



HAL
open science

Contribution expérimentale à l'aérothermique d'un jet en impact forcé acoustiquement

Stéphane Roux

► **To cite this version:**

Stéphane Roux. Contribution expérimentale à l'aérothermique d'un jet en impact forcé acoustiquement. Energie électrique. Université de Poitiers, 2011. Français. NNT: . tel-00616489

HAL Id: tel-00616489

<https://theses.hal.science/tel-00616489>

Submitted on 22 Aug 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.

THESE

pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS
(ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE D'INGÉNIEURS DE POITIERS)
(Diplôme National – Arrêté du 7 août 2006)

École Doctorale :

Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Énergétique et Aéronautique
Secteur de recherche : Mécanique des Fluides – Thermique

Présentée par :

STÉPHANE ROUX

CONTRIBUTION EXPÉRIMENTALE À L'AÉROTHERMIQUE D'UN JET EN IMPACT FORCÉ ACOUSTIQUEMENT

Directeurs de Thèse :

Laurent-Emmanuel BRIZZI – Éva DORIGNAC

Soutenue le 1^{er} juin 2011

devant la Commission d'Examen

JURY

François LUSSEYRAN	Chargé de Recherche CNRS, LIMSI, ORSAY	Rapporteur
Hassan PEERHOSSAINI	Professeur, École Polytechnique de NANTES	Rapporteur
Farrukh ALVI	Professeur, Florida State University, TALLAHASSEE	Examineur
Laurent-Emmanuel BRIZZI	Professeur, Université de POITIERS	Examineur
Éva DORIGNAC	Professeur, Université de POITIERS	Examineur
Matthieu FÉNOT	Maître de Conférences, ENSMA, POITIERS	Examineur
Véronique FORTUNÉ	Maître de Conférences, Université de POITIERS	Examineur
Philippe MARTY	Professeur, Université Joseph Fourier, GRENOBLE	Examineur

RÉSUMÉ

Une étude expérimentale aérodynamique et thermique de l'impact d'un jet rond unique sur une paroi plane a été menée. Un haut-parleur permet de moduler la vitesse du jet en sortie de buse. Des mesures de vitesse par PIV montrent que le forçage amplifie les structures tourbillonnaires dans la couche de mélange du jet. Selon le forçage, ces tourbillons peuvent être très stables ou donner lieu à des interactions régulières entre tourbillons. Des décompositions triples de vitesse montrent que les contributions moyennes, cohérentes et stochastiques de l'écoulement peuvent être adaptées en fonction de la fréquence et de l'amplitude du forçage acoustique. Les fluctuations de pression associées à ces tourbillons sur la plaque d'impact ont été mesurées et évaluées à l'aide d'un formalisme intégral pour la pression. Les transferts de chaleur moyens par convection entre le jet et la paroi d'impact révèlent deux principaux effets du forçage acoustique sur les variations radiales du nombre de Nusselt pour une petite distance d'impact. L'effet de l'impact du cône potentiel du jet sur la paroi disparaît lorsque le forçage acoustique conduit à une augmentation importante des niveaux de turbulence sur l'axe du jet. Le lobe secondaire de transferts de chaleur est déplacé et atténué par le forçage acoustique. Des mesures de températures pariétales fluctuantes mettent en évidence deux modes de propagation des fluctuations de température sur la plaque d'impact. Le premier est indépendant du forçage acoustique et correspond à une propagation filamentaire. Le second est lié à la convection des tourbillons sur la plaque d'impact et correspond à la propagation radiale de fronts chauds et froids.

ABSTRACT

An experimental study of a single round jet impinging on a flat wall has been conducted. A loudspeaker can adjust the velocity of the jet at the nozzle outlet. Velocity measurements using PIV show that the acoustic forcing amplifies the vortex structures in the shear layer of the jet. These eddies can be very stable or be subject to regular interactions between vortices. Triple decompositions of velocity fields show that the mean, coherent and stochastic contributions can be adjusted depending on the acoustic forcing frequency and amplitude. Wall pressure fluctuations associated with these vortices were measured and evaluated using an integral formalism for the pressure. The measurements of mean convection heat transfer between the jet and the wall reveal two main effects of acoustic forcing on the radial variations of Nusselt number for small orifice-to-plate distances. The effect of the potential core impingement on the wall disappears when the acoustic forcing leads to a significant increase of turbulence levels on the jet axis. The secondary peak of heat transfer is displaced and attenuated by the acoustic forcing. Fluctuating wall temperatures measurements reveal two modes of propagation of temperature fluctuations on the impingement plate. The first does not depend on the forcing and corresponds to a filament propagation. The second propagation mode is related to the vortices which are convected on the impingement plate and corresponds to the radial spread of cold and warm fronts.

REMERCIEMENTS

Et voilà. Cela n'a pas été simple (c'est le moins qu'on puisse dire. . .), mais maintenant, c'est fini. Malgré le côté très personnel d'un travail de thèse, son aboutissement n'est pas possible sans l'aide et le soutien d'un nombre conséquent de personnes, que je me dois donc de saluer et de remercier ici.

Cette thèse a été préparée au sein de l'institut PPRIME de Poitiers, département FTC (Fluide, Thermique, Combustion), à cheval sur les axes ATAC (Aérodynamique, Turbulence, Acoustique et Contrôle) et COST (Convection, Optimisation, Systèmes Thermiques). La majeure partie de ce travail a été effectuée géographiquement au « Bât. K », renommé récemment Bâtiment B17. Je tiens donc tout d'abord à remercier Yves GERVAIS, responsable de l'axe ATAC, de m'avoir accueilli dans les meilleures conditions au sein du laboratoire.

Je remercie sincèrement François LUSSEYRAN et Hassan PEERHOSSAINI d'avoir accepté de rapporter ce mémoire. Leurs questions et remarques m'ont permis de clarifier mes idées et d'ouvrir de nouvelles pistes. Je remercie également les autres membres extérieurs du jury, Farrukh ALVI et Philippe MARTY, d'avoir pris la peine d'étudier mon mémoire et de participer à la soutenance. Merci à double titre à Véronique FORTUNÉ, pour avoir accepté de juger ce travail et également pour sa grande contribution à l'excellente ambiance au sein du laboratoire (j'en reparlerai. . .).

Les résultats présentés ici n'auraient jamais vu le jour sans l'aide de mes directeurs de thèse, Éva DORIGNAC et Laurent-Emmanuel BRIZZI (*Maître Vénéré*). J'ai probablement hérité des chefs les plus enthousiastes et dynamiques qu'un doctorant puisse avoir, avec les bons (disponibilité) et les mauvais (début des manip' à 6h le matin) côtés que cela implique. Je tiens à leur exprimer ainsi toute mon admiration pour la curiosité scientifique et le dynamisme dont ils font preuve chaque jour. Je souhaite associer à ces chefs « officiels » Matthieu FÉNOT, qui a été pour moi d'une aide inestimable pour toute la partie thermique de cette étude. À vous trois, ma gratitude, mes remerciements pour la confiance que vous m'avez accordée, pour le soutien dans les moments difficiles, mon amitié.

Cette thèse étant expérimentale, je m'en voudrais d'oublier de citer tous ceux qui m'ont aidé pour les différentes campagnes de mesures. Dans un ordre purement aléatoire, je remercie Pascal BIAIS, Laurent PHILIPPON, Philippe SZEGER, Jannick LAUMONIER, Jean-Christophe VERGEZ et Patrick BRAUD pour l'usinage des pièces, le réglage des lasers ou encore le debugage des logiciels de mesure. . .

Un grand (énorme) merci pour tous ceux qui ont contribué à la bonne ambiance qui a toujours régné au laboratoire. Je pense tout particulièrement aux post-doctorants et aux

REMERCIEMENTS

doctorants qui sont passés par le Bât. K. Allez, je prends le risque, en priant pour ne pas en oublier. Merci Maud, Solenn, Cyrille, Marie, Seb, Dung, Aminou, Xavier, Matthieu, Thomas, David, Cyril, Ida, Geoffrey, Rémi et Thibault. Je tiens à exprimer un remerciement spécial pour mon collègue de bureau, André. Ses qualités scientifiques ont été très bénéfiques pour la qualité de ce travail. Les longues discussions sur des sujets divers et variés (manière la plus polie de dire bonjour, statistiques, évanescence des ondes acoustiques, discrimination anti-brésiliens. . .) ont été salutaires pour mon état mental.

L'enseignement ayant pris une part non négligeable de mon temps ces quatre dernières années, je me dois de remercier ceux avec qui j'ai travaillé dans ce cadre, comme Andreas SPOHN, Christophe SICOT ou encore Gildas LALIZEL.

J'exprime également toute ma gratitude à mes parents, ma sœur, mon beau-frère et mes neveux, pour le soutien et la patience dont ils ont fait preuve à mon égard, pas seulement au cours de la thèse, mais depuis le début de ces 28 années que constituent mon humble existence. Merci également à tous mes amis, que je ne vois vraiment pas assez souvent, mais dont j'ai eu l'occasion de mesurer tout ce que je leur dois. Je ne peux évidemment pas citer tout le monde, je me contenterai de ceux qui m'ont le plus soutenu pour cette période, c'est-à-dire Caro, Zéna, Alex, Clément, Olivier. . . Je pense également à mes voisins, Bruno et Madame Puygrenier, ainsi qu'à mes compagnons de musique pendant ces quatre années, les Jomipilos.

Enfin, je ne peux pas finir ces remerciements sans parler de celle sans qui tout cela ne se serait probablement jamais terminé, j'en suis convaincu. Cécile, nous nous sommes rencontrés probablement au pire moment de ma vie, et grâce à ta bonne humeur, grâce à ton soutien, j'ai repris suffisamment confiance en moi pour pouvoir achever ce travail. Je te le dois et je ne trouverai jamais de moyen de t'exprimer des remerciements à la hauteur de ce que tu as fait pour moi.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	i
TABLE DES MATIÈRES	iii
INTRODUCTION	1
Contexte industriel	1
Position du problème	2
Un refroidissement indispensable	2
Les différentes techniques de refroidissement	4
Contexte scientifique	6
Problématique et organisation du mémoire	7
I SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE	9
I.1 Structure aérodynamique du jet en impact	10
I.2 Structures tourbillonnaires	12
I.2.1 . . . structures cohérentes?	12
I.2.2 . . . dans les couches de mélange planes	13
I.2.3 . . . dans les jets libres	14
I.2.4 . . . dans les jets en impact	16
I.3 Transferts de chaleur pour les jets en impact	18
I.3.1 Considérations générales	18
I.3.2 Distance d'impact faible	21
I.3.3 Grandes distances d'impact	22
I.3.4 Influence d'un forçage périodique	23
II PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL	25
II.1 Le banc d'essai	26
II.1.1 Le système d'alimentation	26
II.1.2 Le système d'injection	26
II.1.3 Les paramètres de l'étude	28
II.2 Mesures de vitesse	30
II.2.1 Mesures de vitesse par anémométrie fil chaud	30
II.2.2 Mesures de vitesse par vélocimétrie par images de particules	34
II.3 Mesures de pression pariétale	43
II.3.1 La plaque d'impact	43
II.3.2 Fonctionnement et étalonnage des capteurs	44

TABLE DES MATIÈRES

II.3.3	Post-traitement	46
II.4	Mesures thermiques	47
II.4.1	Mesures thermiques stationnaires	47
II.4.2	Mesures thermiques instationnaires	53
III	MÉTHODES DE TRAITEMENT ET D'ANALYSE	55
III.1	Décomposition triple de la vitesse	56
III.1.1	Moyenne de phase	56
III.1.2	Décomposition en modes propres	58
III.1.3	Décomposition énergétique	60
III.2	Moyens d'analyse topologique	61
III.2.1	Présentation de critères de détection de structures	61
III.2.2	Algorithme de détection et classification de points singuliers	64
III.3	Formalisme intégral pour la pression pariétale	70
III.3.1	Équation de Poisson	71
III.3.2	Détermination du terme source	72
III.3.3	Domaine de calcul et hypothèses	74
III.3.4	Calcul des intégrales	76
III.3.5	Remarques sur l'utilisation du formalisme	78
IV	MISE EN ÉVIDENCE DE STRUCTURES COHÉRENTES	79
IV.1	Caractérisation du jet	80
IV.1.1	Jet libre	80
IV.1.2	Effet du forçage acoustique	85
IV.2	Jet non forcé	88
IV.2.1	Petite distance d'impact	88
IV.2.2	Grande distance d'impact	90
IV.2.3	Distribution de vorticité	94
IV.2.4	Détection des tourbillons en proche paroi	95
IV.2.5	Conclusion	97
IV.3	Jet forcé	98
IV.3.1	Forçage proche du mode colonne	98
IV.3.2	Forçage pour des harmoniques du mode colonne	106
IV.3.3	Bilan de l'effet du forçage sur les champs de vitesse	115
IV.4	Décomposition triple	115
IV.4.1	Décomposition triple par moyenne de phase	115
IV.4.2	Décomposition triple par décomposition en modes propres	119
IV.5	Conclusion	121
V	ÉTUDE DE LA PRESSION EN PAROI	123
V.1	Mesure de la pression moyenne	124
V.1.1	Principe	124
V.1.2	Petite distance d'impact	125
V.1.3	Grande distance d'impact	126
V.2	Pressions instationnaires	127

V.2.1	Jet non forcé	127
V.2.2	Jet forcé	130
V.2.3	Conclusion	136
V.3	Évaluation de la pression pariétale par formalisme intégral	137
V.3.1	Pressions moyennes	137
V.3.2	Fluctuations de pression évaluées	138
V.3.3	Conclusion	146
VI	ÉTUDE THERMIQUE	147
VI.1	Transferts de chaleur pariétaux stationnaires	148
VI.1.1	Le cas de référence	148
VI.1.2	Effet de la buse	150
VI.1.3	Jet forcé pour la grande distance d'impact	155
VI.1.4	Jet forcé pour la petite distance d'impact	156
VI.1.5	Conclusion	161
VI.2	Température de paroi instationnaire	161
VI.2.1	Mesures brutes	162
VI.2.2	Températures moyennes en phase	168
VI.2.3	Filtrage passe-haut	171
VI.2.4	Décomposition triple de la température pariétale	177
VI.2.5	Conclusion	179
CONCLUSION & PERSPECTIVES		181
Conclusion	181
Perspectives	183
BIBLIOGRAPHIE		185

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION

Contexte industriel

L'amélioration du refroidissement des moteurs aéronautiques reste aujourd'hui un enjeu majeur pour le motoriste. À une époque où les réglementations deviennent de plus en plus strictes et où le marché reste très concurrentiel, les avionneurs sont de plus en plus exigeants vis-à-vis de la motorisation de leurs produits. Coût de moteur à l'achat, à l'entretien, durée de vie, pollution, consommation de carburant et bruit sont autant de critères qui pousseront l'avionneur à choisir un moteur plutôt qu'un autre à puissance équivalente. Le refroidissement de la partie turbine du moteur est un des facteurs limitants principaux qui conditionnent le rendement du moteur. La durée de vie des aubages conditionne la période de temps entre deux poses moteur complètes pour révision et est directement liée à l'efficacité de ce refroidissement. Cette durée est actuellement d'environ 20 000 heures de vol sur un turboréacteur civil et de quelques centaines d'heures sur un turboréacteur militaire. Lors de ces révisions, les aubes de turbine sont généralement intégralement changées car trop endommagées par les conditions thermiques sévères que le passage des gaz de combustion leur ont fait subir. Une amélioration des systèmes de refroidissement de turbine signifie donc un rendement moteur accru, une durée de vie augmentée, un coût d'entretien moindre et donc globalement un gain de compétitivité pour le motoriste. C'est pourquoi ces systèmes font l'objet d'une constante recherche qui vise à les optimiser.

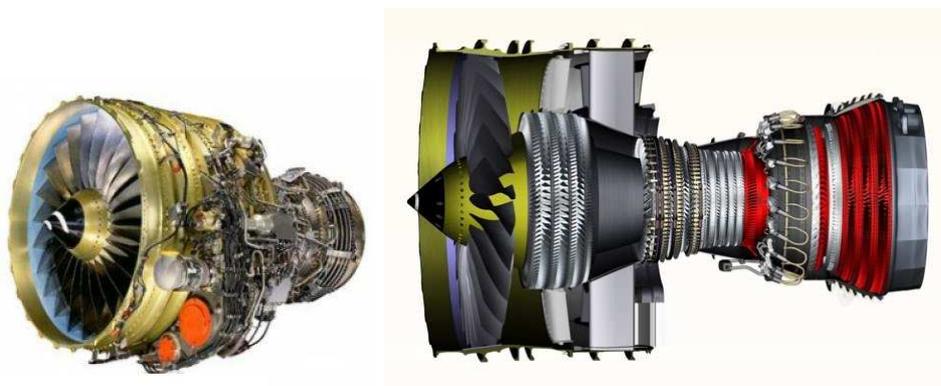


FIGURE 1 – Architecture d'un turboréacteur Snecma/General Electric - CFM56-7B.

INTRODUCTION

Le turboréacteur, qu'il soit civil ou militaire, est un produit technologique complexe. Cette complexité est rapidement perceptible au travers des architectures représentées à la Figure 1. Les principaux éléments qui permettent d'assurer le cycle thermodynamique sont représentés à la Figure 2. On distinguera la soufflante (fan), les différents étages du compresseur, la chambre de combustion et la turbine. On se reportera à l'ouvrage de Lakshminarayana [57] pour une explication détaillée du rôle de chacun de ces éléments.

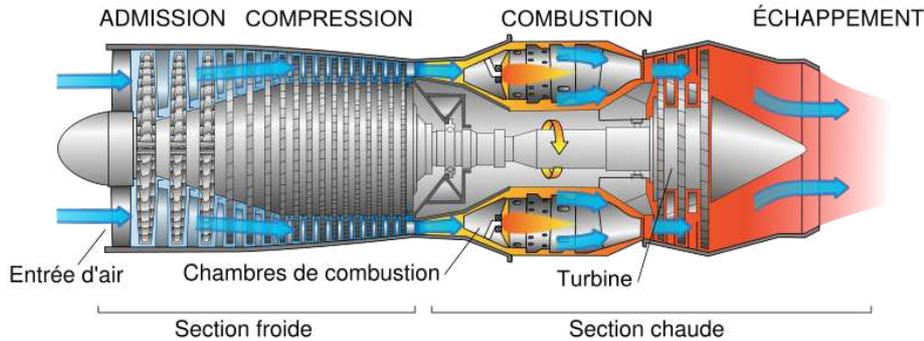


FIGURE 2 – Principaux éléments d'un turboréacteur.

Position du problème

Les performances d'un moteur sont évaluées au travers de deux paramètres primordiaux : la poussée spécifique (*Specific Thrust* - ST) qui représente la poussée par unité de débit masse d'air qui traverse le moteur et la consommation spécifique (*Thrust Specific Fuel Consumption* - TSFC) qui indique la consommation massique de carburant par unité de poussée et de temps. L'optimisation consiste donc à obtenir une poussée spécifique maximale en limitant la consommation spécifique à un niveau minimum. Pour un prédimensionnement, l'ingénieur dispose de deux variables caractéristiques du moteur : la Température d'Entrée Turbine (TET - *Turbine Inlet Temperature* - TIT) qui représente la température des gaz de combustion à l'entrée du distributeur haute pression de la turbine et le taux de compression du compresseur (*Compressor pressure ratio*).

La poussée spécifique est fortement dépendante de la TET : pour un taux de compression fixé, plus la TET sera élevée, plus la poussée spécifique sera élevée, ce qui permettra de garder le moteur aussi petit et léger que possible. Cependant, en augmentant la TET, la consommation spécifique augmente également. Il est toutefois généralement considéré que le gain obtenu sur la poussée spécifique et la nécessité d'avoir de petits moteurs à vitesse élevée prévalent sur l'augmentation de la consommation de carburant. Pour limiter cette consommation et augmenter la poussée spécifique de quelques pourcents supplémentaires, le taux de compression est augmenté jusqu'à une valeur optimale.

Un refroidissement indispensable

L'amélioration du rendement du moteur passe donc par l'augmentation de la TET et du taux de compression. Ainsi, par exemple, la TET du moteur SNECMA ATAR 101V (Etendard) en 1950 était de 800°C , alors que celle du M88-2 (Rafale) est supérieure à $1\,800^{\circ}\text{C}$ en moyenne en 1996. L'élaboration de nouveaux alliages n'a pas permis de suivre cette évolution. Si la TET peut atteindre des niveaux de l'ordre de $2\,000^{\circ}\text{C}$ à l'heure actuelle, la température critique de résistance mécanique en fluage des meilleurs matériaux ne dépasse pas $1\,100^{\circ}\text{C}$. Il est donc impératif de refroidir l'ensemble turbine (aubes, plateformes, disque et anneaux) pour abaisser les températures en-dessous du seuil critique afin d'éviter tout dysfonctionnement pouvant mettre en péril le moteur et assurer une durée de vie d'aube acceptable.

L'air de refroidissement provient généralement des derniers étages du compresseur. Un prélèvement après compression permet d'assurer une pression génératrice propre à compenser les pertes de charge des circuits de refroidissement. Cela impose cependant une température d'air de refroidissement relativement élevée (500 à 700°C).

La nécessité d'optimiser les systèmes de refroidissement apparaît clairement en analysant la tendance actuelle qui correspond à une augmentation de TET de 25°C par an, alors que la température maximale acceptable par les matériaux constituant les corps de l'aube n'augmentent que de 2 ou 3°C par an en moyenne. La Figure 3 illustre ces tendances sur la période 1950-2000. Les aubes de turbine sont donc soumises à un flux thermique de plus en plus sévère et l'évolution des matériaux ne permet pas de compenser l'augmentation de ces contraintes. De plus, l'augmentation des taux de compression, qui vise à minimiser la consommation de carburant, conduit à une augmentation de la température de l'air de refroidissement, ce qui est pénalisant et incite à optimiser les systèmes de refroidissement.

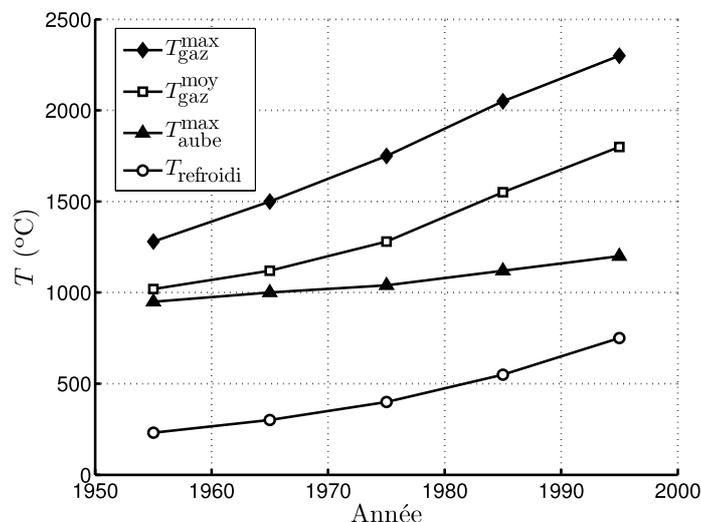


FIGURE 3 – Évolution des températures dans les turbines. D'après Petot [79].

Il faut noter qu'un refroidissement excessif n'est pas souhaitable car tout air prélevé pour le refroidissement ne sera pas utile à la propulsion du moteur, ce qui entraînera une dégradation du rendement du moteur. Il est donc nécessaire de minimiser la quantité d'air prélevé pour le refroidissement à travers une optimisation des systèmes et des géométries. Il faut quantifier au plus juste le refroidissement nécessaire. Le motoriste cherchera donc à travailler avec des précisions maximum (de l'ordre d'une dizaine de degrés) de façon à choisir au mieux les coefficients de sécurité intervenant dans le dimensionnement.

Le distributeur HP (Haute Pression) a en particulier besoin d'être protégé car il est traversé par les gaz issus directement de la chambre de combustion, gaz dont la température peut être fortement hétérogène en raison du positionnement des injecteurs de carburant dans la chambre de combustion. La température maximum de l'écoulement est alors utilisée pour le dimensionnement du circuit de refroidissement. Le débit d'air injecté dans ce circuit peut représenter jusqu'à 10% du débit de sortie du compresseur HP. Le mouvement de rotation de la roue de l'étage HP autorise l'utilisation d'un profil de température de gaz chauds moyenné azimuthalement pour le dimensionnement du refroidissement. Les contraintes thermiques sont alors moins sévères et le débit d'air de refroidissement représente environ 4% du débit de sortie du compresseur HP.

L'étage BP (Basse Pression) est moins exposé car l'écoulement est déjà plus froid. En effet, la détente et le mélange des gaz avec les résidus d'air de refroidissement de l'étage HP réduisent la température de l'écoulement, et l'étage HP a permis une homogénéisation spatiale de la température. Les débits d'air utilisés pour le refroidissement des parties fixes et des parties mobiles représentent respectivement 3% et 1% du débit de sortie du compresseur HP, la roue BP de certains turboréacteurs n'étant parfois pas même refroidie.

Les différentes techniques de refroidissement

L'air de refroidissement, prélevé en sortie du compresseur HP, est réparti entre les aubages en fonction de l'exposition de ces aubages au gaz provenant de la chambre de combustion. Le refroidissement nécessaire variant entre les différents composants de la turbine, le type et les paramètres des systèmes de refroidissement peuvent varier également.

Refroidissement par convection interne forcée

C'est la plus ancienne des techniques de refroidissement. À l'origine, l'air frais circulait à travers des canaux lisses de section circulaire (Fig. 4).

Ce système s'est rapidement révélé insuffisant et fut remplacé par des systèmes dits « multi-passes », où l'air de refroidissement parcourt un circuit beaucoup plus complexe. Enfin, divers dispositifs furent ajoutés, comme des ailettes, des perturbateurs ou des picots, dans le but d'améliorer les transferts par l'augmentation de la turbulence et de la surface d'échange.

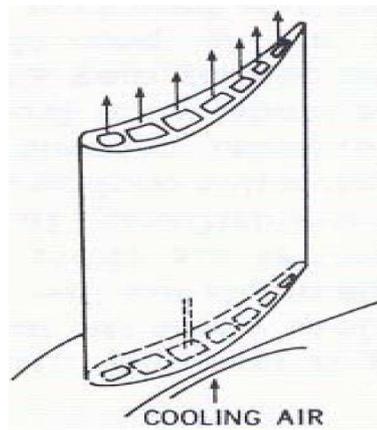


FIGURE 4 – Refroidissement par convection interne forcée en canaux lisses. Reproduction de Yeh et Stepka [98].

Refroidissement par film

Cette technique consiste à créer un film continu d'air frais protégeant la paroi de l'aube des gaz chauds. La formation de ce film est généralement effectuée par injection au travers de rangées d'orifices depuis l'intérieur de l'aube. Les orifices ont communément un diamètre compris entre 0.3 et 0.6mm et sont inclinés dans le sens de l'écoulement (Fig. 5).

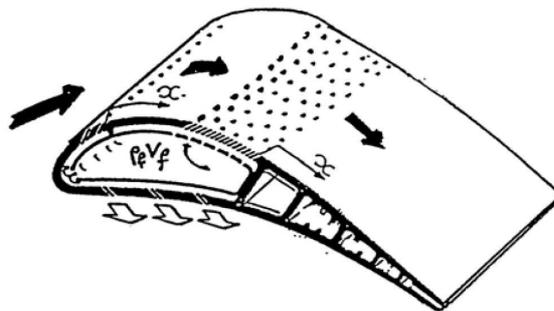


FIGURE 5 – Refroidissement par multiperforation. Reproduction de Petot [79].

D'autres méthodes de formation de film protecteur ont été envisagées comme l'effusion ou la transpiration. L'effusion consiste à évacuer l'air froid à travers une paroi poreuse. Une telle méthode permet un très bon refroidissement interne de la paroi ainsi qu'un gain en poids dû au matériau poreux. Cependant, la faible résistance mécanique des parois poreuses, l'obturation possible des pores par les suies issues de la combustion et leurs coûts de production cantonnent cette technique au domaine de l'étude pour le moment.

La transpiration est basée sur la circulation de l'air à travers plusieurs couches de parois perforées, dont les trous sont décalés pour permettre à l'air de passer de l'un à l'autre par des mini-canaux. Malgré la bonne protection thermique assurée par ce type de paroi, la difficulté de fabrication et son coût ont empêché leur utilisation dans des turboréacteurs de série.

Refroidissement par impact de jets

Une autre méthode couramment utilisée dans les turboréacteurs est le refroidissement par impact de jets. Il s'agit d'un refroidissement interne à l'aube qui consiste à injecter l'air froid au travers d'orifices de petites dimensions depuis une cavité en surpression. Cet air vient refroidir la paroi interne de l'aube.

On distingue généralement deux configurations d'impact. La première, dite concentrée, est basée sur l'impact d'une rangée unique de jets. Elle est souvent utilisée aux bords d'attaque des aubes, là où le flux extérieur provenant des gaz chauds est important et où le refroidissement doit être maximal. Elle est modélisée par un impact de jet sur paroi concave. La seconde configuration est l'impact réparti à partir d'une matrice de jets. On la retrouve généralement sur les parties amont de l'intrados et de l'extrados des aubes et est modélisée par un impact de jet sur paroi plane.

Ces différentes techniques de refroidissement sont généralement appliquées conjointement pour optimiser le refroidissement d'une aube, les techniques de *film cooling* et d'impact de jets étant souvent utilisées sur l'aube (Fig. 6).

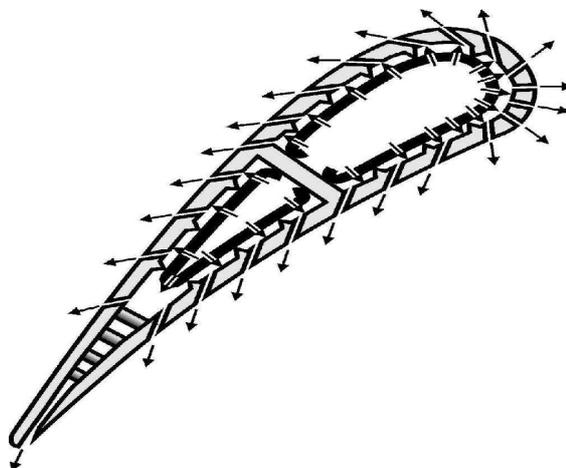


FIGURE 6 – Refroidissement par film et impact de jets sur une aube. Reproduction du brevet : US patent no. 5,533,864.

Contexte scientifique

Ce travail de recherche s'inscrit dans un long historique d'études sur ces techniques de refroidissement au sein des anciens laboratoires LEA (Laboratoire d'Études Aérodynamiques) et LET (Laboratoire d'Études Thermiques), à présent regroupés dans le département FTC (Fluides, Thermique et Combustion) de l'institut P¹ de Poitiers.

Les origines sont bien plus anciennes, cependant nous pouvons citer les études les plus récentes sur le refroidissement par film avec les thèses de Petre [80] et Messaadi [65]. Les

1. PPRIME, UPR3346

jets en impact sur paroi concave ont également fait l'objet de thèses dont celles de Gilard [27] et Hoang [38]. En ce qui concerne les jets en impact sur paroi plane, on peut citer les différentes thèses de Bernard [6], Jolly [53], Brevet [9] et Fénot [22]. Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire profitent largement de l'expertise acquise au sein du laboratoire au cours de ces différentes études. Il est à noter que la plupart de ces thèses ont été effectuées dans le cadre de programmes de recherche initiés par les motoristes. Citons par exemple les programmes ARTICA puis ARCAE (DGA, Snecma Moteurs, Turboméca, ONERA).

Problématique et organisation du mémoire

Ces travaux de recherche se concentrent sur le cas d'un jet rond en impact orthogonal sur une plaque plane. L'objectif de cette étude est double :

1. Montrer tout d'abord que la structure d'un jet peut être adaptée à l'aide d'un forçage acoustique. Ceci permettra de modifier la répartition des contributions moyennes, cohérentes et stochastiques dans l'écoulement.
2. Montrer les effets de ces modifications sur la pression et sur les transferts de chaleur sur la plaque d'impact.

On s'intéressera donc principalement à l'effet des instationnarités de l'écoulement sur les grandeurs scalaires que sont la pression et la température sur la plaque. Le mémoire est organisé de manière à refléter ce double objectif.

Dans le premier chapitre, nous rappelons brièvement l'état de l'art des jets en impact, tant au niveau aérodynamique que thermique. Une discussion sur la formation et l'effet des structures tourbillonnaires est également proposée, dans le cas d'une couche de mélange plane, d'un jet libre et d'un jet en impact.

Le deuxième chapitre présente les moyens expérimentaux mis en place pour constituer une base de données de mesures sur les différentes configurations étudiées. Le banc d'essai et les techniques de mesure utilisées sont décrites. Les mesures effectuées sont des mesures anémométriques (fil chaud ou vélocimétrie par images de particules), des mesures de pression par capteurs déportés et des mesures thermiques par thermographie infrarouge.

Les différentes méthodes de traitement et d'analyse utilisées sont détaillées dans le troisième chapitre. Quelques détails sur la décomposition triple sont alors apportés. Les moyens d'analyse topologique de l'écoulement sont décrits. Enfin, un algorithme d'évaluation de la pression pariétale à partir de champs de vitesse mesurés par vélocimétrie par images de particules est présenté.

Le quatrième chapitre présente les résultats des mesures anémométriques, à la fois par fil chaud et par vélocimétrie par images de particules. Après quelques considérations générales sur le jet sans impact avec et sans forçage acoustique, les champs de vitesse du jet en impact sont présentés et permettent de mettre en évidence des structures tourbillonnaires à grandes échelles, considérées comme des structures cohérentes. Des exemples de décomposition triple sont finalement proposés.

L'effet de ces structures sur la pression pariétale est alors décrit dans le cinquième chapitre. Après avoir décrit les distributions de pressions moyennes, on s'intéresse aux fluctuations de pression pariétale et à leurs corrélations spatio-temporelles. Enfin, les résultats de l'algorithme d'évaluation de la pression pariétale à partir des champs de vitesse sont présentés et comparés aux résultats des mesures de pression fluctuante.

Le dernier chapitre se concentre sur la description de la thermique sur la plaque. L'effet des structures tourbillonnaires sur des mesures stationnaires, permettant d'évaluer les coefficients locaux de transfert de chaleur, est détaillé. Enfin, des résultats de mesures thermiques instationnaires sont décrits afin de mettre en évidence un éventuel effet instationnaire du passage des structures tourbillonnaires sur la température de paroi.

CHAPITRE I

SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE

Sommaire

I.1	Structure aérodynamique du jet en impact	10
I.2	Structures tourbillonnaires...	12
I.2.1	... structures cohérentes?	12
I.2.2	... dans les couches de mélange planes	13
I.2.3	... dans les jets libres	14
I.2.4	... dans les jets en impact	16
I.3	Transferts de chaleur pour les jets en impact	18
I.3.1	Considérations générales	18
I.3.2	Distance d'impact faible	21
I.3.3	Grandes distances d'impact	22
I.3.4	Influence d'un forçage périodique	23

Le nombre de publications au sujet des jets en impact au cours des cinquante dernières années se chiffre en centaines. Ce nombre important de communications est principalement dû au nombre élevé de paramètres influants sur l'aérodynamique et les transferts de chaleur : type de jet (plan ou rond), le fluide d'injection, le fluide environnant, le nombre de jet (unique ou multiples), la distance entre la buse et la surface soumise à l'impact, le diamètre et la nature de l'ajutage (tube long, plaque perforée, convergent profilé), les nombres de Reynolds et de Mach à l'injection, la présence ou non d'un écoulement transversal, l'angle d'impact du jet, le taux de turbulence initial du jet, la différence de température entre l'ambiante, le jet et la surface soumise à l'impact, la présence de confinement ou non, l'état de rugosité de la surface soumise à l'impact, sa courbure, son déplacement éventuel devant le jet...

Les résultats présentés dans tous ces articles ont été résumés à plusieurs reprises dans des synthèses bibliographiques. La première est celle de Gauntner *et al.* [26], dans laquelle est présentée une large gamme de résultats théoriques et expérimentaux sur l'aérodynamique du jet en impact. Martin [64] présente les propriétés aérodynamiques du jet ainsi que les

distributions de nombre de Nusselt dans le cas de jets ronds uniques ou multiples. Hrycak [39] rappelle de nombreuses corrélations entre nombre de Nusselt et nombre de Reynolds en faisant intervenir d'autres paramètres comme le nombre de Prandtl, la hauteur d'impact, *etc.*, pour l'évaluation des transferts thermiques d'un jet en impact. Jambunathan *et al.* [51] présentent uniquement le cas d'un jet rond unique. Ils présentent les résultats de transferts de chaleur, en prenant en compte les structures tourbillonnaires du jet. Enfin, Webb et Ma [94] proposent une revue quasi-exhaustive des résultats aérodynamiques et thermiques des jets en impact, sur les jets plans ou ronds, submergés ou non, uniques ou multiples. Les effets de la rugosité de la plaque d'impact et de l'inclinaison du jet par rapport à la plaque sont également présentés. On peut enfin citer les mémoires de thèse de Brevet [9] et Vejrazka [90], qui présentent de manière très claire différents résultats aérodynamiques et thermiques d'un jet unique en impact sur une plaque plane et qui ont souvent inspiré ce travail.

La synthèse proposée ici, loin d'être exhaustive, a pour objectif de présenter de manière claire comment des structures tourbillonnaires peuvent se développer dans la couche de mélange du jet et modifier les transferts de chaleur sur la plaque d'impact. Les aspects métrologiques et numériques seront donnés avec la description des techniques de mesure utilisées pour cette étude.

I.1 Structure aérodynamique du jet en impact

Cette section a pour objectif de présenter les principaux résultats généraux sur l'aérodynamique d'un jet rond en impact sur une paroi plane. On se limitera au cas du jet impactant la plaque perpendiculairement. De nombreux articles abordent ce cas, dont les principaux sont cités par Goldstein et Franchett [30]. De manière générale, l'écoulement est caractérisé par :

- la hauteur d'impact : distance entre la section de sortie du tube d'injection et la paroi d'impact ;
- le nombre de Reynolds du jet, calculé à partir de la vitesse moyenne dans le tube d'injection et du diamètre de ce tube.

Gauntner *et al.* [26] décomposent le domaine d'écoulement en quatre parties (Fig. I.1) :

- Région I : la région d'écoulement établi allant de l'orifice d'injection à l'extrémité du cône potentiel ;
- Région II : la zone d'écoulement établi caractérisé par l'affaiblissement de la vitesse sur l'axe et l'épanouissement du jet ;
- Région III : la région de déflexion où le jet est dévié de sa direction initiale axiale ;
- Région IV : la région du jet de paroi où la vitesse est principalement radiale et où la couche limite, dont l'épaisseur augmente radialement, est sujette à des gradients de pression pratiquement nuls.

Ces auteurs (Gauntner *et al.* [26]) situent l'obtention d'un jet pleinement turbulent pour un nombre de Reynolds d'injection supérieur à 3 000. Dans ces conditions, ils estiment la longueur du cône potentiel du jet comprise entre 4.7 et 7.7 diamètres de la buse. Pour chacune des quatre zones du jet, ils définissent analytiquement l'allure du profil de vitesse et estiment la pression correspondante. Pour la région I, ils soulignent l'existence d'effets secondaires

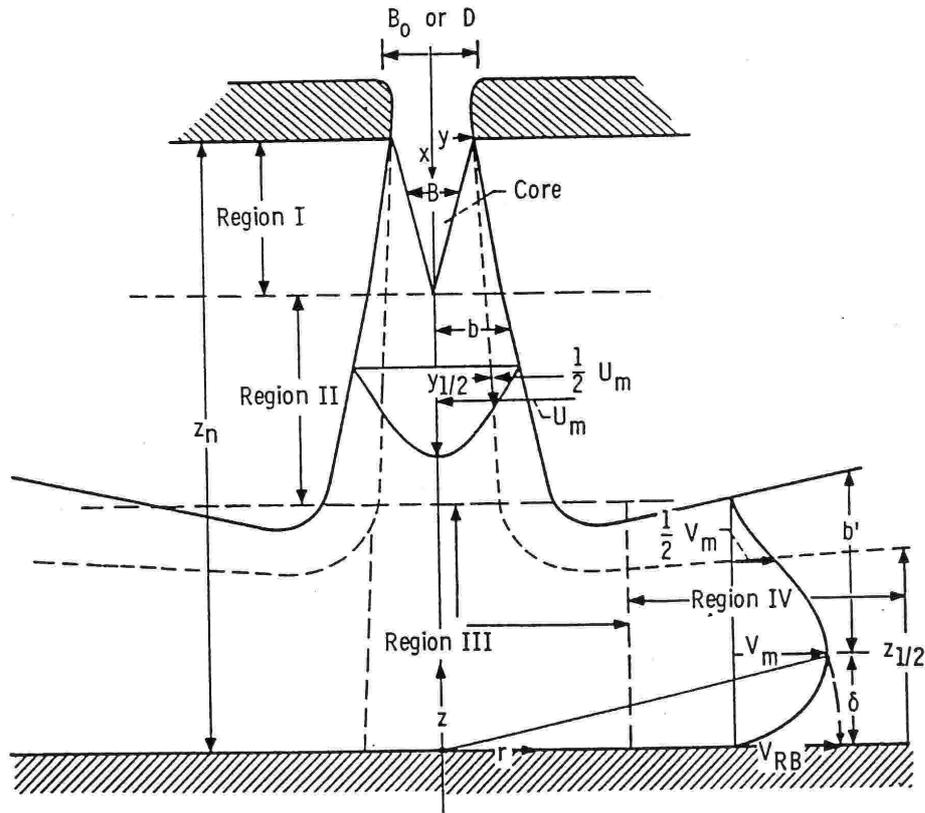


FIGURE I.1 – Régions caractéristiques de l'écoulement d'un jet impactant. Reproduction de Gauntner *et al.* [26].

comme la présence d'une instabilité dynamique qui se manifeste par une oscillation latérale du jet et un effet de blocage qui se traduit par un changement de longueur du cône potentiel et du taux d'élargissement du jet.

Deshpande et Vaishnav [18] ne distinguent que trois zones :

- le « jet libre », où l'écoulement n'est pas significativement influencé par la surface d'impact et où la vitesse est majoritairement axiale. Cette région correspond à la réunion des deux premières zones définies par Gauntner *et al.* [26] ;
- la région d'impact correspondant à la zone de déflexion décrite précédemment ;
- la région du jet de paroi.

Miller [68] apporte une précision supplémentaire sur les deux dernières régions (Fig. I.2), les appelant respectivement « région d'impact et de transition » et « région de jet de paroi développé ». Il définit les quantités caractéristiques du profil de vitesse dans le jet de paroi, à savoir la vitesse maximale V_m , l'épaisseur locale du jet de paroi b et la cote $y_{1/2}$ où la vitesse vaut la moitié de V_m , à partir de l'équilibre entre la quantité de mouvement du jet et celle du jet de paroi.

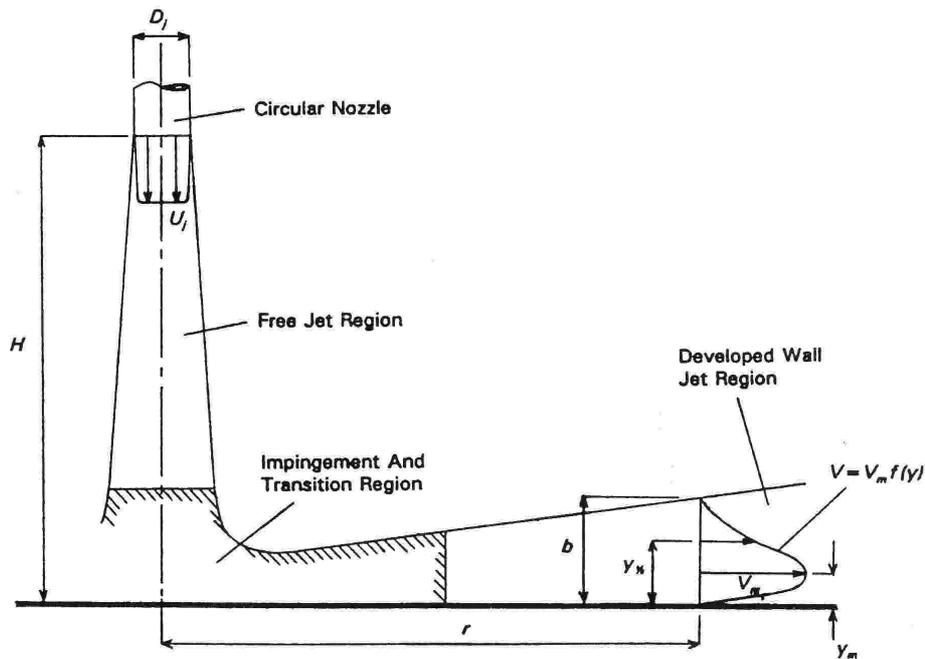


FIGURE I.2 – Schéma de définition d'un jet impactant unique et du jet radial de paroi. Reproduction de Miller [68].

I.2 Structures tourbillonnaires...

Dans les années 1960, une structuration grande échelle des écoulements cisailés turbulents a été mise en évidence. Ceci a fait naître l'espoir d'identifier un déterminisme dans le chaos apparent. L'existence de ces structures cohérentes est maintenant largement reconnue, et leur rôle dans les phénomènes de mélange, d'entraînement ou de génération de bruit a été clairement démontré.

I.2.1 ... structures cohérentes ?

Les structures cohérentes sont généralement faciles à identifier en régime transitoire ou en régime turbulent excité artificiellement à une fréquence correspondant à un mode d'instabilité. En revanche, en écoulement pleinement turbulent, elles sont souvent cachées dans un écoulement chaotique, leur identification est donc plus ardue. La définition de ce qu'est une « structure cohérente » est soumise à controverse, et le choix d'une méthode de détection de ces structures est donc directement lié à la définition choisie.

De nombreuses définitions ont été proposées pour les structures cohérentes, les deux plus classiques sont :

- une masse de fluide à grande échelle dont la vorticité evolue en cor relation de phase sur l'ensemble de son évolution spatiale (Hussain [44]). Cette définition conduit à l'utilisation de la moyenne de phase comme critère de détection des structures cohérentes.

- un objet spatio-temporel dont la projection sur le champ de vitesse de l'écoulement est maximale au sens des moindres carrés (Lumley [61]). Cette définition conduit à l'utilisation de la décomposition en modes propres (POD) comme critère de détection des structures cohérentes.

Malgré cette ambiguïté sur la définition, tous les auteurs admettent la sensibilité des structures cohérentes aux conditions initiales de l'écoulement, conditionnant leur évolution. Ho et Huerre [36] dénotent également le lien remarquable entre les structures cohérentes et les prédictions de stabilité linéaire, laissant à penser que ces grandes échelles représentent les modes d'instabilité les plus amplifiés.

I.2.2 . . . dans les couches de mélange planes

Les structures tourbillonnaires dans les jets en impact ont leur origine à la lèvre de la buse. À l'exception des jets compressibles à vitesse élevée et des faibles distances d'impact, la présence de la plaque d'impact n'a que très peu d'influence sur l'écoulement au voisinage de la buse. L'écoulement du jet impactant est donc initialement le même que celui du jet libre. Un jet possède deux longueurs caractéristiques différentes : l'épaisseur de sa couche de cisaillement initiale δ (ou son épaisseur de quantité de mouvement θ) et le diamètre du jet D . Près de la lèvre de la buse, la couche de mélange est petite devant le diamètre du jet et donc devant son rayon de courbure, l'épaisseur de quantité de mouvement θ est donc la longueur caractéristique appropriée, et la génération de tourbillons est similaire au cas d'une couche de mélange plane. Beaucoup d'études ont été effectuées sur les couches de mélange planes, résumées par Ho et Huerre [36] et Hussain [43, 44].

Les couches de mélange planes sont intrinsèquement instables. L'augmentation d'amplitude des ondes d'instabilité conduit à un enroulement tourbillonnaire (*vortex roll-up*). En utilisant la théorie de la stabilité linéaire convective, Michalke [66] montre que le mode le plus instable est caractérisé par une fréquence naturelle f_n dont le nombre de Strouhal correspondant basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement θ et la vitesse caractéristique de la couche de mélange u_0 est :

$$\text{St}_\theta = \frac{f_n \theta}{u_0} = 0.017 \quad (\text{I.1})$$

Cependant, les observations expérimentales montrent que le nombre de Strouhal de l'enroulement tourbillonnaire est plus faible, de l'ordre de 0.012. Husain et Hussain [42] expliquent cette différence par une rétroaction de phénomènes dans l'écoulement aval. Cette rétroaction augmente l'amplitude initiale des ondes du nombre de Strouhal le plus faible.

Les tourbillons produits par l'enroulement tourbillonnaire sont ensuite convectés le long de l'écoulement et peuvent subir un appariement. L'appariement est un processus au cours duquel deux tourbillons voisins coalescent. Au début de l'appariement, les tourbillons sont dans une position initiale dans laquelle les vitesses induites par chaque tourbillon sont en équilibre. Une petite perturbation déplace les tourbillons de cette position d'équilibre. Leur vitesse induite va maintenant les rapprocher jusqu'à ce qu'ils coalescent. Un appariement affecte en général deux tourbillons consécutifs, mais parfois trois tourbillons peuvent

s'amalgamer (mais le terme d'appariement est alors inapproprié). Le phénomène d'appariement est sensible aux perturbations externes. Ho et Huang [35] ont montré qu'il est possible de contrôler l'appariement en modulant la vitesse de l'écoulement de 0.1% en amplitude. Cette faible perturbation de la vitesse supprime complètement l'appariement si sa fréquence est proche de la fréquence naturelle f_n de l'enroulement des tourbillons (Fig. I.3(a)). Deux (b), trois (c) ou quatre tourbillons s'amalgament de manière stable quand l'écoulement est perturbé par le deuxième, troisième ou quatrième sous-harmonique de f_n . Une excitation à basse fréquence suffisamment forte en amplitude (1%) provoque une interaction collective (Fig. I.3(d)). Beaucoup de tourbillons coalescent, ce qui provoque une forte augmentation de l'épaisseur de la couche de mélange et une diminution de la fréquence des tourbillons.

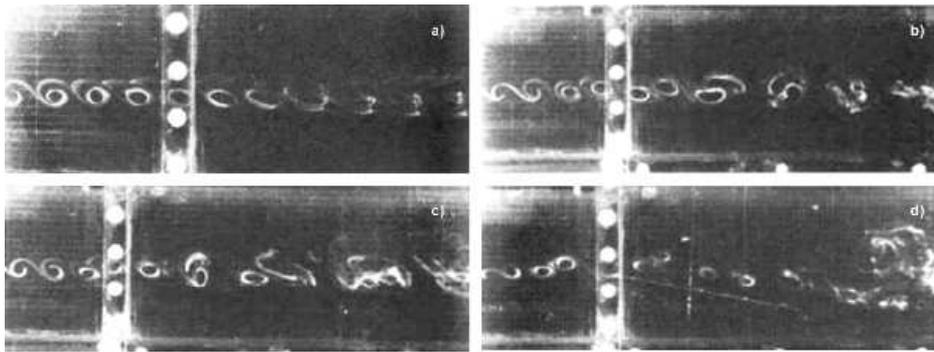


FIGURE I.3 – Structures tourbillonnaires dans une couche de mélange plane perturbée, perturbation à (a) f_n , pas d'appariement, (b) $f_n/2$, appariement, (c) $f_n/3$, coalescence de trois tourbillons et (d) $f_n/10$, interaction collective. Reproduction de Ho et Huang [35].

Le processus d'appariement de deux tourbillons a été étudié par Husain et Hussain [42] et Pashereit *et al.* [78]. Les auteurs perturbent l'écoulement simultanément à deux fréquences : la fréquence fondamentale f_n et la première sous-harmonique $f_n/2$. Il est montré que la stabilité de l'onde sous-harmonique (et donc l'appariement de tourbillons) peut être affectée par le déphasage entre les deux fréquences de perturbation. Sans toucher à l'amplitude, les appariements ont pu être supprimés ou accélérés en changeant le déphasage. Cette dépendance au déphasage a été expliquée par une modification de la distribution initiale des tourbillons, ce qui change leurs interactions mutuelles.

I.2.3 ... dans les jets libres

Pour des jets sortant de buses convergentes profilées, Hussain et Zaman [47] ont montré que la fréquence principale à la lèvre de la buse est telle que $St_\theta = \frac{f\theta}{u_0} = 0.012$, ce qui confirme le fait que le comportement initial du jet rond est le même que celui d'une couche de mélange plane. Plus en aval de l'écoulement, l'épaisseur de quantité de mouvement θ n'est plus négligeable devant le diamètre du jet D . La courbure de la couche de mélange joue alors un rôle et la stabilité du jet est modifiée. Crow et Champagne [15] et Hussain et Zaman [48] montrent alors que la fréquence prépondérante est telle que :

$$St_D = \frac{fD}{u_0} = 0.3 \quad (\text{I.2})$$

Deux modes d'instabilités différents coexistent donc dans le jet (Zaman et Hussain [100]) : le mode basé sur θ , qui est le mode de couche de mélange, et celui basé sur D , qui est le mode colonne du jet (Fig. I.4).

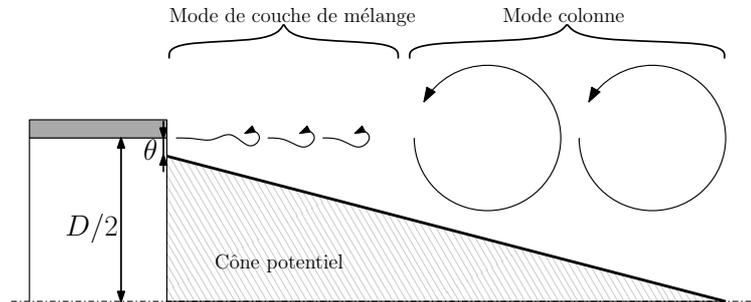


FIGURE I.4 – La cohabitation des deux modes d'instabilité sur un jet libre.

Si la fréquence du mode de couche de mélange est plus élevée que celle du mode colonne du jet, les tourbillons de couche de mélange s'apparient jusqu'à s'approcher de la fréquence du mode colonne (Yule [99]). Si les deux fréquences sont du même ordre de grandeur, les tourbillons de couche de mélange et ceux du mode colonne sont identiques et il n'y a pas d'appariement. Enfin, si la fréquence du mode de couche de mélange est plus faible que celle du mode colonne, les tourbillons se forment directement dans le mode colonne et l'instabilité de couche de mélange n'apparaît pas.

Le jet est également sensible aux perturbations externes. Zaman et Hussain [100] ont étudié la réponse du champ de vitesse d'un jet à des modulations de faible amplitude à la sortie de la buse. La dynamique des tourbillons est alors étudiée en utilisant la moyenne de phase (Hussain et Zaman [47]). Les plus grandes fluctuations de vitesse sur l'axe du jet sont obtenues avec un forçage à un nombre de Strouhal $St_D = 0.85$. Un appariement stable est alors observé. Un forçage pour un nombre de Strouhal $St_D = 1.60$ atténue les fluctuations de vitesse sur l'axe.

Hussain et Zaman [48] ont excité le jet à la fréquence naturelle (« *preferred mode* »), au nombre de Strouhal $St_D = 0.3$. Les tourbillons restent alors observables avec l'utilisation de la moyenne de phase jusqu'à une distance de six diamètres depuis la sortie de la buse. Les signaux temporels de vitesse restent périodiques jusqu'à huit diamètres. Les structures tourbillonnaires ne dépendent pas de l'état initial de la couche de mélange (laminaire ou turbulente), ce qui implique que les tourbillons se forment directement sur le mode colonne. Il n'y a pas d'appariement.

La structure du jet dépend fortement du nombre de Reynolds. Les études mentionnées précédemment ont été pour la plupart conduites pour un nombre de Reynolds modéré ($Re \sim 50\,000$). Hussain et Clark [45] ont visualisé la couche de mélange d'un jet à nombre de Reynolds plus élevé ($Re \sim 400\,000$). Le mouvement cohérent est toujours présent, mais beaucoup moins bien organisé. Les structures à grande échelle sont plus rares et leur durée de vie est beaucoup plus faible. En cas d'appariement, un tourbillon ne transmet qu'une partie de sa vorticité à son voisin. Cet appariement incomplet, connu sous le nom de « *déchirement* » de tourbillon (*vortex tearing*), ne se produit que très occasionnellement pour des nombres de Reynolds modérés.

I.2.4 ... dans les jets en impact

Avec un jet en impact subsonique haute-vitesse, un son pur strident apparaît lorsque la vitesse du jet dépasse une valeur critique (nombre de Mach $\mathcal{M} \approx 0.7$) et si la hauteur d'impact est suffisamment faible ($H/D < 7.5$). Ho et Nosseir [37] ont regardé les fluctuations de pression dans le jet pour expliquer ce phénomène. Ils ont découvert l'existence d'une boucle rétroactive (*feedback loop*), présentée à la Figure I.5. Les tourbillons se forment à la fréquence du mode de couche de mélange, puis subissent une interaction collective. Ces nouveaux tourbillons sont convectés jusqu'à la paroi, ce qui correspond à une onde d'instabilité à une certaine fréquence f_{ci} . L'impact des tourbillons sur la paroi produit des fluctuations de pression à la même fréquence et qui se propage dans toutes les directions, y compris à l'extérieur du jet vers l'amont. Ces fluctuations de pression perturbent alors la couche de mélange à la lèvre de la buse, ce qui déclenche l'interaction collective, et ainsi de suite...

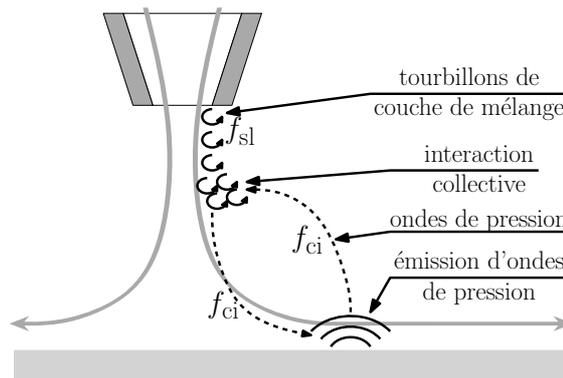


FIGURE I.5 – Boucle rétroactive dans un jet impactant haute vitesse.

Cette boucle rétroactive est fermée seulement si les deux ondes se propageant vers l'aval et vers l'amont ont la même phase au niveau de la couche de mélange à la lèvre de la buse. La phase est alors bloquée, et la boucle rétroactive ne peut fonctionner qu'avec un nombre entier de fréquences. Le spectre de ces fréquences ne peut donc être que discret. Le jet en impact haute vitesse produit donc un son pur. Dans le cas où la vitesse du jet est moins élevée, l'amplitude des ondes de pression est plus faible et ne suffit pas à déclencher l'interaction collective. Les interactions sont alors irrégulières et le jet produit un son large bande.

Une séparation instationnaire de la couche limite se produit dans la zone où les tourbillons interagissent avec la paroi d'impact. Cela signifie que la couche limite décolle de la paroi et que le point de décollement se déplace alternativement vers l'amont ou l'aval. Didden et Ho [19] expliquent le mécanisme de séparation instationnaire avec l'interaction entre le tourbillon et la paroi dont le principe est schématisé à la Figure I.6. Le tourbillon proche de la paroi produit un gradient de pression adverse dans la couche limite, et le fluide décélère dans la couche limite (1). En même temps, le tourbillon induit une vitesse supplémentaire dans le fluide en dehors de la couche limite (2). Cela crée donc une zone à cisaillement élevé, une couche de mélange donc, à la frontière de la couche limite (3). Or, comme cela a été expliqué précédemment, toute couche de mélange est instable. Cette couche de mélange

produit donc un enroulement tourbillonnaire, produisant un tourbillon secondaire dont la rotation est opposée à celle du tourbillon primaire (4). Le tourbillon secondaire crée alors le décollement de la couche limite, et le point de décollement est convecté avec le tourbillon primaire.

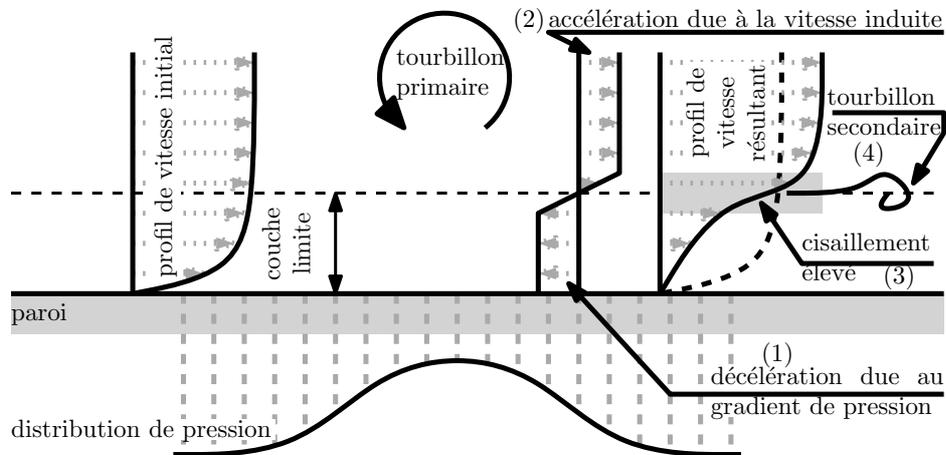


FIGURE I.6 – Séparation instationnaire de couche limite induite par l’impact d’un tourbillon.

L’interaction tourbillon-paroi est décrite dans un fluide au repos par Walker *et al.* [93] et numériquement par Orlandi et Verzicco [77]. Le tourbillon secondaire avance avec la vitesse induite par le tourbillon primaire et tourne autour de ce dernier. Le tourbillon primaire est écarté de la paroi par la vitesse induite par le tourbillon secondaire. Les deux études montrent que le tourbillon secondaire est instable dans la direction azimutale.

La formation des tourbillons primaires et secondaires et le décollement de la couche limite ont été observés expérimentalement à l’aide de visualisations par Popiel et Trass [81] (Fig. I.7).

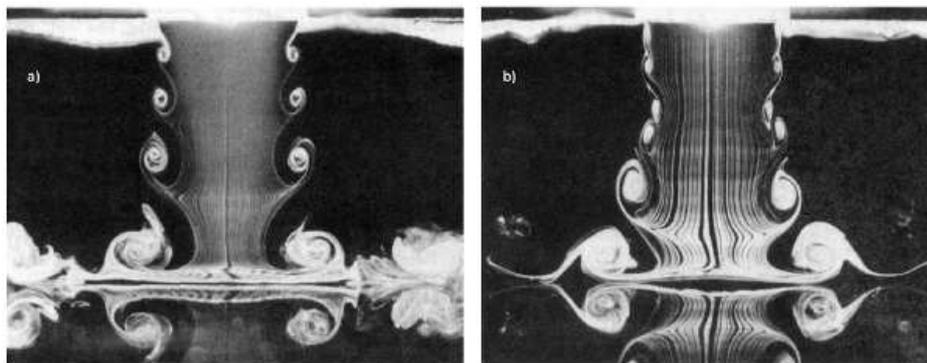


FIGURE I.7 – Visualisations des structures tourbillonnaires dans un jet en impact, $H/D = 2$, $Re = 3500$: (a) sans appariement, (b) avec appariement. Reproduction de Popiel et Trass [81].

I.3 Transferts de chaleur pour les jets en impact

Le coefficient de transfert convectif local h ($\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$) est généralement défini par :

$$h = \frac{\varphi}{T_w - T_{\text{ref}}} \quad (\text{I.3})$$

où φ est la densité de flux de chaleur convectif locale, T_w est la température locale de la surface soumise à l'impact et T_{ref} est une température de référence, qui selon les auteurs peut être la température du jet T_j ou la température adiabatique de paroi locale T_{ad} . On peut alors en déduire le nombre de Nusselt local :

$$\text{Nu} = \frac{hD}{\lambda_{\text{air}}} \quad (\text{I.4})$$

où λ_{air} est la conductivité thermique de l'air, prise à la température de référence T_{ref} .

I.3.1 Considérations générales

Gardon et Akfirat [23, 24] sont les premiers à avoir étudié la variation radiale du coefficient de transfert de chaleur dans les jets en impact, représentée à la Figure I.8 pour $H/D = 2$ et différents nombres de Reynolds. Deux pics distincts apparaissent alors pour des jets ronds, à condition que le nombre de Reynolds soit assez élevé et que la distance d'impact soit suffisamment faible. Le premier pic (le plus proche de l'axe du jet), situé environ à $r/D = 0.5$, est attribué à un rétrécissement de la couche limite à la fin de la zone d'impact. Le second pic, situé pour r/D entre 1.5 et 2, est attribué à une transition à la turbulence de la couche limite.

Différents auteurs ont proposé des corrélations afin d'estimer un nombre de Nusselt moyen $\overline{\text{Nu}}$ défini comme :

$$\overline{\text{Nu}} = \frac{2}{r^2} \int_0^r r \text{Nu}(r) dr \quad (\text{I.5})$$

Ces corrélations intéressent en premier lieu les industriels. Elles font systématiquement intervenir le nombre de Reynolds Re et la distance d'impact H/D . D'autres paramètres comme le nombre de Prandtl Pr et le rayon d'intégration r/D peuvent intervenir. Quelques exemples de corrélations les plus connues pour un jet rond sont données par le Tableau I.1. Il est à noter que pour la plupart des auteurs, la buse d'injection est un tube long.

De très nombreuses études ont été publiées, et pour des nombres de Reynolds modérés, on peut dissocier deux grandes catégories : les résultats pour des distances d'impact faibles ($H/D < 5$) et les distances d'impact plus élevées ($H/D > 5$). Des évolutions radiales du nombre de Nusselt typiques pour différentes distances d'impact sont présentées à la Figure I.9. Ces évolutions proviennent de Baughn et Shimizu [5] et ont été mesurées pour un nombre de Reynolds $\text{Re} = 23\,750$.

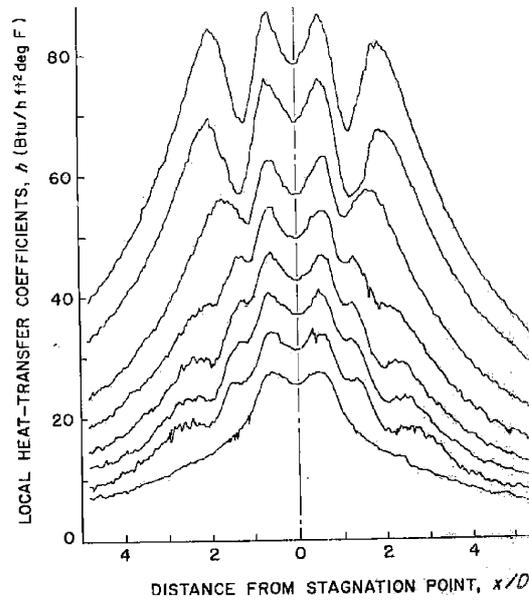


FIGURE I.8 – Effet du nombre de Reynolds sur les variations radiales du coefficient local de transfert de chaleur pour un jet d'air rond. Le diamètre de la buse est $D = 1/4$ in. La hauteur d'impact est $H = 2D$. Les nombres de Reynolds des différentes courbes sont, de bas en haut : $Re = 2\,500, 2\,800, 5\,000, 7\,000, 10\,000, 14\,000, 20\,000$ et $28\,000$. Un coefficient de transfert de chaleur valant $h = 80$ Btu/h ft² deg F est en unité du système international $h = 140$ W m⁻² K⁻¹. Reproduction de Gardon et Akfirat [23].

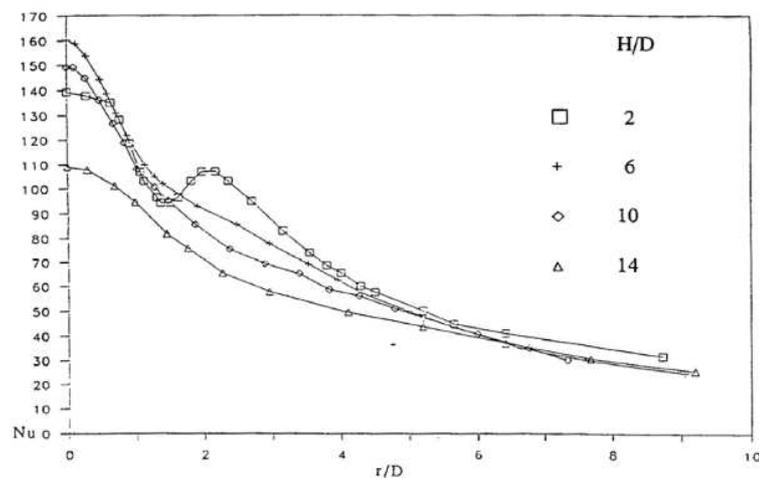


FIGURE I.9 – Distribution radiale de nombre de Nusselt, $Re = 23\,750$. Reproduction de Baughn et Shimizu [5].

Source	Conditions	Corrélation : $\overline{Nu} =$	Remarques
Goldstein <i>et al.</i> [29]	$6 < H/D < 12$ $61\,000 < Re < 124\,000$	$\frac{24- H/D-7.75 }{533+44(r/D)^\alpha} Re^{0.76}$ $\alpha = 1.285$ $\alpha = 1.394$	Température constante Flux de chaleur constant
Huang et El-Genk [41]	$1 < H/D < 12$ $6\,000 < Re < 60\,000$	$Re^{0.76} Pr^{0.42} (a + bH/D + c(H/D)^2)$	a, b et c dépendent de r/D
Lytle et Webb [62]	$0.1 < H/D < 1$ $3\,600 < Re < 27\,600$	$0.424 Re^{0.57} (H/D)^{-0.33}$ $0.150 Re^{0.67} (H/D)^{-0.36}$	$r/D < 1$ $r/D < 2$
Martin [64]	$2 < H/D < 12$ $2.5 < r/D < 7.5$	$Pr^{0.42} \frac{D}{r} \frac{1-1.1D/r}{1+0.1(H/D-6)D/r} F$ $F = 1.36 Re^{0.574}$ $F = 0.54 Re^{0.667}$ $F = 0.151 Re^{0.775}$	$2\,000 < Re < 30\,000$ $30\,000 < Re < 120\,000$ $120\,000 < Re < 400\,000$
Tawfek [89]	$6 < H/D < 58$ $3\,400 < Re < 41\,000$ $2 < r/D < 30$	$0.453 Pr^{1/3} Re^{0.691} (H/D)^{-0.22} (r/D)^{-0.38}$	
Wen et Jang [95]	$3 < H/D < 16$ $750 < Re < 27\,000$ $0 < r/D < 7.14$	$0.442 Pr^{1/3} Re^{0.696} (H/D)^{-0.2} (r/D)^{-0.41}$	

TABLE I.1 – Exemples de corrélations pour le calcul du nombre de Nusselt moyen.

I.3.2 Distance d'impact faible

Pour des distances d'impact faibles, le coefficient d'échange local $h(r)$ augmente depuis le point d'arrêt jusqu'à une position $r/D = 0.5$. Il y a donc un minimum local de transfert au point d'arrêt (Fig. I.8). On observe un second maximum aux alentours de $r/D = 2$. La position radiale et l'amplitude de ce pic secondaire dépend sensiblement du nombre de Reynolds et de la distance d'impact, alors que la position du premier pic en est indépendante (Lytle et Webb [62]). Ce maximum n'apparaît cependant que si le nombre de Reynolds est suffisamment élevé ($Re > 15\,000$). Lytle et Webb [62] proposent une corrélation pour déterminer la position du pic secondaire en fonction du nombre de Reynolds et de la hauteur d'impact :

$$(r/D)_{\text{pic secondaire}} = 0.188Re^{0.241} (H/D)^{0.224} \quad (\text{I.6})$$

Cette corrélation est valable pour un nombre de Reynolds Re compris entre 11 000 et 27 600 et une hauteur d'impact H/D entre 0.1 et 1. Elle ne tient cependant pas compte d'autres facteurs très influents comme la forme de l'ajutage ou le taux de turbulence (Viskanta [91]). L'amplitude du second maximum croît avec le nombre de Reynolds (Fig. I.8). Plusieurs explications ont été avancées pour expliquer ces maxima d'échange et leurs positions respectives.

I.3.2.1 Le pic intérieur

Situé à $r/D = 0.5$, il serait lié d'après Jambunathan *et al.* [51] à l'accélération radiale que subit le fluide dans la zone de stagnation. L'explication de Gardon et Akfirat [23] a déjà été évoquée (rétrécissement de la couche limite à la fin de la zone d'impact). Malheureusement, il n'existe que très peu de mesures de vitesse (PIV) qui descendent suffisamment près de la paroi pour étayer l'une ou l'autre de ces hypothèses.

On peut cependant noter que le choix effectué pour la température de référence peut influencer sur l'existence de ce maximum local. La présence d'un minimum au point d'arrêt est souvent à mettre en correspondance avec un mauvais choix dans la température de référence. Ainsi, Goldstein et Behbahani [28] ont calculé leur nombre de Nusselt avec soit la température du jet T_j comme référence, soit avec la température adiabatique T_{ad} . La première conduit à un minimum d'échange au point d'arrêt et un maximum localisé à $r/D = 0.5$, alors que le choix de T_{ad} donne un maximum au point d'arrêt. Il n'est donc pas toujours judicieux de prendre la température du jet comme température de référence, notamment lorsque la température du jet est différente de la température ambiante (jet chauffé ou vitesse élevée).

I.3.2.2 Le pic secondaire

Le second maximum local d'échange de chaleur a longtemps été attribué à la transition d'une couche limite laminaire à une couche limite turbulente (Gardon et Akfirat [23]). Après ce maximum, les transferts de chaleur chutent à cause de la diminution de la vitesse radiale de l'écoulement. Cette explication est cependant mise en défaut pour des jets qui sont turbulents dès l'injection dans la mesure où la couche limite est alors turbulente dès sa naissance au point d'arrêt, comme le confirme des mesures plus récentes (Cooper *et al.* [14]). On observe

cependant clairement une augmentation radiale de la turbulence depuis le point d'arrêt vers l'extérieur de la zone de stagnation.

Une autre explication pour ce maximum local est liée à l'impact des structures tourbillonnaires toriques qui se sont développées le long du jet et au développement des tourbillons secondaires (Jambunathan *et al.* [51]). Ceci pourrait expliquer pourquoi on n'observe plus de second maximum pour des distances d'impact plus élevées. Au delà du corps potentiel, les structures tourbillonnaires toriques se disloquent et laissent place à de petites structures turbulentes. Les structures entraînent l'air extérieur au jet dans la couche limite et rejette l'air plus chaud vers l'extérieur, ce qui pourrait expliquer ce maximum de transfert de chaleur. Buchlin [11], Hadziabdic et Hanjalic [32] associent le minimum local d'échange autour de $r/D = 1.4$ à l'apparition des tourbillons secondaires et donc à la séparation de la couche limite. Le maximum correspondrait alors à un recollement de l'écoulement pleinement turbulent lorsque les tourbillons secondaires disparaissent. Le maximum secondaire correspond donc à un maximum de turbulence.

Une autre explication a été avancée pour expliquer ce pic secondaire. Goldstein *et al.* [29] ont remarqué un minimum de température de paroi adiabatique au niveau du pic secondaire et ont lié ces deux extrema, attribués à une séparation de l'énergie dans les tourbillons de couche de mélange (avec une énergie minimale au centre du tourbillon).

I.3.3 Grandes distances d'impact

Pour $H/D > 5$, le coefficient d'échange est maximum au point d'arrêt. De plus, il apparaît que le nombre de Nusselt au point d'arrêt Nu_0 est maximum lorsque la plaque est placée à une distance H égale à la longueur du cône potentiel, ou légèrement supérieure (Fig. I.9). Selon Schlunder et Gnielinski (dans Jambunathan *et al.* [51]), la distance axiale à laquelle l'intensité turbulente est maximale coïncide avec celle qui conduit au coefficient d'échange au point d'arrêt maximum, c'est à dire pour $H/D = 7.5$. De même, Kataoka *et al.* [54] obtiennent un nombre de Nusselt maximum au point d'arrêt pour $H/D = 5 - 8$ avec une intensité turbulente maximale sur l'axe du jet pour $H/D = 7$. Selon Gardon et Akfirat [23], l'emplacement de ce point de transfert maximum un peu au-delà de la fin du corps potentiel est dû à l'augmentation du taux de turbulence le long de l'axe après la fin du corps potentiel. Cependant, la vitesse chute après le corps potentiel, ce qui a tendance à faire diminuer le coefficient d'échange. Ainsi, en éloignant la plaque d'impact de la buse, les transferts de chaleur cessent d'augmenter lorsque l'augmentation de la turbulence ne compense plus la perte de vitesse du jet.

Dans tous les cas, pour les petites ou les grandes distances d'impact, à partir d'une certaine distance radiale ($r/D > 5$ pour Baughn et Shimizu [5], Fig. I.9), le coefficient d'échange a déjà fortement chuté et il ne dépend plus de H/D . L'efficacité de l'impact pour les échanges thermiques est donc très réduite au-delà de $r/D = 5$.

I.3.4 Influence d'un forçage périodique

Zumbrunnen et Aziz [102] présentent une étude expérimentale d'un jet plan non submergé en impact. Le jet est périodiquement bloqué par les pales d'une roue en rotation. Les transferts de chaleur sont alors augmentés. Sheriff et Zumbrunnen [87] comparent alors le transfert de chaleur au point d'arrêt pour le jet bloqué périodiquement et celui d'un jet modulé sinusoidalement. Le blocage augmente les transferts jusqu'à 33% alors que la modulation les fait diminuer (jusqu'à 17%). Le blocage périodique permet un renouvellement périodique de la couche de mélange. Le fluide frais s'approche donc de la paroi à chaque blocage du jet et la couche limite se redéveloppe. Ceci n'est pas vrai pour le jet modulé sinusoidalement. La couche limite semble répondre d'une manière plus complexe aux pulsations, ce qui a pour effet d'augmenter son épaisseur et de diminuer les transferts de chaleur.

Mladin et Zumbrunnen [69, 70] ont alors examiné analytiquement la réponse de la couche limite à la modulation. Un modèle de couche limite similaire à celui de Karman-Polhausen (Schlichting [86]) est développé, en gardant les termes instationnaires dans les équations. Ce modèle est alors utilisé pour estimer les transferts de chaleur dans la zone de stagnation d'un jet pulsé. La réponse de la couche limite à la pulsation n'est alors pas périodique, mais plutôt chaotique. Dans la majorité des cas (fréquences et amplitudes), la couche limite s'épaissit et les transferts de chaleur diminuent (la valeur de 17% de diminution maximum est retrouvée). Dans certaines conditions, on observe une augmentation des transferts de chaleur, mais dans une proportion très faible (1%). Ces résultats dans la zone de stagnation sont confirmés par Mladin et Zumbrunnen [71], qui étudient un jet plan submergé pulsé. Cette étude montre également que le forçage du jet peut augmenter les transferts de chaleur dans la région du jet de paroi.

Liu et Sullivan [60] sont les premiers à tenter de contrôler les structures tourbillonnaires par des petites pulsations dans le but d'augmenter les transferts de chaleur. Ils comparent alors un jet non excité avec des jets perturbés à $St_D = 0.86$ et 1.59 . Une visualisation de l'écoulement a montré que la perturbation à $St_D = 0.89$ déclenche un appariement des tourbillons à l'approche de la paroi. Cela crée un plus grand tourbillon, ce qui déclenche la séparation instationnaire et réduit le transfert de chaleur (Fig. I.10). Le forçage à $St_D = 1.59$ crée un appariement intermittent ainsi qu'une zone avec de la turbulence à petite échelle. Les transferts de chaleur sont alors augmentés. Une étude similaire d'un jet plan a été menée par Gau *et al.* [25], montrant que les transferts de chaleur peuvent être modifiés là où les tourbillons interagissent avec la paroi.

Hwang *et al.* [50] et Hwang et Cho [49] ont étudié l'influence de plusieurs paramètres du forçage, en faisant varier le nombre de Strouhal St_D de 1.2 à 4, l'amplitude de la modulation et la méthode de contrôle des tourbillons (perturbation du mode colonne ou du mode de couche de mélange). Le forçage à $St_D = 1.2$ a tendance à réduire les transferts de chaleur, tandis que celui à $St_D = 2.4$ a tendance à les augmenter. Les deux méthodes de forçage donnent des résultats similaires.

Enfin, Vejrazka [90] propose une étude expérimentale avec un banc d'essai similaire à celui qui a été utilisé au cours de cette étude, pour un nombre de Reynolds de 10 000 et une distance d'impact $H/D = 2$. La gamme de fréquences de forçage étudiées correspond à des nombres de Strouhal St_D entre 0.56 et 2.14, et les amplitudes de cette perturbation sont

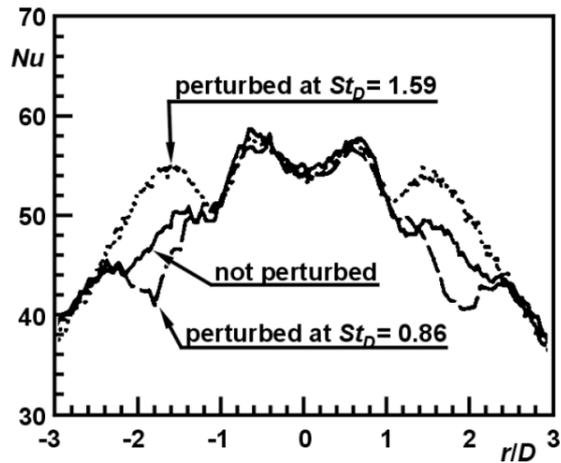


FIGURE I.10 – Modification du coefficient de transfert de chaleur pour différentes perturbations du jet, $Re = 12\,300$, $H/D = 1.125$. Reproduction de Liu et Sullivan [60].

inférieures à 1%. Le forçage permet sous certaines conditions de diminuer la circulation des tourbillons et d'empêcher la séparation de l'écoulement à la paroi, séparation qui nuit aux transferts de chaleur entre le fluide et la paroi.

CHAPITRE II

PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL

Sommaire

II.1	Le banc d'essai	26
II.1.1	Le système d'alimentation	26
II.1.2	Le système d'injection	26
II.1.3	Les paramètres de l'étude	28
II.2	Mesures de vitesse	30
II.2.1	Mesures de vitesse par anémométrie fil chaud	30
II.2.2	Mesures de vitesse par vélocimétrie par images de particules	34
II.3	Mesures de pression pariétale	43
II.3.1	La plaque d'impact	43
II.3.2	Fonctionnement et étalonnage des capteurs	44
II.3.3	Post-traitement	46
II.4	Mesures thermiques	47
II.4.1	Mesures thermiques stationnaires	47
II.4.2	Mesures thermiques instationnaires	53

Ce chapitre décrit tout d'abord le banc d'essai qui a été utilisé pour cette étude. Les différents paramètres de l'étude sont alors clarifiés. Ensuite, les différentes techniques de mesure utilisées ainsi que les post-traitements qui leur sont directement liés sont présentées. Les mesures effectuées sont des mesures anémométriques par fil chaud ou PIV, des mesures de pressions à l'aide de capteurs différentiels et des mesures thermiques, stationnaires et instationnaires, par thermographie infrarouge.

II.1 Le banc d'essai

Le banc d'essai utilisé a été conçu et réalisé spécialement pour cette étude, à partir de références telles que Anderson et Longmire [3].

II.1.1 Le système d'alimentation

Le système d'alimentation est représenté par la Figure II.1. Le débit d'air est fourni par un ventilateur. L'air passe ensuite à travers un débitmètre à flotteur, capable de mesurer un débit volumique maximum de $120 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. Si la technique de mesure utilisée requiert un ensemencement de particules (PIV), celui-ci est effectué en amont du débitmètre. Une vanne est située en aval du débitmètre pour contrôler le débit d'air. Finalement, l'air traverse un échangeur de chaleur eau-air, afin de contrôler la température de l'air et de la maintenir à la température ambiante. On se prémunit ainsi contre une hausse de température du jet qui serait due à la montée en température du ventilateur. L'air traverse ensuite un module permettant de séparer le débit en quatre parties égales avant d'arriver au module d'injection proprement dit.

