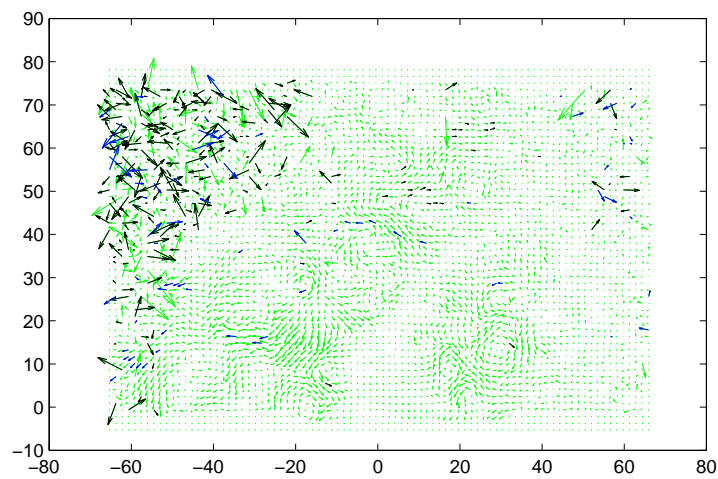
La loi $U_1 = \pm U_2$ s'explique par le principe de la SPIV d'une part et par l'arrangement géométrique des deux caméras d'autre part. Dans le cas de la SPIV, comme indiqué au chapitre 2.1.3, pour une acquisition, la paire d'images de chaque caméra est traitée séparément par une technique d'intercorrélation identique à celle qui est employée en PIV standard, avant de confronter les deux champs de vecteurs à deux composantes pour déterminer le triplet de composantes du vecteur vitesse. Rappelons que les vecteurs faux décelés ici affectent une zone extérieure au jet, où les déplacements des traceurs sont petits. Si le déplacement calculé pour une fenêtre d'interrogation des images acquises par la caméra 1, par exemple, est juste et donc très petit, et si le déplacement calculé pour la même fenêtre d'interrogation des images acquises par la caméra 2 est grandement sur-évalué en raison d'un fort niveau de bruit sur les niveaux d'intercorrélation, le déplacement résultant sera orienté dans la direction de l'axe de la caméra 1. Tout se passe en effet comme si la caméra 1 ne voyait pas de déplacement des particules contenues dans la fenêtre d'interrogation alors que la caméra 2 décelait un déplacement notable.

Or dans notre montage expérimental, l'angle que forme chaque caméra avec le plan d'acquisition est de 45° , l'angle entre les deux caméras étant de 90° . Ceci implique qu'un vecteur vitesse orienté selon l'axe d'une caméra aura une composante U_2 égale en valeur absolue à la composante hors-plan U_1 , la composante U_3 étant quelconque. Ce constat est illustré par le schéma de la figure 2.28.

On peut remarquer à ce stade que la distribution des points faux semble inhomogène. Plus de points faux en effet semblent suivre la droite d'équation $U_1 = U_2$ que la droite symétrique $U_1 = -U_2$. Les images issues de la caméra 2 génèrent donc plus de vecteurs faux que les images issues de la caméra 1. L'examen des cartographies de vecteurs vitesse issus des paires d'image de la caméra 1 et de la caméra 2, représentées sur les figures 2.29 (a) et (b), confirme cette analyse : les images issues de la caméra 2 présentent un éclaircissement plus élevé qui pose problème dans les zones de faible densité d'ensemencement, problème traduit par la diminution de la valeur du rapport entre le pic principal d'intercorrélation et le pic secondaire (figures 2.29 (c) et (d)). Si les deux caméras utilisées et les deux optiques sont identiques, les filtres placés sur les optiques sont en revanche différents ; il semble donc que le filtre de la caméra 1 soit plus étroit que le filtre placé sur la caméra 2.



(a)



(b)

FIG. 2.26 – Distribution (U_1, U_2) sur un champ 2D-3C

La cartographie donnée en (a) illustre un biais systématique repéré par les droites d'équation $U_1 = \pm U_2$, et la cartographie (b) donne la répartition des vecteurs faux détectés par cette méthode (en noir) dans le plan d'acquisition perpendiculaire à l'axe du jet.

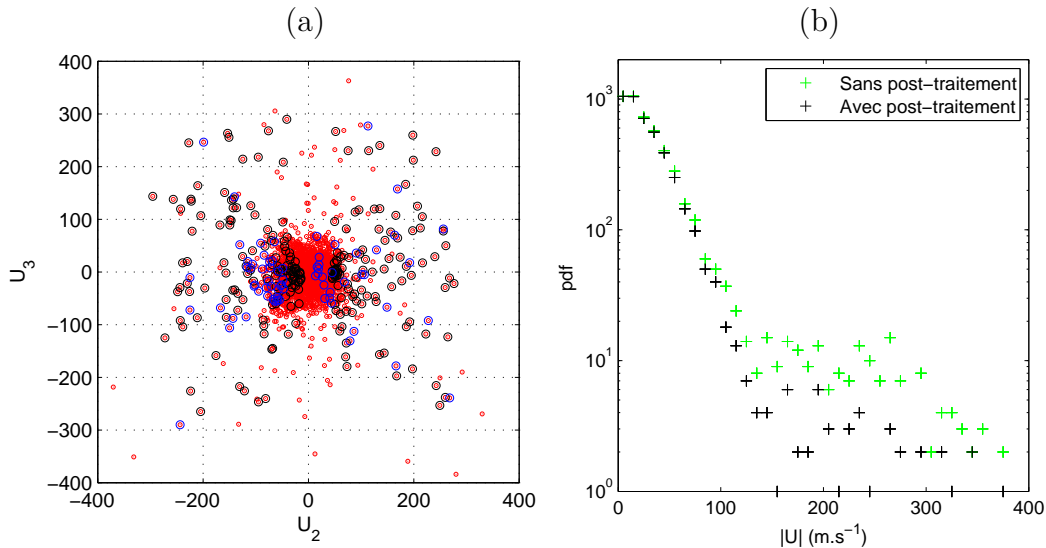


FIG. 2.27 – Distribution (U_3, U_2) sur un champ 2D-3C

(a) Illustration des points faux de la figure 2.26 dans le plan (U_3, U_2) , et (b) Densité de probabilité des occurrences de $|U| = \sqrt{(U_2^2 + U_3^2)}$ dans l'espace des vitesses, avec et sans correction du biais systématique.

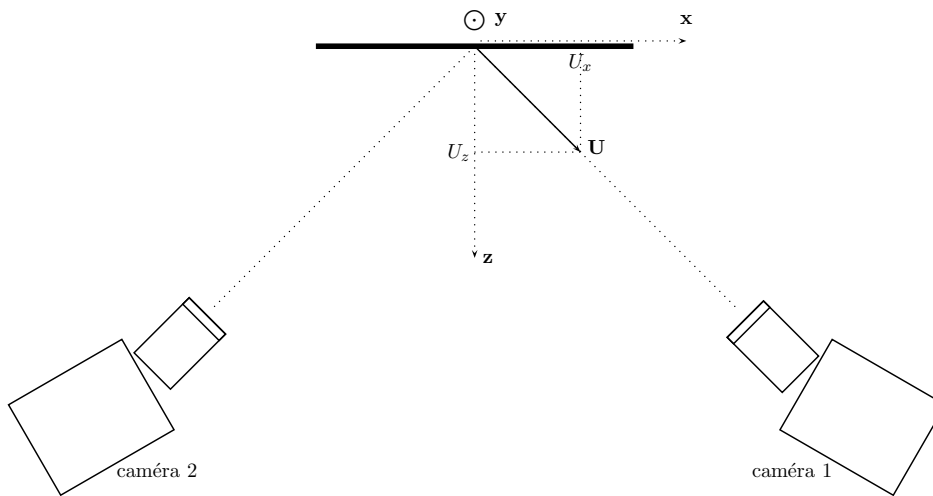


FIG. 2.28 – Illustration de la nature du comportement des vecteurs faux selon la loi $U_1 = \pm U_2$

Deux méthodes permettent dans ce cas de réduire le nombre de vecteurs faux. La première consiste à imposer une fenêtre d'interrogation plus grande, pour que le calcul de corrélation soit effectué avec un signal plus étoffé, c'est à dire avec plus de traceurs dans chaque fenêtre. Cette méthode donne des résultats satisfaisants au regard de la répartition des composantes de vitesse dans le plan (U_2, U_1) , représentée en figure 2.30(b). On constate que le biais systématique $U_1 = \pm U_2$ est marginal, puisqu'il concerne désormais uniquement quelques points.

Une autre approche est d'augmenter la densité des traceurs. Cet objectif est délicat à atteindre dans la mesure où la zone problématique est la zone d'entraînement du jet : il est donc nécessaire de réaliser un ensemencement dense de tout le volume de la chambre anéchoïque. Or le risque de dépôt conséquent d'huile d'olive sur les parois de laine de verre de la chambre anéchoïque pose le problème de la pérennité de cette méthode : il semble en effet inenvisageable de mener des campagnes d'essais dans des conditions destructives du moyen de mesure. Néanmoins, un essai ponctuel a été

mené pour déterminer la densité d'ensemencement adéquate. Le résultat présenté en figure 2.30(c) illustre que la densité de l'ensemencement est bien le paramètre critique de cette étude, puisqu'une densité correcte de particules dans la zone de recirculation permet de minimiser le biais décrit dans ce paragraphe. Il semble donc nécessaire, à l'avenir, de procéder à un ensemencement de l'ensemble du volume de la chambre sourde pour atteindre une finesse de dépouillement suffisante. Dans les conditions d'acquisitions relatives à la présente étude, la densité standard de traceurs dans la zone d'entraînement est comparable aux conditions réunies pour la figure 2.30(a).

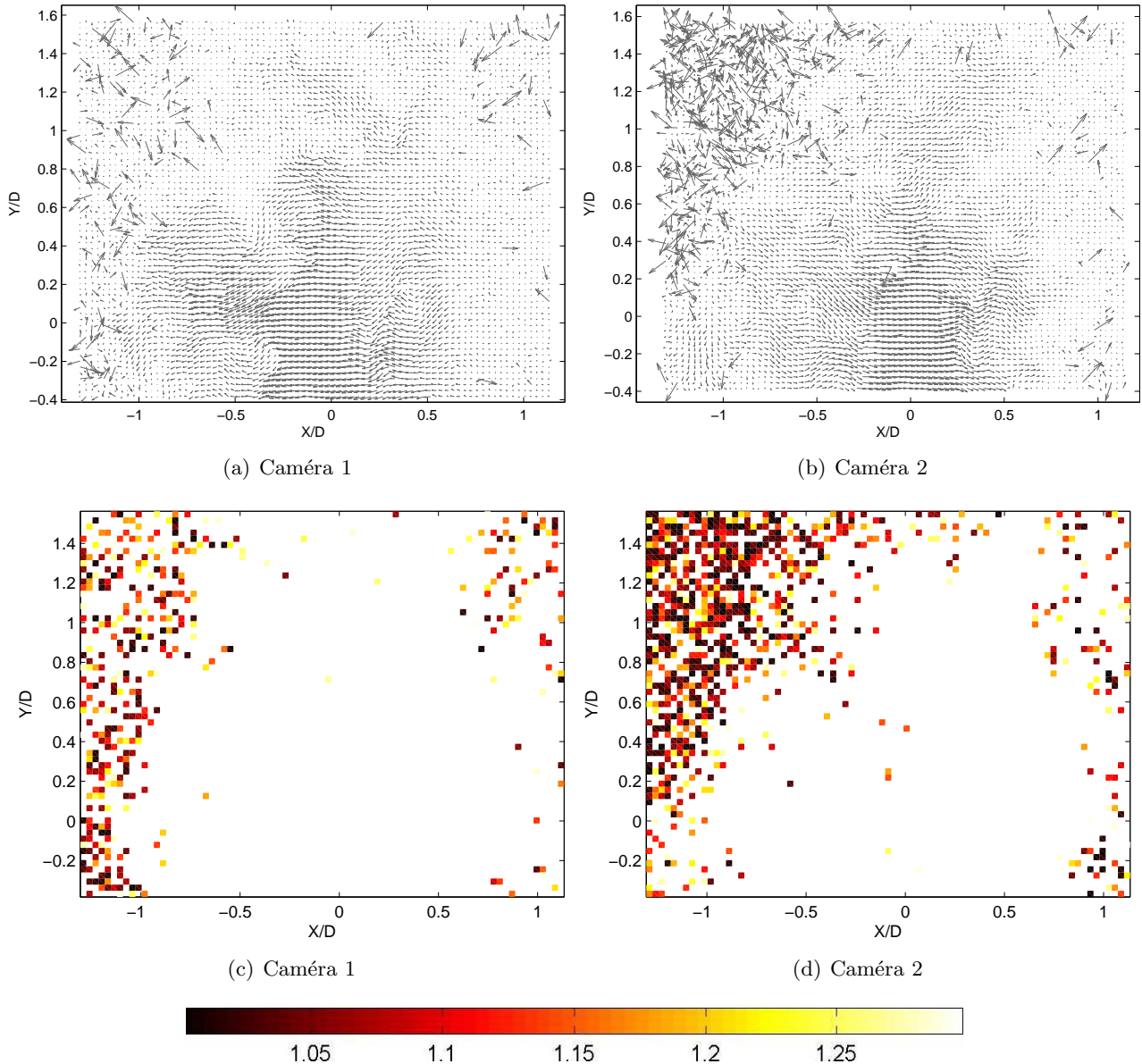


FIG. 2.29 – Cartographie des vitesses (U_2, U_3) et du rapport signal sur bruit sur deux champs 2D-2C

Avant la reconstruction du champ 2D-3C donné en figure 2.26(b), le champ de vecteurs de chaque caméra est analysé ((a) et (b)). Le rapport entre le pic principal d'intercorrélacion et le pic secondaire est également représenté pour ces deux acquisitions ((c) et (d)). Le calcul est mené à titre d'illustration sur les images brutes sans correction géométrique.

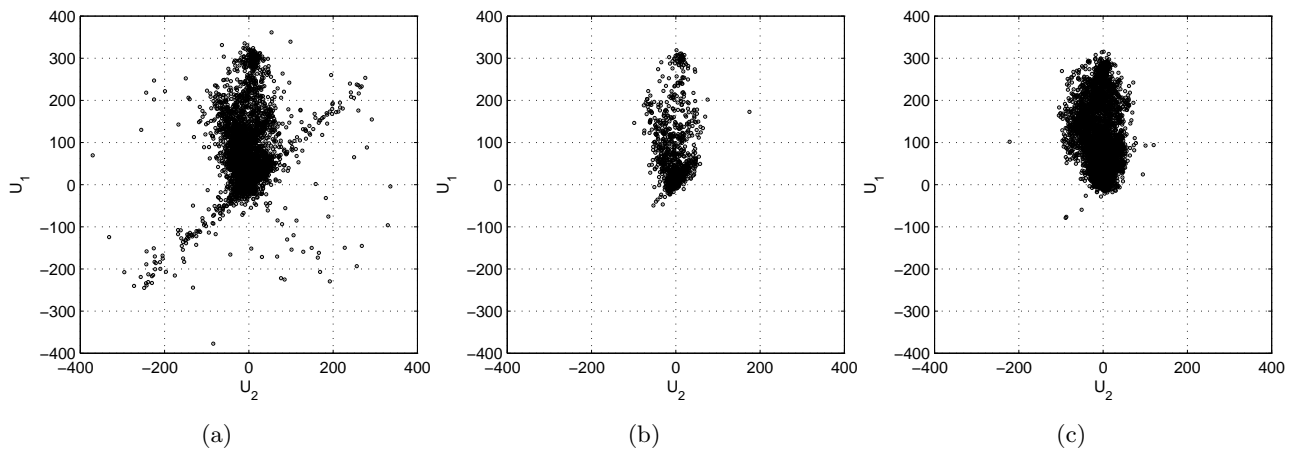


FIG. 2.30 – Cartographie des occurrences de vitesse sur un champ 2D-3C

La présence des vecteurs faux induits par le biais systématique décrit dans ce paragraphe est fonction des paramètres de dépouillement :

- *Taille de la fenêtre d'interrogation : (a) et (c) $16px \times 16px$, (b) $32px \times 32px$,*
- *Conditions d'ensemencement : (a) et (b) standard, (c) dense.*

Jet $M_j = 0.9$ et position longitudinale du plan d'acquisition : $x/D = 7$

2.6 Détection de structures tourbillonnaires dans une acquisition PIV

2.6.1 Définition d'une méthode de détection

Le développement d'un jet dans un écoulement transverse donne naissance à trois types de structures rappelées par Hasselbrink *et al.* [39]. On distingue les structures émanant de la modification des instabilités du jet par l'écoulement transverse selon [22], conduisant à la génération de paires de tourbillons contrarotatifs se développant dans le sillage du jet, et les structures produites par l'interaction entre le jet et l'écoulement transverse, comme l'allée tourbillonnaire en aval du jet et les tourbillons dits "en fer à cheval". Ces différentes structures sont représentées sur la figure 2.31.

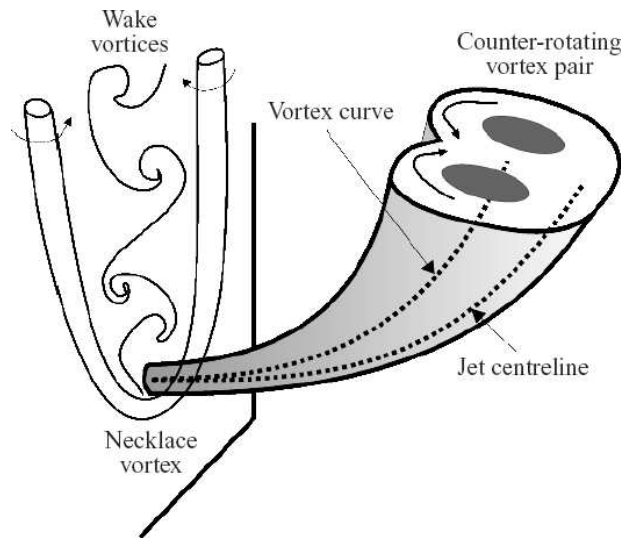


FIG. 2.31 – Développement d'un jet dans un écoulement transverse

Représentation des trois types de structures classiques produites par l'interaction entre un jet et un écoulement transverse. Extrait de de Hasselbrink et al. [39]

L'impact d'un microjet sur la couche de mélange du jet principal peut être comparé au développement d'un jet dans un écoulement transverse : dans un cas l'écoulement est libre, dans l'autre la présence d'une paroi impose des conditions aux limites d'adhérence, mais dans les deux cas un jet est introduit selon un angle donné dans un second écoulement dont l'échelle caractéristique est d'un ordre de grandeur plus élevé que celle du (micro)jet.

Ainsi, dans le cas du contrôle par microjets, le champ de vitesse dans la couche de mélange peut porter la trace des structures générées par l'impact des microjets. Ce champ de vitesse peut être étudié de manière statistique par décomposition de Reynolds, et cette modification de la dynamique des structures aura comme conséquence un changement dans les champs de vitesses moyennes et turbulentes. Une autre approche consiste à identifier les structures tourbillonnaires sur chaque champ et à en déduire des informations statistiques comme le nombre, la position, ou l'échelle caractéristique de ces structures.

Un grand nombre de critères ont été définis pour permettre ce type d'étude : la multiplicité des critères relate l'absence de définition formelle de ce qu'est une structure cohérente. Pour l'ensemble de ces critères, une fonction indicatrice, reposant généralement sur le calcul de gradients de vitesse, transforme le champ de vecteurs en un champ de scalaires. Celui-ci est ensuite généralement seuillé : les valeurs supérieures au seuil correspondent aux points situés dans une structure tourbillonnaire. Parmi ces critères, on peut citer la vorticité, le critère Q [30], le critère λ_2 [49], ou le critère Γ_2 [35].

Les critères Q et λ_2 nécessitent de connaître en chaque point du champ de vitesses le tenseur des gradients de vitesse ; le critère de maximum local de vorticité demande de calculer au moins une des trois composantes de vorticité. Ces contraintes sont problématiques dans le cas du traitement d'acquisitions PIV, dans la mesure où :

- les vitesses sont mesurées uniquement dans un plan - celui du faisceau de lumière - dans notre cas, alors que l'écoulement est tridimensionnel : on ne peut donc calculer que 6 des 9 valeurs du tenseur des gradients de vitesse dans le cas d'une SPIV, 4 dans le cas d'une PIV classique. La diagonale du tenseur des gradients de vitesse peut être complétée, sous l'hypothèse d'écoulement incompressible, puisque deux des trois termes impliqués dans l'équation de conservation de la masse peuvent être calculés directement.
- le calcul des gradients du champ des vitesses instantanées peut être soumis à un niveau de bruit localement élevé.

Le critère intégral Γ_2 est quant à lui défini en chaque point du champ de vitesse par :

$$\Gamma_2(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \sin(\theta_{PM}) dS \quad (2.19)$$

où on calcule, en tout point M d'une surface S centrée sur le point P , la valeur de l'angle θ_{PM} entre la différence de vitesses $\mathbf{u}(M) - \mathbf{u}(P)$ et le vecteur \mathbf{PM} . La détection des structures est donc effectuée dans un repère relatif au centre de la structure, puisque toutes les vitesses $\mathbf{u}(M)$ sont ramenées dans ce repère par la soustraction de la vitesse d'entraînement $\mathbf{u}(P)$. Dans l'application à un champ de vecteurs vitesse bidimensionnel résultant d'une acquisition PIV, la sommation sur la surface S est discrète, donnée par la formule (11) de Graftieaux *et al.* [35]. Le nombre de points N inclus dans cette surface S dépend directement de la dimension caractéristique de la surface S . La figure 2.32 donne une illustration du calcul de la valeur de Γ_2 dans le cas d'une surface S correspondant à un disque de rayon r . On y trouve plusieurs ensembles de points correspondant aux points du maillage PIV où les vitesses sont calculées : chaque ensemble, représenté par un symbole donné, regroupe les points situés à la même distance du point de calcul P . Ces ensembles de points ont donc chacun un cercle comme support, et l'accroissement de la surface S correspond à l'ajout d'un nouveau support de points sur lequel le calcul sera mené.

Comme la fonction Γ_2 décrit la nature de l'écoulement en terme du rapport entre le taux de déformation et le taux de rotation, il est alors possible de détecter les zones où ce rapport est faible en valeur absolue, c'est-à-dire où l'écoulement est dominé par la présence d'une structure tourbillonnaire. L'étude analytique de la fonction Γ_2 montre que, sous hypothèse d'incompressibilité du champ de vitesse, il existe un seuil indépendant de l'énergie contenue par ces structures qui est égal à $2/\pi$: si la fonction Γ_2 dépasse ce seuil, la présence d'une structure est décelée.

La pertinence de l'approche intégrale par la fonction Γ_2 est illustrée en figure 2.33. On compare sur cette figure le champ de vorticité instantanée et le champ des valeurs prises par la fonction Γ_2 sur une coupe transversale d'un jet à Mach $M = 0.9$    la position longitudinale $X/D = 3$. On indique par une croix \times les points où la vorticité instantanée est supérieure à un seuil arbitraire dans le cas de la figure 2.33(b) ; ces croix indiquent la position des maxima locaux suffisamment élevés de la fonction Γ_2 pour la figure 2.33(d).

On constate que la cartographie de vorticité calculée avec un schéma centré d'ordre 2 est légèrement bruitée, ce qui induit des valeurs localement élevées de la vorticité qui ne sont pas liées à une structure tourbillonnaire, notamment dans le coin supérieur gauche de la cartographie. D'autre part, on remarque que la cartographie des valeurs de Γ_2 est bien moins bruitée, puisque la valeur en chaque point provient d'une somme discrète sur un ensemble de voisins. De plus, le critère Γ_2 ne fait pas intervenir la norme des vitesses par définition, mais considère uniquement leur orientation relative par rapport au point de calcul courant. Ceci permet d'être très peu sensible au bruit de mesure, comme l'illustre les faibles valeurs de Γ_2 obtenues dans le coin supérieur gauche, là où la vorticité, sensible elle    la norme de la vitesse, prend des valeurs supérieures au seuil fixé.

D'autre part, l'examen visuel des cartographies de Γ_2 révèle que les maxima locaux semblent indiquer des zones d'organisation de l'écoulement sur des échelles de l'ordre de l'épaisseur de la

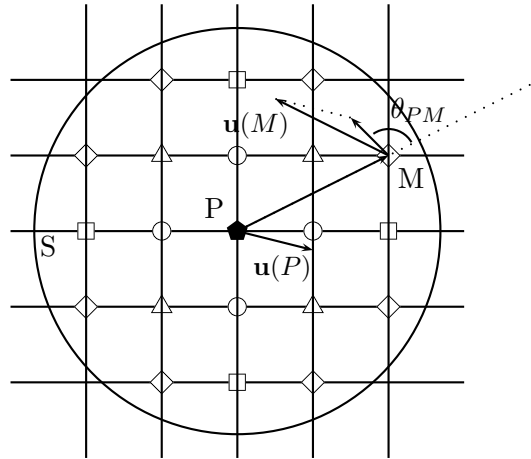


FIG. 2.32 – Calcul du critère intégral Γ_2 sur un champ de vecteurs discret issu d’une acquisition PIV. Chaque type de symbole est utilisé pour signaler un ensemble de points situés à la même distance du point central P : l’accroissement de la surface S correspond donc à l’ajout d’un nouvel ensemble de points, ou couche. L’angle θ_{PM} entre les vecteurs \mathbf{PM} et $\mathbf{u}(M) - \mathbf{u}(P)$ est déterminé en chaque point M de S , puis la somme des $\sin(\theta_{PM})$ est formée.

couche de mélange. Ce critère Γ_2 semble donc particulièrement adapté à la détection des structures tourbillonnaires, qui dans notre cas correspondent aux structures longitudinales de l’écoulement.

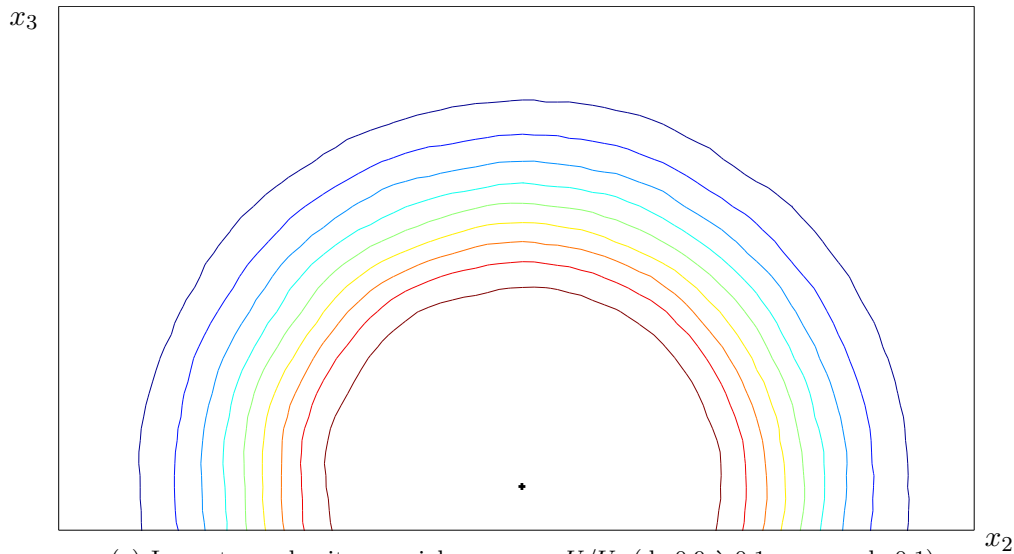
2.6.2 Estimation de la taille des tourbillons

Il est également possible d’estimer la taille de la structure tourbillonnaire par ce procédé. L’étude de Graftieaux *et al.* [35] sur un tourbillon circulaire de type Lamb–Oseen a montré que l’estimation de la taille des tourbillons dépend peu du nombre de points contenus dans la surface S . Néanmoins, il convient de déterminer la valeur caractéristique du nombre de points dans la surface S adapté à la taille réelle de la structure tourbillonnaire, sans quoi la prise en compte de points complètement décorrélés du point de calcul parce que trop éloignés de lui pourraient altérer la pertinence de la méthode. On choisit donc dans la suite une surface de sommation pour le calcul de Γ_2 telle que la distance entre le point de calcul et le point le plus extérieur de S soit de l’ordre de $\delta_\theta/2$. Dans le cas de l’étude du jet de mach $M_j = 0.9$ des chapitres 4 et 5, le nombre de couches typique dépend donc de la position longitudinale du plan d’étude.

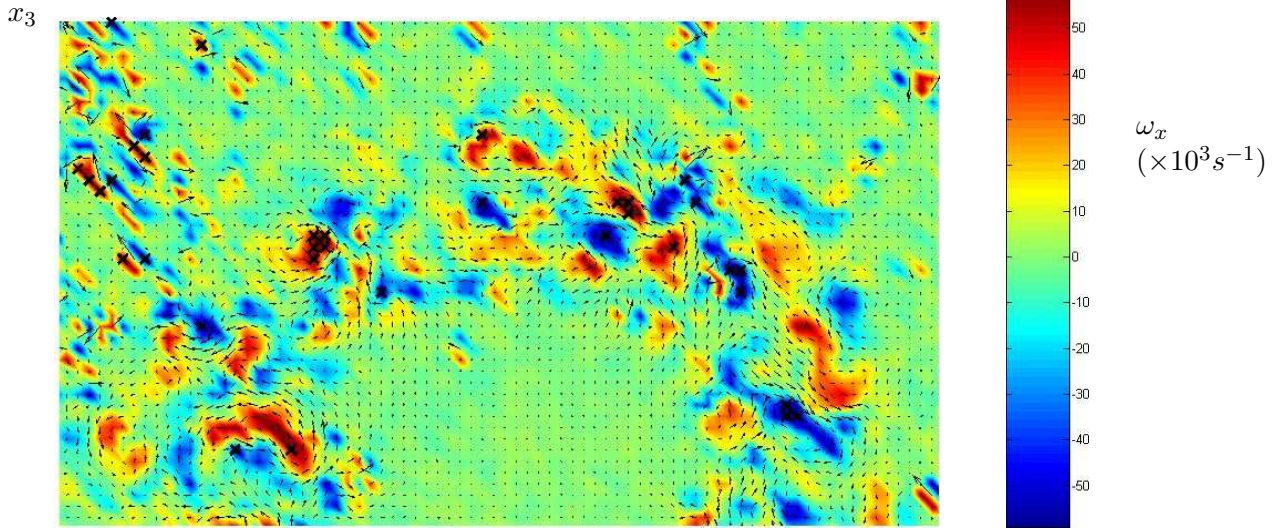
L’estimation de la taille de la structure est obtenue par la caractérisation du contour $\Gamma_2 = \text{seuil}$ autour du maximum local, où la valeur du seuil est indépendante de l’intensité du tourbillon. Cette méthode permet donc de filtrer la détection des structures, en ne retenant que celles qui ont une échelle significative, et en s’affranchissant ainsi des problèmes de bruit résiduel.

2.6.3 Estimation de la force des structures

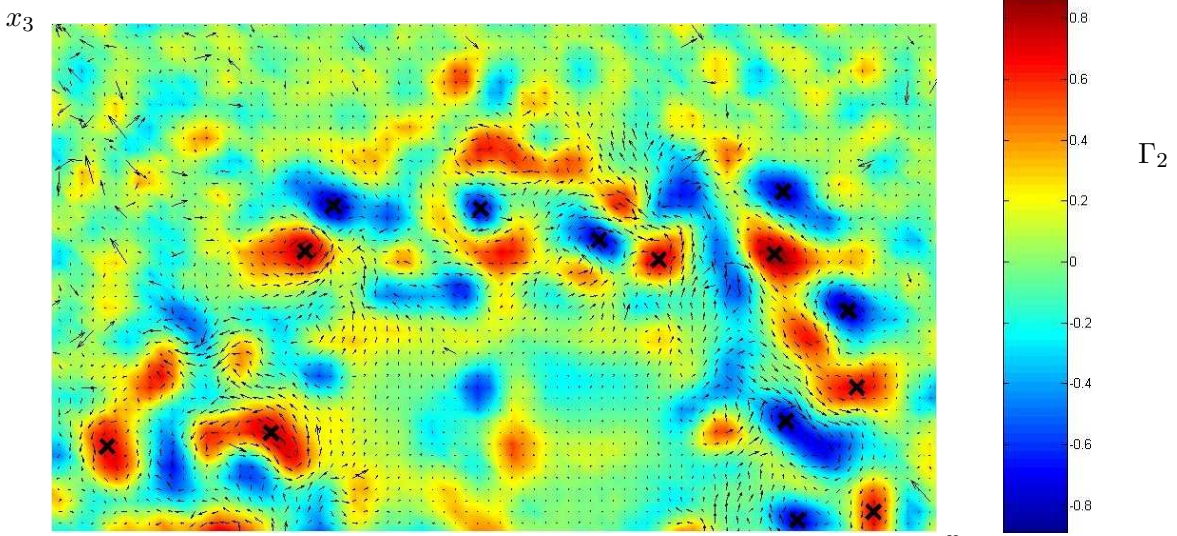
Le critère Γ_2 repose uniquement sur l’orientation du champ de vitesse local par rapport à un point donné, et est indépendant de la norme des vitesses impliquées. Pour évaluer la force d’une structure localisée en un point P , on procède dans cette étude à une estimation de la circulation de la vitesse dans le repère associé au point P sur le contour déterminant la taille de la structure, c’est à dire le contour tel que $\Gamma_2 = \text{seuil}$.



(a) Isocontours de vitesse axiale moyenne U/U_j (de 0.9 à 0.1 par pas de 0.1)



(b) Cartographie de vorticité issue d'un champ instantané



(d) Cartographie des valeurs de Γ_2 issue d'un champ instantané

FIG. 2.33 – Cartographies de vorticité et de Γ_2 dans un champ de vitesse instantannée.

Ces deux méthodes de détection des structures tourbillonnaires dans un champ de vitesse associé au champ de vitesses moyennes donné en (a) ($X/D=3$ et $M_j=0.9$) : (b) Cartographie de vorticité, (c) cartographie de Γ_2 . Dans chaque cas les croix \times indiquent le

2.7 Conclusion

Une synthèse sur la technique de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV), réalisée dans le cadre de ce travail, permet d'illustrer les spécificités de cette méthode de mesure optique. Certaines de ces particularités sont intrinsèquement liées à la méthode et sont indépendantes des paramètres technologiques que constituent la qualité des optiques d'acquisition ou la définition des capteurs matriciels (CCD ou CMOS).

L'effet de mouvement perpendiculaire à la tranche LASER est un exemple d'effet intrinsèque à la PIV. La caractérisation du biais induit sur la mesure de la vitesse du fluide a été réalisée dans le cas d'un jet axisymétrique de Mach $M_j = 0.1$, par l'analyse des résultats issus de mesures PIV et PIV stéréoscopique (SPIV) dans un plan perpendiculaire à l'axe du jet. Une correction analytique, définie dans des études antérieures pour les champs de vitesse moyenne, a été étendue ici aux valeurs rms des fluctuations de vitesse. Dans la configuration d'acquisition de la présente étude, le biais de parallaxe induit une erreur relative approximativement égale à 5% sur les maxima de corrélation de vitesse, les grandeurs de référence étant issues de l'acquisition SPIV. Dans la mesure où l'acquisition PIV a été réalisée en plaçant une caméra et un dispositif de protection de celle-ci dans le jet, ce procédé reste réservé aux écoulements à vitesse modérée.

Un autre aspect caractéristique de la technique de PIV est l'erreur relative induite par les gradients de vitesse dans l'écoulement sur la détermination de la vitesse locale. Dans des conditions d'acquisition standard, cette erreur dépend uniquement des paramètres de traitement des images. En modifiant ces paramètres et en adaptant l'image en conséquence, on a obtenu plusieurs estimations de la vitesse du fluide en un point donné d'une image donnée. Ces évaluations multiples ont permis la construction d'un estimateur de l'erreur aléatoire sur la vitesse, qui est une fonction croissante du gradient moyen local de la vitesse (caractéristique connue de l'erreur aléatoire). Cette méthode pourrait avantageusement être complétée par une méthode de type Monte-Carlo, afin de comparer l'erreur aléatoire à l'estimateur obtenu par la présente étude, sur un même ensemble d'images.

De plus, l'influence des paramètres de dépouillement que sont la taille de la fenêtre d'interrogation et le recouvrement de ces fenêtres a été évaluée selon une approche spectrale sous hypothèse de simple convection de la turbulence. Les spectres, dont la dynamique dans la couche de mélange atteint plusieurs décades, sont en accord avec les spectres obtenus par anémométrie à fil chaud. Deux effets de la taille de la fenêtre d'interrogation (IWS) ont été caractérisés :

- pour les grandes valeurs de IWS, l'effet typique est l'atténuation des niveaux spectraux associée à la coupure fréquentielle de la fenêtre.
- pour les faibles valeurs de IWS, on constate une augmentation du niveau spectral aux hautes fréquences, qui constitue un artefact de mesure. On a pu attribuer l'origine de ce phénomène à l'augmentation de l'erreur relative sur la détermination de la vitesse, conséquence de la diminution de la population de particules dans chaque fenêtre d'interrogation et de l'appauvrissement du signal d'intercorrélacion.

Nous avons également présenté des outils d'analyse des champs instantannés issus d'acquisition PIV. Une méthode de détection systématique des vecteurs faux d'une acquisition SPIV est notamment proposée. Elle repose sur l'examen des occurrences de vitesses dans l'espace des composantes de vitesses (u_i, u_j) . Selon la configuration retenue pour le positionnement des deux caméras, une de ces trois cartographies peut présenter une anomalie caractéristique indiquant que les signaux de vitesse issus des deux caméras sont localement décorrés. Cette décorrélation peut par exemple résulter d'une trop faible densité de traceurs.

Enfin, une méthode existante d'analyse des structures dans un champ instantané a été adaptée à l'étude des champs transversaux d'un jet axisymétrique. Les résultats de cet outil sont présentés dans les chapitres suivants.

Chapitre 3

Étude par SPIV d'un jet à Mach $M_j = 0.9$

Ce chapitre concerne la mesure des grandeurs caractéristiques de l'écoulement de référence que constitue un jet de Mach $M_j = 0.9$ et de diamètre $D = 50$ mm. Ces grandeurs sont comparées aux résultats de mesures semblables, disponibles dans la littérature. L'objectif de cette étude est de vérifier que les valeurs obtenues ici sont en accord avec ces résultats, ce qui permettra de valider l'adaptation de la technique de mesures au cas de la présente recherche sur les microjets impactants.

Les propriétés du champ de vitesse moyenne de l'écoulement ont été établies à partir de mesures réalisées pour des positions longitudinales de $1D$ à $7D$ par pas de $1D$; l'ensemble constitué des caméras et du LASER était placé sur un chariot aligné avec l'axe du jet, permettant ainsi le déplacement du système d'acquisition et la réalisation d'une seule calibration pour l'ensemble des acquisitions. Le dépouillement a été réalisé avec les paramètres $IWS = 16$ et $OV = 0$, ce qui conduit à une résolution spatiale égale à $0.03D$.

Des acquisitions ont également été réalisées aux positions longitudinales $1D$, $3D$ et $7D$, avec une adaptation de la taille du champ à la dimension transversale du jet pour améliorer la résolution spatiale des mesures. Le tableau 3.1 indique la taille du champ considéré pour chaque position longitudinale, avec la résolution associée à un dépouillement PIV avec une fenêtre d'interrogation de 16×16 pixels, sans overlap ($IWS = 16$ et $OV = 0$). Ces mesures servent à l'étude détaillée des champs de vitesse fluctuante ainsi qu'au calcul des échelles intégrales de corrélation. C'est également à ces positions longitudinales que l'effet des microjets a été mesuré (voir le chapitre 4).

Position longitudinale	1D	3D	7D
Dimension horizontale du champ (mm)	74.3	102.4	131.3
Dimension verticale du champ (mm)	46.4	63.3	83.4
Résolution (en pourcentage du diamètre du jet)	1.69	2.30	3.1

TAB. 3.1 – Étendue spatiale et résolution de l'acquisition SPIV pour les trois positions longitudinales de mesures approfondies.

3.1 Champs de vitesse moyenne

Dans ce paragraphe, les résultats obtenus pour le champ moyen de vitesse dans le cadre de cette étude sont comparés aux résultats disponibles dans les publications scientifiques. L'objectif de cette comparaison est de s'assurer que les mesures réalisées sont représentatives de l'écoulement au sein du jet. Depuis Davies *et al.* [27], des paramètres de similitude ont été donnés pour décrire les caractéristiques de l'écoulement moyen dans les premiers diamètres du développement du jet. Par exemple, la représentation la plus usuelle des profils radiaux de vitesse axiale moyenne implique

d'adimensionner la vitesse locale du jet par la vitesse dans le cône potentiel, et d'adimensionner l'abscisse r en faisant appel à $R_{1/2}$, valeur du rayon à laquelle on trouve une vitesse axiale moyenne égale à la moitié de la vitesse dans le cône potentiel, et à δ est une mesure de l'épaisseur de couche de mélange. L'abscisse adimensionnelle est alors $(r - R_{1/2})/\delta$. Le paramètre D , diamètre du jet, n'intervient pas ici puisqu'on peut considérer que tant que δ est d'un ordre de grandeur inférieur à D , la dynamique de la couche de mélange est indépendante de ce paramètre.

Plusieurs définitions ont été introduites pour évaluer l'épaisseur de la couche de mélange. On peut déterminer l'épaisseur de quantité de mouvement δ_θ et l'épaisseur de vortacité δ_ω , définies par les formules suivantes :

$$\delta_\theta = \int_0^\infty \frac{\overline{U_x}(r_0)}{U_j} \left(1 - \frac{\overline{U_x}(r_0)}{U_j}\right) dr_0 \quad (3.1)$$

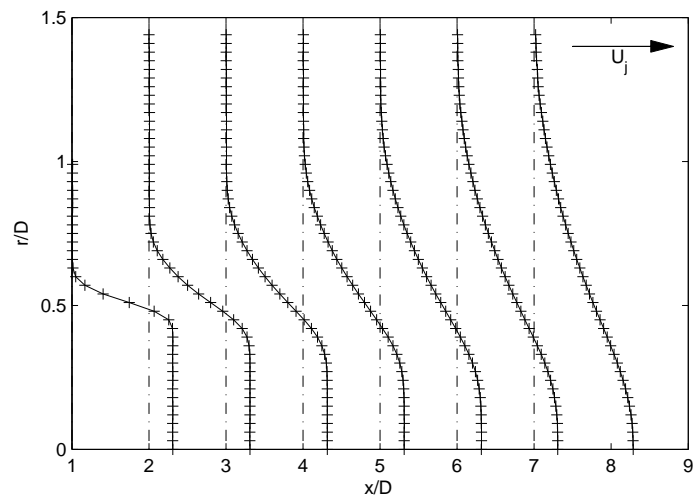
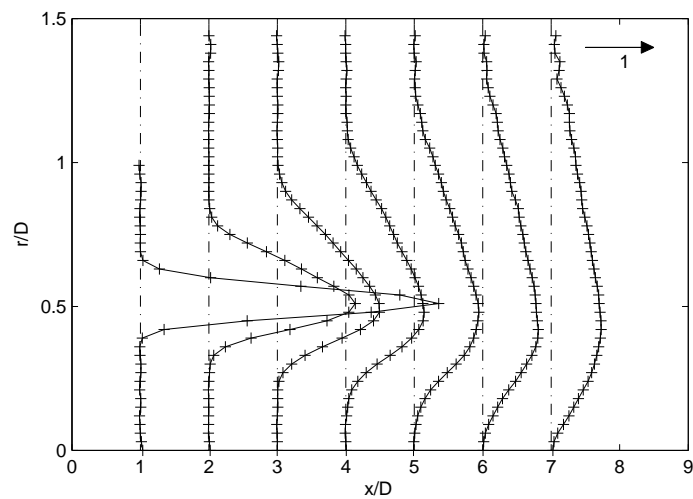
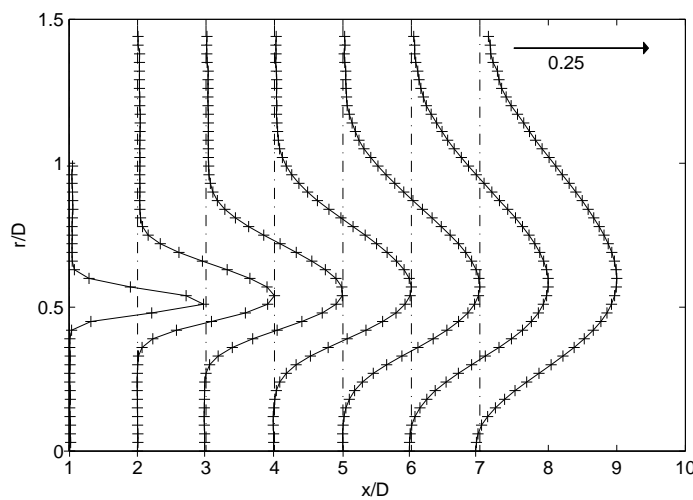
$$\delta_\omega = \frac{1}{\omega_{\max}} \int_0^\infty \omega(r_0) dr_0 \quad (3.2)$$

$$\approx \frac{1}{\left(\frac{\partial \overline{U_x}}{\partial r}\right)_{\max}} \int_0^\infty \left(\frac{\partial \overline{U_x}}{\partial r}\right)_{r_0} dr_0 \quad (3.3)$$

où $\overline{U_x}$ est la vitesse axiale moyenne, U_j est la vitesse dans le cône potentiel, et ω est la vortacité azimutale. De plus, certains auteurs estiment la distance radiale entre deux points R_α et R_β tels qu'en ces points la vitesse moyenne vaille respectivement αU_j et βU_j . Classiquement on trouve $\alpha = 0.95$ et $\beta = 0.10$ [3], valeurs associées à $\delta_{R_{0.95}}$. Enfin, on peut estimer le taux de croissance de l'épaisseur de vortacité par l'inverse du maximum du gradient de vitesse dans une représentation normalisée $\frac{\overline{U_x}}{U_j} = f((r - R_{1/2})/x)$. Le paramètre x du dénominateur précédent correspond à la position longitudinale du profil de vitesse considéré ; d'autres auteurs [3] préconisent l'emploi du paramètre $x - x_0$, introduisant l'origine fictive de la couche de mélange. On rappelle dans le paragraphe suivant que cette approche est équivalente à la représentation $\frac{\overline{U_x}}{U_j} = f((r - R_{1/2})/\delta)$, compte-tenu de l'évolution de l'épaisseur de la couche de mélange avec x .

3.1.1 Évolution longitudinale de l'épaisseur de couche de mélange.

L'estimation de l'épaisseur de couche de mélange passe par la sommation d'une quantité moyenne représentative de l'écoulement dans une section donnée, comme indiqué par les formules (3.1) et (3.2). La figure 3.1 illustre les profils de vitesse axiale moyenne pour différentes positions longitudinales, et les grandeurs nécessaires au calcul de l'épaisseur de quantité de mouvement (figure 3.1(c)) et de vortacité (figure 3.1(b)). Ces profils résultent d'une moyenne azimutale effectuée sur un ensemble de 11 profils radiaux extraits des mesures SPIV. On constate notamment que plus la position longitudinale x/D est grande, plus le maximum de vortacité se déplace vers l'axe du jet alors que le gradient de vitesse moyenne diminue. Dans l'objectif du calcul de l'épaisseur de vortacité, on constate que l'intervalle de la coordonnée radiale r sur lequel ces différentes quantités sont non nulles est inclus dans le champ d'acquisition, ce qui permet un calcul direct des épaisseurs de couche de mélange.

(a) Profils de vitesse axiale moyenne $\overline{U_x}$ (b) Profils de vorticité normalisée $\frac{\omega R_{1/2}}{U_j}$ (c) Profils de $\frac{\overline{U_x}}{U_j} \left(1 - \frac{\overline{U_x}}{U_j}\right)$ FIG. 3.1 – Profils radiaux de quantités moyennes du jet de référence $M_j = 0.9$

(a) Profils de vitesse axiale moyenne, (b) de la vorticité normalisée, et (c) de la quantité $\frac{\overline{U_x}}{U_j} \left(1 - \frac{\overline{U_x}}{U_j}\right)$ intervenant dans le calcul de l'épaisseur de quantité de mouvement de couche limite, pour les positions longitudinales allant de $1D$   $7D$. L'échelle, indiquée sur chaque figure, correspond à la taille de la flèche \rightarrow

La figure 3.2 donne l'évolution longitudinale de l'épaisseur de couche de mélange entre $1D$ et $7D$: l'épaisseur de quantité de mouvement δ_θ et de vorticité δ_ω , deux grandeurs intégrales définies par les équations 3.1 et 3.2. Ces grandeurs sont bien décrites par une loi linéaire fonction de la distance longitudinale, dont l'équation est :

$$\frac{\delta_\theta}{D} = 0.026 \left(\frac{x}{D} + 0.14 \right) \quad (3.4)$$

$$\frac{\delta_\omega}{D} = 0.116 \left(\frac{x}{D} + 0.16 \right) \quad (3.5)$$

Un bon accord est trouvé sur l'origine fictive de la couche de mélange x_0/D donnée par chacune de ces équations ($x_0/D \approx -0.15$). On peut montrer que, pour un profil de vitesse théorique en tangente hyperbolique qui décrit généralement bien les profils de vitesse en sortie de tuyère, il existe un rapport 4 entre l'épaisseur de vorticité et l'épaisseur de quantité de mouvement : le rapport des coefficients directeurs des droites (3.5) et (3.4) est donc corroboré par cette approche analytique.

Le critère $\delta_{R_{0.95}}$ évolue lui aussi linéairement. L'origine fictive de couche de mélange donnée par ce critère est légèrement différente des valeurs précédemment obtenues, puisqu'on a dans ce cas $x_0/D = -0.04$.

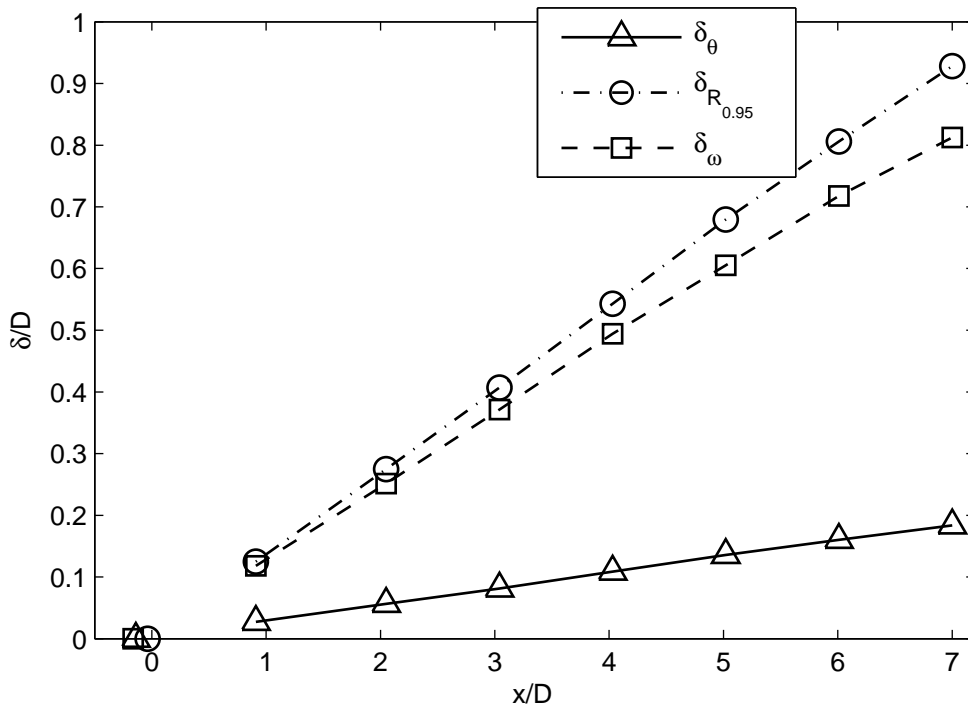


FIG. 3.2 –  volution longitudinale de l'épaisseur de couche de mélange

Sont représentées l'épaisseur de quantité de mouvement δ_θ (Δ), l'épaisseur $\delta_{R_{0.95}}$ (\square) et l'épaisseur de vorticité (\circ). L'origine virtuelle de la couche de mélange est indiquée pour $\delta/D = 0$ par extrapolation linéaire dans les trois cas.

3.1.2 Similitude des profils radiaux de vitesse moyenne axiale.

La détermination de l'épaisseur de couche de mélange ou, ce qui est équivalent, la détermination de l'origine fictive de la couche de mélange, permet de déterminer une coordonnée radiale normalisée $\eta = (r - R_{1/2})/\delta$ ou $\eta' = (r - R_{1/2})/(x - x_0)$. Il a été rappelé plus haut qu'il existe une relation affine entre l'épaisseur de couche de mélange et la distance longitudinale depuis l'origine fictive du jet, ce qui assure de l'existence d'une relation de proportionnalité entre η et η' . Dans la suite on assimile la quantité δ à l'épaisseur de quantité de mouvement δ_θ . La figure 3.3 donne l'ensemble des profils radiaux de la vitesse moyenne axiale dans la zone de similitude de la couche de mélange. On constate une très bonne similitude entre ces profils tracés en fonction de la coordonnée radiale normalisée η , au moins pour les positions longitudinales comprises entre $2D$ et $6D$. L'obtention de ce profil de similitude permet la détermination du taux de croissance de l'épaisseur de vorticité, comme l'inverse du maximum de la dérivée de $U(\eta')$ selon η' . La figure 3.4 compare les valeurs obtenues par Lau [54] et par Arakeri [3] à celle calculée depuis le profil moyen de la figure 3.3 : on relève un bon accord entre ces différentes mesures, ce qui semble indiquer que le champ de vitesse moyenne est correctement décrit par les présentes mesures.

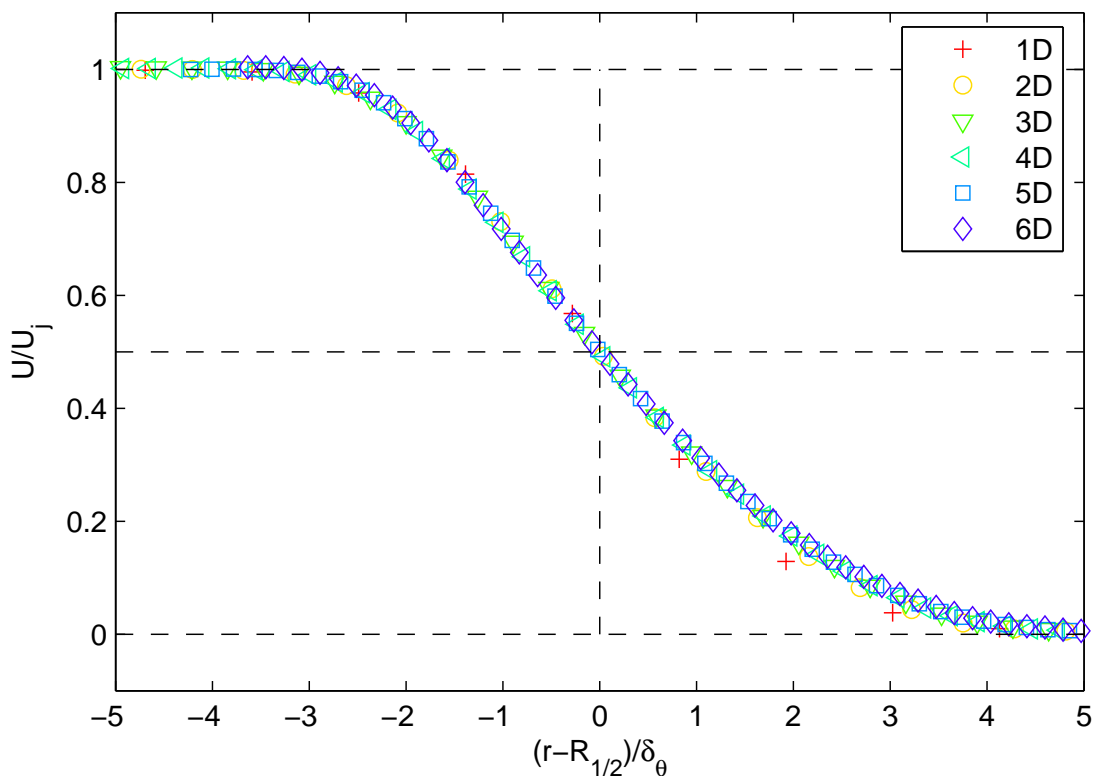


FIG. 3.3 – Profils radiaux de vitesse moyenne axiale dans différents plans longitudinaux

Ces profils de vitesse, mesurés pour différentes positions longitudinales de 1D   6D, sont adimensionnés par la vitesse du jet U_j et tracés en fonction de la coordonnée normalisée $\eta = (r - R_{1/2})/\delta_\theta$.

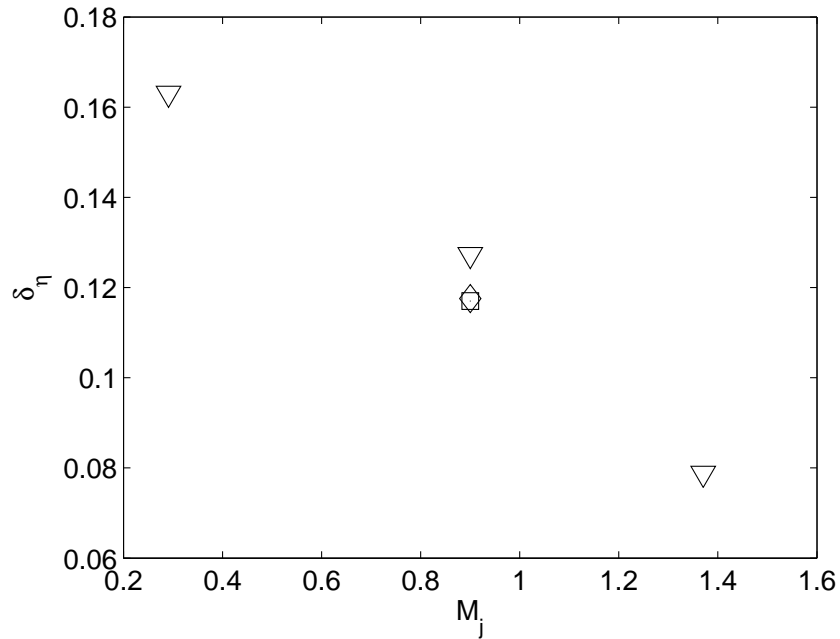


FIG. 3.4 – Évolution du taux de croissance de l'épaisseur de vorticité en fonction du nombre de Mach du jet

Les résultats présentés sont issus de Lau [54] (∇), Arakeri [3] (\diamond) et de la présente étude (\square).

3.1.3 Longueur du cône potentiel

La longueur du cône potentiel est classiquement définie comme la distance longitudinale pour laquelle la vitesse moyenne axiale au centre du jet devient inférieure à une fraction α de la vitesse dans le cône potentiel. Cette fraction est un seuil variable selon les auteurs, et l'on peut trouver dans la littérature des valeurs allant de 90% à 99% ; on consid rera ici $\alpha = 97.5\%$. La longueur du cône potentiel associée à cette valeur est $7D$, valeur identique à celle obtenue par Lau *et al.* (figure 15 de la référence [55]).

3.2 Champs de vitesse fluctuante

3.2.1 Profils radiaux des valeurs rms

Les profils radiaux des valeurs rms des fluctuations de vitesse sont établis en moyennant selon l'azimut les cartographies de valeurs rms. Ces profils sont présentés en figure 3.5, après normalisation par la valeur maximale du profil considéré, en fonction de la variable d'espace adimensionnelle $(r - R_{1/2})/(\delta_\theta)$. On constate que ces profils ont leur maximum situé en $r \approx R_{1/2}$; plus précisément, ce maximum est légèrement décalé du côté des hautes vitesses du jet, c'est-à-dire pour une valeur de l'abscisse adimensionnelle faiblement négative. Cette spécificité a été relevée dans de nombreuses études, dont notamment Denis [29] (p.72), Lilley [58], Sami [71] et Xu [83].

3.2.2 Évolution longitudinale des maxima des valeurs rms

L'évolution longitudinale du niveau des valeurs rms des composantes de vitesse $u_{i' \text{ rms}}$ est représentée en figure 3.6 sous la forme du maximum du taux de turbulence $u_{i' \text{ rms}}/U_j$, où U_j est la vitesse axiale prise sur l'axe du jet, dans le plan de mesure. On retrouve l'évolution classique du taux de turbulence pour une couche de mélange initialement turbulente, puisqu'un taux de turbulence constant est atteint vers $x/D = 3$ pour chaque composante de vitesse. On note un bon accord avec les données de Fleury [31], même si celles-ci sous-estiment légèrement le niveau du taux de turbulence lié à la vitesse radiale par rapport à la présente étude. Rappelons que le niveau de turbulence est sensible aux conditions initiales de la couche de mélange que sont par exemple le niveau de fluctuation ou l'épaisseur de couche de mélange, comme l'indique Hussain *et al.* [46], [47]. Si l'installation expérimentale est identique entre [31] et la présente étude, les diamètres de tuyère sont différents, ce qui peut modifier les conditions initiales de la couche de mélange et expliquer les différences de niveau sur le taux de turbulence de v' . On note toutefois un bon accord sur l'évolution des niveaux de turbulence.

On remarque également que le taux de turbulence associé à v' est inférieur à celui associé à w' , lui-même inférieur à celui associé à u' . Cette relation d'ordre est déjà mentionnée dans l'étude à bas nombre de Mach de Jones [50] d'un jet rectangulaire, et est en accord avec l'étude de Alkisar *et al.* [1].

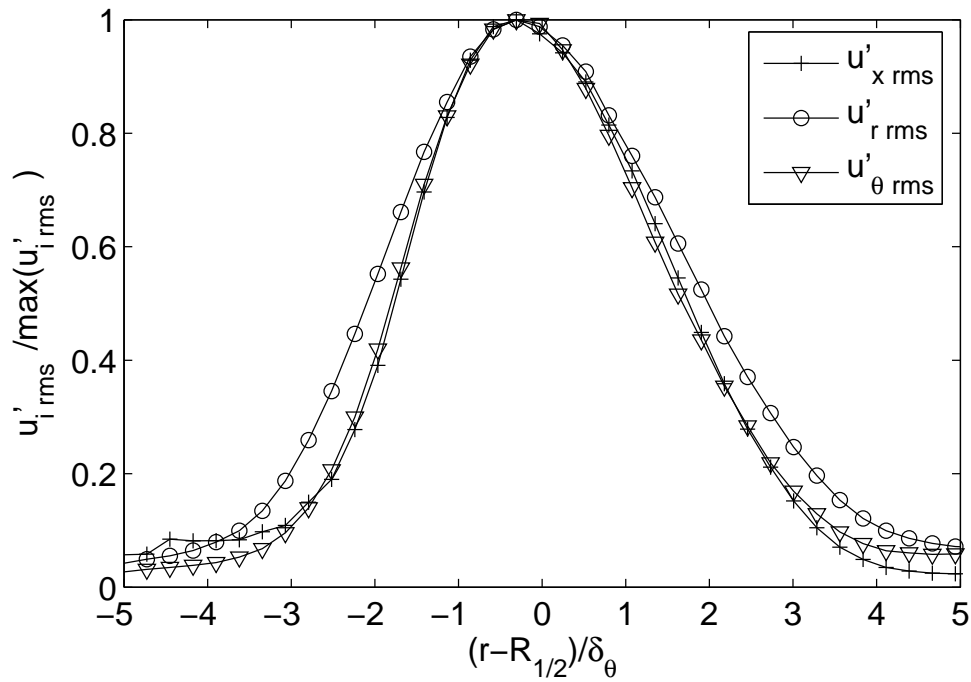


FIG. 3.5 – Profils radiaux des valeurs rms des vitesses moyennes

Profils vitesses axiales, radiales et orthoradiales, à la position longitudinale $x/D = 3$. Chaque profil est normalisé par sa valeur maximale et est donné en fonction de la coordonnée radiale adimensionnelle $(r - R_{1/2})/(\delta_\theta)$

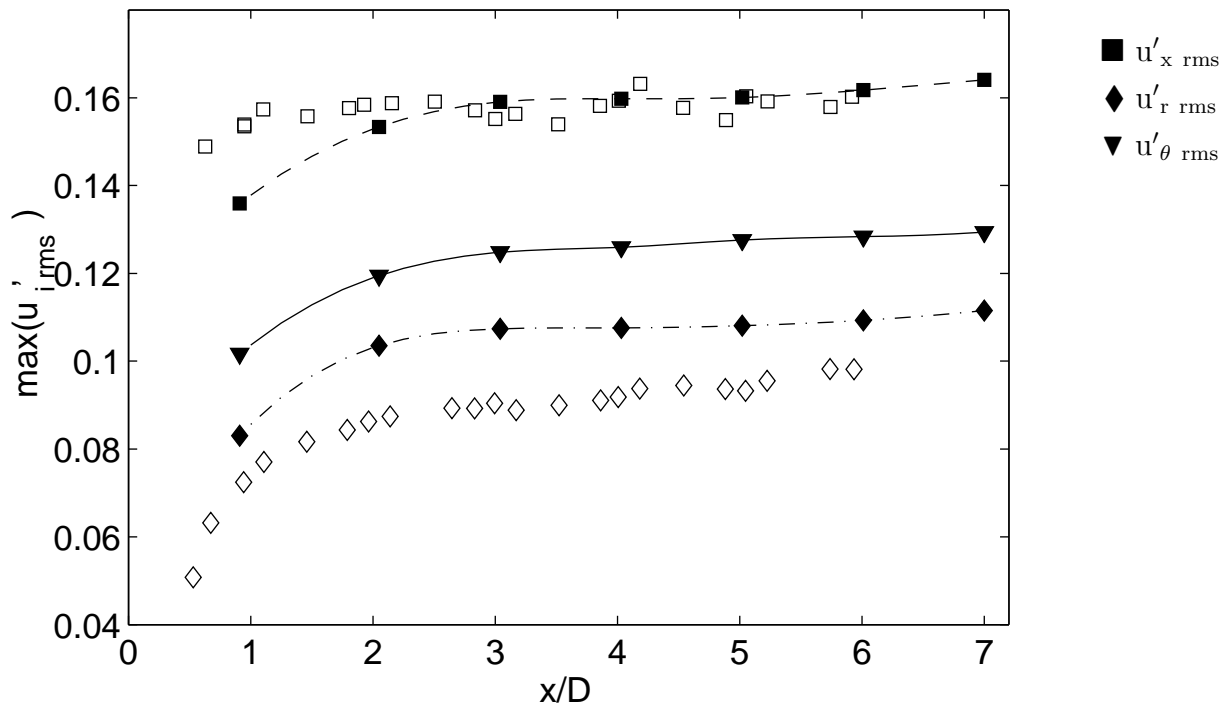


FIG. 3.6 – Évolution longitudinale des maxima des taux de turbulence

Les composantes axiale, radiale et orthoradiale de la vitesse, correspondent respectivement aux symboles (■) u'_x rms, (◆) u'_r rms, et (▼) u'_θ rms. Les données de Fleury [31] sont indiquées par les symboles (□) pour u'_x rms et (◇) pour u'_r rms

3.3 Corrélations spatiales de vitesse

Dans cette étude, les corrélations spatiales de vitesse sont réalisées dans un plan perpendiculaire à l'axe du jet. En d'autres termes, si l'on définit le coefficient de corrélation spatiale $\mathcal{R}_{ij}^{(k)}$ tel que

$$\mathcal{R}_{ij}^{(k)}(\mathbf{x}, x_k) = \frac{\overline{u_i(\mathbf{x})u_j(\mathbf{x} + x_k\mathbf{e}_k)}}{\sqrt{\overline{u_i^2(\mathbf{x})}}\sqrt{\overline{u_j^2(\mathbf{x} + x_k\mathbf{e}_k)}}} \quad (3.6)$$

(où les $'$ des vitesses fluctuantes ont été omis pour des raisons de clarté) l'exploration a porté sur deux des trois directions (k) possibles, à savoir les directions radiales et orthoradiales. Dans ces deux directions, les trois composantes de la vitesse sont connues et permettent donc d'accéder à toutes les corrélations possibles. Le choix de l'orientation du plan d'éclairement procède de la nature tridimensionnelle de l'écoulement de jet avec microjets impactants, dont il nous a semblé nécessaire de caractériser l'inhomogénéité azimutale très marquée dans les premiers diamètres du jet.

