

ÉCOLE DOCTORALE SPIGA

Année 2011

N° attribué par la bibliothèque

|  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|--|--|--|--|--|--|--|--|--|--|
|  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|--|--|--|--|--|--|--|--|--|--|

Analyse expérimentale multi-échelles des interactions entre un écoulement et une paroi par PIV et polarographie :  
Application à un jet plan immergé et confiné en impact

THÈSE DE DOCTORAT  
Discipline : Génie des Procédés  
Spécialité : *Mécanique des fluides et transferts*

*Présentée  
et soutenue publiquement par*

**Amine KOCHED**

*Le 21 juillet 2011, devant le jury ci-dessous*

Président : *François MONNOYER DE GALAND, Professeur*

Rapporteurs : *Mohamed SOUHAR, Professeur*  
*Juan-Carlos ELICER CORTES, Professeur Associé*

Examineurs : *Hassan PEERHOSSAINI, Professeur*  
*Abdelhak AMBARI, Professeur*  
*Pierre PARANTHOËN, Directeur de Recherche*  
*Michel PAVAGEAU, Professeur*  
*Fethi ALOUI, Maître de Conférences HDR*

Invité : *Jack LEGRAND, Professeur*

*Directeurs de thèse : Michel PAVAGEAU & Fethi ALOUI*



## Remerciements

*Le travail présenté ici a été effectué à l'École des Mines de Nantes, au sein du Laboratoire de Génie des Procédés, Environnement et Agroalimentaire (UMR, CNRS 1644)*

*Je tiens à remercier Monsieur Michel PAVAGEAU, Professeur à l'École des Mines d'Albi, pour m'avoir proposé et confié cette étude. Ses conseils et ses orientations auront été déterminants dans l'aboutissement de ce travail. Qu'il trouve ici l'expression de ma plus sincère reconnaissance.*

*Mes remerciements vont également à Monsieur Fethi ALOUI, Maître de conférences HDR à l'Université de Nantes, pour sa disponibilité et pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée ; ce qui m'a permis de mener à terme ce travail dans les meilleures conditions.*

*Je voudrais remercier Messieurs Juan-Carlos ELICER-CORTES et Mohamed SOUHAR, respectivement Professeur Associé à l'Université du Chili et Professeur à l'Institut Nationale Polytechnique de Lorraine à Nancy, pour m'avoir fait l'honneur de rapporter cette thèse et de participer au jury d'examen.*

*Je tiens à remercier Messieurs François MONNOYER DE GALLAND, Professeur à l'Université de Valenciennes, Abdelhak AMBARI, Professeur à l'ENSAM d'Angers, Pierre PARANTHOËN, Directeur de recherche au CORIA de Rouen, Jack LEGRAND, Professeur à l'Université de Nantes et Hassan PEERHOSSAINI, Professeur à l'Université de Nantes, pour avoir accepté d'examiner ce mémoire et participer au jury.*

*Je tiens à exprimer ma reconnaissance à l'ensemble du personnel technique et administratif du département des Systèmes Énergétiques et Environnement de l'École des Mines de Nantes, pour leur amabilité, leurs compétences et la qualité irréprochable de leur travail.*

*Je remercie également mes collègues de laboratoire, et tous ceux que j'ai croisé lors de ce séjour à l'EMN pour leur contribution d'une façon ou d'une autre au bon déroulement de ce travail.*

*Enfin, ma reconnaissance va droit à mes parents pour avoir toujours répondu présent dans les moments les plus difficiles. Que dieu vous couvre de sa bénédiction. Je n'oublierai pas ma femme, Nadia, pour sa patience et pour m'avoir supportée, j'espère qu'elle oubliera rapidement ces derniers mois...*



# Sommaire

|                            |   |
|----------------------------|---|
| Introduction générale..... | 1 |
|----------------------------|---|

## Chapitre 1 : Synthèse bibliographique

|  |    |
|--|----|
| 1. CONTEXTE DE L'ETUDE .....   | 6  |
| 2. DESCRIPTION D'UN JET PLAN CONFINE IMMERGE ET EN IMPACT .....                      | 9  |
| 2.1. LES GRANDEURS GEOMETRIQUES .....  | 9  |
| 2.1.1. Dimensions d'un jet .....   | 9  |
| 2.1.2. Demi-largeur d'un jet .....   | 10 |
| 2.2. LES GRANDEURS CINEMATIQUES .....  | 11 |
| 2.2.1. Vitesse et grandeurs turbulentes .....  | 11 |
| 2.2.2. Nombre de Reynolds.....   | 12 |
| 2.3. PARAMETRES INFLUENTS SUR LE JET ET LEURS EFFETS CORRESPONDANTS .....            | 13 |
| 2.3.1. Rapport d'allongement .....   | 13 |
| 2.3.2. Confinement.....  | 13 |
| 2.3.3. Rapport d'ouverture .....   | 15 |
| 2.3.4. Effet de l'impact.....  | 16 |
| 2.3.5. Influence du nombre de Reynolds sur l'écoulement .....                        | 16 |
| 3. STRUCTURE D'UN JET PLAN EN IMPACT .....   | 18 |
| 3.1. REGION D'ETABLISSEMENT DE L'ÉCOULEMENT DU JET .....                             | 18 |
| 3.1.1. Profil transversal de la composante verticale de la vitesse .....             | 19 |
| 3.1.2. Longueur du cœur potentiel .....  | 19 |
| 3.1.3. Distribution de la turbulence sur l'axe du jet.....                           | 21 |
| 3.1.4. Structures tourbillonnaires dans la zone d'établissement de l'écoulement..... | 22 |
| 3.2. REGION DE L'ÉCOULEMENT ETABLI (REGION 2) .....                                  | 24 |
| 3.2.1. Décroissance de la composante verticale de la vitesse.....                    | 24 |
| 3.2.2. Profil transversal de la composante verticale de la vitesse .....             | 24 |
| 3.2.3. Profil vertical de l'intensité de turbulence dans le jet .....                | 25 |
| 3.2.4. Variation de la pression dans la direction verticale du jet .....             | 26 |
| 3.2.5. Profil transversal de la pression statique .....                              | 27 |
| 3.2.6. Structures tourbillonnaires dans la zone d'écoulement établi .....            | 28 |
| 3.3. REGION D'IMPACT (REGION 3) .....  | 30 |
| 3.3.1. Distribution de vitesse .....   | 30 |
| 3.3.2. Distributions de la pression à l'impact du jet.....                           | 30 |
| 3.3.3. Structures tourbillonnaires dans la zone d'impact d'un jet plan .....         | 31 |
| 3.3.4. Contraintes de cisaillement .....   | 37 |
| 3.4. REGION 4 DU JET .....   | 38 |
| 4. BILAN ET CADRE DE L'ETUDE.....  | 39 |

# Chapitre 2 : Détection et caractérisation des structures tourbillonnaires - Validation des critères de détection

|          |  |    |
|----------|--|----|
| 1.       | INTRODUCTION .....   | 41 |
| 1.1.     | PROBLEMATIQUE .....  | 41 |
| 1.2.     | ETAT DE L'ART .....  | 41 |
| 1.3.     | METHODOLOGIE APPLIQUEE.....  | 43 |
| 2.       | FILTRAGE DES CHAMPS DE VITESSE PAR LA METHODE DE DECOMPOSITION EN MODES PROPRES ORTHOGONAUX POD..... | 44 |
| 2.1.     | PRESENTATION DE LA POD .....   | 44 |
| 2.2.     | FORMULATION MATHEMATIQUE DE LA POD .....   | 45 |
| 2.2.1.   | Méthode directe .....  | 45 |
| 2.2.2.   | La méthode des snapshots .....   | 47 |
| 2.3.     | POD ET STRUCTURES COHERENTES .....   | 48 |
| 3.       | LES CRITERES DE DETECTIONS DE STRUCTURES TOURBILLONNAIRES .....                                      | 50 |
| 3.1.     | LES CRITERES PHYSIQUES .....   | 50 |
| 3.1.1.   | La vorticité instantanée .....   | 50 |
| 3.1.2.   | Le critère $Q$ .....   | 50 |
| 3.1.3.   | Le critère $\lambda_2$ .....   | 51 |
| 3.2.     | LES CRITERES TOPOLOGIQUES.....   | 52 |
| 3.2.1.   | Le critère $\Gamma_1$ .....  | 52 |
| 3.2.2.   | Le critère $\Gamma_2$ .....  | 52 |
| 3.3.     | CALIBRATION DES CRITERES DE DETECTIONS SUR DES CHAMPS ANALYTIQUES ETALONS .....                      | 53 |
| 3.3.1.   | Le champ de Taylor Green.....  | 54 |
| 3.3.2.   | Le champ analytique proposé .....  | 56 |
| 3.4.     | RESULTATS DES TESTS DE CALIBRATION .....   | 56 |
| 3.4.1.   | Sensibilité aux propriétés intrinsèque du tourbillon .....   | 57 |
| A.       | Tourbillon à intensité tourbillonnaire variable et rayon constant .....                              | 57 |
| B.       | Tourbillon à intensité tourbillonnaire constante et rayon variable .....                             | 58 |
| 3.4.2.   | Sensibilité aux facteurs externes au tourbillon.....   | 59 |
| 3.4.2.1. | Sensibilité à un bruit aléatoire présent dans l'écoulement .....                                     | 60 |
| 3.4.2.2. | Sensibilité à la nature de l'écoulement dans lequel se trouve(nt) le(s) tourbillon(s) .....          | 61 |
| A.       | Cas d'un seul tourbillon .....   | 61 |
| i.       | Tourbillon dans un champ de vitesse nulle.....   | 62 |
| ii.      | Tourbillon convecté par un écoulement à vitesse uniforme unidirectionnelle .....                     | 64 |
| iii.     | Tourbillon convecté par un écoulement présentant un cisaillement .....                               | 65 |
| B.       | Cas de deux tourbillons en interaction dans un même écoulement.....                                  | 69 |
| i.       | Tourbillons dans un champ de vitesse nulle .....   | 70 |
| ii.      | Tourbillons convectés par un écoulement à vitesse uniforme .....                                     | 71 |
| iii.     | Tourbillons convectés par un écoulement à vitesse cisailé.....                                       | 72 |
| 3.5.     | CONCLUSION SUR LES TESTS DE CALIBRATION .....  | 73 |
| 4.       | CARACTERISATION DES TOURBILLONS DETECTES.....  | 75 |

|          |   |    |
|----------|---|----|
| 4.1.     | DETERMINATION DES CENTRES TOURBILLONNAIRES .....                                    | 76 |
| 4.2.     | DETERMINATION DE LA TAILLE ET DE LA FORME DES TOURBILLONS.....                      | 76 |
| 4.3.     | DETERMINATION DE L'INTENSITE TOURBILLONNAIRE DE CHAQUE TOURBILLON .....             | 77 |
| 4.4.     | ANALYSE STATISTIQUE SUR LES RESULTATS OBTENUS.....                                  | 78 |
| 5.       | VALIDATION DE LA TECHNIQUE DE DETECTION SUR DES MESURES EXPERIMENTALES              |    |
|          | 79  |    |
| 5.1.     | INTRODUCTION .....  | 79 |
| 5.2.     | DESCRIPTIF DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL .....   | 79 |
| 5.3.     | LES MESURES PIV .....   | 81 |
| 5.4.     | RESULTATS DES INVESTIGATIONS.....   | 82 |
| 5.5.     | FILTRAGE DU CHAMP DE VITESSE PAR POD .....  | 83 |
| 5.6.     | DETECTION ET CARACTERISATION DES STRUCTURES TOURBILLONNAIRES EN SORTIE DU JET ..... | 88 |
| 5.6.1.   | Seuillage des fonctions de détection $\lambda_2$ et $\Gamma_2$ .....                | 88 |
| 5.6.1.1. | Critère $\lambda_2$ .....   | 88 |
| 5.6.1.2. | Critère $\Gamma_2$ .....  | 89 |
| 5.6.2.   | Détection des centres tourbillonnaires.....   | 90 |
| 5.6.2.1. | En utilisant le critère $\lambda_2$ .....   | 90 |
| 5.6.2.2. | En utilisant le critère $\Gamma_2$ .....  | 91 |
| 5.6.3.   | Caractérisation des tourbillons détectés.....                                       | 92 |
| 5.6.3.1. | Distribution des tailles des tourbillons détectés.....                              | 93 |
| 5.6.3.2. | Distribution des formes des tourbillons détectés.....                               | 94 |
| 5.6.3.3. | Energie des tourbillons détectés.....   | 95 |
| 6.       | CONCLUSION .....  | 95 |

## Chapitre 3 : Matériels et méthodes

|          |  |     |
|----------|--|-----|
| 1.       | DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....                         | 97  |
| 1.1.     | OBJECTIF DE L'ETUDE .....                            | 97  |
| 1.1.     | DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....          | 98  |
| 1.2.     | CONCEPTION ET DIMENSIONNEMENT DU BANC D'ESSAIS ..... | 99  |
| 1.2.1.   | Cahier des charges .....                             | 99  |
| 1.2.1.1. | Les contraintes géométriques .....                   | 100 |
| A.       | Forme et dimensions de la buse .....                 | 100 |
| B.       | Rapport d'ouverture H/e .....                        | 101 |
| 1.2.1.2. | Les contraintes dynamiques .....                     | 105 |
| A.       | Dimensionnement de la puissance de pompage .....     | 105 |
| B.       | Régulation thermique .....                           | 106 |
| C.       | Symétrie du jet.....                                 | 107 |
| D.       | Dégazage de l'écoulement .....                       | 108 |
| 2.       | METROLOGIE .....                                     | 109 |
| 2.1.     | PIV (PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY).....                | 109 |
| 2.1.1.   | Ensemencement.....                                   | 109 |
| 2.1.2.   | Plan lumineux.....                                   | 111 |

|          |  |     |
|----------|--|-----|
| 2.1.3.   | Capture des positions des particules (Caméra CCD) .....  | 112 |
| 2.1.4.   | Traitements des images .....   | 113 |
| 2.2.     | POLAROGRAPHIE .....  | 116 |
| 2.2.1.   | Recours aux techniques électrochimiques .....  | 116 |
| 2.2.2.   | Principe de la technique électrochimique .....   | 117 |
| 2.2.3.   | Principe physique de la méthode électrochimique .....  | 117 |
| A.       | Cas d'un gradient homogène en paroi en régime permanent.....   | 121 |
| B.       | Cas des sondes circulaires simples.....  | 122 |
| C.       | Solution quasi-stationnaire .....  | 123 |
| D.       | Fonctions de transfert.....  | 124 |
| a.       | Approche semi analytique.....  | 124 |
| b.       | Approche numérique .....   | 126 |
| E.       | Solution corrigée de Sobolik et al. (1987).....  | 130 |
| 2.2.4.   | Dispositif de mesure électrochimique .....   | 131 |
| 2.2.4.1. | Réactifs électrochimiques.....   | 132 |
| 2.2.4.2. | Dimensionnement du diamètre des sondes électrochimiques à installer et détermination de la concentration de ferricyanure de potassium nécessaire ..... | 133 |
| 2.2.4.3. | Calcul des besoins en produits chimiques .....   | 136 |
| 2.2.4.4. | Vérification de la concentration de l'espèce active.....   | 136 |
| 2.2.4.5. | Détermination des propriétés physico-chimiques de la solution électrochimique.....   | 137 |
| 2.2.4.6. | Détermination des positions des sondes électrochimiques.....   | 137 |
| 2.2.4.7. | Détermination de la tension de polarisation des sondes électrochimiques .....  | 139 |
| 2.2.4.8. | Détermination de la surface active des sondes électrochimiques .....   | 140 |
| 2.2.4.9. | Détermination du coefficient de diffusion moléculaire .....  | 141 |
| 2.2.5.   | Incertitude de mesures par la technique polarographique.....   | 142 |
| 3.       | CONCLUSION .....   | 143 |

## Chapitre 4 : Résultats expérimentaux

|          |   |     |
|----------|---|-----|
| 1.       | INTRODUCTION .....  | 146 |
| 2.       | CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT ÉTUDIÉ.....                                       | 146 |
| 2.1.     | RAPPORTS GEOMETRIQUES .....   | 147 |
| 2.2.     | GAMME DES NOMBRES DE REYNOLDS ETUDIÉS .....                                       | 148 |
| 2.3.     | QUALIFICATION DE L'ÉCOULEMENT PAR LA TECHNIQUE PIV STANDARD .....                 | 148 |
| 2.3.1.   | Vérification de la bidimensionnalité du jet.....                                  | 151 |
| 2.3.2.   | Conditions aux limites en sortie de buse .....                                    | 152 |
| 2.3.2.1. | Profils de vitesses en sortie de buse .....                                       | 152 |
| 2.3.2.2. | Profils d'intensités de turbulence et des tensions de Reynolds .....              | 155 |
| 2.3.3.   | Analyse statistique .....   | 156 |
| 2.3.3.1. | Topologie des champs moyens et fluctuants .....                                   | 156 |
| A.       | Grandeurs moyennes .....  | 156 |
| a.       | Lignes de courant .....   | 157 |
| b.       | Champs de la vitesse moyenne dans un plan transversal au plan du jet.....         | 161 |
| B.       | Grandeurs fluctuantes : moments d'ordre 2 et énergie cinétique turbulente k ..... | 163 |

|            |   |     |
|------------|---|-----|
| 2.3.3.2.   | Evolution verticale et transversale des moyennes statistiques d'ordre 1 & 2.....                                    | 169 |
| A.         | Profils transversaux.....   | 169 |
| a.         | Statistiques d'ordre 1 .....  | 169 |
| b.         | Moments statistiques d'ordre 2 .....  | 171 |
| B.         | Profils verticaux .....   | 174 |
| a.         | Profils de la composante verticale de la vitesse moyenne du jet.....  | 174 |
| a.         | Profils des intensités turbulentes le long de l'axe vertical du jet.....  | 176 |
| 3.         | ÉTUDE DE LA ZONE D'IMPACT DU JET D'EAU PLAN ASCENDANT, CONFINÉ ET EN IMPACT .....                                   | 178 |
| 3.1.       | DETERMINATION DE L'ÉPAISSEUR DE LA ZONE D'IMPACT DU JET ETUDIE.....   | 178 |
| 3.2.       | ANALYSE ÉNERGETIQUE DE LA ZONE D'IMPACT .....   | 181 |
| 3.3.       | ANALYSE STRUCTURELLE DE LA ZONE D'IMPACT DU JET .....   | 188 |
| 3.3.1.     | Méthodologie d'analyse adoptée .....  | 188 |
| 3.3.2.     | Sensibilité des fonctions de détections d'activité tourbillonnaire au filtrage par la technique POD snapshot .....  | 189 |
| 3.3.2.1.   | Effet du filtrage par POD sur le champ instantané de vitesse .....  | 190 |
| 3.3.2.2.   | Effet du filtrage par POD sur le champ de vorticité instantanée $\omega$ .....                                      | 190 |
| 3.3.2.3.   | Effet du filtrage par POD sur la fonction $\lambda_2$ .....   | 191 |
| 3.3.2.4.   | Effet du filtrage par POD sur la fonction $\Gamma_2$ .....  | 193 |
| 3.3.3.     | Analyse statistique des tourbillons détectés à l'impact du jet.....   | 194 |
| 3.3.3.1.   | Répartition des tourbillons en fonction de leur nombre .....  | 194 |
| 3.3.3.2.   | Répartition des tourbillons en fonction de leurs sens de rotation.....  | 196 |
| 3.3.3.3.   | Répartition des tourbillons en fonction de leur diamètre moyen .....  | 197 |
| 3.3.3.4.   | Forme des tourbillons détectés .....  | 199 |
| 3.3.3.5.   | Répartition des tourbillons en fonction de leurs intensités tourbillonnaires .....                                  | 200 |
| 3.4.       | ANALYSE PARIETALE .....   | 206 |
| 3.4.1.     | Intercorrélations spatiotemporelles des signaux de vitesses - Les échelles de la turbulence à l'impact du jet ..... | 206 |
| 3.4.1.1.   | Longueur de mélange .....   | 210 |
| 3.4.1.2.   | Vitesse de convection.....  | 211 |
| 3.4.1.3.   | Echelle temporelle .....  | 212 |
| 3.4.2.     | Caractérisation de l'écoulement en proche paroi d'impact .....  | 212 |
| 3.5.       | MESURE DU GRADIENT PARIÉTAL DE VITESSE .....  | 216 |
| 3.5.1.     | Mesure du gradient pariétal par la technique électrochimique .....  | 216 |
| 3.5.2.     | Spectres de fréquence.....  | 221 |
| 3.5.3.     | Évaluation du gradient pariétal de vitesse à partir de mesures synchronisées par PIV rapide et polarographie .....  | 225 |
| 3.5.3.1.   | Protocole de mesures synchronisées du gradient pariétal de vitesse .....  | 225 |
| 3.5.3.2.   | Estimation du gradient pariétal à partir de mesures par PIV rapide .....  | 226 |
| 3.5.3.2.1. | Loi de paroi en aval de la zone d'impact.....   | 226 |
| 3.5.3.2.2. | Filtrage par POD snapshot .....   | 229 |
| 3.5.3.3.   | Résultats des mesures synchronisées des gradients pariétaux de vitesse .....  | 231 |
| 4.         | CONCLUSION .....  | 235 |

|                                  |     |
|----------------------------------|-----|
| Conclusion générale.....         | 236 |
| Références bibliographiques..... | 241 |

# Introduction générale

Des procédés de l'agroalimentaire ou de séparation d'ambiance (sécurité incendie) étudiés au laboratoire GEPEA ont en commun la mise en œuvre de jets plans gazeux frappant une paroi plane. La zone d'impact de ces jets est le siège de mouvements tourbillonnaires énergétiques, organisés et à grande échelle. Ces derniers fixent les échanges de chaleur et de masse au travers du jet d'une part, et entre le jet et la paroi d'impact d'autre part. Ces structures se présentent sous la forme de rouleaux tourbillonnaires contrarotatifs évoluant transversalement au plan du jet. Ces structures jouent vraisemblablement un rôle important dans les processus d'échange à la paroi. Leur qualification est donc essentielle pour l'optimisation des procédés étudiés. Or, jusqu'à présent, la région d'impact d'un jet plan frappant une paroi plane n'a quasiment pas été explorée. C'est la raison pour laquelle le travail présenté dans ce mémoire a été entrepris. Nous avons donc étudié expérimentalement la structure de la zone d'impact d'un jet plan vertical, turbulent, immergé et confiné frappant perpendiculairement une paroi plane au repos. Le fluide de travail est l'eau et non l'air comme dans la majorité des études que l'on trouve dans la bibliographie. Aux nombres de Reynolds caractéristiques des écoulements étudiés dans ce travail, l'emploi d'une maquette en eau, bien adaptée à cette problématique a permis un couplage original de deux techniques de mesures : la PIV et la polarographie.

Le premier chapitre est une synthèse bibliographique portant sur les principales études anciennes et récentes réalisées sur les jets plans en impacts. Dans la première partie de ce chapitre, les principales grandeurs géométriques et cinématiques caractérisant le jet sont présentées. Les grandeurs influant le comportement du jet plan en impact sont également présentées. Dans la deuxième partie, les principaux travaux antérieurs sur les différentes régions du jet en impact, sont recensés et analysés. L'accent est mis sur les structures tourbillonnaires présentes dans la région d'impact du jet. En effet, celles-ci jouent un rôle important dans les mécanismes de transferts entre le jet et la paroi d'impact.

Le deuxième chapitre est consacré aux outils nécessaires à l'extraction et la caractérisation d'un point de vue topologique et énergétique des structures tourbillonnaires présentes en zone d'impact. Ces structures peuvent présenter, un caractère organisé qui peut être mis en évidence à travers l'analyse du champ de pression au cœur de ces tourbillons, de leurs moments angulaires ou encore de leur énergie cinétique turbulente. L'analyse de ces grandeurs permet, par ailleurs, de

détecter ou localiser ces mécanismes. Cependant, dans un écoulement donné, on peut trouver différentes structures tourbillonnaires qui n'ont pas forcément la même contribution dans les transferts entre le jet et la paroi d'impact. Pour identifier uniquement les structures les plus énergétiques de l'écoulement, un filtrage énergétique doit donc être fait. Pour cela, nous avons utilisé la technique de Décomposition en modes Propres Orthogonaux (POD en anglais). Cette technique robuste et élégante offre la possibilité de décomposer les champs de vitesse mesurés sur une base modale énergétique optimale. En considérant uniquement les premiers modes les plus énergétiques, il est possible de reconstruire les champs de vitesse mesurés au préalable en filtrant ainsi les faibles contributions énergétiques apportées par des structures tourbillonnaires qu'on qualifiera de secondaires vis-à-vis des mécanismes de transferts. D'autre part, l'analyse des distributions spatiales des modes spatiaux POD les plus énergétiques permet de déterminer la répartition d'énergie dans l'écoulement. La POD offre ainsi la possibilité de détecter les zones de passage des structures les plus énergétiques dans l'écoulement. Cette analyse nous permettra donc de localiser les régions de la zone d'impact où les transferts auraient lieu préférentiellement et de centrer l'étude sur ces régions. Après avoir filtré les champs expérimentaux de vitesse et localisé les régions concentrant les structures les plus énergétiques, on peut extraire et caractériser les structures organisées qui y sont présentes. Plusieurs définitions et approches physiques ou topologiques ont été proposées pour pouvoir extraire et caractériser ces structures des champs de vitesse PIV mesurés. Nous nous sommes donc proposés d'étudier le comportement des fonctions les plus utilisées (critère de vorticité instantanée  $\omega$ , critère  $\lambda_2$  et critère  $\Gamma_2$ ) et d'examiner les limites de chacune d'elle. Pour cela, nous avons testé ces critères sur des champs de vitesse analytiques étalons. Les différents tests réalisés ont permis de calibrer ces fonctions pour une meilleure détection des centres tourbillonnaires. Les tests de calibration ont été validés par la suite sur des mesures expérimentales de champs de vitesse. Une fois ces fonctions calibrées et validées, il a été possible de les utiliser pour extraire les structures tourbillonnaires présentes à l'impact du jet plan étudié. Après avoir extrait les tourbillons du champ de vitesse dans lequel ils se trouvent, il est possible de les caractériser d'un point de vue topologique et énergétique. La caractérisation des tourbillons consiste à définir la taille de leur cœur, leur forme, leur sens de rotation, leur circulation et par la suite leur intensité tourbillonnaire. Les paramètres géométriques des tourbillons ont été déterminés à travers l'analyse des champs des fonctions de détection utilisées, essentiellement pour localiser les centres tourbillonnaires, puis en analysant le champ

de vitesse autour de chaque centre tourbillonnaire détecté. Un outil numérique de post-traitement automatisé des données PIV a été développé.

Le troisième chapitre de ce mémoire traite de la conception d'un banc d'essai innovant pour étudier la zone d'impact d'un jet plan d'eau confiné et immergé. Les choix faits lors de la conception du banc d'essai sont donnés. Ils ont été guidés, d'une part, par les échelles des installations réelles rencontrées dans différentes applications en génie des procédés, et d'autre part, par le souci de fournir une base de données pour la comparaison et la validation des résultats obtenus lors d'études expérimentales et numériques précédentes. La configuration d'un jet de liquide ascendant vertical permet un meilleur contrôle de la vitesse de l'écoulement en sortie de buse d'une part, ainsi qu'une réduction des pertes de charges.. Le banc d'essai a été conçu suffisamment modulaire pour de futures études paramétriques. La veine d'essais permet la mesure de la vitesse à différents endroits du jet, et principalement dans la zone d'impact du jet, par mesures optiques. Elle est également adaptée à des mesures du cisaillement pariétal, à l'impact, par électrochimie.

Le quatrième chapitre de ce rapport sera consacré aux mesures expérimentales, principalement à l'impact du jet et à l'application de la méthode décrite au chapitre 2 pour extraire et caractériser les tourbillons à l'impact du jet. Nous avons utilisé deux techniques de mesures : la technique de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV en anglais) et la technique électrochimique (polarographique). Ces deux techniques sont totalement non intrusives. La PIV permet de mesurer instantanément des champs de vitesse bidimensionnels (2D2C) dans un plan donné du jet. Pour chaque champ mesuré par PIV, il faut considérer deux accès optiques : un pour le plan laser et un autre pour la caméra. La PIV nécessite un calibrage optique approprié. La fréquence d'acquisition des champs de vitesse par PIV doit être ajustée en fonction du type de mesure à réaliser (vitesse moyenne, analyse spectrale, etc.). Pour cela, deux choix s'offrent à nous : la PIV classique (15Hz maxi) ou la PIV rapide (jusqu'à 5400 images/s). La PIV classique peut servir à caractériser l'écoulement, en analysant les composantes moyennes et fluctuantes de la vitesse. Ceci nous a permis, d'une part, de délimiter les différentes régions du jet, et en particulier la zone d'impact, et d'autre part, de caractériser les tourbillons présents dans cette zone (tailles, formes, intensités tourbillonnaires, etc.). La PIV rapide peut être utilisée pour des mesures en proche paroi d'impact. En effet, ces mesures permettent de caractériser les échelles de mélanges et de se situer par rapport aux lois de paroi par exemple. Cependant, les champs de vitesses mesurés par PIV peuvent présenter des bruits de mesure. Ces derniers se présentent en général sous forme de faux gradients de

vitesse associés à des faibles énergies dans l'écoulement. Etant donné que les fonctions de détections citées précédemment se basent sur le champ de vitesse pour localiser les centres tourbillonnaires, ces bruits de mesures peuvent donc nous induire en erreur dans la détection et la caractérisation des mécanismes de transfert à l'impact du jet. Ceci rend donc impératif un filtrage préalable des champs de vitesse. Nous avons choisi d'adopter la technique POD. D'autre part, en proche paroi d'impact, l'analyse des modes spatiaux POD les plus énergétiques doit permettre de localiser les régions dans lesquelles les structures tourbillonnaires apparaissent préférentiellement (s'il y a de telles régions). Il est donc possible de quantifier les transferts dans ces régions en utilisant la technique électrochimique (i.e. polarographie). La polarographie permet la détermination locale et instantanée du gradient pariétal de vitesse. C'est la technique la plus fiable pour les mesures de gradients pariétaux de vitesse dans les liquides, moyennant l'utilisation d'une solution aqueuse électrochimique. La connaissance de ce gradient permet donc de remonter au cisaillement pariétal entre le fluide et la paroi inerte. Cette technique est basée sur la mesure d'un courant limite de diffusion qui est converti par la suite en un gradient pariétal de vitesse moyennant l'utilisation de l'équation de convection-diffusion (transfert de masse). Cependant, la relation entre ce gradient pariétal de vitesse et le transfert de masse mesuré est fortement non linéaire. Il existe plusieurs formulations pour une linéarisation permettant l'exploitation rapide des mesures. Nous comparerons, dans ce mémoire, les résultats obtenus par différentes formulations proposées en littérature. A partir des mesures des gradients pariétaux de vitesse, la dynamique des structures détectées peut être phénoménologiquement reliée aux transferts dans la zone d'impact du jet.

La dernière partie de cette étude sera consacrée à des mesures par polarographie et PIV rapide synchronisées dans le temps. Nous présentons le protocole mis en place pour cette synchronisation ainsi que l'ensemble des précautions prises pour avoir une base de temps des mesures commune entre les deux techniques. La synchronisation des mesures par PIV et polarographie a permis de comparer les gradients de vitesse obtenus par les deux techniques. Nous espérons qu'elle pourra servir de base de données pour la validation des codes de calcul CFD.

Au terme de cette étude, nous aurons donc développé des outils d'analyse originaux permettant de décrire et préciser dans les procédés avec écoulement fluide les interactions entre un jet plan et une paroi, les échelles de mélange correspondantes, le rôle joué par les structures de grande échelle dans cette région au regard des mécanismes de transferts.

# Chapitre 1

## Synthèse bibliographique

Ce chapitre présente, dans un premier volet, les principales applications industrielles des jets plans turbulents en impacts. Ensuite, nous présentons les principales caractéristiques physiques et géométriques des jets plans turbulents à travers l'analyse de la structure de cet écoulement. Nous rappelons les grandeurs géométriques et cinématiques couramment utilisées dans la littérature. Les différentes zones caractéristiques du jet plan en impact sont détaillées en présentant l'état de l'art pour chacune d'elles. Nous nous intéresserons particulièrement dans ce chapitre à la zone d'impact du jet et aux structures tourbillonnaires qui s'y développent : l'accent est mis sur leur origine, leur évolution dans le jet ainsi que leur dépendance aux conditions initiales de l'écoulement.

## 1. CONTEXTE DE L'ETUDE

Cette étude entre dans le cadre d'un programme de recherche qui vise à caractériser l'hydrodynamique d'écoulements de type jet plan en impact. On s'intéresse à des jets plans turbulents, immergés et confinés et plus particulièrement à la zone d'impact.

L'intérêt porté à ce type d'écoulements découle de leurs applications industrielles. Elles sont nombreuses et variées. En effet, les jets plans en impact sont largement utilisés, par exemple, dans la fabrication et le traitement des matériaux pour le refroidissement ou le réchauffement de surfaces (en raison de leur taux élevé de transfert de chaleur). Parmi les applications les plus répandues des jets plans en impact nous citons les rideaux d'air qui sont des séparateurs d'ambiance. Ces dispositifs permettent d'isoler thermiquement une pièce de l'extérieur sans pour autant bloquer l'entrée et la sortie de personnes et de matériel (Pavageau et al. (2009) et J.C Elicer-Cortès et al. (2009)). On rencontre ces systèmes à l'entrée d'entrepôts, où ils remplacent les portes solides pleines ou composées de lames plastiques, à l'entrée de magasins. Les travaux de Gupta et Pavageau (2007) ont mis en évidence l'efficacité de rideaux d'air doubles (deux rideaux d'air accolés) par rapport à un simple rideau d'air dans des applications de confinement d'ambiances. Outre les entrées de halles ou de magasins, les systèmes à rideaux d'air sont aussi très largement répandus dans l'industrie agro-alimentaire pour l'isolation des meubles frigorifiques par exemple (figure 1.1). Guyonnaud (1994) a modélisé de telles installations, en s'appuyant sur les études expérimentales menées auparavant par Baléo et Lemoult (1994).

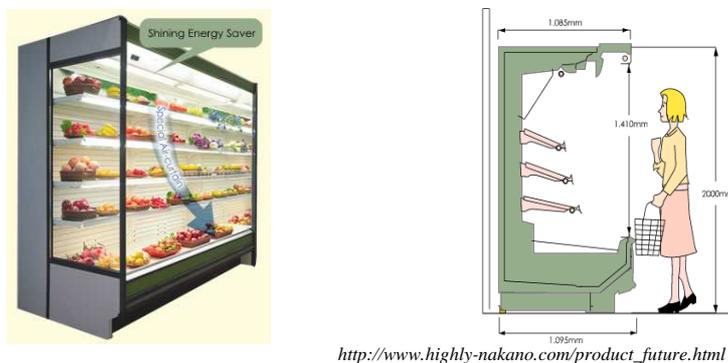


Figure 1.1 : Le système de jet d'air plan utilisé dans les vitrines frigorifiques

Les dispositifs à jets d'air plan en impact peuvent être utilisés comme des dispositifs de protection et de sécurité. En effet, on les retrouve dans les salles « blanches », dans les hôpitaux, dans les laboratoires et dans les industries agroalimentaires pour protéger la zone de travail d'éventuelles contaminations extérieures (Etkin et McKinney (1992), Laborde et al. (1995)). Des systèmes à rideau d'air ont été également utilisés en sécurité incendie pour confiner les fumées toxiques. Sakurai et al. (1980) ont présenté un dispositif permettant de contenir des fumées toxiques en couplant le soufflage et l'aspiration d'un jet plan en travers d'un passage critique. Dufresnes de Virel et al. (1995) ont étudié au CSTB de Nantes des systèmes de confinement de fumées par rideaux d'air. Ils envisageaient d'optimiser ce système pour l'implanter dans le métro parisien et remplacer ainsi les sas à double portes très souvent utilisés. Plus récemment encore, les travaux de Dahikar et Pavageau (2010) ont traité expérimentalement et numériquement le cas d'un

confinement de fumées par rideaux d'air dans une coursive de bateau. Ils ont mis en évidence l'efficacité de tels systèmes en cas d'incendie de cabine (figure 1.2).

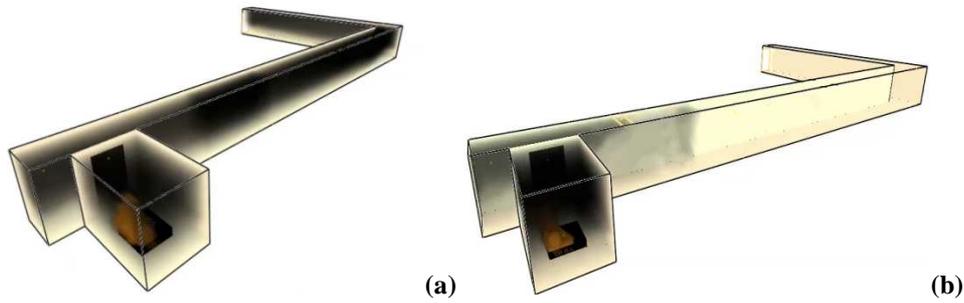


Figure 1.2: Système de confinement de fumée par rideaux d'air selon Dahikar et al. (2010) :  
a) Rideaux d'air inactifs ; b) Rideaux d'air en marche

Les jets plans en impact sont très utilisés aussi dans des opérations de refroidissement, chauffage ou encore séchage. L'utilisation des jets en impact pour de telles applications a connu son apogée dans les années 60 pour le refroidissement des aubes des turbines toujours à l'étude. Beaucoup d'applications industrielles nécessitant des coefficients d'échanges thermiques élevés ont recours aux jets en impacts. Parmi ces applications nous citons : le séchage en industrie agroalimentaire, textile et en papeterie, le recuit des métaux et du verre, le refroidissement des composants électroniques (figure 1.3), etc.

Les taux de transfert thermique dans les jets en impact dépendent de plusieurs paramètres : le nombre de Reynolds, la distance entre la buse et la plaque d'impact, la forme et la nature de la plaque d'impact, l'inclinaison de la surface d'impact, le confinement du jet, la forme et la taille de la buse, l'intensité de turbulence en sortie de buse, etc. De nombreuses études se sont intéressées à quantifier l'influence de ces paramètres sur les taux de transfert thermique et/ou massique du jet. Certaines de ces études se sont concentrées sur les jets axisymétriques parmi lesquelles on peut citer : R. Gardon et Conbonpue (1963), Livingood et Hrycak (1973), Martin (1977), Viskanta (1993) et Kattie et S.V. Prabhu (2008). D'autres auteurs se sont focalisés, par contre, sur des configurations à base de jets plans : Gardon et Akfirat (1965, 1966), Tu et Wood (1996), Ashforth et al. (1997), Beitelmal et Patel (2000), Zhe et Modi (2001), Guo et Wood (2002), Narayanan et Seyed-Yagoobi (2004), Zhee et Lee (2007) et récemment Nirmalkumar et al. (2010).

En effet, Gardon et Akfirat (1965) ont remarqué que l'augmentation des niveaux de turbulence dans le jet s'accompagne d'une amplification des transferts thermique entre un jet plan et une plaque plane fixe. Ils ont également mentionné que le nombre de Nusselt atteint dans la zone d'impact est maximum si la hauteur d'impact correspond à la longueur du jet pour laquelle la vitesse de ce dernier correspond à 99% de la vitesse maximale en sortie de buse (i.e. longueur du cœur potentiel du jet). Dans une autre étude, Gardon et Akfirat (1966) ont étudié l'influence des propriétés géométriques et dynamiques d'un jet sur les transferts de chaleur et/ou de masse dans la zone d'impact. Ils ont considéré pour cela un jet plan avec des nombres de Reynolds variant entre 450 et 22000 et des rapports d'ouverture (i.e. rapport entre la hauteur à l'impact  $H$  et la largeur de la buse  $e$ ) allant de 0,5 à 80. Ils ont remarqué que pour des Reynolds ne dépassant pas 2750 et des rapports d'ouverture  $H/e$  inférieurs à 5, le nombre de Nusselt, défini par le rapport entre le transfert convectif

et conductif, à l'impact est indépendant de la largeur de la buse et du rapport d'ouverture. Cependant, pour des hauteurs d'impacts  $H$  plus importantes, ce dernier varie considérablement avec le rapport d'ouverture. La largeur de la buse  $e$  influence cependant le nombre de Nusselt à l'impact si le rapport d'ouverture  $H/e$  est inférieur à 10 et pour des  $Re < 2750$ . Gardon et Akfirat (1966) ont indiqué aussi la présence d'un deuxième pic du nombre de Nusselt pour une hauteur d'impact  $H$  inférieure à 9 fois la largeur de la buse. Deux pics secondaires du nombre de Nusselt à l'impact ont été détectés pour un rapport d'ouverture  $H/e$  égal à 0,5. Ils ont relié la formation de ces pics secondaires à une augmentation de la vitesse du jet entre la buse et l'impact.

Beitelmal et al. (2000) ont proposé un modèle pour décrire l'évolution du coefficient de transfert thermique à l'impact et dans la zone du jet de paroi en considérant beaucoup d'hypothèses simplificatrices. Ils ont considéré un jet avec des hauteurs d'impacts comprises entre 4 et 12 fois la largeur de la buse avec des nombres de Reynolds compris entre 4000 et 12000. Ils ont mesuré le coefficient de transfert de chaleur à des positions latérales de l'impact situées à 1,5 et 7,5 fois la largeur de la buse. Ils ont observé que le nombre de Nusselt demeurait constant au cours du temps à l'impact, et ils ont lié ce résultat au fait que l'épaisseur de la couche limite thermique qui se forme à l'impact du jet était constante.

Naryanam et al. (2004) ont étudié la structure d'un jet plan en impact sur une paroi plane fixe et lisse. Ils ont également étudié expérimentalement la variation de la pression ainsi que les transferts à l'impact pour des confinements de jet variables ( $H/e = 0,5$  et  $H/e = 3$ , avec  $e$  la largeur de la buse et  $H$  la hauteur d'impact) et pour un nombre de Reynolds  $Re = 23000$ . Ils ont remarqué que la génération de turbulence à l'impact ainsi que la présence des tourbillons à l'impact du jet favorisaient l'intensification des transferts thermique dans le cas d'un confinement  $H/e = 3$ . Ils ont noté également une bonne corrélation entre le pic secondaire du coefficient de transfert thermique avec le pic de turbulence en proche paroi.

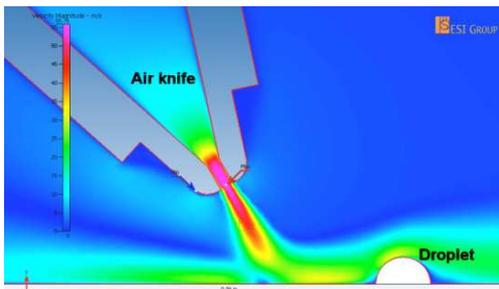
Zhou et Lee (2007) ont étudié un jet généré par une buse à bords vifs. Ils ont considéré dans leur étude des nombres de Reynolds allant de 2715 à 25005 pour une hauteur d'impact variable jusqu'à 30. Ils se sont intéressés aux effets du nombre de Reynolds, de la hauteur d'impact et de l'intensité de la turbulence sur les échanges thermiques à l'impact. Ils ont proposé une corrélation entre le nombre de Nusselt et la turbulence dans l'axe vertical du jet.

Tu et Wood (1996) ont mesuré la contrainte de cisaillement et la pression à l'impact d'un jet plan. Ils ont réalisé leurs expériences sur des jets de largeur 0,97mm et de longueur 6,4mm pour des nombres de Reynolds compris entre 3040 et 11000. Ils ont fait varier le rapport d'ouverture jusqu'à 20. Ils ont pu prouver que la distribution de la pression à l'impact suivait un profil gaussien avec un maximum au niveau de l'impact direct du jet

Ashforth et al. (1997) ont remarqué que l'intensité de la turbulence augmente dans le sens du jet de paroi à partir d'une distance du point d'impact égale à 2 fois largeur de la buse et atteint son maximum à 4 fois la largeur de la buse de part et d'autre de l'impact direct du jet pris comme origine. Ils ont étudié deux configurations avec des rapports d'ouverture égaux à 4 et 9,2.

Zhe et Modi (2001) ont mesuré la vitesse et la turbulence en proche paroi d'impact pour des nombres de Reynolds de 10000, 20000 et 30000 et un rapport d'ouverture variant entre 2 à 8. Ils ont trouvé que la contrainte de cisaillement atteint son minimum à une distance du point d'impact égale à 2 fois la largeur de la buse. Au-delà de cette position, la contrainte de cisaillement croît et atteint son maximum à une distance de l'impact égale à 5 fois largeur de la buse. Au-delà, la contrainte de cisaillement commence à décroître.

Guo et Wood (2002) se sont intéressés aux mesures de vitesse et de turbulence au centre du jet. Ils ont considéré différents rapports d'ouverture (2, 4 et 5) et un nombre de Reynolds égal à 83000. Ils ont remarqué que la contrainte de cisaillement augmente à l'impact et décroît au fur et à mesure qu'ils s'éloignent de celui-ci.



<http://www.simex-technology.nl/cases/Case-Fico-Airknife.html>

(a) Séchage par jet d'air en impact



[http://www.process-controls.com/techsales/Nex\\_Flow/air\\_knife\\_x-stream.htm](http://www.process-controls.com/techsales/Nex_Flow/air_knife_x-stream.htm)

(b) Refroidissement de composants électroniques

Figure 1.3 : Divers applications industrielles des jets en impact

## 2. DESCRIPTION D'UN JET PLAN CONFINÉ IMMERGÉ ET EN IMPACT

Dans cette partie nous introduisons les différents paramètres qui caractérisent le jet plan étudié. Ces paramètres peuvent être classés en deux catégories : les grandeurs géométriques et les grandeurs cinématiques. Beaucoup d'auteurs ont étudié l'influence de ces paramètres sur l'écoulement, nous essayons dans ce qui suit de recenser les résultats les plus pertinents.

### 2.1. Les grandeurs géométriques

#### 2.1.1. Dimensions d'un jet

Le jet débouche d'une buse rectangulaire de largeur  $e$  et de d'envergure  $L$ . La largeur de la buse,  $e$ , est très souvent utilisée pour normaliser les grandeurs géométriques et cinématiques. Lorsque le jet frappe une plaque plane placée perpendiculairement à son plan principal, on introduit la hauteur  $H$ . Cette dernière représente la distance entre la buse et la plaque d'impact (figure 1.4).

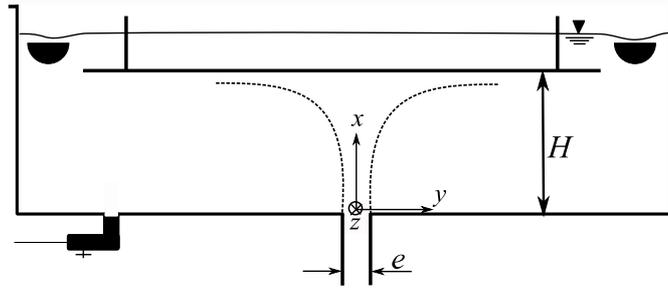


Figure 1.4 : Dimensions caractéristiques d'un jet plan en impact

### 2.1.2. Demi-largeur d'un jet

Nous introduisons également, la notion de demi-largeur du jet, notée  $b_u$ . Cette dernière renseigne sur l'épanouissement du jet. A une distance  $x$  de la buse de soufflage, elle est définie comme la coordonnée transversale du point où la composante verticale de la vitesse moyenne est égale à la moitié de la vitesse moyenne sur l'axe (i.e.  $\bar{u} = \bar{u}_{\max}(x)/2$ ) comme indiqué sur la figure 1.5.

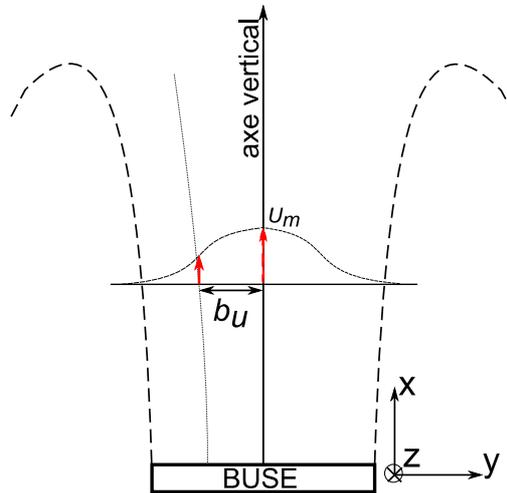


Figure 1.5 : Demi-largeur du jet

L'expansion du jet, nous conduit à introduire un autre paramètre caractéristique du jet plan en impact : l'origine fictive du jet ou « le point source » du jet. En effet, l'expansion du jet plan en impact commence à partir d'une distance, notée  $L_c$ , de la buse. Le croisement du prolongement des lignes d'expansion désigne le point source ou origine fictive du jet. Pour un jet libre la position de l'origine fictive coïncide avec la position  $x=0$  (Maurel, 2001). Cependant, pour un jet confiné, la position de l'origine fictive peut être décalée d'une distance  $x_0$  par rapport à l'origine du repère. Rajaratnam (1976), Gutmark et Wygnansky (1976), Namer et Otügen (1988), Guyonnaud (1998), Maurel (2001) et Gupta (2005) ont présenté une relation empirique qui permet de déterminer la position de l'origine fictive à partir de la connaissance de la demi-largeur du jet :

$$b_u/e = K_1 \cdot \frac{x - x_0}{e} \quad [1.1]$$

avec  $K_1$  une constante empirique et  $x_0$  la position de l'origine fictive.

Maurel (2001) a représenté la variation de la position de l'origine fictive en fonction du rapport d'ouverture du jet  $H/e$  (figure 1.6):

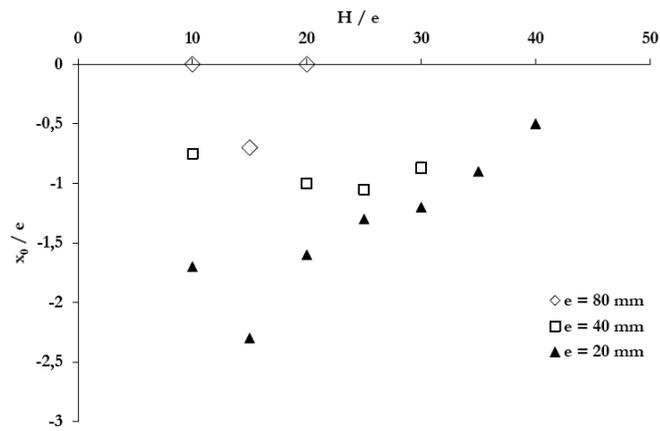


Figure 1.6 : Evolution de l'origine fictive en fonction du rapport d'ouverture et de la largeur de la buse selon Maurel (2001)

## 2.2. Les grandeurs cinématiques

### 2.2.1. Vitesse et grandeurs turbulentes

D'un point de vue cinématique, un jet est souvent caractérisé par son profil de vitesse moyenne mesurée en sortie de buse. Dans le cas d'un jet turbulent, le profil en sortie de buse présente un plateau caractéristique du régime turbulent. Nous définissons dans la suite  $U_0$  comme la vitesse maximale déterminée à partir de ce profil (figure 1.7).

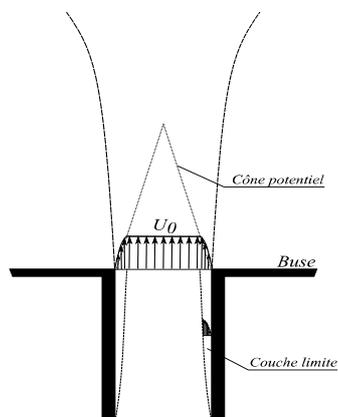


Figure 1.7 : Profil de vitesse en sortie de buse d'un jet plan (cas turbulent)

Dans le cas des jets turbulents, les composantes de la vitesse instantanée, notés  $u_i$  suivant la direction  $x_i$  ( $x_1=x$  ;  $x_2=y$  et  $x_3=z$ ), se décomposent en deux termes, au sens de la décomposition de Reynolds (1894): une composante moyenne  $\overline{u_i}$  et une composante fluctuante  $u_i'$  telles que :

$$u_i = \overline{u_i} + u_i' \quad [1.2]$$

A partir des composantes fluctuantes, on introduit  $I_{u_i}$ , l'intensité de la turbulence relative à chaque composante de vitesse par :

$$I_{u_i} = \frac{\sqrt{\overline{u_i'^2}}}{U_0} \quad [1.3]$$

avec  $U_0$ , la vitesse maximale dans la direction verticale en sortie de buse

Ainsi que les tensions de Reynolds notées  $R_{ij}$  et définies par :

$$R_{ij} = -\rho \overline{u_i' u_j'} \quad [1.4]$$

avec  $\rho$  la masse volumique du fluide

Les termes croisés qui figurent dans l'expression des tensions de Reynolds sont souvent normalisés comme suit :

$$\frac{\overline{u_i' u_j'}}{U_0^2} \quad [1.5]$$

## 2.2.2. Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds représente le rapport des forces d'inertie et de viscosité. Dans le cas d'un écoulement type jet plan, il est défini par :

$$Re = \frac{U_0 \times e}{\nu} \quad [1.6]$$

avec  $e$  la largeur de la buse, et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide.

### 2.2.2.1. Nombre de Reynolds de transition

Vickers (1959) a trouvé que le nombre de Reynolds de transition (i.e. critique), noté  $Re_0$ , basé sur la vitesse en sortie de buse et la largeur de celle-ci, est de l'ordre de 1000. McNaughton (1966) a présenté quatre paliers qui permettent de caractériser les jets :

- Le jet laminaire dissipé pour  $Re_0 < 300$ . Les forces visqueuses dans ce cas sont plus importantes que les forces d'inertie : le jet diffuse rapidement dans le fluide environnant.
- Le jet complètement laminaire pour  $300 < Re_0 < 1000$ . Le jet dans ce cas ne diffuse pas complètement dans le fluide environnant.
- Le jet en phase de transition pour  $1000 < Re_0 < 3000$ .
- Le jet complètement turbulent pour  $Re_0 > 3000$ .

Cette répartition a été adoptée aussi par Cederwell (1963). Cependant, Gardon et Cobonpue (1963) ont associé le jet turbulent à  $Re_0$  supérieur à 14000. Mohan et al. (1981) ont trouvé qu'un jet axisymétrique garde son caractère laminaire même pour un nombre de Reynolds de l'ordre de 2000. Bien que les résultats évoqués précédemment concernent des jets axisymétriques, Gauntner (1970) affirme que cette classification peut être appliquée aux jets plans également. Gardon et Akfirat (1966) ont montré que le nombre de Reynolds de transition pour un jet plan turbulent valait 2000.

## 2.3. Paramètres influents sur le jet et leurs effets correspondants

### 2.3.1. Rapport d'allongement

On parle de jet plan lorsque celui-ci est issu d'une buse rectangulaire dont le rapport d'allongement, noté  $\alpha$  avec  $\alpha = \text{longueur/largeur}$  est grand. L'écoulement est considéré bidimensionnel en moyenne, c'est-à-dire qu'il y a invariance en moyenne dans la direction parallèle à la longueur de la buse si  $\alpha \geq 20$  (Rajaratnam (1976) et Maurel (2001)).

### 2.3.2. Confinement

Le jet est dit confiné lorsque des parois autres que la paroi d'impact interviennent. Il peut s'agir de parois latérales ou le plan où se situe la buse, etc. La dynamique d'un jet plan turbulent impactant est modifiée par la présence de parois de confinement, soit directement soit au travers d'autres paramètres (Gupta, 2005). Beaubert (2002) a étudié numériquement l'influence du confinement sur l'écoulement pour différents nombres de Reynolds ( $Re=3000, 7500$  et  $13500$ ).

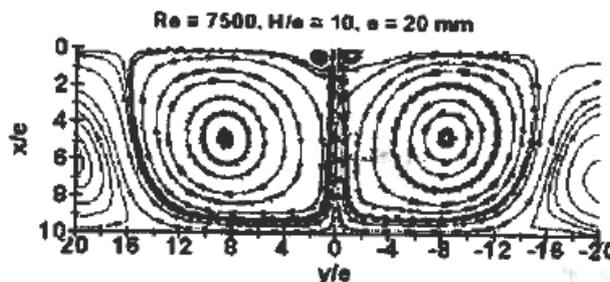


Figure 1.8 : Lignes de courant selon les résultats LES de Beaubert (2002)

Deux grandes recirculations apparaissent de part et d'autre du jet (figure 1.9). Ces recirculations, absentes s'il n'y a pas de confinement par un plafond, sont confinées entre les parois supérieures et inférieures. Elles viennent "lécher" les couches de mélange du jet. Leur taille est de l'ordre de  $1,5 \times H$  à  $1,6 \times H$  dans la configuration étudiée par Beaubert (2002). Elle dépend néanmoins de la longueur libre de chaque côté du jet et ne semble pas dépendre du nombre de Reynolds (Gupta, 2005). On aperçoit également deux tourbillons plus petits près de la buse (figure 1.9). Leur taille est, par contre, sensible à la valeur du nombre Reynolds. Elle diminue avec l'augmentation de ce dernier.

Guyonnaud (1998) a étudié un jet d'air plan incliné à  $30^\circ$  (par rapport à l'axe vertical) pour des nombres de Reynolds compris entre 4000 et 40000. Il note que les deux recirculations principales s'étendent sur une longueur égale à environ deux fois la hauteur du jet  $H$  à partir de son axe. En situation de fonctionnement limite du rideau d'air, il vérifie cette propriété quels que soient le rapport  $H/e$ , l'échelle géométrique de l'installation, la vitesse de soufflage et l'intensité de turbulence.

Hattori et Yasutaka (2004) ont simulé par DNS un jet plan turbulent impactant pour  $H/e = 0,5, 1$  et  $2$  et pour un nombre de Reynolds de 9120. Les auteurs montrent qu'une diminution du rapport  $H/e$  conduit à une diminution de la taille des recirculations principale et secondaire (figure A.10a). Pour  $H/e = 0,5$ , les tourbillons secondaires en sortie de buse disparaissent et les zones de recirculation principales apparaissent

proche de la paroi supérieure. Pour  $H/e = 2$ , la taille des recirculations principales est de l'ordre de 5 fois la hauteur du jet. Les résultats de Park et al. (2003) confirment ces observations (figure I.10b). Ces derniers ont étudié des rideaux d'air de rapport  $H/e$  compris entre 0,5 et 4 pour un nombre de Reynolds de 11000. Pour  $H/e = 2$ , les résultats des deux études (Park et al., 2003 ; Hattori et Yasutaka, 2004) concordent et donnent une taille de la zone principale de recirculation de l'ordre de 5 fois la hauteur du jet  $H$ . Ces résultats font surtout ressortir que pour des rapports  $H/e$  inférieurs à 10, le confinement influence le développement de l'écoulement du jet dans une plus grande mesure. Nous pouvons conclure qu'il doit exister donc un rapport  $H/e$  critique, au-delà duquel le jet peut être considéré comme pleinement développé dans les directions à la fois axiale et latérale. D'après Gardon et Akfirat (1966), aux très faibles rapports  $H/e$ , l'écoulement d'un jet impactant se rapprocherait d'un écoulement de jet de paroi (tests effectués pour  $H/e = 0,33$ ).

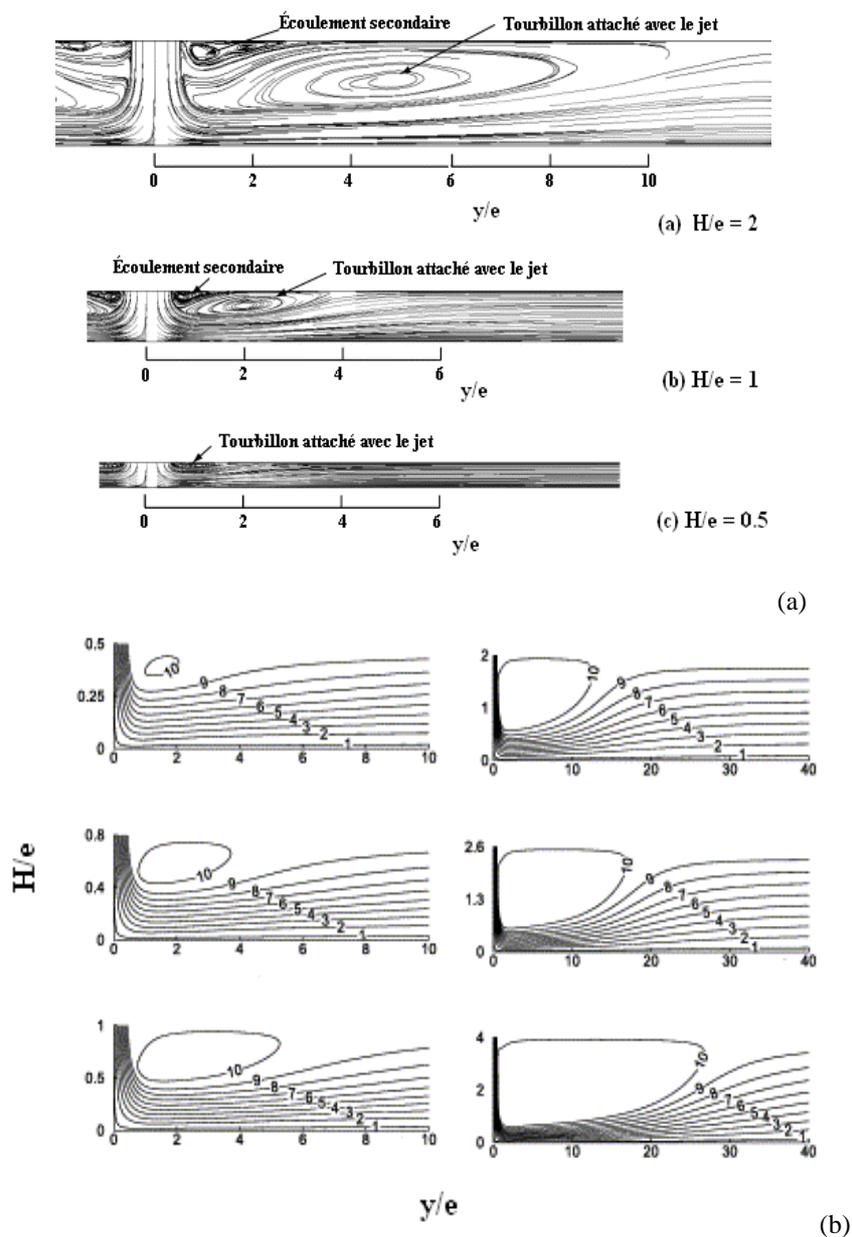


Figure 1.9 : Influence du rapport  $H/e$  sur le développement d'un jet confiné :  
a) Hattori et Yasutaka (2004) ; b) Park et al. (2003)

### 2.3.3. Rapport d'ouverture

À travers l'étude de l'influence du confinement sur la dynamique d'un jet plan, il apparaît un paramètre important qui est le rapport d'ouverture  $H/e$ .

Peu d'études ont analysé l'influence du rapport d'ouverture sur le développement d'un jet plan en impact. Maurel (2001), s'est intéressé à ce point précis. Il a conclu que le rapport d'ouverture influence notablement le développement cinématique du jet, et il a présenté un modèle décrivant l'évolution de la vitesse axiale moyenne d'un jet tenant en compte le rapport d'ouverture  $H/e$ . Il a montré que l'intensité de turbulence sur l'axe du jet atteint un maximum absolu qui apparaît près de la paroi pour un rapport critique  $H/e = 10$  (figure 1.11). Les pics de turbulence observés pour d'autres rapport d'ouverture, sur une gamme de valeurs de 5 à 50, restent toujours inférieurs au maximum obtenu pour  $H/e = 10$  (figure 1.11). Par ailleurs, le niveau global de turbulence décroît dans un jet lorsque son rapport d'ouverture augmente. Il a lié cet accroissement à un changement de comportement du jet d'un état fortement confiné ( $H/e = 5$ ) à un état pleinement développé ( $H/e = 50$ ). Ceci l'amène à conclure que pour augmenter les transferts de masse et de chaleur au niveau de l'impact, le rapport d'ouverture doit être proche de 10. Plusieurs auteurs donnent la valeur du rapport d'ouverture  $H/e = 8$  comme un rapport critique en égard aux transferts thermiques dans la zone d'impact d'un jet (Sakakibara et al., 1997 ; Gardon et Akfirat, 1966).

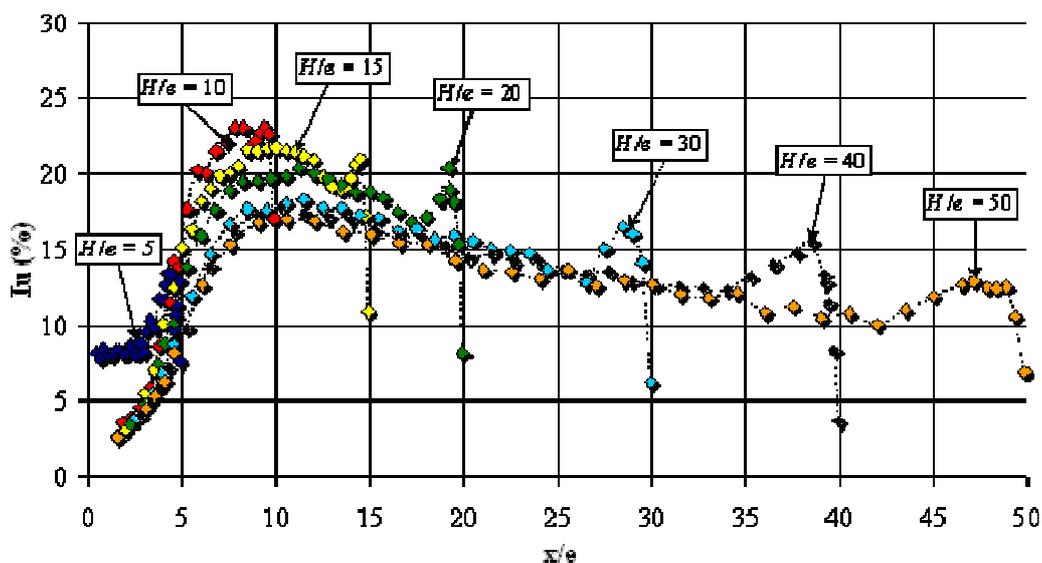


Figure 1.10: Profils verticaux de l'intensité de la turbulence de la composante longitudinale de vitesse pour différentes valeurs du rapport d'ouverture ( $e = 20$  mm,  $Re = 27000$ ) selon Maurel (2001)

Yokobori et al. (1977) ont étudié l'influence du rapport d'ouverture  $H/e$  sur l'activité tourbillonnaire à l'impact d'un jet plan. Celle-ci se présente par paires de rouleaux tourbillonnaires longitudinaux contrarotatifs dont les axes sont perpendiculaires au plan du jet. Yokobori et al. (1983) ont observé une faible dépendance de la distance séparant deux paires tourbillonnaires voisines du rapport d'ouverture  $H/e$ . Cependant, ils ont observé une forte dépendance de la taille des tourbillons d'une même paire du paramètre ( $H/e$ ), notamment pour  $5 \leq H/e \leq 10$  et pour un nombre de Reynolds de 3000.

Gupta (2005) a étudié l'influence du rapport  $H/e$  sur la stabilité et l'efficacité des systèmes de confinements d'ambiances à base de rideaux d'air simple ou multiple (i.e. dispositif fonctionnant selon le principe d'un jet

d'air plan en impact composé soit d'un seul jet ou de deux jets identiques accolés l'un à l'autre). Il a trouvé que les rideaux d'air simples alimentés depuis le volume à confiner et dont le rapport d'ouverture valait  $H/e = 10$  offraient une meilleure stabilité que des rideaux d'air tels que  $H/e = 20$ . L'efficacité a été mesurée par rapport au pouvoir de confinement du jet (i.e. configuration minimisant le débit de fuite au travers du jet).

### **2.3.4. Effet de l'impact**

En frappant une surface plane, Gauntner (1970) évoque que la partie amont du jet subit des perturbations qui se propagent dans le jet à une vitesse proportionnelle à la différence entre la vitesse du son et la vitesse débitante du jet. Il est donc clair que, selon Gauntner (1970), pour un jet sonique, la surface d'impact n'a plus d'effet sur le jet. Bien avant Gauntner, Levey (1960) a étudié théoriquement l'effet d'une paroi d'impact sur un jet plan de fluide incompressible en négligeant tous les échanges entre le jet et l'écoulement environnant. Il a trouvé que la présence de l'impact ne se ressent plus dans le jet à partir d'une distance de la paroi égale à seulement une fois la largeur de la buse. Tani et al. (1966) ont vérifié expérimentalement ce résultat, ils ont noté qu'à partir d'une distance de l'impact égale à deux fois le diamètre d'un jet axisymétrique, la plaque d'impact n'a plus d'effet sur la structure du jet. En conséquence, ils considèrent le jet équivalent à un jet libre sur sa totalité sauf à la proximité immédiate de la plaque d'impact où ce dernier diffuse latéralement. Maurel (2001) a étudié expérimentalement l'influence de la hauteur d'impact  $H$  sur le développement d'un jet plan. Il a trouvé, contrairement à ce qui a été annoncé précédemment, que selon la hauteur d'impact  $H$ , la plaque d'impact influence notablement le développement cinématique du jet qui la frappe. En effet, il trouve que la longueur du cœur potentiel diminue en augmentant la hauteur d'impact  $H$ . Il observe également une croissance de la demi-largeur du jet quand la hauteur d'impact  $H$  augmente, quelle que soit la largeur de la buse  $e$ . Maurel (2001) note aussi que les grandeurs turbulentes varient notablement en augmentant la hauteur d'impact. Cependant, il trouve que le profil de vitesse moyenne longitudinale du jet en impact tend vers un profil du jet libre en augmentant la hauteur d'impact  $H$ .

### **2.3.5. Influence du nombre de Reynolds sur l'écoulement**

De nombreux auteurs se sont intéressés à étudier l'influence du nombre de Reynolds sur les paramètres caractéristiques du jet : position de l'origine fictive, longueur du cœur potentiel, grandeurs turbulentes, cisaillement à l'impact, etc. En effet, Tailland et al. (1967) ont montré, par une étude succincte, que le nombre de Reynolds compris entre 8500 et 38000 n'influence pas l'expansion d'un jet libre. Cependant, Namer et Otügen (1988) ont constaté qu'au contraire, l'expansion d'un jet plan est fortement dépendante du nombre de Reynolds quand ce dernier est compris entre 1000 et 6000. Néanmoins, ces derniers ont remarqué que l'expansion du jet tend vers une limite quand le nombre de Reynolds atteint 6000. D'autre part, Sato et Sakao (1964) ont avancé l'hypothèse que l'origine fictive du jet se déplace à «contre-courant» au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente, et ceci pour une gamme de nombre de Reynolds comprise entre 10 et 200. Namer et Otügen (1988) ont corroboré ces conclusions, et ont montré que l'évolution de l'origine fictive est inversement proportionnelle au nombre de Reynolds si  $1000 \leq Re \leq$

7000. Cependant, Lemieux et Oosthuizen (1985) ont remarqué une disparité dans leurs mesures du terme  $U_0^2/U_m^2$  (où  $U_m$  est la vitesse débitante), qui définit la position de l'origine fictive pour des nombres de Reynolds variant de 700 à 4200.

En ce qui concerne la longueur du cœur potentiel du jet, Namer et Ötügen (1988) ont considéré que la longueur du cœur potentiel du jet dépend du nombre de Reynolds quand il est compris entre 1000 et 7000. Hill et al. (1976) ont conclu la même chose pour  $10^5 \leq Re \leq 10^7$ . Cependant, ces résultats concernent uniquement des jets plans libres.

Malgré les disparités notées, tous les auteurs, quasiment, s'accordent à dire que le nombre de Reynolds n'affecte pas les profils des vitesses moyennes axiale et transversale du jet contrairement aux grandeurs turbulentes ( $u', v'$  et  $w'$ ). Cependant, dans le cas particulier des jets plans en impact proche, Beltaos et Rajaratnam (1972) ont montré que pour  $5270 \leq Re \leq 9400$ , le développement cinématique axial et transversal du jet est indépendant du nombre de Reynolds. Tu et Wood (1996) aboutissent à la même conclusion pour  $3040 \leq Re \leq 11000$ .

D'autre part, Tu et Wood (1996) ont présenté un graphique qui montre l'influence du nombre de Reynolds sur la contrainte de cisaillement pariétale  $\tau$  (figure 1.8). Ils ont trouvé que pour un rapport d'ouverture  $H/e$  donné, l'augmentation de  $Re$  tend à diminuer le cisaillement maximal  $\tau_{\max}$ .

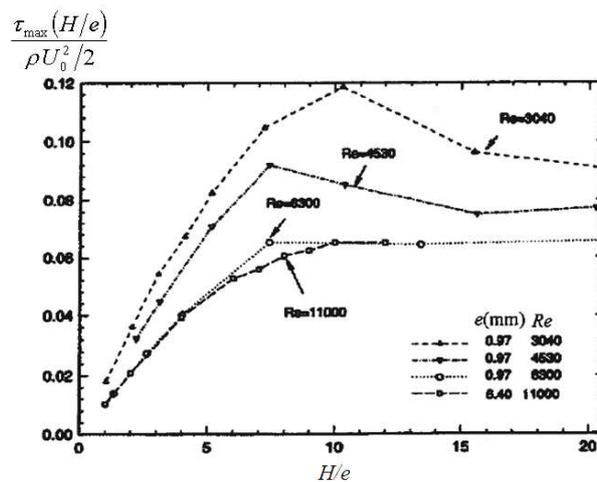


Figure 1.11: Influence du nombre de Reynolds et du rapport  $H/e$  sur les contraintes maximales de cisaillement au niveau de l'impact (Tu et Wood, 1996)

Lemieux et Oosthuizen (1985) montrent, que les grandeurs turbulentes (tensions de Reynolds) augmentent nettement quand le nombre de Reynolds augmente.

Maurel (2001) a trouvé que d'une manière générale, les petits nombre de Reynolds ( $Re \leq 6000$ ) influencent fortement les caractéristiques cinématiques moyennes et turbulentes d'un jet plan. En revanche, quand le nombre de Reynolds atteint des valeurs proches de 6000~7000, les grandeurs moyennes deviennent indépendantes de  $Re$ , ce n'est pas le cas des grandeurs turbulentes qui restent sensibles au nombre de Reynolds. De façon plus générale, Klein et al. (2003) ont aboutis, moyennant des simulations DNS de jets d'air plan en impact, à la conclusion que pour des  $Re \leq 6000$ , les effets sur le comportement du jet ainsi que les propriétés spectrales ne sont pas négligeables. Au-delà de cette limite, le jet semble présenter un comportement stable indépendant du nombre de Reynolds.

### 3. STRUCTURE D'UN JET PLAN EN IMPACT

Nombreux sont les auteurs (Bradbury, 1965 ; Gaunter et al., 1970 ; Gutmark et al., 1978 ; Gerhard Jirka, 1979 ; Mohan et al., 1982 ; Gardner et al., 1983 ; Maurel et al., 2001 ; Sakakibara, 2001 ; Daniel et al., 2003 et Kuang et al., 2006) qui ont considéré qu'un jet plan en impact (laminaire ou turbulent) était généralement composé de 4 régions distinctes comme le montre la figure 1.12.

- Région 1 : c'est la région de l'établissement de l'écoulement. Elle s'étend de la sortie du jet (la buse) à la limite du cœur potentiel. On désigne par cœur potentiel, la zone où le jet garde une vitesse constante et égale à 99% de la vitesse de l'écoulement en sortie de la buse.
- Région 2 : c'est la région de l'écoulement établi. Elle s'étend de la limite du cœur potentiel jusqu'au début de la zone d'impact ; elle se caractérise par une dissipation importante de la vitesse axiale du jet et un épanouissement du jet sur les côtés au contact du fluide environnant, initialement au repos.
- Région 3 : c'est la zone où le jet frappe la paroi et change de direction.
- Région 4 : c'est la zone du jet de paroi. L'écoulement a donc tendance dans cette zone à gagner en épaisseur. Ceci est dû au développement de la couche limite sur la paroi solide.

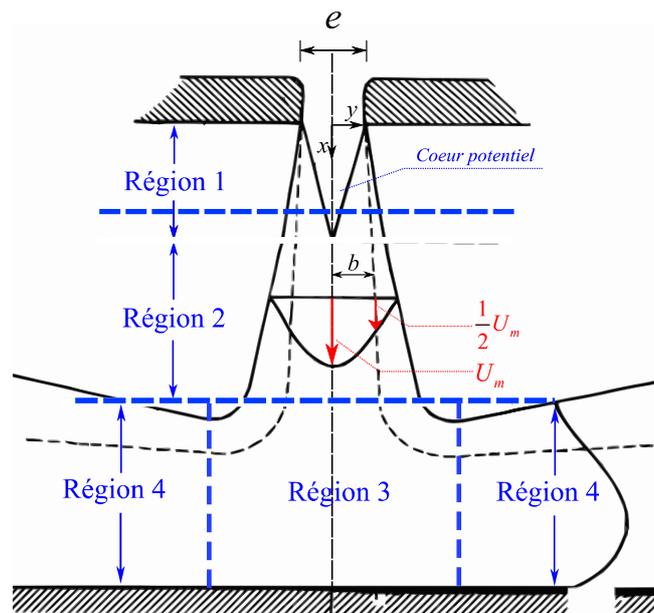


Figure 1.12 : Les différentes régions qui composent un jet plan en impact

Nous présenterons dans ce qui suit une revue de la littérature sur la description de la structure de chacune de ces régions, ainsi que les formes des profils de vitesse propres à chacune d'elles.

#### 3.1. Région d'établissement de l'écoulement du jet

Elle correspond à la « Région 1 » de la figure 1.12. Dans cette région, deux zones de mélange, entre le fluide véhiculé par le jet et le fluide environnant, prennent naissance de part et d'autre de la buse. Entre ces deux zones, se forme le cœur potentiel du jet où les différentes propriétés (vitesse, pression, etc.) restent uniformes. Ces zones de mélanges, (couches de mélanges), s'élargissent le long du jet à partir du cœur potentiel. L'épanouissement du jet est déterminé à partir du calcul de la demi-largeur de ce dernier (§2.1.2).

Dans cette zone, Schlichting (1968) a montré que la demi-largeur du jet, notée  $b_u$ , est proportionnelle à la distance  $x$  depuis la sortie de buse et elle s'écrit :

$$b_u = \text{Constante} \times x \quad [1.7]$$

Au niveau de cette section, les lignes de courant sont parallèles et l'écoulement est unidirectionnel. Dans ce cas, la variation transverse de la pression dans une section perpendiculaire à l'écoulement se réduit au gradient de la pression hydrostatique, négligé sur la largeur du jet (Guyon et al., 2001). La pression dans la « Région 1 » est supposée donc uniforme, et égale à la pression environnante (Gauntner et al., 1970).

### 3.1.1. Profil transversal de la composante verticale de la vitesse

Pour établir le profil transversal de la composante verticale de la vitesse moyenne dans la zone d'établissement de l'écoulement, Gauntner et al. (1970) se sont basés sur les résultats expérimentaux d'Albertson et al. (1950). Ils ont alors proposé la formulation empirique suivante pour un jet plan de largeur  $e$  :

$$\frac{\bar{u}}{U_0} = \exp \left[ - \frac{\left( y + \frac{\sqrt{\pi} K_2 x}{2} - \frac{e}{2} \right)^2}{2(K_2 x)^2} \right] \quad [1.8]$$

où  $K_2$  est un coefficient empirique.

Cependant, cette expression n'est valable que sur une gamme restreinte de rapports d'ouvertures.

Maurel (2001) a proposé une formulation de l'évolution de la composante verticale de la vitesse le long de la direction verticale (i.e. direction  $x$ ) pour  $5 \leq H/e \leq 50$ . Il a proposé une loi d'évolution de la vitesse axiale établie en utilisant comme point de départ, la théorie classique des jets plans libres (Abramovich, 1963) :

$$\frac{\bar{u}}{U_0} = 2.45 \times \left( \frac{x}{e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad [1.9]$$

Il a présenté ainsi, un modèle empirique du profil de vitesse de l'origine et jusqu'à la zone établie du jet de la forme :

$$\frac{\bar{u}}{U_0} = \left[ 1 + \left( \frac{x}{K_3 e} \right)^n \right] \times 2.45 \left[ 1 - \frac{1}{1 + \left[ \frac{x}{K_4 e} \right]^n} \right] \times \left[ \frac{x}{e} \right]^{\frac{1}{2}} \times \left( \frac{1}{1 + \left[ \frac{x}{K_3 e} \right]^n} \right) \quad [1.10]$$

Les coefficients  $K_3$ ,  $K_4$  et la puissance  $n$  sont des paramètres empiriques, qui prennent des valeurs de l'ordre de 10 à 15 pour  $n$  et  $K_3 K_4 \approx 7$ .

### 3.1.2. Longueur du cœur potentiel

La longueur du cœur potentiel est celle correspondant à la distance entre la sortie du jet et le point où la vitesse au centre du jet commence à diminuer (à environ 1% de la vitesse initiale). Albertson et al. (1950) ont

trouvé que la longueur du cœur potentiel d'un jet plan en impact est égale à 5 fois la largeur de la buse  $e$ . Ils ont considéré dans cette étude les largeurs de buse suivantes : 0,635, 0,159 et 0,079cm pour des nombres de Reynolds variant entre  $1,5 \cdot 10^3$  et  $7,2 \cdot 10^4$ . Schauer et Eustis (1963) ont étudié l'influence de la hauteur d'impact sur la longueur du cœur potentiel. Ils ont mené une étude pour une buse de 1,27cm pour un jet impactant sur une plaque placée à une distance de 10 à 40 fois la largeur de la buse. Le nombre de Reynolds variait de  $2 \cdot 10^4$  à  $5,3 \cdot 10^4$ . Ils ont trouvé une longueur de cœur potentiel constante et égale à 5,5 fois la largeur de la buse. Trencatoste et Sforza (1967), et pour des différentes formes et dimensions de buse, ont obtenu un cœur potentiel de 7 fois la largeur de la buse pour un nombre de Reynolds variant de  $3,6 \cdot 10^3$  à  $8,8 \cdot 10^4$ . Sunyach et Mathieu (1969) ont limité ce cœur potentiel à la région où la pression totale (somme de la pression statique et de la pression dynamique) restait proche de la pression atmosphérique (figure 1.13) :

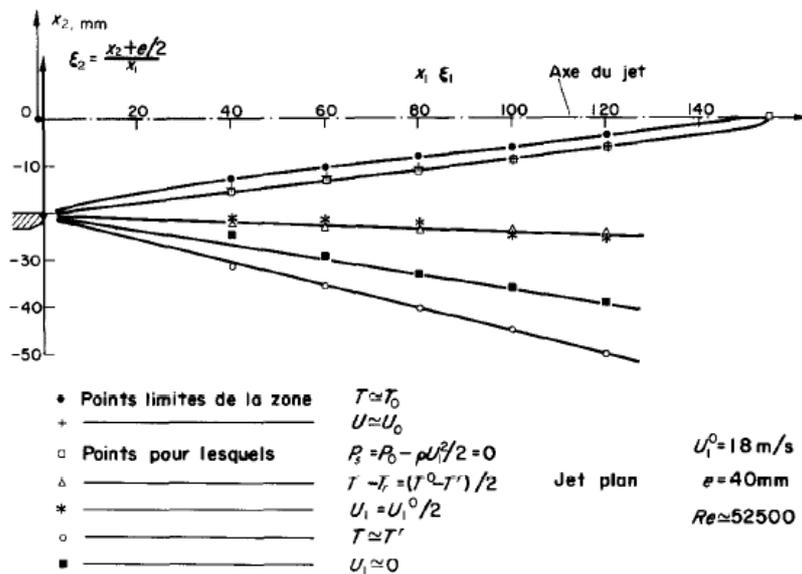


Figure 1.13 : Limite du cône potentiel selon Sunyach et Mathieu (1969)

La détermination de la longueur du cœur potentiel passe, selon Gauntner et al. (1970) par la détermination de la diminution de la composante verticale de la vitesse moyenne le long de la direction verticale du jet. En partant du principe de conservation de la quantité de mouvement sur l'axe du jet ainsi que de l'expression gaussienne du profil transversal de la vitesse longitudinale, ils proposent alors l'expression suivante :

$$\frac{\bar{u}}{U_0} = \frac{\sqrt{\frac{L_c}{e}}}{\sqrt{\frac{x}{e}}} = \frac{\sqrt{C}}{\sqrt{\frac{x}{e}}} \quad [1.11]$$

avec  $C = L_c/e$  la longueur adimensionnelle du cœur potentiel et  $U_0$ , la vitesse maximale dans la direction vertical en sortie de buse

Gutmark et Ho. (1983) ont alors recensé l'ensemble des résultats obtenus concernant la longueur du cœur potentiel d'un jet comme indiqué sur le tableau 1.1.

L'ensemble des investigations montre que la longueur du cœur potentiel est généralement comprise entre  $3 \times e$  et  $5 \times e$  quels que soient la nature du régime (laminaire ou turbulent) et le nombre de Reynolds. Plus

récemment, Maurel (2001) a trouvé que la longueur du cœur potentiel était fortement dépendante du rapport d'ouverture. Néanmoins, pour des rapports d'ouvertures  $H/e$  compris entre 10 et 50, il montre que la longueur du cœur potentiel est égale à  $4 \times e$ .

| Auteurs                      | année | $L_c/e$ | $Re$                      | $U_0$ (m/s) |
|------------------------------|-------|---------|---------------------------|-------------|
| Crow et Champagne            | 1971  | 4       | $1,06.10^5$               | 31          |
| Ko et Davies                 | 1971  | 3       | $1,24.10^5$ ; $2,48.10^5$ | 75          |
| Fuchs                        | 1972  | 3       | $2,67.10^5$               | 40          |
| Chan                         | 1974  | 3,5     | $2,6.10^5$                | 67          |
| Vlasov et Ginevskiy          | 1974  |         |                           |             |
| Becher et Pfizenmaier        | 1975  |         | $10^4$                    | 5           |
| Browand et Laufer            | 1975  | 4       | $10^4$                    | 0,25        |
|                              |       | 3       | $5.10^3$                  | 0,125       |
| Catalano, Morton et Humphris | 1976  | 4       | $2,26.10^4$               | 16          |
|                              |       | 6       |                           |             |
| Moore                        | 1977  |         | $3,5.10^5$                | 135         |
|                              |       |         | $4,4.10^5$ ; $5,3.10^5$   | 170 ; 204   |
|                              |       |         | $6,2.10^5$                | 239         |
|                              |       |         | $7,1.10^5$ ; $7,96.10^5$  | 274 ; 307   |
| Petersen                     | 1978  | 4       | $5,2.10^4$                | 30          |
| Yule                         | 1978  | 4       | $9,1.10^3$                | 2           |
|                              |       | 4       | $2,1.10^4$                | 6           |
|                              |       | 4       | $2.10^5$                  | 57          |
|                              |       | 3       | $4,5.10^3$                | 0,09        |
|                              |       |         |                           |             |
| Kibens                       | 1980  | 3       | $3,4.10^4$ ; $1,65.10^5$  | 8 ; 40      |
|                              |       | 3       | $2,75.10^4$               | 6           |
| Drubka                       | 1981  | 5       | $3,9.10^4$ ; $8.10^4$     | 12 ; 25     |

Tableau 1.1 : Longueurs de cœur potentiel pour différentes configurations cinématiques de jet plan (Gutmark et Ho, 1983)

### 3.1.3. Distribution de la turbulence sur l'axe du jet

Les études de Gardon et Akfirat (1966) et Levey et al. (1966) ont montré que si le point d'impact du jet coïncide avec la limite du cœur potentiel, le coefficient local de transfert de chaleur entre le jet et la plaque d'impact atteint son maximum. Corrsin (1943) a montré que le niveau de turbulence commence à augmenter à partir d'une distance équivalente à 1 fois la largeur de la buse. Ce résultat a été confirmé aussi par Ashforth et al. (1997). Leurs résultats sont cependant relatifs au cas d'un jet axisymétrique. Maurel (2001), Beaubert (2001), Abide (2005) et Gupta (2005) ont traité le cas d'un jet plan en impact et ils ont également remarqué une augmentation de la turbulence dans la « Région 1 » le long de la direction verticale du jet (i.e. avec  $H/e$ ).

### 3.1.4. Structures tourbillonnaires dans la zone d'établissement de l'écoulement

Les couches de mélanges du jet sont le siège d'instabilités de type Kelvin Helmholtz. Ces instabilités génèrent des structures tourbillonnaires appelées structures de Kelvin Helmholtz (notées KH). Elles sont semblables à celles retrouvées dans les écoulements plans cisailés (figure 1.14).



Figure 1.14 : Instabilités de Kelvin Helmholtz dans un écoulement cisailé (Van Dyke, 1988)

Ces tourbillons se présentent dans un jet plan sous forme de rouleaux tourbillonnaires convectés par le jet jusqu'à la zone d'impact. Ils peuvent être symétriques ou alternés en fonction de la forme du profil de vitesse en sortie de buse et présentent des distorsions sinusoïdales (Sakakibara et al., 2001 ; Rogers et Moser, 1992a-1992b). Ces distorsions ont été également déjà observées par Yokobori et al. (1977, 1983) dans leurs investigations des structures tourbillonnaires à l'impact d'un jet plan. Les simulations numériques par LES de Tsubokura et al. (2003) ont permis de mettre en évidence la présence et l'évolution de ces rouleaux tout au long du jet jusqu'à la zone d'impact (figure 1.15) :

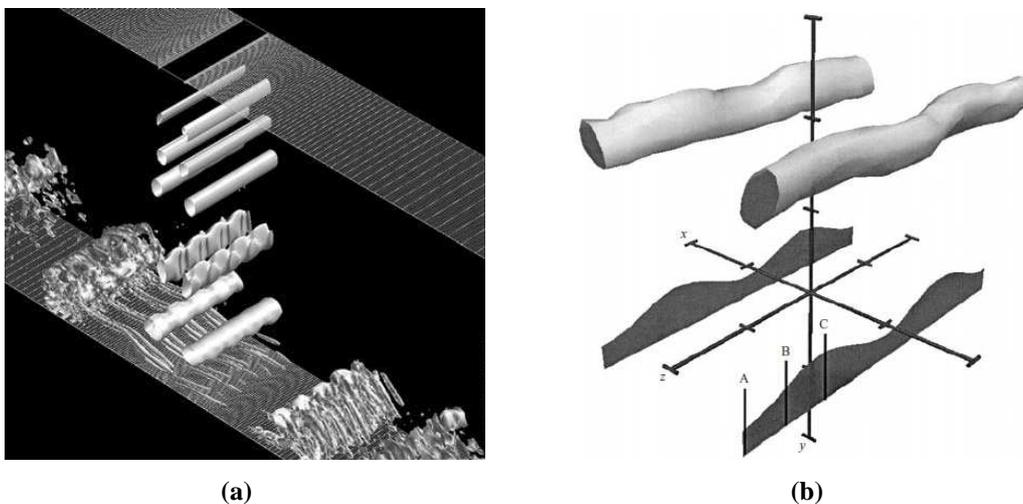


Figure 1.15 : Rouleaux tourbillonnaires dans les couches de mélanges d'un jet plan en impact :  
a) Contours d'iso-surface de pression calculé par simulations LES (Tsubokura et al., 2003)  
b) Contour d'iso-vorticité issu de mesures expérimentales par DPIV (Sakakibara et al. 2001)

Plusieurs auteurs se sont intéressés aux fluctuations spatio-temporelles de la vitesse dans les couches de mélange du jet. Ainsi, Crow et Champagne (1971), Gutmark et al. (1978) et Thomas et Goldschmidt (1986) ont analysé le spectre de la vitesse fluctuante ( $u_i'$ ) pour déterminer les fréquences caractéristiques des structures qui se développent dans les couches de mélanges du jet. Ils introduisent ensuite le nombre de Strouhal défini par :

$$St = \frac{f \times e}{U_0} \quad [1.12]$$

avec  $f$  une fréquence caractéristique des tourbillons de couches de mélanges

Ils obtiennent des valeurs comprises entre 0,15 et 0,42. Tous s'accordent pour dire que les variations du nombre de Reynolds n'ont pas d'effet significatif sur la valeur du nombre de Strouhal. Gutmark et Ho. (1983) ont répertorié l'ensemble des résultats obtenus dans le tableau suivant :

| Auteurs                      | année | St          | Re   | U <sub>0</sub> (m/s) |
|------------------------------|-------|-------------|--|----------------------|
| Crow et Champagne            | 1971  | 0,3         | 1,06.10 <sup>5</sup>                         | 31                   |
| Ko et Davies                 | 1971  | 0,43        | 1,24 .10 <sup>5</sup> ; 2,48.10 <sup>5</sup> | 75                   |
| Fuchs                        | 1972  | 0,46        | 2,67.10 <sup>5</sup>                         | 40                   |
| Chan                         | 1974  | 0,35        | 2,6.10 <sup>5</sup>                          | 67                   |
| Vlasov et Ginevskiy          | 1974  | 0,5         |  |                      |
| Becher et Pfizenmaier        | 1975  | 0,47        | 10 <sup>4</sup>                              | 5                    |
| Browand et Laufer            | 1975  | 0,49        | 10 <sup>4</sup>                              | 0,25                 |
|                              |       | 0,31 – 0,64 | 5.10 <sup>3</sup>                            | 0,125                |
| Catalano, Morton et Humphris | 1976  | 0,512       | 2,26.10 <sup>4</sup>                         | 16                   |
|                              |       | 0,398       |  |                      |
| Moore                        | 1977  | 0,33        | 3,5.10 <sup>5</sup>                          | 135                  |
|                              |       | 0,37        | 4,4.10 <sup>5</sup> ; 5,3.10 <sup>5</sup>    | 170 ; 204            |
|                              |       | 0,46        | 6,2.10 <sup>5</sup>                          | 239                  |
|                              |       | 0,44        | 7,1.10 <sup>5</sup> ; 7,96.10 <sup>5</sup>   | 274 ; 307            |
| Petersen                     | 1978  | 0,24- 0,4   | 5,2.10 <sup>4</sup>                          | 30                   |
| Yule                         | 1978  | 0,29        | 9,1.10 <sup>3</sup>                          | 2                    |
|                              |       | 0,33        | 2,1.10 <sup>4</sup>                          | 6                    |
|                              |       | 0,43        | 2.10 <sup>5</sup>                            | 57                   |
|                              |       | 0,5         | 4,5.10 <sup>3</sup>                          | 0,09                 |
| Kibens                       | 1980  | 0,45        | 3,4.10 <sup>4</sup> ; 1,65.10 <sup>5</sup>   | 8 ; 40               |
|                              |       | 0,305       | 2,75.10 <sup>4</sup>                         | 6                    |
| Drubka                       | 1981  | 0,42        | 3,9.10 <sup>4</sup> ; 8.10 <sup>4</sup>      | 12 ; 25              |

Tableau 1.2 : Fréquences caractéristiques pour différentes configurations cinématiques de jet plan (Gutmark et Ho, 1983)

Rockwell et Nicholls (1972) ont présenté une loi empirique d'évolution du  $St$  en fonction du  $Re$  sous la forme :

$$St = K_5 \times \sqrt{Re} \quad [1.13]$$

où  $K_5$  est une constante proche de 0,01.

Ho et Hsiao (1982) constatent que le nombre de Strouhal varie avec la vitesse quand le nombre de Reynolds est faible et devient indépendant de ce dernier quand il est élevé. Certains auteurs tels que Bashir et Uberoi (1975) ont quantifié l'influence du nombre de Reynolds sur la forme et les caractéristiques du spectre de

vitesse longitudinale en couche de mélange d'un jet bidimensionnel. Ils constatent que la dépendance est faible pour de faibles distances de séparations de deux structures successives (i.e. nombre d'onde).

### 3.2. Région de l'écoulement établi (Région 2)

Cette région se caractérise principalement par l'interaction du jet avec son milieu environnant. En effet, le jet plan développe latéralement deux couches de mélanges. Ces dernières abritent une activité tourbillonnaire importante. Certaines analyses qui ont été utiles dans la détermination de la longueur du cœur potentiel, utilisées précédemment, restent valables pour la « Région 2 » du jet.

#### 3.2.1. Décroissance de la composante verticale de la vitesse

Gauntner et al. (1970) ont établi, à partir des mesures expérimentales d'Albertson et al. (1950), une expression de la décroissance de la composante verticale de la vitesse sur l'axe du jet suivant la direction verticale  $x$  dans la « Région 2 » du jet. Cette expression tient compte de la largeur de la buse  $e$  et s'écrit comme suit :

$$\frac{\bar{u}}{U_0} = \sqrt{K_6} \left( \frac{x}{e} \right)^{-1/2} \quad [1.14]$$

avec  $K_6$  un coefficient empirique.

Beltaos et Rajaratnam (1972) ont délimité cette région pour  $0,4 \leq x/H \leq 0,75$ . Ils ont proposé une expression qui tient compte, en revanche, de la hauteur d'impact  $H$ , donc implicitement du niveau de confinement du jet. Cette expression s'écrit comme suit :

$$\frac{\bar{u}}{U_0} \sqrt{\frac{H}{e}} = K_7 \times \left( \frac{x}{H} \right)^{-1/2} \quad [1.15]$$

avec  $K_7$  un coefficient empirique.

Le coefficient empirique  $K_7$  est ajustable en fonction des conditions expérimentales propres à chaque étude. Pour son étude, Maurel (2001) a appliqué cette expression, en considérant  $K_7 = 2,2$  pour décrire la décroissance de la vitesse longitudinale d'un jet plan d'air en impact. Cependant, il a remarqué que cette expression n'est plus valide pour des niveaux de confinement élevés. Il a donc proposé une expression plus générale pour la décroissance de la vitesse verticale dans la zone établie. Cette dernière est représentée par une fonction linéaire de  $x/H$  :

$$\frac{\bar{u}}{U_0} \sqrt{\frac{H}{e}} \cong -2,9 \times \frac{x}{H} + 4,5 \quad [1.16]$$

#### 3.2.2. Profil transversal de la composante verticale de la vitesse

Pour établir le profil transversal de la composante verticale de la vitesse dans la « Région 2 » d'un jet plan libre, Göertler (1942) a utilisé les équations d'approximation des couches limites en régime permanent, dans le cas bidimensionnel ainsi que le concept de longueur de mélange introduit par Prandtl (Schlichting, 1968). Il a alors proposé la loi suivante applicable à partir de  $x/e > 5,2$  :

$$\frac{\bar{u}}{U_0} = \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{\frac{G \times \sigma}{x}} \left[ 1 - \tanh^2 \left( \sigma \frac{y}{x} \right) \right] \quad [1.17]$$

$G$  désigne le flux du moment cinétique ( $G = J/\rho$  avec  $J/J_0 = \int_0^\infty u^2 dA / U_0^2 A_0$ ,  $A_0$  la surface de la buse et  $A$  la section du jet à une position  $x$  donnée) et  $\sigma = 7,67$  un coefficient empirique.

Tollmien (1945) a présenté, cependant, le profil de  $\bar{u}/U_0$  en fonction de  $y/(x \sqrt[3]{c^2})$  où  $\sqrt[3]{c^2}$  vaut 0,063 et  $c$  un facteur d'échelle utilisé dans la théorie de la longueur de mélange introduite par Prandtl. Schlichting et al. (1968) ont approuvé la solution de Göertler (1942) et ont montré l'adéquation de la formulation de Göertler (1942) avec leurs travaux expérimentaux. Ils ont montré que la solution proposée peut être écrite comme suit :

$$\bar{u} = \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{\frac{G \lambda}{x}} (1 - \tanh^2 \eta_1) \quad [1.18]$$

$$\bar{v} = \frac{\sqrt{3}}{4} \sqrt{\frac{G}{\lambda x}} [2\eta_1 (1 - \tanh^2 \eta_1) - \tanh \eta_1] \quad [1.19]$$

où  $G = J/\rho$  et

$$\lambda = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{s \bar{u}_s}{\varepsilon_s}} \quad [1.20]$$

où  $s$  : une distance dans la direction transversale fixée à partir du centre de la buse  
 $\bar{u}_s$  : la composante verticale de la vitesse moyenne à la position  $s$   
 $\varepsilon_s = \chi_1 b_u \bar{u}_s$  ( $\chi_1$  est une constante empirique et  $b_u$  la demie largeur du jet)  
 et  $\eta_1 = \frac{\lambda y}{x}$

$\lambda$  est une constante empirique évaluée par Reichardt (1942) et qui vaut 7,67.

Poreh et al. (1959) présentent aussi des résultats expérimentaux comparés à la solution analytique de Göertler (1942), et aboutissent à l'expression suivante :

$$\frac{\bar{u}}{U_0} = \frac{1}{\left[ 1 + \left( 7,48 \frac{y}{x} \right)^2 \right]^2} \quad [1.21]$$

La formulation proposée par Maurel (2001) dans la zone d'établissement de l'écoulement (équation [1.10]) reste valable dans la zone de l'écoulement établi.

### 3.2.3. Profil vertical de l'intensité de turbulence dans le jet

Corssin (1943) a mesuré les fluctuations de vitesses  $\sqrt{u'^2}/U_0$  pour un jet circulaire de 2,54 cm de diamètre à différentes distances de la buse. La représentation des mesures effectuées dans la « Région 2 » du jet est une courbe qui suit l'équation :

$$\frac{\sqrt{u'^2}}{U_0} = 0.84 \left( \frac{x}{D} \right)^{-0.88} \quad [1.22]$$

La figure qui suit, présente les profils de l'intensité de la turbulence  $I_u = \sqrt{u'^2}/U_0$  le long de la direction verticale du jet (pour un jet circulaire et un jet plan) obtenus d'après les résultats de Corrsin (1943) et Miller (1957). Corrsin (1943) représente  $\sqrt{u'^2}/U_m$  avec  $U_m$  désigne la vitesse maximale sur l'axe du jet pour chaque position  $x/D$  (figure 1.16) :

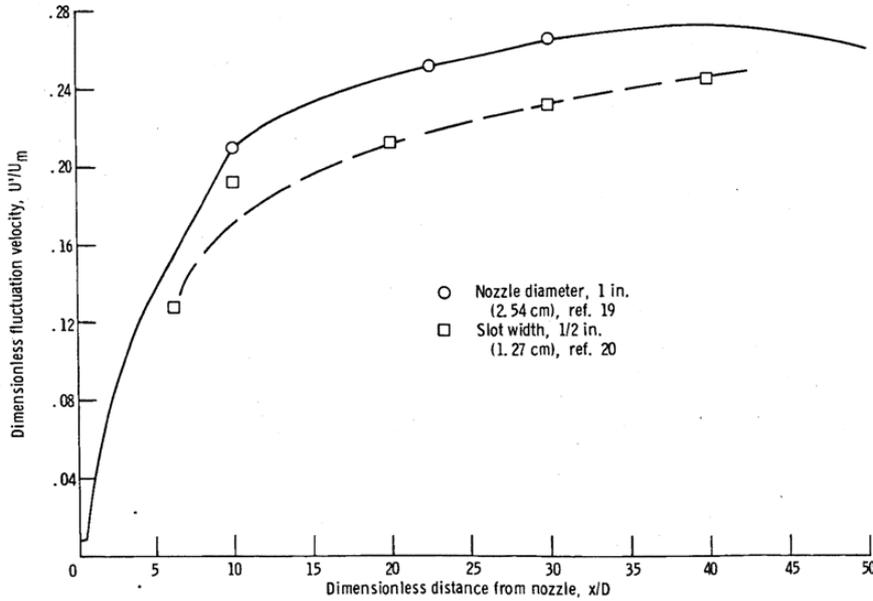


Figure 1.16 : Evolution de l'intensité de turbulence dans la direction verticale pour un jet circulaire libre et un jet plan libre,  $U'$  sur le graphe désigne  $\sqrt{u'^2}$  (Gauntner,1983)

### 3.2.4. Variation de la pression dans la direction verticale du jet

Tollmien (1945) a proposé une formulation pour décrire l'évolution de la pression statique, notée  $p_m$ , dans la direction verticale au centre d'un jet plan libre. Celle-ci s'écrit comme suit :

$$p_m - p_\lambda = 0.263K_8^2 \rho u^{-2} \quad [1.23]$$

avec  $K_8$  une constante empirique et  $p_\lambda$  la pression statique en dehors du jet.

Selon Reichardt (1942) la constante  $K_8$  est de l'ordre de 0,075. Pour cette valeur, Tollmien (1945) suppose que la variation de la pression peut être négligée.

Pai (1954) a amélioré l'approximation de Tollmien (1945) en écrivant pour un jet plan libre :

$$p_m - p_\lambda = 0.00165 \rho \frac{u^{-2}}{2} \quad [1.24]$$

Cette nouvelle formulation montre donc une surpression dans la direction verticale au milieu du jet plan étant donné que la vitesse moyenne verticale est maximale le long de l'axe du jet (i.e. milieu du jet). Townsend (1956) a repris la formulation de Tollmien (1945) en étudiant la variation des différents termes de cette dernière. Il a conclu que la pression dans le jet doit obéir à :

$$p + \rho\sqrt{v^2} = p_\lambda(x) \quad [1.25]$$

avec  $p_\lambda(x)$  la pression statique à l'extérieur du jet qui dépend de la distance  $x$ .

L'équation précédente est applicable pour les deux régions 1 et 2 du jet, alors que la formulation de Tollmien (1945) n'est valable que dans la « Région 2 ».

Les résultats théoriques de Townsend (1956) sont en contradiction avec les prédictions de Tollmien (1945) concernant la pression statique à l'axe d'un jet plan. En effet, le résultat de Townsend (1956) (i.e. équation [1.26]) prédit une dépression au milieu du jet plan. Cette dépression a été vérifiée expérimentalement par Miller et Comings (1957). Ces derniers ont également proposé une nouvelle formulation de la pression statique dans le jet :

$$\frac{p_m - p_\lambda}{\rho u^2} = -0,0011 \left( \frac{x}{e} \right) - 0,016 \quad [1.26]$$

### 3.2.5. Profil transversal de la pression statique

Miller et Comings (1957) ont mesuré et tracé les profils de la pression statique dans la « Région 2 » d'un jet plan libre (figure 1.17). Ils trouvent que la pression statique dans le jet est inférieure à celle environnante. Ils remarquent également que les profils obtenus à différentes positions dans la direction verticale du jet (i.e. à différentes positions  $x/e$ ) ont une allure similaire avec seulement l'amplitude qui change. Ils proposent alors les formulations suivantes respectivement pour les cas  $x/e=30$  et  $x/e=40$  :

$$\left( \frac{p - p_\lambda}{\rho u^2} \right)_{x/e=30} = -0,054 \exp\left(-0,3 \frac{y^2}{b^2}\right) \quad [1.27]$$

$$\left( \frac{p - p_\lambda}{\rho u^2} \right)_{x/e=40} = -0,054 \exp\left(-0,3 \frac{y^2}{b^2}\right) \quad [1.28]$$

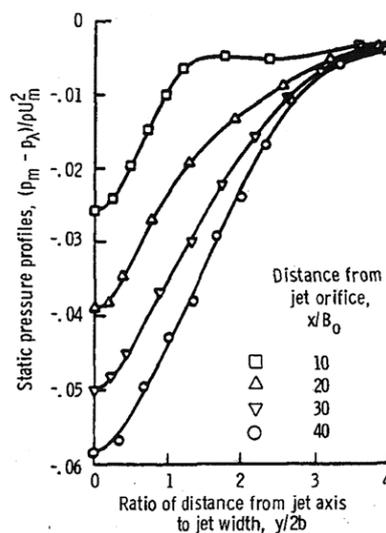


Figure 1.17 : Evolution transversale de la pression statique dans la « région 2 » d'un jet plan (Miller et al., 1957)

Sur la figure précédente  $B_0 = 2b = e$  désigne la largeur de la buse.

### 3.2.6. Structures tourbillonnaires dans la zone d'écoulement établi

Dans cette région de l'écoulement, les structures tourbillonnaires de couche de mélange ralentissent en raison de la diffusion d'une partie de leur énergie dans l'écoulement environnant. Ces structures s'apparient et grossissent en perdant leur aspect symétrique de part et d'autre du jet. Si l'étendue de cette région est assez importante, les grosses structures tourbillonnaires formées deviennent alternées de part et d'autre du jet comme les allées des tourbillons de von Kármán.

Hussain (1984, 1986), Bernal et Roshko (1986) et Rogers et Moser (1992) ont bien documenté les écoulements dans les couches de mélange et ont présenté des résultats très intéressants sur les structures tourbillonnaires dans ces couches. En effet, Bernal et Roshko (1986) ont remarqué par visualisation d'écoulements, que les structures de KH dans les couches de mélange planes abritent des écoulements secondaires organisés. Ces écoulements se présentent sous 1 forme de filaments tourbillonnaires allongés, de direction transversale aux axes des tourbillons de KH (figure.18).

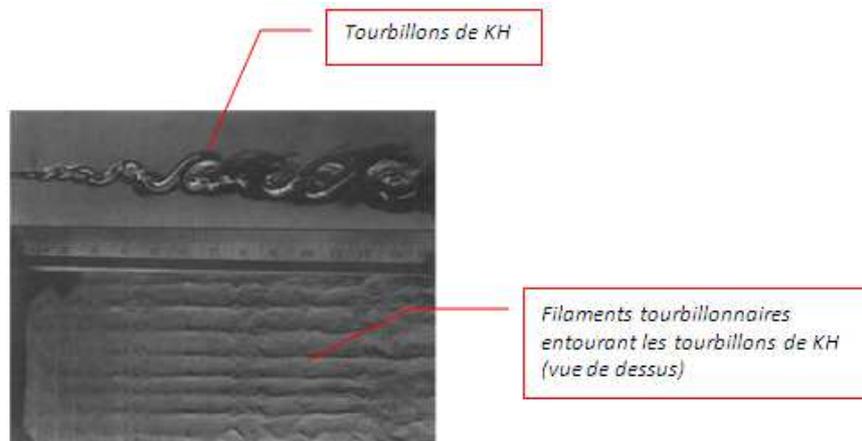
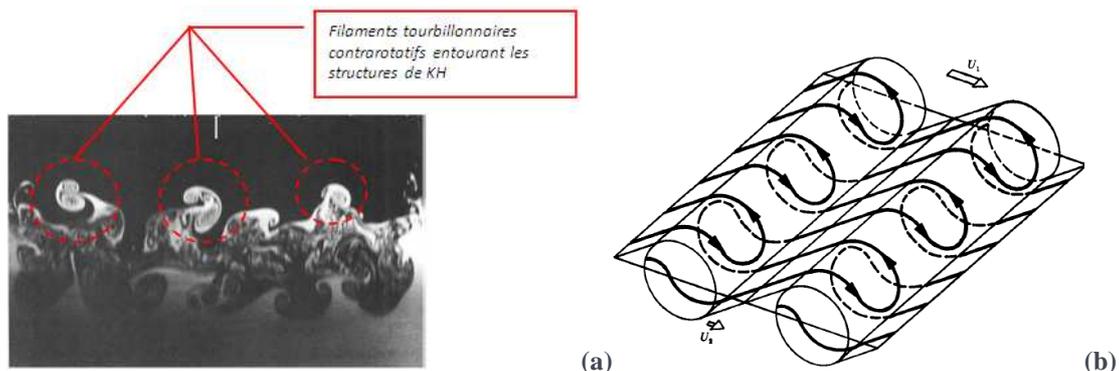


Figure 1.18 : Filaments tourbillonnaires, entourant les tourbillons de KH dans les couches de mélanges, observés par Bernal et Roshko (1986)

Par LIF (Laser Induced Fluorescence), Bernal et Roshko (1986) se sont intéressés à la topologie de ces filaments tourbillonnaires. Ils ont pu les observer dans un plan de mesure traversant un rouleau de tourbillon de KH. Ils ont remarqué que ces structures se présentaient en paires contrarotatives (figure 1.19a). De leurs différentes observations, ils ont pu dresser le croquis de la figure 1.19b qui représente les filaments tourbillonnaires contrarotatifs entourant les structures de KH dans une couche de mélange. Chassaing (2000) a présenté également une représentation bien détaillée de ces filaments (figure 1.19c).



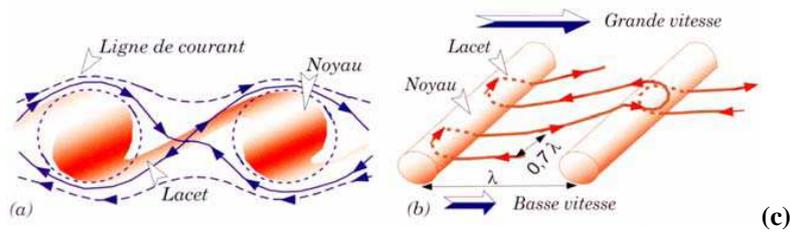


Figure 1.19 : Topologie des filaments tourbillonnaires secondaires entourant les tourbillons de KH dans les couches de mélanges planes :  
a,b) Bernal et Roshko (1986) ; c) Chassaing (2000)

Rogers et Moser (1992), ainsi que Hussain (1986), en partant de ces observations, ont proposé des modèles numériques qui permettent de décrire parfaitement la naissance de ces filaments tourbillonnaires et leur évolution dans la couche de mélange (figure 1.20). Ils ont estimé la circulation dans ces filaments tourbillonnaires à environ 10% de celle des tourbillons de KH.

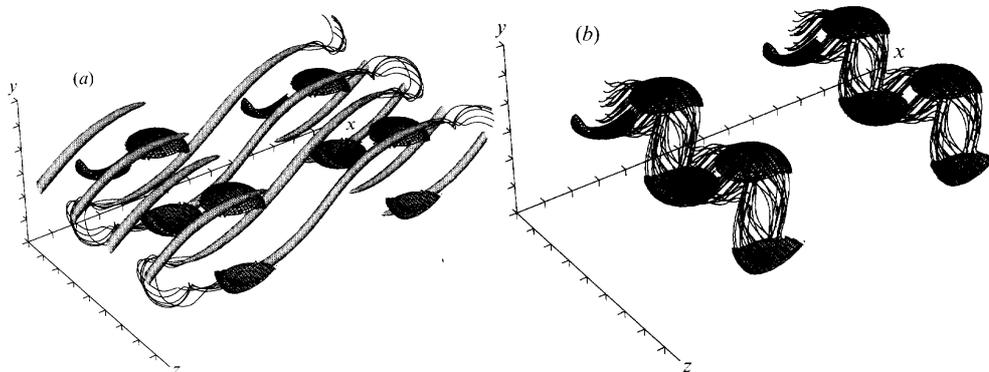


Figure 1.20 : Représentation numérique des tourbillons présents dans une couche de mélange (Rogers et Moser, 1992) :  
a) Filaments tourbillonnaires contrarotatifs entourant les tourbillons de KH  
b) Tourbillon de KH

Sakakibara et al. (2001) ont mis en évidence, expérimentalement, la présence de ces filaments tourbillonnaires. Ils ont étudié le cas d'un jet plan en impact excité en sortie de buse à une fréquence constante. En utilisant la technique PIV (vélocimétrie par imagerie de particules), ils ont mesuré des champs de vitesse à différents plans dans la « Région 2 » du jet assez rapprochés les uns des autres. Ils ont ensuite représenté les iso-surfaces de vorticité calculées à partir des vitesses mesurées et à travers lesquelles ils ont représenté ces filaments tourbillonnaires dans le jet (figure 1.21).

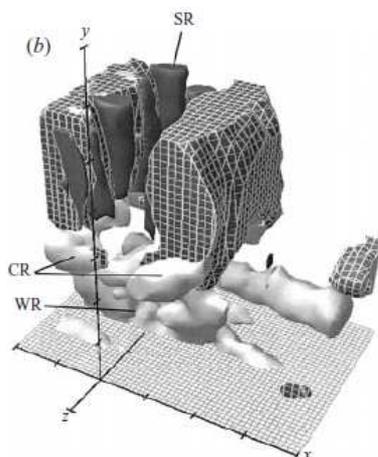


Figure 1.21 : Surfaces d'iso-vorticité selon Sakakibara et al. (2001)

CR : Cross Ribs – Structures transversales  
SR : Successive Ribs – filaments tourbillonnaires longitudinaux  
WR : Wall Ribs - Structures à l'impact du jet

Ces différents auteurs ont conclu que ces filaments tourbillonnaires constituent le lien entre les rouleaux tourbillonnaires de KH dans les couches de mélange du jet. Sakakibara et al. (2001) remarquent que ces filaments, de part leur nature, sont contrarotatifs et se maintiennent jusqu'à la zone d'impact du jet.

### 3.3.Région d'impact (Région 3)

La région d'impact se caractérise par une zone d'arrêt par un changement de direction du jet avec une transition vers deux jets pariétaux. Dans cette région, la vitesse sur l'axe central du jet diminue au fur et à mesure que l'écoulement se rapproche du point de stagnation, où la vitesse est nulle.

La zone d'impact est le siège de mouvements complexes tridimensionnels et à forts gradients de vitesse. La majeure partie des transferts entre le jet et la paroi d'impact s'effectue dans cette région.

En s'approchant de la paroi d'impact, la vitesse du jet diminue continuellement et la pression augmente. Au point d'arrêt, le point où a lieu l'impact (ligne dans le cas d'un jet plan), la vitesse du fluide impactant est nulle et la pression est maximale. Selon Gutmark et al. (1978), la région d'impact s'étend approximativement sur 25% de la hauteur  $H$ , comptée à partir de l'impact.

#### 3.3.1. Distribution de vitesse

En faisant appel à l'analyse dimensionnelle, Beltaos et Rajaratnam (1972) montrent que l'évolution de la vitesse moyenne sur l'axe peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\bar{u}(x)}{U_0} \sqrt{\frac{H}{e}} = g\left(\frac{x}{H}\right) \quad [1.29]$$

Ils obtiennent pour la zone d'impact ( $x/H > 0,75$ ) :

$$\frac{\bar{u}_c(x)}{U_0} \sqrt{\frac{H}{e}} = K_9 \times \sqrt{1 - \frac{x}{H}} \quad [1.30]$$

avec  $K_9$  une constante empirique.

Maurel (2001) a proposé une loi d'évolution de la vitesse axiale de l'origine du jet jusqu'à l'extrémité de la zone perturbée par l'impact de la forme :

$$\frac{\bar{u}(x)}{U_0} = \left[ \frac{1 + \left(\frac{K_{10}x}{H}\right)^n \times \frac{A'}{2,45}}{1 + \left(\frac{K_{10}x}{H}\right)^n} \right] \times \left[ 1 + \left(\frac{x}{K_{11}e}\right)^n \times 2,45 \times \left( 1 - \frac{1}{1 + \left[\frac{x}{K_{12}e}\right]^n} \right) \times \left[\frac{x}{e}\right]^{-\frac{1}{2}} \right] \times \left[ 1 - \left(B \cdot \frac{x}{H}\right)^n \right] \left[ \frac{1}{1 + \left[\frac{x}{K_{11}e}\right]^n} \right] \quad [1.31]$$

Les coefficients  $K_{10}$ ,  $K_{11}$  et  $K_{12}$  valent respectivement 7.5, 6.5 et 2.5. Les coefficients  $A'$  et  $B'$  sont fixés respectivement à 2,045 et 1,02 et  $n = 10$ .

#### 3.3.2. Distributions de la pression à l'impact du jet

Beltaos et Rajaratnam (1972) ont proposé une loi décrivant le profil transversal de la pression au niveau de l'impact d'un jet plan turbulent pour  $0,75 < x/H < 1$  qui s'écrit sous la forme :

$$\frac{p(x, y)}{p_m(x)} = \exp\left(-\left(K_p \frac{y}{b_p}\right)^2\right) \quad [1.32]$$

où  $p_m$  est la pression statique sur l'axe du jet,  $b_p$  est la distance à laquelle  $p(y) = p_m/2$  et  $K_p$  une constante empirique qui vaut  $0,834$ .

Cependant cette loi n'est valable que pour des rapports d'ouverture  $H/e < 8$ .

Tu et Wood (1997) ont proposé une correction de la formulation proposée par Beltaos et Rajaratnam (1972) présentée par l'équation [1.33]. Le but de cette correction est d'étendre la validité de cette loi à des rapports d'ouverture supérieurs à 8. Ils ont proposé alors l'expression suivante :

$$\frac{p(y)}{p_m} = \exp\left[-\left(K_p \eta_p\right)^2\right] + f(\eta_p) \quad [1.33]$$

$$\text{avec } f(\eta_p) = \frac{c_1 |\eta_p|}{1 + (|\eta_p| + c_2)^2} \text{ et } \eta_p = y/b_p$$

Les coefficients empiriques  $c_1$  et  $c_2$  valent respectivement  $0,019$  et  $-1,67$ .

Beltaos et Rajaratnam (1972) ont déterminé la variation de la pression sur l'axe du jet  $p_m(x)$  dans la région proche de l'impact, ils proposent la formulation suivante :

$$\frac{p_m(x)}{p_i} = 3,2 \times \frac{x}{H} - 2,2 \quad [1.34]$$

avec  $p_i$  la pression à l'impact direct du jet.

Tu et Wood (1996) se sont intéressés à l'influence de la dynamique de l'écoulement sur la distribution de la pression pariétale (à  $x/H = 1$ ) d'un jet plan turbulent  $p/p_i$ . Ils ont considéré un rapport d'ouverture  $H/e = 4$  (cœur potentiel au contact de la plaque d'impact). Ils ont fait varier le nombre de Reynolds entre 6900 et 11300 et n'ont observé aucune influence de ce dernier sur l'évolution de la pression pariétale pour un rapport d'ouverture constant. Ils précisent néanmoins, que pour la configuration qu'ils ont étudiée (i.e.  $H/e = 4$ ) c'est le cœur potentiel qui entre en contact avec la paroi d'impact, et par conséquent, la pression maximale à l'impact, notée  $p_i$ , est égale à la pression dynamique du jet. Cependant, ils s'accordent avec Beltaos et Rajaratnam (1972) sur l'allure gaussienne de la distribution de la pression pariétale mais trouve un coefficient  $K_p = \ln 2 = 0,693$ .

### 3.3.3. Structures tourbillonnaires dans la zone d'impact d'un jet plan

On s'intéresse ici à la zone de contact du jet avec la paroi d'impact. Cette région du jet abrite des structures tourbillonnaires à grandes échelles, qui jouent un rôle important dans les échanges entre jet et paroi d'impact. Dans cette région, l'énergie cinétique turbulente est produite à la fois par la contrainte normale à la plaque d'impact et la composante normale du tenseur de Reynolds (Sakakibara et al., 2001). L'augmentation de la turbulence dans cette zone, induit une augmentation des transferts de chaleur et/ou de masse ; ce qui explique l'utilisation massive de ce type d'écoulement dans des applications de refroidissement, de chauffage et de séchage (Gardon et Akfirat, 1984), par exemple.

Looney et Walsh (1984) ont recensé l'ensemble des travaux effectués sur les jets en impact. Ils ont noté que la première étude complète sur ce type d'écoulement, au sens des champs moyens et des données turbulentes, était celle de Gutmark et al. (1978). Parmi les premiers travaux à avoir décrit qualitativement la zone d'impact d'un jet plan, sont ceux de Yokobori et al (1977, 1983). Ces derniers, ont détecté la présence de rouleaux de paires de tourbillons contrarotatifs à l'impact du jet (i.e. filaments tourbillonnaires). Ces rouleaux tourbillonnaires traversent perpendiculairement le plan de symétrie du jet (Figures 1.23a, 1.23b et 1.23c). Ces rouleaux tourbillonnaires abritent une concentration importante de turbulence, et jouent un rôle important dans les échanges thermiques entre le jet et l'impact (Narayanan et al., 2004 ;Tsubokura et al., 2003 ;Yokobori et al., 1983).

Afin de visualiser ces structures organisées à l'impact d'un jet plan, Yokobori et al. (1983) ont utilisé la technique expérimentale de visualisation par des bulles d'hydrogènes utilisées comme traceurs. Moyennant plusieurs observations, ils ont pu conclure que la distance séparant deux rouleaux tourbillonnaires consécutifs (i.e. longueur d'onde) pourrait dépendre, sans en donner la preuve, des conditions de l'écoulement en amont de l'impact et des conditions initiales du jet en sortie de buse.

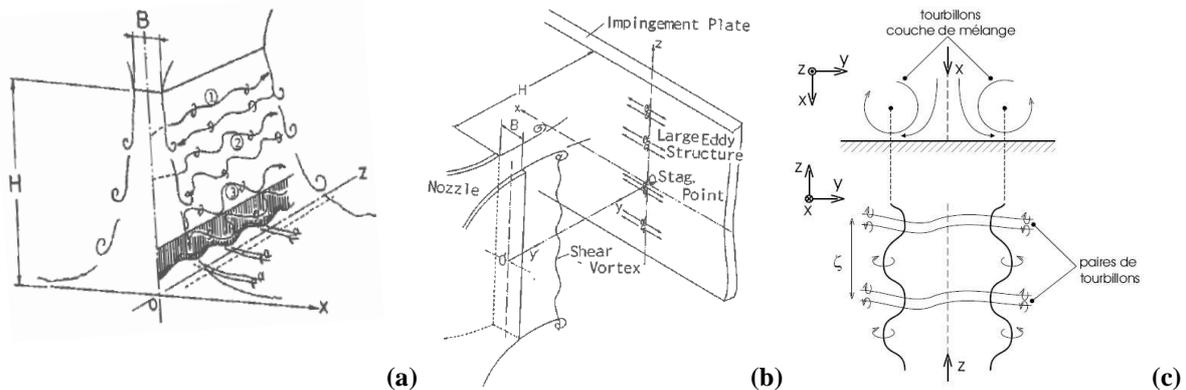


Figure 1.22 : Les premiers croquis établis des tourbillons à l'impact d'un jet plan (Yokobori et al., 1983)

Pour comprendre l'origine de formation de ces rouleaux tourbillonnaire, il faut revenir aux résultats trouvés bien avant par Yokobori et al. (1977) par Suetra et al. (1963) ainsi que Batchelor (1967). En effet, ces auteurs ont étudié mathématiquement les écoulements incompressibles présentant des zones d'arrêt ou d'impacts communément connus sous le terme d'écoulements de Hiemenz<sup>1</sup>. Ils ont remarqué que si l'écoulement amont à l'impact présentait des instabilités générant des filaments tourbillonnaires qui se maintiennent jusqu'à l'impact, ces derniers vont voir leur vorticité s'amplifier après l'impact. Dans un premier temps, Suetra et al. (1963) ont trouvé la condition de non désintégration des filaments tourbillonnaires après l'impact. Celle-ci se résume au fait que la distance latérale séparant deux filaments doit être supérieure à 2,6 fois l'épaisseur de la couche limite qui se forme autour de l'impact ou la zone de stagnation de l'écoulement de Hiemenz. Ensuite dans un deuxième temps, ils ont développé un modèle mathématique qui prédit l'amplification de la vorticité contenue dans ces filaments après l'impact. Ils ont lié cela à l'amplification des contraintes générées par le contact du fluide chargé en filaments tourbillonnaire avec la paroi fixe. En effet,

<sup>1</sup> *Ecoulement présentant un point d'impact*

Suetra et al. (1963) ont calculé la contrainte de cisaillement pariétal et ont trouvé que celle-ci est environ 5% plus importante que dans le cas où l'écoulement ne présente pas ces filaments tourbillonnaires.

Retenant ce qui a été présenté par Suetra et al. (1963) et Batchelor (1967), Sadeh et Brauer (1980) ont essayé de valider expérimentalement ces observations. Ils ont alors effectué des expériences sur des filaments tourbillonnaires générés au bord d'un cylindre placé dans un écoulement uniforme. Cet écoulement frappe ensuite une paroi plane fixe (figure 1.23). Ils ont confirmé que ces filaments tourbillonnaires s'allongeaient, et que leur vorticité s'amplifiait après avoir frappé la plaque plane.