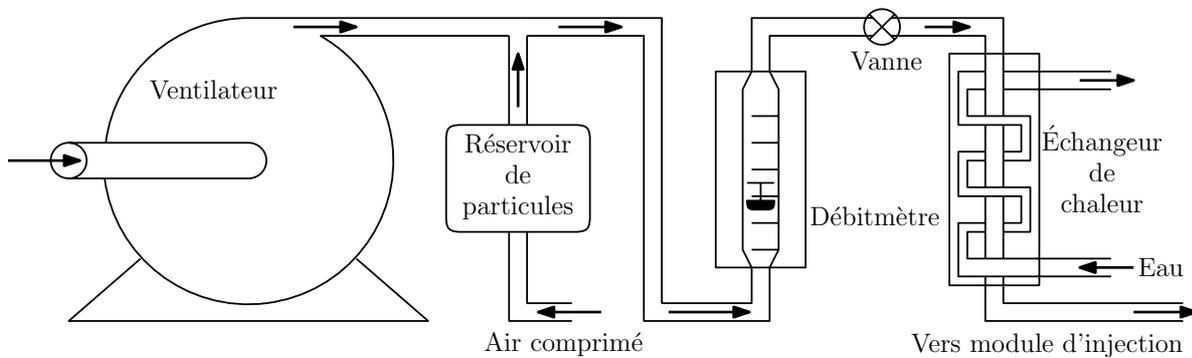


FIGURE II.1 – Système d'alimentation en air avec particules.

II.1.2 Le système d'injection

Le module d'injection utilisé dans le cadre de cette étude a été inspiré par Anderson et Longmire [3], dont l'objectif était d'étudier le mouvement de particules dans la zone de stagnation d'un jet en impact. Une photographie du module d'injection est présentée à la Figure II.2. Il est également représenté schématiquement à la Figure II.3.

L'air passe tout d'abord à travers une grille et un nid d'abeille, afin d'éliminer d'éventuelles structures à grandes échelles qui pourraient se former en amont. La buse est un convergent axisymétrique avec un rapport de surface de 10.8. Il a été dimensionné afin d'avoir le profil de vitesse le plus plat possible à sa sortie (Morel [72]). Une plaque de confinement est placée autour de la buse. Le diamètre à la sortie de la buse est noté D et vaut pour toute l'étude 3cm. L'axe du jet est représenté par la coordonnée z et la direction radiale par r . L'origine du système de coordonnées est le centre de la buse.

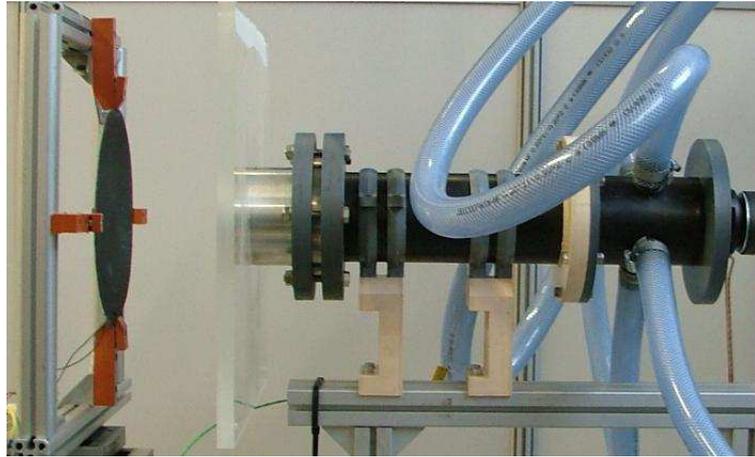


FIGURE II.2 – Photographie du module d’injection.

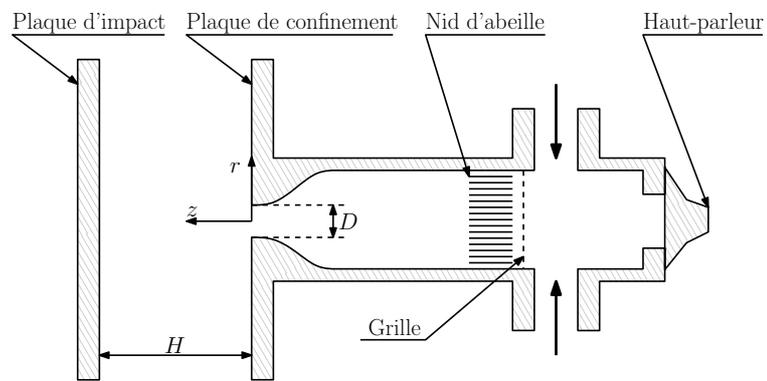


FIGURE II.3 – Le module d’injection en configuration convergent.

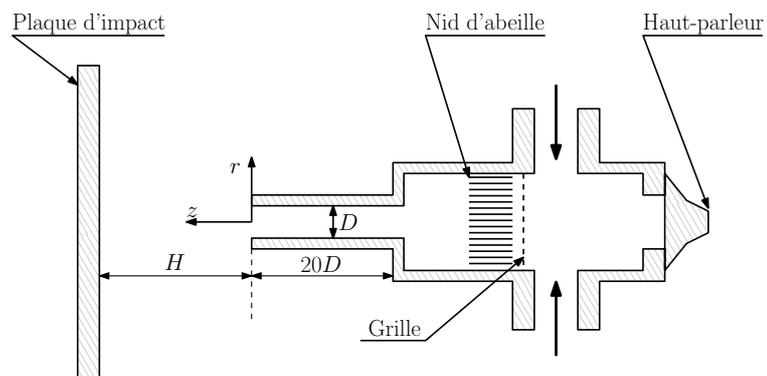


FIGURE II.4 – Le module d’injection en configuration tube long.

La plaque d'impact est toujours perpendiculaire à l'axe du jet. Elle est placée à une distance H de la buse. La plaque utilisée est différente suivant le type de mesures effectuées.

Des thermocouples de type K sont situés dans le module d'injection ainsi qu'autour de celui-ci afin de contrôler que la température de l'écoulement reste proche de la température ambiante.

Un haut-parleur est situé à l'extrémité du module d'injection. Il a pour fonction d'exciter l'écoulement à certaines fréquences, la structure du jet peut alors être radicalement modifiée. Le haut-parleur n'est soumis qu'à des fréquences f_{HP} comprises dans sa bande passante ([100 Hz, 5 kHz]), les signaux envoyés au haut-parleur sont strictement monofréquentiels, donc sinusoïdaux, et l'amplitude de ces sinusoïdes est notée $A_{\text{HP}}(V)$. Autrement dit, la tension U envoyée au haut-parleur est de la forme :

$$U(t) = A_{\text{HP}} \sin(2\pi f_{\text{HP}} t) \quad (\text{II.1})$$

Un second module d'injection a été utilisé, il s'agit d'un tube long d'une longueur de $20D$ (Fig. II.4). La plupart des études des transferts de chaleur sur un jet en impact ont été effectuées sur des jets de type tube long sans confinement, ce qui donne en sortie de buse un profil de vitesse arrondi (parabolique dans le cas limite laminaire) alors que le convergent nous permet d'obtenir un profil plat. Le reste du module d'injection (grille, nid d'abeille...) est identique au cas du module avec la buse convergente.

II.1.3 Les paramètres de l'étude

Le nombre de paramètres, élevé lorsque cette étude a débuté, a été progressivement réduit au cours de campagnes d'essais préliminaires afin de se concentrer sur quelques configurations donnant les résultats les plus intéressants. Ces différents paramètres sont la buse utilisée, le nombre de Reynolds de l'écoulement, la hauteur d'impact H/D et les paramètres du forçage acoustique (A_{HP} et f_{HP}).

II.1.3.1 La buse

Comme décrit à la Section II.1.2, deux buses sont à notre disposition, l'une convergente et l'autre étant une injection par tube long, permettant respectivement d'avoir un profil de vitesse uniforme et arrondi en sortie de buse. Cependant, d'après des résultats d'expériences préliminaires, le forçage acoustique n'a que très peu d'effets sur l'écoulement avec le tube long, ceci étant probablement dû à la configuration du tube long, qui peut se comporter comme un guide d'onde et donc bloquer les fréquences dont la longueur d'onde ne correspond pas à sa dimension caractéristique, c'est-à-dire son diamètre. Le tube long a donc été abandonné pour l'étude de l'influence du haut-parleur.

Sauf mention contraire, la buse utilisée sera donc dans l'ensemble de ce mémoire le convergent (Fig II.3).

II.1.3.2 Le nombre de Reynolds

Mise à part une étape de validation du jet au début de l’étude, pour laquelle l’influence de la vitesse débitante du jet avait été étudiée, le débit, et donc la vitesse débitante ainsi que le nombre de Reynolds ont été fixés pour l’ensemble de l’étude. Ainsi, Le nombre de Reynolds est fixé pour toute l’étude :

$$\text{Re} = \frac{u_0 D}{\nu} \approx 28\,000 \quad (\text{II.2})$$

ce qui correspond à une vitesse débitante $u_0 = 14 \text{ m s}^{-1}$.

Ce nombre de Reynolds a été choisi afin de pouvoir comparer nos résultats à une partie de la littérature (Baughn et Shimizu [5] $\text{Re} = 23\,750$, Cooper *et al.* [14] $\text{Re} = 23\,000$, Fénot *et al.* [21] $\text{Re} = 23\,000$).

II.1.3.3 La hauteur d’impact

Au départ, trois hauteurs d’impact étaient étudiées : $H/D = 3, 5$ et 7 . La configuration $H/D = 7$ a été rapidement abandonnée, car elle ne semblait pas apporter beaucoup plus d’informations que celle pour $H/D = 5$. Cette configuration nous permet cependant de mesurer correctement la longueur du cône potentiel. Les deux hauteurs $H/D = 3$ et 5 ont été choisies car la limite entre la présence ou non d’un lobe secondaire dans le coefficient de transfert de chaleur convectif est souvent décrite comme étant $H/D = 4$. Ainsi, pour $H/D = 3$, on doit observer un lobe secondaire, mais pas pour $H/D = 5$ (Baughn et Shimizu [5]).

II.1.3.4 Le forçage acoustique

Initialement, huit fréquences au haut-parleur avaient été testées : $f_{\text{HP}} = 80, 120, 160, 240, 310, 370, 470$ et 620 Hz , ce qui correspond à des nombres de Strouhal ($\text{St}_{\text{HP}} = \frac{f_{\text{HP}} D}{u_0}$) respectivement de $0.17, 0.26, 0.34, 0.51, 0.66, 0.79, 1.01$ et 1.33 . Des mesures de vitesse ont été effectuées pour toutes ces configurations. Ces différents résultats nous ont permis de dégager trois principales structures d’écoulement. En conséquence, une fréquence seulement parmi chacune de ces trois classes d’écoulement a été conservée. Il s’agit de $f_{\text{HP}} = 120, 240$ et 370 Hz (resp. $\text{St}_{\text{HP}} = 0.26, 0.51$ et 0.79). L’amplitude du forçage est restée constante pour toutes les fréquences et vaut $A_{\text{HP}} = 2V$. Certaines mesures ont été effectuées pour des amplitudes plus élevées, cela sera alors précisé.

La fréquence de forçage $f_{\text{HP}} = 120 \text{ Hz}$ correspond à une résonance géométrique du module d’injection (Fig. II.5), de manière similaire à ce qui a été fait par Crow et Champagne [15]. Cette fréquence est donc amplifiée par le module d’injection. Les fréquences $f_{\text{HP}} = 240$ et 370 Hz sont respectivement la deuxième et la troisième harmoniques de cette fréquence de résonance. Il est à noter que la fréquence de 370 Hz correspond également à un mode de résonance de la cavité.

À ces trois fréquences s’ajoute évidemment une configuration où le jet n’est pas contraint par le haut-parleur. Celle-ci sera souvent notée $f_{\text{HP}} = 0 \text{ Hz}$ ou $\text{St}_{\text{HP}} = 0$. On a

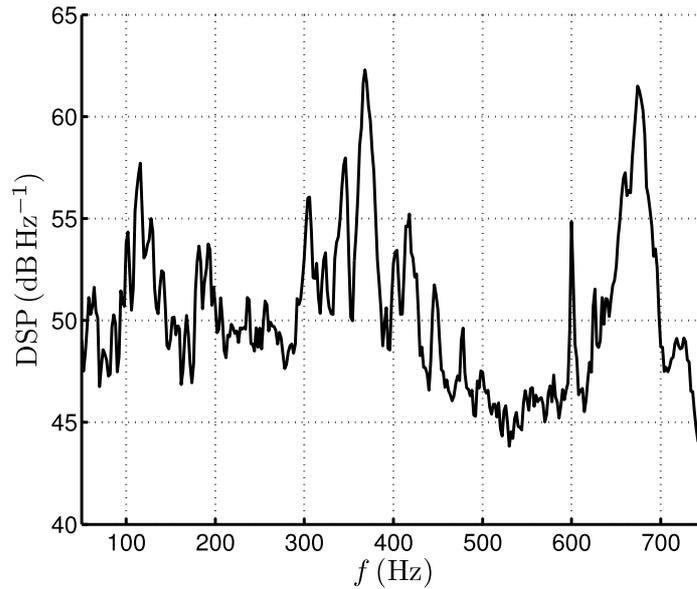


FIGURE II.5 – Réponse spectrale du module d’injection à un bruit blanc mesurée à la sortie de la buse sans écoulement par un microphone.

donc finalement 8 configurations principales : 2 hauteurs d’impact et 4 forçages du haut-parleur.

II.2 Mesures de vitesse

Dans cette section sont présentées les deux techniques utilisées pour mesurer des vitesses d’écoulement : l’anémométrie fil chaud et la vélocimétrie par image de particules. Dans les deux cas, le jet est placé en position verticale descendante et la plaque d’impact utilisée est une plaque de verre, de taille 50×50 cm, qui est suspendue à la plaque de confinement grâce à quatre tiges filetées. Des entretoises calibrées à la longueur exacte désirée (9 cm pour $H/D = 3$ et 15 cm pour $H/D = 5$) permettent à la fois de placer la plaque à la bonne distance et d’assurer que les plans définis par la plaque de confinement et par la plaque d’impact restent parfaitement parallèles.

II.2.1 Mesures de vitesse par anémométrie fil chaud

L’anémométrie à fil chaud est une technique de mesure permettant de déterminer la vitesse instantanée d’un fluide s’écoulant autour d’une sonde, le fil chaud, placée au sein d’un écoulement. L’idée de base est de ramener la mesure de la vitesse du fluide à celle d’une mesure de résistance électrique.

Plusieurs types de sonde existent selon les besoins (Fig. II.6) :

- les sondes à un fil qui permettent de mesurer la vitesse instationnaire dans un plan perpendiculaire au fil chaud.

- les sondes à deux fils chauds croisés qui permettent d’estimer les deux composantes instantanées de la vitesse dans le plan défini par les fils de la sonde, les fluctuations associées et donc les corrélations entre ces deux fluctuations.

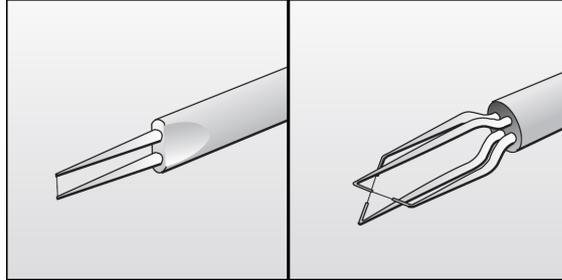


FIGURE II.6 – Fil chaud à un fil et fil chaud croisé à deux fils. Reproduction de www.dantecdynamics.com.

Pour cette étude, uniquement des sondes à un seul fil chaud ont été utilisées afin d’obtenir, entre autres, les valeurs moyennes et rms de la vitesse ainsi que des spectres de turbulence.

II.2.1.1 Principe de l’anémométrie

L’anémométrie à fil chaud repose sur les lois d’échange thermique entre un élément chauffé (le fil) et le fluide en mouvement. En effet, lorsque l’on place dans un écoulement un fil porté par effet Joule à une température supérieure à la température du fluide en écoulement, il se produit un échange de chaleur par convection. Cet échange est fonction des propriétés physiques du fluide, de sa vitesse, de l’écart de température entre l’élément chauffé et le fluide et de l’orientation de l’axe du fil par rapport à l’écoulement. Enfin, le système de fixation du fil (les broches) peut perturber l’écoulement et donc la mesure.

Dans le cas présent (diamètre du fil $d = 5 \mu\text{m}$ et longueur $l = 1.5 \text{ mm}$), l’échange thermique se fait par convection libre, mixte ou forcée en fonction du nombre de Reynolds associé au diamètre du fil Re_f . Dans le cas de la convection forcée ($Re_f > 0.1$), l’échange thermique est directement lié à la vitesse de l’écoulement. Une loi simple reliant la vitesse de l’écoulement à la tension en sortie de l’anémomètre peut alors être établie. Dans les autres cas de convection correspondant à des nombres de Reynolds associés au diamètre du fil $Re_f < 0.1$ (vitesses inférieures à 0.3 m s^{-1}), l’estimation de la vitesse est impossible.

Deux types de montage sont utilisés pour la mesure de la vitesse par anémométrie à fil chaud : le montage à intensité constante et le montage à température constante. Le principe du montage à intensité constante est de maintenir constante l’intensité traversant le fil. Une variation de la vitesse de l’écoulement entraîne alors une variation de la température du fil, et donc de sa résistance. Comme l’intensité I du fil est maintenue constante, une variation de la résistance R du fil provoque alors une variation de la tension E à ses bornes ($E = RI$). Par conséquent, cette variation de tension, aisément mesurable à l’aide d’un voltmètre, est directement liée à la variation de vitesse du fluide. Les inconvénients majeurs de ce dispositif sont la non-linéarité de la réponse du fil et l’inertie thermique.

Dans le cas du montage à température constante (Fig. II.7), la température, et donc la résistance du fil, sont maintenues constantes : le capteur est l'une des branches d'un pont de Wheatstone, la résistance du fil est maintenue constante en asservissant le courant qui la traverse, et le courant résultant est ainsi une fonction de la vitesse du fluide pour des raisons identiques au cas du montage à courant constant. Ce montage a l'avantage d'être moins sensible à l'inertie thermique du fluide. Pour cette raison, les mesures de vitesse présentées dans ce mémoire ont été effectuées à l'aide d'un anémomètre utilisé en montage type température constante.

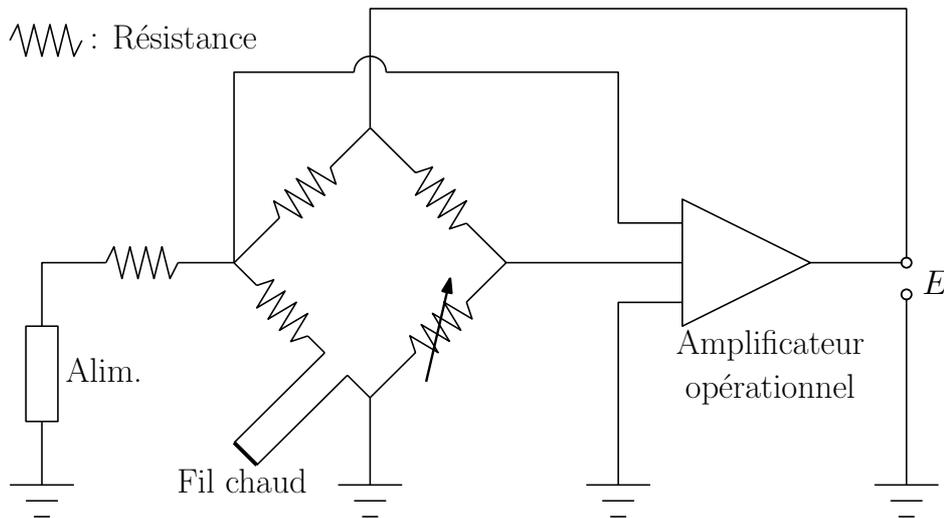


FIGURE II.7 – Montage électronique d'un fil chaud de type température constante. D'après Bruun [10].

Après avoir développé les lois d'échange thermique et les relations électroniques liées au pont de Wheatstone dans le cas d'un fil de rapport l/d supérieur à 250 (dans notre cas, $l/d = 300$), nous pouvons relier de manière très simple la tension E aux bornes du fil et la vitesse (loi de King) :

$$E^2 = A + BU_{\text{eff}}^n \quad (\text{II.3})$$

où U_{eff} est la vitesse efficace de refroidissement du fil, A , B et n sont des constantes. n est égal à 0.45 pour un fil de $5\mu\text{m}$ de diamètre et un nombre de Reynolds associé au fil compris entre 0.1 et 44. A et B peuvent également être déterminées théoriquement. Cependant, ces valeurs étant fortement dépendantes du fil considéré, elles sont déterminées par étalonnage via la technique des moindres carrés.

La vitesse efficace U_{eff} de refroidissement du fil dans le cas d'une sonde à un fil est telle que :

$$U_{\text{eff}} = |u|f(\phi_1) \quad (\text{II.4})$$

où $|u|$ est le module de la vitesse de l'écoulement et ϕ_1 l'angle formé par le vecteur vitesse \vec{u} et l'axe du fil de la sonde (Fig. II.8). L'angle ϕ_2 formé par le plan support-sonde et le vecteur vitesse \vec{u} ne modifie pas la réponse du fil si on néglige l'effet intrusif des broches.

La fonction $f(\phi_1)$ caractérise la sensibilité directionnelle de la sonde à un fil. Pour des fils de rapport l/d tendant vers l'infini, U_{eff} est assimilable à la composante de la vitesse

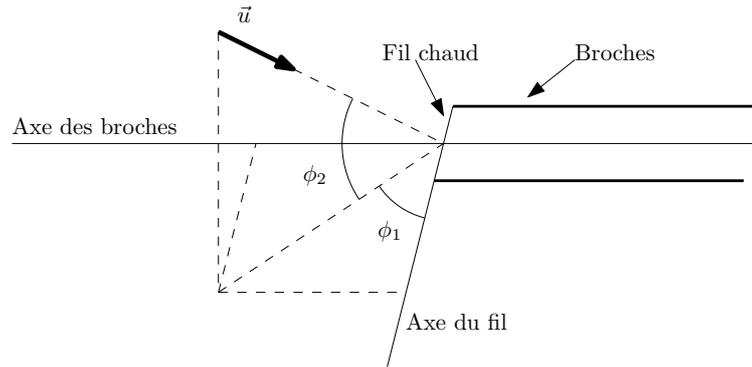


FIGURE II.8 – Sonde à un seul fil chaud.

normale au fil, et la fonction $f(\phi_1)$ devient :

$$f(\phi_1) = \sin \phi_1 \quad (\text{II.5})$$

En considérant que l'écoulement est majoritairement perpendiculaire à l'axe du fil, alors ϕ_1 vaut $\pi/2$ et la loi de King devient :

$$E^2 = A + B|u|^n \quad (\text{II.6})$$

Un problème demeure : si les broches ne sont pas dans l'axe du mouvement du fluide ($\phi_2 \neq 0$), celles-ci provoquent des perturbations sur le fil, et donc sur la mesure. Dans ce cas, un étalonnage particulier a été effectué avec les broches perpendiculaires à l'écoulement ($\phi_2 = \pi/2$) pour s'affranchir de ce problème.

II.2.1.2 L'étalonnage

L'étalonnage permet de déterminer les coefficients A , B et n . Il a été réalisé à l'aide d'une soufflerie Thermo-Systems TSI 1128 pour une vingtaine de vitesses comprises entre 5 et 40 m s^{-1} , ce qui correspond à la gamme de vitesse attendue pour notre étude. Cette soufflerie permet de générer un écoulement de vitesse comprise entre 0 et 140 m s^{-1} à la sortie d'une buse de diamètre 10 mm. Cette vitesse est évaluée par la mesure de la différence entre la pression ambiante et la pression à l'intérieur de la chambre de la soufflerie, en prenant en compte les propriétés de l'air et les conditions atmosphériques. La sonde, placée dès la sortie de la buse (dans le cône potentiel), peut être positionnée suivant différentes inclinaisons par rapport à l'axe du jet.

Le fil est positionné orthogonalement à l'écoulement issu de la soufflerie d'étalonnage ($\phi_1 = \pi/2$). Les broches supportant le fil sont mises dans l'axe de l'écoulement afin de limiter les effets de broche sur la mesure ($\phi_2 = 0$). Le fil chaud est relié à l'anémomètre, sur lequel est réglé la résistance du fil et des câbles de la sonde. Cet anémomètre est ensuite connecté au système d'acquisition. L'acquisition de la tension des fils, de la pression dans la chambre ainsi que de la température est pilotée par le logiciel Labview, à 1 kHz et 1 000 échantillons par point d'étalonnage.

Les coefficients A , B et n de la loi de King associée au système sont finalement calculés par régression linéaire et sauvegardés (ainsi que les moyennes des différentes mesures pour chaque vitesse d'écoulement).

II.2.2 Mesures de vitesse par vélocimétrie par images de particules

La vélocimétrie par images de particules (*Particle Image Velocimetry*, PIV) est une technique de mesure optique non intrusive qui permet d'obtenir les champs instantanés de vitesses dans un écoulement. L'étude de PIV, présentée dans cette partie, permet de caractériser la dynamique du jet. Pour cette étude, une technique dérivée de la PIV a été utilisée, la PIV haute vitesse (*High Speed PIV*, HS-PIV), permettant d'obtenir des fréquences d'acquisition beaucoup plus élevées. Le principe des deux techniques est le même, cependant la PIV classique a une fréquence d'échantillonnage typiquement de l'ordre de 5 Hz alors que la HS-PIV a une fréquence d'échantillonnage de l'ordre de 2 kHz. Une description quasi-exhaustive de la technique peut être trouvée dans Raffel *et al.* [83].

La plaque d'impact pour ces mesures est une plaque de verre, maintenue en place à l'aide de tiges filetées et d'entretoises fixées depuis la plaque de confinement. Ce choix a été effectué afin d'avoir un accès optique supplémentaire.

II.2.2.1 Principe

La PIV est une méthode non-intrusive de mesure de vitesse d'écoulement dans un plan à partir de l'analyse du déplacement de traceurs (Fig. II.9). L'écoulement estensemencé de particules servant de traceurs. Le plan de mesure est illuminé par une source LASER en deux instants successifs. Les images de particules sont acquises par une caméra digitale. Chaque image est divisée en un nombre donné de sous fenêtres (fenêtres d'interrogation de petite dimension), sur lesquelles on détermine par inter-corrélation des niveaux de gris le déplacement des particules entre deux instants $\Delta\vec{d}$. Connaissant l'intervalle de temps entre les deux images (Δt), on en déduit la vitesse \vec{v} :

$$\vec{v} = \frac{\Delta\vec{d}}{\Delta t} \quad (\text{II.7})$$

La Figure II.9 synthétise le principe de l'acquisition de la PIV. Elle se compose de trois éléments essentiels : le laser, la caméra et l'ensemencement.

Pour obtenir des mesures de vitesse, il faut :

- créer un ensemencement (traceurs),
- créer un plan lumineux (LASER et système optique),
- enregistrer les images de ces particules (caméra CCD),
- analyser ces images dans le but d'obtenir le déplacement des traceurs (intercorrélacion),
- calculer pour chaque zone d'interrogation la vitesse des particules (calibration).

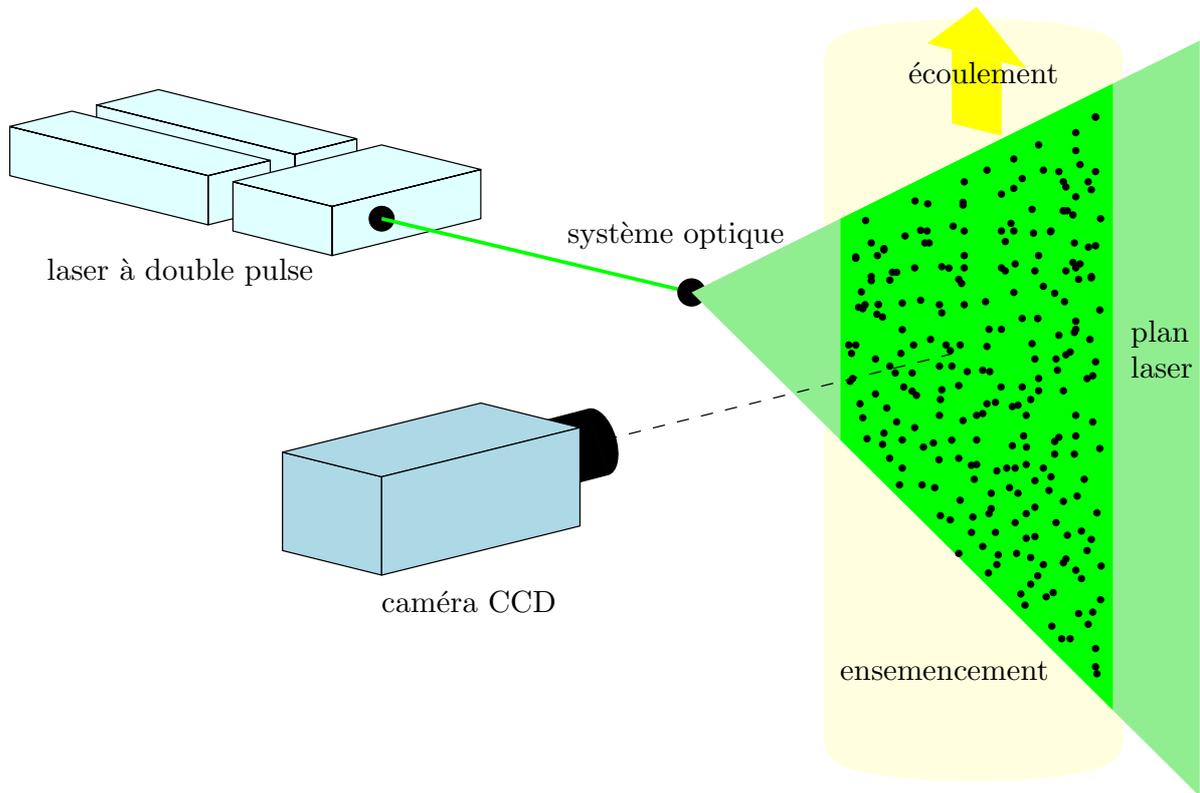


FIGURE II.9 – Principe de mesures par PIV.

Ensemencement Les techniques de visualisation consistent à rendre visible les particules en observant le mouvement de traceurs ajoutés au fluide. Par conséquent, on ne mesure pas directement la vitesse de l'écoulement mais plutôt celle des particules en suspension dans l'écoulement. Les particules doivent répondre à plusieurs critères :

- les particules doivent être de bons traceurs pour l'écoulement, c'est-à-dire qu'elles doivent être les plus petites possibles pour suivre l'écoulement sans les perturber, mais doivent aussi être suffisamment grosses pour pouvoir diffuser la lumière nécessaire à l'écoulement ;
- les particules doivent être de bons diffuseurs de lumière à 90° ;
- il faut une concentration suffisante de particules par fenêtre d'interrogation pour un calcul fiable des vitesses. L'ensemencement doit être réparti de façon homogène dans l'écoulement afin d'obtenir une information de vitesse sur tout le domaine mesuré (Keane et Adrian [55]).

Dans notre étude, l'ensemencement est réalisé par un générateur de gouttelettes d'huile d'olive, ayant un diamètre moyen d'environ $1 \mu\text{m}$.

Plan lumineux Pour réaliser un plan lumineux, le LASER doit être le plus puissant possible, car l'angle d'observation est perpendiculaire au plan de mesure. Or, d'après la théorie de Mie, la ré-émission de lumière à 90° est très faible pour la plupart des particules utilisées pour les mesures. Le laser utilisé dans cette étude est donc un LASER Nd-Yag double cavité. Ce laser génère deux impulsions de durée $\tau = 0.01 \mu\text{s}$ décalées d'un court

intervalle de temps Δt à une fréquence donnée. Le faisceau LASER d'une longueur d'onde de 532nm entre dans la veine d'essais à travers la paroi d'impact via un système optique de deux lentilles cylindrique et sphérique afin d'obtenir un plan lumineux relativement fin ($\approx 1.5\text{mm}$). Le principe de fonctionnement du LASER Nd-Yag est présenté à la Figure II.10.

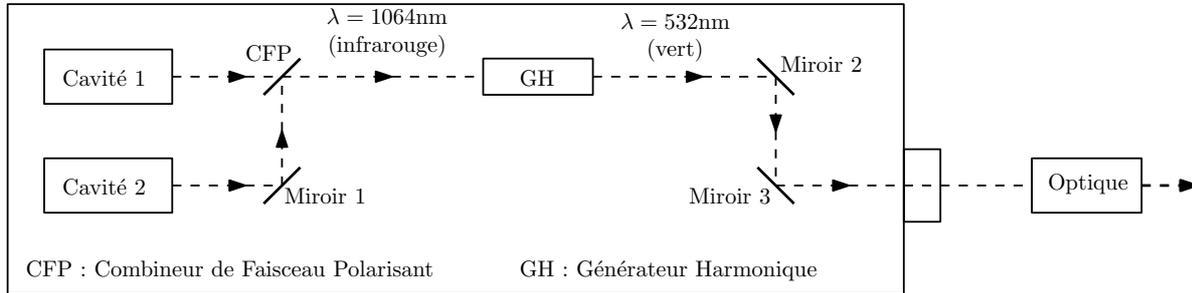


FIGURE II.10 – Principe du fonctionnement du LASER Nd-Yag.

Acquisition des images L'acquisition des images se fait à l'aide d'une caméra inter-corrélation CCD (*Charged-Coupled Device*). Pour avoir des images de qualité et mesurer correctement les vitesses, il faut effectuer le réglage de différents temps (Fig. II.11) et du nombre de paires d'images acquises (N).

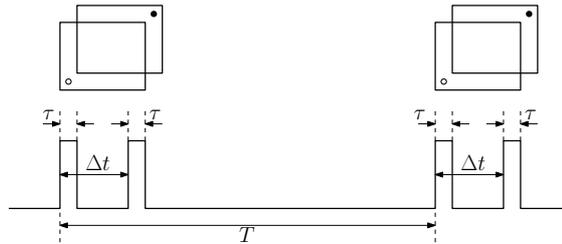


FIGURE II.11 – Acquisition des images.

La durée du pulse laser τ est fixée par le laser à $0.01\mu\text{s}$.

Le temps intervalle entre les pulses des deux cavités LASER Δt dépend de la caméra CCD (maximum de fréquence d'acquisition ou minimum de temps inter-image $C = 1/F_{\text{camera,max}}$), du mode d'acquisition (inter-corrélation) et du type de laser (LASER Nd-Yag, $L = 1/F_{\text{laser,max}}$) (Keane et Adrian [55]). Donc, la gamme possible de Δt est donnée par la relation :

$$0.4 \mu\text{s} \leq \Delta t \leq \min(L, C) \quad (\text{II.8})$$

Le temps entre deux couples d'images T doit être un nombre entier de fois l'intervalle entre deux impulsions (cavité de 4 Hz). Ainsi le minimum possible pour la fréquence d'acquisition des champs de vitesse est de 4 Hz, d'où une valeur $T_{\text{max}} = 0.25 \text{ s}$.

Le nombre de paires d'images acquises N dépend de la convergence des statistiques. Pour cette étude, l'analyse de l'écoulement est basée sur des statistiques évaluées à partir d'un échantillon des champs de vitesse. Les estimateurs utilisés pour l'analyse des résultats

sont principalement la moyenne (\bar{u}) et l'écart-type (σ). Il s'agit, dans un premier temps, de déterminer la taille requise de l'échantillon pour obtenir la précision voulue sur la moyenne et l'écart-type pour un seuil de confiance désiré. Si la distribution de l'estimateur est normale, on peut s'attendre à ce que l'estimateur varie avec un intervalle de confiance $\pm Z_c \sigma$ où Z_c est le coefficient de confiance qui dépend du seuil de confiance désiré et σ l'écart-type. Si on prévoit une valeur de l'écart type maximale de l'ordre de 30%, la taille requise de l'échantillon sur la moyenne (N_1) et sur l'écart-type (N_2) pour une précision de ϵ et un seuil de confiance de $(100 - \epsilon)\%$ sont :

$$N_1 = \left(\frac{Z_c \sigma}{\epsilon} \right)^2 \quad N_2 = \frac{Z_c^2}{2\epsilon^2} \quad (\text{II.9})$$

Si on prévoit un rejet maximal de 30% des champs de vecteurs après validation, il faut enregistrer $N > \max(1.3N_1, 1.3N_2)$ champs pour les mesures par PIV, comme noté dans le Tableau II.1.

ϵ	Seuil de confiance	Z_c	N_1	N_2	N
3%	97%	2.16	466	2 592	4000
5%	95%	1.96	138	768	2500

TABLE II.1 – Nombre de paires d'images à acquérir en fonction de la précision.

Pour les mesures PIV classique, une précision à 5% ($N = 2500$) a été choisie alors que pour les mesures HS-PIV, la précision a été fixée à 3% ($N = 4000$).

Réflexion sur la paroi La présence des parois de confinement et d'impact peut être pénalisante pour la qualité des mesures. En effet, les reflets génèrent souvent une saturation de la caméra rendant les mesures impossibles à leur voisinage. Les parois en verre servant de chemins optiques pour certaines configurations de mesure, aucun traitement n'a pu être appliqué. Les vitesses mesurées par PIV proches des parois devront donc être prises avec la plus grande précaution.

Méthode de corrélation La méthode d'inter-corrélation a été choisie, dans cette étude, pour les raisons suivantes :

- le signe de la vitesse est obtenu directement contrairement à d'autres techniques qui laissent une incertitude sur le sens du vecteur vitesse.
- la dynamique est améliorée grâce à l'absence d'une zone morte au centre de la fenêtre et grâce à l'absence de décalage d'image.
- le signal est plus facilement détectable car l'inter-corrélation fait intervenir moins de produits parasites, d'où un meilleur rapport Signal/Bruit.
- la concentration maximale en particules admise par cette méthode de corrélation peut être élevée car l'utilisation de deux supports distincts élimine la superposition qui a tendance à lisser l'image si la concentration est trop importante. Ici encore, le rapport Signal/Bruit est fortement accru.

Le principe de cette méthode est présenté à la Figure II.12. D'abord, deux images à l'instant t et $t + \Delta t$ sont divisées en fenêtres d'interrogation. Leurs dimensions dépendent donc de l'écoulement étudié et déterminent la résolution spatiale. Le temps de calcul de la corrélation directe est long. Donc, généralement les algorithmes effectuent le calcul dans le domaine spectral à l'aide de transformées de Fourier. Le déplacement spatial $\Delta \vec{d}$ est obtenu à partir de la position du pic principal de la fonction inter-corrélation, le second représentant le pic du bruit le plus intense. Connaissant Δt , il est alors possible de déterminer le vecteur vitesse.

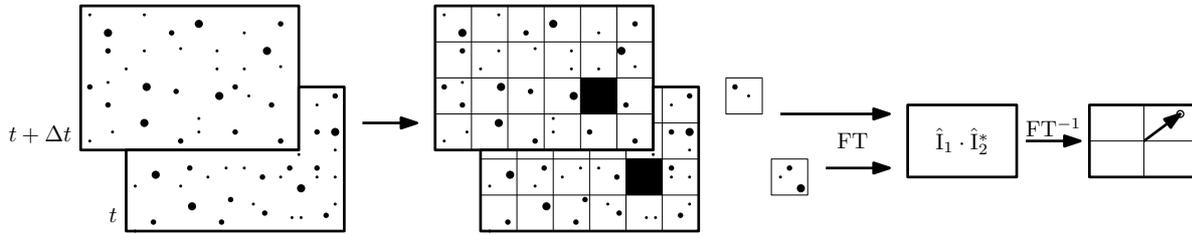


FIGURE II.12 – Principe du calcul par inter-corrélation (d'après Raffel *et al.* [83]).

Spécifications PIV/HS-PIV Le principe de la HS-PIV est exactement le même que celui de la PIV classique. La différence est la cadence d'acquisition des paires d'images. Le matériel (LASER, caméra CCD) est donc également différent.

Pour la PIV classique, le plan lumineux est créé par un LASER Nd-Yag double cavité QUANTEL ($2 \times 120\text{mJ}$ maximum). La cadence maximale de chaque cavité est de 10 Hz. La caméra est une LAVISION Intense de résolution $1376 \times 1040\text{px}^2$.

Pour la HS-PIV, le plan lumineux est produit par un laser New Wave PEGASUS ($2 \times 10\text{mJ}$). La caméra est une PHOTRON ABX-RS de résolution $1024 \times 1024\text{px}^2$.

II.2.2.2 Configurations de mesure

Le Tableau II.2 liste les différentes configurations de mesure PIV effectuées au cours de cette étude. Les paramètres qui sont donnés sont :

- Type : PIV ou HS-PIV ;
- Buse : CV pour convergent ou TL pour tube long ;
- Plan : AJ pour un plan passant par l'axe du jet ou PP pour un plan parallèle à la paroi d'impact, à une distance de 5mm ($z/D = 2.8$ pour $H/D = 3$ et $z/D = 4.8$ pour $H/D = 5$) ;
- La hauteur d'impact H/D : 3, 5 ou 7 ;
- La gamme de fréquence du forçage au haut-parleur f_{HP} (Hz) ;
- L'amplitude du forçage du haut-parleur A_{HP} (V) ;
- La fréquence d'échantillonnage f_s (Hz) ;
- Le nombre de paires d'images acquises N ;
- Le temps entre les deux pulses du LASER Δt (μs) ;
- La résolution spatiale normalisée par le diamètre du jet $\Delta x/D$;

Type	Buse	Plan	H/D	f_{HP} (Hz)	A_{HP} (V)	f_s (Hz)	N	Δt (μs)	$\Delta x/D$	Remarques
PIV	CV	AJ	3	$0 \rightarrow 620$	2	≈ 5	2 500	30	0.023	
PIV	CV	AJ	5	$0 \rightarrow 620$	2	≈ 5	2 500	60	0.040	
PIV	CV	AJ	7	$0 \rightarrow 620$	2	≈ 5	2 500	60	0.055	
HS-PIV	CV	AJ	5	$0 \rightarrow 620$	7	2 000	4 000	80	0.053	
HS-PIV	CV	PP	5	$0 \rightarrow 620$	7	2 000	4 000	50	0.032	
HS-PIV	CV	AJ	5	$0 \rightarrow 620$	7	2 000	4 000	30	0.026	Zoom demi-jet
HS-PIV	CV	AJ	5	$0 \rightarrow 620$	7	5 000	10 000	50	0.053	Zoom proche-paroi
HS-PIV	CV	AJ	3	$0 \rightarrow 370$	2	2 000	4 000	35	0.034	
HS-PIV	TL	AJ	3	$0 \rightarrow 370$	2	1 500	2 500	50	0.026	
HS-PIV	TL	AJ	5	$0 \rightarrow 370$	2	1 500	2 500	50	0.041	

TABLE II.2 – Les différentes mesures PIV et HS-PIV.

- D'éventuelles remarques, concernant la fenêtre de mesure.

La gestion de l'acquisition des images ainsi que le calcul des champs de vitesse sont effectués avec le logiciel DAVIS 7.2 de LAVISION.

II.2.2.3 Traitement des images

Lors de la phase de calcul du champ de vitesse à partir des calculs de corrélation des images de particules, on peut intervenir sur le traitement des images PIV à trois niveaux :

- Le traitement d'image ;
- Le calcul des vitesses ;
- Les filtres ou méthodes de validation (Post-traitement).

Traitement d'image Au préalable, et afin de minimiser l'influence de reflets ou autres artefacts, une image de fond est soustraite à chaque image avant le calcul des vecteurs. Cette image de fond est obtenue avant (ou après) l'enregistrement de la séquence dans les mêmes conditions expérimentales que pour les mesures mais en absence d'ensemencement.

Calcul des vitesses Le calcul des vitesses nécessite trois étapes.

Il faut tout d'abord faire la calibration : pour cela, il suffit à partir d'une photo du plan de mesure (réalisée pendant l'acquisition) de définir une distance en pixel (contenu dans le plan LASER) à partir de deux points et de donner la distance réelle de ce segment. Cette étape est très importante car la moindre erreur sur cette calibration entraîne une erreur sur les vitesses elles-mêmes.

Il faut ensuite choisir la méthode de corrélation : avant de choisir la méthode de corrélation, il faut connaître la gamme mesurable de vitesse. Le calcul des vitesses ne s'effectue que sur une fenêtre d'interrogation. Le choix de la taille de ces fenêtres (L_{int}) est relativement important pour les mesures car c'est elle (ainsi que la valeur de Δt) qui définit la dynamique mesurable. En effet, la vitesse maximale mesurable est définie comme une fraction de cette fenêtre :

$$\|\vec{v}\|_{\text{max}} \leq \alpha M \frac{L_{\text{int}}}{\Delta t} \quad (\text{II.10})$$

où $\alpha = 0.25$ et M est le coefficient de calibration transformant les pixels en mètres. Pour la majorité de nos mesures, des fenêtres de 16×16 pixels suffisent à avoir un bon compromis entre résolution spatiale et résolution dynamique. Connaissant cette étendue des fenêtres et le facteur de calibration propre à chaque plan (M), il est aisé de déterminer la vitesse maximale mesurable mais aussi la taille physique de la zone d'interrogation.

Enfin, il faut choisir le taux de recouvrement : c'est la fraction de fenêtre qui se superpose à la fenêtre adjacente. Le principe de recouvrement des fenêtres d'interrogation sert principalement à tenir compte des particules qui entrent ou sortent d'une fenêtre entre les instants t et $t + \Delta t$. En effet, on peut montrer que, lorsque le nombre de particules sortant (ou entrant) entre les deux images augmente, le rapport Signal/Bruit décroît et la détection de la bonne vitesse est de plus en plus difficile. Il existe de nombreuses méthodes pour

résoudre ce problème, cependant un des seuls moyens dont dispose le logiciel pour résoudre ce problème est le recouvrement. Pour toutes nos mesures, un recouvrement de $50\% \times 50\%$ est pris (Fig. II.13).

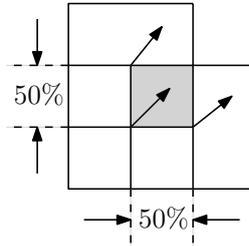


FIGURE II.13 – Principe du recouvrement des fenêtres d’interrogation.

Nous avons donc choisi une méthode adaptative de plusieurs itérations. C’est une méthode d’inter-corrélation avec multi-passes (4 passes, la dernière étant doublée), partant d’une taille de fenêtre de 64×64 et aboutissant à une taille de fenêtre finale de 16×16 avec un taux de recouvrement de $50\% \times 50\%$.

Post-traitement sous DAVIS 7.2 Malgré les précautions prises lors de la mise en place, ou le traitement d’image utilisé, certains calculs de corrélation donnent un résultat aberrant (en raison de pertes de particules ou de réflexions parasites). Des critères de validation sont nécessaires pour les identifier *a posteriori*. Pour cela, le logiciel DAVIS 7.2 dispose de trois types de validation.

Le premier est une validation de gamme : cette option consiste à écarter les vecteurs dont la norme n’est pas physique (typiquement $> 2u_0$). Cependant, pour plus de sûreté, nous avons fait, pour chaque configuration, des tests sur une vingtaine de fichiers avant d’appliquer ce critère à l’ensemble du nombre d’images d’acquisition (N).

Le deuxième type de validation est une validation à l’aide du pic d’inter-corrélation : cette option de filtrage consiste à écarter les calculs de corrélation dont le rapport premier pic/second pic est inférieur à une valeur seuil notée x (pour détectabilité). Cet indicateur du rapport signal/bruit doit typiquement être choisi entre 1.2 et 1.5 (Keane et Adrian [55]).

Le troisième type de validation est l’utilisation d’une moyenne glissante : cette option permet globalement de valider la vitesse en un point en le comparant avec ses voisins (fenêtre 3×3). Le critère de validation est basé sur l’écart relatif entre la différence obtenue en chaque point et la plus grande des différences obtenues dans la totalité du champ. Si le critère n’est pas satisfait, le vecteur est soit supprimé, soit remplacé par la moyenne de ses plus proches voisins (le choix de l’une ou l’autre option étant fait par l’utilisateur). Les vecteurs faux sont remplacés par la moyenne pondérée de leurs voisins. Ce traitement repose sur une certaine continuité de la vitesse, cependant il peut se révéler dangereux pour des écoulements présentant localement des zones à forts cisaillements (Exemple : zone de recirculation, décollement, ...). En effet, ce type de filtrage n’est pas valable si les gradients sont trop importants ponctuellement : le filtrage a tendance à supprimer toute la zone de cisaillement (si le critère est trop strict) ou à laisser tels quels des vecteurs erronés (si le

critère est moins strict). Puisque ce type de filtrage n'est pas valable pour des zones à fort cisaillement, nous avons choisi de ne pas le retenir.

Incertitudes Afin de mieux comprendre l'influence des paramètres de PIV, nous allons rappeler ici les principales sources d'erreurs. Si l'on met de côté les erreurs liées aux traceurs, on distingue trois principales catégories d'erreurs.

La première est l'erreur de troncature : la PIV consiste à mesurer des vitesses à partir de déplacements discrets de particules entre deux instants donnés. La différence entre le mouvement discret mesuré et le déplacement réel au sens lagrangien introduit une erreur que l'on dit de troncature. Dans le cas d'une corrélation croisée sans décalage de fenêtre, celle-ci est proportionnelle à Δt (Boillot et Prasad [8]). Un moyen de réduire cette erreur pour un Δt donné (ou d'augmenter Δt sans dégrader cette erreur), consiste à opérer à un décalage de fenêtres centré au point d'où l'on mesure la vitesse. L'erreur de troncature est alors proportionnelle à Δt^2 (Wereley et Meinhart [96]).

La deuxième est l'erreur de détection : l'erreur de détection est quantifiable par le nombre de calculs de corrélation donnant des vecteurs de déplacement aberrants (*spurious vectors*), c'est-à-dire quand le pic détecté ne correspond pas au déplacement moyen réel des particules dans cette zone. Les principales causes de ces calculs faux sont un ensemencement insuffisant, la présence de forts gradients et d'importants écoulements transverses. Ces trois effets tendent à limiter le nombre de particules par fenêtre d'interrogation et donc de réduire le rapport signal sur bruit (d'importants gradients de vitesse tendent par exemple à élargir et aplatir le pic de corrélation correspondant au déplacement moyen (Wereley et Meinhart [96])). Entre les deux pulses LASER, il peut y avoir des pertes de particules à la fois dans le plan et hors du plan (on note respectivement $1 - F_I$ et $1 - F_O$ ces fractions de particules). En notant N_I la densité de particules, Keane et Adrian [55] montrent qu'il est préférable d'avoir $N_I F_I F_O > 7$ pour limiter les erreurs potentielles. Notons que l'utilisation de décalage de fenêtres permet de maintenir F_I proche de l'unité. Il existe de nombreux principes pour détecter les calculs erronés subsistants malgré les précautions précédentes. Ils sont basés sur des critères de norme de déplacement, d'amplitude relative du pic de corrélation, de comparaison avec les vecteurs voisins, *etc.*

La troisième est l'erreur RMS et l'erreur de biais : les deux principales sources d'erreur sont les erreurs RMS et les erreurs de biais. L'erreur RMS (ou précision) est affectée par de nombreux facteurs : nombre fini d'échantillons, taille finie de fenêtre d'interrogation, ensemencement ou éclairage non homogène, gradients de vitesse importants, forte composante 3D, sensibilité et bruit de la caméra, *etc.* (Huang *et al.* [40]). Cependant, l'erreur de biais qui représente la sensibilité de la mesure à la partie non entière de pixel de déplacement a deux origines. Tout d'abord, les particules sont imagées sur un maillage discret de pixel, ce qui induit des différences entre la position réelle de la particule et son image. Cet effet est d'autant plus important lorsque le diamètre de la particule est petit devant la taille d'un pixel (Prasad *et al.* [82]). Enfin, la détection de la position du pic de corrélation se fait sur un maillage discret, ce qui a également tendance à biaiser le résultat vers le déplacement en nombre entier de pixels. Cet effet appelé interpolation sub-pixel (*peak locking*) dépend de la méthode de détection de pic [40, 82]. Cette erreur est réduite pour des diamètres de particules

plus importants. Les biais sont nombreux et souvent difficilement quantifiables. On supposera donc qu'ils doublent la précision. Dans ces conditions, on retiendra que l'incertitude (précision et biais) est comprise entre 2% et 6%.

II.3 Mesures de pression pariétale

Pour ces mesures, le jet est placé en position horizontale pour des raisons pratiques. En effet, il est nécessaire d'avoir accès facilement à la face arrière de la plaque d'impact pour changer la position des capteurs de pression.

II.3.1 La plaque d'impact

Pour ces mesures, la plaque d'impact est instrumentée et comprend 90 prises de pressions (Fig. II.14) qui se décomposent en deux lignes (\mathcal{L}_1 et \mathcal{L}_2) et trois cercles (\mathcal{C}_1 , \mathcal{C}_2 et \mathcal{C}_3) :

- \mathcal{L}_1 est constituée de 17 prises de pression disposées radialement suivant $\theta = 0$. Elles sont espacées de $0.25D$ de $r/D = 0$ à 2 puis de $0.5D$ jusqu'à $r/D = 6$.
- \mathcal{L}_2 est constituée de 16 prises de pression disposées radialement suivant $\theta = 2\pi/3$. Elles sont espacées de $0.25D$ de $r/D = 0$ à 2 puis de $0.5D$ jusqu'à $r/D = 5.5$.
- \mathcal{C}_1 est constitué de 16 prises de pression disposées azimuthalement pour $r/D = 0.5$. Elles sont espacées d'un angle $\theta = \pi/8$.
- \mathcal{C}_2 est constitué de 16 prises de pression disposées azimuthalement pour $r/D = 1$. Elles sont espacées d'un angle $\theta = \pi/8$.
- \mathcal{C}_3 est constitué de 32 prises de pression disposées azimuthalement pour $r/D = 2$. Elles sont espacées d'un angle $\theta = \pi/16$.

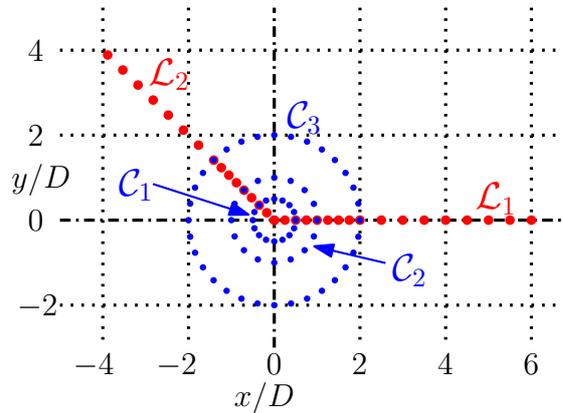


FIGURE II.14 – Les points de mesure de pression sur la plaque d'impact.

Seules les mesures suivant \mathcal{L}_1 et \mathcal{C}_2 seront présentées dans ce rapport, les résultats pour les autres lignes ou cercles étant similaires. Ne disposant que de 16 capteurs de pression, seulement 16 prises peuvent être utilisées simultanément. Les autres prises de pression sont alors obturées.

II.3.2 Fonctionnement et étalonnage des capteurs

Les capteurs utilisés dans cette étude sont des capteurs différentiels (www.sensortech.com) de gamme de pression 250 Pa. La gamme de fréquence est comprise entre 0 et 1.5 kHz. Au delà de cette fréquence maximale, le capteur renvoie un signal en forme de créneau. La largeur de ces créneaux est de $250 \mu\text{s}$. L'erreur maximale incluant les non-linéarités, le phénomène d'hystérésis et les effets thermiques, est inférieure à $\pm 3.75\%$ de la pleine échelle, ce qui correspond à une fluctuation de pression de 9.4 Pa.

Ces capteurs utilisent des jauges de déformation en semi-conducteur qui permettent d'avoir une bonne sensibilité. Les jauges sont disposées sur une membrane en silicium qui sépare l'entrée de mesure du capteur et l'entrée de référence.

II.3.2.1 Description du système déporté

Lorsque l'entrée de mesure du capteur est directement connectée à la prise de pression, une résonance associée à des non-linéarités apparaît sur la réponse en fréquence. On s'inspire de la technique de mesure des microphones déportés afin de supprimer le problème de résonance. L'entrée de mesure du capteur n'est pas directement connectée à la prise de pression, mais branchée en dérivation (Fig. II.15) du tuyau relié à la prise de pression. En aval du capteur, on connecte un tube d'adaptation d'impédance qui limite l'établissement d'ondes stationnaires entre la prise de pression et l'entrée de mesure.

Le système obtenu est de nouveau résonant avec deux pics de résonance observés (Fig. II.16). Ces résonances sont faibles et n'entraînent pas de non-linéarités.

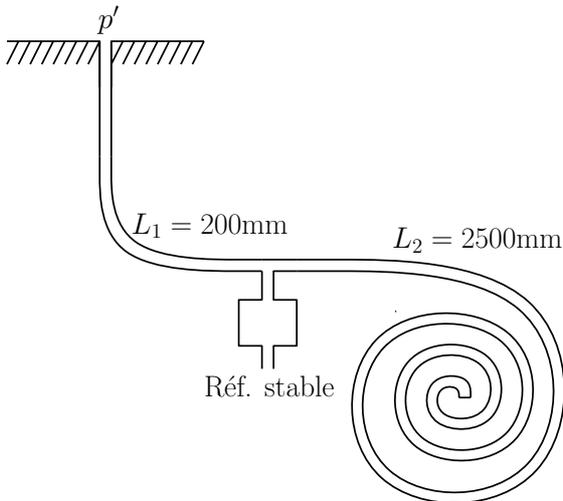


FIGURE II.15 – Schéma de branchement des capteurs de pression.

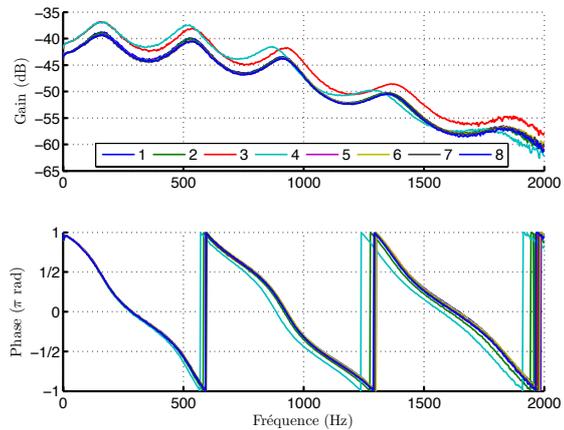


FIGURE II.16 – Courbe de gain et de phase pour huit capteurs de pression.

II.3.2.2 Configuration de mesure spécifique

Les capteurs différentiels mesurent la différence entre une entrée de mesure et une entrée de référence stable. Afin de disposer de l'ensemble de la gamme en pression pour la mesure des fluctuations, nous avons choisi de connecter les deux entrées à la même pression moyenne. On sait que la pression moyenne varie d'une prise de pression à l'autre sur la plaque. L'objectif est d'avoir cette pression moyenne sans fluctuation au niveau de l'entrée de référence. Cette information de pression moyenne est disponible à l'extrémité du tube d'adaptation d'impédance (Fig. II.17). On peut se demander si l'atténuation des fluctuations est suffisante pour connecter le tube d'adaptation d'impédance à l'entrée de référence. On montre qu'il est nécessaire d'utiliser un volume tampon V ($V = 35 \text{ cm}^3$) pour atténuer suffisamment les fluctuations (Ruiz [85]). On considère qu'une atténuation d'un facteur 100 des fluctuations est suffisante au niveau de l'entrée de référence. Cela correspond à un gain de -40 dB entre le signal atténué et le signal fluctuant d'origine. L'extrémité du tube d'adaptation d'impédance est connectée au volume V qui est, lui, connecté à l'entrée de référence.

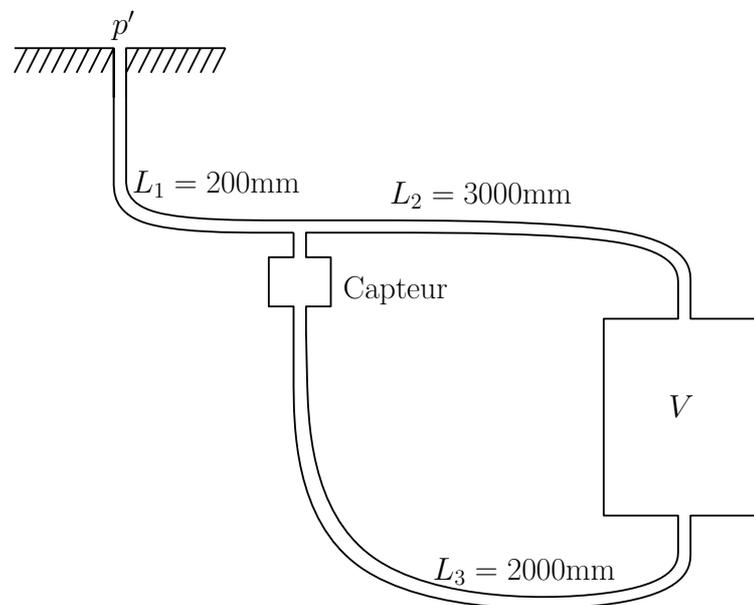


FIGURE II.17 – Représentation schématique du système de mesure.

II.3.2.3 Étalonnage dynamique des capteurs

Le principe de l'étalonnage est de comparer la réponse des capteurs avec celle d'un microphone de référence mesurée dans un même coupleur. Le système développé au laboratoire est présenté à la Figure II.18. Le capteur de référence est un microphone $\frac{1}{4}$ pouce de type B&K. Le capteur de référence et le capteur à étalonner sont diamétralement opposés. La pression dans la chambre est à la fois ressentie par le capteur à étalonner et par un capteur de référence. La chambre est construite en matériaux poreux constituant une sorte de filtre acoustique réalisant une atténuation des turbulences de l'écoulement et des phénomènes de

résonance dans la chambre. Une arrivée d'air comprimé (1.5bar) permet de générer un jet d'air à pression génératrice constante. Le tube d'adaptation d'impédance relié au capteur à étalonner est disposé face à l'entrée de la chambre.

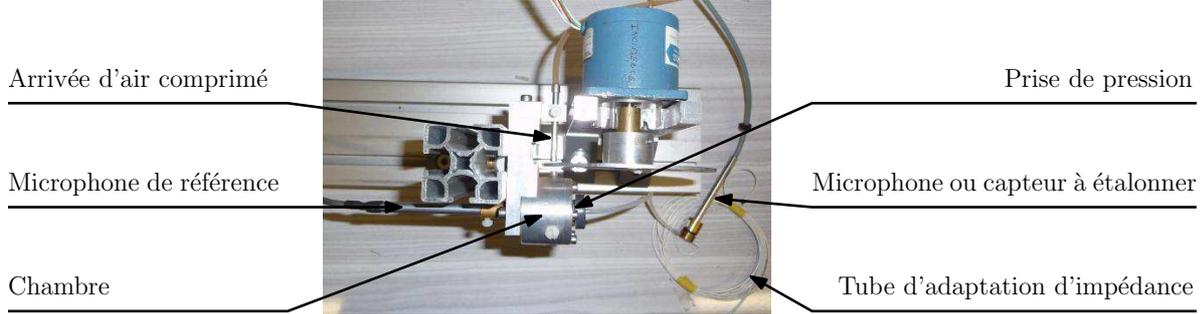


FIGURE II.18 – Dispositif d'étalonnage des capteurs différentiels instationnaires (vue de dessus).

II.3.3 Post-traitement

La réponse en fréquence $H(f)$ de chaque capteur est obtenue après étalonnage. Après avoir réalisé les essais, on souhaite corriger en gain et en phase le signal temporel mesuré $s_{\text{mesuré}}(t)$ afin d'obtenir des informations sur l'écoulement. La correction du signal est alors réalisée à l'aide d'une simple multiplication du signal fréquentiel mesuré $S_{\text{mesuré}}(f) = \text{TF}\{s_{\text{mesuré}}(t)\}$, où $\text{TF}\{\cdot\}$ désigne la Transformée de Fourier. On a ainsi :

$$S_{\text{corrigé}}(f) = H(f) \cdot S_{\text{mesuré}}(f) \quad (\text{II.11})$$

La méthode de correction fréquentielle décrite précédemment permet d'obtenir les spectres et interspectres des signaux corrigés. Un des objectifs importants de ce travail étant l'analyse instationnaire de l'écoulement, l'évolution temporelle du signal de pression est nécessaire pour l'analyse. La correction des signaux de pression doit donc être réalisée dans le domaine temporel.

Le schéma de la Figure II.19 montre la différence entre les méthodes de correction fréquentielle et temporelle. On dispose du même signal initial $s_{\text{mesuré}}(t)$ mesuré. Pour la correction fréquentielle, on passe dans le domaine spectral par transformée de Fourier F pour ensuite effectuer la correction du signal par multiplication avec la fonction de transfert $H(f)$. Pour la correction temporelle, on utilise la réponse impulsionnelle $h(t)$ du capteur. La correction s'effectue directement dans le domaine temporel par une opération de convolution :

$$s_{\text{corrigé}}(t) = h(t) * s_{\text{mesuré}}(t) \quad (\text{II.12})$$

Une des principales difficultés est l'obtention de $h(t)$. Ceci est possible à partir d'une Transformée de Fourier inverse $\text{TF}^{-1}\{\cdot\}$ de la fonction de transfert $H(f)$ (Ruiz [85]). L'étape de validation consiste à comparer dans le domaine spectral les résultats $S_{\text{corrigé}}(f)$ (Fig II.19) des deux méthodes. Un exemple de spectres calculés à partir des deux méthodes est présenté à la Figure II.20.

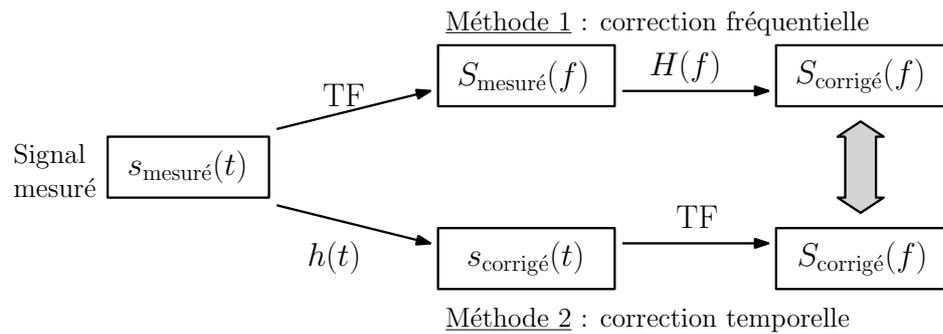


FIGURE II.19 – Schéma descriptif des deux approches de correction des signaux de pression fluctuante mesurés.

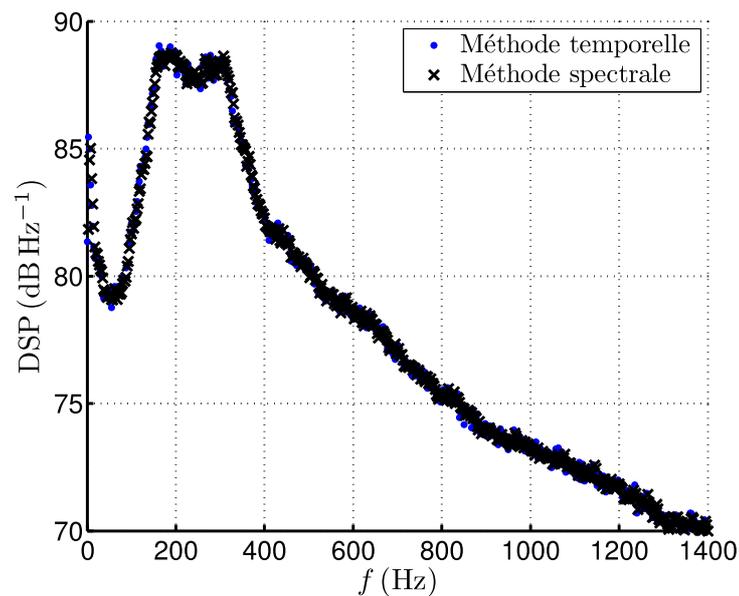


FIGURE II.20 – Comparaison de spectres pour les deux méthodes appliquées au même signal mesuré.

II.4 Mesures thermiques

Deux types de mesures thermiques ont été effectuées, des mesures stationnaires, permettant de calculer un nombre de Nusselt moyen, ainsi que des mesures instationnaires, permettant d'évaluer l'effet des tourbillons proches de la paroi sur l'évolution de la température de cette paroi.

II.4.1 Mesures thermiques stationnaires

Ces mesures ont pour objectif de mesurer le coefficient local d'échange thermique convectif entre le jet et la plaque h . La méthode utilisée a été mise au point au sein du laboratoire et est décrite par Fénot [22].

II.4.1.1 Plaque d’impact et caméra

Pour les mesures thermiques, la paroi d’impact est une plaque circulaire de 120 mm de rayon ($4D$) et d’une épaisseur $e_w = 1.6$ mm. Elle est constituée d’époxy, recouvert sur le coté face à l’impact (face avant) d’une fine couche de cuivre ($17.5 \mu\text{m}$). Un circuit imprimé est gravé dans l’épaisseur du cuivre. Il permet de chauffer la plaque par effet Joule. De façon à ne privilégier aucune direction des transferts conductifs, le circuit est composé de deux spirales d’Archimède (distance interspires constante de 1 mm) imbriquées l’une dans l’autre (Fig. II.21).

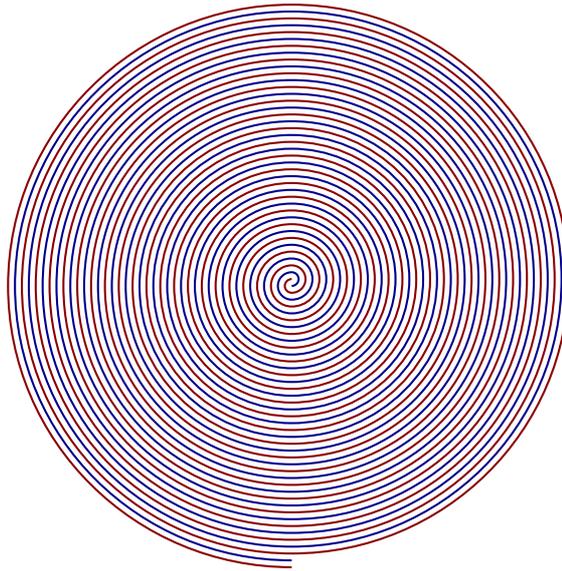


FIGURE II.21 – Schéma partiel du circuit imprimé.

La résistance de la piste est de 9.2Ω à une température de 20°C . Ce circuit est alimenté par une alimentation stabilisée. Une résistance étalon de $60 \text{ m}\Omega$, placée entre l'alimentation et le circuit, permet ainsi de mesurer l'intensité traversant la piste de cuivre. La tension aux bornes du circuit étant elle aussi mesurée, il est donc possible de connaître précisément le flux dissipé par effet Joule dans la plaque d'impact.

La plaque d'impact est recouverte d'une peinture noire sur ses deux faces afin d'avoir une émissivité élevée et uniforme. Une fois peinte, l'émissivité de la plaque vaut $\epsilon_w = 0.95 \pm 0.02$. Sur la face opposée à l'impact, face sur laquelle est effectuée la mesure par thermographie infrarouge, cette forte émissivité permet d'améliorer la précision des mesures. De plus, cette émissivité autorise une bonne évaluation des transferts radiatifs, aussi bien sur la face avant que sur la face arrière.

La mesure du champ de température sur la paroi d'impact est réalisée à l'aide d'une caméra infrarouge *CEDIP Jade Irfpa*. Il s'agit d'une caméra matricielle disposant d'une définition de 320×240 pixels. Les mesures sont effectuées sur la face arrière de la plaque d'impact (Fig. II.22), à une distance d'environ 2 m, afin d'observer l'ensemble de la plaque. Cette grande distance impose que le jet soit positionné à l'horizontale. Chaque image thermographique est alors la moyenne de 500 images mesurées pendant 10 s et fournit la température

de la face arrière de la plaque, notée $T_{w,r}$ (Fig. II.23). Cette moyenne permet de s'affranchir du bruit de mesure. La résolution spatiale des mesures est $\Delta x/D = \Delta y/D = 0.034$, c'est à dire $\Delta x = \Delta y = 1$ mm.

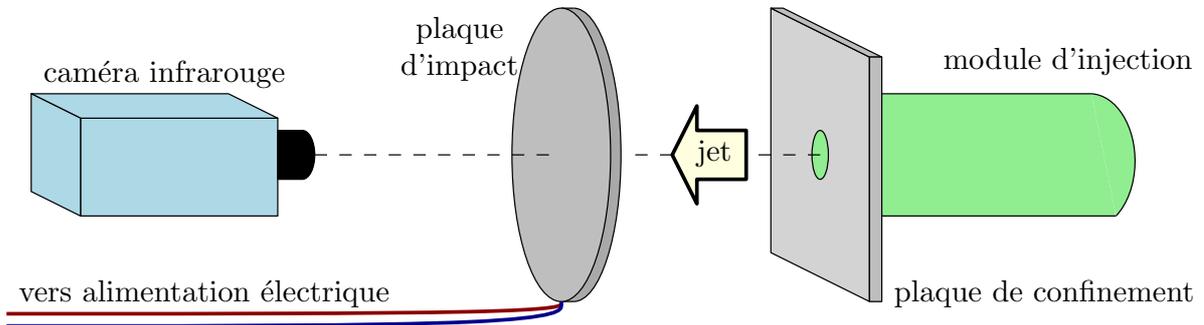


FIGURE II.22 – Configuration des mesures thermiques stationnaires.

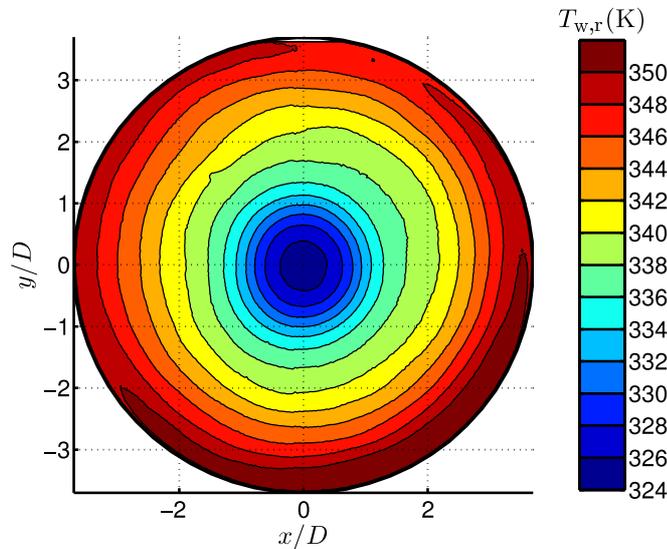


FIGURE II.23 – Un exemple d'une mesure de température en face arrière $T_{w,r}$ (K).

II.4.1.2 Calcul du coefficient d'échange convectif

Flux échangé avec la paroi La plaque d'impact étant chauffée, et connaissant la résistance de la piste et l'intensité du courant injecté dans le circuit, il est possible de calculer la densité locale de flux dissipé φ_{elec} . Il est néanmoins indispensable de prendre en compte l'incidence de la température sur la résistivité du cuivre. Les différentes densités de flux sont représentées à la Figure II.24.

La densité de flux en face avant $\varphi_{rad,f}$, ainsi que les densités de flux radiatif et convectif en face arrière ($\varphi_{rad,r}$ et $\varphi_{co,r}$) doivent ensuite être calculées afin d'obtenir la densité de flux convectif en face avant $\varphi_{co,f}$, correspondant à la densité de flux échangé entre le jet et la

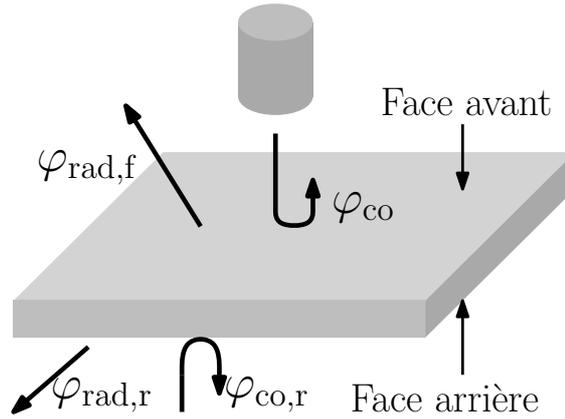


FIGURE II.24 – Bilan des densités de flux.

plaque :

$$\varphi_{co} = \varphi_{elec} - \varphi_{co,r} - \varphi_{rad,f} - \varphi_{rad,r} \quad (\text{II.13})$$

La condition aux limites thermique est donc une condition de flux φ_{co} uniforme sur la plaque. φ_{co} dépend de la température mesurée, et n'est donc pas complètement constant sur la plaque. Cependant, les variations spatiales de φ_{co} ne dépassent pas 5% pour l'ensemble des mesures effectuées.

Densité de flux convectif en face arrière Le flux convectif évacué en face arrière l'est par convection naturelle entre la plaque et l'air ambiant. La densité de flux locale $\varphi_{co,r}$ est donc modélisée par :

$$\varphi_{co,r} = h_r (T_{w,r} - T_{amb}) \quad (\text{II.14})$$

où h_r est le coefficient d'échange convectif en face arrière et T_{amb} est la température ambiante, mesurée à l'aide de thermocouples. La température de la face arrière $T_{w,r}$ est mesurée par thermographie infrarouge.

La valeur du coefficient d'échange convectif en face arrière h_r est dépendante de la position sur la plaque d'impact. Une cartographie de h_r sur la plaque est donc nécessaire, et celle-ci a été déterminée expérimentalement. Pour cela, la face avant de la plaque a été isolée par une grande épaisseur d'isolant (Styrodur), la plaque a été chauffée et une image infrarouge a été prise. Connaissant le flux électrique dissipé, en négligeant les pertes à travers l'isolant et en calculant les pertes dues au rayonnement, on obtient une cartographie de h_r (Fig II.25).

Les distributions de température sur la plaque avec et sans écoulement sont différentes, les flux de convection naturelle le sont donc également. Cependant, les mesures sont effectuées lorsque le régime est établi, et les mesures avec et sans écoulement sont effectuées pour des températures proches. Ainsi, l'ordre de grandeur de h_r est le même avec ou sans écoulement. De plus, la densité de flux de chaleur en face arrière ne dépasse pas 4% du flux échangé en face avant. L'erreur commise sur le calcul de h_r a donc très peu de conséquences sur le calcul du coefficient d'échange en face avant h .

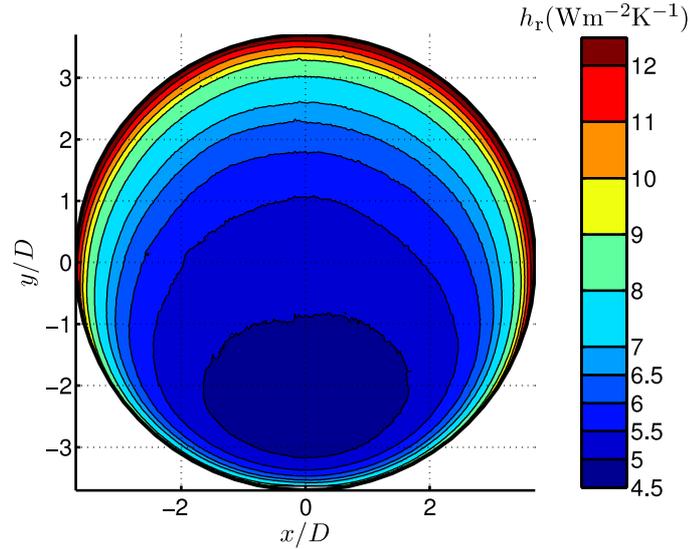


FIGURE II.25 – Coefficient de convection en face arrière h_r ($\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$).

La distribution de h_r (Fig. II.25) présente logiquement un caractère asymétrique, dû au positionnement horizontal du band d'essai qui accentue la convection naturelle. Cependant, pour les raisons évoquées précédemment ($\varphi_{\text{co,r}}/\varphi_{\text{co}} < 4\%$), cette asymétrie n'a que peu de conséquence sur la symétrie des résultats présentés dans ce mémoire.

Densités de flux radiatif en face avant et arrière Les densités de flux radiatif en face avant et arrière sont calculées par :

$$\varphi_{\text{rad,f}} = \sigma \epsilon_w (T_w^4 - T_{\text{inj}}^4) \quad (\text{II.15})$$

$$\varphi_{\text{rad,r}} = \sigma \epsilon_w (T_{w,r}^4 - T_{\text{amb}}^4) \quad (\text{II.16})$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$) et T_{inj} est la température de l'air injecté dans le jet. La température de paroi de la face avant T_w est calculée à partir de la température de la face arrière par :

$$T_w = T_{w,r} + \frac{e_w}{\lambda_w} (\varphi_{\text{co,r}} + \varphi_{\text{rad,r}}) \quad (\text{II.17})$$

où e_w est l'épaisseur de la plaque d'impact et λ_w sa conductivité, prise à la température de la face arrière $T_{w,r}$. Cette formule ne prend pas en compte une éventuelle conduction radiale à travers la plaque. Cependant, du fait de la faible épaisseur de la plaque et comme l'époxy est un mauvais conducteur de chaleur, il est possible de se limiter à un calcul monodimensionnel. Des simulations numériques, qui ne sont pas présentées ici, ont permis de montrer que la conduction de chaleur radiale dans la plaque pouvait être négligée.

Calcul du coefficient de transfert convectif La définition du coefficient de transfert de chaleur h , issue de la loi du refroidissement de Newton, est :

$$h = \frac{\varphi_{co}}{T_w - T_{ref}} \quad (\text{II.18})$$

ce qui peut également s'écrire :

$$T_w = \frac{\varphi_{co}}{h} + T_{ref} \quad (\text{II.19})$$

où T_{ref} est une température de référence qui dépend de la configuration. Pour chaque configuration, quatre mesures de température de paroi en face arrière $T_{w,r}$ sont effectuées pour quatre densités de flux électrique φ_{elec} différentes. Pour chacune de ces mesures, on peut alors calculer la température de paroi en face avant T_w et la densité de flux de transfert convectif φ_{co} . Ainsi, d'après la loi de Newton, chaque couple (φ_{co}, T_w) doit être relié par une droite (Fig. II.26) pour chaque pixel de la caméra. $1/h$ est alors la pente de la droite et T_{ref} l'ordonnée à l'origine. h est ainsi déterminé pour chaque pixel grâce à une simple régression linéaire.

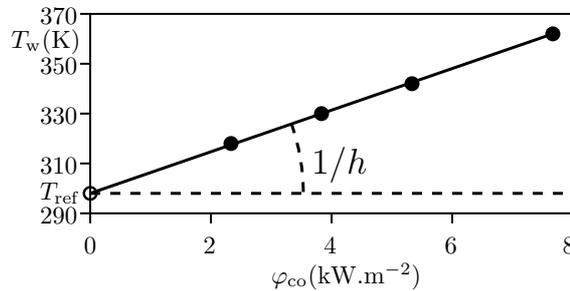


FIGURE II.26 – Le calcul du coefficient de transfert de chaleur.