Les résultats de corrélations spatiales sont comparés aux références suivantes :

- **Pour l'échelle de corrélation radiale des vitesses axiales** $L_{xx}^{(r)}$
 - l'étude de Davies *et al.* [27] menée sur un jet de Mach $M=0.5$ et de diamètre $D=25.4$ mm, dans laquelle la vitesse de l'écoulement a été déterminée par l'emploi de plusieurs fils chauds simples,
 - l'étude de Laurence [56] menée sur un jet de diamètre 88.9 mm et de Mach 0.3 principalement, les mesures étant obtenues par anémométrie à fil chaud simple. Cette étude présente également l'évolution radiale de la corrélation de vitesse axiale,
 - l'étude de Bridges [13] menée sur un jet de diamètre 50.8mm et de Mach 0.9 par utilisation synchronisée de deux systèmes PIV 2D-2C,
 - la thèse de Fleury [31], qui a employé une PIV 2D-2C dont le plan LASER est orienté selon l'axe du jet.
- **Pour l'échelle de corrélation radiale des vitesses radiales** $L_{rr}^{(r)}$
 - l'étude de Bridges [13],
 - la thèse de Fleury [31].

En plus de ces références, on utilisera les résultats de l'impressionnante étude de Bradshaw *et al.* [12] menée sur un jet de Mach $M=0.3$ et de diamètre $D=50.8$ mm, dont les résultats ont été obtenus par fils chauds croisés sur les trois composantes de la vitesse et dans les trois dimensions de l'espace. L'évolution des corrélations $\mathcal{R}_{ii}^{(j)}$ pour les trois valeurs de (j) est précisément relatée dans cette étude, ce qui constitue l'unique référence de ce genre trouvée dans le cadre de notre travail.

Les résultats de cette étude sont comparés en partie avec des résultats antérieurs obtenus par anémométrie à fil chaud simple, comme [27] et [56]. La vitesse mesurée par fil chaud simple correspond à la composante de vitesse locale dans le plan perpendiculaire à l'axe du fil ; selon l'orientation de la sonde à fil chaud dans les études mentionnées ci-avant, plusieurs composantes de la vitesse ont donc pu être mesurées simultanément. La technique SPIV employée ici permet quant à elle de dissocier les différentes composantes de vitesse, et d'accéder aux échelles spatiales propres à chacune de ces composantes. Il semble donc utile de préciser la nature de la composante de vitesse qui peut être comparée aux résultats globaux des études de Laurence [56] et Davies [27]. Au centre de la couche de mélange, qui est le lieu du calcul des corrélations dans ce chapitre, il apparaît que les corrélations réalisées par anémométrie à fil chaud reflètent essentiellement la corrélation de la composante axiale de la vitesse. En effet, si l'on imagine que le fil chaud est orienté de façon à recevoir les fluctuations axiales et radiales de vitesse de l'écoulement, la vitesse instantanée vue par le fil reste proche de la valeur de vitesse uniquement liée à la composante axiale : ceci est dû d'une part aux différences de vitesse moyenne, grande dans la direction axiale et quasiment nulle dans la direction radiale, et d'autre part au fait que la valeur RMS des fluctuations de vitesse est de l'ordre de grandeur de 10% de la vitesse axiale dans les deux directions.

Les deux études citées précédemment serviront donc de comparaison à l'évolution des échelles intégrales de vitesse axiale.

3.3.1 Méthode de calcul des échelles de corrélation spatiale

Le coefficient de corrélation $\mathcal{R}_{ij}^{(k)}$ a été défini par l'équation (3.6); l'échelle intégrale qui lui est associée est quant à elle définie par :

$$L_{ij}^{(k)}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{R}_{ij}^{(k)}(\mathbf{x} + x_k \mathbf{e}_k) dx_k \quad (3.7)$$

Dans la suite, pour simplifier les notations, on précisera systématiquement le point de calcul \mathbf{x} du coefficient de corrélation et de l'échelle intégrale s'il y a lieu, et l'on notera $\mathcal{R}_{ij}^{(k)}(\Delta x_k)$ la valeur du coefficient calculé selon la direction k entre les points \mathbf{x} et $\mathbf{x} + \Delta x_k \mathbf{e}_k$.

Les moyennes d'ensemble ont été évaluées sur 1000 acquisitions SPIV, en invoquant l'hypothèse d'ergodicité de la turbulence qui permet d'identifier la moyenne temporelle et la moyenne d'ensemble. L'échelle intégrale $L_{ij}^{(k)}$ est obtenue par intégration directe, par la méthode des trapèzes, des valeurs du coefficient de corrélation $\mathcal{R}_{ij}^{(k)}$. Dans certaines directions et pour certaines composantes de la vitesse, le coefficient $\mathcal{R}_{ij}^{(k)}$ passe par un minimum négatif; l'intégration est menée dans ce cas jusqu'au premier zéro de $\mathcal{R}_{ij}^{(k)}$. Cette règle usuelle permet d'éviter que la définition (3.7) n'aboutisse à une valeur non représentative, ce qui pourrait être le cas par exemple si l'on applique cette définition sans précaution au cas d'un écoulement très organisé, typiquement un sillage de barreau : l'alternance de structures induirait une corrélation $\mathcal{R}_{ij}^{(k)}$ fortement négative pour une séparation x_k de l'ordre de grandeur de la taille de la structure. L'intégration complète de la corrélation $\mathcal{R}_{ij}^{(k)}$ aboutirait à une valeur très petite d'échelle intégrale, alors que l'écoulement possède des structures d'échelle non négligeable. Revenant au cas du jet de la présente étude, il convient de noter que selon que la corrélation passe par des valeurs négatives ou pas, l'échelle de corrélation n'est pas calculée de la même manière, puisque dans le cas d'une corrélation négative on omet volontairement de considérer dans le calcul la séparation géométrique sur laquelle le signal reste corrélé négativement. Il semble donc délicat de comparer les valeurs d'échelles intégrales obtenues dans ces différents cas.

Le coefficient de corrélation $\mathcal{R}_{ij}^{(k)}$, $k \in \{r, \theta\}$, $(i, j) \in \{x, r, \theta\}$ peut être estimé en chaque point de la cartographie SPIV. Sur le maillage régulier issu du dépouillement SPIV, on définit les directions radiales et orthoradiales comme indiquées par les symboles verts sur la cartographie présentée en figure 3.7 : pour un point donné, placé comme sur l'exemple de la figure à une distance radiale $r=D/2$ du centre du jet, on définit les points du maillage SPIV les plus proches des directions radiales et orthoradiales (correspondant aux points bleus) auxquels vont être calculés les coefficients de corrélation. La figure 3.8 donne l'évolution des coefficients de corrélation $\mathcal{R}_{xx}^{(r)}$ (figure 3.8(a)) et $\mathcal{R}_{xx}^{(\theta)}$ (figure 3.8(b)) avec la séparation spatiale. On constate que l'évolution du coefficient de corrélation suivant l'azimut est symétrique de part et d'autre du point considéré, ce qui provient immédiatement de la nature axisymétrique du jet de référence. Ce résultat traduit l'homogénéité de la turbulence dans la direction azimutale, puisque la symétrie du coefficient de corrélation assure que deux calculs d'échelles intégrales en deux points situés au même rayon donneront le même résultat. D'autre part, le coefficient de corrélation selon le rayon du jet n'est pas exactement symétrique, ce qui traduit l'inhomogénéité de l'écoulement dans la direction radiale. On verra plus loin d'autres exemples encore plus marqués de cette dissymétrie classique de la corrélation radiale.

Les données calculées sur les points du maillage servent également à la détermination de l'équation d'un polynôme de degré 4, dont le calcul de la racine située dans l'intervalle physiquement admissible permet d'estimer la borne supérieure de l'estimation de l'échelle intégrale selon la règle détaillée plus haut. A titre d'illustration, la racine du polynôme est indiquée d'une croix noire sur l'axe des

abscisses de la figure 3.8(a). Le type de cette fonction d'approximation est différent de celui retenu par Laurence [56], qui propose une combinaison linéaire de deux fonctions exponentielles. La minimisation au sens des moindres carrés de cette classe de fonction avec les données expérimentales a fourni un résidu plus important qu'en employant la classe des polynômes d'ordre 4, permettant jusqu'à trois points d'inflexion. L'expression analytique de la fonction d'interpolation reste néanmoins secondaire, puisqu'il suffit qu'elle indique correctement le passage par zéro du coefficient de corrélation.

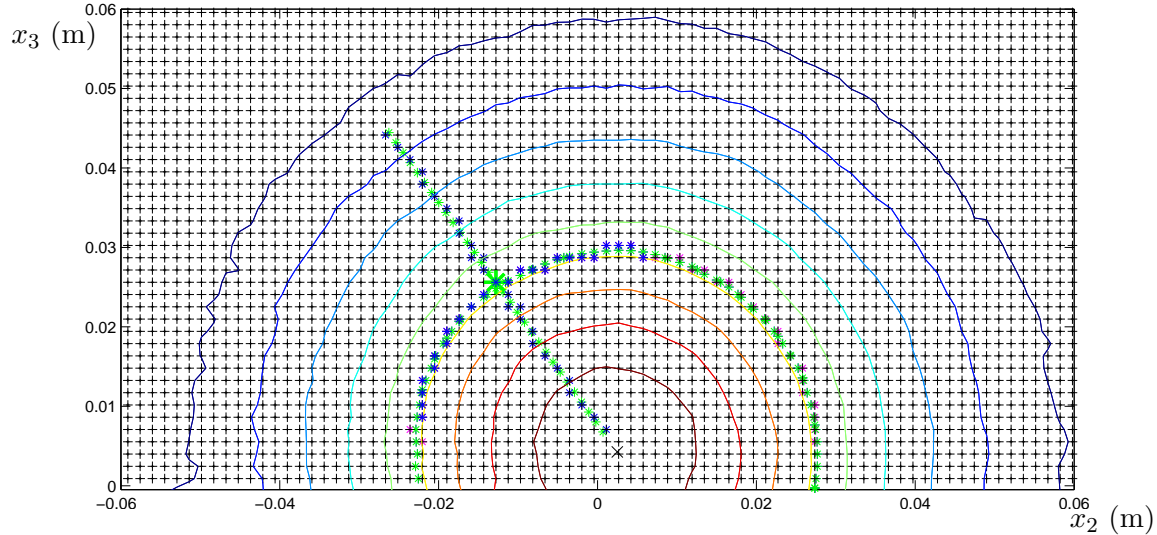


FIG. 3.7 – Détermination des points de calcul du coefficient de corrélation $\mathcal{R}_{ij}^{(k)}$

dans le plan perpendiculaire à l'axe du jet. On superpose à la cartographie des isocontours de vitesse moyenne \bar{U}_x/U_j (de 0.9 à 0.1 par pas de 0.1) le lieu des points correspondant à la direction radiale et orthoradiale * ainsi que les points ayant réellement servi aux calculs d'intercorrélation *. Position longitudinale : $x/D = 7$

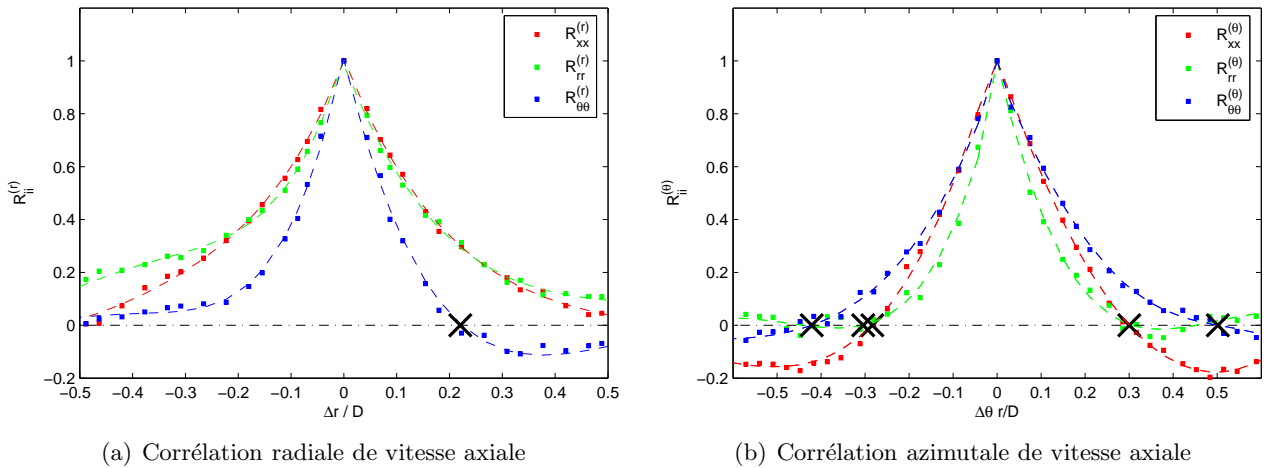


FIG. 3.8 – Exemples d'allures de coefficients de corrélation.

Corrélation dans la direction radiale (a), azimutale (b). Le point de référence se situe au centre de la couche de mélange, à la position longitudinale $x/D = 7$. Les séparations spatiales dans les directions radiales et orthoradiales sont données en fraction du diamètre D du jet. Les croix \times sur la figure (b) indiquent la valeur supérieure de $r/D\Delta\theta$ dans le calcul de l'échelle intégrale de corrélation

3.3.2 Cartographie de corrélations radiales et orthoradiales des vitesses.

On considère à présent la répartition des corrélations de vitesse autour d'un point situé dans la couche de mélange, à la coordonnée radiale $r/D = 0.5$ et dans le plan $x/D = 7$, sachant que les résultats obtenus dans les autres plans longitudinaux sont comparables. On peut ainsi tracer la cartographie de corrélation de vitesse dans le plan de SPIV liée à ce point de référence. La figure 3.9 situe trois points de référence équidistants du centre du jet sur la cartographie des vitesses moyennes indiquées en contour d'isovaleurs, et illustre les cartographies de corrélation des trois composantes de la vitesse, respectivement radiale (\mathcal{R}_{rr}), orthoradiale ($\mathcal{R}_{\theta\theta}$) et axiale (\mathcal{R}_{xx}), sous la forme de contour d'isovaleurs. On constate que ces contours de corrélations sont semblables à des ellipses concentriques, dont la différence entre le grand axe et le petit axe est assez marquée dans le cas des vitesses radiale et orthoradiale. Le grand axe de l'ellipse correspond dans ce cas à la direction de la vitesse impliquée : le grand axe est orienté selon le rayon du jet (indiqué en noir sur les cartographies) pour les corrélations de vitesse radiale et selon l'azimut (indiqué en bleu) pour les corrélations de vitesse orthoradiale. Les contours de corrélations impliquant la vitesse axiale ont quant à eux une forme quasiment circulaire, au moins pour les plus forts niveaux de corrélation.

3.3.3 Évolution spatiale des corrélations de vitesse

La comparaison des corrélations radiales et orthoradiales de vitesse s'appuie sur l'étude de Bradshaw [12], menée par anémométrie à fils chauds croisés. Le diamètre du jet de la présente étude est similaire à celui de l'étude de Bradshaw, si bien que la présentation des résultats en variables spatiales adimensionnelles est physiquement satisfaisante. Les résultats de Bradshaw mentionnés ici sont obtenus dans un plan perpendiculaire à l'axe du jet situé à la distance longitudinale $x/D = 2$; ils sont qualitativement comparés aux résultats de la présente étude obtenus en $x/D = 3$ sur les figures 3.10 et 3.11. On constate sur la figure 3.10 que les comportements du coefficient de corrélation orthoradiale obtenus par Bradshaw et dans le cadre de la présente étude sont comparables : la corrélation de vitesse axiale passe par un minimum négatif situé vers $\Delta\theta \ r/D \approx 0.2$, $\Delta\theta$ désignant dans notre cas l'ouverture angulaire entre le point de référence et le second point utilisé pour le calcul de corrélation, tous deux situés en $r/D = 0.5$. On constate que les comportements des corrélations de vitesse radiale et orthoradiale sont similaires, même si les niveaux de corrélation sont plus élevés dans l'étude de Bradshaw, essentiellement pour la composante orthoradiale de la vitesse. Le nombre de Reynolds du jet de Bradshaw est de l'ordre du cinquième de celui de la présente étude, ce qui peut expliquer cette différence des niveaux de corrélation.

La comparaison des corrélations radiales montre un excellent accord entre les mesures de Bradshaw et celles obtenues lors de la présente étude. Il a été montré par Lau [54] que les échelles de corrélations radiales de vitesse radiale et axiale sont quasiment indépendantes des conditions de Mach et de température du jet, ce qui justifie la similitude des comportements relevés ici entre le jet de Mach 0.3 de Bradshaw et le jet de Mach 0.9 de la présente étude. Il est particulièrement remarquable de retrouver le palier de corrélation pour la vitesse radiale, relevé par Bradshaw :

" $\mathcal{R}_{22}(0, r, 0)$ seems to take almost constant non-zero values near the edge, $\mathcal{R} \rightarrow 0.3$ at the inner edge and $\mathcal{R} \rightarrow 0.1$ at the outer edge [...]",

tout comme il est notable de retrouver le minimum négatif de la corrélation des vitesses orthoradiales situé vers $r/D \approx 0.15$.

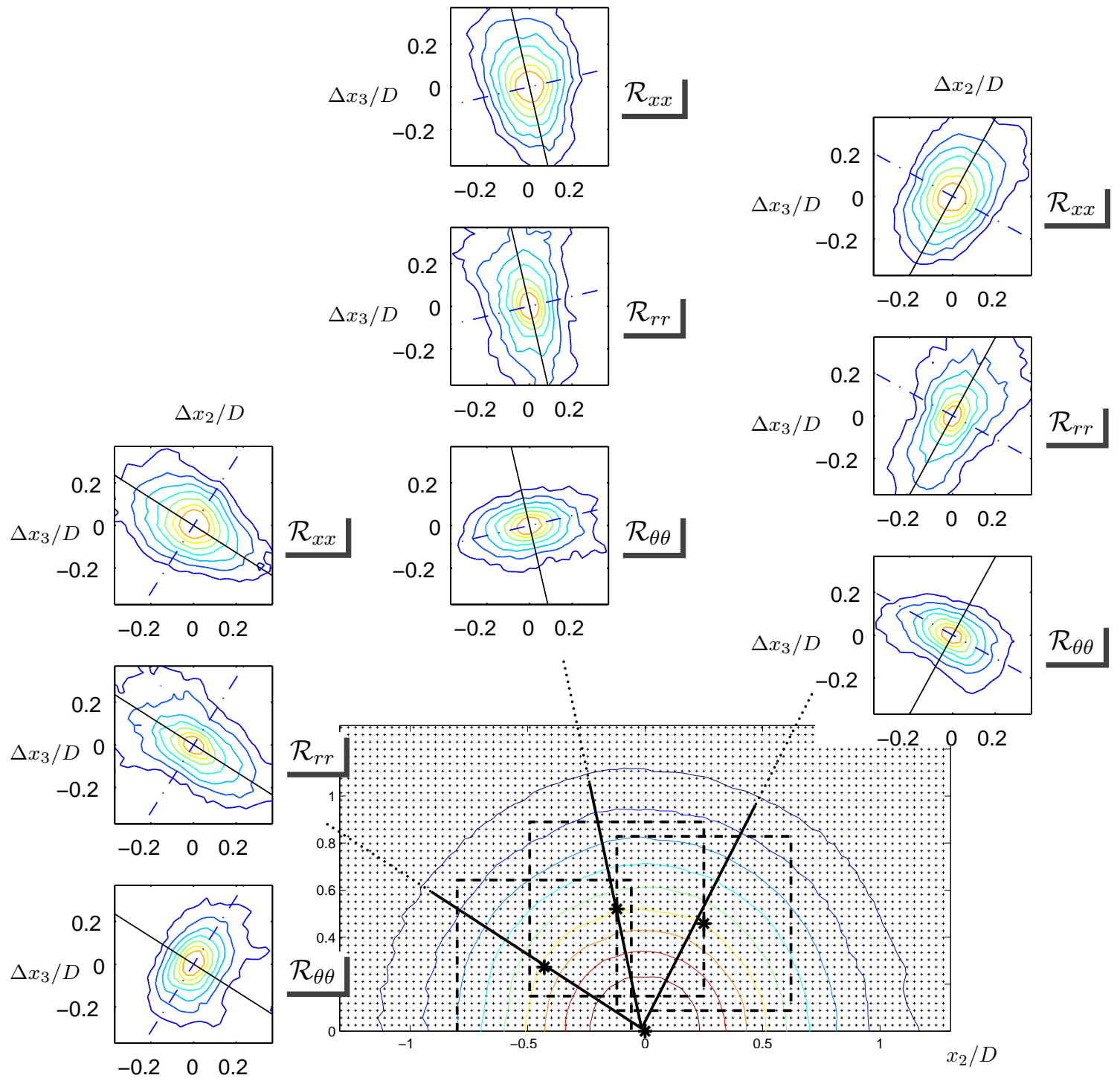


FIG. 3.9 – Cartographies de corrélation \mathcal{R}_{xx} , \mathcal{R}_{rr} et $\mathcal{R}_{\theta\theta}$.

Les isocontours du coefficient de corrélation sont donnés de 0.7 à 0.1 par pas de 0.1. La cartographie centrale indique les isocontours de vitesse axiale moyenne et l'étendue de la zone considérée pour chaque cartographie de corrélation.

Position longitudinale : $x/D = 7$.

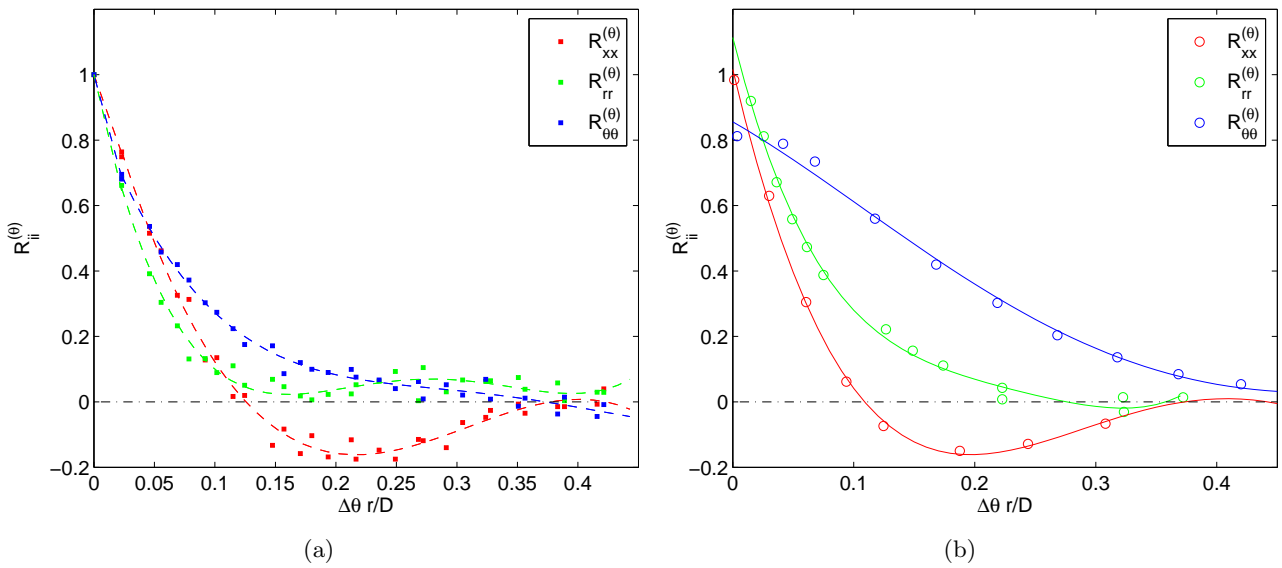


FIG. 3.10 – Corrélations orthoradiales des trois composantes de la vitesse

Ces corrélations sont mesurées au centre de la couche de mélange ($r=D/2$) et à la position longitudinale $x/D = 3$. Comparaison des mesures issues de la présente étude (a) à celles de Bradshaw [12] réalisées sur jet de Mach $M_j = 0.3$ (b), les diamètres des jets étant sensiblement égaux dans les deux études.

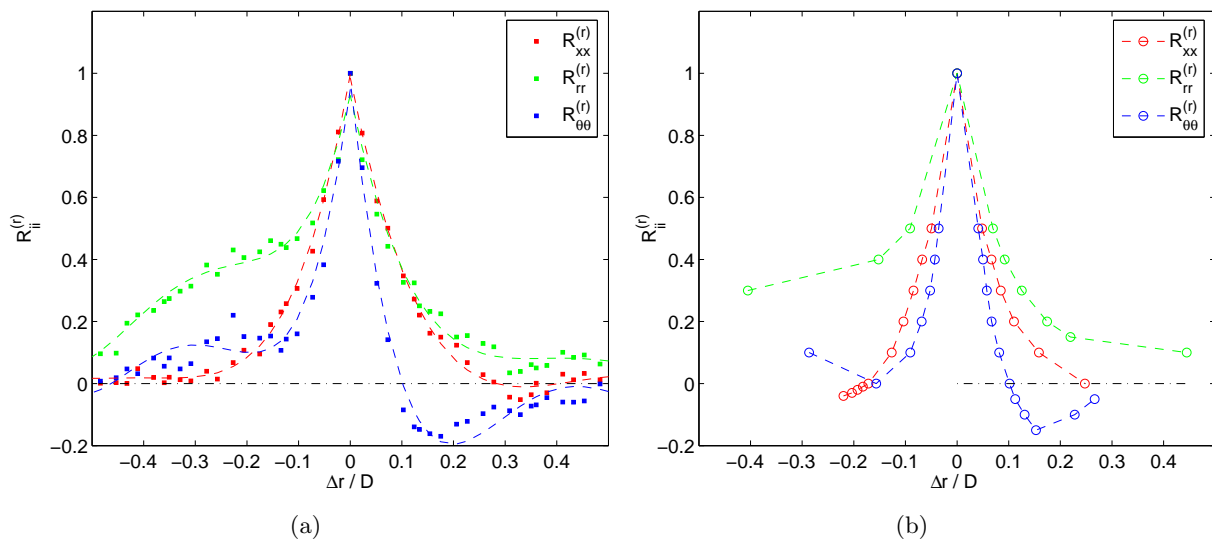


FIG. 3.11 – Corrélations radiales des trois composantes de la vitesse

Ces corrélations sont mesurées au centre de la couche de mélange ($r=D/2$) et à la position longitudinale $x/D = 3$. Comparaison des mesures issues de la présente étude (a) à celles de Bradshaw [12] réalisées sur jet de Mach $M_j = 0.3$ (b), les diamètres des jets étant sensiblement égaux dans les deux études.

3.3.4 Evolution longitudinale des échelles radiales des vitesses

L'évolution des échelles spatiales de corrélation est classiquement représentée en fonction de la variable adimensionnelle x/D ; pour conserver un sens physique à cette représentation, les échelles de corrélation sont alors exprimées sous forme adimensionnelle, par emploi de la grandeur D , diamètre du jet. En effet, dans les premiers diamètres de développement du jet, le comportement des structures dans la couche de mélange est assez peu influencé par la valeur du diamètre du jet [27] ; en d'autres termes, le fait que la loi de similitude des jets dans leur développement initial repose sur des paramètres locaux, traduit l'indépendance des caractéristiques de la couche de mélange vis-à-vis de paramètres plus globaux comme le diamètre du jet. On peut donc comparer en figure 3.12 les résultats adimensionnés issus des études citées préalablement à ceux de la présente étude. On constate en figure 3.12(a) que l'échelle radiale associée à la vitesse axiale est en très bon accord avec les résultats des études de Bridges [13], de Lau [54] et de Fleury [31] qui a employé lui aussi la soufflerie anéchoïque du LMFA avec toutefois une buse légèrement différente de celle utilisée dans la présente étude. Le profil moyen donné par Laurence [56] pour une étendue longitudinale allant jusqu'à quatre diamètres surestime quant à lui toutes les autres valeurs portées sur cette figure ; la pente de ce profil est cependant en bon accord avec l'allure générale des autres mesures. La figure 3.12(b) présente les résultats obtenus par Bridges [13], Lau [54] et Fleury [31] pour l'évaluation de l'échelle intégrale radiale associée à la vitesse radiale. La dispersion de l'ensemble des mesures est un peu plus marquée que dans le cas de la figure 3.12(a), mais on constate que notre estimation de $L_{22}^{(2)}$ est en bon accord avec, en particulier, les valeurs mesurées par Bridges (symbole +) et Lau (symbole \square).

3.4 Conclusion

L'étude d'un jet de Mach $M_j = 0.9$ a été menée par SPIV dans des plans perpendiculaires à l'axe du jet. Les paramètres caractéristiques des champs de vitesse moyenne suivent les règles usuelles de similitude dans les premiers diamètres de développement du jet. Les valeurs rms des fluctuations de vitesse présentent un bon accord avec des mesures réalisées antérieurement sur la même installation. Les cartographies des corrélations des trois composantes de la vitesse ont pu être établies dans le plan de mesure. Les corrélations spatiales sont faiblement anisotropes : elles sont préférentiellement orientées dans la direction radiale pour les composantes axiales et radiales de vitesse, et dans la direction orthoradiale pour la composante orthoradiale.

Les corrélations radiales et orthoradiales de vitesse obtenues dans le cadre de cette étude sont en très bon accord avec les données issues de la littérature. Les échelles intégrales sont également cohérentes avec les résultats obtenus sur des jets de Mach $M_j = 0.9$. Cette étude a permis de vérifier la pertinence des résultats obtenus par la technique de PIV stéréoscopique. Les grandeurs mesurées caractérisent, pour la suite de l'étude, le jet dit "de référence". Cette référence va permettre la quantification des effets aérodynamiques des microjets impactants dans les deux chapitres suivants.

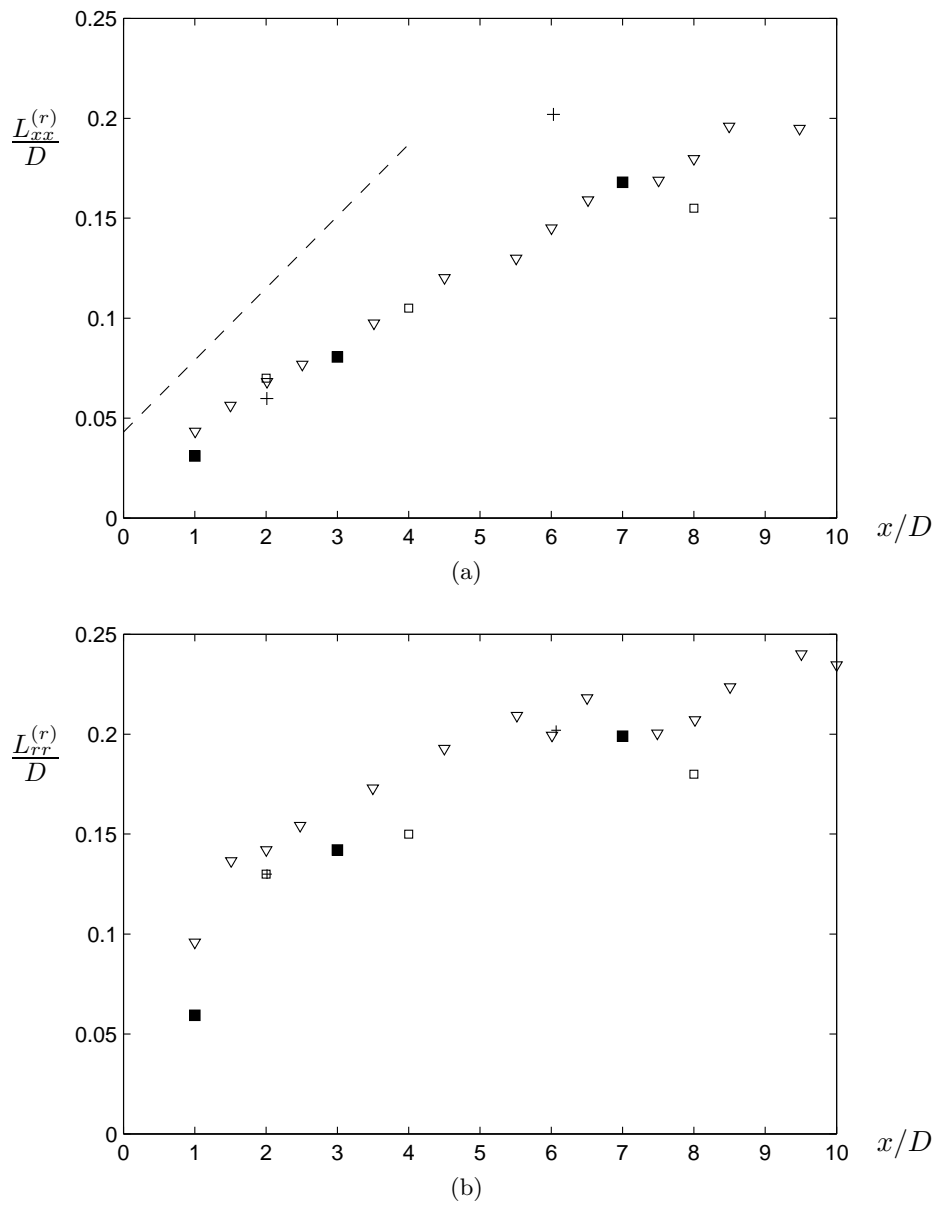


FIG. 3.12 – Évolution longitudinale des échelles intégrales radiales

On considère l'estimation de l'échelle intégrale radiale $L_{ii}^{(r)}$ de la vitesse axiale $L_{xx}^{(r)}$ (a) et radiale $L_{rr}^{(r)}$ (b). Les résultats de la présente étude sont indiqués par le symbole (■), et sont comparés aux résultats de Bridges (+), Lau (□) et Fleury (▽). La loi obtenue par Laurence est indiquée par la droite (—)

Chapitre 4

Effets aéroacoustiques de microjets impactants sur un jet de Mach $M_j = 0.9$

Les effets caractéristiques du contrôle sont décrits dans ce chapitre pour une configuration donnée du système de microjets. On a choisi $n = 18$ microjets impactant la couche de mélange du jet principal selon un angle $\alpha = 45^\circ$. La vitesse des microjets est fixée à une valeur maximisant la réduction de bruit globale, dans la limite de la gamme de vitesses possibles dans cette étude.

4.1 Effet du contrôle sur les champs de vitesse

4.1.1 Champs de vitesse moyenne.

L'impact des microjets sur la couche crée une indentation des profils de vitesse dans les premiers diamètres de développement du jet. Ces profils prennent alors la forme de pétales, comme remarqué précédemment par Denis [29] et par Alkislar [1]. Une illustration de cet effet est donnée en figure 4.1, représentant les isocontours de vitesse axiale moyenne du jet contrôlé \overline{U}_x/U_j en $x/D = 0.9$. La direction de soufflage des microjets y est indiquée par les traits continus, chaque cartographie représentant uniquement la moitié inférieure de l'écoulement. On constate que les contours de vitesse qui portent la marque de l'impact des microjets sont les contours de haute vitesse, essentiellement pour \overline{U}_x/U_j compris entre 0.9 et 0.5. La partie basse vitesse du profil de vitesse en $x/D = 0.9$ semble moins marquée par l'impact des microjets : l'entraînement de l'air extérieur, prédominant dans cette zone, est donc homogène en azimut. On note de plus sur la figure 4.1(b) que les indentations de la cartographie de vitesse moyenne s'atténuent avec la distance x/D , puisqu'elles sont beaucoup moins marquées deux diamètres en aval de la tuyère qu'elles ne l'étaient en $x/D = 0.9$. La position longitudinale à laquelle on note un retour à l'axisymétrie sur l'ensemble du profil de vitesse est fonction (notamment) du rapport de vitesses entre les microjets et le jet principal et du nombre de microjets : dans le cas de contrôle présenté ici, une distribution axisymétrique du champ de vitesse est obtenue pour $x/D \approx 3$.

Dans les deux premiers diamètres de développement du jet, on peut donc distinguer des caractéristiques moyennes différentes pour le jet contrôlé, suivant que l'on considère le profil de vitesse selon le rayon passant par un point situé en aval de l'impact d'un microjet (ce rayon correspond à un des traits continus (—) de la cartographie 4.1) ou selon le rayon passant entre deux points situés consécutivement en aval d'impacts de microjets (ce rayon correspond alors à un des traits discontinus (---) sur la même figure). Ainsi, dans la suite de ce chapitre, on désigne par (I) l'ensemble des rayons passant par les points situés en aval de l'impact d'un microjet (au nombre de 9 par demi-plan d'étude) et (II) l'ensemble des rayons décalés angulairement de $\pi/18$ dans le plan (x_2, x_3) , correspondant aux rayons indiqués en traits discontinus sur la figure 4.1. Ainsi, l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de mélange prend des valeurs différentes selon l'ensemble sur lequel est effectuée la moyenne, puisque la zone de haute vitesse est fortement inhomogène selon l'azimut alors que la zone de basse vitesse est pratiquement homogène dans la même direction. Le maximum d'épaisseur de quantité de mouvement δ_{\max} est donc obtenu sur l'ensemble (I), tandis que le minimum δ_{\min} correspond au

résultat du calcul sur l'ensemble (II).

La figure 4.2 donne le profil radial de vitesse moyenne axiale normalisée \overline{U}_x/U_j dans le cas du jet de référence et dans celui du jet contrôlé. Chaque profil résulte de la moyenne de 9 profils extraits de la cartographie de vitesse moyenne avec une périodicité azimutale de $\pi/9$. Dans chaque cas, deux profils sont calculés, représentant la vitesse moyenne dans chacun des ensembles (I) et (II). Les résultats pour le jet seul montrent une axisymétrie très satisfaisante puisque les deux profils moyens sont superposés pour les trois positions longitudinales x/D présentées. Le jet contrôlé est bien décrit par un unique profil de vitesse à partir de $x/D = 3$ (figure 4.2(c)) ; avant cette position longitudinale, on peut distinguer le profil de vitesse moyenne extrait en aval de l'impact des microjets (courbe (I) sur les figures 4.2(a) et 4.2(b)) de celui extrait entre deux points d'impact (courbe (II) sur les figures 4.2(a) et 4.2(b)). On constate que la différence entre les deux profils de jet contrôlé est importante surtout pour les vitesses élevées (typiquement $\overline{U}_x/U_j \geq 0.5$), alors que les deux profils sont proches dans la région des faibles vitesses. Ceci témoigne d'un entraînement homogène dans la direction azimutale qui contraste avec les jets issus d'une tuyère munie de chevrons, où l'inhomogénéité azimutale, visible notamment sur les visualisations SPIV de Alkisar *et al.* [1], est beaucoup plus marquée.

Dans tous les cas, le gradient de vitesse moyenne est adouci par le contrôle par microjets, ce qui conduit à une diminution du niveau maximum de vortacité azimutale ω_θ . La figure 4.3 donne les profils de vortacité associés aux positions longitudinales x/D de 1 à 3. En $x/D = 1$, on constate que la vortacité azimutale moyenne est considérablement diminuée en aval de l'impact des microjets, avec une valeur maximale quasiment divisée par deux en comparaison du jet de référence. Plus en aval, les profils de vortacité azimutale deviennent comparables, comme l'indique la figure 4.3(c).

L'évolution longitudinale du maximum de vortacité azimutale ω_θ est donnée sous forme adimensionnelle en figure 4.4. Le maximum de vortacité est bien défini dans le cas du jet seul, axisymétrique, à partir du profil de vitesse axiale moyenne ; dans le cas du jet contrôlé on a déterminé la vortacité moyenne sur l'azimut du jet - courbe (-) - et, en $x/D = 0.9$, la vortacité maximale sur des profils moyens selon les ensembles (I) et (II). On constate que la vortacité azimutale est fortement réduite par le contrôle jusqu'en $x/D = 3$, puis elle tend vers les valeurs caractéristiques du jet de référence en leur restant très légèrement supérieure.

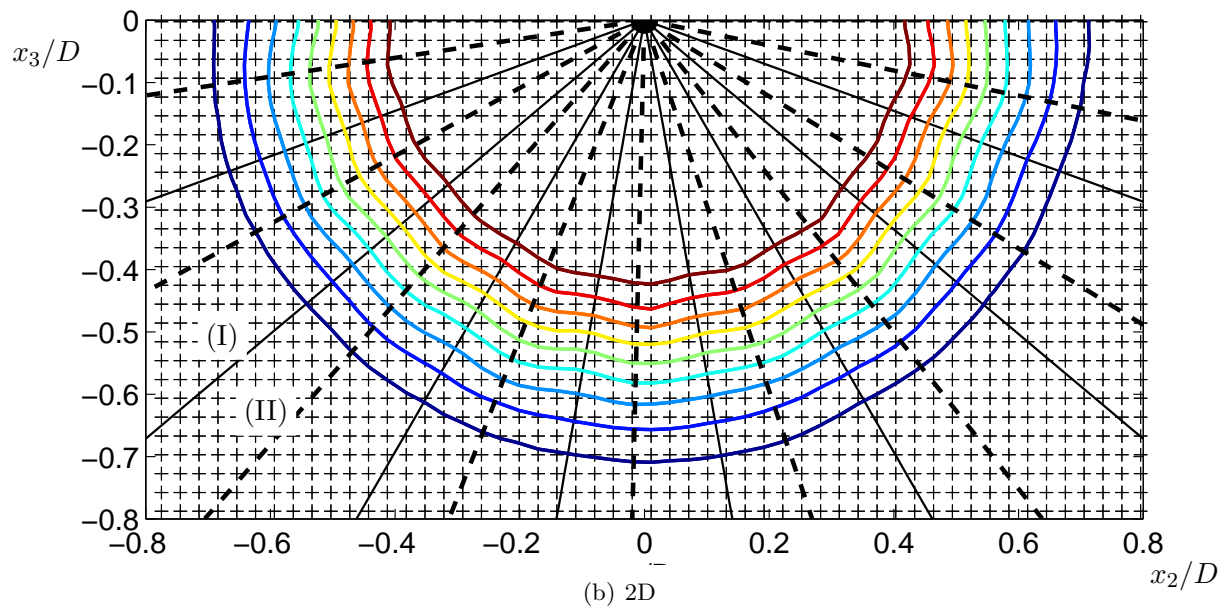
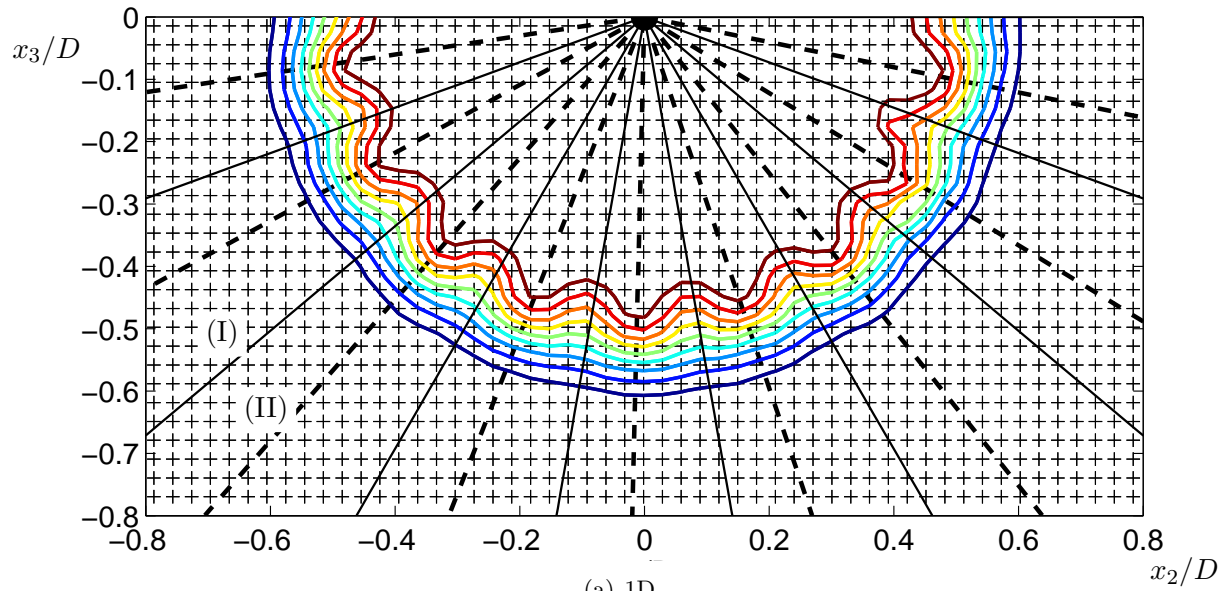


FIG. 4.1 – Cartographies des isocontours de la vitesse moyenne axiale \overline{U}_x .

Les contours sont donnés en fraction de U_j pour les valeurs 0.9 à 0.1 par pas de 0.1.
Position longitudinale : $x/D = 0.9$

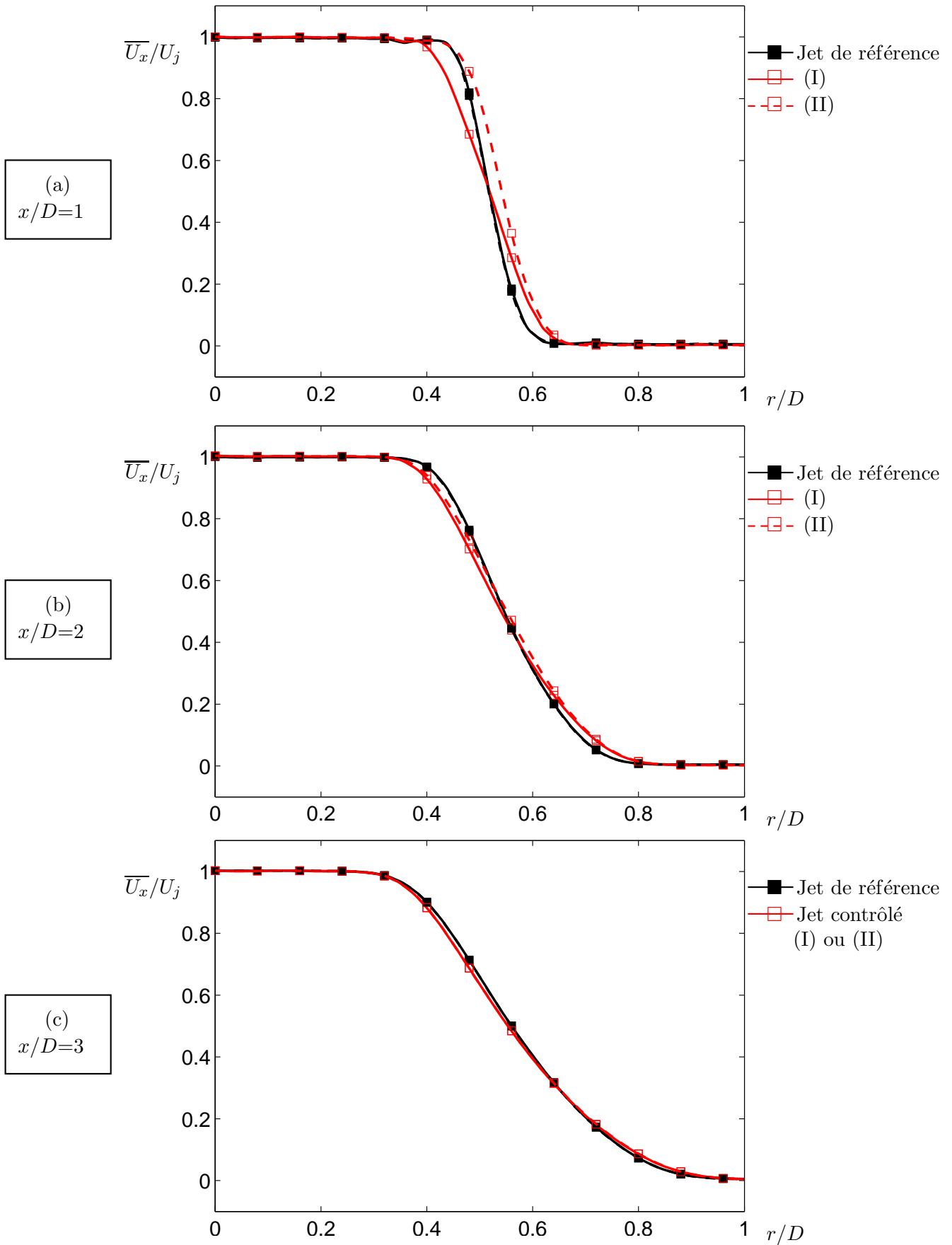


FIG. 4.2 – Profils de vitesse axiale moyenne \overline{U}_x/U_j pour trois positions longitudinales x/D .

Comparaison du profil moyen du jet de référence à ceux du jet contrôlé : pour ce dernier, deux profils moyens sont tracés correspondant à la moyenne sur l'ensemble (I) et sur l'ensemble (II) illustrés sur la figure 4.1.

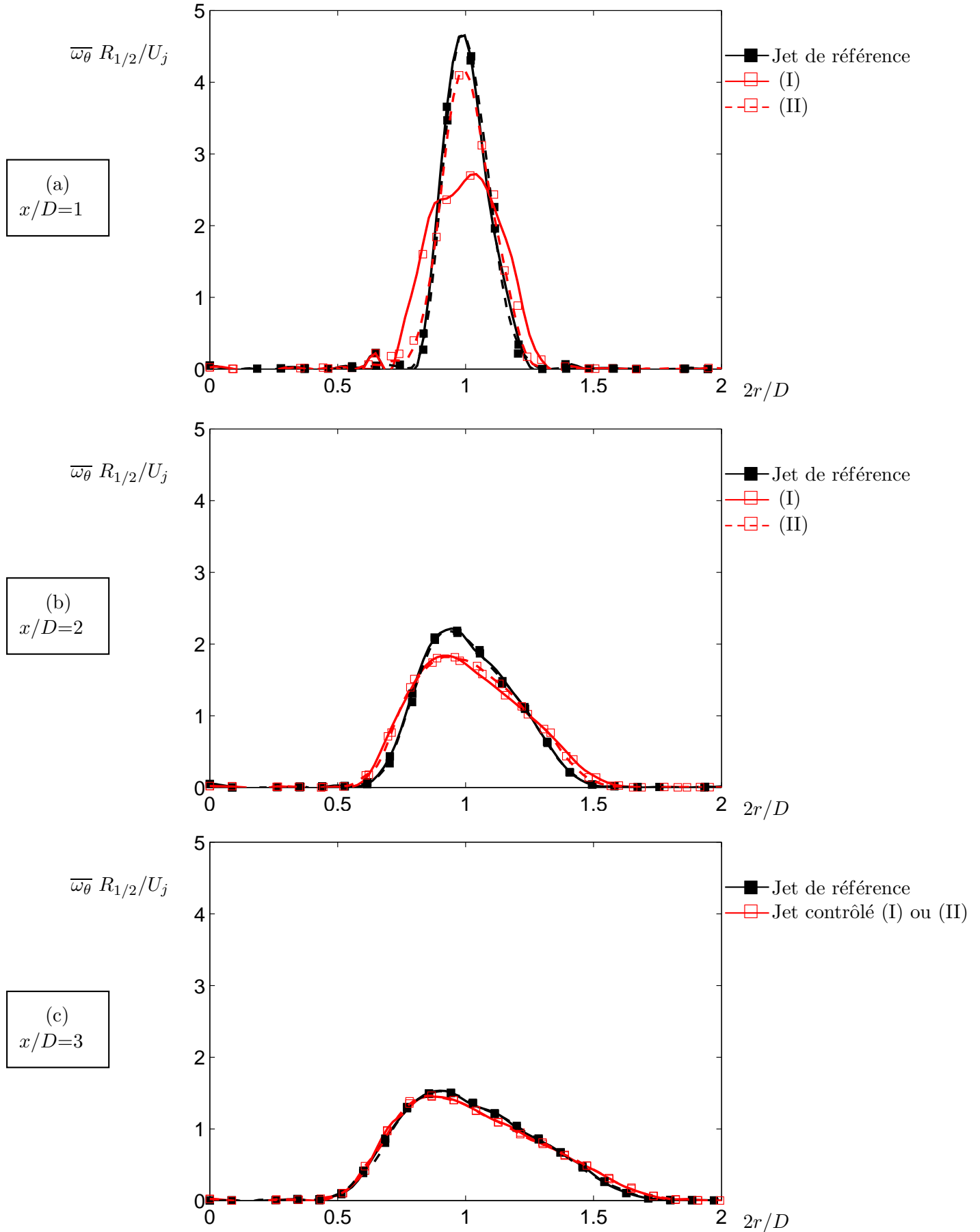


FIG. 4.3 – Profils de vorticité moyenne pour trois positions longitudinales x/D .

Comparaison du jet de référence au jet contrôlé. Pour ce dernier, deux profils moyens sont tracés correspondant à la moyenne sur l'ensemble (I) et sur l'ensemble (II) illustrés sur la figure 4.1.

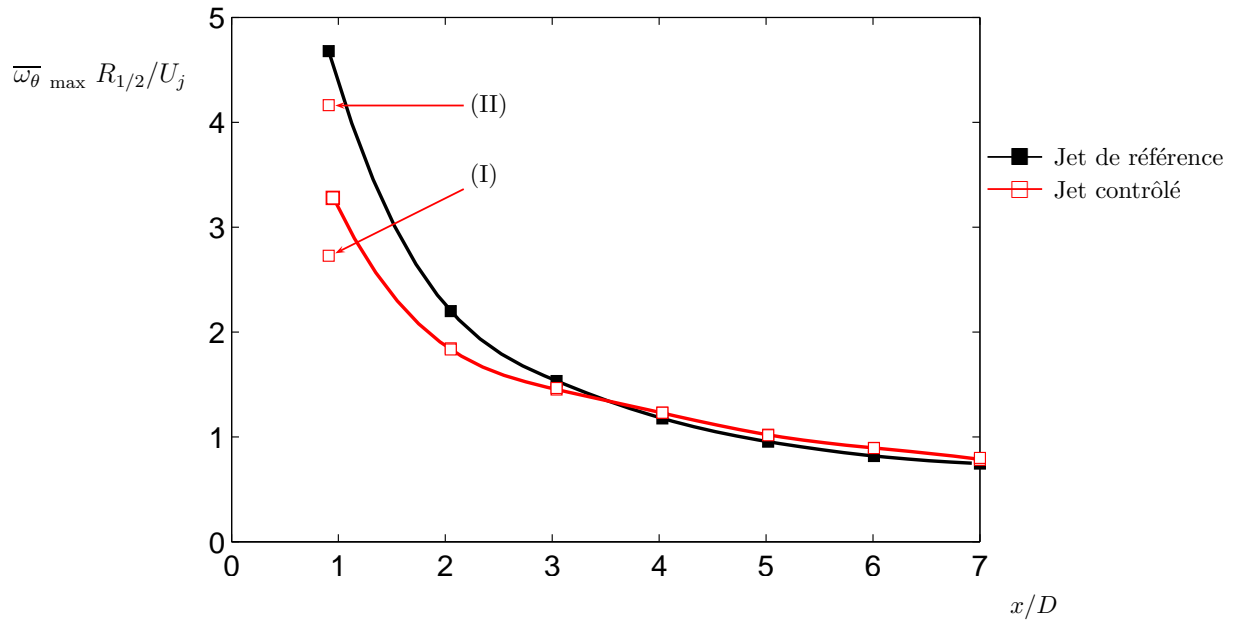


FIG. 4.4 – Évolution longitudinale du maximum de vorticité azimutale.
 Comparaison du jet de référence (\blacksquare) au jet contrôlé (\square)

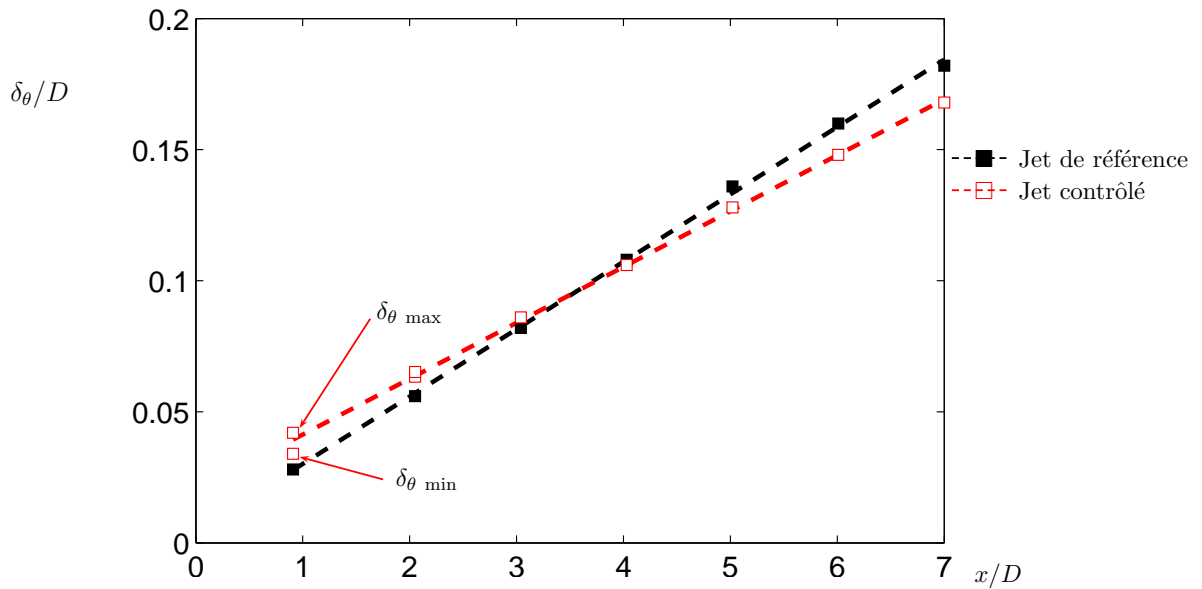


FIG. 4.5 –  volution longitudinale de l'épaisseur de quantité de mouvement moyenne.

Le cas du jet seul (\blacksquare) est comparé au jet contrôlé (\square). Dans le cas du contrôle, les valeurs δ_{\max} (resp. δ_{\min}) correspondent à la moyenne sur l'ensemble (I) (resp. (II)).

Effet sur l'épaisseur de quantité de mouvement

L'épaisseur de quantité de mouvement, dont la définition est donnée par l'équation (3.1), est une grandeur intégrale calculée à partir du profil radial de vitesse axiale moyenne. On compare sur la figure 4.5 l'évolution longitudinale de l'épaisseur de quantité de mouvement du jet de référence et du jet contrôlé. Cette grandeur est estimée par la moyenne azimutale des cartographies mesurées : avant le retour à l'axisymétrie dans le cas du contrôle, on peut distinguer la valeur δ_{\max} résultant de la moyenne sur l'ensemble (I) de δ_{\min} réalisée sur l'ensemble (II). On constate que l'effet du contrôle se traduit par :

- l'accroissement de l'épaisseur de quantité de mouvement dans les premiers diamètres d'épanouissement du jet,
- la diminution du taux d'accroissement. En assimilant les évolutions de δ_{θ}/D à des droites, on obtient un coefficient directeur de 0.026 dans le cas du jet de référence et de 0.022 dans le cas du jet contrôlé.

Effet sur l'entraînement d'air extérieur.

La figure 4.6 donne l'évolution longitudinale du débit volumique du jet, dans le cas du jet de référence (■) et celui du jet contrôlé (□). Le débit volumique est normalisé par le débit en section de sortie de la tuyère Φ_0 , calculé à partir de la section de sortie et de la vitesse dans le cône potentiel. Dans le cas de l'étude du jet de référence, le taux de croissance du débit volumique avec la distance longitudinale x/D est en première approximation constant et égal à 0.15. Cette valeur est comparable à la valeur 0.14 obtenue par Crow et Champagne [25], ou 0.17 obtenue par Zaman *et al.* [84]. Elle est également en accord avec la loi d'évolution du débit volumique en fonction de x/D déterminée par Liepmann et Gharib [57] et donnant un taux de croissance compris entre 0.1 pour $x/D \approx 1$ et 0.2 pour $x/D \approx 8$. Dans le cas du jet contrôlé, et c'est là un point notable, l'entraînement est tout d'abord favorisé jusqu'à $x/D \approx 4$, puis il devient inférieur à l'entraînement de référence. Si l'on admet que pour $x/D \geq 1$ l'évolution du débit volumique entraîné suit une loi linéaire, la pente de cette droite est de 0.12, mais l'ordonnée à l'origine n'est plus égale à 1, ce qui illustre le fait que cette loi linéaire n'est pas valide à proximité de la sortie de tuyère.

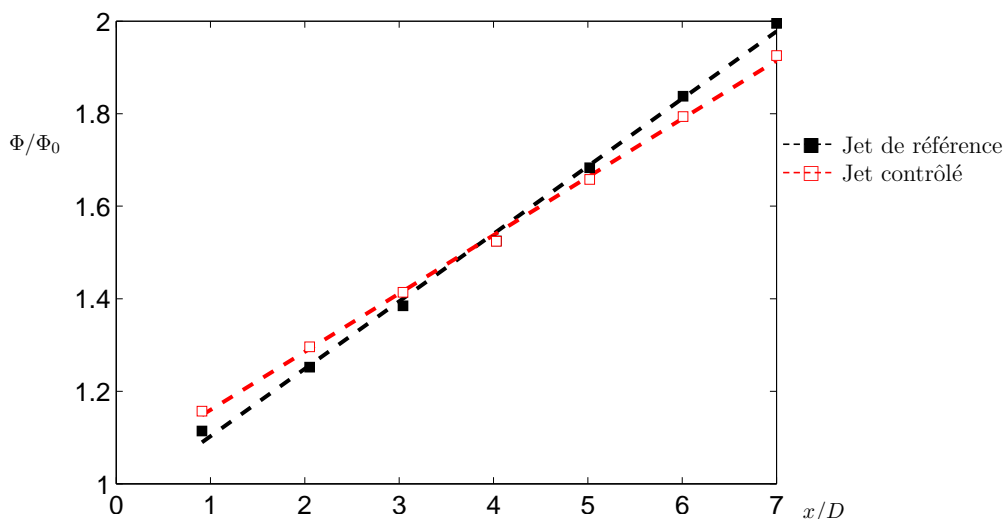


FIG. 4.6 – Évolution du débit volumique Φ à travers une section perpendiculaire à l'axe du jet.

Le débit volumique, calculé aux positions longitudinales comprises entre 1D et 7D par pas de 1D, est normalisé par le débit de référence Φ_0 calculé à la section de sortie de la tuyère.

La figure 4.7 donne les cartographies des différences de vitesses axiales moyennes entre le cas du jet contrôlé et le cas du jet de référence, pour quatre positions longitudinales comprises entre $1D$ et $7D$. Les cartographies représentent chacune la moitié inférieure de l'écoulement. Ces cartographies indiquent ainsi l'augmentation de vitesse moyenne liée au contrôle par rapport au jet de référence : les zones positives correspondent donc à des régions qui voient une vitesse plus importante avec le contrôle, et les zones négatives des régions où la vitesse est plus importante dans le cas du jet seul. On remarque que l'impact des microjets est visible sur le champ moyen de vitesse jusqu'à au moins $x/D = 2$, sous la forme des indentations décrites précédemment. On retrouve un retour à l'uniformité du champ de vitesse dans la direction azimutale à partir de $x/D = 3$. De plus, on remarque que le déficit de vitesse sur la zone de haute vitesse, lié à l'impact des microjets, persiste jusqu'à une position longitudinale située entre $x/D = 3$ et $x/D = 4$. Pour $x/D > 4$, le jet contrôlé a une expansion plus faible que le jet non contrôlé, ce qui induit une vitesse plus importante sur l'axe du jet et plus faible en périphérie. Ce constat est cohérent avec les conclusions de l'étude de l'épaisseur de quantité de mouvement menée au paragraphe 4.1.1. En $x/D = 7$, l'intégralité de la zone interne du jet présente un excédent de vitesse ; dans la mesure où cette position longitudinale correspond à la fin du cône potentiel du jet de référence, on en déduit que le contrôle induit un allongement du cône potentiel.

Revenant à la position longitudinale $x/D = 1$, on constate que le débit total passe de 1.11 (valeur adimensionnée par le débit en sortie de tuyère Φ_0) dans le cas du jet de référence à 1.16 dans le cas du jet contrôlé. Le débit volumique attribué à l'entraînement d'air extérieur est donc multiplié par 1,5 (passant de $0.11 \Phi_0$ à $0.16 \Phi_0$) après seulement un diamètre de développement. Ceci témoigne d'un effet significatif des microjets, dont le débit propre représente $0.006 \Phi_0$. On constate sur la figure 4.1.1 que des sur-vitesses s'intercalent entre les zones de déficit de vitesse : ces zones, essentiellement situées entre les contours $0.5 U_j$ et $0.15 U_j$, sont la trace de l'écoulement qui a été écarté des zones de haute vitesse par l'action des microjets, et qui a été forcé à se développer dans une zone de vitesse moins élevée, ce qui a favorisé l'entraînement.

