Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis

Thèse de doctorat

Pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de

VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRESIS

Spécialité : **Énergétique**

Présentée et soutenue par

Manel WANNASSI.

Le 16 juillet 2013, à Valenciennes

Ecole doctorale :
Sciences Pour l'Ingénieur (SPI)

Equipe de recherche, Laboratoire :
Laboratoire de Thermique, Ecoulement, Mécanique, Mise en Production (TEMPO)

Étude des transferts thermiques par batteries de jets pour la trempe du verre

JURY

Président du jury
- Aloui, Fethi. Professeur. Université de Valenciennes.

Rapporteurs
- Siroux, Monica. Professeur. INSA de Strasbourg.
- William-Louis, Mame. Professeur. Université d'Orléans.

Examinateur
- PAVAGEAU, Michel. Professeur. Mines Telecom, Paris.

Directeur de thèse
- MONNOYER, François. Professeur. Université de Valenciennes.

Co-directeur de thèse :
- LOCHEGNIES, Dominique. Professeur. Université de Valenciennes.

Résumé

La trempe à l'air est largement utilisée dans les procédés de production de verre de sécurité. L'obtention d'une distribution de contraintes adéquate requiert un refroidissement intense et homogène à la fois, et ces deux propriétés sont difficiles à obtenir sur la courte durée de la trempe. Les batteries de jets utilisées dans la plupart des systèmes de trempe produisent un refroidissement adéquat mais souffrent d'inhomogénéité, à l'origine de défauts de trempe et de casse durant le processus.

L'objectif de cette thèse est d'explorer des nouvelles configurations qui améliorent l'homogénéité du refroidissement en préservant son intensité. L'approche choisie consiste à implanter des jets rotatifs dans les réseaux de manière à accentuer le mélange des jets avant impact. Les études ont été menées principalement par simulation numérique, corroborées par des visualisations par enduit gras sur un banc d'essai dédié, conçu et réalisé dans le cadre de cette thèse.

La première phase a été consacrée à la conception des générateurs de jets rotatifs et à l'étude de leur dynamique en mode isolé. Le développement d'une structure tourbillonnaire se formant à l'entrée de chaque lobe du dispositif de mise en rotation a été mis en évidence. L'interaction des jets rotatifs dans le réseau de refroidissement constitue la deuxième phase. Il apparait que la structure cellulaire du schéma d'impact n'est que marginalement perturbée par les jets rotatifs et que la présence de ces derniers n'influe que peu sur la dynamique de l'écoulement. Enfin, la modélisation détaillée des transferts de chaleur sur la plaque d'impact montre que les jets rotatifs ne contribuent que faiblement au refroidissement, mais que l'interférence avec le réseau de jets simples augmente légèrement le transfert de chaleur local au niveau de leur impact. Sans avoir obtenu les résultats escomptés, cette thèse a toutefois montré la complexité du système et le couplage fort entre les phases d'alimentation et d'évacuation de l'air de refroidissement.

MOTS-CLES

Transferts tehrmiques, dynamique des fluides numériques, jets, jets impactants, batterie de jets, jets rotatifs, trempe du verre

Abstract

Air quenching is widely applied in security glass manufacturing processes. Proper residual stresses distribution requires strong and homogeneous cooling and both are difficult to achieve over the very short time of the tempering process. Jet arrays used in most processes provide with sufficient cooling but suffer from inherent inhomogeneity, leading to quality loss of the glass product and, in extreme cases, to unacceptable breaking numbers during production.

The objective of the present study is to investigate ways to improve cooling homogeneity while maintaining efficiency. For this purpose, swirling jets are located inside the jet arrays to enhance jet mixing prior to impingement. Numerical simulation is performed, corroborated by oil flow visualization and a dedicated test bench has been designed and set up within the frame of this thesis.

The first part was concerned with the design of swirlers and their dynamic behaviour in standalone mode. It has been shown that a vortex is forming at the inlet of each swirl compartment. Inserting the swirlers within jet arrays constitutes the seconf phase. It turns out that the cellular structure of the impingement pattern is only marginally affected by the swirlers, which have a weak influence on the flow dynamics. Last, the detailed heat transfer modeling on the impingement surface shows that the swirlers themselves do barely contribute to the overall cooling, while the coupling with the simple jet array slightly improves the local heat transfer close to the impingement area. Although the expected outcome was not achieved, this thesis showed the flow complexity as well as the strong coupling between the feeding and the exhaust phases experienced by the cooling air.

KEYWORDS

Heat transfer, computational fluid dynamics (CFD), jets, impinging jets, jet array, swirling jet, swirler, glass tempering

Remerciements

Enfin la voici cette fameuse page ! Celle par laquelle toute thèse commence et qui paradoxalement marque le point final aux travaux accomplis. Cela n'a pas été simple (c'est le moins qu'on puisse dire), mais maintenant, c'est fini.

Malgré le côté très personnel d'un travail de thèse, son aboutissement n'est pas possible sans l'aide et le soutien d'un nombre conséquent de personnes. Merci mille fois à tous ceux qui m'ont soutenus jusqu'à cette page...

Ce mémoire est l'aboutissement de mes travaux de recherche effectués au laboratoire Thermique Ecoulement Mécanique Matériaux Mise en Forme PrOduction (TEMPO) au sein de l'équipe Dynamique des Fluides et Transfert Thermique (DF2T). Je remercie le directeur du laboratoire et les responsables respectifs de l'équipe DF2T Madame Souad Armand, Monsieur Larbi Labraga et Monsieur François Monnoyer de m'avoir accueilli dans les meilleures conditions durant ces quatre années de thèse.

Je voudrai dans un premier temps, remercier les différents membres du jury qui m'ont fait l'honneur trois jours avant la fermeture du labo, de venir assister à ma soutenance. Je remercie ainsi Fethi ALOUI, Professeur à l'Université de Valenciennes qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse et je l'en remercie. J'exprime également toute ma gratitude à Monica SIROUX, Professeur à l'INSA de Strasbourg et Mame WILLIAM-LOUIS, Professeur à l'Université d'Orléans qui ont accepté de prendre du temps et de mobiliser leurs compétences pour être rapporteurs de mon manuscrit, pour avoir porté un regard critique sur mon mémoire et pour les échanges contructifs qui en sont ressortis. Je suis en particulier très sensible à l'honneur que m'a fait Monsieur Michel PAVAGEAU, Professeur à Mines Telecom Paris d'avoir bien voulu participer à mon jury de thèse et d'avoir examiné mon travail.

J'ai particulièrement apprécié l'intérêt manifesté lors de la soutenance de cette thèse, et le plaisir que j'ai eu à répondre à vos nombreuses interrogations. Soyez tous remerciés pour l'intérêt que vous avez porté à mes recherches, et pour vos remarques constructives sur le manuscrit qui m'ont permis de clarifier mes idées et d'ouvrir de nouvelles pistes.

Les résultats présentés ici n'auraient jamais vu le jour sans l'aide de mes directeurs de thèse, Monsieur François MONNOYER et Monsieur Dominique LOCHEGNIES. Je tiens à leur exprimer ainsi toute mon admiration pour la curiosité scientifique et le dynamisme dont ils font preuve chaque jour.

Monsieur François MONNOYER qui malgré ses très nombreuses responsabilités et malgré la distance Nantes Valenciennes, il a toujours su rester disponible et m'accorder son temps pour orienter mon travail et me faire profiter de ses compétences scientifiques. Sa passion contagieuse pour la mécanique

des fluides, ses conseils judicieux et son sens de la pédagogie m'ont été d'une aide précieuse lors de cette thèse. Je lui suis également profondément reconnaissante pour tout le soutien qu'il m'a apportée, et pour la confiance et l'autonomie qu'il m'a accordée tout au long de mes quatre années de thèse.

Bien évidemment je remercie aussi Dominique LOCHEGNIES, professeur à l'Université de valenciennes d'avoir co-diriger cette thèse. Bien que nos contacts fussent nettement moins fréquents, et malgré tes connaissances limitées en mécanique des fluides j'étais touchée particuliérement par vos qualités humaines, vos conseils avisés, votre ouverture d'esprit et vos paroles réconfortantes dans les périodes difficles.

Je souhaite associer à ces chefs « offciels » Marc, qui a été pour moi d'une aide inestimable pour toute la partie de la réalisation de la maquette expérimentale de cette étude. À vous trois, ma gratitude, mes remerciements pour toutes les connaissances et les méthodes de travail que vous m'avez transmises.

Je suis encore une fois désolé pour la frustration que j'ai désiré partager avec le lecteur dans ce manuscrit, fruit d'un travail essentiellement numérique qui a traité un axe de recherche malheureusement plein de confusion et contradiction. Mais comme on dit " il est parfois nécessaire de fermer les portes pour trouver son chemin ".

L'enseignement ayant pris une part non négligeable de mon temps ces quatre dernières années. J'ai eu la chance d'être monitrice à l'ENSIAME durant cette thèse. Enseigner fut un vrai plaisir. Merci donc à l'équipe enseignante de cette école d'ingénieurs particuliérement ceux avec qui j'ai partagé cette expérience Eric Delacourt et Julien Pellé.

Je remercie également toute l'équipe enseigante et administrative de l'IUT de Nantes avec qui j'ai partagé de très bons moments cette derniére année. Merci à Jean-Luc Bailleuil mon collégue de bureau et mon voisin de face Stéphane Roux pour vos encouragements pendant les coups de blues et pour les cafés...

Je remercie enfin tous ceux qui m'ont entouré, écouté, aidé (et supporté) et qui ont en quelque sorte vécu cette thèse avec moi. Peut-être vais-je vous l'apprendre mais il y a une vie en dehors du labo ! ! Je remercie donc mes amis pour tout ce que la vie professionnelle n'apporte pas : en particulier Salma, Imen, mes meilleures amies merci pour votre soutien et surtout d'avoir bien veillé à ce que j'emmène tout ceci jusqu'au bout. Grâce à vous deux, je n'ai rien lâché même lorsque c'était douloureux. Merci également à Wafick et Rafika pour le café au bureau et pour le déjeuner au flunch et les diverses discussions parfois ou la plupart du temps divergentes (Wafick et Salma).

Je clos ces remerciements en dédiant cette thèse de doctorat à mes parents, à mon frère et mes deux soeurs qui m'ont soutenue tout au long de ces années de travail et m'ont encouragé aux moments très opportuns et qui m'ont supporté en écoutant mes plaintes, mes complaintes, mes humeurs, mes sautes d'humeur...Merci pour votre patience, votre amour et votre soutien inconditionnels, je pensais à vous chaque jour de cette interminable thèse, j'espère que vous êtes fiers de moi, car moi j'ai toujours été et je serai toujours fière de vous. Je n'oublie pas mes deux adorables nièces chouchou et rourou que malgré la distance leur beau sourire m'a toujours donné du courage et surtout m'a remonté le moral.

Table des matières

Remerciements **i**

Abstract **iii**

Nomenclature **xv**

1 Introduction **1**

1.1 Avant-propos 1

1.2 Phénoménologie 4

1.2.1 Jets libres et impactants 4

1.2.2 Jets rotatifs 8

1.2.3 Jets multiples 12

1.3 État de l'art 15

1.4 Modèle physique 20

1.4.1 Équations générales 20

1.4.2 Turbulence 26

1.4.3 Modèles de turbulence 28

1.5 Méthode numérique 30

1.5.1 Méthode des volumes finis 30

1.5.2 Conditions aux frontières 31

1.5.3 Maillage 31

1.6 Cas de validation 32

1.6.1 Présentation du cas-test 33

1.6.2 Cas tridimensionnel 35

2 Étude et qualification des jets rotatifs **39**

2.1 Conception des jets rotatifs 39

2.1.1 Conventions et définitions 39

2.1.2 Caractérisation 40

2.1.3 Génération du mouvement rotatif 41

2.1.4 Buses mixtes 45

2.2 Dynamique des buses mixtes 48

2.2.1 Dynamique de l'écoulement dans la buse mixte 51

2.2.2 Écoulement dans le jet 75

3 Combinaison de jets **83**

3.1 Introduction 83

3.2 Etude dynamique de jets simples 83

3.3 Etude de jets multiples 88

3.3.1 Implatation d'un seul jet rotatif 88

3.3.2 Étude dynamique 88

3.3.3 Quantification de la rotation 95

3.3.4 Implantation de quatre jets rotatifs 96

3.3.5 Étude dynamique 98

3.3.6 Quantification de la rotation 107

3.3.7 Bilan de l'étude dynamique 110

3.4 Transfert de chaleur pariétaux 112

3.4.1 Étude thermique pour un jet unique 112

3.4.2 Étude thermique pour la cellule élémentaire 113

3.4.3 Étude thermique pour l'implantation de quatre jets rotatifs 115

4 Processus expérimental **121**

4.1 Présentation du banc d'essai 121

4.2 Visualisation de l'écoulement pour un jet rotatif unique 125

4.3 Visualisation de l'écoulement pour une cellule élémentaire 130

4.4 Visualisation de l'écoulement pour l'implantation de quatre jets rotatifs 136

Bibliographie **146**

Annexes **152**

A Caractère composite de la couche limite turbulente **153**

A.1 Sous-couche visqueuse 154

A.2 Couche logarithmique 155

A.3 Validation du modèle 156

A.4 Loi de couche limite et viscossité turbulente 157

B Les modèles de turbulences **159**

B.1 Le modèle k-ϵ standard 159

B.2 Le modèle k-ϵ RNG 160

B.3 Le modèle RKE 160

B.4 Le modèle k-ω 162

B.5 Le modèle k-ω SST 163

Table des figures

1.1 Tâches visibles à la lumière polarisée par manque d'homogénéité du refroidissement . 2
1.2 Démarche scientifique 3
1.3 Plan de la thèse 3
1.4 Structure générale des jets libres [4] 5
1.5 Structure générale des jets impactants [4] 6
1.6 Effet de la distance d'impact sur la distribution radiale du transfert de chaleur pariétal . 7
1.7 Profils radiaux des vitesses axiale et circonférentielle d'un jet simple (a) et rotatif (b), mesurés en sortie de buse et normalisés par la vitesse axiale sur l'axe du jet simple . . 9
1.8 Volume de contrôle dans un jet rotatif 11
1.9 Jets en interaction : représentation schématique de l'effet fontaine 13
1.10 Jets en interaction : représentation schématique de l'effet de balayage 14
1.11 Dispositions de jets multiples 14
1.12 Cellules et lignes de courant pariétales, avec le points de séparation identifiés par le symbole • 15
1.13 Visualisation de l'écoulement pariétal sous une batterie de jets en quinconce d'une installation industrielle de trempe du verre 16
1.14 Volume de contrôle 20
1.15 Propriétés de l'air en fonction de la température 25
1.16 Maillage de la sortie d'une buse mixte 32
1.17 Maillage de buse et raccord par zone tampon de tétraèdres 33
1.18 Configuration du jet simple Dick et Merci [54] 33
1.19 Distribution radiale du nombre de Nusselt (H/D=6, Re=23000) 34
1.20 Domaine de calcul tridimensionnel 35
1.21 Comparaison des modèles de turbulence 36
1.22 Comparaison des modèles de turbulence 37
1.23 Profil du nombre du Nusselt pour différentes études H/D=6 et Re=23 000 38

2.1 Définitions et conventions 40
2.2 Définition d'une pale 43
2.3 Profils d'une pale de paramètres R=5, H=10, θ=35° 44
2.4 Buse mixte 45
2.5 Vue du domaine de calcul 49
2.6 Maillage du dispositif de mise en rotation 49
2.7 Champ de vitesse de jets multiples 51
2.8 Identification de la zone de jet 51
2.9 Effet du nombre de Reynolds 53
2.10 Profil de nombre de swirl dans la buse mixte 54
2.11 Profil de nombre de swirl normalisé dans la buse mixte 55
2.12 Schéma explicatif des conventions d'appelation pour les pales 56
2.13 Les lignes de courant 57
2.14 Vue de dessus pour θ=20° 58
2.15 Iso-valeurs de la vitesse axiale pour θ=20°, Re = 69 800 60
2.16 Iso-valeurs de la vitesse axiale pour θ=30°, Re = 74 600 61
2.17 Iso-valeurs de la vitesse axiale pour θ=45°, Re = 81 500 62
2.18 Iso-valeurs de la vitesse circonférentielle pour θ=20°, Re = 69 800 64
2.19 Iso-valeurs de la vitesse circonférentielle pour θ=30°, Re = 74 600 65
2.20 Iso-valeurs de la vitesse circonférentielle pour θ=45°, Re = 81 500 66
2.21 Iso-valeurs de la pression totale pour θ=20°, Re = 69 800 69
2.22 Iso-valeurs de la pression totale pour θ=30°, Re = 74 600 70
2.23 Iso-valeurs de la pression totale pour θ=45°, Re = 81 500 71
2.24 Iso-valeurs de Sw_r pour θ=20°, Re = 69 800 72
2.25 Iso-valeurs de Sw_r pour θ=30°, Re = 74 600 73
2.26 Iso-valeurs de Sw_r pour θ=45°, Re = 81 500 74
2.27 Effet du nombre de Reynolds pour le jet libre et impactant 76
2.28 Effet de α 77
2.29 Les vecteurs vitesse à la sortie de la buse mixte 78
2.30 Profils du nombre de swirl pour le jet libre en impact 80
2.31 Profils du nombre de swirl normalisé pour le jet libre en impact 81

3.1 Configuration de buses simples 84

3.2 Identification des zones de séparation 86
3.3 Iso-valeurs de la vitesse axiale pour de jets simples 87
3.4 Configuration multi-jets : quatre jets simples avec un jet rotatif 90
3.5 Iso surface de la norme de la vitesse colorée par la vitesse axiale 91
3.6 Iso-valeurs de la vitesse axiale pour θ=20˚ 92
3.7 Iso-valeurs de la vitesse axiale pour θ=30˚ 93
3.8 Iso-valeurs de la vitesse axiale pour θ=45˚ 94
3.9 Comparaison entre les trois configurations pour la cellule élémentaire 95
3.10 Comparaison avec un jet rotatif unique 97
3.11 Configuration multi-jets : neuf jets simples avec quatre jets rotatifs 100
3.12 Vecteurs vitesse de l'écoulement de rotation 101
3.13 Iso surface de la norme de la vitesse colorée par la vitesse axiale 102
3.14 Iso-valeurs de la vitesse axiale pour θ=20˚ 104
3.15 Iso-valeurs de la vitesse axiale pour θ=30˚ 105
3.16 Iso-valeurs de la vitesse axiale pour θ=45˚ 106
3.17 Évolution du nombre de swirl dans chaque configuration pour les 4 positions du dispositif de mise en rotation 108
3.18 Comparaison entre les trois configurations pour chaque dispositif de mise en rotation . 109
3.19 Comparaison entre les résultats d'un jet unique tournant et une combinaison de jets simples/tournants 111
3.20 Coefficient du transfert de chaleur pour un jet unique 113
3.21 Évolution du coefficient du transfert de chaleur pour une buse simple et pour les jets tournants 114
3.22 Distribution du coefficient du transfert de chaleur 115
3.23 Évolution du coefficient du transfert de chaleur pour des buses simples et dans le cas des buses combinées 116
3.24 Coefficient du transfert de chaleur dans le cas des buses simples et dans le cas des buses combinées 117
3.25 Évolution du coefficient du transfert de chaleur pour des buses simples et dans le cas des buses combinées 118
3.26 Transfert de chaleur calculé et visualisé sur une installation de trempe thermique . . . 118

4.1 Schéma descriptif du banc expérimental : (3) caisson, (4) système de buse, (5) support métallique, (6) plaque d'impact 122

4.2 Montage expérimental :(1) système électrique, (2) ventillateur, (3) caisson, (4) système de buses, (5) support,(6) palque d'impact 124
4.3 Visualisation de l'écoulement pariètal des jets rotatifs pour différentes distances d'impact 127
4.4 Écoulement à z/D=H/D=2, θ=20° 128
4.5 Écoulement à z/D=H/D=2, θ=30° 128
4.6 Écoulement à z/D=H/D=2, θ=45° 129
4.7 Écoulement pour θ=20° 131
4.8 Écoulement pour θ=30° 131
4.9 Écoulement pour θ=45° 132
4.10 Visualisation de l'écoulement pour z/D=3,99 et H/D=4, θ=20° 133
4.11 Visualisation de l'écoulement pour z/D=3,99 et H/D=4, θ=30° 134
4.12 Visualisation de l'écoulement pour z/D=3,99 et H/D=4, θ=45° 135
4.13 Écoulement pour θ=20° 136
4.14 Écoulement pour θ=30° 137
4.15 Écoulement pour θ=45° 137
4.16 Visualisation de l'écoulement pour z/D=3,99 et H/D=4, θ=20° 138
4.17 Visualisation de l'écoulement pour z/D=3,99 et H/D=4, θ=30° 139
4.18 Visualisation de l'écoulement pour z/D=3,99 et H/D=4, θ=45° 140

A.1 Profils de couches limites turbulentes sur plaque plane et en conduite [68] 153
A.2 Profils en coordonnées pariétales [68] 156

Liste des tableaux

2.1 Fonctions génératrices des pales 44
2.2 Dispositifs de mise en rotation 47
2.3 Détails du maillage 48
2.4 Conditions aux limites 50
2.5 Temps de calcul 50
2.6 Nombre de Reynolds 50

