



Dynamique des jets contrôlés : Application à l'étude du mélange dans des écoulements de jets annulaires à très grand rapport de diamètres

Amélie Danlos

► To cite this version:

Amélie Danlos. Dynamique des jets contrôlés : Application à l'étude du mélange dans des écoulements de jets annulaires à très grand rapport de diamètres. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université de Rouen, 2009. Français. NNT : . tel-00649177

HAL Id: tel-00649177

<https://theses.hal.science/tel-00649177>

Submitted on 7 Dec 2011

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

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

THÈSE

Présentée à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE ROUEN

En vue de l'obtention du titre de

Docteur de l'Université De Rouen

Discipline : PHYSIQUE

Spécialité : ENERGÉTIQUE

Par

Amélie DANLOS

**Dynamique des jets contrôlés :
Application à l'étude du mélange dans des écoulements
de jets annulaires à très grand rapport de diamètres**

Exemplaire provisoire

Composition du jury :

Béatrice Patte-Rouland , Professeur à l'Université de Rouen	Directrice de Thèse
Jacques Borée , Professeur à l'Université de Poitiers	Rapporteur
Claude Rey , Professeur à l'Université de Marseille	Rapporteur
Michel Lance , Professeur à l'Université de Lyon	Examineur
Amina Meslem , Maître de Conférences à l'Université de La Rochelle	Examinatrice
Françoise Baillot , Professeur à l'Université de Rouen	Examinatrice
Julien Réveillon , Professeur à l'Université de Rouen	Examineur
Eric Van Den Bulk , Professor of K.U. Leuven	Examineur

En science, la phrase la plus excitante que l'on peut entendre, celle qui annonce des nouvelles découvertes, ce n'est pas "Eurêka" mais "C'est drôle". - Isaac Asimov

Remerciements

Pendant ces trois années de doctorat, j'ai croisé sur ma route des gens qui m'ont aidée et soutenue et sans qui cette découverte du monde de la recherche n'aurait pas été la même...je tiens ici à les remercier tous. Quatre pages consacrées à toutes ces personnes, c'est peu pour tout ce qu'elles m'ont apporté. Je m'excuse pour la longueur, mais ça me paraissait indispensable de souligner ici l'importance d'être si bien entourée.

Je voudrais commencer par remercier Michel Ledoux qui m'a accueillie au laboratoire lorsque j'ai fait mon premier stage au laboratoire du CORIA (Complexe de Recherche en Aérothermochimie, UMR 6614, CNRS, Université et INSA de Rouen). Je remercie également Mourad Boukhalfa pour son accueil quand je me suis engagée au laboratoire pour trois années de thèse dans l'équipe "Turbulence, transports de scalaires et contrôle".

Je remercie Jacques Borée, Professeur à l'Université de Poitiers, et Claude Rey, Professeur à l'Université de Marseille pour avoir accepté de rapporter ma thèse. Merci à Michel Lance, Professeur à l'Université de Lyon d'avoir été président de ce jury. Merci à Amina Meslem, Maître de conférences à l'Université de La Rochelle d'avoir fait partie de ce jury et d'avoir discuté avec nous de ses travaux. Merci à Françoise Baillot, Professeur à l'Université de Rouen, pour sa participation à mon jury. Un merci particulier à Eric Van Den Bulk, Professeur de l'Université de Leuven, d'avoir accepté de traverser la frontière franco-belge. Thank you very much Professor Van Den Bulk, It was a pleasure for me to meet you and your post doc fellow Maarten Vaniershot along with your doctoral student Kristof Van Dijck. It was a great honor to number you among us for my defense. Un très grand merci à Julien Réveillon, Professeur à l'Université de Rouen qui a été membre du jury mais qui m'a aussi suivie pour la partie numérique de ma thèse. Il m'a initiée à la simulation : je n'aurai jamais été de moi-même sur ce chemin. Merci à lui de m'avoir fait confiance, tant pour me laisser toucher à son code que pour les enseignements qu'il m'a confiés en monitorat, ça a été un plaisir de travailler avec lui, vraiment, un grand grand merci.

Il est difficile de trouver les bons mots pour remercier les autres personnes qui m'ont accompagnée pendant mon parcours au laboratoire, je laisserai donc la parole à d'autres, qui ont su trouver les phrases justes (et ceux qui me connaissent un peu reconnaîtront ma passion pour les citations....).

"Les meilleurs professeurs sont ceux qui savent se transformer en ponts et qui invitent leurs élèves à les franchir" - Nikos Kazantzakis

Béatrice Patte-Rouland, Professeur à l'Université de Rouen a été la première à me faire confiance en 2005 pour un stage de recherche au laboratoire. Son enthousiasme pour la recherche m'avait marquée pendant ma première année à l'Université de Rouen. Huit ans après, son enthousiasme n'a pas changé. J'ai beaucoup appris à ses côtés et je la remercie d'avoir accepté de m'encadrer pendant cette thèse. Un grand merci pour sa bonne humeur sans faille (et légendaire), rien ne semble pouvoir lui faire perdre le moral, et c'est une qualité communicative indispensable pour tous les aléas d'une thèse. La plus grande leçon que j'aurai apprise avec elle est que tous les résultats sont une bonne nouvelle, qu'ils soient ceux attendus ou non. Infiniment merci pour avoir essayé d'être autant disponible que possible, de m'avoir fait confiance et de m'avoir laissé m'aventurer sur quelques pistes qui me tenaient à coeur.

"Je tiens ce monde pour ce qu'il est : un théâtre où chacun doit jouer son rôle" - Shakespeare

Je remercie toutes les personnes qui m'ont aidée pour passer les différentes embûches de la thèse. La liste est longue mais elles méritent toutes d'être citées ici.

Je commence cette liste par Gildas Lalizel qui m'a passé le flambeau pour l'étude des jets annulaires. Merci à Pierre Paranthoën qui m'a donné l'occasion d'élargir mes travaux en me faisant participer au projet Incendie. Merci à Daniel Allano et Bertrand Lecordier pour m'avoir aidée sur les mesures PIV. Merci à Gilles Godard pour m'avoir aidée sur les mesures ADL (merci pour les heures passées à me supporter....). Merci à Benoit Talbot pour m'avoir initiée aux mesures par anémométrie par fil chaud. Je remercie également tous les gens de l'atelier que j'ai embêtés pour monter mes manips, tous les gens du service informatique que j'ai embêtés parce que les ordinateurs ne m'aiment pas, et tous les gens du service électronique que j'ai été voir de temps en temps et qui m'ont toujours bien accueillie. Merci à tous de m'avoir accordé un peu de votre temps.

"Sachez vous éloigner car, lorsque vous reviendrez à votre travail, votre jugement sera plus sûr"
- Léonard de Vinci

Une grande part du travail de thèse naît ou mûrit aussi en dehors du bureau, devant un chocolat chaud, au Restaurant Universitaire, autour d'un barbecue....à tous ceux qui m'ont permis de passer des moments sympathiques, un très grand merci ! Il y a tous ceux qui ont traversé le bureau 1C19 : Karine Criner, doyenne du bureau et "collocataire dépannage" pendant quelques mois. Merci pour ta passion des mangas et du chocolat....rien de mieux que du magnésium pour affronter les moments difficiles. Merci aux stagiaires qui ont animé successivement ce bureau. Je leur souhaite de profiter de leur thèse comme j'ai pu le faire !

En m'éloignant du bureau, je peux aussi remercier les fidèles du "PMU" et du "Club Vernis" (PMU pour les discussions de comptoirs et de "gars d'chantier" et Club Vernis parce qu'on le mérite) : dans le désordre, Mathieu Gazon et Sébastien Grout (les "Pères"), Nebya Salah (pour un peu de finesse dans ce monde de brutes), nos p'tits jeunes Florian Lespinasse (Junior), Emilien Varea (Carlos) et Damien Hébert (Pool) et enfin Nicolas Verrier (le moins objectif).

Merci également aux "vétérans" du master EPO : Damien Bonin (notre grand voyageur de l'Est), Nicolas (encore), Auriane Etienne (parce qu'elle "le vaut bien") et Jonathan Houard (fan de tout, tout le temps) nos exilés du laboratoire d'en face.

"Le rôle d'un ami, c'est de se trouver à votre côté quand vous êtes dans l'erreur puisque tout le monde sera à côté de vous quand vous aurez raison" - Mark Twain

Un merci tout particulier à Nicolas (toujours) pour m'avoir soutenue et remotivée quand il le fallait. Je te remercie énormément de me supporter aux deux sens du terme, malgré mon pessimisme (parfois ?), j'ai toujours pu compter sur toi et je suis contente qu'on ait pu tous les deux s'aider autant que possible pour finir nos thèses dans les temps, sans jamais faillir ! (ou presque ?) Un très grand merci !

"Ce n'est pas parce que les choses sont difficiles que nous n'osons pas, c'est parce que nous n'osons pas qu'elles sont difficiles" - Sénèque

Cette phrase résume la devise familiale : même si les choses semblent hors de notre portée, rien ne nous empêche d'essayer de les atteindre malgré tout. Je tiens donc à remercier ma famille (qui a été la partie la plus importante, la plus nécessaire pour construire cette thèse) pour son soutien incomparable, en coulisses, et tellement indispensable. Je profite de ce moment pour leur faire mes excuses pour tout le temps, toutes les journées, toutes les soirées qu'ils ont passées à m'écouter, à me conseiller, à m'aider et à me pousser toujours en avant depuis le tout début (qui remonte loin...). Et je ne compte pas les soirées prolongées pour bosser qu'ils ont "sponsorisées". Pour mes parents Jean-Claude et Chantal, la thèse ne se limite pas à un soutien de trois années mais à un moral d'acier qui m'a permis, qui nous a permis, avec mon frère et ma soeur, d'aboutir à cette fin d'études. Huit années à vivre dans l'inquiétude de savoir si le chemin choisi était le bon. Huit années qui m'ont semblées courtes mais qui ont dû leur sembler longues. Merci énormément pour tout ce que vous avez fait pour nous, merci de nous avoir donné la possibilité d'aller si loin, merci de nous avoir fait confiance et d'avoir tellement cru en nous !

A ma soeur Rachel, je voudrais aussi lui dire combien elle a rendu mon chemin à l'université facile. Elle nous a ouvert la voie et nous a "escorté" pendant nos premières années à la fac. Merci d'avoir fait tant de route pour passer le mercredi soir à Rouen avec moi, merci d'avoir toujours essayé de nous simplifier la vie. Et merci pour tout, depuis le début, tu as toujours été le "rempart" aux problèmes, celle qui trouve des solutions à chaque difficulté, ou au moins, qui essaie de toutes ses forces. Un énorme merci à toi !

A mon frère Yoann, je voudrais le remercier pour toutes ses années partagées (...et elles sont longues et bien remplies...). Dix minutes nous ont séparées à la naissance, dix jours nous ont séparés pour nos soutenance de thèse. Je suis tellement contente d'avoir pu entamer l'année 2010 avec nos deux titres de Docteurs ! Merci pour nos interminables discussions philosophiques sur tout et sur rien, pour notre engagement dans la "téléphonie illimitée" en deuxième année de master (première année loin de toi). Félicitations à toi pour ta thèse ! Et je pense parler en nos deux noms en nous excusant encore d'avoir tant parlé de nos thèses quand nous étions réunis : supporter un doctorant pour une famille, ce n'est pas facile, mais deux, et ensemble,

c'est incontestablement usant !!

*"La vie signifie tout ce qu'elle a toujours été.
Le fil n'est pas coupé.
Pourquoi serais-je hors de vos pensées,
simplement parce que je suis hors de votre vue ?
Je ne suis pas loin, juste de l'autre côté du chemin.
Canon Henry Scott-Holland"*

Je terminerai ces remerciements par une personne qui m'a cruellement manquée à ma soutenance : ma grand-mère, Geneviève Thioux qui n'a pas pu assister à la fin de ma thèse et qui, pourtant, l'aurait tellement mérité ! Je l'ai suffisamment embêtée en lui parlant du labo, de ma thèse, de mes résultats (ou de mes absences de résultats parfois...). Je la remercie pour sa patience sans limite quand je commençais à tout lui raconter, sans m'arrêter, alors qu'elle avait bien d'autres choses à penser. Merci tout simplement pour avoir partagé toutes ses années avec nous et pour nous avoir autant encouragés, tout au long du chemin.
Mon plus gros regret, c'est que tu n'aies pas pu tenir ce manuscrit dans les mains.

Je pourrais vous remercier tous mille fois, ce ne serait jamais suffisant !

Table des matières

Nomenclature	xxv
1 Introduction	1
1.1 Introduction aux jets turbulents	1
1.1.1 De la naissance de la turbulence à l'essor de la mécanique	1
1.1.2 Vision moderne de la turbulence : approche théorique des mécanismes . .	3
1.2 La turbulence, un outil naturel	5
1.2.1 Structures cohérentes	5
1.2.2 Instabilités de couche de mélange	7
1.2.3 Application aux jets axisymétriques turbulents	13
1.3 Les jets annulaires : définition et enjeux	17
1.3.1 Présentation des jets annulaires	17
1.3.2 Instabilités de sillage	17
1.3.3 Applications industrielles	22
1.3.4 Etude bibliographique des jets annulaires	29
1.4 Intérêt du contrôle	39
1.4.1 Contrôler pour mieux comprendre	39
1.4.2 Contrôler pour mieux maîtriser	39
1.4.3 Choix de l'étude	39
1.4.4 Organisation du manuscrit	40
I Diagnostics de mesures et exploitations des données	41
1 Techniques de mesures	43
1.1 Présentation de la buse de jet annulaire	43
1.2 Mesures intrusives	49
1.2.1 Anémométrie par fil chaud	49
1.2.2 Choix du dispositif expérimental	
53	
1.3 Mesures non intrusives	53
1.3.1 Ensemencement	53
1.3.2 Tomographie	55
1.3.3 Vélocimétrie par Images de Particules (P.I.V.)	60
1.3.4 Anémométrie Doppler Laser (A.D.L.)	66

2	Traitement des données expérimentales	79
2.1	Décomposition Orthogonale en Modes Propres	79
2.1.1	Généralités	79
2.1.2	Méthode d'approximation	80
2.1.3	Application de la P.O.D. aux champs de vitesses P.I.V.	80
2.1.4	P.O.D. et énergie cinétique	81
2.1.5	Précision de la P.O.D.	82
2.1.6	Difficultés d'utilisation de la P.O.D. classique	83
2.1.7	Méthode des snapshots	83
2.1.8	Avantages et inconvénients de la P.O.D.	84
2.2	Simulation Numérique Directe (D.N.S.)	85
2.2.1	Les simulations numériques en turbulence	85
2.2.2	Etude bibliographique des modélisations numériques de jets annulaires . .	86
2.2.3	Simulation Numérique Directe (D.N.S.) d'un jet annulaire	88
II	Contrôle passif	91
1	Etude du contrôle passif	93
1.1	Etude bibliographique du contrôle passif des jets annulaires	93
1.2	Choix du dispositif expérimental d'étude du contrôle passif	94
2	Visualisations des écoulements de jets annulaires	97
2.1	Etude de plans longitudinaux	97
2.1.1	Comportement du jet annulaire basique	97
2.1.2	Comportement des jets annulaires conique et sphéroïdal	100
2.2	Etude de plans transversaux	105
2.2.1	Comportement tridimensionnel d'un jet annulaire basique	106
2.2.2	Etude tridimensionnelle des jets annulaires conique et sphéroïdal	108
2.3	Etude de l'expansion des jets	111
2.3.1	Diamètres moyens équivalents	111
2.3.2	Etude de la circularité des jets annulaires	117
2.3.3	Etude fréquentielle des structures des jets	120
3	Etude aérodynamique des écoulements en contrôle passif	127
3.1	Observations issues des mesures de vitesses des écoulements	129
3.1.1	Champs de vitesses longitudinaux	130
3.1.2	Champs de vitesses tridimensionnels	136
3.1.3	Profils de vitesses	141
3.2	Observations issues des mesures des fluctuations de vitesses	156
3.2.1	Champs de Fluctuations bidimensionnels	156
3.2.2	Profils de fluctuations de vitesse	158
3.3	Mécanismes déterminants des écoulements	170
3.3.1	Etude de la vorticité	170
3.3.2	Etude des contraintes de cisaillement et d'étirement	173

3.3.3	Discussion du coefficient de Weiss	178
4	Exploitations complémentaires des données	181
4.1	Apports de la Décomposition Orthogonale en Modes Propres	181
4.1.1	Etude des valeurs propres	182
4.1.2	Etude des modes propres	183
4.1.3	Etude des coefficients de reconstruction	188
4.2	Reconstruction des écoulements	189
4.2.1	Jet annulaire basique	190
4.2.2	Jet annulaire conique	191
4.2.3	Jet annulaire sphéroïdal	192
III	Contrôle actif	195
1	Etude du contrôle actif	197
1.1	Etude bibliographique du contrôle actif	197
1.1.1	Contrôle actif	197
1.1.2	Excitation d'un jet axisymétrique rond	198
1.1.3	Augmentation de la turbulence d'un jet rond	199
1.1.4	Diminution de la turbulence d'un jet rond	199
1.1.5	Méthodes de forçage d'un jet	200
1.1.6	Forçage acoustique d'un jet annulaire basique	201
1.2	Quelques notions importantes d'acoustique	202
1.2.1	Éléments d'acoustique linéaire	202
1.2.2	Propagation d'une onde acoustique	204
1.2.3	Signal acoustique	205
1.3	Source d'excitation : caractéristiques d'un haut-parleur	205
2	Visualisations d'un jet annulaire soumis au forçage acoustique	207
2.1	Dispositif expérimental	207
2.1.1	Choix du haut-parleur	207
2.1.2	Installation expérimentale	208
2.2	Etude de plans longitudinaux	209
2.3	Etude de plans transversaux	212
2.4	Etude de l'expansion du jet	214
2.4.1	Diamètres moyens équivalents	214
2.4.2	Etude de la circularité d'un jet annulaire	215
2.4.3	Etude fréquentielle de l'évolution de l'expansion du jet annulaire	216
3	Etude aérodynamique d'un jet annulaire soumis à un forçage acoustique	219
3.1	Observations issues des mesures de vitesses de l'écoulement	222
3.1.1	Influence de la phase	222
3.1.2	Influence de l'amplitude et de la fréquence de l'onde acoustique	223
3.1.3	Influence de la position de l'excitation	224
3.2	Mécanismes déterminants de l'écoulement en contrôle actif	228

3.2.1	Influence de la phase de l'onde acoustique d'excitation	228
3.2.2	Influence de la position et de la fréquence de l'excitation	233
3.3	Mesures d'anémométrie par fil chaud du forçage acoustique	236
3.3.1	Mise en place du dispositif expérimental	237
3.3.2	Mesures du champ acoustique en écoulement	237
3.3.3	Difficultés des mesures par fil chaud pour un forçage acoustique	239
4	Etude par P.O.D. du forçage acoustique d'un jet annulaire	241
4.1	Influence de la position	241
4.1.1	Etude des modes propres	241
4.1.2	Etude des coefficients de reconstruction	242
4.1.3	Etude des valeurs propres	245
4.2	Influence de la phase	246
4.2.1	Etude des modes propres	246
4.2.2	Etude des coefficients de reconstruction	246
4.3	Influence de l'amplitude et de la fréquence	248
4.3.1	Etude des modes propres	249
4.3.2	Etude des coefficients de reconstruction	250
4.3.3	Etude des valeurs propres	252
IV	Conclusions et perspectives	255
1	Discussion du contrôle passif	259
1.1	Conclusions de l'étude du contrôle passif	259
1.2	Apports du contrôle passif pour des applications industrielles	260
1.3	Perspectives du contrôle passif	261
1.3.1	Envisager des mesures complémentaires, plus approfondies	261
1.3.2	Envisager une étude numérique par D.N.S des jets annulaires	262
2	Discussion du contrôle actif	269
2.1	Conclusions de l'étude du contrôle actif	269
2.1.1	Influence de la fréquence	269
2.1.2	Influence de l'amplitude	269
2.1.3	Influence de la position de la source du forçage	270
2.1.4	Difficultés des mesures du forçage acoustique	270
2.2	Apports du contrôle actif pour des applications industrielles	271
2.3	Perspectives du contrôle actif	271
2.3.1	Etudier l'influence de la fréquence de l'onde d'excitation	271
2.3.2	Envisager un contrôle actif 3D	272
2.3.3	Envisager un forçage thermique	272
3	Contrôles actif et passif : un défi inachevé	275

A	Validité de la méthode de mesure de la fréquence de résonance	277
A.1	Cas de référence de la mesure de fréquence de résonance : Application au tube de Kundt	277
A.1.1	Etude de la résonance acoustique du tube de Kundt	277
A.1.2	Comparaison des résultats expérimentaux et théoriques	278
A.2	Modélisation de la buse de jet annulaire : résonateur de Helmholtz	279
A.3	Comparaison des résultats pour la buse de jet annulaire	280
B	Validité d'une analyse P.O.D. de demi-champs de vitesse	283
B.1	Jet annulaire de référence	283
B.2	Comparaison des modes propres	283
B.3	Etude des coefficients de reconstruction	286
B.4	Etude des valeurs propres	287

Table des figures

1.1	Croquis dessinés Par Léonard De Vinci (1452-1519)	2
1.2	Equation de bilan de la quantité de mouvement de Navier-Stokes	2
1.3	Expérience de Reynolds : écoulements dans un tuyau, (a) Régime laminaire, (b) Transition à la turbulence, (c) Régime turbulent (Le nombre de Reynolds critique calculé par Reynolds dans cette configuration était de 2 500)	3
1.4	Visualisations d'une couche de cisaillement (expérience de Brown et Roshko [1])	8
1.5	Schéma de principe de la formation des tourbillons de Kelvin-Helmholtz	8
1.6	Visualisations d'une couche de mélange. Coupes transversale et longitudinale de l'écoulement (Bernal et Roshko [2])	11
1.7	Formation des structures secondaires développées dans une couche de cisaillement (Lasheras et al. [3])	12
1.8	Visualisation des tourbillons longitudinaux contrarotatifs d'une coupe transversale d'une couche de cisaillement par tomographie (Bernal et Roshko [2])	12
1.9	Schéma des structures cohérentes d'une couche de cisaillement (Bernal et Roshko [2])	13
1.10	Description de l'écoulement d'un jet axisymétrique turbulent	14
1.11	Visualisation des modes d'instabilités (a) variqueux et (b) sinueux (Danaila [4]) .	15
1.12	Schéma des mécanismes de brisure de symétrie : (a) Enchevêtrement hélicoïdal des structures primaires de Kelvin-Helmholtz, (b) Instabilité de Widnall (Demare [5]) et (c) Visualisation des instabilités de jet rond nées de mécanismes non linéaires	16
1.13	Schéma de la buse d'un jet annulaire	17
1.14	Evolution de la vitesse en sillage lointain d'un obstacle	18
1.15	Evolution du coefficient de traînée dans le sillage d'une sphère en fonction du nombre de Reynolds	20
1.16	Exemples de sillages pour différents obstacles pour $Re_D = 10^5$	21
1.17	Sillage d'une sphère présentant (a) une couche limite laminaire ($Re_D = 15\,000$) et (b) une couche limite turbulente ($Re_D = 30\,000$, effet accentué dans ce cas par un fil mince placé autour de la sphère)	21
1.18	Système de ventilation personnalisée (source Ezzat Khalifa et al. [6])	24
1.19	Système de ventilation individuelle	24
1.20	Ventilateur utilisé pour des interventions de désenfumage	25
1.21	Canon ventilateur pour la fabrication de neige de culture	25
1.22	Brûleur "bluff-body" : lignes de courant en sortie de brûleur (source : Aeromech, University of Sydney, Australie)	27

1.23	Statoréacteur : combustion avec accroche-flamme	28
1.24	Schéma de principe d'un moteur à combustion interne : (a) Descriptif du moteur, (b) Phase d'admission	28
1.25	Procédé de fibrage du verre : pilote PN6 (Isover Saint Gobain)	29
1.26	Description de l'écoulement d'un jet annulaire selon Davies et Beer [7]	30
1.27	Description de l'écoulement d'un jet annulaire de faible rapport de diamètres, d'après Ko et Chan [8]	31
1.28	Visualisations tomographiques de la transition laminaire-turbulent d'un jet an- nulaire, d'après Huang [9]	32
1.29	Schéma de l'écoulement d'un jet annulaire de grand rapport de diamètres	33
1.30	Evolution de la longueur de la zone de recirculation suivant le rapport de blocage pour différentes études référencées par Del Taglia [10]	34
1.31	Etude des zones de mélange externe et interne d'un jet annulaire de rapport $r =$ 0.91 , d'après Lalizel [11] : Visualisation de la formation (a) et de l'appariement des tourbillons de Kelvin-Helmholtz (b), champs de vitesse moyens et lignes de courant (c), fluctuations des vitesses longitudinales (a) et transversales (b) . . .	35
1.32	Champs décorrélés de vorticité (a),(b),(c) et (d)	36
1.33	Influence de la courbure sur la stabilisation d'une couche de mélange (Saric [12])	36
1.34	Champs d'écarts types des vitesses longitudinale (a) et transversale (b) dans la zone initiale d'un jet annulaire basique	37
1.35	Etude de la fluctuation du point de stagnation : champ des écarts types des vitesses transversales (a), champ des fluctuations de vitesses transversales re- construit avec tous les modes (b) ou avec tous les modes sauf le mode 1 (c), d'après [11]	38
1.36	Evolution de la position axiale du point de rattachement en fonction du rapport de diamètres pour différentes études présentée par Lalizel [11]	38
1.1	Présentation de la buse de jet annulaire : (a) position de l'obstacle central et (b) composition de la buse	43
1.2	Mesure de la fréquence de résonance de la buse	45
1.3	Spectre de fréquences de la buse de jet annulaire	46
1.4	Pièce de réglage d'épaisseur $e_0 < e$ pour centrer l'obstacle de la buse	46
1.5	Comparaison des profils de vitesse (pour centrer l'obstacle) : (a) schéma des profils, (b) composante U, (b) composante V et (c) composante W moyennes de vitesse pour $x = 0.09D_o$ par A.D.L. 3D	47
1.6	Schémas des repères utilisés pour une étude bidimensionnelle ou tridimensionnelle du jet annulaire	49
1.7	Graphique de comparaison des enregistrements de vitesses en fonction du temps par anémomètre à fil chaud à température constante (CTA), par anémométrie doppler laser (LDA) ou par vélocimétrie par images de particules (PIV)	50
1.8	Sondes anémométriques de fil chaud : (a) sonde à fil simple, (b) sonde à deux fils en X et (c) sonde tri-axiale	52
1.9	Sonde DANTEC 55P11 à fil simple, droit (schéma DANTEC)	53
1.10	Dispositif d'ensemencement utilisé pour les différentes techniques non intrusives .	55

1.11	Principe de la tomographie rapide : (a) schéma du montage pour obtenir (b) une coupe transversale et (c) une coupe longitudinale du jet annulaire	56
1.12	Schéma des différentes hauteurs x étudiées avec les plans transversaux du jet annulaire	57
1.13	Dispositif expérimental de tomographie rapide pour l'étude de plans longitudinaux et transversaux du jet annulaire	58
1.14	Objectif grand angle à décentrement PC-Nikkor de Nikon : (a) avec décentrement, (b) sans décentrement, (c) caractéristiques détaillées de l'objectif	59
1.15	Effet du décentrement d'un objectif grand angle : (a) objectif incliné non décentré, (b) objectif non incliné et non décentré, (c) objectif non incliné décentré	60
1.16	Cercle de netteté relatif à un objectif : (a) sans décentrement et (b) avec un décentrement de $11mm$	60
1.17	Principe de la Vélocimétrie par Images de Particules (P.I.V.)	61
1.18	Interpolation du pic de corrélation	63
1.19	Principe du recouvrement entre deux mailles de calcul : (a) sans recouvrement, (b) avec recouvrement	64
1.20	Zone étudiée de l'écoulement de jet annulaire (cadre rouge)	65
1.21	Evolution de l'erreur statistique des moments d'ordre (a) 1, et (b) 2 pour U_0 égal à $8m.s^{-1}$ (Lalazel [11])	66
1.22	Schéma de l'effet Doppler d'une particule en mouvement	67
1.23	Schémas de principe des montages A.D.L. : (a) à faisceau de référence, (b) à franges	68
1.24	Schéma du volume de mesure d'A.D.L. défini par un réseau de franges d'interférences	69
1.25	Signaux obtenus par Anémométrie Doppler : (a) signal diffusé par une particule, (b) bouffée Doppler	70
1.26	Schéma du volume de mesure	70
1.27	Détermination du signe de la vitesse par décalage de fréquences par cellule de Bragg	71
1.28	Schéma d'un montage ADL à franges et à décalage de fréquences par cellule de Bragg	72
1.29	Dispositif expérimental d'Anémométrie Doppler laser (A.D.L.) 2D	73
1.30	Dispositif expérimental d'Anémométrie Doppler Laser (A.D.L.) 3D	75
1.31	Dispositif expérimental d'Anémométrie Doppler Laser (A.D.L.) 3D	76
1.32	Dispositif expérimental d'Anémométrie Doppler laser (A.D.L.) 3D	77
2.1	Différences entre deux approches P.O.D. : (a) méthode classique, (b) méthode des snapshots	83
2.2	Lignes de courant tridimensionnelles d'un jet annulaire simulé par RANS stationnaire (Del Taglia [10])	87
1.1	Exemples de jets annulaires étudiés par Ko et Chan [8, 13, 14] : (a) jet ellipsoïdal, (b) jet basique et (c) jet conique	93
1.2	Présentation des obstacles étudiés : (a) jet annulaire conique, (b) jet annulaire basique et (c) jet annulaire sphéroïdal	95

2.1	Visualisations d'un écoulement de jet annulaire basique pour : (a) $U_0 = 8m.s^{-1}$ ($Re_{D_o} = 28\ 736$), (b) $U_0 = 15m.s^{-1}$ ($Re_{D_o} = 53\ 880$) et (c) $U_0 = 30m.s^{-1}$ ($Re_{D_o} = 107\ 760$)	97
2.2	Plans longitudinaux d'un jet annulaire basique ($U_0 = 8m.s^{-1}$)	98
2.3	Distance de formation d'un tourbillon apparié à partir de la sortie de la buse pour des vitesses $U_0 = 30m.s^{-1}$, $U_0 = 15m.s^{-1}$ et $U_0 = 8m.s^{-1}$	99
2.4	Asymétrie du jet annulaire basique : (a) mode variqueux et (b) mode sinueux . .	99
2.5	Battement du jet annulaire basique autour de l'axe central (pour $U_0 = 15m.s^{-1}$)	100
2.6	Visualisations d'un écoulement de jet annulaire conique pour : (a) $U_0 = 8m.s^{-1}$ ($Re_{D_o} = 28\ 736$), (b) $U_0 = 15m.s^{-1}$ ($Re_{D_o} = 53\ 880$) et (c) $U_0 = 30m.s^{-1}$ ($Re_{D_o} = 107\ 760$)	100
2.7	Visualisations d'un écoulement de jet annulaire sphéroïdal pour : (a) $U_0 = 8m.s^{-1}$ ($Re_{D_o} = 28\ 736$), (b) $U_0 = 15m.s^{-1}$ ($Re_{D_o} = 53\ 880$) et (c) $U_0 = 30m.s^{-1}$ ($Re_{D_o} = 107\ 760$)	101
2.8	Plans longitudinaux d'un jet annulaire conique ($U_0 = 8m.s^{-1}$)	102
2.9	Plans longitudinaux d'un jet annulaire sphéroïdal ($U_0 = 8m.s^{-1}$)	102
2.10	Distance de formation d'un tourbillon apparié à partir de la sortie de la buse pour les trois obstacles et pour les vitesses $U_0 = 30m.s^{-1}$, $U_0 = 15m.s^{-1}$ et $U_0 = 8m.s^{-1}$	103
2.11	Distance de formation d'un tourbillon apparié à partir de la sortie de la buse pour les trois obstacles et pour les vitesses $U_0 = 30m.s^{-1}$, $U_0 = 15m.s^{-1}$ et $U_0 = 8m.s^{-1}$	104
2.12	Asymétrie du jet annulaire conique : (a) mode variqueux et (b) mode sinueux . .	104
2.13	Asymétrie du jet annulaire sphéroïdal : (a) mode variqueux et (b) mode sinueux	105
2.14	Battement du jet annulaire conique autour de l'axe central	105
2.15	Schéma des plans transversaux des jets annulaires observés par tomographie rapide	106
2.16	Plans transversaux d'un jet annulaire basique pour des vitesses $U_0 = 8m.s^{-1}$, $U_0 = 15m.s^{-1}$ et $U_0 = 30m.s^{-1}$	107
2.17	Instabilités primaires et secondaires développées pour un jet annulaire basique à $U_0 = 8m.s^{-1}$ en $x = 0.375D_o$ (H_3)	107
2.18	Schéma de la coupure d'une structure primaire de Kelvin-Helmholtz par un plan laser transversal	108
2.19	Plans transversaux du jet annulaire basique en $x = 0.5D_o$ (à la fin de la zone de recirculation en H_4)	108
2.20	Plans transversaux du jet annulaire basique dans la zone intermédiaire, en $x = 0.75D_o$ (H_5), et dans la zone de jet pleinement développé en $x = 2.78D_o$ (H_6) . .	108
2.21	Plans transversaux des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal, en $x = 0.5D_o$ (H_4), en $x = 0.75D_o$ (H_5), et dans la zone de jet pleinement développé en $x = 2.78D_o$ (H_6) pour $U_0 = 8m.s^{-1}$	109
2.22	Plans transversaux des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal, en $x = 0.5D_o$ (H_4), en $x = 0.75D_o$ (H_5), et dans la zone de jet pleinement développé en $x = 2.78D_o$ (H_6) pour $U_0 = 15m.s^{-1}$	110
2.23	Plans transversaux des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal, en $x = 0.5D_o$ (H_4), en $x = 0.75D_o$ (H_5), et dans la zone de jet pleinement développé en $x = 2.78D_o$ (H_6) pour $U_0 = 30m.s^{-1}$	110

2.24	Evolution de l'expansion d'un jet annulaire suivant la position x^* : (a) jet annulaire basique, (b) jet annulaire conique et (c) jet annulaire sphéroïdal	111
2.25	Evolution de l'expansion d'un jet annulaire suivant la position x^* : (a) jet annulaire basique, (b) jet annulaire conique et (c) jet annulaire sphéroïdal	112
2.26	Evolution de l'expansion des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal pour $U_0 = 30m.s^{-1}$	113
2.27	Evolution de l'expansion des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal pour $U_0 = 8m.s^{-1}$	113
2.28	Evolution du diamètre moyen des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal	114
2.29	Evolution du diamètre moyen des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal pour les vitesses (a) $U_0 = 8m.s^{-1}$, (b) $U_0 = 15m.s^{-1}$ et (c) $U_0 = 30m.s^{-1}$	115
2.30	Comparaisons des mesures de diamètres moyens des écoulements de jets annulaires basique, conique et sphéroïdal calculées à partir des images moyennes (calcul 1) ou à partir des images instantanées (calcul 2) pour une vitesse $U_0 = 15m.s^{-1}$	117
2.31	Définition de la circularité	118
2.32	Circularité moyenne des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal	119
2.33	Circularité moyenne des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal pour les vitesses (a) $U_0 = 8m.s^{-1}$, (b) $U_0 = 15m.s^{-1}$ et (c) $U_0 = 30m.s^{-1}$	120
2.34	Evolution temporelle de (a) la circularité et (b) le diamètre moyen d'un jet annulaire basique à $U_0 = 15m.s^{-1}$ en $x = 0.5D_o$, à la fin de la zone de recirculation	121
2.35	Densité spectrale du diamètre moyen d'un écoulement de jet annulaire basique à $U_0 = 15m.s^{-1}$ en $x = 0.5D_o$, à la fin de la zone de recirculation	123
2.36	Nombres de Strouhal St_{D_i} associés aux fréquences mesurées à partir de l'évolution de l'expansion des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal . . .	124
2.37	Fréquences mesurées à partir de l'évolution de l'expansion des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal pour les vitesses (a) $U_0 = 8m.s^{-1}$, (b) $U_0 = 15m.s^{-1}$ et (c) $U_0 = 30m.s^{-1}$	125
3.1	Schéma du dispositif expérimental des mesures de P.I.V. utilisé pour l'étude du contrôle passif	128
3.2	Profils de vitesses mesurés par A.D.L. 2D	128
3.3	Profils de vitesses mesurés par A.D.L. 3D	130
3.4	Champs de vitesses d'un jet annulaire basique pour $U_0 = 30m.s^{-1}$: (a) à (c) champs instantanés et (d) champ moyen.	131
3.5	Champs de vitesses d'un jet annulaire conique pour $U_0 = 30m.s^{-1}$: (a) à (c) champs instantanés et (d) champ moyen	133
3.6	Champs de vitesses d'un jet annulaire sphéroïdal pour $U_0 = 30m.s^{-1}$: (a) à (c) champs instantanés et (d) champ moyen	134
3.7	Comparaison des champs de vitesses moyens des jets annulaires : (a) à (c) basique, (a') à (c') conique et (a'') à (c'') sphéroïdal pour les vitesses $U_0 = 8m.s^{-1}$, $U_0 = 15m.s^{-1}$ et $U_0 = 30m.s^{-1}$	135
3.8	Champ de vitesse moyen tridimensionnel de la zone initiale d'un jet annulaire basique ($U_0 = 30m.s^{-1}$)	136

3.9	Champs de vitesse moyens tridimensionnels d'un jet annulaire basique ($U_0 = 30m.s^{-1}$) décrit par les hauteurs H1, H2 et H3 définies respectivement pour $x^* = 0.09$, $x^* = 0.25$ et $x^* = 0.5$	138
3.10	Champs de vitesse moyens dans des plans transversaux du jet annulaire basique à $U_0 = 30m.s^{-1}$ (mesures A.D.L. 3D)	140
3.11	Champs de vitesse moyens dans des plans transversaux des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal, à $U_0 = 30m.s^{-1}$ (mesures A.D.L. 3D) en $x^* = 0.75$	141
3.12	Profils de la composante u^* de vitesse tracés dans la zone initiale des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal à $U_0 = 30m.s^{-1}$	142
3.13	Profils de la composante u de vitesse tracés pour $0.09 \leq x^* \leq 0.25$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal	145
3.14	Profils de la composante u de vitesse tracés pour $0.33 \leq x^* \leq 0.5$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal	146
3.15	Profils de la composante u de vitesse tracés pour $0.55 \leq x^* \leq 0.75$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal	147
3.16	Profils de la composante v de vitesse tracés pour $0.09 \leq x^* \leq 0.25$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal	148
3.17	Profils de la composante v de vitesse tracés pour $0.33 \leq x^* \leq 0.5$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal	149
3.18	Profils de la composante v de vitesse tracés pour $0.55 \leq x^* \leq 0.75$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal	150
3.19	Schémas descriptifs des profils de vitesse transversale moyenne mesurés par A.D.L. 2D dans la zone initiale pour un jet annulaire basique	151
3.20	Profils des trois composantes de vitesse (a) U, (b) V et (c) W des écoulements de jets annulaires basique, conique et sphéroïdal tracés en $x^* = 0.75$	152
3.21	Evolution du taux d'entraînement des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal pour les vitesses (a) $U_0 = 30m.s^{-1}$, (b) $U_0 = 15m.s^{-1}$ et (c) $U_0 = 8m.s^{-1}$	155
3.22	Champs de fluctuations de la vitesse longitudinale d'un jet annulaire (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 30m.s^{-1}$	157
3.23	Champs de fluctuations de la vitesse transversale d'un jet annulaire (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 30m.s^{-1}$	158
3.24	Profils de l'intensité de turbulence de la composante v de vitesse tracés dans la zone initiale des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal à $U_0 = 30m.s^{-1}$ (par mesures P.I.V.)	159
3.25	Profils de l'intensité de turbulence de la composante u de vitesse tracés pour $0.09 \leq x^* \leq 0.25$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal	161
3.26	Profils de l'intensité de turbulence de la composante u de vitesse tracés pour $0.33 \leq x^* \leq 0.5$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal	162
3.27	Profils de l'intensité de turbulence de la composante u de vitesse tracés pour $0.55 \leq x^* \leq 0.75$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal	163
3.28	Profils de l'intensité de turbulence de la composante v de vitesse tracés pour $0.09 \leq x^* \leq 0.25$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal	164

3.29	Profils de l'intensité de turbulence de la composante v de vitesse tracés pour $0.33 \leq x^* \leq 0.5$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal	165
3.30	Profils de l'intensité de turbulence de la composante v de vitesse tracés pour $0.55 \leq x^* \leq 0.75$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal	166
3.31	Profils de fluctuations des trois composantes de vitesse (a) $\frac{u'}{U_0}$, (b) $\frac{v'}{U_0}$ et (c) $\frac{w'}{U_0}$ des écoulements de jets annulaires basique, conique et sphéroïdal tracés en $x^* = 0.75$ (pour $U_0 = 30m.s^{-1}$)	168
3.32	Profils des intensités de turbulence des trois composantes de vitesse (a) $\frac{u'}{U_0}$, (b) $\frac{v'}{U_0}$ et (c) $\frac{w'}{U_0}$ des écoulements de jets annulaires basique, conique et sphéroïdal tracés en $x^* = 2.78$ (pour $U_0 = 30m.s^{-1}$)	169
3.33	Champs moyens de vorticité des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 30m.s^{-1}$	172
3.34	Champs moyens de vorticité des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 8m.s^{-1}$	173
3.35	Champs moyens des contraintes d'étirement des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 30m.s^{-1}$	174
3.36	Champs moyens des contraintes d'étirement des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 8m.s^{-1}$	175
3.37	Champs moyens des contraintes de cisaillement des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 30m.s^{-1}$	176
3.38	Champs moyens des contraintes de cisaillement des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 8m.s^{-1}$	177
3.39	Champs moyens du coefficient Q de Weiss des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 30m.s^{-1}$	179
3.40	Champs moyens du coefficient Q de Weiss des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 8m.s^{-1}$	180
4.1	Spectre des valeurs propres normées par la somme des valeurs propres d'un jet annulaire basique, pour $U_0 = 30m.s^{-1}$	182
4.2	Valeurs propres normées par la somme des valeurs propres, pour les 10 premiers modes : (a) jet annulaire basique, (b) jet annulaire conique et (c) jet annulaire sphéroïdal	183
4.3	Représentation spatiale des modes propres d'un jet annulaire basique calculés pour $U_0 = 30m.s^{-1}$: modes 0 à 3	184
4.4	Représentation spatiale des modes propres d'un jet annulaire basique calculés pour $U_0 = 30m.s^{-1}$: modes 4 à 7	185
4.5	Représentation spatiale des modes propres d'un jet annulaire conique calculés pour $U_0 = 30m.s^{-1}$: modes 0 à 3	186
4.6	Représentation spatiale des modes propres d'un jet annulaire sphéroïdal calculés pour $U_0 = 30m.s^{-1}$: modes 0 à 3	187
4.7	Etude des coefficients de reconstruction des dix premiers modes d'un jet annulaire basique ($U_0 = 30m.s^{-1}$) : (a) coefficient de reconstruction moyen a_{moy} , (b) �cart type des coefficients de reconstruction a'	188

4.8	Etude des coefficients de reconstruction des dix premiers modes d'un jet annulaire conique ($U_0 = 30m.s^{-1}$) : (a) coefficient de reconstruction moyen a_{moy} , (b) écart type des coefficient de reconstruction a'	189
4.9	Etude des coefficients de reconstruction des dix premiers modes d'un jet annulaire sphéroïdal ($U_0 = 30m.s^{-1}$) : (a) coefficient de reconstruction moyen a_{moy} , (b) écart type des coefficients de reconstruction a'	189
4.10	Ecart type des champs de vitesse longitudinale reconstruits par P.O.D. avec les 10 premiers modes pour un jet annulaire basique ($U_0 = 30m.s^{-1}$) : (a) tous les modes, (b) sans le mode 1, (c) sans le mode 2 et (d) sans le mode 3	190
4.11	Ecart type des champs de vitesse transversale reconstruits par P.O.D. avec les 10 premiers modes pour un jet annulaire basique ($U_0 = 30m.s^{-1}$) : (a) tous les modes, (b) sans le mode 1, (c) sans le mode 2 et (d) sans le mode 3	190
4.12	Ecart type des champs de vitesse longitudinale reconstruits par P.O.D. avec les 10 premiers modes pour un jet annulaire conique ($U_0 = 30m.s^{-1}$) : (a) tous les modes, (b) sans le mode 1, (c) sans le mode 2 et (d) sans le mode 3	191
4.13	Ecart type des champs de vitesse transversale reconstruits par P.O.D. avec les 10 premiers modes pour un jet annulaire conique ($U_0 = 30m.s^{-1}$) : (a) tous les modes, (b) sans le mode 1, (c) sans le mode 2 et (d) sans le mode 3	192
4.14	Reconstruction par P.O.D. de l'écoulement d'un jet annulaire conique des dix premiers modes sans les modes 1 et 2 pour $U_0 = 30m.s^{-1}$: (a) fluctuations de vitesse transversale, (b) fluctuations de vitesse longitudinale	192
4.15	Ecart type des champs de vitesse longitudinale reconstruits par P.O.D. avec les 10 premiers modes pour un jet annulaire sphéroïdal ($U_0 = 30m.s^{-1}$) : (a) tous les modes, (b) sans le mode 1, (c) sans le mode 2 et (d) sans le mode 3	193
4.16	Ecart type des champs de vitesse transversale reconstruits par P.O.D. avec les 10 premiers modes pour un jet annulaire sphéroïdal ($U_0 = 30m.s^{-1}$) : (a) tous les modes, (b) sans le mode 1, (c) sans le mode 2 et (d) sans le mode 3	193
4.17	Etude des coefficients de reconstruction des dix premiers modes des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal ($U_0 = 30m.s^{-1}$) : (a) coefficient de reconstruction moyen a_{moy} , (b) écart type des coefficient de reconstruction a'	194
1.1	Dispositif expérimental utilisé par Nakazano et al. [15]	201
1.2	Dispositif expérimental utilisé par Travnicsek et Tesar [16]	202
2.1	Courbe de réponse d'un haut-parleur HM210Z2	208
2.2	Dispositif expérimental de l'étude du contrôle actif par tomographie rapide . . .	209
2.3	Schéma du déclenchement des acquisitions contrôlé par l'onde acoustique	209
2.4	Images tomographiques d'un jet annulaire basique de vitesse $U_0 = 30m.s^{-1}$ sans forçage acoustique, avec un forçage de fréquence $150Hz$ et un forçage de fréquence $300Hz$	210
2.5	Images tomographiques d'un jet annulaire basique de vitesse $U_0 = 30m.s^{-1}$ sans forçage acoustique, avec un forçage de fréquence $1230Hz$ et un forçage de fréquence $2480Hz$	211
2.6	Appariement des structures de Kelvin-Helmholtz d'un jet annulaire basique soumis à un forçage acoustique de $1\ 230Hz$	211

2.7	Distances d'apparition et d'appariement des structures de Kelvin-Helmholtz suivant la fréquence du forçage acoustique appliqué au jet annulaire de vitesse $U_0 = 30m.s^{-1}$	212
2.8	Schéma des plans transversaux des jets annulaires observés par tomographie rapide	212
2.9	Plans transversaux d'un jet annulaire basique de vitesse $U_0 = 30m.s^{-1}$ dans la zone initiale, en forçage acoustique	213
2.10	Plans transversaux d'un jet annulaire basique de vitesse $U_0 = 30m.s^{-1}$ en aval de la zone initiale, en forçage acoustique	213
2.11	Etude de l'évolution du diamètre moyen équivalent d'un jet annulaire soumis à un forçage acoustique	214
2.12	Etude de l'évolution de la circularité des coupes transversales du jet annulaire soumis à un contrôle actif	215
2.13	Etude fréquentielle de l'évolution de l'expansion d'un jet annulaire soumis à un forçage acoustique	216
3.1	Courbe de réponse du haut-parleur AUDAX HM130CO	219
3.2	Schéma du dispositif de mesures P.I.V. phasé pour l'étude du forçage acoustique pour le haut- parleur : (a) placé en position 1, (b) placé en position 2	221
3.3	Schéma explicatif de la synchronisation du laser, de la caméra CCD et du haut-parleur par le boîtier TTL pour les mesures de P.I.V. phasées	222
3.4	Champs des fluctuations de vitesse transversale d'un jet annulaire excité à différentes phases du forçage acoustique	223
3.5	Influence de l'amplitude et de la fréquence de l'onde acoustique d'excitation sur les fluctuations de vitesses transversale et longitudinale à la phase 0 des mesures P.I.V.	225
3.6	Influence de l'amplitude et de la fréquence de l'onde acoustique d'excitation sur les fluctuations de vitesses transversale et longitudinale à la phase 3 des mesures P.I.V.	225
3.7	Influence de la position du haut-parleur sur les fluctuations de vitesses transversale et longitudinale à la phase 0 des mesures P.I.V.	226
3.8	Influence de la position du haut-parleur sur les fluctuations de vitesses transversale et longitudinale à la phase 3 des mesures P.I.V.	226
3.9	Champs de vorticité moyens des phases d'un forçage acoustique d'une fréquence de $148Hz$, d'amplitude $3.62V$ où le haut-parleur est placé en position 1	228
3.10	Champs de vorticité moyens des phases d'un forçage acoustique d'une fréquence de $298Hz$, d'amplitude $3.62V$ où le haut-parleur est placé en position 1	229
3.11	Champs des contraintes d'étirement moyens des phases d'un forçage acoustique d'une fréquence de $148Hz$, d'amplitude $3.62V$ où le haut-parleur est placé en position 1	230
3.12	Champs des contraintes d'étirement moyens des phases d'un forçage acoustique d'une fréquence de $298Hz$, d'amplitude $3.62V$ où le haut-parleur est placé en position 1	230

3.13	Champs des contraintes de cisaillement moyens des phases d'un forçage acoustique d'une fréquence de $148Hz$, d'amplitude $3.62V$ où le haut-parleur est placé en position 1	231
3.14	Champs des contraintes de cisaillement moyens des phases d'un forçage acoustique d'une fréquence de $298Hz$, d'amplitude $3.62V$ où le haut-parleur est placé en position 1	231
3.15	Champs moyens du coefficient de Weiss Q des phases d'un forçage acoustique d'une fréquence de $148Hz$, d'amplitude $3.62V$ où le haut-parleur est placé en position 1	232
3.16	Champs moyens du coefficient de Weiss Q des phases d'un forçage acoustique d'une fréquence de $298Hz$, d'amplitude $3.62V$ où le haut-parleur est placé en position 1	233
3.17	Comparaisons des champs de vorticité moyens d'un forçage acoustique de différentes fréquences ($148Hz$ et $152Hz$) pour deux positions du haut-parleur (position 1 ou position 2).	234
3.18	Comparaisons des champs d'étirement moyens d'un forçage acoustique de différentes fréquences ($148Hz$ et $152Hz$) pour deux positions du haut-parleur (position 1 ou position 2).	235
3.19	Comparaisons des champs de cisaillement moyens d'un forçage acoustique de différentes fréquences ($148Hz$ et $152Hz$) pour deux positions du haut-parleur (position 1 ou position 2).	235
3.20	Comparaisons des champs moyens du coefficient de Weiss d'un forçage acoustique de différentes fréquences ($148Hz$ et $152Hz$) pour deux positions du haut-parleur (position 1 ou position 2).	236
3.21	Schéma du dispositif expérimental d'étude des mesures d'anémométrie par fil chaud en champ acoustique	237
3.22	Mesures d'anémométrie par fil chaud d'un écoulement en champ acoustique couplées de mesures par microphone	238
3.23	Mesures d'anémométrie par fil chaud d'un champ acoustique de fréquence $280Hz$ dans un fluide au repos	239
3.24	Evolution du pic de fréquence suivant l'amplitude de l'onde acoustique mesurée par anémométrie par fil chaud	240
4.1	Mode 1 de la P.O.D. d'un jet annulaire soumis à un forçage de fréquence $148Hz$, d'amplitude $3.62V$ en phase 0 de l'onde acoustique pour un haut-parleur placé : (a) en position 1, (b) en position 2	242
4.2	Ecart type des coefficients de reconstruction a de la P.O.D. appliquée à un jet annulaire soumis à un forçage de fréquence $148Hz$ d'amplitude $3.62V$	243
4.3	Ecart type des coefficients de reconstruction a de la P.O.D. appliquée à un jet annulaire soumis à un forçage de fréquence $298Hz$ d'amplitude $3.62V$	243
4.4	Ecart type des coefficients de reconstruction a de la P.O.D. appliquée à un jet annulaire soumis à un forçage de fréquence $148Hz$ d'amplitude $3.62V$ en fonction des différentes phases de l'onde d'excitation pour : (a) Mode 0, (b) Mode 1 et (c) Mode 2	244

4.5	Ecart type des coefficients de reconstruction a de la P.O.D. appliquée à un jet annulaire soumis à des forçages d'amplitude $3.62V$ et de fréquences : (a) $148Hz$, (b) $152Hz$, (c) $298Hz$ et (d) $302Hz$	245
4.6	Spectre des valeurs propres normées de la P.O.D. appliquée à un jet annulaire soumis à un forçage d'amplitude $3.62V$ et de fréquences : (a) $148Hz$ et (b) $298Hz$	246
4.7	Mode 1 de la P.O.D. d'un jet annulaire soumis à un forçage acoustique d'amplitude $3.62V$ et de fréquence $148Hz$ pour le haut-parleur placé en position 1 . . .	247
4.8	Mode 1 de la P.O.D. d'un jet annulaire soumis à un forçage acoustique d'amplitude $3.62V$ et de fréquence $298Hz$ pour le haut-parleur placé en position 1 . . .	247
4.9	Influence de la phase sur les écarts types des coefficients de reconstruction des modes 1 et 2 d'un jet annulaire soumis à un forçage (a) de différentes amplitudes, (b) différentes fréquences et (c) différentes position de l'excitation	248
4.10	Mode 1 de la P.O.D. d'un jet annulaire soumis à des forçages acoustiques en phase 0	249
4.11	Mode 1 de la P.O.D. d'un jet annulaire soumis à des forçages acoustiques en phase 3	250
4.12	Ecart type des coefficients de reconstruction de la P.O.D. d'un jet annulaire forcé par une onde acoustique générée par un haut-parleur placé en position 1, de fréquences (a) $148Hz$ et (b) $298Hz$	251
4.13	Ecart type des coefficients de reconstruction de la P.O.D. d'un jet annulaire forcé par une onde acoustique d'amplitude $3.62V$, avec un haut-parleur placé en position 1	251
4.14	Spectre des valeurs propres normées de la P.O.D. de la phase 0 d'une onde acoustique générée par un haut-parleur placé face à la caméra (en position 1), pour une fréquence de $148Hz$	252
4.15	Spectre des valeurs propres normées de la P.O.D. de la phase 0 d'une onde acoustique d'amplitude $3.62V$, générée par un haut-parleur placé face à la caméra (en position 1)	252
1.1	Comparaison des mesures de la composante u de vitesse issues des résultats (a) expérimentaux et (b) numériques d'un jet annulaire basique de vitesse en sortie de buse $U_0 = 8m.s^{-1}$	263
1.2	Comparaison des mesures de la composante v de vitesse issues des résultats (a) expérimentaux et (b) numériques d'un jet annulaire basique de vitesse en sortie de buse $U_0 = 8m.s^{-1}$	264
1.3	Comparaison des mesures de la composante u de vitesse issues des résultats (a) expérimentaux et (b) numériques d'un jet annulaire conique de vitesse en sortie de buse $U_0 = 8m.s^{-1}$	265
1.4	Comparaison des mesures de la composante v de vitesse issues des résultats (a) expérimentaux et (b) numériques d'un jet annulaire conique de vitesse en sortie de buse $U_0 = 8m.s^{-1}$	265
1.5	Comparaison des mesures de la composante u de vitesse issues des résultats (a) expérimentaux et (b) numériques d'un jet annulaire sphéroïdal de vitesse en sortie de buse $U_0 = 8m.s^{-1}$	266

1.6	Comparaison des mesures de la composante v de vitesse issues des résultats (a) expérimentaux et (b) numériques d'un jet annulaire sphéroïdal de vitesse en sortie de buse $U_0 = 8m.s^{-1}$	266
2.1	Etude de l'influence de la résonance de la buse de jet annulaire	272
2.2	Prolongation de l'étude du forçage acoustique d'un jet annulaire	273
2.3	Etude du forçage thermique d'un jet annulaire	273
A.1	Dispositif expérimental pour l'étude des fréquences de résonance du tube de Kundt	277
A.2	Calcul des fréquences de résonance du tube de Kundt	278
A.3	Mesure expérimentale des fréquences de résonance du tube de Kundt	279
A.4	Modèle du résonateur de Helmholtz	280
A.5	Schéma de la partie supérieure de la buse de jet annulaire (partie modélisée par le résonateur de Helmholtz)	281
A.6	Dispositif expérimental de la mesure de fréquence de résonance de la buse	281
B.1	Premiers modes propres d'un jet annulaire basique (du mode 0 à 3) pour $U_0 = 30m.s^{-1}$: (a) à (d) P.O.D. sur champs de vitesse P.I.V. entiers, (a') à (d') P.O.D. sur demi-champs de vitesse artificiels	284
B.2	Modes propres d'un jet annulaire basique (du mode 4 à 7) pour $U_0 = 30m.s^{-1}$: (a) à (d) P.O.D. sur champs de vitesse P.I.V. entiers, (a') à (d') P.O.D. sur demi-champs de vitesse artificiels	285
B.3	Coefficients de reconstruction d'un jet annulaire basique ($U_0 = 30m.s^{-1}$) : (a) coefficient maximal a_{max} , (b) coefficient minimal a_{min} , (c) coefficient moyen a_{moy} , (d) écart type des coefficients de reconstruction a'	286
B.4	Spectre des valeurs propres d'un jet annulaire basique ($U_0 = 30m.s^{-1}$)	287

Nomenclature

D_o	Diamètre externe de la buse
D_i	Diamètre interne de la buse
e	Épaisseur de l'anneau ($e = \frac{D_o - D_i}{2}$)
D_b	Diamètre de la buse en amont du convergent (dans la partie interne de la buse)
L	Hauteur de la partie convergente de la buse
l_{obs}	Longueur de l'obstacle central
r	Rapport de diamètres ($r = D_i/D_o$)
RB	Rapport de blocage ($RB = D_i^2/D_o^2$)
U_0	Vitesse en sortie de buse
x	Coordonnée transversale
x^*	Coordonnée transversale adimensionnée ($x^* = x/D_o$)
y	Coordonnée longitudinale suivant l'axe du jet
y^*	Coordonnée longitudinale adimensionnée ($y^* = y/D_o$)
r	Coordonnée radiale
r^*	Coordonnée radiale adimensionnée ($r^* = r/D_o$)
θ	coordonnée angulaire
u	Composante longitudinale de la vitesse U
u^*	Composante longitudinale adimensionnée ($u^* = u/U_0$)
v	Composante transversale de la vitesse U
v^*	Composante transversale adimensionnée ($v^* = v/U_0$)
w	Composante azimutale de la vitesse U
w^*	Composante azimutale adimensionnée ($w^* = w/U_0$)
Re_j	Nombre de Reynolds calculé avec la longueur caractéristique j
St_j	Nombre de Strouhal calculé avec la longueur caractéristique j ($St_j = \frac{fj}{U_0}$)
θ_m	Épaisseur de quantité de mouvement $\left(\theta_m(x) = \int_{\infty}^0 \left(\frac{U(r) - U_{\infty}}{U_0 - U_{\infty}} \right) \left(1 - \frac{U(r) - U_{\infty}}{U_0 - U_{\infty}} \right) dr \right)$
Φ_i	Mode propre i
λ_i	Valeur propre associée au mode propre i
$a_{i,k}$	Coefficient de reconstruction du mode i et du champ instantané k
D_{moyen}	Diamètre moyen équivalent de l'expansion du jet
D_{moyen}^*	Diamètre moyen équivalent de l'expansion du jet adimensionné ($D_{moyen}^* = D_{moyen}/D_o$)
C	Circularité
DSE	Densité spectrale d'énergie
DSP	Densité spectrale de puissance

H_i	Hauteur dans le jet du plan transversal i acquis par tomographie rapide
M	Débit de quantité de mouvement
M_0	Débit de quantité de mouvement en sortie de buse
Q_m	Débit massique
Q_0	Débit massique en sortie de buse
τ_E	Taux d'entraînement
$\vec{\omega}$	Vorticité
σ_s	Contraintes de cisaillement
σ_n	Contraintes d'étirement
Q	Coefficient de Weiss

Chapitre 1

Introduction

1.1 Introduction aux jets turbulents

La turbulence est un des plus anciens sujets de recherche des scientifiques. Dès l'antiquité, les scientifiques s'intéressent aux phénomènes curieux de sillage, de tourbillons et d'écoulements. Au-delà d'un problème d'ingénierie (pour la construction de ponts, de canaux, de bateaux...), la turbulence devient une question métaphysique avec Lucrèce ou encore Héraclite : le monde est toujours différent et changeant. La turbulence est alors une illustration de ce concept fondateur.

1.1.1 De la naissance de la turbulence à l'essor de la mécanique

Pendant la Renaissance, les écoulements turbulents deviennent un véritable défi pour les peintres, à l'époque où l'art est en plein essor. Un des grands artistes de cette période s'interroge et étudie ces écoulements si complexes : Léonard De Vinci (1452-1519). Il est le premier à étudier avec précision la turbulence. Il ne donne aucune explication théorique mais il regroupe de nombreuses observations et des descriptions très détaillées de différents écoulements d'eau ou d'air dans le sillage d'obstacles dans plusieurs manuscrits et notamment dans le Codex Leicester (figure 1.1). Léonard De Vinci utilise le mot "turbulence" pour décrire ces phénomènes ("turbolenza" en italien, l'origine latine de ce mot "turba" désigne la foule, le premier sens de turbulence est donc des mouvements désordonnés d'une foule).

Les dessins de Léonard De Vinci sont si précis qu'il parvient à s'imprégner des principes importants de la turbulence. Il écrit ainsi : "Les petits tourbillons sont presque innombrables et les grands tourbillons ne sont mis en rotation que par les grands, non par les petits, tandis que les petits tourbillons le sont à la fois par les grands et les petits".

Il faut ensuite attendre plusieurs siècles pour que les scientifiques essaient d'établir des lois qui puissent expliquer et régir le comportement des écoulements turbulents. Leonahrd Euler (1707-1783) propose d'appliquer les équations de Newton à chaque parcelle de fluide. Le principe fondamental de la dynamique de Newton permet de déterminer le mouvement d'un corps dans un référentiel galiléen soumis à des forces extérieures. En utilisant ces lois, Euler obtient les équations des fluides parfaits. Claude Louis Navier (1785-1836) complète cette étude en 1823 en ajoutant un terme de friction entre les différentes couches de fluide, en tenant compte de la viscosité ou des variations de vitesse. Les équations obtenues sont correctes mais la méthode pour y parvenir ne l'est pas. Georges Gabriel Stokes (1819-1903) apportera sa contribution à

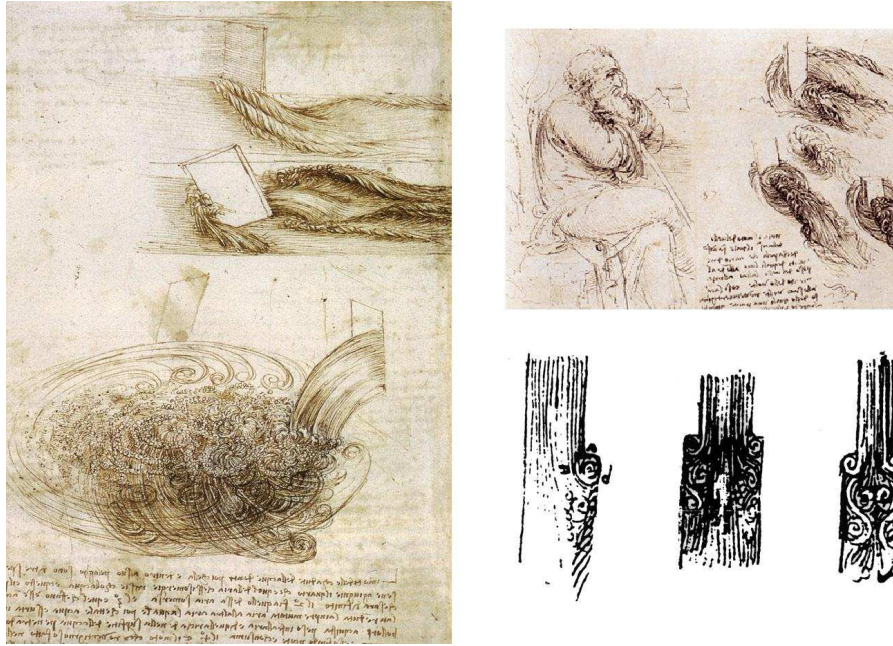


FIGURE 1.1 – Croquis dessinés Par Léonard De Vinci (1452-1519)

l'élaboration de ces équations en étudiant les solutions pour de fortes viscosités. Les équations de Navier-Stokes décrivent le mouvement des fluides dans l'approximation des milieux continus et recourent plusieurs principes : la conservation de la masse, le principe de la dynamique de Newton (figure 1.2) et le premier principe de la thermodynamique (les échanges de chaleur à travers l'interface de chaque parcelle de fluide suivent une loi de Fourier).

gradient de pression

forces externes

forces visqueuses

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \text{grad}(\mathbf{V}) = -\frac{1}{\rho} \text{grad}(p) + \mathbf{g} + \nu \Delta \mathbf{V}$$

avec : $\mathbf{V}$: vecteur vitesse

ρ : masse volumique

p : pression

$\mathbf{g}$: accélération de la pesanteur

ν : viscosité cinématique

FIGURE 1.2 – Equation de bilan de la quantité de mouvement de Navier-Stokes

En 1854, Gotthilf Heinrich Ludwig Hagen (1797-1884), un ingénieur allemand, est un des premiers à étudier le comportement des fluides (de l'eau à différentes températures dans le cas de ses expériences) dans un tuyau. Il met en évidence l'existence de deux régimes d'écoulement en visualisant des particules en suspension dans de l'eau traversant des tubes en verre. Il note alors des fluctuations irrégulières quand la vitesse du fluide est suffisamment grande.

En prolongeant les travaux de Hagen, Osborne Reynolds (1842-1912), étudie l'écoulement de différents fluides, présentant des viscosités différentes, dans des tuyaux de différents diamètres.

Il parvient alors à prédire les caractéristiques générales de l'écoulement. En 1883, il introduit un critère, appelé nombre de Reynolds, qui permet d'établir le comportement laminaire ou turbulent d'un écoulement suivant la taille du tuyau, les propriétés intrinsèques du fluide et la vitesse moyenne du fluide [17] :

$$Re_D = \frac{U_0 D}{\nu} \quad (1.1)$$

D : Longueur caractéristique de l'écoulement (ex : diamètre du tuyau)
avec : U_0 : Vitesse moyenne de l'écoulement
 ν : Viscosité cinématique du fluide

Si le nombre de Reynolds est faible, l'écoulement sera laminaire alors que si ce nombre est grand, le régime de l'écoulement sera turbulent (figure 1.3). Ce régime apparaît lorsque le terme non linéaire de l'équation de Navier-Stokes devient dominant devant le terme linéaire. Le terme linéaire amortit les perturbations par dissipation. La valeur critique du nombre de Reynolds démarquant le régime laminaire du régime turbulent permet d'identifier la frontière entre l'écoulement qui présente, dans le premier cas, des petites perturbations qui apparaissent mais qui s'atténuent et disparaissent rapidement (régime laminaire) et dans le deuxième cas, ces perturbations s'amplifient pour atteindre un niveau fini en régime pleinement turbulent. Outre cette description des différents régimes d'un écoulement, Reynolds introduit aussi la notion de décomposition de l'écoulement. Il définit ainsi un écoulement comme la somme de l'écoulement moyen et de ses fluctuations. La vitesse peut alors être notée : $u_i = \overline{u_i} + u_i'$

En introduisant cette décomposition de la vitesse dans les équations de Navier-Stokes, on obtient les équations de Reynolds qui décrivent le comportement statistique d'un écoulement turbulent.

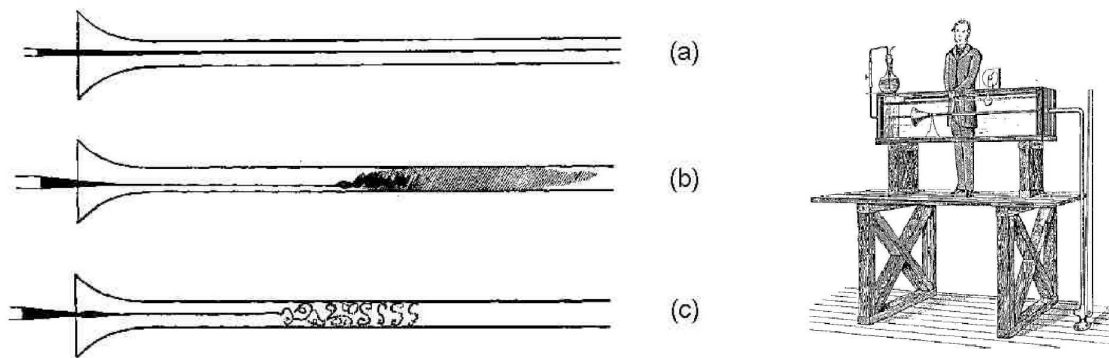


FIGURE 1.3 – Expérience de Reynolds : écoulements dans un tuyau, (a) Régime laminaire, (b) Transition à la turbulence, (c) Régime turbulent (Le nombre de Reynolds critique calculé par Reynolds dans cette configuration était de 2 500)

1.1.2 Vision moderne de la turbulence : approche théorique des mécanismes

Les scientifiques se sont ensuite intéressés aux tourbillons et aux mécanismes qui régissent leur apparition et leur développement. Lewis Fry Richardson (1888-1953) introduit l'idée d'une cascade d'énergie des grandes échelles vers les petites échelles d'un écoulement. Les grands tourbillons se divisent en tourbillons plus petits en transférant ainsi de l'énergie des grandes vers les plus petites échelles. En revanche, comme l'expliquait Richardson en 1922, ce processus de transfert d'énergie à travers les différentes échelles d'un écoulement est limité par

un effet de dissipation moléculaire [18]. Cette dissipation empêche les variations de vitesse trop importantes, les plus petites structures de l'écoulement finissent donc par se dissiper : "Les grosses volutes contiennent de petites volutes qui y puisent leur vitesse. Et ces petites volutes en contiennent de plus petites, et ainsi de suite jusqu'à la viscosité".

En 1941, Andreï Kolmogorov (1903-1987) complète la théorie de cascade de la turbulence de Richardson en supposant que cette cascade est autosimilaire [19, 20]. Les tourbillons se divisent donc de la même manière quelle que soit leur échelle (les mêmes propriétés peuvent s'appliquer à des structures de différentes échelles) tant que cette échelle n'est ni trop grande ni trop petite. Les grands tourbillons dépendent de la géométrie de l'écoulement et les petits tourbillons sont soumis à la dissipation. Il faut donc se placer dans la "zone inertielle" pour que l'autosimilarité de la cascade d'énergie soit valable. Pour Kolmogorov, il existe donc deux grandes catégories d'échelles : les grandes échelles et les échelles dissipatives. Entre ces deux échelles se situe la zone inertielle. Il caractérise chacune de ces grandes catégories d'échelles en déterminant leur vitesse, leur taille caractéristique et leur temps caractéristique. Il relie également le nombre de Reynolds aux échelles caractéristiques des grands et des petits tourbillons. Cette théorie permet alors de montrer que les caractéristiques des petits tourbillons sont liées à l'énergie totale de la turbulence, à l'échelle de longueur des grands tourbillons et à la viscosité du fluide. Si le nombre de Reynolds augmente dans un écoulement turbulent, alors la taille des plus petits tourbillons diminue. Le nombre de Reynolds influe donc essentiellement sur les petites structures d'un écoulement, sans affecter les grandes structures et l'écoulement moyen.

En comparant la théorie développée par Richardson et Kolmogorov, les physiciens ont mesuré un écart par rapport aux prévisions du modèle pour des petites échelles. En effet, des structures tourbillonnantes apparaissent de manière violente et totalement imprévisible dans l'écoulement. Ce phénomène encore mal connu est appelé "intermittence". Le problème de l'intermittence est un problème crucial de la turbulence. Quelles sont l'influence et les conséquences de ce phénomène sur l'ensemble de l'écoulement ? Comment modéliser les écoulements turbulents si l'intermittence perturbe les prévisions établies par la théorie ?

Un écoulement turbulent est régi par des équations déterministes. Pourtant, en connaissant de façon détaillée la configuration de l'écoulement à un instant donné, il n'est pas possible de prédire l'évolution de cet écoulement sur des temps longs. Ce caractère imprévisible ne vient pas des équations de Navier-Stokes mais surtout des conditions initiales du système qui sont très difficiles à identifier en raison des fluctuations à petite échelle. Ainsi, comme dans le cas de systèmes dynamiques chaotiques, les effets non-linéaires vont pouvoir amplifier une faible différence entre deux solutions au cours du temps.

La turbulence est un domaine d'étude où il reste encore de nombreuses zones d'ombre. Les mécanismes mis en jeu et le comportement des structures tourbillonnaires de différentes tailles, de localisation et d'orientation variables en permanence, et d'échelles spatiales et temporelles très variées sont difficiles à approcher et encore plus à maîtriser. Pour mieux comprendre l'apparition des tourbillons et répondre aux nombreuses questions soulevées par ces phénomènes complexes, il faut arriver à "apprivoiser" les instabilités rencontrées dans ces écoulements turbulents. Certaines instabilités ont donné lieu à des études détaillées mais dans la plupart des

configurations rencontrées (jets turbulents, turbulence atmosphérique...), différentes instabilités se complètent ou s'opposent compliquant encore la prévision du devenir de l'écoulement et des structures tourbillonnaires.

1.2 La turbulence, un outil naturel

Pour étudier des cas complexes d'écoulements turbulents, il faut arriver à déterminer et connaître les grands principes qui régissent les écoulements simples que l'on peut maîtriser afin de comparer les modèles théoriques aux mesures expérimentales. Ces grands principes qui donnent naissance à la turbulence résident dans les instabilités qui apparaissent dans les écoulements et s'amplifient jusqu'à changer le régime de ces écoulements.

1.2.1 Structures cohérentes

Malgré l'aspect aléatoire et imprévisible que comportent les écoulements turbulents, ceux-ci présentent un caractère organisé. Certaines structures tourbillonnaires peuvent être identifiées dans ces écoulements par une périodicité spatiale ou temporelle. Elles apparaissent régulièrement dans l'écoulement et leur évolution peut être définie clairement. Ce sont ces structures que Léonard de Vinci pouvait repérer, analyser et reproduire dans ses manuscrits.

Ces structures cohérentes naissent des instabilités dans les écoulements. Les premiers à avoir reconnu leur présence et à avoir souligné leur importance dans des écoulements turbulents sont Townsend [21], Kline et al. [22] ou encore Brown et Roshko [1]. Toutes ces études avaient pour domaine d'investigation les couches de cisaillement dans des fluides (voir paragraphe 1.2.2). Ces écoulements sont les plus simples pour isoler et comprendre des structures cohérentes. Malgré les nombreuses études menées sur ce sujet, aujourd'hui encore il n'existe aucune véritable et unique définition des structures cohérentes. Il est d'autant plus difficile de trouver des théories pour expliquer la formation et l'évolution de ces structures lorsqu'aucun critère n'est défini pour les identifier.

Plusieurs scientifiques se sont pourtant risqués à des définitions, selon différents critères qui peuvent être plus ou moins adaptés à la nature des écoulements rencontrés (si cet écoulement est un écoulement dans une veine, un jet, ou encore un sillage, les critères significatifs pour définir les structures cohérentes sont différents).

Quelques définitions de structures cohérentes

Hussain définit les structures cohérentes à partir de la "vorticité cohérente" [23, 24] : une structure cohérente est alors une masse de fluide à grande échelle dont la vorticité évolue en corrélation de phase sur toute son évolution spatiale.

Un domaine contenant une concentration de vorticité locale peut être cohérent, selon Lesieur, s'il garde une forme reconnaissable pendant un temps long devant son temps caractéristique de retournement, tant que son évolution reste très sensible à de petites variations des conditions initiales de l'écoulement [25].

Lumley caractérise les structures cohérentes comme des objets spatio-temporels dont la projection sur le champ de vitesse de l'écoulement est maximale au sens des moindres carrés [26]. Il s'agit donc, de manière plus générale d'un motif qui apparaît de manière répétée dans l'écoulement.

D'une autre façon, Robinson et al. parlent de région tridimensionnelle de l'écoulement qui présente au minimum une variable (composante de vitesse, densité, température...) en corrélation avec elle-même ou avec une autre variable pour un domaine spatial et temporel significativement plus grand que les petites échelles de l'écoulement [27].

Toutes ces définitions font appel à des notions différentes, elles ne décrivent donc pas exactement les mêmes structures mais orientent la sélection sur des événements similaires d'un écoulement.

Le rôle des structures cohérentes dans les écoulements

Il est pourtant essentiel de trouver une définition universelle pour pouvoir identifier ces structures et comprendre leurs mécanismes puisqu'il est reconnu, dans le domaine industriel comme dans celui de la recherche fondamentale, que ces structures à grande échelle ont une importance significative dans la dynamique de l'écoulement. Elles jouent un rôle déterminant sur les phénomènes de frottement, de vibration mais interviennent également dans les processus de mélange ou de génération de bruit. Pour la majorité des écoulements turbulents, les structures cohérentes contribuent entre 10% (pour une couche limite ou un jet lointain) et 25% (pour une couche de mélange, un sillage ou un jet en champ proche) à l'énergie totale de l'écoulement.

Comprendre les mécanismes d'apparition et de développement des structures cohérentes permettrait ainsi de mieux connaître les écoulements turbulents et de trouver des stratégies de contrôle pour maîtriser leur dynamique et les effets qui peuvent en découler comme la génération de bruits, très gênante par exemple pour les jets ronds utilisés dans le domaine aéronautique.

Comment les identifier ?

Pour pouvoir suivre l'évolution de ces structures et les étudier avec précision, il faut pouvoir les identifier clairement dans les écoulements. Il existe différentes techniques, basées sur des critères variés. Comme l'ont montrées les définitions citées précédemment, la plupart du temps, les critères choisis pour extraire les structures cohérentes d'un écoulement turbulent sont l'analyse des signaux de vitesse ou de vorticité. On peut ainsi détecter le passage d'une structure par une intensité spécifique d'une de ces variables ou le signe d'une composante de vitesse qui s'inverse....

Lorsque le critère est choisi en accord avec l'écoulement étudié et les caractéristiques particulières de celui-ci, les signaux peuvent être analysés au moyen d'études spectrales, de calculs de moments ou de calculs de densité de probabilité pour accéder à différentes informations significatives pour la compréhension des phénomènes (taille moyenne des structures, fréquences inhérentes....).

En analysant ces signaux par transformée en ondelettes [28], il est possible de filtrer le signal en fréquences ou en niveaux énergétiques pour extraire uniquement l'information relative aux structures cohérentes, comme présenté dans l'étude de Brereton et al. [29]. En appliquant cette technique sur des champs de vitesse, il est alors possible d'identifier des fréquences particulières correspondant aux structures cohérentes. La méthode d'analyse des structures cohérentes par transformée en ondelettes est une adaptation d'une première technique basée sur les transformées de Fourier. En effet, pour analyser des signaux turbulents, la transformée de Fourier n'est pas la technique la plus appropriée puisqu'elle ne contient pas d'information locale. Cette analyse permet de connaître les fréquences spécifiques d'un signal pour obtenir son spectre de fréquences mais elle ne permet pas de savoir à quels instants ces fréquences apparaissent (les fonctions

utilisées sont des fonctions sinusoïdales qui oscillent sans jamais s'amortir). Les signaux issus d'un écoulement turbulent sont des signaux statistiquement instationnaires. Pour corriger ce défaut d'analyse, il est possible de localiser les transformées de Fourier en utilisant une technique adaptée : l'analyse de Fourier à fenêtre glissante, appelée aussi analyse temps-fréquence [30]. Les transformées en ondelettes permettent d'avoir recours non plus à une analyse temps-fréquence mais à une analyse temps-échelle. Les décompositions obtenues par la méthode des ondelettes sont bien adaptées à des phénomènes multi-échelles. En revanche, ces différentes méthodes font toujours appel à des fonctions appliquées au signal étudié pour extraire l'information nécessaire.

Une autre technique de détection des structures cohérentes d'un écoulement turbulent est proposée par Lumley en 1967 [26] : la Décomposition Orthogonale en Modes Propres (P.O.D.). Cette technique, contrairement aux précédentes ne nécessite pas d'utiliser des fonctions imposées. Pour analyser un écoulement par transformées de Fourier ou par ondelettes, il faut pouvoir choisir la bonne fonction à appliquer aux signaux. Cette démarche exige de connaître l'allure des structures que l'on souhaite isoler pour adapter les fonctions utilisées au cas étudié. La P.O.D. permet de passer outre cette restriction majeure : les structures dominantes sont alors déterminées au sens énergétique, à partir des mesures statistiques. La section 2.1 à la page 79 détaille plus précisément les principes de cette technique de post-traitement.

Pour mieux comprendre ce que sont ces structures cohérentes dans les écoulements et le rôle qu'elles jouent, il faut remonter à la naissance de ces phénomènes, par l'apparition des instabilités.

1.2.2 Instabilités de couche de mélange

1.2.2.1 Instabilités primaires

Une des instabilités les plus étudiées est l'instabilité de cisaillement. Cette instabilité se forme lorsque deux écoulements parallèles de fluides de vitesses différentes sont mis en contact. Soumise à de forts cisaillements, la couche de cisaillement devient une couche de mélange des deux courants de fluides par la formation de tourbillons nés d'une déformation de l'interface. Lorsque les fluides mis en contact sont de viscosité et de masse volumique égales, l'instabilité la plus probable se développant dans la couche de cisaillement est l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Les tourbillons nés de cette instabilité grossissent en aval de l'écoulement, favorisant le mélange entre les fluides en augmentant l'épaisseur de la couche de mélange, comme le montrent les visualisations de Brown et Roshko présentées sur la figure 1.4 [1]. L'épaisseur de la couche de mélange e_{cm} est définie par ces auteurs par l'équation suivante :

$$e_{cm} = 0.17 \frac{U_1 - U_2}{\frac{(U_1 + U_2)}{2}} x \quad (1.2)$$

où : U_1 et U_2 désignent respectivement les vitesses des deux courants de fluide, et x définit la distance en aval de la mise en contact de ces deux courants.

En perturbant l'équilibre initial de l'écoulement, une infime fluctuation de vitesse déforme l'interface entre les deux courants de fluide. Cette interface est alors soumise à une oscillation. Comme le prédit l'équation de Bernoulli, la pression est différente de chaque côté de l'interface. Du côté concave de l'oscillation, la pression est plus élevée que du côté convexe. Cette différence de pression amplifie donc l'oscillation. Pourtant, l'interface ne peut pas croître indéfiniment,

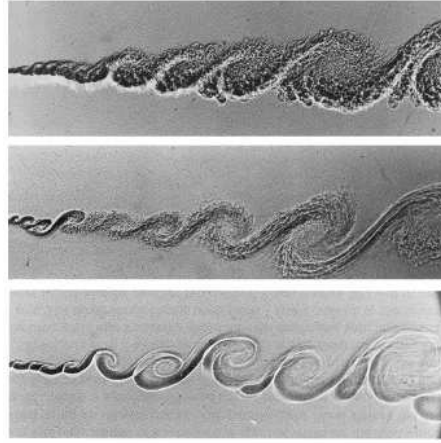


FIGURE 1.4 – Visualisations d’une couche de cisaillement (expérience de Brown et Roshko [1])

l’instabilité va donc finir par saturer et l’interface s’enroule sur elle-même pour former un tourbillon de Kelvin-Helmholtz. Dans le sillage d’un tourbillon, une zone d’aspiration peut ensuite accélérer la vitesse du tourbillon amont jusqu’à ce que ces deux tourbillons finissent par s’apparier. Cette fusion de tourbillons donne naissance à un tourbillon de taille plus grande (jusqu’à deux fois plus grande que la taille des tourbillons parents). Ce phénomène d’appariement joue alors un rôle très important dans l’élargissement de la couche de mélange. Ce mécanisme est reporté sur la figure 1.5.

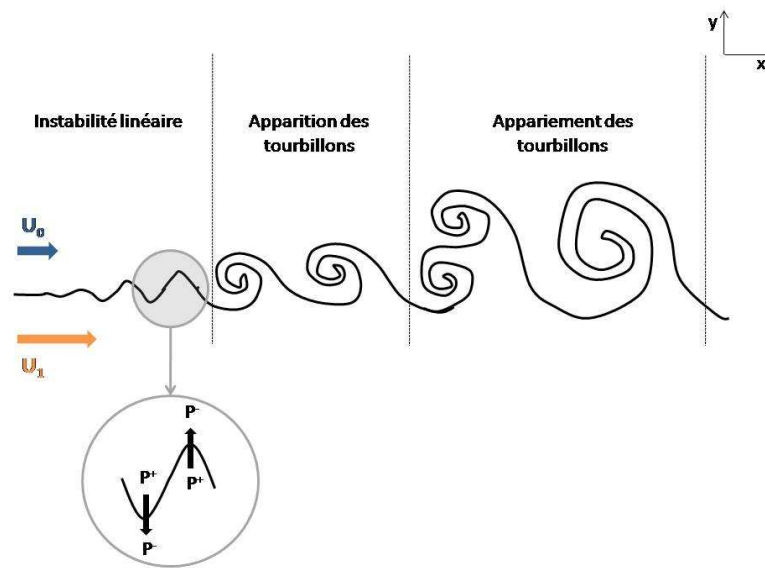


FIGURE 1.5 – Schéma de principe de la formation des tourbillons de Kelvin-Helmholtz

Instabilité linéaire

En appliquant l’hypothèse des petites perturbations, une analyse linéaire des instabilités peut être appliquée à une couche de mélange. Cette analyse permet de déterminer le potentiel de stabilité d’un écoulement. Si on étudie la cas bidimensionnel d’une couche de mélange, d’après le théorème de Squire, le cas bidimensionnel est assimilable à une couche de cisaillement tridi-

mensionnelle infinie et plane. Pour un écoulement bidimensionnel parallèle incompressible, les équations de Navier-Stokes s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \vec{u} = 0 \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \vec{p} + \nu \nabla^2 \vec{u} \quad (1.4)$$

La vitesse $\vec{u}$ peut se décomposer en une partie moyenne et une partie fluctuante pour chaque direction. Les deux composantes de vitesse peuvent donc s'écrire sous la forme :

$$u = U + \tilde{u} \quad (1.5)$$

$$v = V + \tilde{v} \quad (1.6)$$

où U est la valeur moyenne de la composante de vitesse et $\tilde{u}$ la partie fluctuante de cette composante de vitesse.

En suivant le même principe, la pression peut s'écrire :

$$p = P + \tilde{p} \quad (1.7)$$

Ces termes sont ensuite réécrits dans les équations de Navier-Stokes (équations 1.3 et 1.4). La linéarisation permet de simplifier l'écriture des équations résultantes. En effet, puisque cette analyse utilise l'hypothèse des petites fluctuations, les termes d'ordres supérieurs à 1 des perturbations $\tilde{u}$, $\tilde{v}$ et $\tilde{p}$ peuvent être négligés. On obtient alors les équations suivantes :

$$\nabla \tilde{u} = 0 \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + U \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \tilde{v} \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} = \nu \nabla^2 \tilde{u} \quad (1.9)$$

Le système peut être réduit à une seule équation en introduisant un changement de variables basé sur la fonction de courant $\Psi(x, y, t)$ telle que $\tilde{u} = \frac{\partial \Psi}{\partial y}$ et $\tilde{v} = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}$. La solution de ce problème peut être réduite à une étude en termes de modes normaux. Ainsi, les composantes de la perturbation $\tilde{u}$, $\tilde{v}$ et $\tilde{p}$ peuvent s'écrire sous la forme $e^{i(\alpha x - \beta t)}$. La solution de l'équation (1.9) s'écrit alors :

$$\Psi(x, y, t) = \phi(y) e^{i(\alpha x - \beta t)} \quad (1.10)$$

avec $\tilde{u} = \phi'(y) e^{i(\alpha x - \beta t)}$ et $\tilde{v} = -i\alpha \phi(y) e^{i(\alpha x - \beta t)}$

α et β sont des nombres constants complexes tels que :

$$\alpha = \alpha_r + i\alpha_i \quad (1.11)$$

$$\beta = \beta_r + i\beta_i \quad (1.12)$$

où α_r est le nombre d'onde lié à la longueur d'onde λ de la perturbation ($\alpha_r = \frac{2\pi}{\lambda}$) et β_r est la fréquence angulaire.

Cette nouvelle écriture conduit à l'équation d'Orr-Sommerfeld :

$$\left(U - \frac{\beta}{\alpha}\right) (\phi'' - \alpha^2 \phi) - U'' \phi = -\frac{i}{\alpha Re} (\phi'''' - 2\alpha^2 \phi'' + \alpha^4 \phi) \quad (1.13)$$

Cette équation permet de prévoir la stabilité de l'écoulement. Pour un nombre de Reynolds donné, on peut ainsi savoir si une instabilité de longueur d'onde donnée va s'amplifier au cours du temps ou dans l'espace ou si elle va s'amortir et rendre l'écoulement stable. Les différentes situations qui peuvent être rencontrées relèvent d'un problème de stabilité temporelle ou de stabilité spatiale.

Si $\alpha_i = 0$, alors β_i est le facteur d'amplification. Dans ce cas, l'écoulement sera temporellement stable pour $\beta_i < 0$ (amortissement des solutions). En revanche, si $\beta_i > 0$, les solutions vont s'amplifier exponentiellement et l'écoulement sera instable.

Dans le cas où $\beta_i = 0$, α_i devient le facteur d'amplification. Si $\alpha_i < 0$, alors les solutions seront amorties et l'écoulement sera spatialement stable et si $\alpha_i > 0$ les solutions conduiront à un écoulement instable.

Michalke a montré qu'il existe un mode plus amplifié que les autres dans la couche de mélange [31]. La fréquence naturelle f_n de ce mode est reliée à l'épaisseur de quantité de mouvement θ_m par le nombre de Strouhal naturel St_n :

$$St_n = \frac{f_n \theta_m}{2U} \quad (1.14)$$

U est ici la moyenne arithmétique des vitesses axiales des deux courants de fluides. La quantité de mouvement θ_m est calculée à partir des vitesses longitudinales de chaque fluide :

$$\theta_m(x) = \int_{-\infty}^0 \left(\frac{U(y) - U_{\infty}}{U_0 - U_{\infty}} \right) \left(1 - \left(\frac{U(y) - U_{\infty}}{U_0 - U_{\infty}} \right) \right) dy \quad (1.15)$$

D'après le modèle de Michalke [31], un nombre de Strouhal de l'ordre de 0.017 correspond au taux d'amplification maximal de la perturbation dans la couche de mélange.

L'instabilité linéaire ne peut croître indéfiniment. En effet, l'hypothèse des petites perturbations finit par ne plus être valable. Dès que l'instabilité se développe plus ou si la perturbation initiale a une amplitude trop grande, la théorie linéaire ne suffit plus, les termes non-linéaires des équations de Navier-Stokes ne peuvent alors plus être négligés.

Formation et appariement des structures primaires

La forme exponentielle des solutions présentées précédemment dans la théorie linéaire laisse penser que la perturbation devrait croître indéfiniment. Or, lorsque l'amplitude de la perturbation devient trop grande, l'hypothèse des petites perturbations n'est plus validée. Il faut alors prendre en compte les termes non-linéaires des équations de Navier-Stokes qui sont donc responsables de la saturation des instabilités. L'interface s'enroule pour former des tourbillons primaires de Kelvin-Helmholtz qui apparaissent alors à la fréquence naturelle f_n . Le mode fondamental responsable de la formation des tourbillons est rarement le seul à exister.

Un transfert d'énergie s'opère entre le mode fondamental (le mode initialement le plus amplifié) et son sous-harmonique. Ce transfert d'énergie se traduit par un appariement de deux tourbillons successifs [32]. L'appariement contribue ainsi à un phénomène de cascade inverse d'énergie : l'énergie cinétique du fluide passe des petites échelles aux grandes, contrairement à ce qui est prédit par la cascade d'énergie de Kolmogorov (l'énergie est transférée des grandes échelles vers les plus petites jusqu'à dissipation). Ho et Huang [32] ont montré qu'en excitant une couche de mélange avec une fréquence f proche de la fréquence naturelle f_n le maximum de fluctuation de vitesse est localisé dans la zone d'apparition des premiers tourbillons de

Kelvin-Helmholtz. En revanche, une excitation à la première sous-harmonique (soit $f = \frac{f_n}{2}$) induit un maximum de fluctuation de vitesse dans la zone des premiers appariements. Les transferts énergétiques entre modes peuvent se répéter avec les différents sous-harmoniques de la fréquence naturelle f_n et conduire à des appariements successifs. A chaque appariement, la taille des structures augmente (pratiquement deux fois plus grande à chaque appariement). Les appariements contribuent donc en grande majorité à l'élargissement de la couche de mélange. L'interface plus grande d'un tourbillon né d'un appariement permet d'entraîner plus de fluide extérieur. L'étude des appariements dans une couche de cisaillement est donc très importante pour l'analyse du mélange et de l'entraînement de l'écoulement [33].

Ces instabilités primaires ne sont pas les seules mises en jeu dans une couche de mélange. En effet, Benney met en évidence une vorticité longitudinale en utilisant une analyse non-linéaire tridimensionnelle, au second ordre, des instabilités d'une couche de mélange [34]. Ce nouveau type d'instabilités est appelé instabilités tridimensionnelles ou instabilités secondaires.

1.2.2.2 Instabilités secondaires

Bernal et Roshko ont permis d'identifier ces structures tridimensionnelles nées de la vorticité longitudinale [2]. Comme il peut être observé sur la figure 1.6, des stries se développent sous la forme de petits tourbillons contrarotatifs longitudinaux.

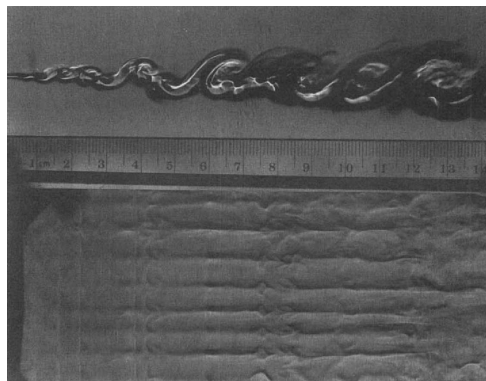


FIGURE 1.6 – Visualisations d'une couche de mélange. Coupes transversale et longitudinale de l'écoulement (Bernal et Roshko [2])

Lasheras et al. [3, 35] proposent une explication du mécanisme de formation et de développement des structures secondaires d'une couche de mélange. Les stries observées par Bernal et Roshko (figure 1.6) se forment dans la "tresse" ("braid" en anglais). Cette zone se situe sur une partie de la nappe de vorticité, entre les tourbillons primaires de Kelvin-Helmholtz. De nombreux phénomènes peuvent ainsi conduire la couche de mélange à évoluer vers une structure tridimensionnelle qui mènera à la turbulence. Ces phénomènes peuvent être une infime déviation des lignes de vorticité transversale (figure 1.7(a)) caus e par une perturbation en amont de l'écoulement (aspérités sur les parois de la buse ou de l'injecteur), les appariements des structures primaires (ce phénomène étire et contracte les structures de Kelvin-Helmholtz, et fait ainsi varier la vitesse radiale, ce qui crée de la vorticité longitudinale) ou encore d'autres instabilités inhérentes aux structures primaires elles-mêmes (comme l'instabilité "translative" proposée par Pierrehumbert et Widnall [36] responsable d'une ondulation transversale des tourbillons

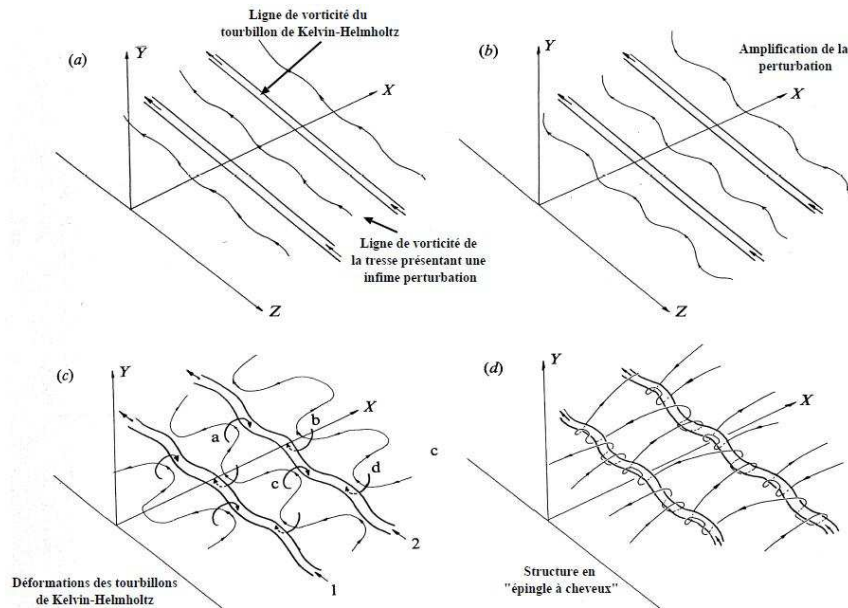


FIGURE 1.7 – Formation des structures secondaires développées dans une couche de cisaillement (Lasheras et al. [3])

primaires).



FIGURE 1.8 – Visualisation des tourbillons longitudinaux contrarotatifs d'une coupe transversale d'une couche de cisaillement par tomographie (Bernal et Roshko [2])

La petite perturbation se trouve ensuite amplifiée par l'étirement de la nappe par les tourbillons primaires. La vorticité secondaire interagit alors avec la vorticité primaire des tourbillons de Kelvin-Helmholtz. Ces tourbillons primaires vont se déformer et la ligne de vorticité secondaire va s'enrouler autour d'eux pour former une structure tridimensionnelle en "épingle à cheveux". Ces nouvelles structures collapent pour former des paires de tourbillons contrarotatifs en forme de champignons, comme Bernal et Roshko avaient pu le mettre en évidence (figure 1.8).

Les structures secondaires (tridimensionnelles) peuvent atteindre des niveaux d'énergie beaucoup plus importants que les structures primaires de Kelvin-Helmholtz. Ces deux structures fondatrices des instabilités d'une couche de mélange sont résumées par Bernal et Roshko [2] sur la figure 1.9.

Ces instabilités de couche de mélange se rencontrent dans de nombreux écoulements comme par exemple les écoulements de jets axisymétriques turbulents. Dans ce dernier cas, Liepmann et Gharib montrent que la couche de mélange de la zone initiale d'un jet axisymétrique peut s'apparenter à une couche de mélange plane [37].

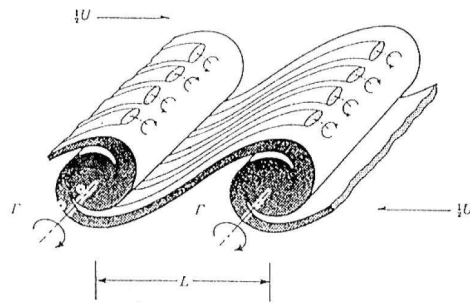


FIGURE 1.9 – Schéma des structures cohérentes d'une couche de cisaillement (Bernal et Roshko [2])

1.2.3 Application aux jets axisymétriques turbulents

1.2.3.1 Description des jets axisymétriques

Un jet est défini comme un écoulement de fluide à travers une ouverture (injecteur, buse...). Les caractéristiques d'un jet dépendent à la fois des paramètres intrinsèques au fluide mais aussi de ceux du milieu environnant dans lequel l'écoulement débouche. Ainsi, la pression, la température, la densité, la phase, la viscosité et les vitesses des deux milieux considérés sont importants pour déterminer le régime de l'écoulement. Les jets turbulents les plus connus sont les jets axisymétriques, qui regroupent dans leur forme la plus classique les jets ronds, mais aussi, de manière plus atypique les jets annulaires. Ces deux sortes de jets axisymétriques se rencontrent souvent dans la nature ou dans des applications industrielles. Ces jets ronds ont donc été très souvent étudiés, dans différents cas, pour mesurer l'influence des différents paramètres caractéristiques. Le paramètre le plus adapté pour caractériser les écoulements de jets axisymétriques est le nombre de Reynolds puisque celui-ci fait intervenir le diamètre caractéristique du jet :

$$Re_D = \frac{U_0 D}{\nu} \quad (1.16)$$

où D est le diamètre caractéristique du jet, U_0 la vitesse axiale du jet en sortie de buse et ν la viscosité cinématique du fluide.

Pour le cas d'un jet axisymétrique classique (jet rond), la valeur critique du nombre de Reynolds délimitant le régime laminaire du régime turbulent est de 2500. Au-delà de cette valeur, le jet se développe en régime turbulent.

Les jets ronds peuvent être décrits en plusieurs zones (figure 1.10). La zone d'induction désigne la partie du jet où les instabilités hydrodynamiques naissent et s'amplifient linéairement. Les structures tourbillonnaires se développent dans la zone de transition où l'évasement du jet devient de plus en plus important. Ce sont dans ces deux premières zones que le jet se comporte comme une couche de mélange (comme décrite dans la section 1.2.2). Lorsque la dimension des tourbillons de Kelvin-Helmholtz nés d'un appariement entre deux structures parents devient trop importante et que le diamètre de ces tourbillons atteint la taille du rayon du jet initial, ceux-ci se divisent en structures de petites échelles. Ce phénomène, se produit généralement à la fin du cône potentiel¹, pour marquer le début de la zone de transition vers un régime pleinement turbulent. Enfin, le jet ralentit jusqu'à atteindre une vitesse nulle en se dispersant dans le milieu environnant, dans la dernière zone, appelée zone de dispersion.

1. Le cône potentiel correspond à une zone du jet où la vitesse reste supérieure à 95% de la vitesse U_0 en sortie de buse.

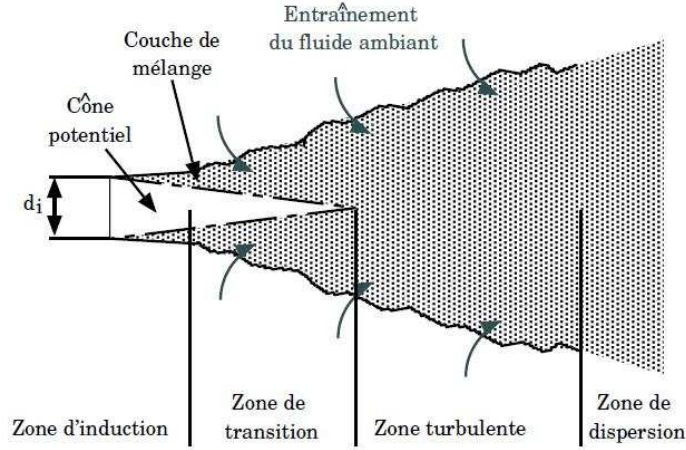


FIGURE 1.10 – Description de l'écoulement d'un jet axisymétrique turbulent

Le nombre de Froude est un second paramètre qui permet de mesurer l'influence de la gravité sur l'écoulement :

$$Fr = \frac{r_\rho U_0^2}{gD(1 - r_\rho)} \quad (1.17)$$

avec r_ρ le rapport de masses volumiques du jet et du milieu environnant ($r_\rho = \frac{\rho_j}{\rho_e}$ où ρ_j est la masse volumique du jet et ρ_e la masse volumique du milieu environnant). Si le nombre de Froude Fr est très élevé, alors les effets de la gravité peuvent être considérés comme négligeables pour le comportement du jet.

Le dernier nombre sans dimension caractéristique des jets turbulents est le nombre de Strouhal. Ce nombre peut être décliné suivant les différentes instabilités connues du jet.

Fréquence naturelle

Le nombre de Strouhal naturel St_n désigne le mode le plus amplifié dans la couche de mélange, correspondant à la fréquence naturelle (liée à l'épaisseur de quantité de mouvement θ_m décrite dans l'équation 1.2 à la page 48). Michalke prédisait un nombre de Strouhal de l'ordre de 0.0017 pour un taux d'amplification maximal d'une perturbation de la couche de mélange [31]. Plusieurs études ont permis de trouver des nombres de Strouhal variant de 0.009 à 0.018 [38, 39] dans la zone d'induction de jets ronds. Ces résultats montrent que le nombre de Strouhal est sensible aux conditions initiales.

Fréquence privilégiée

Crow et Champagne [40], en excitant un jet rond avec des ondes acoustiques de différentes fréquences, mettent en évidence une fréquence de battement du jet. Cette fréquence est représentative de l'oscillation globale du jet autour de son axe. Cette fréquence f_p , appelée fréquence privilégiée ou fréquence optimale correspond à un nombre de Strouhal privilégié St_p :

$$St_p = \frac{f_p D}{U_0} \quad (1.18)$$

avec D le diamètre du jet correspondant ici à l'échelle des instabilités mises en cause dans l'oscillation globale du jet.

Cette fréquence désigne aussi dans la littérature le comportement de "colonne de jet" de l'écoulement puisque l'écoulement est alors étudié dans sa globalité. Crow et champagne ont trouvé un nombre de Strouhal St_p de 0.3 pour un jet rond, mais comme pour le nombre de Strouhal naturel St_n , cette valeur peut varier de 0.24 à 0.64 d'après les études recensées par Gutmark et Ho [41].

Les nombres de Strouhal présentés ici pour les fréquences naturelle et privilégiée d'un jet axisymétrique rond sont donc très sensibles aux petites variations des conditions initiales (bruit, aspérités de l'injecteur...).

1.2.3.2 Notions d'asymétrie

Asymétrie par mécanismes linéaires

Les jets axisymétriques, comme le jet rond finissent généralement par perdre leur symétrie quand la turbulence se développe et que les structures cohérentes se modifient pour donner naissance à des structures de plus petites échelles. Les instabilités tridimensionnelles mises en jeu imposent une réécriture des équations de transport pour les trois composantes (r, ϕ, z) du repère cylindrique (le théorème de Squire n'est alors plus valable). La solution obtenue en termes de modes propres pour une petite perturbation de vitesse ou de pression, notée ici a , est donc de la forme :

$$a(r, \phi, z) = A(r, \phi, z, t) e^{i(kz - \omega t + m\phi)} \quad (1.19)$$

A étant l'amplitude de la perturbation, k le nombre d'onde longitudinal, ω la fréquence angulaire et m le nombre d'onde azimutal.

Michalke et Hermann [42] montrent, d'après la théorie linéaire, que pour $m = 0$, la colonne de jet est axisymétrique (ce mode est aussi appelé mode variqueux) puisqu'elle est soumise au développement d'anneaux de Kelvin-Helmholtz (figure 1.11(a)). Pour $m \neq 0$ (en règle générale, $m = \pm 1$), le jet perd sa symétrie en développant des structures hélicoïdales, le mode est alors appelé mode sinueux (figure 1.11(b)).

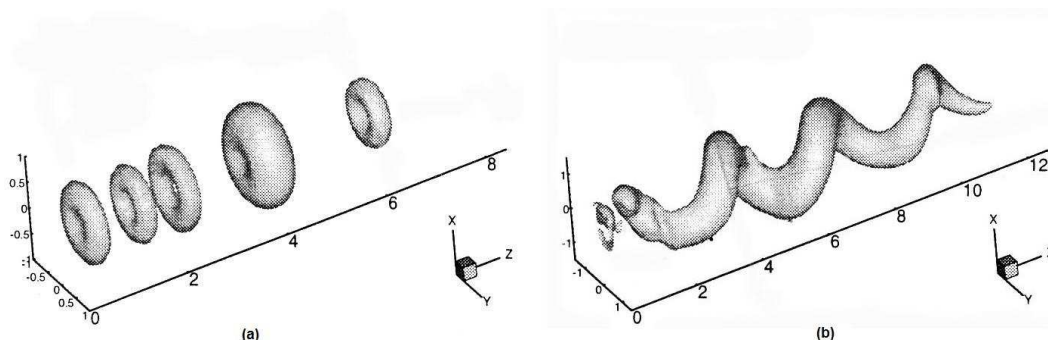


FIGURE 1.11 – Visualisation des modes d'instabilités (a) variqueux et (b) sinueux (Danaila [4])

Le mode sinueux est le plus rencontré dans les écoulements à faibles nombres de Reynolds (pour $Re_D < 1\,000$) [40]. Mais les écoulements de jets turbulents permettent de passer facilement d'un mode à l'autre. Michalke et Hermann [42] ainsi que Cohen et Wygnanski [43] soulignent l'importance du rapport $\frac{D}{\theta_m}$ dans le rôle des instabilités variqueuses ou sinueuses. Le rapport $\frac{D}{\theta_m}$ diminue lorsque l'écoulement se développe en aval et les instabilités variqueuses s'estompent au

profit des instabilités sinueuses (si la vitesse en sortie de buse du jet diminue, alors le profil de vitesse de l'écoulement s'adoucit et le jet devient de plus en plus asymétrique).

Asymétrie par mécanismes non linéaires

* *Appariement hélicoïdal*

Les mécanismes non-linéaires développés dans un jet rond peuvent aussi conduire à une asymétrie de l'écoulement. Les tourbillons primaires de Kelvin-Helmholtz peuvent ainsi s'incliner et conduire à des appariements hélicoïdaux (les effets non-linéaires peuvent conduire à une inclinaison alternée des axes de vorticité). Ce mécanisme particulier est décrit par Broze et Hussain [44] : l'inclinaison d'un anneau de Kelvin-Helmholtz est accentuée par les tourbillons voisins qui modifient sa vitesse. Les anneaux finissent alors par s'enchevêtrer (figure 1.12(a)).

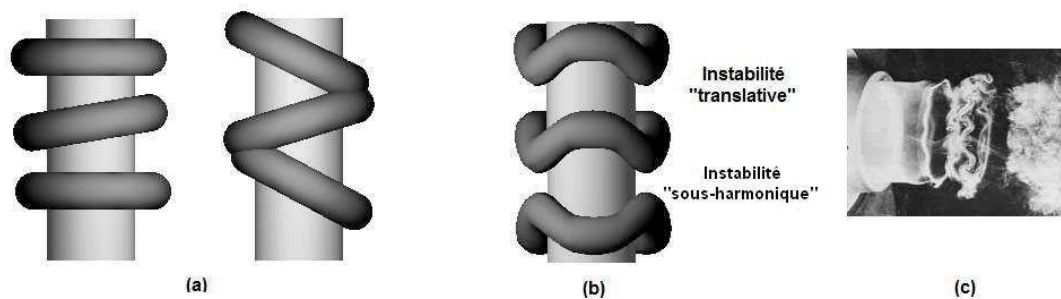


FIGURE 1.12 – Schéma des mécanismes de brisure de symétrie : (a) Enchevêtrement hélicoïdal des structures primaires de Kelvin-Helmholtz, (b) Instabilité de Widnall (Demare [5]) et (c) Visualisation des instabilités de jet rond nées de mécanismes non linéaires

* *Instabilité translativ *

Comme présenté précédemment pour la couche de mélange (section 1.2.2.2 à la page 11), les tourbillons primaires de Kelvin-Helmholtz peuvent être soumis à une oscillation sous l'effet d'instabilités tridimensionnelles (Pierrehumbert et Widnall [36]). Cette instabilité "translativ " fait osciller les structures primaires en phase (figure 1.12(b) et (c)). Cette instabilité peut également, à son tour, entretenir une perturbation de vorticité longitudinale.

* *Instabilité sous-harmonique*

Pierrehumbert et Widnall [36] ont aussi défini une instabilité "sous-harmonique", proche de l'instabilité translativ  dans le mécanisme de formation mais cette fois, des anneaux de Kelvin-Helmholtz adjacents oscillent en opposition de phase (figure 1.12(b) et (c)). Cette oscillation peut conduire à un appariement partiel hélicoïdal si l'amplitude de l'oscillation devient assez grande et atteint la longueur d'onde des structures primaires.

Les jets ronds sont donc essentiellement soumis à des instabilités de couche de mélange au niveau des zones de cisaillement entre l'écoulement et le milieu environnant. Le développement de ces instabilités, primaires et tridimensionnelles conditionne les caractéristiques de l'écoulement. D'autres jets axisymétriques peuvent être le si ge d'instabilités complexes qui interagissent avec les instabilités de couche de mélange présentées précédemment. Les jets annulaires sont un

exemple de jet axisymétrique turbulent qui intègrent à la fois les instabilités de bord de jet issues des couches de mélange et les instabilités de sillage.

1.3 Les jets annulaires : définition et enjeux

1.3.1 Présentation des jets annulaires

Un jet annulaire est un jet axisymétrique turbulent formé par une buse de jet rond muni d'un obstacle à l'écoulement en son centre (figure 1.13). Ce jet particulier est caractérisé par le diamètre extérieur D_o , définissant le diamètre de la buse de jet rond, et le diamètre intérieur D_i désignant le diamètre de l'obstacle central. Ces deux diamètres se retrouvent dans le rapport de diamètres $r = \frac{D_o}{D_i}$. L'obstacle central peut avoir différentes géométries (cylindre, cône...). Dans le cas le plus classique, cet obstacle a la forme d'un disque. Le jet issu de la buse a la forme d'un anneau d'épaisseur $e = \frac{D_o - D_i}{2}$. L'écoulement injecté dans la buse a un profil de vitesse plat en sortie. La vitesse de cet écoulement en sortie est notée U_0 . D'autres paramètres permettent de caractériser l'écoulement d'un jet annulaire : le rapport de blocage $RB = r^2$, et le demi-angle d'ouverture de l'obstacle central α . Selon la géométrie de l'obstacle, cet angle se trouve dans l'intervalle : $0^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ (pour un disque, $\alpha = 90^\circ$ alors que pour un cylindre, $\alpha = 0^\circ$).

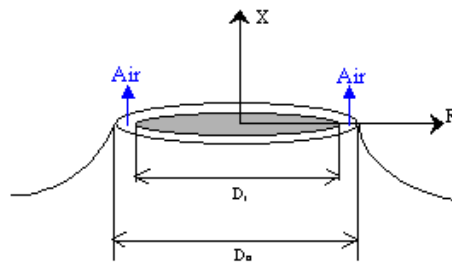


FIGURE 1.13 – Schéma de la buse d'un jet annulaire

L'obstacle central donne naissance à des instabilités de sillage en aval. Ces instabilités ont été très étudiées pour des obstacles libres dans des milieux au repos ou pour des obstacles fixes dans des écoulements.

1.3.2 Instabilités de sillage

Il existe deux zones dans les écoulements de sillages d'obstacles que l'on peut distinguer selon leurs propriétés : une zone de sillage lointain et une zone de sillage proche. Le sillage est découpé suivant l'influence de la géométrie de l'obstacle sur les propriétés de l'écoulement et des structures qui s'y développent.

Sillage lointain

En revanche, dans la zone de sillage lointain, le sillage est indépendant de l'obstacle étudié. Le sillage est également auto-similaire (les mêmes caractéristiques se retrouvent à différentes échelles) ou auto-entretenu.

La figure 1.14 représente l'évolution de la vitesse dans le sillage lointain d'un obstacle quelconque (quelles que soient sa forme et ses caractéristiques). Sur les bords du sillage, la vitesse

reste proche de la vitesse de l'écoulement en amont de l'obstacle U_∞ . En se rapprochant de l'axe central, la vitesse U (vitesse locale) diminue jusqu'à atteindre la vitesse U_c , sur l'axe de symétrie de l'obstacle (U_s représente la différence de vitesse : $U_s = U_\infty - U_c$). L'allure du profil de vitesse est symétrique par rapport à l'axe et s'étend sur une distance de $2l$, l étant la longueur caractéristique de l'épaisseur du sillage. Ce profil de vitesse est le même dans le sillage lointain d'obstacles de différentes géométries.

En revanche, le point de départ dans le sillage, où le caractère auto-similaire se révèle, dépend de la géométrie de l'obstacle et du nombre de Reynolds. Dans le sillage d'une sphère, pour un écoulement de nombre de Reynolds Re_D (basé sur le diamètre de la sphère D : $Re_D = \frac{U_\infty D}{\nu}$) égal à 10 000, l'auto-similarité débute, selon Bevilaqua et Lykoudis [45], à partir d'une distance de $10D$ de l'obstacle. En revanche, pour le même nombre de Reynolds, un disque de diamètre D présentera une auto-similarité vers $20D$.

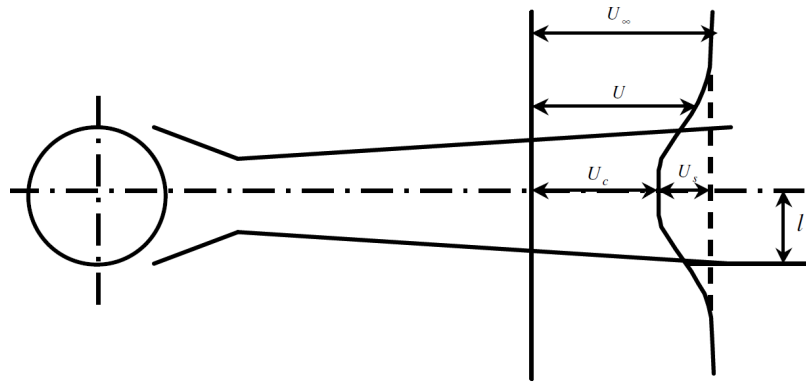


FIGURE 1.14 – Evolution de la vitesse en sillage lointain d'un obstacle

Sillage proche

La structure du sillage dépend fortement de la géométrie de l'obstacle et des interactions entre l'écoulement et la surface de l'obstacle considéré. Pour un écoulement uniforme contournant un obstacle axisymétrique, les conditions d'écoulement paraissent simples, pourtant différents phénomènes complexes, pour lesquels le nombre de Reynolds est un paramètre déterminant, sont mis en jeu.

Un des cas de sillage les plus étudiés est le sillage d'un cylindre. Cet écoulement permet d'avoir une bonne perception de la formation et du développement de structures bidimensionnelles. En revanche, pour étudier le sillage sous des considérations tridimensionnelles, il est nécessaire d'avoir recours à des obstacles axisymétriques tels qu'une sphère ou un disque. La sphère a été l'objet de nombreuses études expérimentales et numériques. Les obstacles de géométrie moins classique (cône, carré...) restent très marginaux dans les études de sillage.

En règle générale, pour les obstacles axisymétriques, l'écoulement trouve plusieurs caractéristiques typiques qui permettent de le distinguer : les points de stagnation, les régions de gradient de pression (que ce gradient soit favorable ou défavorable à l'écoulement), la séparation, la recirculation et le décrochage des structures tourbillonnaires. Suivant le nombre de Reynolds Re_D ($Re_D = \frac{U_0 D}{\nu}$, avec D le diamètre de l'obstacle, U_0 la vitesse uniforme de l'écoulement en amont de l'obstacle et ν la viscosité cinématique du fluide constituant

l'écoulement) considéré, le sillage proche aura une évolution différente.

Pour des nombres de Reynolds Re_D faibles, le régime de l'écoulement est laminaire. Cet écoulement incident contourne l'obstacle et les lignes de courant se courbent. Lorsque le nombre de Reynolds Re_D augmente, l'écoulement passe en régime turbulent. Lorsque les lignes de courant se courbent, la pression chute alors et la vitesse augmente (la région considérée est soumise à un gradient de pression favorable à l'écoulement). Un peu plus loin en aval, l'écoulement fait face à un gradient de pression défavorable, il se sépare donc de l'obstacle. En aval de ce point de séparation se trouve une zone de recirculation attachée à l'obstacle (en aval de l'obstacle, la pression est beaucoup plus faible, l'écoulement est donc entraîné dans cette zone pour former une recirculation de forme toroïdale). Cette zone est souvent axisymétrique et stationnaire pour des nombres de Reynolds modérés (la zone de recirculation peut se créer pour des nombres de Reynolds proche du régime de Stokes $Re_D \approx 1$ pour un disque, mais il faut atteindre environ $Re_D = 20$ pour la voir apparaître dans le sillage d'une sphère). Si le nombre de Reynolds augmente encore, la zone de recirculation devient instable et les tourbillons commencent à se décrocher. Au-delà du Reynolds critique définissant un écoulement de régime turbulent, il est possible de distinguer trois nouveaux comportements d'écoulement appelés régime subcritique, régime critique et régime supercritique.

*** Forces mises en jeu : la portance et la traînée**

Un écoulement de vitesse U_0 exerce sur un obstacle fixe une force $\vec{F}$. La composante de cette force dans la direction de l'écoulement est appelée **traînée** T (en anglais "drag") alors que la composante perpendiculaire à l'écoulement est désignée par la **portance** P (en anglais "lift"). Ces composantes peuvent s'écrire sous la forme :

$$T = \frac{1}{2} \rho U_0^2 S C_x \quad (1.20)$$

$$P = \frac{1}{2} \rho U_0^2 S C_z \quad (1.21)$$

où ρ est la masse volumique du fluide de l'écoulement, S est le maître-couple de l'obstacle (c'est-à-dire la surface projetée de l'obstacle sur un plan perpendiculaire à l'écoulement) et C_x et C_z sont les coefficients adimensionnés respectivement coefficient de traînée et coefficient de portance.

Lorsque l'écoulement moyen garde une symétrie axiale, alors la portance est nulle. Nous ne considérons donc plus que la traînée qui est la seule composante importante dans le cas de sillage d'obstacles axisymétriques. Le coefficient de traînée dépend de plusieurs paramètres (forme de l'obstacle, vitesse de l'écoulement...). Pour un obstacle de forme et d'orientation données, le coefficient de traînée C_x ne dépend alors plus que du nombre de Reynolds Re_D (comme le montre le graphique 1.15 tracé pour le sillage d'une sphère). La traînée résulte de plusieurs conditions et se subdivise en différentes catégories.

Pour le sillage d'un obstacle, il est nécessaire de tenir compte de la *traînée de frottement* qui est responsable de la dissipation de l'énergie mécanique (qui se transforme en chaleur). Cette traînée est essentielle pour les corps minces et elle est donc importante dans les écoulements autour d'une plaque plane, comme un disque par exemple. Lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement est faible, la viscosité est prépondérante. Mais en augmentant la vitesse de

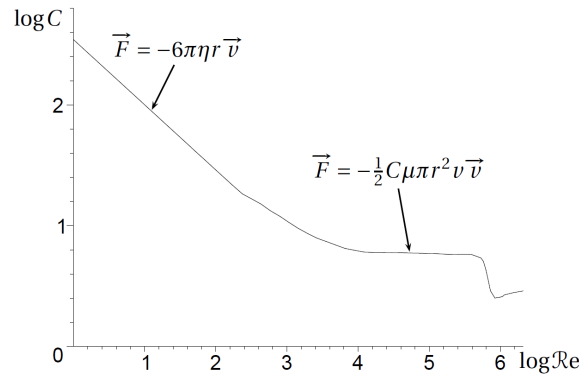


FIGURE 1.15 – Evolution du coefficient de traînée dans le sillage d'une sphère en fonction du nombre de Reynolds

l'écoulement, la viscosité n'arrive plus à ralentir l'écoulement. La plus grande part des effets visqueux est alors concentrée dans une couche limite qui, suivant le nombre de Reynolds, peut être laminaire ou turbulente.

Pour un obstacle plus épais (pour des corps non profilés comme une sphère ou un cylindre), cette traînée de frottement devient négligeable et la force qui est alors l'actrice principale est la *traînée de forme* (ou *traînée de pression*). Celle-ci est liée à une chute de pression en aval de l'obstacle. La viscosité maintient la cohésion du fluide de l'écoulement lorsque le nombre de Reynolds est suffisamment faible mais en augmentant, il rend la viscosité négligeable et l'écoulement se sépare de l'obstacle au point de décollement. La dépression induite par le décollement en aval crée donc une traînée de forme déterminante de la structure du sillage proche de l'obstacle. La figure 1.16 évalue l'importance de la traînée de forme par rapport à la traînée de frottement pour différents obstacles non profilés et profilés.

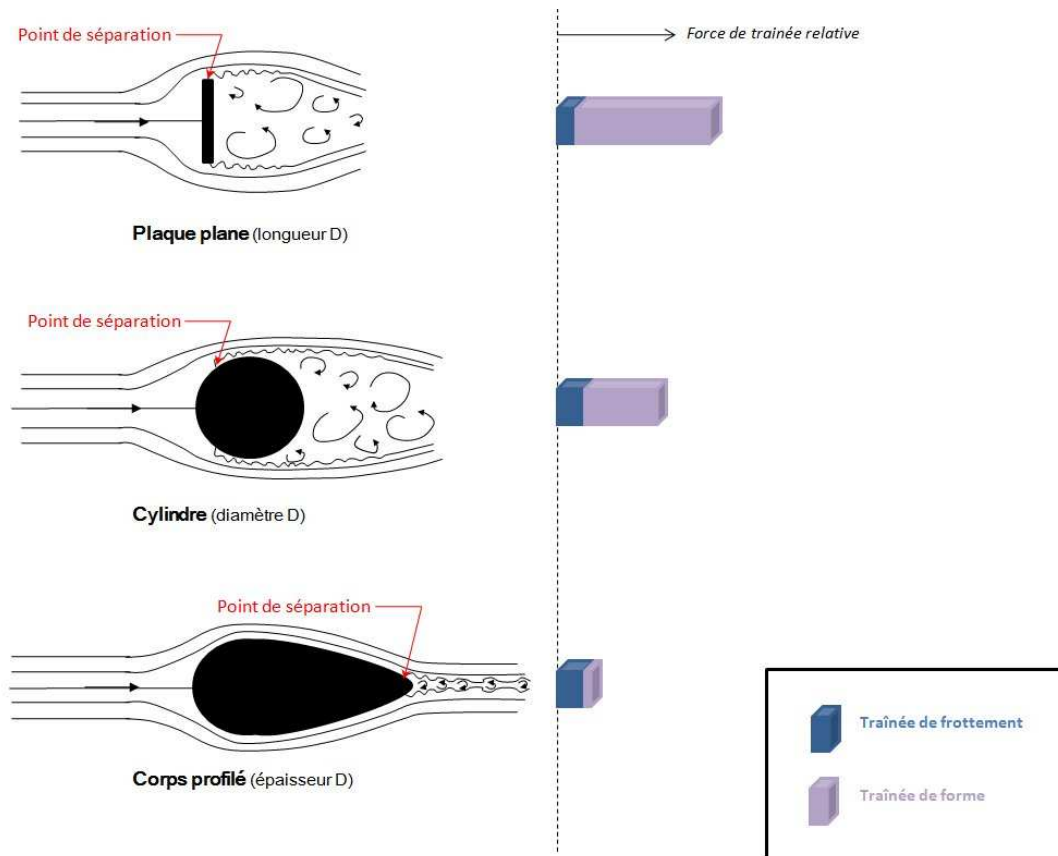
Le sillage change de structure suivant la position du point de séparation qui peut être plus en amont ou plus en aval, et suivant la nature de la couche limite : celle-ci peut être ou bien laminaire ou bien turbulente. Cette différence de couche limite définit le régime subcritique (pour une couche limite laminaire) et le régime supercritique (pour une couche limite turbulente).

* *Régime subcritique*

Pour un régime subcritique, la couche limite laminaire devient plus fine lorsque le nombre de Reynolds augmente et le gradient de pression devient plus fort ce qui entraîne le point de séparation à glisser vers l'amont. La traînée de forme augmente alors ce qui accroît la traînée totale. La symétrie du sillage se brise : l'écoulement instantané n'est alors symétrique qu'en moyenne temporelle. Les tourbillons se détachent de l'obstacle. Lorsque le nombre de Reynolds augmente encore, les tourbillons finissent par se détacher au-delà de la couche limite.

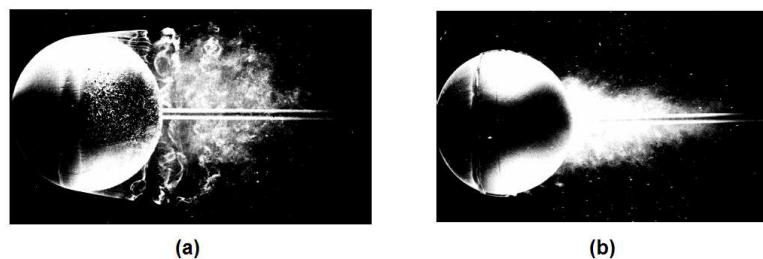
* *Régime critique*

A partir d'un nombre de Reynolds critique, la couche limite devient turbulente. Le point de séparation glisse vers l'aval. En augmentant le nombre de Reynolds, la situation se place en régime supercritique. La couche limite turbulente réduit la traînée de forme et augmente la traînée de frottement mais la traînée totale réduit.

FIGURE 1.16 – Exemples de sillages pour différents obstacles pour $Re_D = 10^5$

* Régime supercritique

Lorsque le nombre de Reynolds augmente encore, le point de séparation ne bouge plus mais la traînée de friction augmente alors que la traînée de forme reste constante. Une couche limite turbulente diminue la résistance à l'écoulement. Contrairement à une couche limite laminaire, elle a tendance à s'accrocher à l'obstacle et donc à rendre l'écoulement plus stable. La figure 1.17 montre un exemple de la différence de régimes subcritique et supercritique pour le sillage d'une sphère.

FIGURE 1.17 – Sillage d'une sphère présentant (a) une couche limite laminaire ($Re_D = 15\,000$) et (b) une couche limite turbulente ($Re_D = 30\,000$, effet accentué dans ce cas par un fil mince placé autour de la sphère)

Comme dans le cas d'instabilités de couche de mélange, les sillages sont soumis à des instabilités de fréquences caractéristiques qui peuvent s'exprimer sous un nombre de Strouhal. Ce nombre sans dimension nous permet de mieux comprendre la structure d'un écoulement de

sillage. On distingue ainsi deux nombres de Strouhal importants pour un sillage : un nombre de Strouhal "bas-mode" et un nombre de Strouhal "haut-mode".

*** *Nombre de Strouhal bas-mode***

Le nombre de Strouhal bas-mode s'apparente aux fluctuations de vitesse à grande échelle causées par le décrochage des tourbillons. Ces tourbillons décrochés de manière alternée marquent une périodicité du sillage qui se traduit par une basse fréquence. Ce nombre de Strouhal bas-mode, dans le cas d'une sphère se retrouve dans les écoulements de sillage jusqu'à un nombre de Reynolds $Re_D = 800$ [46, 47].