Dans les premiers diamètres de son développement (x/D compris entre 1 et 3), le jet contrôlé provoque donc un entraînement d'air extérieur plus important que le jet seul. Tout se passe donc comme si le contrôle générait un flux supplémentaire, correspondant aux cartographies 4.7, venant s'ajouter au jet de référence. Dans la suite du développement du jet contrôlé ($x/D \geq 4$), l'évolution des vitesses moyennes est plus lente compte tenu du fait que le cisaillement est plus faible. L'allongement du cône potentiel qui en résulte est caractéristique d'un effet double-flux, ou effet de vol, décrit notamment par Morris [62]. Cette caractéristique démontre que le contrôle par microjet n'est pas un moyen d'augmenter le mélange du jet, dont la "signature" typique est la réduction de la longueur du cône potentiel.

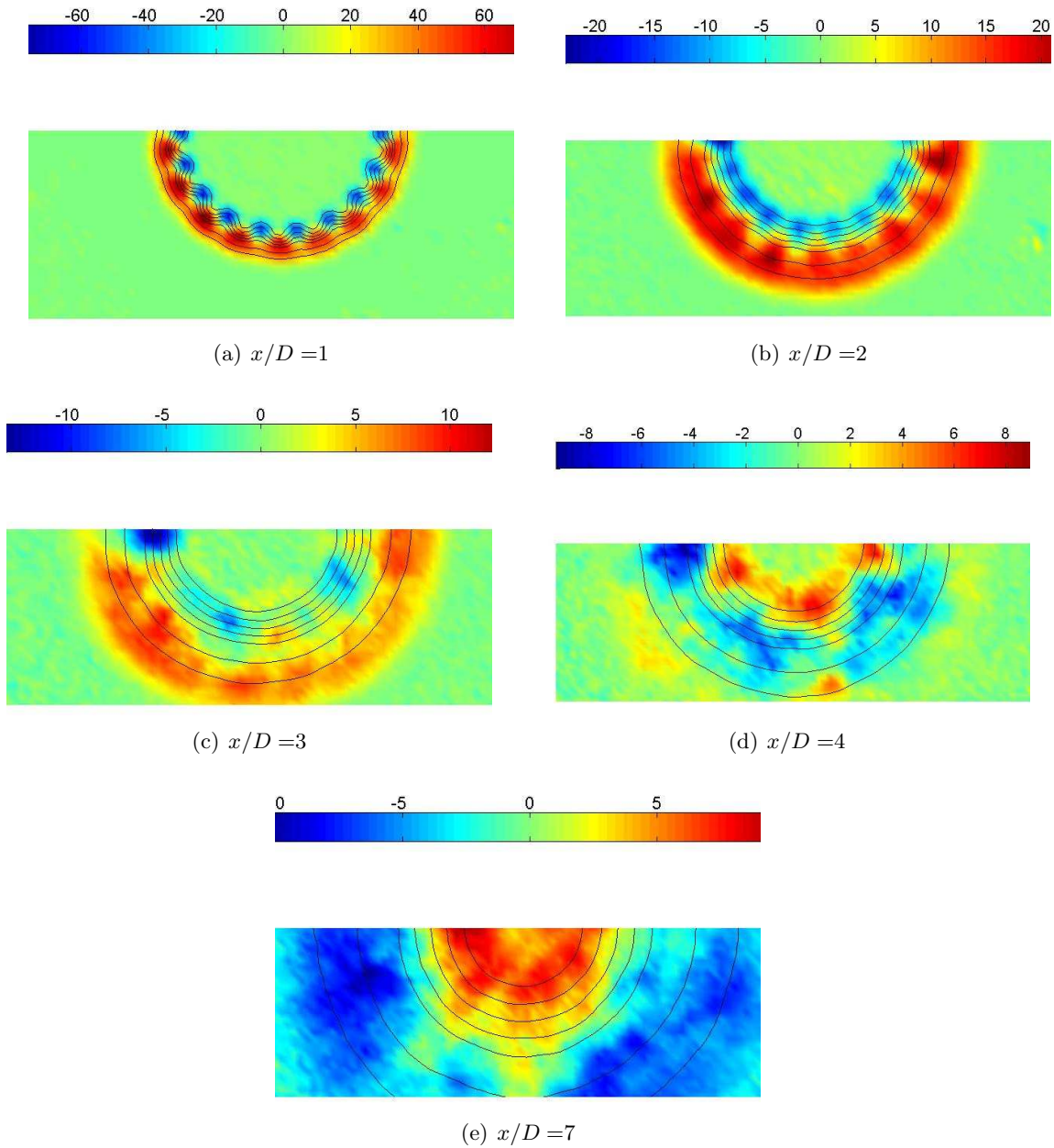


FIG. 4.7 – Cartographies de la différence des vitesses axiales moyennes $\Delta \overline{U}_x$ entre le jet contrôlé et le jet de référence.

Les zones de couleur rouge (respectivement bleue) correspondent à des régions où le jet contrôlé a une vitesse axiale moyenne plus élevée (respectivement plus faible) que le jet de référence. Les isocontours des vitesses axiales moyennes dans le cas du jet contrôlé sont donnés pour les valeurs $[.9 .8 .7 .6 .5 .3 .15]$ de la vitesse dans le cône potentiel.

Allongement du cône potentiel

L'évolution longitudinale des caractéristiques de l'écoulement moyen que sont l'épaisseur de quantité de mouvement ou le débit volumique traduit un allongement du cône potentiel. Compte-tenu de la disposition du plan de mesure, nous ne disposons que de valeurs discrètes pour la détermination de l'évolution longitudinale des quantités moyennes telle que la vitesse longitudinale. Ces seules données ne permettent pas de quantifier avec précision l'allongement du cône potentiel sous l'effet du contrôle ; néanmoins, il est possible d'illustrer cet allongement en matérialisant, sur les cartographies de vitesse axiale moyenne en $x/D = 7$, les zones où l'écoulement a une vitesse supérieure à un seuil arbitraire, fixé ici à 95% de la vitesse dans le cône potentiel. La figure 4.8 illustre ces zones dans le cas du jet de référence et dans celui du jet contrôlé. On constate un accroissement de la surface de cette zone sous l'effet du contrôle. En conjuguant ce résultat à la valeur du taux d'accroissement de la couche de mélange en $x/D = 7$, on peut estimer que le cône potentiel s'allonge dans ce cas d'approximativement $1D$.

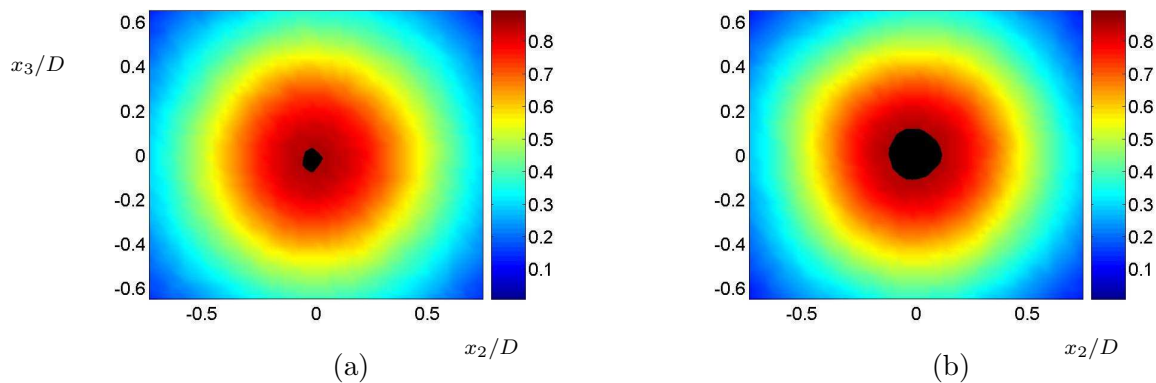


FIG. 4.8 – Cartographie des vitesses axiales moyennes en $x/D = 7$

Matérialisation de la zone de l'écoulement où la vitesse est supérieure ou égale à 95% de la vitesse dans le cône potentiel. (a) Jet de référence, (b) Jet contrôlé.

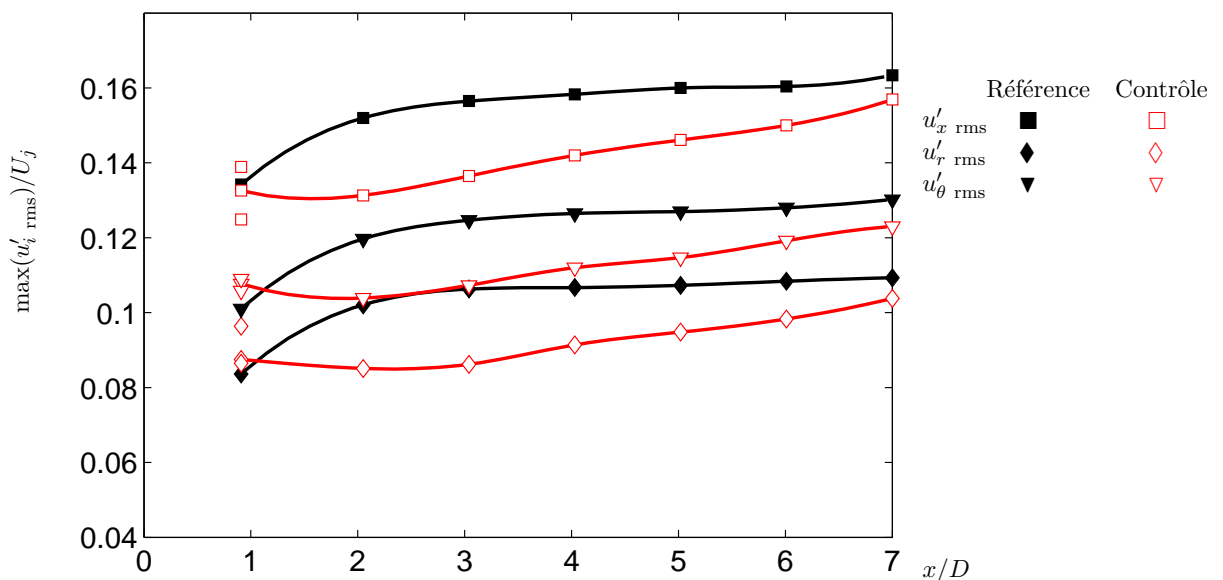


FIG. 4.9 – Évolution longitudinale des maxima de valeurs rms des fluctuations de vitesse.

Les composantes de vitesse axiale, radiale et orthoradiale sont représentées pour le jet de référence (■, ◆ et ▼) et pour le jet contrôlé (□, ◇ et ▽). Pour la position $x/D = 1$ et dans le cas du contrôle, deux valeurs de maxima sont données correspondant à la valeur moyenne relevée sur les ensembles (I) et (II).

4.1.2 Champs de vitesses fluctuantes.

La modification du champ de vitesse moyenne s'accompagne de la modification du champ de vitesse fluctuante, dont l'intensité est affectée par le contrôle. La figure 4.9 donne l'évolution longitudinale des maxima de turbulence des trois composantes de la vitesse dans le repère cylindrique. On constate que les tendances sont identiques pour chaque composante de vitesse : pour x/D supérieur à 2, le contrôle réduit ces maxima, avec un maximum de réduction situé entre $x/D = 2$ et $x/D = 3$. En $x/D = 1$, les champs de vitesse fluctuante sont, tout comme les champs de vitesse moyenne, non uniformes en azimut, et l'on peut distinguer sur les cartographies de u'_i rms des zones de plus forte intensité de turbulence intercalées entre deux impacts de jet. Ainsi, selon que l'on moyenne dans le plan d'impact ou dans un plan situé entre deux impacts successifs, on obtient deux valeurs différentes reportées sur la figure 4.9, la courbe passant quant à elle par un point obtenu en moyennant tout l'azimut.

On représente également l'évolution longitudinale du maximum de la corrélation moyenne de vitesse $\overline{u'_x u'_r}$. L'effet du contrôle décrit pour les valeurs rms du champ de vitesse est retrouvé pour cette corrélation, et l'on constate que la réduction induite par le contrôle atteint près de 20% de la valeur trouvée pour le jet seul en $x/D = 3$. La valeur typique obtenue pour cette corrélation est 0.0095, ce qui présente un bon accord avec la valeur 0.01 obtenue par Bradshaw *et al.* [12].

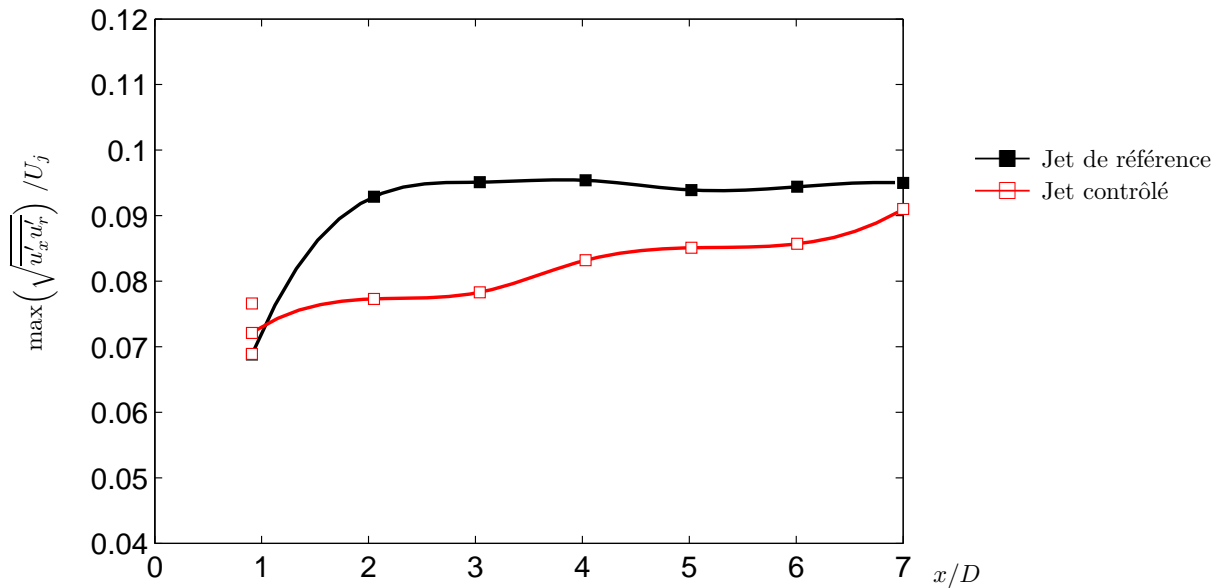


FIG. 4.10 – Évolution longitudinale du maximum de $\overline{u'_x u'_r}$.

Le maximum de cette corrélation moyenne, ramené à la vitesse du jet $/U_j$, est tracé pour le jet de référence (■) et le jet contrôlé (□).

4.1.3 Corrélations spatiales de vitesse

L'effet du contrôle sur les corrélations de vitesse peut être déterminé à partir des cartographies de corrélations des trois composantes de vitesse, \mathcal{R}_{xx} , \mathcal{R}_{rr} et $\mathcal{R}_{\theta\theta}$, données par les figures 4.11, 4.12 et 4.13 pour $x/D = 1$. Sur chaque figure est tracée la cartographie de vitesse axiale moyenne sous la forme d'isocontours de $\overline{U_x}/U_j$ (de 0.9 à 0.1 par pas de 0.1) : on y repère par le symbole * le point de calcul des corrélations de vitesses représentées sous la forme de cartographies dans le plan (x_2, x_3) . Les cartographies de corrélation ont une étendue spatiale correspondant au cadre entourant chaque point de calcul *. On représente également sur ces cartographies les directions radiale (—) et orthoradiale (---) liées au point de calcul considéré.

La figure 4.11 présente les résultats obtenus au centre de la couche de mélange, pour cinq points différents répartis dans la direction azimutale. Les cartographies de corrélations de vitesse sont représentées sous la forme d'isocontours de \mathcal{R}_{ii} , $i \in \{x, r, \theta\}$, pour les valeurs 0.7 à 0.1 par pas de 0.1. On remarque que ces contours prennent l'allure d'ellipsoïdes dont l'orientation, décrite en 3.3.2 pour la position $x/D = 7$, est fonction de i . Ainsi \mathcal{R}_{xx} et \mathcal{R}_{rr} sont orientés selon la direction radiale, tandis que $\mathcal{R}_{\theta\theta}$ suit la direction orthoradiale. On remarque de plus que le rapport entre le grand axe et le petit axe de ces ellipses est proche de 1 pour \mathcal{R}_{xx} , alors qu'il est plus élevé pour \mathcal{R}_{rr} et $\mathcal{R}_{\theta\theta}$.

La même démarche appliquée au cas du jet contrôlé donne les résultats présentés en figure 4.12 et 4.13. Les points de calcul des corrélations de vitesse sont, dans un cas, placés entre deux points d'impact de microjet, et dans l'autre cas en aval du point d'impact. On constate que la forme typique de l'isocontour de corrélation n'est plus une ellipse contrairement au cas du jet de référence. En effet, lorsque le point de calcul est situé entre deux points d'impact, on constate que les contours de corrélations de vitesse \mathcal{R}_{xx} et $\mathcal{R}_{\theta\theta}$ sont modifiés du côté haute vitesse pour les cinq points illustrés, au moins pour les valeurs de corrélations inférieures ou égales à 0.3 (figure 4.12). Ces contours adoptent approximativement la forme d'un triangle dont le sommet pointe vers le centre du jet. De même, lorsque le point de calcul est situé en aval de l'impact d'un microjet, les contours de corrélations $\mathcal{R}_{\theta\theta}$ semblent s'incurver systématiquement vers les hautes vitesses (figure 4.13), alors que \mathcal{R}_{xx} se dissymétrise également par rapport à l'axe \mathbf{e}_θ en semblant s'étendre du côté des hautes vitesses, prenant la forme d'un triangle dont le sommet pointe cette fois vers l'extérieur du jet.

Remarquant l'homogénéité azimutale du jet de référence, on calcule la cartographie moyenne de corrélations de vitesse résultant de la moyenne des cinq cartographies projetées dans le repère polaire associé à chaque point de calcul *. Cette cartographie est donnée en figure 4.14(a) avec la même échelle de couleur que les cartographies de la figure 4.11. De même, on moyenne les résultats du jet contrôlé pour les deux positions caractéristiques du point de calcul : la cartographie moyenne présentée en figure 4.14(b) correspond aux résultats de la figure 4.12, et la cartographie de la figure 4.14(c) à ceux de la figure 4.13. La comparaison de ces comportements moyens indique que les microjets induisent une modification de la répartition des corrélations de vitesse pour les valeurs du coefficient \mathcal{R}_{ii} essentiellement inférieures à 0.5. De plus, dans le cas du jet contrôlé, les zones où la corrélation reste non nulle correspondent à l'espace compris entre deux impacts de microjets : en effet, la zone $\mathcal{R}_{ii} \geq 0.2$ - par exemple - s'étend préférentiellement selon :

- la direction radiale si le point de calcul est situé entre deux points d'impact,
- la direction orthoradiale si le point de calcul est situé sur le point d'impact.

Par conséquent, on envisage une modification des caractéristiques des structures turbulentes assurant la corrélation mesurée, modification essentiellement localisée entre deux points d'impact de microjets.

Les cartographies moyennes de corrélation de vitesse sont calculées également en $x/D = 3$, par application de la même méthode. La figure 4.15 donne ces cartographies moyennes dans le cas du jet de référence 4.15(a), et dans le cas du jet contrôlé pour deux moyennes spatiales différentes. La première est réalisée sur les 9 points situés en aval de l'impact des microjets 4.15 et la deuxième sur 9 points situés dans l'intervalle entre ces points d'impacts 4.15(c), ce qui correspond à un décalage angulaire de $\pi/9$. On constate peu de différences significatives entre ces trois cartographies : ceci semble indiquer que, d'une part, le retour à l'axisymétrie est effectif en $x/D = 3$ dans le cas du contrôle, et d'autre part, pour les valeurs adoptées ici pour les différents paramètres du système de microjets, les échelles de corrélation ne sont pas significativement modifiées en $x/D = 3$ par le contrôle. Ce résultat complète le résultat similaire obtenu par Arakeri *et al.* [3], qui a déterminé que, en $x/D = 3$ et au centre de la couche de mélange, les microjets ne modifiaient pas significativement la cartographie de corrélations de la vitesse axiale dans le plan longitudinal.

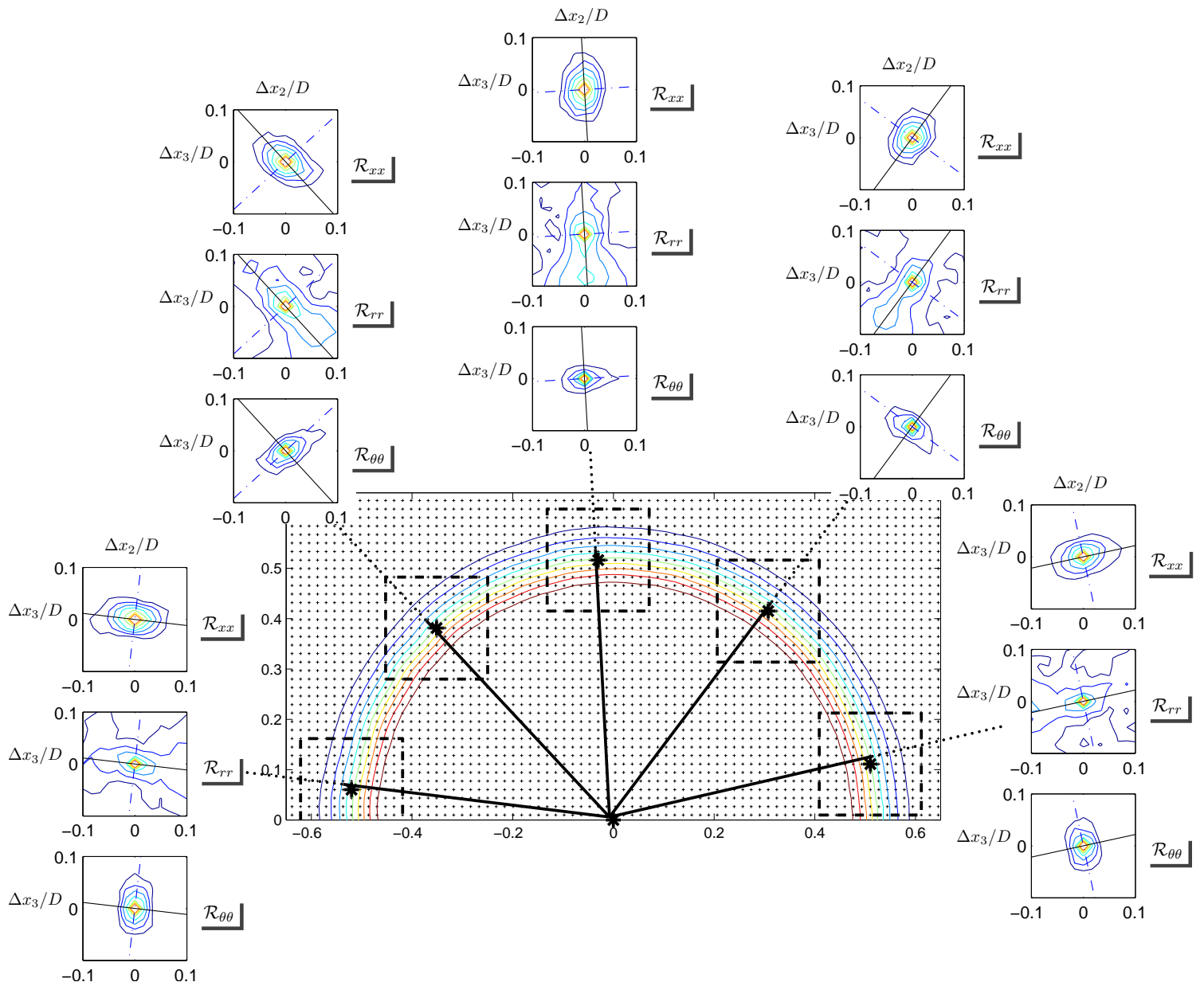


FIG. 4.11 – Cartographies de corrélations de vitesse du jet de référence.

Les quantités \mathcal{R}_{xx} , \mathcal{R}_{rr} et $\mathcal{R}_{\theta\theta}$ sont représentées dans le plan (x_2, x_3) en $x/D = 1$. Le calcul des corrélations est mené au centre de la couche de mélange pour différents points de l'azimut, sur une étendue matérialisée par les carrés en traits discontinus.

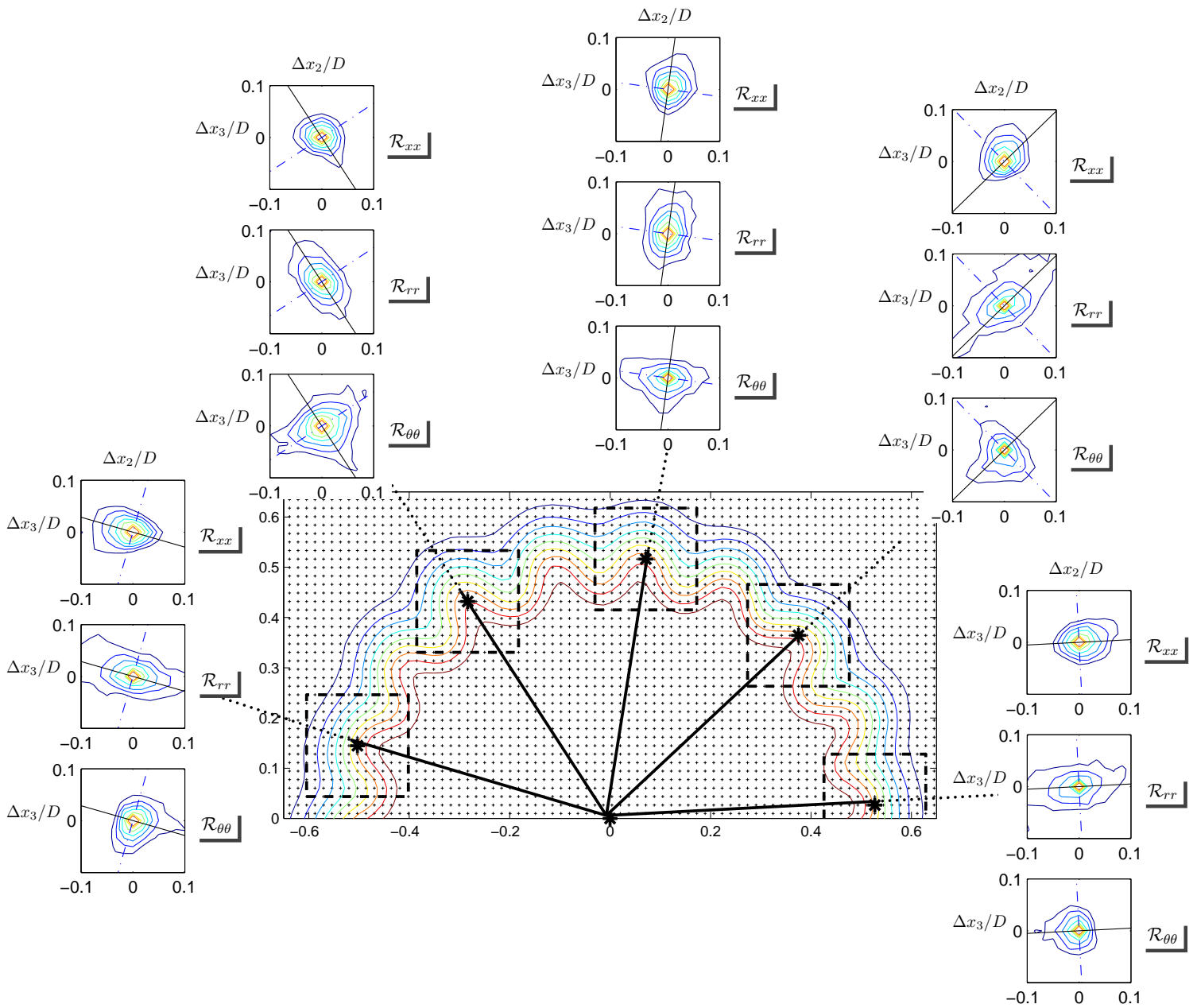


FIG. 4.12 – Cartographies de corrélations de vitesse du jet contrôlé.

Les quantités \mathcal{R}_{xx} , \mathcal{R}_{rr} et $\mathcal{R}_{\theta\theta}$ sont représentées dans le plan (x_2, x_3) en $x/D = 1$. Le calcul des corrélations est mené au centre de la couche de mélange pour différents points de l'azimut, situés entre deux impacts successifs de microjets.

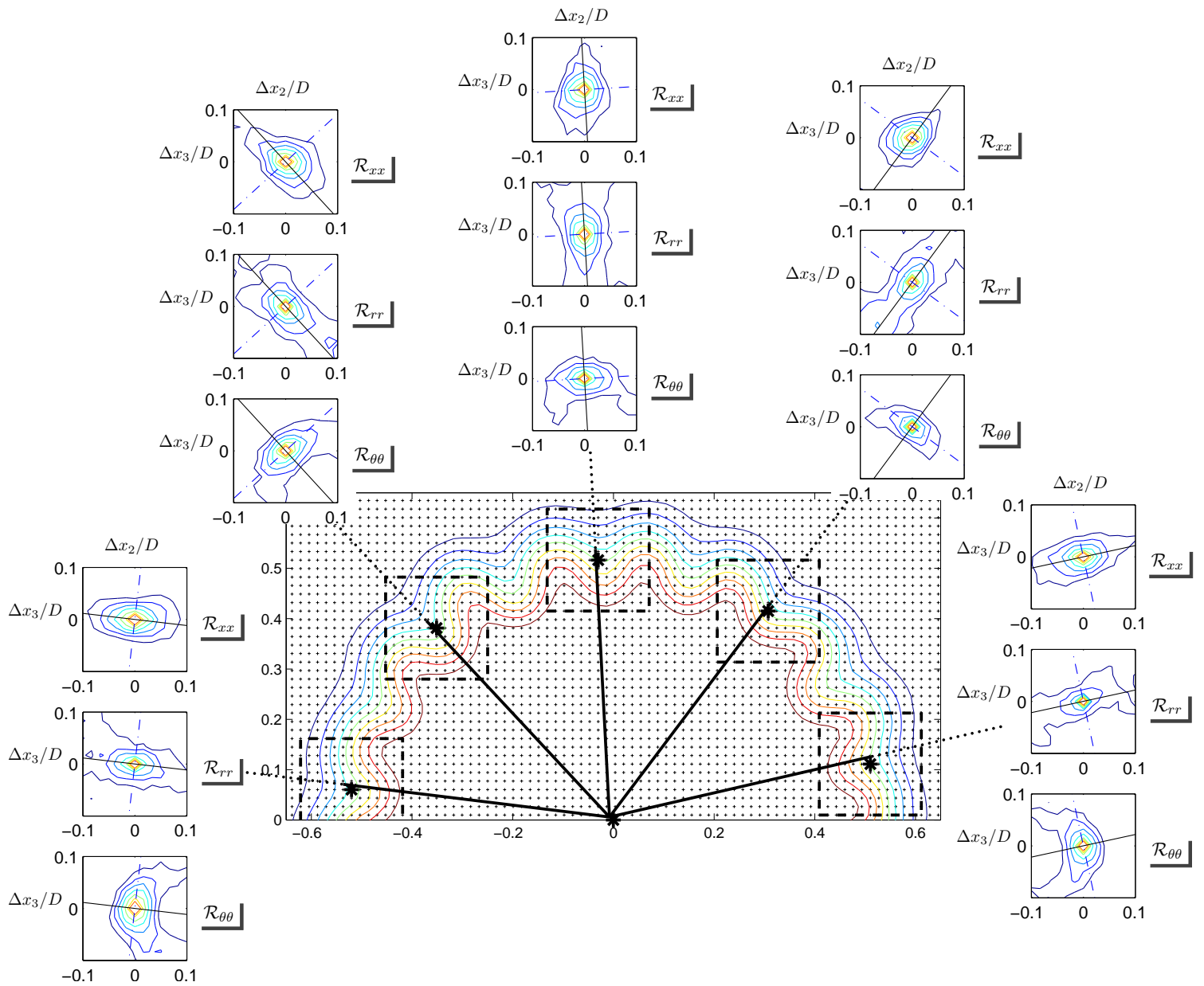


FIG. 4.13 – Cartographies de corrélations de vitesse du jet contrôlé.

Les quantités \mathcal{R}_{xx} , \mathcal{R}_{rr} et $\mathcal{R}_{\theta\theta}$ sont représentées dans le plan (x_2, x_3) en $x/D = 1$. Le calcul des corrélations est mené au centre de la couche de mélange pour différents points de l'azimut, situés en aval du lieu d'impact des microjets.

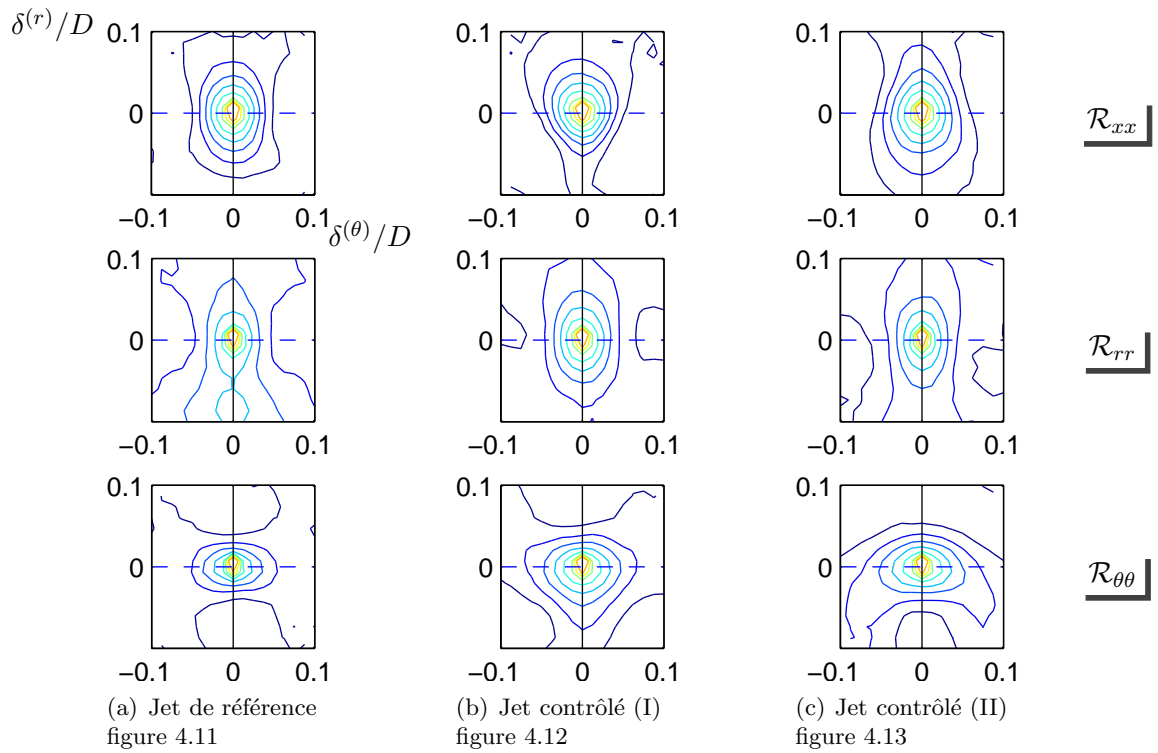


FIG. 4.14 – Cartographies moyennes de corrélation ramenées dans le repère cylindrique.

Les différentes cartographies des coefficients de corrélation des figures 4.11, 4.12 et 4.13 sont moyennées. Les déplacements selon les directions radiale et orthoradiale sont indiqués par $\delta^{(r)}$ et $\delta^{(\theta)}$. Position longitudinale : $x/D = 1$.

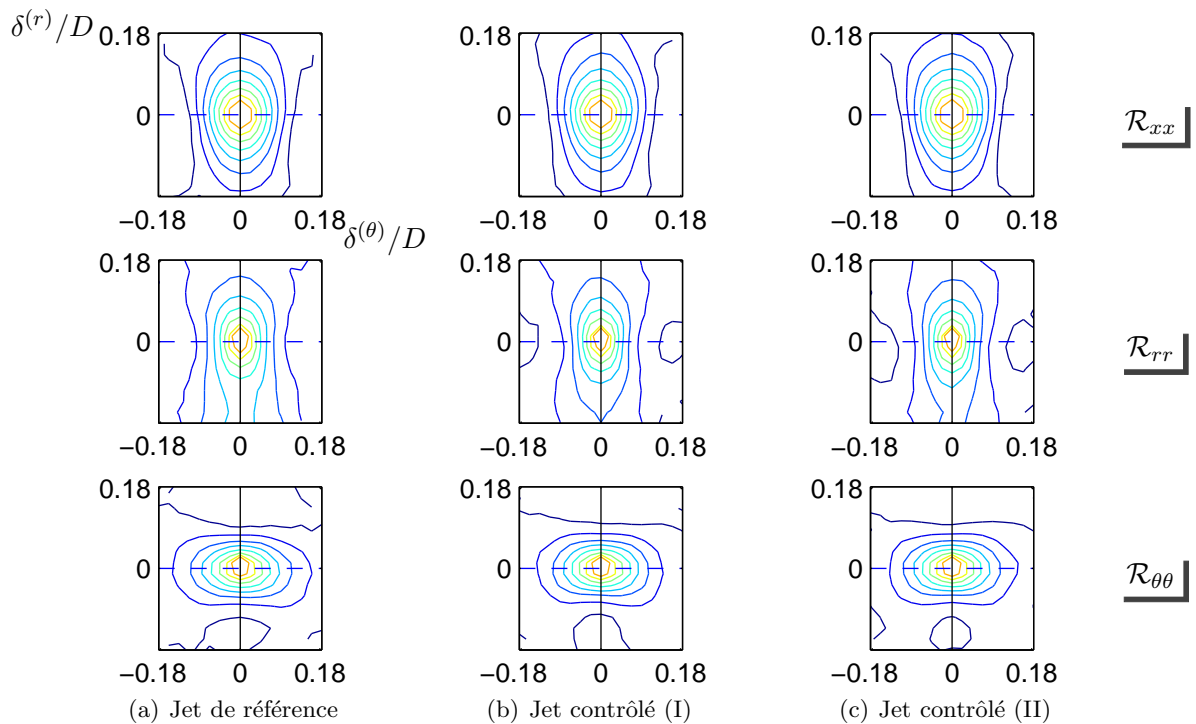


FIG. 4.15 – Cartographies moyennes de corrélation ramenées dans le repère cylindrique.

Position longitudinale : $x/D = 3$.

4.1.4 Détection des structures induites par l'impact des microjets

Comme indiqué en 2.6, l'interaction entre un microjet et le jet principal se traduit notamment par la génération de structures tourbillonnaires suivant un processus semblable à celui rencontré dans le cas d'un jet dans un écoulement transverse [39]. On note en particulier le développement d'une paire de tourbillons contrarotatifs, qui est généralement vue, en première approximation, comme une paire de tubes de vortacité stationnaire. A ce titre, l'examen des champs de vitesse moyenne dans le plan (x_2, x_3) est intéressant puisqu'il permet de déterminer l'existence d'un champ de vortacité longitudinale non négligeable. L'examen des structures longitudinales contenues dans chaque champ instantané est cependant un complément nécessaire à l'étude des champs moyens, notamment pour confirmer que la présence de vortacité longitudinale moyenne est bien représentative d'un phénomène instationnaire réel.

Étude de la vortacité moyenne $\overline{\omega_x}$ dans le plan orthogonal à l'axe du jet

Le champ de vortacité longitudinale moyenne est déterminé à partir des composantes de la vitesse moyenne dans le repère cartésien (x_2, x_3) . On compare sur la figure 4.16 le champ de vortacité longitudinale moyenne adimensionnée par des grandeurs caractéristiques de l'écoulement $\overline{\omega_x}D/U_j$ dans le cas du jet de référence (4.16(a)) et dans le cas du jet contrôlé (4.16(b)). On constate que la vortacité moyenne $\overline{\omega_x}$ demeure faible dans le cas du jet de référence, sans localisation marquée : ceci traduit notamment l'homogénéité azimutale du développement des structures longitudinales dans la couche de mélange du jet. Ces caractéristiques sont valables pour toutes les positions longitudinales x/D étudiées. A l'inverse, on note des niveaux élevés de vortacité moyenne dans le cas du jet contrôlé, organisés périodiquement selon l'azimut du jet. On constate de plus que ces tâches de vortacité sont de signe alterné, ce qui correspond à une paire de tourbillons contrarotatifs pour chaque microjet impactant, dont la direction d'impact est indiquée par les flèches sur la figure 4.16. La vortacité moyenne semble donc indiquer la présence - en moyenne - de structures tourbillonnaires générées par le contrôle. La persistance de ces structures dans le développement longitudinal du jet est liée au retour à l'axi-symétrie du champ de vitesse. Comme indiqué plus haut, ce retour est effectif dès $x/D = 3$ pour la configuration de contrôle étudiée ici : on ne distingue alors plus de différences notables dans le champ de vortacité longitudinale moyenne entre le jet de référence et le jet contrôlé.

Il est néanmoins généralement admis ([39] par exemple) que l'approche consistant à considérer ces paires de tourbillons comme des paires de tube de vortacité stationnaire est une interprétation très simplifiée, construite à partir de données issues de moyennes temporelles. Compte tenu du caractère instationnaire et stochastique de la génération de ces tourbillons, il convient donc de compléter l'étude des champs de vitesse moyenne par une étude systématique des champs instantanés.

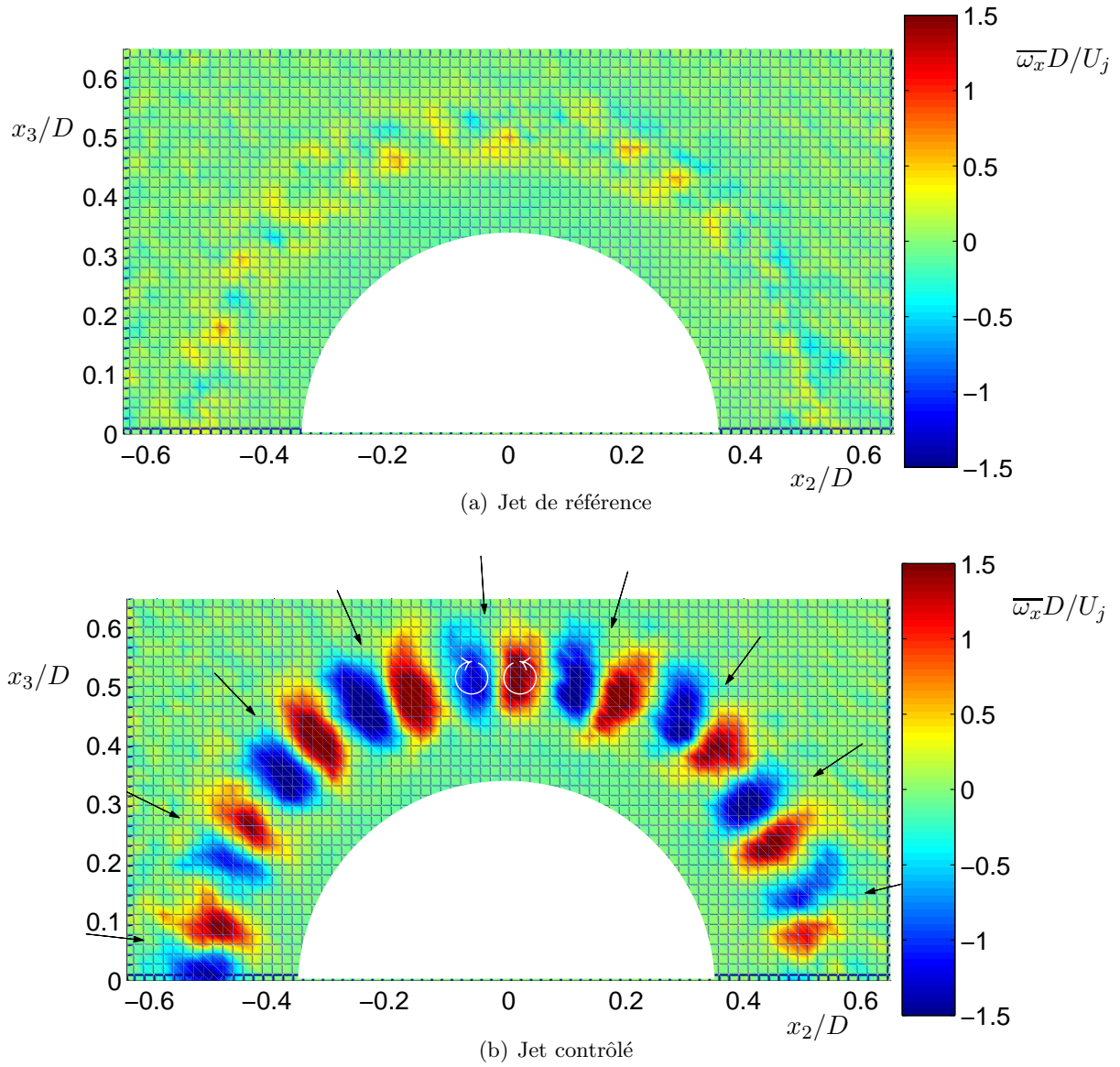


FIG. 4.16 – Cartographies de la vorticité moyenne longitudinale $\overline{\omega_x}D/U_j$.

Position longitudinale : $x/D = 1$. Les flèches \rightarrow indiquent la direction de l'impact des microjets.

Localisation des structures tourbillonnaires

La localisation des structures tourbillonnaires longitudinales est effectuée au moyen du critère Γ_2 décrit au paragraphe 2.6. Le lieu d'une structure est déterminé par la position d'un maximum local de la fonction Γ_2 , déterminé par algorithme. On peut donc déterminer, pour chaque champ instantané de vitesse, les positions approximatives du centre de chaque structure, et dresser la cartographie globale de tous les centres détectés sur l'ensemble des champs de vitesse. En d'autres termes, cette cartographie correspondrait à ce que nous donnerait un appareil à photographier le centre des tourbillons longitudinaux instantanés - si cet appareil existait! - appareil qui aurait été laissé ouvert durant 500 ou 1000 périodes d'acquisition. Une telle cartographie est donnée pour la position longitudinale $x/D = 1$ en figure 4.17 et pour $x/D = 3$ en figure 4.18. On compare sur ces figures les résultats obtenus pour le jet de référence au cas du jet contrôlé. Dans chaque cas, on représente en rouge les structures ayant une circulation de signe positif (tournant dans le sens direct \odot) et en bleu celles qui ont une circulation de signe négatif (sens indirect \ominus). A nouveau, la direction d'impact de chaque microjet est indiquée par une flèche (\rightarrow).

La figure 4.17(a) présente le résultat obtenu pour le jet de référence en $x/D = 1$. On remarque que la distribution totale de structures tourbillonnaires (au sens du critère Γ_2) implique autant de structures de circulation positive que de structures de circulation négative. De plus, on note que les structures tourbillonnaires occupent une zone d'étendue radiale valant approximativement $0.1D$; cette valeur est en très bon accord avec la mesure de l'épaisseur de vortacité $\delta_\omega = 0.12D$ en $x/D = 1$, donnée par la figure 3.2. Enfin, on constate que la distribution des structures semble homogène selon l'azimut, sans lieu préférentiel pour le développement de structures tourbillonnaires d'un signe donné. Le résultat dans le cas du jet contrôlé pour $x/D = 1$ est présenté en figure 4.17(b). On constate un élargissement de la zone dans laquelle sont situées les structures longitudinales, ce qui est en accord avec l'augmentation de l'épaisseur de quantité de mouvement donnée par la figure 4.5. On constate également que le contrôle induit une inhomogénéité dans la répartition azimutale des structures tourbillonnaires : les tourbillons de circulation positive sont relevés préférentiellement à droite de l'impact de chaque microjet, tandis que les tourbillons de circulation négative sont situés à sa gauche. Ce résultat valide les cartographies du champ de vortacité moyenne et confirme que la vortacité moyenne non nulle dans le cas du jet contrôlé résulte bien d'une action du contrôle sur le développement des structures longitudinales instantanées.

Pour traduire la répartition des structures tourbillonnaires selon l'azimut, on peut représenter une estimation de la fonction de densité de probabilité des structures de chaque signe. Cette densité de probabilité est calculée dans l'intervalle $[\pi/9 : 8\pi/9]$ sur une largeur de 0.02 radian. L'intervalle considéré, correspondant au segment angulaire occupé par 7 des 18 microjets dans cette configuration de contrôle, est indiqué sur la figure 4.17(b). On représente sur la figure 4.19 la densité de probabilité de la position angulaire des structures à circulation positive (en rouge) et à circulation négative (en bleu), dans le cas du jet de référence (traits pleins) et dans celui du jet contrôlé (traits discontinus). On constate d'une part que la répartition des structures pour le jet de référence est remarquablement homogène en azimut, et que le nombre de structures à circulation positive est égal à celui des structures à circulation négative, valant approximativement 4×10^{-3} . Dans le cas du jet contrôlé, on retrouve l'alternance mentionnée lors de l'examen des cartographies de répartition des centres traduisant la répartition inhomogène en azimut des structures longitudinales. On constate surtout par ce graphique que le nombre de structures longitudinales a augmenté sous l'effet du contrôle, atteignant typiquement dans les zones de forte densité deux fois le nombre de structures longitudinales du jet de référence.

Plus en aval, par exemple en $x/D = 3$ (figure 4.18) ou en $x/D = 7$ (résultats non présentés), on retrouve une distribution axisymétrique des structures longitudinales, sans zone préférentielle pour le développement des structures d'un signe donné. On constate qu'en $x/D = 3$, l'épaisseur de couche de vortacité du jet de référence est légèrement inférieure à celle obtenue pour le jet contrôlé, ce qui est en accord avec les résultats présentés en figure 4.5. La représentation du nombre de structures contenues dans chaque secteur angulaire de la figure 4.18 est donnée à la figure 4.20. On retrouve une répartition homogène des structures longitudinales dans le cas de référence comme dans celui

du contrôle, avec une valeur moyenne du nombre de structures ramenées au total du jet de référence valant respectivement 4×10^{-3} et 5×10^{-3} . La hausse du nombre moyen de structures est donc estimée à 25% du nombre de structures détectées pour le jet seul.

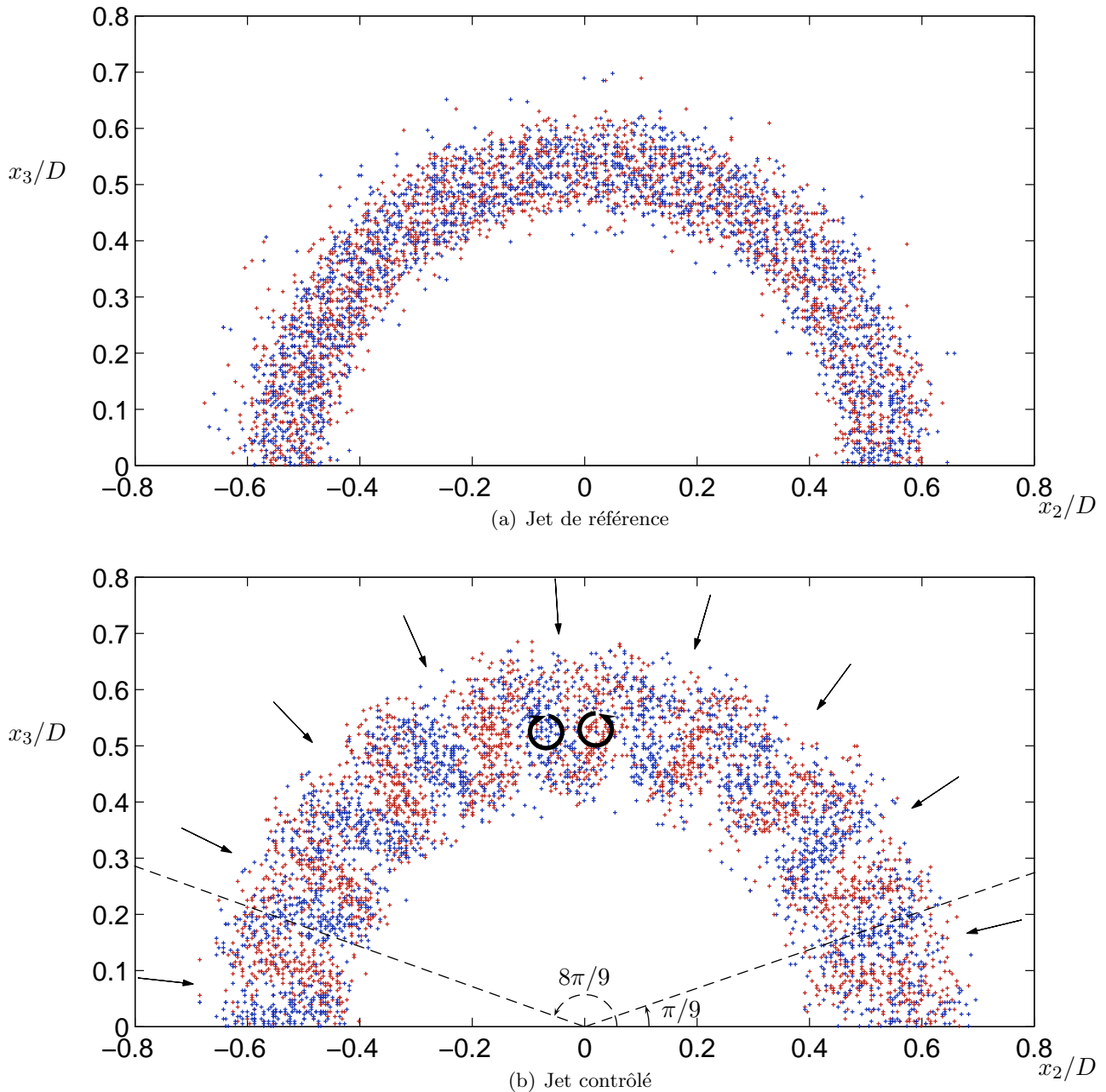


FIG. 4.17 – Cartographies cumulatives des positions des centres de tourbillons.

(a) Jet de référence et (b) jet contrôlé. Les flèches indiquent le lieu et la direction d'impact d'un microjet et le secteur angulaire compris entre les angles $\pi/9$ et $8\pi/9$ est utilisé pour la figure 4.19. Les structures sont distinguées selon leur sens de circulation, et chaque point de couleur représente le centre d'une structure détectée, avec une circulation dans le sens direct (\bullet), indirect (\circ). Position longitudinale : $x/D = 1$.

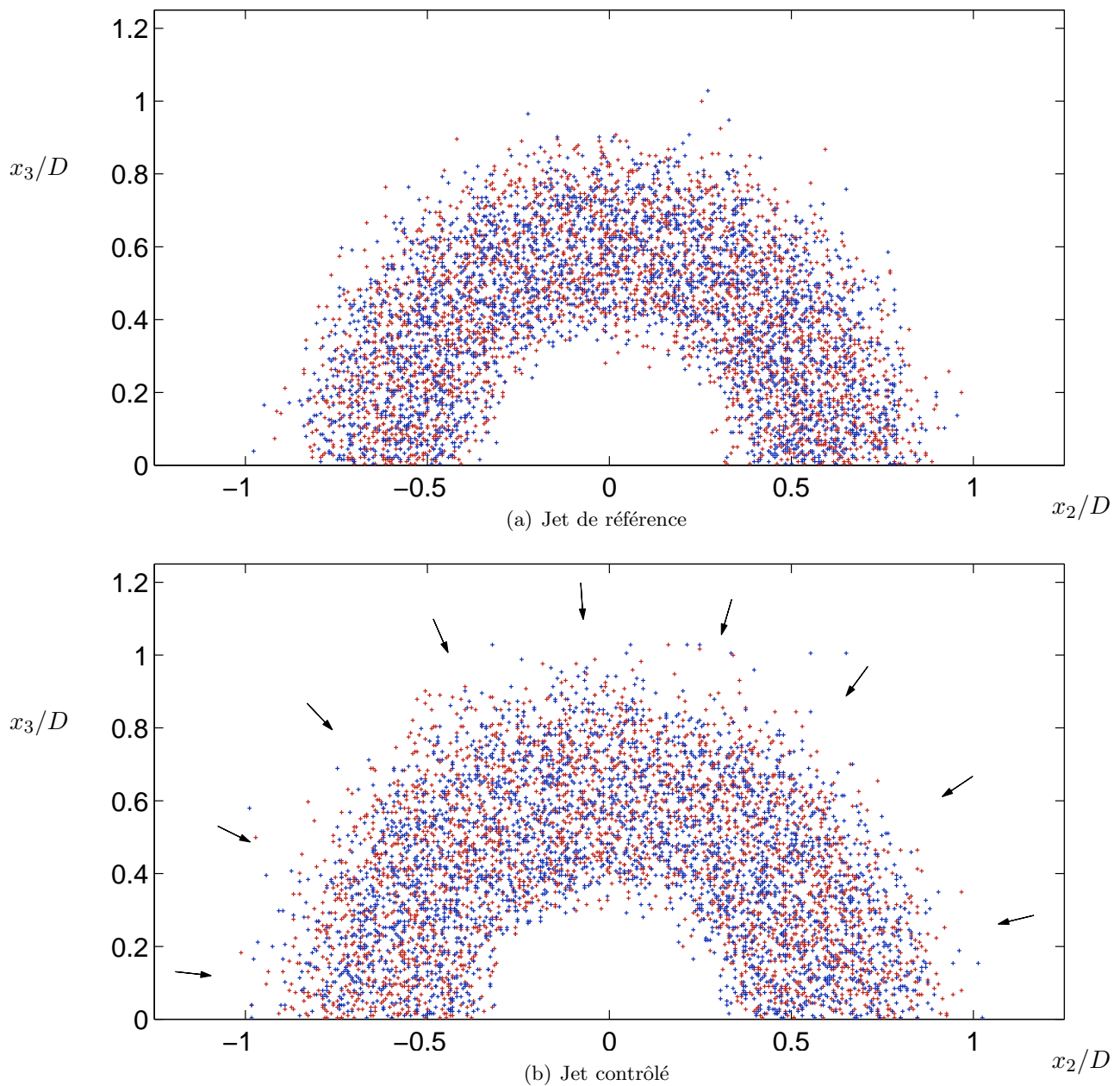


FIG. 4.18 – Cartographies cumulatives des positions des centres de tourbillons.

(a) Jet seul et (b) Jet contrôlé. Les flèches indiquent le lieu et la direction d'impact d'un microjet et le secteur angulaire compris entre les angles $\pi/9$ et $8\pi/9$ est utilisé pour la figure 4.19. Les structures sont distinguées selon leur sens de circulation, et chaque point de couleur représente le centre d'une structure détectée, avec une circulation dans le sens direct (\bullet), indirect (\bullet). Position longitudinale : $x/D = 3$.

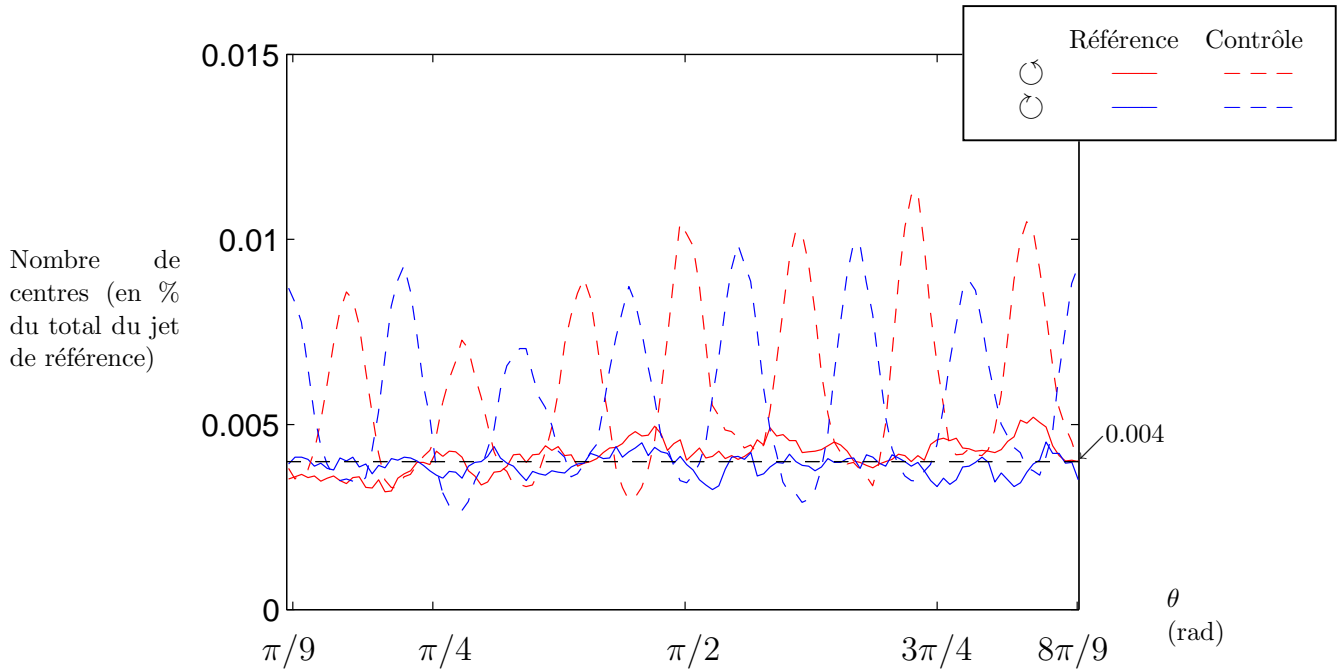


FIG. 4.19 – Évaluation de la répartition azimutale du nombre de centres de structures tourbillonnaires.

Position longitudinale : $x/D = 1$

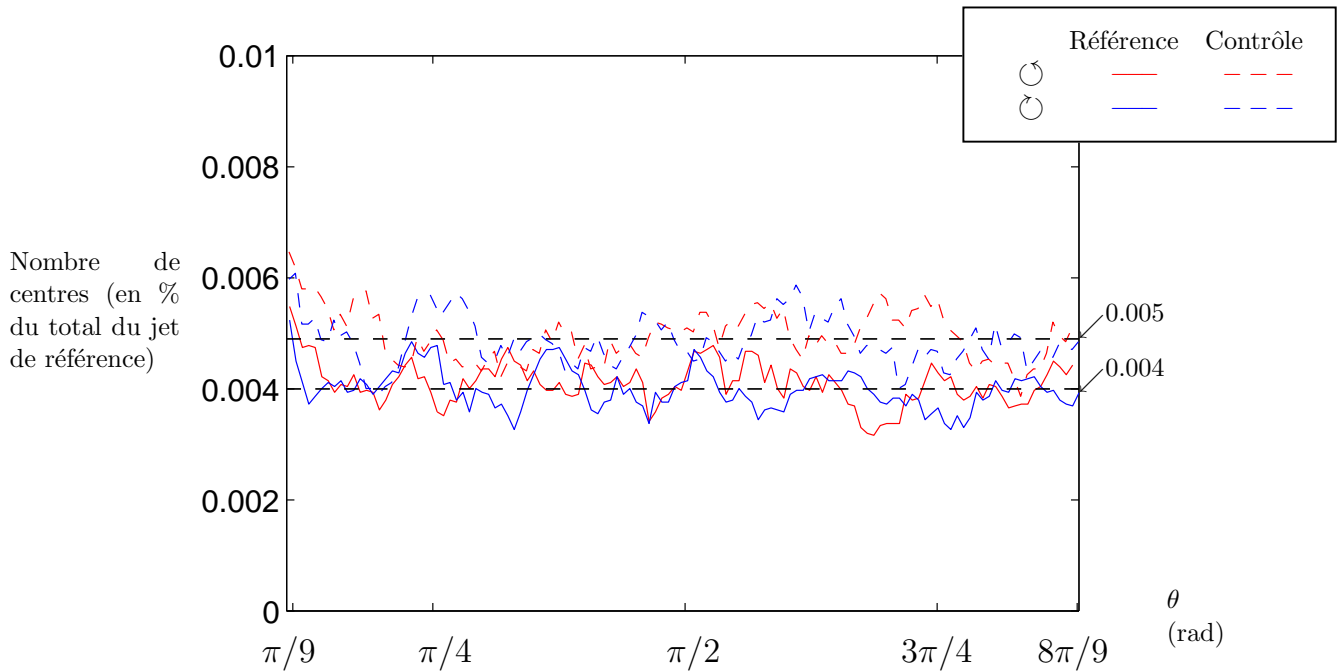


FIG. 4.20 – Évaluation de la répartition azimutale du nombre de centres de structures tourbillonnaires.

Position longitudinale : $x/D = 3$.

Comparaison des caractéristiques

L'étude des structures longitudinales présentes sur chaque champ instantané de vecteurs complète donc l'approche liée au champ moyen de vitesse. Il est utile, notamment dans la perspective de l'étude de l'influence de différents paramètres du système de microjets, de poursuivre cette analyse en précisant les caractéristiques principales des structures détectées. Le paragraphe précédent a permis d'illustrer la modification de la répartition azimutale des structures tourbillonnaires en $x/D = 1$ par l'augmentation du nombre de structures à proximité des lieux d'impact des microjets. Plus en aval, le nombre de structures reste significativement accru. Pour compléter ces résultats, il convient également de préciser l'aire moyenne des tourbillons et la circulation de la vitesse sur le contour extérieur de chaque structure.

Pour chaque structure détectée, c'est à dire pour laquelle la fonction Γ_2 est supérieure à une valeur seuil indépendante de l'intensité du tourbillon, on détermine l'étendue du contour sur lequel la fonction prend une valeur supérieure à 0.6 (valeur proche de la valeur critique indiquée par Graftieux *et al.* [35]). Ce contour est utilisé également pour le calcul de la circulation de vitesse, caractéristique de la structure rencontrée. Les résultats obtenus dans le cas du contrôle sont rassemblés dans le tableau 4.1 et présentés en proportion des valeurs obtenues pour le jet de référence à la même position longitudinale.

Ainsi, on constate que pour $x/D = 1$ l'ensemble des grandeurs caractéristiques des structures voient leur valeur augmenter. Ceci traduit une énergie accrue de ces structures tourbillonnaires, qui peuvent ainsi favoriser l'entraînement de l'air extérieur comme montré à la figure 4.6. Cette tendance est en bon accord avec la modification des corrélations de vitesse précédemment présentées ainsi qu'avec l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente moyenne visible sur la figure 4.9. Plus en aval, le nombre de structures détectées dans le cas du contrôle reste supérieur ou égal à celui obtenu pour le jet de référence; leur aire moyenne n'est pas significativement modifiée, et la circulation moyenne est réduite. Pour $x/D = 3$ elle ne représente que 80% de la valeur obtenue dans le cas de référence. Ces résultats sont cohérents avec la diminution d'énergie cinétique, importante en $x/D = 3$ et plus réduite en $x/D = 7$, relatée par la figure 4.9.

x/D	Jet contrôlé		
	1	3	7
Nombre de structures	1.35	1.2	1
Aire moyenne des structures	1.3	1	1
Circulation moyenne	1.4	0.8	0.9

TAB. 4.1 – Grandeurs caractéristiques moyennes des structures détectées.