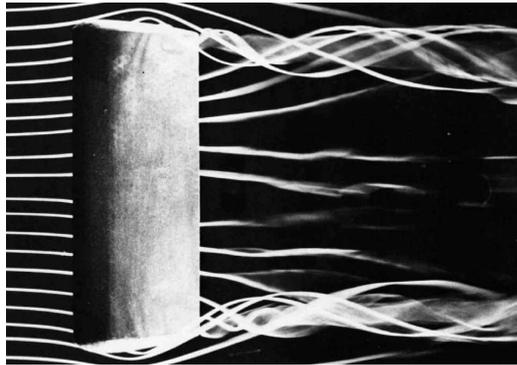


Figure 1.23 : Filaments tourbillonnaires sur les bords d'un cylindre placé dans un écoulement uniforme (Van Dyke, 1988)

Ceci permettrait d'avancer une nouvelle hypothèse concernant les observations de Yokobori et al. (1977) : « Les filaments tourbillonnaires observés à l'impact d'un jet auraient sans doute une origine en amont de la zone d'impact ».

Ceci nous renvoie donc à ce qui a été présenté dans le §3.2.5 à savoir les structures tourbillonnaires se développant dans les couches de mélanges du jet.

De nombreux chercheurs se sont penchés sur l'hypothèse décrite précédemment (Didden et Ho, 1985 ; Fox et al., 1994). Cependant, leurs recherches ont concerné les jets axisymétriques, si bien que de nos jours la base de données sur les jets axisymétrique permet de documenter parfaitement ce type d'écoulement y compris ce qui se passe au niveau de la zone d'impact. Mais, l'évolution des structures tourbillonnaires dans cette zone pour un jet plan n'a pas été aussi bien étudiée.

Sakakibara et al. (1995, 1997, 2001) se sont intéressés à ces structures tourbillonnaires. Pour cela, ils ont utilisé la technique de mesures expérimentales de la vitesse DPIV (Digital Particle Image Velocimetry). Cette technique est non intrusive, et permet de mesurer les champs instantanés de vitesse de l'écoulement, à partir desquels on déduit les champs moyens et fluctuants. Ils n'ont pas seulement détectés les filaments tourbillonnaires à la zone d'impact d'un jet plan, comme l'ont fait Yokobori et al. (1977, 1983) mais ils ont également noté la présence d'une vorticité répartie sur la zone d'impact, autre que celle des filaments tourbillonnaires, et dans le sens de l'écoulement après l'impact. Cette vorticité tend à fusionner avec celle transportée par les filaments tourbillonnaires ; ce qui, selon eux, pourrait expliquer l'intensification des filaments tourbillonnaires à l'impact. Récemment, les simulations numériques par DNS et LES de Tsubokura et al. (2003) ont permis de prédire ces mêmes observations pour des jets plans en impact excités à des

fréquences fixes en sortie de buse (figures 1.25 et 1.26). Le but de ces excitations était de fixer la fréquence des structures qui se forment dans la couche de mélange du jet.

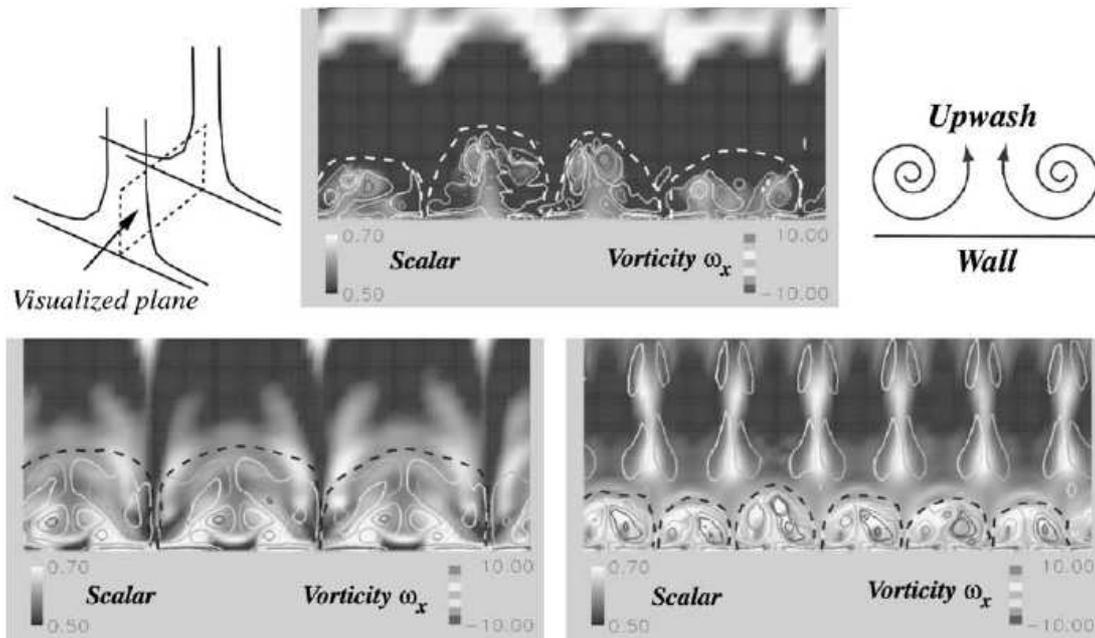


Figure 1.24: Distribution de la vorticité instantanée dans la zone d'impact d'un jet plan pour différentes excitations du jet (les paires de filaments tourbillonnaires sont indiquées par des lignes discontinues) (Tsubokura et al., 2003)

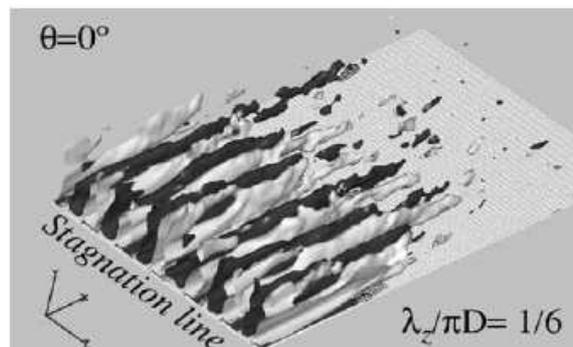


Figure 1.25 : Iso-surfaces de vorticité dans la zone d'impact d'un jet plan : les couleurs sombre et claire indiquent respectivement une vorticité positive et négative (Tsubokura et al., 2003)

Cependant, un autre point reste ambigu : comment ces filaments tourbillonnaires contrarotatifs qui se sont formés initialement de part et d'autre du jet et séparément arrivent-ils à fusionner exactement sur la ligne d'impact du jet pour former des rouleaux longitudinaux traversant le plan de symétrie du jet ?

Pour répondre à cette interrogation, Sakakibara et al. (2001) se sont appuyés sur l'interprétation des instabilités de Crow (1970). En effet, Crow (1970) a observé expérimentalement que si deux rouleaux tourbillonnaires initialement espacés ou parallèles entrent en contact, ces derniers se déstabilisent en formant des ondulations sinusoïdales et finissent par se décomposer en un train de vortex qui se désintègrent par la suite. Cette séquence d'événements est représentée sur la figure 1.26.

Par analogie, les tourbillons de KH qui se forment de part et d'autre du jet dans les couches de mélanges de ce dernier se présentent sous forme de rouleaux sinusoïdaux ondulés, tels que c'est évoqué dans le §3.1.4 (Yokobori et al., 1977 et 1983 ; Rogers et Moser, 1992). Cette forme de structures tourbillonnaires augmente

la probabilité d'un croisement entre deux rouleaux situés de part et d'autre d'un jet plan dans les couches de mélanges de ce dernier. Sakakibara et al. (2001) supposent, qu'en évoluant dans le jet, les deux rouleaux tourbillonnaires de KH, pourraient se croiser ; ce qui vérifierait la condition d'instabilité de Crow (1970).

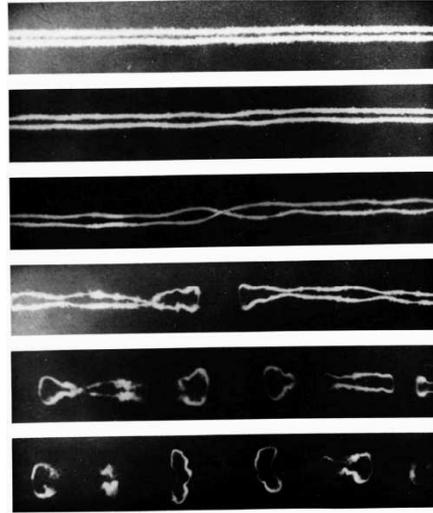


Figure 1.26 : Les instabilités de deux trainées tourbillonnaires – les instabilités de Crow (1970)  
(Van Dyke, 1988)

Cependant, selon Sakakibara et al. (2001), en se croisant, les tourbillons de KH ne se désintègrent pas, mais leur contact génère un train de tourbillons qu'ils ont appelés « cross ribs ». Ce train de tourbillon, se maintient jusqu'à l'impact où il entre en contact avec les filaments tourbillonnaires issus des deux couches de mélanges du jet. Ainsi, il se recombine avec ces filaments pour former des rouleaux tourbillonnaires longitudinaux contrarotatifs traversant le plan de symétrie du jet. Ceci suppose donc que la cohérence observée sur les structures de couches de mélanges implique la cohérence des rouleaux de structures tourbillonnaires transversales au jet observées à l'impact. En rassemblant donc l'ensemble de ces observations, et en faisant l'analogie avec l'écoulement plan cisailé présentant une couche de mélange (§3.2.5), Sakakibara et al. (2001) ont donné une interprétation de la cohérence des rouleaux tourbillonnaires contrarotatifs observés à l'impact du jet.

Sakakibara et al. (2001) ont dressé un scénario qui retrace le chemin de formation et d'évolution des filaments tourbillonnaires depuis les couches de mélanges du jet jusqu'à la zone d'impact. Ils ont également proposé un schéma simplifié des structures tourbillonnaires évoluant dans le jet permettant d'expliquer les mécanismes de formation des structures tourbillonnaires décrites précédemment (figure 1.27).

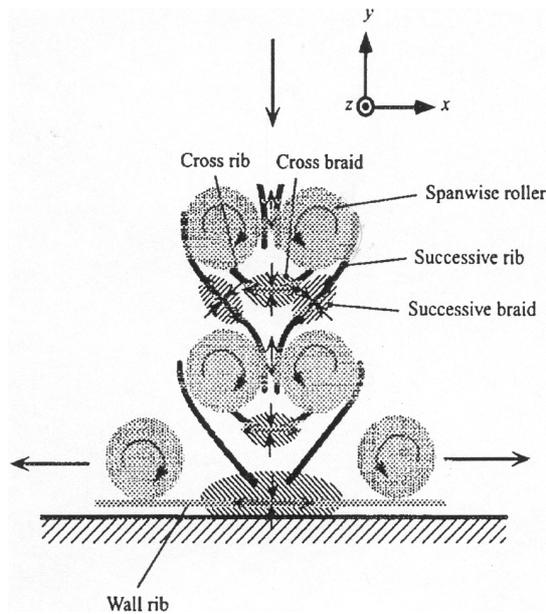


Figure 1.27 : Schéma des structures tourbillonnaires dans un jet plan en impact (Sakakibara et al., 2001)

Récemment, avec le développement de codes de calcul CFD basés sur des modèles de turbulence de mieux en mieux calibrés, il est devenu possible de reproduire fidèlement la réalité de l'écoulement, du moins du point de vue des grandes structures de l'écoulement. Tsubokura et al. (2003) ont réalisé des simulations numériques DNS et LES pour essayer de détecter les mouvements tourbillonnaires dans la zone d'impact d'un jet plan et caractériser leur apparition en fonction des conditions hydrodynamiques de l'écoulement. Ils ont alors simulé un jet plan en impact pour des nombres de Reynolds de buse variant entre 2000 et 6000. Leurs simulations ont permis de retrouver les rouleaux tourbillonnaires dans la zone d'impact du jet (figure 1.28) pour les différents nombres de Reynolds qu'ils ont considérés. Ils ont trouvé que la longueur d'onde des rouleaux tourbillonnaires à l'impact reste très proche de celle des tourbillons de KH dans les couches de mélange du jet. Ils ont également observé que le nombre de Reynolds  $Re = 6000$  semble être une limite de transition dans le comportement du jet dans la zone d'impact.

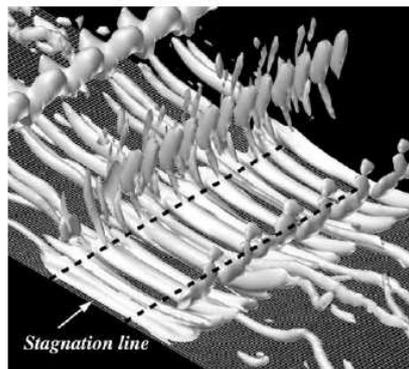


Figure 1.28 : Rouleaux tourbillonnaires à l'impact d'un jet plan simulés par LES (Tsubokura et al., 2003)

Plus récents encore, les travaux de Pavageau et Loubière (2008) se sont focalisés sur ces structures tourbillonnaires contrarotatives à l'impact de jets plans. En effet, ils ont pu observer la formation de ces paires de tourbillons contrarotatifs pour différentes configurations de jets : jet simple et jet double (deux jets simples accolés) à différents régimes d'écoulement. Pavageau et Loubière (2008) ont développé un outil

numérique de post-traitement de données (expérimentales ou simulations numériques) issues de champs instantanés de vitesse. Celui-ci permet de recenser et déterminer les propriétés intrinsèques des tourbillons à l'impact. Moyennant cet outil, ils ont étudié les structures tourbillonnaires dans la zone d'impact d'un double jet d'air plan.

En essayant d'expliquer l'origine de formation de ces rouleaux tourbillonnaires à l'impact, Pavageau et Loubière (2008) ainsi que Maurel et al. (2007) se sont accordés à dire que l'origine de ces structures tourbillonnaires est liée principalement aux instabilités de type Göertler. En effet, ces dernières se présentent de la même façon (i.e. filaments tourbillonnaires contrarotatifs se développant en proche paroi). Cependant, les instabilités de type Taylor-Göertler sont généralement associées à la couche limite (Winoto et Crane, 1980).

Malgré les différentes explications de l'origine de formation de ces structures tourbillonnaires à l'impact, en consultant l'ensemble des recherches menées sur ces structures tourbillonnaires, nous retenons un point commun qui consiste à dire que les propriétés de ces filaments tourbillonnaires contrarotatifs à l'impact des jets plans (i.e. rouleaux tourbillonnaires contrarotatifs) sont fortement liées aux conditions amont de l'écoulement. Cependant, dans le cas d'un jet simple d'eau en impact, et malgré l'importance du rôle que jouent ces filaments tourbillonnaires dans les mécanismes de transfert à l'impact du jet, ces derniers n'ont pas été bien décrits en terme de tailles, d'intensités tourbillonnaires, de formes, de positions, etc.

### 3.3.4. Contraintes de cisaillement

Pour quantifier les niveaux d'interaction entre les tourbillons et la paroi d'impact d'un jet, une méthode consiste à mesurer la contrainte de cisaillement pariétal, notée  $\tau_p$ . En 1972, Beltaos et Rajaratnam (1972) ont montré que cette contrainte de cisaillement pariétal à l'impact d'un jet plan peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} \frac{H}{e} = 0,058 \operatorname{erf}\left(6,2 \frac{y}{H}\right) \quad [1.35]$$

avec  $\tau_p = \rho U^*$  où  $U^*$  désigne la vitesse de frottement au niveau de l'impact dans la direction  $y$ .

Il est important de signaler que dans ce cas d'étude, Beltaos et Rajaratnam (1972) ont considéré des rapports d'ouverture du jet  $H/e$  variant de 43,6 à 66,1 pour des nombres de Reynolds allant de 5300 à 7100. Pour leurs mesures, ils ont utilisé un tube de Preston calibré en régime dynamique turbulent.

A partir de leurs mesures, Tu et Wood (1996) ont donné une autre expression de la contrainte de cisaillement pariétal, qui est sous la forme :

$$\frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} \sqrt{\operatorname{Re}_b} \approx 1,873 \frac{x}{b_p} \quad [1.36]$$

avec  $\operatorname{Re}_b = \frac{U_0 \times b_p}{\nu}$  et  $b_p$  la distance à laquelle  $p = p_m / 2$  où  $p_m$  est la pression sur l'axe du jet.

Ils ont considéré des rapports d'ouverture  $H/e$  variant de 1 à 20 pour des nombres de Reynolds allant de 3040 à 11000. Les mesures ont été réalisées à l'aide de sondes calibrées de types tube de Preston et tube de Stanton en considérant que la couche limite à l'impact du jet est turbulente. Les tests de validations de cette expression ont montré un décalage important entre la relation présentée (i.e. équation [37]) et les mesures expérimentales réalisées par Phares et al. (2000) en utilisant la technique électrochimique (polarographie). Phares et al. (2000) ont expliqué cet écart par la sensibilité des mesures à la position et à la taille de la sonde d'une part, et au type de calibration effectuée sur celle-ci. En effet, ils ont présenté une expression analytique de la contrainte de cisaillement en fonction du rapport d'ouverture du jet de la forme :

$$\tau_m = 7,30 \rho u_0^2 \text{Re}_0^{-1/2} \left( \frac{H}{e} \right)^{-5/4} \quad [1.37]$$

avec un maximum de contrainte de cisaillement qui se situe à  $y_m/H = 0,12$ .

Ils ont ensuite remarqué que les sondes de mesure, calibrées en considérant que la couche limite à l'impact du jet est turbulente, ont induit des erreurs sur l'estimation de la contrainte de cisaillement à l'impact du jet ainsi que sur la position du maximum de contrainte à l'impact. Ces deux données sont capitales pour caractériser l'interaction de systèmes à base de jet plan avec la plaque d'impact. Phares et al. (2000) ont présenté une solution pour pallier à ce problème. Elle consiste à calibrer les sondes en supposant la couche limite à l'impact laminaire. Ils ont également mis en évidence la fiabilité des techniques électrochimiques pour la mesure des contraintes pariétales de cisaillement. En effet, pour la mesure de la contrainte de cisaillement dans la zone d'impact d'un jet plan confiné, cette technique a permis d'avoir la meilleure précision parmi toutes les méthodes indirectes existantes (Phares et al., 2000). Cette technique est basée sur le principe de mesure d'un courant limite de diffusion lors d'un écoulement de solution aqueuse sur une paroi inerte. Ce courant prend naissance à la suite d'une réaction d'oxydoréduction en présence d'un couple oxydoréducteur en solution, soumis à une différence de potentiel  $\Delta V$  entre une anode et des électrodes placées affleurantes à la paroi inerte (surface d'impact du jet). En régime permanent, et pour des nombres de Peclet  $Pe$  élevés, la valeur du courant mesuré est reliée au gradient de vitesse  $\partial U/\partial x$  par l'expression suivante :

$$I \propto n_e F C_0 D^{2/3} \left( \frac{\partial U}{\partial x} \right)^{1/3} l_s^{2/3} \quad [1.38]$$

avec  $D$  : coefficient de diffusion moléculaire du réactif,  
 $n_e$  : nombre d'électrons actifs par molécule de réactif,  
 $F$  : constante de Faraday ( $F = 96500$ ),  
 $l_s$  : dimension caractéristique de l'électrode (largeur).  
 $C_0$  : concentration de l'espèce chimique active,

### 3.4. Région 4 du jet

La « Région 4 » du jet de paroi se caractérise par un écoulement dans les directions latérales du jet plan. A une distance supérieure à  $y/e = 3$  de la ligne d'impact du jet plan, les fluctuations de pression deviennent indépendantes de la position ; ce qui est caractéristique du jet rampant développé (Ding et al., 2003). Pour une distance d'impact donnée, l'épaisseur de la couche limite est inversement proportionnelle au nombre de

Reynolds (Rivière, 2008). L'écoulement pariétal commence par accélérer, puis il décélère en cédant de l'énergie au fluide environnant. Cadek (1968) a analysé le comportement d'un jet bidimensionnel d'un fluide incompressible à propriétés physiques constantes frappant une paroi plane à température constante supérieure à celle du jet. L'analyse de la région d'impact permet, à partir des mesures de la pression statique locale et la méthode intégrale, de calculer la couche limite près de la paroi d'impact (Gauntner et al., 1970).

#### **4. BILAN ET CADRE DE L'ETUDE**

Après une revue de la littérature concernant les jets plans en impact, et dont les principaux résultats ont été synthétisés précédemment, il ressort de cette analyse que la compréhension des mécanismes de transferts dans la zone d'impact d'un jet plan, traduisant les interactions entre tourbillons et parois, demeure encore un sujet important, controversé et mal maîtrisé. Ces mécanismes, représentant des phénomènes instationnaires bien dissimulés lors des études sur les moyennes statistiques de la turbulence. En effet, il existe très peu de données expérimentales sur ce sujet, et plus particulièrement sur les interactions tourbillons/parois. Les structures tourbillonnaires qui se développent et évoluent dans cette zone n'ont pas été complètement bien décrites.

Compte tenu de ce constat, nous nous sommes fixés pour notre étude les objectifs suivants :

- La détection expérimentale des structures tourbillonnaires à l'impact d'un jet plan turbulent et confiné de liquide. Pour cela, nous utiliserons, tout d'abord, la technique de PIV 2D (basse et haute cadence) pour obtenir des champs de vitesse instantanés dans différents plans au voisinage de la zone d'impact. L'analyse approfondie de ces champs, permettra d'extraire les tourbillons présents au voisinage de la paroi lors de l'impact du jet. Pour cela, nous présenterons les outils de post-traitement nécessaires à l'analyse.
- La caractérisation des structures détectées en déterminant leur taille, leur forme ainsi que les positions de leur centre respectif. Nous nous intéresserons également à la caractérisation dynamique de ces structures tourbillonnaires en termes d'intensités tourbillonnaires et des échelles caractéristiques de la turbulence à l'impact du jet (échelle spatio-temporelle, vitesse de convection de ces tourbillons dans l'écoulement). Jusqu'à présent, nous manquons d'informations importantes sur les échelles caractéristiques de turbulence dans la zone d'impact d'un jet plan turbulent et confiné.
- L'évaluation du degré d'interaction des structures tourbillonnaires avec la paroi d'impact pour quantifier le rôle joué par ces structures dans les phénomènes de transfert entre le jet et la paroi d'impact. Pour cela, la technique électrochimique (ou polarographique) va nous permettre de mesurer la contrainte de cisaillement pariétal à travers la mesure du gradient pariétal de la vitesse comme cela a été décrit précédemment. Des mesures synchronisées par PIV et polarographie vont aussi nous permettre, d'une part, de comparer la mesure du gradient pariétal de la vitesse obtenue par PIV et avec celle déterminée par polarographie. Ces mesures synchronisées nous offriront, d'autre part, des informations complètes sur les structures tourbillonnaires détectées : leur géométrie, leur dynamique et leur contribution aux mécanismes de transferts pariétaux.

## Chapitre 2

### Détection et caractérisation des structures tourbillonnaires – Validation des critères de détection

Nous présentons dans ce chapitre la méthodologie que nous avons adoptée pour extraire et caractériser des structures tourbillonnaires présentes dans la zone d'impact du jet étudié. Ces structures jouent le rôle de mécanismes de transfert entre le jet et la paroi d'impact de ce dernier d'où l'intérêt de bien les identifier et caractériser. La méthodologie consiste à filtrer, en premier lieu, par la technique POD snapshot les champs de vitesse utilisés. Ensuite, appliquer des fonctions de détection usuelles ( $\omega$ ,  $\lambda_2$ ,  $\Gamma_2$ ) sur les champs filtrés pour localiser les centres tourbillonnaires dans ce dernier. Il est donc possible de caractériser ces structures pour déterminer leurs tailles, formes, intensité tourbillonnaire, etc.

Nous avons testé, en premier lieu, ces outils de détection sur différents champs de vitesses analytiques étalons. Ces tests nous ont permis de déterminer les limites de chaque fonction, de calibrer celles-ci et de se fixer un choix sur la fonction à utiliser par la suite. Nous avons ensuite validé les choix réalisés sur des champs de vitesse expérimentaux. Ces champs sont issus de mesures par PIV rapide bidimensionnelle dans la zone de sortie d'un double jet d'air plan. Les critères calibrés seront ensuite utilisés pour caractériser l'activité tourbillonnaire à l'impact d'un jet plan d'eau.

# 1. INTRODUCTION

Ce chapitre traite des techniques mises en œuvre pour la détection et la caractérisation des structures tourbillonnaires dans des champs PIV. On y donne les résultats de tests de validation et/ou de sensibilité des méthodes utilisées. Ces tests s'appuient, selon le cas, sur des champs analytiques ou sur des champs issus d'expériences sur un jet d'air plan en impact du laboratoire.

## 1.1. Problématique

Deux questions se posent :

- Comment détecter les structures tourbillonnaires cohérentes présentes dans l'écoulement ?
- Comment caractériser (au plus juste) les structures tourbillonnaires détectées ?

Dans la zone d'impact d'un jet, peuvent coexister plusieurs types de structures tourbillonnaires. Ces structures tourbillonnaires caractérisent l'écoulement et jouent un rôle important dans l'interaction du jet avec l'extérieur (Sakakibara et al., 2001). Certaines structures du jet peuvent être cohérentes : elles gardent une certaine intégrité spatiale dans le temps. On peut retrouver aussi des structures, plus ou moins énergétiques, dites secondaires, qui, au contraire, disparaissent rapidement et ne gardent pas leur intégrité spatiale dans le temps. Ces structures peuvent naître, par exemple, suite à la désintégration de grosses structures tourbillonnaires. On s'intéresse dans ce travail plutôt aux structures tourbillonnaires cohérentes présentes à l'impact d'un jet plan. Il faut être capable de les distinguer et de les isoler des autres structures pour finalement les caractériser. Ce sont les procédures expérimentales associées à ces actions que nous présentons dans ce chapitre.

## 1.2. Etat de l'art

Des structures tourbillonnaires organisées et/ou cohérentes (notées SC) ont été observées expérimentalement et numériquement dans plusieurs écoulements notamment dans les jets plans en impacts. Dans un écoulement turbulent, ces SC peuvent être présentes mais dissimulées par le caractère stochastique de l'écoulement. L'importance de la recherche de ces SC découle de leur influence sur le taux de mélange turbulent, sur les processus de transfert (chaleur et/ou masse) et sur le bruit aérodynamique (Bilka et Rambaud, 2008). En effet, une SC est caractérisée par un fort contenu énergétique. La contribution énergétique de telles structures peut atteindre 10% de l'énergie cinétique turbulente dans les couches limites, tandis qu'elle peut atteindre 20% en zone de sillage éloignée et jusqu'à 25% en zone de sillage rapprochée ou dans un jet (Fiedler, 1998). L'extraction de ces SC, la détermination de leur rôle et le développement de modèles capables de restituer leur action est une tâche importante et difficile en dynamique des fluides. Cette difficulté découle principalement de l'absence, à ce jour, d'une définition claire et précise de la notion de cohérence d'une structure tourbillonnaire.

En effet, Lumley (1990) les définit comme « un motif qui apparaît de manière répétée dans l'écoulement ». Cantwell (1881) leur attribue le terme de mouvement organisé. Hussain (1986) définit une SC comme un volume de fluide à vorticité cohérente. Robinson (1991) la présente comme un volume de fluide où une au moins des variables fondamentales est corrélée avec elle-même ou avec une autre variable sur un intervalle

d'espace et/ou de temps plus important que les plus petites échelles locales de l'écoulement. Plus tard, Jeong et Hussain (1995) reviennent sur la question de la cohérence. Ils précisent que du moment qu'on peut considérer une SC comme un tourbillon isolé (i.e. vortex), il est possible de comprendre comment ce vortex peut garder son intégrité spatiale dans le temps en exploitant le concept de la dynamique des tourbillons. Ils ont pour cela fait référence aux travaux de Tennekes et Lumley (1972) et de Hunt (1987). Il faut donc extraire en premier lieu le vortex de l'écoulement ensuite appliquer le concept de dynamique de tourbillon pour décrire sa cohérence. L'extraction d'un vortex dans un écoulement nécessite le recours à une définition claire et concise de ce qu'est un vortex. Mathématiquement, un tourbillon (i.e. vortex) est défini par une divergence nulle de la vitesse en son centre. Cependant, cette définition, ne permet pas de décrire la géométrie/forme du tourbillon. Afin de présenter une définition plus complète, de nombreux auteurs ont proposé des outils mathématiques (i.e. critères de détection) capables d'extraire des tourbillons dans un écoulement donné connaissant le champ de vitesse instantané de cet écoulement. Lugt (1979) a, par exemple, défini un vortex comme un ensemble de particules tournant autour d'un centre commun. Le traçage des lignes de courant de l'écoulement permet donc de détecter les tourbillons présents. Ces derniers sont caractérisés d'après Lugt (1979) par des lignes de courant en spirales. Cependant, pour le cas des tourbillons qui changent d'emplacement ou en considérant un appariement de deux tourbillons (i.e. deux tourbillons en interaction), de vitesses de rotation différentes, les lignes de courant de chaque vortex ne sont plus spirales. Ce critère de détection risque donc de ne pas détecter ces tourbillons (Jeong et Hussain, 1995).

La fonction vorticité instantanée, notée  $\omega$ , a été également utilisée par Metcalfe et al. (1985), Hussain et Hayakawa (1987) ainsi que Bisset et al. (1990) pour extraire des tourbillons convectés dans un écoulement. Cependant, dans le cas des écoulements cisailés surtout si le niveau de cisaillement est comparable à la vorticité contenue dans le cœur du vortex ce critère ne permet pas de distinguer les centres tourbillonnaires du reste de l'écoulement cisailé (Jeong et Hussain, 1995).

Hunt et al. (1988) ont considéré qu'un tourbillon peut être assimilé à une région de l'écoulement où la pression est minimale en son centre et où le second invariant du tenseur de vitesse  $\vec{\nabla} \times \vec{U}$  est positif. Ils définissent ainsi le critère  $Q$ . Cependant, bien que Robinson (1991), en utilisant des simulations DNS, a confirmé que ce critère permet de déterminer la position du centre d'un tourbillon présent dans une couche limite, il a prouvé qu'il ne permettait pas de délimiter ce tourbillon. D'autre part, la condition de pression minimale au centre du vortex a été largement critiquée par Jeong et Hussain (1995). En effet, ces derniers ont proposé de nombreux contre-exemples et concluent que la condition de pression minimale n'est ni nécessaire, ni suffisante pour détecter un vortex dans un écoulement. Ils vont plus loin dans leurs critiques en montrant que même les iso-surfaces de pression ne peuvent détecter l'ensemble des structures tourbillonnaires présentes dans l'écoulement. Ils donnent pour cela le contre-exemple des tourbillons de Kelvin Helmholtz (KH) de couches de mélanges. En effet, le traçage des iso-surfaces de pression ne permet pas de détecter les tourbillons longitudinaux situés entre les rouleaux de KH (voir chapitre 1 - §3.2.6). La condition sur le signe du second invariant du tenseur de vitesse  $\vec{\nabla} \times \vec{U}$ , plus connu sous le nom du critère  $Q$ , a été également critiquée par Jeong et Hussain (1995). En effet, ces derniers ont montré que ce critère présente

une faiblesse dans la détection des tourbillons présents en proche paroi compte tenu du fait que  $Q = 0$  à la paroi.

Chong et al. (1990) ont présenté une autre définition d'un vortex. Celle-ci consiste à considérer le tourbillon comme une région de l'écoulement où les valeurs propres du tenseur de vitesse  $\vec{\nabla} \times \vec{U}$  sont complexes. Là encore Jeong et Hussain (1995) ont montré que dans le cas d'un tourbillon de Lamb-Oseen, ce critère a permis de détecter deux centres différents pour un même vortex ce qui n'est pas correct.

Compte tenu de toutes ces constatations, Jeong et Hussain (1995) ont présenté leur propre critère de détection de tourbillon qu'ils ont nommé, le critère  $\lambda_2$ . Ce critère est un invariant galiléen, étant donné qu'il fait apparaître des dérivés de vitesse. Le point de départ pour définir ce critère reste néanmoins la condition de pression minimale au cœur du tourbillon. En plus de cette hypothèse, ils ont rajouté une autre condition qui se traduit par : la deuxième valeur propre de la somme des carrés des tenseurs de cisaillement et de rotation doit être négative. Cette deuxième condition leur a permis de confirmer que le minimum de pression détecté est bel et bien associé à un vortex. En effet, dans le cas d'un écoulement de sillage par exemple, le minimum de pression peut ne pas être forcément associé à un vortex. D'autre part, la condition de la valeur propre négative permet d'éviter l'effet des forces visqueuses. Ces dernières, peuvent éliminer la condition de pression minimale dans un écoulement qui abrite pourtant des vortex (Jeong et Hussain, 1995).

Récemment, Graftieux et al. (2001) ainsi que Michard et al. (2004) ont développé un critère de détection purement cinématique qu'ils ont noté  $\Gamma_2$ . C'est un critère topologique qui permet de détecter grâce au calcul d'un moment angulaire toutes les rotations des vecteurs vitesses dans un écoulement donné. Il est, en plus, un invariant galiléen, vu que l'on soustrait au préalable la vitesse de convection des tourbillons (i.e. vitesse au centre du tourbillon) du champ de vitesse global. Etant donné que ce critère ne fait pas intervenir de dérivées de la vitesse (i.e. gradient de vitesse), il présente l'avantage d'être moins sensible au bruit de mesure que les critères cités précédemment. Cependant, il présente l'inconvénient majeur d'être très sensible à la moindre rotation des vecteurs vitesses et ne permet donc pas de discerner les grosses structures caractéristiques d'un écoulement des secondaires.

Au vu des résultats présentés dans les études citées ci-dessus, il est clair qu'il n'existe pas un outil universel pour la détection et la caractérisation de tourbillons noyés dans un écoulement donné. Nous avons commencé alors, dans cette étude, par une analyse préliminaire du comportement de chacun des critères énoncés sur un champ de vitesse analytique étalon en premier lieu. Ceci, nous a permis de calibrer ces critères. Ensuite, nous avons appliqué ces critères sur un champ de vitesse expérimental pour valider notre calibration. A l'issue de l'analyse, nous présentons les outils retenus pour la détection et la caractérisation des structures tourbillonnaires à l'impact d'un jet plan d'eau turbulent et confiné. Nous présentons dans ce qui suit, la méthodologie adoptée.

### **1.3. Méthodologie appliquée**

Etant donné que les champs des vitesses que nous allons analyser sont issus de mesures expérimentales par PIV (voir chapitre 3 : Matériels et métrologie), ces champs des vitesses peuvent être entachés d'erreurs de mesure. Celles-ci peuvent provenir par exemple du dépôt de particules traceuses utilisées pour la

technique PIV, de réflexions du laser sur les parois du banc d'essai, etc. Ces erreurs de mesures et/ou de calibration se traduisent par des vecteurs vitesses erronés (norme et sens). Ces erreurs de mesures peuvent donc fausser les résultats obtenus par les critères de détection de tourbillons appliqués dans cette région de l'écoulement. Afin de réduire ou même éliminer l'impact de ces erreurs et extraire l'information qui nous intéresse, nous proposons d'appliquer la technique de décomposition en modes propres orthogonaux (i.e. POD en anglais) sur les champs de vitesse mesurés par la PIV. Cette technique sera décrite dans la section suivante. La POD sera utilisée à deux fins : d'une part pour filtrer les champs des vitesses instantanées et d'autre part pour analyser la distribution d'énergie cinétique dans l'écoulement. Après avoir filtré par POD les champs des vitesses, ces derniers sont "soumis" aux critères de détection retenus pour extraire les structures tourbillonnaires qui y sont présentes. Cependant, comme nous l'avons déjà évoqué plus haut, ces structures ne sont pas toutes importantes. Un critère de séparation est donc ensuite appliqué sur la fonction de détection utilisée pour ne garder que les tourbillons les plus pertinents. Ces tourbillons pertinents, une fois détectés, sont ensuite caractérisés en termes de position, taille, forme, ainsi que d'intensité tourbillonnaire. La méthodologie de détection et de caractérisation des structures tourbillonnaires utilisée dans cette étude peut donc être résumée comme suit :

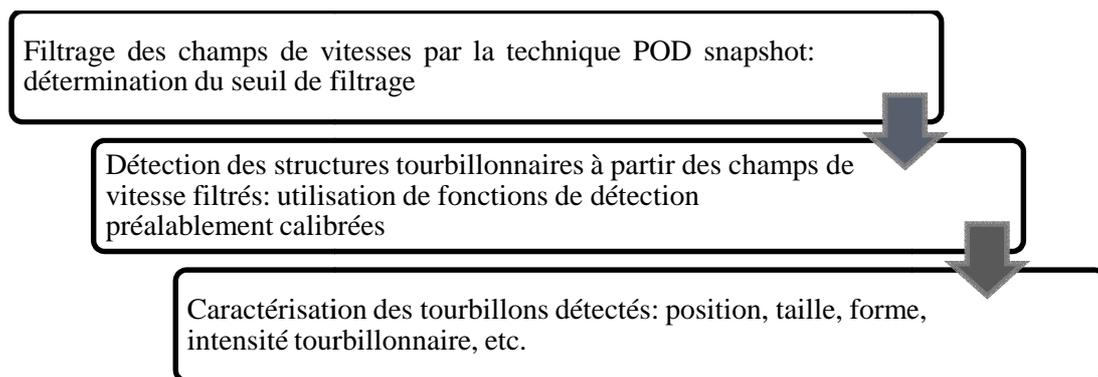


Figure 2.1 : Méthode utilisée pour la détection et la caractérisation des structures tourbillonnaires présentes à l'impact d'un jet plan turbulent et confiné.

## 2. FILTRAGE DES CHAMPS DE VITESSE PAR LA METHODE DE DECOMPOSITION EN MODES PROPRES ORTHOGONAUX POD

### 2.1. Présentation de la POD

La POD acronyme de «Proper Orthogonal Decomposition» est une technique qui permet d'extraire les aspects cohérents qui caractérisent un signal donné. Le développement de la POD autour des années 1950 coïncide avec les premières observations de structures cohérentes dans les écoulements. Elle a été introduite en turbulence, par Lumely (1967), comme une méthode qui permet d'identifier et d'extraire les structures cohérentes d'un écoulement. Cependant, l'application de la POD peut être généralisée à des domaines assez variés tels que les statistiques, le traitement du signal (Algazi et Sakrison, 1969), la compression des données (Andrews et al., 1967), l'étude de l'activité neuronale (Sornborger et al., 2003), le contrôle optimal (Ravindr, 2000 ; Afanasiev et Hinze, 2001), le génie chimique, l'océanographie, etc. Compte tenu de ces divers domaines d'application, la POD peut avoir des appellations diverses : projection de Galerkin,

décomposition de Karhunen-Loève, analyse en composante principale (Principal Component Analysis) ou aussi coordonnée collective pour les physiciens (Podvin, 2001). Cependant, le point commun à toutes ces applications est l'extraction des caractères dominants d'un ensemble de données.

La POD permet ainsi, entre autre, d'analyser des données. C'est une technique linéaire qui consiste à déterminer une base de modes propres orthogonaux représentatifs par définition des réalisations les plus probables dans le signal étudié. Elle peut être vue comme une méthode pour remplacer la décomposition de Fourier lorsque les directions de l'écoulement ne peuvent plus être supposées homogènes ou périodiques. Ces modes propres sont obtenus par la résolution d'une équation intégrale de Fredholm dont le noyau est construit à partir d'un ensemble de données provenant soit de simulations numériques ou de mesures expérimentales. Les modes/fonctions POD sont optimaux au sens énergétique : un nombre de modes relativement peu élevé permet de capturer les aspects-clés du signal étudié. Les modes les plus énergétiques peuvent être utilisés pour construire un modèle réduit de la dynamique de l'écoulement. La POD peut donc être vue comme une méthode efficace de construction d'un système dynamique d'ordre réduit, pouvant décrire l'évolution temporelle d'un écoulement. On parle ainsi de réduction de modèle. En effet, le principe consiste à projeter (projection de Galerkin) les équations décrivant le mouvement du système (les équations de Navier-Stokes) sur les sous-espaces engendrés par les fonctions propres POD. Le système final obtenu comporte des équations différentielles facilement intégrables en temps pour décrire la dynamique temporelle de l'écoulement. Dans notre étude, la POD est utilisée dans un but d'analyse de données et pour le filtrage des champs de vitesses bidimensionnels mesurés par la technique PIV. Il existe différentes approches pour la méthode POD, nous présenterons dans ce qui suit les deux approches les plus utilisées : la méthode directe (i.e. classique) et la méthode snapshot.

## 2.2. Formulation mathématique de la POD

### 2.2.1. Méthode directe

Considérons un champ aléatoire  $u(x)$  de moyenne nulle, dépendant d'une seule variable  $x$ . On suppose que chaque réalisation de ce champ appartient à un espace de Hilbert  $H$  où le produit scalaire associé est  $\langle f|g \rangle$  et la norme  $\|f\| = (\langle f|f \rangle)^{1/2}$ . On souhaite définir une base finie  $\Phi$  telle que les fonctions  $\Phi_i$  de cette base représentent au mieux le signal  $u(x)$ . Mathématiquement cela revient à maximiser la moyenne de la projection du signal  $u$  sur les fonctions de cette base (Podvin, 2001):

$$\max \left( \frac{\langle u|\Phi \rangle}{\langle \Phi|\Phi \rangle} \right) \quad [2.1]$$

Ceci correspond à un problème d'Euler-Lagrange de maximisation sous contrainte. La solution de ce problème s'écrit sous forme d'une équation intégrale de Fredholm du premier ordre (Riesz et Nagy, 1955; Courant et Hilbert, 1953) :

$$\int_D \langle u(x)u(x') \rangle \Phi_j(x') dx' = \lambda_j \Phi_j(x) \quad [2.2]$$

où  $\langle u(x)u(x') \rangle = R(x, x')$  est l'autocorrélation spatiale (figure 2.2)

Les fonctions  $\Phi_j$  forment ainsi la base  $\Phi$  recherchée. L'opérateur étant hermitien, non négatif et de carré intégrable, le théorème de Mercer (1909) (voir Riesz et Nagy, 1955) garantit l'existence et l'unicité d'une telle base. On obtient ainsi une représentation spectrale pour  $R$  convergeant uniformément :

$$R(x, x') = \sum_{k=1}^{\infty} \lambda_k \Phi_k(x) \Phi_k^*(x') \quad [2.3]$$

Les  $\{\Phi_i\}$  sont orthogonales puisque l'opérateur est hermitien. En plus, pour tout  $i$ ,  $\lambda_i \geq 0$  puisque l'opérateur est positif. Si  $D$  est borné, les valeurs propres  $\{\lambda_i\}$  sont dénombrables  $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \dots$

Le signal  $u$  peut donc s'écrire comme la somme de fonctions spatiales dont l'amplitude est aléatoire (Podvin, 2001) :

$$u(x) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i \Phi^i(x) \quad [2.4]$$

Les coefficients  $\{a_i\}$  sont non corrélés entre eux, leur moyenne est nulle et leur variance est donnée par la valeur propre de l'équation [2.2] :

$$\langle a_i a_j \rangle = \delta_{ij} \lambda_i \quad [2.5]$$

où  $\delta_{ij}$  est le symbole de Kronecker.

L'énergie du signal peut ainsi s'écrire :

$$\langle uu \rangle = \sum_{i=1}^{\infty} \lambda_i \quad [2.6]$$

où chaque  $\lambda_i$  représente l'énergie moyenne du système projeté sur l'axe  $\Phi_i$  dans l'espace des fonctions.

Lumley (1967) signale que, pour appliquer la POD, il faut que la moyenne du signal soit nulle, ce qui signifie qu'en pratique le signal moyen devra être soustrait du signal total. Si le signal moyen est une fonction propre du problème, les résultats de la procédure seront inchangés que l'on considère le signal total ou purement fluctuant. D'autre part, les fonctions  $\Phi$  n'ont rien à voir avec les fonctions propres du problème linéarisé. Elles sont issues directement des observations du signal. Lumley (1967) ajoute aussi que la POD est optimale d'un point de vue énergétique. Cela suggère qu'un petit nombre de modes peut être suffisant pour obtenir une bonne représentation de n'importe quelle réalisation. En effet, si on suppose que les  $\{\lambda_i\}$  soient ordonnées par ordre décroissant. Considérons les  $n$  premiers éléments de cette base et la représentation du signal  $u$  dans cette base :  $\tilde{u}(x) = \sum_{i=1}^n a_i \Phi_i(x)$  alors par construction de la base  $\{\Phi\}$  l'énergie capturée par les  $n$  premiers éléments de la base est plus grande que celle capturée par toute autre base de  $n$  éléments. Ce qui a été présenté précédemment peut être étendu à un signal spatio-temporel  $u(x, t)$ . On a alors :

$$u(x,t) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i(t) \Phi^i(x) \quad [2.7]$$

La notion de moyenne doit être cependant redéfinie. En effet, la moyenne dans ce cas là devient une moyenne temporelle (figure 2.2).

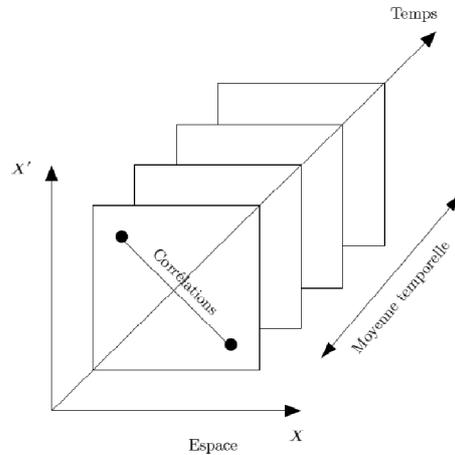


Figure 2.2 : Représentation schématique de la POD classique (Podvin, 2001)

### 2.2.2. La méthode des snapshots

Cette méthode est particulièrement utilisée pour analyser des mesures expérimentales par PIV. En effet, supposons qu'on cherche à appliquer la POD à un ensemble de réalisations d'un écoulement résolu sur une grille comportant  $P$  points de dimension  $d$  (exemple champ de vitesse bidimensionnel). La dimension du problème est alors  $N = (dP)^2$ . Si la résolution spatiale est importante,  $N$  peut être trop important pour la mémoire des calculateurs usuels, en raison du grand nombre d'échelles nécessaires pour rendre compte du phénomène turbulent. Une solution proposée par Sirovich (1987) consiste à résoudre une version équivalente de la formulation originale qu'il appelle la méthode des échantillons (i.e. snapshots). Elle consiste à résoudre le système sur l'ensemble des échantillons utilisés pour construire le tenseur d'autocorrélation et non pas sur la grille de points. Dans la pratique le tenseur d'autocorrélation est calculé comme une moyenne finie de  $M$  échantillons pris sur une durée temporelle fixe (figure 2.3).

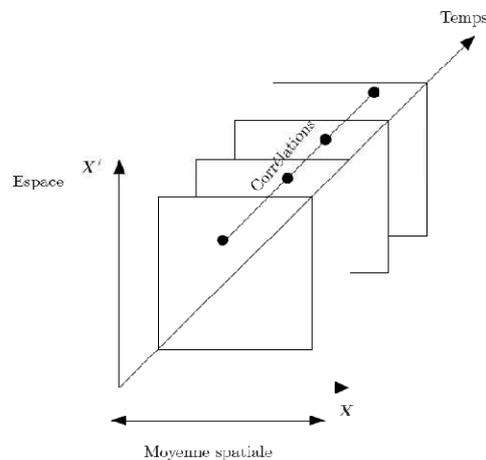


Figure 2.3 : Représentation schématique de la POD snapshot (Podvin, 2001)

Les solutions peuvent s'écrire comme combinaison linéaire des champs  $u_n$  constituant l'ensemble des échantillons. Si  $\Phi_i$  est une solution de l'équation [2.2], alors :

$$\Phi_i(x) = \sum \alpha_{ij} u_j(x) \quad [2.8]$$

Si on remplace l'expression de  $\Phi_i$  dans [2.2], il apparait que les fonctions  $\alpha_{ij}$  vérifient :

$$K_{il} = \frac{1}{M} \int_D u_i(x) u_l(x) dx \quad [2.9]$$

La taille de ce nouveau problème est  $M^2$  qui doit être comparé à la taille du problème dans sa formulation originale  $(dP)^2$ .

Cette méthode a été largement appliquée dans les écoulements turbulents. En effet, elle présente l'avantage de résoudre les structures de façon graphique.

D'autre part, puisque chaque fonction propre est une combinaison des échantillons de l'écoulement et qu'inversement, toute réalisation de l'écoulement est une combinaison des fonctions propres, ceci implique que celles-ci vérifieront les mêmes conditions aux limites que le signal. De même, si le signal est incompressible, chacune des fonctions le sera également individuellement (Podvin, 2001). Plus généralement, si l'ensemble des réalisations du signal possède certaines propriétés, alors les fonctions propres posséderont aussi cette même propriété (Podvin, 2001). Inversement, si les fonctions empiriques de la POD exhibent une propriété donnée, on peut en déduire que le signal initial possède lui aussi cette propriété. Ceci permet donc d'obtenir des informations sur le signal qui n'est pas forcément connue au préalable. Le recours donc à la POD pour l'étude de phénomène cohérent dans un écoulement s'avère donc très utile.

### 2.3. POD et structures cohérentes

Il faut tout d'abord noter qu'il n'existe pas de définition précise de la notion de cohérence pour les structures tourbillonnaires. Certains la définissent par rapport à la topologie de la structure (Lumley, 1967 ; Cantwell, 1981) d'autres par rapport à la vorticité contenue dans ces structures (Hussain, 1986). Pour extraire l'information sur la cohérence à partir de la technique POD, la question qui se pose dans ce cas est : à quelle quantité vaut-il mieux appliquer la POD ? à la vitesse ou à la vorticité ou à toute autre grandeur physiques tel que la densité ou la température ?

Rempfer (1994) montre que les modes propres de la vorticité sont quasiment identiques à ceux obtenus en prenant le rotationnel des modes propres de la vitesse. Cependant, dans les écoulements où les différences de densité ou de températures sont importantes, Podvin (2001) propose d'utiliser la POD non plus au seul champ de vitesse ou vorticité mais à un vecteur qui contient l'ensemble des quantités physiques qui influencent le mouvement en ajustant le poids relatif à chaque quantité (Lumley et Poje, 1997). Il justifie ceci, par le fait d'obtenir des informations sur le couplage entre ces diverses quantités. Cependant, Podvin (2001) ainsi que la plupart des auteurs qui ont eu recours à la POD pour détecter des structures cohérentes s'accordent à dire que l'identification celles-ci à travers l'analyse directe des modes POD présentent des facteurs de confusion. Ils relient cela au manque de liens explicites entre les descriptions eulérienne lagrangienne du mouvement. La technique POD est dans ce cas présentée comme une méthode statistique d'identification des structures cohérentes présentes dans l'écoulement.

Nous présentons sur les figures 2.4 et 2.5 des exemples de résultats obtenus par décomposition POD snapshot de champs de vitesse mesurés par PIV dans deux plans différents d'un jet plan en impact. Il apparait clair sur le mode représenté sur la Fig.4, la présence de zones présentant des niveaux énergétiques plus importants qu'ailleurs dans l'échantillon. Etant donné que ces mesures de vitesses sont réalisées dans le plan du jet, il est donc fort probable qu'elles soient associées à l'activité tourbillonnaire « classique » dans les couches de mélanges du jet.

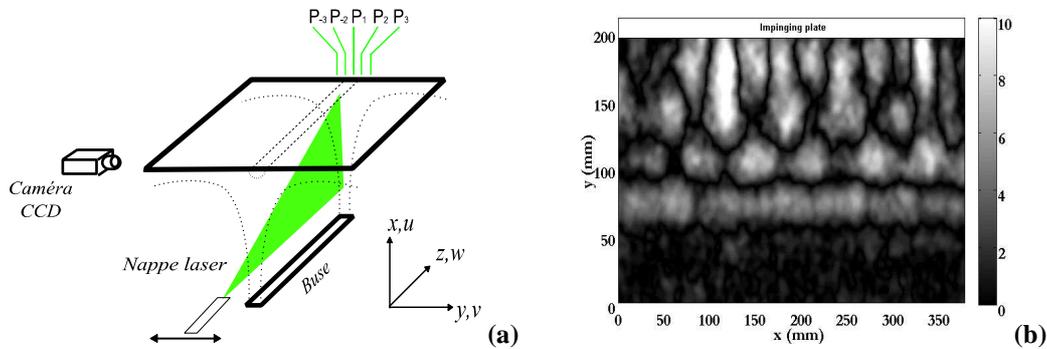


Figure 2.4 : Position du plan de mesure par PIV ; b) Mode spatial n°11

Sur la figure 2.5, nous avons représenté le mode spatial n°11 issu de la décomposition de champs de vitesse mesurés dans un plan parallèle à la plaque d'impact. Dans cette région, il est difficile de prédire ou détecter des activités tourbillonnaires organisées. Cependant, l'analyse du mode spatial représentée (figure 2.5b) permet de détecter des régions où l'activité énergétique est plus importante qu'ailleurs.

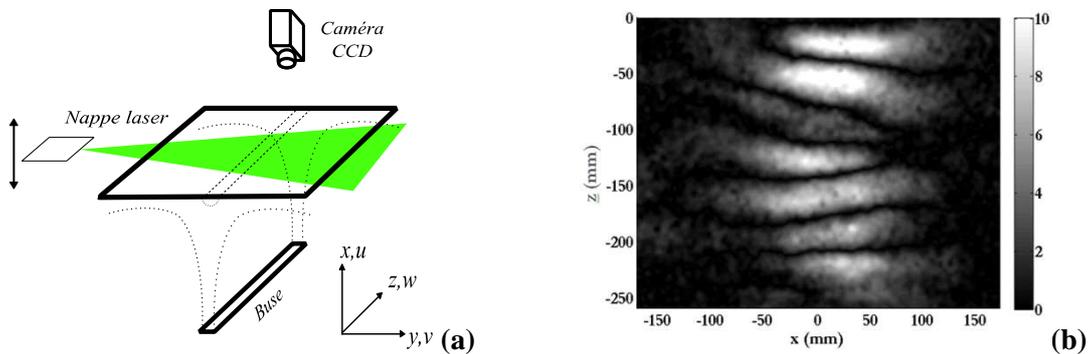


Figure 2.5 : Position du plan de mesure par PIV ; b) Mode spatial n°11

Régert et al (2005) ont observé également, sur des champs de vitesse qu'ils sont étudiés, des zones où les niveaux énergétiques sont importants. Ils ont expliqué ces niveaux énergétiques comme étant les traces de passage de structures tourbillonnaires pendant la durée des acquisitions qu'ils ont fait (i.e. durée des simulations réalisées). En transposant ce raisonnement au cas de figures que nous avons présenté, il est donc possible de déterminer les zones les plus sollicités dans le jet ainsi que leurs étendues.

Nous tenons à signaler que pour récupérer 99,82% de l'énergie fluctuante contenue dans l'écoulement, il a fallu considérer 685 modes spatio-temporels (figure 2.6). Les 20 premiers modes contiennent à eux seuls, 96% de cette énergie. Nous avons représenté le mode numéro 11 par exemple, nous avons pu détecter les activités les plus énergétiques dans l'écoulement. Ce choix de se limiter aux 20 premiers modes est guidé par la définition de Sirovich (1987). En effet, il suggère de retenir les modes dont la somme des énergies

représente au moins 90% de l'énergie totale, et tels que chacun des modes négligés ne représente pas plus de 1% du mode principal.

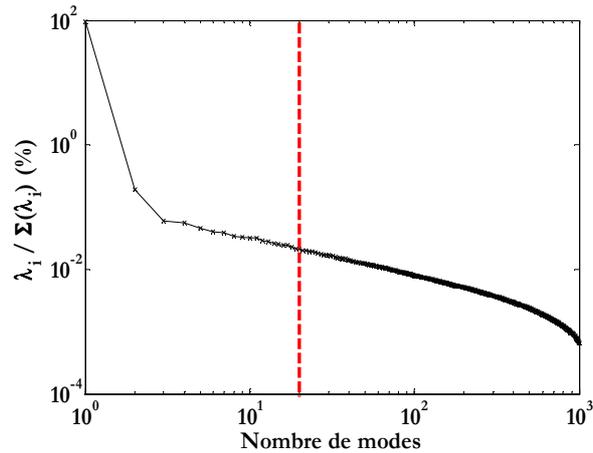


Figure 2.6 : Distribution énergétique sur les modes spatiaux

Cette troncature aux premiers modes les plus énergétiques permet de reconstruire les champs de vitesse instantanés en filtrant ainsi les très faibles énergies de l'écoulement. L'effet du filtrage est étudié plus loin dans ce chapitre sur des champs de vitesse mesurés par PIV 2D rapide sur un jet d'air plan.

### 3. LES CRITERES DE DETECTIONS DE STRUCTURES TOURBILLONNAIRES

Ces critères se regroupent en deux grandes catégories : des critères physiques et des critères topologiques. Les critères physiques se basent sur le calcul d'une fonction généralement liée au champ de vitesse et éventuellement au champ de pression tandis que les critères topologiques sont basés sur la topologie de l'écoulement et ne nécessitent pas de considération physique.

#### 3.1. Les critères physiques

##### 3.1.1. La vorticité instantanée

Le vecteur tourbillon  $\vec{W}$  est défini mathématiquement comme le rotationnel du champ de vitesse :

$$\vec{W} = \text{rot}(\vec{u}) = \vec{\nabla} \times \vec{u} \quad [2.10]$$

avec :  $\vec{u}$  le vecteur de vitesse en tout point du champ de l'écoulement, et  $\vec{\nabla}$  l'opérateur nabla.

La vorticité, notée  $\omega$ , est un scalaire introduit par Helmholtz. Elle correspond à la norme du vecteur tourbillon  $\vec{W}$ .

Le centre de tourbillon est identifié comme étant un extremum local de la fonction vorticité  $\omega(x, y)$ .

Cependant, le critère de vorticité instantané présente des limites pour la différenciation entre le cisaillement et la rotation dans un écoulement donné (Jeong et Hussain, 1995). Par conséquent, ce critère de maximum de vorticité demeure, dans certain cas, une condition nécessaire mais pas satisfaisante pour détecter les centres des tourbillons.

##### 3.1.2. Le critère $Q$

Hunt et al. (1988) proposent de définir un tourbillon comme une région où le second invariant, noté  $Q$ , du tenseur  $\overline{\nabla} \times \vec{u}$  est positif en y ajoutant une condition de pression : la pression à l'intérieur de cette zone doit être inférieure à la pression atmosphérique.

Le critère  $Q$ , en formulation bidimensionnelle, est défini par :

$$Q = \frac{1}{2}(u_{i,i}^2 - u_{i,j}u_{j,i}) = -\frac{1}{2}u_{i,j}u_{j,i} = \frac{1}{2}(\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) \quad [2.11]$$

$$\text{avec } \|\Omega\| = [\text{tr}(\Omega\Omega^t)]^{1/2} ; \|S\| = [\text{tr}(SS^t)]^{1/2}$$

$S$  et  $\Omega$  sont respectivement les composantes symétrique (terme cisaillement) et antisymétrique (terme rotation) du tenseur  $\overline{\nabla} \times \vec{u}$  définies tels que :

$$S_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}) \quad \text{et} \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} - u_{j,i}) \quad [2.12]$$

Dans le cas d'une étude bidimensionnelle (comme c'est le cas des mesures expérimentales par PIV 2D), en considérant un écoulement incompressible l'expression du critère  $Q$  devient:

$$Q = -[u_{i,i}^2 + u_{i,j}u_{j,i}] \quad [2.13]$$

### 3.1.3. Le critère $\lambda_2$

Jeong et Hussain (1995), ont montré que la condition de pression minimale (i.e. hypothèse de base du critère  $Q$ ) n'est pas suffisante pour détecter un vortex et ont présenté leur propre critère nommé, critère  $\lambda_2$ . En effet, bien que leur critère utilise comme point de départ, la condition de pression minimum au cœur du vortex, il rajoute aussi une autre condition sur les valeurs propres du tenseur de pression  $P_{ij}$  défini par :

$$\frac{DS_{i,j}}{Dt} - \nu S_{ij,kk} + \Omega_{ik}\Omega_{kj} + S_{ik}S_{jk} = -\frac{1}{\rho}P_{,ij} \quad [2.14]$$

En effet, d'après Jeong et Hussain (1995), l'existence d'une pression minimale dans un plan requiert l'obtention de deux valeurs propres négatives du tenseur  $P_{,ij}$ . D'autre part, ils précisent qu'un étirement peut créer un minimum de pression sans engendrer de mouvements tourbillonnaires ; de plus les effets de viscosité peuvent éliminer le minimum de pression dans un écoulement où des mouvements tourbillonnaires sont présents. Ils négligent alors les contributions des deux premiers termes, d'étirement et de viscosité, dans l'équation [2.14] et considèrent uniquement  $\Omega^2 + S^2$ .

Ils définissent alors un tourbillon dans un écoulement incompressible comme une région contenant deux valeurs propres négatives de  $\Omega^2 + S^2$ . Si  $\lambda_1, \lambda_2$  et  $\lambda_3$  sont les valeurs propres de  $\Omega^2 + S^2$  avec  $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ , alors cette définition peut s'écrire sous la forme :  $\lambda_2 \leq 0$  à l'intérieur d'un tourbillon. Ce critère Jeong et Hussain (1995) l'ont appelé le critère  $\lambda_2$ .

Dans le cas d'étude de champ de vitesse bidimensionnel incompressible, le tenseur  $\Omega^2 + S^2$  admet une valeur propre double  $\lambda$  qui s'écrit :

$$\lambda = u_{i,i}^2 + u_{i,j}u_{j,i} \quad [2.15]$$

On remarque donc que pour ce cas particulier, les critères  $Q$  et  $\lambda_2$  sont équivalents avec  $Q = -\lambda_2$ .

La représentation des iso valeurs de  $\lambda < 0$  permet donc d'identifier les cœurs des structures tourbillonnaires. Les positions des centres tourbillonnaires sont associées aux minimums de la fonction  $\lambda$  dans les cœurs tourbillonnaires.

L'inconvénient du critère  $\lambda_2$  reste néanmoins sa sensibilité à la « qualité » des mesures. En effet, ce critère nécessite un calcul de gradient de vitesse. Ce dernier est difficilement quantifiable avec précision à partir des champs de vitesses expérimentaux à cause de sa dépendance de la taille de la maille d'analyse. D'autre part les bruits de mesures (réflexions de la nappe laser sur les parois dans le cas des mesures par PIV, etc.) peuvent générer des gradients de vitesse très faibles. Ceci peut induire le critère  $\lambda_2$ , en erreur dans la détection des centres tourbillonnaires surtout en proche paroi. Il est donc nécessaire de filtrer les champs de vitesse au préalable avant d'appliquer le critère  $\lambda_2$  ce qui justifie le recours au filtrage par POD évoqué précédemment.

### 3.2. Les critères topologiques

#### 3.2.1. Le critère $\Gamma_I$

Graftieaux et al. (2001) ont développé un critère d'identification qui repose sur la détection du centre d'un tourbillon à partir de la topologie seule du champ de vitesse et non sa magnitude. Ils proposent, pour cela, de calculer le moment cinétique (i.e. moment angulaire) normalisé d'un domaine d'analyse  $D$  par rapport à son centre  $P$ , cette quantité scalaire, notée  $\Gamma_I(P)$ , est définie de la manière suivante :

$$\Gamma_I(P) = \frac{1}{D} \int_{M \in (D)} \left( \frac{\overrightarrow{PM}}{\|\overrightarrow{PM}\|} \wedge \frac{\overrightarrow{U_M}}{\|\overrightarrow{U_M}\|} \right) \cdot \vec{z} d\sigma \quad [2.16]$$

avec :

- $D$  : la surface du domaine d'intégration  $D$  autour du point  $P$
- $M$  : un point appartenant au domaine  $D$
- $\vec{z}$  : le vecteur unitaire normal au plan de mesure
- $\overrightarrow{U_M}$  : le vecteur vitesse au point  $M$
- $\overrightarrow{PM}$  : le vecteur position

$\Gamma_I$  est un paramètre adimensionnel, ses valeurs sont comprises entre -1 et 1 et son signe dépend du sens de rotation des structures identifiées. Le cœur du vortex est défini pour des valeurs de  $|\Gamma_I|$  entre 0,9 et 1. Le domaine d'intégration peut être rectangulaire ou circulaire et centré en  $P$ .

Cependant,  $\Gamma_I$  n'est pas un invariant galiléen : il ne permet pas d'identifier la présence de tourbillons qui sont convectés avec une vitesse suffisamment forte pour exclure l'existence de points à vitesse nulle : la fonction  $\Gamma_I$  ne présente pas de pic proche de 1 en valeur absolue et ne détecte pas ainsi le centre du tourbillon (Michard, 2008).

### 3.2.2. Le critère $\Gamma_2$

Afin de contourner la limite du critère  $\Gamma_1$  mentionnée dans le paragraphe précédent pour la recherche de centres tourbillonnaires, Graftieaux et al (2001), ont proposé une modification de la fonction  $\Gamma_1$ . La nouvelle fonction proposé, appelée critère  $\Gamma_2$ , est définie par :

$$\Gamma_2(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \left( \frac{\overrightarrow{PM} \wedge (\overrightarrow{U_M} - \vec{u})}{\|\overrightarrow{PM}\| \|\overrightarrow{U_M} - \vec{u}\|} \right) \cdot \vec{z} d\sigma \quad [2.17]$$

avec :  $\vec{u} = \frac{1}{S} \int_S U \cdot ds$  la vitesse locale de convection.  $\vec{z}$  étant la normale au plan de l'écoulement, et

$S$  étant un domaine convexe contenant le point  $P$ .

La soustraction de la vitesse locale, notée  $\vec{u}$ , garantie l'invariance par changement de référentiel galiléen de la fonction  $\Gamma_2$ . La quantité calculé à par l'intégrale qui figure sur l'équation [2.17] correspond au cosinus de l'angle  $\theta$  formé par les vecteurs  $\overrightarrow{PM}$  et  $\overrightarrow{U_M} - \vec{u}$ . Par construction, la fonction  $\Gamma_2$  est adimensionnelle et comprise entre 1 et -1. La position du centre du tourbillon correspond à la valeur maximale/minimale de la fonction  $\Gamma_2$  dans le champ du tourbillon (i.e.  $\Gamma_2 = \pm 1$ ). Michard (2004) délimite néanmoins le cœur du tourbillon par les valeurs de  $\Gamma_2$  tel que :  $2/\pi \leq |\Gamma_2| \leq 1$ .

Il faut noter que le choix de la forme et de la taille du domaine d'intégration influence beaucoup les résultats obtenus par  $\Gamma_2$  en ce qui concerne la taille et la forme du cœur du tourbillon détecté. En effet, Michard al. (2004), ont effectué des calculs sur différentes formes et tailles du domaine d'intégration (isotrope et non isotrope). Ils ont abouti à la conclusion que, d'une part, l'anisotropie du domaine d'intégration induit une anisotropie artificielle sur le tourbillon détecté. Pour cela il est toujours préférable d'utiliser un domaine isotrope. Pour notre étude, nous considérerons un domaine d'intégration circulaire centrée au point de calcul de la fonction  $\Gamma_2$ . D'autre part, Michard et al. (2004) ont prouvé que si  $2/\pi \leq |\Gamma_2| \leq 1$ , alors la dimension caractéristique du tourbillon ainsi détecté (i.e. la taille de son cœur) est faiblement influencée par la taille du domaine d'intégration.

Le critère  $\Gamma_2$  présente l'avantage de distinguer entre les zones de cisaillement pur et des zones avec rotation contrairement à la vorticité. En plus, il est insensible à la présence de perturbations (bruit) dans le champ de vitesse ; cet avantage découle du fait que le critère  $\Gamma_2$  est indépendant du gradient de vitesse. Cependant la fonction  $\Gamma_2$  est sensible à tous changements de directions dans l'écoulement. Il ne permet donc pas de distinguer les structures à fortes énergies de celles à énergies moindres. Ceci peut induire à détecter des tourbillons de faibles énergies qui ne se maintiennent pas longtemps et sur de longues distances dans l'écoulement. Bien que celles-ci aient une contribution dans l'énergie totale de l'écoulement, elle reste néanmoins minime, on peut donc les qualifier de tourbillons secondaires, à comparer aux structures cohérentes qui peuvent exister dans l'écoulement. Elles présentent donc moins d'intérêt et doivent être filtrés. Ceci nous confirme encore une fois l'intérêt de filtrer l'écoulement au préalable avant d'appliquer des critères de détections tourbillonnaires même si c'est critères sont topologiques.

### 3.3. Calibration des critères de détections sur des champs analytiques étalons

Pour mieux comprendre le comportement des critères de détections déjà présentés dans le §3.2, nous nous sommes proposé de les tester sur des tourbillons analytiques étalons à propriétés connues. Nous nous sommes proposé de tester les critères de vorticité instantanée  $\omega$ , le critère  $\lambda_2$  et le critère  $\Gamma_2$ . On s'intéressera à voir le comportement de ces critères vis-à-vis de la forme générale du tourbillon, de la forme du cœur du tourbillon et de la position de son centre ensuite.

Les tourbillons analytiques sont des champs de vitesse analytiques étalons tournants dont on connaît les caractéristiques. Celles-ci se résument en la connaissance de :

- La position du centre du tourbillon,
- La taille du tourbillon (i.e. le diamètre de son cœur),
- Le sens de rotation du tourbillon,
- L'intensité tourbillonnaire du tourbillon  $I_v$  : elle est définie comme le rapport de la circulation  $\Lambda$  par la surface  $S$  du vortex :

$$I_v = \frac{\Lambda}{S} \quad \text{avec} \quad \Lambda = \oint_{L_i} \vec{u} \cdot d\vec{l} \quad [2.18]$$

avec  $L_i$  le contour du vortex et  $S = \pi D^2/4$  sa surface

La circulation du tourbillon est calculée sur un contour carré, centré au centre du vortex, comme l'indique la figure ci-dessous (figure 2.7). La forme carrée est choisie, d'une part, pour des raisons de simplicité d'implémentation dans l'algorithme de calcul. D'autre part, en ce qui concerne les mesures expérimentales, la forme carrée doit rendre possible de calcul de la circulation des tourbillons distordus. En effet, les tourbillons, réellement présents dans un écoulement, ne sont pas parfaitement circulaires : ils présentent des déformations dans différentes directions, il serait très difficile de chercher le contour propre de chaque structure, nous avons alors opté pour un calcul de circulation sur un

contour carré qui englobent la totalité de la structure étudiée.

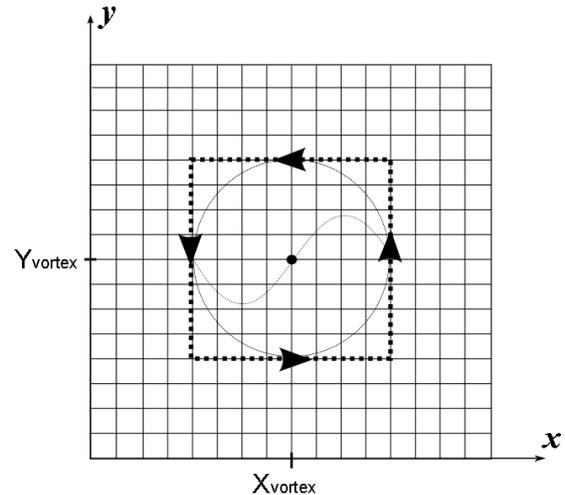


Figure 2.7 : Contour considéré pour le calcul de la circulation du tourbillon

On rencontre dans la bibliographie plusieurs propositions de champs analytiques : le tourbillon de Taylor Green, le tourbillon de Lamb Oseen, les tourbillons de burgers, etc. Nous présenterons, dans ce qui suit, deux modèles de tourbillons : le tourbillon de Taylor Green et notre proposition d'un champ analytique étalon.

#### 3.3.1. Le champ de Taylor Green

Le tourbillon de Taylor Green (i.e. TG) est largement rencontré en bibliographie (brachet et al., 1983 ; kuz'min et al., 1986 ; Pullin et Saffman., 1998 ; Shu et al., 2005 ; Pavageau et Loubière, 2006). C'est une construction physique d'un champ de vitesse tournant. En effet, il est une solution exacte des équations de Navier et Stokes sous leur forme incompressible en système de coordonnées cartésiennes. Il correspond à un écoulement bidimensionnel qui peut être instationnaire.

Le tourbillon de TG est construit en considérant que l'évolution de la vitesse tangentielle dans la direction radiale du tourbillon est une fonction sinusoïdale de période  $\pi$  (Fig.8a). La fonction sinus assure, dans ce cas, une vitesse nulle au centre du vortex, en l'absence de convection de ce dernier, et sur les frontières. Ce champ est décrit par le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} u(x, y, t) = \sin(k_1 \pi x) \sin(k_2 \pi y) \\ v(x, y, t) = -\cos(k_3 \pi x) \cos(k_4 \pi y) \\ p(x, y, t) = -\frac{\rho}{4} (\cos(2k_5 \pi x) + \cos(2k_6 \pi y)) \end{cases} \quad [2.19]$$

avec  $x, y$  : les coordonnées respectives selon l'axe des abscisses et l'axe des ordonnées,  
 $u, v$  : les composantes du vecteur vitesse selon les directions respectives  $x$  et  $y$ ,  
 $\rho$  : la masse volumique du fluide considéré.

La limite principale que nous avons rencontrée avec le champ de TG consistent dans le fait qu'on ne peut pas contrôler indépendamment les caractéristiques du tourbillon citées auparavant. En effet, il n'est pas possible par exemple de tester des cas de figure où on fixe l'intensité tourbillonnaire et on fait varier la taille du tourbillon par exemple.

Une deuxième limite a été détectée sur le tourbillon de TG. Celle-ci consiste dans le fait qu'il présente une anisotropie de forme. En effet, le tourbillon de TG a une forme elliptique et non circulaire. Ce constat a été établi en examinant les profils de la vitesse tangentielle du tourbillon de Taylor Green dans différentes directions préférentielles (selon les axes  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  et  $135^\circ$ ) comme schématisé sur la figure 2.8b. Les profils de la vitesse tangentielle obtenues, contre toute attente, ne sont pas les mêmes dans toutes les directions. La différence consiste dans le fait que les extrema de la vitesse tangentielle sont plus espacés dans des directions (i.e.  $0^\circ$  et  $90^\circ$ ) que dans d'autres (i.e.  $45^\circ$  et  $135^\circ$ ). Il en ressort donc que la taille du tourbillon n'est pas la même dans toutes les directions. Ceci a pu être établi en considérant que le diamètre d'un tourbillon est égal à la distance séparant les extrema du profil radial de la vitesse tangentielle (Pavageau et Loubière, 2006).

Ces limites risquent donc de nous induire dans les choix de calibration des critères de détection de tourbillons. Il faut donc trouver un moyen d'ajuster la forme analytique afin de rétablir l'isotropie du tourbillon analytique.

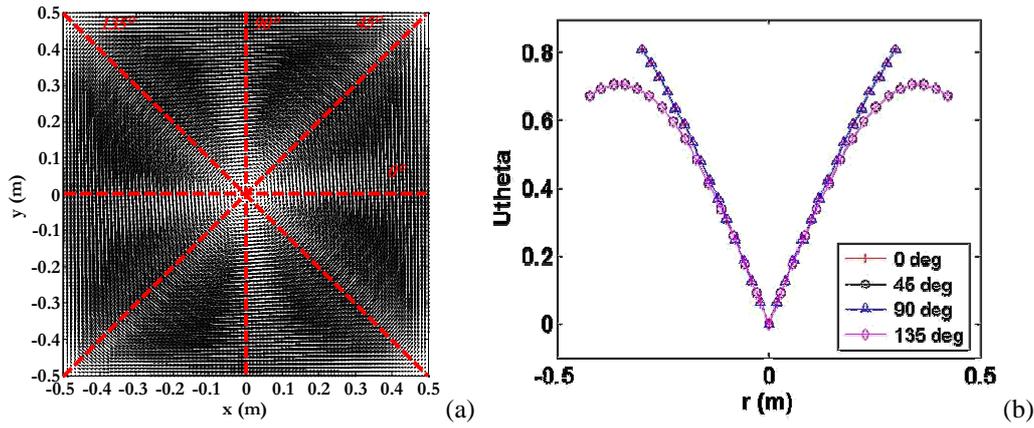


Figure 2.8 : a) Champ de Taylor Green b) Profils de la norme de la vitesse tangentielle dans quatre directions privilégiées

### 3.3.2. Le champ analytique proposé

Le champ analytique que nous présentons ici est obtenu par exploitation des propriétés de la fonction sinus comme dans le cas des tourbillons de TG. C'est une construction topologique d'un champ de vitesse tournant isotrope. Cependant, nous tenons à signaler que cette proposition analytique présentée n'est pas solution des équations de Navier et Stokes contrairement au champ de TG. En plus, la divergence de la vitesse n'est pas nulle. Elle ne peut donc pas représenter un écoulement incompressible.

En régime permanent, le système d'équation qui décrit ce champ analytique s'écrit comme suit :

$$\begin{cases} u(x, y) = V_{\max} \frac{\vec{i} \wedge \overline{PM}}{\|\overline{PM}\|} \cdot \sin\left(\pi \frac{\overline{PM}}{2R}\right) \\ v(x, y) = -V_{\max} \frac{\vec{j} \wedge \overline{PM}}{\|\overline{PM}\|} \cdot \sin\left(\pi \frac{\overline{PM}}{2R}\right) \end{cases} \quad [2.20]$$

Le champ analytique précédent présente deux avantages :

- Il permet de varier indépendamment les propriétés du tourbillon : la taille et l'intensité tourbillonnaire,
- Le tourbillon obtenu, contrairement au tourbillon de Taylor Green, est isotrope : les profils radiaux de la vitesse tangentielle sont semblables dans toutes les directions (figure 2.9)

C'est cette formulation analytique qui sera retenue pour la suite des tests.

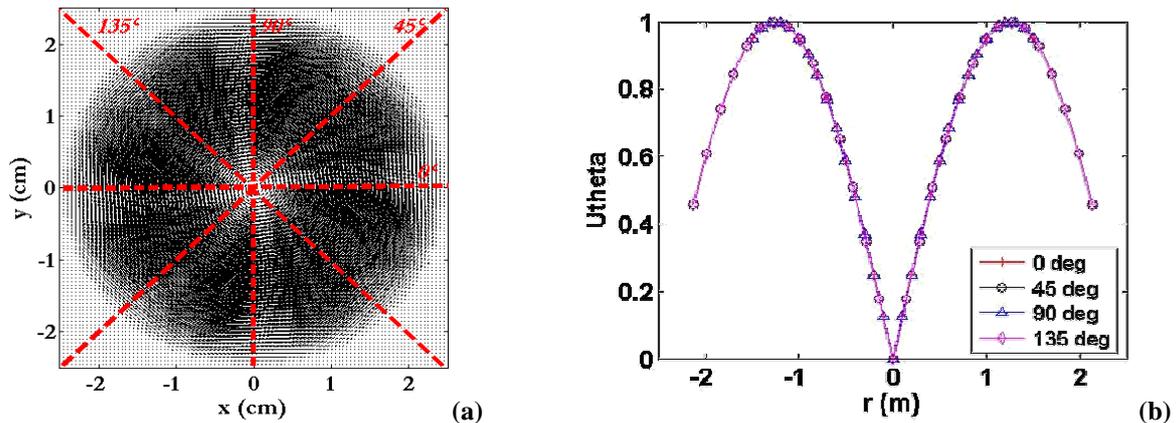


Figure 2.9 : a) Champ analytique proposé b) Profils de la norme de la vitesse tangentielle

### 3.4. Résultats des tests de calibration

Dans cette partie on s'intéresse au comportement des fonctions de détections  $\lambda_2$  et la fonction topologique  $\Gamma_2$ . L'analyse consiste à comparer le comportement de ces fonctions de détections sur le champ analytique proposé dans le paragraphe précédent. L'étude de sensibilité se divise en deux grandes parties : sensibilité aux propriétés intrinsèques du tourbillon et la sensibilité à des facteurs externes au tourbillon à savoir le bruit et la nature de l'écoulement dans lequel se trouve le tourbillon.

#### 3.4.1. Sensibilité aux propriétés intrinsèque du tourbillon

Il s'agit dans cette partie de déterminer la sensibilité des fonctions de détections de structures tourbillonnaires,  $\Gamma_2$  et  $\lambda_2$ , aux propriétés intrinsèques du tourbillon à savoir ; son intensité tourbillonnaire  $I_v$  et sa taille, à travers sont rayon  $R$ . Pour cela, nous avons considéré deux cas :

- Tourbillon à intensité tourbillonnaire  $I_v$  variable et rayon  $R$  constant ; ceci revient à fixer différentes vitesses maximales  $V_{max}$  pour le tourbillon,
- Tourbillon à rayon  $R$  variable et intensité tourbillonnaire  $I_v$  constante ; étant donné que celle-ci est liée à la circulation  $\Lambda$  du tourbillon et donc à sa taille, ce cas de figure revient à faire varier aussi la vitesse maximale  $V_{max}$  du tourbillon.

#### A. Tourbillon à intensité tourbillonnaire variable et rayon constant

Les cas suivants sont considérés :

| $R$ (cm) | $V_{max}$ (m/s) | $I_v$ ( $s^{-1}$ ) |
|----------|-----------------|--------------------|
| 1        | 1               | 2.1529             |
| 1        | 2               | 4.3058             |
| 1        | 3               | 6.4588             |
| 1        | 4               | 8.6117             |
| 1        | 5               | 10.765             |

Tableau 2.1 : les différents tests considérés

En appliquant les fonctions  $\lambda_2$  et  $\Gamma_2$  sur les champs analytiques, nous remarquons que la fonction  $\Gamma_2$ , au centre du tourbillon, est insensible à la vitesse de rotation (i.e. intensité tourbillonnaire) de ce dernier contrairement à la fonction  $\lambda_2$  qui diminue au fur et à mesure que l'intensité tourbillonnaire du vortex augmente (figure 2.10). Le critère  $\lambda_2$  a tendance à mieux détecter des tourbillons à forte intensité tourbillonnaire contrairement au critère  $\Gamma_2$  qui ne distingue pas entre les tourbillons énergétiquement intéressants et ceux qui ne le sont pas.

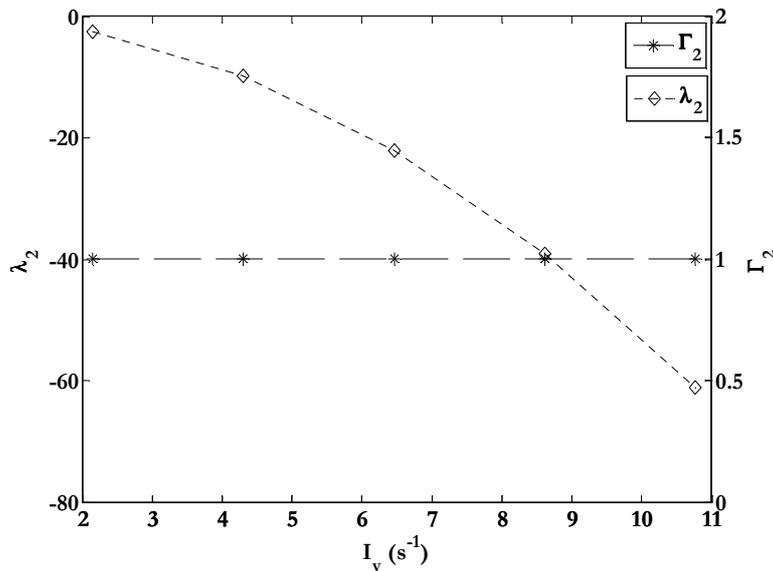


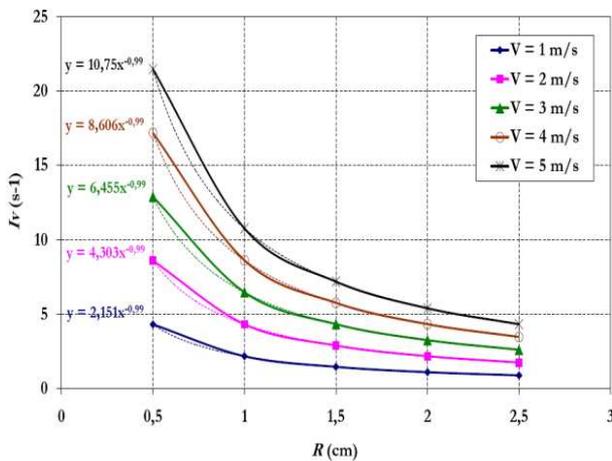
Figure 2.10 : Sensibilité des fonctions  $\lambda_2$  et  $\Gamma_2$  à l'intensité tourbillonnaire du tourbillon ( $R = 1$  cm)

Le choix d'un seuil de filtrage sur les valeurs de la fonction  $\lambda_2$  doit donc tenir compte de la sensibilité de cette fonction aux valeurs de l'intensité tourbillonnaire.

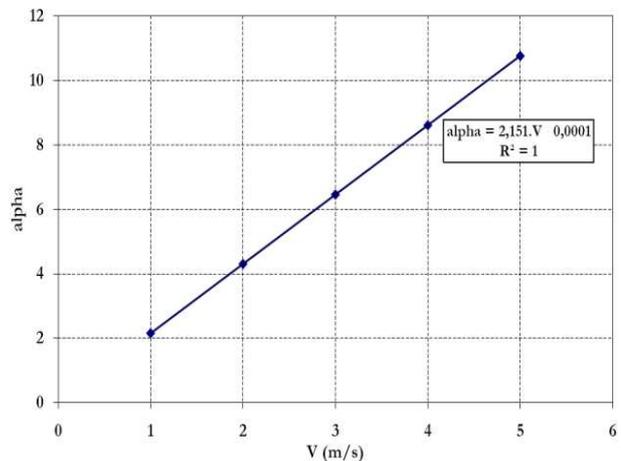
### B. Tourbillon à intensité tourbillonnaire constante et rayon variable

Si on souhaite maintenir l'intensité tourbillonnaire  $I_v$  du tourbillon constante tout en faisant varier sa taille (i.e. son rayon  $R$ ), il faut faire varier sa vitesse maximale. Après un ensemble de tests effectués (Fig.11), nous avons pu établir une corrélation entre l'intensité tourbillonnaire, le rayon du tourbillon et sa

vitesse maximale de la forme :  $I_v = 2,15 \times \frac{V}{R}$



(a)



(b)

Figure 2.11 : Résultats des tests effectués pour fixer l'intensité tourbillonnaire du tourbillon

En choisissant la gamme des rayons du tourbillon à tester et en fixant l'intensité tourbillonnaire voulue, il est possible de déterminer la gamme des vitesses maximales à fixer dans le tourbillon.

Les cas suivants sont considérés :

| $I_v$ ( $s^{-1}$ ) | $R$ (cm) | $V_{max}$ (m/s) |
|--------------------|----------|-----------------|
| 3                  | 0,5      | 0,69797949      |
| 3                  | 1        | 1,39426473      |
| 3                  | 1,5      | 2,08989446      |
| 3                  | 2        | 2,78509885      |
| 3                  | 2,5      | 3,47998711      |

Tableau 2.2 : Les différents tests considérés

En reportant la valeur au centre du tourbillon associée à chaque cas sur un même graphe on remarque que là encore les fonctions ; physique  $\lambda_2$  et topologique  $\Gamma_2$ , sont insensibles à la taille du tourbillon pour une intensité tourbillonnaire donnée (figure 2.12).

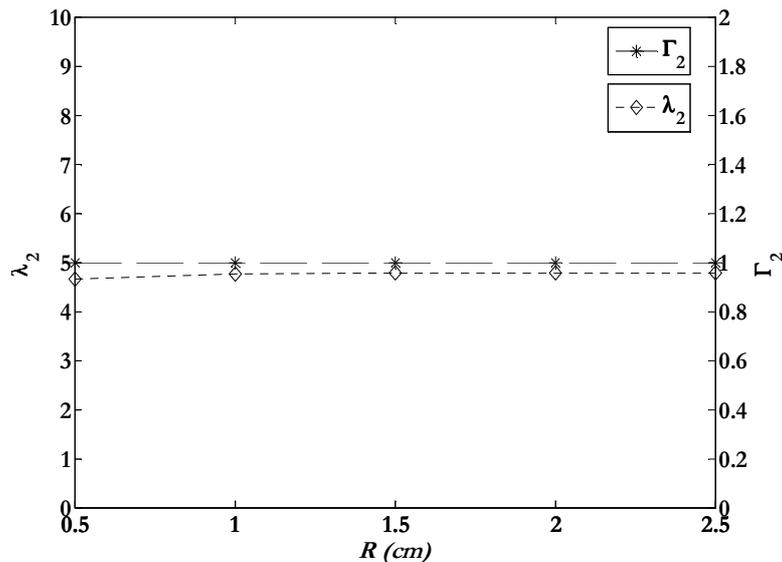


Figure 2.12 : Sensibilité des fonctions  $\lambda_2$  et  $\Gamma_2$  à la taille du tourbillon ( $I_v = 3 \text{ s}^{-1}$ )

Ce qu'il faut donc retenir de cette première analyse c'est que, les critères de détection des structures tourbillonnaires  $\lambda_2$  et  $\Gamma_2$  présentent des comportements différents en fonction des propriétés intrinsèques du tourbillon, en effet :

- Le critère  $\lambda_2$  a tendance à pouvoir discriminer les structures tourbillonnaires en fonction de leurs intensités tourbillonnaires. Pour notre configuration d'écoulement, ceci peut être un avantage dans la mesure où un filtrage adéquat sur les valeurs de  $\lambda_2$  permettra d'éliminer les structures les moins énergétiques et de ne garder ainsi que les structures à forte contribution énergétique dans l'écoulement (i.e. à la zone d'impact du jet). Cependant ce filtrage peut affecter la reconstruction d'un tourbillon détecté et induire une erreur dans l'estimation de sa taille.
- Le critère  $\Gamma_2$  permet de détecter tous les vortex présents dans l'écoulement quelles que soient leur taille et leur intensité tourbillonnaire. Ceci peut présenter une limite de ce critère. En effet, il ne sera pas possible de discerner les structures les plus énergétiques de celles qui ne le sont pas.

### 3.4.2. Sensibilité aux facteurs externes au tourbillon

Il s'agit ici de voir la sensibilité des fonctions de détections usuelles à la nature de l'écoulement dans lequel se trouve le tourbillon. Nous avons pour cela considéré plusieurs cas de tests :

- Sensibilité au bruit,
- Cas d'un tourbillon isolé :
  - Tourbillon se trouvant dans un écoulement à vitesse nulle,
  - Tourbillon convecté avec une vitesse uniforme,
  - Tourbillon convecté par un écoulement présentant un cisaillement.
- Cas de plusieurs tourbillons en interaction entre eux :
  - Deux tourbillons en interaction se trouvant dans un écoulement à vitesse nulle,
  - Deux tourbillons en interaction et convectés par un écoulement de vitesse uniforme,
  - Deux tourbillons en interaction et convectés par un écoulement présentant un cisaillement.

Ces différents cas de figures ont pour but d'étudier des cas qui se rapprochent des conditions réelles d'écoulements.

### 3.4.2.1. Sensibilité à un bruit aléatoire présent dans l'écoulement

Ce test vise à étudier la robustesse des critères  $\lambda_2$  et  $\Gamma_2$  à extraire des tourbillons noyés dans un champ de vitesse présentant des bruits de mesures par exemple. Pour cela, nous considérons un champ de vitesse soumis à un bruit aléatoire. Le bruit est généré par l'ajout d'une valeur aléatoire à chaque composante de la vitesse en tout point du champ de vitesse. Il correspond à environ 20% de la vitesse maximale ce qui est relativement important. Le tourbillon est noyé dans ce champ de vitesse bruité (figure 2.13) :

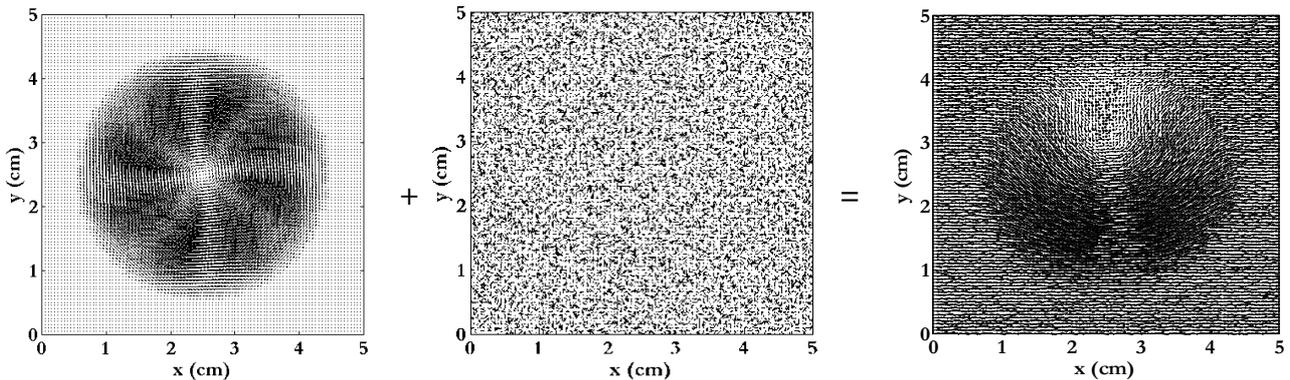


Figure 2.13 : champ de vitesse d'un tourbillon placé dans un écoulement à champ de vitesse bruité

Les critères  $\omega$ ,  $\lambda_2$  et  $\Gamma_2$  sont appliqués sur le champ de vitesse précédent afin d'essayer d'extraire et de reconstruire ce tourbillon, les résultats obtenus sont représentés sur la figure 2.14 :

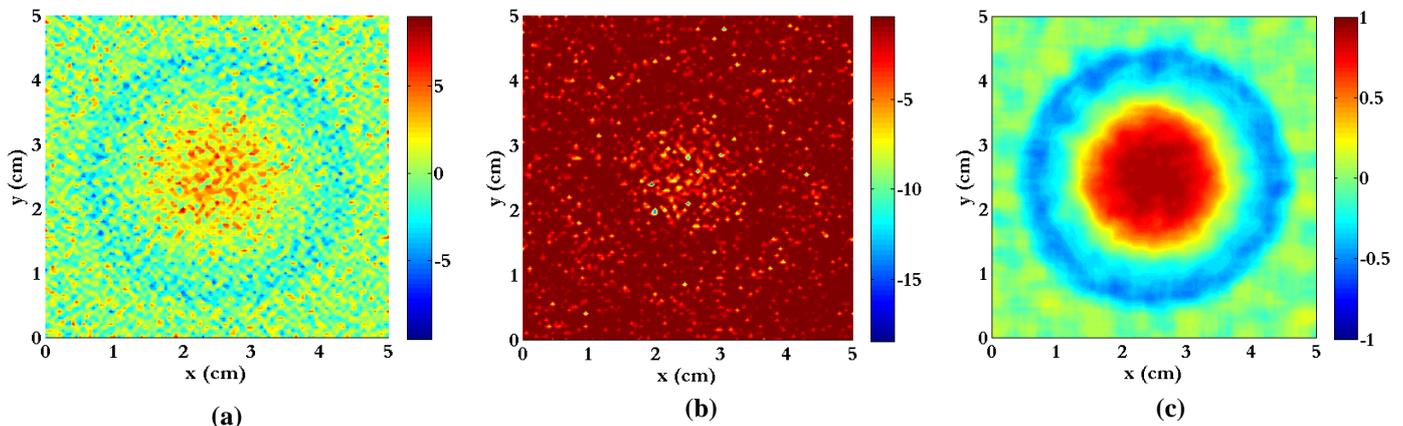


Figure 2.14 : Tests des critères  $\omega$ ,  $\lambda_2$  et  $\Gamma_2$  sur un champ de vitesse analytique bruité  
 a) Champ de vorticité instantanée  $\omega$  ; b) Critère  $\lambda_2$  ; c) Critère  $\Gamma_2$

Nous remarquons que les critères de vorticité  $\omega$ ,  $\lambda_2$  et  $\Gamma_2$  se comportent différemment avec la présence de bruit dans l'écoulement. En effet, le critère topologique  $\Gamma_2$  a permis de mieux détecter le centre du tourbillon malgré le bruit contrairement aux critères  $\lambda_2$  et  $\omega$ . Cependant, le critère  $\Gamma_2$  présente un étonnant changement de signe sur les bords du tourbillon. Ceci logiquement devrait s'expliquer par un changement de sens de rotation mais ceci ne peut pas avoir un sens physique. Néanmoins, d'un point de vue topologique, le critère  $\Gamma_2$ , dans ce cas de figure, est donc plus robuste que les critères physiques.

### 3.4.2.2. Sensibilité à la nature de l'écoulement dans lequel se trouve(nt) le(s) tourbillon(s)

#### A. Cas d'un seul tourbillon

Le tourbillon considéré possède des caractéristiques connues. Nous avons reporté sur le tableau ci-dessous l'ensemble des caractéristiques du tourbillon :

|                           |   |
|---------------------------|---|
| Résolution spatiale       | 100 x 100   |
| Position du centre        | Centré dans le domaine de calcul                            |
| Taille du tourbillon      | $D = 20$ mm   |
| Sens de rotation          | Sens trigonométrique  |
| Intensité tourbillonnaire | $V_{max} = 1$ m/s $\rightarrow I_v = 1,077$ s <sup>-1</sup> |

Tableau 2.3 : Caractéristiques du tourbillon analytique considéré

Nous avons représenté le champ de vitesse du tourbillon obtenu sur la figure 2.15 ainsi que la norme de la vitesse dans le champ de vitesse analytique (figure 2.16). Sur la figure 2.17, nous avons représenté les profils radiaux de la vitesse tangentielle dans le tourbillon.

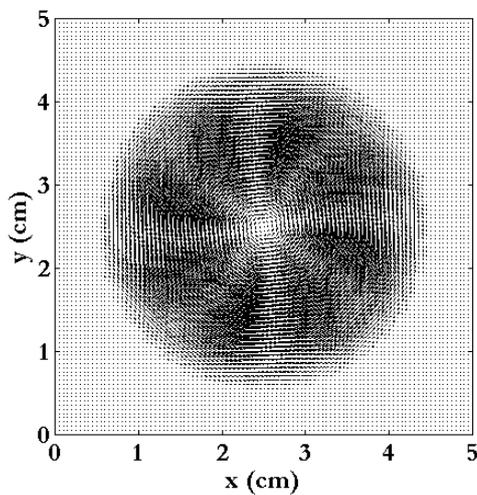


Figure 2.15 : Champ de vitesse du tourbillon analytique

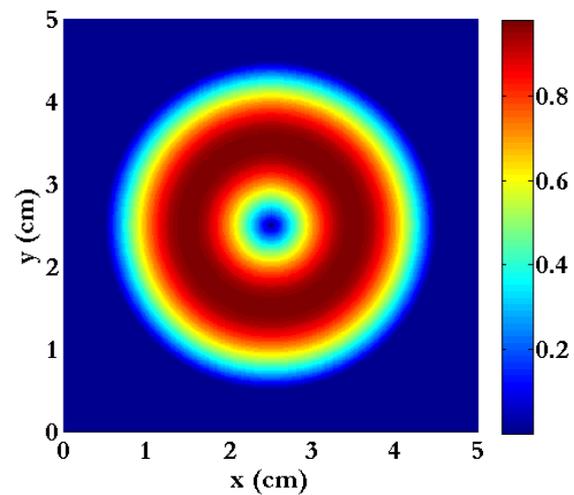


Figure 2.16 : Norme de vitesse dans le tourbillon analytique

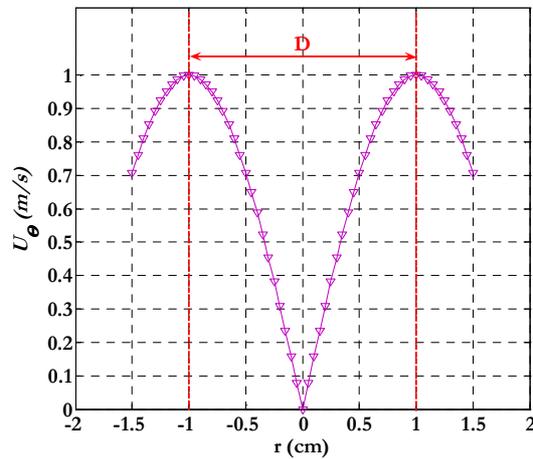


Figure 2.17 : Profils de la norme de la vitesse tangentielle dans le tourbillon

*i. Tourbillon dans un champ de vitesse nulle*

Ce cas de figure est considéré afin d’analyser le comportement des critères de détection tourbillonnaires usuels sans avoir l’influence de l’écoulement extérieur sur le tourbillon. Pour cela, nous avons placé le tourbillon stationnaire, présenté précédemment, dans un écoulement à vitesse nulle. Les critères de détection  $\lambda_2$  et  $\Gamma_2$  ainsi que la vorticité  $\omega$  sont appliqués sur le champ de vitesse du tourbillon (figure 2.18).

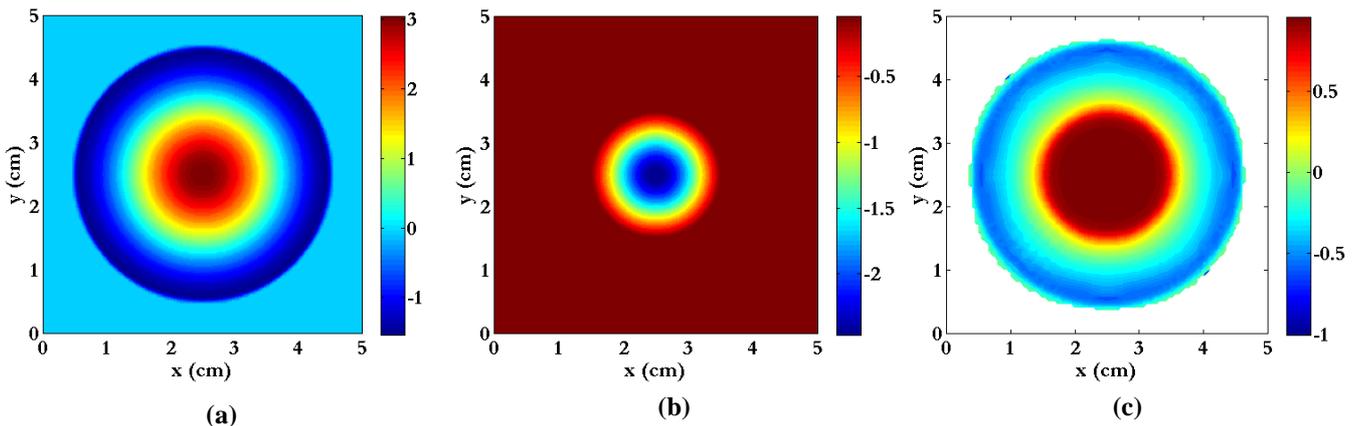


Figure 2.18 : Critères de détection appliqués sur un tourbillon stationnaire analytique placé dans un écoulement à vitesse nulle : a) Critère de la vorticité ; b) Critère  $\lambda_2$  ; c) Critère  $\Gamma_2$

le critère  $\Gamma_2$  et la vorticité détectent le cœur du tourbillon ainsi que la zone de l’écoulement entraînée par la rotation du cœur du tourbillon alors que le critère  $\lambda_2$  se limite uniquement au cœur du tourbillon. Cependant, la vorticité instantanée présente deux signes différents synonymes de deux écoulements en sens contraire à l’intérieur du tourbillon, ceci est aberrant dans la mesure où on souhaite décrire l’interaction du tourbillon avec l’environnement. Il faut donc considérer un facteur seuil sur la fonction  $\omega$  afin de restreindre l’analyse sur le cœur du vortex. La valeur du facteur seuil sera déterminée à partir de l’analyse des profils de cette fonction (figure 2.19). Nous avons examiné les profils radiaux de ces fonctions de détection normalisées (figure 2.19). Les tendances obtenues confirment les différences observées sur la figure 2.18 :

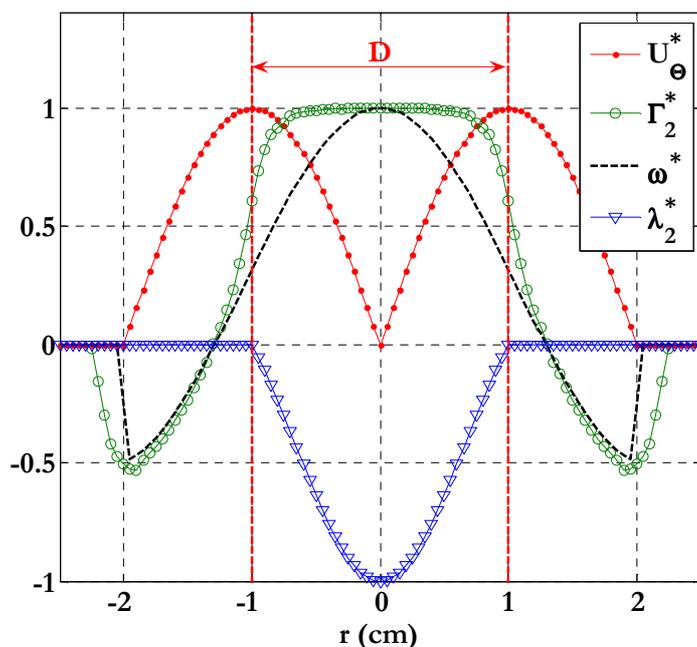


Figure 2.19 : Profils des fonctions de détection normalisées dans le tourbillon

En effet, pour la détection du centre tourbillonnaire, la valeur nulle de la vitesse tangentielle au centre du tourbillon correspond bien au maximum de vorticité  $\omega$  ainsi qu'au minimum de la fonction  $\lambda_2$ . Cependant, sur le profil du critère topologique  $\Gamma_2$ , il n'en ressort pas une position unique pour le centre du tourbillon. En effet, les valeurs maximales de  $\Gamma_2$  (i.e.  $\Gamma_2 = \pm 1$ ) correspondent à un plateau et non à un pic (figure 2.19). D'autre part, l'examen du profil du critère  $\Gamma_2$  et de la vorticité montrent, également, que ces derniers surestiment la taille du tourbillon contrairement au critère  $\lambda_2$  qui détecte exactement la « bonne taille » du cœur du tourbillon qui a été fixée lors de la construction de ce dernier ( $\lambda_2 < 0$ ). Il faut donc considérer une valeur seuil des fonctions  $\Gamma_2$  et  $\omega$  pour pouvoir délimiter exactement la taille du cœur du tourbillon. Ce seuil n'est pas nécessaire pour la fonction  $\lambda_2$ . En ce qui concerne la fonction vorticité  $\omega$ , le facteur seuil est de l'ordre de 32% de la valeur maximale de la vorticité (en valeur absolue). Toutes les valeurs de  $\omega$  en dessous de cette valeur (en valeur absolue) ne correspondent pas à des points au cœur du vortex et doivent être éliminés.

Pour le critère  $\Gamma_2$ , et compte tenu de ce qui a été annoncé dans le § 3.2.2 sur le choix de la taille du domaine d'intégration  $L_i$  pour la fonction  $\Gamma_2$ , nous avons réalisé un test de sensibilité pour voir l'influence de ce dernier sur la taille du tourbillon détecté. Pour cela, la fonction  $\Gamma_2$  est appliquée sur le champ de vitesse du tourbillon analytique. Plusieurs tailles du domaine d'intégration ont été considérées :  $L_i/R = 0,05 ; 0,15 ; 0,25 ; 0,35$  et  $0,45$ . Nous représentons sur la figure 2.20 les profils des fonctions  $\Gamma_2$  ainsi que le profil de la vitesse tangentielle dans le tourbillon.

D'après la figure 2.20 nous remarquons que si l'on conserve une valeur seuil comprise entre  $0,55$  et  $2/\pi \approx 0,63$  pour la fonction  $\Gamma_2$ , et pour l'ensemble des valeurs de la taille du domaine d'intégration  $L$ , le rayon de la structure tourbillonnaire ainsi détecté est faiblement influencé par le choix de  $L$ . Ce résultat est conforme aux résultats de Michard et Favelier (2004). En effet, ce dernier a montré que les conditions  $\lambda_2 < 0$  et  $Q > 0$  sont strictement équivalentes à la condition  $2/\pi < |\Gamma_2| < 1$  et que cette dernière équivaut également à la condition  $\omega^2 - \lambda_2 > 0$  qui définit la position des points situés à l'intérieur d'un tourbillon, ceux où la

rotation est dominante. Il faut tout de même signaler que Michard et Favelier (2004) ont obtenu ces résultats en testant le critère  $\Gamma_2$  sur un tourbillon analytique physique de Lamb Oseen, qui est une solution des équations de Navier et Stokes en 2D. Cette propriété, conjuguée au caractère non local de  $\Gamma_2$ , confère à ce critère une certaine robustesse.

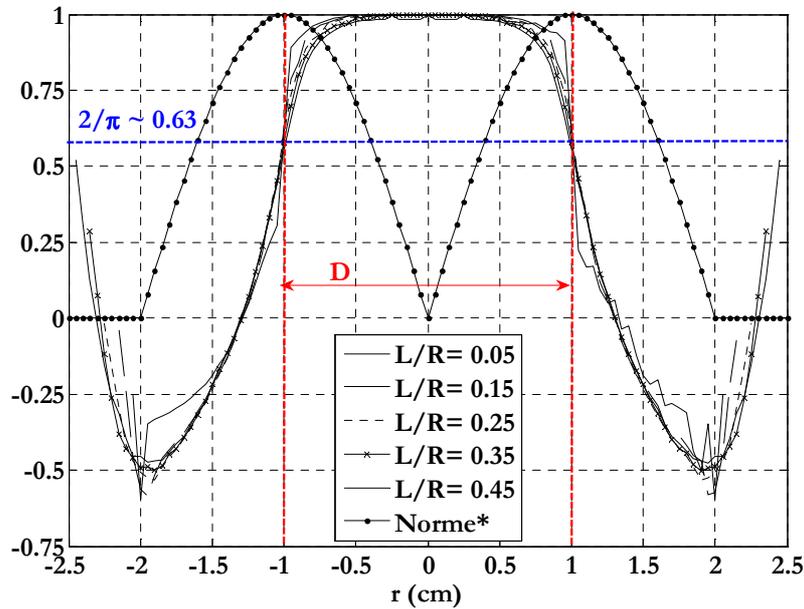


Figure 2.20 : Profils de la fonction  $\Gamma_2$  pour différentes valeurs de la taille du domaine d'intégration  $S$

Afin de confirmer nos observations, nous avons réalisé des tests similaires sur le tourbillon de Taylor Green. Une fois de plus, nous avons obtenu des résultats similaires du comportement de la fonction  $\Gamma_2$  (Koched et al., 2009). Ceci confère donc à la formulation mathématique que nous avons adoptée pour le champ de vitesse un certain sens physique du moment qu'elle affiche un comportement similaire que d'autres solutions physiques usuelles des équations de Navier et Stokes.

**ii. Tourbillon convecté par un écoulement à vitesse uniforme unidirectionnelle**

Dans ce cas de figure, le tourbillon en question est supposé convecté par un écoulement à vitesse uniforme. Pour réaliser numériquement ce cas de figure, nous additionnons deux champs de vitesses ; le premier contenant le tourbillon placé dans un champ de vitesse nulle, le second est un champ de vitesse uniforme unidirectionnelle égale à  $1\text{m/s}$  (figure 2.21) :

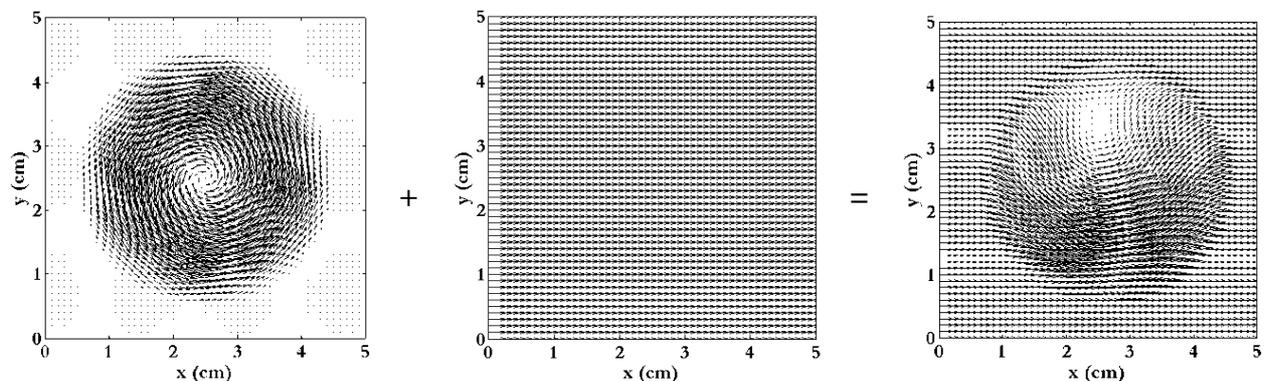


Figure 2.21 : Tourbillon convecté avec une vitesse uniforme

Nous avons remarqué sur la figure 2.21 que le centre du tourbillon paraît décalé par rapport à sa position d'origine. Nous avons appliqué les critères de détections  $\omega$ ,  $\lambda_2$  et  $\Gamma_2$  pour à la fois détecter le centre tourbillonnaire et le cœur du vortex. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure suivante :

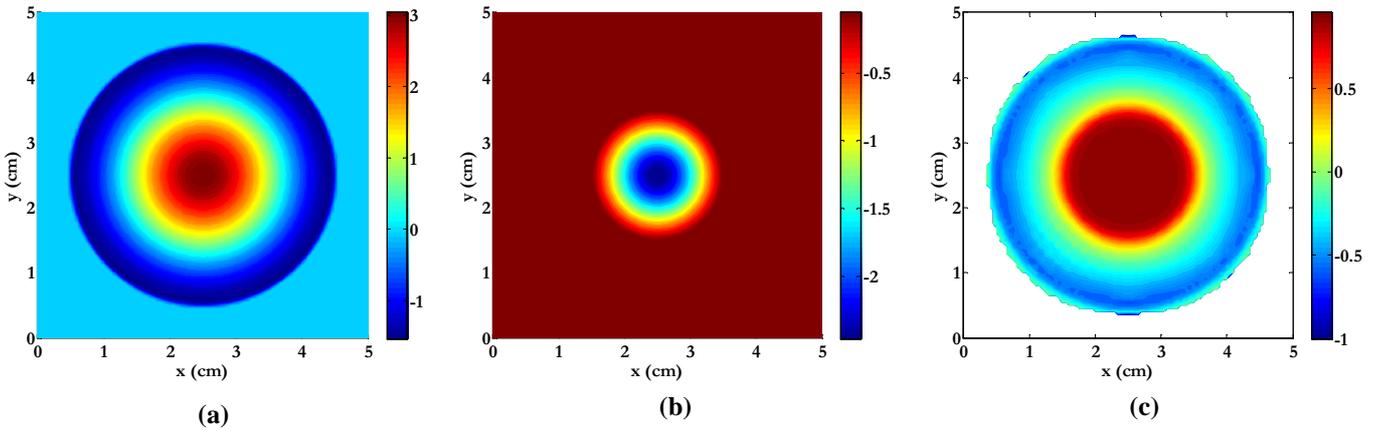


Figure 2.22 : Critères de détection appliqués sur un tourbillon stationnaire placé dans un écoulement à vitesse nulle :  
 a) Critère de la vorticité ; b) Critère  $\lambda_2$  ; c) Critère  $\Gamma_2$

L'examen des profils des fonctions de détection normalisées (vorticité  $\omega^*$ , critères  $\lambda_2^*$  et  $\Gamma_2^*$ ) présentés sur la figure 2.23, montre que même convecté, le tourbillon a pu être extrait et délimité. Cependant, nous avons observé un comportement similaire des fonctions de détection topologique et physiques que dans le cas où le tourbillon n'est pas convecté (figure 2.18). Ceci prouve que la vitesse de convection n'influence pas le comportement de ces dernières. Ce résultat est prévisible étant donné que tous les critères utilisés dans cette analyse sont des invariants galiléens. Il en découle que le décalage de la position du centre tourbillonnaire observé sur la figure 2.21 n'a pas été détecté par les critères utilisés. Il en ressort donc que la seule analyse du champ de vitesse pour la caractérisation des tourbillons peut nous induire en erreur d'où l'obligation d'avoir recours aux critères de détections de tourbillons.

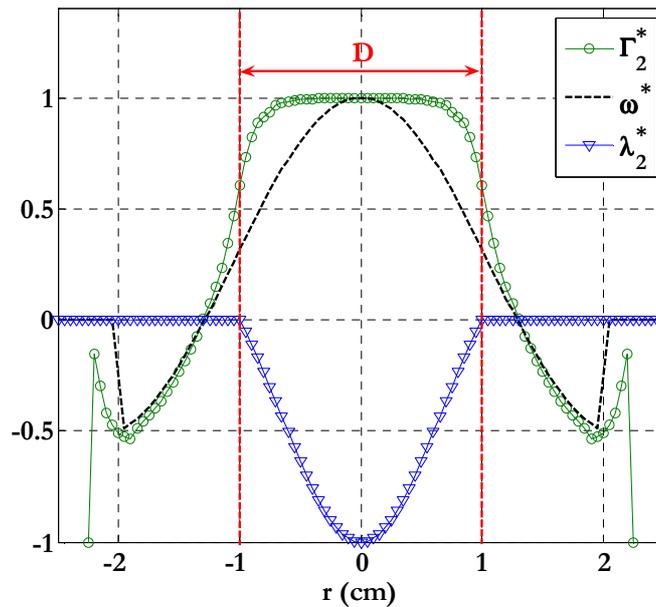


Figure 2.23 : Profils des fonctions de détections dans une direction privilégiée dans le tourbillon

### iii. Tourbillon convecté par un écoulement présentant un cisaillement

Le présent cas diffère du précédent dans la nature de l'écoulement dans lequel se trouve le tourbillon étudié. En effet, nous avons noyé le tourbillon dans un champ de vitesse cisailé (figure 2.24). Le champ de vitesse cisailé est obtenu en imposant un profil linéaire à l'une des composantes du vecteur vitesse de l'écoulement externe au tourbillon, en l'occurrence la composante horizontale  $U_{écoulement}$  :

$$\begin{cases} U_{écoulement} = \alpha \times y & \text{avec } \alpha = u_{max}/2 \\ V_{écoulement} = 0 \end{cases} \quad [2.21]$$

où  $u_{max}$  désigne la vitesse maximale dans le tourbillon

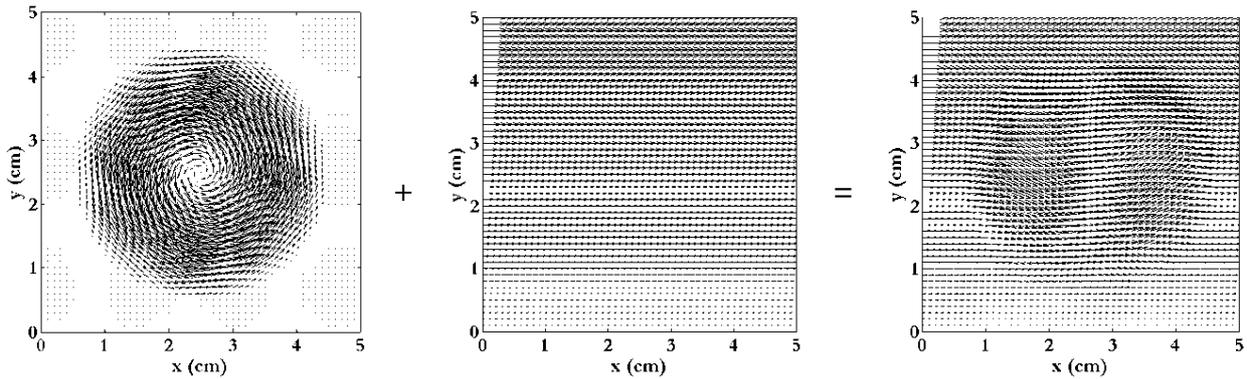


Figure 2.24 : Tourbillon convecté avec une vitesse cisailé

Un cisaillement important tend à détruire le tourbillon et rend sa détection impossible. Il faut donc prendre des précautions au niveau de la construction du tourbillon.

On s'attend à observé une déformation du tourbillon sous l'effet du cisaillement observé. Pour vérifier cela, nous avons en premier lieu représenté les champs des critères de détections  $\omega$ ,  $\lambda_2$  et  $\Gamma_2$  sur la figure 2.25, ensuite nous avons analysé les profils de ces mêmes fonctions (figure 2.26).

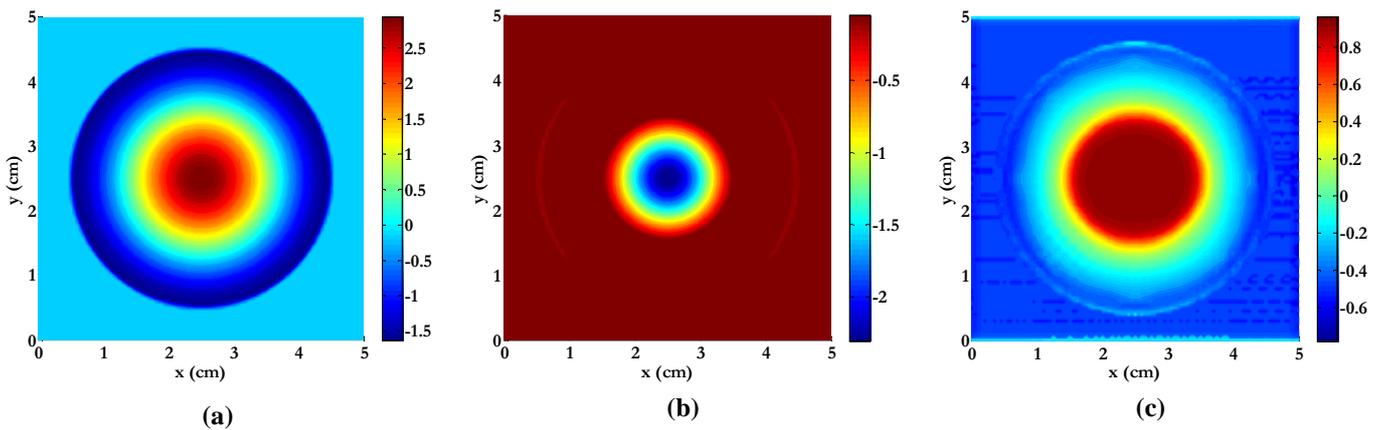


Figure 2.25 : Critères de détection appliqués sur un tourbillon stationnaire placé dans un écoulement cisailé  
a) Critère de vorticité  $\omega$  ; b) Critère  $\lambda_2$  ; c) Critère  $\Gamma_2$

La figure 2.25 montre que la présence de cisaillement a tendance à influencer légèrement la forme du tourbillon détecté par les critères  $\lambda_2$  et  $\Gamma_2$ . Ceci confirme donc nos attentes. Cependant, le critère de vorticité instantané  $\omega$  a montré moins de sensibilité au cisaillement que les critères  $\Gamma_2$  et  $\lambda_2$ .

Pour voir l'influence du cisaillement sur le cœur du tourbillon, nous avons analysé les profils des fonctions  $\omega$ ,  $\Gamma_2$  et  $\lambda_2$  dans différentes directions comme schématisé ci-dessous :

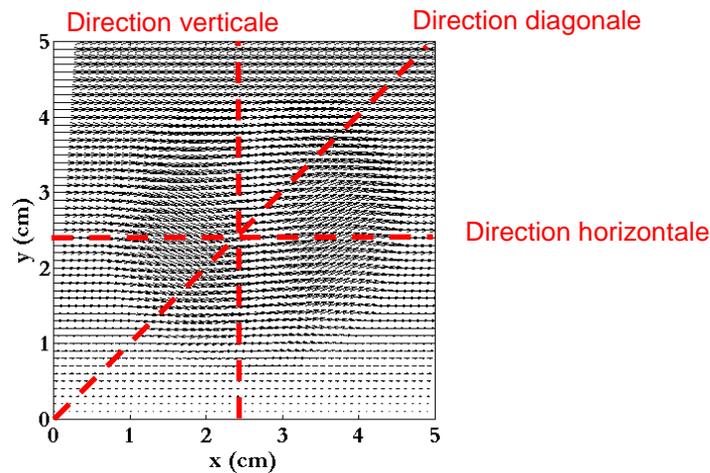


Figure 2.26 : Les différentes directions considérées pour l'analyse des profils radiaux des fonctions de détection de tourbillonnaire

L'examen de ces profils de la figure 2.27 montre que les fonctions  $\lambda_2$ ,  $\omega$  s'accordent à bien localiser le centre tourbillonnaire. Tandis que la fonction  $\Gamma_2$  présente un plateau au cœur du tourbillon, ce qui rend moins précise la localisation du centre tourbillonnaire. En ce qui concerne l'estimation de la taille du cœur du tourbillon détecté, les critères considérés donnent des résultats différents. Nous avons essayé à chaque fois d'estimer la surface du cœur du tourbillon détecté et la comparer à la surface initiale du tourbillon. Pour cela nous avons calculé l'erreur relative  $\varepsilon_S$  défini par  $\varepsilon_S = \frac{S_{détectée} - S_{initiale}}{S_{initiale}} \times 100$ . La surface étant calculée en

supposant le tourbillon détecté de forme elliptique. Les rayons maximaux et minimaux sont déterminés à partir des profils de la figure 2.27. Ensuite nous avons déterminé les directions de déformations du tourbillon à travers l'analyse des rayons trouvés dans les différentes directions. Nous avons reporté l'ensemble des résultats sur le tableau ci-dessous :

|  | $\varepsilon_S$ | Sens de déformation                       |
|--|-----------------|---|
| Vorticité instantanée $\omega$ (seuil à 32%) | -1 %            | Diagonale                                 |
| Critère $\lambda_2$                          | -3 %            | Horizontale (aplatissement selon l'axe y) |
| Critère $\Gamma_2$ (seuil à $2/\pi$ )        | 3 %             | Horizontale (aplatissement selon l'axe y) |
| Critère $\Gamma_2$ (seuil à 55%)             | -2 %            | Horizontale (aplatissement selon l'axe y) |

Tableau 2.4 : Résultats des critères de détections appliqués sur un tourbillon noyé dans un champ de vitesse cisailé

Après analyse des résultats, il s'avère que tous les critères sous estiment la taille du cœur du tourbillon sauf si on considère un facteur seuil égal à  $2/\pi$  pour la fonction  $\Gamma_2$ . Pour ce cas de figure, la taille du cœur du tourbillon est légèrement surestimée. Il en ressort donc que le facteur seuil de la fonction  $\Gamma_2$  est un paramètre qui peut influencer la caractérisation des structures tourbillonnaires, il faut donc à chaque fois mener une étude pour bien fixer ce paramètre.

D'autre part, la vorticité  $\omega$  détecte un léger aplatissement du cœur tourbillonnaire contrairement aux critères  $\lambda_2$  et  $\Gamma_2$  qui détectent une légère déformation dans le sens de l'écoulement. Cependant, compte tenu du fait

que la vorticité ne permet pas de distinguer entre les zones de cisaillement pur et des zones avec rotation, ceci peut être à l'origine du comportement, différent des autres critères.

