



**HAL**  
open science

# Etude de l'influence de l'injection sur l'aérodynamique de jets en impact

Xuan Thao Trinh

► **To cite this version:**

Xuan Thao Trinh. Etude de l'influence de l'injection sur l'aérodynamique de jets en impact. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2015. Français. NNT : 2015ESMA0016 . tel-01276250

**HAL Id: tel-01276250**

**<https://theses.hal.science/tel-01276250>**

Submitted on 19 Feb 2016

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

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

# THESE

Pour l'obtention du Grade de

## DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET D'AEROTECHNIQUE

(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale :

Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique  
Secteur de Recherche : Mécanique des Fluides - Thermique

Présentée par :

**Xuan Thao TRINH**

\*\*\*\*\*

## ETUDE DE L'INFLUENCE DE L'INJECTION SUR L'AEROTHERMIQUE DE JETS EN IMPACT

\*\*\*\*\*

Directeurs de thèse :

**Eva DORIGNAC & Matthieu FENOT**

\*\*\*\*\*

Soutenance le 10 décembre 2015  
devant la Commission d'Examen

\*\*\*\*\*

### **-JURY-**

Amina MESLEM	Professeur des Universités (Université de Rennes 1)	Rapporteur
Daniel BOUGEARD	Maître de conférence, HDR (Ecole des Mines de Douai)	Rapporteur
David LO JACONO	Maître de Conférences (Université Paul Sabatier, Toulouse)	Examineur
Laurent-Emmanuel BRIZZI	Professeur des Universités (Université de Poitiers)	Examineur
Eva DORIGNAC	Professeur (ENSMA, Poitiers)	Examineur
Matthieu FENOT	Maître de Conférences, HDR (ENSMA, Poitiers)	Examineur



## RESUME

Dans le cadre des jets en impact, les géométries d'injecteur ont une influence importante sur les transferts de chaleur, en affectant le profil de vitesse du jet, ce qui peut modifier le comportement des structures tourbillonnaires. De plus, même si le nombre de Reynolds d'injection est le critère principal d'influence d'un jet, la taille de l'injection peut jouer sur les transferts au travers d'effets de compressibilité. Nos travaux ont donc porté sur l'étude expérimentale aérodynamique et thermique de l'impact de jets d'air. Vélocimétrie par images de particules (PIV) a été utilisée pour des mesures de vitesse. Pour des mesures thermiques, une méthode basée sur l'emploi simultané d'un film chauffant et de la thermographie infrarouge a été utilisée. Les résultats aérodynamiques sont utilisés pour expliquer les phénomènes thermiques observés. La première partie a permis d'étudier et de comparer six différentes géométries d'injecteur : injection ronde, en « croix » et en « pétales », perforées sur une surface plate et hémisphérique avec une même section de passage libre. Les résultats montrent que la surface hémisphérique amène à de meilleurs transferts de chaleur que la surface plate mais l'effet diminue progressivement avec l'augmentation de la distance d'impact. L'injection ronde sur hémisphère apporte le meilleur transfert de chaleur par rapport aux autres injections. La deuxième partie a permis d'examiner l'effet de la compressibilité des jets d'air en impact (pour des nombres de Mach allant jusqu'à 0.9). Les résultats montrent que l'effet de la compressibilité sur le nombre de Nusselt se limite à la région d'impact.

---

## ABSTRACT

In the context of an impinging jet, nozzle geometry markedly impacts heat transfer between jet and plate by affecting the velocity profile at the jet exit and thereby potentially modifying the behavior of the jet's vortex structures. Moreover, even if Reynolds number is the main influence criterion of a jet, the injection diameter can play on heat transfer through compressibility effects. Our work has therefore focused on aerodynamic and thermal experimental study of impinging air jets. Particle image velocimetry (PIV) was used for velocity measurements. For thermal measurements, a method based on the simultaneous use of a heating film and the infrared thermography was used. Aerodynamic results are used to explain the observed thermal phenomena. The first part allowed us to study and compare six different injection geometries : round orifice, cross-shaped orifice and daisy orifice, perforated on flat and hemispherical surface with the same free area. The results show that the hemispherical surface leads to better heat transfer than the flat surface, but the effect decreases progressively with jet-to-plate distance increasing. The round injection on hemisphere brings the best heat transfer in comparison with the other injections. The second part allowed us to examine the compressibility effect of impinging air jets (for Mach numbers up to 0.9). The results show that the effect of the compressibility on Nusselt number is limited to the stagnation region.



# REMERCIEMENTS

Cette thèse a été réalisée au sein de l'axe COST (Convection, Optimisation, Systèmes Thermiques), département FTC (Fluide, Thermique, Combustion) de l'institut Pprime. Je tiens donc tout d'abord à remercier Yves Bertin, responsable de l'axe COST, de m'avoir accueilli dans les meilleures conditions au sein du laboratoire.

Les résultats présentés ici n'auraient jamais vu le jour sans l'aide de mes directeurs de thèse, Eva DORIGNAC et Matthieu FENOT. Ils m'ont encadré pendant ces trois années et m'ont aidé à suivre des cours de français pour améliorer mon niveau en français. Je les remercie pour leur patience, leur disponibilité, leurs encouragements et surtout leur confiance.

Je souhaite remercier sincèrement Amina MESLEM et Daniel BOUGEARD d'avoir accepté de rapporter ce mémoire. Je remercie également les autres membres du jury, David LO JACONO et Laurent-Emmanuel BRIZZI, d'avoir pris la peine d'étudier mon mémoire et de participer à la soutenance. Leurs questions et remarques m'ont permis de clarifier mes idées et d'ouvrir de nouvelles pistes.

Je remercie les membres du service technique, Catherine FUENTES, Yann THOMAS, Jean-Christophe FRAUDEAU, André PITEAU, Christophe QUINTARD, Cyril ROMESTANT et Hervé ARLAUD, qui m'ont aidé pour le réglage des lasers, la fabrication des pièces, les logiciels de mesure et le service informatique. Je tiens aussi à remercier Catherine LAVALLADE, secrétaire du laboratoire, pour son aide concernant la procédure administrative.

Concernant la vie dans le bureau, je souhaite remercier Yannick et Phuc pour leurs aides. Je joins à ces remerciements les collègues des autres bureaux, à savoir Damien, Bastien, Tung, Manh, Pierre, Florent, David et Yann.

Je terminerai mes propos en remerciant du fond du coeur mes parents, ma petite soeur pour m'avoir toujours soutenu et entouré, et avoir supporté mes sautes d'humeurs pendant ces trois années de labeur.



# TABLE DES MATIÈRES

<b>1</b>	<b>INTRODUCTION</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE</b>	<b>5</b>
2.1	INTRODUCTION	6
2.2	GENERALITE D'UN JET AXISYMETRIQUE EN IMPACT	6
2.2.1	Aérodynamique	7
2.2.1.1	Structure du jet en impact	7
2.2.1.2	Structures tourbillonnaires et taux de turbulence	9
2.2.2	Transfert de chaleur	12
2.3	PARAMETRES D'INFLUENCE	14
2.3.1	Différentes géométries de l'injecteur	14
2.3.2	Nombre de Reynolds	20
2.3.3	Le diamètre de l'injecteur et le taux de turbulence de sortie d'injecteur	21
2.3.4	Distance d'impact	22
2.3.5	Problème à trois températures	27
2.3.6	Effets de la compressibilité	29
2.4	CONCLUSION	32
<b>3</b>	<b>DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET TECHNIQUES DE MESURE</b>	<b>33</b>
3.1	MONTAGE EXPERIMENTAL	34
3.1.1	Alimentation en air	35
3.1.2	Contrôle et mesure de débit	35
3.1.3	Réchauffeur électrique	36
3.1.4	Chambre de tranquillisation	36
3.1.5	Système d'injection	37
3.1.6	Plaque d'impact	38
3.1.7	Caméra infrarouge	39
3.2	TECHNIQUE DE MESURES THERMIQUES	40
3.2.1	Flux échangés sur la plaque	40
3.2.1.1	Densité de flux électrique généré par le circuit imprimé sur la plaque d'impact	42

3.2.1.2	Densité de flux convectif en face arrière de la plaque d'impact	43
3.2.1.3	Densité de flux radiatif en face avant et arrière de la plaque d'impact . . . . .	44
3.2.1.4	Température de la paroi en face avant . . . . .	44
3.2.2	Détermination du coefficient d'échange convectif en face avant $h_{conv,av}$ et de la température adiabatique de paroi $T_{ad}$ . . . . .	45
3.2.2.1	Méthode de calcul du coefficient d'échange de chaleur $h_{conv,av}$ et de la température adiabatique de paroi $T_{ad}$ . . . . .	45
3.2.2.2	Température adiabatique de paroi et efficacité . . . . .	46
3.2.3	Incertitude de mesure . . . . .	47
3.3	<b>TECHNIQUE DE MESURE DE VITESSE</b> . . . . .	49
3.3.1	Montage de la méthode PIV . . . . .	50
3.3.2	Principe de mesure PIV . . . . .	51
3.3.3	Incertitude de mesure . . . . .	52
<b>4</b>	<b>RESULTATS AERODYNAMIQUES</b>	<b>53</b>
4.1	<b>INTRODUCTION DE L'INJECTION</b> . . . . .	54
4.1.1	Injection ronde . . . . .	54
4.1.2	Injection en «croix» et en «pétales» . . . . .	54
4.2	<b>PARAMETRE DE L'ETUDE</b> . . . . .	57
4.3	<b>AERODYNAMIQUE DE L'INJECTION SUR PLAN</b> . . . . .	57
4.3.1	Injection ronde sur plan . . . . .	57
4.3.2	Injection en croix sur plan . . . . .	61
4.3.3	Injection en pétales sur plan . . . . .	69
4.4	<b>AERODYNAMIQUE DE L'INJECTION SUR HEMISPHERE</b> . . . . .	74
4.4.1	Injection ronde sur hémisphère . . . . .	74
4.4.2	Injection en croix sur hémisphère . . . . .	78
4.4.3	Injection en pétales sur hémisphère . . . . .	84
4.5	<b>CONCLUSIONS INTERMEDIARES</b> . . . . .	89
<b>5</b>	<b>RESULTATS THERMIQUES</b>	<b>91</b>
5.1	<b>INTRODUCTION</b> . . . . .	92
5.2	<b>PARAMETRE DE L'ETUDE</b> . . . . .	94
5.2.1	Le nombre de Reynolds . . . . .	94
5.2.2	Distance d'impact . . . . .	94
5.2.3	Température du jet . . . . .	95
5.3	<b>TRANSFERTS DE CHALEUR DE L'INJECTION SUR PLAN</b> . . . . .	96
5.3.1	Injection ronde sur plan . . . . .	96
5.3.1.1	Nombre de Nusselt . . . . .	96
5.3.1.2	Efficacité . . . . .	98
5.3.2	Injections lobées sur plan . . . . .	99
5.3.2.1	Nombre de Nusselt . . . . .	99
5.3.2.2	Efficacité . . . . .	104
5.4	<b>TRANSFERTS DE CHALEUR DE L'INJECTION SUR HEMISPHERE</b> . . . . .	106

5.4.1	Injection ronde sur hémisphère . . . . .	106
5.4.1.1	Nombre de Nusselt . . . . .	106
5.4.1.2	Efficacité . . . . .	109
5.4.2	Injection lobée sur hémisphère . . . . .	110
5.4.2.1	Nombre de Nusselt . . . . .	110
5.4.2.2	Efficacité . . . . .	118
5.5	<b>CONCLUSIONS INTERMEDIAIRES</b> . . . . .	120
<b>6</b>	<b>ETUDE DE L'ECOULEMENT COMPRESSIBLE</b>	<b>123</b>
6.1	<b>INTRODUCTION</b> . . . . .	124
6.2	<b>PARAMETRES D'ETUDE</b> . . . . .	124
6.3	<b>RESULTATS AERODYNAMIQUES</b> . . . . .	125
6.4	<b>RESULTATS THERMIQUES</b> . . . . .	130
6.4.1	Nombre de Nusselt . . . . .	130
6.4.2	Température adiabatique de paroi $T_{ad}$ . . . . .	132
6.5	<b>CONCLUSIONS INTERMEDIAIRES</b> . . . . .	134
<b>7</b>	<b>CONCLUSION ET PERSPECTIVES</b>	<b>137</b>
7.1	<b>CONCLUSION</b> . . . . .	138
7.2	<b>PERSPECTIVES</b> . . . . .	140
	<b>Appendices</b>	<b>141</b>
<b>A</b>	<b>Thermographie infrarouge</b>	<b>143</b>
<b>B</b>	<b>Complément des résultats expérimentaux</b>	<b>147</b>
B.1	Résultats aérodynamiques . . . . .	148
B.1.1	Injection ronde sur plan et hémisphère . . . . .	148
B.1.2	Injection en croix sur plan et hémisphère . . . . .	149
B.1.3	Injection en pétales sur plan et hémisphère . . . . .	153
B.2	Résultats thermiques . . . . .	157
B.2.1	Injection ronde sur plan et hémisphère . . . . .	157
B.2.2	Injection en croix sur hémisphère . . . . .	158
B.2.3	Injection en pétales sur hémisphère . . . . .	161
<b>C</b>	<b>Coefficient de récupération</b>	<b>165</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>167</b>



## TABLE DES FIGURES

1.1	Applications différentes de l'impact de jet [1] . . . . .	2
1.2	Injections sur une surface plate : (a) injection ronde, (b) injection en croix, (c) injection en pétales . . . . .	3
1.3	Injections sur une surface hémisphérique : (a) injection ronde, (b) injection en croix, (c) injection en pétales . . . . .	3
2.1	(a) Jet d'air, (b) Jet liquide [6] . . . . .	7
2.2	Structure d'un jet sur une plaque plane [1] . . . . .	8
2.3	Structure du jet libre [7] . . . . .	8
2.4	Visualisation de jet libre : (a) intensité turbulente $< 10\%$ , (b) intensité turbulente $> 14\%$ [12] . . . . .	10
2.5	Structures tourbillonnaires primaires et secondaires d'un jet pariétal observée par PIV [17] . . . . .	10
2.6	Visualisation des structures tourbillonnaires dans un jet en impact, $H/D = 2$ avec appariement : (a) $Re = 3\ 500$ , (b) $Re = 20\ 000$ [13] . . . . .	11
2.7	(a) $T_j = T_{amb}$ ; (b) $T_j \neq T_{amb}$ . . . . .	12
2.8	Configuration de jet en forme de croix [21] . . . . .	14
2.9	Géométries des injections en forme de six lobes : (a) jet lobé 1, (b) jet lobé 2, (c) plan de soufflage [24] . . . . .	15
2.10	Visualisation dans le plan longitudinal (plan de laser) avec $Re = 2\ 500$ [24] : (a) jet rond, (b) jet lobé 1 au plan mineur, (c) jet lobé 2 au plan mineur . . . . .	16
2.11	Visualisation dans le plan longitudinal (plan de laser) avec $Re = 2\ 500$ [24] : (a) jet lobé 1 au plan majeur, (b) jet lobé 2 au plan majeur . . . . .	16
2.12	Visualisation dans le plan transversal (plan de laser) à $X/D = 0.25$ avec $Re = 2\ 500$ pour le jet lobé 1 [24] . . . . .	17
2.13	Géométries des orifices : (a) Orifice rond, (b) Orifice en pétales [25] . . . . .	17
2.14	(a) Distribution de vitesse axiale moyenne le long du centre du jet, (b) Profil de vitesse à la distance axiale $Z/D = 1$ [25] . . . . .	18
2.15	Vecteurs vitesse et contours de vitesse radiale dans la région du jet libre : (a1) Jet en pétales au plan mP, (a2) Jet en pétales au plan MP, (b) Jet rond [25] . . . . .	18

2.16	Géométrie de deux buses lobées [26] . . . . .	19
2.17	Influence de la géométrie de l'injecteur sur le nombre de Nusselt pour deux distances $H/D=1$ et 4 [26] . . . . .	19
2.18	Influence de la géométrie de l'injecteur sur le nombre de Nusselt pour une distance d'impact $H/D=7$ [26] . . . . .	20
2.19	Distribution nombre de Nusselt avec différents nombres de Reynolds et distances d'impact : (a) Nombre de Reynolds, $H/D = 1$ ; (b) Distance d'impact $H/D$ , $Re = 30\ 000$ [30] . . . . .	23
2.20	Influence des distances d'impact sur le nombre de Nusselt pour un nombre de Reynolds $Re = 20\ 000$ [37] . . . . .	24
2.21	Variation moyenne de la position des centres de tourbillons pour $H/D = 3$ et 5 [18] . . . . .	26
2.22	Distribution du nombre de Nusselt et de la vitesse quadratique pour $H/D = 1$ et $Re = 10\ 000$ [37] . . . . .	26
2.23	Distribution du nombre de Nusselt et des fluctuations quadratiques de vitesse pour $H/D = 8$ et $Re = 10\ 000$ [37] . . . . .	27
2.24	Distribution du nombre de Nusselt pour $Re = 26\ 500$ avec (a) $T_{ref} = T_j$ , (b) $T_{ref} = T_{ad}$ [69] . . . . .	28
2.25	Influence du nombre de Mach sur la distribution de la température adiabatique de paroi avec $D = 5\ mm$ , $H/D = 4$ (noté $Z/D$ sur la figure [73]) . . . . .	30
2.26	Contours de Nusselt pour différents nombres de Mach avec $D = 5\ mm$ , $H/D = 4$ : (a) $M = 0.78$ , $Re = 86\ 400$ ; (b) $M = 0.3$ , $Re = 34\ 000$ [73] . . . . .	30
2.27	Influence de la compressibilité sur le nombre de Nusselt pour $Re = 500$ et $H/D = 2$ [74] . . . . .	31
2.28	Influence des nombres de Reynolds et Mach sur le nombre de Nusselt : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 4$ [32] . . . . .	32
3.1	Photographie du dispositif expérimental . . . . .	34
3.2	Schéma du dispositif expérimental . . . . .	35
3.3	Schéma du système de tranquillisation . . . . .	37
3.4	Injections sur une surface plate : (a) injection ronde (Jet Rond_P), (b) injection en croix (Jet Croix_P), (c) injection en pétales (Jet Pétale_P) . . . . .	38
3.5	Injections sur une surface hémisphérique : (a) injection ronde (Jet Rond_H), (b) injection en croix (Jet Croix_H), (c) injection en pétales (Jet Pétale_H) . . . . .	38
3.6	Schéma du circuit imprimé . . . . .	39
3.7	Configuration des mesures thermiques par caméra infrarouge . . . . .	40
3.8	Trois exemples de mesure de température de paroi en face arrière $T_{p,arr}$ sur une grande plaque pour trois configurations d'injecteur avec $H/D = 2$ , $Re = 23\ 000$ : (a) Jet Rond_H, (b) Jet Croix_H, (c) Jet Pétale_H . . . . .	41
3.9	Bilan des densités de flux . . . . .	41
3.10	Coefficient de convection en face arrière $h_{conv,arr}$ . . . . .	43
3.11	Exemple de détermination du couple $(h_{conv,av} ; T_{ad})$ par une régression linéaire réalisée à partir de quatre points . . . . .	46
3.12	Schéma d'obtention du couple $(N_u$ et $\eta)$ . . . . .	47

3.13	Distribution des incertitudes globale pour $Re = 23\ 000$ et $T^o = 50^{\circ}C$ : (a) nombre de Nusselt ( $Nu$ ), (b) efficacité ( $\eta$ ) . . . . .	49
3.14	(a) Photo du montage PIV, (b) Principe de fonctionnement de la PIV . . .	50
4.1	Schéma de position de l'injection, de la plaque d'impact, de l'origine de l'axe X et de direction des composantes de la vitesse : (a) injection sur plan, (b) injection sur hémisphère . . . . .	54
4.2	Longueur de l'injection tubulaire $L_t$ . . . . .	55
4.3	Configuration de l'injection ronde : (a) sur plan, (b) sur hémisphère . . . .	55
4.4	Configuration de l'injection en «croix» : (a) sur plan, (b) sur hémisphère .	56
4.5	Configuration de l'injection en «pétales» : (a) sur plan, (b) sur hémisphère	56
4.6	Différents plans de l'injection sur plan : (a) Injection en «croix», (b) Injection en «pétales» . . . . .	56
4.7	Profils de vitesse axiale pour l'injection ronde sur plan avec $H/D = 2$ , $Re = 23\ 000$ . . . . .	58
4.8	Champs statistiques de vitesse pour l'injection ronde sur plan avec $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse moyenne radiale, (c) Vitesse axiale quadratique, (d) Vitesse radiale quadratique . . . . .	58
4.9	Champs instantanés de vitesse avec contours de critère Q pour l'injection ronde sur plan avec $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ . . . . .	59
4.10	Champs statistiques de vitesse pour l'injection ronde sur plan avec $H/D = 5$ , $Re = 23\ 000$ : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse moyenne radiale, (c) Vitesse axiale quadratique, (d) Vitesse radiale quadratique . . . . .	60
4.11	Position des tourbillons au niveau de la paroi avec lignes de courant pour l'injection sur plan avec $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 5$ . . . . .	61
4.12	Profils de vitesse moyenne axiale du jet en croix sur plan pour $H/D = 2$ , $Re = 23\ 000$ : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP) . . . . .	61
4.13	Développement de deux couches de cisaillement pour l'injection en croix sur plan . . . . .	62
4.14	Champs de vitesse moyenne axiale du jet en croix sur plan pour $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP) . . . . .	63
4.15	Profils de vitesse moyenne axiale le long de centre du jet pour $H/D = 1$ et $Re = 23\ 000$ . . . . .	63
4.16	Vena contracta [84] . . . . .	64
4.17	Champs de vitesse moyenne radiale du jet en croix sur plan pour $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , Plan majeur (MP); (b) $H/D = 2$ , Plan majeur (MP); (c) $H/D = 1$ , Plan mineur (mP); (d) $H/D = 2$ , Plan mineur (mP) . . . . .	65
4.18	Champs instantanés de vitesse avec les contours de critère Q pour l'injection en croix sur plan au plan majeur avec $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ ( $X/D = 0$ correspond à la position de l'injection) . . . . .	66
4.19	Champs instantanés de vitesse avec lignes de courant pour l'injection en croix sur plan avec $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP) . . . . .	66

4.20	Champs moyens de vitesse avec lignes de courant pour l'injection en croix sur plan avec $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP) . . . . .	67
4.21	Champs instantanés de vitesse avec contours de critère $Q$ pour l'injection en croix sur plan au plan majeur avec $H/D = 2$ , $Re = 23\ 000$ ( $X/D = 0$ correspond à la position de l'injection) . . . . .	67
4.22	Champs de vitesse axiale quadratique du jet en croix sur plan pour $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP) . . . . .	68
4.23	Champs instantanés de vitesse avec contours de critère $Q$ pour l'injection en croix sur plan au plan mineur avec $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ . . . . .	68
4.24	Champs de vitesse moyenne axiale du jet en croix sur plan pour $H/D = 5$ , $Re = 23\ 000$ : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP) . . . . .	69
4.25	Champs de vitesse axiale quadratique du jet en croix sur plan pour $H/D = 5$ , $Re = 23\ 000$ : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP) . . . . .	69
4.26	Profils de vitesse moyenne axiale du jet en pétales sur plan pour $H/D = 2$ , $Re = 23\ 000$ : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP) . . . . .	70
4.27	Champs de vitesse moyenne axiale du jet en pétales sur plan pour $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP) . . . . .	70
4.28	Champs de vitesse moyenne radiale du jet en pétales sur plan pour $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , Plan majeur (MP); (b) $H/D = 2$ , Plan majeur (MP); (c) $H/D = 1$ , Plan mineur (mP); (d) $H/D = 2$ , Plan mineur (mP) . . . . .	71
4.29	Champs de vitesse axiale quadratique du jet en pétales sur plan pour $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP) . . . . .	72
4.30	Champs instantanés de vitesse avec contours de critère $Q$ pour l'injection en pétales sur plan au plan majeur avec $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ . . . . .	73
4.31	Champs de vitesse moyenne axiale du jet en pétales sur plan pour $H/D = 5$ , $Re = 23\ 000$ : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP) . . . . .	73
4.32	Champs de vitesse axiale quadratique du jet en pétales sur plan pour $H/D = 5$ , $Re = 23\ 000$ : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP) . . . . .	74
4.33	Profils de vitesse moyenne axiale pour $H/D = 2$ , $Re = 23\ 000$ : (a) $X/D = 0.1$ , (b) $X/D = 0.5$ , (c) $X/D = 0.8$ , (d) $X/D = 1.7$ . . . . .	75
4.34	Profils de vitesse moyenne axiale pour $H/D = 5$ , $Re = 23\ 000$ : (a) $X/D = 0.1$ , (b) $X/D = 0.8$ , (c) $X/D = 1.7$ , (d) $X/D = 4.7$ . . . . .	76
4.35	Distribution de la vitesse axiale quadratique pour l'injection ronde avec $Re = 23\ 000$ : (a) $X/D = 0.9$ pour $H/D = 1$ , (b) $X/D = 1.9$ pour $H/D = 2$ , (c) $X/D = 4.9$ pour $H/D = 5$ . . . . .	76
4.36	Champs instantanés de vitesse avec contours de critère $Q$ pour l'injection ronde avec $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ : (a) sur hémisphère, (b) sur plan . . . . .	77
4.37	Champs de vitesse moyenne axiale de l'injection ronde pour $H/D = 5$ , $Re = 23\ 000$ : (a) sur plan, (b) sur hémisphère . . . . .	77
4.38	Champs instantanés de vitesse avec contours de critère $Q$ pour l'injection ronde avec $H/D = 5$ , $Re = 23\ 000$ : (a) sur hémisphère, (b) sur plan . . . . .	78
4.39	Profils de vitesse moyenne axiale de l'injection en croix au plan majeur pour $H/D = 2$ , $Re = 23\ 000$ : (a) $X/D = 0.1$ , (b) $X/D = 1$ , (c) $X/D = 1.7$ . . . . .	79

4.40	Profils de vitesse moyenne axiale de l'injection en croix au plan mineur pour $H/D = 2$ , $Re = 23\ 000$ : (a) $X/D = 0.1$ , (b) $X/D = 1$ , (c) $X/D = 1.7$	80
4.41	Champs de vitesse moyenne de l'injection en croix au plan majeur pour $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ : (a) vitesse axiale sur hémisphère, (b) vitesse axiale sur plan, (c) vitesse radiale sur hémisphère, (d) vitesse radiale sur plan	80
4.42	Développement de deux couches de cisaillement pour l'injection en croix sur hémisphère	81
4.43	Champs de vitesse moyenne de l'injection en croix au plan mineur pour $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ : (a) vitesse axiale sur hémisphère, (b) vitesse axiale sur plan, (c) vitesse radiale sur hémisphère, (d) vitesse radiale sur plan	81
4.44	Champs instantanés de vitesse avec contours de critère $Q$ pour l'injection en croix au plan majeur (MP) avec $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ : (a) sur plan, (b) sur hémisphère	82
4.45	Champs de vitesse axiale quadratique de l'injection en croix pour $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ : (a) plan majeur (MP) sur hémisphère, (b) plan majeur (MP) sur plan, (c) plan mineur (mP) sur hémisphère, (d) plan mineur (mP) sur plan	82
4.46	Champs de vitesse moyenne axiale de l'injection en croix au plan majeur pour $H/D = 5$ , $Re = 23\ 000$ : (a) sur hémisphère, (b) sur plan	83
4.47	Champs de vitesse axiale quadratique de l'injection en croix au plan majeur pour $H/D = 5$ , $Re = 23\ 000$ : (a) sur hémisphère, (b) sur plan	83
4.48	Profils de vitesse moyenne axiale de l'injection en pétales au plan majeur pour $H/D = 2$ , $Re = 23\ 000$ : (a) $X/D = 0.1$ , (b) $X/D = 1$ , (c) $X/D = 1.7$	84
4.49	Profils de vitesse moyenne axiale de l'injection en pétales au plan mineur pour $H/D = 2$ , $Re = 23\ 000$ : (a) $X/D = 0.1$ , (b) $X/D = 1$ , (c) $X/D = 1.7$	85
4.50	Champs de vitesse moyenne de l'injection en pétales au plan majeur pour $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ : (a) vitesse axiale sur hémisphère, (b) vitesse axiale sur plan, (c) vitesse radiale sur hémisphère, (d) vitesse radiale sur plan	85
4.51	Champs de vitesse moyenne de l'injection en pétales au plan mineur pour $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ : (a) vitesse axiale sur hémisphère, (b) vitesse axiale sur plan, (c) vitesse radiale sur hémisphère, (d) vitesse radiale sur plan	86
4.52	Champs de vitesse moyenne radiale de l'injection en pétales sur hémisphère pour $H/D = 2$ , $Re = 23\ 000$ : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP)	86
4.53	Champs de vitesse axiale quadratique de l'injection en pétales pour $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ : (a) plan majeur (MP) sur hémisphère, (b) plan majeur (MP) sur plan, (c) plan mineur (mP) sur hémisphère, (d) plan mineur (mP) sur plan	87
4.54	Champs instantanés de vitesse avec contours de critère $Q$ pour l'injection en pétales au plan majeur (MP) avec $H/D = 1$ , $Re = 23\ 000$ : (a) sur hémisphère, (b) sur plan	87
4.55	Champs de vitesse moyenne axiale de l'injection en pétales au plan majeur pour $H/D = 5$ , $Re = 23\ 000$ : (a) sur hémisphère, (b) sur plan	88
4.56	Champs de vitesse axiale quadratique de l'injection en pétales au plan majeur pour $H/D = 5$ , $Re = 23\ 000$ : (a) sur hémisphère, (b) sur plan	88

5.1	Cartographies du nombre de Nusselt pour une surface plate avec $H/D = 1$ et $Re = 23\ 000$ : (a) injection ronde, (b) injection en croix, (c) injection en pétales . . . . .	92
5.2	Cartographies du nombre de Nusselt pour une surface hémisphérique avec $H/D = 2$ et $Re = 23\ 000$ : (a) injection ronde, (b) injection en croix, (c) injection en pétales . . . . .	93
5.3	Distributions radiales de l'efficacité moyenne de l'injection ronde sur hémisphère pour différents nombres de Reynolds : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 3$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	94
5.4	Distributions radiales de l'efficacité moyenne de l'injection en croix sur hémisphère pour différents nombres de Reynolds : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 3$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	95
5.5	Distributions radiales de l'efficacité moyenne de l'injection en pétales sur hémisphère pour différents nombres de Reynolds : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 3$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	95
5.6	Distributions radiales du nombre de Nusselt moyen de l'injection ronde pour deux températures du jet : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 3$ , (c) $H/D = 5$ .	96
5.7	Distribution radiale du nombre de Nusselt moyen de l'injection ronde sur plan pour $Re = 23\ 000$ . . . . .	96
5.8	Distribution de la vitesse axiale quadratique pour l'injection ronde sur plan avec $Re = 23\ 000$ à $0.1D$ de la plaque . . . . .	97
5.9	Distribution de la vitesse moyenne axiale pour l'injection ronde sur plan avec $Re = 23\ 000$ à $0.1D$ de la plaque . . . . .	97
5.10	Comparaison de la variation du nombre de Nusselt de la présente étude à celle de Baughn et Shimizu [38] pour l'injection ronde sur plan avec $H/D = 2$ . . . . .	98
5.11	Distribution radiale de l'efficacité moyenne de l'injection ronde sur plan pour $Re = 23\ 000$ . . . . .	99
5.12	Distributions radiales du nombre de Nusselt local de l'injection en croix sur plan pour deux plans majeurs et mineurs avec $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 2$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	100
5.13	Distributions radiales du nombre de Nusselt local de l'injection en pétales sur plan pour deux plans majeurs et mineurs avec $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 2$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	100
5.14	Vitesse axiale quadratique de l'injection sur plan à $X/D = 0.9$ pour $H/D = 1$	101
5.15	Vitesse radiale quadratique de l'injection sur plan à $X/D = 0.9$ pour $H/D = 1$ . . . . .	101
5.16	Vitesse moyenne axiale de l'injection sur plan à $X/D = 0.9$ pour $H/D = 1$	102
5.17	Vitesse axiale quadratique de l'injection sur plan à $X/D = 1.9$ pour $H/D = 2$	102
5.18	Vitesse radiale quadratique de l'injection sur plan à $X/D = 1.9$ pour $H/D = 2$ . . . . .	102
5.19	Vitesse moyenne radiale de l'injection en pétales sur plan pour le plan majeur (MP) et le plan mineur (mP) à $X/D = 1.9$ pour $H/D = 2$ . . . . .	103

5.20	Distributions radiales du nombre de Nusselt moyen des injection lobées sur plan et de l'injection ronde sur plan pour $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 2$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	103
5.21	Vitesse axiale quadratique de l'injection sur plan à $X/D = 4.9$ pour $H/D = 5$	104
5.22	Distributions radiales de l'efficacité locale de l'injection en croix sur plan pour deux plans majeurs et mineurs avec $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 2$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	105
5.23	Distributions radiales de l'efficacité locale de l'injection en pétales sur plan pour deux plans majeurs et mineurs avec $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 2$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	105
5.24	Distributions radiales de l'efficacité moyenne des injections lobées sur plan et de l'injection ronde sur plan pour $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 2$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	106
5.25	Distributions radiales du nombre de Nusselt moyen de l'injection ronde sur hémisphère pour différents nombres de Reynolds : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 3$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	107
5.26	Distributions radiales du nombre de Nusselt moyen de les injections rondes sur hémisphère et sur plan pour $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 2$ , (c) $H/D = 3$ , (d) $H/D = 5$ . . . . .	107
5.27	Vitesse moyenne axiale de l'injection ronde sur hémisphère et sur plan : (a) $X/D = 0.9$ pour $H/D = 1$ , (b) $X/D = 1.9$ pour $H/D = 2$ , (c) $X/D = 4.9$ pour $H/D = 5$ . . . . .	108
5.28	Distributions radiales de l'efficacité moyenne de l'injection ronde sur hémisphère et sur plan pour $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 2$ , (c) $H/D = 3$ , (d) $H/D = 5$ . . . . .	110
5.29	Distributions radiales du nombre de Nusselt local de l'injection en croix sur hémisphère pour deux plans majeurs et mineurs avec $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 2$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	111
5.30	Distributions radiales du nombre de Nusselt local de l'injection en pétales sur hémisphère pour deux plans majeurs et mineurs avec $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 2$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	111
5.31	Vitesse axiale quadratique de l'injection sur hémisphère à $X/D = 0.9$ pour $H/D = 1$ . . . . .	111
5.32	Vitesse radiale quadratique de l'injection sur hémisphère à $X/D = 0.9$ pour $H/D = 1$ . . . . .	112
5.33	Vitesse axiale quadratique de l'injection sur hémisphère à $X/D = 1.9$ pour $H/D = 2$ . . . . .	112
5.34	Vitesse radiale quadratique de l'injection sur hémisphère à $X/D = 1.9$ pour $H/D = 2$ . . . . .	113
5.35	Vitesse moyenne axiale de l'injection sur hémisphère à $X/D = 0.9$ pour $H/D = 1$ . . . . .	113
5.36	Vitesse moyenne axiale de l'injection sur hémisphère à $X/D = 1.9$ pour $H/D = 2$ . . . . .	113

5.37	Distributions radiales du nombre de Nusselt moyen de l'injection en croix sur hémisphère pour différents nombres de Reynolds : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 3$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	114
5.38	Distributions radiales du nombre de Nusselt moyen de l'injection en pétales sur hémisphère pour différents nombres de Reynolds : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 3$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	114
5.39	Distributions radiales du nombre de Nusselt moyen de l'injection en croix sur hémisphère et sur plan pour $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 2$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	115
5.40	Distributions radiales du nombre de Nusselt moyen de l'injection en pétales sur hémisphère et sur plan pour $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 2$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	115
5.41	Vitesse moyenne axiale des injections lobées à $X/D = 0.9$ pour $H/D = 1$ : (a) Injection en croix, (b) Injection en pétales . . . . .	116
5.42	Vitesse moyenne axiale des injections lobées à $X/D = 1.9$ pour $H/D = 2$ : (a) Injection en croix, (b) Injection en pétales . . . . .	116
5.43	Distributions radiales du nombre de Nusselt moyen des injections lobées sur hémisphère et de l'injection ronde sur hémisphère pour $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 2$ , (c) $H/D = 3$ , (d) $H/D = 5$ . . . . .	117
5.44	Vitesse axiale quadratique de l'injection sur hémisphère à $X/D = 4.9$ pour $H/D = 5$ . . . . .	117
5.45	Distributions radiales de l'efficacité locale de l'injection en croix sur hémisphère pour deux plans majeurs et mineurs avec $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 2$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	118
5.46	Distributions radiales de l'efficacité locale de l'injection en pétales sur hémisphère pour deux plans majeurs et mineurs avec $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 2$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	119
5.47	Distributions radiales de l'efficacité moyenne de l'injection en croix sur hémisphère et sur plan pour $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 2$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	119
5.48	Distributions radiales de l'efficacité moyenne de l'injection en pétales sur hémisphère et sur plan pour $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 2$ , (c) $H/D = 5$ . . . . .	119
5.49	Distributions radiales de l'efficacité moyenne de l'injection lobée sur hémisphère et de l'injection ronde sur hémisphère pour $Re = 23\ 000$ : (a) $H/D = 1$ , (b) $H/D = 2$ , (c) $H/D = 3$ , (d) $H/D = 5$ . . . . .	120
6.1	Champs de vitesse moyenne axiale de l'injection tubulaire pour $H/D = 1$ : (a) $Re = 120\ 000$ , $M = 0.76$ , (b) $Re = 120\ 000$ , $M = 0.34$ , (c) $Re = 150\ 000$ , $M = 0.9$ , (d) $Re = 150\ 000$ , $M = 0.42$ . . . . .	125
6.2	Champs de vitesse moyenne radiale de l'injection tubulaire pour $H/D = 1$ : (a) $Re = 120\ 000$ , $M = 0.76$ , (b) $Re = 120\ 000$ , $M = 0.34$ , (c) $Re = 150\ 000$ , $M = 0.9$ , (d) $Re = 150\ 000$ , $M = 0.42$ . . . . .	126

6.3	Champs de vitesse axiale quadratique de l'injection tubulaire pour $H/D = 1$ : (a) $Re = 120\ 000$ , $M = 0.76$ , (b) $Re = 120\ 000$ , $M = 0.34$ , (c) $Re = 150\ 000$ , $M = 0.9$ , (d) $Re = 150\ 000$ , $M = 0.42$ . . . . .	126
6.4	Distributions de la vitesse axiale quadratique de l'injection tubulaire à $X/D = 0.9$ pour $H/D = 1$ : (a) $Re = 120\ 000$ , (b) $Re = 150\ 000$ . . . . .	127
6.5	Champs de vitesse radiale quadratique de l'injection tubulaire pour $H/D = 1$ : (a) $Re = 120\ 000$ , $M = 0.76$ , (b) $Re = 120\ 000$ , $M = 0.34$ , (c) $Re = 150\ 000$ , $M = 0.9$ , (d) $Re = 150\ 000$ , $M = 0.42$ . . . . .	127
6.6	Champs instantanés de vitesse avec contours de critère $Q$ pour l'injection tubulaire pour $Re = 150\ 000$ et $H/D = 1$ : (a) $M = 0.9$ , (b) $M = 0.42$ . . . . .	128
6.7	Champs de vitesse moyenne radiale de l'injection tubulaire pour $H/D = 5$ : (a) $Re = 120\ 000$ , $M = 0.76$ , (b) $Re = 120\ 000$ , $M = 0.34$ , (c) $Re = 150\ 000$ , $M = 0.9$ , (d) $Re = 150\ 000$ , $M = 0.42$ . . . . .	129
6.8	Distributions de la vitesse axiale quadratique de l'injection tubulaire à $X/D = 4.9$ pour $H/D = 5$ : (a) $Re = 120\ 000$ , (b) $Re = 150\ 000$ . . . . .	129
6.9	Distribution radiale du nombre de Nusselt moyen de l'injection tubulaire avec différentes distances d'impact $H/D$ pour $Re = 90\ 000$ : (a) $M = 0.17$ , (b) $M = 0.6$ . . . . .	130
6.10	Effet du nombre de Mach sur le nombre de Nusselt pour $Re = 120\ 000$ et $H/D = 1$ , $T_{ref} = T^o$ . . . . .	131
6.11	Effet du nombre de Mach sur le nombre de Nusselt pour $H/D = 1$ : (a) $Re = 120\ 000$ , (b) $Re = 150\ 000$ , $T_{ref} = T_{ad}$ . . . . .	131
6.12	Effet du nombre de Mach sur le nombre de Nusselt pour $H/D = 5$ : (a) $Re = 120\ 000$ , (b) $Re = 150\ 000$ , $T_{ref} = T_{ad}$ . . . . .	132
6.13	Effet du nombre de Mach sur la température adiabatique de paroi pour $H/D = 1$ : (a) $Re = 120\ 000$ , (b) $Re = 150\ 000$ . . . . .	133
6.14	Effet du nombre de Mach sur la température adiabatique de paroi pour $H/D = 5$ : (a) $Re = 120\ 000$ , (b) $Re = 150\ 000$ . . . . .	134
B.1	Champs statistiques de vitesse pour l'injection ronde sur plan avec $H/D = 2$ : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse moyenne radiale, (c) Vitesse axiale quadratique, (d) Vitesse radiale quadratique . . . . .	148
B.2	Champs statistiques de vitesse pour l'injection ronde sur hémisphère avec $H/D = 1$ : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse moyenne radiale, (c) Vitesse axiale quadratique, (d) Vitesse radiale quadratique . . . . .	148
B.3	Champs statistiques de vitesse pour l'injection ronde sur hémisphère avec $H/D = 2$ : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse moyenne radiale, (c) Vitesse axiale quadratique, (d) Vitesse radiale quadratique . . . . .	149
B.4	Champs statistiques de vitesse pour l'injection ronde sur hémisphère avec $H/D = 5$ : (a) Vitesse moyenne radiale, (b) Vitesse axiale quadratique, (c) Vitesse radiale quadratique . . . . .	149
B.5	Champs de vitesse radiale quadratique pour l'injection en croix sur plan avec $H/D = 1$ : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP) . . . . .	149

B.6	Champs statistiques de vitesse de l'injection en croix sur plan pour le plan majeur (MP) avec $H/D = 2$ : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse axiale quadratique, (c) Vitesse radiale quadratique . . . . .	150
B.7	Champs statistiques de vitesse de l'injection en croix sur plan pour le plan mineur (mP) avec $H/D = 2$ : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse axiale quadratique, (c) Vitesse radiale quadratique . . . . .	150
B.8	Champs de vitesse moyenne radiale pour l'injection en croix sur plan avec $H/D = 5$ : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP) . . . . .	150
B.9	Champs de vitesse radiale quadratique pour l'injection en croix sur plan avec $H/D = 5$ : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP) . . . . .	151
B.10	Champs de vitesse radiale quadratique pour l'injection en croix sur hémisphère avec $H/D = 1$ : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP) . . . . .	151
B.11	Champs statistiques de vitesse de l'injection en croix sur hémisphère pour le plan majeur (MP) avec $H/D = 2$ : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse moyenne radiale (c) Vitesse axiale quadratique, (d) Vitesse radiale quadratique . . . . .	151
B.12	Champs statistiques de vitesse de l'injection en croix sur hémisphère pour le plan mineur (mP) avec $H/D = 2$ : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse moyenne radiale, (c) Vitesse axiale quadratique, (d) Vitesse radiale quadratique . . . . .	152
B.13	Champs statistiques de vitesse de l'injection en croix sur hémisphère pour le plan mineur (mP) avec $H/D = 5$ : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse moyenne radiale, (c) Vitesse axiale quadratique, (d) Vitesse radiale quadratique . . . . .	152
B.14	Champs statistiques de vitesse de l'injection en croix sur hémisphère pour le plan majeur (MP) avec $H/D = 5$ : (a) Vitesse moyenne radiale, (b) Vitesse radiale quadratique . . . . .	153
B.15	Champs de vitesse radiale quadratique pour l'injection en pétales sur plan avec $H/D = 1$ : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP) . . . . .	153
B.16	Champs statistiques de vitesse de l'injection en pétales sur plan pour le plan majeur (MP) avec $H/D = 2$ : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse axiale quadratique, (c) Vitesse radiale quadratique . . . . .	153
B.17	Champs statistiques de vitesse de l'injection en pétales sur plan pour le plan mineur (mP) avec $H/D = 2$ : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse axiale quadratique, (c) Vitesse radiale quadratique . . . . .	154
B.18	Champs de vitesse moyenne radiale pour l'injection en pétales sur plan avec $H/D = 5$ : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP) . . . . .	154
B.19	Champs de vitesse radiale quadratique pour l'injection en pétales sur plan avec $H/D = 5$ : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP) . . . . .	154
B.20	Champs de vitesse radiale quadratique pour l'injection en pétales sur hémisphère avec $H/D = 1$ : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP) . . . . .	155
B.21	Champs statistiques de vitesse de l'injection en pétales sur hémisphère pour le plan majeur (MP) avec $H/D = 2$ : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse axiale quadratique, (c) Vitesse radiale quadratique . . . . .	155

B.22	Champs statistiques de vitesse de l'injection en pétales sur hémisphère pour le plan mineur (mP) avec $H/D = 2$ : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse axiale quadratique, (c) Vitesse radiale quadratique . . . . .	155
B.23	Champs statistiques de vitesse de l'injection en pétales sur hémisphère pour le plan mineur (mP) avec $H/D = 5$ : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse moyenne axiale, (c) Vitesse axiale quadratique, (d) Vitesse radiale quadratique . . . . .	156
B.24	Champs statistiques de vitesse de l'injection en pétales sur hémisphère pour le plan majeur (MP) avec $H/D = 5$ : (a) Vitesse moyenne radiale, (b) Vitesse radiale quadratique . . . . .	156
B.25	Distribution radiale du nombre de Nusselt moyen et de l'efficacité moyenne pour l'injection ronde sur plan avec $Re = 45\ 000$ : (a) nombre de Nusselt, (b) efficacité . . . . .	157
B.26	Distribution radiale du nombre de Nusselt moyen de l'injection ronde sur hémisphère pour différents nombres de Reynolds : (a) $Re = 30\ 000$ , (b) $Re = 35\ 000$ , (c) $Re = 40\ 000$ , (d) $Re = 45\ 000$ . . . . .	157
B.27	Distribution radiale de l'efficacité moyenne de l'injection ronde sur hémisphère pour différents nombres de Reynolds : (a) $Re = 30\ 000$ , (b) $Re = 35\ 000$ , (c) $Re = 40\ 000$ , (d) $Re = 45\ 000$ . . . . .	158
B.28	Distribution radiale du nombre de Nusselt de l'injection en croix sur hémisphère pour $H/D = 1$ avec deux plans majeur et mineur : (a) $Re = 30\ 000$ , (b) $Re = 35\ 000$ , (c) $Re = 40\ 000$ , (d) $Re = 45\ 000$ . . . . .	158
B.29	Distribution radiale du nombre de Nusselt de l'injection en croix sur hémisphère pour $H/D = 3$ avec deux plans majeur et mineur : (a) $Re = 30\ 000$ , (b) $Re = 35\ 000$ , (c) $Re = 40\ 000$ , (d) $Re = 45\ 000$ . . . . .	159
B.30	Distribution radiale du nombre de Nusselt de l'injection en croix sur hémisphère pour $H/D = 5$ avec deux plans majeur et mineur : (a) $Re = 30\ 000$ , (b) $Re = 35\ 000$ , (c) $Re = 40\ 000$ , (d) $Re = 45\ 000$ . . . . .	159
B.31	Distribution radiale de l'efficacité de l'injection en croix sur hémisphère pour $H/D = 1$ avec deux plans majeur et mineur : (a) $Re = 30\ 000$ , (b) $Re = 35\ 000$ , (c) $Re = 40\ 000$ , (d) $Re = 45\ 000$ . . . . .	160
B.32	Distribution radiale de l'efficacité de l'injection en croix sur hémisphère pour $H/D = 3$ avec deux plans majeur et mineur : (a) $Re = 30\ 000$ , (b) $Re = 35\ 000$ , (c) $Re = 40\ 000$ , (d) $Re = 45\ 000$ . . . . .	160
B.33	Distribution radiale de l'efficacité de l'injection en croix sur hémisphère pour $H/D = 5$ avec deux plans majeur et mineur : (a) $Re = 30\ 000$ , (b) $Re = 35\ 000$ , (c) $Re = 40\ 000$ , (d) $Re = 45\ 000$ . . . . .	161
B.34	Distribution radiale du nombre de Nusselt de l'injection en pétales sur hémisphère pour $H/D = 1$ avec deux plans majeur et mineur : (a) $Re = 30\ 000$ , (b) $Re = 35\ 000$ , (c) $Re = 40\ 000$ , (d) $Re = 45\ 000$ . . . . .	161
B.35	Distribution radiale du nombre de Nusselt de l'injection en pétales sur hémisphère pour $H/D = 3$ avec deux plans majeur et mineur : (a) $Re = 30\ 000$ , (b) $Re = 35\ 000$ , (c) $Re = 40\ 000$ , (d) $Re = 45\ 000$ . . . . .	162

B.36	Distribution radiale du nombre de Nusselt de l'injection en pétales sur hémisphère pour $H/D = 5$ avec deux plans majeur et mineur : (a) $Re = 30\ 000$ , (b) $Re = 35\ 000$ , (c) $Re = 40\ 000$ , (d) $Re = 45\ 000$ . . . . .	162
B.37	Distribution radiale de l'efficacité de l'injection en pétales sur hémisphère pour $H/D = 1$ avec deux plans majeur et mineur : (a) $Re = 30\ 000$ , (b) $Re = 35\ 000$ , (c) $Re = 40\ 000$ , (d) $Re = 45\ 000$ . . . . .	163
B.38	Distribution radiale de l'efficacité de l'injection en pétales sur hémisphère pour $H/D = 3$ avec deux plans majeur et mineur : (a) $Re = 30\ 000$ , (b) $Re = 35\ 000$ , (c) $Re = 40\ 000$ , (d) $Re = 45\ 000$ . . . . .	163
B.39	Distribution radiale de l'efficacité de l'injection en pétales sur hémisphère pour $H/D = 5$ avec deux plans majeur et mineur : (a) $Re = 30\ 000$ , (b) $Re = 35\ 000$ , (c) $Re = 40\ 000$ , (d) $Re = 45\ 000$ . . . . .	164

## LISTE DES TABLEAUX

3.1	Coefficients A et B en fonction du diamètre des cols soniques . . . . .	36
3.2	Incertitudes estimées des grandeurs de mesure . . . . .	48
4.1	Conditions d'essai des injections . . . . .	57
5.1	La loi puissance en Re pour trois jets pour trois distances d'impact H/D = 1, 3 et 5 . . . . .	114
6.1	Paramètres d'étude pour les mesures de vitesse . . . . .	124
6.2	Paramètres d'étude pour les mesures thermiques . . . . .	124
A.1	Caractéristiques de la caméra . . . . .	144



**Symboles latins**

$\overline{Nu}$	Nombre de Nusselt moyen	[-]
$\overline{Nu}(6D)$	Nombre de Nusselt moyen global	[-]
$a$	Célérité du son	[m.s <sup>-1</sup> ]
$A_o$	Section de passage de l'injection	[m <sup>2</sup> ]
$C_p$	Chaleur massique à pression constante	[J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$D$	Diamètre de l'injecteur	[m]
$D_p$	Diamètre de la plaque d'impact	[m]
$D_{col}$	Diamètre du col sonique	[m]
$e_c$	Epaisseur du circuit égal à 17,5.10 <sup>-6</sup>	[m]
$e_p$	Epaisseur de la plaque égale à 1,6.10 <sup>-3</sup>	[m]
$H$	Distance d'impact entre la sortie de l'injecteur et la plaque d'impact	[m]
$h_{conv,arr}$	Coefficient d'échange convectif en face arrière	[W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$h_{conv,av}$	Coefficient d'échange convectif en face d'impact	[W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$h_{conv}$	Coefficient de transfert convectif local	[W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$I$	Intensité du courant dans le circuit	[A]
$L$	Longueur du coeur potentiel	[m]
$l$	Largeur de la piste égale à 0.0002	[m]
$L_e$	Longueur d'établissement aérodynamique	[m]
$l_i$	L'interpiste égal à 0.00025	[m]
$L_s$	Longueur des spirales	[m]

$L_t$	Longueur du tube	[m]
$M$	Nombre de Mach ( $M = u_o/a$ )	[-]
$Nu$	Nombre de Nusselt	[-]
$P_{col}$	Pression statique de l'écoulement mesurée via capteur de pression	[bar]
$Q$	Débit massique de l'écoulement	[kg.s <sup>-1</sup> ]
$R$	Résistance du circuit imprimé	[Ω]
$r$	Cordonnée radiale	[m]
$r_c$	Coefficient de récupération	[-]
$r_e$	Résistivité électrique du circuit de cuivre	[Ω.m]
$Re$	Nombre de Reynolds ( $Re = \frac{u_o D}{\nu}$ )	[-]
$S$	Surface chauffante de la plaque d'impact	[m <sup>2</sup> ]
$St$	Nombre de Strouhal ( $St = fD/u_o$ )	[-]
$T^o$	Température totale du jet	[K]
$T_p$	Température de paroi	[K]
$T_s$	Température statique du jet	[K]
$T_{ad}$	Température adiabatique de paroi	[K]
$T_{amb}$	Température de l'air ambiant	[K]
$T_{col}$	Température du col sonique	[K]
$T_{p,arr}$	Température de la face arrière de la plaque d'impact	[K]
$T_{p,av}$	Température de la face avant de la plaque d'impact	[K]
$T_{ref}$	Température de référence	[K]
$u_o$	Vitesse débitante de l'écoulement ( $u_o = Q/(\rho A_o)$ )	[m.s <sup>-1</sup> ]
$u_r$	Vitesse radiale	[m.s <sup>-1</sup> ]
$u_r^{rms}$	Vitesse radiale quadratique	[m.s <sup>-1</sup> ]
$u_x$	Vitesse axiale	[m.s <sup>-1</sup> ]
$u_x^{rms}$	Vitesse axiale quadratique	[m.s <sup>-1</sup> ]
$x$	Cordonnée axiale	[m]

### Symboles grecs

$\eta$	Efficacité ( $\eta = \frac{T_{ad}-T_{amb}}{T^o-T_{amb}}$ )	[-]
$\lambda$	Conductivité thermique du fluide	[W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$\lambda_T$	Conductivité du Téflon	[W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]

$\rho$	Masse volumique	$[\text{kg} \cdot \text{s}^{-3}]$
$\sigma$	Constante de Stefan-Boltzmann égale à $5.67 \cdot 10^{-8}$	$[\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}]$
$\theta$	Angle	[degré]
$\varepsilon_p$	Emissivité de la paroi d'impact	[-]
$\varphi_{conv,arr}$	Densité de flux convectif en face arrière de la plaque d'impact	$[\text{W} \cdot \text{m}^{-2}]$
$\varphi_{conv,av}$	Densité de flux convectif en face avant de la plaque d'impact	$[\text{W} \cdot \text{m}^{-2}]$
$\varphi_{conv}$	Densité de flux de chaleur locale	$[\text{W} \cdot \text{m}^{-2}]$
$\varphi_{elec}$	Densité de flux électrique	$[\text{W} \cdot \text{m}^{-2}]$
$\varphi_{rad,arr}$	Densité de flux radiatif en face arrière de la plaque d'impact	$[\text{W} \cdot \text{m}^{-2}]$
$\varphi_{rad,av}$	Densité de flux radiatif en face avant de la plaque d'impact	$[\text{W} \cdot \text{m}^{-2}]$

### Indices

<i>ad</i>	Valeur relative à la paroi adiabatique
<i>amb</i>	Valeur relative à l'ambiante
<i>arr</i>	Valeur relative à la face arrière de la plaque d'impact
<i>av</i>	Valeur relative à la face avant de la plaque d'impact
<i>conv</i>	Valeur relative à la convection
<i>j</i>	Valeur relative au jet en sortie d'injecteur
<i>p</i>	Valeur relative à la paroi d'impact
<i>rad</i>	Valeur relative au rayonnement
<i>ref</i>	Valeur relative à la référence



CHAPITRE 1

INTRODUCTION

L'impact de jet d'air peut produire des taux importants de transfert de chaleur. De plus, l'impact de jet permet de concentrer les transferts de chaleur dans une zone précise. Pour ces raisons, il s'agit d'une technique très utilisée dans les systèmes de refroidissement, de chauffage et de séchage dans plusieurs applications industrielles comme le refroidissement des aubes de turbine ou des équipements électriques, le séchage du papier ou du textile, la trempe de l'acier ou du verre comme le montre la Figure 1.1.

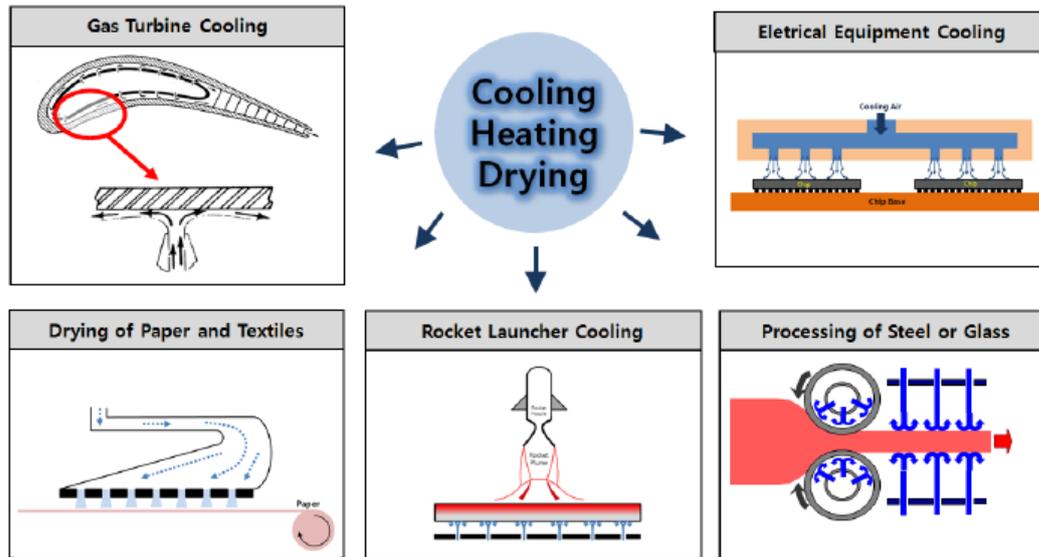


FIGURE 1.1 – Applications différentes de l'impact de jet [1]

Dans le cadre des jets en impact, un des principaux facteurs d'influence sur les transferts de chaleur est la forme de l'injecteur. En effet, les géométries d'injecteur ont une influence importante sur les transferts de chaleur en affectant le profil de vitesse en sortie ce qui peut modifier l'écoulement dans la zone d'impact et le comportement des structures tourbillonnaires du jet. Dans une première partie, nos travaux se concentrent donc dans un premier temps sur l'étude expérimentale aérodynamique et thermique de l'impact des jets d'air pour six différentes géométries de l'injecteur : injection ronde, en « croix » et en « pétales » perforées sur une surface plate et hémisphérique (Figures 1.2 et 1.3) avec une même section de passage libre (équivalent à la section de passage de l'injection ronde). Dans notre étude, l'injection tubulaire est utilisée comme l'injection ronde perforée sur une surface plate car l'injection tubulaire est un jet usuel dans la littérature des jets d'air en impact.

D'autre part, nous avons également cherché à analyser un autre effet lié à l'injection et plus précisément à sa taille. En effet, s'il est généralement admis que le nombre de Reynolds lié à l'injection est nécessaire pour caractériser l'écoulement, un tel nombre n'est suffisant que pour de faible vitesse. Dans le cas de fortes vitesses, des effets de compressibilité peuvent apparaître. Nos travaux ont donc également concerné l'étude du diamètre de l'injection. La comparaison entre différente taille de celui-ci permettant de mettre en lumière les effets de compressibilité (même nombre de Reynolds mais nombre

---

de Mach différent).

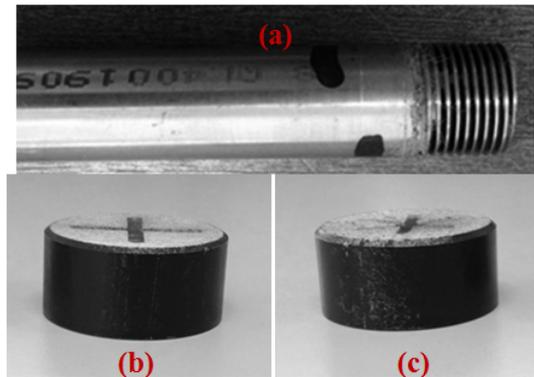


FIGURE 1.2 – Injections sur une surface plate : (a) injection ronde, (b) injection en croix, (c) injection en pétales



FIGURE 1.3 – Injections sur une surface hémisphérique : (a) injection ronde, (b) injection en croix, (c) injection en pétales

Le mémoire est organisé en sept chapitres. Après ce premier chapitre d'introduction, le deuxième chapitre présente une étude bibliographique des travaux publiés sur l'impact d'un jet. Nous rappelons brièvement la structure générale d'un jet axisymétrique en impact, tant du point de vue aérodynamique que du point de vue thermique. La formation et l'effet des structures tourbillonnaires ainsi que l'influence du taux de turbulence en sortie du jet sont abordés dans la couche de mélange du jet libre et du jet en impact. D'autre part, le problème du choix de température de référence pour calculer le coefficient d'échange est aussi décrit. Enfin, l'influence des paramètres sur les caractéristiques aérodynamiques et thermiques comme la géométrie de l'injecteur, le nombre de Reynolds, le diamètre de l'injecteur, la distance d'impact, l'effet de la compressibilité est également présentée dans cette partie.

Le troisième chapitre présente le dispositif expérimental et les techniques de mesure. Dans une première partie, les composants du banc d'essai sont décrits. Dans une deuxième partie, deux techniques de mesure : mesure thermique et de vitesse sont décrites. Les mesures de vitesses sont réalisées par PIV haute et basse cadence suivant la configuration.

Pour les mesures thermiques, nous décrivons la méthode d'exploitation des mesures basée sur le couplage entre des mesures infrarouges et un chauffage électrique par film mince pour pouvoir déterminer le coefficient d'échange de chaleur et la température adiabatique de paroi. Ces deux grandeurs sont exprimées sous leur forme adimensionnée par l'intermédiaire du nombre de Nusselt et de l'efficacité.

Le quatrième chapitre présente les résultats aérodynamiques pour les six injections différentes : injection ronde, en « croix » et en « pétales » perforées sur une surface plate et hémisphérique et pour un nombre de Reynolds  $Re = \frac{u_o D}{\nu} = 23\ 000$  avec trois distances d'impact  $H/D = 1, 2$  et  $5$ . Le cinquième chapitre présente les résultats thermiques pour ces six injections, pour une rangée de nombre de Reynolds  $23\ 000 \leq Re \leq 45\ 000$ , pour quatre distances d'impact  $H/D = 1, 2, 3$  et  $5$  et pour un jet froid (température du jet égale à celle ambiante,  $T^o = T_{amb} = 20^\circ\text{C}$ ) et un jet chaud (température du jet supérieure à celle ambiante,  $T^o = 50^\circ\text{C}$ ). Les résultats thermiques associés aux résultats aérodynamiques seront analysés afin d'expliquer les comportements de tels écoulements.

Le sixième chapitre présente les résultats aérodynamiques et thermiques pour l'écoulement compressible (nombre de Mach allant jusqu'à  $0.9$ ) en utilisant quatre injections tubulaires de différents diamètres ( $D = 6\ \text{mm}, 10\ \text{mm}, 15\ \text{mm}$  et  $22\ \text{mm}$ ) permettant de faire varier le nombre de Mach tout en conservant le même nombre de Reynolds. Les mesures sont effectuées pour de grands nombres de Reynolds  $90\ 000 \leq Re \leq 150\ 000$ , pour une plage de distances d'impact  $1 \leq H/D \leq 9$  et pour une température totale du jet égale à celle ambiante ( $T^o = T_{amb} = 20^\circ\text{C}$ ). Les différences de transferts entre les configurations à haut et bas nombre de Mach sont analysées et expliquées par les mesures aérodynamiques.

Le dernier chapitre présente la conclusion et la perspective de notre étude.

CHAPITRE 2

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

## 2.1 INTRODUCTION

De nos jours, les recherches sur les jets en impact sont de plus en plus développées et utilisées les jets dans de nombreux processus industriels nécessitant des échanges de chaleur convectifs ou de masses élevés. Dans le domaine de l'aéronautique, l'impact de jet d'air est une technique très utilisée pour refroidir les parois des aubes de turbines ou bien des chambres de combustion de moteurs de nouvelles générations. Ces jets jouent un rôle très important et efficace dans la technique de chauffage ou de refroidissement rapide de grande surface.

Dans la première partie, le but de la bibliographie est d'étudier les connaissances aérodynamiques puis thermiques concernant l'écoulement en impact et l'influence de la compressibilité sur les caractéristiques aérodynamiques et thermiques. Les paramètres influençant la thermique et l'aérodynamique par impact de jet sur une surface solide sont nombreux et variés comme la nature de l'ajutage (tube long, convergent profilé, contraction), le fluide d'injection, le fluide environnant, le nombre de jet (unique ou multiple), la différence de température entre le jet, l'ambiante, et la surface d'impact, la géométrie de l'injection (circulaire, croix, lobe, pétales...), la distance entre le jet et la surface d'impact, le diamètre de l'injecteur, mais également les valeurs des nombres de Reynolds et de Mach en sortie d'injection, le taux de turbulence initial du jet, la présence de confinement ou non. Du fait de la diversité des paramètres, les configurations d'études sont très diverses et il est donc difficile de comparer ces études entre elles. Au vu du grand nombre de paramètres pouvant influencer les transferts de chaleur de jets en impact, l'approche expérimentale est nécessaire.

Plusieurs synthèses bibliographiques ont déjà été réalisées sur le sujet de l'impact de jet. Parmi les premières synthèses, on peut citer celle de Gautner et al. en 1970 [2] qui s'intéresse à l'aérodynamique d'un jet unique, celle de Martin en 1977 [3] qui couvre à la fois l'aérodynamique et les échanges de chaleur d'un jet ou de plusieurs jets. On peut également citer la synthèse de Downs et James en 1987 [4], ainsi que celle de Jambunathan et al. [5] en 1992 qui ne se rapporte qu'à un jet unique.

Du fait de la diversité des configurations et du nombre important de paramètres possibles, l'étude bibliographique ne va présenter qu'une revue des principales études expérimentales publiées sur des configurations simples de l'impact d'un jet unique sur une plaque plane, tant du point de vue aérodynamique que du point de vue thermique et des paramètres d'influence.

## 2.2 GENERALITE D'UN JET AXISYMETRIQUE EN IMPACT

L'objectif de ce paragraphe est de présenter uniquement les notions de base de l'impact de jet au travers du cas d'un jet simple axisymétrique en impact. Il y a deux types de jet selon la nature du fluide environnant (Figure 2.1). Le premier est un jet submergé lorsque

le fluide éjecté de l'injecteur est identique à celui constituant l'atmosphère externe et le deuxième est un jet liquide non submergé lorsque le fluide est liquide et qu'il débouche dans une atmosphère gazeuse.

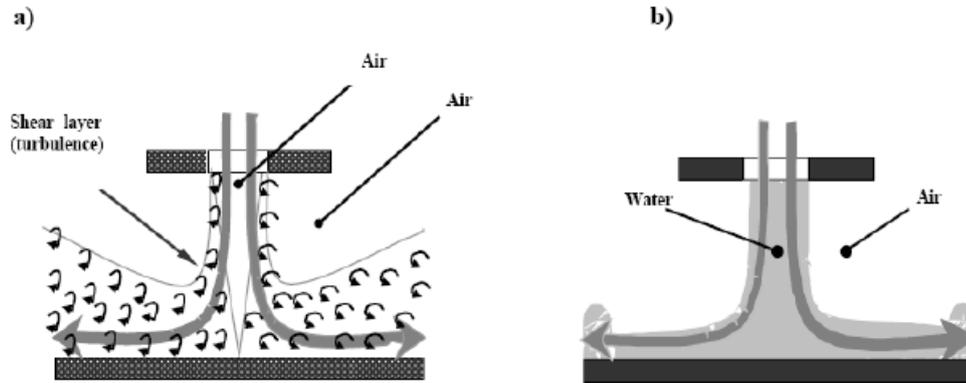


FIGURE 2.1 – (a) Jet d'air, (b) Jet liquide [6]

Dans ma thèse, je vais aborder principalement la configuration submergée académique de jets d'air en impact sur une paroi plane.

### 2.2.1 Aérodynamique

#### 2.2.1.1 Structure du jet en impact

On décompose classiquement un jet en impact en trois zones comme indiqué sur la Figure 2.2 :

- La zone de jet libre (*Free jet region*)
- La zone d'impact (*Stagnation region*)
- La zone de jet pariétal (*Wall jet region*)

- *Zone de jet libre*

Selon la distance d'impact adimensionnée  $H/D$  ( $H$  représente la hauteur d'impact,  $D$  le diamètre du jet), cette zone peut être constituée de la première région, de la première région et la seconde ou des trois régions (Figure 2.3) :

- La première de ces régions est la région de cône potentiel (*core*). C'est la région où la vitesse en sortie de l'injecteur est conservée. Une zone centrale est entourée d'une zone de mélange et d'une zone de cisaillement entre le jet et l'air ambiant. Des couches de mélange apparaissent et s'épaississent. Les couches de mélange sont de plus en plus développées, la zone centrale diminue progressivement. Le phénomène d'entraînement de masse, de quantité de mouvement, et d'énergie se développe en liaison avec les structures tourbillonnaires qui apparaissent dans la couche de mélange sous l'action des forces de cisaillement à l'interface entre le jet et l'air am-

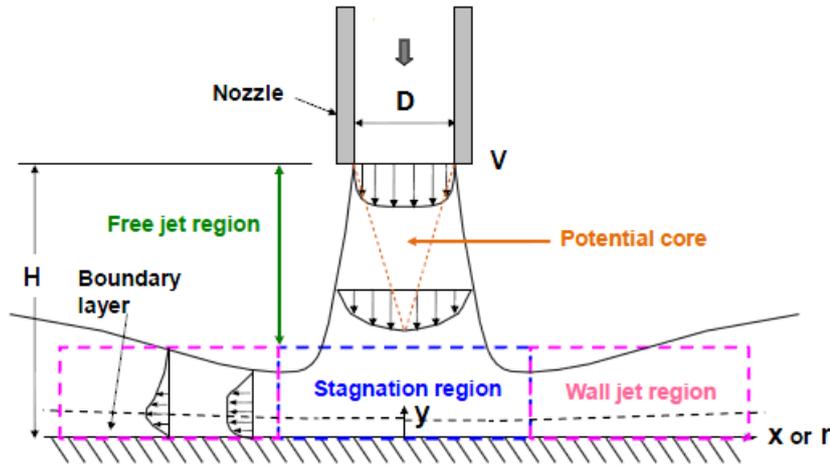


FIGURE 2.2 – Structure d'un jet sur une plaque plane [1]

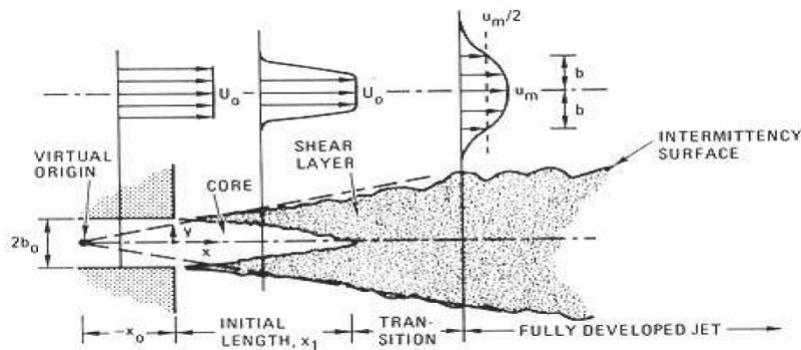


FIGURE 2.3 – Structure du jet libre [7]

biant. Du fait de la nature instable de la couche de cisaillement, des fluctuations sont formées au bord de fuite de l'ajutage de l'injection. Ces instabilités grossissent rapidement pour former des tourbillons lorsque l'écoulement se déplace vers l'aval. La longueur de ce cône potentiel (*initial length*) est déterminé à partir de la vitesse sur l'axe du jet et est généralement évaluée entre  $5D$  et  $7D$  ([8], [9], [10]). Cependant, cette longueur dépend du profil de vitesse, ainsi que du taux de turbulence en sortie d'injecteur, du type d'injection utilisée, de la différence entre la température du jet et celle de l'ambiante. Gauntner et al. [2] trouvent que l'écoulement du jet est pleinement turbulent pour un nombre de Reynolds d'injection supérieur à 3000. Dans ces conditions, ils estiment la longueur du cône potentiel du jet comprise entre  $4.7D$  et  $7.7D$ .

- La seconde région est nommée région de transition ou de réorganisation (*transition*). Les couches de mélange se rejoignent au centre du jet et interagissent. Cette région se caractérise par une baisse de vitesse axiale  $u(x)$  suivant  $x$  car les contraintes de cisaillement sont larges en frontière du jet. Plus les contraintes de cisaillement sont fortes, plus le taux de turbulence dans l'écoulement est grand. Cela conduit à augmenter l'entraînement du fluide environnant.

- La dernière région est appelée région développée (*fully developed jet*). Les profils dans le jet sont désormais auto-semblables. Les couches de mélange continuent à entraîner du fluide ambiant.

- *Zone d'impact*

Cette zone est caractérisée par une transformation de la vitesse axiale en vitesse radiale. La vitesse axiale baisse rapidement tandis que la pression statique augmente longitudinalement. La pression décroît le long de la plaque à partir du point d'arrêt. L'écoulement le long de la plaque est donc accéléré depuis le point de stagnation. La limite radiale de la zone d'impact peut être définie comme l'endroit où le gradient de pression radial s'annule et s'inverse (d'après Polat et al. [11]). Selon ces auteurs, la limite radiale de cette zone se situe entre 0.5D et 1D du point d'impact. D'autre part, l'épaisseur de la couche limite dans cette zone est déterminée en fonction de la vitesse radiale maximale.

$$u_r(\delta) = 0.99u_{r,max}$$

- *Zone de jet pariétal*

Dans cette région, l'écoulement possède maintenant les caractéristiques d'un jet pariétal. Les couches limites se développent le long de la surface d'impact. La vitesse radiale diminue à cause de l'effet de la dispersion et des frottements. L'intensité de turbulence dans les couches de mélange de la zone libre tendent à augmenter dans la première partie de la zone de jet pariétal. Le phénomène d'entraînement dynamique se poursuit radialement le long de la plaque à l'interface entre la couche limite et l'air ambiant.

### 2.2.1.2 Structures tourbillonnaires et taux de turbulence

Plusieurs auteurs ont constaté la présence de structures tourbillonnaires régulières au sein de la couche de mélange ([12], [13]). Ces structures tourbillonnaires jouent un grand rôle dans l'entraînement de l'air ambiant et son mélange avec le jet. Ils interagissent avec la plaque d'impact et modifient l'écoulement le long de la plaque. Ces auteurs ([12], [13]) ont montré que quand les structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement atteignent la plaque d'impact, elles suivent l'écoulement et se déplacent radialement loin du point d'impact le long de la plaque. Dans le jet libre, elles ne semblent apparaître que lorsque la couche limite en bordure de jet est peu turbulente [12]. Cornaro et al. [12] ont noté que ces structures sont présentes pour une intensité turbulente de la couche limite inférieure à 10% et n'apparaissent plus pour une intensité turbulente supérieure à 14% (Figure 2.4). Les structures tourbillonnaires de la couche de cisaillement du jet libre tendent à disparaître à l'impact et laissent place à un écoulement pleinement turbulent peu après la fin du cône potentiel.

Popiel et Boguslawski [14] trouvent aussi que le jet se désorganise peu après la fin du cône potentiel, l'écoulement devient de plus en plus chaotique pour devenir pleinement turbulent. Ils constatent que le taux d'entraînement est beaucoup plus élevé si le profil de vitesse à la sortie du jet est laminaire et si la couche limite qui s'est développée dans

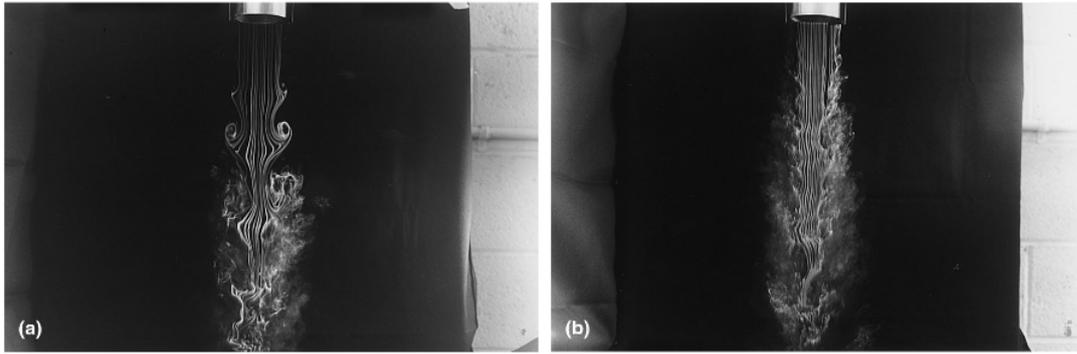


FIGURE 2.4 – Visualisation de jet libre : (a) intensité turbulente  $< 10\%$ , (b) intensité turbulente  $> 14\%$  [12]

l'ajutage est également laminaire. Cela est expliqué par la présence et le développement de fortes structures tourbillonnaires toriques et régulières dans la couche de mélange. Fondse et al. [15] ont étudié l'influence des conditions à la sortie du jet sur le taux d'entraînement dans la région développée du jet libre, ils concluent que le taux d'entraînement pour la couche limite laminaire à la sortie du jet est plus grand que celui pour la couche limite turbulente à la sortie du jet et font apparaître aussi des structures tourbillonnaires plus fortes pour la couche limite laminaire.