Les valeurs de ce tableau sont normalisées par les valeurs correspondantes du jet de référence.

4.2 Effet du contrôle sur le bruit en champ lointain

4.2.1 Formalismes spectraux

Les spectres obtenus en champ lointain à la position radiale $r/D = 40$ du centre de la sortie de tuyère, ont été corrigés de la réponse en fréquence du microphone et de l'absorption atmosphérique. Ils sont donnés en figure 4.21 pour comparaison aux résultats obtenus par Jordan *et al.* [51] et par Barré [6] ramenés aux conditions de la présente étude. Ces spectres sont exprimés en dB/St_D en fonction du nombre de Strouhal St_D . On constate un bon accord entre ces trois courbes sur l'intervalle de Strouhal $[2 \cdot 10^{-2} : 4]$. Pour les différentes campagnes de mesures acoustiques de la réduction du bruit de jet par microjets impactants, deux systèmes d'acquisition différents ont été employés. Il est apparu nécessaire de corriger *a posteriori* les résultats obtenus par l'un de ces deux systèmes, qui présentaient une coupure haute fréquence artificielle dont l'origine n'est pas déterminée à ce jour.

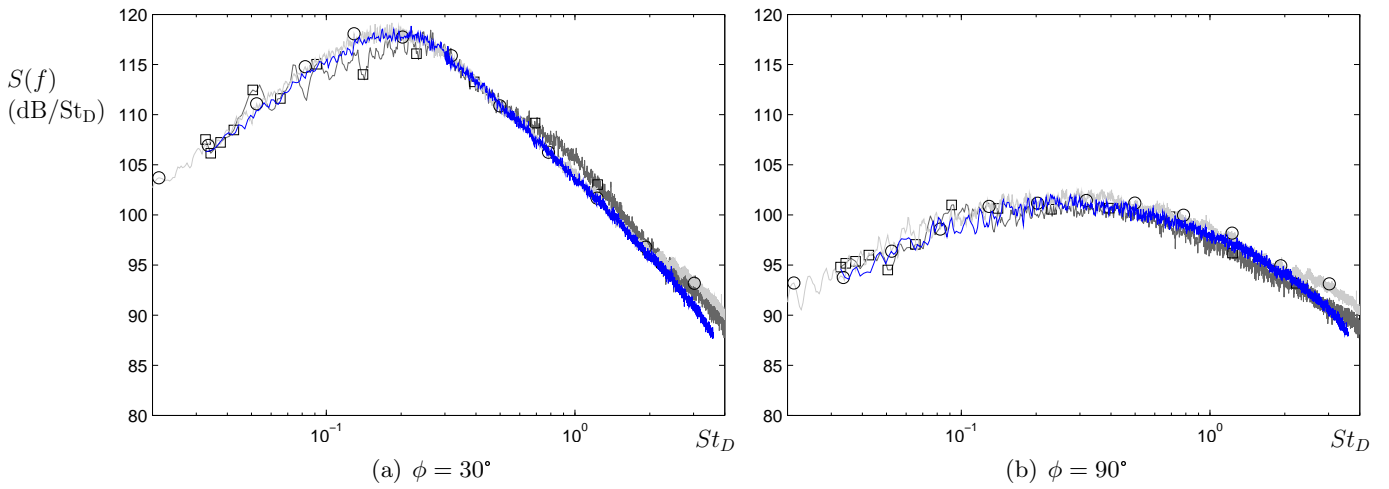


FIG. 4.21 – Spectres de bruit en champ lointain en (a) $\phi = 30^\circ$ et (b) $\phi = 90^\circ$.

Comparaison avec les mesures à $M_j = 0.9$ de Jordan & Gervais [51](\square) et de Barré [6](\circ), ramenées à la distance de mesure de la présente étude.

Deux formalismes complémentaires sont employés pour présenter les spectres de bruit de jet. La représentation classique de la densité spectrale de puissance $S(f)$ en dB/Hz est en effet complétée ici par une représentation de cette densité spectrale pondérée par la fréquence f en fonction du logarithme de la fréquence. Cette représentation dont l'abscisse est adimensionnelle ($\log_{10}(f)$) et l'ordonnée exprimée en Pa^2 ($fS(f)$), permet une estimation du niveau de bruit SPL par intégration directe de l'aire sous la courbe, selon la formule :

$$SPL = 10 \log_{10} \frac{2.3 \int_{\log_{10}(f_1)}^{\log_{10}(f_2)} fS(f) d(\log_{10}(f))}{p_{ref}^2} \quad (4.1)$$

Cette représentation de l'énergie acoustique permet d'évaluer directement la contribution d'une gamme de fréquence donnée au bruit global. Par extension, elle permet également d'estimer la réduction de bruit apportée par le contrôle sur une bande de fréquence donnée. A titre d'illustration, on donne en figure 4.22 la représentation classique de la densité spectrale de puissance $S(f) = \mathcal{F}(f)$ et la représentation choisie pour la présente étude $fS(f) = \mathcal{G}(\log_{10}(f))$ dans le cas du jet seul, pour $\phi = 30^\circ$ et $\phi = 90^\circ$. On a placé sur ces deux figures l'échelle de Strouhal $St_D = fD/U_j$ correspondant à l'échelle de fréquence utilisée.

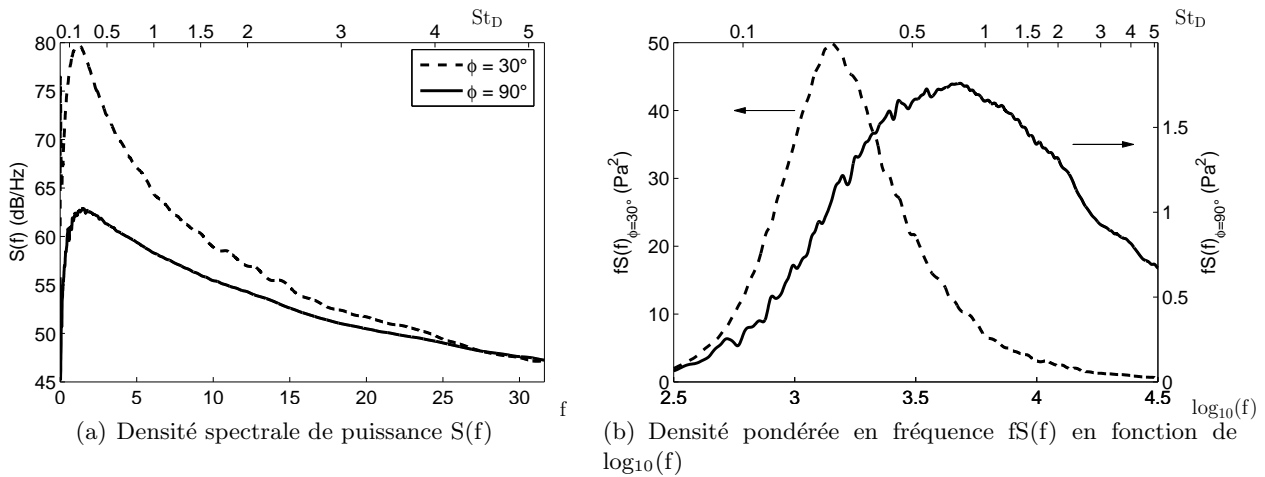


FIG. 4.22 – Formalismes pour la représentation des spectres de bruit en champ lointain.

4.2.2 Réduction de bruit sur le plan spectral

L'effet du contrôle par microjets se traduit par une modification du spectre large bande du bruit de jet subsonique sur l'ensemble de la gamme fréquentielle testée. On constate de manière générale une réduction du niveau de bruit basse-fréquence : le contrôle par microjets permet par conséquent, compte tenu du fait que l'énergie acoustique du bruit de jet est essentiellement basse-fréquence, une réduction du niveau de bruit global. Une réduction de bruit global a par ailleurs été mesurée sur des jets de Mach $M_j = 0.3$ [21] ou $M_j = 0.7$ [18], lors d'études antérieures menées au LMFA sur les microjets impactants. Cette réduction est obtenue pour tous les angles d'écoute ϕ , ce qui constitue une particularité de ce type de contrôle. En effet, la réduction de bruit de jet obtenue par l'emploi de chevrons pour $\phi \approx 30^\circ$ est obtenue au détriment d'une régénération de bruit pour $\phi \approx 90^\circ$. Les résultats obtenus pour ces deux angles caractéristiques des sources de bruit de jet permettront d'illustrer l'effet des microjets dans la suite de ce manuscrit.

La répartition spectrale de réduction de bruit apportée par le contrôle est représentée en figure 4.23. On constate que la réduction de bruit est maximale pour les fréquences correspondant aux maxima d'énergie acoustique pour les deux angles d'écoute. La réduction du bruit SPL associée au contrôle sur la gamme de fréquence 20 Hz - 20kHz est typiquement de 1 dB pour $\phi = 30^\circ$ et 1.4 dB pour $\phi = 90^\circ$.

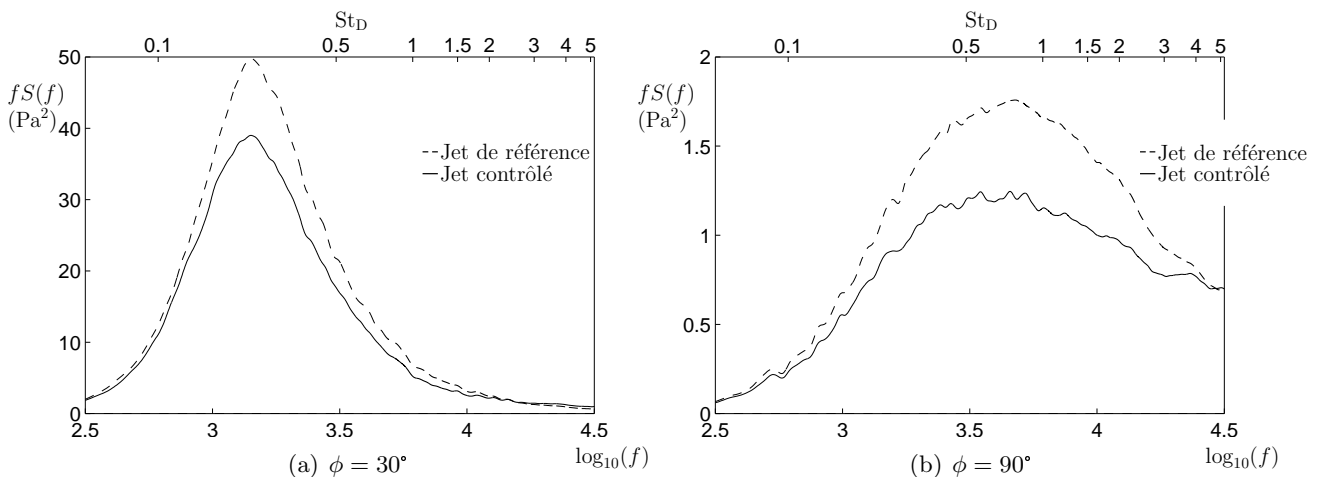


FIG. 4.23 – Répartition spectrale de la réduction du bruit en champ lointain.

4.3 Conclusion

La modification du champ aérodynamique du jet par les microjets impactants est caractérisée par une forte inhomogénéité des grandeurs caractéristiques moyennes de l'écoulement dans les premiers diamètres en aval de la tuyère. Le retour à l'axisymétrie est obtenu typiquement en $x/D = 3$. Les intensités de turbulence sont notablement réduites pour $1 < x/D < 7$, le maximum de réduction étant obtenu en $x/D = 2$.

L'impact des microjets sur la couche de mélange du jet favorise le développement de structures cohérentes d'axe longitudinal. Ces structures sont localisées sélectivement de part et d'autre de l'impact, et cette distribution azimutale persiste jusqu'à $x/D = 1$. Le rôle de ces structures n'est pas identifié à ce stade de l'étude.

L'effet des microjets sur le bruit émis correspond à une réduction de l'énergie acoustique sur l'ensemble de la gamme fréquentielle [200 Hz - 35 kHz]. Cet effet se traduit par une réduction du bruit global de l'ordre de 1.5 dB, résultat comparable aux conclusions des études antérieures.

Pour discerner le(s) mécanisme(s) responsable(s) de la réduction du bruit, nous avons choisi de mener l'étude des effets des paramètres caractéristiques du système de contrôle, présentée au chapitre suivant.

Chapitre 5

Influence des différents paramètres du système de contrôle sur le champ aérodynamique du jet et sur le bruit en champ lointain.

Les systèmes de contrôle de bruit de jet rencontrés jusqu'à présent sont essentiellement mécaniques, ce qui réduit l'accessibilité d'une étude paramétrique. Il faut en effet disposer de plusieurs systèmes de contrôle différents impliquant un seul paramètre pour en déterminer l'influence, ce qui a pour conséquence une limitation dans l'échantillonnage des valeurs prises par ce paramètre. Une nouvelle approche a pu cependant être récemment envisagée par l'emploi de systèmes mécaniques à mémoire de forme [79, 59], permettant un degré de liberté géométrique pour un système mécanique donné.

Le contrôle fluïdique tel qu'envisagé ici offre *par construction* un nombre non négligeable de paramètres caractéristiques, géométriques et aérauliques. On peut donc envisager une modification continue et *in situ* de la valeur de certains de ces paramètres, au cours d'un même essai. L'effet de ces paramètres est étudié sur le plan acoustique et, pour la plupart de ces paramètres, sur le plan aérodynamique par SPIV. L'étude par SPIV est effectuée dans un plan perpendiculaire à l'axe du jet de Mach $M_j = 0.9$, aux distances longitudinales $x/D = 1$, $x/D = 3$ et $x/D = 7$.

Les paramètres géométriques étudiés sont représentés en figure 5.1. On distingue la distance longitudinale l entre l'impact des microjets sur la couche de mélange et la lèvre de la tuyère, l'angle d'impact α , le diamètre des microjets d et le débit massique $\Phi_{\mu_{\text{jet}}}$. D'autres paramètres comme le nombre n de microjets employés ou le débit massique par microjets ont également été considérés. Enfin, la distance radiale d'injection, correspondant à la distance d'épanouissement du microjet avec l'impact sur la couche de mélange du jet principal, est très réduite, de l'ordre de quelques diamètres d , afin de disposer d'un maximum de vitesse du microjet à l'impact. Pour l'étude d'un paramètre donné, on rappelle en préambule les valeurs des autres paramètres maintenus constants durant l'étude.

5.1 Répétabilité des mesures.

5.1.1 Répétabilité des mesures acoustiques

Selon le chapitre précédent, la réduction globale de bruit de jet accessible par la technique de contrôle par microjets est de l'ordre de 1 dB. De plus, on a pu montrer que la différence de réduction de bruit global entre deux configurations du système de contrôle est typiquement de l'ordre de 0.2 dB, [18]. L'approche paramétrique proposée ici n'a donc de sens que si la répétabilité des mesures acoustiques est inférieure à la valeur typique de 0.2 dB, ce qui implique une attention particulière vis-à-vis des conditions de mesure. La variation du nombre de Mach du jet au cours d'une même expérience a été estimée comme étant inférieure à 5×10^{-3} , et la variation de température statique du jet est inférieure à 2°C.

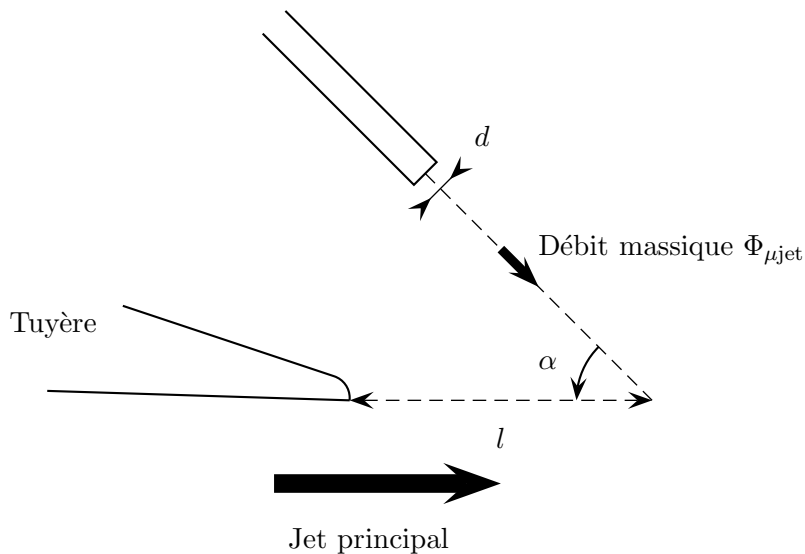


FIG. 5.1 – Paramètres géométriques et aéraulique étudiés sur le système de microjets.

Le nombre de microjets et leur répartition, également paramètres de l'étude, ne figurent pas sur ce schéma.

Le spectre de bruit du jet de référence a été acquis régulièrement durant chaque phase de tests paramétriques. Les valeurs typiques d'erreur standard du niveau de bruit sont de 0.02 dB pour $\phi = 90^\circ$ et 0.04 dB pour $\phi = 30^\circ$, ce qui respecte le cahier des charges précédemment établi. On estime par conséquent que l'incertitude de mesure du niveau de bruit est de l'ordre de 0.1 dB.

D'autre part, la comparaison du niveau de bruit du jet de référence d'un jour à l'autre révèle une différence moyenne de l'ordre de 0.2 dB entre ces valeurs. Cette différence s'explique par de faibles différences de nombre de Mach dans la gamme d'incertitude de mesure et par le changement des conditions atmosphériques. Comme l'étude d'un paramètre du système de contrôle a pu être menée sur plusieurs jours, la procédure suivante de comparaison des résultats a été adoptée : la réduction du bruit d'une configuration donnée de microjets a été calculée par rapport au niveau de bruit du jet de référence mesurée durant le même test, et on fait l'hypothèse que, pour la comparaison entre différentes configurations de contrôle, la réduction relative de bruit n'est pas modifiée par les légères variations du bruit de jet de référence.

5.1.2 Répétabilité des mesures aérodynamiques

La répétabilité des mesures aérodynamiques est évaluée par comparaison de deux résultats des champs moyens de vitesse du jet de référence. On estime ainsi l'erreur relative commise sur l'ensemble du plan de mesure pour les trois positions longitudinales x/D considérées ici. La figure 5.2 illustre la distribution de l'incertitude de la vitesse axiale moyenne (a) et de la valeurs rms de la vitesse axiale fluctuante (b) en comparaison du champ de vitesse axiale moyenne (c) pour $x/D = 1$ et $x/D = 3$. L'erreur relative liée à la mesure d'une grandeur n'a bien sûr de sens que si cette grandeur est non nulle. Pour cette raison, un masque est appliqué sur la zone trop éloignée du centre du jet pour que la vitesse axiale moyenne y soit significative. De plus un masque est appliqué sur la partie de la cartographie correspondant à l'intérieur du cône potentiel, où $u'_{x \text{ rms}}/U_j$ est faible.

Ces cartographies indiquent que l'erreur relative moyenne concernant la vitesse axiale moyenne est très faible (de l'ordre de 1% de la vitesse locale), tout comme l'erreur concernant la valeur rms de la vitesse axiale fluctuante, de l'ordre de 2.5%. On constate que cette dernière semble répartie aléatoirement dans toute la couche de mélange. Ces erreurs relatives intègrent à la fois l'incertitude de mesure et la variation intrinsèque des paramètres moyens de l'écoulement durant l'essai.

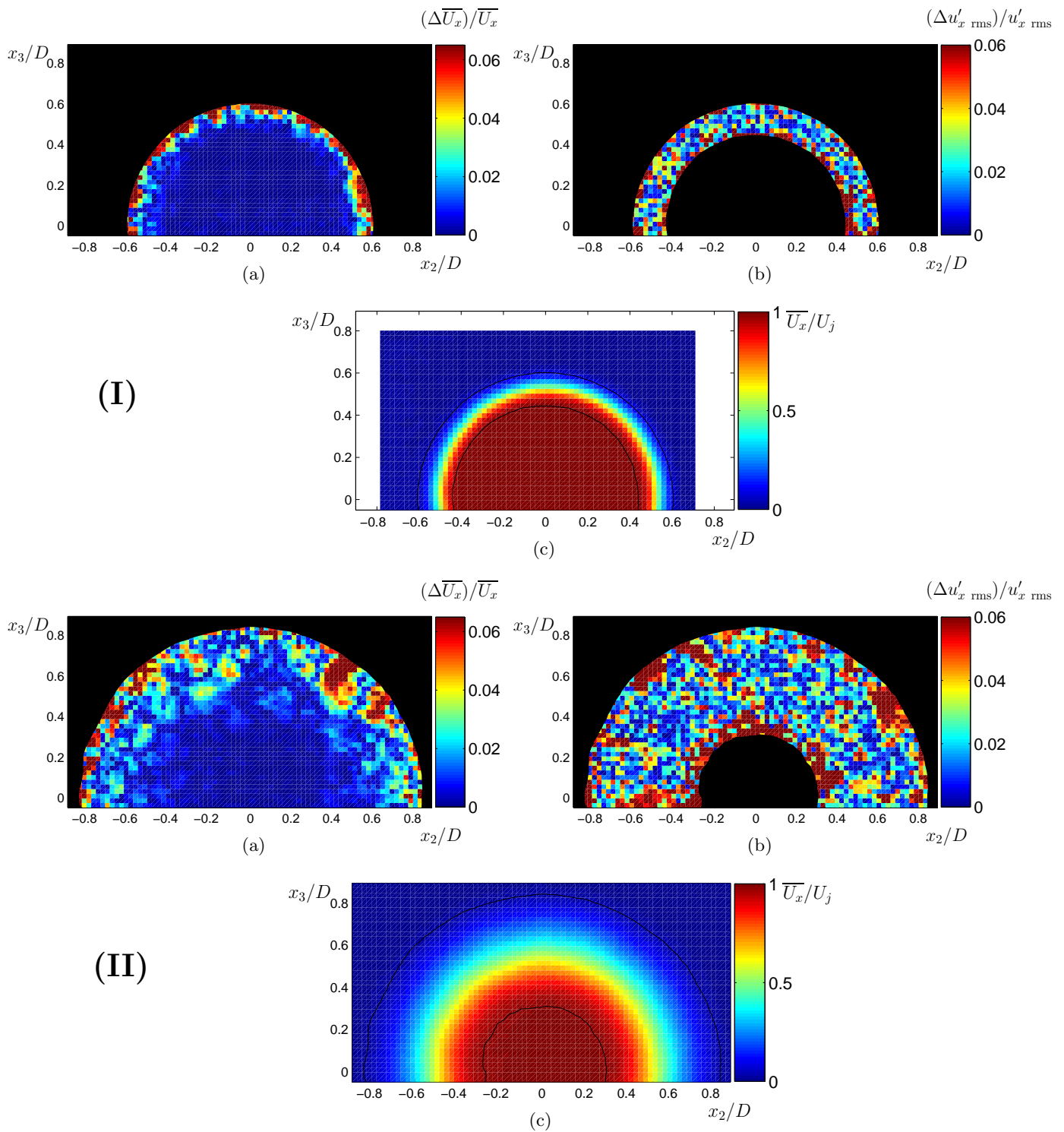


FIG. 5.2 – Caractérisation de la répétabilité des mesures aérodynamiques

Erreurs relatives en $x/D = 1$ (I) et $x/D = 3$ (II) entre deux mesures du champ de vitesses axiales moyennes (a), et du champ des valeurs rms de la vitesse axiale (b). Le champ de vitesse axiale moyenne \overline{U}_x/U_j (c) illustre les contours où la vitesse axiale moyenne est égale à 97.5% et à 5% de la vitesse sur l'axe, servant de masques à la représentation des figures (a) et (b).

Convergence de la vitesse moyenne et de son moment d'ordre 2

L'évolution de la convergence de la vitesse moyenne et de son moment d'ordre 2 avec le nombre de réalisations considéré est traduite par la figure 5.3 pour un premier point situé au centre de la couche de cisaillement et un second point situé à proximité immédiate de l'axe du jet, à la position longitudinale $x/D = 3$. Sur ces figures, les résidus des moments d'ordre 1 et 2, *i.e.* la différence relative entre l'évaluation de ces quantités sur 1000 acquisitions et sur m acquisitions, sont tracés en fonction du nombre de réalisations m .

On constate que la convergence de ces moments semble satisfaisante, les 1000 acquisitions réalisées permettant d'atteindre asymptotiquement des valeurs de résidus inférieures à l'incertitude de mesure estimée à partir des essais de répétabilité.

On note également la convergence très rapide de l'estimation de la vitesse moyenne dans le cône potentiel, qui provient probablement du caractère stationnaire de l'écoulement dans cette zone. De plus, on remarque que le moment d'ordre 2 en ce point présente de brusques variations, pouvant traduire la persistance d'évaluations erronées de la vitesse en ce point. Compte-tenu de la faible valeur du taux de turbulence dans cette zone, la moindre erreur d'estimation de la vitesse se traduit par une forte augmentation du moment d'ordre 2 associé à tout ensemble contenant cette réalisation. Néanmoins, la détermination du niveau de turbulence dans le cône potentiel n'est pas l'objet principal de cette étude, qui porte essentiellement sur l'estimation des forts niveaux de turbulence.

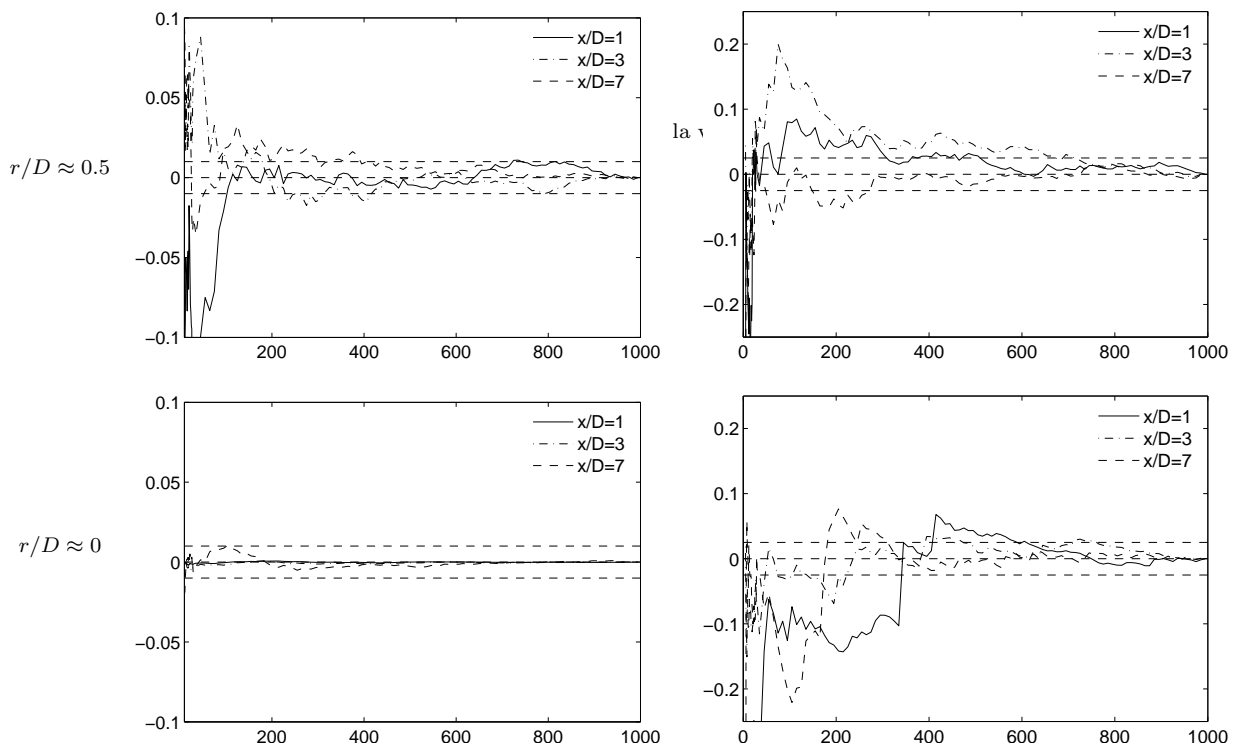


FIG. 5.3 – Convergence des moments d'ordre 1 et 2 de la vitesse axiale.

La colonne de gauche donne les résidus des moments d'ordre 1 de cette composante de la vitesse pour un point situé au centre de la couche de mélange et pour un second point situé au centre du jet, la colonne de droite concernant le moment d'ordre 2. Les résultats obtenus pour les trois positions longitudinales du plan de mesure ($x/D = 1, 3, \text{ et } 7$) sont représentés.

5.2 Effet de la distance longitudinale d'impact

Dans ce paragraphe on s'intéresse à la sensibilité de la réduction de bruit à la distance longitudinale l d'impact des microjets sur la couche de mélange du jet. Les paramètres de l'étude sont rappelés dans le tableau 5.1. Le nombre de microjets est ici fixé à 18 et le nombre de Mach du jet M_j est égal à 0.7. Les spectres de bruit ont été relevés pour quatre positions longitudinales de la couronne de maintien, correspondant à un lieu d'impact des microjets situé en $l \simeq 0$ jusqu'à $l = 0.3 D$.

Mach	Nombre de microjets n	Répartition azimutale	Angle d'impact	r_m	d
0.7	18	axisymétrique	70°	3 valeurs d'étude	1 mm

TAB. 5.1 – Paramètres fixes de l'étude portant sur l .

Le niveau de réduction du bruit global est représenté sur la figure 5.4 pour les angles d'écoute $\phi = 30^\circ$ et $\phi = 90^\circ$. Sur les figures (a) et (b), les trois courbes différentes correspondent à trois valeurs du rapport entre le débit massique d'un microjet et le débit massique du jet principal $\rho_0 \Phi_0$, selon la notation employée au paragraphe 4.1.1. Cette quantité est dénommée r_m et fait l'objet du paragraphe 5.4.

On constate que la réduction du bruit global est une fonction décroissante de l , quelle que soit la valeur du rapport r_m . Cette réduction de bruit reste cependant strictement positive, même pour un point d'impact éloigné de la tuyère d'une distance de l'ordre du tiers du diamètre du jet. On représente en figure 5.5 les spectres de bruit associés au jet de référence et à deux valeurs distinctes de l , pour $r_m = 4.0 \cdot 10^{-4}$. La réduction de bruit porte sur l'ensemble de la gamme de Strouhal St_D considéré et la configuration de microjets correspondant à la plus petite valeur de l apporte une réduction de bruit plus importante sur toute cette gamme de St_D .

Le comportement monotone de la réduction de bruit avec l peut s'expliquer par le fait que la couche de mélange du jet principal est, en sortie de tuyère, plus sensible aux perturbations : l'énergie nécessaire à l'introduction de perturbations aérodynamiques y est ainsi plus faible. Cette idée rejoint la démarche adoptée par Hussain [45] dans le cas d'une excitation acoustique du jet, appliquée elle-aussi en sortie de tuyère.

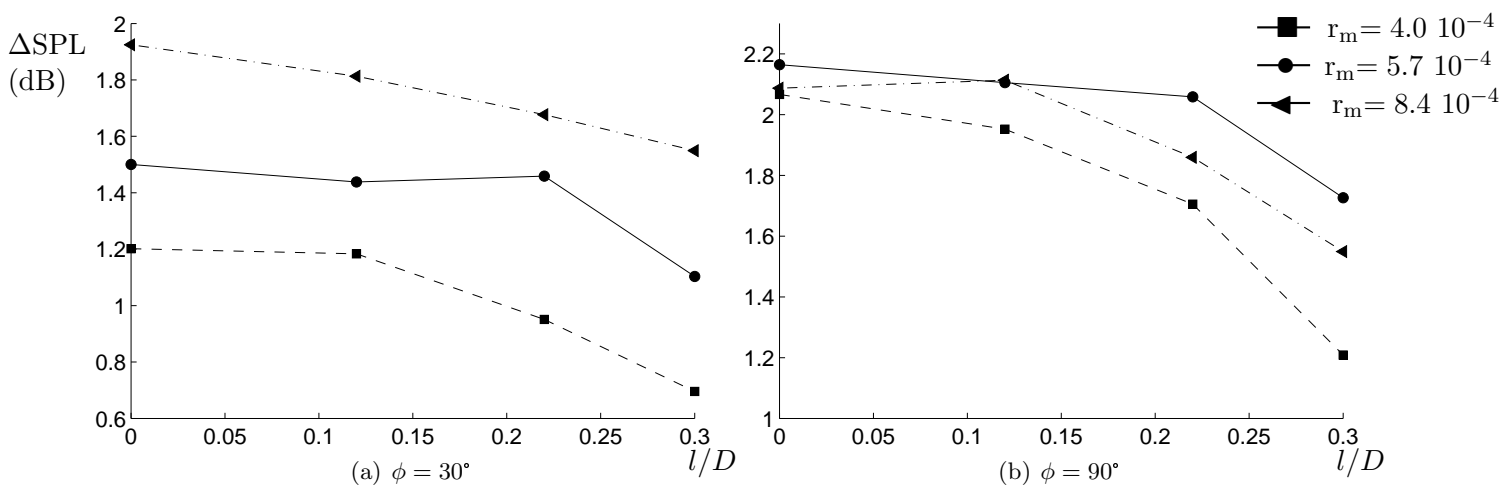


FIG. 5.4 – Réduction du bruit en fonction de la distance longitudinale d'injection l .

Chacune des trois courbes correspond à l'évolution de la réduction du bruit global avec l pour une valeur fixée du rapport r_m . $M_j = 0.7$.

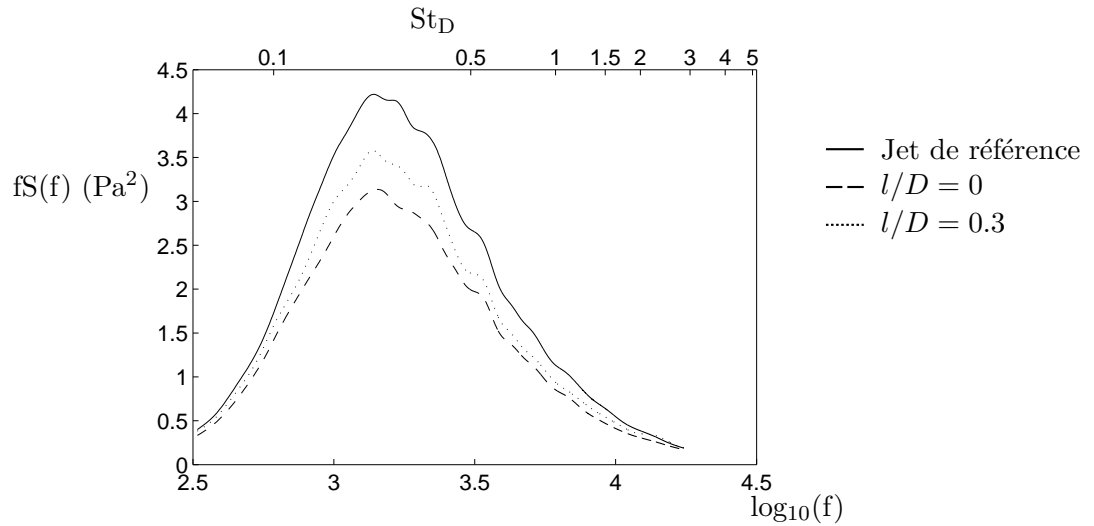


FIG. 5.5 – Spectres du bruit en $\phi = 90^\circ$ en fonction de la distance longitudinale d'injection l .

Le spectre correspondant au jet de référence est comparé à ceux obtenus pour deux valeurs de la distance longitudinale l , pour $r_m = 8.4 \cdot 10^{-4}$. $M_j = 0.7$.

Ainsi, dans la suite de cette étude, on considère que cette conclusion s'applique indépendamment des autres paramètres du système de contrôle et du nombre de Mach M_j . Les microjets ont donc été placés de façon à impacter la couche de mélange au plus près de la sortie de tuyère.

5.3 Effet de l'angle d'injection

L'effet de l'angle d'injection est déterminé en utilisant les types d'injecteurs (I) et (II) décrits en annexe B.3. Chaque type de microjets est utilisé avec les deux couronnes de maintien, ce qui permet finalement de tester jusqu'à six valeurs de l'angle α . Les mesures de réduction de bruit apportées par cinq de ces configurations ont été réalisées au cours d'essais indépendants, les paramètres constants de ces essais étant mentionnés dans le tableau 5.2.

Mach	Nombre de microjets n	Répartition azimutale	r_m
0.9	18	axisymétrique	3 valeurs d'étude

TAB. 5.2 – Paramètres fixes de l'étude portant sur α .

La figure 5.6 donne l'évolution de la réduction du bruit global en fonction de l'angle d'impact des microjets α , pour les deux angles d'écoute $\phi = 30^\circ$ et 90° , et pour trois valeurs du débit par microjet (paramètre r_m étudié au paragraphe 5.4). On constate que la réduction de bruit moyenne (symboles \blacksquare) de la figure 5.6) est faiblement dépendante de α , semblant toutefois plus élevée pour $\alpha \approx 45^\circ$ que pour les valeurs de α proches de 80° . Par conséquent, pour la suite de l'analyse, l'angle α est fixé à 45° .

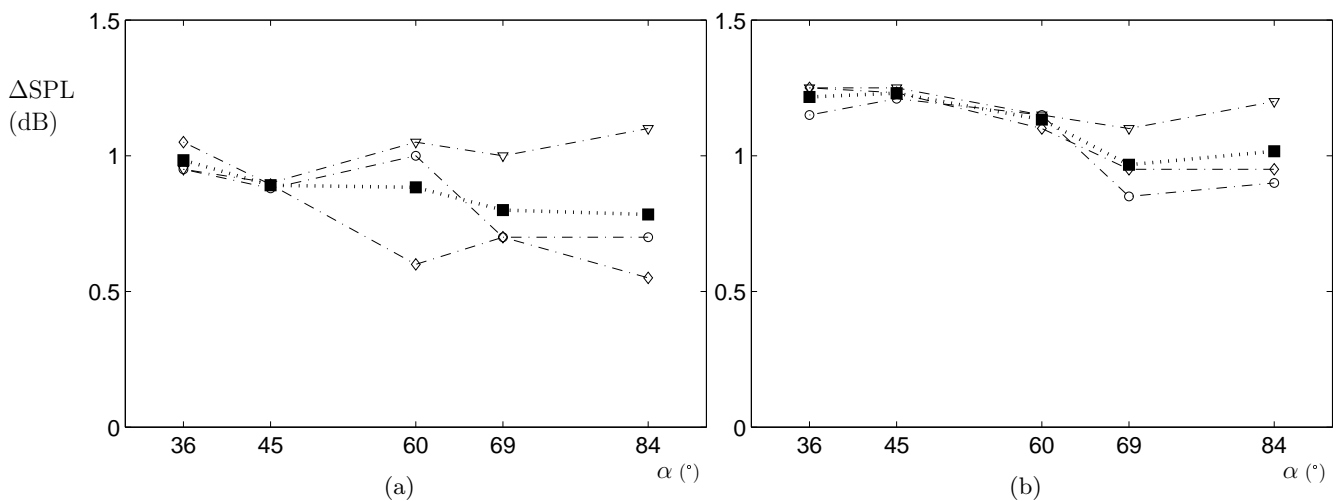


FIG. 5.6 – Évolution de la réduction de bruit global avec l'angle d'impact α

(a) $\phi = 30^\circ$ et (b) $\phi = 90^\circ$. Les symboles (\circ) , (\diamond) et (∇) , correspondent à trois valeurs distinctes du paramètre r_m (cf le paragraphe 5.4) ; la moyenne de ces résultats est illustrée pour chaque angle d'impact avec le symbole (\blacksquare)

5.4 Effet du débit par microjet

5.4.1 Effet sur le plan acoustique.

Les paramètres du système de contrôle dont la valeur est constante dans ce paragraphe sont rappelés dans le tableau 5.3. Le paramètre d'intérêt est ici le débit massique par microjet, exprimé sous la forme du rapport r_m entre le débit massique par microjet et le débit du jet principal. Le débit massique du microjet a été mesuré en suivant le protocole décrit dans l'annexe C, donnant le débit massique par microjet en fonction de la pression statique d'alimentation, mesurée dans le boîtier de distribution des microjets. Durant les mesures de réduction de bruit de jet, le paramètre mesuré correspond donc à cette pression statique, traduit ensuite en valeurs de r_m . Les différentes valeurs de r_m testées dans le cadre de cette étude sont précisées dans le tableau 5.4.

Mach	Nombre de microjets n	Répartition azimutale	Angle d'impact	d
0.9	18	axisymétrique	45°	1 mm

TAB. 5.3 – Paramètres fixes de l'étude portant sur r_m .

	$r_m^{(1)}$	$r_m^{(2)}$	$r_m^{(3)}$	$r_m^{(4)}$	$r_m^{(5)}$	$r_m^{(6)}$	$r_m^{(7)}$
($\times 10^{-4}$)	1.45	1.96	3.36	4.39	5.55	6.68	8.86

TAB. 5.4 – Valeurs du paramètre r_m communes à l'étude acoustique et à l'étude aérodynamique.

Les figures 5.7(a) et 5.7(b) présentent le niveau de réduction de bruit global en fonction de r_m pour les deux angles d'écoute $\phi = 30^\circ$ et $\phi = 90^\circ$. Les niveaux de bruit SPL utilisés pour cette représentation sont calculés sur la gamme [200 Hz :35 kHz]. On remarque que, pour les faibles valeurs de r_m , l'effet de ce paramètre est sensiblement identique pour les deux angles d'écoute et se traduit par une augmentation de la réduction de bruit avec r_m .

Pour $\phi = 30^\circ$, le niveau de bruit passe par un minimum local fortement marqué et situé en $r_m \approx r_m^{(5)}$. Pour $\phi = 90^\circ$, cette tendance est également retrouvée pour la même valeur de r_m , mais l'amplitude du minimum est beaucoup plus ténue et proche de l'incertitude de mesure. Pour les valeurs de r_m supérieures à $r_m^{(5)}$, on note une augmentation de la réduction de bruit pour $\phi = 30^\circ$ alors que la réduction pour $\phi = 90^\circ$ ne semble plus être alors significativement modifiée et demeure proche de 1.1 dB. L'évolution du niveau SPL avec r_m indique donc le niveau de réduction de bruit typique dans la configuration géométrique relative au tableau 5.3; une approche complémentaire logique pour la compréhension des différents effets de r_m sur le bruit rayonné est l'étude spectrale.

Les spectres mesurés pour les valeurs de $r_m^{(1)}$, $r_m^{(3)}$ et $r_m^{(7)}$ sont présentés sur la figure 5.8. Ces trois valeurs correspondent à une augmentation de la réduction de bruit pour $\phi = 30^\circ$, et à une augmentation puis une stagnation de la réduction de bruit pour $\phi = 90^\circ$. On constate que la réduction du bruit dans la direction $\phi = 30^\circ$ (figure 5.8(a)) correspond à une diminution significative de l'énergie acoustique contenue dans l'intervalle de St_D égal à [0.1 :1]; dans cette gamme, le maximum du spectre d'énergie est d'autant plus bas que r_m est élevé. D'autre part, pour $\phi = 90^\circ$ (figure 5.8(b)), l'intervalle de St_D sur lequel l'effet des microjets est significatif est beaucoup plus étendu, correspondant à [0.1 :5], puisque le contenu spectral du bruit de jet dans cette direction reste significatif sur une large gamme de fréquences. Or on constate qu'il existe un niveau élevé de bruit hautes fréquences pour $r_m = r_m^{(7)}$, correspondant à un bruit d'interaction entre les microjets et la couche de mélange du jet principal. On constate d'autre part que la réduction du bruit pour $St_D \approx 0.5$ et $\phi = 90^\circ$ suit la même tendance

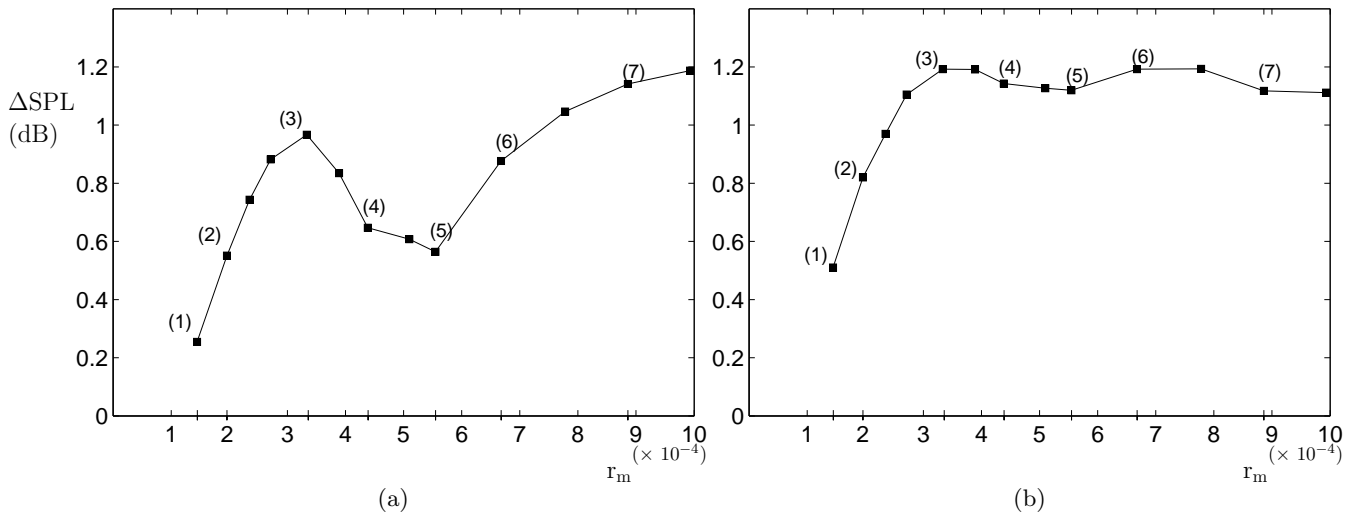


FIG. 5.7 – Évolution de la réduction de bruit global avec le rapport de débit massique r_m
 (a) $\phi = 30^\circ$ et (b) $\phi = 90^\circ$. Les points correspondant aux valeurs $r_m^{(j)}$ données par le tableau 5.4 sont indicés par la valeur (j)

que pour $\phi = 30^\circ$, puisque la plus grande valeur de r_m correspond au maximum de réduction de bruit à cette fréquence.

Ainsi la stagnation du bruit global pour $\phi = 90^\circ$ quand $r_m \geq r_m^{(3)}$, visible sur la figure 5.7, traduit le fait que le bruit d'interaction dû à l'impact des microjets sur la couche de mélange - d'autant plus élevé que r_m est élevé - compense la réduction de bruit aux fréquences plus modérées ($St_D \approx 0.5$) qui est aussi une fonction croissante de r_m . Un examen minutieux de la figure 5.8(a) indique que le bruit d'interaction hautes fréquences est également présent pour $\phi = 30^\circ$, mais demeure non significatif pour le calcul du bruit global compte tenu du fait que l'essentiel de l'énergie du bruit émis dans cette direction est situé dans la gamme de $St_D = [0.1 : 1]$.

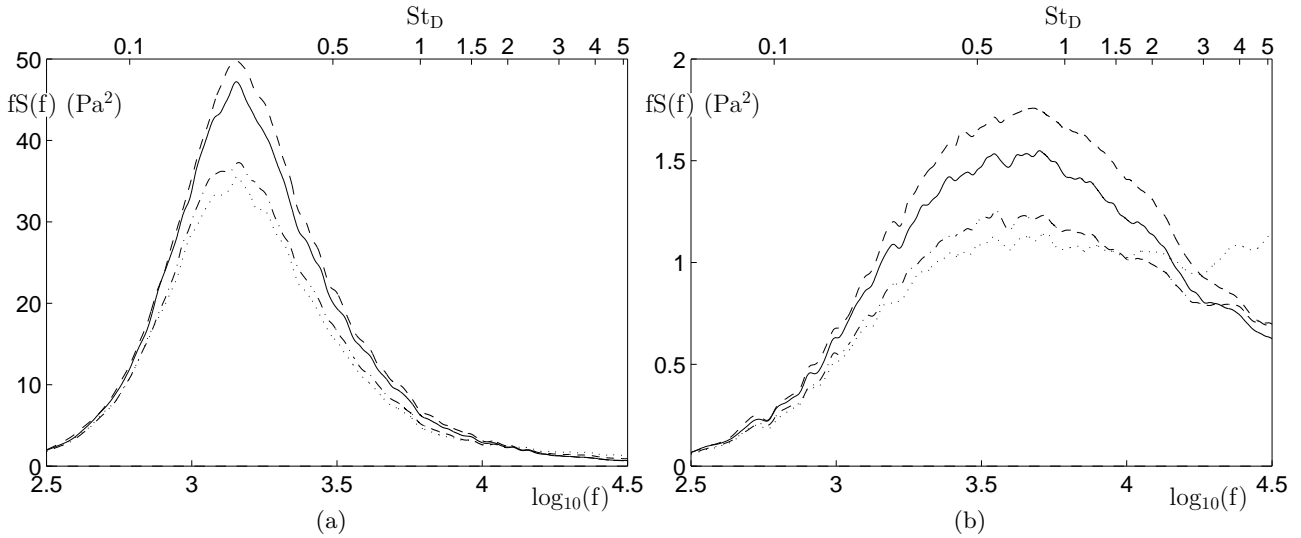


FIG. 5.8 – Modification des spectres de bruit avec le rapport de débit massique r_m .

(a) $\phi = 30^\circ$ et (b) $\phi = 90^\circ$: - - - jet de référence, — $r_m^{(1)}$, - · - · $r_m^{(3)}$ et ··· $r_m^{(7)}$.

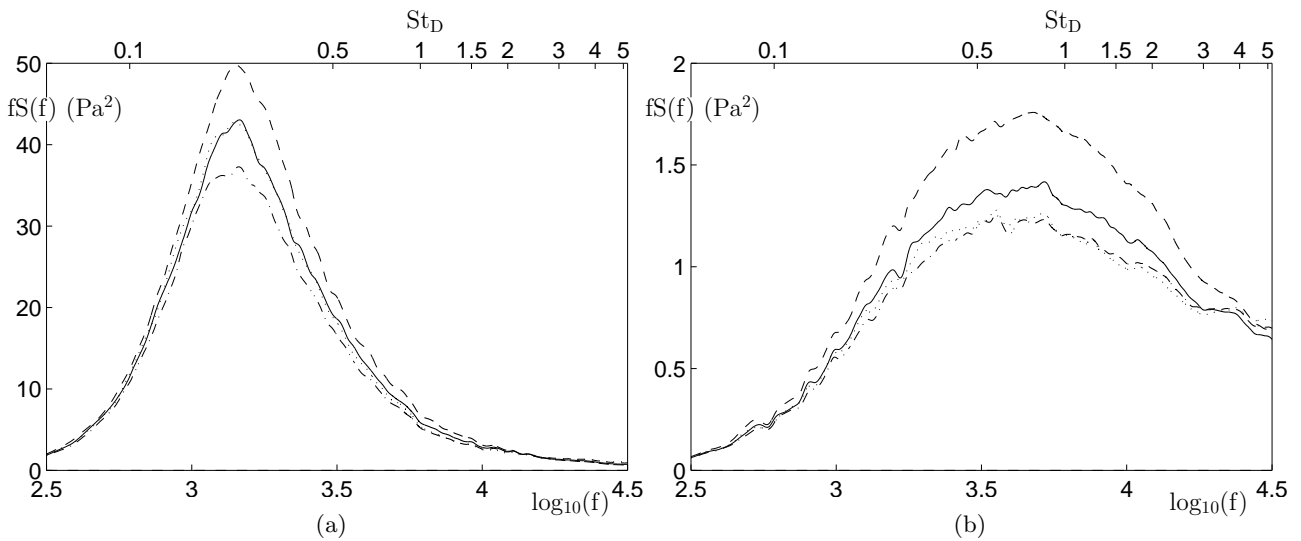


FIG. 5.9 – Modification des spectres de bruit avec le rapport de débit massique r_m .

(a) $\phi = 30^\circ$ et (b) $\phi = 90^\circ$: - - - jet de référence, — $r_m^{(2)}$, - · - · $r_m^{(3)}$ et ··· $r_m^{(5)}$.

On compare en figure 5.9 les spectres de bruit correspondant aux valeurs de r_m situées de part et d'autre du maximum relatif de réduction de bruit global obtenu pour $r_m = r_m^{(3)}$. On constate que pour $\phi = 30^\circ$, les spectres de bruit correspondant à $r_m^{(2)}$ et $r_m^{(5)}$ sont pratiquement confondus sur toute la gamme St_D , ce qui implique une réduction de bruit global identique pour ces deux valeurs de r_m . De plus, la réduction de bruit est dans ces deux cas inférieure à celle obtenue pour $r_m^{(3)}$, ce qui justifie le passage par un maximum relatif de réduction de bruit global. Pour $\phi = 90^\circ$, on constate que la réduction de bruit sur la gamme de $St_D = [0.1 : 3]$ pour $r_m = r_m^{(5)}$ est très proche de celle obtenue pour $r_m = r_m^{(3)}$. Ce constat est valable pour toutes les valeurs de r_m testées et comprises dans l'intervalle $[r_m^{(3)} : r_m^{(5)}]$, ce qui justifie le changement de pente de la réduction de bruit global à partir de $r_m^{(3)}$. Pour $r_m > r_m^{(5)}$, la réduction du bruit dans l'intervalle $[0.1 : 3]$ redevient une fonction croissante de r_m ,

tandis que le bruit hautes fréquences d'interaction devient significatif. Une manière d'illustrer l'effet de r_m sans tenir compte du bruit d'interaction est de représenter le niveau de bruit global calculé sur un intervalle excluant les hautes fréquences, comme par exemple l'intervalle [200 Hz : 15 kHz]. La figure 5.10 donne l'évolution de réduction du bruit calculé sur cette gamme de fréquences avec r_m et illustre la croissance de la réduction de bruit pour $r_m \leq r_m^{(3)}$ et pour $r_m \geq r_m^{(5)}$.

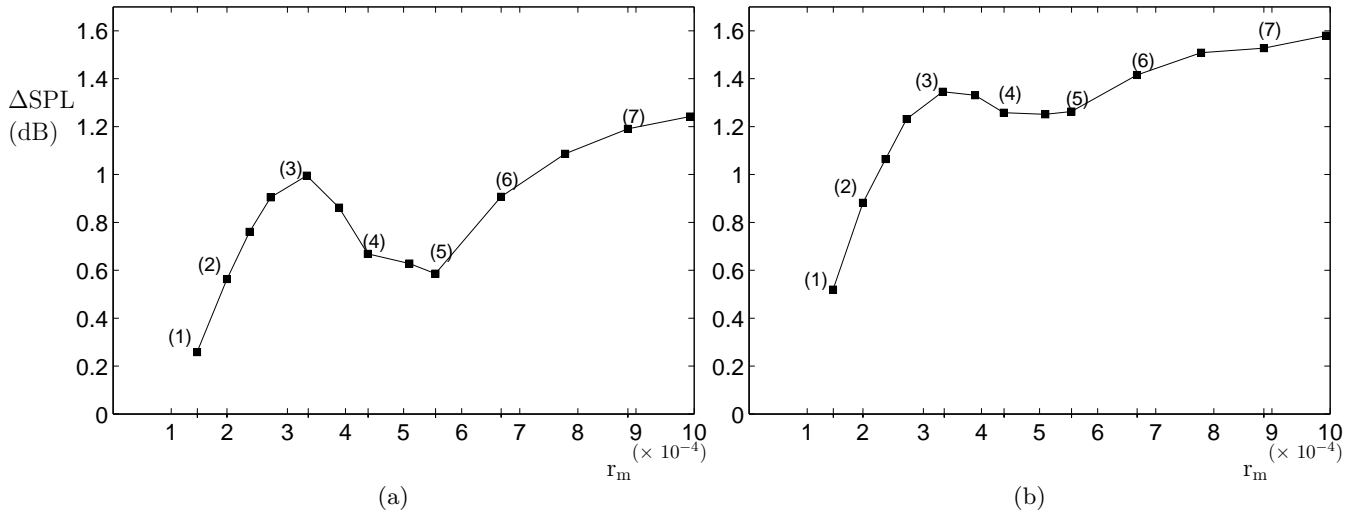


FIG. 5.10 – Évolution de la réduction de bruit global avec le rapport de débit massique r_m

Le calcul du niveau global est mené sur la gamme restreinte [200 Hz : 15 kHz], excluant les hautes fréquences du bruit de jet. (a) $\phi = 30^\circ$ et (b) $\phi = 90^\circ$.

En conclusion, on peut considérer que la dépendance en r_m de la réduction du bruit relève de trois comportements distincts :

- pour $r_m \leq r_m^{(3)}$, la réduction de bruit procède de la diminution de l'énergie acoustique contenue dans la gamme de St_D caractéristique de l'angle d'écoute ϕ . La réduction du niveau spectral sur cette gamme est alors une fonction croissante de r_m ,
- pour r_m compris entre $r_m^{(3)}$ et $r_m^{(5)}$, la réduction de bruit diminue remarquablement pour $\phi = 30^\circ$ et plus modérément $\phi = 90^\circ$. Ces comportements résultent de l'efficacité réduite du contrôle dans la gamme de St_D sur laquelle le bruit de jet est significatif. Aucune régénération de bruit hautes fréquences n'est alors significative,
- pour $r_m \geq r_m^{(5)}$, la réduction du niveau spectral retrouve le même comportement que celui relevé pour $r_m \leq r_m^{(3)}$. De plus, pour $\phi = 90^\circ$, on note une régénération de bruit hautes fréquences d'autant plus importante que r_m est élevé. Cette régénération est présente sur les spectres acoustiques en $\phi = 30^\circ$, mais n'est pas significative du point de vue du calcul du bruit global.

5.4.2 Effet sur le plan aérodynamique.

L'effet du paramètre r_m est évalué sur le plan aérodynamique. Les champs de vitesse moyenne et de vitesse fluctuante, et les caractéristiques des structures longitudinales sont successivement examinés pour expliquer l'effet des microjets sur le plan acoustique.

Modification du champ de vitesse moyenne

Comme on l'a vu au paragraphe 4.1.1, le champ moyen de vitesse est modifié par l'impact des microjets sur la couche de mélange. Cette modification se traduit par une indentation du champ de vitesse axiale moyenne, ce qui conduit à un épaissement de la couche de mélange plus ou moins

important selon la position azimutale considérée. L'épaisseur de la couche de mélange est donc un bon indicateur de l'influence de r_m sur la modification des champs de vitesse moyenne : on représente en figure 5.11 l'évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement moyenne en aval de l'impact d'un microjet (ensemble (I) de la figure 4.1) ou entre deux impacts successifs (ensemble (II) de cette figure) en $x/D = 1$. On constate que ces épaisseurs de couche de mélange, représentant respectivement le maximum et le minimum de δ_θ selon l'azimut, ont une dépendance en r_m très comparable. En effet, on constate que ces épaisseurs minimale et maximale croissent avec r_m jusqu'en $r_m=r_m^{(4)}$, demeurent approximativement constantes jusqu'en $r_m^{(6)}$ pour reprendre leur croissance à partir de cette valeur de r_m .

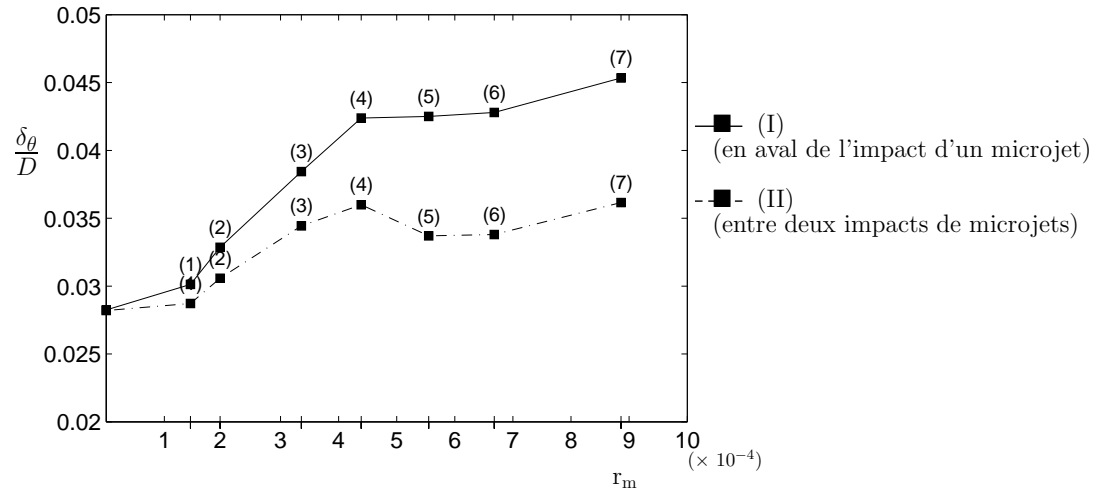


FIG. 5.11 – Évolution des épaisseurs maximale et minimale de quantité de mouvement de la couche de mélange δ_θ avec r_m . Évaluation en $x/D = 1$.

Une autre approche consiste à déterminer la modification de l'entraînement liée au contrôle par le calcul du débit volumique à travers une section perpendiculaire à l'axe du jet. La figure 5.12 donne l'évolution du débit volumique en $x/D = 3$, ramené au débit du jet de référence à la même section, en fonction de r_m . On constate que l'on retrouve un comportement semblable à celui observé précédemment, avec une croissance du débit jusqu'à la valeur $r_m=r_m^{(3)}$, une stagnation jusqu'en $r_m=r_m^{(5)}$ puis de nouveau une croissance.

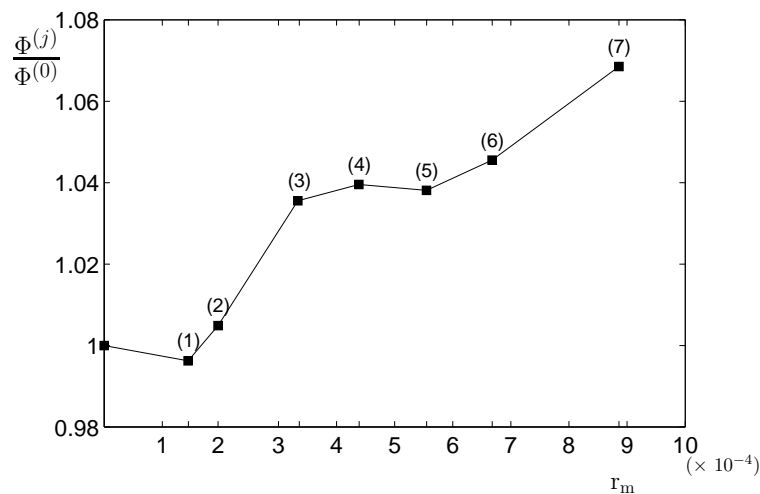


FIG. 5.12 – Évolution du débit à travers une section perpendiculaire à l'axe du jet avec r_m . Évaluation en $x/D = 3$.

Valeurs rms des vitesses fluctuantes

On fait à nouveau appel dans ce qui suit à une représentation sous forme de cartographies des grandeurs caractéristiques. On donne en figure 5.13 la cartographie des valeurs rms de u'_x dans le plan $x/D = 1$; les valeurs moyennes du tenseur de Reynolds $\sqrt{u'_x u'_r}/U_j$ dans ce même plan sont données en figure 5.14. Les figures 5.15 et 5.16 correspondent aux cartographies des mêmes quantités dans le plan $x/D = 3$.

En $x/D = 1$

On constate que le maximum du taux de turbulence $u'_{x \text{ rms}}/U_j$ du jet de référence est compris entre 14 et 15% au coeur de la zone de cisaillement (cf. figure 5.13(a)) : cette valeur est en bon accord avec la mesure présentée en 4.1.2 de 13.7% pour $x/D = 0.9$, et traduit une forte croissance de l'intensité de turbulence dans les deux premiers diamètres du jet. En appliquant le contrôle, on retrouve les indentations caractéristiques décrites en 4.1.1, d'autant plus marquées que r_m est élevé (cf. figure 5.13(b) à (h)). On constate qu'une indentation située en haut à droite de la cartographie est légèrement plus faible que les autres, ce qui a été identifié comme le résultat d'une perte de charge dans l'injecteur correspondant légèrement supérieure à celle rencontrée pour les autres injecteurs : ceci est confirmé par le fait que cette différence a pratiquement disparu pour les fortes valeurs de r_m .

Pour les faibles valeurs de r_m , $r_m^{(1)}$ et $r_m^{(2)}$ correspondant aux figures (b) et (c), la valeur du maximum de $u'_{x \text{ rms}}$ reste inchangée. Seule la profondeur de l'indentation augmente progressivement, traduisant l'épaississement de la couche de mélange décrit au paragraphe 5.4.2; sur une ligne de niveau de vitesse moyenne axiale (correspondant dans le cas du jet seul à la direction orthoradiale), le taux de turbulence reste approximativement constant pour ces deux premiers cas de contrôle. Pour $r_m=r_m^{(3)}$ (figure (d)), on note la présence de forts niveaux de turbulence sur les côtés de chaque indentation : compte tenu de ces maxima localisés, le taux de turbulence n'est plus constant sur une même ligne de niveau de vitesse moyenne. En augmentant encore r_m , on constate que ces maxima de $u'_{x \text{ rms}}$ quittent progressivement la position qu'ils occupaient en $r_m=r_m^{(3)}$ pour gagner le sommet de chaque indentation, vers les basses vitesses. Les niveaux maximum de $u'_{x \text{ rms}}$ atteints en $r_m=r_m^{(3)}$ et $r_m=r_m^{(7)}$ sont comparables, mais leur localisation dans la couche de mélange est complètement différente.

Considérons à présent les cartographies de $\sqrt{u'_x u'_r}/U_j$, qui traduisent en quelque sorte l'efficacité de la conversion d'énergie turbulente en énergie acoustique. On constate que les niveaux maximum de cette quantité sont comparables jusqu'à $r_m=r_m^{(3)}$; la répartition de ces maxima suit également les lignes de niveau de vitesse moyenne. A partir de la valeur $r_m=r_m^{(5)}$, on retrouve une localisation des maxima comparable à celle obtenue pour l'étude du taux de turbulence $u'_{x \text{ rms}}$, avec une très nette augmentation de la valeur du maximum avec r_m . Il semble donc que les fortes valeurs de r_m soient plus propices à la génération de bruit que le cas $r_m=r_m^{(3)}$.