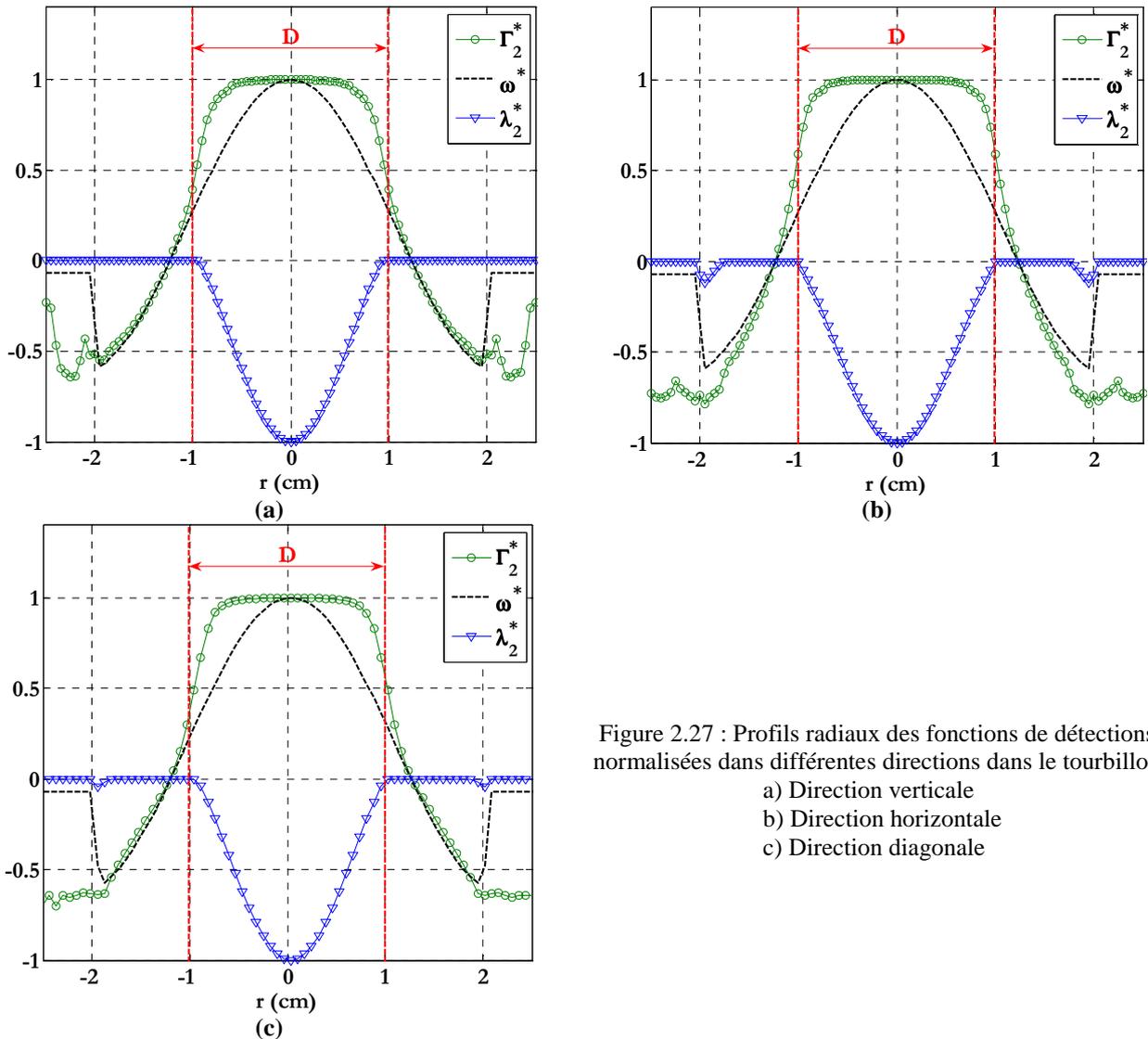


Figure 2.27 : Profils radiaux des fonctions de détections normalisées dans différentes directions dans le tourbillon  
 a) Direction verticale  
 b) Direction horizontale  
 c) Direction diagonale

D'autre part, la fonction  $\lambda_2$  bien qu'elle a permis de bien détecter le cœur du tourbillon, le champs de  $\lambda_2$  présente des valeurs négatives en dehors du cœur du tourbillon. Ces valeurs peuvent nous induire en erreur quand à l'interprétation du comportement de la fonction  $\lambda_2$  pour la détection de tourbillons dans un écoulement donné. Ces valeurs négatives en dehors du cœur du tourbillon apparaissent uniquement dans ce cas de figure ce qui prouve que le cisaillement peut influencer le comportement des fonctions de détection. Etant donné que l'écoulement réel sur lequel on compte appliquer ces critères de détections présente des cisaillements importants (impact d'un jet plan), il y a un risque que le critère  $\lambda_2$  présente un comportement similaire aux observations faites sur ce cas analytique. Il faut donc considérer un critère de filtrage sur la fonction  $\lambda_2$  pour éliminer ces « tâches » du champ des valeurs de  $\lambda_2$ . Le critère de seuil sera défini en fonction des valeurs de  $\lambda_2$  obtenues.

Dans ce qui suit, nous étudierons le cas de l'interaction entre deux tourbillons placées dans différents type d'écoulements environnants.

## B. Cas de deux tourbillons en interaction dans un même écoulement

Il arrive que dans un écoulement deux ou plusieurs tourbillons inter-réagissent entre eux. Il est intéressant alors de voir le comportement des fonctions de détections dans ce cas de figure. Il faut également ajouter que les tourbillons qui apparaissent à la région d'impact et que nous cherchons à détecter et caractériser sont des tourbillons de type tourbillon de Göertler. Ces derniers se présentent sous forme de rouleaux contrarotatifs. Leurs axes sont perpendiculaires au plan du jet (figure 2.28). Ces tourbillons ont été détectés pour la première fois dans la zone d'impact d'un jet plan par Yokobori et al. (1983). Ces deux tourbillons n'ont pas forcément des énergies égales. Compte tenu de la nature des structures tourbillonnaires auxquelles on s'intéresse dans notre étude expérimentale, nous avons considéré dans les prochains tests analytiques de calibration un écoulement comportant deux tourbillons analytiques contrarotatifs, de mêmes tailles et d'intensités tourbillonnaires différentes. Le tourbillon le plus énergétique influence le champ de vitesse du second tourbillon (figure 2.29b). Nous allons étudier le comportement des fonctions de détections dans de telles conditions.

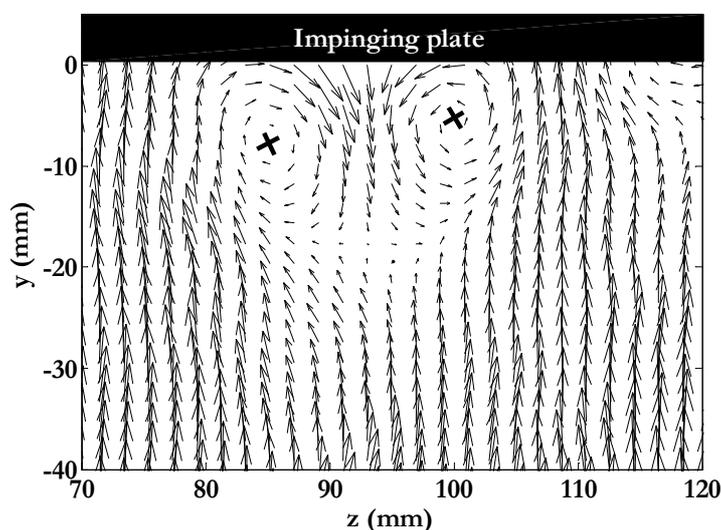


Figure 28 : Tourbillon de Göertler à l'impact d'un jet plan d'eau

Les propriétés ainsi fixées pour les deux tourbillons sont résumées dans le tableau ci-dessous :

|                                     | <b>Tourbillon 1</b>  | <b>Tourbillon 2</b>  |
|-------------------------------------|--|--|
| Résolution spatiale                 | 100 x 100  | 100 x 100  |
| Positions du centre                 | $X_{vortex} = 35 \text{ mm}$<br>$Y_{vortex} = 50 \text{ mm}$ | $X_{vortex} = 65 \text{ mm}$<br>$Y_{vortex} = 50 \text{ mm}$ |
| Taille du tourbillon                | $D = 20 \text{ mm}$  | $D = 20 \text{ mm}$  |
| Sens de rotation                    | Sens anti-horaire  | Sens horaire   |
| Vitesse maximale dans le tourbillon | $V_{max} = 1 \text{ m/s}$                                    | $V_{max} = -1,5 \text{ m/s}$                                 |
| Intensité tourbillonnaire           | $2,15 \text{ s}^{-1}$  | $-3,23 \text{ s}^{-1}$                                       |

Tableau 5 : Caractéristiques des tourbillons analytiques considérés

Les tourbillons obtenus sont représentés sur la figure 2.29 :

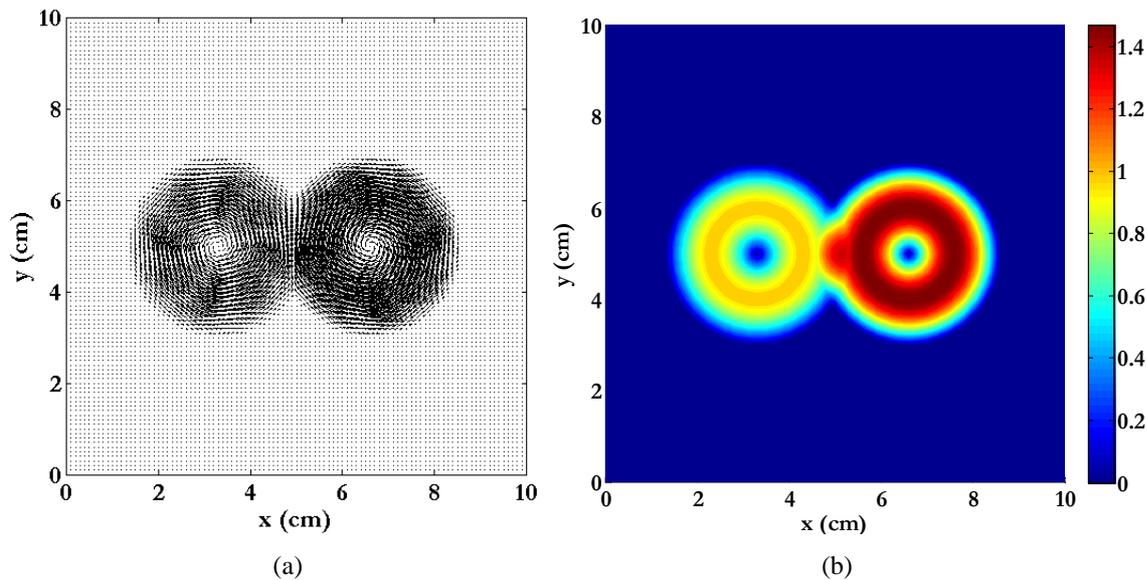


Figure 29 : a) Champ de vitesse des tourbillons analytiques ; b) Norme de vitesse des tourbillons analytiques

***i. Tourbillons dans un champ de vitesse nulle***

Les tourbillons stationnaires, présentés précédemment, sont placés dans un écoulement à vitesse nulle. Les critères de détection  $\lambda_2$  et  $\Gamma_2$  ainsi que la vorticité  $\omega$  sont appliqués sur le champ de vitesse des tourbillons (figure 2.31).

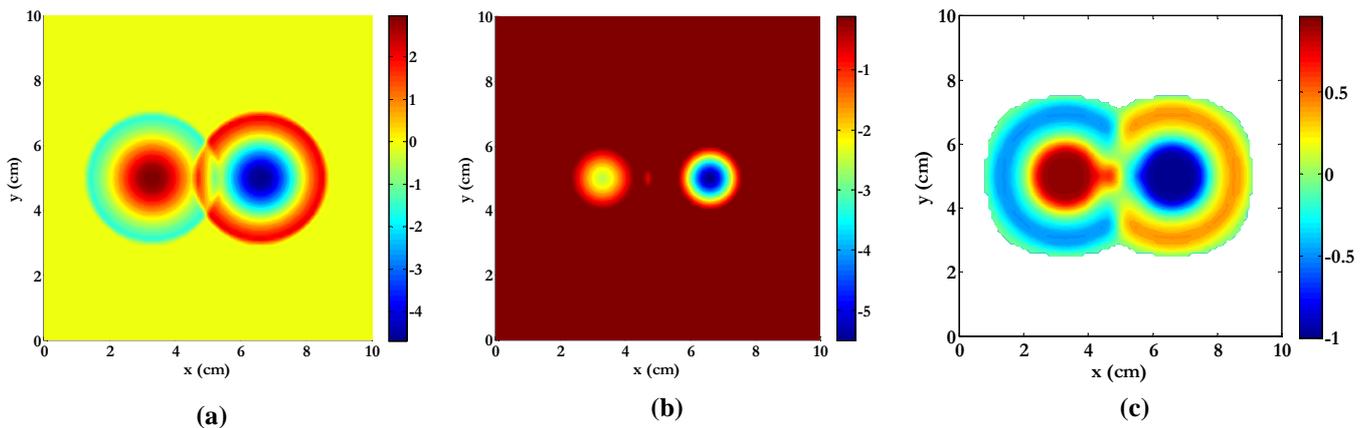


Figure 2.30 : Critères de détection appliqués sur un tourbillon stationnaire placé dans un écoulement à vitesse nulle  
 a) Critère de la vorticité ; b) Critère  $\lambda_2$  ; c) Critère  $\Gamma_2$

D'après la figure 2.30, le critère  $\Gamma_2$  a permis de retracer l'interaction entre les cœurs des deux tourbillons contrairement aux critères  $\omega$  et  $\lambda_2$ . La fonction  $\lambda_2$  bien qu'elle a permis une « bonne reconstruction » du cœur du tourbillon, elle n'a pas pu déterminer le sens de rotation des tourbillons de par sa construction, contrairement aux fonctions  $\Gamma_2$  et  $\omega$ . Cependant, ces dernières présentent des comportements aberrants en dehors de la zone du cœur du tourbillon (changement de signe, etc.). Ceci découle probablement du fait que la proposition analytique du champ de vitesse n'est pas solution des équations de N.S. néanmoins, le comportement de ces fonctions dans la zone du cœur potentiel ne présente pas d'incohérence.

Il faut insister sur le fait qu'un facteur seuil doit être défini pour les fonctions  $\Gamma_2$  et  $\omega$  surtout quand il s'agit d'analyser des tourbillons en interactions dans écoulement.

D'autre part, le critère  $\lambda_2$  a pu reconstruire convenablement les cœurs des vortex, et localiser les centres tourbillonnaires. Cependant, ce critère a présenté une légère sensibilité à l'interaction des deux tourbillons. Celle-ci s'est manifestée par une valeur négative de  $\lambda_2 \approx -1,5 \text{ (m/s)}^2$ . Cette valeur n'a rien à voir avec les tourbillons, elle risque donc de nous induire en erreur dans la caractérisation des tourbillons présents dans l'écoulement étudié : il faut donc la filtrer. Pour cela, il faut considérer un seuil pour le filtrage du critère  $\lambda_2$ . Ce seuil peut être défini par rapport au minimum de la fonction  $\lambda_2$  sur tout le champ étudié par exemple. Il est clair donc que pour avoir le maximum d'informations sur les tourbillons présents dans un écoulement, il faut avoir recours à un ensemble de critères de détection à la fois et non pas à un seul en raison des limites qu'il peut présenter. On peut par exemple considérer la fonction  $\lambda_2$  pour détecter les centres tourbillonnaires, la vorticité pour déterminer le sens de rotation des tourbillons. Ensuite pour déterminer la taille du tourbillon et calculer sa circulation ainsi que son intensité tourbillonnaire, on peut analyser les profils de la vitesse tangentielle.

**ii. Tourbillons convectés par un écoulement à vitesse uniforme**

Sur ce cas de figure, la paire des tourbillons est placée dans un écoulement dont la vitesse est uniforme et unidirectionnelle avec  $U_{convection} = 1 \text{ m/s}$ . Le champ de vitesse associé ainsi que sa norme sont représentés sur la figure 2.31. les champs des fonctions de détections sont représentés sur la figure 2.32.

L'invariance par rapport à un référentiel galiléen des critères de détections a permis encore une fois de bien détecter les centres tourbillonnaires des tourbillons. Ces fonctions ont permis d'analyser les tourbillons comme s'ils étaient placés dans un écoulement de vitesse nulle ce qui rejoint le cas analysé précédemment.

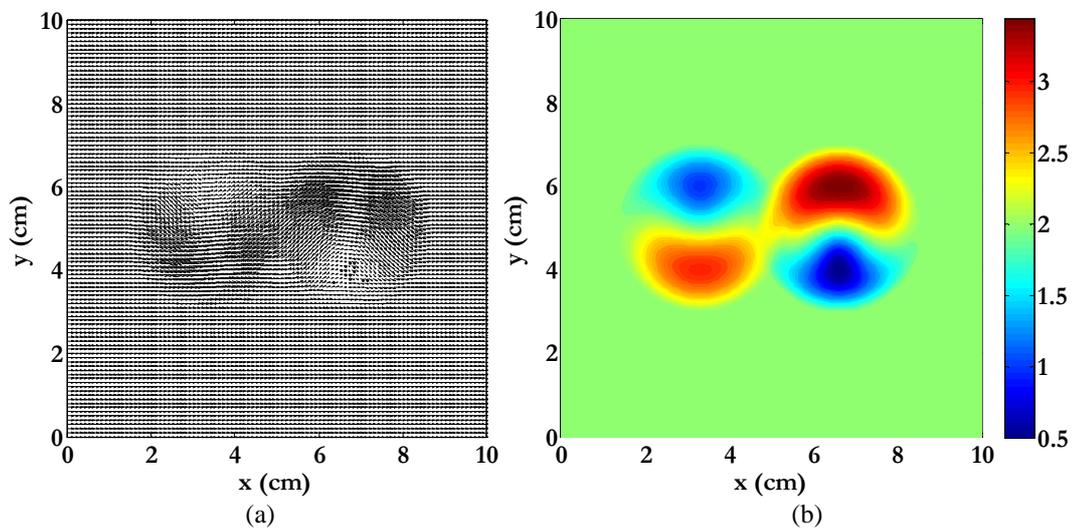


Figure 2.31 : a) Champ de vitesse des tourbillons analytiques ; Norme de vitesse des tourbillons analytiques

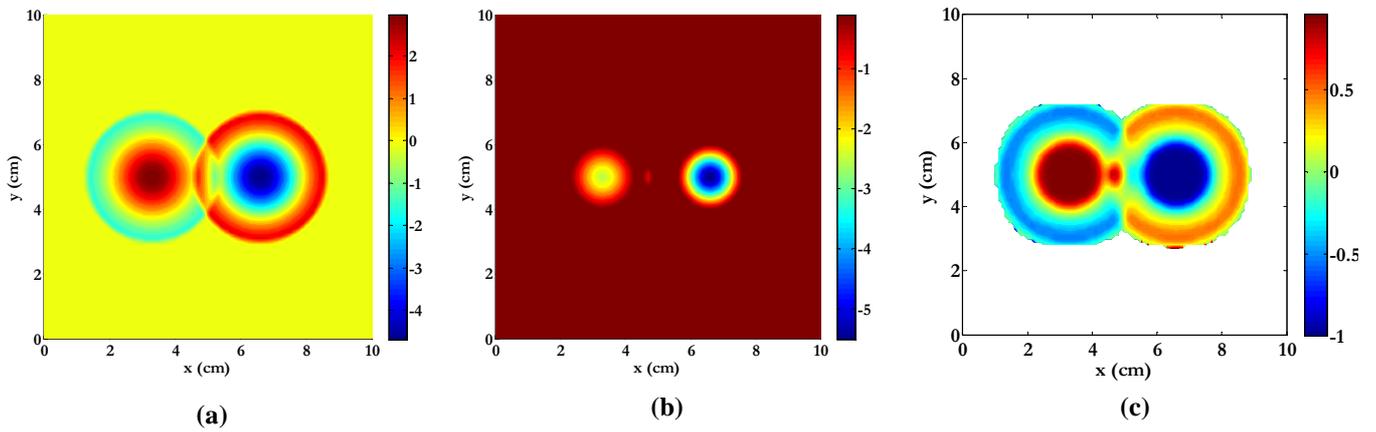


Figure 2.32 : Critères de détection appliqués sur la paire de tourbillon contrarotatifs convectés par un écoulement à vitesse uniforme : a) Critère de la vorticité  $\omega$  ; b) Critère  $\lambda_2$  ; c) Critère  $\Gamma_2$

Etant donné que le cas présent rejoint le cas précédent, nous allons dans ce qui suit analyser le comportement des fonctions de détection dans le cas où les tourbillons sont placés dans un écoulement présentant un cisaillement.

*iii. Tourbillons convectés par un écoulement à vitesse cisailé*

Une condition plus agressive est appliquée sur la paire de tourbillon ; ils sont placés cette fois ci dans un champ de vitesse cisailé similaire à celui considéré dans le cas d'un seul tourbillon (figure 2.24). Le champ de vitesse obtenu est représenté ci-dessous :

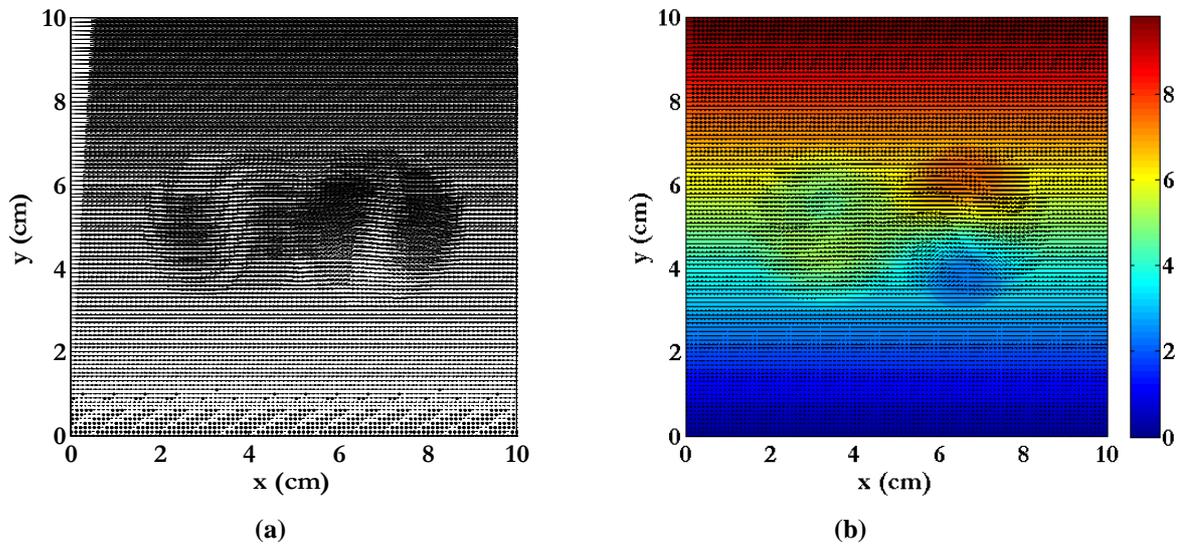


Figure 2.33 : a) Champ de vitesse des tourbillons analytiques ; b) Norme de vitesse des tourbillons analytiques

Sur ce cas de figure, également, le champ de vitesse de l'écoulement environnant a tendance à déplacer les centres tourbillonnaires.

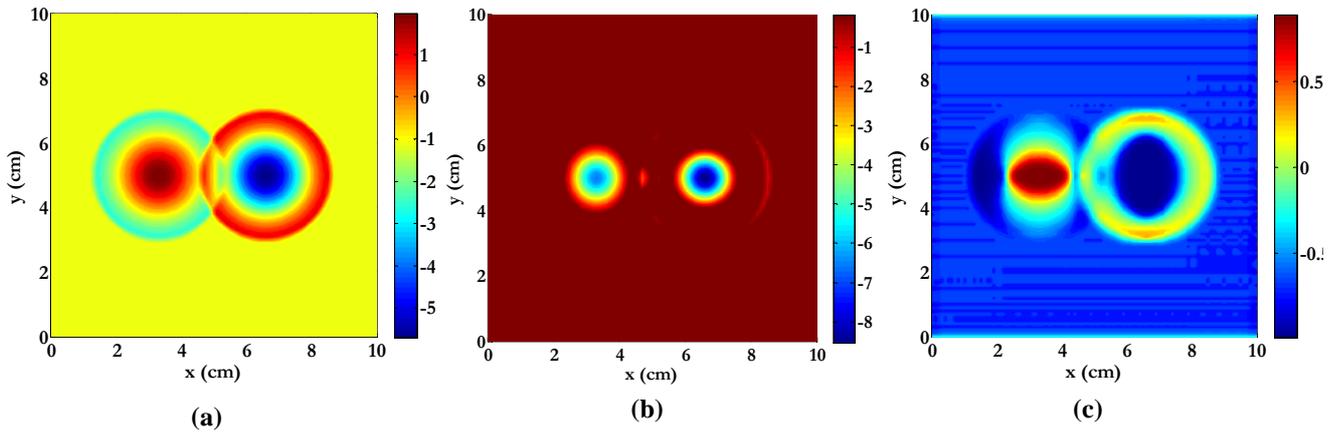


Figure 2.34 : Critères de détection appliqués sur un tourbillon stationnaire placé dans un écoulement à vitesse nulle : a) Critère de la vorticité  $\omega$  ; b) Critère  $\lambda_2$  ; c) Critère  $\Gamma_2$

En analysant les résultats obtenus sur la figure 2.34, il en ressort que :

- Pour la détection des centres tourbillonnaires, le critère  $\lambda_2$  ainsi que la vorticité  $\omega$  ont pu retrouver la même position pour le centre du tourbillon, en revanche, le critère  $\Gamma_2$  a détecté toute une surface correspondant aux valeurs  $\pm 1$  (i.e. position du centre du tourbillon) ceci confirme encore une fois la faiblesse de ce critère à détecter avec précision le centre du tourbillon.
- En ce qui concerne le sens de rotation des tourbillons la vorticité ainsi que le critère  $\Gamma_2$  ont permis de le déterminer pour les deux tourbillons en question.
- Pour la détermination de la taille du cœur du tourbillon, le critère  $\Gamma_2$  a introduit des déformations importantes sur les formes des cœurs des deux tourbillons. Ce critère gère mal l'interaction du tourbillon avec l'écoulement externe en détectant des rotations, au bord du tourbillon, contraires au sens de rotation du cœur. Le critère de vorticité affiche un comportement similaire au cas d'un écoulement uniforme ou en l'absence d'écoulement. Cependant, la vorticité gère mal l'interaction entre les deux tourbillons. Le critère  $\lambda_2$  contrairement à  $\omega$  et  $\Gamma_2$  présente le moins de sensibilité au cisaillement dans la détection du cœur du tourbillon. Cependant, le champ  $\lambda_2$  présente en dehors du cœur valeurs négatives qu'il faut filtrer en considérant un seuil pour la fonction  $\lambda_2$ . Ceci rejoint les observations faites auparavant. D'autre part, en analysant les niveaux de la fonction  $\lambda_2$ , cette dernière présente des niveaux plus bas que dans le cas où l'écoulement environnant est uniforme. Ceci signifie donc une meilleure détection des tourbillons dans le cas d'un écoulement présentant un cisaillement. C'est un avantage important pour la fonction  $\lambda_2$  en comparaison avec les autres critères  $\omega$  et  $\Gamma_2$ .

### 3.5. Conclusion sur les tests de calibration

Suite à l'ensemble des tests réalisés, on peut dégager les conclusions suivantes :

- Les critères  $\omega$ ,  $\lambda_2$  et  $\Gamma_2$  se comportent différemment dans la détection des tourbillons :
  - o Les critères  $\omega$  et  $\lambda_2$  permettent une meilleure détection des centres tourbillonnaires que le critère  $\Gamma_2$ .
  - o Le critère physique  $\lambda_2$  détecte mieux les structures tourbillonnaires à fortes intensités tourbillonnaires. Il est alors plus aisé de sélectionner les tourbillons les plus énergétiques dans l'écoulement. Pour cela un filtrage adéquat sur les valeurs de  $\lambda_2$  doit être fait à chaque

mesure effectuée (i.e. à chaque snapshot en PIV). Le choix du seuil de filtrage est un choix arbitraire, aucun critère de filtrage claire et universel sur la fonction  $\lambda_2$  n'a pu être établie jusqu'à maintenant pour cela. Le choix doit être fait au cas par cas selon les conditions de l'écoulement et les objectifs recherchés à partir du filtrage,

- Le critère topologique  $\Gamma_2$  permet une meilleure compréhension de l'interaction du tourbillon avec son milieu extérieur (écoulement environnant et/ou tourbillon voisin). Cependant, ce critère est insensible à l'énergie contenue dans les tourbillons. Il ne permet donc pas de distinguer entre les tourbillons à forte énergie de ceux à faibles énergie. Ceci peut être un inconvénient ; en effet, dans un écoulement présentant des niveaux de turbulence importants telle que la zone d'impact d'un jet, le critère  $\Gamma_2$  ne permettra pas de distinguer entre les structures les plus dominantes de celles secondaires. Il est donc difficile d'interpréter les résultats obtenus avec ce critère de détection,
- Le critère physique de la vorticité instantanée  $\omega$ , compte tenue de sa définition, présente l'inconvénient majeur de ne pas distinguer entre cisaillement et rotation,
- Les critères physiques  $\omega$ ,  $\lambda_2$  sont très sensibles au bruit de mesures contrairement au critère topologique  $\Gamma_2$  qui est plus robuste dans ces conditions d'écoulements.
- Il est possible de caractériser les tourbillons détectés à partir de l'examen des fonctions  $\lambda_2$  et  $\Gamma_2$  dans le tourbillon détecté :
  - Pour la détermination du centre du tourbillon : la fonction  $\lambda_2$  a permis de bien détecter la position du centre dans les différentes configurations. La fonction  $\Gamma_2$ , par contre, à détecté dans certains cas de figure plus d'un centre au même tourbillon ce qui peut nous induire en erreur dans la détection et la caractérisation des tourbillons présents dans l'écoulement qu'on veut étudier.
  - Pour la détermination du sens de rotation : une fois le centre tourbillonnaire détecté par le critère  $\lambda_2$ , le signe de la valeur de la vorticité en ce point détermine le sens de rotation du tourbillon détecté : si  $\omega > 0$  alors le tourbillon tourne dans le sens trigonométrique sinon il tourne dans le sens horaire.
  - Pour la détermination de la taille du tourbillon (i.e. taille du cœur du tourbillon), deux méthodes se présentent : soit à partir des fonctions de détection de tourbillon, soit en analysant les profils de la vitesse tangentielle dans le tourbillon. En ce qui concerne les fonctions de détections, les valeurs négatives de la fonction  $\lambda_2$  permettent de déterminer avec exactitude les frontières du cœur du tourbillon. Cependant dans le cas des écoulements présentant un cisaillement, la fonction  $\lambda_2$  doit être filtrée pour éviter de confondre les structures tourbillonnaires présentes dans l'écoulement avec les aléas du critère. Le critère de filtrage doit être fait en fonction du cas étudié. La fonction  $\Gamma_2$  permet également de détecter le cœur du tourbillon en considérant des valeurs tel que  $2/\pi \leq |\Gamma_2| \leq 1$ . Cependant, nous avons trouvé que cette valeur de seuil peut varier en fonction du cas étudié. Dans certain cas, nous avons trouvé que des valeurs  $0,55 \leq |\Gamma_2| \leq 1$  permettent de mieux détecter

le cœur tourbillonnaire. Il est également possible de délimiter le cœur du tourbillon par la vorticité instantanée  $\omega$ . Pour cela, cette dernière doit être filtrée à 32% de sa valeur maximale c'est à dire :  $0,32 \times |\omega_{\max}| \leq |\omega| \leq |\omega_{\max}|$ . Cependant, compte tenu du fait que la vorticité ne permet pas de distinguer entre les zones de cisaillement et les zones de rotations pures, il n'est pas judicieux d'utiliser cette fonction pour déterminer les tailles des tourbillons présents dans l'écoulement. la deuxième méthode consiste à chercher les extremums dans la direction radiale de la vitesse tangentielle du tourbillon. La taille de ce dernier correspond par définition à la distance séparant les deux extremums. Cette technique nécessite donc de déterminer, en premier lieu, la position du centre du tourbillon, ensuite définir des directions radiales préférentielles dans le tourbillon suivant lesquelles les profils de la vitesse tangentielles seront analysés par exemple pour  $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$  et  $135^\circ$  (avec  $\alpha$  l'angle formé avec l'horizontale).

Compte tenu des risques de confusions qu'il peut y avoir pour l'estimation de la taille des tourbillons à partir des critères de détections nous ne retiendrons pas cette méthode. Nous utiliserons plutôt les profils de la vitesse tangentielle dans le tourbillon qui offre plus de précision et qui ne nécessite pas de seuillage ni de calibration. Le diamètre du tourbillon est désormais déterminé à travers le calcul de la distance séparant deux des deux extrema du profil de la vitesse tangentielle. Pour un même tourbillon quatre diamètres sont déterminés dans quatre directions préférentielles, nous définissons ensuite un diamètre moyen pour chaque tourbillon détecté qui est égale à la moyenne des quatre diamètres calculés.

#### **4. CARACTERISATION DES TOURBILLONS DETECTES**

Nous avons vu dans les sections précédentes, les différentes techniques de filtrages et d'analyse des champs de vitesse dans le but d'en extraire les structures tourbillonnaires. Dans cette section, on s'intéresse à la caractérisation des structures détectées. Il s'agit de déterminer avec précision la position de leurs centres respectifs, déterminer leur sens de rotation, leurs tailles et leurs formes ainsi que leurs intensités tourbillonnaires. Ces données sont ensuite recensées pour l'ensemble des structures tourbillonnaires détectées. Ceci nous permettra d'établir une base de données complète sur les structures tourbillonnaires présentes dans l'écoulement étudié.

Un outil numérique est mis à notre disposition au laboratoire GEPEA, ce dernier a été développé par Pavageau et Loubière (2008). Il permet d'automatiser la caractérisation des structures tourbillonnaires. Notre contribution dans cet outil consiste à ajouter l'analyse par la technique POD snapshot de l'écoulement qui permet de filtrer les champs de vitesse pour améliorer la détection et la caractérisation des structures tourbillonnaires. Cet outil est destiné à analyse des champs de vitesse issus de mesures par PIV 2D. L'algorithme d'exécution du programme est le suivant :

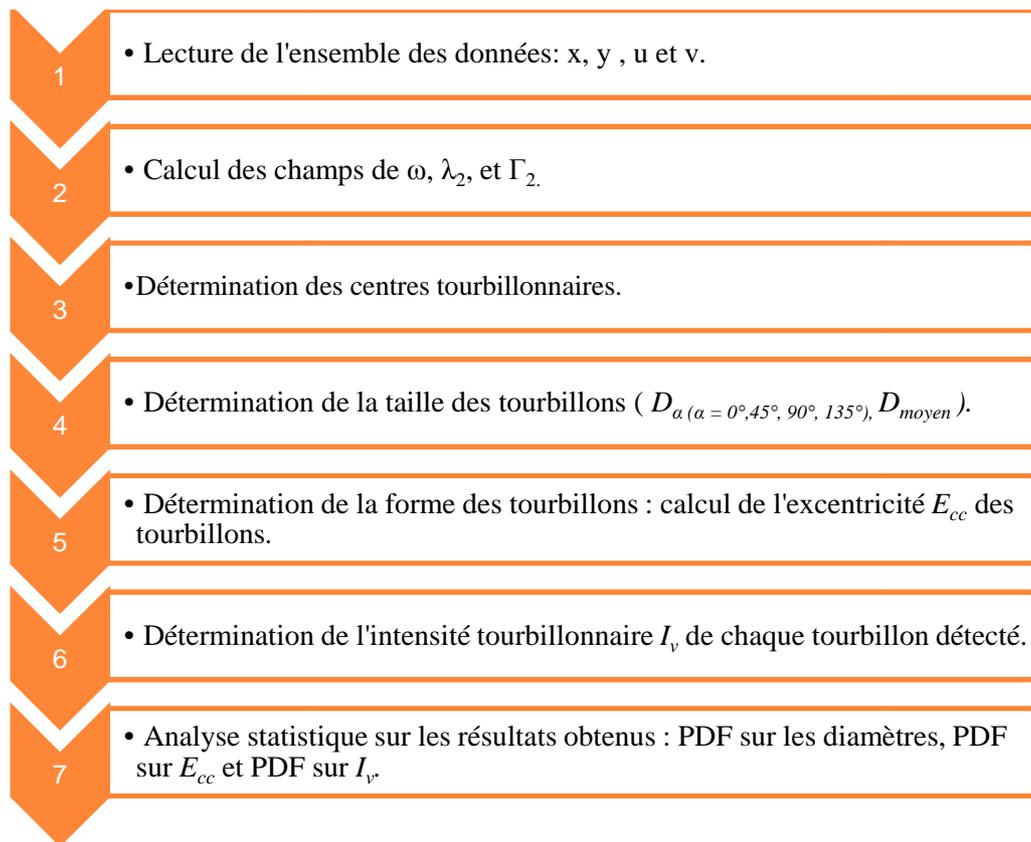


Figure 2.35 : Algorithme de détection et de caractérisation automatiques des tourbillons à partir de mesures instantanées des champs de vitesses

#### 4.1. Détermination des centres tourbillonnaires

Après avoir chargé les données des mesures (les coordonnées  $x$ ,  $y$  et les champs de vitesse  $(u,v)$  préalablement filtrés par POD), la fonction  $\lambda_2$  est calculée. Un seuillage est ensuite appliqué sur les valeurs de la fonction  $\lambda_2$ . Ce seuillage est appliqué pour chaque snapshot  $i$ . Le pourcentage de seuillage est fixé à 30% de la valeur minimale de  $\lambda_2$  sur chaque snapshot. Une fois ce seuil défini, le champ de  $\lambda_2$  seuillé est construit de la manière suivante :

L'identification des centres tourbillonnaires est réalisée en deux étapes : une première localisation grossière des centres tourbillonnaires ensuite une localisation précise.

#### 4.2. Détermination de la taille et de la forme des tourbillons

La détermination de la taille des tourbillons, basée sur les critères de détection, n'a pas été implémentée dans ce programme. En effet, cette méthode s'est avérée subjective compte tenu des nombreuses précautions à prendre en compte sur les critères de détection (filtrage, seuillage...). La taille des tourbillons est déterminée en se basant sur l'examen des profils radiaux de la vitesse tangentielle  $U_\theta$  à l'intérieur d'une structure dont le centre a été préalablement identifiée. Le diamètre des structures est calculé selon 4 directions : à  $0^\circ$ , à  $45^\circ$ , à  $90^\circ$  et à  $135^\circ$  (figure 2.36) :

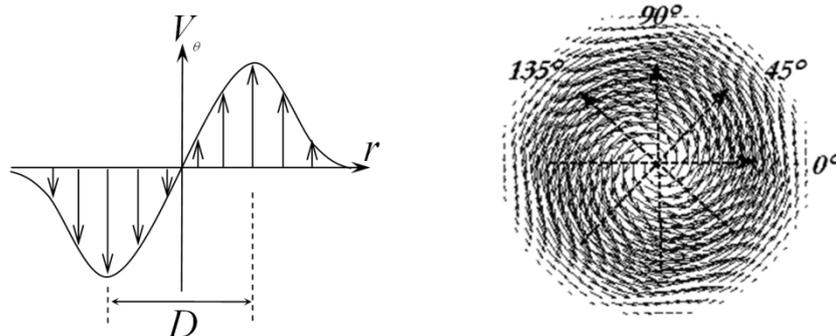


Figure 2.36 : Taille du vortex déterminée par la méthode d'analyse du profil radial de la vitesse tangentielle

Il est ainsi défini pour chaque vortex :

- Un diamètre moyen  $D_m$ :

$$D_m = \frac{1}{4} \sum_{\alpha=0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ} D_\alpha \quad [2.22]$$

- Une excentricité :

$$E_x = \frac{\max(D_\alpha)}{\min(D_\alpha)}, \quad \alpha = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ \quad [2.23]$$

Les valeurs de l'excentricité permettent de déterminer la forme de la structure déterminée.

Si dans une ou plusieurs directions données la valeur du diamètre est nulle, la structure tourbillonnaire détectée est considérée comme une « structure ouverte » est non un vortex. Etant donné qu'on ne s'intéresse qu'aux structures de type vortex (i.e. admet une valeur non nulle du diamètre dans les quatre directions définies), seules les vortex sont recensés et analysés dans cette étude

### 4.3. Détermination de l'intensité tourbillonnaire de chaque tourbillon

L'intensité tourbillonnaire d'un tourbillon est définie (comme dans le §3.3) par le rapport de la circulation par la surface du vortex :

$$I_v = \frac{\Lambda}{S} \quad \text{avec} \quad \Lambda = \oint_{L_i} \vec{U} \cdot d\vec{l} \quad [2.24]$$

avec  $L_i$  le contour du vortex et sa surface  $S = \pi D^2/4$  (avec  $D$  : diamètre moyen du vortex)

Le contour  $L_i$  d'intégration considéré pour le calcul de la circulation est de forme carré pour les mêmes raisons évoqué dans §3.3 (figure 2.37).

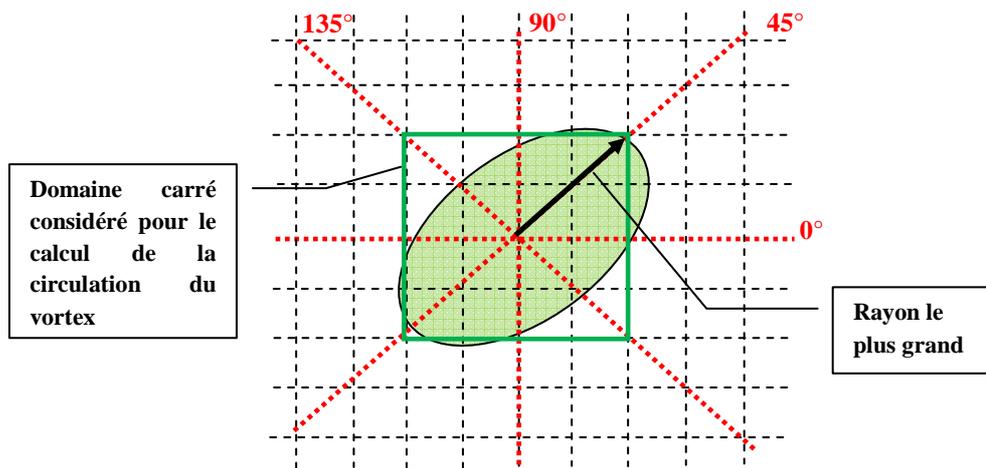


Figure 2.37 : Calcul de la circulation d'un vortex

#### 4.4. Analyse statistique sur les résultats obtenus

Les traitements statistiques sont réalisés à partir des données relevés précédemment. Il est alors possible de rassembler dans une même matrice ou base de données les caractéristiques de structures détectées dans la séquence d'acquisition :

- Le numéro du champ où le tourbillon a été détecté,
- L'abscisse du centre du tourbillon (en mm),
- L'ordonnée du centre du tourbillon (en mm),
- Le diamètre  $D_{0^\circ}$  du tourbillon (en mm),
- Le diamètre  $D_{45^\circ}$  du tourbillon (en mm),
- Le diamètre  $D_{90^\circ}$  du tourbillon (en mm),
- Le diamètre  $D_{135^\circ}$  du tourbillon (en mm),
- Le diamètre moyen  $D_m$  du tourbillon (en mm),
- L'excentricité maximale du tourbillon,
- Le sens de rotation du tourbillon,
- La vortacité au centre du tourbillon,
- La circulation du tourbillon,
- L'intensité tourbillonnaire du vortex.

L'analyse statistique donne accès aux :

- Distributions en taille des vortex identifiés,
- Distributions en excentricité des tourbillons identifiés,
- Détermination du pourcentage de structures :
  - De sens de rotation trigonométrique,
  - De sens de rotation horaire.
- Distribution en intensité tourbillonnaire des vortex,
- Courbes d'évolution de :

- $|circulation| = f(D_{moyen})$ ,
- $|Intensité\ tourbillonnaire| = f(D_{moyen})$ .

## 5. VALIDATION DE LA TECHNIQUE DE DETECTION SUR DES MESURES

### EXPERIMENTALES

#### 5.1. Introduction

La technique de détection et de caractérisation des structures tourbillonnaires présentée précédemment est appliquée ici sur des mesures expérimentales sur un double jet d'air en impact. Le but de ce test est de valider cette méthode.

Ce type d'écoulement est rencontré dans des systèmes de sécurité incendie dans les tunnels par exemple. Le double jet d'air peut être utilisé comme un dispositif de confinement de fumées (Gupta, 2005). Il permet de confiner les fumées sans pour autant bloquer physiquement le passage des personnes ou des véhicules de secours. Ces jets présentent des mouvements organisés qui jouent un rôle important dans les transferts (masse/chaleur) entre le jet et l'environnement, au travers du jet et entre le jet et la zone d'impact de ce dernier. Ces mouvements organisés se présentent sous forme de structures tourbillonnaires ; des tourbillons de couche de mélange du jet, de type Kelvin Helmholtz, des rouleaux tourbillonnaires longitudinaux contrarotatifs à l'impact du jet et des structures de type Von Kármán au sillage de la séparation entre les deux jets (figure 2.38).

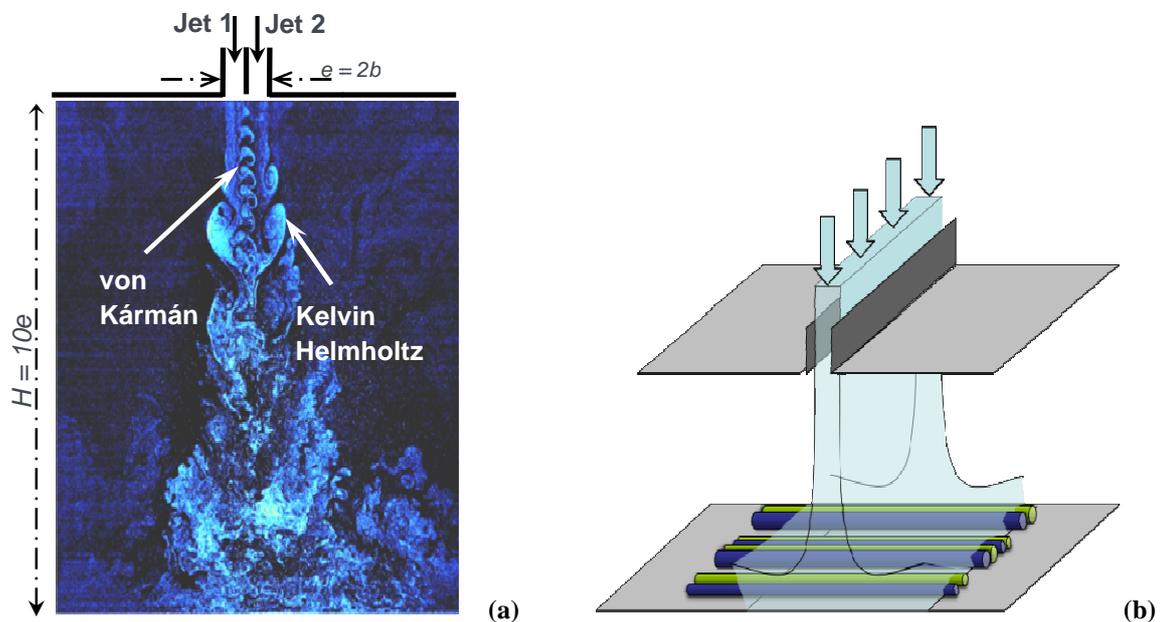


Figure 2.38 : Structures tourbillonnaires présentes dans un jet plan en impact ; a) structure de Kelvin Helmholtz et Von Karman ; b) structure de Göertler dans la zone d'impact du jet

#### 5.2. Descriptif du dispositif expérimental

Pavageau et Gupta (2005) se sont intéressés à ce type d'écoulement et ils ont conçu un dispositif à l'échelle du laboratoire. Ce même dispositif est utilisé dans cette étude pour la validation de la méthode de détection décrite précédemment. Le croquis du banc d'essai est représenté sur la figure 2.39:

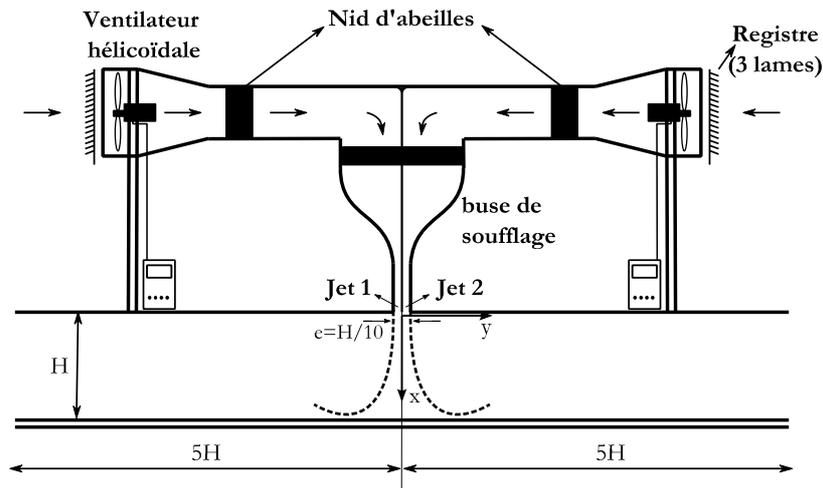


Figure 2.39 : Dispositif permettant de générer un double jet d'air plan en impact

Le banc d'essai est constitué d'un tunnel ouvert des deux côtés et de longueur totale égale à 3m. La section de ce tunnel est  $1 \times 0.3m^2$ . Au milieu de ce tunnel, deux buses rectangulaires accolées sont placées en haut du tunnel par lesquelles débouche un jet double d'air :



Figure 2.40 : dispositif de soufflage ; a) buse de soufflage; b) ventilateur hélicoïdal équipé d'un registre 3 lames

Le système de soufflage est constitué de deux veines de soufflages indépendantes ; une propre à chaque jet. Pour assurer un écoulement uniforme en sortie de buse, des structures d'homogénéisation en nid d'abeilles sont utilisées ; le jet débouche par deux buses rectangulaires de longueur égale à 1m et de largeur égale à 1,5cm pour chaque buse (figure 2.40). Une plaque métallique d'épaisseur égale à 2mm permet de séparer les deux jets. Les vitesses de soufflage (i.e. vitesse du jet en sortie de buse) peuvent être réglées séparément pour chaque buse et elles varient de 1m/s à 15m/s en variant les vitesses de rotations des ventilateurs hélicoïdaux. La vitesse de soufflage est fixée pour ces tests à 7m/s. Le nombre de Reynolds associé vaut 13500 et il est calculé comme suit :

$$Re = \frac{U_0 e}{\nu} \quad [2.25]$$

avec  $e$  la largeur de la buse,  $b$  sa demi largeur ( $e = 2b = 3cm$ ) et  $\nu$  la viscosité cinématique de l'air.

Les dimensions de la veine d'essai respectent les rapports d'aspects suivants :  $H/e = 10$  pour assurer une intensité turbulente maximale sur l'axe du jet et  $L/e \geq 20$  pour garantir la bidimensionnalité de l'écoulement (Gupta, 2005).

### 5.3. Les mesures PIV

On s'intéresse au champ de vitesse de l'écoulement. Ce dernier est obtenu par mesures PIV rapide dans un plan transversal au jet (figure 2.41a). En effet, compte tenu de la fréquence élevée des phénomènes que nous cherchons à suivre, il faut avoir recours à un système d'acquisition à haute fréquence.

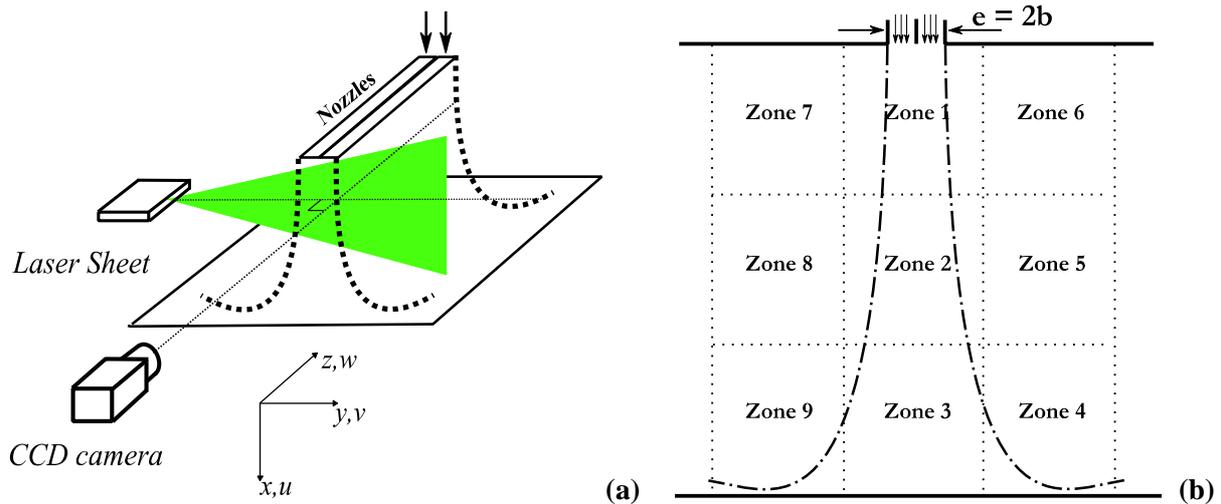


Figure 2.41 : a) Plan de mesures par PIV ; b) Les zones de mesures par PIV

Les mesures par PIV rapide sont réalisées en utilisant un système commercialisé par LaVision. Pour avoir une bonne résolution du champ de vitesse total de l'écoulement, nous avons considéré des mesures PIV dans 9 zones du jet comme indiqué sur la figure 2.41b. Chaque plan de mesure x-y est de taille  $13 \times 13 \text{ cm}^2$  :

L'écoulement, estensemencé par des particules traceurs d'huile d'olive pulvérisée par de l'air comprimé à 4bars. La taille des particules traceurs est à peu près égale à  $5 \mu\text{m}$ . Ces particules sont ensuite illuminées par un laser continu de puissance 5W qui délivre un faisceau de longueur d'onde égale à  $532 \text{ nm}$ . Ce faisceau est ensuite divergé moyennant une lentille semi-sphérique pour générer une nappe laser d'épaisseur 1mm. Ce laser est synchronisé avec une caméra à haute fréquence, HighSpeedStar 6 (HSS6), qui permet d'enregistrer des doublets d'images de l'écoulement (particules traceurs) à une fréquence qui peut atteindre 50kHz. La résolution du capteur CCD de la caméra est égale à  $1024 \times 1024 \text{ pixels}$ . La caméra est équipée d'un objectif Nikon 1 :2.8 de focale 50 mm placé à une distance égale à 30cm du plan de mesure. Les images enregistrées sont ensuite décomposées en plusieurs zones d'interrogations (ZI) de tailles  $16 \times 16 \text{ pixels}$  en considérant un recouvrement de 50% entre les ZI deux images d'un même doublet. La taille des ZI est ajustée de façon adaptative pour permettre une meilleure estimation de la vitesse dans l'écoulement (Scarano, 2000). Un algorithme de traitement basé sur la méthode d'intercorrélation des entre les images d'un même doublet permet d'estimer la fonction densité de probabilité du déplacement des particules dans une même zone d'interrogation et estimer par la suite le vecteur vitesse en chaque zone d'interrogation connaissant la taille

de cette dernière en longueur métrique. Pour augmenter le nombre des vecteurs vitesses, nous avons eu recours à une méthode analytique qui consiste à considérer un recouvrement de 50% entre deux zones d'interrogations consécutives d'un même doublet. Le tableau ci-dessous résume les paramètres fixes pour l'utilisation de la PIV rapide:

|  |                                    |
|--|------------------------------------|
| Distance focal de l'objectif (mm)                            | 50                                 |
| Dimension du plan de mesure (mm <sup>2</sup> )               | 130×130 ( $\approx 4e \times 4e$ ) |
| Résolution du capteur CCD (pixels)                           | 1024×1024                          |
| Taille de la zone d'interrogation (pixels)                   | 32×32                              |
| Taille de la zone d'interrogation (mm <sup>2</sup> )         | 4×4 ( $\approx e/8 \times e/8$ )   |
| Recouvrement entre les zones d'interrogation                 | 50 %                               |
| Nombre de vecteur dans le champ de vitesse                   | 64×64                              |
| Résolution spatiale des vecteurs vitesse (mm)                | 2 ( $\approx e/15$ )               |
| Précision des mesures pour un intervalle de confiance de 95% | $\pm 5$ %                          |
| Fréquence d'acquisition (Hz)                                 | 2500                               |
| Nombre de paires d'images enregistrées                       | 5000                               |

Tableau 2.6 : Caractéristiques des acquisitions PIV

#### 5.4. Résultats des investigations

Les résultats des investigations présentés dans ces tests de validations concernent la zone de sortie du jet. En effet, cette zone abrite des structures (de type von Kármán) qui naissent dans le sillage de la plaque séparatrice des deux buses accolées et des structures de couches de mélanges (de type Kelvin Helmholtz). Ces structures cohérentes ont des tailles et des intensités tourbillonnaires (figure 2.42) ce qui fait d'elles un cas très intéressant pour valider la méthode de détection et de caractérisation des structures tourbillonnaires que nous avons présenté auparavant.

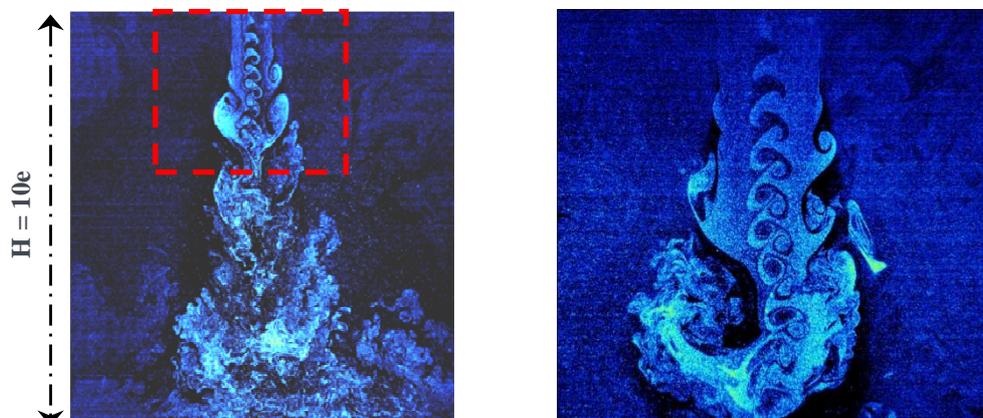


Figure 2.42 : Visualisation par PIV des tourbillons en sortie du jet

Nous allons essayer de détecter ces structures et les caractériser par la méthode présentée précédemment.

## 5.5. Filtrage du champ de vitesse par POD

C'est la première étape que nous avons considéré dans la méthode de détection. Les champs de vitesse

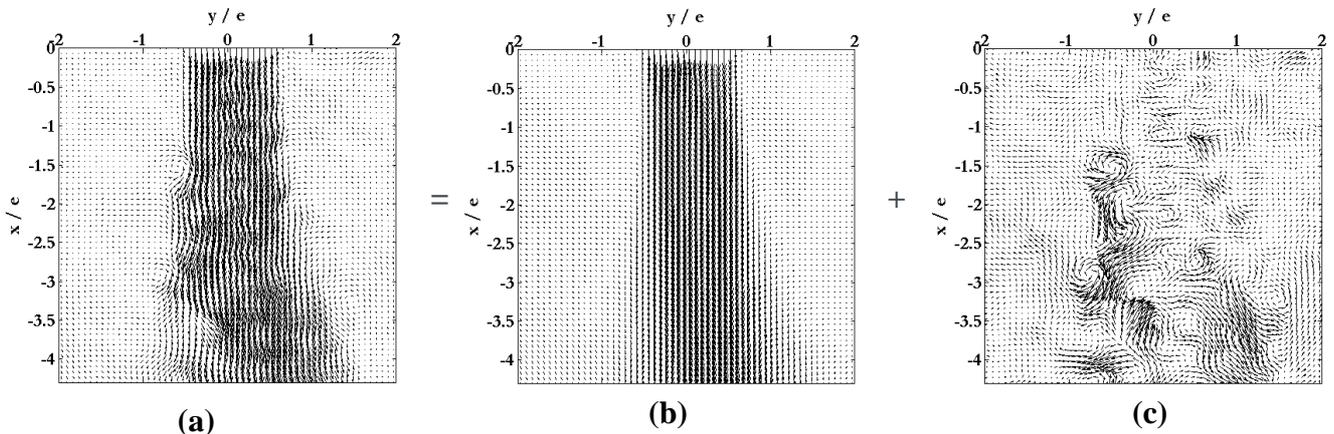


Figure 2.43 : Décomposition de Reynolds du champ de vitesse instantané  
a) Champ instantané ; b) Champ moyen ; c) Champ fluctuant

La décomposition en modes orthogonaux propres de la base de données des vitesses fluctuantes de l'écoulement, nous permet de voir la distribution de l'énergie en fonction du nombre de modes (Fig.

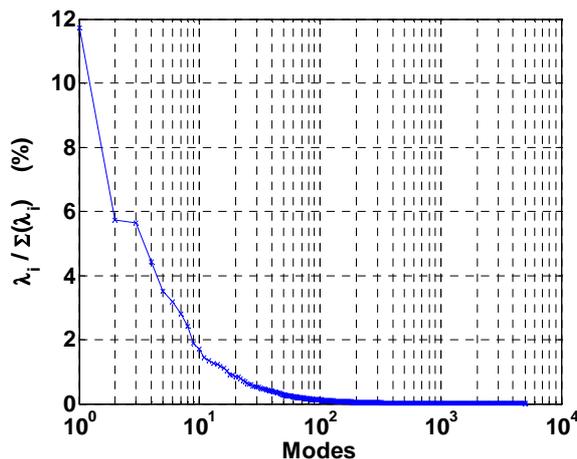


Figure 2.44 : distribution énergétique de l'écoulement en fonction du nombre des modes spatiaux

En effet, cette distribution nous renseigne sur le nombre de fonctions spatiales (i.e. modes spatiaux) nécessaires pour décrire exactement le champ de vitesse expérimental et récupérer le maximum d'énergie contenu dans l'écoulement. Les résultats de la décomposition orthogonale propres sur les champs de vitesses utilisés ici ont montré que pour récupérer 98% de l'énergie contenue dans les champs de vitesses fluctuants, il faut considérer 745 modes spatiaux.

Le filtrage des champs de vitesse par POD reviendra donc à réduire ce nombre de modes pour ne garder que ceux qui permettent de reconstruire le maximum de structures cohérentes présentes dans l'écoulement. La question qui se pose à ce niveau est : à combien de modes doit-on se limiter pour éliminer les énergies dues à des structures tourbillonnaires non dominantes dans l'écoulement ?

Intuitivement et en observant la figure 2.45, en se limitant aux 20 premiers modes les plus énergétiques, nous récupérerons ~ 60 % de l'énergie contenue dans l'écoulement. Cependant, ce choix n'est qu'arbitraire. Nous

avons donc analysé les premiers modes spatiaux issus de la décomposition POD du champ de vitesse fluctuantes vu que ceux-ci contiennent le maximum d'informations sur l'écoulement (figure 2.45). L'analyse des 20 premiers modes normalisés a révélé la présence de traces tourbillonnaires dans les couches de mélanges. Cependant, ces 20 premiers modes malgré qu'ils permettent de récupérer ~ 60% de l'énergie totale de l'écoulement, restent insuffisants pour détecter les traces des tourbillons de Von Karman au sillage de la plaque de séparation des deux demi jets (figure 2.45). Ces tourbillons sont importants car ils sont rapides, présentent un aspect cohérent et sont de tailles non négligeables. Ce n'est qu'à partir du mode 30 qu'on commence à détecter les traces énergétiques des tourbillons de sillage (von Kármán).

Conjointement à ces observations, nous avons également réalisé des tests avec les critères de détections décrits auparavant sur des champs de vitesses reconstruits à partir de différents nombres de modes : 10, 30, 40 et 745 modes. Les résultats sont comparés à ceux obtenus sur les champs de vitesse bruts non filtrés par POD (figures 2.46 et 2.47). Les résultats obtenus permettent de confirmer la première observation obtenue par l'analyse directe des modes POD. En considérant seulement 40 modes spatiaux, il est possible de détecter les phénomènes les plus énergétiques dans l'écoulement et filtrer l'ensemble des structures parasites dans l'écoulement.

Ceci nous a donc permis à la fois de compresser les données issues de mesures expérimentales par PIV rapide. En effet, on peut se contenter des fonctions spatiales et des coefficients temporels pour reconstruire ainsi les champs de vitesses instantanées. Ceci revient à gagner en espace mémoire et en ressources de calcul nécessaire. D'autre part, nous avons pu filtrer les champs de vitesses et améliorer ainsi les résultats quant à la détection et la caractérisation des phénomènes les plus énergétiques dans l'écoulement.

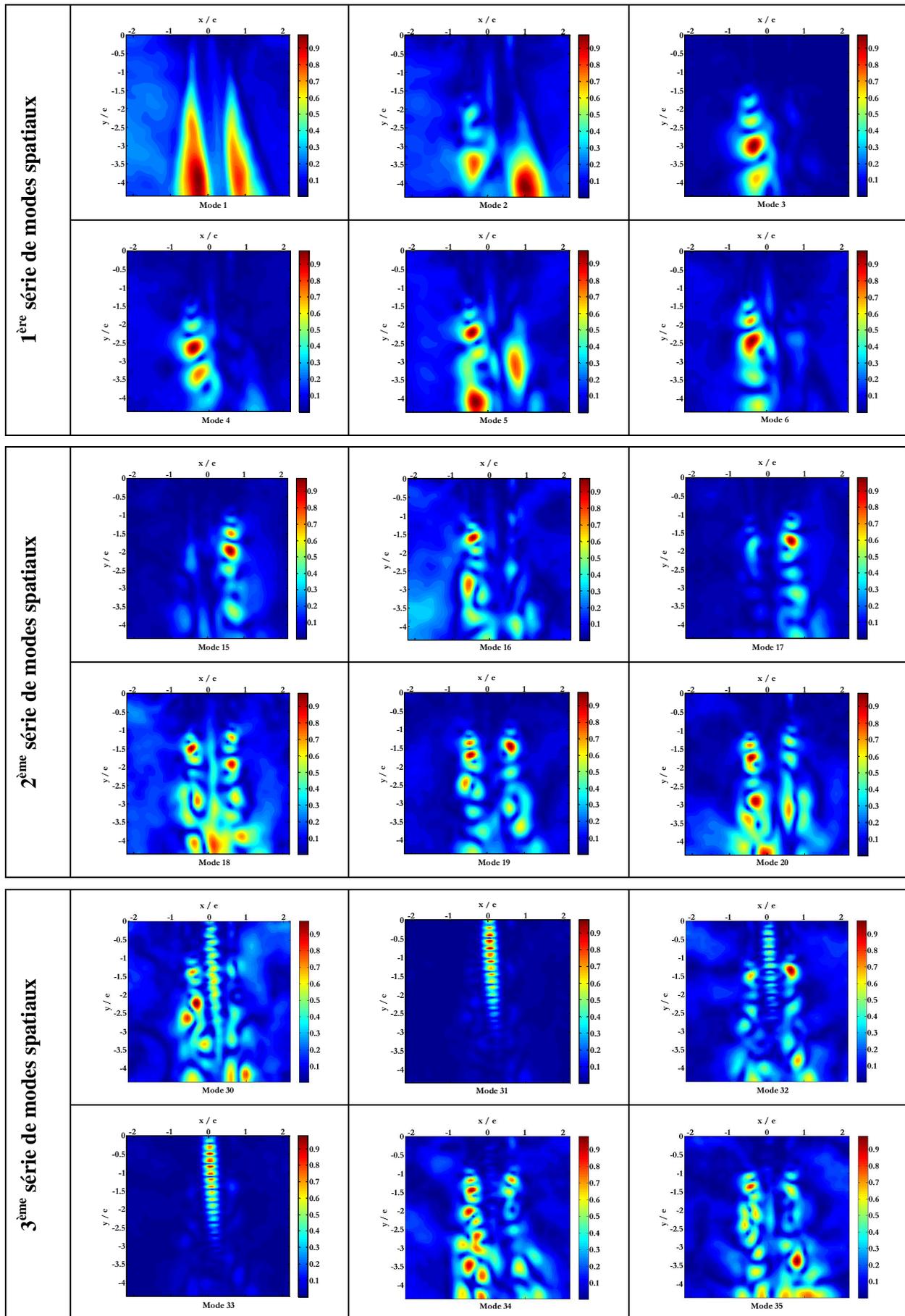


Figure 2.45 : analyse des modes spatiaux les plus énergétiques

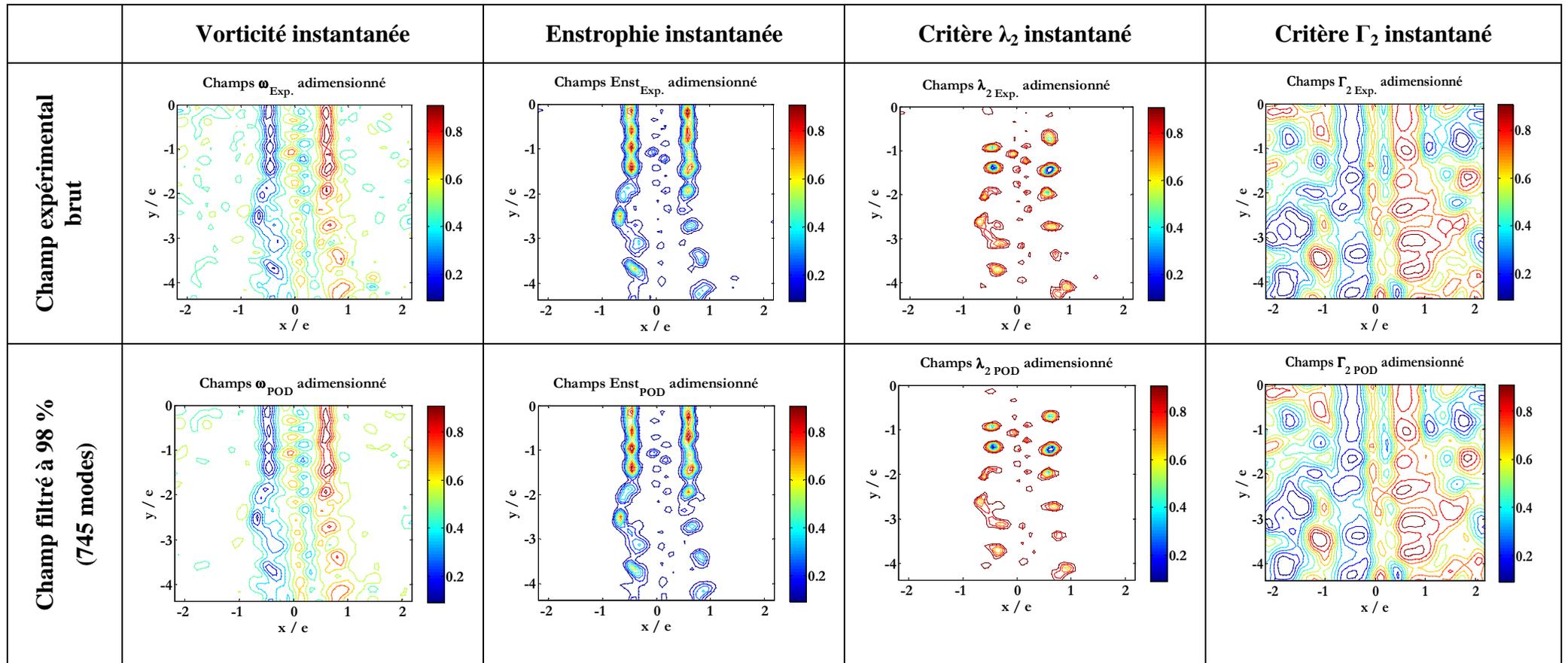


Figure 2.46 : Effet du filtrage à 98% de l'énergie totale sur la détection des tourbillons présents dans l'écoulement

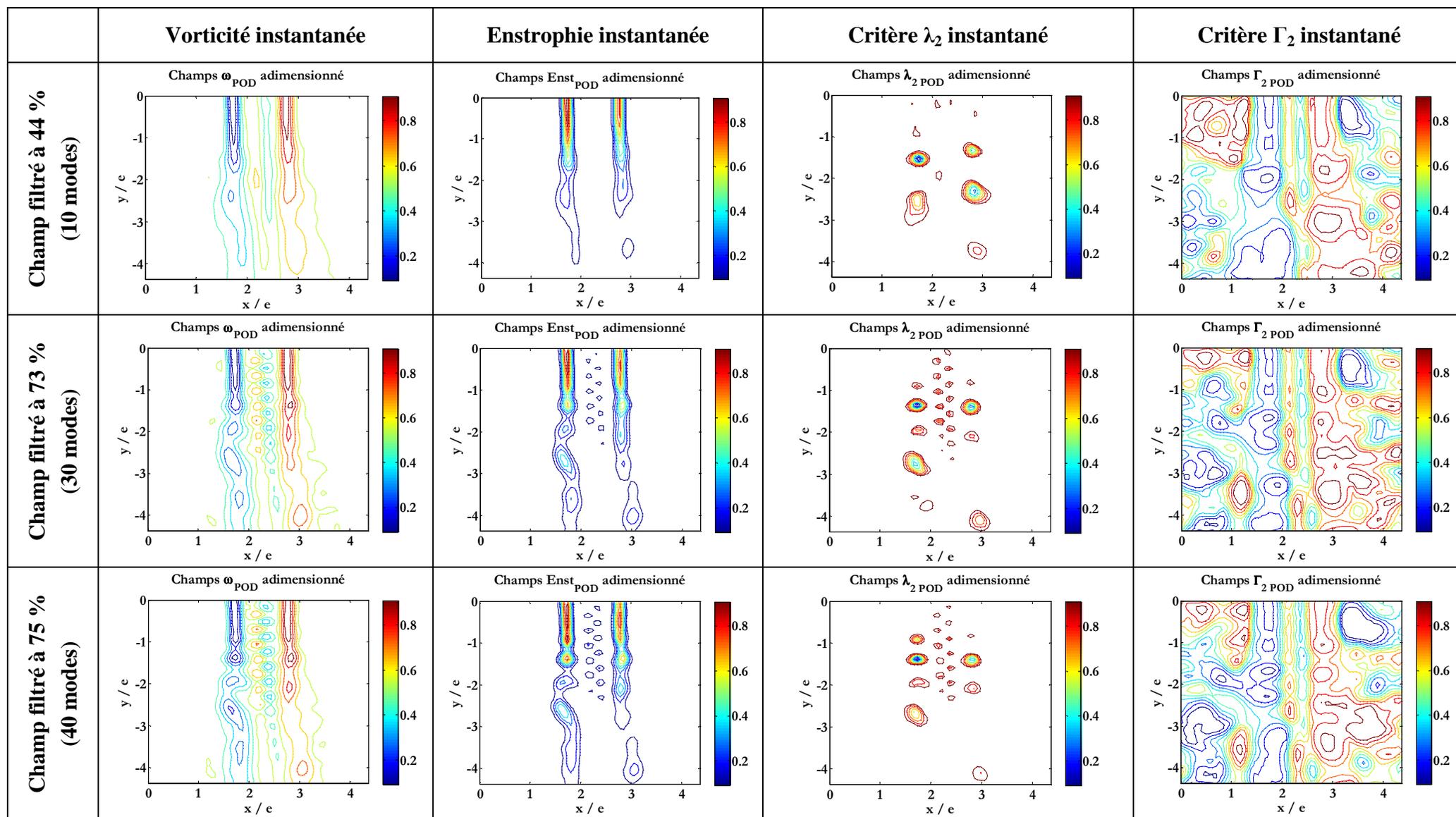


Figure 2.47 : Effet des filtrages à différents nombres de modes spatiaux; a) 10 modes ; b) 30 modes ; c) 40 modes

Le filtrage permet ainsi de nettoyer les champs de vitesses instantanées (figure 2.48) :

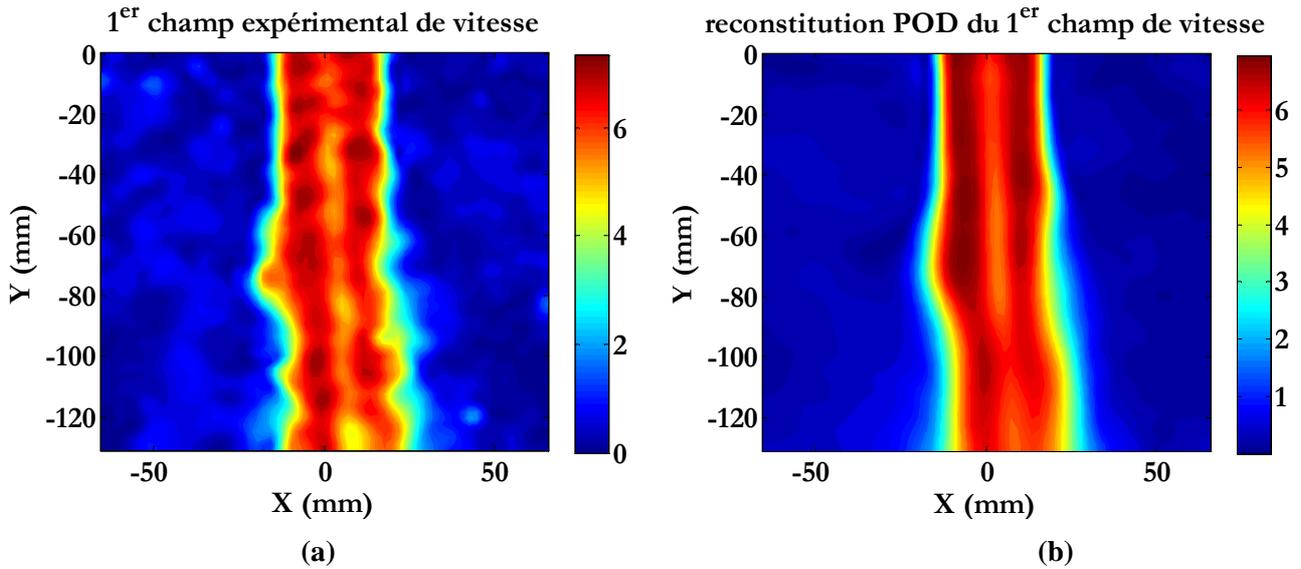


Figure 2.48 : Effet du filtrage par POD

a) Champ de vitesse instantané non filtrés par POD ; b) Champ de vitesse instantané après filtrage par POD (40 modes)

## 5.6. Détection et caractérisation des structures tourbillonnaires en sortie du jet

Il s'agit ici de détecter et caractériser les structures tourbillonnaires dominantes dans l'écoulement en termes de tailles, position, vitesse et sens de rotation, forme, etc. Comme a été défini dans l'algorithme précédemment, la première étape consiste à localiser les centres tourbillonnaires. Pour cela nous utiliserons le critère  $\lambda_2$  et  $\Gamma_2$  et validerons les résultats des tests effectués sur les champs analytiques. En se basant sur les résultats avancés précédemment sur des champs analytiques, le critère  $\Gamma_2$  doit être filtré à  $2/\pi$ . Cependant, pour le critère  $\lambda_2$ , aucune règle de filtrage n'a été présentée. Pour cela nous réaliserons un test de sensibilité sur les champs de vitesses expérimentaux utilisés ici pour différents seuils de filtrage. Nous tenons à signaler que pour ce test de sensibilité, les analyses sont instantanées et locales ce qui peut présenter des critiques quant à la pertinence du choix. En l'absence d'autres solutions, nous nous limiterons à ce choix.

### 5.6.1. Seuillage des fonctions de détection $\lambda_2$ et $\Gamma_2$

#### 5.6.1.1. Critère $\lambda_2$

Nous présentons en premier lieu le résultat obtenu par le critère  $\lambda_2$  appliqué sur un champ de vitesse instantané filtré par POD. Ensuite ce même champ est assujéti à un seuillage de la fonction  $\lambda_2$  pour ne garder que les structures les plus énergétiques. Le seuil devrait virer les tourbillons à faible intensité tourbillonnaire. Nous nous baserons ici sur le constat présenté au §3.4.1.A.

Le admet des valeurs négatives, le filtrage consiste donc à annuler toutes les valeurs de  $\lambda_2$  qui sont au dessus de la valeur minimale (i.e. intensité tourbillonnaire maximale du tourbillon) de  $\lambda_2$  calculée sur chaque instant et multipliée par le facteur de seuillage.

Plusieurs niveaux de seuillage sont comparés :  $\alpha = 5\%$  ;  $10\%$  ;  $15\%$  ;  $20\%$  ;  $25\%$  ;  $30\%$  ;  $35\%$  et  $40\%$  ( $40\%$  est le seuil considéré par Loubière et Pavageau 2006, 2008). Dans ce sens, nous n'avons pas trouvé de définition universelle claire et définitive du seuil à définir sur la fonction  $\lambda_2$ . Une proposition a été faite par

Schram et al. (2004) et qui consiste à considérer une valeur seuil qui correspond au double de l'écart-type de la fonction densité de probabilité (pdf) des valeurs négatives de  $\lambda_2$  calculées sur l'ensemble des champs analysés. Ce critère est jugé robuste par Schram et al. (2004) sans pour autant présenter une explication claire de ce choix. Pavageau et al. (2006), ont repris la définition de Schram et al. (2004). Cependant, ils ont considéré un seuil relatif à chaque champ analysé. D'autre part, ils ont trouvé, contrairement à Schram et al. (2004), que la moyenne des seuils de fonction  $\lambda_2$  calculée sur l'ensemble des champs correspond à 2,5 fois l'écart-type de la pdf. Pavageau et al. (2006) ont cependant affirmé que, le niveau de filtrage reste arbitraire. D'autre part, ils ont prouvé qu'il est préférable de définir la valeur du seuil à partir d'une analyse instantanée sur chaque champ et non à partir d'une analyse globale de tous les champs comme l'ont fait Schram et al. (2004). Dans cette étude, nous avons comparé différents seuils de filtrage sur la base du nombre de structures détectées par chacun de ces facteurs. Notre choix s'est porté sur une valeur du seuil de filtrage égale à 10 % de la valeur minimale de  $\lambda_2$ . Un échantillon des résultats des tests de sensibilités est présenté ci-dessous :

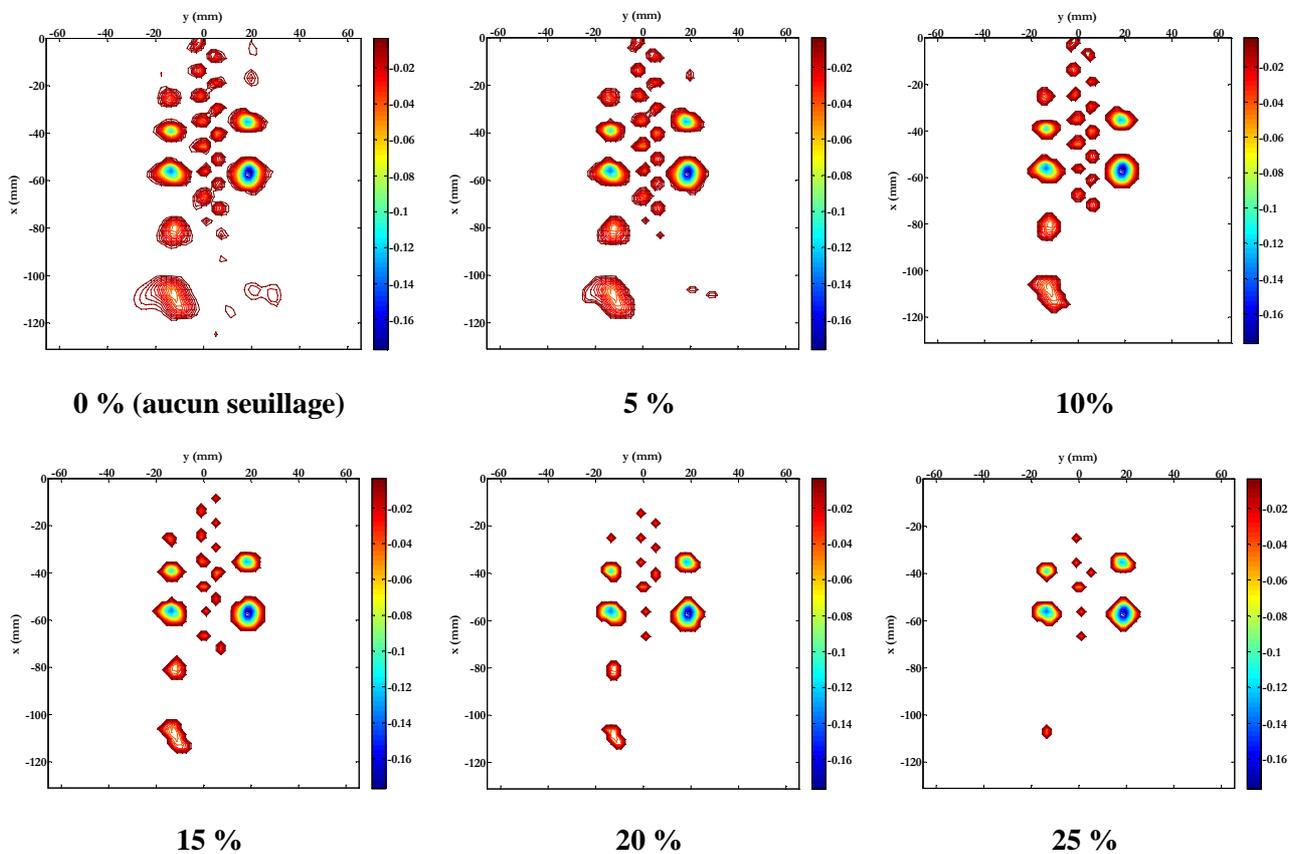


Figure 2.49 : influence du seuillage de la fonction  $\lambda_2$  sur les tourbillons détectés dans l'écoulement d'un double jet d'air en sortie de buse

### 5.6.1.2. Critère $\Gamma_2$

D'après les investigations du § 3.4.2.2.A, la fonction  $\Gamma_2$  doit être seuillée à  $2/\pi$  de sa valeur maximale qui est égale à  $\pm 1$  au centre du vortex en fonction de son sens de rotation. Nous allons vérifier ce constat sur un champ de vitesse réel. Pour cela nous considérons des tailles de domaine d'intégration variant de 1 à 6 couches. Le domaine d'intégration considéré est circulaire compte tenu des recommandations du §3.2.2.

L'unité d'espace qui définit la taille du domaine d'intégration circulaire est égale à  $\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$ . Ainsi pour un domaine d'intégration à  $N_c$  couches, son rayon est égale à :

$$r = N_c \times \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2} \quad [2.26]$$

Les résultats associés à ces tests sont présentés ci-dessous :

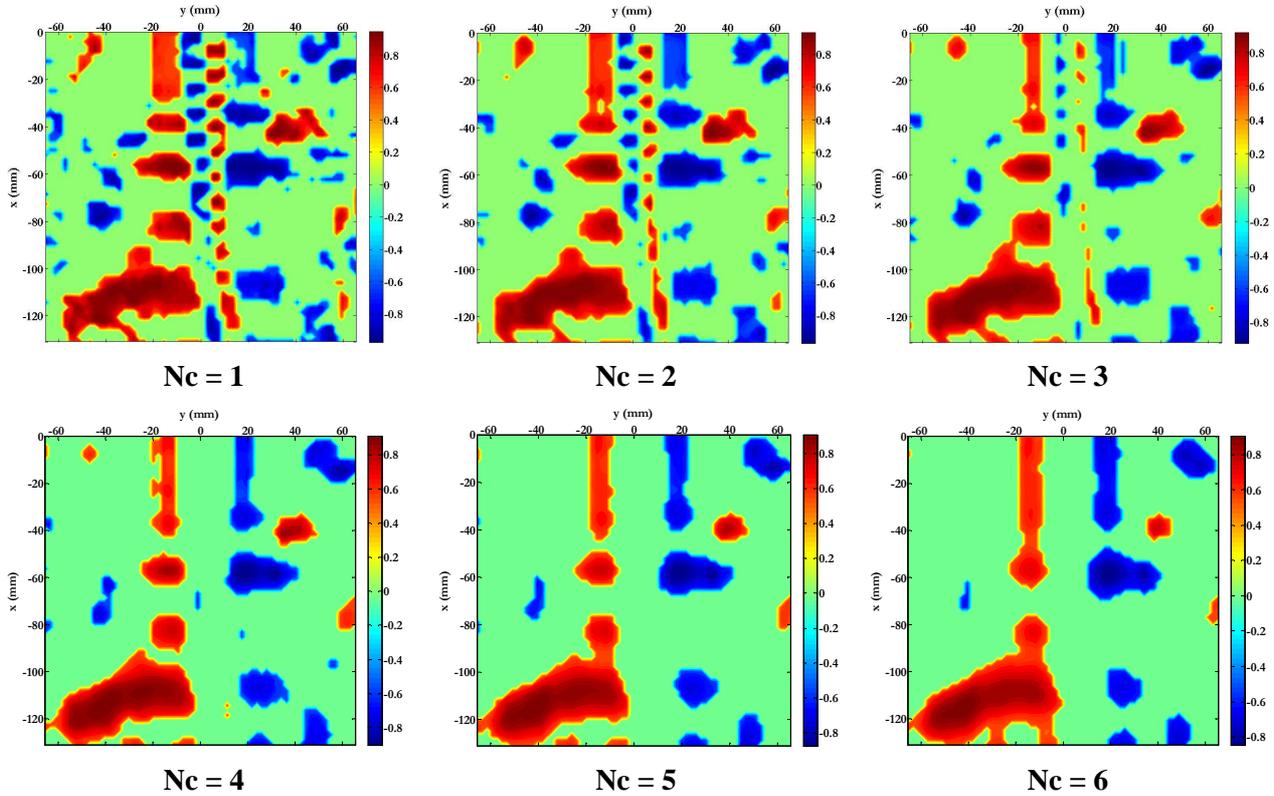


Figure 2.50 : Influence de la taille du domaine d'intégration sur la détection des tourbillons par le critère  $\Gamma_2$

Le premier constat c'est que la règle du seuillage à  $2/\pi$  garantie l'insensibilité de la fonction  $\Gamma_2$  à la taille du domaine d'intégration semble ne pas être vérifiée ici. En effet, une condition de plus doit être satisfaite pour que cette règle reste valable. Cette condition se résume au fait que la taille du domaine d'intégration ne doit pas dépasser la taille de la structure elle-même. Etant donné que l'écoulement présente des tourbillons de tailles différentes, il est difficile de trouver un compromis pour la taille du domaine d'intégration. Ceci rajoute encore une faiblesse au critère  $\Gamma_2$  en comparaison avec le critère  $\lambda_2$ .

## 5.6.2. Détection des centres tourbillonnaires

### 5.6.2.1. En utilisant le critère $\lambda_2$

Après avoir filtré les champs de vitesse par POD et seuillée la fonction  $\lambda_2$  cette dernière est utilisée pour la détermination des positions des centres tourbillonnaires en tenant compte des recommandations des §4.1.1 et §4.1.2.

Le centre du tourbillon est associé à la valeur minimale de  $\lambda_2$ . La figure 2.51 donne un échantillon des résultats qu'on peut obtenir. Ces positions sont ensuite reprises sur le champ de vitesse en question. Rien ne semble aberrant dans les résultats obtenus.

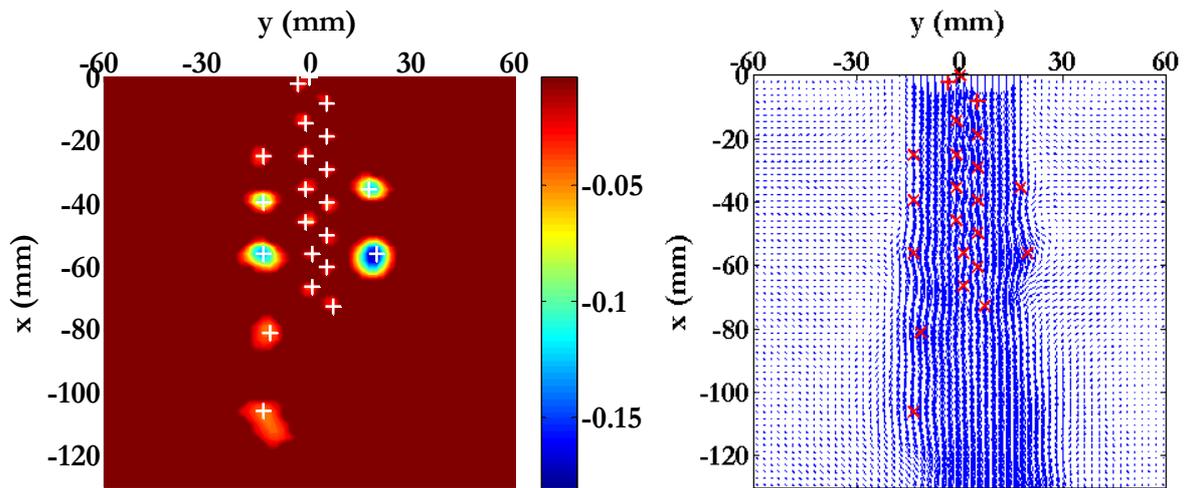


Figure 2.51 : Position des centres tourbillonnaires détectés par le critère  $\lambda_2$

### 5.6.2.2. En utilisant le critère $\Gamma_2$

Le même test précédent est réalisé avec la fonction  $\Gamma_2$ . Les recommandations de §3.4.2.2.A sont respectés en considérant un domaine d'intégration à 3 couches. Les résultats sont présentés sur la figure 2.52. Ce test permet de confirmer les observations du § 3.4.2.2 : Pour certains tourbillons,  $\Gamma_2$  semble détecter plus qu'un centre tourbillonnaire. En plus  $\Gamma_2$  détecte plus de tourbillons qu'il en existe vraiment dans l'écoulement même après tous les filtrages effectués.

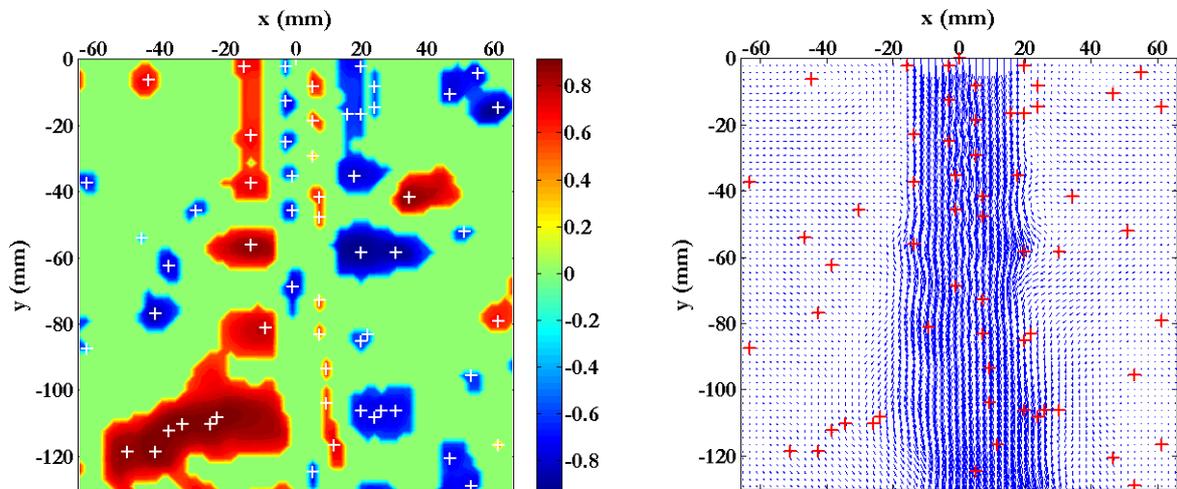


Figure 2.52 : détection des centres tourbillonnaires par le critère  $\Gamma_2$

En comparant ce que détecte  $\lambda_2$  avec ce qui est détecté par  $\lambda_2$  (figure 2.53), nous remarquons qu'un décalage existe entre les positions communes des tourbillons ce qui peut induire en erreur dans la caractérisation des structures tourbillonnaires. Le test réalisé nous a permis de confirmer les limites du critère  $\Gamma_2$  dans la détection et la caractérisation des tourbillons dans un écoulement turbulent.

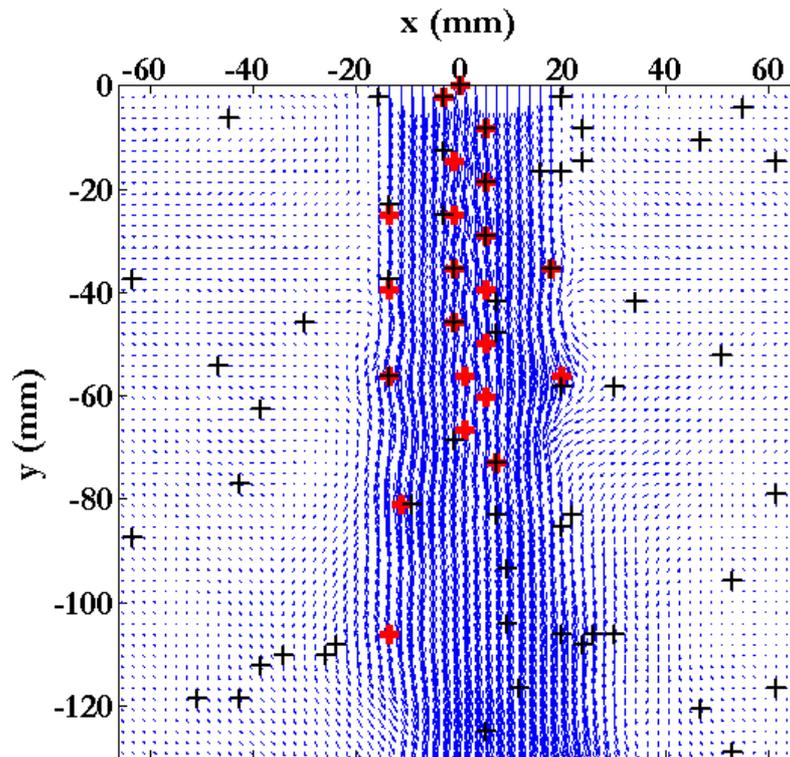


Figure 2.53 : Comparaison des positions des centres des tourbillons détectés par  $\lambda_2$  et par  $\Gamma_2$   
 (Croix noire : positions détectées par  $\Gamma_2$  ; Croix rouge : positions détectées par  $\lambda_2$ )

### 5.6.3. Caractérisation des tourbillons détectés

Cette partie est consacrée à la caractérisation des structures tourbillonnaires détectées au préalable dans le jet. Nous essayerons dans cette section de valider la technique de détection déjà présentée sur des champs de vitesses expérimentaux que nous avons filtrés au préalable par POD. Ces mesures expérimentales sont obtenues par PIV rapide (2500 Hz) effectuées sur la zone de sortie d'un double jet d'air en impact. Cet écoulement présente deux types de structures tourbillonnaires cohérentes : les structures de Von Karman au sillage de la plaque de séparation des deux jets et les structures de Kelvin Helmholtz dans les couches de mélanges des jets. Ces structures ont des tailles et des intensités tourbillonnaires différentes (figure 2.51). A partir des champs de vitesse filtrés, nous avons pu déterminer, par analyse spectrale, les fréquences caractéristiques exactes des phénomènes cohérents dans l'écoulement (figure 2.54) :

- Les tourbillons de Kelvin Helmholtz :  $f = 150 \text{ Hz} \Rightarrow St_{KH} = f_{KH} \cdot \frac{e}{2} / V_{\max} = 0,3$
- Les tourbillons de Von Karman :  $f = 700 \text{ Hz} \Rightarrow St_{VK} = f_{VK} \cdot d_p / V_{\max} = 0,2$

Ces valeurs concordent avec celles trouvés en littérature. En effet, Ravinesh et al. (2007) a trouvé un nombre de St de 0,39 dans le cas d'un jet plan d'air en impact pour  $Re = 7000$ .

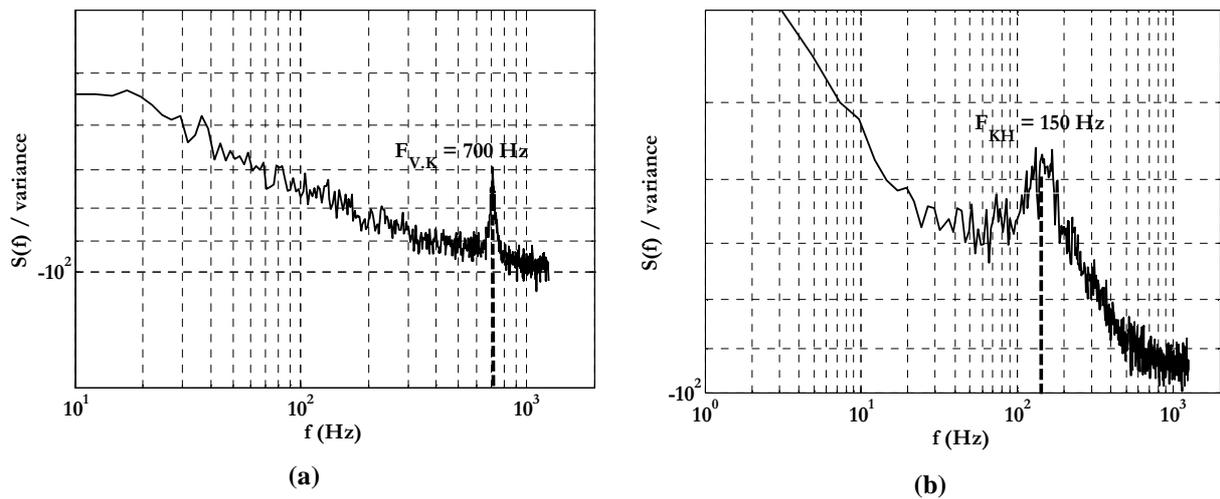


Figure 2.54 : fréquences caractéristiques des structures tourbillonnaires; a) Tourbillon de sillage, Von Karman ; b) Tourbillon de couche de mélange, Kelvin Helmholtz

L'analyse statistique est effectuée ici sur 300 échantillons de mesures (i.e. Snapshot) à 2500 Hz ce qui correspond à 0,1 seconde d'écoulement.

### 5.6.3.1. Distribution des tailles des tourbillons détectés

Le nombre total de vortex détectés sur cette série de donnée est égale à 2381 tourbillons ce qui correspond à 8 tourbillons par snapshot en moyenne. Sur la figure 2.51, le nombre de vortex détecté est supérieur à la moyenne annoncée ici. Cette différence doit certainement provenir du fait que l'algorithme définit un tourbillon comme une structure tourbillonnaire ayant un diamètre non nul dans les quatre directions préférentielles définies dans le §4.2. Donc même si le centre tourbillonnaire est détecté, le tourbillon ne peut être considéré comme vortex que si la condition de non nullité de ses diamètres soit vérifiée.

L'algorithme de détection nous a permis d'identifier sur les 300 échantillons considérés les deux diamètres moyens les plus dominants;  $\sim 4$  mm et  $\sim 7,5$  mm, ce qui correspond à des rapports géométriques égaux à  $e/8$  et  $e/4$  (figure 2.55). En effet, l'écoulement en question, comme nous l'avons montré précédemment, présente deux types de tourbillons dominants qui sont de tailles différentes; les tourbillons de sillage plus petits que ceux des couches de mélanges (figure 2.55).

En observant la figure 2.55 et en considérant que le critère  $\lambda_2$  permet de reconstruire exactement la bonne taille du tourbillon (§3.5), les résultats annoncés ne sont pas anodins.

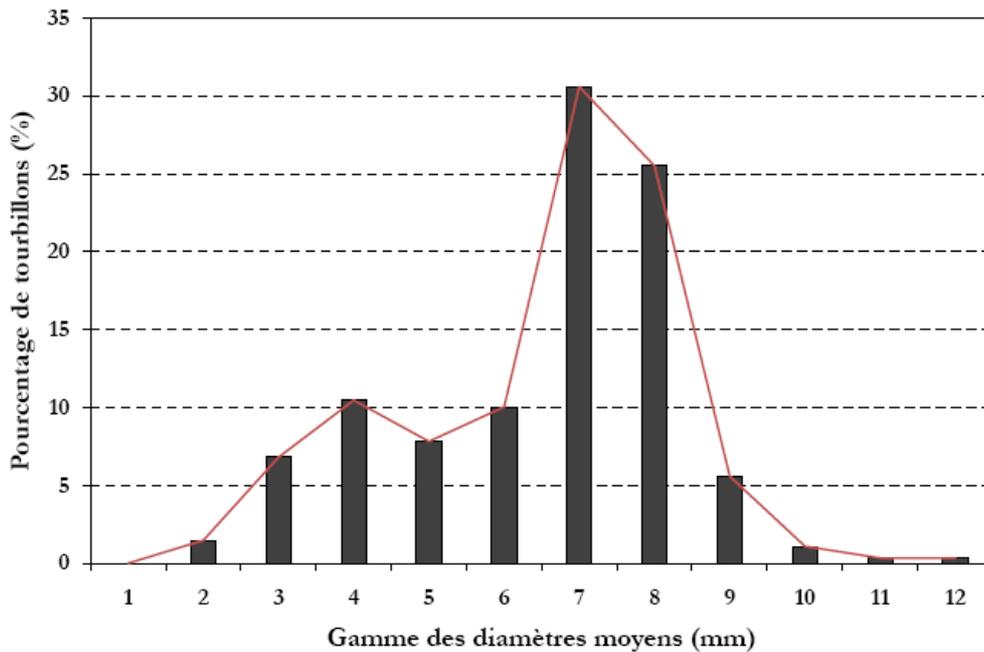


Figure 2.55 : Distribution des tourbillons détectés en fonctions de leurs diamètres moyens

### 5.6.3.2. Distribution des formes des tourbillons détectés

En ce qui concerne la forme des tourbillons détectés le calcul de l'excentricité (§4.2) de tous les tourbillons détectés nous a permis de classer ces derniers par leurs gammes d'excentricité (figure 2.56). En effet, nous avons remarqué que la majeure partie des tourbillons (90%) ont une excentricité comprise entre 1,3 et 3,4. Ceci prouve que la forme de ces tourbillons est elliptique.

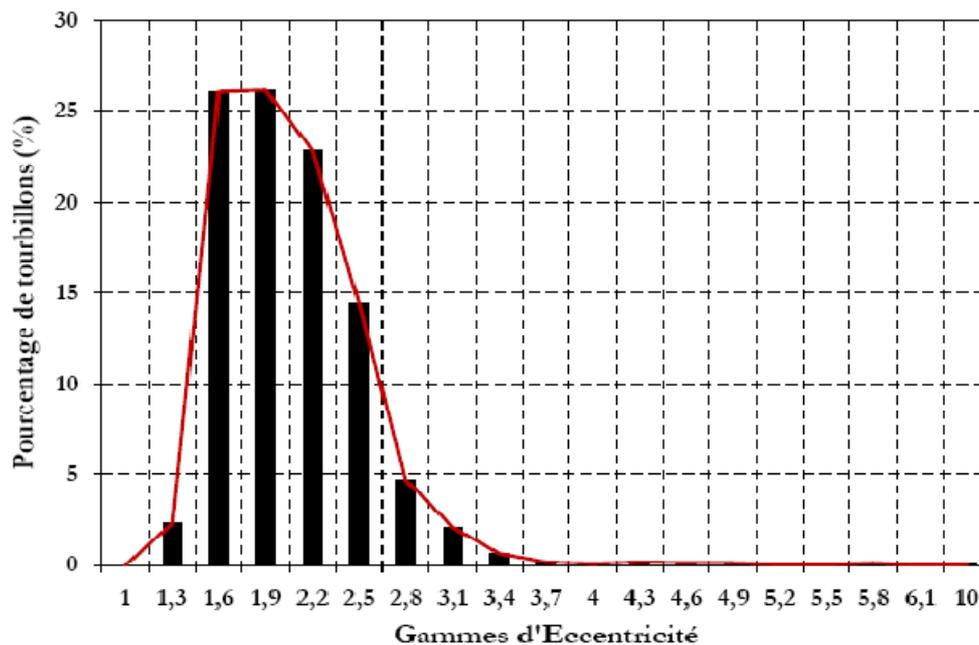


Figure 2.56 : Distribution des tourbillons détectés en fonctions de leurs gammes d'excentricités

### 5.6.3.3. Energie des tourbillons détectés

La fonction densité de probabilité de l'intensité tourbillonnaire  $I_v$  est représentée sur la figure 2.57. Les valeurs de  $|I_v|$  varient entre 40 et 60  $s^{-1}$  pour le nombre de Re considéré dans cette étude ( $Re = 13500$  ;  $U_0 = 7m/s$ ).

Les valeurs négatives représentent les intensités tourbillonnaires des tourbillons qui tournent en sens horaire. La distribution est quasi symétrique. Parmi les tourbillons détectés 48% (1145 vortex) possèdent un sens de rotation trigonométrique et 52% en sens horaire.

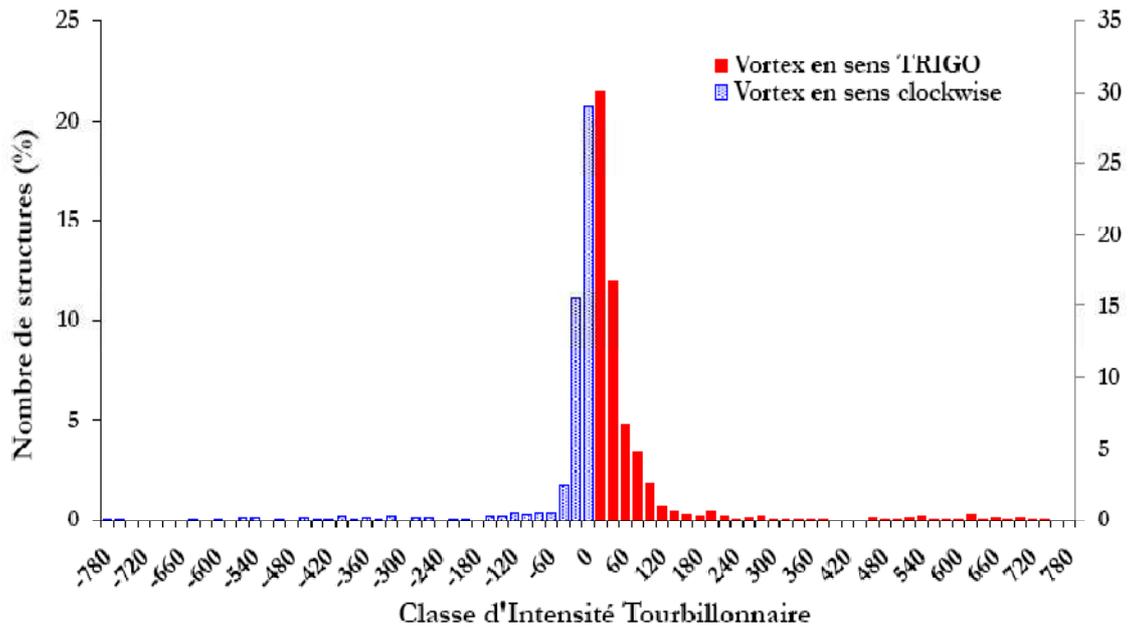


Figure 2.57 : Distribution en intensité tourbillonnaire des vortex détectés

## 6. CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons essayé d'améliorer la technique de détection et de caractérisation des tourbillons élaborée par Pavageau et Loubière (2006). Les principales améliorations portent sur le filtrage des champs de vitesses initiaux issus de mesures PIV. La méthode de filtrage consiste à décomposer l'écoulement en une succession de modes spatiaux et temporels ensuite restreindre la construction des champs de vitesses instantanés aux modes les plus énergétiques. Ceci nous a permis de restreindre notre investigation aux structures les plus énergétiques de l'écoulement. Ensuite, nous avons présenté un outil de calibration des critères de détections des structures tourbillonnaires. Cet outil consiste en un modèle de tourbillon analytique parfaitement connu. Le critère  $\lambda_2$  sera adopté comme critère définitif d'investigation des centres tourbillonnaires. Les critères de détections, une fois calibré, seront utilisés ultérieurement dans l'investigation de la zone d'impact d'un jet d'eau plan vertical et confiné. Des tests effectués sur des champs de vitesses obtenus par des mesures PIV rapide nous ont permis de valider les améliorations apportées au programme de détection et de caractérisation des structures tourbillonnaires.

## Chapitre 3

### Matériels et méthodes

Nous présentons dans ce chapitre le dispositif expérimental que nous avons mis en place pour l'étude des structures tourbillonnaires qui se développent dans la zone d'impact d'un jet plan d'eau immergé, turbulent et confiné. Nous présentons, également, les techniques de mesures utilisées : la PIV (rapide et classique) et l'électrochimie. Les différentes contraintes de réglages et de mise en place liées aux deux techniques citées sont présentées dans ce chapitre.

# 1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

## 1.1. Objectif de l'étude

Dans cette partie on s'intéresse à l'hydrodynamique d'un écoulement de type jet plan en impact. Notre choix s'est porté sur les jets plans pour différentes raisons : les jets plans n'ont pas fait l'objet d'autant d'études que les jets axisymétriques d'une part, et seuls quelques auteurs ont examinés en détail cette configuration. On peut citer à titre d'exemples, Beltaos et Rajaratnam (1973), Gutmark et al. (1978) ainsi que Namer et Otügen (1988). D'autre part, les jets plans sont très utilisés dans diverses applications industrielles. Parmi ces applications on cite la séparation d'ambiance en génie climatique et/ou en sécurité incendie, les vitrines de congélation, les fours de cuisson en agroalimentaire et en génie des procédés et surtout des applications impliquant des échanges thermiques (Refroidissement de composants électroniques, par exemple). Le premier travail qui s'est intéressé aux phénomènes de transfert de chaleur par les jets plans en impact fut celui d'Akfirat et al. (1965). Ces auteurs ont postulé que l'échange thermique entre le jet et la plaque d'impact est fonction de la hauteur  $H$  entre la sortie de buse et l'impact du jet, et de la taille  $e$  de la buse d'injection. Ils ont présenté aussi un rapport ( $H/e=8$ ) qui maximise l'échange thermique entre le jet et la plaque d'impact. Un ensemble d'études ont été réalisées au laboratoire GEPEA (à l'école des mines de Nantes) sur des jets d'air plans en impact. Les principaux travaux effectués sont ceux de Maurel et al. (2001), Beaubert et al. (2002), Gupta et Pavageau (2005) Abide (2005) et Pavageau et Loubière (2007). Cependant, tous les travaux cités et la majorité des études recensées en bibliographie traitent des jets turbulents d'air dans différentes configurations (jets simple, jets multiples, etc.), et aucune étude n'a été effectuée sur les jets plans d'eau en impact. En effet, à des nombres de Reynolds équivalents, les phénomènes d'instabilités observés en écoulement de liquide se produisent à des fréquences moins élevées que pour le cas des gaz (air en l'occurrence). Ceci rend la détection de ces instabilités plus facile techniquement moyennant des outils de mesures classiques (PIV classique par exemple). Les écoulements type jets présentent des structures tourbillonnaires, surtout dans la zone d'impact du jet, qui jouent un rôle important dans les transferts turbulents. Ces structures sont présentes dans le jet : aux couches de mélange de ce dernier sous forme d'épingles de cheveux, au sillage de la plaque de séparation d'un double jet plan d'air en impact (Gupta, 2005) et au niveau de l'impact du jet (Pavageau et Loubière, 2006). Ces différentes structures tourbillonnaires (cohérentes et non cohérentes) contribuent énergétiquement à l'intensification des transferts entre le jet et le milieu environnant, et surtout au voisinage de la zone d'impact. Suetra et al. (1963 et 1965) par exemple, ont noté que les structures tourbillonnaires présentes à l'impact des écoulements de Hiemenz contribuent à l'augmentation du transfert thermique dans cette région. Ils n'ont, cependant, pas présenté plus de détails sur ces structures (propriétés, énergie, etc.). Yokobori et al. (1977 et 1983) ont montré expérimentalement par le biais de la visualisation des écoulements que ces tourbillons se présentent sous forme de rouleaux tourbillonnaires contrarotatifs qui évoluent dans la direction transversale au plan du jet sans aller plus loin. L'ensemble d'informations que Yokobori et al. (1977, 1983) ont présenté sur ces structures sont issus d'analyse instantanée de quelques structures présentes dans l'écoulement. Les résultats qu'ils ont présentés ne peuvent pas être généralisés. Pour mieux comprendre les mécanismes de formation de

ces structures tourbillonnaires, Tsubokura et al. (2003) ont simulé des jets plans contrôlés en sortie. Ils ont utilisé pour leurs simulations les techniques LES (Large Eddy Simulation) et DNS (Direct Numerical Simulation). Ils ont déduit que la formation de ces structures dépend de l'écoulement amont et concluent que le nombre de rouleaux tourbillonnaires qui se forment à l'impact du jet plan est étroitement lié à la longueur d'onde des tourbillons de couche de mélange du jet (i.e. tourbillon de Kelvin Helmholtz). Leurs constatations ont été validées pour des nombres de Reynolds ne dépassant pas 6000. Cependant, au-delà de  $Re = 6000$ , ils ont noté que le comportement de ces tourbillons à l'impact change et ne vont pas plus loin dans leur description. Actuellement, nous ne disposons pas d'informations sur l'énergie contenu dans ses structures, leurs tailles, formes, les mécanismes à l'origine de leur développement et la façon avec laquelle ils évoluent à l'impact. Malgré l'intérêt pratique que peuvent avoir ces structures tourbillonnaires dans la zone d'impact, ces dernières n'ont malheureusement pas fait l'objet d'études détaillées. Compte tenu du manque d'informations sur la zone d'impact du jet, nous nous sommes proposé d'étudier expérimentalement ces structures. Pour cela, nous présenterons dans ce chapitre le banc d'essai que nous avons développé pour cette étude ainsi que les différents outils et technique de mesures et de qualification qu'on utilisera.

### 1.1. Description du dispositif expérimental

Pour les besoins de notre étude, nous avons conçu un dispositif expérimental qui permet de générer un jet d'eau plan vertical. Le dispositif conçu est schématisé sur la figure ci-dessous :

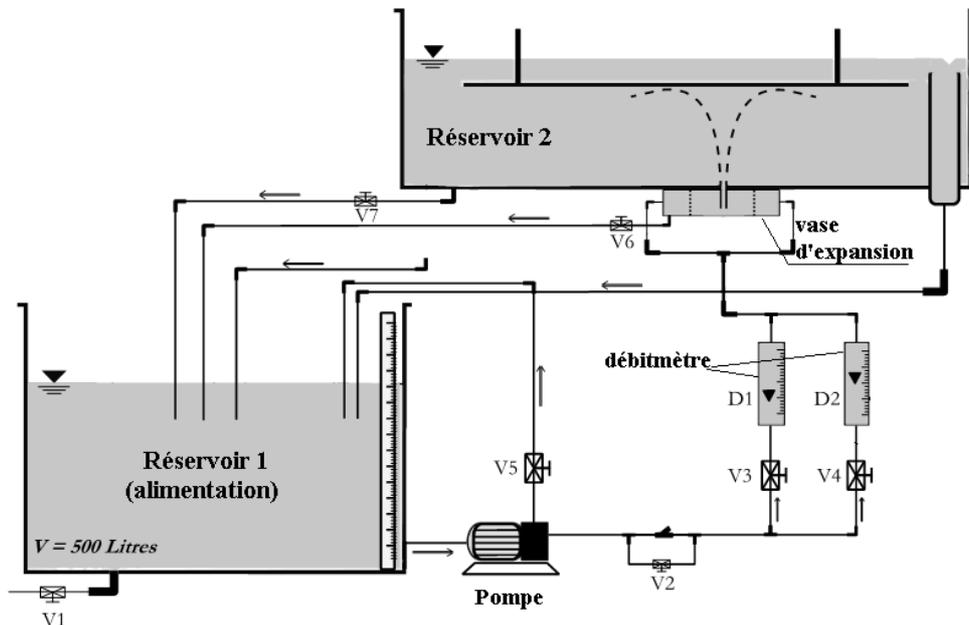


Figure 3.1 : Schéma du banc d'essai expérimental

Ce dispositif comporte deux réservoirs : un réservoir d'alimentation de volume totale d'environ 500 litres et un deuxième réservoir dans lequel débouche le jet. Ce dernier jaillit d'une buse rectangulaire située au fond du deuxième réservoir. Le jet frappe ensuite sur une plaque plane. L'eau est ensuite évacuée vers le réservoir d'alimentation. L'eau circule en boucle fermée grâce à une pompe centrifuge. Le débit est ajusté par un système de by-pass (vannes  $V_2$  et  $V_5$ ) entre la pompe et le réservoir d'alimentation. Le débit d'eau qui débouche par la buse est mesuré à l'aide de deux débitmètres électromagnétique placés en parallèle  $D_1$  et  $D_2$

à sensibilités différentes pour avoir plus de précision sur les mesures suivant les gammes de débits mises en jeu. Le débitmètre  $D_1$  permet de mesurer de grands débits ( $> 5 \text{ m}^3/\text{h}$ ) et le débitmètre  $D_2$  permet d'avoir une bonne précision sur les débits plus faibles. Le choix de la configuration d'un jet verticale a été fixé pour réduire les contraintes lors de la conception du banc d'essai. D'autre part, cette configuration permet un contrôle plus simple de la vitesse en sortie de buse.

Pour assurer un jet uniforme le long de la buse, nous avons opté, en premier lieu, à la stabilisation de l'écoulement dans un vase d'expansion situé en dessous de la veine d'essais (figure 3.2). Ce dernier comporte, de part et d'autre de la buse, des grilles perforées qui permettent d'homogénéiser la turbulence de l'écoulement. Le vase d'expansion est alimenté de deux côtés par six arrivées d'eau au total (trois arrivées de chaque côté). Sous l'effet de l'augmentation de pression dans ce vase, le jet va jaillir de façon uniforme sur la longueur de la buse.

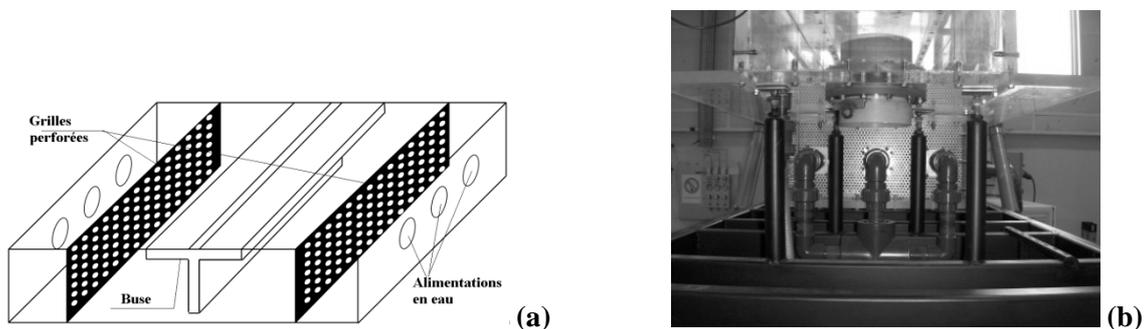


Figure 3.2 : Vase d'expansion - (a) Croquis (b) Montage réel

Ce vase peut contenir au sommet des cavités d'air qui peuvent nuire au bon fonctionnement de la veine d'essai (formation de microbulles dans le jet, etc.). Un système de purge d'air manuel a été mis en place. Comme cela a été déjà mentionné dans le paragraphe précédent, le choix d'utiliser l'eau comme fluide moteur repose sur ses propriétés physiques. La similitude avec l'air montre qu'il est possible d'observer des phénomènes similaires à ceux qui se passent dans le cas des jets d'air, mais à des vitesses moins élevées. Ceci se traduit par des exigences techniques de mesures moins importantes. Le dimensionnement de la maquette expérimentale doit obéir à certaines exigences géométriques et dynamiques qui seront détaillées dans les sections suivantes.

## 1.2. Conception et dimensionnement du banc d'essais

La conception du banc d'essais a été réalisée au laboratoire GEPEA au Département des Systèmes Energétiques et Environnement de l'Ecole des Mines des Nantes grâce aux compétences locales.

### 1.2.1. Cahier des charges

Le banc d'essais doit permettre de générer un jet plan bien symétrique, qui répond à certaines exigences:

- Le jet doit être droit et en impact. Il doit frapper perpendiculairement la plaque d'impact même à des faibles débits de pompage d'eau,
- Le jet doit être turbulent avec un nombre de Reynolds compris entre 1000 et 35000. Cette gamme de nombre de Reynolds doit concorder avec celle considérée dans les travaux déjà réalisés au laboratoire GEPEA sur les jets d'air pour pouvoir servir de base de comparaison.

D'autres exigences ont dû être prises en considération dès la conception. Sachant que nous allions procéder à des mesures par PIV rapide et classique et des mesures électrochimiques (polarographie).

Les contraintes peuvent être résumées en deux catégories : des contraintes liées à la géométrie de la veine d'essais et des contraintes liées à la dynamique de l'écoulement.

### **1.2.1.1. Les contraintes géométriques**

La géométrie du banc d'essai influence beaucoup le comportement du jet. Il est donc important de bien la définir à l'avance. Nous présenterons ici les précautions que nous avons prises dans la conception notamment sur le choix de la forme de la buse, du confinement du jet ou du rapport d'ouverture de ce dernier.

#### **A. Forme et dimensions de la buse**

Certains chercheurs ont montré que la forme de la buse et son rapport d'allongement (i.e. rapport de la longueur de la buse  $L$  par sa largeur  $e$ ) sont deux paramètres qui ont une influence sur la position de l'origine fictive et le taux d'épanouissement du jet. Newman (1961) attribue l'origine de ces effets aux effets de couches limites à l'intérieur de la buse de soufflage. Ces dernières sont différentes d'un cas à un autre selon la forme et le rapport d'allongement de la buse utilisée. Flora et Goldschmidt (1969) ont réalisé une expérience comparative sur des jets plans avec neuf formes de buse différentes pour essayer de corréler la forme de la buse et la position de l'origine fictive. Ils ont montré que la forme du convergent de la buse n'a pas d'influence ni sur la position de l'origine fictive, ni sur le taux d'épanouissement du jet.

Cependant, George et Davidson (2004) ainsi que Deo (2005) ont montré dans leurs études que le comportement aval d'un jet plan était complètement contrôlé par les conditions aux limites en sortie de buse, les jets plans gardant ainsi la mémoire de leur état antérieur. Deo (2005) a trouvé que ces conditions aux limites dépendent de la géométrie de la buse, et plus particulièrement, du rapport du rayon de courbure du convergent  $r$  et de la largeur de la buse  $e$ , noté  $r/e$ . Deo (2005) a montré que la fréquence des structures tourbillonnaires qui se forment dans les couches de mélange du jet avec le milieu environnant diminuait en augmentant le rapport  $r/e$ . Nous avons donc intérêt à réduire au minimum ce rapport. En tenant compte de ces résultats, nous avons opté pour une buse de la forme représentée sur la figure ci-dessous.

Les dimensions de la buse doivent être bien choisies pour assurer la bidimensionnalité du jet. En effet, le jet doit garder les mêmes caractéristiques sur la longueur de la buse (profil de vitesse, épanouissement, etc.). Pour cela, le rapport entre la largeur de la buse  $e$  et sa longueur  $L$  doit vérifier la condition  $L/e \geq 20$  (Gupta et Pavageau, 2005 ; Maurel et al., 2004).