*** *Nombre de Strouhal haut-mode***

Au-delà de ce Reynolds $Re_D = 800$, le spectre de fréquences du sillage d'une sphère présente un signal additionnel de fréquence plus élevée. Cette fréquence correspond au nombre de Strouhal haut-mode. Ce nombre de Strouhal est sans doute relatif aux instabilités de Kelvin-Helmholtz dans les couches de cisaillement entre l'écoulement et le milieu environnant de la sphère (le milieu situé en aval de l'obstacle est au repos). La différence de vitesse entre ce milieu et le fluide de l'écoulement entraîne la formation d'une couche de cisaillement.

Les instabilités de sillage et les instabilités de couche de mélange sont les cas les plus étudiés puisque ce sont des configurations assez simples, souvent rencontrées dans la nature. Ces deux types d'instabilités se retrouvent dans l'étude des jets annulaires comme présentés précédemment. Observer les écoulements de jet annulaire implique donc de mesurer les interactions entre ces deux types d'instabilités. L'écoulement de jet annulaire turbulent est donc assez complexe mais il est nécessaire de le connaître et de le comprendre pour pouvoir l'utiliser de manière optimale dans la plupart des applications industrielles qui utilisent ces jets particuliers.

1.3.3 Applications industrielles

Il existe peu d'études de jets annulaires de grands rapports de diamètres. Pourtant, ce sont les cas les plus rencontrés dans le domaine industriel. Cette étude aérodynamique touche différents domaines dans lesquels les instabilités de turbulence peuvent devenir un moyen d'optimisation comme un paramètre nuisible à l'efficacité de certaines applications. La ventilation et la combustion sont les deux domaines les plus porteurs pour les jets annulaires avec, dans chacune de ces disciplines, différentes applications présentant des contraintes et des exigences bien distinctes.

1.3.3.1 Ventilation

Les jets turbulents sont souvent utilisés dans le domaine de la ventilation. La ventilation a pour objectifs de renouveler l'air, d'assurer la climatisation d'un lieu clos mais aussi d'assainir l'air pour éviter l'accumulation de polluants. Il existe différentes voies de ventilation : la convection naturelle, initiée par des conditions naturelles de déplacement d'air (vents ou transferts thermiques) et la ventilation mécanique qui est plus courante puisque beaucoup plus simple à maîtriser. Dans la majorité des bâtiments individuels et publics, les dispositifs utilisés font appel à la Ventilation Mécanique Contrôlée (VMC) pour renouveler l'air à l'intérieur des pièces (principalement, les pièces présentant des forts taux d'humidité). Le principe de ces dispositifs est basé sur la dépression. Un ventilateur permet d'aspirer l'air des pièces humides

tandis que la dépression entraîne l'air extérieur à entrer dans le bâtiment par des ouvertures disposées dans les pièces non humides, pour créer une circulation d'air à sens unique dans l'ensemble de la construction.

Pour d'autres bâtiments en revanche, les installations doivent satisfaire à d'autres critères de sécurité. Dans certains laboratoires d'analyse et de recherche ou encore dans certaines usines, pour assurer la sécurité des personnels, il est nécessaire d'avoir recours à des systèmes de ventilation équipés de filtres. L'air provenant de l'extérieur est filtré et traité (chauffé ou refroidi, humidifié ou déshydraté, selon les besoins) puis soufflé dans les pièces. Un système complémentaire est installé pour assurer l'extraction de l'air, filtrer et rejeter l'air contaminé à l'extérieur du bâtiment. Ces précautions permettent de protéger la santé des personnels des produits manipulés (qui peuvent être toxiques) mais aussi pour prévenir la contamination des produits utilisés des poussières ou autres polluants. Ces difficultés se rencontrent souvent dans les "salles blanches" pour des domaines particuliers comme les biotechnologies, les blocs opératoires ou les blocs de bactériologie....

Il faut également prendre en considération les dangers que présentent des tunnels routiers en matière de ventilation. L'évacuation des gaz d'échappement des moteurs ou encore les fumées toxiques en cas d'accident nécessite des outils de ventilation efficaces et fiables.

Les ventilateurs utilisés pour ces systèmes peuvent être de différentes formes. L'objectif principal est de renouveler l'air efficacement, sans consommer beaucoup d'énergie et en respectant des normes esthétiques et des normes de confort thermique ou acoustique. Dans les cas les plus classiques, les jets ronds axisymétriques permettent d'obtenir de bons résultats mais ces jets ne sont pas les plus optimisés. Depuis une dizaine d'années, les systèmes de climatisation sont de plus en plus demandés, ce qui impliquent une augmentation des recherches dans ce domaine pour améliorer les dispositifs de ventilation et les contrôler plus efficacement.

Dans ce cadre, les jets annulaires paraissent être un bon outil pour améliorer certaines propriétés des écoulements issus de jets ronds et ainsi optimiser les systèmes de ventilation.

Ventilation personnalisée

La ventilation personnalisée est un domaine où les jets annulaires sont déjà largement utilisés. Ces systèmes de ventilation ne sont pas seulement destinés au confort des usagers mais aussi à l'amélioration des conditions d'hygiène dans des endroits publics où l'exposition aux contaminants (microbes, polluants...) est un danger direct pour l'homme (Melikov [48]). Les jets annulaires sont ici utilisés pour délivrer de l'air conditionné propre directement dans la zone de respiration de l'utilisateur. Comme le montre les schémas de la figure 1.19, issus d'une étude de Ezzat Khalifa et al. [6], les jets annulaires permettent d'allonger le cône potentiel (zone de l'écoulement où l'air reste propre puisqu'il n'a pas été contaminé par l'air ambiant extérieur) d'un jet rond. Cet anneau d'air protège l'écoulement interne des pollutions extérieures. Il faut alors apprendre à maîtriser le jet annulaire pour optimiser les conditions d'utilisation de ce type de dispositifs.

Dans l'étude de Ezzat Khalifa et al. [6], les jets sont étudiés pour des nombres de Reynolds Re_{D_o} , basés sur le diamètre extérieur du jet annulaire, supérieurs à 32 000. Ce nombre de Reynolds correspond, dans le cas étudié, à une vitesse de 0.3 m.s^{-1} du jet annulaire en sortie

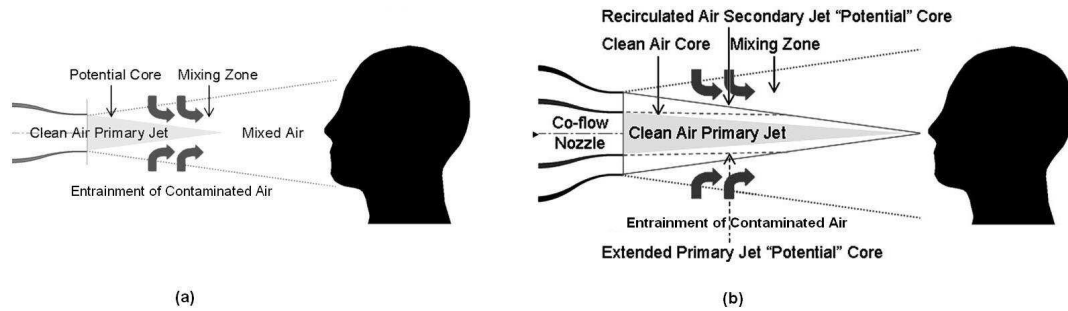


FIGURE 1.18 – Système de ventilation personnalisée (source Ezzat Khalifa et al. [6])

de buse, qui correspond à la vitesse minimale nécessaire au dispositif pour pénétrer le panache thermique humain d'une personne placée entre 0.4 et 0.6m). La buse utilisée a un rapport de diamètres de 0.48.

D'autres systèmes de ventilation individuelle n'utilisent en revanche que des buses de jet annulaire, tels que ceux utilisés dans les dispositifs de refroidissement des bus ou des avions (figure 1.19). On peut voir clairement sur cette photographie un jet rond présentant un obstacle central en forme de disque.

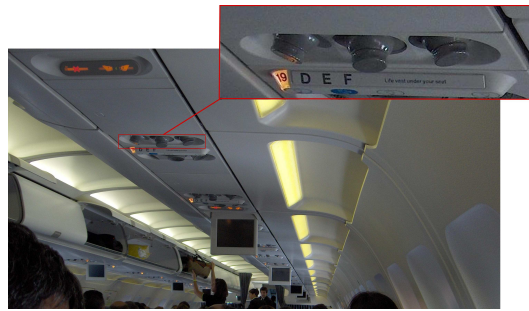


FIGURE 1.19 – Système de ventilation individuelle

Ventilation opérationnelle

Un autre avantage des jets annulaires peut être mis en valeur dans le domaine de la ventilation opérationnelle. Le principal danger pour les interventions des pompiers en cas d'incendie est la présence de fumées. Ces fumées sont toxiques. Elles contiennent aussi de nombreux combustibles (suies, gaz de pyrolyse...) qui, sous l'action de la chaleur, deviennent un véritable guide de combustion. L'opacité des fumées empêche les pompiers d'intervenir facilement dans un lieu clos pour secourir des victimes ou pour éteindre le foyer. Mais l'importance des fumées qui peut propager rapidement un feu, peut alors conduire à des phénomènes violents tels qu'un embrasement généralisé éclair (*flashover*) ou une explosion de fumées (*backdraft*). Pour améliorer les conditions d'intervention des soldats du feu, une technique de ventilation opérationnelle appelée ventilation à pression positive consiste à placer un ventilateur devant une porte ouverte et créer un exutoire dans la pièce incendiée. Le ventilateur entraîne alors l'air à entrer dans la pièce pour créer une surpression qui va pousser la fumée à sortir par l'exutoire à cause du gradient de pression entre la pièce en surpression et l'extérieur (Allano et al. [49]). Le flux d'air doit être supérieur au volume à ventiler par heure pour avoir une action efficace sur les fumées.

Des études ont été menées pour tester les apports d'un jet annulaire par rapport à un jet rond



FIGURE 1.20 – Ventilateur utilisé pour des interventions de désenfumage

classique pour ce type d'interventions (Vidor [50]). Le taux d'entraînement d'un jet annulaire étant plus élevé que celui d'un jet rond, il peut être plus efficace pour produire une surpression plus forte et ainsi accélérer le désenfumage d'un local semi-ouvert. Dans l'étude de Vidor [50], les mesures sont effectuées pour différents rapports de diamètres variant de 0.33 à 0.83 et des nombres de Reynolds de jet d'air de 50 000.

Neige de culture

Depuis les années 80, la neige de culture s'est considérablement développée en France : 20% du domaine skiable est aujourd'hui recouvert avec de la neige de culture (ce qui représente approximativement 4 000 hectares). Pour couvrir 3 hectares, il est nécessaire d'utiliser 3 enneigeurs (encore appelés "canons à neige"). Il existe deux catégories d'enneigeurs : les systèmes basse pression et les systèmes haute pression.

Les systèmes haute pression nécessitent une installation lourde : une usine à neige est reliée à des canalisations qui amènent de l'eau refroidie et de l'air sous forte pression jusqu'aux canons à neige. Ces systèmes sont très bruyants et consomment beaucoup d'énergie (pour faire fonctionner les pompes pour l'eau, les compresseurs pour l'air...).

Les systèmes basse pression représentent une bonne alternative aux dispositifs précédents puisqu'ils sont moins bruyants et qu'ils nécessitent beaucoup moins d'énergie pour tourner. Ces dispositifs utilisent des ventilateurs semblables à des jets annulaires. Les canons à neige de ces systèmes ne reçoivent que l'eau sous pression. Le refroidissement de l'eau et le mélange avec l'air se fait par l'intermédiaire du ventilateur (comme le montre la figure 1.21).



FIGURE 1.21 – Canon ventilateur pour la fabrication de neige de culture

La neige de culture est devenue un réel enjeu économique en France : 188 stations sont

équipées en canons à neige (soit une station sur deux environ). 100 000 emplois sont directement reliés aux activités des stations de ski pendant la saison d'hiver. Le développement de cette technique est pourtant très controversé. Les considérations écologiques nous poussent à essayer d'améliorer cette technique pour limiter les dépenses énergétiques ($1m^3$ de neige produite consomme en moyenne $2.8kWh$). Les recherches scientifiques menées dans ce domaine ont déjà permis de réduire la consommation énergétique d'un facteur deux en 10 ans. L'autre difficulté à résoudre est l'alimentation en eau nécessaire pour l'utilisation de la neige de culture, qui représente environ 15 millions de litres d'eau par an en France. Pendant l'hiver, les précipitations se font sous forme de neige (période d'étiage où le débit d'un cours d'eau atteint son niveau le plus bas). C'est pendant cette période de l'année que la consommation en eau est la plus problématique. Pour l'utilisation des enneigeurs, il faut alors avoir recours à des bassins artificiels (réserves collinaires) reliés aux canons à neige par des canalisations. Les installations nécessaires pour le fonctionnement des enneigeurs deviennent donc coûteuses mais aussi néfastes pour l'environnement.

1.3.3.2 Combustion

Les jets annulaires sont également énormément utilisés dans le domaine de la combustion. Pour la plupart des industriels, cet écoulement particulier permet de stabiliser des flammes, de réduire les émissions de polluants ou d'optimiser des procédés de fibrage. La réduction des polluants est un paramètre qui est de plus en plus déterminant pour un industriel, dans le contexte actuel mais l'optimisation d'un procédé permet aussi de réduire les coûts de fabrication, les dépenses des matières premières et diminuer la consommation énergétique. Les études d'un jet annulaire trouvent donc, dans le domaine de la combustion, le même intérêt déterminant que les dispositifs de ventilation auprès des industriels.

Brûleurs

La compréhension des écoulements de jet annulaire peut permettre d'améliorer les études en combustion, pour modifier les géométries des brûleurs les plus souvent utilisés dans le domaine industriel, afin de stabiliser les flammes, de réduire les émissions polluantes ou encore de minimiser les coûts d'utilisation de combustible. Les configurations qui s'approchent le plus de l'étude des jets annulaires sont présentées dans ce paragraphe : les brûleurs stabilisateurs (appelés brûleurs "bluff-body") et les accroche-flammes.

Le principe de fonctionnement de ces brûleurs est globalement le même et repose sur les mêmes caractéristiques d'écoulement : stabiliser la flamme dans le sillage d'un obstacle placé au centre du brûleur.

* *"Bluff-Body"*

Les brûleurs "bluff-body" sont des brûleurs constitués de deux jets coaxiaux concentriques. Un obstacle encercle le jet central pour créer une dépression en aval de cet obstacle. La dépression donne naissance à une zone de recirculation dans le sillage de l'obstacle (figure 1.22). Les produits imbrûlés sont alors piégés dans le sillage et la flamme est stabilisée. Les propriétés du sillage, et plus particulièrement de la zone de recirculation, ont une influence importante sur les propriétés de la flamme (Chen et al. [51]). Mieux connaître l'écoulement d'un jet annulaire peut ainsi permettre de mieux maîtriser les brûleurs bluff-body et d'améliorer la combustion (en diminuant

les émissions de polluants qui restent un enjeu majeur des industriels depuis plusieurs années). La plupart des configurations rencontrées dans le domaine industriel utilisent des brûleurs de rapport de diamètres compris entre 0.5 et 0.9².

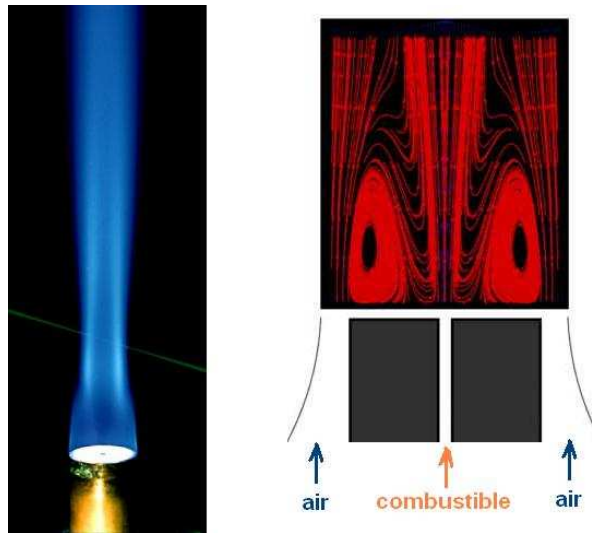


FIGURE 1.22 – Brûleur "bluff-body" : lignes de courant en sortie de brûleur (source : Aeromech, University of Sydney, Australie)

* *Accroche-flamme*

L'accroche-flamme est un dispositif qui permet également de stabiliser des flammes (Borghini et al. [52]). Ce système de stabilisation est principalement utilisé dans les statoréacteurs. Ces moteurs d'avions développés depuis les années 50 se déclenchent lorsque l'avion a déjà atteint une vitesse de l'ordre de deux fois la vitesse du son. Le statoréacteur est constitué d'un tube ouvert aux deux extrémités. La première partie de ce tube permet à l'air d'entrer en vitesse subsonique (de l'ordre de Mach 0.5) puis de se mélanger au carburant dans la chambre de combustion. L'allumage de ce mélange permet de déclencher la combustion qui est ensuite entretenue par des accroche-flammes. La poussée est générée par la détente des gaz brûlés dans la dernière partie du statoréacteur.

Les accroche-flammes situés dans la chambre de combustion du statoréacteur (figure 1.23) sont des obstacles placés au centre du cylindre (cet obstacle est généralement un anneau en forme de gouttière). Dans le sillage de ces accroche-flammes, une zone de recirculation se développe et permet d'augmenter le temps de séjour des gaz dans la zone de combustion. Les turbulences induites par l'obstacle déforment le front de flamme. La consommation des gaz chauds augmente alors avec l'augmentation de la surface du front de flamme. La présence d'un obstacle permet aussi de ralentir le flux en amont et donc de stabiliser la flamme plus facilement.

Soupape d'admission d'un moteur

Le moteur essence à 4 temps (moteur à combustion interne) fonctionne suivant différentes phases. Un mélange volatile d'essence et d'air est introduit dans le cylindre, par la soupape d'admission, puis s'enflamme et crée une explosion des gaz. Les gaz sont ensuite évacués par

2. L'Université de Sydney met à disposition une banque de données libre d'accès pour l'étude des brûleurs bluff-body : www.aeromech.usyd.edu.au/thermofluids/

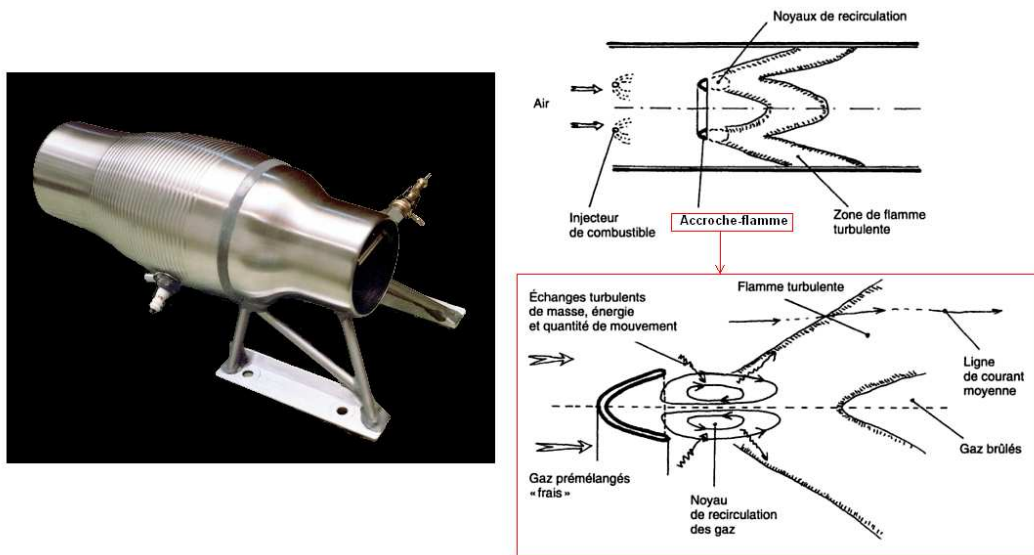


FIGURE 1.23 – Statoréacteur : combustion avec accroche-flamme

une soupape d'échappement. Un piston est mis en mouvement à chaque phase de fonctionnement du moteur. Ce piston fait tourner l'arbre de vilebrequin connecté aux organes de transmission qui entraînent les roues. Lors de la phase d'admission, la chambre est soumise à de nombreuses fluctuations cycle à cycle car l'écoulement autour de la soupape d'admission présente des interactions complexes entre le jet de soupape et les parois. Ces fluctuations sont un enjeu important pour les motoristes qui sont de plus en plus sensibles aux bilans des émissions polluantes induits par ces instabilités (Laurant et al. [53]).

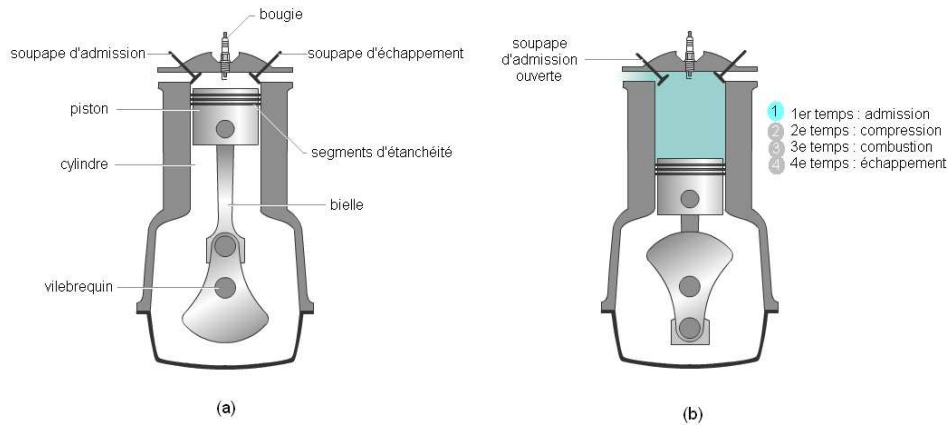


FIGURE 1.24 – Schéma de principe d'un moteur à combustion interne : (a) Descriptif du moteur, (b) Phase d'admission

Pendant la phase d'admission, le jet de soupape forme un écoulement qui présente des similitudes avec un écoulement de jet annulaire, comme on peut le remarquer dans l'étude de Laurant et al. [53] (figure 1.24). Les études d'un écoulement de jet annulaire peuvent alors apporter des réponses ou des solutions aux motoristes pour améliorer leurs dispositifs.

En règle générale, les écoulements étudiés dans ce domaine sont formés par des jets annulaires de rapport de diamètres compris entre 0.8 et 0.9. Pour des nombres de Reynolds Re_{D_o} (basés sur le diamètre du cylindre dans lequel circule la soupape d'admission) de l'ordre de 200 000.

Procédé de fibrage du verre

Pour fabriquer des fibres de verre, il existe différents procédés. Un de ces procédés permet de créer des fibres utilisées dans la laine de verre. Ce procédé, appelé TEL a été construit dans les années 50 par le groupe Saint Gobain (figure 1.25). Le mécanisme du TEL se déroule en plusieurs étapes : le verre fondu est introduit dans une assiette de fibrage en rotation. Le verre traverse des trous d'émission percés à la périphérie de l'assiette par force centrifuge. Les fibres sont alors étirées par un jet annulaire coaxial. L'écoulement de gaz chaud a pour rôle d'étirer les fibres mais aussi d'élever la température.

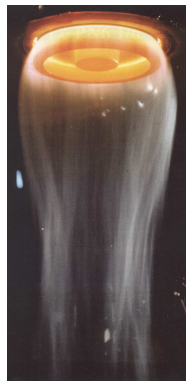


FIGURE 1.25 – Procédé de fibrage du verre : pilote PN6 (Isover Saint Gobain)

Pour accroître la productivité des installations industrielles, il est nécessaire d'avoir une vitesse de fibrage élevée mais il faut aussi obtenir un diamètre de fibres constant (il faut atteindre des diamètres très petits mais sans descendre en dessous de $3\mu m$ de diamètre, taille à partir de laquelle les fibres deviennent respirables et donc très dangereuses pour l'organisme) ou encore éviter au maximum la "casse" des fibres. Chaque année, les déchets verriers représentent plusieurs milliers de tonnes en France pour une production annuelle de plus de 590 000 tonnes de fibres de verres. Ces défauts de production proviennent en majorité des forces aérodynamiques mises en jeu dans l'étirage du matériau, par les instabilités de l'écoulement d'un jet annulaire (Patte-Rouland [54]). Trouver un moyen efficace de supprimer ces instabilités permettrait alors de trouver des solutions efficaces pour les industriels. Les rapports de diamètres de ces brûleurs particuliers sont supérieurs à 0.95, pour des vitesses moyennes en sortie de $220 m.s^{-1}$. Le mélange de verre et de sable utilisé dans le fibrage est porté à $1450^{\circ}C$.

1.3.4 Etude bibliographique des jets annulaires

L'étude des jets annulaires a débuté en 1964 avec les travaux de Chigier et Beer [55] qui considéraient le jet annulaire comme le cas limite d'un injecteur coaxial où le jet rond interne est de vitesse nulle. Lors de cette étude, une zone de recirculation de forme torique située en aval de l'obstacle (ici, derrière le jet rond sans vitesse) a été mise en évidence. Davies et Beer [7] ont proposé en 1971 une première description de l'écoulement d'un jet annulaire basique présentant un obstacle central en forme de disque. Le jet peut être caractérisé par trois zones (figure 1.26) : une zone de recirculation, une zone de transition et enfin une zone de jet pleinement développé pour laquelle le jet se comporte comme un jet rond. Ces auteurs ont effectué des mesures de l'écoulement moyen et des fluctuations pour un rapport de diamètres compris entre 0.33 et 0.73.

Cette description a été développée par les travaux de Durao et Whitelaw [56] en étudiant

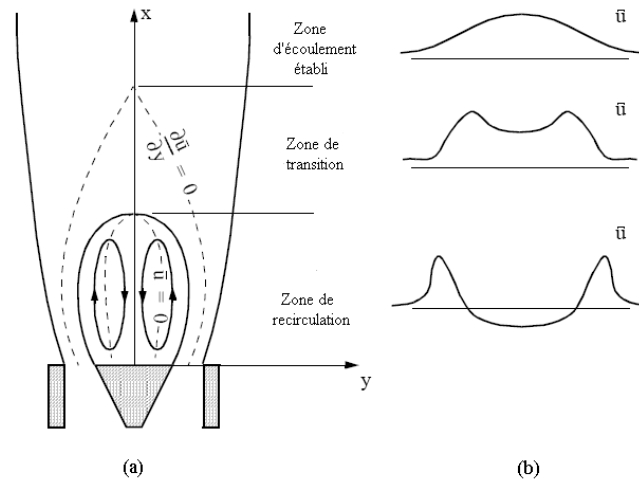


FIGURE 1.26 – Description de l'écoulement d'un jet annulaire selon Davies et Beer [7]

des jets annulaires de rapports de diamètres variant de 0.45 à 0.71. Ces mesures, effectuées par Anémométrie Doppler Laser (A.D.L.) ont montré l'influence du rapport de diamètres r et du nombre de Reynolds Re_e ($Re_e = \frac{U_0 e}{\nu}$, où e est l'épaisseur du jet en sortie de buse, c'est à dire $e = \frac{D_o - D_i}{2}$) sur la morphologie de l'écoulement, et notamment sur les fluctuations radiales et longitudinales de vitesse dans chaque zone de l'écoulement. Lorsque r diminue, la zone de recirculation diminue et les fluctuations de vitesses transversales deviennent beaucoup plus importantes que les fluctuations de vitesses axiales. La longueur de la zone de recirculation devient également indépendante du nombre de Reynolds si celui-ci augmente.

Ko et Chan proposent, en 1978, une nouvelle description de jet annulaire, d'après l'étude d'un jet de rapport de diamètres $r = 0.45$, pour un nombre de Reynolds $Re_e = 57\,000$ [8]. Cette description est toujours découpée suivant trois zones : la zone initiale, la zone de transition et la zone de jet pleinement développé. La grande différence entre cette description et la précédente réside dans la zone initiale qui s'étend à présent de la sortie de la buse à la fin du coeur potentiel alors que dans la description de Davies et Beer [7] la première zone se terminait à la fin de la zone de recirculation. La figure 1.27 montre la morphologie d'un jet annulaire basique de faible rapport de diamètres, selon la description de Ko et Chan [14, 57, 58]. Lorsque le rapport de diamètres r augmente, il est nécessaire de revenir à la première description. Les auteurs ont pu évaluer le début de la zone de jet pleinement développé beaucoup plus tôt dans l'écoulement que pour le cas d'un jet rond : alors que cette zone commence à environ $8D_o$ de la sortie de la buse cette zone se développe à partir d'environ $4D_o$, pour un jet annulaire basique.

Les jets annulaires utilisés le plus souvent dans le domaine industriel présentent de grands rapports de diamètres. Les études de ces configurations sont donc les plus intéressantes. Paradoxalement, peu d'études ont été menées sur ces jets annulaires. Kuhlman [59, 60] s'est intéressé au calcul des taux d'entraînement du milieu environnant pour $r = 0.75$ dans la zone de jet pleinement développé et a ainsi montré qu'il était supérieur de 12% au taux d'entraînement obtenu pour un jet rond. Aly et Rashed [61] ont effectué des mesures par A.D.L. de l'écoulement, en aval de la zone de recirculation, pour $r = 0.96$. Ces études leur ont permis d'observer des fluctuations axiales plus grandes que les fluctuations transversales dans cette région de l'écoulement. Ils ont

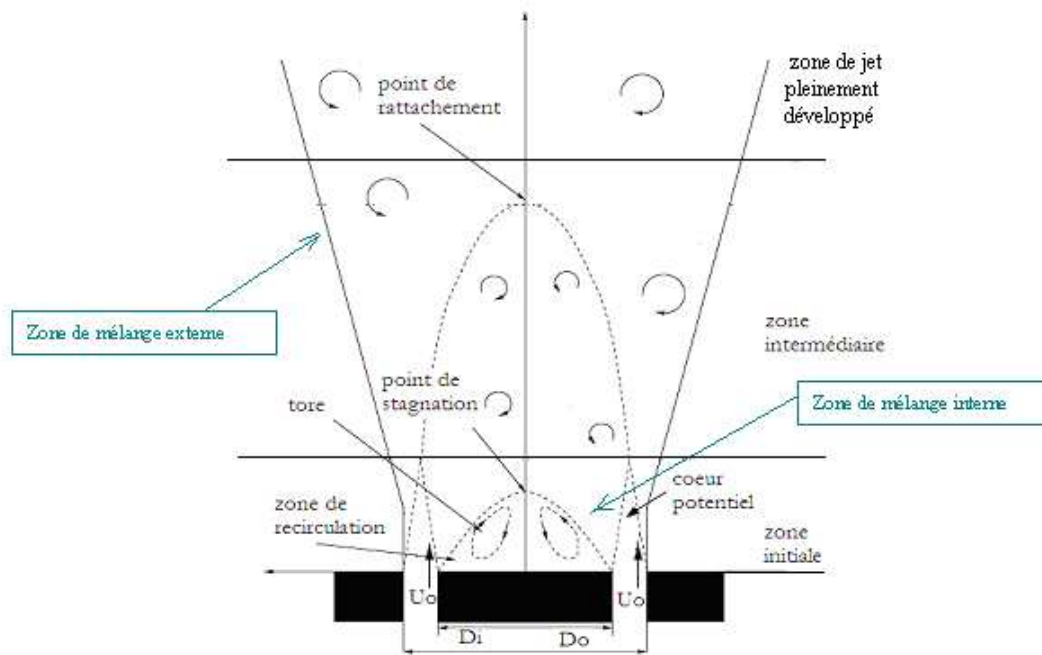


FIGURE 1.27 – Description de l'écoulement d'un jet annulaire de faible rapport de diamètres, d'après Ko et Chan [8]

également mesuré le point de rattachement à une distance de $1.18D_o$ de la sortie de la buse pour un rapport de diamètres élevé.

Lalzel [11] propose une étude de jets annulaires basiques de grand rapport de diamètres ($r = 0.91$), par des mesures d'A.D.L, de Vélocimétrie par Images de Particules (P.I.V.) et d'anémométrie par fil chaud, pour différentes valeurs de nombre de Reynolds. Il met ainsi en évidence des instabilités qui se développent dans les couches de mélange externe et interne de la zone initiale et, plus particulièrement, en un point du jet appelé *point de stagnation*. Il a également évalué l'évolution de l'écoulement dans la zone de transition et dans la zone de jet pleinement développé.

1.3.4.1 Transition d'un jet annulaire du régime laminaire au régime turbulent

En étudiant la transition du régime laminaire au régime turbulent d'un jet annulaire de rapport de diamètres r compris entre 0.56 et 0.85, Li et Tankin [62] ont pu montrer que cette transition se produit pour des nombres de Reynolds Re_e de l'ordre de 700, jusqu'à une valeur de 800 environ. La longueur de la zone de recirculation est alors proportionnelle au nombre de Reynolds en régime laminaire, puis elle devient inversement proportionnelle au nombre de Reynolds en régime turbulent, comme dans le cas d'un écoulement de sillage.

En étudiant le sillage d'un disque, Huang et al. [9] observent différents modes d'écoulement dans la transition laminaire-turbulent d'un jet annulaire de rapport de diamètres $r = 0.66$, à partir de visualisations tomographiques. Pour un nombre de Reynolds Re_{D_i} (calculé avec le diamètre intérieur D_i tel que $Re_{D_i} = \frac{U_0 D_i}{\nu}$) inférieur à 390, le jet est laminaire (figure 1.28 (a) et (b)). La zone de recirculation ne se forme pas et le jet ne se referme pas sur son axe. Ce mode est appelé par les auteurs "Q-type". En régime turbulent, ce jet présente une zone de recirculation clairement identifiée qui permet au jet de se refermer sur l'axe comme le montre la

figure 1.28(e) et (f). Le mode représentant le régime turbulent est appelé "closed toroïd type". Ce régime s'établit pour un nombre de Reynolds $Re_{D_i} = 455$. Dans l'intervalle entre ces deux nombres de Reynolds critiques $390 < Re_{D_i} < 455$ se situe un mode de transition appelé mode "open-top toroïd type".

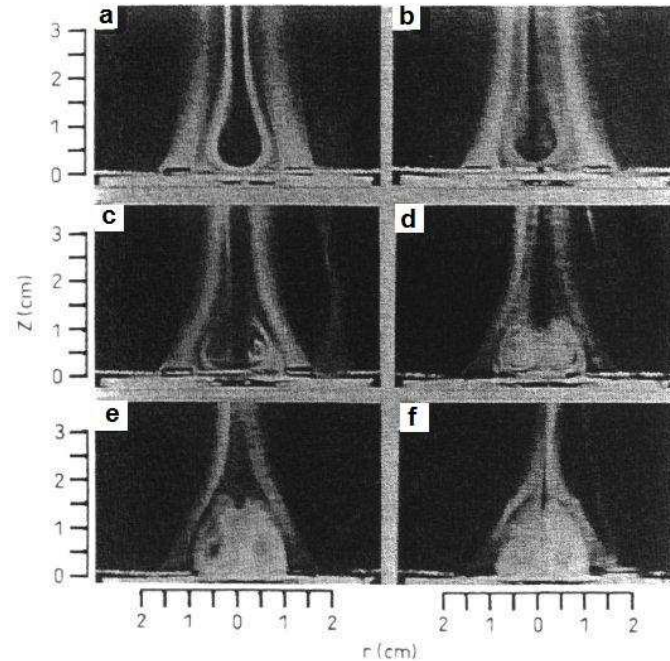


FIGURE 1.28 – Visualisations tomographiques de la transition laminaire-turbulent d'un jet annulaire, d'après Huang [9]

1.3.4.2 Etude d'un jet annulaire de grand rapport de diamètres

L'ensemble des travaux antérieurs réalisés sur les jets annulaires basiques, et plus particulièrement sur les jets annulaires de grand rapport de diamètres, permet d'identifier et de décrire l'écoulement d'un tel jet avec précision. La figure 1.29 montre qu'une buse de jet annulaire de grand rapport de diamètres donne naissance à un écoulement divisé en trois zones : une zone initiale, une zone intermédiaire (ou de transition) et une zone de jet pleinement développé.

Les jets annulaires sont étudiés au laboratoire depuis une vingtaine d'années. D'abord étudié sur des installations industrielles (Patte-Rouland [54]) utilisant un procédé de fibrage du verre, un jet annulaire de grand rapport de diamètres a été étudié en échelle de laboratoire pour mieux comprendre les mécanismes et la structure de l'écoulement. Lalizel [11] a ainsi conduit ses travaux de thèse de doctorat sur un jet de rapport de diamètres $r = 0.91$. Les résultats obtenus ont poussé le laboratoire à envisager d'autres voies d'exploration du comportement de cet écoulement particulier. Les conclusions importantes auquel l'auteur a pu aboutir sont présentées ci-après.

Zone initiale

Le jet issu de la buse entraîne le milieu environnant au repos, ce qui crée un cisaillement. Ce cisaillement forme des instabilités qui donnent naissance à des structures périodiques de Kelvin-Helmholtz mais aussi à des structures longitudinales tridimensionnelles dans une couche

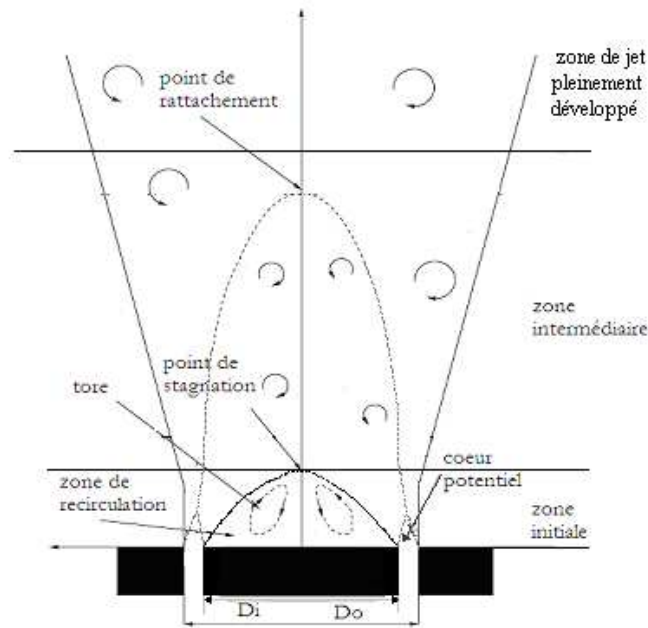


FIGURE 1.29 – Schéma de l'écoulement d'un jet annulaire de grand rapport de diamètres

de mélange externe. En aval de l'obstacle central (ici un disque), une zone de mélange interne se crée sur le même principe. Le jet entraîne l'air au repos situé en aval du disque. Les tourbillons de la zone de mélange externe sont appelés **tourbillons de jet** et les tourbillons formés dans la couche de mélange interne sont désignés comme **tourbillons de sillage**. En aval de l'obstacle central, un gradient de pression se crée en raison de l'absence d'approvisionnement d'air de cette région. Pour équilibrer la pression dans cette zone, l'écoulement du jet forme une **zone de recirculation** de forme torique. Cette zone de recirculation est délimitée en amont par la sortie de la buse et en aval par un point du jet appelé **point de stagnation**, situé sur l'axe central du jet. Ce point définit une région du jet où la composante axiale est nulle. La position de ce point est indépendante de la vitesse de sortie de buse de l'écoulement mais elle reste fonction de la géométrie de la buse et notamment, du rapport de diamètres r . La figure 1.30 présente l'évolution de la longueur de la zone de recirculation en fonction du rapport de diamètres, pour différentes études recensées par Del Taglia [10]. Pour un jet annulaire de rapport de diamètres $r = 0.91$, ce point se trouve à $0.5D_o$ de la sortie de la buse.

Entre les zones de mélanges externe et interne se situe une zone où la vitesse est uniforme et égale à la vitesse de l'écoulement en amont de la sortie de la buse U_0 . Cette région est appelée **cœur potentiel**. La longueur du cœur potentiel est de $0.16D_o$ pour un jet annulaire où $r = 0.91$. La zone initiale pour ces jets de rapports de diamètres élevés est donc à présent délimitée par le point de stagnation (description proposée par Davies et Beer [7]) et non plus par la fin du cœur potentiel (description de Ko et Chan [8]). La zone initiale dans ces configurations s'étend donc de la sortie de la buse à la fin de la zone de recirculation.

* Zones de mélange interne et externe

La figure 1.31 (a) présente des visualisations par tomographie rapide de la formation d'une allée tourbillonnaire de Kelvin-Helmholtz dans la couche de mélange externe d'un jet annulaire de grand rapport de diamètres. Ces structures tourbillonnaires se forment et se développent

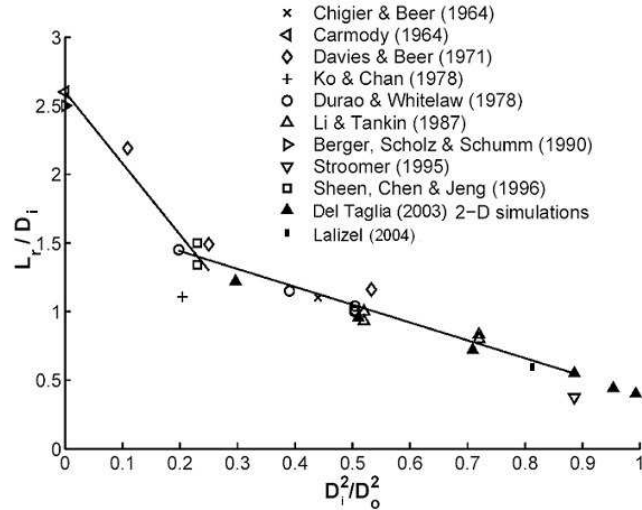


FIGURE 1.30 – Evolution de la longueur de la zone de recirculation suivant le rapport de blocage pour différentes études référencées par Del Taglia [10]

comme présenté précédemment dans le cas d'un jet axisymétrique rond. Cette allée tourbillonnaire converge vers l'axe central du jet. Une deuxième allée de tourbillons de Kelvin-Helmholtz se forme de manière similaire dans la couche de mélange interne entre le jet et le milieu environnant situé en aval de l'obstacle. Lorsqu'on observe ces deux allées pour différentes vitesses en sortie de buse U_0 , il est rare que ces tourbillons se forment en phase dans les deux zones différentes (figure 1.32). En effet, le profil de vitesse n'est pas symétrique par rapport au centre de l'anneau de jet d'épaisseur e en sortie de buse. Cette différence induit un calcul différent pour chaque épaisseur de quantité de mouvement caractérisant chaque zone : la couche de mélange interne est relative à l'épaisseur θ_i (définissant l'épaisseur de la couche de mélange entre le jet et la zone de recirculation) alors que θ_o caractérise l'épaisseur entre le jet et le milieu environnant autour du jet qui se rapporte à la couche de mélange externe. Ces épaisseurs de quantité de mouvement permettent de calculer les nombres de Strouhal St_{θ_i} et St_{θ_o} qui définissent le développement des structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz. Ces nombres ne sont donc pas identiques, les allées tourbillonnaires se développent différemment dans les deux couches de mélange et les tourbillons ne peuvent alors pas être en phase.

Dans chacune des deux couches de mélange, les tourbillons de Kelvin-Helmholtz peuvent s'apparier suivant le mécanisme décrit dans la section 1.2.2.1, à la page 10. Ce phénomène s'observe sur la figure 1.31 (b).

En étudiant les intensités de fluctuations longitudinales présentées à la figure 1.31 (d), on peut remarquer une différence importante de ces fluctuations dans les deux zones : l'intensité de ces fluctuations est de 30% pour la couche de mélange externe alors qu'elle est de 20% pour la couche interne. De plus, les fluctuations longitudinales apparaissent plus tôt dans l'écoulement pour la couche de mélange externe (à partir d'une distance de $0.09D_o$ de la sortie de la buse) que pour la couche interne (à partir de $0.11D_o$ de la sortie de la buse). L'intensité des fluctuations de vitesses transversales est aussi plus importante dans la couche de mélange externe puisqu'elle est de 20% dans la couche de mélange externe contre 16% dans la couche de mélange interne (figure 1.31 (e)). En étudiant la stabilité des deux couches suivant la courbure qu'elles présentent, Saric [12] permet d'expliquer ce résultat. Le critère de Rayleigh est un critère nécessaire et suffisant qui

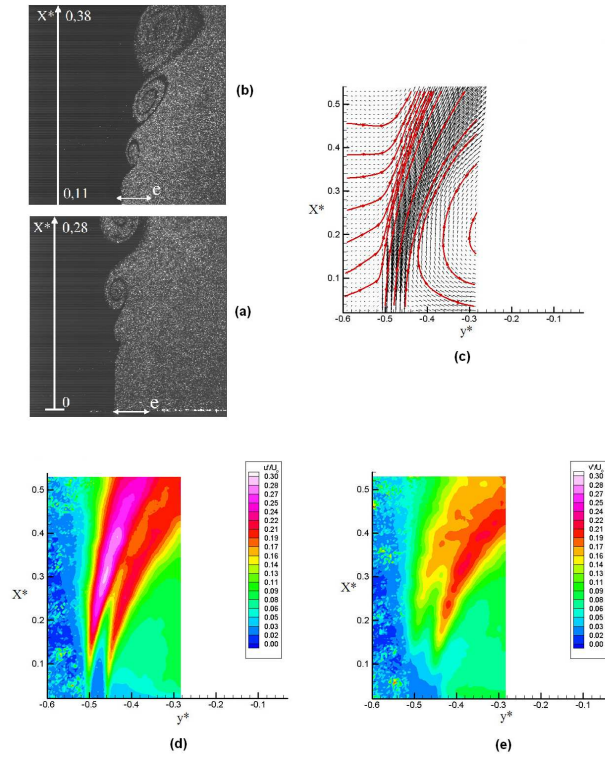


FIGURE 1.31 – Etude des zones de mélange externe et interne d’un jet annulaire de rapport $r = 0.91$, d’après Lalizel [11] : Visualisation de la formation (a) et de l’appariement des tourbillons de Kelvin-Helmholtz (b), champs de vitesse moyens et lignes de courant (c), fluctuations des vitesses longitudinales (d) et transversales (e)

permet d’étudier l’influence de la courbure sur la stabilité d’une couche de mélange en se basant sur la dérivée radiale du carré de la circulation. Si le critère de Rayleigh est négatif, la couche de mélange devient instable (figure 1.33). La courbure de la couche de mélange externe rend donc celle-ci plus instable que la couche de mélange interne, les fluctuations y sont donc plus importantes.

L’évolution temporelle des couches de mélange est traduite par une étude spectrale conduite à différents endroits du jet en proche sortie de buse. Cette étude permet de déterminer les fréquences de formation et d’apparition des structures primaires de Kelvin-Helmholtz dans les couches externe et interne. On peut ainsi remarquer que les pics de fréquence des spectres correspondant à la formation de ces tourbillons sont identiques dans les deux zones, même si la morphologie de leur spectre est différente. Le tableau 1.1 présente les fréquences associées à différentes vitesses d’écoulement U_0 et les nombres de Stouhal St_{θ_0} déterminés dans la couche de mélange externe. On remarque alors que les structures tourbillonnaires primaires se forment à des fréquences de $771Hz$, $1210Hz$ et $2480Hz$ pour des vitesses respectives de $8m.s^{-1}$, $15m.s^{-1}$ et $30m.s^{-1}$. La fréquence d’appariement de ces tourbillons est alors de $380Hz$ (pour $8m.s^{-1}$), $610Hz$ (pour $15m.s^{-1}$) et $1230Hz$ (pour $30m.s^{-1}$). Les nombres de Strouhal St_{θ_0} correspondant à l’apparition des anneaux primaires de Kelvin-Helmholtz sont, dans le cas d’un jet de rapport $r = 0.91$ de $St_{\theta_0} = (0.012 \pm 0.001)$ pour les trois vitesses étudiées. Ces données sont en accord avec les mesures d’Hussain et Zaman [38].

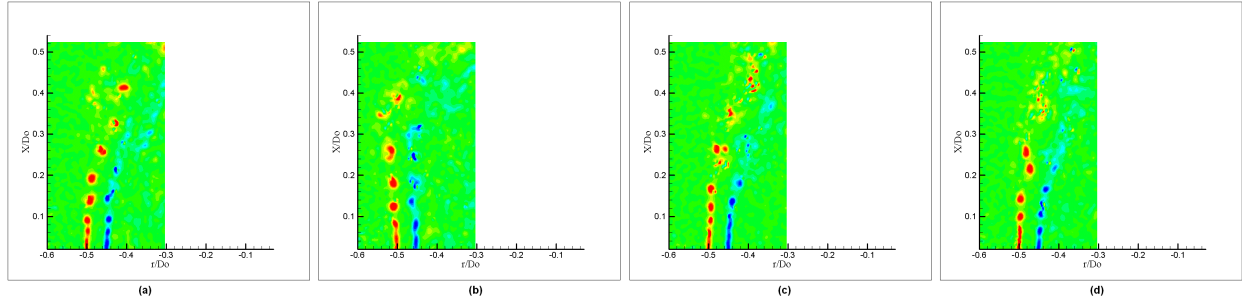


FIGURE 1.32 – Champs décorrélés de vorticité (a),(b),(c) et (d)

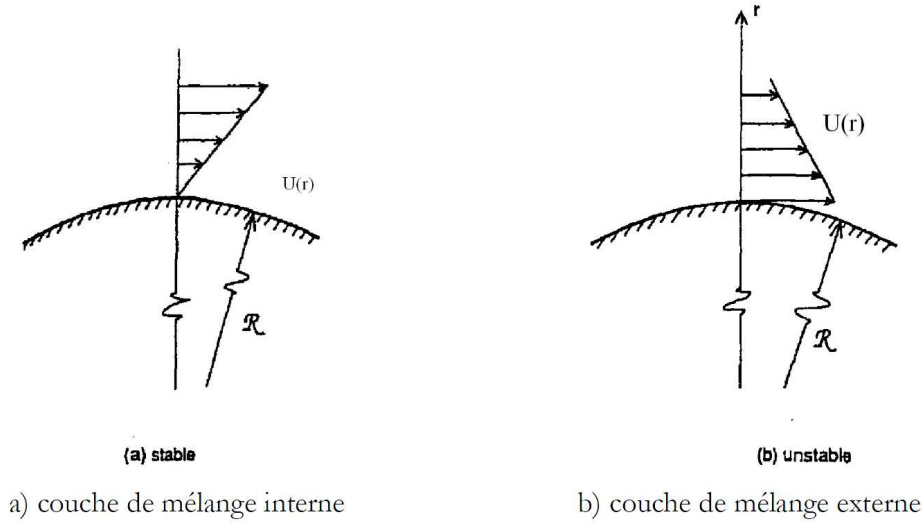


FIGURE 1.33 – Influence de la courbure sur la stabilisation d'une couche de mélange (Saric [12])

* Point de stagnation

Le point de stagnation, situé à la fin de la zone de recirculation (figure 1.29), est caractérisé par une vitesse longitudinale nulle et une vitesse transversale nulle en moyenne. Il est soumis à des instabilités de structures spatiale et temporelle déterminées. Les fluctuations axiales du point de stagnation sont très faibles (de l'ordre de 2%) alors que les fluctuations radiales sont très importantes (environ 30%). Ces résultats s'observent sur les figures 1.34 (a) et (b) où sont schématisés les écarts types des vitesses axiale et transversale. On voit ainsi que les fluctuations transversales sont maximales au point de stagnation.

En observant une coupe longitudinale bidimensionnelle d'un jet annulaire basique, la zone de recirculation torique est alors vue comme deux tourbillons situés de part et d'autre de l'axe

U_0 ($m.s^{-1}$)	Fréquence (Hz)	St_{θ_o}
8	771	0.012
	380	0.0059
15	1210	0.012
	610	0.0056
30	2480	0.012
	1230	0.0062

Tableaux 1.1 – Fréquences d'apparition et d'appariement des structures primaires de Kelvin-Helmholtz dans la couche de mélange externe (Lalizel [11])

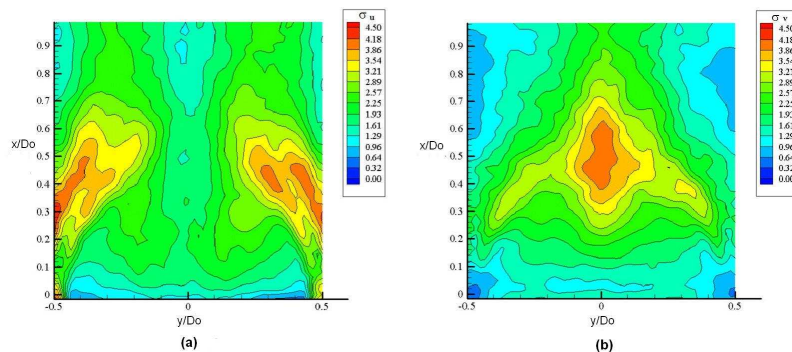


FIGURE 1.34 – Champs d'écarts types des vitesses longitudinale (a) et transversale (b) dans la zone initiale d'un jet annulaire basique

du jet. La taille de ces tourbillons varie alternativement : lorsque le tourbillon situé à droite de l'axe du jet grossit, celui de gauche voit sa taille diminuer et inversement. Ce changement de taille est périodique et induit une fluctuation radiale du point de stagnation puisque celui-ci est situé à la limite des deux tourbillons.

Un jet annulaire ne montre pas d'asymétrie moyenne de son écoulement mais en revanche, il est soumis à une asymétrie instantanée (Aly et Rashed [61]). Les fluctuations temporelles du point de stagnation témoignent donc de cette asymétrie dans la zone de recirculation. Des mesures de fréquence du battement de ce point de stagnation autour du jet ont permis de déterminer un nombre de Strouhal St_{D_i} caractéristique de cette fluctuation à $St_{D_i} = (0.23 \pm 0.01)$ (tableau 1.2).

U_0 ($m.s^{-1}$)	Fréquence (Hz)	St_{D_i}
8	38.5	0.23
15	72	0.23
30	150	0.24

Tableaux 1.2 – Fréquence du battement du point de stagnation (Lalazel [11])

Le nombre de Strouhal St_{D_i} associé au mouvement du point de stagnation autour de l'axe du jet est une conséquence du sillage du disque central de la buse. Une étude basée sur la Décomposition Orthogonale en Modes Propres (P.O.D.) a permis de mettre en évidence un mode particulier affilié aux fluctuations de vitesses transversales du point de stagnation. La figure 1.35 (a) montre un champ d'écarts types des vitesses transversales obtenu par des mesures basées sur la Vélocimétrie par Images de Particules (P.I.V.). En comparant ce champ aux reconstructions réalisées par P.O.D. en utilisant tous les modes (figure 1.35 (b)) ou en utilisant tous les modes excepté le mode 1 (figure 1.35 (c)), on peut affirmer que le mode 1 est caractéristique du mouvement du point de stagnation, victime de l'asymétrie du jet annulaire.

Zone intermédiaire

Dans la zone intermédiaire, les zones de mélange interne et externe continuent de se développer jusqu'à un point appelé **point de rattachement**, situé sur l'axe du jet. La position de ce point, comme celle du point de stagnation, est indépendante de la vitesse U_0 de l'écoulement et ne dépend que de la géométrie de la buse. Pour un jet de rapport de diamètres $r = 0.91$, le point de rattachement est situé à $1.2D_o$. La figure 1.36 montre l'évolution de la position du point de

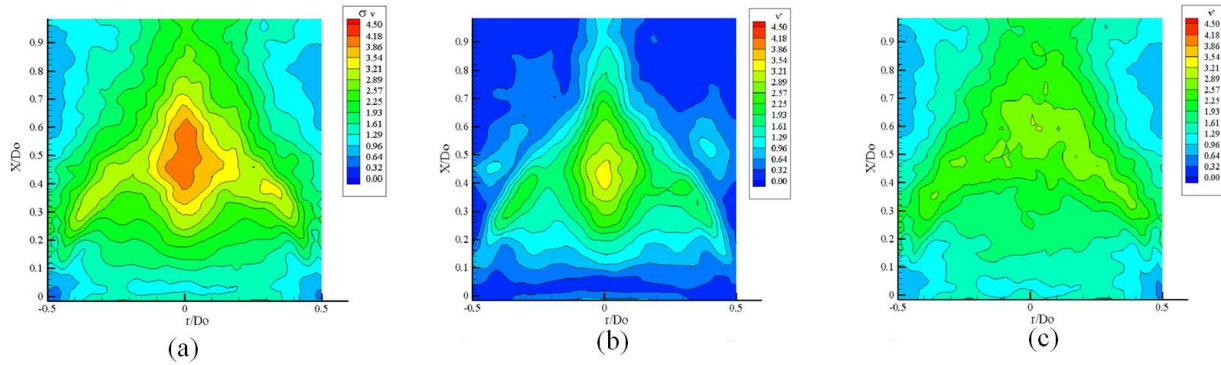


FIGURE 1.35 – Etude de la fluctuation du point de stagnation : champ des écarts types des vitesses transversales (a), champ des fluctuations de vitesses transversales reconstruit avec tous les modes (b) ou avec tous les modes sauf le mode 1 (c), d'après [11]

rattachement sur l'axe (l'ordonnée du graphique désigne la distance $x^* = \frac{x}{D_o}$ à partir de la sortie de la buse, x étant une position sur l'axe central du jet) en fonction du rapport de diamètres r du jet étudié par différents auteurs. En amont de ce point, l'écoulement est caractéristique d'un sillage alors qu'en aval, il est caractéristique d'un jet. Cette zone est une zone de transition qui permet à l'écoulement d'atteindre le régime pleinement développé, semblable à celui rencontré dans les écoulements de jets ronds. La zone intermédiaire se prolonge un peu en aval du point de rattachement, jusqu'à l'établissement d'un nombre de Reynolds Re_λ turbulent (où λ est l'échelle caractéristique de Taylor). L'échelle de Taylor permet de caractériser les variations les plus fines de la vitesse. Cette échelle particulière conduit à définir un nombre sans dimension appelé nombre de Reynolds turbulent Re_λ tel que $Re_\lambda = \frac{u'\lambda}{\nu}$, où u' désigne une fluctuation de vitesse. Le régime de turbulence pleinement développée est atteint lorsque ce nombre de Reynolds turbulent vérifie $Re_\lambda \gg 1$. Pour un jet de rapport de diamètres $r = 0.91$, la zone intermédiaire s'étend donc de la fin du coeur potentiel jusqu'à environ $4D_o$.

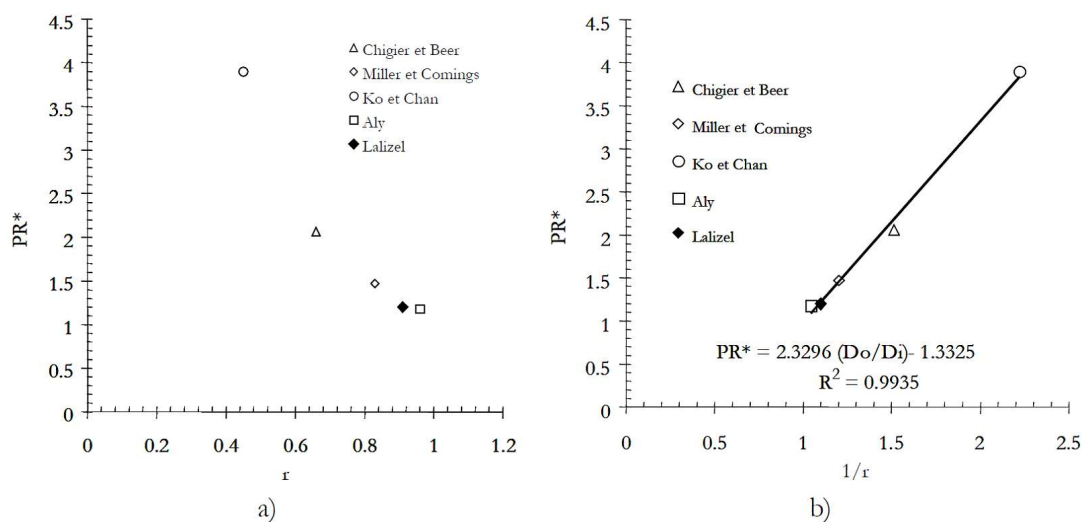


FIGURE 1.36 – Evolution de la position axiale du point de rattachement en fonction du rapport de diamètres pour différentes études présentée par Lalizel [11]

Zone de jet pleinement développé

La particularité de la zone de jet pleinement développé est qu'elle possède toutes les caractéristiques d'un jet rond axisymétrique ne présentant aucun obstacle en son centre. Il n'existe alors plus qu'une zone de mélange externe. Dans toute la zone de jet pleinement développé, le nombre de Reynolds turbulent Re_λ est constant. Le profil des vitesses moyennes transversales dans cette région est inversé par rapport à celui qui caractérise la zone initiale. Cette situation met en relief les deux caractéristiques de ces zones : le profil en zone initiale correspond à un profil caractéristique du sillage alors que celui de la zone de jet pleinement développé définit le profil d'un jet.

1.4 Intérêt du contrôle

1.4.1 Contrôler pour mieux comprendre

L'étude bibliographique des travaux réalisés dans le domaine de la turbulence pour améliorer la compréhension des mécanismes de formation et de développement des jets axisymétriques nous a permis de souligner l'importance des instabilités dans le comportement d'un écoulement turbulent. Ces instabilités sont nombreuses et complexes, d'autant plus qu'elles peuvent aussi interagir entre elles et donner naissance à de nouvelles structures.

Les jets annulaires sont des écoulements particuliers qui regroupent les instabilités les plus étudiées : les instabilités de couche de mélange et de sillage. Ces instabilités induisent une asymétrie de l'écoulement dont l'origine est encore mal déterminée. Essayer d'agir sur cet écoulement pour analyser les réponses du jet à différents stimuli peut permettre de mieux comprendre les phénomènes mis en jeu. Un contrôle réalisé pour supprimer certaines instabilités ou au moins pour les modifier est un moyen d'identification des sources caractéristiques de la structure jet.

1.4.2 Contrôler pour mieux maîtriser

La présentation des différents processus industriels utilisant des écoulements de type jet annulaire permet de mettre l'accent sur les enjeux d'un contrôle de ces écoulements. Maîtriser les jets annulaires pourrait ainsi permettre d'augmenter leur caractère turbulent indispensable dans les mélanges en combustion (dans les moteurs et dans les brûleurs) ou bien de le stabiliser pour faciliter la direction et l'utilisation des ventilateurs ou des procédés de fibrage du verre. Quelle que soit la réponse de l'écoulement aux contraintes appliquées pour effectuer un contrôle, celle-ci peut améliorer l'emploi des jets annulaires dans le domaine industriel. Ce sujet porteur s'investit donc suivant différentes approches : analyser l'écoulement naturel d'un jet annulaire, le comparer à un écoulement soumis à un forçage (en contrôle passif ou en contrôle actif) et analyser les différences obtenues pour les différents cas afin d'aboutir à une étude plus fine de l'écoulement d'un jet annulaire.

1.4.3 Choix de l'étude

Les jets annulaires les plus utilisés dans le domaine industriel présentent des grands rapports de diamètres (en général $r \geq 0.7$). Ce sont ces configurations de jet qui sont pourtant les moins étudiées. C'est donc dans ce domaine qu'il est plus encourageant de prolonger une étude de jet

annulaire. Les instabilités prennent naissance dans la zone initiale de l'écoulement. Cette zone permet ainsi de définir le comportement de l'ensemble de l'écoulement.

Il a alors paru intéressant de mener cette étude sur l'analyse de la zone initiale d'un écoulement de jet annulaire de grand rapport de diamètres ($r = 0.91$) soumis à un contrôle. Deux méthodes de contrôle ont été explorées.

Une méthode de contrôle passif par modification de la géométrie de l'obstacle central permet d'agir sur les instabilités de sillage en aval de l'obstacle lorsque celui-ci est un disque, un sphéroïde ou un cône (ces obstacles permettent de modifier essentiellement la zone de recirculation et ainsi de modifier le mouvement oscillatoire périodique du point de stagnation, responsable de l'asymétrie de l'écoulement).

Une deuxième méthode, utilisant un contrôle actif par forçage acoustique est mis en place pour agir sur les instabilités de couche de mélange externe cette fois. Les surpressions et les dépressions induites par l'onde acoustique se propagent jusqu'au bord de l'écoulement pour le modifier.

Pour avoir une approche plus détaillée des phénomènes rencontrés dans l'application de ces deux méthodes de contrôle, un développement de Décomposition Orthogonale en Modes Propres (P.O.D.) des mesures est mis en place pour extraire les structures cohérentes et déterminer l'influence du contrôle sur la structure de l'écoulement et sur les instabilités mises en jeu. Une Simulation Numérique Directe (DNS) de l'écoulement d'un jet annulaire, menée en parallèle de cette étude permet d'offrir une nouvelle vision de l'écoulement et ouvre la porte à de nouvelles opportunités pour des études à plus long terme.

1.4.4 Organisation du manuscrit

L'introduction présentée précédemment nous a permis de faire un état de l'art dans le domaine des jets annulaires pour mieux situer cette étude, pour évaluer les enjeux et cibler les lacunes pour définir le cadre de ces travaux. Pour présenter la mise en place de chacune des méthodes de contrôle mises en place et les résultats obtenus par différentes techniques de mesure, ce manuscrit est divisé en trois parties.

La première partie a pour objectif de présenter les différentes techniques de mesure mises à disposition pour analyser les réponses du jet annulaire aux différentes modifications. L'apport de la P.O.D. et de la DNS sera discuté pour mieux évaluer les interprétations des mesures présentées par la suite.

Le contrôle passif est étudié dans la deuxième partie à travers la présentation du dispositif expérimental utilisé et les résultats obtenus pour les trois géométries d'obstacle choisies : le disque, le cône et le sphéroïde.

Les résultats du contrôle actif sont envisagés en troisième partie pour mettre en évidence les effets d'un forçage acoustique sur un jet d'air turbulent.

Enfin, ce manuscrit se termine par des discussions des résultats obtenus pour les deux méthodes de contrôle pour envisager de nouvelles perspectives d'étude sur ce sujet.

Première partie

Diagnostics de mesures et exploitations des données

Chapitre 1

Techniques de mesures

Les différentes techniques de mesures peuvent être divisées en deux catégories : les techniques non intrusives et les techniques intrusives. Chacune de ces techniques présente des avantages et des inconvénients. Il faut donc mesurer l'apport de chaque technique pour choisir la méthode la plus appropriée à la configuration expérimentale étudiée et aux paramètres que l'on souhaite extraire de l'étude.

1.1 Présentation de la buse de jet annulaire

La buse utilisée dans l'ensemble de l'étude (pour le contrôle passif et pour le contrôle actif) est toujours la même mais elle est adaptée par la suite aux différentes configurations d'étude. Cette buse est identique à celle utilisée au laboratoire CORIA par Lalizel [11].

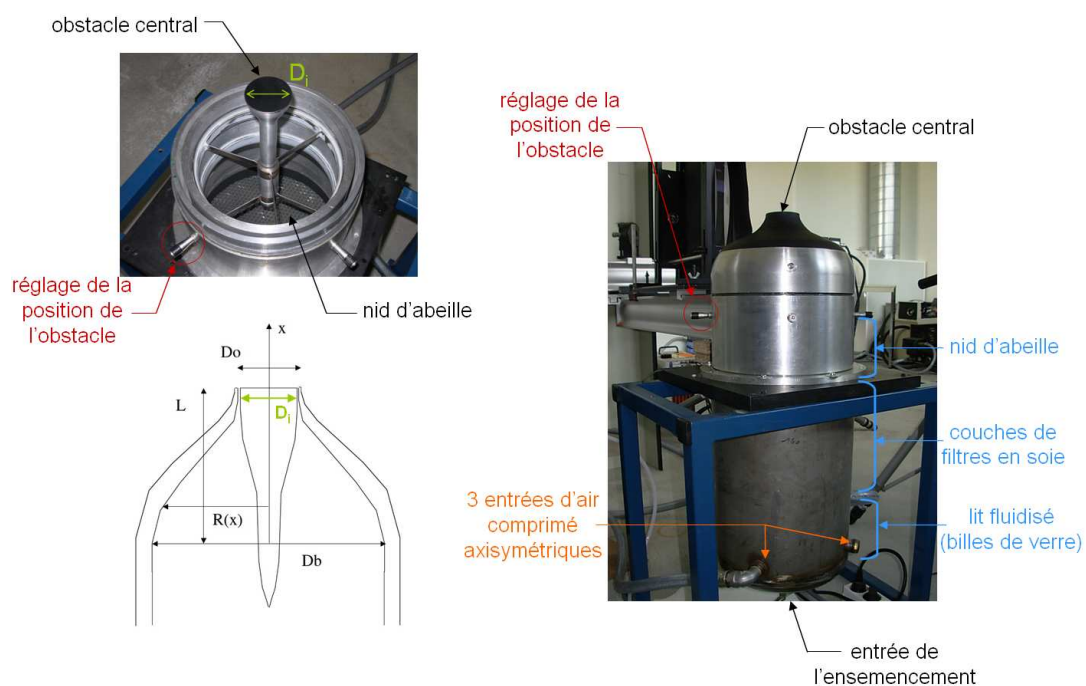


FIGURE 1.1 – Présentation de la buse de jet annulaire : (a) position de l'obstacle central et (b) composition de la buse

Géométrie de la buse

La buse utilisée pour cette étude est une buse de jet annulaire de grand rapport de diamètres ($r = 0.91$). Cette buse a été dessinée et mise au point par B. Patte-Rouland, G. Godard et A. Leblond au laboratoire du CORIA. Elle a été conçue pour réduire au maximum les fluctuations à l'intérieur de la buse afin que le profil des vitesses soit plat en sortie. L'air de l'écoulement alimente la buse par le fond à travers trois entrées axisymétriques. Une autre entrée en fond de buse permet d'ajouter de l'ensemencement à l'écoulement si besoin. L'écoulement d'air passe ensuite à travers un lit de billes de verre fluidisé de diamètre de $2mm$. Des couches de filtres en soie et un nid d'abeille permettent de lisser l'écoulement en amont de la sortie de la buse (figure 1.1(a)).

La dernière partie de la buse supporte l'obstacle central. Cet obstacle est vissé sur un support qui est attaché à deux couronnes. Ces deux couronnes peuvent être réglées par 4 vis micrométriques afin de centrer parfaitement l'obstacle. Si l'obstacle est mal centré, l'anneau d'air en sortie de buse n'est pas axisymétrique et l'écoulement entier est très rapidement déstabilisé. Il est donc important de centrer parfaitement l'obstacle. Un décalage de moins d'une dizaine de micromètres peut déstabiliser totalement l'écoulement et le rendre complètement asymétrique.

L'obstacle est profilé en amont de la sortie (figure 1.1(b)) toujours pour limiter les fluctuations, afin que les profils de vitesse soient parfaitement plats en sortie de buse. Les courbures du convergent, des parties externe et interne de la buse ont été choisies d'après l'étude de Hussain et Ramjee [63]. Un polynôme d'ordre 3 permet de décrire la courbure de la partie intérieure de la buse :

$$R(x) = \frac{D_b}{2} - \frac{3}{2} (D_b - D_o) \left(\frac{x}{L}\right)^2 + (D_b - D_o) \left(\frac{x}{L}\right)^3 \quad (1.1)$$

où $R(x)$ est le rayon sur l'axe, D_o le diamètre extérieur de la buse en sortie, D_b le diamètre de la buse en amont du convergent (dans la partie interne de la paroi, comme il est indiqué sur la figure 1.1(b)) et L la hauteur de la partie convergente de la buse.

Les paramètres géométriques de la buse sont présentés dans le tableau 1.1.

	Jet annulaire
Diamètre extérieur D_o	$53.88mm$
Diamètre intérieur D_i	$48.75mm$
Epaisseur du jet en sortie	$2.565mm$
Rapport de diamètres r	0.91
Rapport de blocage RB	0.83
Rapport de contraction de section	102

Tableaux 1.1 – Caractéristiques géométriques de la buse de jet annulaire

Caractéristiques acoustiques de la buse

Une cavité remplie d'air peut être caractérisée par sa résonance acoustique. Dans le cas du contrôle actif, le choix de l'étude s'est porté sur le forçage acoustique. Il est donc important de connaître les paramètres acoustiques intrinsèques de la buse.

La résonance acoustique d'un système définit sa capacité à absorber plus d'énergie lorsque des oscillations formées dans la cavité ont une fréquence égale à la fréquence naturelle de vibration du système.

La partie inférieure de la buse est composée de différents éléments permettant de lisser les fluctuations de l'écoulement. Cette partie n'est donc pas une cavité résonante de colonne d'air. En revanche, la partie supérieure située entre le nid d'abeille et la sortie du jet est une cavité remplie d'air. Cette partie de la buse peut donc présenter une fréquence de résonance. Lorsque cette cavité est soumise à une impulsion large bande (impulsion composée de plusieurs fréquences), elle filtre toutes les fréquences en dehors de sa fréquence de résonance.

* Mesure expérimentale de la fréquence de résonance de la buse

Un ballon gonflé dans la cavité permet de générer une impulsion large bande lorsque celui-ci est crevé par une aiguille (figure 1.2).

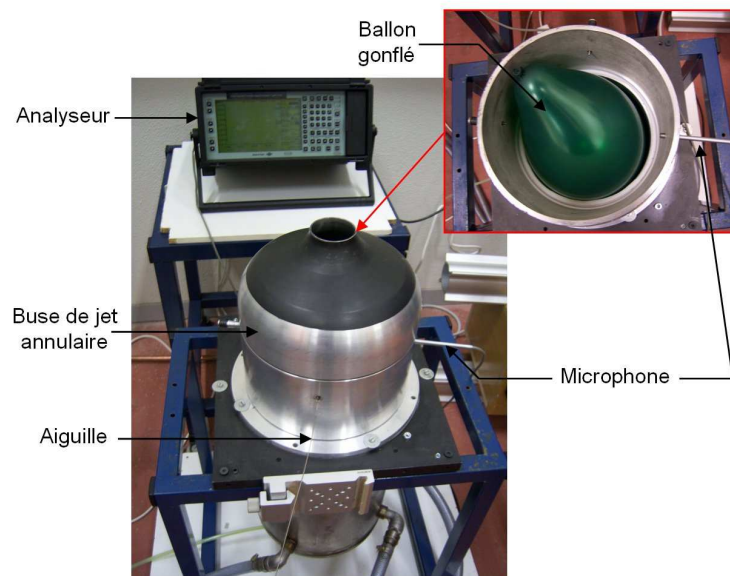


FIGURE 1.2 – Mesure de la fréquence de résonance de la buse

La réponse acoustique de la buse est mesurée par un microphone "Prepolarized Pressure-field 1/4" " (Type 4944) de Brüel & Kjaer. La sensibilité de ce microphone est de $0.961 \text{ mV} \cdot \text{Pa}^{-1}$ et l'incertitude de ses mesures est estimée à 3 dB .

Les données sont ensuite traitées par un analyseur "Dual-Channel Real-time Frequency" (Type 2148) de Brüel & Kjaer. La gamme dynamique de ce dispositif est de 80 dB . Cet analyseur peut mesurer des impulsions dans une gamme de fréquence de 0.36 Hz à 11.2 kHz . Les mesures se font avec une stabilité en amplitude de $\pm 0.1 \text{ dB}$ et une précision et stabilité en fréquence de 0.01% . Cet analyseur enregistre la pression acoustique mesurée sur une courte durée et l'interprète dans le domaine fréquentiel pour obtenir le spectre des fréquences de la buse. La gamme de fréquences choisie pour nos mesures s'étend jusqu'à 400 Hz avec un échantillonnage de 100 fréquences. L'incertitude des mesures est donc de 4 Hz .

* Détermination de la fréquence de résonance

Le spectre expérimental 1.3 montre un pic de fréquence à 72 Hz . Cette fréquence est définie comme la fréquence de résonance. Une comparaison avec un calcul basé sur un modèle mathématique simplifié présentée en annexe (Annexe A, à la page 277) permet de valider ce résultat.

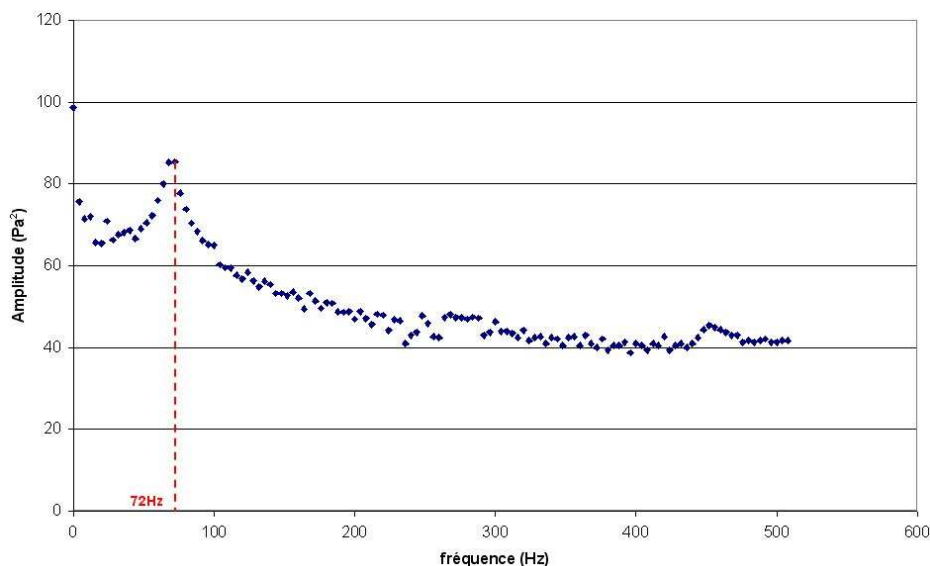
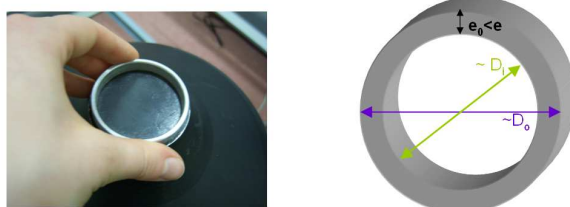


FIGURE 1.3 – Spectre de fréquences de la buse de jet annulaire

L'erreur relative de ce résultat est alors de l'ordre de 3%.

Centrer l'obstacle pour assurer l'axisymétrie

Pour obtenir un jet annulaire axisymétrique, il faut s'assurer que l'obstacle est bien positionné au centre du jet rond. Pour permettre un premier réglage grossier, une pièce d'épaisseur légèrement plus petite que l'épaisseur e en sortie de buse est utilisée pour déplacer l'obstacle avec les vis micrométriques jusqu'à ce que cette pièce puisse parfaitement s'insérer entre l'obstacle et le jet rond (figure 1.4).

FIGURE 1.4 – Pièce de réglage d'épaisseur $e_0 < e$ pour centrer l'obstacle de la buse

Pour affiner le réglage il faut ensuite tracer deux profils de vitesse, perpendiculaires l'un de l'autre, et vérifier qu'ils se superposent parfaitement. Un exemple de superposition des profils de vitesse est tracé en figure 1.5 à partir de mesures d'Anémométrie Doppler Laser tridimensionnelles (A.D.L. 3D), pour deux profils perpendiculaires se croisant au centre de la buse, à une hauteur $x = 0.09D_o$ dans le jet, en sortie de buse.

Caractéristiques de l'écoulement

L'air injecté dans le fond de la buse générant le jet annulaire est délivré par un réseau d'air comprimé qui peut atteindre $500 Nm^3.h^{-1}$ sous 8 bars. Cet air est propre et sec et son débit est régulé en amont de l'entrée de la buse par un régulateur de débit massique ALICAT MCR-1000SLPM-D. Les caractéristiques de ce régulateur sont présentées dans le tableau 1.2.

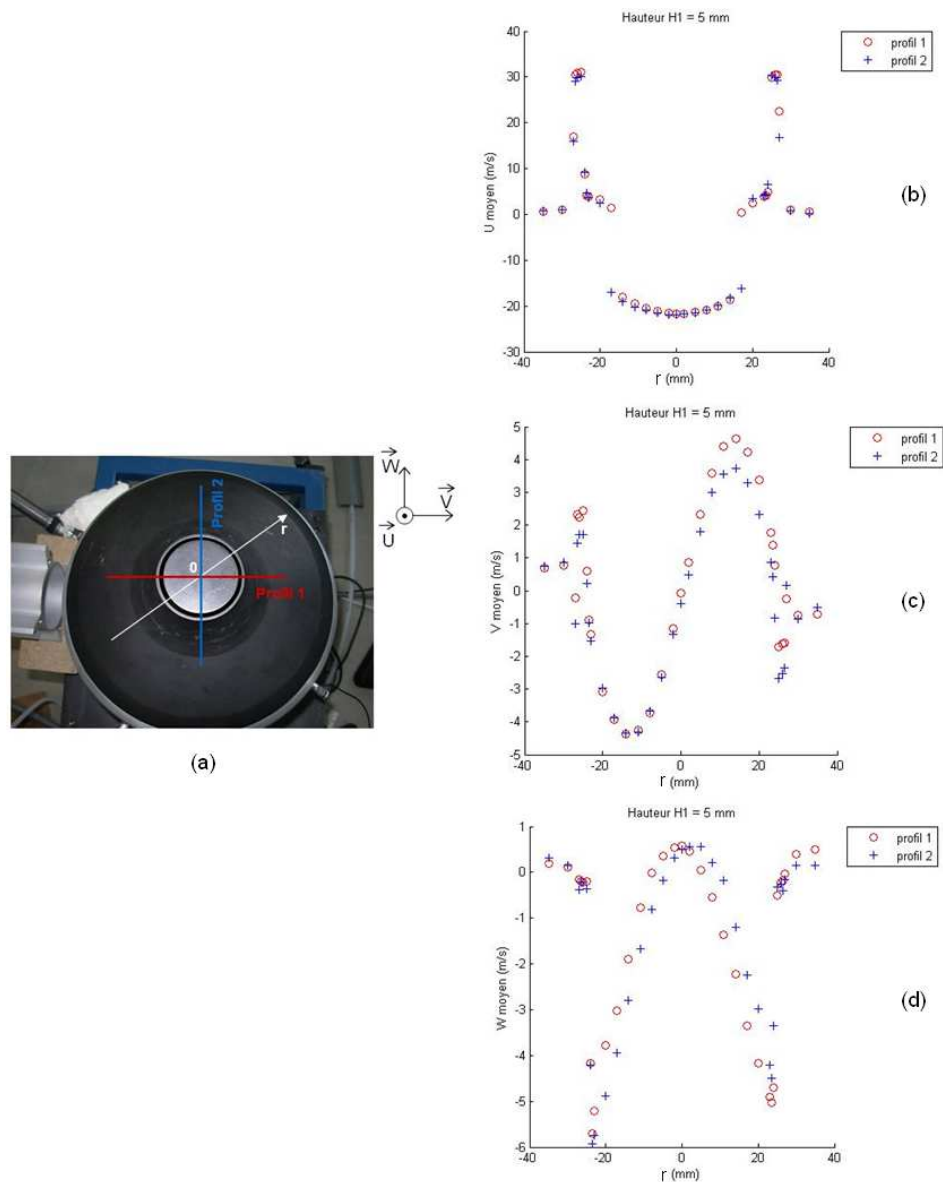


FIGURE 1.5 – Comparaison des profils de vitesse (pour centrer l'obstacle) : (a) schéma des profils, (b) composante U , (c) composante V et (d) composante W moyennes de vitesse pour $x = 0.09D_o$ par A.D.L. 3D

Le régulateur permet de réduire les fluctuations de pression engendrées par les compresseurs. Il est également équipé d'un filtre pour fournir un air propre à l'entrée de la buse.

	ALICAT MCR-1000SLPM-D
Echelle de mesure	0 – 1000LPM
Temps de réponse du régulateur	100ms
Exactitude	$\pm(0.8\%$ de la lecture + 0.2% de la pleine échelle)
Répétabilité	$\pm 0.2\%$ pleine échelle
Echelle de température	de -10 à $+50^\circ C$
Pression maximale	10bar(145PSIG) (débitmètre/régulateur)

Tableaux 1.2 – Caractéristiques du régulateur de débit ALICAT MCR-1000SLPM-D

Les conditions d'utilisation de l'écoulement sont les conditions standard de pression ($P = 1bar$) et de température ($T = 25^\circ C$).

Pour pouvoir comparer les résultats de cette étude avec l'étude menée par Lalizel [11], les vitesses en sortie de buse U_0 sont choisies à $30m.s^{-1}$, $15m.s^{-1}$ et $8m.s^{-1}$. Les nombres de Reynolds calculés pour différentes longueurs caractéristiques sont présentés dans le tableau 1.3.

Vitesse U_0 en $m.s^{-1}$	Re_{D_o}	Re_{D_i}	Re_e
30	107 760	97 500	5 130
15	53 880	48 750	2 565
8	28 736	26 000	1 368

Tableaux 1.3 – Nombres de Reynolds associés aux vitesses U_0 choisies pour l'étude

Profil plat des vitesses en sortie de buse

Pour que le profil en sortie de buse des vitesses soit considéré comme plat, il faut que le rapport entre le diamètre du jet D_o et l'épaisseur de quantité de mouvement θ_m soit supérieur à 100. L'épaisseur de quantité de mouvement se calcule à partir de la relation suivante :

$$\theta_m(x) = \int_{\infty}^0 \left(\frac{U(y) - U_{\infty}}{U_0 - U_{\infty}} \right) \left(1 - \left(\frac{U(y) - U_{\infty}}{U_0 - U_{\infty}} \right) \right) dy \quad (1.2)$$

Les valeurs du rapport $\frac{D_o}{\theta_m}$ sont présentées dans le tableau 1.4.

U_0 ($m.s^{-1}$)	30	15	8
$\theta_m(mm)$	0.149	0.138	0.149
$\frac{D_o}{\theta_m}$	430	390	361

Tableaux 1.4 – Validité des profils de vitesses en sortie de buse

Les conditions requises pour un profil plat des vitesses en sortie sont donc bien vérifiées pour le dispositif expérimental étudié.

Choix du repère

Lorsque le jet est étudié en plans bidimensionnels, ces plans sont représentés par des coordonnées cartésiennes adimensionnées définies comme suit : $x^* = \frac{x}{D_o}$ est la coordonnée longitudinale et $y^* = \frac{y}{D_o}$. Dans ce cas, les vecteurs vitesses présentent une composante longitudinale appelée U et une composante transversale notée V . Ces composantes peuvent aussi être présentées sous forme adimensionnée : $U^* = \frac{U}{U_0}$ et $V^* = \frac{V}{U_0}$ avec U_0 la vitesse en sortie de buse.

Lorsque le jet est étudié sous sa forme tridimensionnelle (comme en A.D.L. 3D par exemple), alors les résultats sont présentés en coordonnées cylindriques. La coordonnée longitudinale devient $z^* = \frac{z}{D_o}$, la coordonnée radiale est $r^* = \frac{r}{D_o}$ et la coordonnée angulaire (également appelée angle polaire ou azimuth) est θ . La vitesse aura alors trois composantes adimensionnées. La composante U^* est la composante longitudinale, V^* est la composante radiale et $W^* = \frac{W}{U_0}$ représente la composante azimutale de la vitesse.

Ces deux représentations, bidimensionnelle ou tridimensionnelle sont schématisées sur la figure 1.6.

Le jet annulaire pendant toute l'étude conserve les mêmes paramètres. Cependant, cette buse reste soumise à certaines adaptations pour les différentes études menées, comme le changement d'obstacle central pour le contrôle passif par exemple. Ces changements seront expliqués dans les parties impliquées.

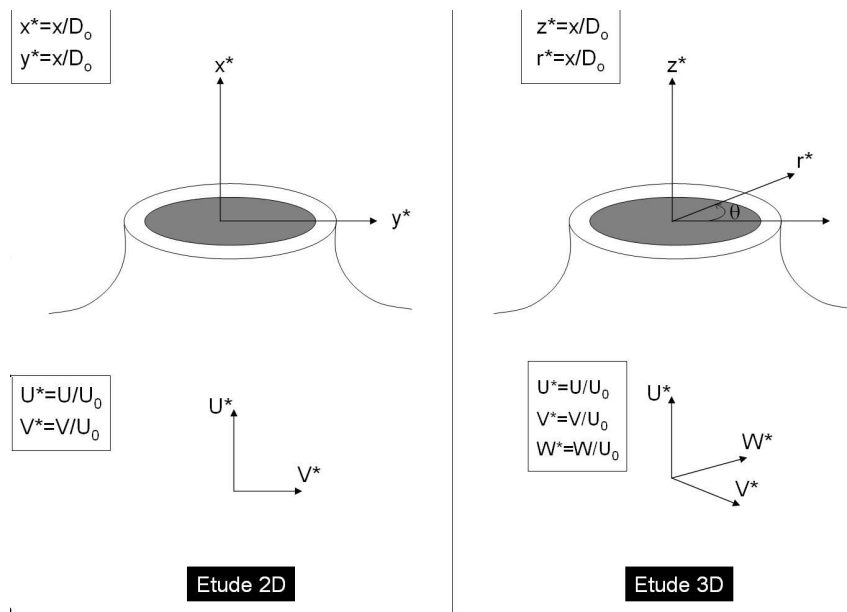


FIGURE 1.6 – Schémas des repères utilisés pour une étude bidimensionnelle ou tridimensionnelle du jet annulaire

Chacune de ces études est menée autour de différentes techniques de mesures adoptées dans les différents cas pour obtenir des informations variées qui se complètent : les défauts d'une méthode de mesure peuvent être équilibrés par une autre technique qui présente à son tour d'autres inconvénients. La principale différence qui permet de catégoriser les techniques de mesures est le caractère intrusif ou non de celles-ci.

1.2 Mesures intrusives

Les mesures intrusives présentent un inconvénient majeur par rapport aux techniques de mesures non intrusives : les sondes de mesures sont introduites dans l'écoulement et perturbent donc obligatoirement l'écoulement et les paramètres mesurés. En revanche, elles peuvent présenter des qualités difficiles à obtenir avec les techniques non intrusives. L'anémométrie par fil chaud est, par exemple, un diagnostic de mesures qui permet d'atteindre une résolution temporelle élevée.

La figure 1.7 montre cet avantage de l'anémométrie par fil chaud (désignée sur le graphique par "CTA" pour "Constant Temperature Anemometer") : ce graphique met en évidence la meilleure résolution temporelle des mesures de vitesses avec l'anémométrie par fil chaud par rapport à la technique d'Anémométrie Doppler Laser (A.D.L.) qui enregistre les valeurs de vitesse avec un pas de temps variable (les mesures se font aléatoirement, suivant le passage des particules dans le volume de mesure, comme il est expliqué dans la section 1.3.4, page 66) ou encore par rapport à la Vélocimétrie par Images de Particules (P.I.V.) qui a une vitesse d'acquisition beaucoup plus lente qu'une sonde anémométrique de fil chaud.

1.2.1 Anémométrie par fil chaud

La vélocimétrie par fil chaud est une méthode de mesure qui repose sur le principe d'équilibre thermique. Une sonde anémométrique, composée d'un fil de platine très fin (de quelques

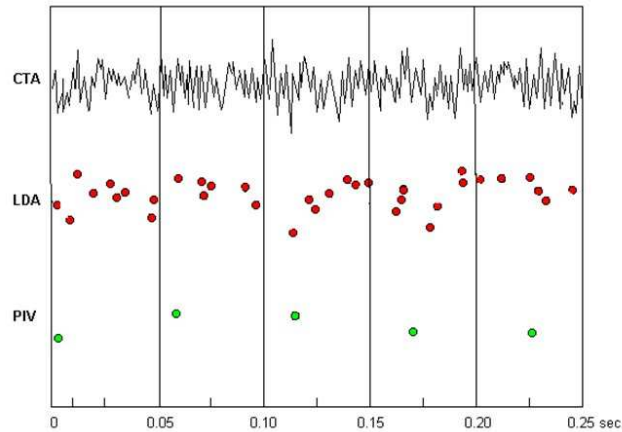


FIGURE 1.7 – Graphique de comparaison des enregistrements de vitesses en fonction du temps par anémomètre à fil chaud à température constante (CTA), par anémométrie doppler laser (LDA) ou par vélocimétrie par images de particules (PIV)

micromètres de diamètre), est chauffé par passage d'un courant électrique d'intensité I . Il y a équilibre thermique entre le chauffage électrique et le refroidissement convectif de la sonde : lorsque la sonde est placée dans un écoulement de température T_1 inférieure à la température T_2 du fil chaud, il y a échange d'énergie sous forme de chaleur par convection (la différence de température entraîne un mouvement de l'air visant à établir un équilibre thermique).

Si la vitesse de l'écoulement change, le transfert convectif change ainsi que la température du fil : si la vitesse augmente, le transfert est plus important et la température du fil diminue.

1.2.1.1 Types de sondes anémométriques : CCA ou CTA

Les anémomètres à fil chaud peuvent fonctionner suivant deux modes différents inventés en 1929 et 1934. Dans le cas du premier mécanisme de fonctionnement (1929), la tension du courant qui parcourt le fil est maintenue constante à travers une grande résistance, on parle alors d'anémomètre à intensité constante (en anglais "Constant Current Anemometer" ou CCA). Dans le deuxième cas, l'anémomètre utilisé est à température constante (en anglais "Constant Temperature Anemometer" ou CTA). La température du fil est alors maintenue constante par l'intermédiaire d'un pont de Wheatstone, dans ce cas, la différence de potentiel aux bornes du pont traduit les fluctuations de vitesse de l'écoulement. Les anémomètres à intensité constante sont utilisés pour des variations de vitesse lentes puisque leur temps de réponse est de l'ordre de la milliseconde. Les anémomètres à température constante permettent de diminuer le temps de réponse : celui-ci est, dans ce cas, lié au temps de réponse de l'électronique et permet de descendre jusqu'à quelques microsecondes pour mesurer des fluctuations de vitesse plus rapides (ce type d'anémomètre à fil chaud peut mesurer des fréquences allant jusqu'à plus de $200kHz$). L'anémomètre à fil chaud à température constante est donc le plus approprié pour des mesures de fluctuations de vitesses d'un écoulement turbulent tel que celui d'un jet annulaire. La suite de ces explications se concentre donc sur ce dispositif spécifique.

Le fil est placé dans un circuit comprenant un pont de Wheatstone. Avant d'effectuer les mesures, le pont est équilibré en l'absence d'écoulement pour déterminer la résistance de la

sonde à température ambiante. La résistance du fil varie avec sa température. Pour maintenir le fil à température constante, il faut délivrer une tension de surchauffe. La tension d'équilibre du pont de Wheatstone induite par le changement de température est alors utilisée pour déterminer la tension de surchauffe.

Le principe de fonctionnement de l'anémomètre à fil chaud peut donc être résumé simplement : le fil chaud, maintenu à température constante voit sa résistance varier lorsqu'il est placé dans un écoulement de température inférieure et provoque alors une tension de surchauffe qui devient le témoin de la variation de vitesse.

1.2.1.2 Relation entre tension de surchauffe et vitesse du fluide

L'équilibre thermique est traduit par la relation :

$$R_f I^2 = h \pi l \lambda_a (T_f - T_a) \quad (1.3)$$

avec :

- l : longueur du fil
- R_f : résistance du fil à la température T_f
- T_f : température du fil
- T_a : température de l'air environnant
- λ_a : conductivité thermique
- h : coefficient d'échange convectif

La résistance de fonctionnement du fil R_f s'écrit :

$$R_f = R_0 (1 + \alpha [T_f - T_0]) \quad (1.4)$$

où R_0 et T_0 sont respectivement la résistance et la température en dehors de l'écoulement, lorsque le pont est à l'équilibre.

Les transferts thermiques par convection et les transferts thermiques par conduction au niveau du fil peuvent s'exprimer à travers le nombre de Nusselt :

$$Nu = \frac{hd}{\lambda_a} \quad (1.5)$$

où d est le diamètre du fil.

En utilisant la relation 1.4 et l'expression du coefficient d'échange convectif issu de la relation 1.5, l'équation 1.3 devient :

$$T_f = T_a + \frac{R_0 (1 + \alpha (T_a - T_0))}{Nu \pi l \lambda_a - \alpha R_0 I^2} \quad (1.6)$$

Puisque la tension du fil est reliée à l'intensité ($U = R_f I$), l'équation permettant de déterminer la température du fil en fonction de sa tension est alors :

$$T_f = T_a + \frac{U^2 d}{\lambda_a^2 \pi^2 l Nu} \quad (1.7)$$

La relation donnant la vitesse du fluide en fonction de la tension de surchauffe (mesurée en sortie de l'amplificateur) n'est donc pas linéaire. Il est alors nécessaire d'établir une courbe d'étalonnage sur laquelle les mesures de tension sont reportées pour obtenir les mesures de vitesses.

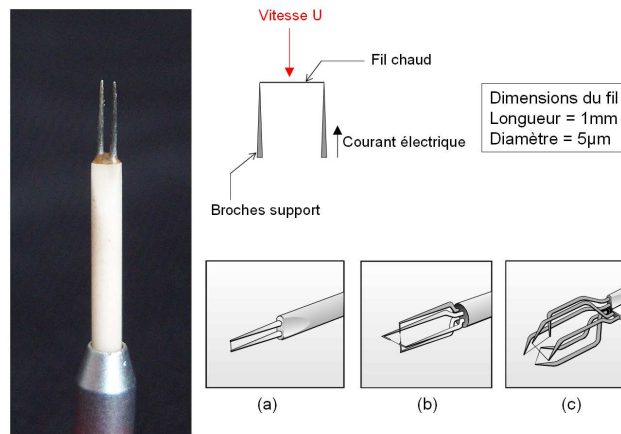


FIGURE 1.8 – Sondes anémométriques de fil chaud : (a) sonde à fil simple, (b) sonde à deux fils en X et (c) sonde tri-axiale

1.2.1.3 Sondes anémométriques à fil chaud

Il existe différentes sondes permettant de faire des mesures suivant plusieurs directions dans un fluide. Un anémomètre à fil chaud ne mesure que les composantes de vitesse normales au fil sensible. La figure 1.8 présente quelques sondes souvent utilisées pour faire des mesures de plusieurs composantes simultanément (la sonde tri-axiale permet d'obtenir la valeur des trois composantes de vitesse).

1.2.1.4 Avantages et inconvénients du fil chaud

La technique d'anémométrie par fil chaud présente de nombreux avantages pour l'étude d'un écoulement de jet annulaire :

- Cette méthode est bien adaptée à la mesure des faibles vitesses dans l'air et dans l'eau. Elle peut également être appliquée à des jets dont la vitesse d'écoulement peut atteindre $150m.s^{-1}$.
- Le fil chaud présente une large bande passante de plusieurs centaines de kHz , ce qui fait de cette technique une bonne méthode pour l'étude de la turbulence (en turbulence, les fréquences couramment rencontrées peuvent atteindre $50kHz$).
- La température du jet ne doit pas être trop élevée pour que la technique soit valable (si la température atteint des niveaux trop importants, alors les transferts thermiques deviennent différents). Dans cette étude, le jet est étudié à température ambiante. L'anémométrie par fil chaud convient donc à cette configuration.
- Le fil ne nécessite pas d'ensemencement de l'écoulement. L'ensemencement est très souvent difficile (voir la section 1.3.1) à mettre en place pour que les particules fluides soient réparties de manière uniforme dans le jet.

La technique de mesure par anémométrie par fil chaud présente également des inconvénients non négligeables :

- Un des grands inconvénients est le caractère intrusif de cette technique. La taille des broches est relativement importante devant les échelles mises en jeu dans l'écoulement et modifie inévitablement l'écoulement localement.

- Un fil chaud ne peut mesurer des vitesses nulles. En revanche, il est capable de mesurer des vitesses nulles en moyenne puisqu'il enregistre l'évolution temporelle d'une composante de vitesse.
- Cette technique ne permet pas d'obtenir le signe de la vitesse, la seule information disponible est la valeur de la vitesse. Il est donc impossible d'accéder au sens de la vitesse.
- Les fils des sondes anémométriques sont très fins et sont donc très fragiles. Il faut que l'écoulement soit parfaitement propre pour qu'aucune poussière ou gouttelette ne vienne casser le fil.
- Les diamètres des fils utilisés pour les mesures sont très faibles (de l'ordre de quelques micromètres), il est donc difficile de souder ce fil aux broches support. Une réparation de fil s'avère ainsi longue et délicate.

1.2.2 Choix du dispositif expérimental

La sonde choisie pour cette étude est une sonde DANTEC 55P11 à fil simple droit, miniature. Cette sonde est représentée à la figure 1.9. Le fil soudé aux broches support est un fil de Tungsten de diamètre $4\mu m$ et de longueur $1.25mm$. Cette sonde est connectée à un anémomètre DISA 55M01 à température constante. Les données en sortie d'anémomètre sont traitées à l'aide d'un analyseur OROS OR36 qui permet d'effectuer des transformées de Fourier rapides (FFT) et donc d'obtenir directement les spectres de fréquences d'un signal. Le logiciel acoustique et de vibrations NVGate est une interface efficace pour gérer l'exploitation des données d'anémométrie par fil chaud et obtenir le spectre de fréquences d'un point de l'écoulement.

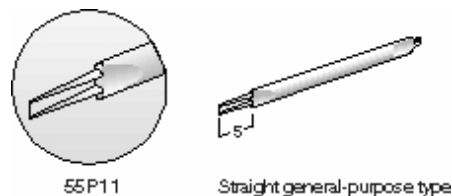


FIGURE 1.9 – Sonde DANTEC 55P11 à fil simple, droit (schéma DANTEC)

1.3 Mesures non intrusives

D'autres techniques permettent de palier les défauts de certaines méthodes intrusives comme le fil chaud. Les diagnostics laser permettent de s'affranchir des perturbations engendrées par une sonde injectée dans l'écoulement. Ces techniques nécessitent alors d'ensemencer l'écoulement en particules. Dans cette section, trois techniques utilisées dans cette étude sont développées : la tomographie rapide, la Vélocimétrie par Images de Particules (P.I.V.) et l'Anémométrie Doppler Laser (A.D.L.).

1.3.1 Ensemencement

Les techniques non intrusives nécessitent des traceurs ensemencés dans l'écoulement. En effet, la majorité des techniques non intrusives décrites dans les sections suivantes utilisent la lumière diffusée par des particules de l'ensemencement pour déterminer la vitesse en différents points de

l'écoulement et suivre l'évolution temporelle de la vitesse de ces différentes régions du jet. Les particules utilisées pour ensementer l'écoulement du jet doivent donc répondre à deux exigences importantes. Elles doivent être de taille suffisamment réduite pour qu'elles puissent parfaitement suivre l'écoulement et toutes les fluctuations rencontrées dans cet écoulement. Elles doivent pourtant être de taille suffisamment élevée pour que la lumière diffusée permette d'obtenir des enregistrements de qualité. Pour évaluer le diamètre nécessaire des particules d'ensemencement pour que ces traceurs suivent l'écoulement, on utilise le nombre adimensionnel de Stokes, défini comme :

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_f} \quad (1.8)$$

où τ_p est le temps de réponse des particules et τ_f le temps caractéristique de l'écoulement.

D'après Adrian [64], la constante de temps τ_p associée à l'inertie des particules s'écrit :

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\nu_g \rho_g} \quad (1.9)$$

avec ρ_p la masse volumique de la particule, d_p le diamètre de la particule, ρ_g la masse volumique du gaz porteur et ν_g la viscosité cinématique du gaz porteur.

Pour que l'ensemencement soit efficace, il faut que le nombre de Stokes soit très inférieur à 1. Le plus souvent, les particules utilisées dans des écoulements de gaz doivent avoir un diamètre compris entre 1 et 10 microns alors que dans les liquides, les diamètres des particules peuvent atteindre jusqu'à 50 microns.

Les particules d'ensemencement doivent aussi avoir une masse volumique très proche de celle du fluide porteur et un fort indice de réfraction par rapport au milieu ambiant.

Choix des particules

Pour cette étude, le choix de l'ensemencement s'est porté sur des particules d'huile d'olive (de masse volumique $\rho_p = 920 \text{ kg.m}^{-3}$). Le dispositif utilisé pour former les particules produit des gouttelettes de $1\mu\text{m}$ de diamètre. Dans ces conditions, le temps de réponse de ces particules dans un écoulement d'air est d'environ $\tau_p = 1,1 \cdot 10^{-2} \text{ ms}$ puisque : $\nu_g = 1,52 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et $\rho_g = 1,21 \text{ kg.m}^{-3}$ (dans des conditions de pression normales $P = 1 \text{ atm}$, à température ambiante $T = 20^\circ \text{C}$). Pour l'étude du jet naturel, sans forçage, la plus petite échelle de temps rencontrée dans l'écoulement est $\tau_f = 26 \mu\text{s}$ (Lalziel [11]). Dans ce cas, le nombre de Stokes associé est de $St = 0.4$. Les particules d'huile d'olive conviennent donc parfaitement à cette configuration expérimentale.

Pour étudier le forçage acoustique de l'écoulement, il faut s'assurer que les particules soient non seulement sensibles aux fluctuations de l'écoulement mais aussi réactives aux perturbations engendrées par les surpressions et les dépressions de l'air provoquées par le passage de l'onde acoustique. Les fréquences utilisées pour l'étude du contrôle actif sont comprises entre 100 Hz et 2.5 kHz . Les temps caractéristiques de ces perturbations sont alors compris entre 10 ms et 0.4 ms . Le nombre de Stokes est donc pour toute cette gamme de fréquences inférieur à 0.03. L'ensemencement convient donc parfaitement à chaque étude développée ici. L'huile d'olive présente également des avantages considérables : les gouttelettes sont inertes dans l'air, non toxiques et leur coût d'utilisation est faible.

Dispositif d'ensemencement

Les particules d'huile d'olive sont introduites dans le fond de la buse, suffisamment loin de la sortie pour que l'ensemencement soit uniforme en sortie de buse et que les particules aient la même vitesse que l'écoulement.

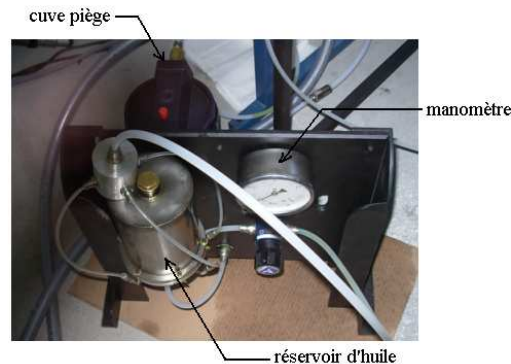


FIGURE 1.10 – Dispositif d'ensemencement utilisé pour les différentes techniques non intrusives

De l'air est injecté dans une cuve remplie de moitié en huile d'olive. Cet air atomise l'huile en fines gouttelettes. L'entrée d'air reliée à l'ensemencement est munie d'un manomètre afin de réguler le débit d'air et, par conséquent, le débit de particules injectées dans l'écoulement. Une "cuve piège" est installée en aval de la cuve d'huile d'olive. Le rôle de cette cuve est de piéger les plus grosses particules formées par l'ensemencement, de manière à obtenir un diamètre quasi-identique pour toutes les particules (figure 1.10).

1.3.2 Tomographie

1.3.2.1 Principe de la technique

La tomographie rapide est une technique non intrusive qui permet d'apporter des informations essentiellement qualitatives en enregistrant des photographies de l'écoulement ensemencé, éclairé par une nappe laser, avec une caméra rapide. Cette séquence d'images de l'écoulement donne une vision globale de l'évolution des structures tourbillonnaires (figure 1.11 (a)). La rapidité de l'acquisition des images permet un suivi temporel de l'écoulement mais un traitement des images peut également permettre d'obtenir des informations quantitatives sur la taille des structures ou la taille du jet dans différents plans de l'écoulement (figure 1.11 (b) et (c)).

1.3.2.2 Avantages et inconvénients de la tomographie rapide

Les avantages de la tomographie rapide permettent d'obtenir des informations importantes pour une étude de jet annulaire :

- La tomographie rapide permet d'observer l'écoulement dans un plan pour connaître l'évolution globale des structures de l'écoulement.
- Les caméras rapides permettent d'obtenir une résolution temporelle élevée.
- Le traitement des images peut donner des informations sur les tailles de l'écoulement, des structures tourbillonnaires....
- Une adaptation de la technique peut permettre de transformer cette technique en Vélocimétrie par Images de Particules pour calculer les vitesses d'un plan de l'écoulement.

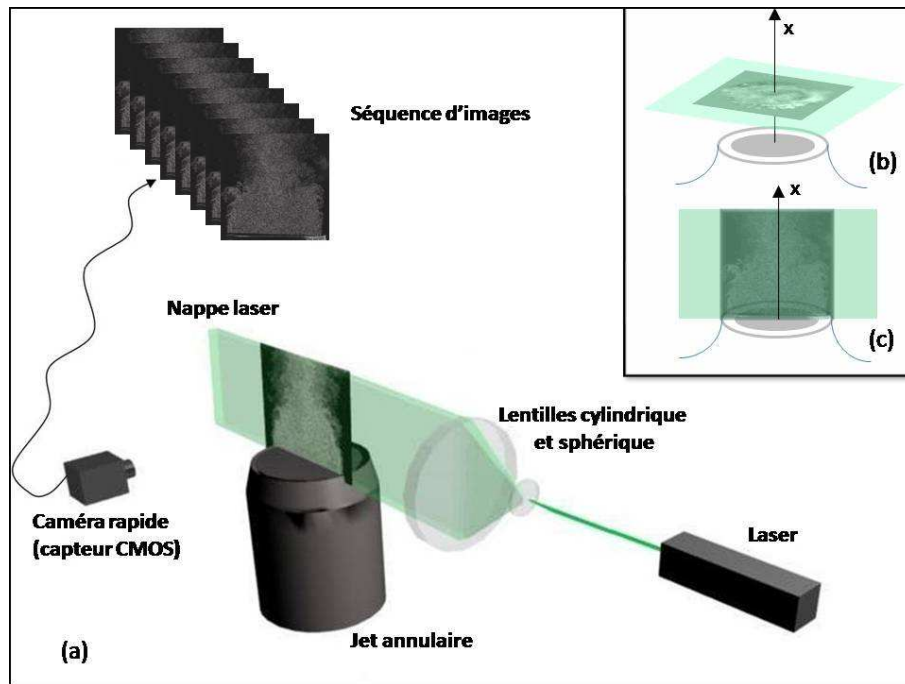


FIGURE 1.11 – Principe de la tomographie rapide : (a) schéma du montage pour obtenir (b) une coupe transversale et (c) une coupe longitudinale du jet annulaire

Les inconvénients pour utiliser cette technique restent cependant nombreux :

- Cette technique nécessite un bon ensemencement de l'écoulement (les particules doivent être réparties uniformément dans l'écoulement).
- La visualisation de l'écoulement exige des lasers de grande puissance et des particules diffusant beaucoup de lumière.
- Des accès optiques sont nécessaires pour utiliser la tomographie rapide.
- La tomographie est une technique qui ne permet pas d'obtenir des valeurs précises des quantités de l'écoulement (vitesses, fluctuations, vorticités...).
- La tomographie ne permet qu'une étude bidimensionnelle de l'écoulement.

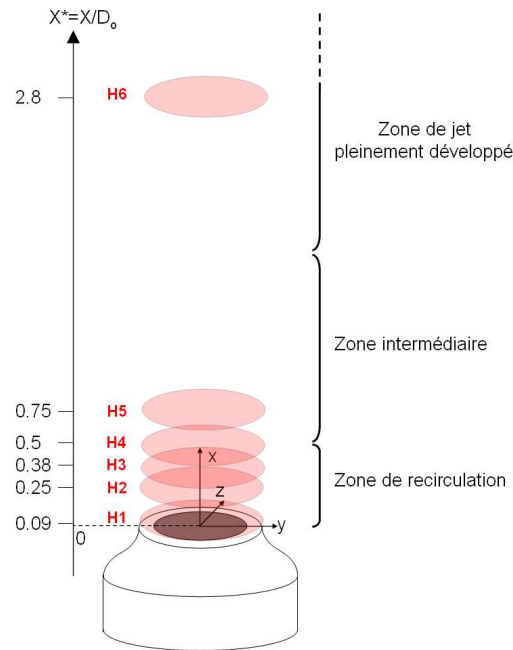
1.3.2.3 Choix du dispositif expérimental

Choix des plans étudiés du jet annulaire

Pour étudier les différentes structures du jet annulaire, la tomographie rapide a été appliquée sur différents plans de l'écoulement. Le plan longitudinal (figure 1.11 (c)) permet d'observer l'écoulement suivant une tranche passant par le centre du jet. Cette observation fournit des informations sur la formation et l'appariement des structures primaires de Kelvin-Helmholtz dans la zone initiale du jet. Le plan transversal complète ces visualisations en donnant alors des informations sur les structures secondaires qui se développent dans la zone initiale. Différents plans transversaux ont été étudiés pour différentes hauteurs x dans le jet (pour des distances x comprises entre $0.09D_o$ et $2.8D_o$)(figure 1.12).

Technique d'illumination

Le laser utilisé pour illuminer un plan de l'écoulement ensemencé est un laser Dual-Darwin-100-M de Quantronix. Ce laser de longueur d'onde $527nm$ est un laser double cavité. Chaque

FIGURE 1.12 – Schéma des différentes hauteurs x étudiées avec les plans transversaux du jet annulaire

tête laser peut délivrer un signal indépendant (de puissance différente). Les caractéristiques principales de ce laser sont présentées dans le tableau 1.5.

	Dual-Darwin-100-M
Longueur d'onde	$527nm$
Energie totale	$> 60mJ$
Puissance moyenne ($3kHz$)	$> 90W$
Taux de répétition	0.1 à $10kHz$
Largeur de pulse	$120ns$

Tableaux 1.5 – Caractéristiques du laser Dual-Darwin-100-M de Quantronix

Dans le cas de cette étude, les pulses laser sont commandés par la caméra à chaque acquisition d'image. La fréquence des pulses dépend donc de la fréquence d'acquisition des images de la caméra. Les plans longitudinaux du jet ont été enregistrés en n'utilisant qu'un seul faisceau laser, pratiquement à pleine puissance. Les plans horizontaux en revanche utilisent les deux faisceaux laser superposés pour obtenir une plus grande puissance laser (les deux faisceaux sont poussés au maximum de puissance).

La nappe laser est ensuite créée par une lentille cylindrique et une lentille sphérique placées en sortie du laser qui permettent d'illuminer la zone d'étude. Cette nappe laser a une épaisseur de $2mm$ et fait approximativement ($15cm \times 15cm$) dans les deux configurations (étude transversale ou longitudinale).

Caméra rapide

Pour récupérer le signal de diffusion de Mie des particules de l'écoulement ensemencé, une caméra "Phantom v9.0" est placée face à la nappe (figure 1.13). Les caractéristiques de cette caméra rapide sont présentées dans le tableau 1.6.

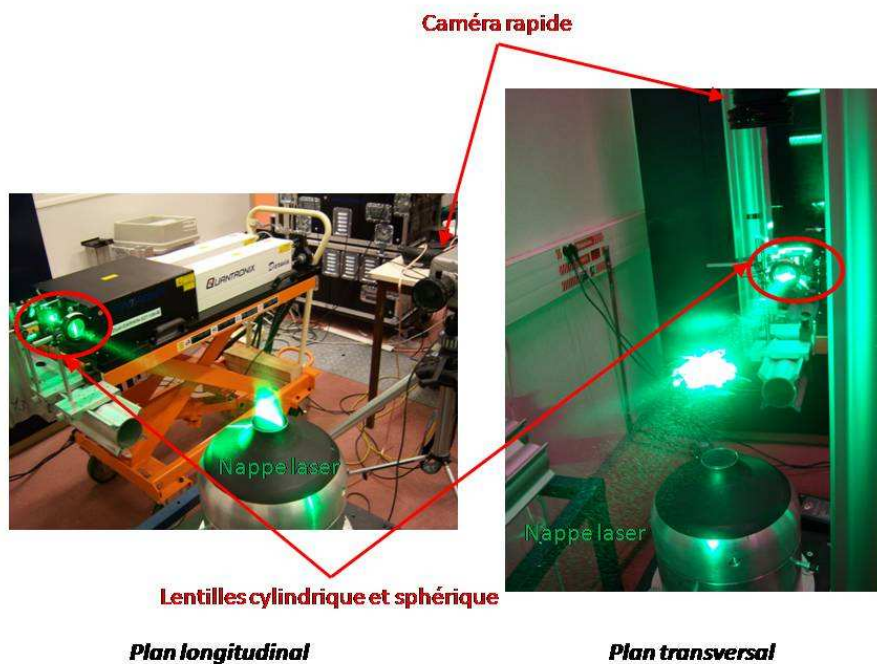


FIGURE 1.13 – Dispositif expérimental de tomographie rapide pour l'étude de plans longitudinaux et transversaux du jet annulaire

	Phantom v9.0
Capteur	CMOS
Taille du capteur	(1 600x1 200) <i>pixels</i>
Sensibilité minimale	2 400 ISO/ASA (monochrome)
Dynamique	8 <i>bits</i>
Fréquence d'acquisition	1 000 images par seconde (plein format)
Capacité mémoire	24 <i>Go</i>

Tableaux 1.6 – Caractéristiques de la caméra Phantom v9.0

Pour l'étude des jets annulaires, la fréquence de la caméra utilisée est de 4 700 images par seconde pour une résolution de (576x576)*pixels*. Le temps d'exposition est de 200 μ s. Le nombre d'images enregistrées est alors de 9430 (l'acquisition se fait en 2s environ). La dynamique en niveaux de gris s'étend de 0 à 255 puisqu'elle est codée sur 8*bits*. Les images sont ensuite transférées vers un PC et traitées et analysées avec le logiciel "Phantom".

La caméra est maître dans la configuration expérimentale utilisée : à chaque image acquise, la caméra déclenche le laser qui éclaire l'écoulement ensemencé. La caméra impose donc la fréquence du laser.

Dans le cas de l'étude des plans transversaux, la caméra est toujours placée face à la nappe laser, elle se trouve alors située dans l'axe de l'écoulement. Pour pouvoir se libérer des particules d'ensemencement qui risqueraient de se fixer sur l'objectif, celui-ci est un objectif à décentrement. Ce système particulier permet de ne pas incliner la caméra et donc de ne pas induire de déformations des images.

Objectif à décentrement

L'objectif à décentrement choisi est un objectif grand angle PC-Nikkor de Nikon, de distance focale 28mm et d'ouverture 3.5. Quelques propriétés importantes sont rappelées dans le tableau de la figure 1.14



FIGURE 1.14 – Objectif grand angle à décentrement PC-Nikkor de Nikon : (a) avec décentrement, (b) sans décentrement, (c) caractéristiques détaillées de l'objectif

Un objectif à décentrement est un objectif qui peut se déplacer par rapport à la surface sensible. La figure 1.15 explique les avantages d'utilisation d'un tel objectif. Dans le cas (a), l'image est prise en contre-plongée pour avoir l'ensemble du sujet (la caméra est inclinée). L'objectif grand-angle permet alors de cadrer l'ensemble du sujet. En revanche, cette disposition engendre des déformations de l'image : les lignes verticales convergent vers le point de fuite.

Pour retrouver une image sans déformation, il faut maintenir la caméra droite sur un plan parfaitement horizontal. Dans ce cas, le sujet ne peut pas être cadré entièrement (cas (b), sans décentrement).

En utilisant le décentrement (cas (c)), l'objectif est décalé par rapport à la partie sensible de la caméra et le sujet est alors entièrement cadré. Ce système permet de n'induire que très peu de déformations de l'image. Les lignes verticales ne se courbent pratiquement plus. Les défauts restants sont les défauts classiques des objectifs grand angle : distorsion en barillet (les lignes droites paraissent légèrement incurvées vers l'extérieur puisque la partie centrale est moins rapetissée que la partie extérieure), aberrations de sphéricité (l'image est moins nette sur les bords de l'image qu'au centre). Mais le défaut le plus notable de ces objectifs grand angle est le vignetage (bords de l'image plus sombres que le centre). C'est pourquoi les images couvrent une zone un peu plus grande que la zone d'intérêt de l'écoulement afin de limiter au maximum les défauts des images.

Les objectifs projettent une image inversée du sujet sur le capteur numérique. Cette image s'inscrit dans un "cercle de netteté" qui doit couvrir l'ensemble du capteur pour que l'ensemble de l'image soit nette. Le cercle de netteté doit donc avoir un diamètre au minimum égal à la diagonale du capteur.

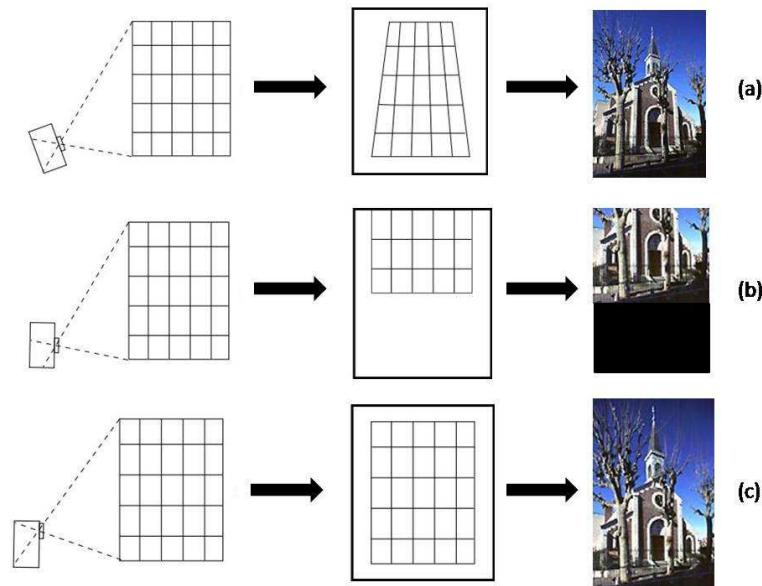


FIGURE 1.15 – Effet du décentrement d'un objectif grand angle : (a) objectif incliné non décentré, (b) objectif non incliné et non décentré, (c) objectif non incliné décentré

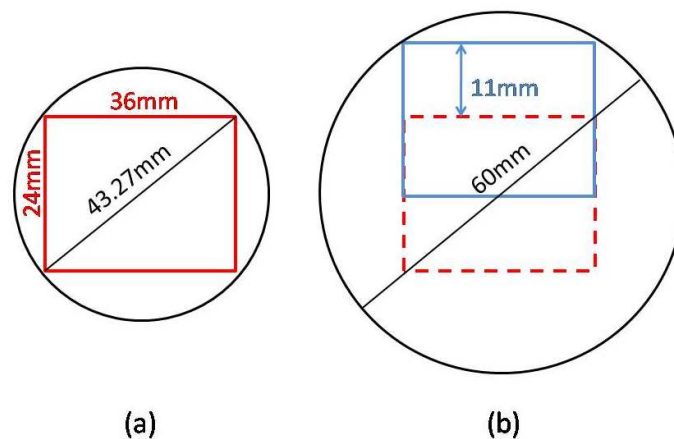


FIGURE 1.16 – Cercle de netteté relatif à un objectif : (a) sans décentrement et (b) avec un décentrement de 11mm

Par exemple, lorsque le capteur est de taille ($24\text{mm} \times 36\text{mm}$), le diamètre du cercle de netteté doit être de 43.27mm (figure 1.16). Pour pouvoir décentrer l'objectif, il faut donc que le cercle de netteté soit plus grand que celui du capteur : si le décentrement est de 11mm , le cercle de netteté est donc de 60mm (figure 1.16).

1.3.3 Vélodimétrie par Images de Particules (P.I.V.)

La Vélodimétrie par Images de Particules (P.I.V.) est une technique de mesure apparue en 1980 qui a été considérablement développée depuis 1990. Son essor est principalement dû à l'amélioration des détecteurs (passage des films photographiques aux caméras CCD), des sources de lumière (développement des lasers double impulsion) et à l'augmentation des capacités de stockage des ordinateurs ainsi qu'à leurs nouvelles facilités de calculs. Cette

méthode non-intrusive permet d'obtenir des photographies d'un plan du jet étudié et d'en déduire par la suite des champs bidimensionnels de vitesses instantanées ([65, 66]). Cette technique de mesure est la seule à permettre une étude de la répartition spatiale de la vitesse, les autres méthodes n'autorisent qu'un calcul de vitesse en un point de l'écoulement en fonction du temps.

Le principe de cette technique est de mesurer le déplacement de particules jouant le rôle de traceurs dans l'écoulement afin de calculer les vitesses de celles-ci. En éclairant l'écoulement par une nappe laser, les particules peuvent être photographiées. Une caméra CCD récolte le signal de diffusion de Mie des particules ensemencées dans l'écoulement (figure 1.17). En comparant deux photographies successives, séparées d'un intervalle de temps Δt , il est possible de déterminer le déplacement $\vec{\Delta r}$ de chacune des particules présentes sur les deux photographies. Ces deux informations nous permettent de calculer la vitesse de toutes les particules :

$$\vec{v}(x, y, z, t) = \frac{\vec{\Delta r}(x, y, z, t)}{\Delta t} \quad (1.10)$$

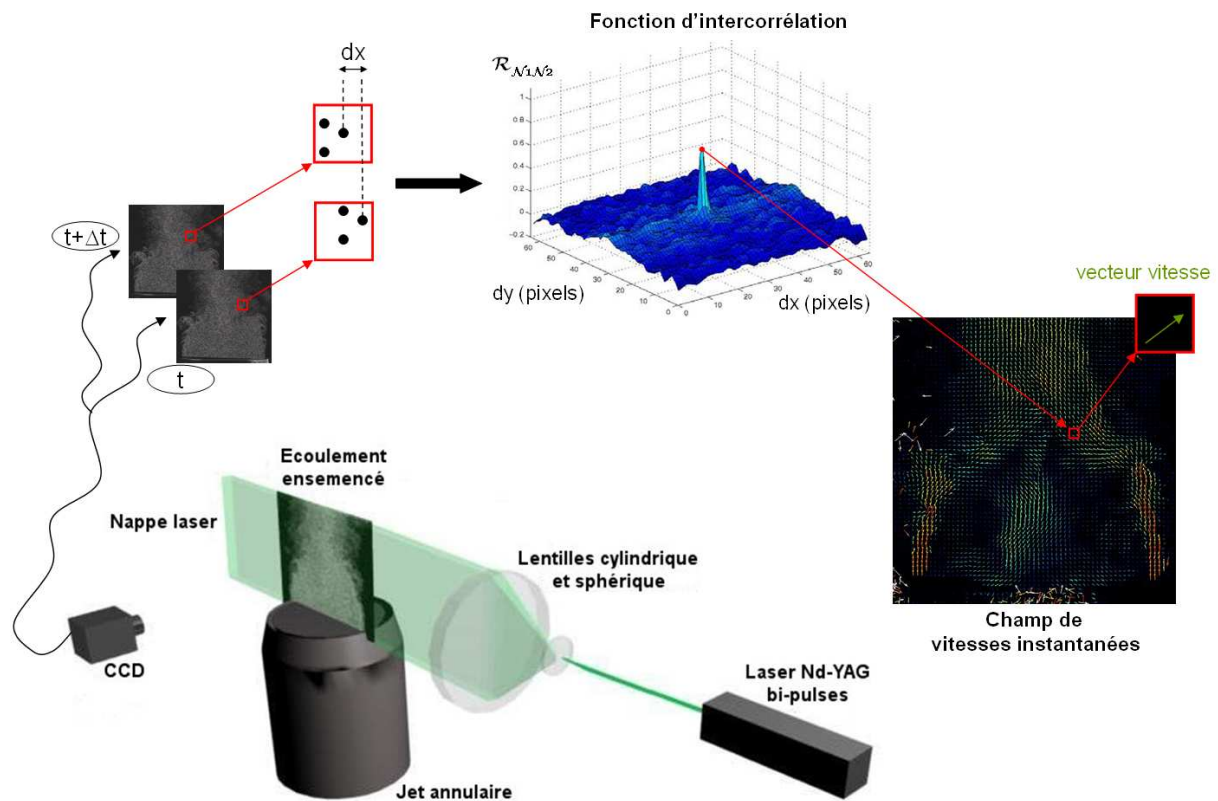


FIGURE 1.17 – Principe de la Vélocimétrie par Images de Particules (P.I.V.)

1.3.3.1 Techniques d'illumination

L'écoulement ensemencé est éclairé par une nappe laser. La nappe laser est obtenue par un système composé d'une lentille sphérique et d'une lentille cylindrique qui permet de créer une

nappe d'épaisseur très faible. L'épaisseur de la nappe est un paramètre important pour avoir une bonne qualité de mesures : si la nappe est trop épaisse, les particules n'appartiendront pas forcément toutes au même plan de l'écoulement et elles risquent d'être trop nombreuses et donc difficilement identifiables sur chaque image enregistrée. Si en revanche, la nappe est trop fine, alors beaucoup de particules présentes sur la première image enregistrée risquent de ne plus être présentes sur la deuxième image ce qui empêcherait le calcul du déplacement des particules. La nappe laser utilisée dans nos configurations expérimentales est de l'ordre de $1mm$.

L'intervalle de temps Δt entre deux plans lumineux dépend des vitesses rencontrées dans cet écoulement. Pour des écoulements de vitesses faibles, le dispositif employé est constitué d'un obturateur électro-optique placé en sortie d'une source laser continue (un laser Argon-ion par exemple). Dans d'autres cas, l'éclairement pulsé est assuré, non pas par un obturateur, mais par une caméra vidéo qui impose une cadence de séquences d'images alors que l'éclairement de l'écoulement reste continu. Pour des vitesses plus élevées (des vitesses supérieures à $2m.s^{-1}$), on utilise des lasers à impulsions tels que les lasers Nd-YAG (Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet) constitués le plus souvent de deux cavités couplées. Ces lasers peuvent produire à chaque émission de 20 à 500 millijoules.

1.3.3.2 Acquisition et traitement des images numériques

Pour acquérir les images du jet, il existe plusieurs méthodes. Les premières utilisations de la P.I.V. étaient basées sur des techniques photographiques qui permettaient d'avoir une grande résolution mais le délai entre la prise de vue et l'observation du résultat était très long. Le développement des techniques vidéo et l'amélioration des capacités de stockage ont permis de réduire les défauts de ces premières techniques. La grande sensibilité des capteurs vidéo permet d'utiliser des lasers d'énergie plus faible. La vidéo peut être utilisée suivant deux méthodes : la première consiste à enregistrer plusieurs images de chaque particule sur une même vue alors que la deuxième enregistre des séries d'images sur lesquelles chaque particule n'est visualisée qu'une seule fois. Les calculs effectués sur les images obtenues se font alors respectivement, par auto-corrélation ou par inter-corrélation (figure 1.17). L'inter-corrélation est beaucoup plus avantageuse que l'auto-corrélation puisque, dans ce dernier cas, il y a ambiguïté sur le sens du déplacement des particules. De plus, l'inter-corrélation permet de calculer de plus petits déplacements.