Ce résultat est donc fortement évocateur de la génération du bruit d'interaction entre les microjets et la couche de mélange du jet principal, qui se traduit sur l'étude du bruit en champ lointain par une hausse du niveau spectral pour $St_D \geq 3$ et $r_m \geq r_m^{(5)}$. Ce résultat est cohérent avec la localisation de sources de bruit de jet effectuée par Alkislar [1], qui indique que les sources de bruit pour de telles valeurs de St_D se trouvent essentiellement dans les trois premiers diamètres en aval de la tuyère.

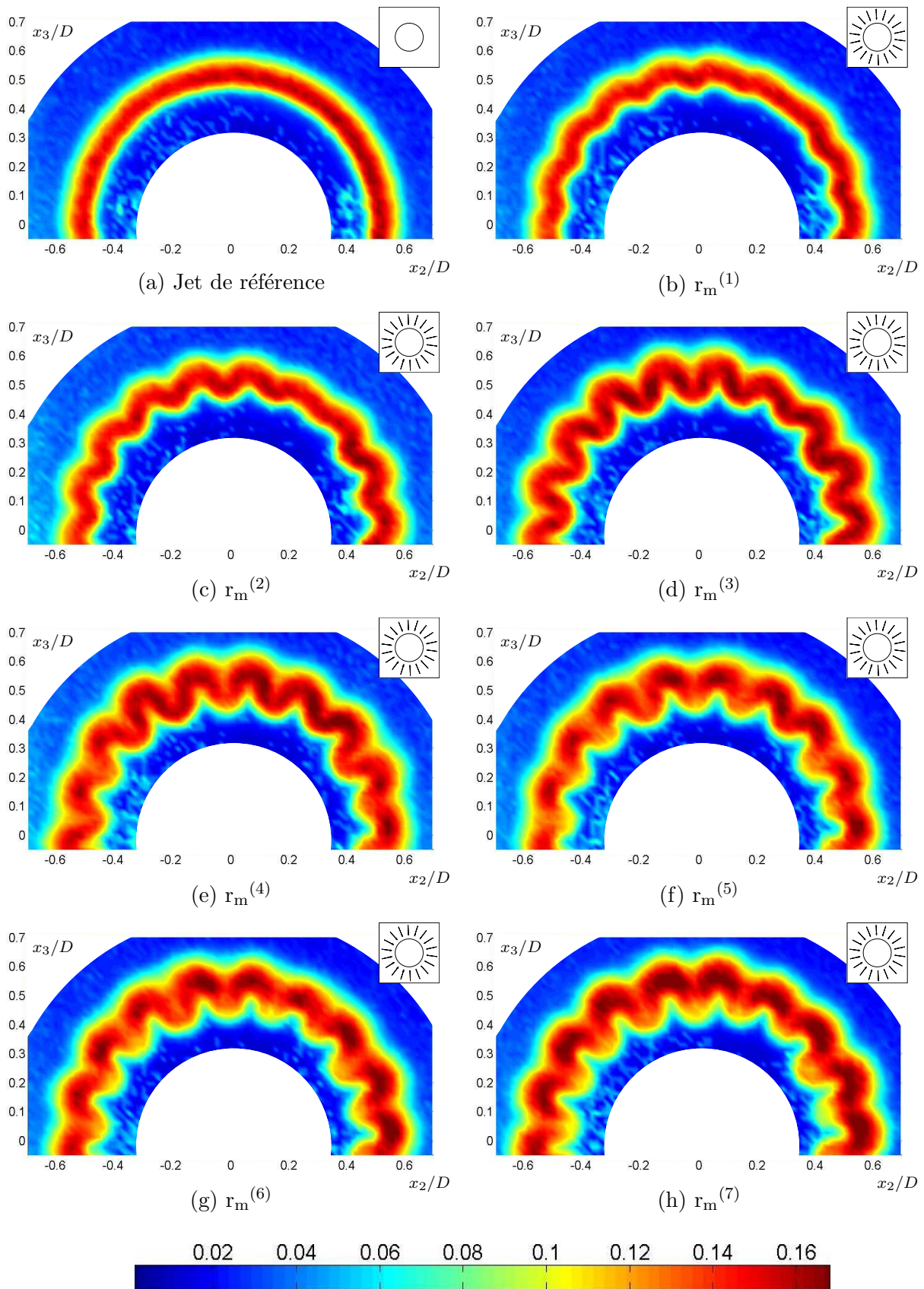


FIG. 5.13 – Cartographies de $u'_{x,rms}/U_j$ pour la gamme de r_m testée.

Le cas du jet de référence (a) est comparé à 7 valeurs du paramètre r_m du tableau 5.4 ; le schéma en haut à droite de chaque cartographie indique la distribution azimutale des microjets. Position longitudinale : $x/D = 1$

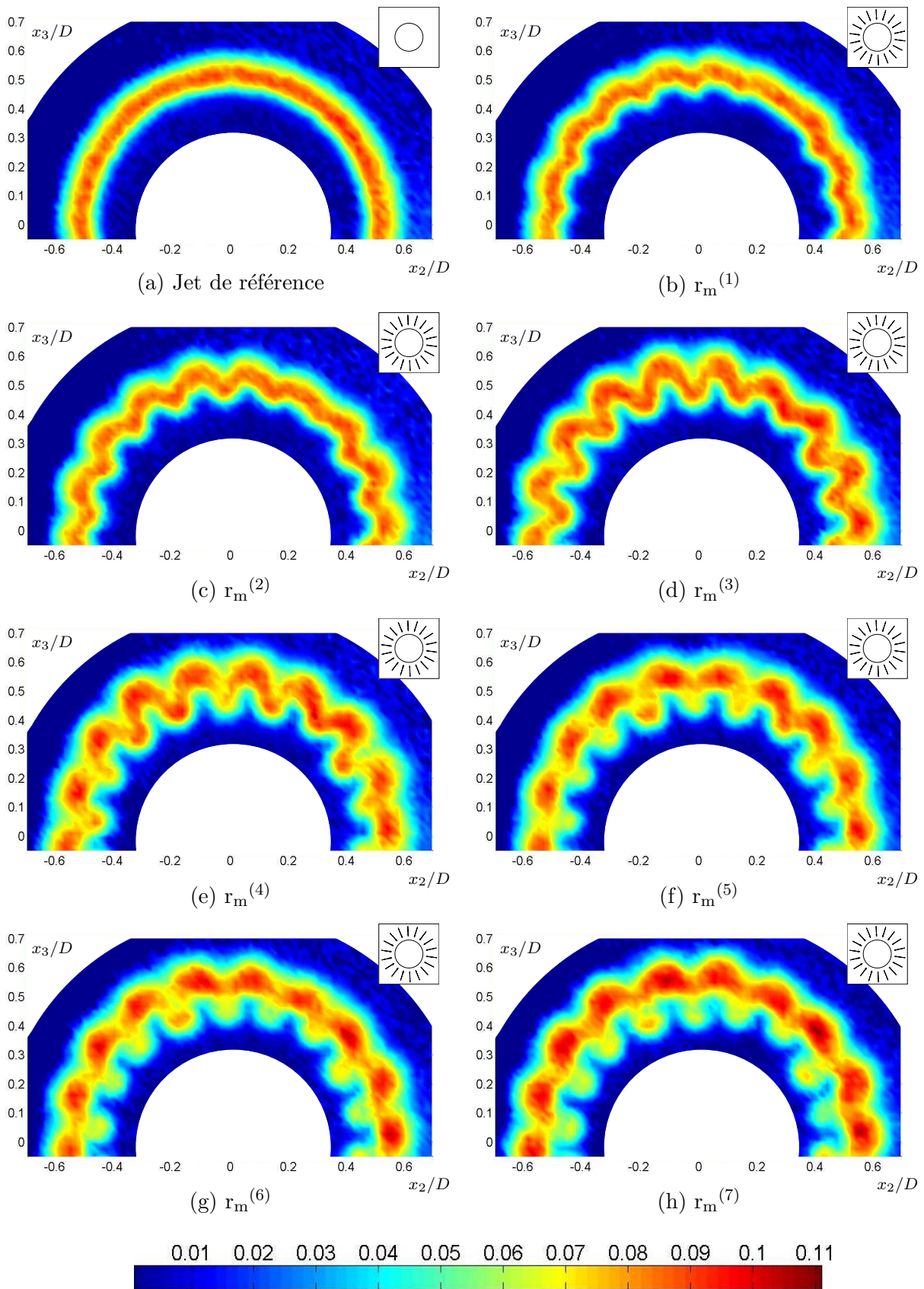


FIG. 5.14 – Cartographies de $\sqrt{u'_r u'_r} / U_j$ pour la gamme de r_m testée.

Le cas du jet de référence (a) est comparé à 7 valeurs du paramètre r_m du tableau 5.4 ; le schéma en haut à droite de chaque cartographie indique la distribution azimutale des microjets. Position longitudinale : $x/D = 1$

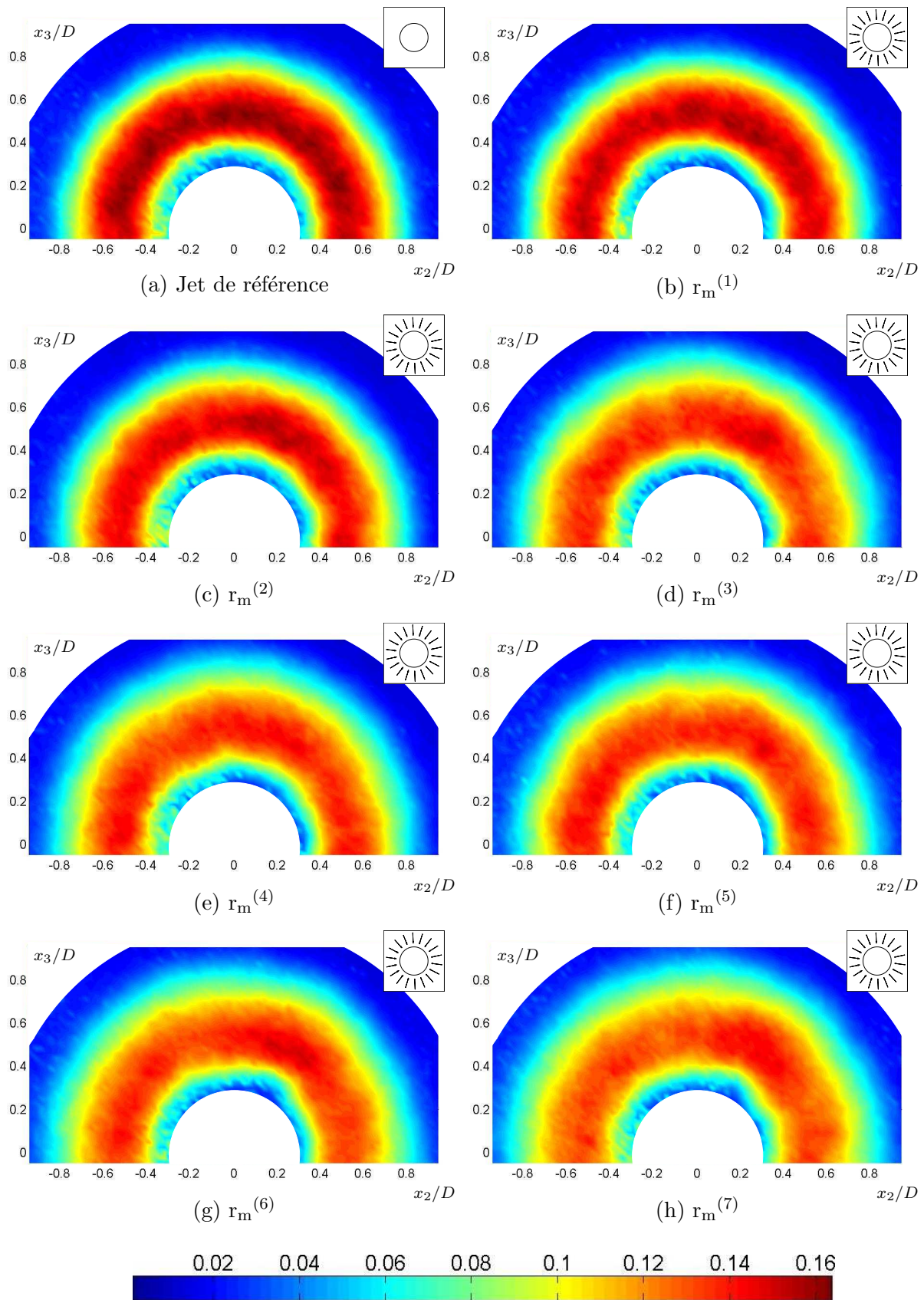


FIG. 5.15 – Cartographies de $u'_{x,rms}/U_j$ pour la gamme de r_m testée.

Le cas du jet de référence (a) est comparé à 7 valeurs du paramètre r_m du tableau 5.4 ; le schéma en haut à droite de chaque cartographie indique la distribution azimutale des microjets. Position longitudinale : $x/D = 3$

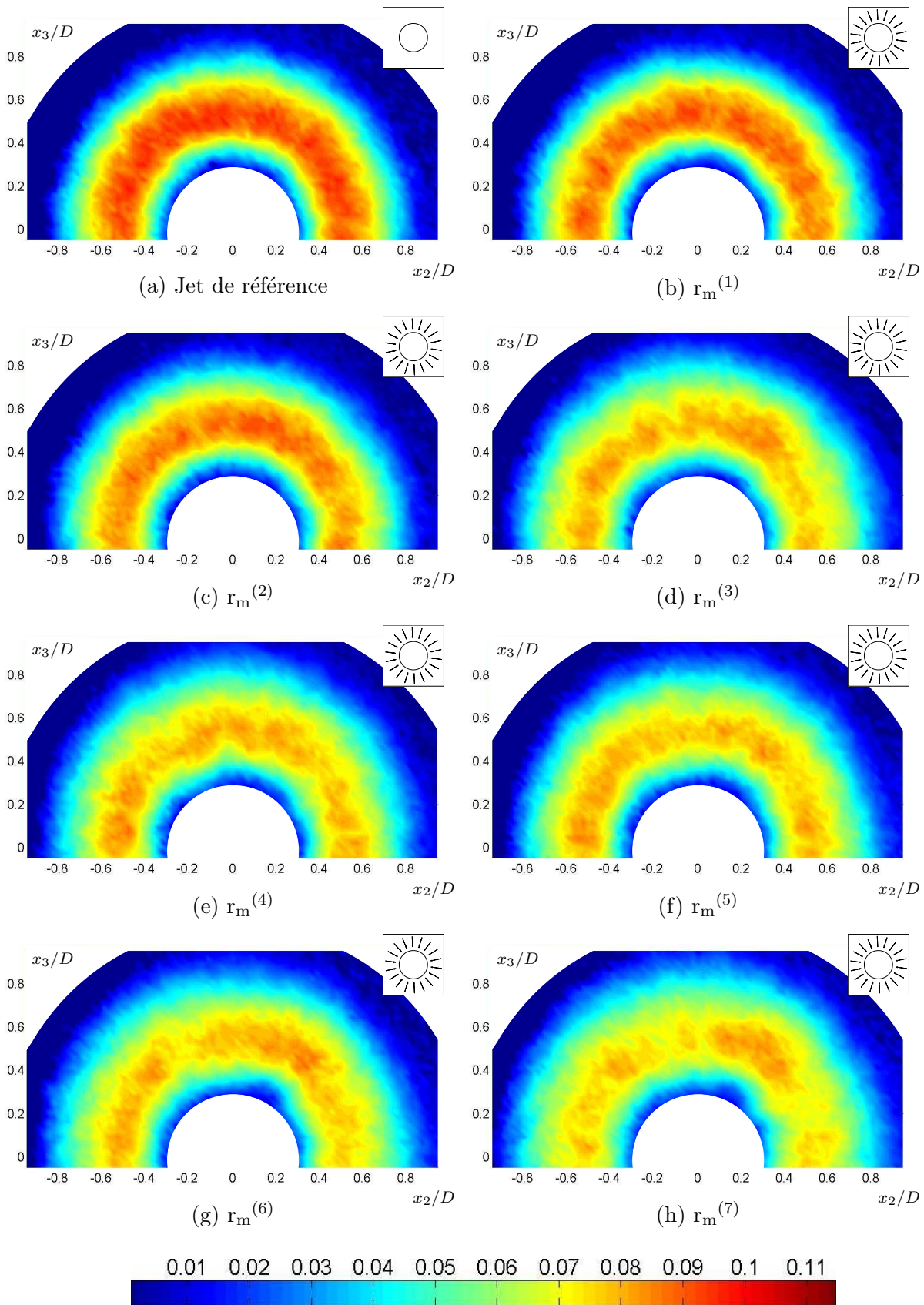


FIG. 5.16 – Cartographies de $\sqrt{u'_r u'_r} / U_j$ pour la gamme de r_m testée.

Le cas du jet de référence (a) est comparé à 7 valeurs du paramètre r_m du tableau 5.4 ; le schema en haut à droite de chaque cartographie indique la distribution azimutale des microjets. Position longitudinale : $x/D = 3$

Pour $x/D \geq 3$

Pour la position longitudinale $x/D = 3$, le retour à l'axisymétrie est obtenu pour toutes les valeurs du rapport de débit r_m , ce qui est visible aussi bien sur les cartographies de $u'_{x \text{ rms}}$ (figure 5.15) que sur celles de $\sqrt{u'_x u'_r}/U_j$ (figure 5.16). Compte tenu de ce résultat, on estime que l'axisymétrie est effective pour $x/D \geq 3$, ce qui permet alors de traduire les cartographies des taux de turbulence en un profil radial moyen des taux de turbulence et d'extraire de celui-ci la valeur maximale pour chaque valeur de r_m .

La figure 5.17 représente l'évolution avec r_m de l'écart relatif entre le maximum d'un paramètre de turbulence (typiquement $u'_{i \text{ rms max}}^{(j)}$, désignant le maximum spatial de la valeur rms de la composante i de la vitesse dans le cas de contrôle correspondant à $r_m=r_m^{(j)}$) et le maximum de ce même paramètre dans le cas du jet de référence. On constate en premier lieu que la réduction du niveau de turbulence correspond typiquement à 15% du niveau de turbulence du jet de référence, réduction comparable sur les trois composantes de la vitesse fluctuante et sur le terme croisé $u'_r u'_x$. On constate également que la réduction de niveau de turbulence peut être caractérisée sur trois gammes de r_m complémentaires :

- pour $0 \leq r_m \leq r_m^{(3)}$, la réduction du niveau de turbulence est une fonction croissante de r_m ,
- pour $r_m^{(3)} \leq r_m \leq r_m^{(5)}$, le niveau de turbulence demeure constant et la réduction de turbulence correspond typiquement à 15% de la valeur obtenue pour le jet de référence,
- pour $r_m^{(5)} \leq r_m$, la réduction de turbulence est de nouveau une fonction croissante de r_m .

La figure 5.18, illustrant l'évolution de la réduction de turbulence avec r_m en $x/D = 7$, révèle le même type de comportement. L'amplitude de la réduction de turbulence est toutefois plus faible à cette position longitudinale.

Ce type de comportement est très fortement semblable au résultat obtenu pour l'évolution de la réduction du niveau de bruit global et en particulier l'évolution de la réduction sur le domaine [200 Hz : 15 kHz] illustrée à la figure 5.10. De plus, les valeurs caractéristiques $r_m^{(3)}$ et $r_m^{(5)}$ semblent être dans chaque cas des valeurs charnières permettant de distinguer différents types de comportement. Un résultat comparable est obtenu par Hussain & Hasan [44] qui, appliquant une excitation acoustique à l'extrémité d'une tuyère de jet de faible nombre de Reynolds, constatent une diminution de l'intensité de turbulence associée à une réduction du niveau de bruit en champ lointain.

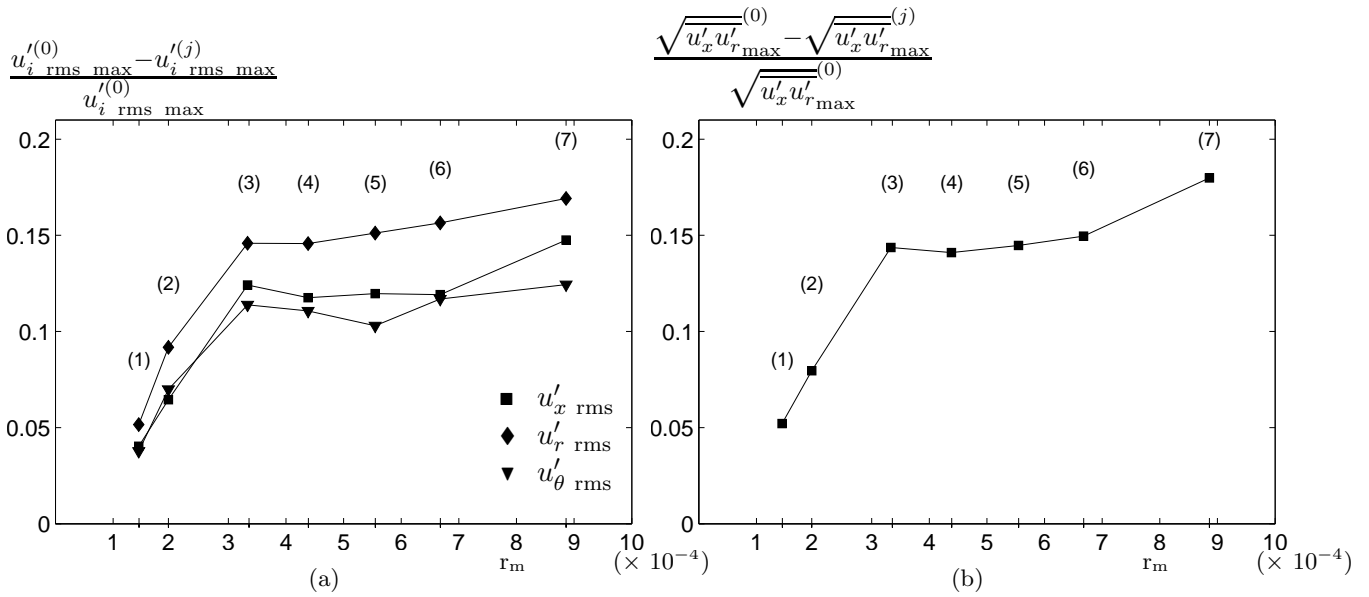


FIG. 5.17 – Évolution de la réduction des caractéristiques de la turbulence avec le rapport de débit massique r_m .

La réduction de turbulence est exprimée ici pour les différentes valeurs de $r_m^{(j)}$ du tableau 5.4 en % de la valeur de référence (indice (0)) ; (a) Valeurs maximales des quantités rms des trois composantes de vitesse et (b) valeurs maximales de $\sqrt{u'_x u'_r}$. Position longitudinale : $x/D = 3$

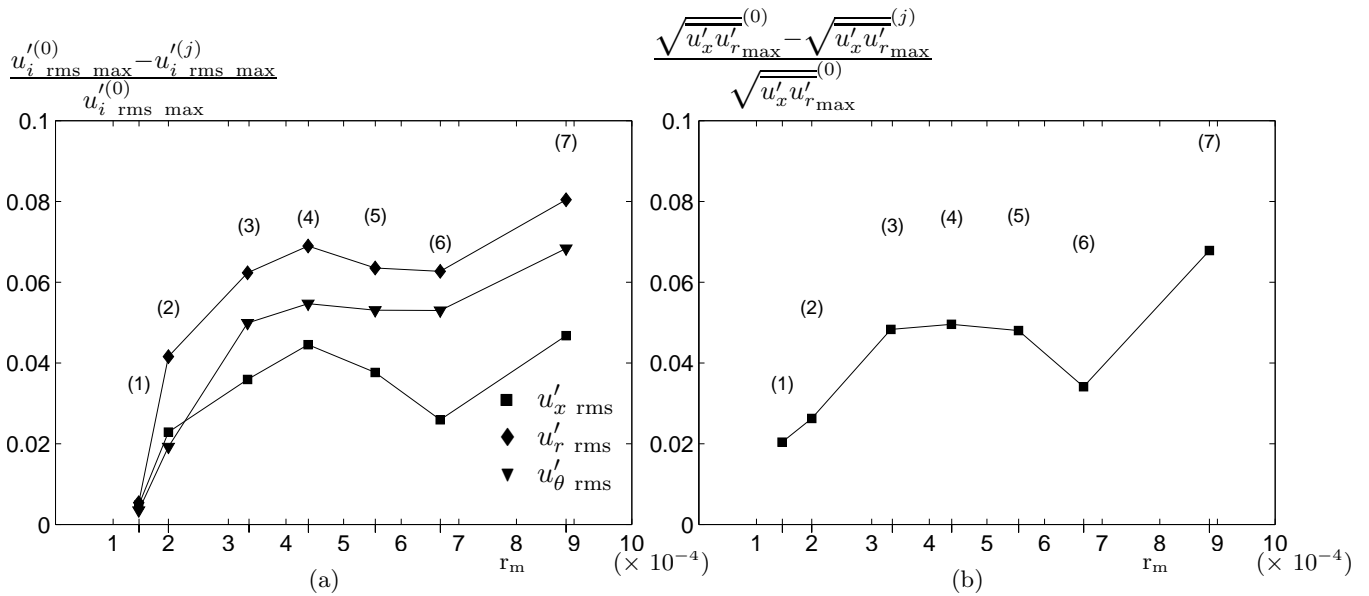


FIG. 5.18 – Évolution de la réduction des paramètres de turbulence avec le rapport de débit massique r_m .

La réduction de turbulence est exprimée ici pour les différentes valeurs de $r_m^{(j)}$ du tableau 5.4 en % de la valeur de référence (indice (0)) ; (a) Valeurs maximales des quantités rms des trois composantes de vitesse et (b) valeurs maximales de $\sqrt{u'_x u'_r}$. Position longitudinale : $x/D = 7$

Considérations sur les structures cohérentes

L'analyse précédente repose sur une approche statistique liée à la décomposition de Reynolds de l'écoulement. Afin d'approfondir cette analyse, on souhaite également caractériser les structures cohérentes contenues dans la couche de mélange du jet. Pour ce faire, on travaille ici sur les champs de vitesse instantanée, selon la méthode décrite au paragraphe 2.6. L'évolution, en fonction de r_m , des caractéristiques principales des structures tourbillonnaires dans le plan (x_2, x_3) est donnée en figure 5.19 pour la position longitudinale $x/D = 1$ (de même en figure 5.20 pour $x/D = 3$). On distingue le nombre moyen de structures tourbillonnaires, la circulation moyenne de vitesse et l'aire moyenne du contour sur lequel a été calculée la circulation associée à chaque structure.

En $x/D = 1$, on constate que le nombre moyen de structures est une fonction croissante du paramètre r_m , jusqu'en $r_m = r_m^{(4)}$, valeur à partir de laquelle il demeure quasiment constant et représente un accroissement de près de 40% de la valeur obtenue pour le jet de référence. De plus, on retrouve ce type de comportement - déjà rencontré dans l'étude acoustique et l'étude des paramètres de turbulence - pour la circulation moyenne de vitesse et l'aire moyenne des structures. Après une croissance de ces grandeurs pour les faibles valeurs de r_m , un phénomène de saturation apparaît entre $r_m^{(3)}$ et $r_m^{(5)}$ pour ensuite laisser place à une nouvelle croissance. L'énergie contenue par ces structures présentes dans le plan (x_2, x_3) est donc plus élevée dans le cas du contrôle, et en particulier dans le cas des fortes valeurs du paramètre r_m . Ceci constitue donc un résultat complémentaire à celui fourni par la méthode de décomposition de Reynolds du champ des vitesses, traduisant l'énergie du champ turbulent.

Plus en aval (figure 5.20), on constate que l'aire des structures détectées est pratiquement indépendante du paramètre r_m , l'écart relatif maximum étant inférieur à 3%. On constate de plus que l'effet du contrôle se traduit par une augmentation du nombre de structures détectées et une diminution de la circulation moyenne, les deux évolutions semblant antagonistes. L'énergie cinétique du champ tourbillonnaire semble donc être répartie différemment selon la valeur du paramètre r_m : plus le nombre de structures est élevé et plus la circulation moyenne par structure est faible. L'évolution du nombre de structures en $x/D = 3$ avec r_m est très semblable à l'évolution de la circulation moyenne en $x/D = 1$ avec ce même paramètre : on peut supposer que les structures présentes en $x/D = 3$ résultent de la convection par le jet des structures les plus énergétiques présentes en amont, les structures de plus faible énergie ayant quant à elles perdu leur cohérence au cours de la convection. En d'autres termes, on peut supposer que les structures longitudinales relevées en aval d'un lieu donné - par exemple $x/D = 1$ - sont d'autant plus nombreuses que l'intensité tourbillonnaire y est élevée.

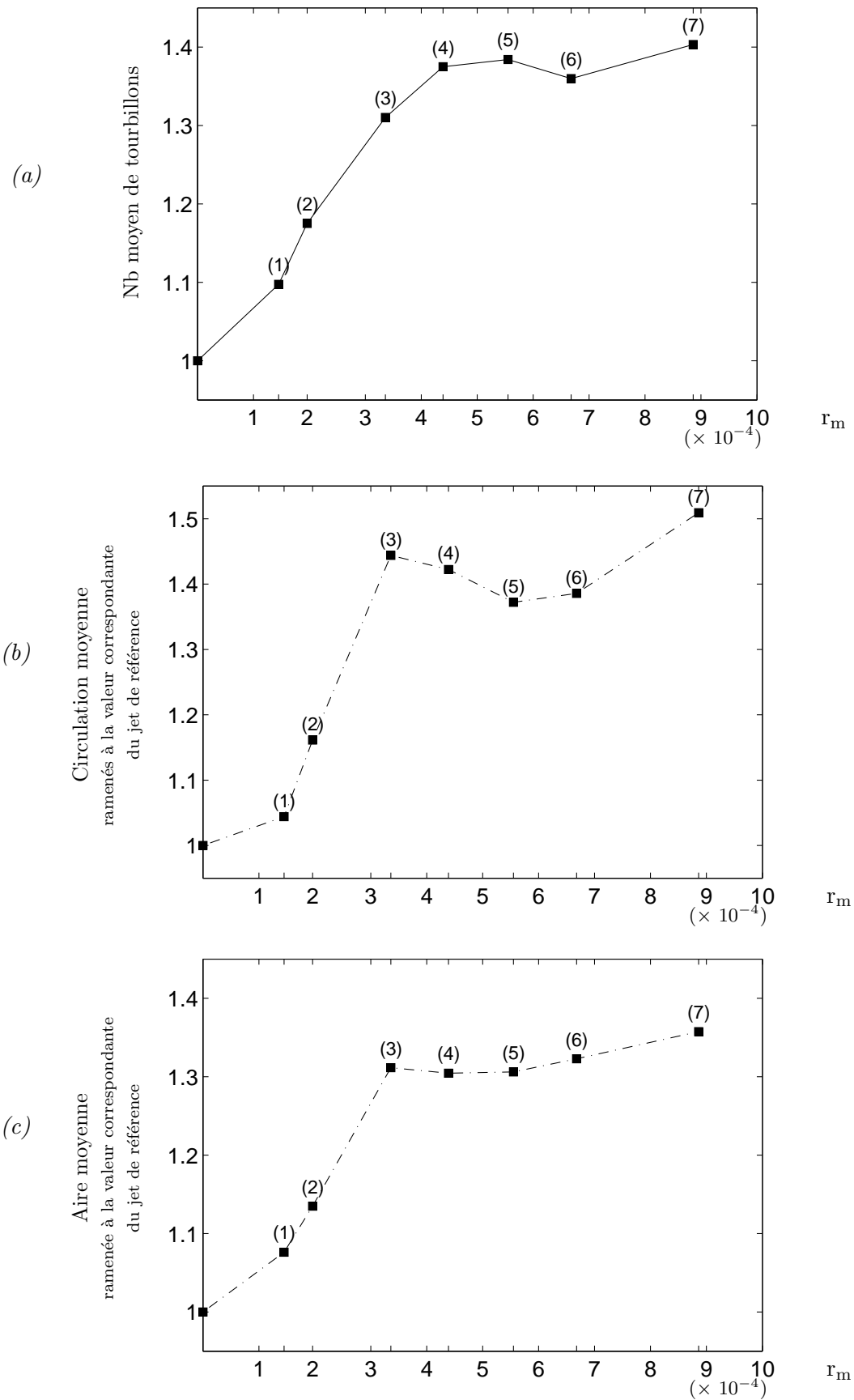


FIG. 5.19 – Évolution des caractéristiques des structures relevées dans le plan (x_2, x_3) avec le rapport de débit massique r_m .

(a) Nombre moyen de tourbillons par rapport au cas de référence, (b) circulation moyenne et (c) aire moyenne. Position longitudinale : $x/D = 1$

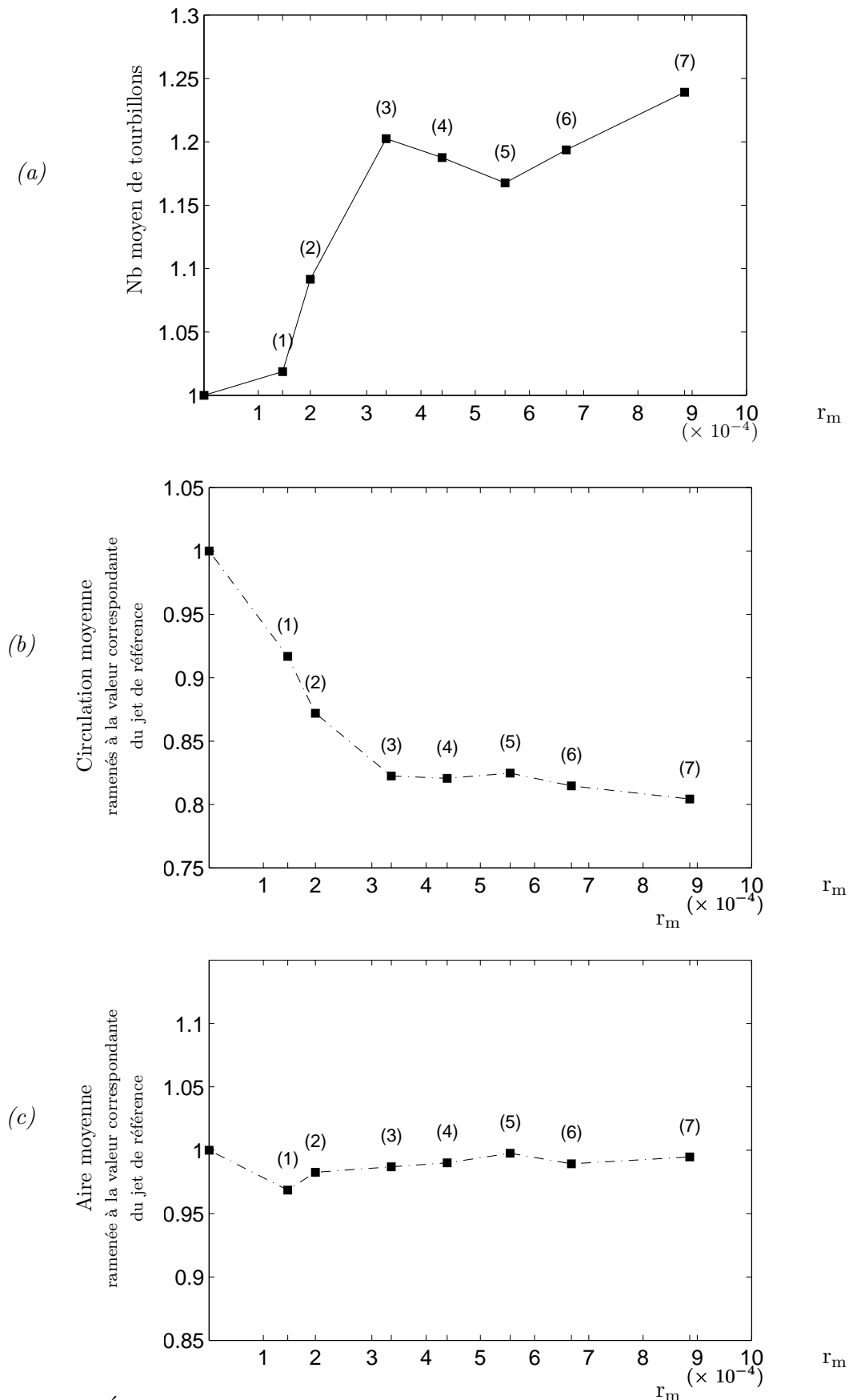


FIG. 5.20 – Évolution des caractéristiques des structures relevées dans le plan (x_2, x_3) avec le rapport de débit massique r_m .

(a) Nombre moyen de tourbillons, (b) circulation moyenne et (c) aire moyenne, ramenés à la valeur correspondante dans le cas du jet de référence. Position longitudinale : $x/D = 3$

5.4.3 Bilan

L'effet du débit massique par injecteur, exprimé sous la forme adimensionnelle r_m , sur le niveau de bruit en champ lointain se traduit par une hausse globale de la réduction de bruit avec r_m . Cette tendance n'est pas monotone, et on a pu déterminer une gamme de r_m dans laquelle la réduction de bruit diminue ou stagne. L'étude de la modification des champs de vitesse dans le plan transversal à l'écoulement apporte des conclusions très similaires sur la réduction du niveau d'intensité turbulente avec le contrôle. On remarque une corrélation très élevée entre l'évolution de la réduction de bruit, en particulier du bruit émis perpendiculairement à l'axe du jet ($\phi = 90^\circ$), et l'évolution de la réduction de turbulence, en particulier en $x/D = 3$, avec r_m . On constate en effet une hausse globale de la réduction de l'intensité turbulente avec r_m , et on retrouve une gamme de valeurs de r_m , très proches des valeurs obtenues par l'étude acoustique, sur laquelle la réduction du niveau de turbulence semble stagner.

Plusieurs explications peuvent justifier ce comportement, qui coïncide à une restructuration de l'écoulement autour de l'impact des microjets visible sur les champs de turbulence. On peut invoquer des effets de compressibilité des microjets, passant du régime subsonique au régime supersonique, ou un régime de transition durant lequel la vitesse relative des microjets par rapport au jet principal change de signe. L'interaction entre deux microjets successifs est une autre hypothèse pour expliquer ce phénomène.

La diminution des intensités turbulentes (figure 5.17), responsable de la réduction de bruit en champ lointain (figure 5.10), est attribuée à l'augmentation de l'intensité des structures cohérentes longitudinales (figure 5.20) qui favorisent l'entraînement dans les premiers diamètres d'épanouissement du jet (figure 5.12). Tant que l'effet de ces structures longitudinales persiste, la contrainte de cisaillement est moins élevée et l'épanouissement du jet est plus lent, ce que traduit l'allongement du cône potentiel. D'autre part, on a pu constater dans certaines conditions une augmentation du niveau de bruit en hautes fréquences, surtout marquée à $\phi = 90^\circ$ de l'axe du jet, qui est attribuée à l'augmentation du niveau de turbulence à proximité de l'impact des microjets, comme en témoignent les relevés dans le plan $x/D = 1$.

5.5 Effet du nombre de microjets n

Différentes configurations impliquant un nombre n de microjets ont été testées. Cette étude a notamment pour but de quantifier les effets d'interaction entre microjets, constituant une des trois hypothèses formulées pour expliquer le comportement de la réduction de bruit en fonction de r_m . D'autre part, on cherche à déterminer les éventuels effets cumulatifs des n microjets sur la réduction de bruit apportée par le contrôle.

Le système de contrôle mis au point au laboratoire permet d'utiliser jusqu'à 36 microjets équirépartis autour de la tuyère (voir le paragraphe B.3). Différentes configurations ont été testées en conservant, pour une configuration donnée, une distance constante entre deux microjets successifs, comme illustré en figure 5.21 (a)-(e). Une seule configuration, impliquant 24 microjets (figure 5.21(f)), déroge à cette règle. Les paramètres communs à cette étude de l'influence de n sont rappelés dans le tableau 5.5. Dans ce paragraphe et sauf indication contraire, le paramètre de débit du microjet r_m est fixé à la valeur indiquée dans ce tableau.

Mach	r_m	Angle d'impact	d
0.9	$r_m = 2.7 \cdot 10^{-4}$	45°	1 mm

TAB. 5.5 – Paramètres fixes de l'étude portant sur n .

5.5.1 Effet sur le plan acoustique

La réduction de bruit globale obtenue avec les différentes configurations de la figure 5.21 a été mesurée en champ lointain. La figure 5.22 donne l'évolution du ΔSPL - calculé sur la gamme de fréquences [200 Hz : 35 kHz] - en fonction du paramètre n pour les deux angles d'écoute $\phi = 30^\circ$ et $\phi = 90^\circ$. On constate que la réduction de bruit présente un maximum indépendant de l'angle d'écoute, obtenu pour la configuration à 18 microjets. On remarque que ce maximum est très marqué dans la direction $\phi = 30^\circ$, où le niveau de réduction atteint pour $n = 36$ est comparable à celui obtenu pour $n = 6$; dans la direction $\phi = 90^\circ$, la réduction obtenue pour $n > 18$ est légèrement inférieure à celle correspondant au maximum de réduction en $n = 18$. Pour cette valeur de r_m et pour les faibles valeurs de n , typiquement $n \leq 12$, la réduction de bruit global dépend linéairement de n , comme l'indiquent les deux droites tracées sur la figure 5.22 : ce comportement semble indiquer que chaque microjet est responsable d'un certain niveau de réduction de bruit, et que la réduction globale provient du cumul des réductions obtenues par chaque microjet. On peut considérer dans ce cas que les microjets agissent de manière indépendante.

L'examen des spectres de bruit en champ lointain obtenus pour $n = 3, 6, 9, 12$ et 18, donnés en figure 5.23, indique que l'augmentation du nombre de microjets jusqu'à $n = 18$ se traduit par une diminution continue du bruit dans la gamme de St_D la plus énergétique sur le plan acoustique. Le spectre de bruit obtenu dans le cas $n = 36$ est comparé en figure 5.24 à ceux obtenus pour $n = 6$ et $n = 18$. On constate que pour $\phi = 30^\circ$, la réduction de bruit obtenue dans la gamme $St_D = [0.1 : 0.5]$ est pratiquement identique pour $n = 6$ et $n = 36$, si bien que les deux spectres sont quasiment confondus. De plus, pour $\phi = 90^\circ$, on constate que le contenu spectral associé au cas $n = 36$ est profondément modifié par rapport aux autres cas de contrôle, illustrés sur la figure 5.23(b) et repris sur la figure 5.24(b) : on note que toutes les configurations jusqu'à $n = 18$ ont très peu d'effet sur le contenu hautes fréquences ($St_D \approx 4$) du bruit de jet, tandis que la configuration $n = 36$ permet d'obtenir une réduction du niveau spectral à ces valeurs de St_D . De plus, le niveau de réduction de bruit des configurations $n = 6$ et $n = 36$ est très comparable pour $St_D \leq 0,5$, ce qui constitue un point commun avec l'observation faite pour $\phi = 30^\circ$. La configuration $n = 36$ semble donc favoriser la réduction de bruit hautes fréquences au détriment du contenu basses fréquences par rapport aux configurations $n \leq 18$, ce qui semble illustrer des mécanismes d'actions différents entre ces deux types de configurations.

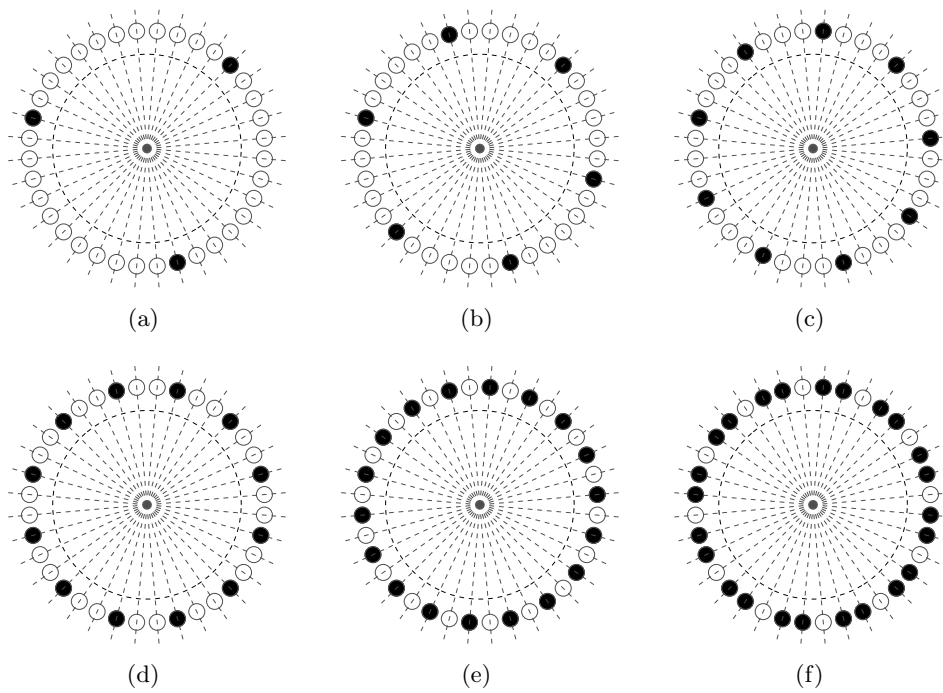


FIG. 5.21 – Configurations testées fonction du nombre de microjets n .

Chaque microjet est représenté par un cercle (les échelles n'étant pas respectées), plein si le microjet est employé. La configuration employant tous les microjets ($n = 36$) n'est pas représentée.

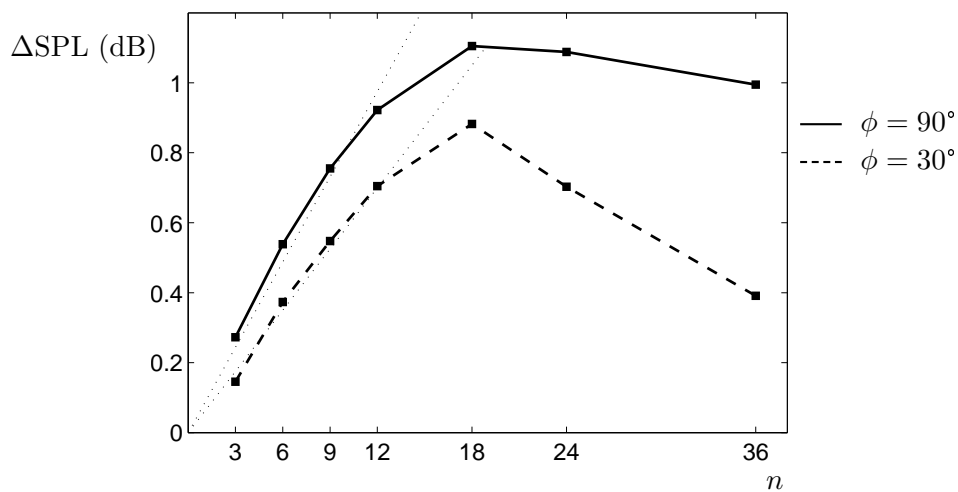


FIG. 5.22 – Évolution du niveau de réduction de bruit en fonction du nombre de microjets n pour $r_m = 2,7 \cdot 10^{-4}$ pour les deux angles d'écoute $\phi = 30^\circ$ et $\phi = 90^\circ$.

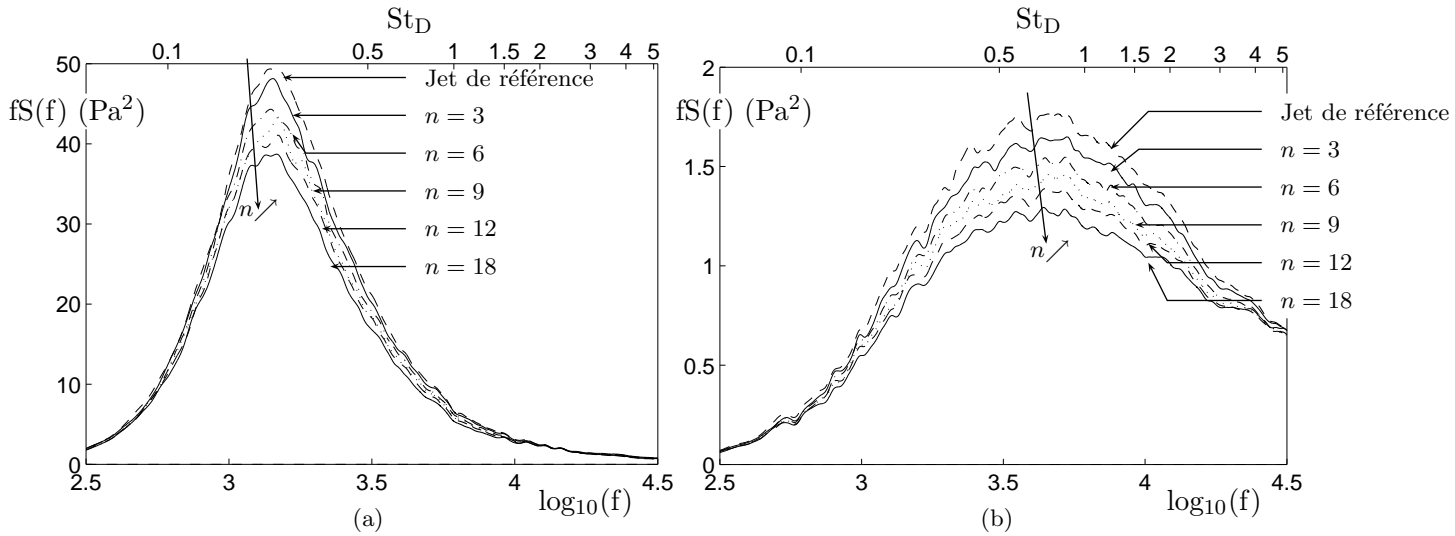


FIG. 5.23 – Spectres de bruit en champ lointain pour $n = 3, 6, 9, 12$ et 18 microjets employés
(a) $\phi = 30^\circ$ et (b) $\phi = 90^\circ$

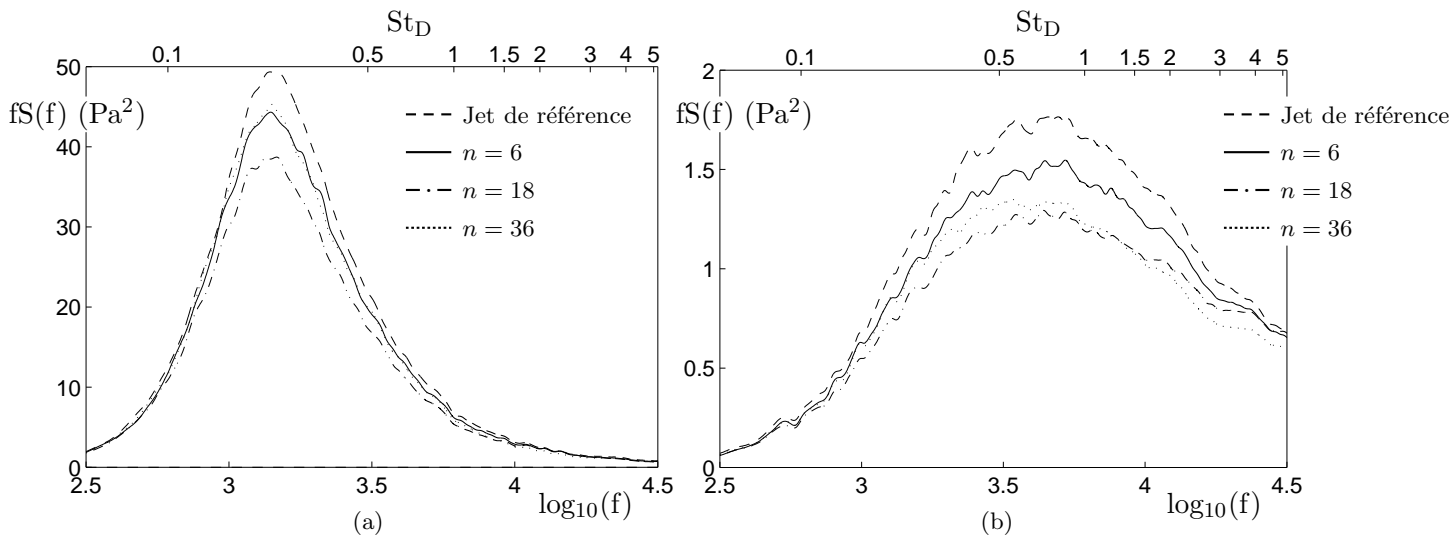


FIG. 5.24 – Spectres de bruit en champ lointain pour $n = 6, 18$ et 36 microjets employés
(a) $\phi = 30^\circ$ et (b) $\phi = 90^\circ$

Les résultats précédents illustrent l'effet du paramètre n sur la réduction de bruit pour un débit massique par microjet, présenté sous la forme du rapport r_m avec le débit massique du jet de référence, fixé. Par extension, on peut évaluer l'effet du nombre de microjets n sur la réduction de bruit global en fonction de r_m , puisque rien n'indique *a priori* que les paramètres n et r_m ont des effets indépendants. La figure 5.25 illustre, pour différentes valeurs $n \leq 18$, l'évolution du ΔSPL en fonction du paramètre r_m . On constate de manière générale que la réduction de bruit, dans la gamme de n considérée, est une fonction croissante de n quelle que soit la valeur du paramètre r_m . Pour $r_m \geq 4.10^{-4}$ et $n \geq 9$, la réduction de bruit obtenue à $\phi = 30^\circ$, donnée en figure 5.25(a) semble toutefois être faiblement dépendante du nombre de microjets. A l'inverse, pour $\phi = 90^\circ$ (figure 5.25(b)), la réduction de bruit reste dépendante du nombre de microjets quelle que soit la valeur de r_m .

De plus, on constate qu'un maximum local de la réduction du bruit en fonction de r_m est obtenu

pour toutes les valeurs de n représentées et les deux angles d'écoute relevés. Ce comportement a déjà été décrit au paragraphe 5.4. Le maximum de réduction de bruit correspond, pour toutes les valeurs de n , à une unique valeur de r_m , valant approximativement $3,5 \cdot 10^{-4}$; l'hypothèse d'interactions entre microjets pour expliquer le phénomène décrit au paragraphe 5.4 doit donc être rejetée, puisque la distance entre microjets varie du simple au sextuple sans affecter la valeur typique de r_m correspondant au maximum local de réduction de bruit.

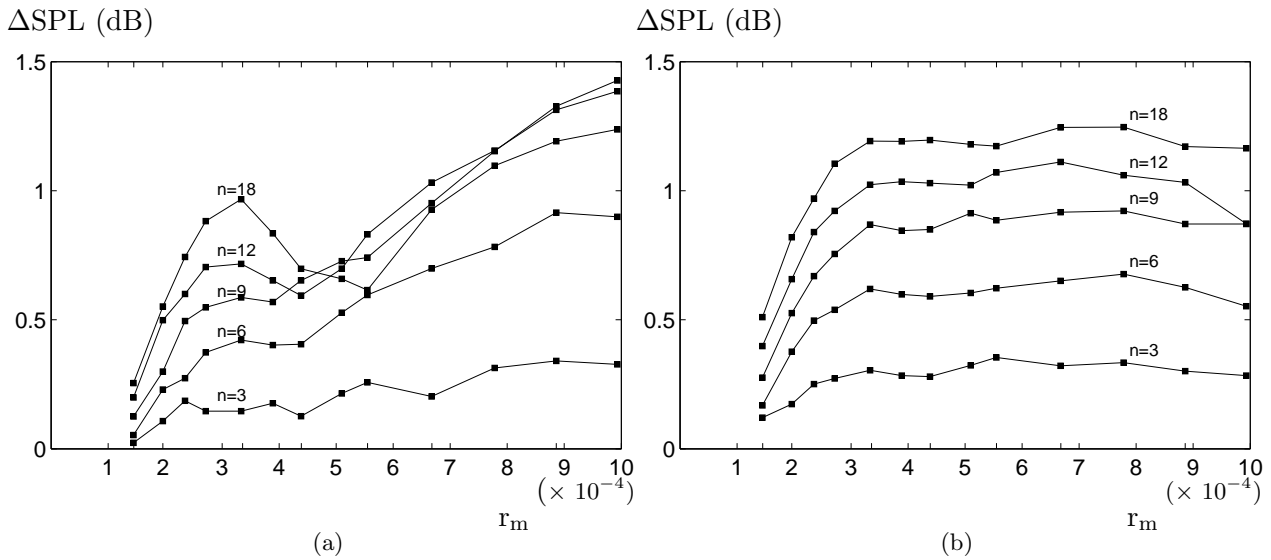


FIG. 5.25 – Réduction du bruit global en fonction de r_m , pour n variable

Le nombre de microjets employés varie de 3 à 18.

(a) $\phi = 30^\circ$ et (b) $\phi = 90^\circ$

5.5.2 Effet sur le plan aérodynamique

Modification du champ de vitesse moyenne

La modification du champ de vitesse moyenne implique une modification de l'entraînement de l'air extérieur dans les premiers diamètres de développement du jet. La figure 5.26 donne l'évolution du débit volumique traversant la section $x/D = 3$ pour chaque valeur du paramètre n testée, le paramètre r_m étant constant et fixé à $r_m = r_m^{(3)}$. On constate que cette évolution présente un maximum marqué en $n = 18$, correspondant à une augmentation de plus de 4% du débit total du jet dans cette section.

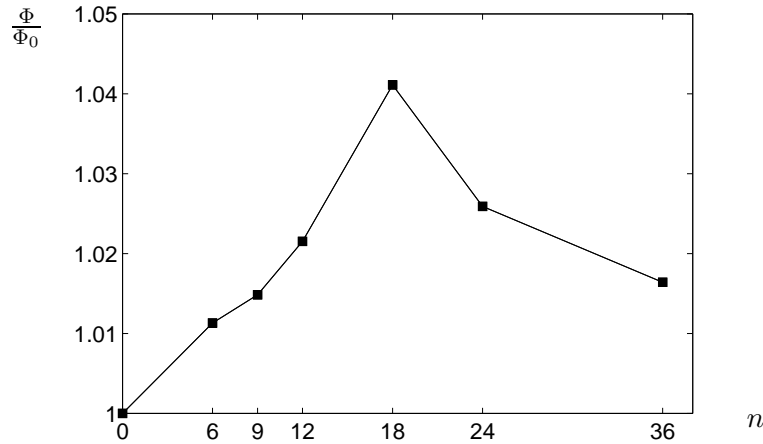


FIG. 5.26 – Évolution du débit volumique Φ , ramené au débit volumique du jet de référence Φ_0

Le débit volumique est calculé à travers la section $x/D = 3$ pour différents nombres n de microjets employés. $r_m = r_m^{(3)}$

Valeurs rms des vitesses fluctuantes

$$\frac{u_{i \text{ rms max}}^{(0)} - u_{i \text{ rms max}}^{(j)}}{u_{i \text{ rms max}}^{(0)}}$$

$$\frac{\sqrt{u_x' u_r'}^{(0)} - \sqrt{u_x' u_r'}^{(j)}}{\sqrt{u_x' u_r'}^{(0)}}$$

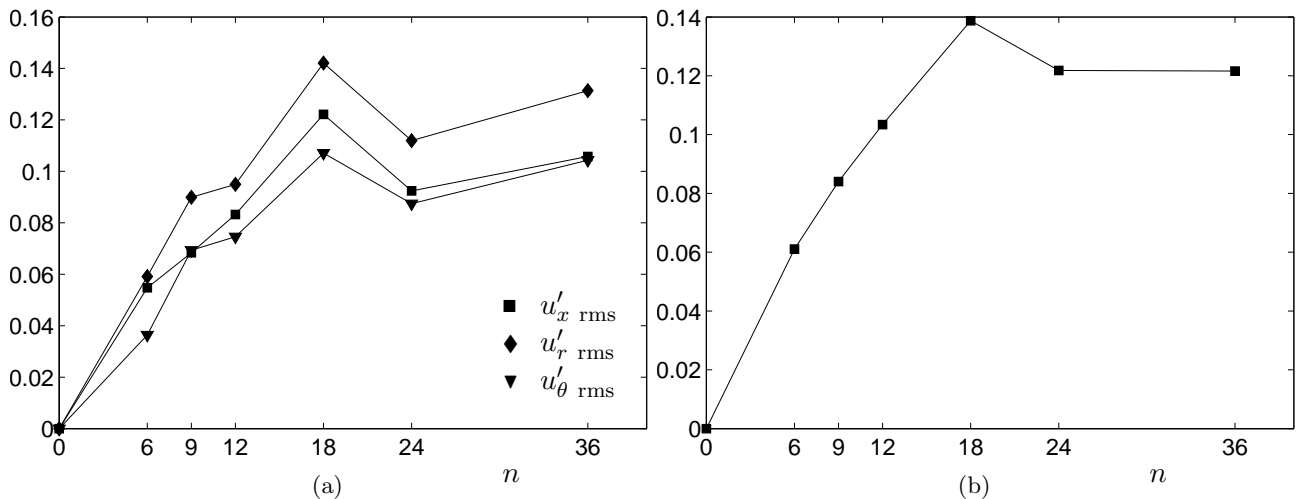


FIG. 5.27 – Évolution de la réduction des paramètres de turbulence avec le nombre de microjets n .

(a) Valeurs maximales des quantités rms des trois composantes de vitesse et (b) valeurs maximales de $\sqrt{u_x' u_r'}$. Position longitudinale : $x/D = 3$ et $r_m = r_m^{(3)}$.

L'évolution des quantités turbulentes en fonction du paramètre n pour $x/D = 3$ est donnée en figure 5.27. On constate que la même tendance est retrouvée sur les valeurs rms des trois composantes de la vitesse ainsi que sur les valeurs du terme croisé $\overline{u'_x u'_r}$: la valeur $n = 18$ correspond à un maximum local. Cette évolution est qualitativement très proche de l'évolution de la réduction du bruit global avec n , ce qui de nouveau souligne le lien entre ces deux quantités.

Les cartographies des valeurs rms des vitesses fluctuantes en $x/D = 1$ sont données en figure 5.28. On constate que, pour n variant de 6 à 18, les niveaux d'intensité de turbulence sont comparables à celui obtenu pour le jet de référence. Ce constat s'applique également à la contrainte de cisaillement du tenseur de Reynolds, $\sqrt{\overline{u'_x u'_r}}/U_j$, donnée en figure 5.29. On distingue aisément dans ces cas l'indentation vers le centre du jet provoqué par l'impact de chaque microjet périphérique. On remarque également pour $n = 6, 9$ et 12 , un léger épaissement de la couche de mélange au pied de chaque indentation ; l'indentation continue obtenue dans le cas $n = 18$ ne présente plus cette caractéristique. Pour $n = 36$, on remarque quelques oscillations non structurées dans l'azimut de la couche de mélange, qui ne sont cependant pas comparables aux indentations marquées dues aux impacts des microjets relevées pour $n \leq 18$. On ne retrouve pas, dans les cartographies de turbulence, de motifs structurés à la fréquence angulaire de $2\pi/n$, pour $n = 36$. D'autre part, on constate que les niveaux de turbulence sont dans ce cas nettement diminués par rapport au jet de référence. On peut rapprocher la diminution du niveau de $\sqrt{\overline{u'_x u'_r}}/U_j$ obtenue pour $n = 36$, de la modification du bruit hautes fréquences rayonné à $\phi = 90^\circ$ pour cette même valeur de n (représenté en figure 5.24).

La configuration $n = 24$ permet de poursuivre l'analyse des résultats obtenus pour $n = 36$. Dans cette dernière configuration, tous les microjets fonctionnent ; dans la configuration axisymétrique $n = 18$, représentée en figure 5.21(e), un microjet sur deux est employé, tandis que la configuration $n = 24$ implique douze paires de microjets consécutifs, chaque paire étant séparée de ses voisines par un intervalle correspondant à un microjet (figure 5.21(f)). On remarque que l'impact d'une paire de microjets semble ne créer qu'une seule indentation dans la couche de mélange, ce qui traduit une possible interaction entre deux microjets consécutifs qui sont suffisamment proches l'un de l'autre. Dans cette configuration, l'espace entre deux paires de microjet permet l'éjection du fluide de vitesse rapide sous l'effet des structures longitudinales. Dans la configuration $n = 36$, cet espace n'existe plus, et les structures créées par les impacts restent confinées dans la couche de mélange, connaissant un développement complètement modifié qui est traduit par les cartographies 5.28(g) et 5.29(g).

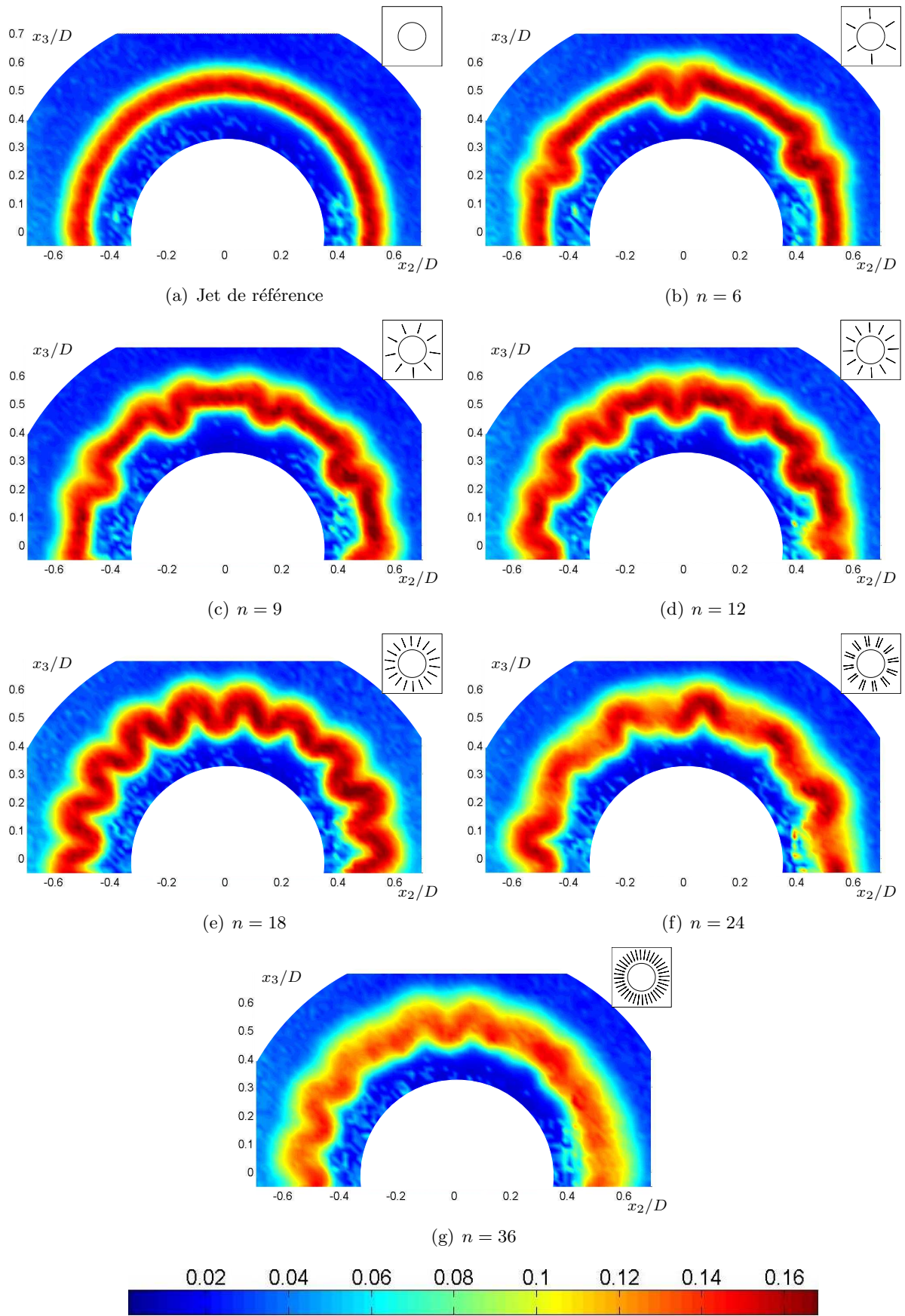


FIG. 5.28 – Cartographies de $u'_{x,rms}/U_j$ pour la gamme de n testée.