3.1 Détails du maillage pour des jets simples 85
3.2 Détails du maillage et temps de calcul 88
3.3 Nombre de Reynolds 88
3.4 Détails du maillage et temps de calcul 97
3.5 Comparaison de nombre de cellule pour les deux domaines utilisés 98
3.6 Nombre de Reynolds 98

Nomenclature

Liste des symboles

Symbole	Description	Unités
Bl	Taux de soufflage	[–]
C_v	Chaleur massique à volume constant	$[J/kgK]$
C_p	Chaleur massique à pression constante	$[J/kgK]$
D	Diamètre de la buse	$[mm]$
E_t	Energie totale	$[J]$
e	Energie interne volumique	$[J]$
h	Coefficient d'échange convectif	$[W/m^2\ K]$
h_t	Enthalpie totale	$[J]$
H	Distance de soufflage	$[mm]$
H/D	Distance d'impact	[–]
k	Energie cinétique turbulente	$[m^2/s^2]$
k	Constante de Von Karman	[–]
M	Masse molaire du fluide	$[g/mol]$
Nu	Nombre de Nusselt	[–]
P	Pression ambiante	$[Pa]$
Pr	Nombre de Prandtl	[–]
$\dot{q}$	Densité de flux	$[W/m^2]$
$\dot{Q}$	Puissance sous forme de chaleur	$[W]$
Re	Nombre de Reynolds	[–]
r	Distance radiale	$[mm]$
R	Valeur représentative du rayon du jet	$[mm]$
R	Constante des gaz parfait	$[J/molK]$
r,ϕ, z	Coordonnées cylindriques	[–]
Sw	Nombre de swirl	[–]
Sw_r	Taux de rotation local	[–]
s	Le pas entre deux jets	$[mm]$
s/D	Densité de soufflage	[–]
T_p	Température de la plaque d'impact	$[K]$
T_{ad}	Température adiabatique de paroi locale	$[K]$
T_{ref}	Température de référence	$[K]$

V_x, V_y,V_z	Composantes cartésiennes du vecteur vitesse	$[m/s]$
V_r, V_ϕ,V_z	Composantes cylindriques du vecteur vitesse	$[m/s]$
V_j	Vitesse moyenne débitante	$[m/s]$
V_{mj}	Vitesse maximale sur l'axe en sortie du jet	$[m/s]$
$-\overline{V_i^{'}V_j^{'}}$	Tensions de Reynolds	$[m^2/s^2]$
$\dot{W}$	Puissance des forces	$[W]$
x, y, z	Coordonnées cartésiennes	$[mm]$
y^+	Distance sans dimension à la paroi	[–]

Symboles Grecs

Symbole	**Description**	**Unités**
λ	Conductivité thermique	$[W/mK]$
μ	Viscosité dynamique	$[kg/ms]$
ρ	Masse volumique	$[kg/m^3]$
ν	Viscosité cinématique	$[m^2/s]$
ω	Vitesse angulaire	$[rad/s]$
τ_{ij}	Tenseur des contraintes visqueuses	$[N/m^2]$
σ_t	Nombre de Prandtl turbulent	[–]
μ_t	Viscosité dynamique turbulente	$[Pa\ s]$
ϵ	Taux de dissipation turbulente	$[m^2/s^3]$
η	viscosité de dilatation	$[Pa\ s]$
θ	Inclinaison des pales	$[^\circ]$
ω	Vitesse angulaire locale	$[rad/s]$
Φ	Angle de balayage	$[^\circ]$
η	Intensité de rotation	[–]
α	Courbure radiale à la pale	[–]
$\dot{\epsilon}_{ij}$	tenseur des taux de déformation	$[N/m^2]$

Abréviations

Symbole	**Description**	**Unités**
CFD	Computational Fluid Dynamics	[–]
$RANS$	Reynolds Averaged Navier Stokes	[–]
RNG	ReNormalisation Group	[–]
RKE	Realizable k-ϵ	[–]
SST	Shear Stress Transport	[–]

Chapitre 1
Introduction

1.1 Avant-propos

Le verre est un matériau noble dont le champ d'application va bien au delà de la vitrerie et la verrerie de table. L'utilisation du verre dans les structures est de plus en plus pratiquée par les architectes pour la réalisation de bâtiments prestigieux, mais il reste trop souvent associé à des structures métalliques destinées à assurer la tenue mécanique des ouvrages. Depuis une vingtaine d'années, le verre tend à être considéré comme un matériau de construction au même titre que le béton, l'acier, le bois ou l'aluminium. C'est un nouveau développement conduisant par exemple à l'utilisation de poutres ou poteaux en verre. Cependant, en dehors de qualités indéniables, comme une excellente durabilité ou une résistance mécanique intrinsèque très élevée, le verre présente des inconvénients certains : c'est d'abord un matériau fragile, très sensible à l'endommagement mécanique de sa surface. La moindre fissuration superficielle, quelle qu'en soit l'origine, fera chuter la résistance de plusieurs ordres de grandeur. Des efforts ont été entrepris pour pallier cet inconvénient, du côté des procédés ainsi que du côté des méthodes de conception.

Dès l'Antiquité, les Romains savaient comment produire du verre transparent et ils ont introduit les vitres en verre dans les bâtiments. Ce n'est cependant qu'au début du siècle dernier que le verre étiré a été produit commercialement, le verre plat suivant peu de temps après la seconde guerre mondiale.

Au XVIIème siècle, des gouttes de verre trempé furent présentées à la Société Royale de Londres. L'idée était simple : faire chuter une petite quantité de verre en fusion dans un liquide pour obtenir une goutte de verre résistant aux coups de marteau. Cette observation inspira les procédés de trempe du verre apparus vers 1875 et encore utilisées de nos jours.

L'origine du renforcement mécanique du verre par trempe est la création de contraintes internes. Les contraintes de compression localisées au voisinage de la surface de l'objet retardent la propagation des défauts au sein du volume, même sous l'effet de sollicitations mécaniques extérieures. La trempe thermique est, avec la trempe chimique, une technique largement utilisée. Elle consiste à refroidir rapidement le verre préalablement chauffé au dessus de sa température de transition visqueuse. Le refroidissement plus intense à la surface crée des contraintes internes qui subsistent après refroidissement complet du produit.

La trempe thermique présente l'avantage de ne pas modifier la composition en surface du verre et d'être utilisable pour tous les types de verres. Les verres trempés présentent, par rapport au verre

recuit, des irrégularités de surface dues aux tensions différentielles exercées durant la trempe. Ces irrégularités se traduisent en particulier par une légère modification de la planéité, un peu plus marquée dans les angles. Le caractère intrinsèquement irrégulier du refroidissement par jets d'air est également à l'origine de casses en production et de tâches visibles à la lumière polarisée sur le produit fini, comme le montre la figure 1.1.



FIGURE 1.1 – Tâches visibles à la lumière polarisée par manque d'homogénéité du transfert de chaleur

L'objectif de cette thèse est de rechercher des configurations innovantes des jets impactants pour améliorer l'homogénéité des transferts de chaleur, tout en conservant leur efficacité, tant pour le refroidissement entraînant la trempe, que pour le bilan énergétique de l'installation.

Partant d'un cas concret : la définition et la mise en œuvre d'un système de refroidissement par batteries de jets, notre démarche de recherche s'est basée sur l'obtention d'une meilleure compréhension des phénomènes mis en jeu. Nous avons tout d'abord analysé ce cas, en nous appuyant sur les travaux de recherche déjà existants. Nous avons constaté que les systèmes d'impact par batteries de jets sont peu évoqués et que beaucoup de détails manquent du fait de leur complexité. Nous avons enfin pu dégagé une problématique de recherche : identifier le besoin de ces entreprises utilisant la trempe du verre et fournir des outils pour mettre en œuvre et optimiser leur systèmes de refroidissement. Nous répondons à cette problématique en proposant des méthodes novatrices qui se reposent sur les jets rotatifs. Enfin, les modèles que nous proposons ont été expérimentés sur une installation de laboratoire. Nous proposons un plan de thèse qui correspond au cheminement de notre démarche scientifique figure 1.2 et figure 1.3

Avant toute chose, une partie introductive en la matière est menée. En plus de la présentation des principales caractéristiques aérodynamiques et thermiques des jets uniques, simples et rotatifs, et des jets multiples en impact, elle donne un aperçu sur les travaux effectués sur ces différents types de jets et les résultats obtenus essentiellement pour les transferts de chaleur. La deuxième partie de ce premier chapitre est consacrée à la présentation du modèle numérique et à la validation du modèle de turbulence. La suite du manuscrit est consacrée à la conception et la quantification des jets rotatifs. Une caractérisation théorique de la rotation est introduite en premier pour expliquer la méthode de concep-

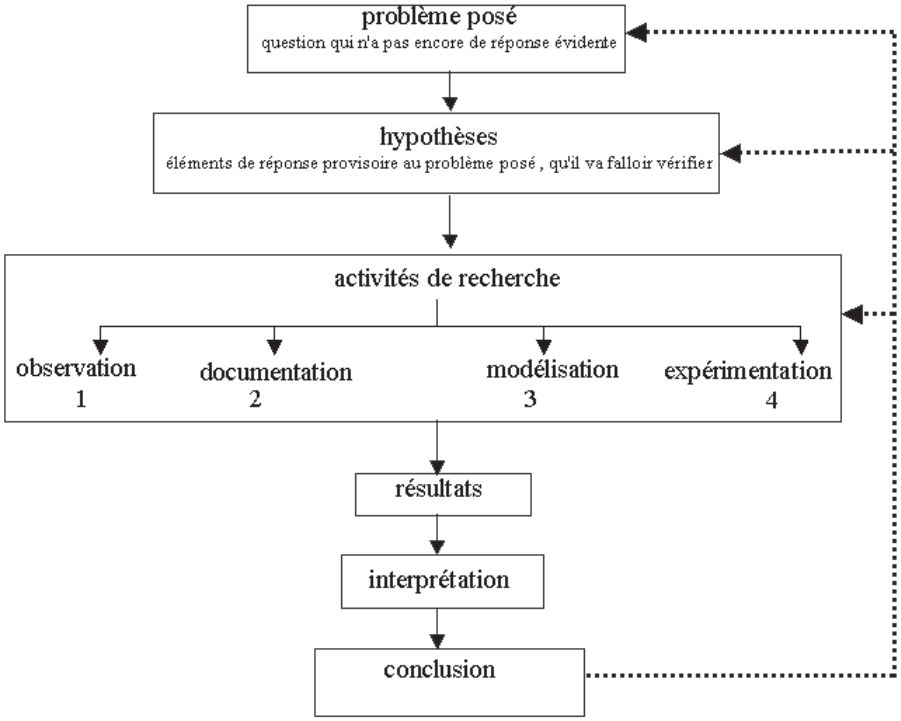


FIGURE 1.2 – Démarche scientifique

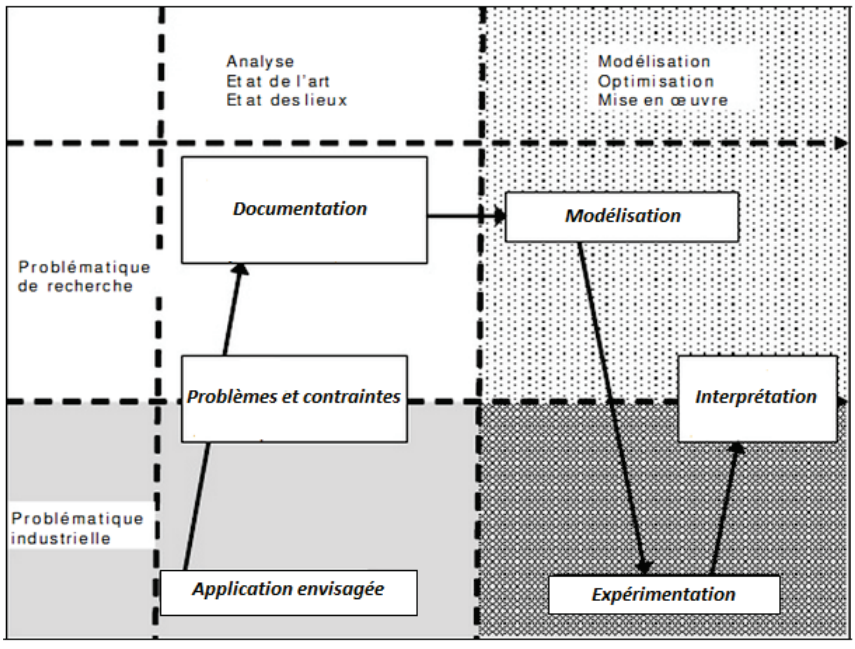


FIGURE 1.3 – Plan de la thèse

tion choisie suivie d'une étude de la dynamique des jets rotatifs uniques. Étant donné que l'écoulement global est fortement influencé par l'écoulement en amont, les résultats sont exploités en deux temps. Tout d'abord, l'écoulement est décrit dans la buse mixte puis en dehors de la buse mixte. Cette étude

est réalisée pour trois formes différentes de dispositifs de mise en rotation. L'interaction des jets rotatifs avec le réseau de refroidissement est détaillée dans le troisième chapitre. Deux axes sont développés : une étude dynamique et une étude thermique visant à déterminer l'effet des jets rotatifs sur les transferts thermiques pariétaux. Les détails de l'écoulement sont présentés pour une cellule élémentaire puis pour un réseau de nombreux jets combinés. Le quatrième chapitre est consacré à la présentation du banc expérimental développé spécialement pour cette étude. Des visualisations par enduit gras sont présentées pour différentes distances de soufflage. Une description des structures de l'écoulement trouvées sur la plaque d'impact est exposée.

1.2 Phénoménologie

1.2.1 Jets libres et impactants

Un jet homogène est l'écoulement d'un fluide dans un milieu fluide de même nature, généralement au repos. Ce type d'écoulement est généré par une différence de pression de part et d'autre d'un orifice qui lui procure une vitesse d'éjection. Si le milieu fluide dans lequel débouche le jet n'est pas au repos, il doit avoir une vitesse fortement différente du premier. Du fait de la différence de vitesse entre le jet et le fluide ambiant, une couche de cisaillement se crée à partir de la buse d'injection. Le transfert de quantité de mouvement au travers de la couche de cisaillement est produit par diffusion visqueuse sous l'effet du gradient radial de vitesse. Par le principe des actions réciproques, le fluide environnant est entraîné par le jet tandis que le fluide du jet est ralenti, de sorte que la couche de cisaillement s'épaissit aussi bien vers l'extérieur que vers l'intérieur du jet. Vers l'aval, l'instabilité de type Kelvin-Helmoltz de la couche de cisaillement est à l'origine de la transition vers le régime turbulent, qui se traduit par des transferts beaucoup plus intenses et par un développement plus rapide.

Les comportements des jets peuvent être différents suivant les caractéristiques de l'écoulement à leur embouchure. Par définition, l'allongement de l'embouchure est la longueur de l'orifice divisée par sa largeur. La géométrie de l'embouchure est de nature à séparer les jets en deux classes :

- Un jet axial est issu d'un orifice d'allongement proche de l'unité (orifice circulaire). Ce type de jet est appelé aussi rond, circulaire ou encore axisymétrique. Le problème est traité généralement en 3D, de préférence en coordonnées cylindriques.
- Un jet plan ou encore bidimensionnel est caractérisé par un allongement beaucoup plus grand que l'unité. Il est issu généralement d'un orifice rectangulaire, plan, étroit et a seulement deux directions dominantes. Le jet plan est aussi appelé lame, quand il est à grande vitesse, ou rideau, pour un jet plan vertical gravitaire.

Le jet libre désigne un jet qui se développe sans être influencé par des parois ni par d'autres obstacles présents dans l'écoulement. Un jet est impactant si son axe intercepte un obstacle assez proche pour qu'il l'atteigne. Dans ce cas, l'interférence entre l'écoulement issu du jet et l'obstacle donne lieu à de nouveaux phénomènes.

Le champ d'écoulement d'un jet libre peut être décomposé en trois zones distinctes, représentées schématiquement sur la Figure1.4 : la zone de cône potentiel et la zone développée, également appelée

zone d'écoulement établi, et la zone de transition qui les sépare. La zone du cône potentiel est située

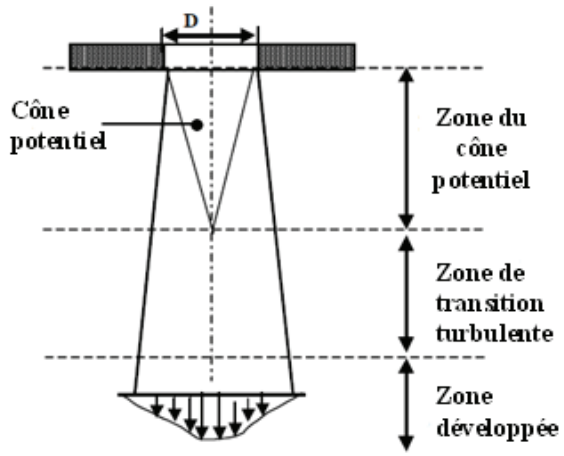


FIGURE 1.4 – Structure générale des jets libres [4]

au centre du jet, proche de sa sortie. Elle n'est pas perturbée et reste séparée de l'air ambiant par une couche cisaillée qui se développe à sa périphérie. En s'éloignant de la sortie du jet, la couche cisaillée s'épaissit jusqu'à atteindre l'axe du jet, donnant à la partie centrale une forme conique d'où l'appellation du cône potentiel. Expérimentalement, la longueur du cône potentiel est définie comme la distance où la vitesse mesurée sur l'axe central reste au moins égale à 95% ou à 99% de la vitesse de sortie du jet. Elle dépend fortement des conditions initiales et on retrouve dans la littérature des longueurs estimées variant de 3 à 7 fois le diamètre des jets axiaux [12, 22, 43, 51].

La zone de transition commence lorsque les couches de mélange se rejoignent au centre du jet. Elle est caractérisée par une baisse de la vitesse axiale due aux fortes contraintes de cisaillement dans cette zone. En rajoutant la longueur de cette zone à la longueur du cône potentiel, elle définit la distance nécessaire au jet pour lui permettre de rentrer dans un état de turbulence pleinement développée qualifiée aussi de «turbulence forte». Celle-ci se manifeste pour les grands nombres de Reynolds.

La zone développée est située au delà de la zone de transition. Elle se caractérise par l'affaiblissement de la vitesse sur l'axe dû au caractère fortement diffusif d'un écoulement turbulent pleinement développé accentué par la turbulence. Dans cette zone, les profils de vitesse normalisés présentent une similitude axiale.

Pour les jets impactants, d'autres zones apparaissent comme l'illustre la figure 1.5. La zone d'impact est caractérisée par le brusque changement de direction de l'écoulement. Ainsi à l'approche de la paroi, la vitesse axiale diminue rapidement au profit de la vitesse radiale. Au point d'impact, la vitesse axiale s'annule et la pression devient maximale. À partir de ce point, la pression décroît radialement le long de la paroi. Grâce à ce gradient de pression favorable, le jet peut alors accélérer le long de la surface d'impact. Ce gradient de pression négatif qui agit sur la zone de proche paroi est un gradient qui favorise l'apport de quantité de mouvement. Il tend à l'amincissement de la couche limite. Finalement, le gradient de pression baisse jusqu'à zéro. La fin de cette zone peut être définie comme étant l'endroit où la vitesse radiale est maximale.

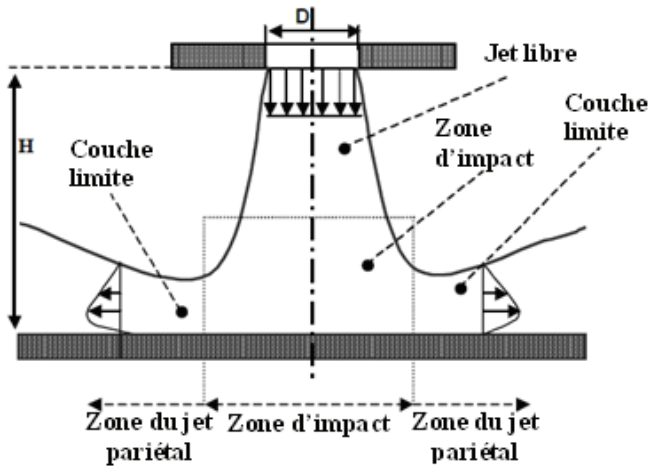


FIGURE 1.5 – Structure générale des jets impactants [4]

La zone du jet pariétal se caractérise par un écoulement dans la direction radiale. L'écoulement dévié à partir du point d'impact (point d'accrochage situé à la paroi sur l'axe du jet) crée un jet qui se développe le long de la paroi. Dans cette zone, l'écoulement est dominé par les effets de paroi à travers les forces de viscosité et il est libre de gradients de pression. La couche limite initialement laminaire subit une transition turbulente.