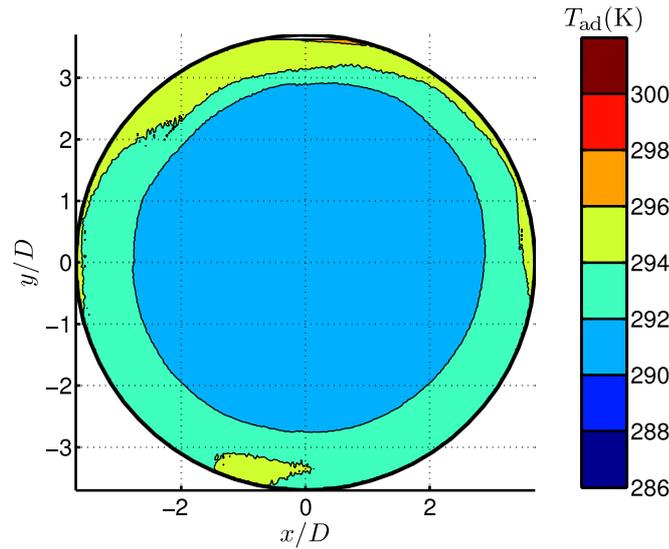
T_{ref} est alors la température de paroi quand il n'y a aucun échange de chaleur entre la paroi et le fluide : il s'agit donc de la température de paroi adiabatique T_{ad} . Ainsi, le coefficient de transfert de chaleur est indépendant de la densité de flux. Si ce n'est pas le cas, le coefficient de corrélation de la régression linéaire ne sera pas proche de 1.

Finalement, on effectue une moyenne azimutale de h afin d'obtenir son évolution en fonction du rayon r , qui est adimensionné sous la forme d'un nombre de Nusselt :

$$\text{Nu} = \frac{hD}{\lambda_{air}} \quad (\text{II.20})$$

où λ_{air} est la conductivité thermique de l'air à la température de paroi adiabatique T_{ad} .

Température de paroi adiabatique Dans notre cas, le jet n'est pas chauffé. La température du jet T_{inj} est donc proche de la température ambiante T_{amb} , aux alentours de 20 °C. La température de paroi adiabatique T_{ad} est donc proche de cette température ambiante (Fig. II.27) et est quasiment uniforme sur la plaque. T_{ad} augmente légèrement avec r , à cause de l'augmentation de la température de l'air en contact avec la plaque chauffée. La distance d'impact ou le forçage acoustique ne semblent pas influencer la distribution de T_{ad} .

FIGURE II.27 – Température de paroi adiabatique mesurée pour $H/D = 5$ sans forçage.

Incertitudes L'erreur commise sur le coefficient d'échange convectif entre la paroi et le jet est estimée par une méthode statistique. On distingue l'erreur aléatoire, correspondant à l'erreur de dispersion, c'est-à-dire l'erreur commise entre deux mesures d'une même grandeur, de l'erreur globale qui prend en compte l'erreur aléatoire et l'erreur systématique (étalonnage, méthode, ...). Les erreurs utilisées pour le calcul de l'erreur de mesure sont données dans le Tableau II.3. En tenant compte des erreurs commises sur la mesure des températures (caméra infrarouge et thermocouples), sur les flux radiatifs, convectifs et électriques et sur les émissivités, l'erreur aléatoire pour le nombre de Nusselt ne dépasse pas 5%. L'erreur globale ne dépasse pas 12%. Ces erreurs ont un intervalle de confiance de 95%.

Grandeur	Erreur globale	Erreur aléatoire
$T_{w,r}$	3.2K	0.03K
T_{∞}	1K	0.1K
T_{inj}	1K	0.1K
φ_{elec}	2%	0.5%

TABLE II.3 – Incertitudes des grandeurs mesurées.

II.4.2 Mesures thermiques instationnaires

Afin de repérer un éventuel effet instationnaire des tourbillons sur la température de paroi, des mesures infrarouges instationnaires ont été effectuées. Cependant, la plaque d'impact se comportant comme un filtre passe-bas pour la température (du fait de la conductivité thermique très faible de l'époxy), mesurer la température de la plaque en face arrière ne peut pas donner d'informations sur d'éventuelles fluctuations de température dues à des

tourbillons proches de la paroi. Il faut donc regarder la plaque d'impact en face avant. Il est alors impossible de se placer dans l'axe du jet à cause de l'encombrement du module d'injection. La caméra est alors déportée par rapport à l'axe du jet d'un angle d'environ 30° (Fig. II.28).

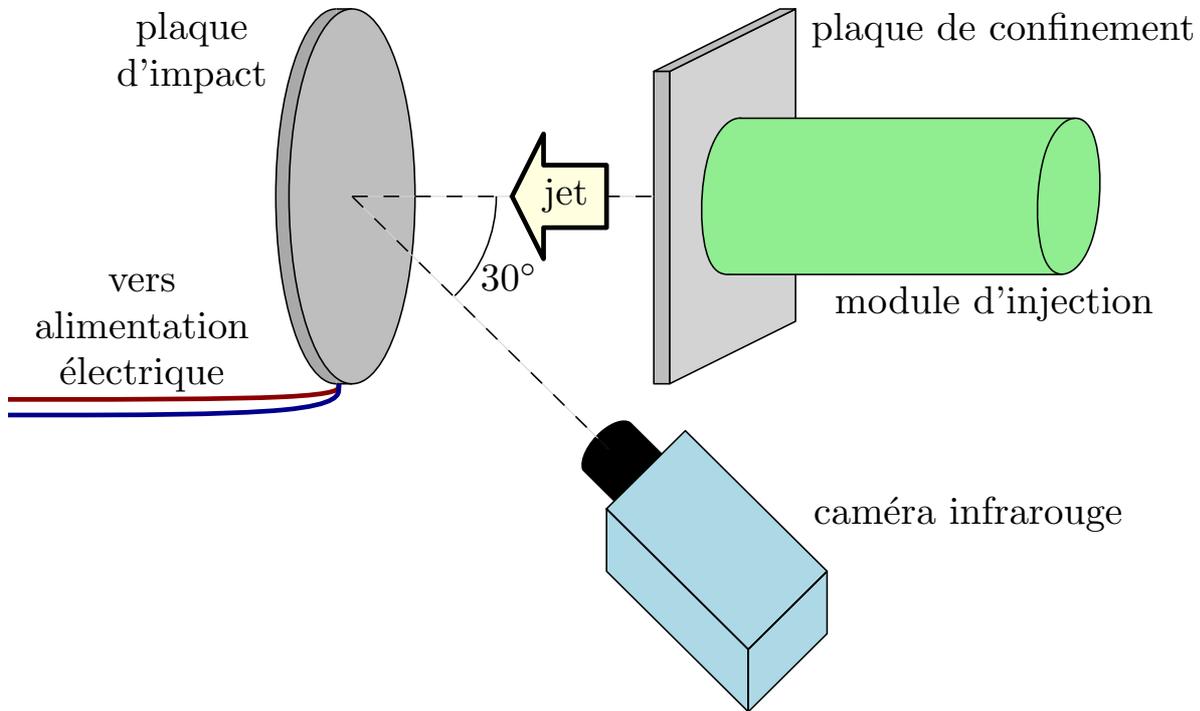


FIGURE II.28 – Configuration des mesures thermiques instationnaires.

Pour ne pas dégrader les mesures avec les sillons du circuit électrique, la plaque est positionnée de manière à ce que la couche de cuivre soit en face arrière. La plaque est chauffée à environ 90°C , afin d'avoir la plus grande précision possible à la caméra. Pour pouvoir augmenter la fréquence d'acquisition de la caméra, il faut réduire la taille de la fenêtre de mesure. Ainsi sur les 320×240 capteurs (pixels) dans la caméra, seulement 160×120 sont utilisés. Cela permet de faire une acquisition à une fréquence de 500 Hz . La caméra est positionnée de manière à ce que l'axe du jet soit sur un côté de la fenêtre, ainsi la fenêtre permet de voir jusqu'à un rayon d'environ $r/D = 2.7$.

Pour ces mesures, le nombre de paramètres a été diminué. La hauteur d'impact a été fixée à $H/D = 3$ avec la buse convergente. Une mesure a été effectuée sans excitation du haut-parleur, et trois mesures avec haut-parleur, pour des fréquences de $f_{\text{HP}} = 120, 240,$ et 370 Hz (resp. $St_{\text{HP}} = 0.26, 0.51$ et 0.79). $20\,000$ champs de température sont mesurés pour chacune de ces configurations.

Les différents post-traitements effectués pour ces mesures seront présentés avec les résultats.

CHAPITRE III

MÉTHODES DE TRAITEMENT ET D'ANALYSE

Sommaire

III.1 Décomposition triple de la vitesse	56
III.1.1 Moyenne de phase	56
III.1.2 Décomposition en modes propres	58
III.1.3 Décomposition énergétique	60
III.2 Moyens d'analyse topologique	61
III.2.1 Présentation de critères de détection de structures	61
III.2.2 Algorithme de détection et classification de points singuliers . . .	64
III.3 Formalisme intégral pour la pression pariétale	70
III.3.1 Équation de Poisson	71
III.3.2 Détermination du terme source	72
III.3.3 Domaine de calcul et hypothèses	74
III.3.4 Calcul des intégrales	76
III.3.5 Remarques sur l'utilisation du formalisme	78

Ce chapitre a pour objectif de présenter les méthodes d'analyse et de traitement utilisées par la suite, mais qui ne sont pas directement liées au post-traitement des mesures expérimentales. Ce chapitre se décompose en trois parties. La première présente la décomposition triple ainsi que les filtres utilisés pour calculer cette décomposition triple. La deuxième décrit l'algorithme de reconnaissance topologique utilisé. La dernière partie présente le formalisme intégral utilisé pour estimer la pression à la paroi d'impact à partir des champs de vitesse mesurés par PIV.

III.1 Décomposition triple de la vitesse

Traditionnellement, on utilise la décomposition de Reynolds pour étudier un écoulement turbulent incompressible. Pour un champ de vitesse u , la décomposition de Reynolds est définie par :

$$u(\mathbf{x}, t) = \bar{u}(\mathbf{x}) + u'(\mathbf{x}, t) \quad (\text{III.1})$$

où \mathbf{x} représente la position spatiale, t le temps, \bar{u} la vitesse moyenne temporelle et u' est la vitesse turbulente au sens de la décomposition de Reynolds. La vitesse moyenne \bar{u} est définie par :

$$\bar{u}(\mathbf{x}) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u(\mathbf{x}, t_i) \quad (\text{III.2})$$

où N est le nombre de champs de vitesse mesurés par PIV. Cependant, avec cette décomposition, la composante turbulente de la vitesse u' contient à la fois d'éventuelles structures cohérentes et la turbulence dite « stochastique ». Une nouvelle décomposition doit donc être appliquée pour séparer ces composantes, la décomposition triple, introduite par Hussain et Reynolds [46] :

$$u(\mathbf{x}, t) = \bar{u}(\mathbf{x}) + \tilde{u}(\mathbf{x}, t) + u''(\mathbf{x}, t) \quad (\text{III.3})$$

Il est alors nécessaire de définir un filtre pour décomposer u' en deux parties, une cohérente (\tilde{u}) et une stochastique (u''). Le choix de ce filtre est donc lié à la définition d'une structure cohérente.

III.1.1 Moyenne de phase

La première méthode utilisée pour effectuer la décomposition triple est la moyenne de phase, qui a été introduite par Hussain et Reynolds [46]. Cela revient à définir une fonction périodique de période T . Pour $t_\varphi \in [0; T[$, la moyenne de phase $\langle u(\mathbf{x}, t_\varphi) \rangle$ d'un champ de vitesse $u(\mathbf{x}, t)$ est définie comme la moyenne de toutes les occurrences de ce champ de vitesse tel que $t \equiv t_\varphi [T]$:

$$\langle u(\mathbf{x}, t_\varphi) \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N u(\mathbf{x}, t_\varphi + kT) \quad (\text{III.4})$$

La composante cohérente de l'écoulement pour la décomposition triple est alors définie par :

$$\tilde{u}(\mathbf{x}, t_\varphi) = \langle u(\mathbf{x}, t_\varphi) \rangle - \bar{u}(\mathbf{x}) \quad (\text{III.5})$$

La composante stochastique u'' est ensuite définie comme la différence entre le champ instantané u et la moyenne de phase $\langle u \rangle$ correspondante :

$$u''(\mathbf{x}, t) = u(\mathbf{x}, t) - \langle u(\mathbf{x}, t_\varphi) \rangle = u(\mathbf{x}, t) - \bar{u}(\mathbf{x}) - \tilde{u}(\mathbf{x}, t_\varphi) \quad t \equiv t_\varphi [T] \quad (\text{III.6})$$

Les équations auxquelles obéissent les différents termes de la décomposition triple sont alors données par Hussain [43] :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial u_i''}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{III.7})$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\bar{u}_i \tilde{u}_j - u_i'' u_j'') \quad (\text{III.8})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} &= -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \tilde{u}_j) \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i'' u_j'' - \langle u_i'' u_j'' \rangle) \end{aligned} \quad (\text{III.9})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i''}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial u_i''}{\partial x_j} &= -\frac{\partial p''}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 u_i''}{\partial x_j \partial x_j} \\ &- \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{u}_j u_i'' + \bar{u}_i u_j'' + \tilde{u}_i u_j'') - \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i'' u_j'' - \langle u_i'' u_j'' \rangle) \end{aligned} \quad (\text{III.10})$$

Un exemple de décomposition triple par moyenne de phase est présenté à la Figure III.1. Un signal de vitesse analytique $u(t)$ de moyenne 1 m s^{-1} (a) est construit :

$$u(t) = 1 + 0.3 \sin(\omega t) - 0.3 \sin(2\omega t) + F(t) \quad (\text{III.11})$$

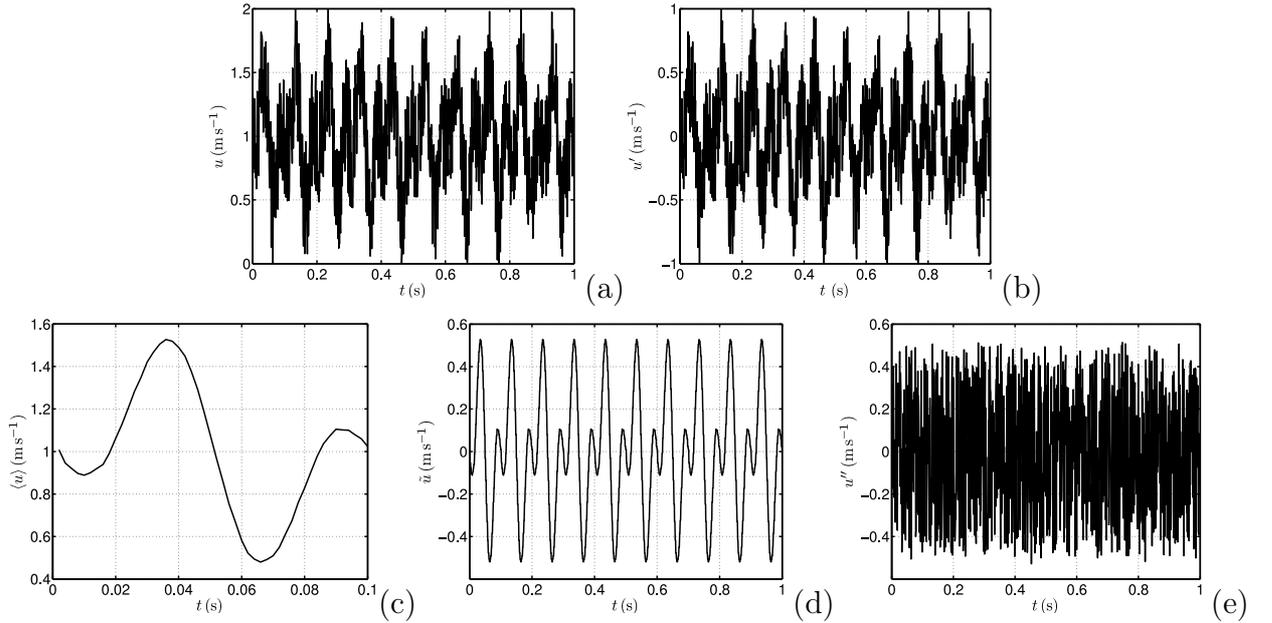


FIGURE III.1 – Exemple de décomposition de Reynolds et triple par moyenne de phase : vitesses (a) instantanée u , (b) turbulente u' , (c) moyenne de phase $\langle u \rangle$, (d) vitesse cohérente \tilde{u} et (e) vitesse stochastique u'' .

où $\omega = 2\pi f$, f étant fixée à 10 Hz et F est une fonction aléatoire dont la densité de probabilité est uniforme entre -0.5 et 0.5 . En enlevant la moyenne, on obtient facilement la vitesse

turbulente $u'(t)$, centrée sur 0 (b). L'algorithme de moyenne de phase détecte une périodicité du signal de vitesse à 10 Hz, grâce à une transformée de Fourier. La moyenne de phase $\langle u(t_\varphi) \rangle$ est alors calculée et représentée à la Figure III.1(c). De cette moyenne de phase, on déduit facilement la vitesse cohérente $\tilde{u}(t)$ (d) et la vitesse stochastique $u''(t)$ (e).

III.1.2 Décomposition en modes propres

Parmi toutes les méthodes mises en œuvre afin d'identifier les structures cohérentes, la POD (*Proper Orthogonal Decomposition*) est l'une des plus objectives, dans le sens où elle ne fait pas d'hypothèses préalables sur l'écoulement. La POD est une décomposition modale, au même titre que la décomposition de Fourier, optimale au sens de l'énergie :

$$u(x, t) = \sum_n a^{(n)}(t) \Phi^{(n)}(x) \quad (\text{III.12})$$

où $\Phi^{(n)}$ sont les fonctions propres (ou modes spatiaux) et $a^{(n)}$ les coefficients de projection (ou modes temporels).

La POD classique en tant qu'outil d'analyse a été introduite en mécanique des fluides par Lumley [61]. Sirovich [88] fut à l'origine de la POD Snapshot qui est plus adaptée pour traiter le cas où les données d'entrée ont une résolution spatiale importante et une résolution temporelle faible, de type mesures PIV.

III.1.2.1 Principe général de la POD Snapshot

La résolution POD consiste en un problème aux valeurs propres sur une matrice de corrélation R définie à partir d'une moyenne d'ensemble spatiale :

$$R(t, t') = \frac{1}{\varepsilon} \int_{\mathcal{D}} u(x, t) u(x, t') dx \quad (\text{III.13})$$

La résolution du problème aux valeurs propres consiste à résoudre l'équation :

$$\int_T R(t, t') a^{(n)}(t') dt' = \lambda^{(n)} a^{(n)}(t) \quad (\text{III.14})$$

par diagonalisation de la matrice de corrélation. On obtient autant de modes POD que de valeurs propres.

L'écriture discrète obtenue pour N_{pts} vecteurs par champ de vitesse issu des mesures PIV et N pas de temps est :

$$R_{ij} = \frac{1}{N_{\text{pts}}} \sum_{k=1}^{N_{\text{pts}}} u(x_k, t_i) u(x_k, t_j) \quad (\text{III.15})$$

avec $(i, j) \in \{1, \dots, N\}^2$. On a alors :

$$\sum_{j=1}^N \frac{1}{N_{\text{pts}}} \sum_{k=1}^{N_{\text{pts}}} u(x_k, t_i) u(x_k, t_j) a^{(n)}(t_j) = \lambda^{(n)} a^{(n)}(t_i) \quad (\text{III.16})$$

avec $(i, n) \in \{1, \dots, N\}^2$.

On définit le mode spatial $\Phi^{(n)}(\mathbf{x})$ ($n \in \{1, \dots, N\}$) comme la projection de $u(\mathbf{x}, t)$ dans la base des $a^{(n)}$:

$$\Phi^{(n)}(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^N u(\mathbf{x}, t_i) a^{(n)}(t_i) \quad (\text{III.17})$$

Ceci implique que :

$$u(\mathbf{x}, t) = \sum_{n=1}^N a^{(n)}(t) \Phi^{(n)}(\mathbf{x}) \quad (\text{III.18})$$

Une fois la base POD obtenue, il est essentiel de vérifier que :

1. les vecteurs propres (modes temporels) sont orthonormés :

$$\sum_{i=1}^N a^{(k)}(t_i) a^{(l)}(t_i) = \delta_{kl} \quad (\text{III.19})$$

2. l'énergie présente sur l'ensemble des pixels $\overline{u(x_i, t)^2}$ est égale à la somme des $\lambda^{(n)}$ (l'analyse POD est une décomposition au sens de l'énergie) :

$$\sum_{i=1}^N R_{ii} = \sum_{i=1}^N \lambda^{(i)} \quad (\text{III.20})$$

3. les $\Phi^{(n)}(\mathbf{x})$ sont orthogonaux :

$$\sum_{i=1}^{N_{\text{pts}}} \Phi^{(k)}(x_i) \Phi^{(l)}(x_i) = \lambda^{(k)} \lambda^{(l)} \delta_{kl} \quad (\text{III.21})$$

III.1.2.2 Utilisation comme filtre de la décomposition triple

Pour calculer la décomposition triple d'un champ de vitesse spatio-temporel $u(\mathbf{x}, t)$, on distingue 5 étapes :

1. Décomposition de Reynolds de u : calcul de $\bar{u}(\mathbf{x})$ puis de $u'(\mathbf{x}, t)$;
2. Décomposition en modes propres de u' : $u'(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=1}^N a^{(i)}(t) \Phi^{(i)}(\mathbf{x})$, les vecteurs de la base étant classés par ordre d'énergie décroissante ;
3. Choix de $M < N$ (typiquement $M \approx 10$ pour $N = 2000$), les M premiers modes de la décomposition en modes propres permettront de reconstruire le champ cohérent $\tilde{u}(\mathbf{x}, t)$;
4. Reconstruction de \tilde{u} : $\tilde{u}(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=1}^M a^{(i)}(t) \Phi^{(i)}(\mathbf{x})$;
5. Calcul de u'' : $u''(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=M+1}^N a^{(i)}(t) \Phi^{(i)}(\mathbf{x}) = u(\mathbf{x}, t) - \bar{u}(\mathbf{x}) - \tilde{u}(\mathbf{x}, t)$

III.1.3 Décomposition énergétique

Pour la décomposition de Reynolds $u = \bar{u} + u'$, on a rapidement :

$$\overline{u^2} = \overline{(\bar{u} + u')^2} = \overline{\bar{u}^2 + u'^2 + 2\bar{u}u'} = \overline{\bar{u}^2} + \overline{u'^2} + \overline{2\bar{u}u'} \quad (\text{III.22})$$

Or, \bar{u} ne dépend pas de t , donc $\overline{\bar{u}^2}$ non plus et $\overline{\bar{u}^2} = \bar{u}^2$. De plus, $\overline{2\bar{u}u'} = 2\bar{u}\overline{u'}$, et par définition, $\overline{u'} = 0$, d'où le terme croisé $\overline{2\bar{u}u'} = 0$. Il vient donc :

$$\overline{u^2} = \bar{u}^2 + \overline{u'^2} \quad (\text{III.23})$$

De manière classique, des vitesses statistiques « RMS » ou quadratiques sont définies pour présenter les tensions de Reynolds :

$$u_r^{\text{rms}} = \sqrt{\overline{u_r'^2}} \quad u_z^{\text{rms}} = \sqrt{\overline{u_z'^2}} \quad \text{et} \quad u_{rz}^* = \frac{\overline{u_r' u_z'}}{u_r^{\text{rms}} u_z^{\text{rms}}} \quad (\text{III.24})$$

En ce qui concerne la décomposition triple, la décomposition énergétique est un peu plus compliquée :

$$\begin{aligned} \overline{u^2} &= \overline{(\bar{u} + u')^2} = \bar{u}^2 + \overline{u'^2} = \bar{u}^2 + \overline{(\tilde{u} + u'')^2} \\ \overline{u^2} &= \bar{u}^2 + \overline{\tilde{u}^2} + \overline{u''^2} + 2\overline{\tilde{u}u''} \end{aligned} \quad (\text{III.25})$$

Il reste donc un terme croisé entre la partie cohérente \tilde{u} et la partie stochastique u'' de la vitesse. Hussain et Reynolds [46] proposent de faire une hypothèse d'indépendance des parties cohérentes et stochastiques de la vitesse, on a alors $\overline{\tilde{u}u''} = 0$. Ceci pourra être vérifié après calcul. Cependant, en ce qui concerne la décomposition triple basée sur la POD, les modes sont tous orthogonaux 2 à 2, donc le terme croisé est, par définition, nul.

Un produit scalaire et une norme sont définis pour quantifier chacun des termes de la décomposition :

$$(u_1 \cdot u_2) = \frac{1}{N N_{\text{pts}}} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{N_{\text{pts}}} (u_{r1}(x_j, t_i) \cdot u_{r2}(x_j, t_i) + u_{z1}(x_j, t_i) \cdot u_{z2}(x_j, t_i)) \quad (\text{III.26})$$

$$\|u\|^2 = \frac{1}{N N_{\text{pts}}} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{N_{\text{pts}}} (u_r(x_j, t_i)^2 + u_z(x_j, t_i)^2) \quad (\text{III.27})$$

où N est le nombre de champs de vitesse disponibles (nombre de pas de temps) et N_{pts} est le nombre de points du domaine de mesure. En appliquant ces définitions aux décompositions énergétiques, on obtient :

$$\|u\|^2 = \|\bar{u}\|^2 + \|u'\|^2 = \|\bar{u}\|^2 + \|\tilde{u}\|^2 + \|u''\|^2 + 2(\tilde{u} \cdot u'') \quad (\text{III.28})$$

III.2 Moyens d’analyse topologique

La caractérisation topologique d’un champ implique la détermination de ses points singuliers et de leur connectivité. Connaissant ces informations, on peut en déduire l’allure complète du champ. Cette approche a motivé de nombreux travaux sur la détection/caractérisation de structures/éléments topologiques. Cette section vise à présenter de manière concise les différentes méthodes d’analyse topologique existante et de détailler l’algorithme mis au point par Depardon [17], algorithme utilisé dans cette étude.

III.2.1 Présentation de critères de détection de structures

On peut distinguer deux grandes contributions à l’élaboration de critères de détection d’éléments topologiques de champs bidimensionnels : ceux dédiés à la détection de tous les types de points singuliers, et ceux dédiés à la détection de structures cohérentes (*i.e.* de vortex), applicables de ce fait à la détection de foyers. La grande diversité des critères de ce type s’explique par l’ambiguïté de ce qu’est une structure tourbillonnaire (Haller [34], Jeong et Hussain [52]). On distingue ces critères en fonction de leur principe qui peut être local ou non.

III.2.1.1 Critères locaux

Ils reposent sur un principe de seuil ou d’extremum d’une ou plusieurs fonctions locales indicatrices, basées sur :

- la vorticité (Vollmers [92]) ;
- les valeurs propres et invariants du tenseur des gradients de vitesse : Δ , Q (Jeong et Hussain [52]), λ_{ci} (Adrian *et al.* [1], Zhou *et al.* [101]) ;
- la seconde valeur propre (appelée λ_2 du tenseur $S^2 + \Omega^2$, où S et Ω désignent respectivement les parties symétrique et antisymétrique du tenseur des gradients de vitesse (Jeong et Hussain [52]) ;
- l’hélicité (Levy *et al.* [59], Yates et Chapman [97]) ;
- la pression.

Ces critères ont été développés en 3D et certains peuvent être adaptés en 2D, notamment les critères Δ , Q , λ_2 , λ_{ci} . Signalons que tous les critères présentés ci-dessus sont eulériens. Il existe également des critères plus récents basés sur des considérations de stabilité lagrangienne. Haller [33, 34] a ainsi mis au point l’équivalent d’un critère Q 2D lagrangien, ainsi qu’un critère 3D.

Ces fonctions quantitatives permettent de déterminer la force de ces structures et leur vitesse de convection (indiquée par la vitesse au coeur). En effet, il est important de noter que ces critères caractérisent des structures physiques, dont la signature topologique sous forme de foyer n’est qu’une conséquence dans un repère adapté.

Cependant, les fonctions précédentes sont définies de manière locale, ce qui réduit leur efficacité sur des champs expérimentaux bruités. De plus, l’identification de structures

grande échelle par de telles fonctions se fait par le biais d'iso-contours et iso-surfaces dont les seuils sont souvent arbitraires.

III.2.1.2 Critères non-locaux

Un premier critère consiste à utiliser les fonctions indicatrices précédentes, mais en prenant cette fois en compte leur allure typique au voisinage d'une structure tourbillonnaire. Camussi [12] utilise par exemple la transformée par ondelettes de la fonction enstrophie ($E = \frac{1}{2}\|\vec{\omega}\|^2$) pour déterminer la localisation et la taille des structures cohérentes (indépendamment du repère). La forme de l'ondelette est choisie en fonction de sa similarité avec la fonction cible (E).

Les critères de reconnaissance de forme sont également utilisés (Vollmers [92]). Ceux-ci, contrairement aux précédents, ne se basent plus uniquement sur une répartition de grandeur scalaire mais également sur une allure caractéristique du champ de vitesse au voisinage de telles structures (qualitativement et quantitativement).

Enfin, certains critères s'intéressent uniquement aux conséquences des structures tourbillonnaires sur les champs de vecteurs : l'orientation des lignes de courant au voisinage d'un coeur de vortex. C'est le cas des critères relativement marginaux SSL et CSL présentés par Vollmers [92], mais aussi et surtout des critères Γ_1 et Γ_2 (Graftieaux *et al.* [31]).

Γ_1 est défini par :

$$\Gamma_1 = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{[\vec{PM} \wedge \vec{u}_M] \cdot \vec{z}}{\|\vec{PM}\| \cdot \|\vec{u}_M\|} dS = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \sin(\Theta_M) dS \quad (\text{III.29})$$

où P , M et S sont définis sur la Figure III.2(a). Comprise entre -1 et $+1$, cette fonction met en évidence les zones (dont le centre est noté P) dans lesquelles les vecteurs vitesses sont en tout point M quasi-normaux à \vec{PM} , ce qui est le cas d'un foyer (Fig. III.2(b)). Le signe de Γ_1 indique le sens de rotation.

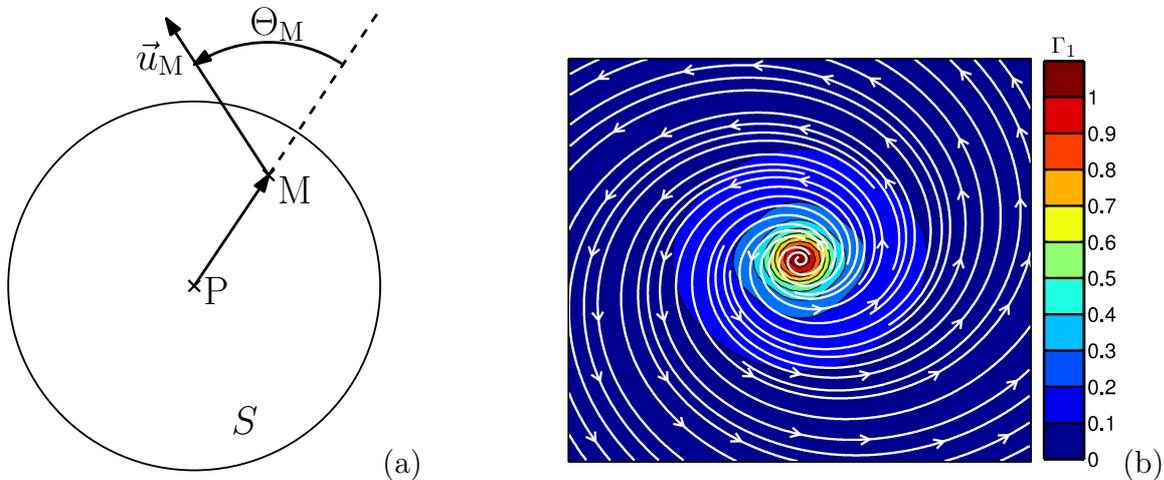


FIGURE III.2 – Critère Γ_1 : (a) notations, (b) application à un foyer.

Dans le cas où on souhaite mettre en évidence une structure convectée dans un écoulement, il est préférable d’utiliser la fonction Γ_2 , définie par :

$$\Gamma_2 = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{[\mathbf{PM} \wedge (u_M - \bar{u}_P)] \cdot z}{\|\mathbf{PM}\| \cdot \|u_M - \bar{u}_P\|} dS \quad (\text{III.30})$$

où $\bar{u}_P = \frac{1}{S} \int_{M \in S} u_M dS$ désigne la vitesse moyenne dans le voisinage S de P . Cette fonction consiste à reprendre la formule de Γ_1 dans laquelle on a remplacé en tout point la vitesse absolue par une vitesse relative (définie après soustraction de \bar{u}_P). Ainsi, si on superpose le champ induit par un foyer (Fig. III.3(a)) à une convection uniforme (Fig. III.3(b)), on constate que Γ_2 met bien en évidence le coeur de la structure (Fig. III.3(d)) et non le foyer (qui dépend du repère d’observation, identifié par Γ_1 , Fig. III.3(c)). Le coeur d’une structure tourbillonnaire est défini comme la zone dans laquelle $|\Gamma_2| > \frac{2}{\pi}$, critère qui définit les zones où la rotation domine par rapport au cisaillement.

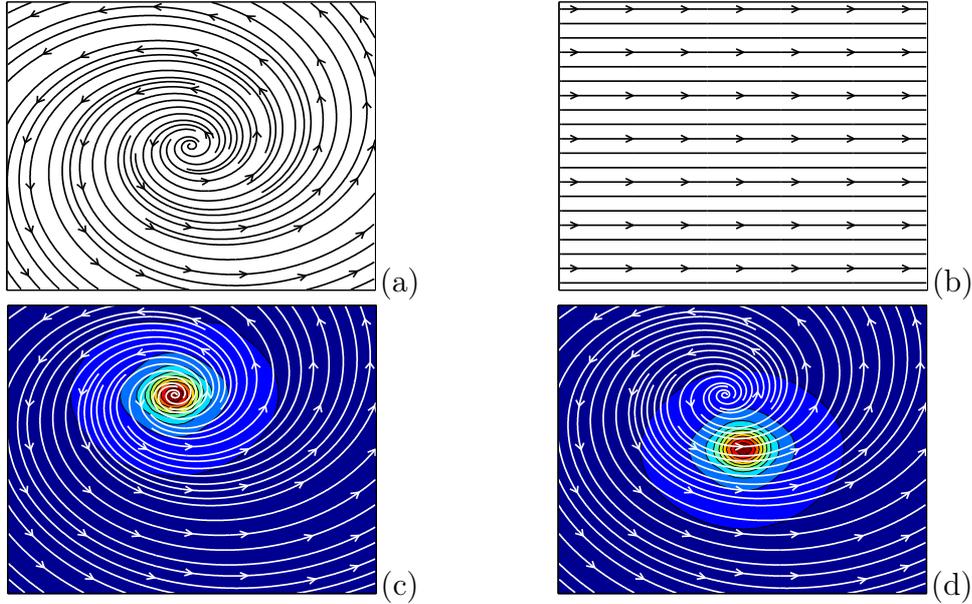


FIGURE III.3 – Comparaison des critères Γ_1 et Γ_2 : (a) champ induit par un foyer, (b) champ de convection uniforme, (c) Γ_1 appliqué à la superposition de (a) et (b), (d) Γ_2 appliqué à la superposition de (a) et (b).

Les fonctions Γ_1 et Γ_2 donnent donc accès à la localisation de structures (et/ou de foyers), à leur sens de rotation et leur taille. Néanmoins, elles ne permettent pas de mettre en évidence leur force. Dans le cadre d’analyse de topologie de champs de vitesse, pour lesquels tous les types de points singuliers doivent pouvoir être identifiés, ces seuls critères de détection de structures sont insuffisants. En effet, ils ne sont efficaces que pour les foyers, sous réserve que l’on se place dans un repère approprié. En revanche, ils constituent des outils complémentaires aux critères de détection des points singuliers.

III.2.1.3 Classification des points singuliers

La première classification des points singuliers est due à Lavin *et al.* [58] et Batra et Hesselink [4]. Grâce à un formalisme introduisant un algèbre de Clifford, ils représentent les points singuliers dans un plan (α, β) , tel que :

$$\hat{\alpha} = \text{tr}F \tag{III.31}$$

$$\hat{\beta} = \text{signe}(\text{tr}F^2 - 4\det F) \cdot \sqrt{|\text{tr}F^2 - 4\det F|} \tag{III.32}$$

$$\alpha = \frac{\hat{\alpha}}{\sqrt{\hat{\alpha}^2 + \hat{\beta}^2}} \tag{III.33}$$

$$\beta = \frac{\hat{\beta}}{\sqrt{\hat{\alpha}^2 + \hat{\beta}^2}} \tag{III.34}$$

où F est la matrice jacobienne de la vitesse au point singulier, $\text{tr}F$ sa trace et $\det F$ son déterminant. L'adimensionnement permet une représentation de tous les points sur le cercle trigonométrique, comme présenté à la Figure III.4.

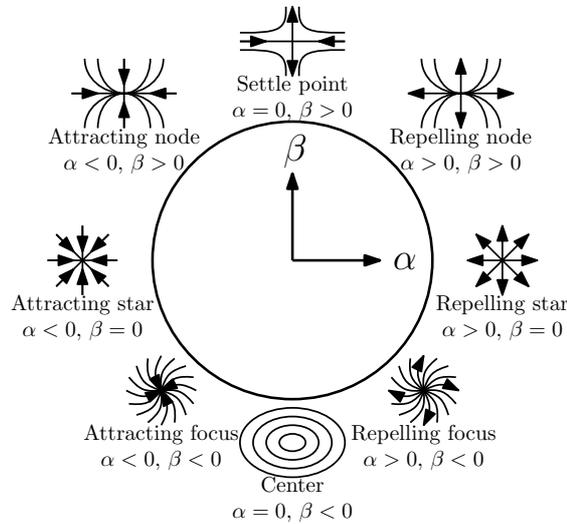


FIGURE III.4 – Classification (α, β) des points singuliers (d'après Batra et Hesselink [4]).

III.2.2 Algorithme de détection et classification de points singuliers

L'algorithme de détection, décrit initialement par Depardon *et al.* [16], consiste en quatre étapes successives apportant chacune un approfondissement de l'information :

1. Identification des zones d'intérêt, susceptibles de contenir des points singuliers ;
2. Première estimation du positionnement des points singuliers effectifs et distinction entre (nœuds-foyers) et (cols) ;
3. Identification et localisation précise des points singuliers ;
4. Identification de la topologie.

III.2.2.1 Test de diversité

Cette étape a pour but de déterminer, en un premier passage rapide, les zones étant susceptibles de comporter des points singuliers, et pour lesquelles des tests complémentaires sont requis.

Elle est basée sur le principe qu’au voisinage d’un point singulier, l’orientation (Θ) du champ de vecteur parcourt l’intervalle complet $[0; 2\pi]$. En effet, d’après la formule de Poincaré-Bendixson :

$$\sum (\text{nœuds} + \text{foyers})^L - \sum (\text{cols})^L = \frac{\Delta\Theta^L}{2\pi} \quad (\text{III.35})$$

où L désigne un contour fermé du champ, $\sum (\text{nœuds} + \text{foyers})^L$ et $\sum (\text{cols})^L$ désignent respectivement le nombre de (nœuds+foyers) et (cols) contenus à l’intérieur de L , $\Delta\Theta^L$ désigne la variation de l’orientation du champ de vecteurs lorsqu’on parcourt L dans le sens trigonométrique. $\frac{\Delta\Theta^L}{2\pi}$ est appelé intégrale de Poincaré-Bendixson (*Poincaré-Bendixson Index*), noté par la suite IPB. Notons au passage que l’IPB vaut -1 pour un contour fermé autour d’un col, et $+1$ pour un nœud ou un foyer. Ainsi, lorsqu’on parcourt un contour fermé autour d’un point singulier, l’orientation du champ sur celui-ci décrit un tour complet du cercle trigonométrique.

La Figure III.5 représente le principe du test de diversité. Autour de chaque point du maillage PIV, une zone d’étude circulaire est définie (on note son diamètre W , typiquement 5 ou 7 vecteurs, Fig. III.5(a)). On analyse pour chacune sa distribution de Θ sous forme d’un histogramme. Les Figures III.5(c,d) en donnent deux exemples. Pour une fenêtre d’interrogation centrée sur le point singulier (Fig. III.5(c)), les valeurs de Θ sont relativement uniformément réparties. Cette répartition est rapidement altérée lorsqu’on s’en éloigne (Fig. III.5(d)). Ainsi, le pourcentage de classes non vides de ces histogrammes fournit un indicateur de zone potentielle de point singulier (Fig. III.5(b)).

Le seul paramètre utilisateur pour cette étape est le diamètre de la fenêtre d’interrogation W . Il représente la distance minimale entre deux points singuliers pour que ceux-ci puissent être distingués. En effet, un doublet foyer-col dont la distance est très faible n’a qu’un impact limité sur le reste de l’écoulement, et il peut être intéressant de le négliger dans certains cas. W vaut typiquement 5/7 points de maillage de PIV. En effet, il faut suffisamment de points pour que l’histogramme ait un sens, et suffisamment de vecteurs pour définir les points singuliers. Tous les autres paramètres sont déterminés à partir de W . Par exemple, le nombre de classes de l’histogramme est fixée à $W\pi/4$. Ce ratio, fixé de manière empirique sur de nombreux cas tests, permet notamment de prendre en compte le cas de points critiques fortement cisailés, pour lesquels la répartition de Θ n’est pas uniforme. Pour un nombre trop faible de classes, toutes contiennent au moins un élément. Pour un nombre trop important, seuls les points singuliers isotropes peuvent être identifiés.

Pour de tels histogrammes, les points dont le pourcentage de classes non-vides excède 75% sont considérés comme un voisinage potentiel de points singuliers. Ainsi, cette étape utilise trois paramètres : la taille de la fenêtre d’interrogation, le nombre de classes de l’histogramme et le seuil d’occupation de ces classes, mais seul le premier doit être fixé par l’utilisateur.

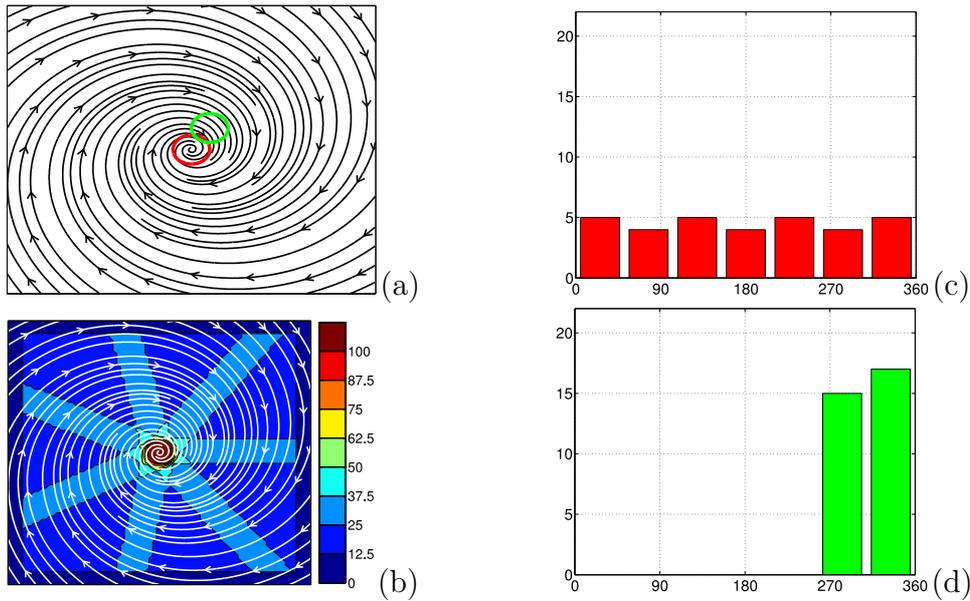


FIGURE III.5 – Principe du critère de diversité : (a) foyer avec fenêtres 1 (rouge) et 2 (vert), (b) pourcentage de classes non vides des histogrammes de Θ , (c) distribution de Θ dans la fenêtre 1, (d) distribution de Θ dans la fenêtre 2.

III.2.2.2 Test de Poincaré-Bendixson itératif

Ce test est exécuté sur toutes les zones identifiées par l'étape précédente et présente trois objectifs : écarter les zones erronées (dus à des vecteurs faux de PIV), isoler individuellement les points singuliers dans des zones réduites (estimation de leur position au sein d'une fenêtre $W \times W$), et faire une première distinction entre les noeuds et foyers d'une part, et les cols d'autre part. Son principe est présenté sur la Figure III.6.

Dans un premier temps, chaque zone d'intérêt est rendue rectangulaire. Elle est ensuite scindée en deux parties par une frontière mobile (notée FM dans l'étape A de la Figure III.6) dans le sens vertical. On calcule les IPB de chacun des sous domaines que l'on peut comparer à celle de la zone entière. Sur le premier schéma de l'étape A, les deux IPB valent 0, puisqu'il n'y a pas de points singuliers dans la partie gauche et une paire col/foyer dans la partie droite ($IPB = -1 + 1 = 0$). Lorsque la FM parcourt la fenêtre test (avec pour incrément la résolution spatiale de la grille PIV), les IPB des deux sous-domaines changent de valeur à chaque fois que la FM traverse un point singulier. En appliquant ainsi ce principe dans les deux directions (horizontale et verticale), on aboutit au diagramme B : chaque point singulier est isolé dans une fenêtre spécifique.

Ensuite, on réduit progressivement le contour fermé de calcul de l'IPB suivant la résolution du maillage PIV autour de chaque point singulier, tant que son calcul est pertinent. En effet, le calcul de chaque IPB résulte de l'analyse des évolutions de Θ suivant les contours fermés des zones (abscisse notée s), comme représenté sur la Figure III.7. Seulement, on ne dispose que de la donnée de Θ à 2π près, sur un maillage discret. Ainsi, pour reconstituer $\Theta(s)$, il convient de déterminer entre chaque point du maillage dans quel sens le cercle tri-

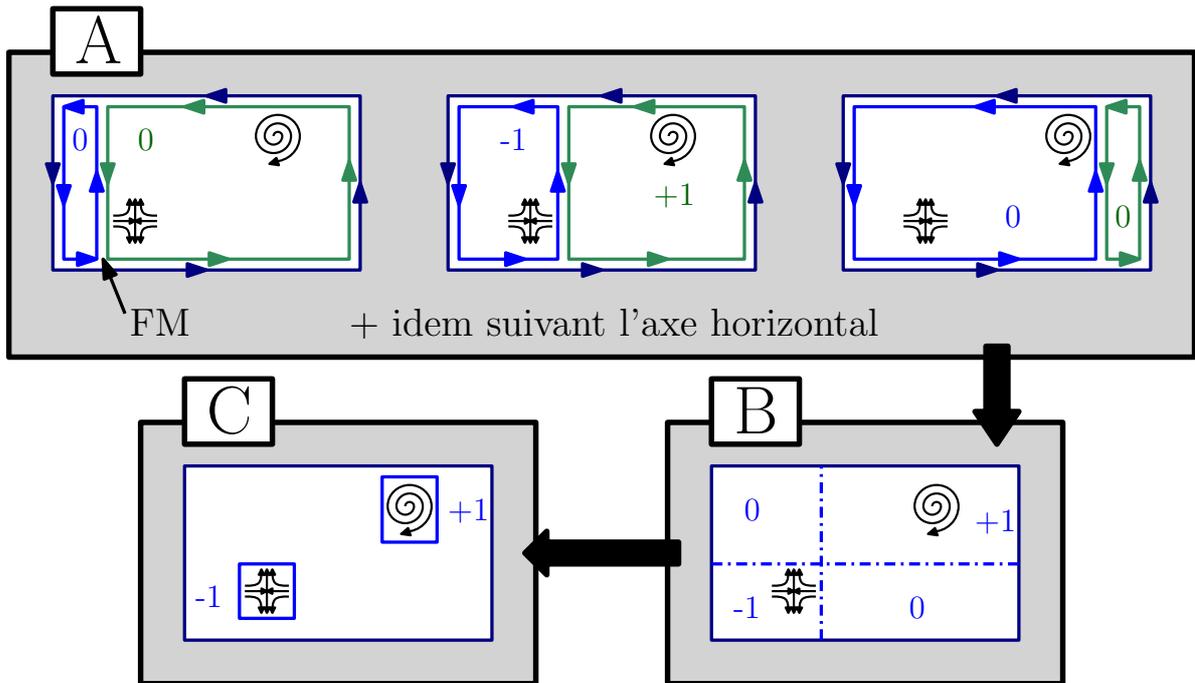


FIGURE III.6 – Principe du test de Poincaré-Bendixson itératif pour une zone potentielle à deux points singuliers.

gonométrique a été parcouru, afin de déterminer le $\Delta\Theta$. Cette procédure est schématisée sur la Figure III.8.

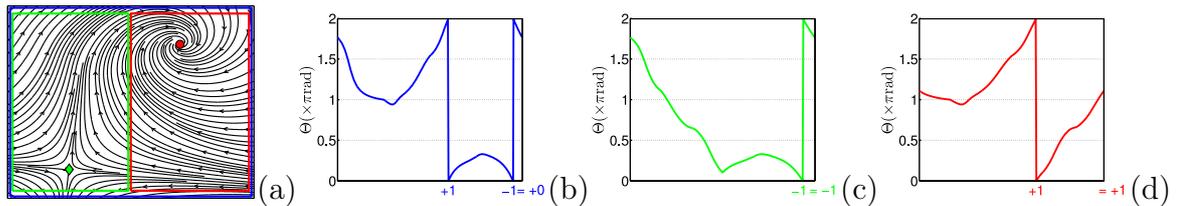
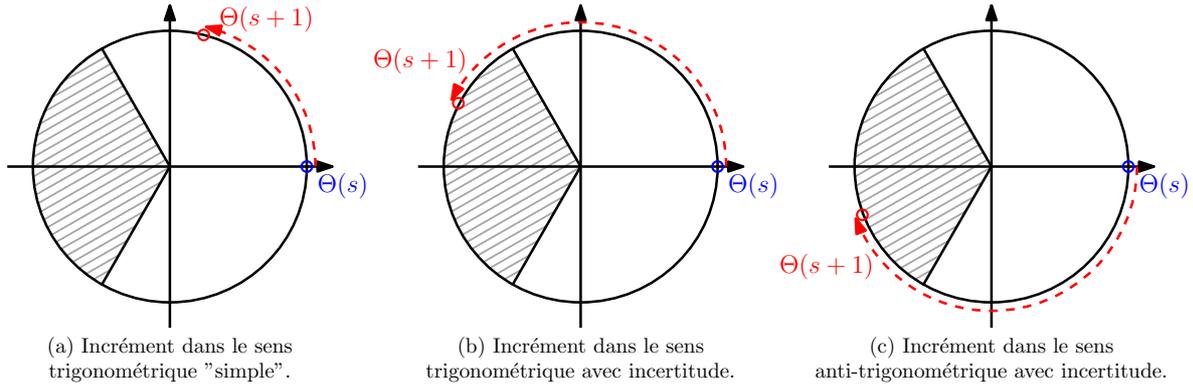


FIGURE III.7 – Calcul des IPB dans le sens trigonométrique : (a) champ analytique et contours, (b) évolution de Θ suivant le contour global bleu, (c) évolution de Θ suivant le contour vert, (d) évolution de Θ suivant le contour rouge.

On choisit par défaut le sens de parcours le plus court du cercle trigonométrique. Pour les cas critiques ($|\Theta(s+1) - \Theta(s)| > 2\pi/3$, zone hachurée sur la Figure III.8), une variable d'incertitude est incrémentée. Cela donne une fonction d'incertitude (nombre d'incréments incertains/nombre d'incréments total).

Ainsi, la procédure de réduction du contour d'intégration se poursuit tant que le calcul des IPB est pertinent, jusqu'à une fenêtre de $W \times W$ (étape C de la Figure III.6). Au terme de cette étape, on dispose d'une estimation grossière des coordonnées de chaque point singulier réel, et d'une indication sur leur nature grâce à la valeur de l'IPB : +1 pour un noeud ou un foyer, -1 pour un col.


 FIGURE III.8 – Calcul des incréments de Θ pour le calcul des IPB.

III.2.2.3 Identification des points singuliers

Cette étape a pour but de localiser et d'identifier précisément les points singuliers. Pour distinguer les noeuds des cols, on utilise la fonction de caractérisation de foyers, Γ_1 , introduite à la Section III.2.1.2, dont nous rappelons l'expression :

$$\Gamma_1 = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \sin(\Theta_M) dS \quad (\text{III.36})$$

où S est un domaine 2D entourant P , M un point de S et Θ_M l'angle entre PM et le vecteur vitesse en M . Nous introduisons également une nouvelle fonction, notée K_1 :

$$K_1 = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \cos(\Theta_M) dS \quad (\text{III.37})$$

Contrairement à la précédente, celle-ci met en valeur les zones S où le vecteur position PM et le vecteur vitesse en M sont colinéaires, ce qui est une caractéristique des noeuds. La mise en évidence des foyers et noeuds par les fonctions Γ_1 et K_1 est illustrée sur des cas analytiques à la Figure III.9.

Ainsi, en appliquant ces deux fonctions sur les points à $\text{IPB} = +1$, il est possible de distinguer les noeuds des foyers, mais aussi d'identifier leurs coordonnées précises comme l'extremum local de la fonction adaptée.

Pour les cols, on ne dispose pas de fonctions intégrées aussi idéales que les précédentes. Au sein d'une fenêtre $W \times W$ à $\text{IPB} = -1$, les coordonnées précises du col sont définies comme le maximum de $|\nabla\Theta_M|$. Comme Θ_M est une fonction modulo 2π , le gradient est calculé soit par $\nabla\Theta_M = -\nabla(\cos\Theta_M/\sin\Theta_M)$, soit par $\nabla\Theta_M = \nabla(\sin\Theta_M/\cos\Theta_M)$, selon la valeur de Θ_M .

La précision de localisation des extrema des fonctions Γ_1 , K_1 et $|\nabla\Theta_M|$ dépend des applications souhaitées. La version la plus simple de l'algorithme consiste à utiliser les coordonnées discrètes de la grille PIV. Une estimation plus fine peut être obtenue en interpolant les valeurs de ces fonctions indicatrices à l'ordre souhaité sur un maillage plus fin.

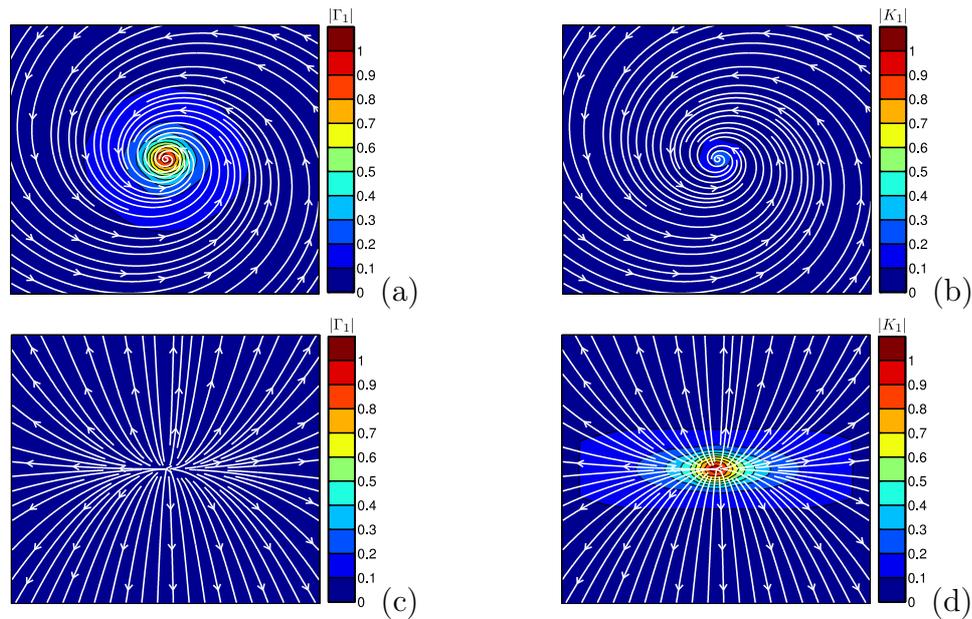


FIGURE III.9 – Différenciation des nœuds et foyers par les fonctions Γ_1 et K_1 : (a) $|\Gamma_1|$ sur un foyer, (b) $|K_1|$ sur un foyer, (c) $|\Gamma_1|$ sur un nœud, (d) $|K_1|$ sur un nœud.

III.2.2.4 Identification de la topologie

Une fois les points singuliers identifiés et localisés, on détermine en chacun la valeur du jacobien F de la vitesse. Sa trace et son déterminant permettent tout d'abord de vérifier la nature du point singulier, par rapport au résultat de l'algorithme. On calcule ensuite les valeurs propres et vecteurs propres de F . Dans le cas d'un col, ces directions propres donnent accès à l'orientation initiale des séparatrices.

On intègre donc pour chacun des cols les quatre lignes de courant correspondantes (Fig. III.10), deux dans le sens des vitesses positives (en rouge), deux dans le sens des vitesses négatives (en bleu). On détermine alors l'extrémité de chacune de ces lignes. Trois cas de figure sont possibles :

1. La séparatrice sort du champ d'étude.
2. La séparatrice converge vers un autre point singulier.
3. La séparatrice converge vers un cycle limite, dû à une bifurcation de Hopf. Dans ce cas, on considère la séparatrice liée avec le foyer correspondant à ce cycle limite.

Il résulte de cet algorithme une information synthétique du champ étudié : la nature, la position, les valeurs propres et vecteurs propres des points singuliers ainsi que leur connectivité. Un exemple d'une telle représentation est illustré sur la Figure III.10(b). Un exemple sur mesure PIV moyennée en phase est présenté à la Figure III.11. Les cols (diamant vert) sont reliés chacun à un foyer (rond rouge) par une séparatrice. Une fois automatisé, cet algorithme permet d'effectuer un suivi des points singuliers, et plus particulièrement en ce qui nous concerne des foyers, centre des tourbillons.

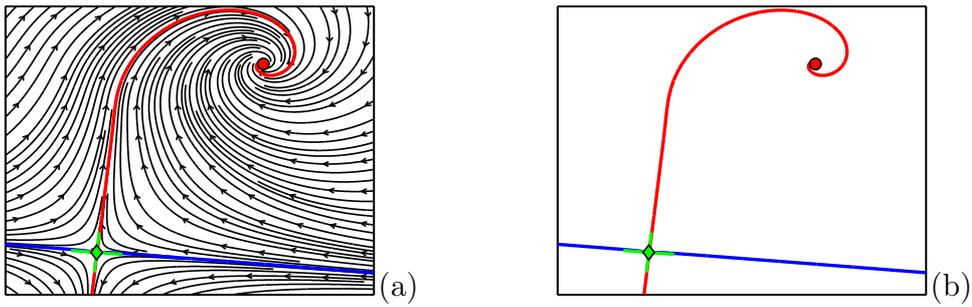


FIGURE III.10 – Identification de la topologie d'un champ analytique : (a) topologie et lignes de courant, (b) information topologique seule.

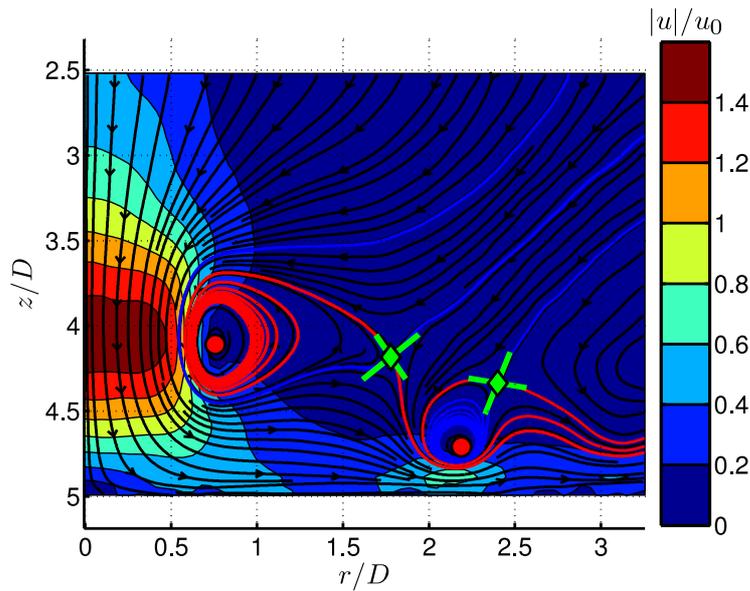


FIGURE III.11 – Exemple de détection automatisée de points singuliers sur un champ PIV.

III.3 Formalisme intégral pour la pression pariétale

Les fluctuations de pression sur une paroi sur laquelle s'écoule un fluide de manière instationnaire et turbulente peuvent provoquer des vibrations conséquentes de la surface. L'évaluation de ces fluctuations est donc primordiale afin de prévoir d'éventuelles sources de bruit. Des mesures instationnaires de pression sur la paroi ont été effectuées. Pour compléter ces résultats, un algorithme d'évaluation de la pression à partir des champs de vitesse mesurés par PIV a été développé. Cet algorithme, présenté dans cette section, est la résolution numérique d'une équation de Poisson, et a été inspiré par Blake [7] et Naguib et Koochesfahani [73].

III.3.1 Équation de Poisson

L'équation de départ pour ce formalisme est l'équation de Navier-Stokes pour un fluide réel isotherme incompressible, sans forces extérieures appliquées :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \text{grad } \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \mathbf{u} \quad (\text{III.38})$$

On calcule la divergence de l'équation III.38 :

$$\frac{\partial(\text{div } \mathbf{u})}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{u} \cdot \text{grad } \mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \text{div}(\text{grad } p) + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2(\text{div } \mathbf{u}) \quad (\text{III.39})$$

or $\text{div}(\text{grad } p) = \nabla^2 p$, et d'après la relation de continuité ($\text{div } \mathbf{u} = 0$), on obtient :

$$\nabla^2 p = -\rho \text{div}(\mathbf{u} \cdot \text{grad } \mathbf{u}) = -q \quad (\text{III.40})$$

L'équation III.40 est une équation de Poisson sur la pression avec pour terme source $-q$. Pour résoudre cette équation, on utilise une fonction de Green $G(\mathbf{x}|\mathbf{y})$ définie comme la réponse en \mathbf{x} à une impulsion en \mathbf{y} :

$$\nabla^2 G = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) = \delta(x_1 - y_1)\delta(x_2 - y_2)\delta(x_3 - y_3) \quad (\text{III.41})$$

On a alors typiquement :

$$G = \frac{-1}{4\pi R} \quad \text{avec} \quad R = |\mathbf{x} - \mathbf{y}| = \sqrt{(x_1 - y_1)^2 + (x_2 - y_2)^2 + (x_3 - y_3)^2} \quad (\text{III.42})$$

On peut alors utiliser la formule de Green entre p et G (avec \mathbf{n} normale sortante au domaine \mathcal{D} de frontière $\partial\mathcal{D}$ (Fig. III.12) :

$$\iiint_{\mathcal{D}} (p \nabla^2 G - G \nabla^2 p) dV = \iint_{\partial\mathcal{D}} \left(p \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial p}{\partial n} \right) dS \quad (\text{III.43})$$

c'est à dire :

$$\iiint_{\mathcal{D}} p \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) dV - \iiint_{\mathcal{D}} \frac{q}{4\pi R} dV = \iint_{\partial\mathcal{D}} \left(p \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial p}{\partial n} \right) dS \quad (\text{III.44})$$

d'où

$$p(\mathbf{x}) = \iiint_{\mathcal{D}} \frac{q}{4\pi R} dV + \iint_{\partial\mathcal{D}} \left(p \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial p}{\partial n} \right) dS \quad (\text{III.45})$$

puis :

$$p(\mathbf{x}) = \frac{1}{4\pi} \iiint_{\mathcal{D}} \frac{q(\mathbf{y})}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} dV + \frac{1}{4\pi} \iint_{\partial\mathcal{D}} \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} \frac{\partial p}{\partial n} dS + \iint_{\partial\mathcal{D}} p \frac{\partial G}{\partial n} dS \quad (\text{III.46})$$

Cette formule n'est cependant valable que si le point \mathbf{x} est à l'intérieur du domaine ($\mathbf{x} \in \mathcal{D} \setminus \partial\mathcal{D}$). Si $\mathbf{x} \in \partial\mathcal{D}$ (ce qui sera le cas pour calculer la pression à la paroi), il convient

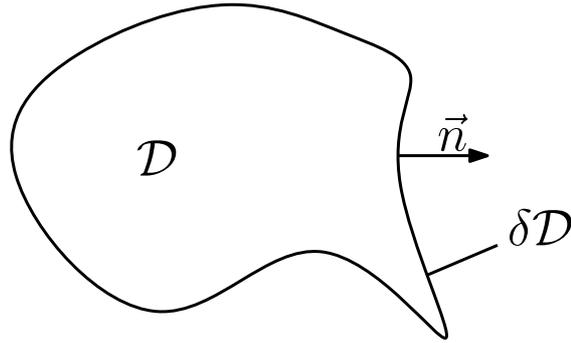


FIGURE III.12 – Exemple de domaine de calcul pour le formule de Green.

de multiplier cette expression par 2. Ceci s'explique par l'angle solide sous lequel le point observateur voit les points sources. Cet angle solide vaut 4π si $x \in \mathcal{D} \setminus \partial\mathcal{D}$ (à l'intérieur du domaine). Si le point observateur est à l'intérieur du domaine ($x \in \partial\mathcal{D}$), l'angle solide sous lequel le point observateur voit les points sources peut varier entre 0 et 4π . Dans le cas d'une frontière lisse, sans coins (nous nous plaçons dans ce cas), cet angle solide vaut 2π . Pour un coin « à angle droit » (point de coordonnées $(r_o = r_{\max}, \theta_o = 0, z_o = 0)$ sur la Figure III.13), l'angle solide vaut π . D'où :

$$p_w(\mathbf{x}) = \underbrace{\frac{1}{2\pi} \iiint_{\mathcal{D}} \frac{q(\mathbf{y})}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} dV}_{\text{Intégrale volumique}} + \underbrace{\frac{1}{2\pi} \iint_{\partial\mathcal{D}} \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} \frac{\partial p}{\partial n} dS}_{\text{Intégrale surfacique 1}} + \underbrace{2 \iint_{\partial\mathcal{D}} p \frac{\partial G}{\partial n} dS}_{\text{Intégrale surfacique 2}} \quad (\text{III.47})$$

III.3.2 Détermination du terme source

On définit $A = u \cdot \text{grad } u$. Les composantes de A valent donc en coordonnées cylindriques :

$$A_r = u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_\theta \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta}{r} \right) + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} \quad (\text{III.48})$$

$$A_\theta = u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + u_\theta \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r}{r} \right) + u_z \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \quad (\text{III.49})$$

$$A_z = u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \quad (\text{III.50})$$

On calcule la divergence de A ($\text{div } A = \frac{\partial A_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\theta}{\partial \theta} + \frac{A_r}{r} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$), ce qui donne :

$$\begin{aligned} \text{div } A &= \frac{\partial}{\partial r} \left(u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_\theta \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta}{r} \right) + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) \quad (T1) \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + u_\theta \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r}{r} \right) + u_z \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \right) \quad (T2) \\ &+ \frac{1}{r} \left(u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_\theta \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta}{r} \right) + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) \quad (T3) \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left(u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \quad (T4) \end{aligned} \quad (\text{III.51})$$

et on développe :

$$T1 = \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right)^2 + u_r \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial^2 u_r}{\partial r \partial \theta} - \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta^2}{\partial r} + \frac{u_\theta^2}{r^2} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \frac{\partial u_r}{\partial z} + u_z \frac{\partial^2 u_z}{\partial z \partial r} \quad (\text{III.52})$$

$$T2 = \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_r}{r} \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial r \partial \theta} + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right)^2 + \frac{u_\theta}{r^2} \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{u_r}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_\theta}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} \frac{\partial u_\theta}{\partial z} + \frac{u_z}{r} \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial z \partial \theta} \quad (\text{III.53})$$

$$T3 = \frac{u_r}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta^2}{r^2} + \frac{u_z}{r} \frac{\partial u_r}{\partial z} \quad (\text{III.54})$$

$$T4 = \frac{\partial u_r}{\partial z} \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_r \frac{\partial^2 u_z}{\partial r \partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial^2 u_z}{\partial z \partial \theta} + \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 + u_z \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \quad (\text{III.55})$$

div A est donc la somme de 27 termes numérotés de $T1a$ à $T1i$, de $T2a$ à $T2h$, de $T3a$ à $T3d$ et de $T4a$ à $T4f$. On recompose ces termes en remarquant tout d'abord $T1g + T3c = 0$ et $T1d + T2f = 0$. Puis :

$$T1b + T2b + T3a + T4b = u_r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \frac{u_r}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r^2}{r^2} \quad (\text{III.56})$$

or,

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = \text{div u} = 0 \quad (\text{III.57})$$

d'où

$$T1b + T2b + T3a + T4b = \frac{u_r}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r^2}{r^2} \quad (\text{III.58})$$

De même,

$$T1e + T2d + T3b + T4d = u_\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = 0 \quad (\text{III.59})$$

et

$$T1i + T2h + T3d + T4f = u_z \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = 0 \quad (\text{III.60})$$

Il reste alors :

$$\text{div A} = T1acfh + T2aceg + T4ace + \frac{u_r}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r^2}{r^2} \quad (\text{III.61})$$

c'est à dire :

$$\begin{aligned} \text{div A} &= \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right)^2 + \frac{2}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{2u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{2u_r}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{2}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} \\ &+ \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 + \frac{u_r^2}{r^2} + 2 \frac{\partial u_r}{\partial z} \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{III.62})$$

III.3.3 Domaine de calcul et hypothèses

Pour la suite du calcul, il est nécessaire de préciser le domaine de calcul ainsi que les hypothèses. Le domaine de calcul est représenté par la Figure III.13. Il s'agit d'un cylindre noté \mathcal{D} , formé par le champ de mesure PIV par rotation autour de l'axe du jet ($r = 0$). Les coordonnées cylindriques sont donc utilisées et chaque point source $x_s \in \mathcal{D}$ a pour coordonnées (r_s, θ_s, z_s) avec les limitations définies dans la Figure III.13. La frontière $\partial\mathcal{D}$ du cylindre \mathcal{D} se décompose donc en trois parties :

1. $\delta\mathcal{D}_1$, la plaque d'impact, d'équation $z = 0$,
2. $\delta\mathcal{D}_2$, le haut du domaine, d'équation $z = z_{\max}$,
3. $\delta\mathcal{D}_3$, la partie latérale, d'équation $r = r_{\max}$.

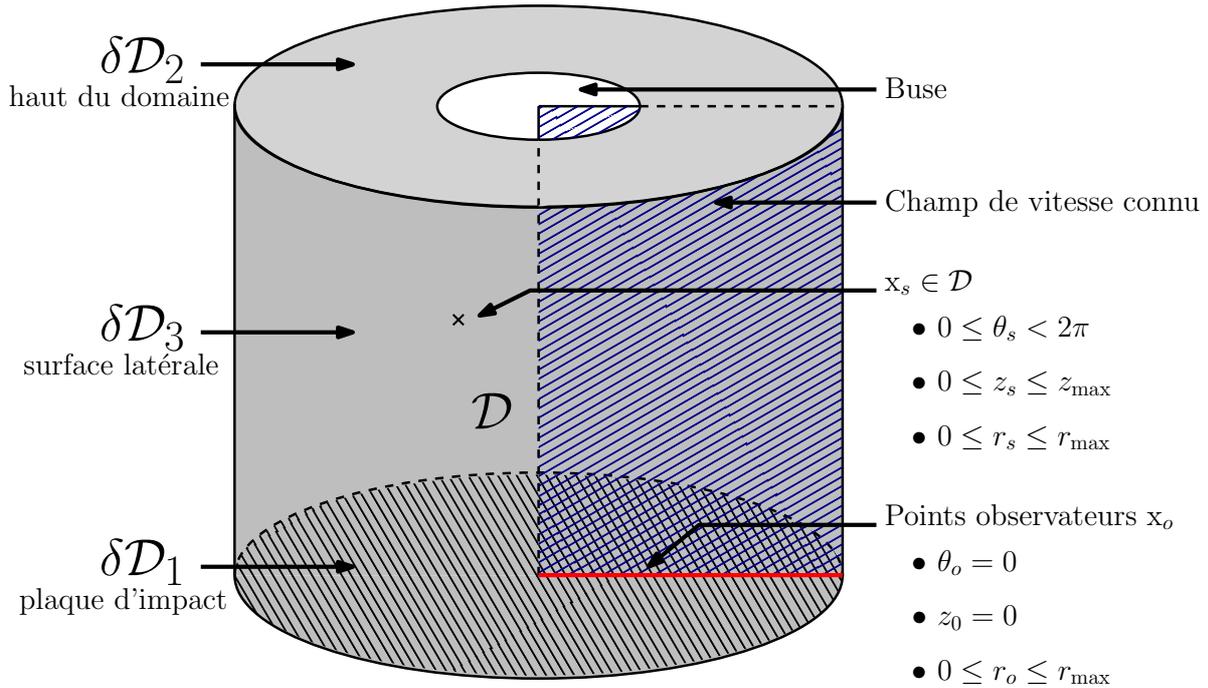


FIGURE III.13 – Le domaine de calcul pour le formalisme intégral.

Le champ de vitesse utilisé pour le calcul provient de mesures PIV et ne couvre pas la totalité du domaine \mathcal{D} . Il ne représente qu'un seul plan pour $\theta_s = C^{\text{ste}} = 0$ (par convention). On effectue alors une hypothèse d'axisymétrie ($\frac{\partial}{\partial\theta} = 0$), ce qui signifie :

$$\forall x_s(r_s, \theta_s, z_s) \in \mathcal{D}, \quad u(r_s, \theta_s, z_s) = u(r_s, \theta_s = 0, z_s) \quad (\text{III.63})$$

De plus, on ne connaît que les composantes u_r et u_z de la vitesse dans ce plan. On effectue donc l'hypothèse supplémentaire que la composante azimutale de la vitesse est nulle ($u_\theta = 0$). On connaît ainsi les trois composantes de la vitesse $u(u_r, u_\theta, u_z)$ pour tout point $x_s(r_s, \theta_s, z_s)$ du domaine \mathcal{D} .

L'hypothèse d'axisymétrie ayant été faite, il n'est pas utile de calculer la pression en tout point x_o de la plaque $\delta\mathcal{D}_1$. Une direction radiale ($\theta_o = C^{\text{ste}}$) suffit. On a choisi $\theta_o = 0$.

Sous les hypothèses formulées précédemment ($u_\theta = 0$ et $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$), l'équation III.62 devient :

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 + \frac{u_r^2}{r^2} + 2 \frac{\partial u_r}{\partial z} \frac{\partial u_z}{\partial r} \quad (\text{III.64})$$

d'où le terme source :

$$q = \rho \operatorname{div} \mathbf{A} = \rho \left(\left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 + \frac{u_r^2}{r^2} + 2 \frac{\partial u_r}{\partial z} \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \quad (\text{III.65})$$

Le terme $\frac{u_r^2}{r^2}$ sera ignoré lors du calcul pour $r = 0$.

Enfin, la faible extension spatiale du domaine \mathcal{D} introduit une difficulté, décrite par Margnat [63]. Le champ PIV couvre un domaine borné qui ne contient pas la totalité des sources de pression, qui sont donc tronquées. Ce fenêtrage engendre donc une pression qui n'a pas de réalité physique. Il est donc nécessaire d'assurer la continuité des sources entre le domaine de calcul et l'extérieur où elles sont supposées nulles. Pour éviter ce genre de problème, le terme source est pondéré par la fonction f suivante [63] :

$$\begin{aligned} x_* &= \frac{x - x_c}{x_{\max} - x_c} \\ x_* < 0 &\Rightarrow f(x_*) = 1 \\ x_* > 0 &\Rightarrow f(x_*) = -6x_*^5 + 15x_*^4 - 10x_*^3 + 1 \end{aligned} \quad (\text{III.66})$$

avec x_* une coordonnée normalisée pouvant représenter soit r_* , soit z_* . Un exemple de fonction de pondération bidimensionnelle utilisée dans l'algorithme est donné à la Figure III.14. Ainsi, les intégrales surfaciques 1 et 2 calculées sur $\delta\mathcal{D}_2$ et $\delta\mathcal{D}_3$ sont nulles.

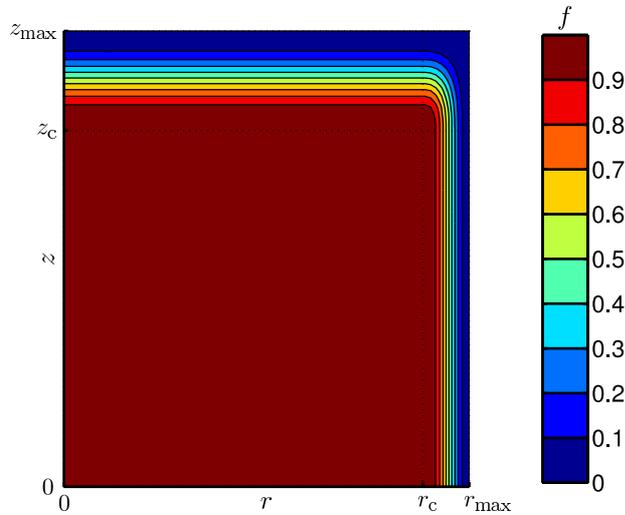


FIGURE III.14 – Un exemple de fonction de pondération.

III.3.4 Calcul des intégrales

Cette section détaille le calcul des trois intégrales de l'équation III.47.

III.3.4.1 Intégrale volumique

Dans un premier temps, on ne considérera que l'intégrale volumique, c'est à dire :

$$p_w^{\text{vol}}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2\pi} \iiint_{\mathcal{D}} \frac{q(\mathbf{y})}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} dV \quad (\text{III.67})$$

En coordonnées cylindriques, $\mathbf{x} = \mathbf{x}_o$ représente la position de l'observateur (r_o, θ_o, z_o) et $\mathbf{y} = \mathbf{x}_s$ la position de la source (r_s, θ_s, z_s) (Fig. III.13). On a alors :

$$|\mathbf{x}_s - \mathbf{x}_o| = \sqrt{r_s^2 + r_o^2 - 2r_s r_o \cos(\theta_s - \theta_o) + (z_s - z_o)^2} \quad (\text{III.68})$$

Le volume élémentaire dV peut s'écrire :

$$dV = r_s dr_s d\theta_s dz_s \quad (\text{III.69})$$

d'où :

$$p_w^{\text{vol}}(r_o, \theta_o, z_o) = \frac{1}{2\pi} \iiint_{\mathcal{D}} \frac{q(r_s, \theta_s, z_s)}{\sqrt{r_s^2 + r_o^2 - 2r_s r_o \cos(\theta_s - \theta_o) + (z_s - z_o)^2}} r_s dr_s d\theta_s dz_s \quad (\text{III.70})$$

Comme on a fait l'hypothèse d'axisymétrie, on considère uniquement $\theta_o = 0$. De plus, la plaque d'impact sur laquelle on calcule la pression est dans le plan d'équation $z = 0$, d'où $z_o = 0$. q est également axisymétrique, et ne dépend donc pas de θ_s :

$$p_w^{\text{vol}}(r_o) = \frac{1}{2\pi} \iiint_{\mathcal{D}} \frac{q(r_s, z_s)}{\sqrt{r_s^2 + r_o^2 - 2r_s r_o \cos \theta_s + z_s^2}} r_s dr_s d\theta_s dz_s \quad (\text{III.71})$$

Il est à noter que cette intégrale est singulière pour $\mathbf{x}_s = \mathbf{x}_o$, lors du calcul, ce point sera ignoré.

III.3.4.2 Intégrale surfacique 1

On s'intéresse maintenant à l'intégrale surfacique 1 :

$$p_w^{\text{S1}}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2\pi} \iint_{\partial\mathcal{D}} \frac{1}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} \frac{\partial p}{\partial n} dS \quad (\text{III.72})$$

Grâce à l'utilisation d'une fonction de pondération, seule la frontière $\partial\mathcal{D}_1$ va produire un terme non nul. n étant la normale sortante, il vient donc :

$$p_w^{\text{S1}}(r_o) = -\frac{1}{2\pi} \iint_{\partial\mathcal{D}_1} \frac{1}{|\mathbf{x}_s - \mathbf{x}_o|} \frac{\partial p}{\partial z} dS \quad (\text{III.73})$$

Pour $z_s = 0$, on a $|\mathbf{x}_s - \mathbf{x}_o| = \sqrt{r_s^2 + r_o^2 - 2r_s r_o \cos \theta_s}$. La surface élémentaire peut s'écrire $dS = r_s dr_s d\theta_s$. Pour calculer $\frac{\partial p}{\partial z}$, on utilise à nouveau l'équation de Navier Stokes, projetée suivant z (sous hypothèses d'incompressibilité, axisymétrie, ...):

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\mu}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \quad (\text{III.74})$$

Or, sur la plaque, $u_z = u_r = 0$ et $\frac{\partial}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial t} = 0$. Il reste donc :

$$\frac{\partial p}{\partial n} = -\frac{\partial p}{\partial z} = -\mu \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \quad (\text{III.75})$$

Finalement on obtient :

$$p_w^{\text{S1}}(r_o) = -\frac{\mu}{2\pi} \iint_{\partial \mathcal{D}_1} \frac{1}{\sqrt{r_s^2 + r_o^2 - 2r_s r_o \cos \theta_s}} \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} r_s dr_s d\theta_s \quad (\text{III.76})$$

III.3.4.3 Intégrale surfacique 2

On s'intéresse maintenant à l'intégrale surfacique 2, uniquement calculée sur la frontière $\partial \mathcal{D}_1$:

$$p_w^{\text{S2}}(\mathbf{x}_o) = -2 \iint_{\partial \mathcal{D}_1} p(\mathbf{x}_s) \frac{\partial G(\mathbf{x}_o | \mathbf{x}_s)}{\partial z} dS \quad (\text{III.77})$$

La fonction de Green est :

$$G(\mathbf{x}_o | \mathbf{x}_s) = \frac{-1}{4\pi |\mathbf{x}_s - \mathbf{x}_o|} = \frac{-1}{4\pi \sqrt{r_s^2 + r_o^2 - 2r_s r_o \cos(\theta_s - \theta_o) + (z_s - z_o)^2}} \quad (\text{III.78})$$

d'où sa dérivée :

$$\frac{\partial G(\mathbf{x}_o | \mathbf{x}_s)}{\partial z_s} = \frac{1}{4\pi} (z_s - z_o) (r_s^2 + r_o^2 - 2r_s r_o \cos(\theta_s - \theta_o) + (z_s - z_o)^2)^{-\frac{3}{2}} \quad (\text{III.79})$$

Or, sur $\partial \mathcal{D}_1$, les coordonnées de l'observateur \mathbf{x}_o sont $(r_o, \theta_o = 0, z_o = 0)$ et celles de la source \mathbf{x}_s sont $(r_s, \theta_s, z_s = 0)$. L'observateur et la source sont tous les deux à $z = 0$. Donc la dérivée de la fonction de Green est nulle, tout comme l'intégrale surfacique 2.

III.3.4.4 Bilan

Pour évaluer la pression pariétale, il ne reste plus qu'à calculer :

$$\begin{aligned} p_w(r_o) &= \frac{1}{2\pi} \iiint_{\mathcal{D}} \frac{r_s q(r_s, z_s)}{\sqrt{r_s^2 + r_o^2 - 2r_s r_o \cos \theta_s + z_s^2}} dr_s d\theta_s dz_s \\ &\quad - \frac{\mu}{2\pi} \iint_{\partial \mathcal{D}_1} \frac{r_s \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2}}{\sqrt{r_s^2 + r_o^2 - 2r_s r_o \cos \theta_s}} dr_s d\theta_s \end{aligned} \quad (\text{III.80})$$

III.3.5 Remarques sur l'utilisation du formalisme

Ce formalisme suppose que les champs de vitesse utilisés vérifient l'équation de Navier-Stokes. Or, nos champs de vitesse proviennent de mesures PIV échantillonnées spatialement et sont donc filtrés par cette résolution spatiale (Krawczynski [56]), et ne vérifient pas *a priori* l'équation de Navier-Stokes. De plus, il serait utopique d'appliquer cet algorithme à un champ PIV brut. En effet, une petite erreur sur le calcul de la vitesse crée un gradient de vitesse élevé et le terme source augmente considérablement.