L'influence des distances d'impact ( $H/D$ ) sur la formation des structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement avant l'impact est également observée par l'étude de plusieurs auteurs ([12], [16]). Cependant, ces structures tourbillonnaires se forment encore peut être dans la région de paroi. Duda et al. [16] ont aussi affirmé que la distance d'impact influe sur l'apparition des tourbillons dans la couche de cisaillement avant l'impact. En plus, ils trouvent que lorsque le nombre de Reynolds augmente, les niveaux de turbulence dans la couche de cisaillement augmentent et les structures tourbillonnaires apparaissent moins visiblement.

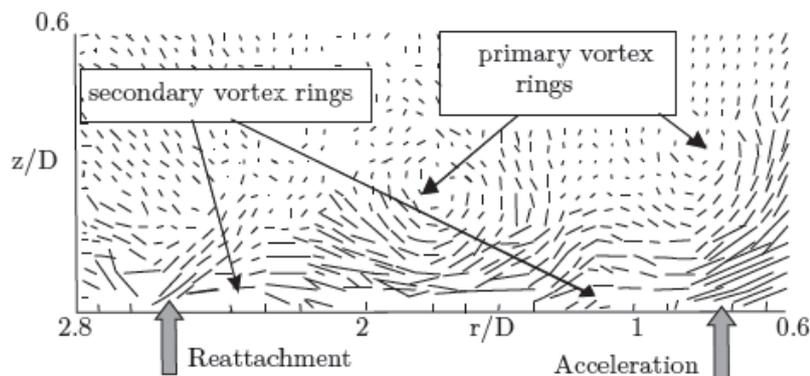


FIGURE 2.5 – Structures tourbillonnaires primaires et secondaires d'un jet pariétal observée par PIV [17]

## 2.2 GENERALITE D'UN JET AXISYMETRIQUE EN IMPACT

---

Selon Popiel et Trass [13], pour une distance d'impact  $H/D = 1.2$ , les structures tourbillonnaires du jet libre atteignent la paroi à la distance radiale  $0.7 \leq r/D \leq 0.9$ . Le tourbillon s'étire radialement et son diamètre augmente alors qu'il s'approche de la paroi. Les tourbillons secondaires apparaissent approximativement à l'endroit où les tourbillons toriques primaires atteignent la paroi. Ils s'enroulent et divergent radialement sous l'action des tourbillons toriques primaires qui les entourent. Buchlin [17] a décelé aussi la présence de ces tourbillons primaires et secondaires et leur appariement grâce à des mesures par PIV (Vélocimétrie par Images de Particules) (Figure 2.5).

Pour une distance d'impact  $H/D = 2$ , Popiel et Trass [13] trouvent que les structures toriques qui atteignent la paroi sont plus larges et que les coeurs des structures toriques sont plus turbulents pour un grand nombre de Reynolds à cause du processus d'appariement de ces structures tourbillonnaires (Figure 2.6).

Pour une distance d'impact  $H/D > 4$ , l'écoulement dans la région d'impact devient très chaotique et dominé par des fluctuations turbulentes de grande échelle. Ceci est aussi observé par Cornaro et al. [12] qui montrent que les structures tourbillonnaires se brisent rapidement à la paroi à cause de l'oscillation radiale forte de l'écoulement dans la région d'impact. Cette oscillation est due à la position du point d'impact près de la fin du cône potentiel du jet.

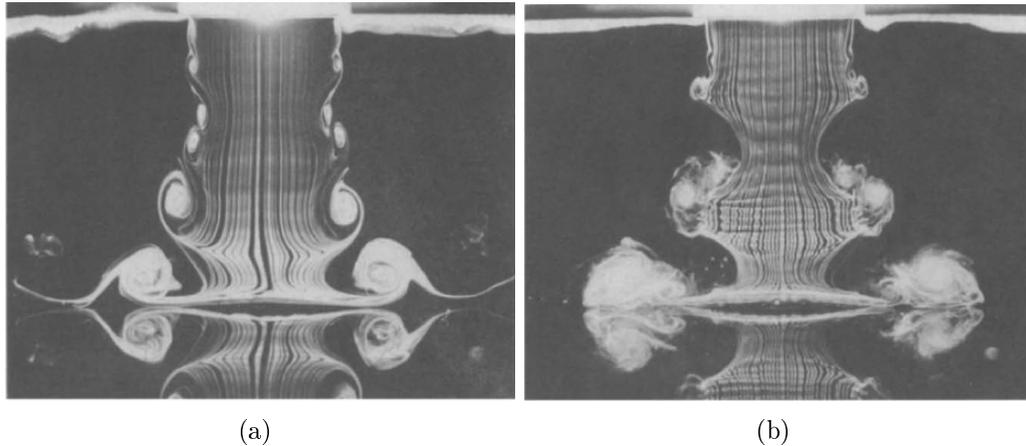


FIGURE 2.6 – Visualisation des structures tourbillonnaires dans un jet en impact,  $H/D = 2$  avec appariement : (a)  $Re = 3\,500$ , (b)  $Re = 20\,000$  [13]

Roux et al. [18] ont effectué des mesures de vitesse par méthode PIV avec une buse convergente pour deux distances d'impact  $H/D = 3$  et  $5$ . Ils trouvent que les niveaux turbulents sont beaucoup plus élevés pour la petite distance d'impact près de la paroi (à  $0.1D$  de la paroi), au niveau de la zone d'impact des tourbillons : ils atteignent  $12\%$  pour  $H/D = 3$ , et seulement  $8\%$  pour  $H/D = 5$ . D'autre part, dans la comparaison de la position des tourbillons, ils constatent que les tourbillons sont plus proches de la paroi pour  $H/D = 3$ , ils ont donc plus de chance d'influer sur les transferts de chaleur convectifs à la paroi.

### 2.2.2 Transfert de chaleur

Il y a plusieurs paramètres influant sur les transferts de chaleur concernant le jet en impact comme la distance d'impact entre le jet et la plaque, le type de jet, le taux de turbulence de sortie d'injecteur, le diamètre de l'injecteur, le nombre de Reynolds, la présence de confinement, la différence de température entre le jet, l'ambiance et la surface d'impact... Avant d'étudier l'influence de ces paramètres, on va définir quelques grandeurs fondamentales. Tout d'abord, le coefficient de transfert convectif local  $h_{conv}$  est défini par la loi de Newton de la façon suivante :

$$h_{conv} = \frac{\varphi_{conv}}{T_p - T_{ref}} \quad (2.1)$$

Avec :

$\varphi_{conv}$  : Densité de flux de chaleur convectif local ( $W.m^{-2}$ )

$h_{conv}$  : Coefficient d'échange de chaleur convectif local ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ )

$T_p$  : Température de paroi (K)

$T_{ref}$  : Température de référence (K)

En général, pour calculer le coefficient d'échange convectif, la température de référence dans l'équation de Newton est souvent remplacée par la température de l'écoulement. Dans ce cas où la température de l'écoulement  $T_j$  est égale à celle de l'ambiance  $T_{amb}$ , le flux à la paroi est lié à la différence de température ( $T_p - T_j$ ) (Figure 2.7a). Cependant, dans la majorité des procédés industriels utilisant l'impact de jet, la température de jet diffère de celle de l'environnement. Le problème est alors un problème à trois températures (température de jet  $T_j$ , température de l'ambiance  $T_{amb}$  et celle de la paroi  $T_p$ ). Dans ces conditions, en proche paroi, la variation de température au sein de la couche limite n'est plus monotone et va présenter un extremum de température. Le flux d'échange de chaleur à la paroi ne peut plus être relié à la différence de température ( $T_p - T_j$ ) (Figure 2.7b). Le remplacement de la température de référence par celle de l'écoulement du jet n'est donc plus valable. La détermination de la température de référence devient nécessaire.

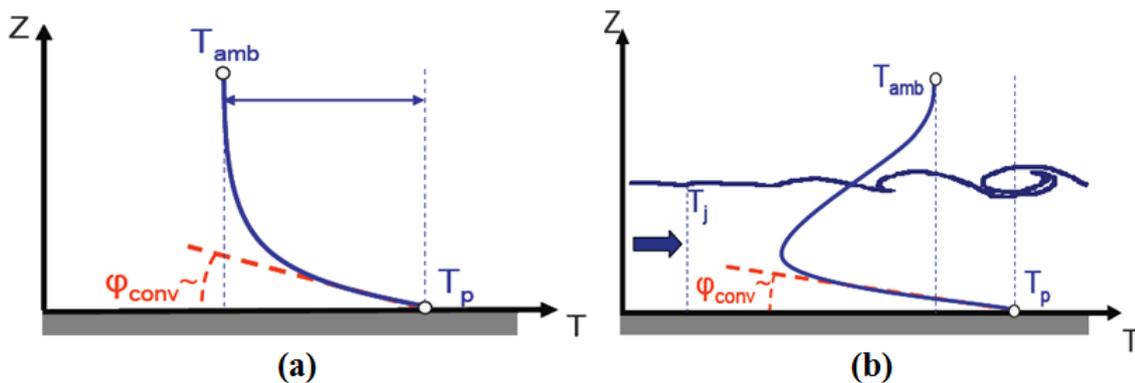


FIGURE 2.7 – (a)  $T_j = T_{amb}$  ; (b)  $T_j \neq T_{amb}$

Pour ce faire, une méthode a été développée par certains auteurs ([19], [20]) pour les

## 2.2 GENERALITE D'UN JET AXISYMETRIQUE EN IMPACT

---

cas de problème à trois températures en utilisant la température adiabatique de paroi  $T_{ad}$  comme température de référence  $T_{ref}$ . Cette température adiabatique  $T_{ad}$  est la température de la paroi lorsque le flux d'échange de chaleur est nul à la paroi ou autrement dit, lorsque la paroi est adiabatique.

Dans le cadre de notre étude, la température adiabatique de paroi a été choisie pour calculer le flux de chaleur par convection sur la paroi d'injection, afin de déterminer ensuite le coefficient d'échange convectif et l'efficacité thermique (Equation 2.4). L'expression du coefficient d'échange s'écrit alors :

$$h_{conv} = \frac{\varphi_{conv}}{T_p - T_{ad}} \quad (2.2)$$

On exprimera par la suite le coefficient  $h_{conv}$  sous sa forme adimensionnée par l'intermédiaire du nombre de Nusselt  $Nu$  où  $\lambda$  est la conductivité thermique du fluide prise à la température de paroi adiabatique  $T_{ad}$  :

$$Nu = \frac{h_{conv} \cdot D}{\lambda} \quad (2.3)$$

Avec :

$Nu$  : Nombre de Nusselt

$h_{conv}$  : Coefficient d'échange de chaleur convectif local ( $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$ )

$D$  : Diamètre de l'injecteur (m)

$\lambda$  : Conductivité thermique du fluide ( $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ )

Enfin, la température adiabatique de paroi est exprimée sous la forme adimensionnée par l'intermédiaire de l'efficacité thermique  $\eta$  (Figure 2.4). Le concept d'efficacité thermique est adopté pour exprimer la température adiabatique de paroi lorsque l'on a affaire à un problème de trois températures. La température adiabatique de paroi est considérée comme la température du jet infiniment près de la paroi. L'efficacité thermique est donc influencée par le mélange entre le jet et l'air ambiant. Lorsque  $\eta$  est proche de 1, c'est le jet qui impose sa température à la paroi et lorsque  $\eta$  est proche de 0, c'est l'air ambiant qui impose sa température à la paroi.

$$\eta = \frac{T_{ad} - T_{amb}}{T^o - T_{amb}} \quad (2.4)$$

Avec :

$\eta$  : Efficacité thermique

$T_{ad}$  : Température adiabatique de paroi (K)

$T^o$  : Température totale du jet (K)

$T_{amb}$  : Température de l'air ambiant (K)

## 2.3 PARAMETRES D'INFLUENCE

### 2.3.1 Différentes géométries de l'injecteur

- *Injection en forme de croix*

Les caractéristiques aérodynamiques de la configuration d'injecteur d'orifices en forme de croix pour un jet en impact sur une surface plate (Figure 2.8) sont étudiées dans la référence [21]. D'autres études ([22], [23]) considèrent la même géométrie pour une application de ventilation mais sans l'impact d'un jet. Ils montrent que le taux d'entraînement de l'écoulement dans la région proche de la sortie du jet est environ deux fois plus grand dans le cas de l'injection en croix que dans le cas de l'injection ronde. D'autre part, les structures tourbillonnaires primaires de Kelvin-Helmholtz dans l'injection en croix sont plus petites que celles de l'injection ronde. Par opposition à l'injection ronde pour laquelle ces tourbillons primaires sont continus, les structures tourbillonnaires primaires de Kelvin-Helmholtz dans l'injection en croix sont discontinues. La discontinuité de ces structures primaires conduit à développer des structures longitudinales secondaires qui contrôlent l'entraînement de l'air ambiant et ne sont pas influencées par le passage des structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz.

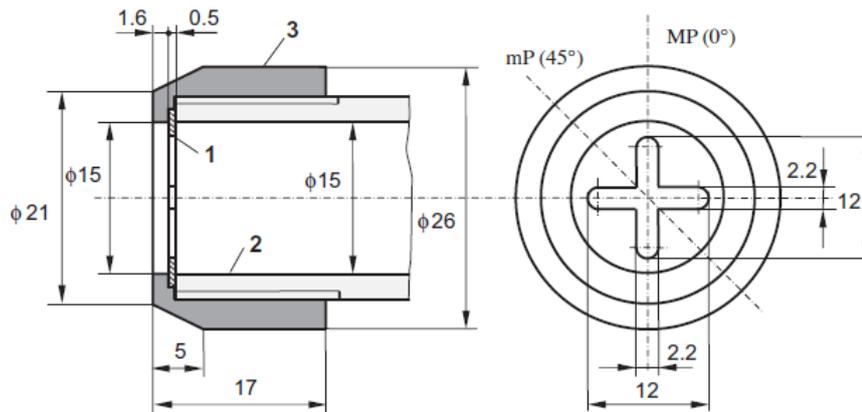


FIGURE 2.8 – Configuration de jet en forme de croix [21]

De plus, ils observent clairement que des structures longitudinales se développent dans chaque région de creux de l'injection en croix. La présence de ces structures longitudinales dans la région de creux explique pourquoi le taux de cisaillement pariétal est plus grand dans le plan mineur (mP) que dans le plan majeur (MP) pour la distance radiale  $r/D > 1.2$  (plan mineur nommé mP traversant la région des creux et plan majeur nommé MP traversant les lobes comme le montre la Figure 2.8). Cette différence spéciale entre ces deux plans disparaît pour  $H/D \geq 3$  car le jet pour l'injection en croix tend à devenir semblable à celui de l'injection ronde.

D'autre part, Kristiawan et al. [21] ont également comparé les résultats obtenus pour l'injection en croix avec ceux pour une injection convergente et montrent que le taux de

### 2.3 PARAMETRES D'INFLUENCE

cisaillement pariétal maximum dans la zone d'impact pour l'injection en croix au plan majeur (MP) est plus grand. Cela est expliqué par la présence de structures tourbillonnaires de Kelvin - Helmholtz dans l'injection en croix. L'injection en croix promeut la rupture de ces structures tourbillonnaires et accroît le mélange du jet par le renforcement des structures longitudinales. Ces structures longitudinales augmentent l'énergie cinétique turbulente et conduisent donc à l'amélioration du taux de cisaillement pariétal.

- *Injection en forme de pétales*

Nastase et Meslem [24] ont étudié les caractéristiques aérodynamiques de jets libres pour deux injections formées de six lobes : avec angles de déflexion (appelée le jet lobé 1) et sans angles de déflexion (appelée le jet lobé 2) selon la Figure 2.9 et ont comparé ces deux injections avec l'injection ronde pour un même diamètre équivalent.

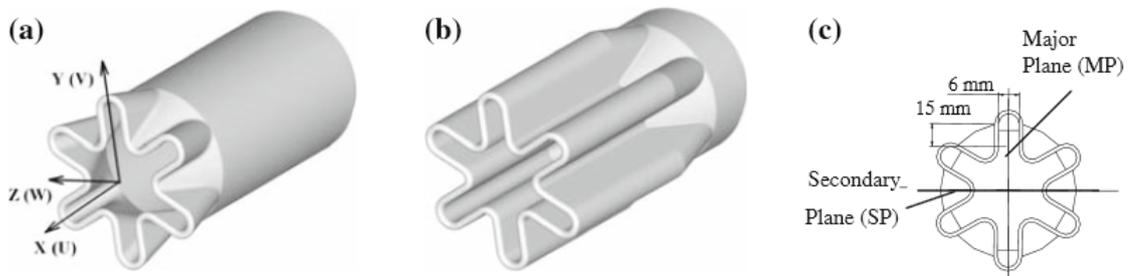


FIGURE 2.9 – Géométries des injections en forme de six lobes : (a) jet lobé 1, (b) jet lobé 2, (c) plan de soufflage [24]

Ils montrent que dans la région du cône potentiel, l'entraînement de l'écoulement dans le jet lobé 1 atteint jusqu'à quatre fois celui du jet rond alors que pour le jet lobé 2 le gain dans l'entraînement diminue beaucoup et atteint au maximum 70% à  $X/D = 1$ . Ceci permet de quantifier l'importance relative dans le renforcement de mélange de l'inclinaison des lobes (jet lobé 1) par rapport à la géométrie lobée du plan de soufflage (jet lobé 2). Par conséquent, la vitesse axiale sur l'axe du jet diminue plus rapidement dans le jet lobé 1 que dans le jet lobé 2.

Ils ont constaté que dans le plan mineur (noté Secondary plane (SP) sur la Figure 2.9c), les premières structures tourbillonnaires de Kelvin - Helmholtz sont visibles à une distance axiale  $X \sim 0.6D$  pour le jet lobé 1 (noté  $D_e$  sur la Figure 2.10) et à une distance axiale  $X \sim 1.5D$  pour le jet lobé 2 alors qu'elles sont visibles à une distance axiale  $X \sim 2D$  pour le jet rond. Donc, les structures tourbillonnaires de Kelvin - Helmholtz apparaissent plus tôt pour le jet lobé 1. Pour le plan majeur (Figure 2.11), l'expansion de l'écoulement du jet lobé 2 est moins importante que celle du jet lobé 1.

De plus, ils ont montré l'apparition des structures tourbillonnaires dans les régions de creux des lobes et dans le sommet des lobes sur la Figure 2.12 et trouvé que le jet lobé présente une couche de cisaillement transversale dans les creux des lobes conduisant à

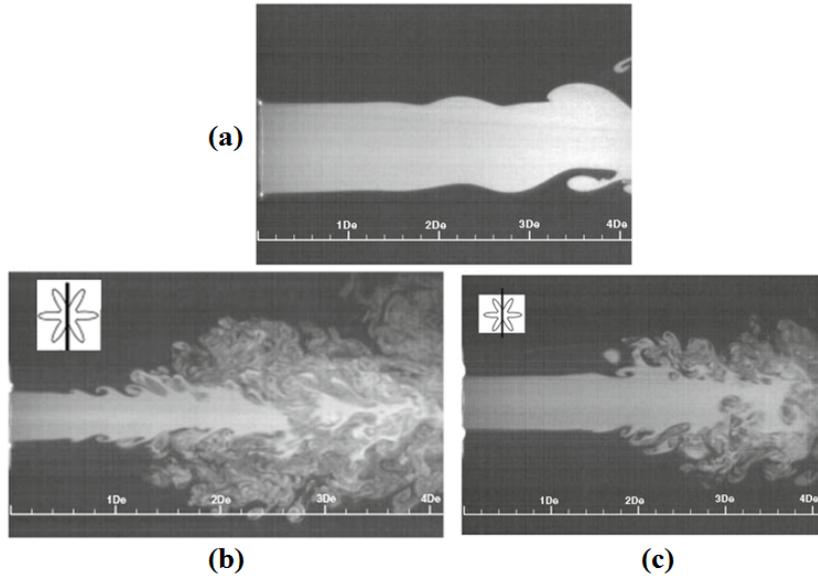


FIGURE 2.10 – Visualisation dans le plan longitudinal (plan de laser) avec  $Re = 2\,500$  [24] : (a) jet rond, (b) jet lobé 1 au plan mineur, (c) jet lobé 2 au plan mineur

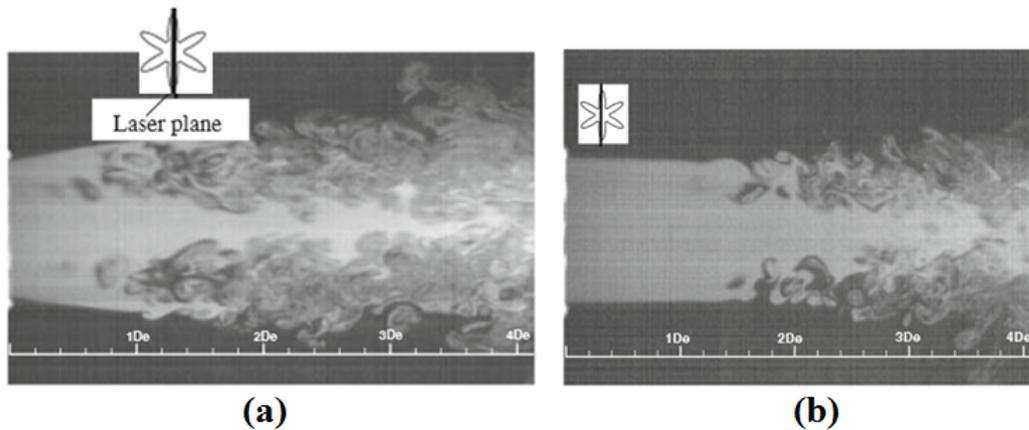


FIGURE 2.11 – Visualisation dans le plan longitudinal (plan de laser) avec  $Re = 2\,500$  [24] : (a) jet lobé 1 au plan majeur, (b) jet lobé 2 au plan majeur

la rupture des structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz. Les structures tourbillonnaires longitudinales continuent à se développer dans les régions des sommets des lobes et contrôlent l'entraînement de l'air ambiant.

Sodjavi et al. [25] ont utilisé des jets liquides pour étudier les phénomènes dynamiques pour deux configurations d'injecteur à orifice rond et en «pétales» sur une surface hémisphérique (noté RO/H et DO/H respectivement comme le montre la Figure 2.13) avec la conservation du débit et du diamètre  $D$  pour un nombre de Reynolds relativement faible ( $Re = 5\,290$ ) basé sur la vitesse débitante et une distance d'impact  $H/D = 2$ . Ils trouvent que la vitesse axiale au centre du jet en pétales est presque constante jusqu'à  $Z/D = 1$

## 2.3 PARAMETRES D'INFLUENCE

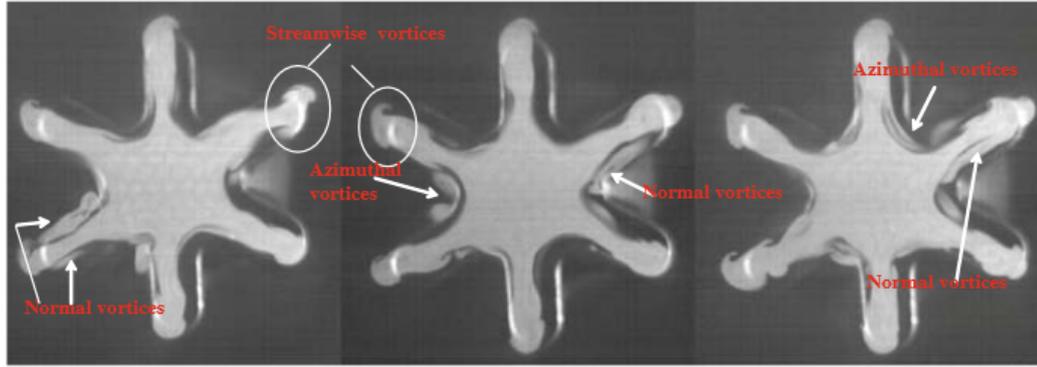


FIGURE 2.12 – Visualisation dans le plan transversal (plan de laser) à  $X/D = 0.25$  avec  $Re = 2\,500$  pour le jet lobé 1 [24]

(noté  $Z/D_e$  sur la Figure 2.14a) alors que la vitesse axiale du jet rond augmente jusqu'à  $Z/D = 0.5$  selon la Figure 2.14a. Avant l'impact, la vitesse axiale est notablement plus grande dans le jet en «pétales» que dans le jet rond. Ils trouvent aussi cette différence de vitesse axiale en sortie du jet (Figure 2.14b).

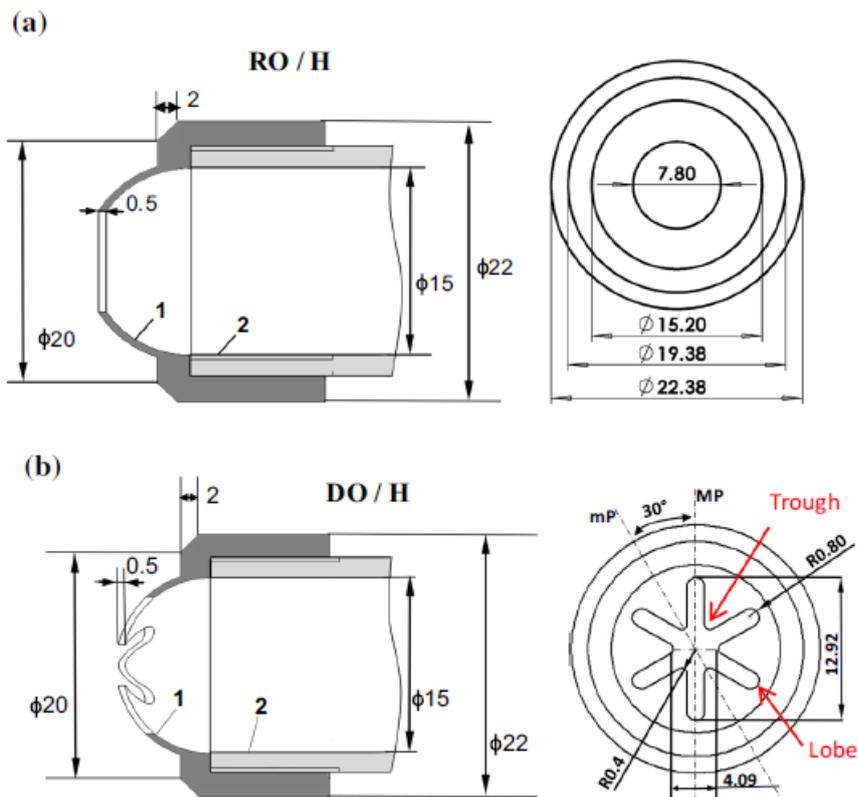


FIGURE 2.13 – Géométries des orifices : (a) Orifice rond, (b) Orifice en pétales [25]

D'autre part, ils observent aussi une différence sur les profils de vitesse pour deux plans à  $0^\circ$  et  $30^\circ$  (notés MP et mP sur la Figure 2.13) dans le jet en pétales. Dans le

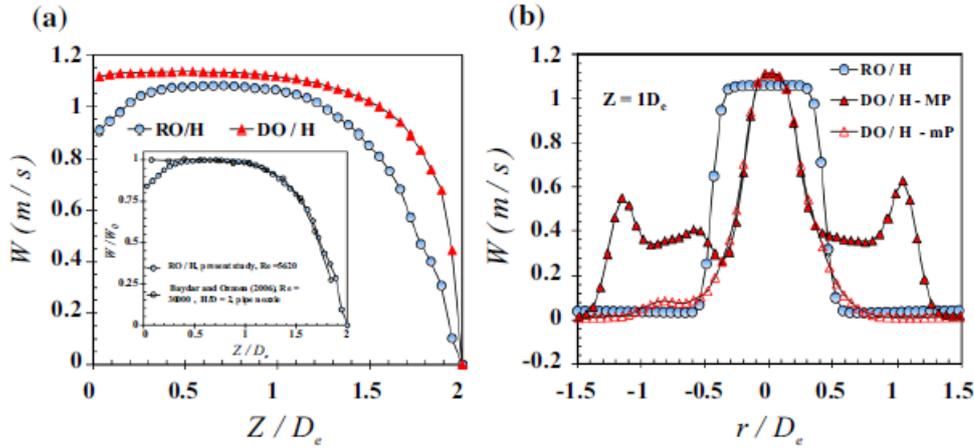


FIGURE 2.14 – (a) Distribution de vitesse axiale moyenne le long du centre du jet, (b) Profil de vitesse à la distance axiale  $Z/D = 1$  [25]

jet en pétales au plan MP, les profils de vitesse se forment en deux étapes (Figures 2.14b et 2.15a2) du fait du développement de deux couches de cisaillement. De plus, pour le jet en pétales, l'entraînement de l'air ambiant se passe principalement dans le plan mP, l'épaisseur de l'écoulement radial pariétal dans le plan mP se développe plus largement que celui de l'écoulement radial pariétal dans le plan MP et que celui de l'écoulement radial pariétal du jet rond (Figure 2.15). Le jet en pétales est caractérisé par un grand élargissement de l'écoulement dans le plan MP en comparaison avec le plan mP et le jet rond.

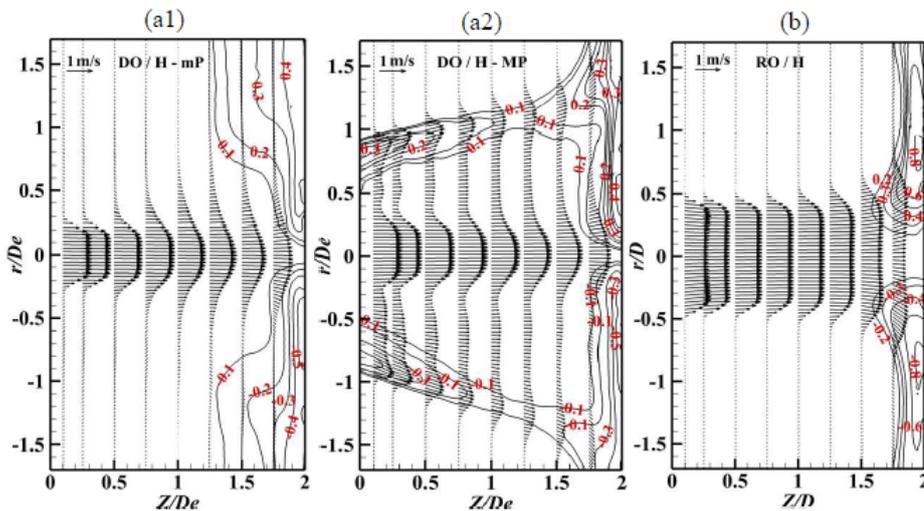


FIGURE 2.15 – Vecteurs vitesse et contours de vitesse radiale dans la région du jet libre : (a1) Jet en pétales au plan mP, (a2) Jet en pétales au plan MP, (b) Jet rond [25]

La premier facteur d'influence des transferts de chaleur d'un jet en impact est la forme de l'injection. La géométrie de l'injecteur affecte le profil de vitesse en sortie ce qui peut

### 2.3 PARAMETRES D'INFLUENCE

modifier le comportement des structures tourbillonnaires autour du jet. Tout ceci peut affecter le coefficient d'échange de chaleur en paroi. Herrero Martin et Buchlin [26] ont étudié expérimentalement l'influence de la géométrie d'injecteur lobée sur le transfert de chaleur. Ils ont utilisé deux buses lobées : buse à trois lobes et à quatre lobes selon la Figure 2.16. Le profil du nombre de Nusselt correspond au plan majeur (MP) (ligne vertical traversant le lobe comme le montre la Figure 2.16). Ils trouvent que pour l'injection à trois lobes, des profils asymétriques du nombre de Nusselt sont observés clairement pour une distance  $H/D \leq 2$ . Pour une distance  $H/D \geq 3$ , les profils sont plus axisymétriques.

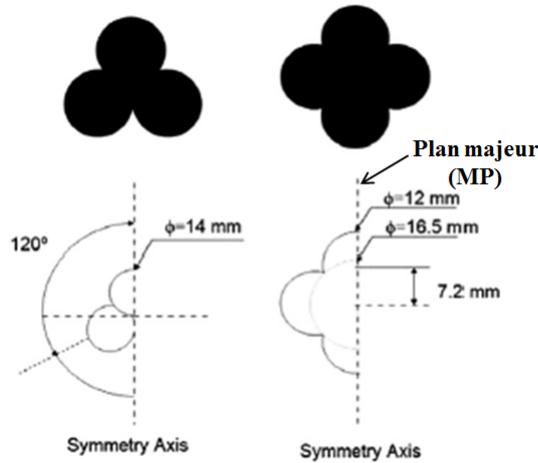


FIGURE 2.16 – Géométrie de deux buses lobées [26]

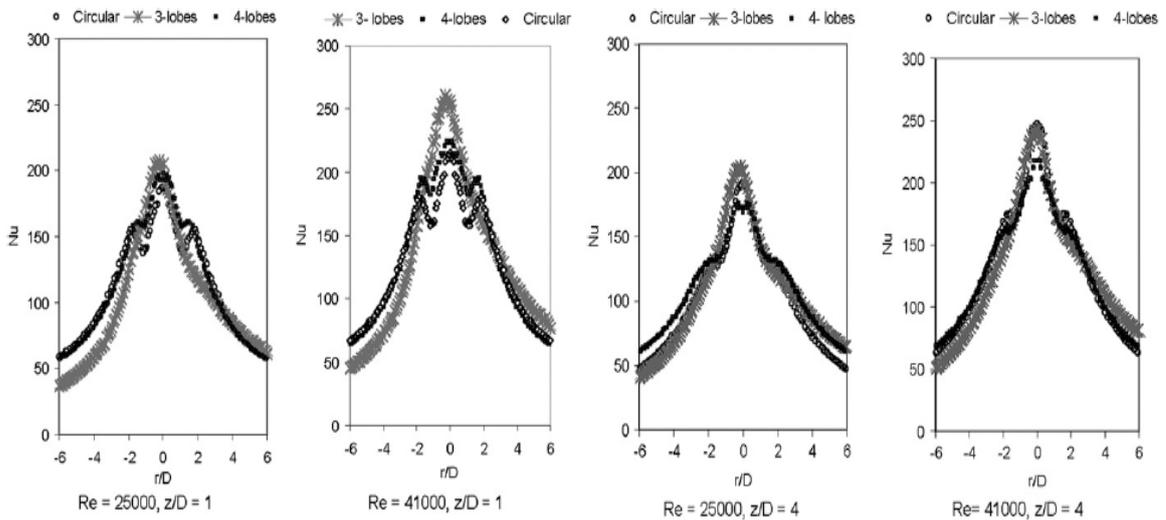


FIGURE 2.17 – Influence de la géométrie de l'injecteur sur le nombre de Nusselt pour deux distances  $H/D=1$  et  $4$  [26]

De plus, Herrero Martin et Buchlin [26] ont également comparé l'influence de la géométrie de l'injecteur sur la distribution du nombre de Nusselt local pour deux nombres

de Reynolds ( $Re=25000$  et  $41000$ ) pour la configuration de la buse à trois lobes, à quatre lobes et de la buse circulaire. Ils concluent que la buse à trois lobes provoque un meilleur transfert de chaleur que les autres pour  $Re \geq 15000$  et  $H/D \leq 1$ .

Pour de faibles distances d'impact ( $H/D = 1$ ) selon la Figure 2.17 (noté  $z/D$  sur La figure), ils trouvent que la buse à quatre lobes conduit à une valeur de Nusselt plus grande que celle de la buse circulaire dans la zone d'impact. D'autre part, pour la buse à quatre lobes ainsi que pour celle circulaire, le profil de la distribution du nombre de Nusselt a un changement brusque à la position radiale  $r/D=1$  et présente un deuxième pic bien marqué. En revanche, le profil de la distribution du nombre de Nusselt pour la buse à trois lobes ne présente pas ce deuxième pic. Pour les trois types de buse, les allures des profils du nombre de Nusselt change peu avec le nombre de Reynolds .

Avec l'augmentation de la distance d'impact ( $H/D = 4$ ), le deuxième pic de Nusselt pour la buse circulaire et la buse à quatre lobes est surtout moins marqué.

Pour de grandes distances d'impact  $H/D > 4$  (noté  $z/D$  sur la Figure 2.18), Herrero Martin et Buchlin [26] concluent que le transfert de chaleur de la buse à quatre lobes est meilleur que pour les autres buses pour  $Re \geq 15000$  et  $H/D \geq 7$ ; pour la buse à trois lobes, il est le plus faible selon la Figure 2.18. Ceci est expliqué par la longueur du corps potentiel de la buse à quatre lobes qui est plus grande que celle de la buse circulaire.

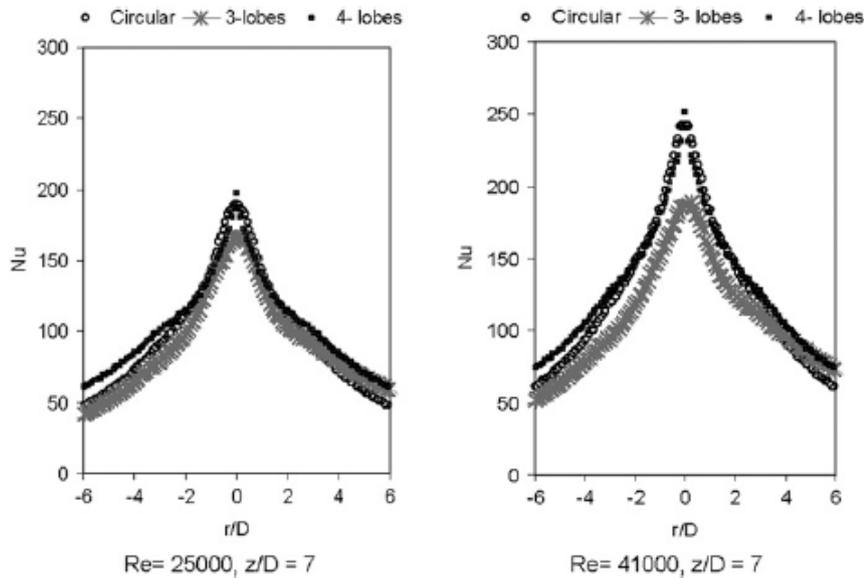


FIGURE 2.18 – Influence de la géométrie de l'injecteur sur le nombre de Nusselt pour une distance d'impact  $H/D=7$  [26]

### 2.3.2 Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds est un des paramètres les plus importants qui influence les transferts de chaleur. Plusieurs auteurs ([27], [28], [29], [30], [31], [32]) ont étudié l'influence

du nombre de Reynolds sur les transferts de chaleur. Ils montrent que les transferts de chaleur augmentent avec l'accroissement du nombre de Reynolds. La variation du nombre de Nusselt moyen et du nombre de Nusselt au point d'impact en fonction du nombre de Reynolds suit une loi en puissance de  $Re^{0.5}$  à  $Re^{0.8}$  ([5], [27], [28], [29], [32], [33], [34], [35]).

L'étude de l'influence du nombre de Reynolds sur les transferts de chaleur pour l'injection non circulaire est aussi effectuée par certains auteurs ([26], [36]). Ils trouvent que les transferts de chaleur augmentent avec l'augmentation du nombre de Reynolds comme pour l'injection circulaire.

Cornaro et al. [12] montrent que lorsque le nombre de Reynolds augmente, la longueur du cône potentiel augmente et l'influence des structures de vorticité sur le centre du jet diminue. L'influence du nombre de Reynolds sur la longueur du cône potentiel du jet est aussi notée par les auteurs ([5], [37]). Ils montrent que la longueur du cône potentiel augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Ceci influence le nombre de Nusselt au point d'impact.

### 2.3.3 Le diamètre de l'injecteur et le taux de turbulence de sortie d'injecteur

Nombreux sont les auteurs montrent que le diamètre de l'injection n'influence pas la distribution du nombre de Nusselt avec un même nombre de Reynolds et une même distance d'impact normalisée. Par exemple, Martin et Buchlin [26] ont comparé la distribution du nombre de Nusselt avec d'autres auteurs ([28], [38], [39], [40]) pour un même nombre de Reynolds  $Re = 23\,000$  et une même distance d'impact  $H/D = 6$ . Ils trouvent que la distribution du nombre de Nusselt est presque identique pour tous les auteurs avec des diamètres de l'injection utilisés différents et un grand rapport d'aspect (longueur du tube avant l'injection  $L_t$  par rapport au diamètre de l'injection  $D$ ,  $L_t/D > 70$ ). L'indépendance de la distribution du nombre de Nusselt local et le diamètre de l'injection est aussi affirmée par Hollworth et Gero [41].

En revanche, ces auteurs ([35], [42]) ont constaté la dépendance du diamètre de l'injection pour les transferts de chaleur dans le cas de petits diamètres d'injection. Ils trouvent que le nombre de Nusselt est plus grand avec l'augmentation du diamètre de l'injection pour un même nombre de Reynolds. Garimella et Nenaydykh [42] suggèrent que ce phénomène est peut-être dû à la grande intensité turbulente rencontrée avec le grand diamètre de l'injection mais aucune mesure ne vérifie cette explication. Ils trouvent également que l'influence du diamètre de l'injection sur le nombre de Nusselt est plus marquée près du point d'impact  $r/D \leq 1$  et diminue au-delà de  $r/D = 1$ . San et al. [35] montrent que l'influence du diamètre de l'injection sur le nombre de Nusselt au point d'impact est mineure pour le diamètre du jet  $D > 6$  mm. Cependant, une autre remarque importante est faite par Obot et al. [43]. Ils trouvent que les caractéristiques de l'écoulement et les transferts de chaleur pour le jet d'air non-confiné (c'est-à-dire que l'air entrant en impact avec la plaque est libre de s'échapper dans toutes les directions, y compris dans la direction perpendiculaire à la plaque d'impact) sont indépendantes du diamètre de l'injection pour un

rapport d'aspect  $L_t/D \geq 10$ , les études de ces auteurs ([35], [42]) sont effectuées pour un petit rapport d'aspect ( $L_t/D = 1$  et 4). Par conséquent, la différence des résultats de ces auteurs ([35], [42]) avec ceux des auteurs [43] peut être expliquée par le petit rapport d'aspect  $L_t/D$  ( $L_t/D < 10$ ). Sparrow et Lee [44] ont noté aussi que la longueur de la buse est un paramètre important influant sur les transferts de chaleur. Le coefficient de transfert de chaleur est plus grand pour la longueur de buse plus grande.

Hoogendoorn [45] a étudié l'influence des taux turbulents à la sortie du jet sur les échanges de chaleur dans le jet en impact, il trouve que le taux de turbulence a une influence sur les transferts de chaleur au point d'impact. En effet, pour  $Re = 60\,000$ ,  $H/D = 2$ , l'augmentation de l'intensité de turbulence axiale de 0.5 à 3.2% conduit à l'accroissement du nombre de Nusselt au point d'impact de 180 à 215. Gardon et Akfirat [46] ont montré que le taux de turbulence en sortie d'injecteur a peu d'influence pour  $H/D > 6$  du fait de la turbulence générée dans les couches de mélange qui prédomine par rapport à la turbulence en sortie d'injecteur.

### 2.3.4 Distance d'impact

L'influence de la distance d'impact adimensionnée  $H/D$  par rapport aux transferts de chaleur est beaucoup plus complexe. Les transferts de chaleur peuvent accroître ou décroître avec la distance d'impact suivant la zone de paroi considérée. De très nombreux auteurs ont étudié cette influence sur les échanges de chaleur ([28], [30], [47], [48], [38], [46], [45]). Goldstein et Timmers [47] ont comparé les transferts de chaleur pour deux distances d'impact  $H/D = 2$  et 6. Ils trouvent que le coefficient de transfert de chaleur au point d'impact décroît avec la diminution de la distance d'impact pour le même nombre de Reynolds. Ils expliquent ce résultat par le processus de mélange entre le jet et l'air ambiant dans la couche de cisaillement qui n'a pas lieu dans le coeur potentiel du jet. Le faible taux de turbulence dans le coeur potentiel du jet provoque la diminution du transfert de chaleur au point d'impact. Selon les auteurs ([19], [38], [49]), que ce soit pour les petites ou grandes distances d'impact, le coefficient d'échange de chaleur est indépendant de la distance d'impact  $H/D$  au-delà de la distance radiale  $r/D = 4 - 5$ . On peut diviser l'influence de la distance d'impact en deux catégories : l'influence des distances d'impact faibles ( $H/D \leq 4$ ) et l'influence de grandes distances d'impact ( $H/D > 4$ ).

- Pour des distances d'impact faibles ( $H/D \leq 4$ )

Viskanta et d'autres auteurs ([28], [30], [45], [50]) ont observé qu'un minimum local existe au point d'impact ainsi que deux maxima locaux pour des positions radiales respectives de  $r/D \approx 0.5$  et  $r/D \approx 2$ .

- *La position du premier pic*

Buchlin [17] observe le premier maximum autour de  $r/D = 0.7$  et Meola et al. [51] observent ce premier maximum autour de  $r/D = 0.8$ . La position du premier maximum semble indépendante du nombre de Reynolds et de la distance d'impact  $H/D$ . Colucci

### 2.3 PARAMETRES D'INFLUENCE

et Viskanta [30] ont présenté l'influence du nombre de Reynolds et de la distance d'impact sur les transferts de chaleur (Figure 2.19) en utilisant la température du jet comme température de référence. Ils trouvent que la position du premier pic est indépendante des nombres de Reynolds ( $20\ 000 < Re < 50\ 000$ ) et est identique pour deux petites distances d'impact  $H/D = 0.25$  et  $1$ . Buchlin et d'autres auteurs ([5], [17] [28]) ont expliqué le premier pic par l'accélération de l'écoulement depuis le point d'arrêt dans la zone de stagnation alors que Meola et al. [51] associent ce premier pic au caractère mince de la couche limite et à une élévation de la turbulence. La position du premier pic correspondant à la position de l'intensité turbulente maximale est aussi indiquée par Colucci et Viskanta [30].

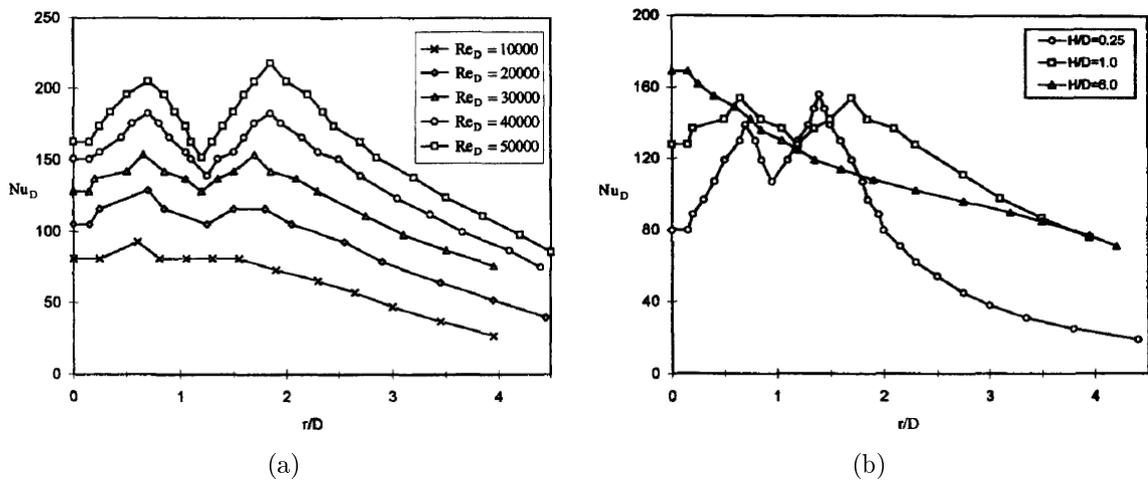


FIGURE 2.19 – Distribution nombre de Nusselt avec différents nombres de Reynolds et distances d'impact : (a) Nombre de Reynolds,  $H/D = 1$  ; (b) Distance d'impact  $H/D$ ,  $Re = 30\ 000$  [30]

On peut aussi remarquer que le choix de température de référence peut influencer sur l'existence de ce premier pic. Certains résultats expérimentaux peuvent démontrer cette influence. Goldstein et Behbahani [52] ont calculé leur nombre de Nusselt en utilisant soit la température du jet soit la température adiabatique de paroi comme température de référence. Le choix de température du jet comme température de référence conduit à un minimum d'échange de chaleur au point d'impact et à un maximum d'échange autour de  $r/D = 0.5$  alors que le choix de la température adiabatique conduit à un maximum d'échange au point d'impact. Il n'est donc pas toujours judicieux de prendre la température du jet comme température de référence, particulièrement lorsque la température du jet est différente de celle ambiante (jet chaud ou vitesse élevée). D'autre part, O'Donovan et Murray [37] ont démontré que le choix de la température du jet comme température de référence n'est pas toujours responsable de l'apparition du maximum d'échange autour de  $r/D = 0.5$ . Selon la Figure 2.20, le nombre de Nusselt est maximum au point d'impact et non à la position autour de  $r/D = 0.5$  bien que la température du jet soit utilisée comme température de référence.

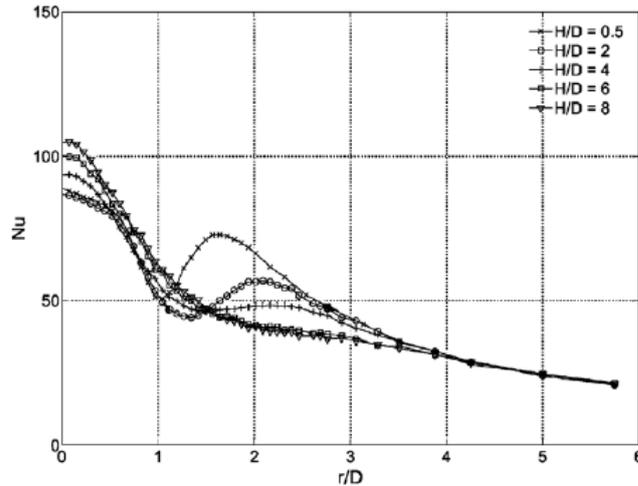


FIGURE 2.20 – Influence des distances d’impact sur le nombre de Nusselt pour un nombre de Reynolds  $Re = 20\,000$  [37]

Hoogendoorn [45] a évalué l’influence de la turbulence initiale sur le transfert de chaleur dans la région à proximité du point d’impact. Il observe que le transfert de chaleur au point d’impact est minimum pour  $H/D \leq 4$  avec une faible intensité de turbulence inférieure à 1 % en sortie du jet. En revanche, le transfert de chaleur est maximum au point d’impact lorsque l’intensité de turbulence est supérieure à 5 %. Pamadi et Belov [53] ont aussi expliqué l’apparition de ce premier pic par la pénétration de la turbulence dans la couche limite qui provoque l’augmentation des transferts de chaleur à la distance radiale  $r/D = 0.5 - 0.6$ . Néanmoins, Gardon et Akfirat [54] trouvent que l’accélération de l’écoulement et la fine couche limite provoquent l’augmentation du nombre de Nusselt. Ils trouvent également ce premier pic pour un faible nombre de Reynolds  $Re = 2\,500$ . Ils concluent donc que l’intensité de turbulence ne peut jouer qu’un rôle mineur. L’analyse théorique, proposée par Kezios [55] le confirme.

Lytle et Webb [56] ont suggéré que l’apparition de premier pic près de  $r/D = 0.5$  dépend fortement de la géométrie de l’injection et du nombre de Reynolds. D’autre part, Saad et al. [57] ont utilisé la méthode numérique basée sur les équations de Navier-Stokes et l’équation de l’énergie pour étudier l’influence de deux profils de vitesse d’allure différente : parabolique et uniforme sur ce premier pic avec des nombres de Reynolds  $Re = 950$  et  $1960$ . Ils montrent que le profil de vitesse influe fortement sur le transfert de chaleur au point d’impact et ce premier pic apparaît pour le profil de vitesse uniforme. La position de ce pic correspond au frottement maximum. Rohlfis et al. [58] ont également étudié l’influence des profils de vitesse d’entrée différents : parabolique et uniforme sur le premier pic pour  $392 \leq Re \leq 1804$ . Ils ont observé que le profil de vitesse uniforme conduit à l’accélération de la vitesse radiale qui fait apparaître le premier pic alors que le profil de vitesse parabolique ne fait pas apparaître ce premier pic.

- *La position du deuxième pic*

### 2.3 PARAMETRES D'INFLUENCE

---

Selon Gardon et al. [46], le deuxième maximum local d'échange de chaleur a longtemps été supposé lié à la transition d'une couche limite laminaire à une couche limite turbulente. A partir des distances radiales  $r/D = 2$ , le taux de transfert de chaleur chute du fait de la diminution de la vitesse radiale de l'écoulement. Pour des jets turbulents dès l'injection et où ce pic est présent, les mesures en proche paroi semblent indiquer une couche limite turbulente dès l'impact comme le confirme des mesures plus récentes ([38], [59]). Cependant, la zone du deuxième pic correspond bien à une augmentation des fluctuations au sein du jet pariétal depuis le point d'impact vers l'extérieur de la zone de stagnation.

D'autres auteurs ([28], [30]) montrent que la position radiale et l'amplitude du second maximum dépend sensiblement du nombre de Reynolds et de la distance d'impact. La position du deuxième pic se déplace plus près du point d'impact avec la diminution de la distance d'impact et est expliquée par la position respective de l'intensité turbulente maximale.

L'impact des structures tourbillonnaires toriques de la couche de cisaillement qui se développent le long du jet et le développement des tourbillons secondaires sont les deux causes proposées par des études plus récentes ([5], [18], [47], [60], [61]) pour expliquer ce maximum local. Ceci peut expliquer pourquoi le deuxième maximum n'est plus visible aux grandes distances d'impact. En effet, au delà du cône potentiel, les tourbillons toriques se disloquent et laissent place à de petites structures turbulentes. Les structures tourbillonnaires entraînent l'air extérieur au jet dans la couche limite et rejettent l'air plus chaud vers l'extérieur. Roux et al. [18] a remarqué que la position de ce maximum secondaire correspond à celle du maximum d'intensité turbulente et à la position des tourbillons plus proches de la paroi. La position moyenne des tourbillons est plus proche de la plaque pour  $H/D = 3$  que pour  $H/D = 5$ . Le deuxième maximum semble donc être une conséquence des tourbillons qui s'approchent davantage de la plaque pour une petite distance  $H/D = 3$  (Figure 2.21).

O'Donovan et Murray ([37], [61]) ont observé les transferts de chaleur en comparant la vitesse moyenne et la vitesse quadratique en proche paroi pour  $10\,000 \leq Re \leq 30\,000$ ,  $0.5 \leq H/D \leq 8$ . Ils ont montré que pour des distances d'impact ( $H/D < 2$ ), le second pic apparaît à cause d'une brusque augmentation de l'intensité turbulente (Figure 2.22). De plus, ce deuxième pic semble davantage influencé par la fluctuation de vitesse axiale que par la fluctuation de vitesse radiale.

- Pour de grandes distances d'impact ( $H/D > 4$ )

Pour de grandes distances d'impact, le lien entre les transferts de chaleur et la vitesse moyenne et les fluctuations quadratiques de vitesse en proche paroi est également remarqué par O'Donovan et Murray ([37], [61]) d'après la Figure 2.23.

Pour cette distance d'impact  $H/D > 4$  ( $H/D = 8$ ), ils trouvent que le coefficient d'échange de chaleur est maximum au point d'impact et expliquent la position de ce

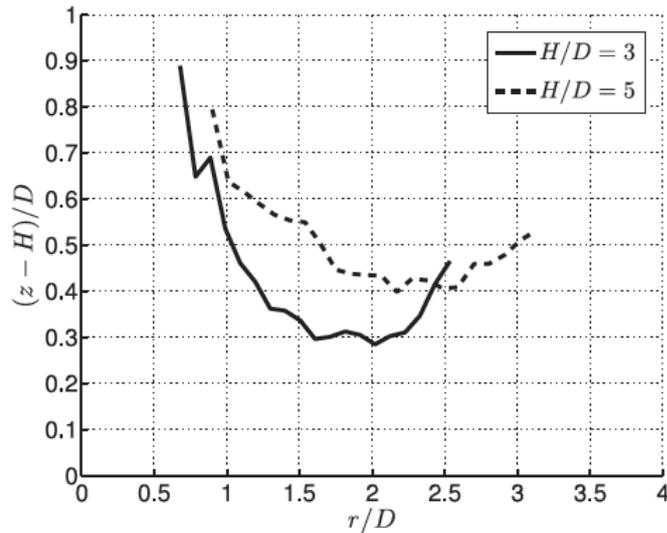


FIGURE 2.21 – Variation moyenne de la position des centres de tourbillons pour  $H/D = 3$  et  $5$  [18]

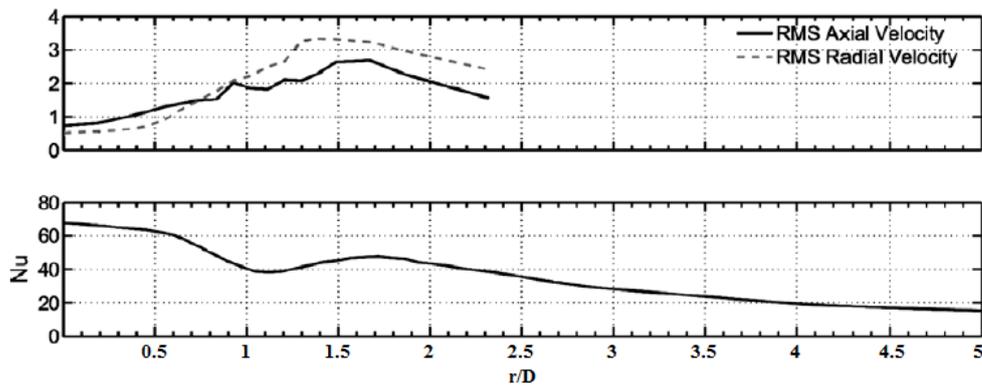


FIGURE 2.22 – Distribution du nombre de Nusselt et de la vitesse quadratique pour  $H/D = 1$  et  $Re = 10\,000$  [37]

maximum par la position de la plaque placée à une distance  $H$  égale à la longueur du cône potentiel, ou légèrement supérieure. Selon Gardon et Akfirat [46], la position de ce point de transfert maximum un peu au-delà de la fin du cône potentiel est due à l'augmentation du taux de turbulence le long de l'axe après la fin du cône potentiel. Cependant, la vitesse chute après la fin du cône potentiel, ce qui a tendance à faire diminuer le coefficient d'échange. En effet, lorsque l'on éloigne l'injecteur de la plaque d'impact, les transferts de chaleur cessent d'augmenter car la croissance de la turbulence ne compense plus la perte de vitesse du jet. D'autres auteurs ([5], [62]) montrent que la distance axiale  $H/D = 7.5$  pour laquelle l'intensité turbulente est maximale conduit au coefficient d'échange au point d'impact maximum. Kataoka et al. [48] trouvent aussi que le nombre de Nusselt est maximum au point d'impact pour  $5 \leq H/D \leq 8$  et que l'intensité turbulente sur l'axe du jet est maximale pour  $H/D = 7$  alors que le nombre de Nusselt au point d'impact atteint

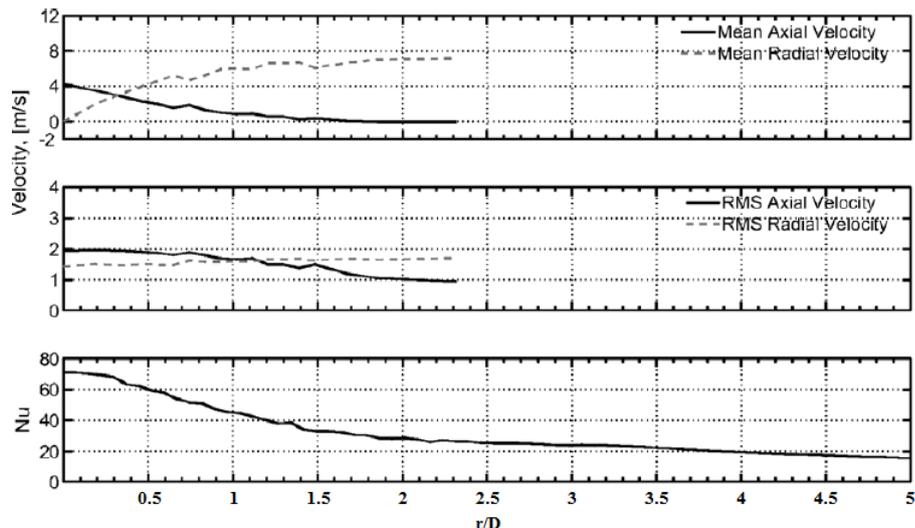


FIGURE 2.23 – Distribution du nombre de Nusselt et des fluctuations quadratiques de vitesse pour  $H/D = 8$  et  $Re = 10\,000$  [37]

son maximum pour  $H/D \simeq 6 - 7$  selon l'étude de Gardon et Carbonpue [63].

Goldstein et al. [33] ont examiné les transferts de chaleur pour de grands nombres de Reynolds  $61\,000 \leq Re \leq 124\,000$  ; ils montrent que le nombre de Nusselt au point d'arrêt est relativement faible et constant pour la distance d'impact  $H/D$  correspondant à la longueur du coeur potentiel et il augmente avec la distance d'impact au-delà de la longueur du coeur potentiel jusqu'à ce qu'il atteigne un maximum pour  $H/D \simeq 8$ . Cette augmentation est due à la pénétration de l'intensité turbulente depuis la couche de cisaillement vers l'axe du jet. Une variation similaire du nombre de Nusselt au point d'impact est également montrée par Lee et al. [64]. Cependant, le nombre de Nusselt au point d'impact est maximum pour  $H/D = 6$ . La différence de ces deux études ([33], [64]) est due à la différence de la longueur du coeur potentiel.

Limaye et al. [32] ont aussi affirmé que le nombre de Nusselt est maximum au point d'arrêt puis décroît continûment. Ce maximum a lieu à  $H/D = 8$  pour un écoulement compressible et à  $H/D = 6$  pour un écoulement incompressible.

### 2.3.5 Problème à trois températures

Un problème dit à trois températures (température de jet  $T_j$ , température de l'ambiante  $T_{amb}$  et celle de paroi  $T_p$ ) est un problème où la température d'injection  $T_j$  diffère de celle de l'air ambiant  $T_{amb}$ .

De nombreux auteurs étudient l'impact de jet en limitant la température d'injection égale à celle ambiante, le problème posé ne met alors en jeu que deux températures : celle du fluide ( $T_j = T_{amb}$ ) et celle de la paroi. La température de référence  $T_{ref}$  est alors prise égale à celle du jet. Cependant, dans la majorité des procédés industriels utilisant

l'impact, la température de jet diffère de celle de l'environnement, ce qui provoque un entraînement thermique de l'air ambiant dans le jet et modifie la température de celui-ci. Dès lors, la température d'injection,  $T_j$  prise comme température de référence, ne permet pas l'invariance des coefficients d'échange pour la température d'injection différente. Il n'est donc plus possible d'utiliser la température d'injection comme température de référence pour calculer les coefficients d'échange. Il est alors nécessaire de prendre en compte l'entraînement tant massique que thermique de l'air ambiant au sein du jet.

C'est la température adiabatique de paroi  $T_{ad}$  (température si la paroi était adiabatique) qui a été surtout étudiée et utilisée comme température de référence  $T_{ref}$ . Quelques études ont été effectuées sur des jets chauds injectés dans un environnement plus froid en approchant du problème à trois températures. C'est notamment le cas dans l'étude de Fénot [65], de Heikkilä et Milosavljevic [66] et de Brevet [34] dans le cadre de jets très chauds ( $T_j > 100^\circ\text{C}$ ).

Baughn et al. [67] ont étudié ces problèmes à trois températures ; ils ont conclu que les distributions du coefficient d'échange  $h_{conv}$  ne changent pas quand la température adiabatique de paroi  $T_{ad}$  est utilisée comme température de référence  $T_{ref}$ . Cependant leurs essais n'ont été effectués que pour un écart de température  $\Delta T$  inférieur à  $20^\circ\text{C}$  ( $\Delta T = T_j - T_{amb}$ ). Hollworth et Wilson [68], Hollworth et Gero [41] ont également confirmé le même résultat que Baughn et al. [67].

Goldstein et al. [19] ont étudié l'influence de l'entraînement de l'écoulement sur le transfert de chaleur pour un jet d'air circulaire non-confiné en impact sur une plaque plane. Ils ont également confirmé que le nombre de Nusselt et l'efficacité de transfert de chaleur ne sont pas influencés par la différence de température entre le jet et l'ambiance.

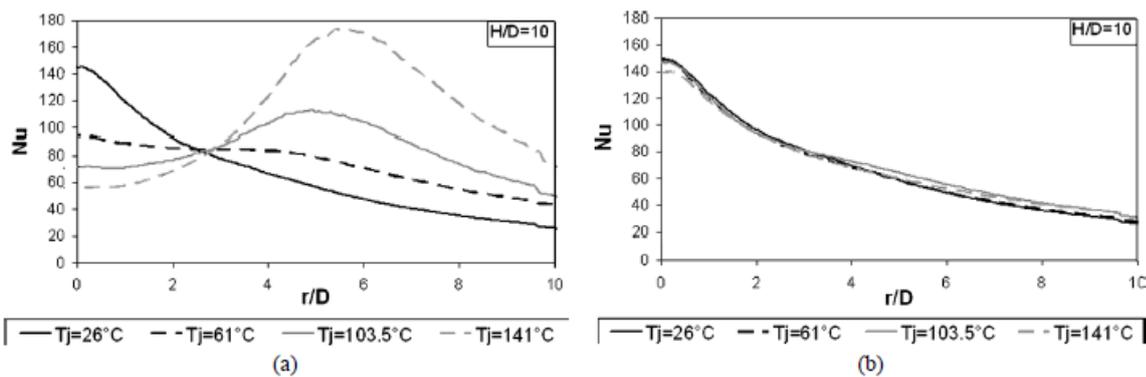


FIGURE 2.24 – Distribution du nombre de Nusselt pour  $Re = 26\ 500$  avec (a)  $T_{ref} = T_j$ , (b)  $T_{ref} = T_{ad}$  [69]

L'étude de Fénot et al. [69] sur le transfert de chaleur pour un écart important entre la température de l'injection et la température ambiante ont aussi démontré l'indépendance de la distribution du nombre de Nusselt et de l'efficacité par rapport à la température

d'injection  $T_j$  en utilisant la température adiabatique de paroi  $T_{ad}$  comme température de référence selon la Figure 2.24.

### 2.3.6 Effets de la compressibilité

Le nombre de Mach représente le rapport de la vitesse de l'écoulement  $u_o$  sur la vitesse du son  $a$  ( $M=u_o/a$ ). Il est généralement admis que les effets de la compressibilité sont faibles (voire très faibles) pour un nombre de Mach inférieur à 0.3. En revanche, pour un nombre de Mach supérieur à 0,3, il faut tenir compte du caractère compressible du gaz. C'est notamment le cas dans la région proche de la sortie de l'injecteur.

Les premières études sur les couches de cisaillement turbulentes compressibles concernent l'expérience de jets supersoniques dans une ambiance au repos. Birch et Eggers [70] ont examiné et compilé quelques mesures expérimentales sur le développement des couches de cisaillement et leur observation à partir de ces mesures. Pour des écoulements à grande vitesse, les couches de cisaillement ont été caractérisées par la réduction de leur taux de croissance en comparaison avec les couches de cisaillement incompressibles (à masse volumique constante). Quand la vitesse de l'écoulement est élevée, sa température diminue et sa masse volumique augmente en comparaison avec le fluide environnant. Par conséquent, la réduction du taux de croissance des couches de cisaillement est expliquée par l'augmentation de la masse volumique.

En paroi avec l'augmentation du nombre de Mach de l'écoulement, il y a une petite diminution du frottement pariétal et du taux de croissance de l'épaisseur de la couche limite, qui peut être expliquée par une conséquence directe de la variation de la masse volumique. Cette réduction de masse volumique conduit à la réduction du transfert de quantité de mouvement [71].

Meola et al. ([72], [73]) ont observé que pour des distances d'impact inférieures à la longueur du coeur potentiel, le jet est entouré par des structures tourbillonnaires toriques dans la couche de cisaillement. Ces tourbillons toriques persistent après l'impact pour  $M < 0.7$ . Pour  $M = 0.7$ , ils éclatent et conduisent à la formation des structures instables à la fois amenées par l'entraînement de l'air ambiant plus chaud. Pour des distances d'impact supérieures à la longueur du coeur potentiel, l'entraînement de l'air ambiant plus chaud pousse ces tourbillons toriques vers l'axe du jet et favorise la formation des structures instables pour un nombre de Mach plus petit ( $M$  environ 0.4 ou moins). En résumé, pour les deux cas (distance d'impact à l'intérieur ou à l'extérieur de la longueur du coeur potentiel), l'organisation des structures instables est gouvernée par l'entraînement de l'air ambiant, qui aussi démontre l'importance de la différence de température entre le jet et l'ambiante. Par conséquent, la distribution de la température adiabatique de paroi  $T_{ad}$  (notée  $T_{aw}$  sur la Figure 2.25) dépend fortement du nombre de Mach selon la Figure 2.25 (la variation du nombre de Reynolds en fonction du nombre de Mach). La variation de la température adiabatique de paroi a un minimum à la position radiale  $r/D \sim 1.6$  pour le nombre de Mach  $M < 0.7$  alors que sa variation connaît deux minima, un autour de  $r/D = 0.9$  et un autour de  $r/D = 2.2$  pour  $M \geq 0.7$ .

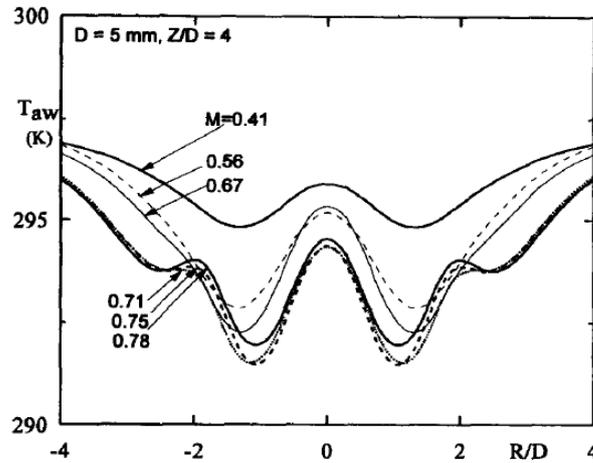


FIGURE 2.25 – Influence du nombre de Mach sur la distribution de la température adiabatique de paroi avec  $D = 5$  mm,  $H/D = 4$  (noté  $Z/D$  sur la figure [73])

Meola et al. [73] ont constaté l'influence du nombre de Mach ( $M$ ) sur le transfert de chaleur selon la Figure 2.26. Pour de faibles nombres de Mach comme  $M = 0.3$ , l'écoulement n'est pas affecté par des structures instables, la distribution du nombre de Nusselt est donc symétrique. En revanche, pour de grands nombres de Mach comme  $M = 0.78$  les structures tourbillonnaires toriques éclatent et les contours locaux de Nusselt ne sont plus symétriques par rapport au point d'impact à cause du mouvement circulaire transitoire des structures instables.

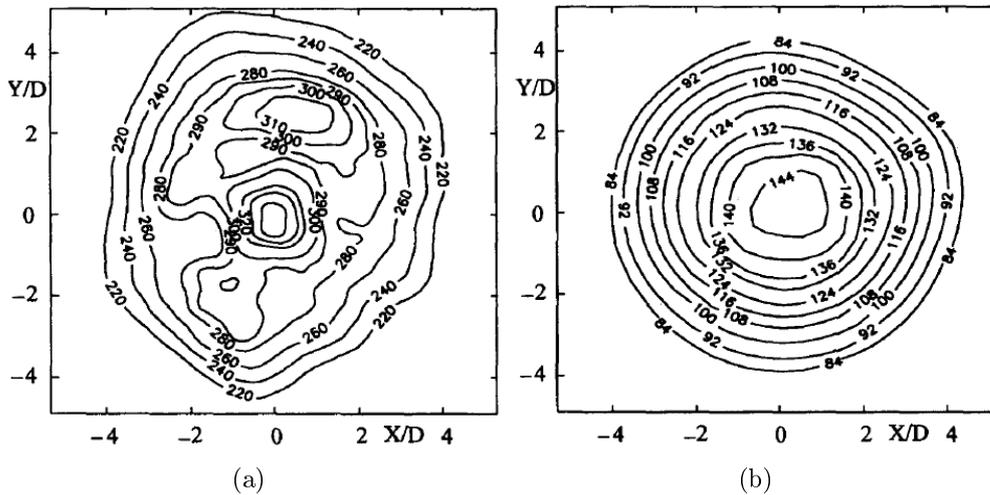


FIGURE 2.26 – Contours de Nusselt pour différents nombres de Mach avec  $D = 5$  mm,  $H/D = 4$  : (a)  $M = 0.78$ ,  $Re = 86\,400$  ; (b)  $M = 0.3$ ,  $Re = 34\,000$  [73]

Turgeon et al. [74] ont étudié numériquement l'effet de compressibilité sur le transfert de chaleur et le frottement pariétal pour une paroi froide et une paroi chaude. Ils

### 2.3 PARAMETRES D'INFLUENCE

ont trouvé que le nombre de Nusselt augmente notablement quand le nombre de Mach augmente, spécialement près du point d'impact (Figure 2.27). Tous les tracés sont très proches au delà de la distance radiale  $r/D > 1.5$ . L'influence de la compressibilité est donc limitée à la région d'impact.

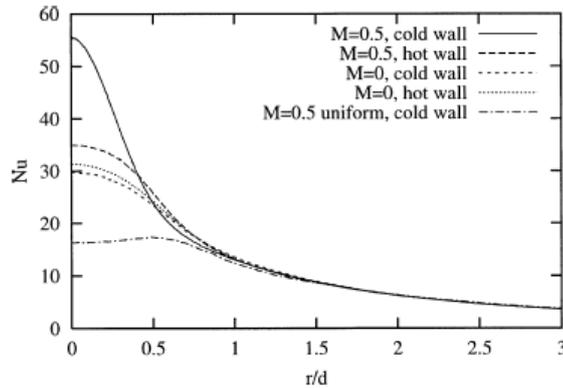


FIGURE 2.27 – Influence de la compressibilité sur le nombre de Nusselt pour  $Re = 500$  et  $H/D = 2$  [74]

Hannat [75] a utilisé le logiciel ANSYS-CFX pour simuler l'étude de l'effet de la compressibilité sur le transfert de chaleur pour un jet d'air en impact sur une plaque plane en 2D et sur une plaque courbe en 3D. Il a trouvé que le nombre de Nusselt moyen au point d'impact croît avec l'augmentation du nombre de Mach pour un nombre de Reynolds  $Re = 6\ 750$ , et que l'effet de la compressibilité sur le transfert de chaleur se limite à la zone de stagnation seulement.

Limaye et al. [32] ont étudié les transferts de chaleur avec des vitesses élevées en prenant la température adiabatique de paroi comme température de référence pour deux distances d'impact  $H/D = 1$  et  $4$  (noté  $z/d$  sur la Figure 2.28). Ils trouvent que le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds et du nombre de Mach pour toutes les distances d'impact. De plus, les valeurs du deuxième pic obtenues sont plus proches de celles du point d'impact pour des distances d'impact plus petites et pour des nombres de Reynolds plus grands (97% de la valeur du nombre de Nusselt au point d'impact pour  $H/D = 1$  et  $M = 1$ ), qui sont peut-être expliquées par un grand gradient de température à la paroi (Figure 2.28). D'autre part, Limaye et al. [32] ont noté l'influence du nombre de Mach sur les nombres de Nusselt pour un nombre de Reynolds constant  $Re = 133\ 000$ . Ils constatent que le nombre de Nusselt est maximum au point d'impact pour tous les nombres de Mach et toutes les distances d'impact et que le nombre de Nusselt est indépendant du nombre de Mach dans la région pariétale  $r/D > 3$ . Pour  $H/D \leq 4$ , les valeurs du maximum local à  $r/D = 2$  sont minimales pour  $M = 1$  pour la plage du nombre de Mach  $0.4 \leq M \leq 1$ .

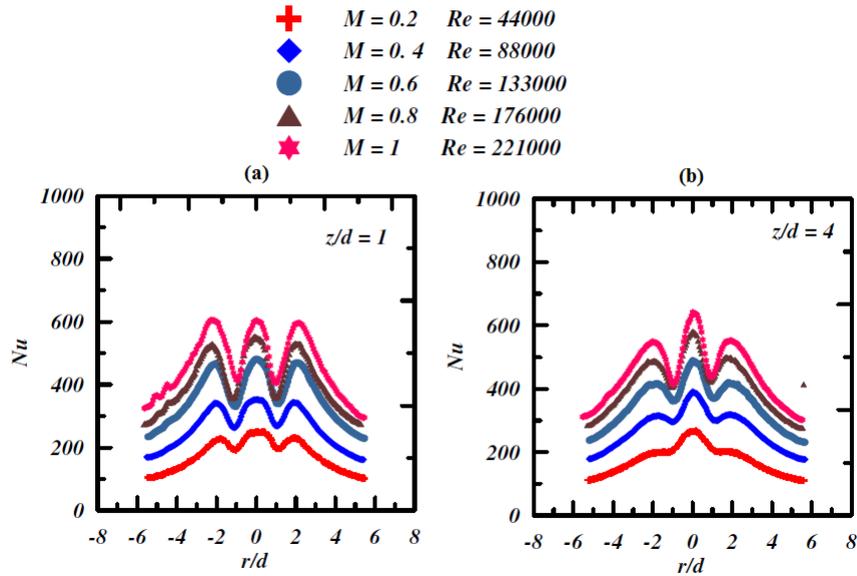


FIGURE 2.28 – Influence des nombres de Reynolds et Mach sur le nombre de Nusselt : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 4$  [32]

## 2.4 CONCLUSION

Après une description générale de l'aérodynamique et de la thermique de l'impact d'un jet sur une paroi plane, nous avons rappelé les paramètres les plus influents sur l'aérodynamique d'un jet en impact et sur les transferts de chaleur pariétaux comme la géométrie de l'injecteur, le diamètre de l'injecteur, la distance d'impact, le nombre de Reynolds.