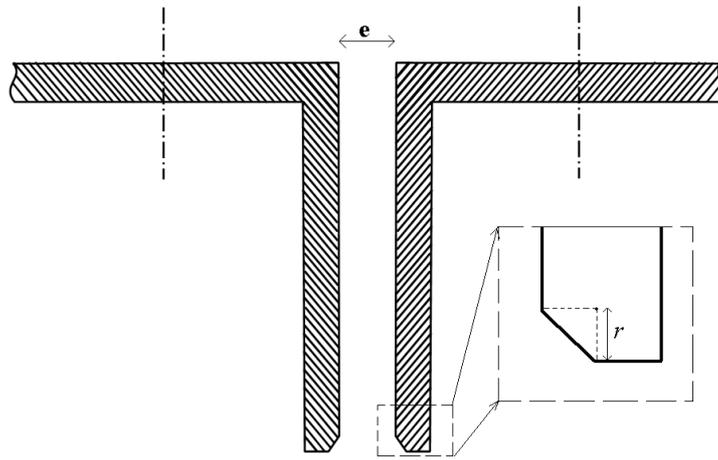


Figure 3.3 : Forme de la buse (dimensions en mm)

Compte tenu de ces exigences, nous avons porté notre choix sur les dimensions suivantes :

- Largeur  $e = 2 \text{ cm}$
- Longueur  $L = 40 \text{ cm}$

### B. Rapport d'ouverture $H/e$

Celui-ci est défini comme étant le rapport entre la hauteur du jet  $H$  (la distance de la sortie de buse à la plaque d'impact) et la largeur de la buse  $e$ . Il doit respecter la condition  $H/e = 10$ . En effet, pour un jet simple, cette valeur correspond à une situation critique où l'intensité de turbulence sur l'axe du jet est supérieure à l'intensité de turbulence mesurée pour toute autre valeur du rapport de d'ouverture (figure 3.4). Selon Maurel (2001), cette valeur assure l'indépendance de la longueur du cône potentiel du nombre de Reynolds. Notre choix s'est donc porté sur un rapport  $H/e = 10$  :

- $H/e = 10$  avec  $e = 2 \text{ cm} \rightarrow H = 20 \text{ cm}$

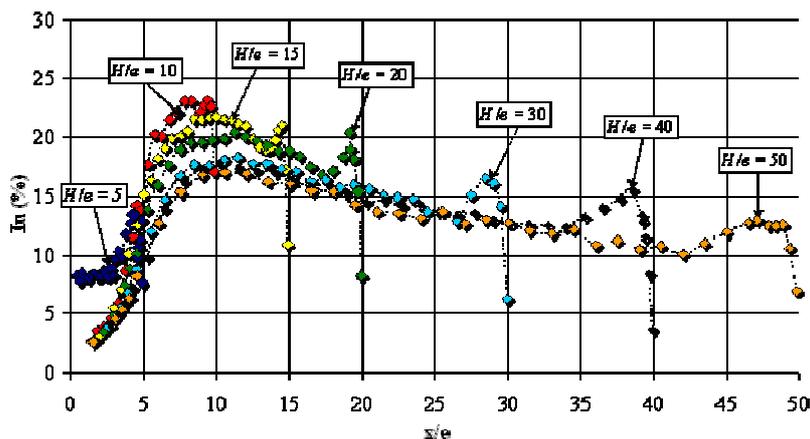


Figure 3.4 : Profils axiaux de l'intensité de turbulence de la composante longitudinale de vitesse pour différentes valeurs du rapport d'ouverture ( $e = 20\text{mm}$ ,  $Re = 27000$ ) selon Maurel (2001)

D'autres contraintes sont à prendre en compte. Elles sont plutôt liées aux exigences des techniques des outils de mesures (vélocimétrie à images de particules (PIV) et électrochimie (polarographie)). Le banc doit permettre :

- Un accès optique pour réaliser des mesures par PIV dans le plan du jet ; ce qui nécessite un accès optique perpendiculaire à ce dernier,

- Un accès optique pour réaliser des mesures par PIV dans un plan transversal à celui du jet ; ce qui nécessite aussi une transparence frontale de la veine d'essais,
- Un accès optique pour les mesures par PIV dans un plan horizontal parallèle à la plaque d'impact. Il faut donc prévoir un accès optique par dessus de la veine d'essais,
- D'effectuer des mesures simultanées en utilisant les techniques de PIV et d'électrochimie (polarographie) pour déterminer à la fois la dynamique des structures tourbillonnaires et leurs interactions avec la plaque d'impact.

Compte tenu de ces contraintes, et en rajoutant le fait qu'on utilise une solution électrochimique très corrosive, toutes les surfaces de la veine d'essais en contact avec cette solution doivent être inertes. Ainsi, notre choix s'est porté naturellement sur l'utilisation de parois en plexiglas transparent facilement usinables, sur des conduites, des vannes et des raccords en PVC et sur une pompe centrifuge à corps en plastique et équipée d'un joint EPDM.

Les plans de conception du banc d'essai sont schématisés sur les figures 3.5, 3.6 et 3.7.

# VUE DE FACE EN COUPE

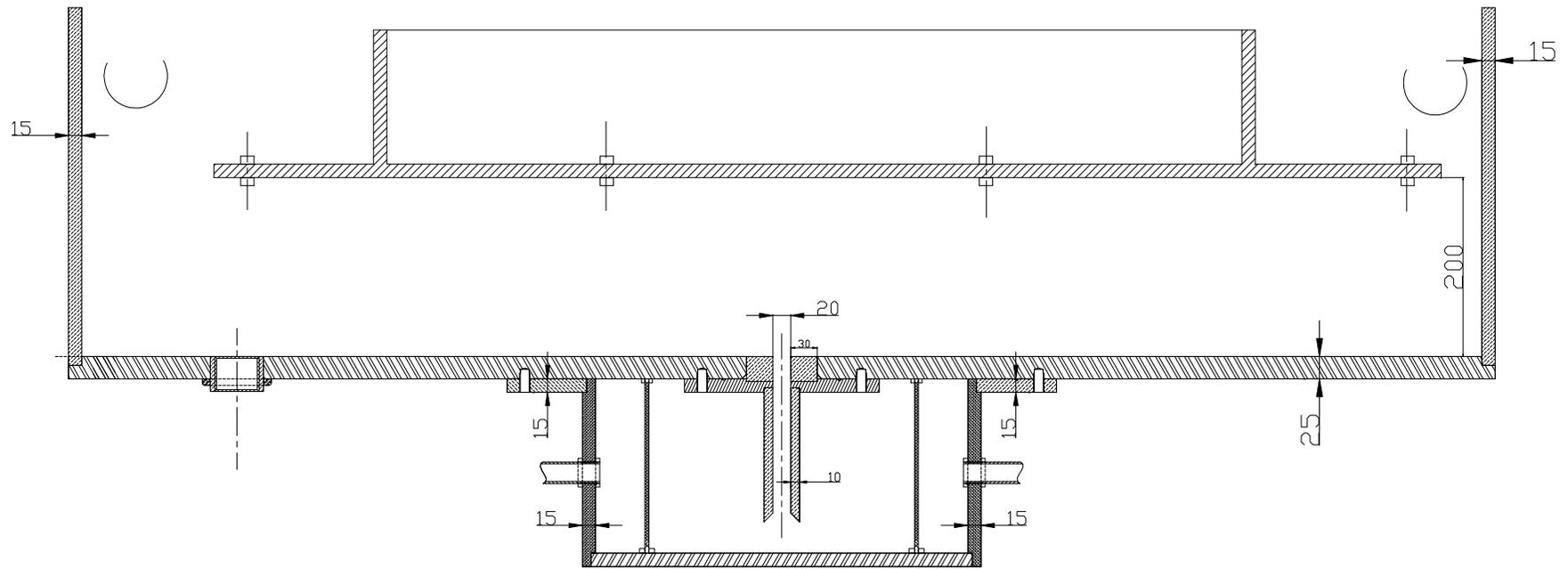


Figure 3.5 : Vue de face en coupe du bassin ou débouche le jet

VUE DE GAUCHE

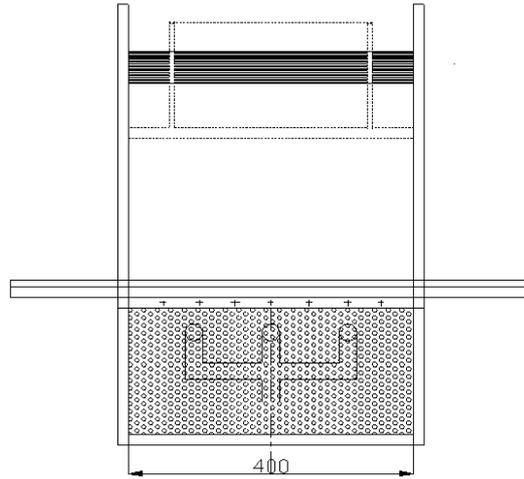


Figure 3.6 : Vue de gauche du bassin où débouche le jet

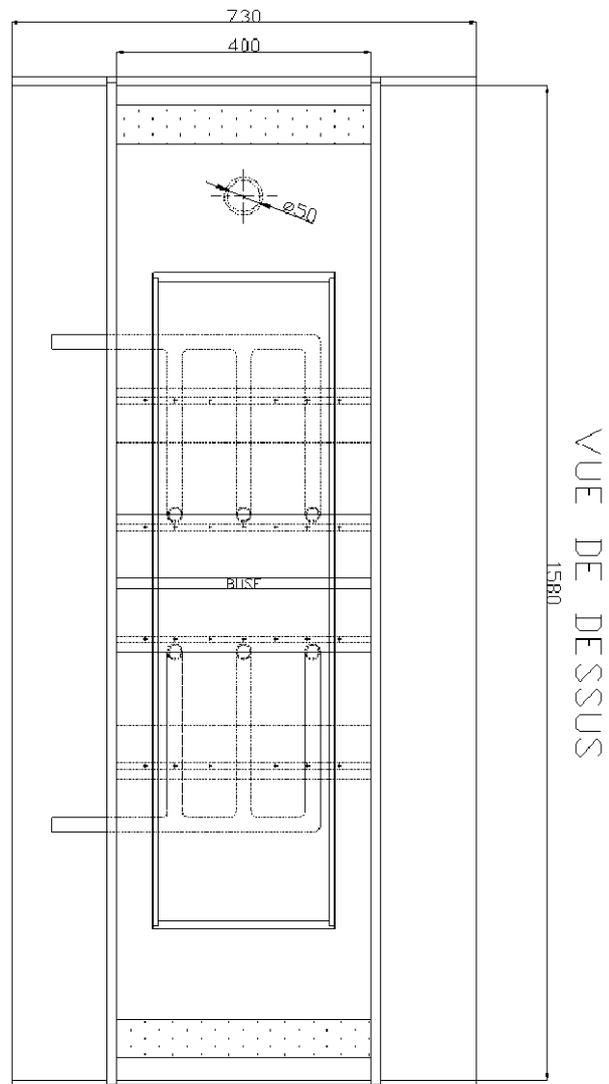


Figure 3.7 : Vue de dessus du bassin où débouche le jet

### 1.2.1.2. Les contraintes dynamiques

Compte tenu des exigences liées à l'étude d'un jet plan en impact, plusieurs précautions ont été prises en considération, en termes de dimensionnement de la puissance de pompage et des systèmes de régulations thermiques.

#### A. Dimensionnement de la puissance de pompage

Compte tenu de la gamme des nombres de Reynolds à explorer, la puissance hydraulique de pompage doit couvrir une large gamme de débits. Cette puissance doit donc assurer une vitesse d'écoulement, en sortie de buse, suffisante pour avoir l'impact du jet.

Le théorème de Bernoulli appliqué entre la sortie de la buse (notée A) et la plaque d'impact du jet (notée B) permet l'estimation de la vitesse en sortie de buse qui est :  $V_A = \sqrt{2gH} \approx 2\text{m/s}$  (figure 3.8).

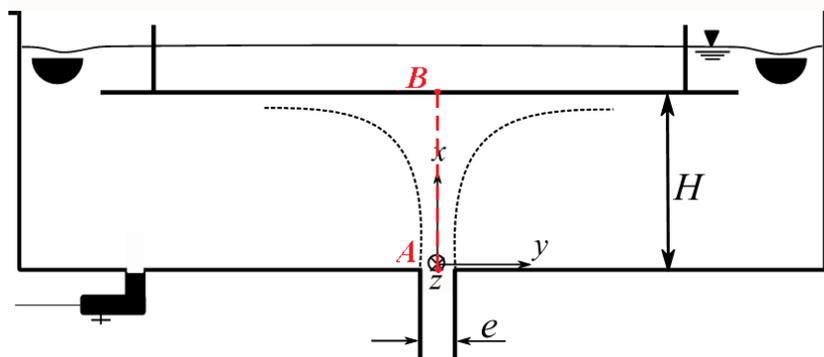


Figure 3.8 : La hauteur d'impact du jet

La pompe doit donc assurer une vitesse maximale d'écoulement en sortie de buse  $U_{max} = 2\text{m/s}$ , ce qui correspond à un nombre de Reynolds  $Re = 40000$  pour une buse qui fait 20mm de largeur. D'autre part, la puissance de puissance doit compenser les pertes de charges régulières et singulières cumulées dans le circuit hydraulique représenté sur la figure 3.1.

Le fluide utilisé est l'eau. Ses caractéristiques physiques sont :  $\rho = 1000\text{ kg/m}^3$  et  $\nu = 10^{-6}\text{ m}^2/\text{s}$  (à 20°C).

Compte tenu de la vitesse maximale  $U_0$  en sortie de buse (égale à 2m/s), le débit maximal qui doit être assuré par la pompe est de 58m<sup>3</sup>/h. Le diamètre des conduites entre la sortie de la pompe et le vase d'expansion a été choisi égal à 50mm. Pour calculer la puissance de la pompe à installer nous avons besoin de spécifier le type de pompage à considérer. Etant donné que notre installation est considérée comme conventionnelle ou classique, nous considérons un pompage en charge avec une pompe centrifuge à rendement de 60% ( $\eta = 0,6$ ) ce qui correspond au rendement usuel considéré pour ce type de pompe :

$$\eta = \frac{P_{hydraulique}}{P_{mécanique}} = \frac{Q_v \cdot \Delta P}{P_{mécanique}} = 0,6 \quad [3.1]$$

Le calcul de pertes de charges totales  $\Delta P$  le long du circuit d'eau se fait en calculant la Hauteur Manométrique Totale (HMT) de la pompe définit par :

$$\text{HMT} = H_h + J_{\text{asp}} + J_{\text{ref}} \quad [3.2]$$

avec :  $H_h = \rho \cdot g \cdot Z$  est la charge hydraulique (Pa),  
 $J_{\text{asp}}$  : Pertes de charge à l'aspiration de la pompe (Pa),  
 $J_{\text{ref}}$  : Pertes de charge entre le refoulement de la pompe et la buse (Pa).

Les pertes de charge au refoulement comme à l'aspiration de la pompe sont évaluées en calculant les pertes de charge linéaires,  $J_{\text{linéaire}}$ , dues au frottement de l'écoulement sur la conduite et aux pertes de charges singulières,  $J_{\text{singulière}}$ , dues aux singularités présentes dans le circuit d'eau (changement de direction, étranglement, clapet, etc.) :

Les pertes de charge linéaires sont évaluées comme suit :

$$J_{\text{linéaire}} = \xi \cdot \frac{L}{D} \cdot \frac{V_A^2}{2g} \quad [3.3]$$

Les pertes de charge singulières sont évaluées comme suit :

$$J_{\text{singulière}} = \xi \frac{V_A^2}{2g} \quad [3.4]$$

On trouve finalement,  $\text{HMT} = 26,3 \text{ m}$

D'où  $P_{\text{hydraulique}} = 5,2 \text{ kW}$  et  $P_{\text{mécanique}} = 8,7 \text{ kW}$

En partant d'un rendement électrique égale à  $\eta_{\text{électrique}} = 0,85$  (rendement usuel), la puissance électrique de la pompe est déterminée comme suit :

$$P_{\text{électrique}} = \frac{P_{\text{mécanique}}}{\eta_{\text{électrique}}} = P_{\text{électrique}} = 10,2 \text{ kW} \approx 14 \text{ CV}. \quad [3.5]$$

## B. Régulation thermique

Le volume total de solution utilisée est égal à 500 litres. Au bout d'un certain temps de fonctionnement et compte tenu des frottements entre le fluide et les pales de la pompe, la température du fluide peut changer ce qui peut être problématique avec la solution électrochimique pour la mesure du gradient pariétal de la vitesse de l'écoulement à l'impact du jet. Une régulation thermique s'impose donc. L'avantage de la régulation thermique réside également dans la préservation du caractère monophasique de l'écoulement. En effet, l'augmentation de la température diminue la solubilité de l'oxygène dans le fluide ce qui peut provoquer la formation de bulles ou microbulles dans l'écoulement qui, en se déposant sur la plaque d'impact, peuvent gêner les mesures PIV et électrochimiques. En effet, ces microbulles peuvent se déposer sur les sondes et gêner ainsi les mesures électrochimiques. En PIV, la présence de microbulles dans l'écoulement peut provoquer des réflexions du laser néfastes pour le capteur CCD de la caméra d'acquisition ou pour les opérateurs. D'autre part, ces microbulles ajoutent une erreur sur l'estimation de la vitesse de l'écoulement. Celle-ci est évaluée à 5% en plus de l'erreur systématique liée à la méthode elle-même.

L'augmentation de température compte tenue de la puissance de pompe peut les atteindre les  $\Delta T = 10^\circ\text{C}$  au bout de  $t_{\text{fonctionnement}} = 4\text{h}$  de fonctionnement continue de celle-ci, la puissance du groupe frigorifique à considérer est calculée comme suit :

$$P = \frac{m_{\text{fluide}}}{t_{\text{fonctionnement}}} \times C_p \times \Delta T \quad [3.6]$$

avec  $C_{p \text{ eau}} = 4,18 \text{ kJ/kg.K}$  et  $m_{\text{fluide}} = \rho.V = 1000 \times 0,5 = 5.10^2 \text{ kg}$

d'où une puissance du groupe frigorifique à installer de l'ordre de  $P \approx 2 \text{ kW}$ .

Compte tenu de la puissance frigorifique relativement importante à mettre en place, certaines contraintes techniques doivent être respectées. En effet, l'évaporateur doit être réalisé en acier inoxydable vu qu'il sera au contact de la solution électrochimique, la disposition du circuit de refroidissement nécessite de revoir la conception du banc de vidange de l'installation. Ceci induira un coût supplémentaire élevé ainsi qu'un temps de manipulation assez conséquent. Pour palier à ceci, nous avons opté à une autre façon de faire : faire des mesures sur une durée ou la température de la solution n'augmente pas plus que d'un degré Celsius. Par ailleurs l'évolution des propriétés physico-chimiques de la solution utilisée en fonction de la température ont été déterminés. Ceci nous permet d'introduire des corrections sur les mesures de vitesses et de gradients de vitesse effectués.

### C. Symétrie du jet

Le jet généré doit être vertical. Il doit être symétrique de part et d'autre du plan médian de la buse. La géométrie du réservoir 2 joue un rôle important pour garantir cette symétrie. Nous avons testé deux configurations. Des simulations numériques ont été réalisées pour ces deux configurations :

- La première configuration consiste en un jet vertical débouchant dans un réservoir rempli d'eau initialement au repos. La vidange de ce réservoir s'effectue d'un seul côté.
- La deuxième configuration consiste à utiliser deux vidanges de part et d'autre du jet.

La figure 3.9 schématise ces deux configurations :

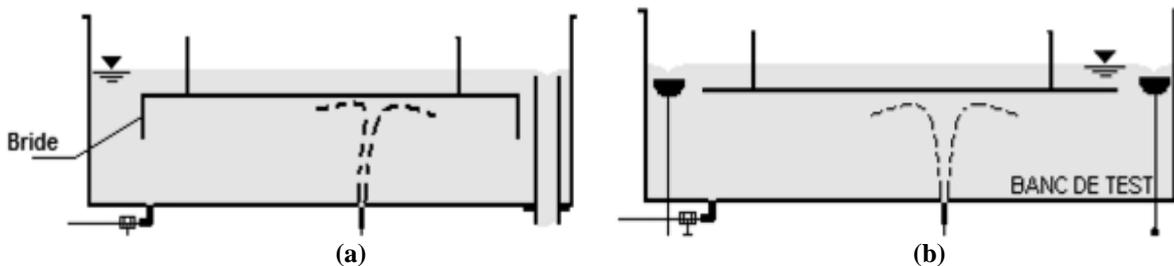


Figure 3.9 : Les configurations considérées (a) une seule vidange (b) système de vidange symétrique

Après analyse des résultats obtenus par simulation CFD sous Fluent©, il s'est avéré que suivant le système de vidange, le jet peut ne pas être symétrique (figure 3.10). En effet, d'après les calculs CFD nous avons remarqué que si on symétrisait le système de vidange, on tendait à redresser le jet et la topologie de l'écoulement :

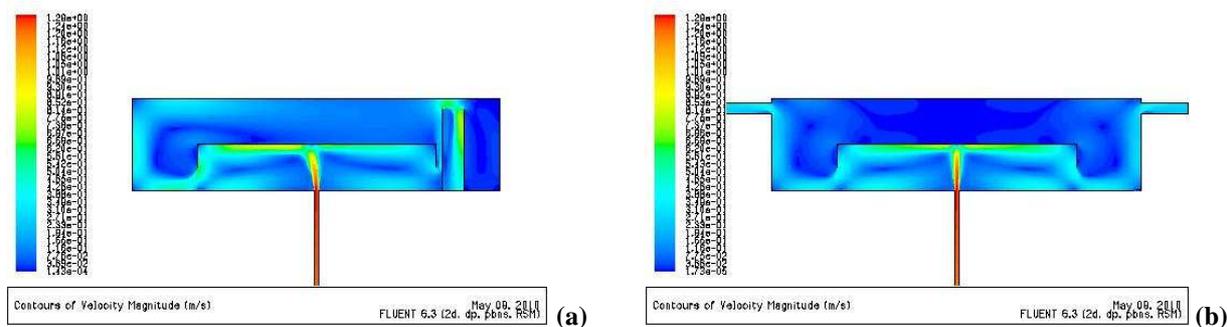


Figure 3.10 : résultats de la simulation CFD sous Fluent pour les deux configurations géométriques (a) vidange d'un seul côté (b) vidange symétrique

Compte tenu de ces résultats, Nous avons opté pour une vidange assurée par deux gouttières de part et d'autres du jet (figure 3.11a) débouchant aux quatre coins du banc d'essai. Ce dispositif a permis d'obtenir un jet symétrique comme le confirme les mesures PIV (figure 3.11b):

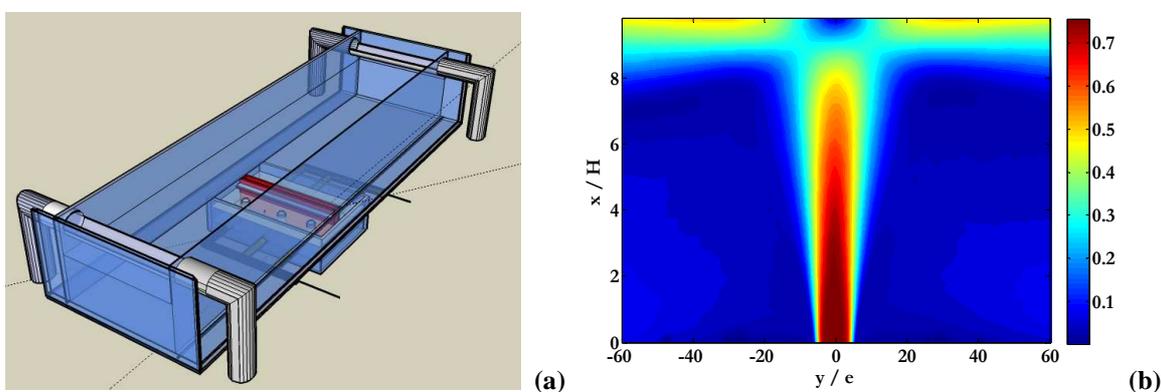


Figure 3.11 : a) Conception finale du banc d'essai ; b) champ de vitesse du jet mesuré par PIV

#### D. Dégazage de l'écoulement

L'écoulement doit être monophasique. L'écoulement peut présenter des bulles d'air. Ces dernières risquent de perturber les mesures de vitesses dans l'écoulement et au niveau de la paroi. Il est donc nécessaire de dégazer l'écoulement. Outre la régulation thermique qui maintiendra l'oxygène soluble dans la solution, nous avons conçu des déversoirs au niveau du système de vidange qui laissent échapper l'air contenu dans l'écoulement pour que ça ne soit pas aspiré et refouler par la pompe dans l'écoulement (figure 3.12).

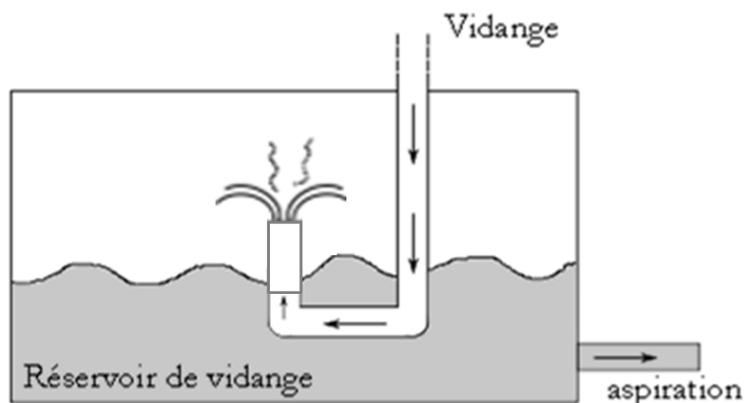


Figure 3.12 : Système de déversoir pour le dégazage de l'écoulement

## 2. METROLOGIE

Les techniques de mesures utilisées dans ce travail sont : la vélocimétrie laser par image de particules (PIV) à haute et basse fréquence d'acquisition et la polarographie. Ces deux méthodes ont été utilisées de manière complémentaire dans le but d'avoir une meilleure description de l'activité tourbillonnaire dans la zone d'impact. Nous présentons dans cette section une description de ces deux techniques ainsi que les résultats de l'étude de qualification du banc d'essai par chacune de ces deux techniques.

### 2.1. PIV (Particle Image Velocimetry)

La vélocimétrie laser par image de particules (PIV) est apparue au début des années 1980 et a fait l'objet de développements considérables surtout depuis 1990 notamment en ce qui concerne la caractérisation d'écoulement turbulent instationnaire. La PIV est une méthode de mesure de vitesse non intrusive et instantanée. Elle peut être bidimensionnelle ou tridimensionnelle. Dans notre cas nous n'avons travaillé qu'en 2D : mesure des deux composantes du vecteur vitesse situé dans le plan de mesure. Son principe général consiste à enregistrer des images de particules (traceurs) à des instants successifs. La corrélation de deux images successives permet de remonter localement au champ de déplacement de particules injectées dans l'écoulement et connaissant l'intervalle de temps séparant les deux images, et au champ de vitesse à un instant donné. La technique repose sur quatre étapes distinctes :

- L'ensemencement de l'écoulement (traceurs),
- La création d'un plan lumineux (Laser),
- L'acquisition d'images (Caméra CCD),
- Le post-traitement des images.

#### 2.1.1. Ensemencement

La techniques de visualisation consiste à rendre visible les particules fluides en mouvements en injectant un traceurs 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 traceurs doivent donc respecter certains critères :

- Ils doivent être de petite taille pour ne pas perturber l'écoulement suffisamment gros pour être observés,
- de masse volumique la plus proche possible de celle du fluide porteur et si possible de fort indice de réflexion par rapport au milieu ambiant.

L'ensemencement dépend donc des conditions expérimentales et des objectifs visés. On distingue des traceurs continus (colorants, fumée par exemple) qui donnent en général des informations qualitatives et les traceurs individualisés (particules solides, bulles...) qui donnent accès à des grandeurs quantitatives locales. Pour nos expériences en air, l'ensemencement de l'écoulement est réalisé avec des particules submicroniques d'huile d'olive produites par un générateur de particules de marque LaVision (figure 3.13) :



Figure 3.13 : Générateur de particule LaVision utilisé pour les mesures PIV en air

Pour les tests en eau, nous avons considéré deux types de particules :

- Des particules de polyamide (figure 3.14) produites par procédé de polymérisation. Les particules ne sont pas exactement sphériques et elles sont poreuses:

- Taille : de 20  $\mu\text{m}$  à 50  $\mu\text{m}$
- Densité : 1,03  $\text{g/cm}^3$  (densité de l'eau : 0,997  $\text{g/cm}^3$ )
- Indice de réfraction : 1,5

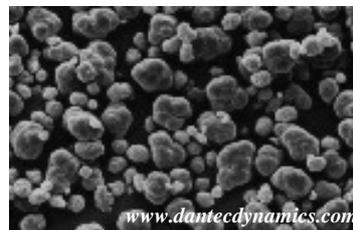


Figure 3.14 : Particules de polyamide

- Des particules sous forme de microbilles de verre (figure 3.15). Elles sont sphériques, non poreuse et à surface lisse :

- Taille : de 20  $\mu\text{m}$
- Densité : 1,1  $\text{g/cm}^3$  (densité de l'eau : 0,997  $\text{g/cm}^3$ )
- Indice de réfraction : 1,52

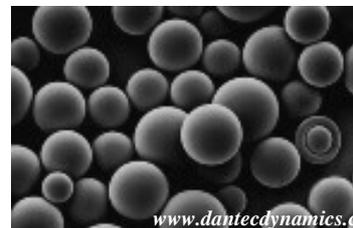


Figure 3.15 : Particules de verre

Pour estimer la vitesse de ces particules, il faut avoir une bonne diffusion de la lumière qui dépend de plusieurs paramètres, comme l'indice de réfraction du milieu fluide avec les particules, de la taille des particules et de leur orientation. Pour augmenter la diffusion de la lumière, on peut augmenter la taille des particules. Sauf que cette opération induit des temps de relaxation (des particules) plus importants ; ce qui donne aux particules un caractère moins traceur. En pratique, on augmente l'intensité de la lumière incidente (intensité des faisceaux laser) pour augmenter la quantité de lumière diffusée. Il est préférable dans ce cas là d'utiliser des particules avec un indice de réfraction important.

### 2.1.2. Plan lumineux

La PIV requiert la génération d'un plan lumineux monochromatique qui va éclairer les particules (traceur) injectées dans l'écoulement. Le plan lumineux est généré par un laser. Il peut être pulsé ou continu.

Dans le cas d'un plan lumineux pulsé, l'intervalle de temps entre deux flashes (ou plans lumineux), noté  $dt$ , est réglable par l'utilisateur et dépend des vitesses rencontrées dans l'écoulement. Nous avons utilisé dans un ce cas un laser Nd-YAG (Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet) de 700 mJ dont la mise en œuvre est assez aisée et qui délivre un plan lumineux de longueur d'onde unique égale à 532 nm. Sa fréquence maximale est de 15 Hz. Il est de fabrication Litron refroidit à l'eau (figure 3.16).



Figure 3.16 : Laser pulsé

Dans le cas d'un plan lumineux continu monochromatique (figure 3.17), l'intensité est beaucoup plus importante (environ 5 Watts en sortie). Il est moins encombrant, refroidi à l'air par un système de ventilation. Il délivre une lumière de longueur d'onde de 532 nm. Ce laser doit être couplé à une caméra disposant d'un obturateur permettant deux brefs clichés successifs. Pour les mesures à des fréquences élevées, nous avons utilisé ce laser couplé à une caméra rapide.



Figure 3.17 : Laser continu

Le faisceau laser ainsi produit sera transformé en un plan laser de faible épaisseur (~1mm) moyennant une lentille divergente (figure 3.18). L'angle d'ouverture de la nappe laser ainsi formée est fonction de la distance focale de la lentille utilisé. Connaissant le diamètre du faisceau laser, noté  $d$ , qui est une caractéristique du laser, on peut ainsi faire varier les dimensions de la nappe laser en changeant la lentille :

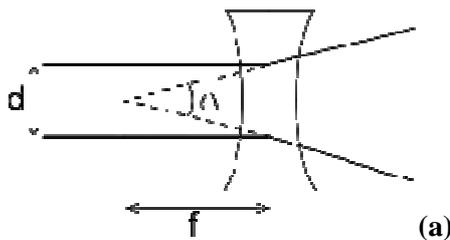


Figure 3.18 : (a) Relation entre l'angle d'ouverture de la nappe laser, la distance focale de la lentille et le diamètre du faisceau laser (b) Les lentilles LaVision

La nappe laser illumine les particules présentes dans l'écoulement qui, à leur tour, diffusent de la lumière vers un objectif. L'illumination des particules se fait selon la théorie de diffusion de Mie. Celle-ci stipule qu'une particule de dimension supérieure à la longueur d'onde de la lumière incidente, va avoir une section efficace de diffusion d'intensité variable. Cette surface varie selon l'angle d'observation, l'indice de réfraction, la taille de la particule et la longueur d'onde incidente (Raffel et al., 1998). Le schéma ci-dessous montre la diffusion de la lumière incidente du laser au contact de la particule :

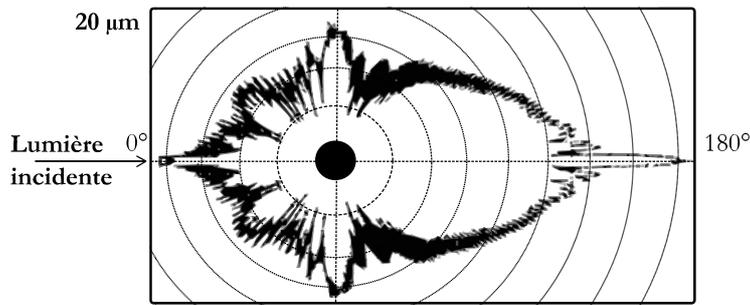


Figure 3.19 : Intensité de la lumière diffusée par une particule (diffusion de Mie)

### 2.1.3. Capture des positions des particules (Caméra CCD)

Les particules ensemencées dans le fluide en mouvement sont enregistrées au cours de leurs mouvements, sous forme d'images, par une caméra équipée d'un capteur CCD (Charge Coupled Device) à des instants différents. Le capteur CCD est un capteur photoélectrique qui convertit les photons reçus en un signal électrique. Chaque image enregistrée des particules sera donc captée par le capteur CCD. Le capteur CCD de la camera est formé d'un ensemble de micro-capteurs CCD rangés en colonne. Le nombre total des micro-capteurs ou pixel est égal à la résolution totale de la caméra de taille  $m \times n$ . Chaque pixel (e.q. micro-capteur CCD) correspond à un semi-conducteur à jonction p-n (figure 3.20a)

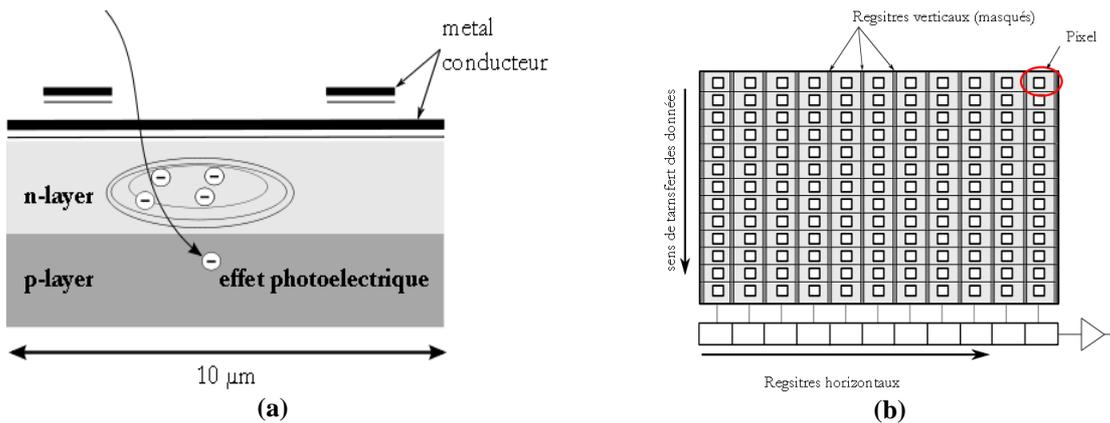


Figure 3.20 : (a) Model simplifié d'un pixel (b) Architecture du capteur CCD

Les lumières diffusées par les particules d'ensemencement sont capturées par les  $m \times n$  micro-capteurs du capteur CCD à deux instants  $t$  et  $t+dt$ . Les caméras utilisées doivent donc pouvoir faire des acquisitions de doublets successifs d'images. Il existe deux types de caméra : les caméras à fréquence d'acquisition standard (15Hz) et les caméras à haute fréquence d'acquisition (jusqu'à 50 kHz). Pour les deux types de caméras citées, il existe dans la pratiques deux méthodes pour suivre les particules et ceci dépend du type du laser utilisé : pulsé ou continu.

Dans le cas d'un laser pulsé (figure 3.16), la caméra et le laser sont synchronisés dès le début des acquisitions et à chaque pulse du laser. Les particules sont illuminées par le plan laser en deux temps. La première mesure correspond au premier pulse du laser à l'instant  $t$ . La particule est alors figée et une image est prise. La charge est accumulée et transférée aux cellules de stockage pendant une durée faible ( $\leq 1\mu s$ ) où la conversion charge-voltage est opérée. Ensuite, les cellules sensibles sont exposées aux deuxième pulse laser à  $t+dt$  et une deuxième image est prise. Le suivi des particules entre  $t$  et  $t+dt$  permet de calculer la

vitesse du fluide. Les deux images sont ensuite transférées séquentiellement pour être stockées sous forme de données numériques. L'enregistrement des images peut se faire soit sur la mémoire interne de la caméra ou directement dans l'unité de stockage (disque dur externe à la caméra). La deuxième solution offre la possibilité d'augmenter le nombre d'acquisitions simultanées vu qu'on n'est plus limité par la mémoire interne de la caméra qui, en générale, n'est pas trop grande.

Dans le cas d'un laser continu (figure 3.17), la caméra est synchronisée avec le laser uniquement au déclenchement de la première acquisition et à la fin de la mesure. Les particules sont illuminées en continu et c'est la caméra qui prend deux images successives des particules avec un intervalle de temps  $dt$  entre les deux images d'une même paire. Dans le cas de la caméra rapide, les doublets d'images capturées par la caméra sont enregistrés, en premier temps, dans la mémoire interne de la caméra ensuite transférées à l'unité de stockage des données une fois les acquisitions terminées. L'opération de transfert des données constitue l'étape la plus lente dans le processus. Ce type de caméra est limité en mémoire interne (8Go dans notre cas). Typiquement, on peut acquérir au maximum 2500 images à 2000Hz, en pleine résolution de la caméra c'est-à-dire  $1024 \times 1024$  pixels.

Dans nos tests, nous avons considéré deux types de chaînes d'acquisition PIV :

- Une chaîne d'acquisition PIV rapide formée d'un laser continu à 5 Watts et une caméra rapide (50 kHz) de résolution  $1024 \times 1024$  pixels et de mémoire interne égale à 8 Giga-octet,
- Une chaîne d'acquisition PIV standard formée d'un laser pulsé (125 mJ/pulse), de fréquence 15Hz synchronisé avec une caméra classique à 15Hz, de résolution  $1600 \times 1200$  pixels et de mémoire interne égale à 2Go.

#### **2.1.4. Traitements des images**

Les paires d'images enregistrées sont, ensuite, post-traitées afin d'évaluer les champs de vitesses instantanés.

Chaque image est divisée en plusieurs petites zones appelées zones d'interrogations de tailles variables ;  $8 \times 8$  pixels,  $16 \times 16$  pixels, ...,  $128 \times 128$  pixels. Un vecteur vitesse est associé à chaque zone d'interrogation. Le choix de la taille de la zone d'interrogation est fixé en fonction de la dynamique de l'écoulement, de la résolution voulue et de la taille des particules.

En effet, pour un intervalle de temps  $dt$  fixé:

- Entre deux images, une particule doit pouvoir se déplacer au sein de la zone d'interrogation à laquelle elle appartient d'une distance n'excédant pas  $\frac{1}{4}$  de la taille de la zone d'interrogation,
- Le nombre de particules contenues dans une zone d'interrogation doit être statistiquement suffisant pour pouvoir estimer la vitesse de déplacement du fluide à l'intérieur de la zone d'interrogation. Chaque zone d'interrogation doit contenir entre 15 et 30 particules.

La méthode de traitement des images dépend de la méthode d'enregistrement des positions des particules. Pour davantage d'informations sur ce sujet, les lecteurs sont invités à consulter Raffel et al. (1998). La méthode que nous avons utilisée pour nos post-traitements est l'intercorrélation des images d'un même doublet.

L'intercorrélation est une corrélation appliquée à des images successives enregistrées séparément (figure 3.21) :

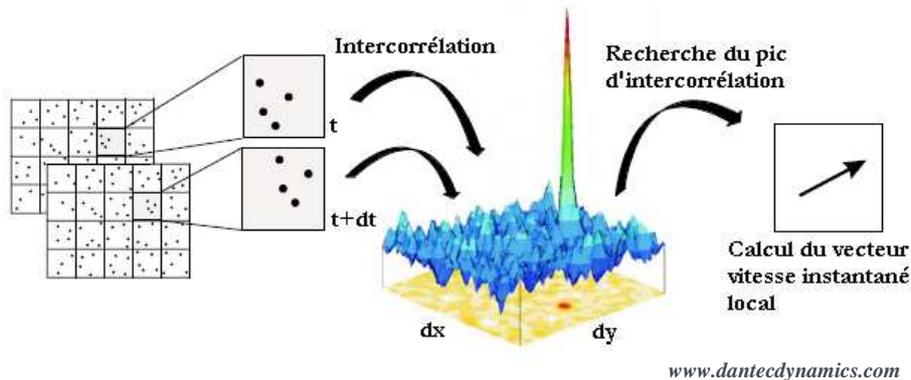


Figure 3.21 : Evaluation des mesures PIV par la méthode d'autocorrélation

Cette opération mène à un pic (figure 3.21) qui correspond au déplacement moyen des particules entre la première et la deuxième exposition. La position du pic par rapport au centre de la fenêtre d'interrogation indique le sens de l'écoulement. Dans l'analyse par corrélation la taille de la fenêtre d'interrogation doit être choisie en fonction du déplacement maximum des particules entre les images. D'autre part, on peut définir le pourcentage de recouvrement des fenêtres d'interrogation puisque ces dernières ne sont pas seulement juxtaposées mais peuvent être décalées. Le recouvrement maximal qui ne crée pas de sur-échantillonnage est de 50% (Lecordier et al., 1994). Un recouvrement supérieur ne produira qu'un surcroît de données pouvant être obtenus par simple interpolation.

L'intercorrélacion présente des limites parmi lesquelles la sous-estimation de la valeur du vecteur vitesse dans le cas où on a une inhomogénéité de la vitesse de déplacement des particules. En effet, lorsque les particules les plus rapides ont des positions initiales ou finales à l'extérieur de la zone d'interrogation, le calcul sera basé sur les particules les plus lentes ce qui biaise les mesures par PIV en sous estimant le champ de vitesse. Ce phénomène apparaît souvent dans le cas où l'écoulement présente un fort gradient de vitesse dans la zone de mesure. Le cas du fort gradient provoque aussi des déformations importantes. Ceci induit à dire que la taille de la zone d'interrogation ainsi que le recouvrement choisi doivent dépendre essentiellement de l'écoulement étudié. Cependant ce problème peut être réduit si on choisit un algorithme de traitement adaptatif qui adapte la taille de la zone d'interrogation à la région qui présente une forte densité de particules en mouvement.

Il est à noter finalement que les mesures par PIV bidimensionnelles présentent des erreurs dues à la présence des effets tridimensionnels dans l'écoulement, et que ces erreurs sont d'autant plus importantes que l'épaisseur de la nappe laser est grande. C'est pour cela, que l'on doit faire attention dans le cas de mesures 2D en vérifiant bien que l'épaisseur de la nappe soit, dans l'idéal, du même ordre de grandeur que les particules, ce qui est difficilement réalisable. Nous avons pu atteindre une épaisseur de l'ordre de 1mm dans nos mesures. Les champs de vitesse calculés sont ensuite enregistrés pour être post-traités et analysés. Un exemple des résultats obtenus est présenté sur la figure 3.22.

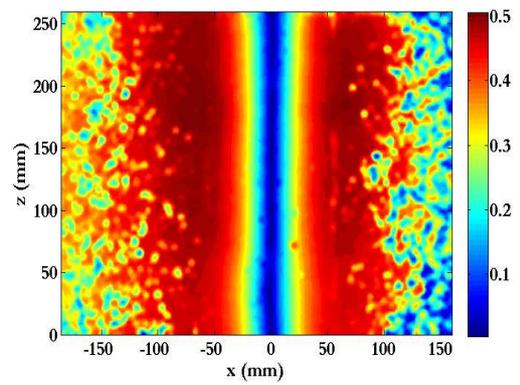
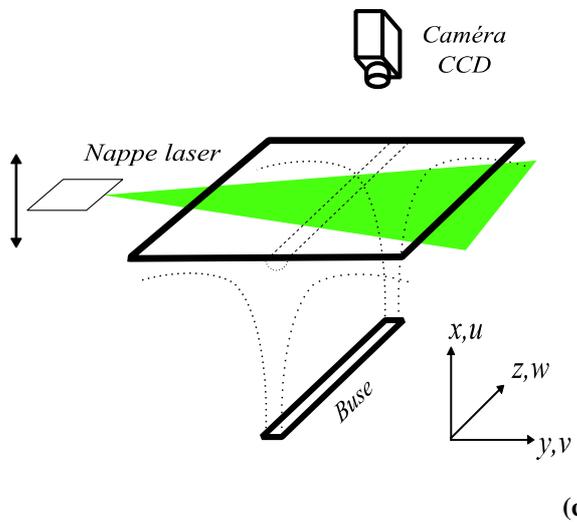
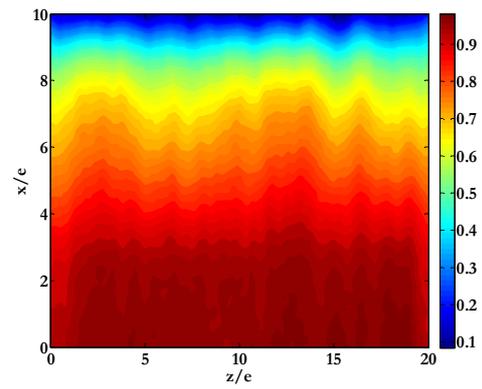
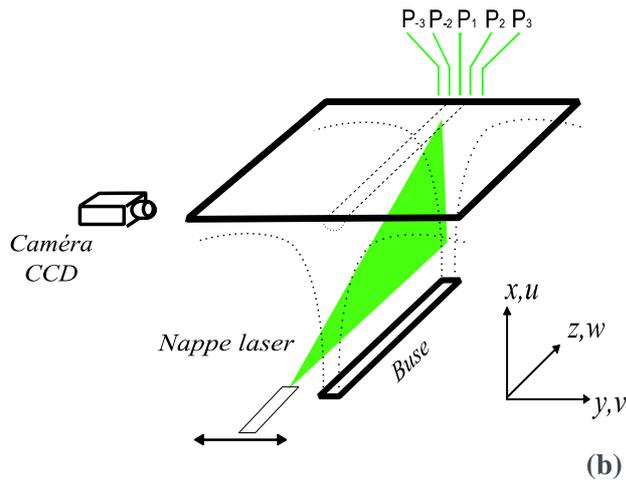
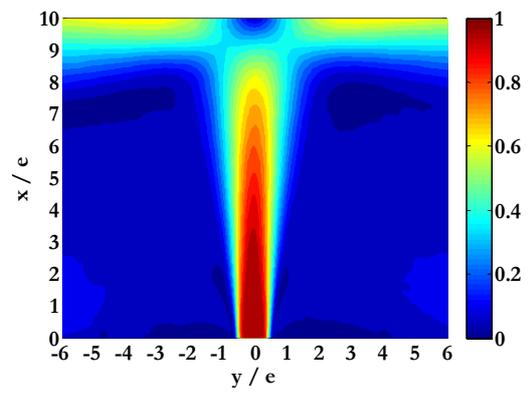
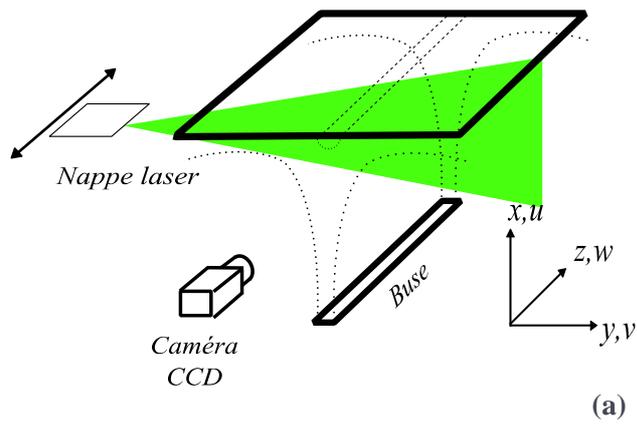


Schéma de la chaîne d'acquisition

Contour de la vitesse moyenne du jet obtenu par PIV

Figure 3.22 : Exemples de mesures par PIV sur un jet plan en impact

- a) Le plan laser est transversal au plan du jet
- b) Le plan laser est parallèle au plan du jet
- c) Le plan laser est parallèle à la plaque d'impact du jet

## 2.2. Polarographie

Le principe de la méthode polarographique repose sur l'électrolyse rapide d'un couple oxydoréducteur en solution dans un conducteur généralement aqueux. L'électrolyse a lieu dans une cellule électrochimique. Celle-ci se compose de deux électrodes : une anode et une cathode (électrode de mesure) mises en contact avec une solution électrochimique contenant le couple oxydoréducteur. En appliquant une tension de polarisation,  $U_p$ , entre l'anode et la cathode, il y'a création d'un courant électrique  $I$ . Celui-ci permet de déterminer le gradient pariétal de vitesse moyennant des expressions analytiques qui seront présentées dans ce qui suit. Le courant mesuré résulte de l'effet combiné de trois modes distincts de transport des deux espèces ioniques,  $Ox$  et  $R_{red}$  :

- La diffusion moléculaire due à la présence d'un gradient de concentration au voisinage de l'électrode de mesure,
- La convection naturelle ou forcée au sein de la solution,
- La migration ionique sous l'effet du champ électrique résultant de la polarisation de l'électrode.

Le phénomène de migration ionique est un phénomène purement électrique. On peut le supprimer en ajoutant au réactif en solution, un électrolyte indifférent en quantité très importante par rapport aux entités chimiques actives. Dans ces conditions, la quantité de réactif réduite à l'électrode de mesure ne dépend que des possibilités d'apport par diffusion ou convection (Aglat, 1994).

### 2.2.1. Recours aux techniques électrochimiques

La technique électrochimique est utilisée dans cette étude, principalement à cause des limites que nous avons rencontrée avec la technique PIV pour la mesure du gradient pariétal de vitesse. En effet, pour ce type de mesures, il faut se placer dans la sous-couche limite visqueuse de l'écoulement en proche paroi. Pour mesurer des vitesses à une telle échelle de longueur en PIV, il faut concentrer toute la résolution du capteur CCD de la caméra PIV sur un champ de mesure en proche paroi de petite taille (de l'ordre de  $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ ). Etant donné que c'est des mesures en proche paroi, les particules, utilisées comme traceurs pour la PIV, peuvent se déposer sur la paroi et fausser ainsi les mesures de vitesse, ce qui ajoute une incertitude non négligeable sur les mesures du gradient pariétal de vitesse par PIV. D'autre part, les réflexions du plan laser sont inévitables en proche paroi et les mesures seront biaisées du fait d'un faible rapport signal/bruit dans ces champs de vitesse. Nous présenterons plus loin une étude comparative du gradient pariétal de vitesse mesuré à la fois par PIV rapide et par électrochimie.

### 2.2.2. Principe de la technique électrochimique

Cette méthode est une application des travaux de Nernst (1904) sur les transferts ioniques des couples redox en milieu aqueux. Initialement, elle était utilisée pour mesurer la concentration d'un réactif ionique en solution dans un fluide au repos. Heyrovsky et al. (1922-1935) de l'université Charles à Prague ont développé cette technique pour l'analyse qualitative et quantitative des ions en solution. Pour cela, ils mesuraient un courant/tension aux bornes d'une cellule à électrolyse. Lorsque la concentration est connue, cette technique permet de mesurer localement et instantanément un flux de matière à une électrode et par là,

en utilisant des corrélations empiriques, il est possible d'en déduire le gradient pariétal de vitesse. L'électrochimie offre aussi la possibilité de connaître le sens de l'écoulement pariétal (Aglat, 1994). Ranz (1958) est le premier à utiliser la polarographie pour une mesure locale de vitesse. L'utilisation de la polarographie pour les mesures pariétales dans le sens connu aujourd'hui a été introduite par Reiss et Hanratty (1962). En effet, ces derniers ont utilisé cette technique pour la mesure du frottement pariétal par analogie avec l'anémométrie à film chaud. La mesure du transfert de masse permet ainsi de remonter aux caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement. En effet, pour la polarographie la température est remplacée par la concentration qui doit être constante (i.e. écoulement uniforme) sur la surface de l'électrode de mesure. Afin d'avoir un écoulement uniforme sur la surface de l'électrode, il faut donc que la dimension caractéristique de celle-ci soit petite devant les échelles de turbulence de l'écoulement. La température de la solution doit être maintenue constante afin de maintenir la densité, la viscosité et le coefficient de diffusion du fluide constants. D'autre part, les solutions électrochimiques utilisées doivent avoir une cinétique rapide, ainsi les fluctuations de vitesse peuvent être liées aux fluctuations du courant  $I$  délivré par la microélectrode de mesure. Ceci est permis sous l'hypothèse que la vitesse varie linéairement dans la couche limite de concentration massique. Cependant, l'effet capacitif de la couche limite de concentration (sous couche thermique pour l'anémométrie à fil chaud) filtre le signal électrochimique et limite les mesures aux basses fréquences. La réponse non linéaire de la sonde aux fortes fluctuations limite les mesures aux faibles intensités de turbulence (Rehimi, 2006). Le gradient pariétal de vitesse est déduit à partir du courant mesuré par la technique polarographique moyennant des expressions analytiques bien déterminées. Une revue de littérature sur les solutions analytiques proposées est présentée plus loin dans ce chapitre.

Lebouché et Cognet (1967) ont présenté une étude critique et approfondie de la méthode polarographique en indiquant la méthodologie de mise en place ainsi que les limitations de cette méthode. Phares et al. (2000) ont néanmoins qualifié cette méthode comme la plus précise parmi toutes les méthodes indirectes utilisées à ce jour pour la mesure du gradient pariétal dans la zone d'impact d'un jet.

### 2.2.3. Principe physique de la méthode électrochimique

La cellule électrochimique est le siège d'une réaction d'oxydoréduction. Elle est formée d'une électrode de mesure (cathode) et d'une contre électrode (anode). L'électrode est fine et de petite taille pour permettre une étude locale du transfert de masse. La contre électrode est de grandes dimensions ( $\geq 1000$  fois celle de l'électrode) pour ne pas limiter le courant circulant dans la cellule (figure 3.23).

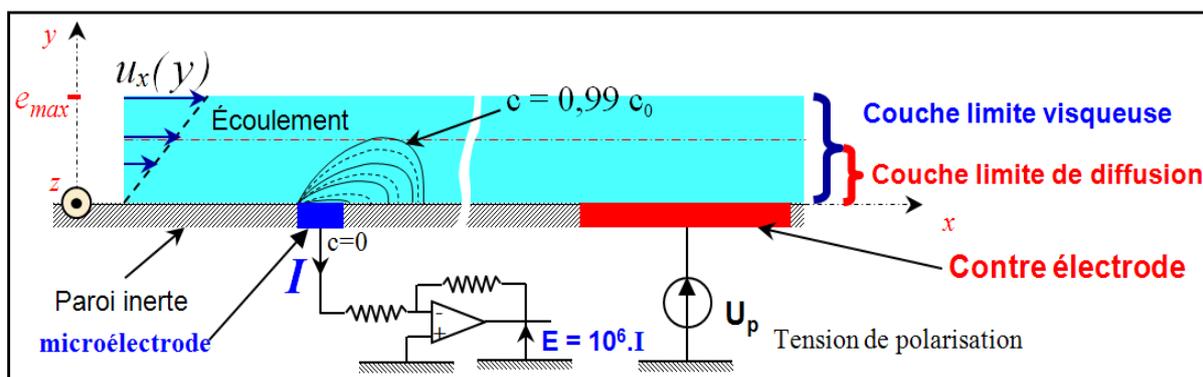


Figure 3.23: Principe d'une cellule électrochimique

La réaction électrochimique est une réaction d'oxydoréduction. Les réactions d'oxydoréduction sont définies en termes de réarrangement électronique. On dit qu'on a oxydation d'un réactif ou d'une espèce  $R$  au cours d'une réaction, si  $R$  perd un ou plusieurs électrons, au dépend d'une autre espèce qui est réduite. Une réaction d'oxydoréduction quelconque s'écrit :



Le sens de cet équilibre dépend de plusieurs facteurs surtout de la thermodynamique de la réaction dans les conditions standards : le facteur  $\Delta G_0$  de la réaction et la concentration des espèces chimiques, où  $\Delta G_0$  est l'enthalpie libre standard de la réaction d'oxydoréduction.

Dans la cellule électrochimique, la forme oxydée  $Ox$  d'une paire *Redox* se présente généralement dans la solution sous forme de cations. L'électrode, constituée directement de la forme réduite,  $Red$  est conductrice et est constituée d'une microélectrode de très faibles dimensions et affleurante à une paroi inerte. Cette microélectrode est généralement faite en matériaux nobles inattaquable chimiquement (Nickel, or, platine, etc.). Généralement, on utilise le platine recuit avec une pureté de 99,9%. Si on ferme le circuit reliant les deux électrodes, un courant passe de l'électrode du plus haut potentiel (la cathode) à celle du plus bas potentiel (l'anode). Celui-ci s'accompagne d'une oxydation sur l'anode et d'une réduction sur la cathode. La différence de potentiel  $E_{celluleelectroch}^0$  entre les deux électrodes est reliée à l'enthalpie libre standard  $\Delta G_0$  de la réaction d'oxydoréduction par :

$$\Delta G_0 = -n_{e^-} \cdot F \cdot E_{celluleelectroch}^0 \quad [3.8]$$

où  $F = N_{avogadro} \cdot e \approx 9.65 \cdot 10^4 \text{ C} \cdot \text{mol}^{-1}$  ( $F$  : Constante de Farady)

$N_A$  : Nombre d'Avogadro

$e$  : Charge élémentaire

$n_{e^-}$  : Nombre d'électrons mis en jeu dans la réaction d'oxydoréduction

Selon la seconde loi de la thermodynamique, un processus n'est spontané que si  $\Delta G < 0$ . Ceci implique que la réaction d'oxydoréduction ne se produirait spontanément que si  $E_{celluleelectroch}^0 > 0$ .

Pour une réaction du type :



La variation d'enthalpie libre  $\Delta G$  varie avec les concentrations des différentes espèces selon :

$$\Delta G = \Delta G_0 + RT \ln Q \quad [3.10]$$

où :  $Q$  : Le quotient réactionnel :  $Q = \frac{[C]^\chi [D]^\delta \dots}{[A]^\alpha [B]^\beta \dots}$

$R$  : Constante des gaz parfaits

$T$  : Température du milieu (K)

De cette équation et de l'équation [18], on déduit la loi de Nernst :

$$E_{\text{cellule electroch}} = E_{\text{celule electroch}}^0 - \frac{RT}{nF} \ln(Q) \quad [3.11]$$

Si la réaction est suffisamment rapide, le courant qui se crée est un courant limite de diffusion. Celui-ci est fonction :

- Du transport convectif dans le milieu où l'espèce active est présente,
- De la diffusion massique liée à la concentration de l'espèce active,
- De la convection naturelle sous l'effet des gradients de masse volumique liés aux gradients de concentrations (la convection naturelle est négligée tant que le transport convectif est prédominant),
- La migration due à la présence d'un champ électrique entre les deux électrodes. Dans la pratique, on ajoute un excès d'électrolyte pour annuler l'effet de ce champ sur la diffusion de l'espèce active.

### 2.2.3.1. Bilan de conservation d'espèce

En absence de convection naturelle et pour une cinétique réactionnelle rapide, le vecteur densité de flux de l'espèce active  $\vec{J}$ , est le résultant de la migration des ions due au gradient de concentrations dans la solution, au transport convectif de ces ions et au champ électrique résultant de la polarisation de la cellule électrochimique :

$$\vec{J} = -D.\overrightarrow{\text{grad}}(C) + C.\vec{U} + \mu.C.\overrightarrow{\text{grad}}(v) \quad [3.12]$$

où :

- D : Le coefficient de diffusion moléculaire
- $\vec{U}$  : La vitesse instantanée de l'écoulement
- $\mu$  : La mobilité de l'espèce chimique en question
- C : La concentration de l'espèce chimique en question
- v : Le potentiel électrique dans le milieu

L'équation de conservation s'écrit :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \text{div}(\vec{J}) = 0 \quad [3.13]$$

En ajoutant dans la solution un excès d'électrolyte inerte, on neutralise le champ électrique et on limite la décharge aux phénomènes de convection et diffusion moléculaire. L'équation [3.13] s'écrit dans le cas de diffusivité moléculaire à densité constante :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{U}.\overrightarrow{\text{grad}}(C) = D.\Delta C \quad [3.14]$$

### 2.2.3.2. Equation de conservation dans la sous couche visqueuse

On considère  $l_s$  et  $l$  respectivement la longueur de la sonde rectangulaire et sa largeur. Celle-ci est placée dans un écoulement bidimensionnel, affleurante à la paroi inerte. L'équation [3.14] s'écrit alors en 2D :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U_x \frac{\partial C}{\partial x} + U_y \frac{\partial C}{\partial y} = D \left( \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) \quad [3.15]$$

Les conditions aux limites associées à cette équation sont représentées ci-dessous :

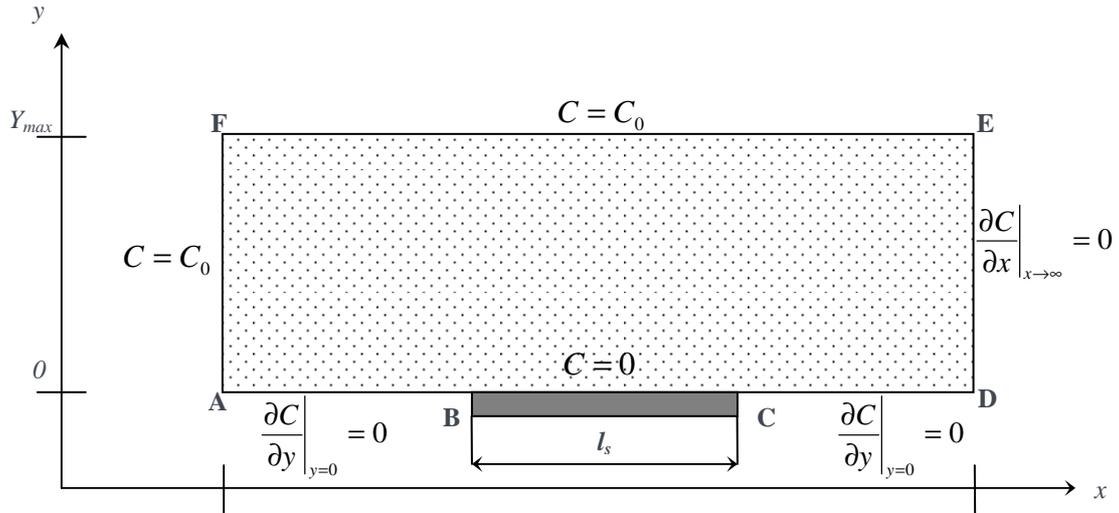


Figure 3.24: Condition aux limites de l'équation de conservation en sous couche visqueuse

$$\begin{aligned}
 x \rightarrow \infty \text{ et } y \geq 0 & : C = C_0 \\
 y = 0 \text{ et } 0 \leq x \leq l & : C = 0 \\
 y > 0 \text{ et } x \rightarrow \infty & : \left. \frac{\partial C}{\partial x} \right|_{x \rightarrow \infty} = 0 \\
 y = 0 \text{ et } x \in ]-\infty, -L_s/2[ \cup ]L_s/2, \infty[ & : \left. \frac{\partial C}{\partial y} \right|_{y=0} = 0
 \end{aligned}$$

Lorsque le nombre de Schmidt, défini par  $S_c = \nu/D$  est largement supérieur à 1, la couche limite massique est très petite devant celle qui est visqueuse. Ceci permet d'écrire que :

$$U_x = S(x, t)y \quad \text{où} \quad S(x, t) = \left( \frac{\partial U_x}{\partial y} \right)_{y=0} \text{ est le gradient pariétal de vitesse}$$

Dans le cas d'un écoulement incompressible, la composante  $U_y$  est déduite de  $\text{div}(\vec{U})=0$ . L'équation de convection-diffusion s'écrit alors :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + S(x, t)y \frac{\partial C}{\partial x} - \frac{y^2}{2} \frac{\partial S}{\partial x} \frac{\partial C}{\partial y} = D \left( \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) \quad [3.16]$$

### A. Cas d'un gradient homogène en paroi en régime permanent

Reiss et Hanratty (1962), puis Mitchell et Hanratty (1966) ont résolu l'équation de convection diffusion afin d'établir une relation entre le transfert de masse au niveau de la sonde et le gradient pariétal de vitesse. Ils ont ajouté, pour cela, les hypothèses simplificatrices suivantes :

- Ecoulement en régime permanent :  $\frac{\partial C}{\partial t} = 0$
- Gradient pariétal de vitesse homogène sur la surface de la sonde :  $S(x, t) = S(t) = \bar{S}$
- Diffusion axiale négligeable :  $\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 C}{\partial y^2}$

L'équation [3.16] s'écrit alors :

$$\bar{S}y \frac{\partial C}{\partial x} = D \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \quad [3.17]$$

La solution analytique de l'équation précédente s'écrit (Rehimi, 2006) :

$$C(\eta) = \frac{C_0}{3^{2/3} \Gamma(4/3)} \int \exp\left(-\zeta^3/9\right) d\zeta \quad [3.18]$$

où  $\eta = \frac{y}{\partial(x)}$  avec  $\partial(x) = \left(\frac{Dx}{\bar{S}}\right)^{1/3}$

Le flux massique total s'écrit

$$\phi = \int_{sonde} \vec{J} \cdot d\vec{A}_s = D \int_{sonde} \left(\frac{\partial C}{\partial y}\right)_{y=0} dx \quad [3.19]$$

La solution adimensionnelle de l'équation (19) est appelée « Solution de Levêque », elle est de la forme :

$$\bar{Sh} = 0.807 Pe^{1/3} \quad [3.20]$$

avec :  $\bar{Sh} = \frac{l}{D} K_m = \frac{I}{nFC_0A_s} \frac{l}{D}$  et  $Pe = \frac{\bar{S} l^2}{D}$

$\bar{Sh}$  : Le nombre de Sherwood moyen. Le nombre de Sherwood traduit le courant moyen absorbé par la sonde ; c'est l'équivalent du nombre de Nusselt en transfert de chaleur.

$Pe$  : Le nombre de Peclet qui traduit le rapport de la convection sur la diffusion. Plus Peclet est faible, plus la diffusion est dominante. Dans le cas contraire c'est la convection qui l'emporte.

$K_m$  : le coefficient de transfert de masse

En régime stationnaire, le courant limite de diffusion s'écrit :

$$I = 0.807.n.F.C_0.A_s \cdot \frac{D}{l} \left(\frac{\bar{S}l^2}{D}\right)^{1/3} \quad [3.21]$$

Dans certaines conditions, la solution de Levêque ne permet pas de reproduire le gradient pariétal exact à la paroi. En effet, dans plusieurs expériences utilisant des sondes de ailles réduites, on se trouve avec des valeurs de nombres de Peclet moyens tel que :  $1 \leq \bar{Pe} \leq 1000$ . Dans ce cas, le terme de diffusion axiale

$D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}$  ne peut être négligé. Ling (1962) a proposé, alors, un terme correctif relatif à la diffusion axiale.

L'équation [3.20] devient alors :

$$\bar{Sh} = 0,807 Pe^{1/3} + 0,19 Pe^{-1/6} \quad [3.22]$$

Une autre proposition a été faite par Nakoryakov et al. (1986). Ces derniers ont résolu l'équation de convection diffusion en utilisant la méthode des différences finies, et pour des nombres de Peclet entre  $10^{-2}$  et  $10^3$ . Ils ont trouvé alors l'expression suivante :

$$Sh = \begin{cases} 6,28 \times (4,87 + 0,77 \times Pe - \ln(Pe))^{-1} & \text{pour } (Pe \leq 1) \\ 0,807 \times Pe^{\frac{1}{3}} + \frac{0,873}{0,886 + Pe^{\frac{1}{6}}} & \text{pour } (Pe \geq 1) \end{cases} \quad [3.23]$$

Geshev (1995) ont affirmé que cette relation est plus fiable que celle proposée par Ling (1962). Geshev (1995) de son côté a utilisé une formulation intégrale de l'équation de convection. Il a trouvé alors une solution qui s'écarte de 0,5% de celle de Levêque, pour des  $Pe > 7000$ . Nous avons reporté sur la figure ci-dessous l'ensemble des solutions évoquées précédemment :

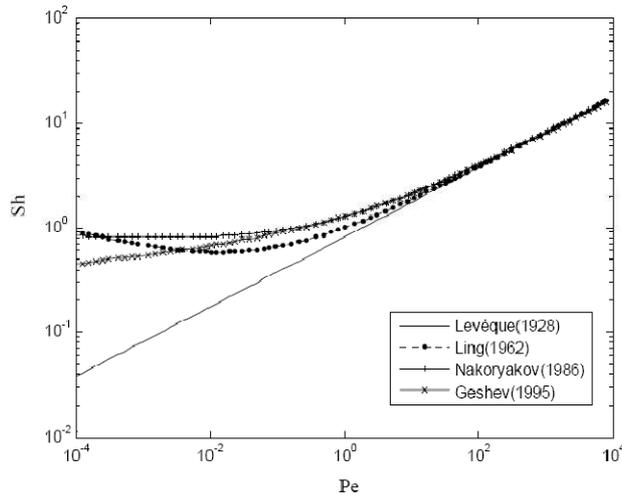


Figure 3.25 : Évolution de Sherwood en fonction de Peclet

### B. Cas des sondes circulaires simples

Nous avons utilisé dans nos mesures par électrochimie des électrodes de mesures de section circulaire. L'avantage d'utiliser des sondes circulaires réside en leurs compacités et la facilité de leur mise en place. Selon Reiss et Hanratty (1962), une sonde circulaire de diamètre  $d_s$  se comporte en régime stationnaire comme une sonde simple de longueur équivalente  $l_e$ , la relation suivante permet de donner la longueur équivalente en fonction du diamètre de la sonde :

$$l_e = 0.81356 \times d_s \quad [3.24]$$

Cependant, les sondes circulaires présentent une limite contrairement aux sondes rectangulaires. En effet, la diffusion dans la direction de l'envergure des sondes circulaires n'est pas négligeable pour  $Pe > 1000$  (Py et Gosse, 1969).

#### 2.2.3.3. Réponse des sondes électrochimiques en régime instationnaire

Etant donné que les écoulements étudiés en pratiques sont souvent instationnaires et turbulent, la solution de Levêque ne permet pas d'approximer correctement le gradient de vitesse. En effet, la couche de concentration a du mal à suivre les fluctuations du gradient pariétal de vitesse. Il s'en suit une atténuation du signal fluctuant et un déphasage au niveau du signal de courant de sortie mesuré.

Pour ce type de régime d'écoulement, il existe différentes autres méthodes d'estimation du gradient pariétal de vitesse. Nous présentons trois d'entre elles : la solution quasi-stationnaire, les fonctions de transfert et la

solution de Sobolik et al.(1987).

Toutes ces méthodes s'accordent à négliger la diffusion axiale du transfert de masse et se placent dans le cas d'un gradient pariétal de vitesse homogène sur la surface de la sonde. L'équation à résoudre dans ce cas est la suivante :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + S(t) \frac{\partial C}{\partial x} = D \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \quad [3.25]$$

### A. Solution quasi-stationnaire

Dans cette approche, on suppose que le transfert de masse suit instantanément les variations des fluctuations de l'écoulement et on écrit que (Rehimi, 2006):

$$Sh(t) = 0,807 \left( \frac{S(t)l^2}{D} \right)^{\frac{1}{3}} = 0,807 \times Pe(t)^{\frac{1}{3}} \quad [3.26]$$

D'où l'expression du gradient  $S(t)$  est :

$$S(t) = \frac{D}{l^2} \left( \frac{Sh(t)}{0,807} \right)^3 \quad [3.27]$$

Il faut rappeler que cette équation est applicable dans le cas où la diffusion axiale est négligeable (à forts Peclet moyen), et que l'inertie de la sonde est supposée négligeable (faibles fréquences adimensionnelles).

$$\bar{S}y \frac{\partial C}{\partial x} = D \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \quad [3.28]$$

D'autre part, en effectuant une décomposition de Reynolds des coefficients de transfert de masse  $K$  et du gradient pariétal de vitesse  $S$ , et en supposant que  $s(t)/\bar{S}$  est suffisamment faible, Mitchel et Hanratty (1966) ainsi que Sirkar et Hanratty (1969) ont proposé les solutions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{Sh} = \frac{\bar{K}l}{D} = 0,807 \times \bar{Pe}^{\frac{1}{3}} \left( 1 - \frac{1}{9} \frac{\overline{s(t)^2}}{\bar{S}^2} + \dots \right) \\ \frac{Sh(t)}{\bar{Sh}} = \frac{k(t)}{\bar{K}} = \frac{1}{3} \frac{s(t)}{\bar{S}} - \frac{1}{9} \left( \frac{s^2}{\bar{S}^2} - \frac{\bar{s}^2}{\bar{S}^2} + \dots \right) \end{array} \right. \quad [3.29]$$

Obtenues par un développement en série de Taylor de l'expression [3.26]

Cependant, l'équation [3.27] est plus pratique, ce qui lui a valu d'être plus utilisée que l'équation [3.29].

### B. Fonctions de transfert

Les solutions quasi-stationnaires sont valables dans le cas où l'écoulement n'est pas complètement turbulent (cas de grosses structures associées aux basses fréquences en régime instationnaire). La connaissance du courant limite de diffusion  $I(t)$  (i.e.  $Sh(t)$ ) dans ce cas, permet de remonter facilement au gradient pariétal de vitesse  $S(t)$  en utilisant les solutions quasi-stationnaire. Cependant, dans le cas d'un écoulement turbulent, la richesse du spectre de l'écoulement limite l'utilisation de la solution quasi-stationnaire et impose l'utilisation de fonctions de transfert dans le domaine spectral (Rehimi, 2006). Cependant, les taux des fluctuations doivent être faibles devant l'écoulement moyen pour toutes les fréquences pour pouvoir utiliser les fonctions de transferts. Dans la théorie linéaire, on montre que la densité

spectrale de la composante fluctuante du courant limite de diffusion, notée  $W_{II}$ , st liée à la densité spectrale de la composante fluctuante du gradient pariétal de vitesse, notée  $W_{SS}$ , par une fonction de transfert  $H(f)$ , et on écrit :

$$W_{II} = |H(f)|^2 W_{SS} \quad [3.30]$$

où  $H(f)$  désigne la fonction de transfert reliant la réponse d'une microélectrode à une excitation sinusoïdale de fréquence  $f$  du gradient pariétal de vitesse.

Au départ, l'utilisation de la méthode électrochimique était restreinte au domaine quasi-stationnaire puisqu'on n'appliquait pas de corrections fréquentielles. Plusieurs auteurs (Fortuna et Hanratty, (1971) ; Dumaine, (1981) ; Yanov et Grafov, (1984) ; Ambari et al., 1986) montrent un comportement asymptotique de  $|H(f)|$  proportionnel à  $f^{-3/2}$  pour les sondes rectangulaires et circulaires à hautes fréquences. Par la suite, Mao et Hanratty (1985), Nakoryakov et al. (1986) montrent que  $|H(f)|$  est proportionnelle à  $f^{-1}$  et un retard de phase de  $-\pi/2$  pour les hautes fréquences.

Les approches utilisées pour calculer les fonctions de transfert peuvent être classées en deux groupes. Le premier se base sur des développements analytiques ou semi analytiques, et la deuxième approche est plutôt basée sur le calcul numérique que ce soit en appliquant des intégrations numériques ou par la recherche de la réponse des sondes électrochimiques en résolvant numériquement l'équation de convection diffusion.

#### a. Approche semi analytique

Dans le but de l'application de la méthode électrochimique pour l'étude de la turbulence pariétale, Mitchell et Hanratty (1966) et Fortuna et Hanratty (1971) ont résolu l'équation [3.25] dans le cas où  $s(t)/\bar{S} \ll 1$ . En écrivant le gradient pariétal de vitesse de la forme  $S(t) = \bar{S} + \text{Re}(\tilde{s} e^{i\omega t})$  et le champ de concentration de la forme  $C = \bar{C} + \text{Re}(\tilde{c} e^{i\omega t})$ , ils obtiennent deux expressions pour décrire le transfert de masse :

$$\bar{S} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} = D \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial y^2} \quad [3.31]$$

Pour déterminer le transfert de masse moyen et admet pour solution la solution de Levêque.

$$i\omega \tilde{c} + \bar{S} y \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x} + \tilde{s} y \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} = D \frac{\partial^2 \tilde{c}}{\partial y^2} \quad [3.32]$$

pour décrire la partie instationnaire du transfert de masse.

Les conditions aux limites pour les deux équations s'écrivent comme suit :

- $\bar{C} = \tilde{c} = 0$  sur la surface de la sonde,
- $\bar{C} = C_0$  et  $\tilde{c} = 0$  loin de la sonde
- $\left( \frac{\partial \bar{C}}{\partial y} \right)_{y=0} = \left( \frac{\partial \tilde{c}}{\partial y} \right)_{y=0} = 0$  sur les parois inertes.

Pour les fluctuations de faibles fréquences, Mitchell et Hanratty (1966) expriment les composantes réelle  $c_R$  et imaginaire  $c_I$  de  $\tilde{c}$  sous la forme de deux séries de puissance de la fréquence  $f$  ainsi :

$$\begin{cases} c_R = c_{R_0} + 2\pi f c_{R_1} + (2\pi f)^2 c_{R_2} + \dots \\ c_I = c_{I_0} + 2\pi f c_{I_1} + (2\pi f)^2 c_{I_2} + \dots \end{cases} \quad [3.33]$$

Ils montrent que l'équation précédente ne peut s'écrire que sous la forme :

$$\begin{cases} c_R = c_{R_0} + (2\pi f)^2 c_{R_2} + (2\pi f)^4 c_{R_4} + \dots \\ c_I = 2\pi f c_{I_1} + (2\pi f)^3 c_{I_3} + \dots \end{cases} \quad [3.34]$$

Reiss et Hanratty (1962) ont tronqué l'équation [3.34] au premier ordre en écrivant que :

$$\tilde{c} = c_{R_0} + i2\pi f c_{I_1} \quad [3.35]$$

Le coefficient d'amortissement du transfert de masse s'écrit alors :

$$A^2 = \left| \frac{\tilde{k}}{k_s} \right|^2 = 1 + (2\pi f)^2 (k_{I_1}^2 / k_s^2) \quad [3.36]$$

avec  $k_s$  désignant la réponse de la sonde en régime quasi-stationnaire et  $k = k_s + i2\pi f k_{I_1}$

Mitchell et Hanratty (1966) affirment que la troncature au premier ordre a pour effet de surestimer l'effet capacitif de la couche de concentration et proposent d'aller au second ordre dans l'équation [3.34], ce qui mène à écrire que :

$$A^2 = \left| \frac{\tilde{k}}{k_s} \right|^2 = 1 + (2\pi f)^2 \left( 2 \frac{k_{R_2}}{k_s} + \frac{k_{I_1}^2}{k_s^2} \right) + (2\pi f)^4 \frac{k_{R_2}^2}{k_s^2} \quad [3.37]$$

L'équation [3.37] devient :

$$A^2 = \frac{1}{1 + 0,06 \left( \frac{2\pi f \times l^{\frac{2}{3}}}{D^{\frac{1}{3}} \times S^{\frac{2}{3}}} \right)} \quad [3.38]$$

Lebouché (1970) a repris la même démarche de calcul précédente, mais pour une équation de la forme :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + S(x,t)y \frac{\partial C}{\partial x} - \frac{y^2}{2} \frac{\partial S}{\partial x} \frac{\partial C}{\partial y} = D \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \quad [3.39]$$

Il obtient alors une fonction de transfert s'exprimant par son module  $H$  et son déphasage  $\Psi$  sous la forme :

$$\begin{cases} H = \frac{2}{3} \left( \frac{9}{D^2 l^2 S} \right)^{\frac{1}{3}} \sqrt{\left[ \frac{3}{2} \left( \frac{D^2 l^2 S}{9} \right)^{\frac{1}{3}} - 0,51 \frac{\pi^2 f^2 l^2}{S} \right]^2 + \left[ \frac{\pi f l^{\frac{4}{3}}}{4} \left( \frac{9D}{S} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^2} \\ \Psi(n,l) = \arctan \left[ -\frac{1}{6\Gamma\left(\frac{4}{3}\right)} \times \frac{2\pi f \varphi^2}{D} \frac{1}{1 - 0,0284 \left( \frac{2\pi f \varphi^2}{D} \right)^2} \right] \end{cases} \quad [3.40]$$

où  $\varphi = \frac{9Dl}{S}$

Il faut noter que cette fonction de transfert n'est valable que pour  $f^+ = \frac{fl^{\frac{2}{3}}}{D^{\frac{1}{3}}S^{\frac{2}{3}}} < 0,2$

Pour les hautes fréquences, Fortuna et Hanratty (1971) ont estimé une fonction de transfert A de la forme :

$$A = \frac{12}{(2\pi f^*)^2 l^{*\frac{4}{3}}} \quad [3.41]$$

où  $l^* = l\sqrt{\frac{S}{\nu}}$  et  $f^* = \frac{fSc^{\frac{1}{3}}}{S}$

### b. Approche numérique

Les premières fonctions de transfert numériques ont été calculées par Stocchi (1971). Pour résoudre numériquement l'équation de convection diffusion, il a utilisé une approche explicite tout en négligeant la diffusion axiale de la matière. Tournier et Py (1977) ont calculé les premières fonctions de transfert en résolvant le problème tridimensionnel pour les sondes circulaires. À cet effet, ils ont résolu le problème instationnaire dans le cas où l'écoulement est soumis à des excitations sinusoïdales de fréquences connues. Ils ont abouti à des fonctions de transfert en calculant l'amortissement  $H$  et de déphasage  $\Delta\varphi$  par rapport à la situation quasi-stationnaire (figure 3.26) pour différentes fréquences adimensionnelles  $f^+ = f \frac{l^2}{DS_x^{\frac{2}{3}}}$  où  $f$

désigne la fréquence de l'écoulement et  $\bar{S}_x$  la composante axiale du gradient pariétal de vitesse moyen. Cette approche présente l'intérêt de tenir compte des harmoniques de la fréquence d'excitation.

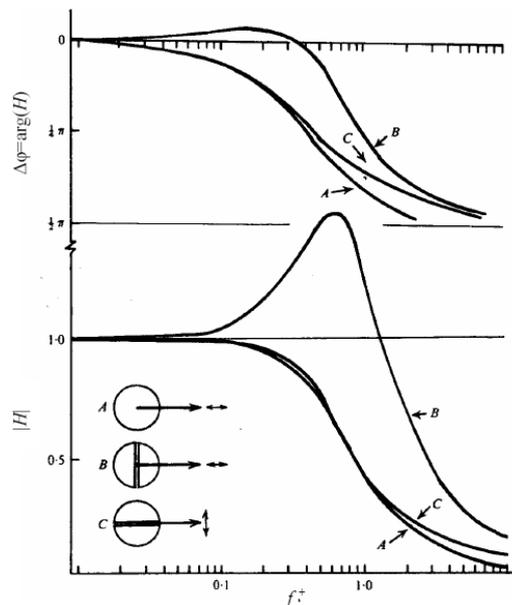


Figure 3.26 : réponse en fréquence d'une sonde circulaire, A, sonde simple ; B, sonde bisegmentée (fluctuation axiale) ; C, fluctuations transversale (Tournier et Py, 1977)

En 1981, Dumaine a résolu l'équation de convection diffusion pour des sondes rectangulaires différentielles en tenant compte de la diffusion axiale dans le cas bidimensionnel. Il a utilisé la méthode des éléments finis et s'est placé dans le cas où  $5.10^3 \leq \bar{S} \leq 5.10^4$  ( $S$  s'exprime en  $s^{-1}$ ) et  $1 \leq l^2/D \leq 10$  ( $l^2/D$  s'exprime en s) et

pour un taux de fluctuation du gradients pariétal de vitesse de  $20\% \sqrt{2}$ . Les figures 27a et 27b désignent

l'ensemble des fonctions de transferts retrouvées par Dumaine (1981) où  $f^+ = f \frac{l^{\frac{2}{3}}}{D^{\frac{1}{3}} S_x^{\frac{2}{3}}}$

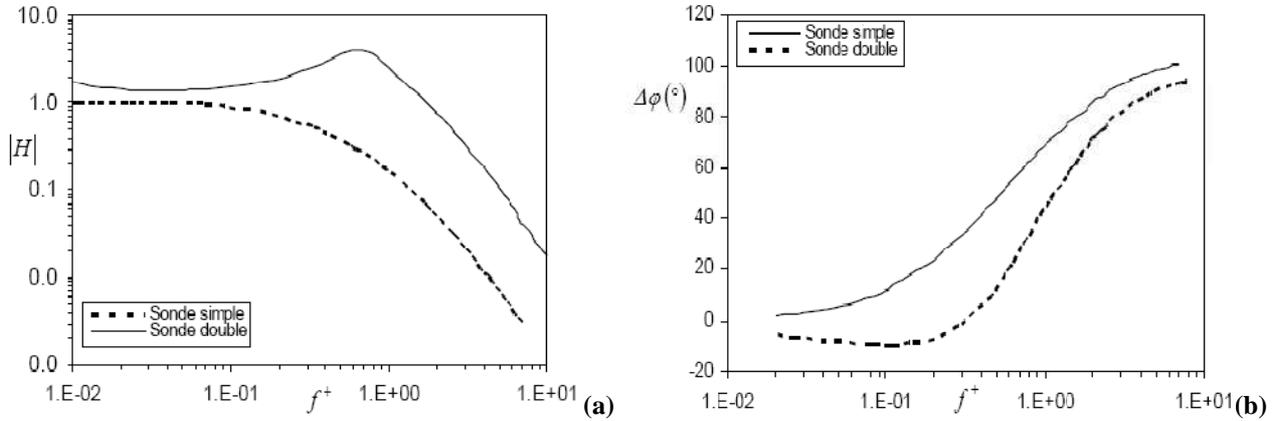


Figure 3.27 : a) Amortissement des sondes simples et doubles ; b) Déphasage des sondes simples et doubles, (Dumaine, 1981)

En 1986, Ambari et al. ont calculé les fonctions de transfert dans le cas d'une sonde rectangulaire en utilisant l'approche linéaire. Ils ont proposé une fonction de transfert en utilisant une intégration numérique par la méthode de Newman. Deux expériences ont été utilisées pour la détermination de l'amplitude et du déphasage de la fonction de transfert. Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 3.28a et 3.28b :

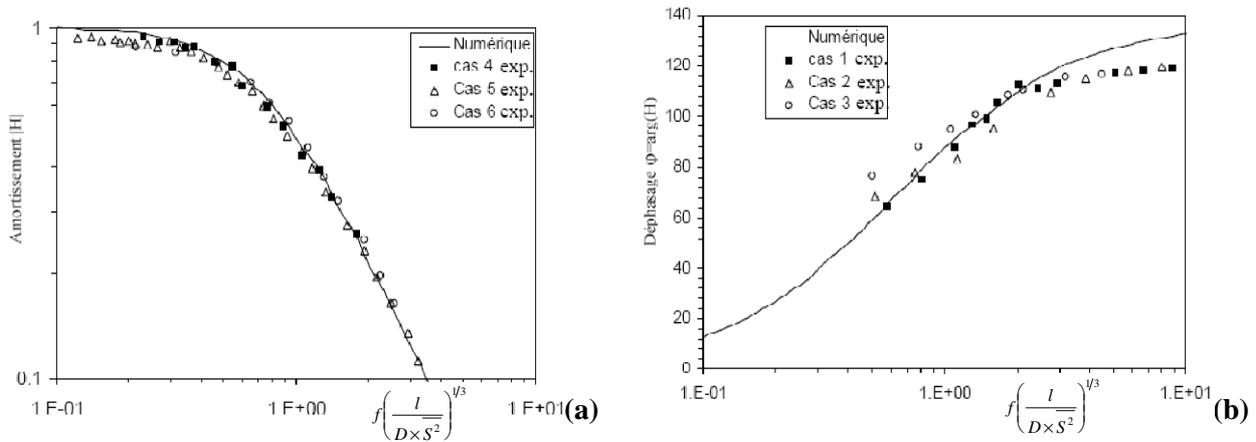


Figure 3.28 : a) Evolution de l'amplitude de la fonction de transfert en fonction de la fréquence  
b) Evolution du déphasage en fonction de la fréquence  
(Ambari, 1986)

Deslouis et al. (1990a) ont adopté aussi une démarche numérique accompagnée de mesures expérimentales pour déterminer les fonctions de transfert des sondes circulaires et rectangulaires. La démarche numérique est basée sur la linéarisation de l'équation de convection diffusion. Ils considèrent pour cela un écoulement modulé de la forme :

$$\begin{cases} V_x = \bar{S}_y + \text{Re}(\tilde{s}_x y e^{i\alpha t}) \\ V_y = \text{Re}(\tilde{s}_z y e^{i\alpha t}) \end{cases} \quad [3.42]$$

où Re désigne la fonction partie réelle.

Le profil de concentration est alors de la forme  $C = \bar{C} + \text{Re}(\tilde{c} e^{i\omega t})$

En se plaçant dans les conditions permettant la linéarisation de l'équation de convection diffusion (i.e. en négligeant les termes du 2<sup>nd</sup> ordre  $\tilde{s}_x \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x}$  et  $\tilde{s}_z \frac{\partial \tilde{c}}{\partial z}$ ) et pour  $\left| \frac{\tilde{s}}{S} \right| \ll 1$  et  $\frac{\partial \tilde{c}}{\partial z} \ll \frac{\partial \bar{C}}{\partial z}$ , l'équation de convection diffusion fluctuante complexe s'écrit :

$$i\omega \tilde{c} + \bar{s}_x y \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x} + \tilde{s}_x y \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} + \tilde{s}_z y \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} = D \frac{\partial^2 \tilde{c}}{\partial y^2} \quad [3.43]$$

Les conditions aux limites sont identiques à celles de l'équation [3.32]. La composante permanente de transfert de masse est celle de Levêque. Deslouis et al. (1990a) ont abouti alors aux fonctions de transfert suivantes :

- Si  $\sigma_{rect} = 2\pi f \left( \frac{l^2}{DS^2} \right)^{\frac{1}{3}} \leq 6$

$$\begin{cases} \left| \frac{H(\sigma_{rect})}{H(0)} \right| = (1 + 0,056\sigma_{rect}^2 + 0,00126\sigma_{rect}^4) \\ \arg(H(\sigma_{rect})) = -\arctan(0,276\sigma_{rect}(1 + 0,02\sigma_{rect}^2 - 0,00026\sigma_{rect}^4)) \end{cases} \quad [3.44]$$

- Si  $\sigma_{rect} = 2\pi f \left( \frac{l^2}{DS^2} \right)^{\frac{1}{3}} \geq 6$

$$\begin{cases} \left| \frac{H(\sigma_{rect})}{H(0)} \right| = \frac{\sqrt{55,2049 + \left( 5,64 - 7,49\sigma_{rect}^{\frac{1}{2}} \right)^2}}{2\sigma_{rect}^{\frac{3}{2}}} \\ \arg(H(\sigma_{rect})) = -\arctan\left( \frac{7,43\sigma_{rect}^{\frac{1}{2}} - 3,99\sqrt{2}}{3,99\sqrt{2}} \right) \end{cases} \quad [3.45]$$

Dans le cas où la sonde est circulaire de diamètre  $d_s$ , Deslouis et al. (1989a) obtiennent :

- Si  $\sigma_{circ} = 2\pi f \left( \frac{d_s^2}{DS^2} \right)^{\frac{1}{3}} \leq 6$

$$\begin{cases} \left| \frac{H(\sigma_{circ})}{H(0)} \right| = (1 + 0,049\sigma_{rect}^2 + 0,0006\sigma_{rect}^4)^{\frac{1}{2}} \\ \arg(H(\sigma_{circ})) = -\arctan(0,246\sigma_{circ}(1 + 0,0124\sigma_{circ}^2 - 0,00015\sigma_{circ}^4)) \end{cases} \quad [3.46]$$

- Si  $\sigma_{circ} = 2\pi f \left( \frac{d_s^2}{DS^2} \right)^{\frac{1}{3}} \geq 6$

$$\left\{ \begin{array}{l} \left| \frac{H(\sigma_{circ})}{H(0)} \right| = \frac{\sqrt{56,18 + \left( 7,495 - 8,832\sigma_{circ}^{\frac{1}{2}} \right)^2}}{2\sigma_{circ}^{\frac{3}{2}}} \\ \arg(H(\sigma_{circ})) = -\arctan\left( \frac{7,495 - 8,832\sqrt{\sigma_{circ}}}{7,495} \right) \end{array} \right. \quad [3.47]$$

Les fonctions de transfert de Deslouis et al. (1989a) sont en bonne concordance avec les résultats de Nakoryakov et al. (1986), qui montrent que pour les hautes fréquences, le module de la fonction de transfert entre le courant limite de diffusion et le gradient pariétal de vitesse est proportionnel à  $f^{-1}$  et que le déphasage est de l'ordre de  $\pi/2$ .

Afin de valider les fonctions de transferts numériques trouvées, Deslouis et al.(1989a) ont effectué des mesures expérimentales de fonctions de transfert. les résultats obtenus sont présentés sur les figures 3.29a et 3.29b :

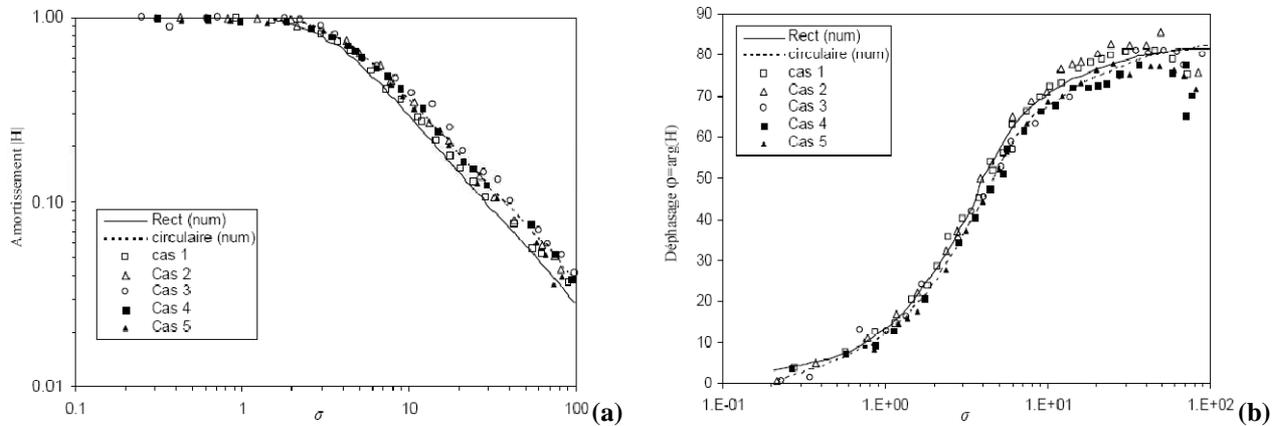


Figure 3.29 : a) Amortissement des sondes électrochimiques  
b) Déphasage introduit par les sondes électrochimiques

(Méthode du disque tournant avec  $\Omega(t) = \bar{\Omega} + \tilde{\Omega}.e^{i\omega t}$  et  $\left| \frac{\tilde{\Omega}}{\bar{\Omega}} \right| < 10\%$  ; Deslouis et al., 1989b)

Tu et Ramaprian (1983), en utilisant les fonctions de transfert, ont eu du mal à interpréter leurs mesures obtenues par anémométrie à film chaud dans le cas d'un écoulement présentant de fortes oscillations. Kaiping (1983) a étudié numériquement la réponse électrochimique à un gradient pariétal de vitesse présentant des fluctuations sinusoïdales importantes. Ces résultats montrent que lorsque le taux de fluctuations dépasse 10%, le transfert de masse moyen s'écarte de la solution de Levêque. Ces mêmes constatations ont été faites par Fünfshilling (2001). Ils aboutissent finalement, à la conclusion que l'approche linéaire (ie : l'utilisation des fonctions de transfert) n'est plus valide dans ces cas là.

### C. Solution corrigée de Sobolik et al. (1987)

Sobolik et al. (1987) ont présenté une nouvelle méthode de calcul du gradient pariétal de vitesse. Cette solution est basée sur la correction de la solution quasi-stationnaire par la connaissance de la réponse de la sonde électrochimique en régime transitoire. Ils suggèrent que le profil de concentration sous l'effet d'une sonde électrochimique dans le cas bidimensionnel peut être défini sous la forme:

$$C(x, y, t) = C_0 \left( 1 - G \left( \frac{y}{\delta(t)} \left( \frac{l}{x} \right)^{1/3} \right) \right) \quad [3.48]$$

où  $C_0$  : la concentration initiale de l'espèce active,

$l$  : la longueur équivalente de la sonde,

$\delta(t)$  : l'épaisseur de la couche limite

$G$  : une fonction décroissante vérifiant  $G(0) = 1$ ,  $G(\infty) = 0$  et  $G'(0) = -1$ .

En remplaçant l'équation [3.48] dans l'équation [3.25] et en intégrant analytiquement sur tout l'espace, ils obtiennent l'expression suivante :

$$S_{sob}(t) = S_q(t) + \frac{2}{3} \theta(t) \left( \frac{\partial S_q(t)}{\partial t} \right) \approx S_q(t) + 1,204 \frac{\partial Sh(t)}{\partial t} \quad [3.49]$$

où  $\theta(t) = 0,486 l^{2/3} D^{-1/3} S_q(t)^{-2/3}$ ,  $S_q(t) = \frac{D}{l^2} \left( \frac{Sh(t)}{0,807} \right)^3$  et  $S_{sob}(t)$  désigne le gradient pariétal de vitesse calculé à partir du transfert de masse instantané en utilisant la méthode de Sobolik et al.(1987).

La solution de Sobolik et al. (1987) a été mise en œuvre pour une sonde rectangulaire de longueur  $l$ . Dans le cas d'une sonde circulaire de diamètre  $d_s$ , il faut considérer la longueur équivalente de la sonde donnée par l'équation [3.24].

Cette méthode est plus simple à implémenter que les fonctions de transfert. Elle ne présente aucune hypothèse sur l'amplitude des fluctuations. Par contre, elle présente l'inconvénient d'être sensible au bruit et à la qualité de l'échantillonnage, vu qu'on applique des dérivées numériques.

#### 2.2.4. Dispositif de mesure électrochimique

Le principe de la technique polarographique a été détaillé au chapitre 3. Nous y renvoyons le lecteur. Nous présentons dans ce qui suit l'ensemble des paramètres caractéristiques de la méthode polarographique ainsi que les principaux résultats obtenus par cette méthode en différents points de la zone d'impact du jet. La Fig.30 présente la chaîne d'acquisition utilisée dans cette étude. Elle comporte :

- Des sondes électrochimiques équipées de connecteurs type « fiche banane » et reliées par des câbles blindés à un convertisseur courant-tension équipé de connecteurs BNC. Le convertisseur courant-tension dispose de 8 voies de mesures,
- Le convertisseur courant-tension qui fait également office de générateur de tension continue (gamme de tension allant de  $-1500mV$  à  $0mV$ ) et d'amplificateur de courant. Il offre trois gains d'amplification sur chaque voie :  $G_1 = 5 \times 10^5$  ;  $G_2 = 10^6$  et  $G_3 = 10^7$ . Il dispose d'un ensemble d'entrées/sorties analogiques et d'une sortie multiplexée. Celle-ci permet de le connecter à une carte d'acquisition,
- Une carte d'acquisition 12 bits de marque « Keithley Metrabyte » et de type DAS1800. Cette carte dispose de 16 voies indépendantes et de quatre gains possibles. Ceci permet de mesurer des gammes de tension entre  $\pm 1,25$  Volts,  $\pm 2,5$  Volts,  $\pm 5$  Volts et  $\pm 10$  Volts. La fréquence d'échantillonnage maximale de cette carte est de 333kHz ; soit 20,8kHz/voie pour l'utilisation de la totalité des 16 voies. Le pilotage de la carte d'acquisition et des mesures est assuré par un programme développé

sous TestPoint© et piloté par Matlab©. Les données numériques acquises sont ensuite enregistrées sous forme de fichiers de données ASCII.

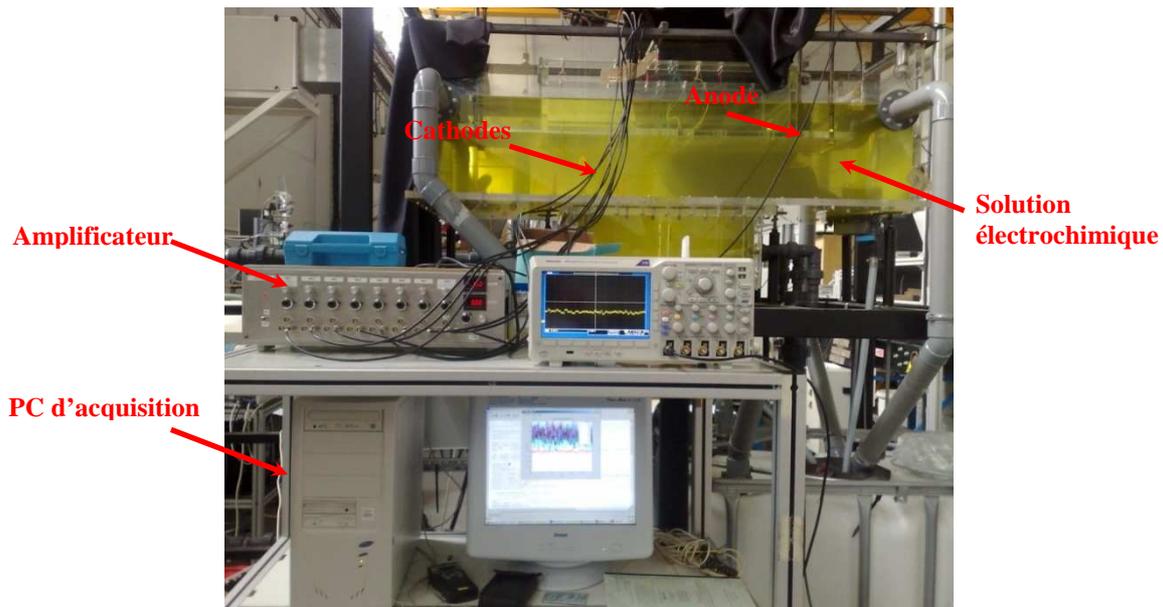


Figure 3.30 : chaîne d'acquisition électrochimique

#### 2.2.4.1. Réactifs électrochimiques

Le réactif électrochimique à utiliser doit vérifier certains critères :

- Il doit permettre une réaction instantanée : le temps caractéristique de la réaction doit être très faible devant les micro-échelles temporelles de l'écoulement à étudier (Rehimi, 2006),
- Il doit être stable dans le temps,
- Il doit être peu sensible à la lumière,
- Il doit être recyclable ou ne pas présenter de danger particulier s'il est utilisé en ambiance ouverte.

Py (1970) a comparé plusieurs types de réactifs électrochimiques. Il a recommandé le couple iodure-triiodure qui est en plus peu sensible à la présence d'oxygène en solution. En effet, la présence d'oxygène dans l'écoulement peut se traduire par des microbulles transportées par l'écoulement. Celles-ci peuvent venir « lécher » les électrodes de mesures et former ainsi une sorte de barrière entre la solution électrochimique et les sondes. La présence de bulles aux électrodes de mesure peut fausser les mesures de courant et par la suite les estimations correspondantes du gradient pariétal de vitesse. Cependant, le couple iodure-triiodure se décompose rapidement sous l'effet des rayons de la lumière. Ceci nécessite donc la mise à l'abri de la solution électrochimique, et donc de l'installation entière dans notre cas, ce qui n'est pas évident vu la taille de celle-ci.

Mitchell et Hanratty (1966) ainsi que Lebouché et Cognet (1967) ont suggéré l'utilisation du couple ferri-ferrocyanure de potassium  $Fe(CN)_6^{3-}/Fe(CN)_6^{4-}$ . En effet, c'est un complexe stable et adapté pour des mesures électrochimiques puisqu'il ne libère pas de fer. Il possède une bonne réactivité et sa dégradation avec la lumière est très lente. Cependant, il est sensible à la présence d'oxygène dissout dans la solution. Cette sensibilité peut se traduire par un signal parasite enregistré par les sondes électrochimiques. Un barbotage, préalable de la solution électrochimique, à l'azote permet d'éliminer les microbulles d'air

présentes dans la solution. D'autre part, vu que la solubilité de l'oxygène diminue en augmentant la température, il convient donc de travailler à des températures pas trop élevées (ne dépassant pas 30°C).

Nous avons considéré ce couple redox dans notre étude :



Comme on travaille en réduction au niveau de l'électrode, l'espèce active sera le ferricyanure de potassium. Il faut déterminer la concentration nécessaire en espèce active (ferricyanure de potassium) ainsi que le diamètre des sondes à utiliser.

#### **2.2.4.2. Dimensionnement du diamètre des sondes électrochimiques à installer et détermination de la concentration de ferricyanure de potassium nécessaire**

Pour le dimensionnement, nous avons considéré la relation non linéaire déduite de l'équation de Levêque (1928). Cette équation permet de lier le courant qui traverse les sondes électrochimiques, en un point donné à l'impact, au gradient pariétal de la vitesse, à la concentration du réactif et à la taille des sondes électrochimiques (équation [3.21]). Cependant, nous rappelons que cette relation n'est valable que si :

- Le régime est permanent,
- Le gradient pariétal de vitesse est homogène sur la surface de la sonde :  $s(x, t) = s(t) = \bar{s}$
- Le nombre de  $Pe = \bar{s} \cdot l^2 / D \gg 1000$  avec  $l$  : longueur équivalente de la sonde et  $D$  son diamètre,
- La diffusion axiale de la vitesse est négligeable.

Nous utiliserons dans nos expériences des sondes simples circulaires. En effet, celles-ci présentent l'avantage d'être compactes et leur mise en place est relativement facile. Reiss et Hanratty (1962), ont mentionné qu'en régime stationnaire la sonde circulaire se comporte comme une sonde simple dont la longueur équivalente  $l$  est donnée par l'expression [3.24].

L'approche adoptée pour le dimensionnement consiste à chercher l'optimum à chaque fois pour le diamètre des sondes et la concentration du réactif. Cependant, nous devons également tenir compte de la limite de mesurabilité de notre dispositif de mesure de courant.

La tension maximale mesurable est  $\pm 10$  Volts ce qui correspond à un courant limite de diffusion maximal à ne pas dépasser de 20  $\mu$ A pour toutes les sondes utilisées.

Pour cela, on part de différentes valeurs de la concentration  $C_0$ , de diamètre  $D$  et d'une large gamme de vitesses  $u$  du jet en sortie de buse. On calcule à chaque fois le courant limite de diffusion  $I$  en utilisant la relation [3.21].

Les tests sont simulés pour différents paramètres. Ceux-ci sont choisis comme suit:

- Les diamètres  $D$  de la sonde varient dans l'intervalle suivant:

$$D = [0.2, 0.25, \dots, 0.5] \quad (\text{mm})$$

- Les concentrations  $C_0$  de Ferricyanure de potassium varient entre 1 et 10 mol/m<sup>3</sup> comme suit:

$$C_0 = [1, 2, \dots, 10] \quad (\text{mol/m}^3)$$

- Les vitesses  $U_{max}$  du jet en sortie de buse:

$$U_{max} = [0.2, 0.3, \dots, 1] \quad (\text{m/s})$$

Pour calculer le courant par la relation [3.21], il faut estimer également le gradient pariétal de vitesse  $\bar{S}$ . Pour cela, nous avons assimilé l'écoulement du fluide réel sur la surface des sondes à un écoulement sur une surface plane. L'effet pertinent est ici l'entraînement de la plaque (i.e. surface de la sonde) sous l'effet des forces de frottements du fluide sur la sonde. L'écoulement étant établi et permanent sur la surface de la plaque (accélération nulle), le bilan des forces s'exerçant sur un élément de volume du fluide est nul sous l'approximation que le poids du volume d'eau est négligeable.

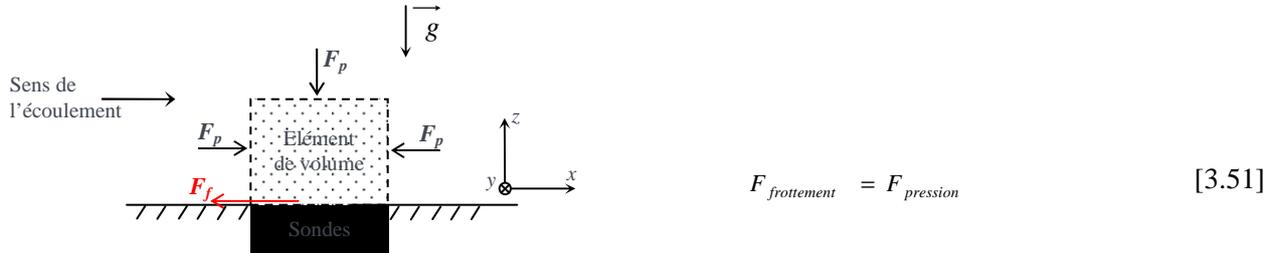


Fig.3.31 : Représentation schématique 2D des forces exercées sur un élément de volume se déplaçant sur une sonde électrochimique

Les forces de pression sont dues à la pression exercée sur la surface de l'élément de volume de fluide considéré. La résultante des forces de pression est égale à la résultante des forces de frottement due au contact du fluide avec la surface de la sonde.

Les forces de frottements s'écrivent comme suit :

$$F_f = \tau_p \times S_{sonde} \quad [3.52]$$

avec :  $S_{sonde}$  est la surface de la sonde et  $\tau_p$  est la contrainte de cisaillement. Celle-ci est reliée au gradient pariétal de vitesse  $\bar{S}$  par l'expression suivante :

$$\tau_p = \mu \cdot \bar{S} = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{x=0} \quad [3.53]$$

avec  $\mu$  la viscosité dynamique du fluide

Or (Thual, 2010)

$$\tau_p = \rho \times C_f \times \frac{u^2}{2} = \frac{1}{8} \times \lambda \times \rho \times u^2 \quad [3.54]$$

avec  $C_f$  : coefficient de frottement sans dimension  
 $\rho$  : masse volumique du fluide ( $\text{kg/m}^3$ )  
 $u$  : vitesse de l'écoulement en proche paroi (m/s)  
 $\lambda$  : coefficient de perte de charge régulière. Il est fonction du régime de l'écoulement.  
 Pour un écoulement turbulent modéré ( $2000 < \text{Re} < 10^5$ ) :

$$\lambda = 4 \times C_f = 0,316 \times \text{Re}^{-0.25} \quad [3.55]$$

D'où finalement

$$\bar{S} = \frac{\tau_p}{\mu} = \frac{1}{8} \times \frac{\lambda}{\nu} \times u^2 \quad [3.56]$$

Connaissant donc les différents paramètres dans l'équation [3.21], nous avons pu tracer les profils représentés sur la figure 3.32.

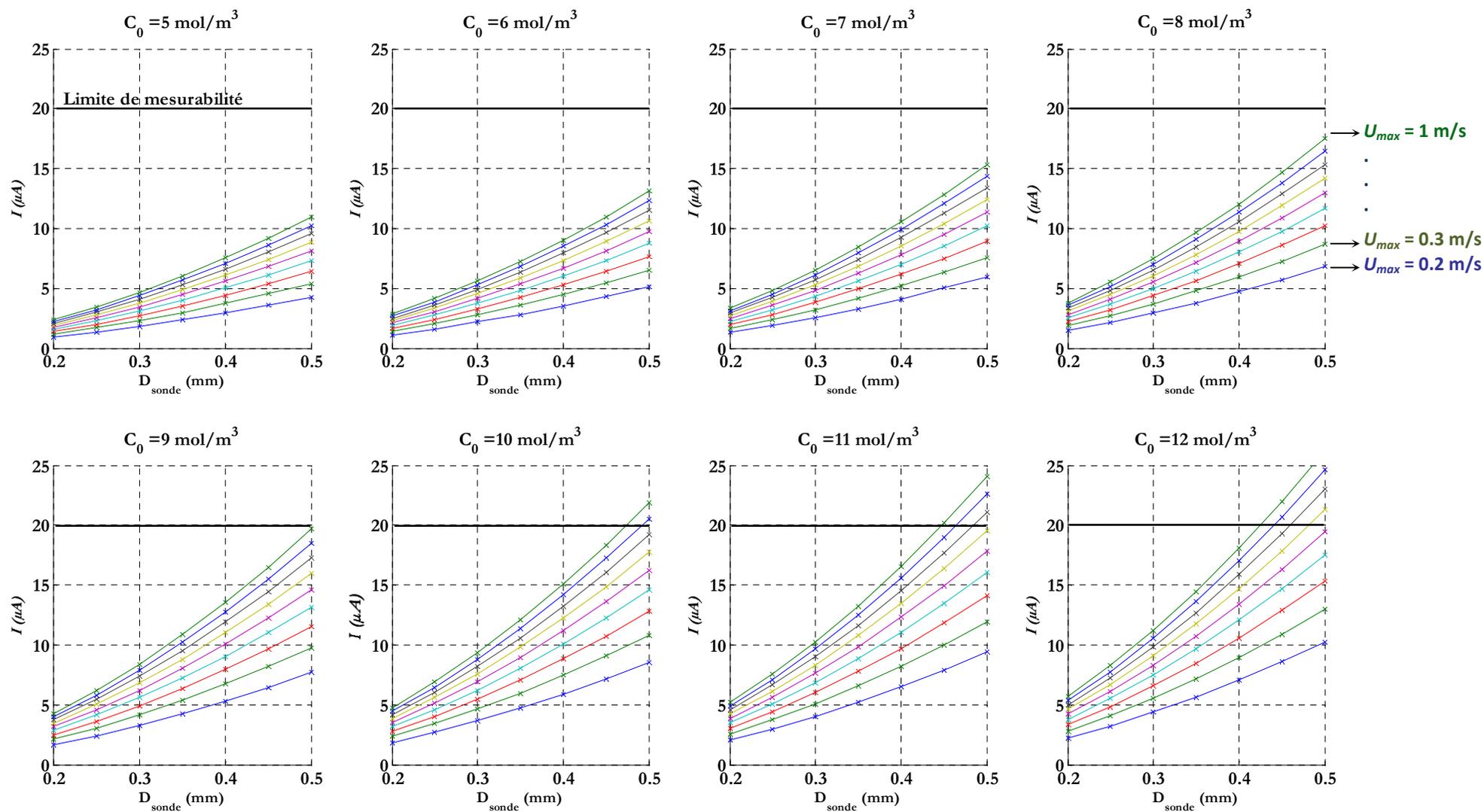


Figure 3.32 : Variation du courant limite de diffusion  $I$  en fonction du diamètre des sondes  $D$ , de la vitesse  $u$  de l'écoulement de la concentration  $C_0$  de Ferricyanure de potassium.

Compte tenu de la contrainte imposée sur le courant limite mesurable et après analyse des résultats obtenus sur la figure précédente, nous avons choisi  $C_0$ , et  $D$  comme suit :

- La concentration de ferricyanure :  $C_0 = 10 \text{ mol/m}^3$
- Le diamètre des sondes :  $D = 0,5 \text{ mm}$

En effet, pour ces paramètres, et compte tenu des vitesses d'écoulement en présence ( $<1\text{m/s}$  en proche paroi), cette combinaison permet d'obtenir des courants limites de diffusion mesurables par nos dispositifs de mesures ( $I \leq 20 \mu\text{A}$ ).

### 2.2.4.3. Calcul des besoins en produits chimiques

Nous avons préparé un volume  $V = 500$  litres de solution électrochimique. Celle-ci contient :

- $10 \text{ mol/m}^3$  de ferricyanure de potassium  $\text{K}_3[\text{Fe}(\text{CN})_6]$  ou hexacyanoferrate de potassium (III). Sa masse molaire est :  $M_{\text{K}_3[\text{Fe}(\text{CN})_6]} = 329,24 \text{ g/mol}$ .
- $10 \text{ moles/m}^3$  de ferrocyanure de potassium ( $\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ ) ou hexacyanoferrate (II), de tétrapotassium de couleur jaune. Sa masse molaire est :  $M_{\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]} = 422,38 \text{ g/mol}$ .
- $200$  à  $250 \text{ moles/m}^3$  de l'électrolyte sulfate de potassium ( $\text{K}_2\text{SO}_4$ ), de masse molaire :  $M_{\text{K}_2\text{SO}_4} = 170 \text{ g/mole}$ . L'électrolyte est mis en excès pour supprimer le phénomène de migration ionique.

Les besoins en produits chimiques sont donc :

$$\begin{array}{lll}
 m_{\text{K}_3[\text{Fe}(\text{CN})_6]} & = M_{\text{K}_3[\text{Fe}(\text{CN})_6]} \times CC_{\text{K}_3[\text{Fe}(\text{CN})_6]} \times V & \text{A.N : } m_{\text{K}_3[\text{Fe}(\text{CN})_6]} = 5 \text{ kg} \\
 m_{\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]} & = M_{\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]} \times CC_{\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]} \times V & \text{A.N : } m_{\text{K}_4[\text{Fe}(\text{CN})_6]} = 6,5 \text{ kg} \\
 m_{\text{K}_2\text{SO}_4} & = M_{\text{K}_2\text{SO}_4} \times CC_{\text{K}_2\text{SO}_4} \times V & \text{A.N : } m_{\text{K}_2\text{SO}_4} = 65 \text{ kg}
 \end{array}$$

### 2.2.4.4. Vérification de la concentration de l'espèce active

Nous avons vérifié la concentration de l'espèce active dans la solution en utilisant un spectrophotomètre. Une source lumineuse émet des rayons qui traversent l'échantillon placé dans un compartiment. L'appareil est équipé d'un photo-détecteur qui peut être opérationnel dans une large gamme spectrale. Des filtres permettent d'éliminer la lumière parasite. Après avoir réglé le zéro à l'aide de l'eau placée dans une éprouvette, suffisamment remplie pour que le faisceau traverse correctement l'échantillon, nous lisons l'indication du spectrophotomètre. L'absorbance est alors à chaque fois déterminée. Cette opération est répétée pour un ensemble de solutions étalons (i.e. concentrations de l'espèce active connues en fixant la même concentration pour l'électrolyte et la deuxième espèce). Grâce à une courbe d'étalonnage (Fig.33), la concentration en ferricyanure, inconnue dans l'échantillon de notre solution, est alors déterminée connaissant son absorbance. L'application de cette technique nous a permis de vérifier la concentration de notre solution. Celle-ci est trouvée égale à  $9,7 \text{ mol/m}^3$ .

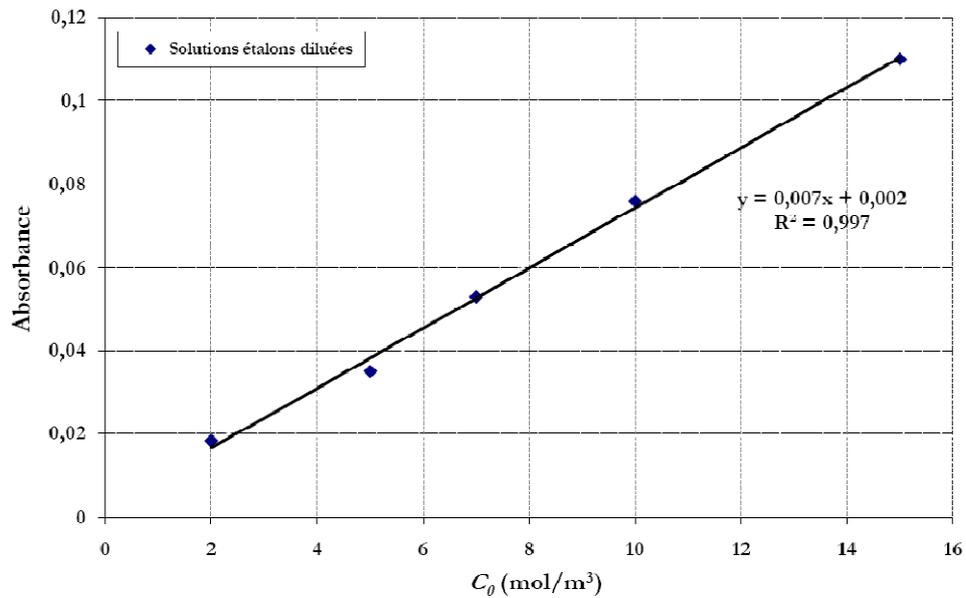


Figure 3.33: Courbe d'étalonnage du spectrophotomètre

#### 2.2.4.5. Détermination des propriétés physico-chimiques de la solution électrochimique

Les propriétés physico-chimiques de la solution chimique utilisée doivent être caractérisées. En effet, le calcul du gradient pariétal de vitesse nécessite, indirectement à travers le coefficient de diffusion, la connaissance de la viscosité cinématique de la solution électrochimique. Pour cela, nous avons mesuré la masse volumique de la solution ainsi que sa viscosité dynamique. La masse volumique de la solution est déterminée par pesée d'un volume donné de solution maintenue à température constante. L'évolution de la masse volumique en fonction de la température est représentée sur la Fig.34a. La viscosité dynamique est déterminée à l'aide d'un viscosimètre à vibration. L'évolution de la viscosité dynamique en fonction de la température est représentée sur la figure 3.34b.

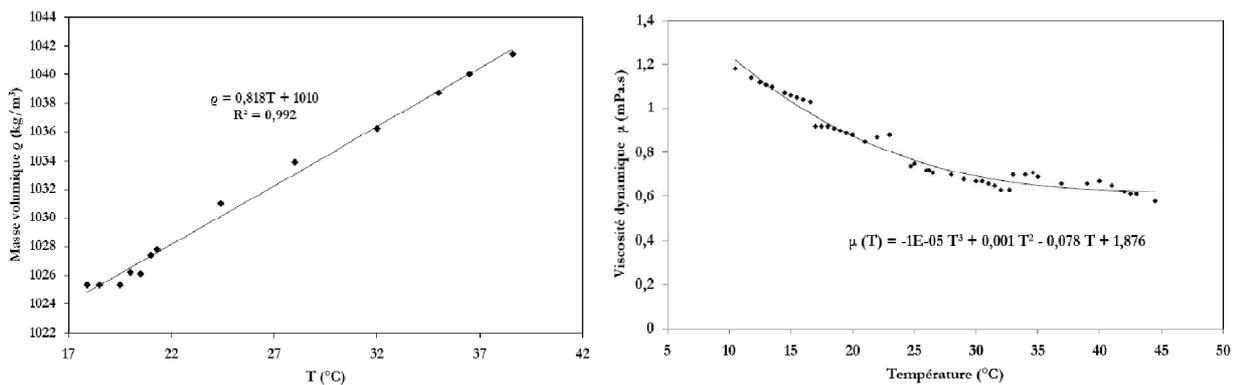


Figure 3.34 : Propriétés physico-chimique de la solution électrochimique utilisée

#### 2.2.4.6. Détermination des positions des sondes électrochimiques

Les sondes électrochimiques sont placées sur les zones les plus sollicitées par les structures tourbillonnaires à l'impact du jet. Dans cette région, l'énergie cinétique turbulente est produite à la fois par la contrainte normale à la plaque d'impact et la composante normale du tenseur de Reynolds (Sakakibara et al., 2001). Pour déterminer la répartition de l'énergie en proche paroi d'impact, nous avons analysé les 10 premiers modes spatiaux POD les plus énergétiques calculés à partir de mesures par PIV rapide dans un plan

parallèle à l'impact du jet. Ces modes contiennent à eux seuls 96% de l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement analysé (i.e. écoulement en proche paroi d'impact). L'analyse a révélé la présence de zones où l'énergie à l'impact du jet semble concentrée.

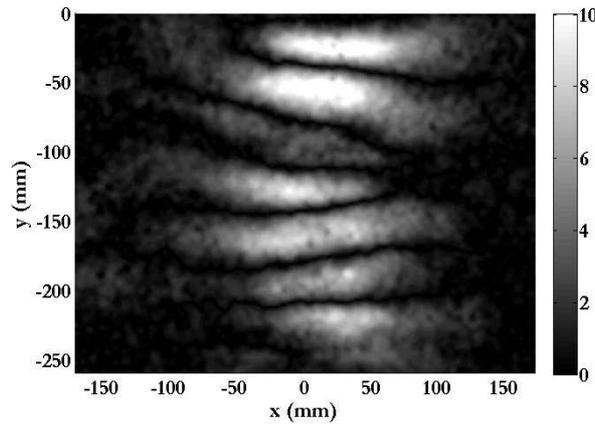
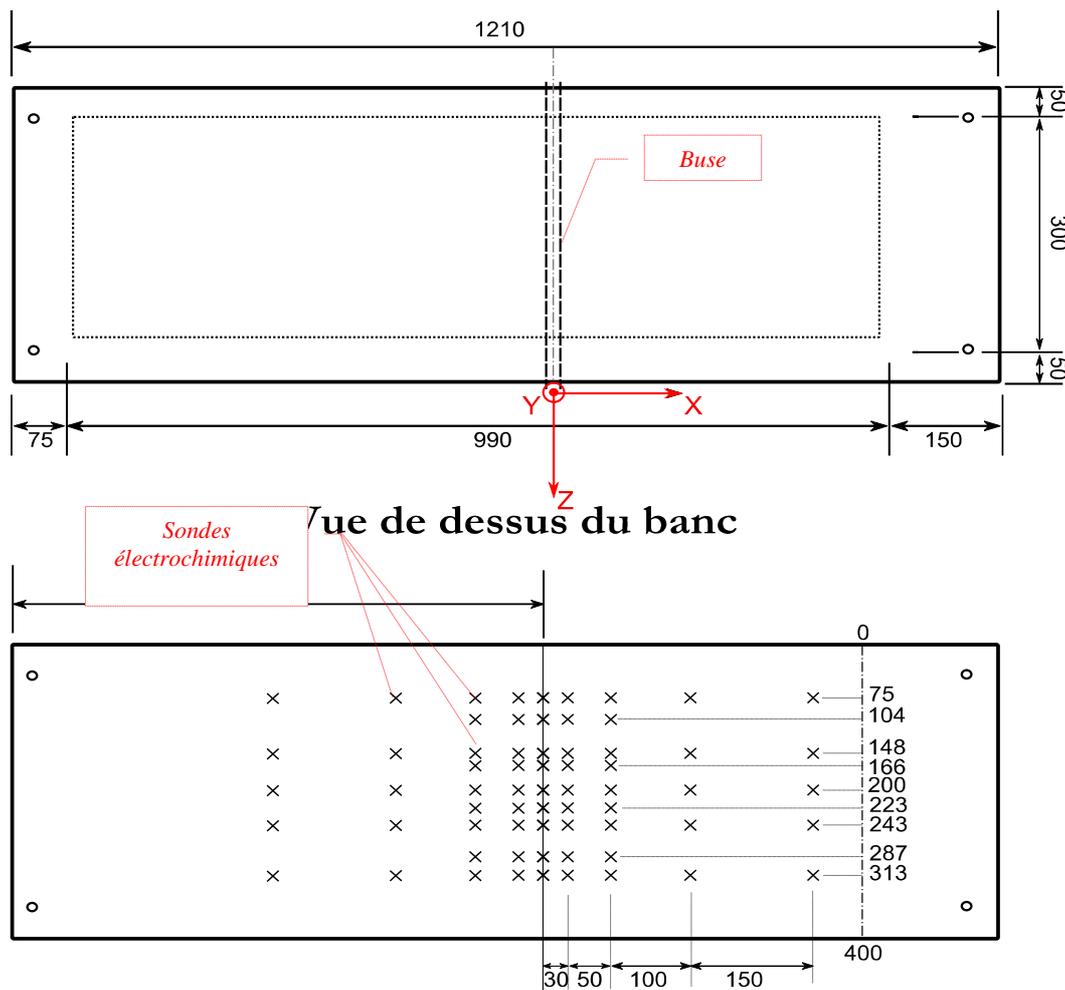


Figure 3.35 : Mode spatial N°10 correspondant à la décomposition par POD des mesures de vitesses ( $Re=16000$ )

Celles-ci se présentent sous forme de traces allongées transversales à la ligne d'impact du jet (un échantillon des résultats obtenus est présenté sur la figure 3.35). Nous avons recensé les positions les plus pertinentes (i.e. où les niveaux énergétiques sont importants), sur l'ensemble des modes analysés et pour chaque nombre de Reynolds. Ceci nous a permis d'établir le plan de sondes représenté sur la figure 3.36.