Il est donc nécessaire de filtrer les champs PIV avant de leur appliquer cet algorithme. Ce lissage peut se faire en calculant la moyenne temporelle, les moyennes de phase ou bien en utilisant une reconstruction POD. Cependant, ces champs de vitesse ne vérifient plus l'équation de Navier-Stokes. Prenons l'exemple de la moyenne temporelle : ce champ de vitesse vérifie l'équation de Reynolds, dans laquelle intervient le tenseur de Reynolds. Des essais ont été effectués en adaptant le formalisme à cette équation plutôt qu'à celle de Navier-Stokes. Le terme source fait alors intervenir les tensions de Reynolds, pour lesquelles les incertitudes sont beaucoup plus élevées, en particulier proche de la plaque d'impact à cause des problèmes de réflexion à la paroi. Ces essais n'ont donc pas été concluants. Bien que nos champs de vitesses filtrés ne sont pas *a priori* des solutions de l'équation de Navier-Stokes, cet algorithme a tout de même été utilisé dans cette forme pour tous les résultats présentés dans ce mémoire.

Il est également à noter que ce formalisme est fortement dépendant du calcul des gradients de vitesse, peu précis sur un maillage PIV. Les schémas utilisés pour le calcul des dérivées première et seconde sont d'ordre 2. Des essais ont également été effectués en raffinant le maillage, en interpolant les vitesses et en augmentant l'ordre des schémas numériques, cependant les résultats ne sont que rarement meilleurs pour des temps de calcul beaucoup plus élevés.

Enfin, Naguib et Koochesfahani [73] montrent qu'il existe un biais provenant des incertitudes sur le calcul du terme source, mais que ce biais crée un décalage constant de la pression à la paroi. Autrement dit, le biais ne dépend pas de r_o . Donc ce biais ne change pas la forme de la pression à la paroi. Cet algorithme ne permet donc pas de déterminer l'amplitude exacte de la pression à la paroi, mais il permet d'obtenir correctement la forme de la signature de cet écoulement sur la pression.

CHAPITRE IV

MISE EN ÉVIDENCE DE STRUCTURES COHÉRENTES

Sommaire

IV.1	Caractérisation du jet	80
IV.1.1	Jet libre	80
IV.1.2	Effet du forçage acoustique	85
IV.2	Jet non forcé	88
IV.2.1	Petite distance d'impact	88
IV.2.2	Grande distance d'impact	90
IV.2.3	Distribution de vorticité	94
IV.2.4	Détection des tourbillons en proche paroi	95
IV.2.5	Conclusion	97
IV.3	Jet forcé	98
IV.3.1	Forçage proche du mode colonne	98
IV.3.2	Forçage pour des harmoniques du mode colonne	106
IV.3.3	Bilan de l'effet du forçage sur les champs de vitesse	115
IV.4	Décomposition triple	115
IV.4.1	Décomposition triple par moyenne de phase	115
IV.4.2	Décomposition triple par décomposition en modes propres	119
IV.5	Conclusion	121

Ce chapitre a pour objectif de présenter les résultats des différentes mesures vélocimétriques effectuées sur les différentes configurations expérimentales étudiées. Pour cela, des résultats provenant principalement de mesures fil chaud vont être décrits afin de présenter diverses considérations générales sur le jet libre avec et sans forçage. Ensuite, les résultats des différentes campagnes de mesures PIV seront présentés, avec pour objectif de mettre en évidence la structure instationnaire cohérente des différentes configurations.

IV.1 Caractérisation du jet

Dans cette section sont présentés plusieurs résultats généraux concernant le jet. Les résultats présentés s'appuient principalement sur des mesures de type fil chaud, avec 50 000 mesures effectuées à une fréquence d'échantillonnage $f_s = 5$ kHz pour chaque point.

IV.1.1 Jet libre

On s'intéresse tout d'abord aux caractéristiques du jet sans forçage acoustique.

IV.1.1.1 Profils radiaux de vitesse

La Figure IV.1 présente les profils de vitesse moyenne et quadratique à la sortie de la buse convergente à une distance axiale $z = 1$ mm de la buse ($z/D = 0.03$) mesurés par fil chaud. La résolution spatiale est $\Delta r = 1$ mm, soit $\Delta r/D = 0.03$. Cela permet d'avoir une bonne estimation du profil de vitesse en sortie de buse. Ainsi, le profil de vitesse moyenne (Fig. IV.1(a)) montre que la vitesse en dehors de la buse est très faible, alors que la vitesse face à la buse ($-0.5 < r/D < 0.5$) est quasiment constante, et la vitesse moyenne en sortie de buse est égale à u_0 . Un seul point de mesure se trouve dans la couche de mélange, ce qui signifie que son épaisseur δ est inférieure à 2 mm. Ceci pose un problème au niveau de l'évaluation de la vitesse quadratique dans la couche de mélange (Fig. IV.1(b)). Comme il n'y a qu'un seul point de mesure dans la couche de mélange, l'estimation des grandeurs turbulentes est fortement biaisée. Le niveau turbulent est très élevé dans la couche de mélange qui est très fine, il est donc très difficile de mesurer correctement ces niveaux. Il faudrait plusieurs points de mesure dans une zone très fine. Enfin, dans le jet, les niveaux de turbulence sont très faibles, de l'ordre de 0.5%.

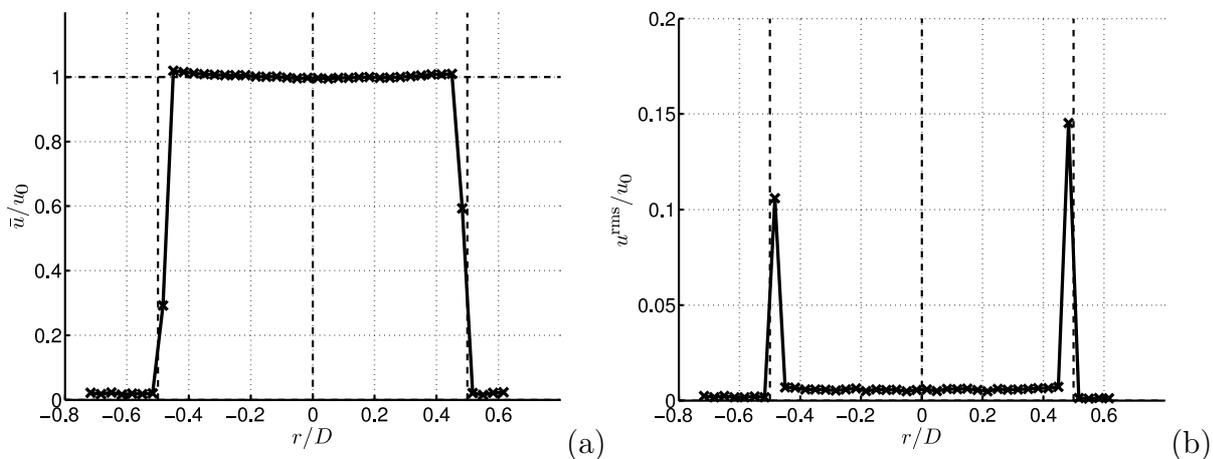


FIGURE IV.1 – Profils de vitesse à la sortie de la buse convergente ($z/D = 0.03$) par fil chaud sans impact : (a) vitesse moyenne et (b) vitesse quadratique.

En ce qui concerne l'injection par tube long, le profil radial de vitesse axiale moyenne est différent, plus arrondi (Fig. IV.2(a)). Le profil obtenu ici est proche des prédictions de

Schlichting [86], chap. XX. En effet, pour différents nombres de Reynolds, il prévoit un profil de couche limite de la forme :

$$\frac{\bar{u}}{u_0} = \left(\frac{2y}{D} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (\text{IV.1})$$

où y est une coordonnée semblable à r , d'origine la lèvre de la buse ($y = D/2 - r$) et n un paramètre dépendant du nombre de Reynolds. La vitesse maximale peut alors se calculer par :

$$\frac{u_{\max}}{u_0} = \frac{(n+1)(2n+1)}{2n^2} \quad (\text{IV.2})$$

Pour un nombre de Reynolds de 23 000, Schlichting propose $n = 6.6$ et $u_{\max}/u_0 = 1.24$. Dans notre cas ($\text{Re} = 28\,000$), une régression linéaire donne $n = 6.5$ et $u_{\max}/u_0 \approx 1.2$.

Les profils moyens présentés à la Figure IV.2(a) se situent à $z/D = 1$. La couche de mélange est donc déjà un peu développée, et son épaisseur¹ est alors $\delta \approx 7$ mm. En ce qui concerne les statistiques turbulentes (Fig. IV.2(b)), elles atteignent pour les deux buses des niveaux d'environ 15% dans la couche de mélange. À l'extérieur du jet, on retrouve des valeurs très faibles avec la buse convergente, mais des niveaux incohérents avec le tube long. Ceci est dû à un problème d'uniformité de l'ensemencement pendant les mesures : l'air ambiant n'a pas été correctementensemencé au cours des mesures PIV. Or, comme la configuration avec le tube long n'a pas de plaque de confinement, l'airensemencé provenant du jet n'est pas entraîné au voisinage du jet, contrairement à ce qui est observé avec la buse convergente et la plaque de confinement. Cet air ambiant n'est donc pasensemencé correctement et les mesures n'y sont pas fiables.

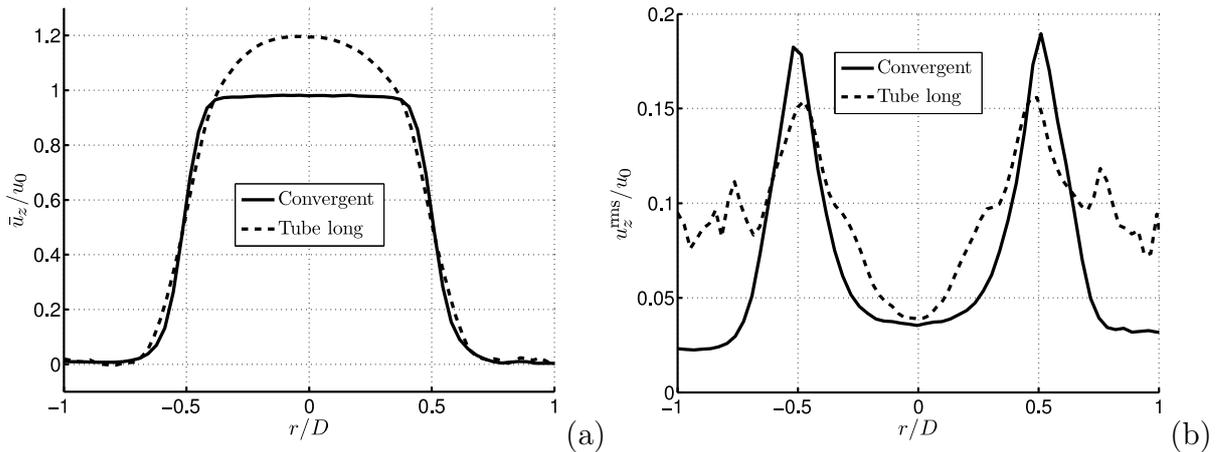


FIGURE IV.2 – Profils de vitesse axiale à $z/D = 1$ par PIV pour $H/D = 3$ pour la buse convergente et le tube long : (a) vitesse moyenne et (b) vitesse quadratique.

Enfin, dans le cône potentiel du jet, on observe un palier de niveaux de turbulence très faibles pour la buse convergente, ce qui est un résultat classique. En effet, il n'y a aucun gradient de vitesse moyenne dans cette zone, et donc pas de production de turbulence. Pour le

1. Le critère utilisé est $\delta = r_{0.95} - r_{0.05}$ où $r_{0.95}$ et $r_{0.05}$ sont les rayons pour lesquels la vitesse moyenne est respectivement $0.95u_0$ et $0.05u_0$.

tube long, on retrouve des niveaux plus élevés et variant davantage, dus aux légers gradients de vitesse radiaux qui caractérisent un profil de vitesse arrondi.

IV.1.1.2 Longueur de cône potentiel

La Figure IV.3 représente les profils axiaux de vitesse moyenne et quadratique mesurés par fil chaud pour différentes distances d'impact ($H/D = 5, 8, 12$ et sans impact) comparés à une mesure PIV effectuée pour $H/D = 7$. L'encombrement du support du fil chaud nous empêche de faire des mesures à des points trop proches de la plaque. On ne voit donc pas la décroissance de vitesse moyenne due à l'impact sur les mesures fil chaud. Cependant, ces profils montrent que pour ces distances d'impact, la longueur du cône potentiel n'est pas influencée par la présence de la plaque. Les mesures fils chaud et PIV donnent de plus des résultats similaires jusqu'à ce que la présence de la plaque impose une décroissance brutale des vitesses moyennes et quadratiques. Sa longueur² est alors estimée à $5.2D$ à partir de la mesure PIV pour $H/D = 7$ (Fig. IV.5(a)), ce qui est cohérent avec la littérature (Hussain et Zaman [48]).

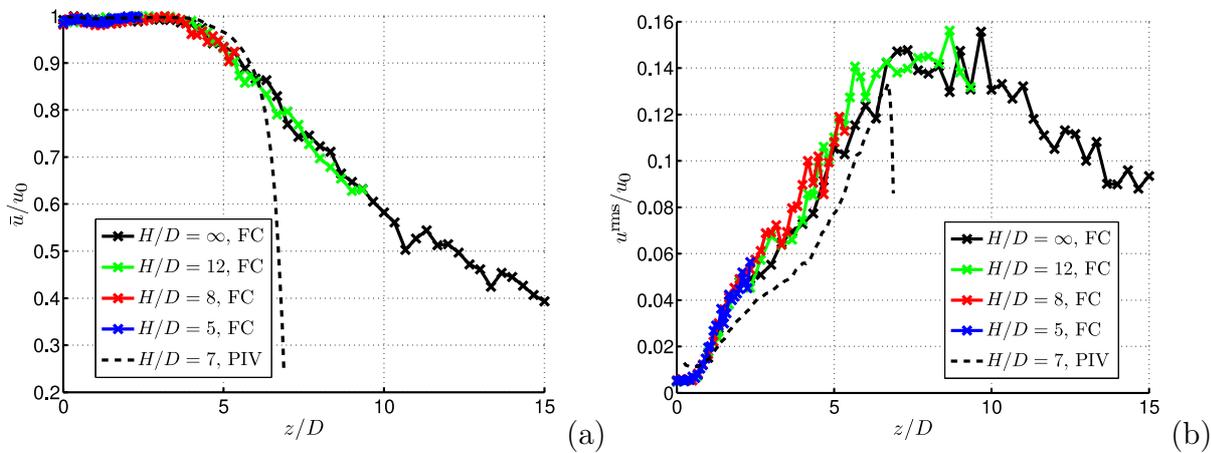


FIGURE IV.3 – Profils de vitesse sur l'axe du jet pour différentes hauteurs d'impact : (a) vitesse moyenne et (b) vitesse quadratique.

Sur la Figure IV.3(b), les niveaux de turbulence augmentent le long de l'axe du jet, jusqu'à un peu plus loin que la longueur du cône potentiel ($z = 7D$), conformément à ce qui a été décrit dans la revue bibliographique. Ensuite ces niveaux turbulents atteignent un palier à environ 15% jusqu'à $z = 10D$, puis commencent à décroître.

La Figure IV.4 représente les profils de vitesse axiale pour les trois hauteurs d'impact mesurés par PIV. Ceci permet de déterminer à quelle distance la plaque commence à avoir une influence sur l'écoulement. Ainsi, la longueur de la zone de jet libre peut être déterminée. Pour $H/D = 3$, la vitesse axiale moyenne commence à s'éloigner du profil de jet libre ($H/D = \infty$ mesuré au fil chaud ici) aux alentours de $z/D = 1.5$. Pour $H/D = 5$, cette différenciation s'effectue aux alentours de $z/D = 3.5$. En conclusion, la plaque d'impact

2. Le critère utilisé est $L_{pc} = z_{0.95}$ où $z_{0.95}$ est la distance axiale pour laquelle la vitesse moyenne est $0.95u_0$.

commence à influencer sur l'écoulement lorsque celui-ci est à moins de $1.5D$ de la plaque. La zone de jet libre s'étend donc jusqu'à cet endroit, en aval duquel l'écoulement est dans la zone de transition.

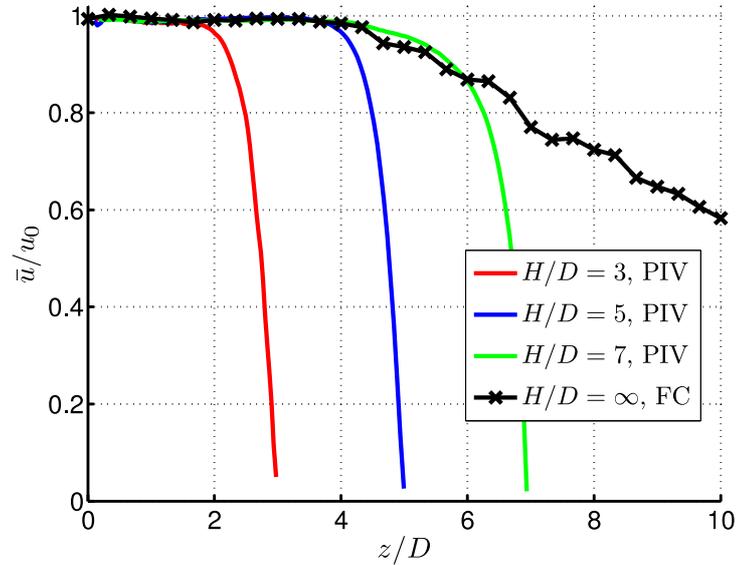


FIGURE IV.4 – Profils moyens de vitesse axiale sur l'axe du jet pour différentes hauteurs d'impact.

Pour nos deux configurations principales ($H/D = 3$ et 5), le cône potentiel du jet libre n'est donc pas terminé lorsque l'écoulement arrive sur la plaque d'impact. La Figure IV.5(b) représente les profils radiaux de vitesse axiale à $z/D = 3$ et 5 , c'est à dire là où est située la plaque pour les deux configurations principales. Ainsi, la largeur du cône potentiel à ces deux positions axiales peut être déterminée. La largeur du cône potentiel vaut donc $0.26D$ pour $z/D = 3$ et $0.09D$ pour $z/D = 5$. On peut également noter que la vitesse sur l'axe est déjà inférieure à u_0 pour $z/D = 5$.

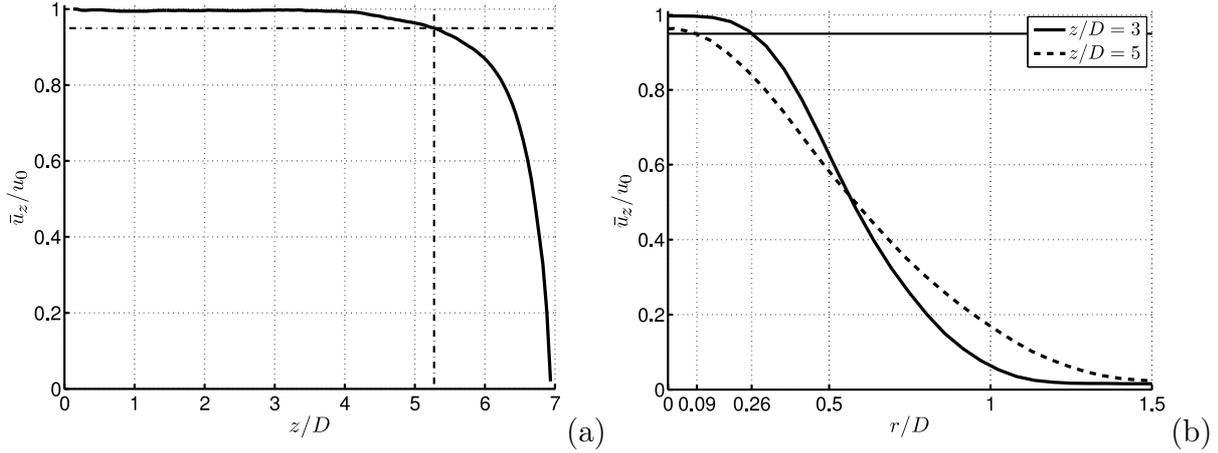


FIGURE IV.5 – Détermination de la longueur et de la largeur du cône potentiel : profils de vitesse axiale moyenne par PIV pour $H/D = 7$: (a) sur l’axe du jet, (b) profils radiaux à $z/D = 3$ et 5.

IV.1.1.3 Contenu spectral de la vitesse

Pour l’ensemble de cette étude, les spectres sont représentés en fonction du nombre de Strouhal basé sur le diamètre de la buse D et la vitesse débitante u_0 : $St_D = \frac{fD}{u_0}$, où f est la fréquence.

Les Figures IV.6 et IV.7 présentent les densités spectrales de puissance de la vitesse en fonction de z le long de la couche de mélange (Fig. IV.6) et sur l’axe du jet (Fig. IV.7). La première instabilité apparaît sur la couche de mélange et correspond à un nombre de Strouhal basé sur le diamètre de la buse $St_D = 1.43$, soit une fréquence de 670 Hz (entourée d’un cercle blanc sur la Figure IV.6(a)). Il s’agit en fait du mode de couche de mélange, qui doit correspondre à un nombre de Strouhal basé sur l’épaisseur de quantité de mouvement de la couche de mélange $St_\theta = 0.012$. On peut alors en déduire l’épaisseur de quantité de mouvement $\theta \approx 0.3\text{mm}$ à la lèvre de la buse, ce qui paraît cohérent avec les dimensions de notre configuration.

Ces tourbillons subissent ensuite des interactions (appariements) à partir de $z/D = 1$, qui font rapidement chuter le nombre de Strouhal prédominant aux alentours du mode colonne naturel ($0.3 < St_D < 0.8$) pour $z/D = 3$. Ce sont d’ailleurs ces fréquences qui apparaissent en premier sur l’axe du jet. Le mode colonne prédomine alors à la fin du cône potentiel ($z/D = 5$). Ensuite les différentes instabilités disparaissent par dissipation turbulente et ne laissent que des fréquences très faibles.

Sur l’axe du jet (Fig. IV.7), on observe un pic moins marqué à $St_D = 1.43$, dû à l’instabilité de couche de mélange. Les niveaux augmentent alors le long du jet. À partir de $z/D = 7.5$, les spectres sur la couche de mélange et sur l’axe sont comparable en forme et en amplitude.

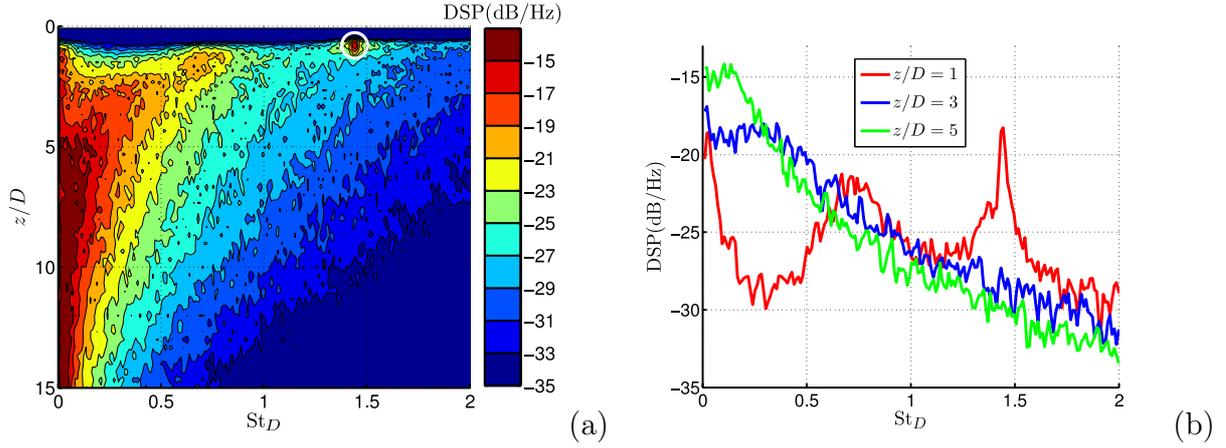


FIGURE IV.6 – Densités spectrales de puissance (dB/Hz) de la vitesse sans impact le long de la couche de mélange ($r/D = 0.5$).

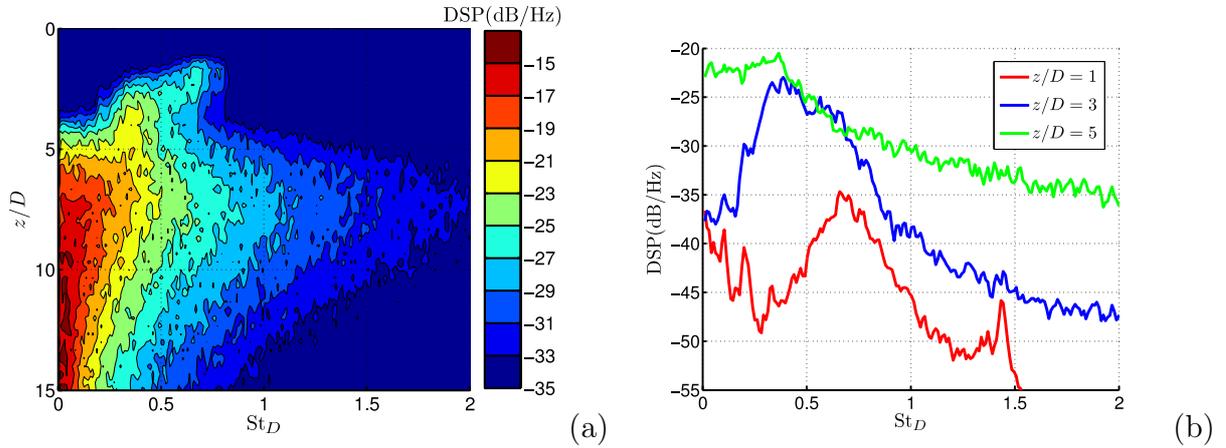


FIGURE IV.7 – Densités spectrales de puissance (dB/Hz) de la vitesse sans impact sur l'axe du jet ($r/D = 0$).

IV.1.2 Effet du forçage acoustique

Ici sont présentés des résultats de mesures par fil chaud localisé au centre de la buse ($r = z = 0$), sans impact et pour différents forçages. L'objectif est de caractériser l'effet des deux paramètres du signal envoyé au haut-parleur : la fréquence f_{HP} et l'amplitude A_{HP} . La Figure IV.8 présente ainsi l'évolution temporelle (a) et le contenu fréquentiel (b) de la vitesse au centre de la buse pour les fréquences d'excitation retenues ($St_{HP} = 0.26, 0.51$ et 0.79) et d'amplitude $A_{HP} = 2V$.

On remarque d'ores et déjà que la réponse en amplitude du système n'est pas du tout la même en fonction de la fréquence du forçage. Pour le forçage à $St_{HP} = 0.26$, on obtient une amplitude de presque 15%, alors qu'elle ne dépasse pas 5% pour les autres forçages. Sans forçage, les variations sont très faibles, et ne dépassent pas 1%, conformément à ce qui a été décrit précédemment. En ce qui concerne le contenu spectral de la vitesse (Fig. IV.8(b)), les différentes courbes ne s'éloignent pas de celle sans forçage, à l'exception

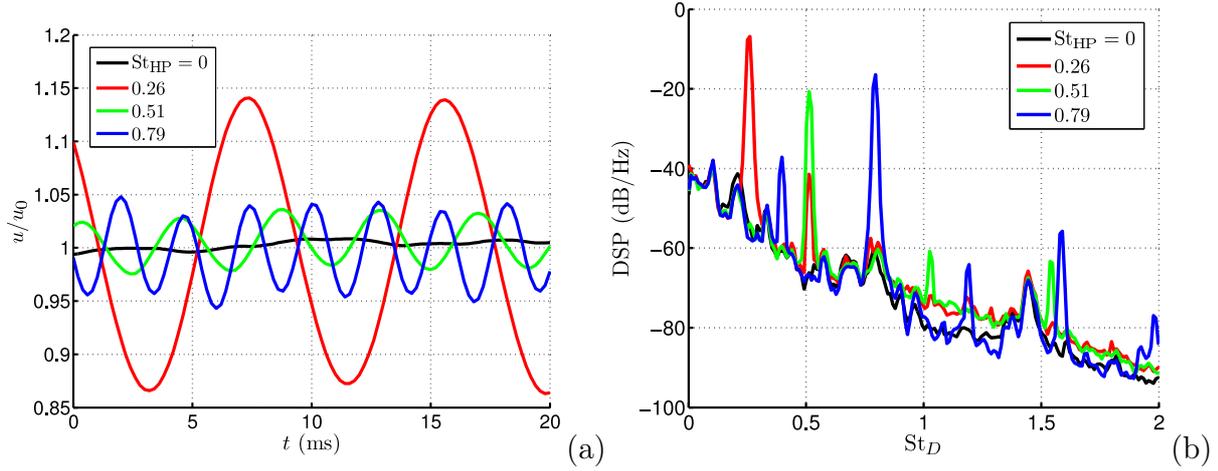


FIGURE IV.8 – Évolution temporelle (a) et contenu fréquentiel (b) de la vitesse au centre de la buse ($r = z = 0$) pour les principaux forçages utilisés et une amplitude du haut parleur $A_{HP} = 2V$.

des pics correspondants au forçage. Des harmoniques apparaissent également, mais avec des niveaux bien moins élevés que les fondamentales. Une particularité apparaît pour le forçage à $St_{HP} = 0.79$: une sous-harmonique à $St_D = 0.4$ apparaît dès la sortie de la buse. Cette sous-harmonique se manifeste sur le signal de vitesse par une modulation visible sur deux périodes fondamentales. Enfin, on peut noter que sur l'ensemble des spectres, un léger pic apparaît aux alentours de $St_D = 1.4$, correspondant à l'instabilité de couche de mélange.

Ces signaux temporels ne comportent donc quasiment qu'une seule fréquence. Il semble donc cohérent de modéliser le signal de vitesse au centre de la buse par :

$$u(r = 0, z = 0, t) = u_0 (1 + A \sin(2\pi f_{HP} t)) \quad (IV.3)$$

où A est un paramètre sans dimension dépendant de f_{HP} et A_{HP} représentant l'amplitude du signal de vitesse au centre de la buse normalisé par la vitesse débitante u_0 . Pour calculer A , on effectue tout d'abord une moyenne de phase de la vitesse ($\langle u \rangle$), sur laquelle on calcule la décomposition en série de Fourier basée sur la fréquence f_{HP} . Ce processus est représenté à la Figure IV.9(a) pour $St_{HP} = 0.26$ avec $A_{HP} = 2V$. Les coefficients a_1 et b_1 de la décomposition en série de Fourier de $\langle u \rangle$ sont alors calculés classiquement par :

$$a_1(\langle u \rangle) = 2f_{HP} \int_0^{1/f_{HP}} \langle u(t) \rangle \cos(2\pi f_{HP} t) dt \quad (IV.4)$$

$$b_1(\langle u \rangle) = 2f_{HP} \int_0^{1/f_{HP}} \langle u(t) \rangle \sin(2\pi f_{HP} t) dt \quad (IV.5)$$

a_1 et b_1 permettent alors de calculer facilement le paramètre A pour chaque configuration :

$$A = \frac{(a_1^2 + b_1^2)^{\frac{1}{2}}}{u_0} \quad (IV.6)$$

En effectuant ce processus pour différentes valeurs de A_{HP} , on obtient alors l'évolution de A en fonction de A_{HP} pour chaque fréquence de forçage (Fig. IV.9(b)). Ces évolutions

semblent linéaires jusqu'à un forçage d'amplitude 7V, puis la pente semble diminuer, probablement à cause des non-linéarités du haut-parleur. En comparant les courbes pour les différents forçages (Fig. IV.9(b)), on retrouve pour A_{HP} constant des amplitudes A beaucoup plus élevées pour le forçage à $St_{HP} = 0.26$, et le forçage à $St_{HP} = 0.51$ donne les amplitudes de vitesse les plus faibles.

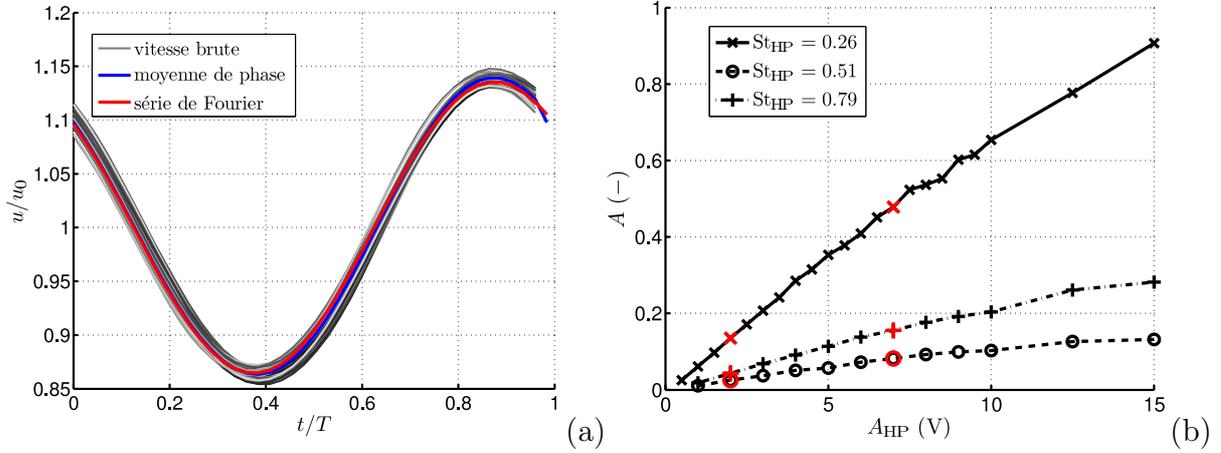


FIGURE IV.9 – Signaux temporels de vitesse pour $St_{HP} = 0.26$ (a) et réponse en amplitude du système (b).

Les valeurs de A pour les fréquences principales de forçage et les amplitudes A_{HP} utilisées plus spécifiquement dans cette étude, correspondant aux points représentés en rouge sur la Figure IV.9(b), sont alors résumées dans le Tableau IV.1.

A_{HP}	$A (-)$ pour $St_{HP} =$		
	0.26	0.51	0.79
2V	0.135	0.025	0.043
7V	0.478	0.082	0.155

TABLE IV.1 – Amplitude de la partie sinusoïdale de la vitesse à la sortie de la buse pour les configurations principales.

Ces différences d'amplitude entre les trois fréquences utilisées peuvent s'expliquer par deux phénomènes différents : la résonance du module d'injection et celle du jet. Le module d'injection présente des fréquences propres à 120 et 370 Hz. Lorsque ces fréquences sont utilisées, la réponse du jet est amplifiée par cette résonance géométrique. De plus, le mode naturel du jet, correspondant à un nombre de Strouhal de 0.3 amplifie davantage encore la réponse du jet lorsqu'il est excité à la fréquence $f_{HP} = 120$ Hz. Ces deux phénomènes couplés permettent ainsi d'expliquer pourquoi les plus grandes amplitudes sont associées au forçage à $St_{HP} = 0.26$, et les plus faibles avec $St_{HP} = 0.51$, qui ne correspond à aucune résonance.

IV.2 Jet non forcé

Le cas de référence de notre étude est décrit dans cette section. Il s'agit du jet sans forçage ($St_{HP} = 0$), pour les deux distances d'impact, la petite $H/D = 3$ et la grande $H/D = 5$.

IV.2.1 Petite distance d'impact

Les champs statistiques de vitesse sont représentés à la Figure IV.10 pour $H/D = 3$, sans forçage. La Figure IV.11 représente six champs de vitesse instantanés consécutifs avec les contours de vorticité. On retrouve la décomposition classique en trois zones de l'écoulement (Narayanan *et al.* [75]) :

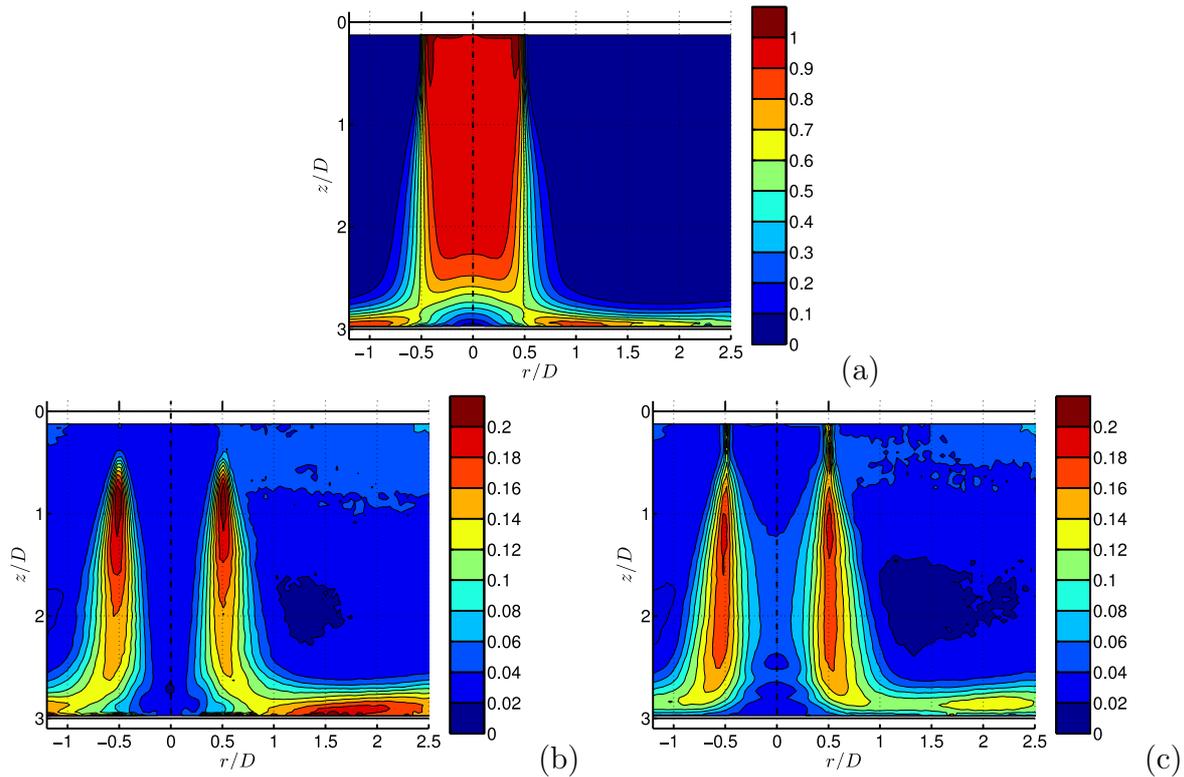


FIGURE IV.10 – Champs statistiques de vitesse pour $H/D = 3$ sans forçage : (a) norme de la vitesse moyenne, (b) vitesse radiale quadratique, (c) vitesse axiale quadratique.

1. La zone de jet libre, dans laquelle le jet se comporte comme s'il n'y avait pas d'impact. La composante principale de la vitesse est axiale (u_z). On retrouve le cône potentiel du jet autour de l'axe, dans laquelle la vitesse est exclusivement axiale et vaut $u_z = u_0$. Les niveaux de turbulence ne dépassent pas 6%, ce qui est cohérent avec la Figure IV.3(b). La couche de mélange se développe à $r/D = 0.5$, donnant des niveaux de turbulence atteignant 20% ($z/D = 1$). Le jet se développe ainsi jusqu'à $z/D = 1.5$.

2. La zone de stagnation, dans laquelle la direction principale de l'écoulement passe d'axiale à radiale. Sur l'axe du jet, la vitesse axiale décroît rapidement jusqu'au point d'arrêt. La vitesse radiale atteint $0.8u_0$ après $r/D = 0.5$. Une couche limite commence à se développer depuis le point d'arrêt et atteint rapidement des niveaux de turbulence allant jusqu'à 18%. Cette zone s'étend jusqu'à $r/D = 2$.
3. Le jet de paroi, dans laquelle la vitesse est principalement radiale. L'épaisseur de couche limite augmente et la vitesse radiale décroît à cause du développement axisymétrique du jet. Malheureusement, notre fenêtre d'observation n'est pas assez étendue pour vérifier ces propriétés.

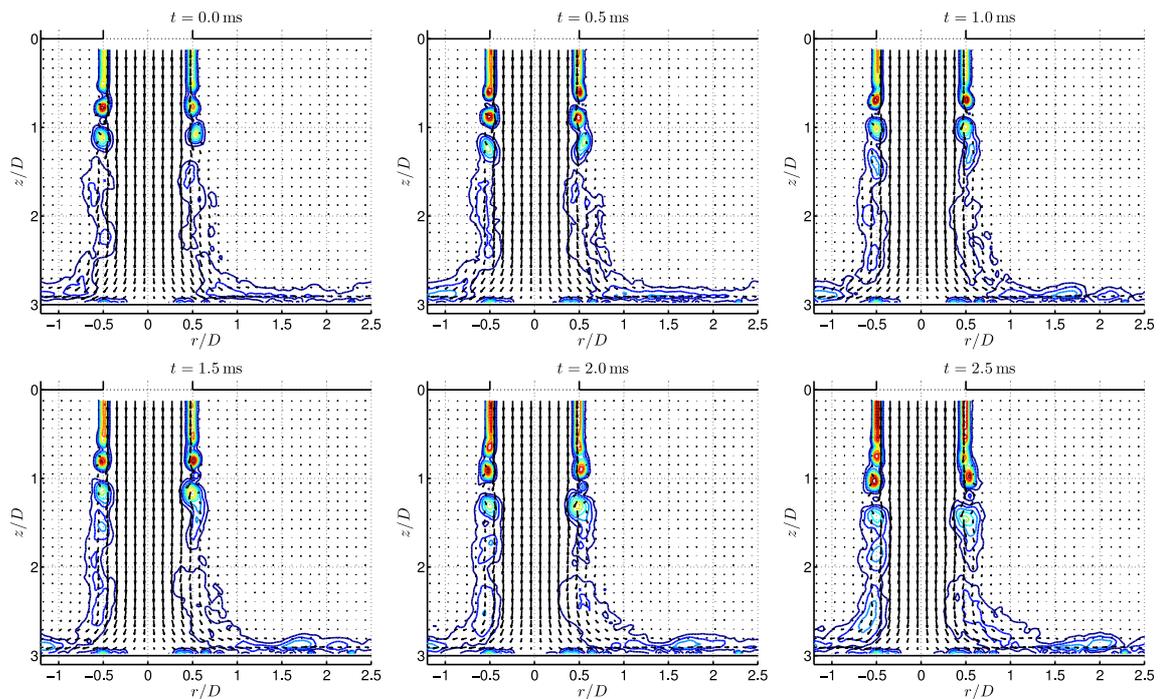


FIGURE IV.11 – Champs instantanés de vitesse avec contours de vorticité pour $H/D = 3$ sans forçage.

La fréquence d'acquisition élevée de la HS-PIV ($f_s = 2$ kHz) permet de suivre l'évolution des structures de couche de mélange se formant à la lèvre de la buse sur les champs instantanés (Fig. IV.11). Ces champs de vitesse montrent ainsi que l'enroulement tourbillonnaire, correspondant à l'apparition de bulles de vorticité, se produit vers $z/D = 0.5$. Cet enroulement se produit à peu près tous les trois champs de vitesse, donc à une fréquence d'environ 670 Hz, correspondant à un nombre de Strouhal $St_D = 1.4$. L'évolution de ces structures permet d'observer des appariements entre ces structures à partir de $z/D = 1$, conformément à ce qui a été décrit pour la Figure IV.6. Cela mène les tourbillons à un nombre de Strouhal caractéristique valant $St_D = 0.7$. Les tourbillons perdent ensuite leur cohérence à l'approche de la paroi, on remarque tout de même quelques bulles de vorticité, pouvant conduire à la séparation instationnaire de la couche limite, conformément à ce qui a été décrit dans la revue bibliographique [19]. Cependant, les tourbillons secondaires, se

formant au niveau de l'épaisseur de couche limite, sont trop proches de la paroi et trop petits pour que l'on puisse les observer ici.

IV.2.2 Grande distance d'impact

Pour la grande distance d'impact ($H/D = 5$), les mesures HS-PIV ont été effectuées sur deux plans : l'un passant par l'axe du jet, et l'autre parallèle à la paroi.

IV.2.2.1 Plan passant par l'axe du jet

La Figure IV.12 présente les champs statistiques de vitesse pour $H/D = 5$ sur un plan passant par l'axe du jet. On retrouve sensiblement la même organisation que pour $H/D = 3$. La zone de jet libre s'étend alors jusqu'à $z/D = 3.5$. Le cône potentiel est presque terminé à l'arrivée sur la plaque, donc la couche de mélange s'est étendue sur quasiment tout le jet à l'approche de la plaque. La turbulence s'est donc davantage diffusée, ce qui explique des niveaux de fluctuations inférieurs. Sur l'axe, l'intensité turbulente ne dépasse pas 8%, ce qui est également cohérent avec la Figure IV.3(b). Après la zone de stagnation, les niveaux turbulents restent relativement importants. Les niveaux très proches de la paroi sont assez peu fiables, notamment à cause d'importants problèmes de réflexion sur la paroi lors des mesures PIV.

Les différences entre les champs statistiques pour les deux distances d'impact à l'approche de la plaque sont représentés par la Figure IV.13. L'axe des ordonnées ($\frac{H-z}{D}$) représente la distance à la plaque d'impact. L'épaisseur de couche de mélange est beaucoup plus élevée pour $H/D = 5$ ($\delta = 0.97D$ à un diamètre de la plaque) que pour $H/D = 3$ ($\delta = 0.58D$). Les champs de vitesse moyenne sont relativement similaires au niveau de la plaque. La vitesse maximale atteinte sur la paroi est d'environ $0.8u_0$ et l'est dans la même zone ($0.5 < r/D < 1.5$). Cependant, comme le montre la Figure IV.13(b), les niveaux de turbulence sont beaucoup plus élevés pour la petite distance d'impact au niveau de la paroi : ils atteignent 12% pour $H/D = 3$ et seulement 8% pour $H/D = 5$.

Des champs instantanés pour $H/D = 5$ sont représentés à la Figure IV.14. Proche de la buse ($z/D < 2$), on observe les mêmes phénomènes que pour $H/D = 3$. Les tourbillons s'enroulent à un nombre de Strouhal d'environ 1.4 et s'apparient une première fois aux alentours de $z/D = 1$, divisant ainsi le nombre de Strouhal caractéristique par deux. Cependant, la plaque étant encore loin, un second appariement peut avoir lieu avant la plaque. Cela mène les tourbillons à un nombre de Strouhal caractéristique valant $St_D = 0.35$, proche du nombre de Strouhal naturel du mode colonne, ce qui est cohérent alors qu'on arrive à la fin du cône potentiel.

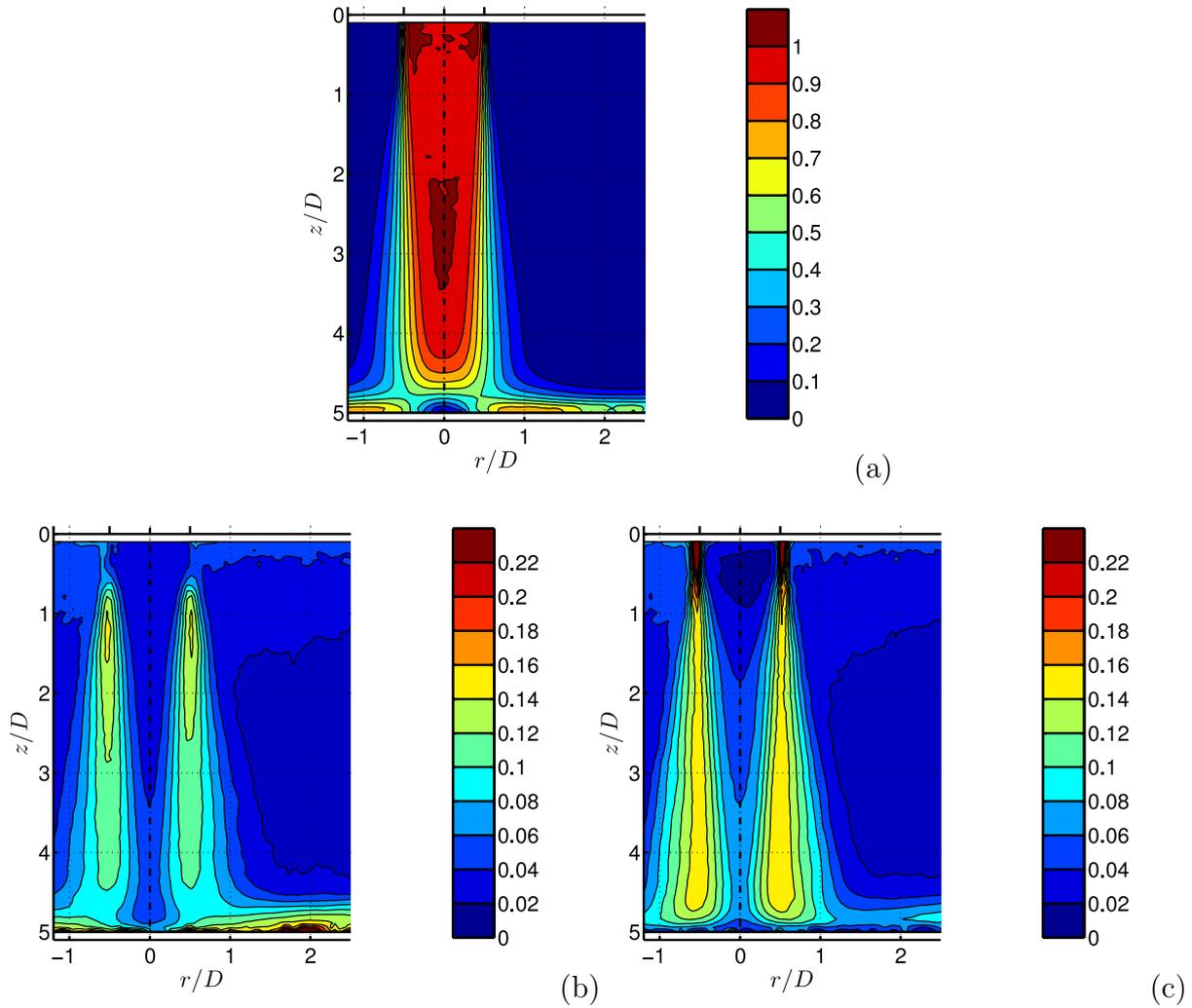


FIGURE IV.12 – Champs statistiques de vitesse pour $H/D = 5$ sans forçage : (a) norme de la vitesse moyenne, (b) vitesse radiale quadratique, (c) vitesse axiale quadratique.

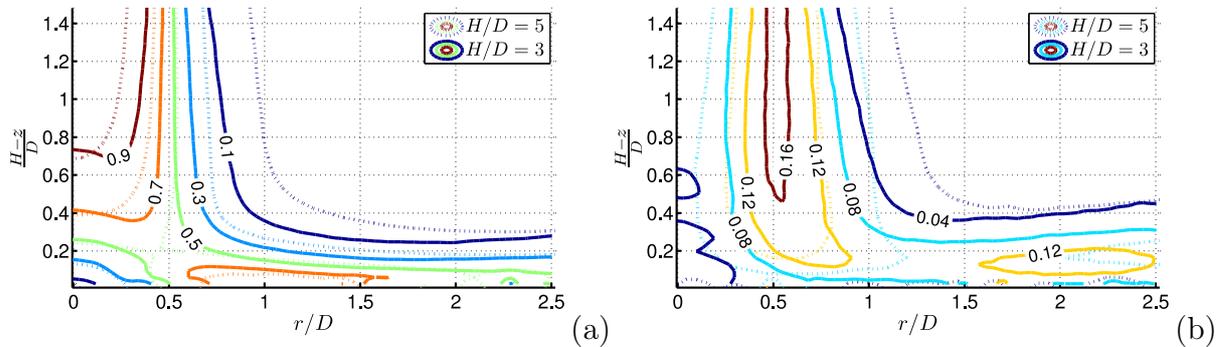


FIGURE IV.13 – Comparaison des champs statistiques de vitesse pour $H/D = 3$ et 5 sans forçage : (a) vitesse moyenne, (b) vitesse axiale quadratique.

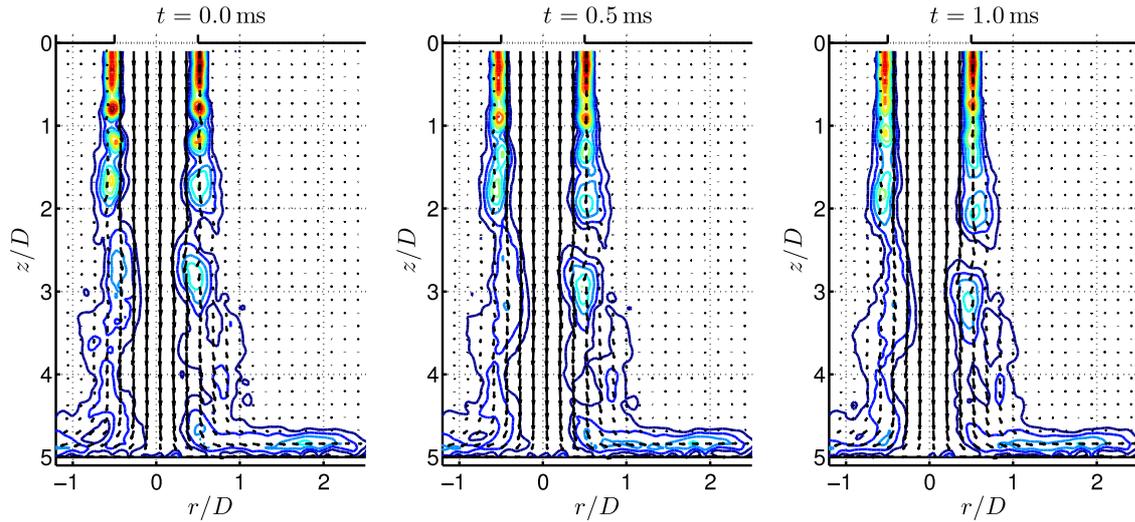


FIGURE IV.14 – Champs instantanés de vitesse avec contours de vorticité pour $H/D = 5$ sans forçage.

IV.2.2.2 Champs de vitesse proche de la paroi

Les mesures HS-PIV dans un plan parallèle à la paroi $z/D = 4.8$ (soit à 6 mm de la paroi) permettent d'avoir une vision différente de l'écoulement. En effet, sur les champs instantanés (Fig. IV.15), on s'aperçoit que le jet n'a pas un caractère axisymétrique. Au voisinage de la plaque, l'écoulement part dans la direction radiale en formant des zones de grande vitesse s'écoulant suivant certaines orientations θ^3 . Par exemple, sur les champs instantanés présentés à la Figure IV.15, $\theta = -\pi/2$ est une orientation privilégiée avec des vitesses élevées (jusqu'à $0.7u_0$), alors que suivant $\theta = -\pi/4$, on retrouve une poche de vitesses très faibles, de l'ordre de $0.2u_0$. Ce phénomène est dû aux instabilités azimuthales du jet.

Un autre effet des instabilités azimuthales est représenté sur les champs de vitesse (Fig. IV.15) : la déformation du jet. Les faibles vitesses caractérisant la zone de stagnation du jet autour de $x = y = 0$ peuvent se déformer suivant une certaine orientation. Dans l'exemple donné ici, cette zone s'allonge dans la direction $\theta = -\pi/4$. Un léger phénomène de battement du jet est alors visible : le point pour lequel la vitesse est minimale peut se décaler de l'axe du jet ($x = y = 0$) de manière instationnaire. En détectant le minimum de vitesse sur l'ensemble des champs de vitesse à notre disposition, on peut alors calculer la position moyenne du point d'arrêt, ainsi que son écart-type : en moyenne, le point d'arrêt se situe sur l'axe du jet, et l'écart-type de cette position atteint $0.04D$ (1.2 mm).

Enfin, sur les champs statistiques, représentés à la Figure IV.16, on retrouve un caractère plus axisymétrique. Les composantes azimuthales moyennes et quadratiques sont largement négligeables devant les composantes radiales, et ne sont donc pas représentées. La zone de stagnation est, en moyenne, circulaire, il n'y a donc pas de direction privilégiée pour l'allongement de cette zone. Enfin, comme attendu, les vitesses moyennes et quadratiques sont très faibles autour de l'axe du jet, puis la vitesse moyenne augmente rapidement et atteint

3. Sur la Figure IV.15, θ est l'angle trigonométrique ayant pour origine l'axe $y = 0, x > 0$.

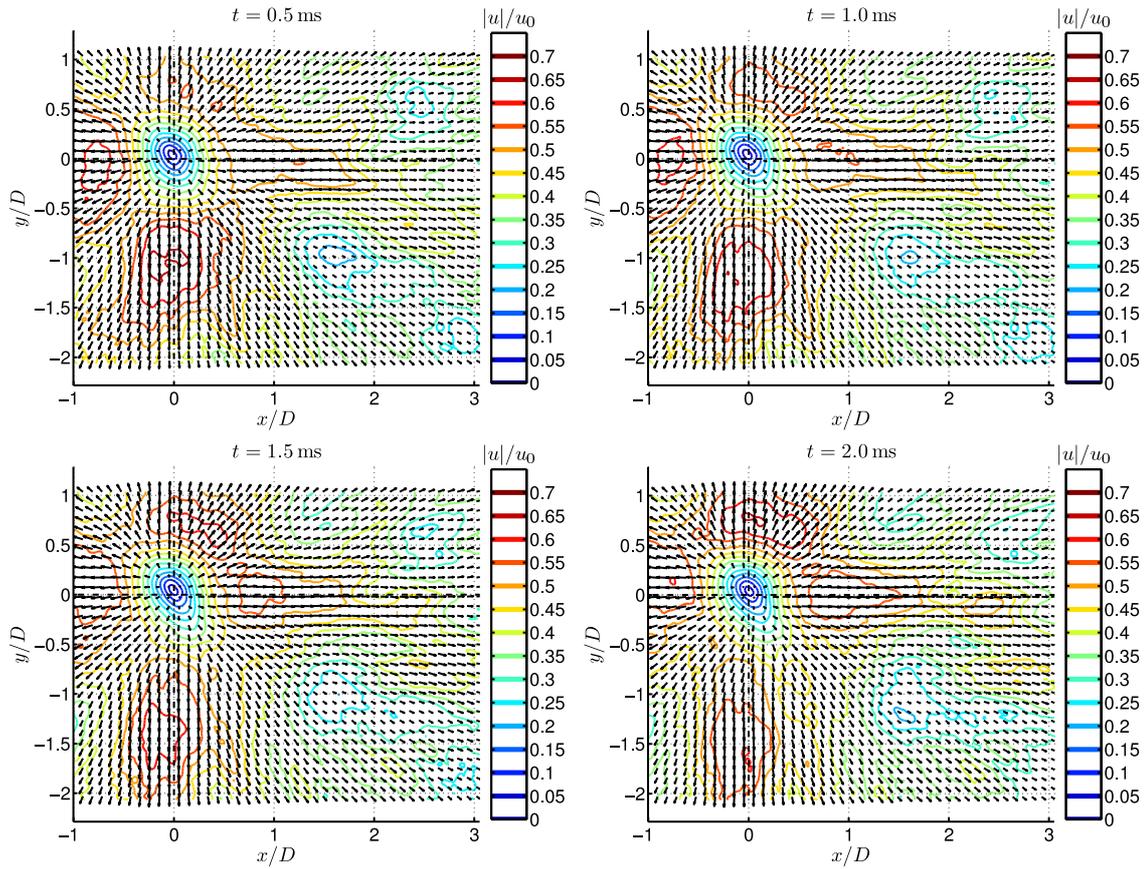


FIGURE IV.15 – Champs instantanés de vitesse avec contours de norme de la vitesse pour $H/D = 5$ sans forçage à $z/D = 4.8$.

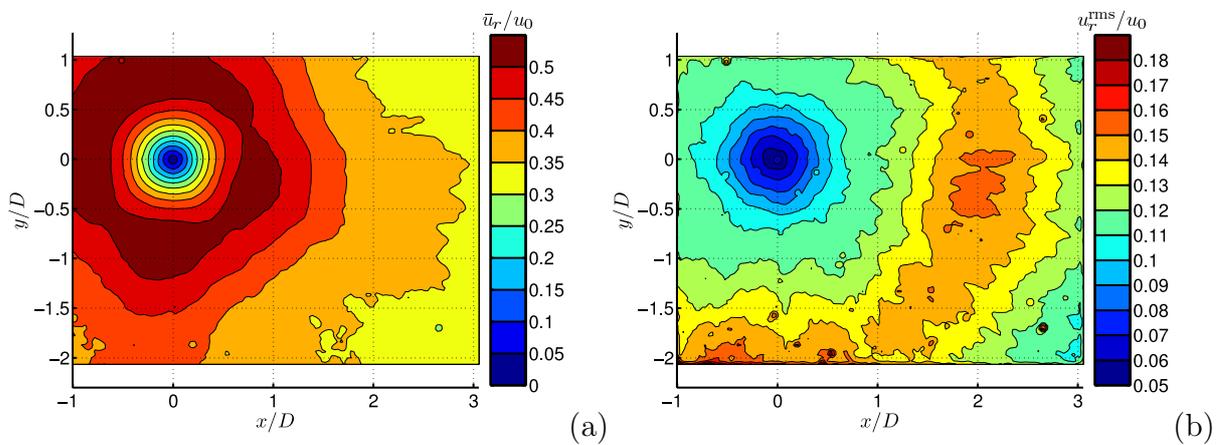


FIGURE IV.16 – Champs statistiques de vitesse pour $H/D = 5$ sans forçage à $z/D = 4.8$: (a) vitesse moyenne radiale, (b) vitesse radiale quadratique.

$0.5u_0$. Elle diminue ensuite à cause de l'extension radiale du jet. Les vitesses quadratiques radiales atteignent $0.15u_0$ vers $r/D = 2$ puis diminuent.

IV.2.3 Distribution de vorticité

  partir des champs PIV bidimensionnels, on peut calculer la composante de la vorticité suivant la direction perpendiculaire au plan de mesure $\omega(r, z, t) = \text{rot } \mathbf{u}(r, z, t) \cdot \mathbf{e}_\theta$. On peut alors définir $\Omega(z, t)$ comme l'intégrale de la vorticité suivant la direction radiale [13] :

$$\Omega(z, t) = \int_{r=0}^{\infty} \omega(r, z, t) dr \quad (\text{IV.7})$$

Cette définition suppose que ω tend vers 0 lorsque r tend vers l'infini. Dans notre cas, on calculera l'intégrale avec pour borne supérieure r_{max} , la limite de la fenêtre de visualisation. On doit donc s'assurer que ω est déjà proche de 0 pour r_{max} . Ceci n'est pas vrai proche de la plaque, dans le jet de paroi, c'est pourquoi les cartographies de Ω sont représentées jusqu'à $0.5D$ de la plaque. Enfin, Ω est homogène à une vitesse, il est donc adimensionné par la vitesse caractéristique de notre écoulement, u_0 .

Ainsi, $\Omega(z, t)$ permet de déterminer si un tourbillon passe au temps t   la coordonnée axiale z . C'est le cas si la valeur de Ω est élevée. Deux cartographies de Ω pour le jet non forcé pour $H/D = 3$ (a) et $H/D = 5$ (b) sont représentées à la Figure IV.17. On retrouve ainsi des effets déjà décrits précédemment : les enroulements tourbillonnaires se produisent entre $z/D = 0.5$ et 1 (apparition de « poches » de vorticité)   un nombre de Strouhal caractéristique supérieur à 1 (correspondant à une période $T < 2$ ms). Des appariements, visibles sur la cartographie par le regroupement de lignes de vorticité, apparaissent à partir de $z/D = 1$, diminuant le nombre de Strouhal caractéristique jusqu'à une valeur de l'ordre de grandeur du nombre de Strouhal caractéristique du mode colonne ($T \approx 7$ ms). Cette valeur n'est pas tout à fait atteinte, probablement parce que la fin du cône potentiel n'est pas encore atteinte dans notre domaine de mesure.

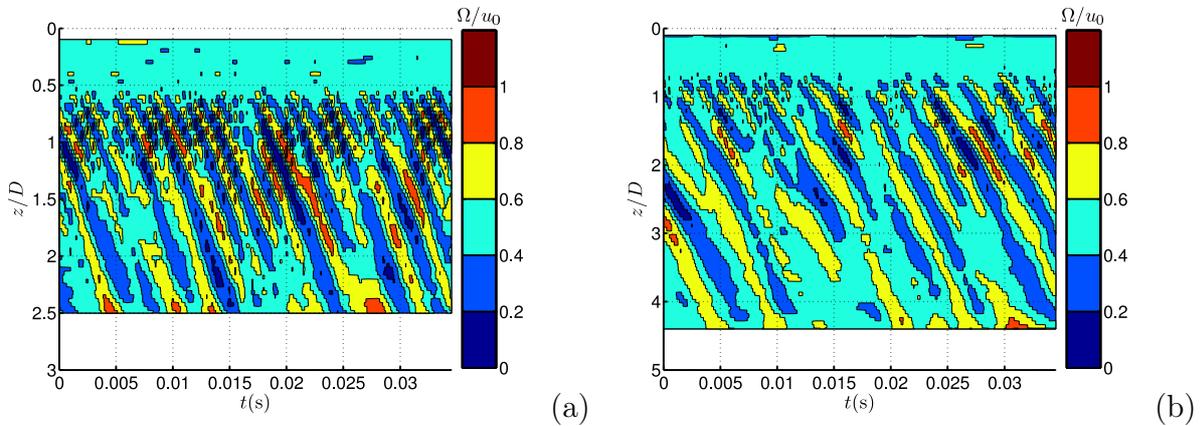


FIGURE IV.17 – Distribution axiale temporelle de vorticité sans forçage : (a) $H/D = 3$ et (b) $H/D = 5$.

Enfin, la pente des lignes de vorticité fournit une information sur la vitesse axiale de convection des tourbillons. La vitesse de convection des tourbillons ici est approximativement $0.7u_0$, ce qui est en bon accord avec la valeur donnée par Crow et Champagne [15] ($0.71u_0$).

IV.2.4 Détection des tourbillons en proche paroi

Pour appliquer l'algorithme de reconnaissance de topologie, il est d'abord nécessaire de filtrer les champs de vitesse. Pour cela une décomposition POD est effectuée sur 2000 champs de vitesse fluctuants provenant de mesures HS-PIV. Une reconstruction des champs de vitesse est ensuite calculée en utilisant M modes de la décomposition en modes propres. M est choisi de manière à ce que les modes utilisés pour la reconstruction contiennent 50% de l'énergie fluctuante initiale. Pour notre étude, M vaut alors 40 pour $H/D = 3$ et 60 pour $H/D = 5$. L'algorithme de reconnaissance de la topologie est alors appliqué sur chacun des 2000 champs de vitesse reconstruits.

Un exemple de reconnaissance topologique pour $H/D = 3$ est donné à la Figure IV.18. Les foyers sont représentés par des disques rouges et les cols par des diamants verts. Les séparatrices des cols sont représentées par des segments verts. Deux couples foyer-col sont détectés sur ce champ de vitesse. Le premier est au niveau de la couche de mélange du jet. Le second est situé dans la couche de mélange du jet de paroi. Ce dernier foyer induit une vitesse importante au voisinage de la plaque ($r/D \approx 1.5$). De plus, les lignes de courant en aval du foyer semblent dessiner une séparation de l'écoulement.

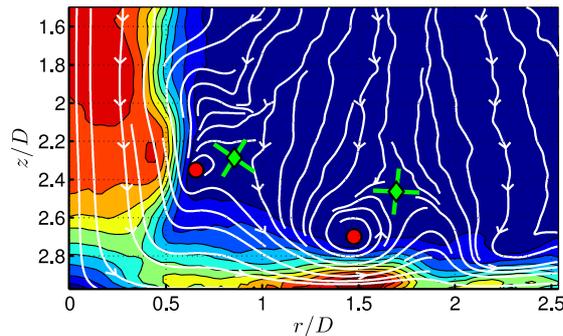


FIGURE IV.18 – Exemple de reconnaissance topologique pour $H/D = 3$ sans forçage.

En effectuant cette reconnaissance pour chacun des champs de vitesse à notre disposition, on peut alors représenter la position de tous les foyers détectés, et ainsi avoir une idée de leur trajectoire à l'approche de la plaque. Ces positions sont représentées à la Figure IV.19 pour $H/D = 3$ et 5. Pour $H/D = 3$, la fenêtre de visualisation s'étend jusqu'à environ $2.6D$, ce qui explique qu'aucun foyer n'est représenté au delà de cette position. La trajectoire moyenne des tourbillons à l'approche de la plaque est également représentée (ligne rouge). Celle-ci a été déterminée en calculant la médiane de la position de la totalité des foyers détectés suivant z . Il faut de plus noter que le nombre de foyers détectés par l'algorithme est beaucoup plus important pour $H/D = 3$ (1.16 foyers par champ de vitesse en moyenne) que pour $H/D = 5$ (0.7 foyers par champ de vitesse).

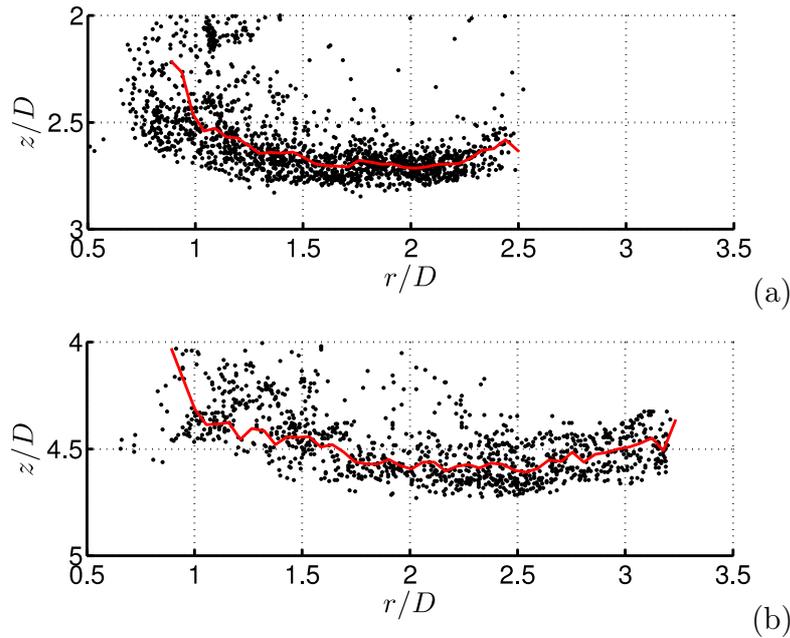


FIGURE IV.19 – Positions des foyers à l'approche de la plaque sans forçage pour (a) $H/D = 3$ et (b) $H/D = 5$. La ligne rouge représente la trajectoire moyenne des tourbillons.

Tout d'abord, la position des foyers pour $H/D = 3$ semble occuper une zone plus compacte que dans le cas $H/D = 5$. Cette dispersion plus importante pour la grande hauteur d'impact peut probablement s'expliquer par la fin du cône potentiel. L'écoulement est donc plus chaotique pour $H/D = 5$, entraînant des positions de foyers plus aléatoires.

Pour $H/D = 3$, les foyers s'approchent au plus près de la paroi à $0.2D$, dans la région $1.5 < r/D < 2$. La trajectoire moyenne des foyers est à environ $0.3D$ de la plaque dans cette zone. Pour $H/D = 5$, les foyers ne s'approchent au maximum qu'à $0.3D$ de la plaque avec une position moyenne située à $0.4D$, pour $2 < r/D < 2.5$. La différence dans la localisation radiale de ce minimum est principalement due à la couche de mélange du jet libre, qui a plus de temps pour se développer pour $H/D = 5$ que pour $H/D = 3$. Les tourbillons induits par ces foyers, plus proches de la paroi pour $H/D = 3$, ont donc plus de chance d'influer sur la distribution de pression à la paroi ou sur les transferts de chaleur convectifs se produisant sur la plaque. Pour les deux distances d'impact, les tourbillons finissent par s'éloigner de la plaque d'impact, à partir de $r/D = 2$ pour $H/D = 3$ et de $r/D = 2.5$ pour $H/D = 5$.

De manière similaire à ce qui a été décrit à la Section IV.2.3, on peut définir $\Omega(r, t)$ comme l'intégrale de la vorticité suivant la direction axiale :

$$\Omega(r, t) = \int_{z=0}^H \omega(r, z, t) dz \quad (\text{IV.8})$$

Les distributions de $\Omega(r, t)$, représentées à la Figure IV.20 pour le jet non forcé et pour les deux distances d'impact pour $r/D \geq 1$, permettent donc de déterminer si un tourbillon passe au temps t à la coordonnée radiale r . On retrouve des bandes de vorticité élevée mettant en évidence la convection des tourbillons le long de la paroi. La pente de ces bandes de vorticité

permet d'obtenir la vitesse de convection des tourbillons le long de la paroi. Ces vitesses de convection sont prises pour $1 \leq r/D \leq 2$ et valent approximativement $0.45u_0$.

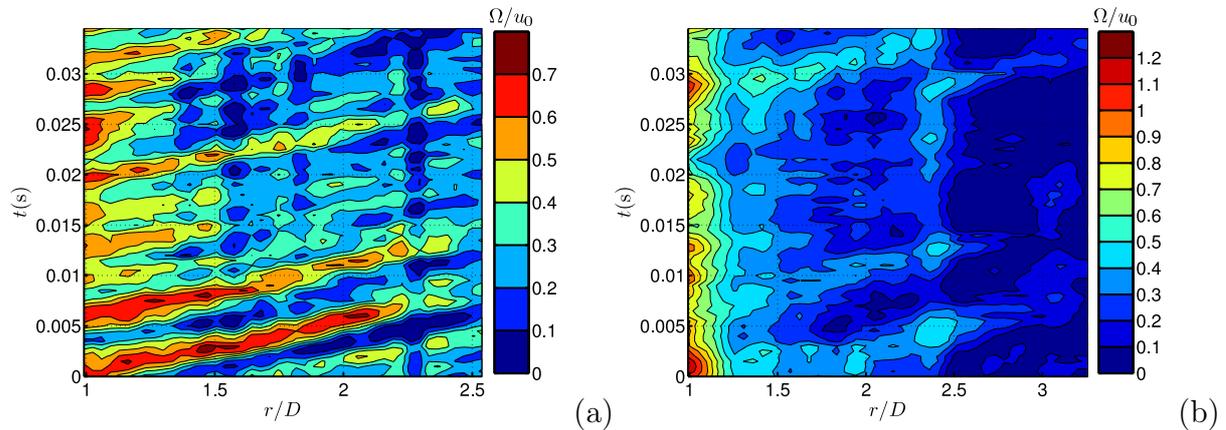


FIGURE IV.20 – Distribution radiale temporelle de vorticité sans forçage : (a) $H/D = 3$ et (b) $H/D = 5$.

IV.2.5 Conclusion

Notre cas de référence, c'est à dire le jet en impact avec la buse convergente sans forçage acoustique pour les deux distances d'impact, a été décrit dans cette section. De nombreuses caractéristiques classiques du jet en impact ont été retrouvées, comme le développement des structures tourbillonnaires dans la couche de mélange du jet, structures instables prenant part à des appariements afin de se rapprocher du mode colonne du jet. Les mesures de vitesse dans un plan parallèle à la paroi ont montré que ces structures sont également instables dans la direction azimutale.

IV.3 Jet forcé

Les résultats des mesures HS-PIV avec le jet forcé acoustiquement sont présentés dans cette section. Les deux distances d'impact sont comparées, avec des amplitudes de forçage différentes ($A_{\text{HP}} = 2\text{V}$ pour $H/D = 3$ et $A_{\text{HP}} = 7\text{V}$ pour $H/D = 5$) afin d'illustrer deux configurations d'écoulement radicalement différentes.

IV.3.1 Forçage proche du mode colonne

Tout d'abord, le jet est soumis à un forçage dont la fréquence ($f_{\text{HP}} = 120\text{ Hz}$, soit $\text{St}_{\text{HP}} = 0.26$) est proche de la fréquence naturelle du mode colonne du jet ($\text{St}_D = 0.3$). Avec des amplitudes de forçage différentes pour les deux hauteurs d'impact, les amplitudes A des signaux de vitesse en sortie de buse sont également différentes : $A = 0.135$ pour $H/D = 3$ et $A = 0.478$ pour $H/D = 5$.

IV.3.1.1 Distance d'impact faible, forçage modéré

Tout d'abord, pour $H/D = 3$, des champs instantanés sont présentés à la Figure IV.21. Des structures tourbillonnaires apparaissent dans la couche de mélange à partir de $z/D = 0.5$. Cependant, le forçage n'est pas suffisamment intense pour que les tourbillons apparaissent directement à la fréquence du forçage. Leur fréquence d'apparition est d'environ 4St_{HP} , proche de celle du mode de couche de mélange ($\text{St}_D = 1.4$). Une série d'appariements se produit ensuite très rapidement pour obtenir avant l'arrivée sur la plaque des tourbillons ayant un nombre de Strouhal caractéristique, proche de celui du forçage.

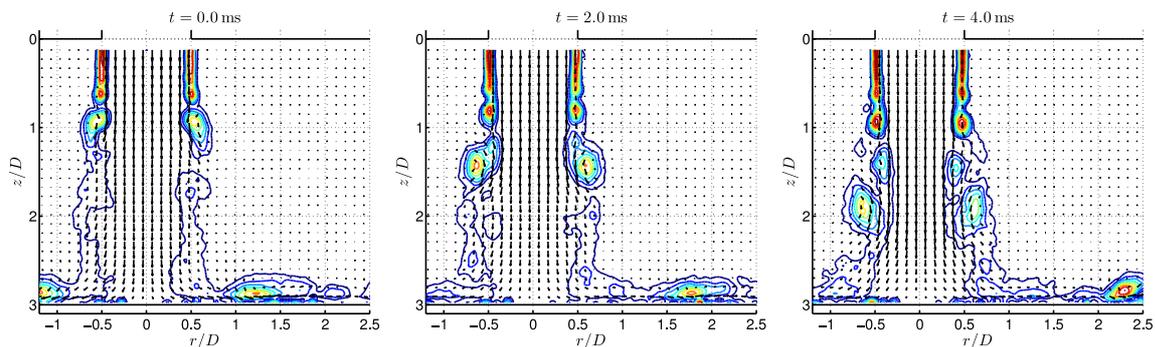


FIGURE IV.21 – Champs instantanés de vitesse avec contours de vorticité pour $H/D = 3$ pour $\text{St}_{\text{HP}} = 0.26$.

Les tourbillons obtenus sont larges et très stables. Ils sont encore largement visibles à la fin de la fenêtre PIV et y possèdent encore une vorticité comparable à celle observée dans la couche de mélange avant l'enroulement tourbillonnaire. Le champ moyen de vitesse (Fig. IV.22(a)) n'est cependant quasiment pas modifié par le forçage. Néanmoins, les niveaux de fluctuations (Fig. IV.22(b) et (c)) sont plus élevés que ceux obtenus sans forçage. On obtient ainsi des niveaux atteignant 16% sur l'axe du jet (avec $A^{\text{rms}} = A/\sqrt{2} = 9.5\%$), alors

que sans forçage, ces niveaux ne dépassaient pas 6% ($A^{\text{rms}} = 0$). Les anneaux tourbillonnaires induisent des fluctuations de vitesse jusque sur l'axe du jet. Les niveaux turbulents atteignent alors 17%, ce qui est incompatible avec la notion de cône potentiel. La modulation de vitesse a donc tendance à augmenter la turbulence dans le jet, en faisant perdre le caractère potentiel de l'écoulement.

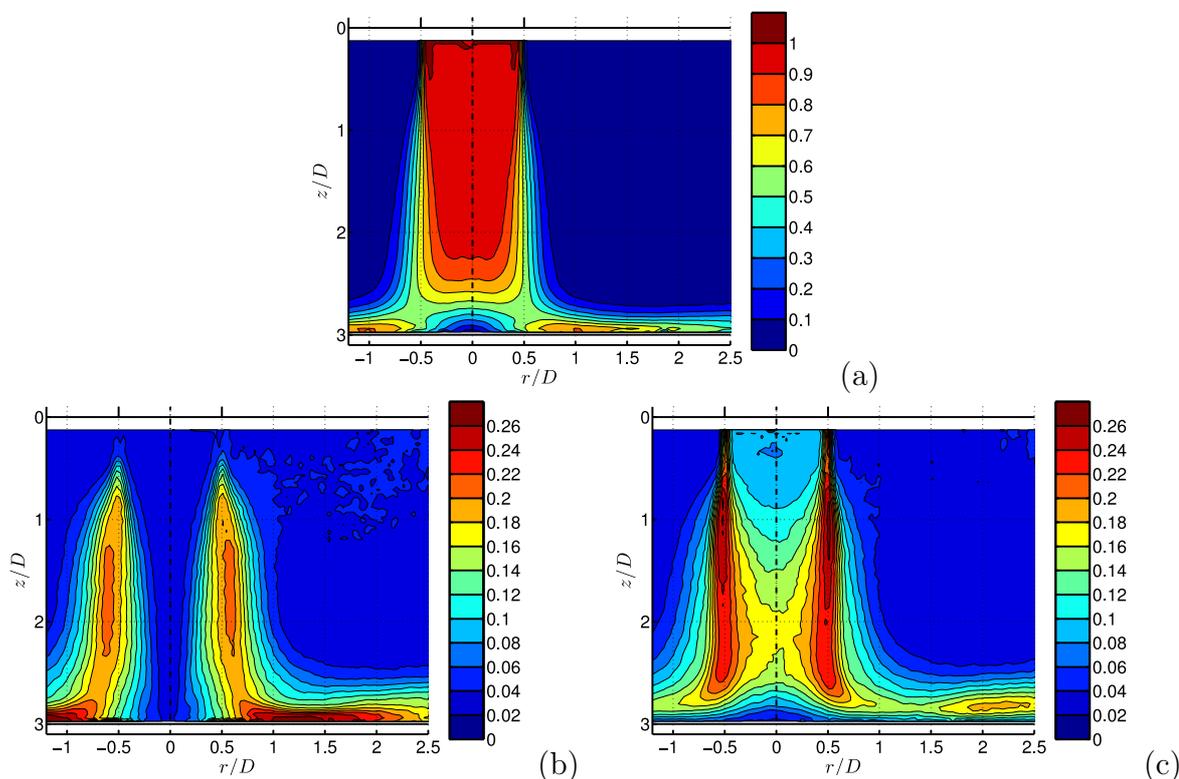


FIGURE IV.22 – Champs statistiques de vitesse pour $H/D = 3$ pour $St_{\text{HP}} = 0.26$: (a) norme de la vitesse moyenne, (b) vitesse radiale quadratique, (c) vitesse axiale quadratique.

IV.3.1.2 Distance d'impact élevée, forçage important

Pour $H/D = 5$ (Fig. IV.23), l'amplitude du forçage est plus importante. Les tourbillons apparaissent alors directement à la fréquence du forçage, dès la lèvre de la buse ($t = 3.0$ ms). Ces anneaux tourbillonnaires toriques induisent alors une vitesse très élevée sur l'axe du jet au cours de leur passage. Entre deux anneaux, la vitesse de l'écoulement chute considérablement, jusqu'à $0.3u_0$. Cette configuration est très instationnaire d'un point de vue statistique et ressemble davantage à un jet pulsé. Ces anneaux sont également très stables et restent visibles sur la paroi jusqu'à la fin de la fenêtre PIV, même si leur intensité chute rapidement.