Un des principaux facteur d'influence sur l'aérodynamique ainsi que sur les transferts de chaleur est la forme de l'injecteur. La géométrie de l'injecteur affecte le profil de vitesse en sortie du jet ce qui peut modifier le comportement des structures tourbillonnaires du jet. L'étude aérodynamique des injections en forme de croix et de pétales a montré l'avantage de l'entraînement de l'écoulement par rapport à l'injection ronde. Qu'en est-il des transferts de chaleur pariétaux de ces injections par rapport à l'injection ronde ? C'est donc pour répondre à cette question que nous avons choisi d'entreprendre une étude aérothermique de l'impact des jets d'air non-confinés en forme de croix et de pétales en plus des jets ronds.

Les résultats des études sur les effets de compressibilité ne sont pas très cohérents entre eux. Aussi, une étude expérimentale de l'effet de compressibilité sur le transfert de chaleur est donc indispensable pour la grande vitesse.

CHAPITRE 3

DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET TECHNIQUES  
DE MESURE

L'objectif de ce chapitre est de présenter une description détaillée du dispositif expérimental ainsi que des techniques de mesure. En particulier, deux techniques de mesure utilisées seront décrites : technique de mesure thermique par thermographie infrarouge et technique de mesure de vitesse par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). Les différents paramètres de l'étude sont aussi abordés.

### 3.1 MONTAGE EXPERIMENTAL

La Figure 3.1 présente une image générale du montage expérimental et la Figure 3.2, un schéma du montage. Les composants du montage sont présentés en détail dans les paragraphes suivants et sont listés ci-après :

- Une alimentation en air pour générer l'écoulement principal à partir de la source d'air comprimé.
- Le réglage du débit d'air est assuré par le régulateur de pression ajustable couplé au col sonique.
- Un réchauffeur électrique maintient l'écoulement à la température souhaitée.
- Une chambre de tranquillisation détend l'écoulement afin de mesurer la température totale du jet.
- Un système d'injection
- Une plaque plane : plusieurs plaques, chauffées ou non et de différents diamètres sont disponibles.

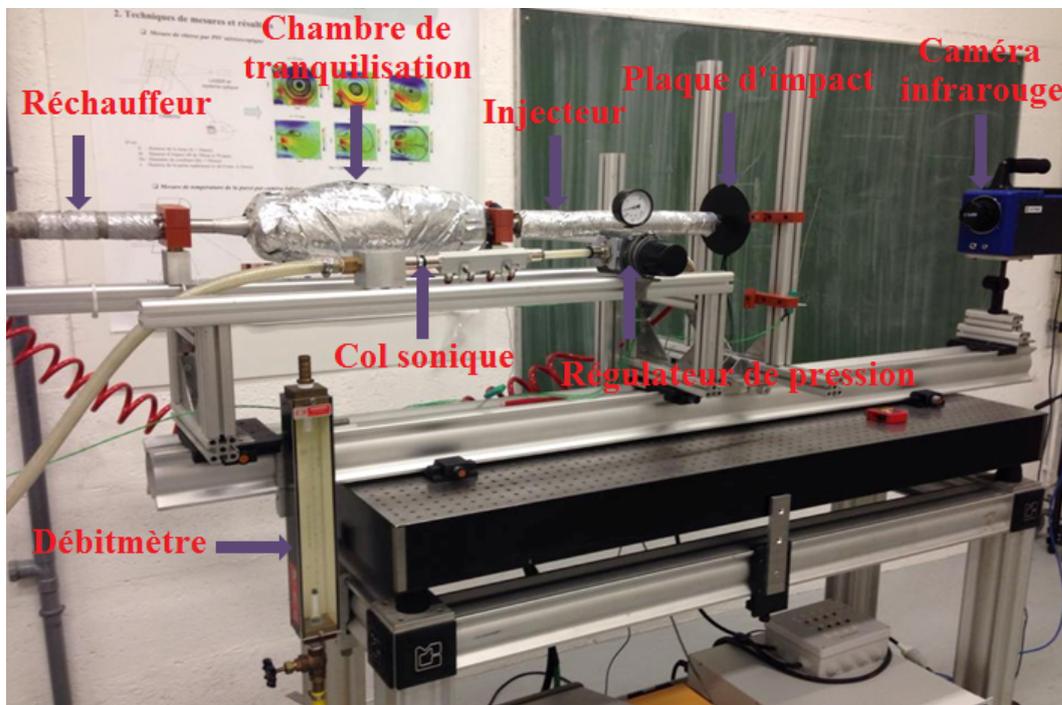


FIGURE 3.1 – Photographie du dispositif expérimental

### 3.1 MONTAGE EXPERIMENTAL

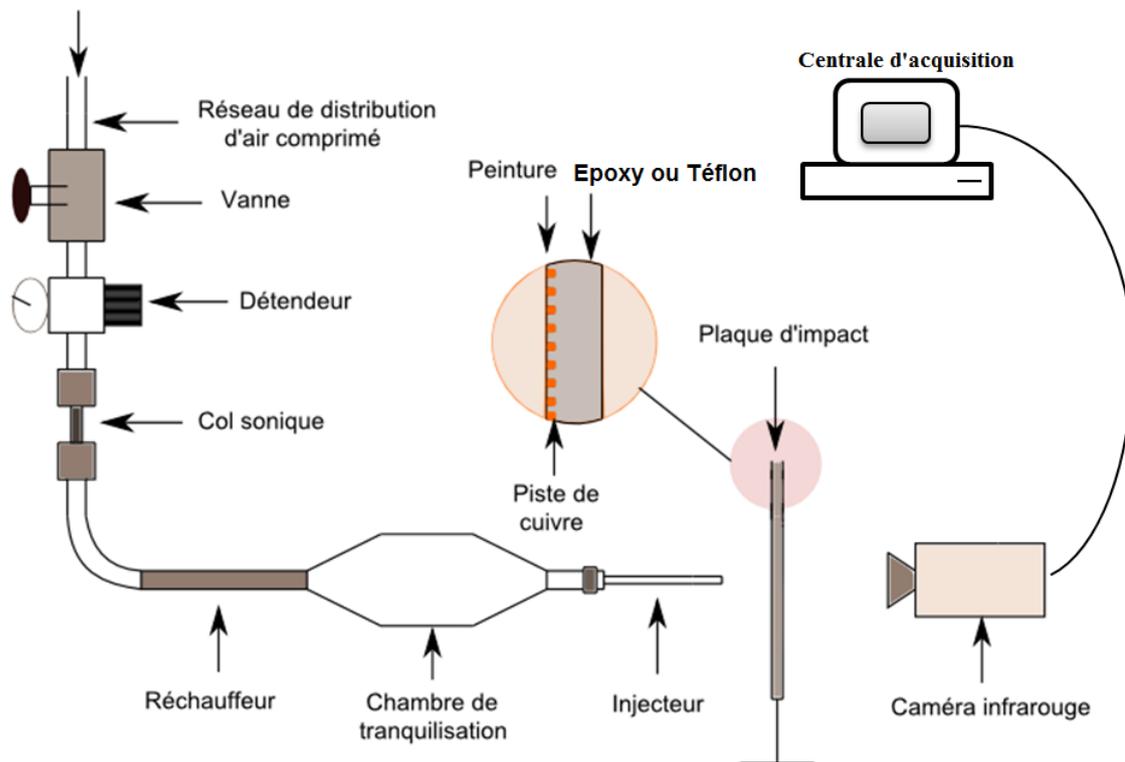


FIGURE 3.2 – Schéma du dispositif expérimental

#### 3.1.1 Alimentation en air

L'alimentation du montage en air est distribuée par l'intermédiaire du réseau d'air comprimé du laboratoire. L'utilisation de cette alimentation permet d'assurer une pression génératrice suffisante ( $p = 10 \text{ bar}$ ) pour compenser les pertes de charge de notre dispositif expérimental et pour obtenir le débit nécessaire ( $2.9 \text{ (g/s)} < Q \leq 32 \text{ (g/s)}$ ) pour les nombres de Reynolds souhaités ( $23\,000 \leq Re \leq 150\,000$ ).

#### 3.1.2 Contrôle et mesure de débit

Le système de contrôle de débit situé en amont de celui de chauffage de l'écoulement et en aval du réseau d'air comprimé permet de régler et de mesurer le débit massique de l'écoulement. Il est constitué d'une vanne de réglage de pression et d'un col sonique. Le col sonique a l'avantage de n'entraîner qu'une faible perte de charge, d'être facilement démontable. Le débit massique de l'écoulement maximum est égal à  $45 \text{ g.s}^{-1}$  et dépend de chaque col sonique de différent diamètre.

Les cols soniques sont des orifices calibrés dans lesquels la vitesse maximale d'écoulement de l'air atteint un nombre de Mach égal à 1 avec la section de passage minimum correspondante. Ils sont reliés à un thermocouple de tyke K et un capteur de pression absolue placé en amont du col sonique pour mesurer la température et la pression au col sonique.

L'étalonnage des différents cols soniques permet de déterminer le débit de l'écoulement à partir de la relation suivante :

$$Q = A.P_{col}/\sqrt{T_{col}} + B \quad (3.1)$$

Avec :

$Q$  : Débit massique de l'écoulement ( $g.s^{-1}$ )

$P_{col}$  : Pression statique de l'écoulement mesurée via le capteur de pression (bar)

$T_{col}$  : Température mesurée par thermocouple K en amont du col sonique (K)

Les coefficients A et B sont donnés en fonction du diamètre du col sonique dans la Table 3.1.

$D_{col}$ (mm)	<b>A</b> ( $g.(s.bar)^{-1}.K^{1/2}$ )	<b>B</b> ( $g.s^{-1}$ )
2	12.038	0.953
3	27.507	1.909
4	48.473	3.258
5	73.063	4.525

TABLE 3.1 – Coefficients A et B en fonction du diamètre des cols soniques

### 3.1.3 Réchauffeur électrique

Avant d'entrer dans la chambre de tranquillisation, l'écoulement traverse un système de chauffage électrique qui permet d'élever et de maintenir l'écoulement jusqu'à la température souhaitée ( $T_j = 50^\circ C$  en général). Ce système constitué d'une résistance électrique, est alimenté par un variac. Deux thermocouples chromel/alumel situés respectivement en amont et en aval du réchauffeur permettent de vérifier la stabilité thermique de l'écoulement.

### 3.1.4 Chambre de tranquillisation

Le système de tranquillisation est placé en amont de l'injecteur. Ce système se compose de trois parties : une zone divergente, une zone de mesure de température totale de jet et une zone convergente selon la Figure 3.3.

L'objectif de ce système est de détendre l'écoulement dans la chambre de tranquillisation où le nombre de Mach restera faible pour mesurer la température du jet. Selon l'équation 3.2, du fait de la faible vitesse de l'écoulement dans la chambre, la température totale du jet  $T^o$  est pratiquement égale à la température statique  $T_s$  ( $T^o \sim T_s$ ). La

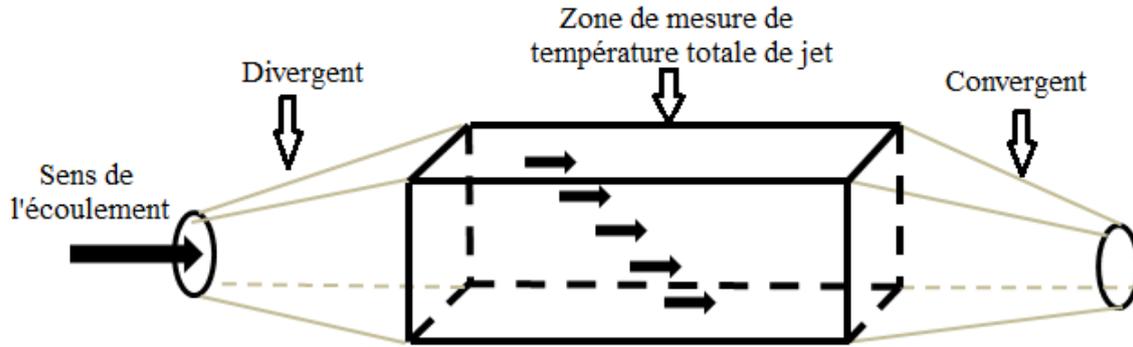


FIGURE 3.3 – Schéma du système de tranquillisation

température totale du jet est donc mesurée par trois thermocouples placés dans la zone de mesure dont on prend la moyenne.

$$T^o = T_s + \frac{U^2}{2C_p} \quad (3.2)$$

Avec :

$T^o$  : Température totale du jet (K)

$T_s$  : Température statique du jet (K)

$U$  : Vitesse de l'écoulement ( $m.s^{-1}$ )

$C_p$  : Chaleur massique à pression constante ( $J.kg^{-1}.K^{-1}$ )

#### 3.1.5 Système d'injection

Pour les mesures incompressibles, six différentes géométries de l'injecteur sont utilisées : injection ronde, en « croix » et en « pétales » perforées sur une surface plate et hémisphérique (Figures 3.4 et 3.5). Dans notre étude, l'injection tubulaire est utilisée comme l'injection ronde perforée sur une surface plate car l'injection tubulaire est un jet usuel dans la littérature des jets d'air en impact. Par la suite, l'injection tubulaire sera appelée l'injection ronde sur plan. Ces six injections ont une même section de passage (équivalent à un diamètre  $D = 14$  mm pour l'injection ronde). Nous écrirons en abrégé "Jet Rond\_P" et "Jet Rond\_H" pour l'injection ronde sur plan et sur hémisphère respectivement dans les profils de résultat. Nous écrirons en abrégé "Jet Croix\_P", "Jet Pétale\_P" et "Jet Croix\_H", "Jet Pétale\_H" pour les injections en croix et en pétales sur plan et sur hémisphère respectivement.

Pour les mesures compressibles, le système d'injection est constitué d'un tube long de diamètre  $D$  ( $D$  variable de 6 mm à 22 mm suivant l'expérience). La longueur du tube ( $L_t$ )

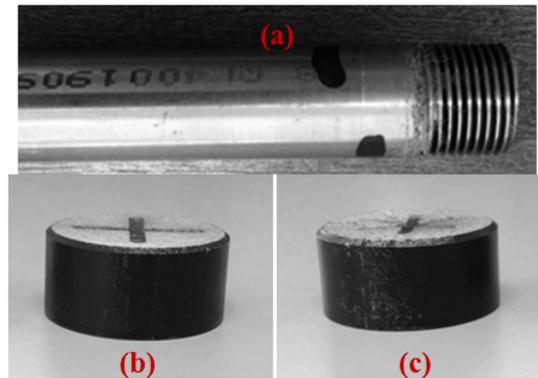


FIGURE 3.4 – Injections sur une surface plate : (a) injection ronde (Jet Rond\_P), (b) injection en croix (Jet Croix\_P), (c) injection en pétales (Jet Pétale\_P)



FIGURE 3.5 – Injections sur une surface hémisphérique : (a) injection ronde (Jet Rond\_H), (b) injection en croix (Jet Croix\_H), (c) injection en pétales (Jet Pétale\_H)

est  $26D$ .

D'autre part, pour assurer un écoulement pleinement développé conduisant à des profils de vitesse uniformes à la sortie du jet, la longueur du tube d'injection ( $L_t$ ) doit donc être supérieure à la longueur d'établissement aérodynamique du régime turbulent  $L_e$  ( $L_e = 10D$  [76]). Ceci est assuré dans notre étude avec la longueur du tube égale à  $26D$ .

### 3.1.6 Plaque d'impact

La paroi d'impact est une plaque circulaire de diamètre  $D_p$  et d'une épaisseur  $e_p$  de 1.6 mm. Une plaque en verre est utilisée pour les mesures de vitesse et deux plaques d'impact de diamètres ( $D_p = 240$  et 120) constituées de Téflon sont utilisées pour les mesures thermiques. Un circuit de cuivre de  $35 \mu\text{m}$  d'épaisseur est gravé sur la face recevant l'impact (appelée face avant par la suite). Il permet d'imposer un flux de chaleur par effet Joule pour chauffer la plaque. Le circuit imprimé est composé de deux spirales imbriquées selon la Figure 3.6. La largeur des spirales est de 1.3 mm pour les deux plaques. Entre les deux spirales, il existe un interpiste constant égal à 0.25 mm. Ces valeurs ont déjà été optimisées [77].

Ce circuit est alimenté par une alimentation stabilisée du type : HP6012A, d'une puis-

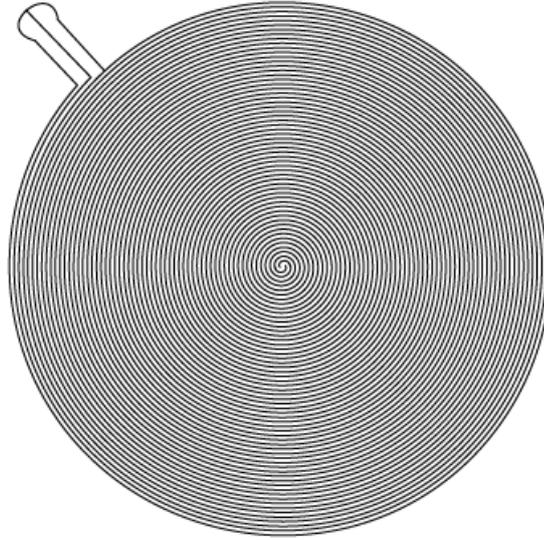


FIGURE 3.6 – Schéma du circuit imprimé

sance maximale de 1000W. Elle peut fournir une tension de 60V et une intensité de 50A. Une résistance étalon de 0.01  $\Omega$ , placée entre l'alimentation et le circuit, permet de mesurer l'intensité qui traverse la piste de cuivre. La tension aux bornes du circuit est aussi mesurée. Nous pouvons donc calculer précisément le flux dissipé par effet Joule dans la plaque d'impact.

La conductivité thermique transversale du Téflon a été déterminée expérimentalement au laboratoire par Fénot [65]. La faible conductivité du Téflon permet de limiter les pertes de chaleur par conduction vers l'arrière, elle vaut :

$$\lambda_T = 0.296 \pm 0.005 \text{ (W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}\text{) pour le Téflon}$$

Les deux plaques d'impact sont recouvertes d'une peinture noire à forte émissivité. L'émissivité a été mesurée par Brevet [34] et vaut :

$$\varepsilon_p = 0.95 \pm 0.02$$

Cette forte émissivité permet d'améliorer la précision de mesure de la température de la face arrière à l'aide d'une caméra infrarouge (opposée à la face d'impact).

Nous utilisons deux thermocouples placés en amont et en aval à 50 cm de la plaque d'impact pour mesurer la température ambiante.

#### 3.1.7 Caméra infrarouge

Les mesures de température de surface de la plaque d'impact sont réalisées par thermographie infrarouge (caméra CEDIP titanium). Il s'agit d'une caméra matricielle disposant

d'une définition de 320x256 pixels. La caméra est placée du côté opposé à la face d'impact pour mesurer la température de la paroi en face arrière comme le montre la Figure 3.7.

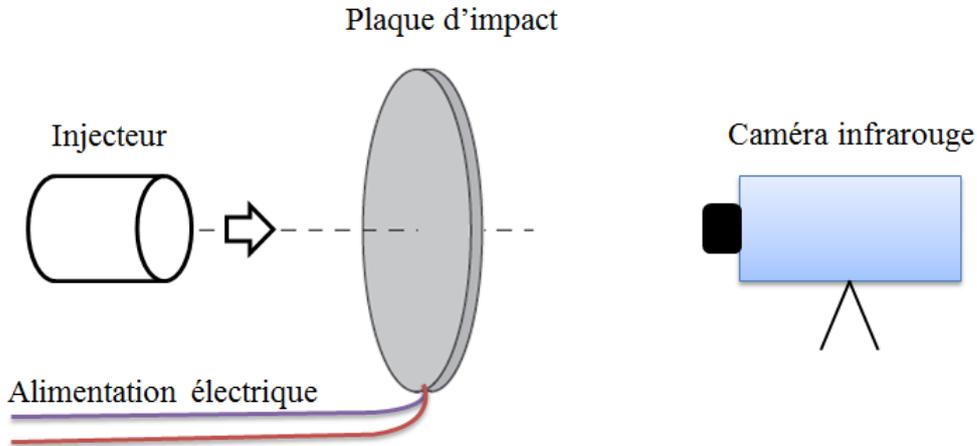


FIGURE 3.7 – Configuration des mesures thermiques par caméra infrarouge

La fréquence d'acquisition de la caméra est fixée à 50 Hz. Chaque image est réalisée à partir de la moyenne de 500 images pendant 10 s et fournit la température de la face arrière  $T_{p,arrr}$ . Cette moyenne permet de réduire l'effet du bruit de mesure. La résolution spatiale des mesures est déterminée grâce à une règle. Elle est égale à 0.95 mm par pixel pour une grande plaque et 0.45 mm par pixel pour une petite plaque. On peut voir un exemple de trois images de mesure de température en face arrière de la plaque avec trois configurations d'injecteur d'étude sur la Figure 3.8. L'étalonnage de la caméra et le protocole de la mesure infrarouge sont présentés en détail dans l'annexe A.

## 3.2 TECHNIQUE DE MESURES THERMIQUES

L'objectif de cette partie est de déterminer les échanges de chaleur caractérisés par le coefficient d'échange convectif  $h_{conv}$  et la température adiabatique de paroi  $T_{ad}$ . Il est donc nécessaire d'effectuer la mesure du flux échangé entre la paroi d'impact et l'écoulement de l'injecteur.

### 3.2.1 Flux échangés sur la plaque

La détermination des flux échangés sur la paroi d'impact est très importante pour mesurer le coefficient d'échange thermique et la température adiabatique de paroi. La Figure 3.9 présente le bilan des flux échangés par rapport à la plaque d'impact.

Quand l'écoulement en sortie d'injecteur frappe la plaque chauffée par l'alimentation électrique, cinq densités de flux sont alors en présence : densité de flux électrique  $\varphi_{elec}$ , densité du flux convectif en face avant  $\varphi_{conv,av}$ , densité de flux radiatif en face avant  $\varphi_{rad,av}$ ,

### 3.2 TECHNIQUE DE MESURES THERMIQUES

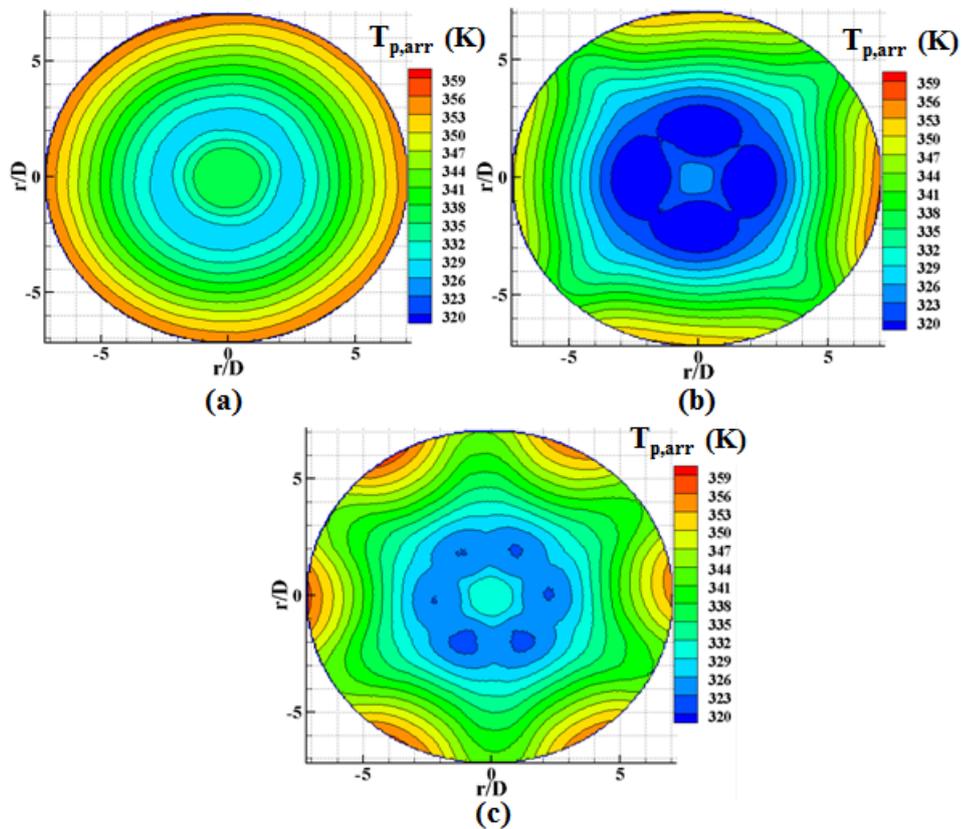


FIGURE 3.8 – Trois exemples de mesure de température de paroi en face arrière  $T_{p,arr}$  sur une grande plaque pour trois configurations d'injecteur avec  $H/D = 2$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) Jet Rond\_H, (b) Jet Croix\_H, (c) Jet Pétale\_H

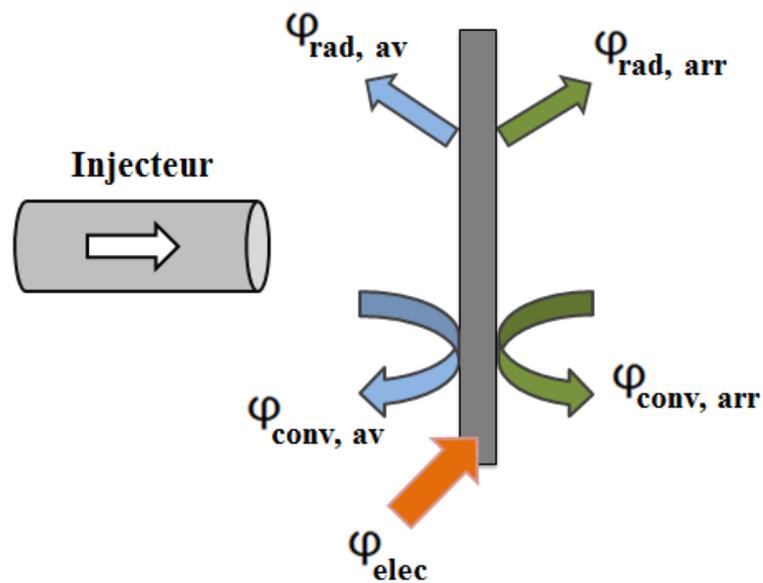


FIGURE 3.9 – Bilan des densités de flux

densité de flux convectif en face arrière  $\varphi_{conv,arr}$  et densité de flux radiatif en face arrière  $\varphi_{rad,arr}$ . Ces densités de flux sont reliées mathématiquement de la façon suivante :

$$\varphi_{elec} = \varphi_{conv,av} + \varphi_{rad,av} + \varphi_{conv,arr} + \varphi_{rad,arr} \quad (3.3)$$

Notre objectif est de déterminer la densité de flux convectif en face avant correspondant à la densité de flux échangé entre l'écoulement injecté et la plaque. Il nous faut donc connaître la densité de flux électrique généré par le circuit imprimé  $\varphi_{elec}$ , la densité de flux radiatif en face avant  $\varphi_{rad,av}$ , la densité de flux convectif en face arrière  $\varphi_{conv,arr}$ , la densité de flux radiatif en face arrière  $\varphi_{rad,arr}$ . L'équation 3.3 peut s'écrire :

$$\varphi_{conv,av} = \varphi_{elec} - \varphi_{conv,arr} - \varphi_{rad,av} - \varphi_{rad,arr} \quad (3.4)$$

### 3.2.1.1 Densité de flux électrique généré par le circuit imprimé sur la plaque d'impact

La plaque d'impact est chauffée par l'intermédiaire du circuit électrique gravé sur sa face avant. La résistance de la piste à 20°C ainsi que l'intensité du courant dissipée dans le circuit étant connues, il est donc possible de déterminer la densité de flux électrique dissipée grâce aux équations suivantes :

$$\varphi_{elec} = \frac{R \cdot I^2}{S} \quad (3.5)$$

$$R = \frac{r_e \cdot L_s}{e_c \cdot l} \quad (3.6)$$

$$S = L_s(l + l_i) \quad (3.7)$$

Avec :

- $R$  : Résistance du circuit imprimé ( $\Omega$ )
- $I$  : Intensité du courant dans le circuit (A)
- $S$  : Surface chauffante de la plaque d'impact ( $m^2$ )
- $r_e$  : Résistivité électrique du circuit de cuivre ( $\Omega \cdot m$ )
- $L_s$  : Longueur des spirales (m)
- $e_c$  : Epaisseur du circuit (m)
- $l$  : Largeur de la piste (m)
- $l_i$  : L'interpiste égal à 0.00025 (m)

La résistivité du circuit de cuivre dépend de la température (en K) de la plaque en face avant selon l'équation 3.8. Cette formule de la résistivité du circuit de cuivre est déterminée par Messaadi [78] :

$$r_e = 1.69 \times 10^{-8} (3.43 \times 10^{-3} T_{p,av} - 4.68 \times 10^{-3}) \quad (3.8)$$

## 3.2 TECHNIQUE DE MESURES THERMIQUES

### 3.2.1.2 Densité de flux convectif en face arrière de la plaque d'impact

Le flux convectif évacué en face arrière correspond à la convection naturelle entre la plaque et l'air ambiant. La densité de flux locale  $\varphi_{conv,arr}$  est donc calculée par l'équation :

$$\varphi_{conv,arr} = h_{conv,arr}(T_{p,arr} - T_{amb}) \quad (3.9)$$

Avec :

$h_{conv,arr}$  : Coefficient d'échange convectif en face arrière ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ )

$T_{p,arr}$  : Température de la face arrière de la plaque (K)

$T_{amb}$  : Température de l'air ambiant (K)

La connaissance de la température de la face arrière  $T_{p,arr}$  est nécessaire, elle est mesurée par thermographie infrarouge et la température ambiante  $T_{amb}$  est déterminée par la moyenne de deux thermocouples. Ces deux thermocouples sont placés en amont et en aval à 50 cm de la plaque d'impact.

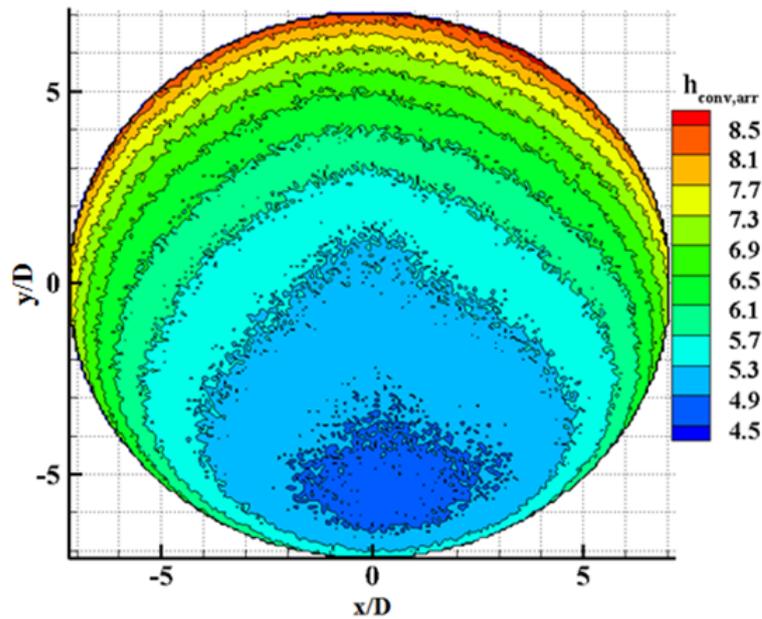


FIGURE 3.10 – Coefficient de convection en face arrière  $h_{conv,arr}$   
(pas d'impact en face avant)

La valeur du coefficient d'échange convectif en face arrière  $h_{arr}$  déterminé expérimentalement dépend de la position sur la plaque d'impact. Pour mesurer ce coefficient d'échange convectif en face arrière, la face avant de la plaque est isolée par une grande épaisseur d'isolant «Styrodur», la plaque est ensuite chauffée. En connaissant le flux électrique dissipé, en calculant les pertes dues au rayonnement, en négligeant les pertes à travers l'isolant (inférieure à 2 % des échanges convectifs), on obtient une cartographie de  $h_{conv,arr}$  selon

la Figure 3.10.

La distribution de température sur la plaque en face arrière avec et sans écoulement est différente, le flux de convection naturelle est donc également différent. Cependant, les mesures avec et sans écoulement sont effectuées pour des températures proches. Ainsi, l'ordre de grandeur de  $h_{conv,arr}$  est le même avec ou sans écoulement. De plus, la densité de flux de chaleur en face arrière ne dépasse pas 4 % du flux de chaleur en face avant. L'erreur du coefficient de  $h_{conv,arr}$  a donc très peu de conséquence sur le calcul du coefficient d'échange de chaleur en face avant  $h_{conv,av}$  (l'incertitude de  $h_{conv,arr}$  d'environ 10 % conduit à une incertitude de  $h_{conv,av}$  d'environ 0.4 %).

### 3.2.1.3 Densité de flux radiatif en face avant et arrière de la plaque d'impact

En supposant la plaque d'impact petite et l'environnement à une température à peu près uniforme, les densités de flux radiatif en face avant et arrière sont donc calculées à partir des équations ci-dessous :

$$\varphi_{rad,av} = \sigma \varepsilon_p (T_{p,av}^4 - T_{amb}^4) \quad (3.10)$$

$$\varphi_{rad,arr} = \sigma \varepsilon_p (T_{p,arr}^4 - T_{amb}^4) \quad (3.11)$$

Avec :

$\sigma$  : Constante de Stefan-Boltzmann égale à  $5.67.10^{-8}$  ( $W.m^{-2}.K^{-4}$ )

$\varepsilon_p$  : Emissivité de la plaque d'impact égale à  $0.95 \pm 0.02$

$T_{p,av}$  : Température de la face avant de la plaque d'impact (K)

$T_{p,arr}$  : Température de la face arrière de la plaque d'impact (K)

$T_{amb}$  : Température de l'air ambiant (K)

La température ambiante de rayonnement est mesurée à l'aide de deux thermocouples placés en amont et en aval de la plaque d'impact à une distance de 50 cm.

### 3.2.1.4 Température de la paroi en face avant

La température de paroi de la face avant  $T_{p,av}$  est déterminée à partir de celle de la face arrière selon l'équation suivante :

$$T_{p,av} = T_{p,arr} + \frac{e_p}{\lambda_T} (\varphi_{conv,arr} + \varphi_{rad,arr}) \quad (3.12)$$

Avec :

$e_p$  : Epaisseur de la plaque d'impact égal à 0.0016 (m)

$\lambda_T$  : Conductivité de la plaque d'impact ( $W.m^{-1}.K^{-1}$ )

$T_{p,av}$  : Température de la face avant de la plaque d'impact (K)

## 3.2 TECHNIQUE DE MESURES THERMIQUES

---

$T_{p,arr}$  : Température de la face arrière de la plaque d'impact (K)

Cette relation ne prend pas en compte une éventuelle conduction radiale à travers la plaque. Cependant, du fait de la faible épaisseur et de la faible conduction thermique de l'époxy, il est possible de se limiter à un calcul monodimensionnel en négligeant la conduction radiale. En effet, Sultan [79] a calculé la perte de conduction radiale et a trouvé que le flux de conduction radiale est égale environ à  $2 \pm 0.5$  % du flux électrique dissipé.

### 3.2.2 Détermination du coefficient d'échange convectif en face avant $h_{conv,av}$ et de la température adiabatique de paroi $T_{ad}$

#### 3.2.2.1 Méthode de calcul du coefficient d'échange de chaleur $h_{conv,av}$ et de la température adiabatique de paroi $T_{ad}$

Le coefficient d'échange  $h_{conv,av}$  et la température adiabatique de paroi  $T_{ad}$  sont obtenus par la méthode multiflux. Ils sont déterminés par une méthode de régression linéaire en menant un bilan d'échange thermique sur la plaque et à partir de mesures de la température de plaque en face arrière par caméra infrarouge. Cette méthode a été mise au point au sein du laboratoire et est décrite par Fénot et al. [69]. La définition du coefficient de transfert de chaleur  $h_{conv,av}$  est basée sur la loi de Newton :

$$\varphi_{conv,av} = h_{conv,av}(T_{p,av} - T_{ref}) \quad (3.13)$$

Avec :

$\varphi_{conv,av}$  : Densité de flux convectif en face avant ( $W.m^{-2}$ )

$h_{conv,av}$  : Coefficient d'échange convectif en face avant ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ )

$T_{p,av}$  : Température de la face avant de la plaque d'impact (K)

$T_{ref}$  : Température de référence (K)

L'équation 3.13 peut aussi s'écrire sous la forme suivante :

$$T_{p,av} = \frac{\varphi_{conv,av}}{h_{conv,av}} + T_{ref} \quad (3.14)$$

En utilisant la température adiabatique de paroi  $T_{ad}$  comme température de référence, l'équation 3.14 devient :

$$T_{p,av} = \frac{\varphi_{conv,av}}{h_{conv,av}} + T_{ad} \quad (3.15)$$

Pour chaque géométrie de jet avec des conditions fixées comme la distance d'impact H/D, le nombre de Reynolds Re ainsi que la température du jet et de l'environnement, plusieurs essais sont effectués en dissipant une densité de flux électrique différente pour chaque essai. Pour chacune de ces densités de flux électrique dissipé, nous calculons la densité de flux convectif sur la face d'impact  $\varphi_{conv,av}$  ainsi que la température de paroi de

cette face d'impact  $T_{p,av}$  à partir des équations 3.4 et 3.12.

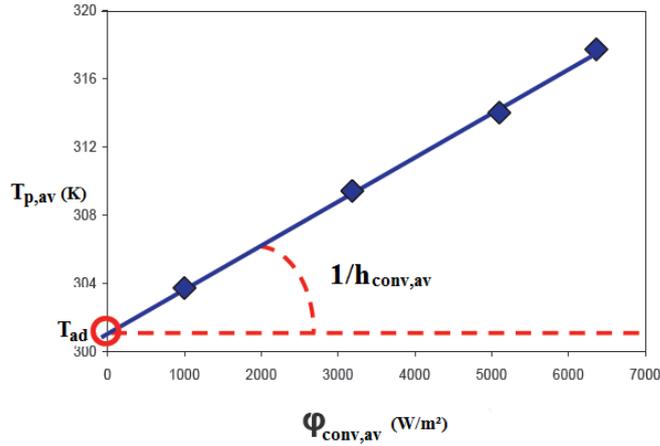


FIGURE 3.11 – Exemple de détermination du couple  $(h_{conv,av} ; T_{ad})$  par une régression linéaire réalisée à partir de quatre points

Du fait, de la linéarité de l'équation 3.15, il est donc possible d'effectuer une régression linéaire à partir des couples  $(\varphi_{conv,av} ; T_{p,av})$  afin d'obtenir le couple  $(h_{conv,av} ; T_{ad})$  comme le montre la Figure 3.11.  $1/h_{conv,av}$  est la pente de la droite et  $T_{ad}$  est l'ordonnée à l'origine de la droite de régression (Figure 3.11). Le coefficient de régression, permettant de contrôler la linéarité des résultats et par la même de vérifier la validité de la méthode, est toujours compris entre 0.99 et 1 pour toutes les mesures. On peut donc conclure que la méthode est valide.

### 3.2.2.2 Température adiabatique de paroi et efficacité

Comme nous l'avons dit dans le chapitre bibliographique, plusieurs études ([34], [41], [65], [66], [67], [68], [69]) ont utilisé la température adiabatique de paroi comme température de référence pour le cas d'impact de jets chauds. Cette température  $T_{ad}$  est la température de surface de la paroi qui serait obtenue sur une paroi en contact avec un fluide si la paroi était adiabatique. Cela veut dire qu'elle n'échange pas de chaleur avec le fluide en contact avec elle ou la densité de flux convectif  $\varphi_{conv} = 0$ .

La notion d'efficacité est aussi utilisée pour exprimer la température adiabatique de paroi sous une forme adimensionnée :

$$\eta = \frac{T_{ad} - T_{amb}}{T^o - T_{amb}} \quad (3.16)$$

Avec :

$T_{ad}$  : Température adiabatique de paroi (K)

$T^o$  : Température totale du jet (K)

## 3.2 TECHNIQUE DE MESURES THERMIQUES

$T_{amb}$  : Température de l'air ambiant (K)

La Figure 3.12 montre la procédure d'une expérience pour déterminer le coefficient d'échange de chaleur ainsi que la température adiabatique de paroi.

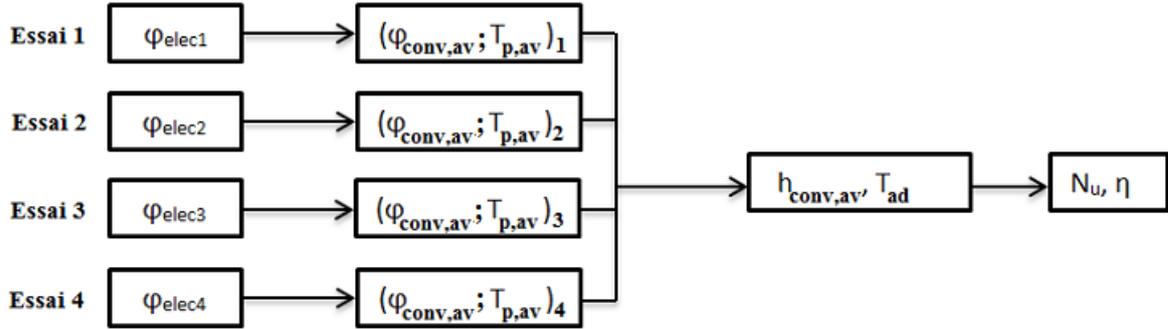


FIGURE 3.12 – Schéma d'obtention du couple  $(N_u$  et  $\eta$ )

Dans notre étude, on fait des mesures avec un jet froid (la température du jet égale à celle de l'air ambiant, aux alentours de  $20^\circ\text{C}$ ) ou avec un jet chaud (la température du jet égale à  $50^\circ\text{C}$ ).

### 3.2.3 Incertitude de mesure

Pour les mesures thermiques, des incertitudes ont besoin d'être estimées : l'incertitude sur le nombre de Nusselt  $Nu$  et sur l'efficacité thermique  $\eta$ . Cela nous permet de quantifier un intervalle de confiance pour les résultats expérimentaux. L'étude d'incertitude des divers paramètres de l'étude sera effectuée par la méthode statistique [80].

L'incertitude se compose de deux types d'incertitude : l'incertitude globale et l'incertitude aléatoire. L'incertitude aléatoire correspond à l'erreur de dispersion, c'est-à-dire à l'incertitude commise entre deux mesures d'une grandeur donnée. L'incertitude globale prend en compte l'incertitude aléatoire et l'incertitude systématiquement (l'étalonnage et la méthode de calcul). Les incertitudes de quelques grandeurs mesurées sont présentées dans la Table 3.2. Pour les grandeurs comme la densité de flux convectif en face arrière  $\varphi_{conv,arr}$ , la densité de flux radiatif en face avant et arrière  $(\varphi_{rad,av}, \varphi_{rad,arr})$ , la température de paroi en face avant  $T_{p,av}$ , leurs incertitudes dépendent des incertitudes de plusieurs autres grandeurs répertoriées dans la Table 3.2. Donc, il est impossible d'évaluer directement leurs incertitudes.

Les incertitudes-types composées qui ne peuvent pas être calculées directement sont calculées à l'aide de la relation ci-dessous :

$$u^2(y) = \sum_{i=1}^N \left[ \left( \frac{\partial y}{\partial x_i} \right)^2 u^2(x_i) \right] \quad (3.17)$$

Avec :

$u(y)$  : Incertitude type composé d'une valeur  $y$  ( $y=f(x_1, \dots, x_N)$ )

$u(x_i)$  : Incertitude type composée d'une valeur  $x_i$

GRANDEURS	INCERTITUDES GLOBALES	INCERTITUDES ALEATOIRES
$T_{p,arr}$	3.2 (K)	0.03 (K)
$T_{amb}$	1 (K)	0.1 (K)
$T^o$	1 (K)	0.1 (K)
$h_{conv,arr}$	0.5 ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ )	0.3 ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ )
$\varepsilon_p$	0.02	-
$\lambda_T$	0.005 ( $W.m^{-1}.K^{-1}$ )	-
$\varphi_{elec}$	3.5 %	2 %

TABLE 3.2 – Incertitudes estimées des grandeurs de mesure

On peut donc calculer l'incertitude sur la densité de flux convectif en face arrière  $u(\varphi_{conv,arr})$ , la densité de flux radiatif en face arrière  $u(\varphi_{rad,arr})$ , la température de la paroi en face avant  $u(T_{p,av})$ , la densité de flux radiatif en face avant  $u(\varphi_{rad,av})$  et la densité de flux convectif en face avant  $u(\varphi_{conv,av})$  selon les formules suivantes :

$$u^2(\varphi_{conv,arr}) = h_{conv,arr}^2(u^2(T_{p,arr}) + u^2(T_{amb})) + u^2(h_{conv,arr})(T_{p,arr} - T_{amb})^2 \quad (3.18)$$

$$u^2(\varphi_{rad,arr}) = (\sigma(T_{p,arr}^4 - T_{amb}^4))^2 u^2(\varepsilon_p) + (4\varepsilon_p\sigma)^2(T_{p,arr}^6 u^2(T_{p,arr}) + T_{amb}^6 u^2(T_{amb})) \quad (3.19)$$

$$u^2(T_{p,av}) = u^2(T_{p,arr}) + \left(\frac{e_p}{\lambda_T}\right)^2 (u^2(\varphi_{conv,arr}) + u^2(\varphi_{rad,arr})) + \left(\frac{e_p(\varphi_{conv,arr} + \varphi_{rad,arr})}{\lambda_T}\right)^2 u^2(\lambda_T) \quad (3.20)$$

$$u^2(\varphi_{rad,av}) = (\sigma(T_{p,av}^4 - T_{amb}^4))^2 u^2(\varepsilon_p) + (4\varepsilon_p\sigma)^2(T_{p,av}^6 u^2(T_{p,av}) + T_{amb}^6 u^2(T_{amb})) \quad (3.21)$$

$$u^2(\varphi_{conv,av}) = u^2(\varphi_{elec}) + u^2(\varphi_{conv,arr}) + u^2(\varphi_{rad,av}) + u^2(\varphi_{rad,arr}) \quad (3.22)$$

Pour calculer le coefficient d'échange convectif en face avant et la température adiabatique de paroi par la méthode de régression linéaire, nous avons fournit quatre densités de flux électrique pour obtenir quatre couples  $(\varphi_{conv,av}, T_{p,av})$ . Alors, dans le calcul d'incertitude, nous obtenons aussi quatre couples d'incertitude  $(u(\varphi_{rad,av}), u(T_{p,av}))$ . Ensuite, en utilisant la méthode de régression linéaire de York et al. [81] avec la fonction "york\_fit"

### 3.3 TECHNIQUE DE MESURE DE VITESSE

dans le logiciel Matlab, nous pouvons calculer l'incertitude du coefficient d'échange convectif en face avant  $u(h_{conv,av})$  et celle de la température adiabatique de paroi  $u(T_{ad})$ . Enfin, nous pouvons déduire les incertitudes-types composées du nombre de Nusselt  $u(Nu)$  et celles de l'efficacité thermique  $u(\eta)$  à l'aide des relations suivantes :

$$u^2(Nu) = \left(\frac{D}{\lambda_{air}}\right)^2 u^2(h_{conv,av}) + \left(\frac{h_{conv,av}}{\lambda_{air}}\right)^2 u^2(D) + \left(\frac{h_{conv,av}D}{\lambda_{air}^2}\right)^2 u^2(\lambda_{air}) \quad (3.23)$$

$$u^2(\eta) = \left(\frac{1}{T^o - T_{amb}}\right)^2 u^2(T_{ad}) + \left(\frac{T_{ad} - T^o}{(T^o - T_{amb})^2}\right)^2 u^2(T_{amb}) + \left(\frac{T_{ad} - T_{amb}}{(T^o - T_{amb})^2}\right)^2 u^2(T^o) \quad (3.24)$$

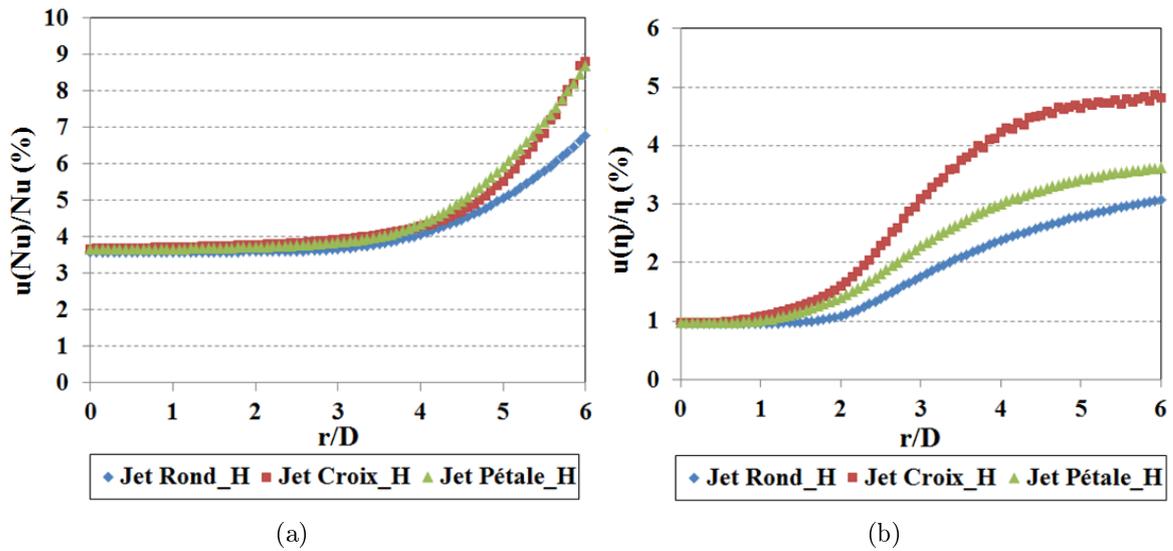


FIGURE 3.13 – Distribution des incertitudes globale pour  $Re = 23\ 000$  et  $T^o = 50^\circ\text{C}$  : (a) nombre de Nusselt ( $Nu$ ), (b) efficacité ( $\eta$ )

Les incertitudes globales obtenues sont présentées dans la Figure 3.13 sous la forme d'incertitudes relatives  $u(Nu)/Nu$  et  $u(\eta)/\eta$ . Les incertitudes relatives (en %) du nombre de Nusselt et de l'efficacité sont visibles sur la Figure 3.13 pour quelques configurations d'étude. Ces résultats sont fournis pour un indice de confiance de 95%. On constate que les incertitudes globales du nombre de Nusselt et de l'efficacité ne dépassent pas respectivement 9% et 5%.

### 3.3 TECHNIQUE DE MESURE DE VITESSE

Dans notre étude, nous effectuons des mesures de vitesse par la méthode PIV (Vélocimétrie par images de particules). C'est une technique de mesure optique qui permet d'obtenir les champs instantanés de vitesse dans un écoulement et de caractériser ainsi la dynamique du jet. Pour cette étude, une technique de PIV haute cadence (High Speed PIV, HS-PIV) est utilisée et a une haute fréquence d'échantillonnage typiquement de l'ordre de 1 kHz pour pouvoir suivre l'évolution des structures de la couche de mélange et des structures tourbillonnaires.

### 3.3.1 Montage de la méthode PIV

Le dispositif expérimental et le principe de fonctionnement de la méthode PIV sont présentés sur la Figure 3.14. Le montage reste le même que pour l'étude thermique à l'exception de certaines parties. La température du jet est égale à celle de l'ambiance ( $T_j = T_{amb} = 20^\circ\text{C}$ ). D'une part, la plaque d'impact n'a plus besoin d'être chauffée, la plaque d'impact utilisée dans cette méthode est donc une plaque en verre qui permet d'éviter la réflexion du laser et la perturbation des mesures en proche paroi. D'autre part, la caméra infrarouge est remplacée par une caméra CCD (Charged-Coupled Device).

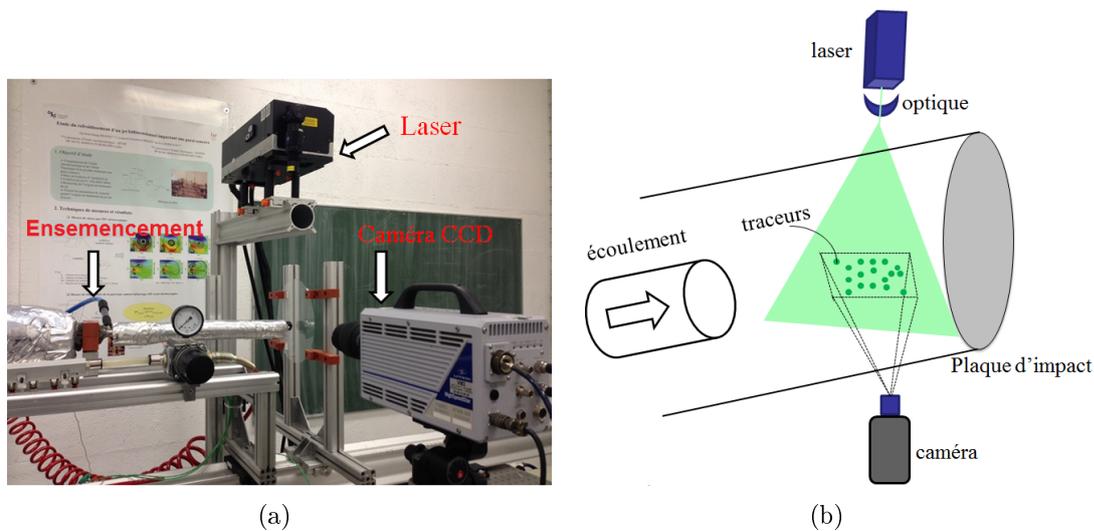


FIGURE 3.14 – (a) Photo du montage PIV, (b) Principe de fonctionnement de la PIV

La Figure 3.14 synthétise le principe de la PIV. Elle se compose de trois éléments essentiels : le laser, la caméra et l'ensemencement :

- Pour les mesures de vitesse associées à l'écoulement incompressible et compressible, le laser utilisé est un LASER Nd-Yag double cavité avec une longueur d'onde de 532 nm. Le laser a une fréquence de pulsation à 1 kHz pour les mesures incompressibles et à 25 Hz pour les mesures compressibles. Ce laser génère deux impulsions de durée  $\tau = 0.01 \mu\text{s}$  décalées d'un court intervalle de temps  $\Delta t$ . Le système optique permet de transformer le faisceau laser en une fine nappe avec 0.9 mm d'épaisseur pour obtenir un plan lumineux relativement fin. Les particules sont donc éclairées.
- La caméra pour les mesures incompressibles est une Photron-APX RS et elle a une résolution spatiale de 1024 x 1024 pixels avec une taille de pixel 17 x 17  $\mu\text{m}^2$ . Pour le champ de vision total dans nos mesures incompressibles, la résolution spatiale est égale à 48  $\mu\text{m}$  par pixel. La caméra pour les mesures compressibles est une PCO Edge et elle a une résolution spatiale de 2560 x 2160 pixels avec une taille de pixel 6.5 x 6.5  $\mu\text{m}^2$ . Pour le champ de vision total dans nos mesures compressibles, la résolution spatiale est égale à 25  $\mu\text{m}$  par pixel. La caméra permet de recueillir le

### 3.3 TECHNIQUE DE MESURE DE VITESSE

---

déplacement des particules dans un intervalle de temps  $\Delta t$  sur deux images successives. Un intervalle de temps  $\Delta t$  est égal à  $10 \mu s$  pour les mesures incompressibles et de  $0.2$  à  $0.7 \mu s$  pour les mesures compressibles.

- L'ensemencement, localisé avant l'injection et derrière la chambre de tranquillisation, est effectué par un générateur de gouttelettes d'huile d'olive avec un diamètre compris entre  $1 \mu m$  et  $5 \mu m$ .

#### 3.3.2 Principe de mesure PIV

La PIV est une méthode non intrusive de mesure de champs de vitesse dans un fluide. Pour chaque cas de mesure, trois milles couples d'image enregistrés permettent d'obtenir la convergence du champ de vitesse moyenne. Le champ de vitesse est estimé avec trois pas par le programme Davis 7.2. Le premier pas est le retrait du bruit de fond pour retirer le fond immobile des images. Le deuxième pas est le calcul standard de vitesse par méthode d'inter-corrélation avec multi-passes (de  $64 \times 64$  pixels à  $32 \times 32$  pixels et de  $32 \times 32$  pixels à  $16 \times 16$  pixels) et un taux de recouvrement de  $50\% \times 50\%$ . Le pas final est la validation des calculs pour éliminer des vecteurs de vitesse erronés. La PIV consiste à déterminer le déplacement des particules dans un intervalle de temps  $\Delta t$  très court sur deux images successives. Connaissant le déplacement  $\Delta \vec{d}$  des particules entre deux instants  $\Delta t$ , on en déduit la vitesse  $\vec{u}$  :

$$\vec{u} = \frac{\Delta \vec{d}}{\Delta t} \quad (3.25)$$

Elle permet ainsi de déterminer les composantes bidimensionnelles de la vitesse dans une section plane de l'écoulement. La vitesse moyenne axiale et radiale ( $\bar{u}_x$  et  $\bar{u}_r$ ) est calculée à partir de 3 000 champs instantanés de vitesse selon les formules suivantes 3.26 et 3.27 :

$$\bar{u}_x = \frac{\sum_{i=1}^N u_{x(i)}}{N} \quad (3.26)$$

$$\bar{u}_r = \frac{\sum_{i=1}^N u_{r(i)}}{N} \quad (3.27)$$

Avec :

$\bar{u}_x$  : Vitesse moyenne axiale ( $m.s^{-1}$ )

$\bar{u}_r$  : Vitesse moyenne radiale ( $m.s^{-1}$ )

N : Nombre de champs instantanés de vitesse ( $N = 3\ 000$ )

D'autre part, la vitesse quadratique est calculée à partir de l'écart entre la vitesse moyenne  $\bar{u}$  et la vitesse instantanée  $u_{(i)}$ . Les deux composantes de vitesse quadratique : vitesse axiale quadratique  $u_x^{rms}$  et vitesse radiale quadratique  $u_r^{rms}$  s'expriment selon les formules suivantes 3.28 et 3.29 :

$$u_x^{rms} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (u_x(i) - \bar{u}_x)^2}{N - 1}} \quad (3.28)$$

$$u_r^{rms} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (u_r(i) - \bar{u}_r)^2}{N - 1}} \quad (3.29)$$

### 3.3.3 Incertitude de mesure

Les deux principales sources d'erreur en PIV sont les erreurs RMS et les erreurs de biais. L'erreur RMS (ou de précision) est affectée par de nombreux facteurs : nombre fini d'échantillons, taille finie de fenêtre d'interrogation, ensemencement ou gradients de vitesse importants, le bruit de la caméra, etc (Huang et al. [82]). Cependant, l'erreur de biais qui représente la sensibilité de la mesure à la partie non entière de pixel de déplacement a deux origines. Tout d'abord, les particules sont repérées sur un maillage discret de pixel, ce qui induit des différences entre la position réelle de la particule et son image. Enfin, la détection de la position du pic de corrélation se fait sur un maillage discret, ce qui a également tendance à biaiser le résultat. Cet effet appelé interpolation sub-pixel dépend de la méthode de détection de pic (Huang et al. [82]). Les biais sont nombreux et souvent difficilement quantifiables. On supposera donc qu'ils doublent l'erreur de précision. Dans ces conditions on retiendra que l'incertitude (précision et biais) est comprise entre 2% et 6%.

CHAPITRE 4

RESULTATS AERODYNAMIQUES

Ce chapitre a pour objectif de présenter les résultats aérodynamiques pour six différentes configurations de jet d'air en impact : injection ronde, en «croix» et en «pétales» formées sur une surface plate et hémisphérique avec une même section de passage  $A_o$  (équivalente à un diamètre  $D = \sqrt{\frac{4A_o}{\pi}} = 14 \text{ mm}$  pour l'injection ronde). Les résultats aérodynamiques permettent d'expliquer les phénomènes thermiques observés.

## 4.1 INTRODUCTION DE L'INJECTION

Avant de présenter les résultats aérodynamiques de l'injection, on présente la position du jet, de la plaque d'impact, de l'origine de l'axe X et la direction de la vitesse axiale  $u_x$  et de la vitesse radiale  $u_r$  selon la Figure 4.1.

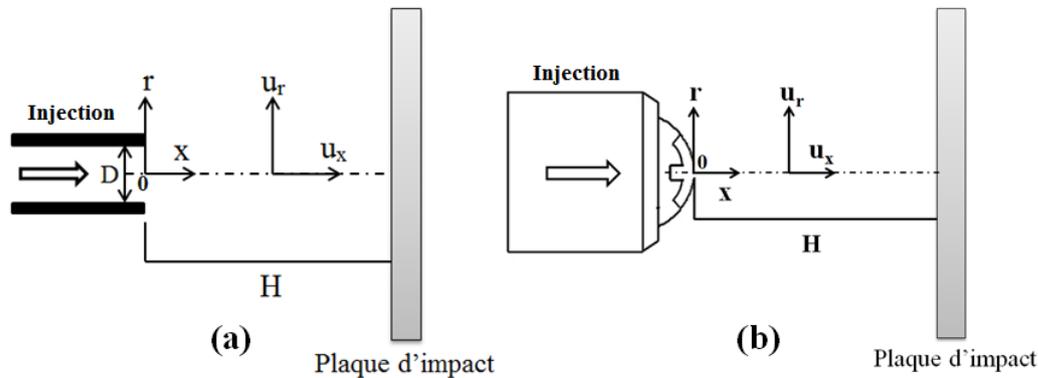


FIGURE 4.1 – Schéma de position de l'injection, de la plaque d'impact, de l'origine de l'axe X et de direction des composantes de la vitesse : (a) injection sur plan, (b) injection sur hémisphère

### 4.1.1 Injection ronde

On s'intéresse tout d'abord au cas de l'injection ronde qui est formée sur deux surfaces : plan et hémisphère (Figure 4.3). Dans notre étude, l'injection tubulaire est considérée comme le cas de l'injection ronde sur plan (Figure 4.3a), configuration usuelle que beaucoup d'auteurs ont déjà étudié comme vu dans le chapitre bibliographique. La longueur de l'injection tubulaire  $L_t$  est égale à  $26D$  (Figure 4.2) pour assurer en sortie de tube un profil de vitesse correspondant à un écoulement turbulent développé de conduite. L'injection ronde sur hémisphère est vissée sur un tube long ( $D = 30 \text{ mm}$  et  $L_t = 26D$ ) comme le montre la Figure 4.3b.

### 4.1.2 Injection en «croix» et en «pétales»

Deux injections en «croix» et en «pétales» sont aussi formées sur deux types de surface : plan et hémisphère (Figures 4.4 et 4.5) et sont également vissées sur un tube long

## 4.1 INTRODUCTION DE L'INJECTION

---

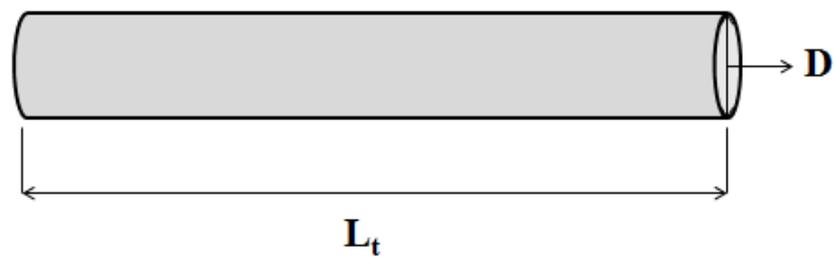


FIGURE 4.2 – Longueur de l'injection tubulaire  $L_t$

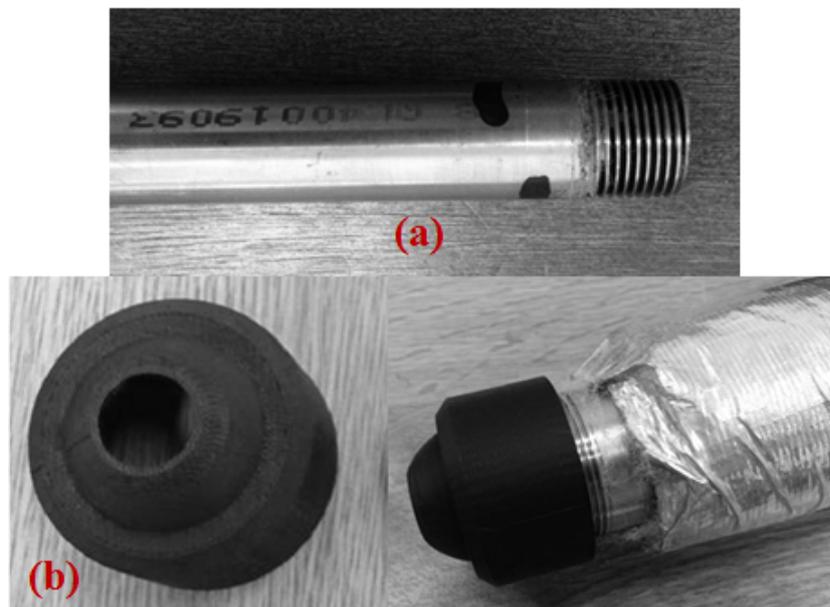


FIGURE 4.3 – Configuration de l'injection ronde : (a) sur plan, (b) sur hémisphère

( $D = 30$  mm et  $L_t = 26D$ ) comme l'injection ronde sur hémisphère. Ces deux injections ont des lobes et ne sont pas axisymétriques alors que l'injection ronde est axisymétrique et n'a pas de lobes. L'injection en «croix» a quatre lobes et l'injection en «pétales» a six lobes comme le montre la Figure 4.4 et 4.5.

Deux plans sont particulièrement étudiés pour chacune de ces configurations : plan  $0^\circ$  et  $45^\circ$  dans l'injection en «croix» et plan  $0^\circ$  et  $30^\circ$  dans l'injection en «pétales» (Figure 4.6). Nous les nommerons "plan majeur (MP)" pour le plan  $0^\circ$  et "plan mineur (mP)" pour le plan  $30^\circ$  ou le plan  $45^\circ$ .

La largeur des lobes, la longueur des lobes et les rayons de courbures des lobes pour les injections en croix et en pétales sur plan sont présentés dans la Figure 4.6. Pour les orifices hémisphériques, le rayon de l'hémisphère est de 15 mm. Dans ce cas, les dimensions données en Figure 4.6 sont des abscisses curvilignes. Selon la Figure 4.6, la largeur des lobes est comprise entre 3 et 4 mm alors que l'épaisseur de la nappe laser du système

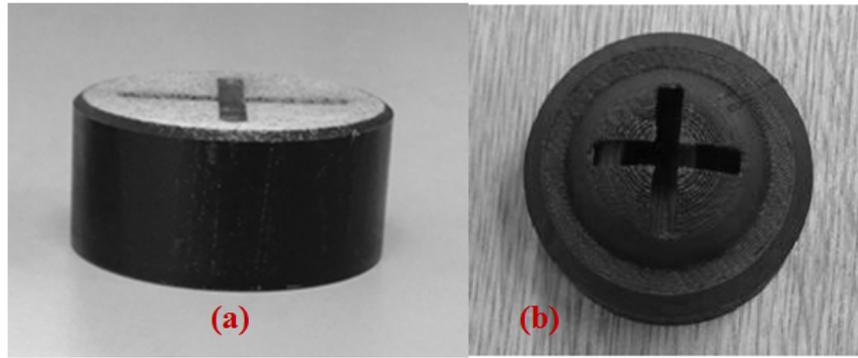


FIGURE 4.4 – Configuration de l'injection en «croix» : (a) sur plan, (b) sur hémisphère

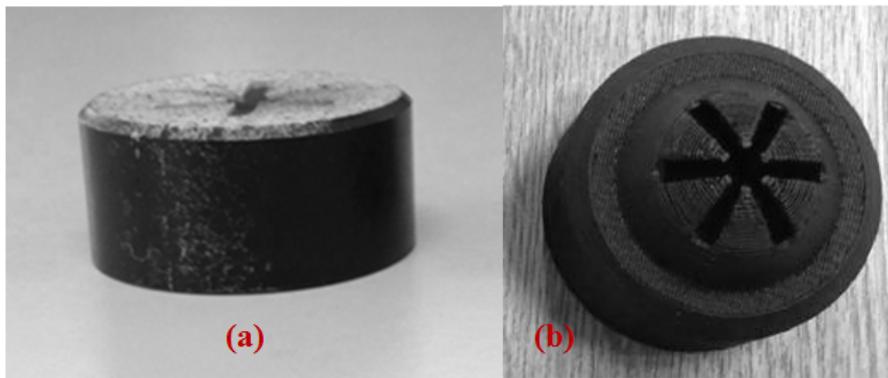


FIGURE 4.5 – Configuration de l'injection en «pétales» : (a) sur plan, (b) sur hémisphère

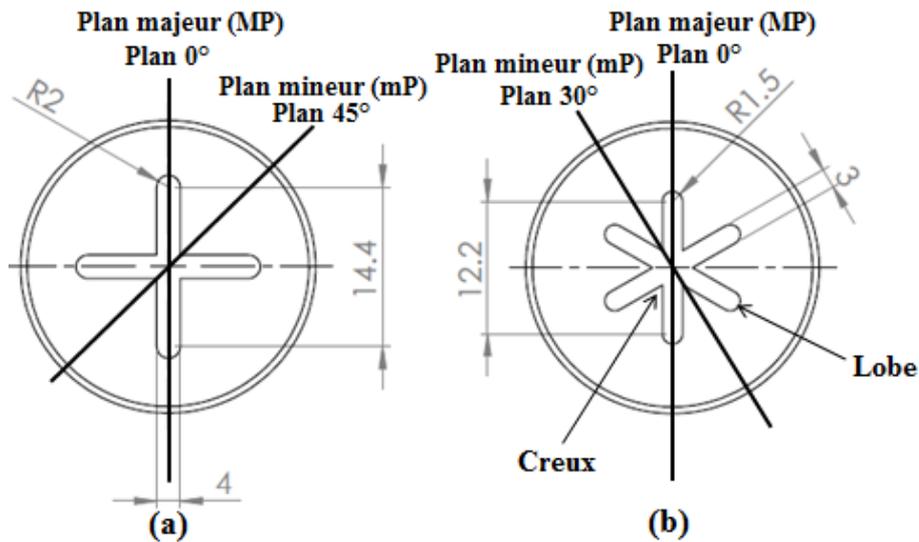


FIGURE 4.6 – Différents plans de l'injection sur plan : (a) Injection en «croix», (b) Injection en «pétales»

PIV est égale à 0.9 mm. Cette épaisseur de la nappe laser n'est donc pas négligeable

## 4.2 PARAMETRE DE L'ETUDE

---

par rapport à la largeur des lobes. Cependant, l'objectif de notre étude est d'étudier globalement l'écoulement et surtout d'observer la vitesse en proche paroi pour expliquer les phénomènes thermiques correspondants. C'est la raison pour laquelle cette épaisseur de la nappe laser n'influe pas sur nos résultats.

## 4.2 PARAMETRE DE L'ETUDE

Les mesures sont effectuées pour  $Re = 23\ 000$ , pour trois distances d'impact  $H/D = 1, 2$  et  $5$  et pour la température du jet égale à celle de l'air ambiant ( $T^o = T_{amb} = 20^\circ\text{C}$ ).

Le nombre de Reynolds est défini à partir du diamètre équivalent  $D = 14\ \text{mm}$  et de la vitesse débitante de l'écoulement  $Re = \frac{u_o D}{\nu}$ . Les conditions d'essai des injections comme la section de passage  $A_o$ , le débit de soufflage  $Q$ , la vitesse débitante de l'écoulement  $u_o$  sont présentées dans la Table 4.1 ci-dessous :

<b>Injection</b>	$A_o\ (mm^2)$	$Q\ (g.s^{-1})$	$u_o\ (m.s^{-1})$
Injection ronde	154	4.64	25
Injection en croix	156	4.64	24.6
Injection en pétales	154.4	4.64	24.9

TABLE 4.1 – Conditions d'essai des injections

## 4.3 AERODYNAMIQUE DE L'INJECTION SUR PLAN

### 4.3.1 Injection ronde sur plan

Le profil de vitesse moyenne axiale en sortie du jet ( $X/D = 0.1$ ) est présenté dans la Figure 4.7. Il a une forme de parabole et la vitesse maximale dans l'axe du jet est égale à  $1.2u_o$ , ce qui correspond à la description dans l'étude précédente de Roux et al. [18]. Le profil de vitesse diminue progressivement lorsque  $X/D$  augmente. D'autre part, la largeur du jet augmente avec l'augmentation de la distance axiale  $X/D$  du fait du développement de la couche de mélange. En effet, la comparaison des profils de vitesse dans la Figure 4.7 montre clairement que la région de vitesse non-nulle est plus large avec l'augmentation de  $X/D$ .

Pour de petites distances d'impact ( $H/D = 1$ ), la Figure 4.8 présentent les champs de vitesse. Du fait de la présence de la plaque, la vitesse moyenne axiale diminue à partir de  $X/D = 0.5$  (Figure 4.8a) jusqu'au point d'impact sur l'axe du jet et la vitesse radiale augmente à partir de point d'impact et ensuite atteint un maximum dans la région pariétale  $0.6 < r/D \leq 1$  avant de décroître le long de la paroi (Figure 4.8b). En plus, dans la zone de jet de paroi ( $r/D > 1$ ) la vitesse radiale diminue rapidement à cause du frottement et de l'augmentation de la section du jet pariétal. La distribution des champs statistiques

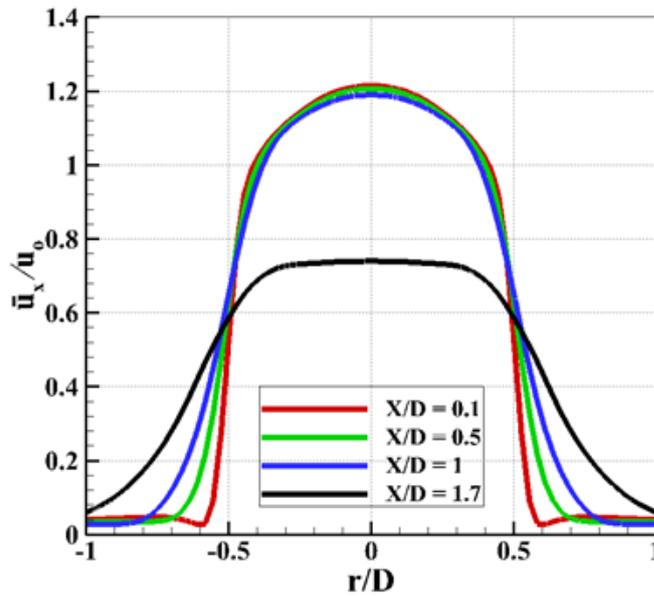


FIGURE 4.7 – Profils de vitesse axiale pour l’injection ronde sur plan avec  $H/D = 2$ ,  $Re = 23\,000$

de vitesse pour  $H/D = 2$  (non présentée ici) est relativement similaire à  $H/D = 1$ .

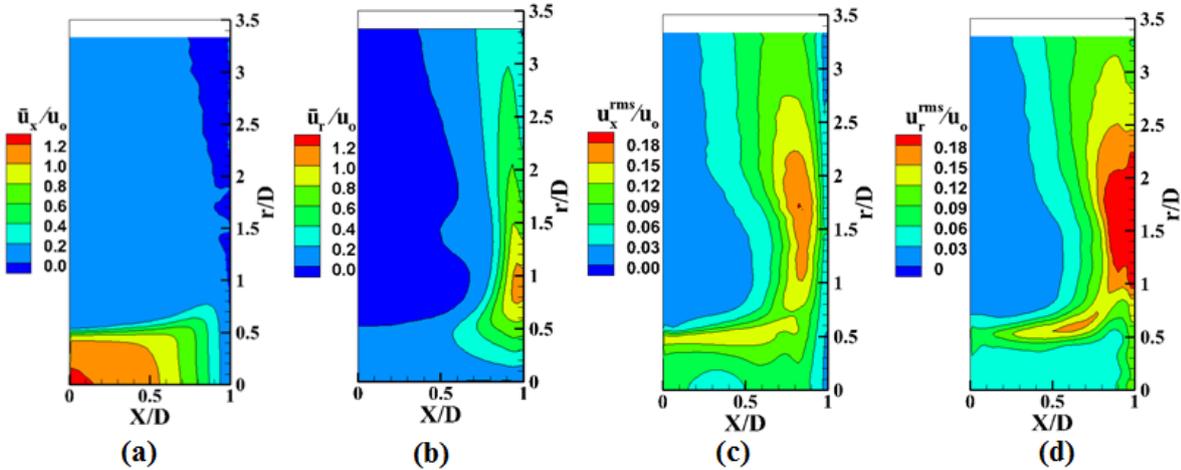


FIGURE 4.8 – Champs statistiques de vitesse pour l’injection ronde sur plan avec  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\,000$  : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse moyenne radiale, (c) Vitesse axiale quadratique, (d) Vitesse radiale quadratique

Les fluctuations de vitesse axiale et radiale (Figures 4.8c et d) atteignent leur maximum dans la région  $1.2 \leq r/D \leq 2$  avant de décroître rapidement. L’apparition des tourbillons dans la couche de cisaillement du jet libre et leur interaction avec la plaque expliquent probablement les valeurs de fluctuation de vitesse maximales dans cette région. Les grandes fluctuations de vitesse axiale loin de la plaque ( $0.8 < X/D < 0.9$ ) correspondent aux

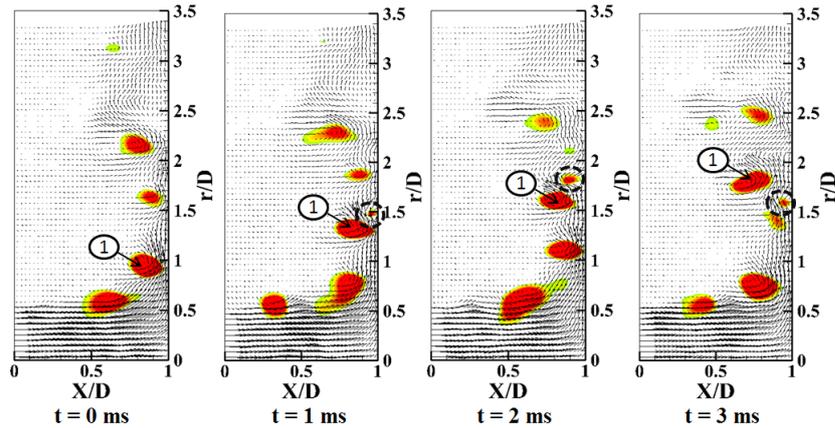


FIGURE 4.9 – Champs instantanés de vitesse avec contours de critère  $Q$  pour l'injection ronde sur plan avec  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\ 000$

tourbillons primaires qui apparaissent dans la couche de cisaillement du jet libre et sont ensuite déviées le long de la paroi d'impact illustrés par les contours de critère  $Q$  sur la Figure 4.9. Le critère  $Q$  permet d'identifier les structures tourbillonnaires et les centres des tourbillons sont généralement identifiés par la valeur maximale de  $Q$  [83]. Les tourbillons primaires (marqués par un cercle avec numéro 1 sur la Figure 4.9) s'approchent de la paroi et créent des tourbillons secondaires (marqués par un cercle en pointillé sur la Figure 4.9) dans la région proche de la paroi  $r/D \geq 1.2$ . Les tourbillons secondaires sont similaires à ceux observés par Hadziabdic et Hanjalic [60], qui provoquent de grandes fluctuations de vitesse radiale plus proche de la paroi en comparaison avec les fluctuations de vitesse axiale pour  $1.2 \leq r/D \leq 2$  (Figure 4.8d). Ces tourbillons primaires et secondaires s'éloignent de la plaque au-delà de  $r/D = 1.8$ .