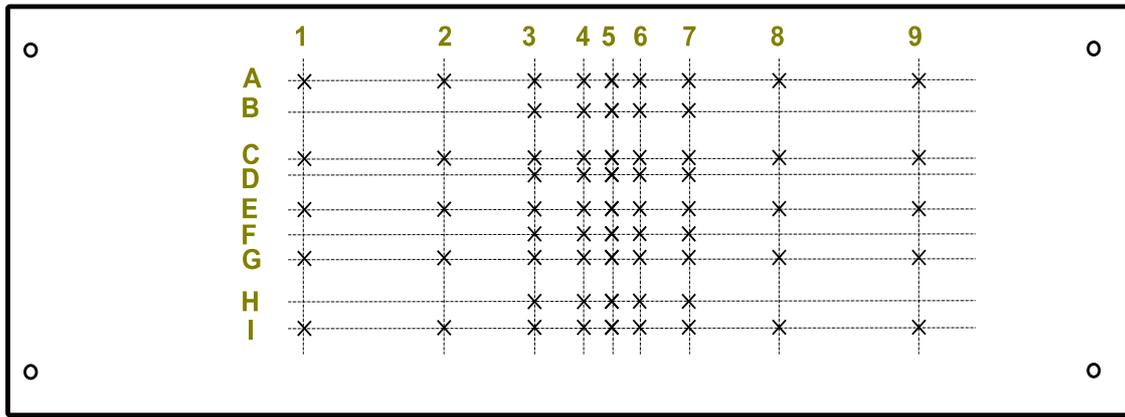


Figure 3.36 : Plan des sondes électrochimiques placées à l'impact du jet pour  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$

#### 2.2.4.7. Détermination de la tension de polarisation des sondes électrochimiques

La tension de polarisation correspond à un transfert de masse maximal (sans limitation de courant) (Rehimi, 2006). Pour cette tension  $U_p$  le courant limite de diffusion délivré par toutes les électrodes ne dépend que de l'hydrodynamique de l'écoulement. Afin de déterminer la valeur de la tension  $U_p$ , nous avons établi un polarogramme représentant  $I = f(U_p)$  pour chacune des sondes électrochimiques. Nous avons considéré deux séries de mesures correspondant respectivement au plus bas et au plus haut nombre de Reynolds étudié, à savoir  $Re = 16000$  et  $Re = 1000$ . Nous avons choisi de représenter sur la figure 3.37 un exemple de polarogrammes obtenus pour 8 sondes :

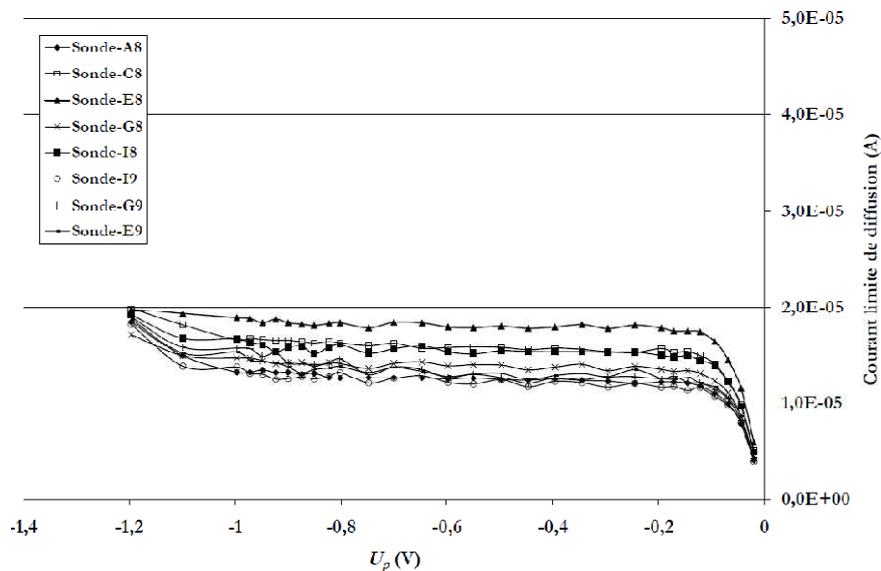


Figure 3.37 : Polarogramme pour déterminer la tension de polarisation des sondes électrochimiques

La tension de polarisation peut être choisie dans le plateau de diffusion compris entre -200 mV et -1000 mV. Notre choix s'est fixé sur la valeur  $U_p = -700$  mV.

#### 2.2.4.8. Détermination de la surface active des sondes électrochimiques

La surface active d'une sonde électrochimique diffère en réalité de la surface du fil de platine à partir duquel elle a été conçue. En effet, les opérations de coupage, collage et polissage introduisent des rugosités sur la surface de la sonde ce qui modifie sa surface active. Pour déterminer la surface active réelle de la

sonde, nous avons utilisé la technique de « l'asymptote de Cottrel ». Celle-ci consiste à étudier la réponse d'une sonde électrochimique à un échelon de tension en régime transitoire (Sobolik et al., 1998). Elle peut être appliquée en absence d'écoulement. En effet, en régime transitoire et pour un gradient pariétal de vitesse nul, la réponse d'une sonde électrochimique est une solution de la seconde loi de Fick. Selon cette loi, l'évolution du courant limite de diffusion en fonction du temps s'écrit :

$$I(t) = C_0 F S_{sonde} \left( \frac{D}{\pi t} \right)^{1/2} = \alpha_s t^{-1/2} \quad [3.57]$$

Un exemple de réponse d'une sonde est présenté sur les figures ci-dessous :

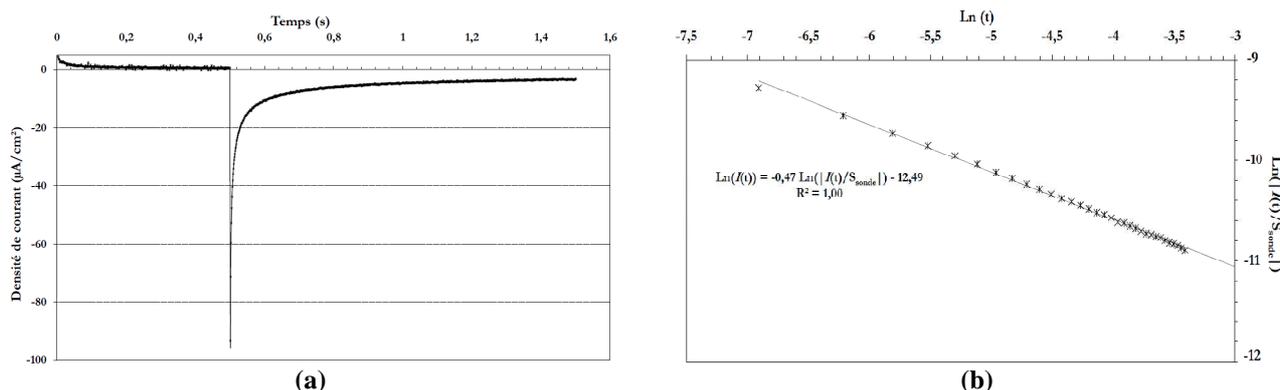


Figure 3.38 : Méthode de l'asymptote de Cottrel

a) Signal de réponse d'une sonde électrochimique à un échelon de tension ; b) Asymptote de Cottrel

Après avoir déterminé la loi d'évolution du courant en fonction du temps juste après l'excitation par un échelon de tension, nous déterminons la surface active de la sonde en utilisant l'équation précédente. Les diamètres des surfaces actives réelles des sondes utilisées dans nos expériences sont reportés dans le tableau ci-dessous :

|   | 1    | 2    | 3    | 4    | 5    | 6    | 7    | 8    | 9    |
|---|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| A | 0,56 | 0,56 | 0,55 | 0,54 | 0,54 | 0,54 | 0,55 | 0,54 | 0,56 |
| B |      |      | 0,52 | 0,56 | 0,57 | 0,53 | 0,53 |      |      |
| C | 0,55 | 0,54 | 0,54 | 0,56 | 0,56 | 0,55 | 0,56 | 0,54 | 0,52 |
| D |      |      | 0,50 | 0,55 | 0,48 | 0,55 | 0,56 |      |      |
| E | 0,55 | 0,56 | 0,52 | 0,55 | 0,47 | 0,61 | 0,52 | 0,55 | 0,59 |
| F |      |      | 0,54 | 0,56 | 0,56 | 0,55 | 0,55 |      |      |
| G | 0,58 | 0,6  | 0,55 | 0,55 | 0,53 | 0,58 | 0,57 | 0,51 | 0,58 |
| H |      |      | 0,54 | 0,56 | 0,53 | 0,55 | 0,56 |      |      |
| I | 0,55 | 0,53 | 0,56 | 0,57 | 0,51 | 0,56 | 0,56 | 0,56 | 0,55 |

Tableau 3.1 : diamètres actifs des sondes électrochimiques obtenus par la méthode de l'asymptote de Cottrel

(Notation selon le plan des sondes représenté sur la figure.3.36)

#### 2.2.4.9. Détermination du coefficient de diffusion moléculaire

Afin de déterminer le coefficient de diffusion  $D$  de l'ion ferricyanure, lequel apparaît dans la relation [21], nous avons utilisé la technique de l'électrode tournante. Le dispositif utilisé est représenté ci-dessous :

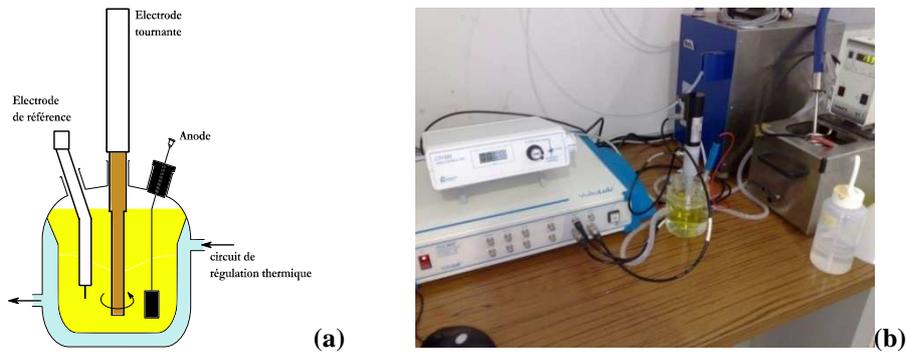


Figure 3.39 : Dispositif de l'électrode tournante utilisé pour la détermination du coefficient de diffusion moléculaire  
 a) Représentation schématique de l'électrode tournante ; b) Chaîne de mesure du coefficient de diffusion

Pour mesurer le coefficient de diffusion de la solution utilisée, nous avons pris un échantillon de solution que l'on a maintenu à température constante par un système de régulation thermique. La solution électrochimique est mue en rotation à vitesse constante grâce à une électrode tournante. L'électrode tournante comme son nom l'indique comporte une sonde électrochimique circulaire de grand diamètre connue (2mm). Cette dernière est maintenue en rotation grâce à un moteur dont la vitesse de rotation est fixée par l'opérateur. On place également dans le ballon schématisé sur la figure 3.64a une anode de platine de surface supérieure à celle de la surface active de la sonde utilisée. Cette dernière étant polarisée, dans ce cas il y a création d'un courant limite de diffusion. La technique consiste à mesurer ce courant de diffusion pour différentes vitesses de rotation de l'électrode et à différentes températures de la solution électrochimique.

Levich (1962) a établi une solution analytique en régime permanent permettant de relier le transfert de matière à la surface de l'électrode en fonction des différentes variables adimensionnelles mises en jeu ;

$$Sh = 0,621 \cdot Re^{1/2} \cdot Sc^{1/3} \quad [3.58]$$

avec :

$$Sh = K_m R_d / D$$

$$Re = \omega R_d^2 / \nu$$

$$Sc = \nu / D$$

$K_m$  désigne le coefficient de transfert de masse sur l'électrode.

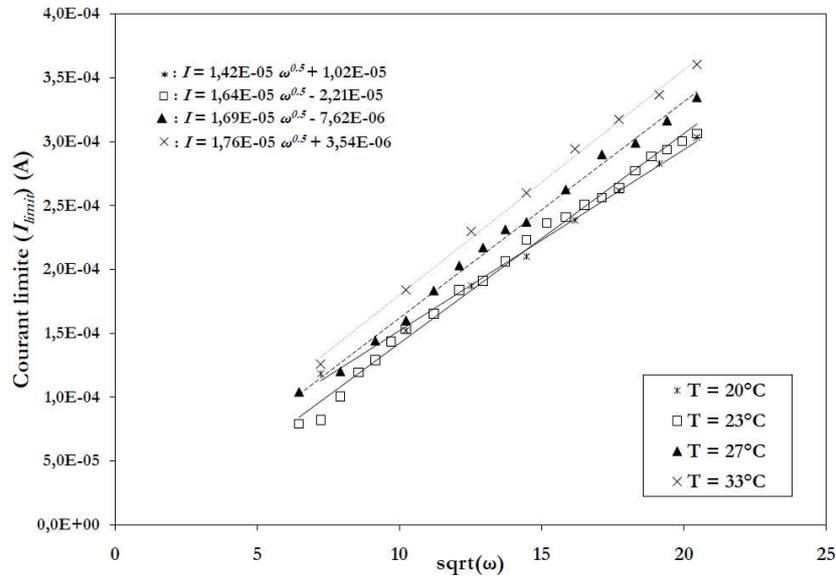
L'équation [3.58] peut être réécrite en fonction du courant limite de diffusion comme :

$$I = 0,62nFA_{et}C_0\nu^{-1/6}D^{2/3}\omega^{-1/2} \quad [3.59]$$

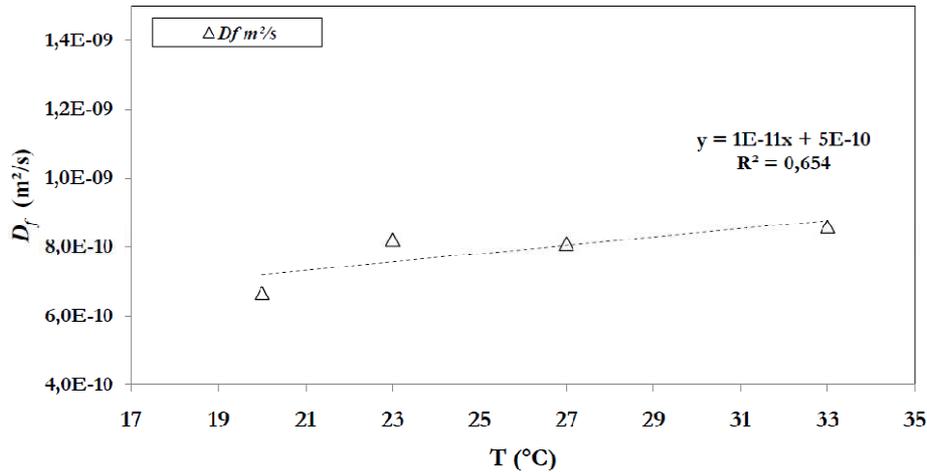
En posant  $\alpha_{et} = 0,62nFA_{et}C_0\nu^{-1/6}D^{2/3}$ , et en traçant  $I = f(\sqrt{\omega})$  en régime stationnaire, on remonte au coefficient  $\alpha_{et}$ . Celui-ci permet de déterminer le coefficient de diffusion moléculaire  $D$  selon l'expression suivante :

$$D = \left[ \frac{\alpha_{et}\nu^{1/6}}{0,155nF\pi d_{et}^2C_0} \right]^{3/2} \quad [3.60]$$

Nous représentons ci-dessous les variations de  $I = f(\sqrt{\omega})$  pour différentes températures :



A partir de ce graphique nous avons pu tracer la variation du coefficient de diffusion en fonction de la température. Celle-ci est représentée sur le graphique ci-dessous :



### 2.2.5. Incertitude de mesures par la technique polarographique

Le courant délivré, en régime permanent et à grand nombre de Peclet, par une sonde circulaire de diamètre  $d$

$$s'écrit : I = 0,807nFC_0A_s \frac{D}{l} Pe^{\frac{1}{3}} = 0,6772nFC_0D^{\frac{2}{3}}d_s^{\frac{5}{3}}S^{\frac{1}{3}}$$

$$\text{En différenciant l'expression précédente, on obtient : } \frac{dI}{I} = \frac{2}{3} \frac{dD}{D} + \frac{5}{3} \frac{d(d_s)}{d_s} + \frac{1}{3} \frac{d\bar{S}}{\bar{S}} + \frac{dC_0}{C_0}$$

$$\text{Finalement : } \frac{\Delta\bar{S}}{\bar{S}} = \sqrt{\left(3 \cdot \frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \left(2 \cdot \frac{\Delta D}{D}\right)^2 + \left(5 \cdot \frac{\Delta(d_s)}{d_s}\right)^2 + \left(3 \cdot \frac{\Delta C_0}{C_0}\right)^2}$$

En effet, l'incertitude sur la mesure de la contrainte de cisaillement pariétal est due est le résultat du cumul d'un ensemble d'incertitudes :

- Incertitude sur le courant mesuré,
- Incertitude introduite par la carte d'acquisition de l'ordre 0,1 - 0,2%,
- Incertitude sur l'estimation du coefficient de diffusion moléculaire qui est d'à peu près 1%,

- Une incertitude sur la concentration d'à peu près 2% (Levich, 1962),
- Une incertitude sur l'évaluation du diamètre actif des sondes (2%) (Sobolik et al. 1998),

L'incertitude totale dans ce cas est  $\frac{\overline{\Delta S}}{S} = 12\%$ . Cette dernière est principalement due à l'incertitude sur l'évaluation de la surface active de la sonde.

### 3. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté le banc d'essais que nous avons conçu et suivi sa réalisation, pour l'étude des mécanismes de transferts dans la zone d'impact d'un jet d'eau plan vertical, turbulent, immergé et confiné. La taille du banc d'essais est particulièrement imposante ( $2,5 \times 2,5 \times 1 \text{ m}^3$ ). Ce choix de conception est fait afin de se rapprocher, d'une part, des échelles des installations réelles rencontrées dans différentes applications en génie des procédés, et d'autre part pour pouvoir comparer nos résultats avec ceux obtenus dans des études précédentes réalisées sur des jets d'air doubles dans notre laboratoire. La configuration d'un jet de liquide ascendant vertical permet un meilleur contrôle de la vitesse de l'écoulement en sortie de buse d'une part, ainsi qu'une réduction des pertes de charges et donc un moindre coût pour la conception. La veine d'essais ainsi réalisée, totalement transparente, permet la mesure de la vitesse à différents endroits du jet, et principalement dans la zone d'impact de celui-ci. En effet, des accès optiques sont prévus selon les trois plans : frontal, latéral et horizontal. Une attention particulière a été accordée à la modularité du banc d'essais afin de pouvoir réaliser des modifications si les tests de qualifications révélaient des défauts de fonctionnements du jet d'eau.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous avons présenté les techniques de mesures utilisées : la technique de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) et la technique électrochimique (polarographique). Ces deux techniques sont totalement non intrusives. La technique de PIV permet de mesurer instantanément des champs de vitesse bidimensionnels (2D2C) dans un plan donné du jet. Elle nécessite, cependant, une calibration optique appropriée. Les erreurs de mesures sur la vitesse sont principalement liées à une mauvaise calibration de cette technique PIV. Afin de réduire ces erreurs, nous avons considéré des systèmes de déplacement rigides et automatisés pour la caméra et pour le laser. Des opérations de post-traitement sur les images PIV enregistrées par la caméra permettent de réduire l'influence des erreurs de mesures. En fonction de la fréquence des enregistrements à réaliser lors des mesures par PIV, il est possible d'utiliser soit la PIV classique (15Hz maxi) ou la PIV rapide (jusqu'à 5400 images/s). Suivant deux plans de mesures perpendiculaires (non synchronisés), il est possible de mesurer les trois composantes de la vitesse de l'écoulement étudié.

La polarographie permet la détermination locale et instantanée du gradient pariétal de vitesse. C'est la technique la plus fiable pour les mesures de gradients pariétaux de vitesse dans les liquides, moyennant l'utilisation d'une solution aqueuse (électrochimique). La connaissance de ce gradient permet de remonter au cisaillement pariétal entre un fluide (liquide) et une paroi inerte. Cette technique est basée sur la mesure d'un courant limite de diffusion qui est converti par la suite en un gradient pariétal de vitesse moyennant l'utilisation de l'équation de convection-diffusion (transfert de masse). La relation entre ce gradient pariétal

de vitesse et le transfert de masse mesuré est fortement non linéaire. Cependant, il existe plusieurs formulations pour une linéarisation permettant l'exploitation rapide des mesures, mais sous certaines conditions liées notamment au taux de fluctuation du signal de transfert de masse mesuré. Nous comparerons, dans notre étude, les résultats obtenus par les formulations proposées par Levêque (1928), Sobolik et al. (1987) et Deslouis et al. (1989a). La polarographie peut être synchronisée dans le temps à la technique de PIV rapide ou classique. Elle nécessite cependant, un ensemble de réglages préalables et précis. D'autre part, les mesures de courant par électrochimie sont très sensibles aux bruits (secteur, vibrations, etc.). L'incertitude sur les mesures électrochimiques pour l'obtention du gradient pariétal de vitesse peut être estimée à environ 12%, si on utilise les méthodes citées précédemment en écoulement permanent, et la solution de Sobolik et al. (1987) pour le cas où les fluctuations du gradient pariétal de vitesse sont importantes.

## Chapitre 4

### Résultats expérimentaux

Nous présentons dans ce chapitre les principaux résultats d'investigations par PIV standard et rapide et par électrochimie d'un écoulement type jet plan turbulent, confiné et en impact. La première partie de ce chapitre est consacrée aux résultats de qualification de l'écoulement par la technique PIV standard. La deuxième partie de ce chapitre est entièrement dédiée à la zone d'impact du jet. Nous présentons, par la suite, les résultats obtenus par mesures synchronisées par la PIV rapide et l'électrochimie surtout en proche paroi d'impact du jet.

## **1. INTRODUCTION**

Après avoir présenté une revue de l'état de l'art de l'étude des jets en impact, et après avoir défini le cadre de cette étude ainsi que les moyens et dispositifs utilisés, nous présentons dans cette section les résultats des investigations expérimentales de la zone d'impact d'un jet plan turbulent et confiné. Ces investigations reposent sur l'analyse de résultats expérimentaux obtenus par PIV et par électrochimie. Notre intérêt s'est porté, particulièrement, sur l'activité tourbillonnaire dans la zone d'impact du jet. En effet, ces tourbillons jouent un rôle dominant dans les échanges (chaleur et/ou masse) entre le jet et la plaque d'impact et au travers du jet. La caractérisation de ces structures tourbillonnaires devrait permettre de déterminer l'origine de leur formation et d'optimiser ainsi le rôle qu'elles jouent dans les échanges turbulents entre le jet et son environnement (plaque d'impact ou proche environnement de part et d'autre du jet).

Pour atteindre notre objectif, nous avons procédé de la manière suivante :

- Caractériser l'écoulement dans sa globalité en premier lieu et préciser la structure de ce dernier. Pour cela, nous avons utilisé la technique PIV standard (voir chapitre III) pour réaliser des mesures de vitesse dans différents plans de l'écoulement.
- En deuxième lieu, nous nous sommes intéressés à l'écoulement en proche paroi, et plus précisément à la zone d'impact du jet. Pour cela nous avons utilisé deux techniques de mesures, séparément dans un premier temps, puis de manière synchronisée. Ces dernières sont l'électrochimie et la PIV rapide. La technique électrochimique permet une mesure locale et instantanée du gradient pariétal de vitesse (pour plus de détails voir le chapitre II). La PIV rapide permet une mesure globale et instantanée du champ de vitesse de l'écoulement. Elle offre également une résolution temporelle élevée qui permet de caractériser les niveaux de turbulence à l'impact. Les mesures synchronisées par électrochimie et par PIV rapide permettent d'obtenir des informations sur l'organisation des tourbillons au sein de l'écoulement, et leur influence respective sur les transferts (chaleur et/ou masse) en paroi. Les mesures synchronisées permettent aussi de comparer les gradients pariétaux de vitesse obtenus par électrochimie à ceux mesurés par PIV en différents points très proches de la plaque d'impact.

Ce chapitre sera donc structuré comme suit : la première partie sera consacrée aux résultats de qualification de l'écoulement du jet en impact. La deuxième partie sera entièrement consacrée à la zone d'impact du jet. Nous présenterons alors dans cette partie, les résultats associés aux mesures synchronisées par PIV rapide et par électrochimie respectivement en proche paroi et sur la plaque d'impact.

## **2. CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT ÉTUDIÉ**

Nous présentons, dans cette section, les principales informations sur la géométrie et l'écoulement étudiés. Nous rappelons en premier lieu les principales dimensions caractéristiques de l'écoulement ainsi que les conditions aux limites de ce dernier. Nous présentons, ensuite, l'écoulement dans sa globalité à travers l'analyse de l'évolution des grandeurs moyennes et fluctuantes en différentes positions du jet avant de nous focaliser sur la zone d'impact.

## 2.1. Rapports géométriques

L'écoulement considéré est un jet plan d'eau vertical ascendant, immergé, confiné et en impact. Le banc d'essai, présenté en détails dans le chapitre II, et reproduit schématiquement ci-dessous sur la figure 4.1 permet de réaliser l'écoulement en question :

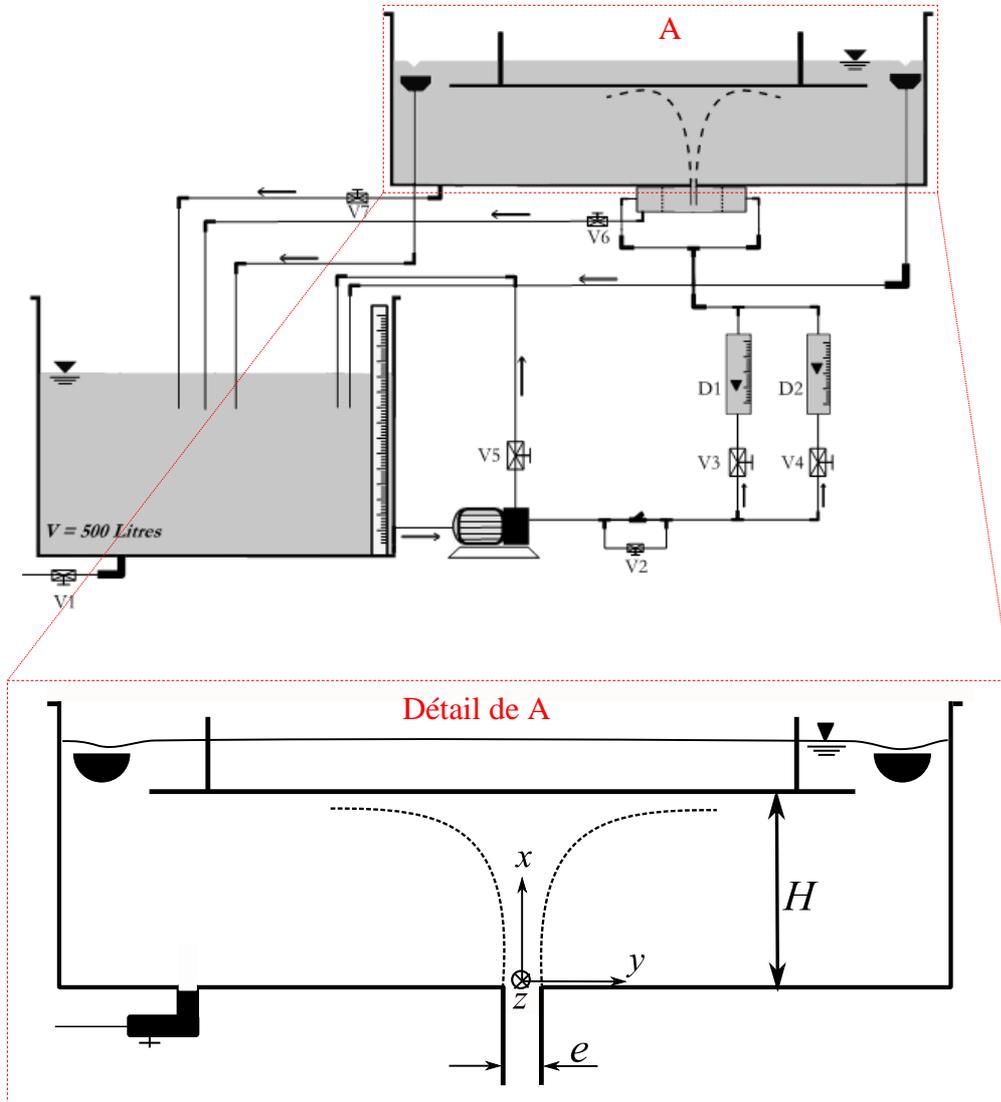


Figure 4.1 : Schéma du banc d'essai et les dimensions caractéristiques du jet

Nous rappelons ici les rapports géométriques considérés dans la configuration étudiée :

- Un rapport d'ouverture  $H/e = 10$  : c'est le rapport entre la hauteur du jet  $H$  (la distance de la sortie de buse à la plaque d'impact) et la largeur de la buse  $e$ . Pour un jet plan en impact, cette valeur correspond à une situation critique où l'intensité de la turbulence sur l'axe du jet est supérieure à l'intensité de la turbulence mesurée pour toute autre valeur du rapport d'ouverture.
- Le rapport entre la largeur de la buse  $e$  et sa longueur, notée  $L$ , doit vérifier  $L/e \geq 20$  pour assurer la bidimensionnalité du jet (Gupta et Pavageau, 2005 ; Maurel et al., 2004), nous avons considéré  $L/e=20$  dans notre étude.

## 2.2. Gamme des nombres de Reynolds étudiés

La gamme de débit que délivre la pompe s'étale de 1 à 24m<sup>3</sup>/h. Nous avons considéré dans cette étude cinq débits différents. Ces débits ont été fixés de sorte à obtenir cinq nombres de Reynolds de buse valant respectivement 1000, 3000, 6000, 11000 et 16000. Le nombre de Reynolds de buse est calculé comme suit :

$$Re_{buse} = \frac{U_0 \times e}{\nu} \quad [4.1]$$

où  $e$  est la largeur de la buse,  $U_0$  est la vitesse maximale en sortie de buse mesurée sur la direction verticale et  $\nu$  représente la viscosité cinématique du fluide.

La gamme choisie de nombres de Reynolds permet de compléter la base de données expérimentales établie par Maurel (2001), Beaubert (2002) et Gupta (2005) sur les jets d'air plans en impact. En effet, Maurel (2001) a traité les cas  $Re = 6700, 13500, \text{ et } 27000$  pour un rapport d'ouverture  $H/e$  variant de 5 à 50. Pour  $H/e = 20$ , un seul Reynolds a été traité (27000) et pour  $H/e = 10$ , deux valeurs seulement (13500 et 27000) ont fait l'objet d'une étude détaillée. Beaubert (2002) s'est quant à lui intéressé à trois valeurs du nombre de Reynolds ; 3000, 7500 et 13500 pour un jet d'air plan simple et pour  $H/e = 10$  uniquement. Gupta (2005), en plus du jet simple, a étudié en détails le cas de deux jets plans accolés (jet double). Il a considéré dans son étude des nombres de Reynolds de 1000, 3000 et 7000 pour un rapport d'ouverture  $H/e = 10$  (avec  $e=2b$  la largeur totale des deux buses accolées).

Cependant, les auteurs ci-dessus ne se sont pas intéressés particulièrement à l'influence du régime de l'écoulement sur l'activité tourbillonnaire à l'impact du jet. Compte tenu des similarités avec le cas des jets d'air, la gamme de nombres de Reynolds considérée ici couvre les différents régimes de l'écoulement. Ceci nous permettra, donc, d'identifier la limite de transition entre le régime laminaire et turbulent pour un jet plan d'eau en impact. Nous étudierons également grâce à cette large gamme de Reynolds, l'influence de ce dernier sur le comportement du jet principalement dans la région d'impact. Nous nous intéresserons à l'influence du nombre de Reynolds sur les propriétés des structures tourbillonnaires à l'impact.

## 2.3. Qualification de l'écoulement par la technique PIV standard

Les mesures par PIV standard (15 images/s) ont été réalisées avec un système d'acquisition *LaVision*. Celui-ci est composé d'un laser Nd-Yag pulsé d'une puissance de 125mJ/pulse produisant un faisceau laser d'une longueur d'onde égale à 532nm. Le laser permet d'éclairer des particules (diamètres 20µm) utilisées comme traceur dans l'écoulement. Ce laser est synchronisé avec une caméra d'acquisition qui permet d'enregistrer 30 paires d'images en doublets successifs. Le capteur CCD de la caméra possède une résolution de 1600×1200 pixels. Il est divisé en plusieurs zones d'interrogations (ZI) de tailles égales à 16×16 pixels. Un algorithme de post-traitement adaptatif à ZI déformables, basé sur la méthode d'intercorrélation spatiale entre les deux images d'une même paire, permet de calculer un champ de vitesse global de l'écoulement dans un plan de mesure donné. Pour augmenter la résolution spatiale des mesures, nous avons considéré un recouvrement de 50% entre les ZI sur les deux images d'une même paire. La durée totale d'acquisition est égale à 133 secondes. Ceci correspond à 2000 paires d'images (i.e. 4000 snapshots) enregistrées à une

fréquence d'acquisition de 15Hz (i.e. 15 paires d'images par seconde). Les caractéristiques des acquisitions des champs de vitesse par PIV classique sont résumées dans le tableau 1.

Les mesures de vitesse par PIV ont été réalisées dans différents plans du jet (figure 4.2) afin de caractériser l'écoulement dans les différentes zones de ce dernier. Les différents plans considérés dans cette étude sont les suivants :

- Un plan transversal au plan du jet : on mesure ainsi les composantes  $u$  et  $v$  du vecteur vitesse  $\vec{V}(u, v, w)$ ,
- Un plan longitudinal, parallèle au plan du jet : on mesure ainsi les composantes  $u$  et  $w$  du vecteur vitesse,
- Un plan parallèle à la plaque d'impact et très rapprochée de celle-ci : on mesure ainsi les composantes  $v$  et  $w$  du vecteur vitesse.

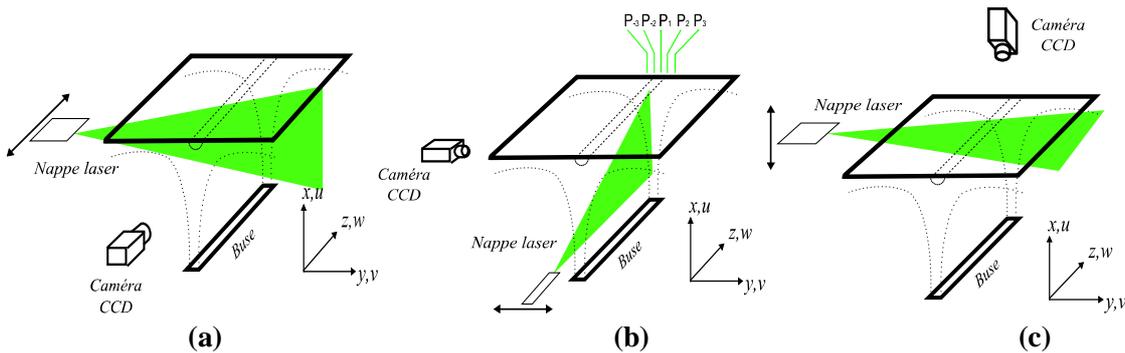


Figure 4.2 : Configurations des mesures par PIV

a) Plan transverse au plan du jet ; b) Plan parallèle au plan du jet ; c) Plan parallèle à la l'impact du jet

|  |         |
|--|---------|
| Distance focale de l'objectif (mm)   | 50      |
| Taille de la ZI (pixels <sup>2</sup> )   | 16 × 16 |
| Recouvrement   | 50 %    |
| Incertitude des mesures PIV classique (intervalle de confiance de 95% - (voir Annexe)) | ± 10 %  |
| Fréquence d'acquisition $f$ (Hz)   | 15      |
| Nombre de snapshots  | 2000    |

Tableau 4.1 : Caractéristiques des acquisitions par PIV standard

Pour les tests de qualifications, nous avons considéré des plans de mesures par PIV qui permettent de décrire l'écoulement dans sa globalité. Les caractéristiques des champs de vitesses considérés dans chaque configuration de la figure 4.2 sont présentées dans le tableau ci-dessous

|                   | Taille du champ (mm <sup>2</sup> ) | Taille de la ZI (mm <sup>2</sup> ) | Résolution du CCD (px <sup>2</sup> ) | Nombre de vecteurs vitesses |
|-------------------|------------------------------------|------------------------------------|--------------------------------------|-----------------------------|
| Configuration (a) | 262 × 196                          | 1,3 × 1,3                          | 1600 × 1200                          | 200 × 150                   |
| Configuration (b) | 378 × 196                          | 1,9 × 1,9                          | 1550 × 808                           | 194 × 101                   |
| Configuration (c) | 380 × 200                          | 1,7 × 1,7                          | 1600 × 1200                          | 200 × 150                   |

Tableau 4.2 : Propriétés des champs de mesures par PIV

Les mesures dans un plan transverse au plan du jet (figure 4.2a) nous permettent d'analyser la structure de l'écoulement depuis la sortie du jet, au niveau de la buse et jusqu'à l'impact. Il est alors possible de déterminer les conditions aux limites du jet et de décrire l'évolution de ce dernier. Les grandeurs analysées englobent les composantes verticale, transversale et longitudinale de la vitesse moyenne, notées respectivement  $u$ ,  $v$  et  $w$  ainsi que la norme de la vitesse  $\|\vec{V}\| = \sqrt{(u^2 + v^2 + w^2)}$ . On rajoute à cela les moments

d'ordre 2,  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$  et les corrélations  $\overline{u'v'}$  via les grandeurs adimensionnées qui en découlent :  $I_u = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{U_0}$  ;

$$I_v = \frac{\sqrt{\overline{v'^2}}}{U_0} ; I_w = \frac{\sqrt{\overline{w'^2}}}{U_0} ; I_{uv} = \frac{\overline{u'v'}}{U_0^2} ; I_{uw} = \frac{\overline{u'w'}}{U_0^2} \text{ et } I_{vw} = \frac{\overline{v'w'}}{U_0^2} \text{ où } u', v' \text{ et } w' \text{ représentent respectivement les}$$

fluctuations des composantes verticale, transversale et longitudinale de la vitesse au sens de la décomposition de Reynolds. Les moyennes correspondent à des moyennes temporelles.

La convergence statistique des données instantanées a été vérifiée pour les 2000 snapshots considérées. En effet, nous avons représenté l'évolution de la vitesse moyenne en fonction du nombre de snapshots enregistrées par PIV (par séries de 100 snapshots) en quatre points distincts du jet (figure .43) : un point dans la zone d'établissement de l'écoulement, un autre dans la zone d'écoulement établi et deux points dans les jets de parois de part et d'autre de l'impact direct du jet. Nous avons ensuite reporté sur un même graphique (figure 4.4), les valeurs des vitesses moyennes pour chaque point en fonction du nombre d'images à partir desquels est calculée cette vitesse. Nous avons remarqué que la vitesse

moyenne en ces points tend à converger vers une valeur quasi constante en chaque point à partir d'un nombre de snapshot total de 2000.

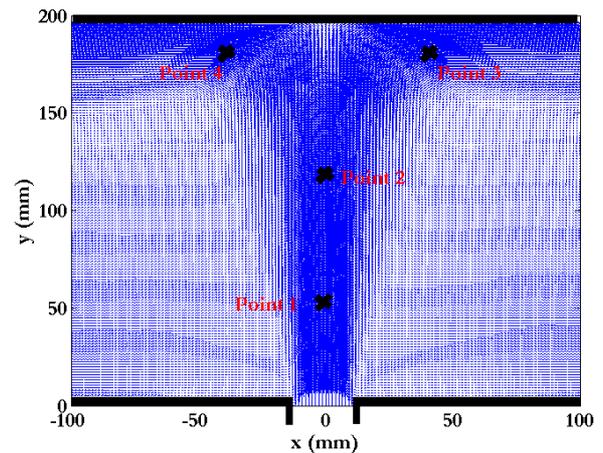


Figure 4.3 : Les différents points considérés pour l'analyse de la convergence statistique des données instantanées

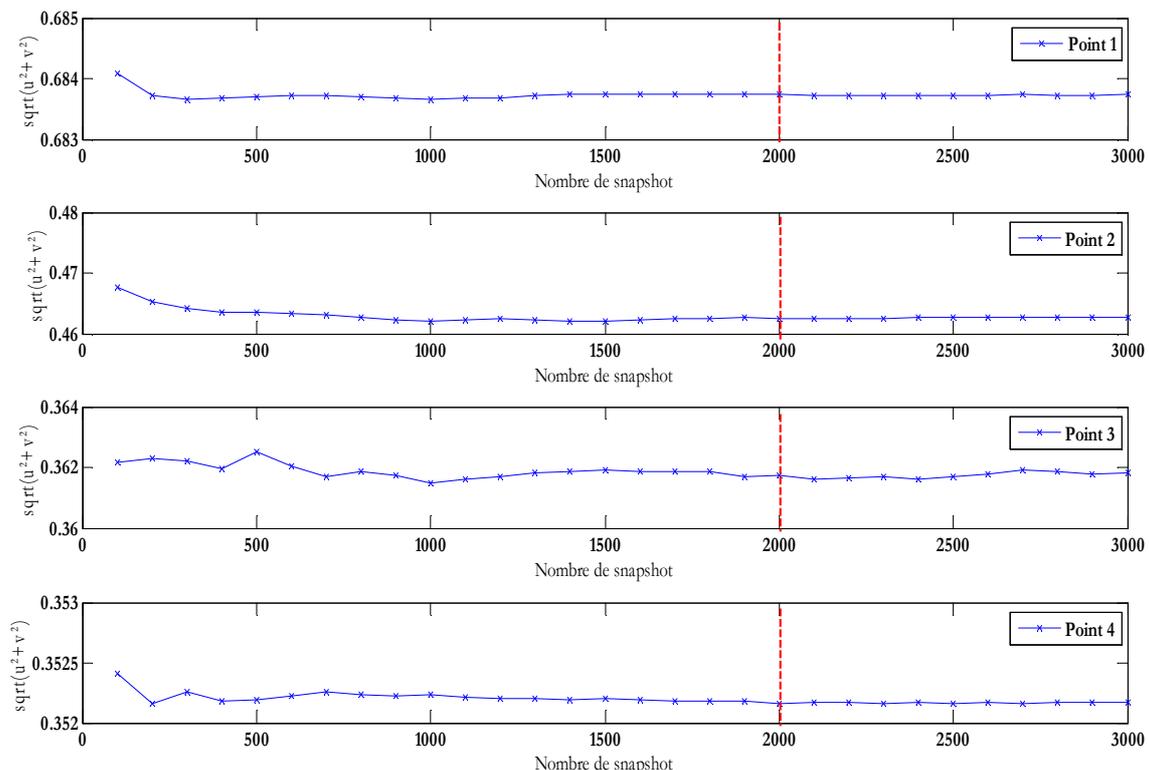


Figure 4.4 : Convergence statistique de la vitesse instantanée en 4 points du jet

### 2.3.1. Vérification de la bidimensionnalité du jet

Il est possible d'exploiter en premier lieu les mesures par PIV dans des plans transversaux au jet (figure 4.2a) afin de vérifier la bidimensionnalité en moyenne de ce dernier. Les conditions aux limites en sortie de buse influencent notablement l'écoulement aval ; ce qui explique la nécessité d'avoir des conditions aux limites homogènes le long de la buse. Pour cela, nous avons considéré 8 positions le long de la buse. Ces dernières sont équidistantes de 5 cm en respectant un éloignement des deux parois frontales de confinement du jet de 2,5 cm de chaque côté. Nous reportons ensuite les profils des vitesses en sortie de buse, pour chaque nombre de Reynolds considéré dans cette étude, sur une seule figure comme cela est schématisé ci-dessous :

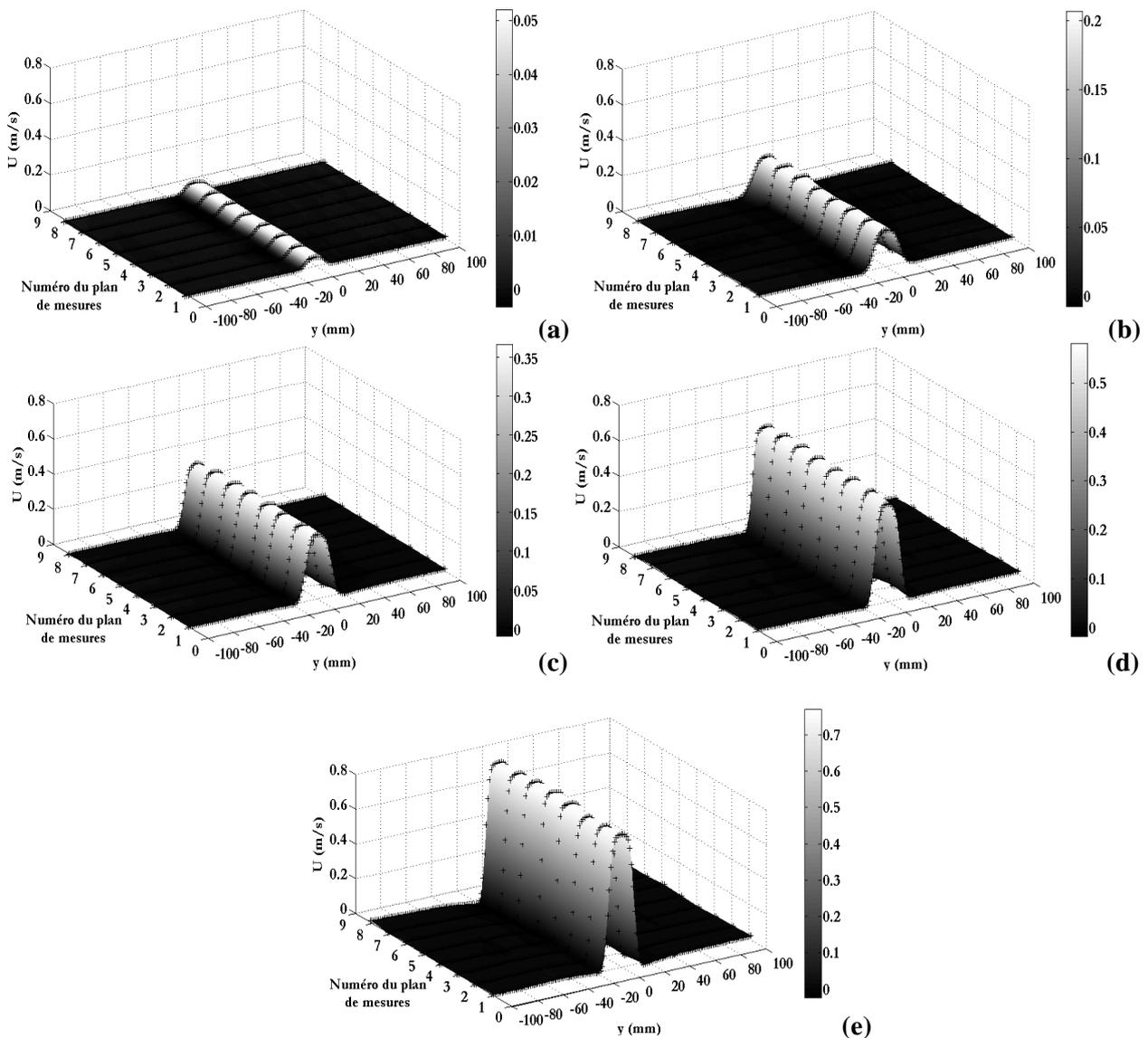


Figure 4.5 : Profils de la composante longitudinale de la vitesse moyenne en sortie de buse pour  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$  a)  $Re = 1000$  ; b)  $Re = 3000$  ; c)  $Re = 6000$  ; d)  $Re = 11000$  ; e)  $Re = 16000$

D'après la figure 4.5 nous remarquons que les profils de vitesses longitudinaux en sortie de buse sont similaires, ce qui prouve que le jet garde son intégrité le long de la buse. L'écoulement est donc bien bidimensionnel le long de la buse. Dans la suite, les mesures par PIV dans un plan transversal au jet seront considérées uniquement à une position située au milieu de la buse.

### 2.3.2. Conditions aux limites en sortie de buse

Il est nécessaire de préciser les conditions aux limites en sortie de buse. En effet, ces dernières influencent le développement de l'écoulement et sont souvent à l'origine des disparités constatées dans la littérature. Les composantes de vitesses auxquelles on s'intéresse sont  $u$ ,  $v$  et  $w$  en sortie de buse et les grandeurs fluctuantes qui en découlent (intensités de turbulence et composantes du tenseur de Reynolds, par exemple). Cependant, en ce qui concerne les intensités de turbulence, le profil transversal de la quantité  $I_w$  n'a pas été déterminé en sortie de buse. Les couples de composantes fluctuantes de vitesse  $(u',v')$  et  $(u',w')$  ne peuvent être mesurés aux mêmes instants. Les termes croisés du tenseur de Reynolds associés  $\overline{u'w'}/U_0^2$  et  $\overline{v'w'}/U_0^2$  n'ont donc pas pu être déterminés en sortie de buse. On ne présente que les profils normalisés des termes croisés de la tension de Reynolds  $\overline{u'v'}/U_0^2$  en sortie de buse.

#### 2.3.2.1. Profils de vitesses en sortie de buse

Les profils des composantes de la vitesse verticale  $u$ , transversale  $v$  et longitudinale  $w$  sont représentés respectivement sur les figures 4.6a, 4.6b et 4.6c pour les différents nombres de Reynolds considérés dans l'étude. En examinant simultanément les figures 4.6a et 4.6b, il apparaît clair que l'écoulement est unidirectionnel vertical en sortie de buse. En effet, la composante  $v$  est négligeable devant la composante  $u$ . En analysant les profils de la composante verticale  $u$  de la vitesse moyenne (figure 4.6a), nous avons remarqué que pour  $Re \geq 3000$ , les 4 profils présentent un plateau dans la buse. Ceci est caractéristique d'un régime turbulent.

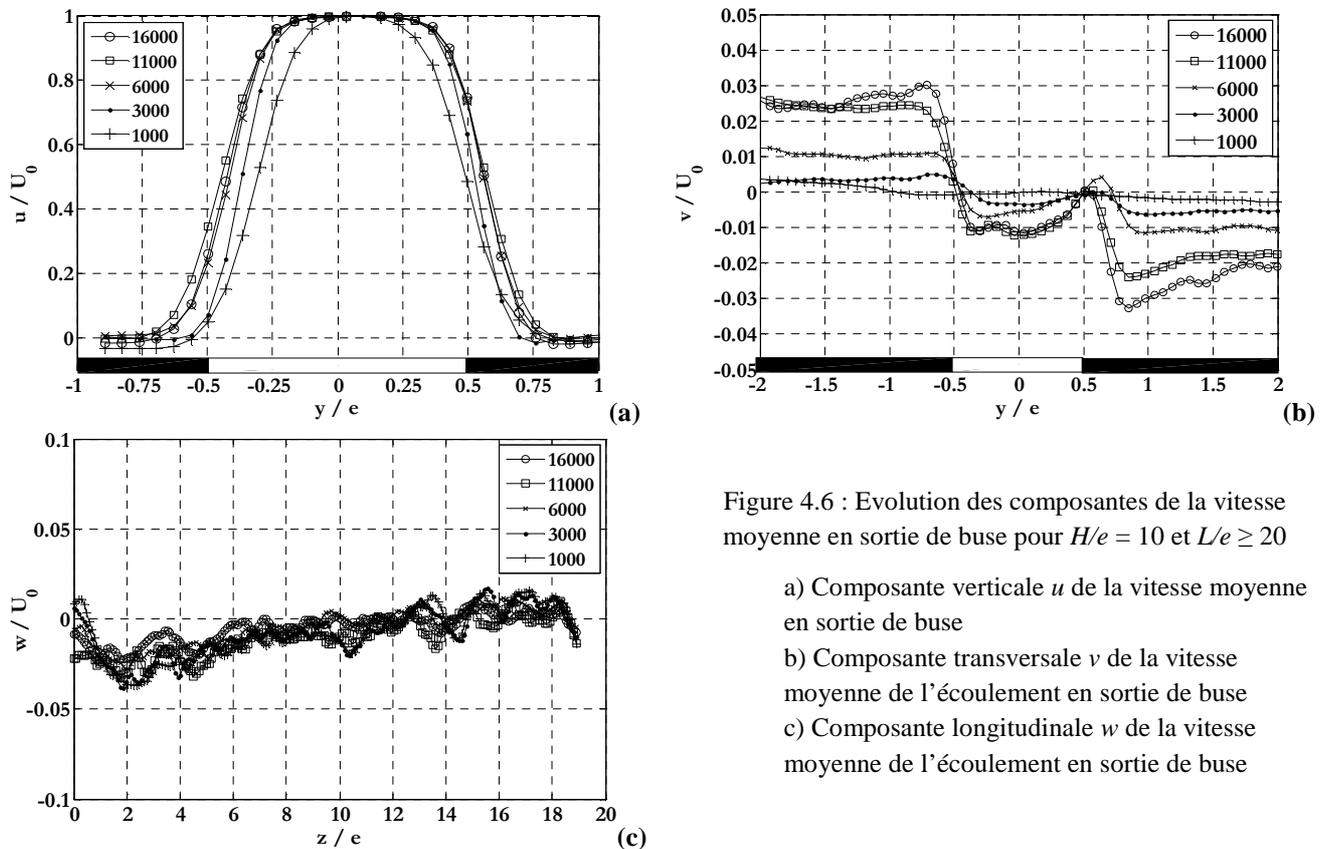


Figure 4.6 : Evolution des composantes de la vitesse moyenne en sortie de buse pour  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$

- a) Composante verticale  $u$  de la vitesse moyenne en sortie de buse
- b) Composante transversale  $v$  de la vitesse moyenne de l'écoulement en sortie de buse
- c) Composante longitudinale  $w$  de la vitesse moyenne de l'écoulement en sortie de buse

Ce type de profil est susceptible de générer dans le jet des instabilités symétriques dans les couches de mélanges du jet (Huang et Hsiao, 1999). On parle de mode variqueux du jet (figure 4.7b). Ces instabilités se

manifestent par des structures tourbillonnaires attachées aux couches de mélange de part et d'autre du jet (voir Chapitre I - figure 1.14). Ces dernières grossissent lentement par coalescence avec d'autres structures dans les couches de mélange au fur et à mesure qu'elles s'éloignent de la buse.

Pour  $Re = 1000$ , le plateau observé auparavant est remplacé par une allure parabolique. Le profil de vitesse

en sortie de buse se rapproche d'un profil parabolique laminaire de la forme :  $u(y) = U_0 \left( 1 - \frac{y^2}{(e/2)^2} \right)$ . Le

régime d'écoulement pour  $Re = 1000$  peut donc être qualifié de laminaire. La transition laminaire-turbulent a donc eu lieu pour un nombre Reynolds tel que  $3000 > Re \geq 1000$ . Ce résultat est en adéquation avec ce que dit la littérature (Chapitre I - §2.2.2.1). Le profil de vitesse laminaire en sortie de buse favorise le mode sinueux caractérisé par la naissance d'instabilités antisymétriques alternées (figure 4.7a). Le mode variqueux, contrairement au mode sinueux, assure que les couches de mélange latérales gardent leur identité propre plus longtemps, même après la désintégration des structures cohérentes qu'elles génèrent et transportent (Gupta, 2005). Dans le mode variqueux (Fig.7b), l'appariement des tourbillons se fait entre vortex de la même couche de mélange tandis que dans le mode sinueux il a lieu entre tourbillons qui se forment séparément dans les deux couches de mélange de part et d'autre du jet (Hussain et al. 1988).

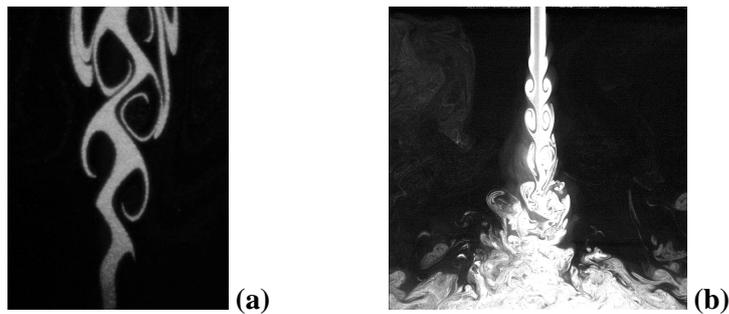


Figure 4.7 : a) Mode sinueux (Wolton, 2006) ; b) Mode variqueux (Gupta, 2005)

Les profils de la composante transversale  $v$  de la vitesse en sortie de buse pour les différents nombres de Reynolds sont représentés sur la figure 4.6b. Ces profils ont des tendances similaires. Cependant, la composante transversale de la vitesse moyenne  $v$  n'est pas nulle dans la buse pour  $Re \geq 3000$ . Les valeurs de la vitesse moyenne  $v$  sont très faibles et ne dépassent pas 1% de la vitesse maximale en sortie de buse  $U_{max}$ . Etant donné que l'écoulement est unidirectionnel vertical en sortie de buse, on s'attend à ce que les valeurs de la composantes transversale  $v$  de la vitesse moyenne soient nulles. Ce n'est donc pas le cas. Ceci est dû à une légère inclinaison du jet à gauche, dans le sens des valeurs négatives de l'axe  $y$ . En effet, malgré les efforts réalisés pour garder le jet symétrique (Chapitre III - §1.2.1.1.2.3), nous n'avons pas pu éviter cette légère inclinaison qui est dû à la géométrie du banc d'essai. Une analyse approfondie des profils transversaux de la composante  $v$  de la vitesse moyenne (figure 4.8) a permis d'évaluer cette inclinaison à environ  $1^\circ$  par rapport à la verticale.

Nous avons également observé que les valeurs de la composante de la vitesse moyenne  $v$  augmentent de part et d'autre de la buse (en valeur absolue). Cette augmentation s'explique par un effet d'entraînement exercé par le jet sur le fluide situé à l'environnant proche de la buse.

La troisième composante  $w$  de la vitesse moyenne en sortie de buse est représentée sur la figure 4.6c. Cette vitesse est mesurée par PIV suivant l'axe  $z$  le long de la buse et au milieu de celle-ci. Les profils présentés sur cette figure montrent que la composante  $w$  présente de faibles variations le long de la buse. Ceci est valable pour l'ensemble des nombres de Reynolds étudiés.

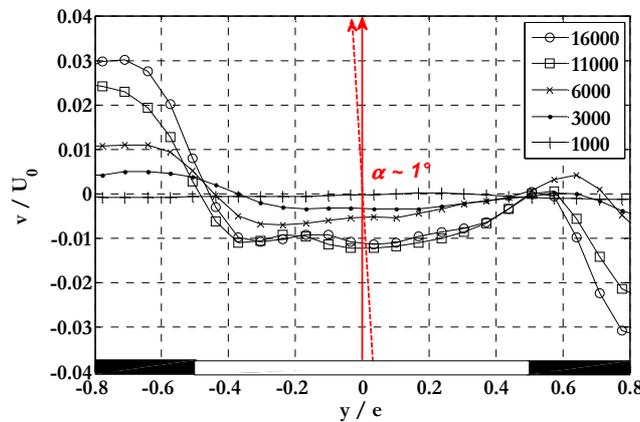


Figure 4.8 : Estimation de l'inclinaison du jet

Ces variations ne dépassent pas 4% de la vitesse maximale  $U_{max}$  en sortie de buse du jet. Néanmoins, elles sont plus importantes que celles observées sur la composante  $v$  (figure 4.6b). Ceci montre donc qu'il y a une inclinaison du jet dans le sens de l'envergure en plus de l'inclinaison observée dans la direction transversale à la buse. Cette inclinaison est d'autant plus importante qu'on se rapproche des positions  $z/e = 0$  et  $z/e = 20$  (i.e. parois latérales du bassin où débouche le jet). Ceci est probablement dû à l'influence des couches limites le long de ces parois. Nous l'avons estimée à une valeur maximale de  $1^\circ$  avec la direction verticale du côté de  $z/e = 20$  et  $3^\circ$  de côté de  $z/e = 0$ . Cette inclinaison n'a pu être évitée. Elle est due à la géométrie du banc d'essai et nous n'avons pas pu y remédier.

### 2.3.2.2. Profils d'intensités de turbulence et des tensions de Reynolds

La figure ci-dessous présente les profils d'intensités de la turbulence dans la buse. Pour les profils de  $I_u$  et  $I_v$ , on retrouve la forme caractéristique en selles des profils d'intensité de turbulence ; à savoir, un plateau bas ainsi que deux pics d'intensité représentatifs de la couche de mélange. Ces deux pics sont compris entre 1 et 10% pour  $I_v$  (figure 4.9b) et 1 et 20% pour  $I_u$  (figure 4.9a). Les valeurs des intensités de turbulences en sortie de buse sont principalement tributaires des conditions d'écoulement en amont dans le bac de stabilisation de l'écoulement et ne peuvent pas être ajustée sur notre banc d'essai (Gupta, 2005). Les valeurs mesurées de  $I_u$  et  $I_v$  se rapprochent, à nombre de Reynolds équivalent, de celles mesurées par Maurel (2001) pour un jet d'air plan en impact à  $H/e = 10$  et  $Re = 13500$ . En effet, ce dernier a trouvé que  $I_u$  variaient entre 2 et 16% et  $I_v$  entre 2 et 11%.

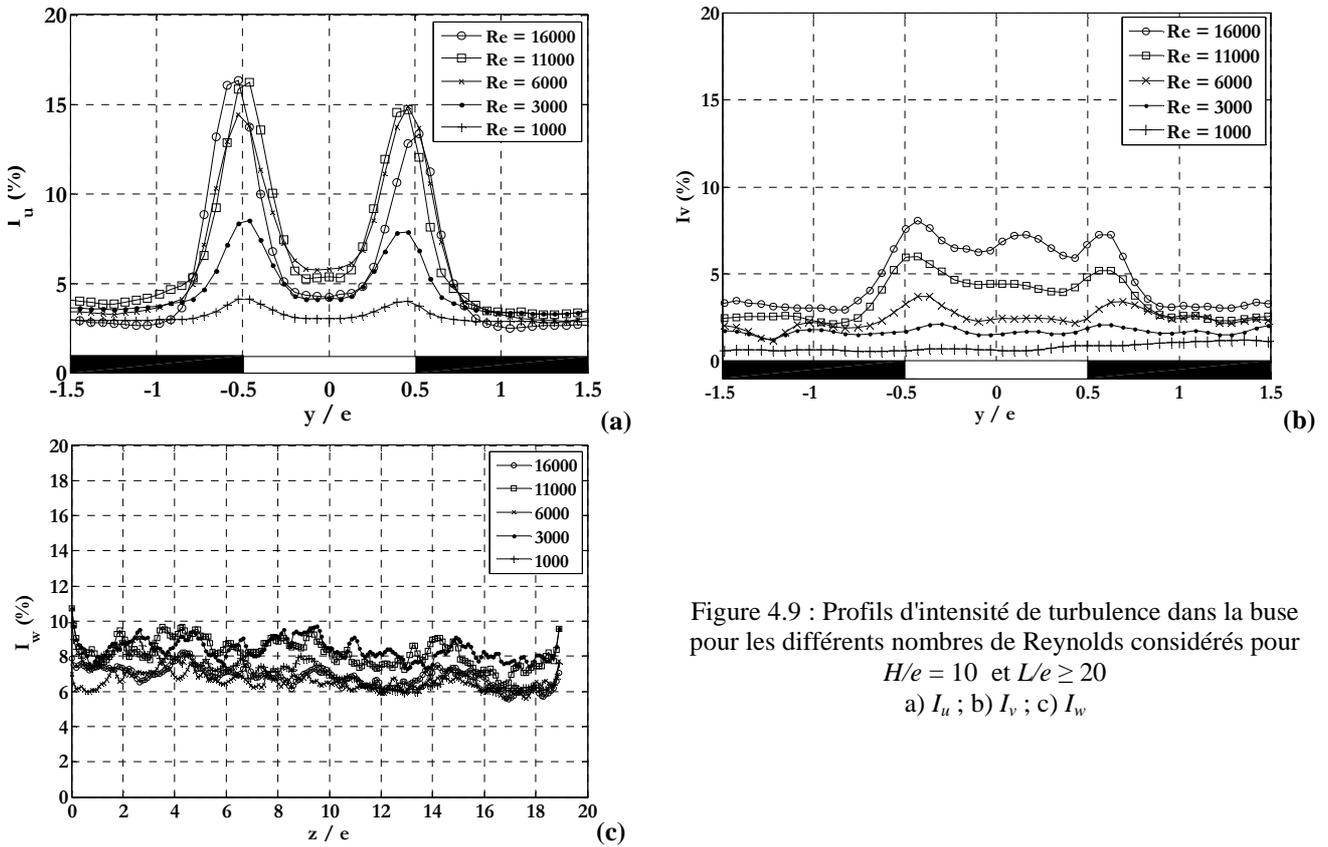


Figure 4.9 : Profils d'intensité de turbulence dans la buse pour les différents nombres de Reynolds considérés pour  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$   
a)  $I_u$  ; b)  $I_v$  ; c)  $I_w$

Pour des nombres de Reynolds  $Re \leq 1000$ , les niveaux d'intensités de turbulence sont les plus bas. Ils sont même quasi nuls confirmant le caractère laminaire de l'écoulement en sortie de buse à cette valeur du nombre de Reynolds.

Les profils de  $I_w$ , sont tracés le long de la buse au centre de celle-ci (figure 4.9c). Les valeurs de  $I_w$  se situent entre 6 et 10 %.

Les profils transversaux des termes croisés de la tension de Reynolds  $I_{uv} = \overline{u'v'}/U_{\max}^2$  sont représentés en sortie de buse et pour les différents nombres de Reynolds sur la figure 4.10. Les valeurs maximales sur ces profils se situent aux bords de la buse. Ces pics sont dus à la présence d'un cisaillement important entre le jet et le fluide environnant proche de la buse.

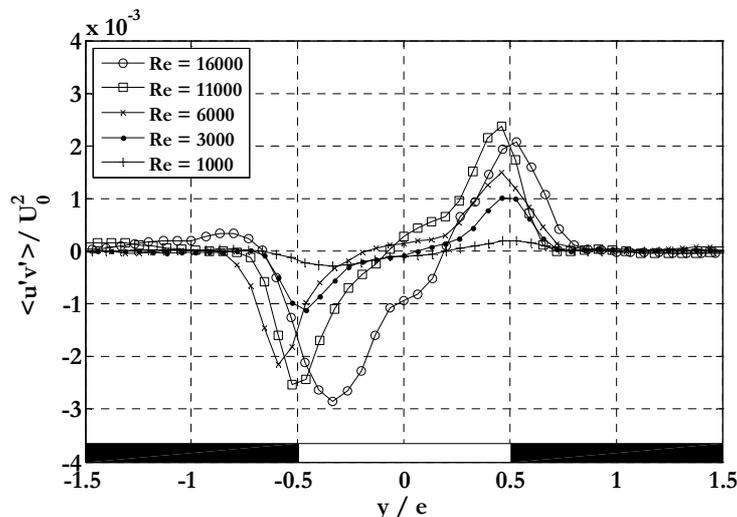


Figure 4.10 : Profils des termes fluctuants croisés de la tension de Reynolds dans la buse pour les différents nombres de Reynolds considérés et pour  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$

Pour le rapport d'ouverture considéré dans cette étude, les niveaux de turbulence  $I_u$ ,  $I_v$  et  $I_w$  montrent une sensibilité au nombre de Reynolds d'autant plus importante que si  $Re \leq 6000$ . Les petits nombres de Reynolds (i.e.  $Re \leq 6000$ ) influencent donc fortement les caractéristiques cinématiques turbulentes du jet plan. En revanche, quand le nombre de  $Re > 6000$ , les grandeurs moyennes deviennent indépendantes de  $Re$ , ce n'est pas le cas des grandeurs turbulentes qui restent sensibles au nombre de Reynolds. Maurel (2001) a également obtenu des résultats similaires sur les profils d'intensité de turbulence en sortie de buse dans le cas d'un jet d'air plan en impact pour  $Re = 13500$  et  $H/e = 10$ .

Une légère dissymétrie est observée sur les profils des figures 4.9a, 4.9b et 4.10. Celle-ci est due à l'inclinaison du jet déjà relevée au travers des résultats présentés figures 4.6b et 4.6c.

### **2.3.3. Analyse statistique**

L'ensemble des résultats présentés dans cette section sont issus de l'analyse des champs de vitesse mesurés par PIV selon la configuration schématisée sur la figure 4.2a. On présente, en premier lieu, la topologie des champs moyens et des grandeurs fluctuantes de la vitesse, ensuite on s'intéresse à l'évolution des profils verticaux et transversaux des grandeurs moyennes et fluctuantes dans le jet.

#### **2.3.3.1. Topologie des champs moyens et fluctuants**

Il est intéressant de présenter l'écoulement dans sa globalité. Pour mieux comprendre la topologie de l'écoulement, nous avons représenté, en premier lieu, les champs moyens des vitesses dans un plan transversal au plan du jet. Ensuite, nous avons représenté les champs des grandeurs fluctuantes associées aux composantes de la vitesse.

#### **A. Grandeurs moyennes**

##### **a. Lignes de courant**

Nous commençons cette approche qualitative en présentant les lignes de courant de l'écoulement. Celles-ci renseignent sur la topologie globale du jet. Elles sont tracées dans un plan perpendiculaire au plan du jet. Par souci de clarté, et compte tenu de la symétrie observée dans l'écoulement dans la limite de la région étudiée (i.e.  $-150 \text{ mm} \leq y \leq 150 \text{ mm}$ ), nous avons représenté les lignes de courant d'un demi-jet pour les différents nombres de Reynolds considérés (figure 4.12).

En examinant ces lignes de courant depuis la buse (sortie du jet) et jusqu'à l'impact, nous remarquons que l'écoulement change de comportement au fur et à mesure qu'on s'approche de la plaque d'impact. En effet, les lignes de courant, serrées en sortie de buse, se desserrent au fur et à mesure qu'on s'en éloigne. Ceci montre donc un épanouissement latéral du jet. Nous avons évalué cet épanouissement à travers l'estimation de la demi-largeur du jet  $b_u$  (voir chapitre I - §2.1.2). Nous avons représenté sur la figure ci-dessous, l'évolution longitudinale de  $b_u$ :

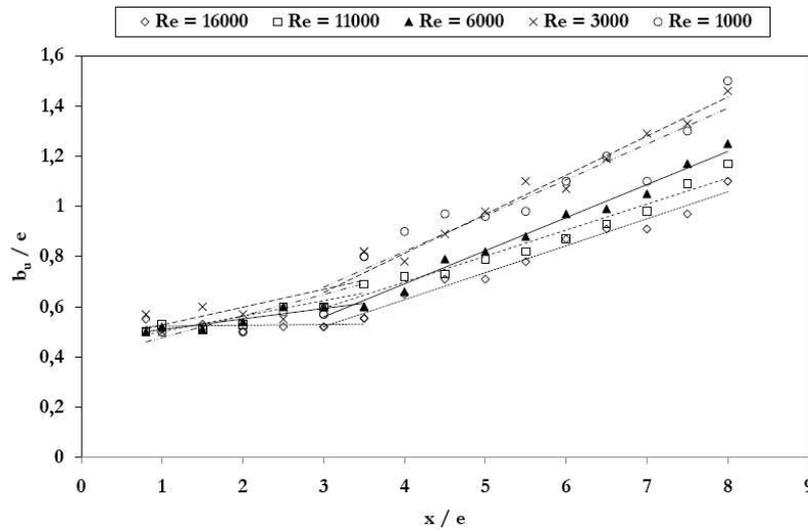


Figure 4.11 : Evolution longitudinale de la demi-largeur  $b_u$  du jet d'eau plan étudié

L'évolution de la demi-largeur est linéaire de la forme  $A_1 x/e + B_1$  et  $A_2 x/e + B_2$  respectivement sur les intervalles  $[0,8 ; 3,5]$  et  $[3 ; 8]$ . Ceci montre donc une transition de l'écoulement à  $x/e \approx 3,5$ . En effet les pentes des évolutions linéaires de la demi-largeur  $b_u$  du jet change à cette position. Nous avons reporté dans le tableau ci-dessous, les valeurs des coefficients  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $A_2$  et  $B_2$  pour chaque nombre de Reynolds :

|       | $Re = 16000$ | $Re = 11000$ | $Re = 6000$ | $Re = 3000$ | $Re = 1000$ |
|-------|--------------|--------------|-------------|-------------|-------------|
| $A_1$ | 0,022        | 0,061        | 0,105       | 0,066       | 0,042       |
| $B_1$ | 0,510        | 0,439        | 0,378       | 0,462       | 0,467       |
| $A_2$ | 0,101        | 0,103        | 0,150       | 0,129       | 0,131       |
| $B_2$ | 0,240        | 0,282        | 0,249       | 0,264       | 0,164       |

Tableau 4.3 : Coefficients du modèle caractéristique de l'évolution de la demi largeur du jet pour les différents nombres de Reynolds considérés ( $H/e = 10 ; L/e = 20$ )

Les tendances observées sur la figure 4.11 suivent la corrélation empirique proposée par Rajaratnam (1976), Gutmark et Wygnansky (1976), et reprise par Namer et Otügen (1988), Guyonnaud (1998), Maurel (2001) et Gupta (2005) :

$$b_u/e = K \cdot \frac{x - x_0}{e} \quad [4.2]$$

avec  $K$  une constante empirique et  $x_0$  la position de l'origine fictive.

Nous avons observé que l'épanouissement du jet diminue en augmentant le nombre de Reynolds. Ce résultat a été également obtenu par Namer et Otügen (1988) ainsi que Gupta (2005). Ce dernier a observé ce comportement du jet même dans le cas d'une configuration à double jets d'air plan accolés. En considérant la corrélation précédente [4.2], et connaissant la demi-largeur  $b_u$ , il est possible d'estimer la position de l'origine fictive  $x_0$  pour les différents cas étudiés. Nous avons reporté les valeurs obtenues de  $x_0$  dans le tableau 4.4 :

|         | $Re = 16000$ | $Re = 11000$ | $Re = 6000$ | $Re = 3000$ | $Re = 1000$ |
|---------|--------------|--------------|-------------|-------------|-------------|
| $x_0/e$ | -2,4         | -2,7         | -1,7        | -2          | -1,3        |

Tableau 4.4 : Positions de l'origine fictive en fonction du nombre de Reynolds

On remarque que la position de l'origine fictive est négative ce qui confirme qu'elle se trouve en amont de la buse. Les résultats obtenus sont conformes aux observations de Namer et Otugen (1988), qui ont admis que  $x_0/e$  varie entre -4,2 et 1,3. La position de l'origine fictive  $x_0$  s'éloigne de la buse en augmentant le nombre de Reynolds. Ces observations sont en accord avec celles faites auparavant par Sato et Sakao (1962). Cependant, ces derniers n'ont pas réussi à formuler la dépendance de  $x_0$  du nombre de Reynolds  $Re$  étant donné qu'il faut tenir compte en plus des facteurs géométriques de la configuration étudiée, lesquels sont spécifiques à chaque étude.

Au niveau de l'impact, les lignes de courant se resserrent à nouveau et changent de direction ce qui témoigne de la présence d'un fort gradient de vitesse dans cette zone.

A partir de la description de l'évolution des lignes de courant dans le jet, il est donc possible de distinguer assez classiquement et assez rudimentairement, 3 régions principales dans le jet :

- Une zone de sortie (i.e. zone proche de la buse) où les lignes de courants sont serrées et quasi-parallèles. Cette région est surnommée «zone d'établissement de l'écoulement » ou « cœur potentiel du jet ».
- Une zone située juste avant l'impact où les lignes de courants se desserrent : c'est la « zone développée du jet ».
- La région d'impact et la zone de jet de paroi. Elle est caractérisée par une diffusion latérale du jet. Dans cette région, les lignes de courants changent de direction et deviennent « parallèles » à la plaque d'impact.

D'autre part, on note également que les lignes de courant montrent l'effet d'entraînement exercé par le jet sur le fluide environnant. Nous avons également observé pour  $Re = 1000$  des écoulements secondaires sous forme de recirculations près de la buse (figure 4.12a). Le diamètre de celles-ci est à peu près égal à  $2e$ . Ces recirculations sont absentes pour les nombres de Reynolds plus élevés considérés dans cette étude. Dans le cas des jets plans descendants (buse en haut et plaque d'impact en dessous de la buse), étudiés par Hattori (2004) et Gupta (2005), ces recirculations sont présentes de part et d'autre de la buse et se trouvent piégées entre une grande recirculation latérale, le jet et la paroi de confinement. Ces écoulements secondaires près de la buse ont été observés pour des nombres de Reynolds proches de ceux que nous avons considérés dans cette étude (figure 4.13).

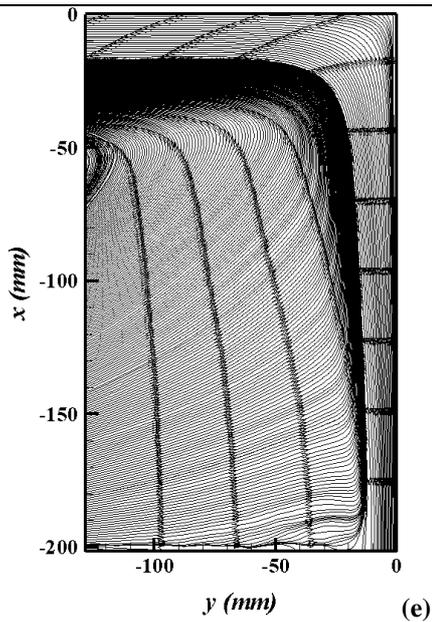
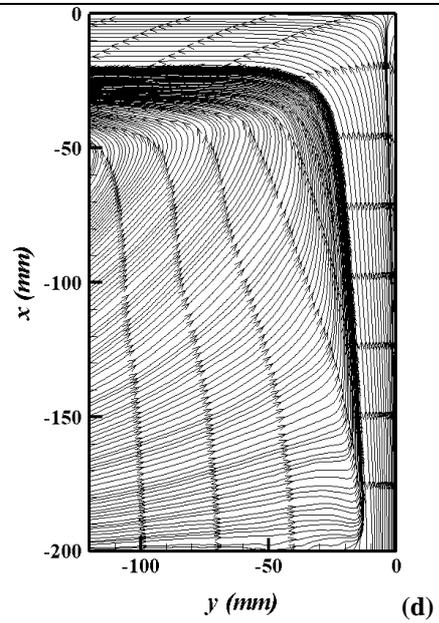
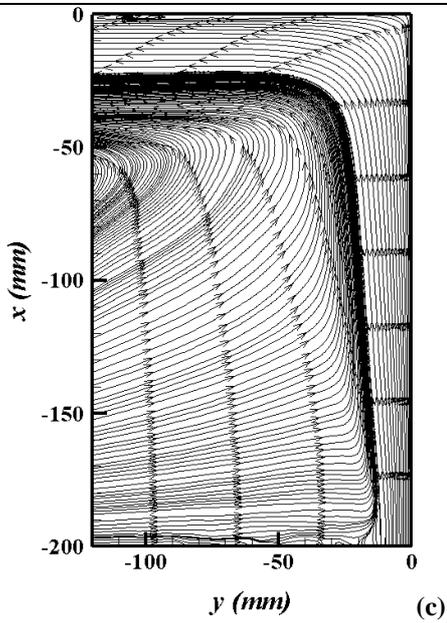
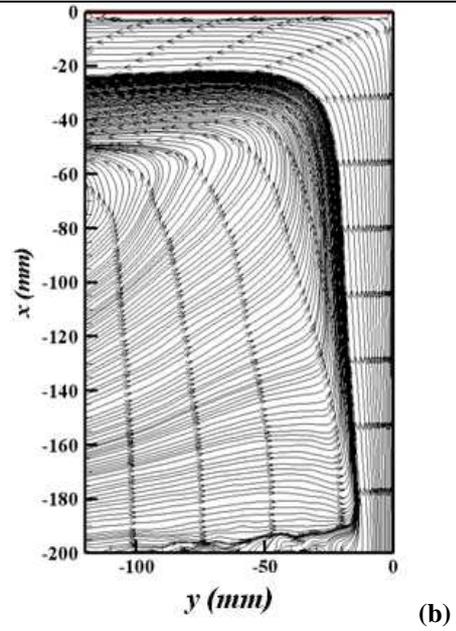
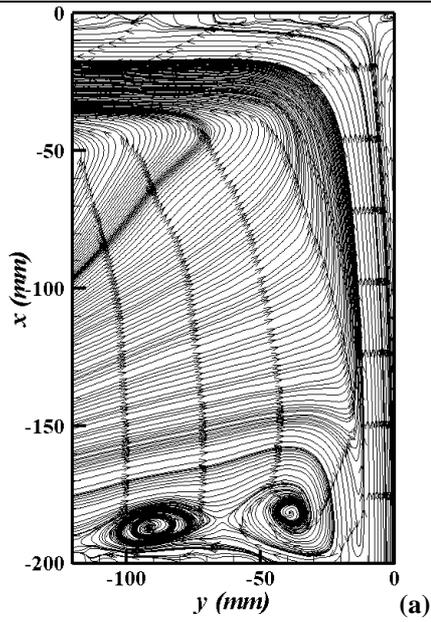


Figure 4.12 : Lignes de courant du jet pour les différents nombres de Reynolds considérés pour  $H/e = 10$  et  $L \geq 20$  obtenus par mesures expérimentales par PIV standard

- a)  $Re = 1000$
- b)  $Re = 3000$
- c)  $Re = 6000$
- d)  $Re = 11000$
- e)  $Re = 16000$

La différence dans le comportement du jet est principalement due aux différences entre les configurations géométriques des jets. En effet, dans les configurations étudiées par Hattori et Gupta, le jet plan débouche dans un tunnel ouvert des deux côtés avec une longueur de tunnel assez suffisante pour le développement de très larges recirculations latérales de part et d'autre du jet ( $L_{latérale} \approx 8H$ ). Ce n'est pas le cas dans la configuration que nous avons étudiée. En effet, le jet plan est confiné latéralement comme le montre la figure 4.1. La distance de confinement est égale à  $L_{latérale} = 4H$ . Les recirculations latérales de part et d'autre du jet n'ont pas assez d'espace pour se développer. Il s'en suit que les recirculations aux bords de la buse, ne se forment pas.

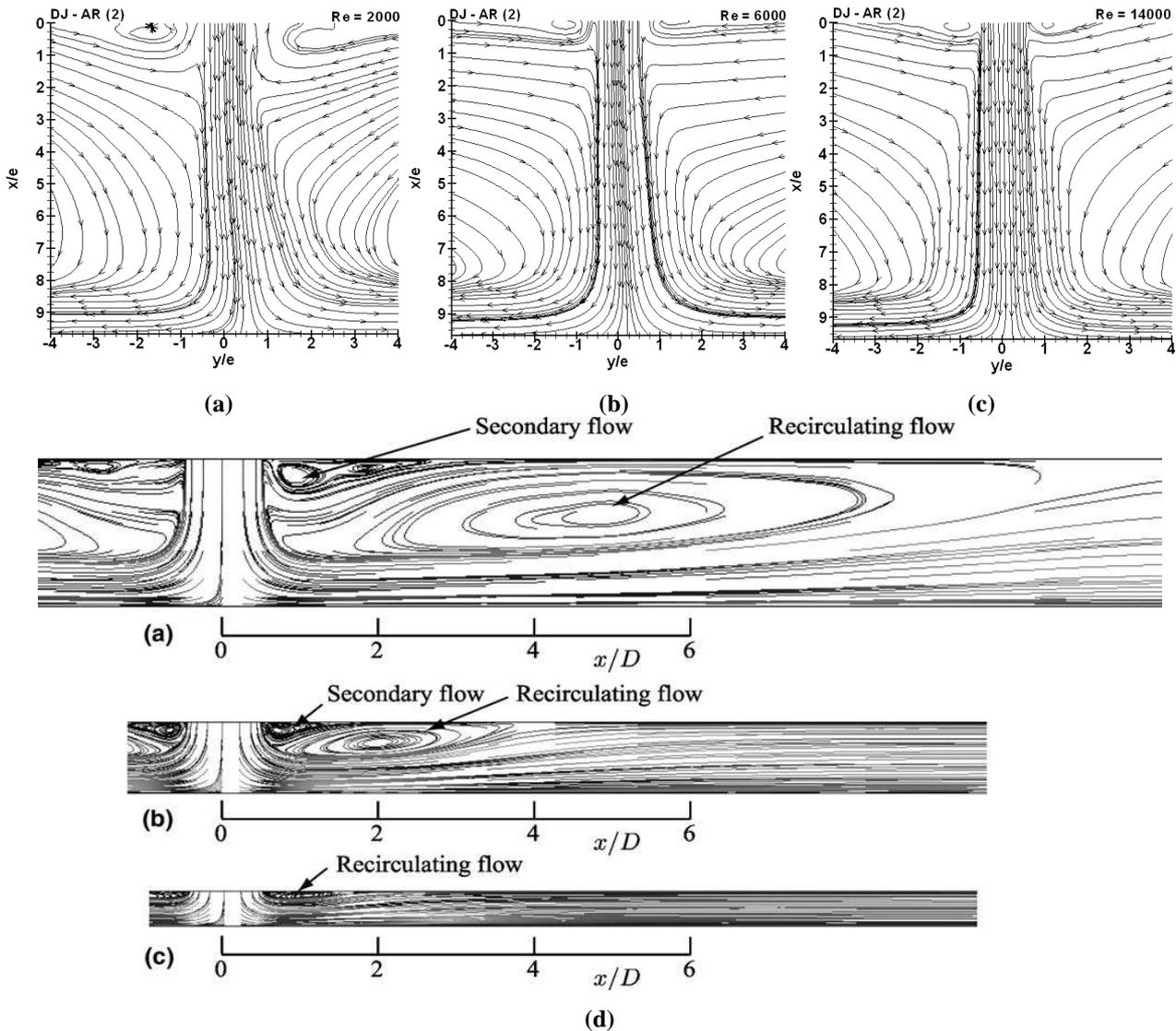


Figure 4.13 : Lignes de courant de jets plans en impact

a)  $Re = 2000$  (Gupta, 2005) ; b)  $Re = 6000$  (Gupta, 2005) ; c)  $Re = 14000$  (Gupta, 2005) ; d)  $Re = 9120$  (Hattori, 2004)

### b. Champs de la vitesse moyenne dans un plan transversal au plan du jet

Les distributions spatiales de la norme de la vitesse moyenne normalisée par  $U_0$   $\|\bar{\mathbf{v}}\|/U_0 = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}/U_0$  ainsi que ses composantes  $\bar{u}/U_0$  et  $\bar{v}/U_0$  sont représentées respectivement sur les figures 14a, 14b et 14c pour l'ensemble des nombres de Reynolds étudiés.

Quel que soit le nombre de Reynolds considéré, on remarque que la topologie générale du jet en impact étudié est la même :

- Une partie centrale depuis la sortie de buse et jusqu'à l'impact : elle est caractérisée par une dominance de la composante verticale (figure 4.14b) de la vitesse par rapport à la composante transversale (figure 4.14c). Dans cette zone, on aperçoit une étroite région où les niveaux de vitesse dans le jet, ne changent quasiment pas. Cette région s'étend depuis la sortie de buse et jusqu'à une distance d'environ  $4 \times e$ . Ce constat est valable pour l'ensemble des nombres de Reynolds considérés. Le long de cette même région, nous avons déjà observé que l'épanouissement du jet est faible (figure 4.11) en comparaison avec des régions plus éloignées. Le jet garde donc son identité dans cette région, ce qui caractérise le « cœur potentiel » du jet. D'autre part, L'analyse de la figure 4.14b pour le cas  $Re = 6000$  montre un épanouissement important du jet en comparaison avec les autres nombres de Reynolds. Ce constat a été déjà fait auparavant à travers l'analyse des lignes de courant. Cet épanouissement se manifeste par un élargissement latéral plus important du jet, synonyme d'un entraînement latéral plus important du fluide environnant. Ceci se confirme sur la distribution de la vitesse sur la figure 4.14c pour le cas  $Re = 6000$ . En effet, on observe une augmentation des niveaux de la vitesse  $\bar{v}/U_0$  du fluide environnant.
- Une deuxième région, qui correspond à l'impact direct du jet : quelles que soient les valeurs du nombre de Reynolds, on observe une étroite région (sous forme de bulle sur les champs 2D) de vitesse très faible voire nulle). Elle s'étend sur une largeur d'environ  $2 \times e$ . Elle correspond à une zone de l'écoulement où la majeure partie de la quantité de mouvement du jet est transformée en pression à la paroi. A l'impact du jet, le coefficient de pression est maximum au centre de cette zone, il décroît au fur et à mesure qu'on s'en éloigne (Gupta, 2005). Au delà de cette région commence les jets de paroi.
- Une troisième région : les jets de paroi. Ces deux régions situées de part et d'autre du jet, se caractérisent par une dominance de la composante transversale de la vitesse  $\bar{v}$  par rapport à la composante verticale  $\bar{u}$ . Ceci est bien illustré par les figures 4.14b et 4.14c. L'analyse des niveaux de vitesse permet de délimiter rudimentairement la hauteur maximale de la zone d'impact qui correspond à environ 20% de la hauteur totale  $H$  du jet quelque soit le nombre de Reynolds. Cette hauteur est identifiée par la distance verticale depuis la plaque d'impact et jusqu'au niveau où la vitesse  $\bar{v}/U_0$  dans le jet de paroi s'annule ou se rapproche beaucoup de 0. D'autre part, en s'éloignant du point d'impact du jet (i.e.  $\bar{v}/U_0 = 0$ ), nous avons détecté des zones d'accélération (en valeur absolue) de  $\bar{v}$  en proche paroi d'impact, où  $\bar{v}$  atteint dans ces zones des niveaux de l'ordre de 60% de la vitesse maximale du jet  $U_0$ . Ces accélérations caractérisent les jets de parois. Les accélérations de vitesse se situent à  $y/e = \pm 2$  pour  $Re > 1000$ . Ces accélérations sont dues au transfert latéral de quantité de mouvement du jet après l'impact de ce dernier. L'analyse des figures 14a et 14b révèle une légère inclinaison du jet qui se manifeste surtout pour des nombres de Reynolds inférieurs ou égaux à 11000. Cette inclinaison confirme les observations déjà faites sur les profils de vitesse et d'intensité turbulente en sortie de buse (figures 4.6, 4.8 et 4.9a). Compte tenu de l'angle d'inclinaison calculé auparavant, le point d'impact (i.e. zone où la vitesse du jet

est nulle à l'impact) du jet est décalé vers la gauche d'une distance qui ne dépasserait pas 3 mm. D'après la Fig.15c pour le cas  $Re = 1000$ , où l'inclinaison est la plus prononcée, la position de l'impact (i.e. où la vitesse du jet est nulle) est décalée d'environ  $0,2 \times e \approx 4$  mm.

### B. Grandeurs fluctuantes : moments d'ordre 2 et énergie cinétique turbulente $k$

Les figures 4.15a et 4.15b représentent les distributions spatiales des intensités de turbulence normalisées, notées  $I_u = \sqrt{\overline{u'^2}}/U_0$  et  $I_v = \sqrt{\overline{v'^2}}/U_0$  calculées pour l'ensemble de nombres de Reynolds considérés dans cette étude. Les distributions spatiales obtenues sont quasi symétriques de part et d'autre du plan du jet en dépit des erreurs de mesures et de la légère inclinaison du jet. On observe en sortie de buse des régions où les valeurs de  $I_u$  et  $I_v$  sont faibles. Celles-ci correspondent au cœur potentiel du jet ; au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la buse, nous détectons des régions (i.e. lobes) d'activités turbulentes plus intenses. Cette activité est caractéristique des couches de mélange du jet. Les intensités turbulentes y sont de l'ordre de 18% pour  $I_u$  et 15% pour  $I_v$ , quasiment le double de celles sur l'axe du jet, et augmentent avec le nombre de Reynolds.

Les distributions de  $I_u$  (figure 4.15a), présentent des niveaux élevés le long de l'impact direct du jet. L'intensité de turbulence y est du même ordre de grandeur que dans les couches de mélange. L'écoulement environnant présente des intensités de turbulence assez variables. Cependant, pour  $Re = 6000$ , la répartition énergétique est plus uniforme dans l'écoulement environnant. La même observation est faite sur les distributions de la quantité  $I_v$  (figure 4.15b)

Les distributions spatiales de  $I_v$  (figure 4.15b) présentent localement à l'impact une région où elles sont maximales. Les niveaux énergétiques sont supérieurs à ceux dans les couches de mélange ce qui diffère des observations faites sur  $I_u$ . Les jets de parois sont définis par des niveaux d'intensité de turbulence  $I_v$  plus importants que ceux dans le jet principal. On remarque aussi une croissance des niveaux de l'intensité de turbulence à l'impact à partir de  $y/e = \pm 2$ . Contrairement à la grandeur  $I_u$  qui diminuent brusquement à l'impact à partir de cette position.

Les topologies des intensités de turbulence normalisées associées au nombre de Reynolds  $Re = 1000$  n'ont pas été représentées ici en raison de la mauvaise qualité des champs de vitesse obtenus par mesures PIV.

Les figures 4.16a et 4.16b représentent respectivement les distributions spatiales de la tension de Reynolds définie par  $I_{uv} = \overline{u'v'}/U_0^2$  et de l'énergie cinétique turbulente  $k_1$ . Cette dernière est calculée à partir des valeurs fluctuantes de la vitesse verticale  $u'$  et transversale  $v'$  seulement. La troisième composante fluctuante  $w'$  de

la vitesse ne figure pas dans l'expression de  $k_1$  :  $k_1 = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2})$ .

L'analyse de la figure 4.16a montre que la grandeur  $I_{uv}$  a permis de discerner clairement différentes régions dans le jet. Ces régions sont présentes symétriquement de part et d'autre du plan du jet où les distributions spatiales de  $I_{uv}$  sont quasi-nulles. Les distributions de la tension de Reynolds  $I_{uv}$  dans les couches de mélanges du jet pour l'ensemble des nombres de Reynolds considérés, sont caractérisées par le signe opposé suivant que l'on se place à gauche ou à droite du plan du jet. Cette caractéristique est due au changement de signe de

la vorticité au passage de l'axe du jet (Gupta, 2005). En ce qui concerne la deuxième zone détectée, nous la surnommerons « zone d'impact du jet ». Dans cette dernière, nous avons remarqué également que les valeurs de la tension de Reynolds  $I_{uv}$  présentent un changement de signe par rapport aux valeurs mesurées dans les couches de mélange. Ce changement de signe peut être considéré comme un critère pour démarquer la zone d'impact du jet et la séparer des autres régions et, notamment de la région du jet développé. Cette région s'étale sur une distance qui se situe entre  $y/e = 2$  et  $y/e = -2$ . Pour délimiter avec précision l'épaisseur de la zone d'impact, on tracera les profils d'évolutions  $I_{uv}$  depuis la buse et jusqu'à l'impact.

Pour un nombre de Reynolds donné, les valeurs de  $I_{uv}$  sont, en valeur absolue, du même ordre de grandeur de part et d'autre du plan médian du jet.

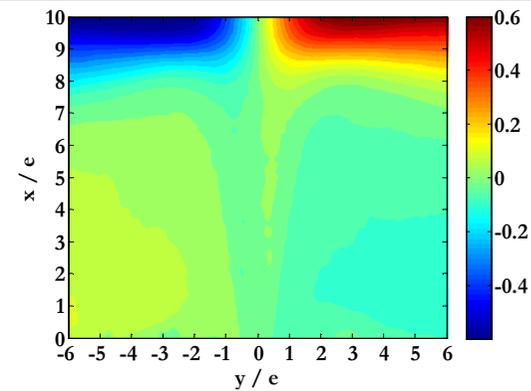
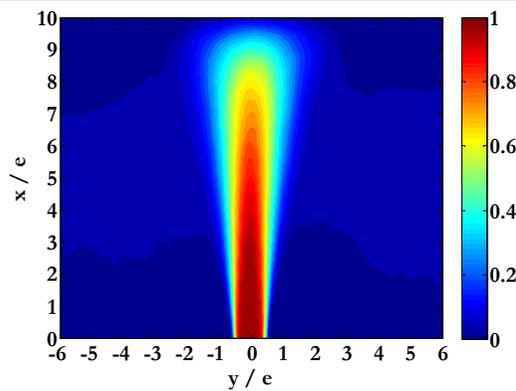
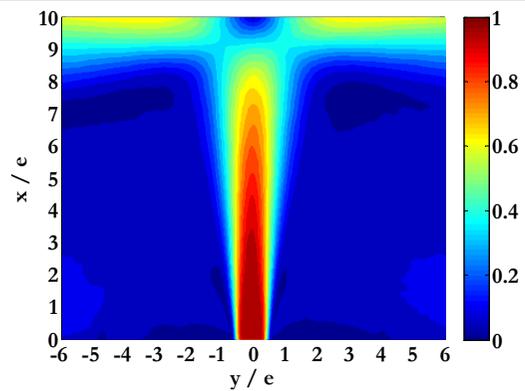
L'analyse de la figure 4.16b montre que les zones les plus énergétiques sont clairement situées dans les couches de mélange et au niveau de l'impact direct du jet (région de vitesse minimale). Les distributions spatiales de  $I_{uv}$  décrivent mieux, à travers le critère de changement de signe, les couches de mélanges du jet et la transition vers la zone d'impact du jet que les topologies de l'énergie cinétique turbulente.

Afin d'avoir une idée plus claire sur la contribution énergétique des différentes régions du jet à l'énergie totale de l'écoulement, nous avons comparé l'énergie cinétique turbulente  $k_1$  à celle calculée le long de l'impact du jet, notée  $k_2$ . Celle-ci est calculée à partir de mesures par PIV dans le plan du jet (figure 4.2b)

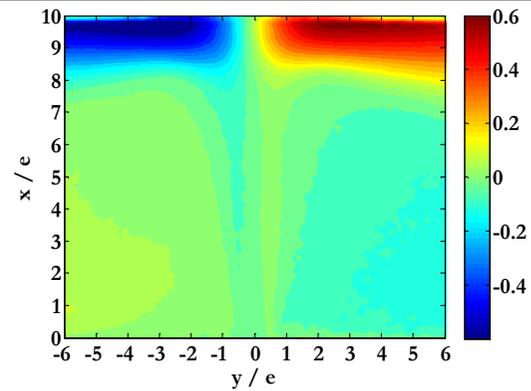
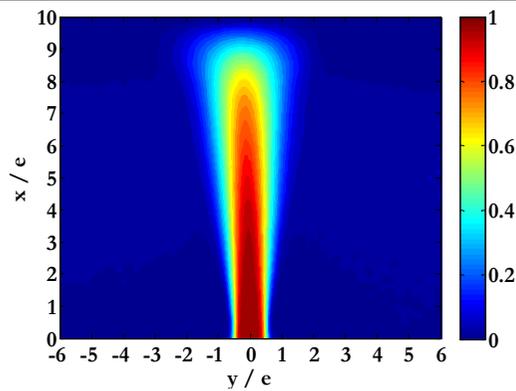
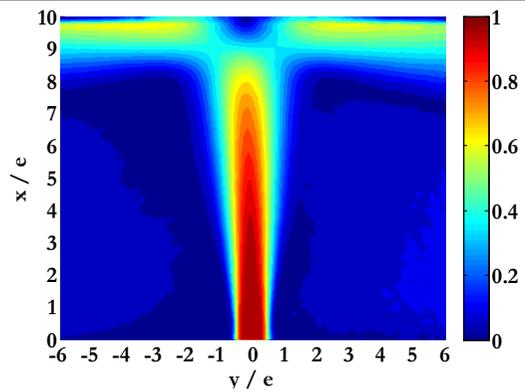
selon la formule suivante :  $k_2 = \sqrt{u'^2 + w'^2}$  où  $w'$  désigne les fluctuations de la composante longitudinale  $w$  de la vitesse selon l'axe  $z$ . Les résultats sont présentés sur la figure 4.17.

D'après la figure 4.17, il apparaît clair que la région d'impact abrite une activité quasiment dix fois plus énergétique que celle des couches de mélange du jet. Ceci procure à la zone d'impact du jet une importance capitale surtout des les phénomènes de transferts. Cependant, l'énergie cinétique turbulente n'est pas uniformément répartie dans le jet. Elle est dissipée en des régions plus que dans d'autres. Pour bien localiser ces zones de dissipation de l'énergie cinétique turbulente dans le jet, il convient d'analyser les moments d'ordre 3 et 4 représentants respectivement les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement.

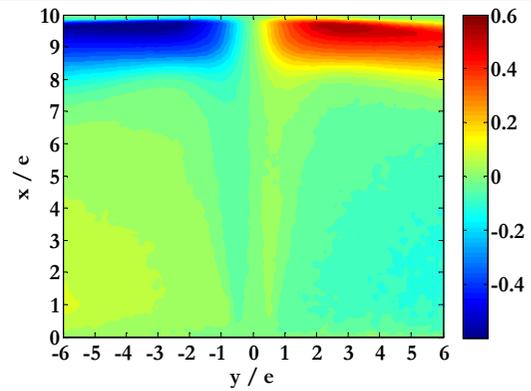
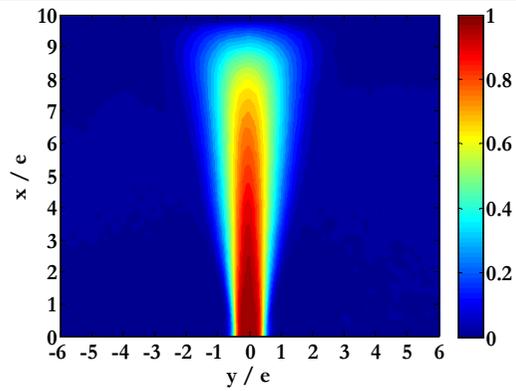
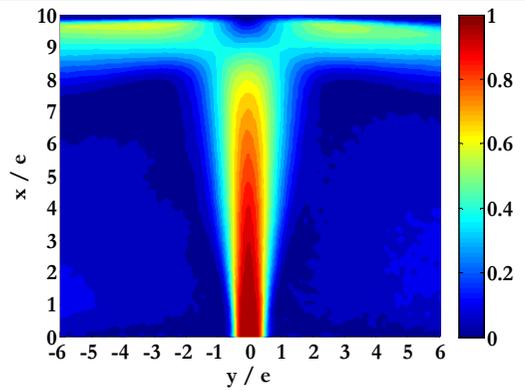
**Re = 16000**



**Re = 11000**



**Re = 6000**



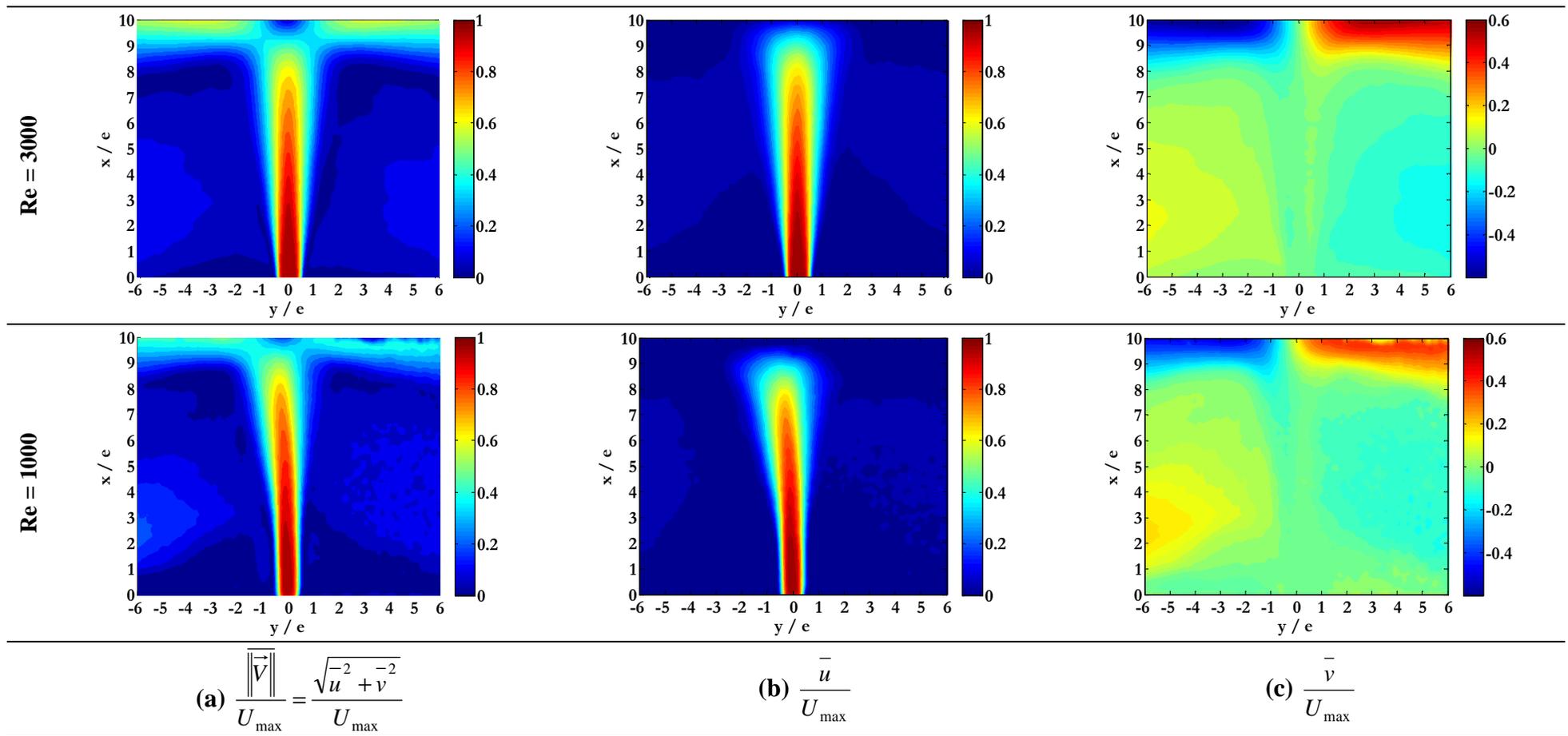


Figure 4.14 : Distributions spatiales des vitesses normalisées pour les différents nombres de  $Re$  étudiés pour  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$  :  
 a) Norme de la vitesse moyenne ; b) Composante verticale de la vitesse moyenne  $\bar{u}/U_{\max}$  ; c) Composante transversale de la vitesse moyenne  $\bar{v}/U_{\max}$

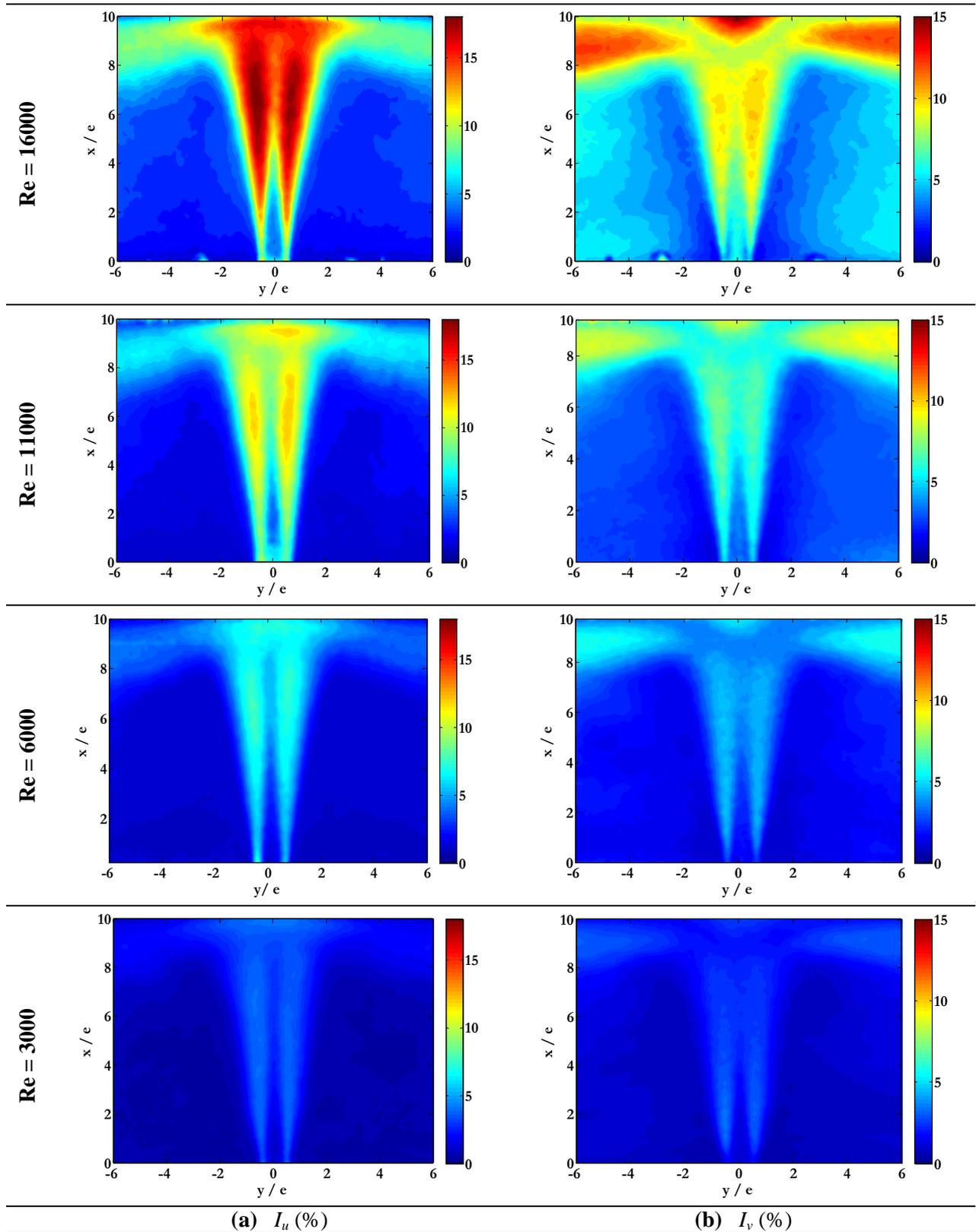


Figure 4.15 : Distributions spatiales des intensités de turbulences pour les différents nombres de Re étudiés pour  $H/e=10$  et  $L/e \geq 20$

$$\text{a) } I_u = \frac{\sqrt{u'^2}}{U_0} \quad ; \quad \text{b) } I_v = \frac{\sqrt{v'^2}}{U_0}$$

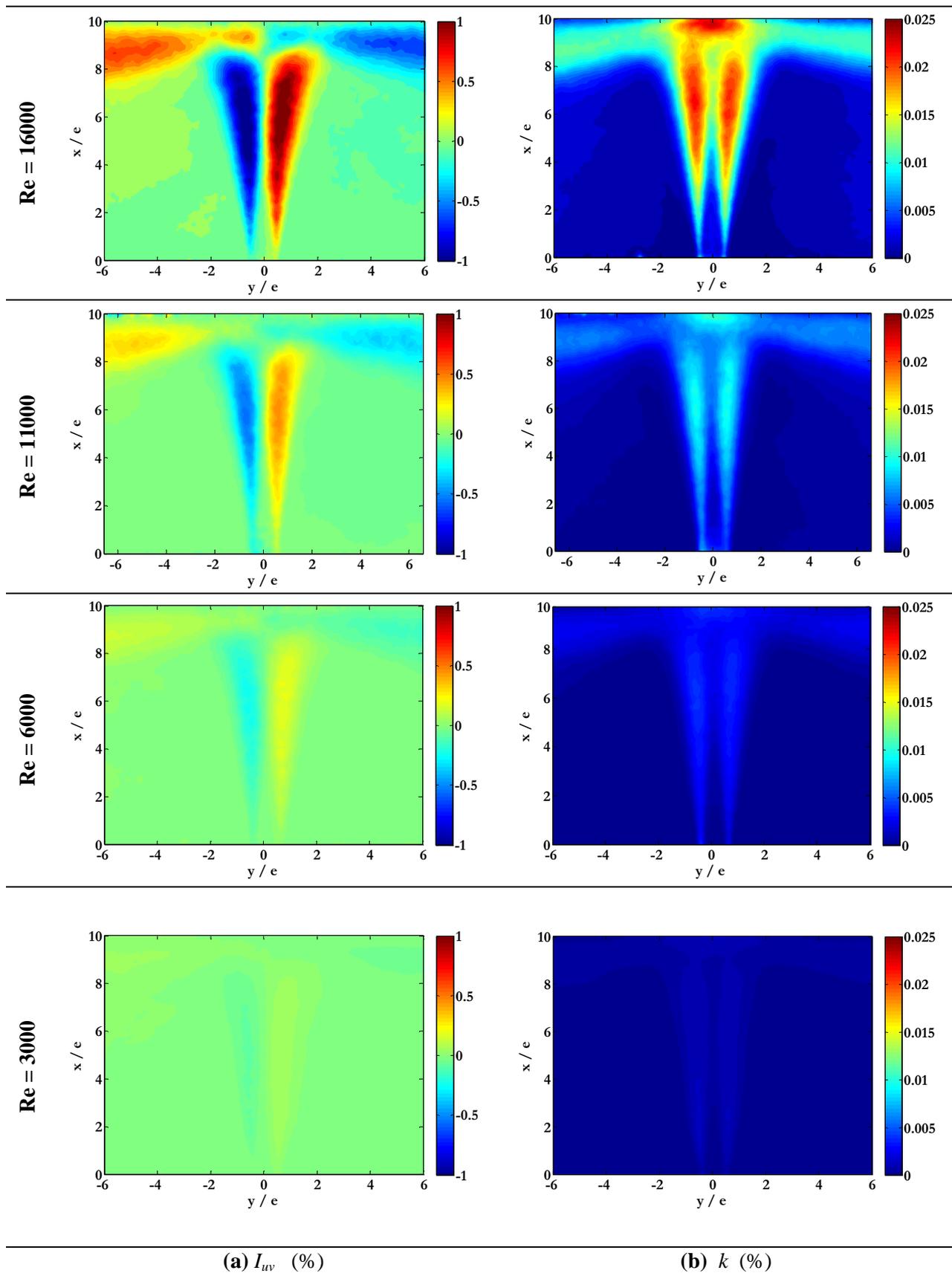


Figure 4.16 : Distributions spatiales de la tension de Reynolds et de l'énergie cinétique turbulente pour  $H/e=10$  et  $L/e \geq 20$

$$\text{a) } I_{uv} = \frac{\overline{u'v'}}{U_0^2} ; \quad \text{b) } k_1 = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2})$$

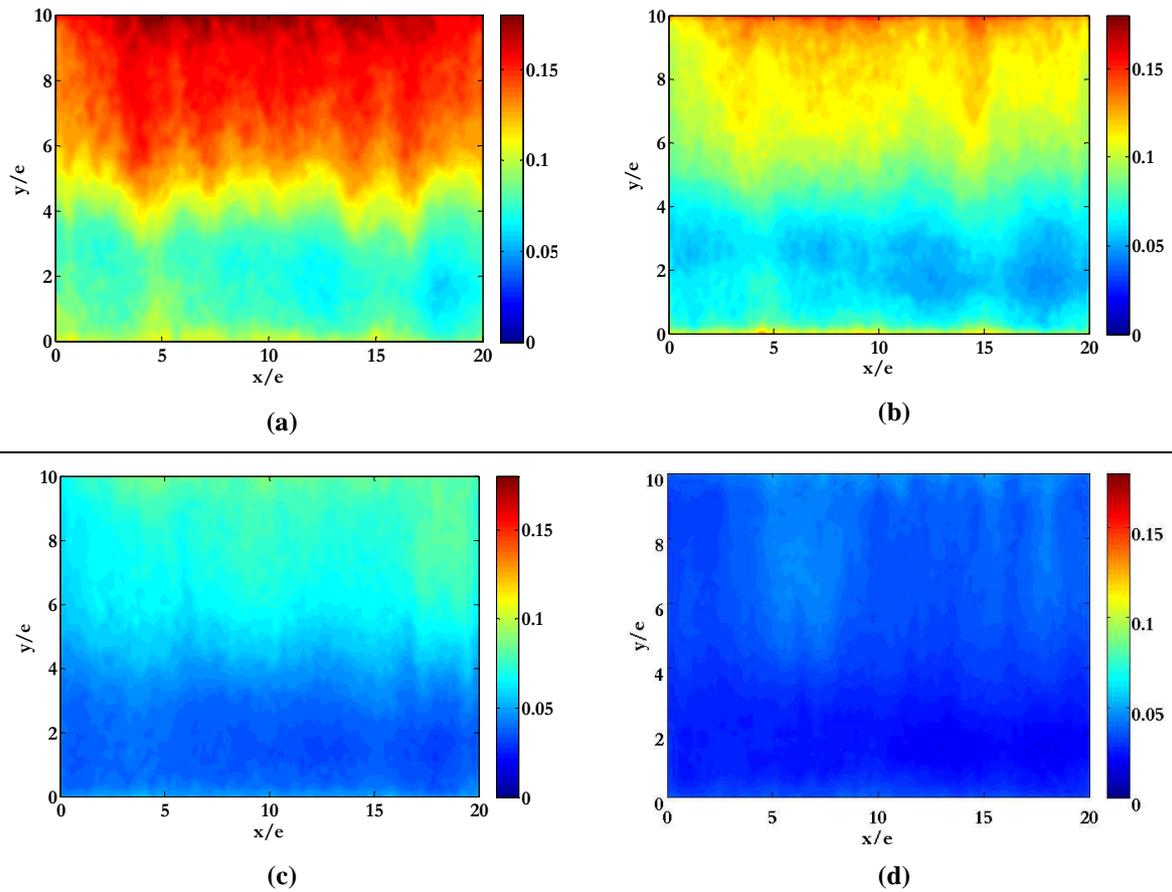


Figure 4.17 : Distributions spatiales de l'énergie cinétique turbulente  $k_2$  dans le plan du jet pour  $H/e=10$  et  $L/e \geq 20$   
a)  $Re = 16000$  ; b)  $Re = 11000$  ; c)  $Re = 6000$  ; d)  $Re = 3000$

### 2.3.3.2. Evolution verticale et transversale des moyennes statistiques d'ordre 1 & 2

#### A. Profils transversaux

Ce paragraphe est consacré à la présentation de profils transversaux des composantes moyennes de vitesse (i.e. moments d'ordre 1)  $\bar{u}$  et  $\bar{v}$ , ainsi que des intensités turbulentes  $I_u = \sqrt{u'^2}/U_0$  et  $I_v = \sqrt{v'^2}/U_0$  (i.e. moments d'ordre 2).

##### a. Statistiques d'ordre 1

Ces profils ont été établis à partir de mesures de vitesses dans un plan transversal au plan du jet. Nous avons tracé les profils des composantes verticale et transversale de moyenne temporelle de la vitesse pour les différents nombres de Reynolds considérés dans l'étude. Nous avons considéré différentes positions sur l'axe vertical du jet. Ces positions correspondent à :

- $x/H = 0,92$  : c'est une position qui se situe dans la zone d'impact du jet assez rapprochée de la plaque d'impact,
- $x/H = 0,5$  : c'est une position qui se situe dans la zone développée du jet (« Région 2 »),
- $x/H = 0,08$  : c'est une position qui se situe dans une région très rapprochée de la buse.

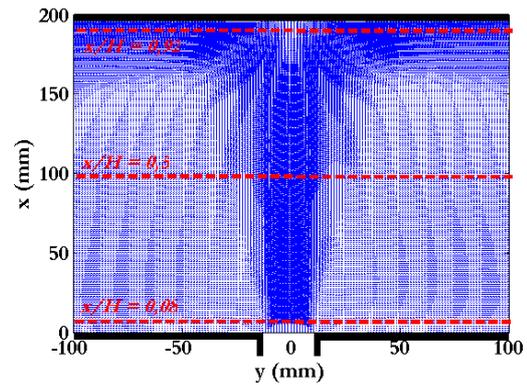


Figure 4.18 : Positions considérées pour les profils transversaux des composantes de vitesse moyennes et des composantes de vitesse turbulentes

Les profils des composantes verticale et transversale ( $u, v$ ) de la vitesse moyenne du jet sont présentés sur les figures 4.19 et 4.20.

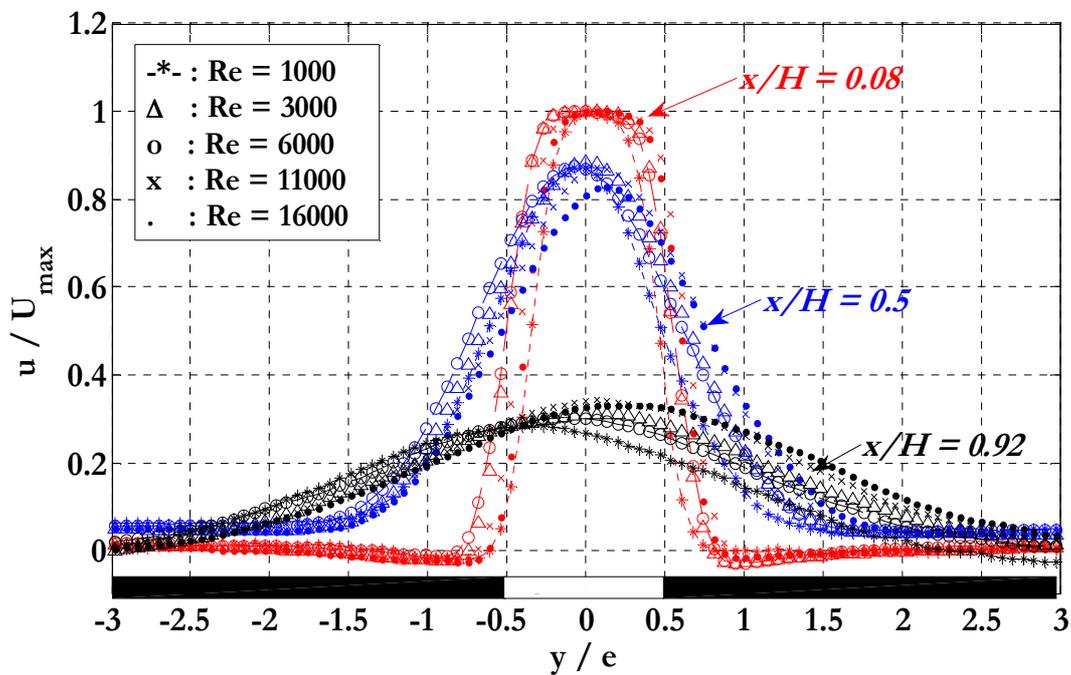


Figure 4.19 : Profils de la composante longitudinale  $u$  de la vitesse moyenne ( $H/e = 10$  ;  $L/e \geq 20$  ;  $1000 \leq Re \leq 16000$ )

On constate que les profils normalisés de la composante  $u$  présentés sur la figure 4.19 sont similaires pour une hauteur relative  $x/H$  donnée, quel que soit le nombre de Reynolds. Ces observations sont similaires à celles présentées par Maurel (2001) pour le cas d'un jet d'air plan en impact

La figure 4.20 représente les profils de la composante transversale  $v$ . Les profils tracés pour  $x/H = 0,08$  sont semblables à ceux observés généralement en sortie de buse. Ils présentent un plateau à l'intérieur de la buse ; ce qui signifie que la composante verticale  $u$  de la vitesse est dominante par rapport à  $v$ . Ensuite en dehors de la buse, l'entraînement du fluide environnant explique la légère augmentation des valeurs de  $v$ .

En effet, plus on s'éloigne de la buse, plus le plateau observé auparavant disparaît à cause de l'épanouissement du jet et de la forte interaction de ce dernier avec l'écoulement environnant à travers ses couches de mélanges latérales. En proche paroi ( $x/H=0,92$ ) la valeur de  $v$  augmente considérablement au détriment des valeurs de  $u$  (figure 4.20).

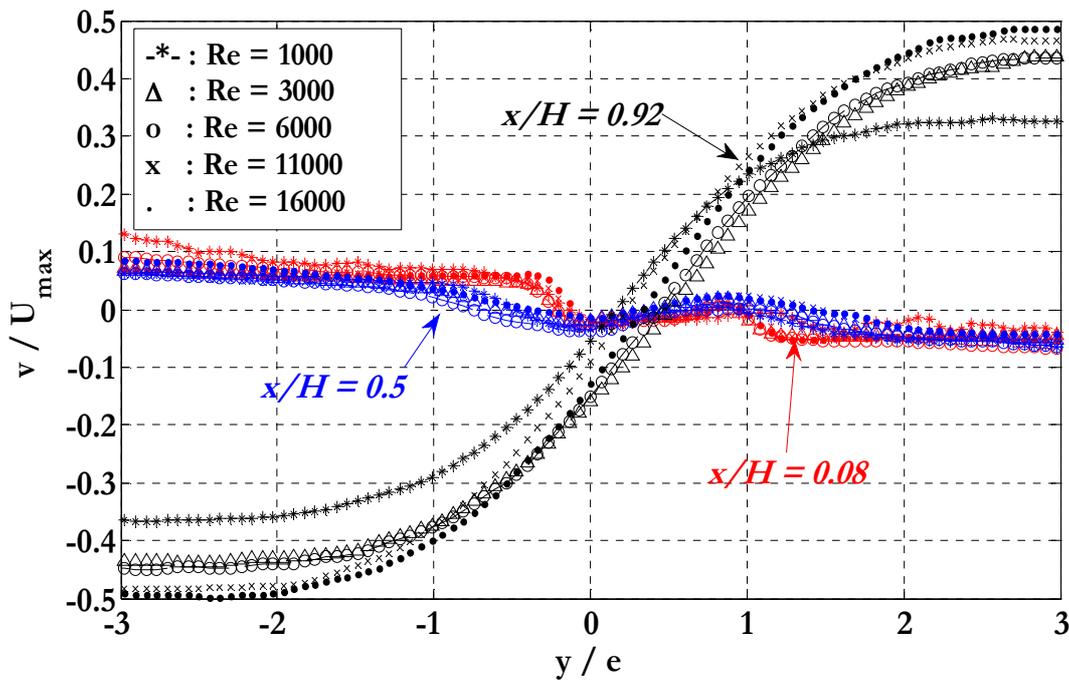


Figure 4.20 : Profils de la composante transversale  $v$  de la vitesse moyenne ( $H/e = 10$  ;  $L/e \geq 20$  et  $1000 \leq Re \leq 16000$ )

### b. Moments statistiques d'ordre 2

La distribution transversale de l'intensité turbulente  $I_u = \sqrt{u'^2} / U_0$  est reportée sur les figures 4.21a, 4.21b et 4.21c aux abscisses respectifs  $x/H = 0,08$ ,  $x/H = 0,5$  et  $x/H = 0,92$ . On observe les tendances classiques des intensités turbulentes en forme de « selle » avec un niveau bas au milieu de la buse et deux pics sur les bords de celle-ci. Les pics observés, qui renseignent sur l'interaction du jet avec l'environnement à travers ses couches de mélange latérales, s'arrondissent au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la buse. Ceci montre donc que les couches de mélanges s'élargissent au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la buse. Cette tendance est confirmée à travers la figure 4.15a. Les pics observés disparaissent à  $x/H = 0,92$  (i.e. en proche paroi d'impact) pour laisser place à une distribution plutôt plate. Nous tenons à signaler également, que pour  $Re = 1000$ , le jet présente des niveaux d'intensités turbulentes  $I_u$  très faibles avec un écart assez important par rapport aux niveaux de turbulence pour  $Re \geq 3000$ . Nous avons remarqué également sur les profils de la figure 4.21a une dissymétrie entre les deux pics sur les bords de la buse. Celle-ci est principalement associée à l'inclinaison du jet observée auparavant sur les contours des vitesses. Cependant, en observant la figure 4.15a, on remarque que le jet est quasi-symétrique et l'inclinaison n'affecte quasiment pas les données turbulentes du jet.