Le champ moyen (Fig. IV.26(a)) est alors partiellement affecté, la couche de mélange se développant très peu après l'apparition des structures. Les niveaux turbulents (Fig. IV.26(b) et (c)) sont alors très élevés. En particulier, u_z^{rms} atteint des niveaux de 60% au niveau de la lèvre de la buse, à la création des structures. Ces niveaux turbulents

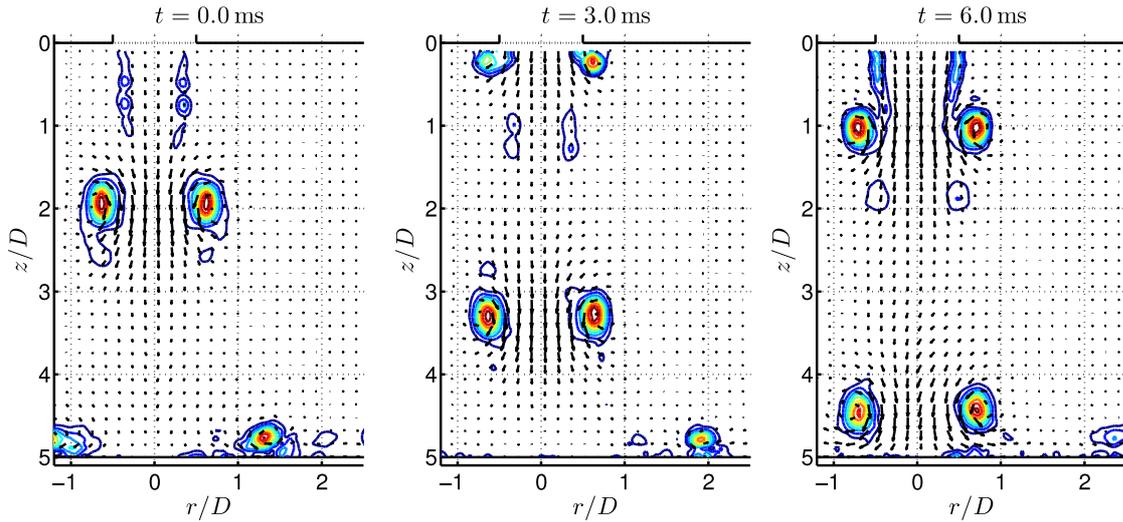


FIGURE IV.23 – Champs instantanés de vitesse avec contours de vorticité pour $H/D = 5$ pour $St_{HP} = 0.26$.

restent élevés dans l'ensemble du domaine du jet avant l'impact ($> 40\%$). Ensuite, les niveaux turbulents diminuent progressivement le long de la plaque, à cause du développement radial de l'écoulement.

Sur le plan proche de la paroi (Fig. IV.24), on peut voir les tourbillons arriver sur la paroi, en atteignant des vitesses supérieures à $2u_0$. Les anneaux s'étendent ensuite en étant convectés dans la direction radiale. On retrouve un caractère beaucoup plus axisymétrique pour le jet forcé par rapport au cas sans forçage. En effet, on n'observe plus de déformation du jet ou de direction privilégiée de l'écoulement.

Ce caractère plus axisymétrique de l'écoulement se retrouve sur les champs statistiques (Fig. IV.25). La vitesse moyenne, très faible au centre, augmente jusqu'à $r/D \approx 0.8$ (correspondant à l'arrivée des tourbillons sur la paroi) où elle atteint $0.6u_0$. Les niveaux quadratiques sont alors très élevés ($> 45\%$) lors de l'impact des tourbillons sur la paroi, puis on observe une décroissance quasi-continue avec l'expansion radiale des tourbillons. L'un des premiers rôles du forçage est donc d'améliorer le caractère axisymétrique de l'écoulement.

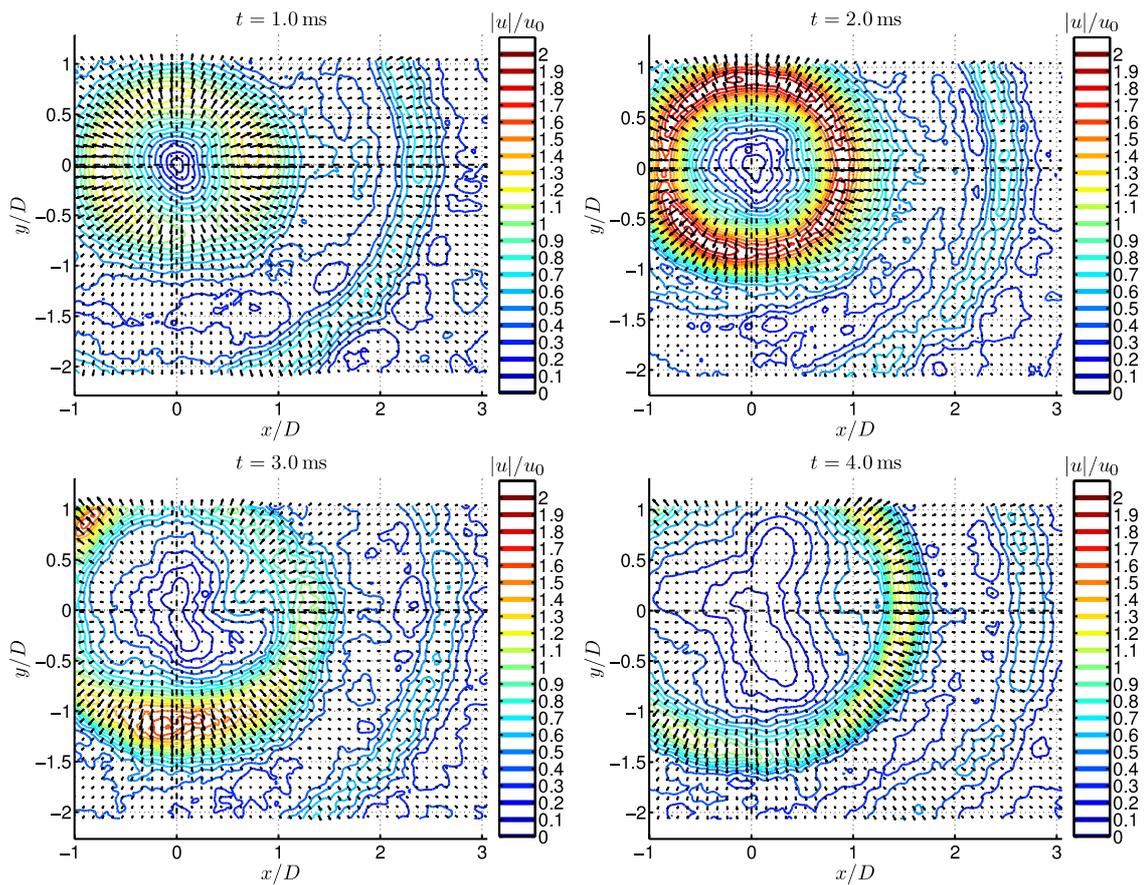


FIGURE IV.24 – Champs instantanés de vitesse avec contours de norme de la vitesse pour $H/D = 5$ pour $St_{HP} = 0.26$ à $z/D = 4.8$.

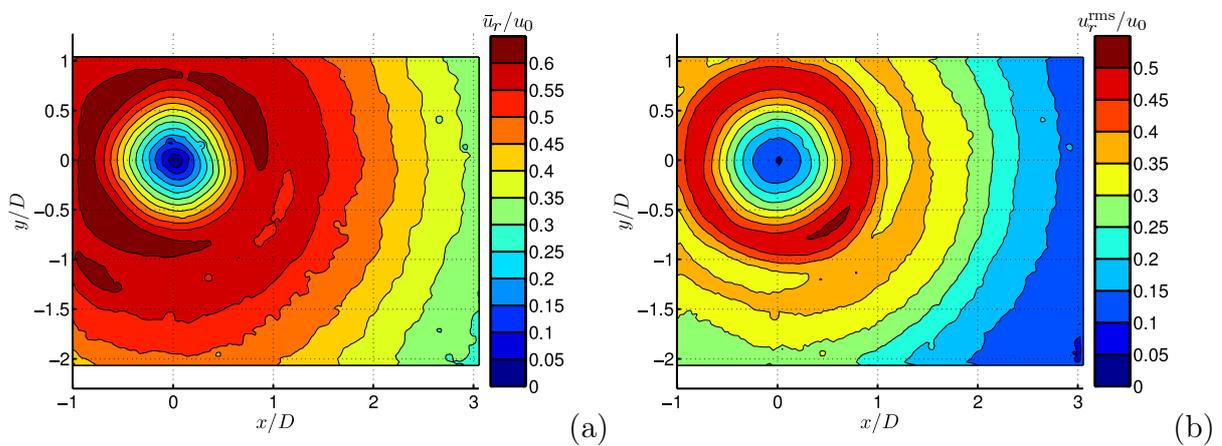


FIGURE IV.25 – Champs statistiques de vitesse pour $H/D = 5$ pour $St_{HP} = 0.26$ à $z/D = 4.8$: (a) vitesse moyenne radiale, (b) vitesse quadratique radiale.

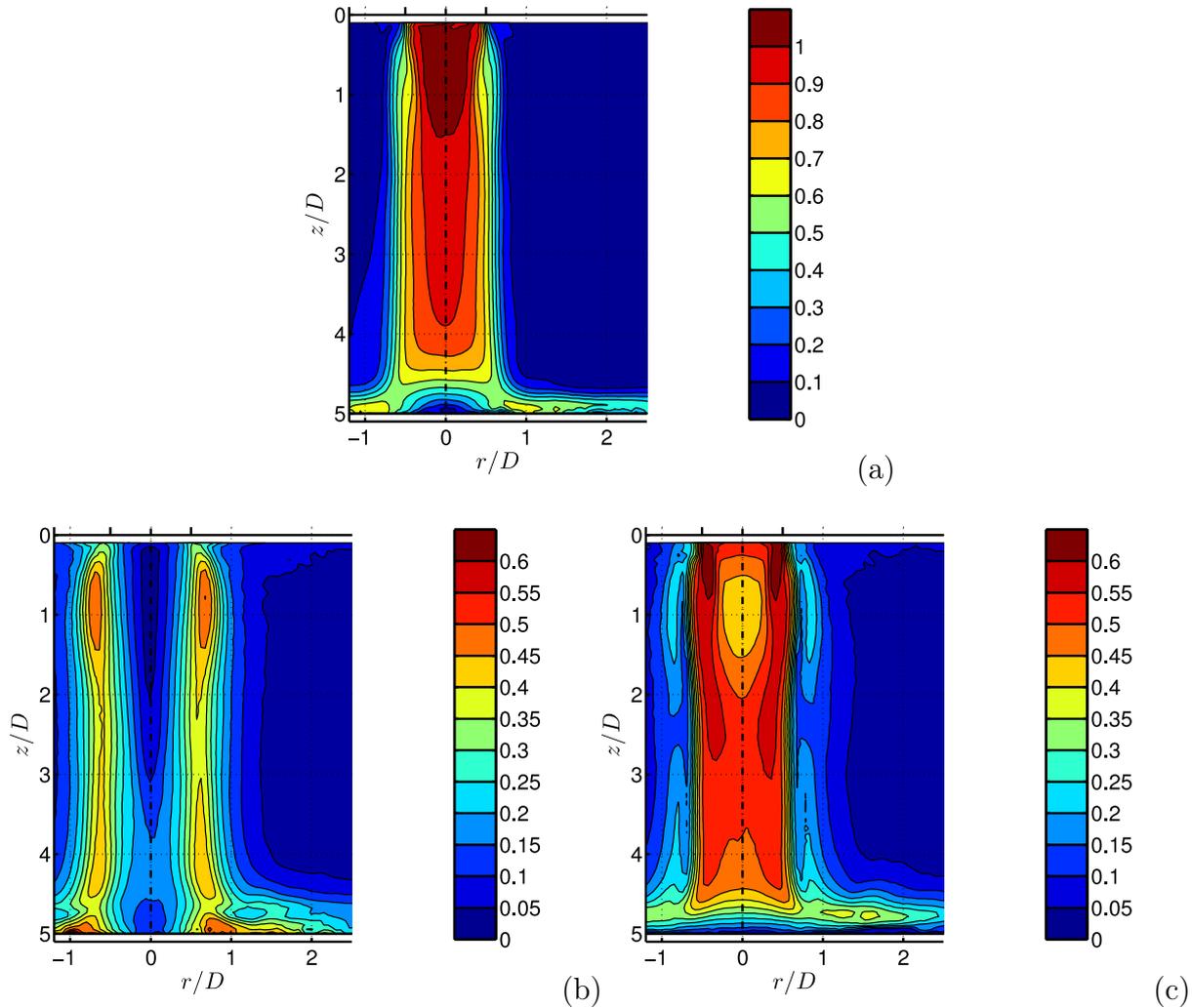


FIGURE IV.26 – Champs statistiques de vitesse pour $H/D = 5$ pour $St_{HP} = 0.26$: (a) norme de la vitesse moyenne, (b) vitesse quadratique radiale, (c) vitesse quadratique axiale.

IV.3.1.3 Distribution de vorticité

De la même manière que pour le jet non forcé, l'intégrale radiale de vorticité Ω est calculée et cartographi e sur la Figure IV.27. Pour $H/D = 5$ (forçage intense), on observe une distribution beaucoup plus cohérente et stable de vorticité que sans forçage. Ω atteint $3u_0$ ici, alors que sans forçage, les valeurs maximales étaient de l'ordre de u_0 . Pour z fixé, on observe le passage d'un tourbillon à chaque période de forçage. La vorticité associée à un tourbillon, c'est-à-dire le long d'une ligne à vorticité élevée, ne varie que très peu au cours de son déplacement axial. Pour $H/D = 3$ (forçage modéré), la cohérence des tourbillons ne semble apparaître qu'à partir de $z/D = 1$. Ω ne dépasse pas $1.3u_0$, l'amplitude du forçage influence donc logiquement de manière importante sur la vorticité des structures cr ees par ce forçage.

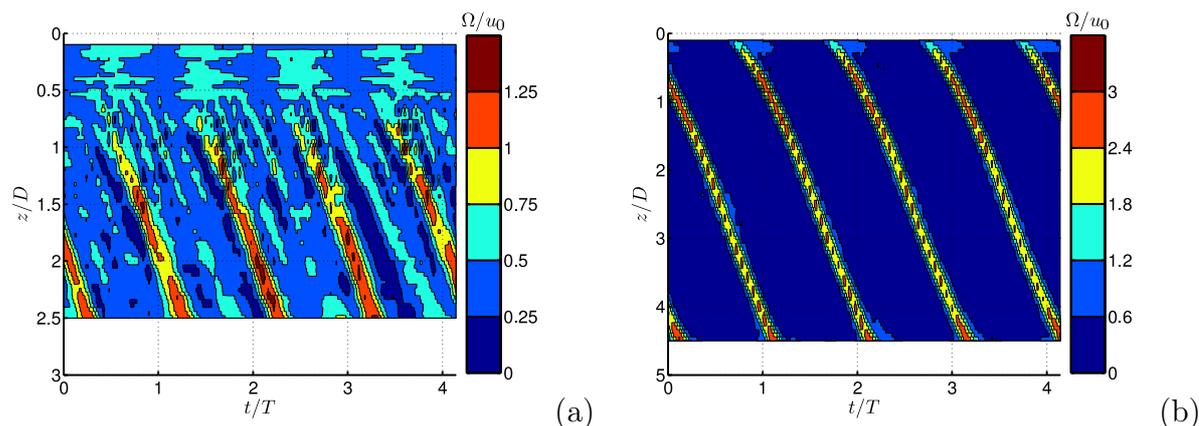


FIGURE IV.27 – Distribution axiale temporelle de vorticité avec $St_{HP} = 0.26$: (a) $H/D = 3$ et (b) $H/D = 5$.

En ce qui concerne la vitesse de convection des tourbillons pour $H/D = 5$, elle est égale à la vitesse débitante du jet u_0 , dans la zone $1 < z/D < 4$. Avant et après cette zone, la vitesse de convection est légèrement inférieure. Ce résultat classique est prévu par la théorie de la stabilité linéaire (Michalke [67]), dans laquelle on prévoit l'effet d'une perturbation mono fréquentielle, ce qui correspond bien à cette configuration, forcée à une seule fréquence et en retrouvant une seule fréquence prédominante dans l'écoulement.

IV.3.1.4 Topologie de l'écoulement à l'approche de la paroi

Les tourbillons étant très stables pour les deux intensités de forçage utilisées, la moyenne de phase de l'écoulement basée sur la fréquence de forçage de l'écoulement donne une très bonne estimation de l'écoulement. Ces moyennes de phase sont suffisamment propres pour y appliquer l'algorithme de reconnaissance topologique.

Quelques exemples de reconnaissance topologique sur les moyennes de phase sont présentés pour $H/D = 5$ à la Figure IV.28. De nouveau, chaque foyer de tourbillon (disque rouge) est lié à un col (diamant vert) situé en dehors du jet. Le couple foyer/col est convecté jusqu'à la plaque puis le long de celle-ci. La distance entre le col et le foyer diminue alors progressivement au cours de la convection le long de la plaque. Ceci est dû à l'expansion radiale du jet, le tourbillon s'étire alors et perd progressivement de l'énergie. Le col est donc de moins en moins repoussé par la vitesse induite par le foyer. On peut imaginer que le col et le foyer finissent par fusionner, cependant, nos mesures n'ont pas une extension radiale suffisante pour détecter ce phénomène. Les résultats pour $H/D = 3$ sont similaires.

Suivant le même principe que pour le jet non forcé, et grâce à un filtrage par POD, on peut tracer la position de tous les foyers détectés pour l'ensemble de nos champs de vitesse (Fig. IV.29(a) et (b)), et les comparer à la trajectoire des foyers détectés sur les moyennes de phase (courbes en vert). Les zones de passage des foyers sont alors beaucoup plus compactes que dans le cas sans forçage. Pour $H/D = 3$, la trajectoire des foyers semble relativement compacte, avec une moyenne représentée par la courbe rouge. On retrouve cependant certains foyers qui s'écartent de cette trajectoire. Pour $H/D = 5$, les foyers ne s'écartent quasiment

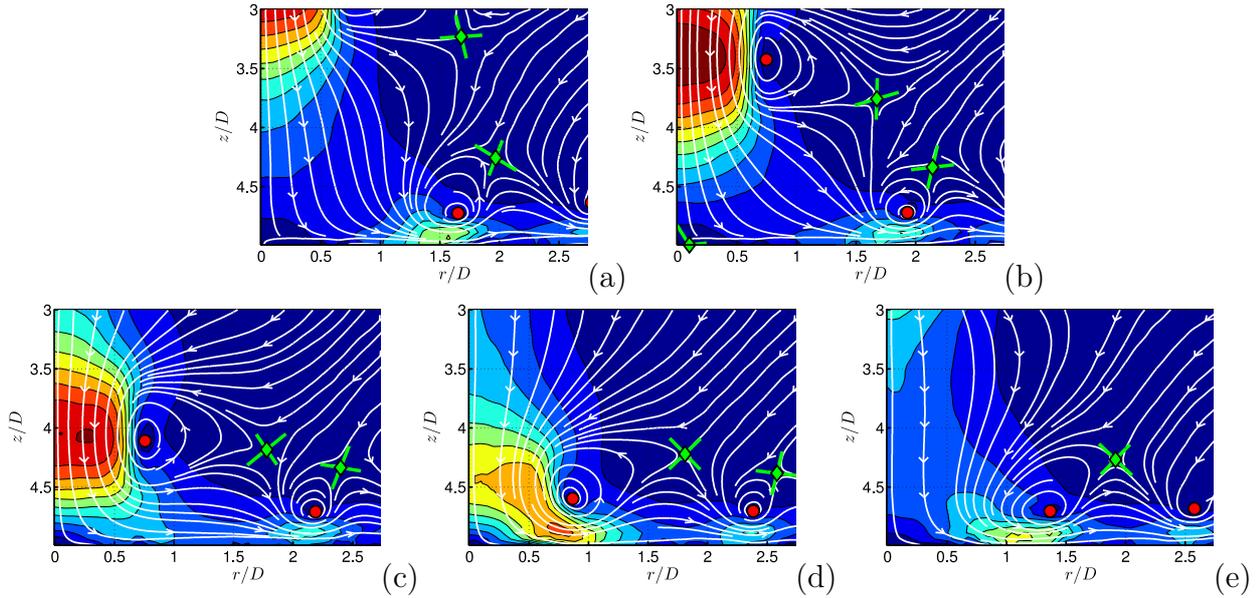


FIGURE IV.28 – Reconnaissance topologique sur moyennes de phase pour $H/D = 5$ pour $St_{HP} = 0.26$. Les champs sont pour des temps adimensionnés grâce à la fréquence de forçage f_{HP} : $t f_{HP} = 0$ (a), 0.2(b), 0.4(c), 0.6(d) et 0.8(e). Les disques rouges représentent les foyers et les diamants verts les cols. Les séparatrices des foyers sont représentées par des segments de droite verts.

pas de la trajectoire définie par la moyenne de phase. Les foyers semblent moins s’approcher de la plaque pour $H/D = 3$ que pour $H/D = 5$ sur la reconnaissance par moyenne de phase, ceci étant uniquement dû à la plus grande dispersion de ces foyers. Enfin, les foyers ne semblent pas s’écarter de la plaque avant la fin de la fenêtre de visualisation.

Pour $H/D = 5$, (Fig. IV.29(b)), la trajectoire des tourbillons semble s’écarter légèrement de la paroi avant de revenir aux alentours de $r/D = 1.5$. On retrouve alors un résultat classique de l’impact d’un anneau tourbillonnaire sur une paroi (Fabris *et al.* [20], Walker *et al.* [93]). Un tourbillon secondaire se forme sur la couche limite de la paroi d’impact. Les deux tourbillons interagissent alors, le tourbillon primaire s’écarter de la paroi à cause de la vitesse induite par le tourbillon secondaire. Le tourbillon secondaire est finalement éjecté de la couche limite par le tourbillon primaire, et le tourbillon primaire repart vers la paroi par la vitesse induite par le tourbillon secondaire en cours d’éjection.

Les distributions de vorticité sur la plaque, représentées à la Figure IV.30, permettent de calculer la vitesse de convection des tourbillons le long de la plaque pour $1 \leq r/D \leq 2$. Cette vitesse de convection est de l’ordre de $0.55u_0$ pour $H/D = 3$ et $0.5u_0$ pour $H/D = 5$.

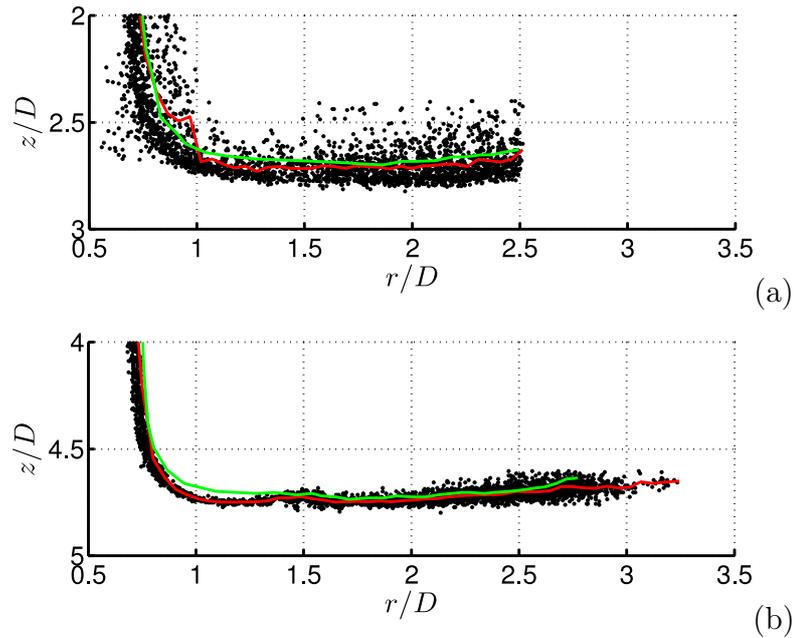


FIGURE IV.29 – Positions des foyers à l'approche de la plaque avec $St_{HP} = 0.26$: (a) $H/D = 3$ et (b) $H/D = 5$. La courbe rouge est la trajectoire moyenne des tourbillons à partir des foyers. La courbe verte représente la trajectoire des tourbillons détectée sur les moyennes de phase.

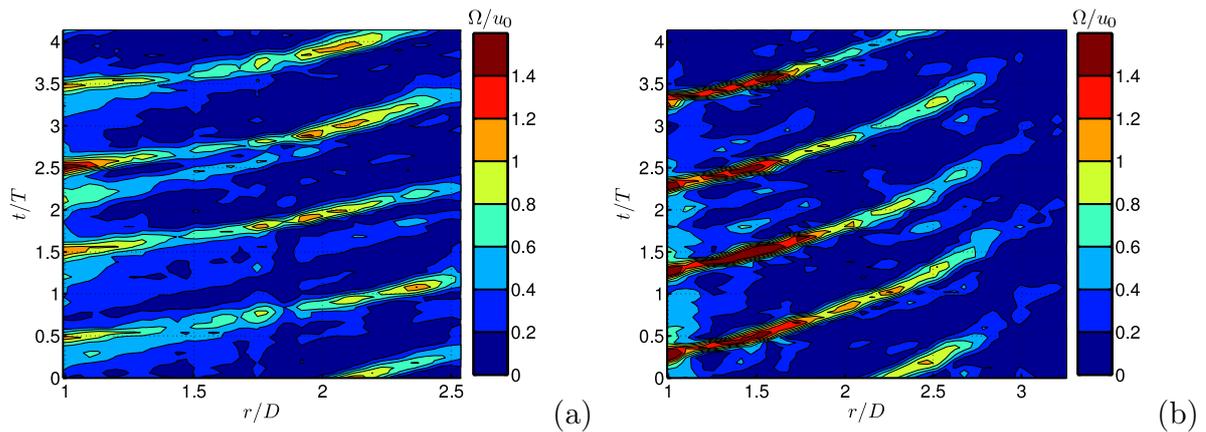


FIGURE IV.30 – Distribution radiale temporelle de vorticité pour $St_{HP} = 0.26$: (a) $H/D = 3$ et (b) $H/D = 5$.

IV.3.1.5 Conclusion

Le forçage à $St_{HP} = 0.26$ modifie l'écoulement en amplifiant les structures naturelles du mode colonne du jet. Plus l'amplitude du forçage est importante, plus le jet se rapproche d'un jet pulsé. En augmentant l'amplitude du forçage, l'écoulement est de plus en plus instationnaire, mais de plus en plus stable. La trajectoire suivie par les foyers des tourbillons est alors la même pour l'ensemble des tourbillons.

IV.3.2 Forçage pour des harmoniques du mode colonne

Le jet est maintenant forcé à des fréquences multiples de celle caractérisant le mode colonne (120 Hz). Les fréquences choisies sont alors les harmoniques d'ordre 2 ($f_{\text{HP}} = 240$ Hz, $\text{St}_{\text{HP}} = 0.51$) et 3 ($f_{\text{HP}} = 370$ Hz, $\text{St}_{\text{HP}} = 0.79$).

IV.3.2.1 Jet forcé à la deuxième harmonique du mode colonne

Le forçage est réglé à une fréquence double de celle du mode colonne : $\text{St}_{\text{HP}} = 0.51$. À nouveau, le forçage pour $H/D = 3$ est d'amplitude $A_{\text{HP}} = 2V$, donnant une amplitude de vitesse au centre de la buse $A = 0.025$. Pour $H/D = 5$, l'amplitude de la tension du signal envoyé au haut-parleur est de $7V$, pour une amplitude en vitesse de 0.082 .

Les champs statistiques et certains champs de vitesse instantanés pour $H/D = 3$ sont représentés aux Figures IV.31 et IV.32. Même si l'amplitude du forçage est très faible, on observe un effet clair sur les champs de vitesse. Les structures s'enroulent sur le mode de couche de mélange et s'apparient rapidement pour rejoindre un nombre de Strouhal caractéristique proche de celui du forçage ($\text{St}_{\text{HP}} = 0.51$).

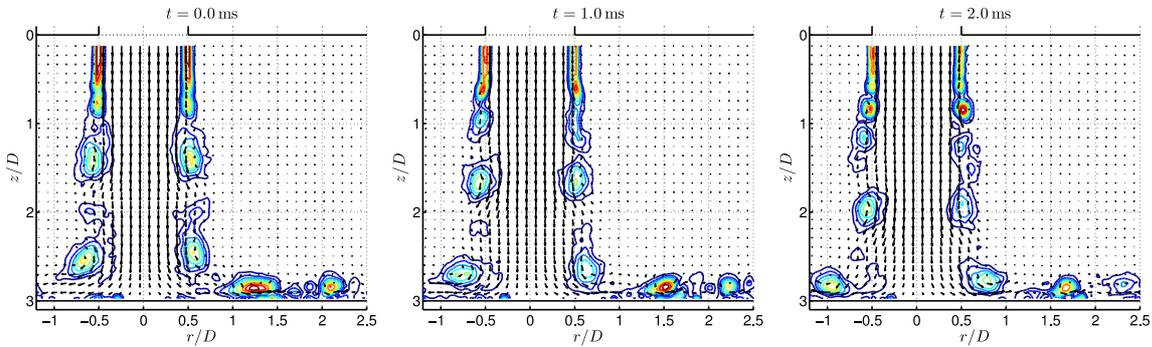


FIGURE IV.31 – Champs instantanés de vitesse avec contours de vorticité pour $H/D = 3$ pour $\text{St}_{\text{HP}} = 0.51$.

Sur les champs statistiques (Fig. IV.32), on ne remarque pas de différences fondamentales avec le cas sans forçage. Les niveaux turbulents sont légèrement supérieurs (jusqu'à 0.2 sans forçage et 0.26 avec).

Pour $H/D = 5$, l'amplitude du forçage est plus élevée. L'enroulement des tourbillons se produit alors directement au nombre de Strouhal du forçage (Fig. IV.33). Les anneaux tourbillonnaires gardent leur stabilité jusqu'à $z/D = 3$, puis l'écoulement commence à se désorganiser. Certaines paires de tourbillons s'apparient à l'approche de la plaque ou bien lors de l'impact sur celle-ci. Cet appariement reste intermittent. D'autres anneaux peuvent se désagréger lors de l'impact.

Sur les champs statistiques (Fig. IV.34), il n'y a à nouveau pas de différences fondamentales par rapport à l'écoulement sans forçage. Les niveaux turbulents sont une nouvelle fois plus élevés en atteignant 30% dans la couche de mélange.

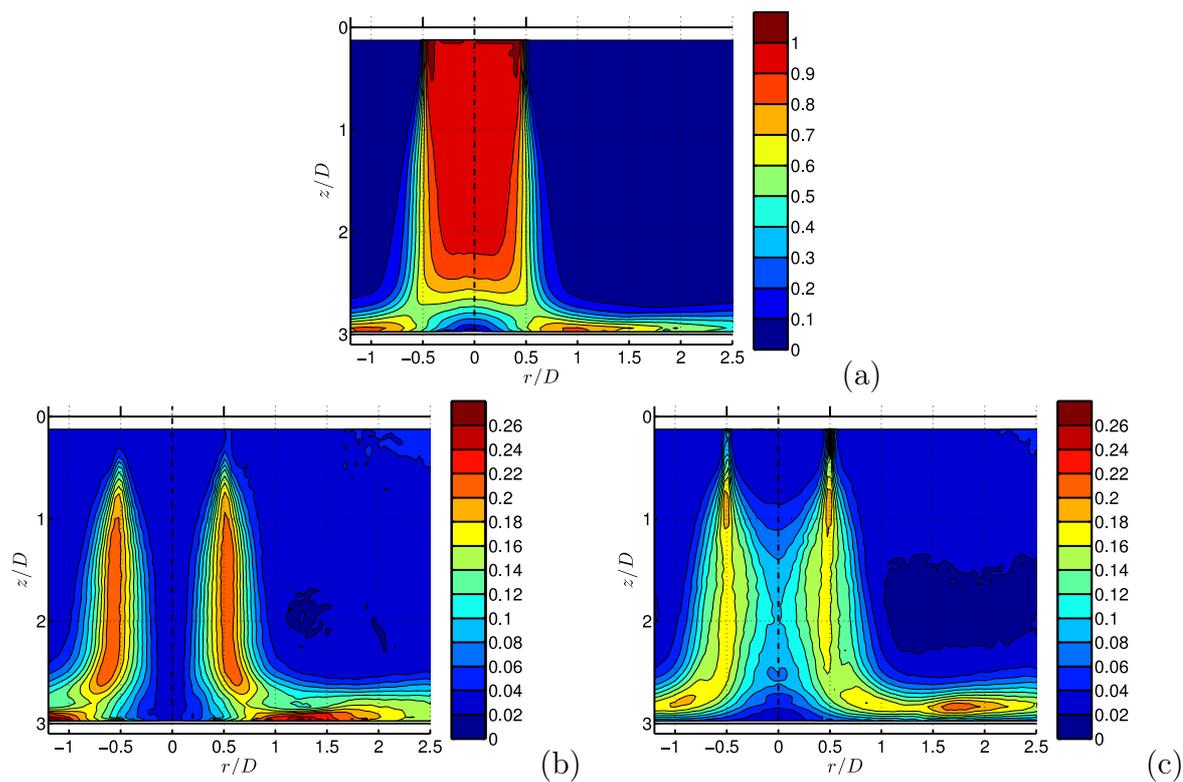


FIGURE IV.32 – Champs statistiques de vitesse pour $H/D = 3$ pour $St_{HP} = 0.51$: (a) norme de la vitesse moyenne, (b) vitesse radiale quadratique, (c) vitesse axiale quadratique.

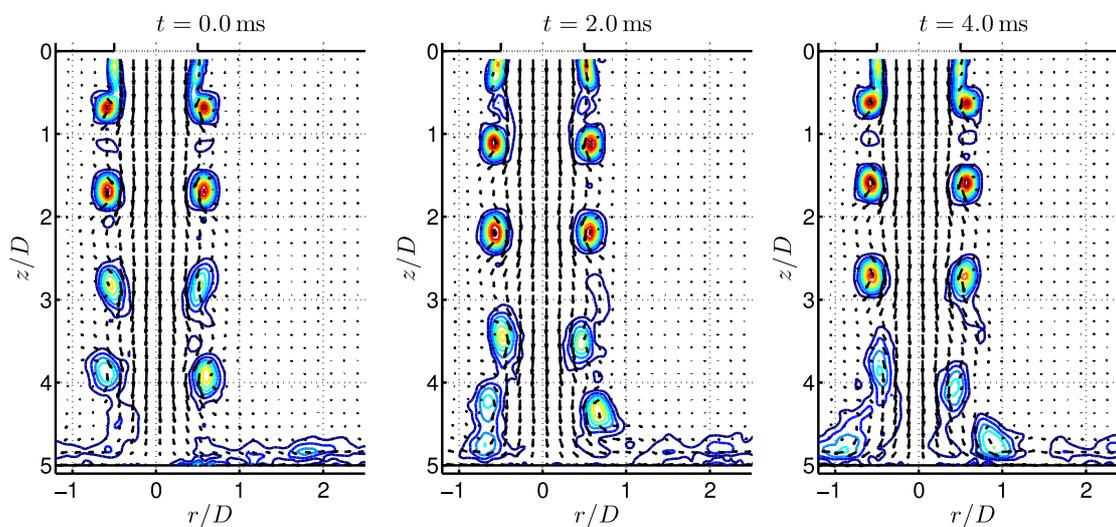


FIGURE IV.33 – Champs instantanés de vitesse avec contours de vorticité pour $H/D = 5$ pour $St_{HP} = 0.51$.

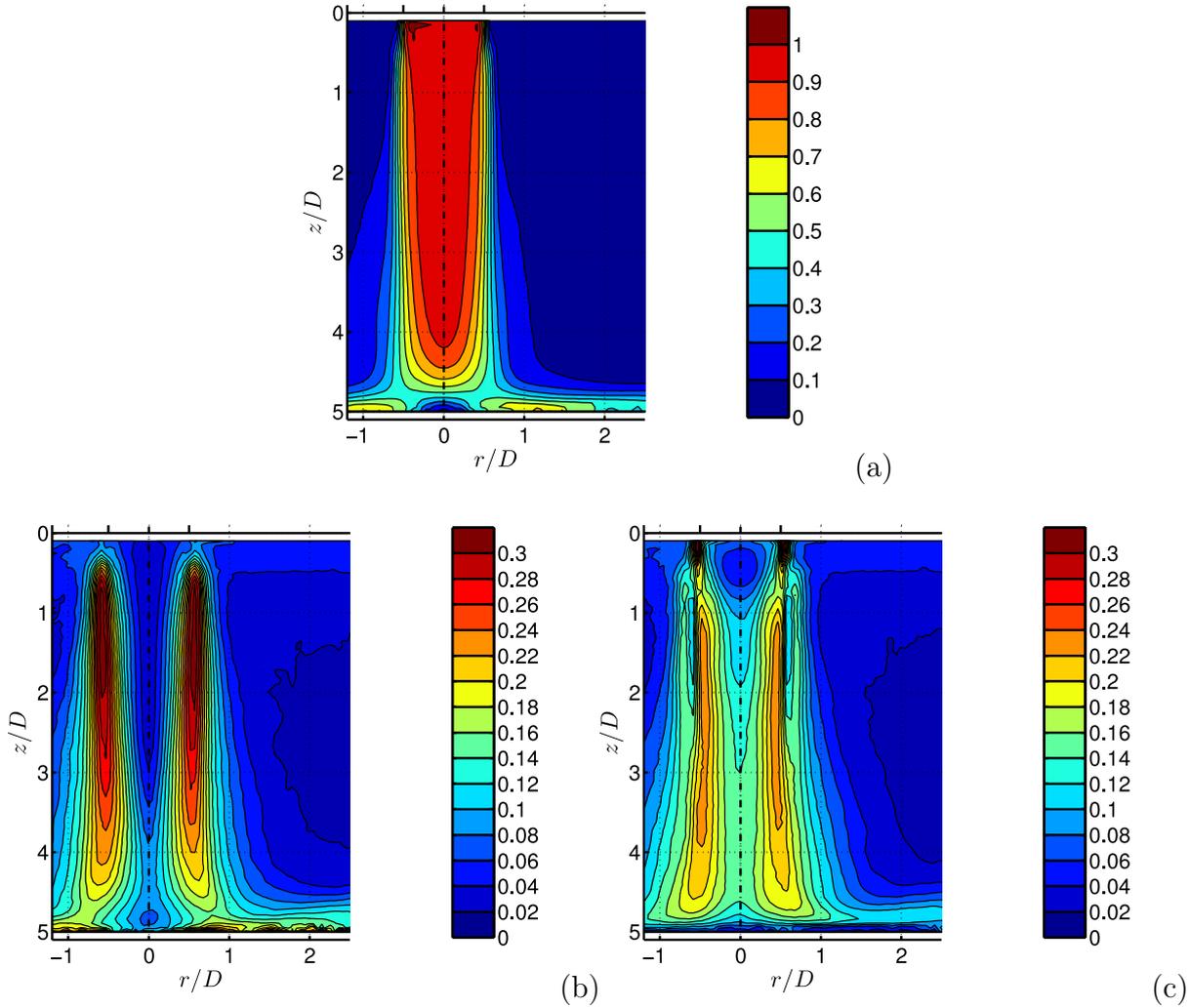


FIGURE IV.34 – Champs statistiques de vitesse pour $H/D = 5$ pour $St_{HP} = 0.51$: (a) norme de la vitesse moyenne, (b) vitesse radiale quadratique, (c) vitesse axiale quadratique.

La moyenne radiale de vorticité Ω , représentée sur la Figure IV.35(b), montre que la convection des tourbillons se déroule en deux temps pour $H/D = 5$. Tout d’abord pour $z/D < 2.5$, on retrouve des lignes de vorticité très concentrées, similaires à celles décrites pour $St_{HP} = 0.26$. Cependant, la convection des tourbillons ne se produit qu’à une vitesse de l’ordre de $0.5u_0$, ce qui correspond au cas limite de la théorie de la stabilité linéaire [67]. Pour $z/D > 2.5$, les lignes de vorticité s’élargissent, et laissent penser à une perte de cohérence de ces tourbillons. L’écoulement perd en stabilité. Deux lignes de vorticité consécutives peuvent même se rejoindre à l’approche de la plaque. Ceci est significatif de l’existence d’appariements à l’approche de la plaque. Pour $H/D = 3$, la présence de la plaque empêche cette perte de stabilité. On n’observe d’ailleurs pas d’appariements.

La perte de régularité de l’écoulement pour $H/D = 5$ comparé à $H/D = 3$ est très visible sur la détection des foyers à l’approche de la paroi (Fig. IV.36). En effet, pour $H/D = 3$, malgré un forçage modéré, on retrouve une zone de position des foyers très compacte, alors

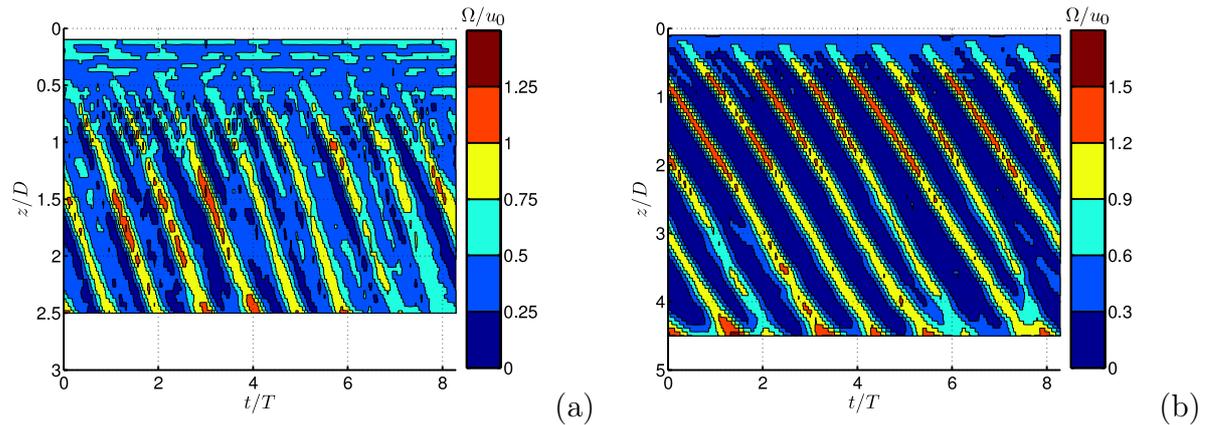


FIGURE IV.35 – Distribution axiale temporelle de vorticité avec $St_{HP} = 0.51$: (a) $H/D = 3$ et (b) $H/D = 5$.

que pour $H/D = 5$ (et une amplitude de forçage plus élevée), les foyers sont beaucoup plus éparpillés. La trajectoire moyenne pour $H/D = 5$ n'a pas de sens à cause de l'appariement intermittent se produisant au niveau de la paroi. En effet, ceci modifie considérablement la trajectoire du (des) tourbillon(s) apparié(s). Il faudrait donc distinguer les cas avec et sans appariement, ce qui n'est pas possible avec notre algorithme de détection topologique. Pour $H/D = 3$, cette trajectoire semble présenter un minimum pour $1.3 < r/D < 1.7$, puis s'éloigne de la plaque.

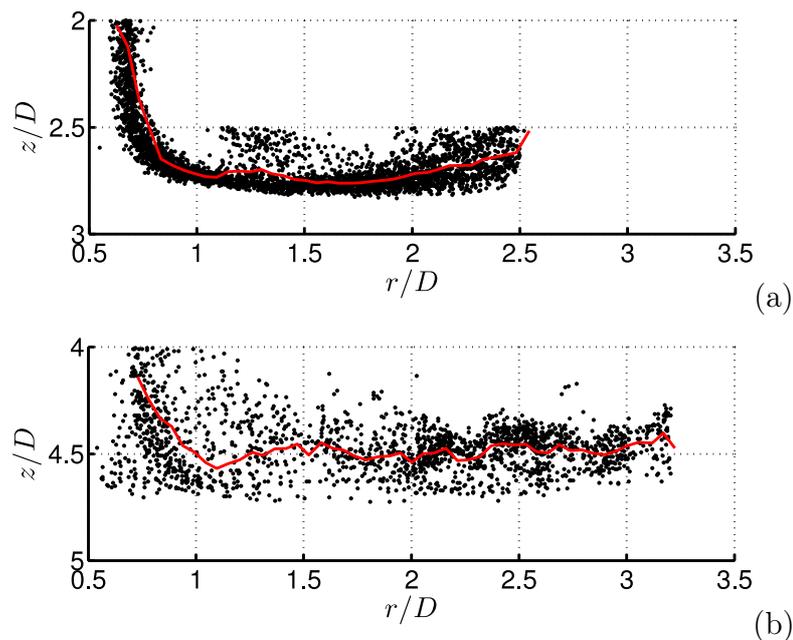


FIGURE IV.36 – Positions des foyers à l'approche de la plaque sans forçage pour $St_{HP} = 0.51$: (a) $H/D = 3$ et (b) $H/D = 5$. La courbe rouge est la trajectoire moyenne des tourbillons à partir des foyers.

Les distributions de vorticité sur la plaque, représentées à la Figure IV.37, permettent de calculer la vitesse de convection des tourbillons le long de la plaque pour $1 \leq r/D \leq 2$. Cette vitesse de convection est de l'ordre de $0.4u_0$ pour les deux distances d'impact.

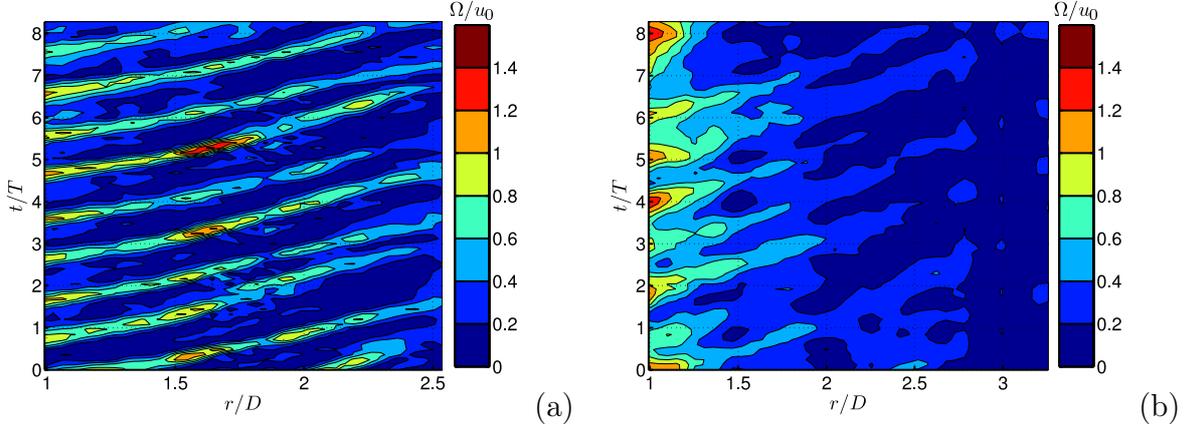


FIGURE IV.37 – Distribution radiale temporelle de vorticité pour $St_{HP} = 0.51$: (a) $H/D = 3$ et (b) $H/D = 5$.

IV.3.2.2 Jet forcé à la troisième harmonique du mode colonne

Pour le forçage à $St_{HP} = 0.79$, l'amplitude de la vitesse au centre de la buse est $A = 0.043$ pour $H/D = 3$ et $A = 0.155$ pour $H/D = 5$.

Des champs de vitesse instantanée pour $H/D = 5$ sont représentés à la Figure IV.38. Les anneaux tourbillonnaires sont produits à la fréquence du forçage, qui est très clairement instable. La sous-harmonique $St_D = St_{HP}/2 \approx 0.4$ apparaît très rapidement dans la couche de mélange du jet et se traduit par l'interaction entre deux tourbillons consécutifs.

Une légère perturbation déstabilise les anneaux tourbillonnaires et modifie l'équilibre entre les vitesses induites mutuellement entre les tourbillons consécutifs. Deux tourbillons consécutifs se rapprochent et interagissent alors davantage ensemble. Le tourbillon amont est alors entraîné par la vitesse induite par le tourbillon aval vers l'intérieur du jet. Le tourbillon amont passe alors devant le tourbillon aval, leurs positions s'échangent (le « croisement » se produit à $z/D = 2$). Ce phénomène n'est pas à proprement parler un appariement⁴, seulement une interaction entre les deux tourbillons. L'interaction se produit de manière très stable, c'est-à-dire que deux anneaux consécutifs vont toujours interagir ensemble, à la même position.

Un appariement peut ensuite se produire entre $z/D = 3$ et la plaque, de manière beaucoup plus aléatoire. Dans l'écoulement de paroi, on ne retrouve cependant que des tourbillons ayant subi un appariement. La configuration du forçage ainsi que les résultats décrivant cette interaction sont très similaires à ceux décrits par Zaman et Hussain [100] pour un jet sans impact.

4. Au cours d'un appariement, deux tourbillons coalescent et ne font plus qu'un, ce qui n'est pas le cas ici dans la zone $1 < z/D < 3$ où se produit cette interaction.

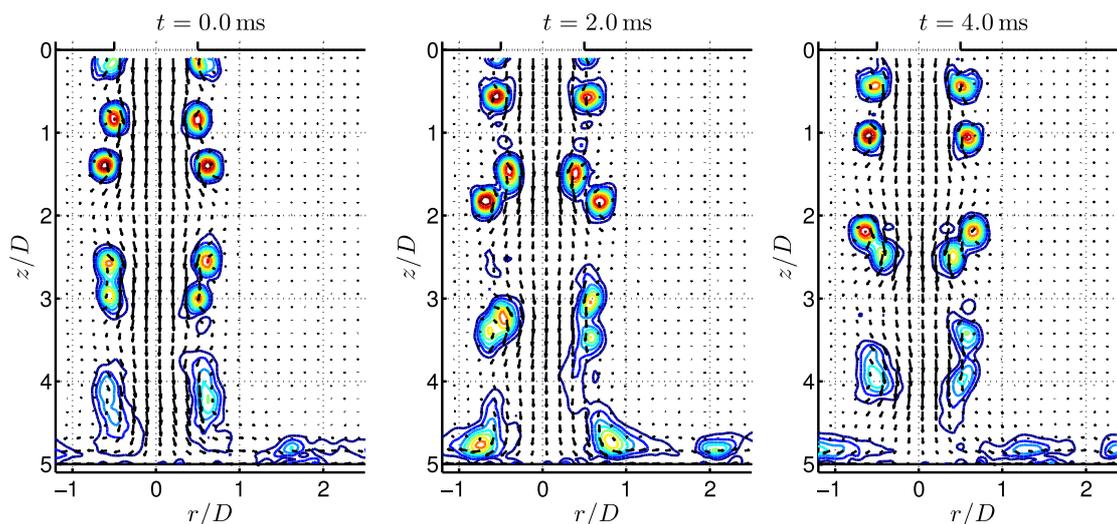


FIGURE IV.38 – Champs instantanés de vitesse avec contours de vorticité pour $H/D = 5$ pour $St_{HP} = 0.79$.

Cette interaction régulière a des effets sur les champs statistiques de vitesse (Fig. IV.39). En effet, on constate un élargissement de la couche de mélange du jet lorsque le tourbillon amont « double » le tourbillon aval ($z/D = 2$). Les vitesses turbulentes quadratiques ont alors des niveaux plus élevés dans cette zone (jusqu'à 30%), uniquement dans la couche de mélange pour les vitesses radiales et à l'intérieur du jet pour les vitesses axiales.

L'amplitude du forçage a clairement un effet sur cette interaction, en effet, on ne la retrouve pas pour $H/D = 3$ (Fig. IV.40). Les tourbillons sont moins intenses et s'induisent donc mutuellement des vitesses moins importantes, en tous cas pas suffisantes pour permettre un dépassement. L'appariement se produit tout de même, la plupart du temps au cours de l'écoulement le long de la paroi.

On retrouve également une structure beaucoup plus classique pour les champs statistiques de vitesse (Fig. IV.41), similaire à ceux obtenus pour $St_{HP} = 0.51$, avec des niveaux turbulents plus élevés, jusqu'à 30%.

La cartographie de Ω (Fig. IV.42) permet de visualiser la régularité de cette interaction tourbillonnaire. On observe ainsi les deux tourbillons consécutifs se croiser, lorsque les lignes de vorticité se croisent pour $H/D = 5$ (b). Les tourbillons s'échangent leur position en se doublant toujours à $z/D = 2$. Ensuite, les deux tourbillons peuvent s'apparier à partir de $z/D = 3$, lorsque les lignes de vorticité se rejoignent. La vitesse de convection axiale du tourbillon aval n'est pas modifiée au cours de l'interaction et vaut $0.5u_0$, alors que le tourbillon amont voit sa vitesse augmenter lorsqu'il passe à l'intérieur du tourbillon aval. Pour $H/D = 3$ (Fig. IV.42(a)), les tourbillons gardent leur cohérence jusqu'à approcher de la plaque où on peut voir déjà quelques appariements.

En ce qui concerne la position des foyers à l'approche de la plaque d'impact (Fig. IV.43), on retrouve des trajectoires assez compactes, et assez similaires pour les deux distances d'impact jusqu'à $r/D = 1.5$. Ensuite, les foyers commencent à s'éloigner de la

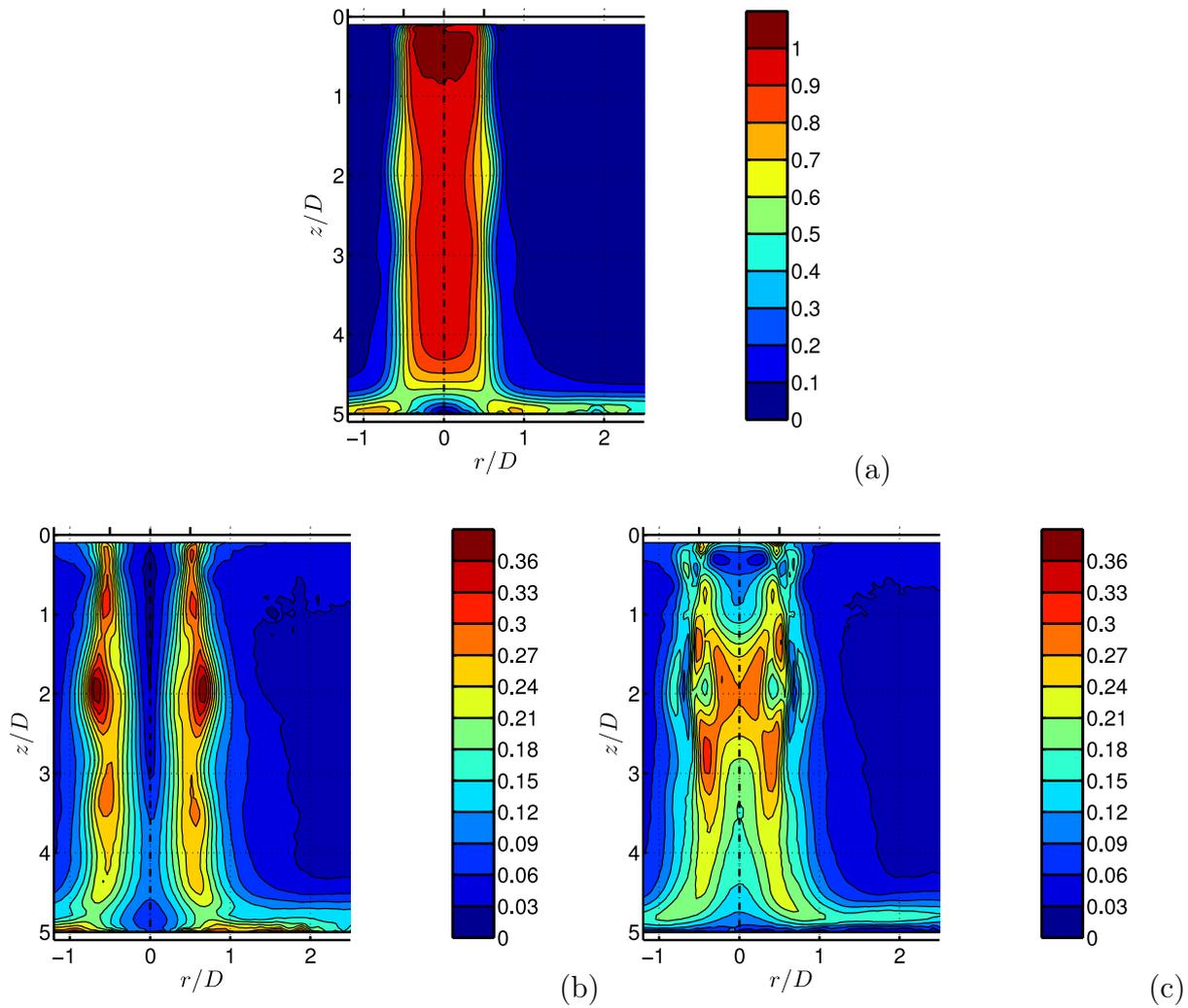


FIGURE IV.39 – Champs statistiques de vitesse pour $H/D = 5$ pour $St_{HP} = 0.79$: (a) norme de la vitesse moyenne, (b) vitesse radiale quadratique, (c) vitesse axiale quadratique.

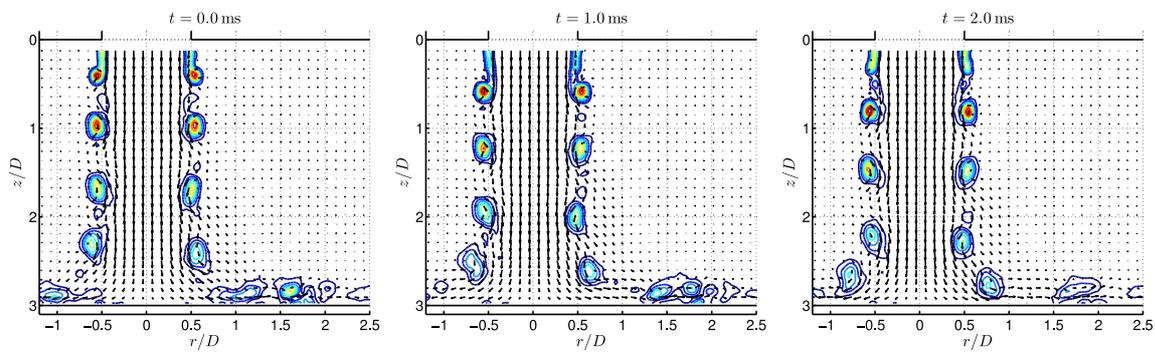


FIGURE IV.40 – Champs instantanés de vitesse avec contours de vorticité pour $H/D = 3$ pour $St_{HP} = 0.79$.

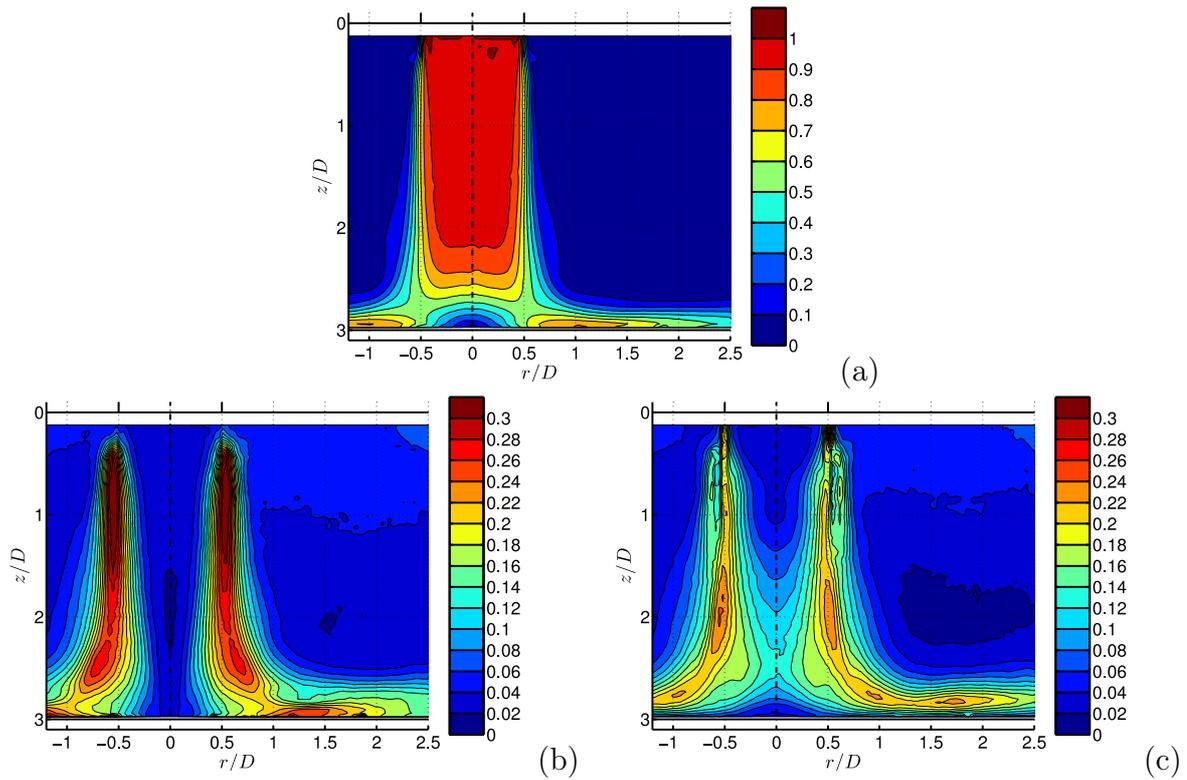


FIGURE IV.41 – Champs statistiques de vitesse pour $H/D = 3$ pour $St_{HP} = 0.79$: (a) norme de la vitesse moyenne, (b) vitesse radiale quadratique, (c) vitesse axiale quadratique.

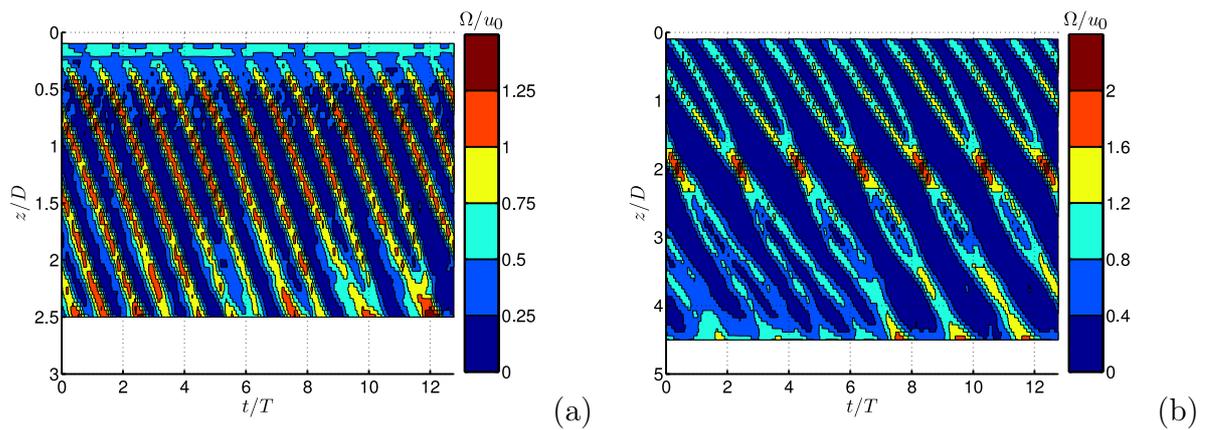


FIGURE IV.42 – Distribution axiale temporelle de vorticité avec $St_{HP} = 0.79$: (a) $H/D = 3$ et (b) $H/D = 5$.

plaque pour $H/D = 5$, alors que pour $H/D = 3$, la distance entre les foyers et la plaque semble varier peu, du moins jusqu'à la fin de la fenêtre de mesure ($r/D = 2.5$).

Les distributions de vorticité sur la plaque, représentées à la Figure IV.44, montrent que les tourbillons apparaissent seulement toutes les deux périodes de forçage pour $H/D = 5$, l'appariement étant terminé lorsque le jet atteint la plaque d'impact. Par contre, pour $H/D = 3$ (Fig. IV.44(a)), les lignes de vorticité sont séparées par une seule période du

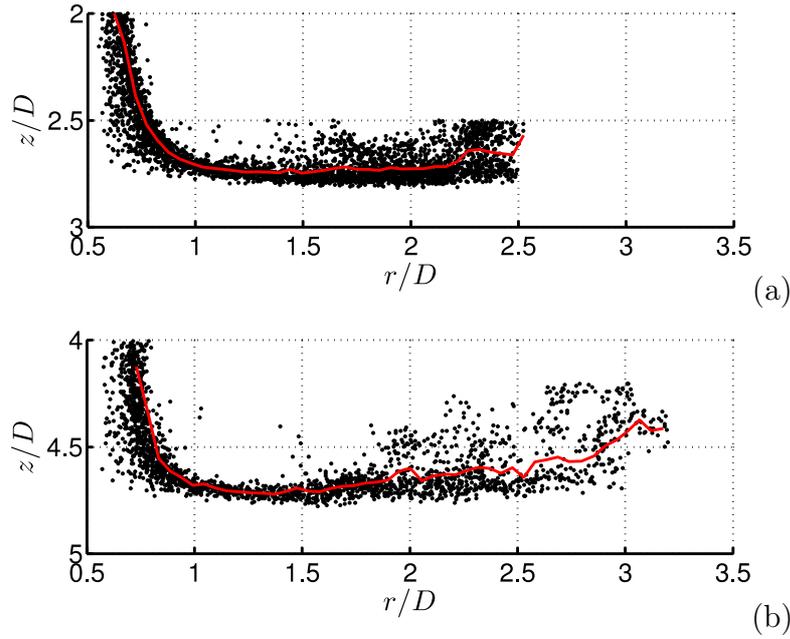


FIGURE IV.43 – Positions des foyers à l'approche de la plaque sans forçage pour $St_{HP} = 0.79$: (a) $H/D = 3$ et (b) $H/D = 5$. La courbe rouge est la trajectoire moyenne des tourbillons.

forçage. Deux lignes de vorticité consécutives se rejoignent ensuite pour $1.5 < r/D < 2$, les deux tourbillons se sont alors appariés. La vitesse de convection des tourbillons le long de la plaque pour $1 \leq r/D \leq 2$ est de l'ordre de $0.4u_0$ pour $H/D = 3$ et $0.45u_0$ pour $H/D = 5$.

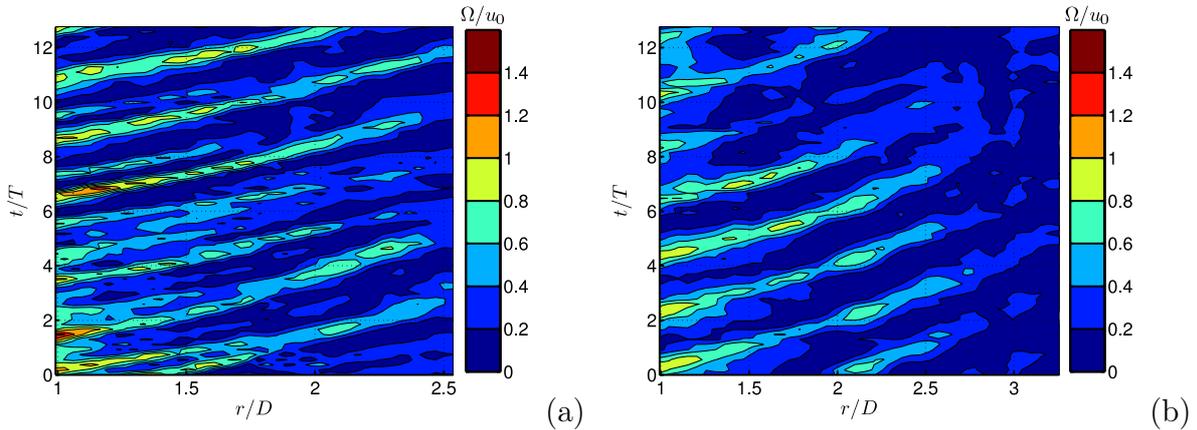


FIGURE IV.44 – Distribution radiale temporelle de vorticité pour $St_{HP} = 0.79$: (a) $H/D = 3$ et (b) $H/D = 5$.

IV.3.2.3 Conclusion

Ces deux fréquences de forçage ($St_{HP} = 0.51$ et 0.79) ont pour point commun de permettre des appariements parmi les tourbillons créés par ce forçage. Ces interactions entre

tourbillons peuvent être stables ($St_{HP} = 0.79$, $H/D = 5$) ou intermittentes ($St_{HP} = 0.51$, $H/D = 5$ et $St_{HP} = 0.79$, $H/D = 3$). Ces interactions peuvent éventuellement avoir un effet sur les transferts de chaleur à la paroi, surtout si elles se produisent à son voisinage.

IV.3.3 Bilan de l'effet du forçage sur les champs de vitesse

La Table IV.2 résume les principales caractéristiques des différentes configurations d'écoulement présentées au cours de ce chapitre.

St_{HP}	$H/D = 3$, forçage modéré				$H/D = 5$, forçage intense			
	0.00	0.26	0.51	0.79	0.00	0.26	0.51	0.79
u_{max}^{rms} (%)	20	26	26	30	20	60	30	36
Appariement	-	Non	Non	Oui (paroi)	-	Non	Oui (paroi)	Oui (jet)
u_c/u_0 (jet)	0.60	0.60	0.50	0.55	0.70	1.00	0.50	0.50
u_c/u_0 (paroi)	0.45	0.55	0.40	0.40	0.45	0.50	0.40	0.45

TABLE IV.2 – Principales caractéristiques des différentes configurations d'écoulement.

IV.4 Décomposition triple

Les champs de vitesse décomposés par décomposition triple ($u = \bar{u} + \tilde{u} + u''$) sont présentés dans cette section. Pour simplifier, on se limitera à deux exemples, correspondant aux configurations $H/D = 5$, $A_{HP} = 7V$, $St_{HP} = 0.26$ et 0.79 . Après avoir présenté ces exemples de décomposition triple, tout d'abord par moyenne de phase puis par décomposition en modes propres, les décompositions énergétiques pour l'ensemble des configurations présentées dans ce chapitre seront commentées.

IV.4.1 Décomposition triple par moyenne de phase

On s'intéresse tout d'abord à la décomposition triple en utilisant la moyenne de phase, méthode initialement décrite par Hussain et Reynolds [46] et dont le principe a été rappelé dans la Section III.1.1. La décomposition de Reynolds ainsi que la décomposition triple pour un champ de vitesse de la configuration $H/D = 5$, $St_{HP} = 0.26$ sont représentées à la Figure IV.45.

La fréquence choisie pour calculer la moyenne de phase est la fréquence du forçage $f_{HP} = 120$ Hz. Le champ cohérent (d) présente les tourbillons du champ instantané (a) correctement positionnés, que ce soit dans la zone de jet libre ou dans la zone de jet de paroi. Les différents tourbillons sont ainsi correctement positionnés jusqu'à la fin de la fenêtre de visualisation.

Cependant, l'intensité des tourbillons est mal estimée : sur la moyenne de phase, la vitesse proche du tourbillon observé dans la couche de mélange de la zone de jet libre ne dé-

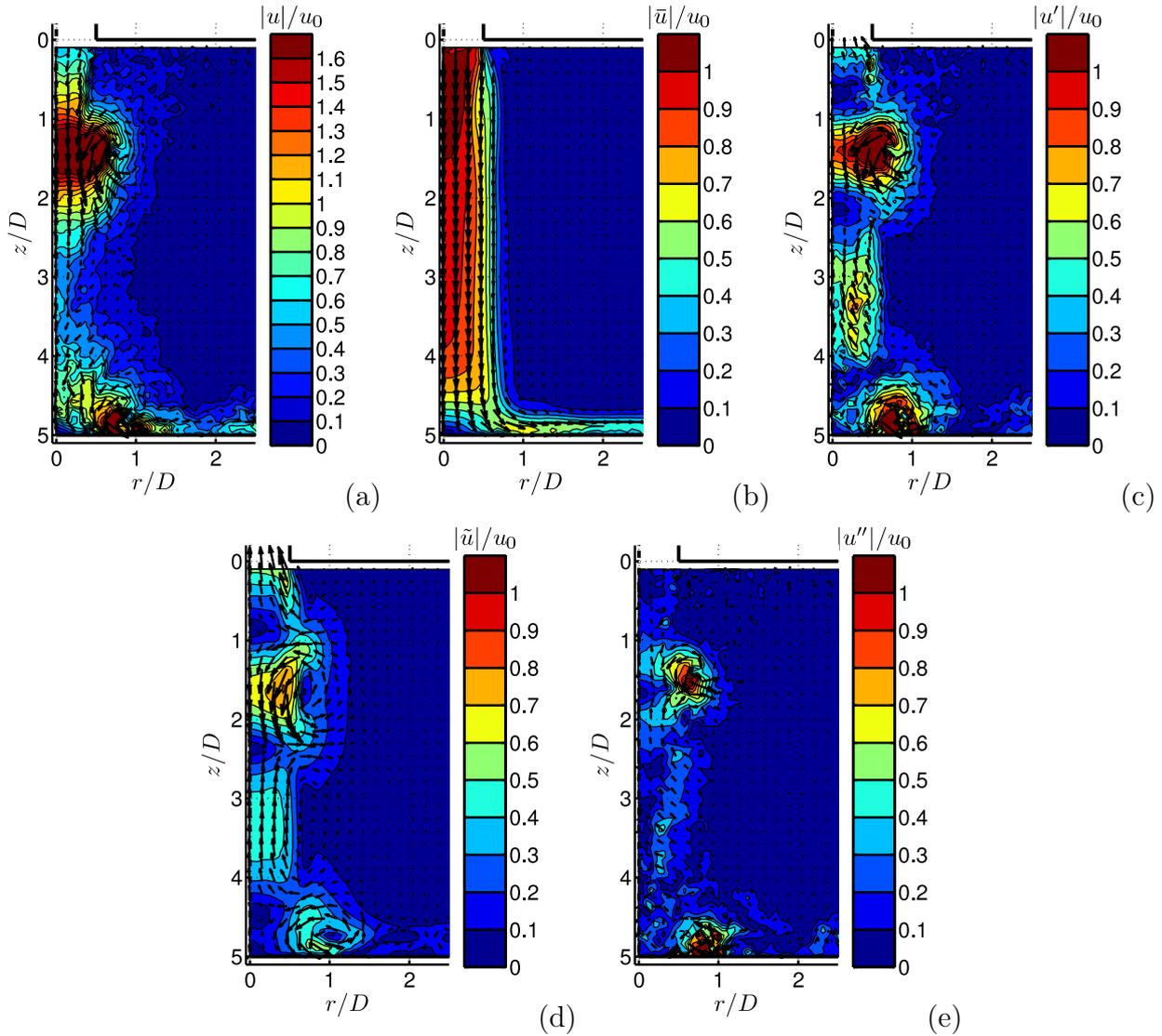


FIGURE IV.45 – Décomposition triple par moyenne de phase pour $H/D = 5$, $St_{HP} = 0.26$: (a) u , (b) \bar{u} , (c) u' , (d) \tilde{u} , (e) u'' .

passe pas $0.8u_0$, alors qu'elle est supérieure à u_0 sur le champ turbulent (c). En conséquence, on observe un tourbillon résiduel sur le champ stochastique (e). Ce phénomène est généralisé sur l'ensemble des tourbillons, que ce soit dans la zone de jet libre ou dans l'écoulement de paroi, pour tous les pas de temps. Malgré la grande stabilité de l'écoulement pour cette configuration, la moyenne de phase ne suffit pas à représenter correctement les structures tourbillonnaires.

Pour $St_{HP} = 0.79$ (Fig. IV.46), à cause de l'instabilité de cet écoulement, la fréquence utilisée pour calculer la moyenne de phase n'est pas $f_{HP} = 370$ Hz, mais elle est divisée par deux (185 Hz). En effet, l'interaction stable entre deux tourbillons consécutifs se produit à une fréquence deux fois moins élevée que celle des tourbillons. La fréquence prédominante dans l'écoulement est donc $f_{HP}/2$.

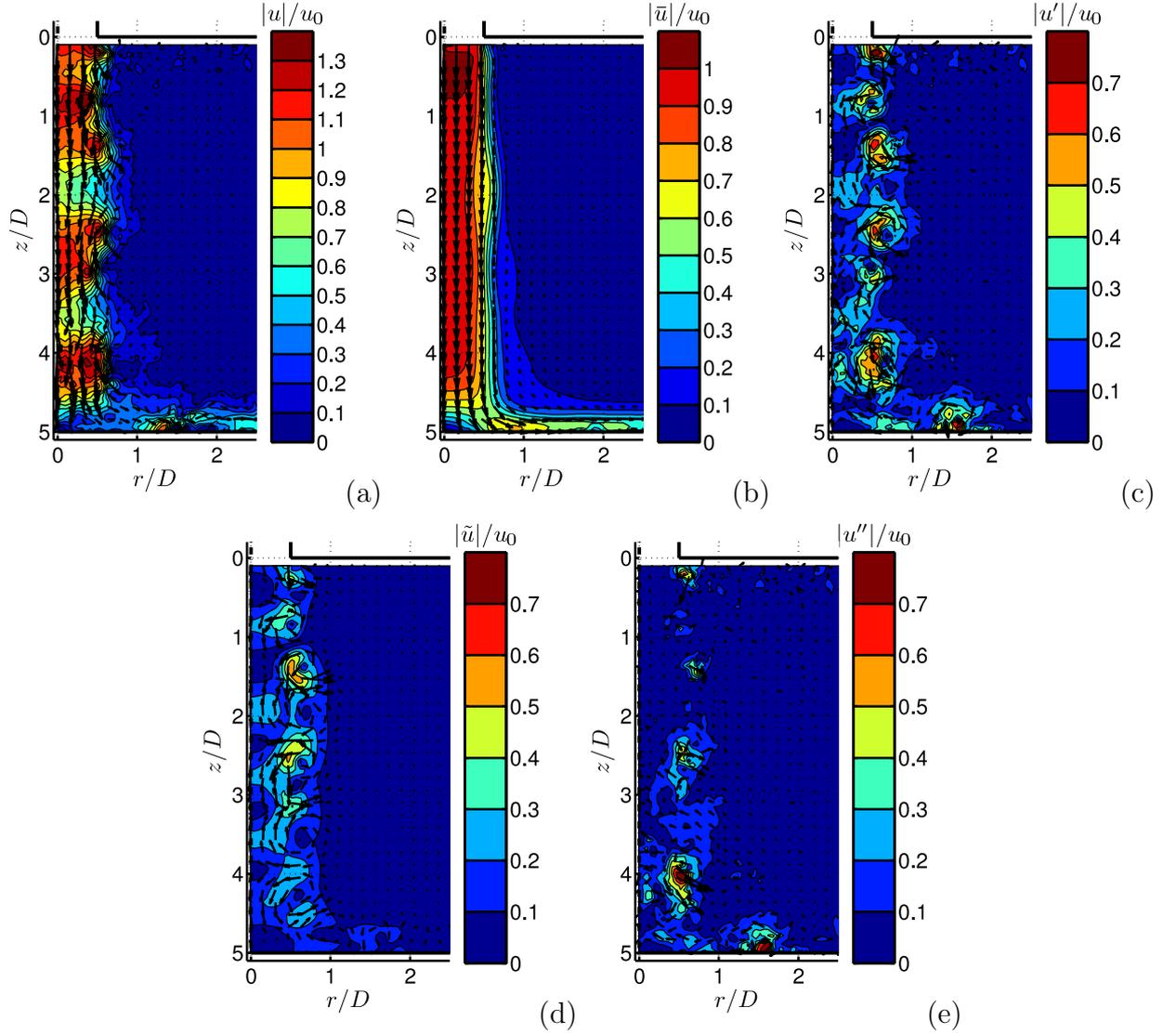


FIGURE IV.46 – Décomposition triple par moyenne de phase pour $H/D = 5$, $St_{HP} = 0.79$: (a) u , (b) \bar{u} , (c) u' , (d) \tilde{u} , (e) u'' .

Les tourbillons sont plutôt bien représentés dans le champ cohérent (d) jusqu'à $z/D = 2.5$, que ce soit en termes de positionnement que d'amplitude. Ceci confirme la très grande périodicité de l'écoulement dans cette zone. Ensuite, l'écoulement devient moins périodique, avec par exemple l'appariement qui peut se produire avant la plaque ou seulement dans le jet de paroi. Ceci a des conséquences sur la moyenne de phase, qui capte alors moins bien les tourbillons. Ils sont alors moins bien représentés dans le champ cohérent, augmentant la turbulence stochastique (e).

La décomposition énergétique correspondant à la décomposition triple est :

$$\|u\|^2 = \|\bar{u}\|^2 + \|u'\|^2 = \|\bar{u}\|^2 + \|\tilde{u}\|^2 + \|u''\|^2 + 2(\tilde{u} \cdot u'') \quad (\text{IV.9})$$

Les différents termes de cette décomposition énergétique sont présentés ici pour l'ensemble des configurations étudiées dans ce chapitre. Pour faciliter le comparaison entre les différentes configurations, chaque terme de la décomposition est normalisé par $\|u\|^2$.

Tout d'abord, pour $H/D = 3$, avec un forçage modéré, les contributions énergétiques des termes de la décomposition triple par moyenne de phase sont données dans la Table IV.3. Avec forçage, environ 90% de l'énergie est contenue dans l'écoulement moyen. Les 10% restants sont répartis entre l'écoulement cohérent (\tilde{u}) et les résidus (u''). La répartition entre les deux composantes dépend donc de la périodicité réelle de l'écoulement : plus l'écoulement est périodique, plus la moyenne de phase va capter cette périodicité, la contribution du champ cohérent est alors plus élevée. Pour $St_{HP} = 0.26$, écoulement le plus stable, 3.5% de l'énergie est dans le champ cohérent, puis 2.5% pour $St_{HP} = 0.51$, l'écoulement étant moins stable. Enfin, dans le cas le moins périodique, $St_{HP} = 0.79$, la contribution du champ cohérent tombe à moins de 1%, à cause de l'appariement pouvant avoir lieu à différents endroits.

St_{HP}	$H/D = 3$, forçage modéré					$H/D = 5$, forçage intense				
	$\ \bar{u}\ ^2$	$\ u'\ ^2$	$\ \tilde{u}\ ^2$	$\ u''\ ^2$	$2(\tilde{u} \cdot u'')$	$\ \bar{u}\ ^2$	$\ u'\ ^2$	$\ \tilde{u}\ ^2$	$\ u''\ ^2$	$2(\tilde{u} \cdot u'')$
0	0.955	0.045	—	—	—	0.950	0.050	—	—	—
0.26	0.911	0.089	0.035	0.054	$\approx 10^{-5}$	0.614	0.386	0.195	0.191	$\approx 10^{-17}$
0.51	0.936	0.064	0.025	0.039	$\approx 10^{-4}$	0.878	0.122	0.042	0.080	$\approx 10^{-19}$
0.79	0.903	0.097	0.009	0.088	$\approx 10^{-5}$	0.851	0.149	0.081	0.068	$\approx 10^{-18}$

TABLE IV.3 – Contribution énergétique des différents termes de la décomposition triple par moyenne de phase. Les contributions présentées sont normalisées par $\|u\|^2$.

Avec un forçage plus intense, pour $H/D = 5$ (Tab. IV.3), le constat est le même : l'écoulement le moins stable ($St_{HP} = 0.51$) donne la contribution du champ cohérent la moins élevée. Pour $St_{HP} = 0.26$, configuration la plus stable et la plus périodique, 60% de l'énergie est dans l'écoulement moyen, les 40% restants se répartissent à parts égales entre les champs cohérents et stochastiques. Or, comme cela a été présenté précédemment, il est clair que le champ cohérent est sous-estimé par la moyenne de phase, le champ stochastique est alors surestimé.

Enfin, que ce soit pour $H/D = 3$ ou $H/D = 5$, la contribution croisée entre le champ cohérent et le champ stochastique ($2(\tilde{u} \cdot u'')$) est très largement négligeable devant les autres contributions, ce qui confirme que l'hypothèse d'indépendance entre la partie cohérente et la partie stochastique de la vitesse est valable [46].