Pour une grande distance d'impact ( $H/D = 5$ ), la distribution des champs statistiques de vitesse est présentée dans la Figure 4.10. Dans la zone de jet libre, les Figures 4.10a et b montrent le cône potentiel proche de l'axe de jet clairement visible et marqué par une grande vitesse moyenne axiale et une petite fluctuation de vitesse axiale. Dans la zone pariétale, les valeurs maximales des vitesses radiales diminuent avec la distance d'impact (Figures 4.10b et 4.8b) car le jet est ralenti par un entraînement plus grand de l'air ambiant pour  $H/D = 5$  que pour  $H/D = 1$ . D'autre part, les fluctuations de vitesse pour  $H/D = 5$  (Figures 4.10c et d) sont plus petites que celles pour  $H/D = 1$  (Figures 4.8c et d) du fait de la position des tourbillons primaires plus éloignée de la paroi pour  $H/D = 5$  que pour  $H/D = 1$  (Figure 4.11). Quand les tourbillons primaires sont plus éloignés, leur interaction avec la paroi d'impact est moindre. Par conséquent, les tourbillons secondaires n'existent plus et les fluctuations de vitesse sont réduites au niveau de la paroi pour  $H/D = 5$ . Sur les Figures 4.10c et d, les valeurs élevées constatées pour  $X/D < 1.5$  et  $r/D > 1.5$  sont dues à des reflets et ne sont donc pas physiques.

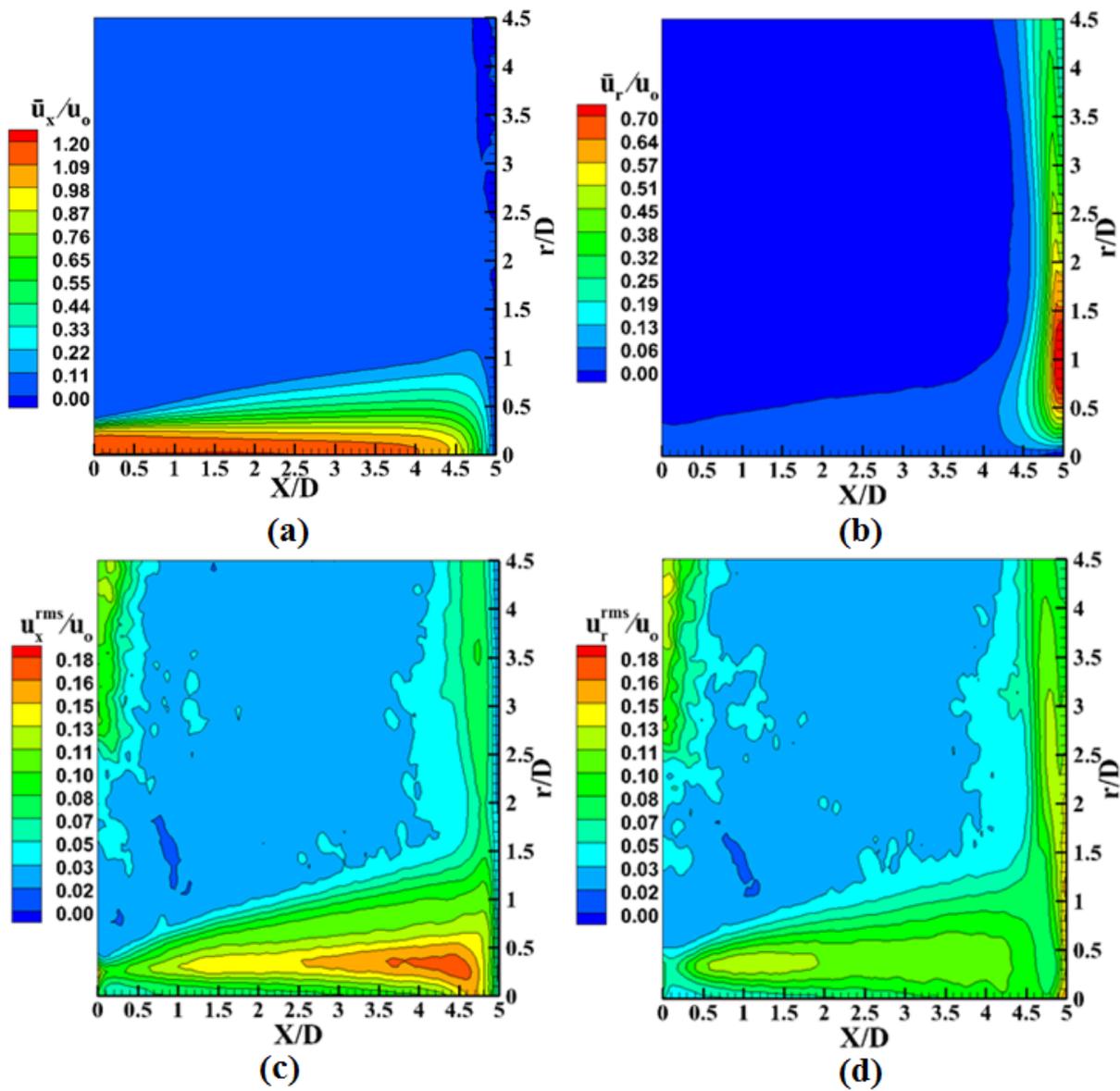


FIGURE 4.10 – Champs statistiques de vitesse pour l'injection ronde sur plan avec  $H/D = 5$ ,  $Re = 23\,000$  : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse moyenne radiale, (c) Vitesse axiale quadratique, (d) Vitesse radiale quadratique

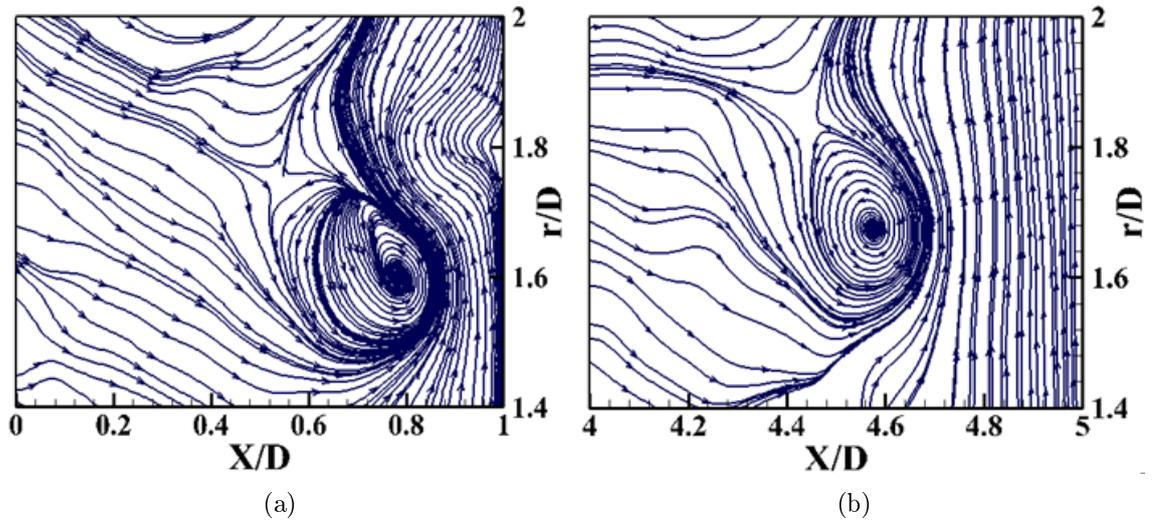


FIGURE 4.11 – Position des tourbillons au niveau de la paroi avec lignes de courant pour l'injection sur plan avec  $Re = 23\ 000$  : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 5$

### 4.3.2 Injection en croix sur plan

L'injection en croix n'est pas axisymétrique, nous choisissons donc deux plans d'observation différents : plan majeur (MP) et plan mineur (mP), présentés dans la Figure 4.6a. La Figure 4.12 présente le profil de vitesse moyenne axiale en sortie du jet en croix sur plan à  $X/D = 0.1$ .

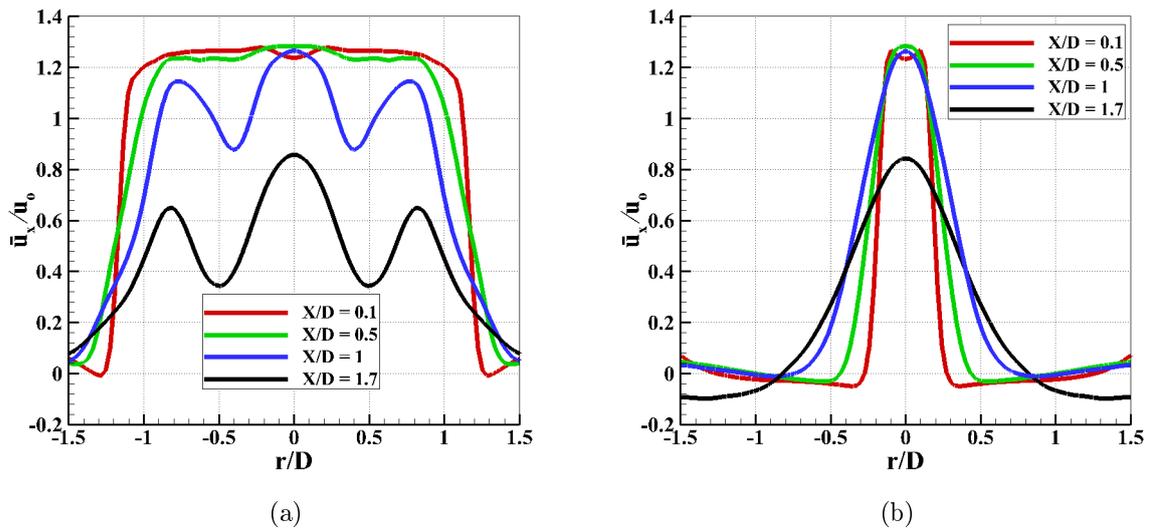


FIGURE 4.12 – Profils de vitesse moyenne axiale du jet en croix sur plan pour  $H/D = 2$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP)

Le profil de vitesse moyenne axiale en sortie du jet ( $X/D = 0.1$ ) pour le plan mineur (Figure 4.12b) a une forme de selle à cheval (minimum en  $r/D = 0$  et maxima en  $r/D = 0.15$ ). Pour le plan majeur, selon la Figure 4.12a, le profil de vitesse moyenne axiale en sortie du jet ( $X/D = 0.1$ ) a un minimum le long de son axe ( $r/D = 0$ ) puis présente une valeur quasi constante jusqu'au bord de l'injection en  $r/D = -1$  et  $r/D = 1$  respectivement. La valeur de vitesse est pratiquement égale à zéro en dehors du jet ( $r/D > 1.2$  et  $r/D < -1.2$ ). Donc, le profil de vitesse en sortie du jet ( $X/D = 0.1$ ) ressemble à une lettre «M» pour le plan majeur. Loin de la sortie du jet (en  $X/D = 0.1$  et  $1.7$ ), les profils de vitesse pour le plan majeur présentent clairement trois pics (Figure 4.12a) alors qu'ils présentent une forme gaussienne pour le plan mineur (Figure 4.12b). Ces trois pics pour le plan majeur sont expliqués par la présence de plusieurs couches de cisaillement tridimensionnelles (Figure 4.13). Le développement de plusieurs couches de cisaillement est aussi observé par Sodjavi et al. [25] dans le chapitre bibliographique 2.3.1 (Figure 2.14b).

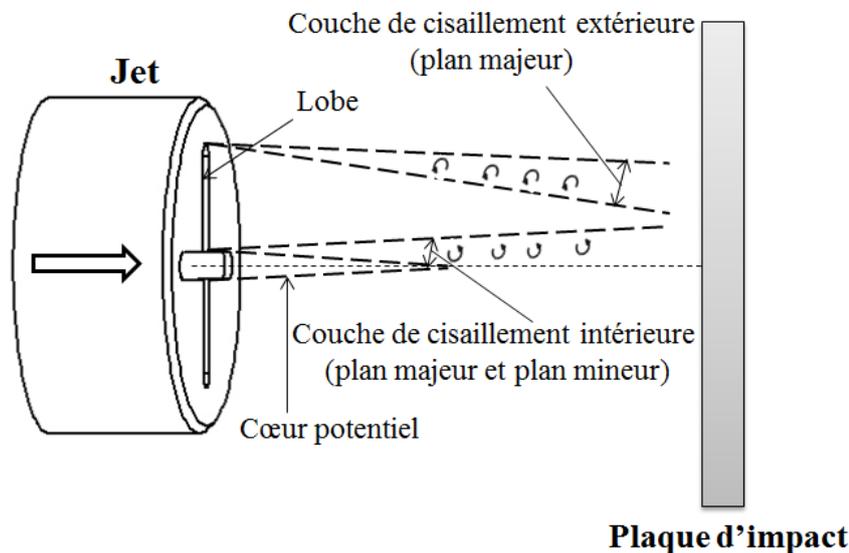


FIGURE 4.13 – Développement de deux couches de cisaillement pour l'injection en croix sur plan

D'autre part, dans la zone libre, la largeur du jet au plan mineur (Figure 4.12b) augmente avec l'augmentation de la distance axiale  $X/D$  comme l'injection ronde sur plan alors que la largeur du jet semble ne pas s'élargir avec l'augmentation de la distance axiale  $X/D$  dans le plan majeur (Figure 4.12a). Contrairement à l'injection ronde sur plan, la vitesse moyenne axiale le long de centre du jet (Figure 4.14) augmente à partir de la sortie du jet ( $X/D = 0$ ) jusqu'à  $X/D = 0.3$  avant de décroître jusqu'au point d'impact ( $X/D = H/D$ ) alors que ce phénomène n'apparaît pas dans le cas du jet rond sur plan (Figure 4.15). Donc, l'injection en croix sur plan est influencée légèrement par un autre phénomène, probablement un effet "vena contracta" (Figure 4.16). La section où l'écoulement se rétrécit au minimum est appelée "vena contracta". Le phénomène "vena contracta" provoque un rétrécissement initial et conduit à accélérer l'écoulement après la sortie du jet.

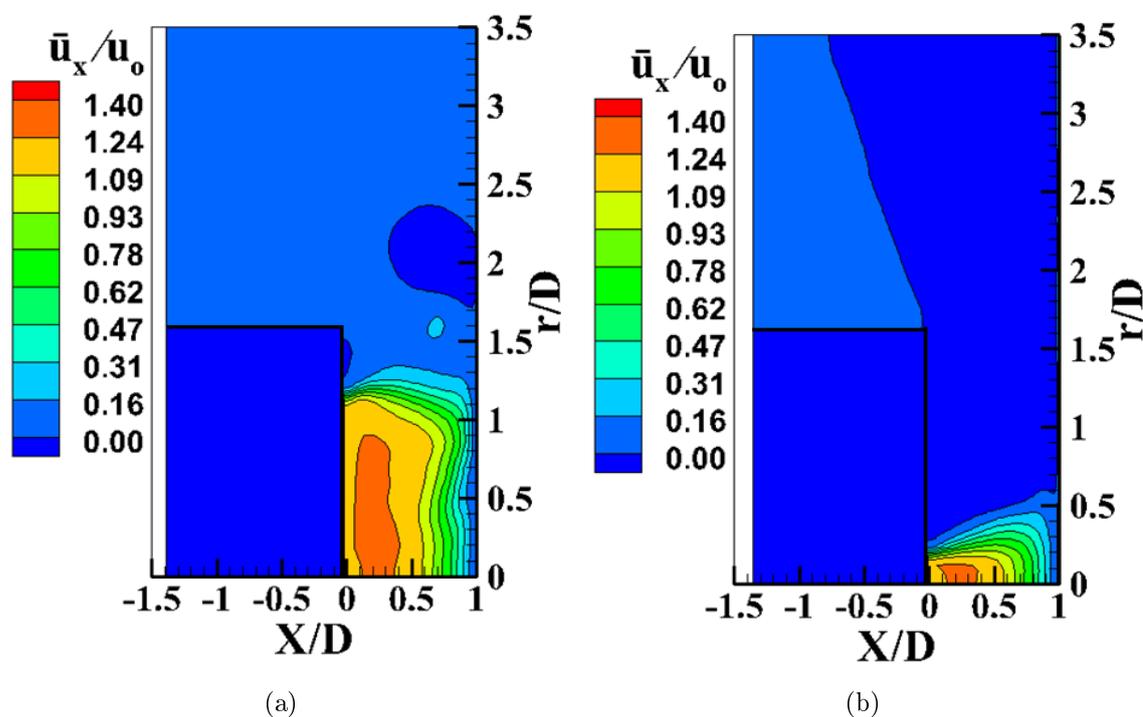


FIGURE 4.14 – Champs de vitesse moyenne axiale du jet en croix sur plan pour  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP)

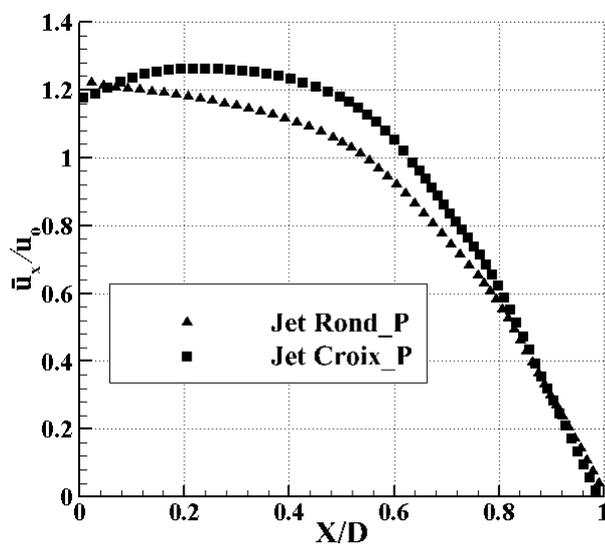


FIGURE 4.15 – Profils de vitesse moyenne axiale le long de centre du jet pour  $H/D = 1$  et  $Re = 23\ 000$

Pour de petites distances d'impact ( $H/D = 1$  et  $2$ ), les champs de vitesse moyenne radiale du jet en croix sur plan aux plans majeurs et mineurs sont présentés en Figure 4.17

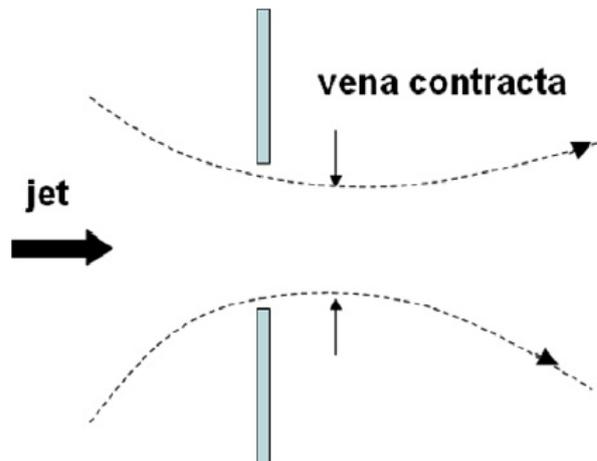


FIGURE 4.16 – Vena contracta [84]

(le trait noir à  $X/D = 0$  correspond à la position de l'injection). On trouve que la vitesse moyenne radiale au plan mineur (Figures 4.17c et d) est toujours plus grande que celle au plan majeur (Figures 4.17a et b). Dans la zone de stagnation, dans laquelle la direction principale de l'écoulement passe d'axiale à radiale (Figures 4.17a et b), le développement de deux couches de cisaillement pour le plan majeur provoque deux pics de vitesse radiale autour de  $r/D = 0.4$  et  $r/D = 1.2$  alors qu'il n'y a que un pic de vitesse radiale autour de  $r/D = 1$  pour le plan mineur. Selon les Figures 4.17a et b pour le plan majeur entre  $H/D = 1$ , on constate que l'écoulement (jet de paroi) se développe tout le long de la paroi d'impact ( $r/D > 3.5$ ) pour  $H/D = 2$  alors qu'il ne se développe que jusqu'à  $r/D = 2$  au niveau de la paroi pour  $H/D = 1$ . Cette différence est expliquée par l'évolution différente des structures tourbillonnaires à la paroi entre  $H/D = 1$  et 2, (représentée par les contours de critère  $Q$  dans les Figures 4.18 et 4.21). En effet, l'existence des tourbillons stationnaires autour de  $r/D = 2$  pour  $H/D = 1$  (Figures 4.18, 4.19a et 4.20a) dans le plan majeur empêche le développement du jet de paroi au-delà de  $r/D = 2$  tandis que ces tourbillons stationnaires n'existent pas pour  $H/D = 2$  (Figure 4.21).

D'autre part, la Figure 4.17 montre que l'épaisseur de l'écoulement pariétal au plan mineur est plus grande que celle au plan majeur et que celle du jet rond sur plan (Figure 4.8 b). L'épaisseur de l'écoulement pariétal pour le plan mineur diminue avec la distance d'impact  $H/D$ . Les zones de recirculation dont la présence est démontrée sur la Figure 4.20b résultent de deux faits cumulés : le fort entraînement du jet lobé et le confinement du jet lobé par la paroi d'impact. L'entraînement ne pouvant pas se produire dans la zone libre du jet en raison du confinement, il se produit en région pariétale, principalement dans le plan mineur. L'élargissement de l'écoulement pariétal dans le plan mineur empêche l'air ambiant d'être amené jusqu'à la proche paroi (Figure 4.19b).

Les champs de vitesse quadratique du jet en croix sur plan pour  $H/D = 1$  sont présentés dans la Figure 4.22. Dans la région de jet libre, on trouve que les fluctuations de vitesse se développent plus largement au plan majeur par rapport au plan mineur et par

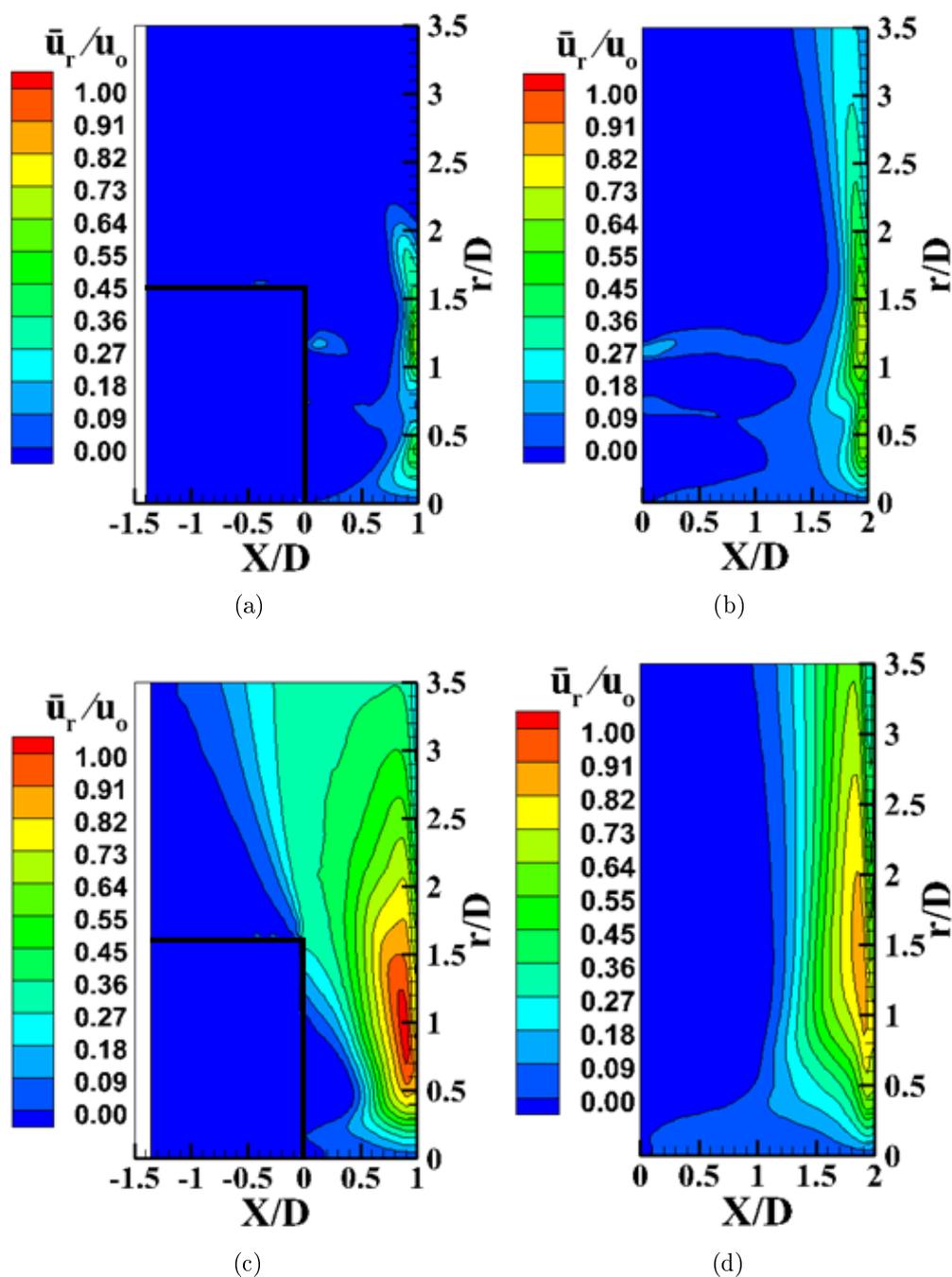


FIGURE 4.17 – Champs de vitesse moyenne radiale du jet en croix sur plan pour  $Re = 23\,000$  : (a)  $H/D = 1$ , Plan majeur (MP); (b)  $H/D = 2$ , Plan majeur (MP); (c)  $H/D = 1$ , Plan mineur (mP); (d)  $H/D = 2$ , Plan mineur (mP)

rapport au jet rond sur plan (Figure 4.8c) du fait du développement de deux couches de cisaillement au plan majeur. Les grandes fluctuations de vitesse pour les deux plans correspondent au développement des tourbillons comme le montre les Figures 4.18 et 4.23. La grande fluctuation de vitesse axiale ainsi que la grande vitesse moyenne autour de  $r/D$

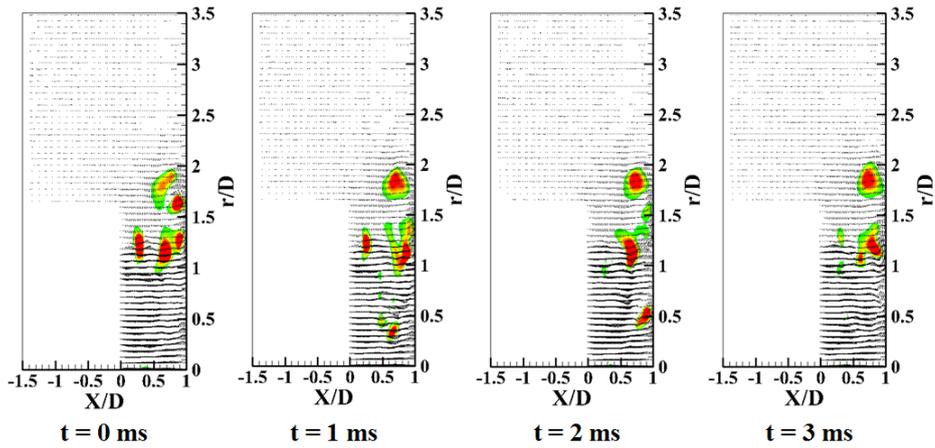


FIGURE 4.18 – Champs instantanés de vitesse avec les contours de critère  $Q$  pour l'injection en croix sur plan au plan majeur avec  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\,000$  ( $X/D = 0$  correspond à la position de l'injection)

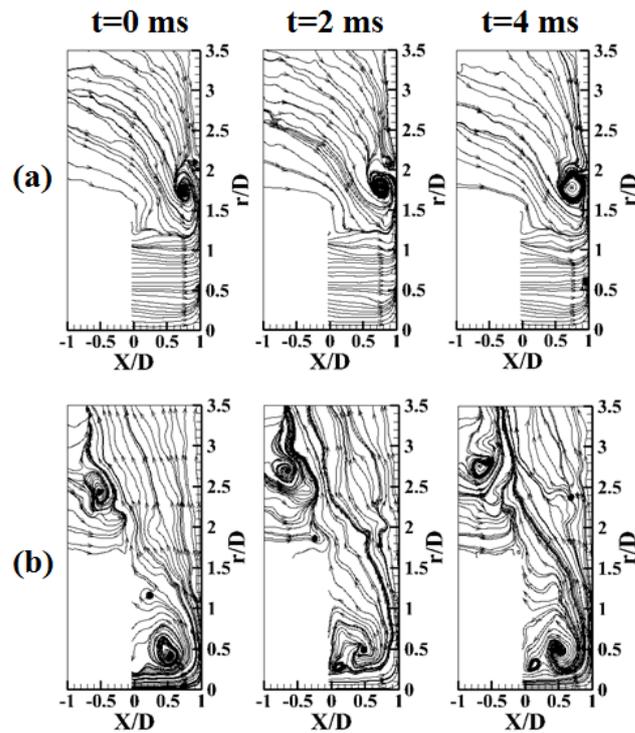


FIGURE 4.19 – Champs instantanés de vitesse avec lignes de courant pour l'injection en croix sur plan avec  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\,000$  : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP)

$= 1$  pour le plan majeur (Figures 4.14a et 4.22a) sont dues aux structures tourbillonnaires de la couche de cisaillement extérieure qui frappent la paroi (Figure 4.18). D'autre part, la Figure 4.22 montre aussi que les fluctuations de vitesse axiale pour le plan majeur dues au développement de la couche de cisaillement extérieure sont plus grandes dans la zone d'impact que celles pour le plan mineur et elles sont plus grandes pour le plan mineur à

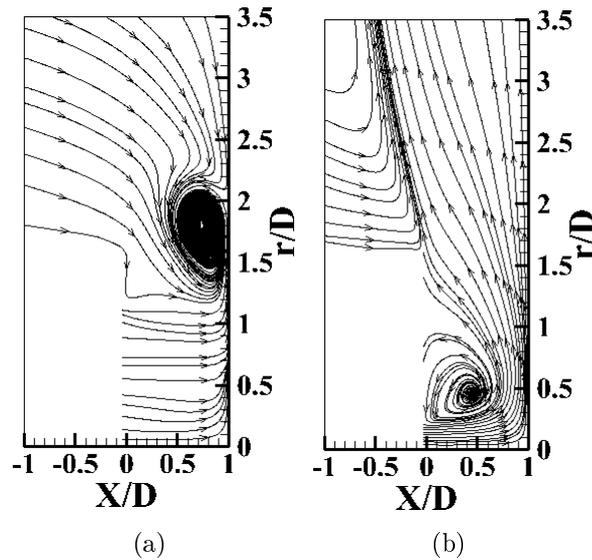


FIGURE 4.20 – Champs moyens de vitesse avec lignes de courant pour l'injection en croix sur plan avec  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP)

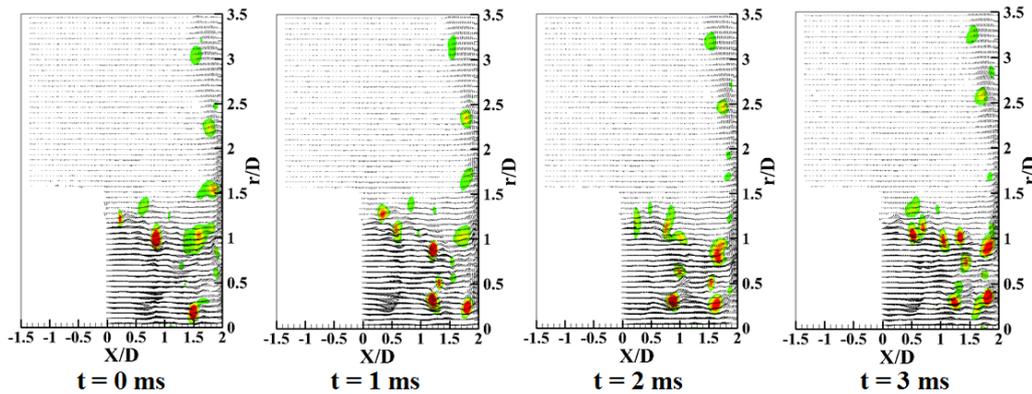


FIGURE 4.21 – Champs instantanés de vitesse avec contours de critère  $Q$  pour l'injection en croix sur plan au plan majeur avec  $H/D = 2$ ,  $Re = 23\ 000$  ( $X/D = 0$  correspond à la position de l'injection)

partir de  $r/D = 2$ . Particulièrement, les fluctuations de vitesse au plan majeur pour  $H/D = 1$  sont très faibles à partir de  $r/D = 2$  à cause de l'existence des tourbillons stationnaires autour de  $r/D = 2$  comme présentée ci-dessus. En plus, au-delà de  $r/D = 1$ , les fluctuations de vitesse de l'injection ronde sur plan (Figure 4.8c) sont toujours plus grandes que celles de l'injection en croix sur plan (Figure 4.22). Les structures tourbillonnaires en proche paroi, plus grandes pour l'injection ronde sur plan, expliquent probablement les fluctuations de vitesse plus grandes pour l'injection ronde sur plan que pour l'injection en croix sur plan au-delà de  $r/D = 1$ . (Figures 4.9, 4.18 et 4.23).

Lorsque la distance d'impact ( $H/D$ ) augmente, le jet dispose de plus d'espace pour se développer : les couches de mélange s'élargissent au détriment du coeur potentiel comme

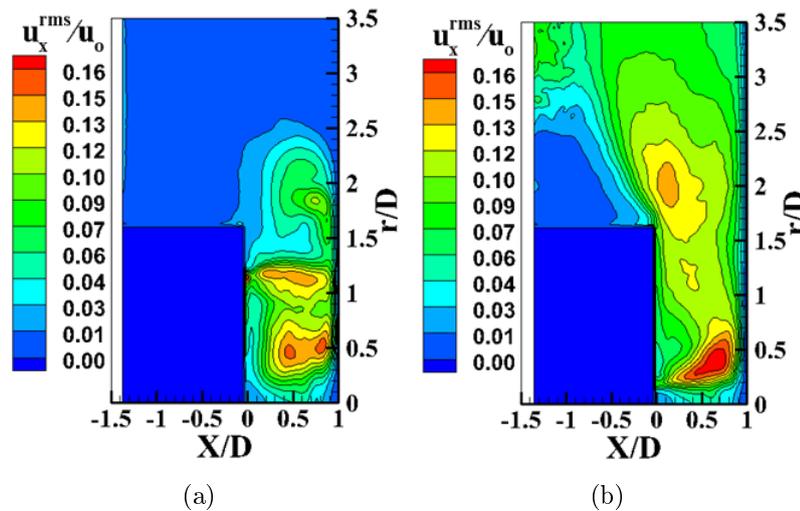


FIGURE 4.22 – Champs de vitesse axiale quadratique du jet en croix sur plan pour  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\,000$  : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP)

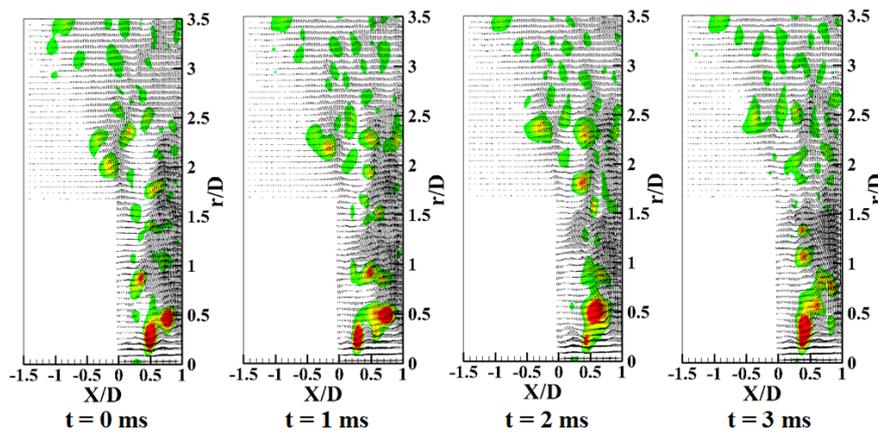


FIGURE 4.23 – Champs instantanés de vitesse avec contours de critère  $Q$  pour l'injection en croix sur plan au plan mineur avec  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\,000$

on peut le voir pour  $H/D = 5$  pour les deux plans (Figure 4.24). La distribution des champs de vitesse quadratique est aussi présentée dans la Figure 4.25. La diminution rapide de la vitesse moyenne axiale de long de l'axe du jet provoque un large développement de la couche de cisaillement intérieure (Figure 4.24). Le développement des couches de cisaillement vers le centre du jet provoquent les grandes fluctuations de vitesse jusqu'à  $X/D = 2.5$  (Figure 4.25) alors que la couche de cisaillement pour l'injection ronde sur plan se développe jusqu'à  $X/D = 4.7$  proche du point d'impact (Figure 4.10c). Donc, les fluctuations de vitesse au centre du jet proche du point d'impact sont plus grandes pour l'injection ronde sur plan que pour l'injection en croix sur plan (17% pour l'injection ronde (Figure 4.10c) et 11% pour l'injection en croix (Figure 4.25)). D'autre part, la distribution des fluctuations de vitesse en proche paroi pour les deux plans est ressemblante pour  $H/D = 5$ .

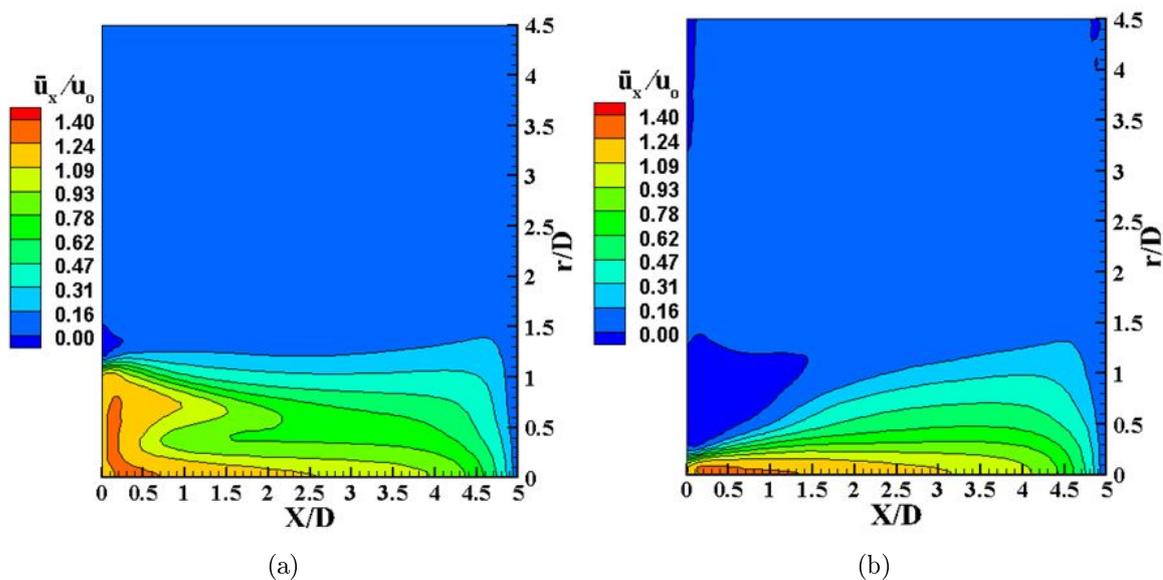


FIGURE 4.24 – Champs de vitesse moyenne axiale du jet en croix sur plan pour  $H/D = 5$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP)

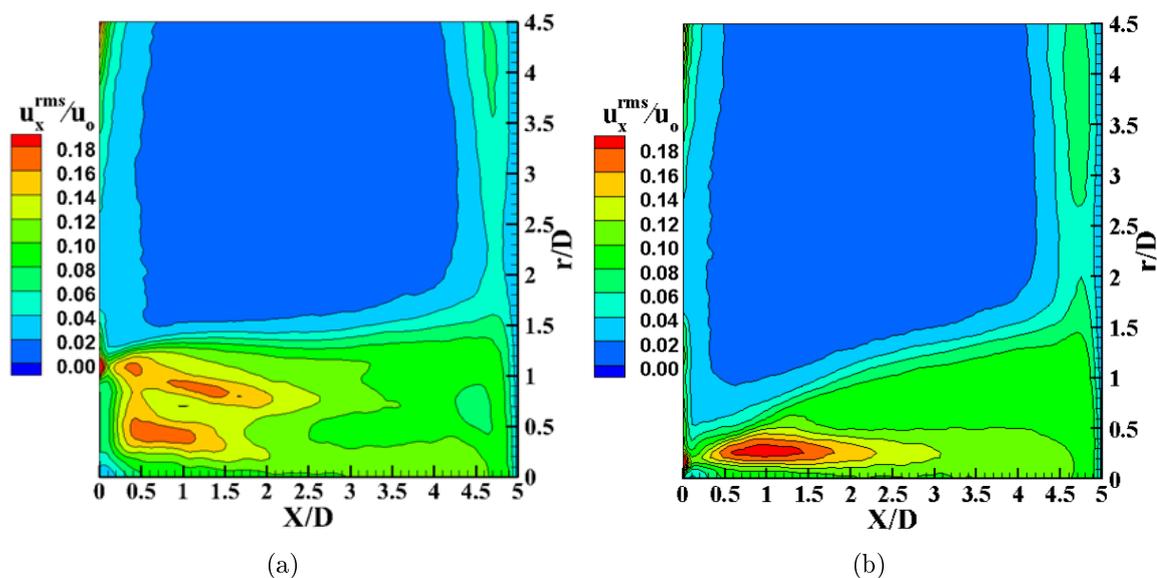


FIGURE 4.25 – Champs de vitesse axiale quadratique du jet en croix sur plan pour  $H/D = 5$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP)

#### 4.3.3 Injection en pétales sur plan

Comme l'injection en croix, l'injection en pétales sur plan n'est pas axisymétrique. Nous choisissons donc deux plans d'observation différents : plan majeur (MP) et plan mineur (mP), présentés dans la Figure 4.6b.

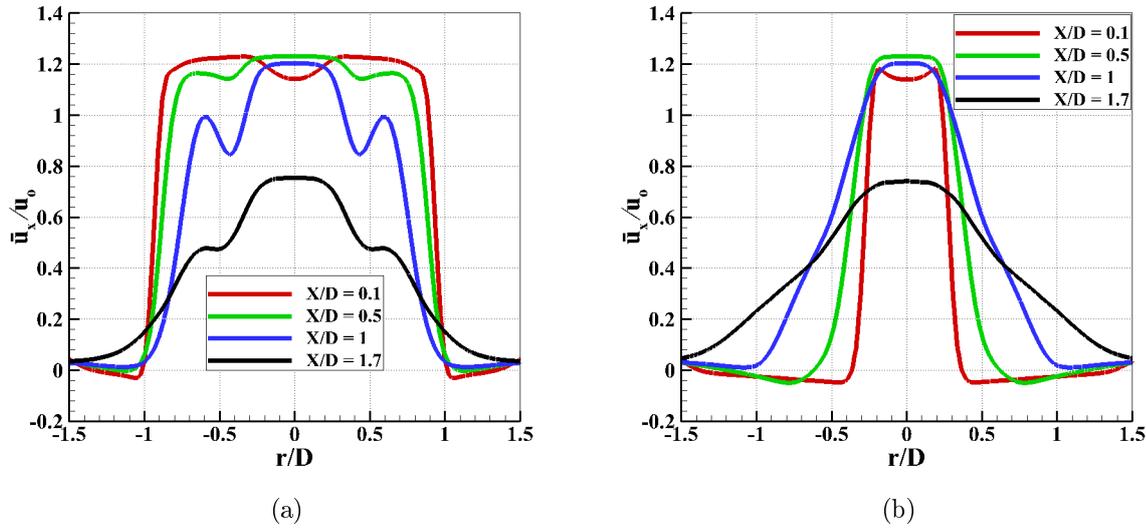


FIGURE 4.26 – Profils de vitesse moyenne axiale du jet en pétales sur plan pour  $H/D = 2$ ,  $Re = 23\,000$  : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP)

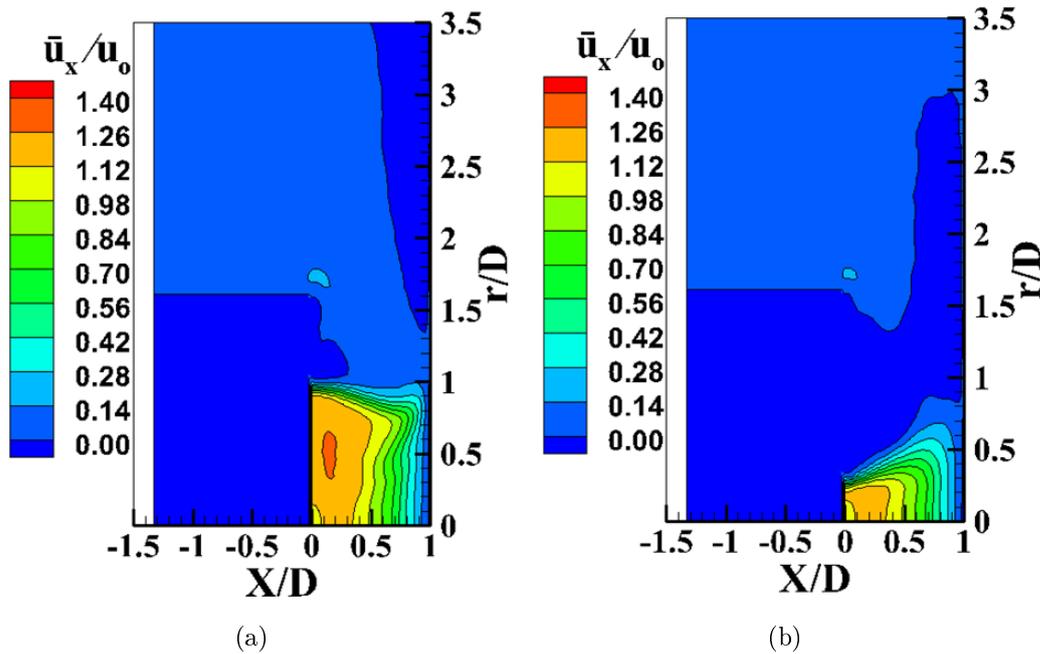


FIGURE 4.27 – Champs de vitesse moyenne axiale du jet en pétales sur plan pour  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\,000$  : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP)

Les profils de vitesse moyenne axiale en sortie des injections en pétales (Figure 4.26) et en croix (Figure 4.12) sont très proches pour les plans majeurs et mineurs respectivement. Les ressemblances sont aussi observées lorsque  $X/D$  augmente. Ces deux profils sont aussi expliqués par la présence de deux couches de cisaillement (comme présentées

### 4.3 AERODYNAMIQUE DE L'INJECTION SUR PLAN

dans l'injection en croix sur plan (Figure 4.13)).

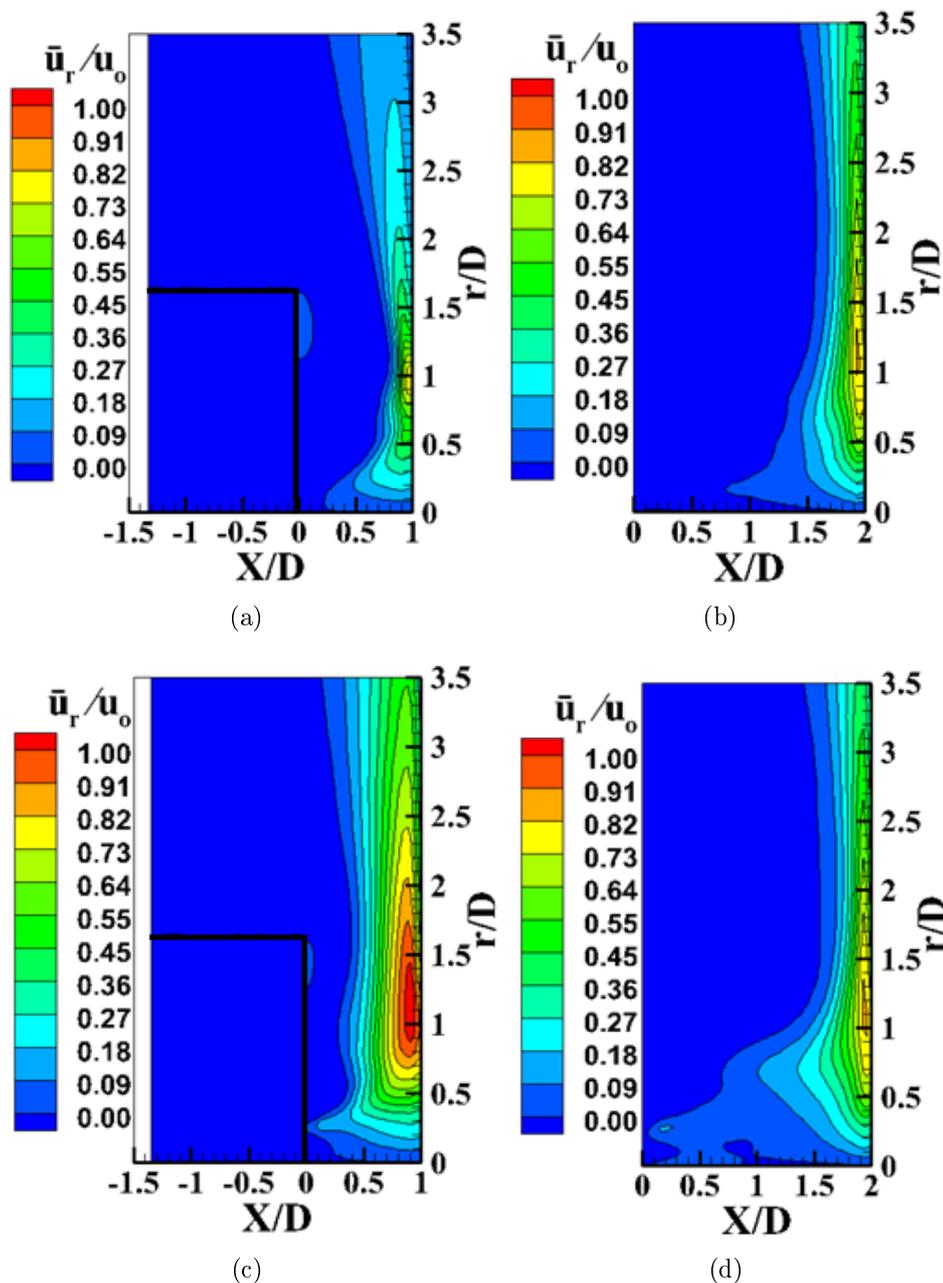


FIGURE 4.28 – Champs de vitesse moyenne radiale du jet en pétales sur plan pour  $Re = 23\ 000$  : (a)  $H/D = 1$ , Plan majeur (MP) ; (b)  $H/D = 2$ , Plan majeur (MP) ; (c)  $H/D = 1$ , Plan mineur (mP) ; (d)  $H/D = 2$ , Plan mineur (mP)

Comme pour l'injection en croix sur plan, dans la zone de jet libre, la largeur du jet augmente au plan mineur (Figure 4.26b) et diminue au plan majeur (Figure 4.26a). En plus, selon la Figure 4.27, on constate également l'augmentation de la vitesse moyenne axiale le long du centre du jet à partir de la sortie du jet ( $X/D = 0$ ) avant de diminuer

jusqu'au point d'impact ( $X/D = H/D$ ). Donc, l'injection en pétales est aussi légèrement influencée par l'effet "vena contracta".

Pour les petites distances d'impact ( $H/D = 1$  et  $2$ ), la distribution de la vitesse moyenne radiale du jet en pétales sur plan est présentée Figure 4.28. Dans la zone de stagnation, la vitesse radiale au plan majeur (Figures 4.28a et b) ne présente qu'un pic autour de  $r/D = 1$ . D'autre part, les valeurs de la vitesse moyenne radiale au plan mineur pour  $H/D = 1$  (Figure 4.28c) sont toujours plus grandes que celles dans le plan majeur (Figure 4.28a) tandis qu'elles sont presque identiques dans les deux plans pour  $H/D = 2$  (Figures 4.28c et d).

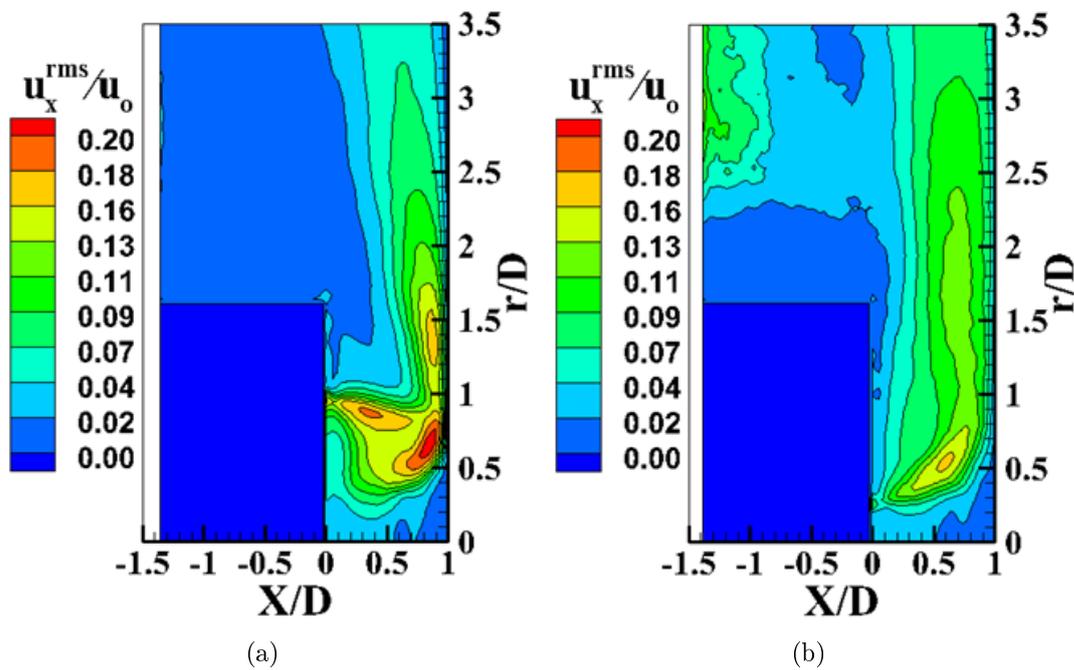


FIGURE 4.29 – Champs de vitesse axiale quadratique du jet en pétales sur plan pour  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP)

Les champs de vitesse quadratique du jet en pétales sur plan pour  $H/D = 1$  sont présentés dans la Figure 4.29. Dans la région de jet libre, on trouve que les fluctuations de vitesse se développent plus largement dans le plan majeur (Figure 4.29a) comme pour le jet en croix sur plan à cause du développement des deux couches de cisaillement. La grande fluctuation de vitesse axiale ainsi que la grande vitesse moyenne axiale autour de  $r/D = 1$  pour le plan majeur (Figures 4.29a et 4.27a) sont expliquées par des structures tourbillonnaires de la couche de cisaillement extérieure qui frappent la paroi (Figure 4.30). Au niveau de la paroi, les fluctuations de vitesse pour le plan majeur (Figure 4.29a) sont plus grandes que celles pour le plan mineur (Figure 4.29b) dans la région  $0.5 \leq r/D \leq 2$  et plus petites au-delà de  $r/D > 2$ .

Avec l'augmentation de la distance d'impact, les couches de mélange dans le jet libre

### 4.3 AERODYNAMIQUE DE L'INJECTION SUR PLAN

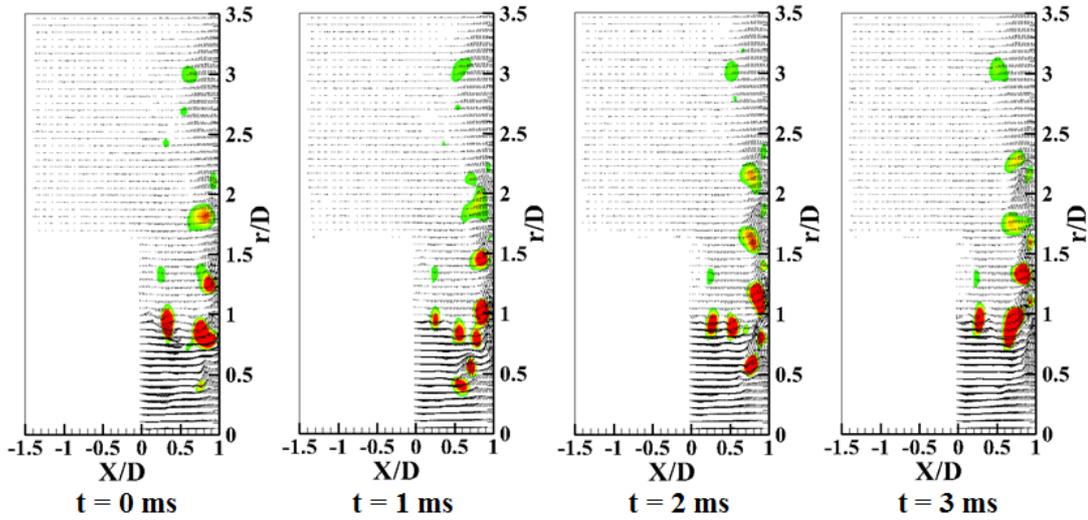


FIGURE 4.30 – Champs instantanés de vitesse avec contours de critère Q pour l'injection en pétales sur plan au plan majeur avec  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\ 000$

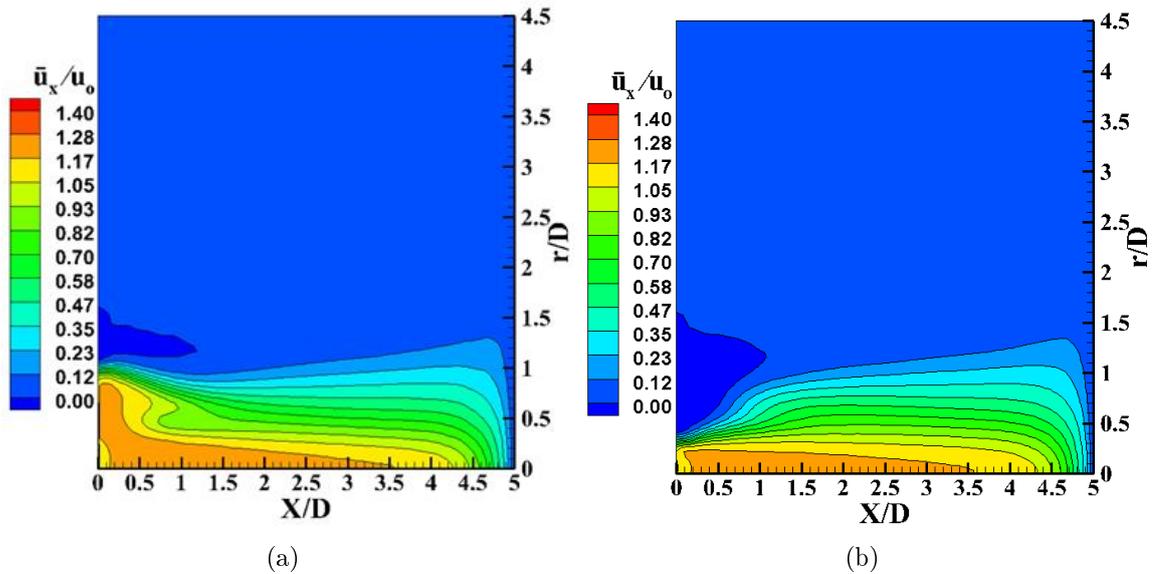


FIGURE 4.31 – Champs de vitesse moyenne axiale du jet en pétales sur plan pour  $H/D = 5$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP)

s'élargissent au détriment du coeur potentiel comme le montre la Figure 4.31 pour  $H/D = 5$ . Cependant, la couche de cisaillement extérieure dans le plan majeur pour l'injection en pétales (Figure 4.31a) s'amenuise plus rapidement que celle dans le plan majeur pour l'injection en croix sur plan (Figure 4.24a). En effet, elle se développe jusqu'à la distance axiale  $X/D = 1.5$  pour l'injection en croix sur plan alors qu'elle ne se développe que jusqu'à  $X/D = 1$  pour l'injection en pétales sur plan. Par conséquent, les fluctuations de vitesse dans le plan majeur sont plus grandes pour l'injection en croix sur plan (18%, Figure 4.25a pour l'injection en croix sur plan et 16%, Figure 4.32a pour l'injection en pétales

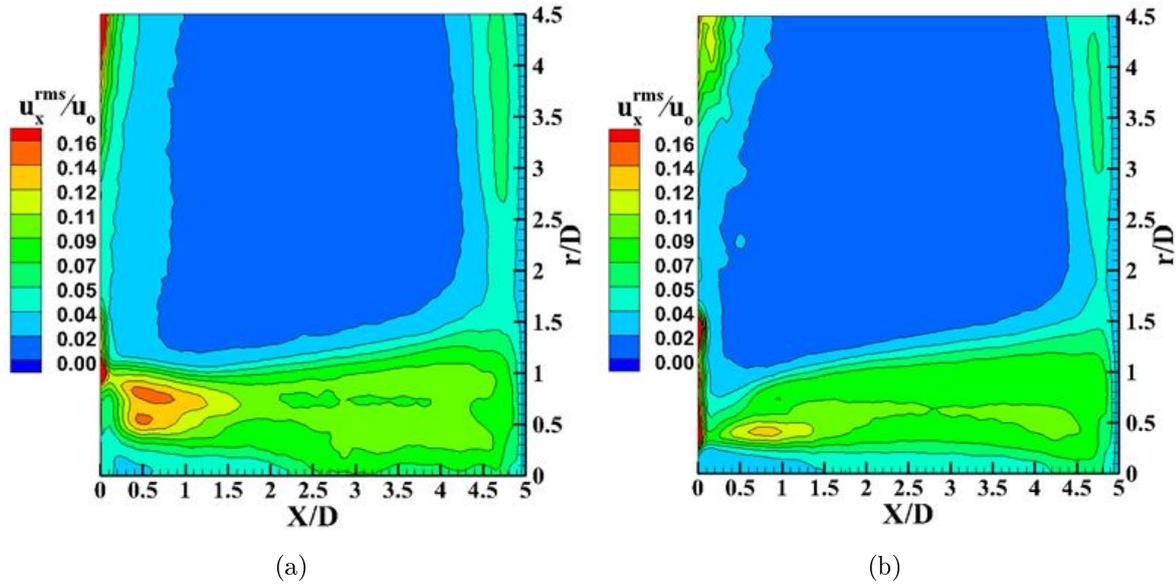


FIGURE 4.32 – Champs de vitesse axiale quadratique du jet en pétales sur plan pour  $H/D = 5$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) Plan majeur (MP), (b) Plan mineur (mP)

sur plan). A gauche sur ces Figures 4.32a et b, on voit des vitesses axiales quadratiques non nulles loin du jet du fait du défaut d'ensemencement du milieu ambiant.

## 4.4 AERODYNAMIQUE DE L'INJECTION SUR HÉMISPHERE

### 4.4.1 Injection ronde sur hémisphère

Les profils de vitesse moyenne axiale pour l'injection ronde sur hémisphère sont montrés dans les Figures 4.33 et 4.34. On trouve que le profil de vitesse moyenne en sortie du jet  $X/D = 0.1$  (Figure 4.33a) a une forme de parabole inversée. Comme décrit dans la cas de l'injection ronde sur plan, la largeur du jet augmente avec l'augmentation de la distance axiale  $X/D$  du fait du développement de la couche de mélange. Cependant, selon la Figure 4.33, on constate que la largeur du jet dans l'injection ronde sur hémisphère est presque identique de  $X/D = 0.1$  à  $X/D = 0.8$  avant d'augmenter pour  $X/D = 1.7$ . Par conséquent, parallèlement au développement de la couche de mélange, l'injection ronde sur hémisphère est probablement légèrement influencée par l'effet "vena contracta" déjà décrit avant qui provoque un rétrécissement de la largeur du jet. L'effet "vena contracta" provoque donc la contraction du jet puis une accélération de celui-ci (visible sur la Figure 4.33 en  $X/D=0.5$  et  $0.8$  par comparaison à  $X/D=0.1$ ).

D'autre part, pour de petites distances d'impact ( $H/D = 1$  et  $2$ ), des différences importantes de la vitesse axiale sont constatées près de la paroi (cas  $X/D = 1.7$  sur la Figure 4.33d). En effet, la Figure 4.33d montre que le profil de vitesse axiale pour l'injection

#### 4.4 AERODYNAMIQUE DE L'INJECTION SUR HEMISPHERE

ronde sur hémisphère reprend une forme de parabole inversée. L'écoulement proche de la paroi est donc accéléré au niveau du bord extérieur de la couche de cisaillement pour le jet rond sur hémisphère contrairement au cas de l'injection ronde sur plan. Ceci est expliqué par la forme parabolique du profil initial pour l'injection ronde sur plan.

Pour la grande distance d'impact ( $H/D = 5$ , Figure 4.34), le coeur potentiel est déjà fini avant l'impact quelle que soit l'injection. Dès lors l'influence de la forme de l'injection est moins forte sur l'écoulement autour du point d'impact et en paroi.

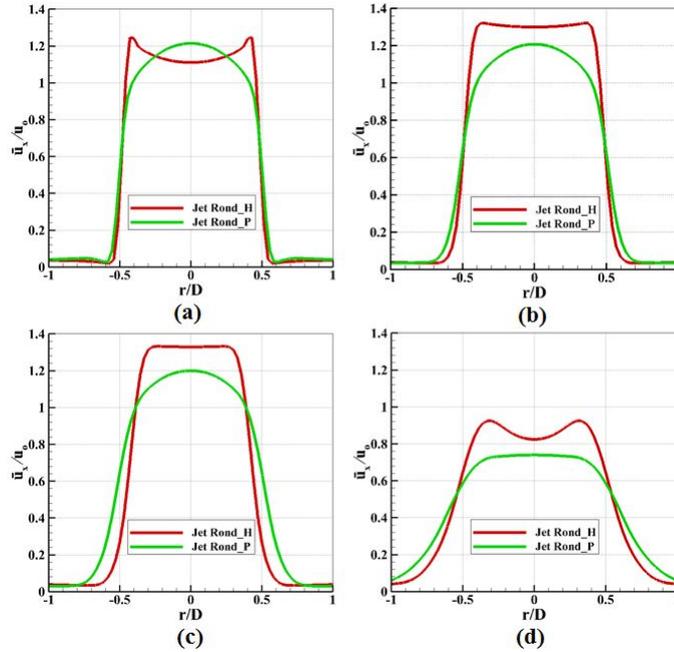


FIGURE 4.33 – Profils de vitesse moyenne axiale pour  $H/D = 2$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a)  $X/D = 0.1$ , (b)  $X/D = 0.5$ , (c)  $X/D = 0.8$ , (d)  $X/D = 1.7$

La distribution de la vitesse moyenne radiale et de la vitesse quadratique pour l'injection ronde sur hémisphère est similaire à celle pour l'injection ronde sur plan (présentée en annexe B.1.1, Figures B.2, B.3 et B.4). Pour de petites distances d'impact ( $H/D = 1$  et  $2$ ), les Figures 4.35a et b montrent que les fluctuations de vitesse autour de l'axe du jet dans la zone d'impact sont plus grandes pour l'injection ronde sur plan que pour l'injection ronde sur hémisphère. Hors de la zone d'impact ( $r/D > 0.5$ ), pour  $H/D = 1$  et  $2$  (Figures 4.35a et b), les fluctuations de vitesse sont plus importantes pour l'injection sur hémisphère. D'autre part, la trajectoire des tourbillons est à peu près la même pour les deux injections (sur plan et sur hémisphère) comme le montre les Figures 4.36a et b : les tourbillons se rapprochent de la paroi et leurs interactions avec celle-ci créent des tourbillons secondaires (marqués par un cercle en pointillé sur la Figure 4.36) ce qui provoque l'augmentation des fluctuations de vitesse (Figures 4.35a et b). Ces deux tourbillons s'éloignent ensuite de la paroi, ce qui provoque la chute progressive des fluctuations de vitesse.

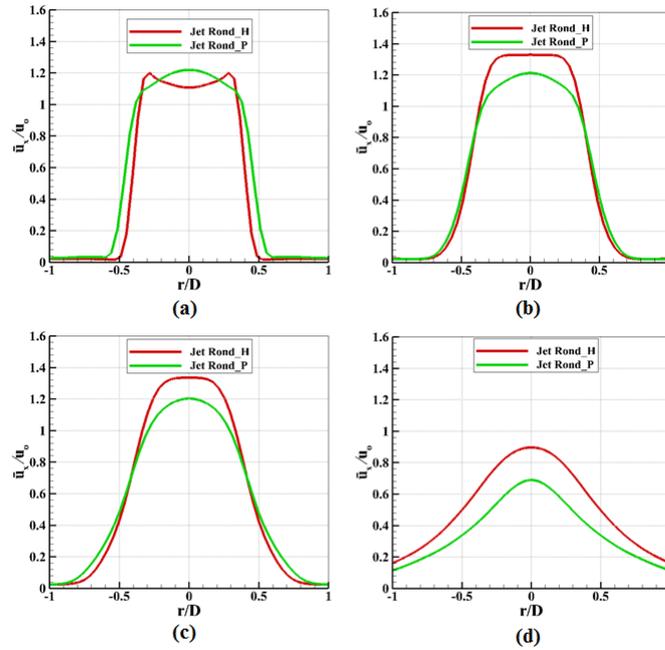


FIGURE 4.34 – Profils de vitesse moyenne axiale pour  $H/D = 5$ ,  $Re = 23\,000$  : (a)  $X/D = 0.1$ , (b)  $X/D = 0.8$ , (c)  $X/D = 1.7$ , (d)  $X/D = 4.7$

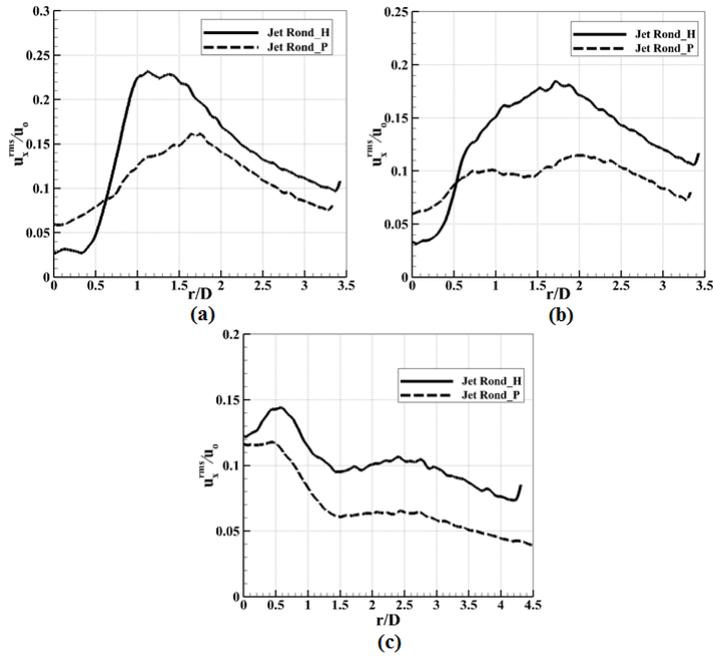


FIGURE 4.35 – Distribution de la vitesse axiale quadratique pour l'injection ronde avec  $Re = 23\,000$  : (a)  $X/D = 0.9$  pour  $H/D = 1$ , (b)  $X/D = 1.9$  pour  $H/D = 2$ , (c)  $X/D = 4.9$  pour  $H/D = 5$

Pour une grande distance d'impact  $H/D = 5$ , dans la zone de jet libre, le champ de

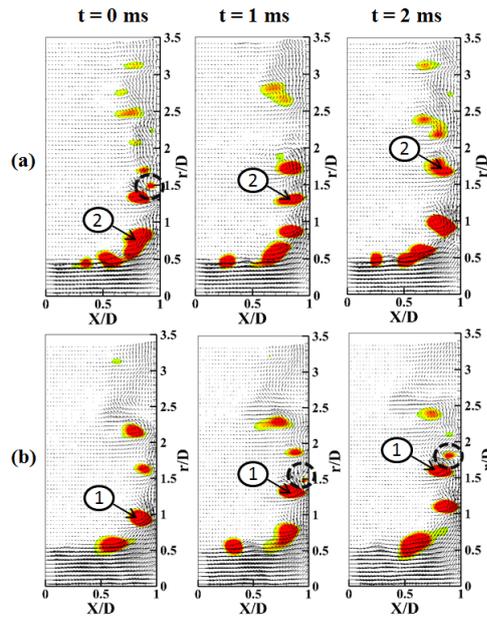


FIGURE 4.36 – Champs instantanés de vitesse avec contours de critère  $Q$  pour l'injection ronde avec  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) sur hémisphère, (b) sur plan

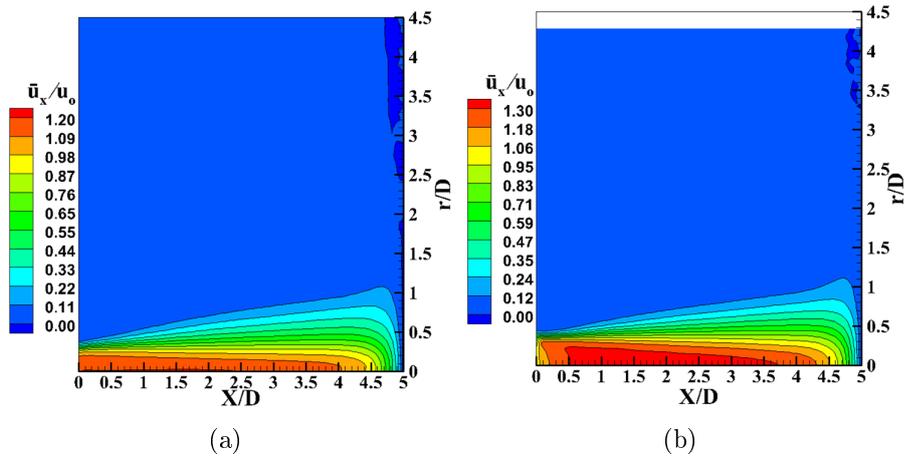


FIGURE 4.37 – Champs de vitesse moyenne axiale de l'injection ronde pour  $H/D = 5$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) sur plan, (b) sur hémisphère

vitesse moyenne axiale est similaire à celui de l'injection ronde sur plan (Figure 4.37). Comme l'injection ronde sur plan, les tourbillons primaires de l'injection ronde sur hémisphère sont plus loin de la paroi pour  $H/D = 5$  (Figure 4.38a) que pour  $H/D = 1$  et 2 (Figure 4.36a). Par conséquent, l'interaction entre les tourbillons primaires et la paroi pour  $H/D = 5$  est moins prononcée et les fluctuations de vitesse sont donc plus petites à partir de  $r/D = 1$  pour  $H/D = 5$  que celles pour  $H/D = 1$  et 2 (Figure 4.35). Particulièrement, les tourbillons secondaires apparaissent encore pour l'injection ronde sur hémisphère (marqués par un cercle dans la Figure 4.38a) alors qu'ils ne sont plus observés

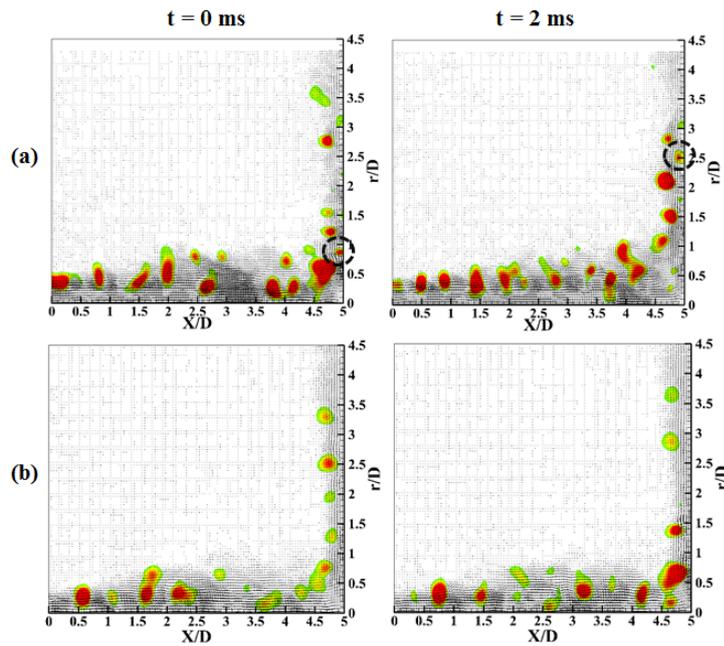


FIGURE 4.38 – Champs instantanés de vitesse avec contours de critère  $Q$  pour l’injection ronde avec  $H/D = 5$ ,  $Re = 23\,000$  : (a) sur hémisphère, (b) sur plan

pour l’injection ronde sur plan (Figure 4.38b). Les fluctuations de vitesse pour  $H/D = 5$  sont donc plus grandes pour l’injection ronde sur hémisphère que celles pour l’injection ronde sur plan (Figure 4.35c).