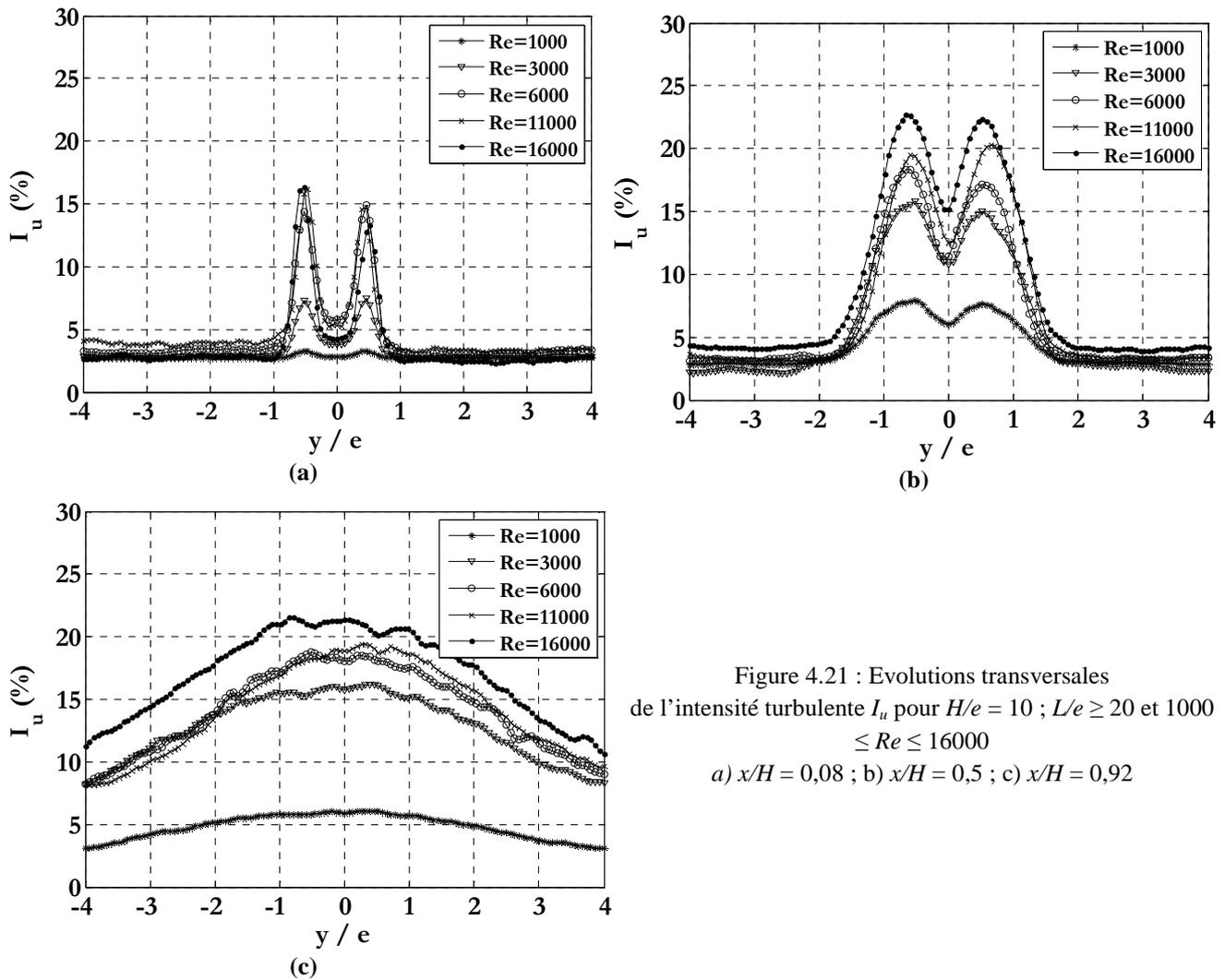


Figure 4.21 : Evolutions transversales de l'intensité turbulente  $I_u$  pour  $H/e = 10$  ;  $L/e \geq 20$  et  $1000 \leq Re \leq 16000$   
a)  $x/H = 0,08$  ; b)  $x/H = 0,5$  ; c)  $x/H = 0,92$

Sur les figures 4.22a, 4.22b et 4.22c sont reportés les profils transversaux de l'intensité de turbulence normalisée  $I_v = \sqrt{v'^2} / U_0$ . L'intensité turbulente  $I_v$  se comporte alors de la même façon que la composante  $I_u$  décrite précédemment. Cependant, les niveaux de turbulence diffèrent et sont légèrement plus faibles pour  $I_v$ . Ce qu'il faut noter aussi, c'est que les profils de la composante  $I_v$ , contrairement à la composante  $I_u$ , ne présentent pas de dissymétrie remarquable. Là encore, pour un nombre de  $Re = 1000$ , les niveaux de turbulence associés à la composante  $v$  sont faibles à comparer avec ceux pour  $Re \geq 3000$ .

La distribution de  $I_v$  pour  $x/H = 0,92$  est moins étalée que celle de  $I_u$ . Ceci est en adéquation avec les observations faites sur les champs de  $I_v$  (figure 4.15b). En effet, à l'impact, nous avons remarqué la présence d'une zone localisée de brassage énergétique important à l'impact direct du jet. D'après la figure 4.22c, cette zone s'étale sur une largeur égale à  $3 \times e$ .

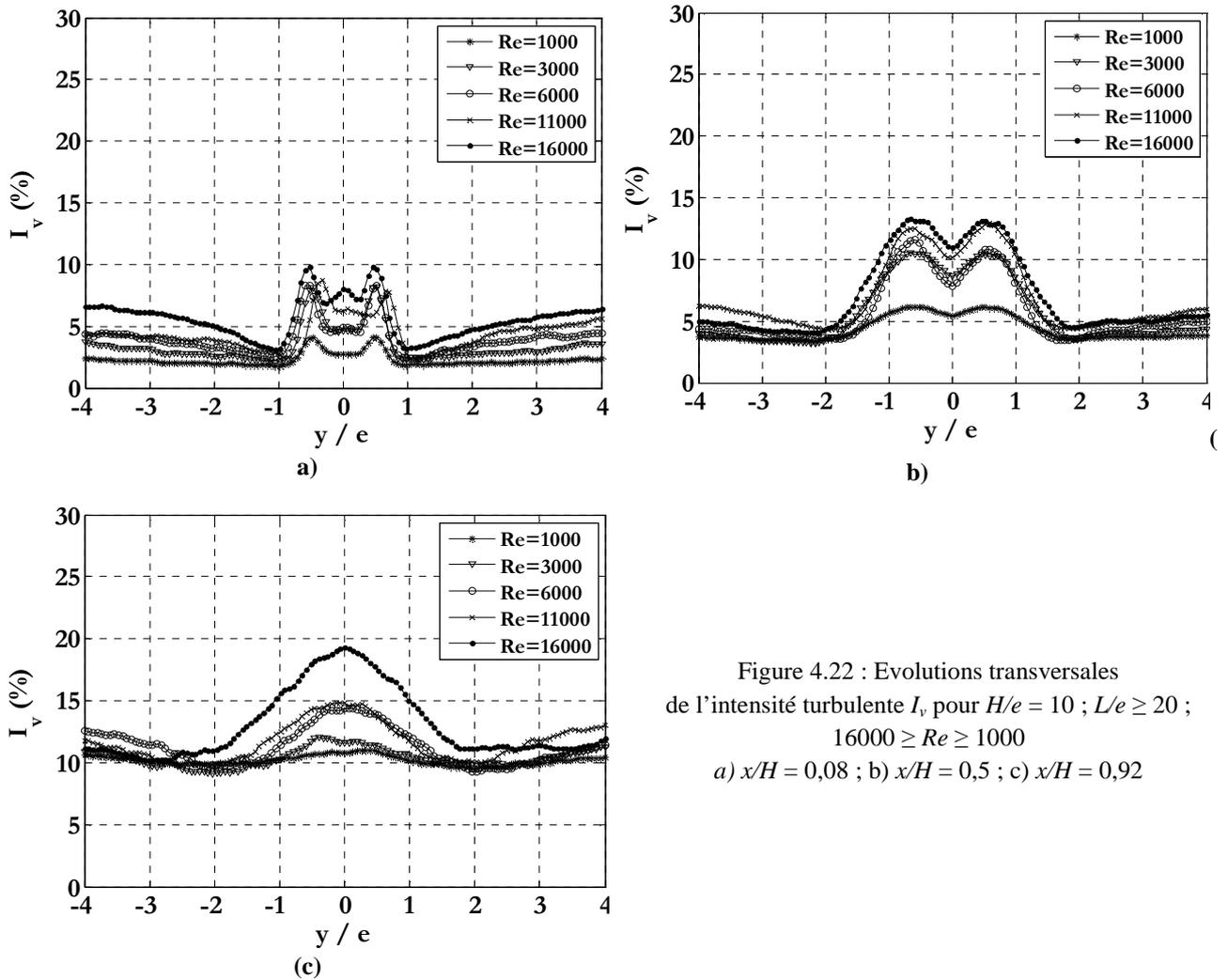


Figure 4.22 : Evolutions transversales de l'intensité turbulente  $I_v$  pour  $H/e = 10$  ;  $L/e \geq 20$  ;  $16000 \geq Re \geq 1000$   
a)  $x/H = 0,08$  ; b)  $x/H = 0,5$  ; c)  $x/H = 0,92$

Les Fig.23a, 23b et 23c présentent la distribution du premier terme croisé des tensions de Reynolds, noté  $I_{uv} = \overline{u'v'}/U_0^2$ . Nous remarquons que les niveaux de turbulence à  $x/H = 0,08$  sont assez faibles à comparer avec le reste du jet. En effet, les pics détectés en sortie de buse sont quasiment 5 fois moins importants que ceux observés dans les couches de mélange du jet (i.e.  $x/H = 5$ ) ce qui est en adéquation avec les champs de la Fig.16a. Les niveaux des tensions de Reynolds pour  $Re=1000$  sont très faibles, voir quasi-nuls. Les résultats expérimentaux trouvés ici coïncident avec ceux trouvés par Maurel (2001) dans le cas d'un jet d'air simple et pour des nombres de Reynolds qui se rapprochent de la gamme que nous avons considérée. Les simulations DNS de Abide (2005) ne s'éloignent pas trop non plus de nos résultats expérimentaux.

Après avoir mis en évidence les différents comportements du jet dans les trois régions localisées grossièrement auparavant, il convient maintenant d'étudier les évolutions longitudinales des grandeurs moyennes et turbulentes. En effet, l'information apportée par ces tendances nous permettra de mieux délimiter les différentes régions du jet, voire de modéliser dans certains cas ces tendances.

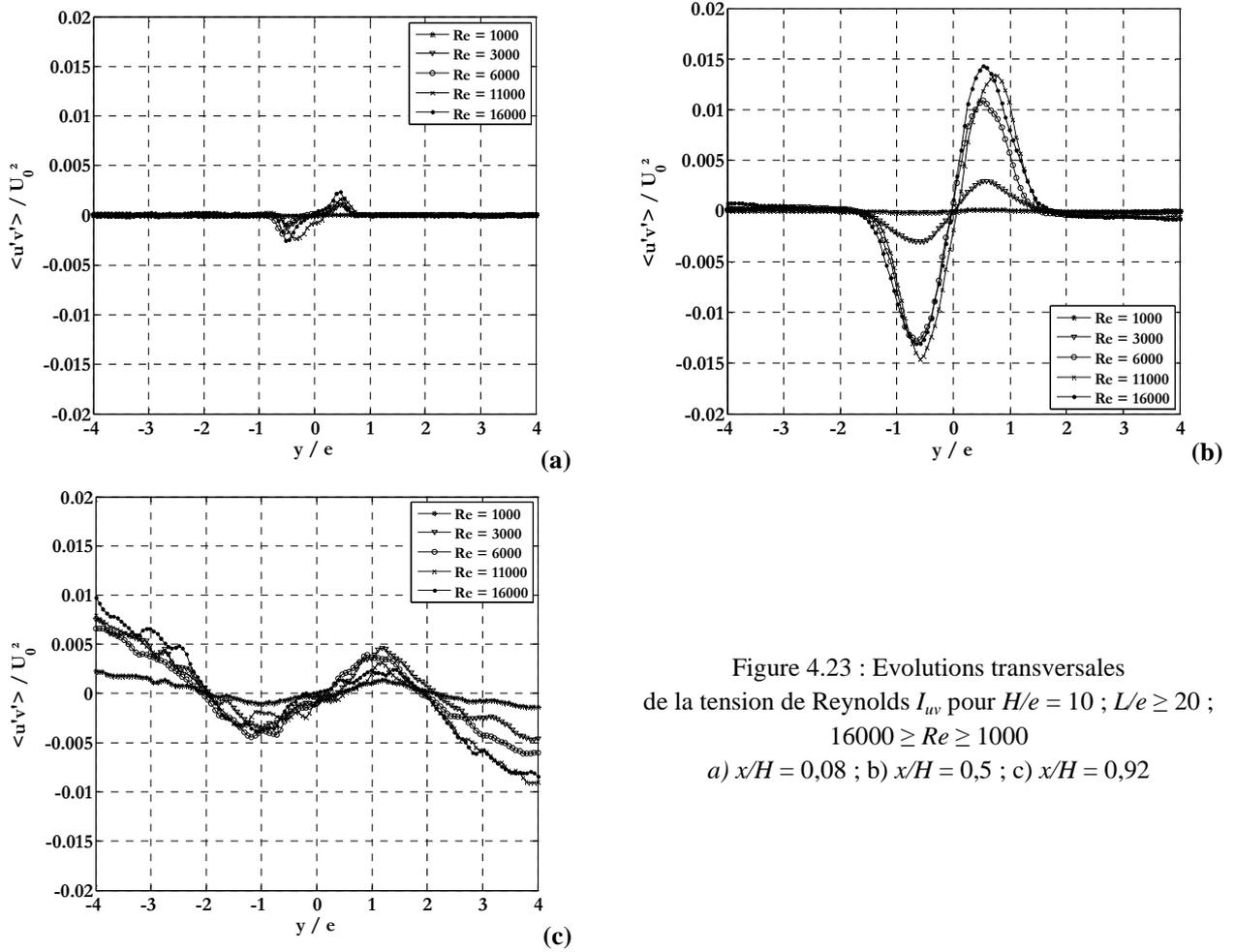


Figure 4.23 : Evolutions transversales de la tension de Reynolds  $I_{uv}$  pour  $H/e = 10$  ;  $L/e \geq 20$  ;  $16000 \geq Re \geq 1000$   
a)  $x/H = 0,08$  ; b)  $x/H = 0,5$  ; c)  $x/H = 0,92$

## B. Profils verticaux

Nous nous sommes intéressés en premier lieu à étudier l'évolution de la vitesse moyenne sur l'axe du jet, ensuite nous avons étudié l'évolution des grandeurs fluctuantes mesurées dans un plan transversal au plan du jet.

### a. Profils de la composante verticale de la vitesse moyenne du jet

La figure 4.24 représente l'évolution de la composante de vitesse moyenne normalisée  $\bar{u}$  sur l'axe vertical du jet. Les résultats obtenus sont confrontés au travail expérimental de Maurel (2001) et aux simulations DNS de Abide (2005). L'étude de cette distribution, nous a permis de délimiter 3 principales régions qui présentent des décroissances différentes de la vitesse axiale moyenne du jet. En effet, la première zone détectée correspond à la zone du cœur potentiel (i.e. « Région 1 »). Dans cette région, la vitesse moyenne du jet est inférieure ou égale à 95% de la vitesse maximale de ce dernier en sortie de buse (i.e.  $\bar{u} \approx 0,95 \times U_{\max}$ ). Cette région s'étend sur une longueur maximale  $L_c = 3 \times e$ , sauf pour le cas de  $Re=1000$  où elle est de l'ordre de  $L_c = 2 \times e$ . Nous rappelons ici que la longueur du cœur potentiel du jet  $L_c$  est déterminée par rapport à l'origine définie par  $x/e = 0$  et  $y/e = 0$  située au centre de la buse. Nous avons établi précédemment que l'origine fictive du jet  $x_0$  se situe en amont de la buse et nous avons présenté les positions de cette dernière (Tableau 4.4). En tenant compte de cette origine fictive, la longueur maximale du cône potentiel devient  $L_{c_{x_0}} = 5,4 \times e$ . La longueur  $L_c$  que nous avons obtenue se rapproche davantage des

simulations DNS de Abide (2005) que des mesures expérimentales dans le cas d'un jet d'air plan de Maurel (2005). En effet, ce dernier a trouvé que  $L_c = 4 \times e_c$  alors que Abide (2005) obtient une longueur du cœur potentiel de l'ordre de  $L_c = 2,5 \times e$  pour des nombres de Reynolds  $\geq 3000$ .

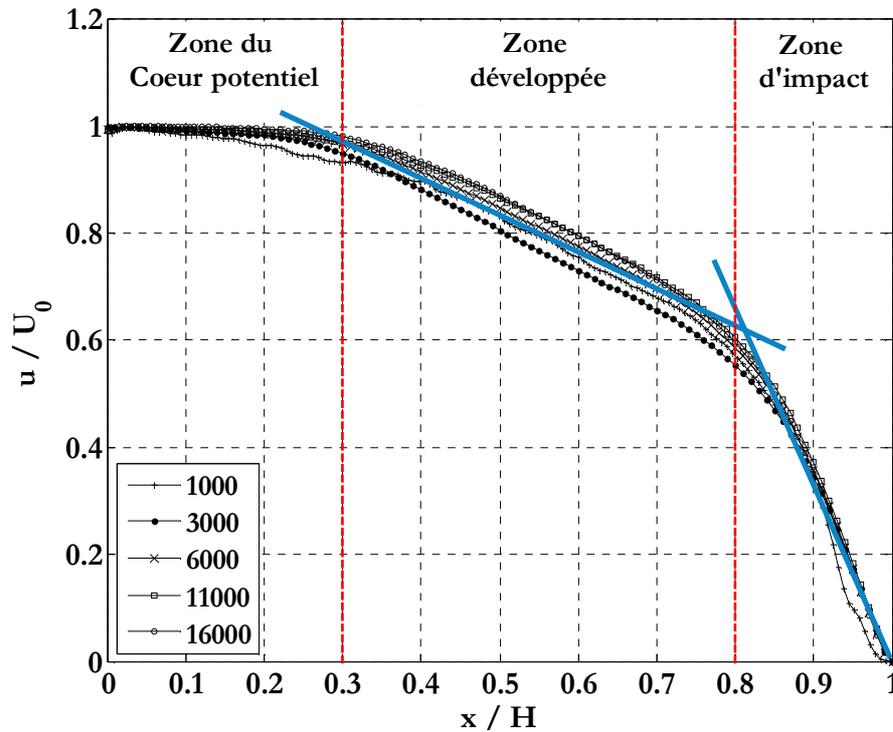


Figure 4.24 : Décroissance de la composante verticale  $u$  de la vitesse moyenne depuis la sortie du jet jusqu'à la zone d'impact pour  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$

La valeur de  $L_c$  déterminée pour ce cas de figure (c'est-à-dire le cas d'un jet plan d'eau vertical ascendant, turbulent, confiné et en impact pour des nombres de Reynolds de buse compris entre 1000 et 16000) permet donc de compléter la base de données sur la longueur du cœur potentiel, présentée dans le chapitre I-§3.1.2- Tableau 1.1. Des observations similaires à nos résultats ont été reportées par Beltaos and Rajaratnam (1973), Rajaratnam (1976), Antonia et al. (1983) et Lepicovsky (1986).

Toujours, d'après la figure 4.24, la zone développée du jet (i.e. « Région 2 ») s'étale de sur une longueur allant de  $x/H = 0,3$  à  $x/H = 0,8$ . Maurel (2001) a détecté dans cette région deux sous-régions : une zone pseudo-développée et une zone développée dans le cas d'un jet d'air plan confiné et en impact, pour des gammes de nombres de Reynolds allant de 6700 à 27000. Cette subdivision est absente dans le cas de figure que nous étudions. Ceci prouve que la transition entre la zone du cœur potentiel et la zone développée se fait de manière directe dans le cas du fluide incompressible étudié et pour les conditions hydrodynamiques mentionnées dans ce travail. La vitesse moyenne  $\bar{u}$  dans cette région décroît selon une droite quel que soit le nombre de Reynolds considéré. Plusieurs auteurs ont proposé des modèles mathématiques pour décrire cette évolution. Beltaos et Rajaratnam (1973) ont proposé la corrélation empirique suivante :

$$\frac{\bar{u}(x)}{U_{\max}} \sqrt{\frac{H}{e}} = 2,5 \times \left( \frac{x}{H} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad [4.3]$$

Plus récemment, Maurel (2001) a proposé une corrélation empirique propre à la région de l'écoulement développée. Cette corrélation colle mieux avec nos données expérimentales. Celle-ci s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{\bar{u}(x)}{U_{\max}} \sqrt{\frac{H}{e}} = C_1 \frac{x}{H} + C_2 \quad [4.4]$$

Les coefficients  $C_1$  et  $C_2$  valent respectivement, pour le cas de notre étude, -2,4 et 3,8.

Finalement, la troisième région de la figure 4.24 se distingue par une décroissance rapide de la composante longitudinale  $u$  de la vitesse moyenne. Cette tendance est indépendante du nombre de Reynolds du jet, elle commence à  $x/H \approx 0,8$  et continue jusqu'à  $x/H = 1$  où la vitesse s'annule au contact avec la paroi. En proche paroi, le jet est caractérisé par une diffusion latérale de la quantité de mouvement; ce qui peut expliquer la décroissance de la composante longitudinale de la vitesse au profit de la composante transversale  $v$  de la vitesse. La tendance observée donc dans la région 3 sur la figure 4.24 permet de décrire un comportement différent du jet en proche paroi d'impact. Cette région qu'on qualifiera provisoirement de région d'impact du jet s'étend sur une hauteur égale à  $2 \times e$ . Cependant, cette évaluation de la hauteur d'impact est une évaluation locale propre au centre du jet. D'autres auteurs ont proposé des méthodes pour la détermination de la hauteur exacte de cette région en se basant sur l'évolution des grandeurs turbulente sur l'axe du jet par exemple (voir chapitre I - §3.1.2).

La région d'impact se caractérise par une diffusion latérale de la quantité de mouvement du jet après l'impact. Beltaos et Rajaratnam (1973) ont proposé un modèle empirique pour décrire la décroissance de la composante verticale de la vitesse moyenne dans cette région. Ce modèle s'écrit comme suit :

$$\frac{U(x)}{U_{\max}} \sqrt{\frac{H}{e}} = 5,5 \times \left(1 - \frac{x}{H}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad [4.5]$$

Cette expression a été établie pour  $0,75 \leq x/H \leq 0,98$ .

Cependant, la corrélation proposée par Maurel (2001) s'écrit comme suit:

$$\frac{U(x)}{U_{\max}} \sqrt{\frac{H}{e}} = C_3 \times \left(1 - \frac{x}{H}\right) \quad [4.6]$$

En transposant les deux corrélations précédentes à nos données expérimentales, nous avons trouvé que la proposition de Maurel (2001) suit mieux la tendance de la décroissance de la vitesse moyenne dans cette région ( $0,8 \leq x/H \leq 1$ ). La valeur de la constante  $C_3$  figurant dans la corrélation de Maurel (2001) est fixée à 15,5.

#### **a. Profils des intensités turbulentes le long de l'axe vertical du jet**

Ces profils ont été établis à partir de mesures de vitesses dans un plan transversal au plan du jet. Nous avons tracé l'évolution des composantes  $I_u$  et  $I_v$  depuis la sortie de la buse et jusqu'à l'impact en suivant la verticale passant par le centre de la buse du jet. Nous avons représenté ces profils pour les différents nombres de Reynolds considérés dans cette étude. La tendance globale de ces profils confirme celle observée sur ceux

de la composante verticale  $\bar{u}$  de la vitesse moyenne. En effet, on peut distinguer trois régions plus facilement différenciables, sur la base de la composante  $I_v$  (figure 4.25b) plutôt que sur  $I_u$  (figure 4.25a).

En effet, les profils de la composante  $I_v$  présentent trois régions distinctes :

- Une première région située entre  $x/H = 0$  et  $x/H \approx 0,2$  où la croissance de l'intensité turbulente est très faible sur l'axe du jet pour l'ensemble des nombres de Reynolds étudiés.
- Une deuxième région située entre  $x/H \approx 0,2$  et  $x/H \approx 0,8$  où on note une croissance plus ou moins intense de l'intensité  $I_v$  pour l'ensemble des nombres de Reynolds étudiés.
- Une troisième région située entre  $x/H \approx 0,8$  à  $x/H = 1$ . Cette région, présente un minimum local de l'intensité turbulente situé à  $x/H \approx 0,85$  pour l'ensemble des nombres de Reynolds suivi par une augmentation de l'intensité turbulente en proche impact jusqu'à des niveaux 4 fois supérieurs à ceux en sortie de buse. Maurel (2001) a trouvé des résultats similaires pour un nombre de Reynolds  $Re = 13500$ , contrairement à Abide (2005) qui n'a pas réussi à prédire ces tendances en proche paroi par ses simulations numériques par DNS. Abide (2005) a lié ceci à la différence des conditions d'émission du jet entre ses simulations à lui et les conditions expérimentales d'émission du jet dans les travaux de Maurel (2001). Les constats de Abide (2005) nous poussent donc à faire attention à ne pas négliger l'écoulement amont à l'impact car celui-ci peut influencer ce qui se passe au niveau de la paroi d'impact.

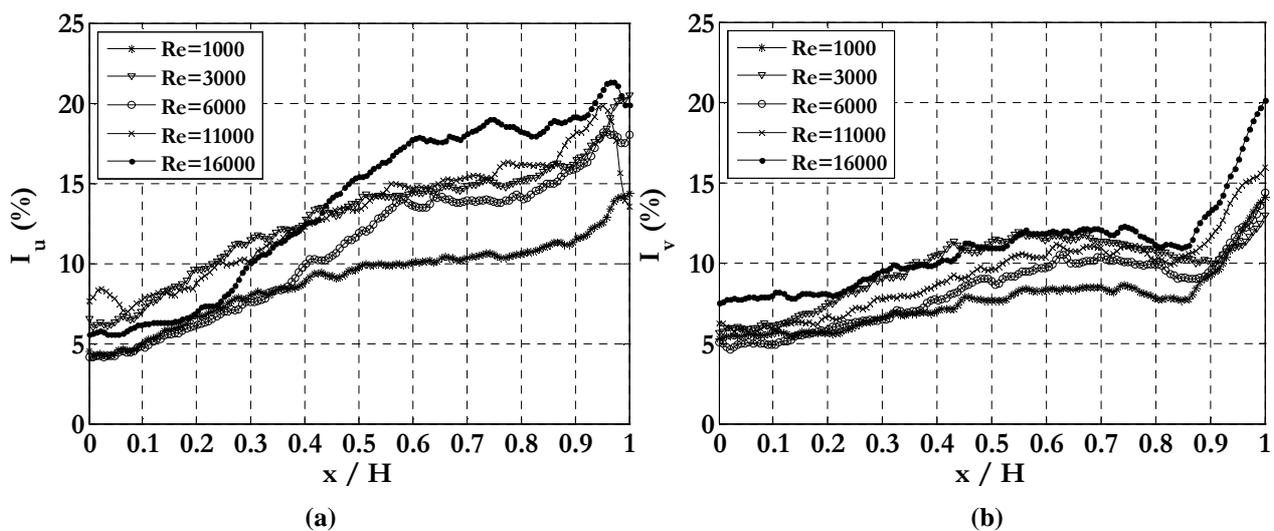


Figure 4.25 : Profils des intensités turbulentes le long de l'axe vertical du jet pour  $H/e = 10$  ;  $L/e \geq 20$  : a)  $I_u$  ; b)  $I_v$

Les profils verticaux de la composante  $I_u$  sont représentés sur la figure 4.25a. Dans la région proche de la buse (i.e.  $0 \leq x/H \leq 0,3$ ), la distribution de  $I_u$  croît d'une façon quasi-linéaire. Cette croissance diminue cependant sur une zone qui s'étend de  $x/H \approx 0,5$  à  $x/H \approx 0,85$  sauf pour le cas  $Re = 6000$  où la croissance est plus soutenue dans cette même région en comparaison avec les tendances pour les autres nombres de Reynolds. Le nombre de Reynolds  $Re = 6000$  se distingue là encore par un comportement du jet différent des autres nombres de Reynolds.

Entre  $x/H \approx 0,85$  et  $x/H = 1$ , l'intensité turbulente  $I_u$  croît rapidement pour atteindre un pic caractéristique de la région d'impact situé à  $x/H \approx 0,95$ . Ensuite elle, décroît au contact de la paroi. Ces tendances rejoignent celles observées par Maurel (2001) dans son étude sur les jets d'air en impact et pour  $Re=27000$  et

$Re=13500$ . Cependant, Maurel (2001) a détecté aussi la présence d'un minimum local commun aux deux nombres de Reynolds qu'il a étudié. Ce minimum se situe à  $x/H = 0,85$ .

Etant donné les différentes observations faites sur l'ensemble du jet, il ressort qu'en proche paroi d'impact le jet a un comportement assez particulier qui mérite attention. Nous tenterons dans ce qui suit de traiter uniquement la zone en proche paroi d'impact du jet sans négliger le lien qu'il peut y avoir avec l'écoulement en amont. Nous délimiterons en premier lieu la hauteur de cette région d'impact et on s'intéressera par la suite à une description de cette région d'un point de vue structurel.

### **3. ÉTUDE DE LA ZONE D'IMPACT DU JET D'EAU PLAN ASCENDANT, CONFINÉ ET EN IMPACT**

La zone d'impact d'un jet plan turbulent n'a pas été aussi bien définie que les autres régions du jet. Très peu d'études se sont intéressées à la description de cette région d'un point de vue structurel. En effet, Yokobori et al. (1978, 1983) ainsi que Sakakibara et al. (1997, 2001) ont souligné la nature fortement tridimensionnelle de l'écoulement dans cette région. Ils ont également mis en évidence la présence de structures tourbillonnaires contrarotatives qui évoluent transversalement au plan du jet. Ces structures tourbillonnaires jouent un rôle important dans les transferts turbulents de masse et/ou chaleur avec l'impact. Les quelques études retrouvées dans la littérature font part d'observations "instantanées" de ces structures, sans analyse statistique de leurs propriétés, ni examen approfondi de la cohérence du phénomène observé, ce qui limite la portée de ces travaux. Nous essayerons dans cette étude de présenter des résultats associés à l'activité tourbillonnaire en proche paroi dans le cas d'un jet plan d'eau turbulent, confiné, ascendant en impact. L'étude d'un jet d'eau en impact devrait nous permettre de retrouver ces phénomènes d'une façon similaire à celle observées dans les jets d'air mais, à Reynolds équivalent, pour des vitesses moins élevées, compte tenu du rapport important entre les viscosités dynamiques de l'air et de l'eau.

En premier lieu, nous définissons ce que nous appelons la région d'impact. Ensuite nous présenterons les résultats d'une étude statistique sur les tourbillons détectés dans cette région. Finalement nous nous intéresserons à la contribution de ces structures aux transferts pariétaux avec l'impact du jet en évaluant les gradients pariétaux de vitesse à l'impact.

#### **3.1. Détermination de l'épaisseur de la zone d'impact du jet étudié**

Il n'existe pas de critère universel et unique pour délimiter la zone d'impact d'un jet plan. Plusieurs propositions ont été faites en se basant sur des observations du comportement des grandeurs moyennes et fluctuantes en proche paroi d'impact du jet. En effet, la région d'écoulement en proche paroi d'impact est caractérisée par une décroissance accrue de la composante  $\bar{u}$  de la vitesse moyenne du jet jusqu'à l'impact où elle s'annule. Nous avons délimité subjectivement cette zone entre  $x/H = 0,8$  et  $x/H = 1$ ; ce qui correspond à environ 20% de la hauteur totale du jet. Cependant cette mesure n'est qu'indicative. Elle reste très subjective. Peut-on faire mieux ? Les profils verticaux des intensités turbulentes de la Fig.27 par exemple présentent un comportement particulier au voisinage de l'impact. Cette grandeur pourrait donc être utilisée pour construire un critère définissant la zone d'impact. Dans ce même contexte, Gutmark et al. (1978)

ont observé un comportement particulier des profils verticaux de  $I_u$ ,  $I_v$  et  $I_w$  en proche paroi qui s'étend sur une hauteur totale  $h_i/H = 15\%$ . En effet, ces trois profils axiaux présentaient des pics locaux près de la paroi d'impacts suivis d'une décroissance jusqu'au contact de la paroi d'impact. Il faut noter ici que Gutmark et al. (1978) ont considéré un jet avec  $Re = 3000$  et un rapport d'ouverture  $H/e = 100$ . Maurel (2001) a essayé d'exploiter les profils de  $I_u$  pour délimiter la zone d'impact  $h_i$  du jet qu'il a étudié. En effet, il a considéré la position du minimum local observé sur les profils de  $I_u$  au voisinage de l'impact comme le début de la zone d'impact. Cependant, dans notre cas, en observant les profils de la figure 4.24, il n'en ressort pas une position particulière qu'on peut caractériser de minimum local au voisinage de  $x/H = 0,85$  commune à l'ensemble des nombres de Reynolds  $Re$  étudiés à partir de laquelle on peut délimiter la zone d'impact du jet. Cependant, en observant les profils de  $I_v$ , nous avons remarqué qu'ils présentent un minimum local situé entre  $x/H = 0,85$  et  $x/H = 0,9$  qui s'accompagne d'une augmentation importante de l'intensité turbulente  $I_v$  à l'impact du jet. La position de ce minimum local observé, bien qu'elle varie sensiblement avec les différents nombres de Reynolds considérés, peut être utilisée pour délimiter la zone d'impact du jet. On obtient ainsi une hauteur d'impact  $h_i$  entre 20 et 30 mm depuis la plaque d'impact (i.e. 10 à 15% de  $H$ ).

Pour confirmer ce résultat, et compte tenu de nos observations sur le comportement particulier de tensions de Reynolds  $I_{uv}$  en proche paroi d'impact (figure 4.16a), nous nous sommes proposé d'analyser les profils verticaux de  $I_{uv}$  dans le jet. Nous rappelons que la grandeur  $I_{uv}$  présente un changement de signe de la fonction  $I_{uv}$  à la transition entre la zone développée du jet et sa zone d'impact. Nous avons tracé alors sur la figure 4.29, l'évolution des profils de la tension de Reynolds,  $I_{uv}$  depuis la buse et jusqu'à l'impact en trois positions différentes comme indiqué sur la figure 4.26 :  $y/b = 1$  ;  $y/b = 2$  et  $y/b = 3$  avec  $b = e/2$ .

Compte tenu de la symétrie (en valeur absolue) des champs de  $I_{uv}$  observée sur la figure 4.16a, nous avons présenté les résultats obtenus d'un seul côté du jet. Nous tenons à indiquer également que la grandeur  $I_{uv}$  est nulle sur l'axe du jet (figure 4.16a).

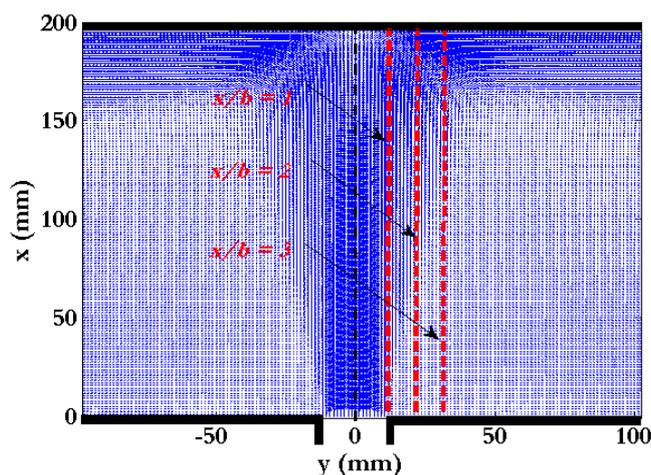


Figure 4.26 : Positions considérées pour le traçage des profils verticaux de  $I_{uv}$ .

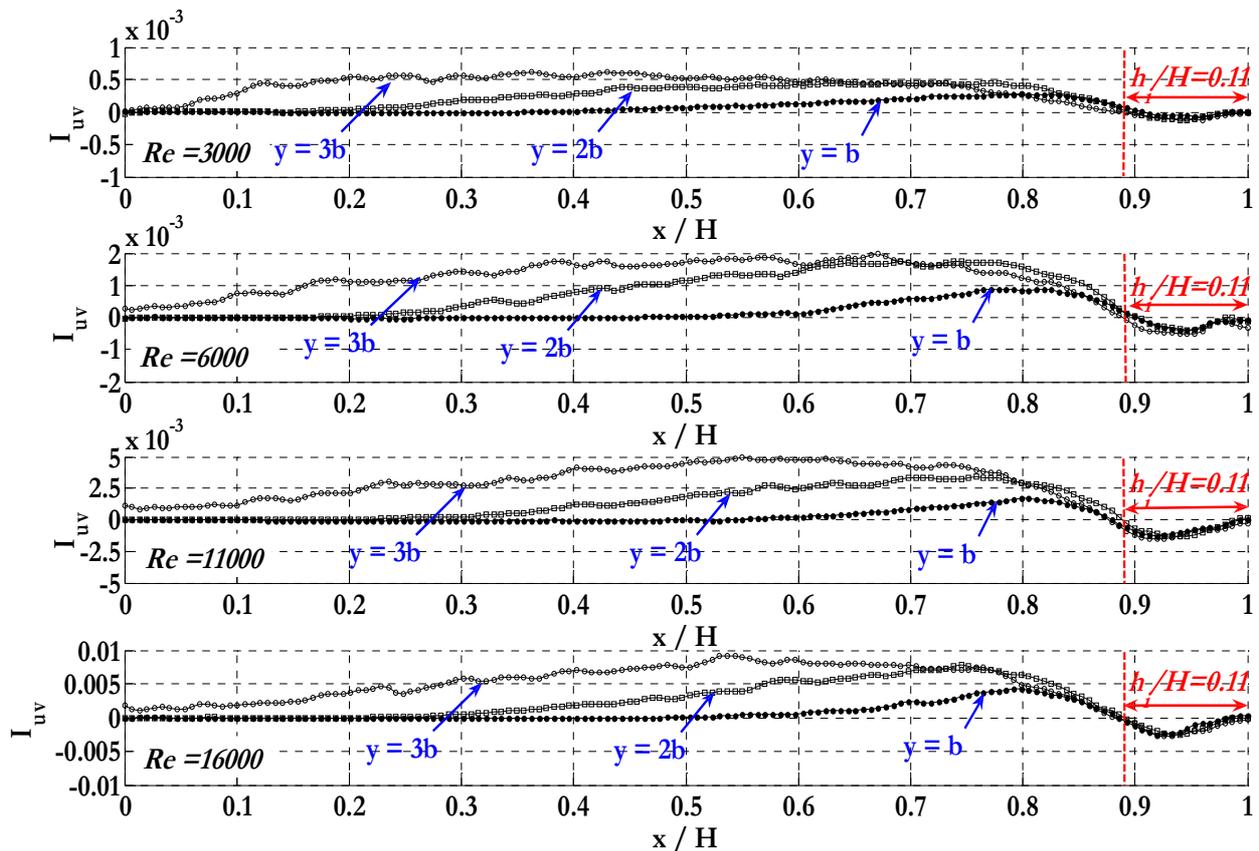


Figure 4.27 : Epaisseur de la zone d'impact évaluée à partir des profils de la tension de Reynolds le long de l'axe central du jet pour  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$

L'analyse de la figure 4.27 montre que tous les profils de  $I_{uv}$  considérés changent de signe en proche paroi d'impact. Ceci marque donc un changement de comportement de l'écoulement en proche paroi d'impact. D'autre part, nous avons remarqué que ces profils, quel que soit le nombre de Reynolds et la position où ils sont tracés, passent par zéro à la même position. Celle-ci correspond à une hauteur  $h_i$  mesurée depuis la plaque d'impact et telle que  $h_i/H = 0,11$ . Ce critère peut donc être utilisé pour déterminer l'épaisseur de la zone d'impact d'un jet plan. En effet la grandeur  $I_{uv}$ , présente l'avantage de tenir compte à la fois des fluctuations de vitesse  $u'$  et  $v'$ , elle a donc un caractère plus général, que les grandeurs  $I_u$  et  $I_v$  seules, pour décrire le comportement du jet en proche paroi.

Cette zone d'impact abrite des structures tourbillonnaires sous forme de rouleaux contrarotatifs dont leurs axes sont perpendiculaires au plan du jet. Des mesures par PIV dans le plan du jet permettent de détecter ces structures tourbillonnaires (figure 4.28) :

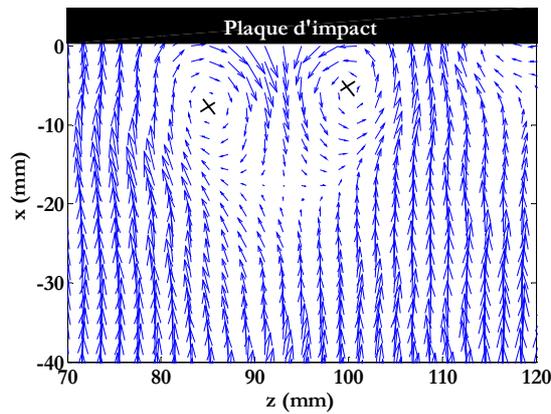


Figure 4.28 : Paires de tourbillons contrarotatifs détectés à l'impact du jet plan étudié

Nous nous intéresserons dans ce qui suit à ces structures tourbillonnaires. Pour cela, nous caractériserons en premier lieu la zone d'impact de point de vue énergétique pour voir la contribution de ces structures à l'énergie totale de l'écoulement ensuite on s'intéressera à caractériser ces structures du point de vue taille, forme, intensité tourbillonnaire, etc.

### 3.2. Analyse énergétique de la zone d'impact

Il est intéressant de voir la répartition de l'énergie dans le jet et d'estimer la contribution énergétique de la région d'impact dans l'énergie totale de celui-ci. En effet, l'analyse énergétique de la zone d'impact ne peut être découplée de l'analyse de l'énergie dans le reste du jet. La méthodologie adoptée pour cette analyse a consisté à analyser par la technique POD snapshot les champs de vitesse instantanés de l'écoulement dans sa globalité en nous focalisant ensuite sur la zone d'impact.

Les champs de vitesses analysés par POD snapshot sont issus de mesures par PIV dans le plan du jet (figure 4.2b) pour les nombres de  $Re$  respectifs de 3000, 6000, 11000 et 16000. La POD snapshot est une technique élégante qui consiste à déterminer une base de modes/fonctions propres orthogonaux représentatifs des phénomènes les plus énergétiques dans l'écoulement. Ces modes sont optimaux au sens de la représentation énergétique, ce qui veut dire qu'aucune autre base n'est capable de capturer une aussi grande quantité d'énergie avec le même nombre de modes. Les premiers modes sont les plus énergétiques. En se limitant à ces modes, il est donc possible de filtrer les énergies faibles dues aux erreurs de mesures par exemple ou aux structures tourbillonnaires secondaires ; ce qui améliore donc la détection des phénomènes les plus énergétiques telles que les structures cohérentes. En proche paroi (i.e. région d'impact), l'analyse des modes POD les plus énergétiques permet donc de comprendre les activités tourbillonnaires à grandes échelles qui s'y développent. Il est toutefois important de rappeler que l'interprétation directe des modes spatiaux POD est à prendre avec précaution, compte tenu des artefacts mathématiques que cette technique peut présenter (Bilka et al., 2008). Il n'est pas possible, par exemple, d'utiliser l'information contenue dans les modes spatiaux POD pour caractériser des tourbillons présents dans l'écoulement. En effet, l'information fournie par ces modes concerne uniquement la trace énergétique due au passage de ces structures et ne permet pas de déterminer les propriétés géométriques des tourbillons (position, taille, forme, etc.). Les faibles énergies présentes dans l'écoulement et qu'on cherche à filtrer par POD peuvent être dues à des bruits de mesure. Ces derniers peuvent être dus aux multiples réflexions de la nappe laser sur la paroi d'impact, au

dépôt de particules utilisées comme traceur, à la disparité de la distribution de celles-ci dans le champ de mesures, aux erreurs numériques de post-traitement des mesures, etc. Les erreurs de mesures se manifestent sur les champs de vitesses instantanés par des gradients de vitesses importants qui ne reproduisent pas la réalité de l'écoulement. Etant donné que certaines fonctions de détection de structures tourbillonnaires dans l'écoulement, que nous avons utilisées, reposent sur l'estimation des gradients de vitesse dans l'écoulement, ces « faux » gradients peuvent nous induire donc en erreur quant à la compréhension de l'activité tourbillonnaire à l'impact du jet. Le filtrage par POD permet donc de réduire, voire d'éliminer ces biais de mesures (i.e. faibles énergies présentes dans l'écoulement) sur les champs de vitesses instantanés. Cependant, un choix judicieux du seuil de filtrage doit être fait.

Nous présentons dans ce qui suit un exemple de filtrage par POD appliqué sur des champs de vitesse mesurés dans le plan médian du jet  $P_I$  (selon la configuration présentée sur la figure 4.2b) pour  $Re = 3000$ . En décomposant ces champs de vitesses instantanés, nous avons remarqué que pour restituer 98% de l'énergie totale contenue dans les 2000 champs de vitesses instantanés considérés, 154 modes spatiaux sont nécessaires. Cependant, la majeure partie de cette énergie est contenue dans les 10 premiers modes ( $\approx 96\%$ ) comme indiqué sur la figure 4.29a. Le premier mode en lui seul représente 95% de l'énergie totale de l'écoulement, ce dernier en général, correspond à l'écoulement moyen. Les 5% d'énergie restante constituent l'énergie contenue dans les champs fluctuants de vitesse. Dans l'exemple choisi, et afin de restituer 98% de l'énergie fluctuante de l'écoulement, à savoir 98% des 5% de l'énergie totale restante, il faut considérer 899 modes spatiaux. Le premier mode est le plus énergétique. Il contient 5,2% de l'énergie fluctuante totale et les 10 premiers modes spatiaux contiennent 15% de l'énergie fluctuante (figure 4.29b). L'énergie contenue dans

l'écoulement est définie par  $E = \sum_{i=1}^{+\infty} \lambda_i$  où  $\lambda_i$  sont les valeurs propres de la matrice d'intercorrélation temporelles entre les vitesses des différents points de mesures aux différents instants d'acquisition.

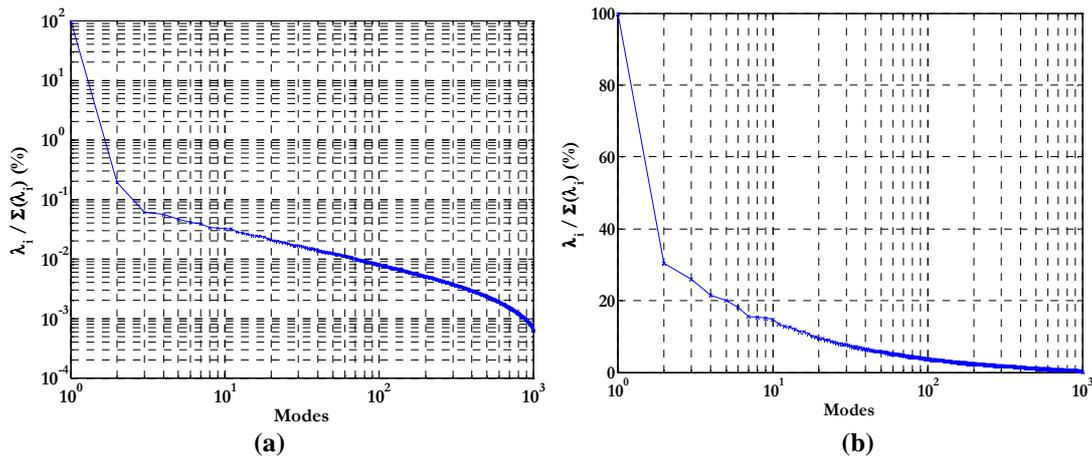


Figure 4.29 : Distribution énergétique en fonction du nombre des modes pour des mesures PIV dans le plan  $P_I$  à  $Re = 3000$  ( $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$ )  
a) Décomposition des champs de vitesses instantanées  
b) Décomposition des champs de vitesses fluctuants

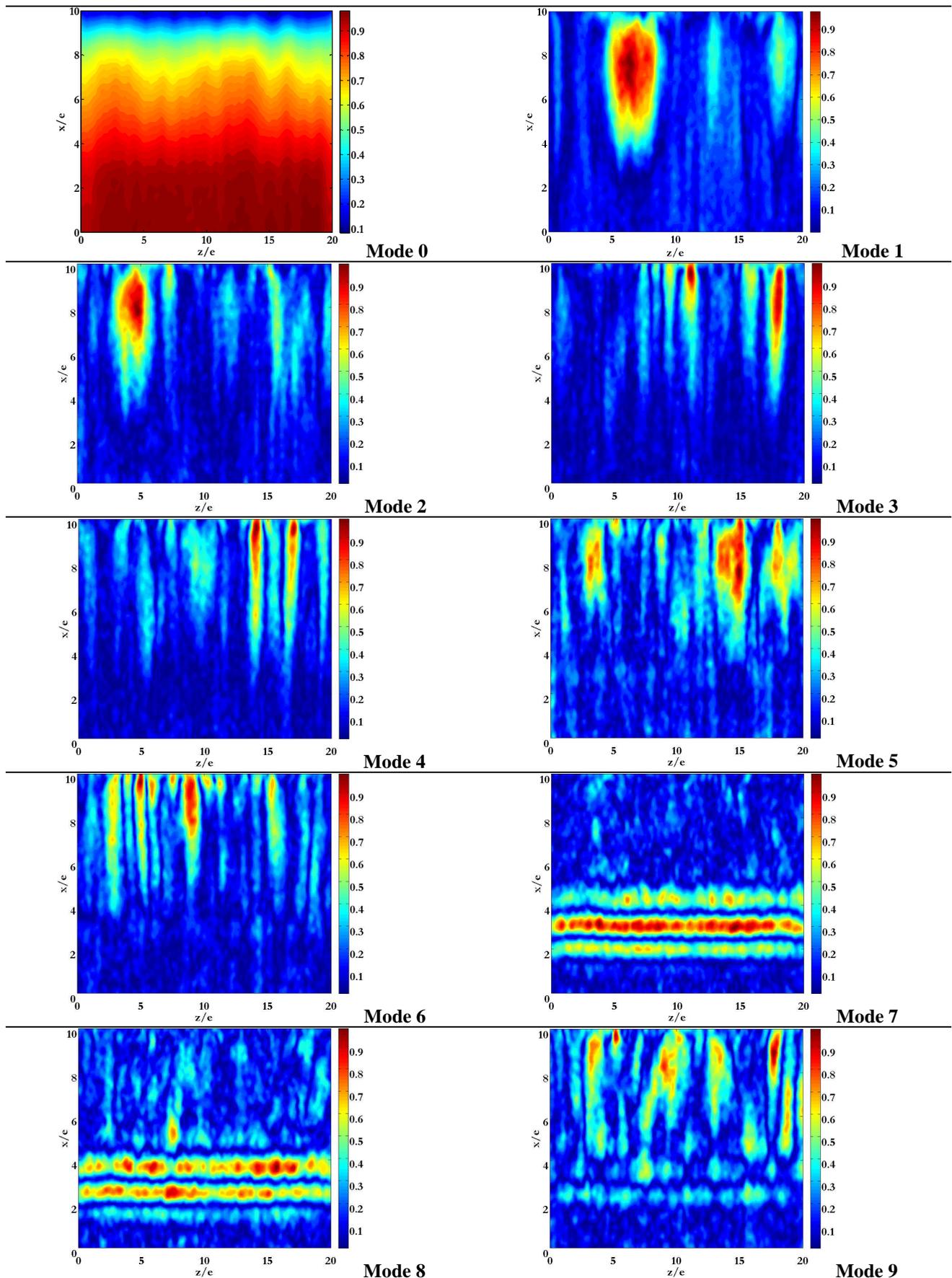


Figure 4.30 : Les 10 premiers modes spatiaux normalisés  $\Phi_i^*$  issus de la décomposition par POD des champs de vitesse (Plan médian du jet  $P_1$  ;  $Re_i = 3000$  ;  $H/e = 10$  ;  $L/e \geq 20$ )

Mode 0 : Premier mode issu de la décomposition des champs de vitesse instantanés  
 Mode 1 à 9 : Modes issus de la décomposition des champs de vitesse fluctuants

On présente sur la figure 4.30, les contours des 10 premiers modes spatiaux POD normalisés  $\Phi_i^*$  POD. Ces derniers sont calculés à partir des modes spatiaux associés à la décomposition séparément de chacune des composantes de vitesse  $w$  et  $u$  :

$$\Phi_i^* = \frac{\sqrt{(\Phi_{i_w}^2 + \Phi_{i_u}^2)}}{\max(\Phi_i)} \quad [4.7]$$

Dans le cas de la décomposition des champs de vitesses instantanés, le premier mode s'apparente à l'écoulement moyen et les modes suivants contiennent les fluctuations de la vitesse du fluide autour de ce dernier. Dans le cas de la décomposition du champ fluctuant, le premier mode est similaire au deuxième mode obtenu à partir de la décomposition du champ de vitesse instantané.

L'examen des modes spatiaux issus de la décomposition POD nous permet d'effectuer un certain nombre de constats importants. En effet, en examinant les 6 premiers modes de la figure 4.31 (modes 1 jusqu'à 6 ou modes 0 à 5 dans le cas de la décomposition des champs de vitesse fluctuants), nous avons repéré une activité énergétique importante qui prend naissance dans la région développée du jet et se poursuit jusqu'à l'impact de ce dernier sous forme de bandes verticales. Elle s'étend de la position  $x/e = 5$  à  $x/e = 10$ . Cette activité énergétique n'est pas uniformément répartie le long de l'impact du jet.

Nous avons capturé également sur les modes spatiaux 7, 8 et légèrement sur le mode 9, au niveau des couches de mélanges du jet, une concentration énergétique sous formes de bandes horizontales. Celles-ci commencent à  $x/e = 2$ , s'intensifient à  $x/e = 3$  (i.e. limite du cône potentiel (voir §2.3.3.2.B.a)) et se maintiennent jusqu'à la position  $x/e = 5$ , quel que soit le nombre de Reynolds considéré. Ces zones correspondent à des activités énergétiques dans le jet qui sont reliées en l'occurrence aux traces de passages de structures tourbillonnaires. Or nous savons que dans cette région du jet (i.e. les couches de mélange du jet) se développent des tourbillons de type Kelvin Helmholtz (KH). Cependant, les mesures par PIV sont réalisées dans le plan médian du jet, il est étonnant d'observer les traces énergétiques des tourbillons de couches de mélanges bien que le plan de mesure ne devrait pas traverser ces structures. Pour expliquer cela, nous nous sommes basés sur les interprétations de Sakakibara et al. (2001). En effet, ces derniers ont supposé l'existence d'une interaction, au niveau du plan médian du jet, entre les rouleaux de KH grandissant, situés de part et d'autre de ce dernier, au cours de leur évolution dans les couches de mélange du jet. Nous avons donc mis en évidence, à travers l'analyse des modes spatiaux POD, l'existence de cette interaction d'une part et déterminé les niveaux énergétiques qui lui sont associés d'autre part.

L'analyse des modes spatiaux 1 à 6 montre qu'à partir de  $x/e = 5$ , se forment des zones énergétiques étirées dans la direction de l'écoulement et jusqu'à l'impact du jet. En revenant aux résultats de la Fig.15b, nous remarquons une certaine cohérence avec les observations actuelles. En effet, dans la région située entre  $x/e=5$  et l'impact, les valeurs du coefficient de dissymétrie  $S$  sont négatives ce qui explique l'existence d'un cisaillement important qui impose un étirement sur les structures tourbillonnaires présentes dans cette région. Ceci est en concordance avec les observations sur les 6 premiers modes spatiaux de la figure 4.30. Ces traces énergétiques correspondent donc aux traces de passages de structures tourbillonnaires. La question qui se pose est : de quelles structures tourbillonnaires s'agit-il ?

Pour tenter de trouver une réponse, nous avons exploré deux pistes. La première tient compte des observations de Bernal et Roshko (1986), Chassaing (2000), Rogers et Moser (1992) ainsi que Hussain (1986). En effet, ces derniers ont mis en évidence l'existence de paires de filaments tourbillonnaires contrarotatifs enlaçant les rouleaux tourbillonnaires de KH jusqu'à l'impact du jet (voir Chapitre I - §3.2.6). Les traces énergétiques détectées peuvent donc être les traces de passage de ces filaments tourbillonnaires étirés par le plan médian du jet ce qui concorde avec l'hypothèse d'étirement des structures tourbillonnaires évoqué au paragraphe précédent. D'autre part, Sakakibara et al. (2001) ont postulé la présence d'un train de tourbillons (i.e. « Cross ribs ») qui naît suite au contact entre deux rouleaux tourbillonnaires des couches de mélanges du jet (i.e. ce que nous avons évoqué dans le paragraphe précédent) au plan médian du jet. Ils supposent aussi que ce train tourbillonnaire évolue dans le jet jusqu'à l'impact sans se désintégrer. Les traces énergétiques captées donc sur les modes POD peuvent être reliées au déplacement de ce train tourbillonnaire.

A ce stade, nous nous sommes proposé d'analyser les modes spatiaux associés à la décomposition de la composante  $u$  de la vitesse pour avoir plus d'informations sur les structures tourbillonnaires associées aux traces énergétiques détectées précédemment. Cette décomposition, nous a permis en plus de déterminer les niveaux énergétiques associés au passage des structures tourbillonnaires, de détecter le sens de rotation de ces structures. En effet d'après la figure 4.31, les zones énergétiques situées entre  $x/e = 5$  et l'impact du jet présentent des signes alternés ce qui prouve que les structures associées sont alternées. Il est donc plus plausible de dire que les zones énergétiques détectées sont plutôt liées aux filaments tourbillonnaires contrarotatifs évoqués par Bernal et Roshko (1986), Chassaing (2000), Rogers et Moser (1992) ainsi que Hussain (1986) qu'au train tourbillonnaire annoncé par Sakakibara et al. (2001).

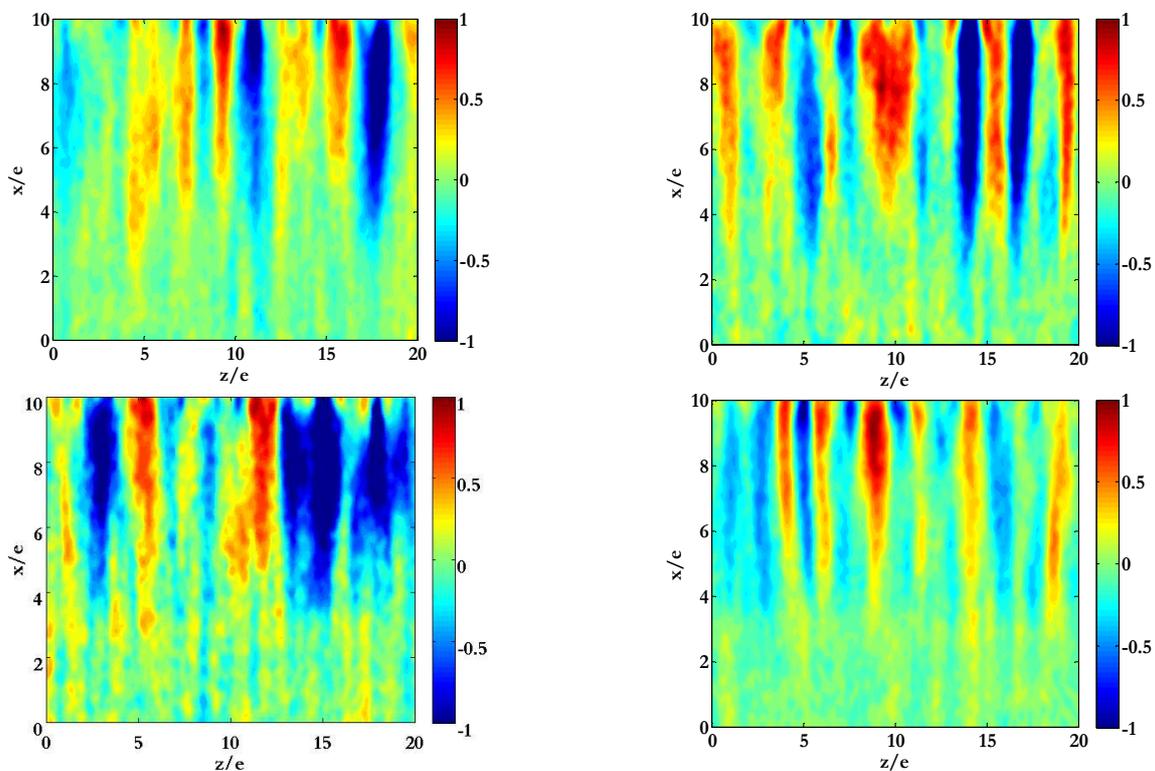


Figure 4.31 : Modes spatiaux POD issus de la décomposition de la composante verticale  $u$  de la vitesse dans le plan médian du jet pour  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$

Afin de mieux comprendre la contribution énergétique de la région d'impact du jet dans les phénomènes de transfert, nous avons analysé les trois régions du jet séparément et confronté l'énergie dans la zone d'impact du jet à celle du jet total. Ces régions ont été délimitées auparavant : une région de cœur potentiel ( $0 \leq x/H \leq 0,3$ ), une région d'écoulement établi ( $0,3 \leq x/H \leq 0,89$ ) et une région d'impact ( $0,89 \leq x/H \leq 1$ ). Les champs de vitesse instantanés dans chacune de ces régions ont été extraits et analysés séparément (Fig.32a). Les principaux résultats obtenus par cette analyse sont résumés dans le tableau 4.5 :

| <u>Le cœur potentiel</u>                 | <u>La région d'écoulement établi</u>      | <u>La zone d'impact</u>                  |
|--|---|--|
| Energie totale = 100%                    | Energie totale = 100%                     | Energie totale = 100%                    |
| Mode 1 : 98% (écoulement moyen)          | Mode 1 : 84% (écoulement moyen)           | Mode 1: 96% (écoulement moyen)           |
| Energie fluctuante : 2%                  | Energie fluctuante : 16%                  | Energie fluctuante : 4%                  |
| 1 <sup>er</sup> mode fluctuant : 3% / 2% | 1 <sup>er</sup> mode fluctuant : 6% / 16% | 1 <sup>er</sup> mode fluctuant : 7% / 4% |

Tableau 4.5 : Résultats de l'analyse énergétique des différentes régions du jet (Plan médian  $P_1$  ;  $Re = 3000$  ;  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$ )

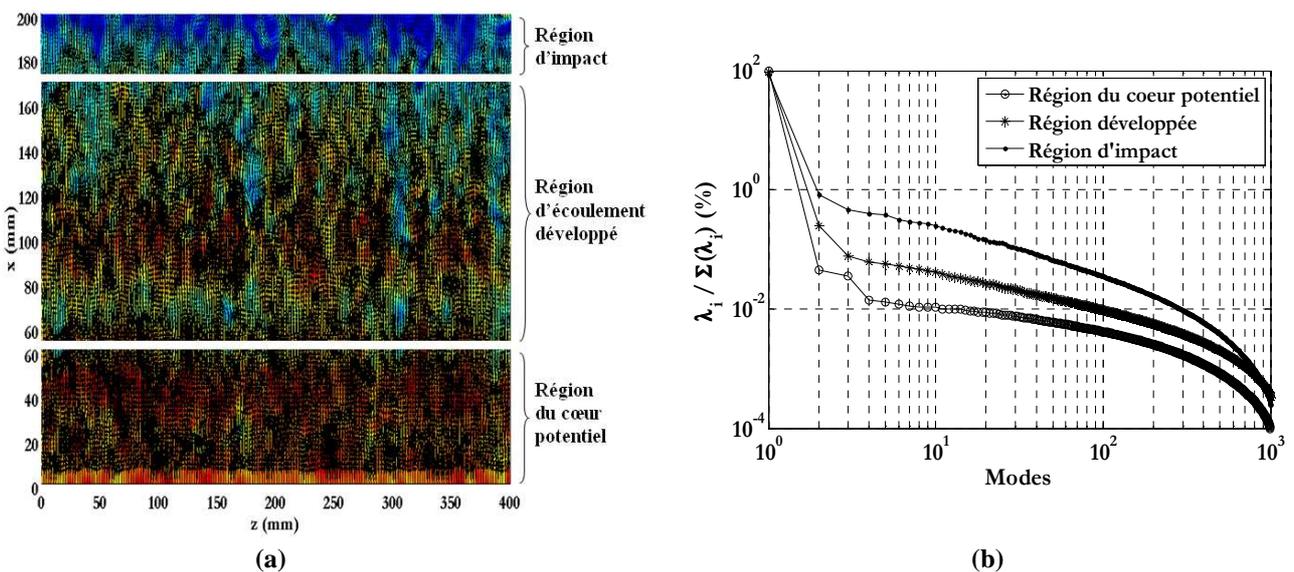


Figure 4.32 : a) Champs de vitesse instantanée dans les différentes régions du jet étudié ; b) Distributions énergétiques issues de la décomposition des champs instantanés de la vitesse dans les différentes régions du jet

Nous avons analysé simultanément les distributions énergétiques issues de la décomposition par POD des champs de vitesses instantanés calculés dans chacune de ses régions. La décroissance de l'énergie observée entre le premier mode, qui concentre à lui seul quasiment la totalité de l'énergie, et le deuxième mode est moins importante dans la région d'impact que dans la région de l'écoulement développé ou dans le cœur potentiel du jet (figure 4.32b). Les phénomènes les plus énergétiques dans la zone d'impact voient leur énergie se dissiper donc moins rapidement que celle des phénomènes énergétiques localisés ailleurs dans le jet (dans les couches de mélange par exemple). Les structures à grandes échelles (i.e. rouleaux tourbillonnaires) gardent donc leur intégrité sur de plus longues distances le long de la plaque d'impact. Les transferts sont donc intensifiés localement à l'impact aux zones de passage de ces tourbillons. Au bout d'une certaine distance nommée « longueur de mélange », ces structures se désintègrent sous l'effet des forces visqueuses cédant leur énergie aux petites structures tourbillonnaires de petites échelles ainsi formées. Ceci

contribue à uniformiser la turbulence à l'impact. On tend alors vers une turbulence homogène et isotrope à l'impact du jet.

Très peu d'études se sont intéressées à la zone d'impact d'un jet plan et encore moins à caractériser les mécanismes de transferts qui y sont présents. Dans la suite de notre étude, on s'intéressera uniquement à la zone d'impact du jet que nous avons définie au préalable. Nous essayerons de caractériser les mécanismes de transferts (i.e. structures tourbillonnaires) qui y sont présents. Afin d'avoir des informations sur l'évolution de ces structures à l'impact du jet, nous avons considéré des mesures par PIV dans des plans parallèles au plan médian du jet (figure 4.2b). Etant donné que les structures tourbillonnaires évoluent dans la direction transversale au plan du jet, ces dernières peuvent se détacher de la paroi d'impact pour s'en éloigner. Ces structures peuvent donc sortir, au cours de leur évolution, de la limite que nous avons défini pour la zone d'impact (i.e.  $h_i/H = 11\%$ ). Si on fait des mesures par PIV dans un plan parallèle du plan du jet, nous risquons donc de ne pas détecter ces structures tourbillonnaires bien qu'elles soient réellement présentes mais situées en dehors ou à la limite de la zone d'impact. Afin d'éviter cela, nous nous sommes proposés d'élargir notre analyse sur une zone qui englobe la zone d'impact. La hauteur totale de la zone considérée est  $h_a/H = 20\%$ . Nous avons représenté sur la figure 4.33 un exemple typique de champ instantané de vitesse .

Le champ de vitesse est normalisé comme suit : 
$$\|\vec{V}\| = \frac{\|\vec{V}\| - \min(\|\vec{V}\|)}{\max(\|\vec{V}\|) - \min(\|\vec{V}\|)}$$

Nous présenterons à travers cet exemple de champ de vitesse, les résultats des investigations de structures tourbillonnaires à l'impact du jet.

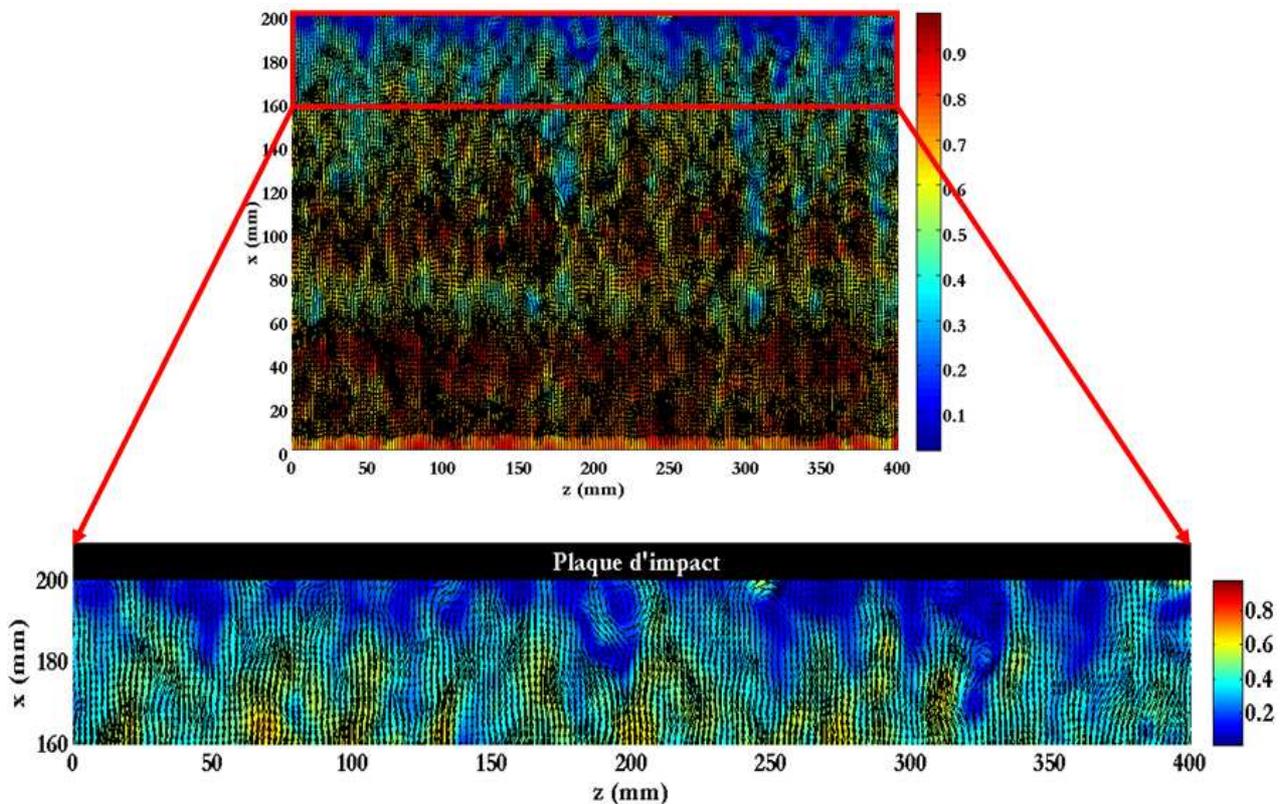


Figure 4.33 : Champ de vitesse instantané normalisé par  $U_{max}$  mesuré à l'impact du jet étudié ( $h_i/H = 20\%$  ;  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$ )

Le champ de vitesse de la figure 4.33 comporte une paire tourbillonnaire bien visible à proximité de la paroi d'impact à  $z \approx 200$  mm. Ce champ de vitesse comporte également la trace d'une réflexion du laser sur la paroi d'impact du jet située à  $z \approx 250$  mm. Elle est détectée par un gradient de vitesse élevé et très localisé en comparaison avec la vitesse des points dans le voisinage proche. Cependant, nous tenons à signaler que les résultats annoncés dans les sections suivantes sont issus d'analyses faites sur l'ensemble des champs de vitesse instantanés et non sur uniquement le cas particulier présenté ici. Ce dernier est considéré uniquement à titre illustratif.

### 3.3. Analyse structurelle de la zone d'impact du jet

#### 3.3.1. Méthodologie d'analyse adoptée

La région d'impact du jet abrite des structures tourbillonnaires à grande et petite échelles. On s'intéresse particulièrement aux grandes structures tourbillonnaires évoluant transversalement au plan du jet sous forme de rouleaux contrarotatifs. Yokobori et al. (1977, 1983) ont été les premiers à détecter expérimentalement à l'impact d'un jet plan ces structures tourbillonnaires. Certains auteurs, tels que Sakakibara et al. (2001), ont attribué l'origine de ces structures tourbillonnaires aux structures tourbillonnaires situées en amont dans les couches de mélanges du jet. D'autres auteurs tels que Pavageau et Loubière (2008) ou Maurel (2001) ont considéré que la formation de ces structures était liée à des instabilités de type Taylor-Göertler dans la zone d'impact du jet (voir chapitre I, section 3.3.3). Ces instabilités sont souvent observées dans les couches limites sur des parois concaves (Abide, 2005).

L'étude expérimentale de la zone d'impact repose sur l'analyse des champs bidimensionnels de vitesse obtenus par PIV standard et rapide dans différents plans du jet. Le comportement hydrodynamique de l'écoulement dans la zone d'impact du jet étudié est fortement tridimensionnel. Pour avoir une vision à peu près tridimensionnelle de l'écoulement au voisinage de la paroi d'impact, nous avons considéré des mesures de vitesse par PIV dans différents plans comme cela est indiqué sur la figure 4.34.

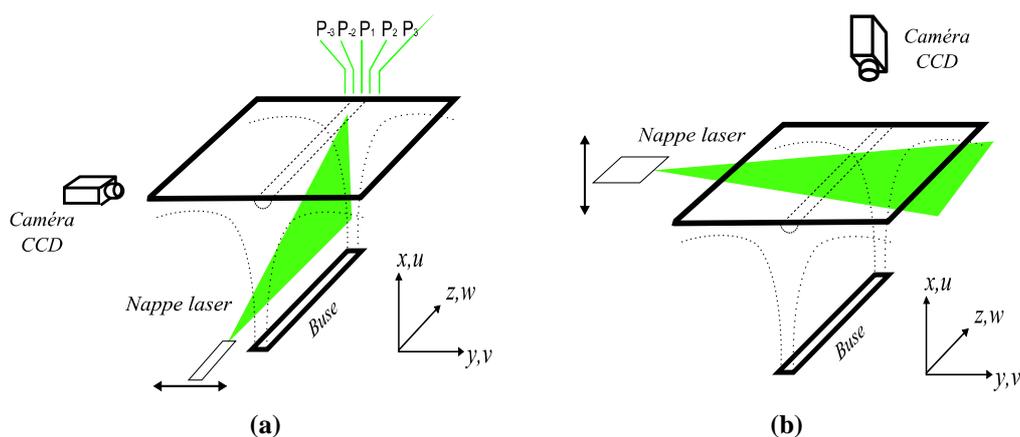


Figure 4.34 : Plans de mesures par PIV considérés pour la détection de structures tourbillonnaires à l'impact d'un jet plan d'eau confiné et turbulent : a) Plans parallèles au plan du jet ; b) plan parallèle à la plaque d'impact

Nous avons considéré plusieurs plans de mesures parallèles au plan du jet (figure 4.34a). Ces derniers sont repérés comme suit :

- Plan  $P_1$  : correspond au plan de symétrie (plan médian) du jet,

- Plan  $P_2$  : situé à une distance égale à  $e$  du plan médian du jet,
- Plan  $P_3$  : situé à une distance égale à  $2e$  du plan médian du jet,
- Plan  $P_{-2}$  : plan symétrique au plan  $P_2$  par rapport au plan médian du jet,
- Plan  $P_{-3}$  : plan symétrique au plan  $P_3$  par rapport au plan médian du jet.

Pour la deuxième configuration de mesure (figure 4.34b), nous avons considéré une seule position de mesure : le plan laser est parallèle à la plaque d'impact et situé à 5mm de celle-ci. En effet, à cette distance, nous avons pu éviter les réflexions du laser dans le plan de mesure.

Les champs instantanés de vitesses issus de mesures PIV selon la configuration présentée sur la figure 4.34a permettent d'avoir des coupes transversales des rouleaux tourbillonnaires axés perpendiculairement au plan du jet (i.e. axe selon  $y$ ). À partir de ces champs de vitesse, il est donc possible de déterminer la position exacte des centres des rouleaux tourbillonnaires étudiés en utilisant des fonctions spécifiques. Il est également possible d'évaluer les différentes propriétés géométriques des tourbillons détectés : diamètre, forme, intensité tourbillonnaire, etc. Les champs de vitesse obtenus sont réduits à la région d'impact. L'épaisseur de celle-ci a été évaluée plus haut. Cependant, la taille des champs de vitesse considérés est  $L \times h_a$  avec  $L = 400$  mm et  $h_a/H = 20\%$  (où  $H = 200$  mm) pour les raisons mentionnées également plus haut. Les champs de vitesse obtenus ont ensuite été filtrés par POD. L'extraction et la caractérisation des structures tourbillonnaires des champs de vitesse filtrés ont été réalisées en utilisant la fonction  $\lambda_2$  et la fonction vorticité  $\omega$  instantanée. Les outils de détection et de caractérisation des structures tourbillonnaires sont décrits au chapitre II. Nous rappelons tout de même que celle-ci comporte les différentes étapes suivantes, citées dans l'ordre :

- La détection des structures tourbillonnaires à partir des champs de vitesse filtrés préalablement par POD snapshot : utilisation de fonctions de détection calibrées : fonctions  $\lambda_2$ ,  $\Gamma_2$  et  $\omega$ .
- La caractérisation des tourbillons détectés : position, taille, forme, intensité tourbillonnaire, etc.

Les mesures de vitesse selon la configuration schématisée sur la figure 4.34b ont permis de voir s'il existait une certaine organisation des rouleaux contrarotatifs dans la zone d'impact. Les mesures de vitesse dans ce plan permettent également de déterminer la longueur de mélange, l'échelle temporelle et la vitesse de convection de ces tourbillons.

### **3.3.2. Sensibilité des fonctions de détections d'activité tourbillonnaire au filtrage par la technique POD snapshot**

Les champs de vitesse analysés dans cette section sont les champs issus de mesures par PIV classique dans la configuration de la figure 4.35a.

Etant donné que les 10 premiers modes englobent quasiment la totalité de l'énergie contenue dans l'écoulement, il est possible de reconstruire la majeure partie des phénomènes les plus énergétiques contenus dans l'écoulement en utilisant uniquement ces 10 modes spatio-temporels. Ceci nous a permis de filtrer environ 5% de l'énergie de l'écoulement. Celle-ci correspond aux faibles énergies associées aux phénomènes qui ne caractérisent pas l'écoulement tels que les biais de mesures, par exemple, ou les structures tourbillonnaires de faible contribution énergétique et qui ne nous intéressent pas dans cette étude.

### 3.3.2.1. Effet du filtrage par POD sur le champ instantané de vitesse

La reconstruction des champs de vitesse instantanés après filtrage par POD nous a permis de lisser les champs de vitesse et de réduire les effets des biais de mesures. En effet, dans l'exemple présenté sur la figure 4.35b, nous avons pu éliminer la trace d'une réflexion du laser (située à  $z \approx 250$  mm) sur le champ de vitesse instantané de la figure 4.35a. Cette réflexion a généré une vitesse locale. Sans filtrage préalable, les fonctions nécessitant un calcul de gradient de vitesse, telle que la vorticité, seront mal estimées au voisinage de la réflexion laser. Les variations de vitesse engendrées par des structures secondaires "énergétiquement faibles" ont été filtrées, ce qui explique le lissage des champs de vitesse. Seules les structures les plus énergétiques sont gardées comme celles représentées sur la figure 4.35 pour  $z \approx 200$  mm.

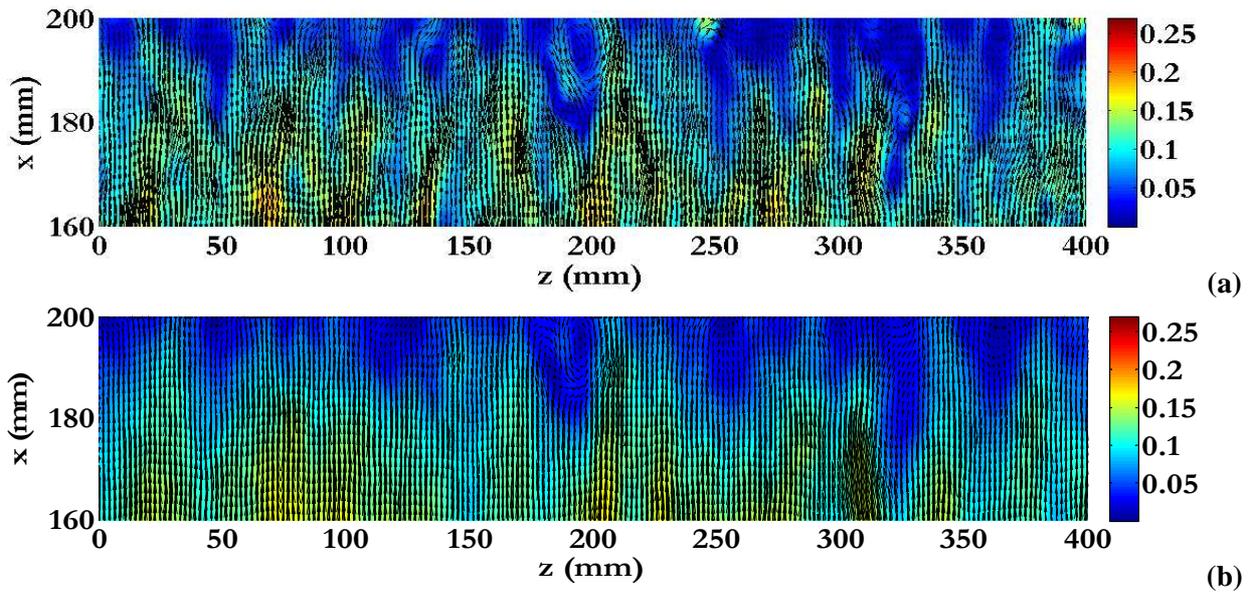


Figure 4.35: Champs de vitesses instantanées à l'impact (Plan  $P_I$  ;  $Re = 3000$  ;  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$ )  
a) Sans filtrage POD ; b) Avec filtrage POD

### 3.3.2.2. Effet du filtrage par POD sur le champ de vorticité instantanée $\omega$

Le constat fait précédemment sur le champ de vitesse de la figure 4.35 peut être fait également sur les contours d'iso-vorticité (figure 4.36). En calculant la vorticité à la position de la réflexion ( $z \approx 250$  mm), on trouve des niveaux 4 fois supérieurs à ceux à la même position dans le champ filtré par POD. Etant donné que l'on adopte un schéma de discrétisation à différences finies, l'estimation de la vorticité aux alentours de la position de la réflexion peut être affectée. Si une structure tourbillonnaire se trouve au moment de l'acquisition proche de cette réflexion, cette dernière risque, d'une part, de ne pas être détectée à cause de la mauvaise estimation du déplacement des traceurs, mais en plus son sens de rotation risque d'être erroné en raison de l'influence de la réflexion sur la vorticité calculée au cœur du tourbillon. Il est donc impératif de filtrer les champs de vitesse par POD avant de calculer la vorticité pour une meilleure caractérisation des tourbillons présents à l'impact du jet.

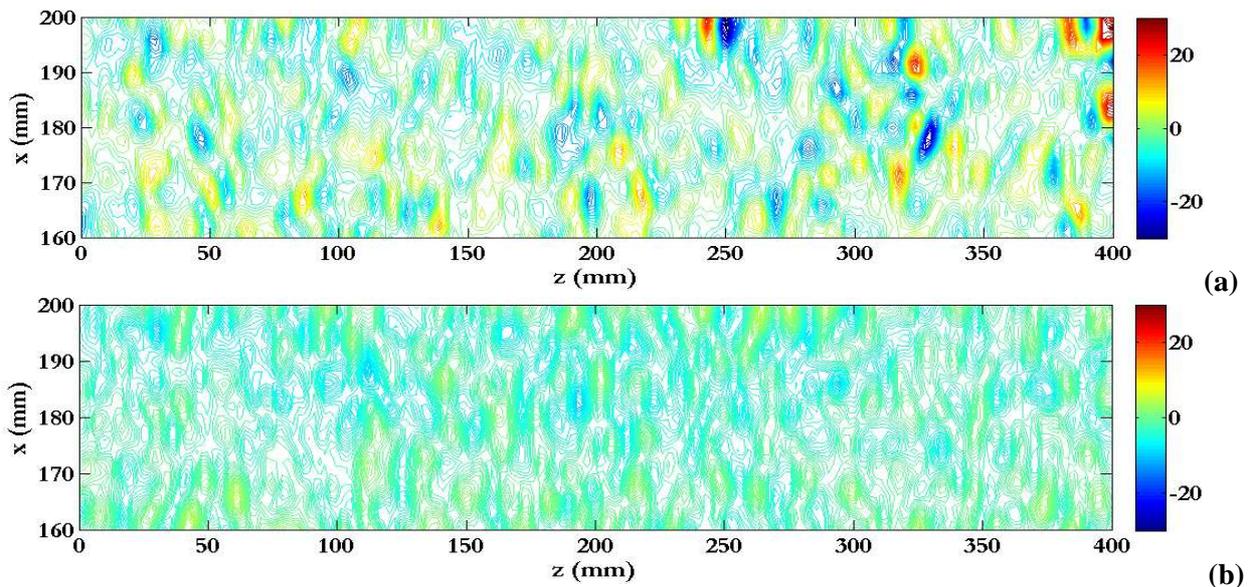


Figure 4.36 : Champs de vorticité instantanée  $\omega$  à l'impact (Plan  $P_I$  ;  $Re = 3000$  ;  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$ )  
a) Sans filtrage POD ; b) Avec filtrage POD

### 3.3.2.3. Effet du filtrage par POD sur la fonction $\lambda_2$

Pour la détection des centres tourbillonnaires dans la zone d'impact du jet, nous avons appliqué la fonction  $\lambda_2$  (voir Chapitre II- §3.1.3). En effet, le centre du tourbillon correspond à la valeur minimale de  $\lambda_2$  au cœur du tourbillon. Il faut donc extraire le cœur du tourbillon pour pouvoir déterminer le centre du tourbillon. La fonction  $\lambda_2$  est appliquée successivement sur un champ non filtré par POD et un champ filtré (Fig.4.37). Ensuite, nous avons appliqué un facteur seuil aux champs de  $\lambda_2$ . Ce facteur permet d'écrêter les champs de  $\lambda_2$  préalablement calculés à partir de champs instantanés de vitesse filtrés par POD afin de ne garder que les structures associées à des valeurs de  $\lambda_2$  inférieures ou égales au produit du facteur seuil par le minimum de la fonction  $\lambda_2$  dans la snapshot étudiée. On garde ainsi uniquement les structures dominantes qui sont celles qui nous intéressent dans cette étude.

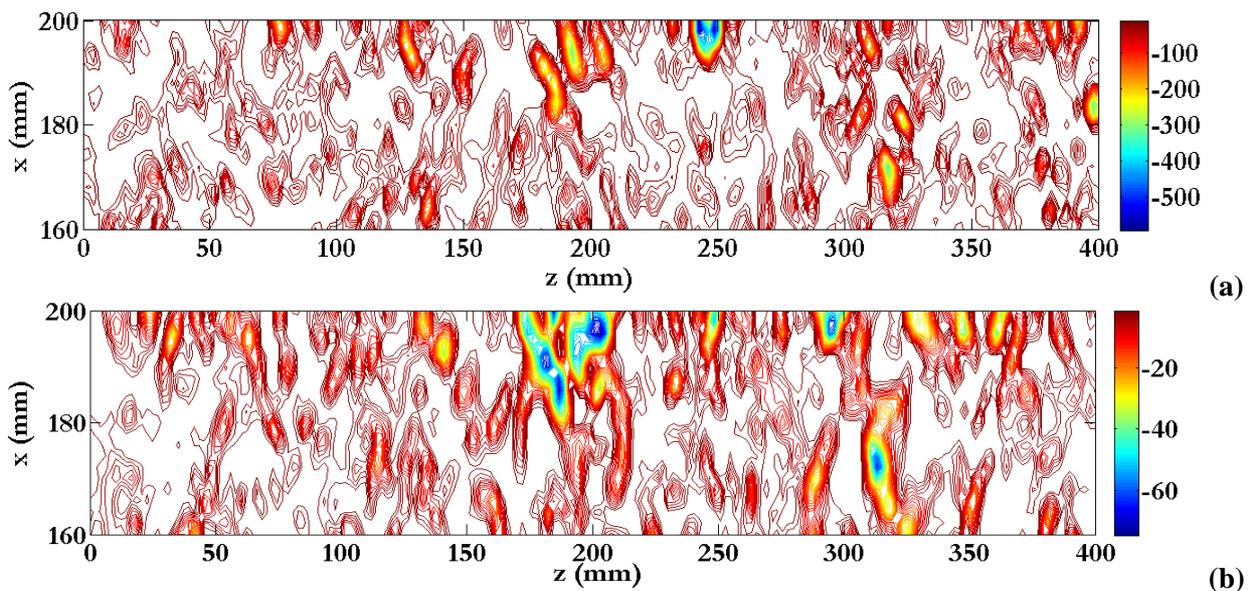


Figure 4.37 : Contour de la fonction  $\lambda_2$  non seuillée appliquée sur un champ de vitesse en proche paroi (Plan  $P_I$  ;  $Re = 3000$  ;  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$ )  
a) Sans filtrage POD ; b) Avec filtrage POD

En observant la figure 4.37a, on remarque que la réflexion observée auparavant sur les champs de vitesse instantanée de la figure 4.35a et les contours de vorticité sur la figure 4.36a, est détectée par la fonction  $\lambda_2$  comme une zone à très faibles valeurs de  $\lambda_2$ . Par définition même de la fonction  $\lambda_2$ , la réflexion est considérée ici comme un centre tourbillonnaire ce qui n'est pas vrai dans la réalité. En plus, vu que cette valeur correspond au minimum de la fonction  $\lambda_2$  relative à la snapshot étudiée, la condition de seuillage sera donc biaisée. Ceci peut donc induire des erreurs importantes dans le recensement des structures tourbillonnaires à l'impact. Le filtrage préalable par POD des champs de vitesses instantanés offre la possibilité d'éviter cet artefact et d'améliorer ainsi la détection et la caractérisation des tourbillons présents à l'impact du jet. A travers l'exemple que nous avons présenté, nous avons remarqué que le filtrage POD réduit par 5 la gamme des valeurs de  $\lambda_2$  et permet la détection de la paire tourbillonnaire située en proche paroi à  $z \approx 200\text{mm}$ . Après filtrage des champs instantanés de vitesse par POD, nous avons considéré un deuxième filtrage sur les champs de la fonction  $\lambda_2$  (voir Chapitre II - §5.6.1.1). Notre choix s'est porté sur un facteur seuil qui correspond à 30% de la valeur minimale sur chaque snapshot. Nous avons représenté sur la figure 4.38c les résultats obtenus après application du facteur seuil. Nous avons également représenté sur les figures 4.38a et 4.38b, à titre comparatif, les résultats obtenus pour des facteurs seuils respectifs de 10% et 20%. Il est donc clair que le seuil considéré (i.e. 30%) nous a permis de bien filtrer les champs de  $\lambda_2$  et ne garder que les structures tourbillonnaires les plus importantes (figure 4.38) contrairement aux autres facteurs seuils.

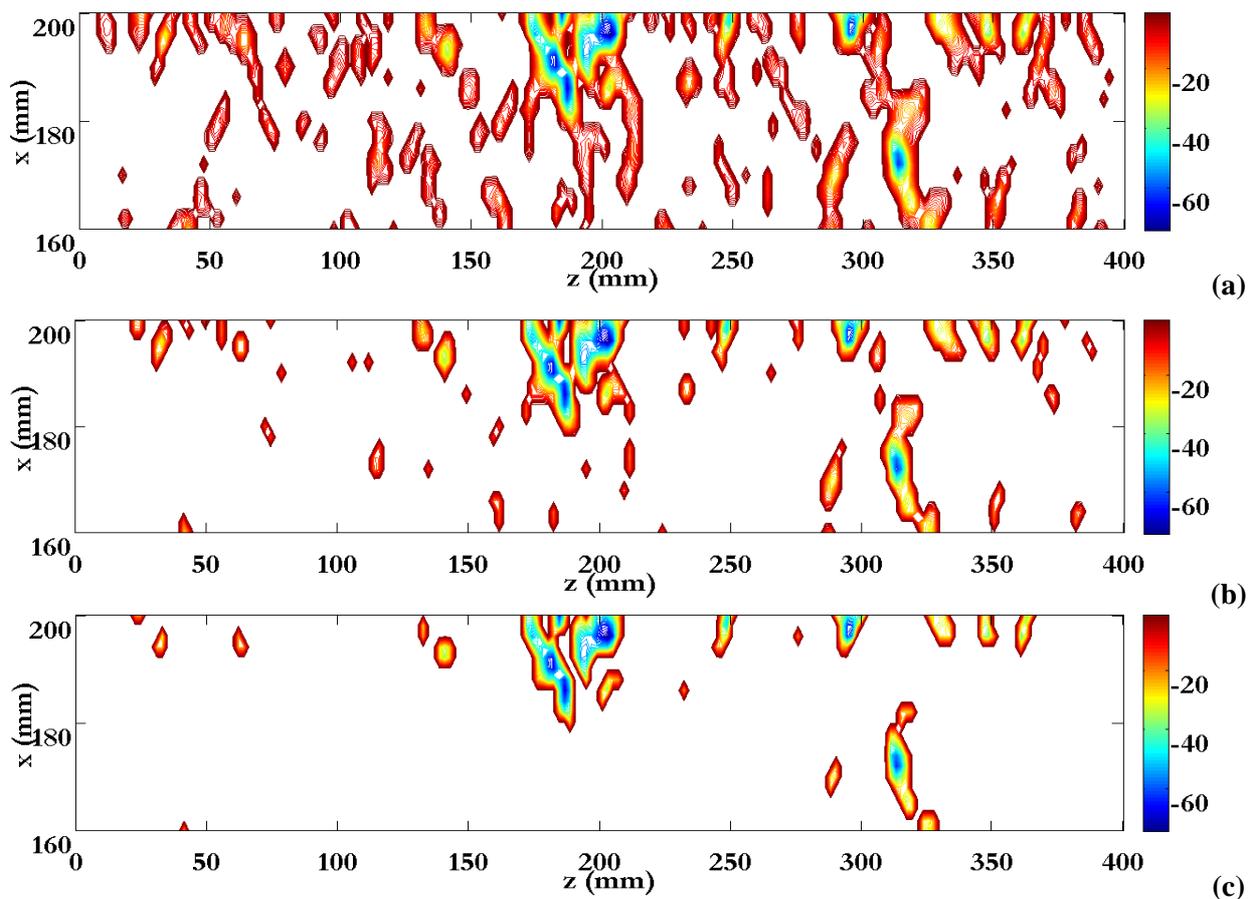


Figure 4.38 : Seuillage de la fonction  $\lambda_2$  (Plan  $P_1$  ;  $Re = 3000$  ;  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$ )  
a) seuil à 10% ; b) Seuil à 20% ; c) Seuil à 30%

### 3.3.2.4. Effet du filtrage par POD sur la fonction $\Gamma_2$

Bien que cette fonction a montré des limites dans la détection des centres tourbillonnaires dans la zone de sortie de buse d'un double jet d'air en impact (voir Chapitre II - §5.6.2.2), nous nous sommes proposés de vérifier la limite de cette fonction dans le cas de la détection de centre tourbillonnaire à l'impact d'un jet plan simple.

Le critère topologique  $\Gamma_2$  a été introduit et discuté au chapitre II-§. Nous avons appliqué la fonction  $\Gamma_2$  respectivement aux champs de vitesse des figures 4.35a et 4.35b. Les résultats obtenus sont représentés respectivement sur les figures 4.39a et .39b.

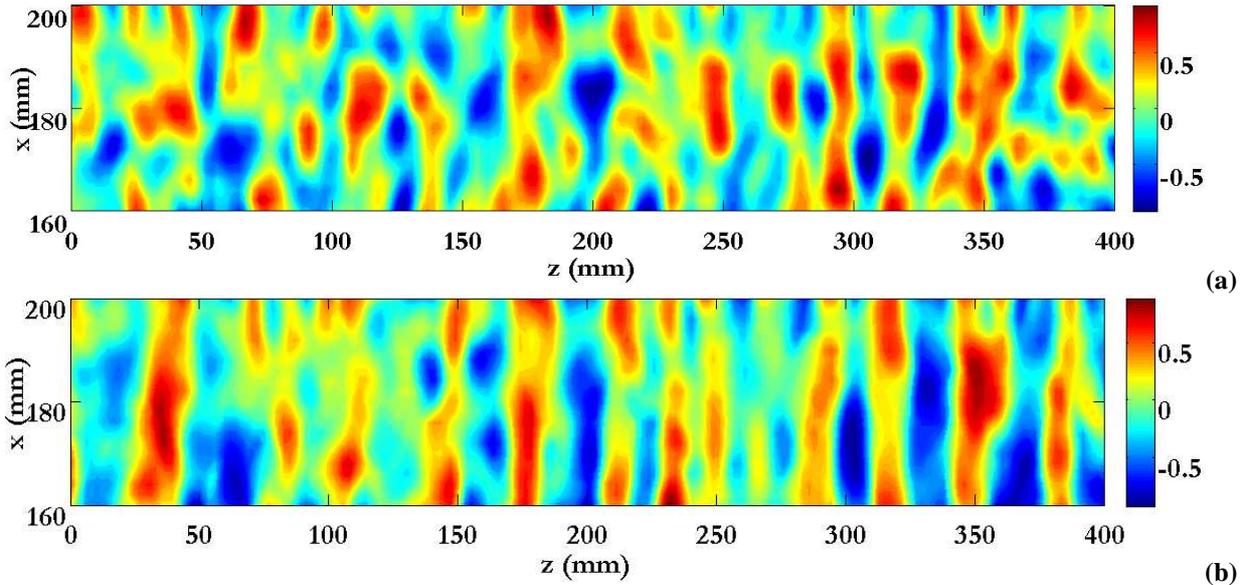


Figure 4.39 : Champs de la fonction topologique  $\Gamma_2$  (Plan  $P_1$  ;  $Re = 3000$  ;  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$ )  
a) Appliquée sur un champ de vitesse brut ; b) Appliquée sur un champ de vitesse filtré par POD

Les champs de la fonction  $\Gamma_2$  obtenus sont difficilement interprétables en comparaison avec ceux obtenus avec les critères vorticité instantanée  $\omega$  (figure 4.36) et la fonction  $\lambda_2$  (figure 4.37 ou 4.38). La difficulté réside dans le fait que le critère  $\Gamma_2$  est topologique ; ce dernier réagit donc à tout changement de direction des vecteurs vitesses. Étant donné que la région d'impact du jet se caractérise par un changement brusque du sens de l'écoulement après l'impact, ils se forment alors de nombreuses structures tourbillonnaires secondaires auxquelles la fonction  $\Gamma_2$  est très sensible. Pour essayer de filtrer ces structures secondaires, nous avons appliqué un facteur de seuillage à la fonction  $\Gamma_2$  qui correspond à  $2/\pi$  (Chapitre II- §3.4.2.2.A). Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 4.40a et 4.40b. En confrontant les figures 4.40b et 4.38c, obtenues après application des fonctions  $\Gamma_2$  et  $\lambda_2$  sur des champs de vitesse filtrés par POD, on remarque que la fonction  $\Gamma_2$  n'a pas pu détecter en totalité, et à sa position correcte, la paire tourbillonnaire située en proche paroi à  $z \approx 200$  mm. Il n'est donc pas possible de déterminer les centres tourbillonnaires par la fonction  $\Gamma_2$ . À travers cet exemple, nous avons donc mis en évidence encore une fois les limites d'application de la fonction  $\Gamma_2$  pour la détection de centres tourbillonnaires à l'impact d'un jet. Ces observations rejoignent celles faites sur le jet d'air au chapitre II-§ 5.6.2.2.

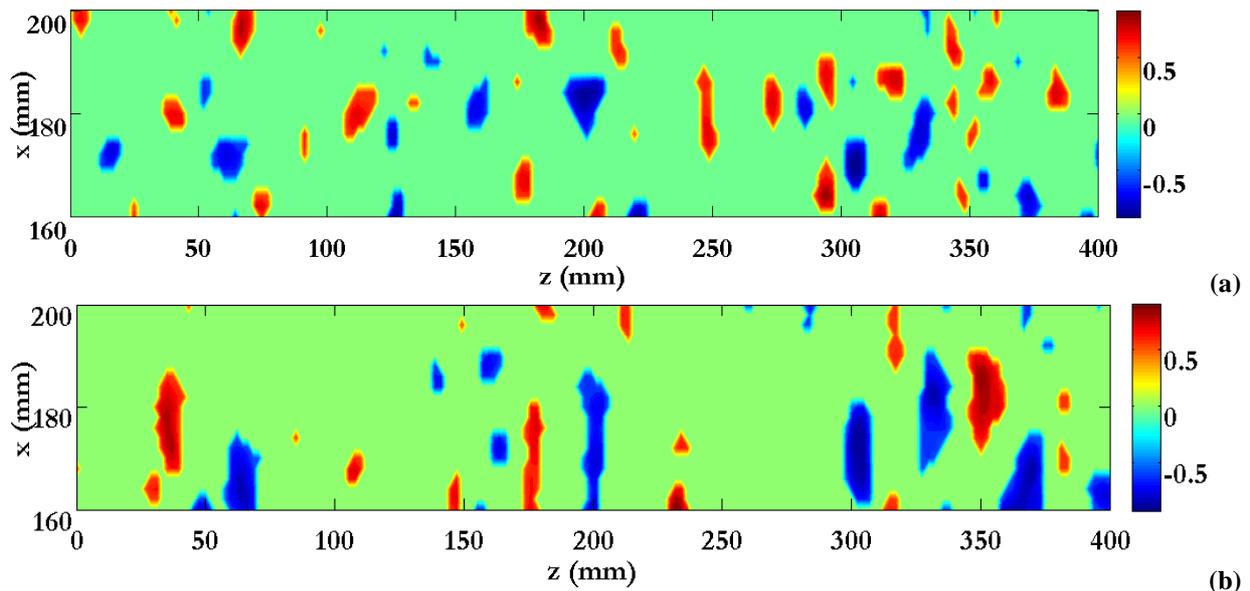


Figure 4.40 : Champs de la fonction  $\Gamma_2$  seuillée à  $2/\pi$  (Plan  $P_1$  ;  $Re = 3000$  ;  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$ )  
a) Appliqué sur un champs de vitesse brut ; b) appliquée sur un champ de vitesse préalablement filtré par POD

### 3.3.3. Analyse statistique des tourbillons détectés à l'impact du jet

Les champs de vitesse filtrés préalablement par POD sont analysés pour en extraire les tourbillons les plus dominants. La détection des positions des minima de la fonction  $\lambda_2$  permet de localiser la position des centres/cœurs tourbillonnaires. Chaque tourbillon est ensuite caractérisé (voir chapitre II-§4) en déterminant son sens de rotation (déterminé en examinant le signe de la fonction vorticité instantanée en au cœur du tourbillon), sa taille à travers le calcul de son diamètre moyen (déterminé en examinant les profils radiaux de la vitesse tangentielle du tourbillon dans 4 directions différentes), sa forme (en examinant son excentricité) et son intensité tourbillonnaire (à travers le calcul de sa circulation). Les résultats obtenus sur la population des tourbillons détectés sont présentés sous forme de fonction densité de probabilité associée à chacun des paramètres considérés.

L'analyse est réalisée sur une durée d'écoulement de 33 secondes, ce qui correspond à 500 champs instantanés de vitesse (i.e. snapshot) enregistrés par PIV classique à une fréquence de 15Hz. Etant donné qu'on ne fait pas de suivi lagrangien des tourbillons à l'impact du jet, on peut utiliser la technique PIV classique qui présente également moins de contraintes pour le traitement et le stockage des données d'acquisition et des résultats de post-traitement des champs de vitesse.

#### 3.3.3.1. Répartition des tourbillons en fonction de leur nombre

Nous avons tracé sur la Fig.4.41, l'évolution du nombre de tourbillons détectés dans chacun des plans  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$ ,  $P_2$  et  $P_3$  et pour l'ensemble des nombres de Reynolds considérés dans cette étude.

Nous avons remarqué que le nombre de vortex détectés varie légèrement en fonction du nombre de Reynolds. Pour un nombre de Reynolds donné, le nombre de tourbillons détectés diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne du plan central du jet  $P_1$ . Ceci peut être expliqué par le fait que les tourbillons de grandes échelles se désintègrent au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'impact, suivant la cascade de la turbulence, en de petites structures de moins en moins énergétiques. Compte tenu de leurs faibles énergies, ces petites

structures sont donc filtrées par les traitements POD que nous avons effectués au préalable sur les champs de vitesse instantanés.

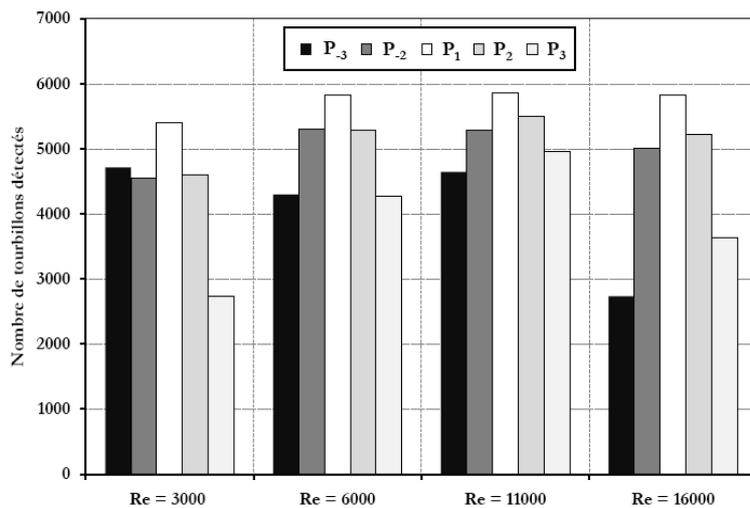


Figure 4.41 : Nombres total de vortex détectés à l'impact du jet dans les différents plans de mesures considérés et pour les nombres de Reynolds étudiés ( $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$ ).

Pour mieux comprendre le processus de désintégration tourbillonnaire à l'impact du jet, nous avons consulté les travaux de Moldovean (2007), Baumann et Gerz (2002), Leweke et Williamson (1998). Ils se sont intéressés dans leurs études à l'évolution spatio-temporelle des rouleaux tourbillonnaires contrarotatifs en proche paroi. Nous rappelons que la première analyse de stabilité tridimensionnelle effectuée sur des paires de rouleaux tourbillonnaires contrarotatifs a été réalisée par Crow (1970). Ce dernier a montré que si les cœurs tourbillonnaires des rouleaux de tourbillons de cette même paire arrivent à se toucher au cours de leur évolution, ces derniers se désintègrent en une série de d'anneaux tourbillonnaires : c'est la première instabilité tridimensionnelle liée aux paires de rouleaux tourbillonnaires contrarotatifs. Leweke et Williamson (1998) ont identifié une instabilité elliptique liée aux noyaux des vortex avec une échelle de longueur d'onde de l'ordre de la taille du noyau du vortex. Celle-ci apparaît aux nombres de Reynolds élevés (sans préciser les ordres de grandeurs de ces nombres de Reynolds). Elle conduit, à la longue, à des déformations internes importantes des rouleaux tourbillonnaires qui finissent par se désintégrer plus rapidement que dans le cas d'une instabilité de Crow. Ceci peut donc expliquer la décroissance importante du nombre de vortex détectés entre les différents plans étudiés dans le cas  $Re = 16000$  par rapport aux autres nombres de Reynolds. Baumann et Gerz (2002) ainsi que Moldovean (2007) ont étudié l'influence des perturbations externes sur les rouleaux tourbillonnaires contrarotatifs (figure 4.42). Ils ont abouti à la conclusion que l'apport de vorticité externe contribue beaucoup à la déstabilisation des rouleaux tourbillonnaires et à leurs désintégrations. Etant donné que l'impact du jet est caractérisé par des niveaux élevés de vorticité (Tsubokura et al., 2003), les rouleaux tourbillonnaires entrant en contact avec la paroi d'impact interagissent avec cette vorticité. Ceci contribue à la formation de petites structures dissipatives sur la périphérie des rouleaux tourbillonnaires. Ces derniers commencent à perdre leur cohérence ; ce qui les affaiblit et les détruit à la longue.

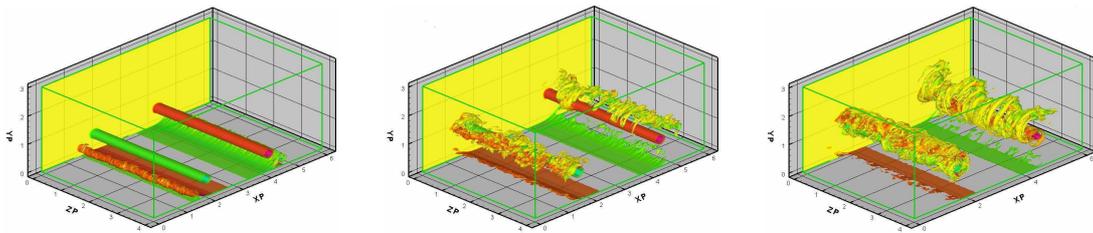


Figure 4.42 : Visualisation des contours de vorticité lors des différents stades d'interaction de rouleaux tourbillonnaires contrarotatifs avec une paroi (Moldovean, 2007)

L'information présentée sur le nombre de structures tourbillonnaires détectées ne suffit pas de bien comprendre le rôle de celles-ci dans l'intensification des transferts à l'impact du jet.

### 3.3.3.2. Répartition des tourbillons en fonction de leurs sens de rotation

Nous avons reporté sur la figure 4.43 la répartition des tourbillons détectés suivant leur sens de rotation dans les différents plans de mesures PIV considérés dans cette étude.

Yokobori et al. (1983) ont montré par une étude expérimentale que les structures tourbillonnaires qui se forment à l'impact d'un jet plan se présentent majoritairement sous forme de paires de rouleaux tourbillonnaires contrarotatifs. L'examen du sens de rotation des tourbillons que nous avons détectés à l'impact du jet dans notre étude doit nous permettre de vérifier le constat de Yokobori et al. (1983). Nous avons alors représenté sur la figure 4.43 la répartition, dans chaque plan de mesures, des tourbillons détectés à l'impact du jet en fonction de leurs sens de rotation. D'après la figure 4.43 nous remarquons que le nombre de Reynolds n'influence pas le sens de rotation des structures tourbillonnaires. En effet, dans le plan médian du jet  $P_1$  par exemple, quel que soit le nombre de Reynolds considéré, la répartition des tourbillons selon leur sens de rotation ne change pas avec le nombre de Reynolds.

D'autre part, dans le plans  $P_1$ , quelle que soit la vitesse de l'écoulement en sortie de buse (i.e. le nombre de Reynolds), la proportion de vortex ayant un sens de rotation trigonométrique reste très proche de celle des vortex ayant un sens de rotation contraire (respectivement 52% contre 48% dans le cas  $Re = 3000$ ). Ce résultat corrobore les observations de Yokobori et al. (1983), Loubière et Pavageau (2008), Maurel (2001) et Sakakibara et al. (1997) qui ont constaté que les vortex situés dans la zone d'impact de jets turbulents plans simples apparaissent par paires contrarotatives. Cependant, nous tenons à signaler que l'algorithme de calcul que nous avons utilisé ici, ne permet pas de vérifier la présence d'un vortex de sens de rotation contraire au voisinage exact du vortex détecté.

Nous avons également observé depuis le plan  $P_1$  jusqu'au plan  $P_{.3}$  ou  $P_3$  un léger déséquilibre entre les proportions des tourbillons trigonométriques et ceux tournant dans le sens contraire, comme par exemple dans le cas des mesures dans le plan  $P_{.3}$  et pour  $Re = 11000$ . Les proportions respectives de tourbillons trigonométriques et anti-trigonométriques sont 67% et 33%. Ceci pourrait correspondre donc à un début de désintégration des tourbillons tournant dans le sens horaire au profit de ceux tournant dans le sens antihoraire. Ce constat, peut nous renseigner sur l'énergie des tourbillons. En effet, les tourbillons antihoraires se maintiennent sur de plus longues distances ce qui prouve que leur énergie est plus importante que celle des tourbillons horaires ce qui leur permet de garder leur intégrité sur une plus longue distance.

Pour confirmer cela, il faut analyser les distributions de l'intensité tourbillonnaire en fonction du sens de rotation des tourbillons.

Nous rappelons ici que les plans ( $P_2, P_{-2}$ ) et ( $P_3, P_{-3}$ ) se situent respectivement symétriquement à des distances égales à  $e$  et  $2e$  du plan central  $P_1$  du jet. Etant donné que l'on retrouve ces structures à l'impact du jet même dans ces plans, ceci nous permet d'avoir une idée sur l'étendue de ces structures à l'impact du jet. Pour avoir une idée précise sur la distance au bout de laquelle ces structures se désintègrent et dissipent toute leur énergie, il faut analyser des corrélations spatio-temporelles de signaux de vitesse bien résolus en temps entre deux points de la zone d'impact du jet (par exemple, point d'impact et un autre situé loin de l'impact dans la direction des jets de parois).

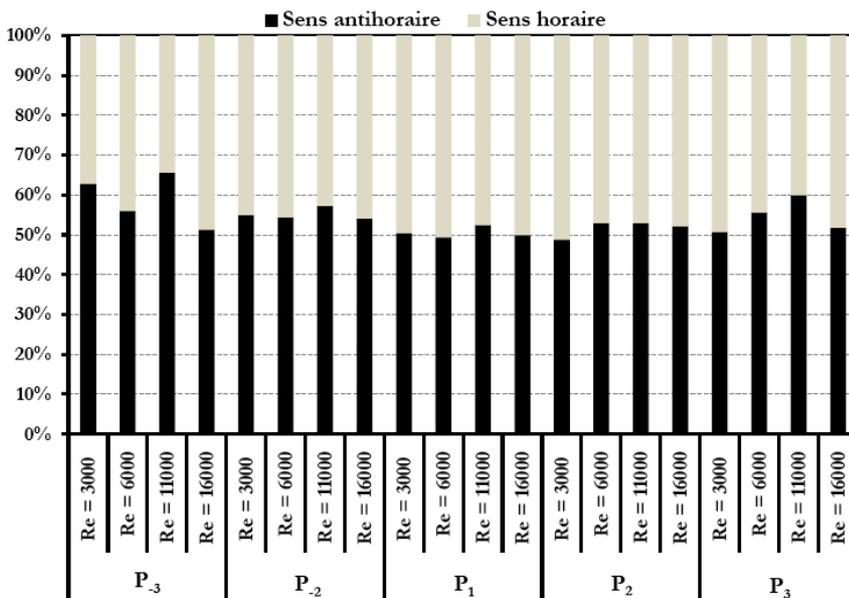


Figure 4.43 : Répartition des tourbillons détectés suivant leur sens de rotation dans les différents plans de mesures considérés et pour les différents nombre de Reynolds  $Re$  étudiés ( $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$ )

Après avoir établi une répartition des tourbillons en fonction de leur sens de rotation, il serait intéressant d'avoir un ordre de grandeur de la taille de ces structures.

### 3.3.3.3. Répartition des tourbillons en fonction de leur diamètre moyen

Après avoir déterminé la position des centres des tourbillons ainsi que leurs sens de rotation, nous avons déterminé les tailles de ces tourbillons. Celles-ci sont évaluées en se basant sur les distributions de la vitesse tangentielle  $V_\theta$  dans quatre directions radiales pour chaque tourbillon détecté (voir chapitre II - §4.2). Chassaing (2000) a défini la taille du cœur du tourbillon par la distance séparant les deux premiers extremums du profil radial de la vitesse tangentielle. Nous avons adopté cette définition dans notre étude. Etant donné qu'on considère 4 directions distinctes (formant des angles de  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  et  $135^\circ$  avec l'horizontale du champ de mesure), nous avons déterminé un diamètre moyen pour chaque tourbillon à partir des 4 diamètres caractéristiques déterminés dans chaque direction.

Cependant, les tourbillons présents dans l'écoulement sont convectés par ce dernier. Pour évaluer la vitesse tangentielle du tourbillon, il faut tout d'abord isoler ce dernier de l'écoulement dans lequel il se trouve. Pour cela, on soustrait la vitesse de convection (i.e. la vitesse au centre du tourbillon) du champ de vitesse total dans lequel baigne le tourbillon ce qui revient à annuler la vitesse au centre du tourbillon. La vitesse tangentielle est ensuite évaluée sur une distance suffisamment longue pour couvrir l'ensemble des tailles de

vortex possibles. Nous avons considéré dans chaque direction une distance totale correspondant à 15 points de part et d'autre du centre tourbillonnaire. Le nombre de points choisis est ajusté en fonction du nombre de points disponibles quand, par exemple, le vortex examiné se trouve proche de la paroi. Compte tenu de la résolution spatiale des mesures PIV, chaque vortex est analysé sur une surface d'environ 3,5 cm<sup>2</sup>.

En utilisant cette technique, nous avons pu déterminer les dimensions caractéristiques des tourbillons présents à l'impact du jet. Nous avons représenté sur la figure 4.44 les distributions des tourbillons en fonction de leur diamètre moyens.

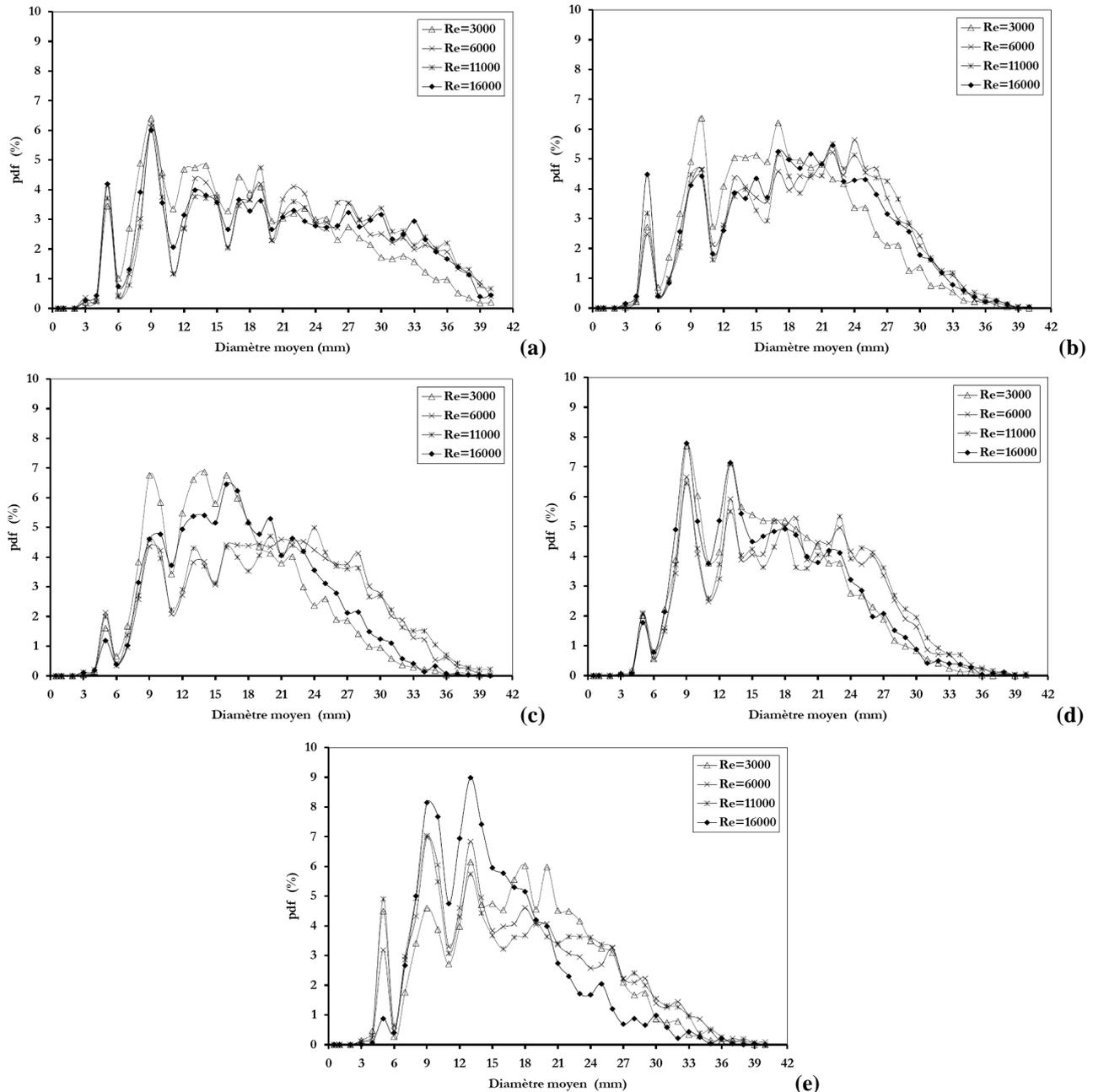


Figure 4.44 : Fonctions densité de probabilités des diamètres moyens des tourbillons détectés dans les différents plans considérés et pour les différents nombre de Reynolds ( $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$ )  
a) P<sub>1</sub>; b) P<sub>2</sub>; c) P<sub>3</sub>; d) P<sub>-2</sub>; e) P<sub>-3</sub>

L'analyse de la figure 4.44 montre que, pour l'ensemble des plans de mesures considérés, les diamètres moyens des tourbillons détectés présentent une faible dépendance du nombre de Reynolds. En effet, dans un plan donné, nous retrouvons les mêmes gammes de diamètres pour l'ensemble des nombres de Reynolds.

Dans le plan  $P_1$ , nous avons remarqué la présence de trois pics de diamètres moyens prononcés à 5, 9 et 13 mm. Les tourbillons dont les diamètres sont compris entre 13 et 30 mm sont en proportions quasi égales (de l'ordre de 3~4%). Nous remarquons également la présence de tourbillons dont le diamètre moyen dépasse 30mm. Ces derniers représentent environ 16% de l'ensemble des tourbillons détectés dans ce plan. Ceci peut être expliqué par plusieurs choses : il est envisageable que les rouleaux tourbillonnaires changent de directions rapidement à l'impact ce qui fait qu'au moment de l'enregistrement, ces derniers ne sont plus perpendiculaires au plan du jet. Les simulations numériques de Beaubert (2002) appuient cette possibilité. Une autre explication plausible serait une imprécision dans la détermination de la taille de tourbillons en fusion par exemple. Dans ce cas de figure, la méthode utilisée pour déterminer la taille des tourbillons peut, suivant la direction radiale considérée, analyser ces deux structures comme une seule structure tourbillonnaire ce qui induirait une surestimation de la taille des tourbillons en question.

Dans le plan  $P_2$ , on retrouve deux pics prononcés des diamètres moyens à 5 et 9 mm. Dans le cas des mesures dans le plan  $P_{-2}$ , le pic à 13 mm réapparaît en plus. On remarque aussi un comportement différent des tourbillons de part et d'autre du jet. En effet, du côté des plans  $P_2$  et  $P_3$ , nous avons observé une augmentation du pourcentage des tourbillons dont les diamètres moyens sont compris entre 13 et 25 mm contre une légère décroissance du pourcentage de tourbillons dont le diamètre moyen est compris entre 5 et 12 mm sauf pour le cas  $Re = 3000$ . Ceci peut être expliqué par la fusion des tourbillons dont le diamètre est inférieur à 12 mm à ce niveau de l'impact du jet. Cependant, de l'autre côté du jet (plans  $P_{-2}$  et  $P_{-3}$  situés du côté gauche du plan médian du jet), nous avons remarqué, au contraire, une augmentation du pourcentage des tourbillons dont les diamètres moyens sont compris entre 5 et 12 mm au détriment des tourbillons dont le diamètre moyen dépasserait 27 mm. Le processus de désintégration des « gros » tourbillons (diamètre supérieur à 27 mm) serait favorisé de ce côté du jet. Ce comportement différent de part et d'autre du jet, pourrait être dû à l'inclinaison du jet.

Nous avons également observé que dans les plans  $P_3$  et  $P_{-3}$ , les tourbillons dominants ont une taille comprise entre 9 et 15 mm.

Connaissant donc les tailles de chaque tourbillon dans différentes directions, il est possible de déterminer la forme de ce dernier. C'est l'objectif de la section suivante.

#### **3.3.3.4. *Forme des tourbillons détectés***

La forme des tourbillons détectés à l'impact du jet est donnée par la fonction excentricité. Celle-ci est définie comme le rapport du plus grand diamètre mesuré pour chaque tourbillon sur le plus petit. Si le rapport est différent de 1, cela veut dire que la forme du tourbillon n'est pas isotrope. Nous avons présenté sur la figure 4.45 les résultats obtenus pour l'excentricité des tourbillons détectés dans les différents plans considérés et pour l'ensemble des nombres de Reynolds étudiés :

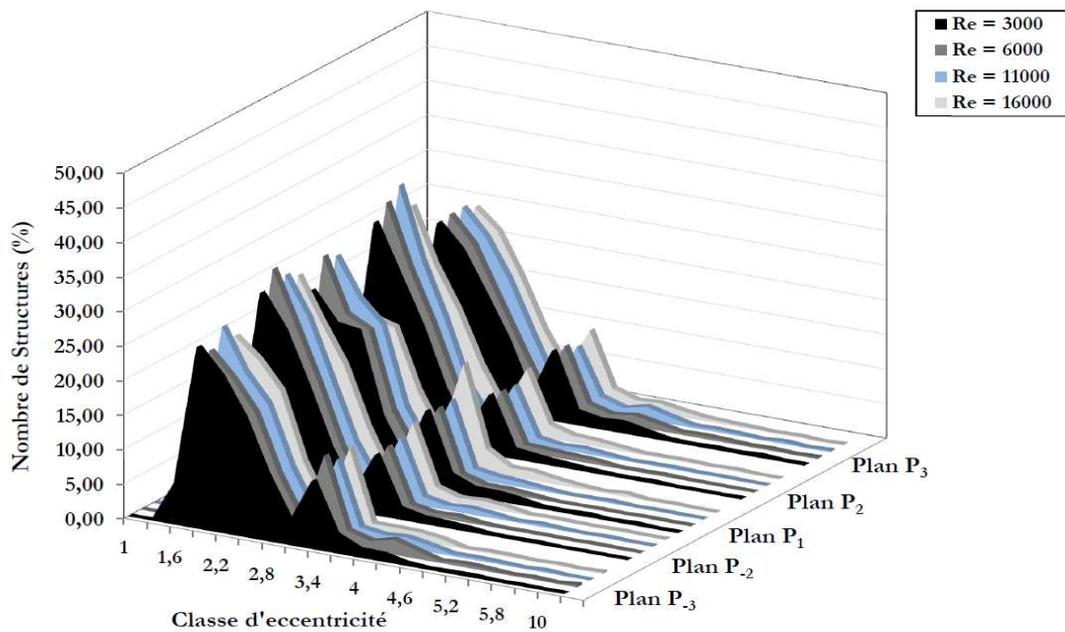


Figure 4.45 : Fonctions densités de probabilité de l'excentricité des tourbillons à l'impact du jet ( $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$ )

Nous remarquons la présence de deux pics distinctifs de la fonction excentricité pour l'ensemble des cas considérés. Ces pics se situent dans des classes d'excentricité de l'ordre de 1,6 et de 3,5. Ceci prouve donc que les tourbillons détectés à l'impact du jet ont une forme elliptique plutôt que circulaire et qu'ils évoluent dans la zone d'impact du jet en gardant une certaine intégrité.

Les résultats trouvés montrent aussi que le nombre de Reynolds n'influence pas la forme des tourbillons qui se forment dans la zone d'impact du jet.

Après avoir caractérisé géométriquement les tourbillons à l'impact du jet, nous allons dans ce qui suit nous intéresser à les caractériser d'un point de vue énergétique en déterminant l'intensité tourbillonnaire de ces structures. Les structures les plus énergétiques contiennent une énergie cinétique turbulente suffisante qui leur permet d'avoir une vitesse de rotation assez rapide et donc une intensité tourbillonnaire importante.

### 3.3.3.5. Répartition des tourbillons en fonction de leurs intensités tourbillonnaires

Il est possible de classer les tourbillons détectés en fonction de leur taille, de leur sens de rotation et de l'énergie qu'ils contiennent.

Nous avons représenté sur la Fig.4.46 la répartition de l'intensité tourbillonnaire selon la taille des tourbillons détectés à l'impact du jet dans les différents plans ( $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_{-2}$ ,  $P_3$  et  $P_{-3}$ ) et pour les différents nombres de Reynolds considérés.

Nous remarquons que les intensités tourbillonnaires des tourbillons dépendent du nombre de Reynolds. En effet, pour  $Re > 6000$ , l'augmentation du nombre de Reynolds s'accompagne d'une augmentation de l'intensité tourbillonnaire des tourbillons détectés. Pour  $Re \leq 6000$ , la dépendance de l'intensité tourbillonnaire au nombre de Reynolds de l'écoulement est moindre.