En conclusion, la décomposition triple par moyenne de phase porte son principal défaut dans son hypothèse de calcul : l'écoulement doit être parfaitement périodique. Malgré un forçage intense pour les configurations présentées ici, les écoulements ne sont pas suffisamment périodiques pour être correctement représentés par leur moyenne de phase. C'est pourquoi une deuxième méthode de décomposition triple a été mise en œuvre, celle-ci ne faisant pas d'hypothèse préalable sur l'écoulement : la décomposition en modes propres.

IV.4.2 Décomposition triple par décomposition en modes propres

Le principe de la décomposition en modes propres est présenté à la Section III.1.2. Pour son utilisation comme filtre de la décomposition triple, l'utilisateur doit choisir le nombre M de modes utilisés dans la reconstruction du champ cohérent. Le choix effectué ici a été basé sur la transformée de Fourier des modes temporels $a^{(k)}(t)$. Tant que la fréquence prépondérante dans le spectre est la fréquence f_{HP} ou sa deuxième harmonique ($2f_{\text{HP}}$), le mode est utilisé pour la reconstruction. La décomposition triple pour $\text{St}_{\text{HP}} = 0.26$ (Fig. IV.47) utilise ainsi $M = 10$ modes pour la reconstruction du champ cohérent.

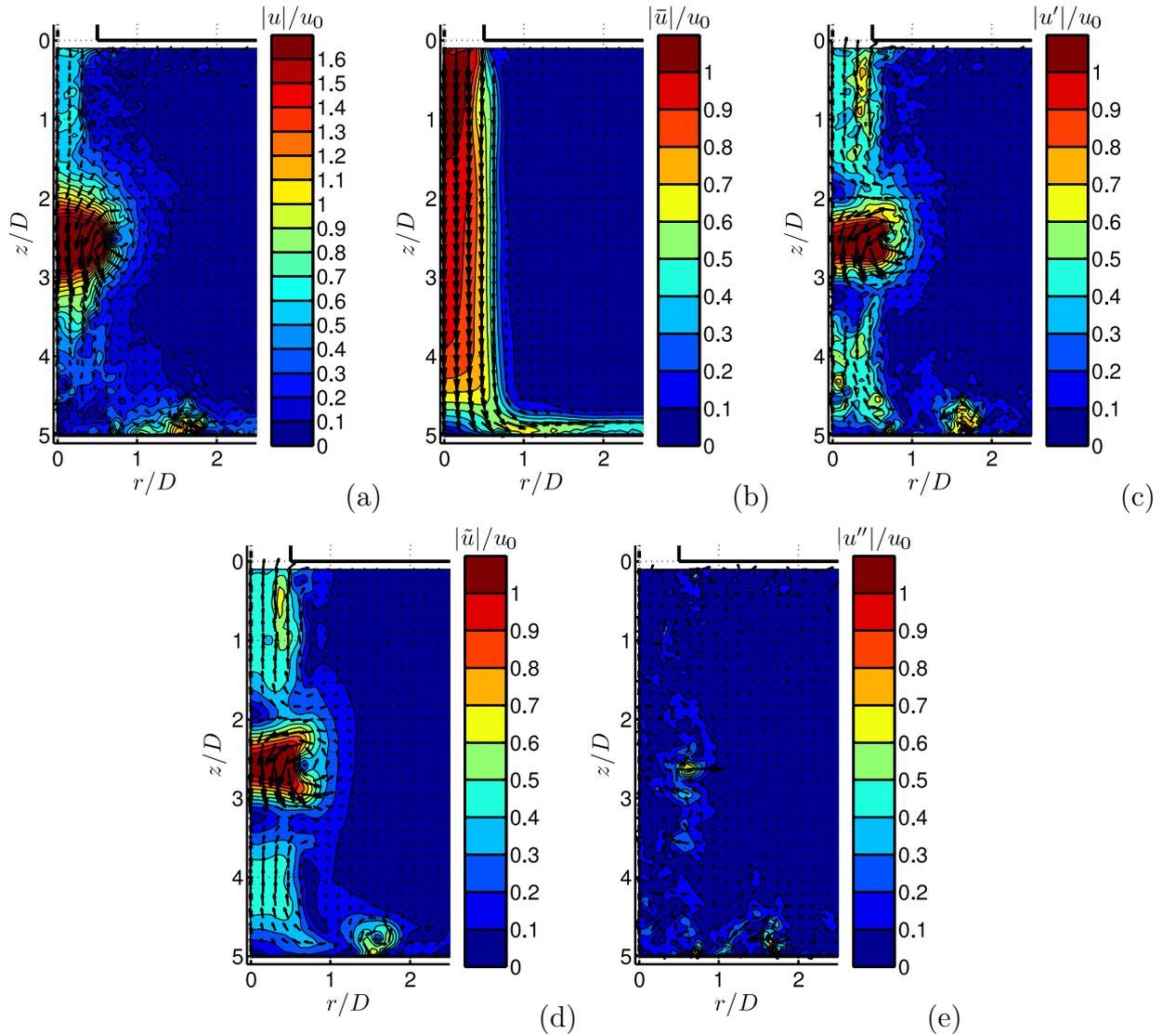


FIGURE IV.47 – Décomposition triple par POD pour $H/D = 5$, $\text{St}_{\text{HP}} = 0.26$: (a) u , (b) \bar{u} , (c) u' , (d) \tilde{u} , (e) u'' .

10 modes suffisent à très bien représenter les structures tourbillonnaires de l'écoulement dans la champ cohérent (d). Les structures sont correctement positionnées et les

vitesse à leur voisinage sont bien estimées. En conséquence, il ne reste que des résidus sans cohérence apparente dans le champ stochastique (e).

Pour $St_{HP} = 0.79$, étant donné que la fréquence prépondérante dans l'écoulement est $f_{HP}/2$, M est choisi de manière à conserver les modes dont la fréquence principale est $f_{HP}/2$ et f_{HP} . On a alors $M = 8$. Une nouvelle fois, le champ cohérent représente très correctement les structures tourbillonnaires. Le champ de vitesse choisi ici correspond à un instant où un anneau tourbillonnaire passe à l'intérieur d'un autre à la position $z/D = 2$. Sur le champ cohérent (d), on peut distinguer les coeurs des deux tourbillons l'un à côté de l'autre pour $z/D = 2$. À l'approche de la paroi, la représentation des tourbillons est cependant moins efficace et les résidus dans le champ stochastique (e) augmentent. En choisissant M plus grand, ce problème peut être résolu.

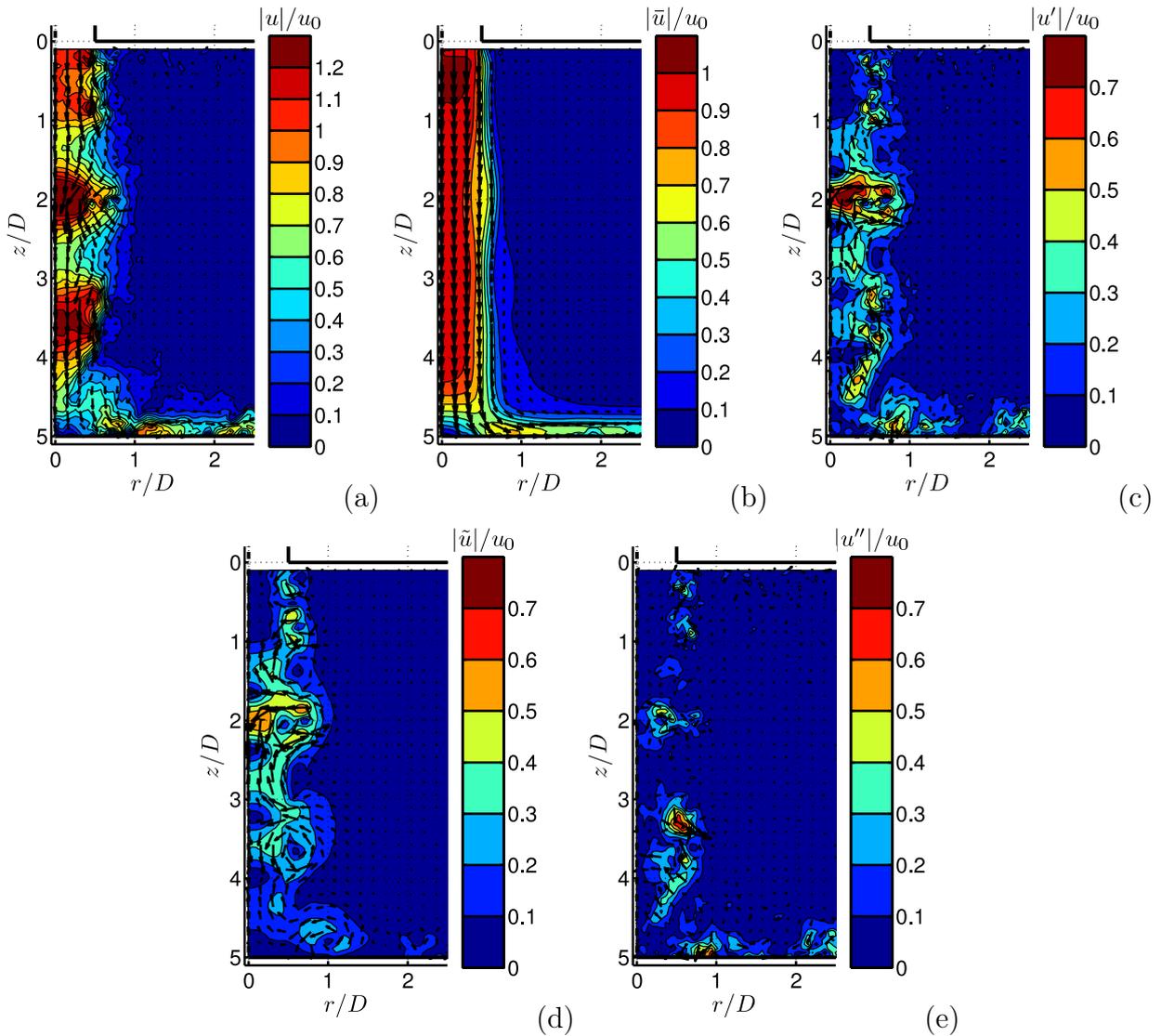


FIGURE IV.48 – Décomposition triple par POD pour $H/D = 5$, $St_{HP} = 0.79$: (a) u , (b) \bar{u} , (c) u' , (d) \tilde{u} , (e) u'' .

En conclusion, la décomposition en modes propres semble être un outil bien plus efficace que la moyenne de phase pour représenter correctement les structures cohérentes d'un écoulement, et cela avec un nombre de modes très limité, de l'ordre de la dizaine, alors qu'on a à notre disposition 2 000 modes (soit 0.5% du nombre total de modes).

En ce qui concerne la décomposition triple énergétique (Tab. IV.4), les contributions énergétiques sont assez différentes de celles obtenues pour la moyenne de phase.

$H/D = 3$, forçage modéré							
St_{HP}	M	$\ u\ ^2$	$\ \bar{u}\ ^2$	$\ u'\ ^2$	$\ \tilde{u}\ ^2$	$\ u''\ ^2$	$2(\tilde{u} \cdot u'')$
0	–	1	0.955	0.045	–	–	–
0.26	6	1	0.915	0.085	0.049	0.036	$\approx 10^{-18}$
0.51	4	1	0.936	0.064	0.028	0.036	$\approx 10^{-17}$
0.79	4	1	0.909	0.091	0.043	0.048	$\approx 10^{-17}$
$H/D = 5$, forçage intense							
St_{HP}	M	$\ u\ ^2$	$\ \bar{u}\ ^2$	$\ u'\ ^2$	$\ \tilde{u}\ ^2$	$\ u''\ ^2$	$2(\tilde{u} \cdot u'')$
0	–	1	0.950	0.050	–	–	–
0.26	10	1	0.613	0.387	0.324	0.064	$\approx 10^{-16}$
0.51	8	1	0.879	0.121	0.061	0.060	$\approx 10^{-17}$
0.79	8	1	0.850	0.150	0.093	0.057	$\approx 10^{-17}$

TABLE IV.4 – Contribution énergétique des différents termes de la décomposition triple par POD.

Les composantes cohérentes sont systématiquement supérieures à celles obtenues avec la moyenne de phase. Les composantes stochastiques restent de l'ordre de 5% pour toutes les configurations. Enfin les termes croisés sont très faibles, de l'ordre de 10^{-17} , ce qui était attendu à cause de l'orthogonalité des modes de la décomposition en modes propres. Ces décompositions énergétiques montrent donc que grâce au forçage acoustique, on peut faire varier la proportion d'énergie comprise dans le champ de vitesse cohérent.

IV.5 Conclusion

Les résultats des différentes campagnes de mesures par fil chaud ou PIV ont été présentés dans ce chapitre. Ainsi, le jet a été caractérisé d'un point de vue aérodynamique.

Diverses caractéristiques (profils d'injection, profils de vitesse sur l'axe, contenu spectral dans la couche de mélange) du jet sans forçage utilisé pour cette étude ont tout d'abord été présentées. L'effet du forçage acoustique à la sortie de la buse a ensuite été quantifié, montrant des amplitudes de vitesse clairement différentes en fonction de la fréquence de forçage.

Les résultats des mesures PIV sur le jet non forcé ont montré que l'écoulement n'est pas parfaitement axisymétrique. Les structures tourbillonnaires se formant près de la lèvre de la buse subissent des interactions dans la zone de jet libre et s'approchent davantage de la paroi pour une petite distance d'impact que pour une grande.

Lorsque le jet est forcé acoustiquement, de larges anneaux tourbillonnaires se forment à la fréquence du forçage dans la couche de mélange. Ceci augmente considérablement les intensités de turbulence observées dans le jet. L'écoulement peut alors être très stable et périodique, ou donner lieu à des appariements plus ou moins intermittents entre tourbillons, en fonction de la fréquence du forçage et de son intensité.

Les différentes techniques de détection de structures utilisées (vorticité, algorithme topologique, moyenne de phase et POD) sont la plupart du temps efficaces. Des exemples de décompositions triples ont enfin été présentés, et les décompositions énergétiques révèlent une meilleure efficacité de la décomposition en modes propres pour extraire les structures cohérentes de l'écoulement.

CHAPITRE V

ÉTUDE DE LA PRESSION EN PAROI

Sommaire

V.1	Mesure de la pression moyenne	124
V.1.1	Principe	124
V.1.2	Petite distance d'impact	125
V.1.3	Grande distance d'impact	126
V.2	Pressions instationnaires	127
V.2.1	Jet non forcé	127
V.2.2	Jet forcé	130
V.2.3	Conclusion	136
V.3	Évaluation de la pression pariétale par formalisme intégral . . .	137
V.3.1	Pressions moyennes	137
V.3.2	Fluctuations de pression évaluées	138
V.3.3	Conclusion	146

Ce chapitre a pour objectif de présenter l'effet des structures tourbillonnaires sur la pression à la paroi. Tout d'abord, on discutera de l'effet de ces structures sur la pression moyenne. Ensuite, on présentera l'effet de ces structures sur la pression instationnaire. Pour cela, deux méthodes ont été mises en œuvre : les mesures directes de la pression pariétale instationnaire ainsi que le formalisme intégral, qui permet d'évaluer la distribution de pression pariétale à partir des champs de vitesse mesurés par PIV. Dans les configurations forcées, l'amplitude du signal envoyé au haut-parleur est fixée à $A_{HP} = 2V$ pour les deux distances d'impact.

V.1 Mesure de la pression moyenne

Tout d'abord, des mesures de pressions stationnaires ont été effectuées afin de détecter un éventuel effet des structures tourbillonnaires sur la distribution de pression moyenne sur la plaque.

V.1.1 Principe

Pour ces mesures, le volume tampon de chaque capteur est retiré et la terminaison reliée à la plaque est obturée. La terminaison reliée au capteur pour la mesure de référence est laissée à l'air libre, à la pression atmosphérique. Ainsi, le capteur mesure une pression relative entre le point de mesure situé sur la plaque et les conditions ambiantes. Une mesure « à vide », c'est-à-dire sans écoulement, sans haut-parleur, a été effectuée pour déterminer aussi précisément que possible la tension b_{capt} renvoyée par chaque capteur lorsque la pression relative entre les deux terminaisons est nulle. Les prises de pression utilisées sont celles de la ligne radiale \mathcal{L}_1 (Fig. V.1). La fréquence d'acquisition est $f_s = 5\,120$ Hz et 100 000 points sont acquis, pour une durée d'observation $T_{\text{obs}} \approx 19.5$ s.

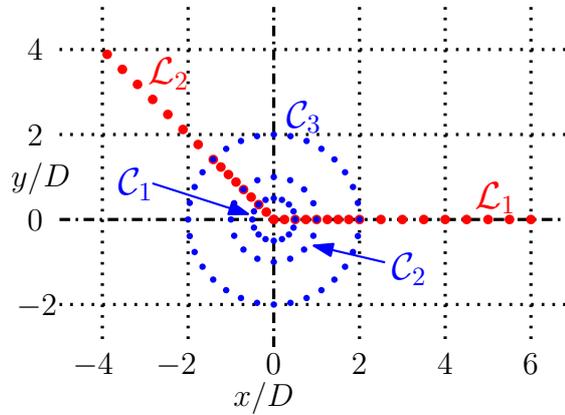


FIGURE V.1 – Les points de mesure de pression sur la plaque d'impact.

La tension $V(\text{capt}, t)$ renvoyée par le capteur est alors une fonction affine de la pression relative mesurée $\Delta p(\text{capt}, t) = p - p_{\text{amb}}$:

$$V(\text{capt}, t) = a_{\text{capt}} \cdot \Delta p(\text{capt}, t) + b_{\text{capt}} \quad (\text{V.1})$$

où a_{capt} est la pente fournie par le constructeur. Elle vaut 0.01V.Pa^{-1} pour les capteurs 3 et 4 et 0.008V.Pa^{-1} pour les autres¹. Après calcul de la moyenne temporelle, on obtient donc tout simplement :

$$\overline{\Delta p}(\text{capt}) = \bar{p} - p_{\text{amb}} = \frac{\bar{V}(\text{capt}) - b_{\text{capt}}}{a_{\text{capt}}} \quad (\text{V.2})$$

1. Ces valeurs ont été vérifiées expérimentalement. Les données fournies par le constructeur sont alors tout à fait satisfaisantes.

On peut alors calculer les coefficients de pression C_p :

$$C_p(\text{capt}) = \frac{\overline{\Delta p}(\text{capt})}{\frac{1}{2}\rho u_0^2} \quad (\text{V.3})$$

où ρ est la masse volumique de l'air ($\approx 1.2 \text{ kg.m}^{-3}$) et u_0 la vitesse débitante ($\approx 14 \text{ m.s}^{-1}$). La pression d'arrêt est alors $p_a = \frac{1}{2}\rho u_0^2 \approx 120 \text{ Pa}$.

V.1.2 Petite distance d'impact

Les coefficients de pression sont tracés en fonction de la distance radiale normalisée r/D dans la Figure V.2 pour $H/D = 3$.

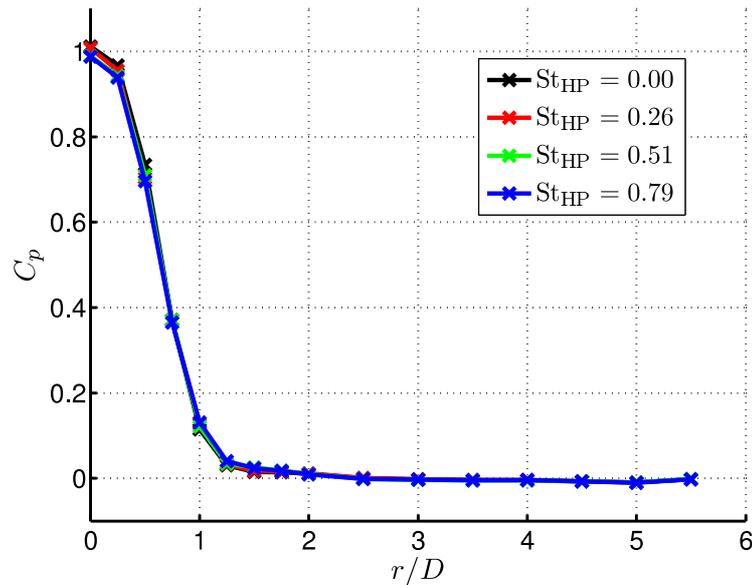


FIGURE V.2 – Variation radiale des coefficients de pression pariétale moyens pour $H/D = 3$.

Tout d'abord, la pression d'arrêt p_a est bien atteinte pour $r/D = 0$. L'écoulement est donc bien encore dans la zone du cône potentiel lors de l'impact. Il semble y avoir un palier pour $r/D < 0.25$ proche de la pression p_a . Ce palier semble correspondre à la largeur du cône potentiel déterminée pour le jet libre à $z/D = 3$ (Fig. IV.5(b)). Cependant, des mesures avec une meilleure résolution spatiale dans cette zone seraient nécessaires pour confirmer cet effet.

La pression relative moyenne tombe ensuite rapidement à 0. En effet, pour $r/D = 1.25$, C_p vaut environ 0.03 dans les quatre configurations. Les mesures pour les différentes fréquences du haut-parleur sont très similaires. Les différences maximales entre la configuration de référence (sans forçage) et les trois configurations forcées sont de l'ordre de $\Delta C_p = 0.03$. Les structures tourbillonnaires de l'écoulement n'ont donc pas d'effet sur la pression moyenne dans cette configuration.

V.1.3 Grande distance d'impact

Pour $H/D = 5$, la distribution de C_p , représentée à la Figure V.3 est sensiblement différente. Sur l'axe ($r/D = 0$), les coefficients de pression sont clairement inférieurs à 1 (0.92 sans forçage et de l'ordre de 0.83 avec forçage). Pour expliquer cela, il faut rappeler que la théorie prédisant $C_p = 1$ au point d'arrêt est valable dans le cas d'écoulements potentiels. Dans un jet rond, le seul endroit où l'écoulement peut être considéré comme potentiel est le cône potentiel. Grâce aux mesures PIV et fil chaud, on a pu mesurer la longueur du cône potentiel. Celle-ci est $L_{pc} = 5.2D$ avec un critère à 95% (Sec. IV.1.1.2). L'écoulement n'est donc plus tout à fait potentiel à l'approche de la plaque d'impact. Une partie de l'énergie du jet est donc partie par diffusion, la vitesse moyenne le long de l'axe du jet diminue, non pas à cause de l'approche de la plaque, mais par pure diffusion (moléculaire et turbulente). Le coefficient de pression au point d'arrêt est donc diminué.

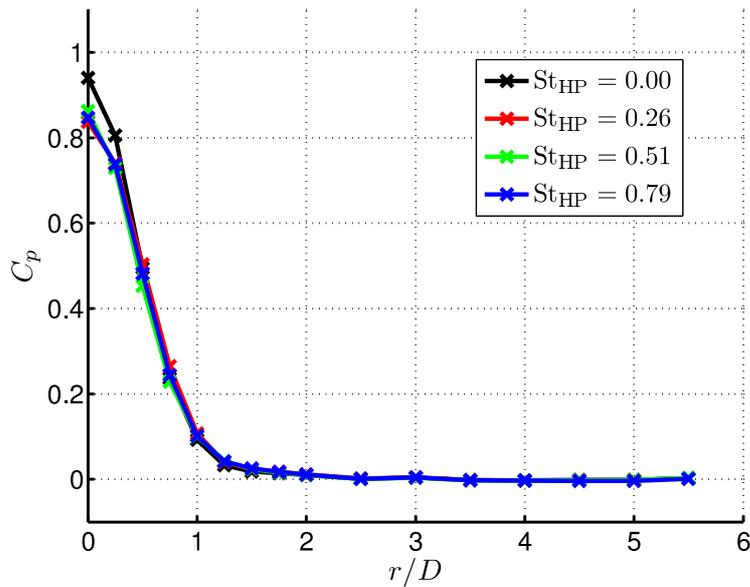


FIGURE V.3 – Variation radiale des coefficients de pression pariétale moyens pour $H/D = 5$.

Avec le forçage, la diffusion turbulente augmente, le cône potentiel est donc réduit (Hussain et Zaman [48]), la perte de pression est donc plus élevée, d'où un coefficient de pression sur l'axe moins élevé. Les coefficients $C_p \approx 1$ obtenus pour $H/D = 3$ prouvent donc que le cône potentiel n'est pas terminé à l'impact de la paroi, que ce soit avec ou sans forçage acoustique. Comme pour $H/D = 3$, le coefficient de pression C_p tombe ensuite rapidement à 0 pour $H/D = 5$ ($r/D = 1.25$, $C_p \approx 0.04$) et il n'y a plus de différence flagrante entre les cas avec et sans forçage ($\Delta C_{p_{max}} = 0.015$ pour $r/D > 1$).

Le forçage acoustique et donc les structures tourbillonnaires ont ainsi un léger effet sur la pression moyenne dans cette configuration, ceci étant dû à un raccourcissement du cône potentiel.

V.2 Pressions instationnaires

On s'intéresse à présent aux résultats des mesures de pressions fluctuantes, dont le principe est décrit à la Section II.3. La fréquence d'acquisition pour ces mesures est également $f_s = 5\,120$ Hz et 900 000 points sont acquis, pour une durée d'observation $T_{\text{obs}} \approx 176$ s. Les résultats sont présentés sous la forme d'autospectres et de corrélations pour les différentes configurations. Pour les corrélations, le capteur de référence est systématiquement le premier (situé à $\theta = 0$ pour les mesures sur \mathcal{C}_2 et à $r/D = 0$ pour les mesures sur \mathcal{L}_1).

Les spectres sont calculés à l'aide de périodogrammes sur $n_{\text{fft}} = 2048$ points avec un taux de recouvrement de 50%. Cela permet d'avoir une résolution fréquentielle $\Delta f = 2.5$ Hz. Les spectres sont donc moyennés sur $n_{\text{bloc}} = 876$ échantillons. Il sont calculés dans la gamme $f \in [0, 2 \text{ kHz}]$ ($St_D \in [0, 4.3]$), mais sont représentés sur une gamme de fréquence allant de 100 Hz à 1 kHz ($St_D \in [0.2, 2.1]$) pour des raisons de lisibilité. Il est cependant à noter pour justifier ce choix qu'avant 100 Hz, il y a peu d'informations intéressantes sur les spectres, et après 1 kHz, la réponse des capteurs commence à être moins bonne. Les autospectres sont représentés sous forme de densité spectrale de puissance (DSP) en dB/Hz avec comme pression de référence $p_{\text{ref}} = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa.

Toutes les mesures présentées dans cette section sont effectuées sur \mathcal{C}_2 et \mathcal{L}_1 (Fig. V.1). \mathcal{C}_2 est un cercle de centre le point d'arrêt du jet et de rayon $r/D = 1$. Cela permettra de vérifier les propriétés d'axisymétrie du jet, l'ensemble des capteurs devant recevoir des fluctuations de pression similaires en amplitude et sans déphasage. \mathcal{L}_1 est une ligne radiale, suivant $\theta = 0$ et les mesures permettent de mettre en évidence la propagation de la signature en pression pariétale suivant la direction radiale².

V.2.1 Jet non forcé

Les Figures V.4 et V.5 représentent respectivement les autospectres et les corrélations de pression sans forçage acoustique sur \mathcal{C}_2 et \mathcal{L}_1 , pour $H/D = 3$ et $H/D = 5$.

Pour les deux distances d'impact, sur \mathcal{C}_2 (Fig. V.4, en haut), les autospectres des différents capteurs sont quasiment confondus. Cela permet de confirmer l'hypothèse d'axisymétrie du jet, du moins au niveau spectral. Pour $H/D = 3$, le cône potentiel en impact sur la paroi peut expliquer le palier dans les spectres pour des nombres de Strouhal entre 0.3 et 0.7. En effet, le cône potentiel n'étant pas terminé à l'arrivée sur la plaque, les différents appariements des structures de couche de mélange ne sont pas encore terminés, on retrouve donc une gamme de fréquences prépondérantes étalée. On retrouve d'ailleurs la même tendance sur les spectres de vitesse (Fig. IV.6). Pour $H/D = 5$, les spectres présentent un maximum pour $St_D = 0.3$ uniquement. En effet, on est à la fin du cône potentiel, les appariements sont terminés, le mode colonne domine donc l'écoulement (Crow et Champagne [15]) et signe en

2. Les lignes pointillées horizontales (*i.e.* $\theta = C^{\text{ste}}$ sur \mathcal{C}_2 et $r/D = C^{\text{ste}}$ sur \mathcal{L}_1) sur les cartographies spectrales et les cartographies de corrélations de pression représentent les points de mesures effectifs. Toute information n'étant pas sur une de ces lignes ne provient que d'une interpolation bilinéaire des données. Cette remarque est à garder en mémoire pour l'interprétation de ces résultats.

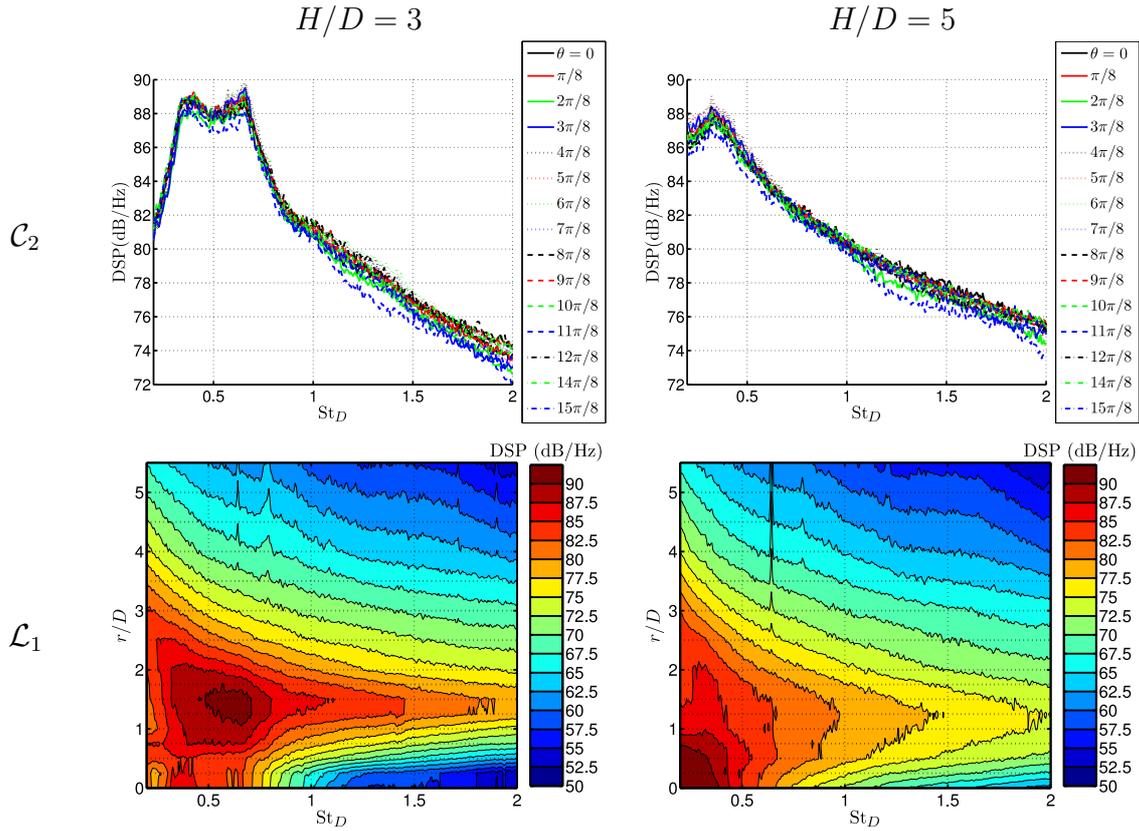


FIGURE V.4 – Autospectres de pression sans forçage acoustique.

pression. Les niveaux pour les deux distances d'impact sont proches (entre 80 et 90 dB/Hz pour $St_D < 1$).

Sur \mathcal{L}_1 (Fig. V.4, en bas), on observe l'évolution des autospectres suivant la direction radiale. Pour $H/D = 3$, le contenu spectral des fluctuations de pression est très resserré pour $r/D < 0.5$, contrairement à $H/D = 5$. Une nouvelle fois, ceci est dû au fait que le cône potentiel n'est pas achevé lors de l'arrivée du jet sur la plaque d'impact pour $H/D = 3$, alors qu'il est quasiment terminé dans la configuration $H/D = 5$. Le contenu spectral se densifie ensuite jusqu'à $r/D = 1.5$ environ, correspondant à l'arrivée des structures de la couche de mélange du jet libre au niveau de la plaque. Enfin, avec l'extension radiale du jet et le développement du jet de paroi, les intensités spectrales diminuent ensuite à peu près uniformément sur la gamme de nombre de Strouhal observée jusqu'au dernier capteur, situé à $r/D = 5.5$.

Les intercorrélations sur \mathcal{C}_2 (Fig. V.5, en haut) sont très faibles pour $\tau \neq 0$. Pour $\tau = 0$, elles restent supérieures à 20% pour $H/D = 3$, cependant elles sont moins marquées pour $H/D = 5$. Pour tous les autres τ , positifs ou négatifs, les corrélations sont très faibles. Cela s'explique par le fait qu'un tourbillon se développant dans la couche de mélange doit passer devant tous les capteurs au même moment. Cependant, comme cela a été décrit dans la Section IV.2, l'écoulement à la paroi sans forçage pour $H/D = 5$ est statistiquement

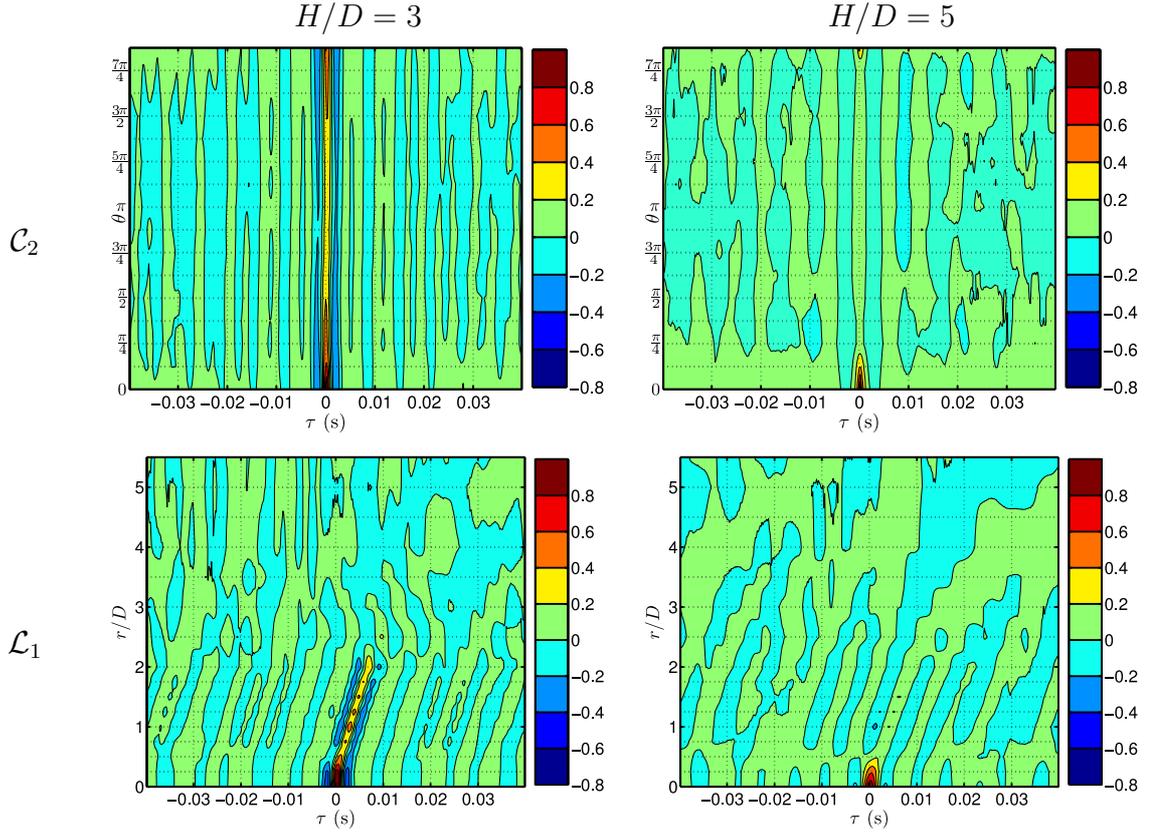


FIGURE V.5 – Corrélations de pression sans forçage acoustique.

axisymétrique, mais ceci est faux en instantané. Cela explique que les corrélations sont proches de zéro pour $\tau = 0$ pour tous les capteurs autres que le capteur de référence.

Sur \mathcal{L}_1 , les corrélations (Fig. V.5, en bas) nous informent sur une éventuelle propagation des fluctuations de pression suivant la direction radiale. Pour $H/D = 3$, on observe effectivement une ligne de corrélations non négligeables (corrélations supérieures à 0.4). Cette ligne s'étend depuis $r/D = 0$, $\tau = 0$ s jusqu'à $r/D = 2$, $\tau \approx 0.007$ s. La pente de cette ligne nous renseigne sur la vitesse de propagation de cette fluctuation de pression sur la plaque. Cette vitesse est ici d'environ $0.55u_0$. Cette valeur est légèrement plus élevée que la vitesse de convection des tourbillons le long de la paroi (Sec. IV.3.3). Partout ailleurs, les corrélations restent très faibles. Pour $H/D = 5$, les corrélations restent également très faibles partout, probablement parce que les tourbillons s'approchent moins de la plaque. Il semble qu'il y ait également des lignes de propagation privilégiées, cependant, les corrélations restent trop faibles (inférieures à 0.2 en valeur absolue) pour pouvoir donner lieu à une interprétation.

V.2.2 Jet forcé

Les résultats des mesures de fluctuations de pression pour les différents forçages sont présentés dans cette section. Les résultats étant relativement similaires pour les différentes fréquences de forçage, ils sont regroupés, on présentera donc tout d’abord le contenu spectral des pressions pariétales, puis les corrélations.

V.2.2.1 Autospectres

Les spectres de pression pariétale pour les trois configurations forcées ($St_{HP} = 0.26, 0.51$ et 0.79) et pour les deux distances d’impact sont présentés à la Figure V.6 sur \mathcal{C}_2 et à la Figure V.7 sur \mathcal{L}_1 .

Sur \mathcal{C}_2 (Fig. V.6), les spectres de pressions pariétales sont tous confondus pour toutes les configurations. On vérifie ainsi que pour les configurations forcées, le jet est également axisymétrique au niveau spectral. Pour $St_{HP} = 0.26$, le pic à $St_D = St_{HP}$ est le plus marqué, avec une amplitude d’environ 110 dB. Différentes harmoniques apparaissent, 2, 3 et $4St_{HP}$ pour les deux distances d’impact. Pour $H/D = 3$, on retrouve en plus les harmoniques à 5, 6 et $7St_{HP}$. Pour $St_{HP} = 0.51$, on retrouve les harmoniques d’ordre 2 et 3 pour $H/D = 3$ et uniquement la fondamentale du forçage à $H/D = 5$. Enfin, pour $St_{HP} = 0.79$, deux raies principales apparaissent pour les deux distances d’impact : St_{HP} et $St_{HP}/2$. La sous-harmonique apparaît à cause de l’interaction de deux tourbillons consécutifs dans l’écoulement. On retrouve de plus pour $H/D = 3$ les harmoniques de $St_{HP}/2$, soit St_{HP} , $3St_{HP}/2$, $2St_{HP}$ et $5St_{HP}/2$.

Sur \mathcal{L}_1 (Fig. V.7), les cartographies radiales des spectres de pressions pariétales sont finalement assez peu modifiées en dehors des nombres de Strouhal de forçage et des éventuelles harmoniques qui peuvent apparaître. On retrouve en effet un contenu spectral resserré pour $r/D < 0.5$, les densités sont ensuite maximales pour l’ensemble des fréquences pour $r/D = 1.5$, puis s’affaiblissent jusqu’au dernier capteur situé à $r/D = 5.5$. La cartographie à $St_{HP} = 0.51$ pour $H/D = 5$ est même quasiment identique à celle du jet non forcé à l’exception de la raie à $St_D = St_{HP}$.

Le pic correspondant au nombre de Strouhal de forçage se retrouve quelle que soit la distance radiale. En effet, indépendamment de l’écoulement fluide, le haut-parleur génère des ondes acoustiques qui se propagent jusqu’à la buse. Les longueurs d’onde liées aux fréquences de forçage³ sont beaucoup plus grandes que le diamètre D de la buse. La buse se comporte alors comme une source acoustique monopolaire. Tous les capteurs de pression captent ces fluctuations de pression acoustiques. On ne peut donc *a priori* pas savoir si le pic à la fréquence du forçage correspond à l’écoulement (passage d’un tourbillon) ou à l’acoustique pure. Les harmoniques et sous-harmoniques sont par contre forcément dues à l’écoulement. Elles n’apparaissent que lorsque les densités spectrales de puissance sont déjà suffisamment élevées (> 75 dB/Hz). Il n’y a alors aucune harmonique claire au-delà de $r/D = 3$.

3. La longueur d’onde $\lambda_{HP} = \frac{c}{f_{HP}}$, où c est la célérité du son et f_{HP} la fréquence du forçage est comprise entre 3m pour $f_{HP} = 120$ Hz et 1m pour $f_{HP} = 370$ Hz.

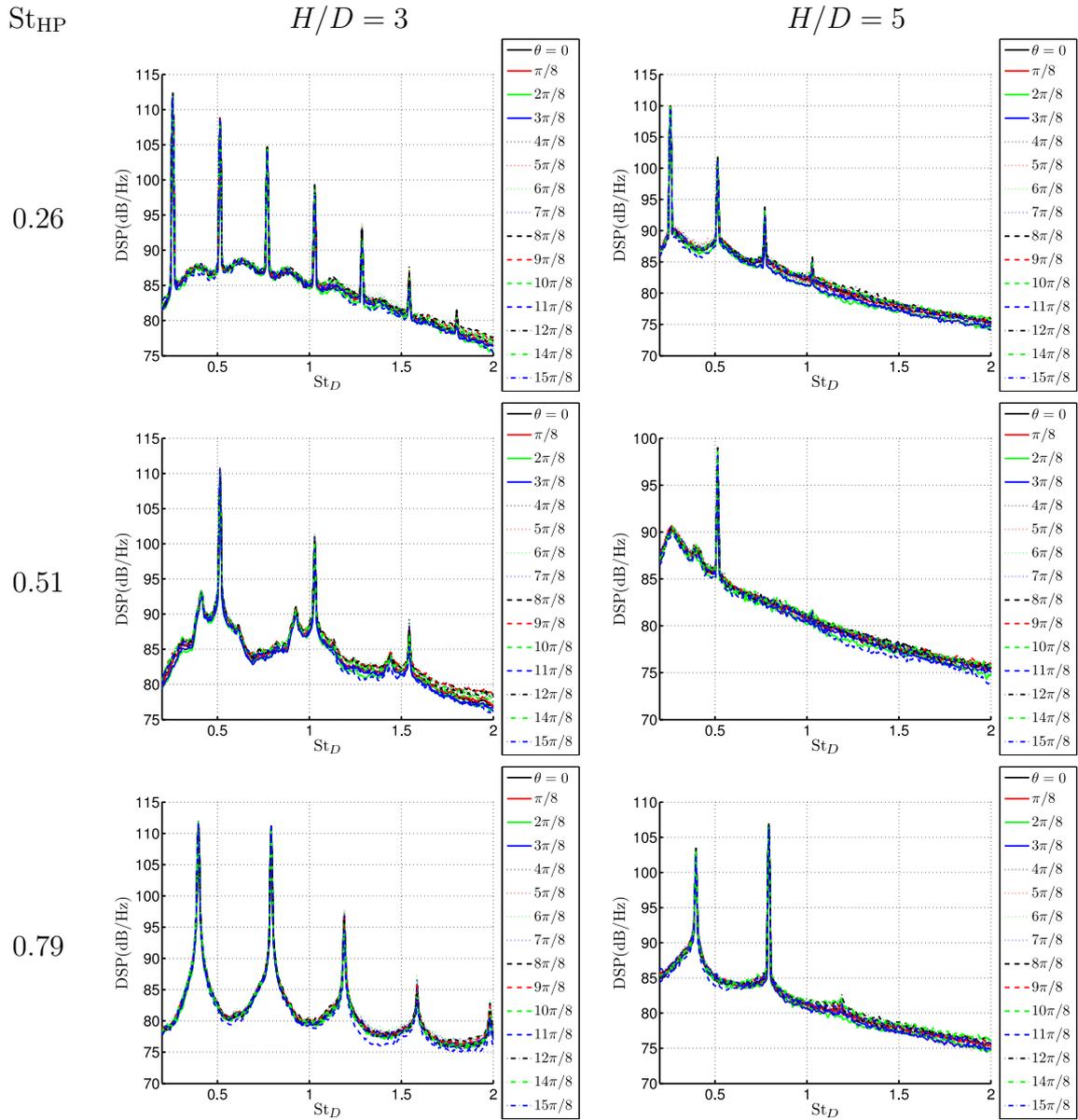


FIGURE V.6 – Autospectres de pression sur \mathcal{C}_2 pour les jets forcés.

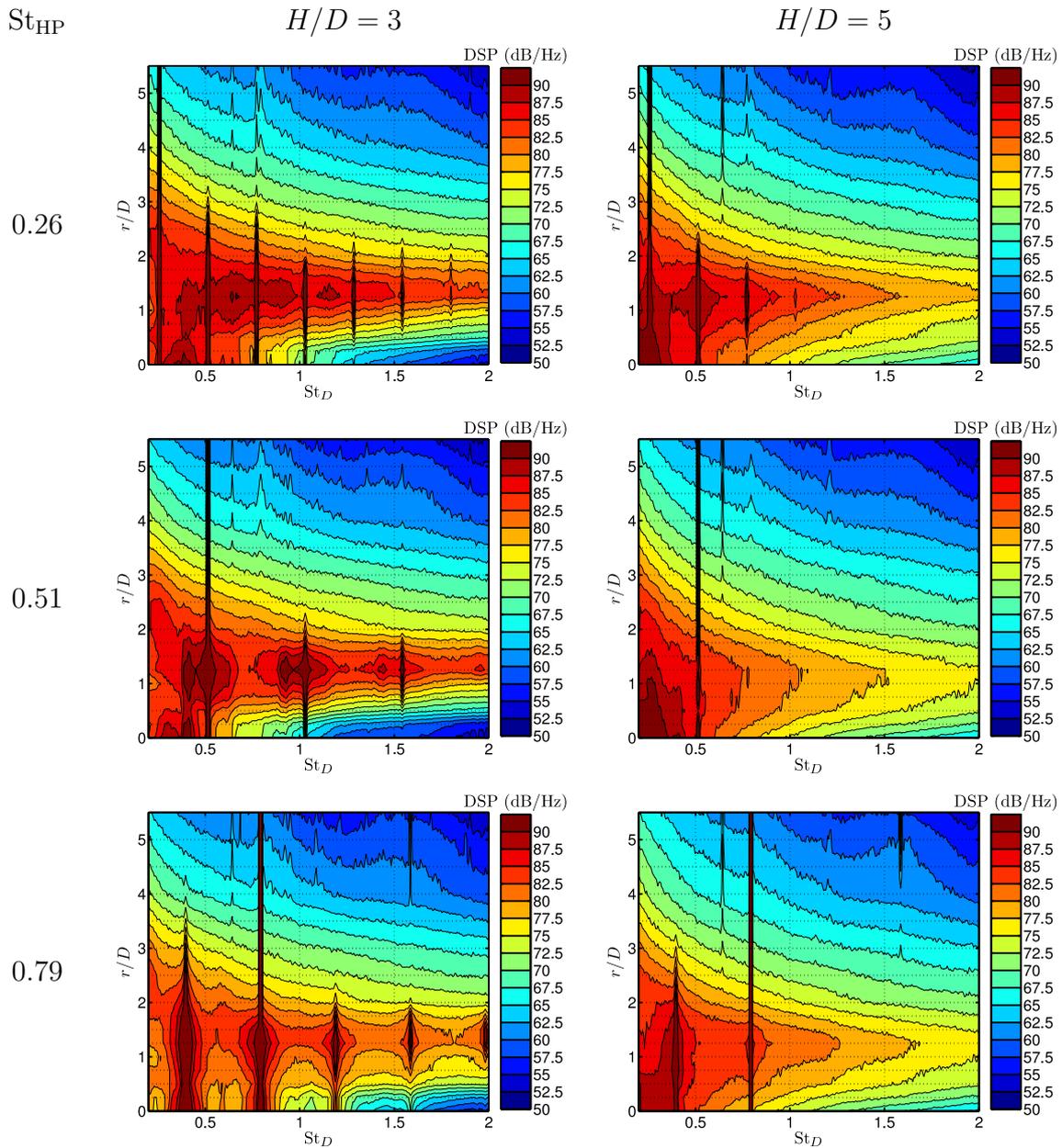


FIGURE V.7 – Autospectres de pression sur \mathcal{L}_1 pour les jets forcés.

V.2.2.2 Corrélations

Les intercorrélations de pression pariétale pour les trois configurations forcées ($St_{HP} = 0.26, 0.51$ et 0.79) et pour les deux distances d'impact sont présentées à la Figure V.8 sur \mathcal{C}_2 et à la Figure V.9 sur \mathcal{L}_1 . Le temps τ , qui représente le décalage temporel pour le calcul des corrélations, est normalisé par la période T du forçage ($T = 1/f_{HP}$).

Sur \mathcal{C}_2 (Fig. V.8), on observe trois comportements différents sur les six configurations présentées. Le premier comportement correspond aux trois premières configurations ($St_{HP} = 0.26$ pour les deux distances d'impact et $St_{HP} = 0.51$ pour $H/D = 3$). Pour ces configurations, on retrouve des bandes de corrélations élevées verticales, c'est-à-dire pour $\tau = C^{ste}$. La vitesse de phase entre les capteurs est donc infinie⁴. Les bandes de corrélations sont espacées d'un temps qui correspond à la fréquence du forçage. De la même manière que sur les spectres, on ne peut donc pas savoir si ces bandes de corrélation correspondent à des événements aérodynamiques ou aux fluctuations acoustiques reçues par les capteurs.

Le deuxième comportement correspond à la configuration $St_{HP} = 0.51$ pour $H/D = 5$. Dans ce cas, les corrélations sont très faibles (inférieures à 0.2 en valeur absolue) en dehors de la zone proche de $\theta = 0$, $\tau = 0$. La cartographie de pression est donc très proche de celle observée pour le cas sans forçage (Fig. V.5 sur \mathcal{C}_2 pour $H/D = 5$). Les corrélations ne semblent donc pas être dues à des fluctuations acoustiques, mais à des phénomènes aérodynamiques. Ceci tend à confirmer que l'écoulement dans cette configuration s'est suffisamment déstabilisé à l'approche de la plaque et que l'écoulement de paroi a donc des caractéristiques similaires à celles du jet non forcé.

Le troisième et dernier comportement est représenté par le jet forcé à $St_{HP} = 0.79$ pour les deux distances d'impact. On retrouve des bandes verticales de corrélations élevées, celles-ci sont cependant espacées de deux périodes de forçage (correspondant à une fréquence $f_{HP}/2$). Ici, cette fréquence ne correspond pas à la fréquence de l'excitation acoustique, mais à la fréquence prépondérante dans l'écoulement au voisinage de la plaque. En effet, avec l'appariement de tourbillons formés à $St_{HP} = 0.79$, la fréquence prépondérante devient $f_{HP}/2$. Les bandes de corrélations correspondent donc à un phénomène aérodynamique. Des fluctuations de pression équivalentes arrivent donc en même temps sur les différents capteurs disposés en cercle. Cela permet donc de confirmer que l'écoulement est axisymétrique en instantané dans ces configurations.

On s'intéresse à présent aux cartographies de pression sur \mathcal{L}_1 présentées à la Figure V.9. Les résultats sont relativement similaires pour les six configurations présentées. Toutes les cartographies peuvent être séparées en deux zones. La première se situe pour $r/D < 2$ ou 2.5 selon les configurations et correspond à des bandes de corrélations qui ne sont pas verticales. La deuxième se situe pour $r/D > 2$ ou 2.5 et correspond à des bandes de corrélations verticales.

Dans la première zone ($r/D < 2$ ou 2.5), on observe tout d'abord une zone ($r/D < 0.5$) pour laquelle les bandes de corrélations élevées sont verticales. En effet, les tourbillons

4. La distance maximale entre capteurs est $2D$ sur \mathcal{C}_2 et la résolution temporelle des corrélations est 0.5ms. La vitesse de phase maximale mesurable est donc 120m/s. Une vitesse de phase infinie est donc à comprendre dans le sens supérieure à 120m/s, comme par exemple la célérité du son (320m/s).

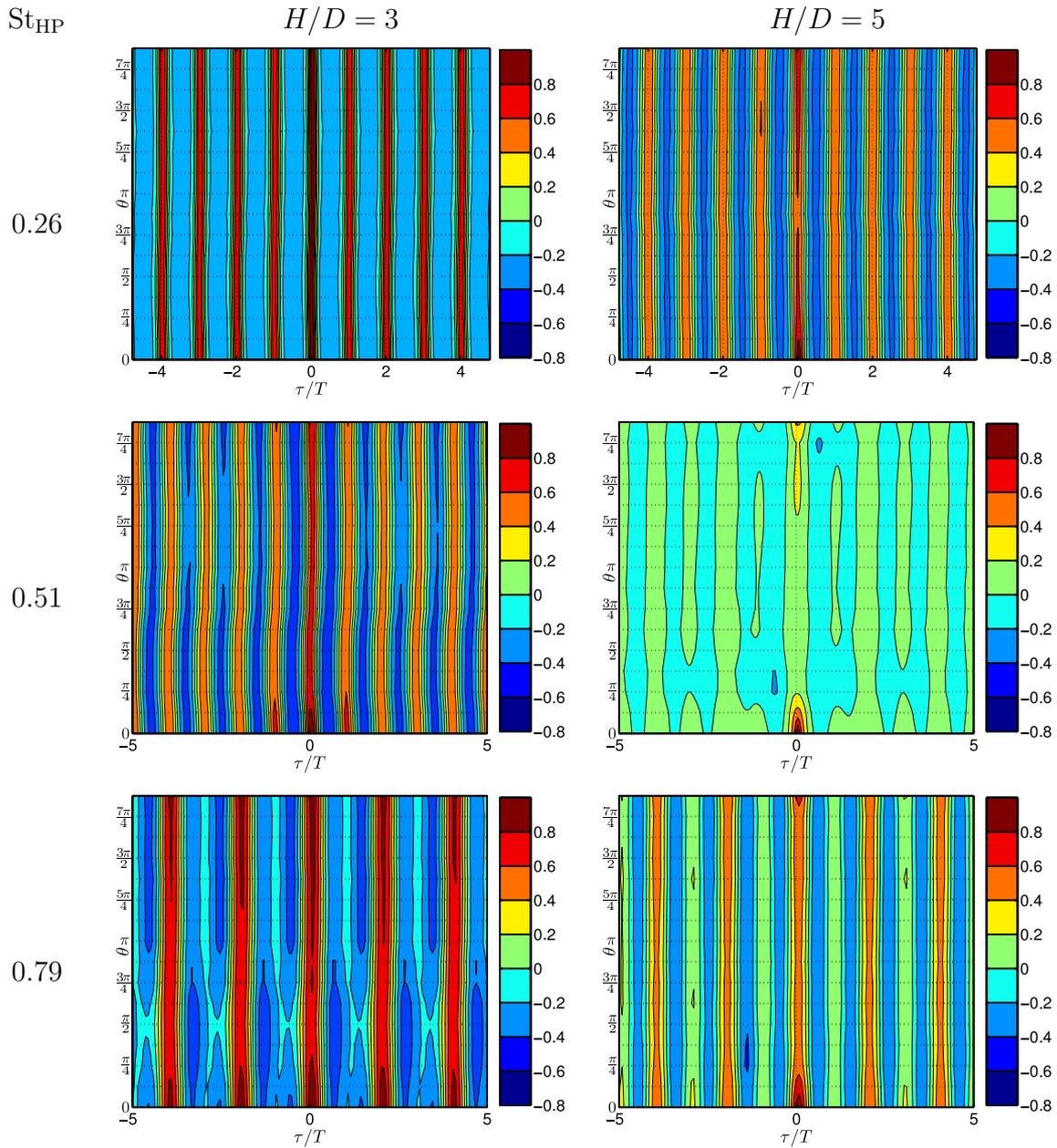


FIGURE V.8 – Corrélations de pression sur \mathcal{C}_2 ($r/D = 1$) pour les jets forcés.

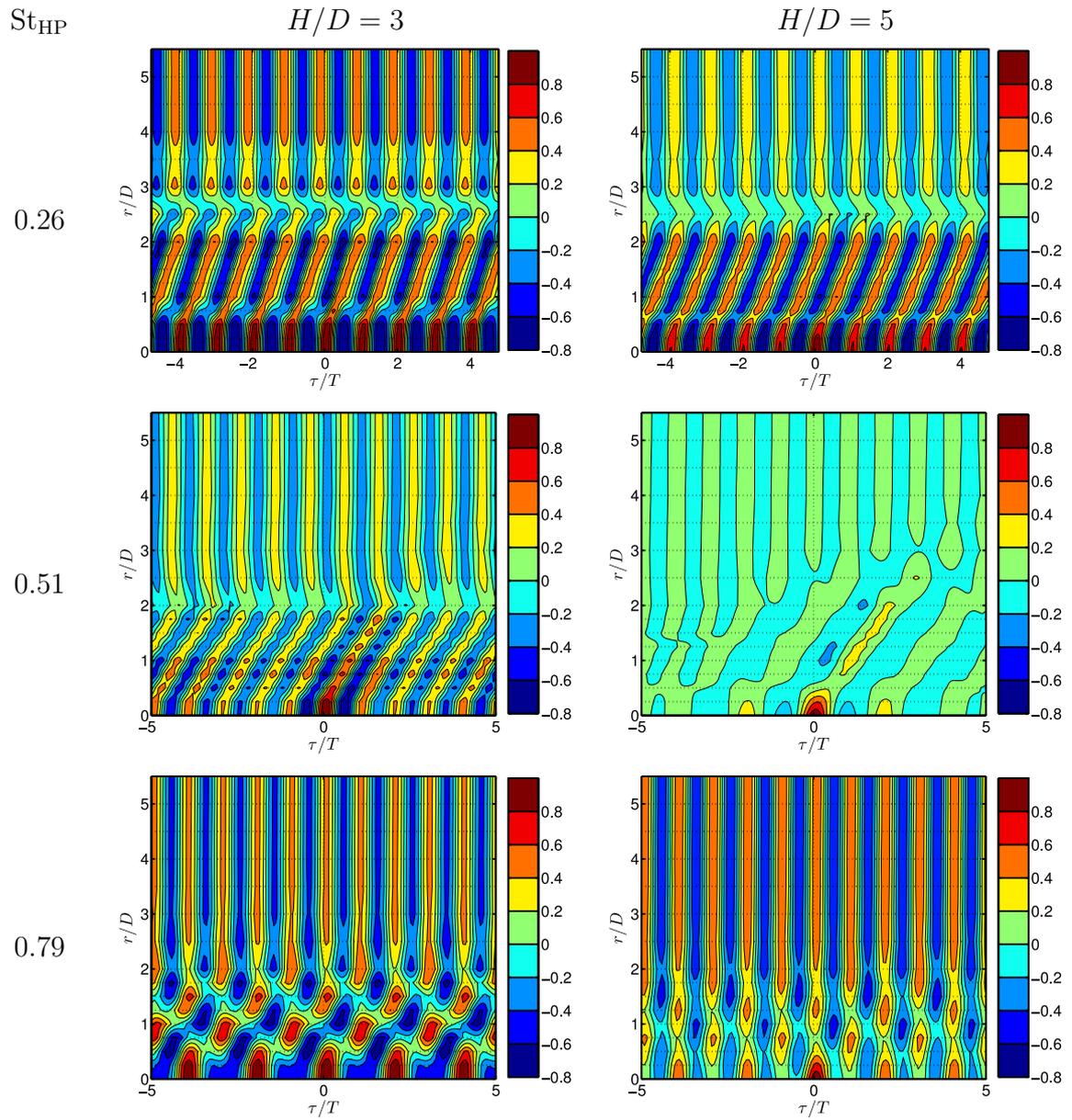


FIGURE V.9 – Corrélations de pression sur \mathcal{L}_1 pour les jets forcés.

s'approchant de la plaque d'impact vers $r/D = 0.7$, les fluctuations de pression associées à ces tourbillons arrivent en même temps sur les capteurs situés avant cette position, ce qui explique les bandes de corrélations verticales. On retrouve ensuite ($r/D > 0.5$) des bandes de corrélations élevées qui ne sont pas verticales, la vitesse de phase de ces fluctuations de pression n'est donc pas infinie. Ces bandes de corrélations sont séparées d'un temps qui correspond à la fréquence des événements aérodynamiques prépondérants au voisinage de la plaque (la fréquence du forçage avec $St_{HP} = 0.26$ pour les deux distances d'impact et $St_{HP} = 0.51$ pour $H/D = 3$; la moitié de la fréquence du forçage avec $St_{HP} = 0.51$ pour $H/D = 5$ et $St_{HP} = 0.79$ pour les deux distances d'impact). La vitesse de phase des fluctuations de pression peut alors être estimée à partir de la pente des bandes de corrélation. Cette vitesse de phase vaut $0.4u_0$ pour $St_{HP} = 0.79$, ce qui correspond à peu près à la vitesse de convection des tourbillons dans cette zone (Sec. IV.3.3). Pour $St_{HP} = 0.26$ et 0.51 , cette vitesse de phase vaut environ $0.5u_0$, ce qui est assez différent de ce qui a été trouvé pour la vitesse de convection des tourbillons dans cette zone. Les bandes de corrélations élevées semblent donc correspondre dans cette zone à des phénomènes aérodynamiques, le passage des structures tourbillonnaires, et ne peuvent pas correspondre à des fluctuations de pression acoustiques.

Dans la deuxième zone ($r/D > 2$ ou 2.5), les bandes de corrélations élevées sont verticales et séparées d'un temps correspondant à la fréquence du forçage pour l'ensemble des configurations. Les tourbillons sont convectés dans la direction radiale, leur intensité diminue donc avec r . Leur signature sur la pression pariétale diminue donc également en amplitude. Les tourbillons qui commencent à s'éloigner de la plaque d'impact à partir de $r/D = 2$ peuvent également amplifier cet effet. Lorsque la signature des tourbillons sur la pression pariétale devient inférieure en amplitude aux fluctuations acoustiques dues au haut-parleur, on ne peut plus les voir sur les corrélations. Dans cette zone, on observe donc uniquement l'effet des fluctuations acoustiques dues au haut-parleur.

V.2.3 Conclusion

Les mesures acoustiques permettent ainsi de mettre en évidence la signature du passage des tourbillons à l'aide de deux critères : la fréquence de cette signature doit correspondre à la fréquence de passage des tourbillons au voisinage de la plaque d'impact et sa vitesse de phase doit être du même ordre de grandeur que la vitesse de convection de ces tourbillons le long de la plaque. La principale difficulté est ainsi de séparer les contributions dues aux fluctuations acoustiques générées par le haut-parleur et les contributions dues au passage des tourbillons. Loin du point d'arrêt, la signature des tourbillons diminue en amplitude, on ne peut donc plus les observer, elles sont masquées par les fluctuations de pression acoustique.

V.3 Évaluation de la pression pariétale par formalisme intégral

On s'intéresse à présent à l'évaluation des pressions pariétales à partir des mesures PIV. La méthode utilise un formalisme intégral dont les détails sont donnés à la Section III.3. On se limitera ici aux configurations pour la plus petite distance d'impact $H/D = 3$, avec le jet non forcé et les écoulements forcés à $St_{HP} = 0.26, 0.51$ et 0.79 . L'amplitude du forçage est $A_{HP} = 2V$.

V.3.1 Pressions moyennes

Le formalisme intégral est d'abord appliqué à un champ de vitesse moyen mesuré par PIV, dont un exemple est donné à la Figure V.10(a) pour $H/D = 3$ sans forçage acoustique. Le terme source volumique q (Eq. III.65) associé à ce champ de vitesse est représenté à la Figure V.10(b).

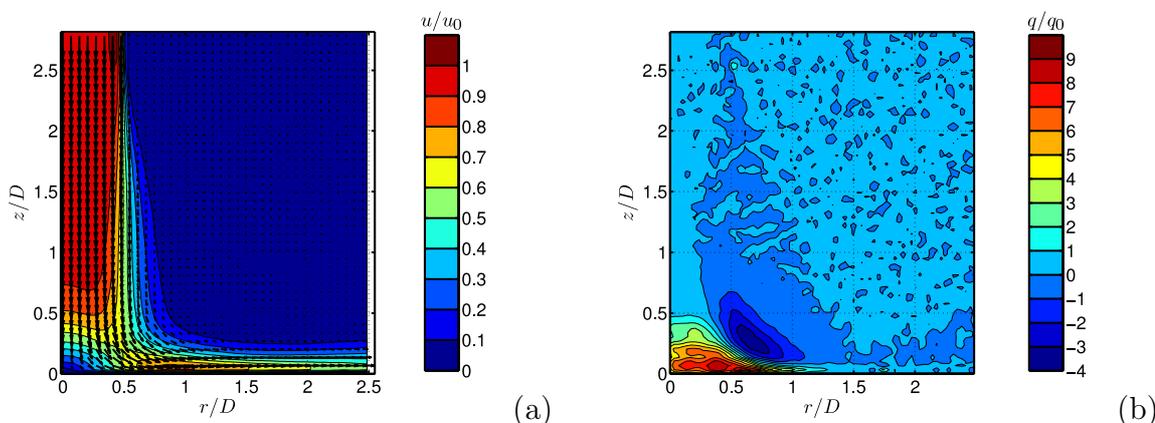


FIGURE V.10 – Champ de vitesse (a) et terme source q normalisé par $q_0 = \rho u_0^2/D^2$ (b) pour le champ moyen de vitesse à $H/D = 3$ sans forçage.

Le terme source q est très faible sur quasiment tout le domaine ($|q| < q_0$). Des valeurs significatives apparaissent dans la zone possédant les plus fortes variations de vitesse, c'est-à-dire dans la zone d'impact, dans laquelle le jet est dévié d'une direction axiale vers une direction radiale. Cette source est composée de valeurs positives proches de l'axe du jet, qui auront tendance à augmenter la pression pariétale, et de valeurs négatives pour $0.5 < r/D < 1$, qui auront tendance à diminuer la pression pariétale. Les coefficients de pression C_p obtenus à partir des champs moyens de vitesse des quatre forçages sont représentés à la Figure V.11 et comparés aux résultats des mesures de pressions moyennes pour le jet non forcé.

On retrouve une bonne estimation de la pression moyenne pariétale. Les quatre champs moyens de vitesse pour les différents forçages donnent globalement le même résultat, ce qui est cohérent car les champs moyens de vitesse sont quasiment identiques. En compa-

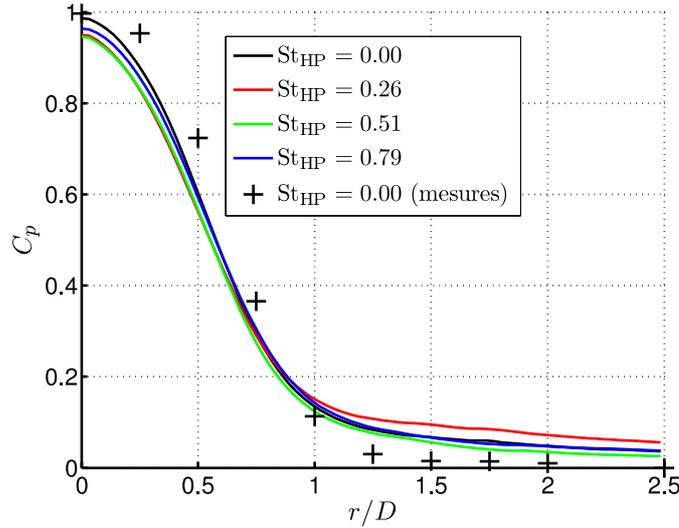


FIGURE V.11 – Variation radiale des coefficients de pression pariétale évalués par formalisme intégral pour $H/D = 3$ comparée aux mesures de pression moyenne.

raison des pressions mesurées, les pressions évaluées par formalisme intégral sont légèrement sous-estimées pour $r/D < 1$ et sur-estimées pour $r/D > 1$.

V.3.2 Fluctuations de pression évaluées

Le formalisme intégral est à présent appliqué à des champs de vitesse instantanés. Comme expliqué dans la Section III.3.5, il n'est pas possible d'appliquer le formalisme directement aux champs de vitesse bruts provenant des mesures PIV. On utilise donc une reconstruction des champs de vitesse à partir de décompositions en modes propres, avec un nombre de modes suffisant pour reconstruire 50% de l'énergie turbulente, en prenant donc 40 modes pour la reconstruction.

V.3.2.1 Résultats bruts

La Figure V.12 représente des exemples de champs de vitesse, de terme source et de coefficient de pression C_p évalué par formalisme intégral pour $H/D = 3$ pour la configuration non forcée et une configuration forcée à $St_{HP} = 0.26$.

Les valeurs significatives du terme source correspondent ici aux tourbillons ($|q|/q_0 > 20$). On distingue ainsi clairement sur le terme source les tourbillons du champ de vitesse instantané, dans la couche de mélange du jet libre. Les tourbillons convectés dans le jet de paroi (vers $r/D = 1.6$ sans forçage et vers $r/D = 1.3$ pour $St_{HP} = 0.26$) donnent également lieu à des valeurs significatives négatives du terme source. Les valeurs du terme source au niveau des tourbillons sont jusqu'à dix fois plus importantes que dans l'application du formalisme intégral sur les champs moyens de vitesse. Cependant, ces valeurs maximales sont obtenues au niveau des tourbillons de la couche de mélange du jet libre, ceux-ci auront peu

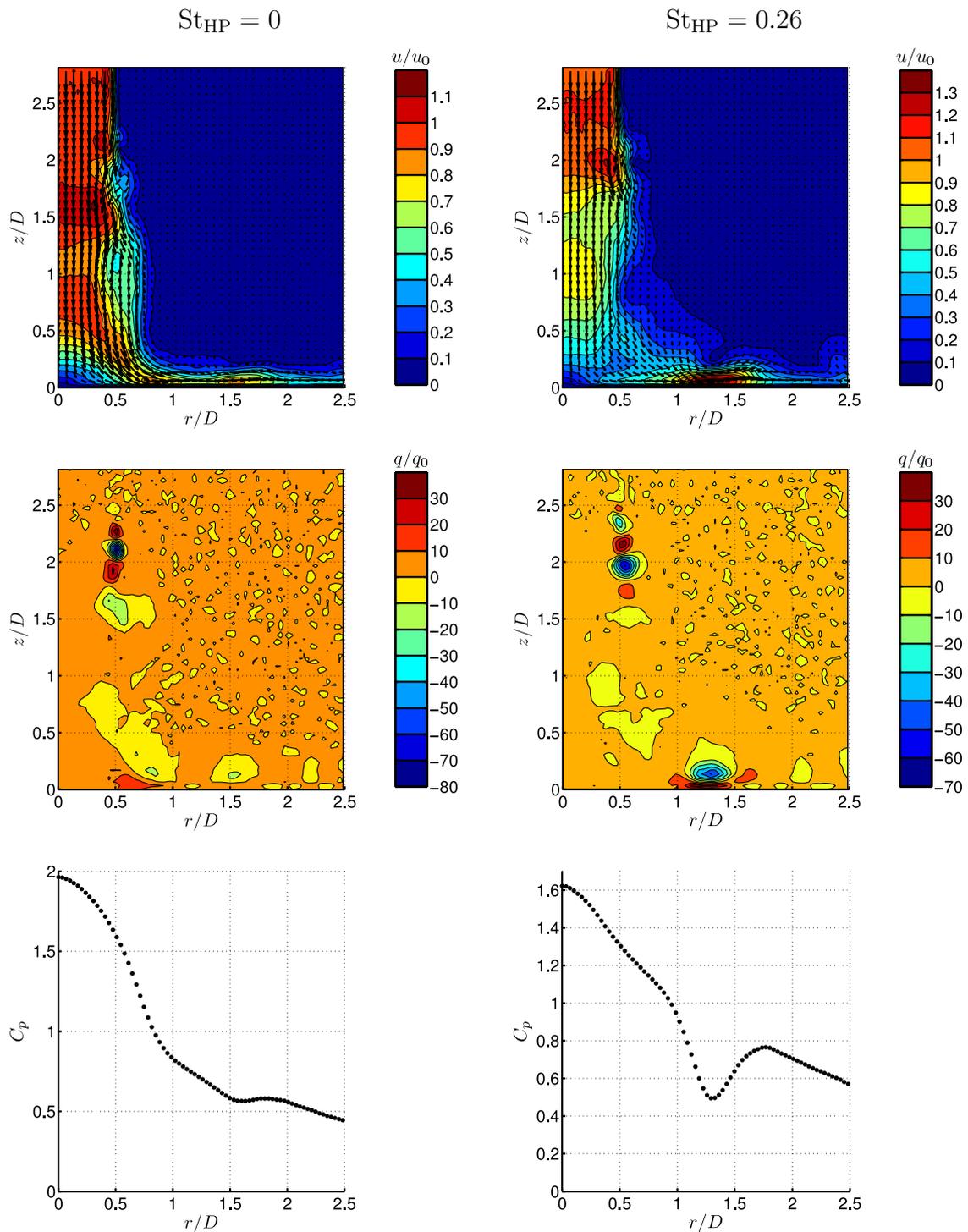


FIGURE V.12 – Exemples de calcul de pressions pariétales à partir de champs PIV filtrés : champ de vitesse (en haut), terme source (au milieu) et coefficient de pression estimé (en bas).

d'effets sur la pression pariétale. En effet, lors du calcul de l'intégrale volumique, le terme source est pondéré par la distance au point d'observation, sur la plaque d'impact.

Les coefficients de pression obtenus à partir de ces termes sources, représentés en bas de la Figure V.12, présentent leur maximum au niveau du point d'arrêt du jet. La variation radiale de la pression est alors strictement décroissante, sauf au voisinage de la position des tourbillons convectés le long de la paroi. Le passage d'un tourbillon sur la paroi conduit donc bien à la propagation suivant la distance radiale d'un déficit de pression.

Enfin, on peut remarquer sur les deux exemples présentés des valeurs élevées du coefficient de pression C_p . Les maxima au point d'arrêt valent entre 1.6 et 1.9 et C_p ne semblent pas revenir à 0 à la fin de la fenêtre de visualisation. Ce problème se rencontre sur l'ensemble des instantanés de pression évalués par formalisme intégral, ce qui est illustré à la Figure V.13 sur la colonne de gauche. Pour toutes les configurations, on observe des fluctuations d'ensemble d'une variation radiale de la pression à celle évaluée pour le champ de vitesse suivant. Cette fluctuation d'ensemble n'est pas physique, la pression globale sur la plaque d'impact ne peut pas augmenter ou diminuer aussi brusquement. Pour s'affranchir de ce problème, une correction est apportée sur la variation radiale de la pression pour chaque pas de temps : la moyenne spatiale des pressions à la fin de la fenêtre de visualisation (*i.e.* pour $r/D > 2.2$) doit être nulle sur chaque pas de temps. Ainsi, on obtient des cartographies spatio-temporelles de pressions corrigées, représentées à la Figure V.13 sur la colonne de droite pour les quatre configurations étudiées. Les fluctuations d'ensemble ne sont alors plus visibles, les pressions sont donc recalées les unes par rapport aux autres temporellement.

On observe alors des évolutions temporelles de la pression assez cohérentes avec les champs de vitesse, en particulier pour les trois configurations forcées. Pour $r/D < 0.5$, on observe une périodicité du signal temporel de pression correspondant à la fréquence de forçage pour $St_{HP} = 0.26$ et 0.51 . Pour $St_{HP} = 0.79$, la périodicité de la pression correspond à deux périodes de la fréquence de forçage, ce qui est cohérent avec l'appariement de deux tourbillons consécutifs dans cette configuration. On observe également parfois l'effet de la convection d'un tourbillon le long de la paroi, le cas le plus clair étant pour $St_{HP} = 0.26$ pour $r/D > 0.7$ et $0 < tf_{HP} < 1$. Une zone de basse pression se propage avec la direction radiale, correspondant à la convection d'un tourbillon le long de la paroi. Pour la configuration non forcée, on retrouve logiquement une évolution beaucoup plus stable, avec parfois l'effet d'un tourbillon convecté le long de la plaque.

Pour la suite de ce chapitre, on se limitera donc à l'étude de la pression évaluée par formalisme intégral corrigé.

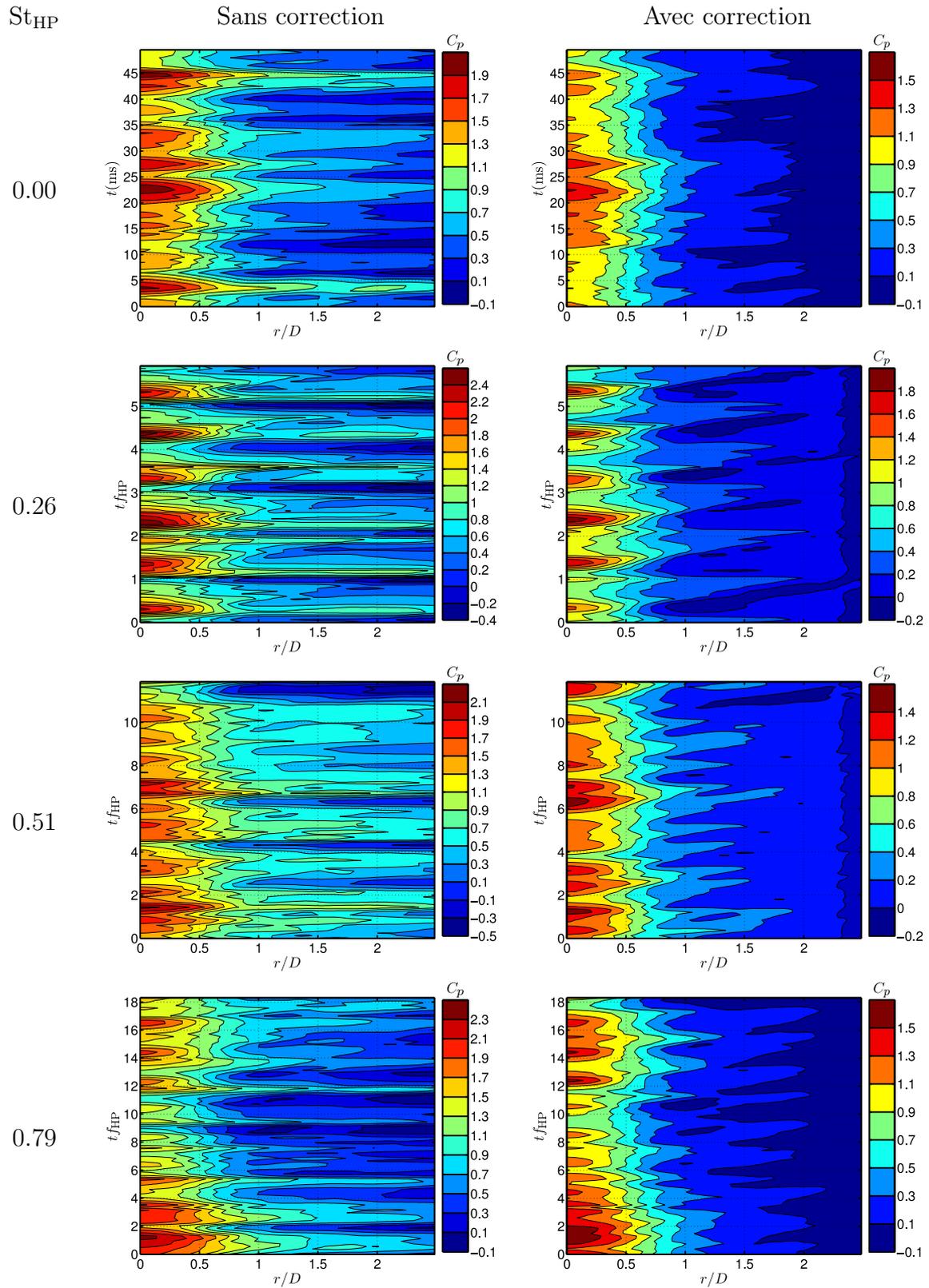


FIGURE V.13 – Cartographies spatio-temporelles de pressions évaluées par formalisme intégral avant correction (colonne de gauche) et après correction (colonne de droite).

V.3.2.2 Signature du passage d'un tourbillon

La Figure V.14 représente les lignes de courant du jet le long de la paroi ainsi que la variation radiale du coefficient de pression évaluée par formalisme intégral après la correction, dans la zone $0.75 < r/D < 2.5$ sur une durée à peu près égale à la période du forçage ($St_{HP} = 0.26$).

Pour $tf_{HP} = 0$, un tourbillon arrive sur la paroi, alors qu'un autre est en train de sortir de la fenêtre de visualisation. Ces deux tourbillons correspondent donc à des termes sources élevés en valeur absolue. Aux alentours de ces deux tourbillons, la pression est en conséquence plus faible qu'au centre de la fenêtre de visualisation, où il n'y a pas de tourbillon.

Les temps $tf_{HP} = 0.12$ et 0.24 correspondent à l'impact du tourbillon sur la paroi. Le terme source est très élevé au niveau du tourbillon en très proche paroi : le coefficient de pression chute alors au niveau du tourbillon. En aval du tourbillon, le coefficient de pression est proche de zéro. L'anneau tourbillonnaire a encore une vorticité élevée, il entraîne alors par sa vitesse induite du fluide en amont vers la paroi. Les vitesses induites par le tourbillon vers l'intérieur du jet sont importantes (supérieures à u_0), et créent donc une augmentation de la pression conséquente pour $r/D < 1$. Le coefficient de pression sur l'axe du jet peut atteindre alors des valeurs supérieures à 1.6.

Ensuite, pour $tf_{HP} \geq 0.36$, le tourbillon est convecté le long de la paroi d'impact. Avec son extension radiale, il perd progressivement en intensité. Sa signature sur la pression pariétale est donc de moins en moins significative, jusqu'à quasiment disparaître lorsque le tourbillon atteint $r/D = 2$ ($tf_{HP} = 0.6$).

L'amplitude de la signature du tourbillon sur la pression en paroi atteint donc au maximum 0.2 lorsque le tourbillon arrive sur la paroi ($tf_{HP} = 0.12$). Cette amplitude ne fait ensuite que décroître avec un double effet : la perte d'intensité de l'anneau tourbillonnaire due à son extension radiale et l'éloignement progressif du tourbillon de la paroi, dû à l'épaississement du jet de paroi. En effet, lors du calcul de l'intégrale volumique, le terme source est pondéré par la distance au point observateur, situé sur la plaque. Si le tourbillon s'éloigne de la plaque, les valeurs élevées du terme source aussi, le tourbillon contribuera donc moins à modifier la distribution de pression sur la plaque.

Enfin, on peut noter que la correction apportée pour s'affranchir des fluctuations d'ensemble décrites précédemment n'est pas complètement satisfaisante. En effet, supposer que la pression doit être nulle en moyenne à la fin de la fenêtre de visualisation est exact lorsqu'il n'y a pas de tourbillons. Lorsqu'un tourbillon s'approche de la fin de la fenêtre de visualisation, celui-ci induit une chute de pression. La correction proposée va donc globalement augmenter les coefficients de pression sur tout le domaine, y compris dans des zones où il n'y a quasiment pas d'écoulement. Par exemple, pour $tf_{HP} = 0.84$, le coefficient de pression aux alentours de $r/D = 1.5$ est de l'ordre de 0.2, alors que les vitesses d'écoulement sont très faibles.

Néanmoins, les résultats présentés ici semblent représenter de manière très satisfaisante l'évolution de la pression sur la plaque d'impact.