La première image représente les positions des particules enregistrées à l'instant t et la deuxième image, les positions des mêmes particules en $t + \Delta t$. Dans chaque maille de calcul, un déplacement moyen des particules est déterminé en utilisant un opérateur d'inter-corrélation entre les deux mailles correspondant à la même région spatiale de l'écoulement. Cet opérateur peut être défini par l'expression d'inter-corrélation directe :

$$R_{N_1 N_2}(x, y) = \frac{\sum_i \sum_j N_1(i, j) N_2(i + x, j + y)}{\sum_i \sum_j N_1(i, j) \sum_i \sum_j N_2(i, j)} \quad (1.11)$$

avec N_1 l'intensité des pixels d'une maille de calcul de l'image prise à t , N_2 l'intensité des pixels d'une maille de calcul de l'image prise à $t + \Delta t$, (x, y) les coordonnées de la position du pic d'inter-corrélation et (i, j) les valeurs du déplacement.

Pour réduire les temps de calculs, il est possible d'utiliser les transformées de Fourier rapides (FFT) :

$$R_{N_1 N_2}(x, y) = \frac{FFT^{-1} [FFT(I_1) \cdot FFT^*(I_2)]}{\sum_i \sum_j N_1(i, j) \sum_i \sum_j N_2(i, j)} \quad (1.12)$$

La position de ce pic d'inter-corrélation détermine alors le déplacement moyen des particules à l'intérieur de la maille de calcul étudiée. La recherche de ce déplacement est effectuée pour toutes les mailles de calcul. Connaissant l'intervalle de temps séparant les deux prises de vue, le champ de vitesses instantanées correspondant peut être obtenu.

La précision de la position du pic de corrélation, et donc de la valeur du déplacement, est d'un pixel. Cette précision est insuffisante pour avoir des résultats satisfaisants. Pour déterminer cette position avec une résolution inférieure au pixel, il faut procéder à une interpolation des valeurs entières de la fonction de corrélation. Il existe différentes méthodes d'interpolation (méthode du centroïde, méthode de la parabole...). La méthode la plus fiable, et donc la plus utilisée, est une interpolation de ces valeurs par une fonction de Gauss. Si le pic de corrélation couvre 5 pixels (dans le cas d'une étude bidimensionnelle), la résolution de 5 équations à 5 inconnues permet de déterminer les paramètres de la fonction de Gauss (cette interpolation est schématisée sur la figure 1.18). La position du pic est alors obtenue avec une précision sub-pixel (précision de l'ordre de $0.1pixel$).

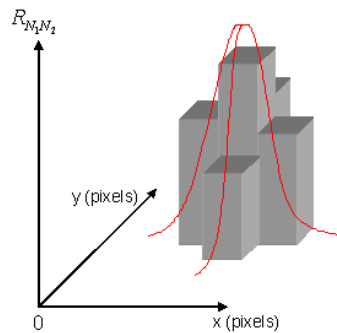


FIGURE 1.18 – Interpolation du pic de corrélation

Plus la taille des mailles de calcul est petite, plus les mesures sont résolues spatialement. Cependant, la taille de ces mailles doit être au moins deux fois supérieure à l'amplitude du déplacement des particules (critère de Nyquist). La taille des mailles choisie dépend donc de la vitesse du jet. Le recouvrement permet de réduire les erreurs de calcul : si les mailles sont totalement décorréliées, les résultats peuvent être faussés. Le recouvrement entre deux mailles adjacentes ne permet pas d'améliorer la résolution spatiale mais permet d'avoir plus de vecteurs sur une même image (figure 1.19).

L'interpolation est une autre méthode pour obtenir des informations qui ne sont pas contenues dans une maille de calcul, mais, avec le recouvrement, les nouveaux vecteurs calculés ont une signification physique réelle, ce qui n'est pas le cas de l'interpolation. Selon le critère de Nyquist, un recouvrement supérieur à 50% crée un suréchantillonnage : les données supplémentaires obtenues pour un tel recouvrement reviendraient alors à une simple interpolation.

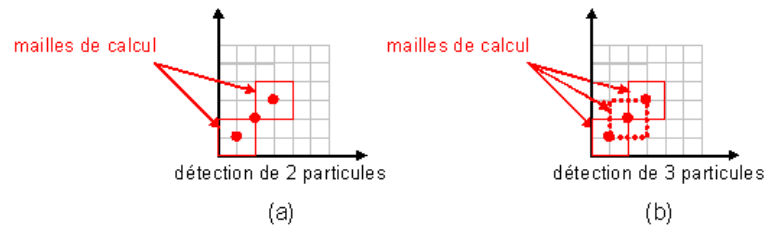


FIGURE 1.19 – Principe du recouvrement entre deux mailles de calcul : (a) sans recouvrement, (b) avec recouvrement

1.3.3.3 Post-traitement des champs de vitesses

Après l'obtention des champs de vitesses instantanées, il est nécessaire de vérifier la validité des résultats. Certains vecteurs peuvent n'avoir aucune signification physique, ils sont alors appelés "faux vecteurs". L'amplitude maximale du pic de corrélation donne une mesure du rapport "signal sur bruit" (RSB) en calculant le rapport de l'amplitude du pic maximum sur l'amplitude du "pic bruit" le plus élevé (les "pics bruit" sont les pics secondaires présents sur les cartographies d'inter-corrélation). Si le RSB est supérieur à 1, alors le pic de corrélation maximum peut être considéré comme celui qui doit être utilisé pour mesurer le déplacement moyen des particules d'une maille de calcul. En revanche, si le RSB est proche de 1, cela signifie que la corrélation est trop faible et les calculs donneront naissance à des "faux vecteurs". La validité des résultats peut également se mesurer directement par la hauteur du pic de corrélation. Les expressions d'intercorrélation étant normées, plus la hauteur est proche de 1, plus les champs de vitesse sont corrects (l'espace de corrélation est moins bruité). En utilisant des considérations de continuité, les "faux vecteurs" peuvent être identifiés en comparant leur taille avec celle des vecteurs voisins.

Les "faux vecteurs" peuvent ensuite être corrigés : il est possible de fixer un seuil de vitesse maximum au-delà duquel aucun vecteur ne sera affiché, ou bien remplacer les "faux vecteurs" par des valeurs calculées à partir des vecteurs voisins. Différentes méthodes d'extrapolation peuvent être utilisées pour calculer une nouvelle valeur à partir des vecteurs voisins. Il est également possible de calculer un vecteur moyen à partir des premiers voisins (cette méthode permettant de lisser les champs de vecteurs ne crée que 10% d'erreurs).

Les résultats obtenus en champs de vitesses instantanées peuvent alors permettre une étude statistique des résultats si le nombre d'échantillons enregistrés est suffisant.

1.3.3.4 Avantages et inconvénients de la Velocimétrie par Images de Particules

La P.I.V. présente des avantages considérables pour l'étude de la turbulence :

- Cette technique de mesure est non intrusive, aucune sonde ne vient donc perturber l'écoulement étudié. Cette technique de mesure est également adaptée à des écoulements de conditions difficiles : températures élevées, écoulements réactifs....
- La P.I.V. permet d'observer l'écoulement dans un plan. Il est donc plus rapide d'obtenir les vitesses en différents points d'un plan (technique plus rapide que l'anémométrie par fil chaud ou l'A.D.L.).
- La résolution spatiale obtenue par cette technique est élevée.

En revanche, la P.I.V. comporte des inconvénients qu'il faut prendre en compte :

- L'ensemencement nécessaire pour cette technique doit être homogène et les particules utilisées pour l'ensemencement doivent être de taille suffisamment réduite pour suivre parfaitement toutes les fluctuations de l'écoulement mais elles doivent aussi diffuser suffisamment de lumière pour donner des images propres de l'écoulement.
- Les champs P.I.V. obtenus sont décorrélés. Le suivi temporel des mesures est insuffisant pour avoir une bonne résolution temporelle (la fréquence d'acquisition en règle générale est inférieure à $100Hz$).
- Comme toutes les techniques optiques, celle-ci nécessite deux accès optiques à l'écoulement (un accès pour la nappe laser et un accès pour la caméra, perpendiculaire à la nappe). Cette technique est donc mieux adaptée aux écoulements libres, non confinés.
- Cette technique est plus limitée que l'A.D.L. pour mesurer des vitesses plus que la mesure du déplacement est conditionnée par la taille des fenêtres d'analyse. La limite de vitesse mesurable dépend donc de la taille des fenêtres choisies et de l'intervalle de temps entre deux images d'une même paire (les particules doivent être visibles sur les deux images).

1.3.3.5 Choix du dispositif expérimental

Le système d'illumination utilisé pour cette étude est un laser Nd :YAG double cavité à $532nm$ qui délivre deux impulsions de $5ns$ et de $75mJ$ chacune. Ces deux impulsions sont séparées d'un intervalle de temps $\Delta t = 10\mu s$. Les impulsions sont synchronisées avec l'ouverture de la caméra par le logiciel "Davis 6.2" (Data Acquisition and Visualization Software) utilisé pour le traitement des données. De ce fait, elles sont délivrées avec une cadence de $8Hz$ (fréquence imposée par la caméra CCD utilisée). Ce système crée une nappe laser longitudinale de l'écoulement, passant par le centre de la buse qui éclaire la zone initiale des jets (environ $10cm$, soit $2D_o$, à partir de la sortie de la buse, de façon à visualiser la zone initiale et une partie de la zone intermédiaire, comme représenté sur la figure 1.20).

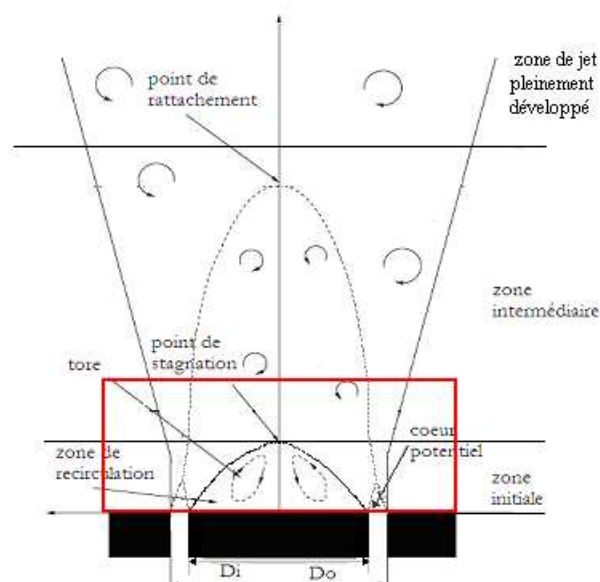


FIGURE 1.20 – Zone étudiée de l'écoulement de jet annulaire (cadre rouge)

Les images de l'écoulement ensemencé sont enregistrées par une caméra CCD 12bits LaVision FlowMaster 2S, de résolution $(1280 \times 1024) pixels$. La taille physique des pixels est de

$(6.7 \times 6.7) \mu m^2$. Les images comprennent la zone initiale et une partie de la zone intermédiaire. Elles sont chacune divisées en mailles de calcul de $(32 \times 32) pixels$ en utilisant un recouvrement de 50%.

Pour enregistrer un nombre d'échantillons suffisant pour déterminer les valeurs moyennes et les écarts-types des vitesses, Lalizel [11] a réalisé une étude de convergence des premiers moments sur un écoulement identique à celui utilisé pour cette étude (en choisissant les mêmes vitesses de fonctionnement U_0). D'après ses calculs, 1000 champs de vitesses permettent d'obtenir une bonne validité de résultats (figure 1.21). Ce nombre de champs sera donc privilégié dans les mesures de P.I.V. conduites sur le jet annulaire.

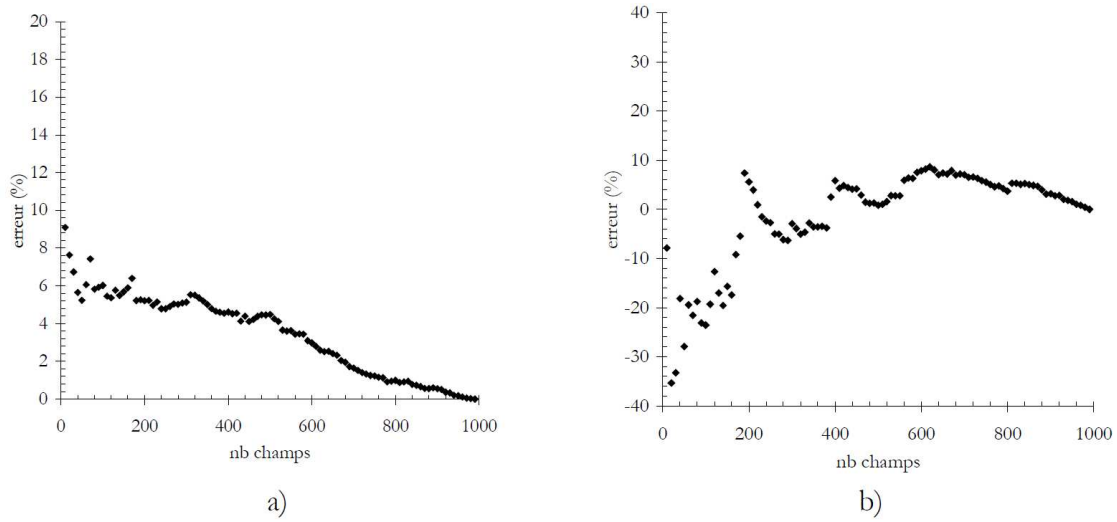


FIGURE 1.21 – Evolution de l'erreur statistique des moments d'ordre (a) 1, et (b) 2 pour U_0 égal à $8 m.s^{-1}$ (Lalizel [11])

1.3.4 Anémométrie Doppler Laser (A.D.L.)

L'anémométrie Doppler Laser est une technique non intrusive, utilisée pour la première fois par Yeh et Cummins en 1964 [67], dont le principe de mesure est basé sur l'effet Doppler.

1.3.4.1 Effet Doppler

L'effet Doppler a été proposé par Doppler en 1842 [68] puis vérifié par Ballot pour des ondes acoustiques. Il faut attendre 1848 pour que l'effet Doppler soit aussi introduit pour les ondes électromagnétiques (ondes lumineuses) avec Fizeau.

Le principe de la Vélocimétrie Doppler Laser (L.D.V.) ou Anémométrie Doppler Laser (A.D.L.) repose sur la mesure du décalage Doppler de la lumière diffusée par des particules d'ensemencement en mouvement.

Une particule se déplaçant dans l'écoulement à une vitesse $\vec{U}$ est éclairée par un faisceau laser de longueur d'onde λ_0 et de fréquence associée ν_0 , qui se propage dans la direction $\vec{e}_i$. La lumière est alors diffusée par la particule dans toutes les directions. La lumière diffusée dans une direction $\vec{e}_s$ est alors caractérisée par une nouvelle longueur d'onde λ_s et une nouvelle fréquence

associée ν_s (figure 1.22). La fréquence de décalage Doppler ν_D se calcule d'après :

$$\nu_D = \nu_s - \nu_0 \quad (1.13)$$

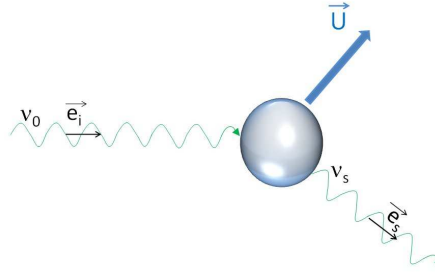


FIGURE 1.22 – Schéma de l'effet Doppler d'une particule en mouvement

La lumière incidente du faisceau laser est constituée de plans d'onde qui se propage à la célérité $c = \nu_0 \lambda_0$. La vitesse relative U_r entre ces plans d'onde et la particule étudiée s'obtient à partir de la relation :

$$U_r = c - \vec{U} \cdot \vec{e}_i \quad (1.14)$$

La fréquence d'interception ν' de la lumière incidente par la particule de vitesse $\vec{U}$:

$$\nu' = \frac{c - \vec{U} \cdot \vec{e}_i}{\lambda_0} \quad (1.15)$$

qui peut également s'écrire :

$$\nu' = \nu_0 - \frac{\vec{U} \cdot \vec{e}_i}{\lambda_0} \quad (1.16)$$

La sonde de réception ne détecte que la lumière diffusée par la particule. La fréquence ν' est alors définie comme :

$$\nu' = \frac{c - \vec{U} \cdot \vec{e}_s}{\lambda_0} \quad (1.17)$$

ou encore :

$$\nu' = f_s - \frac{\vec{U} \cdot \vec{e}_s}{\lambda_s} \quad (1.18)$$

Pour déterminer la fréquence de décalage Doppler ν_D , il faut déterminer ν_s . La relation 1.18 permet d'écrire :

$$\nu_s = \nu' + \frac{\vec{U} \cdot \vec{e}_s}{\lambda_s} \quad (1.19)$$

$$\nu_s = \nu_0 + \vec{U} \cdot \left(\frac{\vec{e}_s}{\lambda_s} - \frac{\vec{e}_i}{\lambda_0} \right) \quad (1.20)$$

Or, $\lambda_s \approx \lambda_0$, donc :

$$\nu_s = \nu_0 + \frac{\vec{U}}{\lambda_0} \cdot (\vec{e}_s - \vec{e}_i) \quad (1.21)$$

D'où :

$$\nu_D = \frac{\vec{U}}{\lambda_0} \cdot (\vec{e}_s - \vec{e}_i) \quad (1.22)$$

La fréquence ν_D ne dépend donc que de la vitesse de la particule $\vec{U}$, de la longueur d'onde λ_0 et de la direction $\vec{e}_i$ du faisceau laser incident et de la direction de l'observation (direction où la lumière diffusée est récoltée par le récepteur).

En connaissant les propriétés de l'onde laser incidente, il est donc possible de calculer la vitesse des particules d'ensemencement d'un écoulement en mesurant sa fréquence de décalage Doppler. Pour réaliser cette mesure, il existe différents montages expérimentaux.

1.3.4.2 Montages d'A.D.L

Les deux montages les plus utilisés en A.D.L. sont le "montage à faisceau de référence" et le "montage à franges".

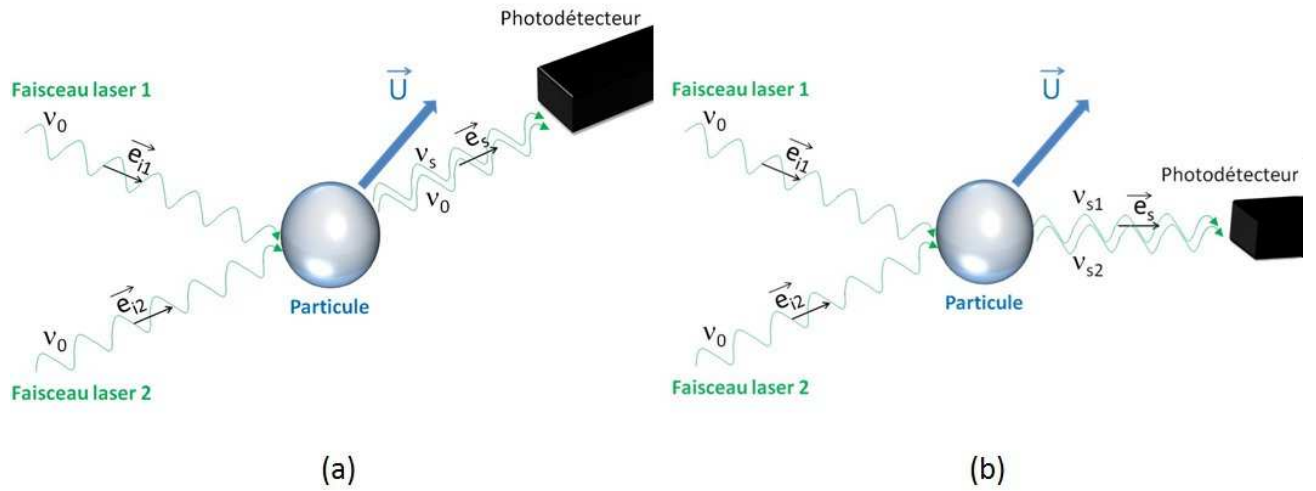


FIGURE 1.23 – Schémas de principe des montages A.D.L. : (a) à faisceau de référence, (b) à franges

Le **montage à faisceau de référence** est le premier montage utilisé pour l'étude de la mécanique des fluides par Vélocimétrie Doppler Laser. Deux faisceaux laser de même fréquence ν_0 mais d'intensités différentes éclairent la particule en mouvement. La lumière diffusée par la particule est récoltée par un photodétecteur placé dans l'alignement du faisceau laser de plus faible intensité (sur la figure 1.23(a), le faisceau laser 2 a une intensité plus faible que le faisceau 1). Le photodétecteur reçoit alors le champ électromagnétique $E(t)$ issu de l'association du champ électromagnétique incident $E_i \cos \omega_0 t$ et du champ du faisceau laser diffusé $E_s \cos \omega_s t$:

$$E(t) = E_i \cos \omega_0 t + E_s \cos \omega_s t \quad (1.23)$$

Le photodétecteur mesure le carré du champ électromagnétique $E^2(t)$. En considérant que $\omega_0 \approx \omega_s$ et que le photodétecteur ne répond pas assez vite aux signaux instantanés, la réponse du photodétecteur $E_d(t)$ peut s'écrire :

$$E_d(t) = \frac{E_i^2}{2} + \frac{E_s^2}{2} + E_i E_s \cos(\omega_0 - \omega_s) t \quad (1.24)$$

La partie alternative $E_i E_s \cos(\omega_0 - \omega_s) t$ permet d'obtenir la fréquence du décalage Doppler :

$$\nu_D = \nu_s - \nu_0 = \frac{\vec{U}}{\lambda_0} \cdot (\vec{e}_s - \vec{e}_{i_2}) \quad (1.25)$$

Ce montage permet de mesurer la vitesse $\vec{U}$ de la particule. Cependant, la fréquence ν_D dépend de l'angle de diffusion (entre $\vec{U}$ et $\vec{e}_s$). La lumière doit donc être détectée dans un petit angle solide pour réduire l'élargissement en fréquence du spectre.

Le **montage à franges** utilise deux faisceaux laser de même fréquence ν_0 mais aussi de même intensité (figure 1.23(b)). L'avantage de ce montage par rapport au précédent est que la fréquence du décalage Doppler devient indépendante de la direction de la lumière diffusée. Ce montage permet donc de recevoir la lumière diffusée dans un angle solide plus grand que le montage à faisceau de référence. Pour obtenir des résultats valides, le montage à faisceau de référence nécessite également une grande concentration de lumière diffusée. Le montage à franges permet donc d'améliorer le système de mesure.

1.3.4.3 Principe des mesures par montage à franges

Deux faisceaux laser de fréquence ν_0 et de même intensité éclairent la particule qui diffuse alors la lumière en deux faisceaux de fréquences ν_{s_1} et ν_{s_2} :

$$\nu_{s_1} = \nu_0 + \frac{\vec{U}}{\lambda_0} \cdot (\vec{e}_s - \vec{e}_{i_1}) \quad (1.26)$$

$$\nu_{s_2} = \nu_0 + \frac{\vec{U}}{\lambda_0} \cdot (\vec{e}_s - \vec{e}_{i_2}) \quad (1.27)$$

La fréquence du décalage entre les fréquences Doppler est alors donnée par la relation :

$$\nu_D = \nu_{D_2} - \nu_{D_1} = \nu_{s_2} - \nu_{s_1} = \frac{\vec{U}}{\lambda_0} \cdot (\vec{e}_{i_1} - \vec{e}_{i_2}) \quad (1.28)$$

Lorsque les deux faisceaux laser cohérents se croisent, ils créent un réseau de franges d'interférence. Si une particule traverse le réseau de franges, elle diffusera de la lumière lorsqu'elle sera dans une frange brillante mais n'en diffusera plus dans une frange sombre (figure 1.24). L'intensité lumineuse des faisceaux laser est gaussienne, le signal diffusé par la particule sera alors un signal gaussien modulé (figure 1.25(a)).

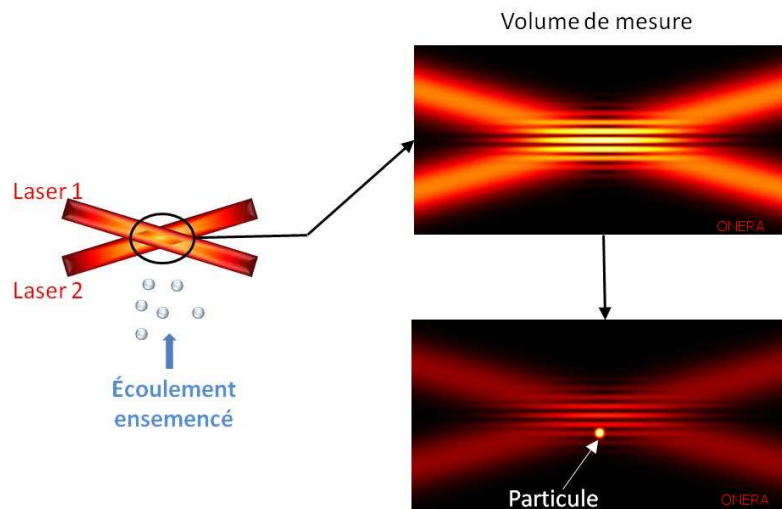


FIGURE 1.24 – Schéma du volume de mesure d'A.D.L. défini par un réseau de franges d'interférences

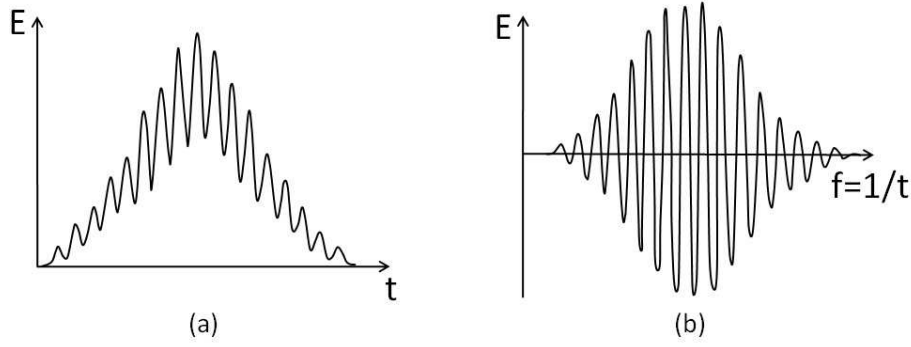


FIGURE 1.25 – Signaux obtenus par Anémométrie Doppler : (a) signal diffusé par une particule, (b) bouffée Doppler

Pour réduire le diamètre initial D des faisceaux laser, une lentille convergente est utilisée pour focaliser ces faisceaux. Le diamètre D_c des faisceaux au point de focalisation est alors :

$$D_c = \frac{4 F_L}{\pi D} \lambda \quad (1.29)$$

où F_L est la distance focale de la lentille, λ la longueur d'onde des faisceaux laser incidents.

Le volume de mesure (figure 1.26) peut être calculé à partir du diamètre D_c des faisceaux laser :

$$\delta x = D_c \quad (1.30)$$

$$\delta y = \frac{D_c}{\cos \frac{\theta}{2}} \quad (1.31)$$

$$\delta z = \frac{D_c}{\sin \frac{\theta}{2}} \quad (1.32)$$

avec θ l'angle défini entre les deux faisceaux.

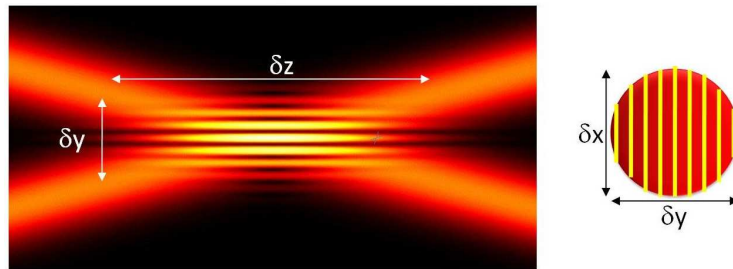


FIGURE 1.26 – Schéma du volume de mesure

Pour la plupart des montages A.D.L, ce volume de mesure est de l'ordre de : $\delta x \approx 0.1mm$, $\delta y \approx 0.1mm$ et $\delta z \approx 1mm$. Les franges d'interférences sont espacées d'une distance d'interfrange i égale à :

$$i = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad (1.33)$$

Lorsqu'une particule traverse le réseau de franges, elle diffuse de la lumière à la fréquence Doppler ν_D qui dépend donc de la vitesse U de cette particule et de l'interfrange i : $\nu_D = \frac{U}{i}$. Cette relation aboutit à :

$$\nu_D = \frac{2U}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \quad (1.34)$$

Le photodétecteur reçoit donc le signal présenté sur la figure 1.25(a) et convertit cette intensité lumineuse fluctuante en un signal électrique appelé "bouffée Doppler" (en anglais "Doppler burst"). Ce signal se compose d'une partie sinusoïdale et d'une enveloppe gaussienne (figure 1.25(b)).

Les bouffées Doppler sont filtrées et amplifiées pour déterminer la fréquence Doppler ν_D de chaque particule traversant le volume de mesure. Cette analyse fréquentielle utilise l'algorithme de FFT. Une fois la fréquence Doppler identifiée pour une particule, sa vitesse se calcule avec la relation 1.34.

Le montage à franges permet donc de calculer la composante de vitesse perpendiculaire au réseau de franges des particules traversant le volume de mesure formé par l'intersection des faisceaux laser. En revanche, le système décrit précédemment ne permet pas d'obtenir le signe de la vitesse. Il est donc impossible avec un tel dispositif de connaître le sens de déplacement des particules.

1.3.4.4 Détermination du sens de l'écoulement

Pour déterminer le sens de déplacement des particules de l'écoulement, il faut adapter le montage en utilisant un décalage de fréquences induit par une cellule de Bragg. Cette cellule opto-acoustique fait défiler les franges du réseau à une fréquence constante ν_{bragg} . Cette fréquence de référence détermine ensuite le sens de déplacement d'une particule en mouvement dans le réseau de franges (figure 1.27). La fréquence Doppler mesurée s'écrit à présent :

$$\nu_D = \left(\frac{2U}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \right) - \nu_{bragg} \quad (1.35)$$

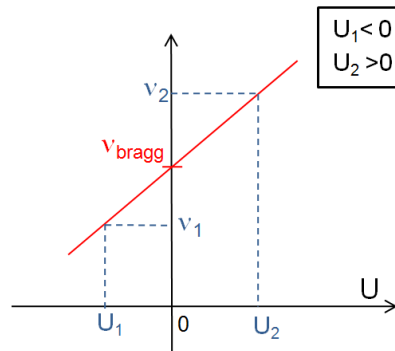


FIGURE 1.27 – Détermination du signe de la vitesse par décalage de fréquences par cellule de Bragg

Le schéma 1.28 résume le montage basique de mesures A.D.L. à franges utilisant une cellule de Bragg. Le laser forme un faisceau d'une longueur d'onde donnée. Un diviseur de faisceau permet de séparer le faisceau incident en deux faisceaux cohérents de même longueur d'onde et même fréquence. Un des faisceaux traverse une cellule de Bragg. Une lentille convergente permet de croiser les deux faisceaux, braggé et non braggé pour créer un volume de mesure que les particules de l'écoulement traversent. La lumière diffusée est ensuite collectée par une sonde de réception. Le signal lumineux filtré atteint alors le photodétecteur qui convertit le signal en signal électrique qui est enfin analysé et traité pour obtenir les vitesses des particules du volume de mesure au cours du temps.

Pour mesurer une composante de vitesse, il faut utiliser un faisceau laser d'une longueur d'onde donnée que la cellule de Bragg divise en deux faisceaux braggé et non braggé. Dans ce cas, la composante de vitesse mesurée est la composante perpendiculaire au volume de mesure créé par les faisceaux laser. Pour obtenir deux composantes de vitesse, deux faisceaux laser de longueurs d'onde différentes sont choisis. Ces faisceaux sont ensuite divisés chacun en deux autres faisceaux. Sur les quatre faisceaux créés, deux traversent une cellule de Bragg, afin que chaque faisceau initial d'une couleur donnée donne naissance à un faisceau braggé et à un autre non braggé. La troisième composante de vitesse est obtenue par l'ajout d'une nouvelle sonde pour avoir deux nouveaux faisceaux braggé et non braggé, issus d'un faisceau d'une troisième longueur d'onde différente des deux premières.

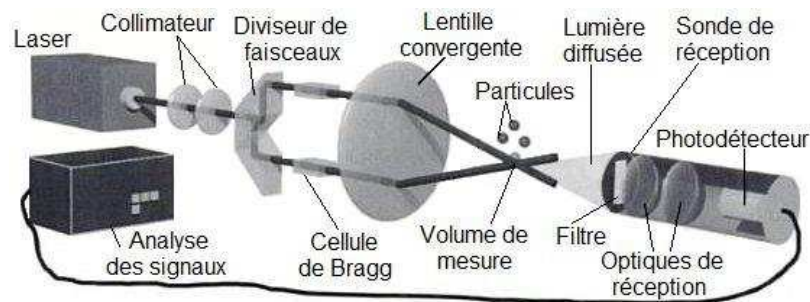


FIGURE 1.28 – Schéma d'un montage ADL à franges et à décalage de fréquences par cellule de Bragg

1.3.4.5 Avantages et inconvénients de l'Anémométrie Doppler Laser

Les avantages d'un tel diagnostic laser sont nombreux :

- Cette méthode est non intrusive, elle peut donc s'adapter à l'étude d'écoulements difficiles.
- La résolution temporelle de l'A.D.L. est très élevée. Cette technique permet d'avoir un bon suivi temporel de l'évolution des vitesses en un point donné de l'écoulement.
- Contrairement à l'anémométrie par fil chaud, ce diagnostic permet des mesures dans des zones de recirculation puisque le signe de la vitesse peut-être déterminé.
- Les mesures se font dans un volume de mesure de très petite taille. Les mesures peuvent donc être très précises.
- L'A.D.L. permet d'étudier des écoulements dont la vitesse peut atteindre $900 m.s^{-1}$.
- Les mesures sont indépendantes des fluctuations de température ou des variations de composition du fluide.
- Le montage A.D.L. 3D permet la mesure simultanée des trois composantes de vitesse en un point de l'écoulement.

Cette technique présente tout de même des inconvénients :

- Comme toute technique optique, l'A.D.L. nécessite un ensemencement contrôlé de l'écoulement. L'ensemencement est une étape encore plus importante pour l'A.D.L. que pour la P.I.V. puisque c'est ce critère qui valide les mesures. Il faut donc que les particules aient toutes le même diamètre et qu'elles suivent parfaitement les fluctuations rapides de l'écoulement.
- Comme pour la P.I.V., l'A.D.L. exige des accès optiques. Pour l'étude bidimensionnelle, un seul accès est nécessaire mais dans le cas de l'A.D.L. 3D, trois accès optiques sont

nécessaires. Le dispositif expérimental est donc plus lourd à mettre en place et ne s'adapte pas à toutes les configurations expérimentales.

- Cette technique impose des réglages difficiles pour obtenir une bonne validité de mesures. L'étude tridimensionnelle multiplie les réglages. Les trois volumes de mesures doivent se croiser parfaitement au même point d'intersection pour que les mesures soient fiables et valides.
- L'A.D.L. ne permet que des mesures ponctuelles. Les mesures prennent beaucoup de temps.
- Les mesures sont effectuées en fonction du passage des particules dans le volume de mesure. L'échantillonnage des mesures n'est donc pas régulier. Le pas de temps des mesures de vitesses est aléatoire.

1.3.4.6 Choix du dispositif expérimental : A.D.L. 2D

Le dispositif expérimental utilisé pour étudier le jet annulaire et obtenir les deux composantes de vitesse U et V (pour une étude bidimensionnelle) est présenté sur la figure 1.29.

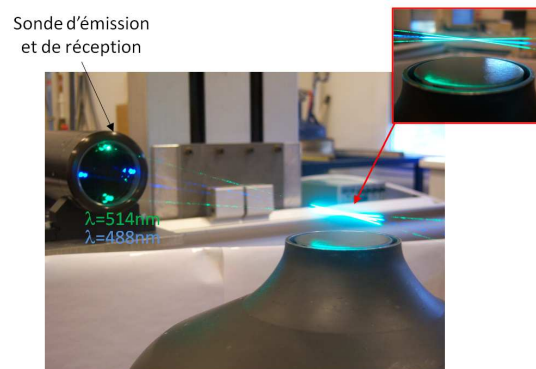


FIGURE 1.29 – Dispositif expérimental d'Anémométrie Doppler laser (A.D.L.) 2D

Laser

Un laser argon ionisé "COHERENT Innova 300" fournit un faisceau de puissance maximale 5W. Les fibres utilisées pour transmettre le faisceau aux sondes limitent la puissance à 1W.

Séparateur de couleurs

Le faisceau laser initial est divisé en deux paires de faisceaux. Une paire de faisceaux de couleur verte (la longueur d'onde est de 514nm) permet de mesurer la composante U de la vitesse. La composante V est mesurée par une paire de faisceaux bleus (de longueur d'onde 488nm). Le faisceau incident donne naissance à ces deux paires de faisceaux en traversant le séparateur de couleur "Colorburst" Model 9201 de TSI. La fréquence de Bragg fixée pour les mesures d'A.D.L. 2D est de 40MHz pour les deux paires de faisceaux (vert et bleu).

Sonde d'émission et de réception

La fibre optique utilisée pour transmettre les faisceaux laser et les croiser pour former le volume de mesure est une sonde TSI. Cette sonde permet également de recueillir la lumière diffusée par les particules d'ensemencement de l'écoulement. Les caractéristiques du volume de

mesure sont répertoriées dans le tableau 1.7. Le montage à franges permet de collecter la lumière en rétrodiffusion (en plaçant la sonde de réception au même endroit que la sonde d'émission, ou, comme dans le cas de cette étude, en utilisant une sonde qui puisse jouer les deux rôles simultanément). Cependant, la lumière rétrodiffusée est de plus faible intensité que la lumière diffusée vers l'avant. Le laser choisi pour ce montage doit donc être suffisamment puissant pour que les mesures soient fiables.

Les propriétés du volume de mesure sont présentées dans le tableau 1.7.

	Vitesse axiale U	Vitesse transversale V
Longueur d'onde des faisceaux	514nm	488nm
Couleur des faisceaux	vert	bleu
Ecartement des faisceaux	50mm	50mm
Distance focale de la lentille f	350mm	350mm
Angle θ	4.086°	4.086°
Interfrange i	3.611 μ m	3.425 μ m
Diamètre du faisceau D	1.83mm	1.83mm
Nombre de franges	34	34
Hauteur du volume δx	0.1256mm	0.1191mm
Diamètre du volume δy	0.1253mm	0.1188mm
Longueur du volume δz	1.759mm	1.668mm

Tableaux 1.7 – Caractéristiques du volume de mesure en A.D.L. 2D

Acquisition et traitement du signal

L'acquisition du signal s'effectue à travers un "Colorlink Model DL100" et un "IFA 755" de TSI. L'ensemble des mesures et des traitements est piloté par le logiciel "ICA.net" développé au CORIA par G. Godard et F. Corbin.

L'IFA est utilisé en mesures aléatoires (mode "Random"). Ce mode permet d'acquérir les deux composantes de vitesse U et V indépendamment l'une de l'autre. Les mesures ne sont alors pas corrélées, ce mode empêche donc d'avoir accès aux corrélations $\langle u'v' \rangle$. En revanche, le taux de comptage des particules relevant le nombre de particules traversant le volume de mesure par seconde est beaucoup plus élevé dans ce mode. Il sera ainsi possible d'avoir un taux d'échantillonnage suffisamment important pour déterminer les fréquences caractéristiques de l'écoulement.

Le rapport signal sur bruit est fixé en "High". Ce niveau correspond à un seuil qui permet de valider les signaux qui ont un rapport signal sur bruit supérieur à 4dB.

Les caractéristiques d'acquisition des mesures sont résumées dans le tableau 1.8.

	Mesures A.D.L. 2D
Mode d'acquisition	"Random"
Rapport signal sur bruit	"High"
Taux de comptage moyen	5 000
Nombre de cycles par bouffée Doppler	4
Nombre maximum de particules par point (jet)	50 000
Nombre maximum de particules par point (périphérie)	10 000
Temps maximum d'une mesure en un point (jet)	100s
Temps maximum d'une mesure en un point (périphérie)	100s
Taux de validation des mesures	> 95%

Tableaux 1.8 – Caractéristiques des mesures A.D.L. 2D

1.3.4.7 Choix du dispositif expérimental : A.D.L. 3D

Le dispositif expérimental pour une étude tridimensionnelle d'un jet annulaire présente les mêmes éléments importants mais propose des adaptations (figure 1.30).

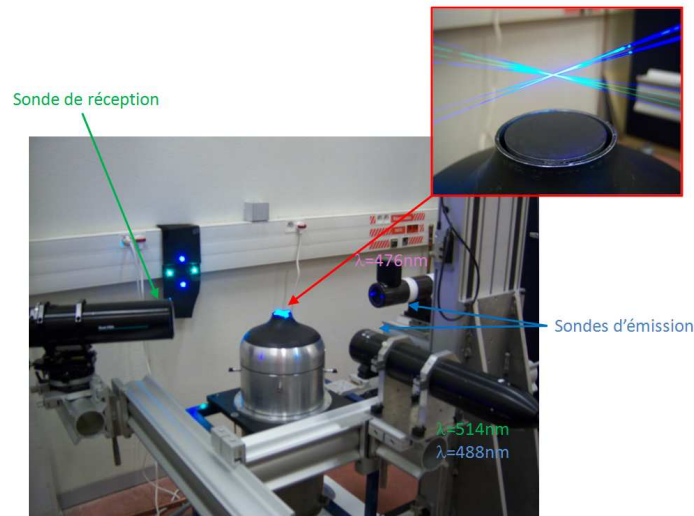


FIGURE 1.30 – Dispositif expérimental d'Anémométrie Doppler Laser (A.D.L.) 3D

Laser

Le laser utilisé est identique à celui présenté pour le dispositif expérimental d'A.D.L. 2D (laser argon ionisé COHERENT Innova 300).

Séparateur de couleurs

Le "Colorburst Model 9201" de TSI permet de diviser le faisceau du laser argon ionisé en trois paires de faisceaux. La paire de faisceaux de longueur d'onde $\lambda = 514nm$ (couleur verte) mesure la composante de vitesse U . La paire de faisceaux de longueur d'onde $\lambda = 488nm$ (couleur bleue) permet de mesurer la composante V de vitesse. La dernière composante W de vitesse est mesurée par une paire de faisceaux de longueur d'onde $\lambda = 476nm$ (couleur violette) issue du Colorburst.

Sondes d'émission et de réception

Deux sondes d'émission permettent de transmettre et de croiser les différents faisceaux. La première sonde est attribuée aux faisceaux verts et bleus qui se croisent comme dans une configuration d'étude bidimensionnelle. Une deuxième sonde ajoute les faisceaux violets au volume de mesure. Cette sonde est placée à 90° de la première. Les faisceaux doivent se croiser dans le même volume pour que les particules d'ensemencement traversent les trois réseaux de franges simultanément (pour obtenir les trois composantes de vitesse au même temps t donné).

Pour vérifier le réglage du volume de mesure avec précision, un fil de très petit diamètre (de l'ordre de quelques micromètres) permet de croiser tous les faisceaux en un même point (figure 1.31).

Lorsqu'une particule traverse le volume de mesure ainsi créé, elle diffuse de la lumière qu'une sonde de réception, placée en diffusion avant, sur la bissectrice séparant les deux sondes d'émission,

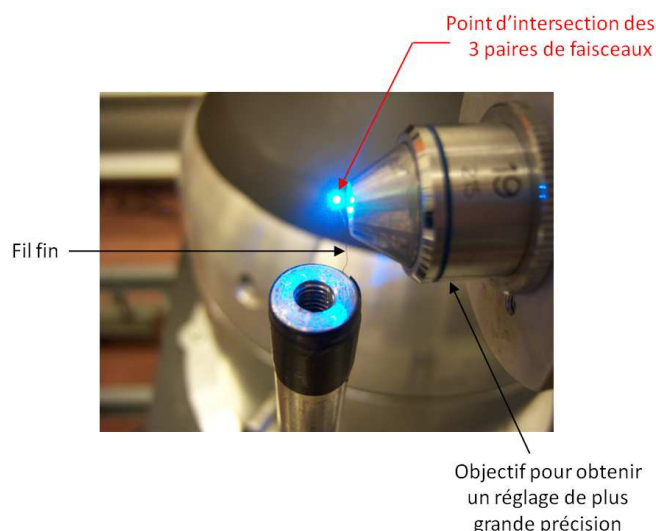


FIGURE 1.31 – Dispositif expérimental d'Anémométrie Doppler Laser (A.D.L.) 3D

sion, collectera. Le signal reçu est ensuite filtré par longueur d'onde pour reconstituer le signal correspondant à chaque composante de vitesse.

Le tableau 1.9 présente les caractéristiques du volume de mesure défini par les sondes.

	Vitesse axiale U	Vitesse transversale V	Vitesse azimutale W
Longueur d'onde des faisceaux	$514nm$	$488nm$	$476nm$
Couleur des faisceaux	vert	bleu	violet
Ecartement des faisceaux	$50mm$	$50mm$	$50mm$
Distance focale de la lentille f d'émission	$350mm$	$350mm$	$350mm$
Distance focale de la lentille de réception	$250mm$	$250mm$	$250mm$
Angle θ	4.086°	4.086°	4.086°
Interfrange i	$3.611mm$	$3.425mm$	$3.34mm$
Hauteur du volume δx	$0.1256mm$	$0.1191mm$	$0.1162mm$
Diamètre du volume δy	$0.1253mm$	$0.1188mm$	$0.1159mm$
Longueur du volume δz	$1.759mm$	$1.668mm$	$1.627mm$
Nombre de franges	34	34	34

Tableaux 1.9 – Caractéristiques du volume de mesure en A.D.L. 3D

Acquisition et traitement du signal

L'analyse du signal s'effectue avec le "Colorlink Model DL 100" de TSI et un "IFA 755". Le signal correspondant à chaque composante de vitesse est visualisé sur un oscilloscope. Lorsque les faisceaux laser se croisent tous dans le même volume de mesure, une particule donne naissance à trois bouffées Doppler qui doivent apparaître simultanément pour que les mesures des composantes de vitesse soient corrélées (figure 1.32).

L'IFA755 est utilisé en mode "coïncidence". Les mesures sont validées lorsqu'une particule traverse le volume de mesure des trois paires de faisceaux. Au passage d'une particule dans un réseau de franges, une bouffée Doppler apparaît. Cette même particule a alors un délai de $30\mu s$ pour traverser les autres réseaux de franges. Si les deux autres bouffées Doppler parviennent à l'IFA pendant ce délai alors la mesure est validée et les composantes U , V et W de vitesse sont corrélées. Si les trois bouffées Doppler ne se forment pas pendant cette durée, la mesure est rejetée. Les autres paramètres de mesure pour le dispositif expérimental d'A.D.L. 3D sont

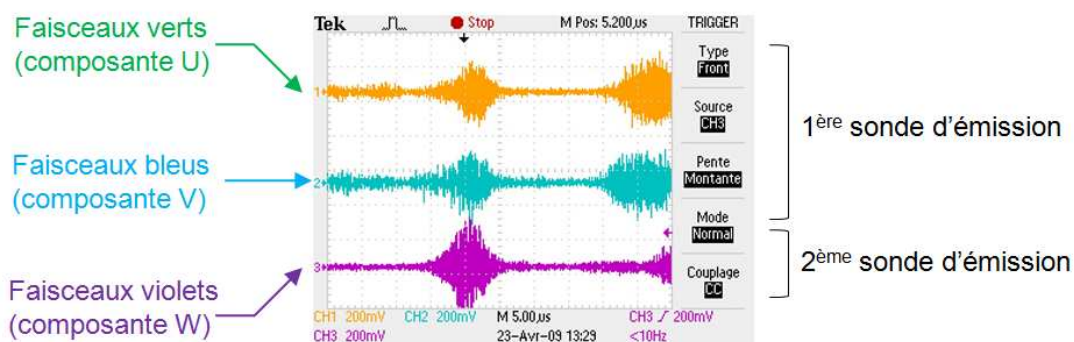


FIGURE 1.32 – Dispositif expérimental d'Anémométrie Doppler laser (A.D.L.) 3D

présentés dans le tableau 1.10.

	Mesures A.D.L. 3D
Mode d'acquisition	"Coincidence"
Rapport signal sur bruit	"High"
Taux de comptage moyen minimum	3 000
Taux de comptage moyen maximum	12 000
Nombre de cycles par bouffée Doppler	4
Nombre maximum de particules par point (jet)	60 000
Nombre maximum de particules par point (périphérie)	6 000
Temps maximum d'une mesure en un point (jet)	300s
Temps maximum d'une mesure en un point (périphérie)	150s
Taux de validation des mesures	> 85%

Tableaux 1.10 – Caractéristiques des mesures A.D.L. 3D

Chapitre 2

Traitement des données expérimentales

2.1 Décomposition Orthogonale en Modes Propres

La Décomposition Orthogonale en Modes Propres (P.O.D.) est une technique de détection de la cohérence spatiale ou temporelle d'un écoulement turbulent complexe qui permet de s'affranchir de toute mesure conditionnelle pour étudier notamment les structures cohérentes de cet écoulement. La majorité des autres méthodes d'observation des structures cohérentes (transformées en ondelettes, transformées de Fourier...) imposent un critère de détection (Bonnet et al. [69]). Les résultats dépendent alors de la méthode choisie et du critère fixé. La P.O.D. offre de nouvelles perspectives en proposant une approche basée sur un critère énergétique. Les résultats seront alors indépendants du traitement appliqué mais en revanche, chaque étude ne sera valable que pour une configuration donnée. Différentes méthodes de P.O.D. ont été développées pour s'adapter à ces différents cas (Borée [70], Cordier et Bergmann [71]) : certaines méthodes présentent ainsi plus d'efficacité pour des données de grande résolution temporelle alors que d'autres sont plus adaptées à des données de résolution spatiale importante comme les mesures de P.I.V. par exemple.

2.1.1 Généralités

La P.O.D. est utilisée dans de nombreux domaines : le traitement d'images (elle est alors appelée décomposition de Karhunen-Loève), l'analyse de signal, la compression de données et plus récemment en contrôle optimal. Cette technique est proche de l'Analyse en Composantes Principales (Jolliffe [72]) et de la Décomposition aux Valeurs Singulières (Golub et Van Loan [73]).

En 1967, Lumley introduit la P.O.D. dans l'étude d'écoulements turbulents (Lumley [26], Berkooz et al. [74]). Cette méthode de décomposition linéaire permet d'isoler les différentes structures d'un écoulement sans connaissances *a priori* de l'écoulement. Les techniques de filtrages fréquentiels comme les transformées en ondelettes ou les transformées de Fourier nécessitent de connaître la composition fréquentielle de l'écoulement avant d'appliquer ces techniques afin de choisir le bon filtre fréquentiel pour sélectionner les structures voulues. En revanche, la P.O.D. utilise les caractéristiques de l'écoulement étudié pour extraire les différentes structures selon, par exemple, l'énergie associée à ces structures, en utilisant des données statistiques (des champs de vitesses P.I.V., des champs de vorticité, des champs de température, des mesures par anémométrie par fil chaud, des données de simulations numériques...).

La P.O.D. est utilisée dans cette étude comme une technique de post-traitement de champs de vitesses obtenus par P.I.V. Ces champs décorrélés ne permettent pas un suivi temporel des différentes structures de l'écoulement. La P.O.D. ouvre de nouvelles opportunités pour la compréhension des mécanismes responsables des instabilités du jet annulaire : les structures cohérentes identifiées peuvent être extraites pour définir leur rôle dans l'évolution de l'écoulement et pour suivre leur évolution temporelle. La théorie mathématique encadrant la technique de P.O.D. est donc présentée ici pour le cas du traitement de champs de vitesses P.I.V..

2.1.2 Méthode d'approximation

L'objectif principal de la P.O.D. est basé sur le principe d'approximation d'une fonction $\mathbf{u}$ dépendante des variables d'espace $\mathbf{x}$ ($\mathbf{x} \in \Omega$) et de temps t ($t \in [0, T]$) par une somme finie de termes. Ces termes doivent alors s'exprimer en un produit de fonctions à variables séparées de la forme :

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \approx \sum_{k=1}^K a_k(t) \Phi_k(\mathbf{x}) \quad (2.1)$$

Pour obtenir une approximation valable, il faut que les fonctions soient choisies de façon à ce que lorsque K tend vers l'infini, l'approximation devienne exacte. Deux approches peuvent alors être envisagées : les fonctions de base Φ_k sont soit choisies comme des fonctions connues de type polynômes de Legendre ou fonctions trigonométriques, soit comme des fonctions intrinsèques à la fonction $\mathbf{u}$. Cette deuxième approche pose les fondements de la P.O.D..

Il est montré (Cordier et Bergmann [71]) que si les fonctions recherchées appartiennent à une famille de fonctions orthonormées, le coefficient a_k associé ne dépend alors que de la fonction Φ d'ordre k et non pas de fonctions d'ordres différents. Il faut donc chercher une famille de fonctions orthonormales Φ_k telles que l'approximation 2.1 soit la meilleure au sens des moindres carrés.

2.1.3 Application de la P.O.D. aux champs de vitesses P.I.V.

Les structures cohérentes sont définies en P.O.D. comme étant les structures qui ont la plus grande projection au sens des moindres carrés sur le champ de vitesse. Sur l'ensemble statistique des champs de vitesses u obtenus par P.I.V. (appartenant à un espace Hilbertien), les fonctions Φ ressemblant le plus à l'ensemble des champs instantanés sont donc capturés. Cette condition se traduit mathématiquement par la maximisation du terme :

$$\max \frac{\langle |u, \Psi|^2 \rangle}{\|\Psi\|^2} = \frac{\langle |u, \Phi|^2 \rangle}{\|\Phi\|^2} \quad (2.2)$$

avec $\|\Phi\|^2 = (\Phi, \Phi) = 1$

$\langle . \rangle$ est une moyenne (temporelle, spatiale, de phase..., selon le type d'approche de P.O.D. utilisée), $(.)$ représente le produit scalaire canonique (équation (2.3)) et $\|.\|$ désigne la norme associée.

$$(f, g) = \int_D f(x) g^*(x) dx \quad (2.3)$$

La solution de ce problème d'Euler-Lagrange de maximisation est obtenu en résolvant un problème aux valeurs propres :

$$\bar{R}\Phi = \lambda\Phi \quad (2.4)$$

où $\bar{R}$ est la moyenne d'ensemble du tenseur R_{ij} des corrélations spatiales en deux points (équation (2.5)) et λ les valeurs propres associées aux modes propres Φ_k formant une base orthogonale telle que $(\Phi_k, \Phi_{k'}) = \delta_{kk'}$.

$$\bar{R}(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N R_{ij}^{(n)}(x, y) \quad (2.5)$$

N étant le nombre de champs de vitesses instantanés.

Le tenseur des corrélations de vitesses est défini par :

$$R_{ij}(x, y) = u_i(x) u_j(y) \quad i \in \{1; 2\}, j \in \{1; 2\} \quad (2.6)$$

i et j représentent les composantes de la vitesse (si i ou j est égal à 1, la composante de vitesse désignée est u alors que si cette valeur est égale à 2, il s'agit de la composante v de la vitesse).

Le problème (2.4) revient à résoudre l'équation intégrale de Fredholm :

$$\int_D \bar{R}_{ij}(x, y) \Phi(y) dy = \lambda \Phi(x) \quad (2.7)$$

où D représente le domaine d'analyse des champs de vitesses.

Puisque R_{ij} est symétrique et défini positif, les solutions de l'équation (2.7) peuvent être déduites de la théorie de Hilbert-Schmidt (Lumley [26]). Cette théorie assure, dans un domaine d'intégration borné, l'existence d'une infinité dénombrable de solutions. R étant auto-adjoint et positif, toutes les valeurs propres sont réelles et positives. Elles sont alors triées par ordre croissant : $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \dots \geq \lambda_k \geq \lambda_{k+1} \geq \dots \geq \lambda_{+\infty} \geq 0$.

Les fonctions propres formant une base complète optimale, chaque champ de vitesse peut être reconstruit à partir de la relation :

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \sum_{k=1}^{+\infty} a_{k,i}(t) \Phi_k(\mathbf{x}, t) \quad (2.8)$$

Les coefficients a_k de projection de $\mathbf{u}$ sur les fonctions propres orthonormées Φ peuvent être déterminés en utilisant l'équation :

$$a_{k,i}(t) = (u_i(\mathbf{x}, t), \Phi_k(\mathbf{x})) \quad (2.9)$$

2.1.4 P.O.D. et énergie cinétique

D'après le théorème de Mercer, puisque les fonctions propres sont orthonormées, les coefficients de projection a_k sont non corrélés entre eux. La moyenne quadratique de ces coefficients est alors égale aux valeurs propres :

$$\langle a_k, a_k^* \rangle = \sum_k \lambda_k \quad (2.10)$$

Cette équation peut être démontrée par les calculs suivants :

$$\sum_k \lambda_k = \int_D \langle \mathbf{u}(\mathbf{x}), \mathbf{u}^*(\mathbf{x}) \rangle d\mathbf{x} = \int_D \langle a_k \Phi_k, a_k^* \phi_k^* \rangle d\mathbf{x} = \int_D \langle a_k, a_k^* \rangle d\mathbf{x} \quad (2.11)$$

Puisque les réalisations $\mathbf{u}$ sont des champs de vitesses alors les valeurs propres sont directement liées à l'énergie cinétique (Cordier et Bergmann [75]) :

$$\sum_{n=1}^N \int_D R_{nn}(\mathbf{x}, \mathbf{x}) d\mathbf{x} = \sum_{k=1}^{+\infty} \lambda_k = E \quad (2.12)$$

E est ainsi l'énergie cinétique turbulente intégrée sur tout le domaine D d'un champ de vitesses P.I.V.

Chaque mode propre correspond à une énergie et devient donc le témoin d'une cohérence spatiale ou temporelle particulière de l'écoulement. Les structures cohérentes correspondent aux premiers modes et les modes les plus lointains, d'énergies plus faibles, représentent le comportement aléatoire et imprévisible de l'écoulement. Cette part chaotique d'un écoulement turbulent est étudiée par la dynamique des systèmes. La P.O.D. d'un écoulement de couche de mélange montre que les tourbillons de Kelvin-Helmholtz dominant les instabilités de cet écoulement sont extraits par le premier mode (Delville et al. [76]). Les premiers modes seront donc les modes les plus importants à étudier dans le cas d'un écoulement de jet annulaire. Il faut pourtant estimer le nombre de modes nécessaires pour représenter l'écoulement. Une étude de la précision de la P.O.D. est donc essentielle pour déterminer les limites de l'étude.

2.1.5 Précision de la P.O.D.

La base de fonctions issue de la P.O.D. est optimale d'un point de vue énergétique. Ce résultat permet d'obtenir une bonne représentation de n'importe quel champ de vitesses $\mathbf{u}$ de l'ensemble avec seulement un petit nombre M de modes. Pour s'assurer que les résultats sont représentatifs du champ de vitesse, il faut estimer l'erreur de troncature induite par le choix de ce nombre M de modes sur un nombre L de modes obtenus par la résolution de l'équation (2.7) (Voisine et al. [77]). Cette erreur est donnée par la relation :

$$\varepsilon(M) = \left\| \mathbf{u}(\mathbf{x}) - \sum_{n=1}^M (\mathbf{u}(\mathbf{x}), \Phi_n(\mathbf{x})) \Phi_n(\mathbf{x}) \right\|^2 = \left\| \sum_{n=M+1}^L (\mathbf{u}(\mathbf{x}), \Phi_n(\mathbf{x})) \Phi_n(\mathbf{x}) \right\|^2 \quad (2.13)$$

Pour déterminer avec précision le nombre M de modes utilisés pour représenter l'écoulement, il faut alors minimiser l'erreur $\varepsilon(M)$. En pratique, le critère de choix s'éloigne de la définition mathématique et se base sur l'évaluation de l'énergie cinétique décrite par ces M modes. Un pourcentage P_ε est fixé pour représenter la part d'énergie qu'il est nécessaire de conserver pour la reconstruction de l'écoulement. Ce pourcentage doit alors vérifier la relation :

$$\frac{\sum_{n=1}^M \lambda_n}{\sum_{n=1}^L \lambda_n} = \frac{E(M)}{E(L)} \geq P_\varepsilon \quad (2.14)$$

Le pourcentage choisi pour l'ensemble des configurations étudiées est au minimum : $P_\varepsilon = 75\%$.

Ce pourcentage permet d'obtenir une bonne reconstitution de l'écoulement en limitant la quantité de données analysées. Pour vérifier la condition 2.14 le nombre de modes sélectionnés pour extraire la plus grande part d'énergie de l'écoulement, dans le cas des mesures par P.I.V. présentées pour les contrôles passif et actif, est $M = 10$.

2.1.6 Difficultés d'utilisation de la P.O.D. classique

L'approche P.O.D. décrite ci-dessus est la méthode dite "classique". Cette approche pose des problèmes de calculs lorsque le nombre de points du champ de vitesses est plus grand que le nombre de champs de vitesses. En effet, si les N champs de vitesses utilisés pour établir la P.O.D. se composent de $N_x \times N_x$ points (points du maillage des mesures P.I.V.), alors la taille du tenseur R calculé est de $(2N_x \times N_x) \cdot (2N_x \times N_x)$. Dans le cas des mesures de cette étude, les champs de vitesses comprennent (64×64) vecteurs. La matrice R à diagonaliser pour la P.O.D. est alors de (8192×8192) .

En 1987, Sirovich ([78, 79, 80]) propose une nouvelle approche permettant de diminuer le temps de calcul de la P.O.D. dans certains cas de figure.

2.1.7 Méthode des snapshots

Dans le cas de la méthode classique de P.O.D., la moyenne utilisée est une moyenne temporelle et le tenseur $R_{ij}(x, y)$ est le tenseur des corrélations spatiales en deux points. En P.I.V., le nombre de points de l'espace N_x est généralement beaucoup plus grand devant le nombre de champs de vitesses N enregistrés.

L'approche de la méthode des snapshots (ou Snapshot-POD) est basée sur l'hypothèse d'ergodicité selon laquelle l'évolution temporelle d'un signal aléatoire apporte la même information qu'un ensemble de réalisations. De fait, la moyenne temporelle sur un ensemble de corrélations spatiales équivaut à la moyenne spatiale sur un ensemble de corrélations temporelles (figure 2.1).

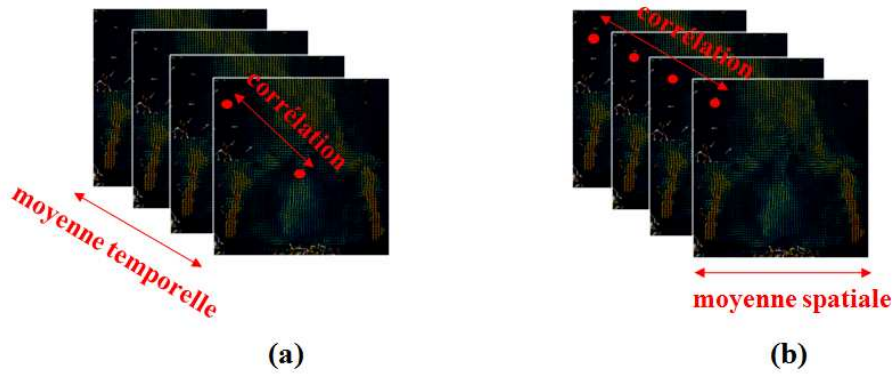


FIGURE 2.1 – Différences entre deux approches P.O.D. : (a) méthode classique, (b) méthode des snapshots

Les fonctions propres spatiales $\Phi(x, y)$ peuvent s'écrire comme une combinaison linéaire des réalisations (en anglais "snapshots") $\mathbf{u}(x, y, t_k)$:

$$\Phi(x, y) = \sum_{n=1}^N a(t_n) \mathbf{u}(x, y, t_n) \quad (2.15)$$

avec N le nombre de champs P.I.V. utilisés et t_n le temps correspondant à un champ de vitesses. Les champs de vitesses peuvent être décorrélés entre eux. Il faut ensuite déterminer les coeffi-

cients $a(t_n)$ tels que les fonctions propres Φ soient solutions de l'équation intégrale de Fredholm, ce qui permet d'aboutir à l'équation aux valeurs propres suivante :

$$\int_T C(t, t') a_k(t') dt' = \lambda_k a_k(t) \quad (2.16)$$

avec $C(t, t')$ le tenseur des corrélations temporelles tel que :

$$C(t, t') = \frac{1}{T} \int_D u_i(x, y, t) u_i(x, y, t') dx dy = \frac{1}{T} \sum_{k=1}^N a_k(t) a_k^*(t') \quad (2.17)$$

Les fonctions propres déduites de ce problème ne dépendent alors que du temps. Dans le cas de l'approche par méthode des snapshots, le tenseur des corrélations est de taille $(N \times N)$ au lieu de $(2N_x \times N_x) \cdot (2N_x \times N_x)$. Puisque, dans le cas des mesures par P.I.V. présentées dans cette étude, $N < N_x$, le temps de calcul de P.O.D. sera considérablement réduit.

La méthode des snapshots est donc la méthode la plus utilisée dans l'analyse de mesures P.I.V. ou dans l'utilisation de données numériques (la résolution spatiale est plus grande que la résolution temporelle). En revanche, dans le cas de mesures par anémométrie par fil chaud ou de mesures A.D.L., la méthode classique reste la méthode la plus efficace.

2.1.8 Avantages et inconvénients de la P.O.D.

La P.O.D. présente de grandes qualités pour l'étude des écoulements turbulents :

- Cette approche d'identification des structures cohérentes est une démarche objective. Contrairement à d'autres techniques d'analyse des structures tourbillonnaires, elle ne nécessite pas de connaissances *a priori* de l'écoulement. Aucun filtre fréquentiel appliqué arbitrairement ne peut venir biaiser les résultats de la décomposition.
- Le caractère linéaire de la P.O.D. fait de cette technique une méthode simple à utiliser.
- La P.O.D. peut néanmoins être appliquée à des phénomènes physiques linéaires aussi bien que non linéaires. Cette propriété fait donc de cette méthode une bonne candidate à l'étude des écoulements régis par les équations non linéaires de Navier-Stokes.
- Les différentes approches développées pour la P.O.D. permettent d'utiliser celles-ci avec de nombreuses données numériques ou expérimentales, qu'elles soient résolues spatialement ou temporellement.
- La P.O.D. est une technique optimale au sens énergétique. Elle peut donc permettre de reconstruire un écoulement en ne sélectionnant que peu de modes.

Pourtant, certains points négatifs limitent l'utilisation de la P.O.D. dans certains cas :

- La quantité de données nécessaire pour construire le tenseur des corrélations peut devenir très importante puisqu'elle suppose la connaissance des différentes composantes de la vitesse.
- Le temps de calcul imposé par un traitement P.O.D. est assez long mais certaines approches comme la méthode des snapshots parviennent à améliorer cette limite.
- Chaque décomposition dépend de la configuration étudiée puisque les fonctions obtenues sont déduites directement de l'écoulement. Cette particularité rend difficile la comparaison de différents cas.

- Cette approche étant basée sur des théories mathématiques il est difficile d’interpréter physiquement les résultats obtenus. Il faut donc rester prudent dans l’exploitation des données de P.O.D.

2.2 Simulation Numérique Directe (D.N.S.)

La simulation numérique permet de compléter les informations obtenues par des mesures expérimentales. En effet, les simulations peuvent donner de nouvelles informations pour comprendre les phénomènes mis en jeu dans un écoulement turbulent. L’écoulement peut alors être calculé et visualisé en trois dimensions. Une étude tridimensionnelle des structures spatio-temporelles d’un écoulement est difficile à obtenir expérimentalement. La simulation numérique apporte une nouvelle vision de l’écoulement. L’intérêt des simulations est également d’avoir accès à toutes les quantités (densité, température, vitesse...) des points du maillage définissant l’écoulement pour modifier et tester de nombreux paramètres sans avoir recours à un nouveau banc expérimental. L’étude proposée dans ce manuscrit présente des domaines intéressants pour ce point : le contrôle passif implique une modification de l’obstacle central. Une simulation permettrait ainsi de pouvoir modifier la géométrie de cet obstacle très rapidement sans avoir à usiner de nouvelles pièces pour de nouvelles mesures.

2.2.1 Les simulations numériques en turbulence

Il existe trois grandes catégories de simulations utilisées pour l’étude d’écoulements turbulents : la simulation **RANS** (Reynolds Average Navier Stokes), la **DNS** (Direct Numerical Simulation) et la **LES** (Large Eddy Simulation).

Chacune de ces techniques de simulation présente des avantages et des inconvénients. Le choix d’une simulation se fait en fonction des données recherchées, des configurations étudiées et, surtout, en fonction des moyens numériques mis à disposition (limites des calculateurs).

Reynolds Average Navier Stokes (RANS)

Une simulation RANS résout les équations de Navier-Stokes moyennées. Ces équations régissant le développement d’un écoulement turbulent ne permettent, dans ce cas, que l’étude de l’écoulement moyen. La turbulence est entièrement modélisée.

Cette technique présente des temps de calcul relativement faibles, il est alors possible de simuler des configurations très complexes, souvent rencontrées dans le domaine industriel.

En revanche, cette simulation perd toute information sur les structures turbulentes de l’écoulement. Les résultats ne sont alors pas toujours représentatifs de la réalité. Les informations obtenues sont tributaires du modèle choisi pour reconstruire la turbulence.

Direct Numerical Simulation (DNS)

Les équations de Navier-Stokes sont complètement résolues dans le cas d’une DNS. La turbulence est entièrement calculée, aucun modèle n’est utilisé. Les seules erreurs potentielles proviennent de la précision des schémas numériques pour résoudre les équations déterminant les mouvements du fluide.

La simulation DNS est plus précise mais le coût de calcul nécessaire est beaucoup plus élevé. Cette simulation est alors difficilement envisageable sur une configuration industrielle. Le nombre

de points N_p du maillage nécessaires pour résoudre les équations de Navier-Stokes par DNS est attaché au nombre de Reynolds de l'écoulement. Si les points du maillage sont séparés d'une distance de l'ordre de l'échelle de Kolmogorov, alors le nombre de points peut-être approximé par la relation (Jiang and Lai [81]) :

$$N_p \approx Re^{9/4} \quad (2.18)$$

La DNS ne peut donc pas être appliquée à des écoulements de grands nombres de Reynolds. Cette technique de simulation reste pourtant la plus précise. Il est possible d'approcher le niveau d'efficacité de la DNS tout en gardant des temps de calculs relativement faibles à l'image de la RANS en utilisant une technique hybride qui représente un bon compromis entre ces deux types de simulation : la LES.

Large Eddy Simulation (LES)

La LES est une simulation d'écoulements turbulents qui résout les équations de Navier-Stokes filtrées spatialement. Les petites structures de l'écoulement sont modélisées alors que les structures des autres échelles sont calculées.

Le filtrage spatial dépend du maillage. Les seules structures résolues sont celles dont la taille est plus grande que le maillage. Pour modéliser les petites structures, des modèles, appelés "modèles de sous-maille" sont choisis.

Cette simulation permet d'obtenir alors à la fois des grandeurs moyennes et des grandeurs fluctuantes en gardant un temps de calcul raisonnable. En revanche, la précision des résultats dépend des modèles utilisés pour décrire les petites structures de l'écoulement.

2.2.2 Etude bibliographique des modélisations numériques de jets annulaires

Les jets turbulents les plus étudiés par simulations numériques sont les jets ronds ([82, 4]). Les jets annulaires sont des écoulements plus complexes à simuler en raison des instabilités importantes qu'ils présentent. La zone de recirculation est une région du jet difficile à simuler puisqu'elle présente de forts gradients de vitesse en aval de l'obstacle central. Les jets annulaires simulés sont, pour la plupart, étudiés pour des configurations de jets coaxiaux. En effet, ces jets sont les plus utilisés dans le domaine industriel, notamment en combustion. En revanche, la zone de recirculation n'existe plus pour ces cas particuliers, la simulation est donc moins difficile que pour des jets purement annulaires.

Les études numériques des jets annulaires sont peu nombreuses mais portent en général sur des jets de grand rapport de diamètres.

Les simulations RANS sont très utilisées pour étudier ces jets annulaires puisque le niveau de turbulence y est très élevé.

Pope et Whitelaw [83] proposent en 1976 une simulation bidimensionnelle RANS stationnaire de jet annulaire de rapport $r = 0.71$ non confiné. Ils choisissent d'utiliser un modèle $k - \varepsilon$ (Lauder et Spalding [84]). Ce modèle consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes moyennées en utilisant une hypothèse de viscosité turbulente pour modéliser les tensions de Reynolds et une diffusivité turbulente pour représenter les flux turbulents de masse et de quantité de chaleur. La viscosité est réécrite à partir d'une énergie turbulente par unité de masse k et d'une dissipation par unité de masse ε déduites de la résolution d'équations de transport.

Cette simulation ne leur permet pas d'obtenir une longueur de zone de recirculation et des vitesses axiales sur l'axe principal du jet en cohérence avec les résultats expérimentaux. Leurs valeurs sont notamment inférieures aux valeurs obtenues expérimentalement par Durao et Whitelaw [56].

Des modifications du modèle $k - \varepsilon$ sont évaluées par Leschnizer et Rodi [85] en 1981 qui simulent un jet annulaire non confiné de rapport $r = 0.71$ par RANS stationnaire bidimensionnelle. Cette étude leur permet de mesurer l'influence des schémas de discrétisation et de trouver un modèle $k - \varepsilon$ mieux adapté pour obtenir des résultats plus en accord avec les résultats expérimentaux de Durao et Whitelaw [56].

Ils constatent alors que l'existence de la zone de recirculation dans l'écoulement dépend du choix du schéma de discrétisation. En utilisant un modèle $k - \varepsilon$ qui puisse prendre en compte la courbure des lignes de courant, ils parviennent à obtenir des valeurs de vitesses axiales sur l'axe principal du jet proches de celles obtenues dans l'étude expérimentale de Durao et Whitelaw.

En 2004, Del Taglia [10] utilise pour la première fois une simulation tridimensionnelle RANS stationnaire pour étudier des jets annulaires de rapports de diamètres compris entre 0.55 et 0.99. Il réalise aussi des simulations RANS stationnaires basées sur un modèle de turbulence aux tensions de Reynolds. Ce modèle consiste à ne plus utiliser l'hypothèse de viscosité turbulente pour modéliser les tensions de Reynolds mais de résoudre les équations de transport pour chaque composante du tenseur de Reynolds. Ces simulations lui permettent de déterminer avec précision la longueur de zone de recirculation avec précision pour des rapports r faibles. En revanche, avec des rapports de diamètres plus élevés, le jet est soumis à une asymétrie moyenne (figure 2.2).

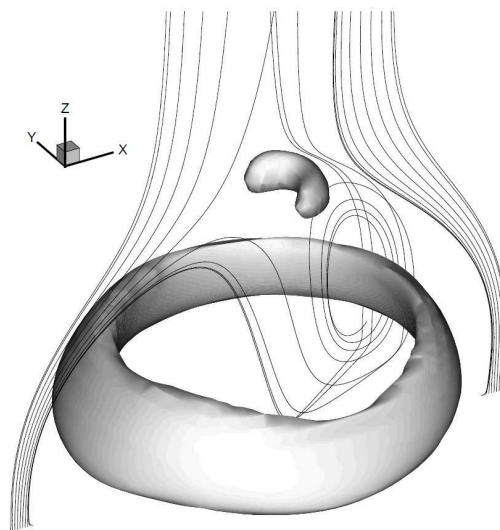


FIGURE 2.2 – Lignes de courant tridimensionnelles d'un jet annulaire simulé par RANS stationnaire (Del Taglia [10])

La longueur de zone de recirculation obtenue s'éloigne alors des valeurs expérimentales (des mesures A.D.L. permettent de comparer les résultats numériques et expérimentaux). Les simulations stationnaires ne permettent pas non plus d'obtenir des fluctuations de vitesses en accord avec l'expérience (les valeurs calculées sont bien plus faibles que les valeurs mesurées). Les simulations RANS instationnaires réalisées utilisent plusieurs approches pour modéliser les fluctuations de vitesse : le modèle $k - \varepsilon$ standard, le modèle des tensions de Reynolds et l'approche

appelée "no-model". Ce dernier modèle se rapproche d'une simulation LES puisque toutes les fluctuations sont considérées à grande échelle et calculées. Les fluctuations des petites échelles sont négligées. Les résultats obtenus avec une simulation instationnaire sont plus proches de la réalité expérimentale. En effet, une modélisation stationnaire ne prend pas en compte les fluctuations des structures cohérentes et l'étude de Del Taglia [10] montre qu'elles jouent un rôle important dans la détermination des valeurs de fluctuations de vitesse.

L'approche "no-model" RANS instationnaire tridimensionnelle semble donc être la simulation la plus précise. Cette simulation est en accord avec les mesures expérimentales parce qu'elle prend en compte les fluctuations à grande échelle, indispensables à la construction de l'écoulement. Ce constat permet de penser qu'une simulation LES permettrait d'obtenir des résultats encore plus précis.

Akselvoll et Moin [86] proposent des simulations tridimensionnelles LES d'un jet coaxial confiné. Le rapport de diamètres utilisé est de $r = 0.50$ et le rapport des vitesses entre le jet annulaire et le jet central est de 3.1. Les résultats obtenus sont cohérents avec l'expérience puisque la vitesse axiale moyenne et les fluctuations de la vitesse axiale correspondent aux mesures expérimentales. Mais ce cas s'éloigne de la simulation d'un jet annulaire seul puisque la grande difficulté de la simulation de cet écoulement n'existe alors plus : la zone de recirculation n'est pas représentée dans un écoulement de jets coaxiaux.

La complexité d'un écoulement de jet annulaire turbulent rend difficile une simulation DNS. Pourtant, cette approche pourrait apporter beaucoup d'informations et une précision plus importante qu'un modèle RANS ou LES. Il est donc intéressant de tenter de simuler un jet annulaire basique de grand rapport de diamètres et de le comparer à des valeurs expérimentales précises pour valider le modèle utilisé.

2.2.3 Simulation Numérique Directe (D.N.S.) d'un jet annulaire

Une collaboration avec l'équipe du LMFN (Laboratoire de Mécanique des Fluides Numérique) du CORIA a permis de tester un solveur DNS développé par cette équipe¹ pour tester l'écoulement du jet annulaire basique de rapport de diamètres $r = 0.91$.

Les équations résolues pour cette simulation DNS sont les équations de Navier-Stokes en incompressible pour des nombres de Mach faibles :

L'équation de la conservation de masse s'écrit alors :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.19)$$

Les équations de conservation de la quantité de mouvement deviennent :

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_i U_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.20)$$

$$\sigma_{ij} = \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (2.21)$$

1. Ce travail de collaboration a été initié par Julien Réveillon et développé par Bruno Delhom et Olivier Thomine

L'équation de la conservation des espèces écrite pour l'espèce j donne la relation :

$$\frac{\partial \rho Y_j}{\partial t} + \frac{\partial \rho Y_j U_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho D \frac{\partial Y_j}{\partial x_i} \right) + \rho \dot{\omega}_{Y_j} \quad (2.22)$$

Deuxième partie

Contrôle passif

Chapitre 1

Etude du contrôle passif

1.1 Etude bibliographique du contrôle passif des jets annulaires

Pour pouvoir améliorer ou diminuer la capacité d'un jet turbulent à entraîner l'air environnant ou encore pour modifier, voire réduire les instabilités qui se développent dans l'écoulement et qui sont un handicap pour de nombreuses installations industrielles, il existe différentes méthodes de contrôle.

Le contrôle passif consiste à modifier la géométrie de la buse pour changer les caractéristiques de l'écoulement issu de cette dernière. Ainsi, les jets axisymétriques ont été souvent étudiés avec des facteurs géométriques très différents. La forme de la sortie de la buse peut alors passer d'une ouverture circulaire à une ouverture elliptique ou lobée (Zaman [87], Yuan [88], Nastase [89, 90]).

Le contrôle passif d'un jet annulaire peut utiliser la modification de la géométrie de l'obstacle central. Cette modification peut permettre d'agir sur la zone initiale de l'écoulement et influencer sur la zone de recirculation en la modifiant ou en la supprimant. Les instabilités de l'écoulement seront alors différentes et le jet annulaire présentera de nouvelles propriétés.

La première étude présentant l'influence de la forme de l'obstacle central sur le comportement d'un jet annulaire était celle conduite par Davies et Beer [7] en 1971. Ils utilisaient alors un cylindre, un cône et un disque pour placer au centre d'une buse de jet rond. Ils remarquaient que ce changement d'obstacle modifiait la longueur de zone de recirculation : celle-ci était la plus petite pour un cylindre et la plus grande pour un disque.

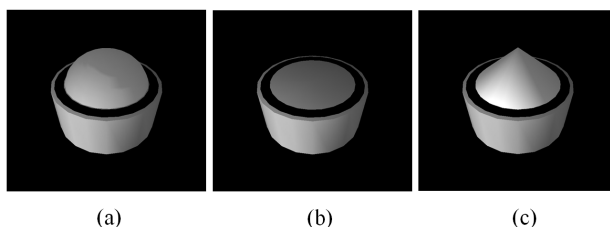


FIGURE 1.1 – Exemples de jets annulaires étudiés par Ko et Chan [8, 13, 14] : (a) jet ellipsoïdal, (b) jet basique et (c) jet conique

Ce n'est qu'à partir de 1978 que des études apparaissent vraiment pour observer l'influence de la géométrie de l'obstacle. Ko et Chan [8] utilisent trois formes différentes : un disque, un cône et un ellipsoïde (figure 1.1. Le cône et l'ellipsoïde sont de longueur l_{obs} égale à $1.5D_o$,

ce qui correspond à la longueur de la zone de recirculation (estimée avec le disque placé au centre d'un jet annulaire de rapport de diamètres $r = 0.45$). L'écoulement du jet, dans le cas de ces obstacles, peut aussi se décomposer en trois zones. La première zone est la zone initiale. Contrairement au jet annulaire basique, ces jets ne présentent pas de zone de recirculation mais une couche limite. En aval de cette première zone, se trouvent une zone intermédiaire et une zone de jet pleinement développé, semblables aux mêmes zones du jet annulaire basique. Cette étude a également mis en évidence un entraînement plus important lorsque l'obstacle central est un cône par rapport à un ellipsoïde.

Ko et Chan publient un autre article en 1978 [13], dans lequel ils étudient plus en détails l'influence de la géométrie de l'obstacle central. Ils reprennent les mêmes configurations expérimentales mais remarquent cette fois que la présence du cône ou de l'ellipsoïde modifie la zone de jet pleinement développé. En revanche, cette zone ne présente aucune différence entre le cône et l'ellipsoïde.

En 1979, Ko et Chan [14] poursuivent leurs études sur ces mêmes géométries de buse en observant que les profils d'intensité de turbulence et de vitesses moyennes dans la zone de mélange externe, lorsque l'obstacle est l'ellipsoïde ou le cône, sont similaires à ceux trouvés avec une configuration de jet rond. Un autre résultat important de cette étude est l'apparition des tourbillons de sillage et leur propagation en aval du jet, le long de l'axe principal. La fréquence inhérente à ces tourbillons dépend de la forme de l'obstacle.

Aucune étude numérique ne semble avoir été proposée sur les jets annulaires non basiques sauf dans les cas liés aux réacteurs (dans ces cas, l'obstacle central est également mis en rotation et induit un mouvement de swirl à l'écoulement). Il n'existe pas non plus de visualisations de ces écoulements ni de descriptions précises. Des résultats détaillés seraient pourtant importants pour déterminer notamment si le changement de géométrie de l'obstacle central d'un jet annulaire est une bonne méthode de contrôle passif de l'écoulement.

1.2 Choix du dispositif expérimental d'étude du contrôle passif

Pour étudier l'influence d'un contrôle passif du jet annulaire, trois géométries différentes d'obstacle sont choisies. Pour modifier la structure de l'écoulement, il faut changer la morphologie de la zone initiale afin d'agir sur la formation des instabilités. En adaptant de nouveaux obstacles au jet annulaire de rapport de diamètres $r = 0.91$, il est possible de modifier, voire de supprimer la zone de recirculation. Puisque le battement du point de stagnation est lié aux variations de la zone de recirculation, modifier cette zone permettrait d'influer directement sur l'évolution temporelle du point de stagnation.

Les trois obstacles choisis pour cette étude sont : un disque (jet annulaire basique), un sphéroïde (jet annulaire sphéroïdal), et un cône (jet annulaire conique). Le cône et le sphéroïde sont de longueur l_{obs} égale à la longueur de zone de recirculation ($l_{obs} = 0.5D_o$) et de diamètre $D_i = 48.75mm$ (figure 1.2).

Ces trois jets sont étudiés pour des vitesses définies dans le chapitre 1 de la page 43 : $U_0 = 30m.s^{-1}$ ($Re_e = 5\ 130$), $U_0 = 15m.s^{-1}$ ($Re_e = 2\ 565$) et $U_0 = 8m.s^{-1}$ ($Re_e = 1\ 368$).

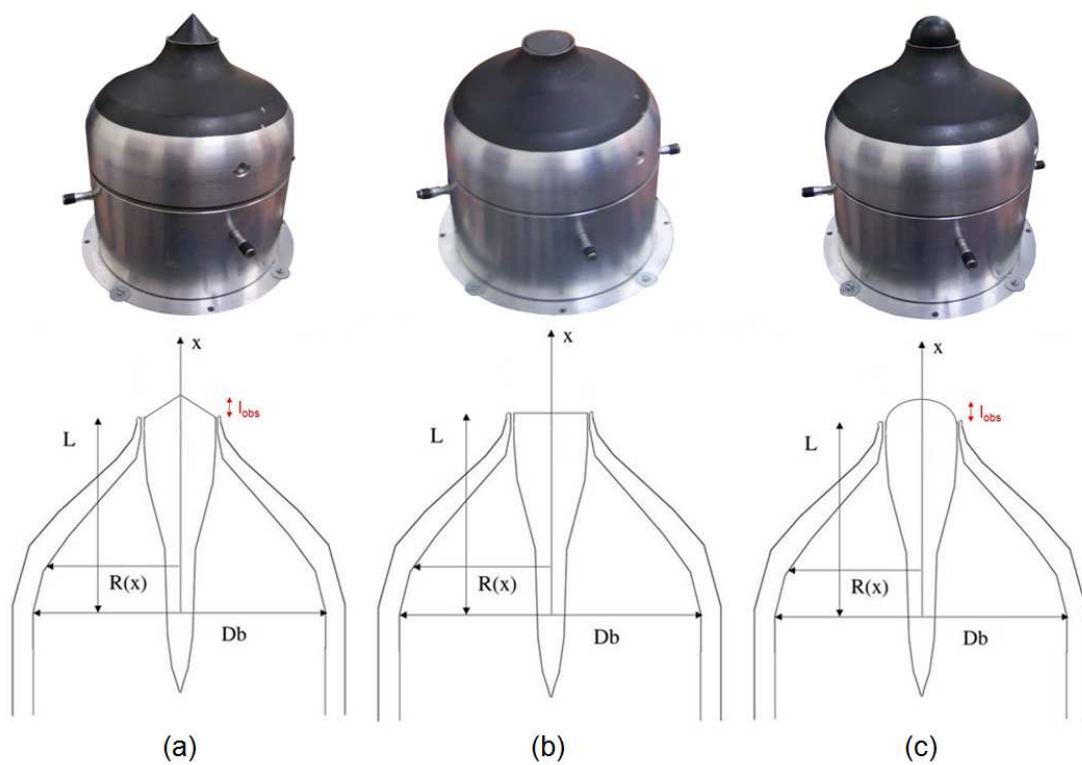


FIGURE 1.2 – Présentation des obstacles étudiés : (a) jet annulaire conique, (b) jet annulaire basique et (c) jet annulaire sphéroïdal

Chapitre 2

Visualisations des écoulements de jets annulaires

Les jets annulaires basique, conique et sphéroïdal ont été étudiés par tomographie rapide suivant un plan longitudinal et des plans transversaux à l'écoulement.

2.1 Etude de plans longitudinaux

L'analyse des visualisations de l'écoulement dans un plan longitudinal permet d'avoir une idée globale de la formation des instabilités dans la zone initiale des jets, du développement des structures de Kelvin-Helmholtz et de l'appariement de ces structures.

2.1.1 Comportement du jet annulaire basique

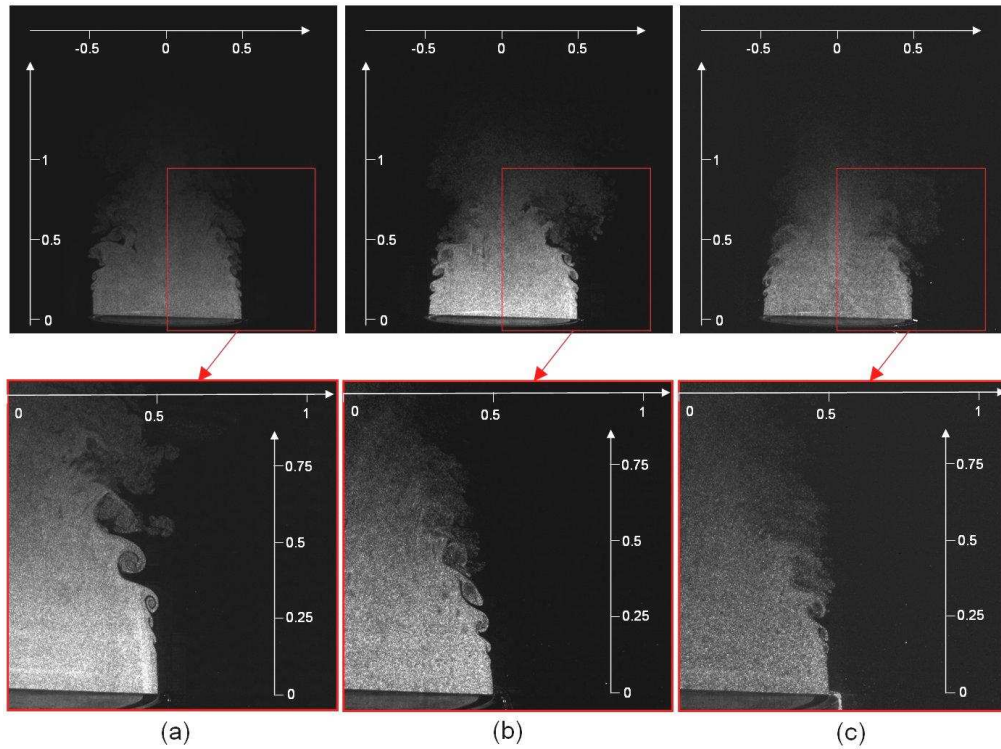


FIGURE 2.1 – Visualisations d'un écoulement de jet annulaire basique pour : (a) $U_0 = 8m.s^{-1}$ ($Re_{D_o} = 28\,736$), (b) $U_0 = 15m.s^{-1}$ ($Re_{D_o} = 53\,880$) et (c) $U_0 = 30m.s^{-1}$ ($Re_{D_o} = 107\,760$)

La figure 2.1 permet de montrer l'écoulement d'un jet annulaire basique dans un plan longitudinal passant au centre de la buse. Les images du jet ont été traitées pour supprimer le bruit de fond lié par exemple aux réflexions de la nappe laser sur la buse. L'écoulement est étudié dans son ensemble sur une fenêtre de dimensions ($118mm \times 118mm$) puis un zoom dans une région de dimensions ($58.5mm \times 58.5mm$) met en relief le développement des structures sur les bords du jet en n'observant qu'une moitié de l'écoulement en sortie de buse.

Les instabilités apparaissent sur les bords du jet pour former des structures de Kelvin-Helmholtz. Ces structures sont plus ou moins bien dessinées, selon la vitesse de l'écoulement et donc le niveau de turbulence introduit dans le système. Pour un écoulement avec $U_0 = 30m.s^{-1}$, les tourbillons de Kelvin-Helmholtz sont plus petits. Ce jet semble plus soumis à des structures de petites échelles que lorsque la vitesse U_0 est plus faible.

Ces images de tomographie montrent que le jet se resserre vers l'axe central à partir de la fin de la zone initiale, au niveau du point de stagnation. L'étude de plans transversaux de ce jet permettra plus tard de compléter cette première remarque.

La tomographie rapide permet de suivre l'évolution des appariements des tourbillons de Kelvin-Helmholtz (figure 2.2). Un appariement peut ainsi s'effectuer en moins de $1.7ms$. Sur les 9429 images enregistrées, l'appariement forme un plus gros tourbillon dès $x = 0.35D_o$ pour une vitesse $U_0 = 8m.s^{-1}$, soit en aval du milieu de la zone de recirculation. Mais cette distance nécessaire au développement des instabilités primaires varie avec la vitesse U_0 comme le montre le graphique 2.3. L'appariement se produit plus en aval de la sortie lorsque la vitesse de l'écoulement U_0 diminue. Les tourbillons nés d'un appariement peuvent ainsi atteindre jusqu'à deux fois la taille des tourbillons parents.

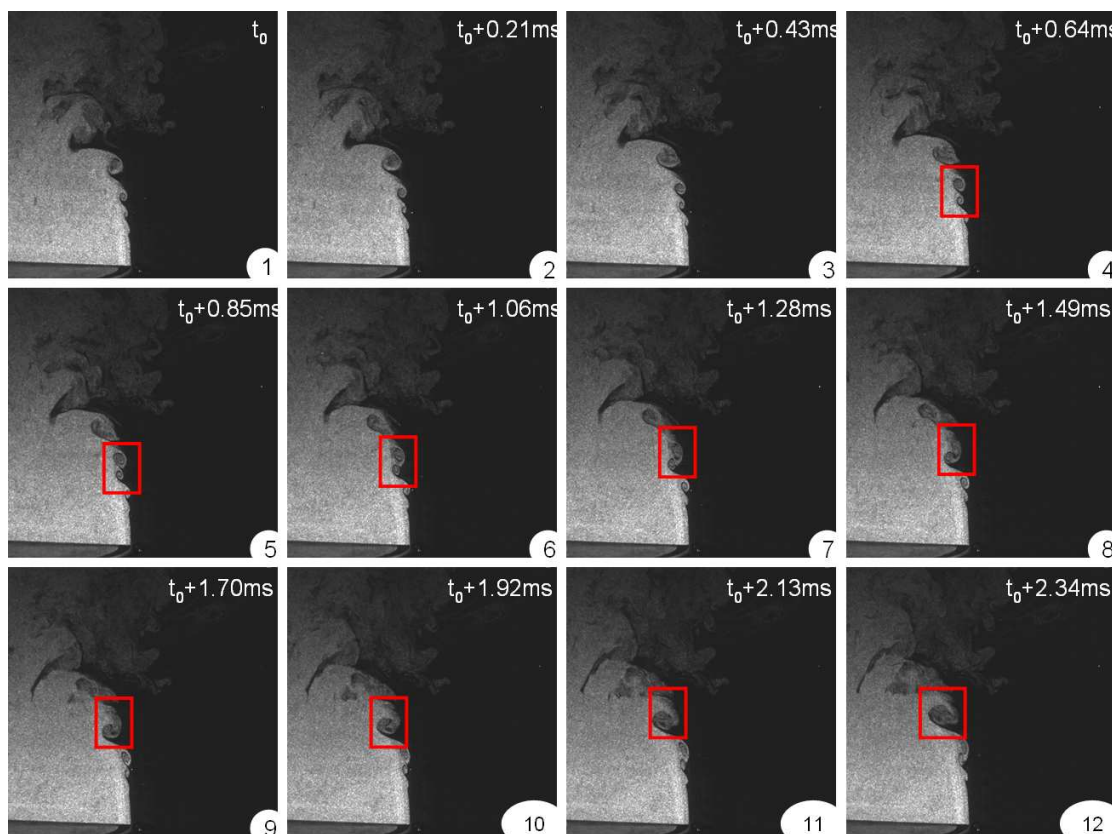


FIGURE 2.2 – Plans longitudinaux d'un jet annulaire basique ($U_0 = 8m.s^{-1}$)

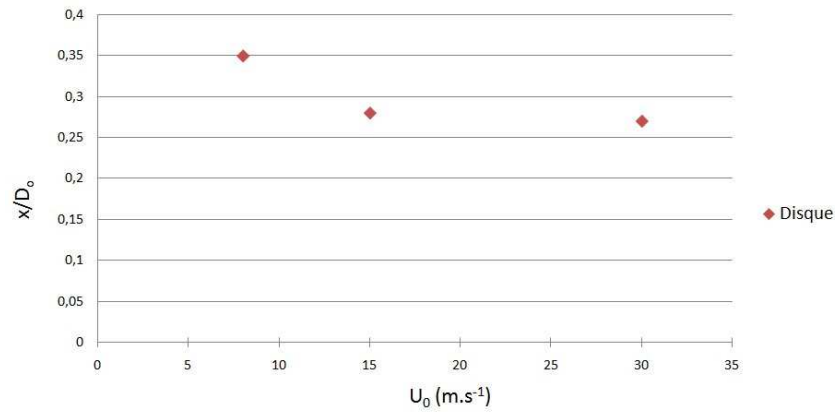


FIGURE 2.3 – Distance de formation d'un tourbillon apparié à partir de la sortie de la buse pour des vitesses $U_0 = 30 \text{ m.s}^{-1}$, $U_0 = 15 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 8 \text{ m.s}^{-1}$

L'appariement et les instabilités tridimensionnelles induisent une asymétrie de l'écoulement. Les images de la figure 2.4 permettent de souligner cette particularité des jets turbulents. Le jet peut ainsi se trouver en mode variqueux ou en mode sinueux (comme décrit dans la section 1.2.3.2, page 15).

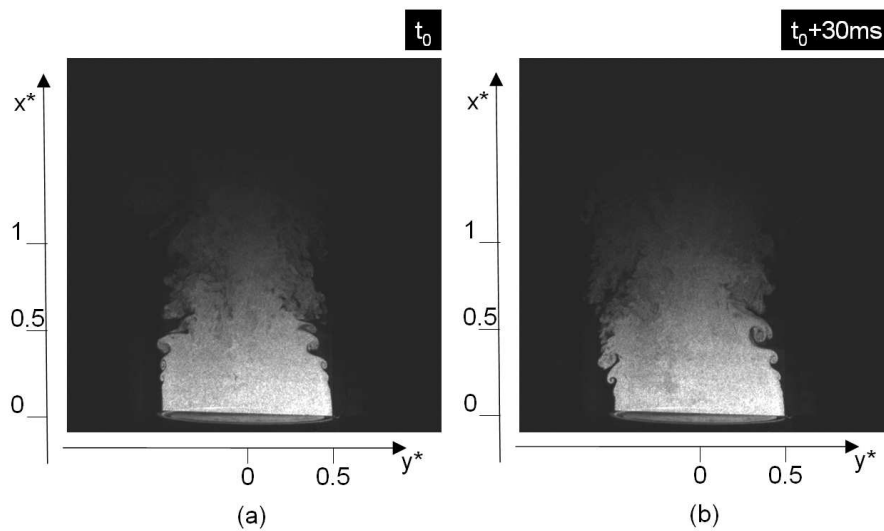


FIGURE 2.4 – Asymétrie du jet annulaire basique : (a) mode variqueux et (b) mode sinueux

Le jet annulaire est soumis à un battement (figure 2.5). Ce battement peut être dû à l'asymétrie induite par l'appariement et les instabilités tridimensionnelles sur la périphérie du jet, mais ce battement peut également naître de la structure de sillage imposée par l'obstacle central. La zone de recirculation est alors déformée. Celle-ci varie alternativement pour créer un mouvement de battement autour de l'axe central du jet. Les coupes longitudinales du jet par tomographie ne rendent pas compte du mouvement global de l'écoulement, il faut pouvoir enregistrer le mouvement de manière tridimensionnelle. Les coupes transversales donneront une nouvelle vision de l'écoulement pour mieux comprendre l'évolution des instabilités primaires mais aussi le rôle des instabilités secondaires dans le battement du jet. Suivant la vitesse U_0 de l'écoulement en sortie de buse, ce battement est plus ou moins rapide.

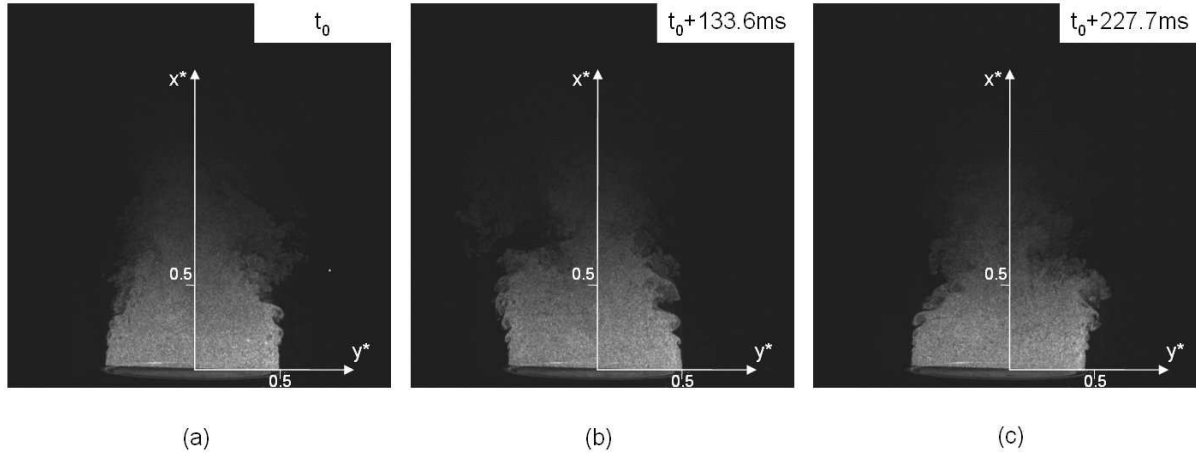


FIGURE 2.5 – Battement du jet annulaire basique autour de l'axe central (pour $U_0 = 15m.s^{-1}$)

2.1.2 Comportement des jets annulaires conique et sphéroïdal

Les deux autres obstacles choisis pour modifier l'écoulement sont un cône et un sphéroïde opaques. Les particules placées de l'autre côté de l'obstacle ne sont pas éclairées, elles ne diffusent pas de lumière pour obtenir des images de tomographie complètes. Seule une moitié de l'écoulement peut être étudiée sur les plans longitudinaux des jets annulaires conique et sphéroïdal. Les images tomographiques de dimensions ($118mm \times 118mm$) ne permettent de connaître qu'une moitié de l'écoulement, dans la zone initiale, jusqu'à $x = 0.5D_o$, où se trouve l'obstacle et l'ensemble du jet à partir de la fin de l'obstacle central. Le zoom de dimensions ($58.5mm \times 58.5mm$) précise ensuite les instabilités nées dans la zone initiale.

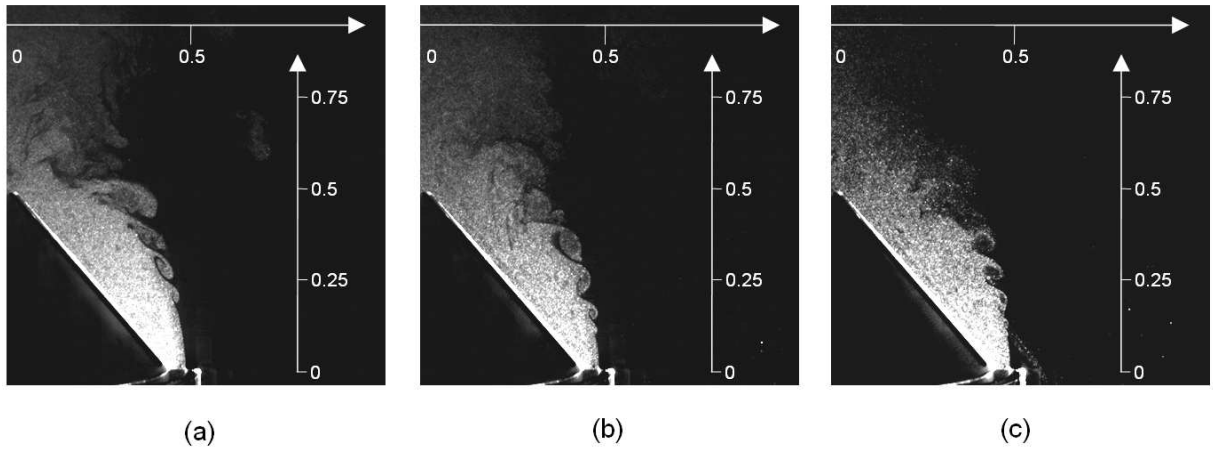


FIGURE 2.6 – Visualisations d'un écoulement de jet annulaire conique pour : (a) $U_0 = 8m.s^{-1}$ ($Re_{D_o} = 28\,736$), (b) $U_0 = 15m.s^{-1}$ ($Re_{D_o} = 53\,880$) et (c) $U_0 = 30m.s^{-1}$ ($Re_{D_o} = 107\,760$)

L'écoulement annulaire conique est présenté sur la figure 2.6 pour les trois vitesses $U_0 = 8m.s^{-1}$, $U_0 = 15m.s^{-1}$ et $U_0 = 30m.s^{-1}$. Comme pour le jet annulaire basique, cet écoulement présente une zone de recirculation sur le côté de l'obstacle qui se termine à la fin de celui-ci. Les instabilités de Kelvin-Helmholtz se développent dans la couche de cisaillement externe pour donner lieu à des appariements où le tourbillon formé est d'une taille deux fois plus grande que celle des structures parents. Lorsque la vitesse U_0 augmente, les structures à petites échelles deviennent plus nombreuses et plus irrégulières.

L'écoulement né d'un jet présentant un sphéroïde au centre de la buse (figure 2.7) ne présente plus de zone de recirculation. En effet, l'obstacle permet de supprimer la couche de cisaillement interne. Les structures de Kelvin-Helmholtz se forment toujours dans la zone de mélange externe. L'appariement se développe de la même façon que pour les deux autres obstacles. L'écoulement en revanche paraît plus resserré vers l'axe central : la suppression de la zone de recirculation permet de stabiliser la zone initiale. Le jet contourne le sphéroïde comme dans le cas d'un sillage de sphère. Plus la vitesse U_0 augmente, plus les structures cohérentes laissent place à des structures de petites échelles.

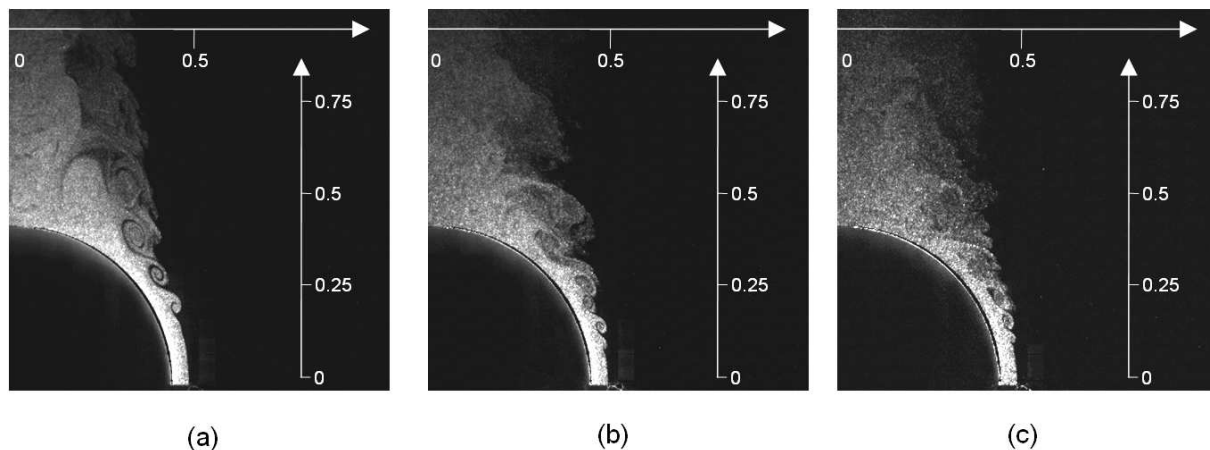


FIGURE 2.7 – Visualisations d'un écoulement de jet annulaire sphéroïdal pour : (a) $U_0 = 8m.s^{-1}$ ($Re_{D_o} = 28\,736$), (b) $U_0 = 15m.s^{-1}$ ($Re_{D_o} = 53\,880$) et (c) $U_0 = 30m.s^{-1}$ ($Re_{D_o} = 107\,760$)

Les planches 2.8 et 2.9 présentent le mécanisme d'appariement des tourbillons de Kelvin-Helmholtz pour $U_0 = 8m.s^{-1}$. Comme dans le cas d'un jet annulaire basique, l'appariement se déroule pendant un délai de moins de $3ms$. Ce mécanisme ne dépend donc pas des changements induits par la géométrie de l'obstacle central.

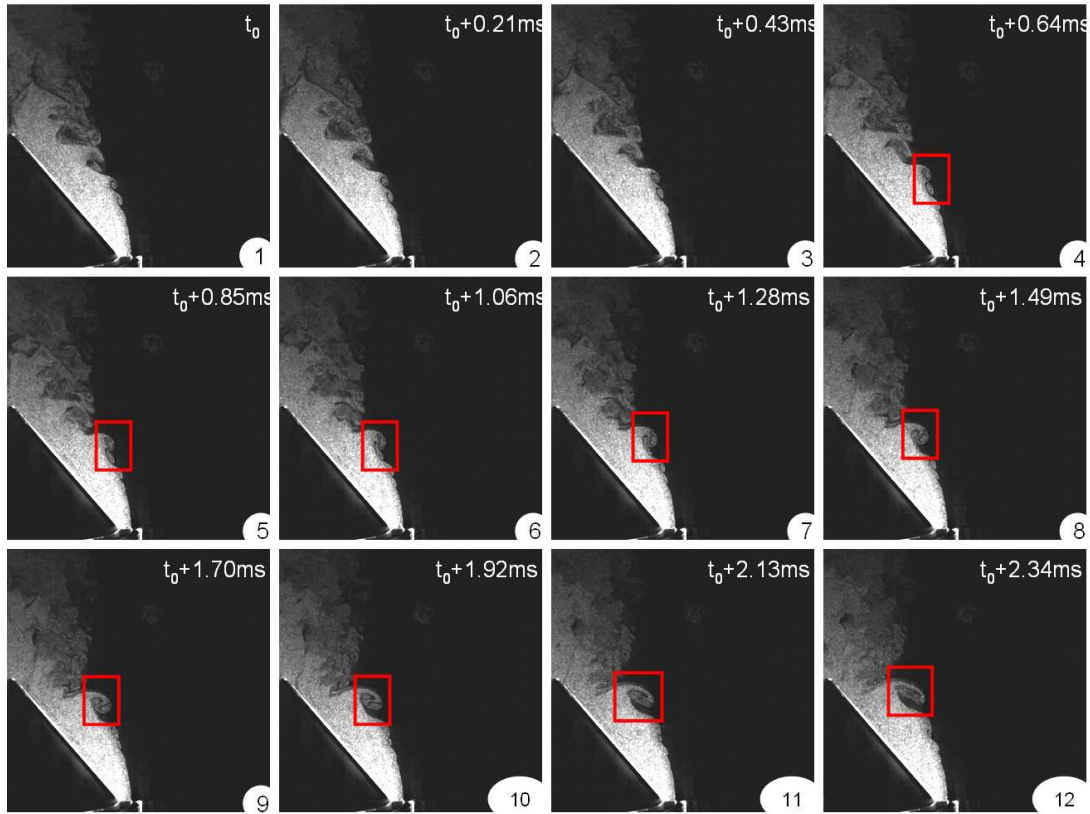


FIGURE 2.8 – Plans longitudinaux d'un jet annulaire conique ($U_0 = 8m.s^{-1}$)

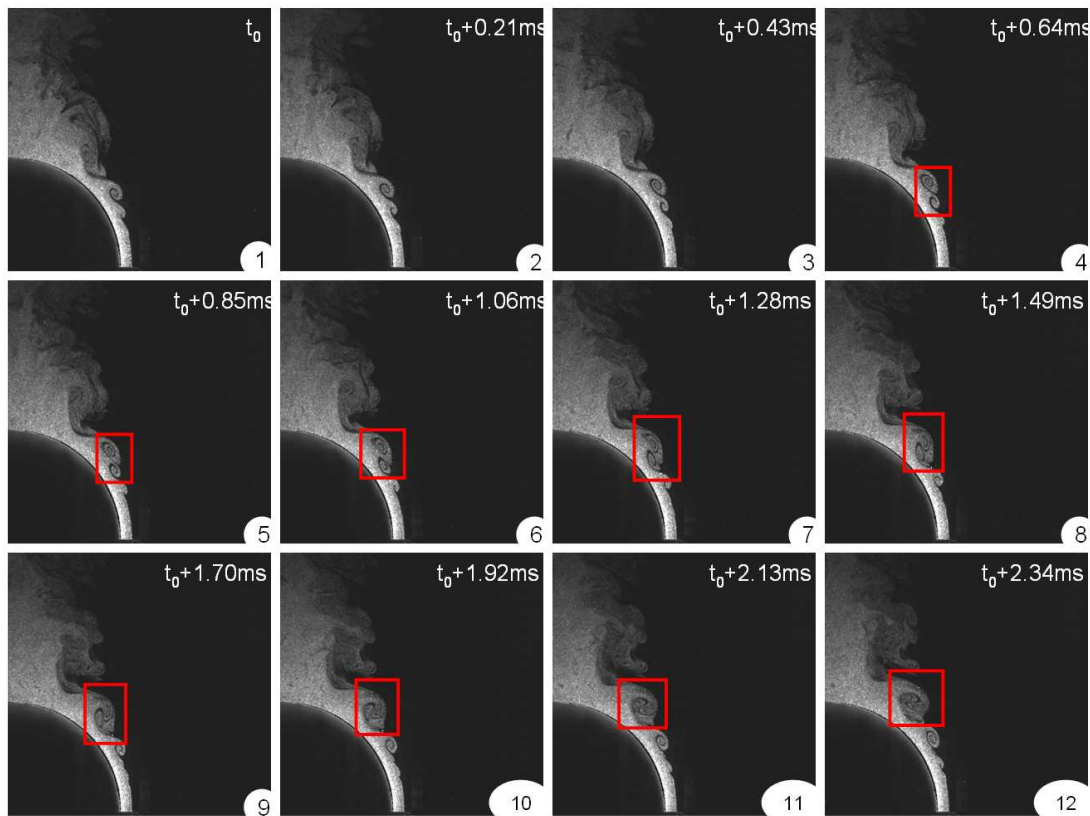


FIGURE 2.9 – Plans longitudinaux d'un jet annulaire sphéroïdal ($U_0 = 8m.s^{-1}$)

De la même manière, l'apparition de ce phénomène d'appariement de structures tourbillonnaires se fait plus près de la sortie de la buse lorsque la vitesse U_0 est plus grande (figure 2.10).

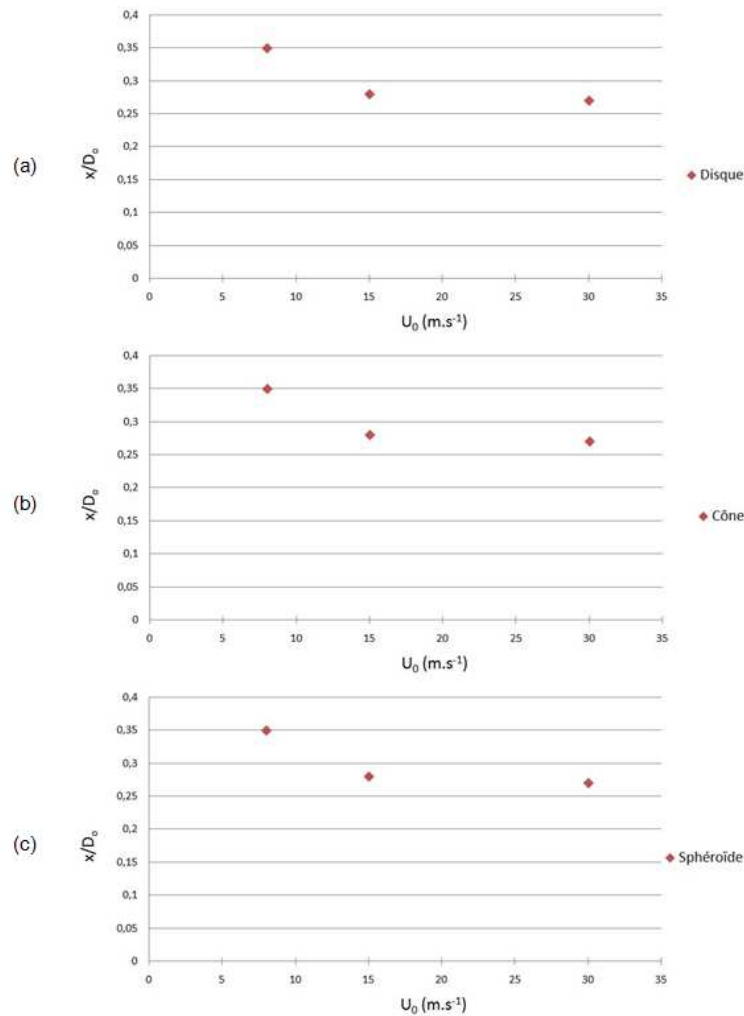


FIGURE 2.10 – Distance de formation d'un tourbillon apparié à partir de la sortie de la buse pour les trois obstacles et pour les vitesses $U_0 = 30\text{m.s}^{-1}$, $U_0 = 15\text{m.s}^{-1}$ et $U_0 = 8\text{m.s}^{-1}$

En comparant les distances d'établissement des structures de Kelvin-Helmholtz jusqu'à la fin de l'appariement sur la figure 2.11, le cône semble former des appariements plus tôt dans l'écoulement, plus près de la sortie de la buse, pour n'importe quelle vitesse U_0 . Pour les trois vitesses choisies pour cette étude, l'appariement des tourbillons de Kelvin-Helmholtz a lieu en amont du milieu de la zone initiale pour le jet annulaire conique alors que les deux autres géométries d'obstacle échelonnent ce phénomène jusqu'en aval du milieu de la zone initiale.

Les jets annulaires conique et sphéroïdal peuvent présenter les mêmes modes variqueux et sinueux qui ont été observés précédemment pour le jet annulaire basique, comme le montrent les images de la zone de l'écoulement éclairée, en aval de l'obstacle des figures 2.12 et 2.13.

En revanche, ces instabilités n'induisent pas les mêmes asymétries pour le cas du sphéroïde. La zone de recirculation provoque un battement du jet annulaire conique comme pour le cas basique (figure 2.14). Ce battement diminue d'amplitude lorsque la vitesse U_0 augmente. Le jet sphéroïdal, bien qu'asymétrique lorsque l'écoulement présente un mode sinueux, ne montre aucun battement autour de l'axe central.

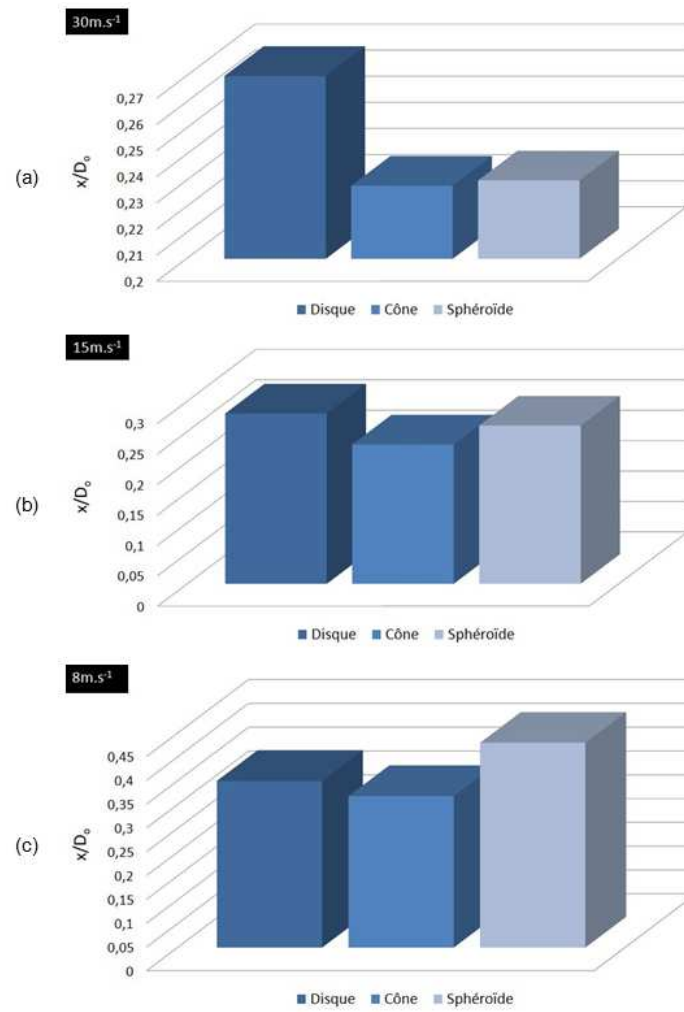


FIGURE 2.11 – Distance de formation d'un tourbillon apparié à partir de la sortie de la buse pour les trois obstacles et pour les vitesses $U_0 = 30m.s^{-1}$, $U_0 = 15m.s^{-1}$ et $U_0 = 8m.s^{-1}$

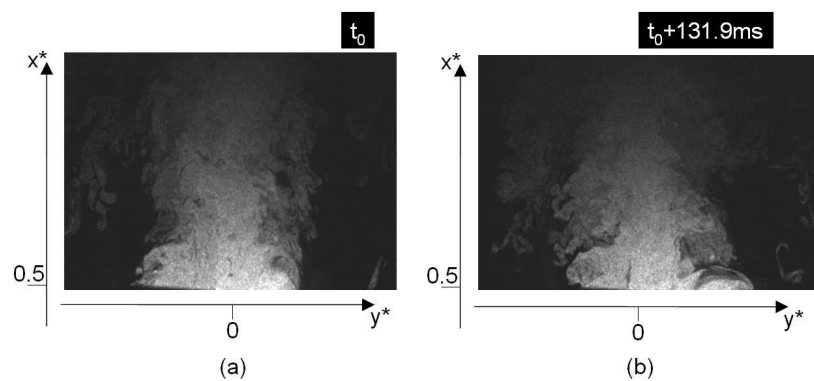


FIGURE 2.12 – Asymétrie du jet annulaire conique : (a) mode variqueux et (b) mode sinueux

La suppression de la zone de recirculation joue donc un rôle très important dans la caractérisation de l'écoulement d'un jet annulaire. Une étude de plans transversaux des jets annulaires permet de compléter ces premières observations pour évaluer l'influence d'une modification de la géométrie de l'obstacle central sur les structures tridimensionnelles.

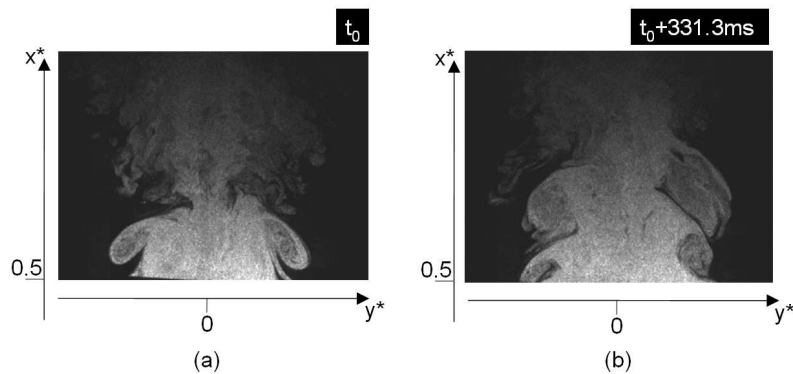


FIGURE 2.13 – Asymétrie du jet annulaire sphéroïdal : (a) mode variqueux et (b) mode sinueux

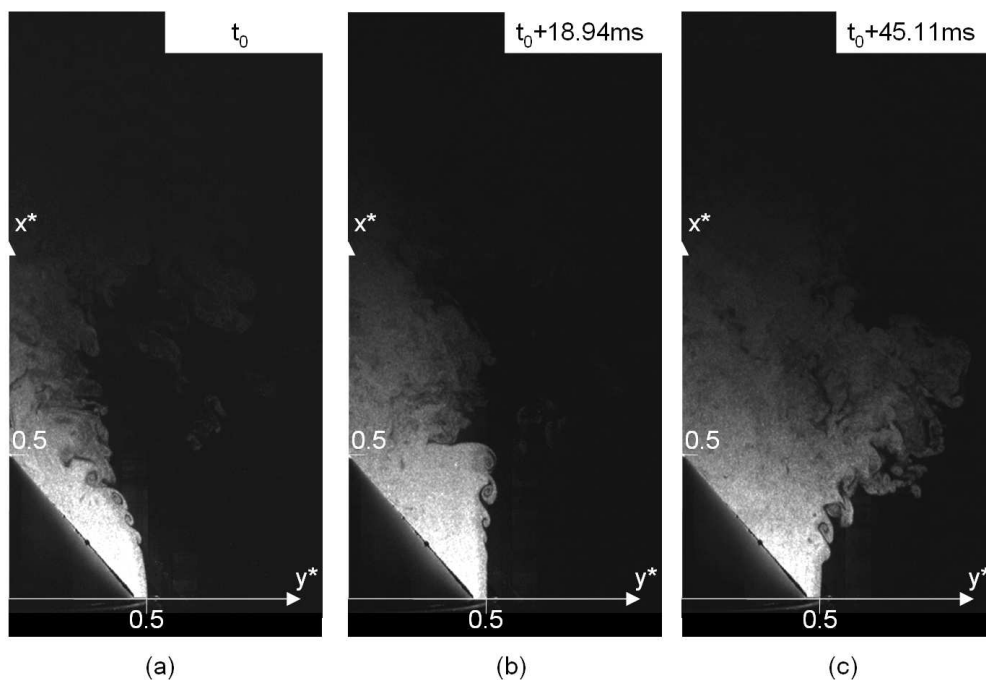


FIGURE 2.14 – Battement du jet annulaire conique autour de l'axe central

2.2 Etude de plans transversaux

Les écoulements de jets annulaires sont étudiés suivant six hauteurs x^* définies dans différentes zones du jet (figure 2.8). La zone initiale est observée suivant quatre plans de dimensions ($100\text{mm} \times 100\text{mm}$).

Le premier plan, situé à la distance $x = 0.09D_o$ de la sortie de la buse permet de visualiser le jet en sortie de buse. Le deuxième plan à la hauteur H_2 , soit $x = 0.25D_o$, est une coupe du jet située au milieu de la zone initiale. Le troisième plan montre l'écoulement entre le milieu et la fin de la zone initiale. En H_4 , le jet est au point de stagnation qui délimite la fin de la zone de recirculation qui définit la zone initiale. Le plan situé à la distance $x = 0.75D_o$ représente une coupe du jet en zone intermédiaire. Un aperçu de la zone de jet pleinement développé est donné en H_6 , à $x = 2.78D_o$.

Les trois premiers plans ne peuvent être observés qu'avec le jet annulaire basique. En effet, le cône et le sphéroïde opaques empêchent la visualisation des plans de H_1 à H_3 .

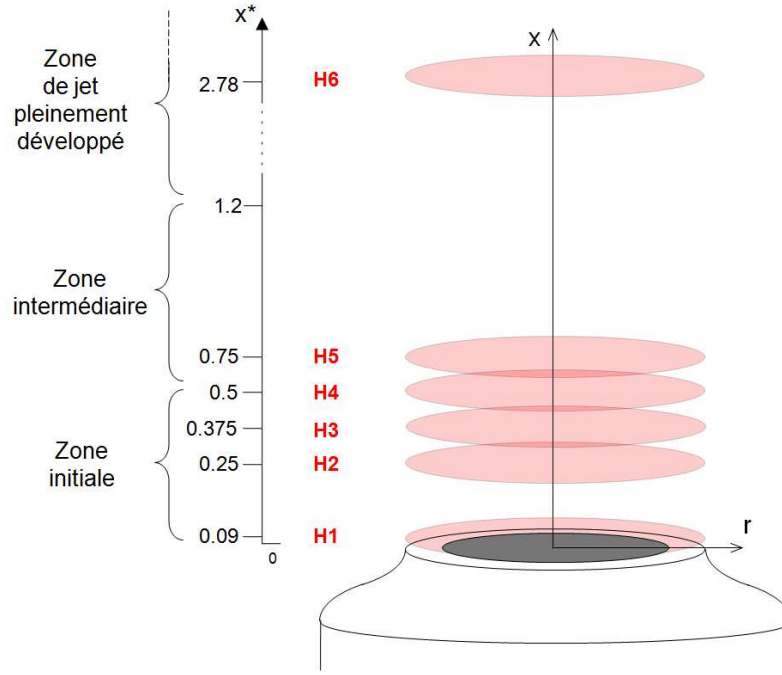


FIGURE 2.15 – Schéma des plans transversaux des jets annulaires observés par tomographie rapide

2.2.1 Comportement tridimensionnel d'un jet annulaire basique

Les premiers plans transversaux d'un jet annulaire basique permettent de faire le même constat qu'avec l'étude des plans longitudinaux : plus la vitesse augmente, plus les petites structures sont prédominantes dans l'écoulement. Les instabilités se développent plus près de la sortie de la buse avec des vitesses élevées. Les plans transversaux permettent aussi de voir les instabilités secondaires se former sur la périphérie du jet. On peut remarquer les tourbillons contrarotatifs en forme de champignons à partir de la hauteur H_2 ($x = 0.25D_o$) pour les vitesses $U_0 = 15\text{m.s}^{-1}$ et $U_0 = 30\text{m.s}^{-1}$, et H_3 ($x = 0.375D_o$) pour $U_0 = 8\text{m.s}^{-1}$.

L'image de tomographie 2.17 permet d'observer clairement les instabilités secondaires mais aussi les instabilités primaires. Le plan transversal coupe les structures de Kelvin-Helmholtz. Les visualisations ne montrent alors qu'une couronne autour du jet. Cette couronne désigne une structure de Kelvin-Helmholtz coupée comme l'explique le schéma 2.18.

Les visualisations du jet annulaire basique en H_4 placent l'étude au niveau du point de stagnation, à la fin de la zone de recirculation. A cette position du jet, les structures de bord de jet deviennent moins bien définies. Pour $U_0 = 8\text{m.s}^{-1}$, les structures sont plus importantes que pour les deux autres vitesses.