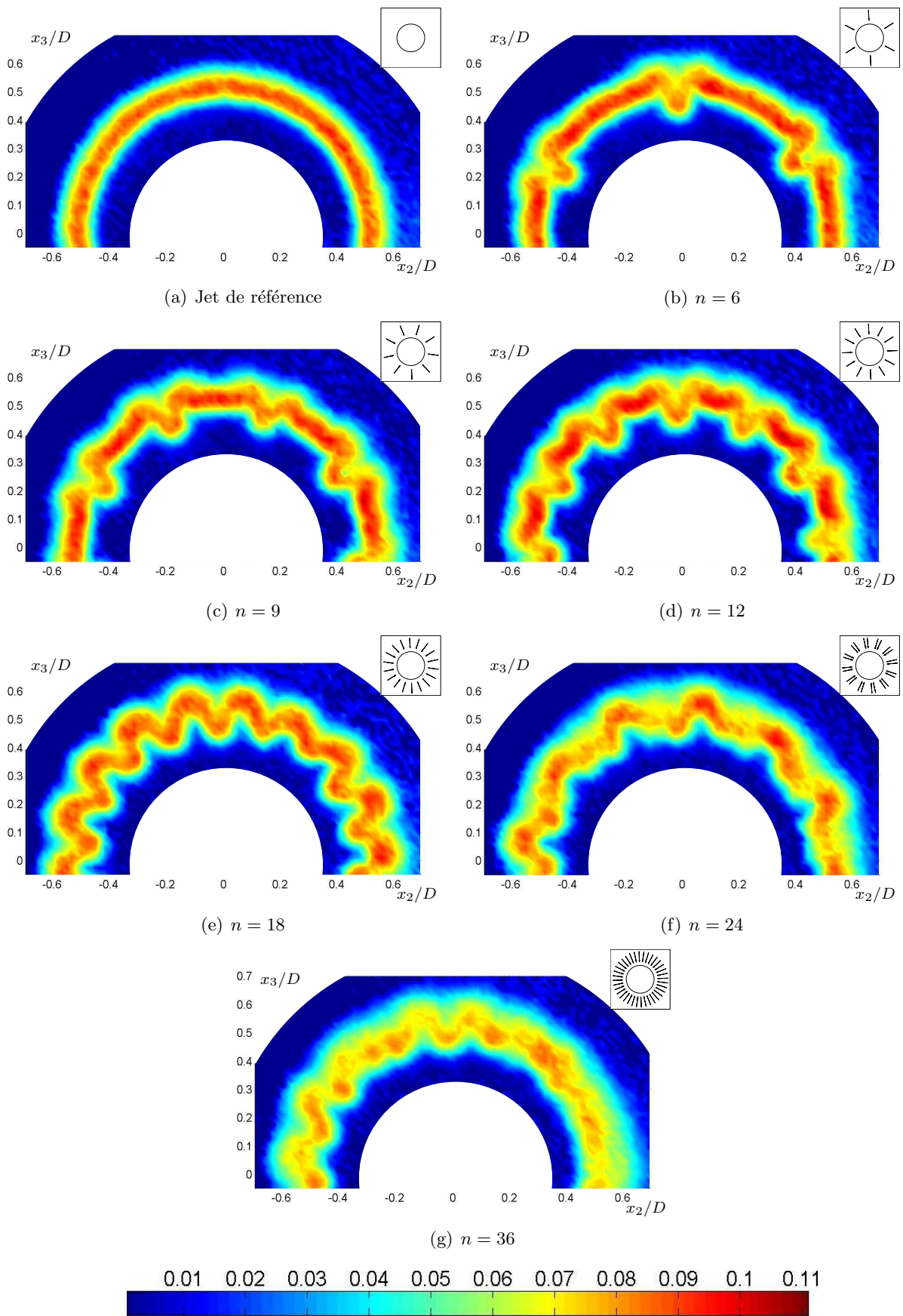


FIG. 5.29 – Cartographies de $\sqrt{u'_x u'_r} / U_j$ pour la gamme de n testée.

Considérations sur les structures cohérentes

L'approche statistique détaillée ci-avant peut être complétée par la localisation des structures cohérentes dans la couche de mélange et l'analyse des grandeurs caractéristiques de ces structures. La figure 5.30 donne la répartition des centres des structures détectées sur un grand nombre d'acquisitions, pour différentes valeurs du nombre de microjets n . Les microjets impactants y sont représentés par les flèches dirigées vers le centre du jet. On constate que, pour $0 < n \leq 18$ chaque impact de microjet sur la couche de mélange génère des structures de circulation positive et négative dont la localisation dépend préférentiellement de leur signe. Pour $n = 24$, c'est à dire pour le fonctionnement par paires de microjets, on peut associer à chaque paire de microjets deux zones dans lesquelles on trouve préférentiellement des structures d'un signe donné. Enfin pour $n = 36$, on ne parvient pas à distinguer nettement de zones caractéristiques semblables à celles décrites pour $n \leq 24$.

Le recensement des structures d'un signe donné permet de préciser l'analyse des cartographies précédentes. La figure 5.31 donne la répartition azimutale des structures détectées. De manière identique à la démarche adoptée au paragraphe 4.1.4, cette répartition est exprimée en pourcentage du nombre total de structures détectées lors de l'examen du jet de référence. On représente également la direction de l'impact des microjets par les traits discontinus verticaux. On retrouve que pour $0 < n \leq 18$, chaque impact de microjets favorise la formation de structures dont la circulation change de signe de part et d'autre de l'impact. De plus, pour les plus petites valeurs de n ($0 < n \leq 12$), on remarque qu'une deuxième zone de densité élevée de structures de même signe existe : cette zone est indiquée par une flèche sur la figure 5.31(b). On obtient dans ce cas une alternance de structures de même signe, générées par chaque impact de microjet. On peut distinguer *a priori* deux types de structures :

- les structures présentes en nombre élevé à proximité immédiate de l'aval du point d'impact des microjets. Ces structures proviennent de la modification du microjet par le jet principal, selon Hasselbrink & Mungal [39],
- les structures plus éloignées de l'aval du point d'impact, et en nombre plus réduit. Ces structures proviennent vraisemblablement de l'interaction entre chaque microjet et la couche de mélange du jet principal, interaction donnant naissance à un tube de vorticité se formant juste en amont de l'impact. La forme de ce tube de vorticité est telle qu'il porte le nom de tourbillon en "fer à cheval". Une illustration d'un tel phénomène est donnée en figure 5.32, d'après la simulation numérique de Lardeau *et al.* [53], concernant un jet impact  radialement par deux jets secondaires : l'impact sur la couche de mélange est vu de dessus, et le tourbillon en "fer à cheval" - peut-être le porte-bonheur de la réduction du bruit de jet - correspond à l'ondulation qui se forme juste en amont de l'impact pour s'étendre un ou deux diamètre(s) en aval.

On constate que ce deuxième type de structures n'apparaît plus pour $n = 18$ (et *a fortiori* pour les valeurs de n encore supérieures) : on note dans ce cas une alternance continue des structures de circulation positive et négative. Pour $n = 24$, chaque paire de microjets favorise le développement de structures longitudinales de part et d'autre du doublet d'impact ; entre deux microjets consécutifs, on parvient à distinguer une répartition des structures selon le signe de leur circulation, mais cette répartition est plus ténue que dans les cas précédents. En première approximation, on peut considérer que les structures entre deux microjets sont réparties aléatoirement, avec pour niveau moyen 0,006.

On retrouve cette répartition aléatoire des structures générées par le contrôle dans le cas $n = 36$, où la distinction d'un motif répétitif de fréquence spatiale $2\pi/36$ est impossible. On constate toutefois que le nombre de structures a augmenté, puisque le niveau moyen passe de 0,004 à environ 0,006, soit une hausse de près de 50%.

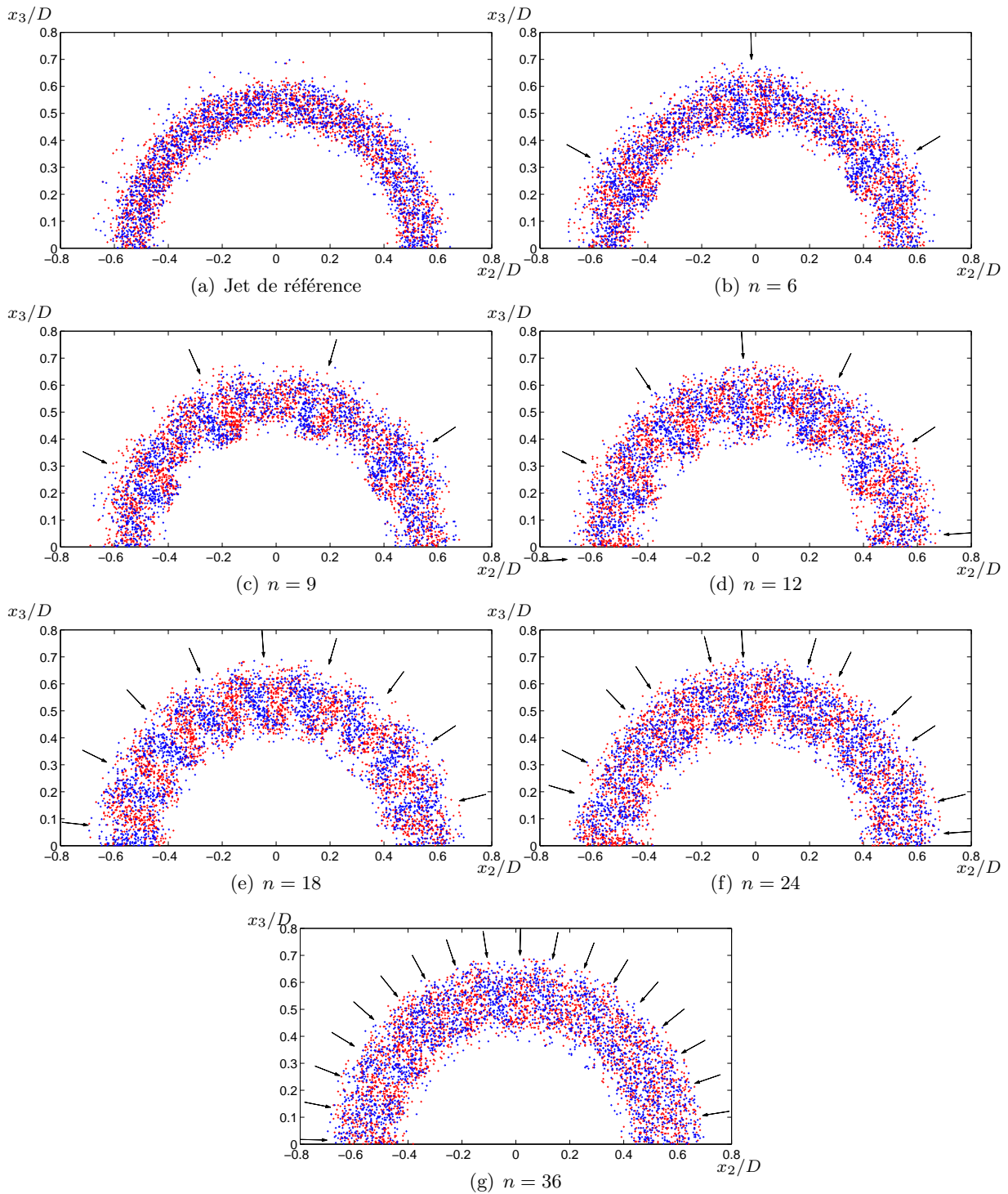


FIG. 5.30 – Localisation des centres des structures cohérentes détectées par le critère Γ_2 pour la gamme de n testée.

Les structures sont distinguées selon leur sens de circulation, et chaque point de couleur représente le centre d'une structure détectée, avec une circulation dans le sens direct (●), ou indirect (●)

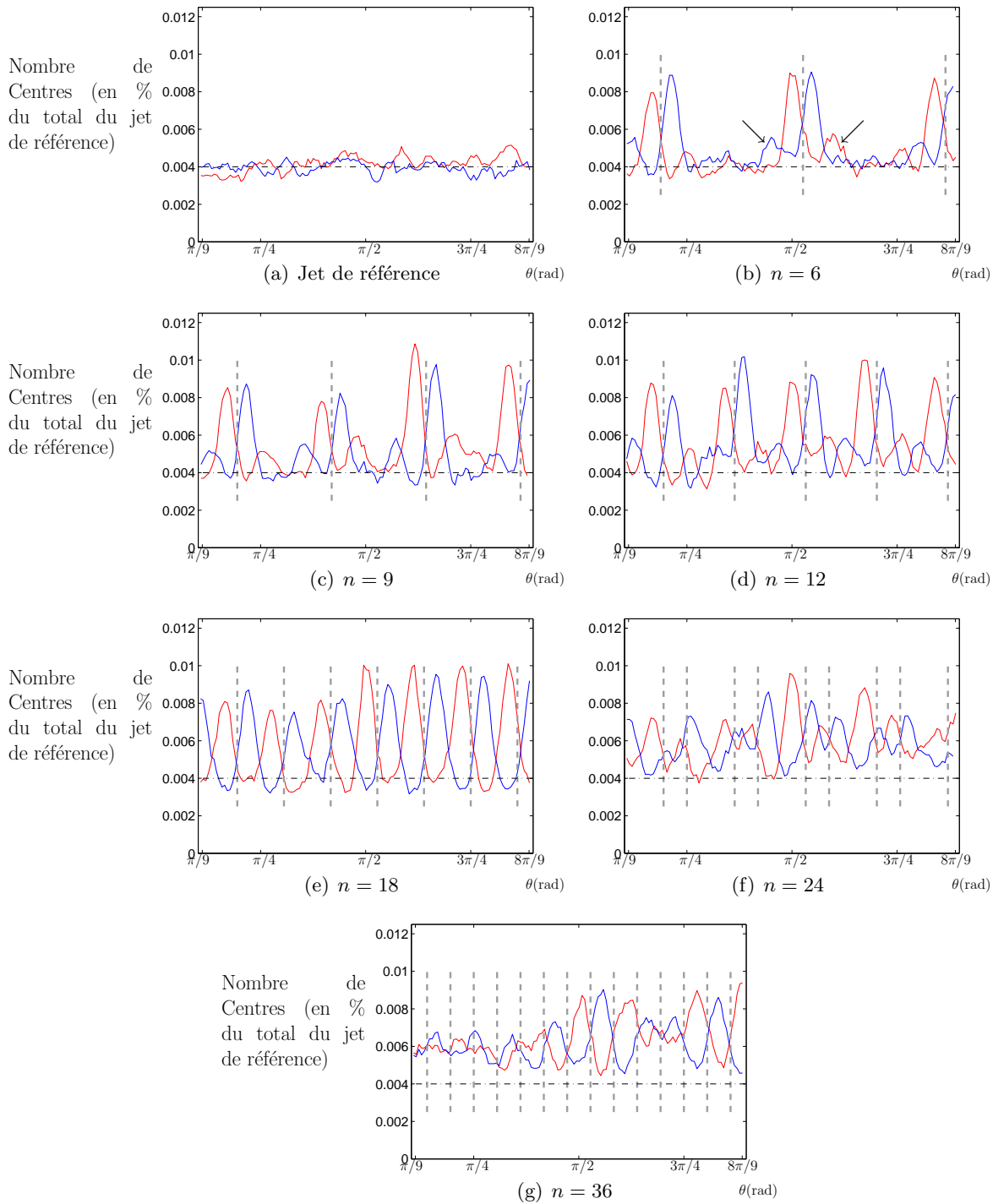


FIG. 5.31 – Recensement des centres des structures cohérentes détectées par le critère Γ_2 pour la gamme de n testée.

Le nombre de centres de tourbillons contenus dans chaque secteur angulaire de 0.02 radian est représenté en fonction de l'angle sur lequel est centré ce secteur angulaire. Chaque direction d'impact de microjets est indiquée par un trait discontinu vertical. Les structures sont distinguées selon leur sens de circulation : — sens direct, — sens indirect. Position longitudinale : $x/D = 1$.

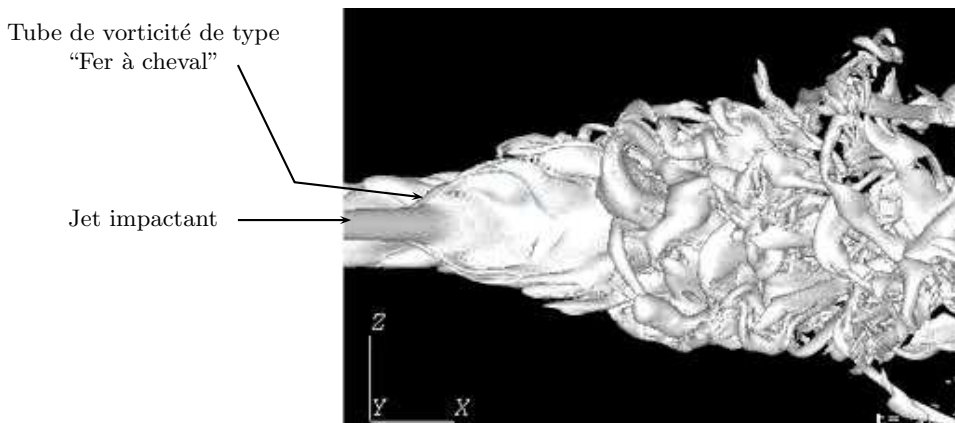


FIG. 5.32 – Illustration de la formation de tubes de vorticité dans la couche de mélange d'un jet sous l'impact d'un jet secondaire.

Ces tubes constituent un exemple de tourbillons de type "Fer à cheval". Extrait de Lardeau et al. [53]

Les paramètres caractéristiques des structures longitudinales en $x/D = 1$ sont présentés sur la figure 5.33, après avoir été ramenés à la valeur de ces mêmes paramètres obtenus pour le jet de référence. On constate que les paramètres caractéristiques que sont le nombre moyen de structures, la circulation associée à ces structures ou l'aire de celles-ci sont des fonctions linéaires du nombre de microjets, pour $n \in [0 : 12]$. Ceci traduit l'indépendance des microjets jusqu'à la valeur $n = 12$: les structures générées par un microjet n'interagissent pas à cette position longitudinale avec les structures issues d'un autre microjet. A partir de $n = 12$, on constate que l'évolution des caractéristiques ne suit plus cette loi linéaire. On peut par conséquent interpréter cette tendance comme un effet d'interaction entre deux microjets consécutifs : le développement des structures induites par un microjet est entravé par la présence d'un autre microjet, "trop" proche. La disparition de la trace des tourbillons en "fer à cheval" de la figure 5.31(e) peut indiquer que la configuration $n = 18$ permet déjà l'interaction entre microjets. En augmentant encore le nombre de microjets, cette interaction devient défavorable à la formation de structures de circulation élevée, responsables d'un entraînement conséquent de l'air ambiant.

Plus en aval, par exemple en $x/D = 3$ (figure 5.34), on retrouve un nombre de structures maximum pour $n = 18$, ce qui correspond au maximum de l'entraînement représenté à la figure 5.26. On retrouve le lien établi au paragraphe 5.4 entre le nombre de structures, l'entraînement d'air extérieur et ses conséquences sur le champ d'intensités turbulentes et, par conséquent, sur le bruit rayonné.

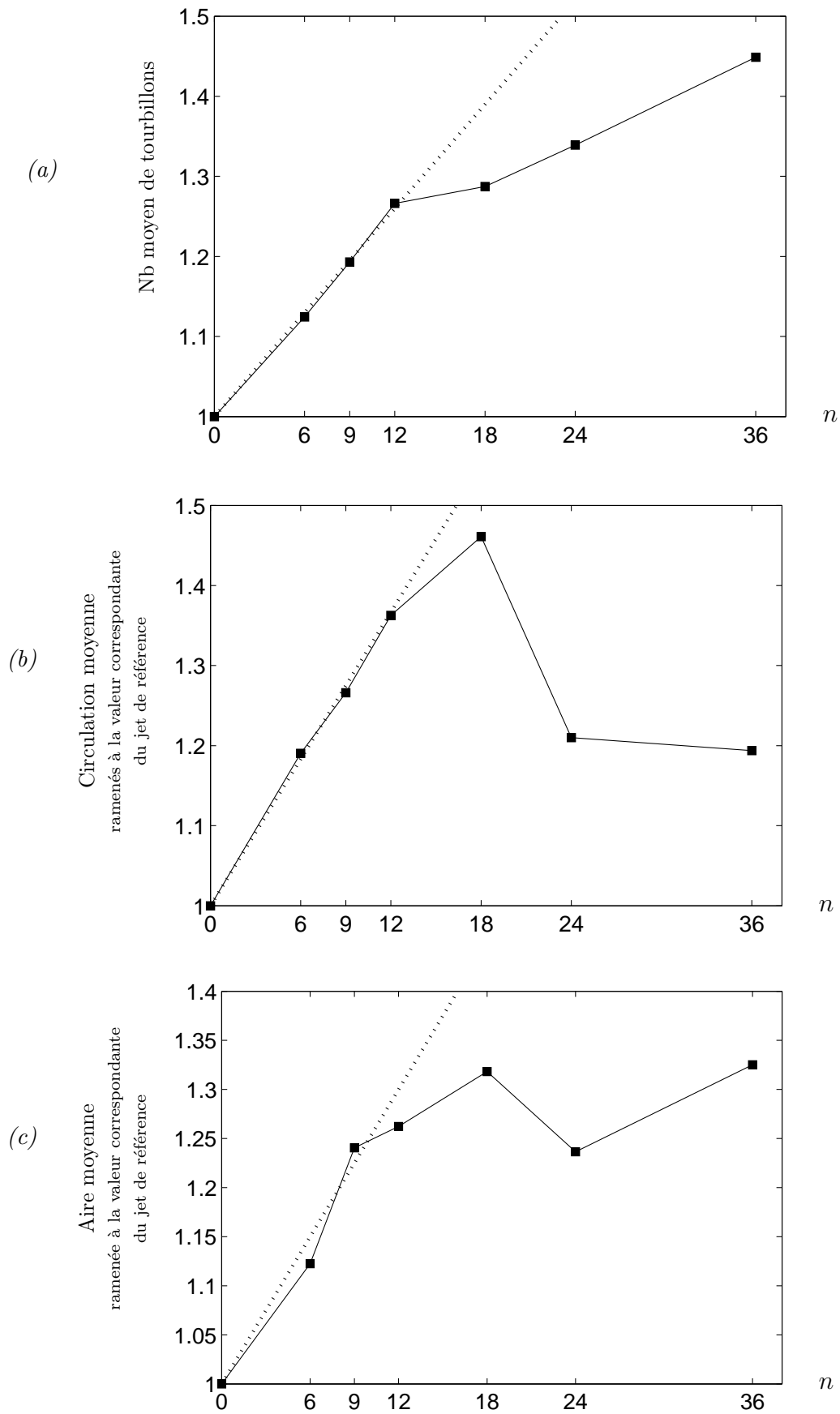


FIG. 5.33 – Évolution des caractéristiques des structures relevées dans le plan (x_2, x_3) en fonction de n .

(a) Nombre moyen de tourbillons, (b) circulation moyenne et (c) aire moyenne, ramenés à la valeur correspondante dans le cas du jet de référence. Position longitudinale : $x/D = 1$

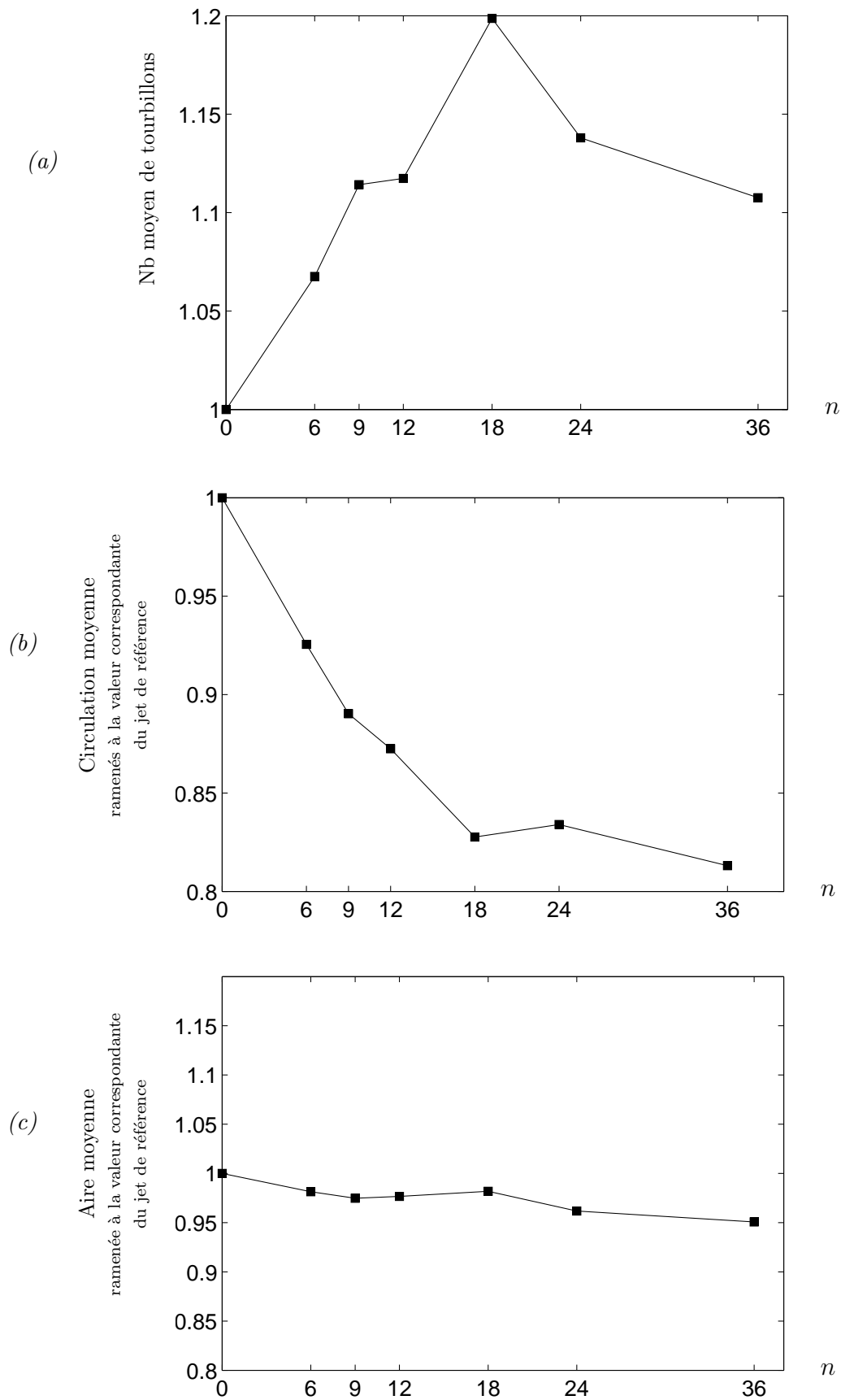


FIG. 5.34 – Évolution des caractéristiques des structures relevées dans le plan (x_2, x_3) en fonction de n .

(a) Nombre moyen de tourbillons, (b) circulation moyenne et (c) aire moyenne, ramenés à la valeur correspondante dans le cas du jet de référence. Position longitudinale : $x/D = 3$

5.5.3 Bilan

L'augmentation du nombre de microjets n se traduit par une croissance de la réduction de bruit. Pour n suffisamment petit, cette croissance suit une loi linéaire, ce qui indique un aspect cumulatif de la réduction de bruit (le comportement linéaire du SPL traduisant en première approximation un comportement linéaire de l'énergie acoustique) : tout se passe comme si en augmentant le nombre de microjets on augmentait le volume de sources de bruit traitées.

Pour un nombre de microjets trop élevé - typiquement $n = 36$, la réduction de bruit apparaît moins efficace. On constate alors que la modification du spectre de bruit est différente de celle obtenue pour des valeurs de n typiquement inférieures à 18, notamment en hautes fréquences. Même si ce domaine fréquentiel n'intervient pas majoritairement dans la réduction de bruit global, il traduit un changement de mécanisme d'action des microjets sur la couche de mélange du jet principal.

Ces caractéristiques sont retrouvées dans l'analyse des champs aérodynamiques en $x/D = 1$ et 3. On retrouve que le maximum de réduction de bruit correspond au maximum de réduction de la turbulence dans le plan $x/D = 3$, associé à un maximum de débit volumique total traduisant l'entraînement d'air ambiant. Le nombre de structures cohérentes longitudinales générées par l'impact des microjets est une fonction croissante de n jusqu'en $n = 18$. Pour $n > 18$, le développement de ces structures est modifié par l'effet potentiel des impacts voisins : la meilleure traduction de cet effet réside dans la disparition des tourbillons dits en "fer à cheval". Ces conclusions sont confirmées par l'étude du paramètre r_m indiquant le rôle majeur joué par les structures longitudinales dans l'entraînement local.

Enfin, la diminution du bruit hautes fréquences de la configuration $n = 36$ est expliquée par la diminution du niveau des intensités turbulentes dès $x/D = 1$, ce qui différencie cette configuration des cas $n \leq 18$. Pour cette configuration de microjets très rapprochés, il existe une interaction forte entre les microjets qui inhibe la génération de structures localisées. Les structures se développent de manière aléatoire dans la couche de mélange et sont moins intenses.

5.6 Effet de la répartition des n microjets

Les configurations étudiées dans le paragraphe précédent impliquent une distribution axisymétrique du nombre de microjets. Pour un nombre donné de microjets, on peut toutefois imaginer différentes configurations ne respectant pas l'axisymétrie. L'idée sous-jacente est de minimiser le débit massique total du contrôle en ne traitant qu'une partie du jet. Par exemple, on pourrait ne traiter que la partie inférieure des jets issus des réacteurs d'avion en escomptant réduire le bruit émis directement perçu par les personnes au sol. La partie du bruit émis par la zone non contrôlée, partie supérieure du jet et donc à l'opposé du sol, serait alors laissée aux (bons) soins de l'absorption atmosphérique.

Dans cette optique, quatre configurations ont été testées, pour différentes valeurs du paramètre r_m . Ces configurations impliquent $n = 9$ microjets répartis sur la circonférence du jet selon les schémas de la figure 5.35 : la position des microjets varie donc par rapport à la position du microphone, indiquée sur la figure 5.35(d). Ces configurations sont comparées à la configuration impliquant $n = 9$ microjets équirépartis - figure 5.21(c) - impliquant le même nombre de microjets mais une séparation entre deux microjets consécutifs deux fois supérieure, et à la configuration $n = 18$ - figure 5.21(e) - impliquant deux fois plus de microjets mais une séparation identique entre deux microjets consécutifs. Les paramètres communs à cette étude de l'influence de la répartition des microjets sont rappelés dans le tableau 5.6

Mach	r_m	Angle d'impact	d
0.9	$r_m = r_m^{(3)}$	45°	1 mm

TAB. 5.6 – Paramètres fixes de l'étude portant sur la répartition des microjets.

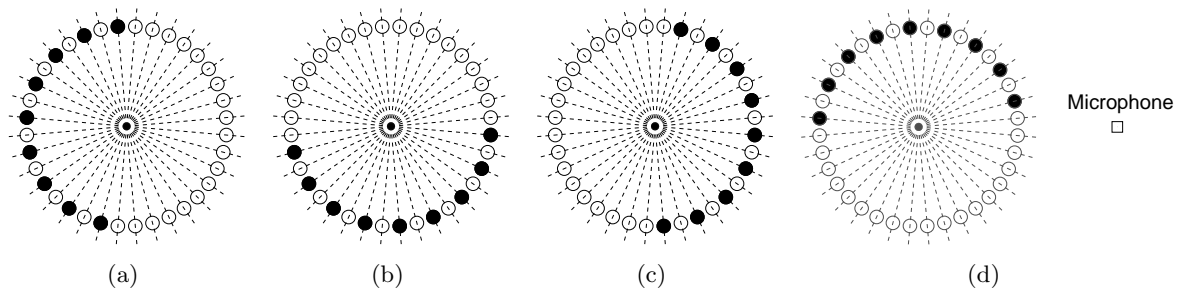


FIG. 5.35 – Différentes dispositions de $n = 9$ microjets par rapport au point de mesure acoustique.

5.6.1 Effet sur le plan acoustique.

L'étude comparative des quatre configurations de la figure 5.35 indique que, pour les valeurs de r_m testées, l'écart entre les quatre valeurs de réduction de bruit global est dans l'incertitude de mesure ([19]). Ceci illustre le fait que le contrôle par microjets ne présente pas d'effet de directivité azimutale de réduction de bruit rayonné. Tout se passe donc comme si le jet était acoustiquement transparent pour les sources acoustiques distribuées dans la couche de mélange, et que la position d'un microjet, dont l'action locale traite un certain volume de sources de bruit, n'est par conséquent pas un paramètre décisif pour le bruit en champ lointain. Compte-tenu de ce résultat important qui souligne notamment l'absence de masquage des sources de bruit par le jet lui-même, on considère par la suite que ces quatre configurations sont semblables sur le plan de la réduction de bruit.

On a comparé le résultat obtenu pour la configuration de la figure 5.35 aux réductions de bruit apportées par les configurations axisymétriques à $n = 9$ et $n = 18$ microjets. On a obtenu que, pour $r_m = r_m^{(3)}$,

- le niveau de réduction de bruit à $\phi = 30^\circ$ passe de 0.5 dB dans la configuration de la figure 5.35, à 0.75 dB pour les $n = 9$ microjets équirépartis et 0.95 dB pour les $n = 18$ microjets équirépartis,
- pour $\phi = 90^\circ$, le niveau de réduction de bruit pour la configuration de la figure 5.35 correspond à 0.6 dB, contre 0.9 dB pour $n = 9$ et 1.25 dB pour $n = 18$.

On constate donc qu'à n et r_m fixés, la meilleure réduction de bruit est obtenue par la configuration assurant une répartition axisymétrique du contrôle. De plus, la configuration impliquant 9 microjets répartis sur la demi-circonférence du jet offre une réduction de bruit égale à la moitié de celle obtenue avec la configuration à 18 microjets équi-répartis ; or cette configuration peut être vue comme l'union de deux configurations de la figure 5.35 (par exemple l'union de la configuration de la figure 5.35(a) et celle de la figure 5.35(c)). Ce résultat confirme l'effet cumulatif de la réduction de bruit des microjets décelé au paragraphe précédent. Le fait que la meilleure réduction de bruit soit obtenue par la configuration assurant une répartition axisymétrique du contrôle, pour $n = 9$ microjets et r_m fixés, n'est pas nécessairement en contradiction avec cet effet cumulatif : on a constaté au paragraphe 5.5 que la séparation entre deux microjets de la configuration $n = 18$ semble déjà permettre l'interaction entre deux microjets consécutifs. Ainsi, dans la configuration de la figure 5.35, les microjets ne sont pas indépendants puisqu'ils interagissent légèrement entre eux. Une étude complémentaire, pour illustrer ce point, devrait porter sur 6 microjets à la place des 9 microjets impliqués ici, et la configuration correspondante à 12 - au lieu de 18 - microjets.

Les spectres de bruit en champ lointain, donnés en figure 5.36, illustrent la tendance remarquée pour la réduction de bruit : la configuration impliquant 9 microjets dans la demi-circonférence du jet apporte moins de réduction de bruit sur l'ensemble de la gamme de St_D caractéristique que la configuration axisymétrique au même nombre de microjets. Mais principalement, on retrouve une réduction double de la configuration axisymétrique à 18 microjets par rapport à la configuration axisymétrique à 9 microjets.

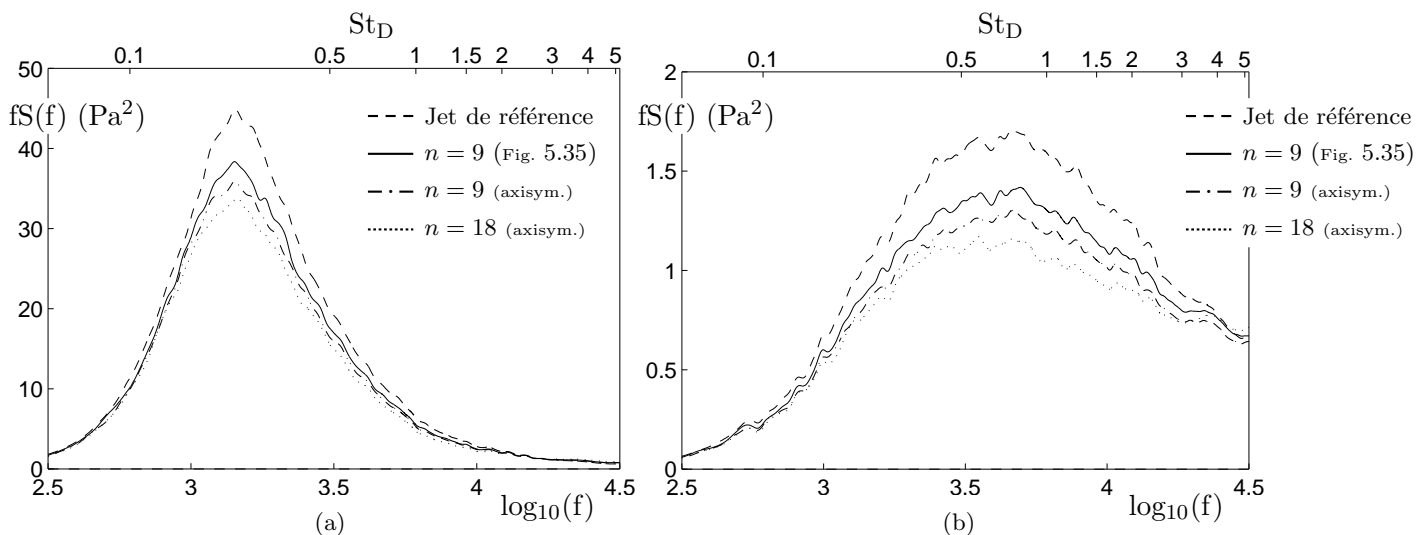


FIG. 5.36 – Spectres de bruit en champ lointain pour une configuration asymétrique de $n = 9$ microjets.

Cette configuration, représentée en figure 5.35, est comparée au jet de référence et aux cas de contrôle axisymétrique ($n = 9$ et $n = 18$), (a) en $\phi = 30^\circ$ et (b) $\phi = 90^\circ$

5.6.2 Effet sur le plan aérodynamique.

Les cartographies des valeurs rms de la vitesse fluctuante longitudinale sont données en figure 5.37 pour la position longitudinale $x/D = 1$. Sont comparés les cas du jet de référence, des configurations axisymétriques impliquant 9 et 18 microjets et la configuration impliquant 9 microjets répartis sur la demi-circonférence du jet. On constate dans ce dernier cas que la partie du jet qui n'est pas soumise à l'impact des microjets présente des niveaux d'intensité de turbulence très comparables à ceux obtenus dans le cas du jet seul. On remarque également que la partie du jet subissant l'impact des microjets présente une modification spatiale de la couche de mélange qualitativement très proche de celle obtenue dans le cas de l'injection axisymétrique à 18 microjets.

Les cartographies d'intensité turbulente concernant une position longitudinale située plus en aval, en $x/D = 3$, sont également présentées en figure 5.38. On remarque que le retour à l'axisymétrie est effectif pour la configuration à 18 microjets, retrouvant une nette réduction de la valeur maximale de l'intensité turbulente par rapport au jet de référence. La configuration impliquant 9 microjets équirépartis présente une légère indentation de la couche de mélange qui correspond bien aux directions d'injection ; on note toutefois que le niveau maximum de turbulence est distribué sur l'ensemble de l'azimut de la couche de mélange. Le cas de la configuration à 9 microjets non-uniformément répartis présente quant à lui une flagrante inhomogénéité azimutale : la zone située en aval de la partie non traitée par les microjets (partie gauche de la figure 5.37(c)) présente un niveau de turbulence très proche de celui obtenu avec le jet référence, alors que la zone en aval de l'impact des microjets (partie droite de la figure 5.37(c)) présente un niveau de turbulence très proche de celui obtenu pour le jet seul. Ainsi l'inhomogénéité induite par le contrôle se retrouve en $x/D = 3$.

Pour illustrer la comparaison des différentes configurations, le tableau 5.7 donne les niveaux de turbulence moyens dans les cas des quatre configurations étudiées dans ce paragraphe. Pour tenir compte de l'inhomogénéité des intensités de turbulence obtenue pour la configuration asymétrique, les moyennes sont calculées d'une part dans la partie droite des cartographies, où l'effet du contrôle des 9 microjets répartis sur la demi-circonférence est visible, et d'autre part sur la partie gauche de ces cartographies. On retrouve une très bonne homogénéité du jet de référence et des deux cas de contrôle axisymétriques, traduite par l'identité des deux moyennes spatiales calculées dans ces cas. Les valeurs obtenues pour la configuration asymétrique traduisent bien un comportement hybride entre le contrôle à 18 microjets et le jet de référence.

	Jet de référence Fig.5.38(a)	$n = 9$ axisymétrique Fig.5.38(b)	$n = 9$ demi circonférence Fig.5.38(c)	$n = 18$ axisymétrique Fig.5.38(d)
$u'_{x \text{ rms max}}/U_j$ partie droite des cartographies	0.160	0.149	0.139	0.140
$u'_{x \text{ rms max}}/U_j$ partie gauche des cartographies	0.161	0.149	0.160	0.139

TAB. 5.7 – Synthèse comparative des niveaux de turbulence longitudinale obtenus en $x/D = 3$ dans les configurations axisymétriques et asymétrique.

Les moyennes spatiales sont effectuées sur deux secteurs angulaires distincts, correspondant aux parties droite et gauche des cartographies de la figure 5.38

5.6.3 Bilan

La localisation de l'action des microjets est illustrée par cette partie de l'étude portant sur l'effet de la distribution azimutale d'un nombre donné de microjets. Une configuration asymétrique de $n = 9$ microjets se révèle moins efficace sur le plan de la réduction de bruit que la configuration axisymétrique correspondante. Pour un nombre suffisant élevé de microjets, une répartition axisymétrique semble donc toujours favorable. De plus, la configuration asymétrique à 9 microjets apparaît comme une combinaison du jet de référence (sur la partie aval de la zone non traitée) et du jet contrôlé en configuration axisymétrique (sur la partie aval de la zone d'impact des microjets). On remarque que cette dissymétrie persiste en aval de l'injection jusqu'à au moins la position $x/D = 3$. Ceci confirme l'aspect cumulatif de la réduction de bruit apportée par les microjets.

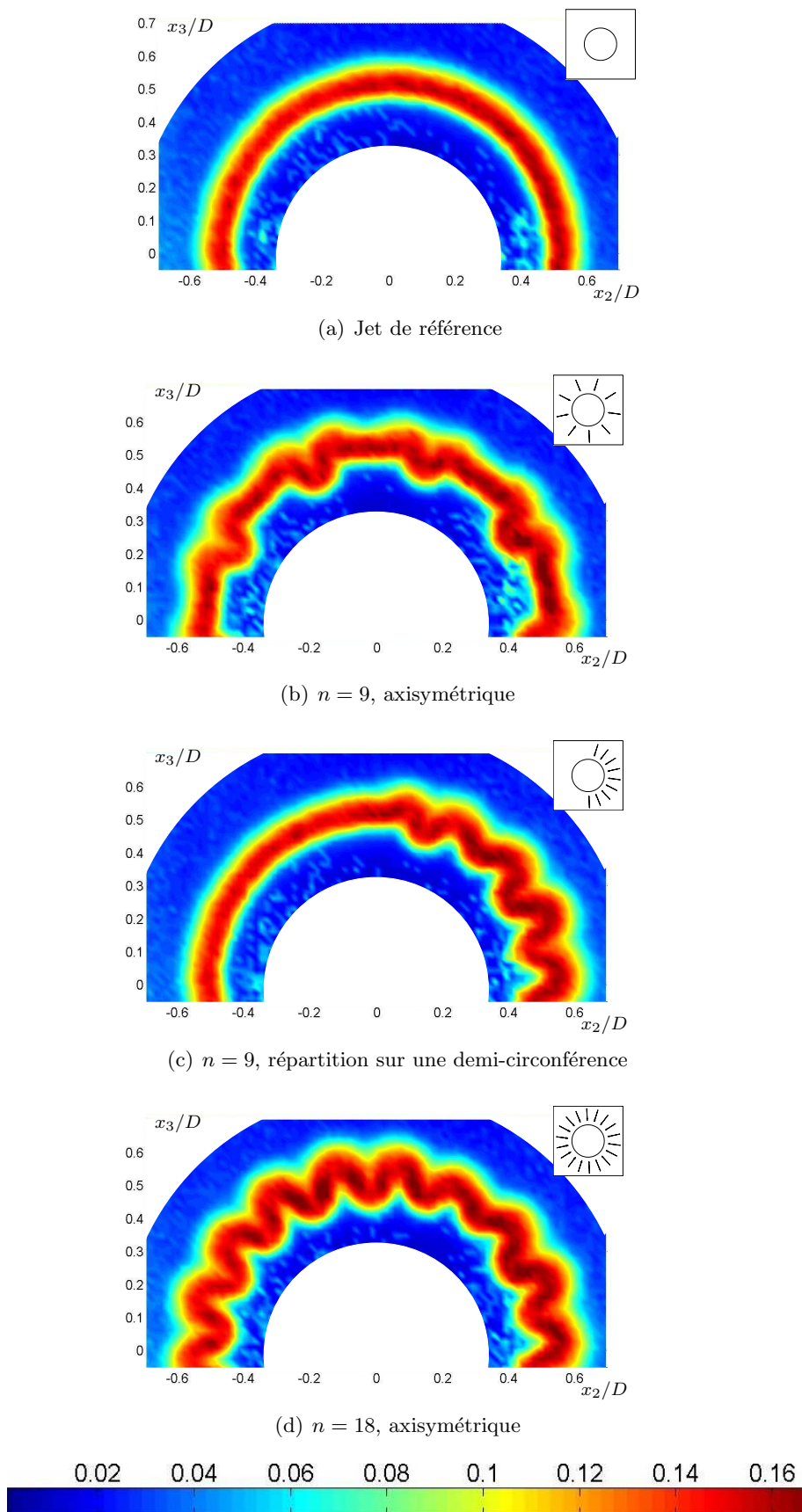


FIG. 5.37 – Cartographies de $u'_{x,rms}/U_j$ pour les différentes répartitions d'injecteurs.

Le schema en haut à droite de chaque cartographie indique la distribution azimutale des microjets. Position longitudinale : $x/D = 1$

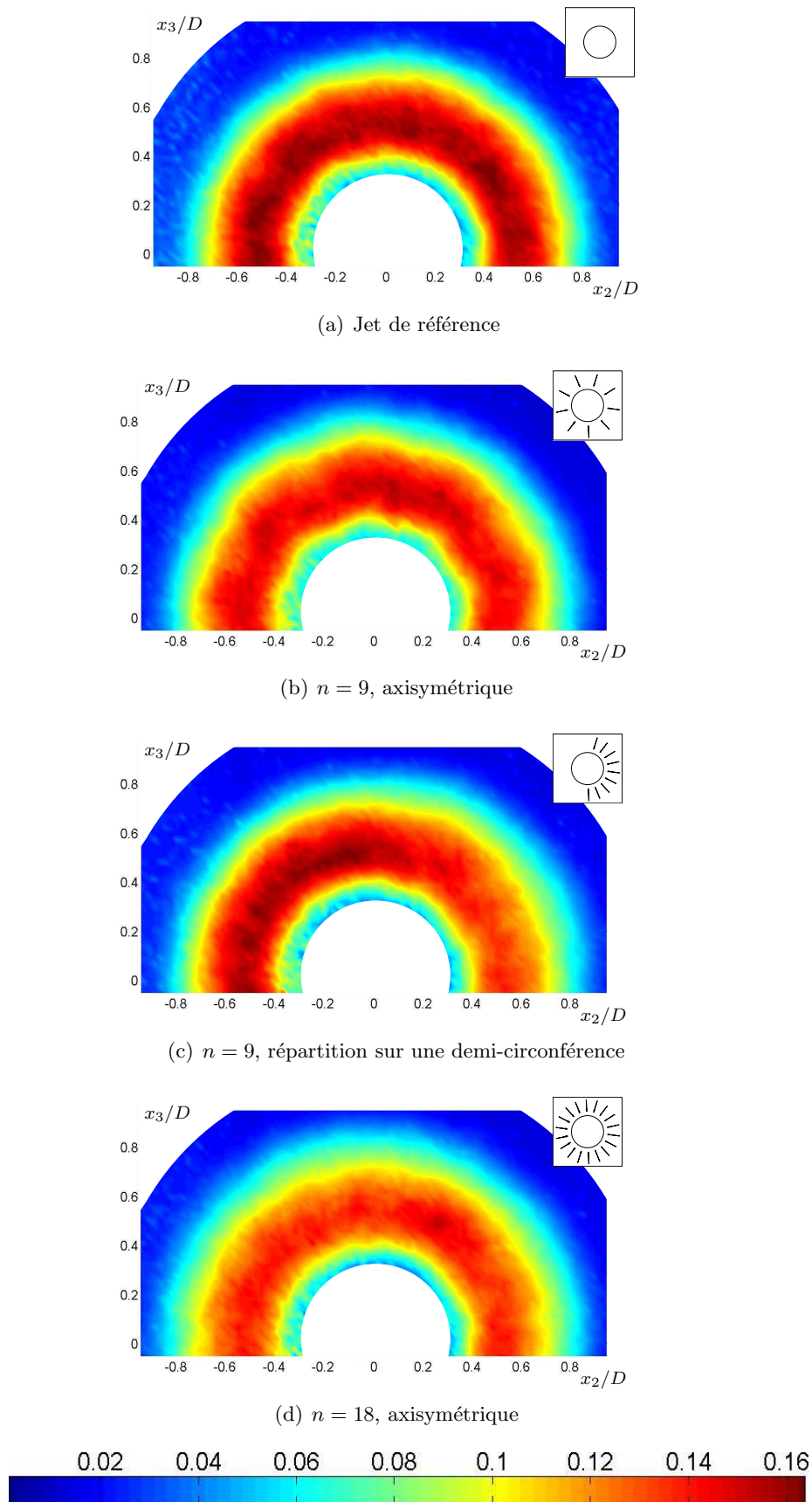


FIG. 5.38 – Cartographies de $u'_{x,rms}/U_j$ pour les différentes répartitions d'injecteurs.
Le schema en haut à droite de chaque cartographie indique la distribution azimutale des microjets. Position longitudinale : $x/D = 3$

5.7 Effet du diamètre des microjets

L'influence du diamètre des microjets a été testé, par l'emploi de microjets spécifiques décrits en B.3. L'objectif de cette étude est notamment de déterminer l'effet du diamètre de microjet sur l'évolution de la réduction de bruit avec le paramètre r_m , et sur la régénération de bruit hautes fréquences constatée à plusieurs reprises dans ce chapitre. Les paramètres communs à cette étude sont indiqués dans le tableau 5.8

Mach	Nombre de microjets n	Angle d'impact
0.9	18	45°

TAB. 5.8 – Paramètres fixes de l'étude portant sur d .

5.7.1 Effet sur le plan acoustique

L'évolution de la réduction de bruit global est présentée en figure 5.39 pour les trois diamètres des microjets $d = 0.7, 1$ et 1.3 mm. Pour chaque valeur de diamètre, est tracée l'évolution du ΔSPL en fonction du débit massique par microjet adimensionné, r_m . On constate qu'aucune tendance traduisant l'influence du diamètre d ne semble se dégager clairement. On retrouve cependant le passage par un minimum local sur chaque évolution de la réduction de bruit à $\phi = 30^\circ$, de même que la stagnation de la réduction de bruit à $\phi = 90^\circ$ pour des valeurs suffisamment élevés de r_m . Cette similitude entre les trois courbes indique qu'il existe un paramètre plus approprié que r_m pour l'étude de l'effet du diamètre des microjets sur la réduction du bruit.

La figure 5.40 présente ces mêmes résultats en fonction non plus de r_m mais de la pression statique d'alimentation des microjets adimensionnée par la pression atmosphérique. Ce paramètre, dénommé r_p dans la suite de l'étude, représente le taux de détente du microjet. Il est lié, en première approximation, à la vitesse en sortie du microjet par la relation caractéristique des écoulements isentropiques. On remarque que la représentation en fonction de r_p permet d'obtenir une évolution de la réduction de bruit très comparable entre les trois configurations différentes. En effet, la position du minimum local de la réduction de bruit est à présent pratiquement indépendante du diamètre de microjet employé, et se situe en $r_p \approx 1.8$. On note que le minimum local de la courbe obtenue dans la configuration $d = 1.3$ mm est obtenu pour r_p légèrement supérieur à la valeur 1.8. Ceci est attribué à des pertes de charges plus importantes dans cette configuration qui, pour une vitesse de microjet donnée, nécessite un débit plus élevé que les microjets de plus petit diamètre. De plus, on remarque immédiatement qu'à vitesse de microjet fixée, la réduction de bruit maximale en $\phi = 30^\circ$ est obtenue avec le diamètre de microjet le plus élevé, pour toutes les valeurs de r_p testées ; la réduction de bruit dans la direction normale à l'axe du jet est également plus élevée pour $d = 1$ mm que pour $d = 0.7$ mm, mais cette tendance ne s'étend pas aux grandes valeurs de d , puisque l'on constate peu de différences entre les résultats obtenus pour $d = 1.3$ mm et ceux correspondant à $d = 1$ mm.

L'examen des spectres de bruit permet d'interpréter cette différence de comportement entre les résultats obtenus aux deux angles d'écoute. La figure 5.41 donne les spectres de bruit correspondant au jet de référence et aux cas de contrôle correspondant aux configurations de diamètre $d = 1$ mm et $d = 1.3$ mm, pour $r_p = 1.8$ (voir figure 5.40). La réduction de bruit est pratiquement identique pour ces deux cas en $\phi = 90^\circ$, et est nettement plus élevée dans le cas $d = 1.3$ mm en $\phi = 30^\circ$. On constate sur les spectres relatifs aux deux angles d'écoute que la configuration $d = 1.3$ apporte une plus grande réduction du niveau spectral dans la gamme de $\text{St}_D [0.1 : 1]$: ceci justifie l'efficacité de cette configuration pour $\phi = 30^\circ$, puisque l'énergie du bruit rayonné dans cette direction se trouve dans cette gamme de St_D . On constate de plus que la régénération de bruit en hautes fréquences est favorisée par les diamètres d'injection plus élevés, ce qui compense le gain en basses fréquences obtenu pour $d = 1.3$ mm par rapport à la configuration $d = 1$ mm.

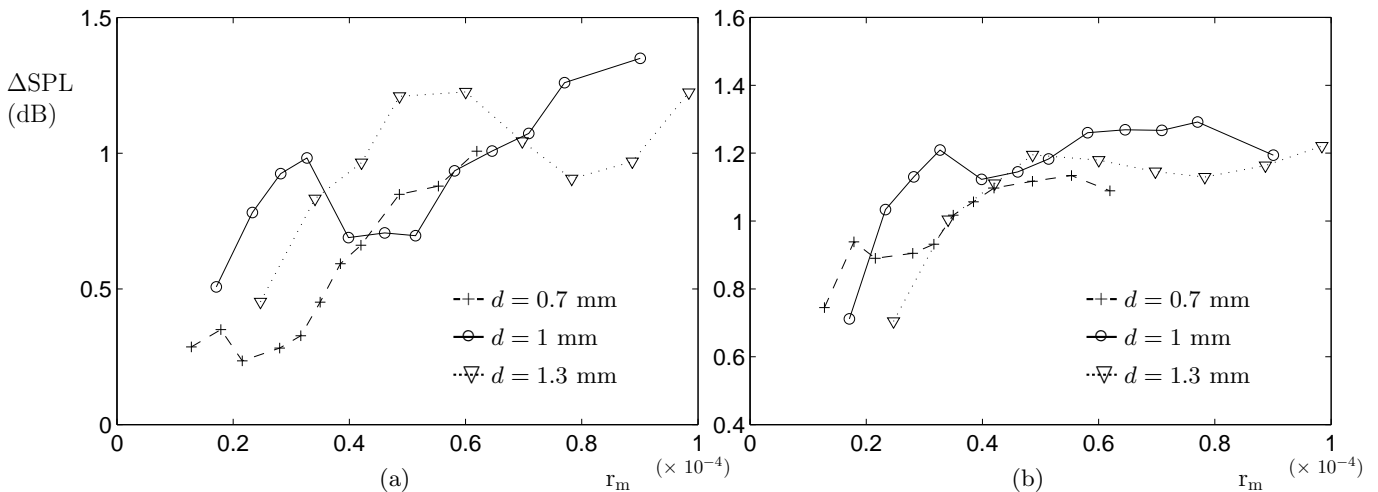


FIG. 5.39 – Réduction du bruit global pour différents diamètres de microjets (1/2)

L'évolution de la réduction de bruit avec r_m est donnée pour trois valeurs du diamètre des microjets, $d=0.7, 1$ et 1.3 mm. (a) $\phi = 30^\circ$ et (b) $\phi = 90^\circ$.

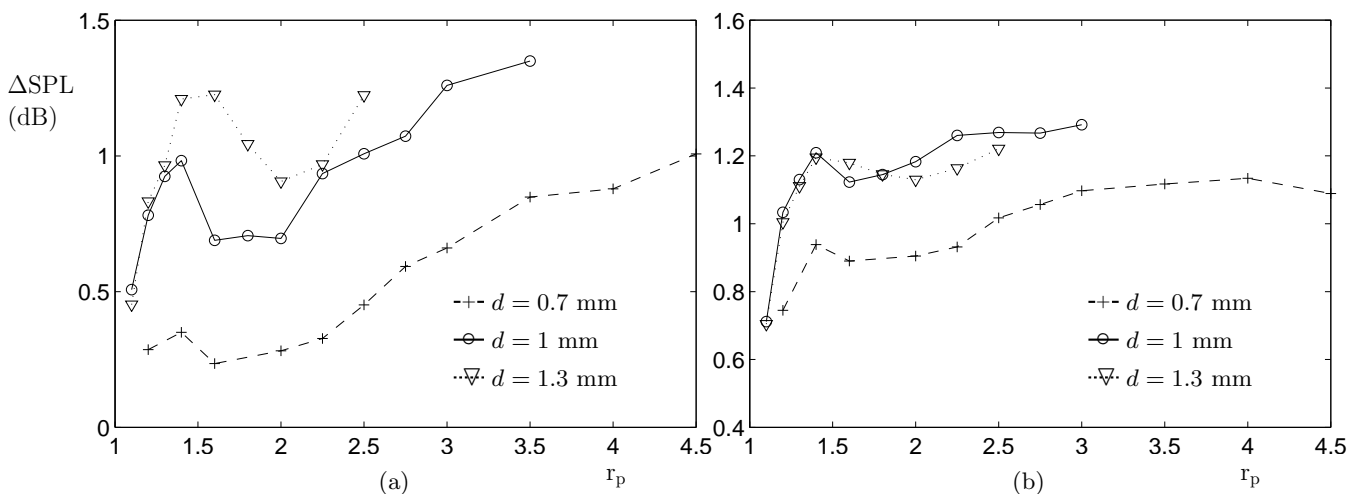


FIG. 5.40 – Réduction du bruit global pour différents diamètres de microjets (2/2)

L'évolution de la réduction de bruit est à présent représentée en fonction du paramètre r_p , pour les trois valeurs du diamètre des microjets d . (a) $\phi = 30^\circ$ et (b) $\phi = 90^\circ$.

Cette tendance se retrouve sur la figure 5.42, où sont tracés les spectres de bruit dans les trois cas de contrôle relatifs aux trois diamètres de microjets, pour $r_p = 2.5$. On constate que le niveau de réduction de bruit dans la gamme de St_D $[0.1 : 1]$ est une fonction croissante du diamètre du microjet, tout comme la régénération de bruit en hautes fréquences. On constate que la fréquence à laquelle le niveau de bruit du jet contrôlé devient supérieur à celui du jet de référence, pour une valeur donnée du paramètre r_p , est une fonction décroissante de d . Ce constat justifie notamment que ce bruit hautes fréquences est bien un bruit d'interaction entre le microjet et la couche de mélange, lié au diamètre du microjet, ce qui n'est pas sans rappeler le phénomène d'échappement tourbillonnaire derrière un barreau solide dans un écoulement. Si l'on considère le nombre de Reynolds Re_d formé à partir du diamètre du microjet et d'une vitesse caractéristique de l'écoulement - par exemple la vitesse au centre de la couche de mélange -, on obtient une valeur de ce nombre de Reynolds typiquement égale à 10^4 . Pour cette valeur de Re_d , l'échappement tourbillonnaire présente un Strouhal St_d égal à 0.2, ce qui correspond dans notre cas à une fréquence caractéristique de 30 kHz.

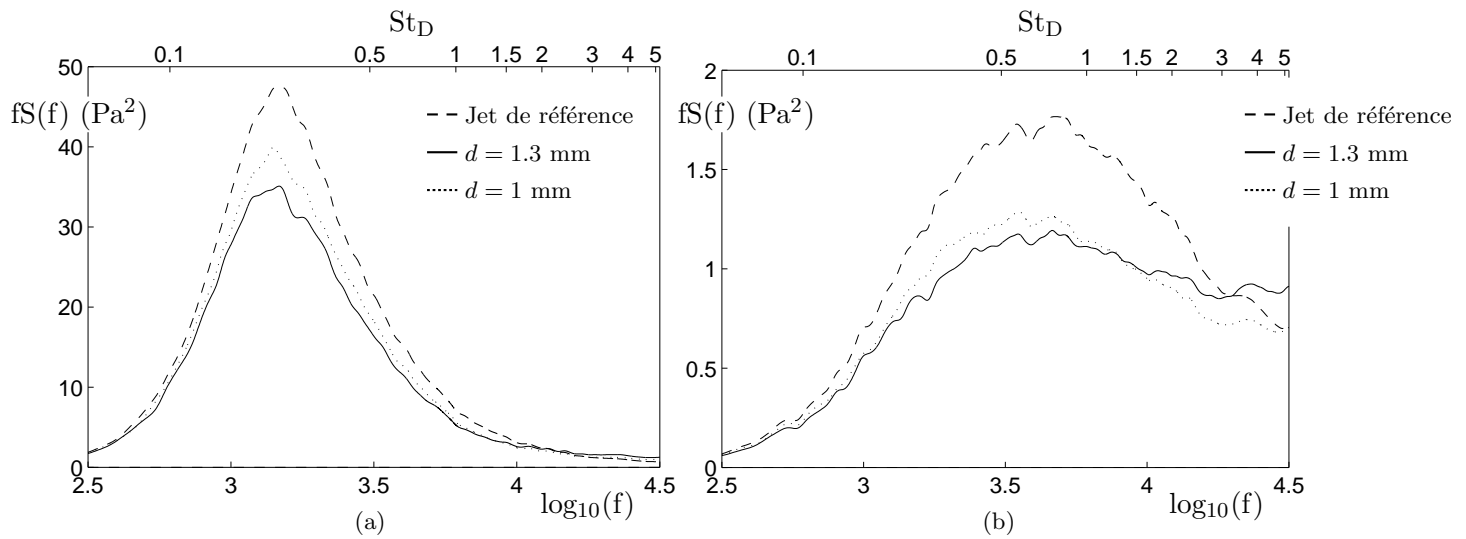


FIG. 5.41 – Spectres de bruit en champ lointain pour $d = 1$ et 1.3 mm

Le paramètre r_p a pour valeur 1.8 , point pour lequel les niveaux de réduction de bruit sont équivalents pour les deux configurations, selon la figure 5.40(b). (a) $\phi = 30^\circ$ et (b) $\phi = 90^\circ$

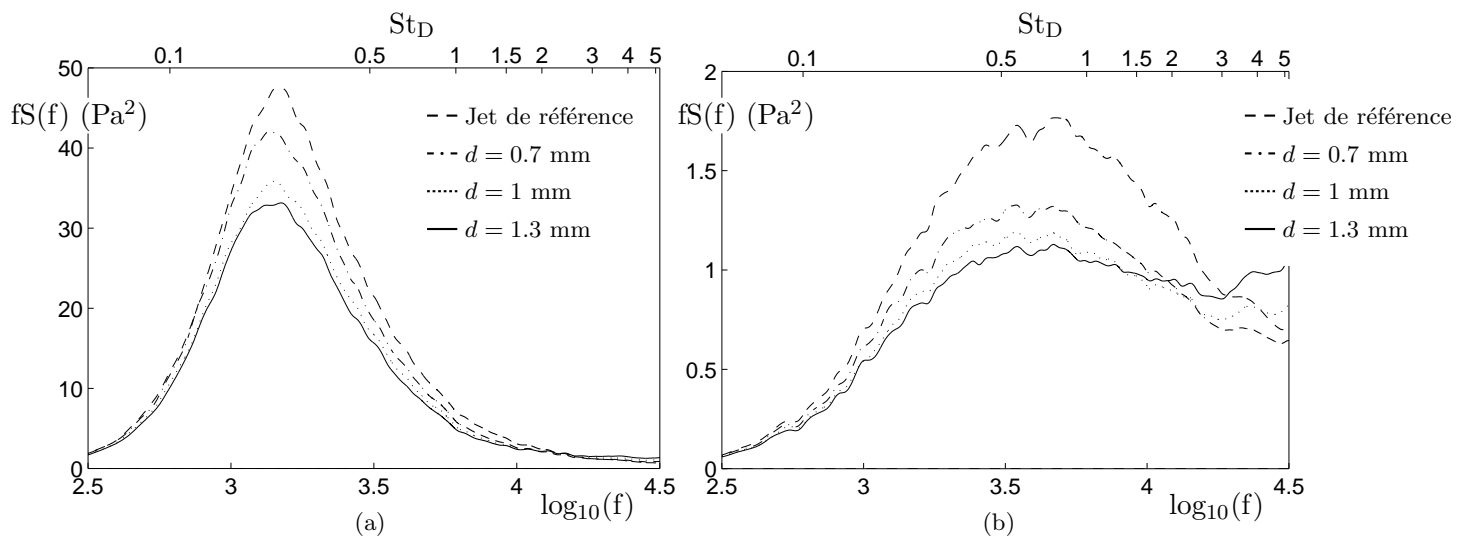


FIG. 5.42 – Spectres de bruit en champ lointain pour $d = 0.7$, 1 et 1.3 mm

Le paramètre r_p a pour valeur 2.5 ; (a) $\phi = 30^\circ$ et (b) $\phi = 90^\circ$

5.7.2 Effet sur le plan aérodynamique

Les effets aérodynamiques liés aux modifications des spectres de bruit relevées pour l'étude paramétrique portant sur le diamètre des microjets sont en accord avec les conclusions déjà obtenues par l'étude de l'influence du nombre de microjets n ou du paramètre r_m .