Ces zones à l'impact constituent le siège de nombreux phénomènes. Le comportement du jet est fortement lié à la distance H entre la plaque et la sortie du jet (Figure 1.5). Cette distance est rapportée au diamètre de la buse D et le rapport normalisé H/D est appelé distance d'impact ou encore hauteur de soufflage. Les études expérimentales se diversifient à ce niveau. Le choix de la valeur de H/D diffère d'une étude à une autre selon l'objectif à atteindre. Fearweather et Hargrave [17] ont utilisé une faible distance d'impact (H/D = 2) d'un jet d'air impactant une paroi rigide. Cette valeur correspond approximativement à la longueur du cône potentiel. Leur analyse se concentre plus particulièrement sur la région du jet pariétal après impact. Guillard *et al.* [28] et Ding *et al.* [16] ont pour leur part utilisé une distance d'impact H/D voisine de 5. Ils ont considéré les effets des conditions de mélange à la buse sur un jet circulaire. Ceci, à travers l'injection entière d'un traceur à la buse ou l'injection locale en un point à proximité de la sortie de la buse.

Pour les valeurs plus élevées de H/D, les études sont quant à elles moins nombreuses. Giralt *et al.* [24] ont utilisé une distance d'impact variant de 3 à 25. Ils proposent une équation permettant de localiser le début de la déviation du jet et donc l'épaisseur de la région d'impact. Cette équation est valable dans le cas d'un jet développé à l'impact. Maurel et Solliec [50] ont effectué une analyse paramétrique d'un jet plan turbulent pour quantifier l'influence des paramètres géométriques et cinématiques sur le développement du jet. En outre, l'étude a été dirigée vers la zone d'impact. À partir de mesures, la hauteur caractéristique de cette zone reste comprise entre 12 et 13% de la hauteur totale du jet, quel que soit le nombre de Reynolds. Les jets impactants sont communément classés en trois types selon la distance d'impact H/D : l'impact du cône potentiel, l'impact de jet transitionnel et l'impact d'un jet pleinement développé. Pour des valeurs de H/D inférieurs à 4, le cône potentiel atteint la zone

d'impact. Pour les distances d'impact situées entre 4 et 10, c'est la zone de transition qui contribue à l'impact. Enfin, pour les distances d'impact supérieures à 10, l'écoulement arrive pleinement développé à l'impact.

Pour l'étude des transferts de chaleur par impact de jet qui est un des points d'intérêt de nos travaux de recherche, les principaux paramètres sont :

– Le coefficient de transfert convectif local h défini par la loi de Newton de la manière suivante :

$$h = \dot{q}(T_p - T_{ref}) \tag{1.1}$$

où $\dot{q}$ est la densité de flux de chaleur (W/m^2), T_p est la température locale de la surface soumise à l'impact et T_{ref} est une température de référence, qui selon les auteurs, peut être la température du jet T_j ou la température adiabatique de paroi locale T_{ad}.

– Le nombre de Nusselt représente une estimation du rapport entre le transfert thermique total et le transfert par conduction :

$$Nu = \frac{hD}{\lambda} \tag{1.2}$$

où D (m) est le diamètre de la buse et λ la conductivité thermique du fluide (W/mK).

– La distance d'impact H/D : Si ce paramètre influe fortement sur le comportement du jet dans la zone d'impact et dans la zone du jet pariétal, il est un paramètre important également pour les échanges de chaleur pariétaux.

Baughn *et al.* [6] ont étudié l'influence de la distance d'impact (H/D) sur les transferts de chaleur pour un nombre de Reynolds $Re = 23\,750$, pour différentes valeurs de H/D (2 : impact du cône potentiel, 6, 10 : impact du jet transitionnel, 14 : impact du jet développé). Ces auteurs présentent dans la Figure 1.6 la distribution du nombre du Nusselt (1.2) à partir du point d'impact en fonction de la distance radiale présentée par le rapport adimensionnel noté r/D (r désigne la coordonnée radiale).

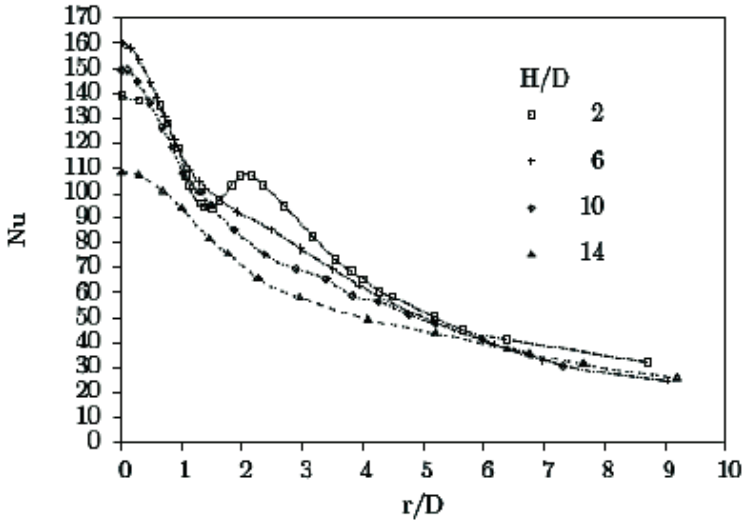


FIGURE 1.6 – Effet de la distance d'impact sur la distribution radiale du transfert de chaleur [6]

La distribution du nombre de Nusselt pour une faible distance d'impact (H/D = 2) présente un premier maximum au point d'impact (r/D = 0)(Nu $\approx$ 140) lié d'après Baughn *et al.* [6] à la brusque déviation du jet qui accélère en suivant la direction radiale. Cette accélération est suivie d'un amincissement de la couche limite locale et d'un effet important de la couche de cisaillement qui génère de la turbulence à l'impact. Malheureusement, il n'existe que très peu de moyens de mesure de vitesse qui descendent suffisamment près de la paroi pour étayer l'une ou l'autre de ces hypothèses. Le transfert de chaleur diminue ensuite de façon monotone jusqu'à r/D $\sim$ 1-1,5. Au-delà de cette distance, le nombre de Nusselt local augmente à nouveau et atteint un second maximum (Nu $\approx$ 110) à r/D $\sim$ 2-2,2. Si la couche de cisaillement du jet est turbulente avant l'impact, elle rejoint la zone de jet pariétal en augmentant significativement les transferts de quantité de mouvement et de chaleur. De plus, elle provoque la transition du jet pariétal vers le régime turbulent, s'il est encore laminaire, d'où l'apparition du second maximum. Après ce maximum, les transferts de chaleur chutent à cause de la diminution de la vitesse radiale de l'écoulement.

Pour une distance d'impact correspondant à H/D = 6, la distribution du nombre du Nusselt présente des valeurs plus élevées au point d'impact ($Nu \approx 160$) (Figure 1.6). Les profils montrent également la disparition du second maximum constaté dans le premier cas. Ce comportement est attribué aux taux de turbulence élevé du jet entrant dans la zone d'impact.

Pour une distance d'impact H/D = 14, le jet impactant est pleinement développé et déjà fortement ralenti par diffusion visqueuse et turbulente. La vitesse du jet pariétal est donc réduite ainsi que les transferts de chaleur convectifs ($Nu \approx 110$).

En conclusion, avec l'étude de Baughn *et al.* [6], plusieurs autres études expérimentales réalisées pour un nombre de Reynolds modéré (Re compris entre $10\,000$ et $23\,000$) [15, 47, 73] , ont montré que le transfert de chaleur est le plus élevé au point d'impact pour une distance d'impact (ou aussi hauteur de soufflage) de l'ordre de H/D = 6. À partir d'une certaine distance radiale (r/D = 5) , le coefficient d'échange ne dépend plus de H/D [6].

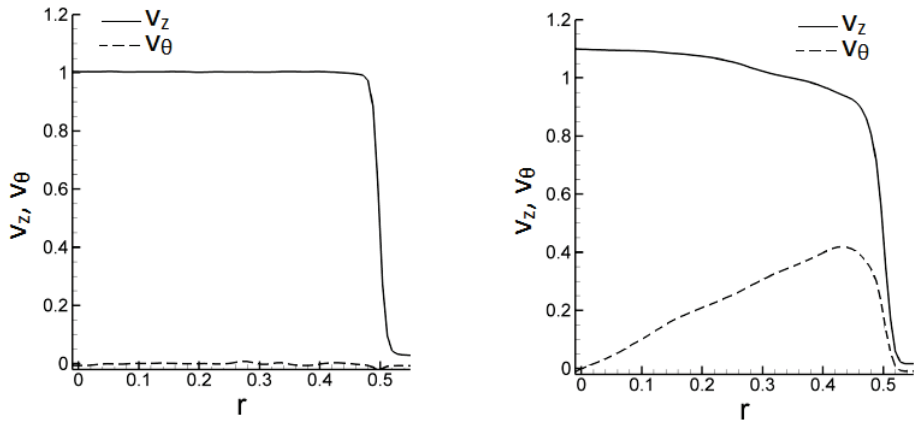
1.2.2 Jets rotatifs

Un jet rotatif est caractérisé par une rotation du fluide autour de son axe. Cette rotation se traduit principalement par la présence d'une composante circonférentielle de la vitesse au sein du jet, associée à un gradient radial de pression orienté vers l'extérieur. La déviation de l'écoulement axial alimentant le jet est réalisée soit par un dispositif hélicoïdal de forme adéquate, soit par injection de fluide de même nature dans la direction circonférentielle.

Par nature, un jet rotatif ne peut être axisymétrique. En revanche, il peut présenter une périodicité dans la direction circonférentielle, de sorte que l'évolution radiale des variables du jet en toute section normale à son axe se répète avec une périodicité angulaire déterminée par celle du dispositif de mise en rotation. Á la limite d'une périodicité continue, toutes les distributions radiales dans une section sont indépendantes de la position circonférentielle et l'écoulement est qualifié de quasi-bidimensionnel.

A titre d'exemple, la figure 1.7 présente les distributions de vitesse axiale et circonférentielle mesurées radialement en sortie de buse pour un jet simple et pour le même jet équipé d'un dispositif de mise

en rotation. Les vitesses sont normalisées par la vitesse axiale sur l'axe du jet simple et dénommées V_Z pour la composante axiale et V_θ pour la composante circonférentielle.



(a) (b)

FIGURE 1.7 – Profils radiaux des vitesses axiale et circonférentielle d'un jet simple (a) et rotatif (b), mesurés en sortie de buse et normalisés par la vitesse axiale sur l'axe du jet simple

Si la composante circonférentielle de la vitesse reste marginale pour le jet simple, elle prend des valeurs importantes et présente une distribution caractéristique pour le jet rotatif, nulle sur son axe et croissant vers sa périphérie, avant de diminuer dans la couche de cisaillement pour retrouver une valeur nulle dans le fluide environnant. Le profil de V_θ dans le cas de la figure 1.7(b) est pratiquement linéaire, indiquant une rotation de type monobloc, mais il peut avoir une forme différente suivant le dispositif de mise en rotation.

Il est intéressant de constater que la vitesse axiale du jet est modifiée par la rotation ; ce qui signifie que les deux mouvements – axial et circonférentiel – sont couplés. La figure 1.7(a) montre que le coeur potentiel, caractérisé par une vitesse axiale pratiquement constante, occupe la plus grande partie de la section du jet simple, dont la couche de cisaillement, siège d'un gradient radial très important, reste confinée à la périphérie. En revanche,le jet rotatif présente à la figure 1.7(b) un plateau plus étroit dans sa distribution radiale de vitesse axiale, suivi d'une zone entre $r = 0.2$ et $r = 0.4$ dont l'allure rappelle celle de la zone de sillage d'une couche limite turbulente, avant de former la couche de cisaillement classique à son interface avec le fluide environnant.

Ces phénomènes contribuent au mélange du fluide issu d'un jet rotatif avec son environnement. En effet, le profil en sortie de buse du jet rotatif possède déjà les caractéristiques d'un écoulement turbulent, avec une réduction importante du cône potentiel – par ailleurs abusivement qualifié de tel étant donné que le rotationnel de la vitesse est loin de s'y annuler – et une zone de cisaillement héritée de la couche limite qui s'est formée dans le dispositif de mise en rotation. Cette dernière est le plus souvent turbulente, comme c'est le cas à la figure 1.7(b), mais elle peut être laminaire pour des jets de nombre de Reynolds plus modérés. Toutefois, le mouvement de rotation tend à accentuer les instabilités de type Kelvin-Helmholtz à l'origine de la transition vers le régime turbulent dans la couche de cisaillement du jet, si bien que les jets rotatifs sont pratiquement toujours turbulents.

La figure 1.7 révèle une particularité supplémentaire de l'écoulement dans le jet rotatif, à savoir une vitesse axiale au centre du jet supérieure à celle du jet simple. La cause en est la compensation du déficit de vitesse associé au profil turbulent vers la périphérie du jet, à débit égal, par une vitesse plus élevée au centre. Cette augmentation de l'énergie cinétique du fluide dans la zone centrale contrebalance dans une certaine mesure son rétrécissement, réduisant par là la perte de quantité de mouvement axiale induite par la rotation.

Le mécanisme principal du jet rotatif reste l'apport de quantité de mouvement au fluide par la composante circonférentielle induite par le dispositif de mise en rotation. Le mouvement circonférentiel ne contribue pas à la vitesse débitante et la vitesse absolue du fluide dans un jet rotatif atteint donc des valeurs beaucoup plus élevées que dans un jet simple, à débit massique égal. De plus, les plus hautes vitesses sont localisées vers l'extérieur du jet, où la vitesse circonférentielle est maximale et la vitesse axiale est encore proche de celle du coeur, au voisinage immédiat de la couche de cisaillement. Dès lors, elles ont pour effet d'augmenter le gradient radial de vitesse vers le fluide environnant, entraînant un accroissement des tensions de cisaillement par viscosité et par production de turbulence. Celles-ci, à leur tour, favorisent la diffusion du jet rotatif et le ralentissent plus fortement que le jet simple, au profit de son environnement. Par conséquent, un jet rotatif, bien que détenant plus de quantité de mouvement qu'un jet simple de même débit, se propagera paradoxalement moins loin. C'est la raison pour laquelle le rôle principal des jets rotatifs consiste à améliorer le mélange avec le fluide environnant, au détriment de son intensité.

Enfin, le jet rotatif diffère du jet simple par la présence de variation de pression en son sein. En effet, un gradient de pression radial orienté vers l'extérieur assure la force centripète nécessaire au maintien de la rotation de fluide et met le centre du jet en dépression. Cette différence de pression s'atténue vers l'aval avec la diminution de la rotation suite aux échanges avec le fluide environnant. Par conséquent, le fluide au voisinage de l'axe du jet est soumis à un gradient axial orienté dans le sens de son mouvement. Ce gradient adverse a tendance à ralentir le fluide et peut aller jusqu'à provoquer une recirculation [33, 36].

Le taux de rotation d'un jet s'exprime par un nombre sans dimensions appelé nombre de Swirl et noté Sw. Beer et Chigier [9] furent les premiers à proposer une expression de ce nombre, dans un ouvrage qui fait aujourd'hui référence. Ils basent leur définition sur la conservation de la poussée et du couple de roulis dans un jet rotatif idéal, c'est-à-dire sans diffusion. Dans ce cas, seules les forces de pression agissent sur le fluide et le théorème d'Euler pour les composantes axiales de la quantité de mouvement et du moment cinétique s'applique à tout volume de contrôle du type de celui qui est représenté à la figure 1.8.

Ce volume de contrôle consiste en un segment de jet délimité par les sections normales à son axe S_1 et S_2 et par sa surface latérale S_L, assimilée à un tronc de cône d'ouverture angulaire α. La vitesse du jet vertical est exprimée en coordonnées cylindriques (r, θ, z) par une composante axiale v_z dirigée vers le bas, une composante circonférentielle v_θ et une composante radiale v_r. La surface latérale S_L est soumise à la pression ambiante p_a, qui est constante, tandis que $p_1(r, \theta)$ et $p_2(r, \theta)$ représentent la pression dans les sections S_1 et S_2 respectivement.

Le bilan de quantité de mouvement et de moment cinétique dans l'axe du jet devient alors, par le

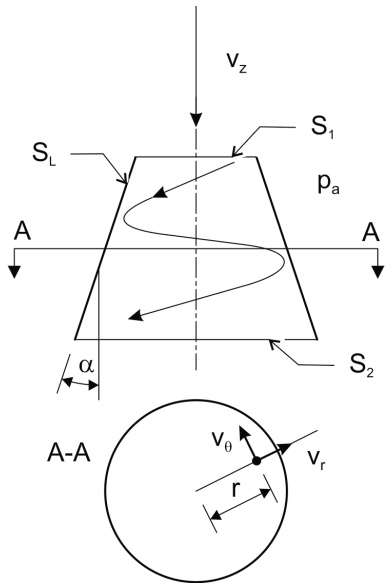


FIGURE 1.8 – Volume de contrôle dans un jet rotatif

théorème d'Euler :

$$\int_{S_1} \left(\rho v_z^2 + p\right) dS - \int_{S_2} \left(\rho v_z^2 + p\right) dS = -\int_{S_L} p_a \sin\alpha \, dS \tag{1.3}$$

$$\int_{S_1} \rho v_z v_\theta r dS - \int_{S_2} \rho v_z v_\theta r dS = 0 \tag{1.4}$$

Le membre de droite de l'équation (1.3) s'écrit :

$$-\int_{S_L} p_a \sin\alpha \, dS = p_a \left(S_1 - S_2\right) \tag{1.5}$$

et les équations (1.3) et (1.4) s'expriment comme :

$$\int_{S_1} \rho v_z^2 \, dS + \int_{S_1} (p - p_a) \, dS = \int_{S_2} \rho v_z^2 \, dS + \int_{S_2} (p - p_a) \, dS \tag{1.6}$$

$$\int_{S_1} \rho v_z v_\theta r \, dS = \int_{S_2} \rho v_z v_\theta r \, dS \tag{1.7}$$

Comme les sections S_1 et S_2 sont arbitraires, les quantités égales entre elles le sont pour toute section S :

$$\int_S \rho v_z^2 dS + \int_S (p - p_a) \, dS = \text{cste} \tag{1.8}$$

$$\int_S \rho v_z v_\theta r \, dS = \text{cste} \tag{1.9}$$

Le nombre de Swirl combine ces deux invariants, de sorte qu'il qualifie les jets rotatifs de manière univoque :

$$Sw = \frac{\displaystyle\int_S \rho v_z v_\theta r dS}{R\left[\displaystyle\int_S \rho v_z^2 ds + \int_S (p - p_a) \, dS\right]} \tag{1.10}$$

où S est une section quelconque du jet et R une valeur représentative de son rayon, habituellement prise à la sortie de la buse.

Beer et Chigier supposent en outre que le jet rotatif est quasi-bidimensionnel et donnent une définition particulière du nombre de Swirl, qui est la plus largement citée dans la littérature :

$$Sw = \frac{\displaystyle\int_0^R \rho v_z v_\theta r^2 \, dr}{R\left[\displaystyle\int_0^R \rho v_z^2 r \, dr + \int_0^R (p - p_a)\, r \, dr\right]} \tag{1.11}$$

Il faut souligner que l'hypothèse de diffusion négligeable posée pour obtenir ces résultats n'est acceptable qu'au voisinage immédiat de la sortie du jet. Le nombre de Swirl n'est indépendant de la section considérée qu'à cette condition, ce qui réduit dans une large mesure son caractère d'universalité.

Le jet rotatif a des propriétés dynamiques différentes de celles du jet simple et il est donc naturel que cela affecte son comportement s'il impacte une surface. Cependant, il a déjà été souligné que l'intensité d'un jet rotatif, tant axiale que circonférentielle, diminue très rapidement par diffusion dans le milieu environnant, si bien qu'il perd la plus grande partie de son intensité avant l'impact, sauf pour des hauteurs de soufflage H/D très faibles. De nombreuses études ont néanmoins été menées sur ce thème, dont un aperçu sera présenté ultérieurement dans ce mémoire. Les conclusions très diverses et parfois contradictoires qui en ressortent, en particulier pour ce qui concerne les transferts de chaleur, confirment le manque d'efficacité des jets rotatifs en impact.

1.2.3 Jets multiples

L'action localisée d'un jet impactant convient particulièrement aux applications ponctuelles, comme l'abrasion. Par contre, elle ne se prête pas au traitement de surfaces de grandes dimensions. On y remédie en recourant aux jets multiples, répartis de manière à obtenir un effet global aussi homogène que possible.

L'action simultanée de plusieurs jets est bien entendu la source d'interférences qui affectent leur comportement. La principale modification est connue sous la dénomination d'effet fontaine et consiste en un échappement des jets radiaux issus de deux jets voisins, comme l'illustre schématiquement la figure 1.9. Les jets sont générés par le passage du fluide d'un plenum maintenu à une pression relative élevée vers la zone de soufflage, au travers d'une plaque perforée. Le pas s entre deux jets voisins constitue un nouveau paramètre qui s'ajoute au diamètre D des perforations et à la hauteur de soufflage H entre la sortie des jets et la surface d'impact.