Les deux derniers plans du jet annulaire se situent dans les zones de jet pleinement développé et intermédiaire (figure 2.20). Dans ces zones, les différences induites par le changement de vitesses sont beaucoup moins évidentes. Le jet annulaire basique de $U_0 = 8\text{m.s}^{-1}$ présente des structures de plus grandes échelles que le même jet vu pour des vitesses plus élevées.

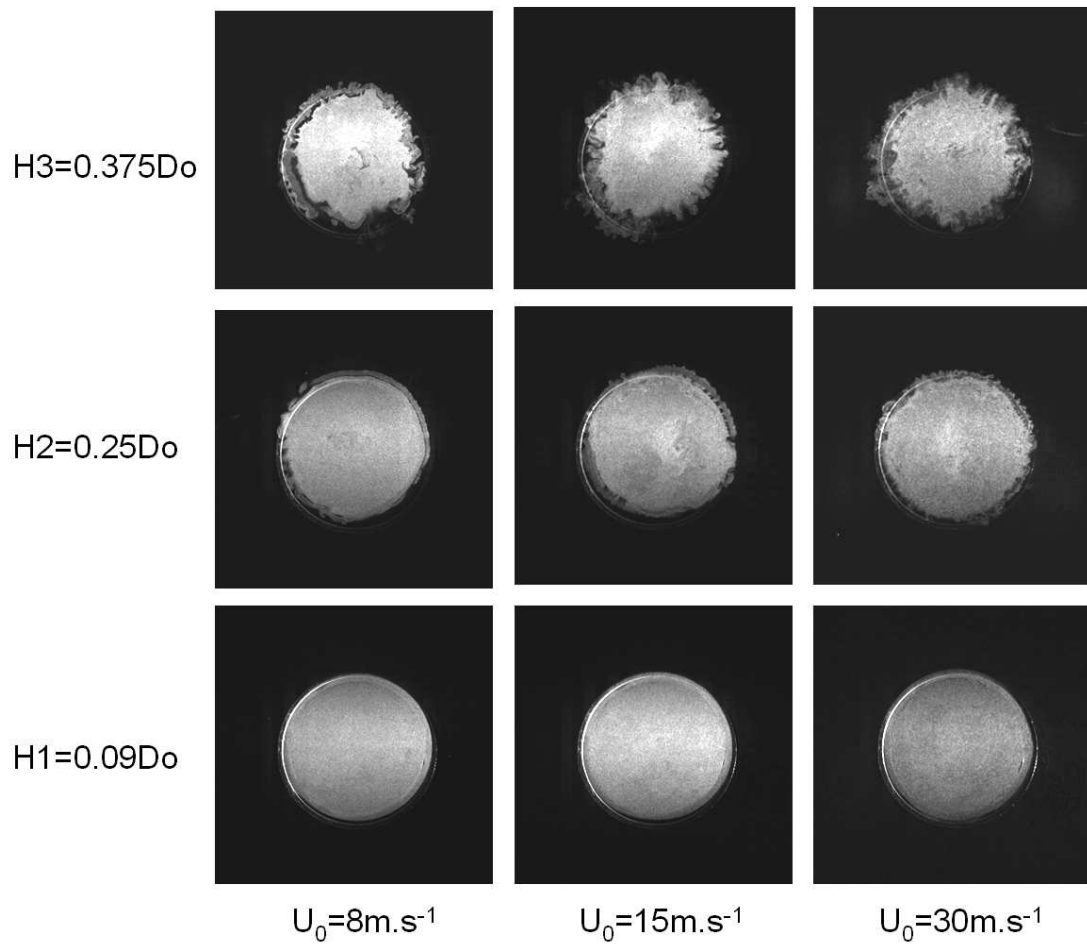


FIGURE 2.16 – Plans transversaux d'un jet annulaire basique pour des vitesses $U_0 = 8m.s^{-1}$, $U_0 = 15m.s^{-1}$ et $U_0 = 30m.s^{-1}$

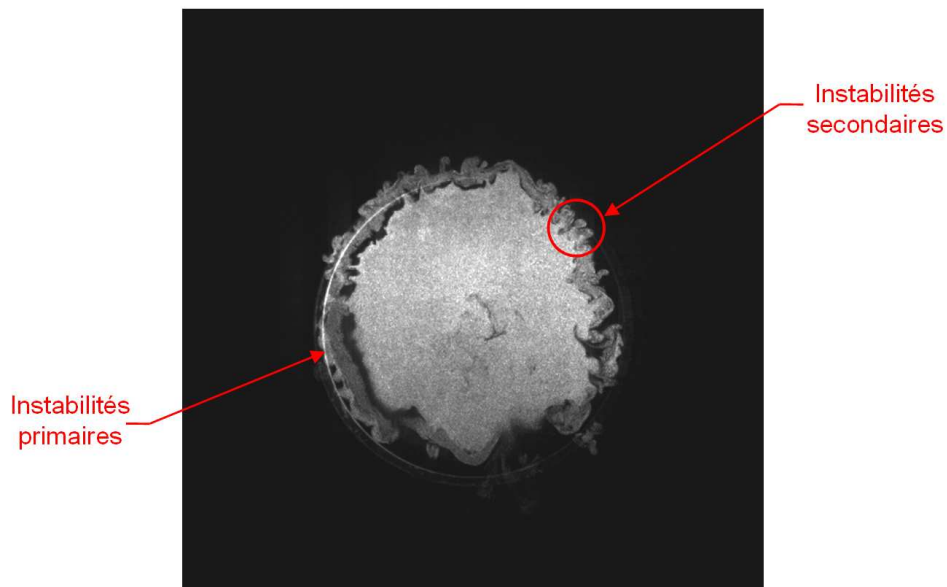


FIGURE 2.17 – Instabilités primaires et secondaires développées pour un jet annulaire basique à $U_0 = 8m.s^{-1}$ en $x = 0.375D_o$ (H_3)

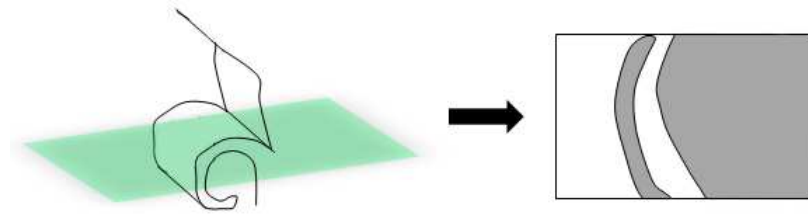


FIGURE 2.18 – Schéma de la coupe d'une structure primaire de Kelvin-Helmholtz par un plan laser transversal

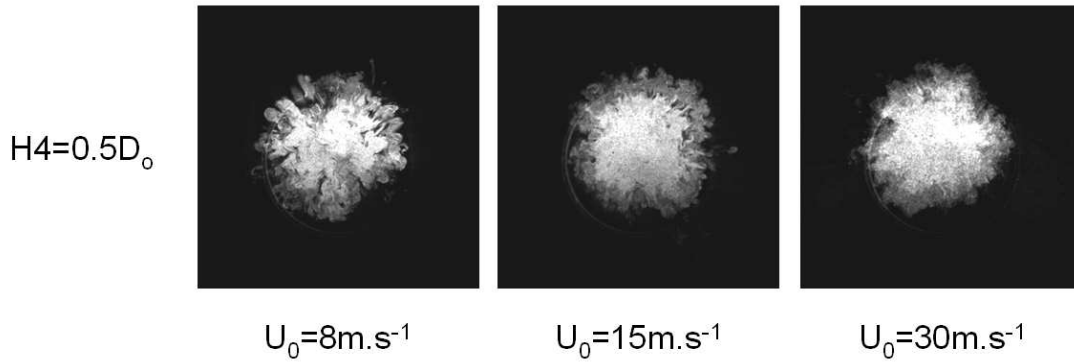


FIGURE 2.19 – Plans transversaux du jet annulaire basique en $x = 0.5D_o$ (à la fin de la zone de recirculation en H_4)

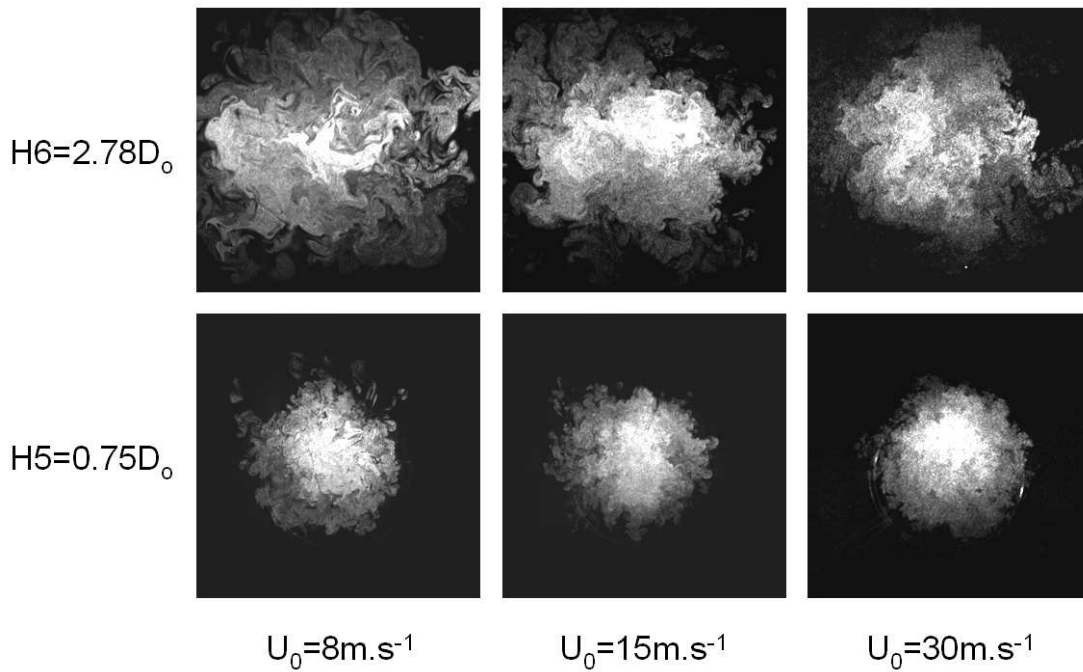


FIGURE 2.20 – Plans transversaux du jet annulaire basique dans la zone intermédiaire, en $x = 0.75D_o$ (H_5), et dans la zone de jet pleinement développée en $x = 2.78D_o$ (H_6)

2.2.2 Etude tridimensionnelle des jets annulaires conique et sphéroïdal

Les jets annulaires conique et sphéroïdal sont étudiés pour les hauteurs H_4 , H_5 et H_6 de l'écoulement. Pour ces cas, un plan du jet est donc observé dans chaque zone de l'écoulement. A la fin de la zone initiale, dans le plan contenant le point de stagnation (en proche aval du cône

et du sphéroïde), le jet annulaire sphéroïdal présente un comportement différent de celui des jets annulaires basique et conique pour $U_0 = 8m.s^{-1}$ (figure 2.21). En effet, pour un obstacle en forme de disque ou de cône, l'écoulement est plus irrégulier que dans le sillage du sphéroïde.

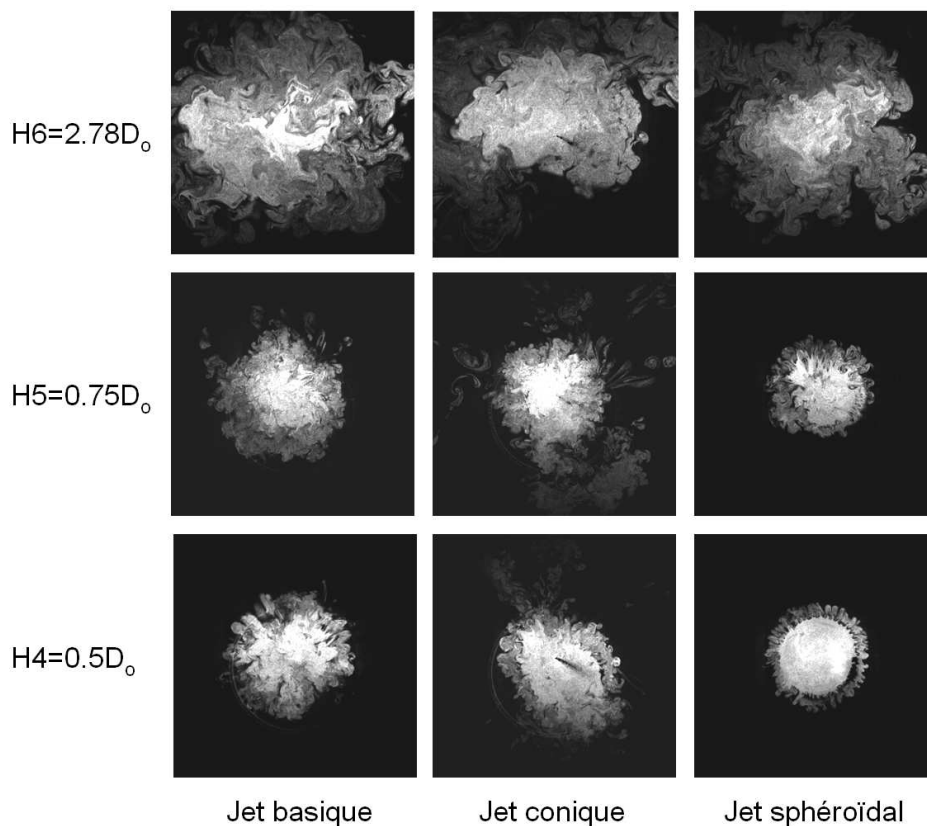


FIGURE 2.21 – Plans transversaux des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal, en $x = 0.5D_o$ (H_4), en $x = 0.75D_o$ (H_5), et dans la zone de jet pleinement développé en $x = 2.78D_o$ (H_6) pour $U_0 = 8m.s^{-1}$

Une couronne de tourbillons contrarotatifs nés des instabilités secondaires se détachent clairement de l'écoulement central. Ces tourbillons forment des "doigts" de fluide beaucoup plus fins et nets que dans les jets basique et conique. Le jet annulaire sphéroïdal semble comporter moins de structures de petites échelles. De plus, l'écoulement issu du jet annulaire sphéroïdal semble beaucoup plus resserré sur l'axe du jet principal. L'apparition des structures tridimensionnelles semble beaucoup plus périodique que dans les deux autres cas de jets annulaires. Cette idée d'une expansion plus faible du jet annulaire sphéroïdal se retrouve pour des vitesses U_0 plus élevées (figures 2.22 et 2.23). Cette caractéristique particulière induite par le sphéroïde s'étend également au plan situé en H_5 , dans la zone intermédiaire. En revanche, pour les jets en zone de jet pleinement développé, il est difficile de différencier les comportements des écoulements avec les trois obstacles choisis. Pour vérifier l'influence du contrôle passif sur l'expansion des jets, une étude des diamètres est réalisée à partir de ces images de tomographie rapide.

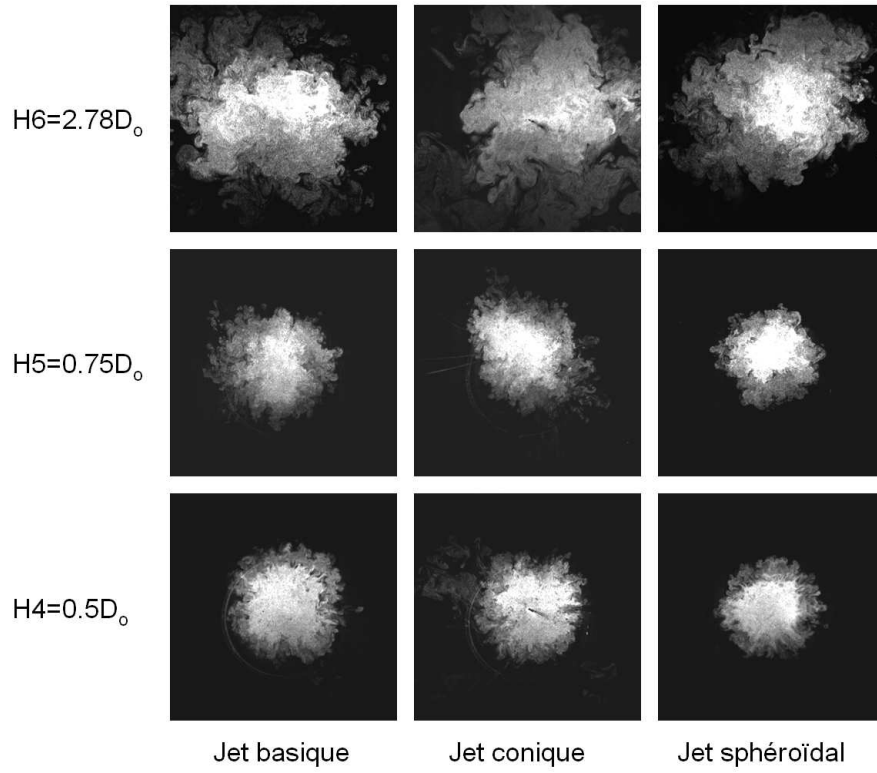


FIGURE 2.22 – Plans transversaux des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal, en $x = 0.5D_o$ (H_4), en $x = 0.75D_o$ (H_5), et dans la zone de jet pleinement développé en $x = 2.78D_o$ (H_6) pour $U_0 = 15m.s^{-1}$

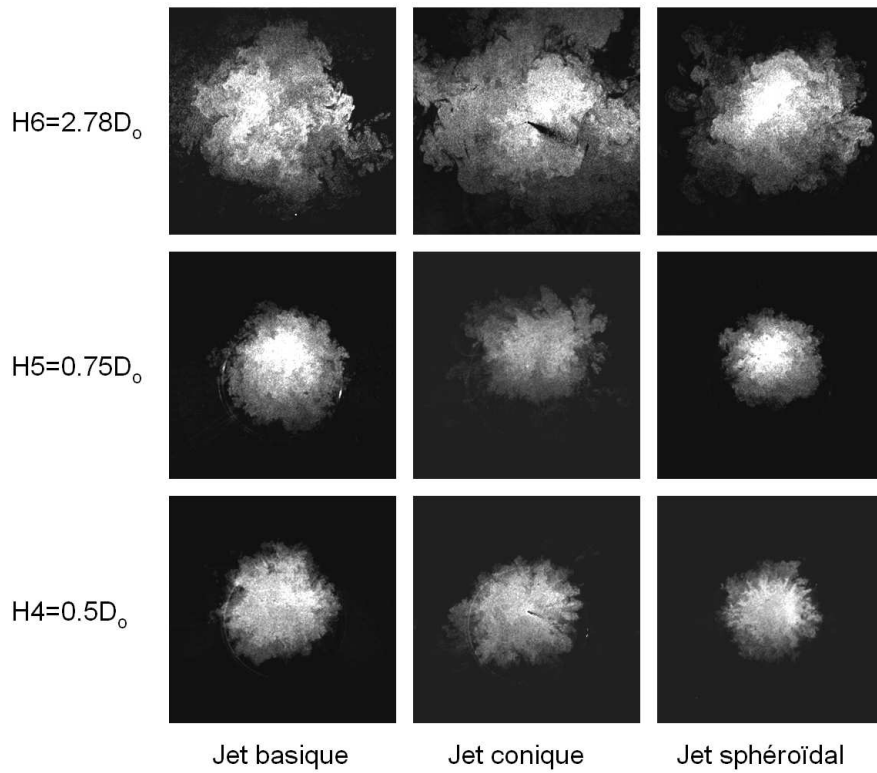


FIGURE 2.23 – Plans transversaux des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal, en $x = 0.5D_o$ (H_4), en $x = 0.75D_o$ (H_5), et dans la zone de jet pleinement développé en $x = 2.78D_o$ (H_6) pour $U_0 = 30m.s^{-1}$

2.3 Etude de l'expansion des jets

2.3.1 Diamètres moyens équivalents

Mesurer le diamètre moyen des jets pour chaque vitesse, permettrait d'obtenir l'expansion du jet en fonction de la géométrie de l'obstacle central.

Pour chaque cas étudié, la moyenne des images de tomographie est calculée. Un seuillage, adapté à chaque image moyenne (puisque les niveaux de gris sont différents selon la vitesse U_0 de l'écoulement), permet d'extraire les contours du jet (figure 2.24). Les images moyennes lissent les structures de bord de jet. Le choix du niveau de seuil est important puisque les calculs de diamètres dépendent fortement de ce paramètre. Bien que cette méthode soit très imprécise, elle permet d'avoir une première idée qui pourra corroborer des mesures plus précises réalisées par P.I.V. ou A.D.L. Cette partie de l'étude est donc faite essentiellement pour obtenir des valeurs qualitatives témoignant de l'expansion des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal.

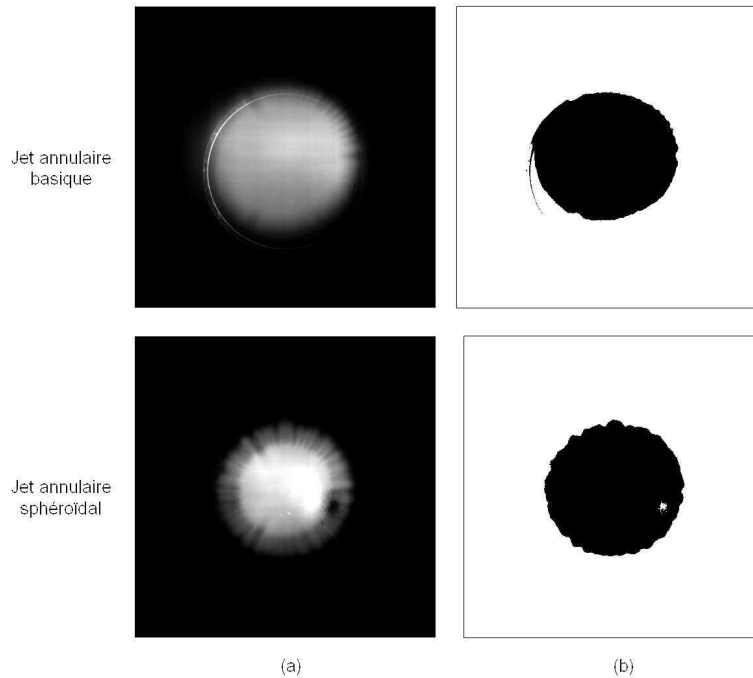


FIGURE 2.24 – Evolution de l'expansion d'un jet annulaire suivant la position x^* : (a) jet annulaire basique, (b) jet annulaire conique et (c) jet annulaire sphéroïdal

Le niveau de seuil est choisi de manière à ce que l'ensemble du jet soit extrait de l'image de fond. Tous les pixels présentant des niveaux de gris supérieurs à cette valeur de seuil sont mis à zéro ("zone noire") et les pixels dont les niveaux de gris sont inférieurs à cette valeur sont mis à 1 ("zone blanche"). Le choix du critère de seuil est difficile et empêche cette méthode d'être vraiment objective mais les résultats nous permettront de déterminer l'importance de l'expansion des jets pour un contrôle passif.

Lorsque le seuillage de l'image moyenne est effectué, l'aire de la surface définie par les pixels à zéro (pixels de la zone noire) est mesurée à l'aide du logiciel libre "ImageJ". Cette aire mesurée A_{mes} nous permet ensuite de déterminer un diamètre moyen équivalent D_{moyen} du jet. La zone noire est alors considérée comme une tâche parfaitement circulaire et le diamètre est obtenu à

partir de l'aire de ce disque :

$$A_{mes} = \pi \frac{D_{moyen}^2}{4} \quad (2.1)$$

Ce diamètre moyen équivalent permet de comprendre le comportement des différents jets annulaires suivant la vitesse U_0 de l'écoulement (figures 2.25, 2.26 et 2.27).

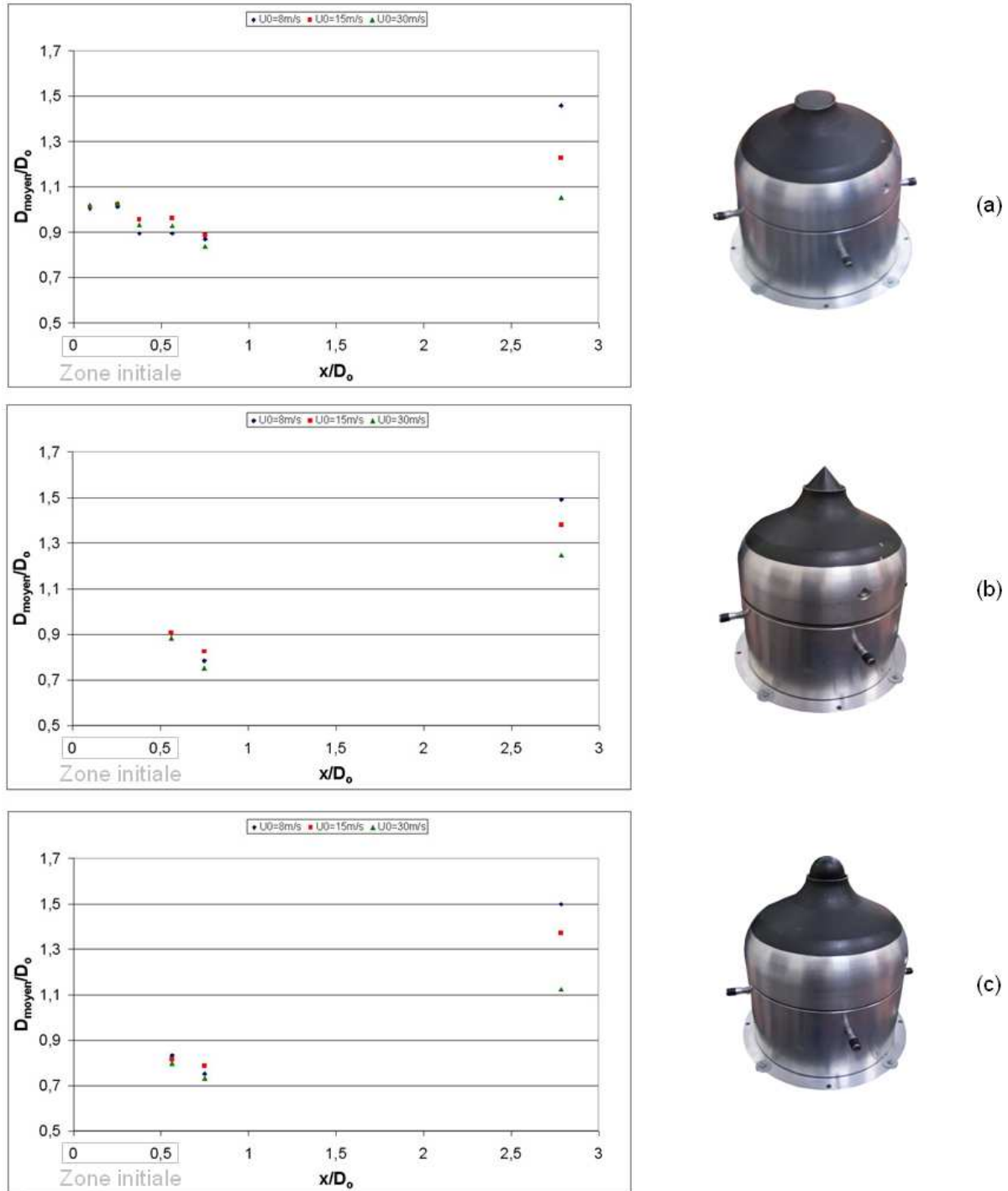


FIGURE 2.25 – Evolution de l'expansion d'un jet annulaire suivant la position x^* : (a) jet annulaire basique, (b) jet annulaire conique et (c) jet annulaire sphéroïdal

Le graphique 2.25 montre un comportement similaire des trois jets annulaires face à un changement de vitesse : plus U_0 est élevée, plus le jet se resserre près de l'axe principal, notamment

dans la zone de jet pleinement développé (en $x = 2.78D_o$). L'étude des vitesses $U_0 = 30m.s^{-1}$ et $U_0 = 8m.s^{-1}$ des graphiques 2.26 et 2.27 permet de souligner le caractère moins dispersif du jet annulaire sphéroïdal au niveau de la fin de la zone de recirculation, au point de stagnation et dans la zone intermédiaire. Cette étude concorde donc avec les premières impressions des descriptions des écoulements.

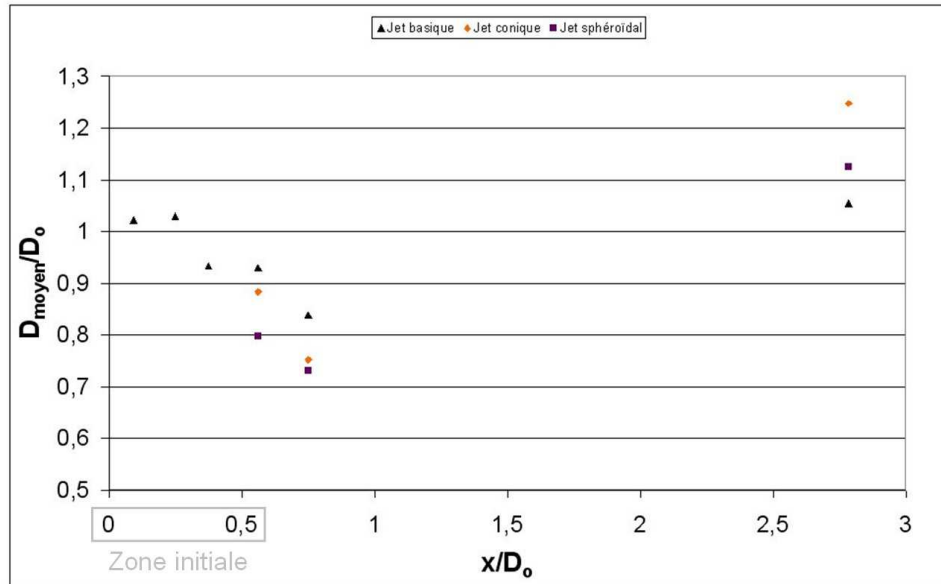


FIGURE 2.26 – Evolution de l'expansion des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal pour $U_0 = 30m.s^{-1}$

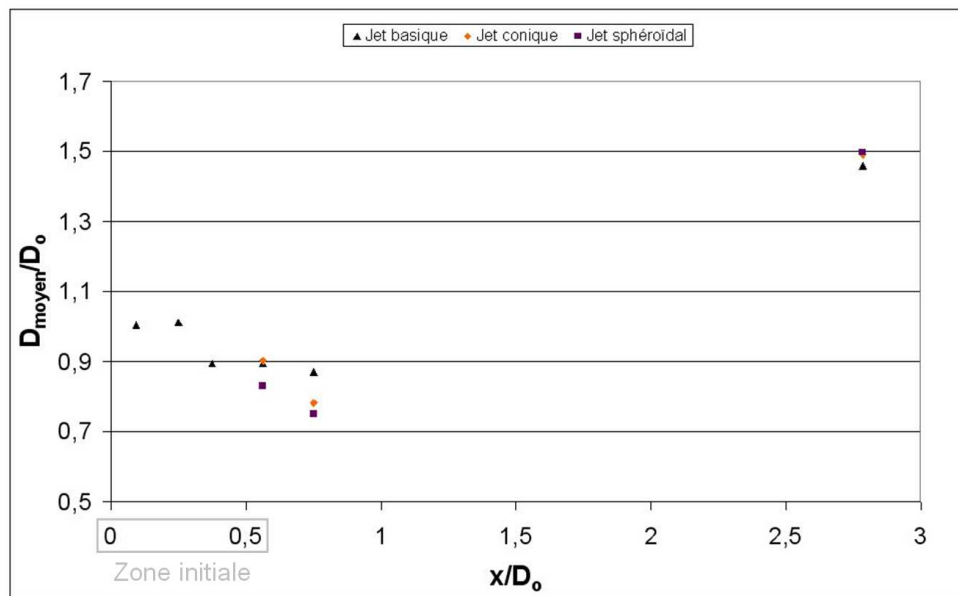


FIGURE 2.27 – Evolution de l'expansion des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal pour $U_0 = 8m.s^{-1}$

Une étude de l'expansion moyenne des écoulements peut aussi être réalisée à partir des images instantanées des jets. Pour chaque configuration, les images sont seuillées. Le niveau de seuil choisi est le même pour un obstacle donné et une vitesse fixée. Ainsi, les structures développées sur le pourtour du jet sont repérées et leur évolution est suivie jusqu'à ce que ces structures à

grande échelle donnent naissance à des structures plus petites. Ces petites structures ne sont donc pas prises en compte dans la détermination du diamètre moyen des écoulements. Les images seuillées permettent d'isoler l'écoulement de l'air environnant, comme dans le cas de l'étude des images moyennes. L'aire des pixels noirs est mesurée. Le diamètre équivalent correspondant à l'aire mesurée est calculé pour chaque image. Le diamètre moyen issu du calcul des 9429 images est alors déterminé pour différentes hauteurs dans les jets annulaires (figures 2.28 et 2.29).

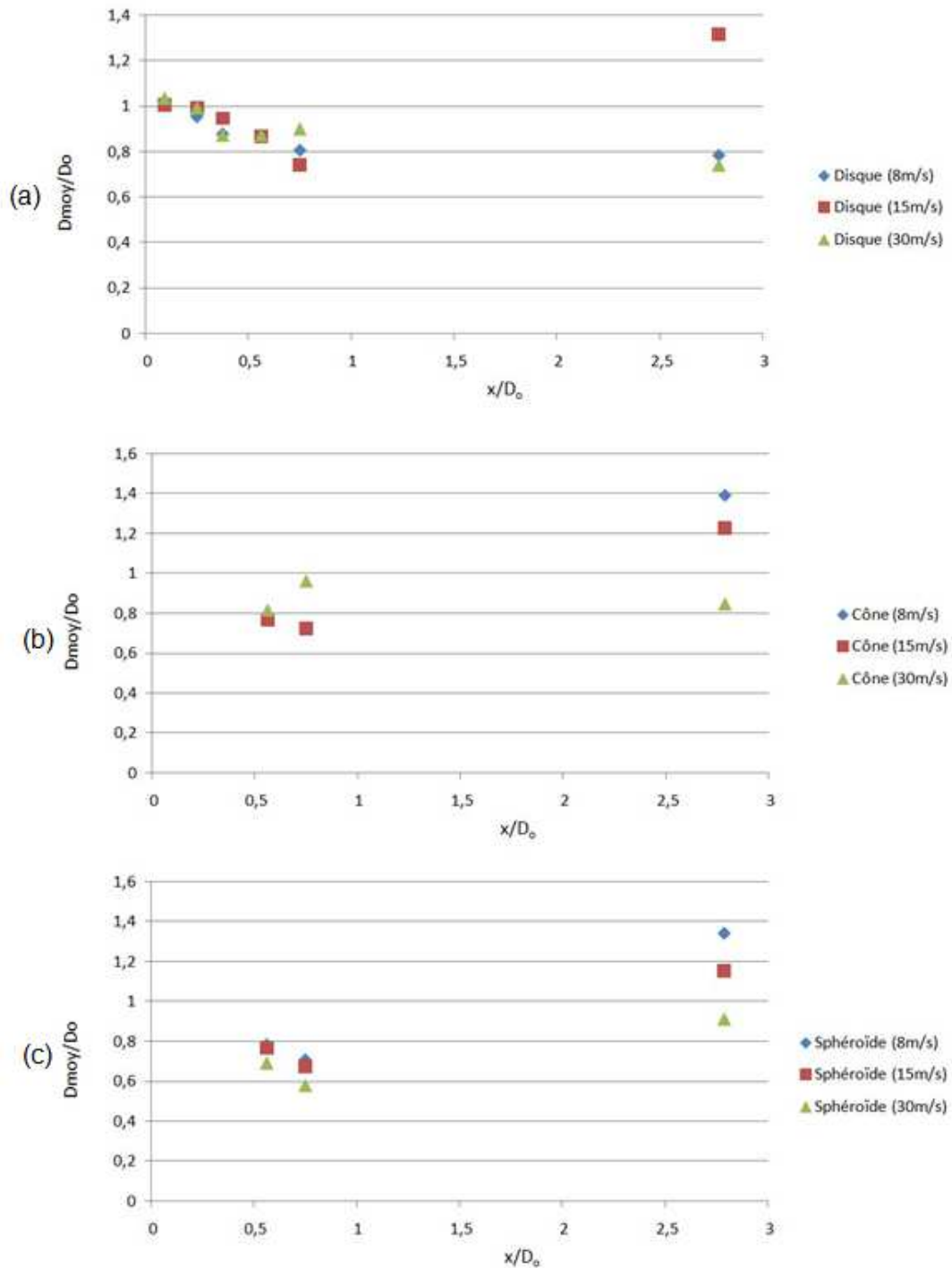


FIGURE 2.28 – Evolution du diamètre moyen des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal

Les résultats obtenus par cette méthode de calcul montrent les mêmes caractéristiques des

jets annulaires décrites plus tôt : à la fin de la zone de recirculation, les jets se resserrent sur l'axe du jet. Lorsque la vitesse de l'écoulement U_0 est plus élevée, le jet semble devenir plus large, surtout dans la zone de jet pleinement développé. De même, le jet annulaire sphéroïdal est plus directif, c'est à dire qu'il s'élargit moins que les jets annulaires conique et sphéroïdal.

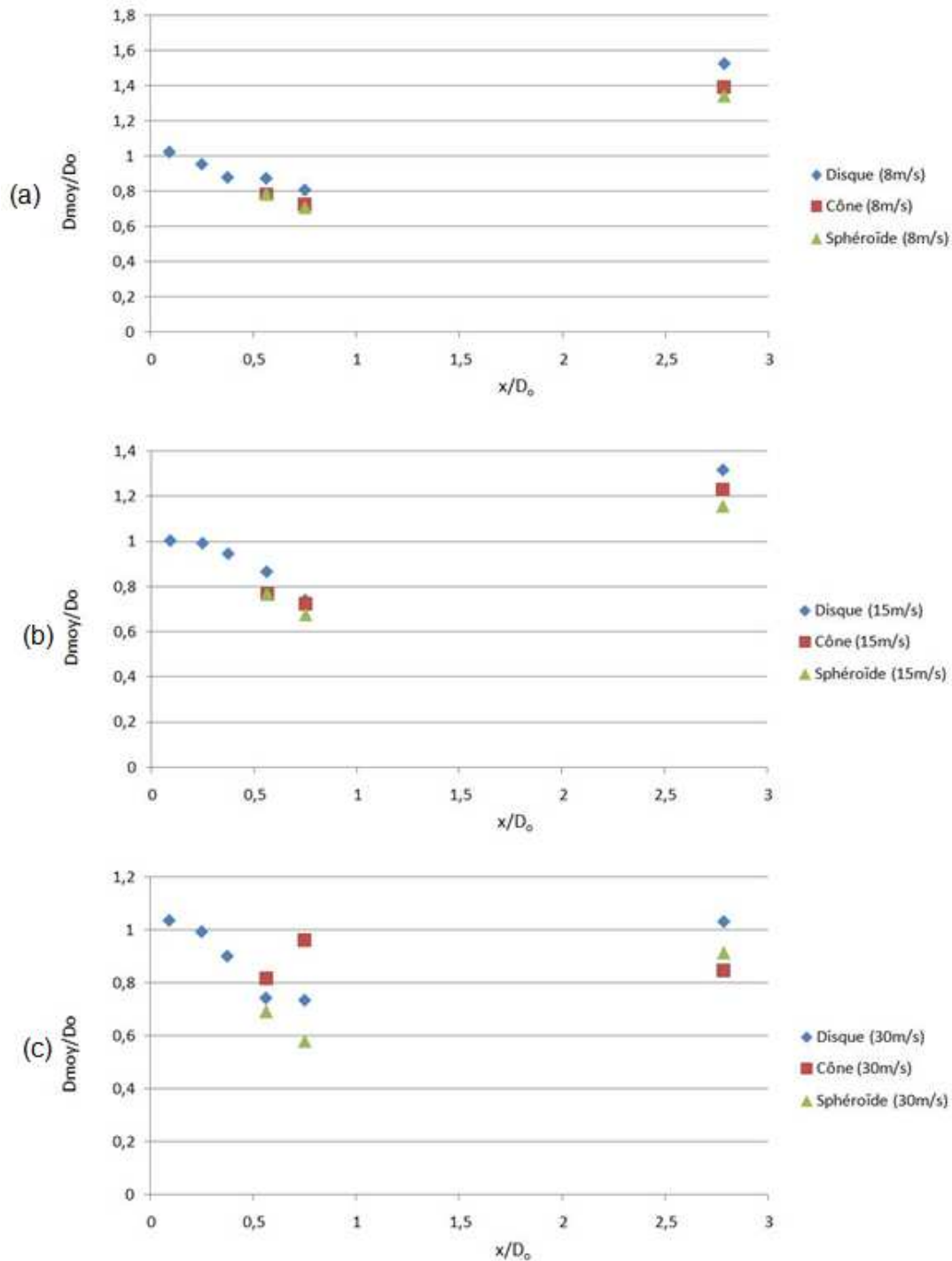


FIGURE 2.29 – Evolution du diamètre moyen des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal pour les vitesses (a) $U_0 = 8 \text{ m.s}^{-1}$, (b) $U_0 = 15 \text{ m.s}^{-1}$ et (c) $U_0 = 30 \text{ m.s}^{-1}$

En comparant les mesures obtenues en calculant le diamètre équivalent à partir des images moyennes et à partir des images instantanées, les résultats obtenus sont très proches. Les plus

gros écarts entre les méthodes sont obtenus pour des distances x^* importantes. Les méthodes de calcul des diamètres équivalents sont limitées par deux paramètres principaux. Le choix du seuillage est déterminant pour cette étude de diamètre. Lorsque les petites structures sont plus nombreuses, le contour de l'écoulement est plus difficile à définir. Plus la vitesse U_0 augmente, plus la détermination du contour est entachée d'erreurs. Le caractère plus ou moins circulaire du jet est aussi déterminant pour la validité du calcul de diamètre équivalent. En effet, si la coupe transversale du jet a une forme plus ellipsoïdale ou si le contour du jet est très déformé par les structures tourbillonnaires, l'obtention du diamètre à partir de l'aire mesurée est faussée. Il faut donc s'assurer que les écoulements étudiés sont assez circulaires pour que les mesures de diamètres soient prises en compte.

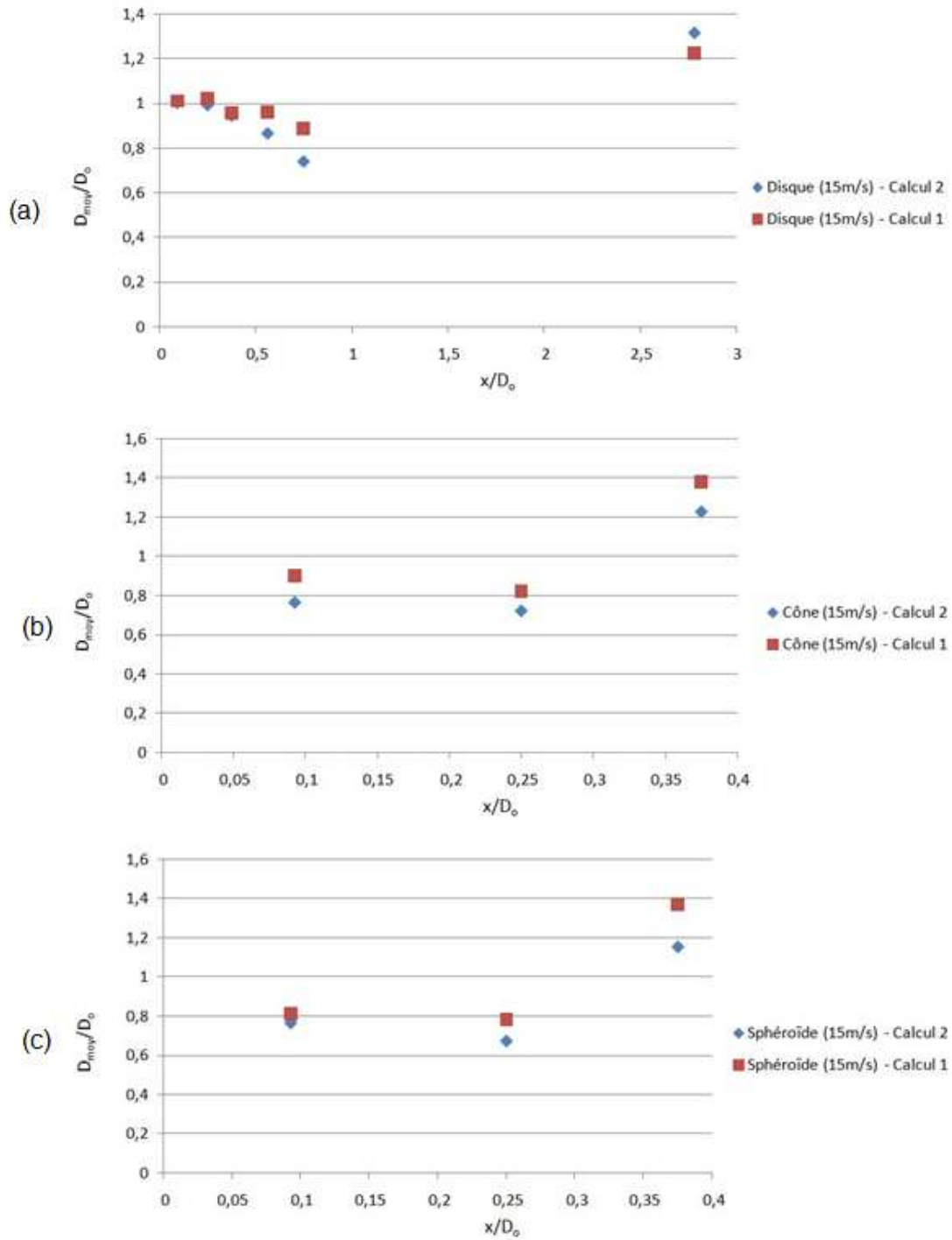


FIGURE 2.30 – Comparaisons des mesures de diamètres moyens des écoulements de jets annulaires basique, conique et sphéroïdal calculées à partir des images moyennes (calcul 1) ou à partir des images instantanées (calcul 2) pour une vitesse $U_0 = 15 \text{ m.s}^{-1}$

2.3.2 Etude de la circularité des jets annulaires

2.3.2.1 Définition de la circularité

La circularité permet de s'assurer que le diamètre équivalent est proche de la réalité. Ce paramètre est défini par la relation :

$$C = 4\pi \frac{S_{objet}}{P^2} \quad (2.2)$$

où P est le périmètre du contour et S_{objet} la surface de l'objet étudié.

C peut être aussi décrit à partir de deux cercles concentriques et coplanaires. La circonférence du cercle intérieur est la plus grande circonférence inscrite dans la surface de l'objet. La circonférence du cercle extérieur est la plus petite circonférence circonscrite dans le profil de l'objet (figure 2.31). La valeur de la circularité est comprise entre $0 \leq C \leq 1$. Lorsque cette valeur est égale à 1, l'objet est circulaire.

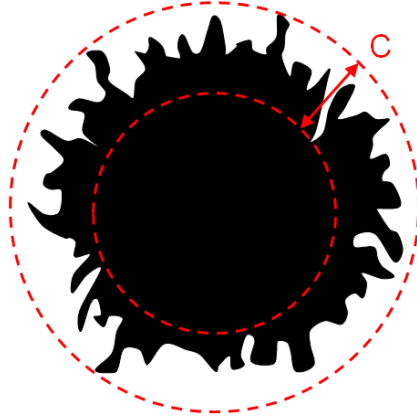


FIGURE 2.31 – Définition de la circularité

La circularité moyenne des écoulements est calculée à partir des 9429 images instantanées. Chaque image est seuillée suivant un protocole analogue à la détermination du diamètre des images instantanées. Le contour des images permet d'obtenir la circularité du jet à différents instants. La moyenne est ensuite déterminée pour mieux comprendre l'évolution des jets et l'influence de la géométrie de l'obstacle central sur ce paramètre.

La figure 2.32 montre l'évolution de la circularité des écoulements en fonction de la vitesse U_0 . Pour le jet annulaire conique, la vitesse n'influe pas sur la circularité. Celle-ci est comprise entre 0 et 0.1. Le jet annulaire conique semble donc être formé de nombreuses structures tourbillonnaires qui déforment la surface. Contrairement à ce que l'on pourrait attendre, lorsque la vitesse U_0 augmente, la circularité augmente, d'autant plus pour le jet annulaire basique et le jet annulaire sphéroïdal. Cette augmentation de circularité est encore plus grande lorsqu'on se situe plus loin de la sortie de la buse, dans la zone de jet pleinement développé. Les structures tourbillonnaires de petites échelles, se développant pour des nombres de Reynolds importants et plus loin en aval de la sortie, à partir de la zone intermédiaire, déforment la surface du jet de manière plus bruitée. Les deux cercles ont des circonférences plus proches. Lorsqu'en revanche, la surface décrite par l'écoulement développe des structures cohérentes de grande échelle, les deux circonférences intérieure et extérieure présentent un écart de rayons plus grand. Cette différence est présentée clairement avec le jet annulaire sphéroïdal (figure 2.32(c)).

En comparant la circularité moyenne des différents jets annulaires (figure 2.33), on remarque que la géométrie de l'obstacle ne modifie que très peu la circularité moyenne de l'écoulement. Il est rare que la circularité dépasse 0.5. Ce paramètre n'est donc pas suffisant pour caractériser

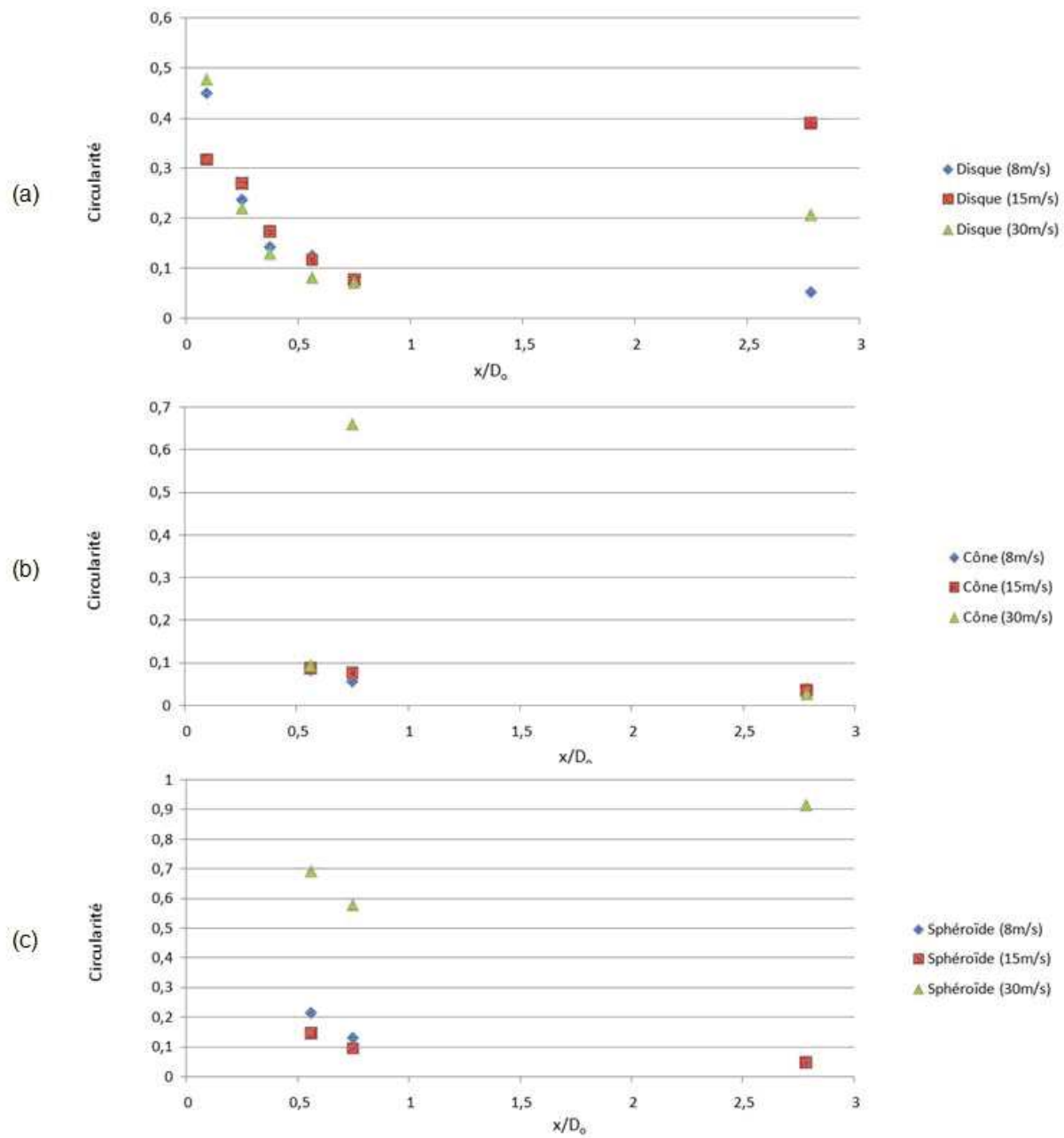


FIGURE 2.32 – Circularité moyenne des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal

les écoulements de jets annulaires.

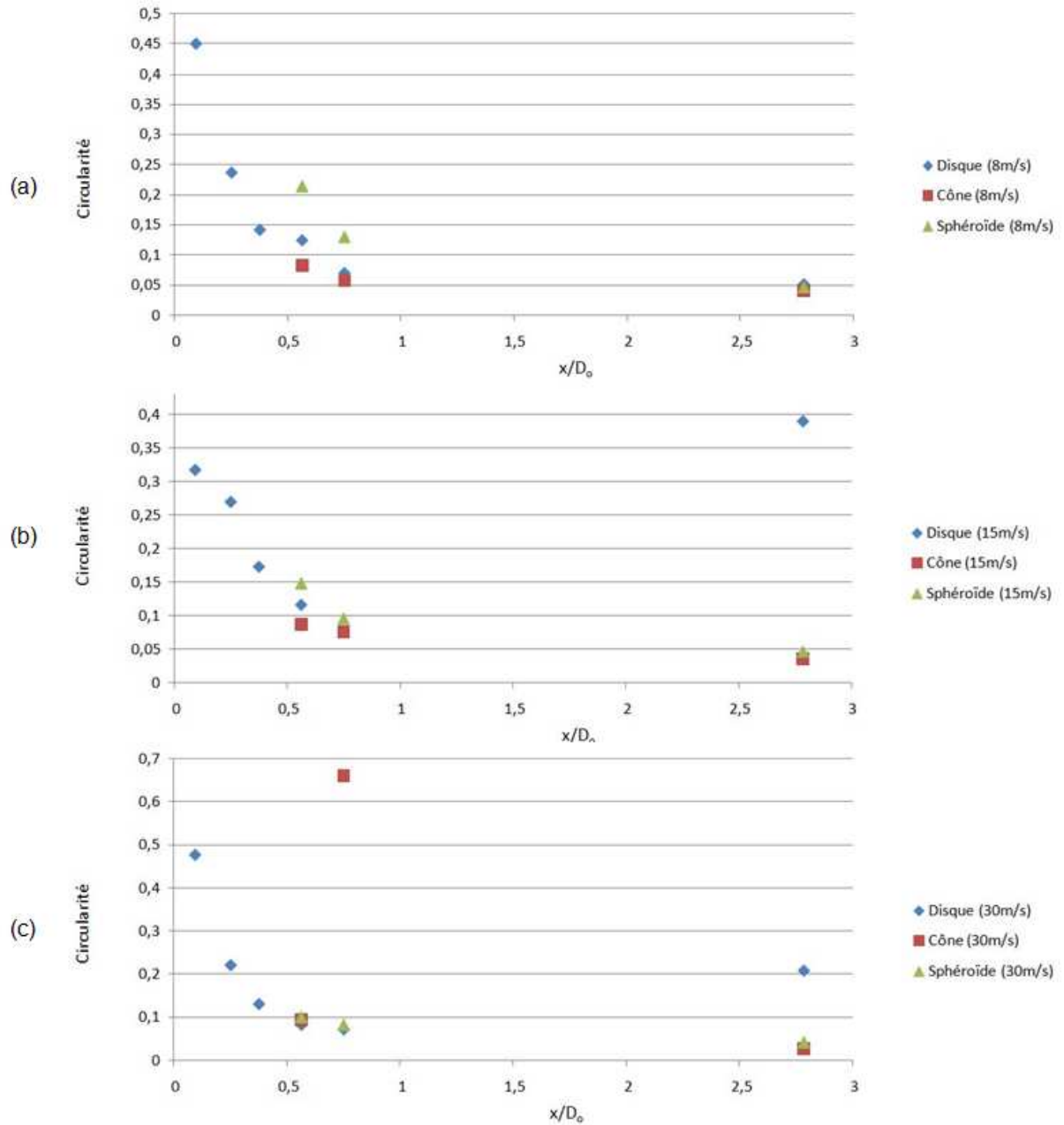


FIGURE 2.33 – Circularité moyenne des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal pour les vitesses (a) $U_0 = 8 \text{ m.s}^{-1}$, (b) $U_0 = 15 \text{ m.s}^{-1}$ et (c) $U_0 = 30 \text{ m.s}^{-1}$

2.3.3 Etude fréquentielle des structures des jets

A chaque hauteur x^* des jets, la coupe transversale de l'écoulement montre l'évolution temporelle des structures tourbillonnaires. Ces structures sont caractérisées par une périodicité temporelle. Puisque ces structures apparaissent et se développent dans l'écoulement, l'aire des coupes transversales des écoulements se déforme en s'élargissant puis en se rétrécissant. Les images de tomographie semblent supposer que ces structures périodiques modifient l'aire des jets de manière périodique. Pour évaluer cette périodicité, les diamètres équivalents des jets annulaires sont étudiés temporellement (figure 2.34).

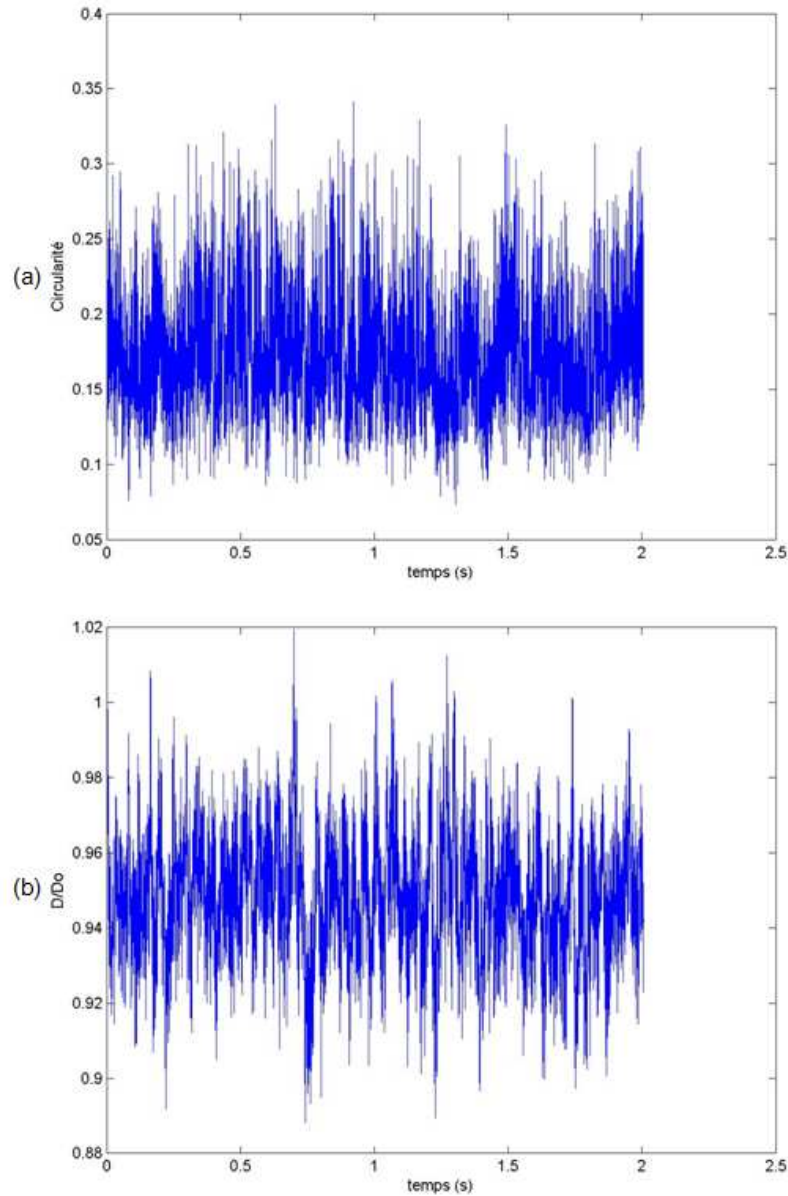


FIGURE 2.34 – Evolution temporelle de (a) la circularité et (b) le diamètre moyen d'un jet annulaire basique à $U_0 = 15m.s^{-1}$ en $x = 0.5D_o$, à la fin de la zone de recirculation

2.3.3.1 Auto-corrélation et densité spectrale d'un signal

L'auto-corrélation est un indicateur de périodicité d'un signal. Pour déterminer si un signal temporel est aléatoire ou déterministe, il faut pouvoir repérer une répétabilité d'un schéma du signal dans le temps. La fonction d'auto-corrélation temporelle $R_x(\tau)$ d'un signal x aléatoire permet de mesurer ce caractère particulier.

La fonction d'auto-corrélation est définie suivant la relation :

$$R_x(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T x(t) x(t + \tau) dt \quad (2.3)$$

Le coefficient d'auto-corrélation temporelle $\rho_x(\tau)$ est alors :

$$\rho_x(\tau) = \frac{R_x(\tau)}{\overline{x^2}} \quad (2.4)$$

Ce coefficient d'auto-corrélation permet de caractériser le signal étudié :

- si $\rho_x(\tau) \approx 1$, alors le signal est fortement corrélé,
- si $\rho_x(\tau) \approx 0$, le signal n'est pas corrélé,
- si $\rho_x(\tau) \approx -1$, les valeurs du signal sont opposées.

Lorsque le signal est périodique, celui-ci admet une série de Fourier sur un intervalle borné T_0 si celui-ci vérifie la relation :

$$\int_0^{T_0} x^2(t) dt < \infty \quad (2.5)$$

En physique, cette condition est donc vérifiée si l'énergie du signal est finie.

L'analyse spectrale permet de connaître les fréquences utilisées dans un signal aléatoire. La densité spectrale est un outil qui détermine les différentes composantes spectrales d'un signal pour en connaître la composition harmonique. Une densité spectrale d'énergie DSE s'exprime en fonction de la transformée de Fourier $X(f)$ du signal $x(t)$:

$$DSE = X(f) X^*(f) \quad (2.6)$$

La densité spectrale ne peut se calculer que dans le cas où le signal $x(t)$ est de carré sommable. Or, les mesures expérimentales ne permettent d'avoir un accès à un processus qu'à travers un échantillon fini de données du signal x . La transformée $X(f)$ n'est alors pas définie au sens des fonctions mais au sens des distributions et rend l'énergie du système infinie. Dans le cas de ces mesures, il faut donc utiliser la densité spectrale de puissance DSP qui est calculée comme le carré du module de la transformée de Fourier divisée par le temps d'intégration T :

$$DSP = \frac{X(f) X^*(f)}{T} \quad (2.7)$$

Le théorème de Wiener-Khintchine permet de dire que la densité spectrale de puissance S_x d'un signal x , aléatoire, stationnaire, qui possède une fonction d'auto-corrélation, est la transformée de Fourier de cette fonction d'auto-corrélation :

$$S_x = \mathcal{F}[R_x] \mathcal{F}^*[R_x] = |\mathcal{F}[R_x]|^2 \quad (2.8)$$

où $\mathcal{F}[R_x]$ désigne la transformée de Fourier de l'auto-corrélation du signal $x(t)$ et $\mathcal{F}^*[R_x]$ sa transformée inverse de Fourier.

En analysant les spectres de fréquences ainsi obtenus, il devient possible de repérer les pics de fréquence correspondant à des phénomènes à caractère périodique, comme l'apparition ou le développement de structures de Kelvin-Helmholtz dans la zone de mélange externe par exemple.

2.3.3.2 Etude spectrale des jets annulaires

Les signaux d'évolution temporelle du diamètre équivalent de l'écoulement dans tous les cas envisagés (comme le cas de la figure 2.34(b)) sont alors soumis à un calcul d'auto-corrélation qui est ensuite utilisé pour déterminer la densité spectrale de ces signaux. Cette opération permet d'obtenir des spectres comme celui présenté à la figure 2.36 pour le jet annulaire basique à la vitesse $U_0 = 15 m.s^{-1}$ en fin de zone de recirculation ($x = 0.5D_o$). Les pics d'amplitude de la densité spectrale sont repérés et répertoriés dans chaque cas pour déterminer la fréquence principale des phénomènes mis en jeu à chaque hauteur dans l'écoulement.

Les graphiques des figures 2.36 et 2.37 montrent l'évolution des fréquences assimilées à l'évolution des diamètres équivalents des écoulements.

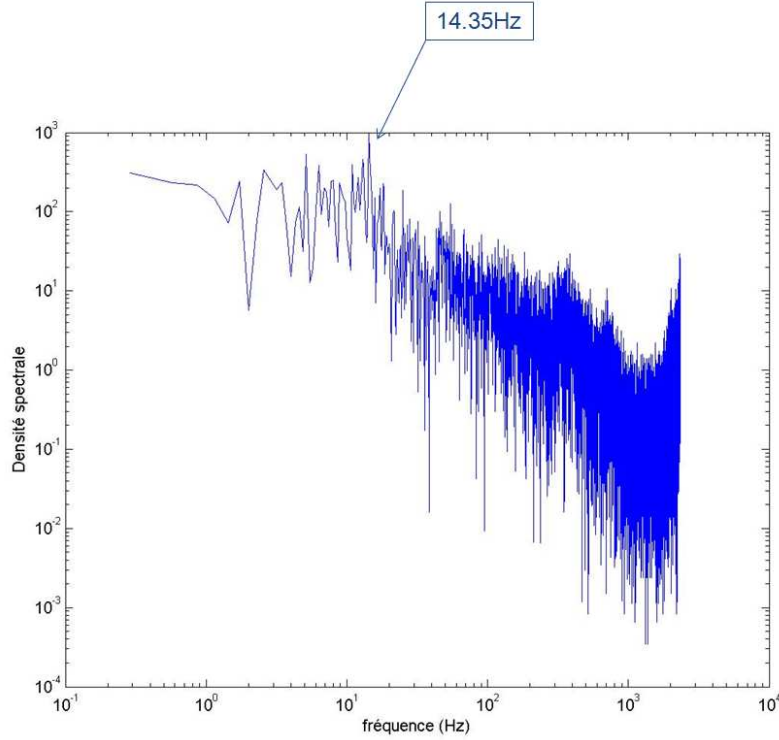


FIGURE 2.35 – Densité spectrale du diamètre moyen d'un écoulement de jet annulaire basique à $U_0 = 15 \text{ m.s}^{-1}$ en $x = 0.5D_o$, à la fin de la zone de recirculation

Le comportement du jet annulaire basique (figure 2.36(a)) montre que pour les hauteurs $H1$ et $H2$ (respectivement $x = 0.09D_o$ et $x = 0.25D_o$) situées dans la première moitié de la zone de recirculation, en proche aval du disque central, plus la vitesse U_0 augmente et plus le nombre de Strouhal St_{D_i} , basé sur le diamètre interne D_i diminue ($St_{D_i} = \frac{D_i f}{U_0}$). Pour ces deux hauteurs, les nombres de Strouhal St_{D_i} restent pratiquement constants pour une vitesse donnée. En effet, dans cette zone, les instabilités se développent et les structures de Kelvin-Helmholtz commencent à apparaître mais les appariements ne se font que plus en aval dans l'écoulement.

A partir de $x = 0.375D_o$ (en $H3$), les structures de Kelvin-Helmholtz se sont développées et commencent à s'apparier. Les nombres de Strouhal, et donc les fréquences augmentent alors pour $U_0 = 8 \text{ m.s}^{-1}$. En revanche, pour les vitesses plus élevées, les observations précédentes ont montré que les appariements ont lieu plus loin de la sortie de la buse. De plus, les écoulements de vitesses élevées présentent de nombreuses structures de petites échelles à partir de cette position dans l'écoulement. Elles présentent alors un défaut important pour ces mesures : le calcul du diamètre équivalent est moins fiable et les spectres obtenus sont alors plus bruités. L'analyse de ces mesures devient alors plus délicate. Néanmoins, on remarque qu'en $H4$ (à $x = 0.5D_o$, à la fin de la zone de recirculation) les fréquences augmentent par rapport aux hauteurs $H1$ et $H2$: si on prend le cas de $U_0 = 15 \text{ m.s}^{-1}$ comme exemple, on s'aperçoit que le nombre de Strouhal St_{D_i} en début de zone de recirculation est de 0.046 (pour une fréquence de 14.35 Hz) alors qu'il est presque doublé à la fin de la zone de recirculation où St_{D_i} (pour une fréquence de 33 Hz) est alors de 0.056. Les tourbillons de Kelvin-Helmholtz se sont appariés, l'aire de la coupe transversale du jet varie alors de manière plus significative au passage des tourbillons appariés.

Pour les hauteurs situées plus en aval, dans la zone intermédiaire ($H5$ pour $x = 0.75D_o$) et dans la zone de jet pleinement développé ($H6$ pour $x = 2.78D_o$), les signaux sont bien plus bruités. L'étude précédente des diamètres équivalents a montré que les mesures des aires des jets à cette position est plus difficile et moins fiable. L'interprétation de ces données est donc à nuancer.

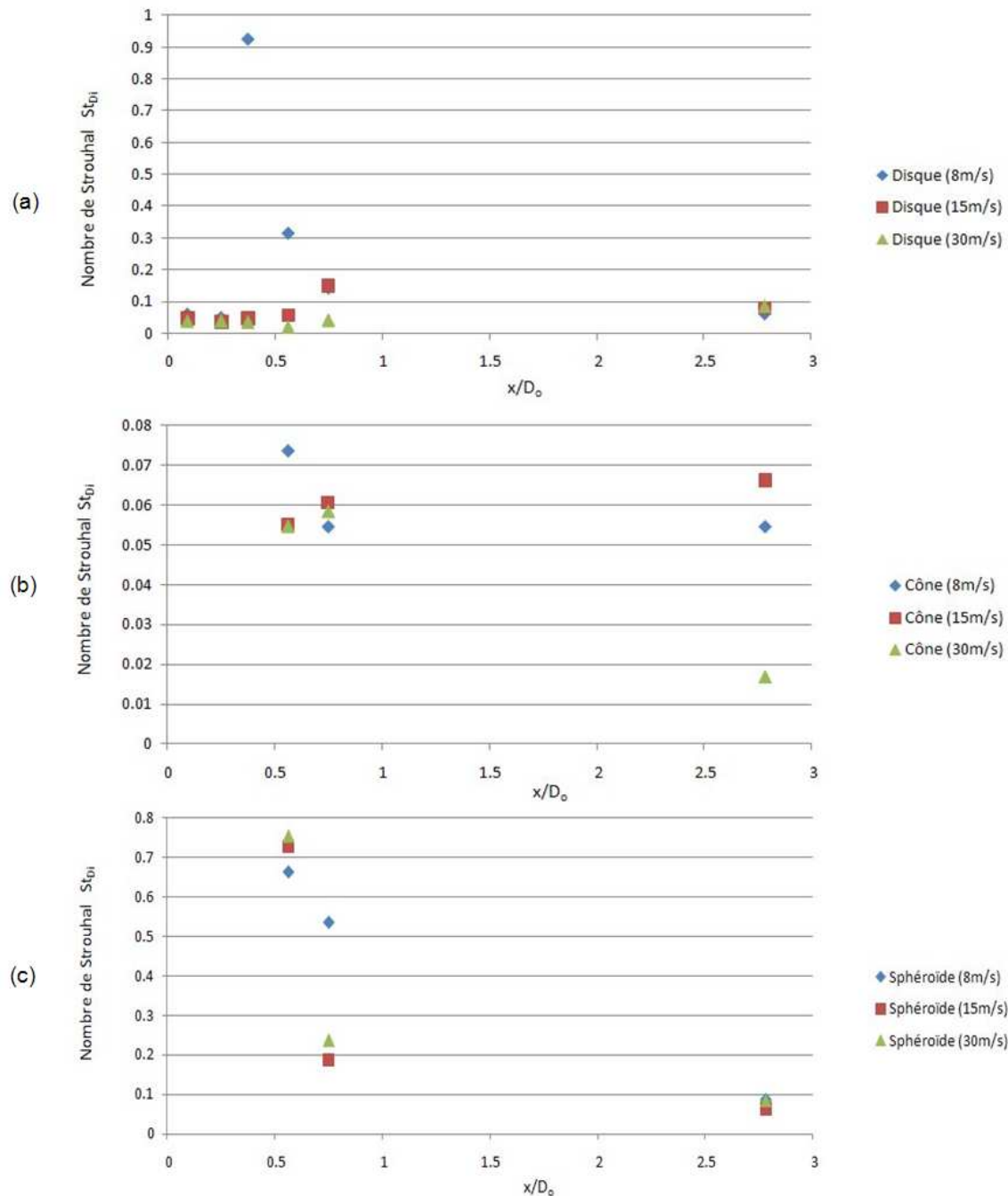


FIGURE 2.36 – Nombres de Strouhal St_{D_i} associés aux fréquences mesurées à partir de l'évolution de l'expansion des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal

L'observation des jets annulaires conique et sphéroïdal (figure 2.36(b) et (c)) permet de montrer que le nombre de Strouhal St_{D_i} varie avec la vitesse U_0 . Le jet annulaire sphéroïdal présente par exemple un nombre de Strouhal de 0.66 à $U_0 = 8m.s^{-1}$ et de 0.75 pour $U_0 = 30m.s^{-1}$ en fin de zone de recirculation, à $x = 0.5D_o$. De même que pour le jet annulaire

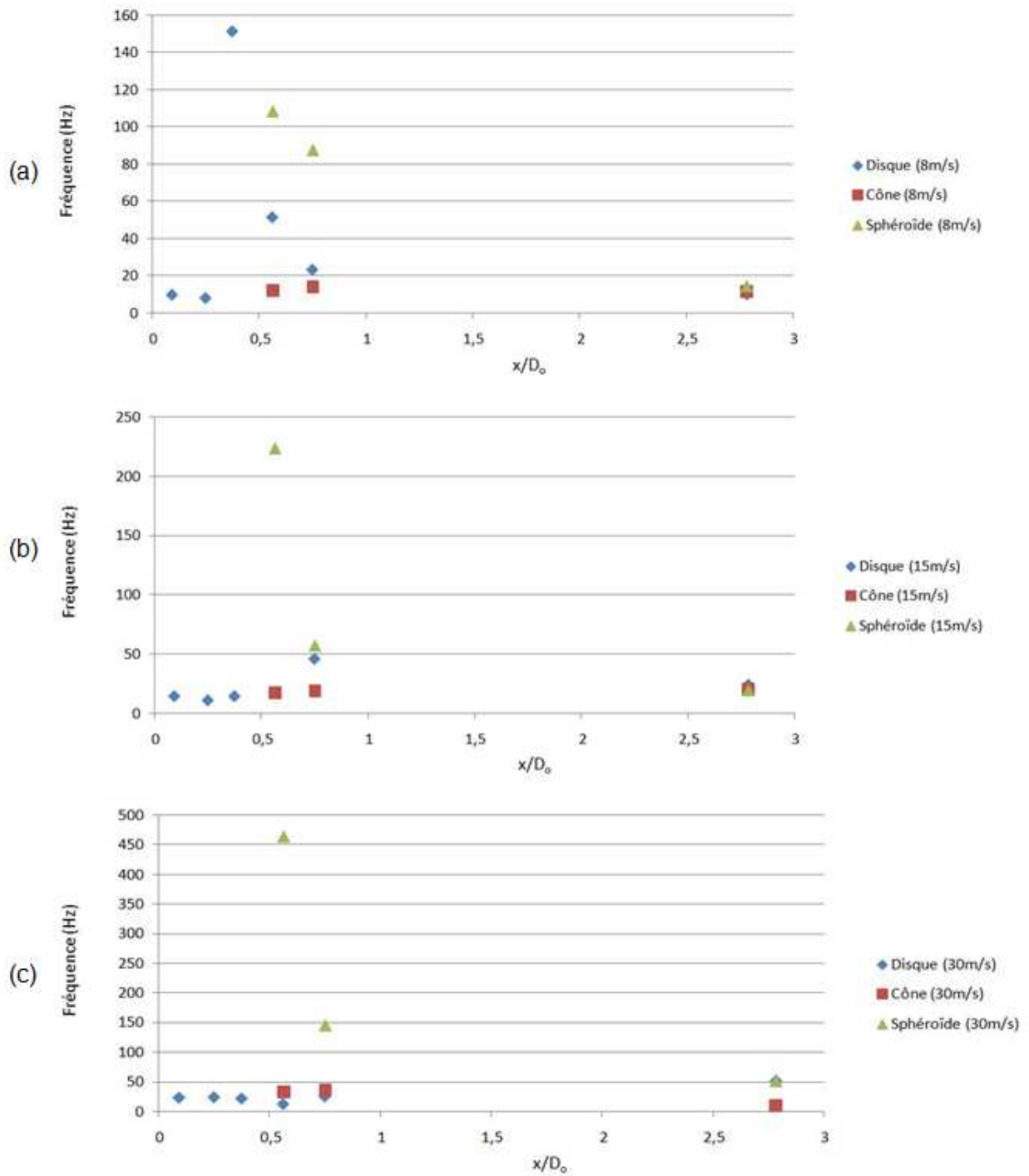


FIGURE 2.37 – Fréquences mesurées à partir de l'évolution de l'expansion des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal pour les vitesses (a) $U_0 = 8 \text{ m.s}^{-1}$, (b) $U_0 = 15 \text{ m.s}^{-1}$ et (c) $U_0 = 30 \text{ m.s}^{-1}$

basique, les mesures données en $H6$, dans la zone de jet pleinement développé sont trop bruitées pour donner lieu à une interprétation fiable.

En comparant les différents obstacles pour chaque vitesse U_0 (figure 2.37), le sphéroïde induit des fréquences plus élevées à la fin de la zone de recirculation et dans la zone intermédiaire alors que les jets annulaires conique et basique ont des réponses fréquentielles similaires pour

une vitesse U_0 donnée.

Les nombres de Reynolds étudiés ici sont très élevés. Les jets annulaires ont donc des niveaux de turbulence élevés et les petites structures sont nombreuses. Il est difficile de définir parfaitement le contour de l'écoulement à différentes hauteurs du jet. La méthode de mesure des diamètres équivalents et des fréquences associées à l'évolution temporelle de ceux-ci ne peut être utilisée qu'en tant qu'indicateur pour donner des pistes de réflexion et pour envisager des mesures complémentaires plus fiables. L'interprétation de ces mesures est donc délicate et ne se suffit pas à elle-même. Sans mesures plus approfondies, ces remarques peuvent être totalement invalidées.

Chapitre 3

Etude aérodynamique des écoulements en contrôle passif

Une autre discussion globale d'un écoulement de jet annulaire peut se construire autour de l'étude de l'évolution des vitesses dans le jet, de l'importance des fluctuations et donc des intensités de turbulence localisées dans différentes zones de l'écoulement. Les mesures de vitesses peuvent ensuite mener à une étude plus détaillée des structures de l'écoulement à travers la vorticité ou l'estimation des contraintes de cisaillement et d'étirement.

Ce chapitre basé sur des mesures de Vélocimétrie par Images de particules (P.I.V.) et d'Anémométrie Doppler Laser (A.D.L.) suit donc un cheminement construit à partir de l'étude des vitesses jusqu'à l'identification des mécanismes sources permettant d'expliquer l'évolution aérodynamique des écoulements de jets annulaires basique, conique et sphéroïdal.

Mesures P.I.V.

Comme dans le cas de la tomographie rapide, les mesures de P.I.V. sont réalisées à partir d'un écoulement ensemencé en particules d'huile d'olive éclairé par une nappe laser. La nappe laser, dans le cas de ces mesures, éclaire un plan longitudinal, passant par le centre de la buse, situé en sortie de buse. L'écoulement est ainsi étudié dans la zone initiale et dans une partie de la zone intermédiaire (de $x^* = 0$ à $x^* \approx 2$). La totalité de l'écoulement est visible dans le cas d'un jet annulaire basique. En revanche, les obstacles opaques de géométrie sphéroïdale et conique coupent la nappe laser et empêchent de visualiser la totalité de la zone initiale de l'écoulement, comme dans le cas de l'étude par visualisations de l'écoulement (section 2.1.2, page 100). Les jets annulaires conique et sphéroïdal ne seront alors décrits que par des demi-champs de vitesses. Les écoulements des trois types de jets annulaires envisagés pour le contrôle passif sont étudiés pour les différents nombres de Reynolds Re_{D_o} de valeurs 28 800, 53 900 et 107 800, correspondant respectivement    $U_0 = 8m.s^{-1}$, $U_0 = 15m.s^{-1}$ et $U_0 = 30m.s^{-1}$. Pour chaque vitesse, 1 000 paires d'images sont enregistrées. Les images de chaque doublet sont séparées de $10\mu s$. La zone d'étude est de dimensions $(65mm \times 65mm)$, pour des mailles de calcul de $(32 \times 32) pixels$ avec un recouvrement de 50%. Le montage expérimental pour ces mesures de P.I.V. est présenté sur la figure 3.1.

Mesures A.D.L.

Les mesures d'A.D.L. utilisent deux dispositifs différents : le premier dispositif expérimental permet une étude bidimensionnelle des vitesses des écoulements et le second complète les

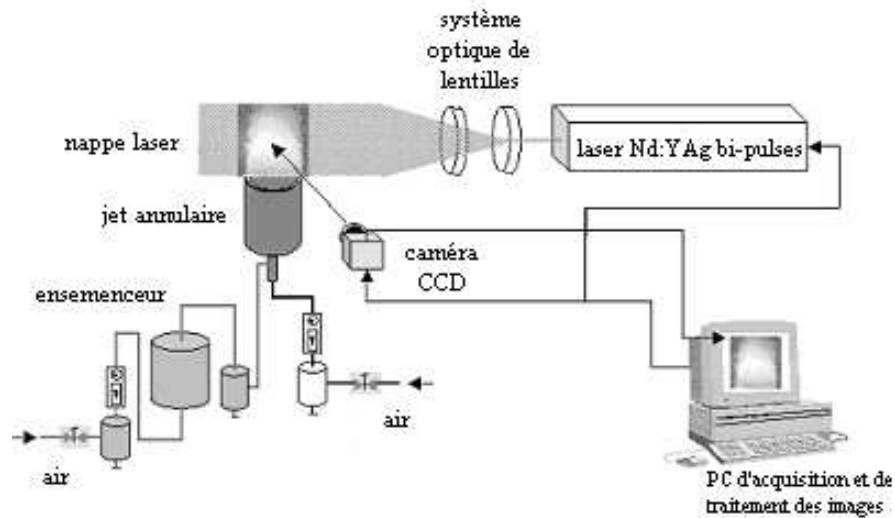


FIGURE 3.1 – Schéma du dispositif expérimental des mesures de P.I.V. utilisé pour l'étude du contrôle passif

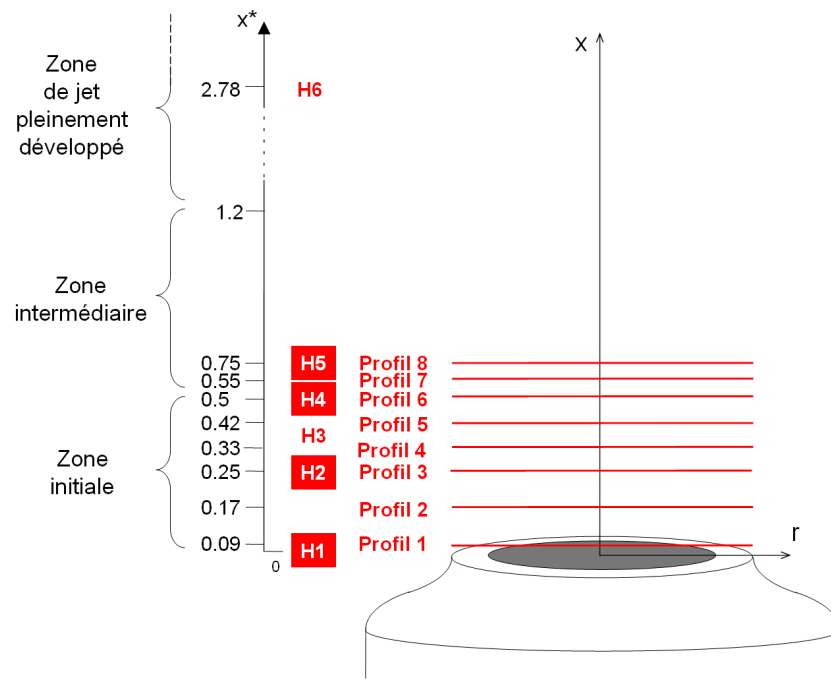


FIGURE 3.2 – Profils de vitesses mesurés par A.D.L. 2D

informations obtenues avec ce système en précisant le comportement tridimensionnel des jets.

A.D.L. 2D : Le dispositif expérimental d'AD.L. 2D permet un accès aux valeurs de la vitesse d'un écoulement ensemencé en particules d'huile d'olive sur des profils passant par le centre de la buse, tracés à différentes positions x^* du jet. La figure 3.2 schématise les profils de vitesses enregistrés pour les jets annulaires basique, conique et sphéroïdal avec les vitesses $U_0 = 8m.s^{-1}$, $U_0 = 15m.s^{-1}$ et $U_0 = 30m.s^{-1}$. La zone d'étude se limite dans ce cas à la zone initiale et au début de la zone intermédiaire des écoulements. Les hauteurs $H1$, $H2$, $H4$ et $H5$, déjà étudiées par tomographie rapide en plans transversaux, sont encore observées par A.D.L. 2D. Les profils étudiés sont maillés tous les millimètres par 79 points de mesure dans l'intervalle

$-0.67 \leq y^* \leq 0.67$ (l'origine du repère étant placé en $y^* = 0$) et espacés tous les deux millimètres pour les intervalles $-0.84 \leq y^* \leq -0.67$ et $0.67 \leq y^* \leq 0.84$ définissant la couronne extérieure des écoulements. Les maillages sont les mêmes pour toutes les géométries d'obstacles centraux utilisées. Pour faciliter les mesures, un ensemencement extérieur issu d'un générateur de fumée permet d'étudier les jets loin de l'axe central du jet.

A.D.L. 3D : Les mesures d'A.D.L. 3D sont réalisées pour les hauteurs $H1$, $H2$, $H4$ et $H5$ correspondant à différentes positions axiales des zones initiale et intermédiaire des écoulements. Pour chacune de ces hauteurs, 8 profils de vitesses sont tracés. Chacun de ces profils passe par le centre de la buse. L'angle θ définissant les repères des profils varie de 0 à $\frac{5\pi}{6}$ (figure 3.3). Le maillage de chaque profil est basé sur un ensemble de 33 points espacés de $3mm$ dans l'intervalle $-0.43 \leq r^* \leq 0.43$ puis resserrés autour de l'anneau de sortie de l'écoulement. Les points sont espacés de $0.5mm$ entre $r^* = 0.43$ et $r^* = 0.50$. Enfin, un ensemencement extérieur permet de prolonger l'étude à la couronne extérieure située entre $r^* = 0.50$ et $r^* = 0.65$. Les maillages des profils sont identiques, quel que soit l'obstacle central étudié et la hauteur axiale de l'écoulement envisagée. Les écoulements de jets annulaires ne sont étudiés en A.D.L. 3D qu'à la vitesse en sortie de buse $U_0 = 30m.s^{-1}$ (soit $Re_{D_o} = 107\ 800$).

Lorsque l'obstacle central a une forme géométrique conique ou sphéroïdale, seule la hauteur $H5$ est mesurée. En effet, l'obstacle opaque coupe les faisceaux laser et empêche la mesure. Cet inconvénient n'existait pas dans le cas 2D puisqu'une seule sonde d'émission et de réception était utilisée.

3.1 Observations issues des mesures de vitesses des écoulements

L'information la plus facile à obtenir d'un écoulement turbulent est la mesure de vitesses. C'est de cette première étape que les caractéristiques de l'écoulement pourront être déduites et observées plus en détails.

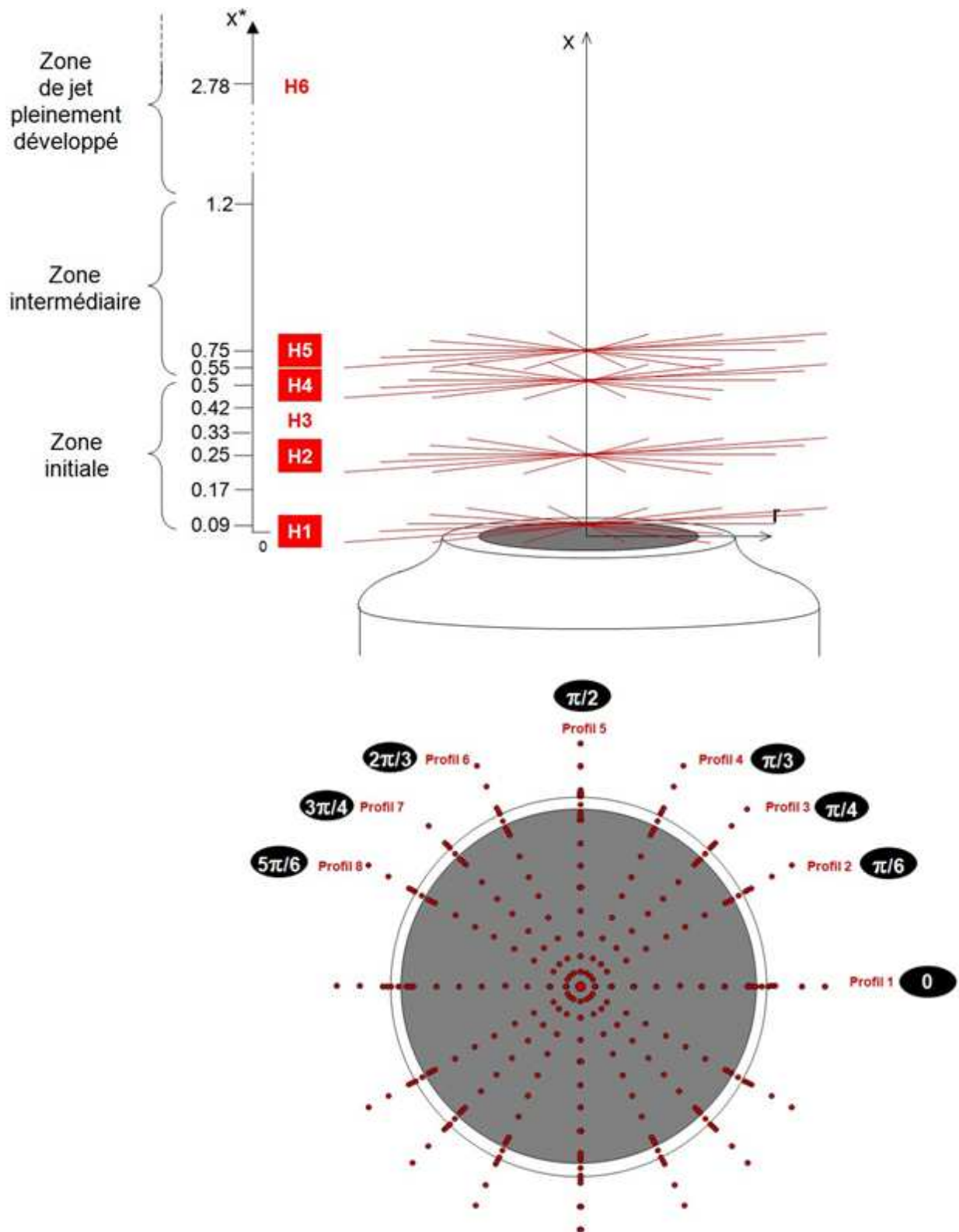


FIGURE 3.3 – Profils de vitesses mesurés par A.D.L. 3D

3.1.1 Champs de vitesses longitudinaux

La figure 3.4 montre des champs de vitesses bidimensionnels d'un écoulement de jet annulaire basique obtenus par mesures P.I.V. pour $U_0 = 30 m.s^{-1}$. Le champ de vitesses moyen

(d) de cette figure permet de souligner l'importance de la zone de recirculation dans la zone initiale de l'écoulement. A la fin de cette zone de recirculation se situe une zone où les vitesses sont nulles sur le champ moyen. Cette zone localise le point de stagnation pour lequel la vitesse longitudinale est nulle et la vitesse transversale est nulle en moyenne. Les champs instantanés (a) à (c) montrent la déformation de la zone de recirculation au cours du temps. Le tourbillon torique de la zone de recirculation ne laisse apercevoir que deux tourbillons lorsque l'écoulement est étudié en coupe longitudinale. Ces deux tourbillons voient leur taille varier alternativement. La position du point de stagnation fluctue alors au cours du temps, selon l'équilibre obtenu entre les deux tourbillons formant la zone de recirculation. La zone des plus fortes vitesses est délimitée dans le coeur potentiel où la vitesse est supérieure à 97% de la vitesse en sortie de buse U_0 . La longueur du coeur potentiel l_{cp} d'un jet annulaire basique est de $3.5e$.

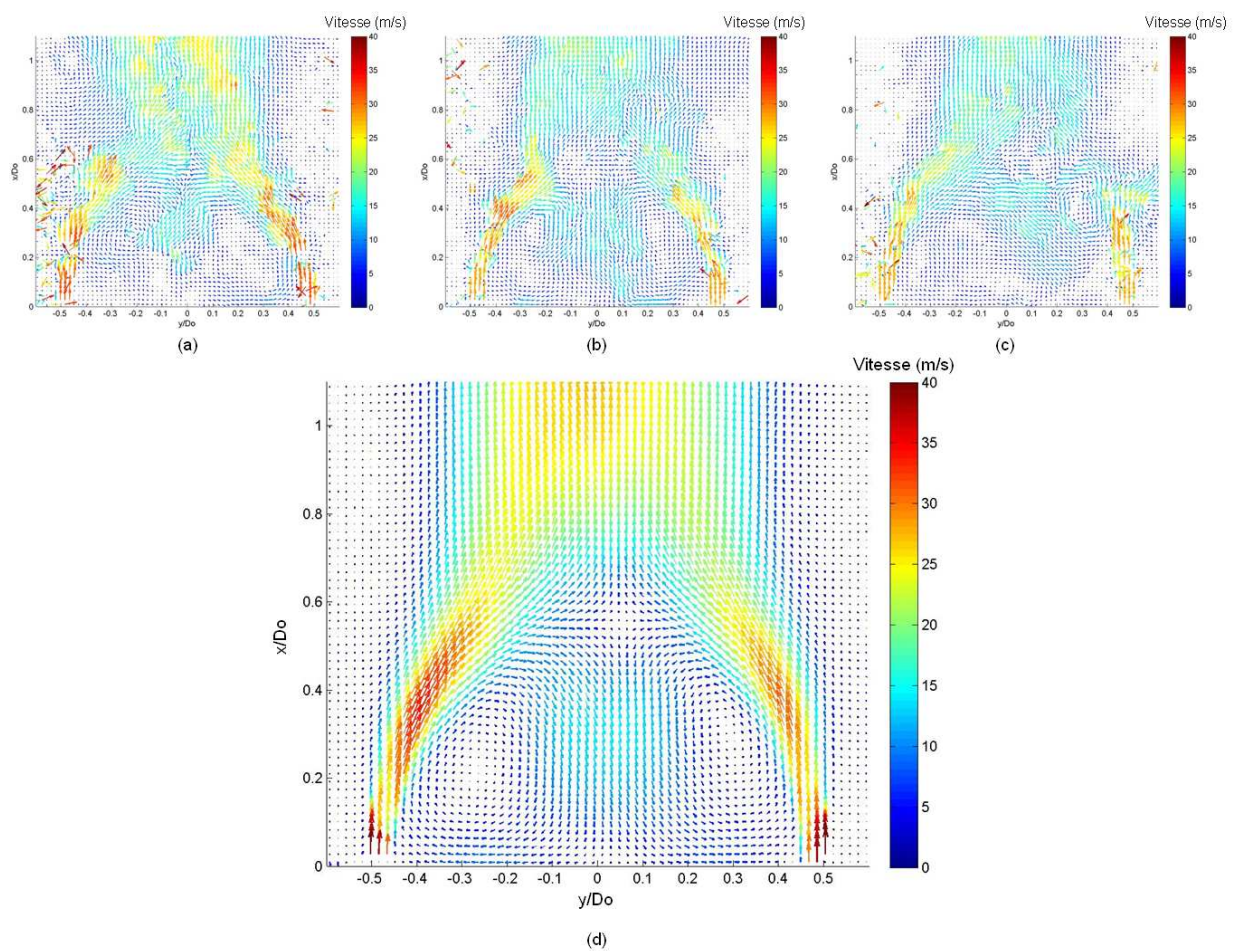


FIGURE 3.4 – Champs de vitesses d'un jet annulaire basique pour $U_0 = 30m.s^{-1}$: (a) à (c) champs instantanés et (d) champ moyen.

Ces champs de vitesses sont ensuite comparés à ceux obtenus lors de l'étude d'un jet annulaire conique (figure 3.5). Tous les champs de vitesses présentés ici ont des vitesses U_0 égales à $30m.s^{-1}$. Le champ moyen (d) des vitesses montre dans cette configuration aussi la naissance d'une zone de recirculation sur les côtés du cône. Ce tourbillon torique voit également sa taille varier dans le temps et induit alors un mouvement transversal autour de l'axe central, comme le suggèrent les champs instantanés (a) à (c). La zone de recirculation déstabilise

l'écoulement dans la zone initiale des jets annulaires conique et basique. La longueur du coeur potentiel d'un jet d'obstacle central conique est de $3.4e$. Cette valeur reste du même ordre que pour le jet annulaire basique. Ici, le point de stagnation n'est pas visible car l'étude ne peut porter que sur des demi-champs en raison de l'opacité de l'obstacle utilisé.

Le jet annulaire sphéroïdal observé à partir des champs de vitesses de la figure 3.6 ne présente plus de zone de recirculation dans la zone initiale (d'après la lecture du champ de vitesses moyen (d)). Le jet épouse la paroi de l'obstacle jusqu'au point de décollement. Le jet sphéroïdal semble garder des vitesses élevées plus loin dans l'écoulement que les deux autres géométries décrites précédemment. La longueur du coeur potentiel confirme ce sentiment puisque l_{cp} est égal à $6e$ dans le cas du sphéroïde. La morphologie de l'écoulement est donc très modifiée avec cet obstacle central. Il est possible de distinguer une zone de très faibles vitesses sur le sommet du sphéroïde (en aval de l'obstacle, sur l'axe du jet). On se rapproche du comportement d'une zone de sillage proche d'une sphère. Le cas décrit pour le jet annulaire sphéroïdal semble correspondre à un cas de sillage de sphère en régime supercritique, où le point de séparation se trouve en aval de la sphère (section 1.3.2, page 20). Les images de tomographie laissaient penser qu'un jet annulaire sphéroïdal pouvait diminuer l'expansion de l'écoulement. Or, les champs de vitesses présentés ici ne permettent pas de se prononcer sur ce critère. Tracer des profils de vitesses par A.D.L. nous permettra par la suite d'aller plus en avant dans cette réflexion.

La figure 3.7 présente l'évolution de chaque écoulement pour un jet annulaire basique, ou sphéroïdal ou conique en fonction de la vitesse en sortie de buse U_0 . Les champs de vitesses moyens ne semblent pas changer en fonction de la vitesse, sauf dans le cas du jet annulaire sphéroïdal où la zone de sillage délimitée par le point de séparation situé sur la surface de l'obstacle, en amont de la fin de l'obstacle, semble réduite lorsque la vitesse U_0 augmente. Ce phénomène confirme l'analogie avec le sillage d'une sphère. Lorsque la couche limite de sillage est turbulente, elle devient moins étendue et rend l'écoulement plus stable. Plus la vitesse U_0 augmente, plus la couche limite sera diminuée. Les jets annulaires conique et sphéroïdal ne présentent pas de différences notables de comportement de l'écoulement en fonction de la vitesse en sortie de buse.

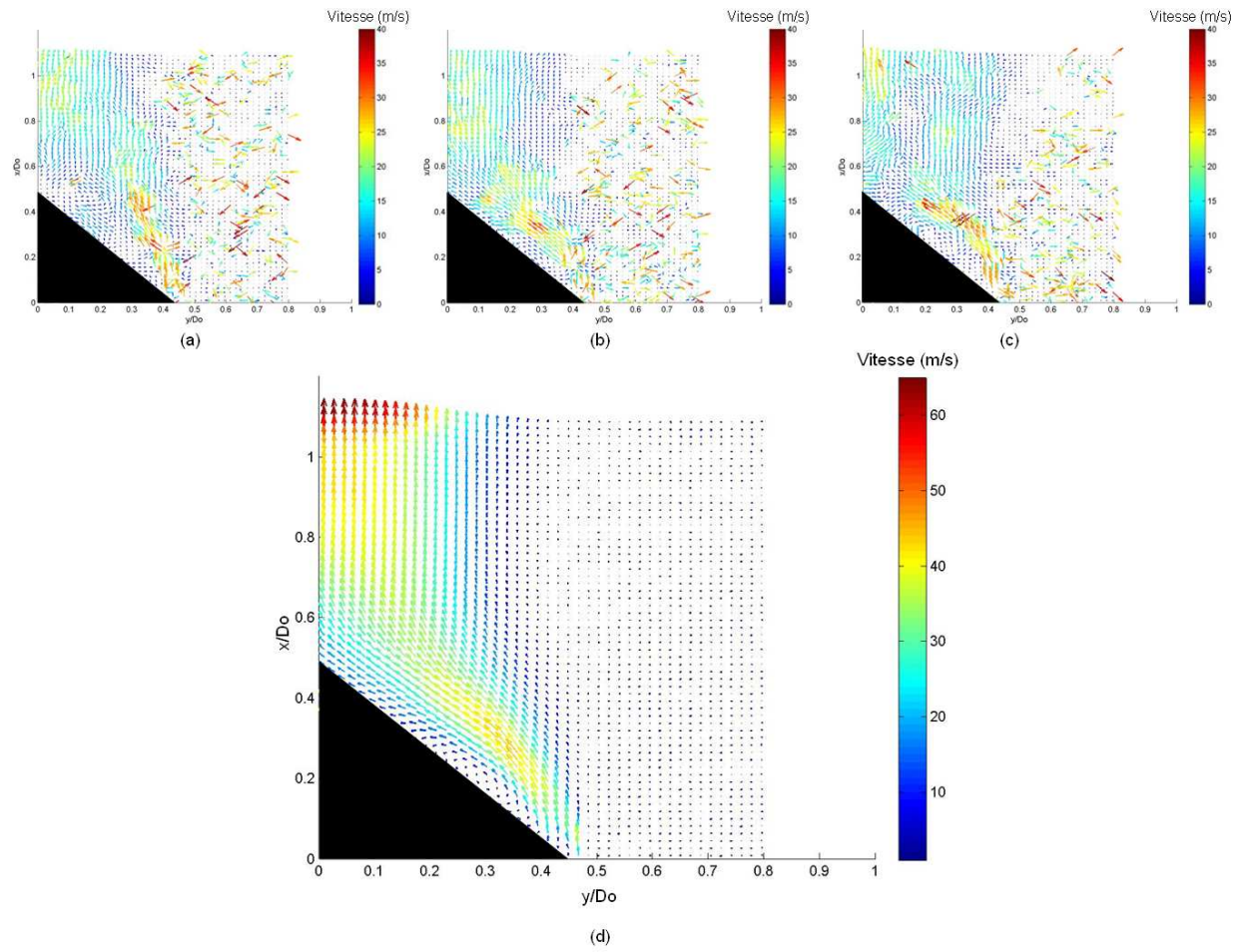


FIGURE 3.5 – Champs de vitesses d'un jet annulaire conique pour $U_0 = 30 \text{ m.s}^{-1}$: (a) à (c) champs instantanés et (d) champ moyen

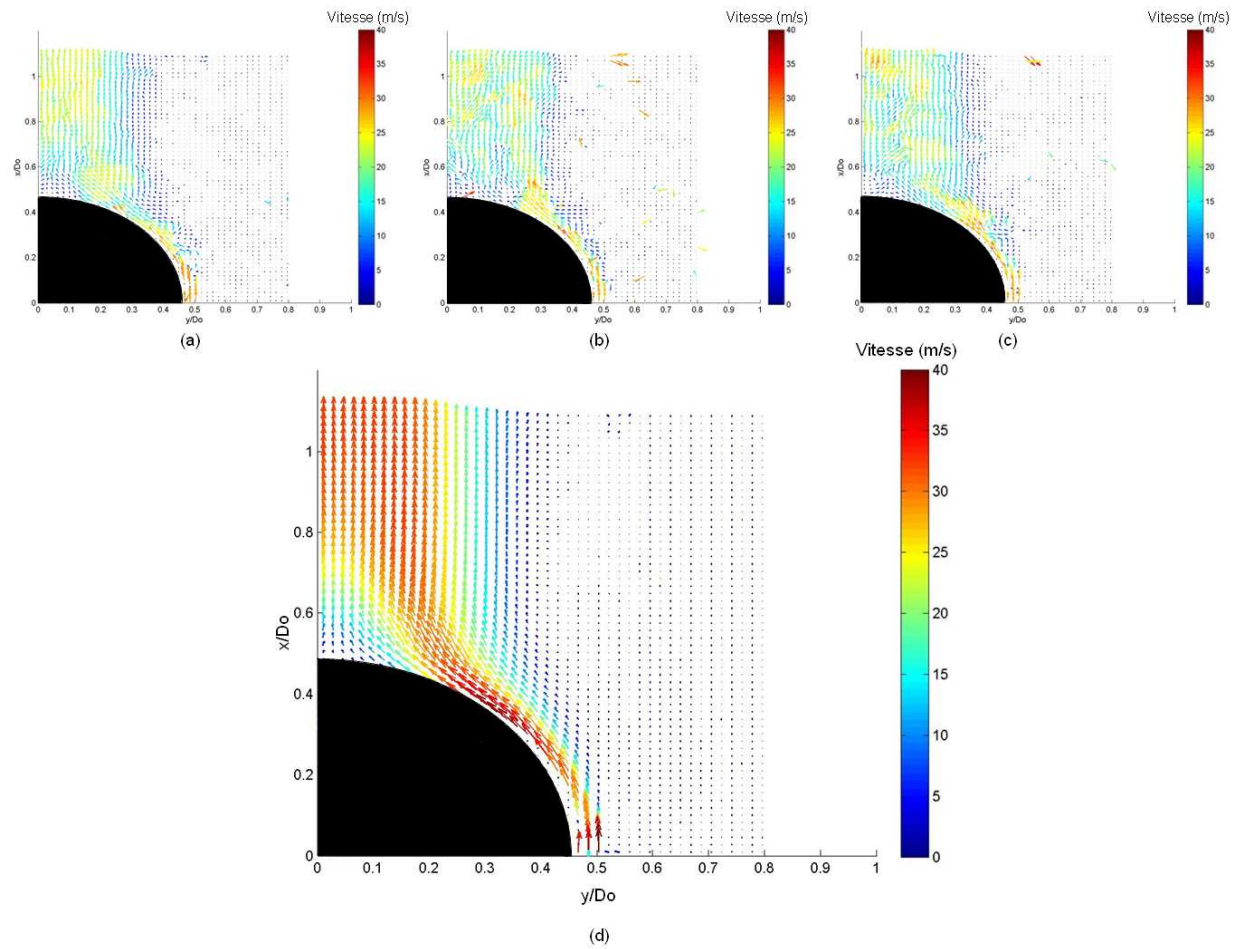


FIGURE 3.6 – Champs de vitesses d'un jet annulaire sphéroïdal pour $U_0 = 30 \text{ m.s}^{-1}$: (a) à (c) champs instantanés et (d) champ moyen

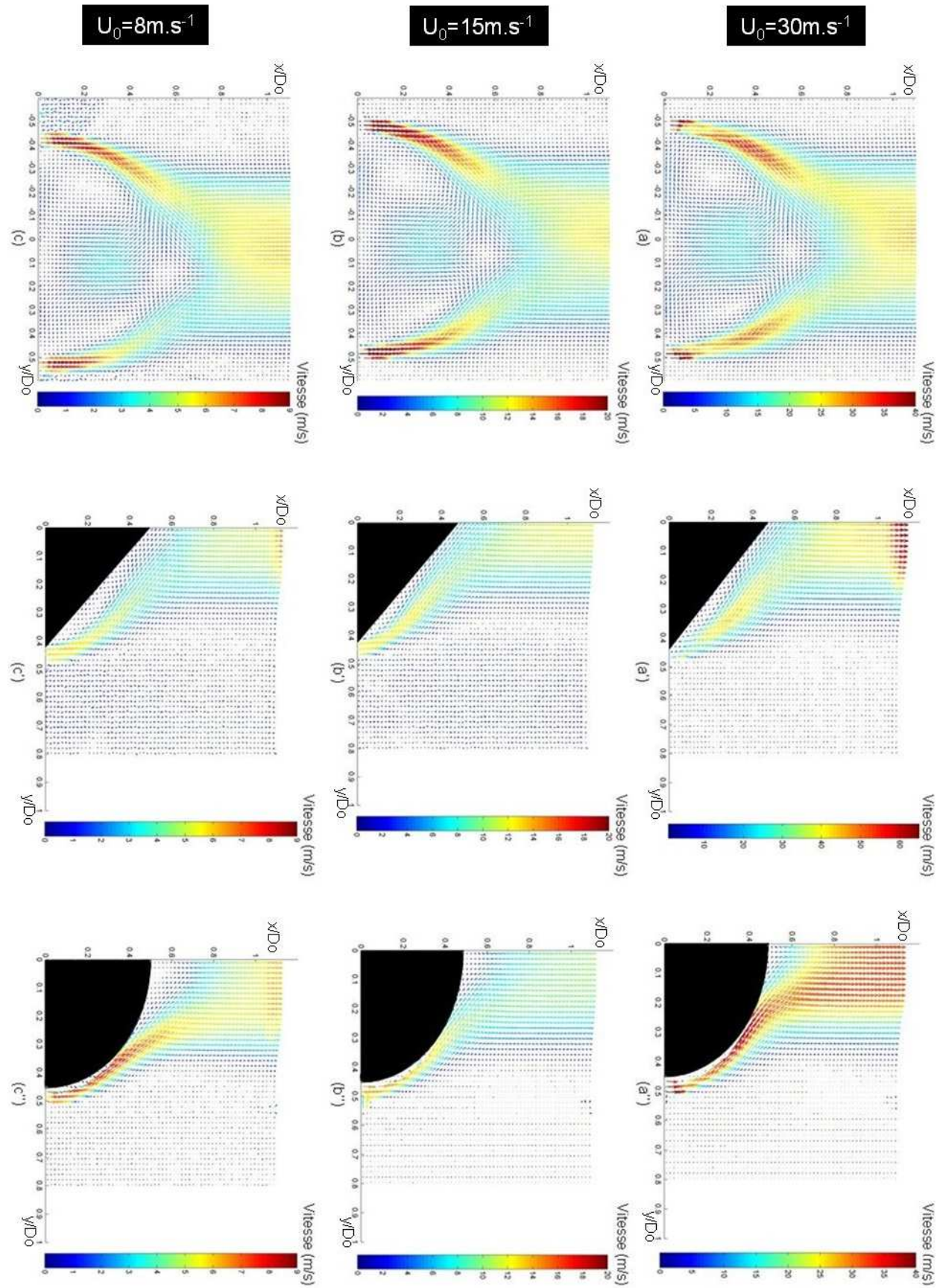


FIGURE 3.7 – Comparaison des champs de vitesses moyens des jets annulaires : (a) à (c) basique, (a') à (c') conique et (a'') à (c'') sphéroïdal pour les vitesses $U_0 = 8 \text{ m.s}^{-1}$, $U_0 = 15 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 30 \text{ m.s}^{-1}$

3.1.2 Champs de vitesses tridimensionnels

Les mesures d'A.D.L. 3D permettent d'avoir une vision de la répartition et de l'évolution des vitesses dans des plans transversaux de l'écoulement. Les mesures de vitesse réalisées par A.D.L. 3D ont été acquises en mode coïncidence. Ce mode particulier permet de valider la mesure de toutes les composantes de vitesse d'une particule si celle-ci traverse les 3 volumes de mesures définis par les réseaux de franges d'interférences des 3 faisceaux de longueurs d'ondes bleue, verte et violette. Le passage d'une particule dans un des 3 volumes de mesures déclenche l'enregistrement. Cette particule a alors un délai de $30\mu s$ pour traverser les deux autres volumes d'études. Si la particule ne traverse pas ces volumes dans le délai fixé, la mesure est rejetée. Cette validation des mesures permet de s'assurer que les composantes de vitesses sont bien mesurées pour une même particule. En revanche, cette technique présente un défaut important puisqu'elle sélectionne les particules. Si le critère de validité est trop sévère, les statistiques obtenues diminuent puisque le taux de validation des mesures devient plus faible. Toutes les mesures menées dans cette étude ont permis d'obtenir des taux de comptage importants (au minimum 3 000 particules par seconde) et un taux de validation toujours supérieur à 85% (section 1.3.4, page 66).

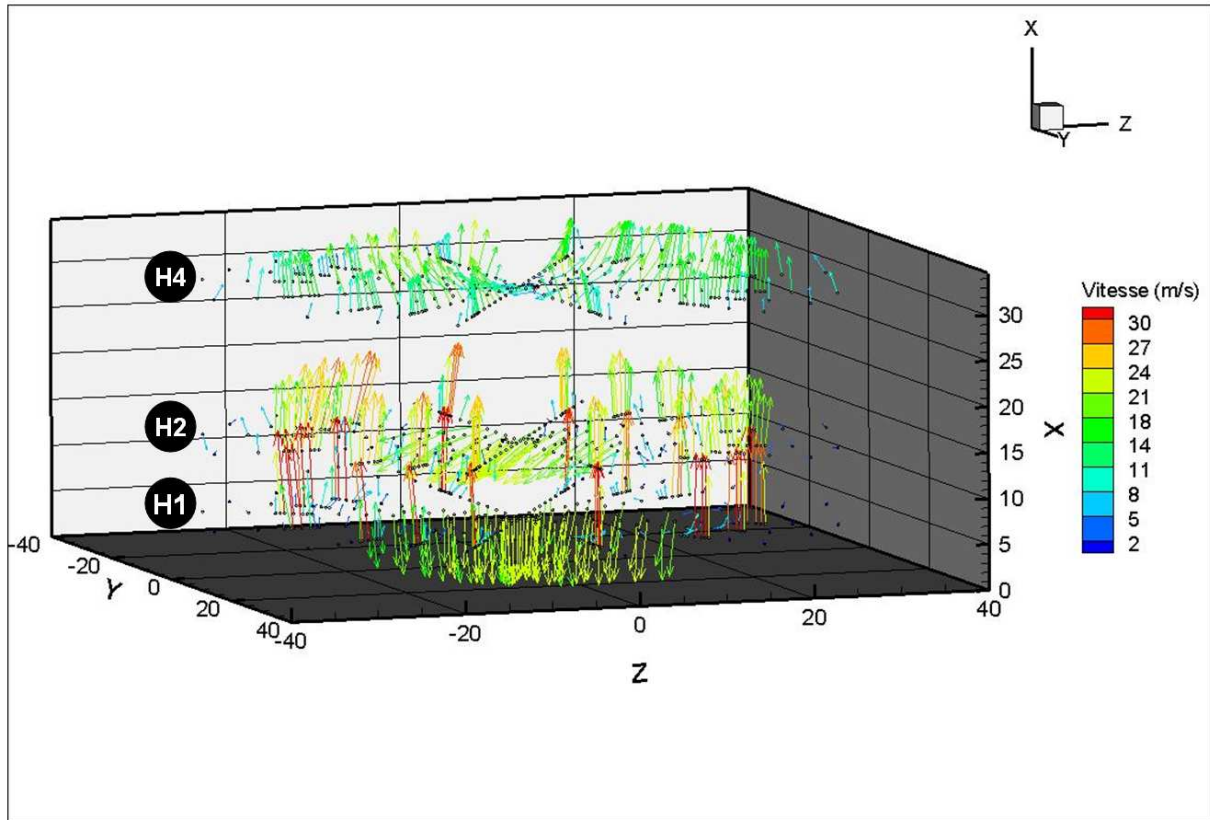


FIGURE 3.8 – Champ de vitesse moyen tridimensionnel de la zone initiale d'un jet annulaire basique ($U_0 = 30 m.s^{-1}$)

La figure 3.8 présente des plans transversaux d'un écoulement de jet annulaire basique dans la zone initiale, pour les hauteurs $H1$, $H2$, $H4$ et $H5$ (pour $0.09 \leq x^* \leq 0.75$). Cette représentation tridimensionnelle de la vitesse de l'écoulement permet d'étudier cet écoulement dans son ensemble, en reliant les comportements des différentes hauteurs entre eux pour mieux apprécier

les caractéristiques tridimensionnelles du jet annulaire. La figure 3.8 ne permet d'étudier que le jet annulaire basique. En effet, les obstacles opaques limitant les acquisitions dans la zone initiale, les mesures tridimensionnelles des jets annulaires conique et sphéroïdal sont plus délicates. La figure 3.8 permet de confirmer les remarques issues des observations des champs P.I.V. bidimensionnels.

La planche 3.9 montre le comportement de chaque hauteur de manière indépendante, et sous plusieurs angles de vue pour avoir un meilleur aperçu du tracé.

La première hauteur, en $x^* = 0.09$, présente des composantes longitudinales de vitesse positives et d'amplitude élevée, égale à la vitesse en sortie de buse $U_0 = 30m.s^{-1}$ au niveau de l'anneau du jet (à l'extérieur du disque central). En se rapprochant de l'axe central, les composantes longitudinales deviennent négatives et dessinent ainsi la zone de recirculation. Cette première hauteur paraît bien axisymétrique.

En revanche, la deuxième hauteur étudiée du jet, en $x^* = 0.25$, au milieu de la zone de recirculation, semble avoir perdu son axisymétrie. En effet, les vitesses des particules situées près de l'axe central sont toutes dirigées dans la même direction. Puisque les mesures de vitesse présentées ici sont moyennées sur 50 000 particules validées, cette asymétrie moyenne est une véritable caractéristique du jet. Deux profils de vitesse perpendiculaires l'un de l'autre ont été comparés pour s'assurer du centrage de l'obstacle. Cette perte de symétrie ne naît donc pas d'une déstabilisation du jet induite par un mauvais placement de l'obstacle central. Del Taglia [10] avait déjà rencontré cette asymétrie moyenne dans ses simulations RANS (section 2.2.2, page 87). Ces simulations avaient également été validées par des mesures d'A.D.L. 3D.. Del Taglia estimait dans ses travaux que cette asymétrie moyenne pouvait apparaître dans un jet annulaire si les forces de pression auxquelles sont soumis le point de stagnation sont supérieures aux forces d'inertie à la sortie du jet et si le point de stagnation est alors déplacé d'une distance supérieure à l'épaisseur du jet en sortie de buse e . Ce phénomène intervient pour certaines configurations qui peuvent être caractérisées par un paramètre λ défini par Del Taglia :

$$\lambda = \left(1 - \frac{1}{Re_{D_o} \left(\frac{1}{RB} - 1\right)}\right) \left(\frac{1}{\sqrt{RB} - 1}\right) \quad (3.1)$$

où RB est le rapport de blocage (qui est le carré du rapport de diamètres $r = \frac{D_i}{D_o}$) et Re_{D_o} le nombre de Reynolds de l'écoulement en sortie de buse, calculé sur la base du diamètre extérieur D_o .

Si λ est compris dans l'intervalle $3.18 \leq \lambda \leq 16$, alors l'écoulement présente une asymétrie moyenne de la zone de recirculation. Pour un jet annulaire basique de rapport de diamètres $r = 0.91$, dans la gamme de vitesses utilisées ici, ce paramètre λ est égal à 9.50. Le dispositif expérimental présenté est donc candidat aux brisures de symétrie moyenne. L'asymétrie moyenne mesurée par A.D.L. 3D n'est donc pas due à un défaut expérimental mais semble être caractéristique du jet annulaire basique de grand rapport de diamètres.

En $x^* = 0.5$, à la fin de la zone de recirculation délimitant la fin de la zone initiale de l'écoulement, le jet semble retrouver un caractère symétrique mais perd tout de même son axisymétrie. En effet, le jet présente un champ de vitesse qui privilégie et s'oriente autour de deux axes principaux placés perpendiculairement l'un de l'autre. Ces deux axes (profils 1 et 5) sont aussi les axes suivant lesquels sont orientées les sondes des faisceaux laser.

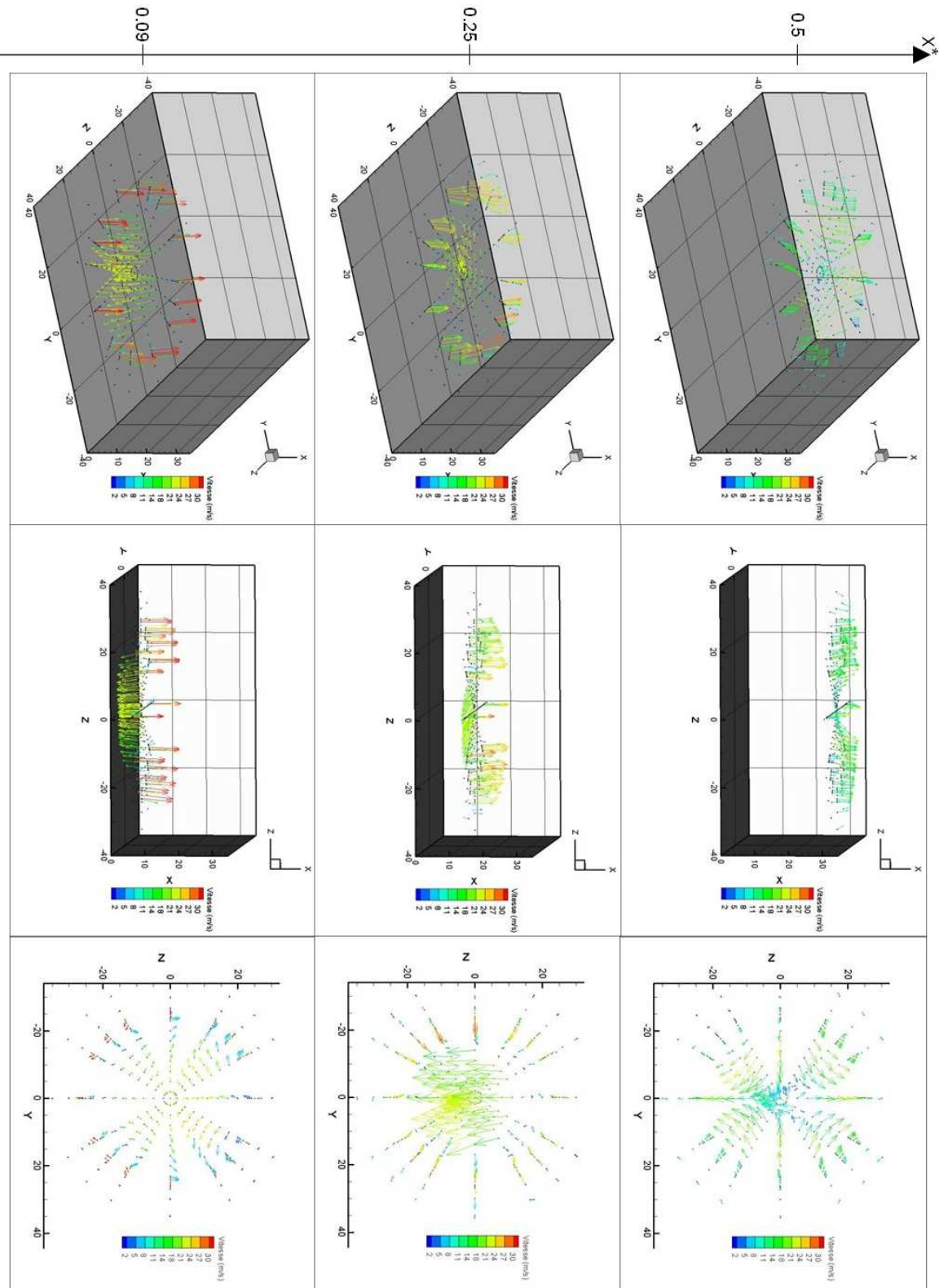


FIGURE 3.9 – Champs de vitesse moyens tridimensionnels d'un jet annulaire basique ($U_0 = 30m.s^{-1}$) décrit par les hauteurs H1, H2 et H3 définies respectivement pour $x^* = 0.09$, $x^* = 0.25$ et $x^* = 0.5$

Ce résultat troublant laisse à penser que cette orientation du champ de vitesse est directement liée à la technique de mesures. Bien que ces mesures peuvent être intrinsèques à l'écoulement et résulter des caractéristiques de l'écoulement, nées des instabilités qui y règnent, il n'est pas exclu

que ces mesures puissent être faussées par la technique d'A.D.L. utilisée. En effet, comme il a été présenté ci-dessus, les mesures de vitesses sont validées pour une particule suivant un critère de traversée des volumes de mesures formés par les franges d'interférence des faisceaux laser issus des deux sondes d'émission. Pour que la particule soit considérée comme ayant traversé le volume de mesure d'un couple de faisceaux, il faut que celle-ci coupe plusieurs franges sombres et claires. Le nombre de bouffées Doppler détectées permet de connaître le nombre de franges traversées. Le nombre de bouffées Doppler est fixé dans la configuration expérimentale. Ce nombre de bouffées Doppler doit être lié au nombre de franges (le dispositif mis en place présente 34 franges pour chaque couleur de faisceaux) pour ne pas privilégier les particules se déplaçant dans une direction donnée. En effet, le nombre de bouffées Doppler fixé risque de privilégier des directions, définies par les sondes. Les mesures validées seront donc essentiellement associées à des particules se dirigeant dans cette direction.

Il est possible que les mesures obtenues par A.D.L. 3D mettent l'accent sur un biais de mesure, qui rendrait alors l'A.D.L. trop sélective pour accéder aux vitesses réelles de l'écoulement. L'absence de ces axes privilégiés sur les deux autres hauteurs considérées permettent d'envisager pourtant que les mesures puissent être un reflet de la réalité. Des mesures plus approfondies doivent alors compléter cette première étude pour solutionner cette question.

Puisque les difficultés d'interprétation du comportement du jet annulaire basique proviennent essentiellement des composantes transversale v et azimutale w de la vitesse, il est intéressant d'isoler ces deux composantes et de tracer des champs de vitesses transversaux, dans des plans (yOz) , de vitesses calculées à partir de v et w (figure 3.10).

La première hauteur du jet étudiée, en $x^* = 0.09$, correspond à une zone proche de la sortie de la buse. Les vitesses partent du centre de l'écoulement et se dirigent vers l'extérieur (vers l'anneau de jet). Ce plan de l'écoulement est en fait situé dans la partie la plus basse de la zone de recirculation, l'écoulement revient vers la paroi de l'obstacle central et parcourt la surface de cet obstacle vers la sortie du jet. La couronne extérieure qui débute en $r^* = 0.5$ ne semble pas entraîner beaucoup d'air environnant, malgré un ensemencement extérieur. Le milieu de la zone de recirculation est visualisé en $x^* = 0.25$. Sur ce plan, le centre du jet montre de fortes vitesses au centre de la buse. A la fin de la zone de recirculation, dans le plan du point de stagnation, tous les vecteurs vitesse convergent vers le centre de la buse, c'est-à-dire vers le point de stagnation (les plans présentés ici sont des champs de vitesse moyens). Ces champs de vitesses transversaux permettent ainsi de montrer que l'orientation des vitesses vers les axes principaux est essentiellement conduite par la composante longitudinale u de la vitesse. Comme cette mesure dépend que d'une seule sonde d'émission, les directions privilégiées choisies par l'écoulement ne semblent pas être dues à des biais de mesures mais peuvent être envisagées comme un comportement caractéristique du jet. Les vecteurs vitesses de la couronne extérieure délimitée par $r^* > 0.4$, sont dirigés vers l'air environnant, à l'extérieur du jet. Ces vecteurs désignent la couche de mélange externe où les structures de Kelvin-Helmholtz se développent. Le dernier plan transversal du jet annulaire basique est choisi dans la zone intermédiaire du jet. La couronne extérieure du jet dessinant la limite entre la zone de mélange interne et externe se réduit quand x^* augmente. Plus l'écoulement est étudié loin de la sortie de la buse, plus le jet se resserre sur l'axe central. Les vitesses sont également plus faibles lorsque x^* augmente.