L'évolution du débit moyen à travers la section perpendiculaire à l'axe du jet en $x/D = 3$ est donnée en figure 5.43. On constate que l'entraînement est favorisé par les valeurs élevées du diamètre des microjets. De plus, en considérant l'évolution du niveau moyen de l'intensité de turbulence longitudinale donnée en figure 5.44, on constate que le maximum de réduction de turbulence est obtenue pour $d = 1.3$ mm. Ce résultat est en accord avec la diminution du niveau spectral du bruit en champ lointain, observé dans la gamme $St_D[0.1 : 1]$, avec d .

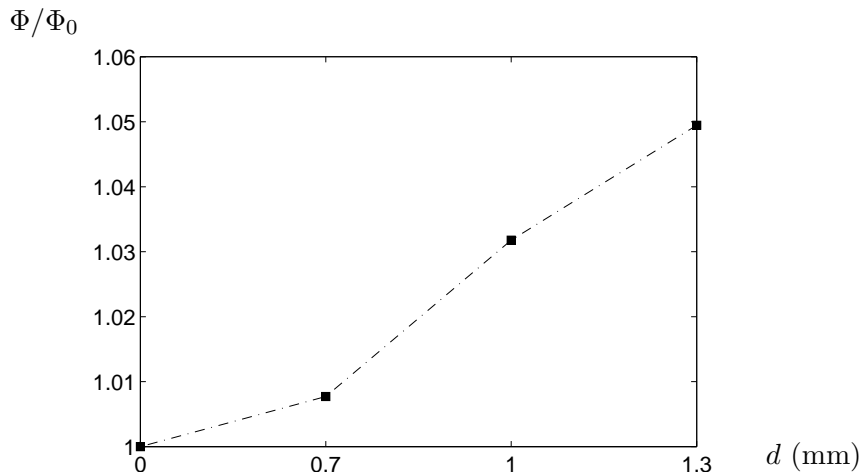


FIG. 5.43 – Effet de d sur l'entraînement.

Le débit volumique à travers une section perpendiculaire en $x/D = 3$ est adimensionné par le débit volumique de référence (indiqué 0).

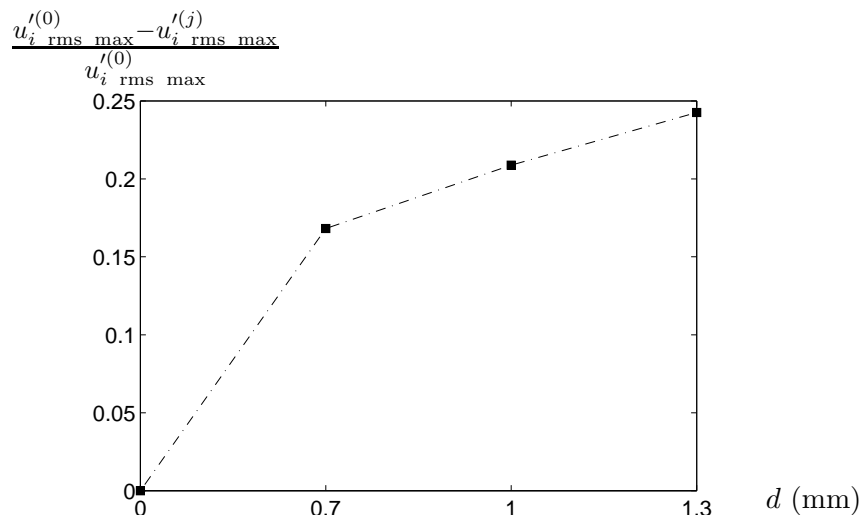


FIG. 5.44 – Effet de d sur le niveau maximum de turbulence.

La réduction du niveau maximum de turbulence par le contrôle est adimensionnée par la valeur de référence (indicée (0)). Position longitudinale : $x/D = 3$

5.8 Conclusion

Dans ce chapitre ont été étudiés les effets aéroacoustiques de plusieurs paramètres du système de contrôle. Devant le nombre conséquent de ces paramètres, l'étude a porté préférentiellement sur la pression d'injection (exprimée sous la forme d'un taux de détente r_p ou d'un rapport de débit massique r_m), le nombre de microjets, leur diamètre et leur distribution dans l'azimut du jet principal.

Pour chaque paramètre, on a pu déterminer une valeur critique jusqu'à laquelle la réduction de bruit est augmentée, tout comme la réduction des tensions de Reynolds. Ce comportement s'explique dans chaque cas par une augmentation de l'entraînement dans les premiers diamètres de développement du jet. L'action des microjets est alors équivalente à celle d'un micro-double flux, qui induit une diminution du cisaillement dans la couche de mélange. L'augmentation de l'entraînement est très nettement corrélée à l'augmentation du nombre et de l'intensité des structures cohérentes juste en aval de l'injection ($x/D = 1$). Ce résultat nous amène à proposer que les structures longitudinales jouent un rôle clef dans l'augmentation de l'entraînement, ce qui contraste avec les conclusions d'autres études ([3]) qui attribuent une importance toute relative à ces structures.

En plus de cette tendance générale affectant tous les paramètres du système de contrôle, des spécificités propres à chaque paramètre ont pu être mises en évidence. Pour des valeurs élevées du diamètre du microjet ou de son débit massique, la réduction du bruit émis à 90° de l'axe du jet est limitée par un équilibre entre l'atténuation de bruit en basses fréquences et une régénération de bruit en hautes fréquences. Ce phénomène de régénération, associé à de petites échelles de l'écoulement, provient de l'interaction entre la couche de mélange et chaque microjet. Il a été clairement corrélé à l'augmentation des intensités de turbulence en aval de l'impact (typiquement $x/D = 1$).

Il apparaît également que les structures longitudinales générées par l'impact des microjets suivent une distribution transversale autour de l'impact quasiment indépendante du nombre de microjets n , pour n suffisamment petit. Ce résultat explique l'effet cumulatif de la réduction de bruit, par une augmentation cumulative du volume de sources de bruit traitées indépendamment par chaque microjet. Des interactions entre deux microjets consécutifs sont toutefois obtenues pour des valeurs élevées de n . Elles inhibent alors l'interaction avec la couche de mélange, ce qui se traduit par une absence de régénération hautes fréquences et une diminution de la turbulence dès l'impact des microjets. Les structures longitudinales sont alors moins intenses, et la réduction de bruit moins grande suivant le mécanisme décrit précédemment.

L'ensemble des conclusions dérivées de chaque paramètre est rappelé dans le tableau 5.9, qui offre une vision synthétique des questions soulevées par chaque résultat expérimental et des arguments invoqués pour y répondre.

Les résultats des études antérieures trouvent donc un écho dans les conclusions de ce chapitre. Notamment, la réduction de turbulence obtenue par Arakeri *et al.* [3] dès l'aval des microjets peut être expliquée par le grand nombre de microjets employés, indiquant que cette étude relève du cas d'interaction entre microjets décrit ci-dessus. D'autres études ([37]) ne rendent pas compte d'une régénération de bruit en hautes fréquences, ce qui peut être attribué à l'effet cumulé de petits diamètres de microjets et de débit par microjet modéré. En effet, la diminution du diamètre des microjets conduit à une augmentation de la fréquence caractéristique de régénération, dont la composante n'est alors plus visible sur le spectre tronqué. Enfin, les travaux de Alkisar [1] et Gutmark [38] indiquent clairement la présence de régénération en hautes fréquences, et une diminution de la turbulence pour une position aval de l'ordre de quelques diamètres, ce qui rentre également dans le cadre des résultats présentés ici.

Paramètre r_m		Paramètre n		Paramètre d	
Étude aérodynamique	Étude acoustique	Étude aérodynamique	Étude acoustique	Étude aérodynamique	Étude acoustique
Augmentation de l'entraine- ment initial par modification des structures longitudinales	Croissance globale de Δ SPL en fonction de r_m	Augmentation de l'entraine- ment initial par modification des structures longitudinales	Croissance de Δ SPL en fonction de n (pour $n \leq 18$)	Augmentation de l'entraine- ment initial par modification des structures longitudinales	Croissance de Δ SPL en fonction de d
	Stagnation de Δ SPL au centre de la gamme de r_m testée		Phénomène indépendant du nombre de microjets \Rightarrow interaction entre deux microjets consécutifs hors de cause		Calage du phénomène en fonction de la vitesse du microjet \Rightarrow effets de compressibilité lors du passage en régime supersonique de l'écoulement du microjet, ou effet de vitesse relative du micro- jet par rapport à la vitesse du jet principal.
Augmentation de l'intensité turbulente en aval du lieu d'impact pour r_m élevé	Régénération hautes fréquences pour r_m élevé	Interaction entre deux mi- crojets consécutifs inhibe le développement des structures cohérentes	Diminution de Δ SPL pour $n > 18$		
		Interaction entre microjets in- hibe le développement des structures liées à l'impact	Diminution de la régénération hautes fréquences pour $n = 36$		
		Effet cumulatif de la réduction du niveau local de turbulence	Effet cumulatif de la réduction du bruit		

TAB. 5.9 – Synthèse des résultats de l'étude paramétrique

Les effets caractéristiques du contrôle sont indiqués dans la colonne du (des) paramètre(s) ayant permis de les déterminer, et les mécanismes impliqués ont été précisés à partir de l'étude de paramètres complémentaires

Chapitre 6

Conclusion générale

Synthèse

Un système spécifique de microjets impactants a été développé pour le contrôle aérodynamique et acoustique d'un jet isotherme à haut nombre de Mach subsonique et haut nombre de Reynolds, dans la soufflerie anéchoïque du Centre Acoustique - LMFA. Ce type d'action fluidique ayant donné lieu à plusieurs études antérieures, une synthèse bibliographique est proposée en premier lieu. Il apparaît qu'une réduction du bruit, conjointe à une réduction du niveau de turbulence dans la couche de mélange, est généralement obtenue, même si certaines caractéristiques de ces réductions diffèrent d'une étude à l'autre. La possibilité de tester les différents paramètres du système de microjets sur une même installation est un moyen d'expliquer ces différences tout en caractérisant les mécanismes impliqués dans la réduction du bruit.

Des essais préliminaires sur un jet à nombre de Mach modéré, réalisés pour la qualification de l'effet des microjets sur le champ aérodynamique du jet, ont permis de développer des méthodes de caractérisation de certains biais de mesure de la vitesse par la technique de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). Les déplacements des traceurs dans la direction perpendiculaire à la tranche LASER ont été considérés, et leur influence sur les niveaux de turbulence a été quantifiée. Une méthode d'évaluation des erreurs aléatoires dues aux gradients de vitesse a été développée et est comparée aux techniques existantes. Une modélisation de l'algorithme de PIV par des éléments de traitement du signal est proposée, et est confrontée aux résultats d'une étude spectrale des signaux de vitesse dans une couche de cisaillement. Cette approche illustre les différents effets des paramètres de dépouillement que sont la taille de la fenêtre d'interrogation et le taux de recouvrement de ces fenêtres. Enfin, une méthode de détection systématique des vecteurs faux, reposant sur la méthode spécifique à l'acquisition stéréoscopique pour la détermination des vecteurs vitesses à trois composantes, a été développée. Elle repose sur l'identification d'anomalies systématiques relevées dans la distribution des occurrences de vitesse dans le plan de deux composantes de vitesse, déterminées par la disposition géométrique du système d'acquisition.

Après ces précisions sur le système de mesure des champs de vitesse, les caractéristiques aérodynamiques d'un jet de Mach $M_j = 0.9$ sont exposées. Celles-ci sont issues de mesures par PIV stéréoscopique menée dans des plans perpendiculaires à l'axe du jet, technique appliquée pour la première fois au Laboratoire. Les caractéristiques des champs de vitesse moyenne, de niveau de turbulence et de corrélations spatiales des trois composantes de la vitesse dans le plan de mesure, sont en bon accord avec les résultats d'études présentées dans la littérature.

Une comparaison directe des résultats obtenus dans le cas dit *de référence* et dans un cas de contrôle indique une réduction du niveau de turbulence sur une gamme étendue sur plus de sept diamètres en aval de la position $x/D = 1$, assortie d'une réduction du bruit global en champ lointain de l'ordre de 1 dB. L'optimisation de ce système par l'étude détaillée de certains paramètres des microjets permet d'augmenter la réduction du bruit atteinte. Pour plusieurs des paramètres testés, un optimum de réduction de bruit a été obtenu, et l'analyse des caractéristiques spectrales du bruit induisant l'existence de cet optimum a été menée. Dans certains cas, une régénération hautes fréquences due

à l'interaction des microjets et de la couche de mélange limite le gain apporté par le contrôle sur la réduction du bruit global. D'autre part, l'évolution de la réduction de la turbulence avec les paramètres de contrôle s'avère fortement corrélée à l'évolution de la réduction du bruit en champ lointain, ce qui témoigne de la pertinence des résultats de cette étude aéroacoustique. Les différences constatées entre les résultats des études antérieures trouvent également une explication par les conclusions de cette étude.

Une partie conséquente de ce travail a consisté à déterminer la nature des mécanismes dans l'écoulement responsables de la réduction de turbulence. Le rôle fondamental des structures longitudinales générées par l'impact des microjets sur la couche de mélange a été déterminé. Ces structures favorisent l'entraînement d'air extérieur lors du développement initial du jet et limitent ainsi le niveau de turbulence par réduction des gradients radiaux de vitesse longitudinale. La configuration optimale du système de contrôle résulte de l'adaptation des paramètres géométriques et aérauliques du système de contrôle à la génération de ces structures longitudinales. Pour un nombre de microjets inférieur à la valeur critique définie dans cette étude, on a pu relever un effet cumulatif des microjets en termes de réduction de bruit. Ce résultat illustre l'action localisée des microjets et étaye le rôle majeur des structures qu'ils génèrent. D'autre part, on a montré que la répartition azimutale d'un nombre donné de microjets ne modifiait pas la réduction du bruit de jet, ce qui traduit l'absence de directivité de cette réduction.

Perspectives

Les différentes analyses réalisées pour caractériser les couches de mélange illustrent l'importance cruciale de l'évaluation des erreurs de mesures dans ces traitements de champs de vitesse qui font intervenir des gradients et des seuillages. La démarche de caractérisation systématique des erreurs de PIV entamée au cours de cette thèse apparaît donc essentielle pour ces développements. La poursuite logique de ces travaux se trouverait maintenant dans une validation numérique de type Monte-Carlo. La génération d'images synthétiques développées à partir d'un écoulement connu permettrait de comparer, dans des conditions identiques, l'estimateur de l'erreur de vitesse proposé dans cette étude, à l'erreur rms calculée à partir de la vitesse *vraie*. Un champ de vitesse bidimensionnel avec un gradient moyen variable dans une direction donnée est un bon candidat pour mener cette étude comparative. Dans cette même voie, la génération d'un champ de vitesse quasi-turbulent, synthétisé par exemple à partir de modes de Fourier aléatoires, permettrait également de compléter l'approche spectrale entreprise dans cette thèse.

Sur le plan du contrôle par microjets, les résultats obtenus appellent une étude de l'influence du nombre de Mach du jet principal. L'intégration de l'effet de ce dernier paramètre aux résultats déjà obtenus permettrait de disposer de lois d'adaptation du contrôle du bruit, qui pourra alors correspondre à un contrôle actif en boucle ouverte. De plus, l'étude de l'influence du Mach du jet permettrait de préciser le mécanisme responsable de l'influence de la vitesse du microjet sur le bruit de jet parmi les deux candidats potentiels relevés par la présente étude. La simulation numérique de l'impact d'un microjet sur une couche de mélange plane permettrait de relayer l'approche expérimentale pour laquelle cette zone demeure peu accessible, puisqu'elle est située à proximité de parois.

En ce qui concerne l'application au transport aéronautique, la perspective est maintenant de se rapprocher de conditions réalistes de réacteurs d'aéronefs. Les effets de la température du jet principal et de la présence d'un deuxième flux sur la pertinence du contrôle par microjets impactants restent à préciser. Enfin, l'emploi de microjets pulsés présenterait un intérêt pour le contrôle notamment sur le plan énergétique. De plus, la génération de structures longitudinales pourrait être stimulée par une excitation instationnaire. Le dimensionnement de ces microjets pourrait s'inspirer de la présente expérience sur les microjets continus.

Annexe A

Soufflerie d'études haut Re, Mach

$$M_j = 0.1$$

Des études préliminaires ont été menées sur une soufflerie d'études permettant d'obtenir un jet de Mach $M_j = 0.1$ pour un nombre de Reynolds de l'ordre de 5.10^5 . Ces études préliminaires ont eu pour but de caractériser le contrôle par microjets en termes de réduction du niveau de turbulence de l'écoulement et d'effectuer un essai de la technique de mesure par SPIV dans des plans perpendiculaires à l'axe du jet. Le jet est issu d'une veine d'essais dont un schéma est donné en figure A.1. Un ventilateur centrifuge assure l'alimentation de l'installation, de section initiale carrée contenant un caisson de tranquillisation muni de grilles de mailles de l'ordre de 5mm de côté. Une série de convergents axisymétriques permet d'atteindre la section de sortie de diamètre 110 mm. En sortie de convergent est monté un conduit de section intérieure cylindrique de longueur 185 mm, à l'issue duquel sont montés les injecteurs du système de contrôle. Ce conduit a notamment été employé pour des essais d'injection fluide orientée parallèlement à l'axe du jet (voir notamment [16]), ou encore pour l'implantation d'un système d'excitation acoustique en vue de la synchronisation de l'acquisition par PIV avec l'instabilité de couche de mélange (voir [20]). Une visualisation des moyennes de phases de l'écoulement a ainsi été développée par recours à la technique de convolution intégrale linéaire (LIC) [9] : la dynamique des structures dans la couche de mélange a ainsi pu être appréhendée.

Le conduit cylindrique terminal étant de section extérieure carrée, le développement d'injecteurs de géométrie spécifique à été nécessaire pour pouvoir impacter la couche de mélange au plus près de la sortie de la buse. Un schéma de ces injecteurs est donné en figure A.2. L'angle d'impact des microjets sur la couche de mélange du jet principal vaut 45° par rapport à l'axe du jet, et le diamètre des microjets est de 2 mm.

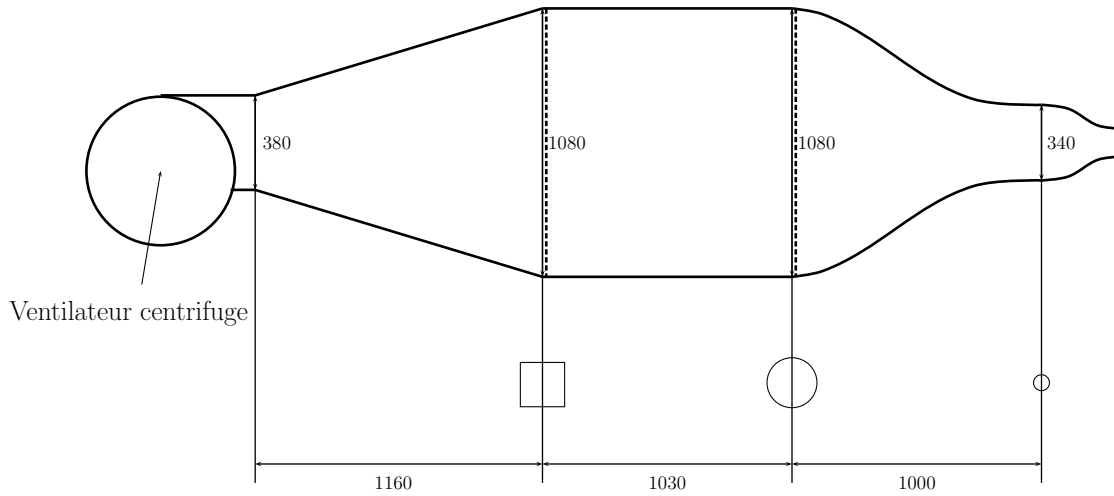


FIG. A.1 – Schema de la soufflerie d'essais

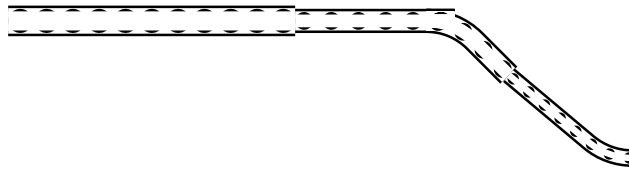


FIG. A.2 – Schema d'un injecteur employé sur la soufflerie d'essais

Le diamètre final d'injection est de 2 mm, et l'angle d'injection est de 45° par rapport à l'axe du jet.



FIG. A.3 – Jet de soufflerie d'études

La disposition des microjets impactants (figure A.2) est visible en périphérie du jet; l'éclairage par le plan LASER perpendiculaire à l'axe du jet est visible notamment en bas de la photographie

Annexe B

Soufflerie d'essais aéroacoustiques haut Re, Mach $M_j=0.9$

Les essais sont réalisés dans la soufflerie anéchoïque du Centre Acoustique au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'École Centrale de Lyon. Le jet est issu d'une tuyère de diamètre de sortie $D=50$ mm. La plupart des essais ont été réalisés à Mach $M_j = 0.9$, le nombre de Reynolds de l'écoulement Re_D associé au diamètre valant alors $1.0 \cdot 10^6$. Quelques essais ont été réalisés à Mach $M_j = 0.7$, $Re_D = 7.9 \cdot 10^5$.

La détermination des conditions d'écoulement est réalisée par la mesure de grandeurs totales dans l'écoulement dans la tuyère, supposé isentropique. On dispose en amont d'une vanne électropneumatique pour la régulation de la pression totale et de résistances électriques de forte puissance permettant de chauffer l'écoulement. La mesure de ces grandeurs totales est réalisée dans la tuyère au moyen d'une prise directe orientée selon l'écoulement pour la pression totale p_t , et d'un thermocouple pour la température totale T_t . Le nombre de Mach de l'écoulement en sortie de tuyère est calculé par la résolution du système de deux équations donné en B.1 et B.2 :

$$p_j = p_t \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (\text{B.1})$$

$$T_j = T_t \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2\right)^{-1} \quad (\text{B.2})$$

où p_j et T_j représentent les pression et température statiques dans l'écoulement. En particulier en sortie de tuyère, on suppose $p_j = p_\infty$, l'indice ∞ désignant les conditions régnant dans le milieu extérieur. On a de plus fait l'hypothèse des gaz parfaits pour l'air, de rapport de capacités calorifiques $\gamma = 1.4$.

Les résultats présentés dans cette étude sont issus d'essais pour lesquels le rapport T_j/T_∞ est compris entre 0.95 et 1, offrant la condition d'isothermie du jet.

B.1 Acquisition des mesures acoustiques

Les mesures acoustiques sont réalisées avec deux microphones demi-pouce de type B&K 4192 1/2" connectés à une alimentation B&K Nexus. Les signaux sont traités par un analyseur de spectres PXI-1006 au moyen de cartes d'acquisition PXI-4472 de fréquence d'échantillonnage $f_e = 81920$ Hz. Les spectres résultent de la moyenne de 400 échantillons de 16384 points chaun. Le bruit global est calculé par intégration de ces spectres entre 200 Hz et 35 kHz, gamme correspondant à un nombre de Strouhal $St_D = \frac{fD}{Mc_0}$ compris entre 0.03 et 5.72. La pression de référence p_{ref} est égale à $2 \cdot 10^{-5}$ Pa.

Les microphones sont placés en champ lointain acoustique, à 40 diamètres de la sortie de tuyère sur un bras de déplacement angulaire. L'ouverture angulaire entre ces deux microphones est de 60° .

B.2 Acquisition des mesures par Stéréo-PIV (SPIV)

Le système SPIV utilisé est un système LaVision avec deux caméras PCO Sensicam 10bits. Chaque caméra est associée à un objectif automatique Nikkor de focale 60 mm, monté sur un support commandable à distance en ouverture, mise au point et rotation par rapport au boîtier de caméra. L'automatisation de la mise au point permet de découpler la finesse de mise au point par rapport à une mise au point manuelle. La calibration du système optique d'acquisition a été effectuée avec une mire de réglage à deux niveaux, de la société LaVision. Un système de support de cette mire a été mis au point à partir du système de support des microjets, tel que l'indique la photographie B.2. L'ensemencement du jet est réalisé au moyen de deux dispositifs de type Laskin connectés sur une bride d'injection montée sur la tuyère en entrée de chambre sourde. Le traceur utilisé ici est l'huile d'olive. L'ensemencement de l'air, nécessaire pour cette application d'écoulement libre, a été tenté dans un premier temps par un générateur de fumée de spectacle situé à proximité de la section de sortie de la tuyère. Ce dispositif n'a cependant pas permis un ensemencement homogène de la totalité de la zone d'entraînement, ce pourquoi il a finalement été abandonné. Dans un second temps, la recirculation du jet dans la chambre anéchoïque a été favorisée pour permettre l'ensemencement de la zone d'entraînement.



(a) Vue latérale



(b) Vue ascendante

FIG. B.1 – Deux vues de l'installation SPIV dans la chambre sourde du Centre Acoustique.

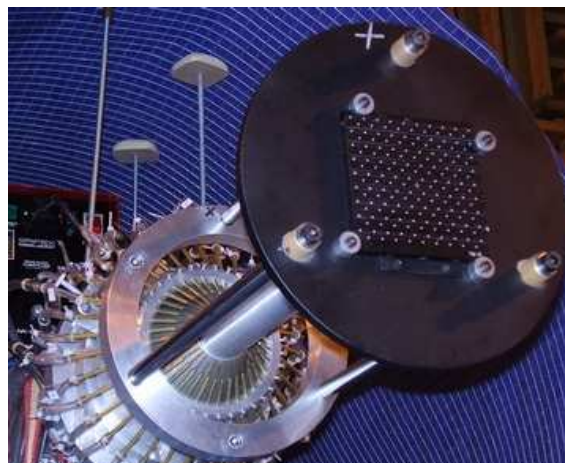


FIG. B.2 – Disposition de la mire de calibration du système SPIV

B.3 Caractéristiques géométriques du système de contrôle par microjets

Un schéma du dispositif général du système de contrôle par microjets est donné en figure B.3(a). La pièce principale est la couronne de support des microjets. Cette couronne est percée radialement de 36 trous dans lesquels viennent se loger les microjets. On impose aux microjets d'impacter radialement la couche de mélange (cf figure B.3(b)), en formant un angle α_0 par rapport à l'axe du jet fonction de la géométrie de la couronne de maintien (cf figure B.3(b)). Deux couronnes de maintien ont été réalisées, avec un perçage à 45° et un autre à 30° par rapport à l'axe du jet.

La couronne de maintien est munie de trois glissières lui permettant de coulisser sur trois colonnes solidaires de la tuyère du jet principal. Ceci constitue un premier degré de liberté utilisé pour déterminer la sensibilité de la réduction de bruit à la distance longitudinale entre la sortie de tuyère et l'impact des microjets sur le jet principal.

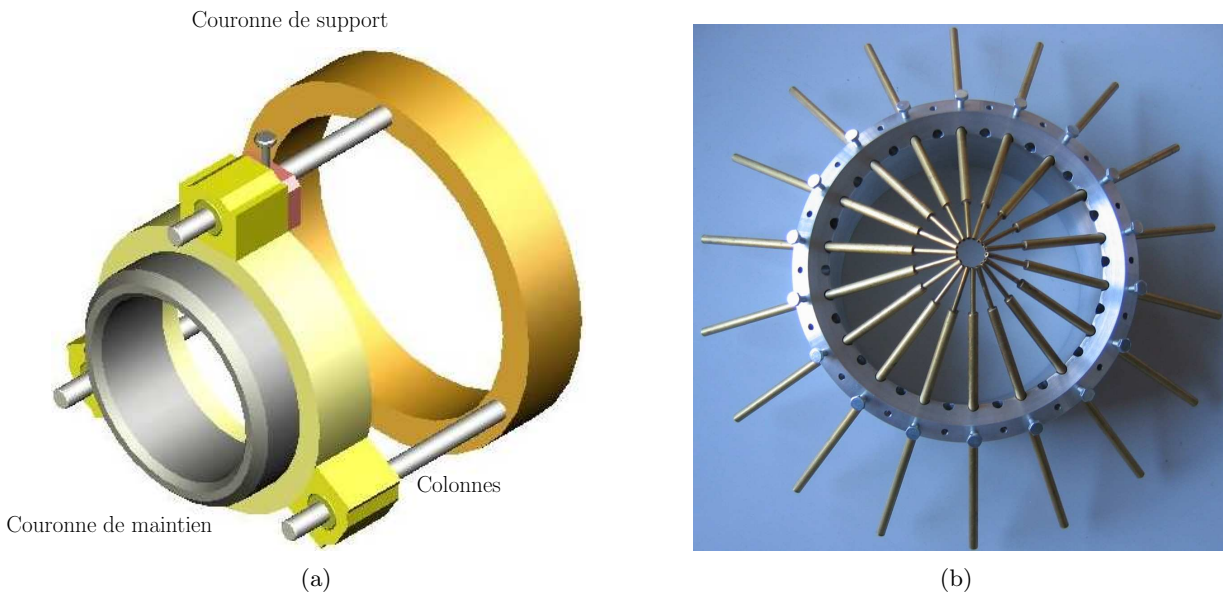


FIG. B.3 – Système de contrôle par microjets

(a) *Schema général sur lequel on distingue la couronne de maintien, les glissières et les trois colonnes solidaires de la tuyère par la couronne de support,*

(b) *Vue de face de la couronne de maintien avec 18 microjets de type I.*

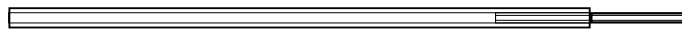
Le réservoir de remplissage d'un compresseur est connecté à une vanne de détente alimentant un étage de distribution de pression vers les microjets. Chaque microjet peut être déconnecté de cet étage de distribution indépendamment des autres, ce qui permet de tester des configurations impliquant différents nombres de microjets. Pour fixer le débit massique par microjet, l'étage de distribution est muni d'un capteur de pression Honeywell XCA460an de gamme 0-60 *PSI*. Le débit massique des microjets a été déterminé par une méthode décrite en annexe C.

Trois types de microjets, dont un schéma est donné en figure B.4, ont été spécialement réalisés pour cette étude :

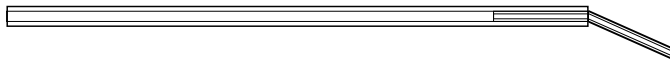
- un injecteur droit de diamètre final 1 mm (type I), correspondant par défaut aux injecteurs employés pour les essais présentés dans cette thèse,
- un injecteur coudé de diamètre final 1 mm (type II), permettant de déterminer l'effet de l'angle

d'impact des microjets. En effet, un injecteur coudé permet deux angles d'impact par angle α_0 . Disposant de deux couronnes de maintien d'angles α_0 différents, on peut donc tester jusqu'à 6 angles d'impact en incluant les angles correspondant aux microjets de type I.

- un injecteur droit muni d'un embout taraudé permettant le montage de buses de diamètre variable : 0.7, 1mm et 1.3mm (type III). Ce type d'injecteur a été employé pour l'étude de l'effet du diamètre d'injection, tout autre paramètre étant fixé.



Type I : Injecteur droit



Type II : Injecteur coudé



Type III : Injecteur droit
Diamètre paramétrable

FIG. B.4 – Différents types d'injecteurs réalisés.

Annexe C

Mesure du débit massique des microjets

Le dispositif expérimental permettant la mesure du débit massique pour un microjet est représenté en figure C.1. La mesure directe du débit massique nécessite de connaître le profil de vitesse moyenne en sortie de microjet ainsi que le profil de pression statique moyenne, pour tenir compte des effets de compressibilité non négligeables dans le régime de fonctionnement des microjets. Compte tenu des dimensions restreintes du microjet, ces informations semblent difficilement accessibles. De ce fait, on procède à une mesure indirecte en évaluant le débit équivalent en sortie d'un réservoir dans lequel un microjet a été placé. La section de sortie du réservoir S_0 est grande devant le diamètre du microjet, et est située en aval d'une contraction brusque de rapport de section égal à 6. La vitesse en sortie du réservoir a été mesurée sur toute la section de sortie et présente un profil de vitesse droit. Le réservoir est équipé d'une prise de pression de pression statique en paroi, afin de vérifier que les conditions de pression dans le réservoir restent proches des conditions atmosphériques que rencontrerait l'écoulement en sortie du microjet si celui-ci était à l'air libre. La mesure de vitesse en sortie de réservoir est réalisée au moyen d'une prise de pression totale connectée à un micromanomètre différentiel Furness de gamme 20 mmH₂O. Le diamètre du capteur de pression totale est de 0.7 mm. En supposant l'écoulement parallèle en sortie de réservoir, la mesure de la surpression ΔP donne directement la vitesse de l'écoulement U_0 après évaluation de la masse volumique ρ_0 dans les conditions ambiantes de sortie de réservoir, selon la formule :

$$U_0 = \sqrt{\frac{2}{\rho_0} \Delta P} \quad (\text{C.1})$$

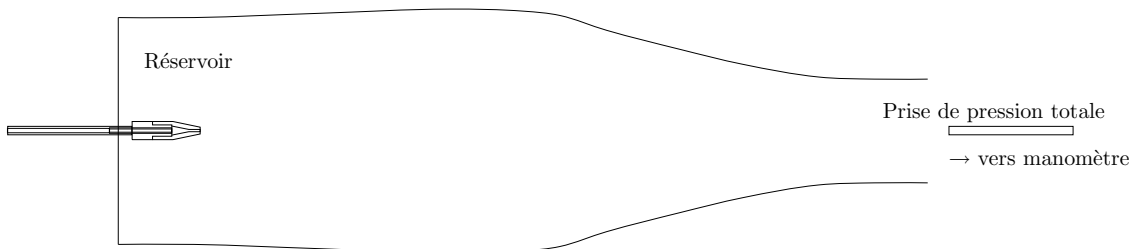


FIG. C.1 – Dispositif expérimental de mesure du débit

Par conservation du débit massique dans le volume du réservoir, on obtient la relation entre les vitesses de débit à la sortie du réservoir et à la sortie du microjet :

$$\rho_{\mu jet} U_{\mu jet} S_{\mu jet} = \rho_0 U_0 S_0 = S_0 \sqrt{2\rho_0 \Delta P} \quad (C.2)$$

Résultats pour les injecteurs à diamètre variable

On distingue les trois types d'injecteurs décrits au paragraphe B.3. L'injecteur de type III peut avoir comme section de sortie les valeurs suivantes : 0.7 mm, 1 mm et 1.3 mm. L'évolution du débit massique par microjet adimensionné par le débit massique du jet de référence en fonction de la pression imposée par l'étage de détente est donnée en figure C.2.

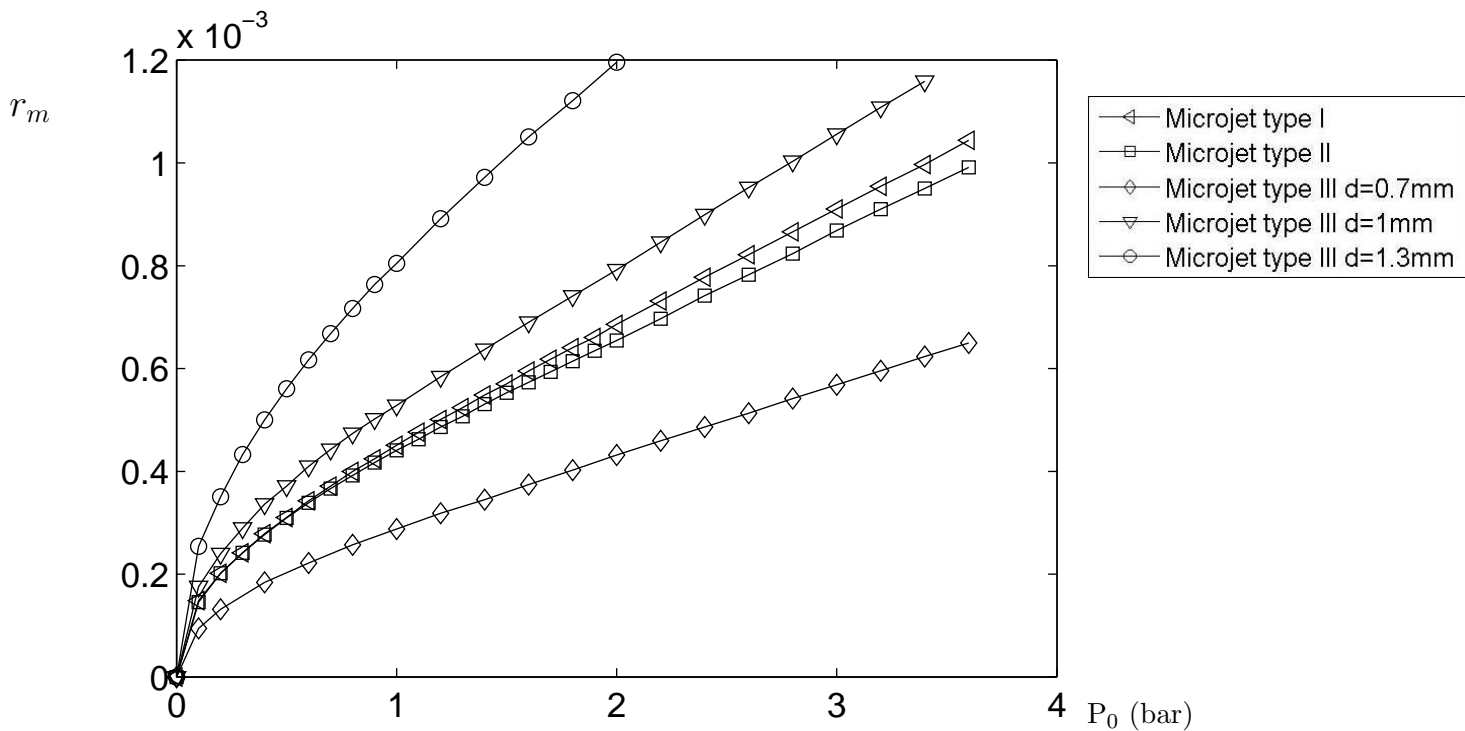


FIG. C.2 – Évolution du rapport de débit massique r_m pour les différents types de microjets utilisés.

Le nombre de Mach du jet de référence pour la formation du rapport r_m est $M_j = 0.9$.

Annexe D

Caractérisation par méthode optique des écoulements en sortie des microjets

Des essais de visualisation de l'écoulement des microjets ont été réalisés par l'utilisation de la méthode d'ombroscopie et de la méthode de strioscopie, appelée aussi visualisation Schlieren. Cette technique reposant sur la variabilité de l'indice optique d'un milieu transparent en fonction de sa densité est particulièrement adaptée dans le cas d'écoulements bidimensionnels, puisque la visualisation des phénomènes est par essence bidimensionnelle. La visualisation d'un écoulement tridimensionnel, comme c'est le cas pour les microjets de symétrie cylindrique, reste toutefois possible. Le montage expérimental employé est connu sous le nom de montage type Z à 2 miroirs. Le schéma donné en figure D.1 illustre la raison du nom de ce montage, puisqu'on peut y voir que les rayons lumineux ont une trajectoire semblant dessiner une lettre Z inclinée.

Caractéristiques principales du système employé :

Puissance de la lampe : 36 W (filament vertical)

Taille de la fente source : 2 mm × 25 mm

Distance focale des miroirs paraboliques : 935 mm

La figure D.2 donne les photographies des images de la sortie de microjet sur l'écran de projection, dans le cas de visualisation par ombroscopie D.2(a) et par Schlieren D.2(b). On remarque la présence de cellules de choc qui s'étendent vers l'aval du jet ; à la pression d'alimentation des microjets, supérieure de l'ordre de 2.5 bar à la pression atmosphérique, on dénombre entre 5 et 6 cellules de choc. On relève également la différence classique entre l'ombroscopie et la strioscopie sur les deux images de la figure D.2 : l'ombroscopie est sensible au laplacien de l'indice optique, typiquement $\frac{\partial^2 n}{\partial y^2}$ si y est un axe perpendiculaire à l'axe du jet, ce qui donne une répartition symétrique - par rapport à l'axe du jet - de l'éclairement de l'écran, alors que la strioscopie est sensible au gradient d'indice optique, typiquement $\frac{\partial n}{\partial y}$, ce qui donne une répartition d'intensité lumineuse antisymétrique. Cette particularité de la strioscopie donne un aspect spécifique aux images acquises par cette technique, comme le rappellent de nombreux auteurs cités par [73]. On a pu déterminer ainsi la limite d'apparition des cellules de choc avec la pression du réservoir amont, pour chaque diamètre d'injection.

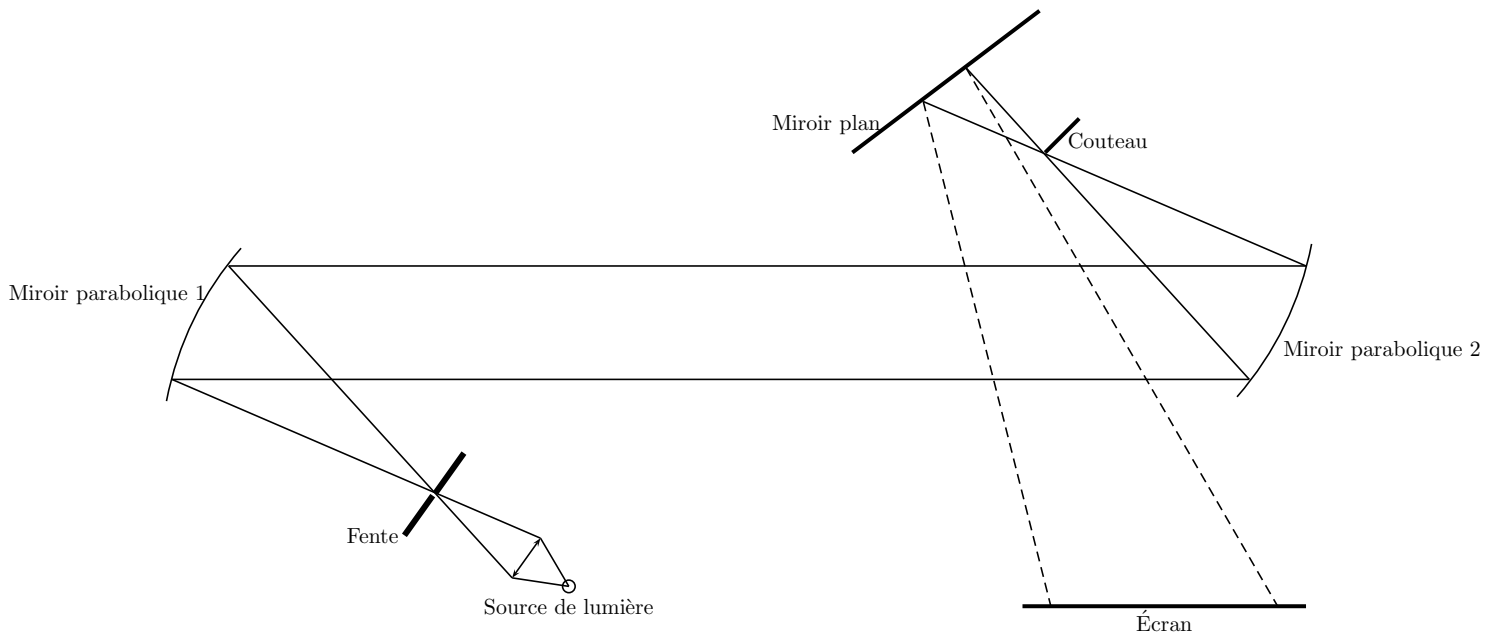
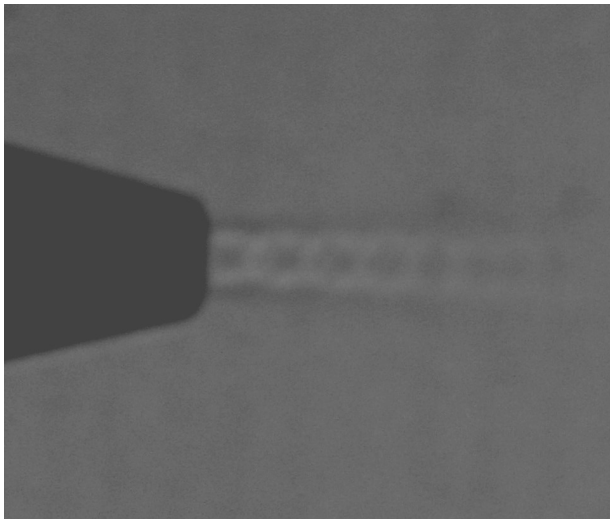
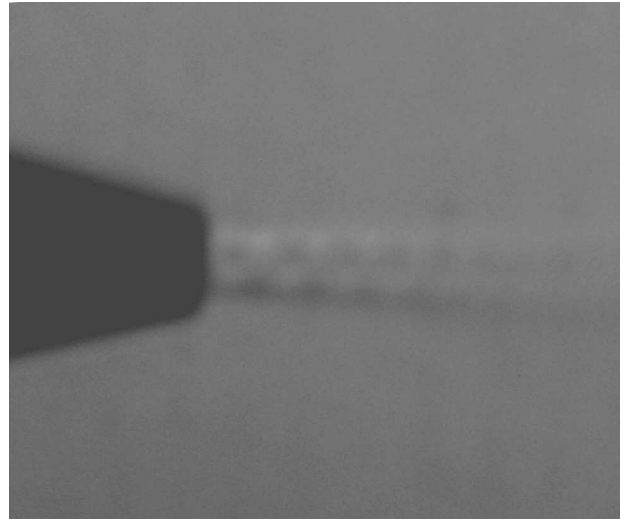


FIG. D.1 – Montage pour visualisation de l'écoulement en sortie de microjet.

Schema de principe du montage type Z à deux miroirs pour la visualisation par ombroscopie (sans couteau) et par strioscopie (Schlieren)



(a)



(b)

FIG. D.2 – Images de l'écoulement en sortie de microjet

*Comparaison des résultats de l'ombroscopie (a) et de la strioscopie (b).
Diamètre du microjet $d = 1.3 \text{ mm}$, pression d'alimentation $p = 2.5 \text{ bar}$*

Annexe E

Détermination du bilan d'énergie cinétique turbulente en coordonnées cylindriques

Le bilan d'énergie cinétique turbulente est établi à partir des équations du mouvement du fluide. Pour un jet axisymétrique, les équations sont simplifiées par l'homogénéité de la turbulence dans la direction azimutale et la nullité de la vitesse moyenne orthoradiale. Dans le cas d'un jet non axisymétrique, cas rencontré avec le contrôle par microjets, il est nécessaire de tenir compte des termes traduisant l'inhomogénéité azimutale et la présence de vitesses moyennes orthoradiales non nulles.

E.1 Equations générales

Les équations de Navier-Stokes projetées dans un repère cylindrique sont :

$$\frac{Du_r}{Dt} - \frac{u_\theta'^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\nabla^2 u_r - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} - \frac{u_r}{r^2} \right) \quad (\text{E.1})$$

$$\frac{Du_\theta}{Dt} + \frac{u_\theta u_r}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \nu \left(\nabla^2 u_\theta + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta}{r^2} \right) \quad (\text{E.2})$$

$$\frac{Du_x}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu (\nabla^2 u_x) \quad (\text{E.3})$$

avec comme définition des opérateurs de dérivée Eulérienne, de divergence et de Laplacien.

$$\begin{aligned} \frac{Df}{Dt} &= \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r f u_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial f u_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial f u_x}{\partial x} \\ \nabla \cdot \mathbf{f} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r f_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial f_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial f_x}{\partial x} \\ \nabla^2 f &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \end{aligned}$$

Les équations du mouvement deviennent après introduction de la décomposition de Reynolds en

partie moyenne \overline{U}_i et partie fluctuante à moyenne nulle u'_i :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{U}_r}{\partial t} + \frac{\partial u'_r}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(u_r'^2 + \overline{U}_r^2 + 2u'_r \overline{U}_r)) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (u'_r \overline{U}_\theta + u'_\theta \overline{U}_r + u'_r u'_\theta + \overline{U}_r \overline{U}_\theta) + \\ \frac{\partial}{\partial x} (u'_x \overline{U}_r + u'_r \overline{U}_x + u'_r u'_x + \overline{U}_r \overline{U}_x) - \frac{2u'_\theta \overline{U}_\theta + u_\theta'^2 + \overline{U}_\theta^2}{r} = \\ - \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\overline{P} + p')}{\partial r} + \nu (\nabla^2 (\overline{U}_r + u'_r) - \frac{2}{r^2} \frac{\partial (\overline{U}_\theta + u'_\theta)}{\partial \theta} - \frac{\overline{U}_r + u'_r}{r^2}) \quad (\text{E.4}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{U}_\theta}{\partial t} + \frac{\partial u'_\theta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(u'_r u'_\theta + \overline{U}_r \overline{U}_\theta + u'_r \overline{U}_\theta + u'_\theta \overline{U}_r)) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (2u'_\theta \overline{U}_\theta + u_\theta'^2 + \overline{U}_\theta^2) + \\ \frac{\partial}{\partial x} (u'_x \overline{U}_\theta + u'_\theta \overline{U}_x + u'_\theta u'_x + \overline{U}_\theta \overline{U}_x) + \frac{u'_\theta u'_r + \overline{U}_\theta \overline{U}_r + u'_r \overline{U}_\theta + u'_\theta \overline{U}_r}{r} = \\ - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial (\overline{P} + p')}{\partial \theta} + \nu (\nabla^2 (\overline{U}_\theta + u'_\theta) + \frac{2}{r^2} \frac{\partial (\overline{U}_r + u'_r)}{\partial \theta} - \frac{(\overline{U}_\theta + u'_\theta)}{r^2}) \quad (\text{E.5}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{U}_x}{\partial t} + \frac{\partial u'_x}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(u'_x \overline{U}_r + u'_r \overline{U}_x + u'_r u'_x + \overline{U}_r \overline{U}_x)) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (u'_\theta \overline{U}_x + u'_x \overline{U}_\theta + u'_\theta u'_x + \overline{U}_\theta \overline{U}_x) + \\ \frac{\partial}{\partial x} (2u'_x \overline{U}_x + u_x'^2 + \overline{U}_x^2) = \\ - \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\overline{P} + p')}{\partial x} + \nu (\nabla^2 (\overline{U}_x + u'_x)) \quad (\text{E.6}) \end{aligned}$$

La moyenne temporelle des équations (4) à (6) donne les équations du mouvement moyen, où demeurent des termes de couplage entre champ moyen et champ fluctuant :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{U}_r}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(\overline{u_r'^2} + \overline{U}_r^2)) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\overline{u'_r u'_\theta} + \overline{U}_r \overline{U}_\theta) + \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'_r u'_x} + \overline{U}_r \overline{U}_x) - \frac{\overline{u_\theta'^2} + \overline{U}_\theta^2}{r} \\ = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial r} + \nu (\nabla^2 \overline{U}_r - \frac{2}{r^2} \frac{\partial \overline{U}_\theta}{\partial \theta} - \frac{\overline{U}_r}{r^2}) \quad (\text{E.7}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{U}_\theta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(\overline{u'_r u'_\theta} + \overline{U}_r \overline{U}_\theta)) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\overline{u_\theta'^2} + \overline{U}_\theta^2) + \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'_\theta u'_x} + \overline{U}_\theta \overline{U}_x) + \frac{\overline{u'_\theta u'_r} + \overline{U}_\theta \overline{U}_r}{r} \\ = - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial \overline{P}}{\partial \theta} + \nu (\nabla^2 \overline{U}_\theta + \frac{2}{r^2} \frac{\partial \overline{U}_r}{\partial \theta} - \frac{\overline{U}_\theta}{r^2}) \quad (\text{E.8}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{U}_x}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(\overline{u'_r u'_x} + \overline{U}_r \overline{U}_x)) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\overline{u'_\theta u'_x} + \overline{U}_\theta \overline{U}_x) + \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u_x'^2} + \overline{U}_x^2) \\ = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x} + \nu (\nabla^2 \overline{U}_x) \quad (\text{E.9}) \end{aligned}$$

La soustraction de l'équation moyennée à l'équation du mouvement correspondante donne les

équations portant sur les quantités fluctuantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'_r}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(u_r'^2 - \overline{u_r'^2} + 2u'_r \overline{U}_r)) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (u'_r \overline{U}_\theta + u'_\theta \overline{U}_r + u'_r u'_\theta - \overline{u'_r u'_\theta}) + \\ \frac{\partial}{\partial x} (u'_x \overline{U}_r + u'_r \overline{U}_x + u'_r u'_x - \overline{u'_r u'_x}) - \frac{2u'_\theta \overline{U}_\theta + u_\theta'^2 - \overline{u_\theta'^2}}{r} = \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial r} + \nu (\nabla^2 u'_r - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u'_\theta}{\partial \theta} - \frac{u'_r}{r^2}) \end{aligned} \quad (\text{E.10})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'_\theta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(u'_r u'_\theta - \overline{u'_r u'_\theta} + u'_r \overline{U}_\theta + u'_\theta \overline{U}_r)) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (2u'_\theta \overline{U}_\theta + u_\theta'^2 - \overline{u_\theta'^2}) + \\ \frac{\partial}{\partial x} (u'_x \overline{U}_\theta + u'_\theta \overline{U}_x + u'_\theta u'_x - \overline{u'_\theta u'_x}) + \frac{u'_\theta u'_r - \overline{u'_\theta u'_r} + u'_r \overline{U}_\theta + u'_\theta \overline{U}_r}{r} = \\ -\frac{1}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial p'}{\partial \theta} + \nu (\nabla^2 u'_\theta + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u'_r}{\partial \theta} - \frac{u'_\theta}{r^2}) \end{aligned} \quad (\text{E.11})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u'_x}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(u'_x \overline{U}_r + u'_r \overline{U}_x + u'_r u'_x - \overline{u'_r u'_x})) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (u'_\theta \overline{U}_x + u'_x \overline{U}_\theta + u'_\theta u'_x - \overline{u'_\theta u'_x}) + \\ \frac{\partial}{\partial x} (2u'_x \overline{U}_x + u_x'^2 - \overline{u_x'^2}) = \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} + \nu (\nabla^2 u'_x) \end{aligned} \quad (\text{E.12})$$

La démarche d'obtention du bilan d'énergie cinétique nécessite de multiplier par u'_i l'équation portant sur la quantité u'_i , puis de sommer les trois équations préalablement moyennées :

$$\begin{aligned} \overline{u'_r \times \left(\frac{\partial u'_r}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(u_r'^2 + 2u'_r \overline{U}_r)) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (u'_r \overline{U}_\theta + u'_\theta \overline{U}_r + u'_r u'_\theta) + \frac{\partial}{\partial x} (u'_x \overline{U}_r + u'_r \overline{U}_x + u'_r u'_x) \right)} + \\ \overline{u'_\theta \times \left(\frac{\partial u'_\theta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(u'_r u'_\theta + u'_r \overline{U}_\theta + u'_\theta \overline{U}_r)) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (2u'_\theta \overline{U}_\theta + u_\theta'^2) + \frac{\partial}{\partial x} (u'_x \overline{U}_\theta + u'_\theta \overline{U}_x + u'_\theta u'_x) \right)} + \\ \overline{u'_x \times \left(\frac{\partial u'_x}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(u'_x \overline{U}_r + u'_r \overline{U}_x + u'_r u'_x)) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (u'_\theta \overline{U}_x + u'_x \overline{U}_\theta + u'_\theta u'_x) + \frac{\partial}{\partial x} (2u'_x \overline{U}_x + u_x'^2) \right)} = \\ \frac{2\overline{u'_\theta u'_r} \overline{U}_\theta + \overline{u_\theta'^2} \overline{U}_r}{r} + \overline{u'_r \times \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial r} + \nu (\nabla^2 u'_r - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u'_\theta}{\partial \theta} - \frac{u'_r}{r^2}) \right)} + \\ -\frac{\overline{u'_\theta u'_\theta u'_r} + \overline{u'_\theta u'_r} \overline{U}_\theta + \overline{u_\theta'^2} \overline{U}_r}{r} + \overline{u'_\theta \times \left(-\frac{1}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial p'}{\partial \theta} + \nu (\nabla^2 u'_\theta + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u'_r}{\partial \theta} - \frac{u'_\theta}{r^2}) \right)} + \\ \overline{u'_x \times \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} + \nu (\nabla^2 u'_x) \right)} \end{aligned} \quad (\text{E.13})$$

Le terme de gauche de l'équation (E.13) peut être décomposé en trois contributions. Remarquons tout d'abord qu'en supposant la turbulence stationnaire, les dérivées temporelles des $\overline{u_i'^2}$ sont nulles. De plus, si l'on étudie les termes sous l'opérateur de moyenne temporelle de cette équation, on peut définir les facteurs *I*, *II*, et *III* de la manière suivante :

$$\begin{aligned} u'_r \frac{\partial u'_r}{\partial t} + u'_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\underbrace{ru'_r \overline{U}_r}_I + \underbrace{ru'_r \overline{U}_r}_II + \underbrace{ru_r'^2}_III) + u'_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\underbrace{u'_r \overline{U}_\theta}_I + \underbrace{u'_\theta \overline{U}_r}_II + \underbrace{u'_r u'_\theta}_III) + u'_r \frac{\partial}{\partial x} (\underbrace{u'_r \overline{U}_x}_I + \underbrace{u'_x \overline{U}_r}_II + \underbrace{u'_r u'_x}_III) \\ u'_\theta \frac{\partial u'_\theta}{\partial t} + u'_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\underbrace{ru'_\theta \overline{U}_r}_I + \underbrace{ru'_r \overline{U}_\theta}_II + \underbrace{ru'_r u'_\theta}_III) + u'_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\underbrace{u'_\theta \overline{U}_\theta}_I + \underbrace{u'_\theta \overline{U}_r}_II + \underbrace{u_\theta'^2}_III) + u'_\theta \frac{\partial}{\partial x} (\underbrace{u'_\theta \overline{U}_x}_I + \underbrace{u'_x \overline{U}_\theta}_II + \underbrace{u'_\theta u'_x}_III) \\ u'_x \frac{\partial u'_x}{\partial t} + u'_x \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\underbrace{ru'_x \overline{U}_r}_I + \underbrace{ru'_r \overline{U}_x}_II + \underbrace{ru'_r u'_x}_III) + u'_x \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\underbrace{u'_x \overline{U}_\theta}_I + \underbrace{u'_\theta \overline{U}_x}_II + \underbrace{ru'_x u'_\theta}_III) + u'_x \frac{\partial}{\partial x} (\underbrace{u'_x \overline{U}_x}_I + \underbrace{u'_x \overline{U}_x}_II + \underbrace{u_x'^2}_III) \end{aligned}$$

On peut regrouper sous le terme I les différentes composantes du terme de convection par la vitesse moyenne :

– Le terme I correspond à :

$$I = u'_r \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u'_r \bar{U}_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (u'_r \bar{U}_\theta) + \frac{\partial}{\partial x} (u'_r \bar{U}_x) \right) \\ + u'_\theta \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u'_\theta \bar{U}_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (u'_\theta \bar{U}_\theta) + \frac{\partial}{\partial x} (u'_\theta \bar{U}_x) \right) + u'_x \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u'_x \bar{U}_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (u'_x \bar{U}_\theta) + \frac{\partial}{\partial x} (u'_x \bar{U}_x) \right)$$

soit avec sommation sur l'indice i

$$I = u'_i \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u'_i \bar{U}_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (u'_i \bar{U}_\theta) + \frac{\partial}{\partial x} (u'_i \bar{U}_x) \right) \\ I = u'_i \left(u'_i \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{U}_r) + \bar{U}_r \frac{\partial}{\partial r} (u'_i) + \frac{u'_i}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\bar{U}_\theta) + \frac{\bar{U}_\theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (u'_i) + u'_i \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial x} + \bar{U}_x \frac{\partial u'_i}{\partial x} \right) \\ I = u'_i \left(\bar{U}_r \frac{\partial u'_i}{\partial r} + \frac{\bar{U}_\theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (u'_i) + \bar{U}_x \frac{\partial u'_i}{\partial x} \right)$$

soit

$$\bar{I} = \bar{U}_r \frac{\partial \bar{k}}{\partial r} + \bar{U}_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{k}}{\partial \theta} + \bar{U}_x \frac{\partial \bar{k}}{\partial x}$$

avec $k = \frac{1}{2} (u_r'^2 + u_\theta'^2 + u_x'^2)$

– Le terme II correspond au terme de production d'énergie turbulente par cisaillement du champ moyen de vitesse :

$$II = u'_r \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (r u'_r \bar{U}_r) + \frac{\partial}{\partial \theta} (u'_\theta \bar{U}_r) \right) + u'_r \frac{\partial}{\partial x} (u'_x \bar{U}_r) \\ + u'_\theta \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (r u'_r \bar{U}_\theta) + \frac{\partial}{\partial \theta} (u'_\theta \bar{U}_\theta) \right) + u'_\theta \frac{\partial}{\partial x} (u'_x \bar{U}_\theta) \\ + u'_x \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (r u'_r \bar{U}_x) + \frac{\partial}{\partial \theta} (u'_\theta \bar{U}_x) \right) + u'_x \frac{\partial}{\partial x} (u'_x \bar{U}_x) \\ = u_r'^2 \frac{\partial}{\partial r} \bar{U}_r + \frac{u'_r u'_\theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \bar{U}_r + u'_r u'_x \frac{\partial}{\partial x} \bar{U}_r \\ + u'_\theta u'_r \frac{\partial}{\partial r} \bar{U}_\theta + \frac{u_\theta'^2}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \bar{U}_\theta + u'_x u'_\theta \frac{\partial}{\partial x} \bar{U}_\theta \\ + u'_x u'_r \frac{\partial}{\partial r} \bar{U}_x + \frac{u'_x u'_\theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \bar{U}_x + u_x'^2 \frac{\partial}{\partial x} \bar{U}_x$$

d'où le terme moyen \bar{II}

$$\bar{II} = \overline{u_r'^2} \frac{\partial}{\partial r} \bar{U}_r + \frac{\overline{u'_r u'_\theta}}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \bar{U}_r + \overline{u'_r u'_x} \frac{\partial}{\partial x} \bar{U}_r \\ + \overline{u'_\theta u'_r} \frac{\partial}{\partial r} \bar{U}_\theta + \frac{\overline{u_\theta'^2}}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \bar{U}_\theta + \overline{u'_x u'_\theta} \frac{\partial}{\partial x} \bar{U}_\theta \\ + \overline{u'_x u'_r} \frac{\partial}{\partial r} \bar{U}_x + \frac{\overline{u'_x u'_\theta}}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \bar{U}_x + \overline{u_x'^2} \frac{\partial}{\partial x} \bar{U}_x \quad (\text{E.14})$$

– Le terme III correspond à :

$$III = u'_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r'^2) + u'_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u'_r u'_\theta) + u'_x \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u'_r u'_x) \\ + u'_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (u'_r u'_\theta) + u'_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (u_\theta'^2) + u'_x \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (u'_\theta u'_x) \\ + u'_r \frac{\partial}{\partial x} (u'_r u'_x) + u'_\theta \frac{\partial}{\partial x} (u'_\theta u'_x) + u'_x \frac{\partial}{\partial x} (u_x'^2)$$

soit

$$\begin{aligned}
III &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru_r'^3 + ru_r' u_\theta'^2 + ru_r' u_x'^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (u_r'^2 u_\theta + u_\theta'^3 + u_\theta' u_x'^2) + \frac{\partial}{\partial x} (u_r'^2 u_x + u_\theta'^2 u_x' + u_x'^3) \\
&\quad - u_r' \left(\frac{ru_r'}{r} \frac{\partial}{\partial r} u_r' - \frac{ru_\theta'}{r} \frac{\partial}{\partial r} u_\theta' - \frac{ru_x'}{r} \frac{\partial}{\partial r} u_x' \right) \\
&\quad - u_\theta' \left(u_r' \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} u_r' + u_\theta' \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} u_\theta' + u_x' \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} u_x' \right) \\
&\quad - u_x' \left(u_r' \frac{\partial}{\partial x} u_r' + u_\theta' \frac{\partial}{\partial x} u_\theta' + u_x' \frac{\partial}{\partial x} u_x' \right)
\end{aligned}$$

d'où

$$\begin{aligned}
III &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru_r'^3 + ru_r' u_\theta'^2 + ru_r' u_x'^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (u_r'^2 u_\theta + u_\theta'^3 + u_\theta' u_x'^2) + \frac{\partial}{\partial x} (u_r'^2 u_x + u_\theta'^2 u_x' + u_x'^3) \\
&\quad - \frac{1}{2} \frac{ru_r'}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (u_r'^2) + \frac{\partial}{\partial r} (u_\theta'^2) + \frac{\partial}{\partial r} (u_x'^2) \right) \\
&\quad - \frac{1}{2} u_\theta' \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} (u_r'^2) + \frac{\partial}{\partial \theta} (u_\theta'^2) + \frac{\partial}{\partial \theta} (u_x'^2) \right) \\
&\quad - \frac{1}{2} u_x' \left(\frac{\partial}{\partial x} (u_r'^2) + \frac{\partial}{\partial x} (u_\theta'^2) + \frac{\partial}{\partial x} (u_x'^2) \right)
\end{aligned}$$

soit

$$\begin{aligned}
III &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru_r'^3 + ru_r' u_\theta'^2 + ru_r' u_x'^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (u_r'^2 u_\theta + u_\theta'^3 + u_\theta' u_x'^2) + \frac{\partial}{\partial x} (u_r'^2 u_x + u_\theta'^2 u_x' + u_x'^3) \right) \\
&\quad + \frac{1}{2} \left(\frac{u_r'^2}{r} + \frac{u_\theta'^2}{r} + \frac{u_x'^2}{r} \right) \frac{\partial ru_r'}{\partial r} \\
&\quad + \frac{1}{2} \left(\frac{u_r'^2}{r} + \frac{u_\theta'^2}{r} + \frac{u_x'^2}{r} \right) \frac{\partial u_\theta'}{\partial \theta} \\
&\quad + \frac{1}{2} \left(u_r'^2 + u_\theta'^2 + u_x'^2 \right) \frac{\partial u_x'}{\partial x}
\end{aligned}$$

d'où, en supposant le champ fluctuant incompressible :

$$\overline{III} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\overline{ru_r' u_i'^2}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\overline{u_\theta' u_i'^2}) + \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u_x' u_i'^2}) \right) \quad (\text{E.15})$$

Le terme de gauche de l'équation (E.13) est donc entièrement décrit par les termes \overline{I} , \overline{II} et \overline{III} . En considérant à présent le terme de droite de cette équation, il vient :

$$\begin{aligned}
&\underbrace{\frac{2\overline{u_\theta' u_r'} \overline{U_\theta} + \overline{u_\theta'^2 u_r'}}{r}}_{\alpha} + \underbrace{-u_r' \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial r}}_{\alpha} + \nu \underbrace{\left(u_r' \nabla^2 u_r' - \frac{2}{r^2} u_r' \frac{\partial u_\theta'}{\partial \theta} - \frac{u_r'^2}{r^2} \right)}_{\beta} + \\
&\underbrace{-\frac{\overline{u_\theta' u_\theta' u_r'} + \overline{u_\theta' u_r'} \overline{U_\theta} + \overline{u_\theta'^2 U_r}}{r}}_{\gamma} + \underbrace{-u_\theta' \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p'}{\partial \theta}}_{\alpha} + \nu \underbrace{\left(u_\theta' \nabla^2 u_\theta' + \frac{2}{r^2} u_\theta' \frac{\partial u_r'}{\partial \theta} - \frac{u_\theta'^2}{r^2} \right)}_{\beta} + \\
&\underbrace{-u_x' \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x}}_{\alpha} + \nu \underbrace{u_x' \nabla^2 u_x'}_{\beta}
\end{aligned}$$

avec le terme α valant

$$-\frac{1}{\rho} \left(u_r' \frac{\partial p'}{\partial r} + u_\theta' \frac{1}{r} \frac{\partial p'}{\partial \theta} + u_x' \frac{\partial p'}{\partial x} \right) = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r p' u_r'}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial p' u_\theta'}{\partial \theta} + \frac{\partial p' u_x'}{\partial x} - p' \underbrace{\left(\frac{1}{r} \frac{\partial r u_r'}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta'}{\partial \theta} + \frac{\partial u_x'}{\partial x} \right)}_{=0, \text{ incompressible}} \right)$$

d'où $\bar{\alpha}$

$$\bar{\alpha} = -\frac{1}{\rho} \overline{\left(u'_r \frac{\partial p'}{\partial r} + u'_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial p'}{\partial \theta} + u'_x \frac{\partial p'}{\partial x} \right)} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{r} \overline{\frac{\partial r p' u'_r}{\partial r}} + \frac{1}{r} \overline{\frac{\partial p' u'_\theta}{\partial \theta}} + \overline{\frac{\partial p' u'_x}{\partial x}} \right)$$

quant au terme β lié aux effets visqueux, il vaut :

$$\begin{aligned} u'_i \nabla^2 u'_i &= u'_i \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u'_i}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} u'_i + \frac{\partial^2}{\partial x^2} u'_i \right) + \frac{2}{r^2} u'_\theta \frac{\partial u'_r}{\partial \theta} - \frac{u'_\theta^2}{r^2} - \frac{2}{r^2} u'_r \frac{\partial u'_\theta}{\partial \theta} - \frac{u'_r^2}{r^2} \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{1}{2} \frac{\partial u_i'^2}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \frac{1}{2} u_i'^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \frac{1}{2} u_i'^2 \\ &\quad - \left(\left(\frac{\partial u_i}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_i}{\partial \theta} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_i}{\partial x} \right)^2 \right) \\ &\quad + \frac{2}{r^2} u'_\theta \frac{\partial u'_r}{\partial \theta} - \frac{u'_\theta^2}{r^2} - \frac{2}{r^2} u'_r \frac{\partial u'_\theta}{\partial \theta} - \frac{u'_r^2}{r^2} \end{aligned}$$

soit

$$\overline{u'_i \nabla^2 u'_i} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \bar{k}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \bar{k}}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \bar{k}}{\partial x^2} - \frac{\epsilon}{\nu}$$

$\bar{\beta}$ représente donc la contribution des termes visqueux sous forme de dissipation ϵ et de diffusion.