La rencontre des nappes de fluide qui se développent radialement depuis les points d'impact de deux jets adjacents produit, par symétrie, une déviation de l'écoulement pariétal vers le haut. Cette éjection rappelle le jaillissement d'une fontaine, d'où son nom d'effet fontaine. Cet écoulement vertical développe une couche de cisaillement sur ses bords, ce qui a pour effet de ralentir le fluide de la couche de cisaillement dans son mouvement descendant. De plus, la combinaison de ces deux mouvements est à l'origine d'une circulation globale qui peut partiellement se refermer en structure toroïdale si les jets sont suffisamment proches. Il reste néanmoins un flux ascendant à évacuer pour équilibrer l'apport

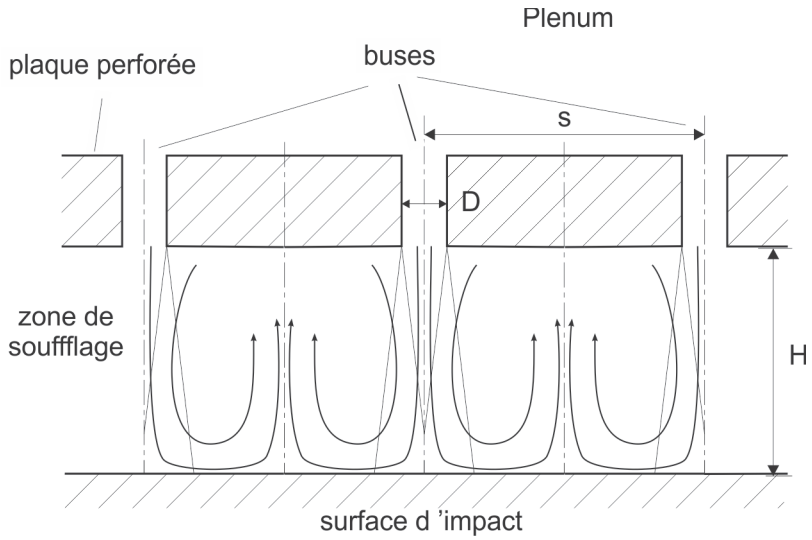


FIGURE 1.9 – Jets en interaction : représentation schématique de l'effet fontaine

en provenance du plenum, ce qui est un effet tridimensionnel, qui ne peut être schématisé dans la représentation bidimensionnelle de la figure 1.9.

Le confinement de l'écoulement entre la surface d'impact et la plaque perforée contraint celui-ci à s'échapper latéralement. La structure de l'écoulement d'évacuation dépend largement de la configuration générale du système de soufflage. Á cet égard, il faut insister sur le caractère fortement tridimensionnel des écoulements, que la représentation schématique de la figure 1.9 tend à réduire à un écoulement plan.

L'accumulation de fluide depuis le centre de la batterie de jets vers les côtés peut devenir telle que l'espace disponible pour le passage du fluide dans la partie supérieure de la zone de soufflage est insuffisant. Cette situation est d'autant plus susceptible de se produire que le confinement est important, c'est-à-dire que le rapport H/D est petit. L'effet fontaine est alors remplacé par l'effet de balayage, illustré à la figure 1.10. Dans ce cas, le fluide qui ne peut s'échapper vers le haut reste attaché à la surface d'impact, formant une couche qui se nourrit du fluide issu des jets suivants et peut les empêcher d'atteindre la surface d'impact. Quand ce phénomène se produit, on observe le plus souvent une combinaison de l'effet fontaine au centre de la zone de soufflage et de l'effet de balayage sur la périphérie.

Les répartitions de jets les plus utilisées sont illustrées à la figure 1.11. Elles diffèrent essentiellement par la densité des jets et par les voies d'évacuation offertes au fluide de soufflage vers les côtés, considérés ouverts et identiques. La distance entre les axes des jets voisins peut varier dans une même configuration, aussi le pas s représenté à la figure 1.11 est-il défini de manière univoque comme la plus petite distance entre deux jets.

L'alignement est la distribution la plus simple, consistant en un réseau de rangées et de colonnes équidistantes. Il présente l'avantage de disposer des voies d'évacuation les plus larges vers les côtés. L'entrelacement est la combinaison de deux réseaux alignés, décalés d'un demi-pas dans les deux directions. Géométriquement, il est équivalent à la distribution en alignement de la figure 1.11(a) après

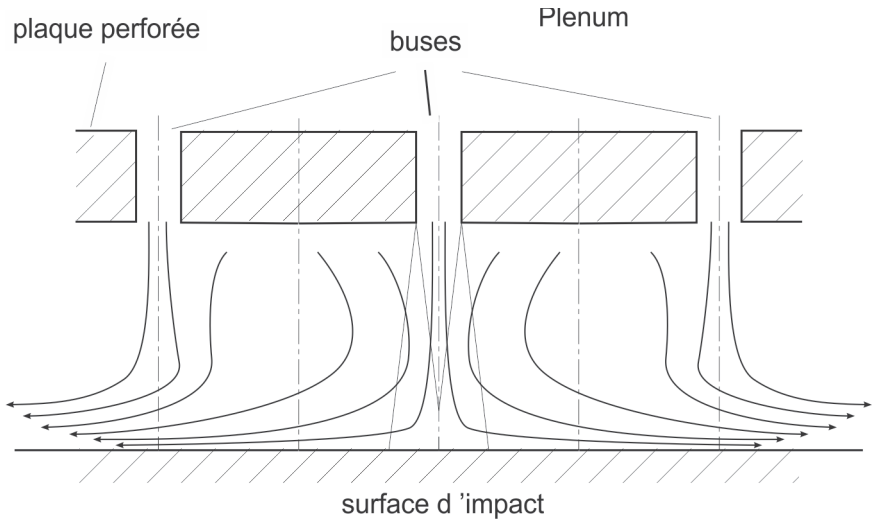
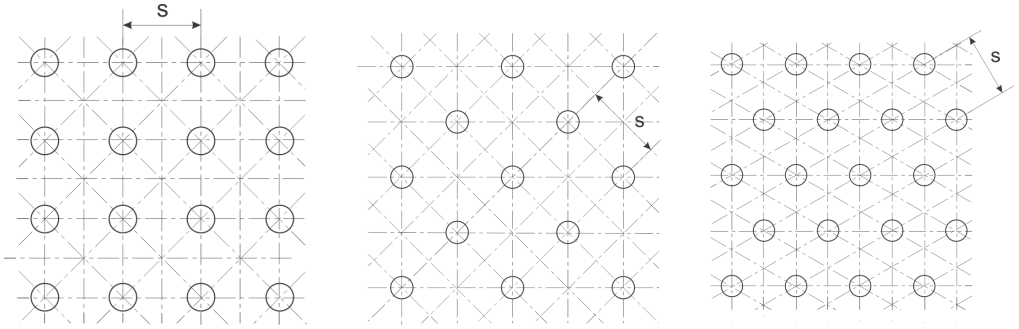


FIGURE 1.10 – Jets en interaction : représentation schématique de l'effet de balayage



(a) alignement (b) entrelacement (c) quinconce

FIGURE 1.11 – Dispositions de jets multiples

une rotation de 45°, mais il en diffère par des voies d'évacuation réduites vers les côtés. Enfin, tous les jets sont équidistants de leurs voisins dans la distribution en quinconce. Il en résulte une structure plus dense et plus symétrique, au prix d'une réduction supplémentaire des voies d'évacuation du fluide de soufflage.

La densité de soufflage est le plus souvent caractérisée par le rapport s/D. Nous lui préférons un nouveau rapport, que nous nommons taux de soufflage et auquel nous attribuons le symbole Bl – initiales de la dénomination anglaise Blowing ratio –, défini comme le rapport de l'aire de passage des jets vers la zone de soufflage à l'aire totale de la surface d'impact. Cette définition a l'avantage de donner une mesure directe du pourcentage de surface affectée au soufflage, son complément pouvant être identifié à la surface disponible pour l'évacuation. Le taux de soufflage des trois configurations de la figure 1.11 est :

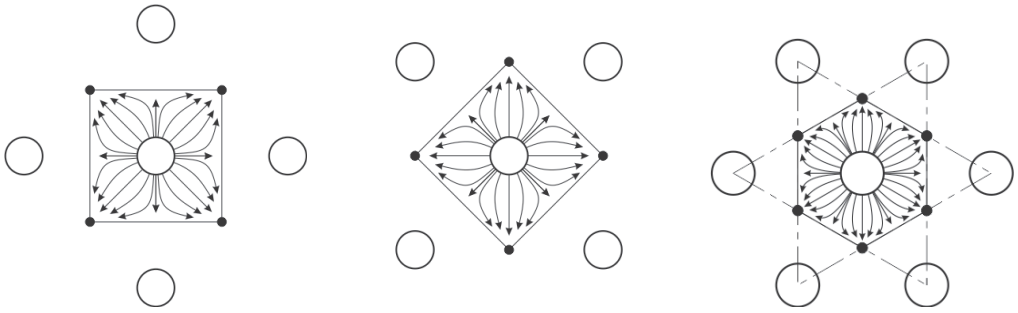
Alignement : $$Bl = \frac{\pi}{4}\left(\frac{D}{s}\right)^2$$

Entrelacement : $$Bl = \frac{\pi}{4}\left(\frac{D}{s}\right)^2$$

Quinconce : $$Bl = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{D}{s}\right)^2$$

À titre d'exemple une distribution de jets de 8 mm de diamètre avec un pas de 20 mm, correspondant à un rapport s/D de 2.5, donne un taux de soufflage de 12.6% pour les dispositions en ligne ou entrelacée et de 14.5% pour un arrangement en quinconce.

Tant que l'évacuation du fluide de soufflage s'effectue intégralement par le haut, les axes de symétrie représentés à la figure 1.11 sont autant de barrières infranchissables pour les écoulements après impact. L'écoulement pariétal est donc structuré en cellules, délimitées pour chaque jet par les plans de symétrie les plus proches ne passant pas par leur centre. De plus, la convergence des lignes de courant donnant lieu à l'échappement vers le haut se concentre à l'intersection de ces plans. Les lignes de courant pariétales et les points de séparation qui en résultent sont représentés à la figure 1.12 pour une cellule de chacun des trois arrangements de référence.



(a) alignement (b) entrelacement (c) quinconce

FIGURE 1.12 – Cellules et lignes de courant pariétales, avec le points de séparation identifiés par le symbole •

En cas de saturation de l'évacuation dans la zone supérieure, l'effet de balayage se substitue à l'effet fontaine et l'écoulement radial devient prédominant, en empruntant les voies d'évacuation vers les côtés. Dans l'intervalle de transition, les jets sont entourés de structures tourbillonnaires en fer à cheval. La figure 1.13, obtenue par visualisation pariétale de l'écoulement dans une installation industrielle de trempe du verre illustre bien ces comportements.

1.3 État de l'art

L'abondance des publications consacrées aux jets et à leurs application témoigne de l'intérêt soutenu porté à cette thématique. Les premières études approfondies sur les jets et plus particulièrement sur leur interaction avec une surface d'impact remontent à une cinquantaine d'années, avec les travaux de Gardon et Akfirat [18, 19], Gardon et Carbonpue [20], Gauntner *et al.* [22] ou Beer et Chigier [9] qui font aujourd'hui référence, ainsi que les revues de synthèse de Martin [48] et de Jambunathan *et al.* [34], qui dressent un tableau exhaustif des fondements de toutes les études entreprises par la suite.

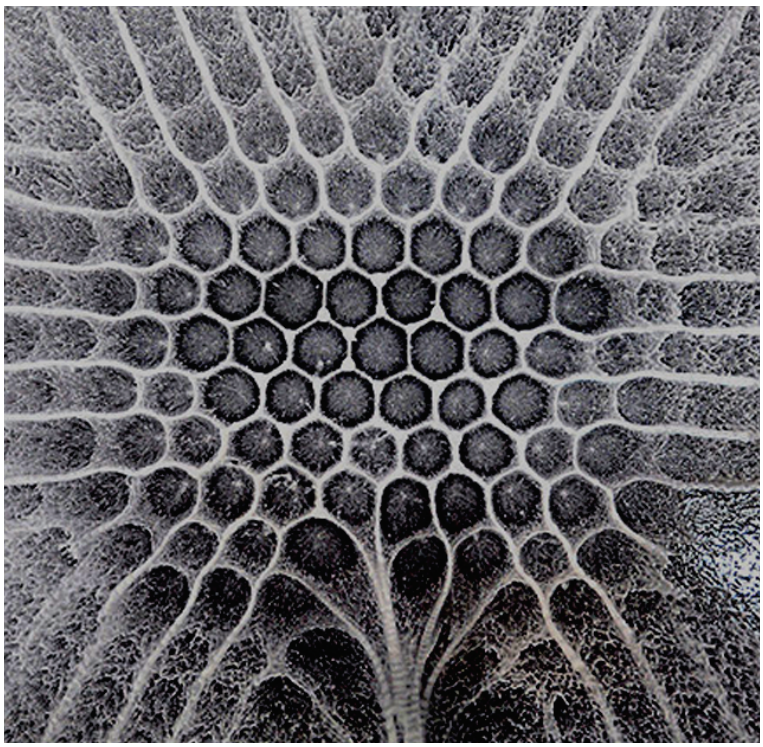


FIGURE 1.13 – Visualisation de l'écoulement pariétal sous une batterie de jets en quinconce d'une installation industrielle de trempe du verre

Les caractéristiques générales des jets impactants ont déjà fait l'objet d'une description détaillée au chapitre 1.2. Le rôle prépondérant du facteur H/D a été souligné ainsi que les deux régimes d'interaction pariétale qui lui sont associés : une évolution radiale du transfert de chaleur local en décroissance monotone pour les distances d'impact élevées et la présence d'un pic intermédiaire pour les faibles distances d'impact. À ce jour, ce comportement a été confirmé par toutes les études, aussi bien expérimentales que numériques, et le seuil de transition communément admis se situe aux alentours de $H/D=5$.

C'est au point d'impact, sur l'axe du jet, que le transfert de chaleur est le plus élevé. Il reste modéré et ne varie pratiquement pas avec la distance d'impact tant que le cœur potentiel atteint la paroi, mais Gardon et Akfirat [18] ont constaté qu'au delà de cette longueur, le transfert de chaleur sur la ligne d'arrêt d'un jet plan atteint des valeurs qui augmentent avec la distance d'impact, et le même phénomène a été observé sur les jets axisymétriques [25, 41]. Cette augmentation du transfert de chaleur alors que la vitesse du jet incident diminue avec la hauteur d'injection s'explique d'après Gardon par l'effet de la turbulence issue de la couche de cisaillement, qui atteint l'axe du jet avant l'impact pour des hauteurs relatives supérieures à $H/D = 6$ et dont la contribution en faveur du transfert de chaleur serait supérieure à la perte causée par le ralentissement du jet. Cette interprétation est confortée par la mesure de l'intensité de turbulence sur l'axe de jet avant impact, qui atteint un maximum pour des distances d'impact de l'ordre de $H/D=8$, correspondant aux transfert de chaleur les plus importants. Pour les rapports H/D plus élevés, le ralentissement de l'écoulement incident prend le pas sur l'intensité de turbulence et le maximum de transfert de chaleur au point d'impact s'estompe rapidement. Hoogendoorn

[30], pour sa part, a pu obtenir des transferts de chaleur plus élevés au point d'impact pour des hauteurs d'impact inférieures au cœur potentiel, en augmentant l'intensité de turbulence sur l'axe du jet à son embouchure. Ce procédé ne présente cependant pas d'intérêt pour les hauteurs d'impact $H/D \geq 6$, pour lesquelles la turbulence issue de la couche de cisaillement est prépondérante.

Certaines études ont également porté sur les très petites hauteurs d'impact. Goldstein *et al.* [25], Goldstein et Timmers [27] observent que le transfert de chaleur d'un jet de hauteur $H/D = 2$ est plus faible sur l'axe qu'à son voisinage immédiat. Baughn et Shimizu [7] confirment cette inversion de tendance, bien que leurs mesures n'en démontrent pas clairement l'évidence. Plus récemment, O'Donovan et Murray [57] sont descendus jusqu'à $H/D = 0.5$ sans pouvoir identifier clairement un minimum sur l'axe. Ce minimum local de transfert de chaleur au point d'impact s'apparente donc plus à un plateau, et serait dû à la présence d'une véritable zone d'arrêt à son voisinage, à l'encontre de la zone d'accélération radiale caractérisée par une épaisseur très faible et des vitesses radiales élevées pour les valeurs plus élevées de la hauteur d'impact. Outre la mise en cause de résultats expérimentaux obtenus dans des conditions extrêmement difficiles, il est légitime de se demander dans quelle mesure ce type d'écoulement appartient encore à la famille des jets, étant donné que l'espace laissé entre la sortie de la buse et la surface d'impact suffit à peine à l'évacuation du fluide de soufflage, empêchant l'entraînement du fluide environnant et le développement d'une couche de cisaillement.

L'évolution radiale du transfert de chaleur pariétal au delà de la zone d'impact a fait l'objet d'interprétations diverses, qui reposent sur les propriétés dynamiques du jet pariétal et sur le rôle essentiel joué par la turbulence. Comme on l'a déjà souligné précédemment, l'allure générale du transfert de chaleur pariétal dépend essentiellement de la distance d'impact relative H/D, tandis que la position des pics et des creux qui la caractérisent est régie par le nombre de Reynolds du jet. Pour les faibles hauteurs d'impact autour de $H/D = 2$, Gardon et Carbonpue [20] observent un premier pic de transfert de chaleur situé vers $r/D = 0.5$, qui peut être supérieur à la valeur au point d'impact. L'explication communément reprise dans la littérature [18, 34] attribue l'intensification du transfert convectif associé à l'accélération radiale de l'écoulement laminaire issu du cœur potentiel du jet avant impact, qui est cohérente avec la présence d'un minimum au point d'impact mais reste sujette aux mêmes questions quant à son existence.

Le pic de transfert de chaleur situé aux environs de $r/D = 2$, illustré à la figure 1.6 de la page 7, a été trouvé à de nombreuses reprises pour les faibles hauteurs d'injection ($H/D \leq 4$) [7, 18, 20, 47, 57, 61]. Gardon et Akfirat l'expliquent par la transition turbulente du jet pariétal. En effet, le cône potentiel conserve son intégrité jusqu'au point d'impact où il est brusquement dévié par la paroi. Le long de celle-ci, il se développe comme une couche limite laminaire qui accélère fortement en s'éloignant vers l'aval avant de ralentir sous l'effet de l'augmentation de la section de passage. Ce ralentissement est instable et se prête bien à un mécanisme de transition turbulente, et cette interprétation est d'autant plus séduisante qu'elle s'accommode de la disparition du pic de transfert de chaleur pour les grandes hauteurs d'impact, où la turbulence générée dans la couche de cisaillement du jet pénètre jusqu'à son axe avant impact. De leur côté, Popiel et Trass [61] ont identifié des structures toroïdales se formant dans la couche de cisaillement et transportées vers le jet pariétal qu'elles atteignent à la position radiale correspondant au pic de transfert de chaleur. Ils en déduisent que ce sont ces structures qui sont à l'origine de la transition du jet pariétal. Cette hypothèse a été confortée par les études réalisées sur des

jets plans [8, 49, 64], qui ont montré comment les structures tourbillonnaires qui se développent dans la couche de cisaillement par paires contra-rotatives à caractère pulsant influent sur la transition d'un jet pariétal laminaire.

Le profil de l'embouchure du jet influence également les caractéristiques des jets. L'étude menée par Popiel et Boguslawski [60] a montré que le transfert de chaleur moyen d'un jet issu d'une buse profilée est inférieur de 25% par rapport à un orifice à arête vive. Lee et Lee [45] et Geers *et al.* [23] arrivent à la même conclusion. Il attribuent ce comportement au phénomène de vena contracta qui, réduisant le diamètre effectif du jet au passage de l'arête vive, en augmente la vitesse. McDaniel et Webb [51] ont observé pour leur part que l'intensité de turbulence est plus élevée pour une embouchure en biseau que pour un profil arrondi, ce qui a pour effet de diminuer la longueur du cône potentiel. Ces deux explications ne sont pas contradictoires, d'autant plus que l'augmentation la plus significative du transfert de chaleur est systématiquement observée au voisinage du point d'impact. Toutefois, Colucci et Viskanta [15] observent que cet effet s'amenuise avec la distance d'impact, pour devenir négligeable au delà de $H/D=6$.

La mise en œuvre de la rotation axiale comme facteur d'augmentation du transfert de chaleur a été envisagée très tôt. L'étude de la bibliographie sur ce sujet fait apparaître que le procédé de génération de la rotation est un facteur déterminant des résultats obtenus. La majorité des dispositifs est à base de surfaces déflectrices placées dans le tube alimentant le jet au niveau de sa sortie. Ils sont constitués de pales de tôle mince en hélice fixée au tube et à une âme centrale pour les plus simples [5, 37, 56, 70, 74], ou d'une structure plus complexe, [38, 42], avec des pales profilées et un cylindre central d'appui dont l'extrémité peut être allongée et effilée pour éviter la séparation de culot associée à une section droite.

Certains auteurs, privilégiant l'homogénéisation des transferts de chaleur prioritairement à leur amélioration, ont défini des dispositifs de mise en rotation dont le blocage est intentionnellement élevé. Ainsi, Huang et El-Genk [31] ont usiné des canaux hélicoïdaux de faible section dans un cylindre massif, placé dans la buse de soufflage. L'écoulement qui en résulte en sortie de buse relève plus de jets hélicoïdaux distincts que d'un jet rotatif.

Une alternative aux artifices matériels consiste à générer le mouvement de rotation par injection de jets secondaires à haute teneur en quantité de mouvement circonférentielle [1, 33, 67]. Par effet d'entraînement, l'air injecté tangentiellement à la paroi d'une buse confère une composante de rotation à l'écoulement principal. Ces jets secondaires sont en général orientés tangentiellement à une courbe hélicoïdale, de manière à soutenir l'alimentation du jet. Cette méthode est plus difficile à mettre en œuvre, car elle requiert un réseau d'alimentation équilibrée des jets secondaires. Par contre, l'absence de tout obstacle dans les buses de soufflage, combinée à l'apport de quantité de mouvement des jets secondaires, en limite considérablement les pertes de charge.