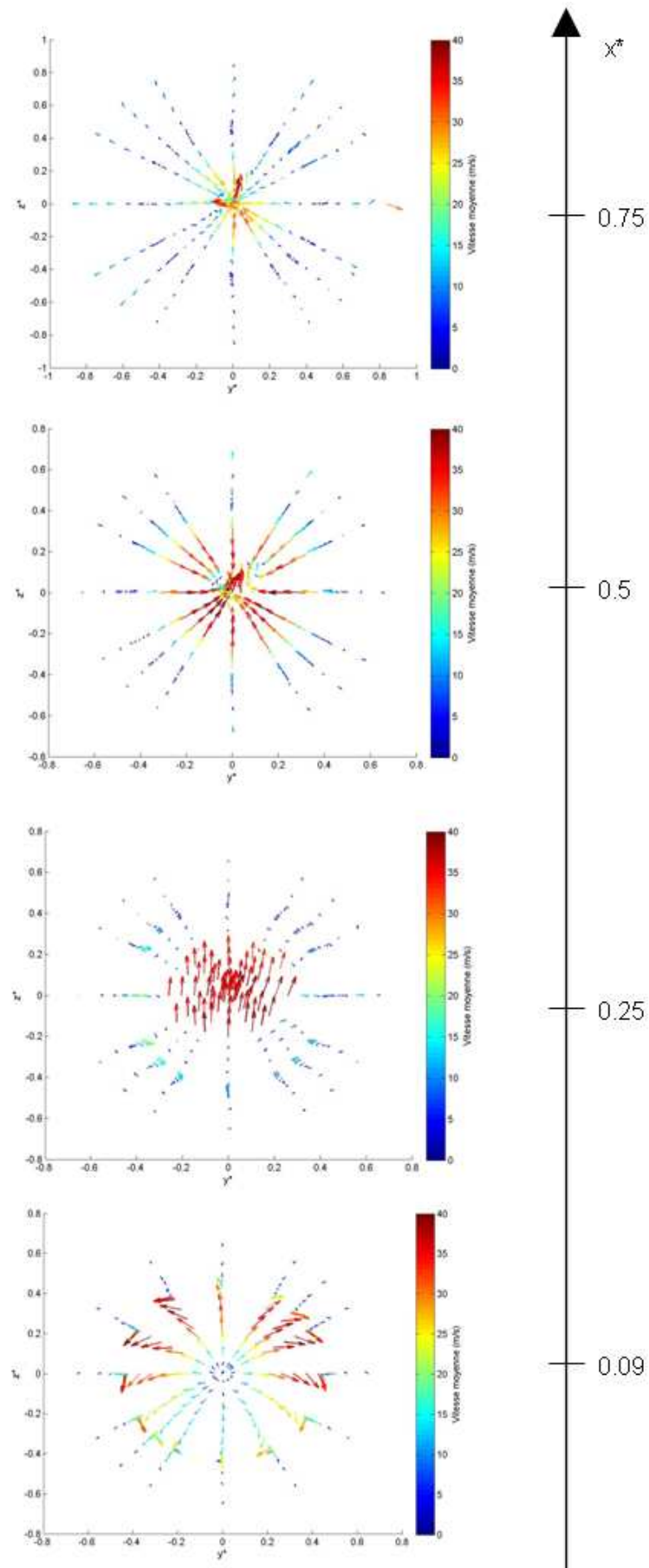


FIGURE 3.10 – Champs de vitesse moyens dans des plans transversaux du jet annulaire basique à $U_0 = 30 \text{ m.s}^{-1}$ (mesures A.D.L. 3D)

La zone intermédiaire est la seule zone qui puisse être étudiée par A.D.L. 3D pour les jets annulaires conique et sphéroïdal en raison de l'opacité de l'obstacle central qui couperaient les faisceaux pour des hauteurs inférieures à $H5$ ($x^* = 0.75$).

La figure 3.11 permet d'évaluer les différences aérodynamiques induites dans le début de la zone intermédiaire, en $x^* = 0.75$, par un changement de géométrie de l'obstacle central. Les jets annulaires conique et basique ont une expansion similaire. Ces deux jets présentent des plans transversaux où la limite de la zone de mélange externe se situe à partir de $r^* < 0.4$ alors que le jet annulaire sphéroïdal s'étend moins dans le milieu environnant puisque la limite entre les zones de mélanges externe et interne se situe en $r^* < 0.3$. Le jet annulaire conique présente également une particularité par rapport aux deux autres jets : les vitesses de la couronne extérieure, dirigées vers le milieu environnant sont plus élevées que dans le cas du disque et du sphéroïde. Ces différences présentées dans la zone intermédiaire laissent supposer que l'entraînement de l'air environnant est modifié lorsque la géométrie de l'obstacle central est modifiée.

Le taux d'entraînement est un critère important dans de nombreuses applications industrielles, telles que la ventilation. Pour déterminer le taux d'entraînement, il faut pouvoir connaître les profils des vitesses à différentes hauteurs dans le jet. Ces profils peuvent être tracés à partir des mesures P.I.V. ou A.D.L. Cette approche sera traitée par la suite.

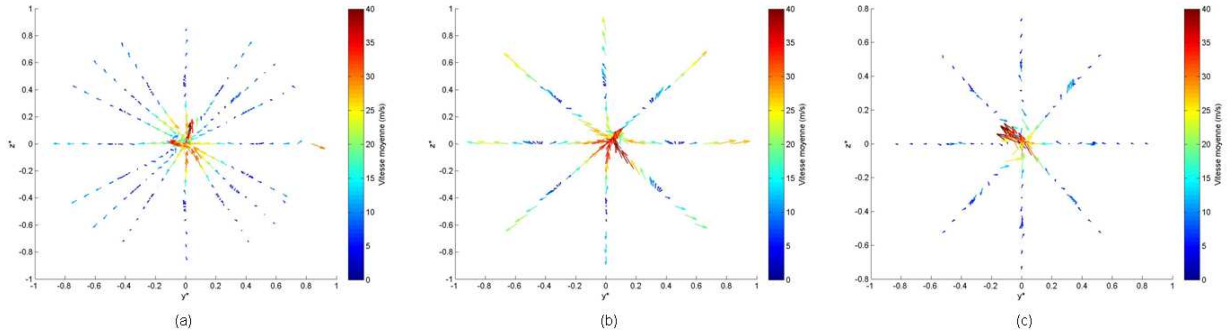


FIGURE 3.11 – Champs de vitesse moyens dans des plans transversaux des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal, à $U_0 = 30m.s^{-1}$ (mesures A.D.L. 3D) en $x^* = 0.75$

3.1.3 Profils de vitesses

3.1.3.1 Profils issus des mesures de P.I.V.

Des profils de vitesse longitudinale u ont été tracés dans la zone initiale et dans la zone intermédiaire pour les trois hauteurs $H2$, $H4$ et $H5$ pour les jets annulaires basique, conique et sphéroïdal à $U_0 = 30m.s^{-1}$.

Le graphique de la figure 3.12(a) tracé en $x^* = 0.25$, au milieu de la zone de recirculation, souligne les remarques exposées précédemment. La présence d'une zone de recirculation est admise par les valeurs négatives de la vitesse situées entre $0 \leq y^* \leq 0.3$ pour les jets annulaires basique et conique (désignées par les courbes rouge et verte sur le graphique). Le maximum de vitesse longitudinale est situé plus près du centre de l'axe du jet que celui du jet basique : pour le cône, le maximum est environ en $y^* = 0.5$ et en $y^* = 0.53$ pour le disque. Le jet semble toujours moins étendu pour le jet conique que pour le jet basique. Le jet annulaire sphéroïdal ne présente pas de zone de recirculation mais la vitesse semble être plus accélérée dans ce cas : le jet annulaire conique présente un maximum de vitesse de $u^* = 0.79$ pour le jet basique,

$u^* = 0.73$ pour le jet conique alors que le jet sphéroïdal présente un maximum de $u^* = 0.86$. Les jets annulaires conique et sphéroïdal présentent des vitesses nulles pour des distances y^* pratiquement égales. Ce résultat peut expliquer l'accélération du jet dans le cas de l'obstacle sphéroïdal. En effet, le jet a moins de place pour se développer dans ce cas puisque l'obstacle prend plus de place. Le débit se conservant, la vitesse de l'écoulement augmente donc.

Les profils tracés au niveau du point de stagnation, à la fin de la zone initiale, permettent de vérifier cet effet d'accélération de l'écoulement issu du jet annulaire sphéroïdal (figure 3.12(b)). Le maximum de la vitesse longitudinale u^* est de 0.66 pour le cas du sphéroïde alors qu'il est de 0.49 pour le cône et de 0.43 pour le disque. Les jets annulaires conique et sphéroïdal sont plus resserrés autour de l'axe principal puisque ceux-ci présentent des vitesses nulles à partir de $y^* = 0.43$ alors que les vitesses ne deviennent nulles qu'à partir de $y^* = 0.5$ pour le jet annulaire basique.

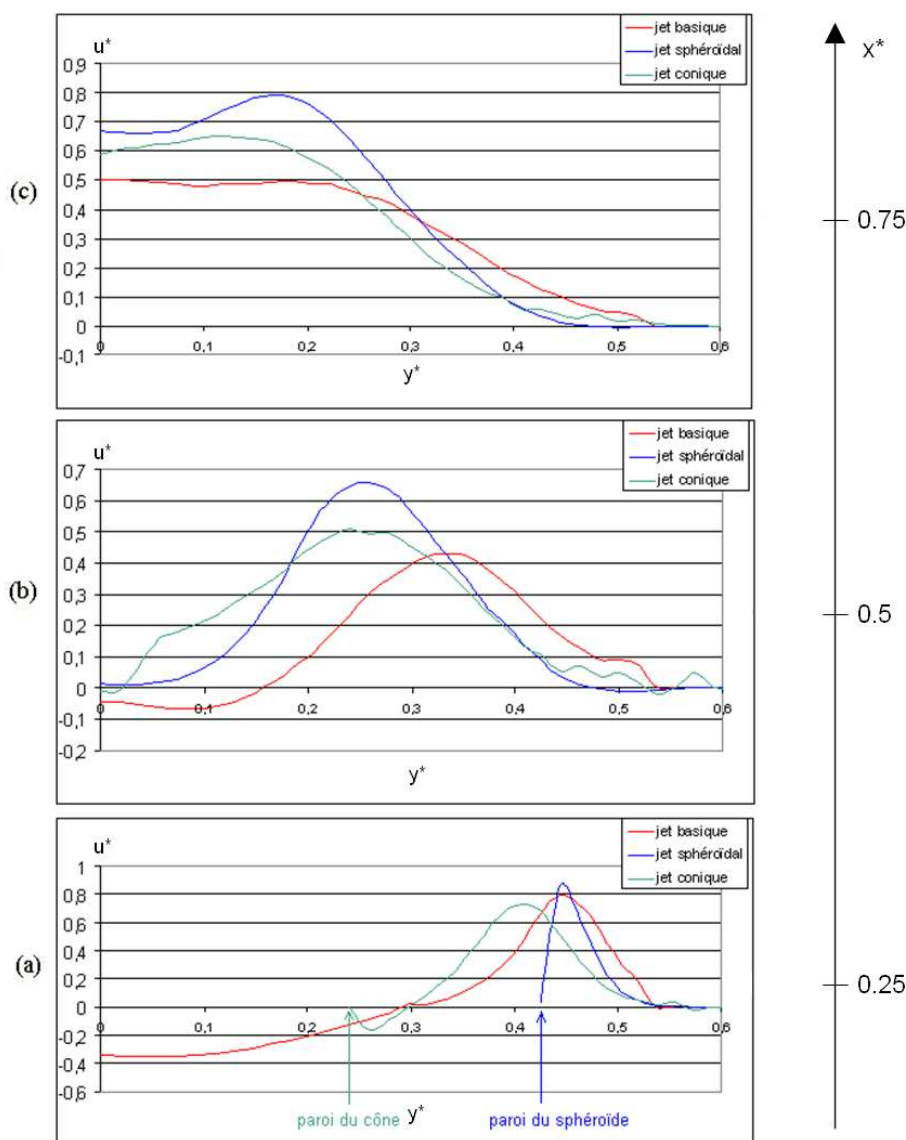


FIGURE 3.12 – Profils de la composante u^* de vitesse tracés dans la zone initiale des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal à $U_0 = 30m.s^{-1}$

La figure 3.12(c) représente les profils tracés en $x^* = 0.75$, dans la zone intermédiaire. La

vitesse de l'écoulement du jet annulaire sphéroïdal reste toujours plus élevée. On peut également remarquer que la vitesse maximale forme un palier à partir du centre de la buse jusqu'à $y^* = 0.25$ environ pour le jet basique et $y^* = 0.2$ pour le jet conique. Ce rétrécissement de la zone des vitesses maximales montre bien que le changement de géométrie agit sur l'expansion du jet. Le palier décrit plus tôt n'est pas présent dans le cas du jet sphéroïdal, cette configuration semble ainsi engendrer une recombinaison plus tardive dans l'écoulement. Le point de rattachement fixant la limite entre la zone intermédiaire et la zone de jet pleinement développé, pourrait ainsi se situer plus loin en aval que dans le cas des jets basique ou conique. Le changement de géométrie de l'obstacle central semble influencer sur toutes les zones du jet et sur l'ensemble des caractéristiques de l'écoulement.

3.1.3.2 Profils issus des mesures d'A.D.L.

Pour les trois géométries d'obstacles, il est possible d'avoir accès aux profils de vitesse dans toute la zone initiale. Contrairement à la tomographie, la P.I.V. ou encore l'A.D.L. 3D, les mesures bidimensionnelles réussissent à donner des informations sur des profils entiers de l'écoulement, malgré l'opacité des obstacles conique et sphéroïdal.

Etude de la vitesse longitudinale

Les planches 3.13 et 3.14 permettent de mesurer l'évolution de la vitesse longitudinale u en fonction de la distance x^* de la buse et de la géométrie de l'obstacle, dans la zone initiale. Les remarques précédentes commentant les résultats des mesures P.I.V. se retrouvent sur ses profils de vitesse : la zone de recirculation n'est présente que dans le cas des jets annulaires basique et conique. La vitesse longitudinale de l'anneau de jet diminue lorsque la distance x^* augmente. La valeur maximale de la vitesse longitudinale passe ainsi de $30m.s^{-1}$ à la sortie de la buse à moins de $20m.s^{-1}$ à la fin de la zone initiale. On peut également noter la disparition de la zone de recirculation au niveau du point de stagnation (en $x^* = 0.5$) puisque u devient nulle sur l'axe principal du jet. La valeur maximale de la vitesse longitudinale est également plus élevée pour les différentes hauteurs décrivant la zone initiale, pour le jet annulaire sphéroïdal. Cette particularité confirme l'augmentation de la vitesse de l'écoulement du jet annulaire avec l'obstacle sphéroïdal.

Les écoulements des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal, en aval de la zone initiale, sont décrits sur la planche 3.15. La vitesse longitudinale est alors positive, quelle que soit la hauteur étudiée ou l'obstacle observé. On retrouve cependant des vitesses plus faibles au niveau de l'axe central des jets en $x^* = 0.55$. Cet effet de sillage est similaire d'un obstacle à l'autre. Dans la zone intermédiaire, le jet n'est pas encore totalement établi, plus les profils seront tracés loin dans la zone intermédiaire, plus l'écoulement ressemblera à celui d'un jet rond. Le cône semble ainsi s'établir plus tôt dans l'écoulement puisque les profils tracés en $x^* = 0.75$ montrent un maximum de vitesse sur l'axe central du jet, ce qui est bien différent des comportements des jets annulaires basique et sphéroïdal, à la même position x^* . Le jet annulaire conique semble donc permettre de diminuer la longueur de la zone intermédiaire. Le point de rattachement devrait alors se trouver plus près de la buse que dans le cas basique. Pour ces deux nouvelles hauteurs dans les jets, l'accélération induite par l'obstacle sphéroïdal semble se conserver dans la zone intermédiaire. Les profils de vitesse longitudinale semblent

également plus symétriques dans le cas sphéroïdal que dans les deux autres cas. La vitesse longitudinale tracée sur ces graphiques est une moyenne, l'asymétrie constatée pour les jets basique et conique est provoquée par un très petit décalage de l'obstacle central dans la buse. Celui-ci est difficile à placer bien au centre, mais le jet annulaire sphéroïdal semble permettre d'aplanir les profils de vitesse. Ce jet annulaire particulier pourrait donc être soumis à des fluctuations de vitesses plus faibles que les deux autres géométries d'obstacle étudiées.

Etude de la vitesse transversale

Les profils de vitesse transversale moyenne tracés dans la zone initiale sont représentés sur les planches 3.16 et 3.17. Les profils de vitesse transversale des jets annulaires basique et conique suivent le même schéma. Une première partie du profil présente des valeurs positives de v sur les bords du jet, jusqu'à $y^* \approx -0.45$ (ce qui correspond à $\frac{D_i}{2}$, soit le début de l'obstacle central). Cette zone correspond au jet issu de l'anneau de sortie de la buse. Lorsque l'écoulement se trouve derrière l'obstacle, la zone de recirculation rend la vitesse transversale négative jusqu'à l'axe central du jet. Le profil de la vitesse transversale est antisymétrique par rapport à l'axe du jet (figure 3.19(a)).

En s'éloignant de la sortie de la buse, le profil de vitesse transversale tend à s'aplatir au milieu de la zone de recirculation (figure 3.19(b)). Au niveau du point de stagnation, à la fin de la zone initiale, la zone de recirculation n'étant plus présente, le profil de vitesse transversale se rapproche d'un écoulement de jet rond (profil de vitesse transversale en "S", tel qu'il est schématisé sur la figure 3.19(c)). Le profil en $x^* = 0.5$ traduit alors la tendance de l'écoulement à se resserrer autour de l'axe central.

Le jet annulaire sphéroïdal présente des caractéristiques différentes des deux autres configurations. En effet, la zone de recirculation n'étant pas présente pour cet écoulement, les profils de vitesse transversale dans la zone initiale sont tous identiques et s'apparentent à un cas de jet rond simple (profil antisymétrique par rapport à l'axe central en "S"). L'écoulement contourne parfaitement le sphéroïde central. A partir de $x^* = 0.5$, à la fin de la zone initiale, le jet annulaire sphéroïdal se rapproche du comportement des jets annulaires basique et conique même s'il est à noter que les valeurs de la vitesse sont toujours plus élevées que pour ces deux autres cas.

La planche 3.15 permet d'évaluer l'influence de la géométrie de l'obstacle central sur la morphologie de l'écoulement dans la zone intermédiaire, en $x^* = 0.55$ et en $x^* = 0.75$. Les profils de vitesse transversale dans cette zone tendent à devenir nuls, comme le montre le graphique décrivant la vitesse d'un jet annulaire basique en $x^* = 0.75$. En revanche, les jets annulaires conique et sphéroïdal semblent décentrés. Malgré les précautions prises lors des mesures d'A.D.L. 2D, il est possible que l'obstacle central se déplace de quelques micromètres et déstabilise l'écoulement.

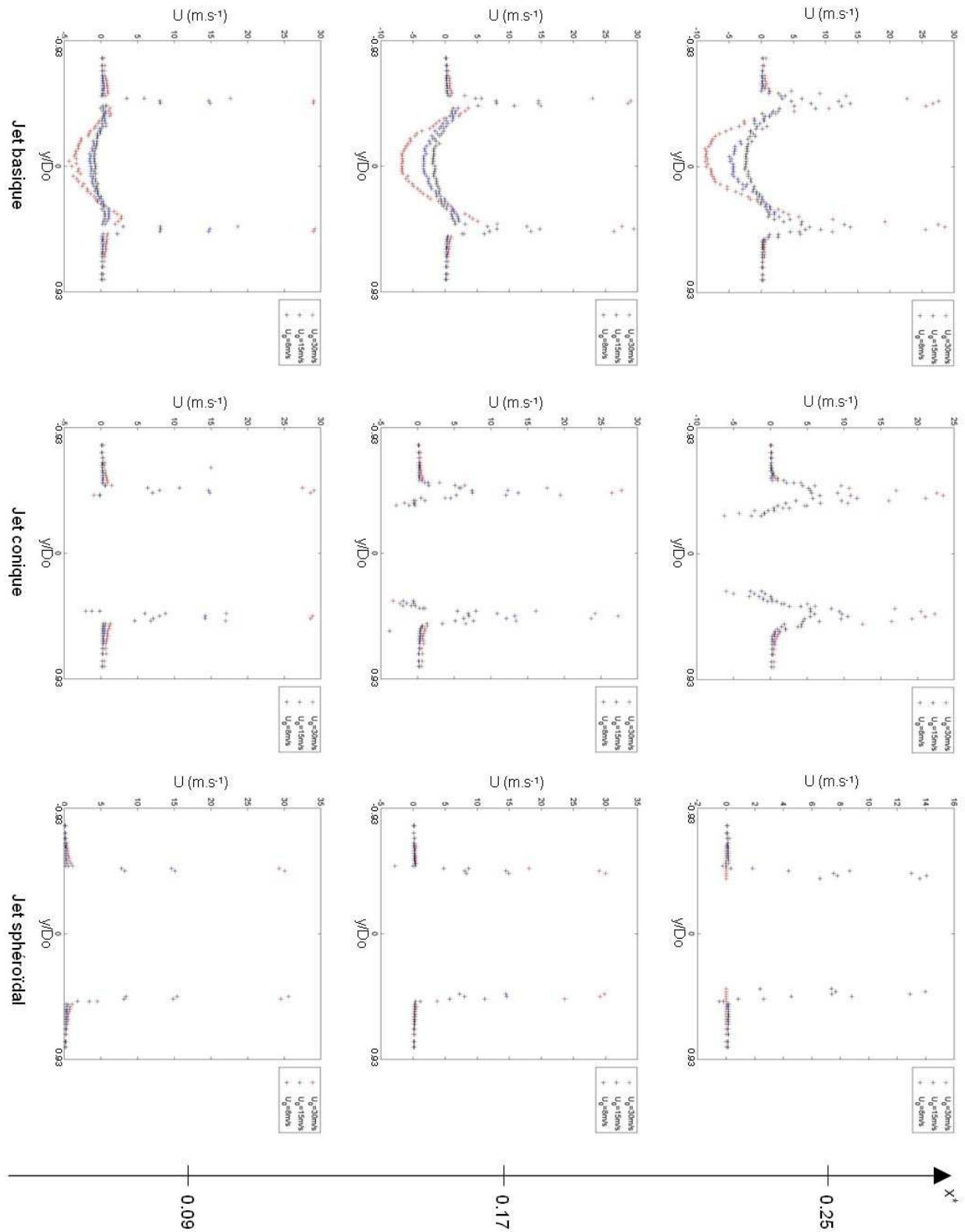


FIGURE 3.13 – Profils de la composante u de vitesse tracés pour $0.09 \leq x^* \leq 0.25$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal

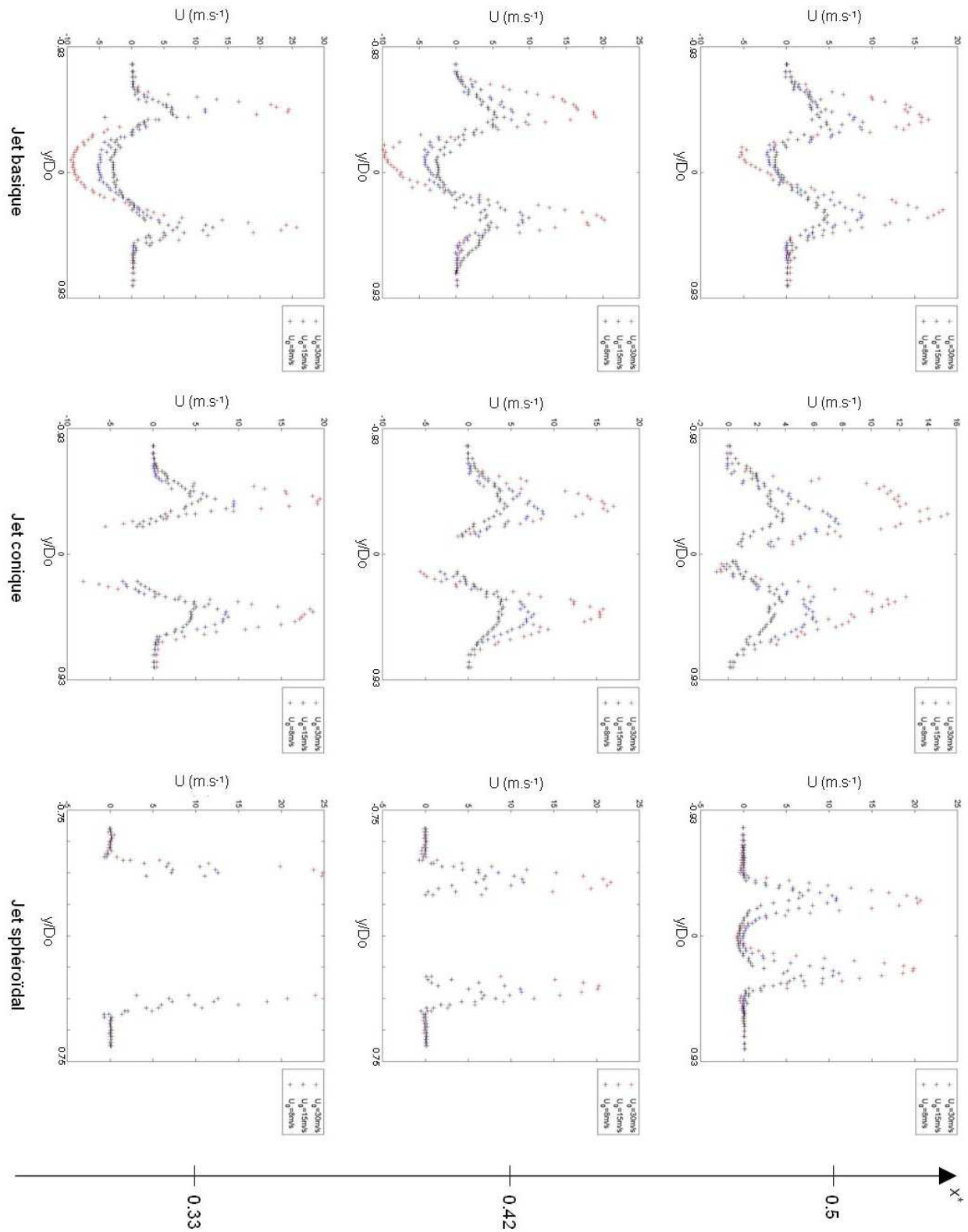


FIGURE 3.14 – Profils de la composante u de vitesse tracés pour $0.33 \leq x^* \leq 0.5$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal

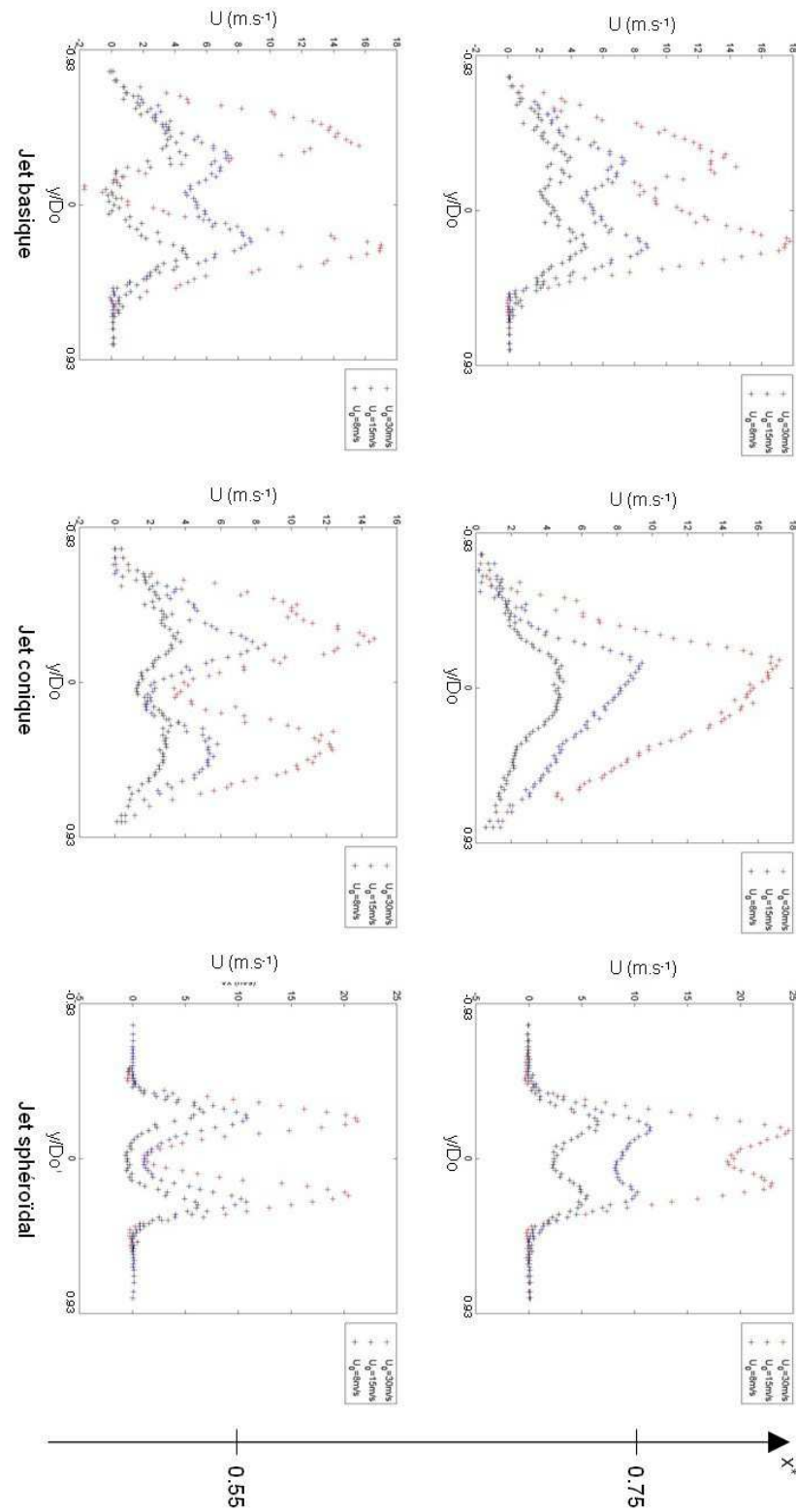


FIGURE 3.15 – Profils de la composante u de vitesse tracés pour $0.55 \leq x^* \leq 0.75$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal

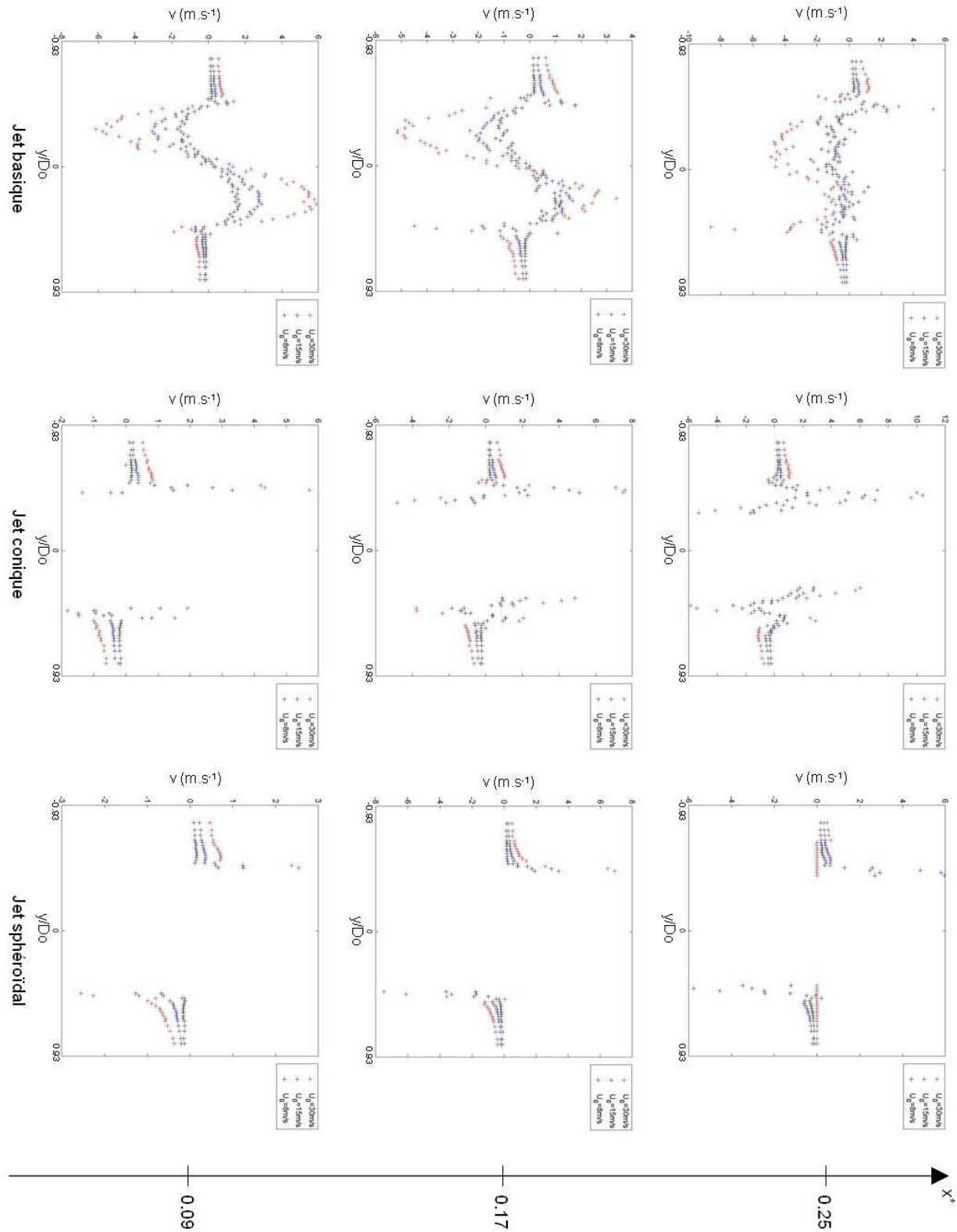


FIGURE 3.16 – Profils de la composante v de vitesse tracés pour $0.09 \leq x^* \leq 0.25$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal

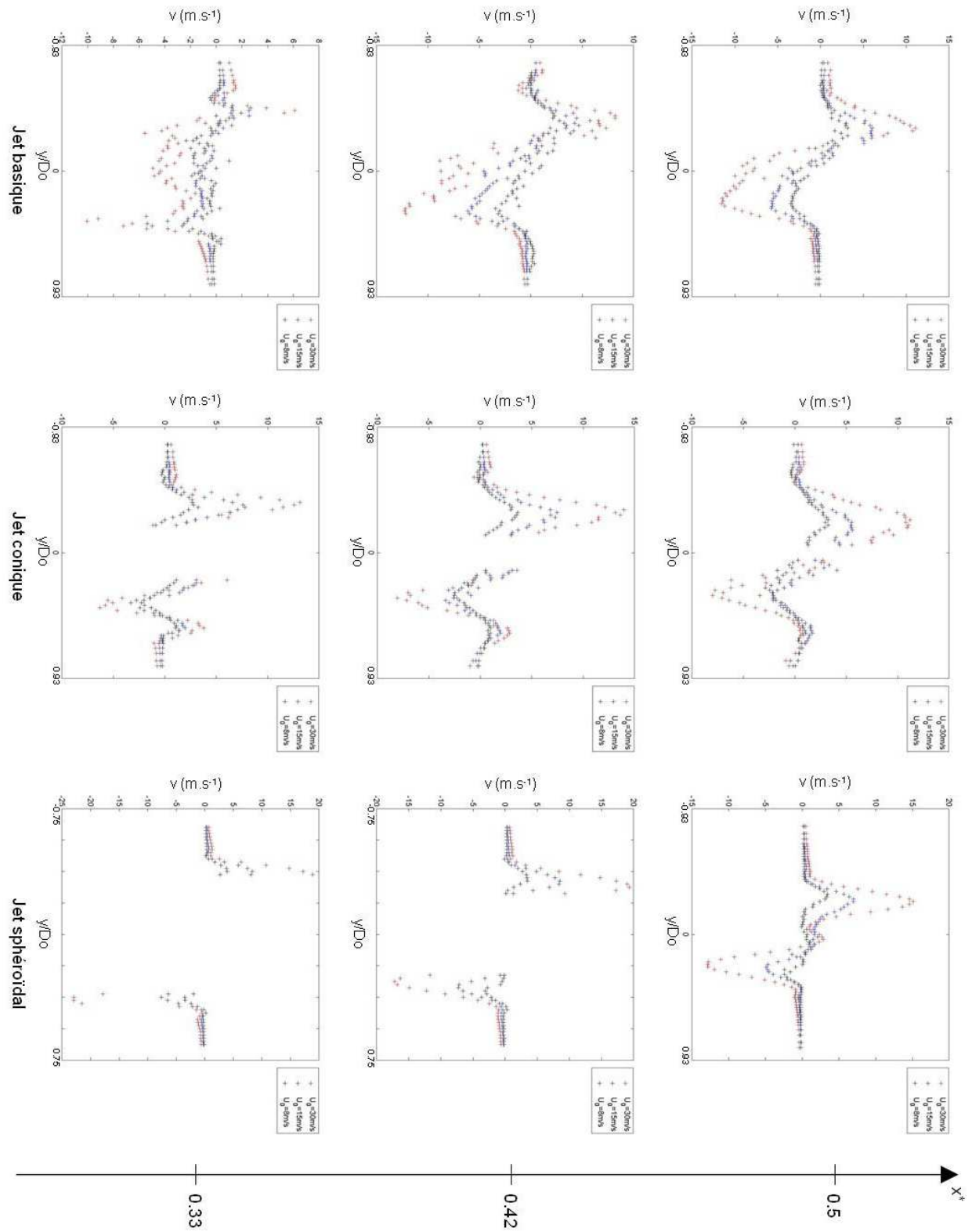


FIGURE 3.17 – Profils de la composante v de vitesse tracés pour $0.33 \leq x^* \leq 0.5$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal

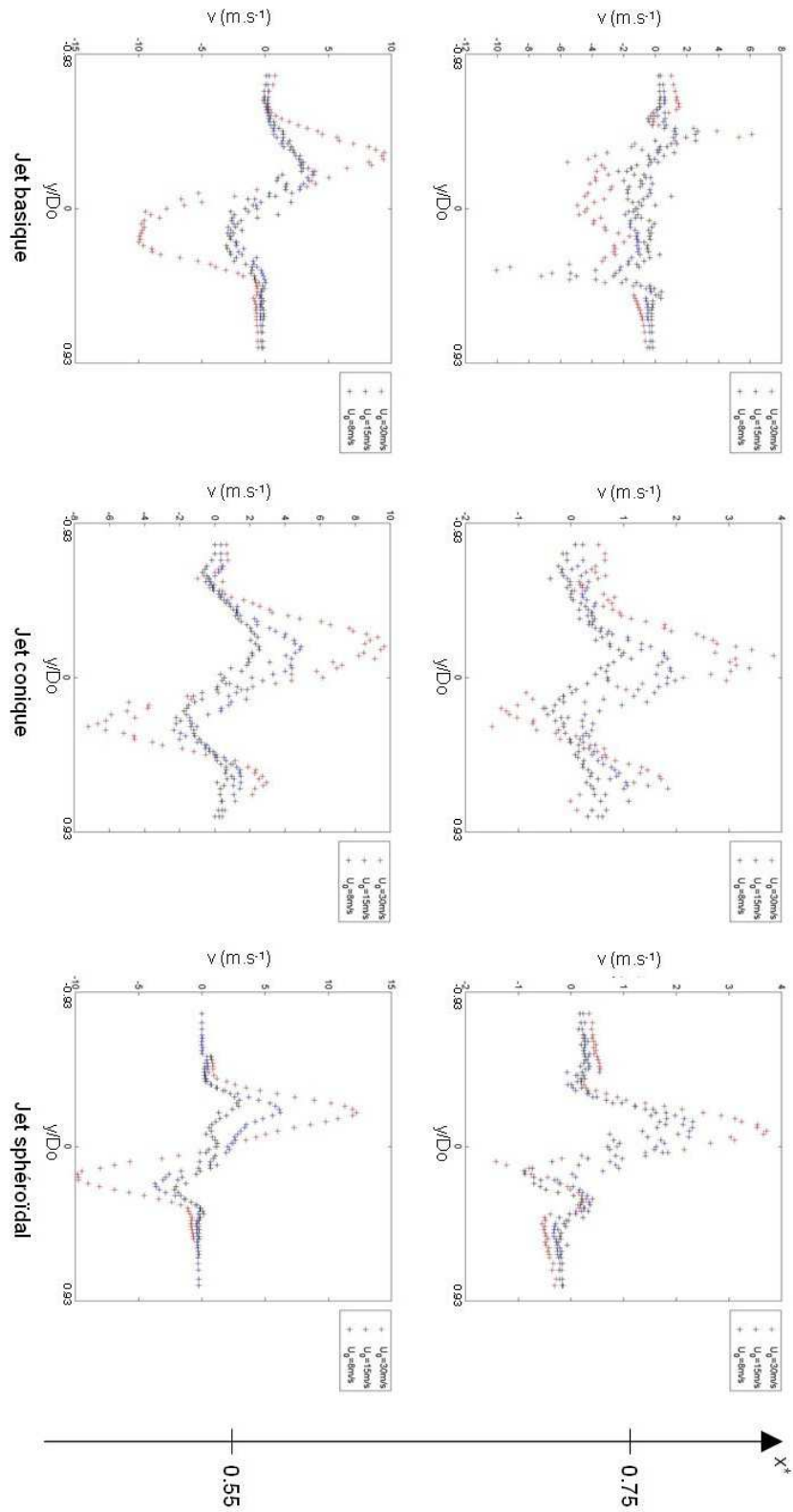


FIGURE 3.18 – Profils de la composante v de vitesse tracés pour $0.55 \leq x^* \leq 0.75$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal

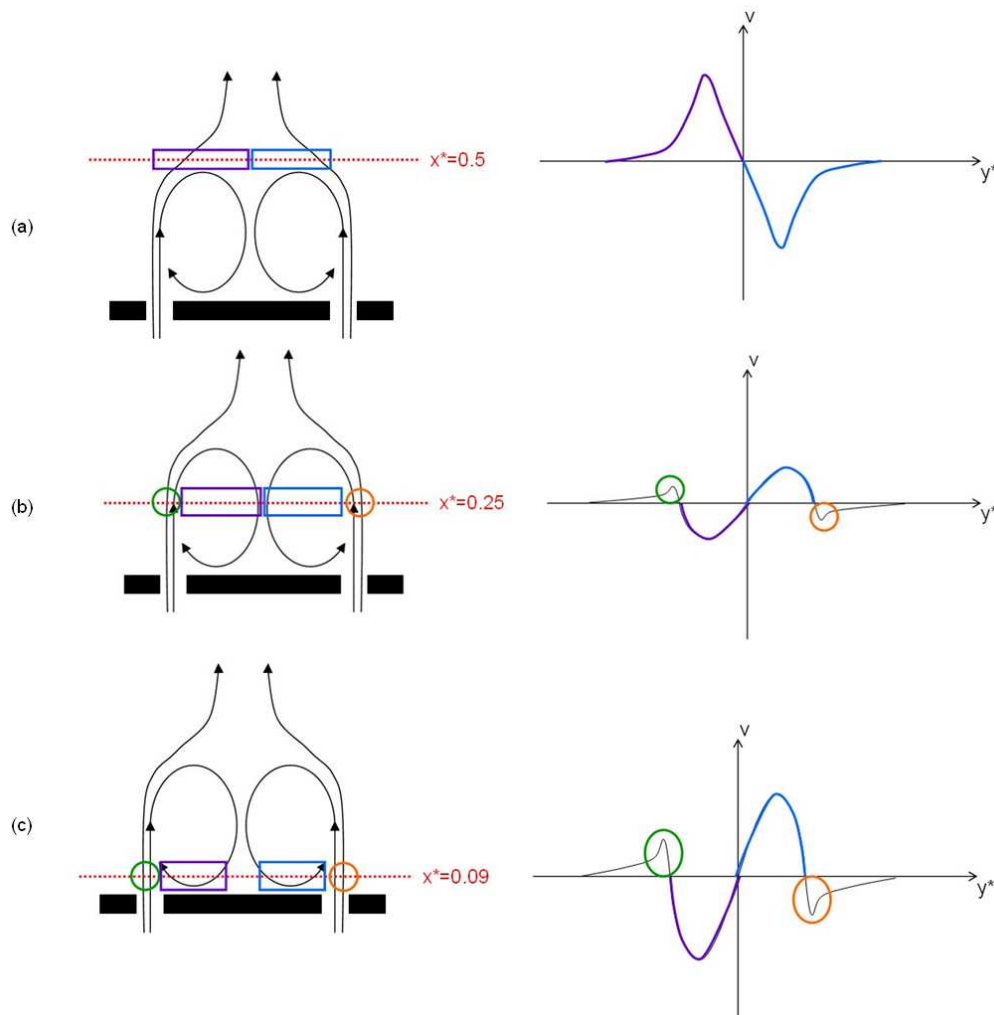


FIGURE 3.19 – Schémas descriptifs des profils de vitesse transversale moyenne mesurés par A.D.L. 2D dans la zone initiale pour un jet annulaire basique

Les profils suivants, tracés sur la figure 3.20 sont issus de mesures d'A.D.L. 3D. et permettent de commenter l'évolution des trois composantes de vitesse dans l'écoulement pour les trois configurations de jets annulaires étudiées. Les mesures d'A.D.L. 3D étant limitées dans le cas conique et dans le cas sphéroïdal à la zone de l'écoulement située en aval de la zone initiale, seule la hauteur $x^* = 0.75$ (zone intermédiaire) est observée ici.

Le graphique (a) de la figure 3.20 illustre les différences présentées jusqu'ici : le profil de vitesse longitudinale moyenne du jet annulaire sphéroïdal est plus resserré autour de l'axe central, puisque la vitesse u est nulle sur les bords du jet jusqu'à environ $y^* = 0.45$ alors que les jets annulaires basique et sphéroïdal présentent des vitesses u nulles après $y^* = 0.8$. Ce graphique est également le témoin de l'accélération du jet induite par le sphéroïde étant donné que la valeur maximale de u est plus élevée pour le jet annulaire sphéroïdal.

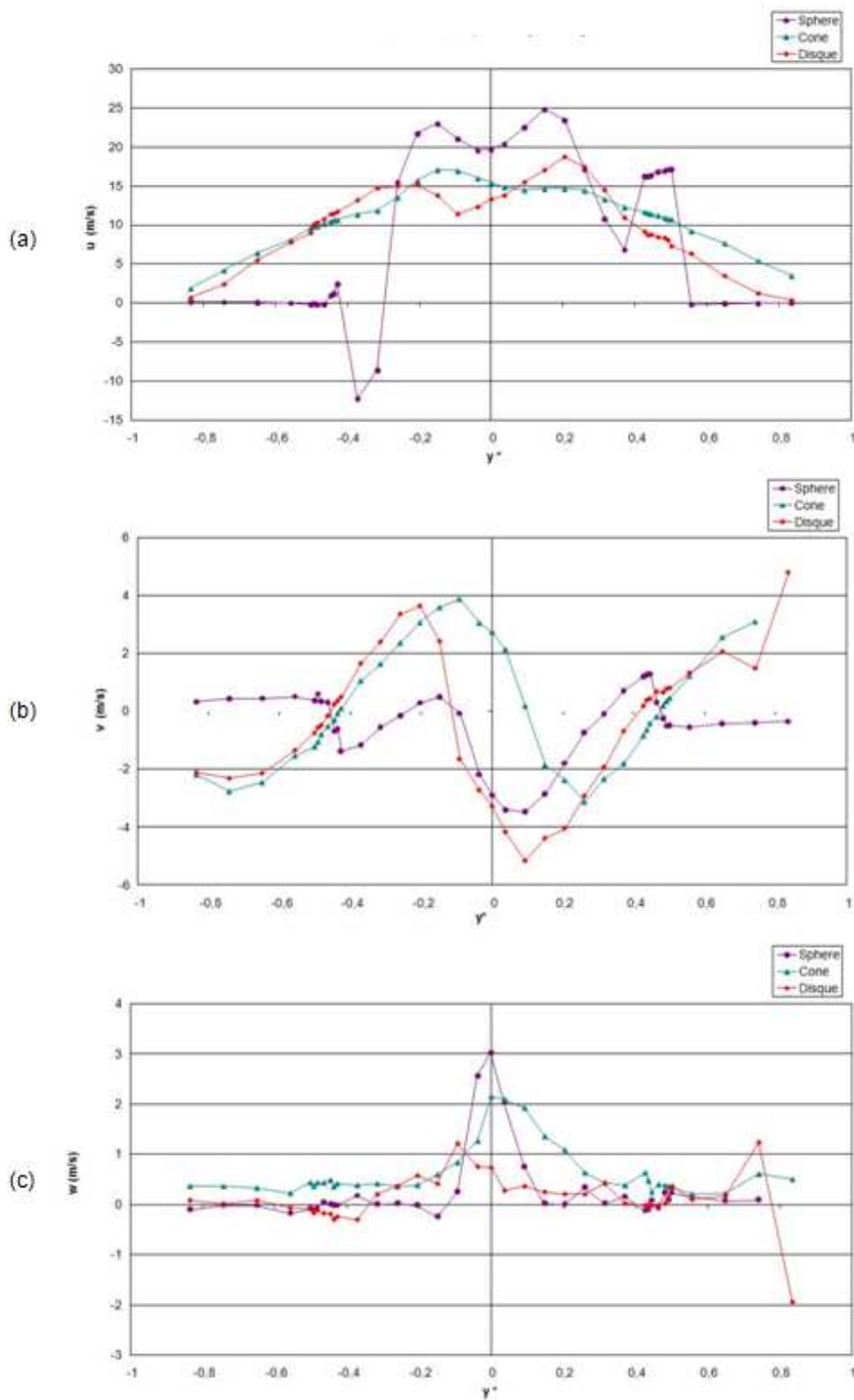


FIGURE 3.20 – Profils des trois composantes de vitesse (a) U , (b) V et (c) W des écoulements de jets annulaires basique, conique et sphéroïdal tracés en $x^* = 0.75$

Les profils de la vitesse transversale sont en revanche plus difficilement identifiables que dans le cas des mesures d'A.D.L. 2D mais se rapprochent néanmoins des comportements expliqués dans les paragraphes précédents. Le jet annulaire sphéroïdal présente deux zones où la vitesse

transversale devient négative. Le sphéroïde semble induire des instabilités de sillage semblables à celles rencontrées lorsqu'un écoulement contourne une sphère. Des structures cohérentes de type Bénard-Von Kármán semblent apparaître dans le sillage du sphéroïde. Ce sont ces structures qui seraient traduites dans les valeurs négatives de la vitesse transversale mais aussi dans les diminutions et augmentations de la vitesse longitudinale (avec un passage à des valeurs négatives) situées sur les bords du jet, entre $0.3 \leq y^* \leq 0.45$.

Le profil de vitesse azimutale w^* (figure 3.20(c)) du jet annulaire basique est proche de zéro, quel que soit y^* . Dans une coupe bidimensionnelle du jet, l'écoulement ne se déplace donc que dans cette coupe. En revanche, dans les cas conique et sphéroïdal, la vitesse azimutale devient positive autour de l'axe principal du jet. Le jet est donc bien soumis à des instabilités qui rendent les jets annulaires sphéroïdal et conique asymétriques.

3.1.3.3 Influence du contrôle passif sur le taux d'entraînement

L'étude des profils de vitesse a montré des caractéristiques différentes entre les jets annulaires basique, conique et sphéroïdal. Ces mesures de vitesse peuvent permettre d'étudier le taux d'entraînement de chaque configuration. Ce taux d'entraînement est important puisqu'il régit l'utilisation de certains jets pour des applications industrielles précises telles que la ventilation personnalisée ou la ventilation opérationnelle.

Les jets turbulents étudiés ici sont des jets axisymétriques d'air se propageant dans de l'air environnant au repos dont la pression ne varie pas (gradient de pression nul). Dans ce cas, le débit de quantité de mouvement M du jet en une position x^* est défini dans un repère cylindrique suivant la relation :

$$M(x^*) = \int_0^\infty 2\pi (\rho U_{x^*}^2(r) + P_{x^*}(r)) r dr \quad (3.2)$$

avec ρ la masse volumique du fluide, p la pression et r la distance à l'axe central du jet.

Le débit massique Q du jet étudié à une distance x^* de la sortie de la buse s'exprime alors :

$$Q(x^*) = \int_0^\infty 2\pi \rho U_{x^*}(r) r dr \quad (3.3)$$

En sortie de buse, le débit massique du jet est : $Q_0 = Q(0)$.

Comme le jet entraîne le fluide environnant, le débit Q augmente avec x^* . Le taux d'entraînement τ_E se calcule alors à partir du rapport de ces débits :

$$\tau_E = \frac{Q(x^*)}{Q_0} \quad (3.4)$$

Dans ces conditions, le taux d'entraînement τ_E est toujours supérieur à 1 et augmente quand x^* augmente.

Le calcul du taux d'entraînement est réalisé sur un intervalle de r allant de l'axe central du jet en $r = 0$, jusqu'à une position r_{min} où la vitesse U devient nulle (soit entre le coeur du jet et le milieu au repos). r_{min} est calculé à partir d'un pourcentage de la valeur de U_m correspondant à la vitesse du jet sur l'axe (Cho et al. [91], Hussain et Zaman [92]). Ainsi :

$$U(r_{min}) = 0.1U_m \quad (3.5)$$

Les taux d'entraînement des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal sont calculés à partir des mesures d'A.D.L. 2D et présentés en fonction de la position x^* sur la figure 3.21 pour les vitesses $U_0 = 30m.s^{-1}$, $U_0 = 15m.s^{-1}$ et $U_0 = 8m.s^{-1}$.

Lorsque $U_0 = 8m.s^{-1}$, le jet basique et le jet conique ont des taux d'entraînement semblables. En revanche, le taux d'entraînement du jet annulaire sphéroïdal est beaucoup plus faible. Puisque ce jet sphéroïdal est plus resserré sur l'axe central, son expansion plus réduite empêche l'écoulement d'entraîner beaucoup d'air environnant. Les jets annulaires basique et conique sont donc plus efficaces pour entraîner l'air. Cette particularité peut devenir un défaut. La ventilation personnalisée exige un taux d'entraînement réduit. Dans ce cas, le jet annulaire sphéroïdal semble être un meilleur candidat. Il faut encore tenir compte de l'accélération induite par le sphéroïde dans l'écoulement pour conclure sur l'efficacité des jets pour les différentes applications industrielles.

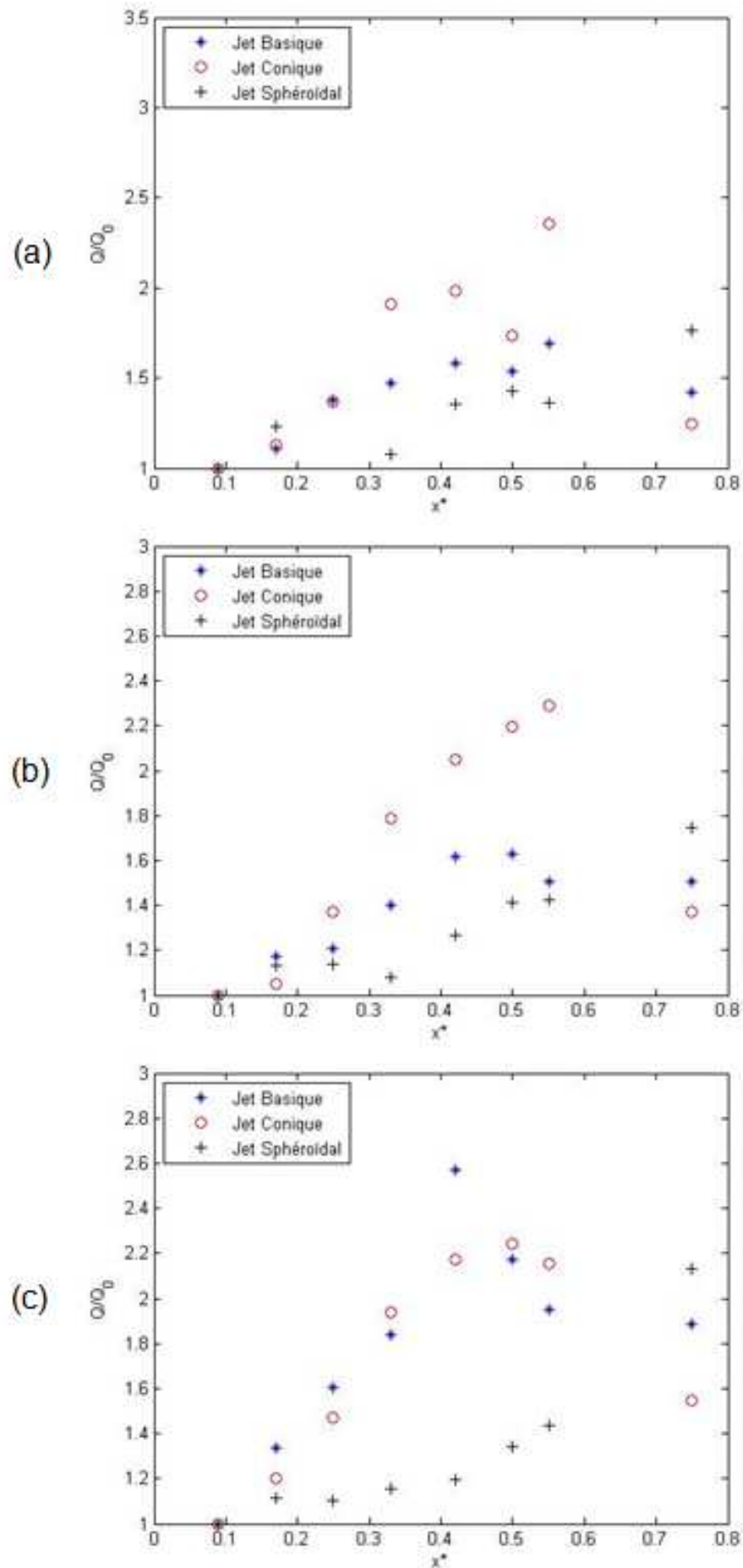


FIGURE 3.21 – Evolution du taux d'entraînement des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal pour les vitesses (a) $U_0 = 30 \text{ m.s}^{-1}$, (b) $U_0 = 15 \text{ m.s}^{-1}$ et (c) $U_0 = 8 \text{ m.s}^{-1}$

En revanche, lorsque la vitesse en sortie de buse U_0 augmente à $15m.s^{-1}$ ou $30m.s^{-1}$, le taux d'entraînement du jet annulaire conique se détache des deux autres configurations : le cône devient plus efficace pour entraîner une plus grande quantité d'air environnant. Le taux d'entraînement des jets annulaires basique et sphéroïdal diminue lorsque la vitesse U_0 est plus élevée, alors que celui du jet annulaire conique augmente. Le taux d'entraînement devient plus faible dans la zone intermédiaire pour le cas des trois géométries d'obstacle central. En effet, à cette distance de la sortie de la buse, les structures de Kelvin-Helmholtz se "cassent" pour donner naissance à des structures plus petites, suivant la cascade d'énergie de Kolmogorov. Les structures de plus petites échelles ne peuvent alors plus entraîner autant de fluide environnant que les structures cohérentes.

La capacité du jet annulaire conique à entraîner plus de fluide environnant avait déjà été soulignée dans l'étude de Ko et Chan [8]. Ces auteurs avaient alors observé un taux d'entraînement plus élevé pour l'usage d'un cône que pour un obstacle ellipsoïdal.

Pour pouvoir déterminer de manière plus efficace le taux d'entraînement des jets annulaires présentant différentes géométries d'obstacle central, il faudrait pouvoir mesurer le taux d'entraînement plus loin de la sortie de la buse, à partir de la zone intermédiaire, jusque dans la zone de jet pleinement développé où la turbulence peut alors être considérée comme homogène isotrope. Ce sont ces régions du jet turbulent, non définies dans le cadre de cette étude, qui pourraient confirmer ou infirmer les tendances décrites dans la zone initiale.

3.2 Observations issues des mesures des fluctuations de vitesses

Les champs de vitesses moyens permettent de présenter l'allure générale de l'écoulement. Pour visualiser les instabilités et les structures tourbillonnaires présentes dans l'écoulement, il faut s'intéresser aux fluctuations de vitesses. Les mesures de P.I.V. permettent d'étudier la répartition spatiale des fluctuations de vitesses transversale et longitudinale. Les mesures d'A.D.L. peuvent compléter ces premières observations en donnant des informations sur l'évolution temporelle des fluctuations de vitesse.

3.2.1 Champs de Fluctuations bidimensionnels

3.2.1.1 Fluctuations de la vitesse longitudinale

Les fluctuations des vitesses longitudinales sont importantes sur les bords du jet, dans les zones de mélange externe et interne. Ces fluctuations longitudinales sont dues au cisaillement entre le jet et l'air au repos. En revanche, au centre de ce champ, les fluctuations sont quasiment nulles (zone bleue). Ceci s'explique par le fait que la vitesse longitudinale du point de stagnation est nulle. Cette région de l'écoulement ne présente pas de mouvement suivant l'axe principal du jet. En sortie de buse, deux zones triangulaires bleues, encadrées par les zones de cisaillement marquent la présence du coeur potentiel où la vitesse est supérieure à 97% de la vitesse U_0 .

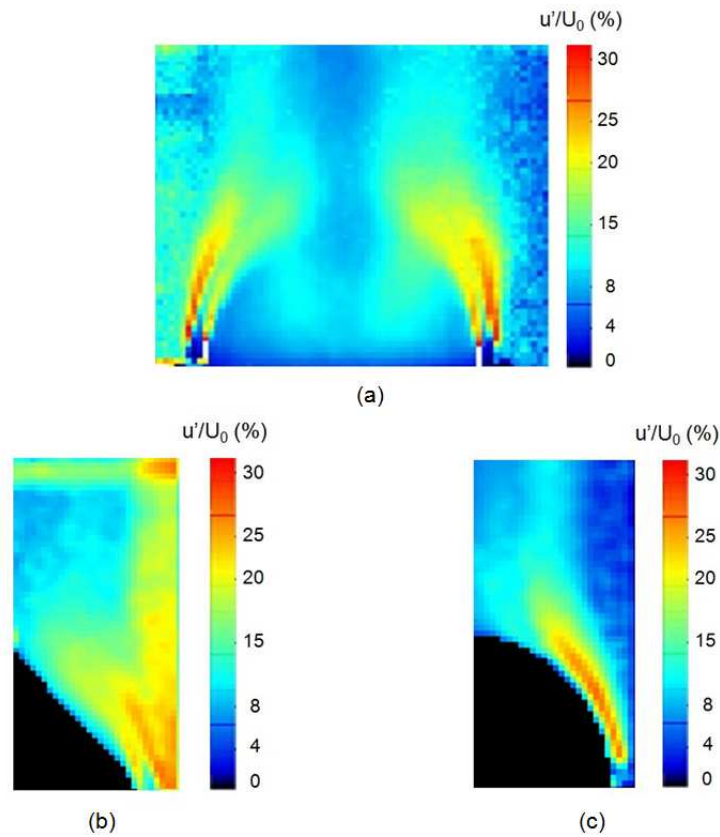


FIGURE 3.22 – Champs de fluctuations de la vitesse longitudinale d'un jet annulaire (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 30m.s^{-1}$

Les fluctuations de la vitesse longitudinale de la figure 3.22(b) montrent la présence des deux zones de cisaillement interne et externe, comme dans le cas du jet annulaire basique. L'air situé au dessus de la paroi de l'obstacle étant au repos, le passage du jet entraîne cet air et crée ainsi une zone de recirculation. Comme la surface d'air au repos est plus petite qu'en aval d'un disque, la zone de recirculation est plus petite. Le cône donne naissance à un écoulement hybride entre les jets annulaires basique et sphéroïdal, permettant un contrôle localisé du point de stagnation mais déstabilisant les zones de bord de jet.

La figure 3.22(c) montre qu'il n'y a plus qu'une seule zone de cisaillement, allongée, sur les bords du jet, dans le cas d'un jet annulaire sphéroïdal. Ce résultat est une conséquence directe de la disparition de la zone de recirculation : puisque l'obstacle remplace l'air au repos situé en aval du disque, dans un jet annulaire basique, il ne peut plus y avoir d'air entraîné par l'écoulement et donc aucune zone de recirculation ne se forme. On peut également noter que la zone de fluctuations longitudinales coïncide avec la zone de fluctuations transversales de bords de jet présentée sur la figure 3.23(c). Entre cette zone et la paroi de l'obstacle, il existe une fine zone de l'écoulement où les fluctuations sont quasiment nulles. Cette zone ne doit pas être prise en compte dans l'interprétation des champs de fluctuations. Pour les obstacles présents dans la zone initiale, de fortes réflexions de la nappe laser se produisent, malgré les précautions expérimentales prises pour les réduire. Ces réflexions induisent une saturation sur une petite partie de l'image, le long de l'obstacle. Comme cette intensité lumineuse supplémentaire est la même sur toutes les images, cette zone est vue, après les calculs, comme une région où les particules sont nombreuses et sans vitesse. Les fluctuations des vitesses longitudinales, autant

que celles des vitesses transversales sont alors nulles sur cette zone du champ.

3.2.1.2 Fluctuations de la vitesse transversale

Les écarts types des vitesses transversales tracés sur la figure 3.23(a) montrent que les fluctuations transversales sont maximales au niveau du point de stagnation, en fin de zone de recirculation (au centre du champ de fluctuations, en $x^* = 0.5$). L'intensité de turbulence est de l'ordre de 30% par rapport à la vitesse U_0 dans cette région de l'écoulement.

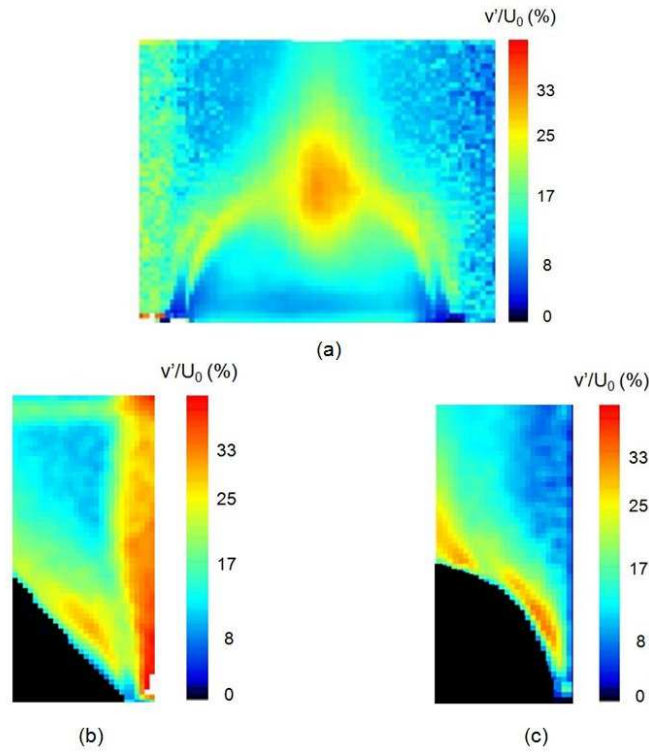


FIGURE 3.23 – Champs de fluctuations de la vitesse transversale d'un jet annulaire (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 30 m.s^{-1}$

Le champ (b) de la figure 3.23 montre que les fluctuations transversales au niveau du point de stagnation sont réduites : l'écart devient inférieur à 20% de la vitesse U_0 en sortie de buse. Cette configuration de jet annulaire semble donc permettre un contrôle passif de cette région du jet. En revanche, ce jet annulaire conique induit également des fluctuations transversales sur les bords de jet. L'obstacle ne permet pas à la zone de se déformer vers l'intérieur de l'écoulement, cette déformation se produit donc sur l'extérieur du jet.

D'après la figure 3.23(c), on peut dire que les fluctuations transversales ne se situent plus au niveau du point de stagnation mais plutôt au niveau du point de décollement. On observe également l'apparition d'une nouvelle zone de fluctuations transversales, sur les bords du jet, comme dans le cas du jet annulaire conique. Ces fluctuations sont engendrées par la formation des structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz, dans la zone de mélange externe.

3.2.2 Profils de fluctuations de vitesse

La composante transversale de vitesse traduit différentes instabilités de l'écoulement mais permet surtout de noter l'évolution du point de stagnation. Cette région du jet, soumise à

un battement autour de l'axe du jet induit une déstabilisation de l'ensemble de l'écoulement. Ce point de stagnation est donc un marqueur important de l'efficacité du contrôle passif d'un écoulement. Pour obtenir une vision plus détaillée des champs de fluctuations présentés précédemment, des profils de vitesse sont tracés à différentes hauteurs x^* à partir des mesures de P.I.V (figure 3.24).

3.2.2.1 Profils issus des mesures de P.I.V.

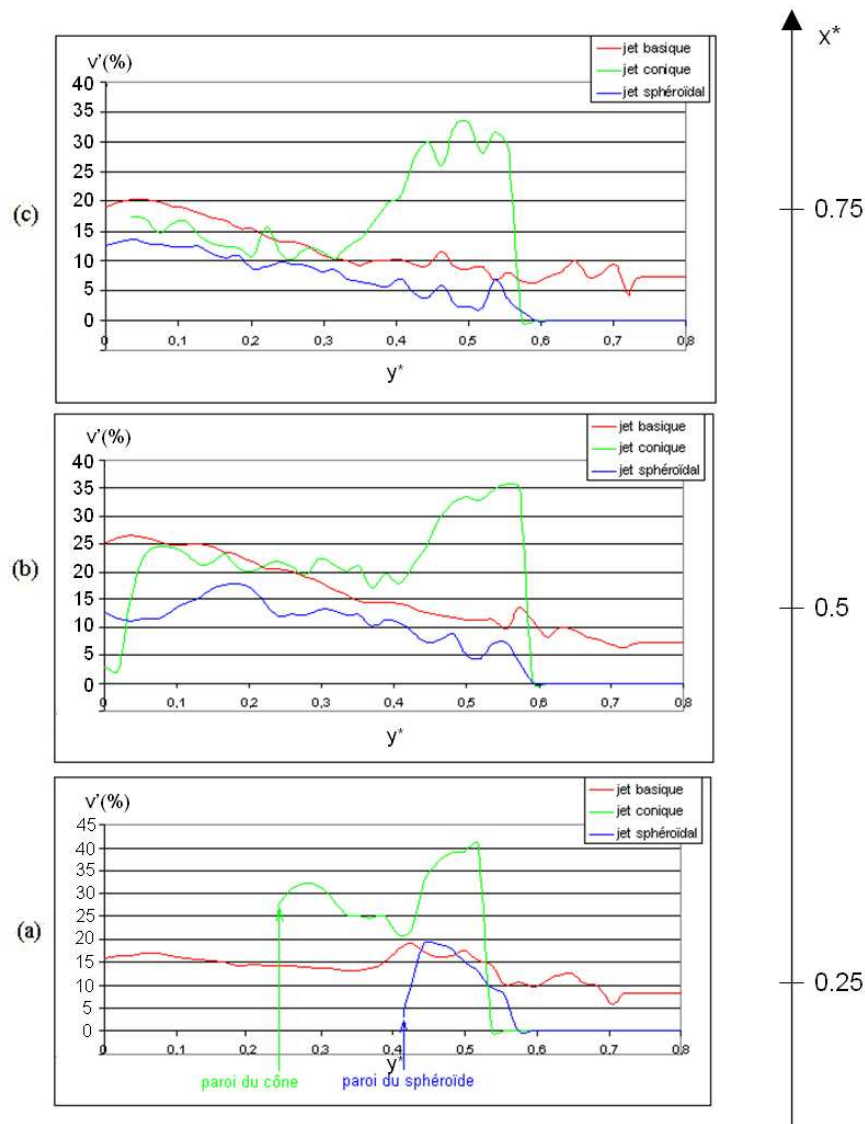


FIGURE 3.24 – Profils de l'intensité de turbulence de la composante v de vitesse tracés dans la zone initiale des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal à $U_0 = 30 m.s^{-1}$ (par mesures P.I.V.)

Les profils des fluctuations de vitesse transversale tracés pour $x^* = 0.25$, $x^* = 0.5$ et $x^* = 0.75$ nous permettent de confirmer les conclusions que nous avons extraites précédemment des champs de fluctuations. Sur le graphique (a) de la figure 3.24, on voit que la zone de fluctuations transversales présente pour le sphéroïde et le cône, mais absente pour le disque, près de la buse, est située au même endroit dans l'écoulement pour les jets conique et sphéroïdal entre $y^* = 0.43$ et $y^* = 0.54$. On remarque que ces fluctuations sont plus importantes avec le cône qu'avec le

sphéroïde. Au niveau du point de stagnation (graphique(b), figure 3.24), on voit nettement que les fluctuations transversales sont pratiquement nulles dans le cas du jet annulaire conique où elles sont de l'ordre de 3% de U_0 , et qu'elles sont plus élevées pour le sphéroïde et le disque où elles sont respectivement de 12% et 25% de U_0 . Les fluctuations importantes sur les bords du jet annulaire conique correspondent à des "faux vecteurs" dus à l'air environnant nonensemencé, il ne faut donc pas tenir compte de cette information au-delà du point de stagnation : ces fluctuations n'ont de réalité physique que près de la sortie de la buse. Ces "faux vecteurs" ne peuvent pas être éliminés par un post-traitement des champs de vitesse P.I.V. puisqu'ils sont trop nombreux. Les supprimer pourrait influencer sur les résultats de vitesse obtenue dans le jet. Pour mesurer des champs de vitesse sans ces "faux-vecteurs" en bord de jet, il faudrait ensemencer l'air extérieur. Un ensemencement extérieur, homogène et régulier, est difficile à mettre en place, c'est pourquoi ces premières mesures de vitesse ont privilégié le jet, et aucun dispositif supplémentaire susceptible de perturber l'écoulement n'a été ajouté, malgré les défauts de bords de jet que l'on obtient avec les mesures de champs instantanés. En revanche, dans la zone intermédiaire (graphique (c), figure 3.24), le cône semble induire plus de fluctuations transversales que le sphéroïde mais elles restent plus faibles que celles engendrées par le disque. Les profils de fluctuations de vitesse transversale de la figure 3.24 mettent donc encore l'accent sur l'efficacité du changement d'obstacle pour diminuer, voire pour supprimer les fluctuations transversales du point de stagnation.

3.2.2.2 Profils issus des mesures d'A.D.L. 2D

Les mesures d'A.D.L. permettent de compléter les informations obtenues en P.I.V. D'autres hauteurs x^* sont ainsi étudiées (selon les schémas présentés sur les figures 3.2 et 3.3, pages 128 et 130).

Fluctuations de vitesse longitudinale

Les planches 3.25, 3.26 et 3.27 montrent les profils des fluctuations longitudinales des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal pour les vitesses $U_0 = 30m.s^{-1}$, $U_0 = 15m.s^{-1}$ et $U_0 = 8m.s^{-1}$.

Les profils tracés dans la première moitié de la zone de recirculation montrent le développement des fluctuations sur les bords du jet, au niveau des zones de cisaillement (figure 3.25). Ces zones de fluctuations continuent de se développer dans la deuxième moitié de la zone de recirculation (figure 3.26). A chaque hauteur étudiée, on peut remarquer que les fluctuations longitudinales sont plus faibles pour le jet annulaire sphéroïdal que pour les jets basique et conique. Cette différence se retrouve également dans la zone intermédiaire, pour les hauteurs $x^* = 0.55$ et $x^* = 0.75$ (figure 3.27).

Lorsque la position x^* dans l'écoulement augmente, les valeurs maximales de fluctuations de vitesse longitudinale se rapprochent de l'axe central. Cet effet des fluctuations témoigne de la tendance des jets annulaires à se resserrer autour de l'axe central dès la fin de la zone initiale.

Fluctuations de vitesse transversale

Les fluctuations de vitesse transversale présentées sur les figures 3.28 et 3.29 permettent de visualiser l'évolution de ces fluctuations dans la zone initiale des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal.

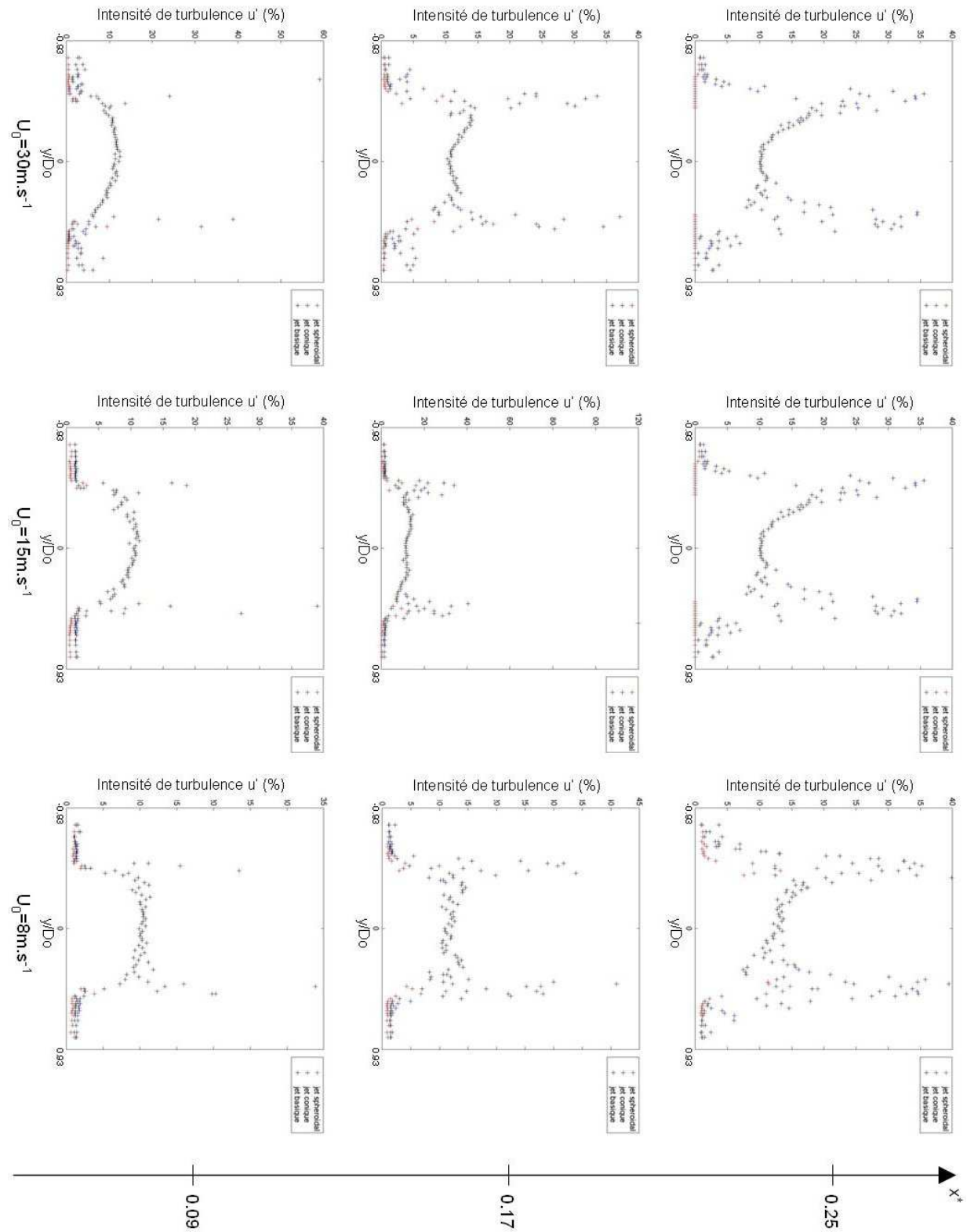


FIGURE 3.25 – Profils de l'intensité de turbulence de la composante u de vitesse tracés pour $0.09 \leq x^* \leq 0.25$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal

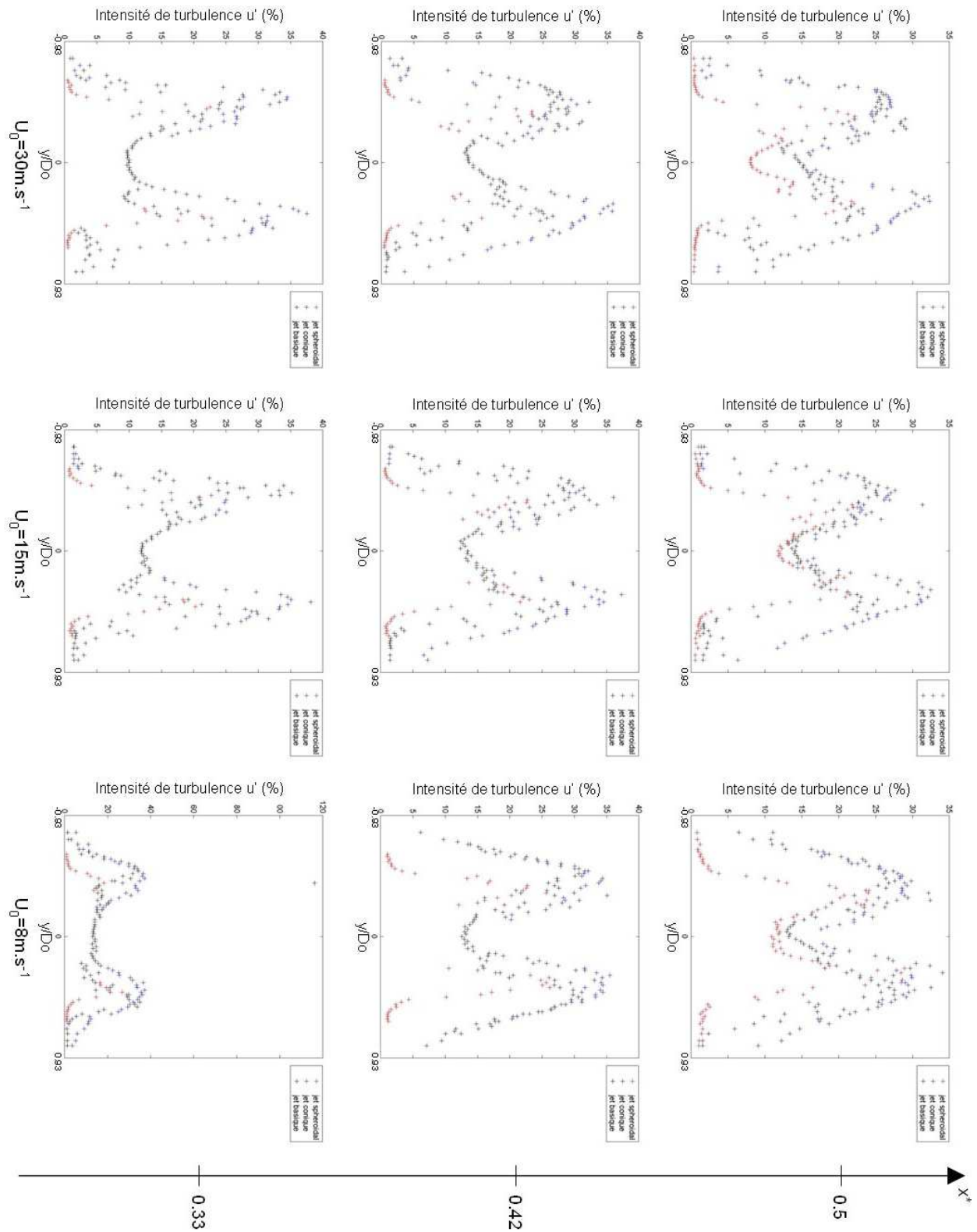


FIGURE 3.26 – Profils de l'intensité de turbulence de la composante u de vitesse tracés pour $0.33 \leq x^* \leq 0.5$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal

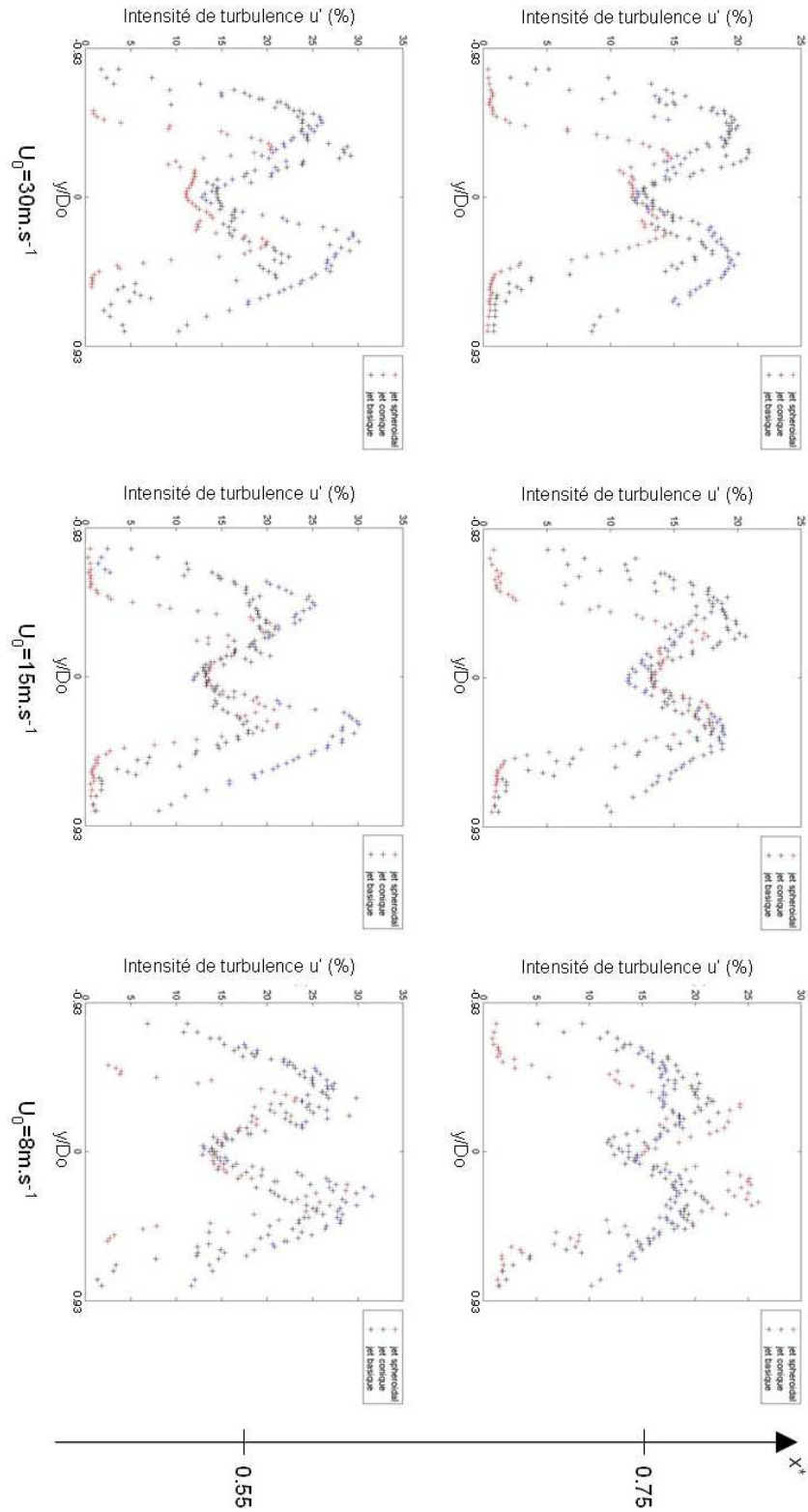


FIGURE 3.27 – Profils de l'intensité de turbulence de la composante u de vitesse tracés pour $0.55 \leq x^* \leq 0.75$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal

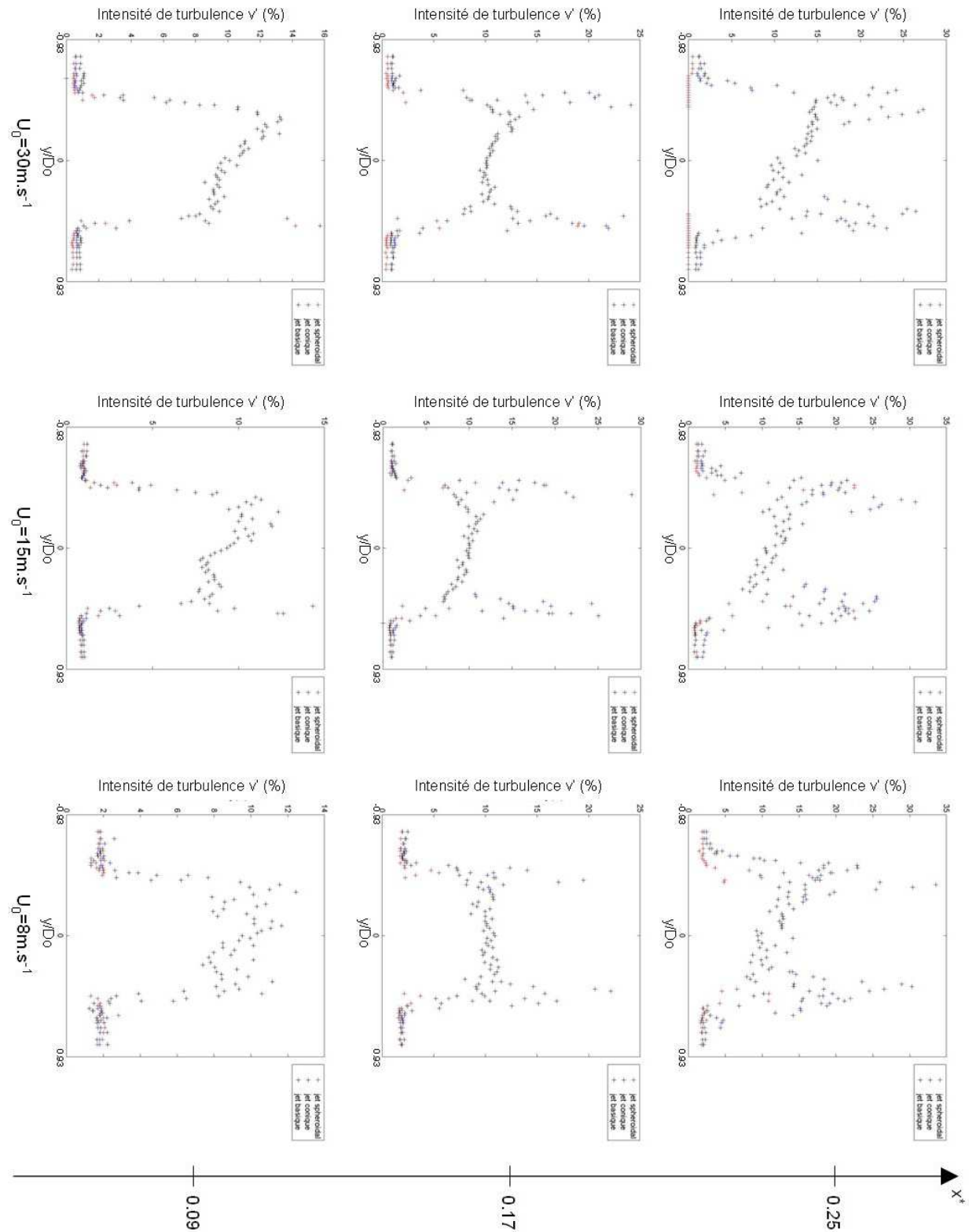


FIGURE 3.28 – Profils de l'intensité de turbulence de la composante v de vitesse tracés pour $0.09 \leq x^* \leq 0.25$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal

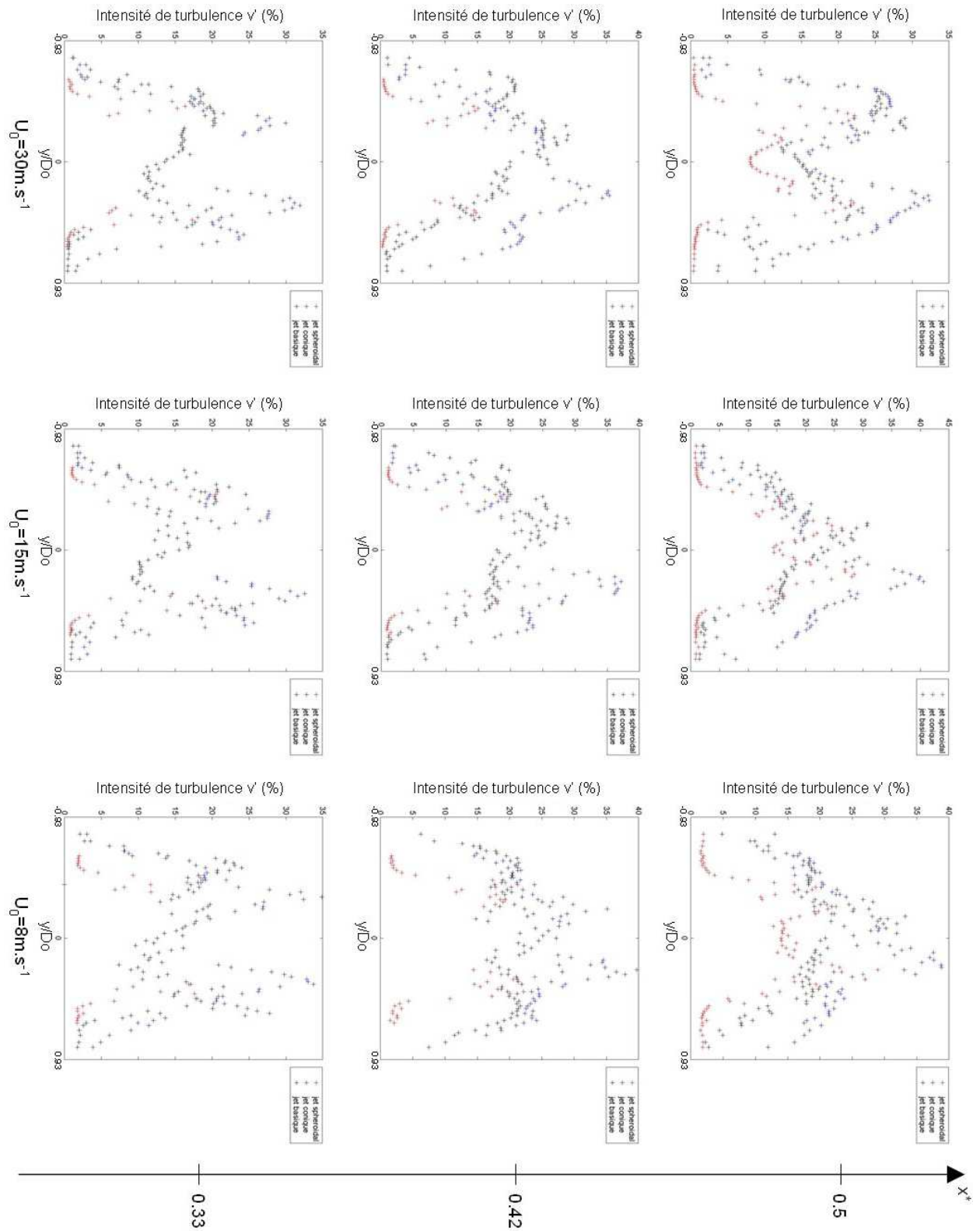


FIGURE 3.29 – Profils de l'intensité de turbulence de la composante v de vitesse tracés pour $0.33 \leq x^* \leq 0.5$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal

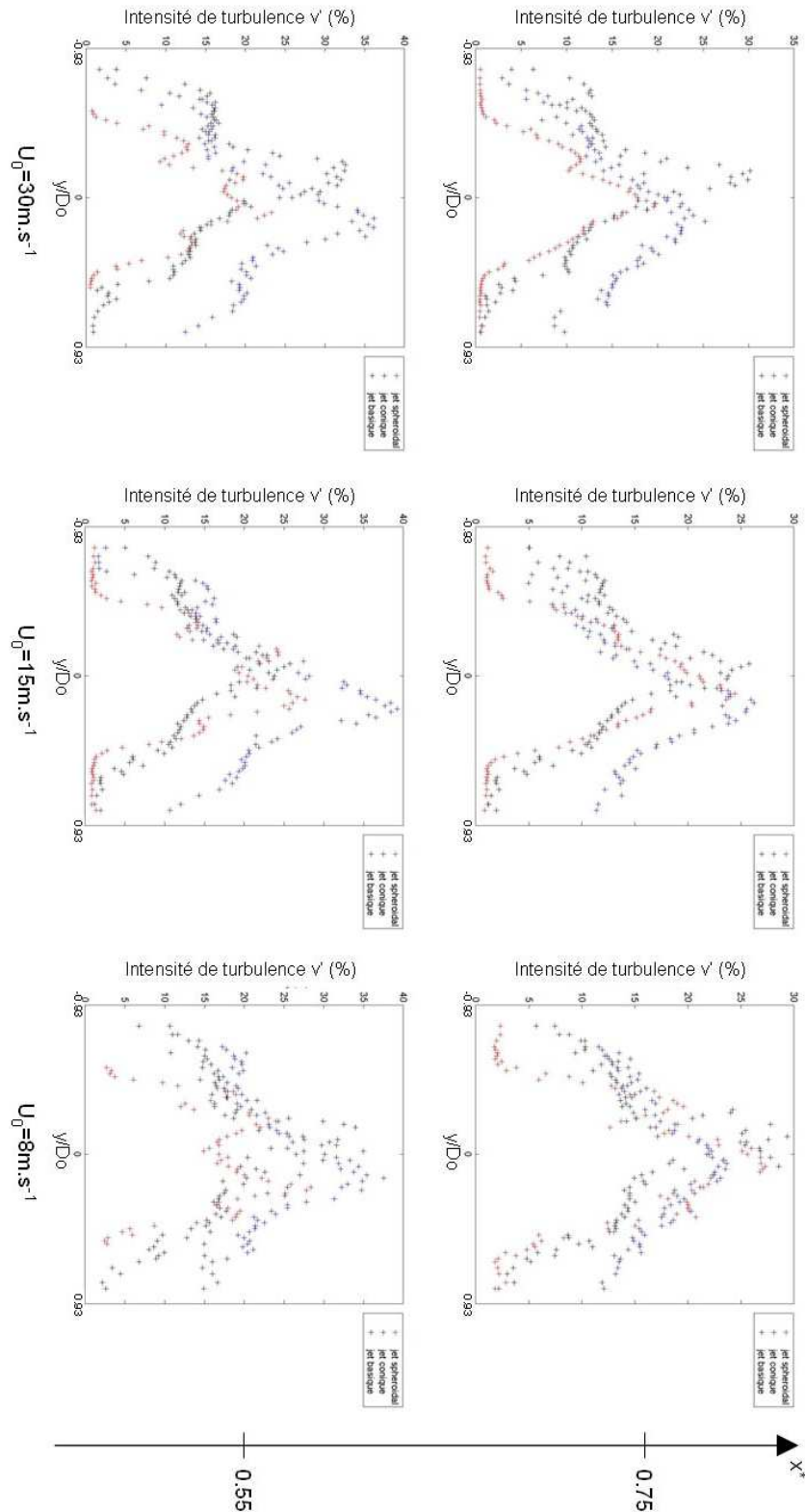


FIGURE 3.30 – Profils de l'intensité de turbulence de la composante v de vitesse tracés pour $0.55 \leq x^* \leq 0.75$ des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal

Dans la première moitié de la zone de recirculation, les fluctuations de vitesse transversale augmentent progressivement sur les bords de jet pour les trois configurations de jet annulaire. Alors que les fluctuations sur l'axe du jet restent constantes lorsque x^* augmente. En revanche,

dans la deuxième moitié de la zone de recirculation, plus loin de la sortie de la buse les fluctuations de bord de jet ne semblent plus augmenter et la valeur des fluctuations sur l'axe devient plus élevée pour les trois géométries d'obstacle central.

Dans la zone intermédiaire, les fluctuations de vitesse transversale montrent un maximum sur l'axe du jet, quel que soit l'obstacle central utilisé (figure 3.30). Le jet annulaire sphéroïdal présente des valeurs de vitesse transversale plus faibles sur l'ensemble du jet (de la sortie de la buse au début de la zone intermédiaire) excepté dans la première moitié de la zone de recirculation où le jet est soumis à de plus fortes fluctuations de vitesse transversale sur les bords du jet que dans le cas du jet basique. Ces fluctuations du jet annulaire sphéroïdal restent néanmoins plus faibles que celles du jet annulaire conique. L'étude des profils des fluctuations des composantes de vitesse transversale et longitudinale permet donc de montrer que le jet annulaire sphéroïdal semble soumis à moins de fluctuations transversale et longitudinale que les jets annulaires basique et conique. Ce résultat peut nous entraîner sur une piste de contrôle passif des jets annulaires puisque le jet annulaire sphéroïdal présente des caractéristiques appropriées à une réduction des instabilités de jet dans des applications industrielles telles que les procédés de fibrage de verre où celles-ci deviennent un inconvénient majeur.

3.2.2.3 Profils issus des mesures d'A.D.L. 3D

Zone intermédiaire

En observant les profils des fluctuations dans la zone intermédiaire, en $x^* = 0.75$ (figure 3.31), on remarque encore les caractéristiques d'une expansion plus faible du jet annulaire sphéroïdal. En effet, les fluctuations sont nulles aux alentours de $y^* = 0.6$ pour le jet annulaire sphéroïdal alors qu'elles sont au minimum de 10% pour tous les profils de fluctuations transversale, longitudinale ou azimutale dans le cas des jets basique et conique.

Les fluctuations de la composante longitudinale des jets présentent des maximums sur les bords des jets alors que ces fluctuations deviennent plus faibles sur l'axe principal de l'écoulement.

Les fluctuations de la vitesse transversale, en revanche sont maximales sur l'axe du jet. Ces valeurs maximales varient énormément selon la géométrie de l'obstacle : elles sont de 27% pour le jet annulaire basique, de 24% pour le jet annulaire conique et de seulement 20% pour le jet annulaire sphéroïdal.

Les fluctuations de vitesse azimutale suivent la même allure que celles de la composante transversale. Elles sont légèrement plus faibles que les fluctuations transversales mais elles obéissent à la même tendance, le jet annulaire basique présente des fluctuations maximales de l'ordre de 25%, le jet annulaire conique voit ses fluctuations azimutales diminuer jusqu'à 22% et le jet annulaire sphéroïdal réduit considérablement ces fluctuations jusqu'à 17%. Cette composante des fluctuations montre le bénéfice apporté par un obstacle sphéroïdal sur le battement du jet. Celui-ci peut-être réduit pour cet obstacle et donc peut permettre une stabilisation du jet pour certaines applications industrielles.

Zone de jet pleinement développé

Les fluctuations de vitesse présentées sur la figure 3.32 permettent d'observer leur évolution dans la zone de jet pleinement développé, loin de la sortie de la buse.

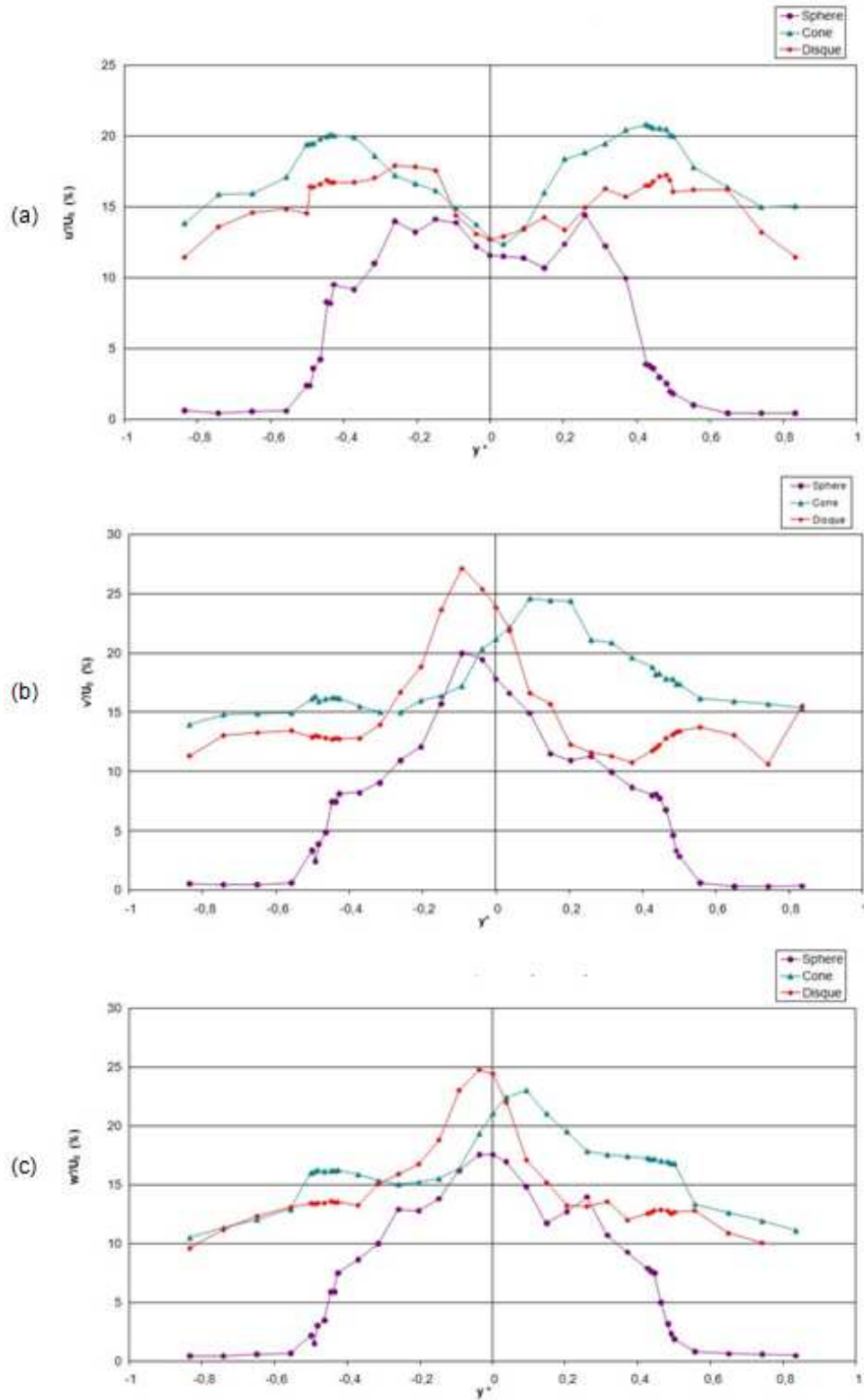


FIGURE 3.31 – Profils de fluctuations des trois composantes de vitesse (a) $\frac{u'}{U_0}$, (b) $\frac{v'}{U_0}$ et (c) $\frac{w'}{U_0}$ des écoulements de jets annulaires basique, conique et sphéroïdal tracés en $x^* = 0.75$ (pour $U_0 = 30m.s^{-1}$)

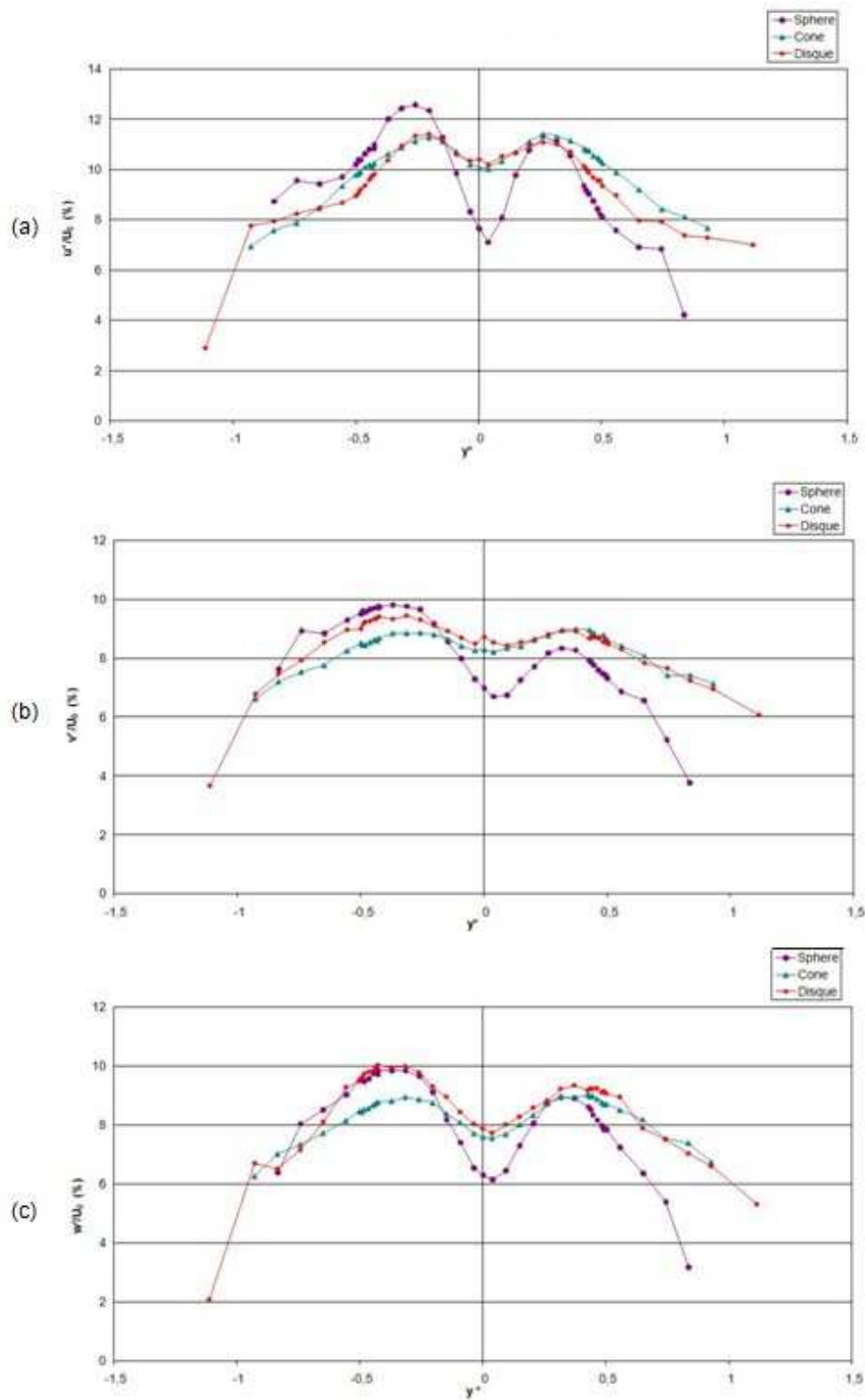


FIGURE 3.32 – Profils des intensités de turbulence des trois composantes de vitesse (a) $\frac{u'}{U_0}$, (b) $\frac{v'}{U_0}$ et (c) $\frac{w'}{U_0}$ des écoulements de jets annulaires basique, conique et sphéroïdal tracés en $x^* = 2.78$ (pour $U_0 = 30m.s^{-1}$)

Les fluctuations des trois composantes de vitesse suivent le même schéma. Les profils présentent deux maximums de vitesse sur les bords du jet et des valeurs de fluctuations moins élevées sur l'axe central des jets. La différence de l'expansion des écoulements observée

précédemment dans la zone intermédiaire est atténuée dans cette nouvelle région de l'écoulement. Les jets annulaires basique, conique et sphéroïdal semblent alors occuper la même place dans le milieu environnant. En revanche, la capacité du jet annulaire sphéroïdal à réduire les fluctuations longitudinales, transversales et azimutales est confirmée ici encore. Les fluctuations longitudinales des jets présentant un obstacle en forme de disque ou un obstacle conique sont de l'ordre de 10% alors qu'elles sont à moins de 4% pour le jet annulaire sphéroïdal. De même, les fluctuations transversales diminuent de 8% à moins de 7% pour l'obstacle sphéroïdal. Tout comme les fluctuations azimutales qui sont d'environ 8% dans le cas basique et conique, et de 6% dans le cas du sphéroïde.

3.3 Mécanismes déterminants des écoulements

Les fluctuations de vitesse sont les témoins des instabilités d'un écoulement turbulent. Elles peuvent être reliées à des structures tourbillonnaires particulières. L'étude de ces structures permet de déterminer l'évolution des instabilités et donc de comprendre les mécanismes déterminants d'un écoulement turbulent.

Pour identifier ces structures tourbillonnaires, il est possible de mesurer la vorticité présente dans les jets. Cette vorticité est un premier critère obtenu à partir des vitesses des particules fluides constituant l'écoulement. Ces vitesses permettent également de définir les contraintes de déformations de l'écoulement, qu'elles soient des contraintes de cisaillement ou des contraintes d'étirement.

3.3.1 Etude de la vorticité

3.3.1.1 Définition

La vorticité est reliée à la quantité de vitesse angulaire à laquelle un fluide peut être soumis localement. Soient deux particules fluides de vitesses $\vec{u}$ et $\vec{u} + \vec{du}$ situées respectivement en $\vec{r}$ et en $\vec{r} + \vec{dr}$. Un développement limité de la vitesse à l'ordre 1 permet de relier $\vec{u}$ et $\vec{u} + \vec{du}$ dans un repère cartésien :

$$\vec{u} \left(\vec{r} + \vec{dr}, t \right) = \vec{u} + \overline{\overline{R}} \cdot \vec{dr} \quad (3.6)$$

où $\overline{\overline{R}}$ est le tenseur des gradients de vitesse défini par :

$$\overline{\overline{R}} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial w}{\partial x} & \frac{\partial w}{\partial y} & \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Le vecteur $\vec{dr}$ s'écrit :

$$\vec{dr} = \begin{pmatrix} dx \\ dy \\ dz \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

Le tenseur des gradients de vitesse peut être décomposé en deux tenseurs correspondant à une partie symétrique $\overline{\overline{A}}$ et une partie antisymétrique $\overline{\overline{B}}$. Dans un plan bidimensionnel (xOy) tel

que celui étudié en P.I.V., ces deux parties du tenseur des gradients de vitesse s'écrivent alors :

$$\overline{\overline{A}} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) & \frac{\partial v}{\partial y} \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

$$\overline{\overline{B}} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right) & 0 \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

Le tenseur $\overline{\overline{A}}$ est appelé tenseur du taux de déformation et $\overline{\overline{B}}$ est le tenseur du taux de rotation. Ce tenseur de rotation est lié à la vorticité qui se calcule à travers le rotationnel de la vitesse :

$$\vec{\omega} = \vec{\nabla} \wedge \vec{U} \quad (3.11)$$

Soit :

$$\vec{\omega} = \begin{pmatrix} \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

Dans un plan bidimensionnel (xOy), la vorticité se limite donc à $\vec{\omega}_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$.

Les calculs de vorticité ont été déduits d'une approximation d'ordre 3 pour pouvoir exprimer les dérivées partielles des composantes de vitesse u et v en différences finies :

$$\frac{\partial v(x_i, y_j)}{\partial x} = \frac{1}{3\Delta x} (-v(x_{i-1}, y_{j+1}) - 2v(x_{i-1}, y_j) - v(x_{i-1}, y_{j-1}) + v(x_{i+1}, y_{j+1}) + 2v(x_{i+1}, y_j) + v(x_{i+1}, y_{j-1})) \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial u(x_i, y_j)}{\partial x} = \frac{1}{3\Delta x} (-u(x_{i+1}, y_{j-1}) - 2u(x_i, y_{j-1}) - u(x_{i-1}, y_{j-1}) + u(x_{i+1}, y_{j+1}) + 2u(x_i, y_{j+1}) + u(x_{i-1}, y_{j+1})) \quad (3.14)$$

3.3.1.2 Champs de vorticité

Les champs de vorticité moyens calculés pour les jets annulaires basique conique et sphéroïdal à partir des mesures de P.I.V. sont représentés sur les figures 3.33 et 3.34 pour des vitesses en sortie de buse respectivement égales à $30m.s^{-1}$ et $8m.s^{-1}$.

On remarque sur ces figures que la différence de vitesse en sortie de buse ne modifie pas les zones de vorticité, seule l'amplitude de cette vorticité varie : elle diminue lorsque la vitesse diminue.

Les champs de cette étude couvrent l'ensemble de la zone initiale et une partie de la zone intermédiaire. Il est donc difficile de déterminer avec précision les phénomènes apparaissant en sortie de buse mais, comme Lalizel [11] l'expliquait dans ses travaux, deux zones de vorticité de plus fortes amplitudes dessinent les zones de mélange externe et interne dans l'intervalle $0 \leq x^* \leq 0.1$. Les deux zones sont caractérisées par des normes identiques mais sont de vorticité opposée. Ces champs de vorticité permettent de retrouver l'influence de la géométrie de l'obstacle central sur l'expansion du jet. En effet, le jet annulaire sphéroïdal présente une zone de vorticité qui longe la paroi de l'obstacle alors que dans le cas conique, cette zone se décolle de la paroi, laissant place à une zone de recirculation et se rapprochant ainsi du comportement d'un jet annulaire basique. De plus, le jet sphéroïdal est soumis à une vorticité beaucoup plus élevée que dans les deux autres cas.

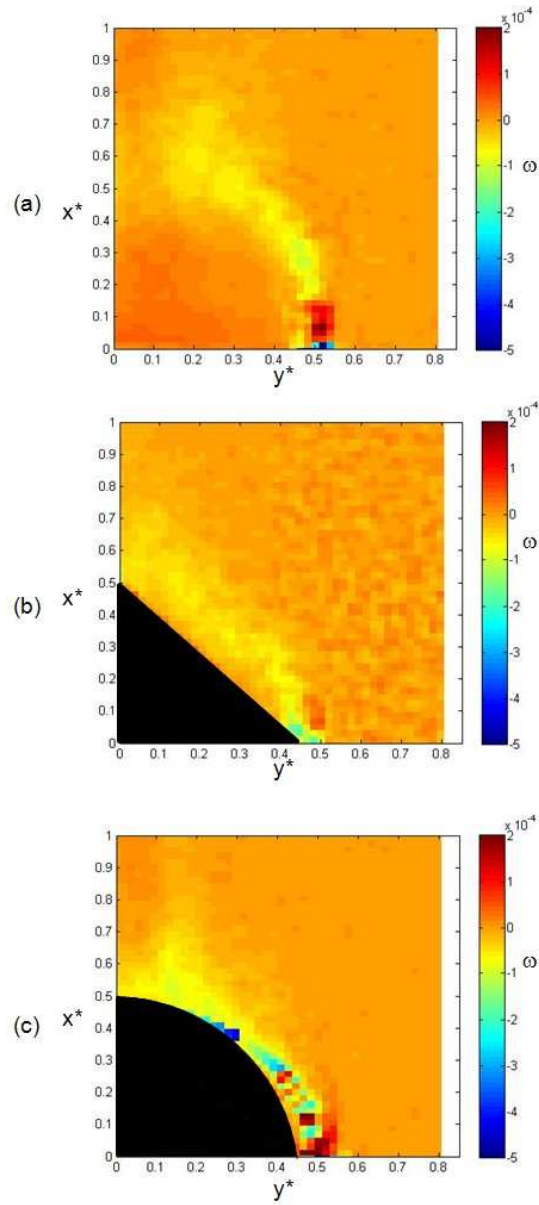


FIGURE 3.33 – Champs moyens de vorticité des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 30 m.s^{-1}$

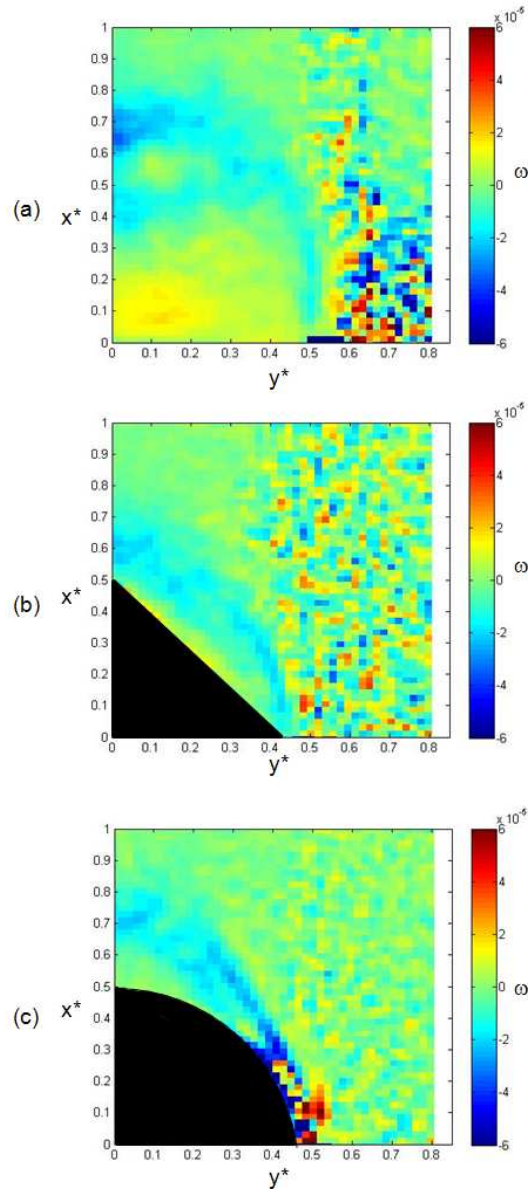


FIGURE 3.34 – Champs moyens de vorticité des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 8m.s^{-1}$

3.3.2 Etude des contraintes de cisaillement et d'étirement

3.3.2.1 Définitions

La partie symétrique $\overline{\overline{A}}$ du tenseur des gradients de vitesse $\overline{\overline{R}}$ représente le taux de déformation. Les termes le composant sont liés aux contraintes de cisaillement σ_s définies par la relation :

$$\sigma_s = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \quad (3.15)$$

Les contraintes d'étirement σ_n sont, elles aussi, exprimées à partir de la partie symétrique de $\overline{\overline{A}}$, suivant la relation :

$$\sigma_n = \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \quad (3.16)$$

Ces deux termes permettent de déterminer les phénomènes mis en jeu dans les écoulements

de jets annulaires. La même approximation d'ordre 3 a été utilisée dans le calcul des contraintes d'étirement et de cisaillement que dans le calcul de la vorticité.

3.3.2.2 Champs d'étirement

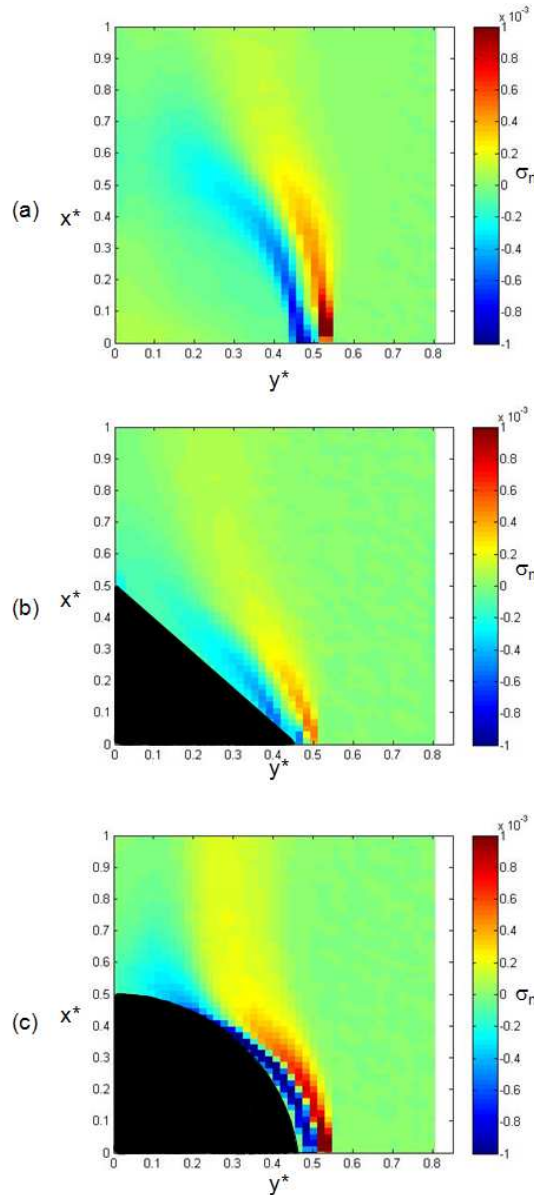


FIGURE 3.35 – Champs moyens des contraintes d'étirement des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 30m.s^{-1}$

Les champs d'étirement moyens tracés pour les vitesses $U_0 = 30m.s^{-1}$ et $U_0 = 8m.s^{-1}$ permettent d'évaluer l'influence de la vitesse sur ces contraintes dans des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal. En dehors de la diminution du taux d'étirement quand la vitesse diminue, on peut également remarquer que le jet annulaire sphéroïdal voit son point de décollement glissé en aval de l'obstacle lorsque la vitesse U_0 augmente. Ce résultat a déjà été étudié pour des écoulements de sillage de sphère (dans la section 1.3.2, page 17).

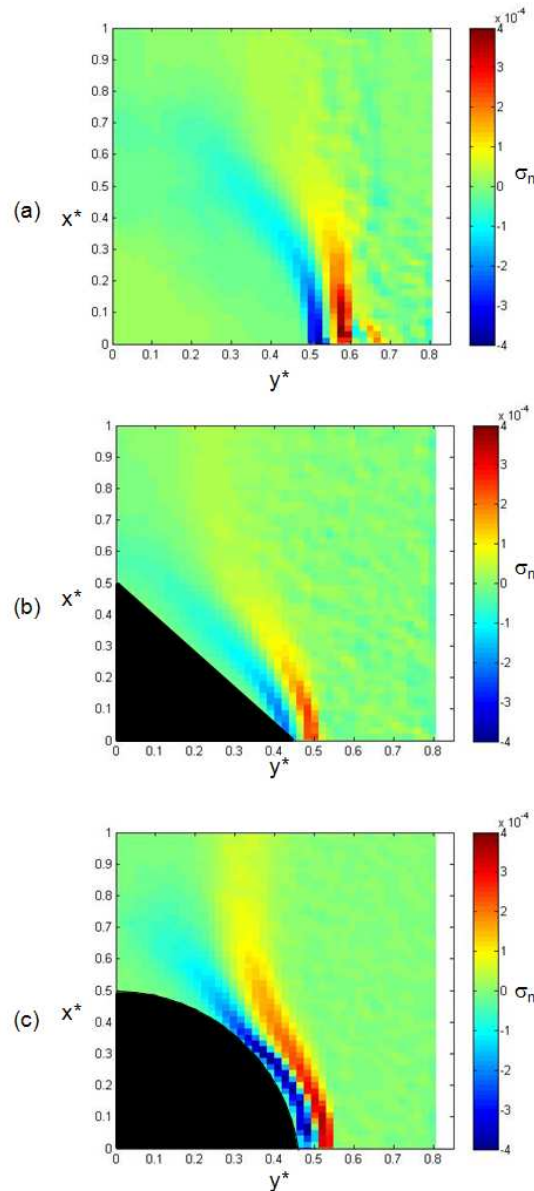


FIGURE 3.36 – Champs moyens des contraintes d'étirement des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 8m.s^{-1}$

L'étirement moyen des jets annulaires basique et conique montre une petite différence entre les zones de mélange externe et interne : La zone d'étirement maximal de la zone de mélange interne débute dès la sortie de la buse. En revanche, dans la zone de mélange externe, l'étirement maximal est retardé et se trouve plus en aval de la sortie, aux environs de $x^* = 0.1$. Ce résultat est différent dans le cas du jet annulaire sphéroïdal puisque la tendance est alors inversée : la zone de mélange interne présente un étirement maximal plus éloigné de la sortie de la buse que la zone de mélange externe. Pour le jet annulaire basique et de manière moindre dans le cas du jet conique, une autre zone d'étirement assez élevé apparaît entre les parois de l'obstacle et la zone de recirculation. L'étirement du jet annulaire sphéroïdal est beaucoup plus élevé que pour les deux autres géométries d'obstacle. Cette remarque peut expliquer l'effet d'accélération rencontré précédemment sur les profils de vitesse moyens.

3.3.2.3 Champs de cisaillement

Les champs moyens des contraintes de cisaillement des jets annulaires basique, sphéroïdal et conique sont présentés sur les figures 3.37 et 3.38 pour des vitesses U_0 différentes en sortie de buse ($30m.s^{-1}$ et $8m.s^{-1}$).

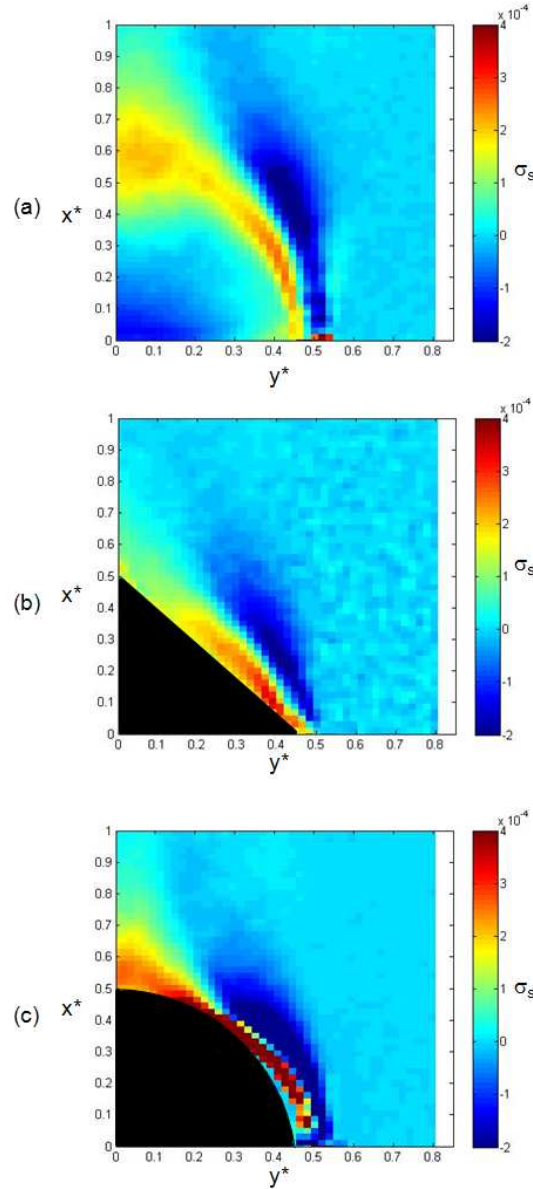


FIGURE 3.37 – Champs moyens des contraintes de cisaillement des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 30m.s^{-1}$

Les zones de mélange externe et interne sont repérées sur les champs de cisaillement par deux zones de cisaillement élevé en sortie de buse. La zone du point de stagnation présente aussi de fortes contraintes de cisaillement. Cette zone, dans le cas du jet annulaire sphéroïdal se situe au niveau du point de décollement de l'écoulement. En revanche, dans le cas conique, cette zone de fort cisaillement en aval du sommet de l'obstacle disparaît. Très près de la sortie de la buse, les contraintes de cisaillement sont élevées puisque le jet présente une vitesse très importante et pénètre un milieu de fluide au repos. Lorsque U_0 diminue, les contraintes de cisaillement

deviennent beaucoup plus faibles. Comme observé sur les champs d'étirement et de vorticité, le cisaillement est plus important pour le jet annulaire sphéroïdal que pour le jet présentant un cône en son centre. En revanche, les contraintes de cisaillement sur les bords d'un jet annulaire sphéroïdal (dans la zone de cisaillement externe) sont de l'ordre de celles observées dans un jet annulaire basique.