Enfin, $\bar{\gamma}$ vaut

$$\begin{aligned} \bar{\gamma} &= \frac{2 \overline{u'_\theta u'_r} \bar{U}_\theta + \overline{u_\theta'^2} \bar{U}_r}{r} - \frac{\overline{u'_\theta u'_\theta u'_r} + \overline{u'_\theta u'_r} \bar{U}_\theta + \overline{u_\theta'^2} \bar{U}_r}{r} \\ &= \frac{\overline{u'_\theta u'_r} \bar{U}_\theta - \overline{u_\theta'^2} \bar{U}_r}{r} \end{aligned}$$

E.2 Formulation du bilan d'énergie cinétique turbulente dans le cas d'un jet axisymétrique avec turbulence homogène dans la direction azimutale

L'axisymétrie et l'homogénéité azimutale permettent les simplifications suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \theta} \bar{F} &= 0 \\ \overline{u_\theta u_r} &= \overline{u_\theta u_x} = 0 \end{aligned}$$

Les termes impliqués dans le bilan d'énergie ont alors pour expression :

$$\begin{aligned} \bar{I} &= \bar{U}_r \frac{\partial \bar{k}}{\partial r} + \bar{U}_x \frac{\partial \bar{k}}{\partial x} \\ \bar{II} &= \overline{u'_r u'_x} \left(\frac{\partial}{\partial x} \bar{U}_r + \frac{\partial}{\partial r} \bar{U}_x \right) + \overline{u_r'^2} \frac{\partial}{\partial r} \bar{U}_r + \overline{u_x'^2} \frac{\partial}{\partial x} \bar{U}_x \\ \bar{III} &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \overline{u_r'^3} + r \overline{u_r' u_\theta'^2} + r \overline{u_r' u_x'^2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\overline{u_r'^2 u_x} + \overline{u_\theta'^2 u_x} + \overline{u_x'^3} \right) \right) \\ \bar{\alpha} &= -\frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{r} \overline{\frac{\partial r p' u'_r}{\partial r}} + \overline{\frac{\partial p' u'_x}{\partial x}} \right) \\ \bar{\beta} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \bar{k}}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \bar{k}}{\partial x^2} - \epsilon_p \\ \bar{\gamma} &= \frac{-\overline{u_\theta'^2} \bar{U}_r}{r} \end{aligned}$$

d'où

$$\begin{aligned}
\underbrace{\overline{U}_r \frac{\partial \bar{k}}{\partial r} + \overline{U}_x \frac{\partial \bar{k}}{\partial x}}_{\text{Convection}} &= \underbrace{-\left(\overline{u'_r u'_x} \left(\frac{\partial}{\partial x} \overline{U}_r + \frac{\partial}{\partial r} \overline{U}_x\right) + \overline{u'_r{}^2} \frac{\partial}{\partial r} \overline{U}_r + \overline{u'_x{}^2} \frac{\partial}{\partial x} \overline{U}_x + \frac{\overline{u'_\theta{}^2} \overline{U}_r}{r}\right)}_{\text{Production}} \\
&\quad - \underbrace{\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \left(\frac{1}{2} \overline{u'_r u'_i{}^2} - \nu \frac{\partial \bar{k}}{\partial r}\right)\right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} \overline{u'_x u'_i{}^2} - \nu \frac{\partial \bar{k}}{\partial x}\right)\right)}_{\text{Diffusion}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r \overline{p' u'_r}}{\partial r} + \frac{\partial \overline{p' u'_x}}{\partial x}\right)}_{\text{Transport par pression}} - \underbrace{\epsilon_p}_{\text{Dissipation}}
\end{aligned}$$

E.3 Formulation cas non axisymétrique avec turbulence non homogène en azimut : cas du contrôle

Dans ce cas tous les termes calculés précédemment sont nécessaires.

$$\begin{aligned}
\bar{I} &= \overline{U}_r \frac{\partial \bar{k}}{\partial r} + \overline{U}_\theta \frac{\partial \bar{k}}{\partial \theta} + \overline{U}_x \frac{\partial \bar{k}}{\partial x} \\
\bar{II} &= \overline{u'_r{}^2} \frac{\partial \overline{U}_r}{\partial r} + \frac{\overline{u'_\theta{}^2}}{r} \frac{\partial \overline{U}_\theta}{\partial \theta} + \overline{u'_x{}^2} \frac{\partial \overline{U}_x}{\partial x} + \overline{u'_r u'_\theta} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \overline{U}_r}{\partial \theta} + \frac{\partial \overline{U}_\theta}{\partial r}\right) + \overline{u'_r u'_x} \left(\frac{\partial \overline{U}_r}{\partial x} + \frac{\partial \overline{U}_x}{\partial r}\right) + \overline{u'_x u'_\theta} \left(\frac{\partial \overline{U}_\theta}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \overline{U}_x}{\partial \theta}\right) \\
\bar{III} &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{u'_r{}^3} + r \overline{u'_r u'_\theta{}^2} + r \overline{u'_r u'_x{}^2}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\overline{u'_r{}^2 u'_\theta} + \overline{u'_\theta{}^3} + \overline{u'_\theta u'_x{}^2}) + \frac{\partial}{\partial x} (\overline{u'_r{}^2 u'_x} + \overline{u'_\theta{}^2 u'_x} + \overline{u'_x{}^3})\right) \\
\bar{a} &= -\frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r \overline{p' u'_r}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \overline{p' u'_\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial \overline{p' u'_x}}{\partial x}\right) \\
\bar{b} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \bar{k}}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \bar{k}}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \bar{k}}{\partial x^2} - \epsilon_p \\
\alpha &= \frac{\overline{u'_\theta u'_r} \overline{U}_\theta - \overline{u'_\theta{}^2} \overline{U}_r}{r}
\end{aligned}$$

d'où

$$\begin{aligned}
\underbrace{\overline{U}_r \frac{\partial \bar{k}}{\partial r} + \overline{U}_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{k}}{\partial \theta} + \overline{U}_x \frac{\partial \bar{k}}{\partial x}}_{\text{Convection}} &= \underbrace{-\left(\overline{u'_r{}^2} \frac{\partial \overline{U}_r}{\partial r} + \frac{\overline{u'_\theta{}^2}}{r} \left(\frac{\partial \overline{U}_\theta}{\partial \theta} + \overline{U}_r\right) + \overline{u'_x{}^2} \frac{\partial \overline{U}_x}{\partial x} + \overline{u'_r u'_\theta} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \overline{U}_r}{\partial \theta} + \frac{\partial \overline{U}_\theta}{\partial r} - \frac{\overline{U}_\theta}{r}\right) + \right.}_{\text{Production}} \\
&\quad \left. \overline{u'_r u'_x} \left(\frac{\partial \overline{U}_r}{\partial x} + \frac{\partial \overline{U}_x}{\partial r}\right) + \overline{u'_x u'_\theta} \left(\frac{\partial \overline{U}_\theta}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \overline{U}_x}{\partial \theta}\right)\right) \\
&\quad - \underbrace{\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \left(\frac{1}{2} \overline{u'_r u'_i{}^2} - \nu \frac{\partial \bar{k}}{\partial r}\right)\right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{2} \overline{u'_\theta u'_i{}^2} - \nu \frac{\partial \bar{k}}{\partial \theta}\right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2} \overline{u'_x u'_i{}^2} - \nu \frac{\partial \bar{k}}{\partial x}\right)\right)}_{\text{Diffusion}} \\
&\quad - \underbrace{\frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r \overline{p' u'_r}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \overline{p' u'_\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial \overline{p' u'_x}}{\partial x}\right)}_{\text{Transport par pression}} - \underbrace{\epsilon_p}_{\text{Dissipation}}
\end{aligned}$$

E.4 Application au cas d'un jet de Mach $M_j = 0.1$ contrôlé par microjets impactants

Le bilan d'énergie cinétique établi ci-avant en coordonnées cylindriques est établi pour le jet de référence et pour le jet contrôlé, les données étant obtenues dans la soufflerie d'étude à Mach $M_j = 0.1$. Ce type d'étude a été intensivement menée notamment dans le cas de jets axisymétriques autosimilaires. En effet, en considérant (cf Townsend [78] cité par Hussein *et al.* [48]) que les jets ont un comportement tendant asymptotiquement vers un unique état autosimilaire (dans lequel toutes les grandeurs caractéristiques de l'écoulement sont déterminés par une échelle de vitesse et une échelle de longueur caractéristiques), l'étude du jet autosimilaire présente l'avantage d'offrir des résultats universels. Ces résultats peuvent ainsi permettre de tester de nouvelles méthodes de mesure (Rodi [67], Fukushima [33]), ou servir de comparaison aux modèles de turbulence (ce qui constitue une motivation de Panchapakesan *et al.* [64]). Pour ces raisons en particulier, le bilan d'énergie cinétique turbulente d'un jet autosimilaire (ou proche de cette condition) fait l'objet de mesures (Hussein *et al.* [48], Panchapakesan *et al.* [64], Weisgraber *et al.* [80]) ou calculs (Bogey *et al.* [7]). Ces bilans sont plus rarement appliqués dans les premiers diamètres de développement des jets, compte tenu de leur dépendance vis-à-vis des conditions initiales de la couche de mélange. Cependant, comme indiqué notamment au paragraphe 4.1.2, le contrôle par microjets modifie profondément les caractéristiques de la turbulence de la couche de mélange essentiellement pour $x/D \leq 7$. Le bilan d'énergie cinétique turbulente doit donc être significativement modifié par le contrôle par microjets dans cette zone, d'où l'intérêt de l'y mesurer. On note l'existence de bilans d'énergie cinétique turbulente pour des jets axisymétriques dans les études expérimentales de Sami [70], de Denis [29] et de Castelain *et al.* [17]. Dans la première étude, l'auteur mesure directement chacun des termes du bilan d'énergie, y compris le terme de corrélation entre la pression statique et la fluctuation de vitesse longitudinale par une mesure indirecte. Avant d'entrer dans le vif de la comparaison des résultats obtenus par la présente étude à ceux de la littérature, quelques précisions sur la technique de calcul des dérivées spatiales à partir d'acquisitions PIV sont apportées, compte tenu de l'implication des dérivées spatiales dans le calcul du bilan d'énergie cinétique turbulent.

E.4.1 Estimation des dérivées spatiales en PIV

Problématique.

L'estimation des dérivées spatiales du champ de vecteur est une étape cruciale dans l'exploitation des données PIV. Pour une acquisition PIV standard comme pour une acquisition stéréo-PIV, l'utilisation d'un seul plan LASER ne permet pas de calculer les gradients instantanés dans la direction normale à ce plan. Il est donc uniquement possible de calculer les n premiers termes de deux des trois lignes du tenseur des déformations, \mathcal{D} , avec $n = 2$, respectivement $n = 3$, dans le cas d'une PIV standard, respectivement SPIV. On rappelle l'expression de \mathcal{D} dans un repère cartésien

$$\mathcal{D} = \frac{d\mathbf{U}}{d\mathbf{X}} = \begin{pmatrix} \frac{\partial U_1}{\partial x_1} & \frac{\partial U_2}{\partial x_1} & \frac{\partial U_3}{\partial x_1} \\ \frac{\partial U_1}{\partial x_2} & \frac{\partial U_2}{\partial x_2} & \frac{\partial U_3}{\partial x_2} \\ \frac{\partial U_1}{\partial x_3} & \frac{\partial U_2}{\partial x_3} & \frac{\partial U_3}{\partial x_3} \end{pmatrix} \quad (\text{E.16})$$

Les termes déterminés par les mesures PIV dans un plan donné permettent la détermination de la vorticité normale à ce plan ainsi que le tenseur des contraintes dans ce plan. L'estimation des dérivées revêt donc une grande importance.

La PIV fournit un champ de vecteurs échantillonné sur une grille de pas connu, dépendant de la taille du capteur CCD utilisé, de la taille de la fenêtre de dépouillement et de l'échantillonnage imposé pour le déplacement de la fenêtre de dépouillement. L'estimation des dérivées partielles est donc effectuée par différences finies. Le schéma utilisé pour cette estimation impose une incertitude purement numérique, liée aux effets de troncature des ordres supérieurs aux limites du schéma. Une comparaison des effets induits par différents schémas de différences finies sur un champ de vecteur donné a été réalisée par [65].

De plus, le champ de vecteurs résultant de l'acquisition PIV est un estimateur de la vitesse du fluide, entâché d'une erreur de mesure qui peut être décomposée en erreur systématique (biais) et erreur aléatoire (dite rms). L'amplitude de ces erreurs dépend d'un nombre important de paramètres, parmi lesquels on peut citer la densité de particules, la taille des particules permettant l'ensemencement du fluide, la taille des particules-images sur le capteur CCD, la présence de gradients de vitesse dans l'écoulement étudié, la résolution spatiale de l'acquisition, et la taille de la fenêtre de dépouillement.

Méthode d'estimation des gradients.

L'erreur effectuée sur la détermination des dérivées spatiales provient donc également de l'erreur de mesure, ϵ_U . Pour un point donné (x, y) de la fenêtre de dépouillement auquel la dérivée spatiale doit être calculée, l'erreur de biais est sensiblement homogène dans un périmètre de plusieurs points autour du point (x, y) , à la condition que l'écoulement soit sensiblement localement homogène ; parallèlement, l'erreur RMS possède une fréquence spatiale élevée, et induit donc une incertitude importante sur l'estimation des dérivées spatiales, quel que soit le schéma numérique utilisé. Pour cette raison, on utilise un filtre passe-bas construit sur 13 points centrés sur le point de calcul, de coordonnées (x, y) et reposant sur la détermination d'un polynôme du second degré en x et y respectant une minimisation au sens des moindres carrés de l'écart avec le champ de vitesse. Ce type de filtre, dont une description est effectuée par [32], présente l'avantage de générer une erreur aléatoire inférieure à celle produite par un filtre à 9 points ou une estimation par différence finie, au détriment d'une sous-estimation de l'amplitude des dérivées.

Ainsi, sur un repère local (x, y) centré sur le point d'intérêt (X, Y) , on détermine les 18 coefficients a_i et b_i tels que le champ de vitesse sur le repère local soit décrit par deux polynômes du second ordre en x et y , soit :

$$\begin{aligned} u(x, y) &= P(x, y) = a_1 x^2 y^2 + a_2 x^2 y + a_3 x y^2 + a_4 x y + a_5 x^2 + a_6 y^2 + a_7 x + a_8 y + a_9 \\ v(x, y) &= Q(x, y) = b_1 x^2 y^2 + b_2 x^2 y + b_3 x y^2 + b_4 x y + b_5 x^2 + b_6 y^2 + b_7 x + b_8 y + b_9 \end{aligned}$$

L'effet de ce filtre peut être visualisé sur le calcul du gradient selon la première composante d'une fonction de deux variables obtenue par translation et homothétie de distributions gaussiennes (fonction **Peaks** sous Matlab), donné en figure E.1. Cette figure présente la comparaison du gradient de la fonction non bruitée au gradient de cette même fonction à laquelle on ajoute un bruit gaussien de variance 0.05, le maximum de cette fonction étant inférieur à 7 sur le domaine considéré.

Le calcul du gradient de la fonction non bruitée a été réalisé par différences finies avec un schéma centré d'ordre 2. Les résultats obtenus avec d'autres schémas aux différences finies d'ordre plus élevé ainsi que le filtre polynômial montrent très peu de différences avec ce résultat. Ce gradient sert de référence pour l'estimation de l'efficacité des calculs de gradient après introduction de bruit sur la fonction de référence, simulant le bruit de mesure impliquant ϵ_U . On constate que l'évaluation du gradient est bien moins bruitée lors de l'emploi du filtre polynômial sur 13 points, ce qui illustre les propos tenus ci-avant. En particulier pour les zones de faibles gradients, pour lesquelles l'erreur de mesure relative est importante, c'est à dire sur les contours extérieurs des figures E.1(b) et E.1(c), le filtrage polynômial s'avère beaucoup plus efficace que le schéma aux différences finies d'ordre 2. On constate également la présence de bruit sur les bordures des figures E.1(b) et E.1(c), bruit identique dans les deux résultats. Ceci s'explique par le fait que le filtrage sur 13 points ne peut pas être effectué

en bordure d'image, compte-tenu du fait que cette procédure nécessite au moins deux points voisins au point de calcul. Le filtrage polynômial sur 13 points est donc complété sur les points de calculs qui lui sont inaccessibles par un calcul de gradient selon la méthode de différences finies du deuxième ordre.

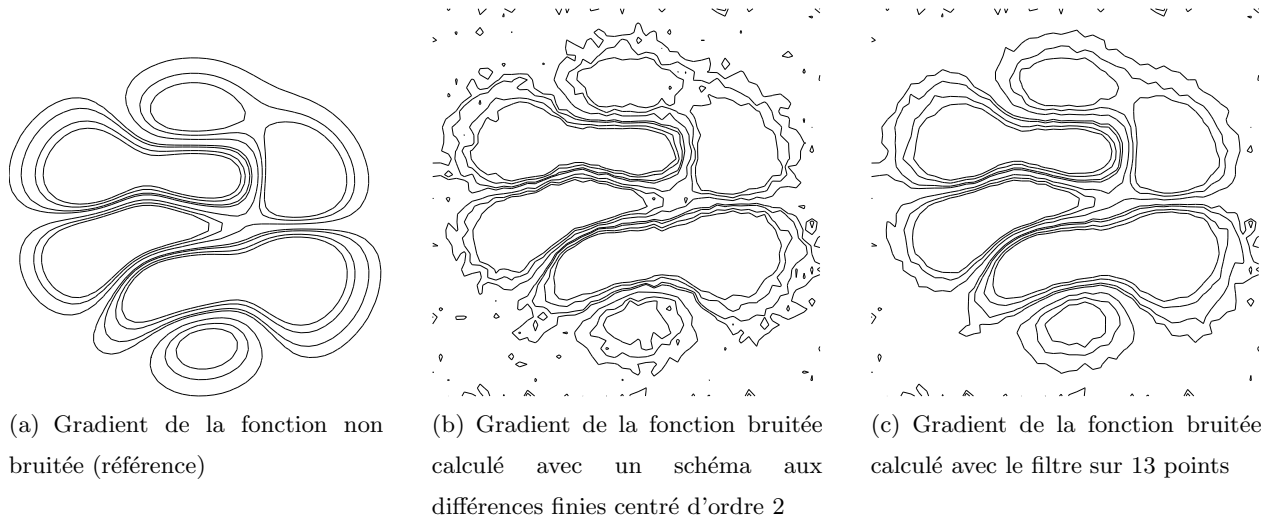


FIG. E.1 – Comparaison des schémas utilisés pour le calcul des gradients de vitesse à partir des données expérimentales

E.4.2 Évaluation du bilan d'énergie cinétique turbulente du jet de référence.

Le jet de référence correspond au cas décrit au paragraphe E.2. Les termes de convection, production et diffusion ont été évalués par une acquisition SPIV dont le plan LASER est transversal à l'écoulement, situé en $x/D = 0.6$. La mesure du gradient longitudinal des quantités moyennes de l'écoulement est rendue délicate par le fait que cette quantité est très faible en regard des gradients dans le plan (x_2, x_3) . Les deux méthodes utilisées sont décrites dans ce paragraphe. Les termes de transport par la pression et de dissipation sont évalués conjointement par fermeture du bilan d'énergie.

- **Évaluation des gradients longitudinaux des quantités moyennes de l'écoulement**

Reprenant les termes développés en E.2, on note que les gradients longitudinaux de quantité moyenne intervenant dans les termes de production et diffusion peuvent être comparés à des gradients radiaux de quantité moyenne comparable. Par exemple, dans le terme de production, la quantité $\frac{\partial}{\partial z} \overline{U_r}$ intervient sur le même plan que la quantité $\frac{\partial}{\partial r} \overline{U_x}$; des considérations d'ordre de grandeur permettent de négliger le premier terme face au second. De tous les termes impliquant un gradient longitudinal, seule la quantité $\overline{U_x} \frac{\partial \overline{k}}{\partial x}$ reste significative. Deux méthodes ont été employées pour la détermination de ce terme :

- la réalisation de mesures SPIV dans cinq plans transversaux successifs distant de 1 mm, moyennant un déplacement du plan LASER, le gradient longitudinal étant estimé par une méthode de différences finies centrée.
- la réalisation de mesures PIV dans le plan longitudinal, le gradient longitudinal étant alors directement calculable.

La première méthode a été développée pour permettre une estimation des gradients longitudinaux dans le cas d'écoulement non axisymétriques, pour lesquels par conséquent la deuxième méthode ne suffit pas. Cependant, compte tenu de l'incertitude induite par le déplacement du plan LASER et la nécessaire recalibration du système d'acquisition, et considérant la faible modification du champ aérodynamique sur le déplacement longitudinal envisagé, l'estimation du gradient longitudinal obtenu

par cette méthode n'a pas été choisie pour cette étude. Il est à noter que l'ordre de grandeur de ce gradient semble néanmoins bien respecté, ce qui sous-entend que cette méthode, si elle est appliquée sur un déplacement longitudinal adapté à l'incertitude de mesure, semble adaptée à l'estimation du gradient longitudinal. Dans le cas de la présente étude, le gradient longitudinal d'énergie cinétique turbulente (réduite aux composantes radiale et axiale) est calculé selon la deuxième méthode. Pour s'affranchir des problèmes de bruit résiduel lié à l'incertitude de mesure estimée à 3% de la valeur locale, le champ d'énergie cinétique turbulente est filtré spatialement. En effet, le champ d'énergie cinétique turbulente représenté à la figure E.2(a) est associé au champ de gradient longitudinal de la figure E.2(b) : on constate un niveau de bruit élevé sur ce champ obtenu par différences finies d'ordre 2 du champ d'énergie cinétique turbulente. Le champ filtré utilisé dans cette étude est présenté en figure E.2(c).

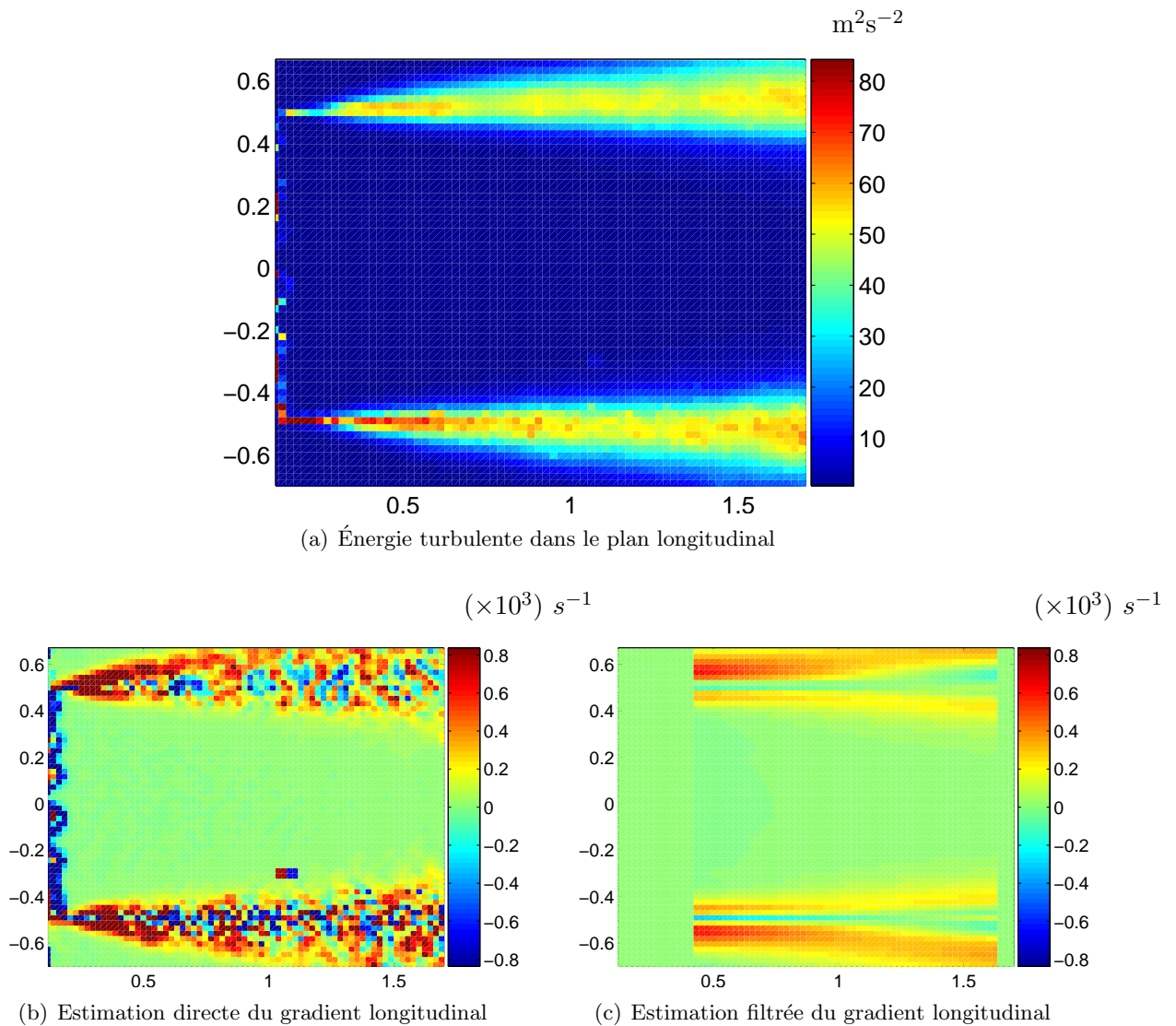


FIG. E.2 – Estimation du gradient longitudinal de l'énergie cinétique turbulente

Deux méthodes d'estimation sont illustrées ((b) et (c)), à partir du champ d'énergie cinétique turbulente dans le plan d'acquisition (a). $M_j = 0.1$

- **Distinction des termes significatifs du bilan d'énergie cinétique turbulente**

L'évolution radiale des termes de convection, production et diffusion est donnée en figure E.3 pour le jet de la présente étude. De tous les termes de production calculés, on retient que le terme

$\overline{u'_r u'_x} \frac{\partial \overline{U_x}}{\partial r}$ représente au minimum 95% de la valeur du terme complet ; de même, les termes $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \overline{u_r'^3} \right)$ et $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \overline{u'_r u_x'^2} \right)$ sont prépondérants dans la valeur du terme de diffusion. Les deux termes intervenant dans le calcul de la convection sont d'égale importance.

On retrouve sur la figure E.3 la caractéristique classique des écoulements turbulents concernant la positivité du terme de production d'énergie cinétique. Ce terme est maximum au centre de la couche de mélange, pour r légèrement inférieur à $D/2$ comme cela a déjà été remarqué pour les corrélations doubles de vitesse en un point, dans le cas du jet de Mach $M_j = 0.9$. On retrouve pour les termes de diffusion et de convection un comportement proche de celui relevé par Sami [70], dans le cas d'une étude en $x/D = 1$ d'un jet de diamètre $D = 304.8$ mm et de Mach $M_j = 0.03$. Les résultats de cette étude sont présentés pour comparaison en figure E.4. Il peut être noté que l'ordre de grandeur des termes indiqués sur cette figure est proche de celui obtenu par la présente étude, compte tenu des différences de position longitudinale par rapport à la sortie de tuyère.

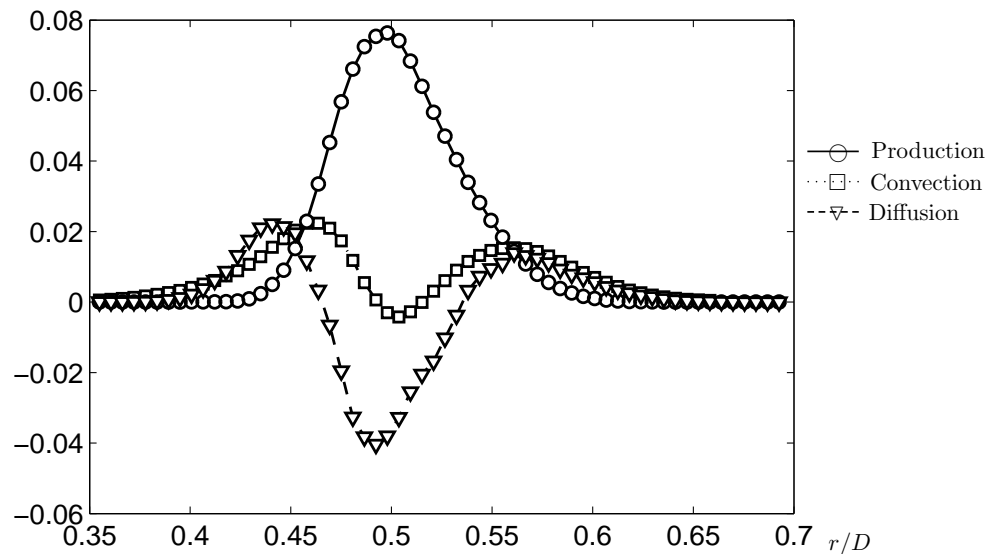


FIG. E.3 – Bilan d'énergie cinétique turbulente

Évolution radiale des termes de production, diffusion et convection intervenant dans le bilan d'énergie cinétique turbulente issu de la présente étude. $x/D = 0.6$, $D=110$ mm et $M_j = 0.1$

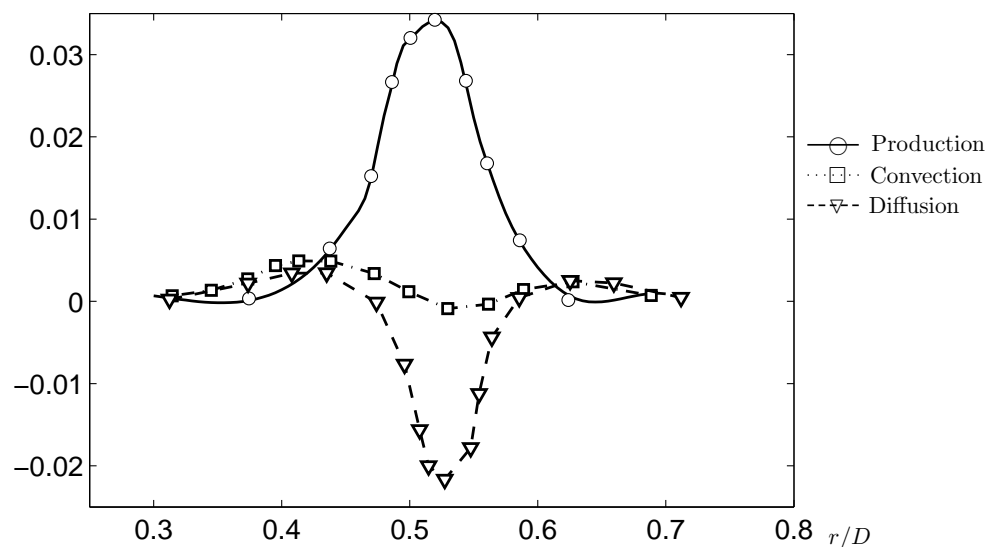


FIG. E.4 – Bilan d'énergie cinétique turbulente (selon Sami [70])

Évolution radiale des termes de production, diffusion et convection intervenant dans le bilan d'énergie cinétique turbulente. $x/D = 1$, $D=304.8$ mm et $M_j = 0.03$

E.4.3 Modification du bilan d'énergie cinétique turbulente dans le cas du contrôle

Dans le cas du contrôle sont présentés les résultats obtenus pour le terme de production et de diffusion selon l'équation du paragraphe E.3. Des considérations d'ordre de grandeur permettent de considérer que les termes impliquant une dérivée longitudinale ne sont pas significatifs pour ces deux quantités. Pour le terme de convection, est estimé uniquement le terme $\overline{U}_r \frac{\partial \overline{k}}{\partial r}$, compte tenu de la remarque précédente sur la mesure du gradient longitudinal d'énergie cinétique turbulente.

Sous ces conditions, les termes de convection, production et diffusion sont présentés en figure E.5 sous la forme de cartographies représentant un secteur angulaire d'ouverture proche de $\pi/3$ centré sur la couche de mélange supérieure du jet principal. Un arc de cercle est tracé pour $r = D/2$, symbolisant la lèvre de la tuyère, et les flèches représentent la direction des microjets impactants.

Parmi toutes les modifications apportées aux différents termes du bilan d'énergie, on remarque en particulier le passage à des valeurs négatives du terme de production d'énergie turbulente, localisées de part et d'autre du point d'impact des microjets du côté des hautes vitesses de l'écoulement. Ce point, antérieurement soulevé par Castelain *et al.* [20], marque l'action du contrôle puisque le terme de production d'énergie turbulente est *généralement* positif selon Bailly & Comte-Bellot [5].

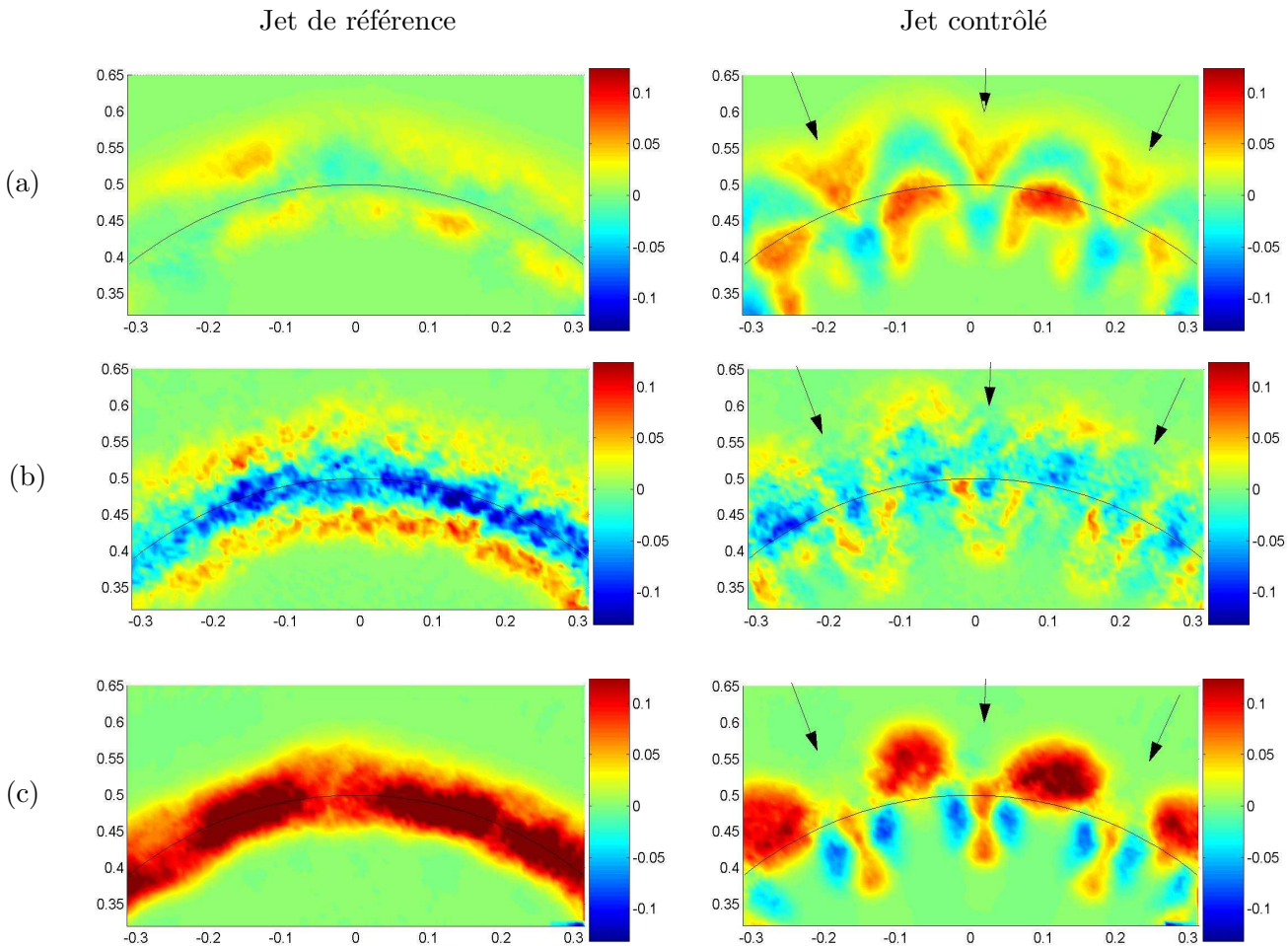


FIG. E.5 – Cartographies des termes du bilan d'énergie cinétique turbulente.

Cartographie des termes de convection (a), diffusion (b) et production (c) intervenant dans le bilan d'énergie cinétique turbulente du jet de référence (gauche) et du jet contrôlé (droite). $x/D = 0.6$ et $M_J = 0.1$

Bibliographie

- [1] ALKISLAR, M., KROTHAPALLI, A., LOURENCO, L., AND BUTLER, G. The effect of streamwise vorticity on the aeroacoustics of Mach 0.9 axisymmetric jet. In AIAA paper 2005-3045. (2005).
- [2] AMITAY, M., HONOHAN, A., TRAUTMAN, M., AND GLEZER, A. Modification of the aerodynamic characteristics of bluff bodies using fluidic actuators. In AIAA paper 1997-2004 (1997).
- [3] ARAKERI, V., AND KROTHAPALLI, A. On the use of microjets to suppress turbulence in a Mach 0.9 axisymmetric jet. J. Fluid Mech. 490 (2003), 75–98.
- [4] ARAKERI, V., KROTHAPALLI, A., SIDDAVARAM, V., ALKISLAR, M., AND LOURENCO, L. Turbulence suppression in the noise producing region of a M=0.9 jet. In AIAA paper 2002-2523. (2002).
- [5] BAILLY, C., AND COMTE-BELLOT, G. Turbulence. CNRS Editions, 2003.
- [6] BARRÉ, S. Étude numérique et expérimentale du bruit aérodynamique avec application aux jets ronds subsoniques. PhD thesis, These de doctorat, École Centrale de Lyon, 2006.
- [7] BOGEY, C., AND BAILLY, C. Large eddy simulations of transitional round jets : Influence of the Reynolds number on flow development and energy dissipation. Phys. Fluids. 18 (2006), 1–14.
- [8] BOLINDER, J. Optimization of PIV in flows with strong velocity gradients. Tech. rep., Lund Institute of Technology, disponible sur <http://www.piv.de/papers/>, 2001 ?
- [9] BÉRA, J., CASTELAIN, T., DIETRICH, M., AND SUNYACH, M. Contrôle par microjets d’une couche de mélange : exploitation de mesures PIV de champs de vitesse par une visualisation des lignes de courant par convolution linéaire intégrale (LIC). In 11ème colloque de visualisation et de traitement d’images en mécanique des fluides, Lyon, France (2005).
- [10] BÉRA, J., COMTE-BELLOT, G., AND SUNYACH, M. Contrôle par jet pulsé du décollement d’une couche limite turbulente. C.R.Mécanique 326 (1998), 859–865.
- [11] BÉRA, J., MIRTETO, A., AND SUNYACH, M. Contrôle d’un jet par des jets synthétiques tangents - influence sur le bruit de jet. In 38ème colloque d’Aérodynamique appliquée, Arcachon, France (2002).
- [12] BRADSHAW, P., FERRISS, D., AND JOHNSON, R. Turbulence in the noise-producing region of a circular jet. J. Fluid Mech. 19 (1964), 591–624.
- [13] BRIDGES, J. Effect of heat on space-time correlations in jets. In AIAA Paper 2006-2534 (2006).
- [14] BRIDGES, J., WERNET, M., AND BROWN, C. Control of jet noise through mixing enhancement. Tech. rep., NASA/TM-2003-212335, 2003.
- [15] CALLENDER, B., E. GUTMARK, E., AND MARTENS, S. Far-field acoustic investigation into chevron nozzle mechanisms and trends. AIAA j. 43(1) (2005), 87–95.
- [16] CASTELAIN, T., BÉRA, J., AND SUNYACH, M. Contrôle d’un jet subsonique par microjets continus tangents. In 39ème colloque d’Aérodynamique appliquée, Paris, France (2004).
- [17] CASTELAIN, T., BÉRA, J., AND SUNYACH, M. Noise reduction of a Mach 0.7-0.9 jet by impinging microjets. In 9th CEAS-ASC Workshop, Stockholm (2005).

- [18] CASTELAIN, T., BÉRA, J., AND SUNYACH, M. Noise reduction of a Mach 0.7-0.9 jet by impinging microjets. C.R.Mécanique 334 (2006), 98–104.
- [19] CASTELAIN, T., BÉRA, J., SUNYACH, M., AND JUVÉ, D. Effect of microjets on a high-subsonic jet. Parametric study of far-field noise reduction. In 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (2006).
- [20] CASTELAIN, T., DIETRICH, M., BÉRA, J., AND SUNYACH, M. Contrôle par microjets d'une couche de mélange : exploitation de mesures PIV synchronisées. In 40ème colloque d'Aérodynamique appliquée, Toulouse, France (2005).
- [21] CASTELAIN, T., DIETRICH, M., BÉRA, J., AND SUNYACH, M. Mesures acoustiques sur un jet subsonique à haut Re et Mach restreint. Effet de jets impactants sur les composantes spectrales du bruit de jet. In 17ème Congrès Français de Mécanique, Troyes, France (2005).
- [22] CORTELEZZI, L., AND KARAGOZIAN, A. On the formation of the counter-rotating vortex pair in transverse jets. J. Fluid Mech. 446 (2001), 347–373.
- [23] COUDERT, S., WESTERWEEL, J., AND FOURNEL, T. Comparison between asymmetric and symmetric stereoscopic DPIV system. In Proc. 10th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics (2000).
- [24] CRIGHTON, D. Acoustics as a branch of fluid mechanics. J. Fluid Mech. 106 (1981), 261–298.
- [25] CROW, S., AND CHAMPAGNE, F. Orderly structure in jet turbulence. J. Fluid Mech. 48 (1971), 547–591.
- [26] DAVID, M. Conclusions du groupe d'études sur les vols de nuit et les nuisances aéroportuares. disponibles sur http://www.assemblee-nationale.fr/11/dossiers/vols_de_nuit-2.asp, 2002.
- [27] DAVIES, P., FISHER, M., AND BARRATT, M. The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet. J. Fluid Mech. 15 (1963), 337–367.
- [28] DAVIS, M. Variable control of jet decay. AIAA j. 20(5) (1982), 606–609.
- [29] DENIS, S. Contrôle du développement des couches de mélange axisymétriques subsoniques par jets impactants. PhD thesis, These de doctorat, Université de Poitiers, 2000.
- [30] DUBIEF, Y., AND DELCAYRE, F. On coherent-vortex identification in turbulence. Journal of Turbulence 1 (2000), 1–22.
- [31] FLEURY, V. Superdirectivité, bruit d'apariement et autres contributions au bruit de jet subsonique. PhD thesis, These de doctorat, École Centrale de Lyon, 2006.
- [32] FOURAS, A., AND SORIA, J. Accuracy of out-of-plane vorticity measurements derived from in-plane velocity field data. Exp.Fluids. 25 (1998), 409–430.
- [33] FUKUSHIMA, C., AANEN, L., AND WESTERWEEL, J. Investigation of the mixing process in an axisymmetric turbulent jet using PIV and LIF. In 10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics (2000).
- [34] GELY, D., ELIAS, G., BRESSON, C., FOULON, H., RADULOVIC, S., AND ROUX, P. Reduction of supersonic jet noise - application to the ariane 5 launch vehicle. In AIAA paper 2000-2026 (2000).
- [35] GRAFTIEAUX, L., MICHARD, M., AND GROSJEAN, N. Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. Meas. Sci. Technol. 12 (2001), 1422–1429.
- [36] GRESKA, B., KROTHAPALLI, A., AND ARAKERI, V. A further investigation into the effects of microjets on high speed jet noise. In AIAA paper 2003-3128. (2003).
- [37] GRESKA, B., KROTHAPALLI, A., BURNSIDE, N., AND HORNE, W. High-speed jet noise reduction using microjets on a jet engine. In AIAA paper 2004-2969. (2004).
- [38] GUTMARK, E., CALLENDER, W., SZASZ, R., FUCHS, L., AND S. MARTENS, S. Numerical study of fluidic injection for noise reduction. In 9th CEAS-ASC Workshop, Stockholm (2005).

- [39] HASSELBRINK, E., AND MUNGAL, M. Transverse jets and jet flames. part 1 : Scaling laws for strong transverse jets. J. Fluid Mech. 443 (2001), 1–25.
- [40] HENDERSON, B., KINZIE, K., WHITMIRE, J., AND ABEYSINGHE, A. The impact of fluidic chevrons on jet noise. In AIAA paper 2005-2888. (2005).
- [41] HINSCH, K. Three-dimensional particle velocimetry. Meas. Sci. Technol. 6 (1995), 742–753.
- [42] HU, H., SAGA, T., KOBAYASHI, T., AND TANIGUCHI, N. Research on the vortical and turbulent structures in the lobed jet flow using laser induced fluorescence and particle image velocimetry techniques. Meas. Sci. Technol. 11 (2000), 698–711.
- [43] HU, H., SAGA, T., AND TANIGUCHI, N. Passive control on jet mixing flows by using vortex generators. In Sixth Triennial International Symposium on Fluid Control, Measurement and Visualization (2000).
- [44] HUSSAIN, A., AND HASAN, M. Turbulence suppression in free turbulent shear flows under controlled excitation. part 2. jet-noise reduction. J. Fluid .Mech. 150 (1985), 159–168.
- [45] HUSSAIN, A., AND HASAN, M. Turbulence suppression in free turbulent shear flows under controlled excitation. Part 2 : Jet-noise reduction. J. Fluid. Mech. 168 (1985), 150–159.
- [46] HUSSAIN, A., AND ZEDAN, M. Effects of the initial condition on the axisymmetric free shear-layer : effect of the initial fluctuation level. Phys. Fluids 21(9) (1978), 1475–1481.
- [47] HUSSAIN, A., AND ZEDAN, M. Effects of the initial condition on the axisymmetric free shear-layer : effect of the initial momentum thickness. Phys. Fluids 21(7) (1978), 1100–1112.
- [48] HUSSEIN, H., CAPP, S., AND GEORGE, W. Velocity measurements in a high-Reynolds number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet. J. Fluid .Mech. 258 (1994), 31–75.
- [49] JEONG, J., AND HUSSAIN, F. On the identification of a vortex. J. Fluid .Mech. 285 (1995), 69–94.
- [50] JONES, I. Fluctuating turbulent stresses in the noise-producing region of a jet. J. Fluid Mech. 36 (1969), 529–543.
- [51] JORDAN, P., AND GERVAIS, Y. Nearfield acoustic and 2-pts ldv results. Tech. rep., 3.6b, European project Jet Exhaust Aerodynamics and Noise, 2003.
- [52] KROTHAPALLI, A., VENKATAKRISHNAN, L., LOURENCO, L., GRESKA, B., AND ELAVARASAN, R. Turbulence and noise suppression of a high-speed jet by water injection. J. Fluid .Mech. 491 (2003), 131–159.
- [53] LARDEAU, S., LAMBALLAIS, É., AND BONNET, J.-P. Direct numerical simulation of a jet controlled by fluid injection. Journal of Turbulence 3 (2002), 2–+.
- [54] LAU, J. Laser velocimeter correlation measurements in subsonic and supersonic jets. J .Sound. Vib 70(1) (1980), 85–101.
- [55] LAU, J., MORRIS, P., AND FISHER, M. Measurements in subsonic and supersonic free jets using a laser velocimeter. J. Fluid Mech. 93 (1979), 1–27.
- [56] LAURENCE, J. Intensity, scale and spectra of turbulence in mixing region of free subsonic jet. Tech. rep., NACA Report, N°1292, 1956.
- [57] LIEPMANN, D., AND GHARIB, M. The role of streamwise vorticity in the near-field entrainment of round jets. J. Fluid Mech. 245 (1992), 643–668.
- [58] LILLEY, G. Aeroacoustics of flight vehicles, vol. 1. H.H.Hubbard, 1995, ch. Jet noise classical theory and experiments, pp. 211–289.
- [59] MABE, J., CALKINS, F., AND BUTLER, B. Boeing’s morphing aerostructure for jet noise reduction. In Sixth International Symposium on Active Noise and Vibration Control, Active 2006 (2006).
- [60] MELLING, A. Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. Meas. Sci. Technol. 8 (1997), 1406–1416.

- [61] MOORE, C. The role of shear-layer instability waves in jet exhaust noise. J. Fluid Mech. 80 (1977), 321–367.
- [62] MORRIS, P. Turbulence measurements in subsonic and supersonic axisymmetric jets in a parallel stream. AIAA j. 14(10) (1976), 1468–1475.
- [63] NORUM, T. Reductions in multi-component jet noise by water injection. In AIAA paper 2004-2976. (2004).
- [64] PANCHAPAKESAN, N., AND LUMLEY, J. Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. J. Fluid Mech. 246 (1993), 197–223.
- [65] RAFFEL, M., WILLERT, C., AND KOMPENHANS, J. Particle image velocimetry, a practical guide. Springer, 1988.
- [66] REEDER, M., AND SAMIMY, M. The evolution of a jet with vortex-generating tabs : real-time visualization and quantitative measurements. J. Fluid Mech. 311 (1996), 73–118.
- [67] RODI, W. A new method of analyzing hot-wire signals in highly turbulent flow, and its evaluation in a round jet. DISA Info. 17 (1975), 9–18.
- [68] ROGERS, C., AND PAREKH, D. Mixing enhancement by and noise characteristics of streamwise vortices in an air jet. AIAA j. 32(3) (1994), 464–471.
- [69] SAIYED, N., MIKKELSEN, K., AND BRIDGES, J. Acoustics and thrust of quiet separate-flow high-bypass-ratio nozzles. AIAA j. 41(3) (2003), 372–378.
- [70] SAMI, S. Balance of turbulence energy in the region of jet-flow establishment. J. Fluid Mech. 29 (1967), 81–92.
- [71] SAMI, S., CARMODY, T., AND ROUSE, H. Jet diffusion in the region of flow establishment. J. Fluid Mech. 27 (1967), 231–252.
- [72] SCARANO, F., AND RIETHMULLER, M. Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset. Exp.Fluids. 26 (1999), 513–523.
- [73] SETTLES, G. Schlieren and shadowgraph techniques : visualizing phenomena in transparent media. Springer, 2001.
- [74] SIMONICH, J., AND NARAYANAN, S. Aeroacoustic characterization, noise reduction and dimensional scaling effects of high subsonic jets. AIAA j. 39(11) (2001), 2062–2069.
- [75] SMITH, B., AND GLEZER, A. Vectoring and small-scale motions effected in free shear flows using synthetic jet actuators. In AIAA paper 1997-0213 (1997).
- [76] SMITH, B., AND GLEZER, A. The formation and evolution of synthetic jets. Phys. Fluids 10(9) (1998), 2281–2296.
- [77] STANISLAS, M., OKAMOTO, K., KÄHLER, C., AND WESTERWEEL, J. Main results of the second international PIV challenge. Exp.Fluids 39 (2005), 170–191.
- [78] TOWNSEND, A. The structure of turbulent shear flows. Cambridge University Press, 1976.
- [79] TURNER, T., CABELL, R., CANO, R., AND FLEMING, G. Design, fabrication, and testing of a SMA hybrid composite jet engine chevron. In Proceedings of SPIE : Smart Structures and Integrated Systems (2006), vol. 6173.
- [80] WEISGRABER, T., AND LIEPMANN, D. Turbulence structure during transition to self-similarity in a round jet. Exp.Fluids. 24 (1998), 210–224.
- [81] WESTERWEEL, J. Fundamentals of digital particle image velocimetry. Meas. Sci. Technol. 8 (1997), 1379–1392.
- [82] WESTLEY, R., AND LILLEY, G. An investigation of the noise field from a small jet and methods for its reduction. Tech. rep., College of Aeronautics Cranfield Report, N°53, 1952.
- [83] XU, G., AND ANTONIA, R. Effect of different initial conditions on a turbulent round free jet. Exp.Fluids. 33 (2002), 677–683.

- [84] ZAMAN, K., AND RAMAN, G. Reversal in spreading of a tabbed circular jet under controlled excitation. Phys. Fluids 9(12) (1997), 3733–3741.
- [85] ZAMAN, K., REEDER, M., AND SAMIMY, M. Control of an axisymmetric jet using vortex generators. Phys. Fluids 6(2) (1994), 778–793.
- [86] ZOPPELLARI, E., AND JUVÉ, D. Reduction of hot supersonic noise by water injection. In AIAA paper 1998-2204. (1998).

Cette thèse et le thésard qui lui a été associé ont largement bénéficié de nombreuses contributions. Par respect pour celles-ci et leurs auteurs, je ne saurais uniquement les remercier ; aussi indiquerai-je au lecteur les traces de ces actions en le laissant apprécier toute leur pertinence au regard du travail accompli.

Tout d'abord, Messieurs Sunyach et Béra sont à l'origine de cette étude par leurs actions de recherche sur le thème - entre autres - du contrôle en mécanique des fluides. Leurs monumentaux savoir-faire et compréhension des phénomènes de la physique en général ont forgé, chaque jour un peu plus, le profond respect que j'ai pour eux, à mon humble niveau de néophyte faiblement éclairé. J'ai énormément appris à leur contact sur le plan technique et scientifique.

De plus, Messieurs Lance et Juvé ont accepté de mettre à la disposition des recherches présentées dans ce manuscrit les moyens expérimentaux dont dispose le Laboratoire de Mécanique des Fluides, et plus particulièrement le Groupe de Recherche en Acoustique.

Messieurs Bonnet et Riethmuller m'ont fait l'honneur d'examiner cette thèse et de participer au jury de soutenance, accompagnés de Monsieur Rahier et sous la présidence de Monsieur Juvé.

Les résultats aérodynamiques présentés dans cette thèse doivent beaucoup à la maîtrise de la technique de mesure de M. Michard et de N. Grosjean, ainsi qu'à leurs conseils et réactivité. L'apport de Nathalie Grosjean au travers de sa participation aux campagnes de mesures aérodynamiques est tout simplement inquantifiable.

Bien sûr, l'ensemble de l'équipe de recherche en Acoustique a porté une attention bienveillante à ces travaux, en particulier lors de petits-déjeuners scientifiques (qui présentent d'abord l'avantage d'être des petits-déjeuners pour ceux qui semblent oublier volontairement ce jour-là de prendre le leur avant de se rendre au Centre Acoustique, mais savent aussi conserver un fort potentiel de communication scientifique !). Le soutien constant de Madame Comte-Bellot, notamment au travers de relectures de manuscrits assorties de commentaires toujours constructifs et de conduites d'expériences sur l'anémométrie fil chaud, est inestimable. L'action continue d'Evelyne Roche qui a été sollicitée à de nombreuses reprises, notamment pour la gestion administrative des pérégrinations liées à notre participation - espérée - à des projets européens et - réelle - franco-français, ou pour la gestion des imprévus de tous ordres a été fondamentale. Il m'est également indispensable de souligner l'apport - avec toujours beaucoup de bonne humeur - de Jean-Michel Perrin à la réalisation de la version finale du système de microjets et à la conception du dispositif de réglage du système SPIV, avec une participation décisive à la définition de son cahier des charges.

Puisque j'ai eu la chance d'être moniteur durant mes trois années de thèse, j'ai été accueilli dans l'équipe d'enseignement du Département de Mécanique des Fluides, Acoustique et Énergétique et j'ai bénéficié d'une attention particulière de la part de Marie-Annick Galland et Christophe Bailly qui n'ont pas hésité à m'intégrer à leurs actions d'enseignement dès ma première année de thèse et de Gilles Robert, tuteur CIES. Avec le recul et l'expérience certes modeste de ces trois années, j'ai le sentiment que j'aurais pu ou dû être un meilleur enseignant, mais j'ai aussi compris que la pédagogie n'est que rarement innée ... et j'ai surtout acquis par le partage d'expérience des différents enseignants-chercheurs du Département d'Enseignement le goût du bien-enseigner.

Je ne saurais oublier l'ensemble des thésards du Centre Acoustique avec qui j'ai eu le plaisir de passer notamment d'excellents déjeuners dans un restaurant universitaire bien moins excellent. Un merci tout particulier pour leur attention à l'occasion de mon mariage.

Cet état des lieux quitte le domaine académique pour glisser vers la sphère familiale, cruciale depuis 27 ans à présent. Je voudrais remercier mes parents de la confiance qu'ils ont placée en moi tout au long de mes études et de leur indéfectible soutien, écoute et réconfort. J'ai passé bien plus de temps à Lyon que dans mon Nord natal durant ces six dernières années, sans pour autant ne pas sentir ma famille à mes côtés. Il est vrai que cette thèse n'est pas l'unique raison de mon attachement à la région lyonnaise, qui recèle un fabuleux trésor que j'ai eu la chance inouïe de rencontrer. Florence, cette thèse te revient, toi qui sais écouter (les plaintes, les doutes, les soucis), comprendre (les problèmes, les solutions !), garder patience (durant ces soirées de manips au Labo, ces week-ends de préparation de TD, ces vacances de rédaction), proposer (de persévérer, d'agir, d'attendre) et vivre (ensemble pour toujours). Je porte depuis le mois de mai le signe de ton amour que je veux ne jamais décevoir : merci d'être celle qui a rendu possible la traversée de ces trois années, merci d'être le souffle de mes prochaines décennies.

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 25 avril 2002,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur M. SUNYACH, J-C BERA

et les rapports de

Monsieur M-L. RIETHMULLER

Professeur - Head of Environmental & Applied Fluid Dynamics Department –
Von Karman Institute for Fluid Dynamics - Chaussée de Waterloo, 72 - 1640 Rhode-St-Genese - Belgique

et de

Monsieur J-P. BONNET

Directeur de Recherche CNRS - vice-président du conseil scientifique de l'Université de Poitiers -
Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques - CNRS UMR 6609 - SP2MI - Téléport 2 - Bd Pierre et Marie Curie
BP 30179 - 86962 FUTUROSCOPE CHASSENEUIL cedex

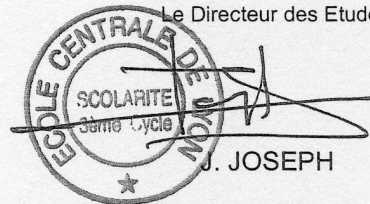
Monsieur CASTELAIN Thomas

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Ecole doctorale MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL ET ACOUSTIQUE (MEGA)

Fait à Ecully, le 14 novembre 2006

P/Le Directeur de l'E.C.L.
Le Directeur des Etudes



Résumé de la thèse

L'utilisation de microjets impactants est une méthode fluïdique récemment proposée pour la réduction du bruit de jet. Les quelques travaux expérimentaux décrits jusqu'à présent dans la littérature sur ce procédé fournissent des résultats hétéroclites et parfois contradictoires. En exploitant principalement une étude paramétrique extensive que nous avons réalisée sur un jet à Mach 0,9 et de diamètre 5 cm, la présente thèse a pour ambition de fournir une présentation unifiée de ce contrôle par microjets impactants en déterminant les mécanismes impliqués dans la réduction de bruit apportée par le contrôle.

Des mesures précises de champs de vitesse sont effectuées par vélocimétrie par image de particules stéréoscopique (SPIV), et les biais de mesures sont évalués. Différentes exploitations originales des champs instationnaires de vitesse sont proposées pour caractériser les structures de la couche de cisaillement du jet principal en présence ou en l'absence de microjets. La comparaison de ces mesures aérodynamiques et de mesures acoustiques en champ lointain met en évidence une forte corrélation entre les caractéristiques aérodynamiques des premiers diamètres du jet et le spectre du bruit émis. Les zones de l'écoulement impliquées dans ces modifications spectrales sont clairement identifiées. Ces dernières rendent compte d'une atténuation globale du bruit qui peut atteindre 2 dB, ainsi que d'une possible régénération en hautes fréquences résultant de la création d'une turbulence à fine échelle par l'impact des microjets.

L'influence du nombre, du diamètre et du débit des microjets sur la réduction de bruit met en évidence des effets progressifs avec l'intensité du contrôle. Pour ces différents paramètres, on observe la présence d'un maximum local de la réduction acoustique. Cet optimal caractérise l'échelle spatiale des structures tourbillonnaires générées par l'impact du microjet sur l'écoulement. Ces structures s'avèrent à l'origine de l'augmentation du mélange et de l'entraînement du jet dans son développement initial, dont il va pouvoir résulter une diminution de la turbulence, un allongement de la zone potentielle vers l'aval et une réduction de bruit.

Abstract

Fluidic control by impinging microjets has recently been proposed to achieve high-subsonic jet noise reduction. Some previous experimental works reported in the literature, gave different and sometimes contradictory results regarding this reduction method. The present thesis aims at giving a unified view of the microjet control by discerning the mechanisms responsible for noise reduction, based on an extensive parametric study that we realized on a Mach 0.9, 5cm-diameter jet.

Precise flow field measurements are obtained by the use of Stereoscopic Particle Image Velocimetry, and measurement errors are evaluated. Different original exploitations of unstationary velocity fields are proposed to characterize structures in the jet mixing layer, for both the controlled and uncontrolled jet. Comparisons between these aerodynamical measurements and acoustic far field acquisitions evidence a strong correlation between aerodynamic characteristics at the early stages of the jet development and the emitted noise spectra. The specific flow field areas responsible for the changes in noise spectra, are clearly identified. The latter account for a global noise reduction of typically 2 dB SPL, possibly associated with a high-frequency regeneration linked with the fine-scale turbulence induced by the microjet impingement.

The influence of the number of microjets, of their diameter and of their mass flow on jet noise reduction highlights progressive effects with the intensity of the control. For these parameters, we observe the existence of a local maximum in the acoustic reduction. This behaviour is linked to the characteristic spatial scale of the development of streamwise vortices induced by each microjet impact on the main jet mixing layer. These structures are shown to cause the enhancement of mixing and air entrainment in the early development of the jet, that consequently result in the reduction of the turbulence intensity, the elongation of the potential core and the noise reduction.