De manière générale, les résultats obtenus par la plupart des auteurs indiquent une intensification des transferts de chaleur pariétaux avec la composante de rotation. Le plus souvent, l'effet est le plus important pour un régime particulier de rotation, dépendant du dispositif, si bien qu'aucune conclusion générale ne peut être tirée quant à l'existence d'un optimum. À défaut d'amélioration, certains observent encore une homogénéisation dans le sens radial [31, 44, 70], qui est à mettre au compte d'une réduction du pic de la zone d'impact.

Les études menées à ce jour ne sont pas en mesure d'accéder aux détails des écoulements, si bien qu'elles se bornent à constater les effets des dispositifs variés de mise en rotation, sans tirer de conclusions générales. En particulier, Kinsella *et al.* [38] remarque que l'amélioration des transferts thermiques de paroi relève vraisemblablement plus de l'accroissement du mélange et de la turbulence au passage du jet dans le dispositif de mise en rotation plutôt qu'au mouvement tournant proprement dit. Cela va dans le sens de Lee *et al.* [44], qui ont constaté une augmentation du transfert de chaleur pour un jet passant par leur dispositif de mise en rotation dont les pales étaient alignées avec l'axe de la buse.

La confusion des nombreuses études publiées à ce jour est encore accentuée par la difficulté de les comparer. En effet, le nombre de Swirl de Beer et Chigier [9], défini par l'équation 1.11 à la page 12 sur une base théorique, n'est que rarement utilisé tel quel. Le terme de pression du dénominateur est le plus souvent négligé, pour le motif que la mesure en est pratiquement impossible. Une simplification supplémentaire consiste à poser une hypothèse de rotation en bloc du fluide dans le dispositif de mise en rotation, réduisant ainsi le nombre de Swirl à une expression purement géométrique [46]. Enfin, on trouve des définitions se limitant à un angle de pale [31] ou basées sur des extremums locaux des composantes axiale et circonférentielle de la vitesse [2]. Ces définitions, même si elles reposent sur des hypothèses sans justification physique, ne seraient pas à mettre en cause si elles pouvaient contribuer à la définition d'une quantité faisant l'objet d'un consensus général, mais il n'en est rien, ce qui les rend doublement inefficaces, par la perte de sens physique et par la multiplication des définitions qu'elles impliquent.

Un phénomène retrouvé fréquemment est la subdivision de l'écoulement de sortie du dispositif de mise en rotation en autant de jets distincts que de compartiments délimités par les pales déflectrices [5, 33, 44]. Cette propriété se traduit par l'apparition de pics de transfert de chaleur distincts sur la plaque d'impact, clairement identifiables pour les faibles les hauteurs d'impact ($H/D \cong 2$). Le mélange de ces jets distincts s'effectue rapidement et on n'observe plus de différence notable de la distribution de transfert de chaleur pour des hauteurs d'impact plus élevées. Enfin, Abrantes et Azevedo [1] ont identifié la présence d'une zone de recirculation sur l'axe du jet, liée à la diminution axiale du gradient de pression circonférentiel et décrite à la section 1.2.2. Il semble néanmoins que ce phénomène reste marginal et puisse être évité par une conception adaptée de l'âme centrale, limitant le blocage et la séparation de culot.

Dans le cas de jets multiples, Goldstein et Seol [26] observent que le transfert de chaleur de chaque jet est inférieur à celui d'un jet simple et que le transfert de chaleur maximal est atteint pour une distance d'impact inférieure à celle d'un jet simple. Ils attribuent ces différences aux interactions entre jets. Ceci confirme les conclusions de Goldstein et Timmers [27], qui ont monté que les jets interagissent par l'intermédiaire des structures annulaires situées sur leur circonférence, qui pénètrent jusqu'au coeur de leurs voisins.

L'effet fontaine est systématiquement observé lorsque les jets sont suffisamment proches [11, 21, 26, 27, 32]. Cette remontée d'air provoquée par la rencontre des jets pariétaux se traduit par un mélange de l'air réchauffé par la paroi avec l'air frais issu des buses de soufflage, se traduisant par une diminution du transfert de chaleur pariétal. À cet égard, San et Lai [65] situent l'espacement optimum entre jets à quatre diamètres de la buse de soufflage pour une hauteur d'impact de cinq diamètres.

L'évacuation de l'air de soufflage, depuis le centre vers les extrémités d'une batterie de jets peut

interférer sur le soufflage individuel de chaque jet, surtout vers l'extérieur. Rhee *et al.* [62] remédient à l'accumulation d'air réchauffé vers l'extérieur, allant jusqu'à empêcher l'impact des jets extérieurs, en ménageant des conduits d'évacuation dans la plaque de confinement d'où débouchent les jets.

De nombreuses configurations ont été étudiées, donnant lieu à nombre de corrélations différentes. Geers *et al.* [23] et Monnoyer et Lochegnies [55] en font l'analyse, les premiers pour une installation de laboratoire et les seconds pour une application industrielle. La diversité des prédictions montrent que de telles corrélations sont trop grossières pour rendre compte efficacement de la complexité des phénomènes en présence.

1.4 Modèle physique

1.4.1 Équations générales

Considérant que l'hypothèse de milieu continu s'applique aux écoulements étudiés et que l'air peut être assimilé à un fluide newtonien homogène, les trois principes généraux de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie s'expriment sous forme d'équations intégro-différentielles ou, localement, sous forme d'équations aux dérivées partielles. Elles constituent un système non linéaire de cinq équations pour les variables conservatives de l'écoulement, soit la masse volumique ρ, la quantité de mouvement volumique $\rho\vec{V}$ et l'énergie totale par unité de volume $\rho E = \rho\left(\frac{V^2}{2} + e\right)$, où e est l'énergie interne volumique.

Équations de transport

Ces équations sont issues d'un bilan réalisé sur un volume de contrôle V délimité par une surface fermée S, décomposée en surfaces élémentaires dS de normale unitaire sortante $\vec{n}$. L'ensemble est schématiquement représenté sur la figure 1.14. De manière générale, le bilan d'une grandeur scalaire ϕ

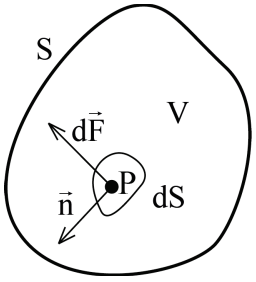


FIGURE 1.14 – Volume de contrôle

par unité de volume du fluide est de la forme :

$$\int_V \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV = -\int_S \vec{\Phi}\cdot\vec{n}\, dS + \int_V \dot{J}\, dV \tag{1.12}$$

avec $\vec{\Phi}$ le flux de ϕ à travers dS et $\dot{J}$ les sources de ϕ dans le volume de contrôle. Le membre de gauche représente la variation instantanée de la grandeur ϕ dans V, qui est égale à la somme des deux

contributions du membre de droite, c'est-à-dire les échanges avec le fluide environnant au travers de la frontière S et l'apport des sources situées dans le volume de contrôle.

On démontre aisément que le bilan d'une grandeur vectorielle $\vec{\phi}$ est de forme similaire :

$$\int_V \frac{\partial\left(\rho\vec{\phi}\right)}{\partial t} dV = -\int_S \vec{\vec{\Phi}} \cdot \vec{n}\, dS + \int_V \vec{J}\, dV \tag{1.13}$$

Les termes de flux des équations (1.12) et (1.13) contiennent deux contributions : le flux convectif, qui est la quantité de la grandeur considérée transportée par le fluide entrant ou sortant du domaine, et le flux de contact, qui rend compte des phénomènes de transport à travers la surface dS qui ne sont pas directement liés au mouvement. Les flux diffusifs, qui rendent compte de la tendance naturelle de tout milieu continu à l'homogénéisation par des échanges à l'échelle moléculaire, donc sans qu'il y ait nécessairement de mouvement associé à l'échelle macroscopique, en font partie. La décomposition générale des termes de flux est donc :

$$\int_S \vec{\Phi} \cdot \vec{n}\, dS = \int_S \rho\phi\, \vec{V} \cdot \vec{n}\, dS + \int_S \vec{\Phi}_C \cdot \vec{n}\, dS \tag{1.14}$$

$$\int_S \vec{\vec{\Phi}} \cdot \vec{n}\, dS = \int_S \left(\rho\vec{\phi} \otimes \vec{V}\right) \cdot \vec{n}\, dS + \int_S \vec{\vec{\Phi}}_C \cdot \vec{n}\, dS \tag{1.15}$$

avec le produit dyadique, défini dans un repère orthonormé direct par :

$$\left(\rho\vec{\phi} \otimes \vec{V}\right)_{ij} = \rho\, \phi_i V_j \tag{1.16}$$

La forme générique des équations de transport d'un scalaire et d'un vecteur découle de la combinaison des équations (1.12) à (1.15) :

$$\int_V \frac{\partial\left(\rho\phi\right)}{\partial t} dV + \int_S \rho\phi\, \vec{V} \cdot \vec{n}\, dS = -\int_S \vec{\Phi}_C \cdot \vec{n}\, dS + \int_V \dot{J}\, dV \tag{1.17}$$

$$\int_V \frac{\partial(\rho\vec{\phi})}{\partial t} dV + \int_S \left(\rho\vec{\phi} \otimes \vec{V}\right) \cdot \vec{n}\, dS = -\int_S \vec{\vec{\Phi}}_C \cdot \vec{n}\, dS + \int_V \vec{J}\, dV \tag{1.18}$$

Ces équations intégro-différentielles peuvent encore s'écrire comme des équations aux dérivées partielles, en recourant au théorème de Green-Ostrogratzki pour transformer les intégrales de surface en intégrales de volume. Toutes les intégrales sont ensuite regroupées et le choix arbitraire du volume de contrôle V imposant que l'integrand soit nul, on obtient finalement :

$$\frac{\partial\left(\rho\phi\right)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(\rho\phi\, \vec{V}\right) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\Phi}_C + \dot{J} \tag{1.19}$$

$$\frac{\partial(\rho\vec{\phi})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(\rho\vec{\phi} \otimes \vec{V}\right) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\vec{\Phi}}_C + \vec{J} \tag{1.20}$$

Conservation de la masse

Le bilan de matière d'un fluide homogène dans un volume de contrôle arbitraire obéit aux équations génériques de transport du scalaire $\phi = 1$. Dans ce cas, il est évident que le flux diffusif doit être nul,

puisque ϕ est et reste constant. De plus, aucune source de matière ne sera présente dans la suite de nos travaux, et le terme correspondant est annulé.

L'équation de conservation de la masse devient alors, à partir de l'équation (1.19) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(\rho \, \vec{V} \right) = 0 \tag{1.21}$$

Conservation de la quantité de mouvement

L'équation de la quantité de mouvement n'est autre que le principe fondamental de la dynamique, qui assimile la variation temporelle de la quantité de mouvement d'un volume fluide à la résultante des forces qui sont exercées sur lui. Elle est donc une forme particulière de la forme générique (1.18), pour laquelle le vecteur $\vec{\phi}$ est le vecteur vitesse et les termes du membre de droite sont les forces exercées sur le fluide.

Ces forces sont de deux types : les forces agissant à distance, communément appelées forces de volume, et les forces de contact exercées par le milieu environnant sur la surface du volume de contrôle.

La seule force de volume à retenir est le poids :

$$\vec{F}_V = \int_V \rho \, \vec{g} \, dV \tag{1.22}$$

Les forces de contact, pour leur part, s'expriment par le vecteur de tension $\vec{\sigma}$:

$$\vec{\sigma} \left(P, \vec{n}, t \right) = \frac{d\vec{F}}{dS} \tag{1.23}$$

où $d\vec{F}$ est la force de contact élémentaire exercée sur le fluide du volume de contrôle par le milieu situé de l'autre côté de l'élément de frontière dS, comme le montre la figure 1.14.

À l'aide du théorème de Cauchy, qui établit que l'orientation de l'élément de surface est découplée des autres variables dont dépend le vecteur de tension, on introduit le tenseur des contraintes $\bar{\bar{\sigma}}$:

$$\vec{\sigma} \left(P, \vec{n}, t \right) = \bar{\bar{\sigma}} \left(P, t \right) \cdot \vec{n} \tag{1.24}$$

dont on démontre qu'il est symétrique par l'application du théorème du moment cinétique.

Par définition, un milieu fluide ne peut supporter de contrainte de cisaillement sans se déformer. Le tenseur des tensions doit donc être de la forme :

$$\bar{\bar{\sigma}} = -p\bar{\bar{I}} + \bar{\bar{\tau}} \left(\bar{\bar{\dot{\epsilon}}} \right) \tag{1.25}$$

où p est la pression statique, d'origine thermodynamique et seule contrainte normale indépendante du taux de déformation, $\bar{\bar{I}}$ est le tenseur identité, $\bar{\bar{\tau}}$ est appelé tenseur des tensions visqueuses, qui dépend du tenseur des taux de déformation $\bar{\bar{\dot{\epsilon}}}$ dont les composantes dans un repère cartésien sont :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \tag{1.26}$$

On peut raisonnablement considérer la plupart des fluides comme Newtoniens, c'est-à-dire que la relation entre le tenseur des tensions visqueuses et le taux de formation est linéaire et que le milieu est isotrope. Dans ces conditions, le tenseur des tensions visqueuses s'exprime comme :

$$\bar{\bar{\tau}} = 2\mu\,\bar{\bar{\dot{\epsilon}}} + \eta\,\mathrm{tr}\left(\bar{\bar{\dot{\epsilon}}}\right)\bar{\bar{I}} \tag{1.27}$$

où μ est la viscosité dynamique et η est la viscosité volumique. On écrit aussi, en coordonnées cartésiennes et en appliquant la convention d'Einstein :

$$\tau_{ij} = \mu\left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i}\right) + \eta\left(\frac{\partial V_k}{\partial x_k}\right)\delta_{ij} \tag{1.28}$$

Enfin, nous appliquons l'hypothèse de Stokes, qui consiste à considérer comme négligeable la contribution des forces de viscosité devant les forces de pression dans le cas d'une dilatation ou d'une compression pure. Ceci revient à poser que la trace du tenseur des contraintes visqueuses s'annule, et donc, à l'aide de l'équation (1.28) :

$$2\mu + 3\eta = 0 \tag{1.29}$$

Il ne reste plus qu'à intégrer les propriétés du fluide Newtonien, avec l'hypothèse de Stokes, dans l'équation générique (1.20) de transport d'une grandeur vectorielle pour obtenir les équations dites de Navier-Stokes. À cet effet, on pose :

$$\vec{\phi} = \vec{V}$$
$$\bar{\bar{\Phi}}_C = -\bar{\bar{\sigma}}\,^1$$
$$\vec{J} = \rho\,\vec{g}$$

pour établir la forme différentielle des équations du mouvement :

$$\frac{\partial\left(\rho\vec{V}\right)}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot\left(\rho\vec{V}\otimes\vec{V}\right) = -\vec{\nabla}p + \rho\,\vec{g} + \vec{\nabla}\cdot\bar{\bar{\tau}} \tag{1.30}$$

À titre d'exemple, la composante suivant i de l'équation (1.30) s'exprime dans un repère Cartésien comme :

$$\frac{\partial\left(\rho V_i\right)}{\partial t} + \frac{\partial\left(\rho V_i V_j\right)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho\,g_i + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}\mu\left(\frac{\partial V_k}{\partial x_k}\right)\delta_{ij}\right] \tag{1.31}$$

Conservation de l'énergie totale

Le bilan d'énergie totale constitue la dernière équation de transport. Il repose sur le premier principe de la thermodynamique qui s'énonce pour un système fermé :

$$\frac{dE_t}{dt} = \dot{W} + \dot{Q} \tag{1.32}$$

1. Le changement de signe est dû à la convention adoptée pour le tenseur $\bar{\bar{\Phi}}_C$, dont les composantes sont comptées positivement pour un flux sortant, alors que le tenseur des contraintes $\bar{\bar{\sigma}}$ exprime les forces du contact exercées sur le fluide du volume de contrôle.

où E_t est l'énergie totale, somme de l'énergie cinétique et de l'énergie interne [2], $\dot{W}$ est la puissance des forces et $\dot{Q}$ est la puissance apportée au système sous forme de chaleur.

L'équation de conservation de l'énergie totale est donc de la forme (1.19) avec :

$$\phi = E \qquad \text{où} \quad E = \frac{1}{2}V^2 + e$$

$$\vec{\Phi}_C = -\bar{\bar{\sigma}} \cdot \vec{V} - k\vec{\nabla}T$$

où le second terme est la loi de Fourier,

$$\dot{J} = \rho\, \vec{g} \cdot \vec{V} + \dot{q}$$

avec les sources de chaleur internes au système $\dot{q}$, s'il y en a. On obtient alors :

$$\frac{\partial\,(\rho E)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(\rho E\, \vec{V}\right) = -\vec{\nabla} \cdot \left(p\vec{V}\right) + \rho\, \vec{g} \cdot \vec{V} + \vec{\nabla} \cdot \left(\bar{\bar{\tau}} \cdot \vec{V}\right) + \vec{\nabla} \cdot \left(k\vec{\nabla}T\right) + \dot{q} \tag{1.33}$$

Il existe de nombreuses formulations de l'équation de l'énergie, suivant la variable utilisée pour la représenter. L'enthalpie totale en est une, définie par :

$$h_t = E + \frac{p}{\rho}$$

et qui donne l'équation de bilan :

$$\frac{\partial\,(\rho h_t)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(\rho h_t \vec{V}\right) = -\frac{\partial p}{\partial t} + \rho\, \vec{g} \cdot \vec{V} + \vec{\nabla} \cdot \left(\bar{\bar{\tau}} \cdot \vec{V}\right) + \vec{\nabla} \cdot \left(k\vec{\nabla}T\right) + \dot{q} \tag{1.34}$$

Équations complémentaires

Les équations de bilan établies dans ce qui précède constituent un système de cinq équations. Cependant, les variables de l'écoulement sont au nombre de neuf :

$$\rho,\ \vec{V},\ p,\ T,\ e,\ \mu,\ k$$

Il faut donc disposer de quatre relations complémentaires pour fermer le système.

La première découle de l'hypothèse que l'air considéré dans cette étude se comporte comme un gaz parfait. Il satisfait alors l'équation des gaz parfaits :

$$p = \rho \frac{R}{M} T \tag{1.35}$$

où $R = 8.314472\, J/mol\, K$ est la constante universelle des gaz parfaits et M est la masse molaire du gaz considéré.

2. Il faudrait en toute rigueur y ajouter les énergies potentielles, dont celle du poids, mais il est d'usage en dynamique des fluides de laisser cette force conservative dans le terme de puissance

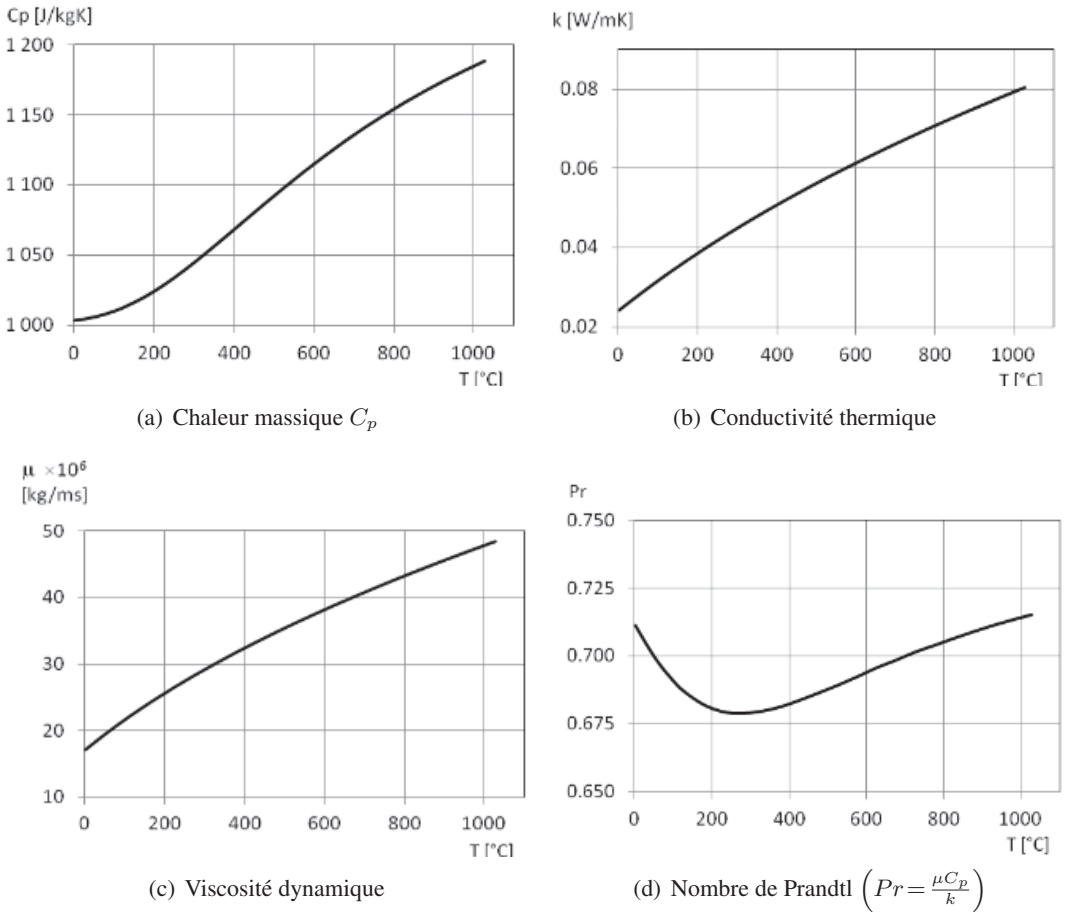
De plus, la loi de Joule s'applique aux gaz parfaits, dont l'énergie interne et l'enthalpie ne dépendent alors que de la température :

$$de = C_v dT \tag{1.36}$$
$$dh = C_p dT \tag{1.37}$$

où C_v et C_p sont les chaleurs massiques à volume constant et à pression constante, liées par la relation de Mayer :

$$C_p - C_v = \frac{R}{M} \tag{1.38}$$

Il reste donc à établir les lois constitutives de la viscosité, de la conductivité thermique et d'une chaleur spécifique en fonction de la température. Le champ d'application de la présente étude couvre une gamme de températures allant jusqu'à la température de transition du verre, soit près de $700°C$. À cette échelle, les caractéristiques de l'air varient fortement, comme le montre la figure 1.15, et il est indispensable d'en tenir compte. À cet effet, on recourt à des approximations polynomiales.