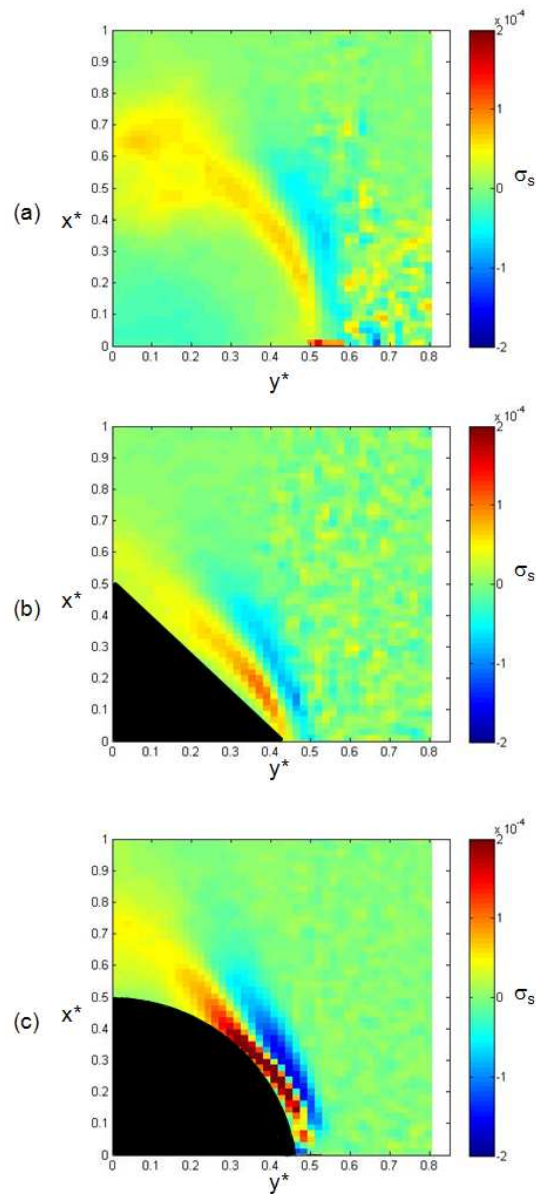


FIGURE 3.38 – Champs moyens des contraintes de cisaillement des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 8m.s^{-1}$

Le cisaillement moyen de la zone de mélange interne se prolonge plus loin dans l'écoulement que celui de la zone de mélange externe, bien que les normes du cisaillement de chacune de ces zones soient identiques. La zone de cisaillement est plus étendue pour un jet annulaire basique où elle peut atteindre $x^* = 0.6$, que pour un jet annulaire conique qui présente des zones de cisaillement inférieures à $x^* = 0.2$. Le sphéroïde placé au centre d'un jet annulaire permet d'étendre les zones de cisaillement jusqu'à $x^* = 0.3$.

3.3.3 Discussion du coefficient de Weiss

Les calculs précédents permettent de montrer les différents phénomènes rencontrés dans la zone initiale des jets annulaires mais il faut pouvoir quantifier ces phénomènes et déterminer lequel peut prendre l'ascendant sur l'autre. Le coefficient de Weiss rend possible cette estimation. Ce coefficient Q est proportionnel au Laplacien de pression et permet donc de caractériser les zones de compression et de dilatation de l'écoulement. Q s'exprime alors :

$$Q = \omega^2 - S^2 \quad (3.17)$$

où S quantifie les contraintes de cisaillement et d'étirement en s'écrivant :

$$S^2 = \sigma_n^2 + \sigma_s^2 \quad (3.18)$$

Lorsque le coefficient Q de Weiss est positif, cela signifie que l'écoulement local est dominé par la vorticité alors que si Q est négatif, l'écoulement est soumis à des compressions et des dilatations et est régi localement par des déformations.

Dans l'ensemble des champs présentés sur les figures 3.39 et 3.40, le coefficient de Weiss est positif dans toute la zone initiale et dans le début de la zone intermédiaire. Ces résultats permettent de montrer que la zone initiale des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal est caractérisée majoritairement par la vorticité. Cette vorticité est issue des instabilités développées sur les bords du jet ou aux abords de la zone de recirculation et des parois des obstacles centraux.

La morphologie des écoulements des jets annulaires est déterminée par les instabilités présentes dans la zone initiale. Les jets annulaires sont alors soumis à des fluctuations longitudinales et transversales qui induisent notamment un battement du jet autour de l'axe central. Le contrôle passif doit permettre de réduire ce battement en agissant sur la morphologie de l'écoulement et en modifiant les caractéristiques et les instabilités du jet. La Décomposition Orthogonale en Modes Propres est alors un outil de post-traitement efficace pour la détection des structures cohérentes et donc pour la compréhension des mécanismes régissant l'évolution de l'écoulement.

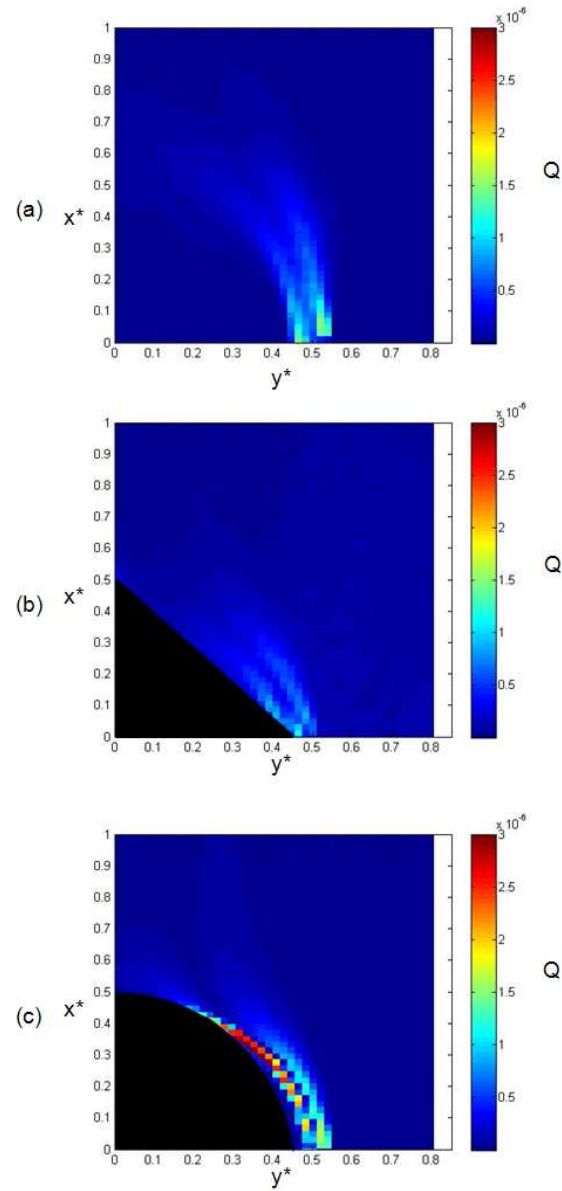


FIGURE 3.39 – Champs moyens du coefficient Q de Weiss des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 30m.s^{-1}$

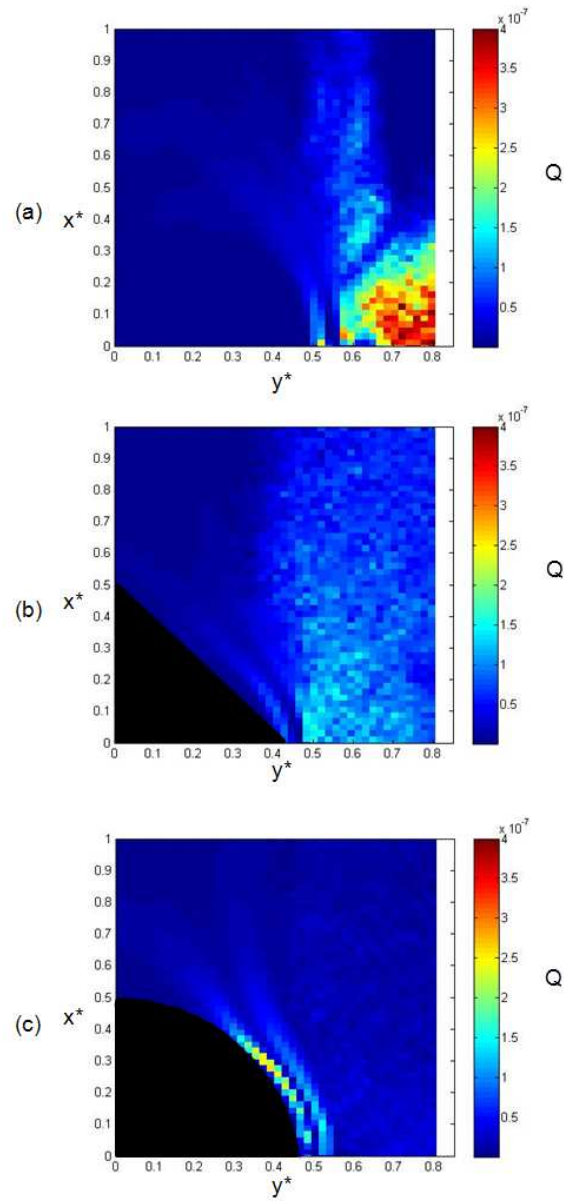


FIGURE 3.40 – Champs moyens du coefficient Q de Weiss des jets annulaires (a) basique, (b) conique et (c) sphéroïdal pour $U_0 = 8m.s^{-1}$

Chapitre 4

Exploitations complémentaires des données

Les premiers résultats obtenus pour le contrôle passif montrent qu’une modification de la géométrie de l’obstacle central influe sur l’ensemble du jet, perturbe les vitesses, les zones de déformations ou encore la vorticité. le contrôle passif joue également un rôle sur les instabilités de la zone initiale. Ce sont ces instabilités qu’il est intéressant d’étudier dans le détail pour déterminer quel obstacle central peut améliorer certaines applications industrielles.

La Décomposition Orthogonale en Modes Propres (P.O.D.) va permettre d’identifier les structures cohérentes de l’écoulement mais aussi les instabilités régissant les écoulements des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal.

L’évolution temporelle des instabilités permet d’évaluer l’efficacité du contrôle passif en se concentrant sur les instabilités auxquelles le point de stagnation est soumis et qui engendrent un battement de l’ensemble de l’écoulement autour de l’axe central du jet.

4.1 Apports de la Décomposition Orthogonale en Modes Propres

La technique de P.O.D. a été appliquée aux mesures de P.I.V. réalisées sur les écoulements de jets annulaires basique, conique et sphéroïdal. Etant donné l’opacité des obstacles utilisés pour le jet annulaire conique et sphéroïdal, le montage expérimental de P.I.V. mis en place ne permet pas d’accéder aux champs de vitesse entiers de plans longitudinaux du jet. Pour s’assurer de la validité des résultats, une étude préalable a permis de montrer que l’étude de demi-champs de vitesse d’un jet annulaire par P.O.D. est presque semblable à l’étude de champs entiers pour l’interprétation directe des premiers modes (Annexe B, page 283).

La P.O.D. appliquée aux jets annulaires basique, conique et sphéroïdal permet de décomposer ces écoulements en une combinaison linéaire de modes propres associés à des coefficients de reconstruction. Il est alors possible d’analyser les modes propres obtenus pour identifier des structures particulières, telles que les structures cohérentes, ou les structures responsables des instabilités de la zone initiale. L’instabilité la plus gênante pour certaines applications industrielles est celle du point de stagnation, en fin de zone initiale, qui induit un battement du jet annulaire, par fluctuations transversales.

La P.O.D. a été appliquée sur 1000 champs de vitesses pour chaque configuration de jet annulaire par une méthode des snapshots. Cette décomposition permet alors d’obtenir 1000

modes. Seuls les 10 premiers modes seront utilisés pour analyser l'écoulement puisque les modes plus élevés peuvent être entachés d'une erreur issue des calculs et ne correspondent alors plus à des processus physiques intrinsèques de l'écoulement (Rambaud et al. [93]).

4.1.1 Etude des valeurs propres

Les valeurs propres sont reliées à l'énergie cinétique de l'écoulement. Chaque mode propre correspond à une portion de l'énergie cinétique totale. Cette contribution énergétique est traduite par les valeurs propres qui permettent de connaître l'importance de chaque mode propre à la reconstruction de l'écoulement. L'étude des spectres de valeurs propres, permet de savoir si le nombre de champs de vitesses choisi pour l'analyse P.O.D. est suffisant. Le graphique 4.1 montre que les valeurs propres d'un jet annulaire de vitesse en sortie de buse U_0 égal à $30m.s^{-1}$ convergent dès 600 modes. Les 1000 champs de vitesse utilisés sont donc suffisants pour reconstruire l'écoulement de jet annulaire basique. La même vérification a été réalisée pour toutes les configurations étudiées (jets conique et sphéroïdal) pour les trois vitesses U_0 égales à $30m.s^{-1}$, $15m.s^{-1}$ et $8m.s^{-1}$.

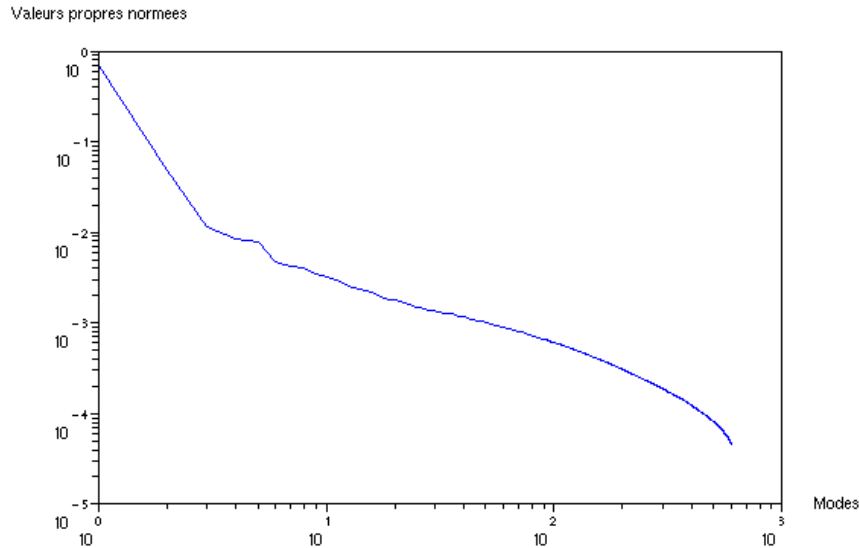


FIGURE 4.1 – Spectre des valeurs propres normées par la somme des valeurs propres d'un jet annulaire basique, pour $U_0 = 30m.s^{-1}$

La figure 4.2 représente les spectres de valeurs propres des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal pour les différentes vitesses U_0 étudiées.

Pour chaque géométrie d'obstacle central, le premier mode (mode 0) contribue à une grande part de l'énergie cinétique totale de l'écoulement : ce mode contribue à environ 70% de l'écoulement pour le jet annulaire basique, à 52% pour le jet conique et presque 90% pour le jet sphéroïdal lorsque la vitesse en sortie de buse est fixée à $30m.s^{-1}$. Si U_0 diminue, l'énergie cinétique des premiers modes diminue aussi, quel que soit l'obstacle central utilisé. Dans le jet annulaire basique, le mode 1 représente 4% de l'énergie cinétique totale de l'écoulement. Le jet annulaire conique n'en comprend que 3.5% dans ce même mode. En revanche, le jet annulaire sphéroïdal présente quasiment la totalité de l'énergie cinétique totale de l'écoulement dans le mode 0, le mode 1 ne représente alors plus que 0.3% de l'énergie cinétique totale. Les autres

modes ne contribuent que très peu à la reconstruction des écoulements.

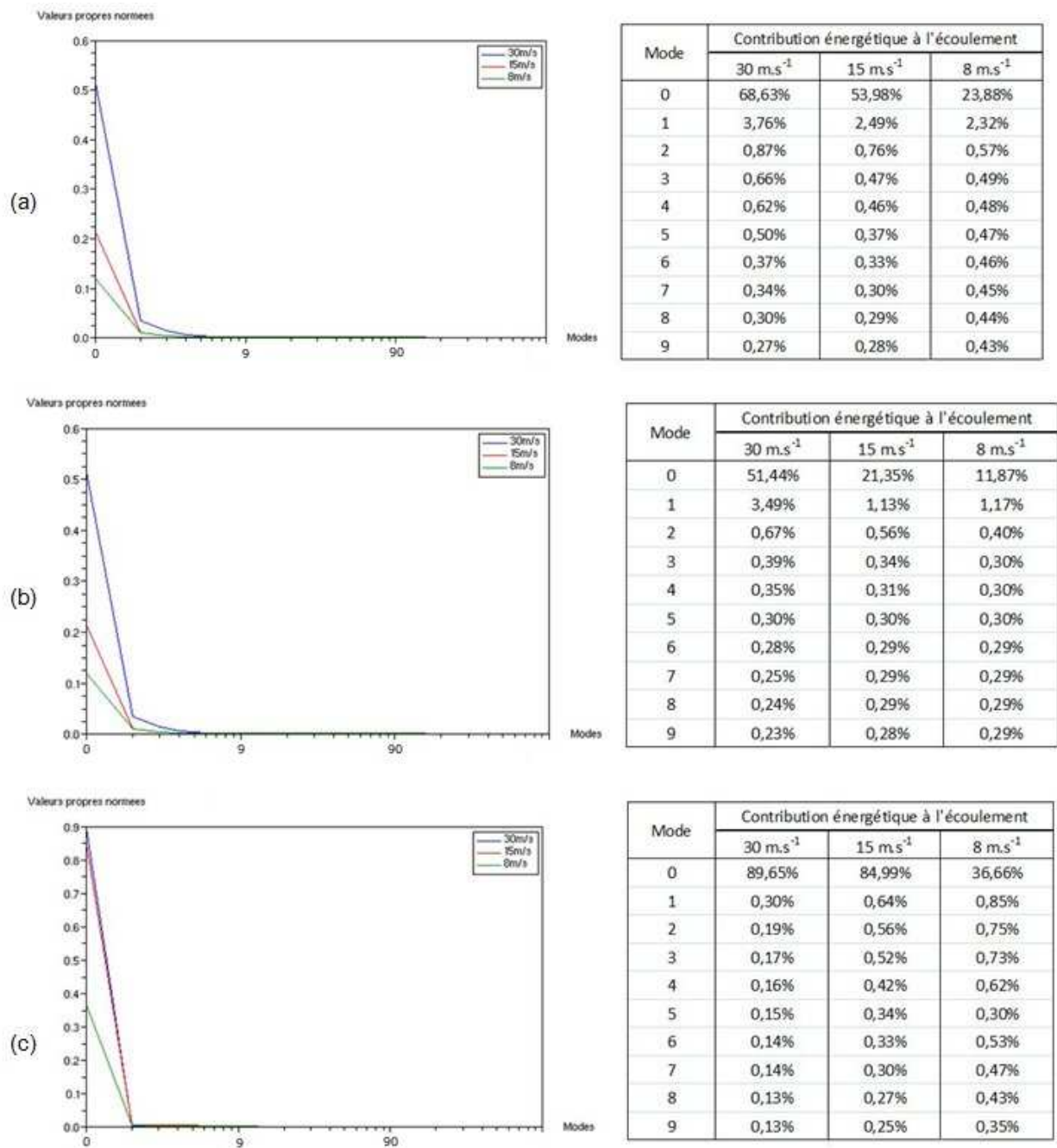


FIGURE 4.2 – Valeurs propres normées par la somme des valeurs propres, pour les 10 premiers modes : (a) jet annulaire basique, (b) jet annulaire conique et (c) jet annulaire sphéroïdal

4.1.2 Étude des modes propres

Les modes propres permettent d'identifier les structures qui contribuent à différents phénomènes de l'écoulement. Chacun de ces modes est affecté d'une portion d'énergie cinétique qui définit donc l'échelle des structures cohérentes présentes dans l'écoulement.

Le mode 0 est alors semblable au champ de vitesses moyen. En effet, le champ moyen est constitué des structures les plus probables de l'écoulement. Les autres modes sont ensuite relatifs

à différentes instabilités de l'écoulement. Les modes propres présentés dans toute cette partie sont issus de calculs P.O.D. de champs de vitesses de jets avec $U_0 = 30m.s^{-1}$ puisque la topologie des modes reste identique lorsque la vitesse U_0 varie.

4.1.2.1 Jet annulaire basique

Les premiers modes propres issus de l'analyse d'un jet annulaire basique sont tracés sur la figure 4.3. Cette figure montre que le mode 0 est semblable au champ moyen des vitesses présenté dans le chapitre précédent. Les modes propres étant classés par ordre énergétique croissant, ce mode possède une énergie plus élevée que les autres modes. Cette énergie est liée aux valeurs propres qui sont elles-mêmes reliées aux coefficients de reconstruction : la valeur propre λ_i d'un mode propre i correspond à la valeur moyenne du carré des coefficients de reconstruction a_i . Les coefficients de reconstruction relatifs au mode 0 sont donc les plus élevés.

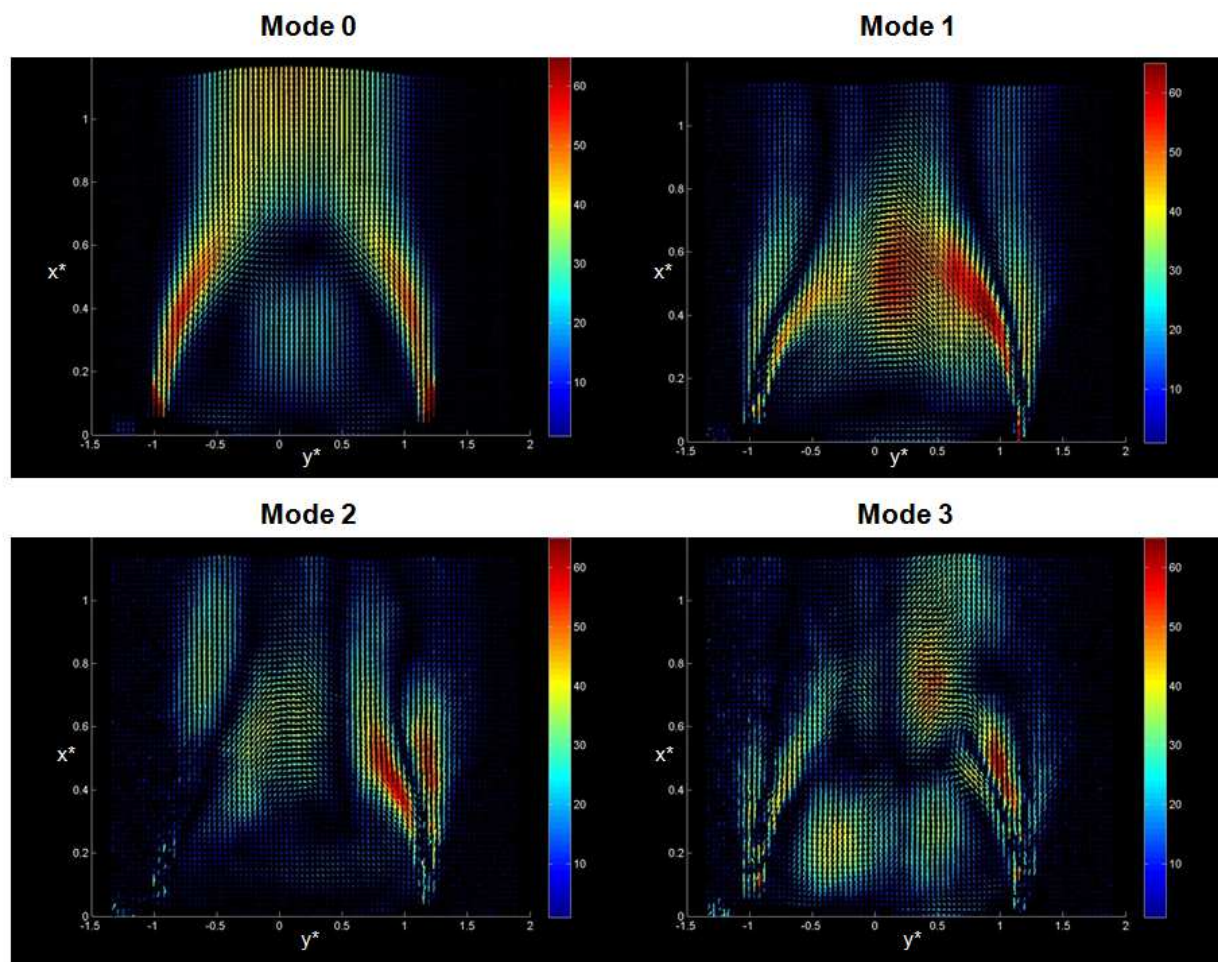


FIGURE 4.3 – Représentation spatiale des modes propres d'un jet annulaire basique calculés pour $U_0 = 30m.s^{-1}$: modes 0 à 3

Le mode 2 présente une structure cohérente centrale en aval de l'obstacle qui est, dans le cas d'un jet basique, un disque. Sur ce mode, on peut remarquer une zone où les vecteurs désignent un mouvement transversal, sur l'axe du jet, à la fin de la zone initiale. Cette zone localise le point de stagnation du jet soumis à des fluctuations qui induisent un battement de l'ensemble de l'écoulement. L'étude de Lalizel [11] montre que le mode 1 est le mode qui caractérise les fluc-

tuations transversales du point de stagnation, par reconstruction de l'écoulement en supprimant le mode 1. C'est donc le mode 1 qui sera le plus intéressant dans l'étude du contrôle des jets puisque ce sont ces fluctuations qui deviennent un handicap pour la majorité des applications industrielles.

Les modes 2 et 3 semblent définir les instabilités longitudinales de l'écoulement d'un jet annulaire basique. Les autres modes plus élevés (figure 4.4) ne représentent qu'une part réduite de l'énergie cinétique totale de l'écoulement. Ces modes sont délicats pour une interprétation directe puisqu'ils peuvent présenter des structures qui n'ont pas de réalité physique. Puisque la zone d'intérêt d'un contrôle passif de jet annulaire se situe principalement dans le mode 1 pour imposer une réduction des fluctuations transversales du point de stagnation, l'interprétation directe des modes propres ne pose pas de problèmes, si celle-ci est présentée avec précautions.

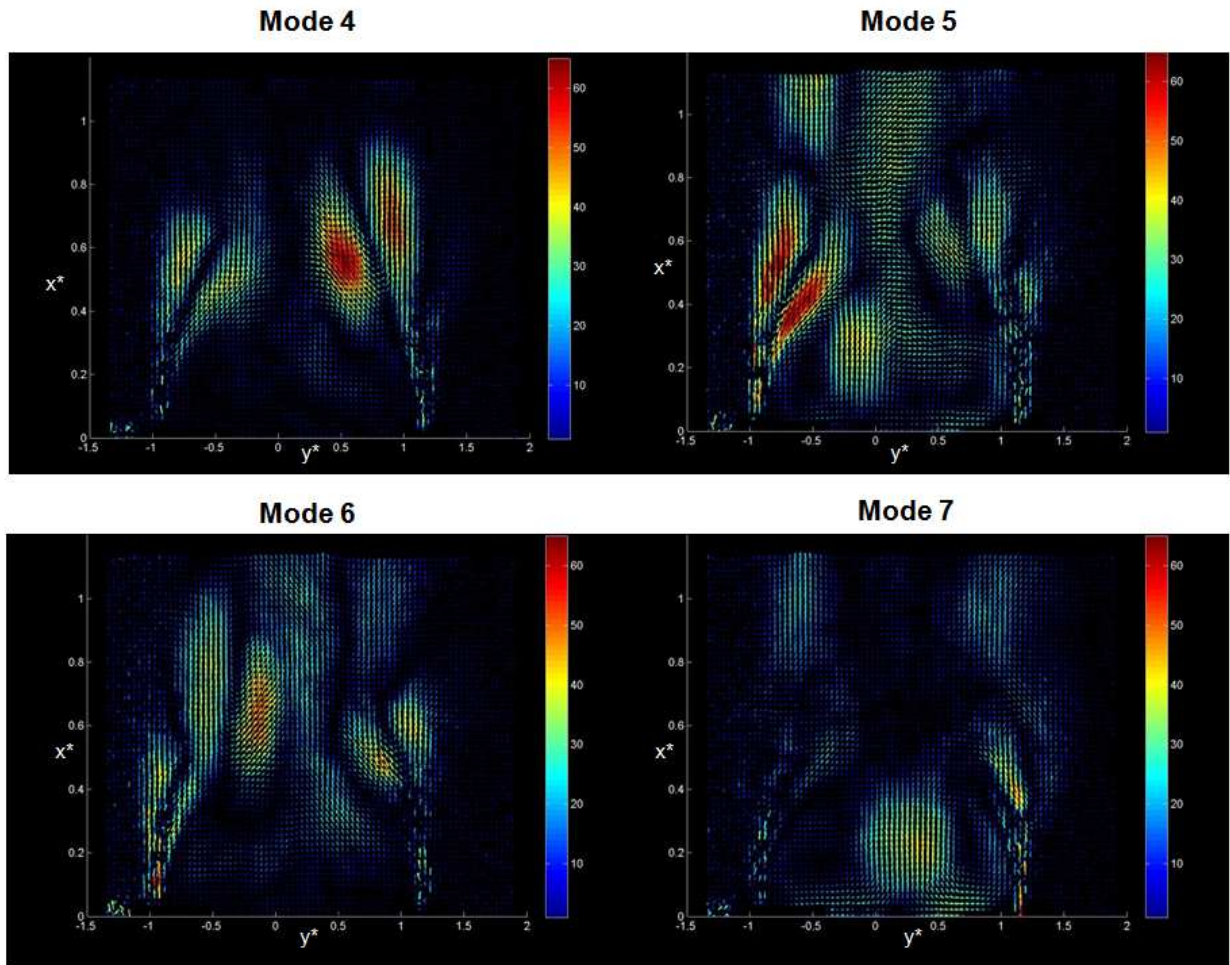


FIGURE 4.4 – Représentation spatiale des modes propres d'un jet annulaire basique calculés pour $U_0 = 30 \text{ m.s}^{-1}$: modes 4 à 7

4.1.2.2 Jet annulaire conique

Comme dans le cas du jet annulaire basique, le mode 0 issu d'une analyse P.O.D. d'un jet annulaire conique est une image du champ moyen de vitesse (figure 4.5).

Le mode 1 semble représenter les fluctuations transversales nées sur les bords du jet, entre le jet et la zone de recirculation mais une seconde zone, dans la couche de mélange externe semble

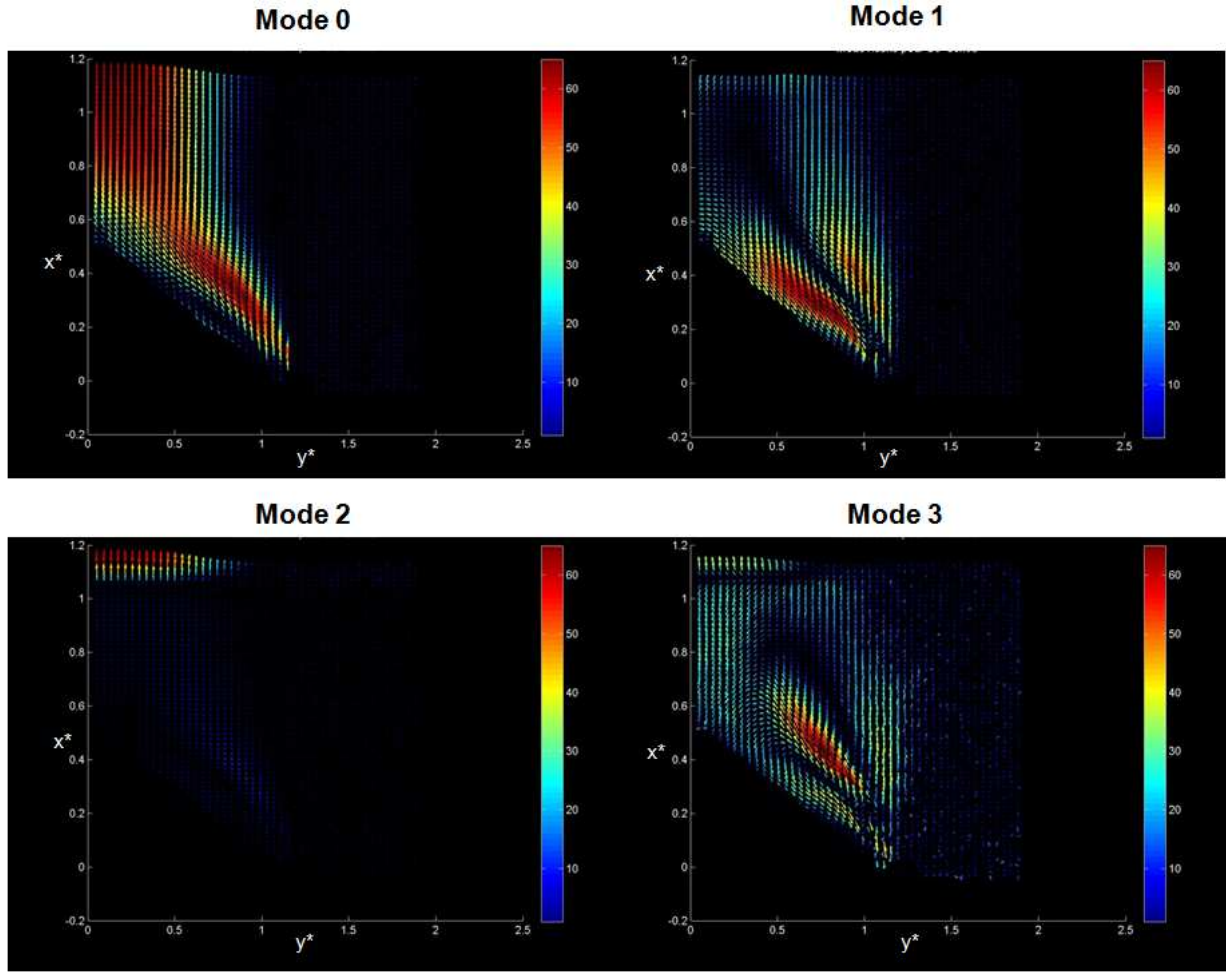


FIGURE 4.5 – Représentation spatiale des modes propres d'un jet annulaire conique calculés pour $U_0 = 30 m.s^{-1}$: modes 0 à 3

provenir des instabilités longitudinales. Le mode 2 de la décomposition d'un écoulement de jet annulaire conique semble difficile à interpréter. En effet, la petite zone d'instabilités à la limite de la fenêtre de calcul peut être issue du jet mais peut également être engendrée par des "faux vecteurs" enregistrés sur les bords de la zone d'étude. Cette deuxième explication semble être la plus probable. Pour isoler le problème et déterminer si cette zone est née de structures tourbillonnaires particulières, une étude complémentaire devrait être menée sur la partie supérieure de ce champ de vitesse. Des mesures P.I.V. dans la zone intermédiaire pourraient ainsi nous aider à interpréter le comportement de ce mode 2. Le mode 3 semble représenter également une partie des fluctuations longitudinales auxquelles sont soumis les zones de mélange interne et externe du jet annulaire conique. Une reconstruction sélective de l'écoulement permettrait de vérifier cette remarque. Les modes plus élevés, comme dans le cas du jet annulaire basique, ne représentent qu'une faible portion de l'énergie cinétique totale et sont donc délicats à interpréter.

4.1.2.3 Jet annulaire sphéroïdal

Le champ moyen de vitesse étant le champ le plus probable, le mode 0 issu de la décomposition d'un écoulement de jet annulaire sphéroïdal est identique à son champ moyen de vitesse.

Contrairement aux autres géométries d'obstacle, le cas du sphéroïde ne laisse qu'une très

faible part d'énergie cinétique dans le mode 1. Ce mode ne représente que moins de 1% d'énergie cinétique totale, quelle que soit la vitesse U_0 . Le mode 1 du jet annulaire sphéroïdal semble désigner la zone de fluctuations de vitesse transversale située au niveau du point de décollement, en aval du sphéroïde.

Les modes 2 et 3 semblent représenter les fluctuations de vitesses transversale et longitudinale de bords de jet. Ces zones se situent dans la zone de mélange entre le jet et le fluide environnant au repos.

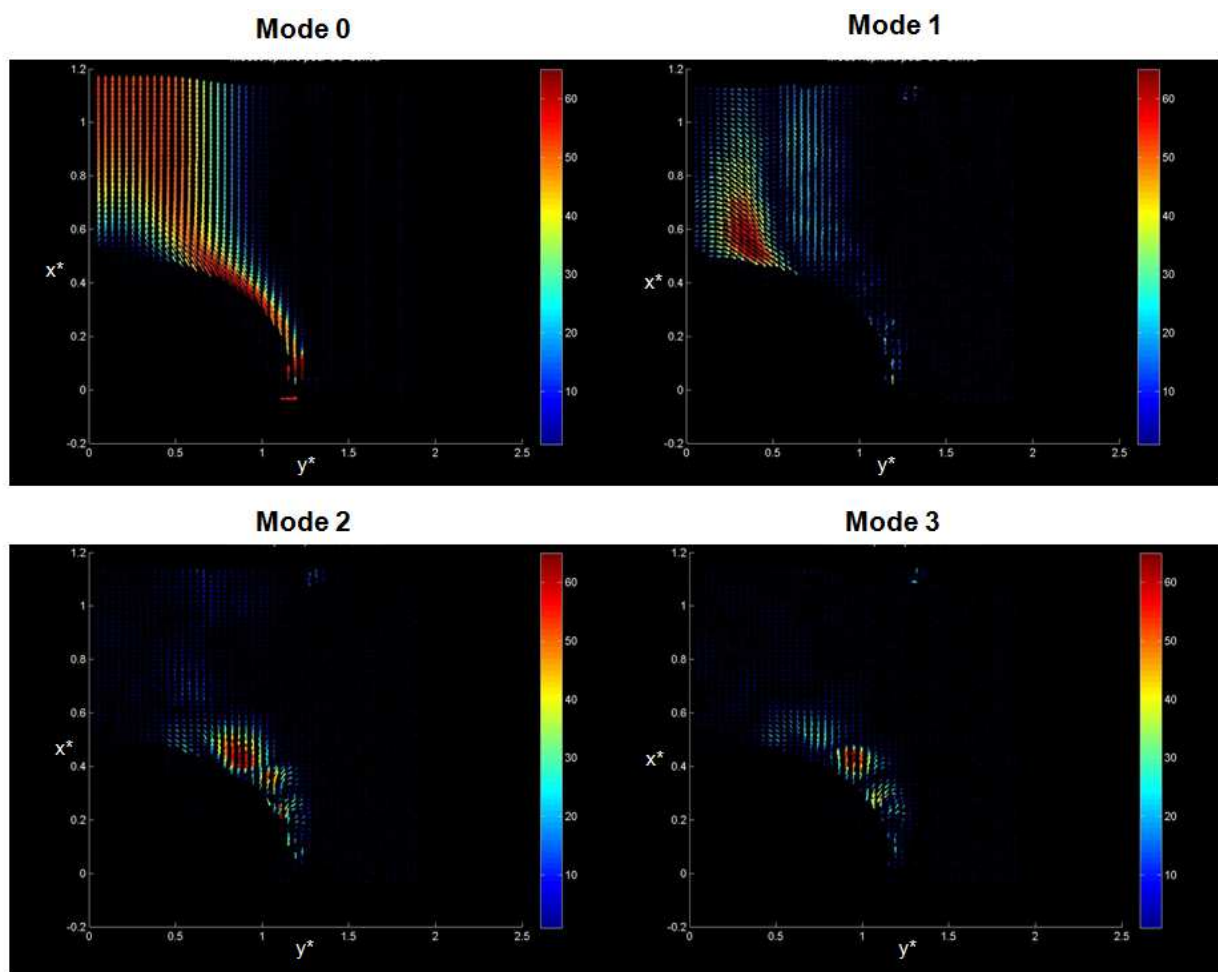


FIGURE 4.6 – Représentation spatiale des modes propres d'un jet annulaire sphéroïdal calculés pour $U_0 = 30m.s^{-1}$: modes 0 à 3

Comme dans le cas du jet annulaire conique, pour comprendre quelle instabilité se dessine dans le mode 2 ou dans le mode 3, une reconstruction sélective de l'écoulement est nécessaire. Une reconstruction utilisant tous les modes propres permet de retrouver l'écoulement original. En revanche, une reconstruction de l'écoulement en choisissant seulement certains modes peut donner des informations sur les modes importants qui permettent de définir toutes les instabilités de l'écoulement.

4.1.3 Etude des coefficients de reconstruction

4.1.3.1 Jet annulaire basique

L'étude des coefficients de reconstruction permet d'avoir une idée de l'évolution temporelle des instabilités désignées par des modes différents. En étudiant les coefficients de reconstruction du mode 1 dans le cas du jet annulaire basique, il est alors possible d'analyser l'évolution temporelle du point de stagnation. L'écart type des coefficients de reconstruction renseigne sur l'amplitude du battement du point de stagnation. Si l'écart type des coefficients de reconstruction a' diminue, alors les fluctuations de vitesse transversale du point de stagnation peuvent diminuer elles aussi.

La figure 4.7 permet de mesurer l'influence de la vitesse en sortie de buse U_0 sur l'évolution des coefficients de reconstruction pour les 10 premiers modes. On remarque alors que les écarts types a' des coefficients sont plus grands lorsque la vitesse U_0 augmente à partir du mode 6. Pour les modes plus faibles, l'évolution de l'écart type ne suit pas une évolution liée à la vitesse U_0 . Ce paramètre ne peut donc pas être évalué par une analyse P.O.D. des champs de vitesse du jet annulaire basique.

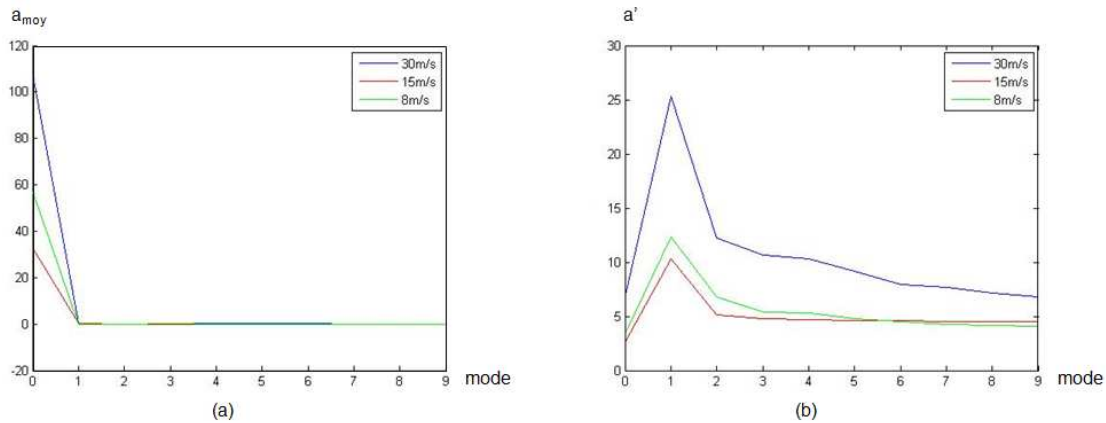


FIGURE 4.7 – Etude des coefficients de reconstruction des dix premiers modes d'un jet annulaire basique ($U_0 = 30 m.s^{-1}$) : (a) coefficient de reconstruction moyen a_{moy} , (b) écart type des coefficients de reconstruction a'

4.1.3.2 Jet annulaire conique

Les écarts types des coefficients de reconstruction d'une analyse P.O.D. d'un jet annulaire conique varient en fonction de la vitesse U_0 (figure 4.8). Lorsque celle-ci augmente, l'écart type augmente également. Ce résultat permet de dire que les structures tourbillonnaires représentées par chaque mode, dont les modes 1, 2 et 3, sont soumises à de plus fortes fluctuations quand U_0 est plus élevée.

4.1.3.3 Jet annulaire sphéroïdal

Dans le cas d'un écoulement de jet annulaire sphéroïdal, une analyse P.O.D. fournit des écarts types des coefficients de reconstruction qui varient en fonction de la vitesse en sortie de buse U_0 (figure 4.9) : L'écart type a' augmente avec U_0 dès le mode 2, jusqu'aux modes plus élevés.

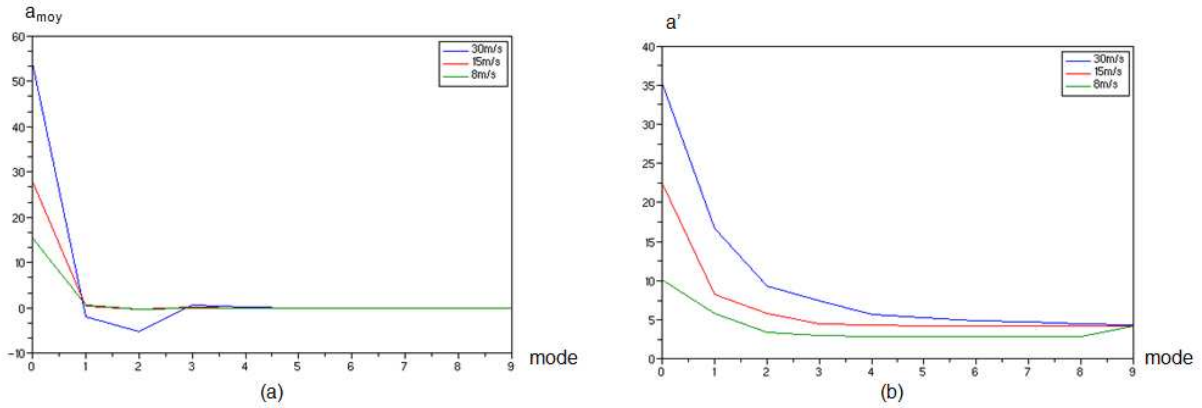


FIGURE 4.8 – Etude des coefficients de reconstruction des dix premiers modes d'un jet annulaire conique ($U_0 = 30 \text{ m.s}^{-1}$) : (a) coefficient de reconstruction moyen a_{moy} , (b) écart type des coefficients de reconstruction a'

En revanche, le mode 1 montre une variation différente qui ne suit pas de relation linéaire. Ce résultat se rapproche des observations précédentes des coefficients de reconstruction obtenus pour l'étude d'un jet annulaire basique.

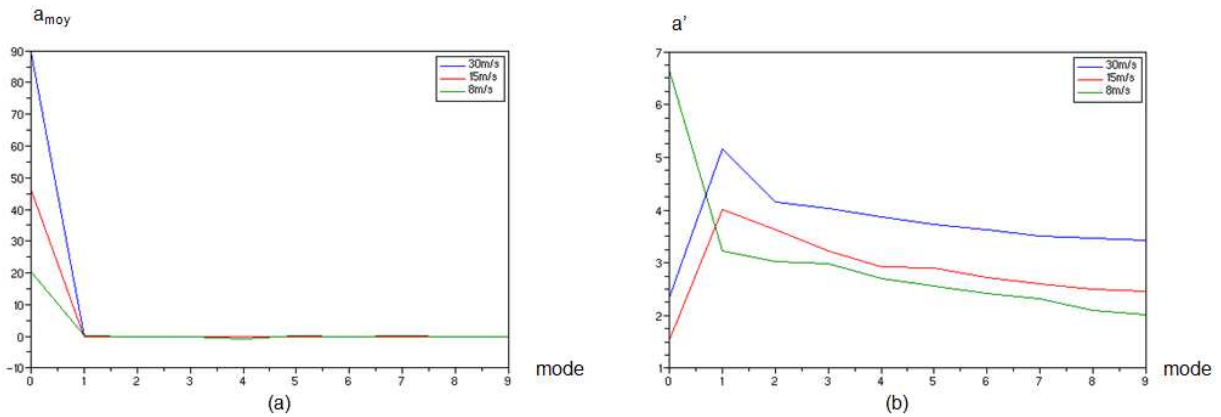


FIGURE 4.9 – Etude des coefficients de reconstruction des dix premiers modes d'un jet annulaire sphéroïdal ($U_0 = 30 \text{ m.s}^{-1}$) : (a) coefficient de reconstruction moyen a_{moy} , (b) écart type des coefficients de reconstruction a'

4.2 Reconstruction des écoulements

Les champs de vitesses sont reconstruits en utilisant les dix premiers modes. Les coefficients de reconstruction associés aux modes propres permettent de reconstituer les différents champs de vitesse instantanés. Le champ moyen de vitesse et les écarts types des composantes transversale et longitudinale de vitesse sont alors calculés. En sélectionnant les modes pour une reconstruction, il est possible de repérer les modes témoins de certaines instabilités du jet annulaire.

4.2.1 Jet annulaire basique

La reconstruction du jet annulaire basique a été réalisée avec tous les modes, puis en isolant un mode à chaque reconstruction.

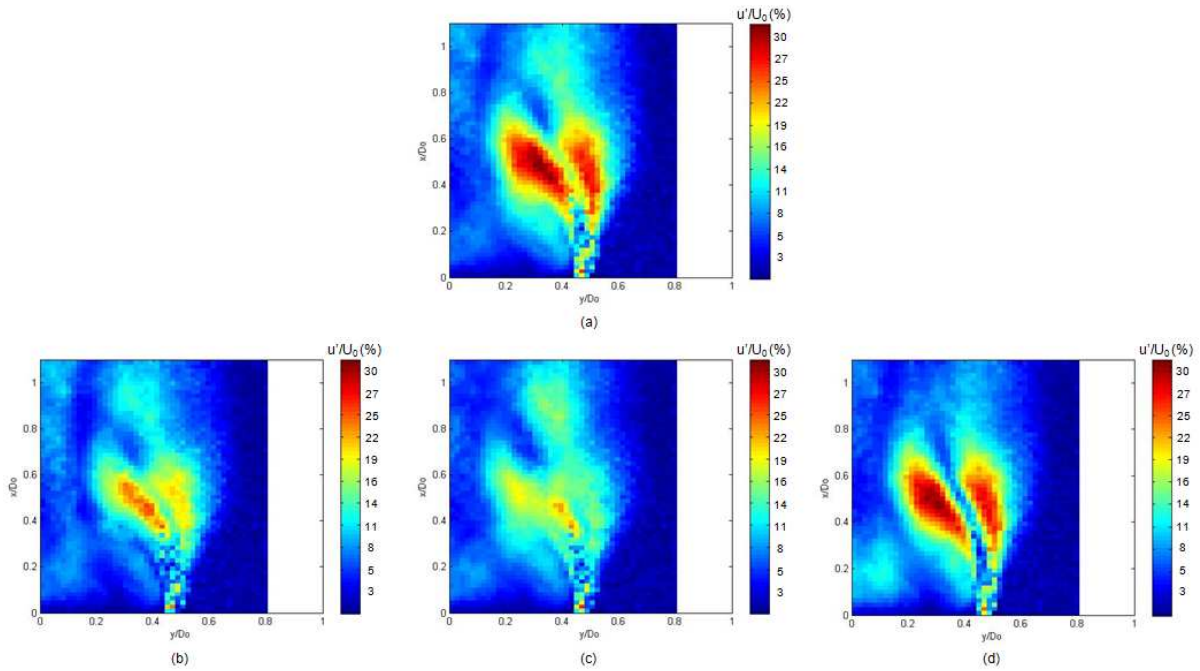


FIGURE 4.10 – Ecart type des champs de vitesse longitudinale reconstruits par P.O.D. avec les 10 premiers modes pour un jet annulaire basique ($U_0 = 30m.s^{-1}$) : (a) tous les modes, (b) sans le mode 1, (c) sans le mode 2 et (d) sans le mode 3

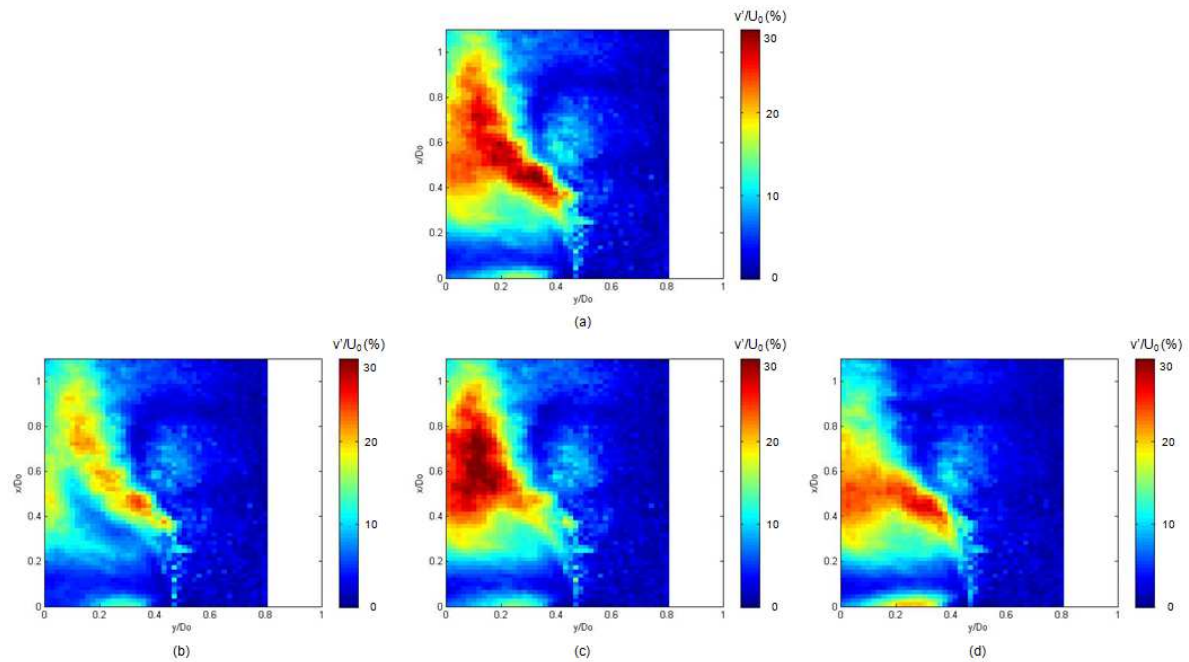


FIGURE 4.11 – Ecart type des champs de vitesse transversale reconstruits par P.O.D. avec les 10 premiers modes pour un jet annulaire basique ($U_0 = 30m.s^{-1}$) : (a) tous les modes, (b) sans le mode 1, (c) sans le mode 2 et (d) sans le mode 3

Les figures 4.10 et 4.11 permettent de comparer les différentes reconstructions de l'écoulement pour une vitesse en sortie U_0 de $30m.s^{-1}$.

La figure 4.10 montre que les fluctuations de vitesse longitudinale sur les bords du jet correspondent au mode 2. Avec tous les modes, les fluctuations sont de l'ordre de 33% alors qu'elles deviennent inférieures à 25% lorsque le mode 2 est éliminé de la reconstruction.

De la même manière, la figure 4.11 permet de caractériser les fluctuations transversales de vitesse et désigner le mode 1 comme le mode représentant les structures responsables de ces fluctuations.

4.2.2 Jet annulaire conique

La reconstruction du jet annulaire conique permet de mettre en évidence deux modes importants pour les fluctuations transversales et longitudinales de vitesse. Le mode 1, lorsqu'il est supprimé de la reconstruction, engendre une diminution des fluctuations longitudinales de 27% à 20% (figure 4.14) et une baisse des fluctuations transversales de 30% à 25% (figure 4.13).

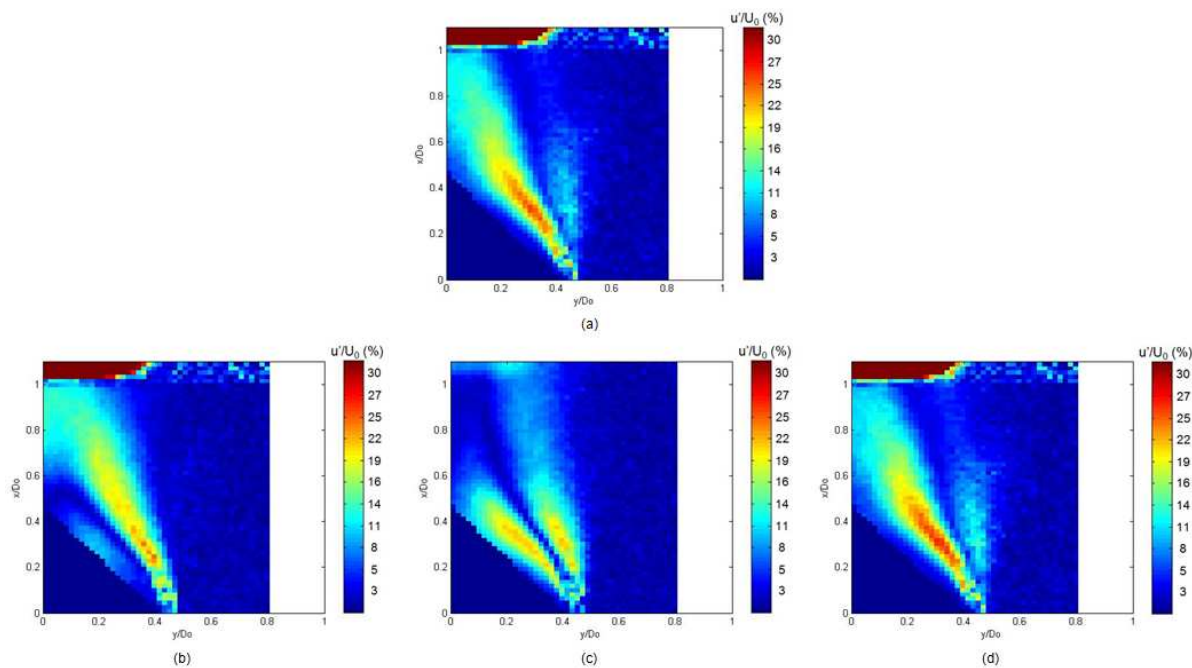


FIGURE 4.12 – Ecart type des champs de vitesse longitudinale reconstruits par P.O.D. avec les 10 premiers modes pour un jet annulaire conique ($U_0 = 30m.s^{-1}$) : (a) tous les modes, (b) sans le mode 1, (c) sans le mode 2 et (d) sans le mode 3

La reconstruction des champs de vitesse, sans le mode 2, modifie également les champs de fluctuations de vitesse : les zones de fluctuations longitudinales et transversales sont légèrement plus faibles qu'une reconstruction complète, basée sur l'ensemble des dix premiers modes. Ces zones sont également modifiées par rapport aux reconstructions réalisées avec ce mode.

Les fluctuations de vitesse transversales et longitudinales peuvent donc être repérées sur les modes 1 et 2. Une reconstruction basée sur les dix premiers modes, sans les modes 1 et 2, montre, sur la figure 4.14, que ces modes sont vraiment représentatifs des structures responsables des instabilités de la zone initiale.

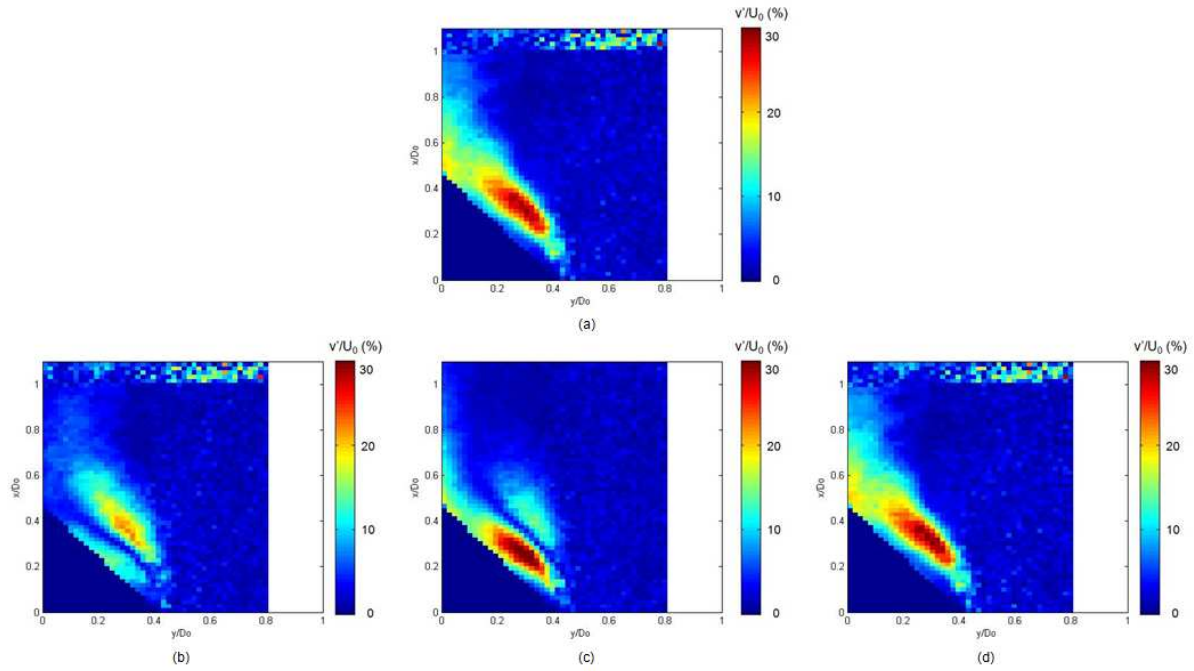


FIGURE 4.13 – Ecart type des champs de vitesse transversale reconstruits par P.O.D. avec les 10 premiers modes pour un jet annulaire conique ($U_0 = 30m.s^{-1}$) : (a) tous les modes, (b) sans le mode 1, (c) sans le mode 2 et (d) sans le mode 3

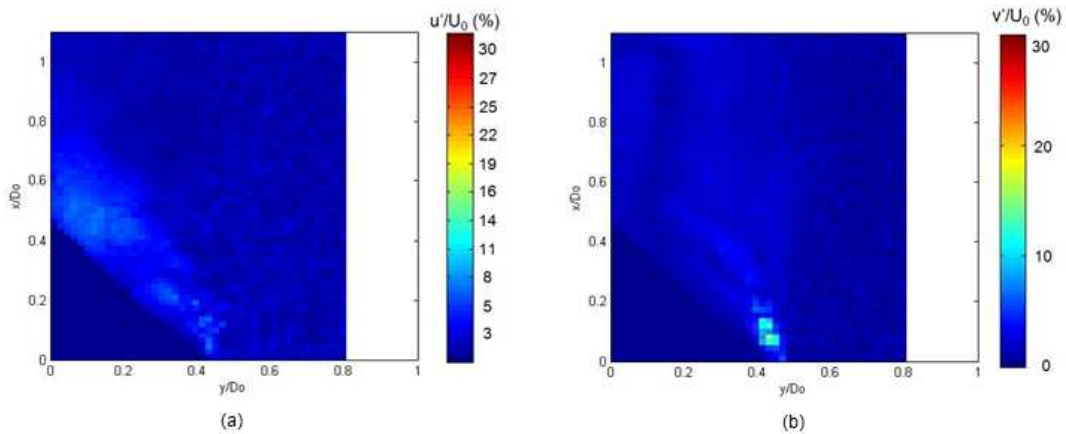


FIGURE 4.14 – Reconstruction par P.O.D. de l'écoulement d'un jet annulaire conique des dix premiers modes sans les modes 1 et 2 pour $U_0 = 30m.s^{-1}$: (a) fluctuations de vitesse transversale, (b) fluctuations de vitesse longitudinale

4.2.3 Jet annulaire sphéroïdal

La figure 4.15 montre que le mode 2 est relatif aux fluctuations de vitesse longitudinale. La reconstruction de l'écoulement réalisée sans le mode 2 diminue les fluctuations longitudinales de 30% à environ 16%. Ce mode semble donc caractériser les fluctuations longitudinales auxquelles la zone initiale d'un jet annulaire sphéroïdal est soumise.

Les fluctuations de vitesse transversale sont mises en évidence à travers le mode 1 sur la figure 4.16 où elles sont réduites de 30% à 20%. Le mode 1 est donc le principal témoin de ces fluctuations dans le cas d'un jet annulaire sphéroïdal.

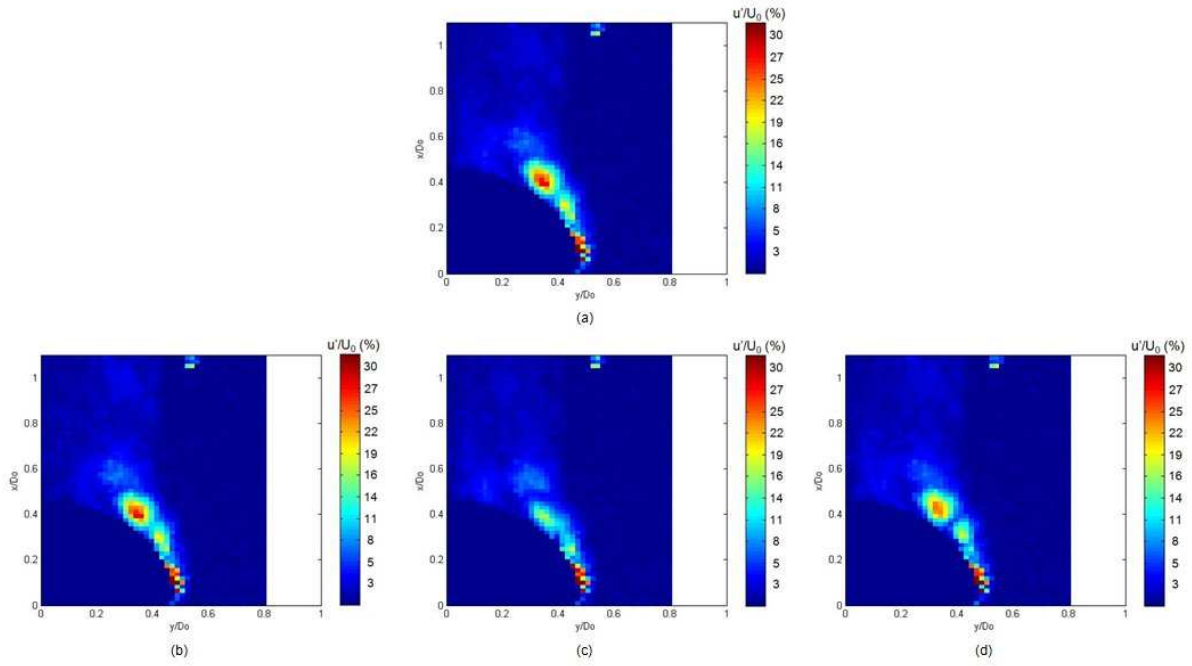


FIGURE 4.15 – Ecart type des champs de vitesse longitudinale reconstruits par P.O.D. avec les 10 premiers modes pour un jet annulaire sphéroïdal ($U_0 = 30m.s^{-1}$) : (a) tous les modes, (b) sans le mode 1, (c) sans le mode 2 et (d) sans le mode 3

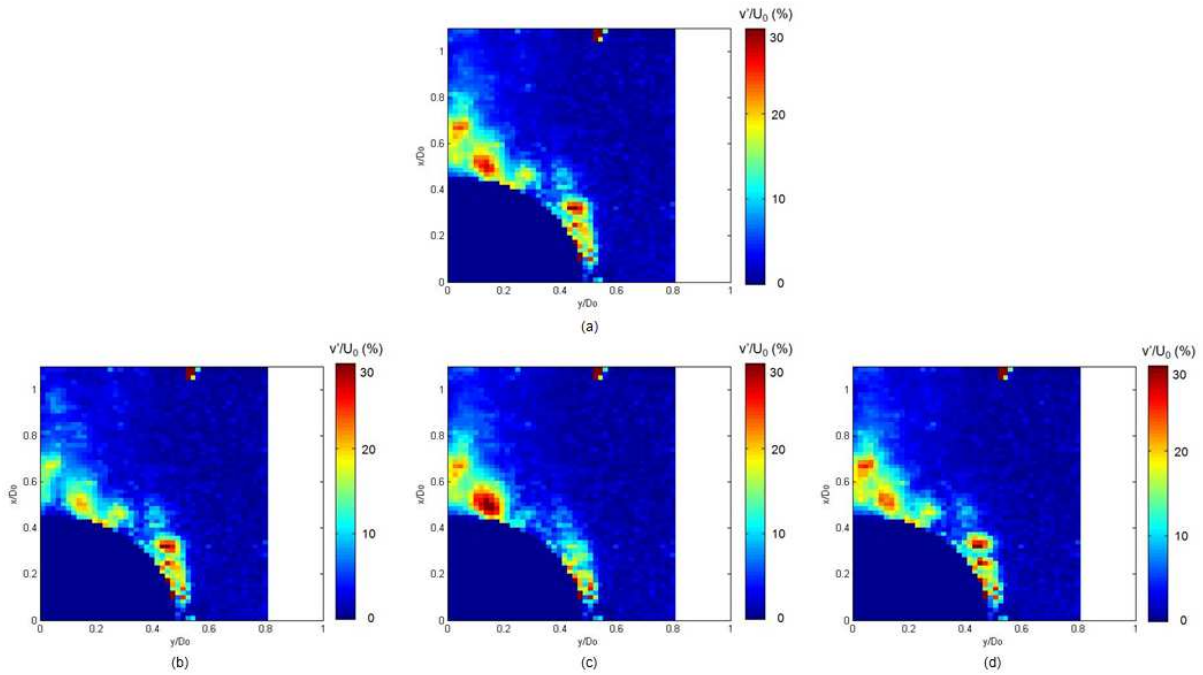


FIGURE 4.16 – Ecart type des champs de vitesse transversale reconstruits par P.O.D. avec les 10 premiers modes pour un jet annulaire sphéroïdal ($U_0 = 30m.s^{-1}$) : (a) tous les modes, (b) sans le mode 1, (c) sans le mode 2 et (d) sans le mode 3

4.2.3.1 Comparaison des géométries d'obstacle central

Les trois jets annulaires semblent présenter certaines caractéristiques communes qui peuvent être mises en évidence par des reconstructions P.O.D. des écoulements. Pour chaque confi-

guration, le mode 1 semble représenter les structures responsables des fluctuations de vitesse transversale et le mode 2 peut être associé aux structures relatives aux fluctuations de vitesse longitudinale.

En comparant l'écart type des coefficients de reconstruction des résultats P.O.D. obtenus pour les différents obstacles, on peut remarquer que le sphéroïde permet d'obtenir des fluctuations beaucoup plus faibles de ces coefficients pour l'ensemble des premiers modes et essentiellement pour le mode 1 (figure 4.17). Puisque ce mode représente les fluctuations transversales de la vitesse, une baisse de l'écart type des coefficients de reconstruction, permet de supposer que les fluctuations transversales sont plus faibles également. Ce résultat confirme donc les observations présentées précédemment, lors de l'étude des champs de vitesse P.I.V. et des profils de vitesse mesurés par A.D.L. dans le chapitre 3, page 127.

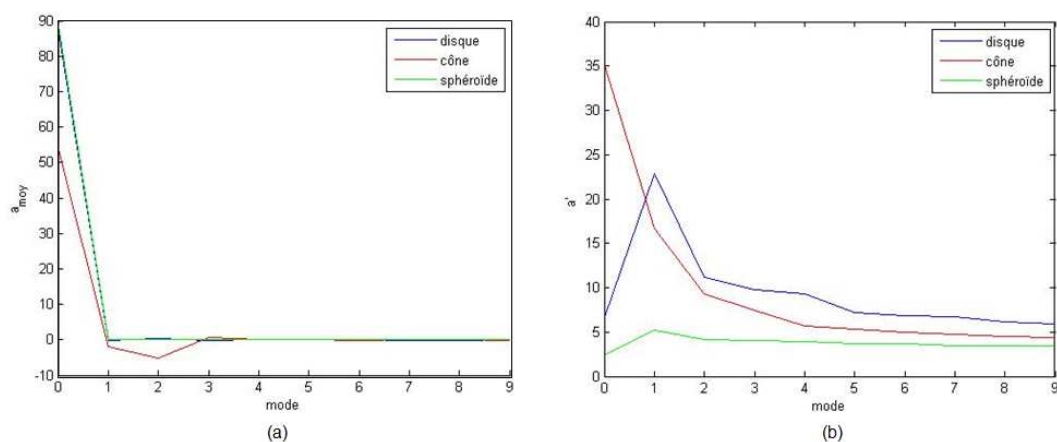


FIGURE 4.17 – Etude des coefficients de reconstruction des dix premiers modes des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal ($U_0 = 30m.s^{-1}$) : (a) coefficient de reconstruction moyen a_{moy} , (b) écart type des coefficients de reconstruction a'

Le contrôle passif, par modification de la géométrie de l'obstacle central, donne de bons résultats mais reste difficile à appliquer sur certaines installations industrielles. La troisième partie de ce manuscrit, consacrée au contrôle passif a pour ambition d'établir une autre méthode de contrôle des instabilités d'un jet annulaire, en appliquant un forçage acoustique à l'écoulement d'un jet annulaire basique.

Troisième partie

Contrôle actif

Chapitre 1

Etude du contrôle actif

Cette deuxième partie est consacrée à l'étude de l'influence d'une onde acoustique sur un jet annulaire basique pour établir un contrôle actif des instabilités présentes dans cet écoulement.

Il existe, selon les applications visées, plusieurs méthodes de forçage d'un jet turbulent. Cette étude aura pour objet la mise en place d'un forçage acoustique sur le jet annulaire basique. Nous mesurerons l'efficacité de cette méthode pour l'établissement d'un contrôle des jets annulaires. Une étude bibliographique permettra d'expliquer pourquoi le forçage acoustique a été choisi.

1.1 Etude bibliographique du contrôle actif

1.1.1 Contrôle actif

En 1858, Joseph Le Conte est le premier à observer l'influence d'ondes acoustiques sur la flamme d'une bougie. Après avoir publié cette observation [94], d'autres scientifiques se prennent d'intérêt pour ce nouveau phénomène.

en 1867, John Tyndall [95] développe l'observation de son prédécesseur et découvre que ce phénomène se produit également en l'absence de combustion, pour tout type de jets turbulents. Il utilise cette nouvelle caractéristique pour étudier la qualité du son par l'intermédiaire des jets. La première utilisation des ondes acoustiques sur un jet n'était donc pas dans le but de contrôler les jets mais de les employer comme technique de mesure.

Il faut attendre les travaux de Lord Rayleigh en 1896 [96] pour avoir une première explication de ce comportement singulier des jets. En se basant sur son étude des instabilités hydrodynamiques de la couche de mélange, Rayleigh affirme que l'allée tourbillonnaire qui entoure la colonne d'un jet axisymétrique est instable et qu'une onde acoustique appliquée au jet excite un train d'ondes interfaciales sur cette colonne. Ces ondes vont alors encourager la transition à la turbulence et améliorer le mélange.

Cette idée, apparue très tôt, n'a trouvé un véritable engouement qu'à partir des années 1950, avec le développement des moteurs d'avions. Pour obtenir des avions plus silencieux, les scientifiques ont besoin d'une meilleure compréhension de la mécanique des fluides et plus particulièrement du son formé par des jets turbulents à grandes vitesses. L'excitation d'un jet apparaît alors comme un moyen d'influencer mais aussi de comprendre les structures cohérentes à grandes échelles dans les écoulements turbulents. Or, ce sont ces structures qui gouvernent la transformation de l'écoulement en turbulence à petite échelle qui, elle, engendre du bruit. Pour réduire le bruit des avions, il faut donc trouver un moyen de réduire cette turbulence et donc,

de diminuer les structures à grandes échelles. Il s'agit d'une nouvelle notion, celle du contrôle des jets par excitation artificielle. Un jet turbulent soumis à une excitation est un jet soumis à une perturbation qui modifie les instabilités de l'écoulement. Ces perturbations peuvent être créées naturellement, par modification de la morphologie du système donnant naissance au jet, ou bien, elles peuvent être aussi générées de manière artificielle, en "forçant" le jet. Forcer un jet signifie appliquer volontairement une force extérieure sur le jet lui-même, pour modifier son comportement. Il existe donc différentes manières d'exciter un jet.

Le jet le plus étudié dans le domaine du contrôle est le jet axisymétrique rond. Ce jet, présent dans de nombreux domaines, permet l'étude de l'évolution de la couche de mélange formée entre l'air du jet et l'air environnant au repos. Cette couche de mélange est la principale responsable de la formation des structures à grandes échelles dont parlait Lord Rayleigh [96]. La plupart des études réalisées sur le jet axisymétrique utilisent un forçage acoustique. Le jet est excité par des ondes acoustiques délivrées par un ou plusieurs haut-parleurs disposés à l'intérieur de la buse elle-même, de manière transversale ou longitudinale à l'écoulement, ou à la sortie de la buse, transversalement au jet.

1.1.2 Excitation d'un jet axisymétrique rond

Les instabilités qui créent les structures tourbillonnaires sur les bords du jet rond sont des ondes d'instabilités de Kelvin-Helmholtz, générées à l'interface entre les deux fluides de vitesses, températures ou densités différentes. Le comportement de ces ondes peut être décomposé en différents modes. Chacun de ces modes est défini par un taux d'amplification initial et une limite de saturation. Ces deux paramètres sont gouvernés respectivement par la théorie de stabilité linéaire et par les effets non-linéaires.

En 1971, Crow et Champagne [40] étudient un jet rond soumis à des ondes acoustiques à l'intérieur de la buse. Ils introduisent alors la notion de mode préférentiel. Il s'agit d'un mode pour lequel la fréquence fondamentale de formation de gros tourbillons initiaux présente une amplitude maximale. Les structures tourbillonnaires de fréquence élevée sont amplifiées plus rapidement et saturent plus près de la sortie de la buse que les structures de fréquence plus basse qui persistent plus loin en aval de la sortie du jet.

Les effets du forçage acoustique d'un jet rond ont été essentiellement étudiés de manière qualitative. La plupart des travaux ne présentent pas de conséquences systématiques ou de comportement quantifiable de l'influence de ce forçage. Pourtant, des réactions du jet et des effets assez généraux peuvent être mis en évidence dans toutes ces études. Cette incertitude des résultats est en partie liée aux techniques de mesure utilisées qui sont, la plupart du temps, des visualisations de l'écoulement, qui ne permettent qu'une approche qualitative de l'évolution du jet. Il est ainsi difficile d'utiliser ces résultats pour concevoir des dispositifs qui puissent être mis en place dans des applications industrielles. On ne trouve que peu d'études numériques de ce phénomène car, à la difficulté de simuler le comportement d'un jet turbulent, s'ajoutent des résultats expérimentaux vagues et peu expliqués. Une connaissance plus approfondie de ce processus de contrôle permettrait de développer des études numériques qui pourraient permettre d'accéder aux échelles les plus petites de l'écoulement.

Le contrôle d'un jet s'oriente autour de deux axes principaux : la diminution ou l'augmenta-

tion de la turbulence générée par un jet. Certaines études se sont portées essentiellement sur des tentatives de suppression de la turbulence, de suppression de la formation et de l'appariement des grosses structures formées dans la couche de mélange. D'autres, en revanche, ont cherché à améliorer le mélange du jet, c'est-à-dire à augmenter la turbulence pour obtenir, par exemple, une plus grande efficacité dans un brûleur (ce dispositif peut ainsi permettre de diminuer les produits de combustion et les quantités de combustible et de comburant utilisées).

1.1.3 Augmentation de la turbulence d'un jet rond

Les premiers auteurs à obtenir une augmentation de turbulence dans un jet rond sont Crow et Champagne [97]. Ils remarquent que pour une fréquence proche de la fréquence du mode préférentiel, la turbulence augmente. Ce résultat est retrouvé par Moore [98] en 1977. Pour chacune de ces expériences, le nombre de Strouhal utilisé pour l'excitation est assez faible : la fréquence du mode préférentiel correspond à $St_D = 0.3$ (nombre de Strouhal basé sur le diamètre D du jet) selon Crow et Champagne [97].

En 1987, Chao et Han [99] trouvent une amplification de turbulence pour une fréquence d'excitation appliquée au jet égale à la fréquence fondamentale de formation des grosses structures tourbillonnaires de la couche de mélange. En revanche, ces auteurs poussent leur étude plus loin et découvrent qu'une fréquence d'excitation égale à la première sous-harmonique de la fréquence fondamentale produit le même effet. On en déduit ainsi, d'après les études précédentes, que pour une fréquence d'excitation correspondant à $St_D = 0.3$ ou $St_D = 0.15$, la turbulence peut être augmentée.

En 1997, Gau et al. [100] observent une augmentation de la turbulence et du transfert de chaleur lorsqu'un jet rond impactant est forcé acoustiquement avec une fréquence égale à la fréquence inhérente au jet.

Vlasov et al. [101, 102, 103] montrent également que l'augmentation de turbulence est maximale pour un nombre de Strouhal égal à 0.3 (nombre de Strouhal correspondant au mode préférentiel de Crow et Champagne [97]).

Un résultat important de cette étude est que la position des haut-parleurs n'influe pratiquement pas sur les effets de l'excitation du jet : que l'écoulement soit forcé à l'intérieur de la buse ou à l'extérieur de celle-ci, les conséquences sont presque identiques sur l'évolution du jet. La seule différence entre les deux positions est que, pour une excitation interne au jet, la longueur du coeur potentiel est un peu plus faible, ce qui signifie que l'intensité de turbulence est un peu plus élevée.

Cette augmentation possible de la turbulence dans un jet annulaire permet, notamment, d'améliorer l'efficacité des brûleurs et de réduire considérablement les émissions de polluants. Une autre motivation du contrôle des jets est la possibilité de réduire la turbulence qui peut devenir un handicap dans certaines applications industrielles.

1.1.4 Diminution de la turbulence d'un jet rond

En 1974, Vlasov et Ginevskiy [104] remarquent qu'en appliquant des ondes acoustiques sur un jet rond, avec un nombre de Strouhal égal à 2.75, l'intensité de turbulence peut être énormément diminuée. De plus, ils montrent que cet effet de suppression par une excitation transversale du

jet est le même lorsque ce jet est soumis à une excitation longitudinale.

D'autres études ont, par la suite, abouti au même résultat : Zaman et Hussain [105] proposent en 1981 une explication de ce phénomène qu'ils ont pu observer avec une excitation acoustique de fréquence différente de la fréquence de formation des structures cohérentes. L'excitation appliquée au jet détruit les grandes structures avant qu'elles se soient totalement développées. Les fluctuations à grande échelle sont réduites et, ainsi, l'intensité de turbulence est diminuée.

Chao et Han [?], en 1987, ont également étudié la suppression de la turbulence par forçage acoustique. La plus grande suppression de la turbulence se produit alors lorsque la fréquence d'excitation est égale à la seconde sous-harmonique de la fréquence fondamentale. Ils déduisent de leur étude que les mécanismes d'amplification et de suppression de la turbulence dépendent à la fois de la fréquence et de l'amplitude du signal acoustique d'excitation.

Une étude menée par Suzuki et al. [106] en 1999 explique que, pour des excitations produites par des volets placés dans la buse, juste en amont de la sortie de la buse, il y a suppression de la formation et de l'appariement des tourbillons, lorsque les volets excitent le jet en fréquence fondamentale égale à la fréquence du mode préférentiel, correspondant à un nombre de Strouhal compris entre 0.3 et 0.5. Cette valeur du nombre de Strouhal du mode préférentiel est égale à celle déterminée par Crow et Champagne [97].

Vlasov et al. [101] [102] [103] ont montré que la suppression de la turbulence était maximale pour des nombres de Strouhal élevés et, notamment, pour $St_D = 3$.

Dans la majorité des cas, les auteurs s'accordent à dire que le nombre de Strouhal d'excitation qui permet de supprimer la turbulence est $St_D = 3$, soit environ dix fois le nombre de Strouhal du mode préférentiel qui est $St_D = 0.3$.

1.1.5 Méthodes de forçage d'un jet

La grande majorité des études de contrôle des jets turbulents utilisent des excitations acoustiques pour forcer le jet. Certains travaux, pourtant, développent d'autres moyens de forçage pour palier aux défauts des haut-parleurs. En 1993, Wiltse et Glezer [107] se servent de quatre activateurs piézoélectriques placés à la sortie de la buse pour exciter un jet rond. Suzuki et al. [106], en 1999, utilisent, suivant le même principe, des actionneurs de volets placés en sortie de buse. Le fonctionnement de ces activateurs physiques consiste, dans les deux cas, à mettre en mouvement un obstacle sur une petite distance, dans l'écoulement. Ce mouvement génère ensuite des tourbillons de sillage qui vont induire une force d'excitation du jet. L'inconvénient majeur de ce système est la fréquence d'excitation qui est assez limitée. Contrairement aux excitations acoustiques, ce mode de forçage permet d'introduire localement des perturbations, dans la couche de mélange du jet.

D'autres techniques de forçage utilisent des pulsations de jets comme Raman et al. [108] qui utilisent le fluide lui-même pour changer les trajectoires par de petits jets oscillants situés en sortie de buse. Ce dispositif est appelé "jet Flip-Flop". Ce système est souvent utilisé sur les brûleurs pour le fibrage. Il permet d'obtenir un forçage de grande amplitude mais de fréquence toujours assez limitée. En 2009, Vanierschot et al. [109] présentent une technique de forçage similaire appliquée à des jets annulaires pleinement turbulents de rapport de diamètres $r = 0.65$. Ces jets présentent une marche conique en sortie de buse. Le tube formant l'obstacle central est percé de trous. Un écoulement secondaire passe par ces ouvertures et perturbe l'écoulement

par soufflage transversal en amont de la sortie de la buse. Ce système permet notamment d'augmenter la taille de la zone de recirculation.

Un autre système a été conçu par Samimy et al. [110] en 2005. Ce dispositif est basé sur des activateurs plasma qui créent une expansion rapide de l'air autour de la buse, générant ainsi un effet de forçage. L'avantage de ce système est que la fréquence de forçage peut être assez élevée. Brown [111] recense d'autres méthodes de forçage en expliquant pour chaque système utilisé, les avantages et les inconvénients rencontrés.

Le forçage acoustique présente de nombreux avantages. Les haut-parleurs utilisés pour établir un forçage sont peu coûteux et permettent une maîtrise simple de la fréquence et de l'amplitude. Le grand défaut de ce système est qu'il est de mobilité réduite puisque les haut-parleurs forment un système encombrant. De plus, la gamme de fréquence est limitée par la nature du haut-parleur. Pour une utilisation basses fréquences, le forçage acoustique permet d'obtenir un montage simple, rapide à mettre en place et suffisant pour détecter les premières réponses d'un jet annulaire à un forçage. Le montage choisi pour cette étude est basé sur un forçage en aval de la sortie de la buse. Ce choix permet de ne pas modifier la buse de jet annulaire. Il est intéressant d'essayer d'établir un contrôle actif qui n'impose pas de changement de conception du jet étudié pour pouvoir élaborer un système efficace d'application rapide au domaine industriel.

1.1.6 Forçage acoustique d'un jet annulaire basique

Les publications concernant le contrôle actif des jets annulaires par excitations acoustiques sont rares. En 1991, Nakazano et al. [15] ont travaillé sur des jets annulaires basiques de rapport de diamètres compris entre 0.2 et 0.8 (figure 1.1). Deux haut-parleurs sont placés à l'intérieur de la buse, transversalement à l'écoulement. Les fréquences utilisées correspondent à différentes fréquences inhérentes au jet : la fréquence des structures tourbillonnaires de sillage ($St_{D_i} = 0.34$), la fréquence des structures de la couche de cisaillement ($St_{D_o} = 2.38$) et la fréquence du mode de colonne de jet ($St_{D_o} = 0.52$). Le mode de colonne de jet correspond à la fréquence de battement du jet, c'est à dire à la fréquence de fluctuation du point de stagnation. Ils observent ainsi qu'en excitant le jet avec $St_{D_i} = 0.3$, la zone de recirculation peut être influencée : la longueur de la zone semble pouvoir être réduite. Avec une excitation de fréquence égale à la fréquence du point de stagnation, des structures de grandes échelles apparaissent périodiquement près de la buse, le jet devient plus large et la vitesse moyenne, ainsi que la turbulence, diminuent près de l'axe du jet. Ces travaux montrent donc qu'une excitation de fréquence égale à la fréquence de battement du jet permet un contrôle actif des instabilités du point de stagnation.

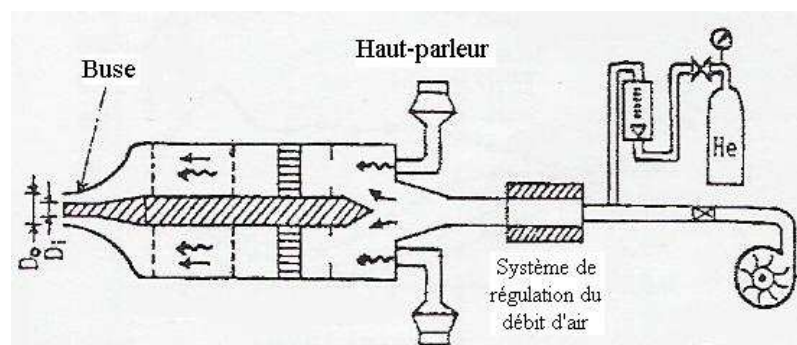


FIGURE 1.1 – Dispositif expérimental utilisé par Nakazano et al. [15]

Un autre article concernant le contrôle acoustique d'un jet annulaire est présenté par Travnicek et Tesar [16]. Le dispositif expérimental qu'ils utilisent est composé d'un jet annulaire de très grand rapport de diamètres ($r = 0.95$) et d'un haut-parleur placé à l'intérieur de la buse (figure 1.2). L'excitation du jet est étudiée par visualisations, en l'absence de paroi impactante, pour différentes fréquences d'onde acoustique : une fréquence correspondant à $St_{D_o} = 0.38$ (fréquence de mode préférentiel), une fréquence de mode de colonne de jet ($St_{D_o} = 0.55$) et une fréquence correspondant à $St_{D_o} = 2.47$. Ce forçage permet d'obtenir une augmentation ou une suppression de l'apparition des tourbillons de Kelvin-Helmholtz.

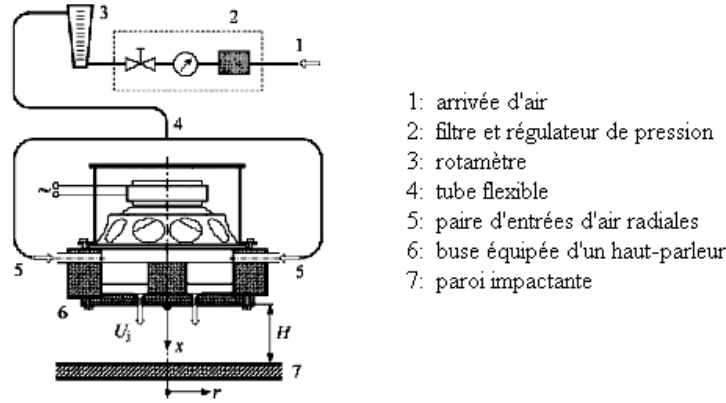


FIGURE 1.2 – Dispositif expérimental utilisé par Travnicek et Tesar [16]

1.2 Quelques notions importantes d'acoustique

Un son est une vibration des particules constitutives du milieu dans lequel celui-ci est produit et se propage. Une onde acoustique est ainsi une succession de compressions et de dépressions des molécules entre elles. Les deux zones de compression (ou de dépression) sont séparées d'une certaine distance qui dépend de la nature du milieu (solide, liquide ou gaz).

1.2.1 Éléments d'acoustique linéaire

L'acoustique linéaire est une théorie qui permet d'étudier les ondes acoustiques dans le cadre de certaines hypothèses. Cette théorie s'applique à des fluides parfaits, de viscosité nulle qui ne sont pas sensibles aux forces de gravité. Ces hypothèses conduisent à l'équation de l'impulsion suivante :

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\nabla p \quad (1.1)$$

où ρ est la masse volumique de la particule fluide, $\vec{u}$ sa vitesse et p la pression.

Les transformations appliquées à chaque volume élémentaire de fluide sont considérées comme adiabatiques et réversibles. Les perturbations engendrées par l'onde acoustique dans le milieu fluide sont supposées petites :

$$\rho = \rho_0 + \rho' \quad (1.2)$$

$$p = p_0 + p' \quad (1.3)$$

avec ρ_0 et p_0 respectivement les valeurs d'équilibre de la masse volumique et de la pression, et ρ' et p' les perturbations telles que $\rho' \ll \rho_0$ et $p' \ll p_0$.

La valeur d'équilibre de la vitesse $\vec{u}_0$ du fluide est nulle en l'absence de vibration (lorsque le milieu n'est pas soumis à une onde acoustique). La vitesse $\vec{u}$ se résume alors à $\vec{u} = \vec{u}'$.

En supposant le fluide homogène, les valeurs d'équilibre restent les mêmes en tout point du fluide. En utilisant les écritures (1.2) et (1.3) de la masse volumique et de la pression soumises à une perturbation acoustique, l'équation de l'impulsion (1.1) se réécrit :

$$(\rho_0 + \rho') \frac{\partial \vec{u}'}{\partial t} + (\rho_0 + \rho') \left(\vec{u}' \cdot \nabla \right) \vec{u}' = -\nabla (p_0 + p') \quad (1.4)$$

L'hypothèse des petites perturbations permet de simplifier cette équation en négligeant les termes du second ordre. Puisque le fluide est supposé homogène, le terme $-\nabla p_0$ peut être considéré comme nul. L'équation (1.4) devient alors :

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}'}{\partial t} = -\nabla p' \quad (1.5)$$

L'équation de continuité, définie comme suit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (1.6)$$

peut être développée de la même manière pour des perturbations de pression et de masse volumique et, après simplification des termes par l'hypothèse des petites perturbations, donner naissance à l'équation suivante :

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \vec{u}' = 0 \quad (1.7)$$

Pour déterminer les perturbations p' , ρ' et $\vec{u}'$, une fonction scalaire notée ϕ et appelée potentiel acoustique des vitesses est introduite. Ce potentiel s'exprime en fonction des perturbations, de la manière suivante :

$$p' = -\rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (1.8)$$

$$\vec{u}' = \nabla \phi \quad (1.9)$$

$$\rho' = -\frac{\rho_0}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (1.10)$$

où $c = \sqrt{\left(\frac{dp}{d\rho} \right)_{p=p_0}}$ est la célérité de l'onde (vitesse de propagation des perturbations).

Ces équations introduites dans l'équation de continuité permettent d'obtenir l'équation d'onde :

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (1.11)$$

La résolution de l'équation d'onde permet alors de calculer la fonction ϕ qui caractérise l'ensemble du champ acoustique.

1.2.2 Propagation d'une onde acoustique

La propagation d'une onde acoustique dépend des caractéristiques du milieu dans lequel elle se propage (humidité, pression, température, nature du milieu). La célérité de l'onde acoustique peut alors être exprimée en fonction du facteur de compressibilité du milieu k et de sa masse volumique ρ . Dans l'air, à température ambiante et à pression atmosphérique, la célérité d'une onde acoustique est de $343m.s^{-1}$.

A partir de la source sonore, l'onde acoustique va se propager suivant un front d'onde sphérique. Lorsque la distance à la source augmente, ce front se déforme, de manière plus ou moins importante selon le milieu dans lequel l'onde se propage, et tend vers un front plan. Lorsque la source utilisée est un haut-parleur, le front de l'onde acoustique générée peut être supposé plan à partir d'une distance d'un mètre de la source.

Les phénomènes rencontrés par les ondes mécaniques en général, s'appliquent également au cas d'une onde acoustique.

Dispersion

La viscosité du fluide constitutif du milieu de propagation diminue l'énergie totale de l'onde acoustique sur son front. Ainsi, l'énergie par unité de surface du front d'onde diminue selon le carré du rayon du front d'onde. Ainsi, l'énergie diminue plus rapidement dans une zone proche de la source sonore, où l'onde présente un front sphérique, que dans une région plus éloignée de la source où l'onde est considérée comme plane.

Lentilles acoustiques

Lorsque le milieu de propagation n'est pas homogène, qu'il présente des irrégularités, la propagation de l'onde acoustique est modifiée. L'onde peut alors ralentir ou accélérer suivant par exemple des gradients de température qui modifient la densité et la viscosité du milieu. Ces gradients de température peuvent engendrer des courants de convection qui changent la propagation de l'onde.

Réflexion, diffusion et absorption

L'onde acoustique, lors de sa propagation, peut rencontrer différents obstacles qui modifient les caractéristiques de l'onde source. Lorsque la surface de ces obstacles est rigide, de grandes dimensions et plane, l'onde est soumise à des réflexions dont l'angle de réflexion est égale à l'angle d'incidence sur la surface.

Si la surface d'un obstacle est rigide, de grandes dimensions mais poreuse alors dans ce cas l'onde acoustique incidente sera diffusée dans toutes les directions.

L'onde peut également être absorbée si la surface de l'obstacle est poreuse et souple. L'énergie de l'onde est alors dispersée dans l'obstacle. L'absorption dépend de la longueur d'onde, ainsi, les hautes fréquences peuvent être plus absorbées que les basses fréquences. Ce phénomène peut être gênant lorsqu'un signal acoustique est constitué de différentes longueurs d'onde. Chaque composante du signal ne régira alors pas de la même façon devant un obstacle.

1.2.3 Signal acoustique

Un signal acoustique complexe est une onde constituée de plusieurs ondes acoustiques (appelées aussi partiels), de longueurs d'onde différentes. La plupart des sons sont constitués de partiels. Une onde complexe peut alors être décomposée en une somme de sons purs caractérisés par une fréquence unique. Cette opération peut s'effectuer en utilisant des algorithmes de décomposition comme les transformées de Fourier, les décompositions en polynômes de Chebychev ou en ondelettes. Une analyse en fonctions sinusoïdales utilisant les transformées de Fourier, permet d'obtenir les différents partiels constitutifs d'un signal complexe en déterminant la fréquence fondamentale f de ce signal et les fréquences harmoniques ($2f, 3f, 4f \dots$) ou sous-harmoniques ($\frac{f}{2}, \frac{f}{3}, \frac{f}{4} \dots$).

1.3 Source d'excitation : caractéristiques d'un haut-parleur

Le forçage acoustique est établi à partir de haut-parleurs. La tomographie rapide a été utilisée pour observer l'influence d'un haut-parleur délivrant une onde acoustique pure, d'une seule fréquence.

La gamme de fréquences d'un haut-parleur est fixée par la taille de la membrane (plus la membrane est tendue, plus les vibrations sont rapides et donc plus la fréquence délivrée est de fréquence élevée). Il existe trois grandes catégories de haut-parleurs : le boomer (ondes de basses fréquences), le medium (fréquences intermédiaires) et le tweeter (hautes fréquences). Une enceinte acoustique est caractérisée par différents paramètres : la puissance électrique qu'elle peut accepter, son rendement et sa fidélité à retransmettre le son codé par un signal électrique. Le rendement des haut-parleurs est assez faible (entre 0.3% et 1%). La puissance électrique fournit par l'amplificateur est presque totalement dissipée sous forme de chaleur au niveau de la bobine mobile. Un haut-parleur présente une impédance (fonction de la fréquence) à l'amplificateur qui l'alimente. L'impédance nominale est l'impédance du haut-parleur pour une fréquence de $1kHz$, indiquée par les fabricants. La puissance maximale qu'un haut-parleur peut supporter sans destruction est appelée puissance nominale. La puissance crête (ou puissance musicale) désigne les puissances brèves que peut supporter l'enceinte acoustique. Le rendement d'un haut-parleur est représenté par la sensibilité. Il s'agit de la pression acoustique à 1m du haut-parleur pour un signal de fréquence 1kHz (de puissance électrique 1W). La plage de fréquences restituées par le haut-parleur pour une amplitude acoustique à peu près constante est déterminée par la courbe de réponse. Ces caractéristiques vont nous permettre de choisir le haut-parleur en fonction des manipulations que nous voulons réaliser.

Chapitre 2

Visualisations d'un jet annulaire soumis au forçage acoustique

Pour évaluer l'influence d'un forçage acoustique sur un jet annulaire basique, des mesures par tomographie rapide ont été réalisées. Ces mesures, dans des plans longitudinaux et transversaux de l'écoulement permettent de réfléchir à des pistes d'investigation pour des mesures plus approfondies par P.I.V. par exemple.

2.1 Dispositif expérimental

Les mesures sont effectuées pour un jet annulaire basique de grand rapport de diamètres ($r = 0.91$). La buse utilisée est la même que celle choisie pour l'étude du contrôle passif, présentée dans la section 1.1, à la page 43. Le jet annulaire basique soumis à des ondes acoustiques n'est étudié que dans le cas d'une vitesse en sortie de buse U_0 égale à $30m.s^{-1}$. Les fréquences d'excitation appliquées au jet sont choisies en lien avec des fréquences inhérentes au jet. Ainsi, la fréquence de battement du point de stagnation égale à $150Hz$, les fréquences d'apparition et d'appariement des structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz, respectivement égales à $2480Hz$ et $1230Hz$, sont appliquées au jet pour évaluer l'influence de ces ondes acoustiques de fréquences particulières sur l'écoulement du jet annulaire basique.

Fréquence d'excitation	Phénomène associé	Nombre de Strouhal St_{θ_o}
$150Hz$	Point de stagnation	$St_{D_i} = 0.24$
$300Hz$	Double harmonique (point de stagnation)	$St_{D_i} = 0.48$
$1230Hz$	Appariement des tourbillons de Kelvin-helmholtz	$St_{\theta_o} = 0.012$
$2480Hz$	Apparition des tourbillons de Kelvin-helmholtz	$St_{\theta_o} = 0.0062$

Tableaux 2.1 – Fréquences choisies pour l'étude du forçage acoustique d'un jet annulaire basique avec $U_0 = 30m.s^{-1}$ pour des mesures de tomographie rapide.

Les mesures de tomographie rapide sont réalisées dans chaque cas pour une amplitude de l'onde acoustique environ égale à $4V$.

2.1.1 Choix du haut-parleur

Le haut-parleur utilisé pour les mesures de tomographie rapide est un haut-parleur AU-DAX HM210Z2. Ce haut-parleur peut fournir des ondes acoustiques sur une large gamme de fréquences, de $50Hz$ à $3kHz$. Sa fréquence de résonance est de $28Hz$. Ce haut-parleur est à

double bobine. Ce dispositif permet d'améliorer le rendement puisqu'il peut adapter le couple subwoofer-amplificateur en impédance. Pour obtenir un rendement plus grand, l'impédance du haut-parleur doit être plus élevée pour une plage de fréquences donnée.

L'enceinte acoustique a été construite avec un caisson clos qui permet d'obtenir un fonctionnement régulier du haut-parleur et de descendre en basses fréquences sans générer de distorsions. En revanche, ce caisson n'est utilisable que si le diamètre du haut-parleur est assez grand, ce qui est le cas pour notre configuration puisque le diamètre du haut-parleur choisi est de 40cm . L'inconvénient majeur de ce caisson est son encombrement, en effet, le coffret du caisson est de plus grand volume que celui d'un caisson bass-reflex. Le caisson clos est malgré tout le dispositif le plus adapté à nos manipulations puisqu'il permet d'éviter un "court-circuit acoustique" (l'onde acoustique générée à l'arrière de la membrane du haut-parleur est absorbée dans le caisson), qu'il limite la puissance restituée mais augmente le niveau d'amplitude, et donc permet d'obtenir une onde acoustique moins atténuée lorsqu'elle arrive sur l'écoulement du jet annulaire.

La sensibilité du haut-parleur est de 89dB et sa puissance nominale de 70W . La courbe de réponse du haut-parleur est présentée sur la figure 2.1.

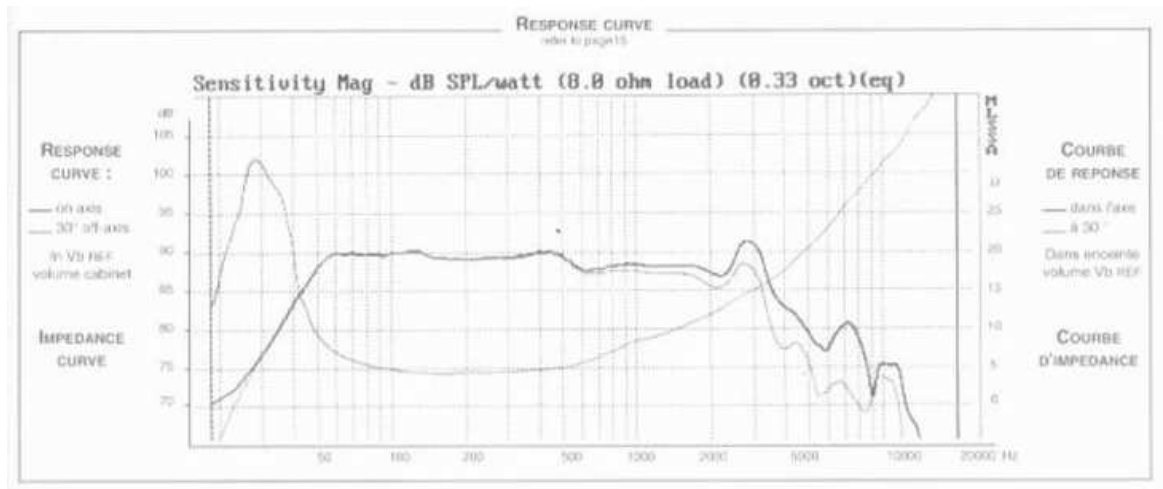


FIGURE 2.1 – Courbe de réponse d'un haut-parleur HM210Z2

2.1.2 Installation expérimentale

Le haut-parleur est placé face à la caméra, à 1m du centre de la buse et à hauteur de la sortie de la buse. Un générateur de fréquences WAVETEK (Model 186) permet de créer une onde acoustique de fréquence unique.

L'onde acoustique déclenche la caméra qui est maître du laser. Les mesures sont donc déclenchées par l'onde acoustique. Lorsque celle-ci dépasse un seuil d'amplitude, un générateur de pulses TGP110 10MHz de TTI, envoie un signal à la caméra qui déclenche alors le laser, définissant ainsi le début des acquisitions des 9429 images de l'écoulement (figure 2.3).

La nappe laser coupe dans un premier temps l'écoulement suivant un plan longitudinal, par le centre de la buse, face au haut-parleur (figure 2.2(a)). Une deuxième série de mesures est réalisée pour une nappe laser éclairant des coupes transversales à différentes hauteurs dans le jet (figure 2.2(b)). Les images enregistrées sont de dimensions ($118\text{mm} \times 118\text{mm}$), pour les plans longitudinaux et ($100\text{mm} \times 100\text{mm}$) pour les plans transversaux.

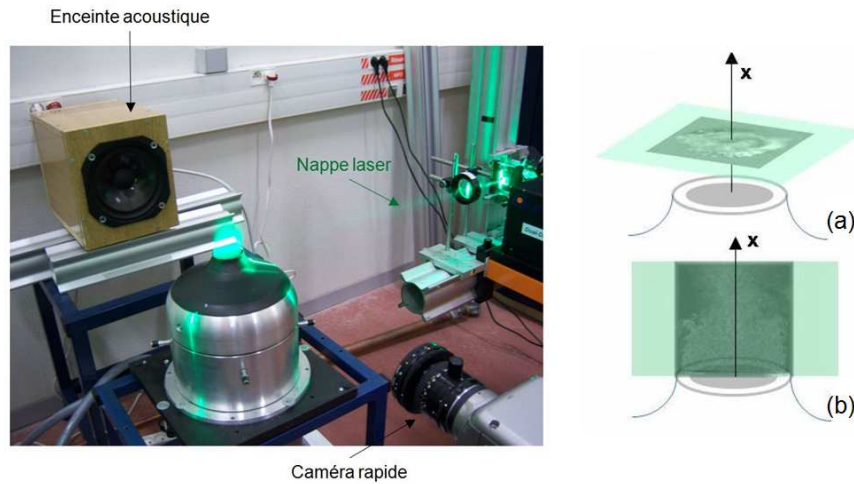


FIGURE 2.2 – Dispositif expérimental de l'étude du contrôle actif par tomographie rapide

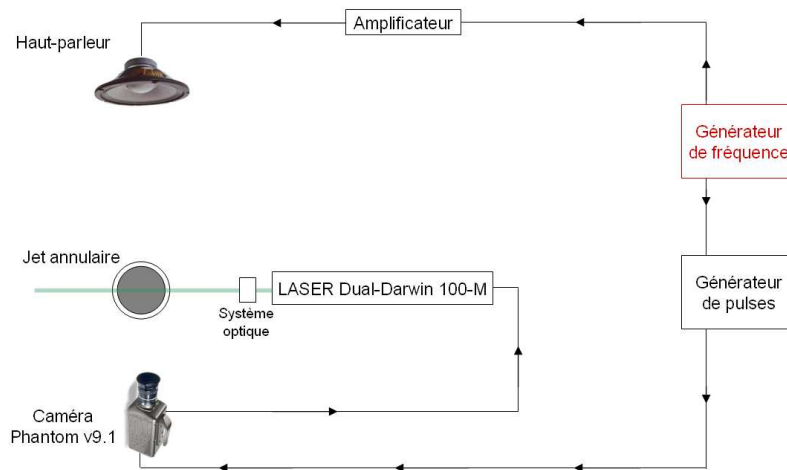


FIGURE 2.3 – Schéma du déclenchement des acquisitions contrôlé par l'onde acoustique

2.2 Etude de plans longitudinaux

L'écoulement d'un jet annulaire basique soumis à un forçage acoustique est comparé à un jet annulaire naturel, non forcé.

La figure 2.4 présente le jet annulaire excité par des ondes acoustiques de fréquences égales à la fréquence du point de stagnation ($150Hz$), correspondant à la fréquence de battement du jet, et à la double harmonique de cette fréquence fondamentale ($300Hz$). Cette figure permet de montrer que le forçage acoustique, pour ces fréquences d'excitation, ne semble pas influencer sur la morphologie de l'écoulement.

La figure 2.5 permet de comparer les effets d'un forçage acoustique de fréquences relatives aux fréquences de bord de jet. En effet, l'onde acoustique pénètre le jet d'air au cours de sa propagation. Les bords de jet deviennent ainsi le premier obstacle rencontré par l'onde acoustique. Appliquer une onde acoustique de fréquence égale à la fréquence d'apparition des instabilités primaires d'un jet annulaire ($2480Hz$) ou égale à la fréquence d'appariement des structures de Kelvin-Helmholtz devrait dans ce cas modifier ces phénomènes et perturber le jet forcé. La figure 2.5 ne montre pas de différences notables entre les différentes fréquences d'excitation ap-

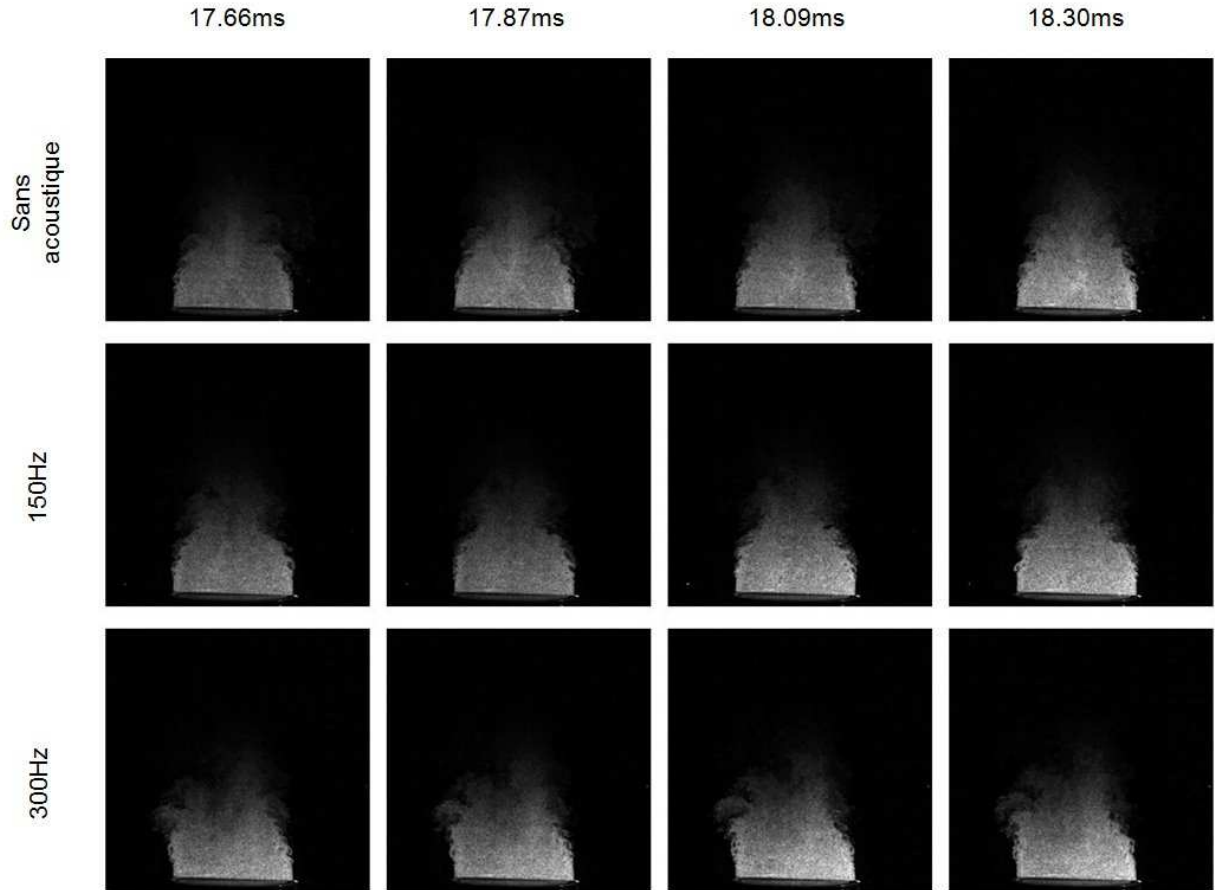


FIGURE 2.4 – Images tomographiques d'un jet annulaire basique de vitesse $U_0 = 30m.s^{-1}$ sans forçage acoustique, avec un forçage de fréquence $150Hz$ et un forçage de fréquence $300Hz$

pliquées, sauf pour la fréquence d'excitation égale à la fréquence d'appariement des structures de Kelvin-Helmholtz : celle-ci semble agir sur l'appariement. Le jet soumis à ce forçage semble présenter des structures de plus petites échelles. De plus, l'appariement de tourbillons pour donner naissance à des structures de plus grande taille semble se rencontrer plus rarement dans l'écoulement. L'onde acoustique dans ce cas semble briser la reconstruction d'un tourbillon à partir de deux tourbillons parents.

L'appariement de tourbillons de Kelvin-Helmholtz est présenté sur la figure 2.6 pour une fréquence d'excitation de $1\ 230Hz$, égale à la fréquence d'appariement des tourbillons d'un jet non forcé. Cet appariement, s'observant plus rarement dans l'évolution du jet suit tout de même un processus similaire au jet naturel mais les tourbillons nés de l'appariement restent plus petits que ceux formés lors d'un appariement de jet sans forçage acoustique.

Le graphique 2.7 essaie d'évaluer l'influence du forçage acoustique sur la distance x^* à partir de laquelle les instabilités primaires se forment et les structures de Kelvin-Helmholtz s'apparient.

La distance d'apparition des instabilités primaires ne semble pas être modifiée pour des forçages des différentes fréquences présentées. La distance d'appariement des tourbillons de Kelvin-Helmholtz, en revanche, reste proche de la distance d'appariement d'un jet annulaire naturel lorsque le forçage est réalisé avec une excitation relative au point de stagnation, au centre de l'écoulement. En revanche, les forçages d'excitations relatives aux bords de jet semblent

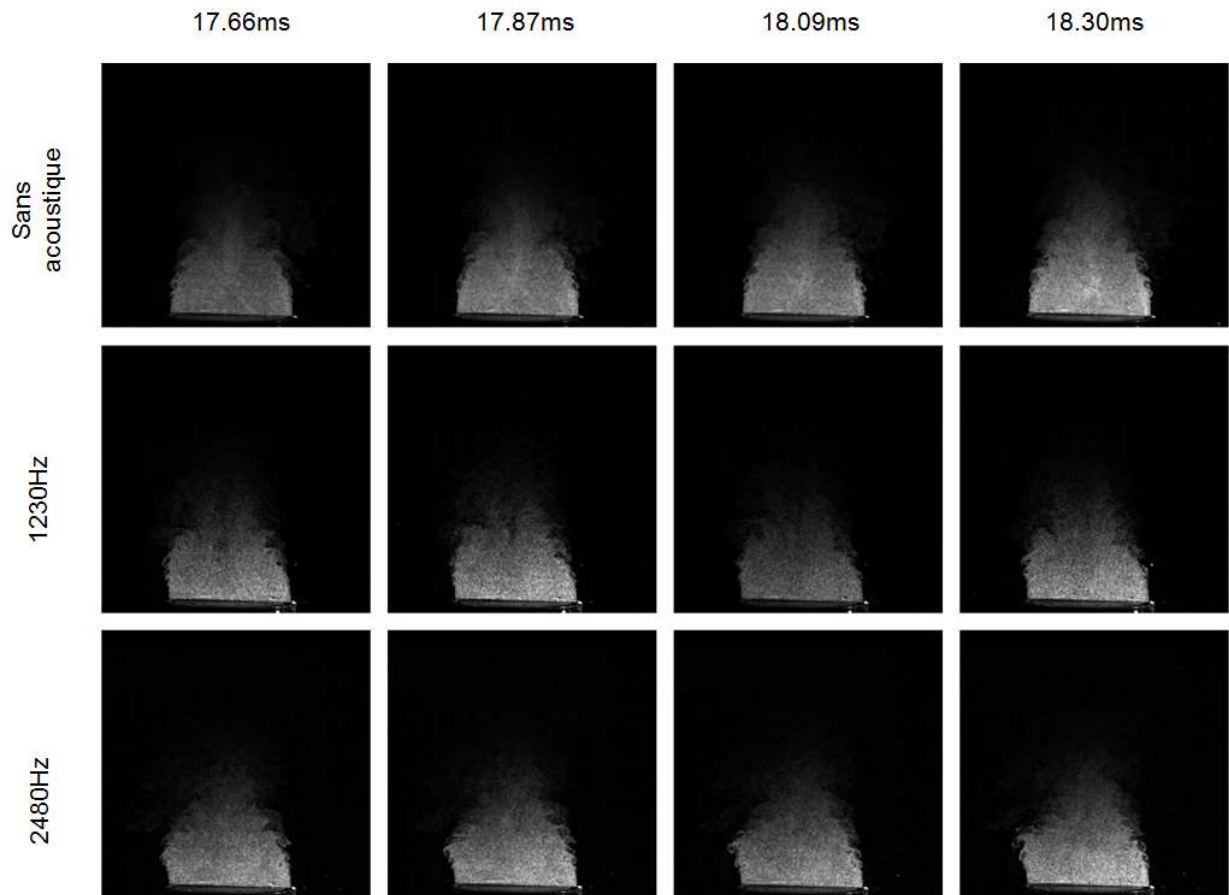


FIGURE 2.5 – Images tomographiques d'un jet annulaire basique de vitesse $U_0 = 30m.s^{-1}$ sans forçage acoustique, avec un forçage de fréquence $1230Hz$ et un forçage de fréquence $2480Hz$

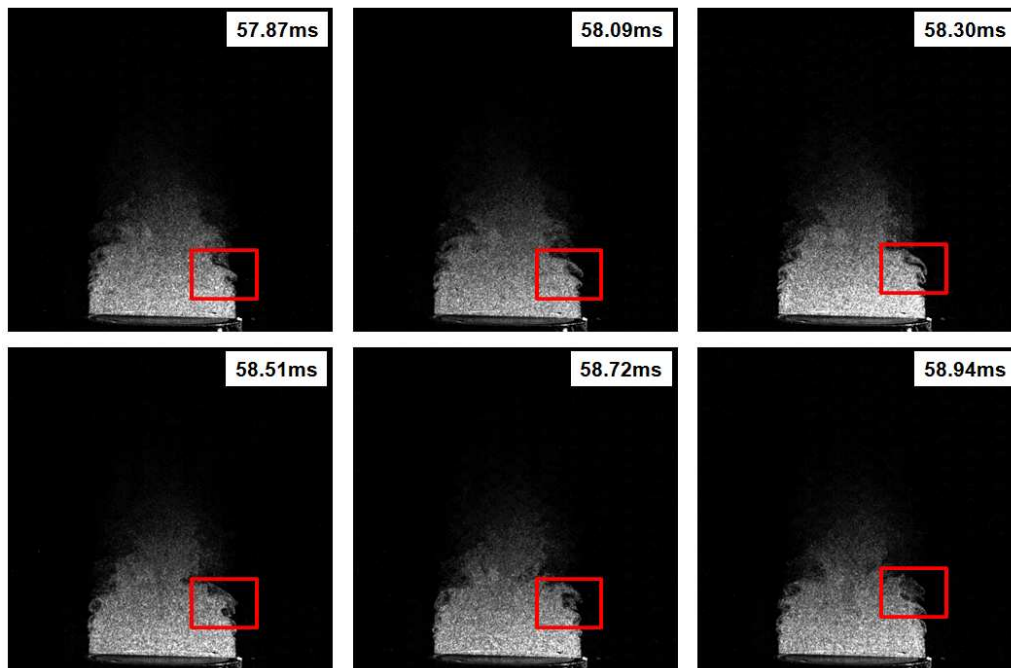


FIGURE 2.6 – Appariement des structures de Kelvin-Helmholtz d'un jet annulaire basique soumis à un forçage acoustique de $1\ 230Hz$

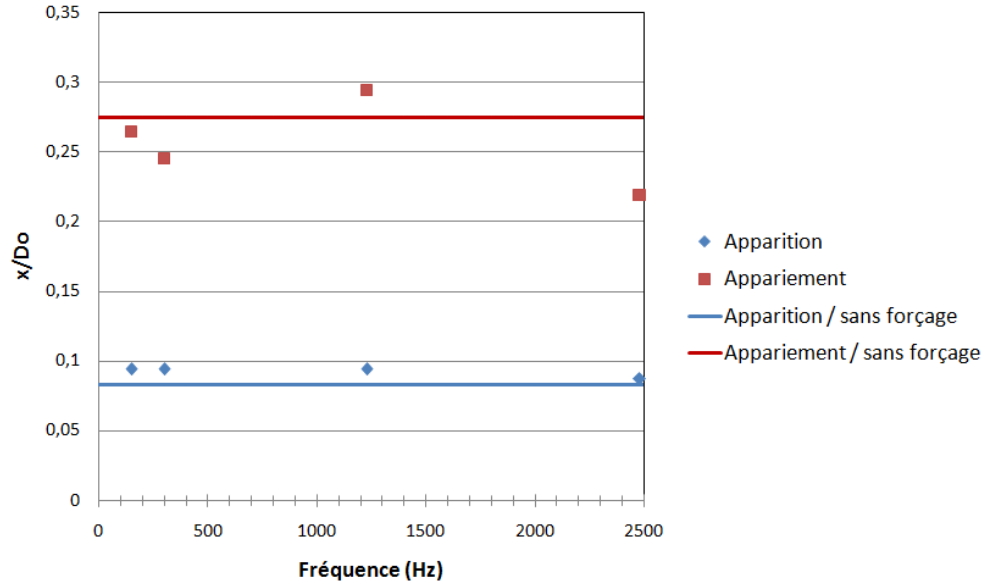


FIGURE 2.7 – Distances d'apparition et d'appariement des structures de Kelvin-Helmholtz suivant la fréquence du forçage acoustique appliqué au jet annulaire de vitesse $U_0 = 30m.s^{-1}$

engendrer des différences de développement de l'appariement. Ces fréquences sont celles qui conditionnent la formation et le développement des instabilités primaires. Pour agir sur les bords de jet, il semblerait donc qu'une excitation de fréquence égale aux fréquences caractéristiques des structures de Kelvin-Helmholtz puisse agir sur la morphologie de l'écoulement.

2.3 Etude de plans transversaux

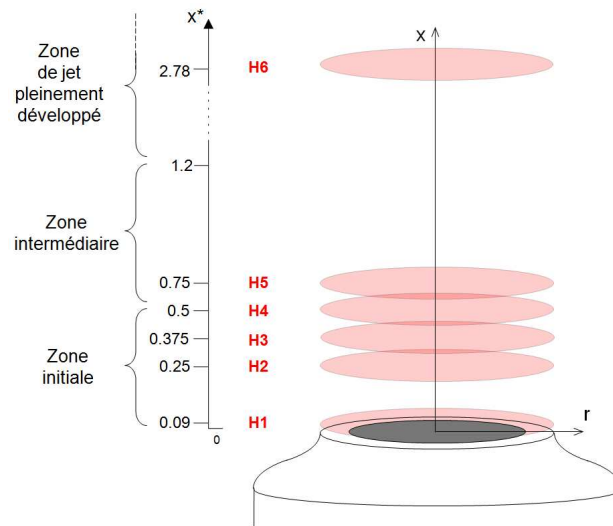


FIGURE 2.8 – Schéma des plans transversaux des jets annulaires observés par tomographie rapide

L'écoulement soumis à différents forçages acoustiques est visualisé selon des plans transversaux répartis depuis la sortie de la buse jusqu'à la zone de jet pleinement développé, à différentes hauteurs x^* dans le jet. Ces plans sont schématisés sur la figure 2.8 et représentent les mêmes coupes transversales que celles utilisées pour l'étude du contrôle passif des jets annulaires (sec-

tion 2.2, page 105).

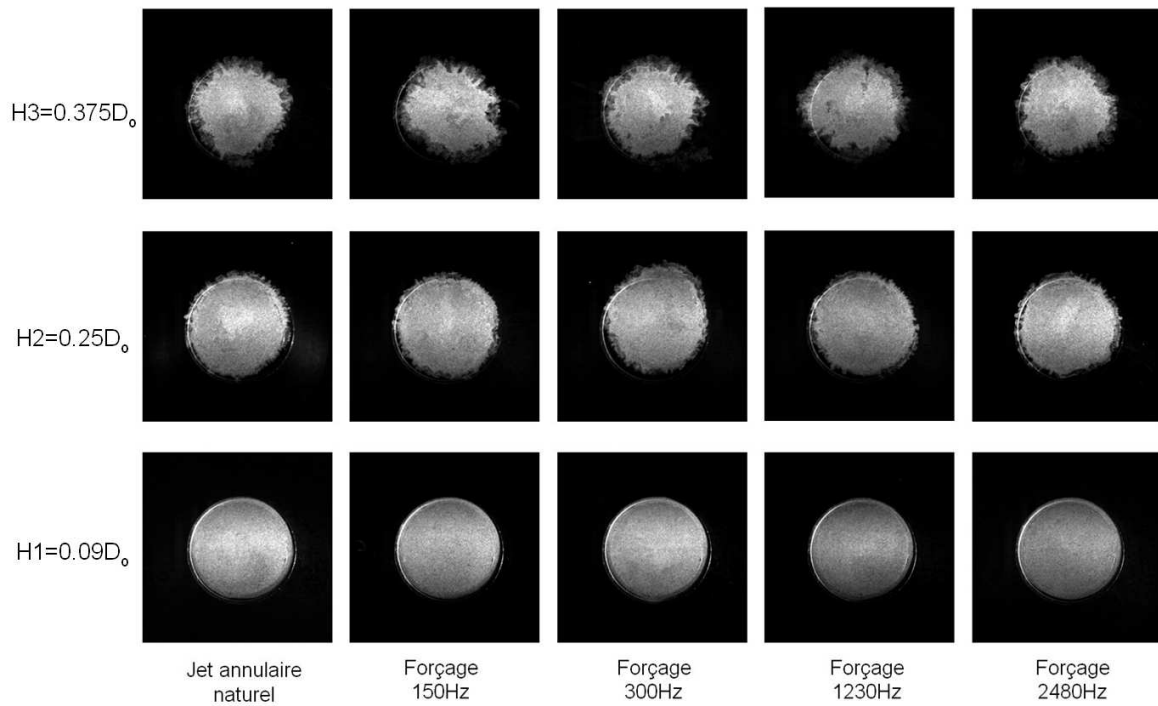


FIGURE 2.9 – Plans transversaux d'un jet annulaire basique de vitesse $U_0 = 30m.s^{-1}$ dans la zone initiale, en forçage acoustique

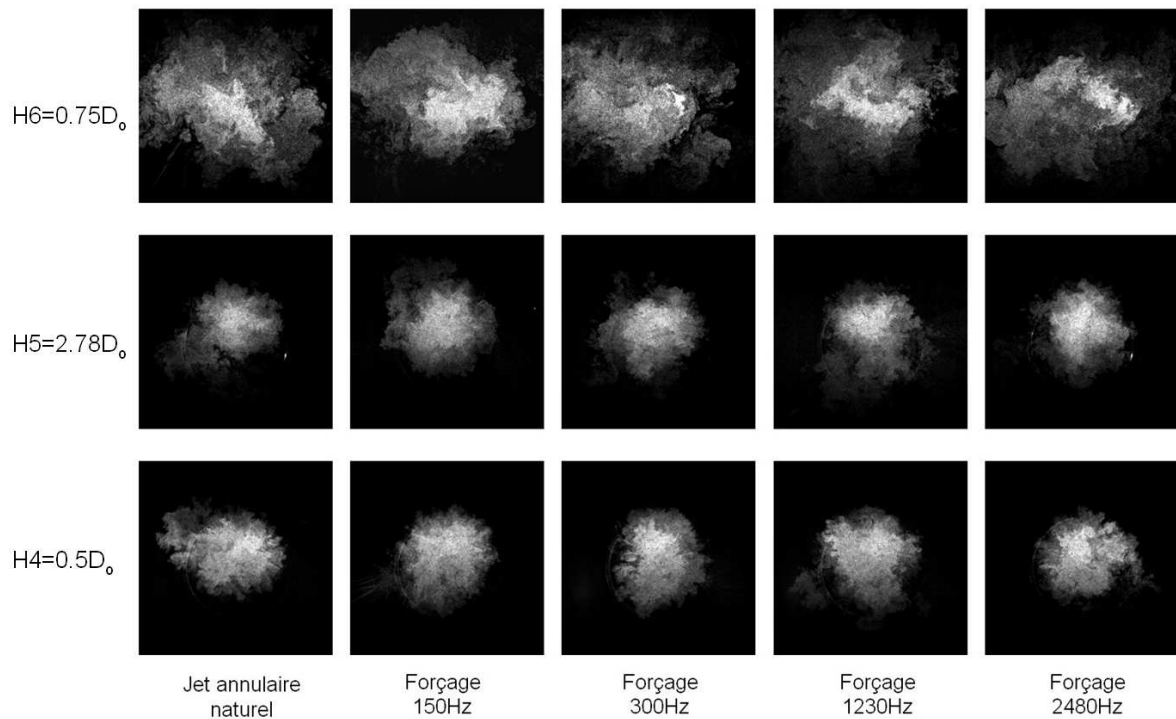


FIGURE 2.10 – Plans transversaux d'un jet annulaire basique de vitesse $U_0 = 30m.s^{-1}$ en aval de la zone initiale, en forçage acoustique

Les planches 2.9 et 2.10 montrent des images instantanées du jet annulaire soumis au forçage acoustique. A chaque configuration de forçage, c'est à dire pour chaque fréquence de forçage

choisie, l'onde acoustique déclenche la mesure. Ces images sont étudiées à un instant donné des acquisitions (à $t_c = 60ms$) et comparées à ce même instant pour que les conditions de temps d'exposition au forçage soient identiques dans tous les cas. En revanche, la propagation de l'onde est conditionnée par sa fréquence. L'onde acoustique attaquera donc différemment les bords du jet à cet instant t_c selon la fréquence associée à l'excitation. Pourtant, quelle que soit la hauteur dans le jet étudiée et la fréquence de forçage choisie, l'écoulement du jet annulaire ne semble pas varier avec le forçage. Ce premier résultat ne permet pas de distinguer un comportement complètement différent du jet non forcé et du jet lorsqu'il est soumis à une onde acoustique. Cette étude étant dépendante des images instantanées et donc de l'instant d'observation de celles-ci, ces résultats ne peuvent pas permettre de conclure sur le comportement d'un jet annulaire en contrôle actif. Une étude de l'expansion moyenne du jet peut alors donner plus d'informations.