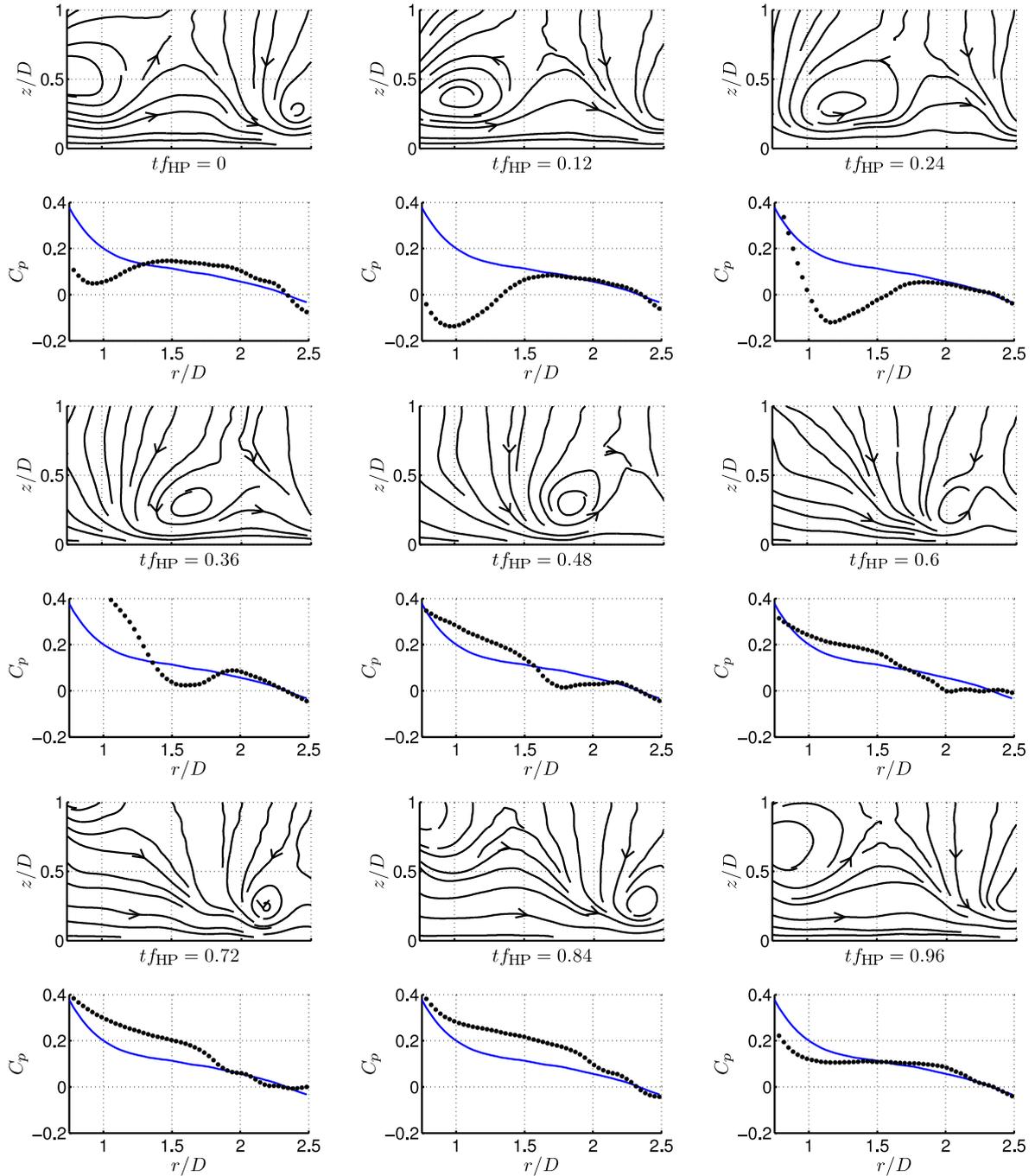


FIGURE V.14 – Signature en pression du passage d’un tourbillon sur la paroi d’impact pour $St_{HP} = 0.26$, $H/D = 3$. En haut : lignes de courant, en bas : coefficient de pression corrigé moyen (trait plein bleu) et instantané (points noirs).

V.3.2.3 Comparaison avec les mesures de pression

La Figure V.15 compare les signaux temporels de pressions fluctuantes mesurées à l'aide des capteurs de pression déportés et évaluées par formalisme intégral dans la configuration $H/D = 3$ sans forçage acoustique.

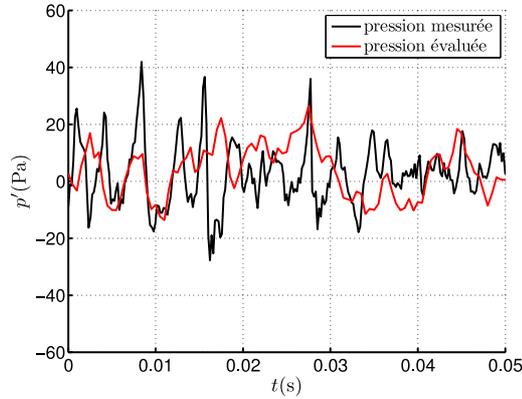


FIGURE V.15 – Comparaison entre les signaux temporels de pressions fluctuantes mesurées et des pressions fluctuantes évaluées par formalisme intégral pour $r/D = 1$ sans forçage.

Les mesures PIV et les mesures de pression n'ayant pas été couplées, les signaux de pression instantanés ne peuvent pas être les mêmes. On retrouve tout de même des comportements assez similaires, et les amplitudes de fluctuations, entre 20 et 40 Pa, semblent légèrement sous-estimées. Une comparaison fiable des signaux temporels de pression mesurés et évalués ne pourra être effectuée qu'avec des mesures vitesse/pression couplées. On peut cependant comparer ces résultats sur des grandeurs statistiques, comme les densités spectrales de puissance, représentées pour les quatre configurations à la Figure V.16.

Les spectres pour la pression évaluée sont beaucoup plus bruités, ceci est dû au nombre faible d'échantillons de champs de vitesse PIV (2000). La nombre de spectres pour le calcul de la moyenne est donc faible. Augmenter ce nombre de spectres pour calculer le spectre moyen revient à diminuer le temps d'observation et donc à augmenter la résolution fréquentielle du spectre. Le choix effectué ici est donc un compromis où les spectres sont calculés sur des blocs de 512 pas de temps avec un taux de recouvrement de 50%. Six spectres seulement sont alors calculés et moyennés, ce qui n'est clairement pas suffisant pour converger.

Sans forçage (Fig. V.16(a)), les spectres de pression mesurés et évalués sont assez différents. Les densités spectrales de puissance sont sur-évaluées pour $St_D < 0.3$ et sous-évaluées pour $St_D > 0.3$. On retrouve tout de même des similitudes entre les deux spectres, par exemple la rupture à $St_D = 0.7$. D'une manière générale, la décroissance du spectre observée pour $St_D > 0.7$ semble plutôt bien estimée, avec des niveaux inférieurs d'environ 10 dB/Hz. Pour les cas forcés (Fig. V.16(b,c,d)), on retrouve le pic au nombre de Strouhal de forçage. Certaines harmoniques sont également présentes. Pour le forçage à $St_{HP} = 0.79$, le pic à $St_D = 0.4$ correspondant à l'appariement des tourbillons est également présent. Cependant, ces pics sont systématiquement sous-estimés, ce qui dénote des amplitudes de fluctuations de pression plus faibles que celles mesurées. Outre les limitations évoquées lors

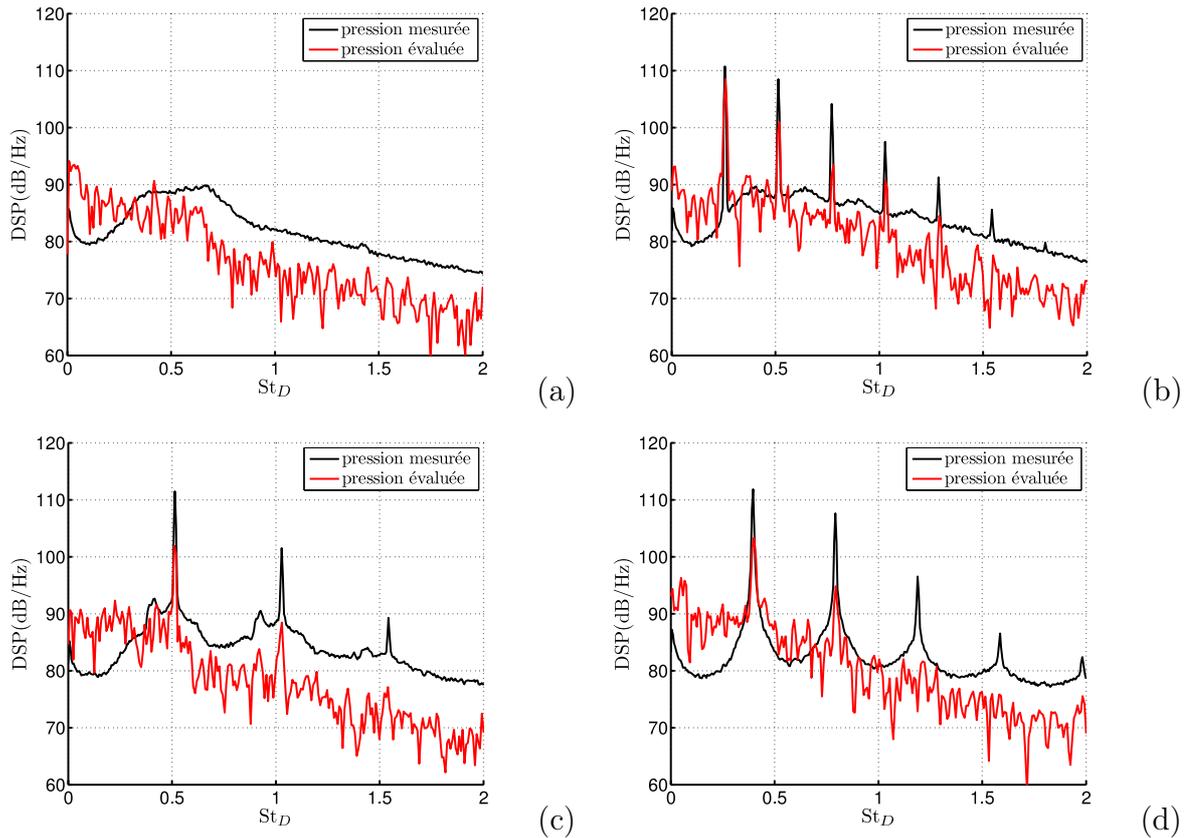


FIGURE V.16 – Comparaison entre les densités spectrales de puissance des pressions mesurées et des pressions évaluées par formalisme intégral pour $r/D = 1$ pour (a) sans forçage, (b) $St_{HP} = 0.26$, (c) $St_{HP} = 0.51$ et (d) $St_{HP} = 0.79$.

de la présentation du formalisme intégral dans la Section III.3.5, ceci est également dû au filtrage des champs de vitesse par reconstruction POD, conduisant à une perte d'information sur les fluctuations de vitesse.

Des corrélations spatio-temporelles peuvent être calculées à partir des pressions évaluées. Les cartographies sont représentées à la Figure V.17 pour les quatre configurations considérées.

Sans forçage (Fig. V.17(a)), les corrélations sont élevées (> 0.8) pour $\tau = 0$ s, ce qui ne correspond pas aux corrélations provenant des mesures (Fig. V.5 pour $H/D = 3$ sur \mathcal{L}_1). On ne voit donc pas la propagation des fluctuations de la pression. Ceci peut être dû à une mauvaise correction des pressions évaluées. Par contre, pour les cas forcés (Fig. V.17(b,c,d)), on retrouve bien des corrélations sur les pressions similaires à celles obtenues avec les mesures de pression (Fig. V.7 pour $H/D = 3$). Ceci met bien en valeur la dépendance des fluctuations de pression aux fluctuations de vitesse, et donc que la propagation de ces fluctuations de pressions pariétales correspond à la convection des tourbillons le long de la plaque d'impact.

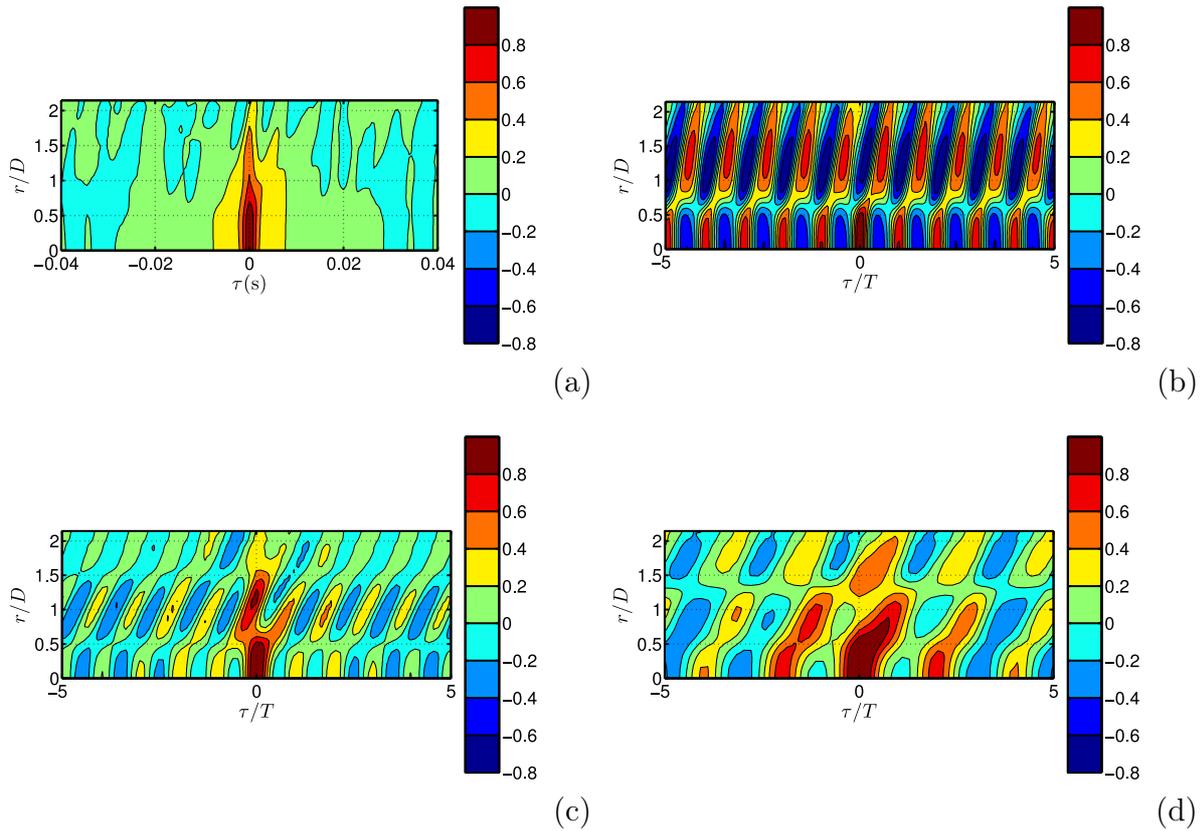


FIGURE V.17 – Cartographies d’intercorrélations des pressions évaluées par formalisme intégral pour (a) sans forçage, (b) $St_{HP} = 0.26$, (c) $St_{HP} = 0.51$ et (d) $St_{HP} = 0.79$.

V.3.3 Conclusion

Le formalisme intégral pour l’évaluation de la pression pariétale, avec toutes les précautions à prendre pour son utilisation sur des champs de vitesse provenant de mesures PIV filtrées, donne des résultats forcément imparfaits en comparaison des mesures directes de pression. Cependant, cette méthode permet une estimation raisonnable de la pression pariétale, tout d’abord au niveau de la pression moyenne, mais également pour l’évaluation des fluctuations de pression à partir de champs de vitesse instantanés. Les fluctuations de pression sont systématiquement sous-estimées. Le principal inconvénient de cette méthode reste les fluctuations d’ensemble qui nécessitent alors une correction, et donc une nouvelle hypothèse sur l’écoulement ou sur la pression pariétale.

CHAPITRE VI

ÉTUDE THERMIQUE

Sommaire

VI.1 Transferts de chaleur pariétaux stationnaires	148
VI.1.1 Le cas de référence	148
VI.1.2 Effet de la buse	150
VI.1.3 Jet forcé pour la grande distance d'impact	155
VI.1.4 Jet forcé pour la petite distance d'impact	156
VI.1.5 Conclusion	161
VI.2 Température de paroi instationnaire	161
VI.2.1 Mesures brutes	162
VI.2.2 Températures moyennes en phase	168
VI.2.3 Filtrage passe-haut	171
VI.2.4 Décomposition triple de la température pariétale	177
VI.2.5 Conclusion	179

Ce chapitre a pour objectif de présenter les résultats des mesures par caméra infrarouge, en commençant par les mesures thermiques stationnaires classiques, avec l'étude de l'effet de la buse (buse convergente ou tube long), et l'effet du forçage acoustique pour deux distances d'impact. Ensuite, les résultats des mesures instationnaires seront présentés, résultats mettant en évidence un effet du passage des structures de l'écoulement sur l'évolution temporelle de la température de la plaque. Dans tout le chapitre, l'amplitude du forçage est fixée à $A_{HP} = 2V$.

VI.1 Transferts de chaleur pariétaux stationnaires

Dans cette section, les résultats des mesures thermiques stationnaires sont présentés. Ces mesures, dont le principe est décrit à la Section II.4.1, permettent d'obtenir l'évolution radiale du nombre de Nusselt sur la plaque d'impact. Les résultats présentés dans cette section ont fait l'objet d'une publication [84].

VI.1.1 Le cas de référence

On s'intéresse tout d'abord aux résultats obtenus pour le cas de référence, c'est à dire avec la buse convergente sans forçage acoustique pour les deux distances d'impact $H/D = 3$ et 5. Les mesures et les traitements qui y sont appliqués permettent d'obtenir le coefficient local d'échange convectif en face avant $h(x, y)$, représenté à la Figure VI.1 pour le cas $H/D = 3$ sans forçage. Ce coefficient est pour l'ensemble des configurations étudiées quasiment axisymétrique. De légères asymétries apparaissent entre le haut ($y/D > 0$) et le bas ($y/D < 0$) de la plaque à cause de la convection naturelle en face arrière : h (en face avant) est globalement plus élevé pour $y/D < 0$ que pour $y/D > 0$. En coordonnées cylindriques, le coefficient $h(x, y)$ devient $h(r, \theta)$. Une moyenne azimutale \check{h} peut être calculée pour déterminer le coefficient d'échange en fonction de la direction radiale r :

$$\check{h} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} h(r, \theta) d\theta \quad (\text{VI.1})$$

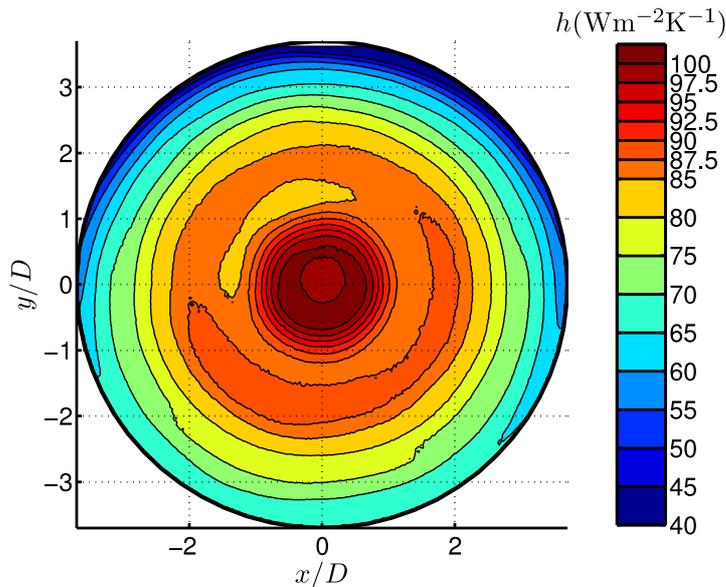


FIGURE VI.1 – Coefficient d'échange convectif en face avant h pour $H/D = 3$ sans forçage.

Il est alors possible de calculer directement l'évolution radiale du nombre de Nusselt par $\text{Nu}(r) = \frac{\check{h}(r)D}{\lambda_{\text{air}}}$.

La Figure VI.2 représente la variation radiale du nombre de Nusselt pour ces deux cas de référence. Pour $H/D = 5$, le coefficient de transfert de chaleur est strictement décroissant avec r . Le nombre de Nusselt est maximum sur l'axe du jet ($r = 0$) et il n'y a pas de lobe secondaire. Rappelons que le cône potentiel est quasiment terminé à la position de la plaque, il n'a donc pas d'effet sur les transferts de chaleur.

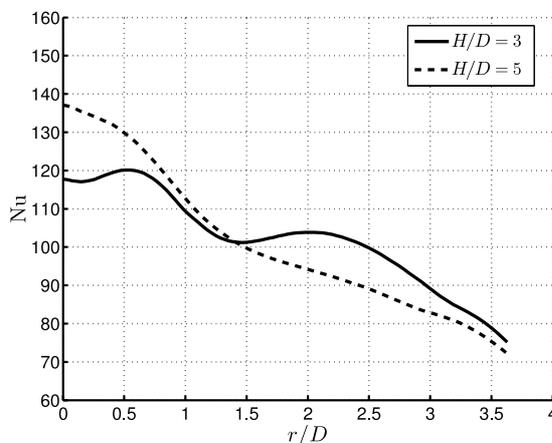


FIGURE VI.2 – Variation radiale du nombre de Nusselt avec la buse convergente pour les deux distances d'impact sans forçage.

Pour $H/D = 3$, le nombre de Nusselt n'est pas maximal sur l'axe du jet. La plaque est positionnée bien avant la fin du cône potentiel ($L_{pc} = 5.3D$). L'écoulement arrive donc sur la plaque autour du point d'arrêt avec des niveaux de turbulence très faibles, autour de 3% (Fig. VI.9(b)), donnant des nombres de Nusselt plus faibles. Les nombres de Nusselt maximum sont situés vers $r/D = 0.5$, lorsque la couche de mélange du jet arrive sur la plaque, en augmentant les niveaux de turbulence, autour de 8%.

Un maximum secondaire du nombre de Nusselt apparaît vers $r/D = 2$. Cette position correspond à celle du maximum d'intensité turbulente $u_z^{rms}/u_0 = 0.125$ (Fig. VI.9(b)). La position moyenne des tourbillons est plus proche de la plaque pour $H/D = 3$ que pour $H/D = 5$ (Fig. VI.3). La zone pour laquelle cette position est minimale ($1.5 < r/D < 2$) correspond à la zone pour laquelle le nombre de Nusselt augmente. Le lobe secondaire semble donc être une conséquence des tourbillons, qui, pour une petite distance d'impact, s'approchent davantage de la plaque.

En reprenant la théorie de l'apparition du tourbillon secondaire [19], un tourbillon (primaire) convecté dans le jet de paroi peut donner lieu à la création d'un tourbillon secondaire par deux effets principaux : la décélération de l'écoulement de couche limite due au gradient de pression adverse que le tourbillon impose à la paroi et l'accélération du fluide hors de la couche limite par la vitesse induite par le tourbillon. Plus le tourbillon est loin de la plaque, moins la chute de pression due au tourbillon à la paroi sera forte. Le gradient de pression adverse sera donc moins important. Les chances d'obtenir un tourbillon secondaire sont donc moindres quand le tourbillon est plus éloigné de la paroi. Dans notre cas, pour $H/D = 5$, la séparation instationnaire de l'écoulement est moins probable que pour

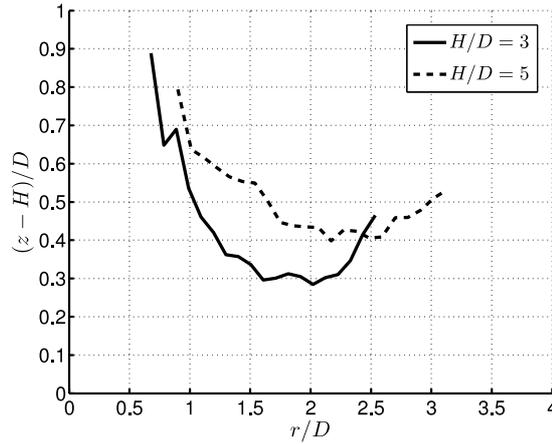


FIGURE VI.3 – Variation moyenne de la position des centres de tourbillons.

$H/D = 3$. Ceci va donc dans le sens d’une responsabilité de cette séparation instationnaire dans l’existence du lobe secondaire.

VI.1.2 Effet de la buse

Les études expérimentales constituant la littérature sur les transferts de chaleur dans les jets en impact sont la plupart du temps obtenues avec une injection de type tube long. La principale différence entre des jets issus de tubes longs ou de buses convergentes est le profil de vitesse moyenne à la sortie de la buse (Fig. VI.4). Pour un tube long avec un écoulement turbulent pleinement développé, le profil de vitesse moyenne est arrondi. Dans le cas d’une buse convergente, le profil de vitesse moyenne est quasiment plat ($u_z = u_0$).

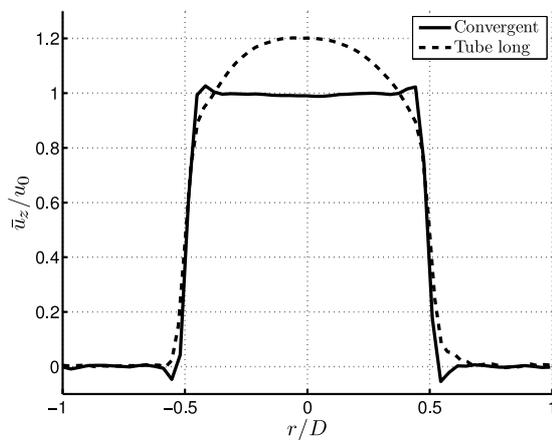


FIGURE VI.4 – Profils de vitesse moyenne axiale pour $H/D = 3$ sans forçage à $z/D = 0.15$.

Ces profils différents de vitesse d’injection vont produire des structures de jet différentes. Les transferts pariétaux de chaleur peuvent alors être modifiés. Ils sont représentés

sous forme de nombre de Nusselt à la Figure VI.5 pour $H/D = 5$. La variation radiale du nombre de Nusselt est strictement décroissante pour les deux types d'injection. Le maximum de transferts se produit au point d'arrêt, et il n'y a pas de lobe secondaire. Le nombre de Nusselt est toujours plus élevé avec l'injection par tube long. Ceci peut être expliqué par les niveaux de turbulence plus élevés au voisinage de la plaque d'impact. La Figure VI.6(b) présente l'évolution radiale de u_z^{rms} à $0.1D$ au dessus de la plaque d'impact, pour les deux types d'injection avec $H/D = 5$. Pour toutes les positions, les intensités turbulentes et les nombres de Nusselt sont plus élevés avec le tube long, alors que les vitesses moyennes (Fig. VI.6(a)) sont quasiment identiques. Bien qu'il n'y ait pas de lobe secondaire, les nombres de Nusselt présentent un changement de courbure dans la région $1.5 < r/D < 3$, ce qui suggère que le lobe secondaire est en train de disparaître pour cette distance d'impact.

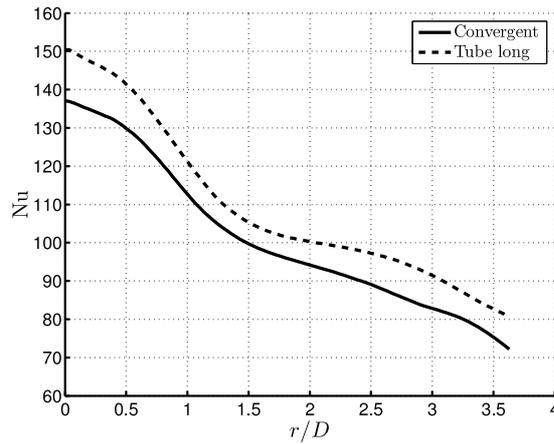


FIGURE VI.5 – Variation radiale du nombre de Nusselt sans forçage pour les deux buses pour $H/D = 5$.

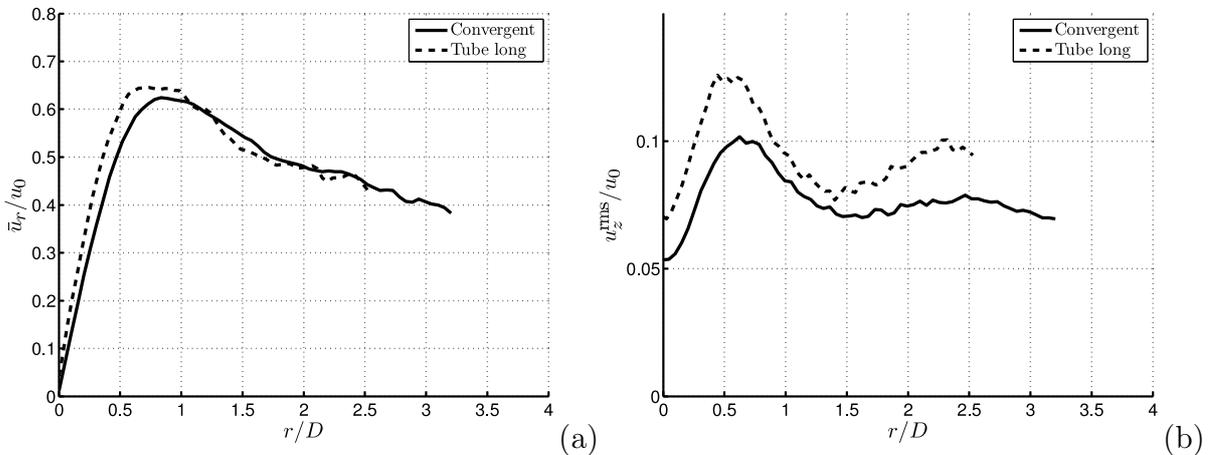


FIGURE VI.6 – Profils de vitesse moyenne radiale (a) et de vitesse axiale quadratique (b) sans forçage pour les deux buses avec $H/D = 5$ à $0.1D$ de la plaque.

Les profils radiaux de nombre de Nusselt (Fig. VI.5) et les intensités turbulentes (Fig. VI.6(b)) semblent donc se comporter de manière similaire : ces quantités sont toujours plus élevées avec le tube long en comparaison avec la buse convergente. La Figure VI.7 compare alors la quantité normalisée¹ $\frac{\text{Nu}}{u_z^{\text{rms}}} \cdot \frac{u_0}{\text{Nu}_0}$ pour les deux types d'injection à $H/D = 5$. La variation de cette quantité est quasiment linéaire. Une régression linéaire donne :

$$\left[\frac{\text{Nu}}{u_z^{\text{rms}}} \cdot \frac{u_0}{\text{Nu}_0} \right]_{\text{Long tube}} = 0.7 \left[\frac{\text{Nu}}{u_z^{\text{rms}}} \cdot \frac{u_0}{\text{Nu}_0} \right]_{\text{Contraction}} + 1.5 \quad (\text{VI.2})$$

avec un coefficient de corrélation de 0.957. Cela signifie qu'en connaissant les vitesses quadratiques près de la plaque (Fig. VI.6(b)), avec des profils moyens similaires (Fig. VI.6(a)), et connaissant la variation du nombre de Nusselt pour la buse convergente, alors l'Équation VI.2 donnerait une bonne estimation du nombre de Nusselt sur la plaque d'impact avec le tube long. Cette comparaison ne fonctionne pas pour $H/D = 3$, probablement parce que les vitesses moyennes ne sont pas similaires (Fig. VI.9(a)) et à cause des évolutions très différentes des nombres de Nusselt (Fig. VI.8) et des vitesses quadratiques (Fig. VI.9(b)).

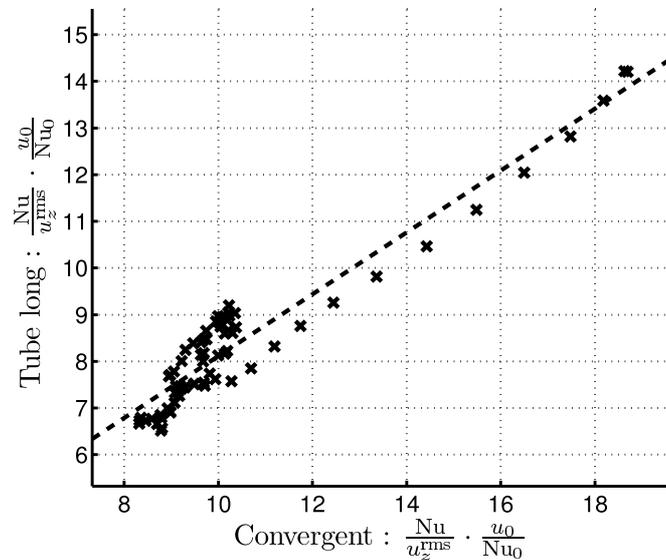


FIGURE VI.7 – Nombre de Nusselt Nu divisé par la vitesse axiale quadratique u_z^{rms} pour $H/D = 5$. Abscisse : buse convergente, ordonnée : tube long. La ligne pointillée représente la régression linéaire. Les valeurs de normalisation sont u_0 et Nu_0 , le nombre de Nusselt sur l'axe du jet ($r/D = 0$).

Avec le tube long et une distance d'impact $H/D = 3$ (Fig. VI.8), les transferts de chaleur ont leur maximum au point d'arrêt, contrairement à ce qui a été préalablement décrit avec la buse convergente. Dès la sortie de la buse, à cause du profil de vitesse arrondi, il y a des gradients radiaux de vitesse, donc des contraintes de cisaillement, qui font augmenter les

1. Les quantités de normalisation sont u_0 , la vitesse débitante du jet et Nu_0 , le nombre de Nusselt pour $r/D = 0$.

niveaux de turbulence jusqu'à l'arrivée sur la plaque d'impact. Le concept de cône potentiel est donc inapproprié dans le cas d'une injection par tube long. Les niveaux de turbulence sont donc plus élevés autour de l'axe du jet avec le tube long qu'avec la buse convergente (Fig. VI.9(b)).

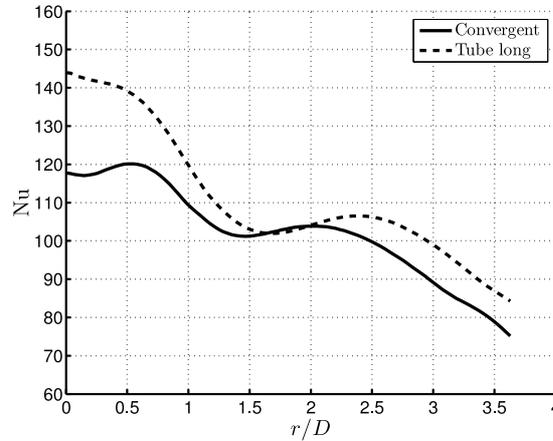


FIGURE VI.8 – Variation radiale du nombre de Nusselt sans forçage pour les deux buses pour $H/D = 3$.

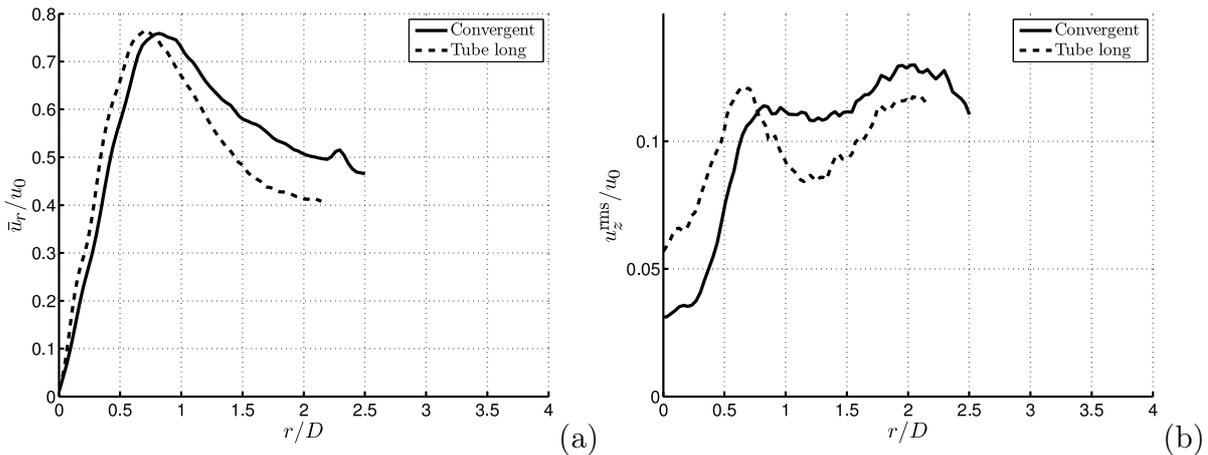


FIGURE VI.9 – Profils de vitesse moyenne radiale (a) et de vitesse axiale quadratique (b) sans forçage pour les deux buses avec $H/D = 3$ à $0.1D$ de la plaque.

Pour $H/D = 3$, on observe un lobe secondaire dans l'évolution radiale du nombre de Nusselt. Il se situe aux alentours de $r/D = 2.5$ pour le tube long et à $r/D = 2$ pour la buse convergente. Malheureusement, la fenêtre de mesure PIV pour la configuration tube long n'est pas assez étendue, elle s'arrête à $r/D = 2.2$. Il est donc compliqué d'expliquer ce décalage entre les deux configurations.

Les nombres de Nusselt sont presque toujours supérieurs avec le tube long. La différence entre les deux courbes (Fig. VI.8) semble diminuer ($r/D > 0.6$) lorsque les inten-

sités turbulentes (Fig. VI.9(b)) sont plus élevées avec la buse convergente qu’avec le tube long ($r/D > 0.75$). Les transferts de chaleur chutent donc davantage pour le tube long que pour la buse convergente. Les nombres de Nusselt ont alors des niveaux comparables pour $1.5 < r/D < 2$. Cependant, il est clair que les intensités turbulentes ne suffisent pas à expliquer les lobes secondaires de transferts de chaleur. Par exemple, avec le tube long pour les deux distances d’impact, les intensités turbulentes ont des évolutions comparables (Fig. VI.10(a)), mais il n’y a pas de lobe secondaire pour $H/D = 5$ (Fig. VI.10(b)). D’autres phénomènes se produisant très près de la plaque comme la séparation instationnaire [32] peuvent expliquer ces différences. Malheureusement, à cause de la proximité de la plaque et des petites échelles de ces phénomènes, ils sont difficiles à mesurer expérimentalement avec des techniques conventionnelles.

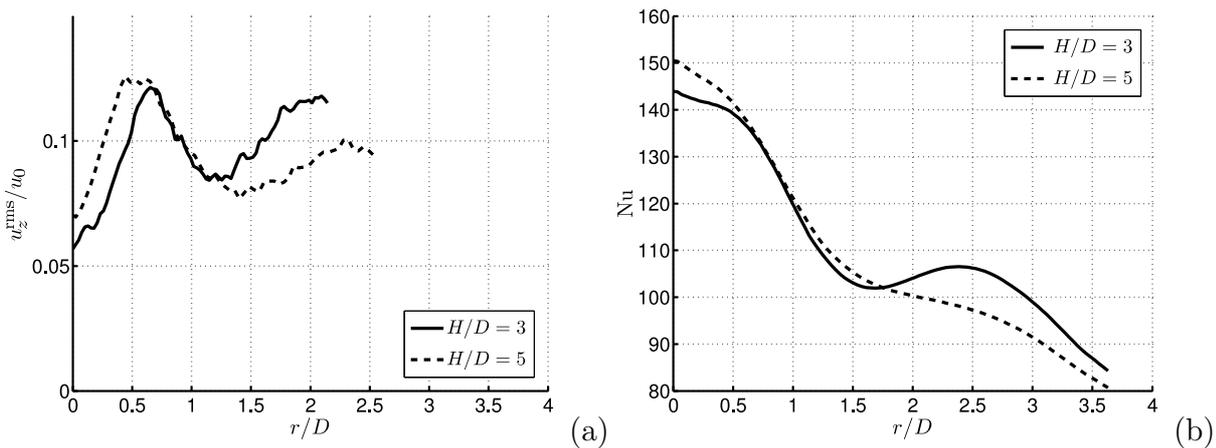


FIGURE VI.10 – Profils de vitesse axiale quadratique (a) et nombre de Nusselt (b) sans forçage pour les deux distances d’impact avec le tube long à $0.1D$ de la plaque.

Le forçage acoustique a été testé dans la configuration tube long dans les mêmes conditions qu’avec la buse convergente. Cependant, le tube long se comportant comme un guide d’onde pour les ondes acoustiques, le forçage n’a que très peu d’effets sur l’écoulement et sur les transferts de chaleur. Une excitation acoustique directement appliquée à la lèvres de la buse, comme celle décrite par Hwang et Cho [49], aurait probablement eu plus d’effets sur l’écoulement.

VI.1.3 Jet forcé pour la grande distance d'impact

Les résultats des mesures thermiques stationnaires avec la buse convergente pour la grande distance d'impact ($H/D = 5$) sont présentés dans cette section. Le forçage acoustique est appliqué à des nombres de Strouhal $St_{HP} = 0.26, 0.51$ et 0.79 , et son amplitude est $A_{HP} = 2V$. Ces résultats sont comparés à ceux du cas de référence sans forçage. La variation radiale du nombre de Nusselt sur la plaque d'impact pour ces quatre configurations est représentée à la Figure VI.11(a).

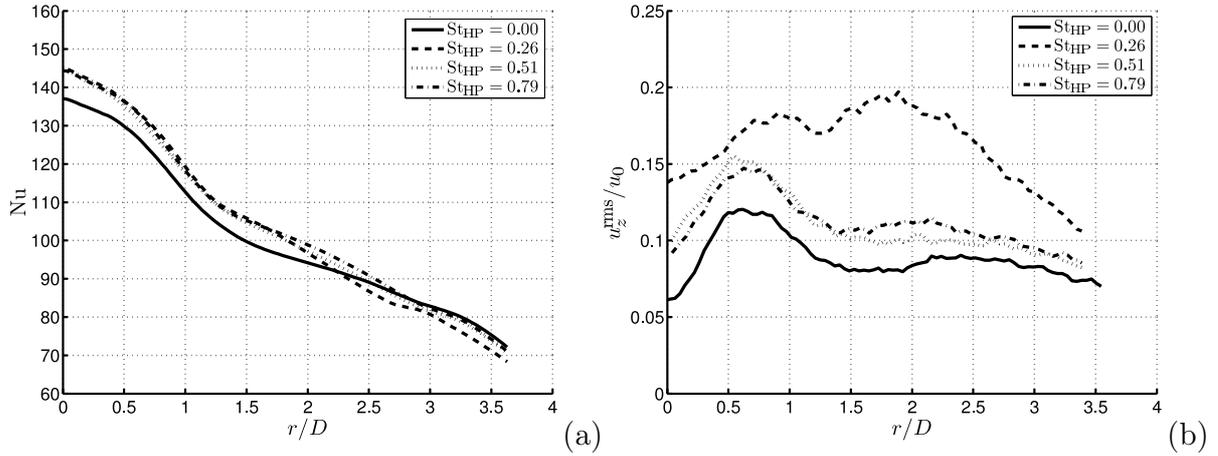


FIGURE VI.11 – Comparaison entre les différents forçages avec la buse convergente pour $H/D = 5$: (a) nombre de Nusselt et (b) vitesse axiale quadratique à $0.1D$ de la plaque.

Toutes ces évolutions sont strictement décroissantes avec la direction radiale. Le maximum du nombre de Nusselt est au point d'arrêt. Il n'y a pas de lobe secondaire, on observe néanmoins un point d'inflexion situé au voisinage de $r/D = 1.5$, qui peut alors être interprété comme un reliquat du lobe secondaire. Le forçage acoustique ne semble pas avoir un effet important sur les transferts de chaleur pariétaux. Cela est probablement dû au fait que les anneaux tourbillonnaires amplifiés par le forçage acoustique ne s'approchent pas suffisamment de la plaque d'impact pour avoir un effet important sur les transferts de chaleur. En effet, les tourbillons sont déviés de la zone de jet libre à la zone de jet de paroi sans approcher très près de la paroi.

Les nombres de Nusselt sont légèrement plus élevés pour $r/D < 2$ avec forçage ($Nu_0 = 137$ sans forçage et $Nu_0 = 144$ avec forçage). Ceci peut s'expliquer par des niveaux turbulents plus élevés avec le forçage acoustique (Fig. VI.11(b)). Les intensités turbulentes ainsi que les nombres de Nusselt pour $St_{HP} = 0.51$ et 0.79 sont quasiment identiques. Cependant, pour $St_{HP} = 0.26$, les niveaux turbulents sont jusqu'à deux fois plus élevés que pour les autres fréquences de forçage, alors que les variations du nombre de Nusselt sont identiques aux autres forçages. Les transferts de chaleur sont quasiment identiques pour des intensités turbulentes différentes, ce qui prouve une nouvelle fois que les intensités turbulentes ne peuvent pas suffire à expliquer les variations de transfert de chaleur.

VI.1.4 Jet forcé pour la petite distance d'impact

Les résultats pour la petite distance d'impact $H/D = 3$ avec la buse convergente sont présentés dans cette section. Les paramètres du forçage acoustique sont les mêmes que pour la grande distance d'impact ($St_{HP} = 0.26, 0.51$ et 0.79 et $A_{HP} = 2V$). Les caractéristiques des transferts de chaleur sont très différentes pour les différentes fréquences de forçage, la présentation de ces résultats est donc séparée en trois parties, une pour chaque fréquence de forçage.

VI.1.4.1 Le mode naturel

La Figure VI.12 représente la vitesse axiale quadratique à $0.1D$ de la plaque (a) et la trajectoire moyenne des tourbillons (b) (reprise de la Figure IV.29(a)) pour $H/D = 3$ dans le cas de référence et pour le jet forcé sur le mode naturel du jet ($St_{HP} = 0.26$). Les intensités turbulentes proches de la plaque (a) sont identiques en évolution avec et sans forçage, les niveaux étant un peu plus élevés d'environ 2.5% dans le cas avec forçage.

En ce qui concerne la trajectoire moyenne des tourbillons (Fig. VI.12(b)), le forçage à $St_{HP} = 0.26$ semble entraîner les tourbillons sur une trajectoire dont la déviation est plus brutale que sans forçage. Sans forçage, la déviation des tourbillons entre la zone de jet libre et le jet de paroi est relativement progressive, alors qu'avec le forçage, les foyers des tourbillons ne dévient quasiment pas jusqu'à la position ($\frac{z-H}{D} = 0.3, r/D = 1$) où la présence de la plaque les fait changer brutalement de direction. Vers $r/D = 2.5$, la position moyenne des tourbillons semble commencer à s'éloigner de la plaque, mais de manière beaucoup moins prononcée que dans le cas sans forçage. La zone pour laquelle les tourbillons sont au plus proche de la paroi s'étend donc de $1.5 < r/D < 2$ sans forçage à $1 < r/D < 2.5$ avec forçage à $St_{HP} = 0.26$.

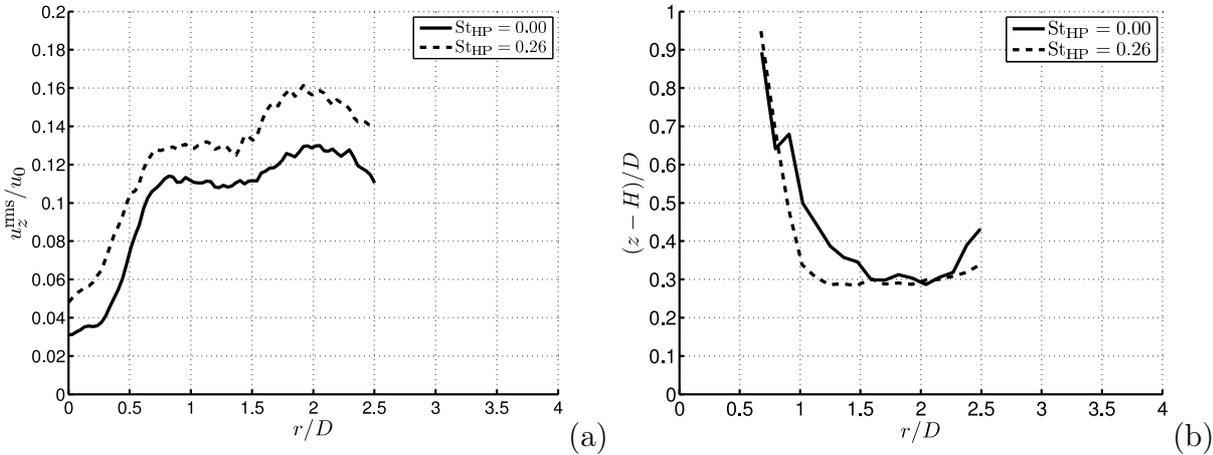


FIGURE VI.12 – (a) Variation radiale de la vitesse axiale quadratique à $0.1D$ de la plaque et (b) trajectoire moyenne des tourbillons pour $H/D = 3$ avec forçage acoustique à $St_{HP} = 0.26$.

L'évolution radiale du nombre de Nusselt avec forçage à $St_{HP} = 0.26$ est représentée à la Figure VI.13. Le nombre de Nusselt est quasiment constant jusqu'à $r/D = 0.5$, puis il est strictement décroissant avec r . Le maximum de transfert est localisé sur l'axe du jet. Il est plus élevé que sans forçage ($Nu_0 = 127$ pour $St_{HP} = 0.26$ contre $Nu_0 = 118$ sans forçage). Le pic correspondant à l'impact ($r/D = 0.5$) est moins marqué que dans le cas sans forçage. Cela peut être expliqué par le fait que le jet forcé est très instationnaire. Les larges anneaux tourbillonnaires qui se développent dans la couche de mélange induisent périodiquement des vitesses aux alentours de l'axe du jet. Les niveaux de turbulence sur l'axe du jet sont donc plus élevés que sans forçage (Fig. VI.12(a)) aux alentours de l'axe du jet. L'effet de l'impact du cône potentiel sur la plaque a donc partiellement disparu.

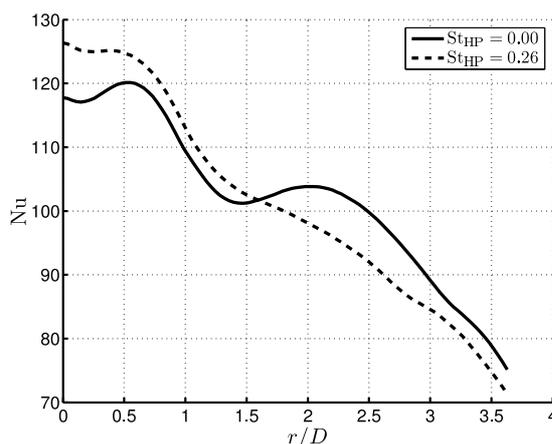


FIGURE VI.13 – Variation radiale du nombre de Nusselt pour $H/D = 3$ avec forçage acoustique à $St_{HP} = 0.26$.

Le lobe secondaire, présent dans le cas de référence, a complètement disparu avec le forçage à $St_{HP} = 0.26$. Ceci est probablement dû aux tourbillons, présents beaucoup plus tôt sur la paroi que dans le cas sans forçage. La couche limite à la plaque d'impact ne peut donc pas se développer dans les mêmes conditions.

VI.1.4.2 La deuxième harmonique du mode naturel

La Figure VI.14 représente la vitesse axiale quadratique à $0.1D$ de la plaque (a) et la trajectoire moyenne des tourbillons (b) pour $H/D = 3$ dans le cas de référence et pour le jet forcé sur la deuxième harmonique du mode naturel du jet ($St_{HP} = 0.51$). Les tourbillons se forment donc à une fréquence double du mode colonne naturel. Comme présenté dans la Section IV.3, cette configuration donne des champs statistiques très semblables au cas de référence. La principale différence du point de vue aérodynamique entre le cas de référence et le jet forcé à $St_{HP} = 0.51$ est une intensité turbulente proche de la paroi plus élevée à partir de $r/D = 0.7$ (Fig. VI.14(a)). On retrouve en particulier un cône potentiel le long de l'axe du jet, avec des intensités turbulentes très faibles (inférieure à 5%) comparable à celui du cas sans forçage.

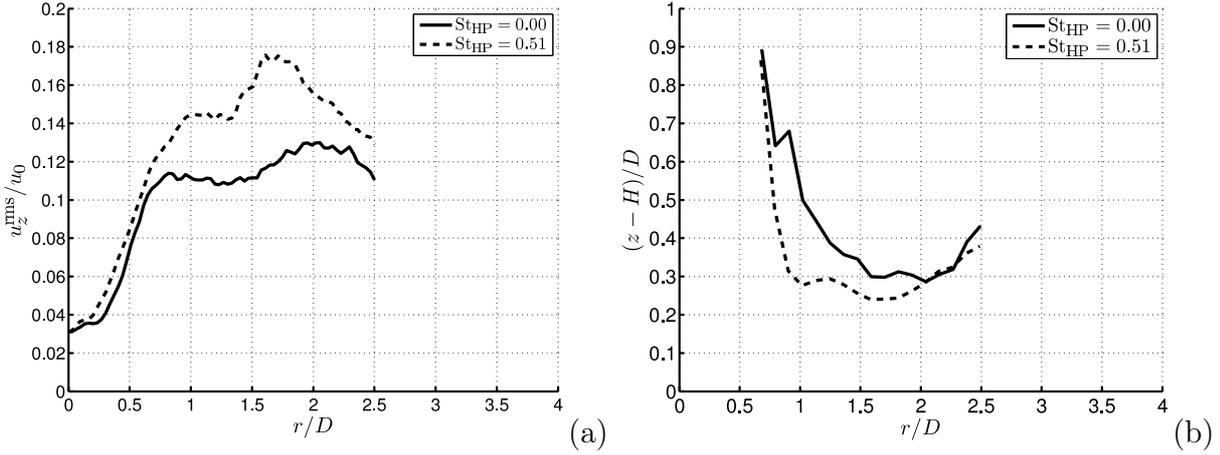


FIGURE VI.14 – (a) Variation radiale de la vitesse axiale quadratique à $0.1D$ de la plaque et (b) trajectoire moyenne des tourbillons pour $H/D = 3$ avec forçage acoustique à $St_{HP} = 0.51$.

Le maximum de turbulence au voisinage de la plaque atteint quasiment 18% et se situe vers $r/D = 1.7$. Sa position est décalée par rapport au cas de référence. Ce pic de turbulence correspond, comme pour le cas de référence, à la position pour laquelle les tourbillons s'approchent au plus près de la plaque (Fig. VI.14(b)). La trajectoire moyenne des tourbillons est similaire à celle présentée pour $St_{HP} = 0.26$. Les tourbillons sont brutalement déviés aux alentours de la position $(z-H)/D = 0.3$, $r/D = 1$, s'approchent en moyenne à $0.25D$ de la plaque pour $r/D = 1.7$. La trajectoire s'éloigne ensuite de la paroi jusqu'à la fin de la fenêtre de visualisation.

L'évolution radiale du nombre de Nusselt, présentée à la Figure VI.15, est beaucoup plus proche de celle du cas sans forçage que ne l'était celle du jet forcé à $St_{HP} = 0.26$. Les nombres de Nusselt, tout comme les intensités turbulentes, sont quasiment identiques jusqu'à $r/D = 0.7$. On retrouve pour $r/D < 0.5$ l'effet de l'impact du cône potentiel sur la plaque, avec des intensités turbulentes très faibles et un minimum local du nombre de Nusselt.

Le lobe secondaire est également présent pour $St_{HP} = 0.51$, mais il est beaucoup moins prononcé que pour le jet non forcé. Il ne s'agit plus à proprement parler d'un pic ou d'un lobe, le nombre de Nusselt reste décroissant dans cette zone et ne présente pas de maximum local. Le lobe secondaire se caractérise donc seulement par un changement de courbure de l'évolution du nombre de Nusselt. Sa position est également affectée : il passe de $r/D = 2$ pour le cas de référence à $r/D = 1.6$ avec forçage à $St_{HP} = 0.51$. Ce déplacement peut ainsi être lié au déplacement du maximum de turbulence présenté précédemment (Fig. VI.14(a)). La position du lobe secondaire de transferts thermiques semble donc une nouvelle fois liée à la position du maximum de turbulence au voisinage de la plaque.

Enfin, pour $r/D > 2$, les nombres de Nusselt pour le jet non forcé et pour le jet forcé à $St_{HP} = 0.51$ sont très proches, la différence entre les deux courbes est inférieure à la marge d'incertitude.

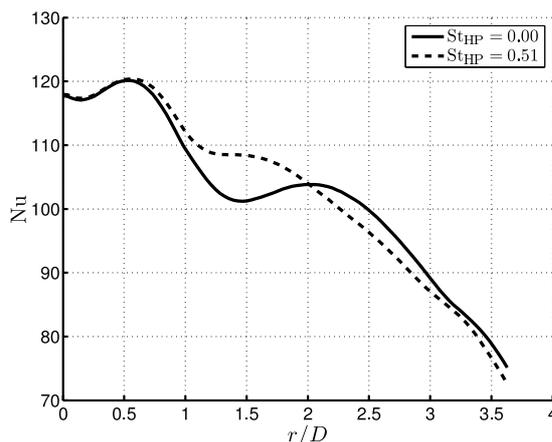


FIGURE VI.15 – Variation radiale du nombre de Nusselt pour $H/D = 3$ avec forçage acoustique à $St_{HP} = 0.51$.

VI.1.4.3 La troisième harmonique du mode naturel

La Figure VI.16 représente la vitesse axiale quadratique à $0.1D$ de la plaque (a) et la trajectoire moyenne des tourbillons (b) pour $H/D = 3$ dans le cas de référence et pour le jet forcé sur la troisième harmonique du mode naturel du jet ($St_{HP} = 0.79$). La fréquence d'apparition des tourbillons est donc trois fois plus élevée que dans le mode colonne naturel. Une instabilité, présentée à la Section IV.3, fait interagir deux tourbillons consécutifs. L'appariement complet des deux tourbillons dans la zone de jet libre n'est pas possible avec une distance d'impact faible ($H/D = 3$). L'appariement se produit tout de même après l'impact des tourbillons sur la plaque pour $1 < r/D < 2$. La fréquence prépondérante dans l'écoulement de paroi correspond donc à un nombre de Strouhal $St_D = St_{HP}/2 \approx 0.4$. L'appariement donne des intensités turbulentes supérieure à 16% dans cette zone, avec un maximum à 18% vers $r/D = 1.6$.

La trajectoire moyenne des tourbillons, représentée à la Figure VI.16(b), présente encore une brusque déviation à la position ($\frac{z-H}{D} = 0.3$, $r/D = 1$), où la vitesse de convection passe d'une composante principale axiale dans la zone de jet libre à une composante principale radiale dans la zone de jet de paroi. Les tourbillons sont en moyenne à moins de $0.3D$ de la plaque sur la zone $1 < r/D < 2$. La trajectoire semble s'écarter légèrement de la plaque pour $r/D > 2$.

L'évolution radiale du nombre de Nusselt est représentée à la Figure VI.17 pour le jet non forcé et le jet forcé à $St_{HP} = 0.79$. Cette configuration semble alors combiner les effets présentés pour $St_{HP} = 0.26$ et $St_{HP} = 0.51$.

Tout d'abord, pour $r/D < 1$, les nombres de Nusselt sont beaucoup plus élevés avec le jet forcé que sans forçage, avec une évolution comparable au cas $St_{HP} = 0.26$. Ceci est dû à la perte de l'écoulement potentiel autour de l'axe du jet à cause de la présence de larges anneaux tourbillonnaires. Le nombre de Nusselt maximum, positionné à $r/D = 0.5$, correspond à l'impact de la couche de mélange.

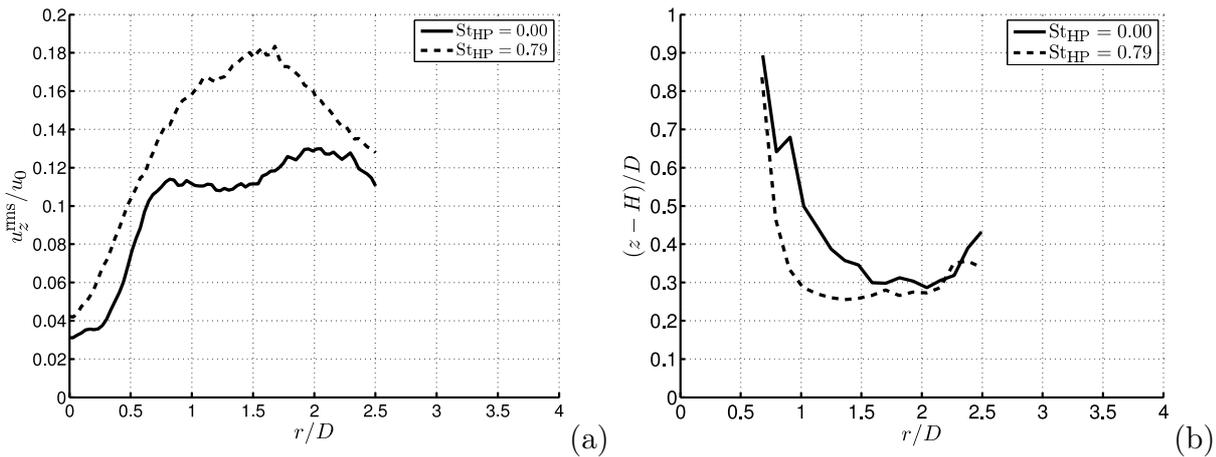


FIGURE VI.16 – (a) Variation radiale de la vitesse axiale quadratique à $0.1D$ de la plaque et (b) trajectoire moyenne des tourbillons pour $H/D = 3$ avec forçage acoustique à $St_{HP} = 0.79$.

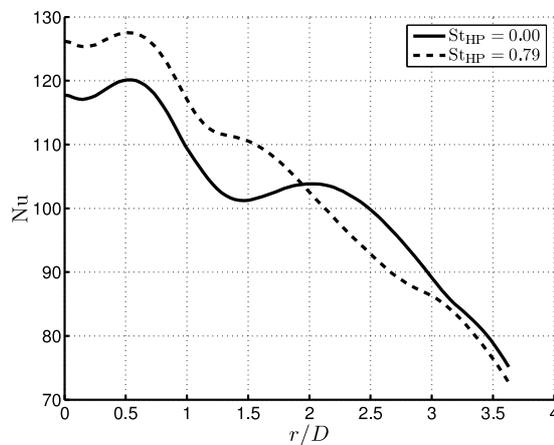


FIGURE VI.17 – Variation radiale du nombre de Nusselt pour $H/D = 3$ avec forçage acoustique à $St_{HP} = 0.79$.

Ensuite, pour $1 < r/D < 2$, on retrouve une évolution du nombre de Nusselt similaire à celle obtenue pour $St_{HP} = 0.51$. Le lobe secondaire, qui de la même manière que pour $St_{HP} = 0.51$ n'est qu'un changement de courbure, est localisé vers $r/D = 1.5$, ce qui correspond au maximum d'intensité turbulente le long de la plaque (Fig. VI.16(a)).

Enfin, vers $r/D = 2$, le nombre de Nusselt du jet forcé devient inférieur à celui du cas de référence, et les deux évolutions semblent converger pour $r/D > 3$.

VI.1.5 Conclusion

Les mesures de température moyenne par thermographie infrarouge ont permis de mettre en évidence plusieurs modifications dans la répartition des transferts de chaleur pour un jet en impact sur une paroi plane.

L'injection par tube long est plus commune dans la littérature sur les transferts de chaleur dans les jets en impact, mais ne peut pas représenter l'effet de l'impact du cône potentiel du jet pour les distances d'impact utilisées dans cette étude. L'injection par buse convergente permet ainsi de voir des effets de l'impact du cône potentiel sur la plaque, comme un déficit de transferts de chaleur autour du point d'arrêt. Avec des vitesses moyennes au voisinage de la plaque similaires, les nombres de Nusselt pour les deux types de buse peuvent être reliés linéairement avec les intensités turbulentes.

Le forçage acoustique, qui modifie l'écoulement en amplifiant certaines structures tourbillonnaires de la couche de mélange, n'a que très peu d'effet sur les transferts de chaleur pour la plus grande distance d'impact ($H/D = 5$). Cependant, pour $H/D = 3$, le forçage peut modifier localement les variations du nombre de Nusselt. Le lobe secondaire, clair sur le cas de référence (jet non forcé), est atténué et déplacé pour les différentes configurations de jet forcé. La position radiale de ce lobe secondaire semble liée à la position du maximum d'intensité turbulente au voisinage de la plaque et à la proximité des trajectoires des tourbillons.

Ces résultats tendent à conforter la thèse que les structures turbulentes à grande échelle ont un effet important sur les variations du coefficient d'échange convectif sur la plaque d'impact pour des petites distances d'impact.

VI.2 Température de paroi instationnaire

Cette section présente les résultats des mesures thermiques instationnaires, dont le principe a été décrit dans la Section II.4.2. Le nombre de configurations étudiées pour ces mesures a été revu à la baisse. En effet, comme le forçage acoustique ne semble pas avoir beaucoup d'effets sur les transferts thermiques à la paroi d'impact pour la grande distance d'impact ($H/D = 5$), nous nous sommes concentrés sur les configurations de la petite distance d'impact ($H/D = 3$). Les fréquences de forçage acoustiques sont inchangées et correspondent à des nombres de Strouhal $St_{HP} = 0, 0.26, 0.51$ et 0.79 , et l'amplitude de ce forçage est toujours $A_{HP} = 2V$.

Pour chacune de ces configurations, nous disposons de 20 000 champs de températures pariétales acquises à une fréquence de 500 Hz.

VI.2.1 Mesures brutes

On présente les résultats bruts de ces mesures, qui permettent de mettre en évidence les variations de températures réelles de la plaque.

VI.2.1.1 Température moyenne

Les températures moyennes \bar{T} ont tout d'abord été calculées et sont représentées pour les quatre configurations à la Figure VI.18.

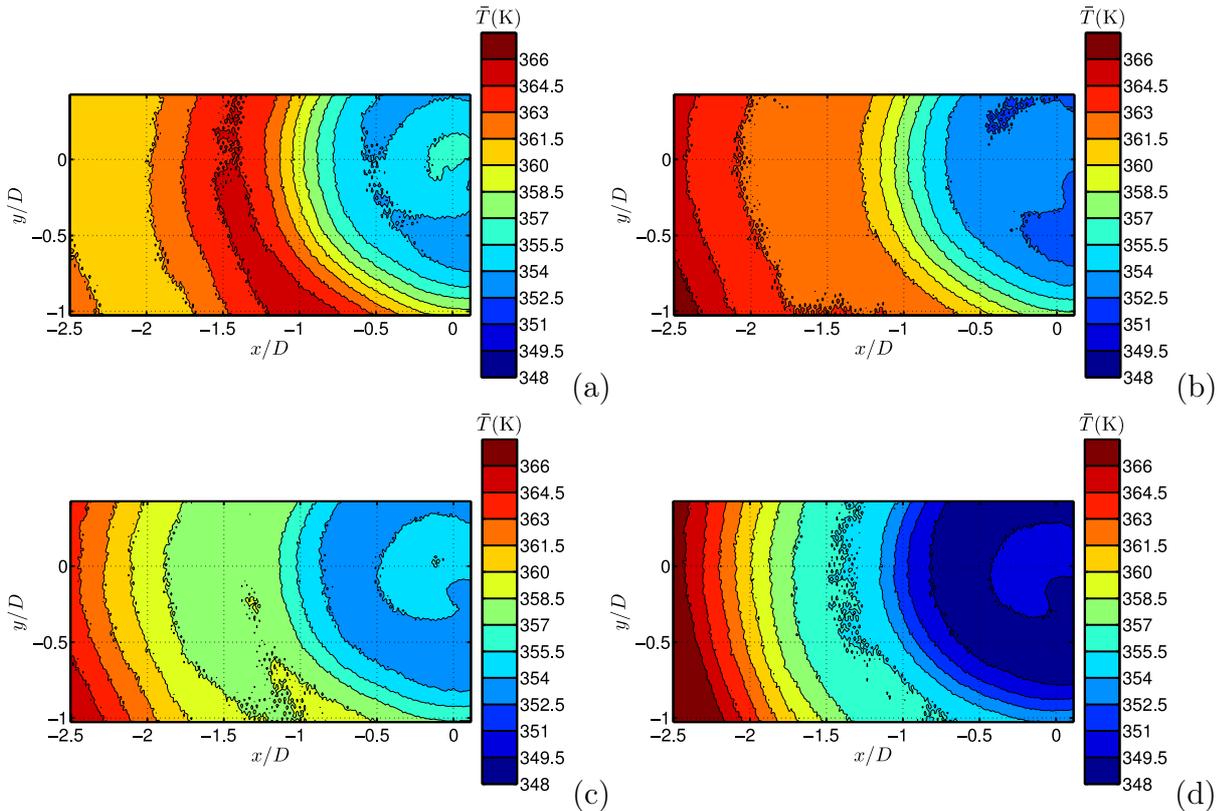


FIGURE VI.18 – Température moyenne pour les différents forçages : (a) sans forçage, (b) $St_{HP} = 0.26$, (c) $St_{HP} = 0.51$ et (d) $St_{HP} = 0.79$.

Les mesures étant effectuées en face avant, la température \bar{T} est équivalente à la température T_w utilisée pour les mesures de température stationnaire. Elle est donc liée aux nombres de Nusselt présentés précédemment par :

$$Nu = \frac{\varphi_{co} D}{\lambda_{air} (\bar{T} - T_{ad})} \quad (VI.3)$$

φ_{co} , T_{ad} et λ_{air} variant très peu sur la plaque d'impact, on doit retrouver sur les champs moyens de température une évolution inverse de celle des nombres de Nusselt. Des profils radiaux de température moyenne sont alors extraits (Fig. VI.19(a)) et peuvent être directement comparés aux variations du nombre de Nusselt (Fig. VI.19(b)).

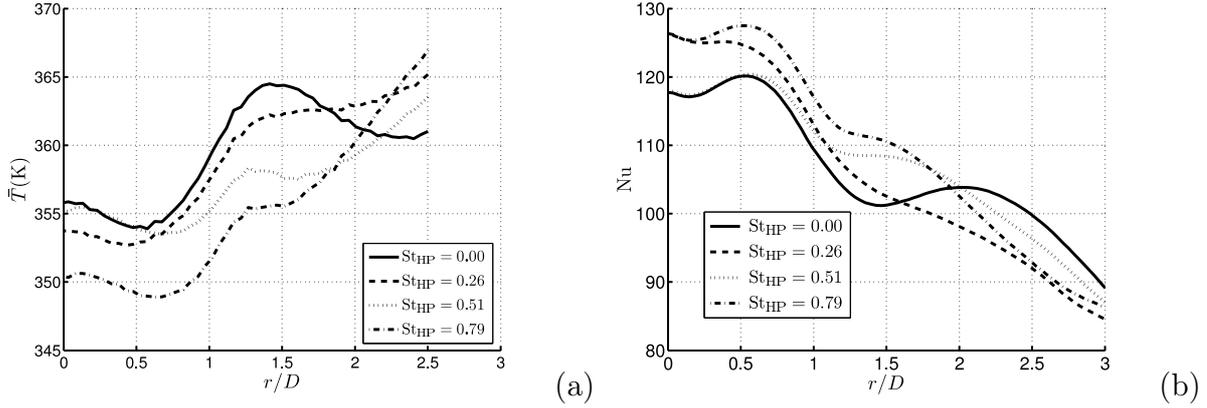


FIGURE VI.19 – Variations radiales de température moyenne pour $H/D = 3$ (a) et nombre de Nusselt (b).

Par exemple, sans forçage (Fig. VI.19(a)), on observe que le minimum de température est localisé à $r/D = 0.5$, tout comme le maximum de Nu (Fig. VI.19(b)). Au maximum local de température pour $r/D = 1.5$ correspond un minimum local du nombre de Nusselt. De même, pour $St_{HP} = 0.26$, la température est strictement croissante suivant une direction radiale tandis que le nombre de Nusselt est strictement décroissant. Les moyennes de températures montrent donc que les mesures de températures instationnaires sont conformes aux mesures stationnaires décrites précédemment. Elles permettent également de définir une température fluctuante T' :

$$T' = T - \bar{T} \quad (\text{VI.4})$$

Notons enfin qu'il est possible de définir un coefficient de transfert convectif fluctuant $h' = h - \bar{h}$ en considérant :

$$\varphi_{co} = h(T - T_{ad}) = (\bar{h} + h')(\bar{T} + T' - T_{ad}) = \bar{h}(\bar{T} - T_{ad}) \quad (\text{VI.5})$$

ce qu'on développe sous la forme :

$$\varphi_{co} = \underbrace{\bar{h}(\bar{T} - T_{ad})}_{\varphi_{co}} + \bar{h}T' + h'(T - T_{ad}) \quad (\text{VI.6})$$

Ceci conduit à la relation suivante :

$$\frac{h'}{\bar{h}} = \frac{-T'}{T - T_{ad}} \quad (\text{VI.7})$$

Le coefficient de transfert fluctuant est donc proportionnel à la fluctuation de température T' par l'intermédiaire du coefficient de transfert convectif moyen \bar{h} , présentés à la Figure VI.19(b).

La suite de cette section est consacrée à l'analyse des températures fluctuantes.

VI.2.1.2 Température fluctuante

Des instantanées de températures fluctuantes sont représentés à la Figure VI.21 pour les quatre forçages. Deux instants consécutifs sont représentés pour chaque fréquence de forçage : $t = 0$ ms sur la colonne de gauche et $t = 2$ ms sur la colonne de droite. Pour les quatre configurations, T' reste confiné entre -0.5 et 0.5 K. Ces valeurs faibles s'expliquent par le fait que dans notre étude, le jet est maintenu à une température proche de la température ambiante T_{amb} .

On n'observe pas de différences fondamentales entre les instantanés de température fluctuantes pour les différents forçages. Des poches chaudes ou froides semblent se développer et se propager par filaments dans la direction radiale. On retrouve ainsi un résultat que Hadziabdic et Hanjalic [32] ont montré récemment avec une étude numérique de type Simulation aux Grandes Échelles (Fig VI.20) : les lignes de courant à $0.005D$ de la paroi tendent à s'agglomérer après $r/D = 1$ et à définir des directions privilégiées de l'écoulement. Ainsi, la température pariétale a tendance à évoluer par filaments. Cette évolution par filaments très proche de la paroi semble être indépendante du forçage, puisqu'on l'observe pour toutes les fréquences de forçage étudiées (y compris la configuration sans forçage).

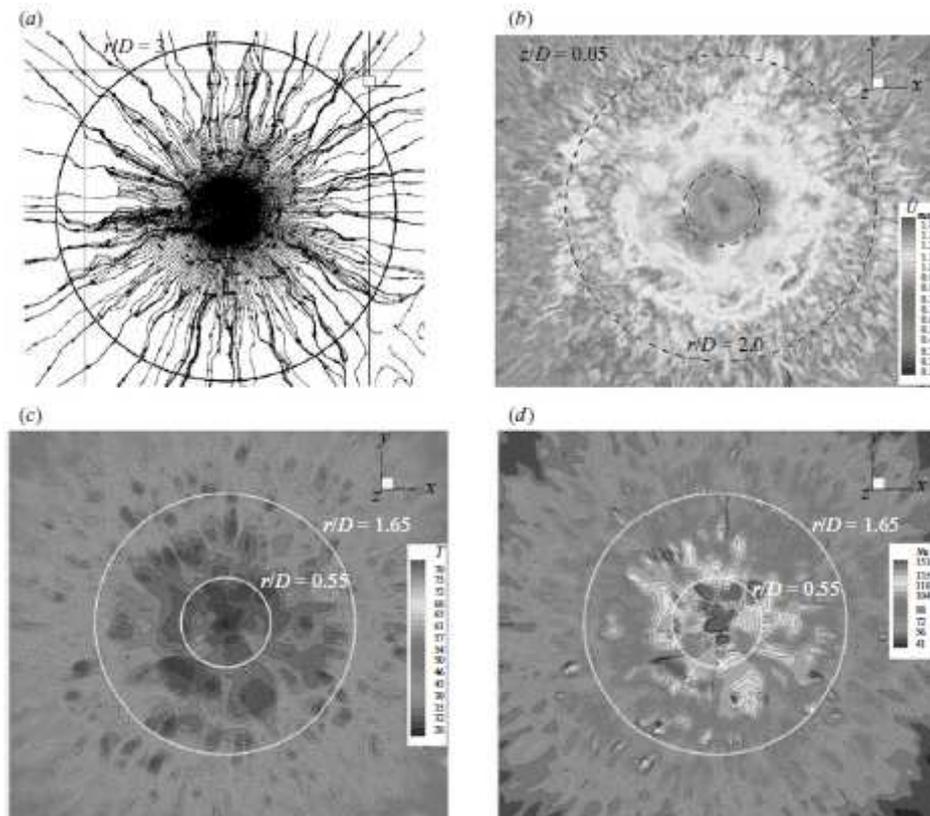


FIGURE VI.20 – Vitesse instantanée et champs thermiques dans un plan à $0.005D$ de la paroi ($H/D = 2$, $Re = 20\,000$) : (a) lignes de courant, (b) norme de la vitesse, (c) température pariétale et (d) nombre de Nusselt. Reproduction de Hadziabdic et Hanjalic [32].

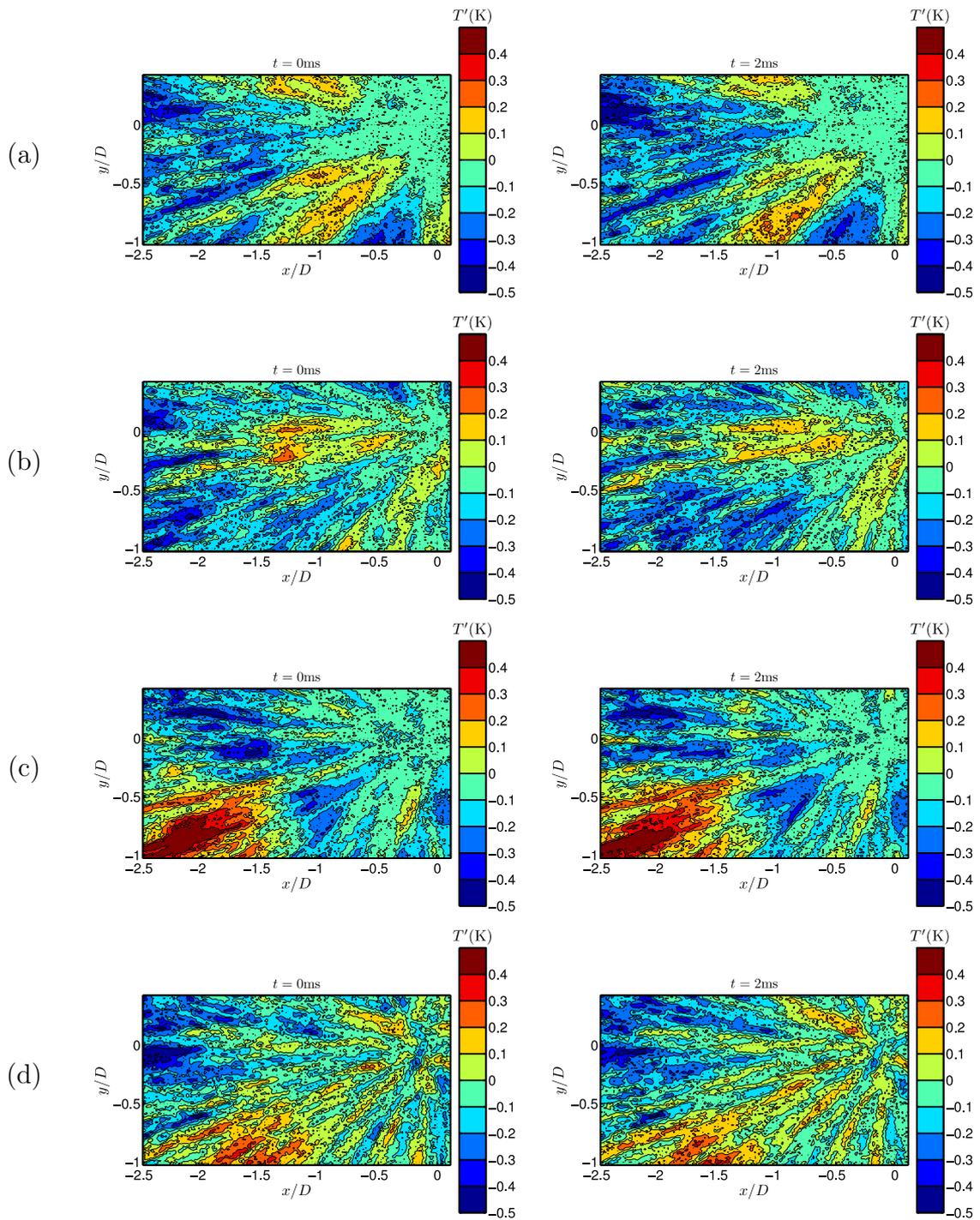


FIGURE VI.21 – Champs instantanés de température pariétale pour les différents forçages pour deux instants consécutifs : (a) sans forçage, (b) $St_{HP} = 0.26$, (c) $St_{HP} = 0.51$ et (d) $St_{HP} = 0.79$. Colonne de gauche : $t = 0$ ms et colonne de droite : $t = 2$ ms.

VI.2.1.3 Contenu fréquentiel de l'évolution de la température

Des spectres de température locale ont alors été calculés afin d'observer si on retrouve les fréquences du forçage dans l'évolution temporelle du signal de température (Fig. VI.22). La fréquence d'acquisition (500 Hz) est faible, elle permet de calculer les spectres jusqu'à 250 Hz, ce qui correspond à un nombre de Strouhal $St_D = 0.54$. Les spectres calculés pour le signal de température fluctuante à la position ($x/D = -1$, $y/D = 0$) sont représentés pour les quatre configurations à la Figure VI.23.

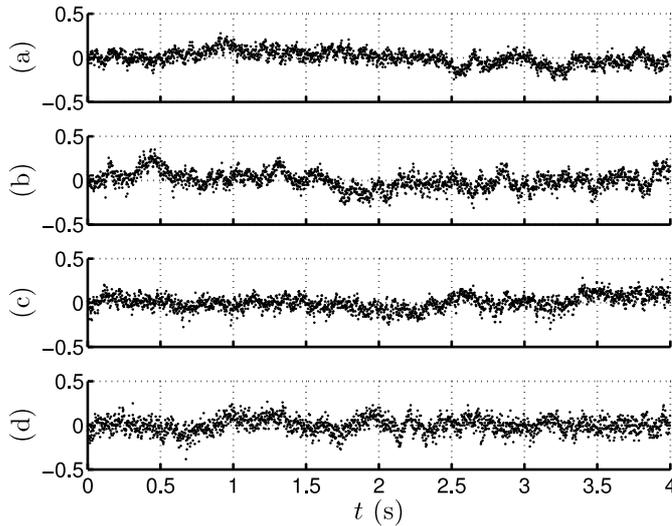


FIGURE VI.22 – Signaux temporels de température fluctuante en ($x/D = -1$, $y/D = 0$) pour les différents forçages : (a) sans forçage, (b) $St_{HP} = 0.26$, (c) $St_{HP} = 0.51$ et (d) $St_{HP} = 0.79$.

Ces spectres mettent en évidence que les fréquences les plus énergétiques dans le signal de température correspond à des nombres de Strouhal très faibles ($St_D < 0.02$), correspondant à des fréquences inférieures à 10 Hz. Le pic pour ces fréquences atteint -30dB/Hz pour toutes les fréquences de forçage étudiées. Sans forçage (Fig. VI.23(a)), le spectre tombe ensuite très rapidement en dessous de -50dB/Hz , pour $St_D > 0.1$. Aucune fréquence caractéristique n'apparaît alors.