(a) Chaleur massique C_p

(b) Conductivité thermique

(c) Viscosité dynamique

(d) Nombre de Prandtl $\left(Pr = \frac{\mu C_p}{k}\right)$

FIGURE 1.15 – Propriétés de l'air en fonction de la température

1.4.2 Turbulence

La turbulence est un mouvement à caractère chaotique qui se superpose à celui de l'écoulement moyen lorsque le nombre de Reynolds qui le caractérise dépasse une valeur critique. L'échelle de ce mouvement est inférieure de plusieurs ordres de grandeur à l'échelle du mouvement moyen, mais elle est beaucoup plus grande que l'échelle moléculaire, si bien que la turbulence est à l'origine de transferts d'énergie et de quantité de mouvement qui dominent largement les transferts diffusifs moléculaires au sein du fluide [29].

Équations de Reynolds moyennées

La turbulence est intrinsèquement contenue dans les équations générales de la mécanique des fluides, mais sa modélisation nécessite de les résoudre à de si petites échelles spatiales et temporelles que la simulation directe de la turbulence reste réservée à des applications relativement simples, qui contribuent néanmoins à une meilleure compréhension d'un phénomène encore mystérieux à bien des égards. Les méthodes de type LES (Large Eddy Simulation) ou DES (Detached Eddy Simulation), basées sur la simulation des grandes structures couplée à une modélisation des petites structures turbulentes, apportent bien une solution intermédiaire en termes de contraintes de discrétisation et de complexité de calcul, mais elles restent trop lourdes de mise en œuvre pour des applications de l'échelle de celles qui sont étudiées dans ce mémoire.

Force est donc de recourir à une approche statistique basée sur une décomposition temporelle des variables de l'écoulement en une valeur moyenne à laquelle s'ajoute une valeur fluctuante :

$$\Phi\left(\vec{x},t\right)=\phi\left(\vec{x}\right)+\phi'\left(\vec{x},t\right)$$

Les équations moyennées au sens de Reynolds procèdent de la moyenne des équations de transport dans l'hypothèse d'un écoulement incompressible [3]. L'équation de conservation de la masse reste inchangée, conformément au caractère purement diffusif du transport turbulent, et l'équation de la quantité de mouvement devient [13, 66] :

$$\frac{\partial\left(\rho\vec{V}\right)}{\partial t}+\vec{\nabla}\cdot\left(\rho\vec{V}\otimes\vec{V}\right)=-\vec{\nabla}p+\rho\,\vec{g}+\vec{\nabla}\cdot\left(\bar{\bar{\tau}}+\bar{\bar{\tau}}_t\right) \tag{1.39}$$

qui ne diffère de l'équation (1.30 que par l'apparition du tenseur des tensions de Reynolds $\bar{\bar{\tau}}_t$, défini par :

$$\bar{\bar{\tau}}_{t\,ij}=-\rho\overline{V_i'V_j'} \tag{1.40}$$

La modélisation de la turbulence se réduit donc dans l'approche statistique à la détermination des six composantes du tenseur symétrique des tensions de Reynolds. Pour cela, il faut disposer de six équations supplémentaires. C'est ce que s'efforcent de réaliser les modèles de turbulence.

3. L'approche statistique dans un écoulement turbulent compressible est connue sous le nom de moyenne de Favre. Elle apporte des termes supplémentaires mais on considère en pratique que les effets de compressibilité n'affectent la turbulence qu'en régime supersonique.

Fermeture des équations de Reynolds moyennées

L'intérêt de l'approche statistique est de déboucher sur des équations analogues aux équations fondamentales. Par conséquent, toute méthode de résolution numérique peut être étendue sans modification majeure à la résolution des équation de Reynolds. Il n'en reste pas moins qu'il n'existe aucune loi générique amenant aux tensions de Reynolds. Il ne reste donc d'autre choix que de s'appuyer sur des observations expérimentales, de manière à être en mesure de reproduire des comportements particuliers.

Bien entendu, cette méthode empirique interdit tout caractère universel aux modèles qui en découlent, puisqu'ils ne sont adaptés qu'à des classes particulières d'écoulements. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle il existe un grand nombre de modèles de turbulence, de complexité et de domaines d'application variés. Un préalable essentiel à la simulation numérique en mécanique des fluides est donc le choix d'un modèle de turbulence adéquat, combinant un effort de calcul supportable et un domaine d'application cohérent.

Une configuration de référence sur laquelle s'appuient les modèles de turbulence les plus populaires est la couche limite de plaque plane ou de conduite, pour laquelle on dispose d'un modèle solide et qui a des propriétés de similitude dans sa sous-couche visqueuse et dans la zone logarithmique. Les détails de ce modèle sont exposés dans l'Annexe A.

La notion de viscosité tourbillonnaire est également fondamentale dans les modèles les plus utilisés, car elle a l'avantage de remplacer le calcul des six composantes du tenseur de Reynolds par celui d'un coefficient scalaire unique. Introduite par Boussinesq, elle repose sur des considérations d'analogie avec les tensions visqueuses, dans la formulation de l'équation (1.27), pour définir :

$$\bar{\bar{\tau}}_t = 2\mu_t \bar{\bar{\epsilon}} - \frac{2}{3}\rho k \bar{\bar{I}} \tag{1.41}$$

où k est l'énergie cinétique spécifique du mouvement fluctuant :

$$k = \frac{1}{2}\overline{V_k' V_k'} \tag{1.42}$$

L'extension aux écoulements compressibles, bien qu'en toute rigueur incompatible avec les hypothèses posées dans la définition des tensions de Reynolds, amène un terme supplémentaire :

$$\bar{\bar{\tau}}_t = 2\mu_t \bar{\bar{\epsilon}} - \frac{2}{3}\left(\rho k + \mu_t \vec{\nabla}\cdot\vec{V}\right)\bar{\bar{I}} \tag{1.43}$$

Bien que cette analogie ne soit fondée sur aucun argument objectif et qu'elle impose de facto une condition d'isotropie à la turbulence, elle est largement utilisée. Une raison moins souvent évoquée de la faveur que lui portent les numériciens est le caractère fortement diffusif de cette formulation, gage de stabilité du calcul et de convergence plus aisée de la solution.

Pour conclure, il faut bien convenir que les modèles de turbulence les plus utilisés actuellement reposent sur des modèles d'écoulement de plaque plane et sur une série d'hypothèses qu'aucune justification scientifique ne peut étayer. Au contraire, il est prouvé que toutes ces hypothèses sont largement mises en défaut dans le plupart des écoulements. La facilité de mise en oeuvre qu'elles apportent, dont

la réduction des six tensions de Reynolds à la seule viscosité turbulente, et la qualité de beaucoup de résultats obtenus, étonnante compte tenu des réserves qui précèdent, font que les modèles dits de viscosité turbulente sont encore d'actualité.

1.4.3 Modèles de turbulence

En adoptant l'hypothèse de Bousssinesq, la modélisation de la turbulence se réduit à la détermination d'un unique coefficient. L'analogie entre la viscosité turbulente et la viscosité moléculaire s'arrête là, car la seconde est une variable d'état, tandis que la viscosité turbulente est une grandeur fictive, dépendant de la dynamique de l'écoulement et de son histoire. L'art de la modélisation consiste donc à associer la viscosité turbulente à des grandeurs turbulentes qui ont une signification physique et qui satisfont à des équations de transport qui restituent les effets d'histoire aux tensions de Reynolds.

Les modèles que l'on qualifie de modèles à équations de transport sont nombreux et variés, suivant les grandeurs transportées qui sont considérées. 99% d'entre eux relèvent de deux groupes, les modèles $k-\epsilon$ et $k-\omega$.

Les modèles $k-\epsilon$

Le premier modèle k–ϵ fut proposé par Jones et Launder [35]. Il se base sur les équations de transport de l'énergie cinétique de turbulence k, définie par l'équation (1.42) et du taux de dissipation ϵ, défini comme :

$$\epsilon = \frac{\mu}{\rho}\overline{\frac{\partial V_i'}{\partial x_k}\frac{\partial V_i'}{\partial x_k}} \tag{1.44}$$

La relation liant ces deux grandeurs à la viscosité turbulente est issue de l'analyse dimensionnelle :

$$\mu_t = C_\mu \frac{\rho\, k^2}{\epsilon} \tag{1.45}$$

L'équations de transport de k est obtenue par manipulation des équations de Reynolds, de manière à obtenir une forme classique, constituée d'un terme de variation instantanée et d'un terme de transport convectif dans le membre de gauche, et de termes de production, dissipation et diffusion dans le membre de droite. L'équation du taux de dissipation, pour sa part, relève presque entièrement de la modélisation par analogie à l'équation de k, sa forme dérivée faisant apparaître bon nombre de termes supplémentaires :

$$\frac{\partial(\rho\, k)}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot\left(\rho\, k\, \vec{V}\right) = \left(\bar{\bar{\tau}}_t\cdot\vec{\nabla}\right)\cdot\vec{V} - \rho\,\epsilon + \vec{\nabla}\cdot\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\vec{\nabla}k\right] \tag{1.46}$$

$$\frac{\partial(\rho\,\epsilon)}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot\left(\rho\,\epsilon\,\vec{V}\right) = C_{\epsilon 1}\frac{\epsilon}{k}\left(\bar{\bar{\tau}}_t\cdot\vec{\nabla}\right)\cdot\vec{V} - C_{\epsilon 2}\frac{\rho\,\epsilon^2}{k} + \vec{\nabla}\cdot\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}\right)\vec{\nabla}\epsilon\right] \tag{1.47}$$

on y retrouve le tenseur de Reynolds, défini dans le cadre de l'hypothèse de Boussinesq par l'équation (1.43, et une série de coefficients dont les valeurs sont considérées comme constantes et ont été

déterminées de manière à satisfaire au mieux le modèle de couche limite de von Kármán. Les valeurs classiques des cinq coefficients de fermeture du modèle $k-\epsilon$ standard sont :

$$C_\mu = 0,09;\ \sigma_k = 1,0;\ \sigma_s = 1,3;\ C_{\epsilon 1} = 1,44;\ C_{\epsilon 2} = 1,92$$

Ce modèle et ses dérivés a constitué une étape décisive dans la modélisation numérique de la turbulence, car il était le premier à introduire la notion de transport des grandeurs turbulentes, en comparaison avec les modèles algébriques qui ne reposent que sur les propriétés locales de l'écoulement. Il a également démontré sa validité pour la modélisation d'une large gamme d'écoulements, et reste un modèle largement utilisé, tant pour des applications industrielles que de recherche. Il souffre cependant de certaines limitations, la première étant bien entendu la nécessité de définir des constantes de fermeture qui, parce qu'elles reposent sur l'expérience, ne peuvent être universelles. La difficulté majeure reste cependant l'impossibilité de l'appliquer à la sous-couche visqueuse, où le taux de dissipation est indéterminé. On y remédie classiquement à l'aide de lois de paroi, qui sont de deux types et départagent les modèles dite à bas nombre de Reynolds des modèles à haut nombre de Reynolds, cette nomenclature se référant non pas à l'écoulement dans son ensemble mais à la discrétisation spatiale du voisinage des parois.

Les modèles à haut nombre de Reynolds imposent que la maille pariétale englobe la sous-couche visqueuse et la zone de transition, pour que sa face supérieure soit située dans la zone logarithmique. La solution dans ce volume pariétal est alors reconstituée par analogie avec le profil universel de plaque plane turbulente, par raccordement avec la solution fournie par le modèle $k-\epsilon$ dans la cellule supérieure et aboutement de la loi logarithmique. A contrario, les modèles à bas nombre de Reynolds reconstruisent l'entièreté du profil turbulent, en introduisant dans le cas du modèle $k-\epsilon$ des fonctions d'amortissement pour éliminer les termes indéterminés et des termes sources restituant l'évolution de proche paroi [59].

De ce qui précède découlent les conditions s'appliquant aux mailles pariétales :

- pour un modèle à haut nombre de Reynolds, la première cellule doit atteindre la zone logarithmique. Sa hauteur en coordonnées de paroi doit donc être telle que $y^+ > 50$
- pour un modèle à bas nombre de Reynolds, la première cellule doit être située à l'intérieur de la sous-couche visqueuse. Sa hauteur en coordonnées de paroi doit donc être telle que $y^+ < 1$

Il existe de nombreuses variantes de modèles $k-\epsilon$, que ce soit à bas ou à haut nombre de Reynolds, plus ou moins adaptés à des catégories particulières d'écoulement. On citera ici les plus communément utilisés, comme le modèle k-ϵ RNG, qui est basé sur une technique mathématique appelée renormalisation. L'emploi de ces méthodes permet de réévaluer de manière rigoureuse les constantes empiriques du modèle k-ϵ standard. Ce modèle peut être préconisé pour les écoulements présentant des zones de gradient de vitesse élevé.

Le modèle k-ϵ réalisable fait également partie du groupe k-ϵ. Le concept de «réalisabilité» signifie que le modèle doit respecter des situations asymptotiques. Par exemple, k et ϵ ne doivent jamais être négatifs. Il remplace ainsi l'équation de la viscosité turbulente du modèle k-ϵ standard par une équation de viscosité turbulente qui assure la satisfaction des contraintes de réalisabilité.

Les modèles $k-\omega$

Dans les modèles à deux équations, le choix des variables turbulentes k et ϵ n'est pas le seul possible. Ainsi, le modèle $k-\omega$, le plus souvent associé à Wilcox [71], remplace le taux de dissipation ϵ par le taux de dissipation spécifique ω, ou taux de dissipation par unité d'énergie cinétique turbulente :

$$\omega = \frac{1}{\beta^\star}\frac{\epsilon}{k} \qquad \text{avec} \quad \beta^\star = C_\mu \tag{1.48}$$

L'expression de la viscosité turbulente devient alors, à l'aide de l'équation (1.45) :

$$\mu_t = \frac{\rho\, k}{\omega} \tag{1.49}$$

Les équations de transport sont, dans la formulation qu'en donne Wilcox [71] :

$$\frac{\partial\left(\rho\, k\right)}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot\left(\rho\, k\, \vec{V}\right) = \left(\bar{\bar{\tau}}_t\cdot\vec{\nabla}\right)\cdot\vec{V} - \beta^\star\rho\,\omega k + \vec{\nabla}\cdot\left[\left(\mu+\sigma^\star\mu_t\right)\vec{\nabla}k\right] \tag{1.50}$$

$$\frac{\partial\left(\rho\,\omega\right)}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot\left(\rho\,\omega\,\vec{V}\right) = \alpha\frac{\omega}{k}\left(\bar{\bar{\tau}}_t\cdot\vec{\nabla}\right)\cdot\vec{V} - \beta\,\rho\omega^2 + \vec{\nabla}\cdot\left[\left(\mu+\sigma\mu_t\right)\vec{\nabla}\omega\right] \tag{1.51}$$

Avec les coefficients de fermeture :

$$\alpha = \frac{5}{9},\ \beta = \frac{3}{40},\ \sigma = \frac{1}{2},\ \sigma^\star = \frac{1}{2}$$

Ce modèle a l'avantage de s'appliquer jusqu'à la paroi, ce qui en fait de facto un modèle à bas nombre de Reynolds. En revanche, il révèle une forte sensibilité aux conditions aux limites extérieures, ce qui rend son usage plus difficile pour les écoulements externes. Pour y remédier, Menter [52, 53] a combiné les modèles $k-\omega$ et $k-\epsilon$ dans les zones où chacun d'entre eux est le plus adéquat, à savoir la proche paroi pour le premier et l'extérieur pour le second, en les reliant par une fonction de raccordement. Cette combinaison de deux modèles s'est révélée très efficace en pratique, et de nombreuses applications témoignent de sa popularité [3, 10, 14, 39, 58, 63, 69].

1.5 Méthode numérique

1.5.1 Méthode des volumes finis

La résolution des équations du problème est réalisée par la méthode des volumes finis. Préalablement au calcul, le domaine physique continu doit être subdivisé en volumes de contrôle discrets. Le principe de base de la méthode des volumes finis implique l'intégration des équations sur chacun des éléments discrets définis par ce maillage. Les noeuds de celui-ci définissent les points de calcul et c'est là que l'information sur la solution est stockée.

La procédure d'intégration par volumes finis est efficace pour maintenir le principe de conservation des équations de transport. Dans la méthode des volumes finis, la résolution du système d'équations se fait de façon itérative. Un algorithme de calcul est donc utilisé de façon répétée pour calculer différentes solutions de façon à minimiser l'erreur retrouvée entre celles-ci et le logiciel approche donc graduellement la solution recherchée. Il est en pratique impossible d'atteindre une erreur strictement nulle, un critère d'arrêt doit être fixé. Ce critère de convergence détermine à quel niveau doivent être amenées les erreurs résiduelles pour que la solution soit jugée acceptable.

1.5.2 Conditions aux frontières

En fonction du problème physique traité, les conditions aux limites sont différentes et leur compatibilité avec les modèles numériques associés a un impact direct sur la convergence et le réalisme des résultats des simulations numériques. La précision du calcul, en général, est fortement sensible à la solution aux frontières. Un mauvais choix des conditions aux limites, affecte défavorablement la précision et la stabilité des solutions.

Vitesse à l'entrée : Cette condition aux limites sert à imposer une vitesse d'entrée au volume de contrôle. Une fois la vitesse fixée, on remonte aux autres grandeurs de l'écoulement. Pour des raisons de stabilités numériques, cette condition a été couplée à un algorithme particulier pour la correction de la pression calculée.

Pression à la sortie : Cette condition permet d'imposer une valeur de la pression statique à la sortie du volume de contrôle.

Condition de paroi : Cette condition aux frontières permet de spécifier les parois du volume de contrôle et elle suppose qu'aucun flux de matière ne traverse la paroi.

Condition de symétrie : Cette condition peut être attribuée à une surface pour la considérer comme étanche où l'écoulement peut glisser sur la paroi sans pénétrer.

Condition thermique : Les conditions thermiques peuvent être soit une température imposée (condition de Dirichlet) soit une densité de flux imposée (condition de Neumann). Dans la présente étude, la paroi est supposée isotherme et la température imposée constante sur la paroi d'impact est différente selon le cas de calcul à chaud ou à froid.

1.5.3 Maillage

L'étape suivante d'une modélisation numérique est la construction du maillage. Elle est l'une des plus délicates et des plus importantes pour la précision de la solution numérique. En termes de complexité, temps de calcul, ressources informatiques et problématique de la simulation, on peut envisager une simplification de la configuration en considérant des éléments symétriques.

La complexité de la géométrie fait intervenir en général des techniques spéciales pour chaque sous domaine en particulier. La variété d'éléments existants (hexaèdres, tétraèdres, pyramides, etc) pour le maillage permet de choisir l'élément adéquat qui convient au mieux à la forme géométrique du problème. La combinaison des différents éléments de maillage permet de générer, selon leur disposition dans les volumes de calcul, des maillages monoblocs ou des maillages multi-domaines.

Les figures 1.16 et 1.17 représentent le détail de ce maillage. Il a été généré en utilisant une géométrie multi-blocs. Le domaine est ainsi divisé en plusieurs compartiments (coeur du jet, paroi de la buse et zone tampon) et d'un maillage composé d'éléments de différents types (triangulaires et quadrilatéraux) (Figure 1.16). Cette méthode permet d'assurer un bon lissage dans les zones de transition entre les zones de maillage fin et les zones de maillage grossier.

Les zones avec des mailles quadrilatères correspondent aux zones importantes de l'écoulement. Ces zones sont en connection avec des parois, c'est la raison pour laquelle un maillage structuré s'avère

nécessaire. Ce type de maillage permet le contrôle des régions fluides proches des parois solides qui sont soumises à de forts gradients.