2.4 Etude de l'expansion du jet

2.4.1 Diamètres moyens équivalents

Les images instantanées de contrôle actif du jet annulaire sont exploitées de la même manière que pour le contrôle passif pour déterminer le diamètre moyen équivalent de l'écoulement (section 2.3.1, page 111).

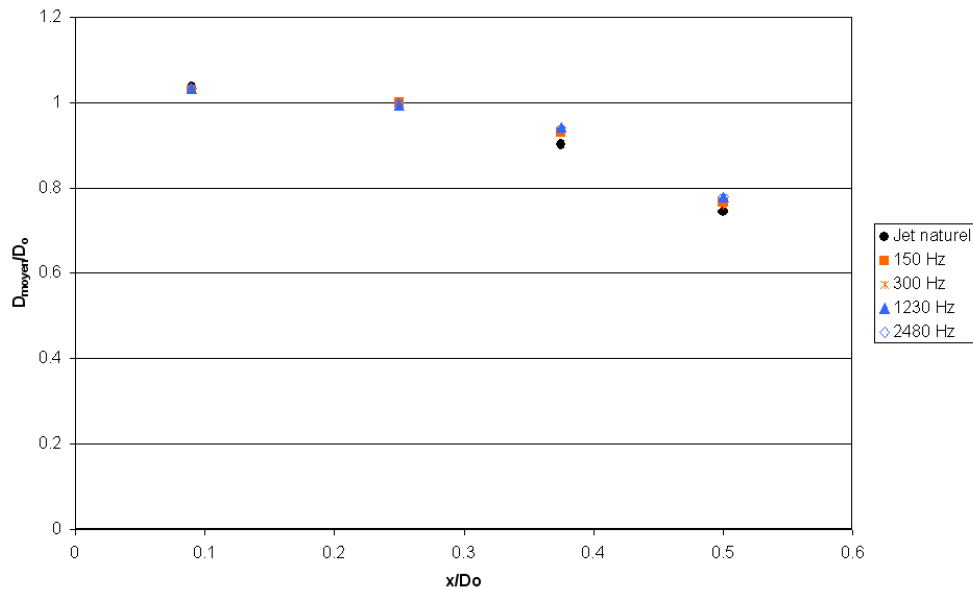


FIGURE 2.11 – Etude de l'évolution du diamètre moyen équivalent d'un jet annulaire soumis à un forçage acoustique

Les images sont seuillées pour délimiter le contour d'une zone sombre (tous les pixels de cette zone sont mis à zéro), correspondant au jet et d'une zone claire (pour laquelle tous les pixels de la zone sont à 1) définissant l'air environnant au repos. L'aire du jet A_{mes} de chaque image instantanée est mesurée pour en déduire le diamètre équivalent en supposant que la surface du jet est suffisamment proche d'un disque pour que le calcul soit valide. Le diamètre équivalent D_{moyen} de chaque image est alors obtenu par la relation :

$$A_{mes} = \pi \frac{D_{moyen}^2}{4} \quad (2.1)$$

Le diamètre équivalent moyen est ensuite déterminé à partir des 9429 images du jet pour une hauteur donnée et comparé pour les différentes fréquences de forçage appliquées à l'écoulement.

La figure 2.11 montre que le forçage acoustique, pour les fréquences étudiées ne joue pas de rôle dans l'expansion du jet. En effet, le jet semble suivre la même évolution lorsqu'il est soumis à un forçage acoustique ou non. Comme il a déjà été souligné précédemment, dans l'étude du contrôle passif, l'écoulement du jet annulaire se resserre sur l'axe central au niveau du point de stagnation, en $x = 0.5D_o$, pour délimiter la fin de la zone initiale. Cette évolution se retrouve ici, que le jet annulaire soit soumis à un forçage de fréquences relatives aux bords du jet ou relatives au point de stagnation.

2.4.2 Etude de la circularité d'un jet annulaire

Pour s'assurer de la validité du calcul des diamètres moyens du jet, il faut étudier la circularité du jet. Ce paramètre peut également permettre d'évaluer l'influence d'un forçage acoustique sur la déformation des bords de jet. Si les structures primaires et secondaires développées sur les bords de jet sont modifiées par l'onde acoustique, la circularité peut nous donner une estimation de cette déformation.

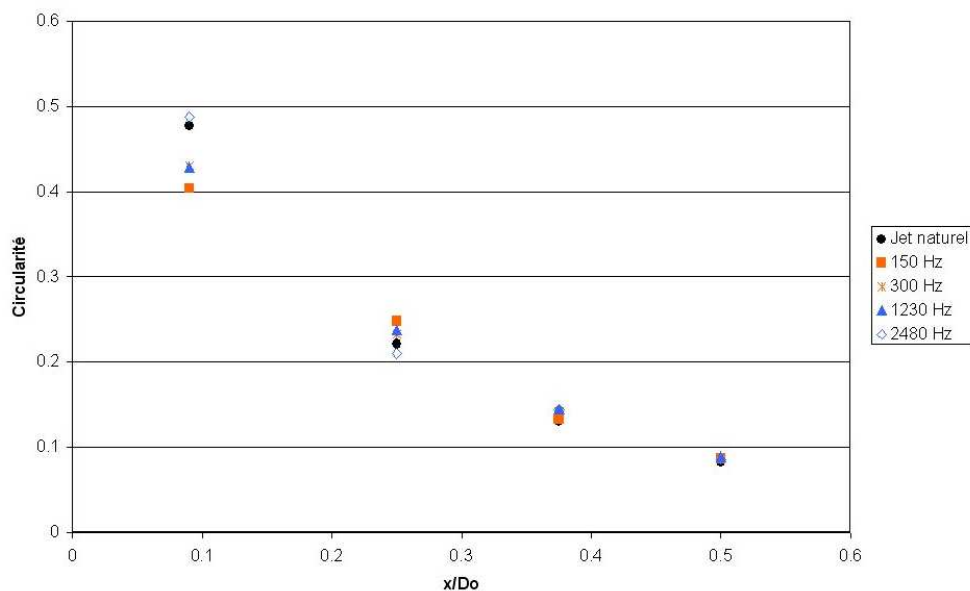


FIGURE 2.12 – Etude de l'évolution de la circularité des coupes transversales du jet annulaire soumis à un contrôle actif

La figure 2.12 compare les effets du forçage acoustique sur l'évolution de la circularité de l'écoulement à différentes hauteurs dans le jet. La circularité est calculée ici comme dans le cas du contrôle passif (section 2.3.2, page 117). Si la circularité est proche de 1, alors la surface du jet se rapproche de la forme d'un disque parfait. En revanche, si la circularité est plus faible et tend vers 0, cela signifie que le jet s'éloigne de ce modèle de disque, la surface des bords de jet est alors beaucoup plus plissée, ou la coupe transversale du jet s'étire dans une direction privilégiée. Le diamètre équivalent calculé précédemment perd alors de son sens lorsque la circularité devient trop faible. Cette figure nous montre que le forçage acoustique semble n'avoir encore aucune incidence sur la circularité, quelle que soit la hauteur x^* considérée. En revanche, on peut noter que la circularité n'est jamais supérieure à 0.5 ce qui est assez faible, et qu'elle diminue

lorsqu'on s'éloigne de la sortie de la buse. Plus la distance x^* augmente, plus le jet se déforme et devient turbulent. Il est donc normal que la circularité diminue lorsque x^* augmente. Ce défaut de circularité limite notre étude dans la zone initiale puisque plus loin dans le jet, celle-ci est beaucoup trop faible, il est inutile de calculer le diamètre moyen équivalent qui n'aura alors aucun sens physique.

Les premières approches des visualisations du jet annulaire soumis à un forçage acoustique ne nous ont pas permis d'observer des modifications de la morphologie de l'écoulement en moyenne. Un suivi temporel peut alors compléter ces premières conclusions pour déterminer si le forçage acoustique peut jouer un rôle ponctuellement sur la formation et le développement des instabilités primaires et secondaires de bords de jet.

2.4.3 Etude fréquentielle de l'évolution de l'expansion du jet annulaire

L'évolution temporelle des diamètres équivalents calculés est étudiée pour les différentes hauteurs x^* de visualisation de l'écoulement. Un calcul d'auto-corrélation des signaux temporels des diamètres équivalents permet alors de déterminer la densité spectrale associée pour mesurer la périodicité des structures de bords de jet (ce calcul a été expliqué pour le contrôle passif, dans la section 2.3.3, page 120).

Les pics de fréquence maximale de chaque densité spectrale, calculée pour une hauteur donnée et une fréquence de forçage sélectionnée sont ensuite reportés sur la figure 2.13 pour pouvoir déterminer les ressemblances avec le cas de référence non forcé.

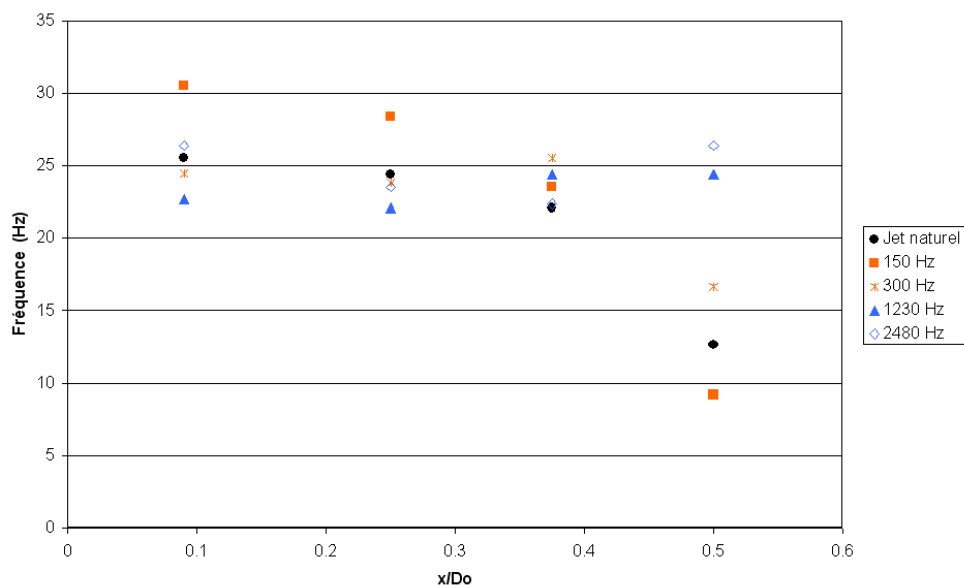


FIGURE 2.13 – Etude fréquentielle de l'évolution de l'expansion d'un jet annulaire soumis à un forçage acoustique

Cette figure montre deux tendances distinctes. Dans le premier cas, celui de la référence non forcé, la fréquence caractéristique d'évolution du diamètre équivalent diminue lorsque x^* augmente. Cette fréquence est constante jusqu'à la première moitié de la zone de recirculation puis elle chute de moitié plus en aval dans le jet. Si la fréquence caractéristique mesurée en proche sortie de la buse correspond à la formation des structures de bords de jet, lorsqu'elle diminue, la nouvelle fréquence peut alors être associée à des phénomènes d'appariements. Cette

évolution de la fréquence se retrouve dans le cas d'un jet annulaire forcé, puis dans le cas d'un jet annulaire soumis à un forçage acoustique de fréquences égales à la fréquence fondamentale de battement du point de stagnation et à sa double harmonique. En revanche, lorsque la fréquence d'excitation appliquée est égale à la fréquence de formation ou d'appariement des structures de Kelvin-Helmholtz, les fréquences d'évolution du diamètre équivalent suivent une autre tendance : elles ne varient pas dans toute la zone initiale. Ce résultat peut faire penser que des fréquences de forçage relatives aux événements de bords de jet perturbent l'appariement des tourbillons. Cette hypothèse est en concordance avec une première remarque faite lors de l'étude des plans longitudinaux visualisés par tomographie rapide. Le choix de la fréquence de forçage semble donc décisive pour agir sur la morphologie et le comportement du jet annulaire.

La tomographie rapide n'offre que peu d'informations sur les comportements d'un jet annulaire soumis à un forçage acoustique. Les remarques soulignées dans ce chapitre sont insuffisantes pour étudier le contrôle actif de cet écoulement particulier. Cette technique de mesure ne permet pas d'observer les réponses du jet en termes de fluctuations ou de vitesse. Il est donc nécessaire de compléter cette première partie d'étude par des mesures de Vélocimétrie par Images de Particules (P.I.V.).

Chapitre 3

Etude aérodynamique d'un jet annulaire soumis à un forçage acoustique

Les mesures de vitesses de l'écoulement, peuvent permettre de déterminer l'influence d'une onde acoustique sur les instabilités du jet, notamment à travers les fluctuations transversales et longitudinales de vitesse. Ces instabilités peuvent également être modifiées en termes de contraintes de déformation, il est donc intéressant d'observer la variation du taux de cisaillement ou du taux d'étirement de l'écoulement.

Ce chapitre, basé sur des mesures P.I.V. permettra donc d'évaluer de manière plus détaillée le forçage acoustique d'un jet annulaire basique.

Caractéristiques du forçage acoustique

Le haut-parleur utilisé pour ces mesures de P.I.V. est un boomer-medium AUDAX HM130CO de 130mm . La courbe de réponse de cet haut-parleur est présentée sur la figure 3.1. La gamme de fréquences d'utilisation de ce dispositif s'étend de 100Hz à 10kHz . Sa sensibilité est de 90dB , sa puissance nominale de 50W et sa fréquence de résonance de 46Hz .

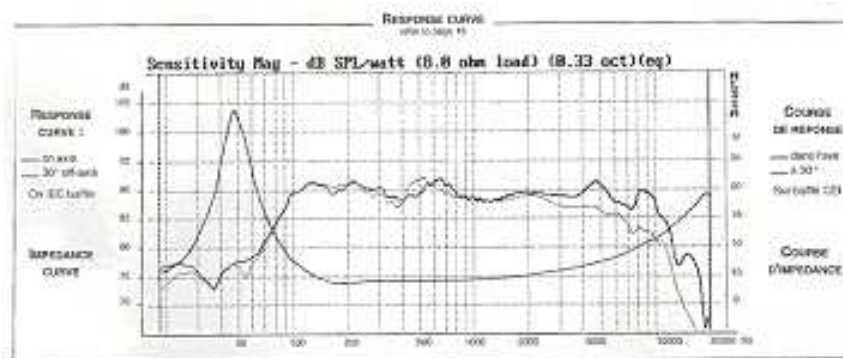


FIGURE 3.1 – Courbe de réponse du haut-parleur AUDAX HM130CO

Les mesures de P.I.V. présentées ici n'utilisent qu'un seul haut-parleur. Pour déterminer si la position du haut-parleur influe sur les perturbations de l'écoulement, c'est-à-dire si le forçage unidirectionnel engendre des modifications de l'écoulement dans une direction privilégiée unique, les mesures sont réalisées pour deux positions du haut-parleur par rapport à la caméra

qui enregistre les paires d'images pour obtenir les champs de vitesse. Le haut-parleur est alors placé soit face à la caméra (position 1), soit dans une direction perpendiculaire à la caméra (position 2). Le montage de P.I.V. limite les accès à l'écoulement. Dans les deux positions 1 et 2, le haut-parleur est à une distance de $1m$ de la buse de jet annulaire. En effet, le laser et la caméra sont placés dans deux directions perpendiculaires, il ne reste donc que deux positions possibles pour le haut-parleur. La position 1 présente l'avantage de ne pas exposer le haut-parleur à la nappe laser qui coupe le jet en son centre pour visualiser des plans longitudinaux de l'écoulement. En revanche, dans cette position 1, le haut-parleur se trouve en fond des images acquises par la caméra. Des images noires sont donc enregistrées (avec le laser en fonctionnement mais sans écoulement) et soustraites aux images de l'écoulement enregistrées pour éliminer ce biais des mesures. Dans la position 2, la nappe laser coupe le haut-parleur. Ces mesures limitent la puissance laser choisie pour visualiser l'écoulement. Une puissance trop élevée risque de détériorer la membrane du haut-parleur. Cette position du haut-parleur engendre également de nombreuses réflexions de la nappe laser sur la membrane. Les mesures du forçage acoustique sont donc délicates pour les deux positions de haut-parleur choisies.

Puisque l'objectif de ce forçage acoustique est d'agir sur les fluctuations transversales du point de stagnation pour réduire le battement du jet, cette étude par P.I.V. se concentre sur les fréquences caractéristiques de cette zone de l'écoulement. Le jet est ici étudié pour une vitesse en sortie de buse $U_0 = 30m.s^{-1}$ ($Re_{D_o} = 107\ 760$). Les fréquences d'excitation sélectionnées pour les mesures de P.I.V. sont donc égales à la fréquence fondamentale du point de stagnation $f_1 = 150Hz$ et à sa double harmonique $f_2 = 300Hz$. Pour observer l'influence d'une petite variation de fréquence, les ondes acoustiques appliquées au jet annulaire seront de fréquences : $148Hz$ ($St_{D_i} = 0.24$), $152Hz$ ($St_{D_i} = 0.25$), $289Hz$ ($St_{D_i} = 0.48$) et $302Hz$ ($St_{D_i} = 0.49$). Cette précision de fréquence peut être obtenue en utilisant un générateur de fréquences Agilent/HP 8904A Multifunction Synthesizer qui peut fournir des signaux de fréquence de $0Hz$ à $600kHz$ avec une résolution de $0.1Hz$.

Deux valeurs d'amplitude sont également testées pour évaluer l'influence de l'amplitude sur le forçage acoustique d'un jet annulaire. Les amplitudes envisagées sont de $0.9V$ et $3.62V$, fournies par un amplificateur Alesis RA500, dont le rapport signal sur bruit est de $105dB$.

Les paramètres du forçage observés avec ce montage sont ainsi la position de l'excitation, la fréquence (fondamentale et double harmonique de la fréquence de battement du jet) et l'amplitude ($0.9V$ et $3.62V$) de l'onde acoustique imposée à l'écoulement.

Mise en place d'un montage P.I.V. phasé

Les principaux organes du montage de P.I.V. utilisé sont présentés dans la section 1.3.3, page 60. Le dispositif de mesures utilisé est donc limité à une cadence d'acquisition de $8Hz$ (cadence imposée par la caméra), et enregistre alors deux images séparées d'un intervalle de $10\mu s$ quand chaque paire d'images est enregistrée toutes les $0.1s$. Pour améliorer la visualisation des effets de l'onde acoustique sur l'écoulement, le dispositif a été modifié pour déclencher l'acquisition en fonction de l'onde acoustique et obtenir ainsi un système phasé. Un boîtier TTL permet de contrôler le déclenchement de la caméra en fonction du signal acoustique reçu.

Lorsque l'onde acoustique passe un seuil d'amplitude fixé par les caractéristiques du boîtier TTL ($13mV$), le boîtier déclenche la caméra et le laser (figure 3.2). Un retard peut être ajouté entre la réception du signal issu du boîtier TTL et le déclenchement de l'acquisition. En sup-

posant que la réponse du jet aux excitations acoustiques soit très rapide, il est alors possible d'accéder à toutes les actions de l'onde acoustique sur le jet.

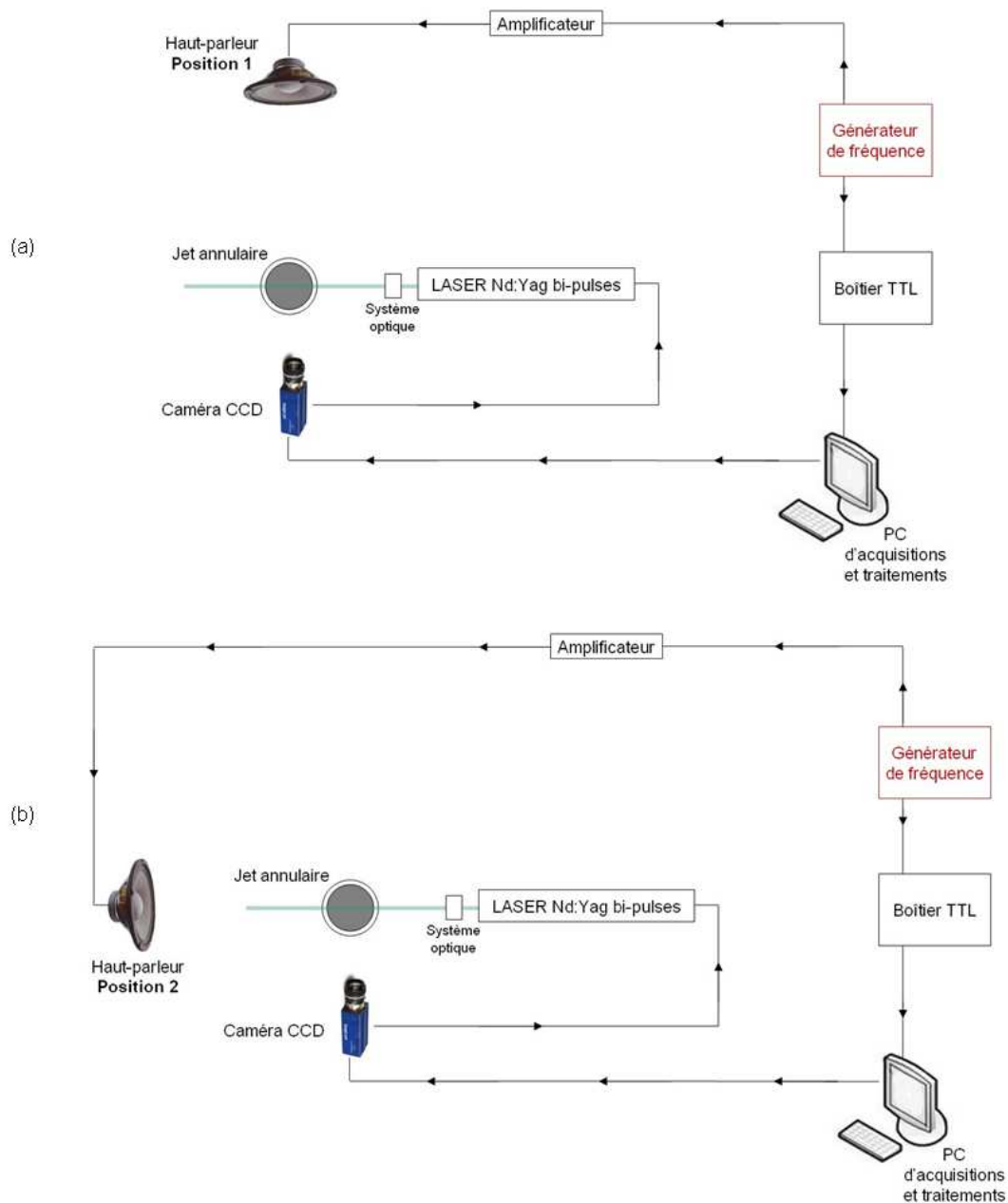


FIGURE 3.2 – Schéma du dispositif de mesures P.I.V. phasé pour l'étude du forçage acoustique pour le haut- parleur : (a) placé en position 1, (b) placé en position 2

Les mesures sont effectuées avec différents délais entre l'onde acoustique et l'acquisition. Ces délais correspondent à différentes phases entre l'onde et l'acquisition. 16 phases de l'onde ont ainsi été balayées (phases de 0 à 15) et 100 paires d'images ont été acquises pour chaque phase (figure 3.3), de manière à obtenir 100 champs de vitesse par phase. Comme dans le cas de l'étude du contrôle passif, les mesures P.I.V. se limitent à la zone initiale et à une partie de la zone intermédiaire (champs de dimensions $65\text{mm} \times 65\text{mm}$), pour des mailles de calcul de $(32 \times 32)\text{pixels}$ et un recouvrement de 50%.

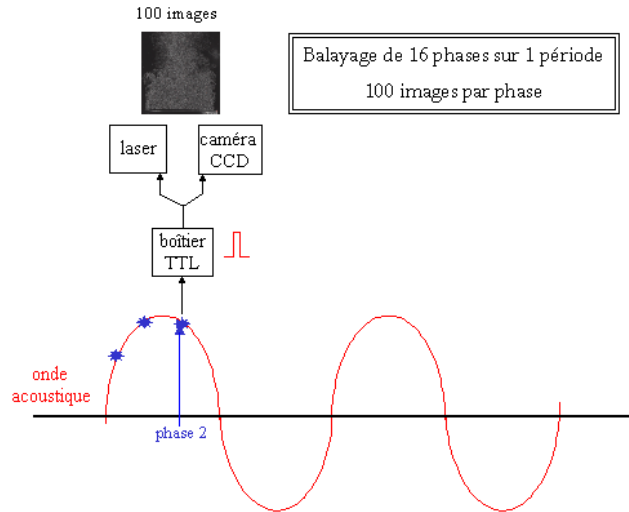


FIGURE 3.3 – Schéma explicatif de la synchronisation du laser, de la caméra CCD et du haut-parleur par le boîtier TTL pour les mesures de P.I.V. phasées

3.1 Observations issues des mesures de vitesses de l'écoulement

Les champs de vitesses moyens obtenus par mesures P.I.V. en montage phasé ne semblent pas permettre de conclure sur les effets du forçage acoustique. En effet, les champs semblent tous identiques. Puisque ces mesures sont réalisées essentiellement pour évaluer l'influence d'une onde acoustique sur le battement du jet qui est traduit par des fluctuations transversales de vitesse, ce sont les champs d'intensité de turbulence qui vont être les plus intéressants à comparer et à commenter.

3.1.1 Influence de la phase

La planche de la figure 3.4 montre les résultats obtenus pour un balayage de 16 phases sur une période de l'onde acoustique de fréquence 148Hz , d'amplitude 3.62V pour le haut-parleur placé en position 1 (face à la caméra). Cette planche permet de constater que les champs de fluctuations de la vitesse transversale sont différents d'une phase à l'autre. mais de manière, à première vue, assez irrégulière. Il semble normal que les résultats soient inégaux selon la phase étudiée. Si l'onde acoustique approche le point de stagnation au bon instant de façon à être en opposition de phase avec le mouvement de ce point, alors l'onde acoustique pourrait repousser le jet pour maintenir le point de stagnation immobile et ainsi en réduire les fluctuations transversales. En revanche, si l'onde acoustique arrive sur le point de stagnation en entraînant le jet avec elle, l'onde accentue l'oscillation du point de stagnation qui entre en résonance avec l'onde acoustique. La différence de phase entre le battement du jet et l'onde acoustique est donc un paramètre important à prendre en compte pour établir un contrôle des oscillations du point de stagnation. Les fluctuations transversales du point de stagnation sont ainsi beaucoup plus importantes pour la phase 2 que pour la phase 3. Pour vérifier que cette modification d'amplitude de battement du jet est bien induite par l'onde acoustique, il est nécessaire de comparer, pour chaque phase, l'influence de l'amplitude et de la fréquence de l'onde sur les champs de fluctuations de vitesse transversales et longitudinales.

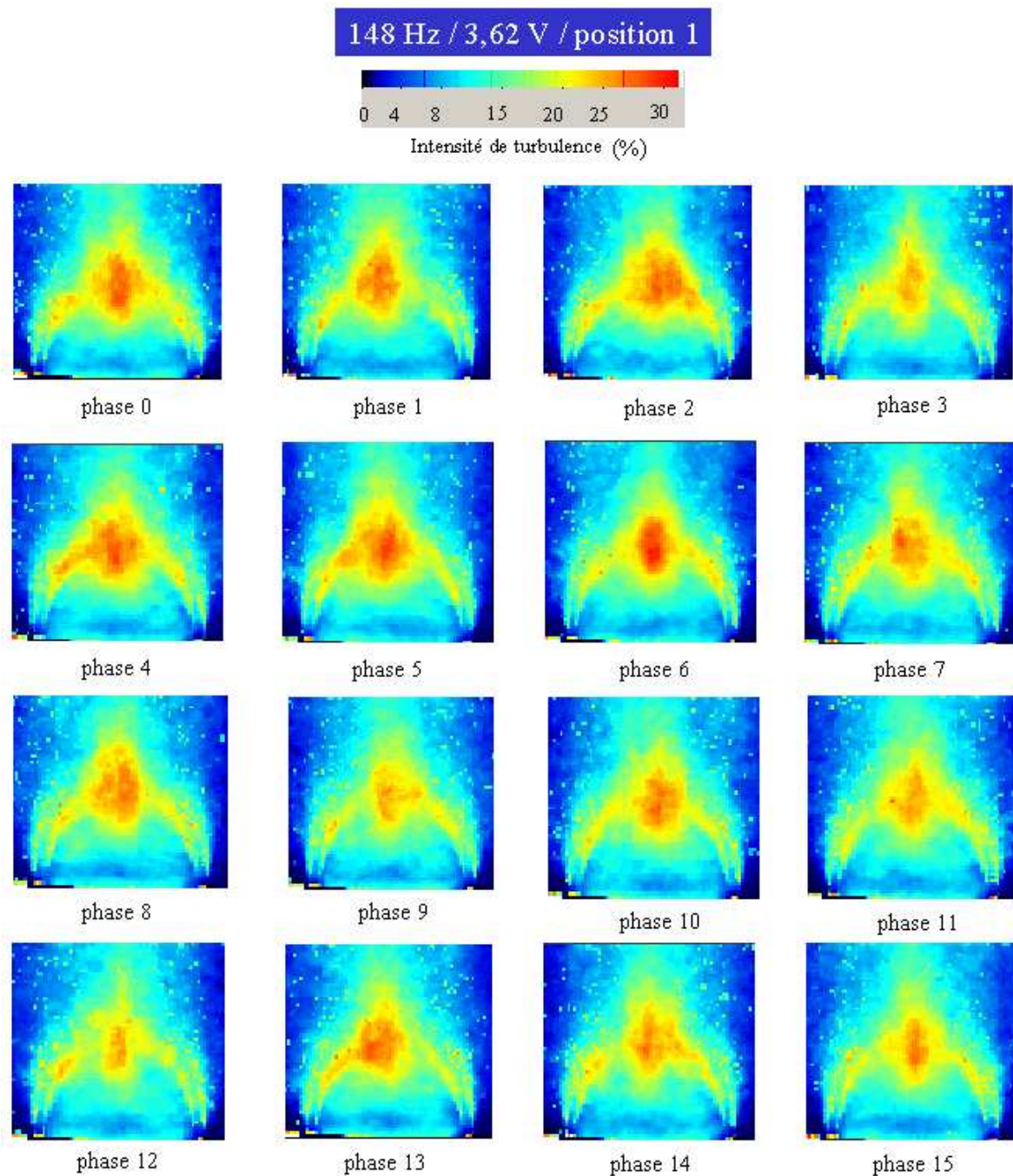


FIGURE 3.4 – Champs des fluctuations de vitesse transversale d'un jet annulaire excité à différentes phases du forçage acoustique

3.1.2 Influence de l'amplitude et de la fréquence de l'onde acoustique

Pour comparer les effets d'un forçage de différentes fréquences ou de différentes amplitudes, deux phases qui présentent des réponses de jet différentes ont été étudiées suivant ces paramètres. La phase 0 présente des fluctuations de vitesse transversale très importantes au niveau du point de stagnation alors qu'elles sont beaucoup plus faibles pour la phase 3 (figure 3.4).

Les figures 3.5 et 3.6 permettent d'observer l'influence d'un changement de fréquence de l'onde d'excitation sur les fluctuations de la vitesse transversale. Les fluctuations transversales du point de stagnation sont considérablement réduites lorsque la fréquence de l'onde acoustique

est de $148Hz$ et sont, en revanche, plus grandes pour une fréquence de $298Hz$. Cette observation a été vérifiée sur l'ensemble des 16 phases. Une excitation de fréquence égale à la fréquence de battement du jet semble permettre d'établir une diminution des oscillations transversales du point de stagnation. La fréquence double harmonique semble avoir l'effet inverse : les fluctuations transversales du point de stagnation sont beaucoup plus importantes. Cette augmentation est également présente sur les fluctuations de vitesse longitudinale lorsque le forçage acoustique est de fréquence $298Hz$. Les autres champs de fluctuations de vitesse longitudinale ne semblent pas affectés par d'autres configurations de forçage. La fréquence fondamentale de $148Hz$ ne semble donc pas modifier le cisaillement longitudinal de bord de jet induit par les structures de Kelvin-Helmholtz. Un forçage acoustique par cette fréquence d'excitation particulière ne devrait donc pas modifier l'évolution des structures de bord de jet. Ce résultat se recoupe donc avec les premières observations issues des visualisations par tomographie rapide.

Les figures 3.5 et 3.6 montrent que le jet est insensible à la variation d'amplitude : les fluctuations, qu'elles soient transversales ou longitudinales, sont quasiment identiques pour les deux cas d'excitation d'amplitudes différentes. Une légère augmentation des fluctuations semble se dessiner lorsque l'amplitude de l'onde acoustique augmente mais ce résultat est trop faible pour être vraiment significatif.

La variation de la morphologie des fluctuations lors du changement de fréquence permet de constater que les réponses du jet à une excitation acoustique peuvent être mesurées, ou au moins observées puisqu'elles sont difficilement quantifiables, avec le dispositif de mesures phasées de P.I.V. qui a été mis en place. Cette première approche a également permis d'obtenir une réduction des fluctuations de vitesse transversale du point de stagnation lorsque le jet est excité avec la fréquence naturelle de battement du jet (pour certaines phases, comme pour la phase 3 présentée par exemple sur la figure 3.6) et une augmentation considérable de ces mêmes fluctuations pour l'utilisation de la fréquence double harmonique.

Une diminution ou une augmentation du battement du jet peuvent trouver des applications dans le domaine industriel. Les deux réponses peuvent donc être intéressantes pour cette étude. Il faut donc pouvoir établir une "cartographie" des réponses du jet en fonction des fréquences d'excitation appliquées pour déterminer les gammes de mesures utiles aux différentes applications qui peuvent être améliorées par un forçage acoustique.

3.1.3 Influence de la position de l'excitation

Les champs des fluctuations de vitesse transversale tracés sur les figures 3.7 et 3.8 permettent d'évaluer l'influence de la position de l'excitation.

Les fluctuations de vitesse transversale sont beaucoup moins localisées dans le cas du haut-parleur placé en position 2 (perpendiculairement à la caméra). Sur les bords du champ de ces fluctuations transversales (pour la position 2), une zone importante de fluctuations transversales est induite directement par le passage de l'onde acoustique. La succession de compressions et dépressions de l'air environnant le jet, engendrée par cette onde, provoque une augmentation des fluctuations de vitesse transversale dans cette région. Sur l'ensemble de ce même champ, on peut remarquer de nombreuses zones de fluctuations transversales de grande amplitude mais très réduites et disposées sur toutes les régions du champ. Les figures 3.7 et 3.8 présentent les résultats obtenus pour une fréquence d'excitation égale à la fréquence naturelle de battement du point de stagnation et, comme expliqué précédemment, cette fréquence permet

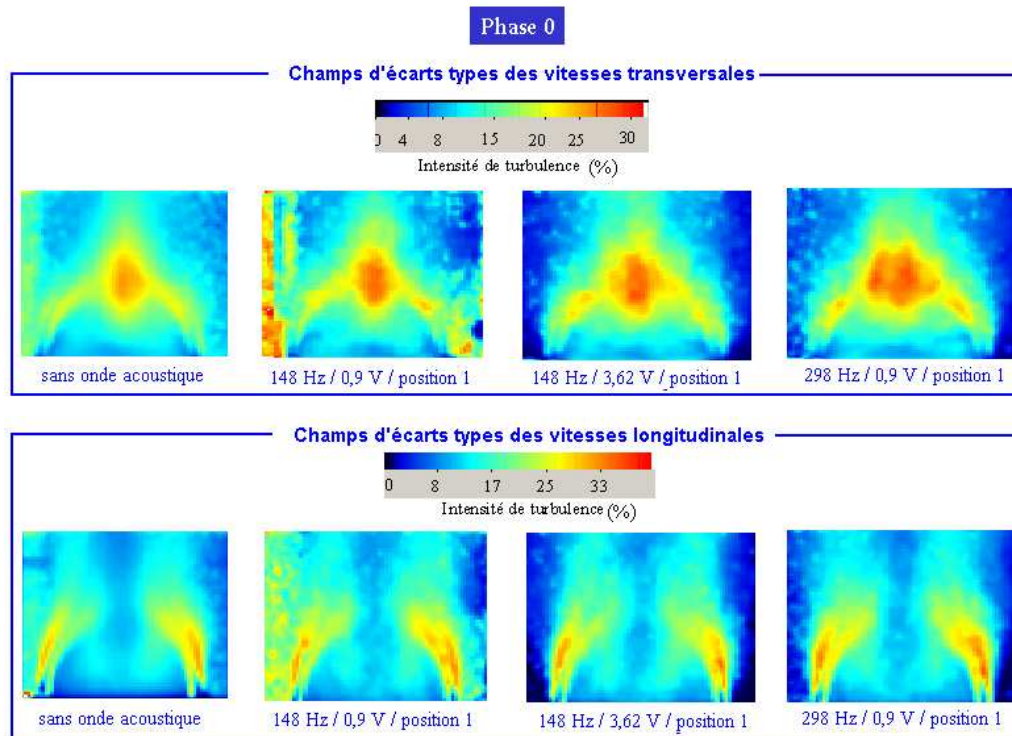


FIGURE 3.5 – Influence de l'amplitude et de la fréquence de l'onde acoustique d'excitation sur les fluctuations de vitesses transversale et longitudinale à la phase 0 des mesures P.I.V.

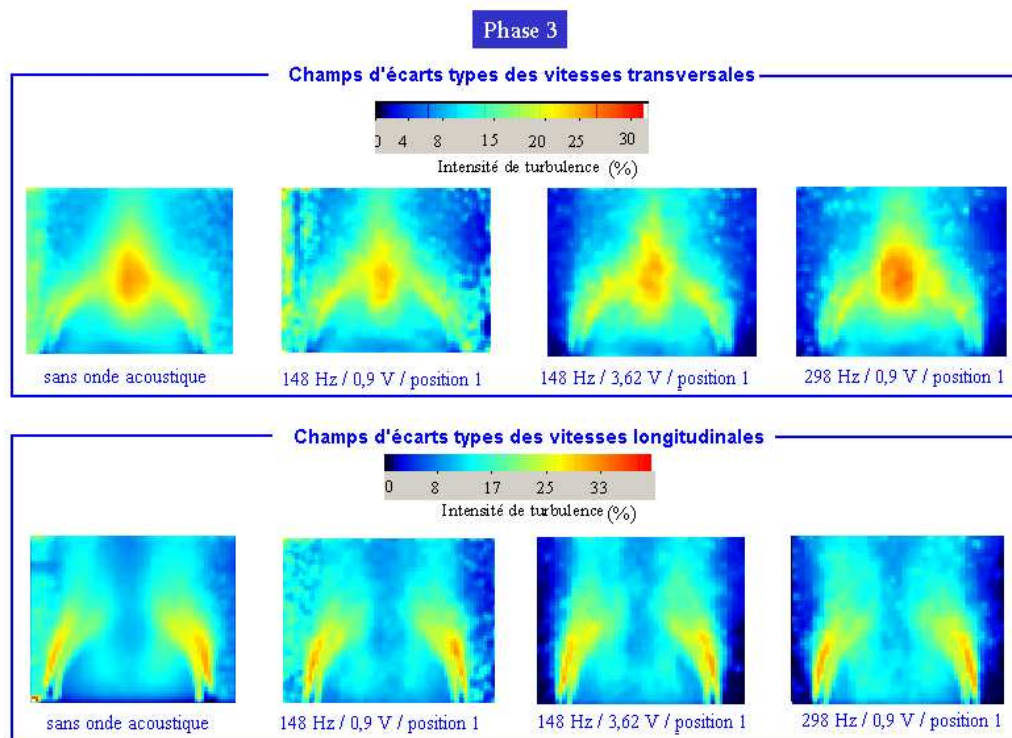


FIGURE 3.6 – Influence de l'amplitude et de la fréquence de l'onde acoustique d'excitation sur les fluctuations de vitesses transversale et longitudinale à la phase 3 des mesures P.I.V.

de diminuer les fluctuations de la vitesse transversale du point de stagnation, pour certaines phases (figure 3.8).

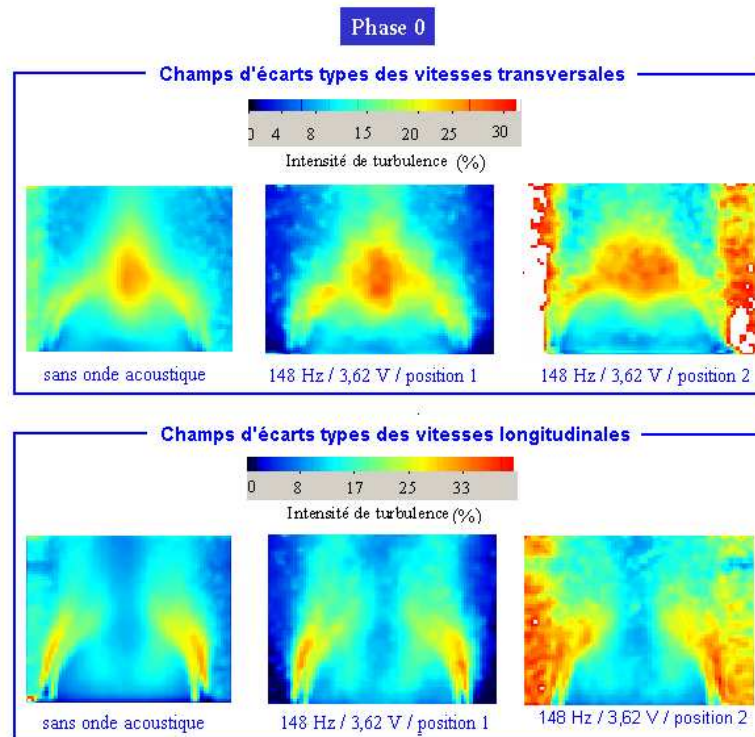


FIGURE 3.7 – Influence de la position du haut-parleur sur les fluctuations de vitesses transversale et longitudinale à la phase 0 des mesures P.I.V.

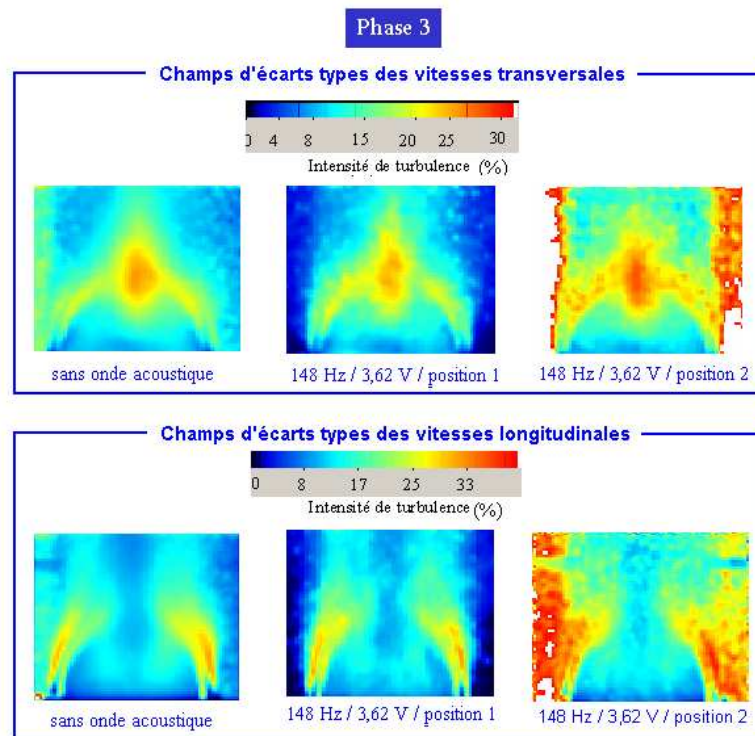


FIGURE 3.8 – Influence de la position du haut-parleur sur les fluctuations de vitesses transversale et longitudinale à la phase 3 des mesures P.I.V.

Ce résultat se retrouve ici encore, quelque soit la position du haut-parleur choisie, la fréquence d'excitation de 148Hz permet de diminuer les fluctuations transversales du point de stagnation et donc de réduire légèrement le battement du jet annulaire.

Cependant, on peut remarquer que les nombreuses zones de fortes fluctuations inscrites dans le cas où le haut-parleur est placé en position 2 (perpendiculairement à la caméra) se retrouvent également sur les champs de fluctuations longitudinales. L'onde acoustique générée par un haut-parleur est, à courte distance, près de la membrane source, une onde sphérique. Pour supposer que l'onde générée par le haut-parleur, lorsqu'elle atteint le jet, peut être assimilée à une onde plane, il faudrait que la source soit placée à plus d'un mètre de distance du jet. Or, dans cette configuration, le jet est placé à 30cm du haut-parleur, pour éviter de perdre beaucoup de signal pendant la propagation jusqu'à l'écoulement (contrairement aux mesures de tomographie où la distance entre le jet et le haut-parleur était de 1m). L'onde acoustique, dans le cas des mesures de P.I.V. doit donc être considérée comme une onde sphérique. Les fluctuations qu'elle induit ne sont donc pas uniquement transversales mais aussi longitudinales. Cela pourrait expliquer le fait que des fluctuations importantes, longitudinales et transversales se retrouvent sur les bords du jet. Pour vérifier cette hypothèse, il faudrait pouvoir faire les mêmes mesures en ensemençant l'air environnant pour visualiser l'action de l'onde sur les structures tourbillonnaires formées à la périphérie de l'écoulement. Néanmoins, cet ensemencement extérieur est difficile à mettre en place pour des mesures P.I.V. puisqu'il doit être homogène, régulier et contrôlé pour obtenir des résultats valides.

Ces fluctuations de bord de jet ne permettent pas de conclure quant aux effets de l'onde sur les zones de mélange externe et interne du jet, mais les fluctuations transversales du point de stagnation peuvent tout de même être comparées à celles obtenues avec d'autres configurations d'étude et permettent ainsi de noter une diminution des instabilités du point de stagnation plus efficace lorsque le haut-parleur est en position 2.

Le contrôle actif induit par excitations acoustiques semble donc présenter des différences selon l'emplacement de l'excitation et, pour un dispositif expérimental tel que celui mis en place pour cette étude, l'excitation semble plus efficace pour une réduction du battement du jet dans un plan bidimensionnel, lorsque cette excitation est transversale au plan étudié. Pour contraindre le jet à réduire complètement les oscillations, il faudrait donc adapter le montage de façon à ce que l'excitation incidente au jet se trouve tout autour du jet. Un forçage axisymétrique annulaire au voisinage des bords du jet pourrait alors peut-être permettre d'établir un véritable contrôle des instabilités du jet dans la zone initiale. Cependant, un tel montage impliquerait, dans le cas d'un forçage acoustique, des interférences des ondes les unes avec les autres, ce qui modifierait le forçage imposé. Il faudrait également prendre en compte les réflexions des ondes acoustiques sur les différents supports des sources. Il est donc important de connaître les effets d'un forçage dans une direction donnée, et d'en comprendre les mécanismes et fonctionnements pour ensuite compliquer le montage et travailler dans un champ acoustique plus complexe et interdépendant des différentes sources.

La préférence de réponse du jet aux excitations acoustiques produites dans une direction donnée semble être en contradiction avec les travaux de Vlasov et Ginevskiy [104] qui montrent dans leurs travaux que la position de l'excitation n'influe pas sur les phénomènes engendrés par cette excitation du jet. Les configurations qu'ils étudient sont constitué de deux dispositifs :

un haut-parleur est tout d'abord placé dans le fond de la buse, ce qui permet une excitation longitudinale de l'ensemble du jet, en amont de la sortie de la buse. Une deuxième configuration utilise un haut-parleur positionné à l'extérieur de la buse, dans une direction transversale à l'écoulement, de manière à exciter uniquement les zones en bords de jet, en aval de la sortie de la buse. L'excitation de l'ensemble de l'écoulement ou uniquement des bords de celui-ci ne modifie peut-être pas les effets des ondes acoustiques sur le jet, mais, en revanche, une direction privilégiée d'excitation de bords de jet induit une réponse spécifique des instabilités de cet écoulement. Pour obtenir un contrôle efficace, il faut donc prendre en compte la position et l'axisymétrie de l'excitation.

Pour étudier les réponses d'un jet annulaire soumis à un forçage acoustique par mesures P.I.V., il faut trouver une relation entre la fréquence de l'onde d'excitation, la fréquence de battement du jet et la fréquence d'acquisition des images. Cette étude est donc délicate mais les résultats obtenus sont encourageants quant à la possibilité d'établir un contrôle actif par forçage acoustique du jet.

3.2 Mécanismes déterminants de l'écoulement en contrôle actif

La vorticité et les contraintes de déformations comme les contraintes de cisaillement et d'étiement sont calculées et analysées comme dans le cas du contrôle passif, présenté à la section 3.3, page 170.

3.2.1 Influence de la phase de l'onde acoustique d'excitation

3.2.1.1 Etude de la vorticité

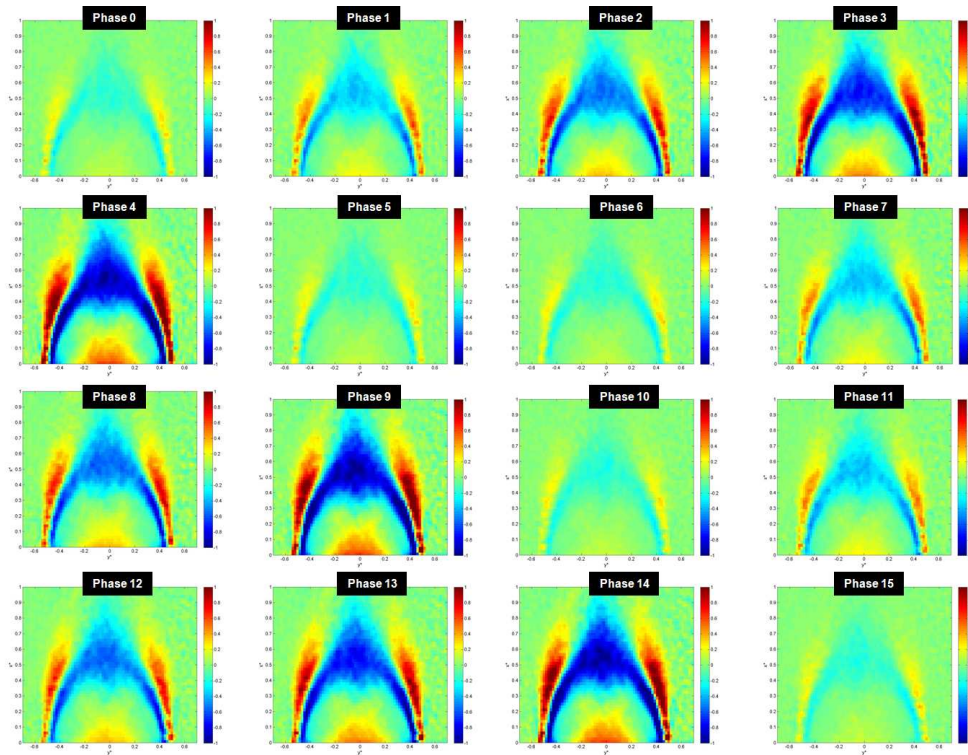


FIGURE 3.9 – Champs de vorticité moyens des phases d'un forçage acoustique d'une fréquence de $148Hz$, d'amplitude $3.62V$ où le haut-parleur est placé en position 1

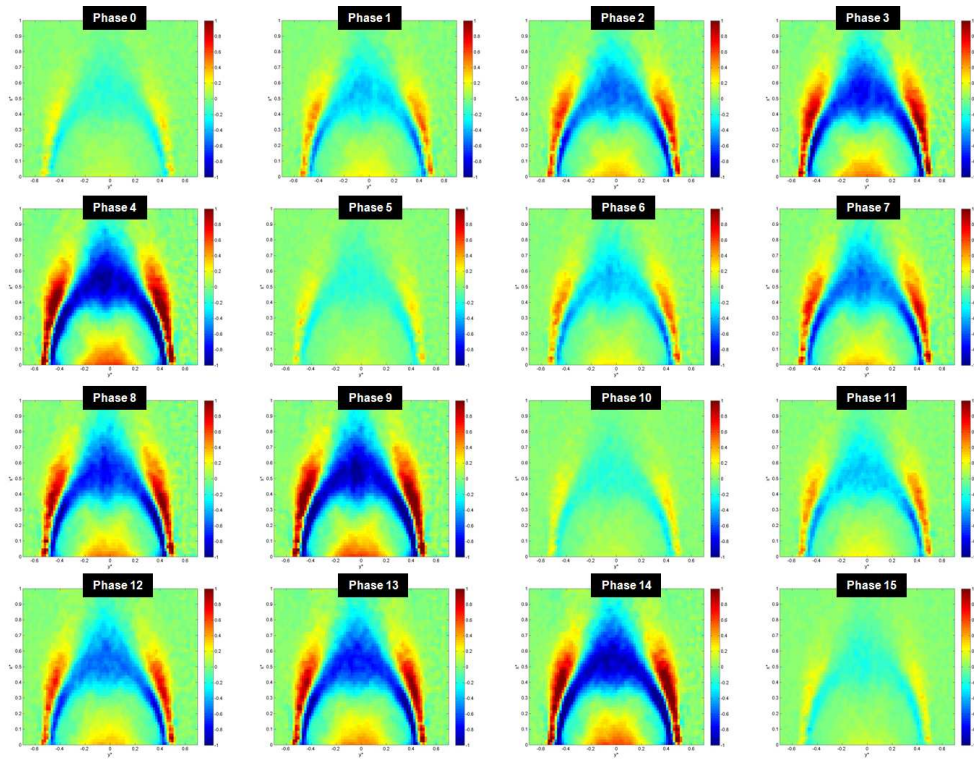


FIGURE 3.10 – Champs de vorticité moyens des phases d'un forçage acoustique d'une fréquence de $298Hz$, d'amplitude $3.62V$ où le haut-parleur est placé en position 1

Les champs de vorticité des différentes phases d'un forçage acoustique sont tracés pour une fréquence de $148Hz$ (figure 3.9) ou pour une fréquence de $298Hz$ (figure 3.10).

Ces planches montrent que la vorticité dépend fortement de la phase, mais également que l'évolution de cette vorticité est régulière et presque périodique. Ainsi, la vorticité augmente progressivement sur environ 5 phases puis chute, avant d'augmenter de nouveau. Cette même périodicité se retrouve pour les deux fréquences de forçage $148Hz$ et $298Hz$.

3.2.1.2 Etude des contraintes de cisaillement et d'étirement

Les contraintes de déformations varient aussi en fonction de la phase de l'onde d'excitation.

Champs d'étirement

Les champs d'étirement présentés pour les fréquences $148Hz$ et $152Hz$ sur les figures 3.11 et 3.12 montrent la même évolution que la vorticité en fonction des phases. Ainsi, les zones d'étirement deviennent plus intenses sur les 5 premières phases puis diminuent pour augmenter de nouveau sur 5 phases et ainsi de suite. L'étirement semble donc bien lié à l'onde acoustique. Celle-ci, en forçant le jet, modifie l'étirement de l'écoulement. Cependant, les contraintes d'étirement, comme la vorticité, ne modifient que leur amplitude mais restent cantonnées aux mêmes zones de l'écoulement.

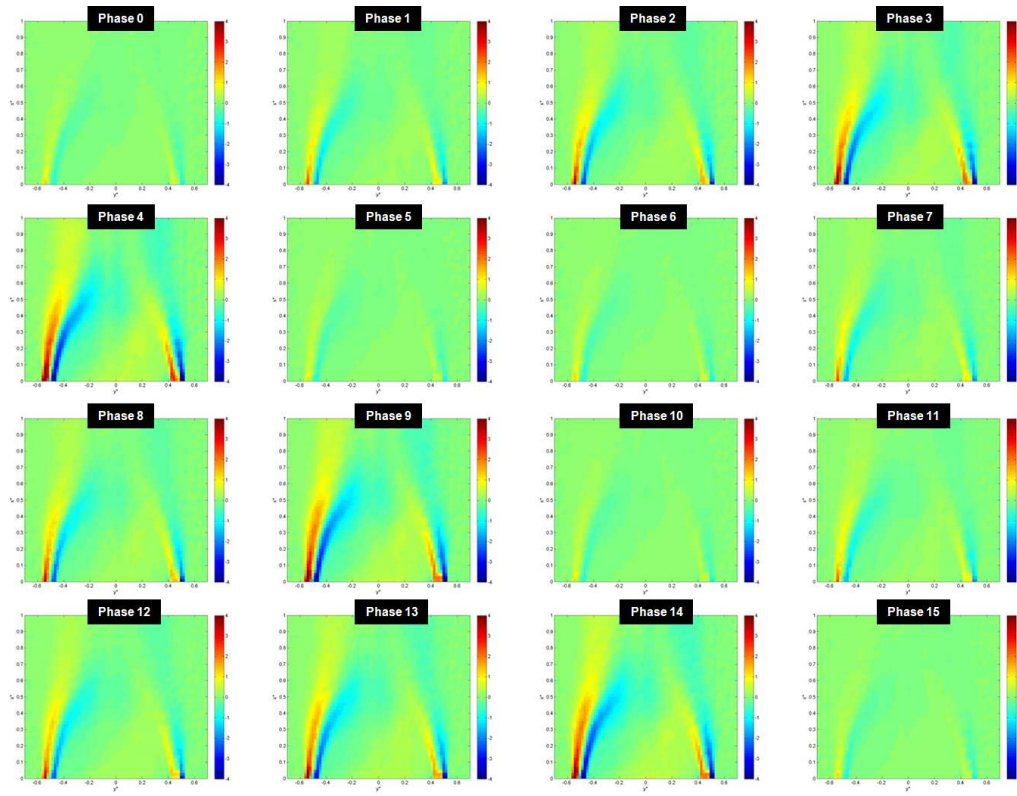


FIGURE 3.11 – Champs des contraintes d'étirement moyens des phases d'un forçage acoustique d'une fréquence de 148Hz , d'amplitude 3.62V où le haut-parleur est placé en position 1

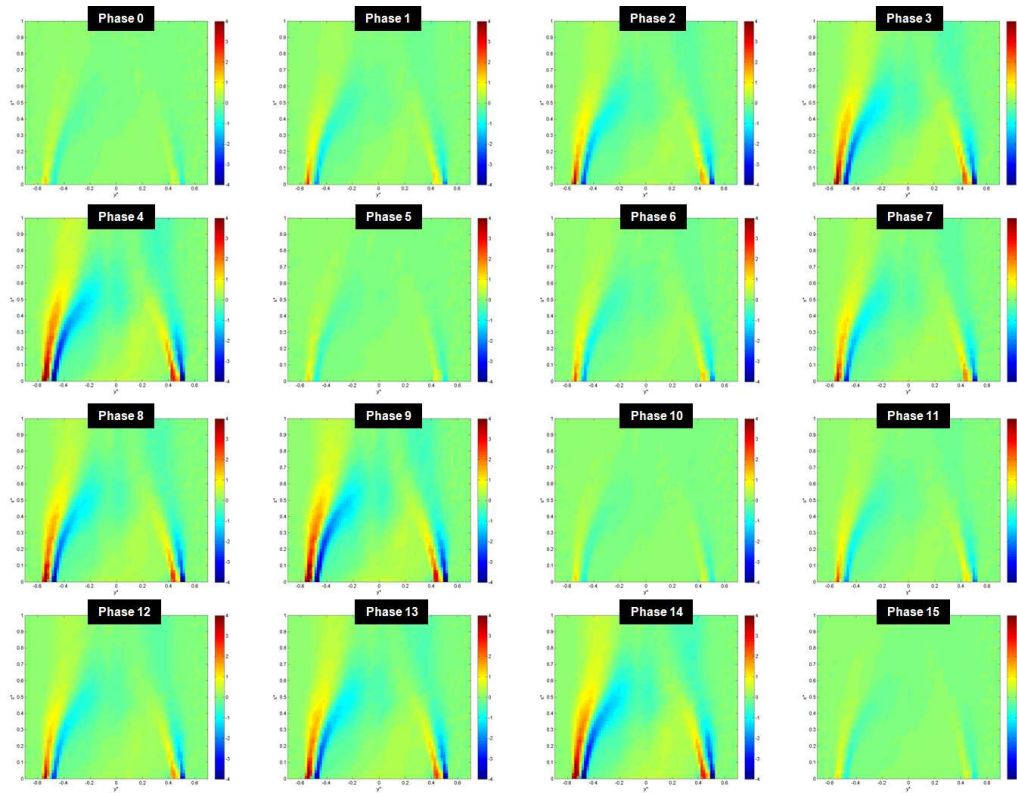


FIGURE 3.12 – Champs des contraintes d'étirement moyens des phases d'un forçage acoustique d'une fréquence de 298Hz , d'amplitude 3.62V où le haut-parleur est placé en position 1

Champs de cisaillement

Les planches 3.13 et 3.14 présentent les champs de cisaillement pour des forçages de fréquences d'excitation respectives de $148Hz$ et $298Hz$.

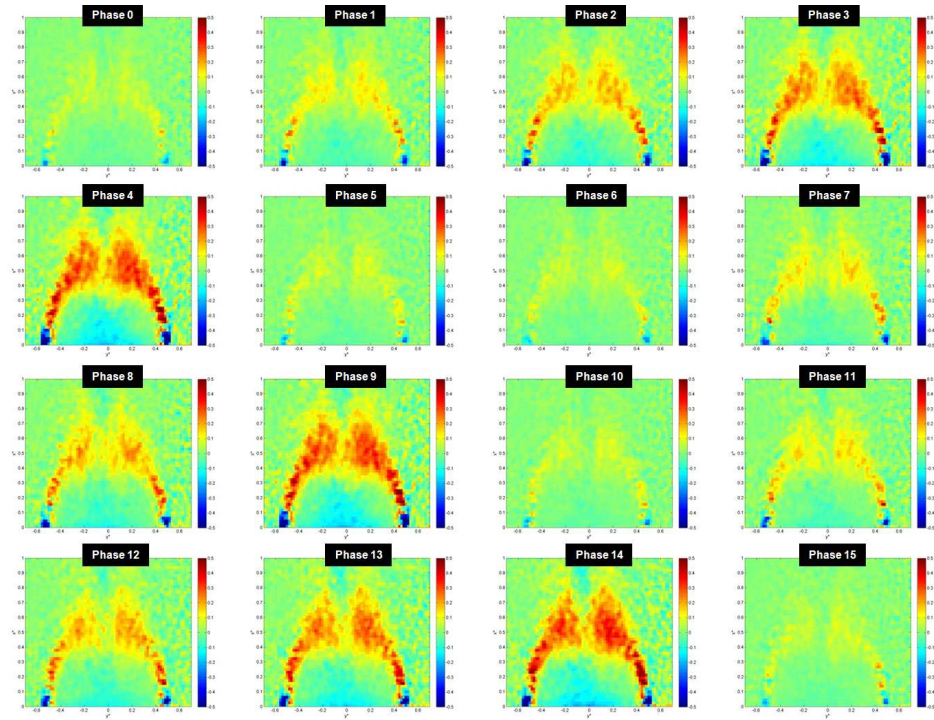


FIGURE 3.13 – Champs des contraintes de cisaillement moyens des phases d'un forçage acoustique d'une fréquence de $148Hz$, d'amplitude $3.62V$ où le haut-parleur est placé en position 1

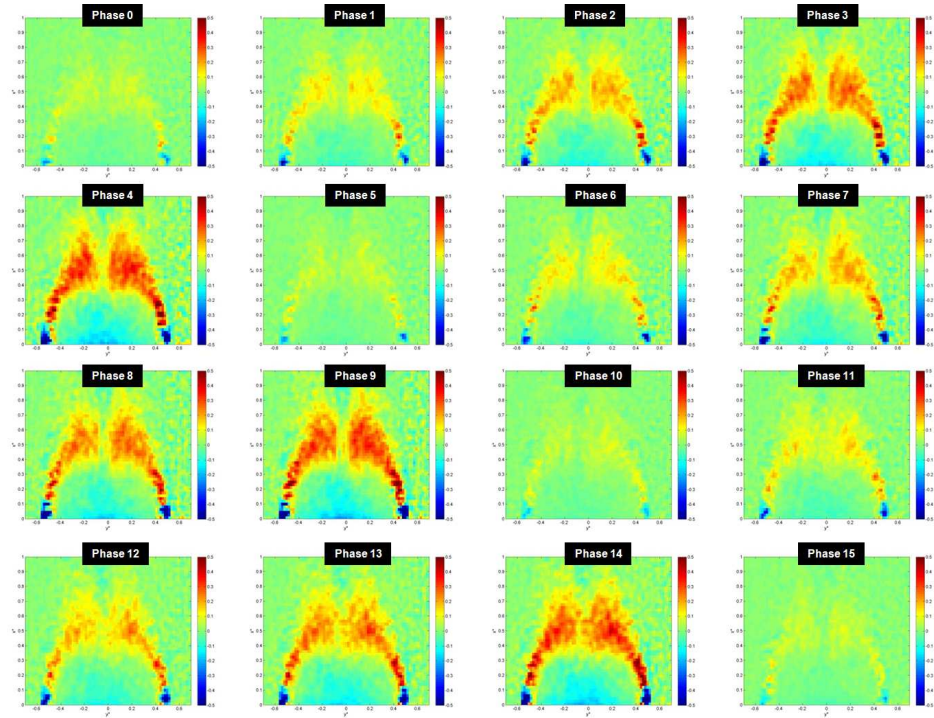


FIGURE 3.14 – Champs des contraintes de cisaillement moyens des phases d'un forçage acoustique d'une fréquence de $298Hz$, d'amplitude $3.62V$ où le haut-parleur est placé en position 1

Les contraintes de cisaillement suivent l'évolution des contraintes d'étirement et de la vorticité. Le cisaillement augmente sur les premières phases, puis diminue et enfin augmente encore. Chaque augmentation de cisaillement se forme sur 5 phases environ.

L'onde acoustique influe donc sur la vorticité, sur les contraintes d'étirement, mais également sur les contraintes de cisaillement.

3.2.1.3 Discussion du coefficient de Weiss

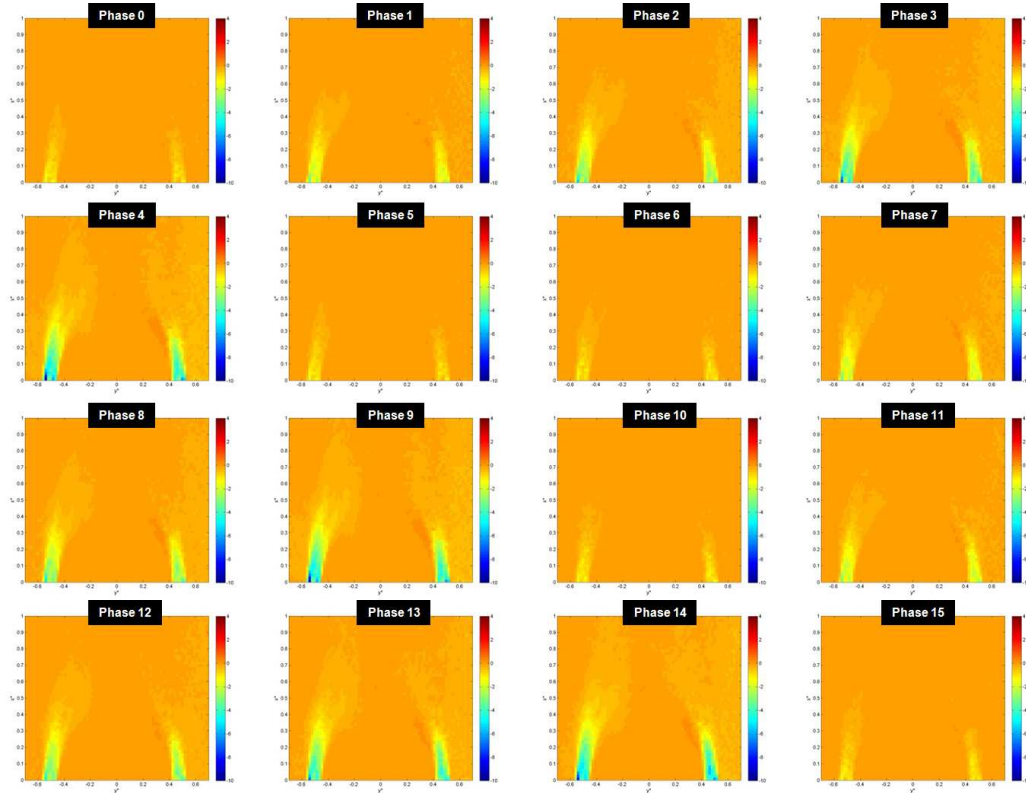


FIGURE 3.15 – Champs moyens du coefficient de Weiss Q des phases d'un forçage acoustique d'une fréquence de 148Hz , d'amplitude 3.62V où le haut-parleur est placé en position 1

Le coefficient de Weiss, tel qu'il est présenté dans la section 3.3, page 170 permet d'étudier les phénomènes et mécanismes déterminants de l'écoulement. Il est ainsi possible de mesurer l'importance des différentes contraintes de déformations qui si gent dans le jet. Si le coefficient de Weiss Q est positif, alors l'écoulement local est dominé par la vorticité et si le coefficient Q est négatif, dans ce cas l'écoulement est dominé par des déformations. Les déformations jouent un rôle plus significatif lorsque le jet est soumis à une onde acoustique que lorsqu'il est non forcé puisque dans ce cas naturel, la vorticité prédomine.

Les planches des figures 3.15 et 3.16 montrent l'influence de la phase de l'onde acoustique sur le coefficient de Weiss. Celui-ci est alors nul ou positif dans presque toute la zone initiale et dans la première partie de la zone intermédiaire. L'écoulement de jet annulaire est donc essentiellement dominé par la vorticité. En sortie de buse, dans les zones de mélange du jet, le coefficient de Weiss est en revanche négatif. Dans cette région de l'écoulement, le jet annulaire

est donc soumis principalement aux déformations nées des contraintes de cisaillement et d'étirement. Puisque le coefficient de Weiss est lié à la vorticité et aux contraintes de déformations, il est normal que celui-ci suive la même évolution et voit son amplitude augmenter sur des durées de 5 phases environ. En revanche, lorsqu'on compare ces résultats aux résultats obtenus pour le jet annulaire basique naturel (3.3.3, page 178), on peut voir que le forçage acoustique modifie l'équilibre entre la vorticité et les contraintes de déformations.

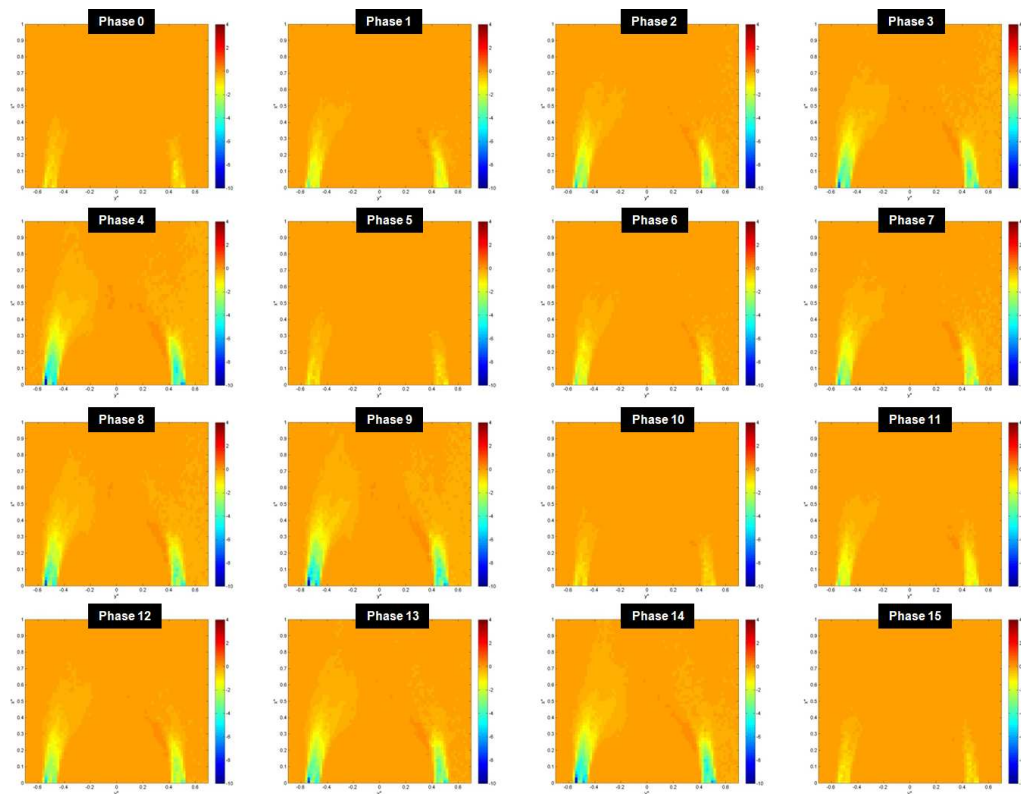


FIGURE 3.16 – Champs moyens du coefficient de Weiss Q des phases d'un forçage acoustique d'une fréquence de 298Hz , d'amplitude 3.62V où le haut-parleur est placé en position 1

Pour comprendre l'influence d'un forçage acoustique, la vorticité et les contraintes de déformations doivent être étudiées pour chaque phase et comparées pour une phase donnée, lorsque la fréquence de l'onde d'excitation ou la position de du haut-parleur varie.

3.2.2 Influence de la position et de la fréquence de l'excitation

Comme observé dans l'étude de l'influence des phases, la vorticité et les contraintes de déformations évoluent de la même manière. Pour chaque phase, les différentes caractéristiques de l'onde acoustique d'excitation influent de manière identique sur l'écoulement du jet annulaire. Les planches 3.17, 3.18 et 3.19 présentent l'influence des différentes caractéristiques de l'onde d'excitation.

La position de la source d'excitation peut augmenter la vorticité, l'étirement et le cisaillement du jet lorsque celui-ci est soumis à un forçage acoustique. Lorsque le haut-parleur est placé perpendiculairement à la caméra (position 2), ces mécanismes diminuent tous. Ce résultat se

retrouve pour les deux fréquences de forçage étudiées, la fréquence fondamentale du battement du point de stagnation et sa fréquence double harmonique.

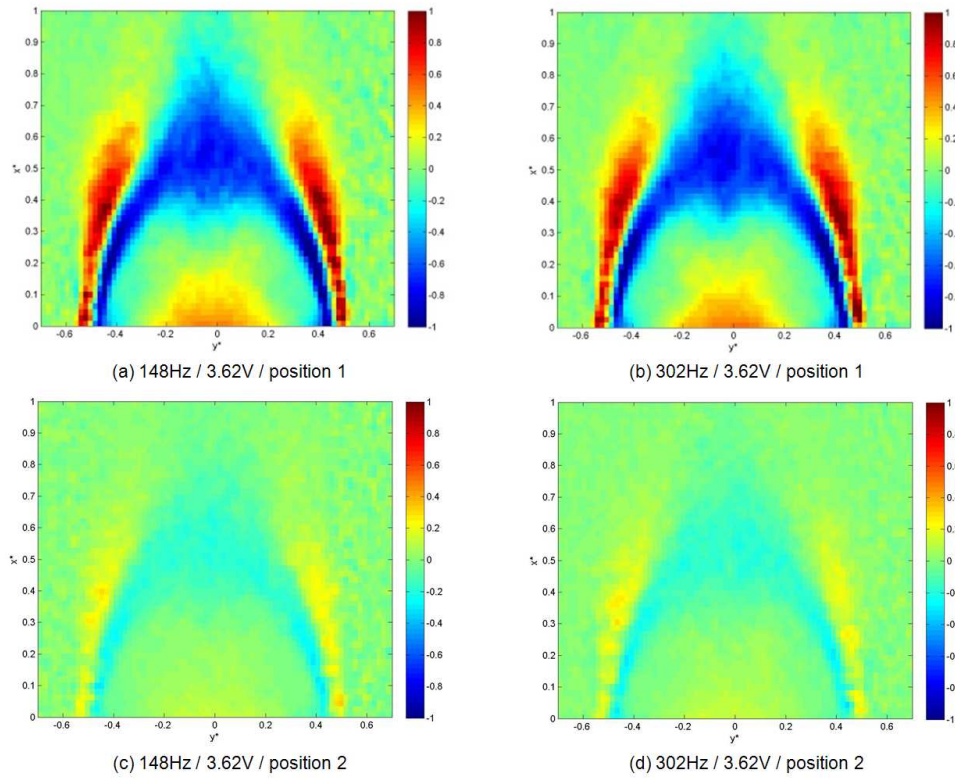


FIGURE 3.17 – Comparaisons des champs de vorticité moyens d'un forçage acoustique de différentes fréquences (148Hz et 302Hz) pour deux positions du haut-parleur (position 1 ou position 2).

Le changement de position du haut-parleur permet alors d'augmenter les différents processus, de vorticité, de cisaillement et d'étirement ou bien de les diminuer. Lorsque le haut-parleur est en position 1 (face à la caméra) la vorticité et les contraintes de déformations augmentent. En revanche, en position 2 (perpendiculairement à la caméra), les effets de ces contraintes et de la vorticité diminuent.

La figure 3.20 présente le coefficient de Weiss d'un écoulement soumis à différents forçages acoustiques. Dans toutes les conditions de forçage étudiées, le coefficient de Weiss est négatif ou nul, les contraintes de déformations sont donc prédominantes sur la vorticité. Ce résultat est différent de celui obtenu pour un jet annulaire basique non forcé : dans le cas non forcé, la vorticité est prédominante, alors que dans le cas soumis au forçage acoustique, les contraintes de déformations l'emportent. Ce résultat est logique puisque le forçage acoustique est basé sur des compressions et des déformations du milieu par l'onde générée par le haut-parleur. Le forçage acoustique modifie donc les mécanismes intrinsèques de l'écoulement. Le jet semble avoir la même morphologie au naturel ou bien forcé mais en réalité, l'évolution du jet est déterminée par des mécanismes différents. Comme expliqué pour la vorticité et les contraintes d'étirement ou de cisaillement, le coefficient de Weiss est diminué lorsque la source d'excitation est en position 2.

Le caractère limitant de la dépendance du forçage acoustique à la phase de l'onde d'excitation

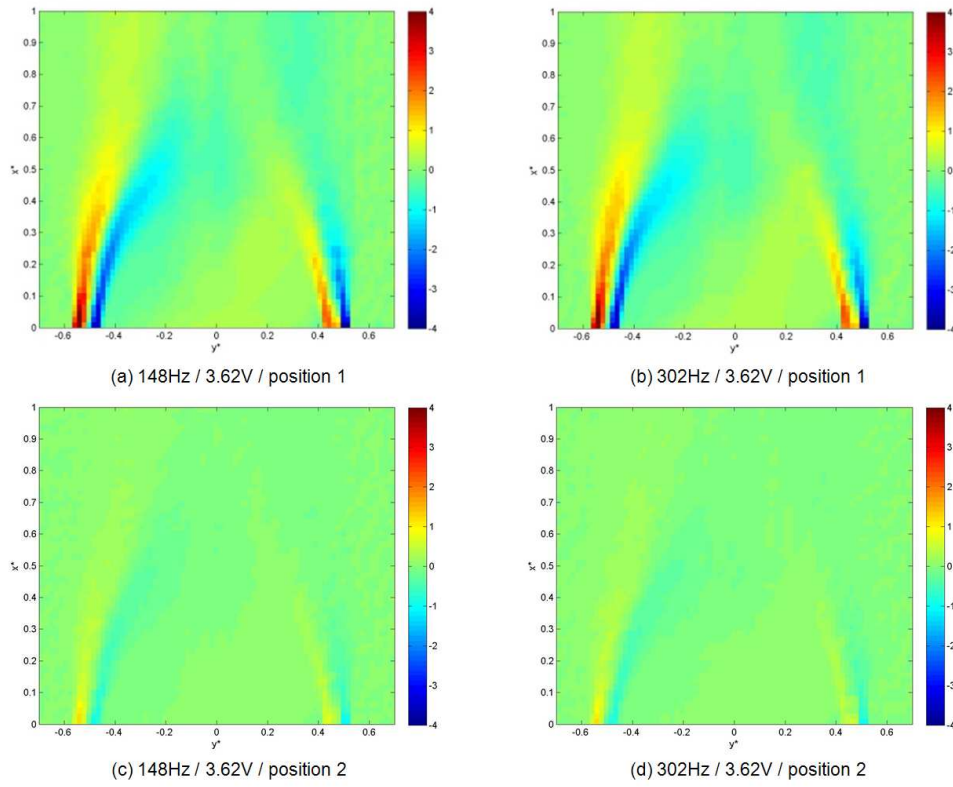


FIGURE 3.18 – Comparaisons des champs d'étirement moyens d'un forçage acoustique de différentes fréquences (148Hz et 152Hz) pour deux positions du haut-parleur (position 1 ou position 2).

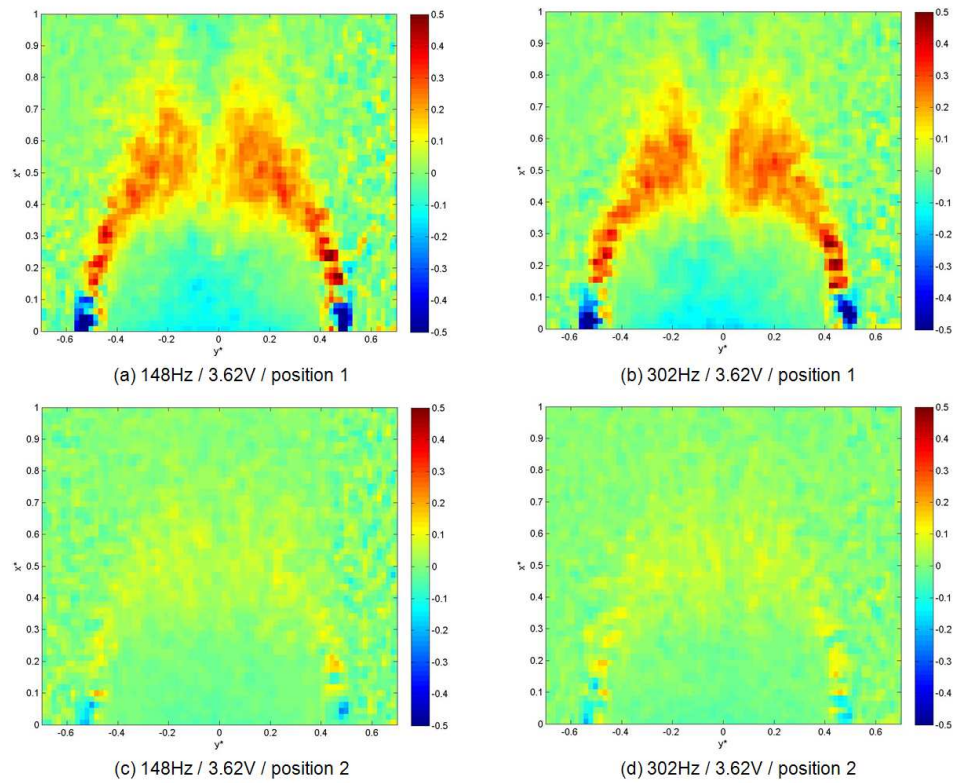


FIGURE 3.19 – Comparaisons des champs de cisaillement moyens d'un forçage acoustique de différentes fréquences (148Hz et 152Hz) pour deux positions du haut-parleur (position 1 ou position 2).

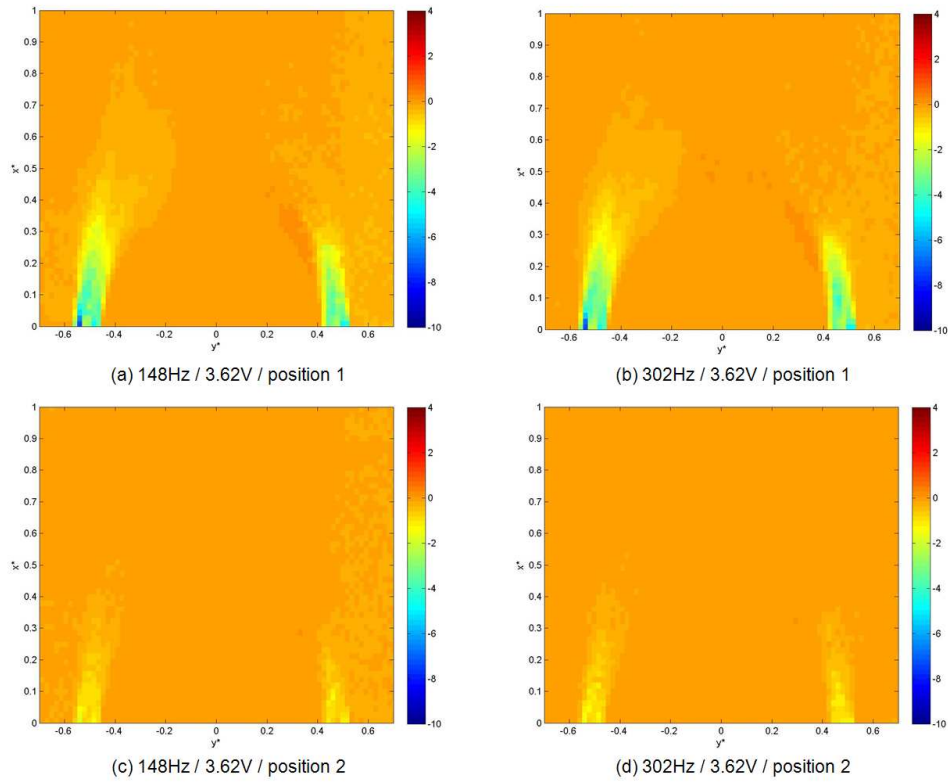


FIGURE 3.20 – Comparaisons des champs moyens du coefficient de Weiss d'un forçage acoustique de différentes fréquences (148Hz et 302Hz) pour deux positions du haut-parleur (position 1 ou position 2).

ne permet pas de mesurer l'influence des caractéristiques de l'onde, à savoir sa fréquence ou son amplitude. Pour parvenir à évaluer la réponse du jet à ces différents paramètres, une technique de mesures résolue temporellement serait plus appropriée. Il serait alors possible d'accéder à toutes les actions de l'onde d'excitation. La P.I.V. ne permet qu'une étude de la répartition spatiale de ces effets mais pour caractériser le forçage acoustique et définir un contrôle actif en maîtrisant notamment la fréquence, une plus grande résolution temporelle est nécessaire. Ces nouvelles informations pourraient être obtenues par des mesures d'A.D.L. ou des mesures d'anémométrie par fil chaud.

3.3 Mesures d'anémométrie par fil chaud du forçage acoustique

Les mesures d'anémométrie par fil chaud sont basées sur le principe développé dans la section 1.2.1, page 49. Une variation de vitesse dans un écoulement, fait varier la température d'un fil chauffé placé dans un pont de Wheatstone. La variation de sa température induit une variation de tension. En utilisant une courbe d'étalonnage, les mesures des variations de la tension permettent d'obtenir les variations de la vitesse de l'écoulement.

Pour mesurer l'influence d'une onde acoustique sur le jet annulaire, il faut s'assurer que la sonde de fil chaud ne mesurera que les variations de l'écoulement local et non directement les variations de pression acoustique de l'onde d'excitation sur le fil.

Une première campagne de mesures a été utilisée pour vérifier la validité de mesures de vitesses d'écoulement en champ acoustique.

3.3.1 Mise en place du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental mis en place est présenté sur la figure 3.21. La sonde de fil chaud utilisée est une sonde à un fil, de diamètre $4\mu m$, et de longueur $2mm$. Sa résistance est de 5.15Ω et la résistance opérationnelle de 8.75Ω . Le fil est parallèle à la membrane du haut-parleur pour mesurer la composante de vitesse dans l'axe de la propagation de l'onde acoustique. Le pont de Wheatstone est un pont DISA de DANTEC autorisant des sondes de résistance opérationnelle de 80Ω maximum. Le signal de sortie de ce pont est relié à l'analyseur OROS OR36 qui permet d'analyser les mesures de tension mais aussi de générer une fréquence unique pour fournir une onde acoustique de son pur après un amplificateur. Pour contrôler et dialoguer avec l'OROS, le logiciel NVGate est utilisé. L'amplificateur et le haut-parleur choisis sont les mêmes que ceux utilisés pour les mesures de tomographie rapide du forçage acoustique (section 1.3, page 205). La sonde est placée en proche sortie de buse d'une soufflerie d'air régulé par un régulateur de débit ALICAT permettant de placer le fil chaud en présence ou en absence d'écoulement. Le système développé ici permet alors d'identifier l'efficacité d'un fil chaud à mesurer l'effet d'un champ acoustique sur un jet rond maîtrisé.

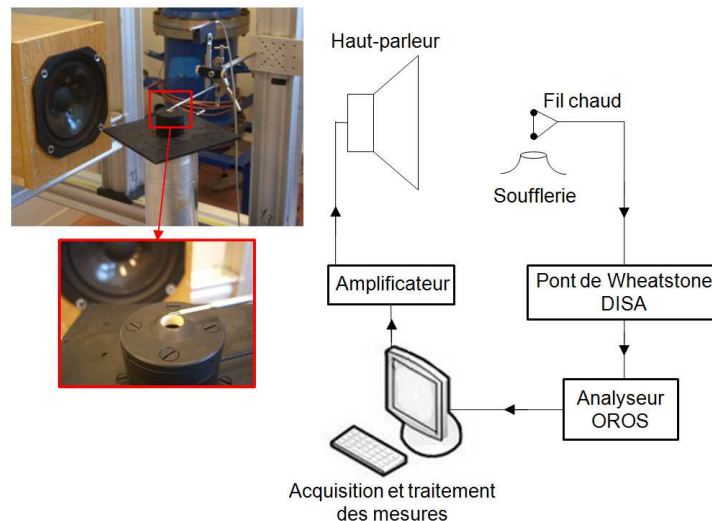


FIGURE 3.21 – Schéma du dispositif expérimental d'étude des mesures d'anémométrie par fil chaud en champ acoustique

3.3.2 Mesures du champ acoustique en écoulement

Les mesures d'anémométrie par fil chaud sont couplées avec un microphone pour s'assurer de la mesure du champ acoustique. Ce microphone est placé légèrement en aval de la sonde de fil chaud pour ne pas perturber les mesures.

Les mesures de vitesses obtenues par le fil chaud sont alors traitées pour obtenir des spectres de fréquences afin de détecter le pic de fréquence correspondant à l'onde acoustique. Le tableau 3.22 présente les mesures d'anémométrie par fil chaud réalisées sans écoulement et sans champ acoustique, sans écoulement mais en présence d'un champ acoustique de fréquence $280Hz$, et en présence d'écoulement et de ce même champ acoustique.

Les premières mesures permettent de montrer que le fil chaud mesure des fréquences qui

sont des harmoniques de 50Hz . Ces mesures sont réalisées dans un environnement au repos. Les fréquences détectées ici sont générées par le réseau électrique qui alimente le fil chaud. Dans le cas où le fil chaud est soumis à un champ acoustique dans un fluide au repos, des pics de fréquence plus importants que les précédents sont mesurés et présentent alors les harmoniques de 50Hz mais également un léger pic de fréquence à 280Hz . Lorsque le fil chaud est placé dans un écoulement, alors les mesures présentées ne semblent pas détecter le champ acoustique de forçage du jet issu de la soufflerie. D'autres campagnes de mesures ont permis de mettre en avant des défauts de cette technique de mesure pour l'évaluation des écoulements mis en présence de champs acoustiques.

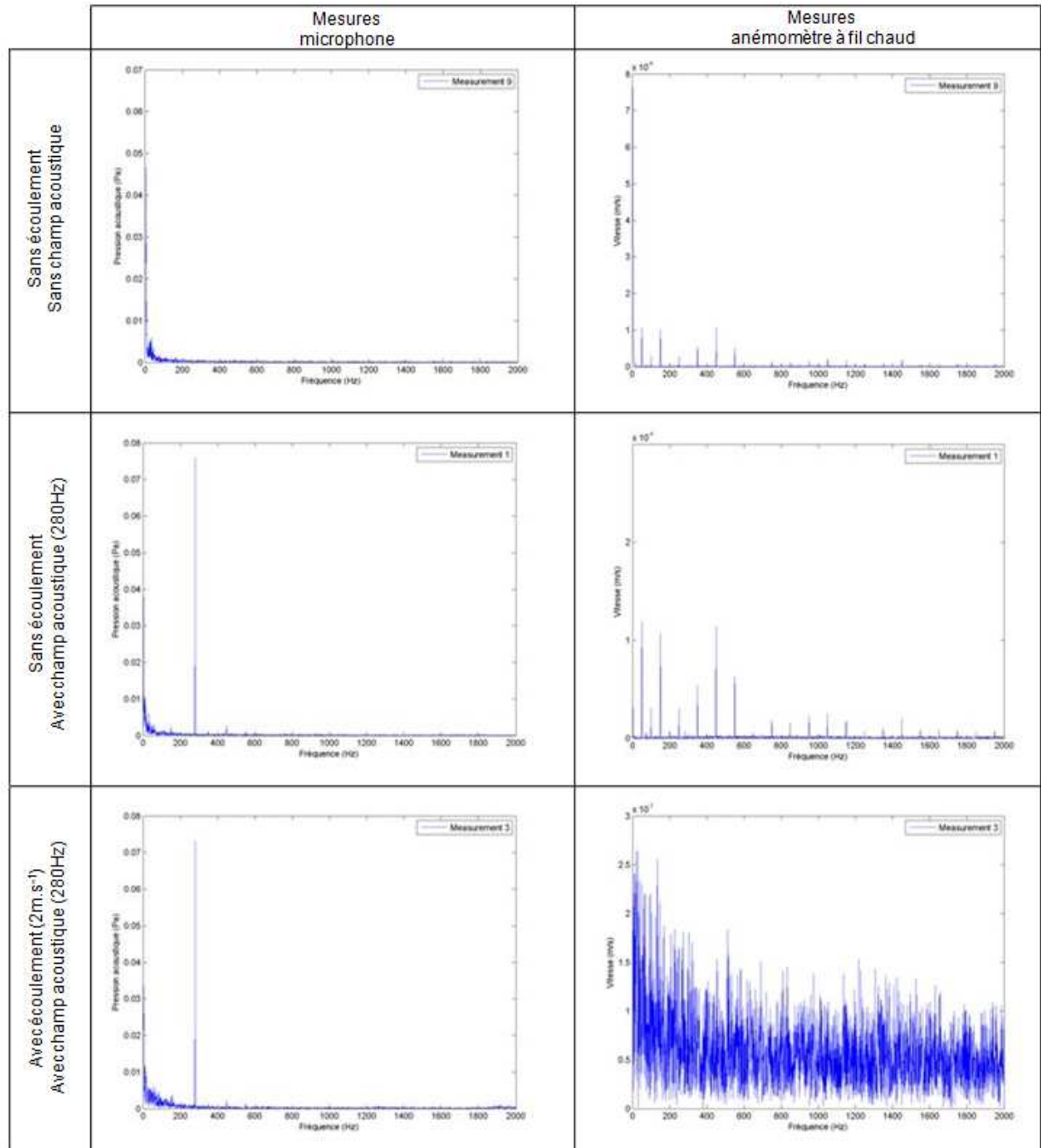


FIGURE 3.22 – Mesures d'anémométrie par fil chaud d'un écoulement en champ acoustique couplées de mesures par microphone

3.3.3 Difficultés des mesures par fil chaud pour un forçage acoustique

Des mesures d'anémométrie par fil chaud ont été enregistrées à différents intervalles de temps, pour les mêmes conditions de mesures, c'est à dire pour des mêmes valeurs d'amplitude et de fréquence. Ces différentes mesures permettent d'obtenir des spectres de fréquences présentant des différents niveaux de pic de fréquence à la fréquence 280Hz appliquée. Ces niveaux de pic sont reportés sur le graphique 3.22.

Ces mesures permettent de comprendre que la mesure du champ acoustique dépend du temps. La mesure réalisée pour le champ acoustique établi dans un écoulement ne présentait pas de pic de fréquence relatif à la fréquence du haut-parleur mais ce test permet de supposer que l'amplitude du pic de fréquence correspondant au forçage était trop faible et que ce pic se retrouvait "noyé" dans le bruit généré par l'écoulement.

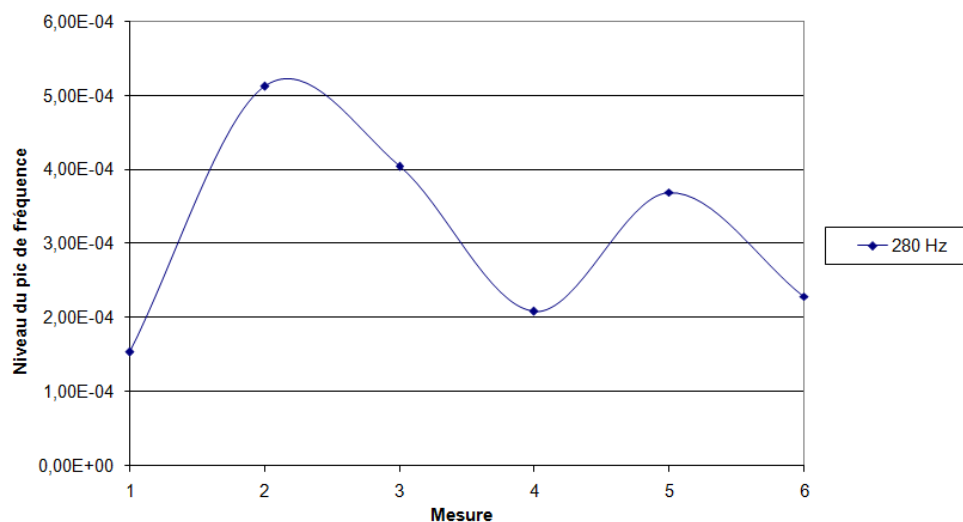


FIGURE 3.23 – Mesures d'anémométrie par fil chaud d'un champ acoustique de fréquence 280Hz dans un fluide au repos

En faisant varier l'amplitude de l'onde acoustique et en enregistrant les mesures, pour chaque amplitude, à fréquence fixe de 280Hz , à des intervalles de temps différents, les niveaux de pic de fréquence d'excitation des spectres obtenus peuvent être tracés en fonction de l'amplitude des mesures (figure 3.24). Le graphique ainsi dessiné montre que l'évolution des niveaux de pic de fréquence en fonction de l'amplitude de l'onde de forçage n'est pas linéaire. Les mesures par anémométrie par fil chaud nécessitent donc des études plus approfondies pour maîtriser les processus mis en jeu et en déduire alors la validité des mesures.

Les principes de l'acoustique linéaire présentés dans la section 1.2, page 202 sont basés sur des hypothèses de transformations adiabatiques. Or, le fil chauffé réalise des transferts de chaleur avec l'air ambiant au repos dans lequel il est placé (lorsque l'écoulement de la soufflerie est nul). Ces transferts peuvent modifier à la fois la propagation de l'onde acoustique et à la fois les mesures du fil chaud, puisque celui-ci est alors au contact d'un fluide dont la température varie en fonction du temps de mesure. Même si ces transferts de chaleur sont très faibles, il est possible que ces phénomènes perturbent les mesures. Il est nécessaire de compléter ces premières tentatives de mesures de champ acoustique par anémométrie par fil chaud pour déterminer si celles-ci peuvent réellement être utilisées dans le cas de mesures d'un forçage

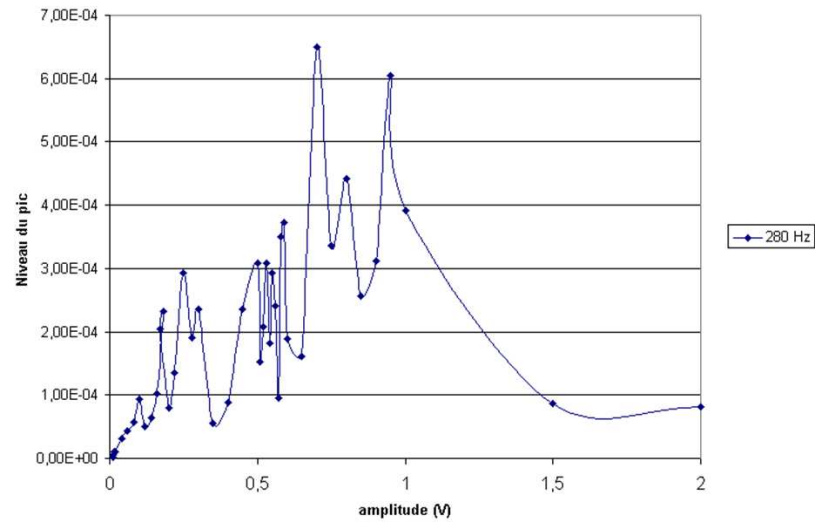


FIGURE 3.24 – Evolution du pic de fréquence suivant l'amplitude de l'onde acoustique mesurée par anémométrie par fil chaud

acoustique. Ces mesures pourraient, par exemple, être couplées avec un fil froid pour obtenir un suivi temporel de la température dans la région du fil chaud.

Les tentatives réalisées dans cette étude ne permettent pas, en tout cas, d'utiliser l'anémométrie par fil chaud pour mesurer le forçage acoustique d'un jet annulaire en vue de l'établissement d'un contrôle actif. Les mesures obtenues par P.I.V. peuvent alors compléter les observations précédentes par une analyse P.O.D. pour remonter à une reconstruction temporelle et donc combler les défauts des premières mesures de champs de vitesses réalisées.

Chapitre 4

Etude par P.O.D. du forçage acoustique d'un jet annulaire

Les instabilités d'un jet annulaire basique naturel peuvent être représentées par différents modes par un post-traitement P.O.D. des champs de vitesse P.I.V.. Il est alors possible d'associer le mode 1 aux structures responsables des fluctuations transversales du point de stagnation et donc, au battement global du jet autour de son axe principal (chapitre 4, page 181). Pour étudier l'influence du forçage acoustique sur ce battement du jet, il est essentiel de concentrer l'étude sur les changements observés sur le mode 1 de la décomposition de l'écoulement. Les autres modes peuvent permettre de déceler des effets induits par l'onde acoustique sur les autres structures tourbillonnaires de l'écoulement, comme celles responsables du cisaillement en bords de jet par exemple.

4.1 Influence de la position

Deux positions différentes ont été choisies pour le haut-parleur : dans un cas (position 1) le haut-parleur est perpendiculaire à la caméra. Cette manipulation a été réalisée pour déterminer l'influence de la position de l'excitation sur le forçage effectif de l'écoulement.

4.1.1 Etude des modes propres

Les modes propres permettent de dessiner les structures d'une certaine énergie contenues dans un mode représentatif de certaines instabilités de l'écoulement. Le mode 1 permet de visualiser les structures responsables du battement du jet autour de son axe central. Ce mode, étudié pour des forçages où la source de l'excitation est placée à différents endroits peut ainsi permettre de comprendre si l'onde acoustique peut modifier les structures mises en cause dans les fluctuations transversales du point de stagnation. Aucune modification n'est visible à première vue, lorsqu'on se limite à l'observation des modes propres. Le mode 1, en particulier, ne permet pas de conclure sur les effets de la position du forçage acoustique sur le développement des structures tourbillonnaires présentes dans le jet annulaire. La figure 4.1 montre que les différences engendrées sur ce mode 1 sont très faibles et difficilement assimilables à la modification de la position de l'excitation. Le mode 1 a également été observé pour des forçages d'autres fréquences ($152Hz$, $298Hz$, $302Hz$) et aucun changement notable n'a pu être observé dans les différents cas étudiés. Il est donc difficile d'interpréter les modes propres sans prendre en compte les coefficients de reconstruction qui les caractérisent et les valeurs propres qui leur sont associées.

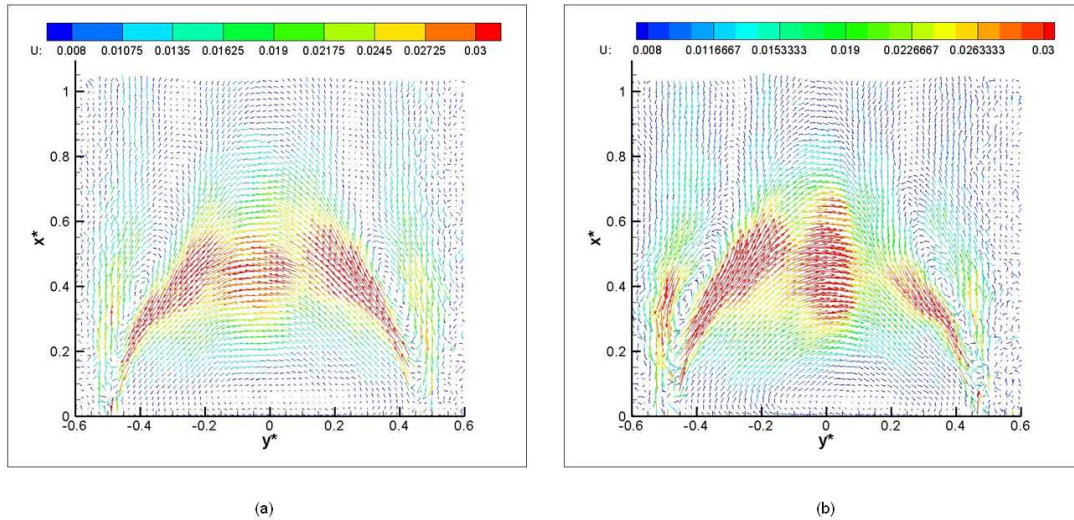


FIGURE 4.1 – Mode 1 de la P.O.D. d'un jet annulaire soumis à un forçage de fréquence $148Hz$, d'amplitude $3.62V$ en phase 0 de l'onde acoustique pour un haut-parleur placé : (a) en position 1, (b) en position 2

4.1.2 Etude des coefficients de reconstruction

Lorsque le jet est soumis à une onde acoustique de fréquence égale à la fréquence naturelle d'oscillations du point de stagnation, la réponse du jet est identique pour toutes les phases observées à cette fréquence. La figure 4.2 permet de montrer que ce forçage acoustique réduit l'écart type des coefficients de reconstruction associés aux 10 premiers modes. Les coefficients de reconstruction donnent accès à l'amplitude du battement du point de stagnation. En effet, plus ce battement a une forte amplitude, plus l'écart type du coefficient de reconstruction est élevé. La réduction de ce paramètre observée sur le graphique 4.2 est d'autant plus grande quand le haut-parleur est placé dans la direction perpendiculaire à la caméra (position 2). Cet effet est visible sur l'ensemble des dix premiers modes. Le mode 1, témoin des fluctuations transversales du point de stagnation directement associées au battement global du jet autour de son axe, est donc soumis lui aussi à cette réduction de l'écart type des coefficients de reconstruction. Les résultats sont donc ceux attendus après l'étude aérodynamique menée à partir des champs de vitesse P.I.V. : une excitation de fréquence égale à la fréquence naturelle du point de stagnation permet de réduire les fluctuations transversales du point de stagnation. Ces résultats montrent également, comme il avait été avancé dans la section 3.1.3, page 224, que lorsque la source du forçage acoustique est perpendiculaire à la caméra, celui-ci semble plus efficace. La position du haut-parleur semble donc jouer un rôle important dans le forçage acoustique et les directions privilégiées des réponses du jet sont à prendre en compte dans la quantification de l'efficacité du forçage.

La même analyse a été menée pour une excitation de fréquence égale à la fréquence double harmonique de la fréquence de battement du jet ($298Hz$), avec les deux mêmes positions du haut parleur (positions 1 et 2). L'évolution de l'écart type des coefficients de reconstruction est différente de celle décrite précédemment. La figure 4.3 montre que la position 2 (lorsque le haut-parleur est placé perpendiculairement à la caméra) devient la position pour laquelle l'écart type des coefficients de reconstruction est le plus élevé, même s'il reste inférieur au cas non forcé.

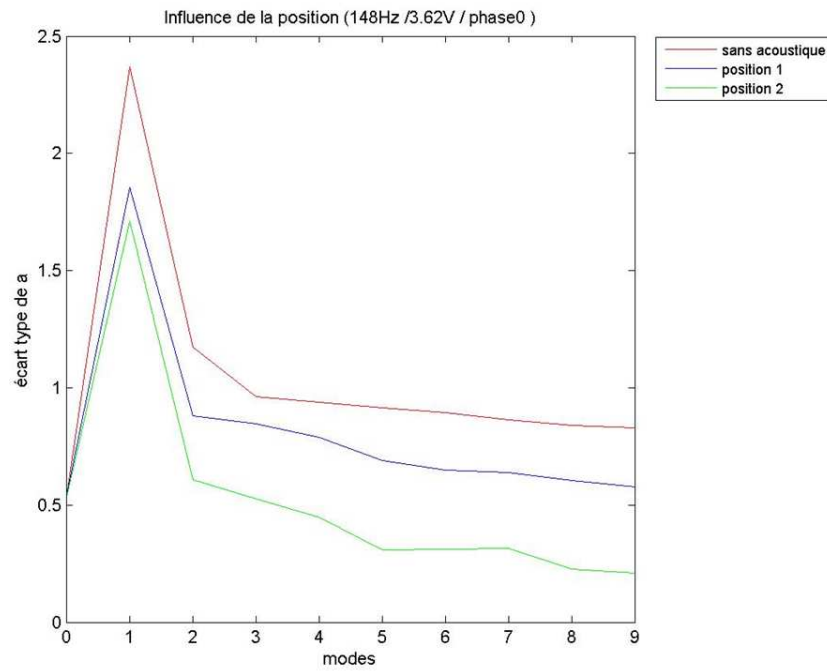


FIGURE 4.2 – Ecart type des coefficients de reconstruction a de la P.O.D. appliquée à un jet annulaire soumis à un forçage de fréquence 148Hz d'amplitude 3.62V

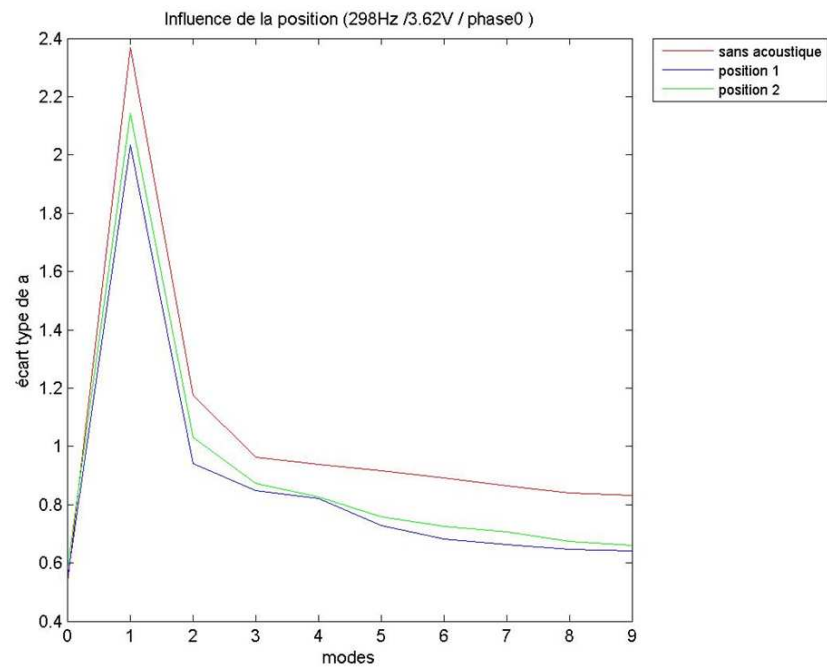


FIGURE 4.3 – Ecart type des coefficients de reconstruction a de la P.O.D. appliquée à un jet annulaire soumis à un forçage de fréquence 298Hz d'amplitude 3.62V

Cela signifie, par exemple pour le mode 1, que le jet (ou en tout cas le point de stagnation) est plus déstabilisé avec une excitation perpendiculaire lorsque la fréquence de forçage est une fréquence double harmonique de la fréquence naturelle du point de stagnation. La figure 4.4 permet de montrer que cette effet de réduction de l'écart type des coefficients de reconstruction, et donc par extension de l'amplitude du battement du point de stagnation autour du point de

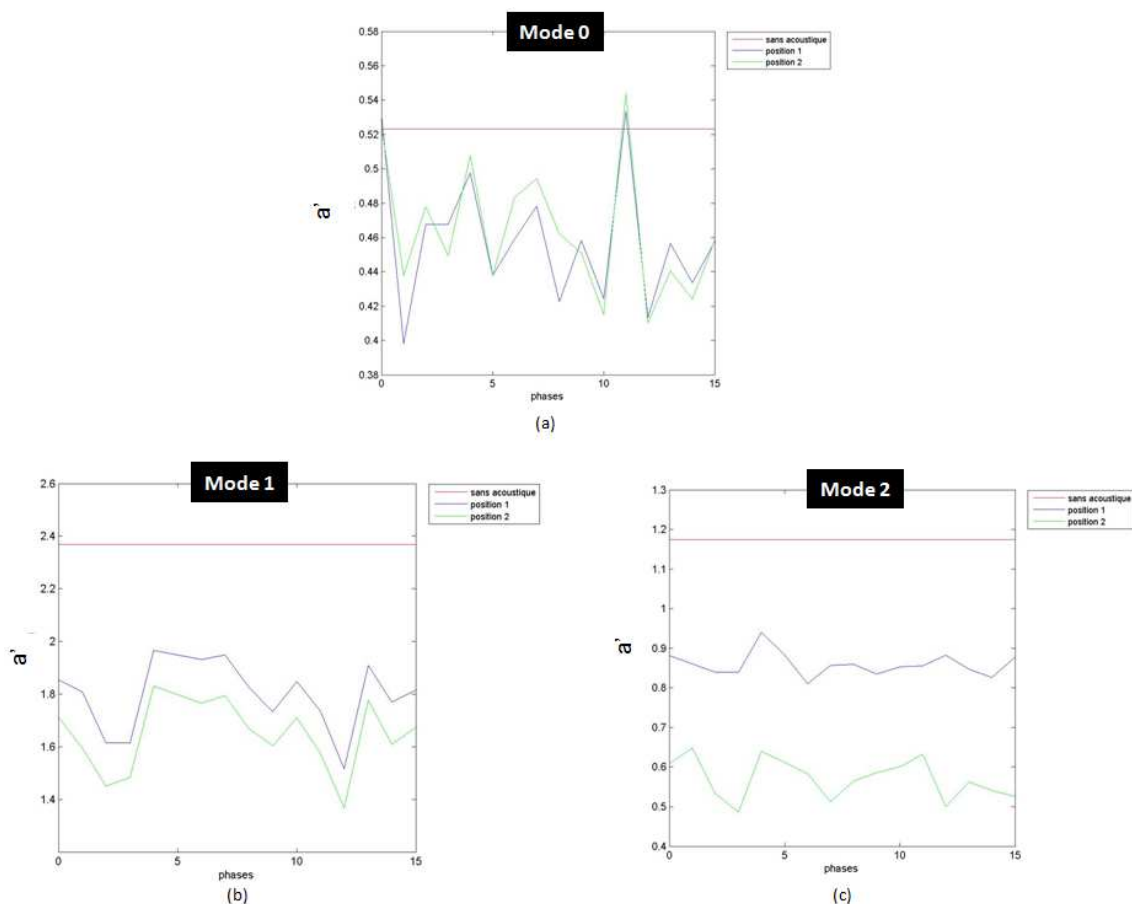


FIGURE 4.4 – Ecart type des coefficients de reconstruction a de la P.O.D. appliquée à un jet annulaire soumis à un forçage de fréquence $148Hz$ d'amplitude $3.62V$ en fonction des différentes phases de l'onde d'excitation pour : (a) Mode 0, (b) Mode 1 et (c) Mode 2

stagnation, est présent pour le mode 1, mais aussi pour le mode 2, quelque soit la phase de l'onde acoustique étudiée. En revanche, le mode 0 ne semble pas affecter par un changement de position de la source du forçage. On peut tout de même remarquer que, malgré l'augmentation de l'écart type par rapport à l'excitation de fréquence naturelle, quelque soit la position de l'excitation acoustique, l'écart type des coefficients de reconstruction est toujours plus faible dans le cas forcé que dans le cas du jet annulaire naturel. Ce résultat se retrouve pour toutes les phases de l'onde acoustique étudiées. Les comportements du jet annulaire soumis à des forçages de fréquences $148Hz$ et $298Hz$ sont donc totalement opposés.

Pour se convaincre que cette réponse est bien valable pour une excitation égale à la fréquence naturelle d'oscillation du point de stagnation (et réciproquement pour la fréquence double harmonique), nous avons fait la même étude pour des fréquences légèrement différentes : $152Hz$ et $302Hz$.

Les forçages de fréquences $298Hz$ et $302Hz$ donnent des résultats identiques. En revanche, les effets d'une excitation de fréquence $148Hz$ sont complètement opposés à ceux d'une excitation de fréquence $152Hz$. Cette dernière fréquence induit alors les mêmes réponses de jet qu'une fréquence de forçage de fréquence double harmonique (figure 4.5). Avant de poursuivre ces travaux sur le forçage acoustique, il sera donc essentiel de soumettre le jet à un balayage de fréquences pour repérer quelles fréquences sont susceptibles d'agir sur le jet et quels sont les

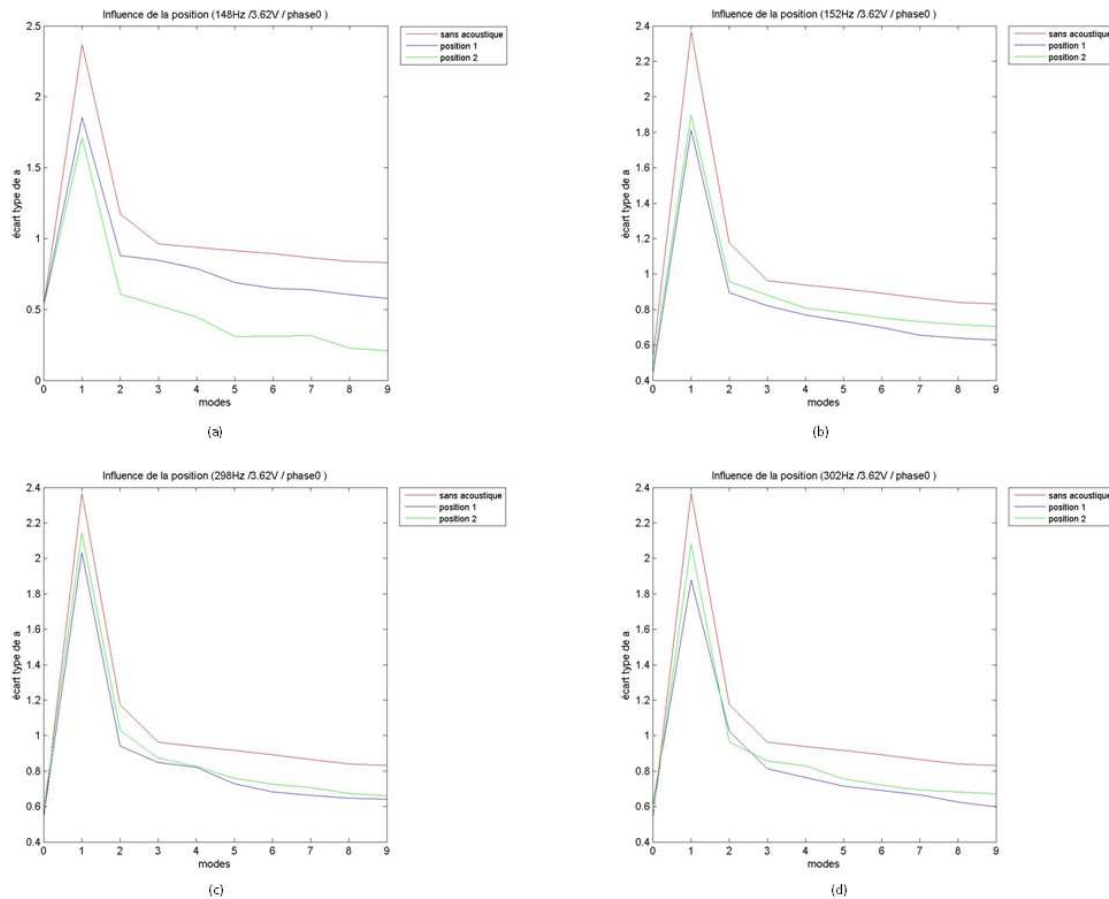


FIGURE 4.5 – Ecart type des coefficients de reconstruction a de la P.O.D. appliquée à un jet annulaire soumis à des forçages d'amplitude $3.62V$ et de fréquences : (a) $148Hz$, (b) $152Hz$, (c) $298Hz$ et (d) $302Hz$

effets de ces fréquences d'excitation.

4.1.3 Etude des valeurs propres

Les valeurs propres associées aux modes issus de la P.O.D. de l'écoulement d'un jet annulaire permettent de donner des informations sur la répartition énergétique des structures de différentes échelles, liées à différentes instabilités de l'écoulement. Les valeurs propres normées sont ainsi directement relative à l'énergie cinétique de l'écoulement. La figure 4.6 montre que les effets de la position du haut-parleur sont les mêmes pour toutes les fréquences de forçage étudiées et pour toutes les phases de l'onde acoustique observées.

Le mode 0 présente une énergie plus élevée lorsque le jet est soumis à un forçage acoustique que lorsque le jet est non forcé. On peut également remarquer que l'énergie est plus élevée lorsque le haut-parleur est placé en position 1 (face à la caméra) que lorsque celui-ci est en position 2 (perpendiculairement à la caméra). Pour les modes les plus élevés (pour lesquels l'énergie cinétique est plus faible), l'énergie contenue dans chacun de ces modes est moins élevée lorsque le jet est soumis à un forçage acoustique que lorsque le jet est non forcé. De plus, dans ces modes, l'énergie est plus élevée si le haut-parleur est placé en position 2 que s'il est face à la caméra, en position 1. Le comportement des modes plus élevés est donc totalement contraire au comportement du mode 0.

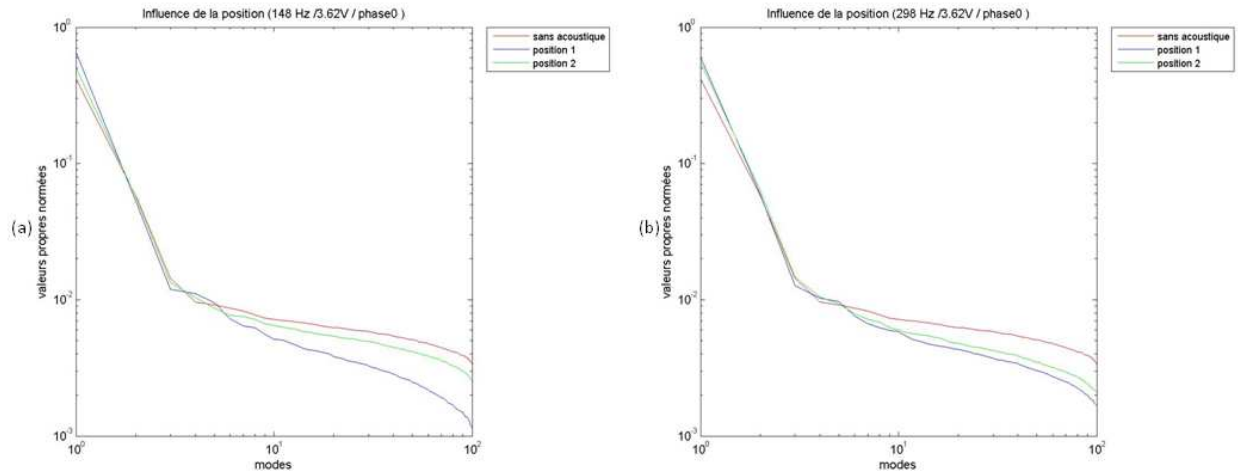


FIGURE 4.6 – Spectre des valeurs propres normées de la P.O.D. appliquée à un jet annulaire soumis à un forçage d'amplitude 3.62V et de fréquences : (a) 148Hz et (b) 298Hz

4.2 Influence de la phase

Les résultats présentés précédemment, dans l'étude de la position de la source du forçage, mettent en évidence une forte dépendance des réponses du jet avec la phase de l'onde acoustique. Ce paramètre, souligné également dans le chapitre 3, est le paramètre le plus limitant d'une étude du forçage acoustique. Ses effets peuvent encore être observés après un traitement P.O.D. des champs de vitesse bidimensionnels.

4.2.1 Etude des modes propres

Les planches 4.7 et 4.8 montrent l'influence de la phase de l'onde acoustique sur l'évolution du mode 1, représentatif des instabilités du point de stagnation pour deux fréquences de forçage différentes, lorsque le haut-parleur est en position 1 (face à la caméra). Ces planches permettent d'observer une augmentation des instabilités du point de stagnation lorsque l'onde d'excitation est de fréquence égale à la fréquence double harmonique de la fréquence naturelle du point de stagnation (figure 4.7), alors que ces instabilités sont considérablement réduites pour une fréquence d'excitation égale à cette fréquence naturelle de battement du jet (figure 4.8). En revanche, les réponses du jet peuvent être différentes d'une phase à l'autre. Il est difficile, sur ces figures de constater une évolution régulière de ces instabilités pour le mode 1. La distribution des réponses du jet suivant les phases semble ici aléatoire.

4.2.2 Etude des coefficients de reconstruction

La figure 4.9 montre que la phase doit être prise en compte pour l'étude des coefficients de reconstruction. En effet, que ce soit l'amplitude ou la fréquence de l'onde d'excitation qui varie, ou encore le haut-parleur qui soit en position 1 ou 2, les réponses du jet dépendent de la phase de l'onde acoustique, pour tous les modes étudiés. L'écart type des coefficients de reconstruction représenté ici, notamment pour le mode 1, montre que la phase de l'onde acoustique influe sur les instabilités de l'onde acoustique. Ainsi, suivant la pression acoustique, et donc l'évolution de l'onde acoustique en un point particulier du jet, le forçage acoustique sera plus ou moins efficace.