#### 4.4.2 Injection en croix sur hémisphère

Les Figures 4.39 et 4.40 présentent les profils de vitesse moyenne axiale pour l’injection en croix sur hémisphère. On trouve que les profils de vitesse moyenne axiale en sortie du jet ( $X/D = 0.1$ ) pour l’injection en croix sur hémisphère sont similaire à ceux pour l’injection en croix sur plan. Pour le plan majeur (Figure 4.39), les profils de vitesse axiale présentent aussi visiblement deux maxima locaux de vitesse lorsque  $X/D$  augmente (en  $r/D = 0$  et en  $r/D = 1.1$  à  $X/D = 1.7$ ) mais la position du deuxième maximum local est différente entre les deux injections : en  $r/D = 1.1$  et  $r/D = 0.8$  à  $X/D = 1.7$  respectivement pour le cas sur hémisphère et sur plan.

D’autre part, pour le plan majeur (Figures 4.41a et b), on constate que la largeur du jet pour l’injection en croix sur hémisphère augmente progressivement avec la distance axiale ( $X/D$ ) alors que la largeur du jet dans l’injection en croix sur plan semble ne pas s’élargir avec l’augmentation de la distance axiale  $X/D$ . Ceci s’explique probablement par un développement différent des couches de cisaillement extérieures pour les cas sur hémisphère et sur plan. En effet, pour l’injection en croix sur hémisphère, la couche de cisaillement extérieure se développe en s’éloignant progressivement de l’axe du jet (Figure 4.42) alors qu’elle se développe en s’approchant progressivement de l’axe du jet

#### 4.4 AERODYNAMIQUE DE L'INJECTION SUR HEMISPHERE

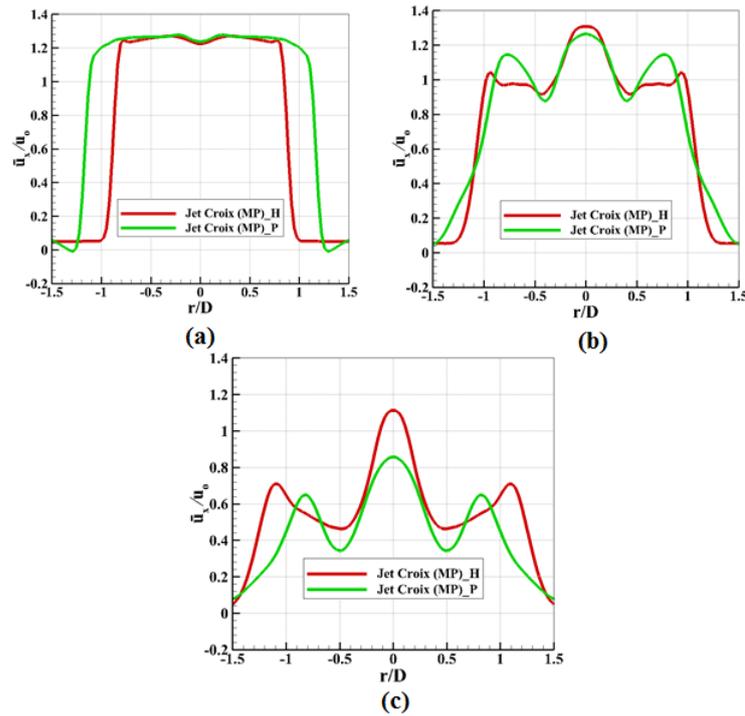


FIGURE 4.39 – Profils de vitesse moyenne axiale de l'injection en croix au plan majeur pour  $H/D = 2$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a)  $X/D = 0.1$ , (b)  $X/D = 1$ , (c)  $X/D = 1.7$

pour l'injection en croix sur plan (Figure 4.13). Par conséquent, la position du deuxième maximum local pour l'injection en croix sur hémisphère est plus loin du centre du jet que pour l'injection en croix sur plan (en  $r/D = 1.1$  et  $r/D = 0.8$  à  $X/D = 1.7$  respectivement pour le cas sur hémisphère et sur plan).

Pour le plan mineur, la largeur du jet dans le plan mineur est toujours plus petite dans le cas sur hémisphère que celle de l'injection sur plan (Figures 4.40, 4.43a et b). La vitesse axiale dans l'axe du jet (Figures 4.39 et 4.40) chute moins rapidement à l'approche de la paroi pour l'injection sur hémisphère ( $X/D = 1$ ,  $\bar{u}_x/u_o = 1.3$  et  $X/D = 1.7$ ,  $\bar{u}_x/u_o = 1.1$ ) que pour l'injection sur plan ( $X/D = 1$ ,  $\bar{u}_x/u_o = 1.3$  et  $X/D = 1.7$ ,  $\bar{u}_x/u_o = 0.8$ ).

Les Figures 4.41a et 4.43a montrent une légère augmentation de vitesse sans doute due encore une fois à l'effet "vena contracta".

La distribution de la vitesse moyenne radiale pour l'injection en croix au plan majeur sur hémisphère est présentée dans la Figure 4.41c. Dans la zone de jet libre, la vitesse radiale de la couche de cisaillement extérieure est beaucoup plus grande que pour l'injection en croix sur plan (Figure 4.41d) du fait de la courbure des lobes sur une surface hémisphérique. Dans la zone d'impact, la vitesse radiale pour l'injection en croix sur hémisphère présente aussi deux pics autour de  $r/D = 0.4$  et  $r/D = 1.1$  correspondant au développement de deux couches de cisaillement dans le plan majeur comme l'injection en croix sur plan (Figure 4.41d). Dans la zone pariétale, la vitesse radiale dans le plan majeur pour l'injection en croix sur hémisphère est beaucoup plus grande à partir de  $r/D = 1.8$ .

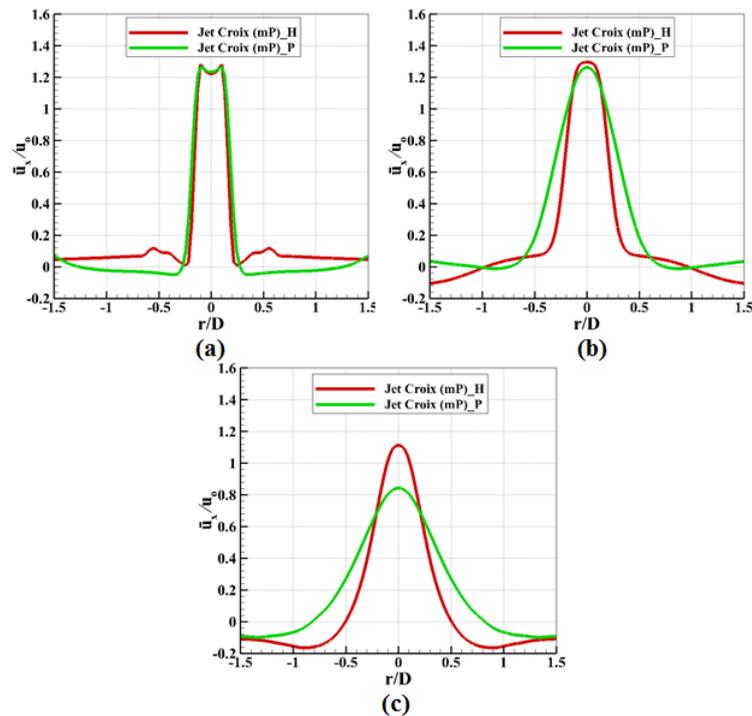


FIGURE 4.40 – Profils de vitesse moyenne axiale de l'injection en croix au plan mineur pour  $H/D = 2$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a)  $X/D = 0.1$ , (b)  $X/D = 1$ , (c)  $X/D = 1.7$

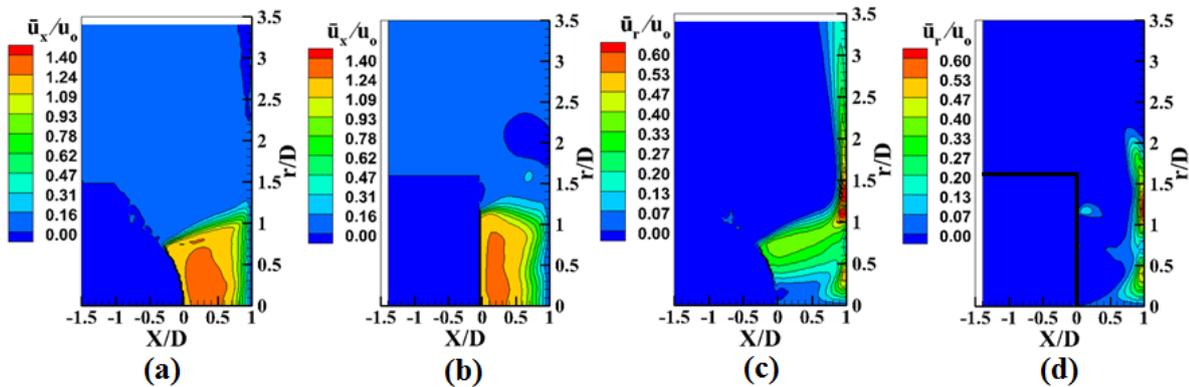


FIGURE 4.41 – Champs de vitesse moyenne de l'injection en croix au plan majeur pour  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) vitesse axiale sur hémisphère, (b) vitesse axiale sur plan, (c) vitesse radiale sur hémisphère, (d) vitesse radiale sur plan

L'écoulement radiale le long de la paroi qui n'est pas bloqué par le tourbillon stationnaire autour de  $r/D = 1.8$  pour l'injection en croix sur hémisphère (Figure 4.44b) explique cette différence de vitesse radiale dans la région  $r/D \geq 1.8$  (Figure 4.41a).

La Figure 4.43c présente la distribution de la vitesse moyenne radiale pour l'injection en croix sur hémisphère au plan mineur. On constate que comme dans le cas sur plan, l'épaisseur de l'écoulement pariétal pour le plan mineur est plus grande que celle pour le

#### 4.4 AERODYNAMIQUE DE L'INJECTION SUR HEMISPHERE

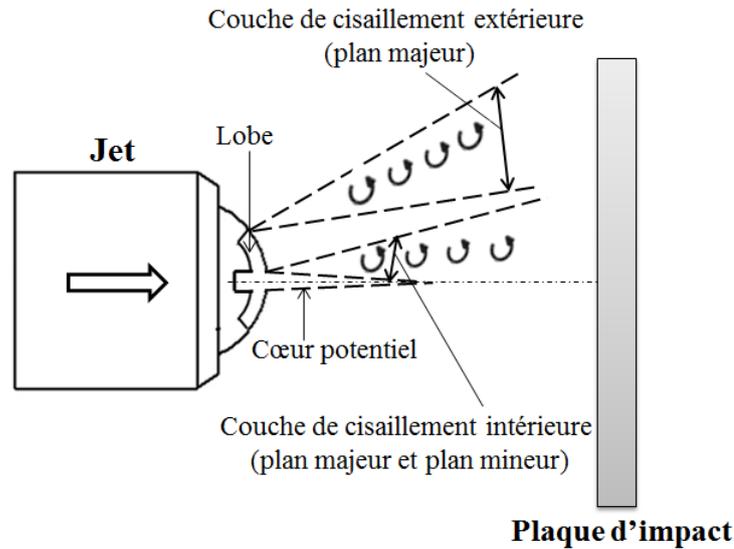


FIGURE 4.42 – Développement de deux couches de cisaillement pour l'injection en croix sur hémisphère

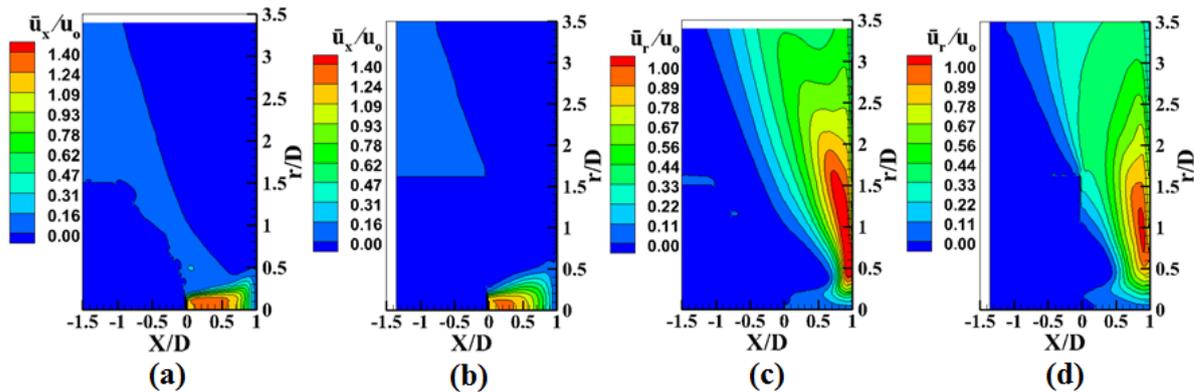


FIGURE 4.43 – Champs de vitesse moyenne de l'injection en croix au plan mineur pour  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) vitesse axiale sur hémisphère, (b) vitesse axiale sur plan, (c) vitesse radiale sur hémisphère, (d) vitesse radiale sur plan

plan majeur (Figure 4.41c), empêchant les tourbillons d'entraîner l'air ambiant en proche paroi dans le plan mineur, et la vitesse radiale dans le cas sur hémisphère pour le plan mineur est aussi beaucoup plus grande que pour le plan majeur.

Le champ de vitesse quadratique de l'injection en croix sur hémisphère au plan majeur pour  $H/D = 1$  est présenté dans la Figure 4.45a. La grande fluctuation de vitesse axiale ainsi que la grande vitesse moyenne autour de  $r/D = 1$  pour le plan majeur (Figures 4.45a, 4.41a et c) sont dues aux structures tourbillonnaires de la couche de cisaillement extérieure qui frappent la paroi (Figure 4.44b). Ces structures tourbillonnaires pour l'injection en croix (Figure 4.44) sont plus petites que celles pour l'injection ronde (Figure 4.36). Les tourbillons qui prolongent leur course le long de la paroi (Figure 4.44b) dans le plan

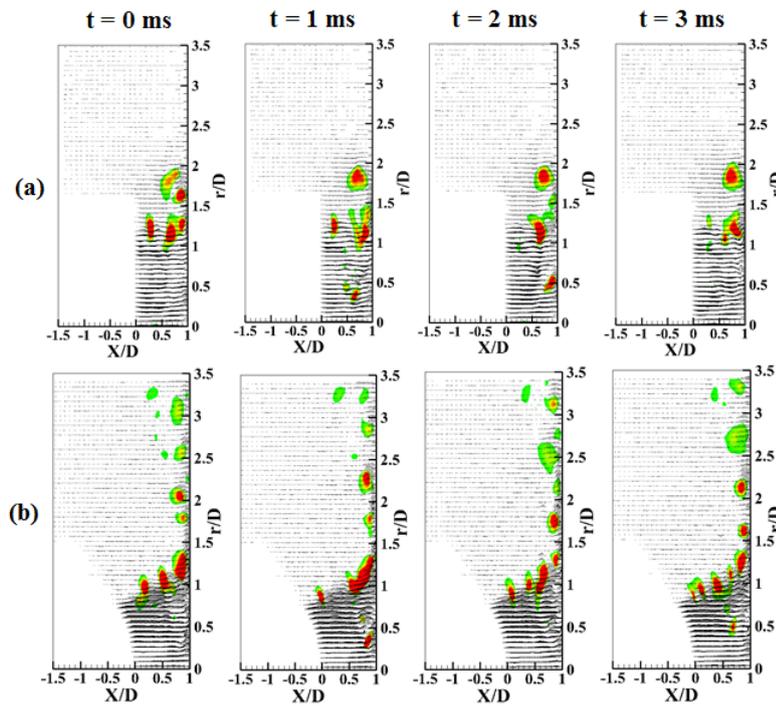


FIGURE 4.44 – Champs instantanés de vitesse avec contours de critère Q pour l’injection en croix au plan majeur (MP) avec  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) sur plan, (b) sur hémisphère

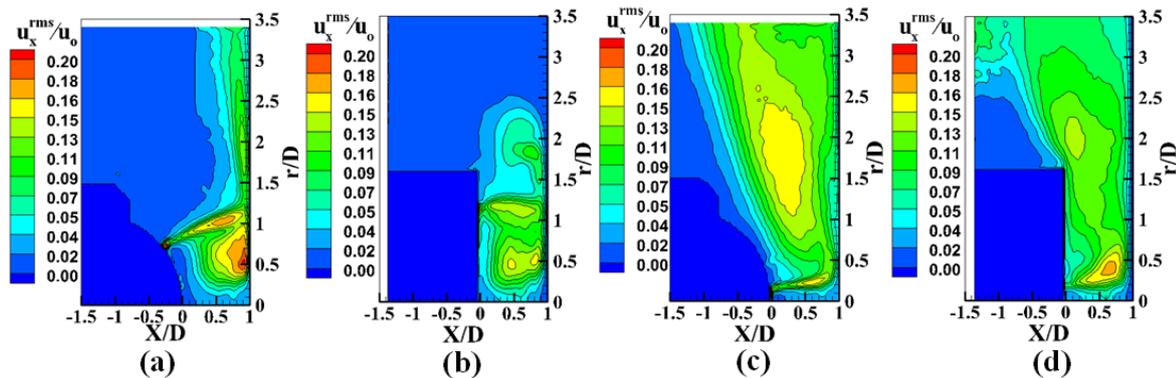


FIGURE 4.45 – Champs de vitesse axiale quadratique de l’injection en croix pour  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) plan majeur (MP) sur hémisphère, (b) plan majeur (MP) sur plan, (c) plan mineur (mP) sur hémisphère, (d) plan mineur (mP) sur plan

majeur explique les grandes fluctuations de vitesse à partir de  $r/D = 1.8$  pour l’injection en croix sur hémisphère en comparaison avec l’injection en croix sur plan (Figure 4.45b). La distribution des fluctuations de vitesse axiale dans le plan mineur pour l’injection en croix sur hémisphère et sur plan est presque identique au niveau de la paroi (Figures 4.45c et d).

Les champs de vitesse dans l’injection en croix sur hémisphère pour  $H/D = 2$  sont similaires à ceux pour  $H/D = 1$  (présentés en annexe B.1.2, Figures B.11 et B.12).

#### 4.4 AERODYNAMIQUE DE L'INJECTION SUR HEMISPHERE

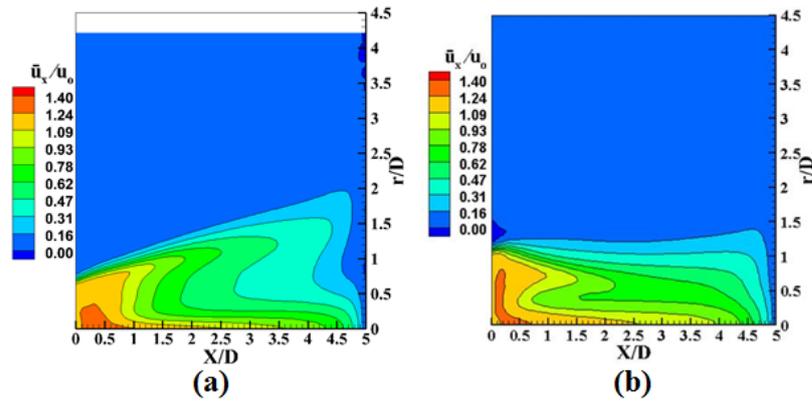


FIGURE 4.46 – Champs de vitesse moyenne axiale de l'injection en croix au plan majeur pour  $H/D = 5$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) sur hémisphère, (b) sur plan

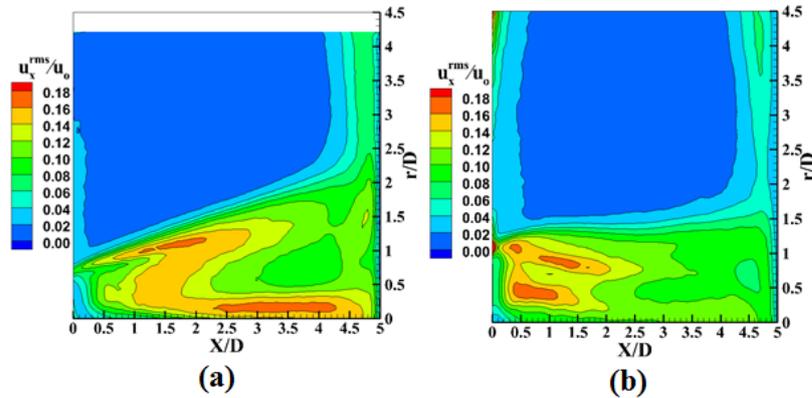


FIGURE 4.47 – Champs de vitesse axiale quadratique de l'injection en croix au plan majeur pour  $H/D = 5$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) sur hémisphère, (b) sur plan

Comme l'injection en croix sur plan, le cône potentiel dans l'injection en croix sur hémisphère pour une grande distance d'impact ( $H/D = 5$ ) est terminé avant l'impact comme le montre sur la Figure 4.46a. Pour  $H/D = 5$ , la Figure 4.46 montre clairement que le développement de la couche de cisaillement extérieure s'éloigne progressivement de l'axe du jet dans le cas sur hémisphère alors qu'il s'approche progressivement de l'axe du jet dans le cas sur plan. En plus, on constate que le développement des couches de cisaillement dans le cas sur hémisphère est plus important que celui dans le cas sur plan. En effet, les fluctuations de vitesse axiale pour le cas sur hémisphère (Figure 4.47a) se développent fortement vers l'axe du jet jusqu'à  $X/D = 4.7$  proche du point d'impact alors qu'elles ne se développent que fortement vers l'axe du jet jusqu'à  $X/D = 2$  pour le cas sur plan (Figure 4.47b). Par conséquent, les fluctuations de vitesse au centre du jet près du point d'impact pour l'injection en croix sur hémisphère sont plus grandes que celles pour l'injection en croix sur plan (15% pour le cas sur hémisphère et 11% pour le cas sur plan).

### 4.4.3 Injection en pétales sur hémisphère

Les Figures 4.48 et 4.49 présentent les profils de vitesse moyenne axiale pour l'injection en pétales sur hémisphère. On constate que les profils de vitesse moyenne axiale en sortie du jet ( $X/D = 0.1$ ) pour l'injection en pétales sur hémisphère est similaire à ceux pour l'injection en pétales sur plan. Ainsi pour le plan majeur (Figure 4.48), les profils de vitesse axiale présentent aussi visiblement deux maxima locaux de vitesse lorsque  $X/D$  augmente (en  $r/D = 0$  et en  $r/D = 0.9$  à  $X/D = 1$ ) comme l'injection en pétales sur plan. Cependant, la position du deuxième maximum local est différente entre les deux types d'injection (respectivement en  $r/D = 0.9$  et  $r/D = 0.6$  à  $X/D = 1$  pour le cas sur hémisphère et sur plan). De plus, ce deuxième maximum local disparaît ensuite rapidement dans le cas sur plan alors qu'il est de plus en plus marqué dans le cas sur hémisphère ( $X/D = 1.7$ , par exemple). La vitesse axiale dans l'axe du jet (Figures 4.48 et 4.49) chute moins rapidement à l'approche de la paroi pour l'injection en pétales sur hémisphère ( $X/D = 1$ ,  $\bar{u}_x/u_o = 1.2$  et  $X/D = 1.7$ ,  $\bar{u}_x/u_o = 0.97$ ) que pour l'injection en pétales sur plan ( $X/D = 1$ ,  $\bar{u}_x/u_o = 1.2$  et  $X/D = 1.7$ ,  $\bar{u}_x/u_o = 0.75$ ).

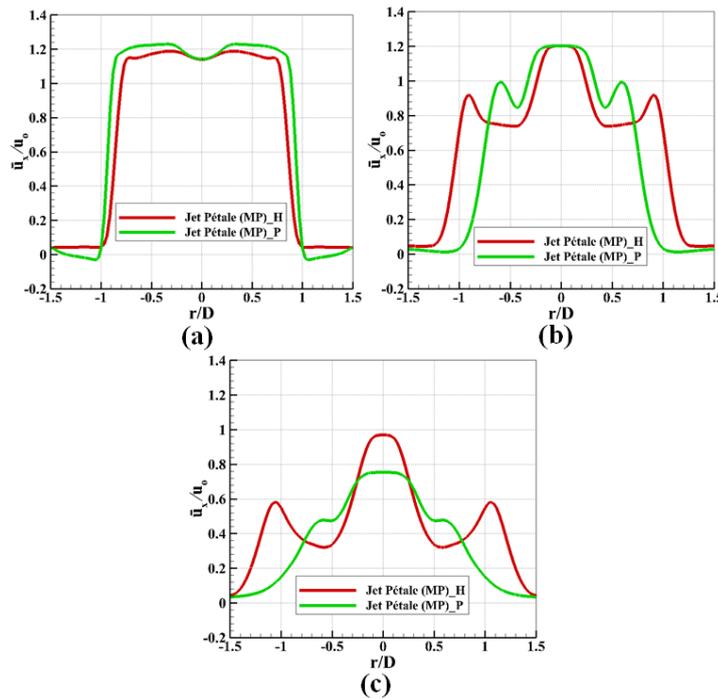


FIGURE 4.48 – Profils de vitesse moyenne axiale de l'injection en pétales au plan majeur pour  $H/D = 2$ ,  $Re = 23\,000$  : (a)  $X/D = 0.1$ , (b)  $X/D = 1$ , (c)  $X/D = 1.7$

Globalement, les effets de la forme hémisphérique sont les mêmes que pour l'injection en croix. En effet, selon les Figures 4.50a et b pour le plan majeur, la largeur du jet dans l'injection en pétales sur hémisphère augmente progressivement avec la distance axiale  $X/D$  alors que la largeur du jet dans l'injection en pétales sur plan semble ne pas s'élargir avec la distance axiale  $X/D$ . Pour le plan mineur (Figures 4.51a et b), la largeur du jet

#### 4.4 AERODYNAMIQUE DE L'INJECTION SUR HEMISPHERE

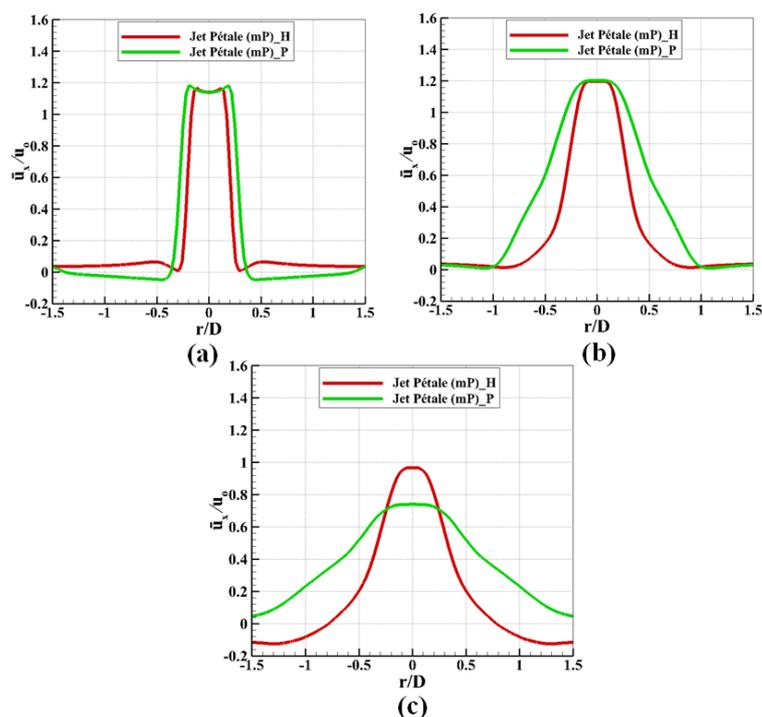


FIGURE 4.49 – Profils de vitesse moyenne axiale de l'injection en pétales au plan mineur pour  $H/D = 2$ ,  $Re = 23\,000$  : (a)  $X/D = 0.1$ , (b)  $X/D = 1$ , (c)  $X/D = 1.7$

pour l'injection en pétales sur hémisphère est plus petite que celle pour l'injection en pétales sur plan.

Une légère augmentation de vitesse peut être constatée comme le montre les Figures 4.50a et 4.51a sans doute due encore une fois à l'effet "vena contracta".

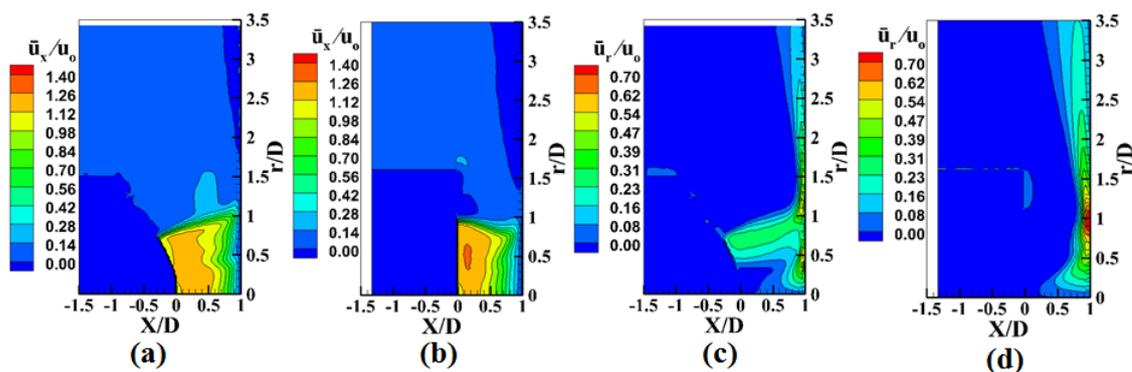


FIGURE 4.50 – Champs de vitesse moyenne de l'injection en pétales au plan majeur pour  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\,000$  : (a) vitesse axiale sur hémisphère, (b) vitesse axiale sur plan, (c) vitesse radiale sur hémisphère, (d) vitesse radiale sur plan

D'autre part, dans la zone de jet libre, la vitesse radiale de la couche de cisaillement extérieure est beaucoup plus grande pour l'injection en pétales sur hémisphère (Figure

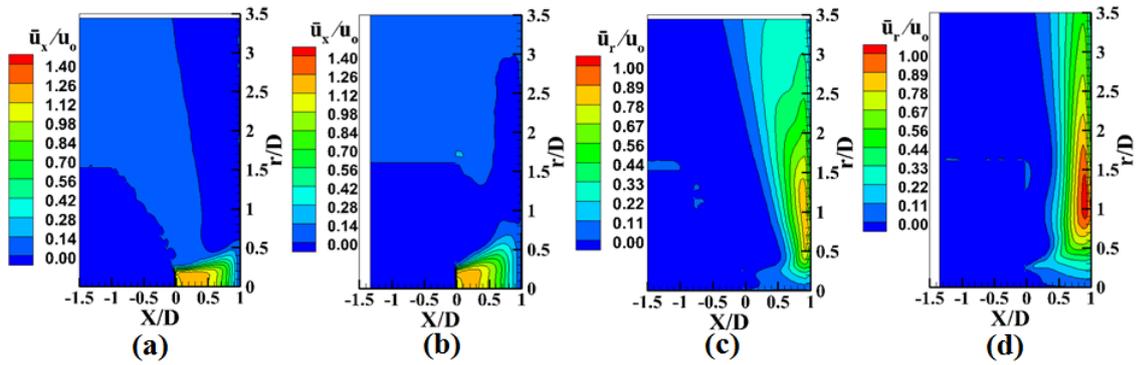


FIGURE 4.51 – Champs de vitesse moyenne de l’injection en pétales au plan mineur pour  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\,000$  : (a) vitesse axiale sur hémisphère, (b) vitesse axiale sur plan, (c) vitesse radiale sur hémisphère, (d) vitesse radiale sur plan

4.50c) que pour l’injection en pétales sur plan (Figure 4.50d). De plus, l’épaisseur de l’écoulement pariétal dans le cas sur hémisphère pour le plan mineur (Figure 4.51c) est plus grande que celle pour le plan majeur (Figure 4.50c) et la vitesse radiale dans le cas sur hémisphère pour le plan mineur est également beaucoup plus grande que celle pour le plan majeur au niveau de la paroi.

Dans la zone d’impact pour le plan majeur, la vitesse radiale pour l’injection en pétales sur hémisphère présentent deux maxima locaux autour de  $r/D = 0.4$  et  $r/D = 1.1$  correspondant au développement de deux couches de cisaillement (Figure 4.50c) alors qu’elle ne présente qu’un maximum local autour de  $r/D = 1$  pour le cas sur plan (Figure 4.50d). Dans la zone pariétale, la vitesse radiale pour l’injection en pétales sur hémisphère est plus petite que celle pour l’injection en pétales sur plan.

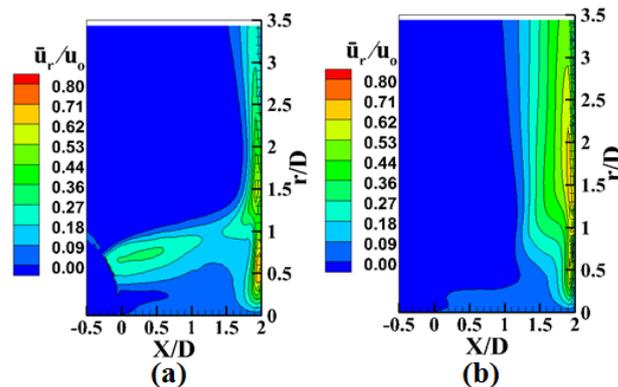


FIGURE 4.52 – Champs de vitesse moyenne radiale de l’injection en pétales sur hémisphère pour  $H/D = 2$ ,  $Re = 23\,000$  : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP)

Pour  $H/D = 2$  selon la Figure 4.52, contrairement au cas de l’injection en pétales sur plan, la distribution de la vitesse radiale dans l’injection en pétales sur hémisphère est encore visiblement différente pour ces deux plans (Figures 4.52a et 4.52b). En effet,

#### 4.4 AERODYNAMIQUE DE L'INJECTION SUR HEMISPHERE

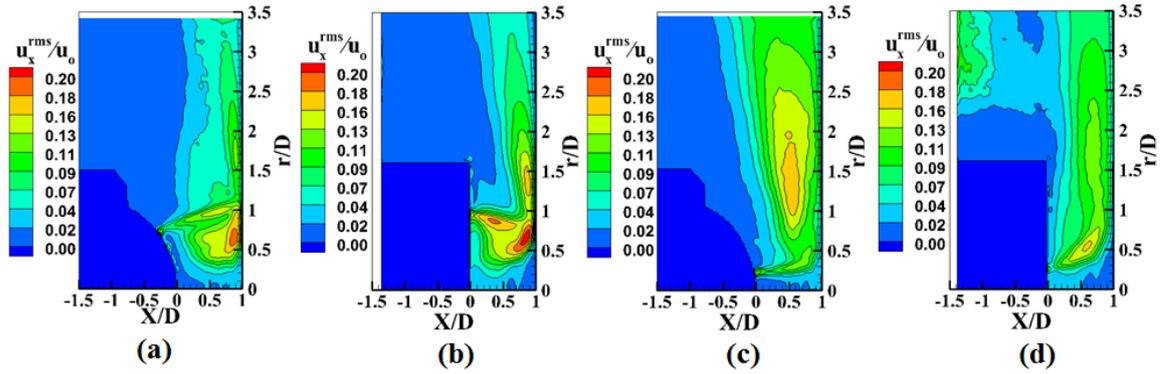


FIGURE 4.53 – Champs de vitesse axiale quadratique de l'injection en pétales pour  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) plan majeur (MP) sur hémisphère, (b) plan majeur (MP) sur plan, (c) plan mineur (mP) sur hémisphère, (d) plan mineur (mP) sur plan

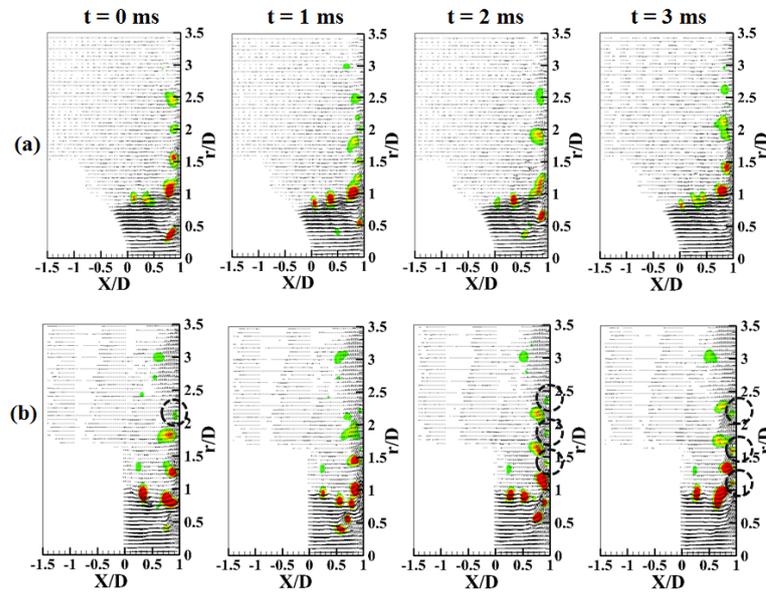


FIGURE 4.54 – Champs instantanés de vitesse avec contours de critère  $Q$  pour l'injection en pétales au plan majeur (MP) avec  $H/D = 1$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) sur hémisphère, (b) sur plan

l'épaisseur de l'écoulement radial pariétal dans le plan mineur (Figure 4.52b) est encore beaucoup plus grande que celle dans le plan majeur (Figure 4.52a) et la vitesse radiale est aussi plus grande au niveau de la paroi pour le plan mineur. L'injection en pétales sur hémisphère dépend donc encore notablement des deux plans pour  $H/D = 2$ .

La distribution des fluctuations de vitesse de l'injection en pétales sur hémisphère pour  $H/D = 1$  est présentée dans les Figures 4.53a et c. La grande fluctuation de vitesse axiale ainsi que la grande vitesse moyenne autour de  $r/D = 1$  pour le plan majeur (Figures 4.53a, 4.50a et c) sont expliquées par les structures tourbillonnaires de la couche de cisaillement extérieure qui frappent la paroi (Figure 4.54a). Ces structures tourbillonnaires

pour l'injection en pétales (Figure 4.54) sont plus petites que celles pour l'injection ronde (Figure 4.36). En comparaison avec l'injection en pétales sur plan, selon la Figure 4.53, on constate que les fluctuations de vitesse dans le cas sur hémisphère sont plus grandes dans la région autour du point d'impact. Au contraire, les fluctuations de vitesse dans le cas sur plan sont plus grandes au-delà de  $r/D = 1$  que celles dans le cas sur hémisphère. La formation des tourbillons secondaires à partir de  $r/D = 1$  (marqués par un cercle en pointillé sur la Figure 4.54) dans le plan majeur qui provoque les grandes fluctuations de vitesse explique probablement cette distribution différente.

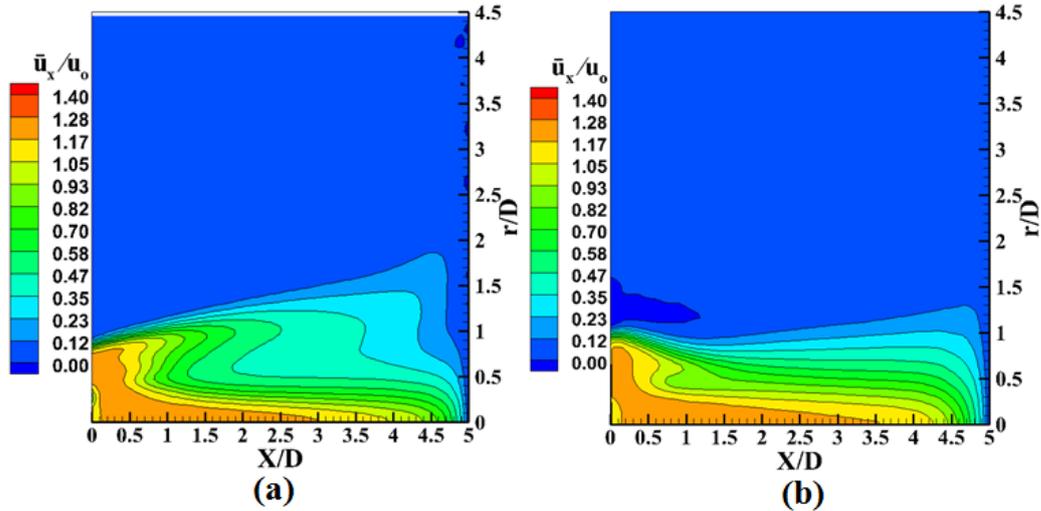


FIGURE 4.55 – Champs de vitesse moyenne axiale de l'injection en pétales au plan majeur pour  $H/D = 5$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) sur hémisphère, (b) sur plan

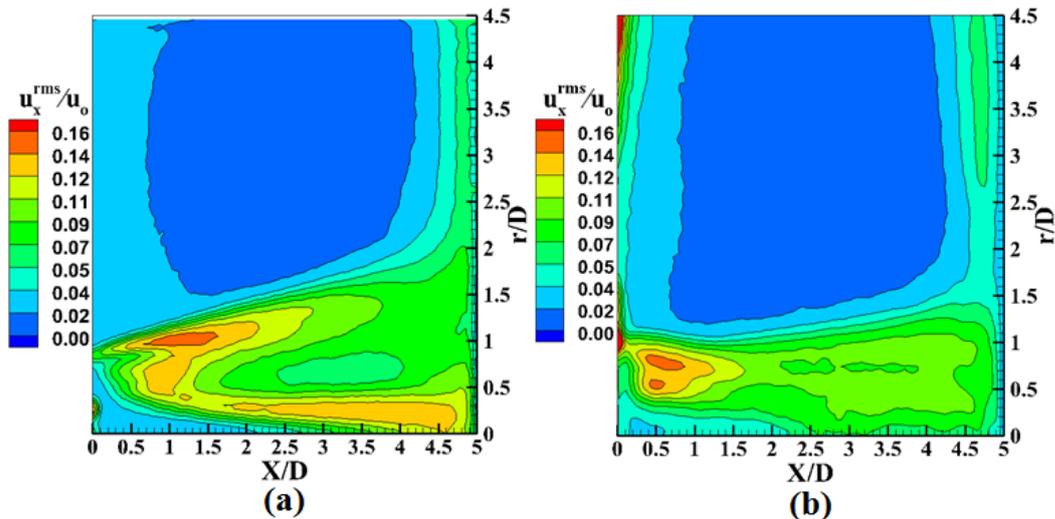


FIGURE 4.56 – Champs de vitesse axiale quadratique de l'injection en pétales au plan majeur pour  $H/D = 5$ ,  $Re = 23\ 000$  : (a) sur hémisphère, (b) sur plan

Pour une grande distance d'impact  $H/D = 5$ , les effets de la forme hémisphérique sont

## 4.5 CONCLUSIONS INTERMEDIAIRES

---

les mêmes que pour l'injection en croix. La couche de cisaillement extérieure s'éloigne progressivement de l'axe du jet dans le cas sur hémisphère (Figure 4.55a) alors qu'elle se développe vers l'axe du jet dans le cas sur plan (Figure 4.55b). De plus, le développement des couches de cisaillement est plus important dans le cas sur hémisphère que dans le cas sur plan ce qui provoque les fluctuations de vitesse plus fortes au centre du jet près du point d'impact pour l'injection en pétales sur hémisphère (13% pour le cas sur hémisphère et 7% pour le cas sur plan comme le montre la Figure 4.56). Au niveau de la paroi pour l'injection en pétales sur hémisphère, la distribution de la vitesse moyenne radiale et de la vitesse quadratique pour  $H/D = 5$  est identique pour les deux plans majeurs et mineurs comme le cas sur plan (présentée en annexe B.1.3, Figures B.23 et B.24). Donc, l'effet de la forme hémisphérique de l'injection diminue progressivement avec l'augmentation de la distance d'impact  $H/D$ .

## 4.5 CONCLUSIONS INTERMEDIAIRES

Ce chapitre a présenté les résultats aérodynamiques pour les six injections sur plan et sur hémisphère avec un nombre de Reynolds  $Re = 23\ 000$  et trois distances d'impact  $H/D = 1, 2$  et  $5$ . L'objectif de ce chapitre est d'étudier les caractéristiques aérodynamiques des injections perforées soit sur une surface plate, soit sur une surface hémisphérique et de comparer l'effet de la surface hémisphérique par rapport à celle plate.

Quelle que soit la surface (plan ou hémisphère), les résultats montrent que les injections lobées (en croix et en pétales) présentent plusieurs couches de cisaillement tridimensionnelles dans la zone de jet libre alors que l'injection ronde ne présente qu'une couche de cisaillement. Le développement de plusieurs couches de cisaillement pour les injections lobées conduit à entraîner une quantité d'air avant l'impact plus importante que pour l'injection ronde. Les injections lobées deviennent plus axisymétriques avec l'augmentation de la distance d'impact  $H/D$ .

En comparaison avec les injections sur plan, les résultats montrent que le développement des couches de cisaillement pour les injections sur hémisphère est plus important. Le développement de la couche de cisaillement extérieure dans le plan majeur pour les injections lobées sur hémisphère s'éloigne progressivement de l'axe du jet alors qu'il s'approche progressivement de l'axe du jet pour les injections lobées sur plan. La vitesse radiale de la couche de cisaillement extérieure dans la zone de jet libre est beaucoup plus grande pour le cas sur hémisphère que pour le cas sur plan du fait de la courbure des lobes sur une surface hémisphérique. L'effet de la forme hémisphérique de l'injection diminue progressivement avec l'augmentation de la distance d'impact  $H/D$ .



CHAPITRE 5

RESULTATS THERMIQUES

## 5.1 INTRODUCTION

Cette section a pour objectif de présenter les résultats issus des mesures thermiques effectuées par thermographie infrarouge pour les différentes configurations de jet d'air en impact déjà présentées dans les résultats aérodynamiques. Ces mesures permettent d'obtenir la variation du nombre de Nusselt et de l'efficacité sur la plaque d'impact. Des exemples de cartographie du nombre de Nusselt sont présentés dans la Figure 5.1 pour les injections sur plan et dans la Figure 5.2 pour les injections sur hémisphère.

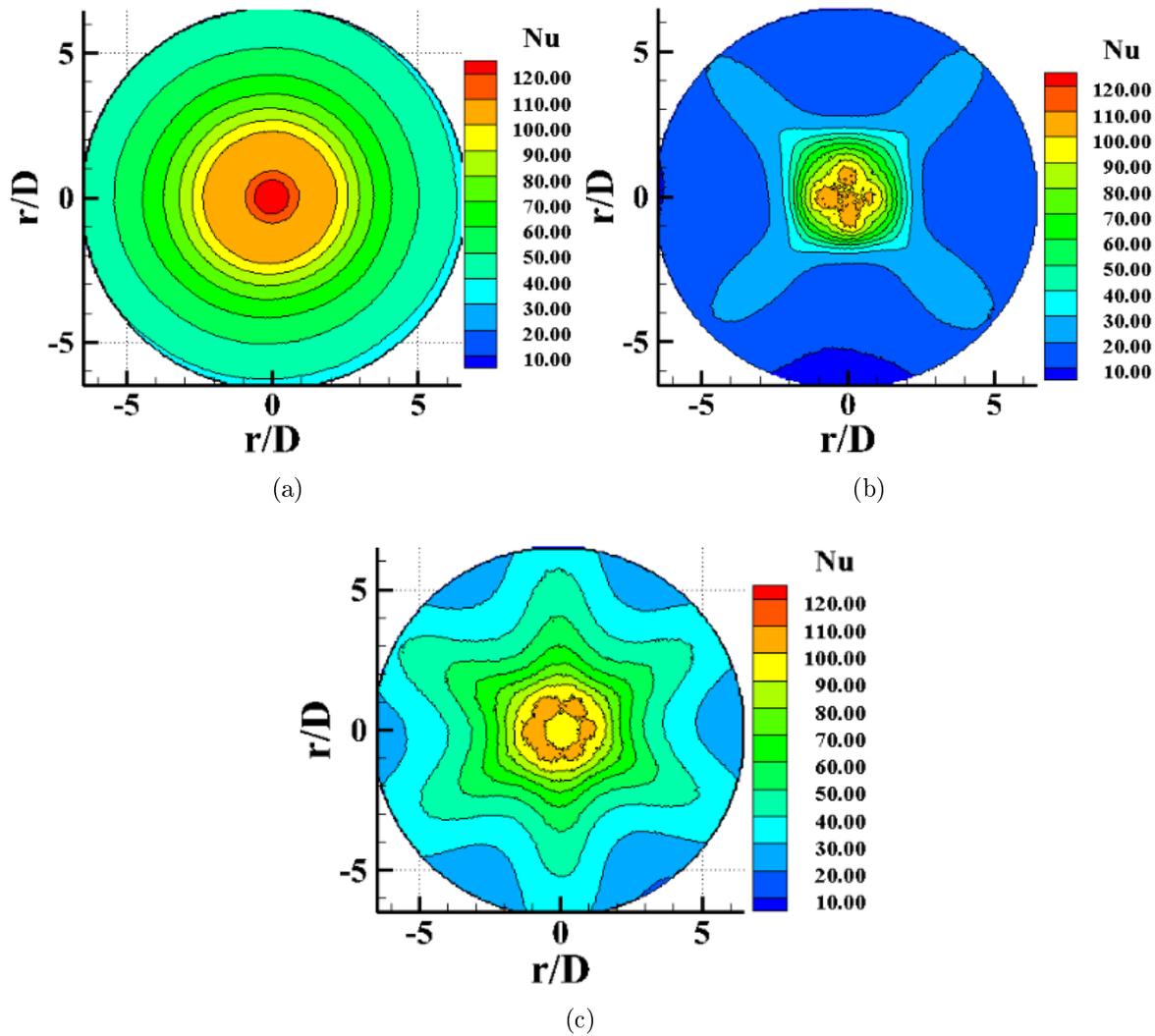


FIGURE 5.1 – Cartographies du nombre de Nusselt pour une surface plate avec  $H/D = 1$  et  $Re = 23\ 000$  : (a) injection ronde, (b) injection en croix, (c) injection en pétales

Pour comparer plus facilement les transferts de chaleur des différentes configurations, le nombre de Nusselt et l'efficacité présentés dans cette section sont moyennés azimuthalement selon les équations 5.1 et 5.2. La température du jet est égale à  $50^{\circ}\text{C}$ .

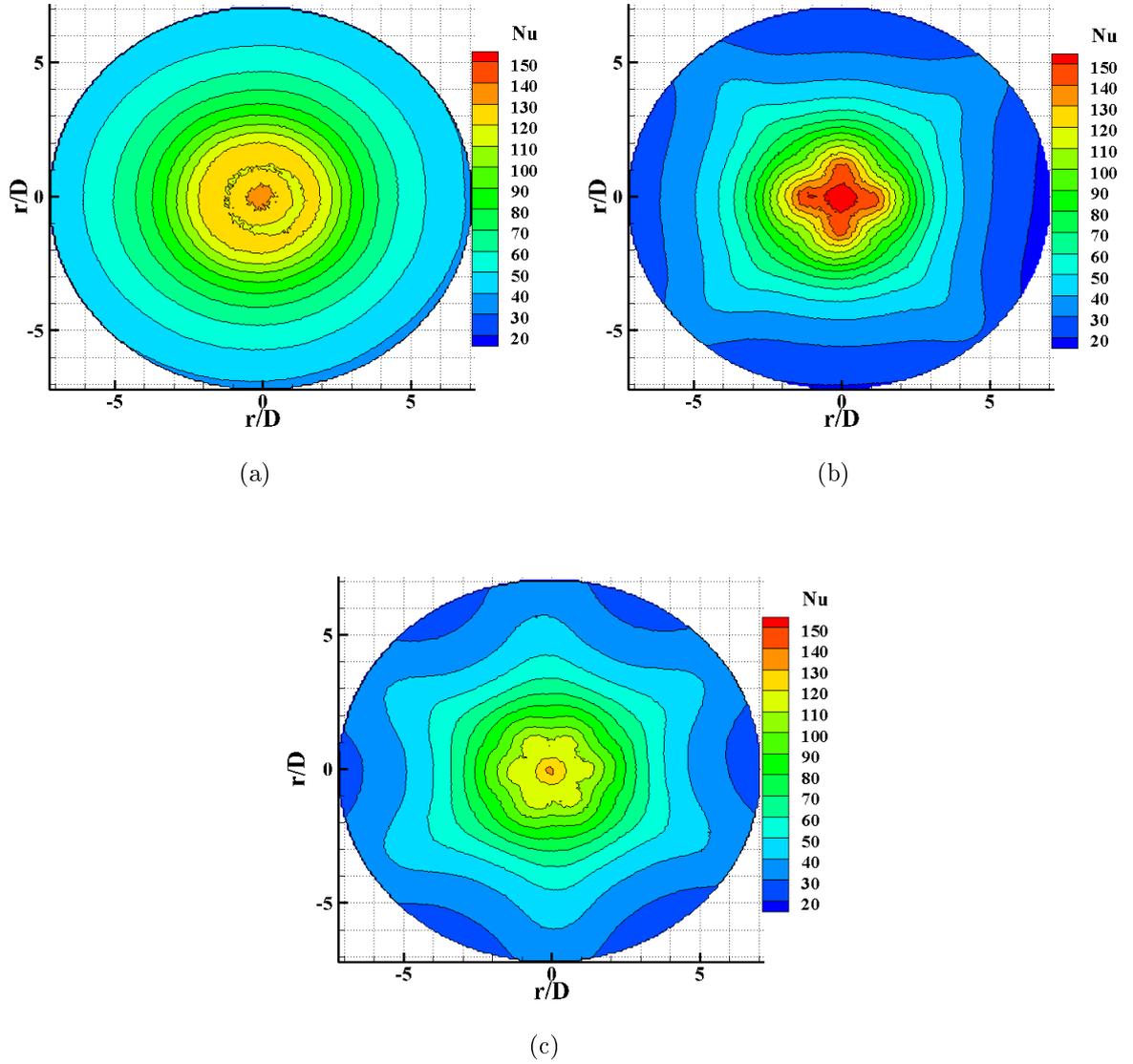


FIGURE 5.2 – Cartographies du nombre de Nusselt pour une surface hémisphérique avec  $H/D = 2$  et  $Re = 23\,000$  : (a) injection ronde, (b) injection en croix, (c) injection en pétales

$$\overline{Nu}(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} Nu(r, \theta) d\theta \quad (5.1)$$

$$\overline{\eta}(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \eta(r, \theta) d\theta \quad (5.2)$$

Le nombre de Nusselt moyen global  $\overline{Nu}(6D)$  est déterminé pour Nusselt entre le point

d'impact et la position radiale  $r/D = 6$  selon l'équation 5.3.

$$\overline{Nu}(6D) = \frac{1}{S} \int \int_S Nu(r, \theta) dS \quad (5.3)$$

Où  $S$  est la surface du disque de rayon  $6D$ .

## 5.2 PARAMETRE DE L'ETUDE

L'influence de plusieurs paramètres sur les transferts de chaleur sera également étudiée.

### 5.2.1 Le nombre de Reynolds

Les mesures thermiques sont effectuées avec des nombres de Reynolds  $23\,000 \leq Re \leq 45\,000$  pour six injections : injection ronde, en «croix» et en «pétales» sur plan et hémisphère.

Nos résultats affirment que l'efficacité ne dépend pas du nombre de Reynolds quelle que soient l'injection et la distance d'impact comme le montre les Figures 5.3, 5.4 et 5.5.

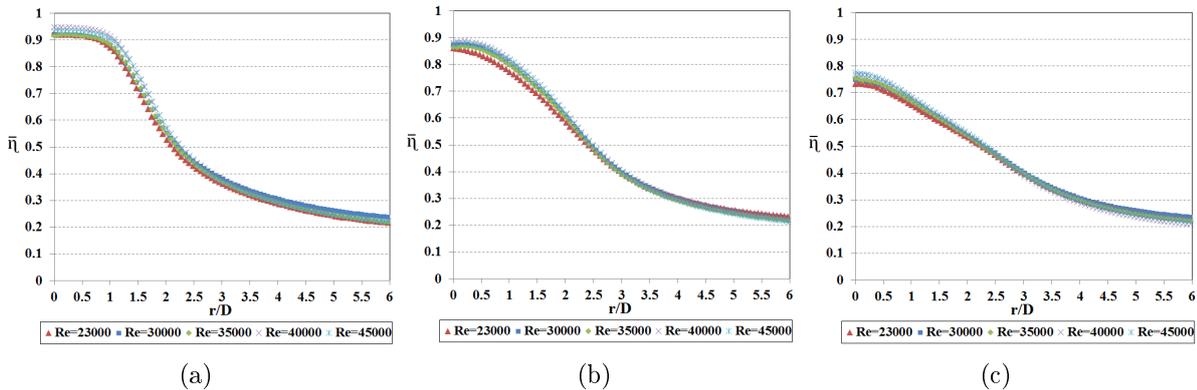


FIGURE 5.3 – Distributions radiales de l'efficacité moyenne de l'injection ronde sur hémisphère pour différents nombres de Reynolds : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 3$ , (c)  $H/D = 5$

Nous nous intéressons plus particulièrement aux résultats des mesures thermiques obtenus pour un nombre de Reynolds  $Re = 23\,000$  pour ces six injections, compte tenu que l'effet du nombre de Reynolds d'injection sur les transferts est globalement le même quelle que soit l'injection. Nous avons donc choisi le nombre de 23000 pour les comparaisons, valeur prise pour nos essais aérodynamiques et souvent rencontrée dans la littérature.

### 5.2.2 Distance d'impact

Les mesures thermiques sont effectuées pour quatre distances d'impact  $H/D = 1, 2, 3$  et 5.

## 5.2 PARAMETRE DE L'ETUDE

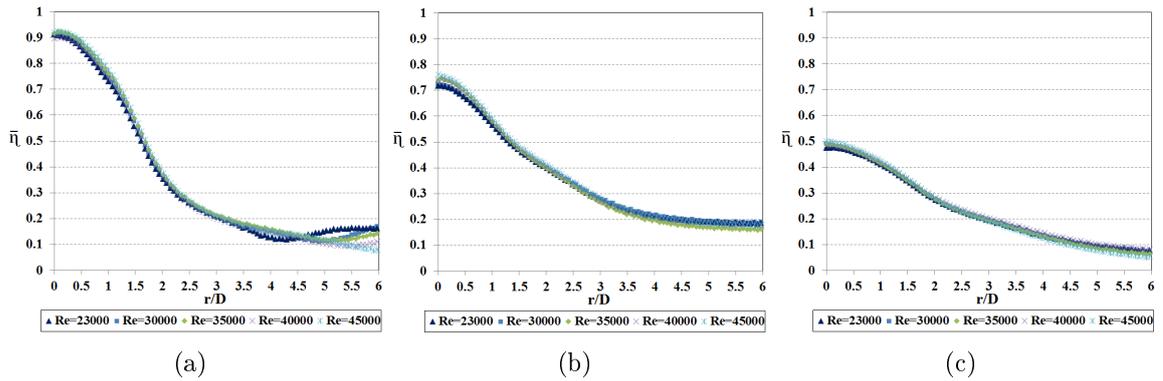


FIGURE 5.4 – Distributions radiales de l'efficacité moyenne de l'injection en croix sur hémisphère pour différents nombres de Reynolds : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 3$ , (c)  $H/D = 5$

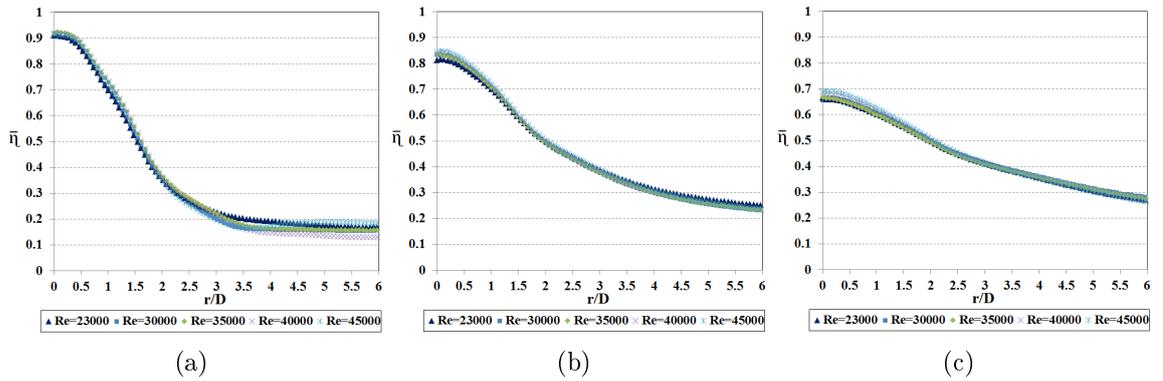


FIGURE 5.5 – Distributions radiales de l'efficacité moyenne de l'injection en pétales sur hémisphère pour différents nombres de Reynolds : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 3$ , (c)  $H/D = 5$

### 5.2.3 Température du jet

Les mesures thermiques sont effectuées pour un jet froid ( $T^o = T_{amb} = 20^\circ\text{C}$ ) et un jet chaud ( $T^o = 50^\circ\text{C}$ ). Nos résultats ont été obtenus en considérant la température adiabatique de paroi comme température de référence ([32], [41], [67], [68]). Dans le cas du jet froid, la température adiabatique de paroi est égale à celle de l'air ambiant ( $T^{ad} = T_{amb} = 20^\circ\text{C}$ ). Les résultats montrent que le nombre de Nusselt ne dépend pas de la température du jet comme le montre la Figure 5.6. L'indépendance de l'efficacité par rapport à la température du jet a déjà été constatée par Fénot [65].

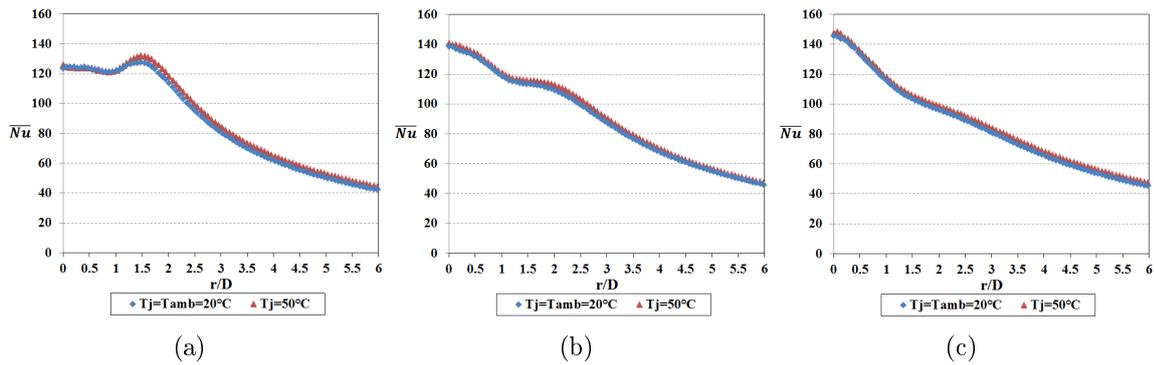


FIGURE 5.6 – Distributions radiales du nombre de Nusselt moyen de l'injection ronde pour deux températures du jet : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 3$ , (c)  $H/D = 5$

## 5.3 TRANSFERTS DE CHALEUR DE L'INJECTION SUR PLAN

### 5.3.1 Injection ronde sur plan

#### 5.3.1.1 Nombre de Nusselt

La variation du nombre de Nusselt moyen en fonction de la direction radiale pour un nombre de Reynolds  $Re = 23\,000$  et pour quatre distances d'impact  $H/D = 1, 2, 3, 5$  est présentée dans la Figure 5.7. Elle montre que le nombre de Nusselt au point d'impact augmente avec la distance d'impact et atteint un maximum pour  $H/D = 5$ , correspondant à des fluctuations de vitesse axiale les plus grandes pour  $H/D = 5$  (Figure 5.8).

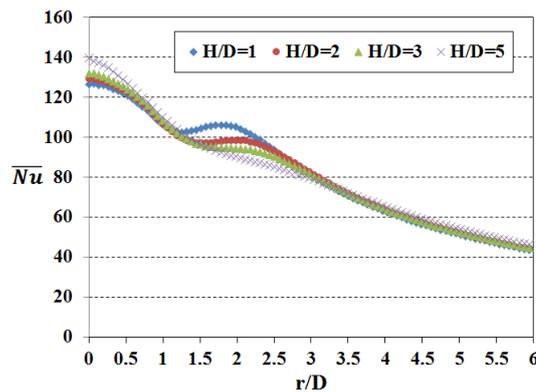


FIGURE 5.7 – Distribution radiale du nombre de Nusselt moyen de l'injection ronde sur plan pour  $Re = 23\,000$

Quelles que soient les distances d'impact, le nombre de Nusselt reste maximum au point d'impact. Ceci est expliqué par le profil de vitesse parabolique en sortie du jet ( $X/D = 0.1$ , Figure 4.7) pour l'injection ronde sur plan. En effet, la vitesse axiale maximale sur l'axe du jet ( $r/D = 0$ , Figure 5.9) conduit à un nombre de Nusselt maximum au point

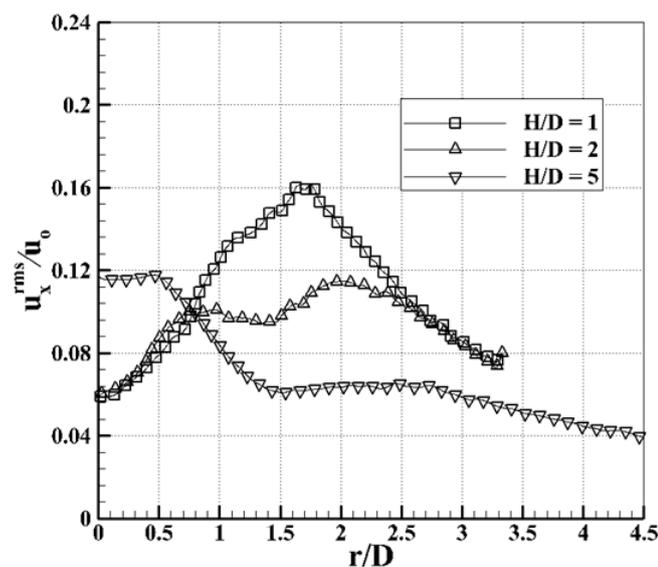


FIGURE 5.8 – Distribution de la vitesse axiale quadratique pour l'injection ronde sur plan avec  $Re = 23\,000$  à  $0.1D$  de la plaque

d'impact. Ce résultat est aussi confirmé par Roux et al. [18].

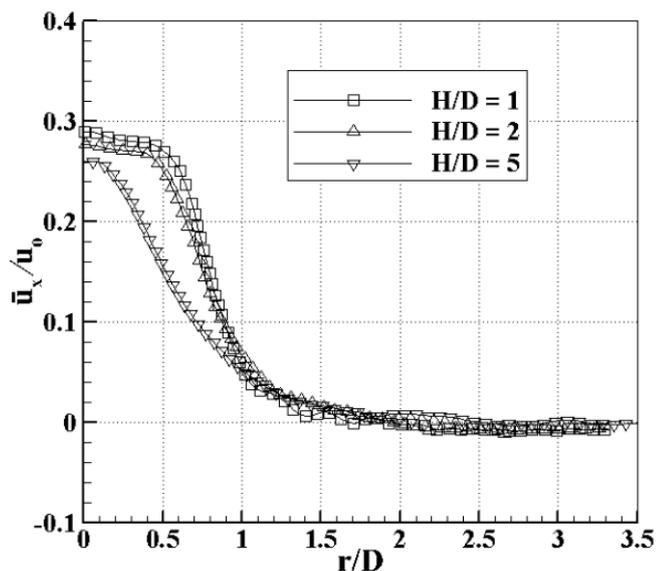


FIGURE 5.9 – Distribution de la vitesse moyenne axiale pour l'injection ronde sur plan avec  $Re = 23\,000$  à  $0.1D$  de la plaque

D'autre part, un pic secondaire de Nusselt apparaît à  $r/D = 1.8$  pour  $H/D = 1$  et à  $r/D = 2$  pour  $H/D = 2$  et  $3$ . Ce pic est aussi trouvé par plusieurs auteurs ([18], [30], [46], [56]) et est lié aux grandes fluctuations de vitesse près de la paroi d'impact (Figure 5.8). Ces grandes fluctuations de vitesse sont probablement dues aux structures tourbillonnaires secondaires dans la région entre  $r/D = 1.2$  et  $r/D = 2.2$ . La valeur maximale de ce pic

diminue progressivement avec les distances d'impact  $H/D$  (Figure 5.7). Pour  $H/D > 3$ , ce pic secondaire n'apparaît plus clairement bien qu'un changement de pente existe encore dans la région  $1.5 < r/D < 3$ . La diminution de la valeur de Nusselt correspond à la baisse des valeurs des fluctuations de vitesse axiale (Figure 5.8).

Après ce pic, le nombre de Nusselt diminue progressivement le long de la paroi du fait de la diminution de la vitesse moyenne radiale et des fluctuations de vitesse (Figure 5.8). Les tourbillons primaires et secondaires qui s'éloignent progressivement de la paroi explique probablement cette diminution des fluctuations de vitesse. D'autre part, selon la Figure 5.7, les nombres de Nusselt semblent invariants quelle que soit la distance d'impact  $H/D$  à partir de la position radiale  $r/D = 4$ . Les auteurs Goldstein et al. [19] confirment aussi cette invariance au-delà de  $r/D = 4$ .

La comparaison entre les résultats de la présente étude et ceux de Baughn et Shimizu [38] est présentée dans la Figure 5.10 pour  $H/D = 2$ , on peut noter que le maximum local et le minimum local sont situés à la même position radiale. Les valeurs de Nusselt sont un peu différentes mais cette différence peut être expliquée par la différence du nombre de Reynolds (23 750 pour Baughn et Shimizu [38], et 23 000 pour notre étude) et les incertitudes de mesure.

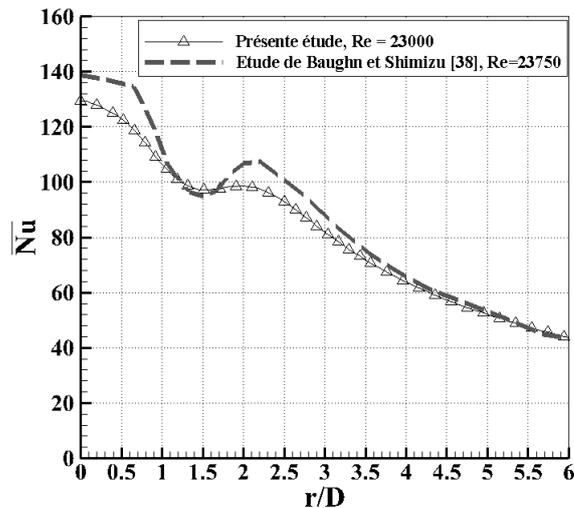


FIGURE 5.10 – Comparaison de la variation du nombre de Nusselt de la présente étude à celle de Baughn et Shimizu [38] pour l'injection ronde sur plan avec  $H/D = 2$

### 5.3.1.2 Efficacité

La distribution de l'efficacité pour différentes distances d'impact est présentée dans la Figure 5.11. On trouve que l'efficacité au point d'impact pour  $H/D = 5$  est plus petite que celle pour de faibles distances d'impact ( $H/D < 4$ ). Plus  $H/D$  est grand plus la quantité d'air ambiant entraînée avant l'impact est importante. Par conséquent, cet entraînement

provoque la décroissance de la température du jet avant l'impact et alors l'efficacité décroît.

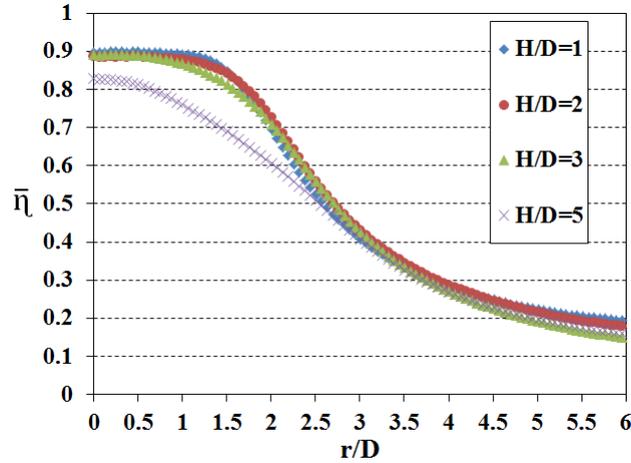


FIGURE 5.11 – Distribution radiale de l'efficacité moyenne de l'injection ronde sur plan pour  $Re = 23\ 000$

En s'éloignant du point d'impact, on peut noter deux configurations distinctes. Pour la grande distance d'impact  $H/D = 5$ , la décroissance est immédiate alors que pour les petites distances d'impact ( $H/D < 4$ ), l'efficacité présente un plateau avant de décroître. Ce plateau correspond en fait au coeur potentiel dans lequel la température reste égale à celle du jet. Au-delà de ce plateau, l'efficacité diminue rapidement dans la région  $r/D \approx 2$  du fait des tourbillons primaires frappant la paroi et puis se prolonge jusqu'à  $r/D = 4$  à cause de la persistance de ces tourbillons après l'impact. La décroissance est particulièrement forte pour de petites distances d'impact ( $H/D < 4$ ) du fait de la proximité des tourbillons primaires à la paroi et la quantité d'air entraînée est donc importante près de la région autour de  $r/D \approx 2$ . De plus, au-delà de  $r/D = 4$ , la disparition progressive des tourbillons primaires amène une décroissance plus faible de l'efficacité quelle que soit la distance d'impact. Les auteurs Goldstein et al. [19] ont aussi observé cette variation de l'efficacité. Malheureusement, notre fenêtre d'observation de mesure PIV n'est pas assez étendue pour vérifier la disparition totale de ces tourbillons (limite d'observation à  $r/D = 3.5$  pour  $H/D = 1$  et  $2$  et à  $r/D = 4.5$  pour  $H/D = 5$ ).

## 5.3.2 Injections lobées sur plan

### 5.3.2.1 Nombre de Nusselt

Contrairement à l'injection ronde, les injections lobées (en croix et en pétales) ne sont plus axisymétriques. On choisit donc de présenter deux plans différents pour caractériser les transferts : plan majeur (MP) et plan mineur (mP). Comme le montre la Figure 5.1, ces deux plans ne sont pas totalement suffisants pour caractériser les transferts mais permettent néanmoins des comparaisons plus aisées que les champs 2D. La variation du nombre de Nusselt local le long de deux plans majeurs et mineurs pour l'injection en croix

et en pétales sur plan est présentée dans les Figures 5.12 et 5.13.

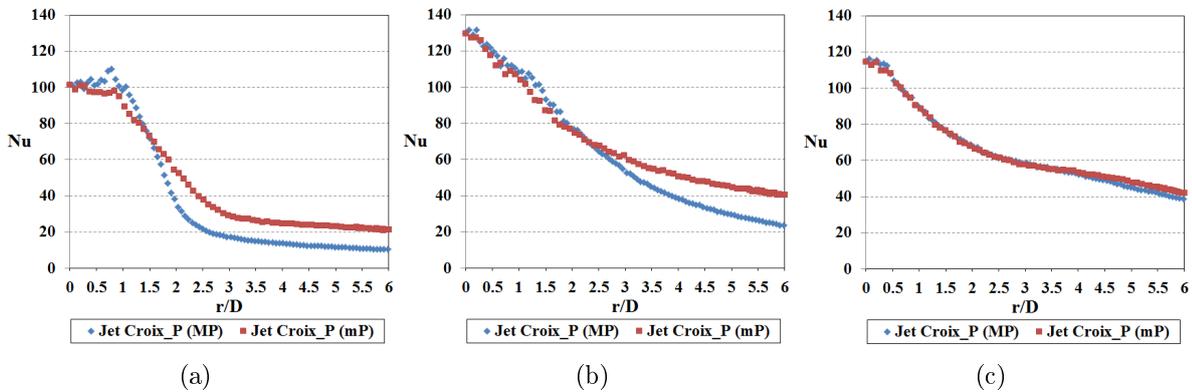


FIGURE 5.12 – Distributions radiales du nombre de Nusselt local de l’injection en croix sur plan pour deux plans majeurs et mineurs avec  $Re = 23\,000$  : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 2$ , (c)  $H/D = 5$

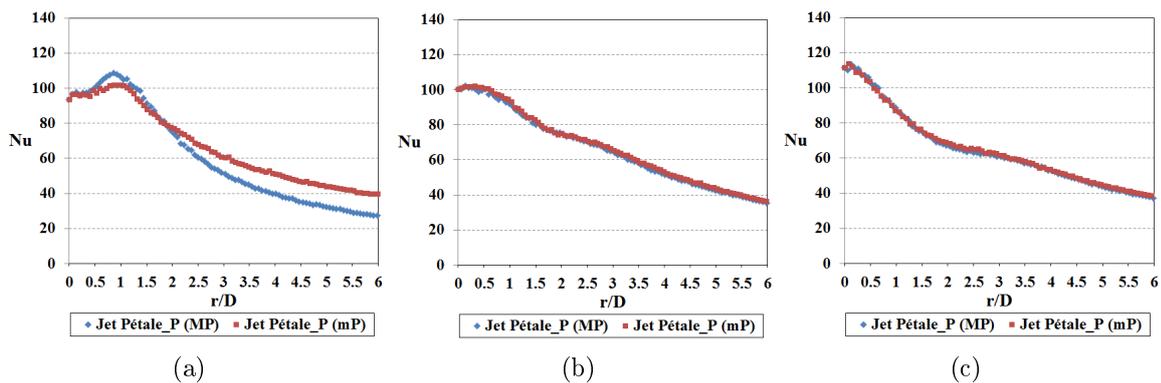


FIGURE 5.13 – Distributions radiales du nombre de Nusselt local de l’injection en pétales sur plan pour deux plans majeurs et mineurs avec  $Re = 23\,000$  : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 2$ , (c)  $H/D = 5$

On constate que pour les injections lobées sur plan (Figures 5.12 et 5.13), les différences des distributions du nombre de Nusselt entre les deux plans majeurs et mineurs diminuent progressivement avec l’augmentation de la distance d’impact  $H/D$ . Cela veut dire que le jet tend vers l’axisymétrie loin de l’injection. Pour les petites distances d’impact ( $H/D = 1$  et  $2$ ), le nombre de Nusselt dépend visiblement du plan d’observation. En effet, pour  $H/D = 1$ , dans les régions  $0.5 < r/D < 1.5$  pour l’injection en croix sur plan (Figure 5.12a) et  $0.5 < r/D < 1.8$  pour l’injection en pétale sur plan (Figure 5.13a), les valeurs du nombre de Nusselt du plan majeur (MP) sont plus grandes que celles du plan mineur (mP) à cause du large développement de deux couches de cisaillement dans la zone de jet libre qui conduit à des fluctuations de vitesse axiale en proche paroi plus grandes pour le plan majeur (Figure 5.14). Au-delà de ces régions, les valeurs du nombre de Nusselt sont

### 5.3 TRANSFERTS DE CHALEUR DE L'INJECTION SUR PLAN

plus petites sur le plan majeur que sur le plan mineur du fait du croisement d'axes qui en est responsable et le développement des structures longitudinales pour le plan mineur qui conduit à de plus grandes fluctuations de vitesse axiale (Figure 5.14) et radiale (Figure 5.15) en proche paroi pour le plan mineur.