La principale difficulté lors de l'utilisation des maillages mixtes vient de la nécessité de concordance aux interfaces des zones structurées et non-structurées. Une connectivité arbitraire du maillage gérée automatiquement par le logiciel a été prise en compte entre le bloc de cellules non structurées et son interface avec les surfaces adjacentes. Ce type de connectivité est nécessaire entre ces deux structures de maillage différentes pour conserver la continuité du domaine de solution. La zone tampon a permis d'éviter le maillage par zone (triangles et quadrilatères). Au-delà de cette zone, un passage vers une triangulation pure a été réalisé en radial et du structuré en axial pour bien gérer l'écoulement dans les deux directions et aussi pour pouvoir agir près de la plaque d'impact, zone où le problème de couche limite et les échanges de chaleur se pose.

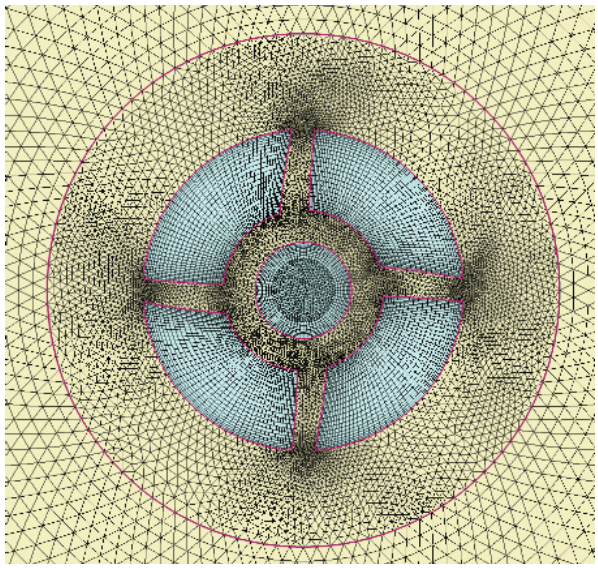


FIGURE 1.16 – Maillage de la sortie d'une buse mixte

Dans le cadre de cette étude, on a attribué une attention particulière à la sensibilité du modèle de turbulence au maillage plus particulièrement proche de la paroi d'impact. Par exemple, les modèles de turbulence "bas nombre de Reynolds" comme le k-ω SST nécessitent un maillage avec une résolution fine près de l'impact ($y^+ \prec 1$) permettant la résolution de l'écoulement jusque dans la sous-couche visqueuse à l'inverse des modèles "haut nombre de Reynolds". Un maillage spécifique a été généré pour chaque groupe de modèles. Le nombre de cellules est raisonnable et concentré dans les régions d'intérêt.

1.6 Cas de validation

Nous présentons dans cette section une série de calculs préliminaires sur un modèle 2D bien documenté [54]. Ce cas de validation va nous permettre néanmoins d'opérer des comparaisons relatives

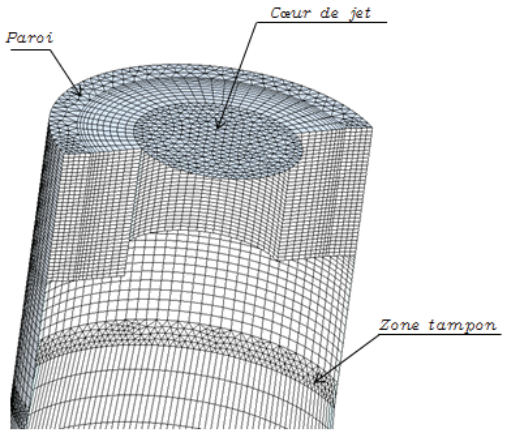


FIGURE 1.17 – Maillage de buse et raccord par zone tampon de tétraèdres

entre les différentes approches disponibles dans notre code commercial de simulation numérique (CFD-ACE+), en particulier au niveau du choix d'un modèle de turbulence mais aussi de déterminer les choix pertinents du maillage retenu dans cette étude.

1.6.1 Présentation du cas-test

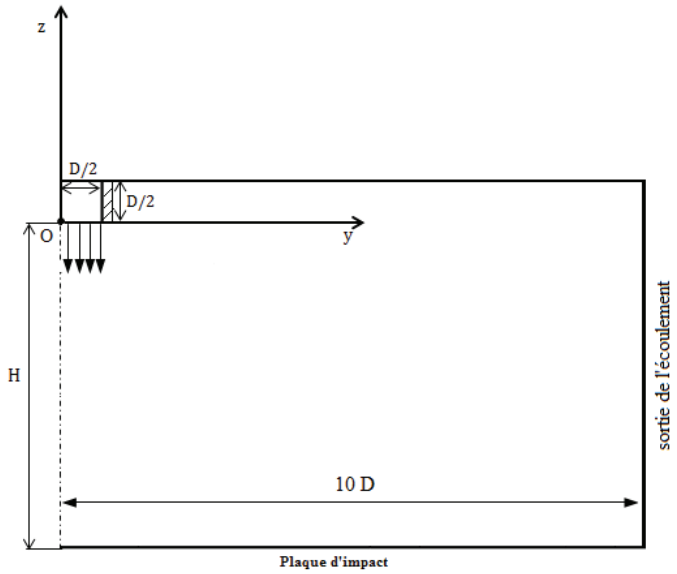


FIGURE 1.18 – Configuration du jet simple Dick et Merci [54]

La géométrie de validation de Dick et Merci [54], présente un jet axisymétrique (Figure 1.18).

Un écoulement turbulent d'air traverse une buse de diamètre D et d'une épaisseur de 0,0313 D et la distance séparant la buse de la plaque est H avec un nombre de Reynolds Re= 23 000. La plaque est supposée isotherme à une température de 313 K. L'entrainement d'air du côté du jet turbulent est

pris en compte dans cette étude afin d'exploiter l'interaction entre le jet turbulent et l'air. Sa vitesse est estimée à 10% de la vitesse maximale du jet.

On présente par la suite dans la figure 1.19 les distributions radiales du nombre de Nusselt pour les trois modèles de turbulences utilisés dans notre première étude en 2D aux valeurs expérimentales et à l'étude du Dick et Merci [54], soit pour H/D = 6 et Re = 23 000.

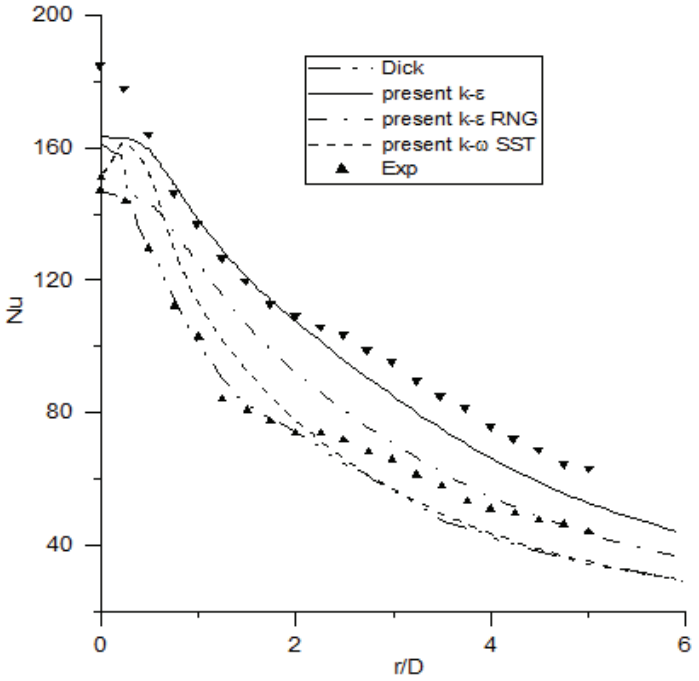


FIGURE 1.19 – Distribution radiale du nombre de Nusselt (H/D=6, Re=23000)

Le modèle de turbulence utilisé par Dick et Merci [54] est une variante du modèle k-ϵ incorporant un certain nombre de modifications qui décrivent correctement l'équation de transport de la dissipation turbulente ϵ. Ce modèle décrit correctement les transferts de chaleur comparé avec les données expérimentales. Ces auteurs ont aussi utilisé le modèle k-ϵ bas nombre de Reynolds et ils ont constaté une surestimation de la production turbulente avec ce modèle.

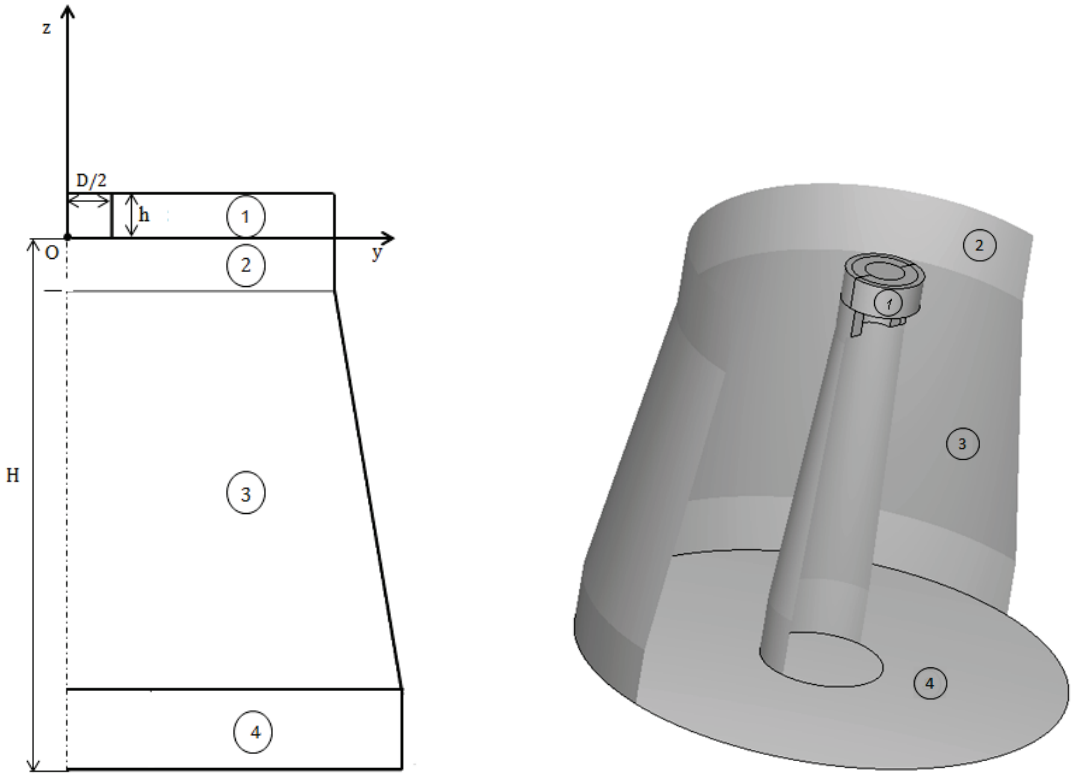
La Figure 1.19 montre que le modèle k-ϵ haut nombre de Reynolds utilisé dans notre étude donne des résultats satisfaisants comparé avec les données expérimentales. Pour une distance d'impact H/D=6, le nombre de Nusselt est maximum au point d'impact avec un large plateau dans la zone d'impact. Ceci confirme l'allure générale trouvée dans la littérature. Le décalage avec les résultats expérimentaux peut être attribué à un manque de dissipation dans la direction radiale,

Pour le modèle k-ϵ RNG, le nombre de Nusselt au point d'impact diminue par rapport à celui trouvé avec le modèle k-ϵ standard et se rapproche du modèle de Dick et Merci [54]. Le plateau dans la zone d'impact est réduit. Ceci peut être expliqué par la correction apportée par ce modèle pour l'énergie cinétique turbulente surtout dans la région près de la paroi.

On a également utilisé le modèle k-ω SST à bas nombre de Reynolds de Menter [52, 53]. Une com-

paraison de ce modèle avec les modèles haut nombre de Reynolds et avec les données expérimentales montre un minimum au point d'impact au lieu du maximum retrouvé pour les autres modèles. Ceci peut être attribué à l'utilisation d'un maillage spécifique avec une résolution très fine pour ce modèle. Au-delà de la zone d'impact, la distribution du nombre du Nusselt se rapproche des données expérimentales et rejoigne celle du modèle de Dick et Merci [54] , validant ainsi la capacité de ce modèle bas nombre de Reynolds à décrire correctement les transferts de chaleur.

1.6.2 Cas tridimensionnel



(a) (b)

FIGURE 1.20 – Domaine de calcul tridimensionnel

Un modèle 3D axisymétrique qui se base sur le modèle 2D de Merci et Dick [54] a été élaboré dans une perspective d'évaluer le choix de maillage et les modèles de turbulence. Vue la symétrie du problème, on présente dans la figure 1.20(a) uniquement la moitié du domaine. En établissant une analogie avec le domaine présenté dans la figure 1.18, on divise le domaine tridimensionnel en quatre zones (Figures 1.20(a) et 1.20(b)). Une première zone associée à la buse de diamètre D = 10 mm et une hauteur h = 10 mm. Une deuxième zone qui correspond à la sortie du jet et celle du mélange du jet avec l'air d'entrainement. Une troisième zone de développement du jet et enfin, une dernière zone proche de la plaque et qui est également une zone critique qui doit être traitée avec précision en termes de maillage et choix du modèle de turbulence. La distance d'impact H correspond à la distance du

centre de l'axe O à la plaque d'impact telle que H/D=6. Le domaine tridimentionnel est limité dans la direction radiale par rapport au modèle bidimentionnel de Merci et Dick [54].

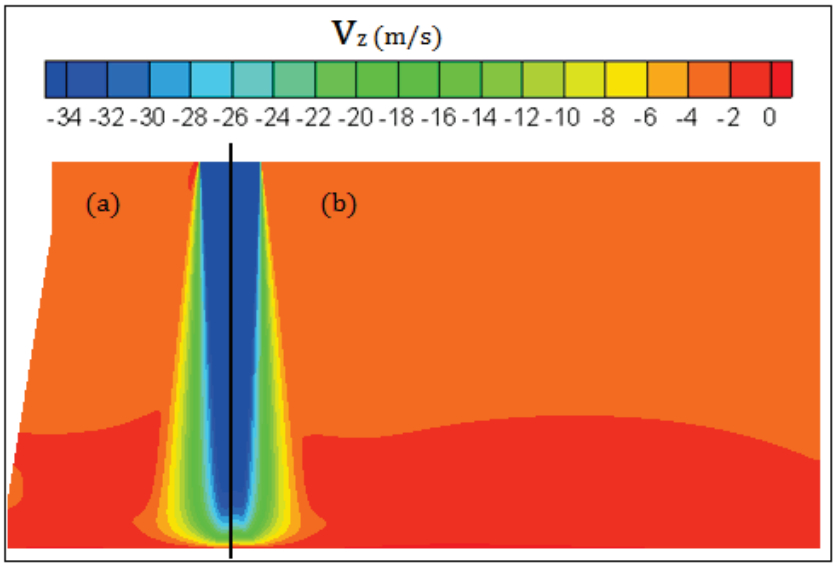


FIGURE 1.21 – Comparaison du champ de la composante verticale de la vitesse entre les calculs 3D (a) et 2D (b)

Les premiers résultats avec le modèle k-ω SST sont présentés sur la figure 1.21. Les iso-valeurs de la vitesse axiale ont été présentées pour le modèle tridimensionnel (a) avec le modèle de validation (b) sur un plan de coupe x/D=0. Ce choix de plan de coupe pour le modèle tridimentionnel est arbitraire vue la périodicité de l'écoulement qui a été vérifiée.

Les résultats sont très similaires pour les deux configurations malgré la limitation du domaine tridimensionnel. Ceci valide nos choix à la fois du maillage et du modèle de turbulence qui reproduit bien l'écoulement en bidimensionnel et en tridimensionnel.

Dans la même optique de comparer les deux configurations bidimentionnelle et tridimentionnelle et d'évaluer la performance des modèles de turbulence, on présente dans la Figure 1.22 les profils du nombre du Nusselt pour différents modèles de turbulence (k-ω SST, k-ϵ, k-ϵ RNG, k-ϵ réalisable et k-ϵ Kato Launder). Les données expérimentales sont présentées par la zone grise. On remarque que le modèle k-ω SST présente des résultats satisfaisants pour les deux configurations 2D et 3D. Au point d'impact, ce modèle décrit mieux les transferts de chaleur en 3D qu'en 2D. Il reproduit correctement l'évolution du nombre de Nusselt caractérisée par un maximum au point d'impact et une évolution monotone décroissante dans la direction radiale.

Le modèle k-ϵ standard, tout comme le modèle k-ϵ RNG, présentent un minimum au point d'impact pour la configuration 3D au lieu d'un maximum (fig. 1.22(a)).

Avec le modèle k-ω SST, on présente également à droite les deux modèles k-ϵ Réalizable et le modèle Kato-Launder en 2D et en 3D. Ces deux variantes du modèle k-ϵ présentent des améliorations dans leur formulations par rapport au modèle k-ϵ standard principalement au point d'impact. On remarque

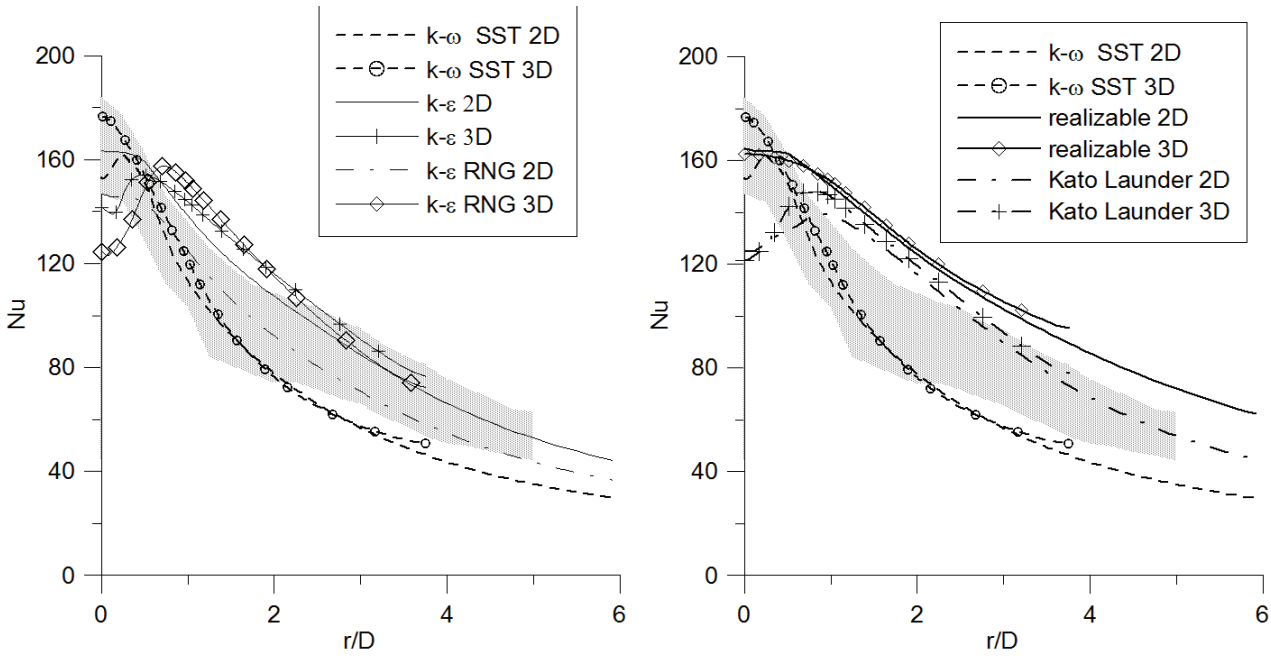


FIGURE 1.22 – Comparaison des modèles de turbulence

que les résultats en 2D et en 3D sont en bon accord pour les deux modèles (fig. 1.22(b)). Mais une comparaison entre les deux modèles montre que le k-ϵ Réalizable présente un large plateau dans la zone d'impact qui se situe dans la zone grise correspondant aux données expérimentales, alors que le modèle Kato-Launder présente quant à lui un minimum au point d'impact et les résultats en 2D comme en 3D s'éloignent des données expérimentales.

Pour la suite de nos travaux, le modèle choisi sera le modèle k-ω SST, car en comparaison avec tous les autres modèles, il est le plus précis et il décrit correctement les transferts de chaleur en 2D comme en 3D.

Pour confirmer ce choix, une comparaison entre différentes études tirées de la littérature avec le modèle k-ω SST utilisé pour la configuration 3D est présentée dans la Figure 1.23.

Ils s'agit des études expérimentales pour une distance d'impact H/D = 6 et Re = 23 000. Ces auteurs ont parfois utilisé le même dispositif ou bien la même technique expérimentale [6, 7, 15, 47, 73]. Cependant, les données obtenues montrent des différences assez importantes pour les taux de transfert de chaleur. Ceci en dépit du fait que la plupart des auteurs ont signalé des incertitudes expérimentales de l'ordre de 5%. La dispersion des données peut être partiellement en raison de la différence dans les conditions de sortie de jet, la géométrie de la buse, les conditions thermiques sur la plaque d'impact, le confinement et les techniques expérimentales utilisées. Le modèle numérique utilisé pour notre étude est en bon accord avec les résultats de Baughn *et al.* [6] et ceci sur une distance de r/d=1,5. Au delà de cette distance le modèle k-ω SST se rapproche des résultats de Yan [73]. Ceci confirme que le modèle k-ω SST décrit d'une façon assez performante les transferts de chaleur pour les jets en impact.