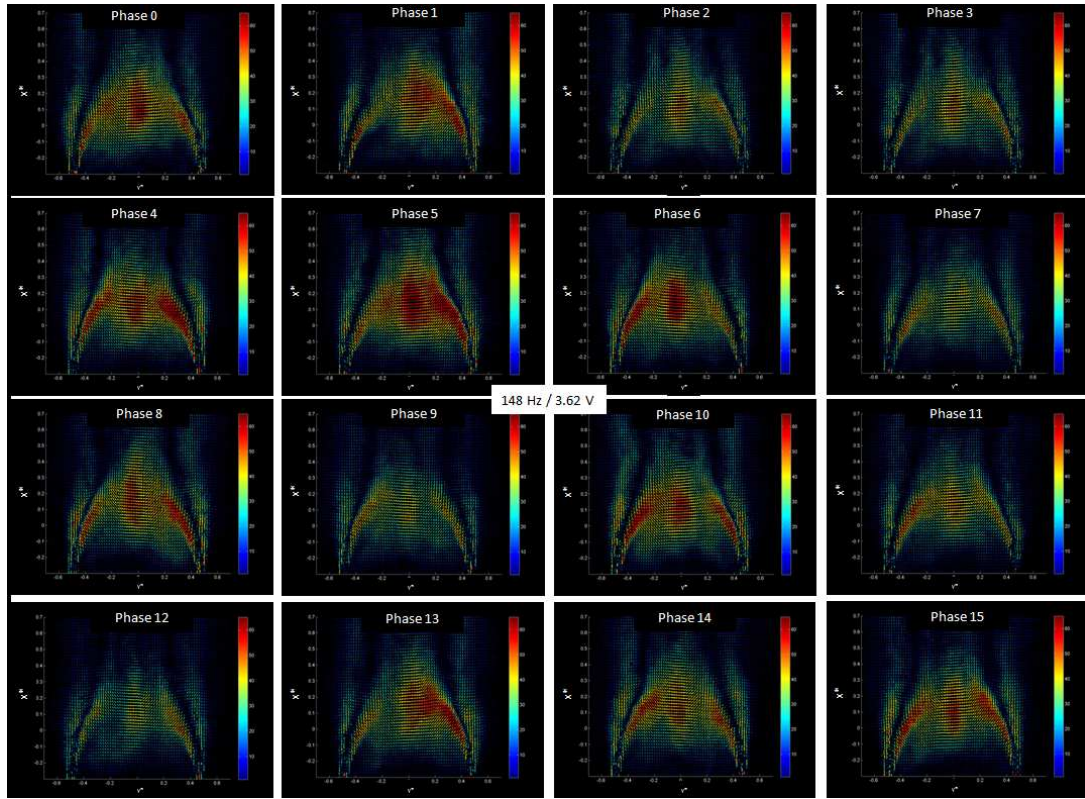


FIGURE 4.7 – Mode 1 de la P.O.D. d'un jet annulaire soumis à un forçage acoustique d'amplitude $3.62V$ et de fréquence $148Hz$ pour le haut-parleur placé en position 1

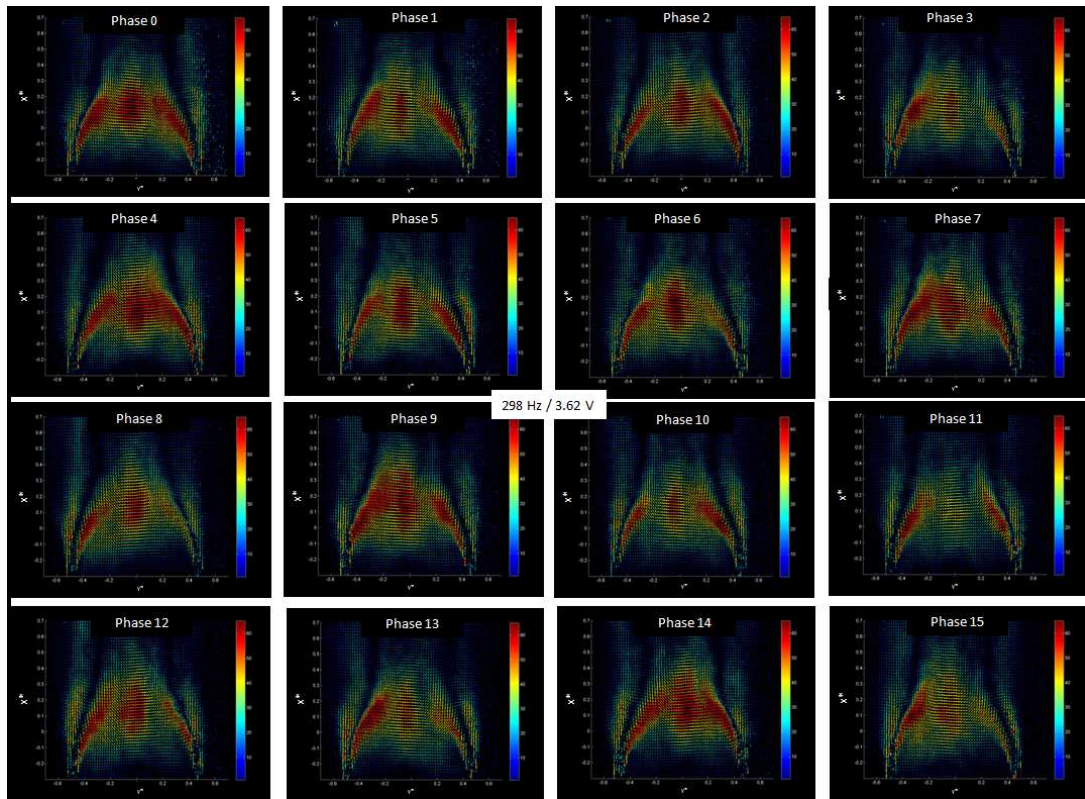


FIGURE 4.8 – Mode 1 de la P.O.D. d'un jet annulaire soumis à un forçage acoustique d'amplitude $3.62V$ et de fréquence $298Hz$ pour le haut-parleur placé en position 1

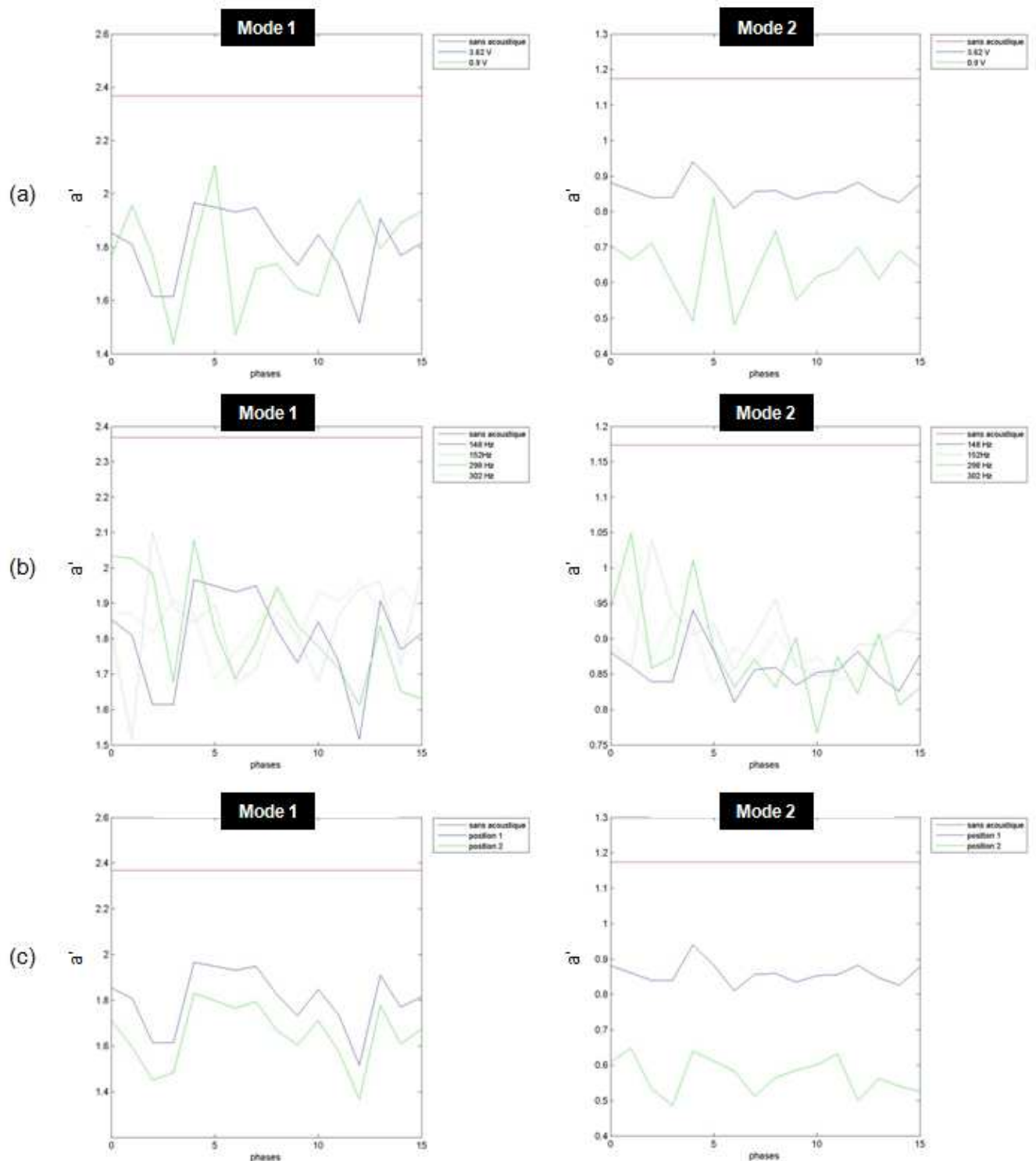


FIGURE 4.9 – Influence de la phase sur les écarts types des coefficients de reconstruction des modes 1 et 2 d'un jet annulaire soumis à un forçage (a) de différentes amplitudes, (b) différentes fréquences et (c) différentes position de l'excitation

4.3 Influence de l'amplitude et de la fréquence

Les effets de la position sur le forçage acoustique d'un jet annulaire ne dépendent que très peu de l'évolution de la pression acoustique, et donc de la phase acoustique observée. En revanche,

la relation entre la phase et l'amplitude ou la phase et la fréquence est plus complexe. Il est donc intéressant de mesurer l'influence de la fréquence et de l'amplitude pour chaque phase pour extraire un comportement prédominant.

4.3.1 Etude des modes propres

Le mode 1 est présenté sur les planches 4.10 et 4.11 pour mesurer l'influence de la fréquence et de l'amplitude sur les instabilités du point de stagnation. Les deux planches montrent les réponses du jet pour deux phases qui semblent avoir un comportement différent (phase 0 et phase 3). Pour ces deux phases, une excitation de fréquence égale à la fréquence naturelle de battement du jet autour de l'axe principal semble permettre de réduire les fluctuations transversales du point de stagnation alors qu'une excitation de fréquence égale à la double harmonique de cette fréquence naturelle semble les augmenter pour les deux phases considérées. Ce résultat confirme les premières observations déduites des mesures P.I.V. présentées dans le chapitre 3, page 219. Ces figures permettent également de constater que l'amplitude de l'onde d'excitation permet de jouer sur les instabilités observées sur le mode 1. Mais les différences restent difficiles à évaluer en étudiant les modes propres. Une étude complémentaire des coefficients de reconstruction et des valeurs propres associées à chaque mode pourrait permettre de statuer plus facilement sur les effets d'une variation de l'amplitude de l'onde acoustique d'excitation.

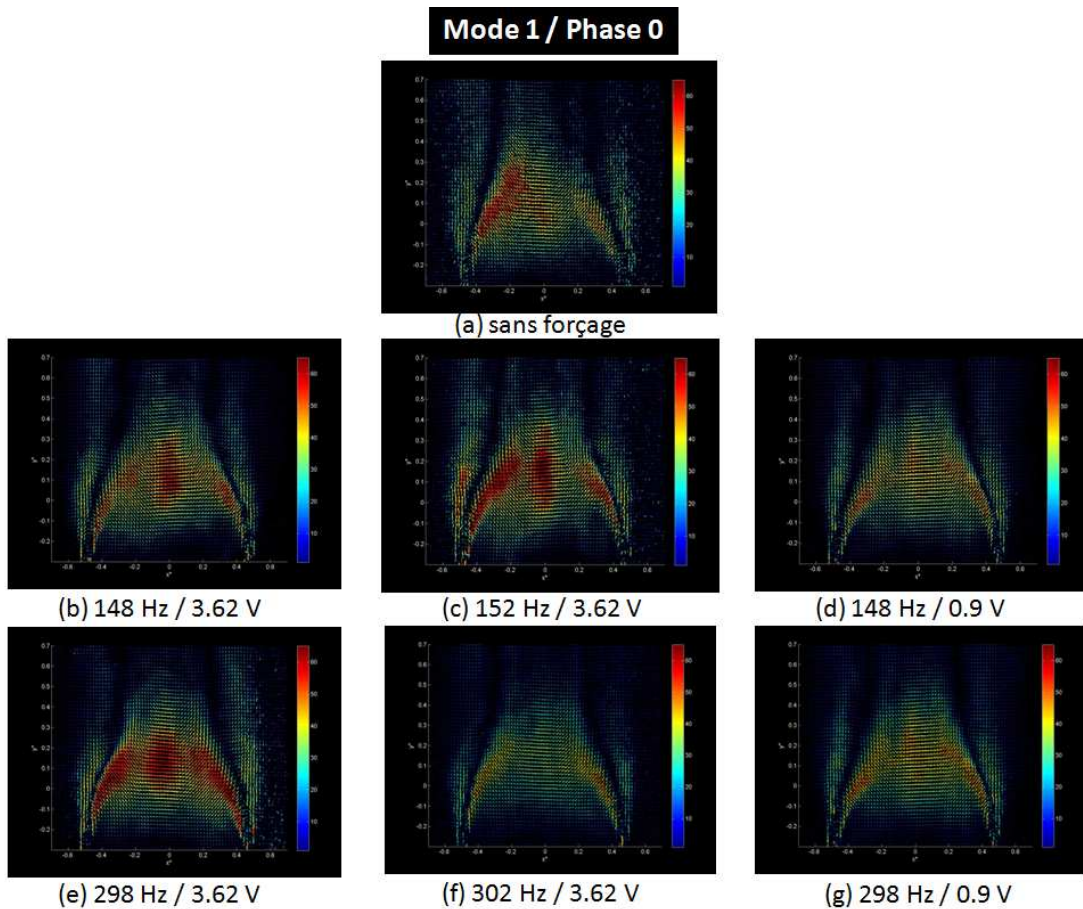


FIGURE 4.10 – Mode 1 de la P.O.D. d'un jet annulaire soumis à des forçages acoustiques en phase 0

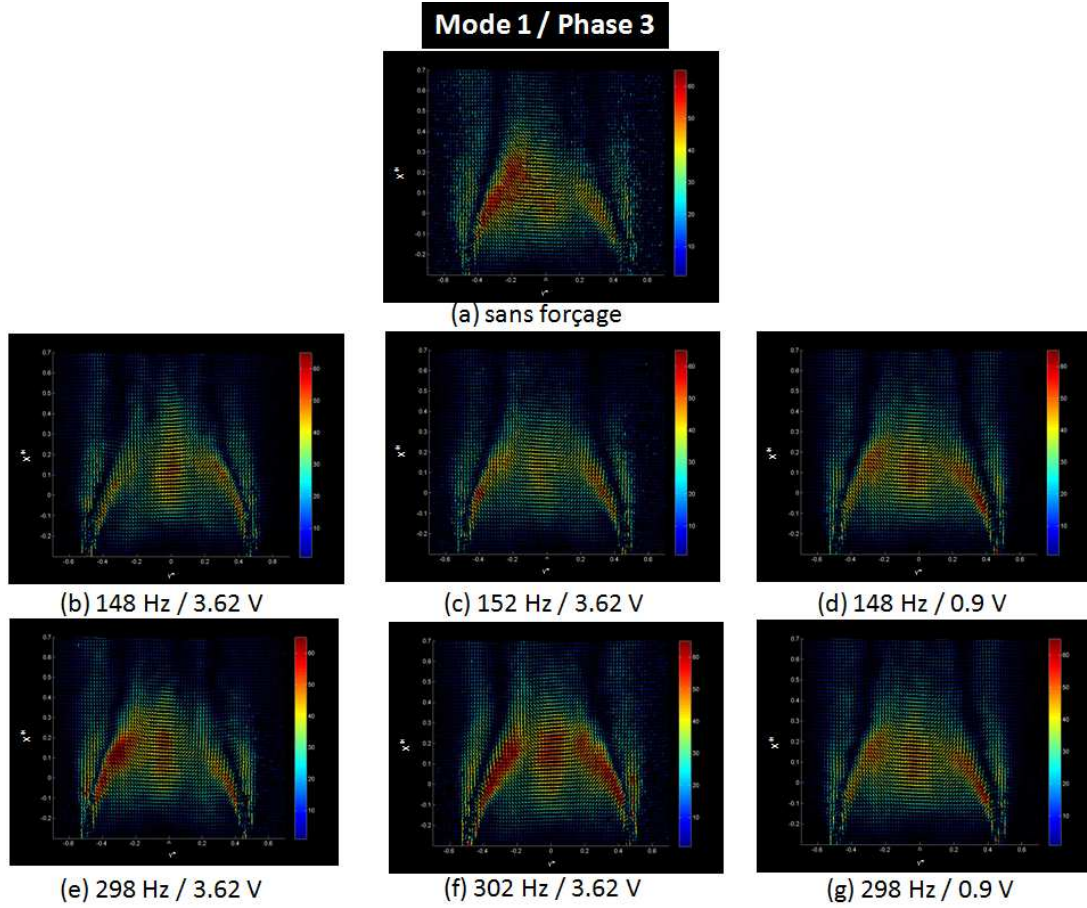


FIGURE 4.11 – Mode 1 de la P.O.D. d'un jet annulaire soumis à des forçages acoustiques en phase 3

4.3.2 Etude des coefficients de reconstruction

Pour un forçage acoustique de fréquence d'excitation égale à la fréquence naturelle des fluctuations du point de stagnation, l'influence de l'amplitude est traduite par deux cas différents. Dans le 1er cas qui peut se retrouver par exemple à la phase 0 (figure 4.12(a)), une augmentation de l'amplitude augmente l'écart type des coefficients de reconstruction pour tous les modes, dont le mode 1. Dans ce cas, l'excitation acoustique déstabiliserait donc le jet. En revanche, pour certaines phases, l'écart type des coefficients de reconstruction suivent la même évolution que dans le cas précédent sauf pour le mode 1 où l'écart type des coefficients de reconstruction est plus faible quand l'amplitude est plus élevée. La variation de l'amplitude ne modifie donc les écarts types des coefficients de reconstruction que dans le mode 1. La répartition de ces deux types de réponse sur une période acoustique est plutôt équilibrée. Il y a donc autant de chance de rencontrer un cas ou l'autre.

En revanche, lorsque le jet est soumis à un forçage de fréquence égale à la fréquence double harmonique de la fréquence naturelle de battement du jet, un seul cas est rencontré même s'il est plus ou moins accentué suivant les phases. Ce cas, présenté sur la figure 4.12(b), met en avant la capacité d'un tel forçage à réduire les écarts types des coefficients de reconstruction pour les dix premiers modes lorsque l'amplitude de l'onde augmente. Il est alors possible de réduire le battement du jet puisque l'écart types des coefficients de reconstruction peut aussi être réduit sur le mode 1. Une excitation de fréquence double harmonique peut donc également réduire les

instabilités, selon la phase étudiée. Cette étude permet de dire que la phase joue beaucoup plus sur les instabilités que l'amplitude de l'onde d'excitation. C'est pour cette raison que la plupart des résultats présentés pour l'étude du contrôle actif sont ceux pour lesquels l'onde acoustique est d'amplitude élevée, c'est à dire $3.62V$.

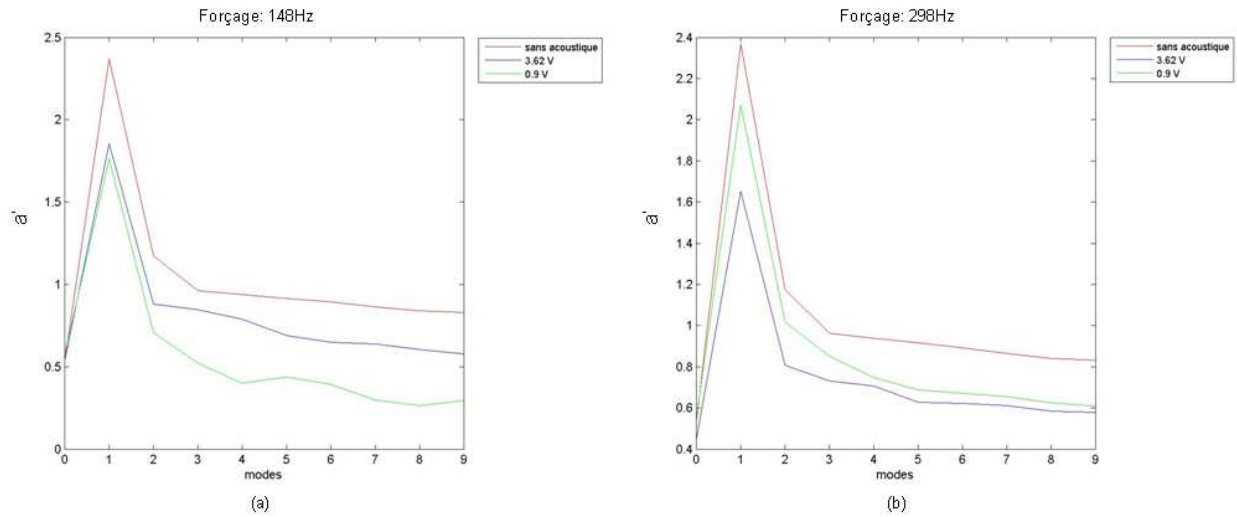


FIGURE 4.12 – Ecart type des coefficients de reconstruction de la P.O.D. d'un jet annulaire forcé par une onde acoustique générée par un haut-parleur placé en position 1, de fréquences (a) $148Hz$ et (b) $298Hz$

La figure 4.13 montre l'influence de la fréquence sur l'écart type des coefficients de reconstruction. Pour la plupart des phases d'une période de l'onde acoustique, la fréquence d'excitation de $148Hz$ permet de réduire l'écart type des coefficients de reconstruction. En revanche, une fréquence double harmonique de $298Hz$ réduit cet écart type par rapport à un jet naturel mais le réduit moins fortement qu'une excitation de fréquence fondamentale.

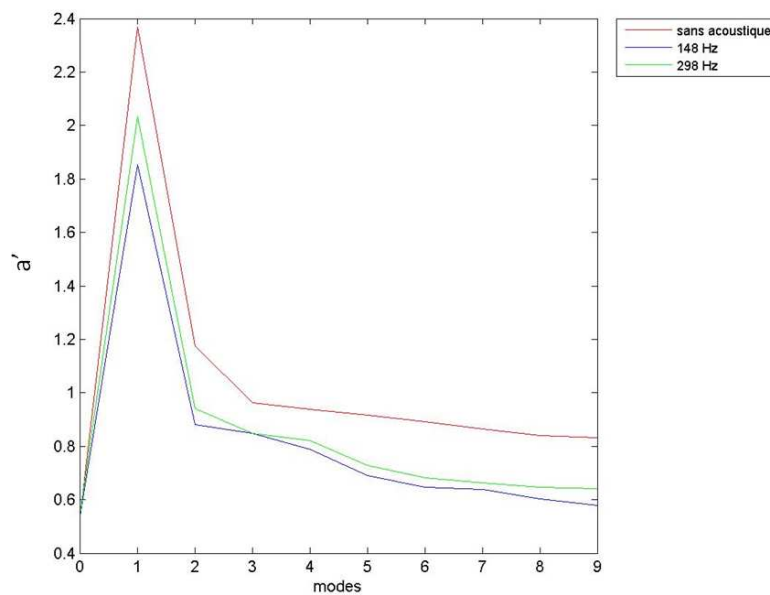


FIGURE 4.13 – Ecart type des coefficients de reconstruction de la P.O.D. d'un jet annulaire forcé par une onde acoustique d'amplitude $3.62V$, avec un haut-parleur placé en position 1

4.3.3 Etude des valeurs propres

L'étude des valeurs propres associées aux modes propres renseigne sur la répartition énergétique des modes et donc de l'importance des différentes structures cohérentes à la constitution de l'écoulement. La figure 4.14 montre qu'il y a peu de différences des valeurs propres entre les deux ondes acoustique d'amplitudes différentes. Par contre, le jet est sensible au forçage puisque le cas non forcé présente une énergie plus faible dans le mode 0 que la cas forcé. Cette tendance s'inverse à partir du mode 2, le mode 1 jouant un rôle d'équilibre (l'énergie ne semble pas être modifiée pour ce mode).

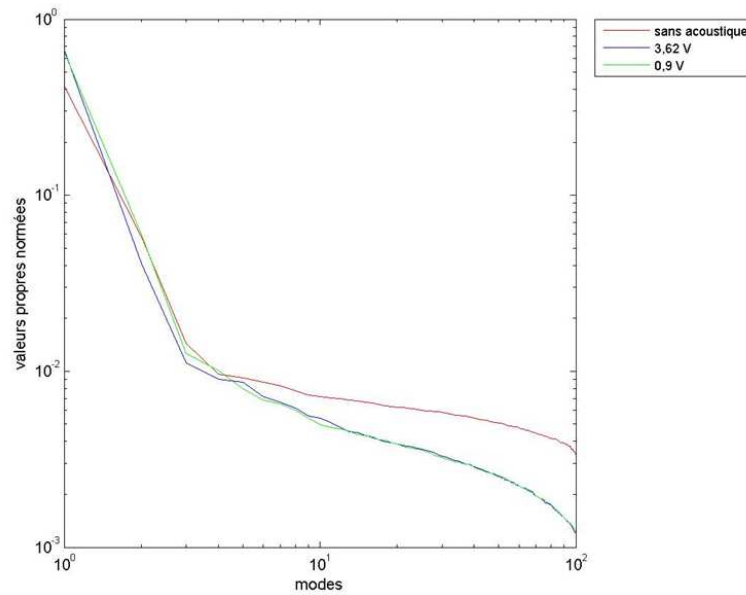


FIGURE 4.14 – Spectre des valeurs propres normées de la P.O.D. de la phase 0 d'une onde acoustique générée par un haut-parleur placé face à la caméra (en position 1), pour une fréquence de $148Hz$

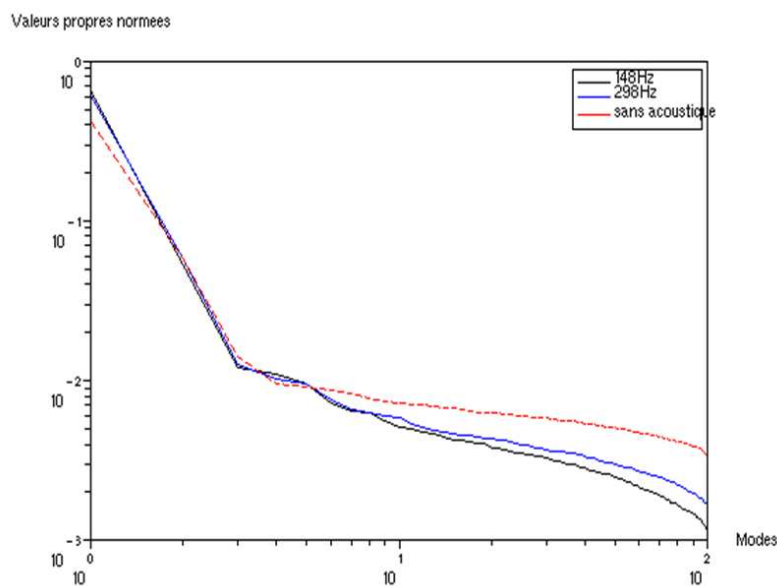


FIGURE 4.15 – Spectre des valeurs propres normées de la P.O.D. de la phase 0 d'une onde acoustique d'amplitude $3.62V$, générée par un haut-parleur placé face à la caméra (en position 1)

De même, un changement de fréquence de l'onde d'excitation ne modifie pas le spectre des valeurs propres de la P.O.D d'un jet annulaire soumis à un forçage acoustique (figure 4.15).

L'étude par P.O.D. du forçage acoustique d'un jet annulaire permet de confirmer les suppositions déduites des mesures P.I.V. et de souligner l'importance de la phase de l'onde acoustique dans cette étude. En effet, les mesures dépendent à la fois de l'écoulement, de l'onde acoustique mais également des mesures réalisées par P.I.V.

Cette technique de mesure n'est pas résolue temporellement. Pour réduire le problème de phase de cette étude, il est nécessaire d'utiliser une technique plus résolue en temps pour avoir un suivi plus rapide des effets de l'onde d'excitation.

Quatrième partie

Conclusions et perspectives

L'étude réalisée sur l'établissement d'un contrôle des instabilités de la zone initiale de jets annulaires de grands rapports de diamètres s'est orientée autour de deux axes principaux. Le premier avait pour objectif l'appréciation du comportement d'un jet annulaire soumis à un contrôle passif, par modification de la géométrie de l'obstacle central. La deuxième voie de contrôle de l'écoulement envisagée a été mise en place par forçage acoustique pour obtenir un contrôle actif des instabilités. L'efficacité de chacune de ces méthodes de contrôle a été mesurée par différentes techniques de mesures non intrusives, telles que la tomographie rapide, la Vélocimétrie par Images de Particules (P.I.V.) et l'Anémométrie Doppler Laser (A.D.L. 2D ou A.D.L. 3D). Un post-traitement de Décomposition Orthogonale en modes propres (P.O.D.) a permis d'évaluer l'influence des deux approches passive et active sur les principales instabilités responsables d'une déstabilisation globale du jet. La zone initiale est la zone de l'écoulement en proche sortie de buse où se développent ces instabilités. La présence de l'obstacle central (un disque dans le cas basique) induit une zone de recirculation qui génère des fluctuations transversales du point de stagnation (délimitant la fin de la zone de recirculation) autour de l'axe central du jet.

Les différentes mesures ont permis d'observer les comportements des jets annulaires soumis à ces différents contrôles à différentes échelles, à partir d'images globales, jusqu'à des mesures plus précises des contraintes de déformations ou du taux d'entraînement. L'horizon de cette étude fondamentale se situe dans le domaine industriel, où les jets annulaires sont souvent rencontrés. L'écoulement de jet annulaire dans ces situations permet par exemple d'améliorer la combustion par la zone de recirculation, d'obtenir un rendement plus important en ventilation opérationnelle ou d'établir une meilleure directivité de l'écoulement pour l'utilisation de ventilations individuelles. Les observations de la morphologie et des caractéristiques modifiées des jets annulaires contrôlés permettent alors de déterminer quelle configuration est préférable pour ces différentes applications industrielles. Même si l'objet de cette étude n'avait pas de lien direct avec l'industrie, la motivation première et la trame de fond de ces travaux ont été l'amélioration des dispositifs complexes industriels par l'étude fondamentale des jets turbulents annulaires, dans des conditions maîtrisées et simplifiées.

Chapitre 1

Discussion du contrôle passif

La partie consacrée au contrôle passif a permis de déterminer les avantages et les inconvénients de l'utilisation d'un obstacle central sphéroïdal, conique ou en forme de disque.

1.1 Conclusions de l'étude du contrôle passif

Les images de tomographie rapide ont ouvert la réflexion en observant de manière plus globale les structures primaires (tourbillons de Kelvin-helmholtz) et secondaires (tourbillons contrarotatifs longitudinaux) de bords de jet. Les plans longitudinaux de l'écoulement montrent une asymétrie instantanée de l'écoulement qui génère des fluctuations transversales du point de stagnation autour de l'axe central. Ces structures primaires et secondaires se forment et se développent de manière similaire pour les trois configurations de jets annulaires (jets basique, conique et sphéroïdal), bien que le battement du jet soit considérablement réduit par l'utilisation d'un sphéroïde central. L'expansion de l'écoulement a été étudiée, à différentes distance x^* de la sortie de la buse et comparée pour les trois géométries d'obstacle. Le jet annulaire sphéroïdal se démarque des autres cas puisque l'écoulement épouse la paroi du sphéroïde qui élimine alors la zone de recirculation. Cet écoulement est resserré sur l'axe central. Les filaments des structures secondaires présentent une morphologie plus fine et plus régulière. Le jet annulaire sphéroïdal semble ainsi plus organisé et soumis plus difficilement à une déstabilisation globale.

Des mesures de vitesse, par P.I.V. ou A.D.L. ont permis de montrer que le jet annulaire sphéroïdal pouvait également accélérer légèrement l'écoulement vers son axe central. Le taux d'entraînement calculé à partir de ces mesures permet de donner un meilleur rôle au jet annulaire conique qui peut entraîner plus d'air extérieur que les deux autres jets, même si ce taux est proche de celui du jet annulaire basique. En revanche, le taux d'entraînement induit par le sphéroïde est beaucoup plus faible. Cette caractéristique du jet annulaire conique, et du jet annulaire sphéroïdal font de ces écoulements de bons candidats, chacun dans leur discipline (section 1.2, page 260). L'étude des fluctuations de vitesse isole encore le comportement du jet annulaire sphéroïdal qui est capable de supprimer les fluctuations transversales auxquelles est soumis le point de stagnation et qui traduisent une déstabilisation globale de l'écoulement. Mais de nouvelles zones de fluctuations se forment sur les bords de ce jet, comme dans le cas du jet annulaire conique. Une stabilisation locale du point de stagnation par contrôle passif s'accompagne donc d'une déstabilisation des bords de jets.

Les mesures d'A.D.L. 3D ont mis l'accent sur une asymétrie moyenne déjà présentée pour des jets annulaires non confinés par Del Taglia en 2002 [10]. Cette asymétrie moyenne de la zone de recirculation naît de la compétition entre les forces de pression et les forces d'inertie qui se partagent différentes régions de la zone initiale. La fin de la zone initiale présente un caractère symétrique du champ de vitesses qui s'oriente autour de deux axes principaux du jet. Ces axes, liés aux sondes de mesures remettent en question la validité des résultats. Il est possible que la technique d'A.D.L. induise un biais de mesure en sélectionnant les particules pour valider chaque mesure. Des mesures complémentaires, comme la mise en place d'un dispositif de mesures P.I.V. en plans transversaux par exemple, pourraient permettre de lever le doute sur les champs de vitesses obtenus par A.D.L. et ainsi de mieux appréhender les mécanismes régissant le développement de l'écoulement.

Les mesures de vitesse conduisent ensuite à une étude de la vorticité et des contraintes de cisaillement et d'étirement des jets annulaires conique, sphéroïdal et basique. Les contraintes de déformations sont prédominantes devant la vorticité pour ces trois écoulements. Cette étude, associée à un traitement par P.O.D. des champs de vitesses, donne des informations sur les processus physiques intrinsèques aux différents jets annulaires. La reconstruction des champs de vitesse par P.O.D. a permis d'identifier les modes témoins de certaines instabilités. Ainsi, le mode 1 représente les fluctuations transversales du point de stagnation dans le cas du jet annulaire basique et dans celui du jet annulaire sphéroïdal. Pour ces deux jets, le mode 2 correspond alors aux fluctuations longitudinales situées sur les bords de jet, dans les zones de cisaillement interne et externe. Le cas du jet annulaire conique est plus complexe puisque les fluctuations longitudinales et transversales sont représentées par les modes 1 et 2 mais il est difficile d'isoler chacune de ces instabilités sur un seul mode.

Le contrôle passif ainsi étudié permet d'envisager les différentes géométries d'obstacle soumises aux mesures pour améliorer certaines applications industrielles.

1.2 Apports du contrôle passif pour des applications industrielles

Jet annulaire basique

Pour des applications liées à la combustion, le jet annulaire le plus approprié reste sans doute le jet basique. Dans les autres cas, la zone de recirculation est réduite, voire supprimée. Or, cette zone de recirculation permet d'améliorer la combustion en limitant les produits imbrûlés qui, piégés dans la zone de recirculation sont alors plus longtemps exposés à la flamme.

Le taux d'entraînement de l'air environnant d'un jet turbulent permet de le rendre plus efficace en ventilation opérationnelle. En effet, la masse d'air entraîné par le ventilateur est alors plus importante et permet de chasser la fumée opaque et toxique plus rapidement d'une pièce confinée. Cette technique reste cependant très complexe à mettre en place puisque l'efficacité d'un désenfumage par ventilation opérationnelle ne dépend pas uniquement du débit d'air injecté dans le local mais également de la direction d'injection, de la taille de l'entrée d'air et de l'exutoire ou encore de la vitesse d'injection de l'air. Des études menées actuellement au

CORIA ont pour but de définir les paramètres importants menant à un désenfumage efficace, rapide, et sans risques d'embrasement généralisé éclair ou d'explosion de fumées ([49] [112]).

Jet annulaire conique

La capacité du jet annulaire conique à entraîner plus d'air environnant lui permet également d'être envisagé comme une solution dans le domaine des procédés de fibrage. L'efficacité du fibrage est, en partie, liée au taux d'entraînement de l'écoulement : une utilisation plus large de l'air induit permet d'éviter la formation de fibres fines par surétirage et de les canaliser. Les diamètres des fibres ne doivent pas être inférieurs à $3\mu m$ puisqu'en dessous de cette taille, les fibres deviennent respirables et donc dangereuses pour l'organisme. Le taux d'entraînement est également un facteur déterminant dans le domaine de la ventilation personnalisée (appelée aussi ventilation individuelle). Pour améliorer les conditions d'hygiène et limiter l'exposition aux contaminants, l'air délivré dans la zone de respiration de l'utilisateur doit être propre. Les jets utilisés dans ces cas doivent donc présenter un taux d'entraînement minimum.

Jet annulaire sphéroïdal

C'est dans cette configuration particulière que le jet annulaire sphéroïdal présente un intérêt : son caractère directif, présentant une expansion limitée de son écoulement fait de lui un candidat optimal pour la ventilation personnalisée.

Les trois géométries d'obstacle central présentées dans cette étude parviennent toutes à trouver une utilité pour améliorer l'efficacité de certaines applications industrielles, dans des domaines bien différents.

1.3 Perspectives du contrôle passif

1.3.1 Envisager des mesures complémentaires, plus approfondies

Les études initiées ici pour le contrôle passif d'un jet annulaire ont permis de souligner les caractères importants des différents écoulements, mais des mesures complémentaires permettraient de mieux comprendre les mécanismes physiques mis en jeu dans chaque jet.

Il est nécessaire de prolonger les mesures tridimensionnelles de l'écoulement pour établir une véritable morphologie des jets annulaires basique, conique et sphéroïdal. Chaque jet n'a été étudié que dans la zone initiale (avec seulement quelques mesures dans le début de la zone intermédiaire). Des mesures de P.I.V. ou d'A.D.L. conduites plus en aval dans l'écoulement donneraient des informations sur l'établissement de la zone de jet pleinement développé et permettraient, dans cette zone où la turbulence peut être considérée homogène isotrope de calculer les échelles caractéristiques des trois écoulements. Il faut donc encore explorer les jets annulaires dans le développement complet de leur écoulement (pour toutes les zones du jet) mais aussi dans l'évolution tridimensionnelle de celui-ci. Les composantes tridimensionnelles sont rarement étudiées pour les jets annulaires alors que, pourtant, les mesures menées par A.D.L. 3D semblent supposer une évolution non prévisible et non intuitive de l'écoulement dans certaines régions du jet.

Une étude de plans transversaux menée par P.I.V., à différentes distances x^* de la sortie de la buse, pourrait confirmer ou infirmer les hypothèses déduites des mesures A.D.L. 3D, et identifier la nature tridimensionnelle de l'écoulement. Il serait également intéressant d'étudier l'influence de la modification de la géométrie de l'obstacle central sur l'ensemble du plan longitudinal de l'écoulement et non plus seulement sur une moitié, comme le dispositif mis en place pour cette étude l'imposait. Il serait alors possible de détecter certaines asymétries qui n'ont pas pu être détectées par les mesures présentées ici. Un prolongement de cette étude pourrait donc consister à mettre en place un nouveau montage P.I.V. qui permettrait d'éclairer les deux côtés de l'écoulement, simultanément, en utilisant, par exemple, deux lasers synchronisés, placés l'un en face de l'autre ou dévier une partie du faisceau d'un laser unique, en amont du système de lentilles permettant d'obtenir la nappe pour créer, à travers un deuxième système de lentilles, deux nappes laser formant, à elles deux, un plan lumineux entier de l'écoulement. Utiliser des obstacles transparents pourrait aussi permettre d'éclairer l'écoulement dans sa globalité mais il serait difficile de maîtriser les déformations de la nappe laser induites par les obstacles. Dans tous les cas, ces montages sont délicats à mettre en place car ils multiplient les biais liés au laser. Pour palier ses défauts de montages expérimentaux, l'étude numérique, par Simulation Numérique Directe (D.N.S.) semble être une solution intéressante.

D'autres géométries d'obstacle central peuvent également être testées pour améliorer les effets obtenus. Le cône ou le sphéroïde choisis de longueur plus grande ou plus petite et ainsi agir sur les instabilités de l'écoulement qui se forment et se développent dans la zone initiale.

1.3.2 Envisager une étude numérique par D.N.S des jets annulaires

Les mesures présentées pour le contrôle passif ont, pour la plupart, été limitées par l'opacité des obstacles centraux conique et sphéroïdal. Ces configurations de jet annulaire interdisent la plupart des mesures non intrusives dans la zone initiale de l'écoulement. Pour réussir à obtenir des informations difficiles à mesurer expérimentalement, la Simulation Numérique Directe (D.N.S.) peut être une solution pour compléter les observations et ainsi accéder aux zones délicates et aux petites échelles de l'écoulement. Les mesures de vitesses obtenues expérimentalement ont été utilisées pour adapter un code D.N.S. développé par Julien Réveillon [113] [114], Bruno Delhom et Olivier Thomine du Coria (section 2.2.3, page 88) au cas particulier de ces jets annulaires d'obstacles centraux de géométries différentes.

Présentation du code utilisé

Le code utilisé est le solveur "Asphodele" qui permet de réaliser des simulations bidimensionnelles d'écoulements axisymétriques. Les comparaisons des résultats expérimentaux et numériques sont réalisées pour un jet annulaire d'air, à pression normale et température ambiante, de vitesse en sortie de buse U_0 de $8m.s^{-1}$. Les jets annulaires, pour cette gamme de nombres de Reynolds sont difficiles à simuler par D.N.S., d'autant plus que ces jets particuliers présentent des zones de recirculation. Pour les vitesses des configurations expérimentales étudiées, ces zones de recirculation forment des zones de forts gradients de vitesse comme dans les régions proches des obstacles centraux. Ainsi, juste en aval du disque central d'un jet annulaire basique, les vitesses induites par la zone de recirculation se confrontent aux vitesses définies en conditions limites pour simuler le disque et forment des gradients de vitesse très élevés qui compliquent la simulation.

Les premiers résultats obtenus avec ce solveur sont présentés ici pour une boîte de calcul constituée de 600 points dans la direction axiale x et 300 points dans la direction radiale r . Cette boîte simule la région initiale et une partie de la zone intermédiaire de l'écoulement, de taille physique ($32\text{mm} \times 65\text{mm}$) (la zone d'étude s'étend sur l'intervalle $0 \leq r^* \leq 0.6$ et sur l'intervalle suivant l'axe du jet $0 \leq x^* \leq 1.2$). Les équations sont résolues en axisymétrie sur les variables primitives. Les conditions limites sont constituées d'une entrée en bas (sortie de buse), d'un mur glissant sur la paroi droite, vers l'extérieur du jet, d'un axe de symétrie sur la paroi gauche définissant l'axe principal du jet en $r^* = 0$ et d'une sortie convective en haut. La turbulence injectée suivant la méthode de Klein en sortie de buse est de 1%. L'air environnant au repos est appliqué avec un rapport de 15% de la vitesse du jet.

Présentation des résultats

Jet annulaire basique

Les figures 1.1 et 1.2 permettent de comparer les résultats numériques avec les mesures obtenues par P.I.V. pour les mêmes conditions d'écoulement d'un jet annulaire basique et ainsi d'étudier l'efficacité de la simulation pour recréer les composantes longitudinale u (figure 1.1) et transversale v (figure 1.2) moyennes de vitesse.

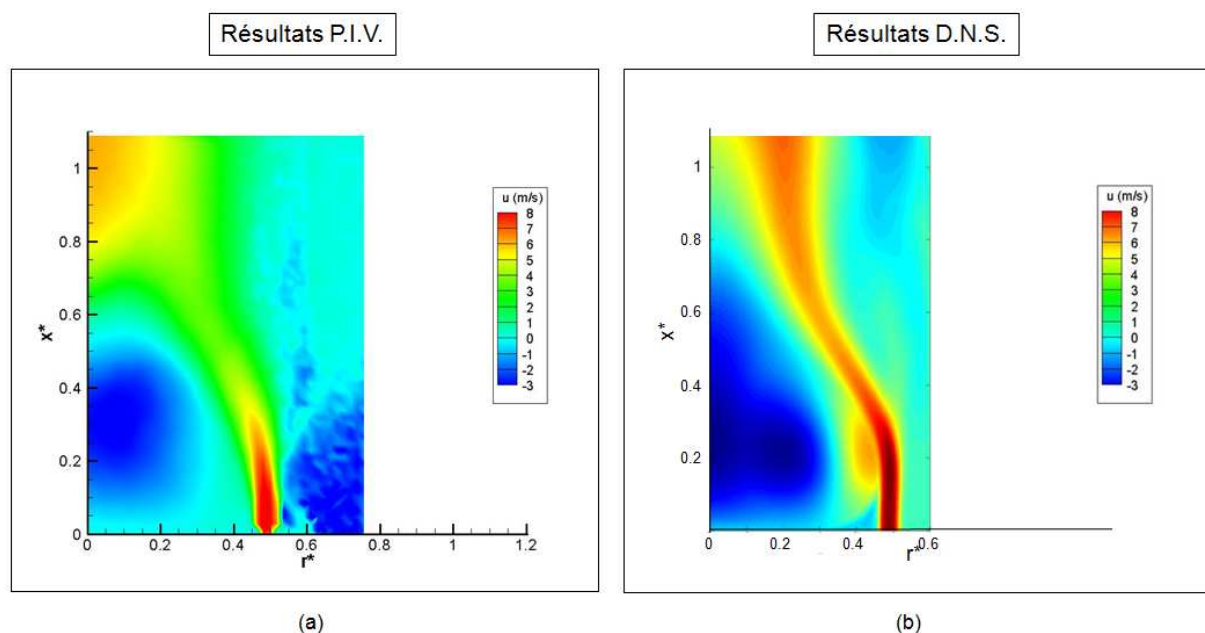


FIGURE 1.1 – Comparaison des mesures de la composante u de vitesse issues des résultats (a) expérimentaux et (b) numériques d'un jet annulaire basique de vitesse en sortie de buse $U_0 = 8\text{m.s}^{-1}$

Etant donné les difficultés de simuler un jet annulaire turbulent par D.N.S., les résultats obtenus semblent satisfaisants. La composante longitudinale suit approximativement la même évolution que celle mesurée par P.I.V., conservant également les mêmes ordres de grandeur. Les grandes différences présentées ici résident dans la longueur de la zone de recirculation qui est plus étendue par simulation numérique. Ce résultat peut s'expliquer par le fait que le calcul est axisymétrique et que l'on ne capture pas les instabilités tridimensionnelles. De plus, les forts

gradients d'injection de l'expérience ont été réduits en D.N.S. ce qui peut rallonger la zone de recirculation.

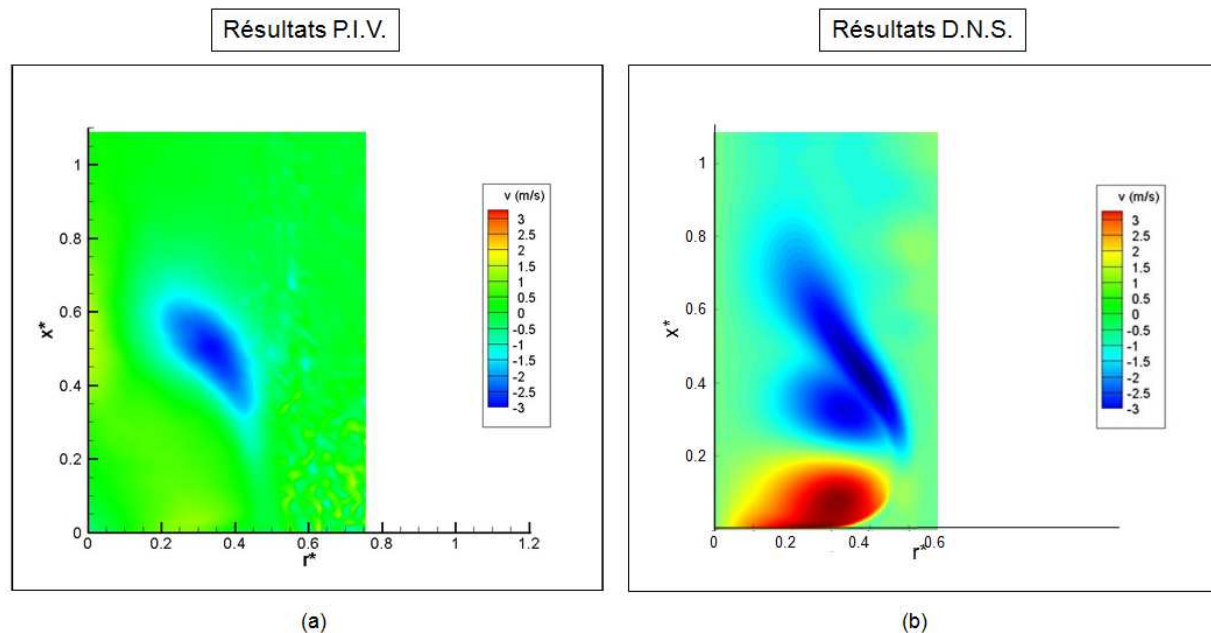


FIGURE 1.2 – Comparaison des mesures de la composante v de vitesse issues des résultats (a) expérimentaux et (b) numériques d'un jet annulaire basique de vitesse en sortie de buse $U_0 = 8 m.s^{-1}$

La différence la plus marquante de la composante de vitesse transversale est l'amplitude plus élevée de la composante simulée par rapport à la composante mesurée. En revanche, les zones de vitesse élevée positive ou négative sont similaires entre la simulation et les mesures puisqu'elles sont situées presque dans la même région du jet.

Jet annulaire conique

Le jet simulé par D.N.S. d'un écoulement issu d'une buse annulaire conique est, en revanche, très différent de l'écoulement mesuré expérimentalement. En effet, la figure 1.3 montre une zone de recirculation en aval de la sortie du jet, dans une zone proche du sommet de l'obstacle. La zone de recirculation observée par des mesures P.I.V. des champs de vitesse semble être placée plus près de la sortie de la buse que dans le cas simulé. Cette zone est donc plus localisée par simulation. Cette forme de zone de recirculation engendre ainsi des différences de vitesse longitudinale mais aussi de vitesse transversale (figure 1.4). L'écoulement d'un jet annulaire conique expérimental suit plus les parois de l'obstacle et forme un jet plus resserré sur l'axe central.

Jet annulaire sphéroïdal

Les observations obtenues par mesures P.I.V. d'un jet annulaire sphéroïdal, sont comparées sur les figures 1.5 et 1.6 aux calculs D.N.S. du même jet simulé. Sur ces figures, on peut remarquer qu'une zone de recirculation est créée au sommet de l'obstacle dans le cas de la simulation alors que celle-ci n'existe pas dans le cas expérimental.

L'apparition de cette zone de recirculation est mise en évidence par une zone de composantes

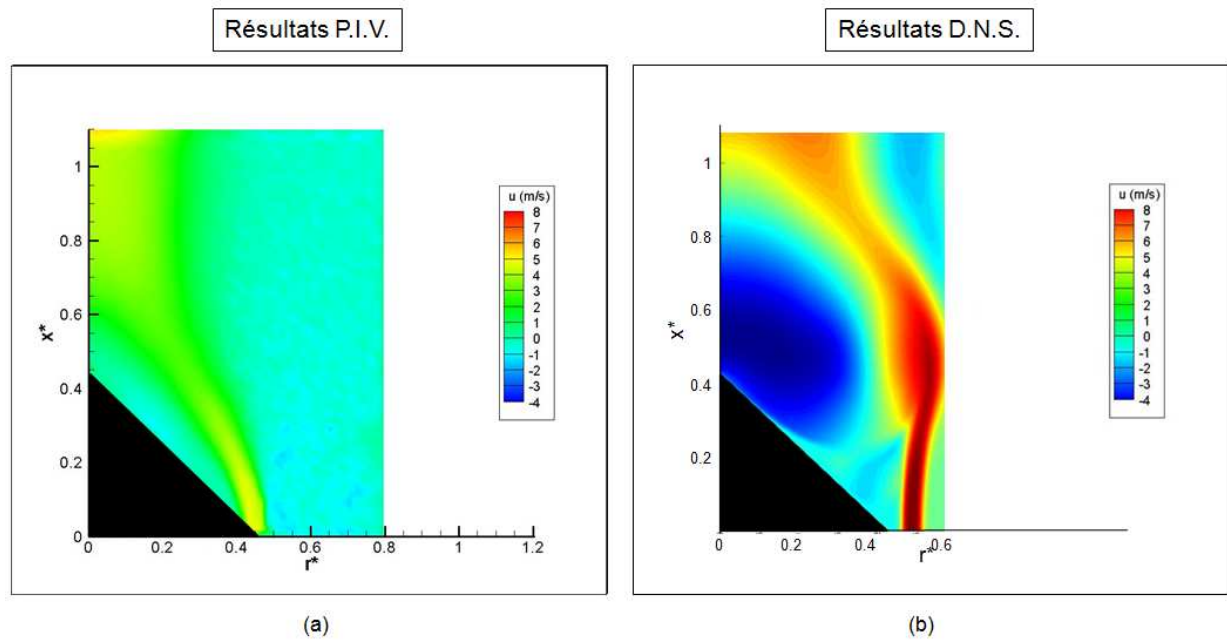


FIGURE 1.3 – Comparaison des mesures de la composante u de vitesse issues des résultats (a) expérimentaux et (b) numériques d'un jet annulaire conique de vitesse en sortie de buse $U_0 = 8m.s^{-1}$

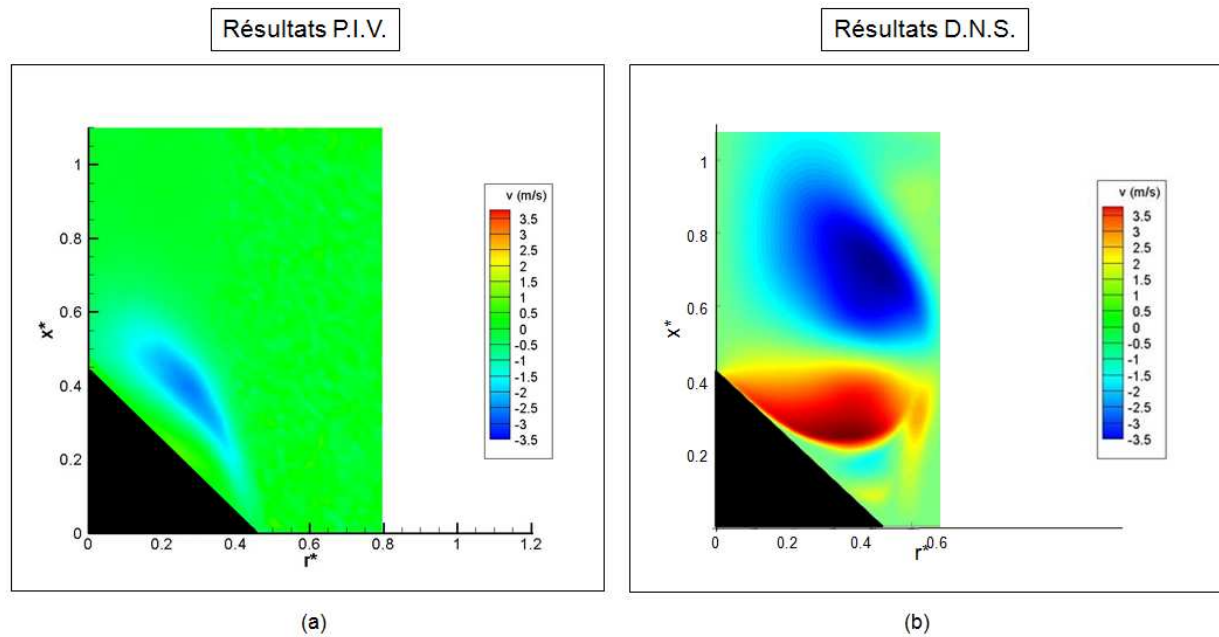


FIGURE 1.4 – Comparaison des mesures de la composante v de vitesse issues des résultats (a) expérimentaux et (b) numériques d'un jet annulaire conique de vitesse en sortie de buse $U_0 = 8m.s^{-1}$

de vitesses longitudinales u négatives sur la figure 1.5. Cette zone de recirculation, comme dans le cas du jet annulaire conique, modifie les composantes de vitesse transversales (figure 1.6).

Les résultats obtenus par simulations D.N.S d'un écoulement de jet annulaire basique sont proches des mesures expérimentales. En revanche, la simulation des écoulements nés de buses de jets annulaires conique et sphéroïdal est plus délicate puisque les obstacles immergés introduisent de nouveaux phénomènes dans l'écoulement. Les premiers résultats obtenus par

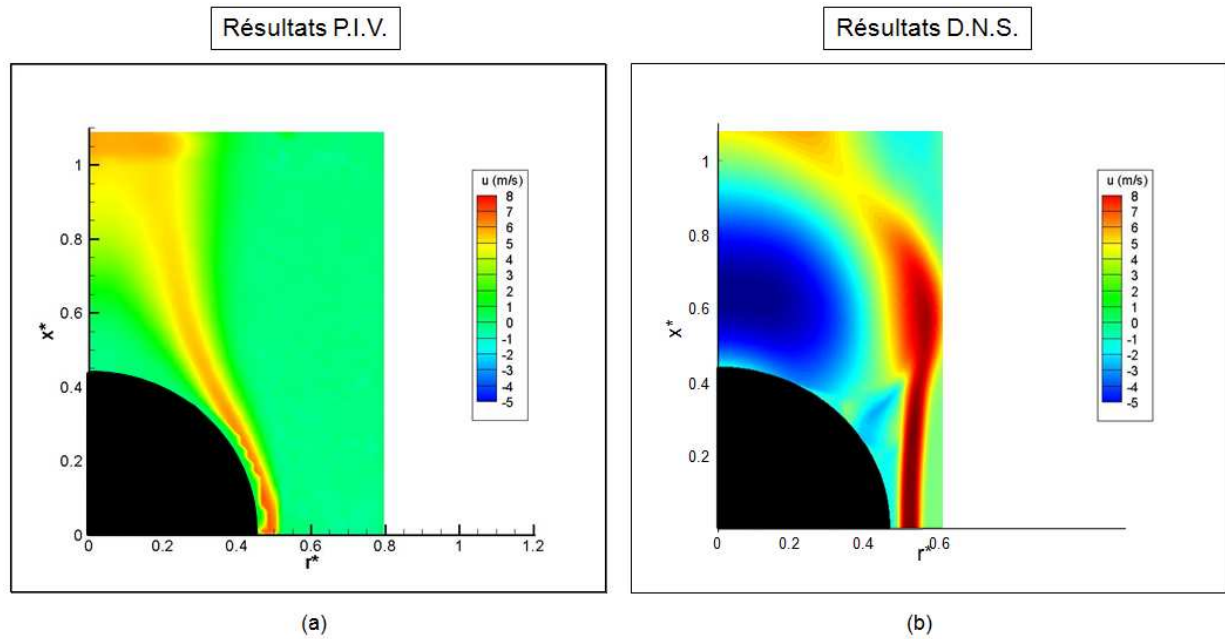


FIGURE 1.5 – Comparaison des mesures de la composante u de vitesse issues des résultats (a) expérimentaux et (b) numériques d'un jet annulaire sphéroïdal de vitesse en sortie de buse $U_0 = 8m.s^{-1}$

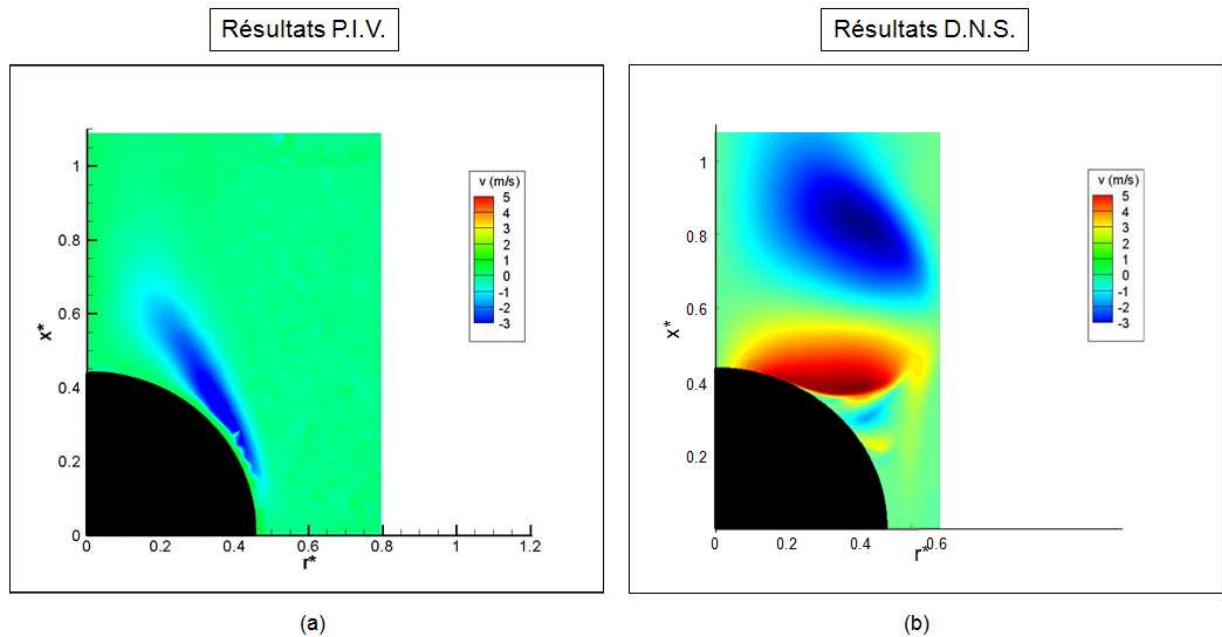


FIGURE 1.6 – Comparaison des mesures de la composante v de vitesse issues des résultats (a) expérimentaux et (b) numériques d'un jet annulaire sphéroïdal de vitesse en sortie de buse $U_0 = 8m.s^{-1}$

ces simulations permettent d'envisager de continuer sur cette voie qui permettrait de compléter les informations déduites des mesures expérimentales. Cependant, les limitations de la D.N.S. nous ont obligés à travailler en 2D et beaucoup d'informations ont été perdues. Les calculs effectués en D.N.S. sont encore trop éloignés de la configuration expérimentale pour des comparaisons effectives. Une approche 3D pourrait alors permettre de mieux comprendre la formation de l'asymétrie moyenne détectée par des mesures A.D.L. 3D (section 3.1.2, page 136), avec des résultats plus proches de l'expérience. Les obstacles sphéroïdal et conique peuvent

également être étudiés expérimentalement pour des nombres de Reynolds de l'écoulement plus faibles afin de faciliter la simulation et valider le solveur sur des cas simples. Augmenter le nombre de Reynolds pour augmenter la vitesse en sortie de buse U_0 au-delà de $8m.s^{-1}$, présenterait également un intérêt important pour le domaine industriel (où les installations de jets annulaires sont utilisées pour des nombres de Reynolds très élevés).

Le contrôle passif peut être parfois difficile à mettre en place sur certaines applications industrielles. Cette méthode, coûteuse, exige une transformation radicale des dispositifs utilisés actuellement dans le domaine industriel. Le contrôle passif limite également le dispositif modifié à une seule gamme d'utilisation. Un contrôle actif, en revanche, laisse une plus grande liberté d'action en donnant l'opportunité de choisir les paramètres de l'action pour obtenir une réponse voulue. La même installation industrielle peut dans ce cas servir pour obtenir des actions différentes.

Chapitre 2

Discussion du contrôle actif

Pour établir un contrôle actif, il faut tout d'abord connaître les réponses d'un écoulement de jet annulaire basique soumis à un forçage. Le forçage étudié ici est engendré par un haut-parleur, placé en dehors de la buse, en aval de la sortie. Ce haut-parleur est positionné dans différentes directions pour mesurer l'influence de la position de l'excitation sur le jet. La fréquence et l'amplitude de l'onde acoustique sont également étudiées pour définir des conditions optimales de forçage du jet annulaire. Les mesures du forçage acoustique sont menées par tomographie rapide avant de mettre en place un montage phasé de P.I.V. pour décomposer les différentes étapes du forçage acoustique, en fonction de l'évolution de la pression acoustique dans l'écoulement.

2.1 Conclusions de l'étude du contrôle actif

2.1.1 Influence de la fréquence

La tomographie rapide a permis d'évaluer l'action d'un forçage acoustique de différentes fréquences sur les structures à grandes échelles qui se développent essentiellement sur les bords du jet. Ces structures, formées à partir des instabilités primaires et secondaires semblent sensibles à des excitations de fréquences égales aux fréquences de formation et d'appariement des tourbillons de Kelvin-Helmholtz. Un tel forçage permet alors de réduire l'appariement de ces tourbillons et donc de perturber l'écoulement. Pourtant, le changement de fréquences n'influe pas sur l'expansion du jet annulaire basique.

Les mesures du forçage acoustique ont également été menées pour deux fréquences relatives aux instabilités liées au centre du jet. Ces fréquences sont égales à la fréquence naturelle d'oscillation du point de stagnation autour de l'axe central et à la fréquence double harmonique de cette fréquence naturelle. Les effets de la fréquence sont faibles mais on peut noter une diminution des fluctuations de vitesse transversale du point de stagnation pour une fréquence égale à la fréquence naturelle d'oscillation de ce point alors qu'une fréquence d'excitation double harmonique augmente ces fluctuations transversales.

2.1.2 Influence de l'amplitude

L'amplitude a été modifiée pour chaque configuration de forçage acoustique étudiée. Les mesures obtenues ne montrent pas de différences importantes selon l'amplitude de l'onde acoustique. Puisque le jet annulaire est étudié dans un milieu non confiné, la puissance acoustique de l'onde diminue très rapidement. Pour que l'onde acoustique garde ses caractéristiques lorsqu'elle

arrive sur le jet, il est préférable de faire les mesures avec une plus grande amplitude. L'interprétation des résultats obtenus par P.I.V. donne un rôle amplificateur à l'amplitude. Lorsque la fréquence d'excitation diminue les fluctuations transversales du point de stagnation, augmenter l'amplitude permet de diminuer plus fortement ces fluctuations. En revanche, si la fréquence d'excitation fixée augmente les fluctuations transversales du point de stagnation, alors appliquer la même onde avec une amplitude plus élevée permet d'augmenter d'autant plus ces fluctuations. Les réponses du jet sont donc amplifiées lorsque l'amplitude de l'onde d'excitation augmente.

2.1.3 Influence de la position de la source du forçage

Deux positions du haut-parleur, perpendiculaires l'une de l'autre, ont été choisies pour mesurer l'influence du forçage acoustique. Les résultats obtenus ont mis en évidence une réponse privilégiée du jet pour une excitation transversale au plan du jet étudié, c'est-à-dire une excitation dont la direction de propagation est identique à la direction des fluctuations du point de stagnation. Cette direction de forçage permet de diminuer les fluctuations transversales auxquelles est soumis le point de stagnation lorsque la fréquence d'excitation est égale à la fréquence naturelle d'oscillation du point de stagnation autour de l'axe central du jet. En revanche, pour une excitation de fréquence égale à la fréquence double harmonique de la fréquence naturelle du point de stagnation, les fluctuations transversales de ce point augmentent. De nouvelles zones sur les bords du jet laissent apparaître de petites fluctuations de vitesses longitudinale et transversale. Ces zones semblent formées par l'onde acoustique qui met en mouvement les particules du fluide environnant du jet. Puisque le haut-parleur est placé à moins d'un mètre du jet, dans le cas des mesures P.I.V., l'onde générée par le haut-parleur est une onde sphérique lorsqu'elle arrive sur l'écoulement. C'est donc cette onde sphérique qui est à l'origine des petites fluctuations transversales et longitudinales apparues sur les champs P.I.V. du jet annulaire forcé.

L'étude de la vorticité et des contraintes de cisaillement et d'étirement a permis de montrer que la différence de position pouvait également jouer sur ces processus : lorsque l'excitation se propage dans la direction du plan étudié du jet, une fréquence d'excitation égale à la fréquence naturelle de battement du jet (fréquence du point de stagnation) permet d'augmenter la vorticité et les contraintes de déformations alors qu'une excitation, à la même position, pour une fréquence égale à la fréquence double harmonique peut diminuer ces phénomènes. Dans tous les cas de figure, les contraintes de déformations restent prédominantes dans l'écoulement par rapport à la vorticité.

2.1.4 Difficultés des mesures du forçage acoustique

Le montage P.I.V. mis en place pour la mesure du forçage acoustique a permis d'enregistrer les différentes étapes des réponses du jet à l'onde acoustique. Le délai entre la formation de l'onde acoustique et le déclenchement des mesures, appelé "phase", a donc décomposé l'action du forçage sur une période en 16 intervalles. La pression acoustique dans le jet est alors différente suivant la phase observée. Les mesures ont montré que les résultats dépendent fortement de la phase. Les fluctuations de vitesse transversales et longitudinales différent d'une phase à l'autre. Ces différents comportements semblent aléatoires. En revanche, l'évolution de la vorticité et des contraintes de déformations suit l'évolution des phases. La vorticité augmente environ sur un quart de période de l'onde acoustique avant de chuter rapidement et de recommencer un cycle

pour augmenter et chuter de nouveau. Les contraintes de cisaillement et d'étirement suivent le même processus. Le dispositif de mesures par P.I.V. doit prendre en compte la fréquence d'acquisition des images, la fréquence de l'onde acoustique de forçage et la fréquence des fluctuations du point de stagnation. Il faut donc trouver une technique de mesures plus adaptée à l'étude du forçage acoustique.

2.2 Apports du contrôle actif pour des applications industrielles

En l'état, les résultats obtenus pour le forçage acoustique en vue de l'établissement d'un contrôle actif ne sont pas assez maîtrisés et ne permettent donc pas de conclure quant à l'efficacité de certaines configurations de forçage pour être directement appliquées sur des applications industrielles. Le travail mené sur cette méthode de contrôle n'avait pour but que d'explorer cette nouvelle voie pour déterminer des pistes à privilégier pour de futures études dans ce domaine.

Pour le moment, le forçage acoustique semble en tout cas difficile à établir. Aux problèmes détectés avec les mesures expérimentales menées s'ajoutent les problèmes d'acoustique générale qui se trouveraient sur des installations industrielles. En effet, les mesures réalisées dans notre cas d'étude n'ont pas été conduites en chambre anéchoïque acoustique (aussi appelée "chambre sourde"). L'onde acoustique formée dépend alors également des réflexions sur les murs. Sur une installation industrielle, le bruit est encore plus élevé et peut alors devenir non négligeable. Le contrôle actif par forçage acoustique semble être plus difficile à mettre en situation dans le domaine industriel que le contrôle passif.

2.3 Perspectives du contrôle actif

2.3.1 Etudier l'influence de la fréquence de l'onde d'excitation

L'onde acoustique n'est pas encore suffisamment maîtrisée pour permettre une étude efficace du forçage acoustique. Il serait intéressant de poursuivre les études de la fréquence de résonance de la buse utilisée. La fréquence de résonance mesurée lors de ces travaux était de 75Hz . Or, la fréquence naturelle de battement du point de stagnation est de 150Hz , soit une fréquence double harmonique de la fréquence de résonance de la buse. Cette mesure pose alors la question du lien entre ces deux fréquences. Est-il possible que la fréquence d'oscillation du point de stagnation autour de l'axe du jet dépende de la cavité résonante formée par la buse ? Pour lever ce doute, des mesures réalisées sur une buse semblable à celle utilisée ici mais présentant une fréquence de résonance différente permettrait de déterminer si la fréquence du point de stagnation mesurée avec cette nouvelle installation présenterait le même lien. Un collier réhausseur peut être ajouté à la buse pour modifier la taille de la cavité résonante (figure 2.1). Ce dispositif permettrait alors de déterminer si un contrôle passif par modification de la cavité de la buse peut réduire les instabilités du jet annulaire.

Les fréquences utiles au forçage peuvent également être soumises à une étude plus détaillée. Une perspective de cette étude serait de réaliser une campagne de mesures pour un balayage continu d'une gamme de fréquences. Les fréquences de bords de jet auxquelles l'appariement des tourbillons de Kelvin-Helmholtz semble sensible n'ont été étudiées que par tomographie rapide. Des mesures plus approfondies pour une excitation de fréquence égale à la fréquence

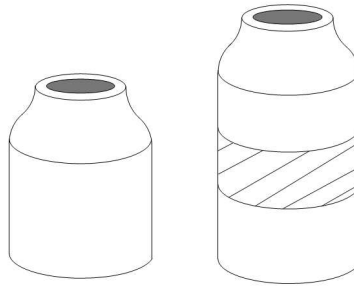


FIGURE 2.1 – Etude de l'influence de la résonance de la buse de jet annulaire

de formation ou d'appariement des tourbillons de Kelvin-Helmholtz pourraient apporter plus d'informations sur leur rôle dans le forçage du jet. L'étude des fréquences d'excitation doit pouvoir nous permettre d'établir une "cartographie" des fréquences auxquelles le jet est sensible, afin de déterminer quels effets peuvent être obtenus à partir de quelles fréquences.

Pour réaliser ces mesures de fréquence, il est nécessaire de trouver une technique de mesure plus appropriée aux mesures du forçage acoustique que le dispositif phasé de P.I.V. mis en place ici. L'utilisation de la P.I.V. rapide ou de l'A.D.L. permettrait d'augmenter la résolution temporelle et ainsi d'accéder plus facilement à toutes les réponses du jet à l'excitation acoustique.

2.3.2 Envisager un contrôle actif 3D

Les résultats obtenus lors du changement de position du haut-parleur peuvent amener à envisager un montage qui utiliserait une excitation annulaire axisymétrique de l'écoulement. Le forçage acoustique ne serait alors plus le meilleur moyen pour agir sur le jet avec ce nouveau dispositif. En effet, les haut-parleurs étant encombrants, il est difficile de les placer sur l'ensemble de la périphérie du jet. Il faudrait alors utiliser d'autres moyens de forçage tels que des actionneurs de volets placés tout autour de la buse par exemple. Cependant, ces actionneurs sont limités en fréquence. Il serait alors difficile de forcer le jet à des fréquences égales aux fréquences de formation ou d'appariement des structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz. Des premiers essais pourraient être conduits à partir de plusieurs haut-parleurs placés à plusieurs endroits autour du jet (figure 2.2). Dans ce cas, il faudra également étudier les interactions des champs acoustiques de tous les haut-parleurs ajoutés au montage. Les haut-parleurs devront donc pouvoir être écartés ou rapprochés pour mesurer l'influence d'un champ acoustique en phase, ou en opposition de phase.

2.3.3 Envisager un forçage thermique

Le forçage acoustique dépend de nombreux paramètres (phase de la mesure, fréquence et amplitude de l'onde d'excitation, position de la source du forçage). Il est alors envisageable de choisir un autre moyen de forçage pour établir un contrôle actif des instabilités d'un jet annulaire. Le forçage thermique pourrait être une nouvelle piste d'investigation. Plusieurs dispositifs de forçage thermique peuvent être mis en place (figure 2.3). L'écoulement d'air du jet annulaire peut être chauffé en amont de la buse (en prenant le risque de chauffer la structure de la buse). Un fil chauffé placé autour du jet, à différentes distances de la sortie de la buse, pourrait également modifier la morphologie du jet (malgré la position du fil chauffé difficile à maintenir autour de

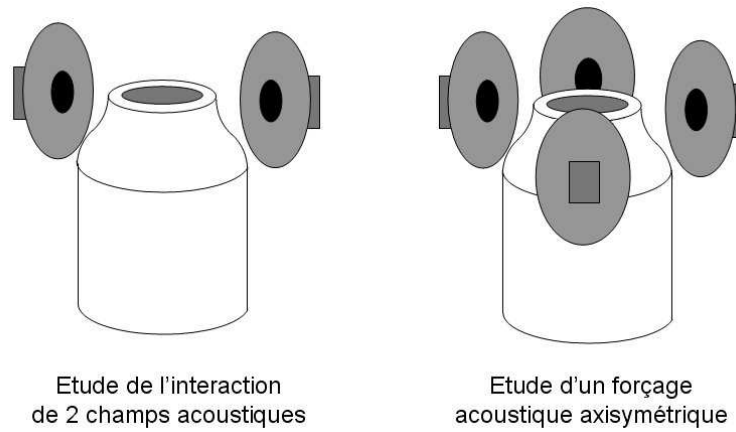


FIGURE 2.2 – Prolongation de l'étude du forçage acoustique d'un jet annulaire

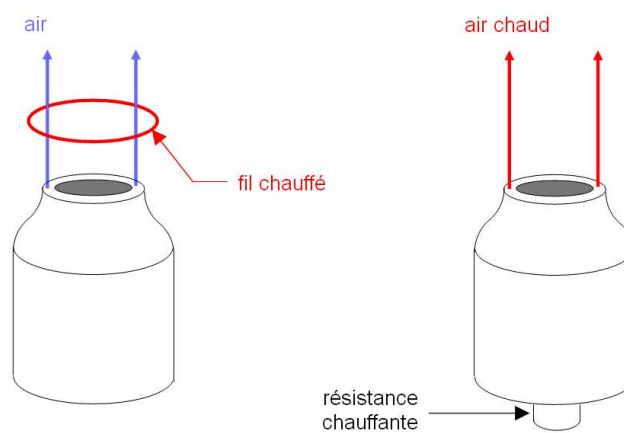


FIGURE 2.3 – Etude du forçage thermique d'un jet annulaire

l'écoulement sans le perturber).

Chapitre 3

Contrôles actif et passif : un défi inachevé

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont permis d'explorer deux voies de contrôle d'un écoulement de jet annulaire de grand rapport de diamètres afin de répondre aux attentes des industriels qui utilisent souvent ces jets turbulents particuliers. Les résultats obtenus ont ouvert de nouvelles pistes quant à la modification de la géométrie de l'obstacle central ou à l'établissement d'un forçage acoustique pour influencer sur la morphologie du jet et ainsi sur ses caractéristiques et capacités intrinsèques, telles que leur taux d'entraînement qui constitue un paramètre très important dans le domaine industriel.

Pourtant, ces deux études laissent de nombreuses questions qui nécessitent des travaux plus approfondis pour chaque méthode de contrôle. Seules les réponses à toutes ces questions permettront de statuer sur l'efficacité véritable de ces contrôles de l'écoulement. Les travaux de cette thèse permettent essentiellement de guider les études futures sur certains phénomènes particuliers pour arriver à résoudre ce défi, qui est né pendant l'antiquité et qui reste la motivation de beaucoup de scientifiques en turbulence : maîtriser et prédire les écoulements turbulents.

Annexe A

Validité de la méthode de mesure de la fréquence de résonance

A.1 Cas de référence de la mesure de fréquence de résonance : Application au tube de Kundt

Pour valider la méthode de mesure appliquée à la buse de jet annulaire pour la détermination de la fréquence de résonance, un cas simple a été choisi comme référence. Des mesures ont été réalisées sur un tube de Kundt. Ce tube est une boîte rectangulaire dont il est facile de calculer les fréquences de résonance. Cette mesure permet donc d'estimer l'efficacité de la méthode en la comparant aux valeurs théoriques obtenues par le calcul.

A.1.1 Etude de la résonance acoustique du tube de Kundt

Le tube de Kundt est un parallélépipède de dimensions L_x , L_y et L_z (figure A.1), rempli d'air. Une impulsion acoustique à large bande est générée par l'explosion d'un ballon gonflable dans la cavité.

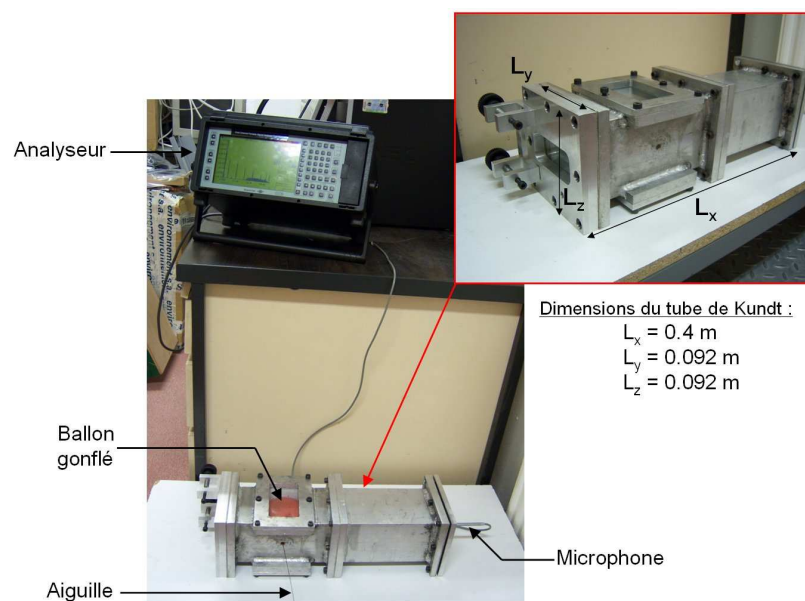


FIGURE A.1 – Dispositif expérimental pour l'étude des fréquences de résonance du tube de Kundt

Une telle cavité résonne alors à plusieurs fréquences : le système réagit à la résonance la plus forte mais aussi aux harmoniques de cette résonance. Les fréquences de l'impulsion seront toutes filtrées par la cavité en dehors des fréquences de résonance données par l'équation :

$$f = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{l}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{m}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{n}{L_z}\right)^2} \quad (\text{A.1})$$

où l , m et n sont des nombres entiers positifs (qui ne peuvent pas être tous nuls simultanément) et c est la célérité du son dans de l'air ($c = 343 \text{ m.s}^{-1}$ dans des conditions normales de pression, à température ambiante).

Les dimensions du tube de Kundt sont rappelées sur la figure A.1 : $L_x = 0.4 \text{ m}$, $L_y = 0.092 \text{ m}$ et $L_z = 0.092 \text{ m}$. Pour les premières valeurs de l , m et n , on peut obtenir les premières fréquences de résonance (graphique A.2) qui sont :

$$\begin{aligned} f_1 &= (430 \pm 20) \text{ Hz} \\ f_2 &= (850 \pm 30) \text{ Hz} \\ f_3 &= (1280 \pm 40) \text{ Hz} \end{aligned}$$

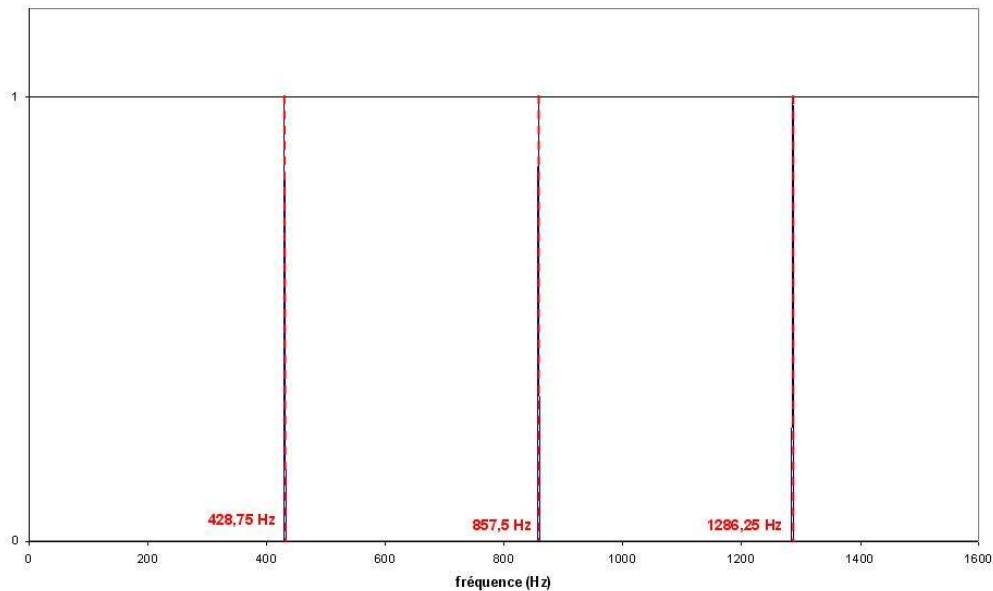


FIGURE A.2 – Calcul des fréquences de résonance du tube de Kundt

A.1.2 Comparaison des résultats expérimentaux et théoriques

Le montage expérimental utilise un microphone "Prepolarized Pressure-field 1/4" " (Type 4944) et un analyseur "Dual Channel Real-time frequency" (Type 2148) de Brüel & Kjaer. La sensibilité du microphone est de 0.961 mV.Pa^{-1} et son incertitude de mesure est de 0.3 dB . L'analyseur présente une gamme dynamique de 80 dB pour une gamme de fréquences maximale de mesure comprise entre 0.36 Hz et 11.2 kHz (la stabilité des mesures en amplitude est de 0.1 dB et en fréquence de 0.01%).

Les données traitées par l'analyseur permettent d'accéder directement au spectre de fréquences (graphique A.3). Celui-ci est tracé pour des fréquences allant de 0.36 Hz à 1.6 kHz par pas de 4 Hz (400 mesures dans la gamme choisie).

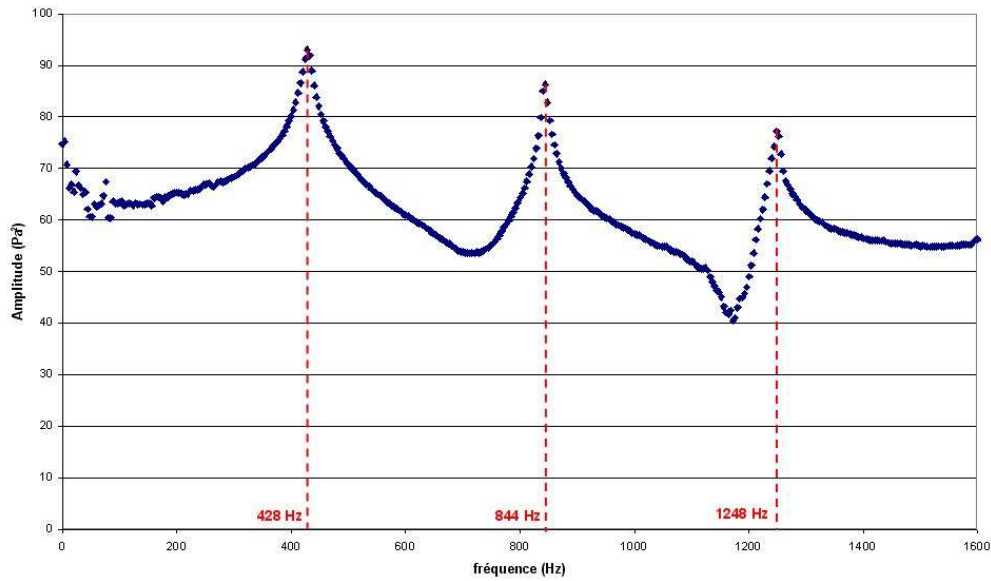


FIGURE A.3 – Mesure expérimentale des fréquences de résonance du tube de Kundt

Les résultats obtenus correspondent aux valeurs déterminées par le calcul (en tenant compte des incertitudes de calcul et de mesure). L'erreur relative affectée aux mesures de fréquences de résonance est de 0.5% pour f_1 , 0.8% pour f_2 et 3% pour f_3 .

La méthode choisie pour déterminer les fréquences de résonance est donc bien adaptée au cas de référence. La validation de cette méthode permet d'adapter le dispositif expérimental à la buse de jet annulaire pour en déterminer les fréquences de résonance. Un modèle simplifié de la buse de jet annulaire permet de vérifier que la méthode de mesure est aussi adaptée à ce cas de figure ou non. Le modèle de résonateur de Helmholtz est alors utilisé pour confirmer les mesures expérimentales.

A.2 Modélisation de la buse de jet annulaire : résonateur de Helmholtz

Le dispositif expérimental présenté précédemment est appliqué à la buse de jet annulaire. Celle-ci peut-être assimilée à un résonateur de Helmholtz en simplifiant sa géométrie, comme le montre la figure A.4.

Le résonateur de Helmholtz est un modèle mathématique linéaire simplifié qui permet d'estimer la fréquence propre de la cavité constituée de la partie supérieure de la buse de jet annulaire. En effet, la partie inférieure de la buse est constituée d'un nid d'abeille, de billes de verre et de filtres en soie, elle ne peut donc pas être considérée comme une cavité de colonne d'air. La partie supérieure ne comprend que l'obstacle central. Pour les mesures de fréquence de résonance, l'obstacle est enlevé de la cavité. La partie supérieure peut donc être modélisée par un résonateur de Helmholtz. Celui-ci est composé d'un tube de longueur L et de section A , appelé **col** du résonateur. Ce tube modélise la partie convergente de la buse de jet annulaire (notée 1 sur le schéma A.4). Le col est ouvert sur l'extérieur. La deuxième partie du résonateur est une cavité fermée de volume V qui communique avec le col (partie 2 du schéma A.4). Cette partie est appelée **bouteille** et permet de modéliser la partie supérieure non convergente de la buse.

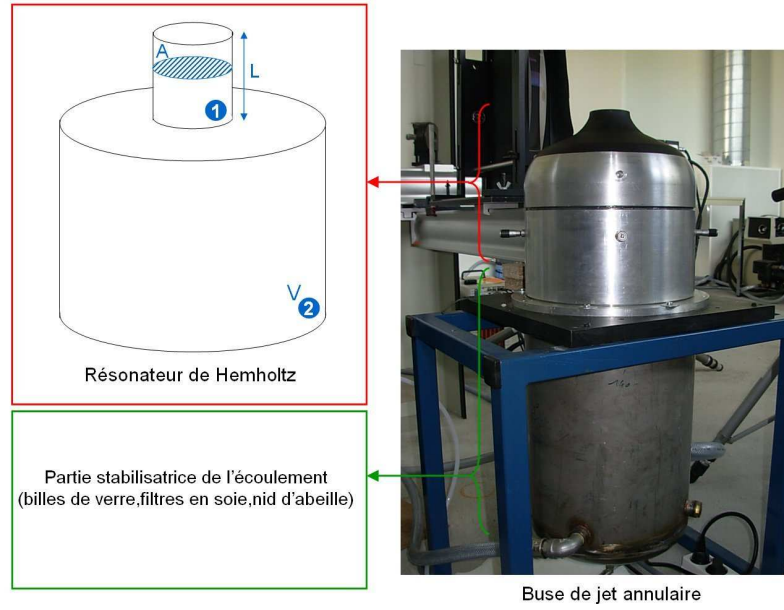


FIGURE A.4 – Modèle du résonateur de Helmholtz

Ce modèle s'applique si les hypothèses suivantes sont respectées :

- Les dimensions du résonateur sont petites devant la longueur des ondes acoustiques présentes dans la cavité.
- L'air est considéré comme un gaz parfait.
- La bouteille est parfaitement isolée thermiquement.
- Les effets dissipatifs tels que les frottements de l'air sur les parois de la buse ou les pertes par rayonnement acoustique sont négligés (ils ne jouent pas de rôle significatif sur la valeur de la fréquence propre du résonateur).

A.3 Comparaison des résultats pour la buse de jet annulaire

Dans le cas du jet annulaire, le volume V de la bouteille est égal à :

$$V = \pi \left(\frac{D_b}{2} \right)^2 H_a \quad (\text{A.2})$$

avec D_b le diamètre de la partie supérieure non convergente de la buse et H_a sa hauteur entre le nid d'abeille et le début de la partie convergente du col (figure A.5).

La section du col A équivaut à :

$$A = \pi \left(\frac{D_o}{2} \right)^2 \quad (\text{A.3})$$

où D_o est le diamètre extérieur de la buse.

La fréquence propre du résonateur de Helmholtz est alors calculé à partir de la relation :

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{A}{LV}} \quad (\text{A.4})$$

où L est la hauteur du col.

Les données géométriques de la buse nécessaires au calcul sont rappelées dans le tableau A.1.

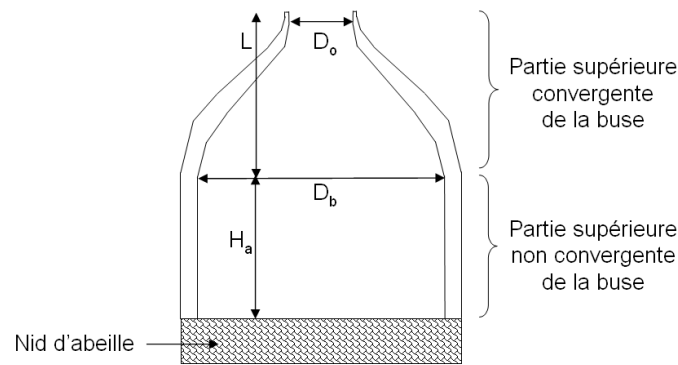


FIGURE A.5 – Schéma de la partie supérieure de la buse de jet annulaire (partie modélisée par le résonateur de Helmholtz)

	Jet annulaire
Diamètre extérieur D_o	53.88mm
Diamètre du corps de la buse D_b	0.225m
Hauteur totale de la buse H_T	0.65m
Hauteur de la partie supérieure non convergente H_a	0.205m
Hauteur du col L	0.15m

Tableaux A.1 – Caractéristiques géométriques de la buse de jet annulaire

La fréquence de résonance f_{theo} de la cavité modélisée est ainsi : $f_{theo} = (74 \pm 4) \text{ Hz}$.

La mesure expérimentale de la fréquence de résonance aboutit à une fréquence de résonance expérimentale f_{exp} de $(72 \pm 4) \text{ Hz}$ (graphique A.6). Le spectre obtenu montre un bon accord avec la théorie : la fréquence expérimentale se trouve dans la gamme d'incertitude de la fréquence théorique. L'erreur relative de cette mesure est de 3%. La mesure de fréquence de résonance de la buse de jet annulaire peut donc être considérée comme valable dans ces conditions.

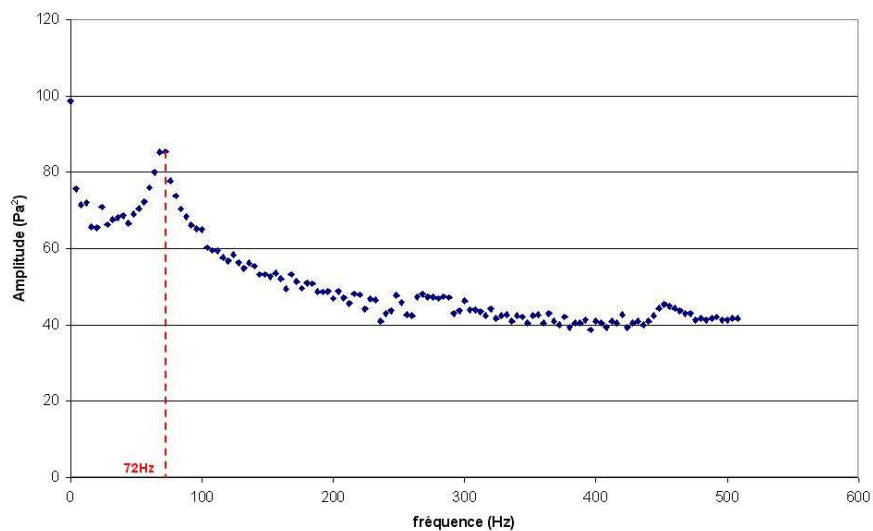


FIGURE A.6 – Dispositif expérimental de la mesure de fréquence de résonance de la buse

Annexe B

Validité d'une analyse P.O.D. de demi-champs de vitesse

B.1 Jet annulaire de référence

Le jet annulaire basique est un jet qui peut, en P.I.V., être entièrement éclairé par la nappe laser définissant la surface d'étude. Ce jet est donc utilisé comme référence pour les analyses P.O.D. des autres jets annulaires. Cette étude préalable consiste à appliquer un traitement P.O.D. aux champs de vitesses instantanés mesurés entiers, par méthode des snapshots, et comparer les résultats alors obtenus par une analyse identique des demi-champs de vitesses instantanés issus des mêmes mesures P.I.V. (dans les mêmes conditions expérimentales).

Une première étape consiste à couper les champs de vitesses instantanés pour créer des demi-champs. Pour réaliser cette opération, une zone des champs de vitesses instantanés entiers est imposée à vitesse nulle et le reste des champs entiers est conservé tel quel. Ce test a été appliqué à 1000 champs de vitesses instantanés d'un jet annulaire basique de vitesse en sortie de buse U_0 égale à $30m.s^{-1}$, $15m.s^{-1}$ et $8m.s^{-1}$. Seuls les résultats obtenus pour $U_0 = 30m.s^{-1}$ sont présentés ici puisque les modifications des résultats obtenus pour ce cas sont semblables à ceux obtenus pour les autres vitesses en sortie de buse.

B.2 Comparaison des modes propres

L'analyse des modes propres représentés sur les figures B.1 et B.2 permet de montrer la morphologie des modes propres de l'écoulement de jet annulaire basique. Les demi-champs artificiels (créés à partir des champs entiers) présentent des modes semblables aux modes propres obtenus par traitement des champs entiers de vitesses pour les 4 premiers modes (modes 0 à 3). En revanche, les différences entre les modes des champs entiers et les modes des demi-champs artificiels sont plus importantes pour les modes plus élevés, à partir du mode 4. Cette plus grande influence de la coupure des champs de vitesses sur ces modes est due aux structures de plus faibles échelles qui sont enlevées de l'écoulement, au bruit issu des "faux vecteurs". Il est également envisageable que les différences observées soit dues à des erreurs engendrées par le calcul, qui n'ont aucune réalité physique (Rambaud et al. [93], Bilka [115]). Il est donc nécessaire de prendre des précautions pour utiliser une interprétation directe des modes propres.

Puisque l'analyse P.O.D. des jets annulaires effectuée dans ces travaux se limite aux premiers modes, ces défauts n'interviendront pas dans l'interprétation des modes propres des demi-

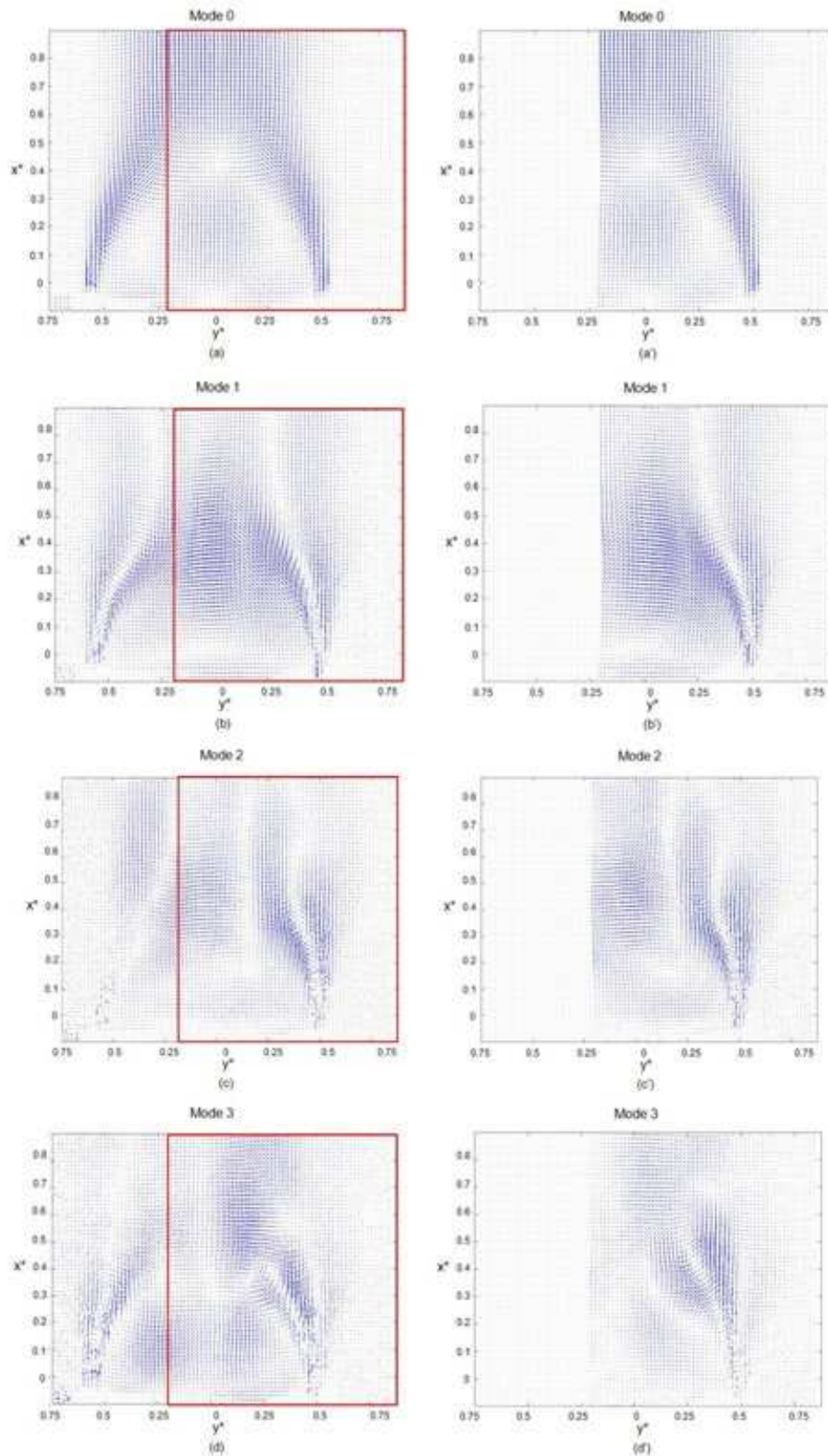


FIGURE B.1 – Premiers modes propres d'un jet annulaire basique (du mode 0 à 3) pour $U_0 = 30m.s^{-1}$: (a) à (d) P.O.D. sur champs de vitesse P.I.V. entiers, (a') à (d') P.O.D. sur demi-champs de vitesse artificiels

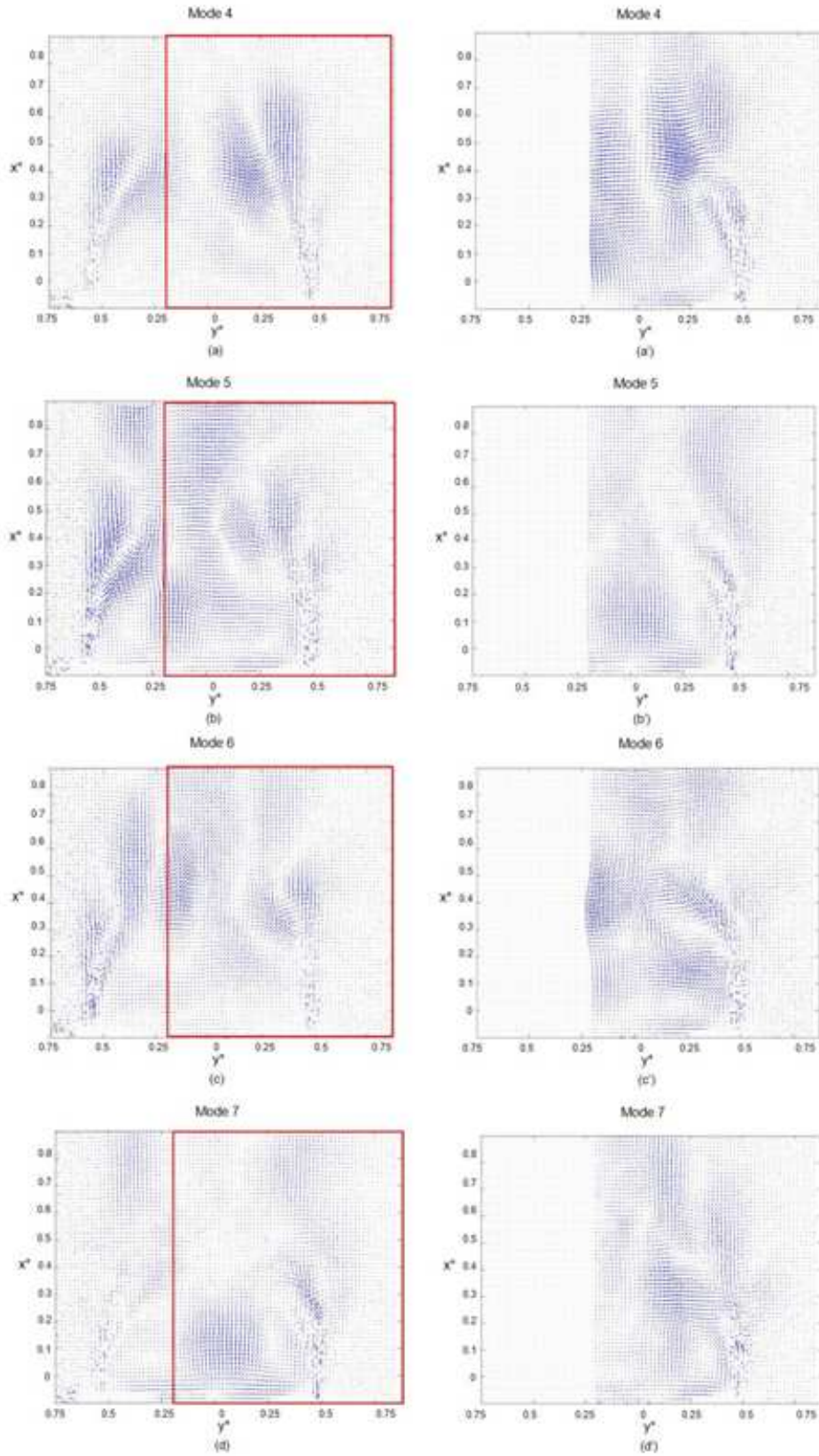


FIGURE B.2 – Modes propres d'un jet annulaire basique (du mode 4 à 7) pour $U_0 = 30m.s^{-1}$: (a) à (d) P.O.D. sur champs de vitesse P.I.V. entiers, (a') à (d') P.O.D. sur demi-champs de vitesse artificiels

champs artificiels de jets annulaires.

Les modes propres ne suffisent pas à dégager les caractéristiques des écoulements. Ces résultats doivent être complétés par une observation des coefficients de reconstruction permettant de reconstruire l'écoulement à partir des différents modes sélectionnés.

B.3 Etude des coefficients de reconstruction

L'analyse des coefficients de reconstruction permet d'étudier l'évolution des modes propres. Le mode 1 d'un jet annulaire basique est relié aux instabilités du point de stagnation. Une reconstruction du mode 1 calculée avec tous les coefficients de reconstruction permet de redessiner le battement du jet. Plus l'amplitude du coefficient de reconstruction est grande, plus le battement aura une grande amplitude. L'étude des coefficients de reconstruction maximal a_{max} et minimal a_{min} fournit donc des informations sur le mouvement transversal du point de stagnation. Si l'écart type du coefficient de reconstruction a' est élevé, alors le battement du point de stagnation sera plus important et le jet sera déstabilisé.

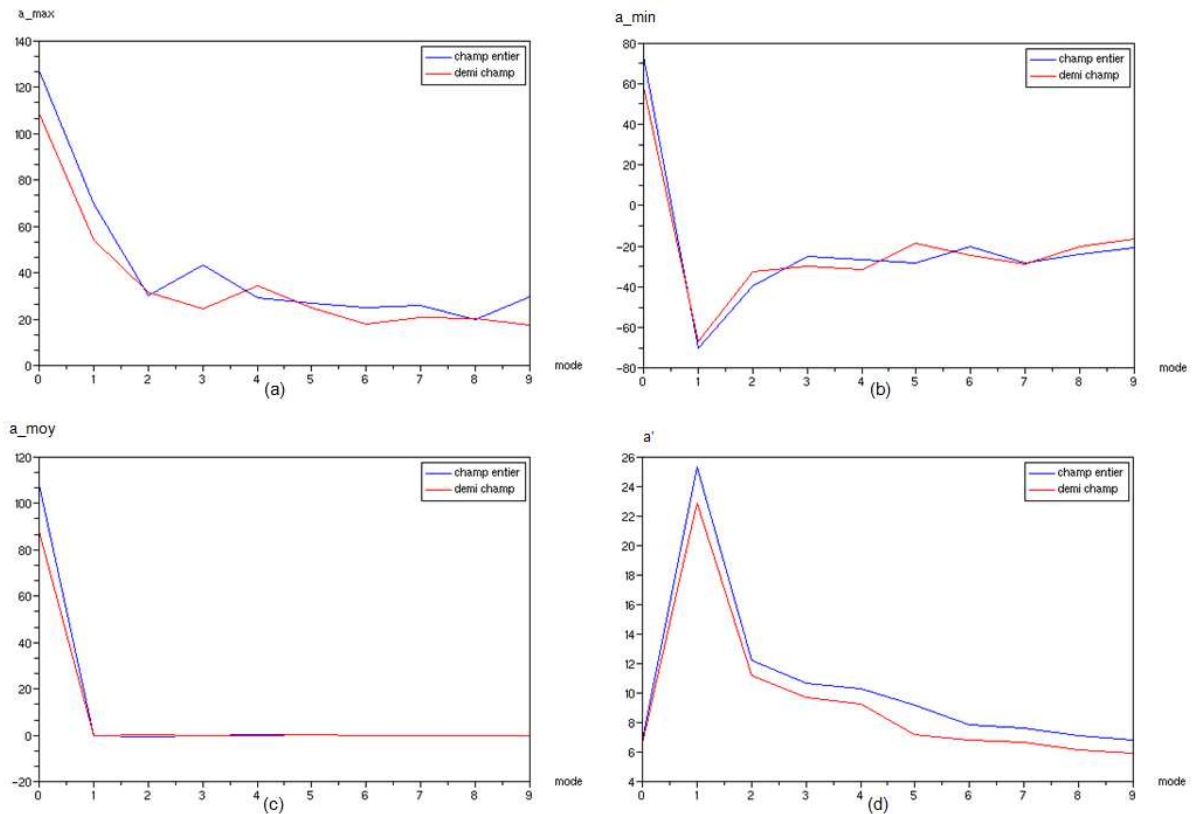


FIGURE B.3 – Coefficients de reconstruction d'un jet annulaire basique ($U_0 = 30m.s^{-1}$) : (a) coefficient maximal a_{max} , (b) coefficient minimal a_{min} , (c) coefficient moyen a_{moy} , (d) écart type des coefficients de reconstruction a'

La figure B.3 permet de montrer l'influence d'une analyse P.O.D de demi-champs de vitesse instantanés sur les coefficients de reconstruction. Les différences entre les deux analyses restent très faibles : elles suivent les mêmes allures et restent du même ordre de grandeur.

En revanche, l'étude de l'écart type des coefficients de reconstruction montre que les écarts types sont plus faibles lorsque la P.O.D. ne s'applique qu'à des demi-champs. Ce résultat doit

être pris en compte dans l'interprétation du post-traitement P.O.D. des champs de vitesse des jets annulaires conique et sphéroïdal. En effet, l'opacité des obstacles ne nous permettent pas de visualiser des champs entiers de vitesse, il est donc nécessaire de prendre des précautions dans l'interprétation de ces résultats. Pour éviter ce défaut d'interprétation, les comparaisons de l'évolution des coefficients de reconstruction suivant les modes entre les jets annulaires conique et sphéroïdal par rapport au jet annulaire basique, ce dernier sera lui aussi étudié par demi-champs. Ces demi-champs seront créés comme dans le cadre de cette étude préalable, en remplaçant la deuxième moitié du champ de vitesse longitudinale par des vecteurs nuls.

B.4 Etude des valeurs propres

Les valeurs propres permettent d'évaluer la répartition de l'énergie cinétique totale de l'écoulement dans les différents modes propres issus de la décomposition. Ce paramètre est important pour connaître la contribution de chaque mode à la reconstruction de l'écoulement. Il est ainsi possible de représenter le "poids" des différents processus physiques rencontrés sur chaque mode, si des précautions importantes sont prises pour l'interprétation de ces modes.

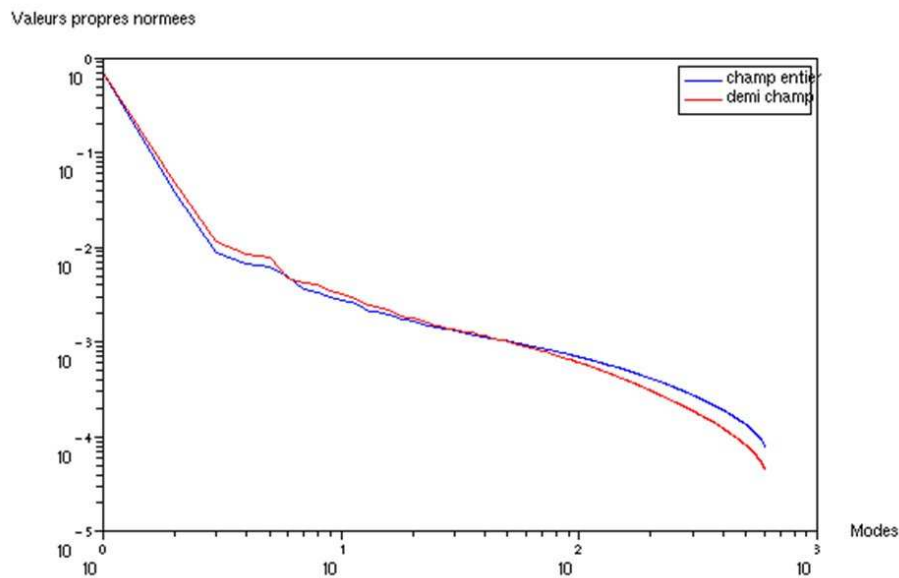


FIGURE B.4 – Spectre des valeurs propres d'un jet annulaire basique ($U_0 = 30m.s^{-1}$)

Les deux spectres de valeurs propres sont superposés sur la figure B.4. Ce résultat montre que l'étude de demi-champs de vitesse n'influe pas sur les spectres des valeurs propres. La répartition de l'énergie cinétique totale semble être la même pour les deux analyses.

Cette étude préalable permet de comparer l'analyse P.O.D. des champs de vitesse du jet annulaire basique et celle des champs de vitesse des jets annulaires conique et sphéroïdal, sous quelques réserves. Les premiers modes propres peuvent être comparés, jusqu'au mode 3. Les modes plus élevés, correspondant à des énergies plus faibles attachées à des structures tourbillonnaires de plus petites échelles ne peuvent pas être comparés puisqu'il apparaît des différences notables, difficilement soumises à interprétation. Les demi-champs étudiés par P.O.D. peuvent être considérés comme des témoins valables des événements rencontrés dans des champs entiers

de vitesse. L'interprétation des écarts types des coefficients de reconstruction doit tout de même être considérée avec précaution puisque des écarts notables ont été observés dans ce cas. En revanche, la répartition énergétique des différents modes ne varie pas lorsque l'analyse P.O.D. ne porte que sur des demi-champs de vitesse.

Bibliographie

- [1] G. Brown and A. Roshko, "On density effects and large structures in turbulent mixing layers," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 64, pp. 775–814, 1974.
- [2] L. Bernal and A. Roshko, "Streamwise vortex structure in plane mixing layers," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 170, pp. 499–525, 1986.
- [3] J. Lasheras, J. Cho, and T. Maxworthy, "On the origin and evolution of streamwise vortical structures in plane, free shear layer," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 172, pp. 231–256, 1986.
- [4] I. Danaila, *Etude des instabilités et des structures cohérentes dans la zone de proche sortie d'un jet axisymétrique*. PhD thesis, Thèse de Doctorat, 1997.
- [5] D. Demare, *Stabilisation d'une flamme suspendue non prémélangée. Influence d'un champ acoustique*. PhD thesis, Université de Rouen, octobre 2003.
- [6] H. E. Khalifa, M. I. Janos, and J. F. Dannenhoffer, "Experimental investigation of reduced-mixing personal ventilation jets," *Building and Environment*, vol. 44, pp. 1551–1558, 2009.
- [7] T. Davies and J. Beer, "Flow in the wake of bluff-body flame stabilizers," *Thirteenth symposium on combustion, the Combustion Institute*, pp. 631–638, 1971.
- [8] N. Ko and W. Chan, "Similarity in the initial region of annular jets : three configurations," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 84, pp. 641–656, 1978.
- [9] R. Huang, "Smoke wire flow visualization of the near-wake region behind a circular disc at low reynolds numbers," *Experiments in Fluids*, vol. 17, pp. 259–266, 1994.
- [10] C. D. Taglia, *Numerical investigation of the non reacting unsteady flow behind e disk stabilized burner with large blokage*. PhD thesis, Université de Rome "<La Spienza">, 2002.
- [11] G. Lalizel, *Caractérisation expérimentale de l'aérodynamique d'un jet annulaire à très grand rapport de diamètres*. PhD thesis, Université de Rouen, 2004.
- [12] W. Saric, "Görtler vortices," *Annual review of Fluid Mechanics*, vol. 26, pp. 379–409, 1994.
- [13] N. Ko and W. Chan, "Similarity in the initial region of annular jets : three configurations," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 84, pp. 641–656, 1978.
- [14] N. Ko and K. Lam, "Flow structures of a basic annular jet," *AIAA Journal*, vol. 23(8), pp. 1185–1190, 1979.
- [15] Y. Nakazano, K. Kiyomoto, Y. Uryu, and J. Ohmori, "Structures of an acoustically excited annular jet," *Teoretical and applied mechanics*, pp. 191–195, 1991.
- [16] Z. Travnicsek and V. Tesar, "Annular impinging jet with recirculation zone expanded by acoustic excitation," vol. 47.

- [17] O. Reynolds, "An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous and of the resistance in parallel channels," *Phil. Trans. R. Soc.*, vol. 174, pp. 935–982, 1883.
- [18] L. Richardson, *Weather prediction by numerical process*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom.
- [19] A. Kolmogorov, "The local structure of turbulence in an incompressible fluid for very large Reynolds numbers," *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 30, vol. 199, 1941.
- [20] A. Kolmogorov, "Energy dissipation in locally isotropic turbulence," *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 32, vol. 19, 1941.
- [21] A. Townsend, "The structure of turbulent shear flow," *Cambridge University Press*, 1956.
- [22] S. Kline, W. Reynolds, F. Schraub, and P. Rustadler, "The structure of turbulent boundary layers," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 30 :4, pp. 741–773, 1967.
- [23] A. Hussain, "Coherent structures - reality and myth," *Physics of Fluids*, vol. 26(10), pp. 2816–2850, October 1983.
- [24] A. Hussain, "Coherent structures and turbulence," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 173, pp. 303–356, 1986.
- [25] M. Lesieur, "Turbulence et structures cohérentes dans les fluides," *Non Linear Partial Differential Equations And their Applications, Séminaire Collège de France 1989-1990, Pitman Research Notes in Mathematics, 11, Longman, H. Brézis and J.L. Lions eds*, 1990.
- [26] J. Lumley, "The structure of inhomogeneous turbulent flows," *Atmospheric Turbulence And Radio Wave Propagation, Nauka, Moscaow, ed. Yaglom and Tatarsky*, vol. 64, pp. 166–178, 1967.
- [27] S. Robinson, S. Kline, and P. Spalart, "A review of quasi-coherent structures in a numerically simulated turbulent boundary layer," *Fluid Mechanics and Heat Transfer*, 1989.
- [28] M. Farge, "Wavelet transforms and their applications to turbulence," *Ann. Rev. Fluid Mech.*, vol. 24, pp. 395–457, 1992.
- [29] G. Brereton and A. Kodal, "An adaptive turbulence filter for decomposition of organized turbulent flows," *Physics of Fluids*, vol. 6(5), pp. 1775–1786, 1994.
- [30] D. Gabor, "Theory of communication," *Journal of Institution of Electrical Engineers*, vol. 93(III), pp. 429–457, 1946.
- [31] A. Michalke, "Vortex formation in a free boundary layer according to stability theory," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 22(2), pp. 371–383, 1965.
- [32] C. Ho and L. Huang, "Subharmonics and vortex merging in mixing layer," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 119, pp. 443–473, 1982.
- [33] C. Ho and E. Gutmark, "Vortex induction and mass entrainment in a small-aspect-ratio elliptic jet," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 179, 1987.
- [34] D. Benney, "A non-linear theory for oscillations in a parallel flow," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 10, pp. 209–236, 1961.

- [35] J. Lasheras and H. Choi, "Three-dimensional instability of a plane free shear layer : an experimental study of the formation and evolution of streamwise vortices," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 189, pp. 53–86, 1988.
- [36] R. Pierrehumbert and S. Widnall, "The two and three-dimensional instabilities of a spatially periodic shear layer," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 114, pp. 59–82, 1982.
- [37] D. Liepmann and M. Gharib, "The role of streamwise vorticity in the near field entrainment of round jets," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 245, pp. 642–668, 1992.
- [38] A. Hussain and K. Zaman, "Vortex pairing in circular jet under controlled excitation," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 101, pp. 493–544, 1980.
- [39] E. Gutmark and C. Ho, "Preferred modes and the spreading rates of jets," *Physics of Fluids*, vol. 26, pp. 2932–2938, 1983.
- [40] S. Crow and F. Champagne, "Orderly structure in jet turbulence," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 48(3), pp. 547–591, 1971.
- [41] E. Gutmark and C. Ho, "Preferred modes and the spreading rates of jets," *Physics of Fluids*, vol. 26(10), pp. 547–591, 1984.
- [42] A. Michalke and G. Hermann, "On the inviscid instability of a circular jet with external flow," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 114, pp. 343–359, 1982.
- [43] J. Cohen and I. Wygnanski, "The evolution of instabilities in the axisymmetric jet, part1 : the linear growth of disturbances near the nozzle," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 176, pp. 191–219, 1987.
- [44] G. Broze and F. Hussain, "Transition to chaos in a forced jet : intermittency, tangent bifurcations and hysteresis," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 311, pp. 37–71, 1996.
- [45] P. Bevilacqua and P. Lykoudis, "Turbulence memory in self-preserving wakes," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 89, 1978.
- [46] H. Sakamoto and H. Haniu, "A study of vortex shedding from spheres in a uniform flow," *Journal of Fluid Engineering*, vol. 112, 1990.
- [47] R. Magarvey and C. MacLachy, "Vortices in sphere wakes," *Can. J. Phys.*, vol. 43, 1965.
- [48] A. Melikov, "Personalized ventilation," *Indoor Air*, vol. 14, pp. 157–167, 2004.
- [49] D. Allano, A. Danlos, B. Patte-Rouland, M. Gonzalez, and P. Paranthoen, "Ventilation naturelle d'une enceinte soumise à une injection de gaz chauds," *SFT*, 2008.
- [50] R. Vidor, *Etude des jets générés par des ventilateurs axiaux. Application à la ventilation dans les incendies*. PhD thesis, Université du Havre, mars 2003.
- [51] Y. Chen, C. Chang, K. Pan, and J. Yang, "Flame lift-off and stabilization mechanisms of nonpremixed jet flames on a bluff-body burner," *Combustion and Flame*, vol. 115, pp. 51–65, 1998.
- [52] R. Borghi, M. Destriau, and G. D. Soete, *La combustion et les flammes*. Editions TECHNIP.
- [53] Y. Laurant, M. Michard, G. Slama, and P. Rey, "Caractérisation spatio-temporelle des tourbillons générés proches de la soupape d'un moteur à combustion interne," *18ème Congrès Français de Mécanique*, 27-31 août 2007.

- [54] B. Patte-Rouland, *Influence de la turbulence sur un procédé de fabrication de fibres de verre pour l'isolation*. PhD thesis, Université de Rouen, 1993.
- [55] N. Chigier and J. Beer, "The flow region near the nozzle in double concentric jets," *Journal of Basic Engineering*, pp. 797–804, 1964.
- [56] D. Durao and W. J.H., "Velocity characteristics of the flow in the near wake of a disk," *Journal of FLuid Mechanics*, vol. 85, pp. 369–385, 1978.
- [57] N. Ko and W. Chan, "The inner regions of annular jets," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 93, pp. 549–584, 1979.
- [58] N. Ko and W. Chan, "Coherent structures in the outer mixing region of annular jets," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 89, pp. 515–533, 1978.
- [59] J. Kuhlman, "Turbulence measurements in annular jets using laser velocimetry," *ASME*, vol. 191, pp. 77–82, 1994.
- [60] J. Kuhlman, "Variation of entrainment in annular jets," *AIAA Journal*, vol. 25(3), pp. 373–378, 1987.
- [61] M. Aly and M. Rashed, "Experimental investigation of an annular jet," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 37, pp. 155–166, 1991.
- [62] X. Li and R. Tankin, "A study of cold and combustng flow around bluff-body combustors," *Combustion science and technology*, vol. 52, pp. 173–206, 1987.
- [63] A. Hussain and V. Ramjee, "Effects of the axisymmetric contraction shape on incompressible turbulent flows," *Transaction of ASME*, pp. 58–69, 1976.
- [64] R. Adrian, *Laser velocimetry, Fluid Mechanics Measurements*. Springer-Verlag, Ed. Berlin, 1983.
- [65] C. Willert, M. Raffel, J. Kompenhaus, B. Stasicki, and C. Kähler, "Recent applications of particle image velocimetry in aerodynamic research," *Flow Meas. Instrum.*, vol. 7, No. 3/4, pp. 247–256, 1996.
- [66] M. Raffel, C. Willert, S. Weresley, and J. Kompenhaus, *Particle Image Velocimetry : A Practical Guide*. Springer, 2007.
- [67] Y. Yeh and H. Cummins, "Localized fluid flow measurements with an he-ne laser spectrometer," *App. Phys. Lett.*, pp. 176–178, 1964.
- [68] C. Doppler, "On the colored light of double stars and some other heavenly bodies," 1842.
- [69] J. Bonnet, J. Delville, M. Glauser, R. Antonia, D. Bisset, D. Cole, H. Fiedler, J. Garem, D. Hilberg, J. Jeong, N. Kevlahan, L. Ukeiley, and E. Vincendeau, "Collaborative testing of eddy structure identification methods in free turbulent shear flows," *Experiments in Fluids*, vol. 25, pp. 197–225, 1998.
- [70] J. Borée, "Extended proper orthogonal decomposition : a tool to analyze correlated events in turbulent flows," *Experiments in Fluids*, vol. 35, pp. 188–192, 2003.
- [71] L. Cordier and M. Begamnn, "Réduction de dynamique par décomposition orthogonale aux valeurs propres (p.o.d.)," *Ecole de printemps OCET*, 12-17 mars 2006.
- [72] I. Jolliffe, *Principal Component Analysis*. Springer-Verlag, New-York, 1986.

- [73] G. Golub and C. V. Loan, *Matrix computations*. The Johns Hopkins University Press, 1996.
- [74] G. Berkooz, P. Holmes, and J. Lumley, "The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 25, 1993.
- [75] L. Cordier and M. Bergmann, "Proper orthogonal decomposition : an overview," *In lecture series 2002-04 on post-processing of experimental and numerical data*, vol. Von Karman Institute for FLuid Dynamics.
- [76] J. Delville, L. Ukeiley, L. Cordier, J. Bonnet, and M. Glauser, "Examination of large-scale structures in a turbulent plane mixing layer. part 1. proper orthogonal decomposition," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 391, pp. 91–122, 1999.
- [77] M. Voisine, L. Thomas, J. Borée, and P. Rey, "Etude par piv de la structuration tridimensionnelle moyenne et des fluctuations cycle à cycle d'une aérodynamique interne moteur de type rouleau," *CFTL Futuroscope, Poitiers, France*, 16-19 septembre 2008.
- [78] L. Sirovich, "Turbulence and the dynamics of coherent structures. part 1 : Coherent structure," *Quarterly of applied mathematics*, vol. XLV (3), pp. 567–571, 1987.
- [79] L. Sirovich and M. Kirby, "Low-dimensional procedure for the characterization of human faces," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 4,n°3, pp. 519–524, 1987.
- [80] M. Kirby, J. Boris, and L. Sirovich, "An eigenfunction analysis of axisymmetric jet flow," *Journal of computational physics*, vol. 90, pp. 98–122, 1990.
- [81] X. Jiang and C. Lai, *Numerical techniques for Direct and Large-Eddy Simulations*. CRC Press, A Chapman & Hall Book, 2009.
- [82] P. Brancher, J. M. Chomaz, and P. Huerre, "Direct numerical simulation of round jets : Vortex induction and side jets," *Physics of Fluids*, vol. 6 (5), pp. 1768–1774, 1994.
- [83] S. Pope and J. Whitelaw, "The calculation of near wake flows," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 73, pp. 9–32, 1976.
- [84] B. Launder and D. Spalding, "The numerical computation of turbulent flows," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 3, pp. 269–289, 1974.
- [85] M. Leschziner and W. Rodi, "Calculation of annular and twin parallel jets using various discretization schemes and turbulence model variations," *ASME J. Fluids Eng.*, vol. 103, pp. 352–360, 1981.
- [86] K. Akselvoll and P. Moin, "Large-eddy simulation of turbulent confined coannular jets," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 315, pp. 387–411, 1996.
- [87] K. Zaman, "Axis switching and spreading of an asymmetric jet : the role of coherent structure dynamics," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 316(1), pp. 1–27, 1996.
- [88] Y. Yuan, *Jet fluid mixing control through manipulation of inviscid flow structures*. PhD thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University, 2007.
- [89] I. Nastase, *Analyse des jets lobés en vue de leur intégration dans les Unités Terminales de Diffusion d'air*. PhD thesis, Université de La Rochelle, 2007.
- [90] I. Nastase and A. Meslem, "Passive control of jet flows using lobed nozzle geometries," *Mécanique & Industries*, vol. 8, pp. 101–109, 2007.

- [91] J. Y. S.K. Cho and H. Vhoi, "Vortex pairing in an axisymmetric jet using two frequency acoustic forcing at low to moderate strouhal numbers," *Experiments in Fluids*, vol. 25, pp. 305–315, 1998.
- [92] A. Hussain and K. Zaman, "An experimental study of organized motions in the turbulent plane mixing layer," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 159, pp. 85–104, 1985.
- [93] P. Rambaud, T. Régert, and M. Riethmuller, "Décomposition orthogonale et interprétation directe des modes propres," *Congrès Francophone de Techniques Laser, Toulouse, France*, 19-22 septembre 2006.
- [94] J. L. Conte, "Philosophical magazine," vol. 15, 1858.
- [95] J. Tyndall, "Sound," *Longmans, London*, 1867.
- [96] J. L. Rayleigh, "The theory of sound," *Macmillan, London*, 1896.
- [97] S. Crow and F. Champagne, "Orderly structure in jet turbulence," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 48, pp. 305–315, 1998.
- [98] C. Moore, "The role of shear-layer instability waves in jet exhaust noise," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 80, pp. 321–367, 1977.
- [99] Y. Chao and J. Han, "Evidence of amplification and suppression of laminar free jet coherent under controlled excitation," *AIAA*, pp. 199–209, 2003.
- [100] C. Gau, W. Sheu, and C. Shen, "Impingement cooling flow and heat transfer under acoustic excitations," *Journal of Heat Transfer*, vol. 119, pp. 810–817, 1997.
- [101] E. Vlasov, A. Ginevskiy, K. R.K., and T. Makarenfo, "Study of two-frequency excitation of turbulent jets by fundamental and subharmonics tones," *Fluid Dynamics*, vol. 37, pp. 505–507, 2002.
- [102] E. Vlasov, A. Ginevskiy, R. Karavosov, and T. Makarenfo, "Acoustic excitation of non-circular turbulent jets," *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, vol. 76(2), pp. 271–273, 2003.
- [103] E. Vlasov, A. Ginevskiy, R. Karavosov, and T. Makarenfo, "Possibility of acoustic control of excited turbulent jets," *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, vol. 77(2), pp. 289–292, 2004.
- [104] E. Vlasov and A. Ginevskiy, "Generation and suppression turbulence in an axisymmetric turbulent jet in the presence of acoustic influence," *NASA TT-F615*, p. 721, 1974.
- [105] K. Zaman and A. Hussain, "Turbulence suppression in free shear flows by controlled excitation," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 150, pp. 133–159, 1981.
- [106] H. Suzuki, N. Kasagi, and Y. Suzuki, "Active control of an axisymmetric jet with an intelligent nozzle," *1st symposium on turbulent shear flow phenomena, Santa Barbara, CA*, 1999.
- [107] J. Wiltse and A. Glezer, "Manipulation of free shear flows using piezoelectric actuators," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 150, pp. 133–159, 1993.
- [108] G. Raman, E. Rice, and D. Cornelius, "Evaluation of flip-flop jet nozzles for use as practical excitation devices," *Journal of Fluid Engineering*, vol. 116, pp. 508–515, 1994.
- [109] M. Vanierschot, T. Persoons, and E. V. den Bulck, "A new method for annular jet control based on cross-flow injection," *Physics of Fluids*, vol. 21, 2009.

- [110] G. Raman, E. Rice, and D. Cornelius, "High speed jet control using plasma actuators," *4th International Symposium on turbulence and shear flow phenomena, Williamsburg, V.A., U.S.*, vol. 116, pp. 508–515, June 27-29 2005.
- [111] C. Brown, "Acoustics of excited jets - a historical perspective," *NASA/TM 213889*, 2005.
- [112] P. Paranthoen, M. Gonzalez, D. Allano, A. Danlos, and B. Patte-Rouland, "Régimes d'écoulements dans une enceinte ventilée alimentée en gaz chauds," *SFT*, 2009.
- [113] J. Reveillon, *Multiphase reacting flows : modelling and simulation, Series :CISM International Centre for Mechanical Sciences, Number 492*. Marchisio Daniele L ; Fox Rodney O. (Eds), 2007.
- [114] J. Réveillon and L. Vervisch, "Analysis of weakly turbulent diluted-spray flames and spray combustion regimes," vol. 537.
- [115] M. Bilka and P. Rambaud, "Interprétation directe des modes propres de décomposition orthogonale," *CFTL Futuroscope, Poitiers, France*, 16-19 septembre 2008.