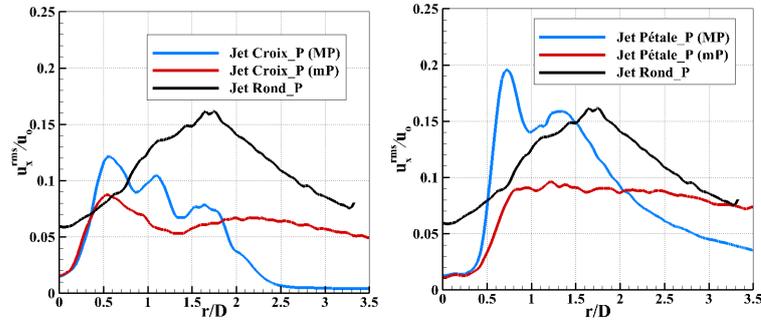


FIGURE 5.14 – Vitesse axiale quadratique de l'injection sur plan à  $X/D = 0.9$  pour  $H/D = 1$

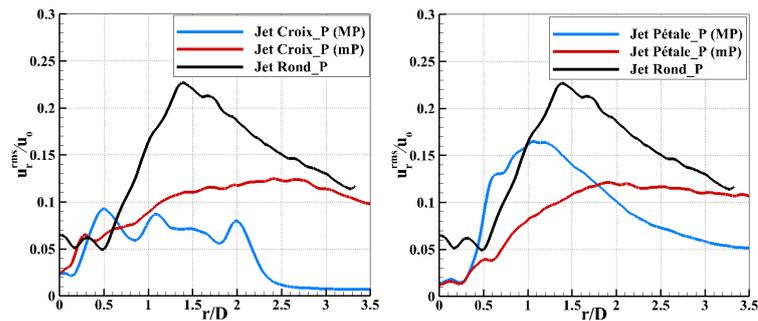


FIGURE 5.15 – Vitesse radiale quadratique de l'injection sur plan à  $X/D = 0.9$  pour  $H/D = 1$

Pour  $H/D = 1$ , un pic local de Nusselt autour  $r/D = 0.85$  (Figures 5.12a et 5.13a) visible dans le plan majeur correspond à la position du pic de la vitesse axiale (Figure 5.16). Ce pic semble ne plus apparaître à partir de la distance d'impact  $H/D = 2$  (Figures 5.12b et 5.13b).

Pour  $H/D = 2$ , le nombre de Nusselt dépend encore visiblement du plan (MP ou mp) pour l'injection en croix sur plan alors qu'il n'en dépend plus pour l'injection en pétales sur plan. En effet, les valeurs du nombre de Nusselt pour l'injection en croix sur plan sont plus grandes dans le plan majeur que celles dans le plan mineur pour la région radiale  $0.5 < r/D < 2.25$  et elles sont plus petites sur le plan majeur au-delà de cette région (Figure 5.12b). La variation des fluctuations de vitesse près de la paroi dans les deux plans pour  $H/D = 2$  explique à nouveau les variations du nombre de Nusselt dans les deux plans pour l'injection en croix sur plan (Figures 5.17 et 5.18). Pour l'injection en pétales sur plan avec  $H/D = 2$ , la distribution identique pour les deux plans des fluctuations de vitesse (Figures

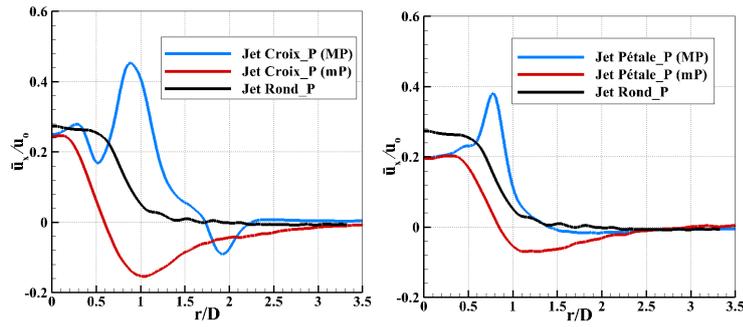


FIGURE 5.16 – Vitesse moyenne axiale de l’injection sur plan à  $X/D = 0.9$  pour  $H/D = 1$

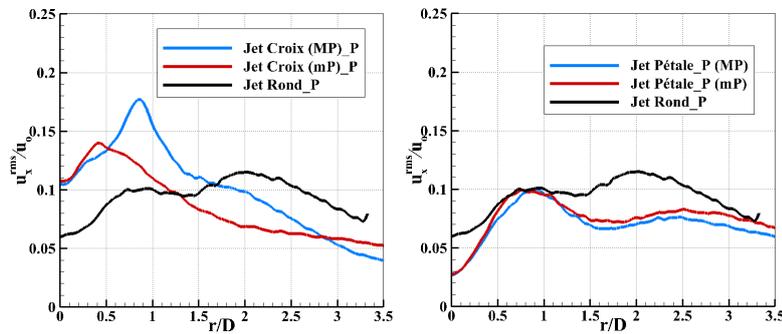


FIGURE 5.17 – Vitesse axiale quadratique de l’injection sur plan à  $X/D = 1.9$  pour  $H/D = 2$

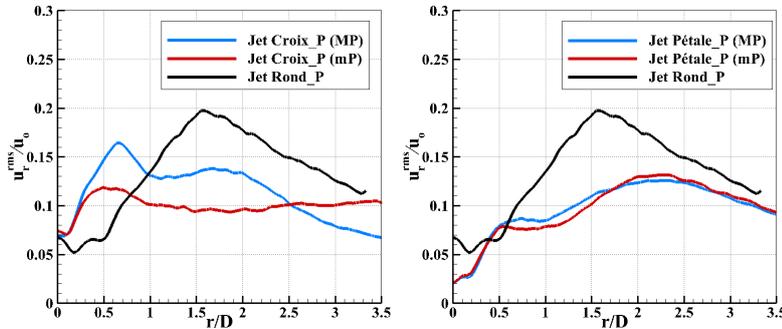


FIGURE 5.18 – Vitesse radiale quadratique de l’injection sur plan à  $X/D = 1.9$  pour  $H/D = 2$

5.17 et 5.18) et de la vitesse radiale (Figure 5.19) explique la même distribution du nombre de Nusselt. Pour une grande distance d’impact  $H/D = 5$ , les valeurs du nombre de Nusselt ne sont plus différentes entre les deux plans quelle que soient les injections lobées sur plan. Donc, la non-axisymétrie s’amenuise plus rapidement pour l’injection en pétales que pour l’injection en croix.

Pour comparer plus facilement avec l’injection ronde sur plan (injection axisymé-

### 5.3 TRANSFERTS DE CHALEUR DE L'INJECTION SUR PLAN

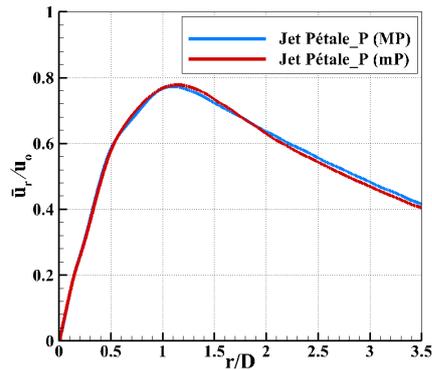


FIGURE 5.19 – Vitesse moyenne radiale de l’injection en pétales sur plan pour le plan majeur (MP) et le plan mineur (mP) à  $X/D = 1.9$  pour  $H/D = 2$

trique), les valeurs du nombre de Nusselt (injections en croix et en pétales) sont moyennées azimuthalement selon l’équation 5.1 et présentées en Figure 5.20. Cette figure montre que les valeurs du nombre de Nusselt pour l’injection ronde sur plan sont toujours plus grandes que celles pour les injections lobées sur plan quelle que soit la distance d’impact  $H/D$  ( $H/D = 1, 2$  et  $5$ ). En effet, dans la zone autour du point d’impact pour  $H/D = 1$  et  $2$ , la grande vitesse du jet issu de l’injection ronde explique ces plus forts transferts. Plus loin ( $r/D > 1.4$ ), ce sont les plus fortes fluctuations de vitesse dans le jet rond qui expliquent des transferts plus importants que pour les injections lobées. Pour  $H/D = 5$ , les valeurs du nombre de Nusselt pour l’injection ronde sont plus grandes à partir du point d’impact que celles pour les injections lobées sur plan du fait des grandes fluctuations de vitesse pour l’injection ronde (Figure 5.21). Les valeurs du nombre de Nusselt moyen global  $\overline{Nu}(6D)$  pour les injections lobées sont plus petites que celles obtenues par l’injection ronde, avec une réduction respective de 16.5% pour les injections en croix et en pétales pour  $H/D = 5$ , 21% et 15% pour  $H/D = 2$  et de jusqu’à 60.8% et 24.5% pour  $H/D = 1$ .

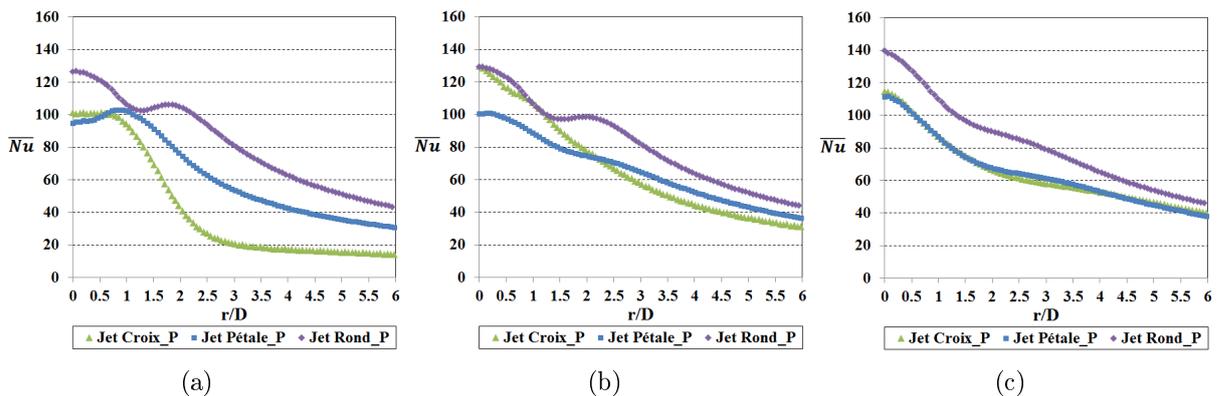


FIGURE 5.20 – Distributions radiales du nombre de Nusselt moyen des injection lobées sur plan et de l’injection ronde sur plan pour  $Re = 23\ 000$  : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 2$ , (c)  $H/D = 5$

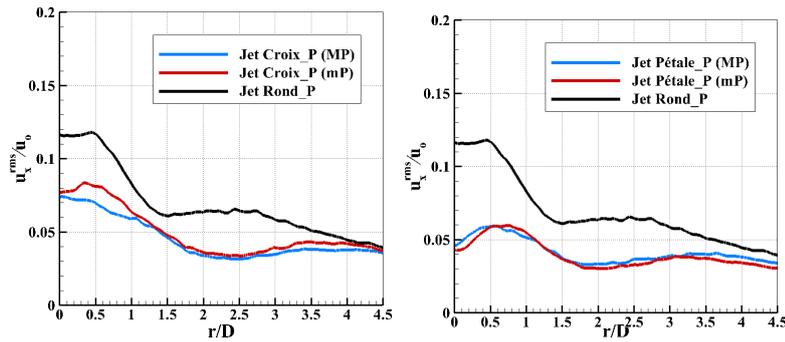


FIGURE 5.21 – Vitesse axiale quadratique de l’injection sur plan à  $X/D = 4.9$  pour  $H/D = 5$

D’autre part, la différence des valeurs du nombre de Nusselt entre l’injection en croix et en pétales diminue progressivement avec l’augmentation de la distance d’impact et semble ne plus apparaître pour  $H/D = 5$  (Figure 5.20c). Cette différence est marquée pour les petites distances d’impact  $H/D = 1$  et  $2$ . En effet, les valeurs du nombre de Nusselt dans l’injection en croix au point d’impact sont supérieures, particulièrement pour  $H/D = 2$ . Pour  $H/D = 2$ , le jet dispose de plus de place que  $H/D = 1$  pour se développer. Alors, le développement des couches de cisaillement, beaucoup plus important dans l’injection en croix que dans l’injection en pétales, conduit à de fortes fluctuations de vitesse au point d’impact pour l’injection en croix (Figure 5.17). Par conséquent, le nombre de Nusselt de l’injection en croix au point d’impact présente un écart important pour  $H/D = 2$  en comparaison avec l’injection en pétales. Au-delà de  $r/D = 1$  pour  $H/D = 1$  (Figure 5.20a) et de  $r/D = 2.25$  pour  $H/D = 2$  (Figure 5.20 b), les valeurs du nombre de Nusselt pour l’injection en pétales sont plus grandes que celles pour l’injection en croix à cause des fluctuations de vitesse plus grandes. Particulièrement, pour  $H/D = 1$ , les valeurs du nombre de Nusselt pour l’injection en croix sont beaucoup plus petites au-delà de  $r/D = 1.8$  que celles pour l’injection en pétales. Cette chute rapide des valeurs du nombre de Nusselt est due à l’existence des tourbillons stationnaires autour de  $r/D = 2$  dans le plan majeur pour l’injection en croix qui empêchent le développement du jet de paroi comme déjà décrit dans les résultats aérodynamiques.

### 5.3.2.2 Efficacité

Les Figures 5.22 et 5.23 présentent la distribution radiale de l’efficacité locale le long de deux plans majeurs et mineurs pour les injections lobées sur plan (injections en croix et en pétales).

En général, on constate une ressemblance plus forte entre les deux plans lorsque  $H/D$  augmente. En effet, pour l’injection en croix sur plan, la Figure 5.22 montre que l’efficacité est plus grande pour le plan mineur que celle pour le plan majeur pour  $H/D = 1$  et  $2$  alors qu’elle commence à ne plus dépendre des deux plans pour  $H/D = 5$ . Pour  $H/D = 1$  et  $2$ , l’épaisseur de l’écoulement radial pariétal pour le plan mineur est plus grande que celle pour le plan majeur (Figure 4.17). Par conséquent, elle diminue l’entraînement

### 5.3 TRANSFERTS DE CHALEUR DE L'INJECTION SUR PLAN

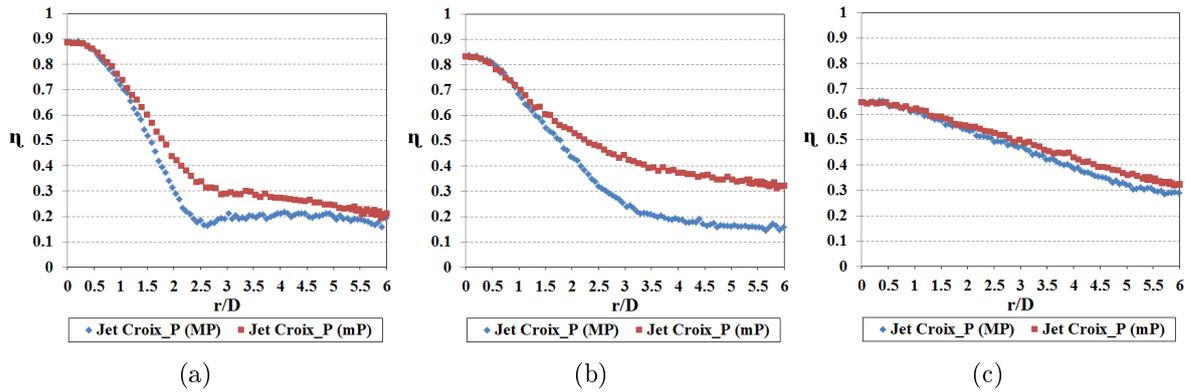


FIGURE 5.22 – Distributions radiales de l'efficacité locale de l'injection en croix sur plan pour deux plans majeurs et mineurs avec  $Re = 23\ 000$  : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 2$ , (c)  $H/D = 5$

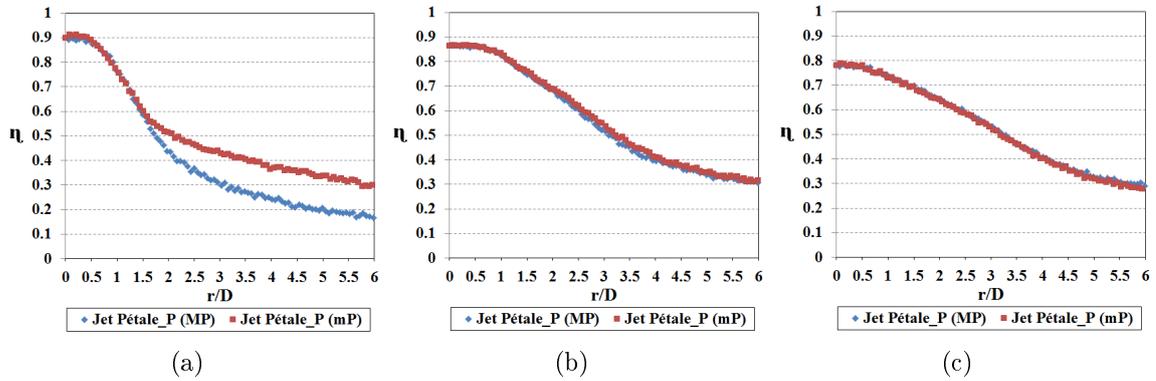


FIGURE 5.23 – Distributions radiales de l'efficacité locale de l'injection en pétales sur plan pour deux plans majeurs et mineurs avec  $Re = 23\ 000$  : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 2$ , (c)  $H/D = 5$

de l'air ambiant et empêche le mouvement de l'air ambiant vers la paroi. L'efficacité est donc plus grande pour le plan mineur. Pour l'injection en pétales sur plan, la Figure 5.23 montre une efficacité plus grande pour le plan mineur que pour le plan majeur pour  $H/D = 1$ . Cependant, l'efficacité est identique pour les deux plans à partir de  $H/D = 2$ . La même distribution de vitesse radiale et des fluctuations de vitesse pour les deux plans dans l'injection en pétales pour  $H/D \geq 2$  explique ceci.

Pour comparer avec l'injection ronde, l'efficacité est moyennée azimutalement (équation 5.2) et sa distribution est présentée dans la Figure 5.24. Pour les petites distances d'impact  $H/D = 1$  et 2 (Figures 5.24a et b), contrairement à l'injection ronde sur plan, l'efficacité des injections lobées sur plan ne présente pas une zone constante et diminue immédiatement à partir du point d'impact. Ceci est expliqué par un rapide développement de deux couches de cisaillement dans la zone de jet libre pour les injections lobées.

Pour une grande distance d'impact  $H/D = 5$  (Figure 5.24c), la quantité d'air ambiant

entraînée est plus importante avant l'impact, l'efficacité est alors moindre pour les injections lobées.

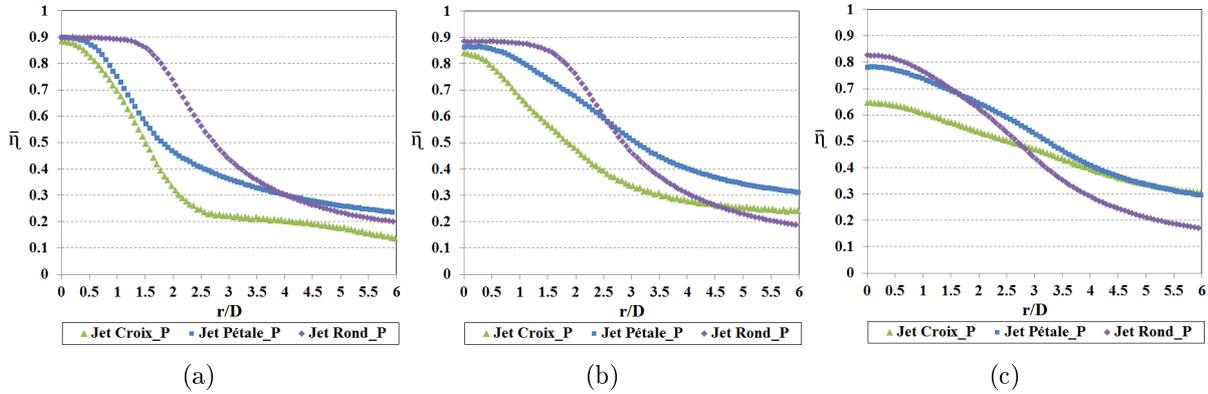


FIGURE 5.24 – Distributions radiales de l'efficacité moyenne des injections lobées sur plan et de l'injection ronde sur plan pour  $Re = 23\,000$  : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 2$ , (c)  $H/D = 5$

La Figure 5.24 montre que la diminution de l'efficacité à partir du point d'impact pour l'injection en croix est plus rapide que celle pour l'injection en pétales du fait du développement des couches de cisaillement dans la zone de jet libre plus important pour l'injection en croix qui conduit à une plus grande quantité d'air ambiant entraînée avant l'impact. En conséquence, l'écart de l'efficacité au point d'impact entre l'injection en pétales et en croix est de plus en plus grand avec la distance d'impact  $H/D$ .

## 5.4 TRANSFERTS DE CHALEUR DE L'INJECTION SUR HEMISPHERE

### 5.4.1 Injection ronde sur hémisphère

#### 5.4.1.1 Nombre de Nusselt

Les distributions radiales du nombre de Nusselt moyen pour différents nombres de Reynolds et pour trois distances d'impact sont présentées dans la Figure 5.25. On trouve que le nombre de Nusselt moyen augmente avec l'augmentation des nombres de Reynolds en toutes positions radiales pour les trois distances d'impact  $H/D = 1, 3$  et  $5$ . La variation du nombre de Nusselt moyen et celle du nombre de Nusselt au point d'impact suivent respectivement une loi puissance en  $Re^{0.73}$  et en  $Re^{0.58}$  pour les trois distances d'impact  $H/D = 1, 3$  et  $5$ . D'autre part, la position du pic de Nusselt varie en fonction du nombre de Reynolds (Figures 5.25a et 5.25b). Pour le cas de l'injection ronde sur plan (injection tubulaire), quelques auteurs (Lytle et Webb [56], par exemple) ont montré que ce pic s'éloigne progressivement du point d'impact avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Ce phénomène est aussi observé pour l'injection ronde sur hémisphère (Figures 5.25a et 5.25b).

## 5.4 TRANSFERTS DE CHALEUR DE L'INJECTION SUR HEMISPHERE

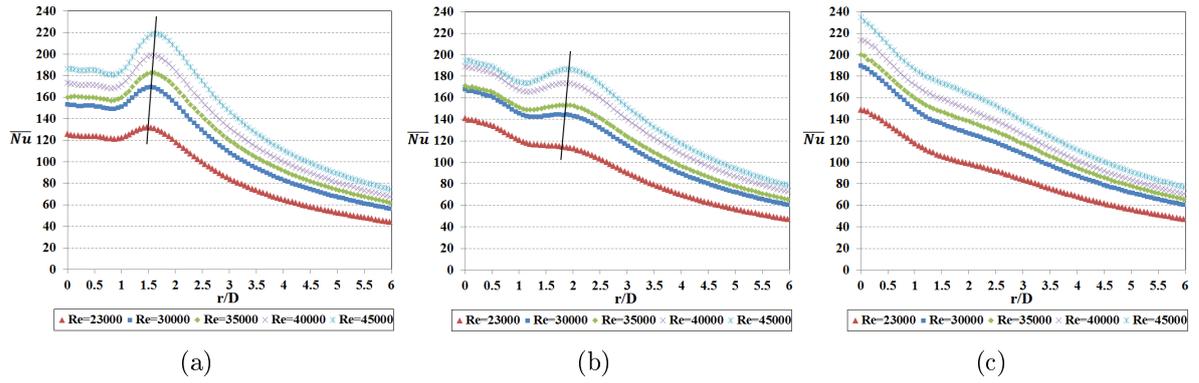


FIGURE 5.25 – Distributions radiales du nombre de Nusselt moyen de l'injection ronde sur hémisphère pour différents nombres de Reynolds : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 3$ , (c)  $H/D = 5$

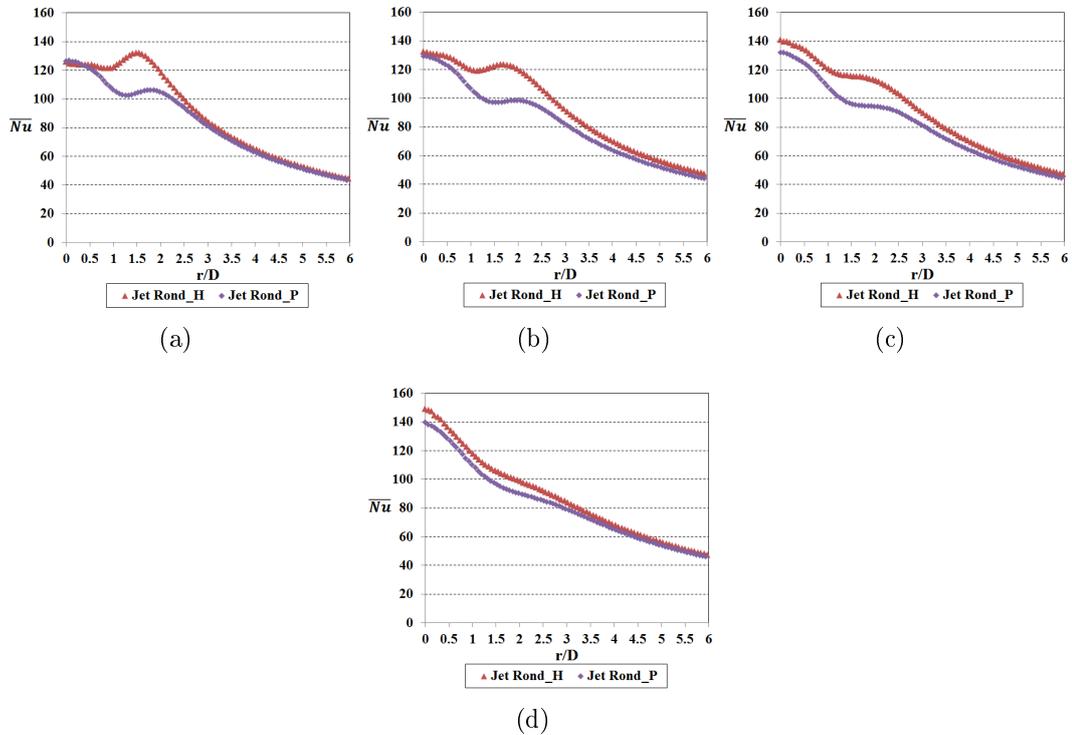


FIGURE 5.26 – Distributions radiales du nombre de Nusselt moyen de les injections rondes sur hémisphère et sur plan pour  $Re = 23\ 000$  : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 2$ , (c)  $H/D = 3$ , (d)  $H/D = 5$

En comparaison avec l'injection ronde sur plan, la Figure 5.26 montre que la variation du nombre de Nusselt moyen pour l'injection ronde sur hémisphère est en général similaire à celle pour l'injection ronde sur plan.

Pour de petites distances d'impact  $H/D < 3$ , les valeurs du nombre de Nusselt au point

d'impact sont égales pour les deux injections du fait des valeurs de vitesse axiale égales sur l'axe du jet (Figures 5.27a et b). Cependant, pour de grandes distances d'impact  $H/D \geq 3$ , les valeurs de vitesse axiale et des fluctuations autour du point d'impact (Figures 5.27c et 4.35c) sont plus grandes pour l'injection sur hémisphère. Par conséquent, elles amènent à de meilleures valeurs du nombre de Nusselt au point d'impact.

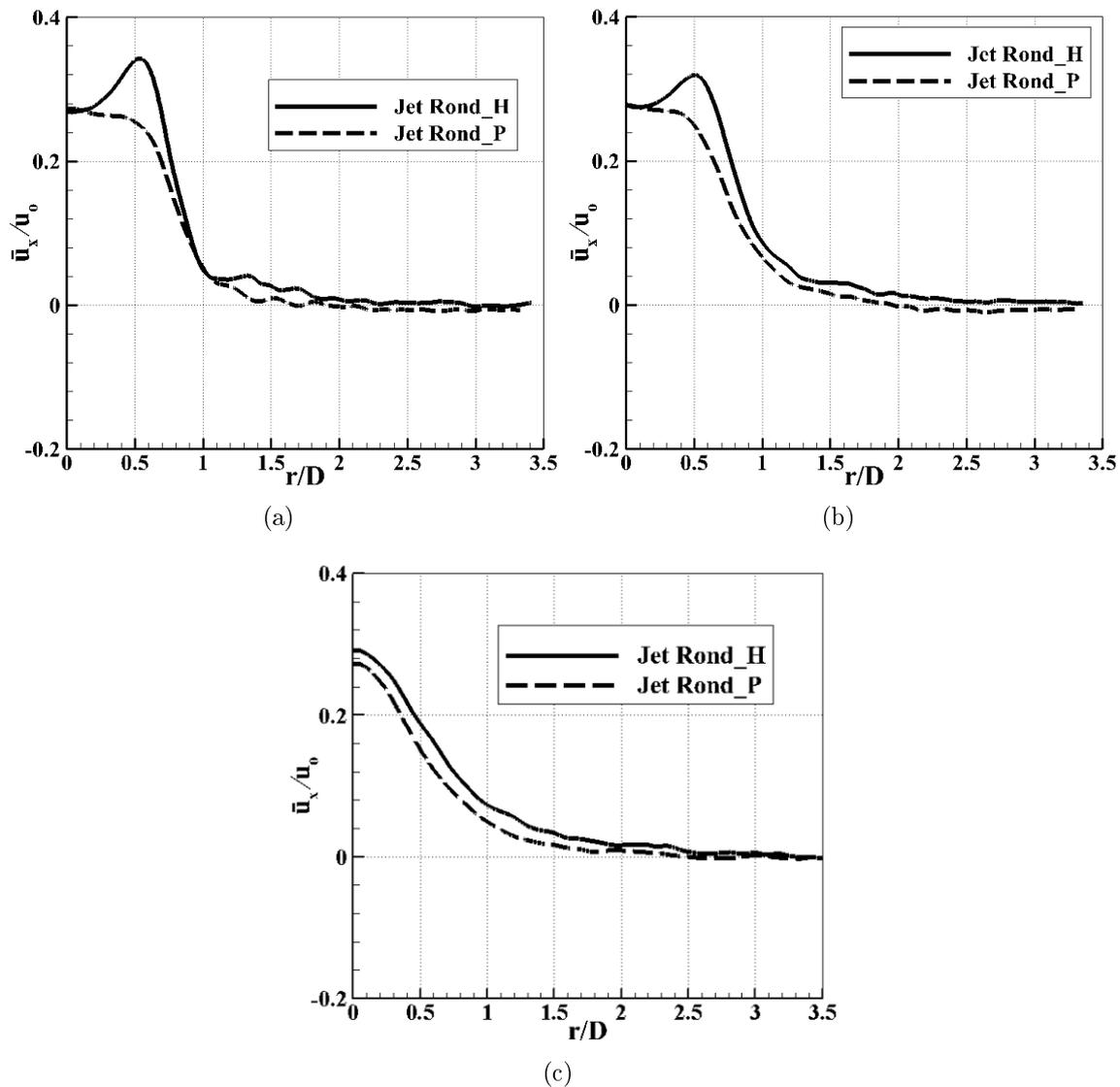


FIGURE 5.27 – Vitesse moyenne axiale de l'injection ronde sur hémisphère et sur plan : (a)  $X/D = 0.9$  pour  $H/D = 1$ , (b)  $X/D = 1.9$  pour  $H/D = 2$ , (c)  $X/D = 4.9$  pour  $H/D = 5$

De plus, pour de petites distances d'impact  $H/D \leq 3$ , particulièrement pour  $H/D = 1$ , la Figure 5.26a montre que le nombre de Nusselt pour l'injection hémisphérique est presque constant dans la zone d'impact  $r/D < 1$  et atteint un maximum local à  $r/D = 1.5$ . Comme déjà décrit précédemment dans le chapitre bibliographique, le profil

## 5.4 TRANSFERTS DE CHALEUR DE L'INJECTION SUR HEMISPHERE

de vitesse en sortie du jet a une influence sur la variation du nombre de Nusselt. Le profil de vitesse uniforme fait apparaître le premier pic de Nusselt autour de  $r/D = 0.5$  ([57], [58]) et le profil de vitesse parabolique ne fait pas apparaître ce premier pic. Donc, les valeurs du nombre de Nusselt presque constantes dans la région  $r/D < 1$  pour l'injection hémisphérique sont probablement expliquées par la forme parabolique inversée du profil de vitesse axiale en sortie du jet ( $X/D = 0.1$ , Figure 4.33). D'autre part, la présence des structures tourbillonnaires secondaires provoquant de grandes fluctuations de vitesse explique la valeur maximale de Nusselt à  $r/D = 1.5$ . La valeur de ce maximum est d'ailleurs très supérieure à celle du maximum constaté pour l'injection plane. Ceci est expliqué par les valeurs des fluctuations de vitesse plus grandes dans cette région pour l'injection ronde sur hémisphère (Figure 4.35a). La différence de transfert de chaleur entre les deux injections dans cette région  $1 < r/D < 3$  diminue progressivement avec l'augmentation de la distance d'impact  $H/D$ . L'effet de la surface hémisphérique est alors de plus en plus réduit. Au-delà de  $r/D = 3.5$ , le nombre de Nusselt est similaire pour les injections rondes sur hémisphère et sur plan. Donc, la surface hémisphérique crée un meilleur transfert de chaleur à la proximité du point d'impact ( $r/D < 3$ ). Les valeurs du nombre de Nusselt moyen global  $\overline{Nu}(6D)$  pour l'injection ronde sur hémisphère sont plus grandes que celles obtenues par l'injection ronde sur plan, avec un renforcement de 9.5% pour  $H/D = 5$ , de 12% pour  $H/D = 1$  et 2, et jusqu'à 15.5% pour  $H/D = 3$ .

### 5.4.1.2 Efficacité

La distribution radiale de l'efficacité moyenne pour l'injection ronde sur hémisphère est présentée dans la Figure 5.28. Elle montre que l'évolution radiale de l'efficacité est similaire pour les injections rondes sur hémisphère et sur plan. Cependant, pour de petites distances d'impact  $H/D < 3$ , l'efficacité moyenne diminue à partir de  $r/D = 0.8$  pour l'injection ronde sur hémisphère alors qu'elle diminue à partir de  $r/D = 1.4$  pour l'injection ronde sur plan. La modification des structures tourbillonnaires pour l'injection ronde sur hémisphère conduit à un meilleur entraînement de l'air ambiant avant l'impact. Par conséquent, la chute de l'efficacité est plus rapide pour l'injection ronde sur hémisphère.

Pour de grandes distances d'impact  $H/D \geq 3$ , particulièrement pour  $H/D = 5$ , le jet dispose de plus de place pour se développer et la quantité d'air ambiant entraînée est alors beaucoup plus importante pour l'injection ronde sur hémisphère. Donc, l'efficacité au point d'impact est beaucoup plus petite que pour l'injection ronde sur plan. D'autre part, pour une distance d'impact  $H/D \geq 2$ , l'efficacité pour l'injection ronde sur hémisphère est plus grande à partir de  $r/D > 4.5$  que celle pour l'injection ronde sur plan à cause de la persistance des structures tourbillonnaires le long de la paroi. Malheureusement, notre fenêtre d'observation de mesure PIV n'est pas assez étendue pour vérifier la persistance des tourbillons (limite d'observation à  $r/D = 3.5$  pour  $H/D = 1$  et 2 et à  $r/D = 4.5$  pour  $H/D = 5$ ).

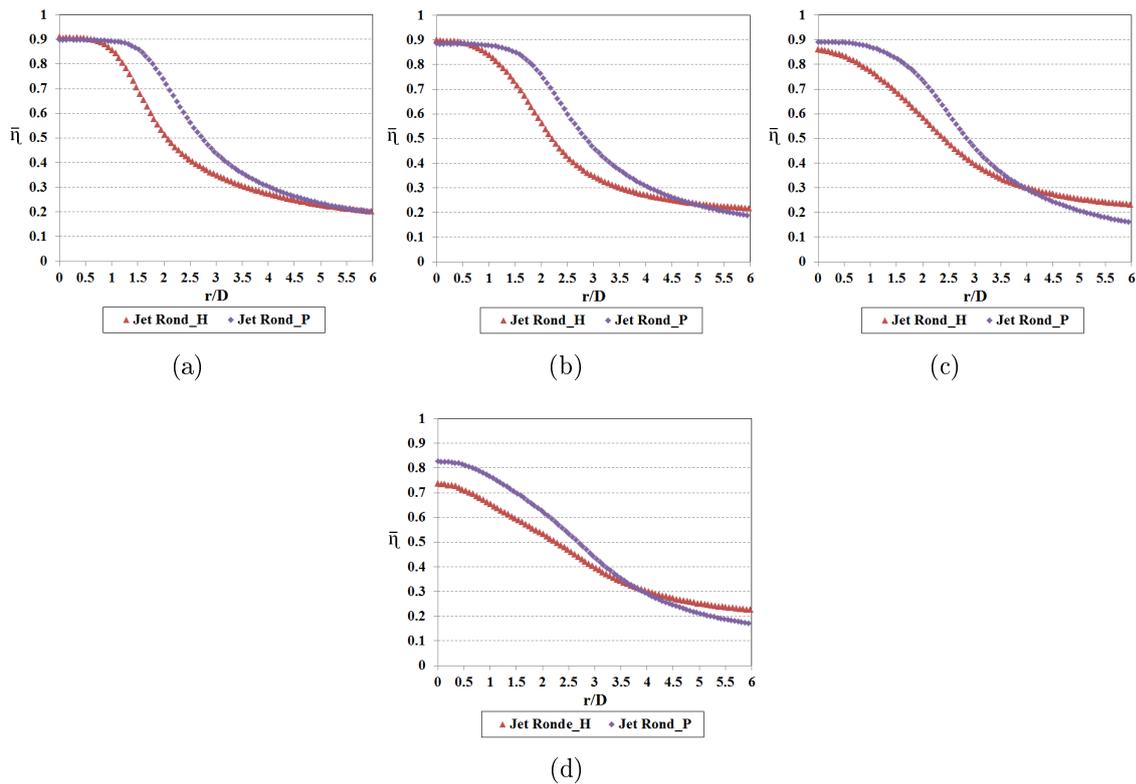


FIGURE 5.28 – Distributions radiales de l'efficacité moyenne de l'injection ronde sur hémisphère et sur plan pour  $Re = 23\,000$  : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 2$ , (c)  $H/D = 3$ , (d)  $H/D = 5$

## 5.4.2 Injection lobée sur hémisphère

### 5.4.2.1 Nombre de Nusselt

Comme les injections lobées sur plan, on choisit aussi deux différents plans dans les injections lobées sur hémisphère : plan majeur (MP) et plan mineur (mP). La variation du nombre de Nusselt local le long de deux plans majeurs et mineurs pour l'injection en croix et en pétales sur hémisphère est présentée dans les Figures 5.29 et 5.30.

Selon les Figures 5.29 et 5.30, on constate que l'aspect axisymétrique des transferts se renforce avec l'augmentation de la distance d'impact  $H/D$ . Les différences de transferts entre les deux plans sont bien marquées pour les petites distances d'impact ( $H/D = 1$  et  $2$ ) dans l'injection en croix (Figures 5.29a et b) alors qu'elles sont moins marquées dans l'injection en pétales (Figures 5.30a et b). En effet, dans les régions radiales proches du point d'impact ( $0.3 < r/D < 2.75$ ), les valeurs du nombre de Nusselt au plan majeur (MP) sont plus grandes que celles au plan mineur (mP) du fait du large développement de deux couches de cisaillement dans la zone de jet libre pour le plan majeur qui conduit à de plus grandes fluctuations de vitesse axiale en proche paroi pour le plan majeur. Au-delà de ces régions, elles sont plus petites du fait du développement des structures longitudinales pour le plan mineur qui conduit à de plus grandes fluctuations de vitesse

## 5.4 TRANSFERTS DE CHALEUR DE L'INJECTION SUR HEMISPHERE

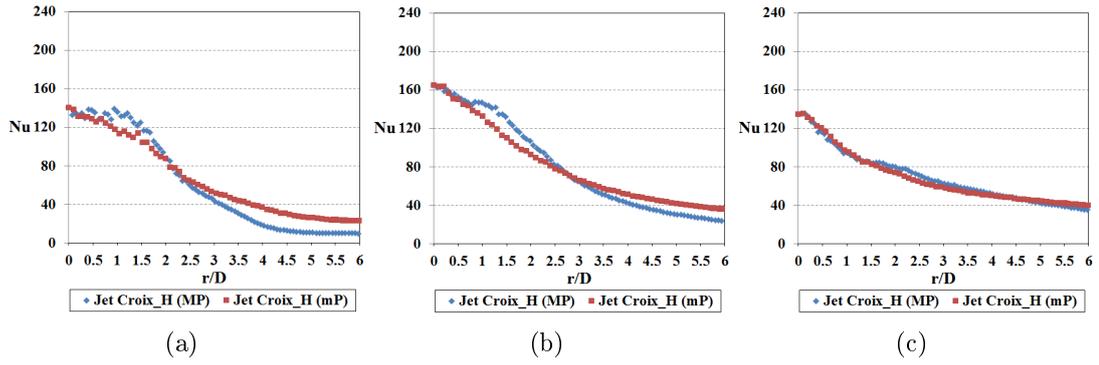


FIGURE 5.29 – Distributions radiales du nombre de Nusselt local de l'injection en croix sur hémisphère pour deux plans majeurs et mineurs avec  $Re = 23\ 000$  : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 2$ , (c)  $H/D = 5$

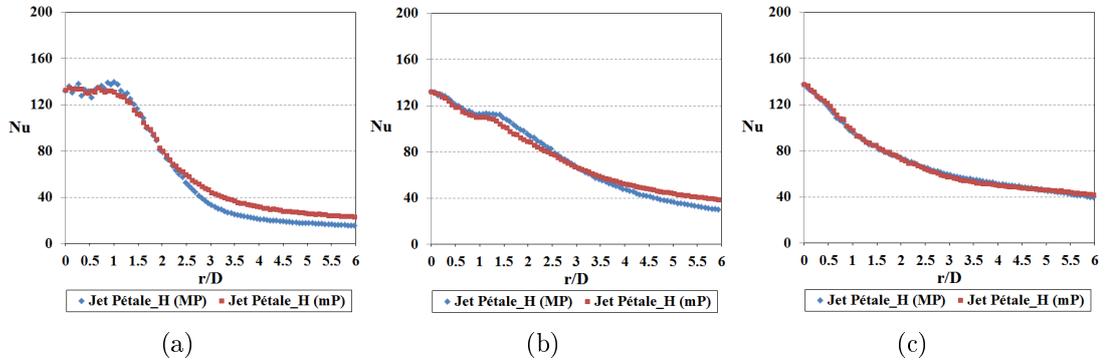


FIGURE 5.30 – Distributions radiales du nombre de Nusselt local de l'injection en pétales sur hémisphère pour deux plans majeurs et mineurs avec  $Re = 23\ 000$  : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 2$ , (c)  $H/D = 5$

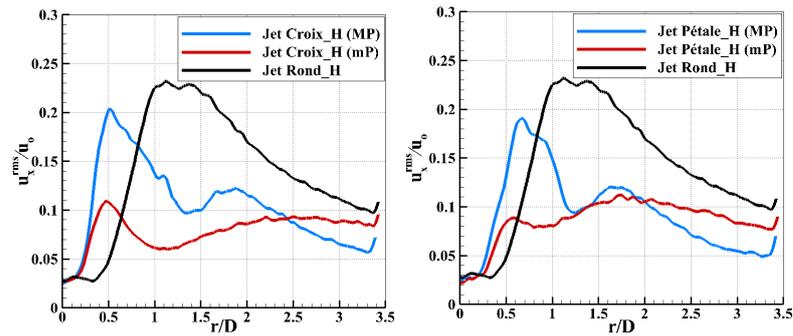


FIGURE 5.31 – Vitesse axiale quadratique de l'injection sur hémisphère à  $X/D = 0.9$  pour  $H/D = 1$

en proche paroi pour le plan mineur comme le montre les Figures 5.31, 5.32, 5.33 et 5.34. D'autre part, la présence d'un maximum local de Nusselt est visible dans le plan majeur pour les deux injections. Ce maximum local de Nusselt s'éloigne progressivement du point

d'impact avec l'augmentation de la distance d'impact  $H/D$ . Le déplacement correspond au déplacement de la position du pic de la vitesse moyenne axiale (Figures 5.35 et 5.36) et du pic des fluctuations de vitesse axiale, dus aux structures tourbillonnaires de la couche de cisaillement extérieure frappant la paroi comme déjà décrit lors des résultats aérodynamiques.

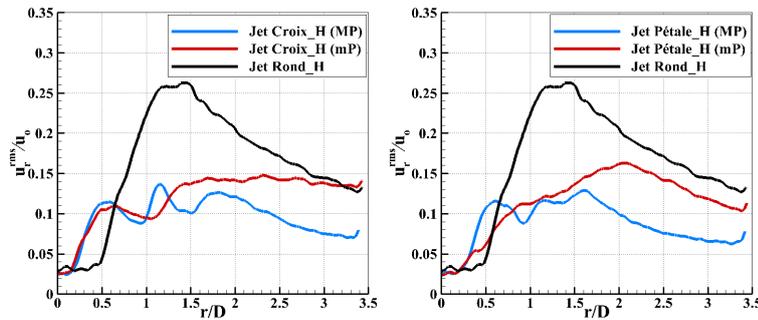


FIGURE 5.32 – Vitesse radiale quadratique de l'injection sur hémisphère à  $X/D = 0.9$  pour  $H/D = 1$

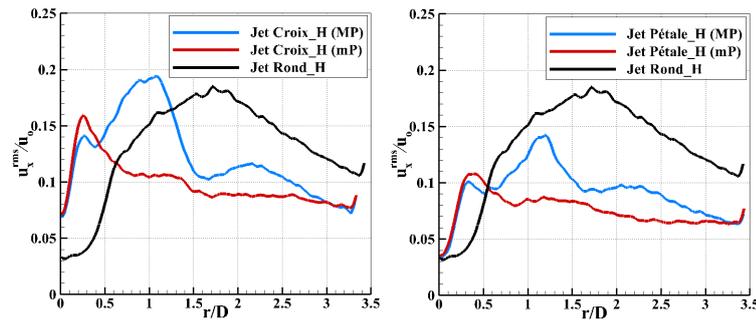


FIGURE 5.33 – Vitesse axiale quadratique de l'injection sur hémisphère à  $X/D = 1.9$  pour  $H/D = 2$

Pour comparer plus facilement les transferts de chaleur entre les injections lobées sur hémisphère et les injections déjà présentées, les valeurs du nombre de Nusselt des injections lobées sur hémisphère sont aussi moyennées azimutalement selon l'équation 5.1. Les Figures 5.37 et 5.38 présentent le nombre de Nusselt moyen de l'injection en croix et en pétales sur hémisphère, comme pour l'injection ronde, sa valeur croît avec l'augmentation des nombres de Reynolds pour toutes les positions radiales pour les trois distances d'impact  $H/D = 1, 3$  et  $5$ . Les variations du nombre de Nusselt moyen ( $\overline{Nu}(6D)$ ) et du nombre de Nusselt au point d'impact suivent respectivement des lois puissance en  $Re^{0.81}$  et en  $Re^{0.65}$  dans l'injection en croix sur hémisphère et en  $Re^{0.7}$  et en  $Re^{0.6}$  dans l'injection en pétales sur hémisphère. Les lois puissance du nombre de Nusselt sont résumées dans la Table 5.1. La loi de variation en fonction du nombre de Reynolds montre une augmentation plus importante pour l'injection ronde.

## 5.4 TRANSFERTS DE CHALEUR DE L'INJECTION SUR HEMISPHERE

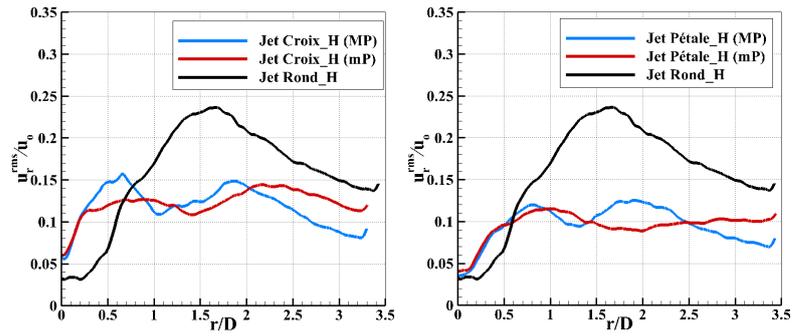


FIGURE 5.34 – Vitesse radiale quadratique de l'injection sur hémisphère à  $X/D = 1.9$  pour  $H/D = 2$

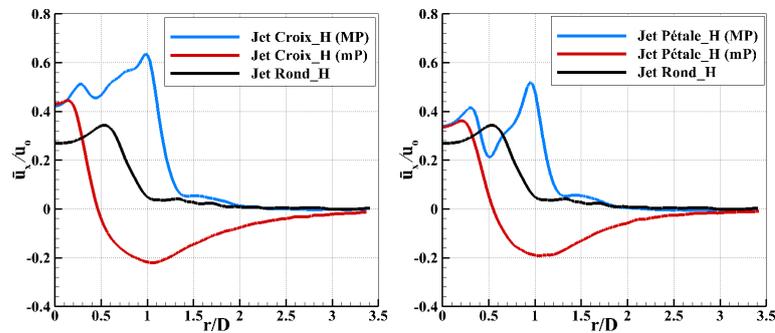


FIGURE 5.35 – Vitesse moyenne axiale de l'injection sur hémisphère à  $X/D = 0.9$  pour  $H/D = 1$

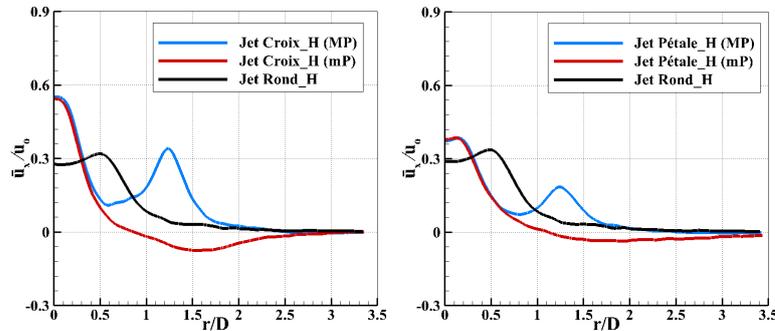


FIGURE 5.36 – Vitesse moyenne axiale de l'injection sur hémisphère à  $X/D = 1.9$  pour  $H/D = 2$

En comparaison avec les injections lobées sur plan, les Figures 5.39 et 5.40 présentent la distribution radiale du nombre de Nusselt moyen pour les injections lobées sur hémisphère (injection en croix et en pétales). Elles montrent que dans la zone d'impact, les valeurs du nombre de Nusselt pour les injections lobées sur hémisphère sont plus grandes que celles pour les injections lobées sur plan à cause de la grande vitesse moyenne axiale pour les injections lobées sur hémisphère en comparaison avec les injections lobées sur plan

Injection sur hémisphère	$Nu_o$	$\overline{Nu}(6D)$
Injection ronde	$Re^{0.58}$	$Re^{0.73}$
Injection en croix	$Re^{0.65}$	$Re^{0.81}$
Injection en pétales	$Re^{0.6}$	$Re^{0.7}$

TABLE 5.1 – La loi puissance en  $Re$  pour trois jets pour trois distances d'impact  $H/D = 1, 3$  et  $5$

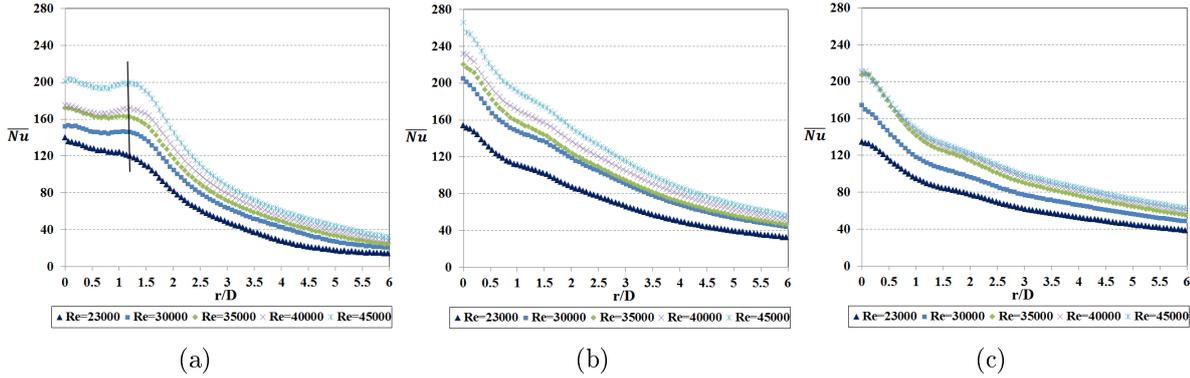


FIGURE 5.37 – Distributions radiales du nombre de Nusselt moyen de l'injection en croix sur hémisphère pour différents nombres de Reynolds : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 3$ , (c)  $H/D = 5$

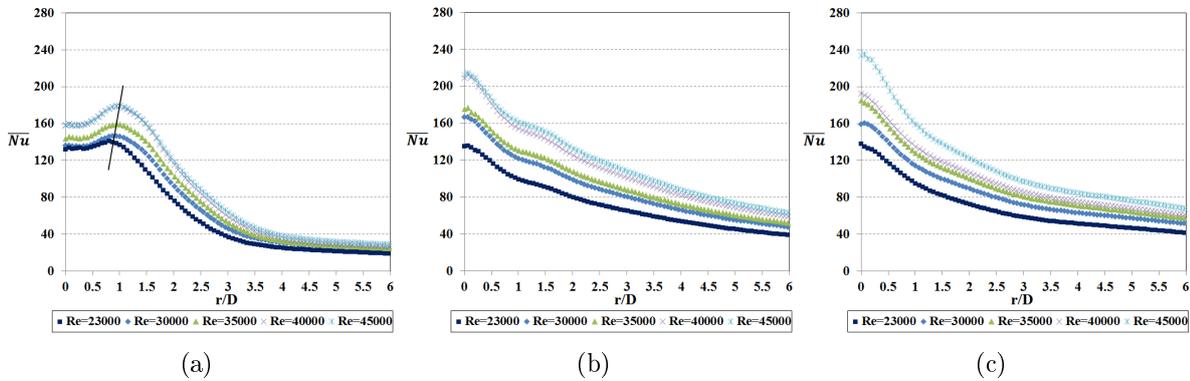


FIGURE 5.38 – Distributions radiales du nombre de Nusselt moyen de l'injection en pétales sur hémisphère pour différents nombres de Reynolds : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 3$ , (c)  $H/D = 5$

(Figures 5.41 et 5.42).

La différence du nombre de Nusselt entre les injections lobées sur hémisphère et sur plan dans la zone d'impact s'amenuise progressivement avec l'augmentation de la distance d'impact  $H/D$ . Hors de la zone d'impact, les valeurs du nombre de Nusselt sont presque semblables pour les injections lobées sur hémisphère et sur plan sauf pour le cas de l'injection en pétales avec  $H/D = 1$  pour lequel les valeurs du nombre de Nusselt sont plus

## 5.4 TRANSFERTS DE CHALEUR DE L'INJECTION SUR HEMISPHERE

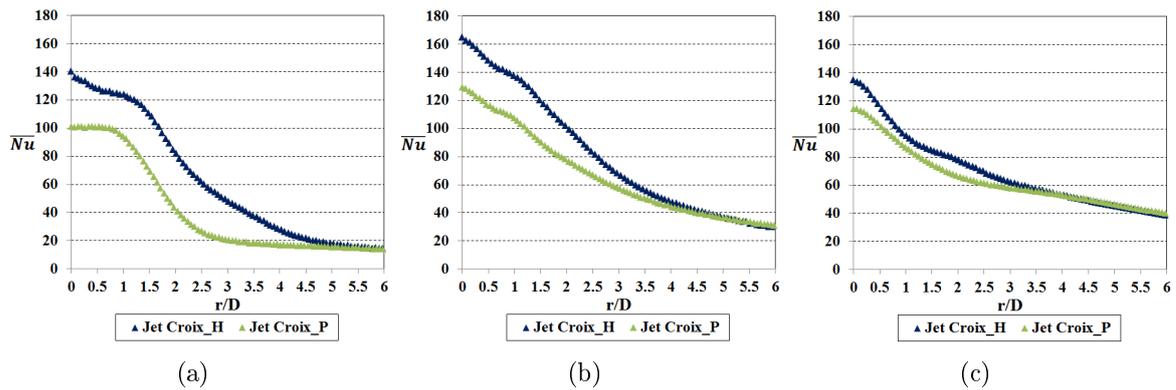


FIGURE 5.39 – Distributions radiales du nombre de Nusselt moyen de l'injection en croix sur hémisphère et sur plan pour  $Re = 23\,000$  : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 2$ , (c)  $H/D = 5$

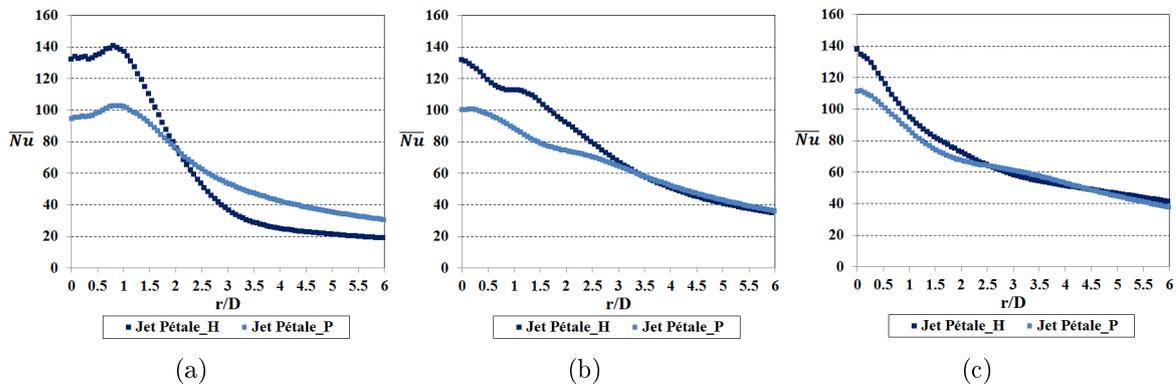


FIGURE 5.40 – Distributions radiales du nombre de Nusselt moyen de l'injection en pétales sur hémisphère et sur plan pour  $Re = 23\,000$  : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 2$ , (c)  $H/D = 5$

grandes pour l'injection sur plan. Cette observation s'explique par le fait que la vitesse moyenne radiale pour l'injection en pétales sur hémisphère est beaucoup plus petite que celle pour l'injection en pétales sur plan comme déjà décrit dans les résultats aérodynamiques. Les valeurs du nombre de Nusselt moyen global  $\overline{Nu}(6D)$  pour les injections lobées sur hémisphère sont généralement plus grandes que celles obtenues par les injections lobées sur plan. La surface hémisphérique augmente le  $\overline{Nu}(6D)$  par rapport à la surface plate entre 3.8% ( $H/D=5$ ) et 57.5% ( $H/D=1$ ) pour l'injection en croix. Pour l'injection en pétales, la surface hémisphérique réduit le  $\overline{Nu}(6D)$  de 22% pour  $H/D=1$ . En revanche,  $\overline{Nu}(6D)$  est légèrement augmenté pour les autres distances d'impact (avec un maximum de 5%).

La distribution radiale du nombre de Nusselt des injections lobées sur hémisphère et de l'injection ronde sur hémisphère est montrée dans la Figure 5.43. De manière générale, les valeurs du nombre de Nusselt pour l'injection ronde sur hémisphère sont plus grandes que celles pour les injections lobées sur hémisphère sauf dans la zone d'impact.

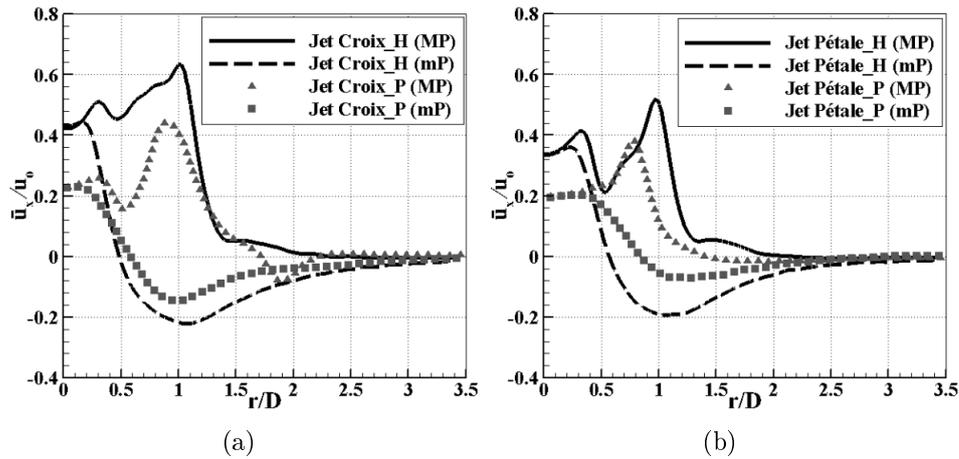


FIGURE 5.41 – Vitesse moyenne axiale des injections lobées à  $X/D = 0.9$  pour  $H/D = 1$  : (a) Injection en croix, (b) Injection en pétales

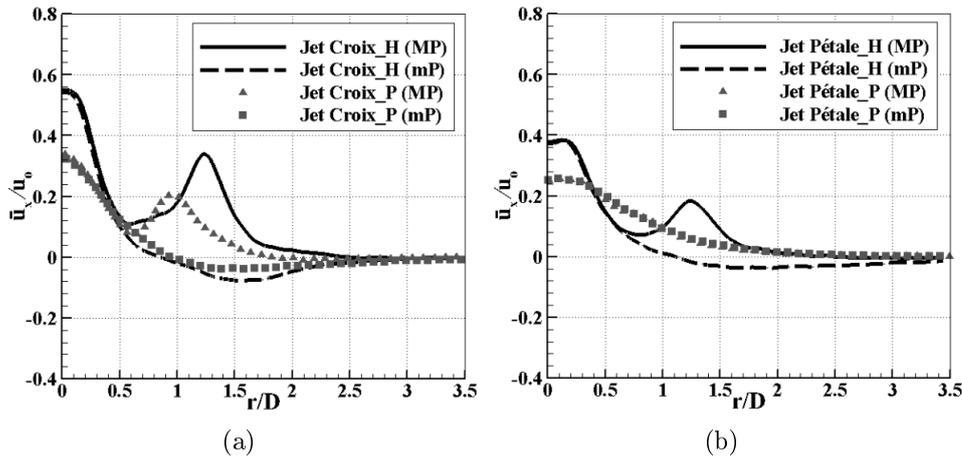


FIGURE 5.42 – Vitesse moyenne axiale des injections lobées à  $X/D = 1.9$  pour  $H/D = 2$  : (a) Injection en croix, (b) Injection en pétales

En effet, les structures tourbillonnaires sont plus grandes près de la paroi pour l'injection ronde (comme déjà décrit dans les résultats aérodynamiques aux parties 4.4.2 et 4.4.3) et conduisent à des fluctuations de vitesse plus grandes. La différence du nombre de Nusselt entre l'injection ronde sur hémisphère et les injections lobées sur hémisphère diminue progressivement avec l'augmentation de la distance d'impact  $H/D$ .

Dans la zone d'impact pour de petites distances d'impact ( $H/D < 4$ , Figures 5.43a, b et c), la valeur du nombre de Nusselt pour l'injection en croix sur hémisphère est plus grande que celle de l'injection ronde. Pour  $H/D=5$  au contraire, les transferts sont plus importants pour l'injection ronde. Ceci est expliqué par la vitesse moyenne axiale plus grande pour l'injection en croix sur hémisphère pour les petites distances d'impact  $H/D < 4$  et par les fluctuations de vitesse plus grandes dans l'injection ronde sur hémisphère pour une grande distance d'impact  $H/D = 5$  (Figure 5.44).

## 5.4 TRANSFERTS DE CHALEUR DE L'INJECTION SUR HEMISPHERE

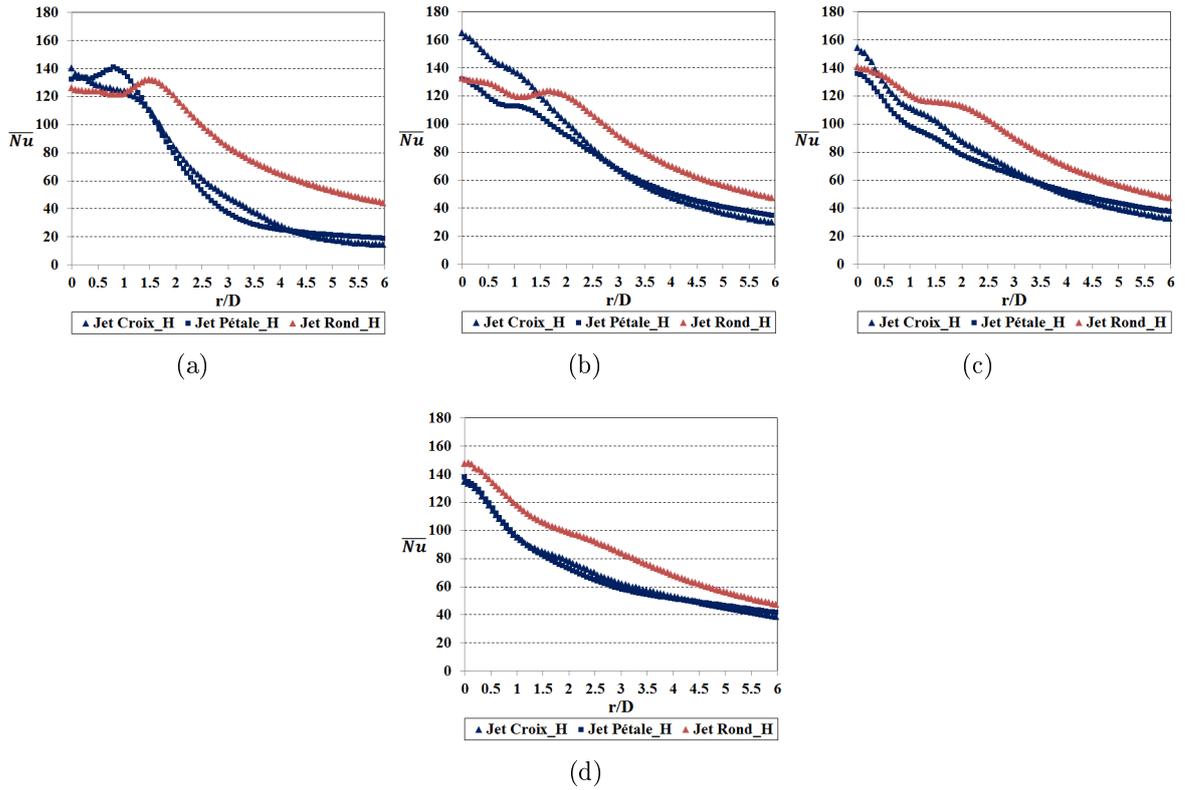


FIGURE 5.43 – Distributions radiales du nombre de Nusselt moyen des injections lobées sur hémisphère et de l'injection ronde sur hémisphère pour  $Re = 23\ 000$  : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 2$ , (c)  $H/D = 3$ , (d)  $H/D = 5$

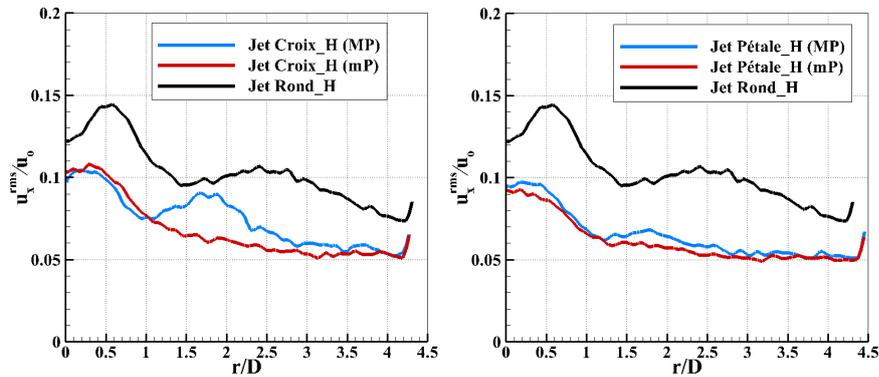


FIGURE 5.44 – Vitesse axiale quadratique de l'injection sur hémisphère à  $X/D = 4.9$  pour  $H/D = 5$

Pour les injections lobées sur hémisphère, les valeurs du nombre de Nusselt sont presque semblables pour l'injection en croix et en pétales à l'exception de la zone d'impact pour  $2 \leq H/D < 5$  du fait du développement de deux couches de cisaillement plus important pour l'injection en croix qui conduit aux grandes fluctuations de vitesse dans la zone d'impact.

La différence du nombre de Nusselt dans la zone d'impact entre l'injection en croix

et en pétales diminue progressivement avec l'augmentation de la distance d'impact  $H/D$ . En outre, la chute du nombre de Nusselt pour les injections lobées sur hémisphère est plus rapide que pour l'injection ronde sur hémisphère du fait de la diminution rapide des fluctuations de vitesse. Les structures tourbillonnaires des couches de cisaillement pour les injections lobées sur hémisphère sont plus petites que celles pour l'injection ronde sur hémisphère. Ces structures plus réduites conduisent à de plus faibles fluctuations de vitesse près de la paroi d'impact ce qui diminue donc les transferts de chaleur. Ce phénomène est aussi observé pour les injections lobées sur plan. Les valeurs du nombre de Nusselt moyen global  $\overline{Nu}(6D)$  pour l'injection ronde sur hémisphère sont plus grandes que celles obtenues par les injections lobées sur hémisphère.

#### 5.4.2.2 Efficacité

La distribution radiale de l'efficacité locale le long de deux plans majeurs et mineurs pour les injections lobées sur hémisphère est présentée dans les Figures 5.45 et 5.46. On constate que l'efficacité est plus grande dans le plan mineur (mP) que dans le plan majeur (MP) pour l'injection en croix, il en est de même pour l'injection en pétales sauf pour la distance d'impact  $H/D = 5$ .

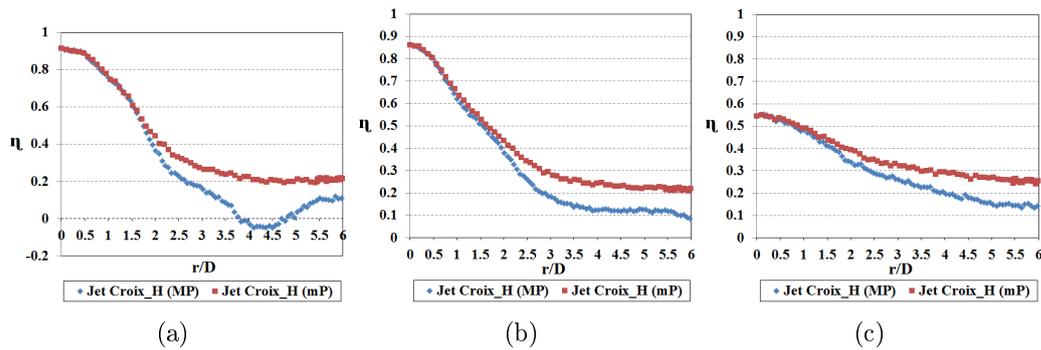


FIGURE 5.45 – Distributions radiales de l'efficacité locale de l'injection en croix sur hémisphère pour deux plans majeurs et mineurs avec  $Re = 23\,000$  : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 2$ , (c)  $H/D = 5$

L'efficacité des injections lobées sur hémisphère est moyennée azimutalement selon l'équation 5.2. En comparaison avec les injections lobées sur plan, les Figures 5.47 et 5.48 montrent que de manière générale, la distribution radiale de l'efficacité moyenne est similaire pour les injections lobées sur hémisphère et sur plan. Pour de petites distances d'impact ( $H/D = 1$  et  $2$ ), on constate que hors de la zone d'impact, l'efficacité des injections lobées sur hémisphère est plus petite au-delà de  $r/D = 2$  que celle des injections lobées sur plan. Pour une grande distance d'impact ( $H/D = 5$ ), l'efficacité des injections lobées sur hémisphère est plus faible que celle des injections lobées sur plan à partir du point d'impact. Cette différence est d'autant plus importante que  $H/D$  est grand. Cette tendance est expliquée par le développement plus important des couches de cisaillement dans les injections lobées sur hémisphère. La quantité d'air entraînée avant l'impact est

## 5.4 TRANSFERTS DE CHALEUR DE L'INJECTION SUR HEMISPHERE

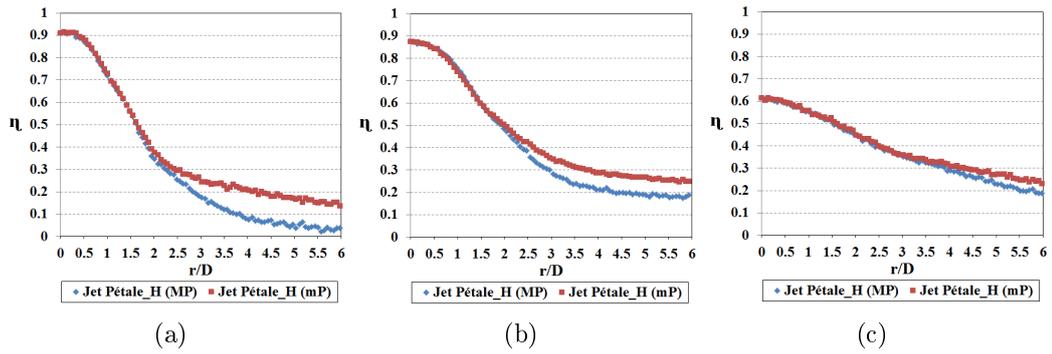


FIGURE 5.46 – Distributions radiales de l'efficacité locale de l'injection en pétales sur hémisphère pour deux plans majeurs et mineurs avec  $Re = 23\ 000$  : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 2$ , (c)  $H/D = 5$

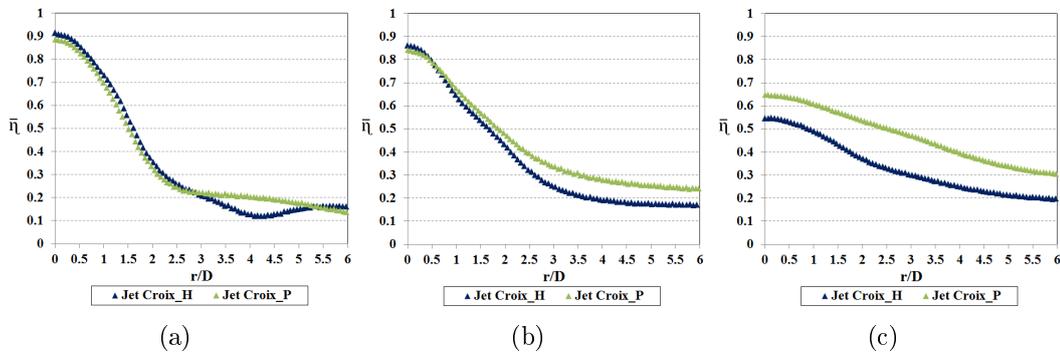


FIGURE 5.47 – Distributions radiales de l'efficacité moyenne de l'injection en croix sur hémisphère et sur plan pour  $Re = 23\ 000$  : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 2$ , (c)  $H/D = 5$

donc plus importante.