D'autre part, nous avons remarqué qu'au fur et à mesure qu'on s'éloigne du plan médian  $P_1$ , les intensités tourbillonnaires des tourbillons changent. En effet, en se dirigeant vers le plan  $P_3$ , nous avons remarqué un décalage du nuage de point vers les tourbillons de diamètres moyens compris entre 15 et 30 mm. En

rappelant les résultats évoqués précédemment, nous trouvons que le nombre de tourbillons dont le diamètre se situe entre 13 et 25 mm augmente dans la direction du plan  $P_3$  contre une diminution du nombre de vortex de diamètre entre 5 et 12 mm. En combinant les deux observations, nous déduisons que la probable fusion tourbillonnaire à l'origine de l'augmentation du nombre de vortex de diamètre compris entre 13 et 25 mm s'accompagne d'une augmentation de l'énergie des structures (i.e. intensité tourbillonnaire) formées ce qui se traduit par une augmentation de leur vitesse de rotation.

De l'autre côté du jet, l'évolution des tourbillons dans la direction du plan  $P_{-3}$ , s'accompagne d'un décalage du nuage des points en direction des diamètres moyens compris entre 5 et 15 mm. Au cours de cette évolution, les structures dont le diamètre est compris entre 15 et 30 mm se désintègrent en cédant leur énergie à des structures de tailles plus petites. L'énergie des structures formées est inférieure à celle des tourbillons initiaux.

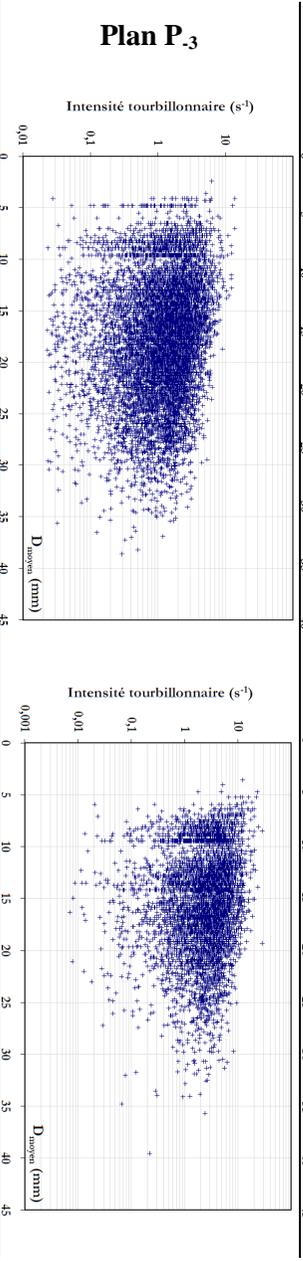
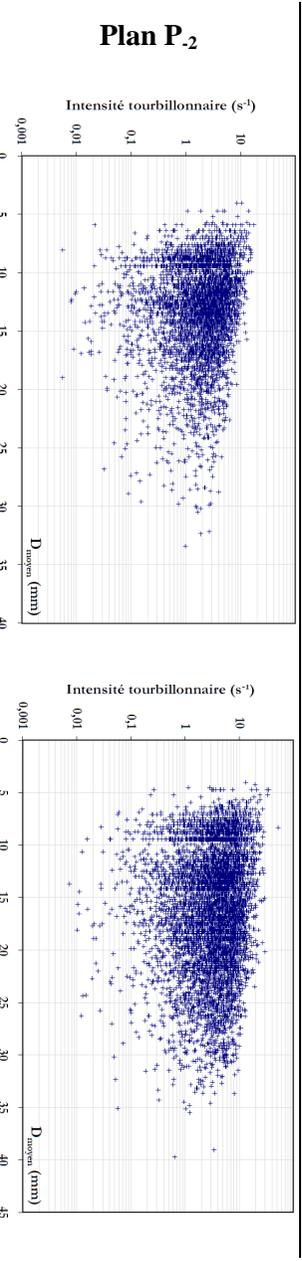
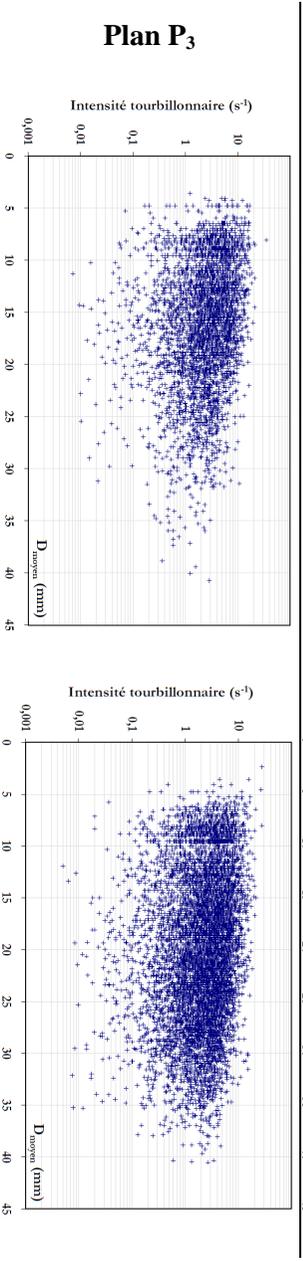
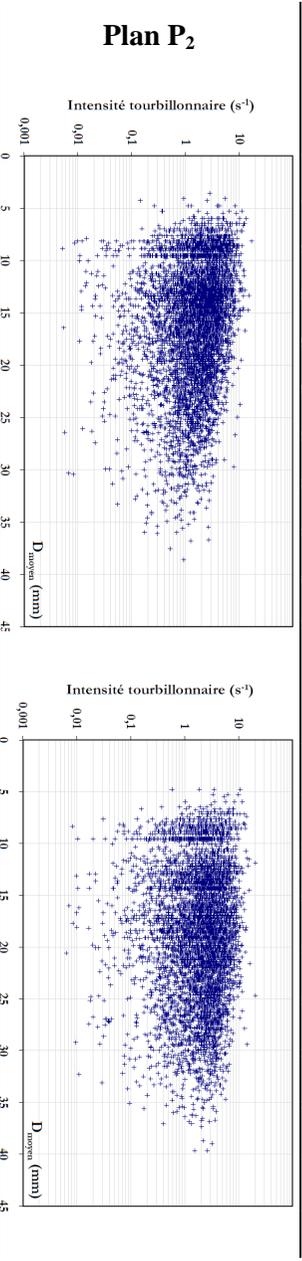
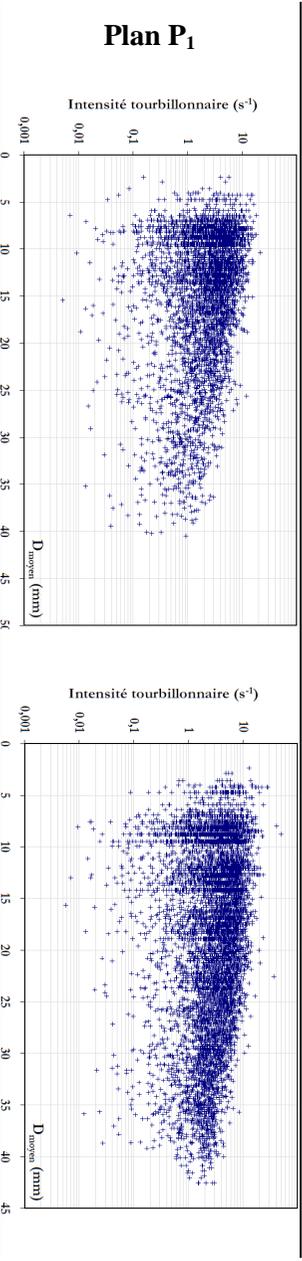
Les résultats obtenus sont complémentaires de ceux concernant le nombre de vortex détectés et leur taille.

Nous avons représenté ensuite sur la figure 4.47, les répartitions des tourbillons tournant dans le sens horaire et antihoraire selon leur intensité tourbillonnaire.

Nous avons remarqué qu'en se dirigeant vers le plan  $P_3$ , le pourcentage des tourbillons tournant dans le sens antihoraire augmente au détriment de celui des tourbillons horaires sauf pour le cas  $Re = 16000$  où les répartitions restent symétriques dans tous les plans de mesure. Ceci rejoint les observations faites auparavant sur la figure 4.43. Dans le sens contraire (i.e. en se déplaçant en direction de  $P_3$ ), les répartitions des intensités tourbillonnaires restent symétriques entre les tourbillons trigonométriques et anti-trigonométriques. Il est donc clair que bien qu'en apparence le jet semble symétrique, le comportement des structures tourbillonnaires à l'impact ne l'est pas. Cette dissymétrie est probablement liée à la légère inclinaison du jet. Afin d'estimer convenablement, les échelles de longueur et de temps des dislocations tourbillonnaires à l'impact du jet, il est nécessaire d'examiner les corrélations en deux points des vitesses résolues dans le temps le long de la plaque d'impact du jet. C'est l'objet de la section suivante.

**Re = 3000**

**Re = 6000**



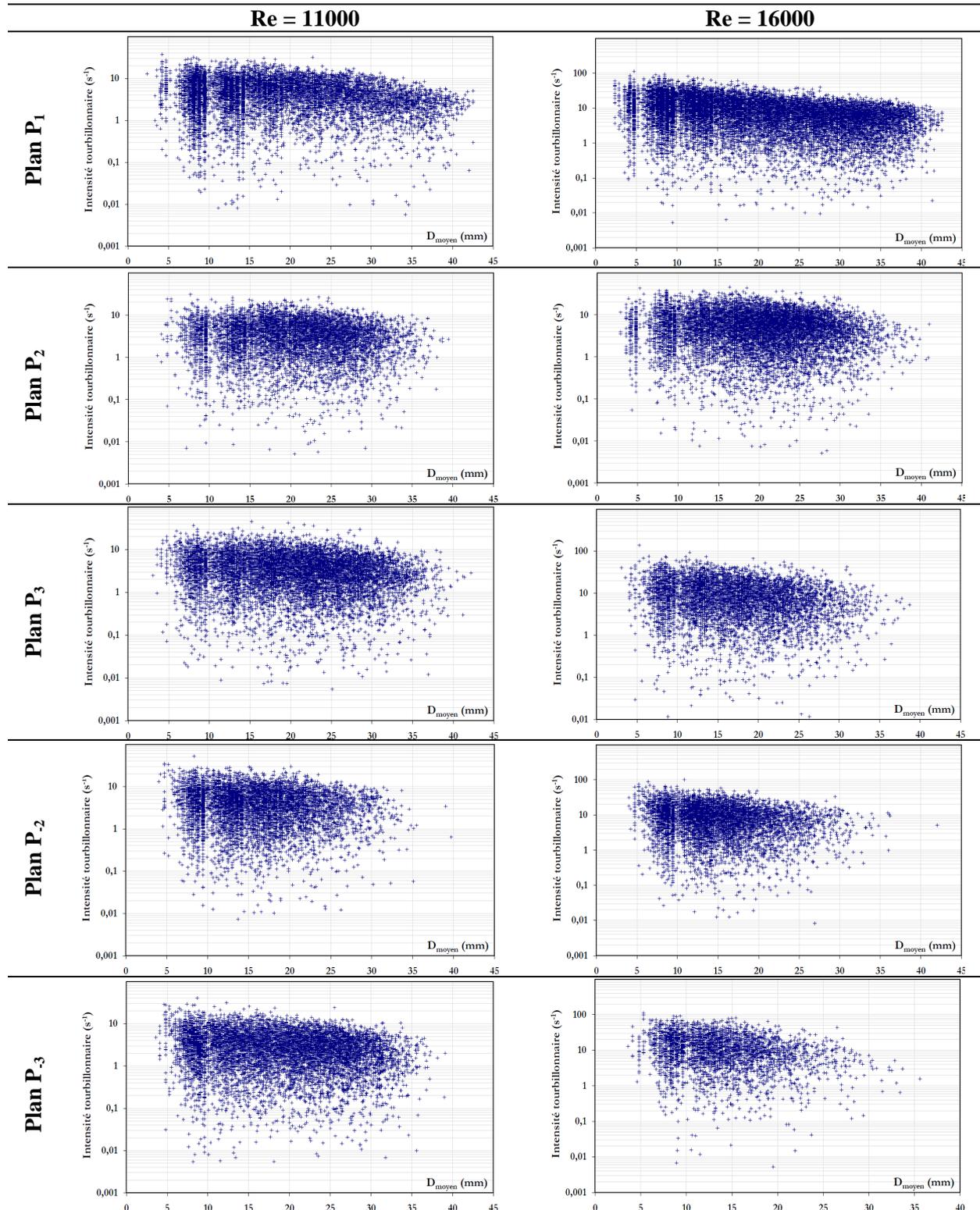


Figure 4.46 : Evolution de l'intensité tourbillonnaire en fonction du diamètre moyen des vortex ( $H/e = 10$  ;  $L/e \geq 20$ )



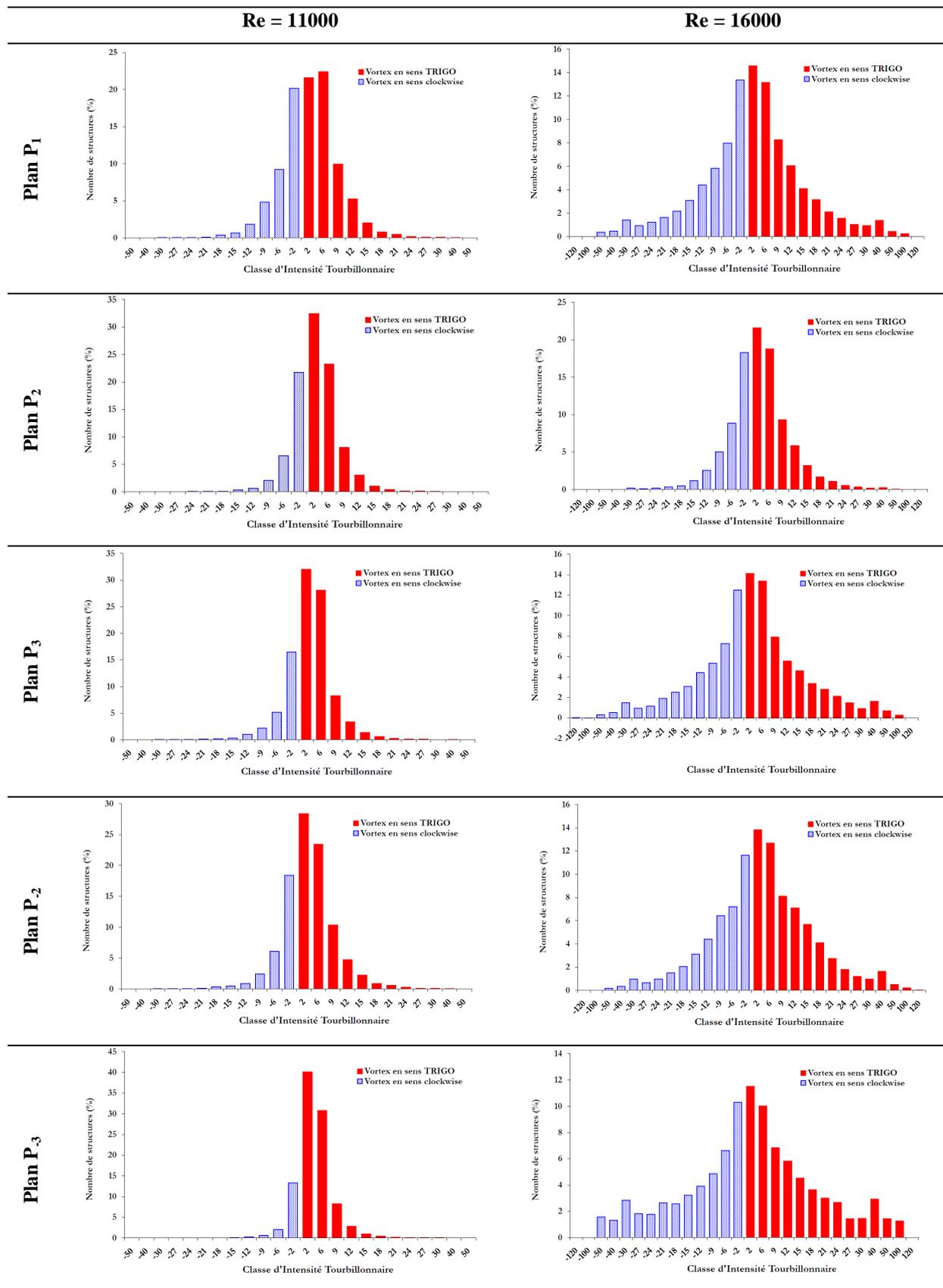


Figure 4.47 : Distribution en intensité tourbillonnaire des vortex ( $H/e = 10 ; L/e \geq 20$ )

### 3.4. Analyse pariétale

Après une première analyse des structures présentes dans la zone d'impact, nous nous sommes intéressés à l'interaction de ces structures avec la paroi d'impact du jet. En effet, la turbulence élevée dans cette région de l'écoulement induit une augmentation des transferts de chaleur et/ou de masse ce qui explique l'utilisation massive de ce type d'écoulement dans des applications de refroidissement, de chauffage et de séchage (Gardon et Akfirat, 1984).

Cependant, très peu d'études ont examiné expérimentalement la région d'impact du jet, notamment en ce qui concerne l'estimation du cisaillement pariétal. Ce paramètre intervient pourtant indirectement dans l'estimation des transferts thermiques et massiques pariétaux et directement dans l'estimation des tensions de parois importantes pour des applications de types nettoyage ou dépôt de surface. L'évolution de la vitesse à l'impact dans cette région mérite donc attention ne serait-ce que pour la validation et la calibration des modèles numériques utilisés massivement pour simuler ce type d'écoulement.

La section suivante est divisée en trois parties. Dans la première partie, nous étudions la structure de l'écoulement en proche paroi d'impact : nous avons examiné l'évolution de la vitesse longitudinale en proche paroi et nous avons estimé l'épaisseur de la couche limite dynamique à l'impact du jet. Dans la seconde partie, nous étudions la turbulence à l'impact du jet ; nous avons déterminé les échelles caractéristiques de la turbulence à l'impact du jet et en particulier les échelles spatiale et temporelle de dissipation de la turbulence ou « longueur de mélange ». La troisième partie est consacrée aux transferts pariétaux et à l'évaluation du coefficient de frottement à l'impact du jet ; la technique électrochimique (ou polarographie) synchronisée avec la technique de PIV rapide a été utilisée dans cette partie.

#### 3.4.1. Intercorrélations spatio-temporelles des signaux de vitesses - Les échelles de la turbulence à l'impact du jet

Ces paramètres ont été déterminés moyennant des intercorrélations spatiales des signaux de vitesse résolus dans le temps en deux points de la zone étudiée. Pour cela, nous avons analysé des champs de vitesse issus de mesures par PIV rapide à 350Hz. A cette fréquence, il est possible de d'analyser la contribution spectrale de phénomènes de fréquence maximum 175Hz d'après le théorème d'échantillonnage de Shannon. Les mesures de vitesse par PIV rapide ont été réalisées dans un plan parallèle à la plaque d'impact, situé à 5 mm de celle-ci (voir figure 4.48). La configuration de mesure permet d'obtenir les composantes  $v$  et  $w$  du vecteur vitesse  $\vec{V}(u, v, w)$ . La durée totale d'acquisition est d'environ 10 secondes ; ce qui porte à 3500 le nombre total de champs de vitesse acquis. Les paramètres des acquisitions par PIV rapide sont listés dans le tableau 4.6.

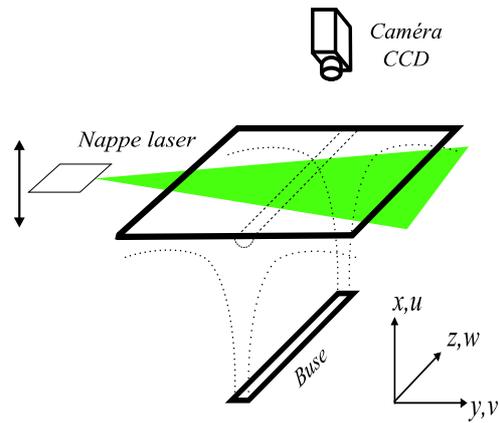


Figure 4.48 : Mesures par PIV rapide parallèlement à la paroi d'impact du jet pour  $f = 350$  Hz ;  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$

|   |  |
|---|--|
| Distance focale de l'objectif (mm)                                  | 50                                     |
| Résolution effective CCD (pixels <sup>2</sup> )                     | 1024 × 541                             |
| Taille du champ considéré (mm <sup>2</sup> )                        | 512 × 280 ( $\approx 26e \times 14e$ ) |
| Taille des Zones d'Interrogation (pixels <sup>2</sup> )             | 16 × 16                                |
| Recouvrement  | 50 %                                   |
| Taille des Zones d'Interrogation (mm <sup>2</sup> )                 | 4 × 4 ( $\approx e/5 \times e/5$ )     |
| Nombre de vecteurs vitesses dans le champ                           | 128 × 70                               |
| Résolution spatiale des vecteurs vitesses (mm)                      | 4 ( $\approx e/5$ )                    |
| Incertitude des mesures PIV rapide (intervalle de confiance de 95%) | ± 5 %                                  |
| Fréquence d'acquisition $f$ (Hz)                                    | 350                                    |

Tableau 4.6 : Paramètres des acquisitions par PIV rapide

Les longueurs caractéristiques et les échelles de temps de la turbulence à l'impact du jet ont été obtenues à partir de l'interprétation des intercorrélations spatio-temporelles des signaux de vitesse en deux points situés à l'impact du jet. Nous avons choisi d'intercorrélérer les signaux de vitesses de chacun des points situés sur la ligne d'impact du jet (i.e. « *points de référence* » sur la figure 4.49) à ceux situés sur la même ligne horizontale. Les positions des points considérés pour les intercorrélations spatio-temporelles sont reportées sur la figure 4.49 :

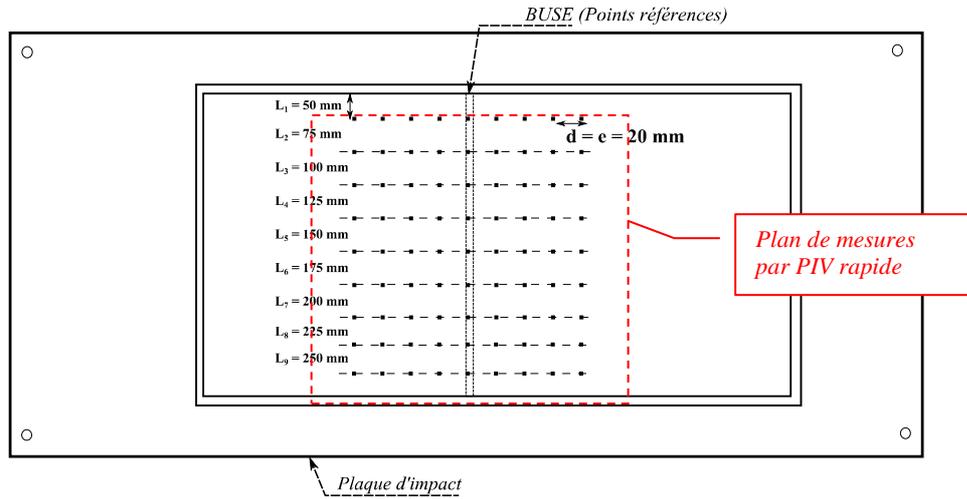


Figure 4.49 : Positions considérées pour le calcul par intercorrélations spatio-temporelles (vue de dessus)

La distance, notée  $d$ , séparant deux points voisins sur une même ligne pointillée est égale à la largeur de la buse,  $d = e$ . La distance entre deux séries de positions situées sur la transversale au plan du jet est égale à  $L_{i+1} - L_i = 25$  mm avec  $L_i$  désignant la distance au bord supérieur de la fenêtre d'observation par PIV.

L'intercorrélation spatio-temporelle entre un point de référence de l'écoulement (figure 4.49) et un autre point donné dans le champ de vitesse est calculée comme suit :

$$R_{22}(x, \alpha, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} u_2'(x, t) \cdot u_2'(x + \alpha, t + \tau) dt \quad [4.8]$$

avec  $u_i'(x, t)$  est la  $i^{\text{ème}}$  composante de la vitesse fluctuante,  $\alpha$  est la distance séparant la position du deuxième signal de vitesse de la position du signal de référence considéré et  $\tau$  le décalage temporel entre ces deux signaux de vitesses fluctuantes.

Généralement, l'intercorrélation est représentée sous sa forme adimensionnée :

$$r_{22}(x, \alpha, \tau) = \frac{R_{22}(x, \alpha, \tau)}{\sqrt{[R_{22}(0,0) \cdot R_{22}(\alpha,0)]}} \quad [4.9]$$

L'expression au dénominateur désigne la racine du produit des variances des deux signaux de vitesses considérées.

Nous avons représenté sur la figure 4.50 les fonctions d'intercorrélation obtenues pour les différents nombres de Reynolds considérés dans cette étude. Ces fonctions sont calculées pour la composante  $w'$  de la vitesse fluctuante. Les points considérés pour tracer ces intercorrélations sont choisis d'un même côté du jet ; soit à gauche des points de référence soit à droite.

À partir de ces évolutions, nous avons pu estimer les valeurs de la longueur de mélange  $\lambda$  de l'écoulement, ainsi que l'échelle de temps  $\tau$  et la vitesse de convection  $V_c$  des structures tourbillonnaires au voisinage de l'impact du jet sur la plaque.

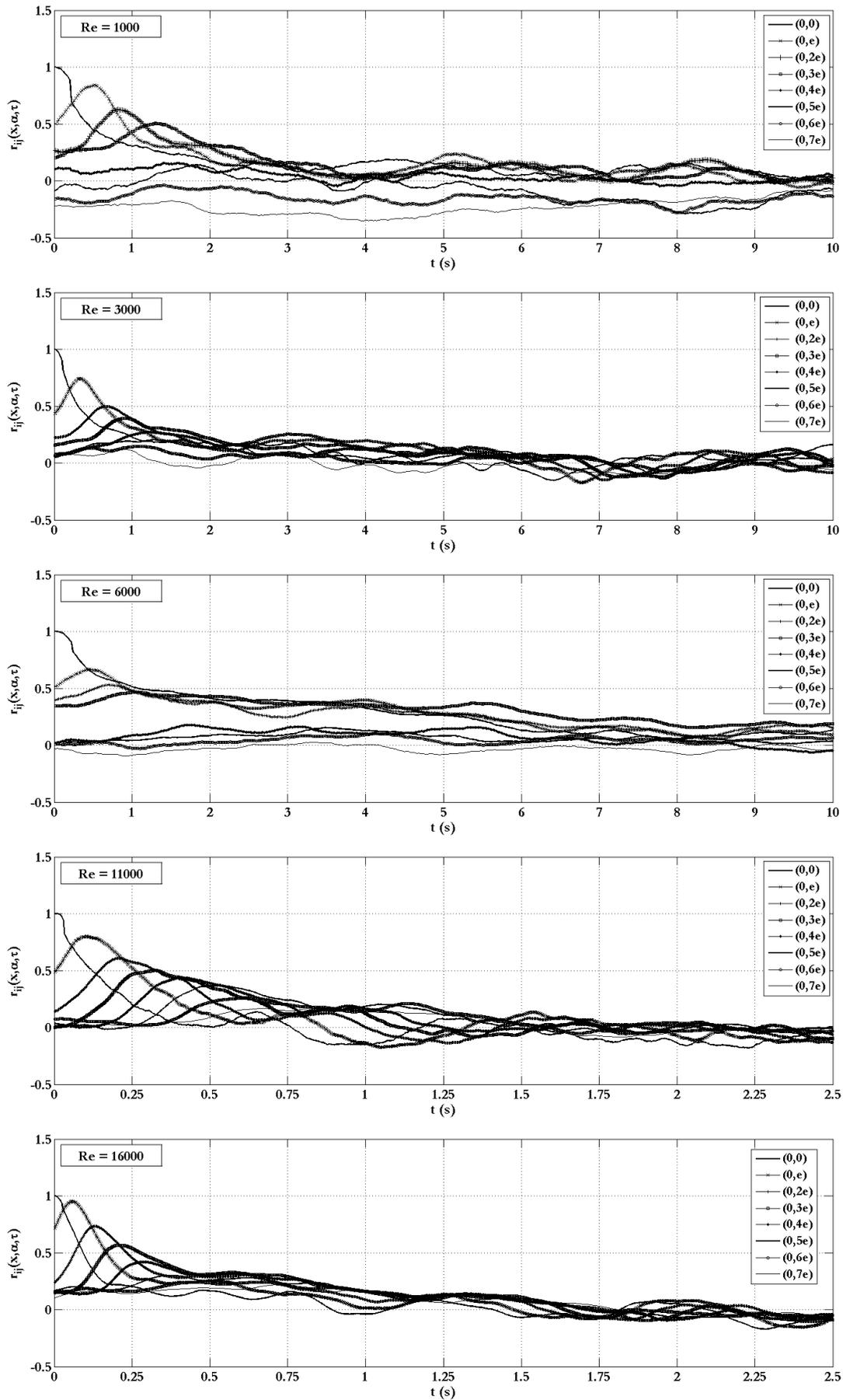


Figure 4.50 : Fonctions d'intercorrélacion spatiale en deux points pour les différents nombres de Reynolds en  $L_5=150\text{mm}$  ( $f = 350\text{ Hz}$  ;  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$ )

En observant la figure 4.50, nous pouvons remarquer que le pic de la fonction d'intercorrélacion s'atténue au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la position de référence (0,0) ; c'est-à-dire en augmentant la distance  $\alpha$ . Cette décroissance est synonyme de la désintégration des structures tourbillonnaires à l'impact du jet. En effet, les grands tourbillons transportent la majorité de l'énergie cinétique turbulente. En évoluant le long de la zone d'impact, ces structures deviennent de plus en plus anisotropes et finissent par se désintégrer en transférant leur énergie à plusieurs structures à plus petites échelles spatiotemporelles (Kolmogorov, 1941).

### 3.4.1.1. Longueur de mélange

La longueur de mélange  $\lambda_z$  est la distance au bout de laquelle les structures tourbillonnaires se désintègrent pour tendre vers une turbulence homogène et isotrope. Elle est déterminée en calculant, à chaque position  $z$  le long de la plaque d'impact, le paramètre  $\hat{r}_{22}(x, \alpha, \hat{\tau})$ . Celui-ci est obtenu en joignant tous les pics, décalés de  $\hat{\tau}$ , des fonctions d'intercorrélacion par une enveloppe. Cette courbe-enveloppe décroît progressivement jusqu'à la valeur 0. La longueur de mélange est donnée par :

$$\lambda_{22} = \int_0^{\infty} \hat{r}_{22}(x, \alpha, \hat{\tau}) d\alpha \quad [4.10]$$

Nous avons présenté sur la figure 4.51 les longueurs de mélanges obtenus à partir des intercorrélacions de la figure 4.2 pour les différents nombres de Reynolds étudiés. Il apparaît que ces longueurs de mélanges ne changent plus à partir de  $Re \geq 6000$  dans les différentes positions considérées le long de l'impact. Pour ces nombres de Reynolds, les longueurs de mélange sont de l'ordre de 6 à 11 fois la largeur de la buse ( $e=20\text{mm}$ ); ce qui correspond à des distances de l'ordre de 120 à 220mm de part et d'autre du jet c'est-à-dire une surface d'échange totale de l'ordre d'environ  $700\text{mm}^2$ . Ceci montre donc le rôle important que jouent ces structures tourbillonnaires dans les transferts au niveau de la zone d'impact d'un jet plan.

On note aussi un comportement singulier du jet pour  $Re = 3000$  (proche du régime transitoire).

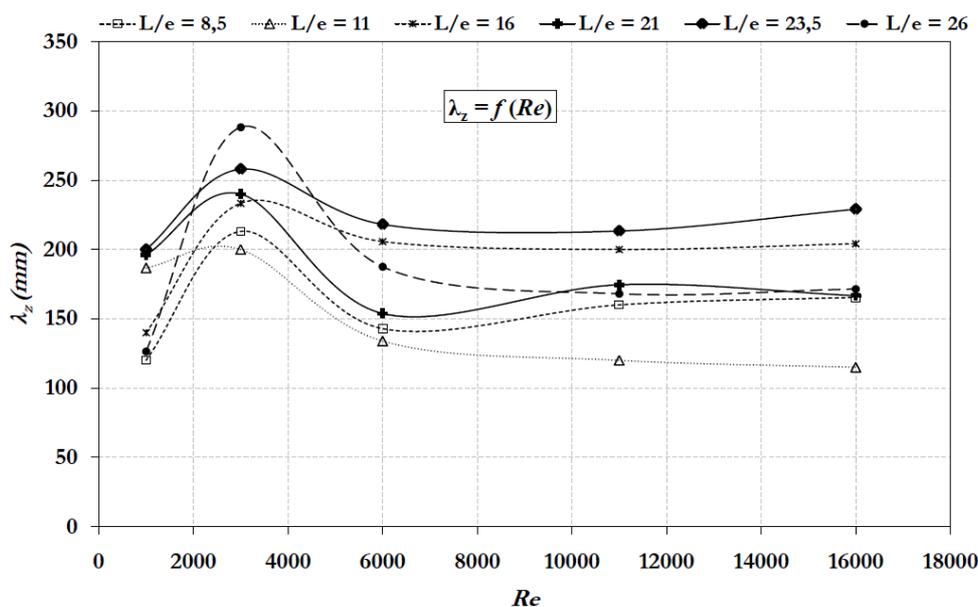


Figure 4.51 : Longueur de mélange à l'impact du jet étudié ( $f = 350 \text{ Hz}$  ;  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$ )

### 3.4.1.2. Vitesse de convection

La vitesse de convection est la vitesse à laquelle sont convectés les tourbillons à l'impact du jet par les jets de parois en mouvement de roulis. Connaissant, le décalage temporel  $\hat{\tau}$  entre deux pics consécutifs d'intercorrélations ainsi que la distance entre les deux positions où les signaux de vitesse instantanée ont été enregistrés, nous pouvons calculer la vitesse moyenne de convection des structures tourbillonnaires à l'impact du jet. Celle-ci s'écrit :

$$U_c = \frac{\alpha}{\hat{\tau}} \quad [4.11]$$

Les distributions de ces vitesses de convection  $U_c$  entre les différentes positions considérées sur une même ligne de mesure située à  $L/e$  sont représentées sur la figure 4.52 (dans certaines positions, la vitesse de convection n'a pas pu être évaluée à cause de l'absence de corrélation entre les signaux de vitesse).

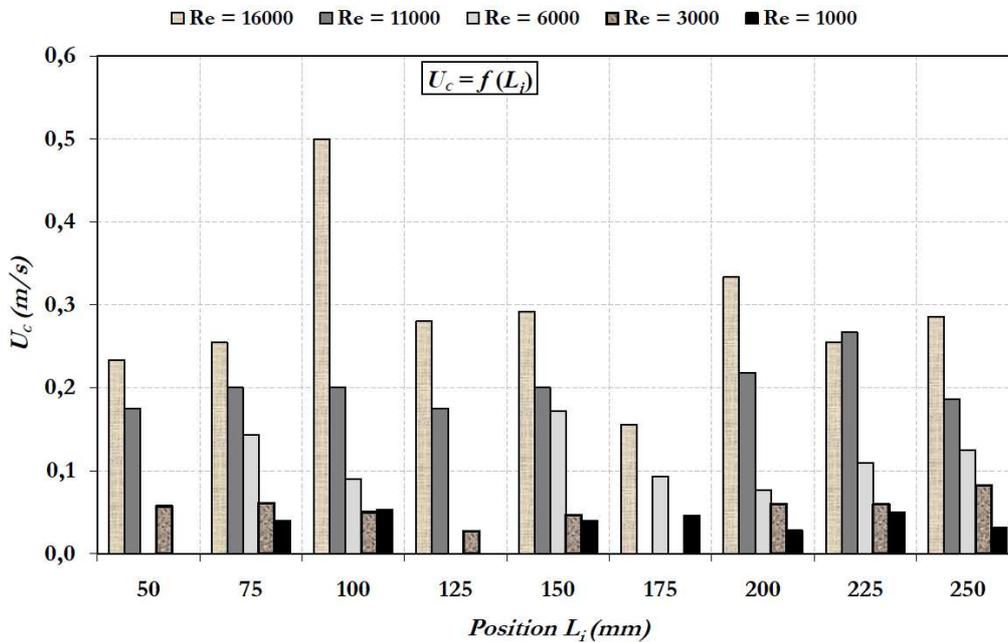


Figure 4.52 : Vitesse de convection  $U_c$  à l'impact du jet ( $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$ )

En analysant les distributions de la figure 4.52, nous trouvons que la vitesse de convection varie suivant le nombre de Reynolds et la position dans la zone d'impact.

La vitesse de convection se situe entre 30% et 50% e la vitesse initiale en sortie de buse  $U_0$ . Pour des nombres de Reynolds élevés, la vitesse de convection  $U_c$  devient plus importante. Ceci pourrait se traduire par un transfert latéral de quantité de mouvement du jet, après l'impact, de plus en plus uniforme sur la longueur de la buse pour des nombres de Re de plus en plus élevés.

Le nombre de  $Re = 6000$  marque un comportement distingué des rouleaux tourbillonnaires à l'impact : pour une position  $L/e$  donné, à partir de  $Re = 6000$ , nous remarquons une accélération/décélération des rouleaux en comparaison avec le comportement de ces derniers pour des nombres de Re voisins (i.e.  $Re=11000$  et  $Re=3000$ ).

### 3.4.1.3. Echelle temporelle

L'échelle de temps  $\tau_z$  correspond au temps qu'il faut pour la structure pour se désintégrer et dissiper toute son énergie. Connaissant la vitesse de convection  $U_c$  et la longueur de mélange  $\lambda_z$ , il est possible de déterminer l'échelle de temps  $\tau_z$  en utilisant la relation suivante :

$$\lambda_z = U_c \times \tau_z \quad [4.12]$$

À partir de la figure 4.53, et en tenant compte des précédents résultats, nous remarquons que pour  $Re \geq 6000$ , l'échelle de temps  $\tau_z$  devient courte, et on tend rapidement à une destruction des structures tourbillonnaires à l'impact du jet. Ceci permettrait donc d'atteindre une homogénéisation de la turbulence à l'impact du jet plus rapidement contrairement aux cas  $Re \leq 3000$  où la dissipation devient lente.

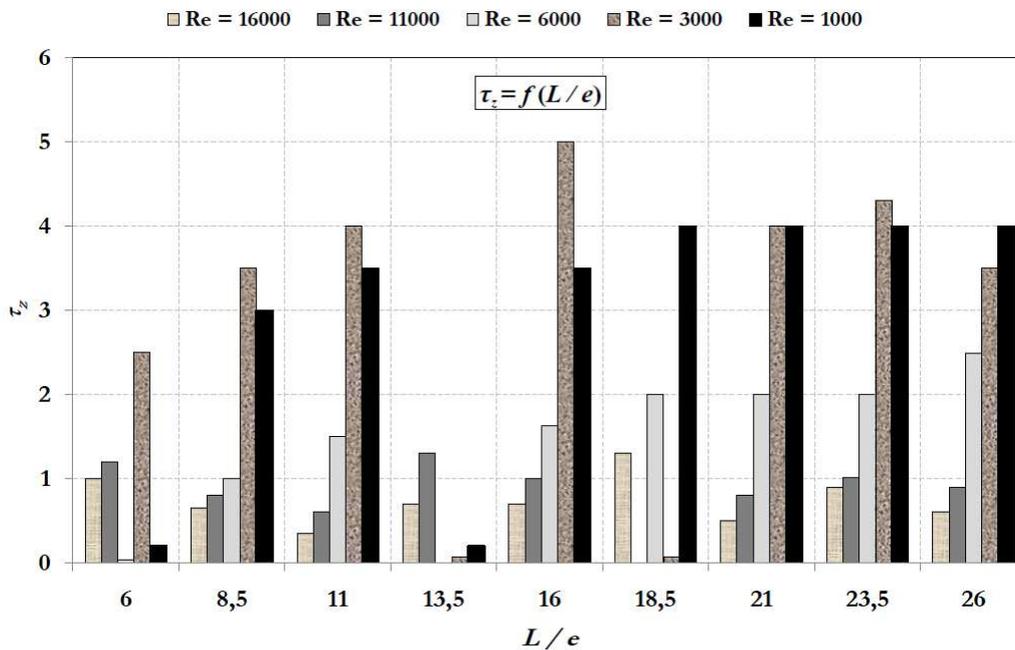


Figure 4.53: Echelle temporelle de dissipation de l'énergie des structures à l'impact d'un jet plan confiné

### 3.4.2. Caractérisation de l'écoulement en proche paroi d'impact

Pour étudier l'écoulement en proche paroi d'impact, nous avons réalisé des mesures par PIV rapide sur une zone de la région d'impact dans un plan transversal au plan du jet situé à  $L/2$  (avec  $L$  : envergure de la buse). Un exemple de champ de vitesse moyenne normalisée obtenue par PIV rapide est présenté figure 4.54:

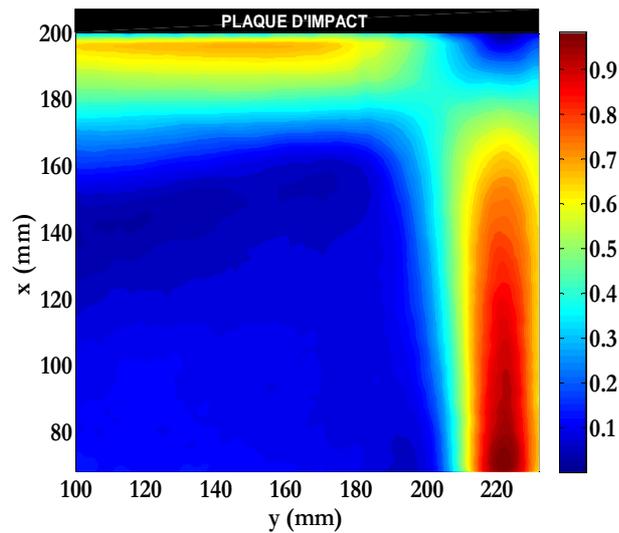


Figure 4.54 : Champ de la vitesse moyenne considéré dans l'analyse de l'écoulement en proche paroi d'impact ( $f = 300$  Hz ;  $H/e = 10$  ;  $L/e \geq 20$ )

|   |                      |
|---|----------------------|
| Distance focale de l'objectif (mm)                                  | 50                   |
| Résolution effective CCD (pixels <sup>2</sup> )                     | 1024x1024            |
| Taille des champs de vitesse (mm <sup>2</sup> )                     | 130×130              |
| Taille des Zones d'Interrogation (pixels <sup>2</sup> )             | 16×16                |
| Recouvrement  | 50 %                 |
| Nombre de vecteurs vitesses dans le champ                           | 128×128              |
| Résolution spatiale des vecteurs vitesses (mm)                      | 1 ( $\approx e/20$ ) |
| Incertitude des mesures PIV rapide (intervalle de confiance de 95%) | $\pm 5$ %            |
| Fréquence d'acquisition $f$ (Hz)                                    | 300                  |

Tableau 4.7 : Paramètres des acquisitions par PIV rapide

Nous analysons dans cette section les variations de la vitesse moyenne transversale (i.e.  $\bar{v}$ ) en fonction de la distance à la paroi d'impact. Le rapport d'ouverture  $H/e$  étant fixe et égal à 10, nous avons analysé l'influence du nombre de Reynolds sur la composante dominante de la vitesse moyenne transversale  $\bar{v}$  dans la zone d'impact du jet près de la paroi.

La figure 4.55 représente les variations de la composante transversale de la vitesse moyenne normalisée par la vitesse maximale en sortie de buse  $U_{max}$  le long de l'axe  $y$  (le long de la plaque d'impact du jet) à partir du point d'impact du jet (i.e.  $x/e = y/e = 0$ ) et pour les différents nombres de Reynolds considérés.

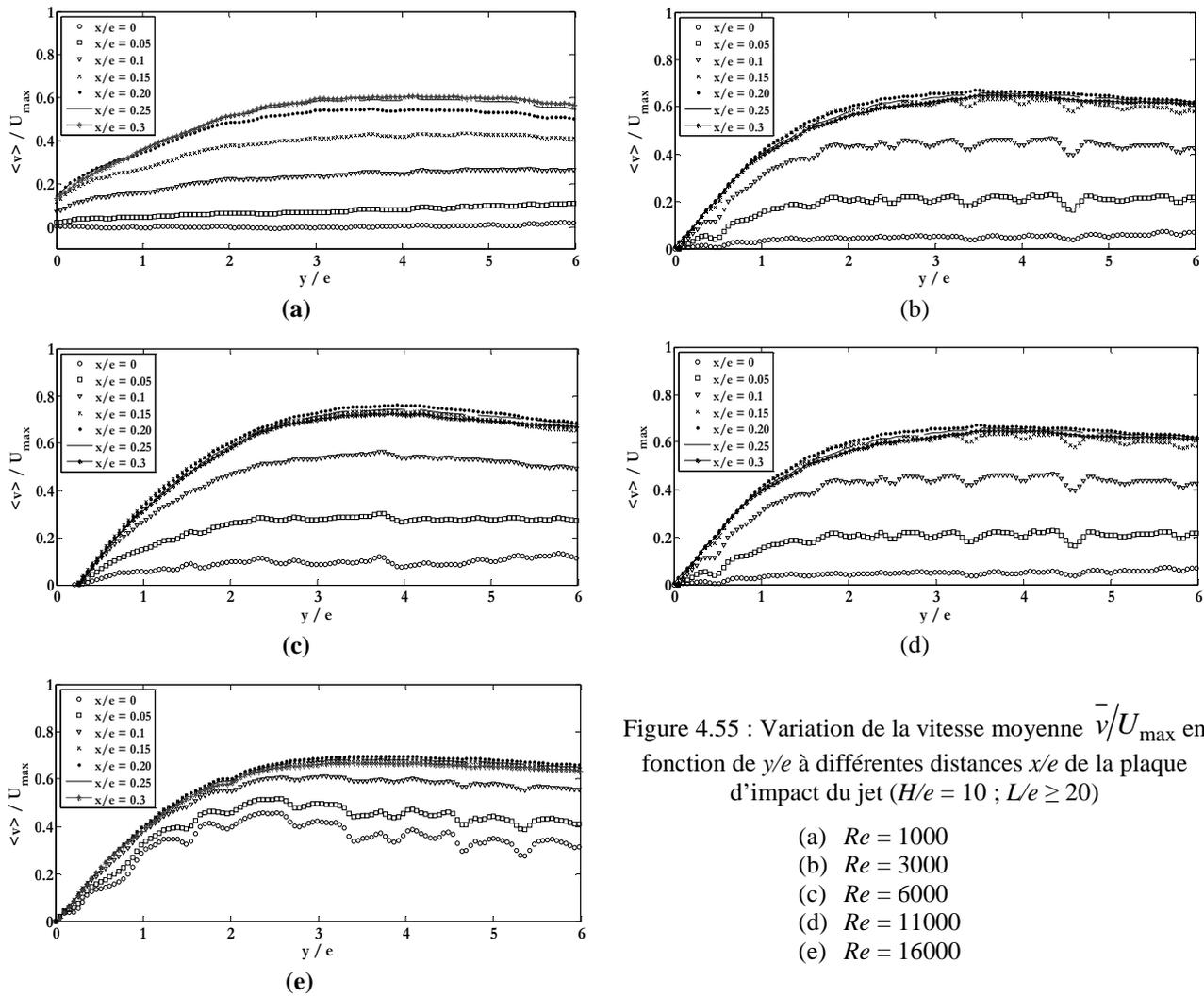


Figure 4.55 : Variation de la vitesse moyenne  $\bar{v}/U_{\max}$  en fonction de  $y/e$  à différentes distances  $x/e$  de la plaque d'impact du jet ( $H/e = 10$  ;  $L/e \geq 20$ )

- (a)  $Re = 1000$
- (b)  $Re = 3000$
- (c)  $Re = 6000$
- (d)  $Re = 11000$
- (e)  $Re = 16000$

En analysant la figure 4.55, nous remarquons que le maximum de la vitesse  $\bar{v}/U_{\max}$  en proche paroi se situe entre 60% et 65% de la vitesse en sortie de buse  $U_{\max}$  sauf pour le cas où  $Re = 6000$ , où cette dernière avoisine les 75%. La vitesse atteint une valeur maximale au voisinage de la paroi d'impact à la même distance du point d'impact du jet, et le long de la paroi d'impact quel que soit le nombre de Reynolds considéré. Nous avons trouvé que cette distance est d'environ  $y/e = 0,35$ . La position de ce maximum ne varie pas non plus avec la distance à la plaque d'impact (i.e.  $x/e$ ) sauf pour le cas  $Re = 1000$  où cette dernière se trouve à  $x/e = 0,3$  alors que pour  $Re > 1000$  elle est à  $x/e = 0,2$ .

Nous avons représenté sur la figure 4.56 les variations de la composante transversale de  $\bar{v}$  selon l'axe  $x$  (axe vertical à la plaque d'impact) à différentes distances  $y/e$  du point d'impact (i.e.  $x/e = y/e = 0$ ) et pour les différents nombres de Reynolds considérés.

En proche paroi la vitesse est faible, voire nulle, sur la paroi (i.e.  $x/e = 0$ ). Ceci n'est pas toujours le cas sur la figure 4.55. En effet, pour éviter les réflexions du laser sur les images enregistrées pour calculer les champs de vitesse, nous nous sommes éloignés légèrement de la plaque d'impact ( $\sim 0,5$  mm) ; ce qui signifie que nous n'avons pas pu mesurer la vitesse exacte de l'écoulement en très proche paroi de l'impact.

Le maximum de la vitesse  $\bar{v}/U_{\max}$  se situe à  $x/e = 0,2$  sauf pour le cas  $Re = 1000$  où il se situe un peu plus loin du point d'impact, à  $x/e = 0,3$ . Cependant, Zhe et Modi (2001) ont analysé des profils similaires dans la

zone d'impact d'un jet plan de gaz turbulent. Ils ont trouvé que la position du maximum de vitesse se situait à la distance  $y/e = 3$  du point d'impact et à une distance de la plaque d'impact  $x/e = 0,08$ . Néanmoins, il faut signaler qu'ils ont considéré dans leur étude un rapport d'ouverture  $H/e = 9,2$  et non pas 10, et qu'ils ont noté une sensibilité de cette position au rapport d'ouverture du jet. Ils ont également remarqué une indépendance de cette position de la valeur du nombre de Reynolds ; ce qui est vérifié dans notre cas sauf pour le cas d'un jet laminaire, à savoir  $Re = 1000$  (cas que Zhe et Modi (2001) n'ont pas étudié).

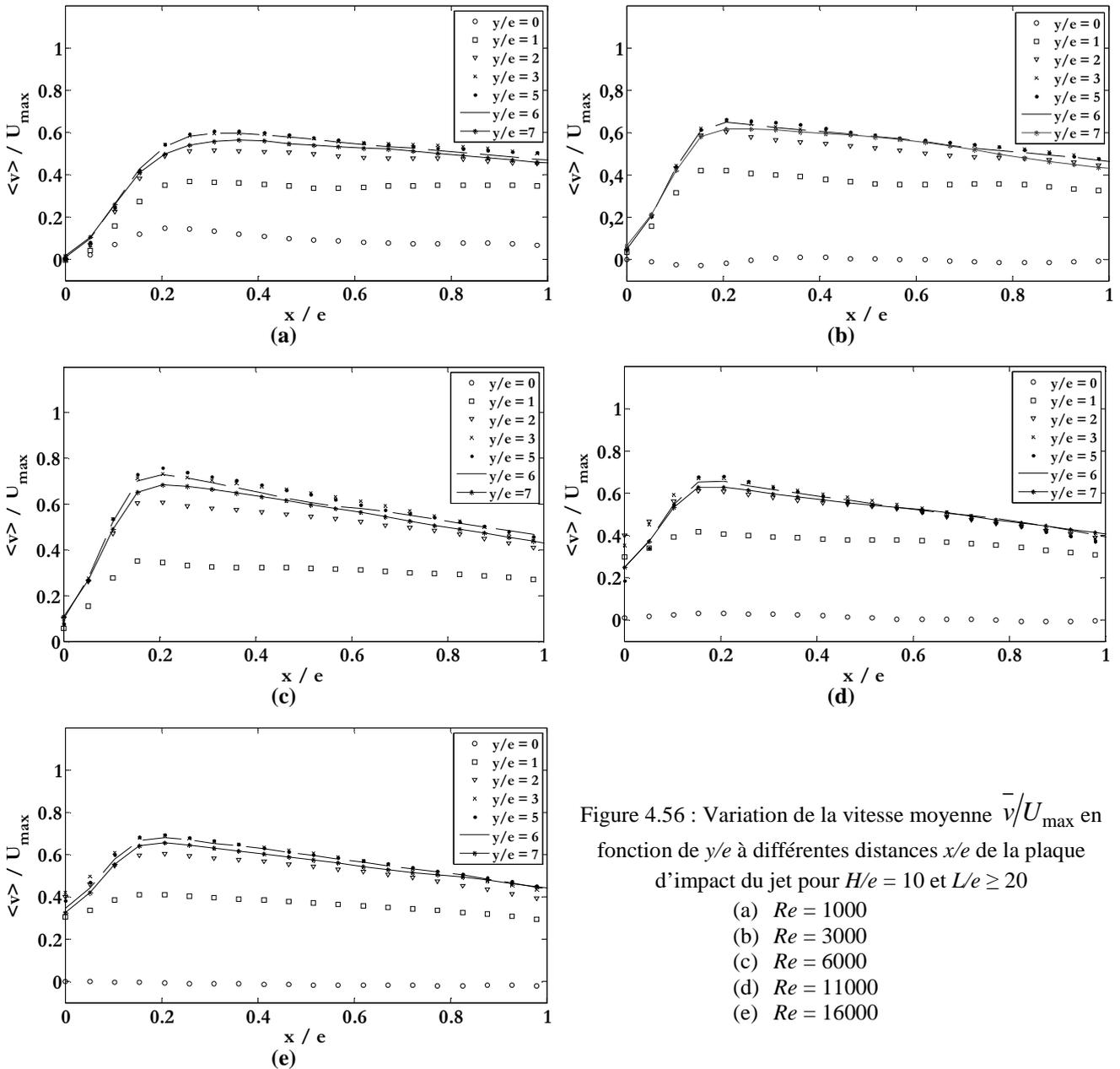


Figure 4.56 : Variation de la vitesse moyenne  $\bar{v}/U_{max}$  en fonction de  $y/e$  à différentes distances  $x/e$  de la plaque d'impact du jet pour  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$

- (a)  $Re = 1000$
- (b)  $Re = 3000$
- (c)  $Re = 6000$
- (d)  $Re = 11000$
- (e)  $Re = 16000$

Nous signalons également une accélération à partir de  $x/e = 0,1$ . Cette position se situe au voisinage immédiat de la ligne d'impact du jet et est marquée par une « contamination » de la vitesse de l'écoulement par la composante  $u$  de la vitesse du jet impactant. Des observations similaires ont été reportées par Ashforth-Frost et al. (1997) ainsi que Zhe et Modi (2001).

En faisant l'analogie avec les résultats présentés sur les figures 4.12, 4.13, 4.14 et 4.15, nous déduisons que la position identifiée du maximum de vitesse correspond au début de la région de turbulence homogène et isotrope à l'impact du jet.

Il est intéressant de mesurer le coefficient de frottement pariétal dans cette zone. Cependant la mesure de vitesse doit être la plus rapprochée possible de la paroi d'impact afin de se situer dans la couche limite dynamique, et plus exactement dans la sous-couche visqueuse et vérifier ainsi la condition de la loi de paroi. Nous nous sommes proposé d'estimer l'épaisseur de la couche limite dynamique laminaire de l'écoulement en proche paroi d'impact. Ces estimations sont à titre indicatif. En effet, l'écoulement est turbulent pour les nombres de Reynolds considérés sauf pour  $Re = 1000$ . L'épaisseur de la couche limite turbulente est inférieure à celle que nous avons estimée par cette méthode

La couche limite est déterminée par la distance à laquelle la vitesse vaut 99% de la vitesse à l'extérieur du jet de paroi. L'écoulement en proche paroi d'impact du jet peut être assimilé à un écoulement sur une plaque plane. L'épaisseur de la couche limite laminaire dans ce cas est donnée par la relation suivante (Schlichting, 1968) :

$$\delta_{\text{laminaire}} \cong 5 \left( \frac{\nu}{U_{\infty}} \right)^{1/2} y^{1/2} \quad [4.13]$$

avec :  $\nu_{\text{eau}} = 1,005 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$

$U_{\infty}$  : vitesse maximale dans les jets de paroi

$y$  : distance à partir du point d'impact où la vitesse est maximale dans la zone d'impact

Les résultats du calcul estimatif sont résumés dans le tableau ci-dessous :

|  | $Re = 16000$ | $Re = 11000$ | $Re = 6000$ | $Re = 3000$ | $Re = 1000$ |
|--|--------------|--------------|-------------|-------------|-------------|
| $\delta_{\text{laminaire}} \text{ (mm)} \approx$ | 3            | 3,5          | 4           | 5           | 7           |

Tableau 4.8 : Epaisseur de la couche limite laminaire à l'impact du jet étudié pour  $H/e = 10$  et  $L/e \geq 20$

NB : nous avons tenu compte dans l'estimation de  $\delta_{\text{laminaire}}$  de l'espacement entre le plan de mesure et la paroi d'impact du jet : nous avons ajouté 0,5mm aux valeurs de  $\delta_{\text{laminaire}}$  calculées à partir de la formule précédente.

### 3.5. Mesure du gradient pariétal de vitesse

Cette section est consacrée à la mesure du gradient pariétal de vitesse à l'impact du jet. Nous avons utilisé deux méthodes différentes : la technique polarographique qui permet d'avoir une meilleure précision parmi toutes les méthodes indirectes existantes d'estimation des gradients pariétaux de vitesse (Phares et al., 2000) et la PIV rapide, moins utilisée pour ce genre de mesure mais qui présente l'avantage d'être plus simple à mettre en œuvre. Nous comparerons dans cette section les résultats obtenus par ces deux méthodes.

#### 3.5.1. Mesure du gradient pariétal par la technique électrochimique

En recensant les études réalisées sur les jets en impacts, notamment les écoulements impliquant des transferts thermiques ou massiques à l'impact du jet, il s'est avéré très difficile de trouver des informations issues d'études expérimentales du cisaillement pariétal à l'impact d'un jet plan. L'accès à cette information

est capital pour la calibration des modèles numériques de turbulence ou pour la validation des modèles existants par exemple.

Nous rappelons ici que le calcul du gradient pariétal de vitesse à partir des mesures de courant en électrochimie nécessite le recours à des expressions qui ont été présentées au chapitre III. Chaque expression est valable pour des conditions opératoires spécifiques. Nous avons représenté sur la figure 4.58, l'évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse calculé aux sondes E4 et E9 (Fig.4.57) obtenue par 3 méthodes différentes :

- La méthode de Levêque (1928),
- La méthode de Sobolik et al. (1987),
- La méthode de Deslouis et al. (1989).

Nous rappelons ici que ces méthodes s'accordent à négliger la diffusion axiale du transfert de masse et considèrent le gradient pariétal de vitesse homogène sur la surface de la sonde

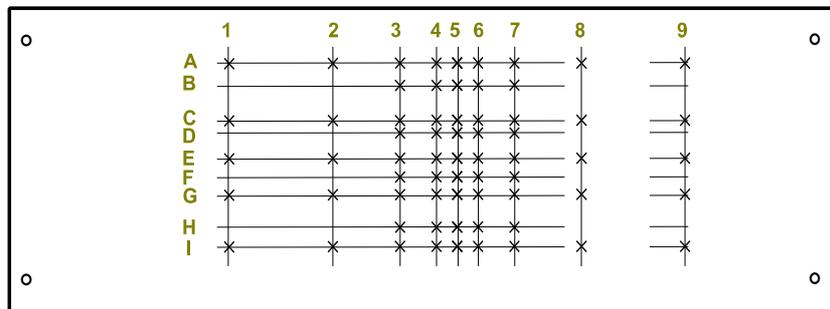


Figure 4.57 : Plan des sondes électrochimiques placées sur le plaquet d'impact du jet

L'analyse des signaux de la figure 4.58 montre que les gradients calculés par les trois méthodes citées ci-avant présentent des tendances globales semblables. On note cependant des différences d'amplitudes entre les signaux des gradients des différentes méthodes. Le plus faible gradient de vitesse est obtenu avec la méthode de Levêque. Cependant, cette solution n'est valable qu'en régime permanent ; ce qui n'est pas le cas dans cette étude. En effet, le régime d'écoulement est turbulent, et le gradient calculé est fortement instationnaire ; ce qui explique les différences notables de la solution de Levêque par rapport aux deux autres méthodes employées (Deslouis et al., 1989; Sobolik et al., 1987).

On note également des déphasages plus au moins importants suivant les taux de fluctuations  $\chi_f$  du signal initial (i.e. signal courant). Ces derniers sont déterminés en calculant l'écart type normalisé des signaux de courant :

$$\chi_f = \frac{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}}{\max(x_i)} \quad [4.14]$$

En effet, pour des taux de fluctuation du signal de courant ne dépassant pas les 10%, les gradients obtenus par les méthodes de Sobolik et al. (1987) et de Deslouis et al. (1989) sont en phase, et tous deux en avance de quadrature de phase, par rapport au signal obtenu par la méthode de Levêque. Le gradient de vitesse obtenu par cette dernière méthode (Lévêque) est calculé linéairement à partir du signal de courant limite de diffusion

obtenu expérimentalement. Cette avance de phase s'explique à travers le terme d'accumulation dans l'équation de convection-diffusion  $\frac{l^2}{D} Pe^{-2/3}$  (inertie dans la couche limite). Le gradient de vitesse est donc en avance de phase par rapport au signal de courant. Ceci est valable surtout dans les zones de contact des structures tourbillonnaires avec la plaque d'impact du jet (i.e. rangées de sondes 4, 5 et 6 sur le plan de sondes), et pour des nombres de Reynolds  $Re \geq 6000$ .

En se rapprochant des bords du jet (en direction de la sonde 9 par exemple), les taux de fluctuations du signal courant dépassent les 10% et peuvent dans certains cas dépasser 100%. Dans ce cas, nous avons remarqué que les signaux des gradients de vitesse obtenus par la méthode des fonctions de transfert (i.e. la méthode de Deslouis et al. (1989)) deviennent en opposition de phase (Fig.4.58) avec ceux obtenus par la méthode de Sobolik et al. (1987). Ceci nous paraît aberrant, vu que les fonctions de transferts (Deslouis et al. (1989)) ne peuvent être applicables que pour des fluctuations du signal de gradient de vitesse ne dépassant pas 5% voire 10% au maximum. Quant à la méthode de Sobolik et al. (1987), Rehimy et al. (2006) ont montré qu'elle pourrait être applicable jusqu'à des taux de fluctuation de 100% du signal de gradient de vitesse.

La fonction de transfert de Deslouis et al. (1989) est très sensible aux taux de fluctuations du courant ; ce qui limite son domaine de validité. Tu et Ramaprian (1983), Kaiping (1983) et Fünfshilling (2001) ont abouti aux mêmes conclusions en s'intéressant à la sensibilité de cette même fonctions de transfert. Comme la méthode de linéarisation de Sobolik et al. (1987) ne présente pas de limites sur l'amplitude ou le déphasage jusqu'à des taux de fluctuations de 100%, elle nous a permis alors d'estimer le gradient pariétal de vitesse sur la plaque d'impact par l'intermédiaire de toutes les sondes quelles que soient leur position et le régime d'écoulement. Cependant, cette technique met en jeu des dérivées numériques pour l'estimation du gradient de vitesse. Elle présente donc l'inconvénient d'être sensible au bruit des mesures et à la qualité de l'échantillonnage. Cette sensibilité a été bien étudiée par Rehimy et al. (2006). Ils ont montré que dès que le taux de fluctuation dépasse les 100%, les résultats sur le gradient pariétal de vitesse deviennent aberrants.

Il faut signaler qu'en l'absence d'une référence exacte pour l'estimation du gradient pariétal de vitesse, il est difficile de « juger » de la qualité des signaux des gradients de vitesse obtenus en utilisant les techniques citées précédemment. Rehimy et al. (2006) ont développé une méthode inverse séquentielle pour remonter au gradient pariétal « réel » de vitesse à partir du courant limite de diffusion mesuré. Ils ont comparé leurs différents gradients de vitesse calculés à partir des différentes techniques citées à ceux obtenus par la méthode inverse. Ils ont conclu que la méthode de Sobolik et al. (1987) permettait de s'approcher le plus du gradient réel, mieux que les autres techniques pour le type d'écoulement qu'ils ont étudiés.

Compte tenu de ce constat sur la bonne approximation du gradient pariétal de vitesse donné par la méthode de Sobolik et al. (1987), la technique inverse n'a pas été retenue dans notre étude vu sa lenteur d'exécution.

Nous nous sommes alors proposés de procéder autrement en comparant les gradients de vitesse calculés par la méthode Sobolik et al. (1987) aux gradients pariétaux estimés à partir des mesures expérimentales en proche paroi des champs de vitesse par PIV rapide. Afin de pouvoir comparer les gradients de vitesse pariétaux obtenus par les deux méthodes, des mesures synchrones par PIV et électrochimie ont été réalisées.

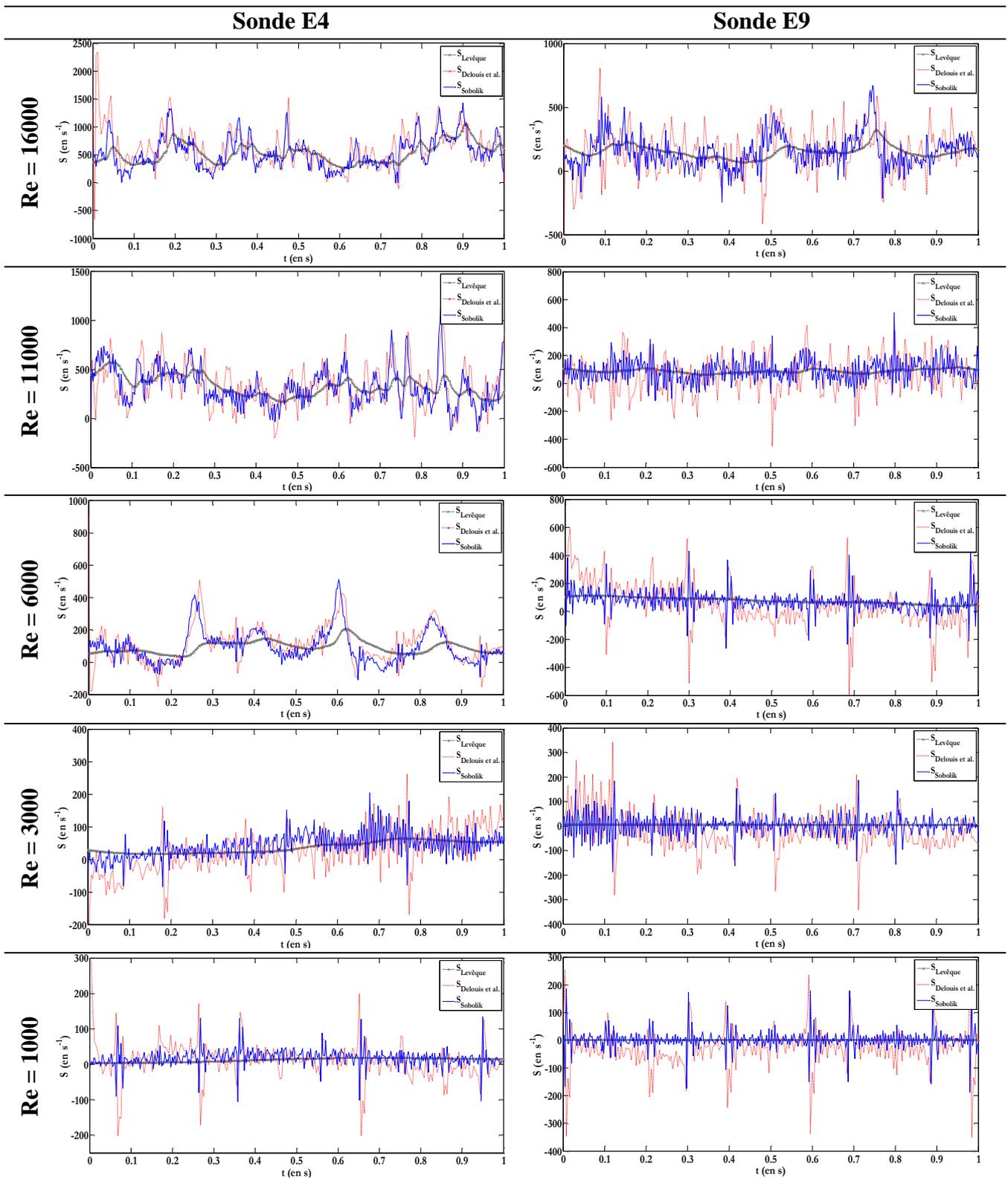


Figure 4.58 : Évolution temporelle du gradient pariétal de vitesse au niveau des sondes E4 et E9 pour les différents nombres de  $Re$  étudiés ( $f = 500$  Hz)

Nous avons représenté sur la figure 4.59 un exemple de distribution du gradient pariétal moyen de la vitesse à l'impact du jet calculé à partir de la méthode de Sobolik et al. (1987). Cet exemple concerne le cas où  $Re = 16000$ . On remarque que ce gradient est important aux alentours de l'impact du jet et diminue au fur et à mesure qu'on se dirige vers les directions latérales de ce dernier. Des observations similaires ont été faites

en considérant les autres nombres de Reynolds. Cependant, les gradients pariétaux de vitesse deviennent plus importants en augmentant le nombre de Reynolds, ce qui est prévisible.

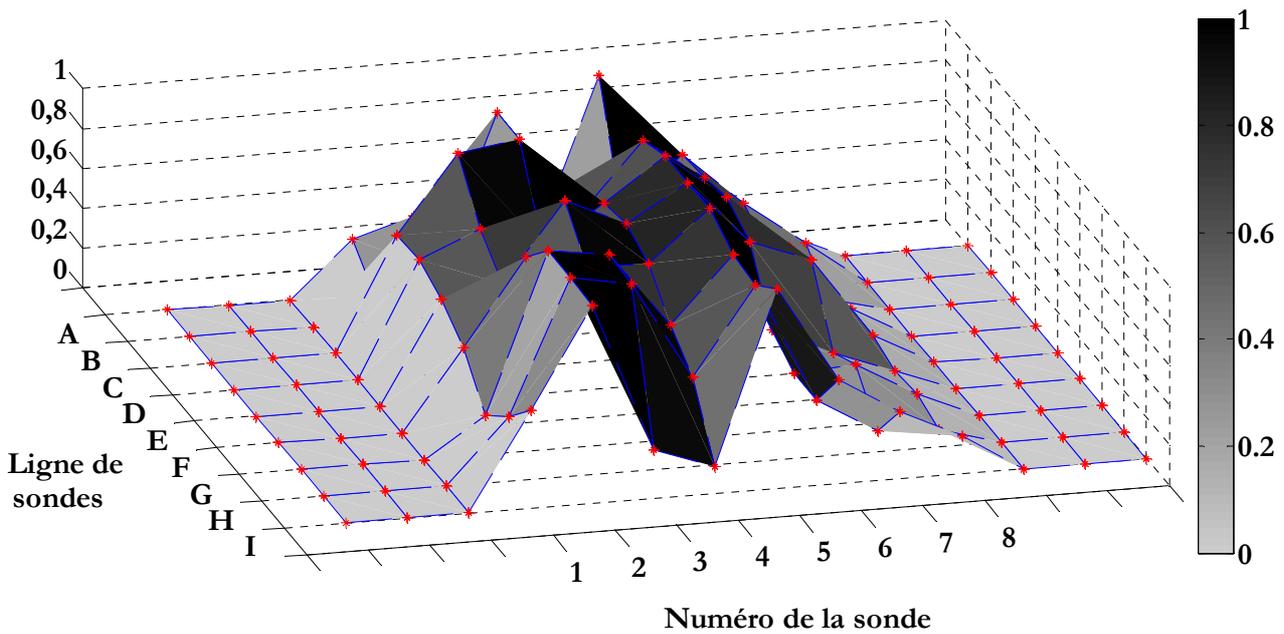


Figure 4.59 : Répartition du gradient pariétal moyen (en  $s^{-1}$ ) de la vitesse à l'impact du jet mesuré par électrochimie (Sobolik et al. (1987)) pour  $f = 500$  Hz et  $Re = 16000$

Pour mieux analyser les distributions spatiales des gradients pariétaux de vitesse à l'impact du jet, nous avons calculé les valeurs des coefficients de dissymétrie et d'aplatissement moyens, respectivement  $\bar{S}$  et  $\bar{F}$  pour les différents nombres de Reynolds étudiés (Tableau 4.9) :

|           | $Re = 16000$ | $Re = 11000$ | $Re = 6000$ | $Re = 3000$ | $Re = 1000$ |
|-----------|--------------|--------------|-------------|-------------|-------------|
| $\bar{F}$ | 2,06         | 2,1          | 2,07        | 2,56        | 3,08        |
| $\bar{S}$ | 0,8          | 0,75         | 0,72        | 0,98        | 1,27        |

Tableau 4.9 : Coefficients d'aplatissement moyen  $\bar{F}$  et de dissymétrie moyen  $\bar{S}$  des distributions du gradient pariétal de vitesse sur chaque ligne de sondes, calculés à l'impact du jet pour les nombres de  $Re$  considérés

Nous avons remarqué, à travers les valeurs du coefficient  $\bar{F}$  que les distributions des gradients pariétaux de vitesse sont plus aplaties qu'une distribution normale (i.e.  $\bar{F} = 3$ ) sauf pour le cas  $Re \leq 3000$  où les gradients deviennent plus importants à l'impact direct du jet qu'ailleurs. En se référant aux résultats obtenus par PIV sur les longueurs de mélange et les échelles temporelles à l'impact du jet, nous avons trouvé que pour  $Re \geq 3000$ , la turbulence tend à s'uniformiser rapidement à l'impact du jet. En faisant le lien avec les résultats du tableau ci-dessus, on voit bien qu'au niveau des transferts pariétaux, l'augmentation du nombre de Reynolds se traduit par une homogénéisation du gradient pariétal de vitesse (et donc du cisaillement pariétal).

D'autre part, les coefficients de dissymétrie moyens  $\bar{S}$  reportés sur le tableau 4.9 sont positifs. La distribution spatiale est donc décalée vers le côté gauche par rapport au plan vertical du jet (i.e. dans la direction des  $y$  négatifs) : les gradients de vitesse mesurés par les sondes situées de ce côté du jet (i.e. rangées de sondes 1 à 4) sont plus importants que ceux mesurés de l'autre côté du jet. Il s'en suit donc que les

contraintes de cisaillement sont plus importantes aussi, et donc les transferts pariétaux. Cette dissymétrie dans le jet encore observée à ce niveau, a déjà été remarquée dans les analyses précédentes sur les distributions des intensités tourbillonnaires et les fonctions densités de probabilité sur les tailles des tourbillons.

D'autre part, toujours d'après la répartition des gradients pariétaux de la vitesse à l'impact du jet, nous avons trouvé qu'au niveau des rangées de sondes 2 et 8, situées à 180 mm de l'impact direct du jet, le gradient pariétal de vitesse vaut 40% du gradient maximal mesuré. Ceci montre que les transferts se maintiennent sur des distances supérieures à 180 mm (i.e.  $9e$ ) ; ce qui confirme les longueurs de mélanges déterminées par PIV rapide en utilisant les intercorrélations spatiotemporelles des signaux de vitesse (§3.4.1.1). En effet, nous avons trouvé que la longueur de mélange peut atteindre environ  $11 \times e$ .

En combinant donc les résultats obtenus par électrochimie à ceux obtenus par PIV rapide sur les échelles de turbulence à l'impact du jet et aux résultats de l'analyse structurale par PIV standard, nous avons pu mettre en évidence la contribution des structures tourbillonnaires à grandes échelles aux transferts turbulents à l'impact du jet d'eau plan immergé que nous avons étudiés. En effet, pour un jet laminaire (i.e.  $Re = 1000$  dans ce cas d'étude) les transferts à l'impact sont localisés principalement à l'impact direct du jet, les mécanismes de transferts dus aux structures tourbillonnaires sont lents et ne dissipent pas leur énergie rapidement. Ceci réduit les transferts pariétaux. Cependant, pour des  $Re \geq 3000$ , les distributions des gradients de vitesse sont plus réparties sur la plaque d'impact, les structures tourbillonnaires se dissipent rapidement, les échanges avec la paroi d'impact sont donc plus intenses.

### 3.5.2. Spectres de fréquence

Les spectres de fréquence sont obtenus à partir des mesures temporelles des signaux des gradients de vitesse par la méthode électrochimique. Nous avons représenté sur la figure 4.61 (en noir) un exemple de spectre. Il apparaît un ensemble de fréquences parasites dues au secteur (50Hz et ses harmoniques). Afin d'éliminer ces fréquences, nous avons filtré en premier lieu les signaux temporels des gradients de vitesse en utilisant la technique de lissage par moyenne mobile. Ensuite, nous avons tracé les spectres en considérant un fenêtrage de Hanning pour améliorer la détection des fréquences caractéristiques. Nous présentons en premier lieu la méthode de filtrage utilisée. Nous présentons ensuite les principaux résultats de l'analyse spectrale.

#### 3.5.2.1. Méthode de filtrage

La méthode utilisée pour le filtrage des fréquences parasites des spectres obtenus consiste à lisser en premier lieu les signaux temporels de courant à partir desquels sont calculés les spectres. En outre, les spectres sont calculés avec un fenêtrage de Hanning.

Le lissage des signaux temporels est réalisé en utilisant la technique de la moyenne mobile. Cette technique permet de mettre en valeur les basses fréquences (phénomènes lents). Cette moyenne est calculée en tout point sur un sous-intervalle glissant du signal temporel total. La figure 4.60 représente une partie d'un signal temporel mesuré par la technique électrochimique sur une durée de 4 secondes à une fréquence de 500 Hz. Par la suite, ce signal est lissé par moyenne mobile.

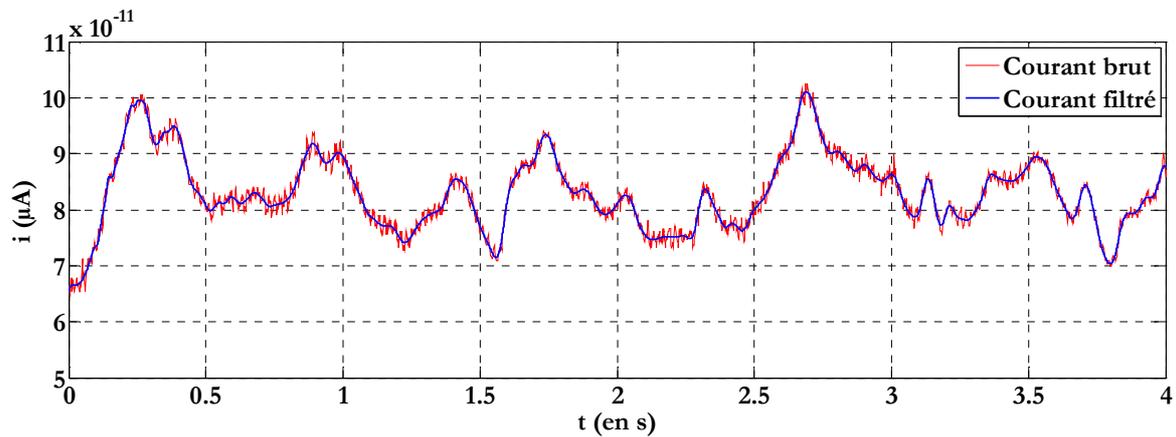


Figure 4.60 : Filtrage du signal courant par la technique de la moyenne glissante

A partir des signaux temporels lissés, il est possible de tracer les spectres en fréquence. Ces derniers nous renseignent sur les fréquences caractéristiques éventuellement présentes dans l'écoulement étudié. Etant donné que les signaux de courant sont enregistrés à une fréquence de 500Hz, les spectres en fréquence sont limités 250Hz.

Le filtrage des signaux de courant nous a permis d'éliminer les fréquences parasites du signal tels que la fréquence du secteur et ses harmoniques (i.e. 50Hz) comme nous le montre l'exemple présenté sur la figure 4.61.

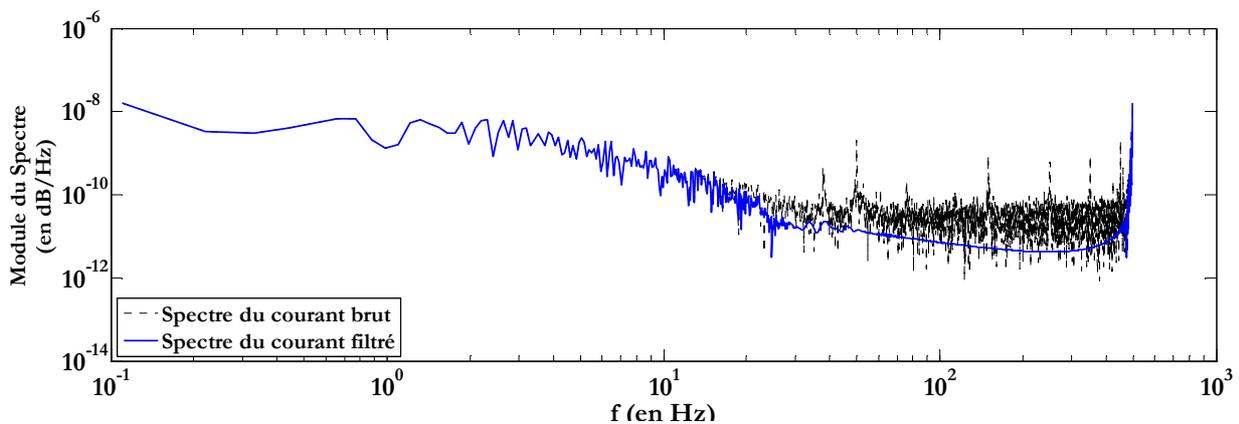


Figure 4.61 : Spectres de fréquence

Nous avons représenté sur la figure 4.62 un exemple de résultat obtenu en appliquant le fenêtrage de Hanning sur un signal de gradient de vitesse calculé à partir d'un signal courant brut, ensuite sur ce même signal calculé à partir d'un signal courant filtré au préalable par moyenne glissante. Le premier spectre obtenu est assez riche en fréquence, il comporte une large gamme de pics fréquentiels dont il est difficile d'extraire une information sur l'écoulement étudié. Le second spectre est plus lisse, et il est plus facile d'interpréter la réponse fréquentielle.

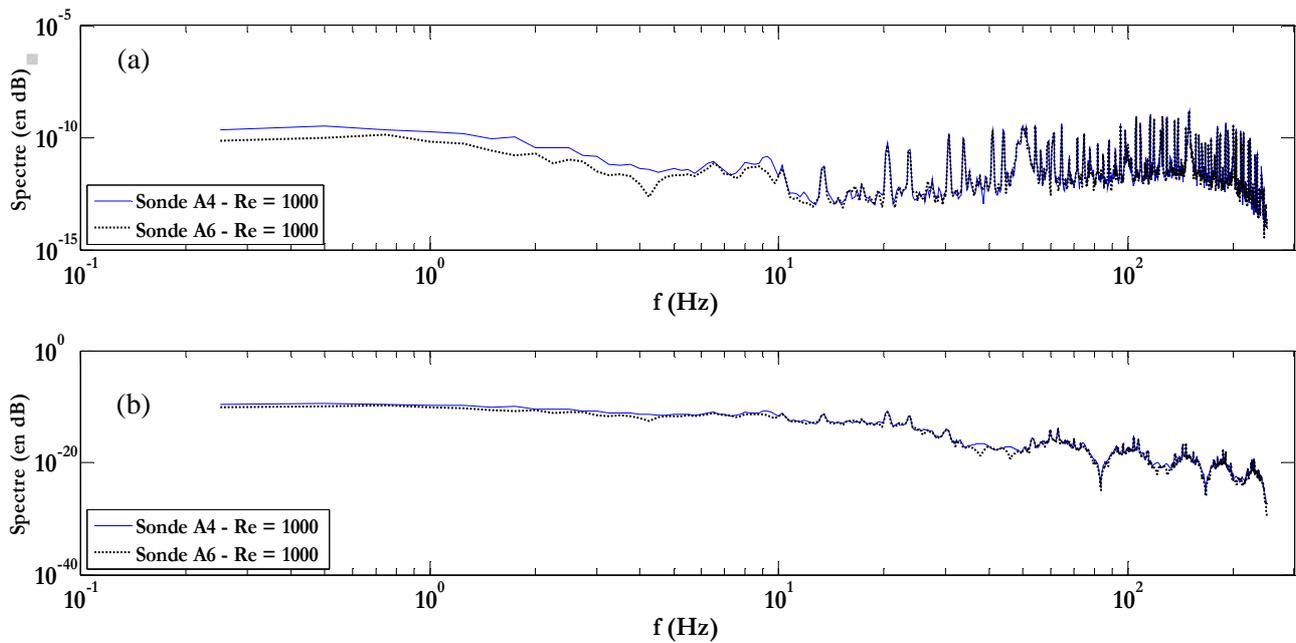
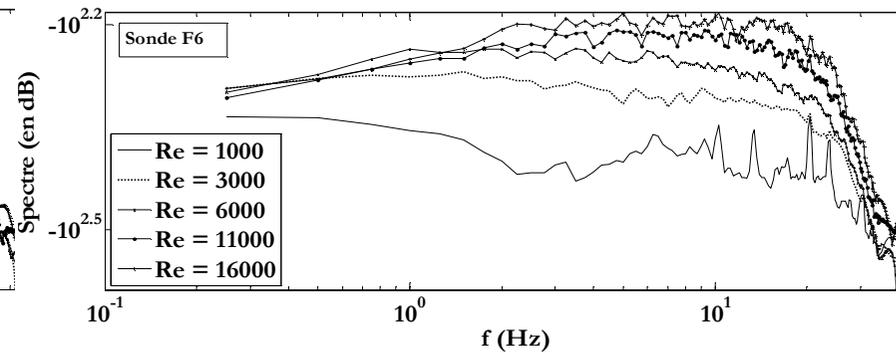
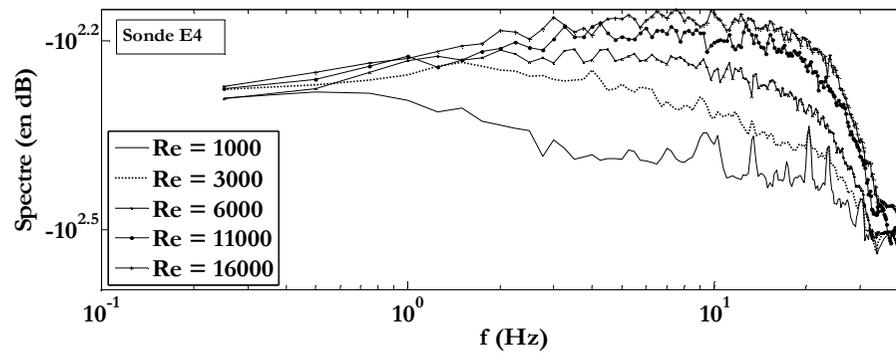
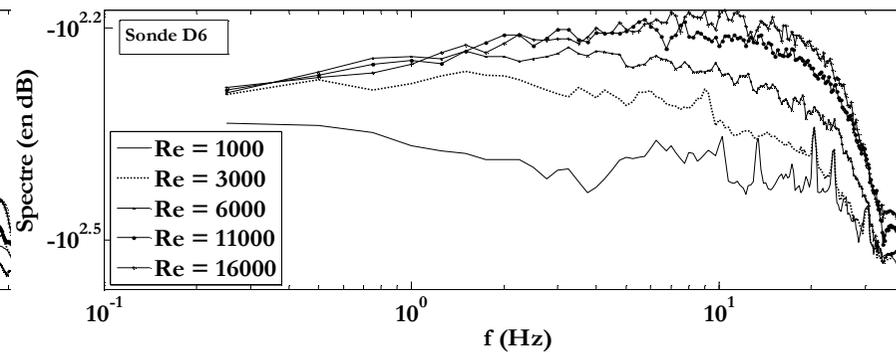
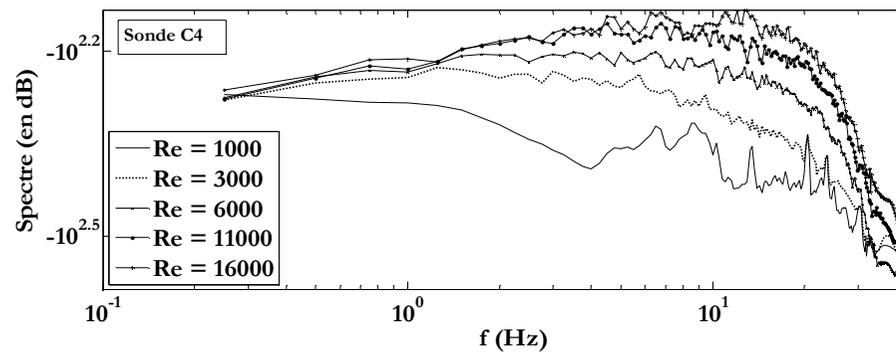
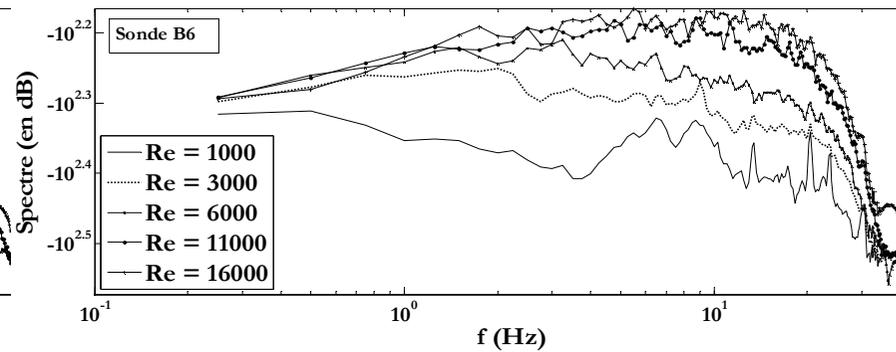
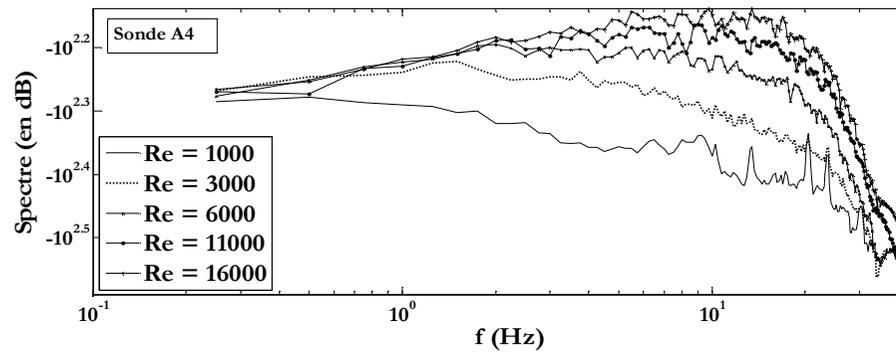


Figure 4.62: Fenêtrage de Hanning appliqué sur les spectres de fréquence des gradients pariétaux de vitesse calculés à partir de signaux courant préalablement filtrés par moyenne glissante :  
a) Spectre du signal brut du gradient de vitesse pariétal  $S_{Sobolik}$   
b) Spectre du signal lissé du gradient de vitesse pariétal  $S_{Sobolik - filtré}$   
(Sondes A4 et A6 ;  $Re = 1000$  ;  $f = 500$  Hz)

Nous avons analysé les fréquences dominantes à l'impact du jet afin d'essayer de caractériser les structures tourbillonnaires à l'impact de celui-ci. Pour cela, nous avons représenté, sur la figure 4.63, les spectres de fréquences calculés à partir des signaux de gradients pariétaux de vitesse  $S_{Sobolik}$  obtenus par la méthode de Sobolik et al. (1987). Les spectres de la figure 4.63 concernent les sondes A4, C4, E4, G4, I4, B6, D6, F6, et H6 pour l'ensemble des nombres de Reynolds considérés dans cette étude.

Les spectres obtenus présentent deux parties principales : un premier lobe large qui s'étale sur une bande de fréquence allant de 1 à 30Hz pour  $Re = 16000$  et de 4 à 20 Hz pour  $Re = 1000$ . Ensuite une succession de lobes secondaires qui englobent des fréquences caractéristiques du bruit non filtré contenu dans le signal. Les spectres présentés sur la figure 4.63 sont tronqués au premier lobe principal.

L'analyse des spectres obtenus montre l'existence d'une gamme fréquentielle caractéristique des mécanismes qui se produisent de part et d'autre de la ligne d'impact du jet. En effet, cette gamme fréquentielle se situe entre 5Hz et 30Hz. Cependant, ces fréquences caractéristiques disparaissent au fur et à mesure que le nombre de Reynolds augmente. Ceci prouve qu'à grand nombre de Reynolds, on tend vers une destruction plus rapide des structures tourbillonnaires organisées à grande échelle en de petites structures.



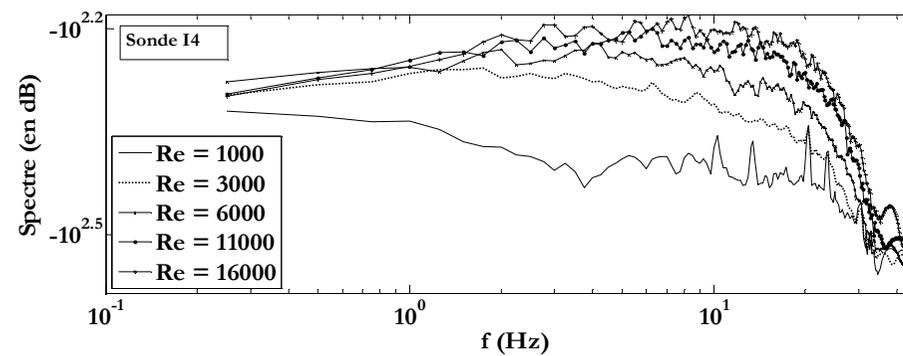
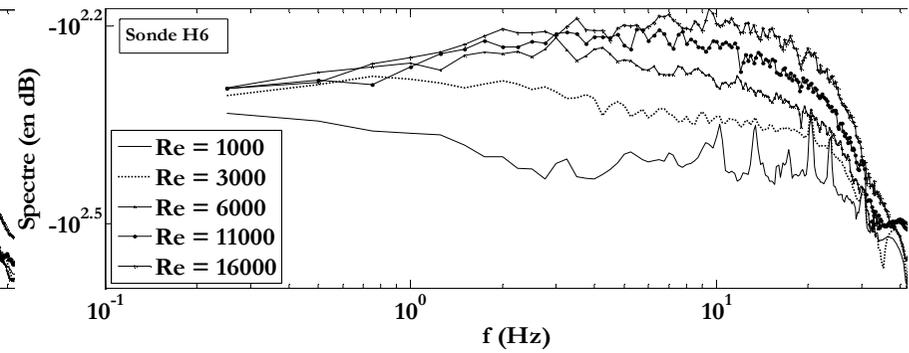
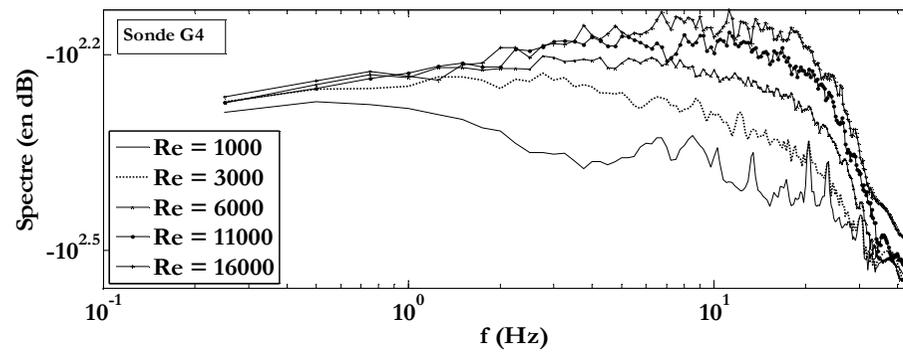


Figure 4.63 : Spectres de fréquence calculés à partir des signaux de gradients de vitesse  $S_{Sobolik}$  en appliquant un fenêtrage de hanning

### 3.5.3. Evaluation du gradient pariétal de vitesse à partir de mesures synchronisées par PIV rapide et polarographie

Cette section est consacrée à la confrontation des mesures des gradients pariétaux de vitesse par PIV rapide à ceux mesurés par électrochimie et issus de la méthode de Sobolik et al. (1987).

La mesure du gradient pariétal de vitesse s'avère compliquée à mettre en œuvre. En effet, cette dernière doit être réalisée en proche paroi dans la sous-couche limite visqueuse de la couche limite dynamique de l'écoulement étudié. Celle-ci étant très mince, il faut donc adapter la résolution des techniques optiques (PIV) à des échelles de l'ordre du dixième de millimètre ce qui n'est pas toujours évident. Il faut aussi lutter contre la présence de réflexions laser sur la paroi d'impact. Ces dernières résultent en des rapports signal/bruit très faibles ce qui fausse l'évaluation du gradient pariétal de la vitesse. Dans cette section nous comparerons les gradients mesurés par les deux techniques : la polarographie (électrochimie) et la PIV rapide.

#### 3.5.3.1. Protocole de mesures synchronisées du gradient pariétal de vitesse

La mise en place de la synchronisation entre les techniques de PIV rapide et la polarographie nécessite de prendre un certain nombre de précautions. En effet, les signaux de champs de vitesse par PIV et d'électrochimie doivent être enregistrés par les deux techniques sur une même durée temporelle. Il faut en plus que les temps de début et de fin d'acquisition soit les mêmes pour les deux techniques de mesures. Ceci nécessite donc, dans l'idéal, d'utiliser un signal de commande commun (Trigger) qui permet à la fois de piloter les acquisitions par polarographie et par PIV rapide. Malheureusement, dans notre dispositif, les acquisitions électrochimiques ne peuvent être déclenchées que manuellement par l'utilisateur. La solution adoptée consiste donc à déclencher manuellement, en premier, les mesures électrochimiques sans enregistrer les données acquises et de commencer l'enregistrement une fois la PIV rapide lancée. base de temps. Les enregistrements en électrochimie sont déclenchés par un signal de commande TTL récupéré sur l'obturateur de la caméra rapide au moment du déclenchement des acquisitions par PIV rapide. La durée d'enregistrement est fixée ainsi par la durée d'acquisition par PIV rapide.

Les signaux électrochimiques sont enregistrés en deux sondes notées « Sonde 3 » et « Sonde 4 » (figure 4.64) situées respectivement à  $y/e = 3,5$  et  $y/e = 1$  par rapport au point de référence pris à l'impact du jet (i.e.  $y/e=0$ ). Nous avons récupéré les signaux temporels de vitesse mesurés par PIV rapide aux points de mesures les plus rapprochés des sondes 3 et 4. Ils se trouvent que ces points ne soient pas parfaitement alignés aux positions des sondes 3 et 4. À partir de ces derniers, et connaissant la distance exacte séparant ces points de la paroi d'impact (fixé par la calibration de la PIV rapide), nous avons essayé d'estimer le gradient pariétal de la vitesse en proche paroi en utilisant l'expression suivante :

$$S_{PIV} = \left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{x=0} \approx \frac{u}{\Delta x} \quad [4.15]$$

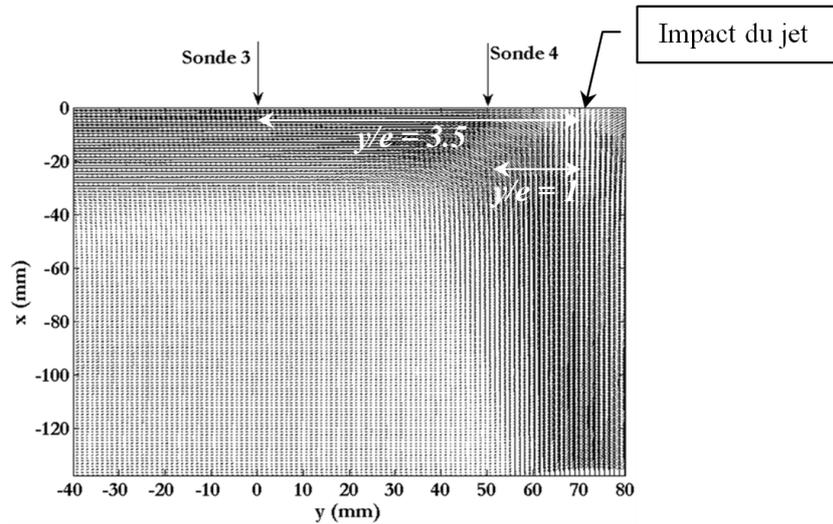


Figure 4.64 : Position considérées pour les mesures synchronisées par PIV – électrochimique

### 3.5.3.2. Estimation du gradient pariétal à partir de mesures par PIV rapide

#### 3.5.3.2.1. Loi de paroi en aval de la zone d'impact

Pour estimer la pertinence de la linéarisation précédente pour le calcul du gradient de vitesse pariétal à partir de mesures PIV, il convient de situer les points de mesure considérés par rapport à la sous-couche limite visqueuse.

Nous présentons sur les figures ci-dessous, les profils de vitesses transversales moyenne  $v^+$  en fonction des coordonnées de parois  $x^+$ .

Ces grandeurs sont déterminées par :

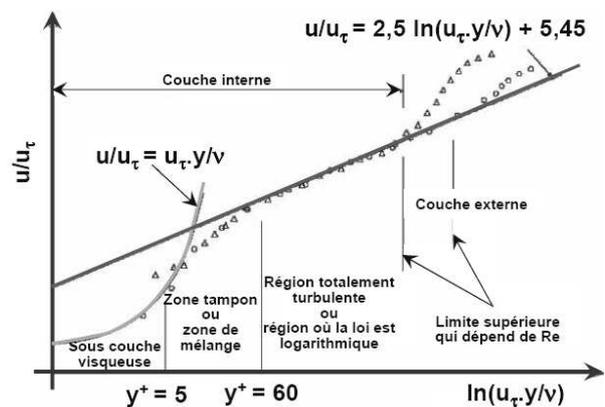


Figure 4.65 : Loi de paroi théorique

$$v^+ = \frac{\bar{v}}{u_\tau} \quad \text{et} \quad x^+ = x \times \frac{u_\tau}{\nu} \quad [4.16]$$

La zone de paroi se divise principalement en deux zones :

- La sous-couche visqueuse ( $x^+ \leq 5$ ) : c'est une zone mince très proche de la paroi où les effets des forces de viscosité sont prépondérants devant les effets d'inertie. Le profil de vitesse est linéaire de la forme :

$$v^+ = x^+ \quad \text{pour} \quad x^+ \leq 5 \quad [4.17]$$

- Une zone logarithmique ( $5 \leq x^+ \leq 26$ ) : dans cette zone la viscosité devient négligeable. Dans le contexte du jet en impact, Zhe et Modi (2001) ainsi que Abide (2005) décrivent cette zone par les relations universelles suivantes :

$$v^+ = -3,05 + 5 \ln(x^+) \quad \text{pour} \quad 5 \leq x^+ \leq 26 \quad [4.18]$$

$$v^+ = 5 + 2,44 \ln(x^+) \quad \text{pour} \quad x^+ \geq 26 \quad [4.19]$$

Nous avons recensé un ensemble de travaux réalisés sur les jets de parois (i.e. zone d'écoulement assez éloignée de la zone d'impact du jet) parmi lesquels nous citons ceux de Kamemoto (1974), Bradshaw et Gee (1960) et Wygnanski et al. (1992). Ces derniers ont montré que les vitesses moyennes dans cette zone obéissent aux lois de paroi jusqu'à des valeurs de  $y^+ = 50$ . Zhe et Modi (2001) ont obtenu des résultats similaires en vérifiant la loi de paroi en aval de l'impact d'un jet plan de gaz dans des conditions opératoires similaires à notre étude. Nous avons tracé les lois de parois pour les deux positions des sondes 3 et 4 à l'aval de l'impact du jet. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 4.66.

Nous avons remarqué que plus on s'éloigne de la zone d'impact du jet ( $x/e = y/e = 0$ ), la distribution des vitesses moyennes  $v^+$  s'éloigne de la loi de paroi. La vitesse moyenne  $v^+$  obéit à la loi de paroi jusqu'à  $x^+ = 25$  pour  $Re = 6000$  à  $y/e = 1$  (i.e. « Sonde 4 »). Cependant, pour  $Re \geq 11000$ , les points de mesure ne sont plus dans la sous couche visqueuse et la loi de paroi ne peut plus être utilisée pour estimer les gradients de vitesse. Ceci peut être expliqué par le fait que la couche limite dynamique devient plus mince pour des nombres de Reynolds élevés (Tableau 4.8), et de ce fait l'épaisseur de la sous-couche limite visqueuse diminue également. La résolution spatiale des mesures par PIV rapide n'est alors plus satisfaisante pour estimer de manière fiable les gradients pariétaux de vitesse.

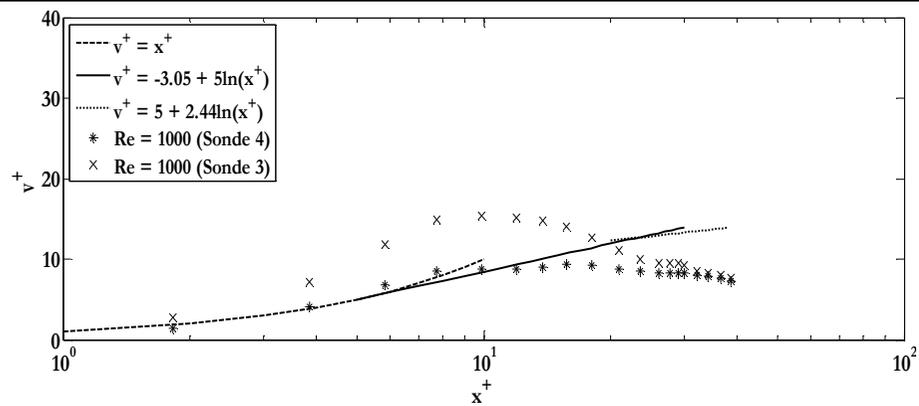
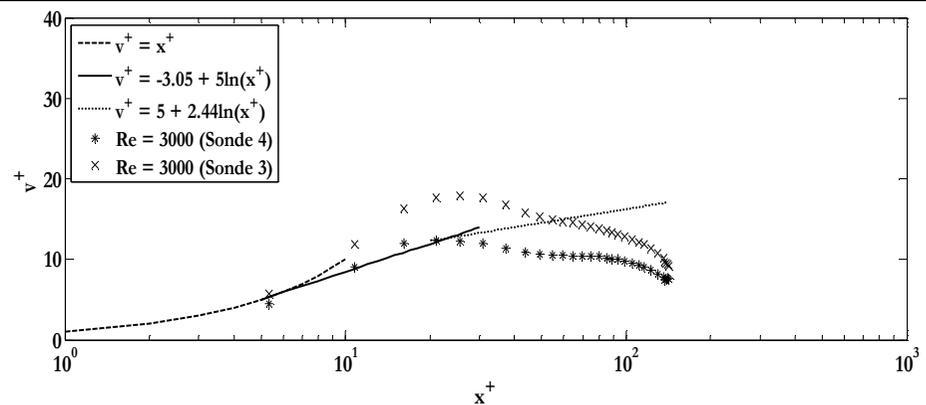
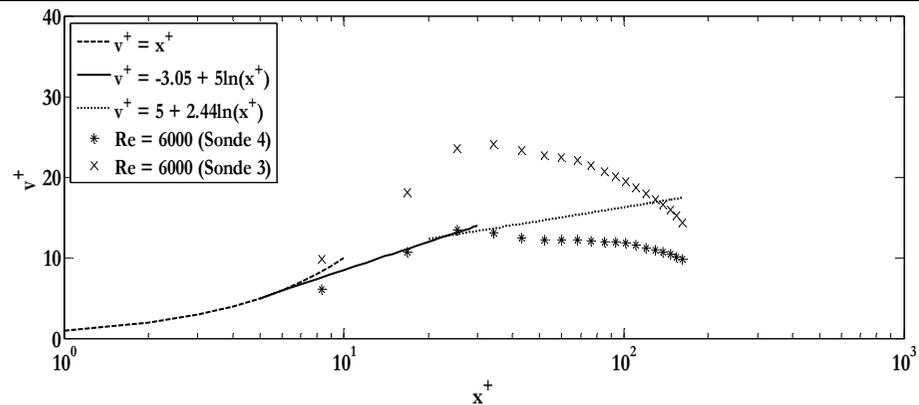
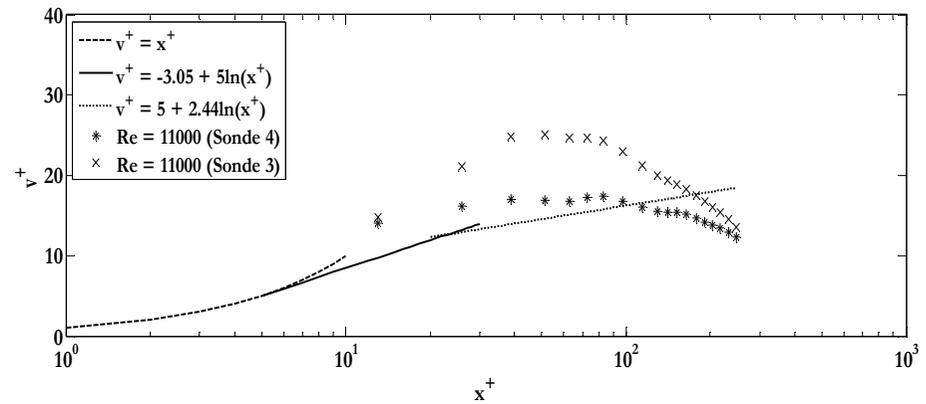
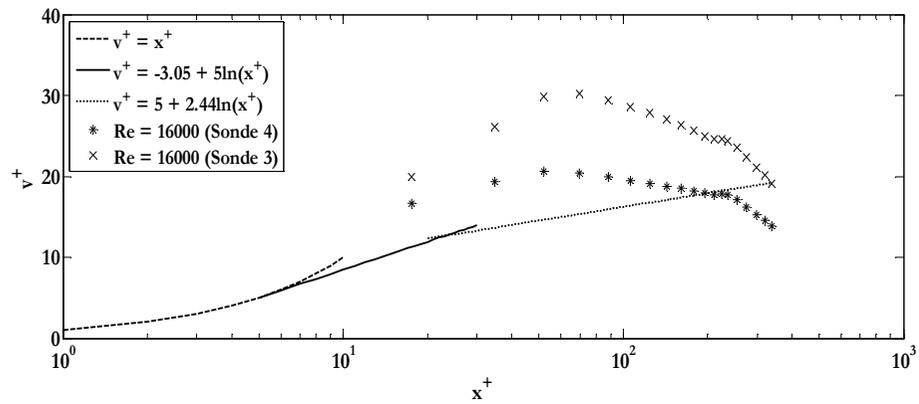


Figure 4.66 : Evolution de  $v^+$  en fonction de  $x^+$  pour les sondes 3 et 4 et les différents nombre de Reynolds

### 3.5.3.2.2. Filtrage par POD snapshot

Nous avons filtré par POD les champs instantanés de vitesse en nous limitant aux 40 premiers modes les plus énergétiques (figure 4.67). Le filtrage par POD a permis de réduire le taux de fluctuation sur les signaux de vitesses et donc sur les signaux des gradients de vitesse. Pour le signal présenté figure 4.67 par exemple, le taux de fluctuation est passé de 30% à 18% après filtrage.

Nous avons analysé les coefficients temporels issus de la décomposition par POD snapshot des champs de vitesse. Nous avons représenté sur la figure 4.68a un exemple d'évolution deux à deux des 5 premiers coefficients  $a_i(t)$  en fonction de  $a_{i+1}(t)$  et sur la figure 4.68b, un exemple d'évolution des 5 premiers coefficients temporels  $a_i(t)$  en fonction du temps. Nous remarquons que les coefficients temporels  $a_i(t)$  sont deux à deux conjugués (en quadrature de phase) tout comme les modes spatiaux POD. Des résultats similaires ont été obtenus par Rehim (2006), Van Oudheusden et al. (2005) dans le cas de sillages laminares et turbulents présentant des structures tourbillonnaires cohérentes.

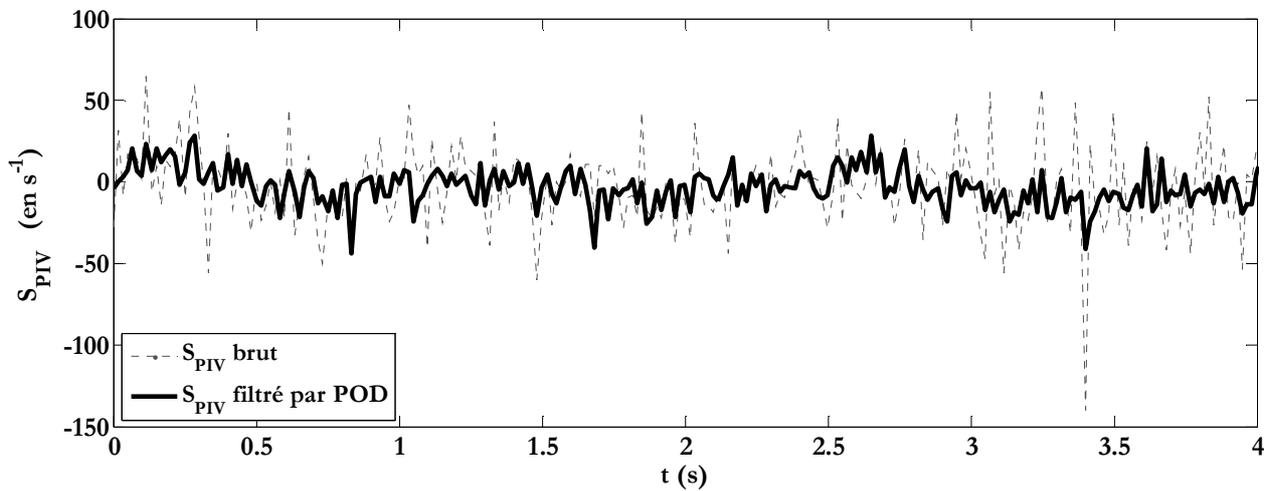


Figure 4.67 : Effet du filtrage par POD sur le signal de gradient de vitesse pour  $Re = 1000$  et  $f_{PIV} = 60\text{Hz}$

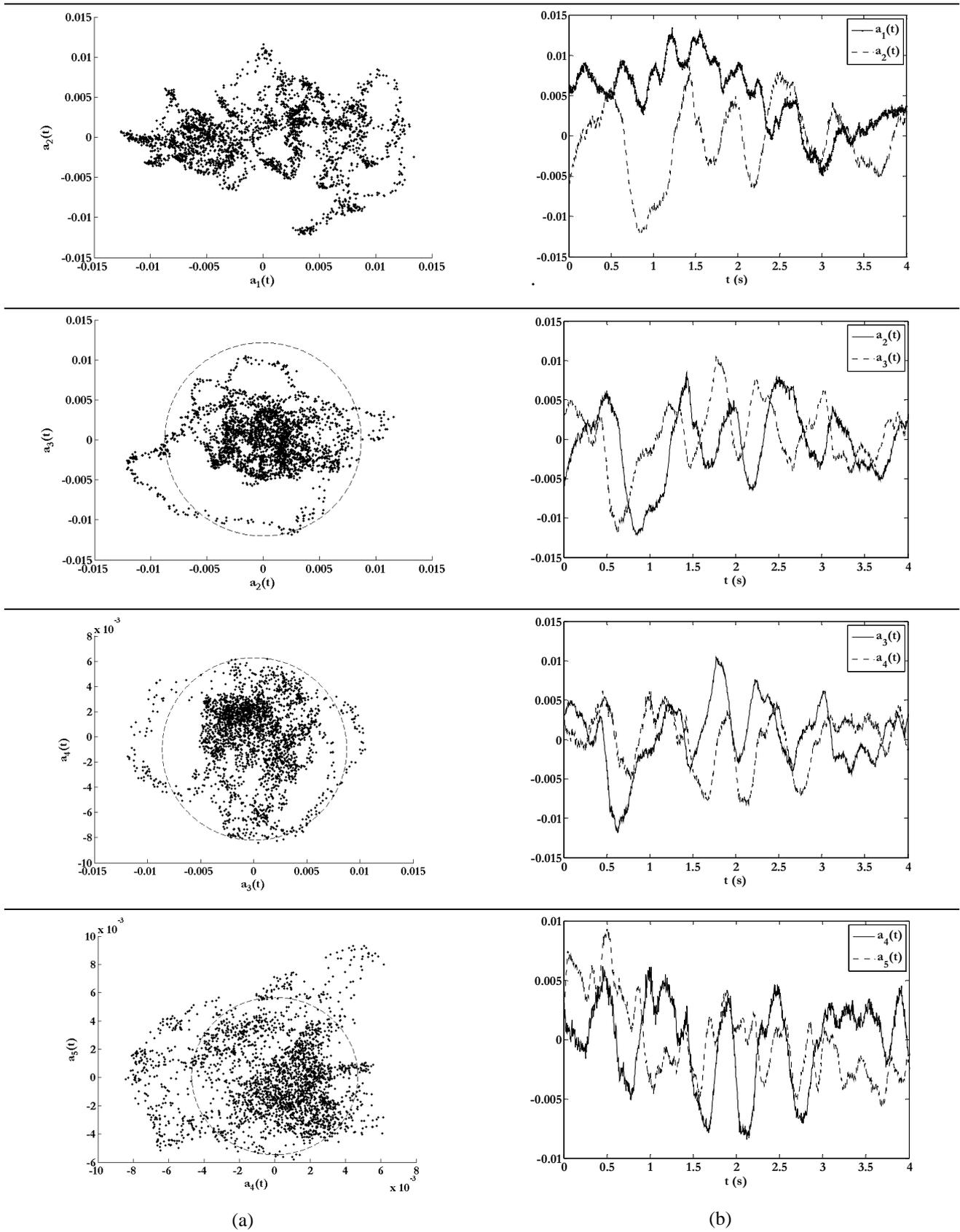


Figure 4.68 : Evolution des 5 premiers coefficients temporels issus de la décomposition POD snapshot des champs de vitesse près de l'impact pour  $Re = 16000$  et  $f_{PIV} = 300\text{Hz}$  :  
a) Evolution de  $a_i(t)$  en fonction de  $a_{i+1}(t)$ ,  
b) Evolution de  $a_i(t)$  et  $a_{i+1}(t)$  en fonction du temps.

### 3.5.3.3. Résultats des mesures synchronisées des gradients pariétaux de vitesse

Les résultats présentés ici concernent les signaux des gradients de vitesse mesurés par électrochimie avec les sondes 3 et 4 et ceux déduits des mesures par PIV rapide aux points les plus proches de ces sondes pour les différents nombres de Reynolds considérés. Dans un premier temps, nous avons représenté les signaux bruts des gradients pariétaux (figure 4.69). Compte tenu des fluctuations sur ces signaux, il est difficile de voir une cohérence ou une ressemblance entre les signaux électrochimiques et ceux obtenus par PIV.

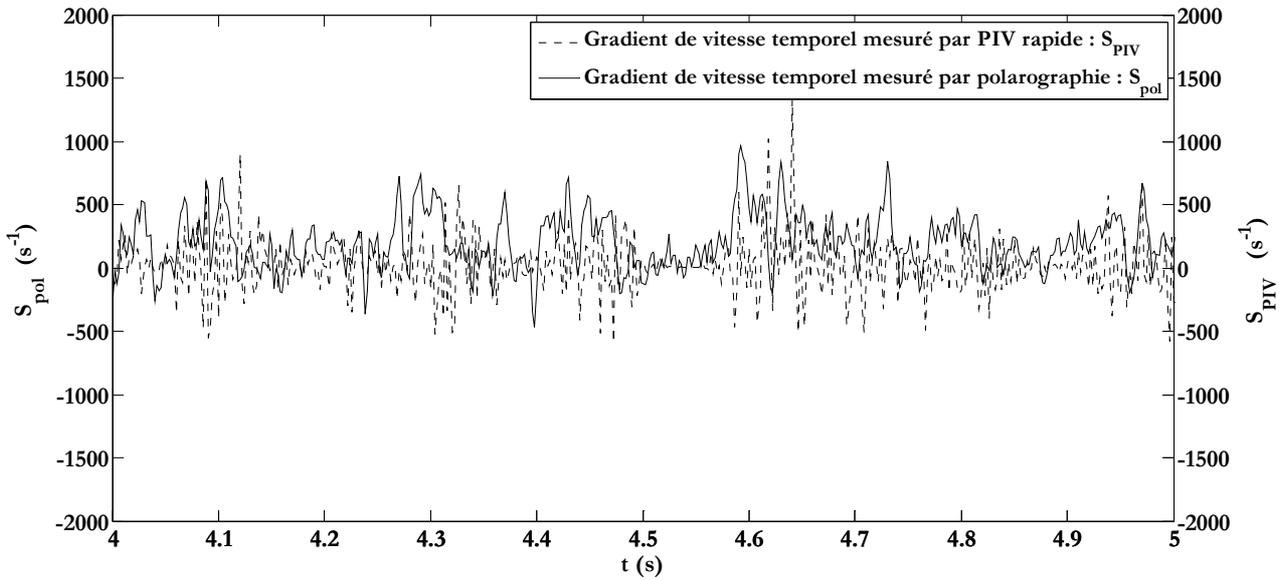


Figure 4.69 : Evolution du gradient pariétal de vitesse mesuré au niveau de la sonde 3 à la fois par électrochimie et par PIV rapide pour  $Re = 16000$ ,  $f_{POL} = 500\text{Hz}$  et  $f_{PIV} = 300\text{Hz}$

Nous avons alors comparé les signaux filtrés et lissés entre eux. Les résultats obtenus sont représentés sur les figures 4.70a et 4.70b. A partir de ces signaux, nous avons comparé les valeurs moyennes des gradients pariétaux aux positions correspondant aux sondes 3 et 4 à la fois par PIV rapide et par électrochimie. Nous nous sommes également intéressés aux spectres en fréquence obtenus par les deux techniques de mesures pour les différents cas étudiés. Ceux-ci sont représentés sur les figures (Annexe 2).

Pour les mesures par PIV rapide, compte tenu du fait que le temps entre deux images dépend de la vitesse de l'écoulement, les fréquences d'acquisition varient en fonction du Reynolds de l'écoulement (voir tableau ci-dessous).