Pour les cas forcés, on retrouve des pics correspondant aux fréquences de forçages, mais l'énergie associée à ces fréquences est toujours inférieure à celle des phénomènes basses fréquences. Pour $St_{HP} = 0.26$ (Fig. VI.23(b)), on retrouve un pic sur la fondamentale ($St_D = 0.26$) ainsi qu'un pic à la deuxième harmonique ($St_D = 0.52$). On observe également un pic à $St_D = 0.3$, qui correspond au repliement du spectre de la troisième harmonique du forçage $St_D = 3St_{HP} = 0.78$ ($0.3 = 0.54 - (3St_{HP} - 0.54)$).

Pour $St_{HP} = 0.52$ (Fig. VI.23(c)), il n'y a qu'un seul pic correspondant au nombre de Strouhal du forçage.

Enfin, pour $St_{HP} = 0.79$ (Fig. VI.23(d)), on ne peut pas observer de pic à la fréquence du forçage, car celle-ci est plus élevée que la fréquence maximale observable. Cependant, un pic à $St_D = 0.29$ est détecté. Celui-ci correspond en fait au repliement du spectre de la fré-

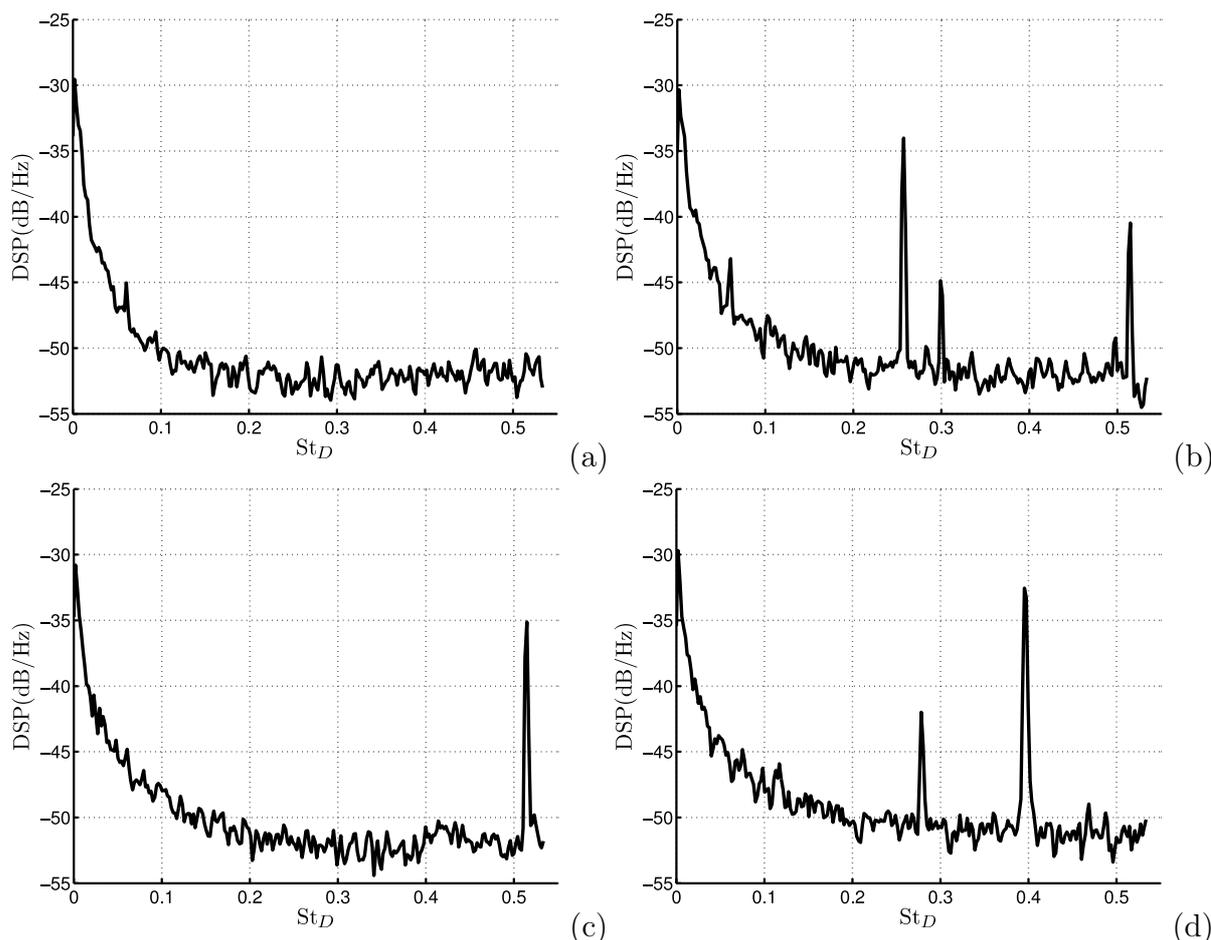


FIGURE VI.23 – Densité spectrale de puissance de températures en $(x/D = -1, y/D = 0)$ pour les différents forçages : (a) sans forçage, (b) $St_{HP} = 0.26$, (c) $St_{HP} = 0.51$ et (d) $St_{HP} = 0.79$. La fluctuation de température de référence vaut 1K.

quence du forçage ($0.29 = 0.54 - (St_{HP} - 0.54)$). Un pic à $St_D = St_{HP}/2 = 0.4$ est également présent. Le fait de retrouver comme nombre de Strouhal prépondérant $St_D = St_{HP}/2$ sur le spectre de température montre qu'il existe un effet réel du passage des tourbillons sur la température. En effet, dans cette configuration, l'interaction entre deux tourbillons consécutifs au niveau de la plaque d'impact induit que le nombre de Strouhal prépondérant dans l'écoulement est $St_{HP}/2$, ce qui correspond à ce qui est observé sur le spectre de température pariétale.

Ces pics prouvent que le passage des tourbillons sur la plaque a une signature sur la température fluctuante de paroi. Cependant, ce phénomène est masqué par les phénomènes à très basses fréquences, plus énergétiques. Il est donc indispensable de s'affranchir de ces basses fréquences afin d'étudier l'évolution spatio-temporelle de la température de paroi associée au passage des tourbillons. Pour cela, deux méthodes de traitement des données ont été mises en œuvre : la moyenne de phase et un filtrage passe-haut « pixel par pixel ».

VI.2.2 Températures moyennes en phase

La moyenne de phase, dont le principe a été décrit à la Section III.1.1 pour une application à un signal de vitesse, peut être utilisée pour toute grandeur définie temporellement pour extraire une périodicité de la grandeur considérée. On peut donc l'utiliser pour extraire la composante périodique des signaux temporels de températures à la fréquence du forçage. La moyenne de phase a donc été appliquée aux champs fluctuants de température pariétale, en choisissant comme signal de référence une sinusoïde à la fréquence du forçage dans les cas $St_{HP} = 0.26$ et 0.51 et à la fréquence $f_{HP}/2$ dans le cas $St_{HP} = 0.79$. Ce choix a été fait à partir des spectres présentés à la Figure VI.23. Disposant de 20 000 champs de température, le nombre de classes de la moyenne de phase a été fixé à 25. Ainsi, pour chaque phase, la moyenne de phase $\langle T \rangle$ est la moyenne de 800 champs instantanés de température fluctuante T' . Les moyennes de phase obtenues sont représentées à la Figure VI.24 pour les trois cas forcés.

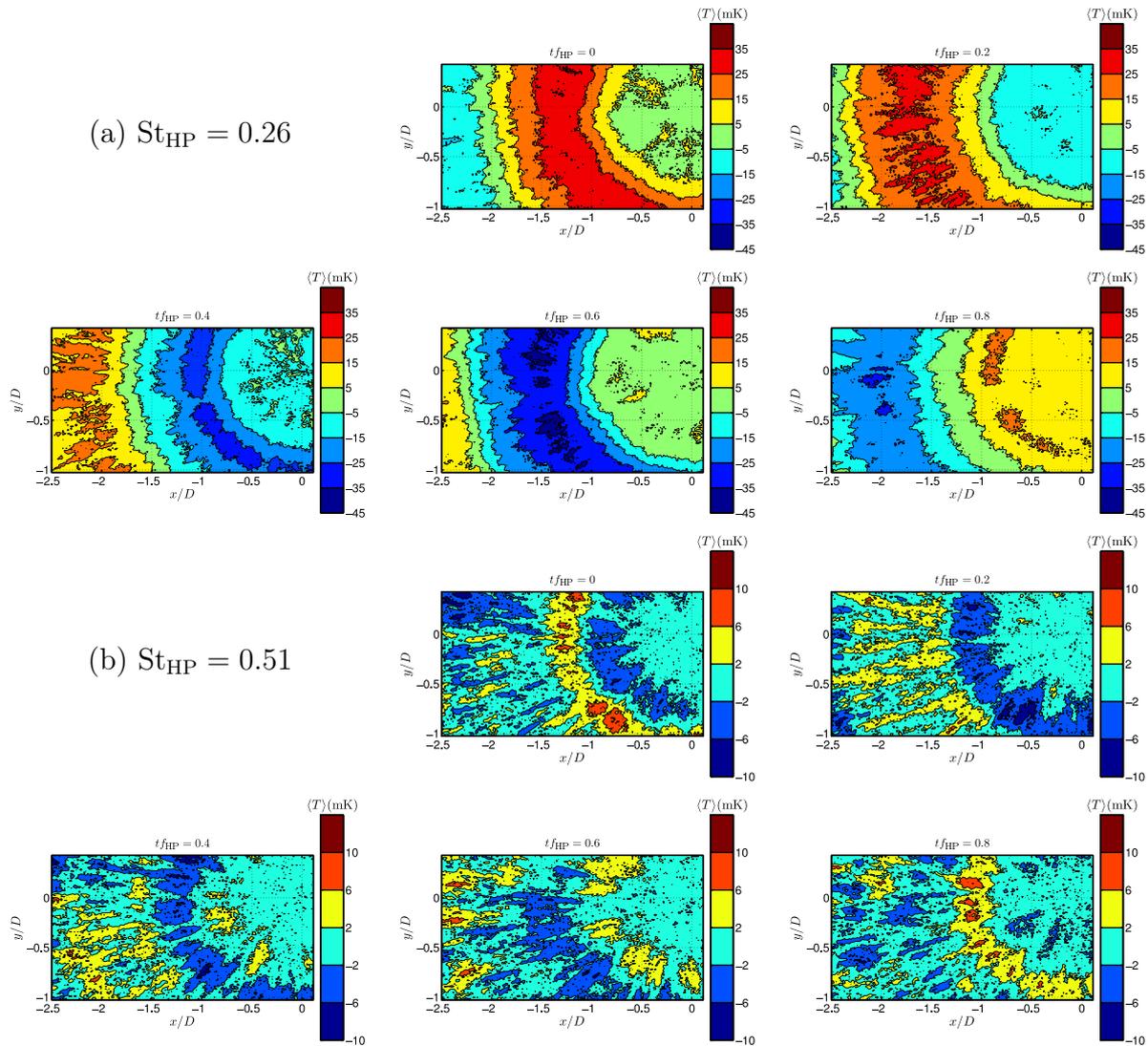


FIGURE VI.24 – Description avec la suite de la figure page suivante.

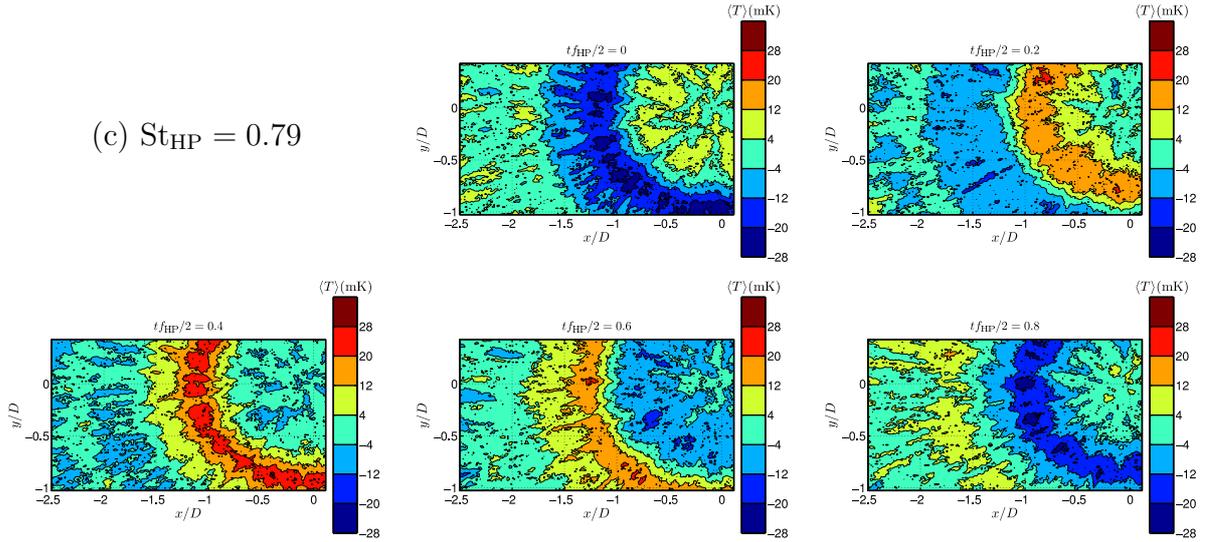


FIGURE VI.24 – Moyenne de phase de température pariétale pour les trois configurations forcées : (a) $St_{HP} = 0.26$, (b) $St_{HP} = 0.51$ et (c) $St_{HP} = 0.79$. 5 instants sont représentés par configuration, correspondant à des temps adimensionnés par la période de forçage $t_{f_{HP}} = 0, 0.2, 0.4, 0.6$ et 0.8 .

Ces moyennes de phase permettent donc d’observer dans le cas des jets forcés l’évolution de la température pariétale à la fréquence prépondérante dans l’écoulement au voisinage de la plaque. On retrouve un caractère axisymétrique pour $St_{HP} = 0.26$. La moyenne de phase met en évidence une succession de fronts chauds et froids sur l’ensemble de la fenêtre de visualisation. Ces fronts chauds et froids ont une faible amplitude d’environ 40mK.

Pour $St_{HP} = 0.51$ et 0.79 , les moyennes de phase mettent également en évidence une succession de fronts chauds et fronts froids, d’amplitudes moins importantes (10mK pour $St_{HP} = 0.51$ et 25mK pour $St_{HP} = 0.79$). Cette cohérence semble cependant se dégrader très rapidement avec la distance radiale : alors que les fronts chauds et froids se propagent jusqu’à la fin de la fenêtre de visualisation pour $St_{HP} = 0.26$, ils sont beaucoup moins évidents à visualiser après $r/D = 1.5$ pour $St_{HP} = 0.51$ et $St_{HP} = 0.79$. On retrouve alors des distributions de températures par filaments radiaux, comme ce qui a été précédemment décrit pour les mesures brutes.

Les moyennes de phase de température ayant un caractère davantage axisymétrique que les mesures brutes, une moyenne azimutale de $\langle T \rangle$ permet de représenter correctement les moyennes de phase. On obtient ainsi des cartographies spatio-temporelles de $\langle \tilde{T} \rangle$, représentées sur deux périodes à la Figure VI.25.

Pour $St_{HP} = 0.26$, pour $r/D < 0.7$, les amplitudes $\langle \tilde{T} \rangle$ sont faibles de l’ordre de 5mK. Les fronts chauds et froids arrivent en même temps sur toute cette zone, ce qui conduit à des contours de température horizontaux sur la figure. En effet, les tourbillons, dont le changement de composante principale de vitesse se produit pour $r/D = 0.7$, produisent donc leur effet sur la plaque au même moment avant cette position. Ensuite, les fronts chauds ou froids se propagent sur la paroi jusqu’à la fin de la fenêtre de visualisation. Leur amplitude maximale (35mK) se situe vers $r/D = 1.4$. Cette amplitude décroît ensuite, probablement

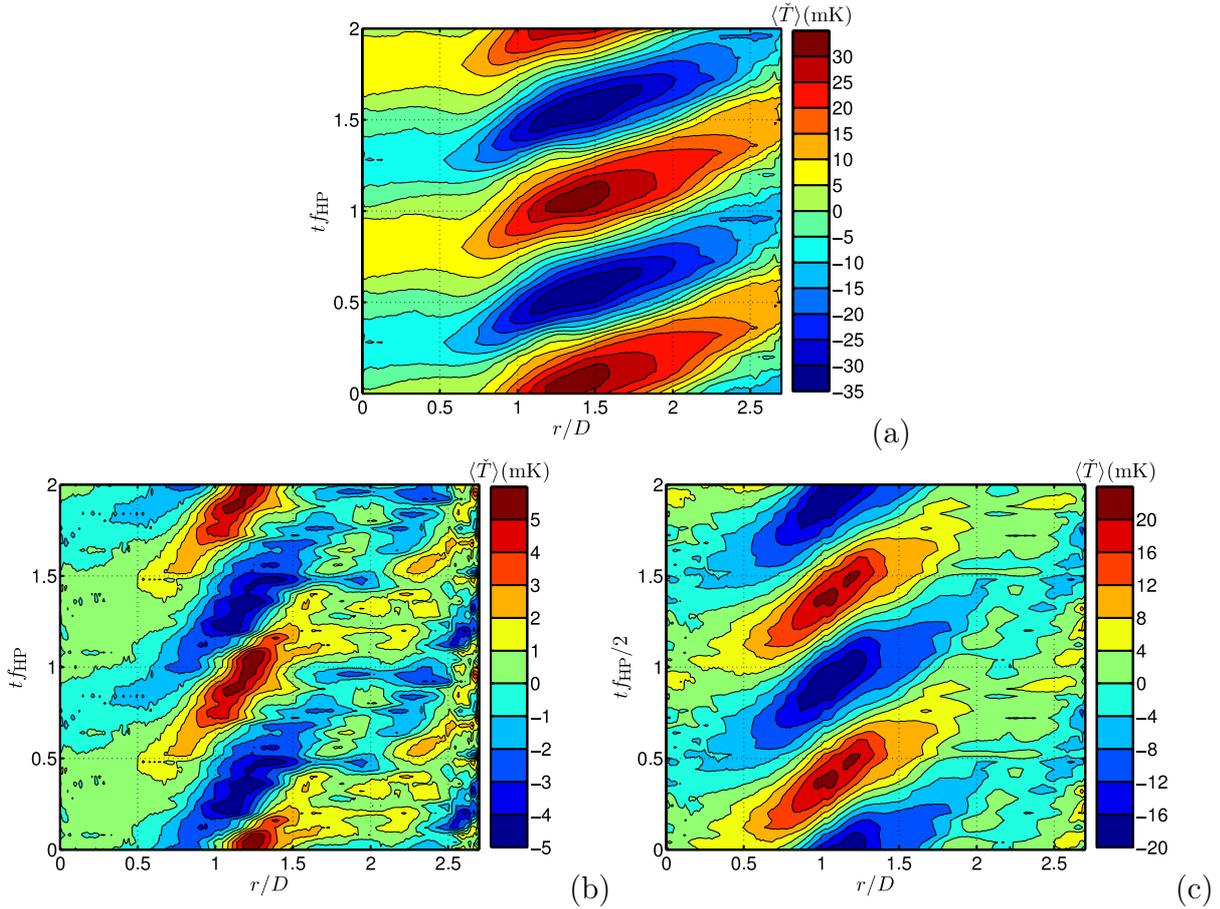


FIGURE VI.25 – Moyenne azimutale de la moyenne de phase pour les différents forçages : (a) $St_{HP} = 0.26$, (b) $St_{HP} = 0.51$ et (c) $St_{HP} = 0.79$.

à cause de la diminution de l'intensité des tourbillons avec leur extension radiale. La pente des fronts chauds ou froids permet de calculer leur vitesse de propagation radiale, qui vaut environ $0.65u_0$ entre $r/D = 1$ et 2 . Pour $St_{HP} = 0.51$ (Fig. VI.25(b)), les amplitudes sont beaucoup plus faibles et ne dépassent pas 5mK . On observe malgré tout une structuration à la fréquence du forçage pour $0.7 < r/D < 1.6$. La vitesse de propagation des fronts chauds et froids est alors $0.55u_0$. Pour $r/D > 1.6$, la moyenne de phase semble avoir perdu toute structuration cohérente. Pour $St_{HP} = 0.79$ (Fig. VI.25(c)), on retrouve des amplitudes moins négligeables, de l'ordre de 20mK . La structuration périodique s'étend entre $r/D = 0.5$ et $r/D = 1.8$. La vitesse de propagation des fronts est $0.55u_0$. Comme pour les mesures de pression, les vitesses de propagation des fronts ne correspondent pas tout à fait aux vitesses de convection des tourbillons le long de la paroi (Sec. IV.3.3), elles sont ici légèrement plus élevées.

Les moyennes de phase de température montrent ainsi que les tourbillons ont un effet sur la température fluctuante de la paroi. En effet, les fréquences d'évolution de la température correspondent à la fréquence de passage des tourbillons dans la zone considérée. De plus, les vitesses de propagation de ces fronts sont du même ordre de grandeur que les vitesses de convection des tourbillons. Les amplitudes de ces évolutions de température

suivent la même tendance que celle de l'amplitude de vitesse au centre de la buse, noté A et défini à la Section IV.1.2. En effet, les fluctuations de $\langle T \rangle$ sont les plus amples pour $St_{HP} = 0.26$, avec le paramètre $A = 0.135$ le plus élevé, et les fluctuations les plus faibles sont pour $St_{HP} = 0.51$, et $A = 0.025$ est le plus faible.

Malheureusement, en l'absence de mesures vitesse/température couplées, il est impossible de conclure quant à l'effet réel des tourbillons. On ne peut pas savoir si le passage du tourbillon correspond à un front froid ou à un front chaud. Les deux points de vue peuvent d'ailleurs être défendus (Fig. VI.26) :

- (a) : le passage des tourbillons correspond aux vitesses les plus élevées au voisinage de la plaque. Les transferts thermiques sont donc plus élevés, et la plaque se refroidit. Le passage des tourbillons correspond alors à un front froid.
- (b) : les tourbillons se réchauffent au voisinage de la plaque. La légère augmentation de la température de paroi pourrait donc être due au passage de ces tourbillons. Entre les tourbillons, l'air qui échange de la chaleur avec la plaque provient de l'air ambiant, entraîné vers la plaque par la vitesse induite par les tourbillons. Cet air, plus frais, provoque alors les fronts froids. Dans ce cas, le passage des tourbillons correspond à un front chaud.

On peut également imaginer des situations mixtes, dans lesquelles les tourbillons se situent intercalés entre le front chaud et le front froid, ou bien entre le front froid et le front chaud.

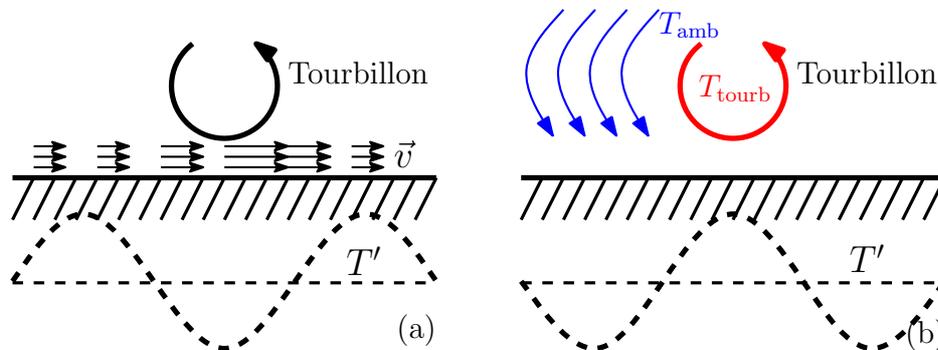


FIGURE VI.26 – Effet du passage d'un tourbillon sur la température fluctuante.

La moyenne de phase est assez limitative, du fait qu'elle impose une périodicité au champ de température. Alors qu'on cherche seulement à se prémunir des très basses fréquences observées sur la température brute, on ne conserve que la fréquence du forçage et ses harmoniques. On perd beaucoup d'informations sur l'évolution des températures de paroi. De plus, elle nécessite une fréquence de référence pour calculer la moyenne de phase, chose que nous n'avons pas pour le cas de référence, sans forçage. Ce type d'analyse est donc impossible pour les résultats du jet non forcé.

VI.2.3 Filtrage passe-haut

Une deuxième méthode d'analyse, plus complète puisqu'applicable tant au jet forcé qu'au jet non forcé, a été développée. Il s'agit d'appliquer un filtre passe-haut au signal

de température pour tous les pixels de la fenêtre de mesure. Le filtre utilisé est un filtre à réponse impulsionnelle finie avec une fréquence de coupure à -3 dB de 50 Hz ($St_D = 0.107$). Le gain et la phase du filtre utilisé en fonction du nombre de Strouhal sont représentées à la Figure VI.27. Il est à noter que la phase est linéaire avec la fréquence. Ainsi, le décalage temporel introduit par la phase du filtre ne dépend pas de la fréquence. Autrement dit, toutes les fréquences sont décalées par le même temps².

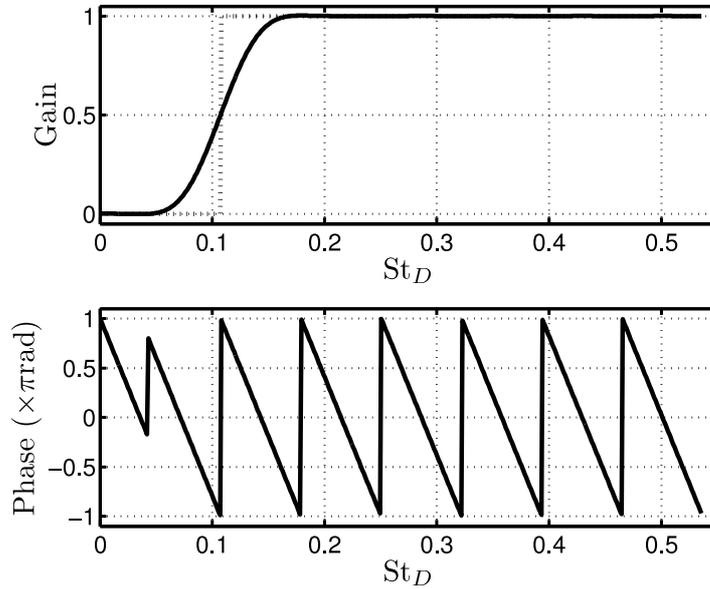


FIGURE VI.27 – Magnitude et phase du filtre à réponse impulsionnelle finie utilisé.

Le signal temporel en chaque point est extrait, on lui applique le filtre par convolution du signal avec la réponse impulsionnelle du filtre et on reconstruit les champs de température. Les champs de température filtrés sont notés \hat{T} . Les densités spectrales de puissances de températures pour les quatre configurations à la position ($x/D = -1$, $y/D = 0$) sont représentées à la Figure VI.28. La position est la même que pour les spectres bruts représentés à la Figure VI.23.

Ces spectres montrent que tous les nombres de Strouhal inférieurs à 0.1 sont considérablement atténués. Les très basses fréquences qui gênaient pour observer les phénomènes thermiques aux fréquences caractéristiques de l'écoulement ont donc disparu. Entre $St_D = 0.1$ et 0.15, les oscillations sont atténuées de moins de 3dB. Après $St_D = 0.15$, les spectres ne sont plus du tout modifiés. En particulier, les pics dans les spectres de température ont exactement la même énergie.

La Figure VI.29 représente des champs instantanés de champs de température filtrés \hat{T} . Ces instantanés sont pour les mêmes temps que les champs instantanés fluctuants bruts de la Figure VI.21.

2. La phase $\Delta\phi$ est linéaire avec la fréquence, donc avec la pulsation ω , donc $\Delta\phi(\omega) = K\omega$. Le délai Δt introduit par le filtre est $\Delta t(\omega) = \frac{\Delta\phi(\omega)}{\omega} = K$ qui est donc constant par rapport à la fréquence.

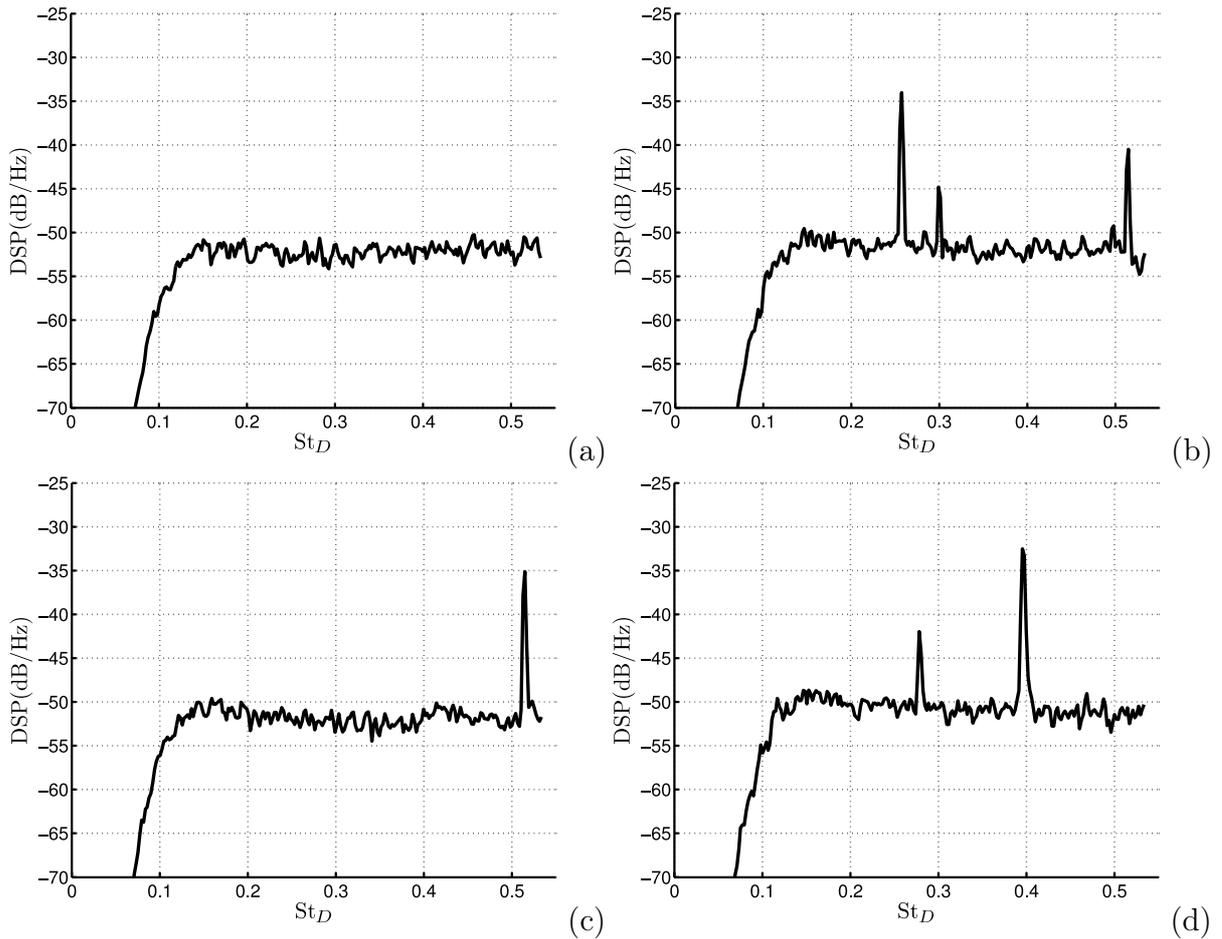


FIGURE VI.28 – Densité spectrale de puissance de températures en $(x/D = -1, y/D = 0)$ pour les différents forçages après filtrage : (a) sans forçage, (b) $St_{HP} = 0.26$, (c) $St_{HP} = 0.51$ et (d) $St_{HP} = 0.79$.

Pour les quatre configurations, les amplitudes maximales observées sur les champs instantanés de température filtrés sont de l'ordre de $0.1K$, ce qui est entre 3 et 10 fois plus élevé que pour les moyennes de phase présentées précédemment. Ainsi, on récupère bien une part bien plus importante de l'énergie contenue dans la température fluctuante. Du fait du filtrage effectué pixel par pixel, on obtient des champs de température de \hat{T} beaucoup moins « continus » que les champs bruts ou les moyennes de phase, ce qui se traduit par des isocontours de température aux frontières très hachées.

Pour les cas avec forçage (Fig. VI.29(b,c,d)), on retrouve des résultats moins bien lissés, mais cohérents avec ce qui a été observé pour les moyennes de phase. La température fluctuante pariétale est donc constituée de différents fronts chauds et froids, se succédant à la fréquence du forçage. On retrouve de plus un aspect filamentaire à ces évolutions : des filets chauds ou froids se propagent dans la direction radiale.

Pour le cas non forcé (Fig. VI.29(a)) qu'on ne pouvait pas étudier à l'aide de la moyenne de phase, on retrouve également des successions de fronts chauds et froids. Cependant, aucune fréquence ne se dégage dans le spectre de température (Fig. VI.28(a)), tout

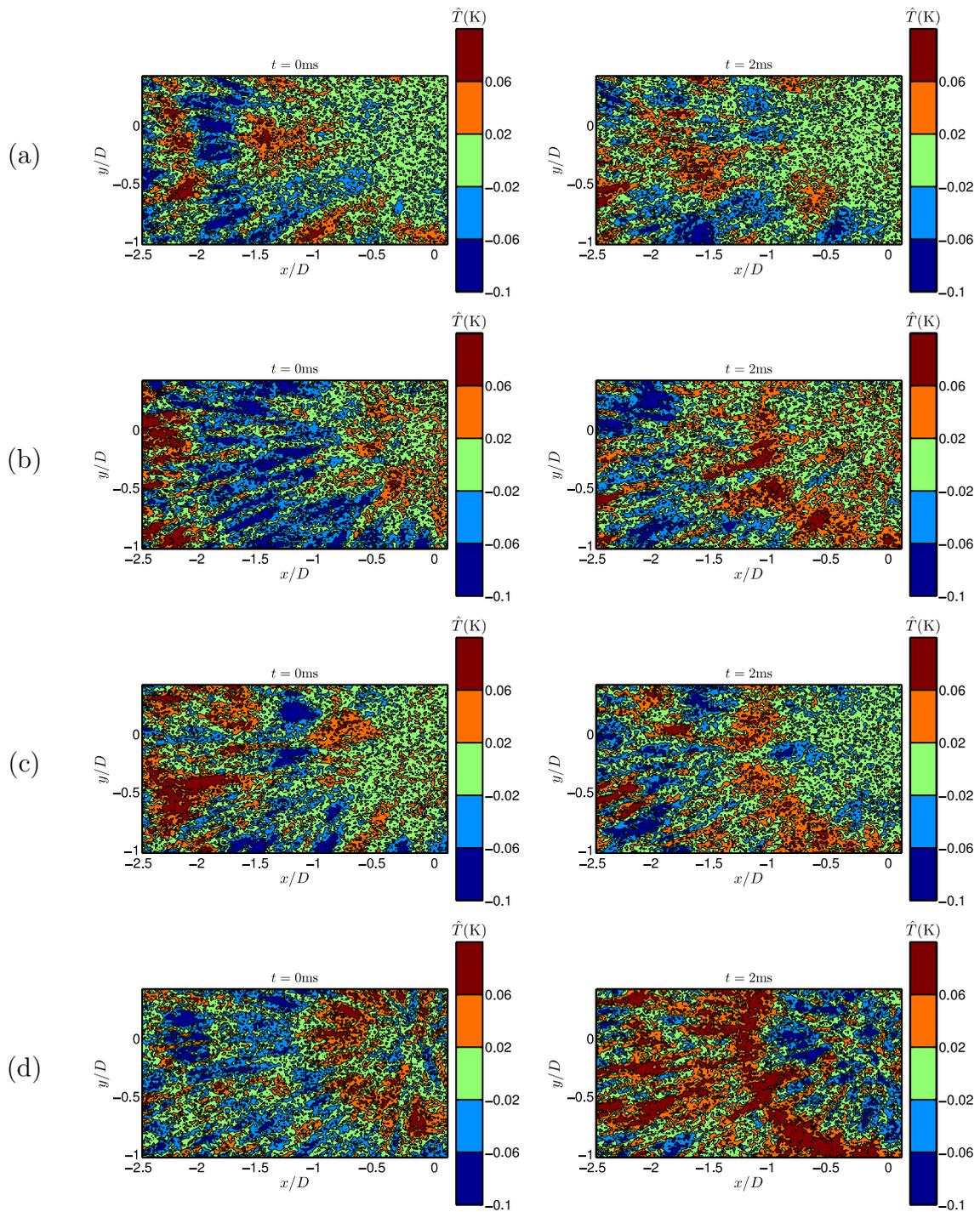


FIGURE VI.29 – Champs instantanés de température pariétale après filtrage pour les différents forçages : (a) sans forçage, (b) $St_{HP} = 0.26$, (c) $St_{HP} = 0.51$ et (d) $St_{HP} = 0.79$. Colonne de gauche : $t = 0$ ms et colonne de droite : $t = 2$ ms.

comme dans le spectre de vitesse sans forçage (Fig. IV.6 pour $z/D = 3$ en se limitant à $0 < St_D < 0.5$). La succession des fronts chauds et froids semble donc une nouvelle fois être liée au passage des tourbillons. En effet, dans le cas sans forçage, aucune fréquence caractéristique de tourbillons ne domine le spectre de vitesse, les effets de ces tourbillons sur la température de paroi ne peuvent donc pas présenter une fréquence d'apparition prépondérante.

Malgré un caractère beaucoup moins axisymétrique que les moyennes de phase, on peut calculer une moyenne azimutale, notée \tilde{T} , partiellement représentée pour les quatre configurations à la Figure VI.30.

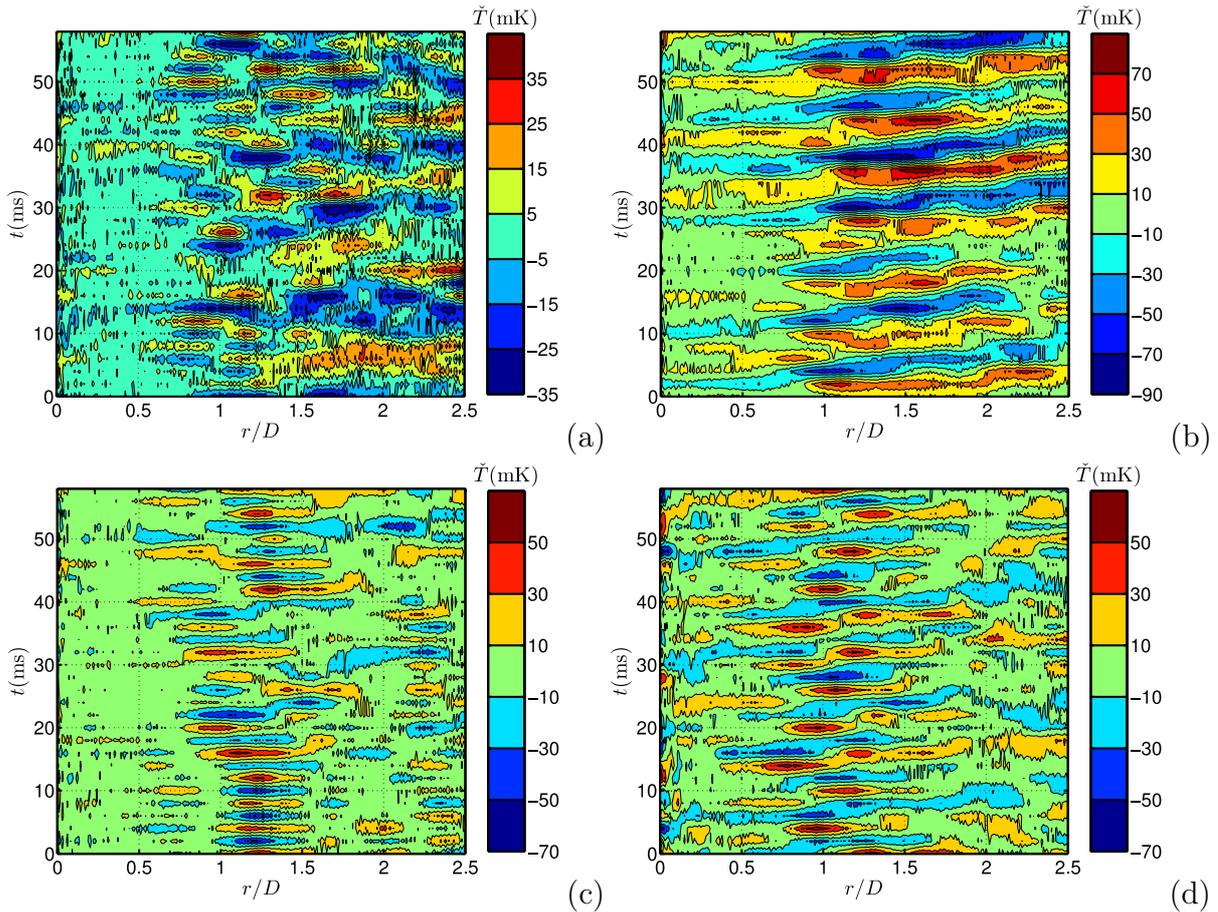


FIGURE VI.30 – Cartographie spatio-temporelle de température moyennée azimutalement : (a) sans forçage, (b) $St_{HP} = 0.26$, (c) $St_{HP} = 0.51$ et (d) $St_{HP} = 0.79$.

Pour les cas avec forçage (Fig. VI.30(b,c,d)), les résultats sont similaires à ceux de la moyenne de phase (Fig. VI.25). On retrouve la succession des fronts chauds et froids, se développant à partir de $r/D = 0.7$ environ, à la fréquence correspondant aux pics des spectres de température correspondants (Fig. VI.28(b,c,d)). Ces fronts sont présents jusqu'à la fin de la fenêtre de visualisation pour $St_{HP} = 0.26$, jusqu'à $r/D = 1.6$ pour $St_{HP} = 0.51$ et jusqu'à $r/D = 1.8$ pour $St_{HP} = 0.79$. Les amplitudes sont plus élevées que pour les moyennes de phase. Sans forçage (Fig. VI.30(a)), on retrouve des fronts chauds et froids, avec des amplitudes (35mK) moins élevées que dans les cas forcés (jusqu'à 80mK pour

$St_{HP} = 0.26$). Conformément au spectre correspondant (Fig. VI.28(a)), il n'y a pas de fréquence prépondérante dans la gamme de mesure.

À partir de ces cartographies de température, on peut calculer une température quadratique \tilde{T}^{rms} dépendant de r/D correspondant à la gamme de mesure filtrée ($0.1 < St_D < 0.55$) :

$$\tilde{T}^{rms} = \left(\overline{\tilde{T}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{VI.8})$$

La Figure VI.31 représente les variations radiales de la température quadratique pour les quatre configurations (Fig. VI.31(a)) et les variations de vitesses quadratiques à $0.1D$ de la plaque (Fig. VI.31(b)).

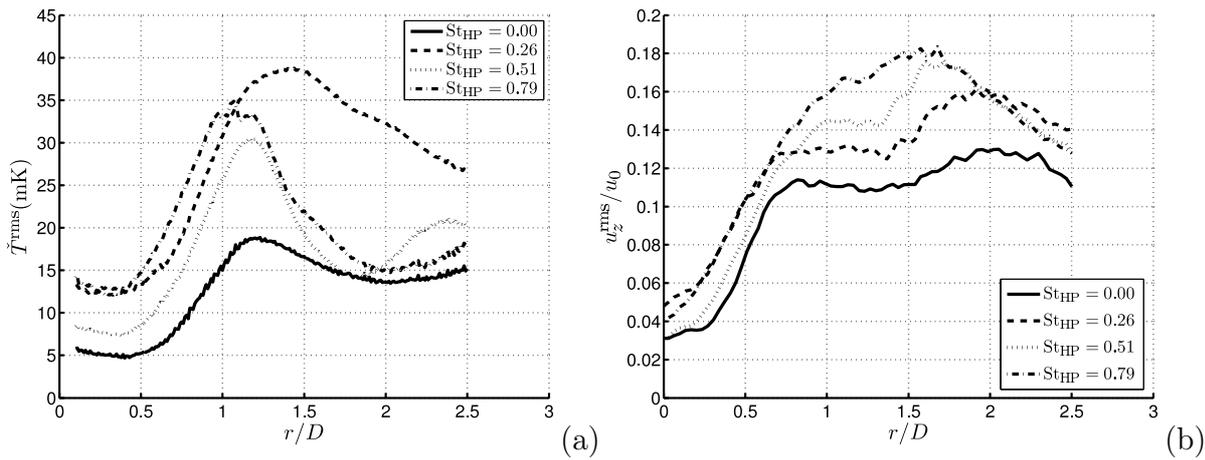


FIGURE VI.31 – (a) Températures quadratiques après filtrage et moyenne azimutale et (b) vitesses quadratiques à $0.1D$ de la plaque pour $H/D = 3$.

Tout d'abord, pour $r/D < 0.5$, les températures quadratiques sont très faibles pour toutes les configurations (5mK sans forçage, 7mK pour $St_{HP} = 0.51$ et 12mK pour $St_{HP} = 0.26$ et 0.79). En effet, le cône potentiel n'étant pas encore terminé, les fluctuations de vitesse (Fig. VI.31(b)) sont également très faibles, il y a donc très peu de variations de transferts de chaleur et donc de fluctuations de température à la paroi.

Ensuite, les températures quadratiques augmentent pour les quatre configurations. L'augmentation la plus faible correspond au jet non forcé, où la température quadratique maximale est 18mK pour $r/D = 1.2$. Le forçage à $St_{HP} = 0.51$ donne une température quadratique maximale de 30mK pour $r/D = 1.2$, puis celui à $St_{HP} = 0.79$ a son maximum (35mK) pour $r/D = 1.1$, et enfin le forçage à $St_{HP} = 0.26$ donne une température quadratique maximale à 38mK pour $r/D = 1.4$. Ces augmentations correspondent à l'arrivée des structures tourbillonnaires sur la plaque d'impact et donc à l'augmentation d'amplitude des fronts chauds et froids.

Pour le jet non forcé et les jets forcés à $St_{HP} = 0.51$ et $St_{HP} = 0.79$, on a alors une diminution de la température quadratique jusqu'à environ 15mK aux alentours de la position $r/D = 2$. Il est à noter que ce minimum local correspond à peu près à la position du lobe secondaire dans les variations radiales du nombre de Nusselt (Fig. VI.19(b)). Les

températures quadratiques augmentent ensuite légèrement jusqu'à la fin de la fenêtre de visualisation.

Pour le jet forcé à $St_{HP} = 0.26$, l'évolution est assez différente des autres cas. Après la température quadratique maximale à $r/D = 1.4$, l'évolution ne fait que diminuer légèrement jusqu'à la fin de la fenêtre de visualisation. Ceci peut être dû au fait que les tourbillons dans cette configuration ne s'éloignent pas de la plaque après l'impact, contrairement aux autres configurations (Fig. VI.12(b)). L'amplitude des fluctuations décroît alors légèrement avec la conjugaison de deux effets : la perte d'intensité des anneaux tourbillonnaires avec leur extension radiale et le fait que les tourbillons se réchauffent de plus en plus au contact de la plaque, ce qui tend à faire diminuer leur effet sur la température fluctuante. On peut également mettre cette différence en relation avec le fait qu'on observe pas de lobe secondaire sur l'évolution radiale du nombre de Nusselt dans cette configuration (Fig. VI.19(b)).

VI.2.4 Décomposition triple de la température pariétale

À partir de ces traitements, il est possible, comme pour la vitesse, de définir une décomposition triple de la température :

$$T = \bar{T} + T' = \bar{T} + \tilde{T} + T'' \quad (\text{VI.9})$$

où T est la température instantanée, \bar{T} la température moyenne, T' la fluctuation de température, \tilde{T} la composante cohérente de la température et $T'' = T' - \tilde{T}$ la température résiduelle. On appliquera cette décomposition à la quantité $T - T_{inj}$, où T_{inj} est la température d'injection du jet, cette différence de température est plus représentative de notre problème que la température brute T . Le filtre utilisé pour extraire la composante cohérente peut être la moyenne de phase ou le filtrage passe-haut. Un exemple de décomposition triple par moyenne de phase pour $H/D = 3$ et $St_{HP} = 0.26$ est alors présenté à la Figure VI.32. La composante moyenne, non représentée, est quasiment identique au champ de température instantané (Fig. VI.32(a)).

La composante cohérente de la température (Fig. VI.32(c)) provenant de la moyenne de phase, on retrouve la succession de fronts chauds et froid, dont les amplitudes sont très faibles (0.03K). En conséquence, la température résiduelle (Fig. VI.32(d)) est quasiment identique aux fluctuations globales de températures (Fig. VI.32(b)). L'amplitude de ces champs de température est de l'ordre de 0.3K, soit dix fois plus que la composante cohérente de la température. La composante résiduelle est donc principalement constituée des contributions à très basses fréquences, qui s'organisent en filaments suivant des directions radiales.

Du point de vue énergétique, la décomposition est similaire à celle de la vitesse :

$$\|T - T_{inj}\|^2 = \|\bar{T} - T_{inj}\|^2 + \|T'\|^2 = \|\bar{T} - T_{inj}\|^2 + \|\tilde{T}\|^2 + \|T''\|^2 + 2(\tilde{T} \cdot T'') \quad (\text{VI.10})$$

La Table VI.1 donne alors les valeurs des différentes composantes de la décomposition énergétique avec une décomposition triple basée sur le filtrage passe-haut.

En ce qui concerne la composante moyenne, elle est comme attendue très proche de la composante instantanée. Les composantes fluctuantes sont en conséquence très faibles, de

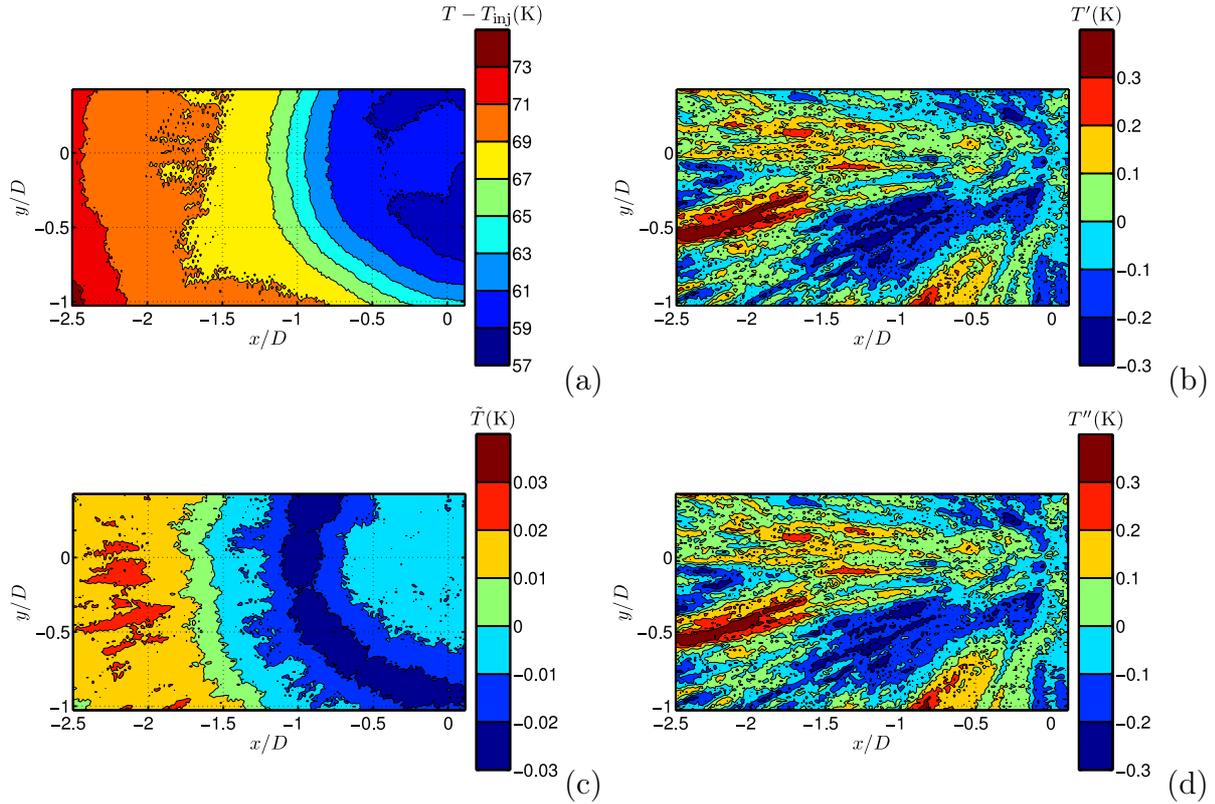


FIGURE VI.32 – Exemple de décomposition triple de température : (a) température instantanée, (b) température fluctuante, (c) température cohérente et (d) température résiduelle.

St_{HP}	$\ T - T_{inj}\ ^2$	$\ \tilde{T} - T_{inj}\ ^2$	$\ T'\ ^2$	$\ \tilde{T}\ ^2$	$\ T''\ ^2$	$2(\tilde{T} \cdot T'')$
0	1	≈ 1	$2.97 \cdot 10^{-6}$	—	—	—
0.26	1	≈ 1	$3.93 \cdot 10^{-6}$	$5.26 \cdot 10^{-7}$	$3.40 \cdot 10^{-6}$	$\approx 4 \cdot 10^{-8}$
0.51	1	≈ 1	$4.28 \cdot 10^{-6}$	$4.25 \cdot 10^{-7}$	$3.85 \cdot 10^{-6}$	$\approx 4 \cdot 10^{-8}$
0.79	1	≈ 1	$4.81 \cdot 10^{-6}$	$5.34 \cdot 10^{-7}$	$4.28 \cdot 10^{-6}$	$\approx 5 \cdot 10^{-8}$

TABLE VI.1 – Aspects énergétiques de la décomposition triple de température par filtrage passe-haut.

l'ordre de $4 \cdot 10^{-6}$. Cette composante fluctuante se décompose pour les cas forcés entre la composante cohérente, de l'ordre de $5 \cdot 10^{-7}$ et la température résiduelle, autour de $4 \cdot 10^{-6}$, et donc très peu différente de la composante de fluctuations $\|T'\|^2$. Une nouvelle fois, la majeure partie des fluctuations provient des basses fréquences avec ce régime filamentaire.

La décomposition triple de la température présentée ici permet de représenter les différents phénomènes de propagation de température sur la plaque d'impact. Néanmoins, cette décomposition ne se relie pas aisément à celle effectuée pour les champs de vitesse (Sec. IV.4). Par exemple, on ne peut clairement pas lier le champ moyen de vitesse et la température moyenne de la plaque. Comme cela a été démontré grâce aux mesures ther-

miques stationnaires, la composante cohérente de la vitesse joue un rôle prépondérant sur la composante moyenne de la température.

VI.2.5 Conclusion

Les mesures de températures pariétales instationnaires ont permis de mettre en évidence un effet du passage des structures tourbillonnaires sur l'évolution temporelle de la température de paroi. Pour cela, il est indispensable de traiter les mesures brutes, dominées par des basses fréquences, pour faire apparaître des successions de fronts chauds et froids, à la fréquence des passages des tourbillons sur la plaque.

Les deux méthodes de traitements présentées (moyenne de phase et filtrage passe-haut) donnent ainsi des résultats similaires. La moyenne de phase permet d'améliorer la résolution temporelle mais fait perdre trop d'informations sur les signaux de température, alors que le filtrage passe-haut, coûteux en temps de calcul, permet de donner une meilleure estimation du signal temporel de température à la paroi, pour les fréquences caractéristiques de l'écoulement. D'autres traitements comme la décomposition en modes propres ont été testés, elle ne permet cependant pas de découpler les événements très basses fréquences des événements correspondants à la fréquence de passage des tourbillons.

Enfin, il est à noter que les amplitudes de température des mesures brutes sont de 0.5K. Après traitement, les amplitudes sont inférieures à 0.1K avec le filtrage passe-haut et à 0.05K avec la moyenne de phase. Ces très faibles amplitudes peuvent paraître décevantes et frustrantes, on a cependant montré qu'elles correspondaient à des phénomènes aérodynamiques (structures tourbillonnaires). De plus, il apparaît que la technique de mesure utilisée aurait tendance à sous-estimer ces fluctuations. En effet, la caméra infrarouge mesure une température sur un plan de mesure, plan qui a une certaine épaisseur, typiquement de l'ordre de quelques microns. La caméra intègre donc le rayonnement sur une certaine profondeur de la plaque d'impact. Les fluctuations de températures pariétales ont tendance à être très rapidement atténuées par la conduction dans la profondeur de la plaque. La caméra intègre donc sur la profondeur un signal qui s'atténue avec la profondeur. L'amplitude des fluctuations mesurées est donc nécessairement inférieure à l'amplitude des fluctuations réelles à la paroi.

La littérature en matière de mesures de températures pariétales résolues temporellement sur des jets en impact est assez peu pourvue. Notons tout de même les travaux de O'Donovan et Murray [76] et de Narayanan et Patil [74]. O'Donovan et Murray [76] mesurent directement les transferts de chaleur pour des jets ronds ($H/D \leq 2$, $Re \leq 30\,000$) et obtiennent des nombres de Nusselt quadratiques de l'ordre de 2-5 pour $r/D < 3$. À partir de l'Équation VI.5, on peut évaluer un nombre de Nusselt quadratique pour nos configurations, et celui-ci est de l'ordre de 0.005 sans forçage et 0.01 avec forçage. Ces valeurs beaucoup plus faibles sont probablement liées à la technique de mesure utilisée. En effet, Narayanan et Patil [74] mesurent les fluctuations de température par thermographie infrarouge (jet plan, $H/D \leq 5$, $Re = 22\,500$). Ils obtiennent des amplitudes de fluctuations de température de l'ordre de 0.3K, ce qui est tout à fait cohérent avec ce que nous avons obtenu.

CONCLUSION & PERSPECTIVES

Conclusion

Les travaux présentés dans ce mémoire constituent une étude expérimentale aérodynamique et thermique de l'impact d'un jet rond unique sur une paroi plane. L'objectif initial du travail était de déterminer le rôle des structures instationnaires sur le transfert de chaleur d'un jet en impact, ou plus exactement sur le coefficient d'échange entre la plaque et l'écoulement extérieur.

Pour mener à bien cette étude, il a fallu dans un premier temps concevoir et valider un banc expérimental original. Un travail bibliographique a donc été mené pour définir les caractéristiques aérodynamiques et thermiques de l'impact d'un jet d'air sur une plaque plane, ainsi que les paramètres les plus influents sur les transferts de chaleur dus à cet impact. Ce banc devait en outre répondre à certaines exigences comme de nombreux accès optiques pour faciliter les mesures aérodynamiques, mais aussi une certaine modularité pour pouvoir faire varier aisément les principaux paramètres de l'étude. Pour toutes ces raisons, nous avons retenu un banc permettant l'étude d'un jet unique axisymétrique en impact sur une paroi plane perpendiculaire. Le nombre de Reynolds du jet a été fixé à 28 000 car il constitue pour de nombreux auteurs [5, 14, 21] une configuration de référence. Seules deux distances d'impact ont été étudiées ($H/D = 3$ et $H/D = 5$) car elles correspondent à deux configurations distinctes : pour la plus petite distance d'impact, la zone potentielle n'est pas finie au moment de l'impact contrairement à la configuration $H/D = 5$. Le module d'injection a été équipé d'un haut-parleur de manière à moduler la vitesse du jet en sortie de buse. Cette technique simple et robuste nous a permis de faire varier sur une large gamme le contenu énergétique des structures cohérentes qui se forment naturellement pour ce type d'écoulement. Au final, trois fréquences de forçage ont été majoritairement utilisées, correspondant à des nombres de Strouhal basés sur la diamètre du jet $St_{HP} = 0.26, 0.51$ et 0.79 et permettant des configurations d'écoulements avec des comportements et des propriétés distincts. L'amplitude du forçage donne des modulations de la vitesse en sortie de buse variant entre 2 et 48% selon les configurations. Les résultats pour ces configurations forcées sont comparés au cas de référence, pour lequel le jet n'est pas forcé. On notera que nos résultats ont permis

de mettre en évidence que cette technique de forçage n'est pas adaptée dans le cas d'une injection de type « tube long ».

Diverses techniques de mesure ont été utilisées pour qualifier le montage et mener à bien cette étude. Des champs de vitesse ont été mesurés par vélocimétrie par images de particules classique (PIV) ou haute vitesse (HS-PIV). Des mesures de vitesse par fil chaud ont également été menées. Des capteurs différentiels de pression ont permis de mesurer l'évolution temporelle des pressions sur la paroi d'impact. Enfin, une caméra infrarouge a permis d'obtenir les distributions moyennes et fluctuantes de températures pariétales. La complémentarité de ces techniques a permis dans un premier temps de valider le dispositif expérimental, puis, dans un second temps, de réaliser une base de données relativement complète nécessaire à l'analyse des mécanismes physiques mis en jeu.

Ainsi, les mesures de champs de vitesse par PIV ont clairement mis en évidence l'effet du forçage acoustique sur le jet. Les structures tourbillonnaires dans la couche de mélange du jet correspondant à la fréquence du forçage sont amplifiées. Selon la fréquence de forçage, ces tourbillons peuvent être très stables ($St_{HP} = 0.26$), perdre leur cohérence à l'approche de la plaque d'impact ($St_{HP} = 0.51$), ou encore donner lieu à des interactions régulières entre tourbillons ($St_{HP} = 0.79$). Pour des amplitudes de forçage modérées, les champs moyens de vitesse peuvent être très peu modifiés par le forçage alors que les intensités turbulentes de fluctuations de vitesse augmentent sensiblement. Les décompositions triples calculées à l'aide de moyennes de phase ou de décompositions en modes propres montrent que les contributions moyennes, cohérentes et stochastiques de l'écoulement peuvent alors être adaptées en fonction de la fréquence et de l'amplitude du forçage acoustique, permettant ainsi une grande souplesse pour l'étude paramétrique et une grande diversité d'écoulement pour la compréhension des mécanismes physiques. Les résultats montrent que ces tourbillons génèrent des fluctuations de pression sur la plaque d'impact, qui ont été mesurées et évaluées à l'aide d'un formalisme intégral sur une équation de Poisson pour la pression. Cette méthode permet d'obtenir une estimation raisonnable de la pression pariétale, à la fois pour la pression moyenne ainsi que pour les fluctuations de pression. Bien que ces fluctuations soient systématiquement sous-estimées, les spectres de pressions pariétales ainsi que les corrélations spatio-temporelles sont très bien évalués.

La dernière partie du travail, l'étude des transferts de chaleur moyens par convection entre le jet et la paroi d'impact, révèle deux principaux effets du forçage acoustique sur les variations radiales du nombre de Nusselt pour la petite distance d'impact ($H/D = 3$). L'effet de l'impact du cône potentiel du jet sur la paroi disparaît lorsque le forçage acoustique conduit à une augmentation importante des niveaux de turbulence sur l'axe du jet ($St_{HP} = 0.26$). Pour toutes les configurations de forçage étudiées, le lobe secondaire de transferts de chaleur, situé à $r/D = 2$ dans le cas de référence, est déplacé vers l'amont et est fortement atténué par le forçage acoustique. En revanche, pour la grande distance d'impact ($H/D = 5$), le forçage acoustique n'a que très peu d'effet sur la distribution du nombre de Nusselt. On peut expliquer en partie ce comportement par une excitation insuffisante et/ou par un écoulement au comportement établi bien ancré qui minimise l'effet du forçage et de son action sur les transferts. Une originalité de ce travail concerne des mesures instantanées de température pariétale. Elles mettent en évidence deux modes de propagation des fluctuations de température le long de la plaque d'impact. Le premier est indépendant du

forçage acoustique et correspond à une propagation filamentaire (présentant des directions angulaires privilégiées), pour des amplitudes de l'ordre de 0.5 K. Les fréquences caractéristiques sont très faibles (< 50 Hz). Le second mode de propagation est lié à la convection des tourbillons le long de la plaque d'impact, et correspond à la propagation radiale de fronts chauds et froids. Il se produit à la fréquence caractéristique des tourbillons convectés sur la plaque et son amplitude est de l'ordre de 0.1 K.

Perspectives

À ce stade de l'étude, plusieurs questions restent en suspens pour la poursuite de ces travaux :

Pourquoi observe-t-on des différences concernant les vitesses de convections des structures en fonction de la grandeur mesurée (vitesse, pression, température). S'agit-il là d'une dispersion liée aux mesures ou bien existe-t-il une explication plus physique ? Pour lever ce doute, différentes solutions sont envisageables. Par exemple, des mesures couplées vitesse/température permettraient de compléter cette analyse. Malheureusement, ces mesures semblent plus problématiques à mettre en oeuvre. En effet, le plan laser nécessaire pour des mesures PIV va modifier considérablement la température sur la plaque. Les mesures de thermographie infrarouge devront donc être couplées à une mesure de vitesse locale par fil chaud, ce qui limitera l'analyse de ces résultats.

De même, des mesures couplées vitesse/pression devraient permettre d'analyser plus finement l'effet des tourbillons sur les pressions pariétales. Ces mesures vitesse (PIV) - pression (capteurs différentiels), qui ne posent pas de problèmes techniques particuliers, permettraient de mieux comprendre l'effet des tourbillons sur la pression pariétale via des techniques d'analyse telles que l'estimation stochastique linéaire (*Linear Stochastic Estimation* - LSE). De plus, en comparant la pression évaluée par formalisme intégral avec la pression mesurée au même instant, la méthode d'évaluation de la pression pariétale par formalisme intégral pourrait être validée.

Une étude numérique par simulation numérique directe (DNS) peut être envisagée d'ici quelques années. Elle permettrait d'avoir une base de données beaucoup plus complète pour l'identification des mécanismes mis en jeu. Une étude préliminaire (nombre de Reynolds plus modeste) a débuté en octobre 2010. Cette étude permettra à terme d'évaluer de manière systématique les modifications sur les distributions de nombre de Nusselt en fonction des paramètres de forçage (fréquence et amplitude), et donc d'analyser l'effet du forçage sur l'écoulement et sur la température de paroi.

Enfin, une étude sur l'effet de la compressibilité peut aussi être envisagée. En effet, de nombreuses applications des jets en impact concernent des jets faiblement ($\mathcal{M} > 0.3$) ou fortement compressibles ($\mathcal{M} > 0.8$). Il serait intéressant de vérifier que le rôle des structures tourbillonnaires sur les transferts thermiques est identique dans le cas des écoulements compressibles. A cette fin, une application de la méthodologie mise en place au cours de cette étude est programmée sur des jets supersoniques en impact. Alvi *et al.* [2] présentent un contrôle de jet supersonique en impact à l'aide de micro-jets supersoniques permettant

CONCLUSION & PERSPECTIVES

une atténuation de bruit de l'ordre de 10 dB. Une étude de détection et de caractérisation de structures tourbillonnaires couplée à des mesures de pression permettrait alors de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu dans la boucle rétroactive décrite par Ho et Nosseir [37].

BIBLIOGRAPHIE

- [1] R.J. ADRIAN, K.T. CHRISTENSEN et Z.C. LIU : Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields. *Experiments in Fluids*, 29:275–290, 2000.
- [2] F.S. ALVI, C. SHIH, R. ELAVARASAN, G. GARG et A. KROTHAPALLI : Control of supersonic impinging jet flows using supersonic microjets. *AIAA Journal*, 41:1347–1355, 2003.
- [3] S.L. ANDERSON et E.K. LONGMIRE : Particle motion in the stagnation zone of an impinging air jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 299:333–366, 1995.
- [4] R. BATRA et L. HESSELINK : Feature comparisons of 3d vector fields using earth mover’s distance. *In IEEE Visualization ’99*, 1999.
- [5] J.W. BAUGHN et S. SHIMIZU : Heat transfer measurements from a surface with uniform heat flux and an impinging jet. *ASME Journal of Heat Transfer*, 111:1096–1098, 1989.
- [6] Anthony BERNARD : *Aérodynamique de configurations de jets impactants appliquées au refroidissement de parois*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 1997.
- [7] William K. BLAKE : *Mechanics of flow-induced sound and vibration. Vol I : General concepts and elementary sources. Vol II : Complex flow-structure interactions*. Applied Mathematics and Mechanics (Academic Press, New-York), 1986.
- [8] A. BOILLOT et A.K. PRASAD : Optimization procedure for pulse separation in cross-correlation piv. *Experiments in Fluids*, 21:87–93, 1996.
- [9] Philippe BREVET : *Étude expérimentale et numérique des transferts thermiques par impact de jet(s). Application aux moteurs aéronautiques*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2001.
- [10] H.H. BRUUN : *Hot-Wire Anemometry - Principles and Signal Analysis*. Oxford University Press, 1995.
- [11] J.M. BUCHLIN : Convective heat transfer in impinging gas jet systems. *In VKI for Fluids Dynamics Lecture Series 2000-03, Aero-Thermal Performance of Internal Cooling Systems in Turbomachines*, 2000.
- [12] R. CAMUSSI : Coherent vortex identification from wavelet analysis of particle image velocimetry data. *Experiments in Fluids*, 32:76–86, 2002.

BIBLIOGRAPHIE

- [13] A.V.G. CAVALIERI, P. JORDAN, Y. GERVAIS, M. WEI et J.B. FREUND : Intermittent sound generation and its control in a free-shear flow. *Physics of Fluids*, 22:115113, 2010.
- [14] D. COOPER, D.C. JACKSON, B.E. LAUNDER et G.X. LIAO : Impinging jet studies for turbulence model assessment - i. flow-field experiments. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36:2675–2684, 1993.
- [15] S.C. CROW et F.H. CHAMPAGNE : Orderly structure in turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 48:547–591, 1971.
- [16] S. DEPARDON, J.J. LASSERRE, L.E. BRIZZI et J. BORÉE : Instantaneous skin-friction pattern analysis using automated critical point detection on near-wall piv data. *Measurement Science and Technology*, 17:1659–1669, 2006.
- [17] Sébastien DEPARDON : *Analyse topologique d'écoulements complexes : utilisation de la vélocimétrie par imagerie de particules pour une approche quantitative*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2006.
- [18] M.D. DESHPANDE et R.N. VAISHNAV : Submerged laminar jet impingement on a plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 114:213–226, 1982.
- [19] N. DIDDEN et C.-M. HO : Unsteady separation in a boundary layer produced by an impinging jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 160:235–256, 1985.
- [20] D. FABRIS, D. LIEPMANN et D. MARCUS : Quantitative experimental and numerical investigation of a vortex ring impinging on a wall. *Physics of Fluids*, 8:2640–2649, 1996.
- [21] M. FÉNOT, J.-J. VULLIERME et E. DORIGNAC : Local heat transfer due to several configurations of circular air jets impinging on a flat plate with and without semi-confinement. *International Journal of Thermal Sciences*, 44:665–675, 2005.
- [22] Matthieu FÉNOT : *Étude du refroidissement par impact de jets. Application aux aubes de turbines*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2004.
- [23] R. GARDON et J.C. AKFIRAT : The role of turbulence in determining the heat transfer characteristics of impinging jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 8:1261–1272, 1965.
- [24] R. GARDON et J.C. AKFIRAT : Heat transfer characteristics of impinging two-dimensional air jets. *ASME Journal of Heat Transfer*, 88:101–108, 1966.
- [25] C. GAU, W.Y. SHEU et C.H. SHEN : Impingement cooling flow and heat transfer under acoustic excitations. *ASME Journal of Heat Transfer*, 119:810–817, 1997.
- [26] J.W. GAUNTNER, J.N.B. LIVINGOOD et P. HRYCAK : Survey of literature on flow characteristics of a single turbulent jet impinging on a flat plate. Rapport technique, NASA, 1970.

-
- [27] Virginie GILARD : *Étude de l'aérodynamique de jets impactants une paroi concave*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2004.
- [28] R.J. GOLDSTEIN et A.I. BEHBAHANI : Impingement of a circular jet with and without cross flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 25:1377–1382, 1982.
- [29] R.J. GOLDSTEIN, A.I. BEHBAHANI et K.K. HEPPELMAN : Streamwise distribution of the recovery factor and the local heat transfer coefficient to an impinging circular air jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 29:1227–1235, 1986.
- [30] R.J. GOLDSTEIN et M.E. FRANCHETT : Heat transfer from a flat surface to an oblique impinging jet. *ASME Journal of Heat Transfer*, 110:84–90, 1988.
- [31] L. GRAFTIEAUX, M. MICHARD et N. GROSJEAN : Combining piv, pod and vortex identification algorithms for the study of unsteady swirling flows. *Measurement Science and Technology*, 12:1422–1429, 2001.
- [32] M. HADZIABDIC et K. HANJALIC : Vortical structures and heat transfer in a round impinging jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 596:221–260, 2008.
- [33] G. HALLER : Distinguished material surfaces and coherent structures in three-dimensional fluid flows. *Physica D*, 149:248–277, 2001.
- [34] G. HALLER : An objective definition of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 525:1–26, 2005.
- [35] C.-M. HO et L.-S. HUANG : Subharmonics and vortex merging in mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 119:443–473, 1982.
- [36] C.-M. HO et P. HUERRE : Perturbed free shear layers. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 16:365–424, 1984.
- [37] C.-M. HO et N.S. NOSSEIR : Dynamics of an impinging jet. part 1. the feedback phenomenon. *Journal of Fluid Mechanics*, 105:119–142, 1981.
- [38] Thi HOANG : *Optimisation du refroidissement par jet impactant bidimensionnel*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2009.
- [39] P. HRYCAK : Heat transfer from impinging jets - a literature review. Rapport technique, Flight Dynamics Laboratory, Air Force Wright Aeronautical Laboratories, Air Force System Command, 1981.
- [40] H. HUANG, D. DABIRI et M. GHARIB : On errors of digital particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 8:1427–1440, 1997.
- [41] L. HUANG et M. EL-GENK : Heat transfer of an impinging jet on a flat surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 37:1915–1923, 1994.
- [42] H.S. HUSAIN et F. HUSSAIN : Experiments on subharmonic resonance in a shear layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 304:343–372, 1995.

BIBLIOGRAPHIE

- [43] A.K.M.F. HUSSAIN : Coherent structures - reality and myth. *Physics of Fluids*, 26:2816–2850, 1983.
- [44] A.K.M.F. HUSSAIN : Coherent structures and turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 173:303–356, 1986.
- [45] A.K.M.F. HUSSAIN et A.R. CLARK : On the coherent structure of the axisymmetric mixing layer : a flow visualization study. *Journal of Fluid Mechanics*, 104:263–294, 1981.
- [46] A.K.M.F. HUSSAIN et W.C. REYNOLDS : The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. part 2. experimental results. *Journal of Fluid Mechanics*, 54:241–261, 1972.
- [47] A.K.M.F. HUSSAIN et K.B.M.Q. ZAMAN : Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. part 2. coherent structure dynamics. *Journal of Fluid Mechanics*, 101:493–544, 1980.
- [48] A.K.M.F. HUSSAIN et K.B.M.Q. ZAMAN : The 'preferred mode' of the axisymmetric jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 110:39–71, 1981.
- [49] S.D. HWANG et H.H. CHO : Effects of acoustic excitation positions on heat transfer and flow in axisymmetric impinging jet : main jet excitation and shear layer excitation. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24:199–209, 2003.
- [50] S.D. HWANG, C.H. LEE et H.H. CHO : Heat transfer and flow structures in axisymmetric impinging jet controlled by vortex pairing. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 22:293–300, 2001.
- [51] K. JAMBUNATHAN, R. LAI, A. MOSS et B.L. BUTTON : A review of heat transfer data for single circular jet impingement. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 13:106–115, 1992.
- [52] J. JEONG et F. HUSSAIN : On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 285:69–94, 1995.
- [53] Marion JOLLY : *Étude des transferts thermiques générés par l'impact de jets sur une paroi plane. Application au refroidissement des moteurs aéronautiques*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2000.
- [54] K. KATAOKA, R. SAHARA, H. ASE et T. HARADA : Role of large-scale coherent structures in impinging jet heat transfer. *Journal of Chemical Engineering of Japan*, 20:71–76, 1987.
- [55] R.D. KEANE et R.J. ADRIAN : Optimization of particle image velocimeters. part i : Double pulsed systems. *Measurement Science and Technology*, 1:1202–1215, 1990.
- [56] Jean-François KRAWCZYNSKI : *La structure du champ de vitesse dans un réacteur à jets opposés. Caractérisation du mélange turbulent*. Thèse de doctorat, Université de Rouen, France, 2007.

-
- [57] Budugur LAKSHMINARAYANA : *Fluid dynamics and heat transfer of turbomachinery*. Wiley Interscience, 1996.
- [58] Y. LAVIN, R. BATRA et L. HESSELINK : Feature comparisons of vectors field using earth mover's distance. *In Proc. IEEE Visualizations '98*, 1998.
- [59] Y. LEVY, D. DEGANI et A. SEGNER : Graphical visualization of vortical flows by means of helicity. *AIAA Journal*, 28:1347–1352, 1990.
- [60] T. LIU et J.P. SULLIVAN : Heat transfer and flow structures in an excited circular impinging jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 39:3695–3706, 1996.
- [61] J. LUMLEY : The structure of inhomogeneous turbulent flows. *In Atms. Turb. and Radio Wave Prop. (Ed. : A. Yaglom & V. Tatarski)*, pages 166–178. Nauka, Moscou, 1967.
- [62] D. LYTLE et B.W. WEBB : Air jet impingement heat transfer at low nozzle-plate spacings. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 37:1687–1697, 1994.
- [63] Florent MARGNAT : *Méthode numérique hybride pour l'étude du rayonnement acoustique d'écoulements turbulents pariétaux*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2005.
- [64] H. MARTIN : Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces. *Advances in Heat Transfer*, 13:1–60, 1977.
- [65] Awatef MESSAADI : *Étude des échanges convectifs en espace confiné le long d'une paroi multiperforée inclinée. Application au refroidissement des parois de chambre de combustion*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2003.
- [66] A. MICHALKE : On spatially growing disturbance in an inviscid shear layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 23:521–544, 1965.
- [67] A. MICHALKE : Survey on jet instability theory. *Progress in Aerospace Sciences*, 21:159–199, 1984.
- [68] P. MILLER : A study of wall jets resulting from single and multiple inclined jet impingement. *Aeronautical Journal*, June/July:201–216, 1995.
- [69] E.C. MLADIN et D.A. ZUMBRUNNEN : Nonlinear dynamics of laminar boundary layers in pulsatile stagnation flows. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 8:514–523, 1994.
- [70] E.C. MLADIN et D.A. ZUMBRUNNEN : Dependence of heat transfer to a pulsating stagnation flow on pulse characteristics. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 9:181–192, 1995.
- [71] E.C. MLADIN et D.A. ZUMBRUNNEN : Local convective heat transfer to submerged pulsating jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40:3305–3321, 1997.

- [72] T. MOREL : Comprehensive design of axisymmetric wind tunnel contractions. *Journal of Fluids Engineering*, 97:225–233, 1975.
- [73] A.M. NAGUIB et M.M. KOOCHESFAHANI : On wall-pressure sources associated with the unsteady separation in a vortex-ring/wall interaction. *Physics of Fluids*, 16:2613–2622, 2004.
- [74] V. NARAYANAN et V.A. PATIL : Oscillatory thermal structures induced by unconfined slot jet impingement. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32:682–695, 2007.
- [75] V. NARAYANAN, J. SEYEB-YAGOOBI et R.H. PAGE : An experimental study of fluid mechanics and heat transfer in an impinging slot jet flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47:1827–1845, 2004.
- [76] T.S. O'DONOVAN et D.B. MURRAY : Jet impingement heat transfer - part ii : A temporal investigation of heat transfer and local fluid velocities. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50:3302–3314, 2007.
- [77] P. ORLANDI et R. VERZICCO : Vortex rings impinging on walls : axisymmetric and three-dimensional simulations. *Journal of Fluid Mechanics*, 256:615–646, 1993.
- [78] C.O. PASHEREIT, I. WYGNANSKI et H.E. FIEDLER : Experimental investigation of subharmonic resonance in an axisymmetric jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 283:365–407, 1995.
- [79] B. PETOT : Refroidissement des aubes de turbines de turboréacteurs. *In Congrès de la Société Française de Thermique*, 1987.
- [80] Brice PETRE : *Étude des échanges convectifs en espace confiné le long d'un paroi multiperforée. Application au refroidissement des parois de chambre de combustion.* Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2001.
- [81] C.O. POPIEL et O. TRASS : Visualization of a free and impinging round jet. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 4:253–264, 1991.
- [82] A.K. PRASAD, R.J. ADRIAN, C.C. LANDRETH et P.W. OFFUTT : Low cost, high resolution dpiv for measurement of turbulent fluid flow. *Experiments in Fluids*, 13:105–116, 1992.
- [83] M. RAFFEL, C. WILLERT et J. KOMPENHANS : *Particle Image Velocimetry - A practical guide.* Springer-Verlag, 2000.
- [84] S. ROUX, M. FÉNOT, G. LALIZEL, L.-E. BRIZZI et E. DORIGNAC : Experimental investigation of the flow and heat transfer of an impinging jet under acoustic excitation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54:3277–3290, 2011.
- [85] Tony RUIZ : *Analyse de l'interaction entre un sillage tridimensionnel et une paroi. Détection de structures cohérentes responsables de fluctuations de pression pariétale.* Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aéronautique., 2009.

-
- [86] H. SCHLICHTING : *Boundary-Layer Theory, Sixth Edition*. MacGraw-Hill Book Company, New-York, 1968.
- [87] H.S. SHERIFF et D.A. ZUMBRUNNEN : Effect of flow pulsations on the cooling effectiveness of an impinging jet. *ASME Journal of Heat Transfer*, 116:886–895, 1994.
- [88] L. SIROVICH : Turbulence and the dynamics of coherent structures. part 1 : coherent structures. *Quarterly of Applied Mathematics XLV*, 3:561–571, 1987.
- [89] A.A. TAWFEK : Heat transfer and pressure distributions of an impinging jet on a flat surface. *Heat and Mass Transfer*, 32:49–54, 1996.
- [90] Jiri VEJRAZKA : *Experimental study of a pulsating round impinging jet*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2002.
- [91] R. VISKANTA : Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets. *Experimental thermal and fluid science*, 6:111–134, 1993.
- [92] H. VOLLMERS : Detection of vortices and quantitative evaluation of their main parameters from experimental velocity data. *Measurement Science and Technology*, 12:1199–1207, 2001.
- [93] J.D.A. WALKER, C.R. SMITH, A.W. CERRA et T.L. DOLIGALSKI : The impact of a vortex ring on a wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 181:99–140, 1987.
- [94] B.W. WEBB et C.-F. MA : Single-phase liquid jet impingement heat transfer. *Advances in Heat Transfer*, 26:105–217, 1995.
- [95] M.Y. WEN et K.J. JANG : An impingement cooling on a flat surface by using circular jet with longitudinal swirling strips. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46:1657–1667, 2003.
- [96] S.T. WERELEY et C.D. MEINHART : Second-order accurate particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 31:258–268, 2001.
- [97] L.A. YATES et G.T. CHAPMAN : Streamlines, vorticity lines and vortices around three-dimensional bodies. *AIAA Journal*, 30:1819–1926, 1992.
- [98] F.C. YEH et F.S. STEPKA : Review and status of heat-transfer technology for internal passages of air-cooled turbine blades. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 84:21828–+, avril 1984.
- [99] A.J. YULE : Large-scale structure in the mixing layer of a round jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 89:413–432, 1978.
- [100] K.B.M.Q. ZAMAN et A.K.M.F. HUSSAIN : Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. part 1. general jet response. *Journal of Fluid Mechanics*, 101:449–491, 1980.

BIBLIOGRAPHIE

- [101] J. ZHOU, R.J. ADRIAN, S. BALACHANDAR et T.M. KENDALL : Mechanisms for generating coherent structure packets of hairpin vortices in channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 387:353–359, 1999.
- [102] D.A. ZUMBRUNNEN et M. AZIZ : Convective heat transfer enhancement due to intermittency in an impinging jet. *ASME Journal of Heat Transfer*, 115:91–98, 1993.