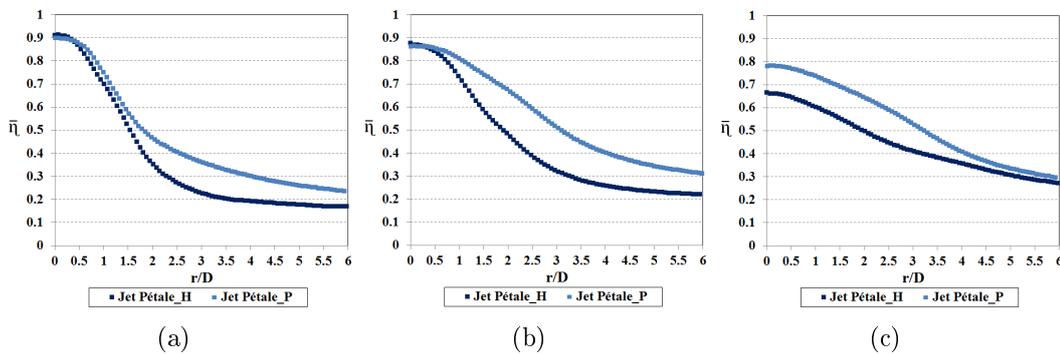


FIGURE 5.48 – Distributions radiales de l'efficacité moyenne de l'injection en pétales sur hémisphère et sur plan pour  $Re = 23\ 000$  : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 2$ , (c)  $H/D = 5$

La comparaison de l'efficacité entre les injections lobées et l'injection ronde sur héli-

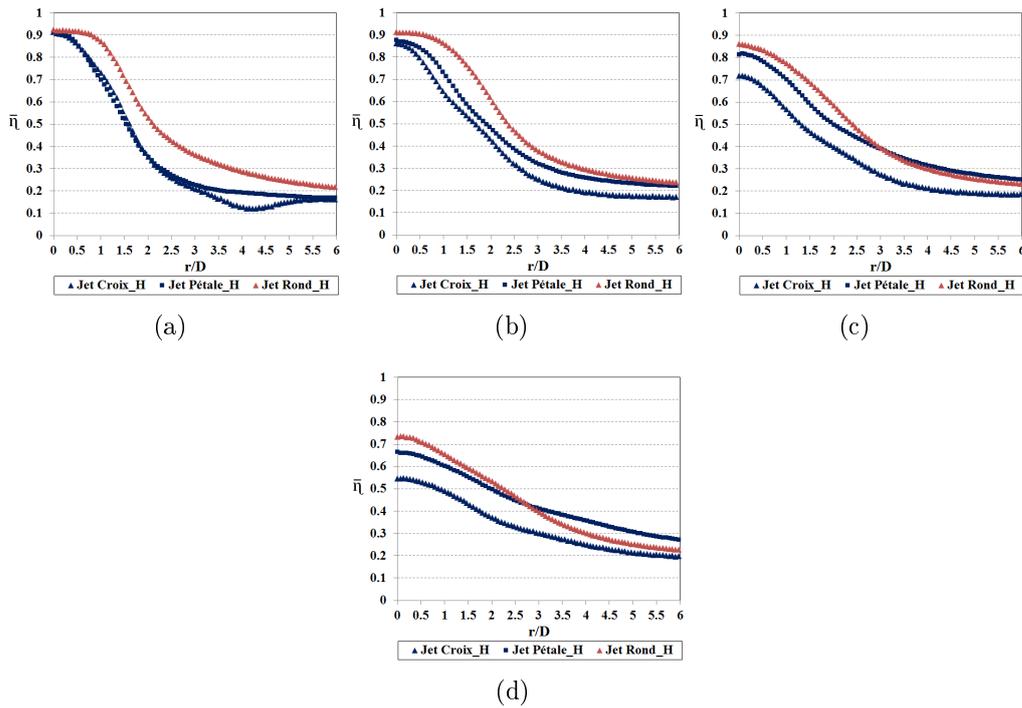


FIGURE 5.49 – Distributions radiales de l’efficacité moyenne de l’injection lobée sur hémisphère et de l’injection ronde sur hémisphère pour  $Re = 23\ 000$  : (a)  $H/D = 1$ , (b)  $H/D = 2$ , (c)  $H/D = 3$ , (d)  $H/D = 5$

sphère est présentée dans la Figure 5.49. Pour les petites distances d’impact ( $H/D = 1$  et 2), contrairement à l’injection ronde sur hémisphère, l’efficacité des injections lobées sur hémisphère ne présente pas un plateau et diminue immédiatement à partir du point d’impact. De plus, au point d’impact, l’augmentation de  $H/D$  provoque une chute plus rapide de l’efficacité (par comparaison avec l’injection ronde). L’efficacité de l’injection en pétales est plus grande que celle de l’injection en croix et cette différence augmente avec la distance d’impact.

## 5.5 CONCLUSIONS INTERMÉDIAIRES

Ce chapitre a présenté les résultats thermiques pour les six injections sur plan et sur hémisphère avec la gamme de nombre de Reynolds  $23\ 000 \leq Re \leq 45\ 000$  et quatre distances d’impact  $H/D = 1, 2, 3$  et 5 et une température du jet égale à celle ambiante ( $T^o = T_{amb} = 20^\circ\text{C}$ ) et supérieure à celle ambiante ( $T^o = 50^\circ\text{C}$ ). L’objectif de ce chapitre est d’étudier les caractéristiques thermiques des injections perforées soit sur une surface plate, soit sur une surface hémisphérique et de comparer l’effet de la surface hémisphérique par rapport à celle plate. De plus, les phénomènes thermiques sont expliqués par les phénomènes aérodynamiques décrits dans le chapitre précédent.

Quelle que soit la surface (plan ou hémisphère), les résultats thermiques montrent que

## 5.5 CONCLUSIONS INTERMEDIAIRES

---

pour de petites distances d'impact  $H/D = 1$  et  $2$ , les valeurs du nombre de Nusselt pour les injections lobées sont plus grandes dans la zone d'impact pour le plan majeur que pour le plan mineur du fait du développement de la couche de cisaillement extérieure qui conduit aux fluctuations de vitesse axiale plus grandes pour le plan majeur. Au-delà de cette région, les valeurs du nombre de Nusselt sont plus grandes pour le plan mineur que pour le plan majeur à cause du développement des structures tourbillonnaires longitudinales qui amènent à des fluctuations de vitesse axiale plus grandes pour le plan mineur. Les différences des distributions du nombre de Nusselt entre les deux plans majeur et mineur diminuent progressivement avec l'augmentation de la distance d'impact  $H/D$ . Particulièrement, pour de petites distances d'impact  $H/D < 4$ , l'apparition visible du pic local dans le plan majeur correspond au pic de la vitesse axiale, dû aux structures tourbillonnaires de la couche de cisaillement extérieure frappant la paroi, ainsi qu'au pic des fluctuations de vitesse axiale. Le pic local ou secondaire de Nusselt pour l'injection ronde est lié aux grandes fluctuations de vitesse près de la paroi d'impact, probablement dues aux structures tourbillonnaires secondaires. Après la valeur maximale de ces pics, le nombre de Nusselt diminue progressivement le long de la paroi. Cette diminution s'explique par la décroissance d'une part de la diminution de la vitesse radiale, d'autre part des fluctuations de vitesse du fait des tourbillons primaires et secondaires s'éloignant progressivement de la paroi. D'autre part, les structures tourbillonnaires des couches de cisaillement pour les injections lobées sont plus petites que celles pour les injections rondes. Ces structures plus réduites conduisent à de plus faibles fluctuations de vitesse près de la paroi d'impact ce qui diminue donc les transferts de chaleur.

Pour l'efficacité, quelle que soit la surface, les résultats montrent que l'efficacité est plus grande pour le plan mineur que celle pour le plan majeur du fait de l'épaisseur de l'écoulement radial pariétal plus grande pour le plan mineur qui fait diminuer l'entraînement de l'air ambiant des tourbillons et empêche le mouvement de l'air ambiant vers la paroi. On constate une ressemblance plus forte entre les deux plans lorsque la distance d'impact  $H/D$  augmente. Les différences de l'efficacité entre les deux plans s'amenuisent plus rapidement pour l'injection en pétales que pour l'injection en croix. La chute de l'efficacité pour les injections lobées est plus rapide que celle pour l'injection ronde du fait du large développement de deux couches de cisaillement dans la zone de jet libre qui conduit à l'entraînement important de l'air ambiant avant l'impact pour les injections lobées. L'écart de l'efficacité de l'injection ronde par rapport aux injections lobées au point d'impact est plus important avec l'augmentation de la distance d'impact.

En comparaison avec les injections sur plan, une surface hémisphérique tend à augmenter les transferts de chaleur par rapport à la surface plate. Cette augmentation s'amenuise progressivement avec la distance d'impact  $H/D$ . Les valeurs du nombre de Nusselt moyen global  $\overline{Nu}(6D)$  pour l'injection ronde sur hémisphère sont plus grandes que celles obtenues par l'injection ronde sur plan, avec un renforcement de 9.5% pour  $H/D = 5$ , de 12% pour  $H/D = 1$  et  $2$ , et de jusqu'à 15.5% pour  $H/D = 3$ . Les valeurs du nombre de Nusselt moyen global  $\overline{Nu}(6D)$  pour les injections lobées sur hémisphère sont généralement plus grandes que celles obtenues par les injections lobées sur plan. La surface hémisphérique augmente le  $\overline{Nu}(6D)$  par rapport à la surface plate entre 3.8% ( $H/D=5$ ) et 57.5% ( $H/D=1$ ) pour

l'injection en croix. Pour l'injection en pétales, la surface hémisphérique réduit le  $\overline{Nu}(6D)$  de 22% pour  $H/D=1$ . En revanche,  $\overline{Nu}(6D)$  est légèrement augmenté pour les autres distances d'impact (avec un maximum de 5%). En résumé, l'injection ronde sur hémisphère apporte le meilleur transfert de chaleur par rapport aux autres injections. D'autre part, l'efficacité pour les injections sur hémisphère diminue plus rapidement dans la direction radiale que celle pour les injections sur plan du fait du développement des couches de cisaillement plus important. La différence de l'efficacité au point d'impact entre le cas sur hémisphère et sur plan est d'autant plus importante que la distance d'impact  $H/D$  est grande.

CHAPITRE 6

ETUDE DE L'ÉCOULEMENT COMPRESSIBLE

## 6.1 INTRODUCTION

Comme nous l'avions indiqué dans le chapitre bibliographique concernant l'influence du diamètre de l'injecteur sur les transferts de chaleur, Obot et al. [43] ont montré que les caractéristiques de l'écoulement et les transferts de chaleur pour le jet d'air non-confiné sont indépendantes du diamètre de l'injection pour un nombre de Reynolds d'injection donné. L'indépendance entre la distribution du nombre de Nusselt et le diamètre de l'injection pour un nombre de Reynolds et une distance d'impact donnés a été confirmé par d'autres auteurs ([28], [38], [39], [40], [41]). Cependant, les différentes études précédemment citées ne concernent que des écoulements de faibles vitesses et donc incompressible. L'effet éventuel de la compressibilité n'est donc pas pris en compte. Or, dans certaines applications industrielles de l'impact des jets, certaines injections sont très petites ( $<1\text{mm}$ ) et les valeurs du nombre de Reynolds restent importantes, notamment dans les aubages de turbine. Donc, l'étude de l'effet de compressibilité est indispensable. Dans notre étude, nous utilisons quatre injections tubulaires de diamètres différents ( $D = 6\text{ mm}$ ,  $D = 10\text{ mm}$ ,  $D = 15\text{ mm}$ ,  $D = 22\text{ mm}$ ). La longueur caractéristique des injections tubulaires  $L_t$  est égale à  $26D$  pour assurer un écoulement pleinement développé.

## 6.2 PARAMETRES D'ETUDE

Dans cette section sont présentés les différents paramètres de l'étude et leurs valeurs. Ces paramètres sont le nombre de Reynolds ( $Re$ ), le nombre de Mach ( $M$ ), la distance d'impact ( $H/D$ ) et la température totale du jet ( $T^o$ ).

D(mm)	Re	Mach (M)	H/D	$T^o$
6	120 000	0.76	1, 5	$= T_{amb} (20^\circ\text{C})$
	150 000	0.9	1, 5	
15	120 000	0.34	1, 5	$= T_{amb} (20^\circ\text{C})$
	150 000	0.42	1, 5	

TABLE 6.1 – Paramètres d'étude pour les mesures de vitesse

D(mm)	Re	Mach (M)	H/D	$T^o$
6	90 000	0.6	1, 4, 5, 6, 7, 8, 9	$= T_{amb} (20^\circ\text{C})$
	120 000	0.76	1, 5	
	150 000	0.9	1, 5	
10	120 000	0.5	1, 5	$= T_{amb} (20^\circ\text{C})$
	150 000	0.61	1, 5	
15	120 000	0.34	1, 5	$= T_{amb} (20^\circ\text{C})$
	150 000	0.42	1, 5	
22	90 000	0.17	1, 4, 5, 6, 7, 8, 9	$= T_{amb} (20^\circ\text{C})$

TABLE 6.2 – Paramètres d'étude pour les mesures thermiques

### 6.3 RESULTATS AERODYNAMIQUES

Pour l'écoulement compressible à grand nombre de Mach (nombre de Mach jusqu'à 0.9), la chaîne de PIV haute cadence n'est pas adaptée du fait d'un intervalle de temps inter image trop grand. Une autre chaîne PIV plus basse cadence (25 Hz) mais à plus haute résolution spatiale inter image a donc été utilisée. Deux injections tubulaires ( $D = 6$  mm et  $D = 15$  mm) sont utilisées dans les mesures de vitesse. Le détail des paramètres d'étude est donné dans la Table 6.1. Pour les mesures thermiques, le détail des paramètres d'étude pour chacun des tubes est présenté dans la Table 6.2.

### 6.3 RESULTATS AERODYNAMIQUES

Pour une petite distance d'impact  $H/D = 1$ , la Figure 6.1 présente les champs de vitesse moyenne axiale pour  $Re = 120\ 000$  et  $150\ 000$ . On trouve que la distribution de la vitesse moyenne axiale pour  $M = 0.76$  et  $0.9$  est similaire à celle pour  $M = 0.34$  et  $0.42$ . La vitesse axiale est maximale au centre du jet et la largeur du jet augmente avec l'augmentation de la distance axiale  $X/D$  du fait du développement de la couche de mélange.

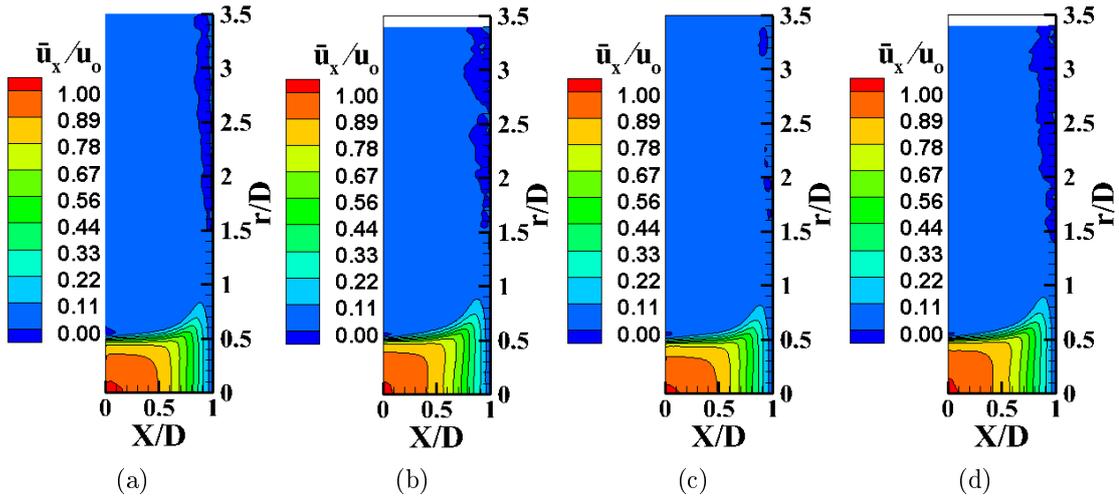


FIGURE 6.1 – Champs de vitesse moyenne axiale de l'injection tubulaire pour  $H/D = 1$  : (a)  $Re = 120\ 000$ ,  $M = 0.76$ , (b)  $Re = 120\ 000$ ,  $M = 0.34$ , (c)  $Re = 150\ 000$ ,  $M = 0.9$ , (d)  $Re = 150\ 000$ ,  $M = 0.42$

Les champs de vitesse moyenne radiale pour  $Re = 120\ 000$  et  $150\ 000$  sont montrés dans la Figure 6.2 pour  $H/D = 1$ . On constate que cette vitesse augmente à partir du point d'impact et atteint un maximum dans la région  $0.7 < r/D < 1.5$  quel que soit le nombre de Mach. Après cette région, la vitesse radiale décroît rapidement à cause du frottement et de l'augmentation de la section du jet pariétal.

Les champs de vitesse quadratique sont présentés dans les Figures 6.3 et 6.5 pour  $Re = 120\ 000$  et  $150\ 000$ . Ils montrent que avec un même nombre de Reynolds, la distribution des fluctuations de vitesse axiale près de la paroi (Figure 6.3) est presque identique

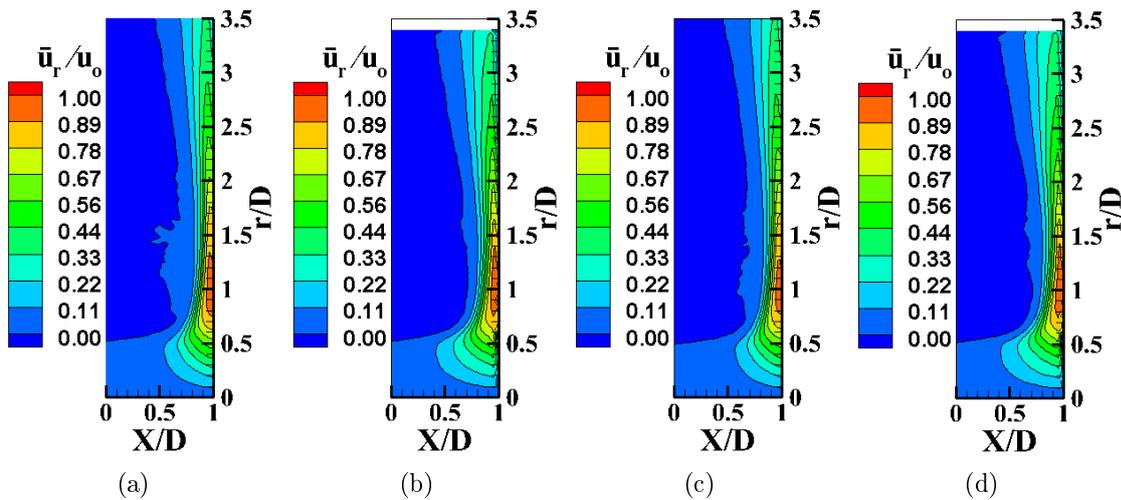


FIGURE 6.2 – Champs de vitesse moyenne radiale de l’injection tubulaire pour  $H/D = 1$  : (a)  $Re = 120\,000$ ,  $M = 0.76$ , (b)  $Re = 120\,000$ ,  $M = 0.34$ , (c)  $Re = 150\,000$ ,  $M = 0.9$ , (d)  $Re = 150\,000$ ,  $M = 0.42$

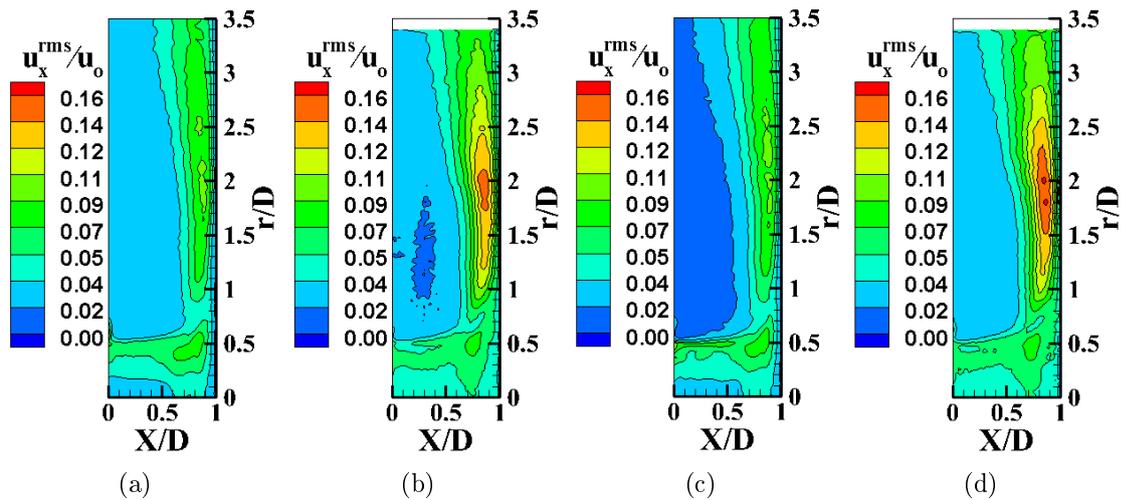


FIGURE 6.3 – Champs de vitesse axiale quadratique de l’injection tubulaire pour  $H/D = 1$  : (a)  $Re = 120\,000$ ,  $M = 0.76$ , (b)  $Re = 120\,000$ ,  $M = 0.34$ , (c)  $Re = 150\,000$ ,  $M = 0.9$ , (d)  $Re = 150\,000$ ,  $M = 0.42$

quel que soit le nombre de Mach sauf pour la région  $1.1 < r/D < 2.75$  dans laquelle les fluctuations de vitesse axiale pour  $M = 0.76$  et  $0.9$  sont plus petites que celles pour  $M = 0.34$  et  $0.42$  (Figure 6.4). D’autre part, les grandes fluctuations de vitesse radiale dans la région  $1.1 < r/D < 2.75$  sont plus proches de la paroi pour  $M = 0.34$  et  $0.42$  que pour  $M = 0.76$  et  $0.9$  (Figure 6.5). Ceci peut probablement s’expliquer par des structures tourbillonnaires primaires de la couche de cisaillement plus éloignées de la paroi pour les grandes valeurs du nombre de Mach (Figure 6.6). Par conséquent, leur interaction avec la plaque est plus faible empêchant l’apparition des tourbillons secondaires pour (Figure

### 6.3 RESULTATS AERODYNAMIQUES

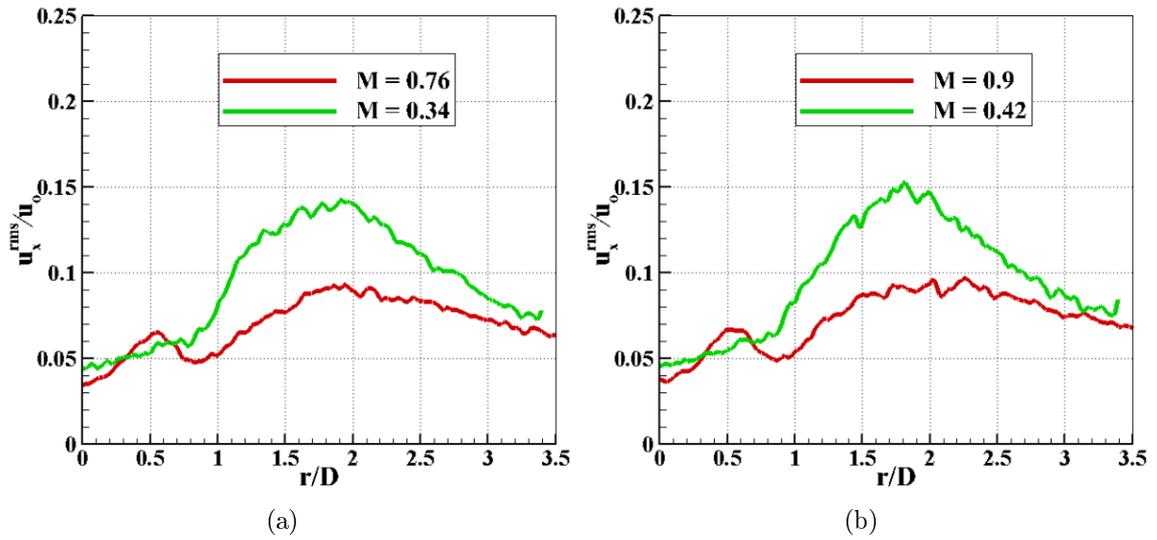


FIGURE 6.4 – Distributions de la vitesse axiale quadratique de l'injection tubulaire à  $X/D = 0.9$  pour  $H/D = 1$  : (a)  $Re = 120\,000$ , (b)  $Re = 150\,000$

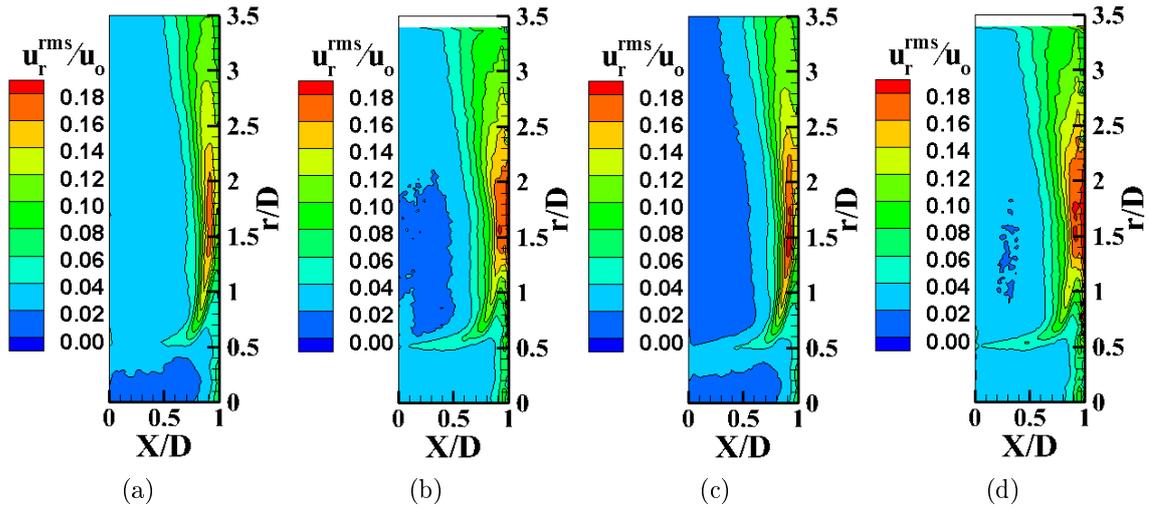


FIGURE 6.5 – Champs de vitesse radiale quadratique de l'injection tubulaire pour  $H/D = 1$  : (a)  $Re = 120\,000$ ,  $M = 0.76$ , (b)  $Re = 120\,000$ ,  $M = 0.34$ , (c)  $Re = 150\,000$ ,  $M = 0.9$ , (d)  $Re = 150\,000$ ,  $M = 0.42$

6.6a) alors que les tourbillons primaires créent des tourbillons secondaires (marqués par un cercle en pointillé sur la Figure 6.6b pour les petites valeurs du nombre de Mach.

Pour une grande distance d'impact  $H/D = 5$ , la distribution de la vitesse moyenne radiale pour  $Re = 120\,000$  et  $150\,000$  est présentée dans la Figure 6.7. On trouve que la distribution de la vitesse radiale est similaire à  $H/D = 1$ . Cependant, dans la région  $0.5 < r/D < 1.5$ , les valeurs maximales des vitesses radiales diminuent avec l'augmentation de la distance d'impact  $H/D$  (Figures 6.7 et 6.2) car le jet est ralenti par l'entraînement

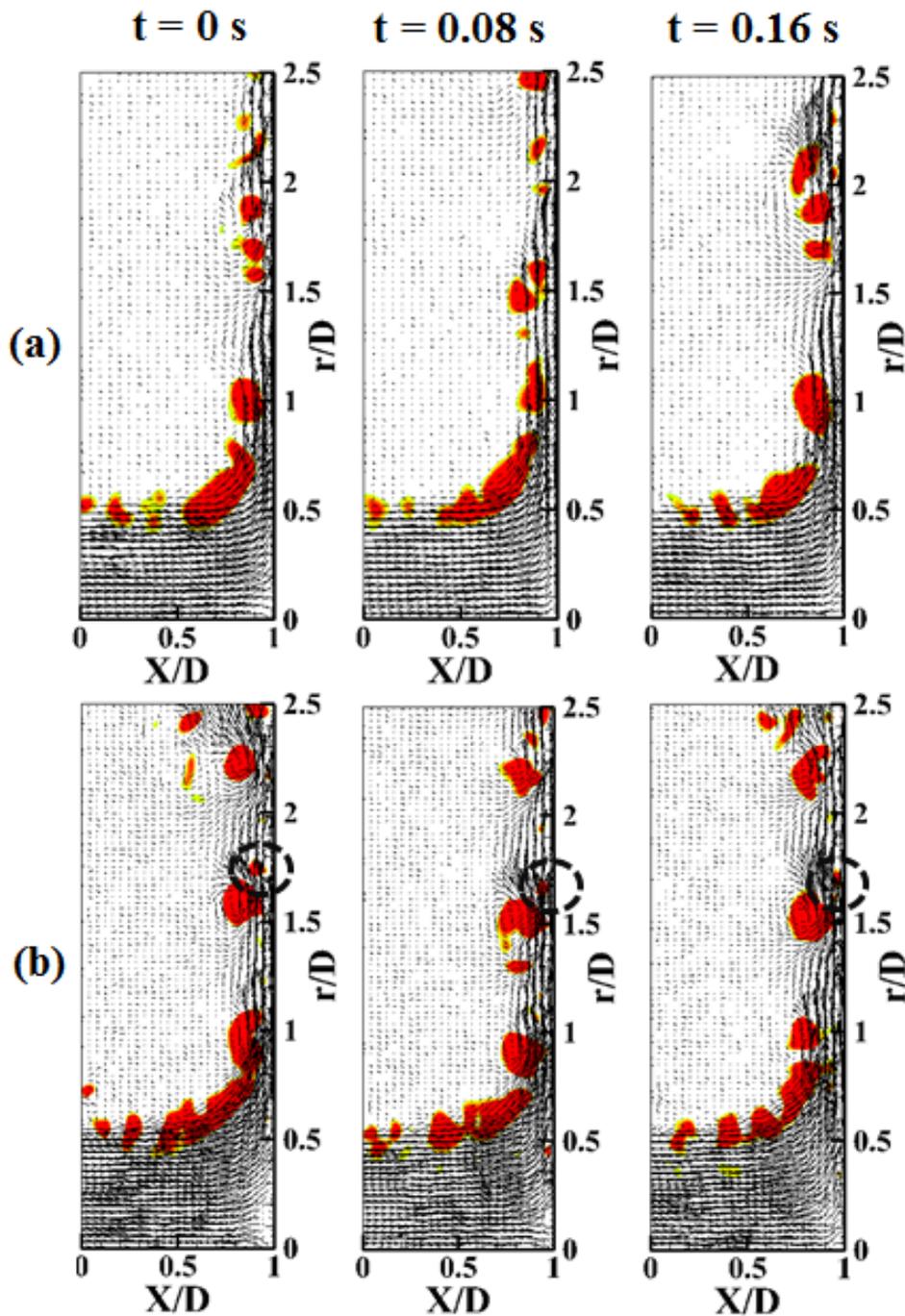


FIGURE 6.6 – Champs instantanés de vitesse avec contours de critère  $Q$  pour l'injection tubulaire pour  $Re = 150\,000$  et  $H/D = 1$  : (a)  $M = 0.9$ , (b)  $M = 0.42$

plus important de l'air ambiant pour  $H/D = 5$  que pour  $H/D = 1$ . En proche paroi, les fluctuations de vitesse pour  $M = 0.76$  et  $0.9$  sont presque identiques à celles pour  $M = 0.34$  et  $0.42$  comme le montre la Figure 6.8.

### 6.3 RESULTATS AERODYNAMIQUES

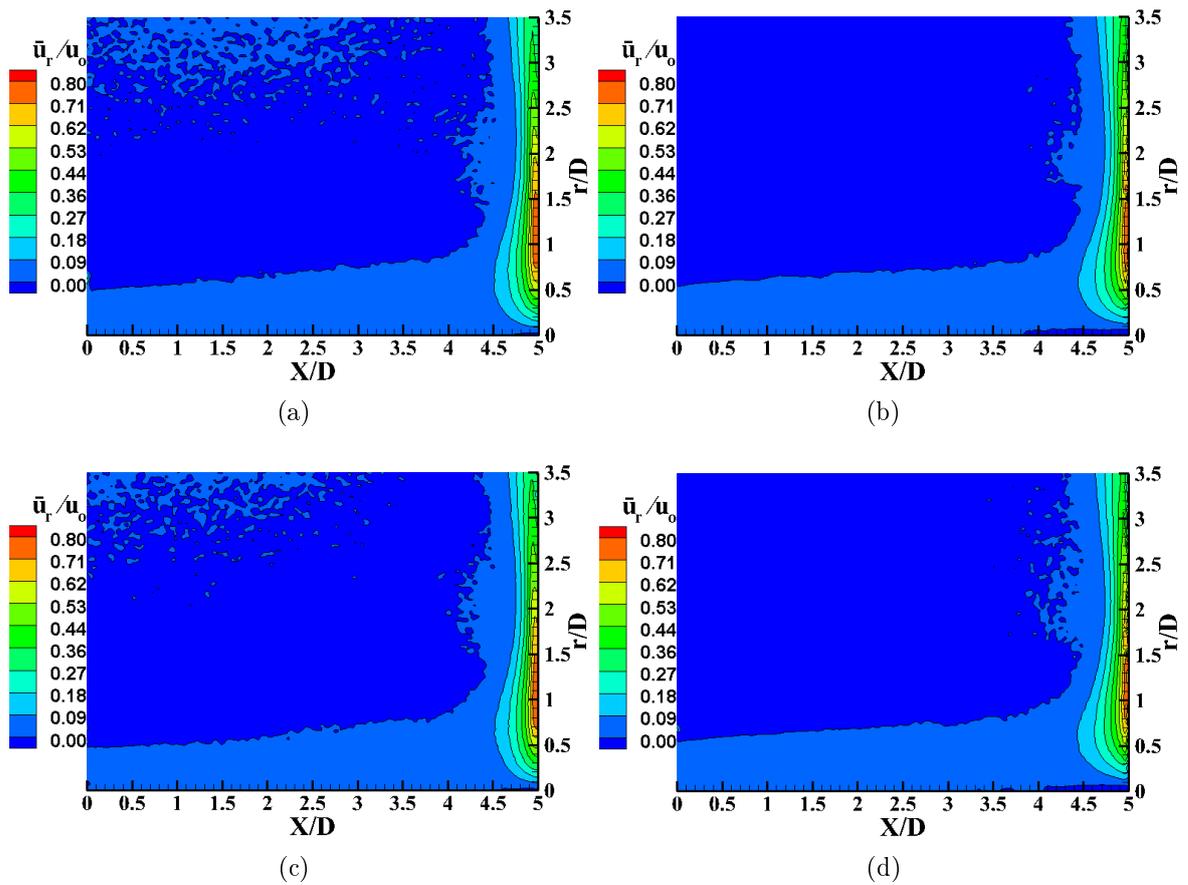


FIGURE 6.7 – Champs de vitesse moyenne radiale de l’injection tubulaire pour  $H/D = 5$  : (a)  $Re = 120\,000$ ,  $M = 0.76$ , (b)  $Re = 120\,000$ ,  $M = 0.34$ , (c)  $Re = 150\,000$ ,  $M = 0.9$ , (d)  $Re = 150\,000$ ,  $M = 0.42$

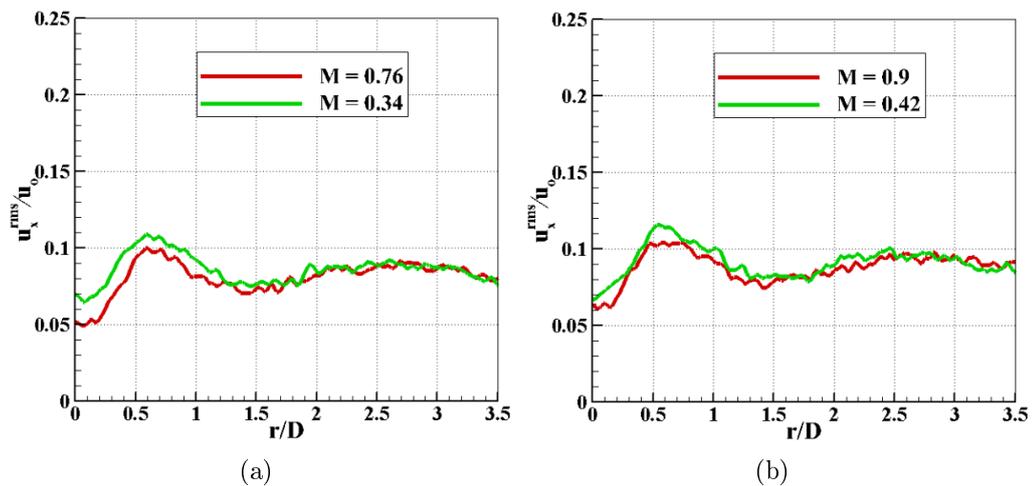


FIGURE 6.8 – Distributions de la vitesse axiale quadratique de l’injection tubulaire à  $X/D = 4.9$  pour  $H/D = 5$  : (a)  $Re = 120\,000$ , (b)  $Re = 150\,000$

## 6.4 RESULTATS THERMIQUES

Dans cette section sont présentés les résultats thermiques sous forme de nombre de Nusselt et de température adiabatique de paroi. Deux températures de référence de l'air (pour le calcul du coefficient d'échange) seront examinées : la température adiabatique de paroi (variant le long de la paroi) et la température totale du jet (constante). Les variations des nombres de Nusselt résultants de ces deux températures seront comparées.

### 6.4.1 Nombre de Nusselt

Les distributions du nombre de Nusselt moyen pour  $Re = 90\,000$  sont présentées en Figure 6.9. Elles montrent que la valeur du nombre de Nusselt au point d'impact augmente avec la distance d'impact et atteint un maximum à  $H/D = 6$  pour  $M = 0.17$  alors qu'elle est maximale à  $H/D = 8$  pour  $M = 0.6$ . Le nombre de Nusselt maximum au point d'impact est aussi observé à  $H/D = 6$  selon Lee et al. [64] et à  $H/D = 8$  selon Goldstein et al. [33]. Cette différence est due à la différence de la longueur du coeur potentiel qui augmente avec l'augmentation du nombre de Mach pour un même nombre de Reynolds. Donc, l'effet de la compressibilité conduit à une valeur maximale du nombre de Nusselt au point d'impact avec une distance d'impact ( $H/D$ ) supérieure à la distance d'impact de l'écoulement incompressible.

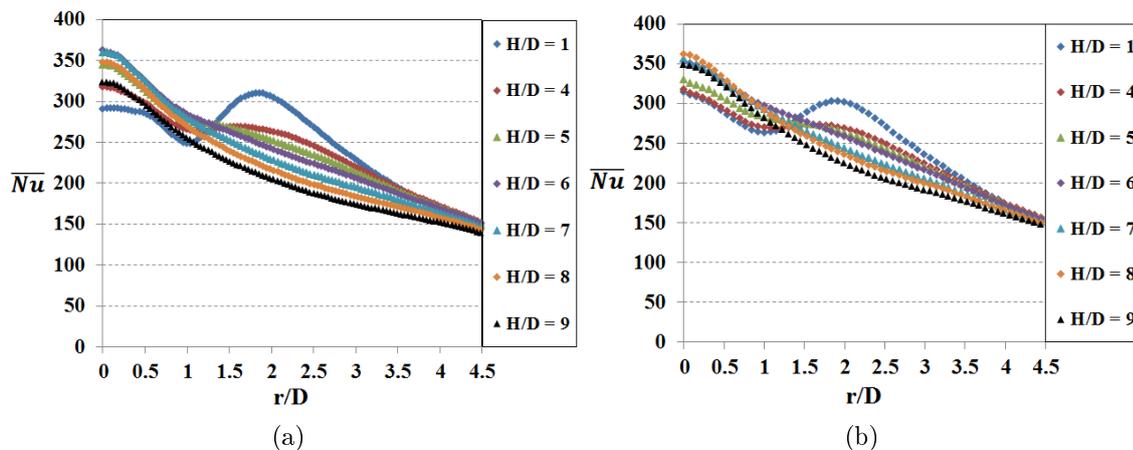


FIGURE 6.9 – Distribution radiale du nombre de Nusselt moyen de l'injection tubulaire avec différentes distances d'impact  $H/D$  pour  $Re = 90\,000$  : (a)  $M = 0.17$ , (b)  $M = 0.6$

La Figure 6.10 présente l'effet du nombre de mach sur la variation des valeurs de  $Nu$  si la température totale du jet ( $T^o = T_s + U^2/2c_p$ ) est choisie comme température de référence (pour  $Re = 120\,000$  et  $H/D = 1$ ). On constate que l'effet de la compressibilité n'est constaté que dans la zone d'impact où le nombre de Nusselt est plus grand pour  $M = 0.76$  que pour  $M = 0.5$  et  $0.34$ . Hors de la zone d'impact, le nombre de Nusselt ne dépend plus de nombre de Mach et la position du maximum local du nombre de Nusselt autour  $r/D = 1.8$  est inchangée quel que soit le nombre de Mach. Ce même effet a été observé par Goodro et al. [85] en utilisant la température totale du jet comme température de référence.

## 6.4 RESULTATS THERMIQUES

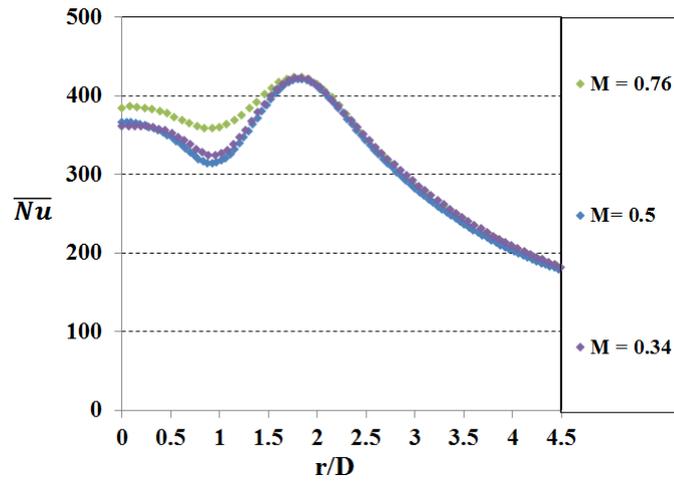


FIGURE 6.10 – Effet du nombre de Mach sur le nombre de Nusselt pour  $Re = 120\,000$  et  $H/D = 1$ ,  $T_{ref} = T^o$

Si l'on utilise la température adiabatique de paroi comme température de référence (comme c'est le cas dans tout le reste de notre étude), l'effet du nombre de Mach sur le nombre de Nusselt est montré dans les Figures 6.11 et 6.12.

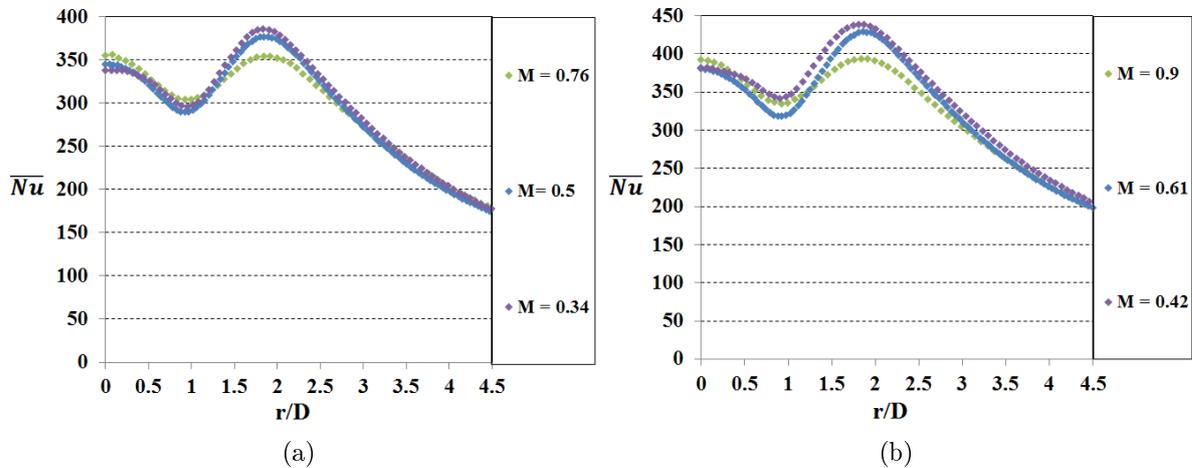


FIGURE 6.11 – Effet du nombre de Mach sur le nombre de Nusselt pour  $H/D = 1$  : (a)  $Re = 120\,000$ , (b)  $Re = 150\,000$ ,  $T_{ref} = T_{ad}$

Le choix de la température adiabatique de paroi comme température de référence n'entraîne pas les mêmes différences entre les courbes du nombre de Nusselt. En effet, en Figure 6.11, les effets de compressibilité ne semblent apparaître que pour  $1.1 < r/D < 2.75$ . Dans la zone d'impact, aucune différence n'est constatée entre les trois valeurs du nombre de Mach. Cependant, ces distributions du nombre de Nusselt basées sur la température adiabatique de paroi semblent beaucoup plus cohérentes avec les résultats aérodynamiques. En effet, dans la zone d'impact, les mesures de vitesses ne montrent pas

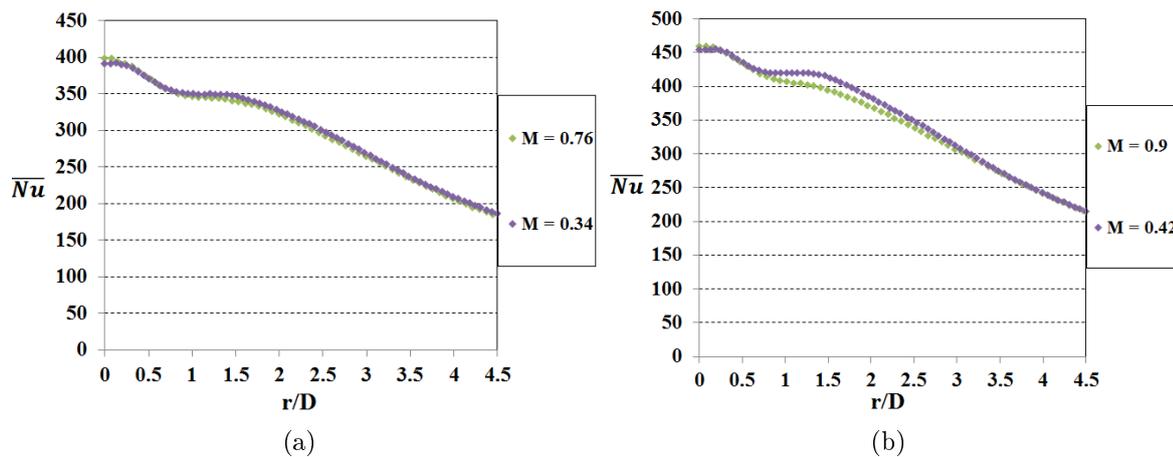


FIGURE 6.12 – Effet du nombre de Mach sur le nombre de Nusselt pour  $H/D = 5$  : (a)  $Re = 120\,000$ , (b)  $Re = 150\,000$ ,  $T_{ref} = T_{ad}$

de différences notables entre les écoulements faiblement et fortement compressibles. Il est donc plus logique de n'observer aucun effet du nombre de Mach sur le nombre de Nusselt dans cette région (cas de la température adiabatique, Figures 6.3, 6.4 et 6.5). Au contraire dans la zone du maximum centré en  $r/D = 1.8$ , les fluctuations de vitesses à la paroi ne sont pas de même amplitude pour des petites et grandes valeurs du nombre de Mach (Figures 6.3 et 6.5). Ces différences expliqueraient parfaitement les différences constatées dans les variations du nombre de Nusselt. La température adiabatique de paroi semble donc être le choix le plus physique pour la température de référence.

Pour  $H/D = 5$ , le nombre de Nusselt ne dépend plus du nombre de Mach quel que soit le nombre de Reynolds (Figure 6.12). Ceci s'explique par la même distribution des fluctuations de vitesse près de la paroi présentée dans les résultats aérodynamiques (Figure 6.8). L'effet de la compressibilité sur le nombre de Nusselt diminue donc avec l'augmentation de la distance d'impact  $H/D$ .

### 6.4.2 Température adiabatique de paroi $T_{ad}$

L'effet du nombre de Mach sur la température adiabatique de paroi pour une petite distance d'impact  $H/D = 1$  est présenté dans la Figure 6.13. On trouve que la température adiabatique de paroi au point d'impact est inférieure à la température totale du jet  $T^\circ$  ( $T^\circ = 20^\circ\text{C}$ ) quel que soit le nombre de Mach pour les nombres de Reynolds. Cet écart augmente avec le nombre de Mach. Or, on s'attendrait à retrouver la température totale au point d'impact correspondant à un point d'arrêt (transformation adiabatique réversible). Cela signifie donc probablement que l'arrêt de l'écoulement est adiabatique mais n'est pas réversible ici. En effet, de part la définition même de la température adiabatique de paroi, la transformation est bien adiabatique. Par contre, Le processus d'arrêt n'est pas réversible du fait de la présence du cisaillement synonyme de frottement dans la couche limite près du point d'impact.

## 6.4 RESULTATS THERMIQUES

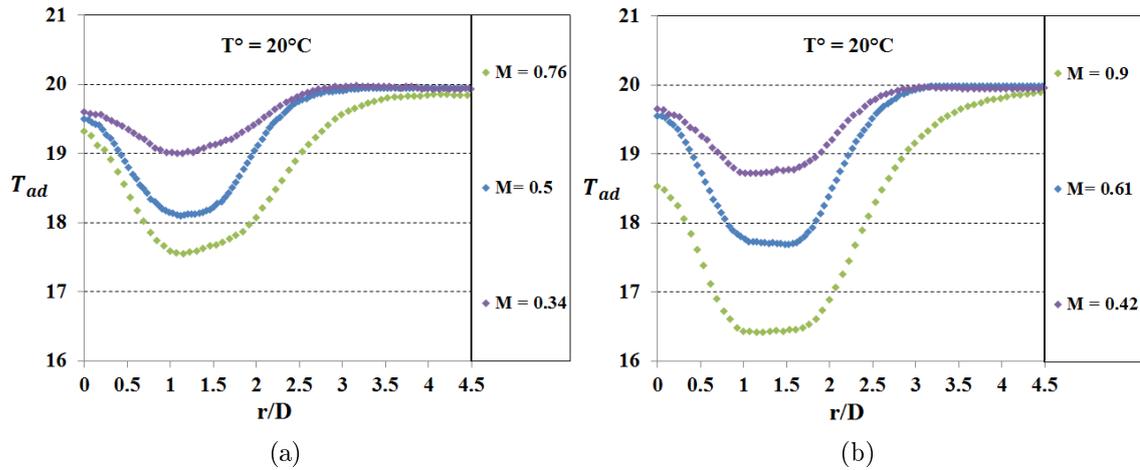


FIGURE 6.13 – Effet du nombre de Mach sur la température adiabatique de paroi pour  $H/D = 1$  : (a)  $Re = 120\,000$ , (b)  $Re = 150\,000$

Après le point d'impact, la température adiabatique de paroi décroît rapidement et atteint un minimum avant d'augmenter progressivement jusqu'à la température totale du jet. La chute de la température adiabatique de paroi est plus importante avec l'augmentation du nombre de Mach mais le minimum reste à une même position autour de  $r/D = 1$  quel que soit le nombre de Mach. En effet, au point d'impact, les composantes axiales et radiales de la vitesse sont nulles, la partie cinétique  $r_c U^2 / 2c_p$  de la température adiabatique de paroi est presque complètement convertie en énergie interne (donc en chaleur) ce qui amène la température adiabatique de paroi ( $T_{ad} = T_s + r_c U^2 / 2c_p$ ) à une valeur proche de la température totale  $T^o = T_s + U^2 / 2c_p$ . En revanche, en s'éloignant du point d'impact, une part de la vitesse axiale est convertie en vitesse radiale et non en énergie interne, ce qui se traduit par une baisse de la valeur de la température adiabatique de paroi (autrement dit une diminution du coefficient  $r$  dans l'expression de  $T_{ad} = T_s + r_c U^2 / 2c_p$ ). D'où la chute constatée jusqu'en  $r/D = 1$ , zone où la vitesse radiale est la plus élevée en proche paroi. Par la suite ( $r/D > 1$ ), la vitesse radiale diminue et la présence des tourbillons (indiquée par les contours de critère  $Q$  sur la Figure 6.6) entraînant l'air ambiant plus chaud vers la paroi provoque une augmentation des températures. En effet, la température totale du jet est fixée égale à la température statique ambiante. Du fait de la vitesse importante du jet, sa température statique est donc inférieure à celle de l'ambiant ce qui provoque des échanges de chaleur du milieu ambiant vers le jet et fait donc augmenter la température (statique et totale) du jet en particulier dans la couche de cisaillement.

Pour  $H/D = 5$ , l'effet du nombre de Mach sur la température adiabatique de paroi pour un même nombre de Reynolds  $Re = 120\,000$  et  $150\,000$  est présenté dans la Figure 6.14. On peut noter tout d'abord que pour les valeurs relativement faibles du nombre de Mach (0.34 et 0.42), la température adiabatique est quasiment constante. Les effets de compressibilité sont donc plus faibles ici et diminuent probablement avec l'augmentation de la distance d'impact. Pour les valeurs les plus élevées de Mach, on constate comme pour

les petites distances d'impact que la température adiabatique de paroi  $T_{ad}$  est inférieure à la température totale au point d'impact. Les raisons en sont probablement les mêmes (non réversibilité). L'écart entre la température adiabatique  $T_{ad}$  et la température totale du jet  $T^o$  est néanmoins plus faible que pour  $H/D = 1$ . On retrouve ensuite une chute de  $T_{ad}$  (elle est aussi plus faible que pour  $H/D = 1$ ). Puis  $T_{ad}$  augmente, atteint un maximum pour  $r/D = 1.8$  et finalement diminue pour atteindre la valeur de la température totale du jet  $T^o$ . Ce maximum est positionné sur la zone d'impact de la partie externe de la couche de cisaillement et s'explique par l'entraînement de l'air ambiant au sein du jet. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, la température statique du jet est inférieure à celle de l'ambiante ce qui provoque des échanges de chaleur du milieu ambiant vers le jet et fait donc augmenter la température (statique et totale) de celui-ci en particulier dans la couche de cisaillement. C'est cette augmentation que l'on retrouve au niveau du maximum de  $T_{ad}$  en  $r/D = 1.8$ .

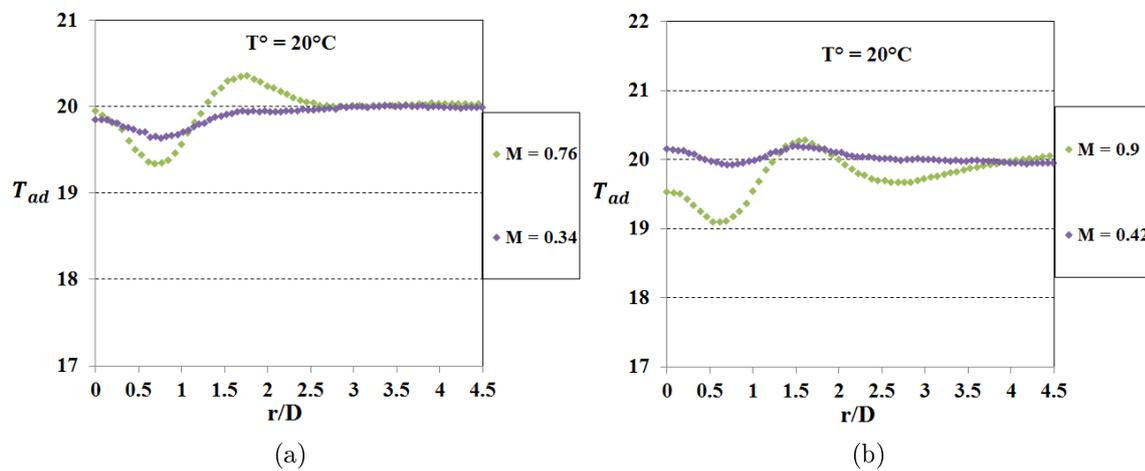


FIGURE 6.14 – Effet du nombre de Mach sur la température adiabatique de paroi pour  $H/D = 5$  : (a)  $Re = 120\,000$ , (b)  $Re = 150\,000$

## 6.5 CONCLUSIONS INTERMÉDIAIRES

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'effet de la compressibilité sur les caractéristiques aérodynamiques et thermiques. Les mesures sont effectuées avec la température totale du jet égale à celle de l'ambiante ( $T^o = T_{amb} = 20^\circ\text{C}$ ). Dans l'étude de l'écoulement compressible, la température statique du jet sera inférieure à celle de l'ambiante. Donc, le jet va se développer dans l'environnement plus chaud et l'entraînement thermique de l'écoulement apparaît dans la couche de mélange du jet et vient modifier les températures statiques et totales de ce jet. L'évaluation de l'effet de la compressibilité est examinée à travers le nombre de Nusselt et la température adiabatique de paroi.

Les résultats montrent que l'effet de la compressibilité sur le nombre de Nusselt pour différentes distances d'impact  $H/D$  et un même nombre de Reynolds se passe au point

## 6.5 CONCLUSIONS INTERMEDIAIRES

---

d'impact pour lequel le nombre de Nusselt est maximum à  $H/D = 8$  alors qu'il est maximum à  $H/D = 6$  pour l'écoulement incompressible. Ceci est expliqué par l'augmentation de la longueur du coeur potentiel pour l'écoulement compressible. D'autre part, pour une petite distance d'impact  $H/D = 1$ , l'effet de la compressibilité a lieu dans la région autour de la valeur maximale locale du nombre de Nusselt ( $1.1 < r/D < 2.75$ ) pour laquelle le nombre de Nusselt diminue avec l'augmentation du nombre de Mach pour un même nombre de Reynolds, comportement expliqué par la distribution des fluctuations de vitesse. L'effet de la compressibilité sur le nombre de Nusselt diminue progressivement avec l'augmentation de la distance d'impact  $H/D$ . Pour l'effet de la compressibilité sur la température adiabatique de paroi, il a montré que la chute de la température adiabatique à partir du point d'impact est plus importante avec l'augmentation du nombre de Mach et diminue progressivement avec l'augmentation de la distance d'impact  $H/D$ . Cette chute est due à l'augmentation de la vitesse moyenne radiale. La température adiabatique atteint un minimum à la position correspondant à celle de la plus grande vitesse radiale. Cependant, la position de ce minimum est plus proche du point d'impact pour  $H/D = 5$  (autour de  $r/D = 0.5$ ) que pour  $H/D = 1$  (autour de  $r/D = 1$ ) à cause des phénomènes d'entraînement thermique de l'écoulement dans la couche de mélange avant l'impact pour  $H/D = 5$ . L'importance de l'entraînement thermique pour une grande distance d'impact ( $H/D = 5$ ) fait aussi apparaître un maximum local de température adiabatique à  $r/D = 1.8$ .



CHAPITRE 7

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

## 7.1 CONCLUSION

Une étude expérimentale aérodynamique et thermique de l'impact des jets est présentée dans les travaux de ce mémoire de thèse. L'objectif de ce mémoire est d'étudier et de comparer des caractéristiques aérodynamiques et thermiques de l'impact de jets d'air issues de différentes géométries d'injecteur ainsi que d'étudier l'effet de la compressibilité sur les transferts de chaleur pour l'écoulement aux vitesses élevées (nombre de Mach allant jusqu'à 0.9). La PIV a été utilisée pour des mesures de vitesse. Pour les mesures thermiques, une méthode basée sur l'emploi simultané d'un film chauffant et de la thermographie infrarouge a été utilisée. Les résultats aérodynamiques sont exploités pour expliquer les phénomènes thermiques observés.

Nos travaux commencent par une étude bibliographique pour décrire la structure générale d'un jet axisymétrique en impact et présenter les paramètres influant (la géométrie de l'injection, le nombre de Reynolds, la distance d'impact, la température du jet, le diamètre du jet et l'effet de la compressibilité) sur les caractéristiques aérodynamiques et thermiques. Deux parties principales constituent ce mémoire, l'une traite de l'influence de la géométrie de l'injecteur ; l'autre de l'effet de la compressibilité.

Pour la première partie, nos travaux ont porté sur l'étude expérimentale aérodynamique et thermique pour comparer six différentes géométries d'injecteur : injection ronde, en « croix » et en « pétales », ces formes pouvant être perforées sur une surface plate ou sur une surface hémisphérique. Ces différentes injections ont toutes une même section de passage libre. Les mesures sont examinées pour la gamme du nombre de Reynolds  $23\,000 \leq \text{Re} \leq 45\,000$ , les distances d'impact  $1 \leq H/D \leq 5$ , la température du jet  $20^\circ\text{C} \leq T^\circ \leq 50^\circ\text{C}$ . La température adiabatique de paroi a été choisie comme température de référence pour calculer le flux de chaleur convectif de la plaque d'impact en face avant, afin de déterminer ensuite le coefficient d'échange convectif et l'efficacité adiabatique du refroidissement. Le coefficient d'échange convectif est exprimé par l'intermédiaire du nombre de Nusselt (Nu).

Les résultats montrent que, si les injections rondes ne présentent qu'une couche de cisaillement extérieure et axisymétrique, les injections lobées (en « croix » et en « pétales ») font apparaître des couches de cisaillement tridimensionnelles. Le développement de plusieurs couches de cisaillement pour les injections lobées conduit à entraîner une quantité d'air avant l'impact plus importante que pour l'injection ronde. Les structures tourbillonnaires des couches de cisaillement pour les injections lobées sont plus petites que celles pour les injections rondes. Ces structures plus réduites conduisent à de plus faibles fluctuations de vitesse près de la paroi d'impact ce qui diminue donc les transferts de chaleur. Pour les injections lobées, les différences des distributions du nombre de Nusselt entre les deux plans majeur et mineur sont marquées pour de petites distances d'impact  $H/D < 4$  et progressivement moins marquées avec l'augmentation de la distance d'impact  $H/D$  du fait de la ré-apparition de l'axisymétrie du jet, qui est plus rapide pour les injections en pétales. Particulièrement, pour de petites distances d'impact  $H/D < 4$ , l'apparition visible du pic local dans le plan majeur correspond au pic de la vitesse axiale, dû aux structures tourbillonnaires de la couche de cisaillement extérieure frappant la pa-

## 7.1 CONCLUSION

---

roi, ainsi qu'au pic des fluctuations de vitesse axiale. Le pic local ou secondaire de Nusselt pour l'injection ronde est lié aux grandes fluctuations de vitesse près de la paroi d'impact, probablement dues aux structures tourbillonnaires secondaires. Après la valeur maximale de ces pics, le nombre de Nusselt diminue progressivement le long de la paroi. Cette diminution s'explique par la décroissance d'une part de la diminution de la vitesse radiale, d'autre part des fluctuations de vitesse du fait des tourbillons primaires et secondaires s'éloignant progressivement de la paroi.

Quelle que soit la surface pour les injections lobées, les résultats montrent que l'efficacité est plus grande pour le plan mineur que celle pour le plan majeur du fait de l'épaisseur de l'écoulement radial pariétal plus grande pour le plan mineur qui empêche le mouvement de l'air ambiant vers la paroi. On constate une ressemblance plus forte entre les deux plans lorsque la distance d'impact  $H/D$  augmente. Les différences de l'efficacité entre les deux plans s'amenuisent plus rapidement pour l'injection en pétales que pour l'injection en croix. La chute de l'efficacité pour les injections lobées est plus rapide que celle pour l'injection ronde du fait du large développement de deux couches de cisaillement dans la zone de jet libre qui conduit à l'entraînement important de l'air ambiant avant l'impact pour les injections lobées. L'écart de l'efficacité de l'injection ronde par rapport aux injections lobées au point d'impact est plus importante avec l'augmentation de la distance d'impact.

En comparaison avec les injections sur plan, le développement des couches de cisaillement pour les injections sur hémisphère est plus important. La surface hémisphérique amène donc à de meilleurs transferts de chaleur que la surface plate mais ce gain diminue progressivement avec l'augmentation de la distance d'impact. En résumé, l'injection ronde sur hémisphère apporte de meilleurs transferts de chaleur par rapport aux autres injections. D'autre part, l'efficacité pour les injections sur hémisphère diminue plus rapidement que celle pour les injections sur plan du fait du développement des couches de cisaillement plus important. La différence de l'efficacité au point d'impact entre le cas sur hémisphère et sur plan est d'autant plus importante que la distance d'impact  $H/D$  est grande.

La deuxième partie a permis d'examiner l'effet de la compressibilité des jets d'air en impact (pour des nombres de Mach jusqu'à 0.9). Quatre tubes de diamètres différents ( $D = 6$  mm,  $D = 10$  mm,  $D = 15$  mm,  $D = 22$  mm) ont été utilisés pour assurer un écoulement pleinement développé. A partir de ces tubes, nous pouvons couvrir une large plage de nombre de Mach (jusqu'à 0.9) pour un nombre de Reynolds donné. Cela nous permet d'étudier l'effet compressible du jet. Les mesures sont effectuées pour des nombres de Reynolds  $Re = 90\ 000$ ,  $120\ 000$  et  $150\ 000$ , des distances d'impact  $1 \leq H/D \leq 9$ , et une température totale du jet égale à celle de l'ambiante ( $T^o = T_{amb} = 20^\circ\text{C}$ ). La température adiabatique de paroi a aussi été choisie pour calculer le coefficient d'échange convectif de la plaque d'impact.

Les résultats montrent que l'effet de compressibilité sur le nombre de Nusselt se limite à la région d'impact. Les résultats montrent que la valeur du nombre de Nusselt au point d'impact varie légèrement pour les fortes vitesses. En particulier, le maximum de transferts est atteint pour  $H/D = 6$  pour un écoulement incompressible alors qu'il est atteint pour  $H/D = 8$  pour un écoulement compressible du fait de l'augmentation de la longueur du cœur potentiel due à la vitesse élevée. De plus, le deuxième « pic » de Nusselt

obtenu est plus proche du point d'impact pour de grands nombres de Mach. L'effet de la compressibilité sur le nombre de Nusselt diminue progressivement avec l'augmentation de la distance d'impact  $H/D$ .

L'effet de la compressibilité sur la température adiabatique de paroi montre que la chute de la température adiabatique à partir du point d'impact est plus importante avec l'augmentation du nombre de Mach du fait de l'augmentation de la vitesse moyenne radiale et diminue progressivement avec l'augmentation de la distance d'impact  $H/D$ . La température adiabatique atteint un minimum à la position correspondant à celle de la plus grande vitesse radiale. Cependant, la position de ce minimum est plus proche du point d'impact avec l'augmentation de la distance d'impact  $H/D$  à cause des phénomènes d'entraînement thermique important de l'écoulement dans la couche de mélange avant l'impact. L'importance de l'entraînement thermique pour une grande distance d'impact ( $H/D = 5$ ) fait aussi apparaître un maximum local de température adiabatique à  $r/D = 1.8$ .

## 7.2 PERSPECTIVES

Pour l'étude aérodynamique des injections lobées (en «croix» et en «pétales»), nous avons fait des mesures pour deux plans : plan majeur (MP) passant aux lobes et plan mineur (mP) passant à la région des creux. Nous ne pouvons donc pas voir le développement de la couche de cisaillement provenant d'autres régions comme le bord du lobe. Des mesures aérodynamiques complémentaires (stéréo PIV ou tomo PIV) sont indispensables pour mieux comprendre de développement de toutes les couches de cisaillement ainsi que leurs interactions.

Pour l'effet de la compressibilité des jets d'air en impact, l'étude de l'effet compressible sur les transferts de chaleur pourrait être complétée par un cas où la température totale du jet serait supérieure à celle de l'ambiante. Ceci nous permettrait de mieux comprendre le développement du jet dans un environnement plus froid pour un écoulement compressible.

Pour l'étude des transferts de chaleur des jets d'air en impact, l'injection ronde sur hémisphère apporte de meilleures valeurs du nombre de Nusselt moyen global par rapport aux autres jets. On peut donc améliorer des transferts de chaleur en étudiant l'injection ronde sur une surface hémisphérique avec différents rayons.

# Appendices



ANNEXE A

THERMOGRAPHIE INFRAROUGE

Les mesures de températures de surface de la plaque ont été réalisées par thermographie infrarouge. La caméra infrarouge utilisée est une caméra matricielle FLIR titanium. Les températures sont mesurées par une matrice de  $320 \times 256$  détecteurs en antimoniure d'indium (InSb) dont la bande spectrale est comprise entre  $3.6\mu\text{m}$  et  $5.1\mu\text{m}$ . Le signal électrique restitué par les capteurs est proportionnel au flux rayonné (lié à la température de la paroi soumise au test) et au temps d'intégration, temps durant lequel est réalisée la mesure. Cette durée est réglable selon la gamme de températures mesurées. Afin d'optimiser la sensibilité des capteurs et de réduire le bruit de mesure, la matrice de détecteurs est refroidie par un moteur Stirling à 77K. La sensibilité est de 25mK pour une surface à  $30^\circ\text{C}$ . L'erreur globale est inférieure à  $2^\circ\text{C}$  pour une mesure jusqu'à  $100^\circ\text{C}$ , et à 2% de la température mesurée pour les températures supérieures.

Les caractéristiques de la caméra utilisée dans la mesure sont résumées dans la Table ci-dessous :

<b>CAMERA</b>	<b>FLIR titanium</b>
Type de détecteurs	InSb
Bande spectrale	$3.6\mu\text{m} - 5.1\mu\text{m}$
Gammes de températures mesurables	$-20^\circ\text{C}$ à $+1300^\circ\text{C}$
Sensibilité	25mK à $303^\circ\text{K}$
Erreur globale	$2^\circ\text{C}$ jusqu'à $100^\circ\text{C}$ 2% de la température mesurée pour des températures supérieures
Fréquence d'acquisition	50 Hz

TABLE A.1 – Caractéristiques de la caméra

Les flux enregistrés par les détecteurs sont mesurés en Digital Level (DL), unité propre à la caméra. Le passage des flux (DL) à la température (en K) se fait par l'intermédiaire d'un fichier d'étalonnage dépendant du temps d'intégration choisi pour les capteurs. Le temps d'intégration varie en fonction de la gamme de température considérée. Ce fichier d'étalonnage est réalisé à l'aide d'un corps noir ayant une température uniforme et une émissivité proche de l'unité [86]. Pour l'ensemble de nos travaux, une seule gamme de température a été exploitée (de  $6^\circ\text{C}$  à  $123^\circ\text{C}$ ), le temps d'intégration est de  $216\mu\text{s}$ . L'incertitude de la température correspond à celui de la température du corps noir environ  $0.1^\circ\text{C}$ .

Pour effectuer la mesure infrarouge, il faut respecter le protocole suivant :

1. Positionner la caméra à une distance de 150 cm de la plaque d'impact
2. Laisser la caméra se stabiliser en température (environ 1h de chauffe). La température de la caméra monte jusqu'à  $30^\circ\text{C}$ , à cause de l'échauffement engendré par le moteur Stirling. La température de la caméra est contrôlée durant les mesures et l'étalonnage. Une fois la température de la caméra et de son environnement stabilisées, la caméra est prête à effectuer des mesures

- 
3. Choisir le temps d'intégration (TI) et la fréquence d'acquisition. La fréquence n'a que peu d'influence ici mais doit être définie, on peut donc choisir la fréquence d'acquisition par défaut de la caméra infrarouge (50 Hz) [86]. Par contre, le choix de TI est très important. Le TI retenue dans cette étude est de  $216\mu\text{s}$  ce qui correspond à une gamme comprise entre  $6^\circ\text{C}$  et  $123^\circ\text{C}$
  4. Faire une NUC rapide à chaque démarrage de la caméra : la caméra est équipée d'une matrice composée de détecteurs. Cela permet des cadences d'image élevées avec une meilleure fiabilité mais la contrepartie est une disparité des caractéristiques des détecteurs qui viennent affecter la qualité de l'image. La NUC (Correction de Non Uniformité) uniformise l'image [86]). Il est recommandé de faire une mise à jour de la NUC à chaque mise en service de la caméra ou de créer une nouvelle NUC chaque fois que l'une de ces grandeurs change : temps d'intégration (TI) et trajet optique. Dans notre travail, ces grandeurs sont toujours les mêmes pour chaque configuration expérimentale. Il suffira donc de faire une mise à jour de la NUC à chaque démarrage de la caméra.



ANNEXE B

\_\_\_\_\_

**COMPLÉMENT DES RÉSULTATS  
EXPÉRIMENTAUX**

Dans cette annexe, nous présentons les résultats aérodynamiques et thermiques provenant des mesures du chapitre 4 et 5 pour l'injection ronde et les injections lobées perforées sur une surface plate et hémisphérique.