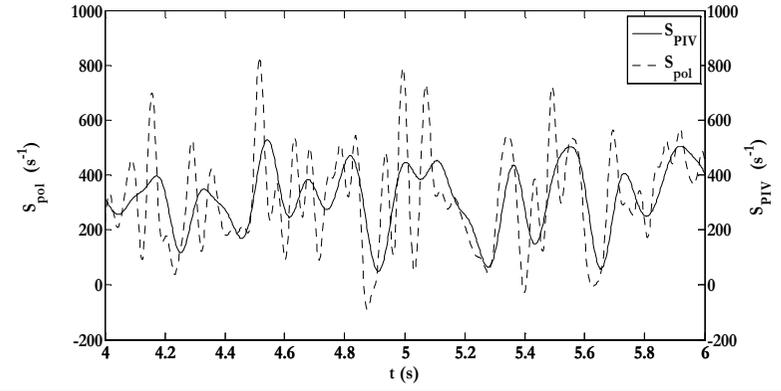
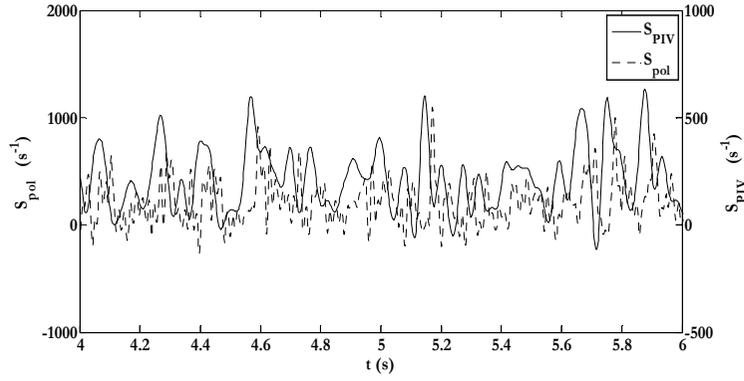
|                             | $Re = 16000$ | $Re = 11000$ | $Re = 6000$ | $Re = 3000$ | $Re = 1000$ |
|-----------------------------|--------------|--------------|-------------|-------------|-------------|
| Fréquence $f_{PIV}$ (en Hz) | 300          | 300          | 300         | 250         | 60          |

Tableau 4.10 : Fréquences d'acquisition par PIV rapide (en images/s)

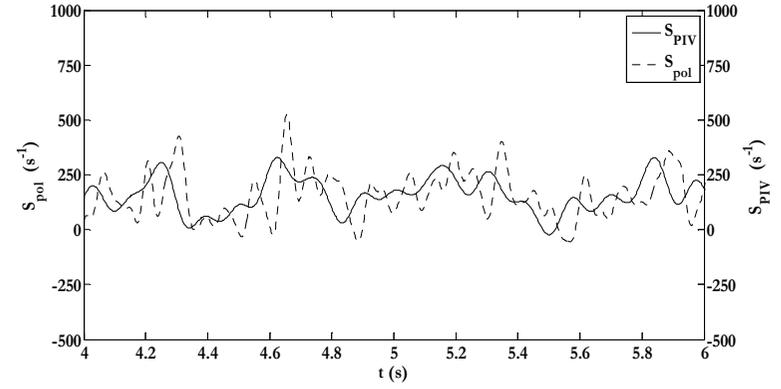
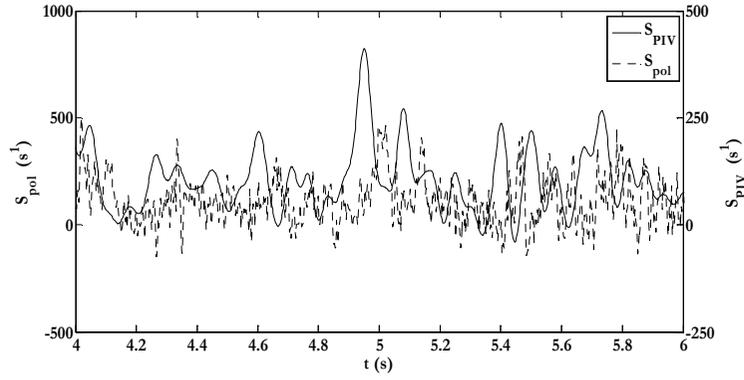
### Sonde 3

### Sonde 4

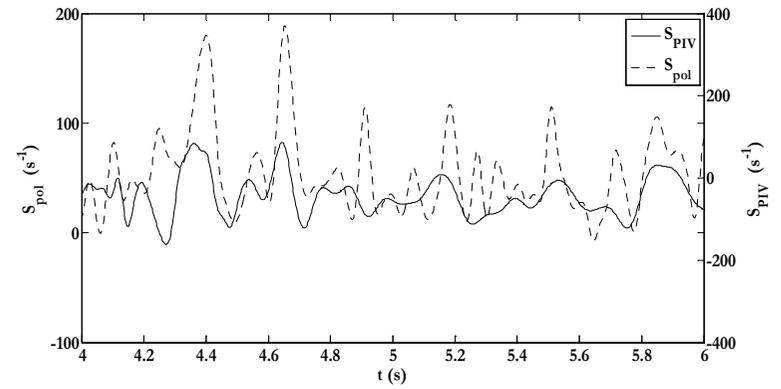
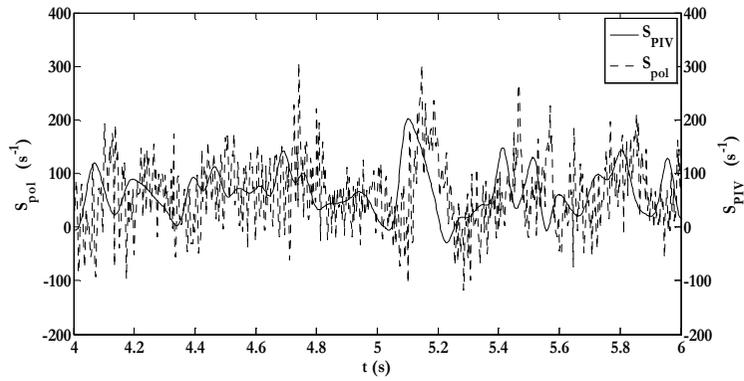
**Re = 16000**



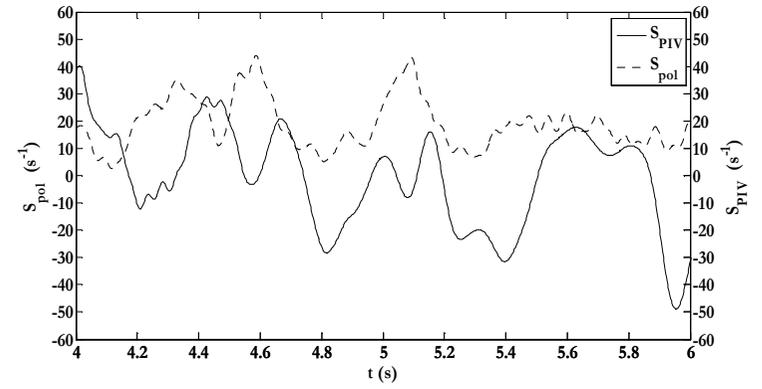
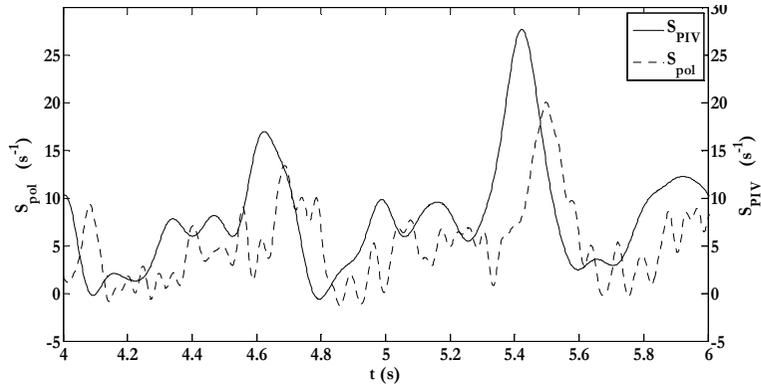
**Re = 11000**



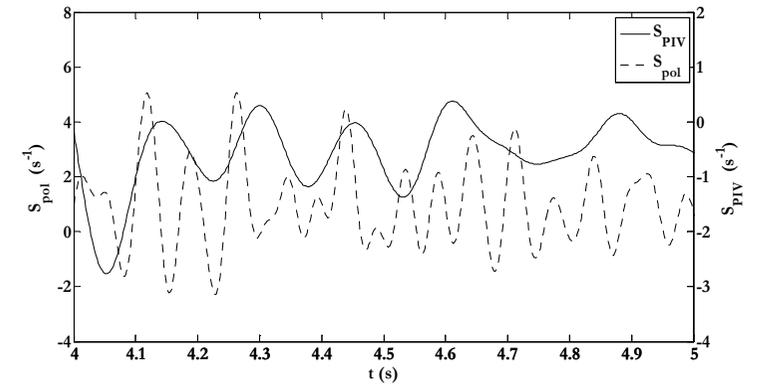
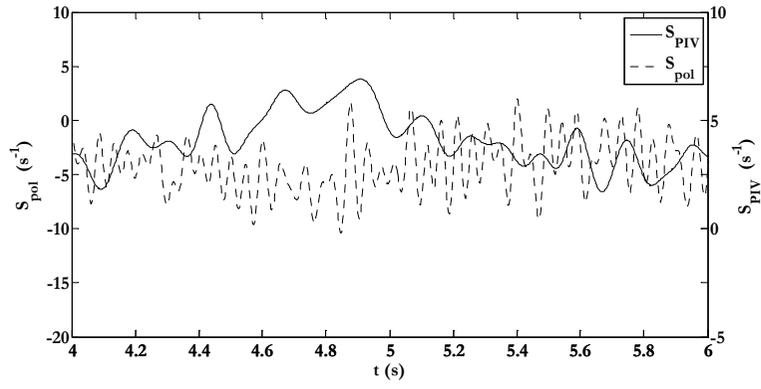
**Re = 6000**



**Re = 3000**



**Re = 1000**



**(a) Signal temporel**

**(b) Spectre en fréquences**

Figure 4.70 : Evolution temporelle du gradient pariétal de vitesse mesuré à la fois par PIV rapide et par électrochimie dans la sonde 3

Les signaux synchronisés des gradients de vitesses enregistrés par PIV rapide et ceux par électrochimie, présentés sur les figures 4.70a et 4.71a, présentent des différences plus ou moins importantes suivant le nombre de Reynolds considéré. En effet, pour  $Re=1000$ , les mesures de vitesse en proche paroi par PIV rapide pour ce nombre de Reynolds sont à prendre avec précaution. Pour des nombres de  $Re$  plus élevés, les signaux des gradients pariétaux de vitesse présentent des similitudes avec un déphasage entre les deux signaux (par PIV et par électrochimie). Ce déphasage peut être expliqué par un effet capacitif de la couche limite dynamique de l'écoulement. En effet, au moment de l'enregistrement du gradient pariétal de vitesse par PIV, la structure tourbillonnaire n'a pas encore atteint la paroi d'impact (i.e. la sonde électrochimique). Dès qu'elle entre en contact avec celle-ci, le signal électrochimique enregistré devient similaire à celui mesuré par PIV rapide à un déphasage près.

Les gradients moyens mesurés par PIV et par électrochimie sont reportés sur les tableaux ci-dessous :

| <b>Sonde 3</b>               | <b><math>Re = 16000</math></b> | <b><math>Re = 11000</math></b> | <b><math>Re = 6000</math></b> | <b><math>Re = 3000</math></b> | <b><math>Re = 1000</math></b> |
|------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| S PIV rapide ( $s^{-1}$ )    | 207                            | 106                            | 48,4                          | 4,4                           | 1,02                          |
| S Electrochimie ( $s^{-1}$ ) | 225,6                          | 113,1                          | 65                            | 6,5                           | 3,8                           |
| Ecart (%)                    | 8                              | 6                              | 26                            | 32                            | 73                            |

Tableau 4.11 : Gradients moyens de vitesse estimés par PIV rapide et par électrochimie sur la sonde 3 et pour l'ensemble des nombres de Reynolds

| <b>Sonde 4</b>               | <b><math>Re = 16000</math></b> | <b><math>Re = 11000</math></b> | <b><math>Re = 6000</math></b> | <b><math>Re = 3000</math></b> | <b><math>Re = 1000</math></b> |
|------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| S PIV rapide ( $s^{-1}$ )    | 249,6                          | 143,1                          | 39,1                          | 16,2                          | 1,3                           |
| S Electrochimie ( $s^{-1}$ ) | 314,9                          | 166                            | 58                            | 4,7                           | 0,8                           |
| Ecart (%)                    | 20                             | 14                             | 33                            | 71                            | 40                            |

Tableau 4.12 : Gradients moyens de vitesse estimés par PIV rapide et par électrochimie sur la sonde 4 et pour l'ensemble des nombres de Reynolds

D'après les résultats des gradients moyens présentés dans les tableaux précédents, on constate que, dans certains cas, l'écart entre les gradients moyens mesurés par la technique PIV rapide et ceux mesurés par électrochimie est réduit. En effet, le gradient moyen mesuré au niveau de la sonde 3 par PIV rapide s'écarte d'environ 6% seulement de celui mesuré par électrochimie. Dans d'autres cas, l'écart entre les deux techniques devient très important (allant jusqu'à 73% pour  $Re \leq 3000$ ), ceci montre donc la limite de la technique optique de PIV pour la mesure du frottement pariétal. Néanmoins, les mesures synchronisées peuvent être exploitées pour comprendre l'interaction structure paroi à travers une mesure globale du champ de vitesse en proche paroi par PIV et une quantification locale de l'interaction de la structure avec la paroi par électrochimie. Il est donc possible de conclure sur la relation entre les propriétés intrinsèques d'une structure tourbillonnaire et son rôle comme mécanisme de transfert entre l'écoulement et la paroi d'impact.

## 4. CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre une étude expérimentale d'un jet plan d'eau immergé et confiné, turbulent et en impact en nous focalisant sur la zone d'impact de ce dernier. L'écoulement a d'abord été qualifié à partir de mesures de vitesse réalisées dans différentes régions du jet par PIV standard 2D. Les champs moyens de vitesse ainsi que les grandeurs moyennes et turbulentes associées ont été étudiés. L'étude de la décroissance de la vitesse et des tensions de Reynolds dans le plan de symétrie du jet nous a permis de délimiter la région d'impact du jet située à une hauteur d'environ 11% de la hauteur totale du jet. Cette région a ensuite été étudiée en détails dans la deuxième partie de ce chapitre, d'un point de vue énergétique et structurel. Pour cela nous avons utilisé la technique de décomposition en modes propres orthogonaux (POD). Celle-ci nous a permis de montrer que l'énergie cinétique turbulente des structures tourbillonnaires qui se forment dans la zone d'impact du jet se dissipe moins rapidement que dans les autres régions du jet. Nous avons ensuite analysé ces structures tourbillonnaires en utilisant des critères de détection que nous avons calibrés convenablement. La technique POD a de nouveau été utilisée pour filtrer les champs des vitesses à partir desquels nous avons extrait et caractérisé les structures tourbillonnaires à l'impact du jet. Nous nous sommes intéressés aussi à la turbulence à l'impact du jet. Pour cela, à partir de mesures par PIV résolues en temps, nous avons étudié les intercorrélations spatiotemporelles entre deux points pour déterminer les échelles caractéristiques de la turbulence des structures tourbillonnaires à l'impact du jet. Celle-ci nous a permis de déterminer les longueurs de mélanges ainsi que la vitesse de convection et l'échelle temporelle de dissipation des structures tourbillonnaires à l'impact du jet. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous avons estimé le gradient pariétal de vitesse par la technique électrochimique seule en premier lieu, ensuite synchronisée avec des mesures par PIV rapide. Les résultats obtenus par mesures polarographique nous ont permis de déterminer les fréquences caractéristiques des phénomènes turbulents présents à l'impact du jet. Nous avons comparé les mesures des gradients pariétaux de vitesse mesurés à l'impact par la technique de PIV rapide et la technique électrochimique. Les signaux obtenus présentent des écarts importants surtout à faibles nombres de Reynolds ( $Re \leq 3000$ ). L'analyse spectrale des signaux temporels des gradients de vitesse mesurés à l'impact a permis à la fois de déterminer les fréquences caractéristiques des structures tourbillonnaires qui se développent à l'impact et de décrire l'activité tourbillonnaire qui se développent à l'impact à différents pour les différentes conditions dynamiques et géométriques considérées.

# Conclusion générale

Dans cette étude, nous avons essayé de décrire les mécanismes de transferts dans la zone d'impact d'un jet plan de liquide ascendant, immergé et confiné. Afin de détecter et caractériser ces mécanismes, nous avons mis en place un banc d'essai original et conséquent qui a permis de bien répondre à nos objectifs fixés. La veine d'essais comporte une buse rectangulaire de longueur  $L$  et de largeur  $e$ , par où débouche le jet. Le rapport d'allongement  $L/e$  est égal à 20, et rapport d'ouverture du jet  $H/e$  vaut 10. Nous avons exploré les deux régimes d'écoulement : le régime de transition laminaire/turbulent ( $1000 \leq Re < 3000$ ), et le régime turbulent ( $Re \geq 3000$ ). Pour cela, nous avons considéré dans cette étude cinq débits d'écoulement qui correspondent aux nombres de Reynolds suivants : 1000, 3000, 6000, 11000, et 16000.

Notre première tâche a consisté à améliorer un outil d'analyse existant pour la détection et la caractérisation des structures tourbillonnaires. Cet outil a été élaboré par Pavageau et Loubière (2006) et permet d'identifier les centres tourbillonnaires, ainsi que les différentes propriétés d'un tourbillon (taille, forme, intensité tourbillonnaire et sens de rotation) dans un champ de vitesse bidimensionnel donné. Pour compléter cet outil, nous avons mis au point un programme de post-traitement de données basé sur la technique de Décomposition en modes Orthogonaux Propres (POD) implémenté pour le filtrage des mesures de champs de vitesse obtenus par PIV. Ce module de post-traitement, nous a permis de filtrer les énergies faibles dues aux bruits de mesures, et de restreindre ainsi notre investigation aux structures tourbillonnaires les plus énergétiques contenues dans l'écoulement. En l'absence de filtrage, les bruits de mesures sur les champs de vitesses peuvent nous induire en erreur dans l'interprétation de l'activité tourbillonnaire en proche paroi, ainsi que pour l'estimation des transferts pariétaux (i.e. calcul du gradient pariétal de vitesse). Nous avons mis en place également, un outil de calibration des critères de détections des structures tourbillonnaires. Cet outil consiste en un modèle de tourbillon(s) analytique(s) parfaitement connu(s) (vitesse de convection, forme, taille, sens de rotation et intensité tourbillonnaire) sur le(s)quel(s) nous avons testé différents critères : la vorticité instantanée  $\omega$ , le critère physique  $\lambda_2$  et le critère topologique  $\Gamma_2$ . À l'issue de ces tests de calibration, nous avons montré que le critère  $\lambda_2$  est le plus robuste pour l'investigation des centres tourbillonnaires à l'impact du jet plan étudié. En effet :

- Le critère  $\lambda_2$  permet une meilleure localisation des centres tourbillonnaires que le critère de vorticité instantanée  $\omega$  et le critère topologique  $\Gamma_2$ ,
- Le critère physique  $\lambda_2$  détecte mieux les structures tourbillonnaires à fortes intensités tourbillonnaires. Il est alors plus aisé de sélectionner les tourbillons les plus énergétiques dans l'écoulement. Pour cela un filtrage adéquat sur les valeurs de  $\lambda_2$  doit être fait sur chaque champ calculé. Il n'existe, à ce jour, aucune définition universelle pour le seuil de filtrage sur la fonction  $\lambda_2$ . Le choix doit être fait selon les conditions de l'écoulement et les objectifs recherchés à partir du filtrage.

Des tests de validation effectués sur des champs de vitesses mesurés, en sortie de buse d'un jet double plan d'air, par PIV rapide, cadencée à 2500Hz, nous ont permis de confirmer l'intérêt des améliorations que nous avons apportées à l'algorithme de détection et de caractérisation des structures tourbillonnaires.

Dans la seconde partie de ce travail, nous avons qualifié expérimentalement l'écoulement étudié à partir de mesures de vitesses réalisées dans différents plans du jet par PIV 2D standard (15 images/s). Les champs de vitesse ainsi que les grandeurs turbulentes associées ont été étudiés. L'étude de la décroissance de la vitesse et des tensions de Reynolds dans le plan de symétrie du jet nous a permis de définir quatre principales régions dans le jet en impact étudié : la zone du cœur potentiel, la zone de l'écoulement développé, la zone d'impact et la zone de jet de paroi. Nous avons montré que la longueur du cœur potentiel du jet est égale à 3 fois la largeur de buse  $e$  pour  $Re \geq 3000$  (régime turbulent) et est de  $2 \times e$  pour le régime de transition laminaire-turbulent. Notre intérêt s'est porté sur la zone d'impact du jet. L'épaisseur de cette dernière a été déterminée à partir des profils verticaux de la corrélation  $I_{uv}$ . Nous l'avons évaluée à 11% de la hauteur totale du jet  $H$ , quelque soit le nombre de Reynolds considéré dans cette étude.

La région d'impact du jet a été caractérisée d'un point de vue énergétique et structurel. Pour l'analyse structurelle, nous avons appliqué l'outil d'investigation de structures tourbillonnaires, que nous avons amélioré, sur des champs de vitesse en proche paroi d'impact. Pour la détection et la caractérisation des structures tourbillonnaires dans la zone d'impact du jet étudié, nous avons considéré un seuil de filtrage à 30% de la valeur minimale de la fonction  $\lambda_2$  dans chaque champ considéré. L'analyse des résultats obtenus a révélé que :

- L'activité énergétique dans la zone d'impact du jet est plus intense qu'ailleurs (i.e. les autres régions). L'évaluation de la distribution de l'énergie cinétique turbulente suivant le nombre de modes spatiaux POD a montré que l'énergie se dissipe moins rapidement dans la zone d'impact qu'ailleurs.
- Les traces énergétiques détectées au niveau de l'impact du jet, se prolongent aux couches de mélanges de celui-ci. Ceci apporte un élément de réponse de plus dans la compréhension de l'origine de formation de ces structures, et appuie l'hypothèse qui stipule que les rouleaux tourbillonnaires observés à l'impact du jet sont une prolongation des filaments tourbillonnaires enlaçant les rouleaux tourbillonnaires de Kelvin Helmholtz qui se développent dans les couches de mélanges du jet.
- Les structures tourbillonnaires tournant dans le sens antihoraire sont plus énergétiques, et gardent leurs intégrités sur de plus longues distances que les tourbillons horaires,
- Le nombre de Reynolds n'influence pas le sens de rotation des tourbillons.
- Pour un nombre de Reynolds donné, le nombre de tourbillons détectés diminue au fur et à mesure qu'on s'éloigne du plan médian dans les directions latérales à l'impact du jet. Nous rappelons que dans cette étude, on ne s'est intéressé qu'aux tourbillons les plus énergétiques contenus dans l'écoulement. Ceci montre donc, une diminution de l'énergie des tourbillons en s'éloignant du plan médian du jet (cascades tourbillonnaires),
- Dans un plan de mesure latéral donné à l'impact du jet, le nombre de Reynolds n'influence quasiment pas la taille des structures tourbillonnaires qui y sont présentes. Nous avons remarqué, par exemple, que dans le plan médian du jet, il y a trois différents diamètres moyens caractéristiques qui valent 5, 9 et 13mm quelque soit le nombre de Reynolds considéré. Les distributions des tourbillons dont les diamètres sont compris entre 13mm et 30mm sont semblables quelque soit le nombre de Reynolds,

- Les tailles (i.e. diamètres moyens) des tourbillons à l'impact changent au fur et à mesure qu'on s'éloigne du plan médian du jet quelque soit le nombre de Reynolds. Cependant, nous avons remarqué un comportement différent de part et d'autre du plan médian du jet. Du côté gauche de ce plan (i.e. dans la direction des  $y$  négatifs), les tourbillons ont tendance à se désintégrer rapidement. En effet, les tailles des tourbillons détectés diminuent au fur et à mesure qu'on s'éloigne du plan médian du jet ainsi que leurs intensités tourbillonnaires. Du côté droit du jet (i.e. dans la direction des  $y$  positifs), les tourbillons ont tendance à grossir. Nous avons également détecté une augmentation de l'intensité tourbillonnaire ; ce qui fait croire à une probable fusion des tourbillons à l'impact du jet dans le sens de l'écoulement. Ce comportement dissymétrique est probablement dû à l'effet d'une légère inclinaison du jet du côté gauche.
- Les tourbillons détectés à l'impact du jet sont de formes elliptiques, ce qui montre que l'écoulement en proche paroi n'est pas homogène et isotrope au voisinage de l'impact.

Nous nous sommes intéressés aussi à la turbulence à l'impact du jet. Pour cela, nous avons étudié les intercorrélations spatiotemporelles entre les signaux de vitesse entre deux points, mesurés par PIV rapide en plusieurs positions et à l'impact du jet. Nous avons déterminé les longueurs de mélanges du jet, l'échelle de temps  $\tau$  et la vitesse de convection  $V_c$  des structures tourbillonnaires.

- Les longueurs de mélanges sont de l'ordre de 6 à 11 fois la largeur  $e$  de la buse,
- la vitesse de convection est proportionnelle au nombre de Reynolds et à la position dans la zone d'impact. La vitesse de convection varie entre 30% et 50 % de la vitesse maximale en sortie de buse,
- Le nombre de Reynolds  $Re = 6000$  apparaît comme un nombre de Reynolds de transition pour les échelles de temps au niveau de l'impact. En effet, pour  $Re \geq 6000$ , ces échelles sont courtes et ne dépassent pas les 2 secondes. Cependant, pour  $Re < 6000$ , elles deviennent plus importantes et atteignent environ les 5 secondes.

Après avoir caractérisé topologiquement et énergétiquement les structures tourbillonnaires à l'impact du jet, nous nous sommes intéressés à l'interaction de ces dernières avec la plaque d'impact. Nous avons alors mesuré les gradients pariétaux de vitesse à l'impact par la technique électrochimique (i.e. polarographique) seule en premier lieu, ensuite nous avons réalisé des mesures synchronisées entre cette technique électrochimique et la technique de PIV rapide.

Nous avons utilisé trois formulations pour déterminer le gradient pariétal de vitesse par polarographie : la formulation classique de Levêque (1928), la formulation de Sobolik et al. (1987) et la fonction de transfert de Deslouis et al. (1989a). Dans notre démarche de travail, nous avons retenu celle de Sobolik et al. (1987). En effet, nous avons remarqué que pour des taux de fluctuations supérieurs à 10%, les signaux de gradients de vitesse obtenus par la méthode de Deslouis et al. (1989a) sont en opposition de phase par rapport à ceux calculés par les méthodes de Levêque (1928) et Sobolik et al. (1987). Ceci montre donc la limite de la méthode de Deslouis et al. (1989a) pour l'estimation du gradient pariétal de vitesse à l'impact d'un jet plan turbulent et confiné.

Nous avons établi à partir des distributions spatiales, à l'impact du jet, des gradients pariétaux moyens de vitesse (calculé par la méthode de Sobolik et al. (1987)) que :

- L'augmentation du nombre de Reynolds (à partir de  $Re \geq 3000$ ) se traduit par une homogénéisation de part et d'autre du plan médian du jet à l'impact du gradient pariétal de vitesse (et donc du cisaillement pariétal).
- Pour  $Re \geq 3000$ , les gradients pariétaux de vitesse mesurés à l'impact par les sondes situées du côté gauche du jet (i.e. dans la direction des  $y$  négatifs) sont plus importants que ceux mesurés du côté opposé du jet. Il s'en suit donc que les contraintes de cisaillement sont plus importantes aussi, et donc les transferts pariétaux. Cette dissymétrie dans le jet, encore observée à ce niveau, confirme les observations faites sur les distributions des intensités tourbillonnaires et les fonctions densités de probabilité sur les tailles des tourbillons.

L'analyse des spectres de fréquence obtenus à partir des signaux temporels des gradients de vitesse mesurés par polarographie montre l'existence d'une gamme fréquentielle caractéristique des mécanismes qui se produisent de part et d'autre de la ligne d'impact du jet. Cette gamme se situe entre 5Hz et 30Hz environ pour  $Re < 11000$ . Au delà, nous avons constaté la disparition de ces différentes fréquences.

Dans la dernière partie de cette étude, nous avons confronté les résultats de mesures des gradients pariétaux de vitesse obtenus par polarographie à ceux obtenus par la PIV rapide. Les vitesses instantanées mesurées par la PIV rapide en proche paroi nous ont permis de se situer par rapport aux lois de paroi. Les résultats obtenus par PIV en très proche paroi sont à prendre avec précaution compte tenu du mauvais comportement des traceurs (nombre de Stokes élevé).

Nous avons remarqué qu'il y a un déphasage entre les résultats des gradients pariétaux de vitesse obtenus par PIV et par électrochimie. Ce déphasage peut être expliqué par un effet capacitif de la couche limite dynamique de l'écoulement. Néanmoins, les gradients pariétaux moyens calculés à partir des gradients pariétaux instantanés mesurés par la technique de PIV rapide sont assez proches de ceux obtenus par la polarographie. Cependant, pour des nombres de Reynolds faibles ( $Re \leq 3000$ ), l'écart devient important. Ceci est dû à la limite des mesures par PIV en proche paroi à cause du mauvais comportement des traceurs d'une part et des réflexions du laser d'autre part.

En combinant les résultats obtenus par polarographie à ceux obtenus par la PIV standard et PIV rapide, nous avons pu mettre en évidence la contribution des structures tourbillonnaires à grandes échelles aux transferts turbulents au niveau de l'impact du jet plan étudié. Cette étude constitue alors une analyse assez complète de la zone d'impact d'un jet plan confiné et immergé, qui peut servir de base de données importante pour la validation des codes CFD, notamment sur l'estimation des transferts pariétaux.

Le rôle des structures tourbillonnaires dans les mécanismes d'échange entre le jet et la paroi d'impact a été mis en évidence. Des études précédentes, ont prouvé que l'excitation d'un jet en sortie de buse contribue à contrôler les transferts thermiques et massiques entre le jet et la paroi d'impact. En effet, il a été prouvé que cette excitation contribue à contrôler la formation des structures en formes de rouleaux tourbillonnaires à l'impact du jet. Cependant, aucune piste n'a été explorée pour trouver les moyens possibles de contrôler les propriétés intrinsèques de ces structures tourbillonnaires en termes de tailles, de formes, d'intensités, etc. En effet, des structures plus énergétiques et plus étendues contribueraient à améliorer les transferts pariétaux

sur de plus longues distances. Comme perspectives à cette étude, il serait intéressant d'étudier par exemple l'influence de générateurs de vortex (petites ailettes) placés en sortie de buse d'un jet plan simple sur les rouleaux tourbillonnaires qui se forment à l'impact de ce dernier. Un couplage de cette génération de vortex avec une excitation du jet en sortie de buse pourrait offrir à la fois la possibilité de contrôler la fréquence d'apparition des rouleaux tourbillonnaires ainsi que la mise en exergue de leurs contributions énergétiques. Par la suite, une extension aux jets plans multiples confinés et immergés pourrait être intéressante pour mieux comprendre et maîtriser certains procédés énergétiques rencontrés dans l'industrie.

## Références bibliographiques

- Abide S., 2005, "Une méthode de décomposition de domaine pour la simulation numérique directe Contribution à l'étude de jets plans en impacts", Thèse de doctorat, Université de Nantes.
- Abramovich G.N, 1963, "The theory of turbulent jets ", MIT Press, 15 September, 1963.
- Ackerberg R. C., Patel R. D., Gupta S. K., 1978, "The heat/mass transfer to a finite strip at small Peclet numbers", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.86 , pp.49-65.
- Afanasiev, K. and M. Hinze, 2001, "Adaptive control of a wake flow using proper orthogonal decomposition", In: *Shape Optimization & Optimal Design, Lecture Notes in Pure and Applied Mathematics* 216. pp. 317-332. 216. Marcel Dekker
- Aglat F., 1994, "Transfert de masse par impact de jets sur une plaque. Application au réchauffage de tôles par analogie chaleur/masse", Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine.
- Albertson M.L., Dai Y.B., Jenson R.A., Rouse H., 1950, "Diffusion of submerged jets", *Transactions of the American Society of Civil Engineers*, Vol.115, pp.639-664.
- Algazi V.R. et Sakrison D.J., 1969, "On the optimality of the Karhunen-Loève expansion", *IEEE Trans. Inform. Theory*, Vol. 15, pp.319-321.
- Ambari A., Deslouis C., Tribollet B., 1986, "Frequency response of mass transfer rate in a modulated flow at electrochemical probes", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.29, 35-45.
- Andrews C.A., Davies J. M., Schwartz G. R., 1967, "Adaptative data compression", *Proc. IEEE* 55 pp 267-77.
- Ashforth-Frost S., Jambunathan K., Whitney C.F., 1997, "Velocity and turbulence characteristics of a semi-confined orthogonally impinging slot jet", *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.14, pp.60-67.
- Aubry N., 1991, "On the hidden beauty of the proper orthogonal decomposition", *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, vol.2, pp.339-352.
- Aubry N., Holmes P., Lumley J.L., Stone E., 1988, "The dynamics of coherent structures in the wall region of the wall boundary layer", *J.Fluid. Mech*, vol.192, pp. 115-173.
- Aubry, N., Lumley, J.L, Holmes, P., Stone, E., 1990, "Behavior of coherent structures in the wall region by dynamical systems theory, *Near Wall Turbulence*", Hemisphere Publishing Corp., pp 672-691.
- Baléo J., Lemoult B., 1994, "Etude des modifications techniques en vue d'une amélioration des performances thermo-aérauliques d'une vitrine réfrigérée", Rapport final d'étude Tech. Rep., Ecole des Mines de Nantes.
- Bashir J., Uberoi M. S., 1975, "Experiments on turbulent structure and heat transfer in a two-dimensional jet", *Physics of Fluids*, Vol.18, pp.405-410.
- Batchelor G. K., 1967, "An Introduction to Fluid Dynamics", Cambridge University Press.
- Batchelor G.K., 1953, "The theory of homogeneous turbulence", Université de Cambridge, Press.
- Baumann R., Gerz T., 2002, "Large-eddy simulations of two distributed counter-rotating vortex pairs ", *Euromech colloquium N°443, Dynamics of trailing vortices at RWTH Aachen, D*, pp.21-22, 3.
- Beaubert F., 2002, "Simulation des grandes échelles turbulentes d'un jet en impact", Thèse de doctorat, Université de Nantes.
- Beitelmal A., Saad M., Patel D., 2000, "Effects of Surface Roughness on the Average Heat Transfer of an Impinging Air Jet", *International Communications in Heat and Mass Transfer*. Vol. 27, N°1, pp. 1-12.
- Beltaos S., Rajaratnam N., 1972, "Plane turbulent impinging jets". *Journal of Hydraulic Research*, Vol.11, pp. 29-59.
- Bernal L. P., Roshko A., 1986. "Streamwise vortex structure in plane mixing layer". *Journal of Fluid Mechanics*. Vol.170, pp.499-525.

- Bilka M., Rambaud P., 2008. "Interprétation directe des modes propres de Décomposition Orthogonale", Congrès Francophone de Techniques Laser, CFTL, Futuroscope, France.
- Bisset D.K., Antonia R.A., Browne, L.W.B., 1990, "Spatial organisation of large structures in the turbulent far wake of a cylinder", *J.Fluid Mech.*, 218, 439.
- Brachet M.E., Meiron D.I., Orszag S.A., Nickel B.G., Morf R.H., Frisch U., 1983, "Small scale structure of the Taylor-Green vortex". *Journal of Fluid Mechanics*. Vol.130, pp.411-452.
- Bradbury L.J.S., 1965. "The structure of a self-preserving plane jet", *Journal of Fluid Mechanics*. Vol. 23, 31-64.
- Bradshaw P., and Gee M. T., 1960, "Turbulent wall jets with and without an external Stream". Aeronautical Research Council-R. & M., Great Britain, 3252.
- Braud C., Heitz D., Arroyo G., Delville J., Bonnet J.P., 2003, "Low dimensional Galerkin model of a plane mixing layer-wake interaction", 3rd international symposium on turbulence and shear flow phenomena, sendai, JPN, 25-27 Juin, pp.835-839.
- Cantwell B.J.,1981,"Organized motion in turbulent flow", *Annual Review of Fluid mechanics*, Vol.13, pp.457-515.
- Cederwell K., 1963, "The initial mixing on jet disposal into a recipient", Rapport Technique N°14 et 15, Division of Hydraulics, Chalmers University of Technology, Göteborg Sweden.
- Chambers D.H., Adrian R.J., Moin P., Stewart S.D., Sung H.J, 1998, "Karhunun-loève expansion of burgers' model of turbulence", *Phys. Fluids*, vol.31(9), pp.2573-2582.
- Chassaing P., 2000, "Turbulence en mécanique des fluides-Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur", Cépaduès-Editions.
- Chen J.M., Fang Y.C., 1996, "Strouhal numbers of inclined flat plates", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. Vol. 61, N°2, pp. 99-112.
- Chong M. S., Perry A. E., Cantwell B. J., 1990, "A general classification of three dimensional flow fields", *Phys. Fluids*, vol.2, pp.765-777.
- Comolet R., 1994, "Dynamique des fluides réels", Tome 2, Masson, ISBN 2-225-84535-2
- Cordier L., 1996, "Etude de systèmes dynamiques basés sur la POD", Application à la couche de mélange turbulente et à l'écoulement entre deux disques contrarotatifs, Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 1996.
- Cordier L., Tenaud C., Delville J., 1998, "Low dimensional description of large structure dynamics in a plane turbulent mixing layer", 13th Australasian Fluid Mechanics Conference, Melbourne, Australia, December.
- Corrsin S., 1943, "Investigation of flow in axially symmetrical heated jet of air", The National Advisory Committee for Aeronautics, Washington, DC, War-time Report W-94.
- Courant R., Hilbert D., 1935, "Methods of mathematical physics", John Wiley Inter science, New York.
- Crow S.C., Champagne F.H., 1971. "Orderely structure in jet turbulence". *Journal of Fluid Mechanics*. Vol. 48, pp. 547-591.
- Cui GX, Zhou HB, Zhang ZS and Shao L., 2004, "A new dynamic subgrid eddy viscosity model with application to turbulent channel flow", *Physics of Fluids*. Vol.16, N°8, pp. 2835-2842.
- Dahikar S., PavageauM.,2010, "CFD study of impinging twin-jet system", 2nd International Conference on Energy Conversion and Conservation, CICME, 22-25 Avril Tunisie.
- Daniel Söderberg L., 2003, "Absolute and convective instability of a relaxational plane liquid jet", *Journal of Fluid Mechanics*. Vol. 493, pp.89-119.
- De Virel M. D.,Gandemer J., Barnaud G., 1995, "Le rideau d'air, une porte dynamique contre l'écoulement des fumées dans les réseaux souterrains", *CSTB Magazine* (90).
- Deo RC., 2005, "Experimental investigation of the influence of Reynolds number and boundary conditions on a plane air jet", Thèse de doctorat, Turbulence, energy and combustion group, Université d'Adelaide, Sud de l'Australie

- Deslouis C., Gil O. and Tribollet B., 1989, "Frequency response of electrochemical sensors to hydrodynamic fluctuations", *Journal of Fluid Mechanics*. Vol.215, pp.85-100.
- Deslouis C., Gil O., Tribollet B., 1990, "Frequency response of electrochemical sensors in a cone- and-plate modulated flow", *International Journal of Heat and Mass Transfert*. Vol.33, pp.2525-2532.
- Deslouis C., Huet F., Gil O., Tribollet B., 1993, "Spectral analysis of wall turbulence with a bicircular electrochemical probe", *Experiments in Fluids*. Vol.16, pp.97-104.
- Didden N., Ho C.M., 1985, "Unsteady Separation in a Boundary Layer Produced by an Impinging Jet", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 160, pp. 235-256.
- Ding R., Revstedt J., Fuchs L., 2003, "LIF study of mixing in circular impinging jets – effects of boundary conditions", *Proceedings of PSFVIP-4*, Chamonix, France.
- Dumaine J. Y., 1981, "Etude numérique de la réponse en fréquence des sondes électrochimiques", *Letter In Heat and Mass Transfer*, Vol.8, pp.293-302.
- Elicer-Cortès J.C., Demarco R., Velencia A., Pavageau M., 2009, "Heat confinement in tunnels between two double-stream twin-jet air curtains", *International Communication in Heat and Mass Transfer*, Vol.36, pp. 438-444.
- Etkin B., McKinney W., 1992, "An air curtain fume cabinet", *American Industrial Hygiene Assoc. Journal*, Vol.53, pp.625-631.
- Fang Le, Boudet J., Shao L., 2007, "Les échanges inter-échelles en simulation des grandes échelles", 18<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique, Grenoble, 27-31 Août, France.
- Fiedler H.E., 1998. "Control of free turbulent shear flows». In *flow control: Fundamentals and Practices*. M.Gad-el-Hak, et al eds, *Lecture Notes in Physics*, m 53, Springer, 336-429.
- Flora J.J., Goldschmidt V.W., 1969, Virtual origins of a free plane turbulent jet, *AIAA journal*, vol.7, N°12, pp.2344-2346.
- Fortuna G., Hanratty T. J., 1971, "Frequency response of the boundary layer on wall transfer probes", *International Journal of Heat and Mass Transfert*, Vol.14, pp.1449-1507.
- Fox M.D., Kurosaka M., Hedges L., Hirano K., 1993, "The influence of vortical structures on the thermal fields of jets", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.255, pp.447-472.
- Funfshilling P., 2001, "Investigation par un écoulement de Couette de la réponse fréquentielle des sondes électrochimiques et de la floculation de particules en suspension", *Thèse de Doctorat*, INPL, Nancy.
- Gardon R., Akfirat C., 1965, "The role of turbulence in determining the heat transfer characteristics of impinging jets", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.8, 1965, pp.1261–1272.
- Gardon R., Akfirat C., 1966, "Heat transfer characteristics of impinging two dimensional air jets", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.88, pp.101-108.
- Gardon R., Cobonpue J., 1963, "Heat transfer between a flat plate and jets of air impinging on it", *International Development in Heat Transfer*, ASME, pp. 454–460.
- Gauntner J.W., Livingood J.N.B., Hrycak P., 1970, "Survey of literature on flow characteristics of a single turbulent jet impinging on a flat plate", *Nasa Technical Note*, Lewis research center, Cleveland, Ohio.
- George W.K., Davidson L., "Role of initial conditions in establishing asymptotic behaviour", *AIAA J.*, vol.42, N°3, pp.438-446.
- Germano M., Piomelli U., Moin P., Cabot W.H., 1991, "A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model", *Physics of Fluids A* 3, pp.1760–1765.
- Geshev P. I., 1995, "The green function method for calculating characteristics of small strip-shaped shear stress probe", *Journal Electroanalytical Chemistry*, Vol.410, pp.1-8.
- Goertler V. H., 1942, "Berechnung von Aufgaben der freien Turbulenz auf Grund eines neuen Näherungsansatzes", *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, Vol. 22, pp.244-254.

- Graftieaux L., Michard M., Grosjean N., 2001, "Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows", *Measurement Science and Technology*, Vol. 12, pp. 1422-1429.
- Gunes H., Liakopoulos A., Sahan R.A, 1997, "Low dimensional description of oscillatory thermal convection : The small prandtl number limit", *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, vol.9, pp.1-16.
- Guo Y., Wood H., 2002, "Measurements in the vicinity of a stagnation point", *Experimental Thermal and Fluid Science*. Vol.25, pp.605-614.
- Gupta S., 2005, "Etude expérimentale du comportement dynamique et des performances de rideaux d'air en vue de la conception de systèmes de confinement cellulaire", Thèse de doctorat, Université de Nantes.
- Gupta S., Pavageau M., 2007, "Cellular confinement of tunnel sections between two air curtains", *Building and Environment*, Vol.42, N°9, pp. 3352 -3365.
- Gutmark E., Ho, C.M., 1983, "Preferred modes and the spreading rates of the jets", *The Physics of Fluids*, vol.26, n°10, pp. 2932-2938.
- Gutmark, E., Wolfshtein M., Wygnanski I., 1978, "The plane turbulent impinging jet", *Journal of Fluid Mechanics*. Vol. 88, pp.737-756.
- Guyon, E., Hulin, J.P., Petit, L., « Hydrodynamique physique », EDP sciences, 2001
- Guyonnaud L., 1994, "Modélisation numérique par volumes finis et caractérisation expérimentale d'un Rideau d'air de vitrine frigorifique", Rapport de DEA, Université de Nantes, Ecole Centrale de Nantes.
- Guyonnaud L., 1998, "étude expérimentale de rideaux d'air – contribution à leur modélisation", Thèse de doctorat, Université de Nantes, Ecole centrale de Nantes.
- Hanratty T. J., 1991, "Use of the polarographic method to measure wall shear stress", *Journal of Applied Electrochemistry*. Vol.21, N°12, pp.1038-1046."
- Hattori H., Nagano Y., 2004, "Direct numerical simulation of turbulent heat transfer in plane impinging jet", *Turbulence Heat and Mass Transfer. International Symposium N°4, Antalya , Turquie*. Vol.25, N°5, pp.749-758.
- Ho C.M., Hsiao F.B., 1982, "Evolution of Coherent Structures in Lip Jet, IUTAM Symposium on Structure of Complex Turbulent Shear Flow", *Spring-Verlag, Marseille*, pp. 121–136.
- Huang J.M., Hsiao F.B., 1999, "On the mode development in the developing region of a plane jet", *Physics of Fluids*. Vol.11, N°7, pp.1847-1857.
- Hunt J.C.R., 1987, "Vorticity and vortex dynamics in complex turbulent flows", *Canadian Society for Mechanical Engineering, Transactions*. Vol. 11, N°.1, pp. 21-35.
- Hunt J.C.R., Wray A.A., Moin P., 1988, "Eddies, stream and convergence zones in turbulent flows", *Center for turbulent research report CTR-S88*, pp.193-208.
- Hussain A.K.M.F., 1986, "Large-Scale Organized Motions in Jets and Shear Layers", IN : *Recent advances in aerodynamics*. New York, Springer-Verlag, p. 205-262.
- Hussain A.K.M.F., Hayakawa M., 1987, "Eduction of large scales organized structures in a turbulent plane wake", *J.Fluid Mech.*, 180, 193.
- Hussain F., 1986, "Coherent Structures and Turbulence", *Journal of Fluid Mechanics*. Vol. 173, pp. 303-356.
- Icardi M., Gavi E., Marchisio D.L., Olsen M.G., Fox R.O., Lakehal D., 2011, "Validation of LES predictions for turbulent flow in a confined impinging jets reactor", *Applied Mathematical modeling*. Vol. 35, pp.1591-1602.
- JambunathanK., Lai E., Moss M.A., Button B.L., 1992, "A review of heat transfer data for single circular jet impingement", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.13, pp.106-115.
- Jeong J., Hussain F., 1995, "On the identification of a vortex", *Journal of Fluid Mechanics*. Vol.285, pp. 69-94.

- Jirka G.H., Harleman D.R.F., 1979, "Stability and Mixing of Vertical Plane Buoyant Jet in Confined Depth", *Journal of Fluid Mechanics*. Vol. 94, pp. 275-304.
- Kamemoto K., 1974, "Investigation of turbulence jets over logarithmic spiral surface (2nd Report, Properties of flow near wall)", *Bull. JSME*. Vol.17, N°105, pp. 343-350.
- Katti V., Prabhu S.V., 2008, "Experimental study and theoretical analysis of local heat transfer distribution between smooth flat surface and impinging air jet from a circular straight pipe nozzle", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 51, pp. 4480-4495.
- Kerhervé F., Fitzpatrick J., 2010, "Measurement and analysis of the turbulent length scales in jet flows", *Experiments in Fluids*. Vol.50, N° 3, pp.637-651.
- Klein M., Sadiki A., Janicka J., 2003, "A digital filter based generation of inflow data for spatially direct numerical or large eddy simulations", *J. of Comp. Physics* 18, 652 - 665.
- Kline S., "Discussion on 'the role of coherent structures'", In J.L. Lumley, editor, *Whither Turbulence Turbulence at the Crossroads*, pp.170-191. Springer-Verlag, 1990.
- Koched A., Pavageau M., Aloui F., 2009, « Détection expérimentale de structures tourbillonnaires au sein d'un jet plan en impact », *Congrès Français de Mécanique*, 24-28 août, Marseille, France.
- Koched A., Pavageau M., Aloui F., 2010, "Détection expérimentale de structures tourbillonnaires à l'impact d'un jet plan d'eau ascendant", *12ème Congrès Francophone de Techniques Laser, CFTL 2010*, ISBN 978-2-9537649-0-1, 14-17 Septembre, Nancy, France.
- Koched A., Pavageau M., Aloui F., 2010, "Experimental investigations of transfer phenomena in a confined plane turbulent impinging water jet", *ASME 2010, 3rd Joint US-European Fluids Engineering Summer Meeting and 8th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels, FEDSM2010-ICNMM2010*, August 1-5, 2010, Montreal, Canada.
- Koched A., Pavageau M., Aloui F., 2010, "Vortex structure in the wall region of an impinging plane jet", *2nd International Conference on Energy Conversion and Conservation (CICME'10)*, ISBN : 2-86939-229-X, April 22-25, Hammamet, Tunisia.
- Koched A., Pavageau M., Aloui F., 2011, "Experimental investigations of transfer phenomena in a confined plane turbulent impinging water jet", *Journal of Fluids Engineering*, Acceptée en mars 2011 (sous presse).
- Koched A., Pavageau M., Aloui F., 2011, "Vortex structure in the wall region of an impinging plane jet", *Journal of Applied Fluid Mechanics*, Accepté en Février 2011, Vol. 5, N. 2, July 2011 (sous presse).
- Koched A., S. Dahikar, Pavageau M., Aloui F., 2010, "Experimental and numerical investigation of vortex organisation in the impingement region of a twin air jet system", *Experimental Thermal and Fluid Science* (soumise depuis novembre 2010).
- Kolmogorov A.N., Dokl A.N. (1941) [*Proceeding of the Royal Society A* 434, 15 (1991)].SSSR 32, 1.
- Kuang C. P., Lee J. H. W., 2006, "Stability and mixing of a vertical axisymmetric buoyant jet in shallow water", *Environmental Fluid Mechanics*. Vol.6, N°2, pp.153-180.
- Kuz'min G.A., Patashinskii A.Z., 1986, "Tensor characteristics of coherent vortex structures", *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. Vol. 27, N°5, pp.112-116.
- Labbé M., Lebouché M., 1975, "Sur l'utilisation des sondes polarographiques multiples aux faibles gradients pariétaux de vitesse ; effet de sillage", *Comptes Rendus Ac. Sc., Série B*, pp.325-328.
- Laborde J. C., Pourprix M. V. M. M., Renoux A., 1995, "Confinement dynamique par rideau d'air appliqué à l'industrie agro-alimentaire", *11èmes journées d'études sur les aérosols*, Paris, COFERA.
- Labraga L., Tournier C., Florent P., 1991, "Experimental study of the frequency response of electrochemical split probes to transversal velocity fluctuations", *Experiments in Fluids*. Vol. 11, N°5, pp.325- 332.
- Lawton E. B., Lowel R. H. , 1995, "Energy savings using air curtains installed in high-traffic doorways", *Technical and symposium papers presented at the 1995 annual meeting of the American Society of Heating Refrigerating and Air-conditioning Engineers*, San Diego CA, Vol . 3891 pp.24-28.

- Le Bourlot J., 2010-2011, "Turbulence", Cours Mastère "Astronomie et Astrophysique, P6, P7 et P11, Observatoire de Paris & Université Paris-Diderot.
- Lebouché M., 1970, "Relation entre les fluctuations pariétales du transfert massique et du gradient de vitesse dans le cas d'un nombre de Schmidt grand", *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, Série A*, pp.438-441.
- Lebouché M., Cognet G., 1967, "La polarographie, moyen d'étude du mouvement des liquides", *Chimie et Industrie Génie Chimique. Vol.97*, pp. 2002-2009.
- Lecordier B., Mouqallid M., Vottier S., Rouland E., Allano D., Trinité M., 1994, "CCD recording method for cross-correlation PIV development in unstationary high speed flow", *Experiments in fluids*, vol.17, N°3, pp.205-208.
- Lemieux G.P., Oosthuizen P.H., 1985, "Experimental Study of the Behaviour of Plane Turbulent Jets at Low Reynolds Numbers", *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal. Vol. 23*, N°12, pp.1845-1846.
- Lepicovsky J., 1975, "Laser velocimeter measurements of large-scale structures in a tone-excited jet", *American industries of Aeronautics and Astronautics journal. Vol.24*, 27-31.
- Levêque M. A., 1928, "Les lois de transmission de la chaleur par convection", *Annuelle Mines. Vol. 13*, 381-412.
- Levey, C.Harris, 1960, "The back effect of a wall on a jet", *Zeitschrift Für Angewandte Mathematik Und Physik. Vol.11*, N°2, pp. 152-157.
- Leweke T., Williamson C. H. K., 1998, "Three dimensional dynamics of a counter-rotating vortex pair", 8th international symposium on flow visualization.
- Liberge E., 2008, "Réduction de modèles par POD-Galerkin pour les problèmes d'interaction fluide-structure", Thèse de doctorat, Université de la Rochelle.
- Lilly D.K., 1992, "A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method", *Physics of Fluids A 4*, pp. 633-635.
- Lin C.S., Denton E.B., Gaskill H.S., Putnam and G.L., 1951, "Diffusion-controlled electrode reactions", *Industrial & Engineering Chemistry. Vol.43*, pp.2136-2143
- Ling S. C., 1962, "Heat transfer from a small spanwise on an insulated boundary", *Journal of Heat Transfer, Trans. ASME*, pp.230-236.
- Livingood J.N.B., Hrycak P., 1973, "Impingement heat transfer from turbulent air jets to flat plates—a literature Survey", *NASA TM X-2778*.
- Looney M. K., Walsh J. J., 1984, "Mean-flow and turbulent characteristics of free and impinging jet flows", *Journal of Fluid Mechanics. Vol.147*, pp.397-429.
- Loubière K., Pavageau M., 2008, "Educing coherent eddy structures in air curtains systems", *Chemical engineering and Processing, vol.47*, pp.435-448.
- Lugt H.J., 1979, "The dilemma of defining a vortex", In *Recent Developments in theoretical and experimental fluid mechanics* (ed. U.Müller, K.G. Roesner & B.Schmidt), pp.309-321, Springer.
- Lumley J.L. and Podvin B., 1996, "Dynamical systems theory and extra rates of strain in turbulent", *Experimental Thermal and Fluid Science, Volume 13, Issue 3, October 1996, Pages 180-189*
- Lumley J.L., 1967, "The structure of inhomogeneous turbulent flows", Int.. A. M. Ialglom and V.I. Tatarski, editors, *Atmospheric Turbulence and Radio Wave Propagation*, pp. 221-227.
- Lumley J.L., 1981, "Coherent structures in turbulence", In R.E. Meyer, editor, *Transition in Turbulence*, pages 315-342. Academic Press.
- Lumley J.L., 1990, "Discussion on 'can dynamical systems approach turbulence ?'", In J.L. Lumley, editor, *Whither Turbulence ? Turbulence at the Crossroads*, pages 195-249. Springer-Verlag.
- Lumley J.L., 1990, "Discussion on 'the role of coherent structures'", In J.L. Lumley, editor, *Whither Turbulence ? Turbulence at the Crossroads*, pages 170-191. Springer-Verlag.

- Lumley J.L., Poje A., 1997, "Low-dimensional models for flows with density fluctuations", *Physics of Fluids*. Vol.9, N°7, pp.2023–2031.
- Lytle D., Webb B.W., 1994, "Air jet impingement heat transfer at low nozzle-plate spacings", *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Vol.37, pp.1687-1697.
- Mao Z., Hanratty T. J., 1991, "Analysis of wall shear stress probes in large amplitude unsteady flows", *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Vol. 34, pp.281-290.
- Maquinghen T., 1999, "Métrologie tridimensionnelle instationnaire à l'aide de la méthode polarographique", Thèse de Doctorat, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis.
- Martin H., 1977, "Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces", In: J.P. Hartnett and T.F. Irvine Jr., Editors, *Advances in Heat Transfer*, Academic Press, New York, Vol. 13, pp. 1–60.
- Mathieu J., 1959, "Etude d'un jet plan frappant sous une incidence de 7° une plaque plane lisse", *Comptes rendus de l'Académie des science, Paris*. Vol.248, pp.2713-2715.
- Maurel S., 2001, "Etude expérimentale d'un jet plan en impact. Analyse paramétrique et caractérisation des transferts de masse", Thèse de doctorat, Université de Nantes.
- Maurel S., Rey C., Sollic C., Pavageau M., 2004, "Caractéristiques structurelles d'un jet d'air plan turbulent frappant une plaque plane placée à distance variable", *Mécanique et Industrie*. Vol. 5, pp. 317-329.
- Mcnaughton K.J., Cinclair C.G., 1966, "Submerged jet in short cylindrical flow vessels", *Journal of Fluid Mechanics*. Vol. 25, pp.367-375.
- Mercer J., 1909, "Functions of positive and negative type and their connection with the theory of integral equations ", *Philos. Trans. Roy. Soc. London, 1re série*. Vol. 209, pp. 415-446.
- Metcalfé R. W., Hussain F., Menon S., & Hayakawa M., 1985, "Coherent structures in a turbulent mixing layer: a comparaison between numerical and experiments", *Int Turbbulent shear flows 5* (ed. F.Dursr, B.E.Launder, J.L.Lumley F.W.Schmidt & J.H.Whitelaw), p.110, Springer.
- Michard M., 2008, "Identification et suivi de tourbillons – Application à des mesures PIV phasées ", *Congrès francophone de Techniques Laser, CFTL, Futuroscope, France*.
- Michard M., Favelier T., 2004, « Développement d'un critère d'identification de structures tourbillonnaires adapté aux mesures de vitesse par PIV », 9ème Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, CFTL2004, 14-17 Septembre, Bruxelles, Belgique.
- Miller David R., Comings Edward W., 1957, "Static pressure distribution in the free turbulent jet", *Fluid Mechanics*. Vol.3, pp. 1-16.
- Mitchell J. E., Hanratty T. J., 1966, "A study of turbulence at a wall using an electrochemical wall-stress meter", *Journal of Fluid Mechanics*. Vol.26 , pp. 199-221.
- Mohan D., Ramesh N. Vaishnav, 1982, "Submerged laminar jet impingement on a plane", *Journal of Fluid Mechanics*. Vol.114, pp. 213-236.
- MohanD., Ramesh N. V., 1982, "Submerged laminar jet impingement on a plane", *Journal of Fluid Mechanics*. Vol. 114, pp.213-236.
- Moldovean C.E., 2007, "Simulation des grandes échelles de tourbillons longitudinaux soumis à une turbulence extérieure intense", Thèse de doctorat, Université de Toulouse.
- Nakoryakov V. E., Budukov A. P., Kashinsky O. N., Geshev P. I., 1986, "Electrodiffusion method of investigation into local structures of turbulent flows", Ed. Gasenko V. G., Novosibirsk.
- Namer I., Ötügen M.V., 1988, "Velocity measurements in plane turbulent air jet at moderate numbers", *Experiments in Fluids*. Vol.6, pp.387-399.
- Narayanan V., Seyed-Yagoobi J., Page R.H., 2004, "An experimental study of fluid mechanics and heat transfer in an impinging slot jet flow", Vol.47, pp.1827-1845.
- Newman BG., 1961, "The deflection of plane jets by adjacent boundaries – Coanda effect, Boundary layer and flow control", Ed. Lachmann GV, Pergamon press.

- Nirmalkumar M., Vadiraj Katti, Prabhu S.V., 2010, "Local heat transfer distribution on a smooth flat plate impinged by a slot jet", *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Vol. 54, N°1-3, pp. 727-738.
- Pai S.L., 1954, "Fluid dynamics of jets", D.Van Nostrand Company, Inc., New York.
- Palacios A., Gunaratne G., Gorman M., Robbins K., 1998, "A Karhunen-Loève analysis of spatiotemporal flame patterns", *Physical Review E*, vol.57(5), pp.5958-5971.
- Park T.H., Choi H.G., Yoo J.Y., Kim S.J., 2003, "Streamline upwind numerical simulation of two dimensional confined impinging slot jets", *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Vol.46, pp 251-262.
- Pavageau M., Loubière K., 2006, "Automatic eduction and statistical analysis of coherent structures in the wall region of a confined plane turbulent impinging jet", *Experiments in Fluids*. Vol.41, N°1, pp. 35-55.
- Pavageau M., Loubière K., Koched A., Aloui F., Elicer-Cortés J.C., Rey C., 2009, "Plane turbulent impinging jets", *Turbulence Heat and Mass Transfer 6*, K. Hanjalić, Y. Nagano and S. Jakirlić (Editors), Begell House, Inc., pp. 1019-1022.
- Payne F.R., Lumley J., 1967, "Large eddy structure of the turbulent wake behind a circular cylinder", *Physics of fluids*, vol.10, pp.194-196.
- Phares D.J., G.T. Smedley, R.C.Flagan, 2000, "The wall shear stress produced by the normal impingement of a jet on a flat surface", *Journal of Fluid Mechanics*. Vol. 418, pp. 351-375.
- Podvin B., Le Quéré P., 1999, "Application de la P.O.D à une cavité différentiellement chauffée", Technical report, LIMSI-CNRS.
- Polat S., Huang B., Majumdar A.S., Douglas W.J.M., 1989, "Numerical flow and heat transfer under impinging jets: A review", *Annual Review of Numerical fluid Mechanics and Heat transfer*. Vol. 2, pp.157-197.
- Poreh M., Tsuei Y. G., Cermak J. E., 1963, "Investigation of a turbulent radial wall jet", *International Journal American Helicopter Society*, Vol.8, N°2, pp.457-463.
- Pullin D.I., Saffman P.G., 1998, "Vortex dynamics in turbulence", *Annual Review of Fluid Mechanics*. Vol.30, pp.31-51.
- Py B., 1970, "Sur l'intérêt de la réduction de l'iodure dans l'étude polarographique des écoulements", *Comptes Rendus Acad. Sc.*, pp.202-205.
- Py B., Gosse J., 1969, "Sur la réalisation d'une sonde polarographique pariétale sensible à la vitesse et à la direction de l'écoulement", *Comptes Rendus Ac. Sc. Paris*, pp.401- 404.
- Raffel M., Willert C., Kompenhans J., 1998, « Particle Image Velocimetry: A Particle guide », Springer, Second edition.
- Rajae M., Karlson S.K.F., Sirovich L., 1994, "Low dimensional description of free shear flow coherent structures and their dynamical behavior", *J. Fluid Mech.*, vol.258, pp.1-29.
- Rajaratnam, N., 1976, "Turbulent Jets", Elsevier Scientific Publishing Co., New York.
- Ravindran S.S., 2000, "Reduced-order adaptive controllers for fluid flows using POD", *J. of Scientific Computing*, vol.15, No4, pp. 457-478
- Régert T., Rambaud P., Riethmuller M. L. 2005, "Extraction of Coherent Structures from Unsteady Flows by means of POD", *Proceedings of MICROCAD Conference*, Miskolc, pp. 107-11.
- Rehimi F., 2006, "Caractérisation expérimentale des structures tourbillonnaires derrière un cylindre en milieu confiné par la PIV et la polarographie", Thèse de doctorat, Université de Nantes.
- Reichardt, H. 1942, « Gesetzmäßigkeiten der freien turbulenz », VDI—Forschungsheft 414.
- Reiss L. P., Hanratty T. J., 1963, "An experimental study of the unsteady nature of the viscous sub-layer", *AIChE Journal*. Vol.9, pp.154-160.
- Rempfer D., Fasel H. F., 1994, "Dynamics of three-dimensional coherent structures in a flat-plate boundary layer", *Journal of Fluid Mechanics*. Vol.275, vol. 275, pp. 257-283.

- Riesz F., NAGY B. S., 1990, "Leçons d'analyse fonctionnelle". 3<sup>ème</sup> édition, 1955 .Gauthier-Villars, Paris. (1990 . Editions Jacques Gabay . Sceaux).
- Riesz F., Nagy B.S., 1955, « Funkcionál analizis », Hungarian edition, English edition N.Y.
- Rivière N., 2008, « Étude expérimentale d'une injection turbulente : application au jet impactant une surface libre », Thèse de doctorat, Université de Bordeaux 1.
- Robinson S.K., 1991, "Coherent Motions in the Turbulent Boundary Layer", Annual Review of Fluid Mechanics. Vol. 23, pp. 601-639.
- Rockwell D.O., Nicolls W.O., 1972, "Natural Breakdown of Planar Jets", Journal of Basic Engineering. Vol. 93, N° 4, pp.720-730.
- Rogers M. M., Moser R.D., 1992a, "The three-dimensional evolution of a plane mixing layer : the Kelvin-Helmholtz rollup", Journal of Fluid Mechanics. Vol. 243, pp.183-226.
- Rogers, M. M., Moser, R. D., 1992b, "Spanwise scale selection in plane mixing layers", Journal of Fluid Mechanics. Vol.247, pp. 321-337.
- Sadeh W. Z. and Brauer H. J., 1980, "A visual investigation of turbulence in stagnation flow about a circular cylinder" J. Fluid Mech., Vol.99, 53-64 15.
- Sakakibara J., Hishida K., Maeda M., 1997, "Vortex structure and heat transfer in the stagnation region of an impinging plane jet (simultaneous measurements of velocity and temperature fields by digital particle image velocimetry and laser-induced fluorescence)", International Journal of Heat and Mass Transfer. Vol.40, N°13, pp 3163-3176
- Sakakibara J., Hishida K., Phillips W.R., 2001, "On the vortical structure in a plane impinging jet", Journal of Fluid Mechanics. Vol. 434, pp.273-300.
- Sakurai H., Hayashi T., Shibata M., Kanehara K., 1979/80, "Researches on air shutter for fire defense", Fire Safety Journal, Vol. 2, pp. 9-16.
- Sato H., Sakao F., 1964, "An experimental investigation of the instability of a two dimensional jet at low reynolds numbers", Journal of Fluid Mechanics. Vol. 20, pp.337-352.
- Scarano F., Riethmuller M.L., 2000, "Advances in iterative multigrid PIV image processing", Experiments in Fluids. Vol. 29, pp. 51-60.
- Schauer J.J., Eustis R.H., 1963, "the flow development and heat transfer characteristics of plane turbulent impinging jet", Rapport technique 3, Université de Stanford.
- Schlichting H., 1968, "Boundary-Layer Theory", 6<sup>th</sup> edition, McGraw-Hill Book Co. New York. 748 pages.
- Schram C., Rambaud P., Riethmuller M.L., 2004, "Wavelet based eddy structure eduction from a backward facing step flow investigated using PIV", Exp.Fluids 36, pp.233–245.
- Shu C.W., Don W.S., Gottlieb D., Schilling O., Jameson L., 2005, "Numerical convergence study of nearly incompressible, inviscid Taylor-Green vortex flow", Journal of Scientific Computing. Vol.31, pp.569-595.
- Sirovich L., 1987, "Turbulence and the dynamics of coherent structures, parts I-III", Quarterly of Applied Mathematics .Vol.45, No.3, pp.561-590.
- Sirovich L., 1989, "Chaotic dynamics of coherent structures", Physica D, vol.37, pp.126-145.
- Sobolik V., Tihon J., Wein O., Wichterle K., 1998, "Calibration of electro-diffusion friction probes using a voltage-step transient", Journal of Applied Electrochemistry. Vol.28, pp.329-335.
- Sobolik V., Wein O., Cermak J., 1987, "Simultaneous measurement of film thickness and wall shear stress in wavy flow of non-Newtonian liquids", Collection Czechoslovak Chemical Communication. Vol. 52, 913-928.
- Son J. S., Hanratty T. J., 1969, "Velocity gradients at the wall for flow around a cylinder at Reynolds numbers from 5 103 to 106", Journal of Fluid Mechanics. Vol.35 , pp.353-368.
- Sornborger A., Sailstad C., Kaplan E., Sirovicha L., 2003, "Spatiotemporal analysis of optical imaging data" Neuroimage - NEUROIMAGE , vol. 18, no. 3, pp. 610-621.
- Stephen A.V., 1998, "POD methods in baroclinic flows", Thèse de doctorat, université d'oxford.

- Suetra S.P., 1965, "Vorticity amplification in stagnation-point flow and its effect on heat transfer", *J.F.M.* 21(3), pp.513-534.
- Suetra S.P., Maeder P.F., Kestin J., 1963, "On the sensitivity of heat transfer in the stagnation-point boundary layer to free-stream vorticity", *Journal of Fluid Mechanics*. Vol. 6, pp. 497-520.
- Sunyach M., Mathieu J., 1969, "Zone de mélange d'un jet plan fluctuations induites dans le cône à potentiel-intermittence", *International Journal of Heat and Mass Transfert*. Vol.12, pp. 1679-1697.
- Tailland A., Mathieu J., 1967, "Jet Pariétal", *Journal de Mécanique*. Vol.6, pp.103-131.
- Tani I., Komatsu Y., 1966, "Impingement of a round jet on a flat surface", *Proceedings of the 11<sup>th</sup> International Congress of Applied Mechanics*, Henry Göertler, ed., Springer-Verlag, pp. 672-676.
- Taylor A., 1958, "Introduction to function Analysis", New York, John Wiley & Sons, Inc., London Chapman & Hall, Ltd.
- Tennekes T., Lumley J.L., 1972, "A first course in turbulence", MIT Press.
- Thomas F. O., Goldschmidt V. W., 1986, "Structural characteristics of a developing turbulent planar jet", *Journal of Fluid Mechanics*. Vol.163, pp. 227-256.
- Tollmien W., 1926, "Berechnung turbulenter Ausbreitungsvorgänge", *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*. Vol.6, pp.468-478.
- Tournier C., 1976, "Étude de l'écoulement bidimensionnel instationnaire par tribométrie électrochimique", Thèse de Doctorat, Paris VI.
- Townsend A.A., 1967, "The structure of turbulent shear flow", Cambridge University Press, 2nd edition, ISBN-13: 9780521298193 | ISBN-10: 0521298199.
- Townsend A.A., "Measurement in the turbulent wake of a cylinder", *Proc. R. Soc. London Ser. A*, 190:551-56.
- Townsend A. A., 1957-195, "The structure of turbulent shear flow", Université de Cambridge.
- Trentacoste N., Sforza M. P., 1967, "Further experimental results for three-dimensional jets", *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*. Vol.5, pp.885-891.
- Tsubokura M., Kobayashi T., Taniguchi N., Jones W.P., 2003. "A numerical study on the eddy structures of impinging jets excited at the inlet". *International Journal of Heat and Fluid Flow*. Vol. 24, N°4, pp.500-511.
- Tu C.V., Wood D.H., 1996, "Wall pressure and shear stress measurements beneath an impinging jet", *Experimental Thermal and Fluid Science*. Vol.13, pp. 364-373.
- Tu S. W., Ramaprian B., Fully R., 1983, "Developed periodic turbulent pipe flow, Part 1: Main experimental results and comparison with predictions", *Journal of Fluid Mechanics*. Vol.137, pp.41-58.
- Van Der Hegge Zijnen B. G., 1958a, "Measurements of the distribution of heat and matter in a plane turbulent jet of air", *Applied Scientific Research*. Vol.7, pp.277-292.
- Van der Hegge Zijnen B. G., 1958b, "Measurements of the velocity distribution in a plane turbulent jet of air", *Applied Scientific Research*, Vol.7, sec. A, pp.256-276.
- Van dyke M., 1988, "Album of fluid motion", The Parabolic Press, Standford, California.
- Vickers J.F.M., 1959, "Heat-transfer coefficients between fluid jets and normal surfaces", *Industrial Engineering Chemical Research*, Vol. 51, N°8, pp 967-972.
- Viskanta R., 1993, "Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets", *Experimental Thermal and Fluid Science*. Vol. 6, N°1, pp.111-134.
- Webb B.W., Ma C.F., 1995, "Single phase liquid jet impingement heat transfer", *Advances in Heat Transfer*. Vol.26, pp.05-217.
- Winoto S. H., Crane R. I., 1980, "Vortex structure in laminar boundary layers on a concave wall", *Int. J. Heat and Fluid Flow*, vol.2, N°4, pp.221-231.

- Wolton P., Hertzberg J.R., 2006, "Jet perturbation: Sinuous vs symmetric", Project, Bradley, university of Colorado.
- Wynanski I., Katz Y., and Horev E., 1992, "On the applicability of various scaling laws to the turbulent wall jet", *Journal of Fluid Mechanics*. Vol.234, pp. 669–690.
- Yokobori S., Kasagi N., Hirata M., 1983, "Transport phenomena at the stagnation region of a two dimensional impinging jet", *Trans. JSME ser. B* 49(441),pp.1029-1039.
- Yokobori S., Kasagi N., Hirata M., Nishiwaki N., 1977, "Role of large-scale eddy structure on enhancement of heat transfer in stagnation region of two dimensional submerged impinging jet", *Proceeding of the 6<sup>th</sup> International Heat and Mass Transfer Conference*, Toronto, Canada, pp. 305-310.
- Zhe J., Modi V., 2001, "Near wall measurements for a turbulent impinging slot jet", *Journal of Fluids Engineering*. Vol.123,N°1,pp.112-120.
- Zhou D.W., Lee S.J., 2007, "Forced convective heat transfer with impinging rectangular jets", *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Vol. 50,pp.1916-1926.
- Zhou X. and L. Sirovich L., 1992, "Coherence and chaos in a model of turbulent boundary layer", *Phys. Fluids*, A4, (12), December.

# Annexe 1

## Essai d'estimation de l'erreur sur les mesures par PIV

### 1. Introduction

Depuis les années 80 la technique de PIV a fait l'objet de développements considérables surtout depuis 1990, notamment en ce qui concerne la caractérisation d'écoulement turbulent instationnaire. La PIV est une méthode de mesure de vitesse non intrusive et instantanée. Elle peut être bidimensionnelle ou tridimensionnelle. Dans notre cas nous n'avons travaillé qu'en 2D : mesure de deux composantes du vecteur vitesse. Nous avons tenté dans ce travail d'estimer l'incertitude sur nos mesures par PIV classique et rapides. Une approche élémentaire est adoptée, qui consiste à estimer l'erreur ajoutée par chaque élément constituant de la chaîne d'acquisition PIV considérée. L'ensemble des résultats sont regroupées sous forme de tableau récapitulatif. Une application sous Excel a été développée afin d'automatiser le calcul d'incertitudes.

### 2. Technique de PIV (Particle Image Velocimetry)

La vélocimétrie laser par imagerie de particules (PIV) reprend le principe de la tomographie laser où l'écoulement est visualisé par coupes. Pour cela, on éclaire avec une nappe laser une tranche de cet écoulement, préalablementensemencé avec des particules. Les particules contenues dans cette fine section diffusent la lumière du laser selon un mécanisme obéissant aux lois de Lorenz-Mie. L'image des particules ainsi éclairées est alors enregistrée à l'aide d'une caméra. Les vitesses sont obtenues en mesurant le déplacement des particules entre deux images successives. La corrélation de deux images successives permet de remonter localement au champ de déplacement  $\Delta X$  des particules injectées dans l'écoulement, et connaissant l'intervalle de temps  $\Delta t$  séparant les deux images, il est possible de déterminer le champ de vitesse chaque instant de mesure :

$$U = M \frac{\Delta X}{\Delta t} + \delta U \quad [1]$$

M : coefficient d'agrandissement  
U : vitesse de l'écoulement mesurée par PIV  
 $\delta U$  : incertitude sur la vitesse mesurée

Le coefficient d'agrandissement M permet de convertir une distance numérique, notée  $L_r$ , mesurée en pixels (i.e. tel qu'elle est mesurée par la caméra) en une distance réelle  $l_r$  en mm. Il est déterminé par le calibrage de la caméra PIV. Le calibrage est réalisé en installant une mire au plan de mesure choisi. Le facteur d'agrandissement M correspond au rapport  $l_r/L_r$ .

Chaque terme de l'équation (1) est assujéti à des incertitudes de mesures qu'il va falloir déterminer. Pour cela, il faut analyser les différentes étapes d'une mesure par PIV. En effet, la technique de PIV repose sur quatre étapes principales :

- L'ensemencement de l'écoulement par un traceur adéquat,
- L'illumination des particules par un plan lumineux (Laser),
- L'enregistrement des positions des particules en mouvements à l'aide d'une caméra,

- Le post-traitement des images pour calculer les champs de vitesse.

Les incertitudes de mesures sur la vitesse s'accumulent à travers ces différentes étapes. Nous essayerons dans ce qui suit d'estimer la contribution des différents paramètres de chaque étape dans l'incertitude totale sur la vitesse de l'écoulement mesurée par PIV.

## 2.1. Ensemencement

La techniques de visualisation consiste à rendre visible les particules fluides en mouvements en injectant des traceurs dans le fluide concerné. Par conséquent, on ne mesure pas directement la vitesse de l'écoulement mais plutôt celle des particules en suspension dans l'écoulement (i.e. traceurs). Les traceurs doivent respecter certains critères :

- Ils doivent être de petite taille pour ne pas perturber l'écoulement et suffisamment gros pour être observés (diffusion suffisante de la lumière),
- De masse volumique la plus proche que possible de celle du fluide porteur et si possible de fort indice de réflexion par rapport au milieu ambiant.

L'ensemencement dépend des conditions du milieu dans lequel les particules seront injectées. On distingue des traceurs continus (colorants, fumée par exemple) utilisé principalement pour la visualisation des écoulements : ils donnent, en général, des informations qualitatives, et des traceurs individualisés (fumée, particules solides, bulles...) qui donnent accès à des grandeurs quantitatives locales. Les densités du fluide et du traceur doivent être semblables pour éviter les incertitudes sur la mesure de la vitesse dues à l'influence des forces gravitationnelles. En effet, la particule ne pourra pas suivre fidèlement le mouvement du fluide. Il est possible de vérifier, par la loi de Stokes, l'adéquation des particules à utiliser en calculant leur vitesse de sédimentation (i.e. vitesse limite de chute de la particule dans l'écoulement en mouvement) :

$$U_g = d_p^2 \frac{(\rho_p - \rho)}{18\mu} g \quad [2]$$

$\rho_p$  : masse volumique des particules  
 $\rho$  : masse volumique du fluide  
 $d_p$  : diamètre d'une particule  
 $\mu$  : viscosité dynamique du fluide  
 $g$  : l'accélération de gravité

La vitesse de sédimentation de la particule doit donc être inférieure à la vitesse de l'écoulement. Si les particules n'ont pas exactement la même densité que le fluide, il peut avoir un écart entre la vitesse réelle de l'écoulement  $U$  et la vitesse de convection des particules du traceur  $U_p$ . Par analogie avec l'équation (2), il est possible de déterminer cet écart de vitesse, noté  $U_s$ , comme suit :

$$U_s = U_p - U = d_p^2 \frac{(\rho_p - \rho)}{18\mu} a \quad [3]$$

$a$  : l'accélération du fluide

Pour des fluides de type liquide, l'écart entre la vitesse du fluide et la vitesse des particules du traceur (convenablement choisi) est généralement très faible [1]. En utilisant des particules dont le diamètre se situe entre 20 $\mu$ m et 50 $\mu$ m et ayant une densité d'environ 1,02  $\pm$  0.05g/cm<sup>3</sup> (cas des particules en polyamide utilisée dans l'eau), l'erreur, sur la vitesse mesurée, due à l'écart entre la vitesse réelle du

fluide et celle de la particule est inférieure à 0,01% [2]. Ainsi, l'incertitude due à l'écart de vitesse se calcul donc comme suit :

$$\delta U = U \times 0,0001 \quad [4]$$

Pour nos expériences sur les jets d'air plan, nous avonsensemencé l'écoulement (i.e. jet) avec des particules d'huile d'olive ( $d_p \approx 5\mu\text{m}$ ) produites par un générateur de particules à air comprimé (Fig.1) :



Figure 1 : Générateur de particule utilisé pour les mesures PIV en air (LaVision©)

Pour les tests en liquide (eau et solution électrochimique), nous avons utilisé un traceur sous forme de poudre fine mélangée dans le fluide. Nous avons considéré deux types de particules :

- Des particules inertes de polyamide (Fig.2) produites par procédé de polymérisation. Les particules ne sont pas exactement sphériques et elles sont poreuses:

- $d_p$  : de  $20\ \mu\text{m}$  à  $50\ \mu\text{m}$
- $\rho_p = 1,02 \pm 0,05\ \text{g/cm}^3$  ( $\rho_{\text{eau}} = 0,997\ \text{g/cm}^3$ )
- Indice de réfraction : 1,5



Figure 2 : Particules de polyamide

- Des particules inertes sous forme de microbilles de verre (Fig.3). Elles sont sphériques, non poreuse et à surface lisse :

- $d_p = 20\ \mu\text{m}$
- $\rho_p = 1,1 \pm 0,05\ \text{g/cm}^3$  ( $\rho_{\text{eau}} = 0,997\ \text{g/cm}^3$ )
- Indice de réfraction : 1,52

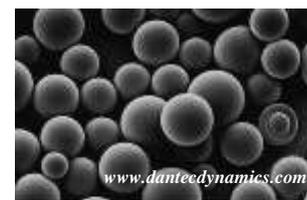


Figure 3 : Particules de verre

Ces particules sont illuminées dans l'écoulement par une lumière laser. Elles émettent ainsi une lumière diffuse (i.e. luminance), ce qui va permettre de suivre leur déplacement. En effet, une caméra enregistre les positions de ces particules (i.e. luminance) à deux instants successifs dans les acquisitions par PIV. L'intercorrélacion des luminances de ces différentes particules entre les deux images successives enregistrées permet de remonter à la vitesse de déplacement de celle-ci et donc du fluide, d'où l'importance d'avoir une bonne diffusion de la lumière par ces particules. D'après la théorie de diffusion de Mie, une particule de dimension supérieure à la longueur d'onde de la lumière incidente, va avoir une section efficace de diffusion d'intensité variable. Cette surface varie selon l'angle d'observation, l'indice de réfraction, la taille de la particule et la longueur d'onde incidente [1]. Le schéma ci-dessous montre la diffusion de la lumière incidente du laser au contact de la particule :

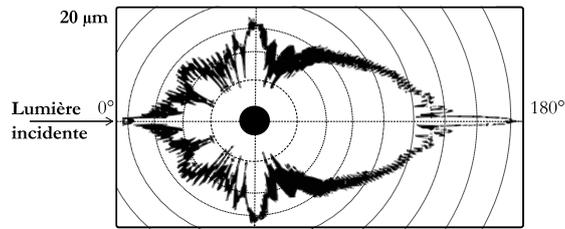


Figure 4 : Intensité de la lumière diffusée par une particule (diffusion de Mie) [1]

## 2.2. Plan lumineux

La PIV requiert la génération par un laser d'un plan lumineux monochromatique qui va éclairer les particules (traceur) injectées dans l'écoulement. Ce plan lumineux peut être pulsé ou continu :

Dans le cas d'un plan lumineux pulsé, l'intervalle de temps entre deux flashes (ou plans lumineux), noté  $\Delta t$ , est réglable par l'utilisateur et dépend des vitesses rencontrées dans l'écoulement. Nous avons utilisé dans un ce cas un laser Nd-YAG (Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet) (Fig.5) de puissance égale à  $125\text{mJ} \pm 2\%$  par pulse. Il délivre un faisceau laser type TEM00 de diamètre 5mm et de longueur d'onde unique égale à 532nm. Sa fréquence maximale est de 15Hz. Il est refroidit à l'eau, et de fabrication Litron. Les pulses du laser ont une durée de  $8\text{ns} \pm 0.5\text{ns}$ . Les pulses sont générés à une fréquence de 15Hz par un générateur de pulse. Ce système présente une gigue de l'ordre de 0,5 ns (donnée par le fournisseur).



Figure 5 : Laser pulsé

Dans le cas d'un plan lumineux continu monochromatique, nous avons utilisé un laser type DPSS commercialisé par LaVision (Fig.6). Il délivre un faisceau laser quasi continu (20kHz) de puissance  $5\text{W} \pm 10\%$ , de diamètre 4mm et de longueur d'onde égale à 532nm. Il est moins encombrant, refroidi à l'air. Pour des mesures par PIV, ce laser est couplé à une caméra disposant d'un obturateur permettant deux brefs clichés successifs séparés par un pas de temps  $\Delta t$ . Nous avons utilisé ce laser pour des mesures à des fréquences élevées.



Figure 6 : Laser continu

Le faisceau laser ainsi produit (par un laser pulsé ou un laser continu) est transformé en un plan laser de faible épaisseur ( $\sim 1\text{mm} \pm 0.5\text{mm}$ ) moyennant un générateur de nappe équipé d'une lentille divergente (Fig.7b). L'angle d'ouverture,  $\alpha$ , de la nappe laser ainsi formée est fonction de la distance focale  $f$  de la lentille utilisée et du diamètre du faisceau laser  $d_{\text{laser}}$  :

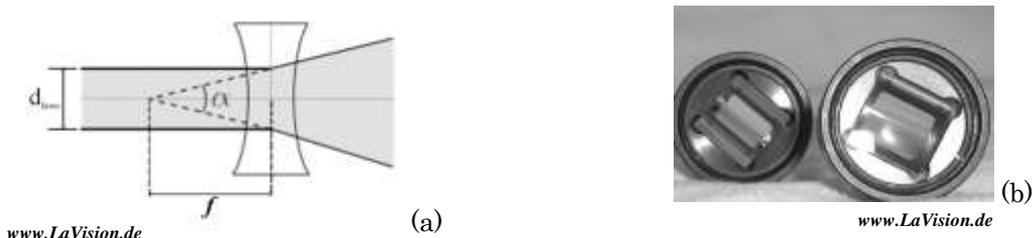


Figure 7 : (a) Relation entre l'angle d'ouverture de la nappe laser, la distance focale de la lentille et le diamètre du faisceau laser (b) Les lentilles divergentes (LaVision©)

Le plan lumineux généré permet d'éclairer les particules qui passent dans le plan de mesure choisi. Pour nos mesures, nous avons considéré des plans horizontaux et des plans verticaux. Ceci est rendu possible à travers un changement de l'orientation de la lentille divergente.

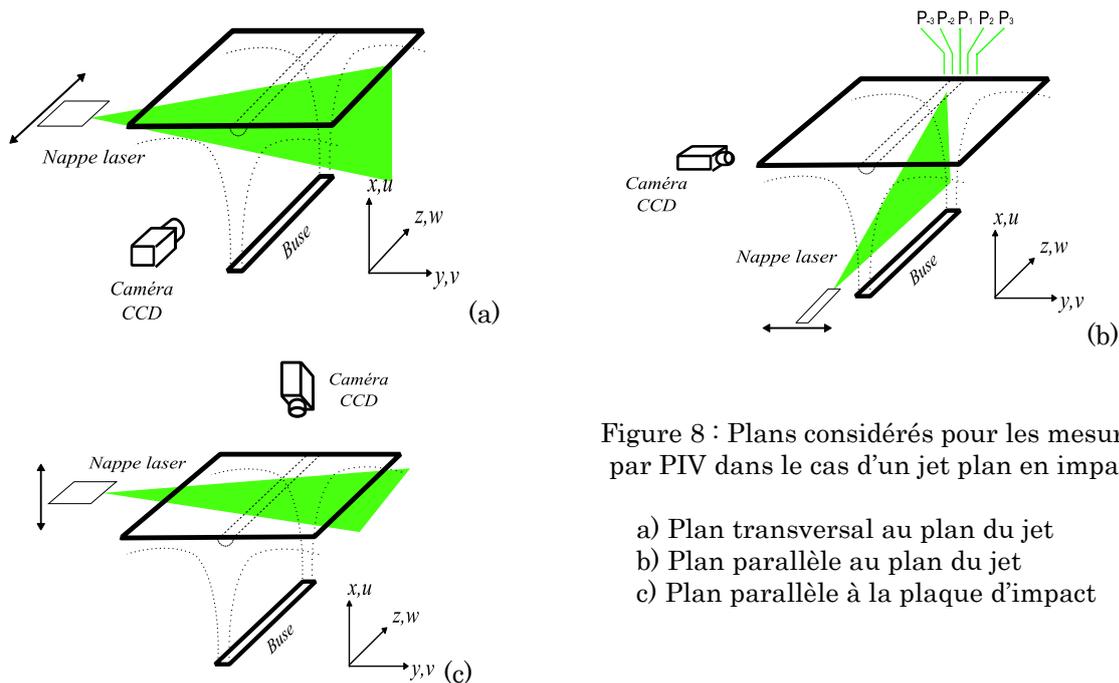


Figure 8 : Plans considérés pour les mesures par PIV dans le cas d'un jet plan en impact

- a) Plan transversal au plan du jet
- b) Plan parallèle au plan du jet
- c) Plan parallèle à la plaque d'impact

L'horizontalité et la verticalité des plans ont été vérifiées, à chaque fois, en utilisant un papier millimétré convenablement positionné sur la face de la veine d'essai face au faisceau laser.

### Sources d'incertitudes sur le plan lumineux

Le plan lumineux peut être la source d'incertitudes importantes sur la vitesse mesurée par PIV. Ces incertitudes sont dues à :

- *La fluctuation de la puissance lumineuse du laser :*

Pour le laser pulsé utilisé, cette fluctuation est de l'ordre de 2% de la puissance d'un pulse (i.e. 125mJ) d'après le fournisseur et pour le laser continu elle est de l'ordre de 10% de la puissance totale (i.e. 5W).

D'autre part, la transparence du milieu (i.e. l'écoulement) influence la puissance de source lumineuse (i.e. faisceau laser). Dans nos expériences, nous avons utilisé deux fluides différents : l'eau (liquide complètement transparent) et une solution électrochimique ( $\text{Fe}(\text{CN})_6^{3-} / \text{Fe}(\text{CN})_6^{4-}$ ) de couleur jaunâtre. Pour mesurer la puissance du laser, nous avons utilisé un fluxmètre qui nous a permis de détecter une atténuation de 60% de la puissance du faisceau laser après avoir traversé

la solution électrochimique. Cependant, cette mesure n'a été possible que pour un faisceau laser continu (Fig.9). Cette atténuation a des répercussions sur la lumière diffuse par le traceur injecté dans la solution lors des mesures par PIV d'autant plus qu'on utilise une nappe laser dans nos mesures par PIV et non seulement un faisceau. En effet, une grande partie de la lumière diffuse par les particules (i.e. traceur) est absorbée par la solution électrochimique ce qui rend la détection du déplacement de ces particules en mouvements difficiles pour la caméra PIV.

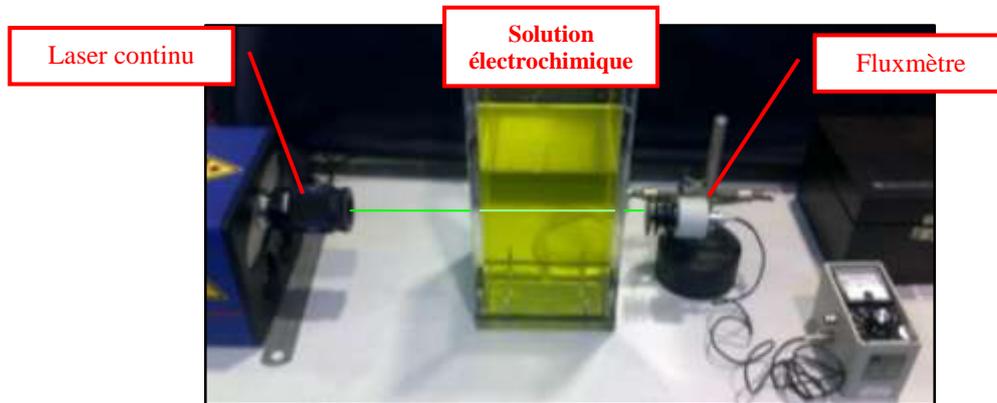


Figure 9 : Mesure de l'influence de la transparence de l'écoulement sur la puissance du faisceau laser continu

La fluctuation de la puissance du laser ajoute donc une incertitude sur la détermination du déplacement d'une particule entre les deux instants d'acquisitions successifs. Cette incertitude est estimée à  $7,1 \times 10^{-3} \text{mm}$  [2]. La sensibilité du déplacement  $X$  à la fluctuation de la puissance du laser est déterminé par :

$$\frac{\partial X}{\partial x} = \frac{1}{M} \quad [5]$$

- *La gigue du signal du laser dans le cas du laser pulsé :*

D'après le constructeur, le laser a une incertitude temporelle maximale de 0.5ns, ce qui se traduit par un décalage maximale entre les pulses de 0,5ns et une incertitude sur la durée d'un seul pulse de 0,5ns aussi.

- *Incertainitude sur la position du plan lumineux :*

Afin d'illuminer au bon endroit de l'écoulement, nous avons utilisé un plan de référence (i.e. une mire) immergé dans le fluide au repos. Le plan laser généré doit être ainsi affleurant au plan de référence. Cependant, des incertitudes sur la position du plan lumineux par rapport à la surface de la mire peuvent avoir lieu (Fig.10). En effet, le plan laser peut être légèrement décalé par rapport au plan de la mire. Ceci a un impact sur l'évaluation du déplacement des particules et donc sur l'évaluation de la vitesse de l'écoulement.

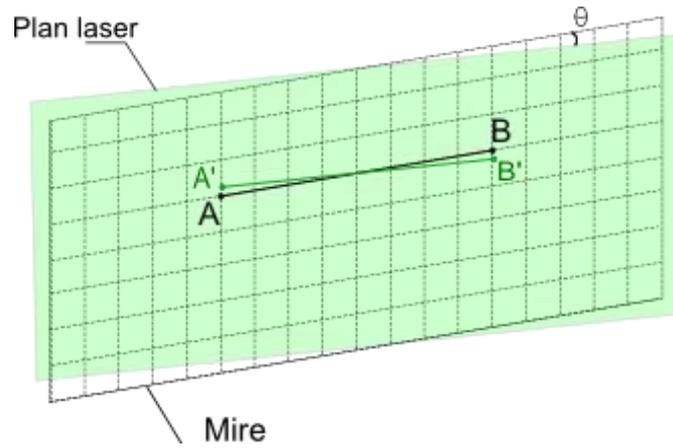


Figure 10 : Décalage entre le plan laser et le plan de la mire

L'angle  $\theta$  formé, dans ce cas, entre les deux plans doit être minimisé à travers un positionnement correct de la nappe laser. Pour cela, nous avons utilisé un système de déplacement à deux axes qui permet des réglages fins de la position de la nappe laser (de l'ordre de 0,1mm). En tenant en compte cette inclinaison, l'expression du facteur d'agrandissement  $M$  devient :

$$M = \frac{l_r \cos(\theta)}{L_r} \approx \frac{l_r \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right)}{L_r} \quad [6]$$

$l_r$  : distance de référence en mm

$L_r$  : distance de référence en pixel

$\theta$  : l'angle entre la mire et le plan laser.

La sensibilité du coefficient d'agrandissement  $M$  à l'angle  $\theta$  est évaluée par :

$$\frac{\partial M}{\partial \theta} = -\frac{l_r \cdot \theta}{L_r} \quad [7]$$

- *Incertitude sur l'épaisseur de la nappe : effet tridimensionnel*

Les mesures par PIV « bidimensionnelles » présentent des erreurs dues à la non prise en considération des effets tridimensionnels qui peuvent être présents dans l'écoulement. Ces erreurs sont d'autant plus importantes que l'épaisseur de la nappe laser est grande. Pour éviter l'effet 3D, l'idéal serait de pouvoir ajuster l'épaisseur de la nappe laser à la taille des particules utilisées pour avoir un déplacement de ces dernières dans le plan de mesure, ce qui est difficilement réalisable en pratique. L'épaisseur minimale que nous avons pu réalisée dans nos campagnes de mesures est de l'ordre de  $\sim 1\text{mm} \pm 0,5\text{mm}$ . Les particules se déplacent dans ce cas dans un volume fin. La vitesse mesurée donc dans le « plan » de mesure tiens compte aussi de la contribution de la composante verticale de la vitesse  $w$  (Fig.11). On considère l'hypothèse que la norme de la composante  $w$  de la vitesse ne dépasse pas 1% de la vitesse de l'écoulement [2], on écrit alors :

$$\delta U_{3D} = w \times \tan(\beta) \quad [8]$$

avec  $w$  : la composante de vitesse verticale au plan de mesure avec  $w = 0,01 \times u$

$\beta$  : le demi-angle de vue donc  $\tan(\beta) = \frac{A/2}{l_t}$

$u$  : vitesse uniforme de l'écoulement

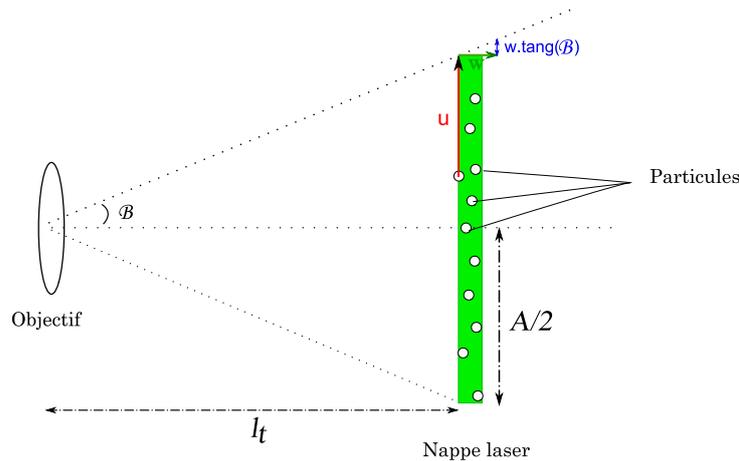


Figure 11 : Effet tridimensionnel

### 2.3. Enregistrements des images

La caméra PIV permet d'enregistrer les positions des particules injectées dans l'écoulement au cours de leurs mouvements, sous forme d'images. Ces images sont enregistrées en doublets successifs à une fréquence fixée au préalable par l'utilisateur. Nous avons utilisé deux types de caméra PIV : une caméra classique équipée d'un capteur CCD (Charge Coupled Device) pour des mesures à des fréquences standards (i.e. 15Hz), et une caméra rapide équipée d'un capteur CMOS pour des mesures à fréquences élevées (jusqu'à 5kHz). Les principes de fonctionnement de ces deux capteurs se ressemblent :

- Un capteur CCD se compose d'une matrice rectangulaire de cellules photosensibles (i.e. pixels). Ces cellules transfèrent leurs charges électriques vers un collecteur qui transfère, à son tour, l'ensemble des charges vers un convertisseur analogique/numérique. Dans notre étude, la caméra classique Imager-proX 2M est équipée d'un capteur CCD de résolution  $1600 \times 1200$  pixels<sup>2</sup>. Chaque pixel a une taille de  $7,4\mu\text{m} \times 7,4\mu\text{m}$ . La caméra classique est synchronisée à un laser pulsé (Fig.5) : chaque pulse du laser correspond à une image enregistrée. Des doublets d'images séparées d'un temps  $dt$  sont enregistrés successivement à une fréquence de 15images/sec. Chaque image enregistrée par le capteur CCD est ensuite transférée soit à la mémoire interne de la caméra ou directement dans l'unité de stockage (disque dur externe à la caméra). La deuxième solution offre la possibilité d'augmenter le nombre d'acquisitions simultanées vu qu'on n'est plus limité par la mémoire interne de la caméra qui, en générale, est limitée.
- Un capteur CMOS se compose d'une matrice carrée de  $1024 \times 1024$  pixels<sup>2</sup> qui conservent leurs charges électriques et les transfèrent elles-mêmes à un convertisseur analogique/numérique. La résolution du capteur CMOS de la caméra rapide HighSpeedStar-6 que nous avons utilisée est  $1024 \times 1024$  pixels<sup>2</sup>. La taille d'un pixel du capteur CMOS est  $20 \times 20\mu\text{m}^2$ . La caméra rapide est synchronisée à un laser continu (Fig.6). Cette caméra est équipée d'un obturateur qui permet d'enregistrer des doublets d'images (avec un pas de temps  $dt$  entre les images d'un même doublet) successifs à une fréquence qui peut atteindre 5kHz. Les images sont transférées, dans un premier temps, du capteur CMOS instantanément vers la mémoire interne de la caméra, ensuite elles sont transférées à l'unité de stockage des données une fois les acquisitions terminées. L'opération de

transfert des données constitue l'étape la plus lente dans le processus. Ce type de caméra est limité en mémoire interne (8Go dans notre cas) ; typiquement, on peut enregistrer au maximum 2500 paires d'images à 2000Hz, en pleine résolution de la caméra c'est-à-dire  $1024 \times 1024$  pixels<sup>2</sup>.

Quelque soit le type de caméra utilisée, la position  $x$  de chaque particule qui traverse le plan lumineux est déterminée à partir de :

$$x = M(X - X_0) \quad [9]$$

- $x$  : position de la particule en mm
- $M$  : coefficient d'agrandissement
- $X$  : position de la particule en pixel
- $X_0$  : position de l'origine spatiale dans le plan de mesure

### Sources d'incertitudes lors de l'enregistrement des images

- *Décalage de l'axe optique par rapport à l'axe perpendiculaire au plan de référence :*

L'axe optique de la caméra doit être perpendiculaire au plan de la nappe laser (i.e. plan de mesure). Cependant, compte tenu que la caméra et le laser ne sont pas solidaires, il peut exister un léger décalage entre l'axe optique et l'axe perpendiculaire au plan de la nappe. Nous désignerons par  $\theta_2$  l'angle formé entre ces deux axes (Fig.12).

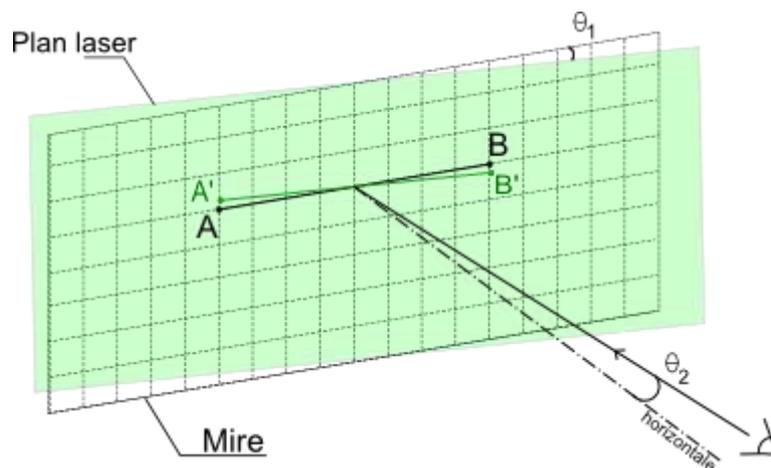


Figure 12 : Décalage de l'axe optique

Le facteur de sensibilité du facteur d'agrandissement  $M$  à l'angle  $\theta_2$  est déterminé à partir de l'équation (6) et s'écrit :

$$\frac{\partial M}{\partial \theta} = -\frac{l_r \cdot \theta}{L_r} \quad [10]$$

- *Sensibilité à la distance de mise au point :*

Le facteur d'agrandissement  $M$  peut s'écrire aussi :  $M = l_r / L_r = l / f$  avec  $l$  est la distance de mise au point entre l'objet et l'objectif de la caméra et  $f$  la distance focale caractéristique de l'objectif de la caméra (Fig.11).

L'imprécision sur la distance  $l$  peut influencer le coefficient d'agrandissement  $M$ . L'imprécision sur la position du plan de mesure par rapport au plan de référence de la mire ne dépasse généralement pas  $\Delta z_0 = 0,5$ mm. La sensibilité du facteur d'agrandissement  $M$  à la distance de mise au point  $l$  est déterminée par :

$$\frac{\partial M}{\partial l} = \frac{l_r}{L_r \times l} \quad [11]$$

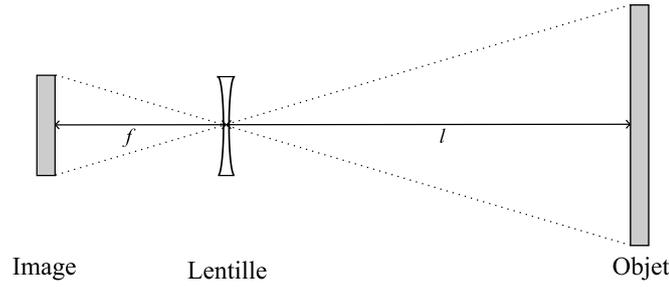


Figure 13 : Sensibilité du facteur d'agrandissement à la distance de mise un point

- *Incertitude sur la mesure de la distance de référence  $L_r$  :*

La distance de référence  $L_r$  correspond à la distance entre deux points de références enregistrés sur le plan de référence. L'incertitude sur la position des points de références est de l'ordre de 0.7 pixels [2]. La sensibilité du facteur d'agrandissement  $M$  à la distance de référence  $L_r$  est déterminée à partir de l'équation (6) par :

$$\frac{\partial M}{\partial L_r} = -\frac{l_r}{L_r^2} \times \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right) \quad [12]$$

- *Incertitude sur la distance de référence réelle  $l_r$  :*

L'incertitude sur la distance de référence réelle  $l_r$  mesurée sur la mire est évaluée au maximum à  $20\mu\text{m}$  [2]. Ceci influence la valeur du facteur d'agrandissement  $M$ . Le facteur de sensibilité est obtenu à partir de l'équation (6) :

$$\frac{\partial M}{\partial l_r} = \frac{1}{L_r} \times \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right) \quad [13]$$

- *Incertitude La fluctuation de la puissance du laser (spatiale et temporelle) :*

Elle affecte la précision de détection des positions des particules dans l'écoulement. L'incertitude maximale sur la position d'une particule est de l'ordre du diamètre  $d_p$  de celle-ci et peut être réduite à  $0,1 \times d_p$  si les conditions expérimentales sont bien contrôlées [2] (éclairage, timing, taille des ZI, etc.). L'incertitude sur l'évaluation du déplacement d'une particule atteint un maximum de  $7,1 \cdot 10^{-3} \text{mm}$  [2]. Le facteur de sensibilité associé est déterminé à partir de l'équation (9) comme suit :

$$\frac{\partial X}{\partial x} = \frac{1}{M} \quad [14]$$

- *Distorsion de l'image par les lentilles de l'objectif :*

La distorsion de l'image par les lentilles de l'objectif de la caméra affecte le facteur de calibration  $M$ . En général, la distorsion ne dépasse pas 0,5% de la longueur de référence  $L_r$  sur l'image [2]. Le facteur de sensibilité du coefficient d'agrandissement  $M$  à cette distorsion est calculé par :

$$\frac{\partial M}{\partial L_r} = -\frac{l_r}{L_r^2} \times \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right) \quad [15]$$

- *Distorsion de l'image par le capteur CCD :*

La distorsion de l'image due au capteur CCD ne dépasse pas en général 0,0056 pixels [2]. La sensibilité de la position  $x$  d'une particule par rapport à la position mesurée  $X$  est déterminée par :

$$\frac{\partial x}{\partial X} = M \quad [16]$$

## 2.4. Traitements des images

La vitesse de l'écoulement est obtenue à l'aide d'un algorithme d'intercorrélation d'images. Sur chacune des deux images, l'une à l'instant  $t$  et l'autre à l'instant  $t+dt$ , on définit au même endroit une fenêtre (i.e. zone d'interrogation) dans laquelle va s'effectuer le calcul. La corrélation est effectuée à partir de l'intensité des pixels de ces deux fenêtres en utilisant l'expression d'intercorrélation directe :

$$R_{fg}(\Delta x, \Delta y) = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N [f_1(x_i, y_j) - \bar{f}_1] \cdot [f_2(x_i + \Delta x, y_j + \Delta y) - \bar{f}_2]}{\sqrt{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N [f_1(x_i, y_j) - \bar{f}_1]^2 \cdot [f_2(x_i + \Delta x, y_j + \Delta y) - \bar{f}_2]^2}} \quad [17]$$

avec  $f_i$  : les luminances maximales des particules,  
 $x_i, y_i$  : les coordonnées du pic de luminance pour chaque particule  
 $\bar{f}_i$  : la luminance moyenne de la ZI

Pour réduire les temps de calcul, il est courant d'utiliser les propriétés de l'espace de Fourier grâce à des algorithmes de transformées de fourrier rapides (FFT).

Le résultat de l'intercorrélation se traduit graphiquement par la présence d'un pic dans chaque ZI. Le déplacement moyen des particules dans la maille (i.e. ZI) est égal à la distance séparant la position de ce pic et l'origine au centre du diagramme d'intercorrélation. La vitesse s'obtient alors en divisant cette distance par  $dt$ . Ce type de traitement, répété sur l'ensemble de l'image, permet de reconstruire le champ de vitesse dans le plan de mesure. Malgré tout, l'intercorrélation peut conduire à la présence de quelques vecteurs aberrants qu'il est nécessaire de filtrer pour pouvoir exploiter correctement les résultats obtenus.

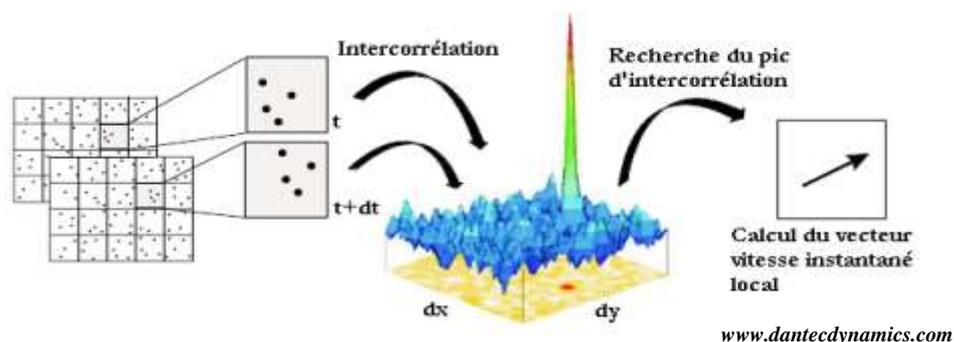


Figure 14 : Evaluation des mesures PIV par la méthode d'intercorrélation

La résolution spatiale des champs de vitesse obtenus dépend de la taille des zones d'interrogations (ZI) ;  $8 \times 8$  pixels<sup>2</sup>,  $16 \times 16$  pixels<sup>2</sup>, ...,  $128 \times 128$  pixels<sup>2</sup>. Cependant, le choix de la taille de la ZI est fixé en fonction de la dynamique de l'écoulement, de la résolution voulue et de la taille des particules. En effet, pour un intervalle de temps  $dt$  fixé :

- Entre deux images, le déplacement des particules contenues dans la ZI doit être d'environ  $\frac{1}{4}$  de la taille de la ZI,
- Le nombre de particules contenues dans une ZI doit être suffisant pour pouvoir estimer la vitesse de déplacement du fluide à l'intérieur de la ZI : Kean et Adrian [3] ont montré que le nombre de faux vecteurs qui apparaissent sur un champ de vitesse mesuré par PIV diminue considérablement pour des ZI qui contiennent en moyenne une dizaine de particules. Néanmoins, un ensemencement trop important risque de rendre la détection du déplacement des particules difficile voire même impossible.

D'autre part, on peut définir un recouvrement entre les fenêtres des ZI. Ce recouvrement permet de produire un surcroît de données obtenues par interpolation. Le recouvrement maximal qui ne crée pas de sur-échantillonnage est de 50% [4].

### **Sources d'incertitudes lors du traitement des images enregistrées**

- *Incertitude sur la détermination exacte de la position d'une particule :*

La position d'une particule dans une image enregistrée est déterminée à partir de la position de son maximum de luminance. Partant de l'hypothèse que la luminance d'une particule décrit une distribution spatiale gaussienne (fonction d'Airy), il est possible de déterminer la position du pic de luminance en utilisant un schéma d'interpolation Gaussien à 3 points. L'incertitude sur la détection de la position d'une particule dans la ZI est évaluée à 0,05 pixels (0.1 pixel au maximum).

Pour garantir une bonne précision dans la détection de la position d'une particule, il faut que la lumière diffuse par celle-ci s'étale sur une surface de l'ordre de 2 à 4 pixels [1]. Le cas échéant, on risque d'avoir l'effet dit de « peak-locking » qui traduit une diffusion de lumière sur une surface inférieure au pixel. Dans ce cas de figure il n'est pas possible d'identifier avec précision la position des particules ce qui augmentera considérablement l'incertitude sur la mesure de la vitesse. Pour éviter l'effet du « peak-locking », il faut soit augmenter la taille des particules, soit augmenter la puissance du laser. Pour le premier cas de figure, on risque d'augmenter le temps de relaxation  $\tau_s$  des particules (i.e. temps au bout duquel les vitesses des particules et du fluide s'équilibrent) ; ce qui donne aux particules un caractère moins traceur. Le deuxième cas de figure est le plus courant ; il est préférable dans ce cas d'utiliser des particules avec un indice de réfraction plus important. Un autre moyen qui a prouvé son efficacité pour réduire l'effet du « peak-locking » consiste à défocaliser la caméra, quitte à perdre légèrement en netteté [6]. Cette manipulation permet d'augmenter la taille des particules observées sur le champ de mesure et réduire ainsi l'incertitude sur la détermination de la position des particules.

- *Incertitude sur la concordance entre les particules enregistrées sur les deux images successives d'un même doublet :*

L'intercorrélacion présente des limites parmi lesquelles la sous-estimation de la valeur du vecteur vitesse dans le cas où on a une inhomogénéité de la vitesse de déplacement des particules. En effet, lorsque les particules les plus rapides ont des positions initiales ou finales à l'extérieur de la ZI, le calcul sera basé sur les particules les plus lentes ce qui biaise les mesures par PIV en sous estimant le champ de vitesse. Ce phénomène apparaît souvent dans le cas où l'écoulement présente un fort gradient de vitesse dans la zone de mesure. La taille de la ZI ainsi que le recouvrement choisi doivent dépendre

essentiellement de l'écoulement étudié. Pour réduire l'effet de ce problème nous avons choisi un algorithme de traitement adaptatif qui adapte la taille de la zone d'interrogation à la région qui présente une forte densité de particules en mouvement [7]. L'incertitude dans l'évaluation du déplacement d'une particule entre la première et la deuxième image successive enregistrée est évaluée à 0,2 pixels<sup>2</sup>.

- *Incertitude numérique sur l'évaluation de la position du centre de la ZI :*

Le centre de la ZI est déterminé en pixel à partir de l'expression suivante :

$$X_c = \left( \frac{X_S + X_E}{2} - X_0 \right) \quad [18]$$

avec  $X_S$  et  $X_E$  représentent les limites de la ZI

$X_0$  : position de l'origine spatiale dans le plan de mesure

L'incertitude sur l'estimation de la position  $X_0$  est évaluée à 0,5 pixel [2]. Le facteur de sensibilité de déplacement  $x$  est déterminé à partir de l'équation (2) par :

$$\frac{\partial x}{\partial X} = M \quad [19]$$

- *Incertitude sur la détermination de l'origine  $X_0$  du repère sur l'image*

L'incertitude est évaluée à 2 pixels et le facteur de sensibilité est déterminé par :

$$\frac{\partial x}{\partial X} = M \quad [20]$$

- *Incertitude sur le facteur d'agrandissement  $M$  :*

Compte tenu des incertitudes sur les distances de références, sur la position du plan lumineux, la position de la mire ainsi que les incertitudes dues aux différentes distorsions d'images (CCD et lentilles), il convient de d'évaluer aussi l'erreur sur le facteur d'agrandissement  $M$ . Pour cela, nous avons considéré la somme des carré des produits des sensibilités par les facteurs de sensibilités correspondants. L'ensemble de ces paramètres sont reportés sur le tableau 2.

L'incertitude sur la facteur d'agrandissement  $M$ , nous mène donc à évalué le sensibilité de la position  $x$  par rapport au facteur d'agrandissement  $M$  :

$$\frac{\partial x}{\partial M} = X_a \quad [21]$$

avec  $X_a = \frac{1}{2} \times \frac{A}{M}$  selon [2].

Après avoir évalué les différentes sources d'incertitudes et les facteurs de sensibilités associées, il convient maintenant de quantifier l'impact de ces incertitudes sur les paramètres d'équation (1), à savoir :

- Le facteur d'agrandissement,
- Le déplacement  $\Delta x$
- La durée  $\Delta t$
- La vitesse  $U$  à travers le terme  $\delta U$

### 3. Exemple de calculs d'erreur

Nous présentons dans cette partie un exemple de calcul d'incertitude relatif un exemple de mesure par PIV que nous avons réalisé sur un jet d'eau plan en impact. Nous présentons, en premier lieu, un

tableau récapitulatif de l'ensemble des paramètres considérées pour les mesures par PIV (tableau 1). Ensuite, nous présentons les résultats des calculs d'incertitudes obtenus (tableau 2).

| <b>Paramètres des mesures par PIV</b>              |   |
|--|---|
| Nature des champs de vitesse                       | 2D  |
| Type d'écoulement                                  | Jet plan en impact  |
| Taille du champ de mesure                          | 400x300 mm <sup>2</sup>                                       |
| Viscosité dynamique du fluide                      | 0,001 kg/(m.s)  |
| Densité du fluide                                  | 0,997 kg/m <sup>3</sup>                                       |
| Vitesse de l'écoulement                            | 0,8 m/s   |
| <b>Calibrage</b>                                   |   |
| Longueur de référence $l_r$                        | 40 mm   |
| Longueur de référence $L_r$                        | 160 px  |
| Coefficient de calibration M                       | 0,25 mm/px  |
| <b>Paramètres de visualisation de l'écoulement</b> |   |
| Type de particules (traceurs)                      | Polyamide / particule de verre                                |
| Diamètre moyen des particules $d_p$                | 0,02 / 0,05 mm  |
| Ecart-type des diamètres des particules $s_p$      | 0,002 / 0,005 mm  |
| Densité des particules                             | 1,02 (polyamide) / 1.1 (particule de verre) kg/m <sup>3</sup> |
| Source laser                                       | Nd-Yag (pulsé / continu)                                      |
| Puissance du laser                                 | 125 mJ/pulse / 5 watt   |
| Epaisseur du plan lumineux                         | 1mm   |
| Intervalle de temps $dt$                           | 2 ms  |
| Durée d'un pulse laser                             | 5 ns  |
| Gigue laser  | 2 ns  |
| Vitesse de sédimentation $U_g$                     | $5,11 \cdot 10^{-9}$ m/s                                      |
| <b>Enregistrement des images PIV</b>               |   |
| Caméra   | ImagerProX 2M / HighSpeed Star 6                              |
| Résolution spatiale                                | 1600 × 1200 px <sup>2</sup> / 1024 × 1024 px <sup>2</sup>     |
| Fréquence d'enregistrement                         | 15Hz / 5000 Hz  |
| Distance de mise au point                          | 500 mm  |
| Distance focale $f$                                | 28, 50, 60 mm   |
| <b>Traitement des données</b>                      |   |
| Technique d'analyse de corrélation                 | Intercorrélation adaptative                                   |
| Taille de la zone d'interrogation                  | 16 × 16 px <sup>2</sup>                                       |
| Recouvrement                                       | 50%   |
| Analyse du Peak-locking                            | Lissage gaussien à 3 points                                   |

Tableau 1 : Paramètre considérés pour les mesures par PIV

En utilisant les données du tableau 1, nous avons mis en place une feuille de calcul qui permet d'automatiser le calcul d'incertitude et de voir l'influence des différents paramètres sur l'incertitude globale sur la vitesse mesurée par PIV (valable pour les deux techniques : PIV rapide et PIV classique).

| Paramètre         | Catégorie   | Sources d'erreur                                  | Erreur standard $u_i$  | Facteur de sensibilité $C_i$   | $u_i \times C_i$     | Incertitude            |
|-------------------|-------------|---|------------------------|--|----------------------|------------------------|
| $\alpha$ (mm/px)  | calibrage   | Distance de référence : sur l'image ( $L_r$ )     | 0,7 pix                | $\frac{\partial M}{\partial L_r} = -\frac{l_r}{L_r^2} \times \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right)$ [mm/pix <sup>2</sup> ] | $1,09 \cdot 10^{-3}$ | 0,00171 mm/px          |
|                   |             | Distance de référence : réelle ( $l_r$ )          | 0,02 mm                | $\frac{\partial M}{\partial l_r} = \frac{1}{L_r}$ [1/pix]  | $1,25 \cdot 10^{-4}$ |                        |
|                   |             | Distorsion d'image par l'objectif                 | $0,5\% \times L_r$     | $\frac{\partial M}{\partial L_r} = -\frac{l_r}{L_r^2} \times \left(1 - \frac{\theta^2}{2}\right)$ [mm/pix <sup>2</sup> ] | $1,25 \cdot 10^{-3}$ |                        |
|                   |             | Distorsion de l'image par le capteur de la caméra | -                      | -  | -                    |                        |
|                   |             | Distance entre le plan de mesure et l'objectif    | 0,5 mm                 | $\frac{\partial M}{\partial l} = \frac{l_r}{L_r \times l}$ [1/pix]   | $2,5 \cdot 10^{-4}$  |                        |
|                   |             | Angle entre plan lumineux et mire : $2^\circ$     | 0,035 rad              | $\frac{\partial M}{\partial \theta} = -\frac{l_r \cdot \theta}{L_r}$ [mm/pix]  | $3,06 \cdot 10^{-4}$ |                        |
| $\Delta X$ (pix)  | Acquisition | Fluctuation puissance du laser                    | 0,0071 mm              | $\frac{\partial X}{\partial x} = \frac{1}{M}$ [pix/mm]   | 0,0284               | 0,54 px                |
|                   |             | Angle de décalage de l'axe optique : $2^\circ$    | 0,035 rad              | $\frac{\partial M}{\partial \theta} = -\frac{l_r \cdot \theta}{L_r}$ [mm/pix]  | $3 \cdot 10^{-4}$    |                        |
|                   | Reduction   | Mauvais suivi de particules                       | 0,2 pix                | 1 [pix]  | 0,2                  |                        |
|                   |             | Erreur numérique                                  | 0,5 pix                | 1 [pix]  | 0,5                  |                        |
|                   |             | Analyse sous-pixel                                | 0,03 pix               | 1 [pix]  | 0,03                 |                        |
| $\Delta t$ (s)    | Acquisition | Delay generator                                   | 5 ns                   | 1  | $5 \cdot 10^{-9}$    | $9,43 \cdot 10^{-9}$ s |
|                   |             | Durée du pulse laser                              | 8 ns                   | 1  | $8 \cdot 10^{-9}$    |                        |
| $\delta U$ (mm/s) | Expérience  | Trajectoire de la particule (0,01% de U)          | 0,08 mm/s              | 1  | 0,08                 | 3,201 mm/s             |
|                   |             | Effet 3D  | w.tang( $\beta$ ) mm/s | 1  | 3,2                  |                        |

Tableau 2 : Détails du calcul d'incertitude sur les différents paramètres lors des mesures par PIV

| Paramètres                   | Sources d'erreur           | Erreur standard<br>$u_i$ | Facteur de sensibilité<br>$C_i$  | $u_i \times C_i$ |
|------------------------------|----------------------------|--------------------------|----------------------------------|------------------|
| <b>M</b>                     | Coefficient de calibration | 0,00171 mm/pix           | $(U/M)$ pix/s                    |                  |
| <b><math>\Delta X</math></b> | Déplacement des particules | 0,54 px                  | $(M/\Delta t)$ mm/pix/s          |                  |
| <b><math>\Delta t</math></b> | Intervalle temps           | $9,43 \cdot 10^{-9}$ s   | $(U/\Delta t)$ mm/s <sup>2</sup> |                  |
| <b><math>\delta U</math></b> | Expérience                 | 3,201 mm/s               | 1                                |                  |

$$\text{Erreur combinées} = \sqrt{(C_M \times u_M)^2 + (C_{\Delta X} \times u_{\Delta X})^2 + (C_{\Delta t} \times u_{\Delta t})^2 + (\delta U)^2} = \mathbf{67,8 \text{ mm/s}}$$

Tableau 3 : Incertitude finale sur la vitesse mesurée par PIV

L'incertitude finale pour l'exemple étudié est :

$$\mathbf{U = 0,8 \pm 67,8 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}}$$

Ce qui correspond à 8% de la vitesse maximale du jet étudié. L'incertitude maximale que nous avons mesurée pour les différents cas testé ne dépasse pas 10%.

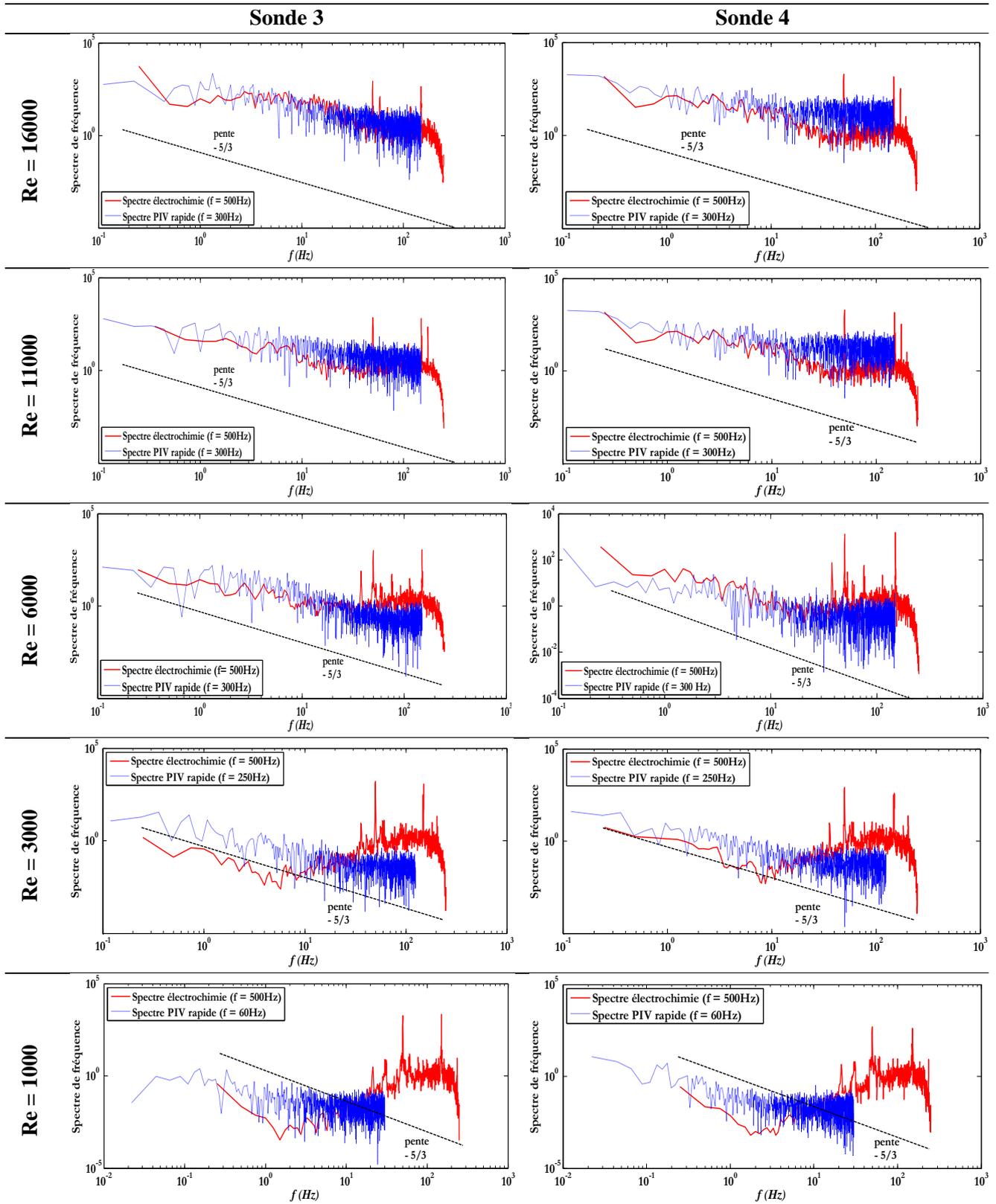
## 4. Conclusion

Nous avons essayé à travers ce rapport de définir les différentes sources d'incertitudes liées à la technique de PIV. Nous avons également présenté un exemple de calcul d'incertitude qui nous a montré le degré de fiabilité de nos mesures. Nous tenons à rappeler que l'évaluation des incertitudes en PIV n'est pas une tâche facile

## 5. Références

- [1] Raffel M, Willert C, Kompenhans J (1998) Particle Image Velocimetry, A practical guide. Springer Verlag.
- [2] ITTC-Recommended Procedures and Guidelines 7.5-01-03-03, 2008, "Uncertainty Analysis Particle Image Velocimetry ", specialist committee on Uncertainty Analysis of 25<sup>th</sup> ITTC.
- [3] Keane R.D.; Adrian, R.J., 1992, "Theory of cross-correlation of PIV images," Applied Scientific Research, Vol. 49, pp. 191-215.
- [4] Lecordier, B., Mouqallid, M., Vottier, S., Rouland, E., Allando D. & Trinte, M., 1994, "CCD recording method for cross-correlation PIV development in unstationary high speed flow", Experiments in Fluids 1, 205-208.
- [5] Manuel Flowmaster Davis – LaVision
- [6] Overmars E.F.J., Warncke N.G.W., Poelma C., Westerweel J., 2010, "Bias errors in PIV: the pixel locking effect revisited", 15th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, 05-08 July, 2010.
- [7] Scarano F., Riethmuller M.L., 2000, "Advances in iterative multigrid PIV image processing", Experiments in Fluids, Vol. 29, Supplement, 2000, pp S51-S60 (VKI RP 2001-5).

# Annexe 2



Spectres en fréquence obtenus à partir des signaux temporels des gradients de vitesse mesurés à la fois par PIV rapide et par électrochimie

**Titre :** *Analyse expérimentale multi échelles des interactions entre un écoulement et une paroi par PIV et polarographie : Application a un jet plan immergé et confine en impact*

Ce travail consiste en l'étude expérimentale des mécanismes de transferts à l'impact d'un jet plan d'eau immergé, vertical, confiné et turbulent. Ces mécanismes se présentent sous forme de rouleaux tourbillonnaires contrarotatifs évoluant transversalement au plan du jet. Deux techniques de mesures expérimentales ont été utilisées : la PIV, et la polarographie. Dans une première étape, pour bien extraire les structures tourbillonnaires, différents critères de détection de tourbillons ont été testés sur un champ tourbillonnaire analytique étalon. Le critère  $\lambda_2$  a été retenu vu son efficacité. La seconde étape a été consacrée aux mesures expérimentales par PIV et polarographie. Les bruits de mesures sur les champs de vitesse obtenus par PIV ont été filtrés par la technique de POD. La PIV classique a servi à caractériser l'écoulement, en analysant les composantes moyennes et fluctuantes de la vitesse. Ceci a permis, d'une part, de délimiter les différentes régions du jet, et en particulier la zone d'impact, et d'autre part, de caractériser les tourbillons présents dans cette zone (tailles, formes, intensités tourbillonnaires, etc.). Par la suite, l'étude a été focalisée sur la zone d'impact du jet en utilisant la PIV rapide et l'électrochimie. Les vitesses mesurées par PIV rapide en proche paroi ont permis de caractériser les échelles de turbulence et de se situer par rapport aux lois de paroi. A partir des mesures de vitesse, l'analyse des modes spatiaux POD les plus énergétiques a contribué à localiser les zones les plus sollicitées par les structures tourbillonnaires à l'impact du jet, et où les sondes électrochimiques ont été implantées. En utilisant, la technique électrochimique, nous avons déterminé le gradient pariétal de vitesse dans ces zones. Une synchronisation temporelle entre les techniques de PIV rapide et d'électrochimie a permis de montrer la bonne concordance entre les gradients pariétaux et instantanés de vitesse déterminés par ces deux méthodes.

**Mots-clés :** *Jet plan en impact, Structures tourbillonnaires, Critères de détection de tourbillons, PIV classique et rapide, POD, Polarographie (électrochimie), Mesures synchronisées, Gradient pariétal de vitesse*

**Title:** *Multi-scales experimental analysis of fluid - wall interaction using PIV and polarography: Application to the impingement region of a turbulent confined plane submerged water jet*

This work is an experimental study of transfer mechanisms at the impingement of a plane water submerged vertical confined turbulent jet. Transfers are enhanced at the impingement due to the presence of large-scale turbulent structures appearing in the form of elongated cell rolls, whose main axis is perpendicular to the midplane of the jet. Two experimental measurement techniques were used in this study: PIV (low and high-speed) and electrochemical method (polarography). In the first part of this study, we tested and calibrated different vortex detection criteria on a standard analytical velocity field. Among these criteria, the function  $\lambda_2$  was found to correctly detect the centre core of vortices. The second part of this work was devoted to experimental measurements by PIV and polarography. Noise measurements on the velocity fields obtained by PIV were filtered by the POD technique. Standard PIV technique was used to characterize the flow by analyzing the mean and turbulent components of velocity. This allowed, firstly, delineating the different regions of the jet, particularly the impingement region, and secondly, characterizing the vortices in this region (size, shape, vortical intensity, etc.). Subsequently, the study was focused on the impingement region of the jet using high-speed PIV and electrochemical method. The velocity field in the vicinity of the impingement surface was examined. The applicability of the wall laws on the target surface was checked. The analysis of the most energetic spatial modes issued from velocity field decomposition by POD, showed the most sheared positions at the impingement plate. Shear wall stress was evaluated at these positions using polarography technique. Subsequently, synchronized measurements show a good agreement between high-speed PIV and electrochemical techniques for the evaluation of the wall shear stresses.

**Keywords:** *Impinging plane jets, Turbulent structures, Vortex detection criteria, Standard and High-speed PIV, POD, Polarography, Synchronized measurements, Wall shear gradient.*