## B.1 Résultats aérodynamiques

### B.1.1 Injection ronde sur plan et hémisphère

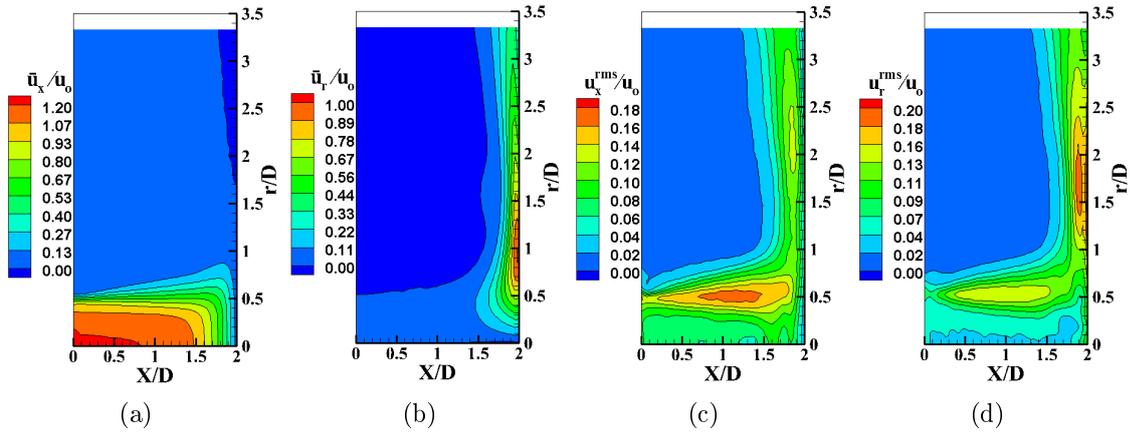


FIGURE B.1 – Champs statistiques de vitesse pour l'injection ronde sur plan avec  $H/D = 2$  : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse moyenne radiale, (c) Vitesse axiale quadratique, (d) Vitesse radiale quadratique

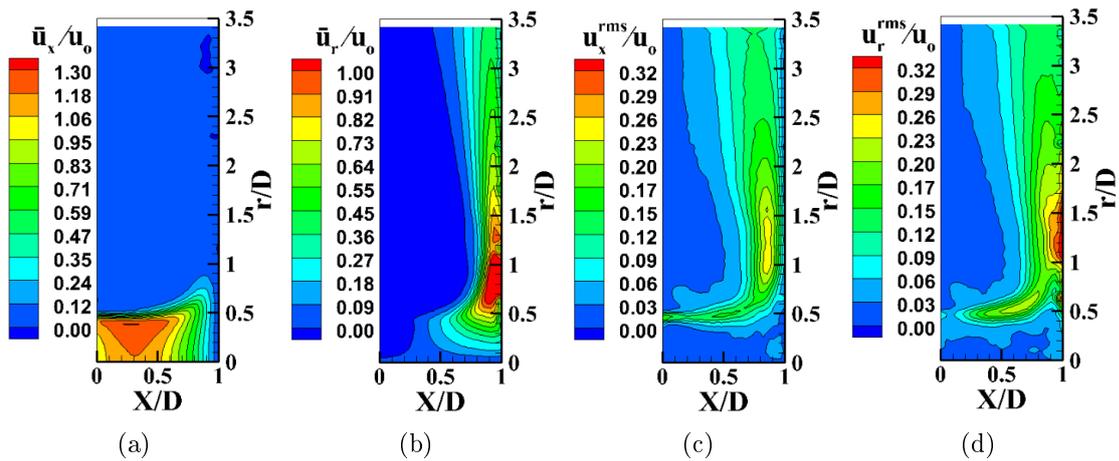


FIGURE B.2 – Champs statistiques de vitesse pour l'injection ronde sur hémisphère avec  $H/D = 1$  : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse moyenne radiale, (c) Vitesse axiale quadratique, (d) Vitesse radiale quadratique

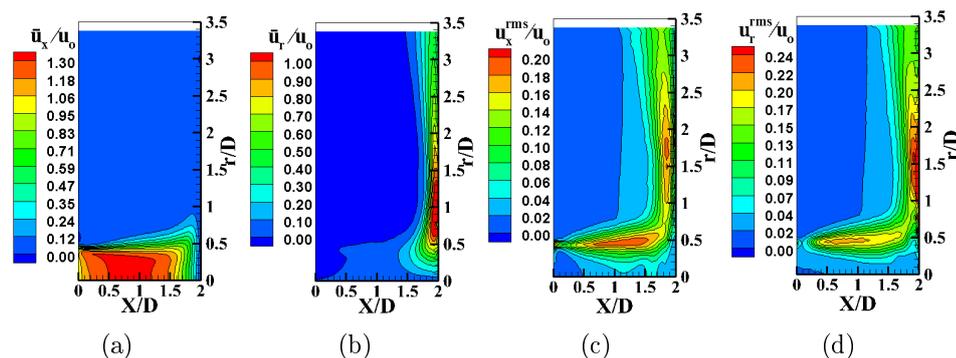


FIGURE B.3 – Champs statistiques de vitesse pour l’injection ronde sur hémisphère avec  $H/D = 2$  : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse moyenne radiale, (c) Vitesse axiale quadratique, (d) Vitesse radiale quadratique

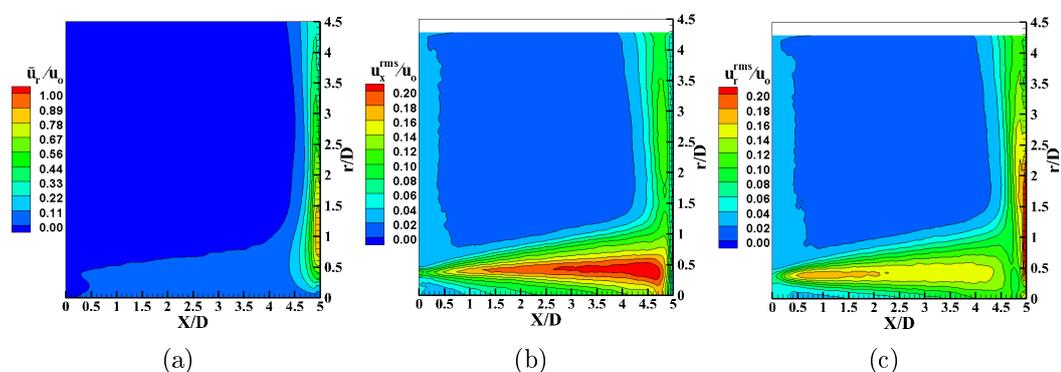


FIGURE B.4 – Champs statistiques de vitesse pour l’injection ronde sur hémisphère avec  $H/D = 5$  : (a) Vitesse moyenne radiale, (b) Vitesse axiale quadratique, (c) Vitesse radiale quadratique

### B.1.2 Injection en croix sur plan et hémisphère

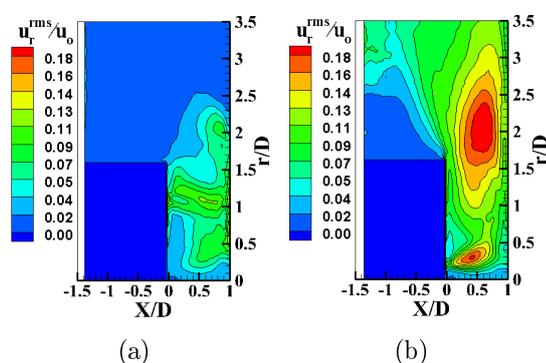


FIGURE B.5 – Champs de vitesse radiale quadratique pour l’injection en croix sur plan avec  $H/D = 1$  : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP)

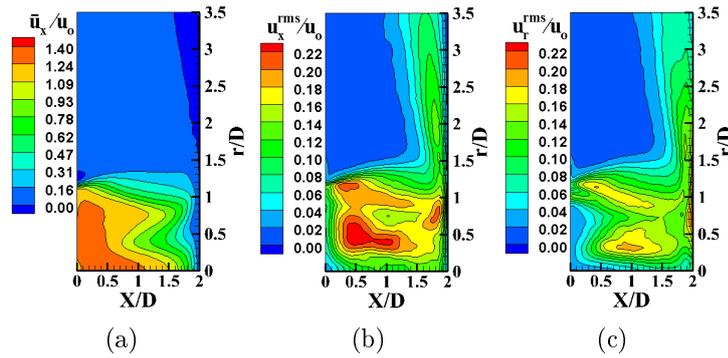


FIGURE B.6 – Champs statistiques de vitesse de l’injection en croix sur plan pour le plan majeur (MP) avec  $H/D = 2$  : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse axiale quadratique, (c) Vitesse radiale quadratique

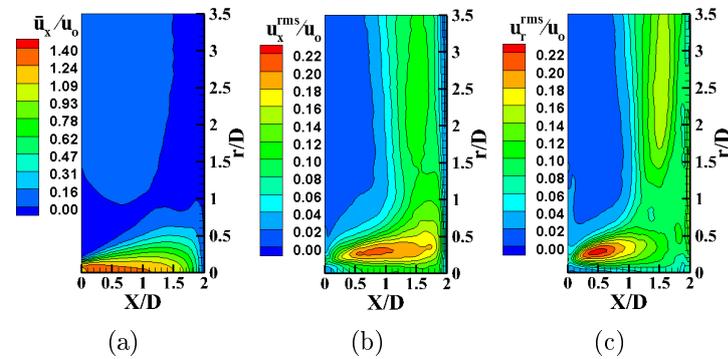


FIGURE B.7 – Champs statistiques de vitesse de l’injection en croix sur plan pour le plan mineur (mP) avec  $H/D = 2$  : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse axiale quadratique, (c) Vitesse radiale quadratique

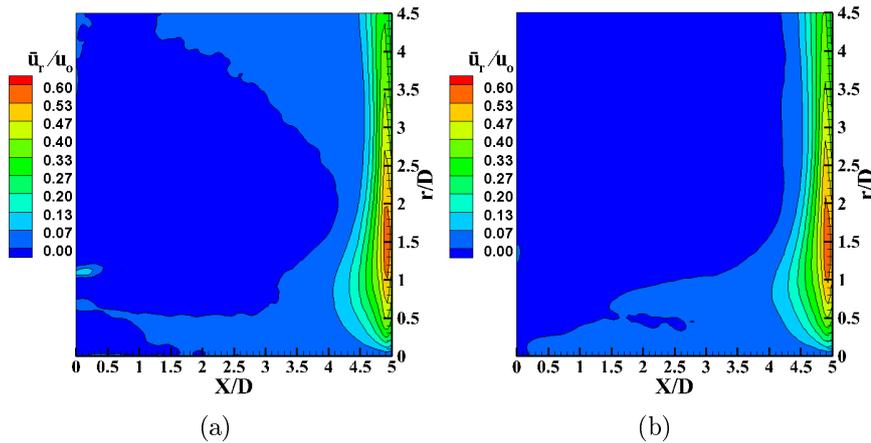


FIGURE B.8 – Champs de vitesse moyenne radiale pour l’injection en croix sur plan avec  $H/D = 5$  : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP)

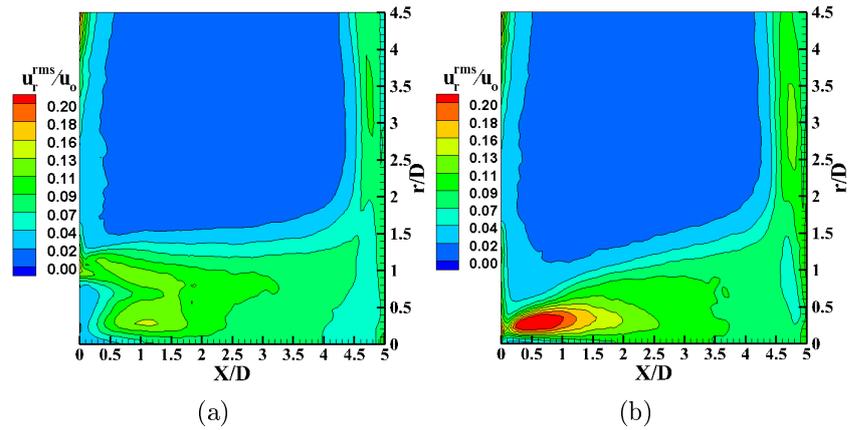


FIGURE B.9 – Champs de vitesse radiale quadratique pour l’injection en croix sur plan avec  $H/D = 5$  : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP)

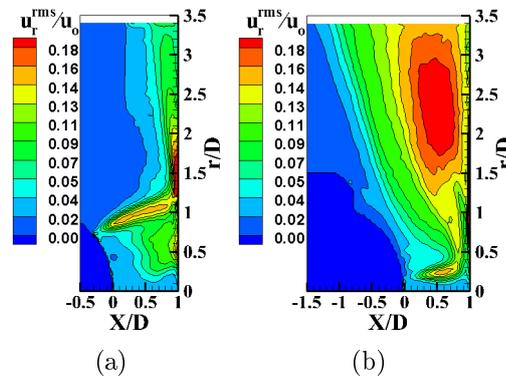


FIGURE B.10 – Champs de vitesse radiale quadratique pour l’injection en croix sur hémisphère avec  $H/D = 1$  : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP)

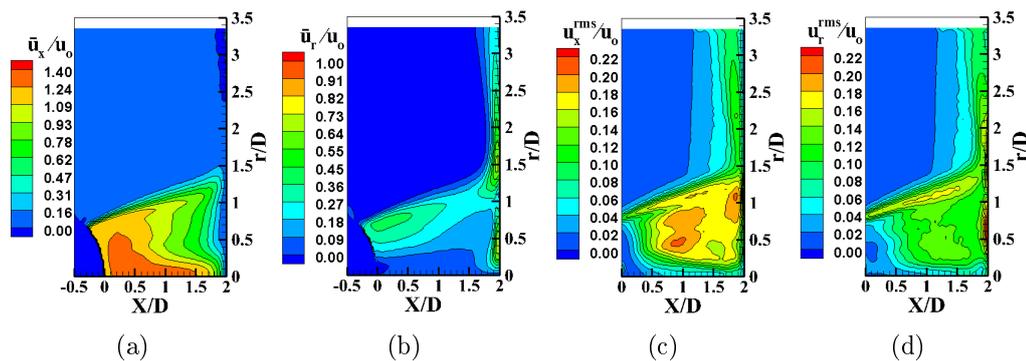


FIGURE B.11 – Champs statistiques de vitesse de l’injection en croix sur hémisphère pour le plan majeur (MP) avec  $H/D = 2$  : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse moyenne radiale (c) Vitesse axiale quadratique, (d) Vitesse radiale quadratique

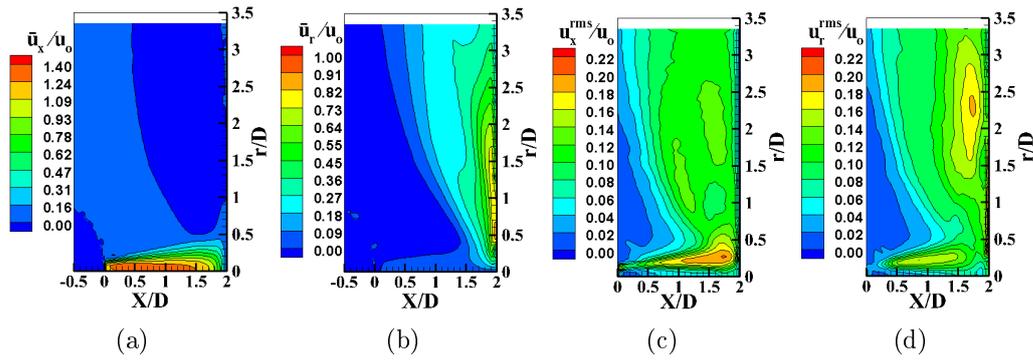


FIGURE B.12 – Champs statistiques de vitesse de l’injection en croix sur hémisphère pour le plan mineur (mP) avec  $H/D = 2$  : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse moyenne radiale, (c) Vitesse axiale quadratique, (d) Vitesse radiale quadratique

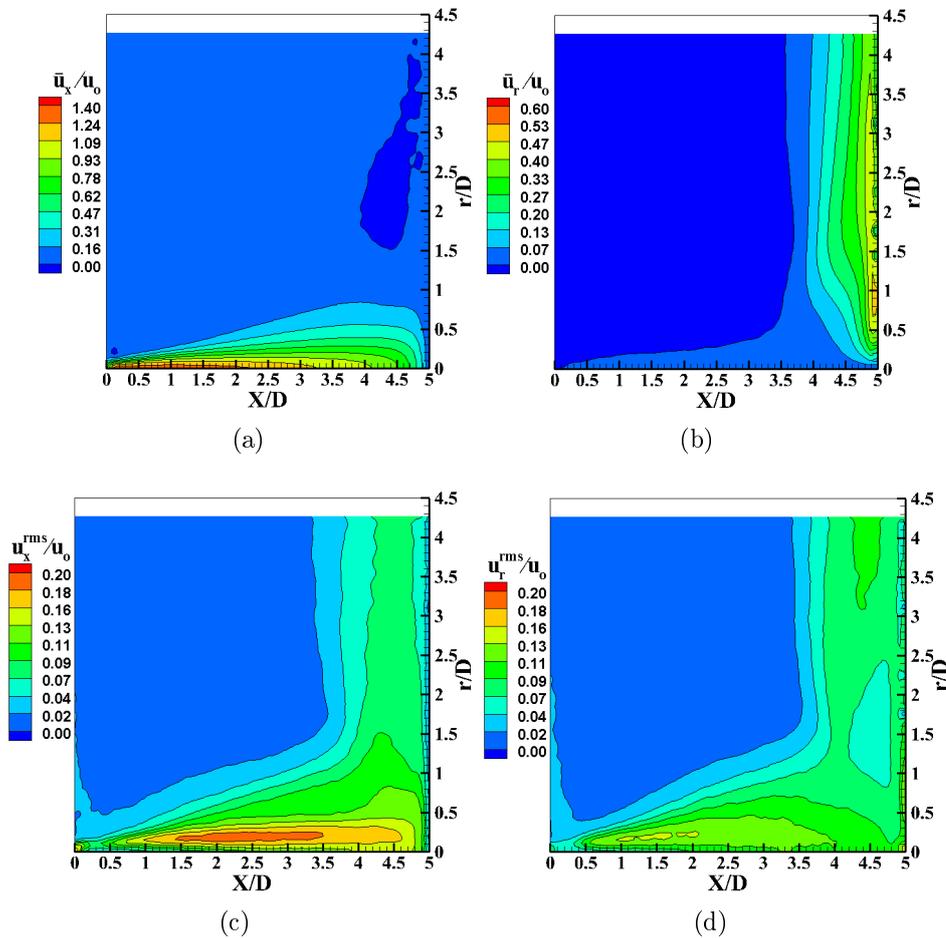


FIGURE B.13 – Champs statistiques de vitesse de l’injection en croix sur hémisphère pour le plan mineur (mP) avec  $H/D = 5$  : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse moyenne radiale, (c) Vitesse axiale quadratique, (d) Vitesse radiale quadratique

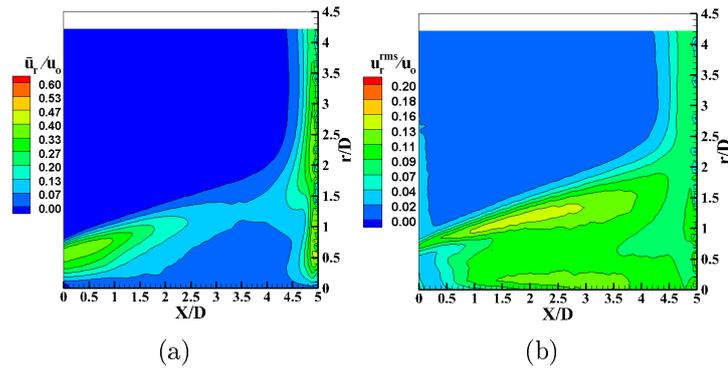


FIGURE B.14 – Champs statistiques de vitesse de l’injection en croix sur hémisphère pour le plan majeur (MP) avec  $H/D = 5$  : (a) Vitesse moyenne radiale, (b) Vitesse radiale quadratique

### B.1.3 Injection en pétales sur plan et hémisphère

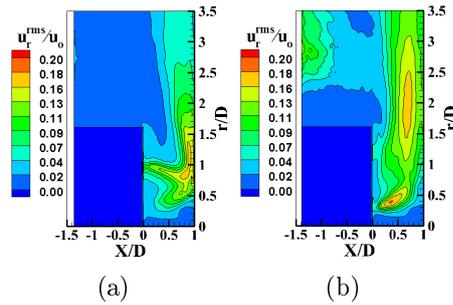


FIGURE B.15 – Champs de vitesse radiale quadratique pour l’injection en pétales sur plan avec  $H/D = 1$  : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP)

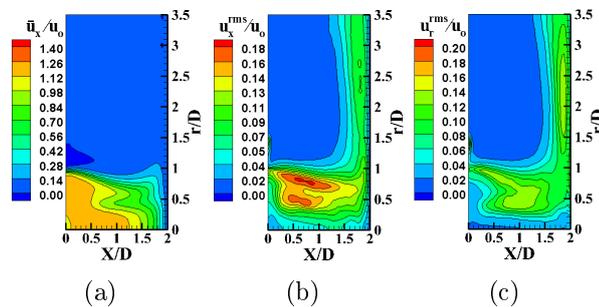


FIGURE B.16 – Champs statistiques de vitesse de l’injection en pétales sur plan pour le plan majeur (MP) avec  $H/D = 2$  : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse axiale quadratique, (c) Vitesse radiale quadratique

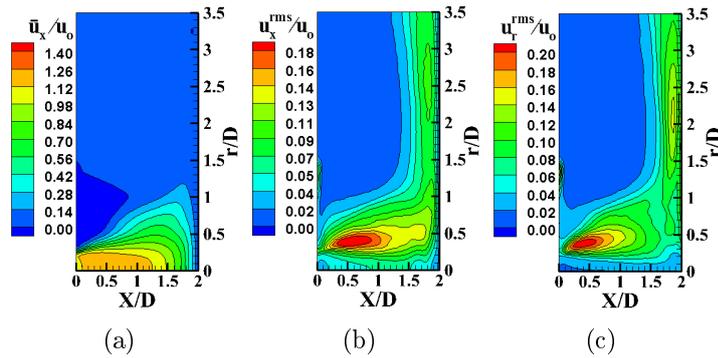


FIGURE B.17 – Champs statistiques de vitesse de l'injection en pétales sur plan pour le plan mineur (mP) avec  $H/D = 2$  : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse axiale quadratique, (c) Vitesse radiale quadratique

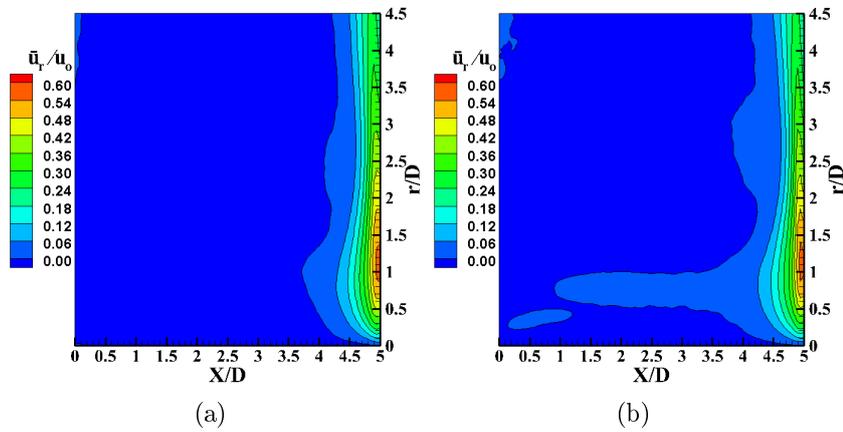


FIGURE B.18 – Champs de vitesse moyenne radiale pour l'injection en pétales sur plan avec  $H/D = 5$  : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP)

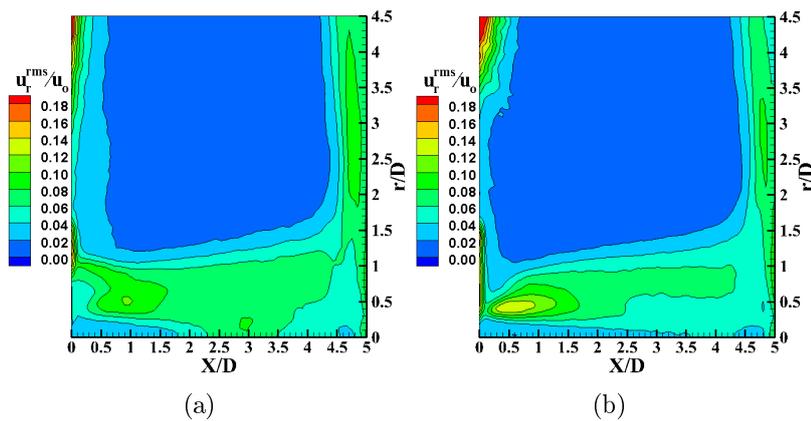


FIGURE B.19 – Champs de vitesse radiale quadratique pour l'injection en pétales sur plan avec  $H/D = 5$  : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP)

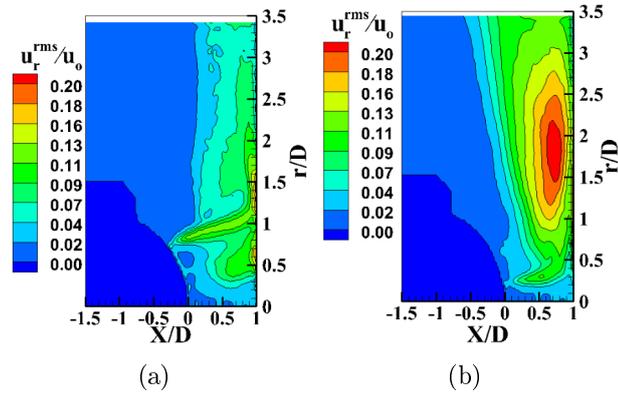


FIGURE B.20 – Champs de vitesse radiale quadratique pour l’injection en pétales sur hémisphère avec  $H/D = 1$  : (a) plan majeur (MP), (b) plan mineur (mP)

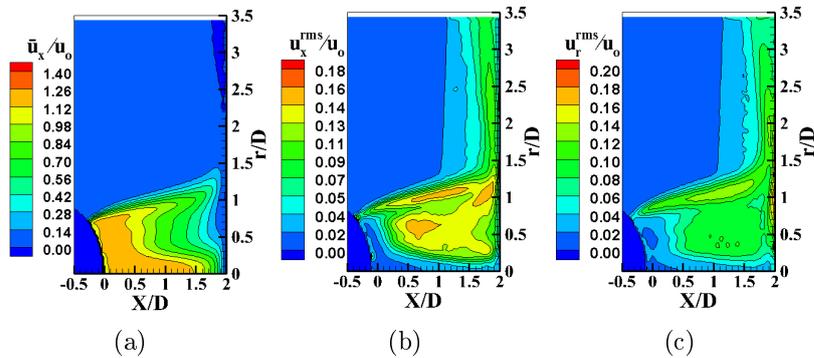


FIGURE B.21 – Champs statistiques de vitesse de l’injection en pétales sur hémisphère pour le plan majeur (MP) avec  $H/D = 2$  : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse axiale quadratique, (c) Vitesse radiale quadratique

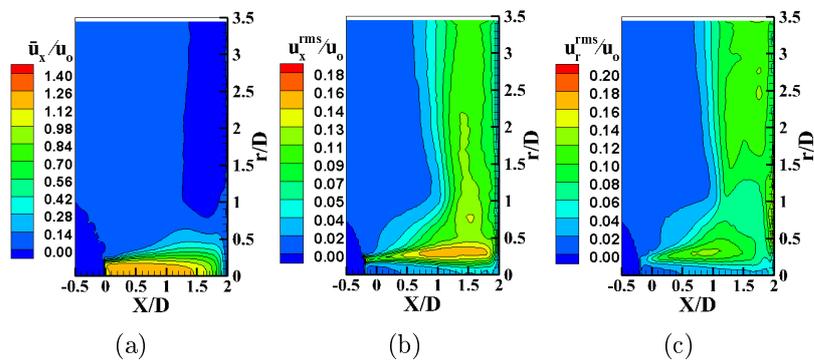


FIGURE B.22 – Champs statistiques de vitesse de l’injection en pétales sur hémisphère pour le plan mineur (mP) avec  $H/D = 2$  : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse axiale quadratique, (c) Vitesse radiale quadratique

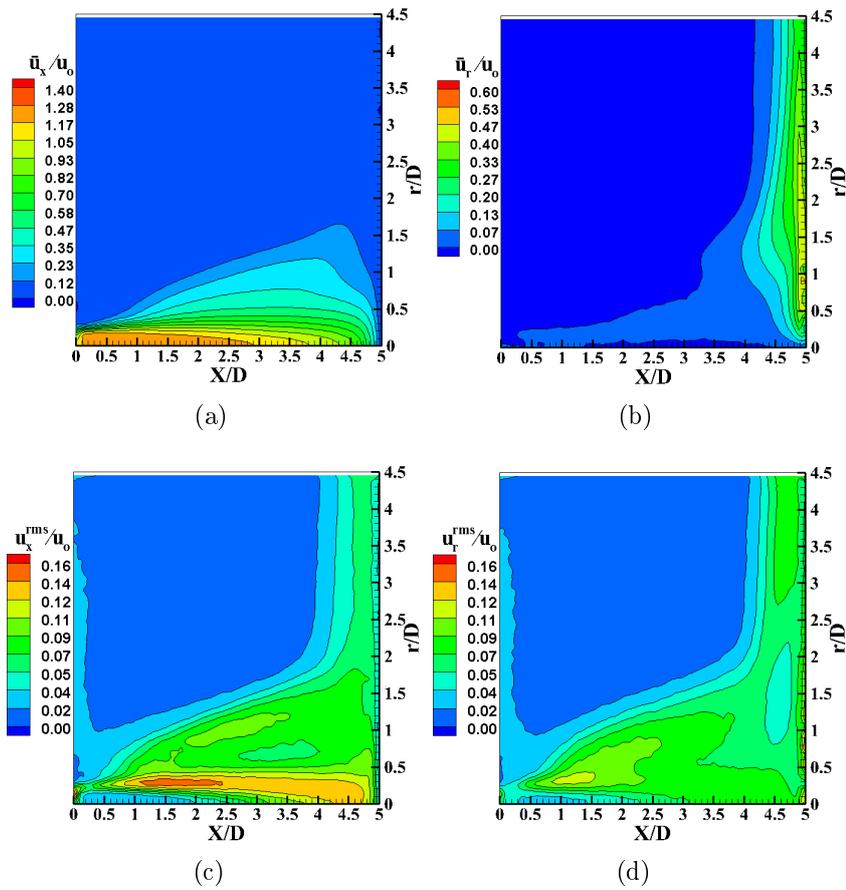


FIGURE B.23 – Champs statistiques de vitesse de l'injection en pétales sur hémisphère pour le plan mineur (mP) avec  $H/D = 5$  : (a) Vitesse moyenne axiale, (b) Vitesse moyenne axiale, (c) Vitesse axiale quadratique, (d) Vitesse radiale quadratique

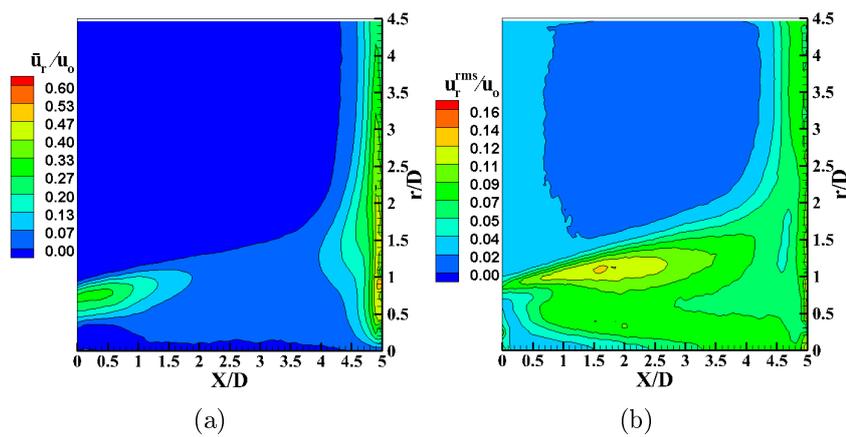


FIGURE B.24 – Champs statistiques de vitesse de l'injection en pétales sur hémisphère pour le plan majeur (MP) avec  $H/D = 5$  : (a) Vitesse moyenne radiale, (b) Vitesse radiale quadratique

## B.2 Résultats thermiques

### B.2.1 Injection ronde sur plan et hémisphère

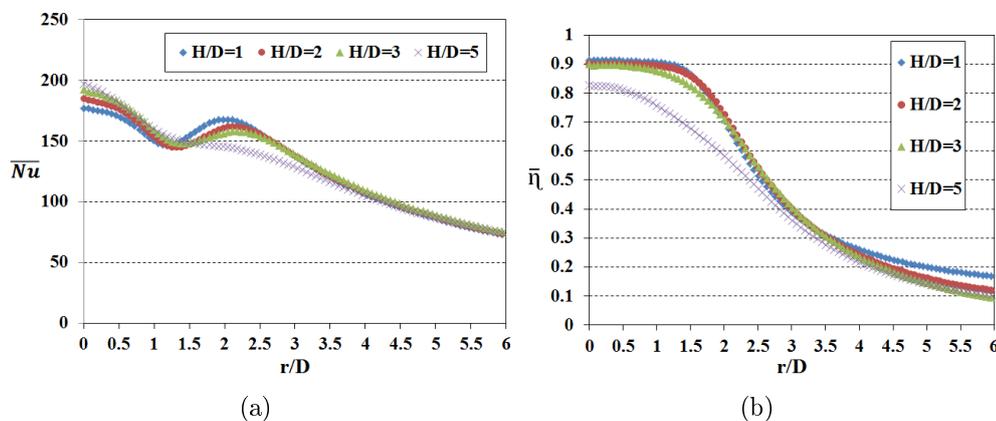


FIGURE B.25 – Distribution radiale du nombre de Nusselt moyen et de l'efficacité moyenne pour l'injection ronde sur plan avec  $Re = 45\,000$  : (a) nombre de Nusselt, (b) efficacité

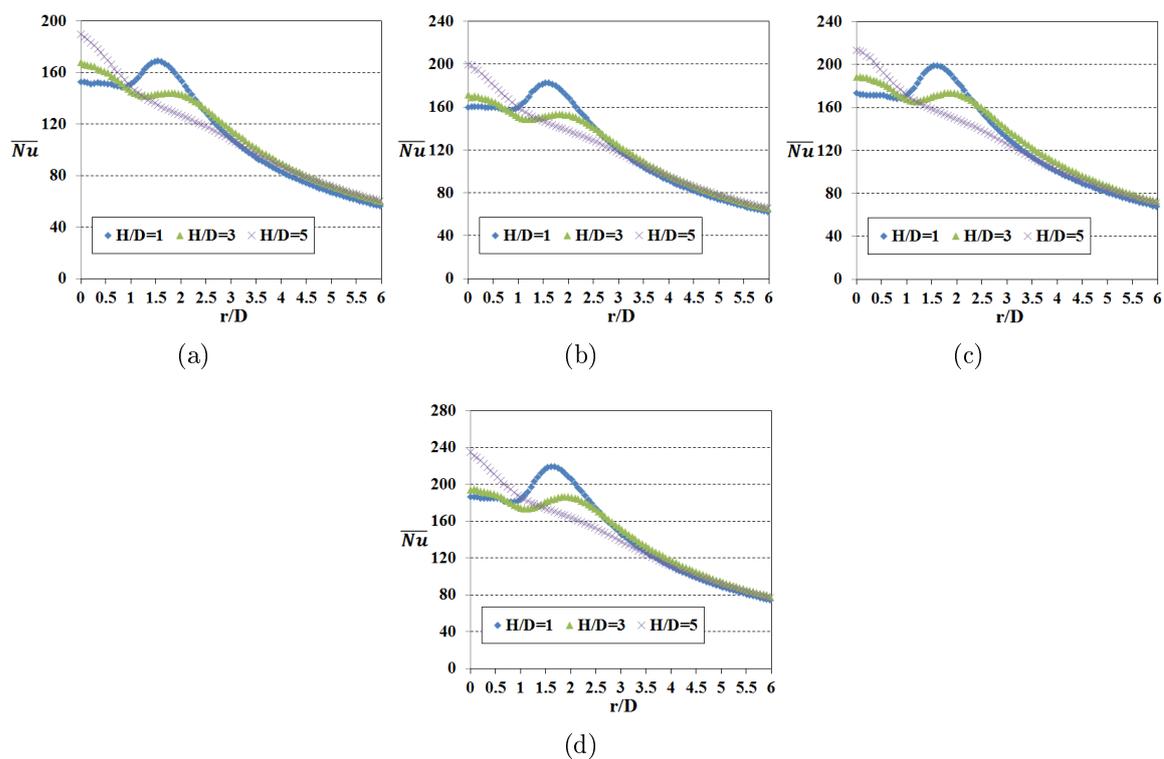


FIGURE B.26 – Distribution radiale du nombre de Nusselt moyen de l'injection ronde sur hémisphère pour différents nombres de Reynolds : (a)  $Re = 30\,000$ , (b)  $Re = 35\,000$ , (c)  $Re = 40\,000$ , (d)  $Re = 45\,000$

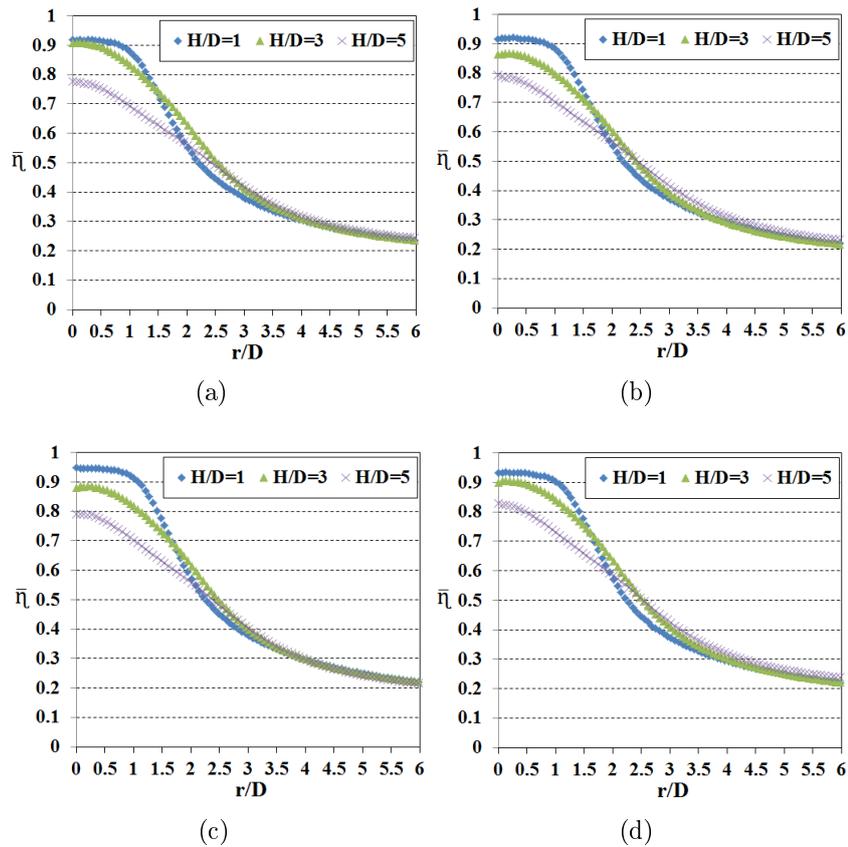


FIGURE B.27 – Distribution radiale de l'efficacité moyenne de l'injection ronde sur hémisphère pour différents nombres de Reynolds : (a)  $Re = 30\,000$ , (b)  $Re = 35\,000$ , (c)  $Re = 40\,000$ , (d)  $Re = 45\,000$

### B.2.2 Injection en croix sur hémisphère

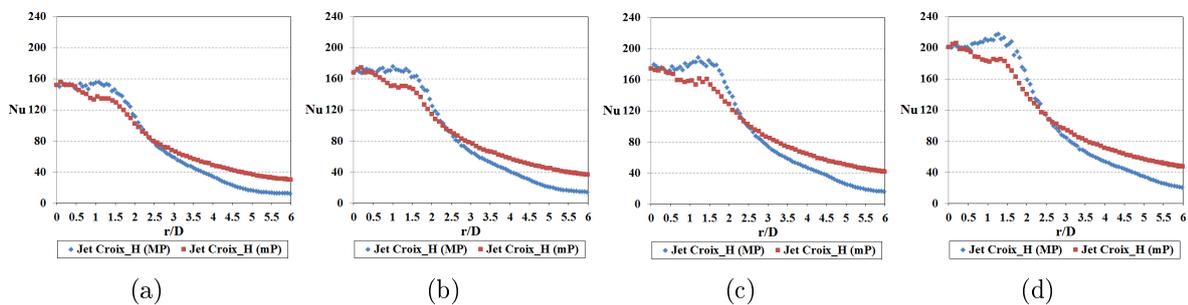


FIGURE B.28 – Distribution radiale du nombre de Nusselt de l'injection en croix sur hémisphère pour  $H/D = 1$  avec deux plans majeur et mineur : (a)  $Re = 30\,000$ , (b)  $Re = 35\,000$ , (c)  $Re = 40\,000$ , (d)  $Re = 45\,000$

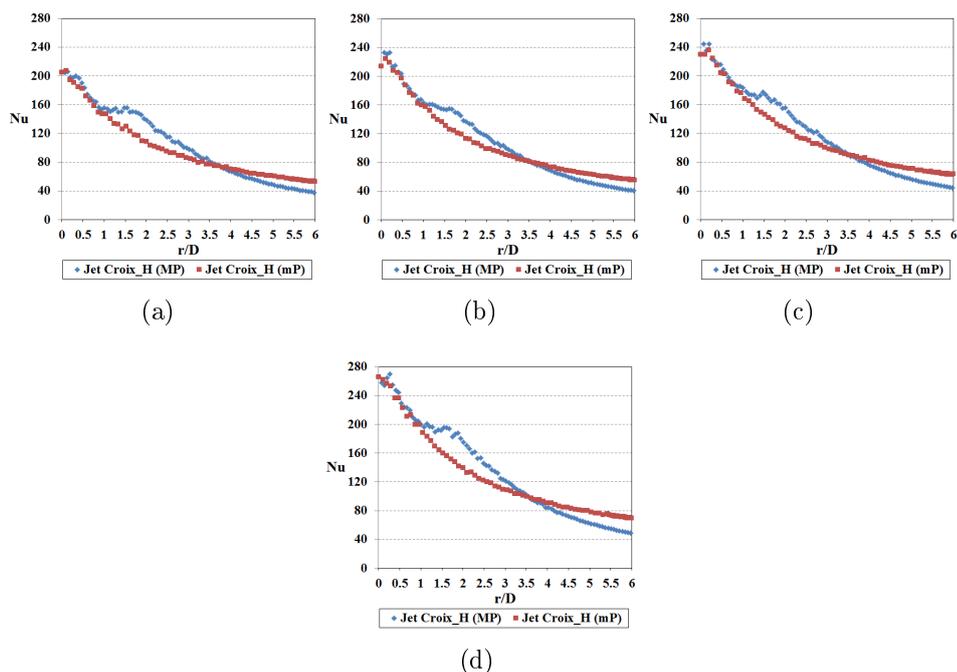


FIGURE B.29 – Distribution radiale du nombre de Nusselt de l’injection en croix sur hémisphère pour  $H/D = 3$  avec deux plans majeur et mineur : (a)  $Re = 30\ 000$ , (b)  $Re = 35\ 000$ , (c)  $Re = 40\ 000$ , (d)  $Re = 45\ 000$

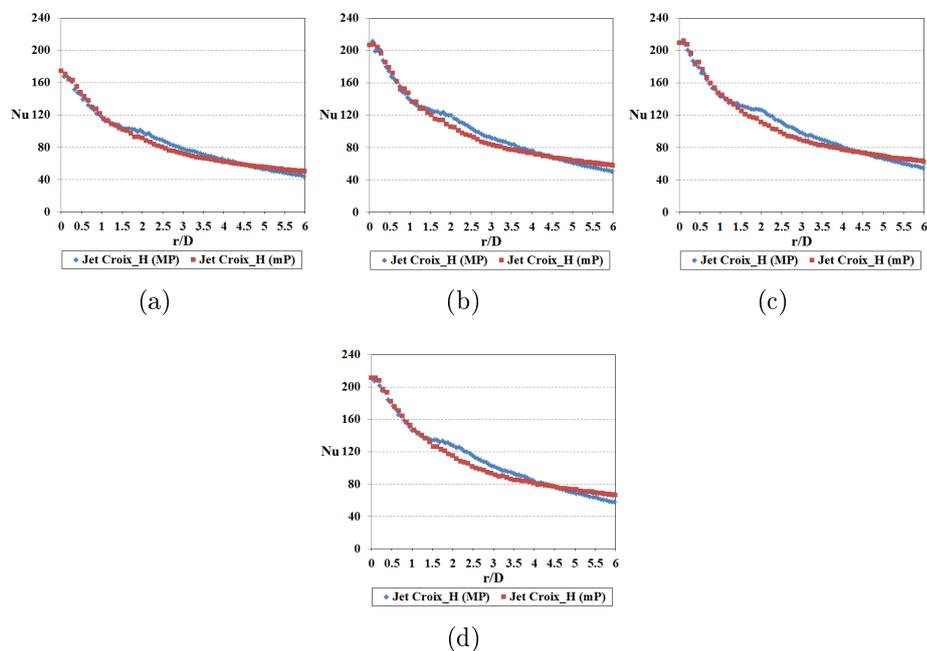


FIGURE B.30 – Distribution radiale du nombre de Nusselt de l’injection en croix sur hémisphère pour  $H/D = 5$  avec deux plans majeur et mineur : (a)  $Re = 30\ 000$ , (b)  $Re = 35\ 000$ , (c)  $Re = 40\ 000$ , (d)  $Re = 45\ 000$

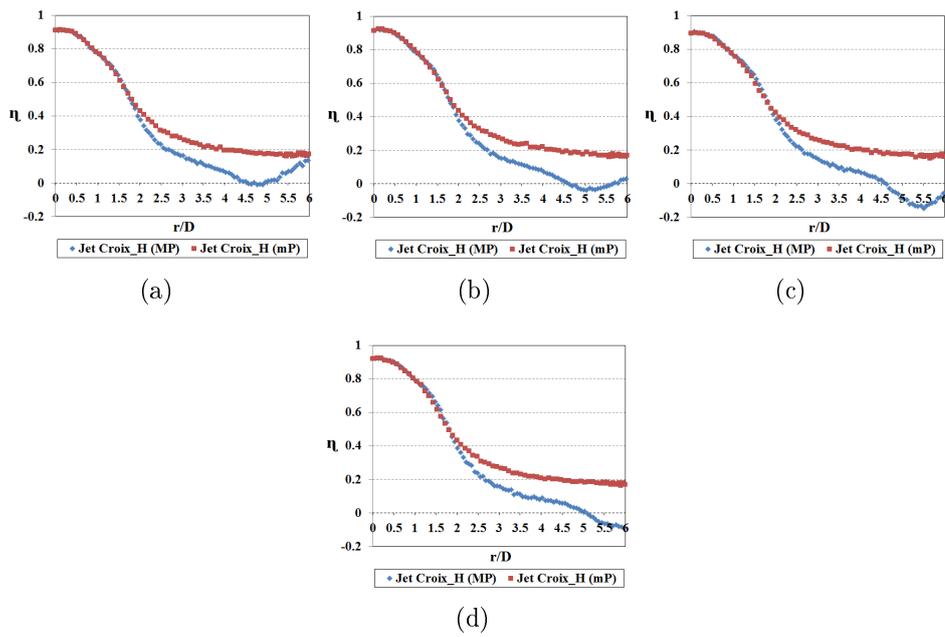


FIGURE B.31 – Distribution radiale de l'efficacité de l'injection en croix sur hémisphère pour  $H/D = 1$  avec deux plans majeur et mineur : (a)  $Re = 30\ 000$ , (b)  $Re = 35\ 000$ , (c)  $Re = 40\ 000$ , (d)  $Re = 45\ 000$

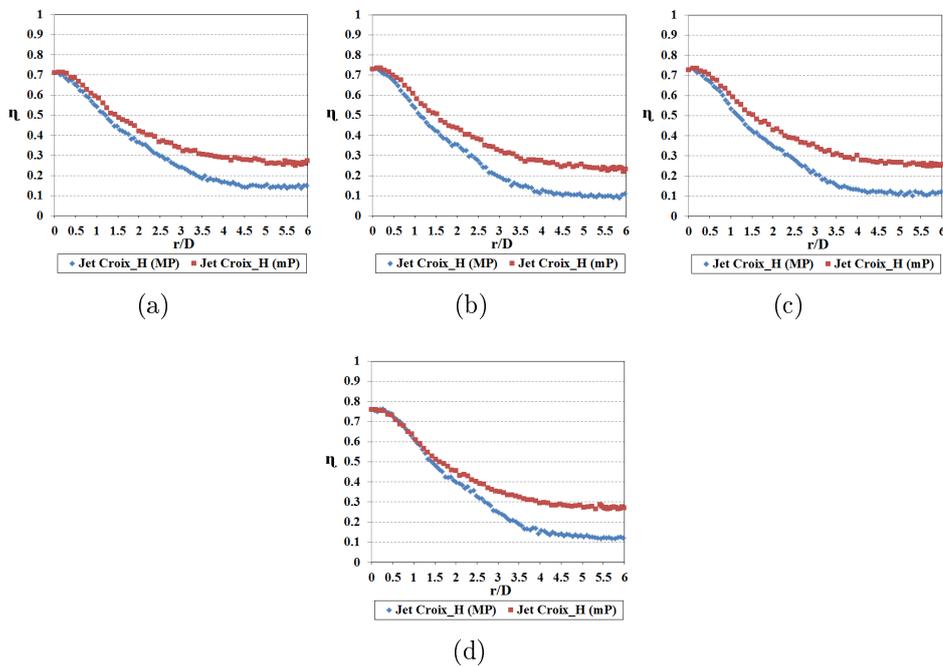


FIGURE B.32 – Distribution radiale de l'efficacité de l'injection en croix sur hémisphère pour  $H/D = 3$  avec deux plans majeur et mineur : (a)  $Re = 30\ 000$ , (b)  $Re = 35\ 000$ , (c)  $Re = 40\ 000$ , (d)  $Re = 45\ 000$

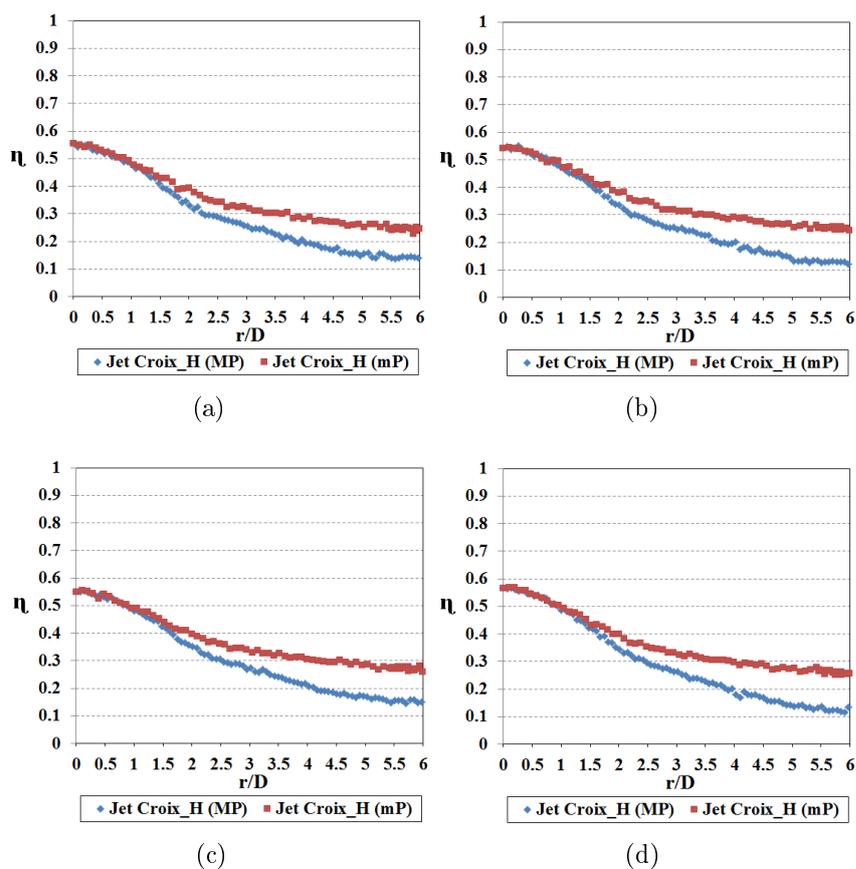


FIGURE B.33 – Distribution radiale de l’efficacité de l’injection en croix sur hémisphère pour  $H/D = 5$  avec deux plans majeur et mineur : (a)  $Re = 30\,000$ , (b)  $Re = 35\,000$ , (c)  $Re = 40\,000$ , (d)  $Re = 45\,000$

### B.2.3 Injection en pétales sur hémisphère

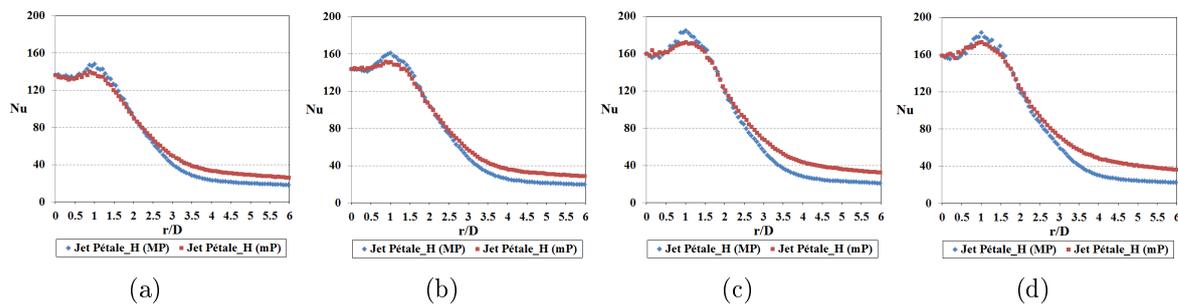


FIGURE B.34 – Distribution radiale du nombre de Nusselt de l’injection en pétales sur hémisphère pour  $H/D = 1$  avec deux plans majeur et mineur : (a)  $Re = 30\,000$ , (b)  $Re = 35\,000$ , (c)  $Re = 40\,000$ , (d)  $Re = 45\,000$

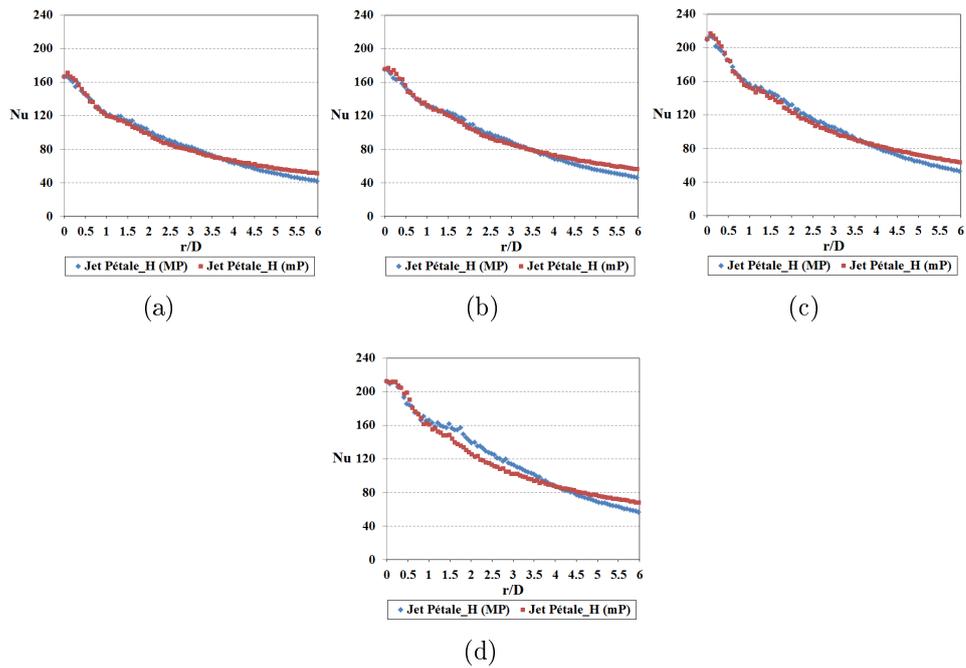


FIGURE B.35 – Distribution radiale du nombre de Nusselt de l'injection en pétales sur hémisphère pour  $H/D = 3$  avec deux plans majeur et mineur : (a)  $Re = 30\,000$ , (b)  $Re = 35\,000$ , (c)  $Re = 40\,000$ , (d)  $Re = 45\,000$

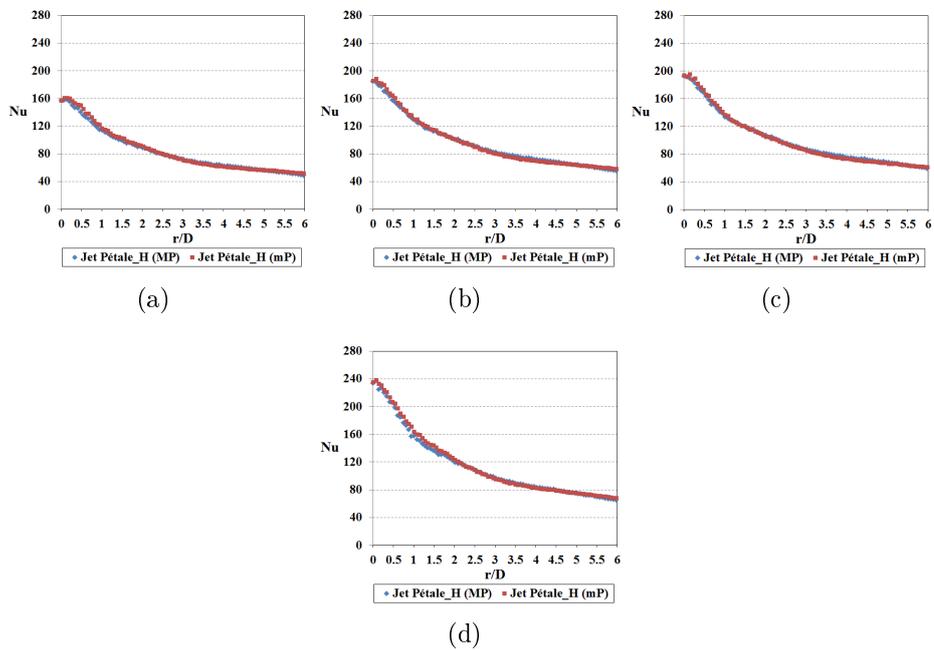


FIGURE B.36 – Distribution radiale du nombre de Nusselt de l'injection en pétales sur hémisphère pour  $H/D = 5$  avec deux plans majeur et mineur : (a)  $Re = 30\,000$ , (b)  $Re = 35\,000$ , (c)  $Re = 40\,000$ , (d)  $Re = 45\,000$

## B.2 Résultats thermiques

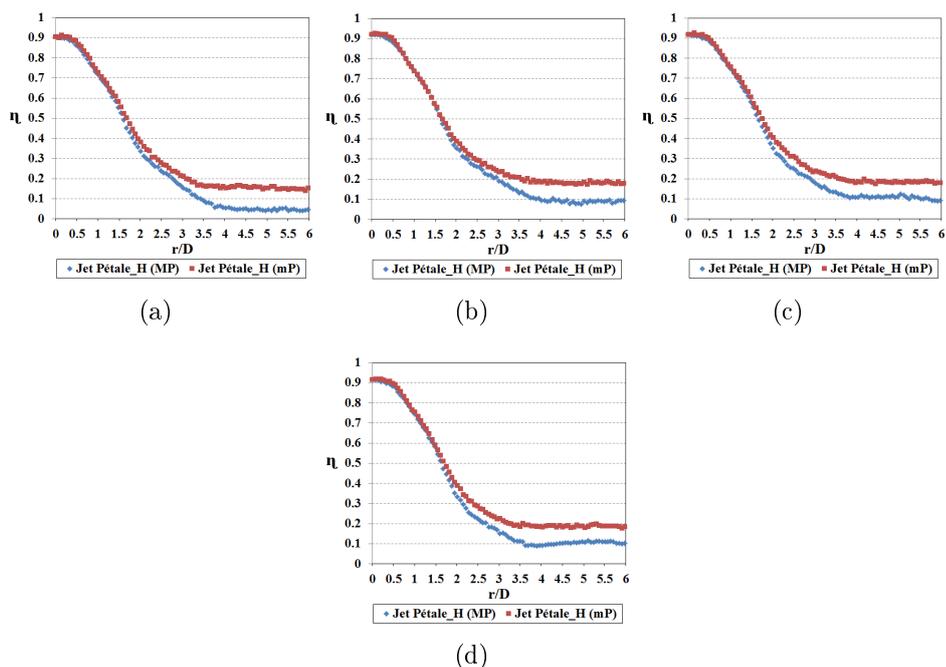


FIGURE B.37 – Distribution radiale de l’efficacité de l’injection en pétales sur hémisphère pour  $H/D = 1$  avec deux plans majeur et mineur : (a)  $Re = 30\ 000$ , (b)  $Re = 35\ 000$ , (c)  $Re = 40\ 000$ , (d)  $Re = 45\ 000$

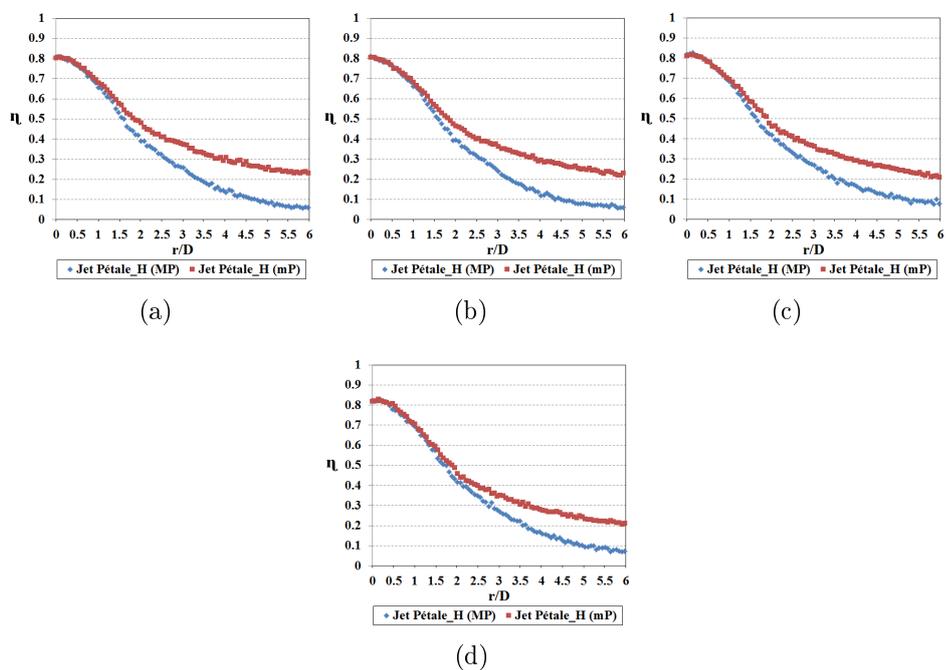


FIGURE B.38 – Distribution radiale de l’efficacité de l’injection en pétales sur hémisphère pour  $H/D = 3$  avec deux plans majeur et mineur : (a)  $Re = 30\ 000$ , (b)  $Re = 35\ 000$ , (c)  $Re = 40\ 000$ , (d)  $Re = 45\ 000$

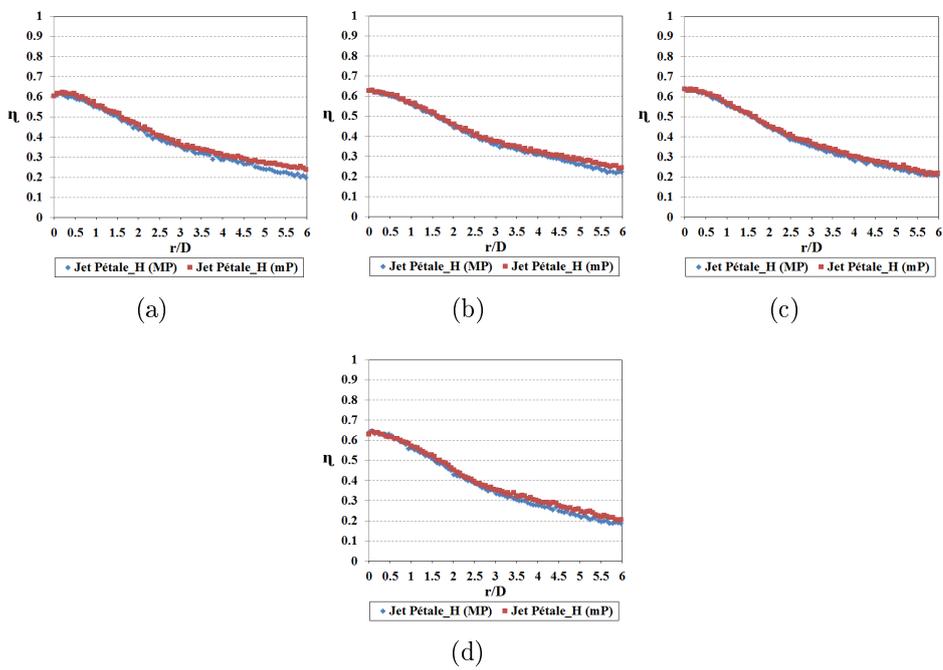


FIGURE B.39 – Distribution radiale de l'efficacité de l'injection en pétales sur hémisphère pour  $H/D = 5$  avec deux plans majeur et mineur : (a)  $Re = 30\ 000$ , (b)  $Re = 35\ 000$ , (c)  $Re = 40\ 000$ , (d)  $Re = 45\ 000$

## ANNEXE C

# COEFFICIENT DE RÉCUPÉRATION

Le coefficient de récupération  $r_c$  n'indique pas simplement le degré de conversion de l'énergie cinétique directe en énergie thermique sur l'obstacle, bien qu'il s'exprime comme un pourcentage de la température dynamique. Il représente l'effet thermique net résultant du travail de cisaillement visqueux et des échanges thermiques dans la couche limite sur l'obstacle. Le coefficient de récupération est donc directement relié au nombre de Prandtl ( $Pr$ ), qui exprime l'importance relative de la viscosité et de la conductivité dans la couche limite, ces deux effets se contrebalançant lorsque  $Pr = 1$ . Il peut dépasser 1. Pour un gaz ayant un nombre de Prandtl inférieur à 1, les effets de conduction thermique masquent les effets visqueux et la température "vue" par l'obstacle sera inférieure à la température totale de l'écoulement. Pour un fluide avec un nombre de Prandtl supérieur à 1, l'obstacle prendra une température supérieure à la température totale de l'écoulement et le coefficient de récupération est supérieure à 1.



## BIBLIOGRAPHIE

- [1] HYUNG HEE CHO, KYUNG MIN KIM and JIWOON SONG. *Cooling Systems : Energy, Engineering and Application*, chapter Applications of Impingement Jet Cooling Systems, 37-68. Nova Science Publishers, 2011.
- [2] J. W. GAUTNER, J. N. B. LIVINGGOOD and P. HRYCAK. Survey of literature on flow characteristics of a single turbulent jet impinging on a flat plate. Number TN D-5652 in Technical Note. National Aeronautics and Space Administration, Washington, D.C. 20546, February 1970.
- [3] H. MARTIN. Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces. *Advances in Heat Transfer*, 13 :1-60, 1977.
- [4] S. J. DOWNS and E. H. JAMES. Jet impinging heat transfer, a literature survey. In *ASME National Heat Transfer Conference*, number 87-H-35, New York, 1987.
- [5] J. E. JAMBUNATHAN, E. LAI, M. A. MOSS and B. L. BUTTON. A review of heat transfer data for single circular jet impingement. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 13(2) :106-115, 1992.
- [6] DULFHARAH NIZAM BIN MEMTH ALI. *Effect of nozzle diameter on jet impingement cooling system*. University Malaysia Pahang, 2009.
- [7] BLEVINS. *Applied Fluid Dynamics Handbook*. Number ISBN 157524182X. Van Nostrand Reinhold Co, 1984.
- [8] N. RAJARATNAM. *Turbulent jets*. Elsevier Scientific Publishing Company, 1976.
- [9] J. N. B. LIVINGGOOD and P. HRYCAK. Impingement heat transfer from turbulent air jets to flat plates - a literature survey. *Nasa Technical Note X - 2778*, 1973.
- [10] V. NARAYANAN, J. SEEYED-YAGOOBI and R. H. PAGE. An experimental study of fluid mechanics and heat transfer in an impinging slot jet flow. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 47 (8-9) :1827-1845, April 2004.
- [11] S.POLAT, B. HUANG, A.S. MUJUMDAR and W.J.M. DOUGLAS. Numerical flow and heat transfer under impinging jet : A review, ann. rev. fluid mech. heat transfer. 2 :157-197, 1989.
- [12] C. CORNARO, A. S. FLEISCHER and R. J. GOLDSTEIN. Flow visualization of a round jet impinging on cylindrical surfaces. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 20 :66-78, 1999.

- [13] Cz. O. POPIEL and O. TRASS. Visualisation of a free and impinging round jet. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 4 :253–264, 1991.
- [14] Cz. O. POPIEL and L. BOGUSLAWSKI. Effect of flow structure on the heat and mass transfer on a flat plate in impinging round jet. *2nd UK National Conf.on Heat Transfer*, 1, September 1988.
- [15] H. FONDSE, S. LEIJDEN and G. OOMS. On the influence of the exit conditions on the entrainment rate on the development region of a free, round, turbulent jet. *Appl. Sci. Res*, 40 :355–375, 1983.
- [16] J. C. DUDA, F. D. LAGOR and A. S. FLEISCHER. A flow visualization study of the development of vortex structure in a round jet impinging on a plate and a cylindrical pedestal. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32 :1754–1758, 2008.
- [17] J. M. BUCHLIN. Convective heat transfer in impinging gas jet systems. *VKI for Fluids Dynamics Lecture Series, Aero-thermal Performance of Internal Cooling Systems in Turbomachines*, (Series 2000-2003), March 2000.
- [18] S. ROUX, M. FENOT, G. LALIZEL, L. E. BRIZZI and E. DORIGNAC. Experimental investigation of the flow and heat transfer of an impinging jet under acoustic excitation. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 54 :3277–3290, 2011.
- [19] R. J. GOLDSTEIN, K. A. SOBOLIK and W. S. SEOL. Effect of entrainment on the heat transfer to a heated circular air jet impinging on a flat surface. *ASME J. Heat Transfer*, 112(3) :608–611, 1990.
- [20] C. H. N. YUEN and R. F. MARTINEZ-BOTAS. Film cooling characteristics of rows of round holes at various streamwise angles in a crossflow : Part 1. effectiveness. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 46 :221–235, 2003.
- [21] MAGDALENA KRISTIAWAN, AMINA MESLEM, ILINCA NASTASE and VACLAV SOBOLIK. Wall shear rates and mass transfer in impinging jets : Comparison of circular convergent and cross-shaped orifice nozzles. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 55 :282–293, 2012.
- [22] AMINA MESLEM, ILINCA NASTASE and FRANCIS ALLARD. Passive mixing control for innovative air diffusion terminal devices for buildings. *Building and Environment*, 45 :2679–2688, 2010.
- [23] ILINCA NASTASE, AMINA MESLEM and PHILIPPE GERVAIS. Primary and secondary vortical structure contribution in the entrainment of low reynolds number jet flows. *Experiments in Fluids*, 44 :1027–1033, 2008.
- [24] ILINCA NASTASE and AMINA MESLEM. Vortex dynamics and mass entrainment in turbulent lobed jets with and without lobe deflection angles. *Experiments in Fluids*, 48 :693–714, 2010.
- [25] KODJOVI SODJAVI, BRICE MONTAGNE, AMINA MESLEM, PAUL BYRNE, LAURENT SERRES and VACLAV SOBOLIK. Passive control of wall shear stress and mass transfer generated by submerged lobed impinging jet. *Heat and Mass Transfer*, pages 1–12, June 2015.
- [26] R. H. MARTIN and J. M. BUCHLIN. Jet impingement heat transfer from lobed nozzles. *Int. J. Thermal Sciences*, 50 :1199–1206, 2011.

- [27] A. K. MOHANTY and A. A. TAWFEK. Heat transfer due to round jet impinging normal to a flat surface. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 36 :1639–1647, 1993.
- [28] D. LYTLE and B. W. WEBB. Air jet impinging heat transfer at low nozzle-plate spacings. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 37(12) :1687–1697, 1994.
- [29] L. HUANG and M. S. EL-GENK. Heat transfer of an impinging jet on a flat surface. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 37 :1915–1923, 1994.
- [30] D. W. COLUCCI and R. VISKANTA. Effect of nozzle geometry on local convective heat transfer to a confined impinging air jet. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 13 :71–80, 1996.
- [31] HERBERT MARTIN HOFMANN, MATTHIAS KIND and HOLGER MARTIN. Measurements on steady state heat transfer and flow structure and new correlations for heat and mass transfer in submerged impinging jets. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 50 :3957–3965, 2007.
- [32] M. D. LIMAYE, R. P. VEDULA and S. V. PRABHU. Local heat transfer distribution on a flat plate impinged by a compressible round air jet. *Int. J. Thermal Sciences*, 49(Issue 11) :2157–2168, Novembre 2010.
- [33] R. J. GOLDSTEIN, A. I. BEHBAHANI and K. KIEGER HEPPELMANN. Streamwise distribution of the recovery factor and the local heat transfer coefficient to an impinging circular air jet. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 29 :1227–1235, 1986.
- [34] P. BREVET. *Etude expérimentale et numérique des transferts thermiques par impact de jet, Application aux moteurs aéronautiques*. Thèse. Université de Poitiers, France, 2001.
- [35] JUNG-YANG SAN, CHIH-HAO HUANG and MING-HONG SHU. Impingement cooling of a confined circular air jet. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 40 :1355–1364, 1997.
- [36] P. GULATI, V. KATTI and S. V. PRABHU. Influence of the shape of the nozzle on local heat transfer distribution between smooth flat surface and impinging air jet. *Int. J. Thermal Sciences*, 48 :602–617, 2009.
- [37] T. S. O'DONOVAN and D. B. MURRAY. Jet impingement heat transfer - part 1 : Mean and root-mean-square heat transfer and velocity distributions. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 50 :3291–3301, 2007.
- [38] J. BAUGHN and S. SHIMIZU. Heat transfer measurements from a surface with uniform heat flux impinging jet. *J. Heat Transfer*, 111(4) :1096–1098, 1989.
- [39] N. GAO, H. SUN and D. EWING. Heat transfer to impinging round jets with triangular tabs. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 46 :2557–2569, 2003.
- [40] V. KATTI and S. V. PRABHU. Experimental study and theoretical analysis of local heat transfer distribution between smooth flat surface and impinging air jet from a circular straight pipe nozzle. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 51 :4480–4495, 2008.
- [41] B. R. HOLLWORTH and L. R. GERO. Entrainment effects on impingement heat transfer : Part 2 - local heat transfer measurements. *J. Heat Transfer*, 107 :910–915, 1985.

- [42] S. V. GARIMELLA and B. NENAYDYKH. Nozzle-geometry effects in liquid jet impingement heat transfer. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 39 :2915–2923, 1996.
- [43] N. T. OBOT, A.S. MUJUMDAR and W. J. M. DOUGLAS. The effect of nozzle geometry on impingement heat transfer under a round turbulent jet. In *ASME Winter Annual Meeting*, number 79-WA/HT-53, New York, 1979.
- [44] E. M. SPARROW and L. LEE. Analysis of flow field and impingement heat/mass transfer due to a nonuniform slot jet. *J. Heat Transfer*, 97 :191–197, 1975.
- [45] C. J. HOOGENDOORN. The effect of turbulence on heat transfer at a stagnation point. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 20 :1333–1338, 1977.
- [46] R. GARDON and J. AKFIRAT. Heat transfer characteristics of impinging two dimensional air jets. *J. Heat Transfer*, 88(1) :101–107, 1996.
- [47] R. J. GOLDSTEIN and J. F. TIMMERS. Visualisation of heat transfer from arrays of impinging jets. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 25 :1857–1868, 1982.
- [48] K. KATAOKA, R. SAHARA, H. ASE and T. HARADAT. Role of large-scale coherent structure in impinging jet heat transfer. *Journal of Chemical Engineering of Japan*, 20 :71–76, 1987.
- [49] M. BEHNIA, S. PARNEIX, Y. SHABANY and P. A. DURBIN. Numerical study of turbulent heat transfer in confined and unconfined impinging jets. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 20 :1–9, 1999.
- [50] R. VISKANTA. Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 6 :111–134, 1993.
- [51] C. MEOLA, G. CARDONE, C. CARMICINO and G. M. CARLOMAGNO. Fluid dynamics and heat transfer in an impinging air jet. 9th International Symposium on flow Visualization, Edimburg, 22-25, August 2000.
- [52] R. J. GOLDSTEIN and A. I. BEHBAHANI. Impingement of a circular jet with and without crossflow. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 25 :1377–1382, 1982.
- [53] B. PAMADI and I. BELOV. A note on the heat transfer characteristics of circular impinging jet. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 23 :783–787, 1980.
- [54] R. GARDON and J. AKFIRAT. The role of turbulence in determining the heat transfer characteristics of impinging jets. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 8 :1261–1272, 1965.
- [55] S.P. KEZIOS. *Heat Transfer in the Flow of a Cylindrical Air Jet Normal to an Infinite Plane*. Ph.D Thesis. Illinois Institute of Technology, 1956.
- [56] D. LYTLE and B. W. WEBB. Secondary heat transfer maxima for air jet impingement at low nozzle to plate spacings. *Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, pages 776–783, 1991.
- [57] N.R. SAAD, W.J.M. DOUGLAS and A.S. MUJUMDAR. Prediction of heat transfer under an axisymmetric laminar impinging jet. *Ind. Eng. Chem. Fund*, 16 :148–154, 1977.
- [58] WILKO ROHLFS, HERMAN D. HAUSTEIN, OLIVER GARBRECHT and REINHOLD KNEER. Insights into the local heat transfer of a submerged impinging jet :

- Influence of local flow acceleration and vortex-wall interaction. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 55 :7728–7736, 2012.
- [59] D. COOPER, D. C. JACKSON, B. E. LAUNDER and G. X. LIAO. Impinging jet studies for turbulence model assessment - i. flow-field experiments. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 36 :2675–2684, 1993.
- [60] M. HADZIABDIC and K. HANJALIC. Vortical structure and heat transfer in a round impinging jet. *J. Fluid Mechanics*, 596 :221–260, 2008.
- [61] T. S. O'DONOVAN and D. B. MURRAY. Jet impingement heat transfer - part 2 : A temporal investigation of heat transfer and local fluid velocities. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 50 :3302–3314, 2007.
- [62] E. U. SCHLICHTING and V. GNIELINSKI. Heat and mass transfer between surfaces and impinging jets. *Chem. Ing. Tech*, 39 :578–584, 1967.
- [63] R. GARDON and J. CARBONPUE. Heat transfer between a flat plate and jets of jets of air impinging on it. In *International Heat Transfer Conference*, volume Part 2, pages 454–460, 1961.
- [64] D. H. LEE, R. GRIEF, S. J. LEE and J. H. LEE. Heat transfer from a plate to a fully developed axisymmetric impinging jet. *ASME J. Heat Transfer*, 117 :772–776, 1995.
- [65] M. FENOT. *Etude du refroidissement par impact de jets, Application aux aubes de turbines*. thèse. Université de Poitiers, France, 2004.
- [66] P. HEIKKILA and N. MILOSAVLJEVIC. Investigation of impingement heat transfer coefficient at high temperatures. *Drying Technology*, 20 :211–222, 2002.
- [67] J. W. BAUGHN, A. E. HECHANOVA and Y. XIAOJUN. An experimental study of entrainment effects on the heat transfer from a flat surface to a heated circular impinging jet. *J. Heat Transfer*, 113(4) :1023–1025, 1991.
- [68] B. R. HOLLWORTH and S. I. WILSON. Entrainment effect on impingement heat transfer : Part 1 - measurements of heated jet velocity and temperature distributions and recovery temperatures on target surface. *J. Heat Transfer*, 106(4) :797–803, 1984.
- [69] M. FENOT, J. J. VULLIERME and E. DORIGNAC. Local heat transfer due to several configurations of circular air jets impinging on a flat plate with and without semi-confinement. *Int. J. Thermal Sciences*, 44 :665–675, 2005.
- [70] S. L. BIRCH and J. M. EGGERS. A critical review of the experimental data on turbulent shear layers. *NASA SP*, 321 :943–949, 1972.
- [71] W. SHYY and V. S. KRISHNAMURTY. Compressibility effect in modeling complex turbulent flows. *Prog. Aerospace Sci.*, 33 :587–645, 1997.
- [72] C. MEOLA, L. DE LUCA and G. M. CARLOMAGNO. Azimuthal instability in an impinging jet : Adiabatic wall temperature distribution. *Experiments in Fluids*, 18(5) :303–310, 1995.
- [73] C. MEOLA, L. DE LUCA and G. M. CARLOMAGNO. Influence of shear layer dynamics on impingement heat transfer. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 13 :29–37, 1996.

- [74] E. TURGEON, D. PELLETIER and F. ILINCA. Compressible heat transfer computations by an adaptive finite element method. *Int. J. Thermal Sciences*, 41(8) :721–736, 2002.
- [75] RIDHA HANNAT. *Etude numérique des effets de la compressibilité sur le transfert de chaleur dans un système antigivre à air chaud*. Ecole Technologie Supérieure, Université du Québec, Montréal, Juillet 2009.
- [76] F. P. INCROPERA and D. P. DEWITT. Introduction to heat transfer.
- [77] E. DORIGNAC and J. J. VULLIERME. Qualification d’une méthode de mesure des échanges convectifs sur des obstacles de formes courbes. *Colloque Thermique : Systèmes thermiques instationnaires, SFT, Sophia-Antipolis*, 99-105, 20-21 mai 1992.
- [78] AWATEF MESSAADI. *Etude des échanges convectifs le long d’une paroi à multi-perforation inclinée. Application au refroidissement des parois des chambres de combustion*. Université de Poitiers, 2003.
- [79] QAISER SULTAN. *Caractérisation expérimentale aérothermique d’un jet pulse débouchant dans un écoulement transversal : Influence du nombre de Strouhal d’excitation sur le refroidissement de paroi par film*. Thèse. Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d’Aérotechnique, France, Septembre 2011.
- [80] 100 JCGM. *Evaluation des données de mesures - Guide pour l’expression de l’incertitude de mesure*. 2008.
- [81] D. YORK, N. M. EVENSEN, L. LOPEZ MARTINEZ and J. DE BASABE DELGADO. Unified equation for the slope, intercept, and standard errors of the best straight line. *Am. J. Phys.*, 72(3) :367–375, 2004.
- [82] H. HUANG, D. DABIRI and M. GHARIB. On errors of digital particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 8 :1427–1440, 1997.
- [83] KAOUTHER ISMAIL, MAHER BEN CHIEKH and SASSI BEN NASRALLAH. Techniques d’identification des structures cohérentes dans un écoulement 2d.
- [84] FEI-BIN HSIAO, YONG-CHIN LIM and JIANN-MIN HUANG. On the near-field flow structure and mode behaviors for the right-angle and sharp-edged orifice plane jet. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 34 :1282–1289, 2010.
- [85] MATT GOODRO, JONGMYUNG PARK, PHIL LIGRANI, MIKE FOX and HEE-KOO MOON. Effects of Mach number and Reynolds number on jet array impingement heat transfer. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 50 :367–380, 2007.
- [86] CEDIP, *Instructions d’utilisation de la CIR*.