Conclusion

Ce chapitre introductif a présenté en premier lieu les caractéristiques générales des jets impactants.

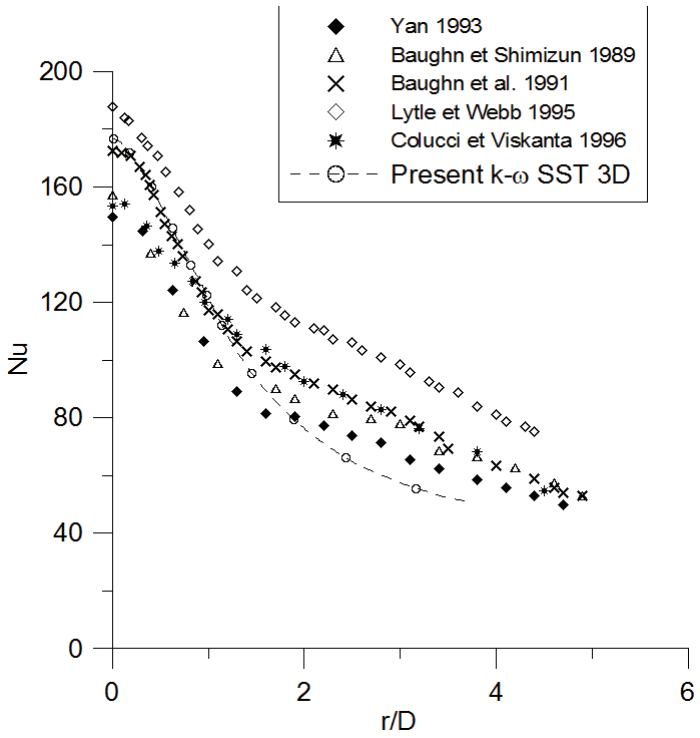


FIGURE 1.23 – Profil du nombre du Nusselt pour différentes études H/D=6 et Re=23 000

Comme on a pu le constater au travers de la synthèse bibliographique, les jets et leurs applications ont été étudiées avec des moyens divers, numériquement et expérimentalement. Les détails de l'écoulement différent entre un jet simple et un jet rotatif. Pour le jet simple, le rôle de la distance d'impact H/D a été souvent discuté : une évolution radiale du transfert de chaleur local en décroissance monotone pour les distances d'impact élevées et la présence d'un pic intermédiaire pour les faibles distances d'impact. À ce jour, ce comportement a été confirmé par toutes les études, aussi bien expérimentales que numériques, et le seuil de transition communément admis se situe aux alentours de H/D=5. Le jet rotatif quant à lui est le plus souvent caractérisé par le nombre de swirl et il a des propriétés dynamiques différentes de celles du jet simple et il est donc naturel que cela affecte son comportement s'il impacte une surface. Les nombreuses études qui ont été menées sur ce thème, et les conclusions très diverses et parfois contradictoires qui en ressortent, en particulier pour ce qui concerne les transferts de chaleur, confirment le manque d'efficacité des jets rotatifs en impact. Les jets multiples apportent une difficulté supplémentaire du fait des intérférences entre les jets voisins et l'effet de l'espacement entre les jets. Cette multitude de paramètre explique la diversité des conclusions en termes de transfert de chaleur.

La deuxième partie de ce chapitre a été consacrée à la présentation du modèle physique et numérique et à la validation du modèle de turbulence et de maillage à travers un cas de jet simple. Différents modèles de turbulence ont été testés et comparés avec le cas de référence et des études expérimentales. Le choix a été porté sur le modèle k-ω SST qui décrit correctement les transferts de chaleur pour les jets en impact.

Chapitre 2

Étude et qualification des jets rotatifs

Introduction

Ce chapitre a pour objectif de quantifier les jets rotatifs uniques. Pour cela, une caractérisation théorique du mouvement rotatif est décrite dans une première section afin de servir comme base pour présenter la méthode de conception des dispositifs de mise en rotation.

Ensuite, les résultats des simulations numériques sont présentés, avec pour objectif de mettre en évidence les caractéristiques du point de vue dynamique de l'écoulement rotatif. Cette section est divisée en deux parties : Tout d'abord, on discute de la structure de l'écoulement propre au dispositifs de mise en rotation dans la buse mixte. Ensuite, on présente l'effet de la rotation générée sur l'écoulement du jet libre en impact.

2.1 Conception des jets rotatifs

2.1.1 Conventions et définitions

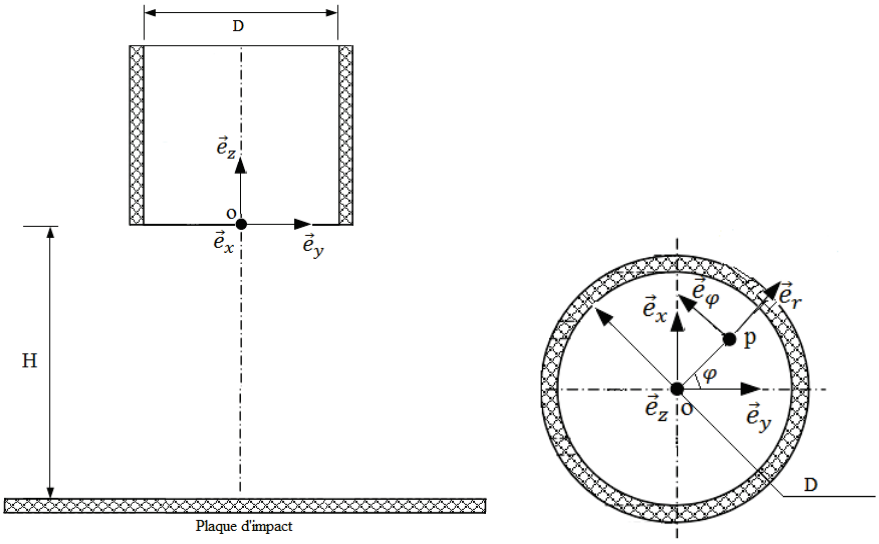
La Figure 2.1(a) présente le référentiel utilisé pour l'étude d'un jet simple en impact sur une plaque plane. Il est noté R (O ; $\overrightarrow{e}_x$, $\overrightarrow{e}_y$, $\overrightarrow{e}_z$) et son origine est placé à la sortie de la buse et sur l'axe de celle-ci. La vitesse est décomposée comme :

$$\overrightarrow{V} = V_x \overrightarrow{e}_x + V_y \overrightarrow{e}_y + V_z \overrightarrow{e}_z \tag{2.1}$$

On définit également dans la figure 2.1(b) le repère cylindrique R' (O ; $\overrightarrow{e}_r$, $\overrightarrow{e}_\phi$, $\overrightarrow{e}_z$) d'origine O rapporté au point P. La vitesse y est décomposée comme :

$$\overrightarrow{V} = V_r \overrightarrow{e}_r + V_\phi \overrightarrow{e}_\phi + V_z \overrightarrow{e}_z \tag{2.2}$$

où V_r est la vitesse radiale, V_ϕ est la vitesse tangentielle.



(a) (b)

FIGURE 2.1 – Définitions et conventions

2.1.2 Caractérisation

Comme l'a montré l'étude bibliographique du chapitre 1, la caractérisation du mouvement de rotation dans les jets tournants a donné lieu à diverses définitions de ce qu'il est convenu d'appeler le nombre de Swirl. Aucune n'est apparue pleinement satisfaisante dans le contexte de cette étude, et le recours à une vitesse de rotation en bloc équivalente, utilisée dans le domaine des turbomachines, a mieux répondu à notre besoin d'un taux de rotation du jet tournant sous forme dimensionnelle, dont la valeur se prête a une interprétation aisée et facilite la comparaison avec d'autres jets.

Taux de rotation

À cet effet, nous considérons une section plane $S(z)$ dont la normale est alignée avec l'axe principal du jet et orientée dans le sens de l'écoulement. On définit la vitesse de rotation moyenne $\overline{\omega}$ de cette section comme la vitesse angulaire d'une rotation en bloc assurant le même débit de quantité de mouvement circonférentiel que l'écoulement réel.

Conformément aux conventions décrites à la figure 2.1, ceci s'exprime comme :

$$\int_S \rho V_\phi V_z ds = \int_S \rho r \overline{\omega} V_z ds$$

et donc :

$$\overline{\omega} = \frac{\int_S \rho V_\phi V_z ds}{\int_S \rho r V_z ds} \tag{2.3}$$

Cette rotation équivalente est simple et pratique dans le sens où elle fournit une estimation aisée à appréhender. Une formulation alternative consisterait à se baser sur le moment cinétique plutôt que sur

la quantité de mouvement, comme le font certains auteurs, mais cela ne présente pas d'intérêt dans le cas présent.

On en tire deux groupes sans dimensions :

– le nombre de swirl, exprimant l'intensité de rotation globale de la section :

$$Sw\,(z) = \frac{\overline{\omega} D}{V_j} \tag{2.4}$$

où V_j est une valeur représentative de la vitesse axiale du jet. La vitesse maximale en sortie de buse est communément utilisée pour les jets simples, mais elle est moins appropriée pour les jets tournants dont les dispositifs de mise en rotation perturbent fortement l'écoulement axial, surtout en sortie de buse. Dans ce cas, une valeur intégrée, comme la vitesse débitante, convient mieux.

– le taux de rotation local Sw_r :

$$Sw_r\,(r,z) = \frac{\omega}{\overline{\omega}} \tag{2.5}$$

où $\omega = \dfrac{V_\phi}{r}$ est la vitesse angulaire locale.
L'intérêt du Sw_r réside dans le fait qu'il permet une comparaison du taux de rotation locale par rapport à la rotation en bloc équivalente.
$Sw_r \prec 0$: la rotation locale est dans le sens opposé à la rotation en bloc équivalente.
$0 \prec |Sw_r| \prec 1$: la rotation locale est inférieure au taux de rotation en bloc de la section ;
$|Sw_r| \succ 1$: la rotation locale est supérieure au taux de rotation en bloc de la section.

2.1.3 Génération du mouvement rotatif

Forme de buse

La méthode la plus simple pour mettre l'écoulement en rotation est de placer des déflecteurs, ou pales, dans la buse. Leur forme doit être définie de manière à engendrer le mouvement rotatif en amenant un minimum de perturbations parasites. En effet, seule la composante axiale contribue au débit et doit donc conserver la même intensité, aux variations de masse volumique près, tandis que les composantes circonférentielles et radiales sont créées ab nihilo. On observe donc une accélération importante de l'écoulement en comparaison avec celle d'une buse simple.

Ce changement de grandeur de la vitesse s'accompagne d'une diminution de pression, à laquelle s'ajoutent des gradients transversaux pour assurer la rotation du fluide. Si cette mise en rotation n'est pas réalisée de manière progressive et continue, les gradients de pression adverses qui s'ensuivent provoquent inévitablement des décollements et, partant, des pertes substantielles d'efficacité. Pour cela, on définit les contraintes suivantes :

– le bord d'attaque d'une pale doit être aligné avec l'écoulement incident ;
– l'inclinaison de la pale doit être variable dans le sens radial, pour une mise en rotation faible vers l'axe, qui conserve le caractère de jet axial et contribue aux transfert de chaleur, et pour une rotation plus forte vers l'extérieur ;

– la sortie de pale est verticale sur l'axe de la buse et inclinée d'un angle fixé à son extrémité.

Pour décrire la pale et pour établir ses équations, on utilise les paramètres et variables représentés sur la figure 2.2. La pale de hauteur H et de rayon extérieur R est positionnée dans le repère cylindrique (r, ϕ, z) de sorte que son bord d'attaque soit en $(r, 0, H)$ avec r variant de 0 à R et z de 0 au bord de fuite à H au bord d'attaque.

Les deux variables indépendantes nécessaires pour parcourir une surface sont tout naturellement r et z. La variable dépendante est alors la position azimutale $\phi(r, z)$ et on définit l'inclinaison $\theta(r, z)$:

$$tan\theta = -r\frac{\partial\phi}{\partial z}|_r \tag{2.6}$$

Alternativement, on utilise la variable $\eta(r, z)$, assimilable à une intensité de rotation et définie comme :

$$\eta(r, z) = tan\theta(r, z) \tag{2.7}$$

On définit encore les deux variables paramétriques u et v, variant entre 0 et 1 :

$$u = \frac{r}{R} \tag{2.8}$$

$$v = 1 - \frac{z}{H} \tag{2.9}$$

de sorte que l'équation (2.7) devienne, à l'aide de l'équation (2.6) :

$$\eta(u, v) = \frac{R}{H}u\frac{\partial\phi}{\partial v}|_u \tag{2.10}$$

Outre le rayon et la hauteur, on caractérise la pale par deux paramètres à l'extrémité du bord de fuite :

– l'inclinaison :

$$\theta(1, 1) = \theta_0 \qquad ou \qquad \eta(1, 1) = \eta_0 \tag{2.11}$$

– l'angle de balayage :

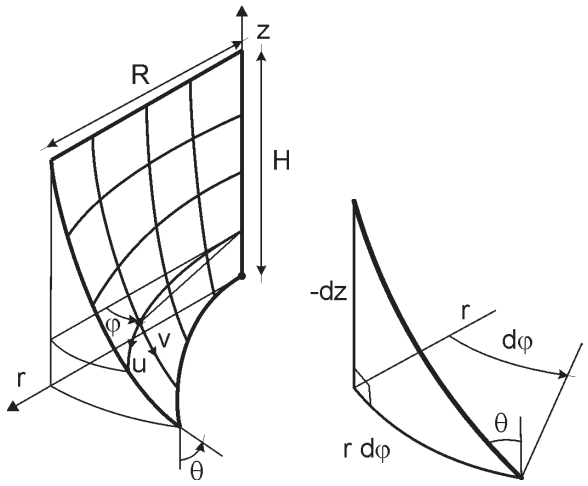
$$\phi(1, 1) = \phi_0 \tag{2.12}$$

Les contraintes énoncées plus haut donnent encore :

– bord d'attaque linéaire et vertical :

$$\phi(u, 0) = 0 \tag{2.13}$$

$$\eta(u, 0) = 0 \tag{2.14}$$



(a) (b)

FIGURE 2.2 – Définition d'une pale

– axe central sans inclinaison :

$$\phi\left(0,v\right)=\texttt{indéterminé} \tag{2.15}$$

$$\eta\left(0,v\right)=0 \tag{2.16}$$

Enfin, on pose une équation générique d'une pale qui découple les courbures radiale et axiale :

$$\phi\left(u,v\right)=\phi_0 u^{\alpha}g\left(v\right) \tag{2.17}$$

La fonction $g(v)$ détermine l'évolution de l'inclinaison de la pale par du bord d'attaque au bord de fuite. Le coefficient α, pour sa part, donne une courbure radiale à la pale, pour l'amener d'une verticale sur l'axe au profil $g(v)$ à l'extérieur.

L'équation (2.10) devient alors :

$$\eta\left(u,v\right)=\frac{R}{H}\phi_0 u^{\alpha+1}\frac{dg}{dv} \tag{2.18}$$

et les conditions (2.11) à (2.16) se réduisent à :

$$\frac{dg}{dv}\left(1\right)=\frac{R}{H}\frac{\eta_0}{\phi_0} \tag{2.19}$$

$$g\left(1\right)=1 \tag{2.20}$$

$$g\left(0\right)=0 \tag{2.21}$$

$$\frac{dg}{dv}(0) = 0 \tag{2.22}$$

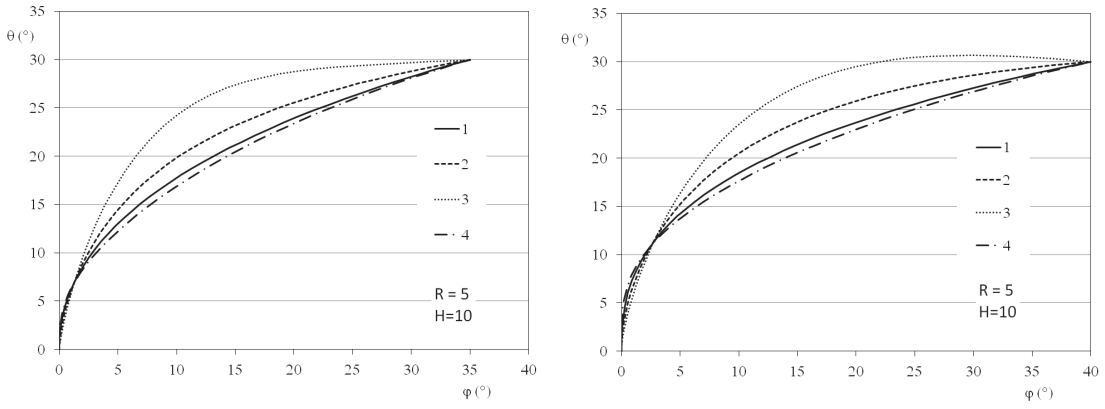
La table 2.1 répertorie quelques formes de la fonction $g(v)$ satisfaisant les conditions (2.19) à (2.22). La dernière colonne donne la relation entre le coefficient β et les paramètres de la pale.

TABLE 2.1 – Fonctions génératrices des pales

	$g(v)$	$\frac{dg}{dv}$	$\frac{H}{R}\frac{\eta_0}{\phi_0}$
1	v^β	$\beta v^{\beta-1}$	β
2	$v^\beta \frac{tanh(\beta v)}{tanh(\beta)}$	$\frac{\beta v^{\beta-1}}{tanh\beta}\left[tanh(\beta v) + \frac{v}{cosh^2(\beta v)}\right]$	$\beta\left[1 + \frac{2}{sinh(2\beta)}\right]$
3	$\frac{v^\beta}{2}\left[\frac{tanh[\beta(2v-1)]}{tanh\beta} + 1\right]$	$\frac{\beta v^{\beta-1}}{2}\left[\frac{tanh[\beta(2v-1)]}{tanh\beta} + 1\right] + \frac{\beta v^\beta}{tanh\beta cosh^2[\beta(2v-1)]}$	$\beta\left[1 + \frac{2}{sinh(2\beta)}\right]$
4	$v^\beta\left[ln\left[\frac{cosh[\beta(2v-1)]}{cosh\beta}\right] + v\right]$	$v^\beta[2\beta tanh[\beta(2v-1)] + 1] + \beta v^{\beta-1}\left[ln\left[\frac{cosh[\beta(2v-1)]}{cosh\beta}\right] + v\right]$	$\beta(2tanh\beta + 1) + 1$

On notera que les trois dernières formes sont implicites, ce qui ne pose pas de difficulté majeure mais nécessite néanmoins le recours à une méthode itérative.

La figure 2.3 illustre les profil obtenus par ces différentes lois pour un exemple représentatif des dimensions recherchées. De manière générale, la forme n°3 est préférable, pour son raccord au bord d'attaque et sa tendance à atteindre plus tôt l'angle de sortie, laissant ainsi une certaine distance pour l'établissement de l'écoulement. Toutefois, cette fonction peut produire des inclinaisons supérieures à l'angle de sortie pour des angles de balayage élevés comme on peut le voir dans le cas de ϕ_0 = 40°.



(a) ϕ_0=35° (b) ϕ_0=40°

FIGURE 2.3 – Profils d'une pale de paramètres R=5, H=10, θ=35°

Forme réelle

Pour l'application envisagée, où le diamètre de sortie des jets est de l'ordre de 6 à 8 mm, on peut admettre des diamètres allant jusqu'à 12 mm. Quant à la hauteur, elle doit être de l'ordre de 10 mm, épaisseur courante des plaques de soufflage utilisées dans les dispositifs industriels. Compte tenu des possibilités des processus de fabrication, notre choix s'est porté sur une hauteur de 10 mm et un rayon de 5 mm.

De plus, les pales doivent avoir une certaine épaisseur, tant pour la tenue mécanique aux efforts de génération de la rotation que pour la fabrication proprement dite, avec un minimum d'un millimètre.

Enfin, les pales doivent s'appuyer sur une structure le long de l'axe de la buse. Dans ce cas, les contraintes de fabrication imposent un rayon minimal d'un millimètre, en recommandant de prendre une valeur plus élevée pour réduire le risque de défaut. Compte tenu des dimensions de la buse, ceci occasionnerait un blocage de l'écoulement sur l'axe du générateur de rotation et une perturbation importante à sa sortie.

Un profilage aérodynamique rapporté à la sortie pourrait y remédier partiellement, mais le jet central serait toujours perturbé. Comme il est souhaitable de conserver un jet droit au voisinage de l'axe, la barre centrale a été remplacée par un tube, pour obtenir un jet mixte, associant une buse lisse de 3 mm de diamètre au centre à un générateur de rotation à quatre pales sur un anneau extérieur allant de 2.5 cm à 5 cm du rayon. Cette combinaison associe donc un jet droit au centre et un jet en rotation vers l'extérieur, ce qui correspond au mieux à l'objectif fixé. La perturbation causée par l'élément central ne sera plus un blocage accompagné de séparation, mais un entraînement par le jet central, qui doit contribuer à l'écoulement passant par les pales. Un modèle de ce type de dispositif est présenté sur la figure 2.4(b).

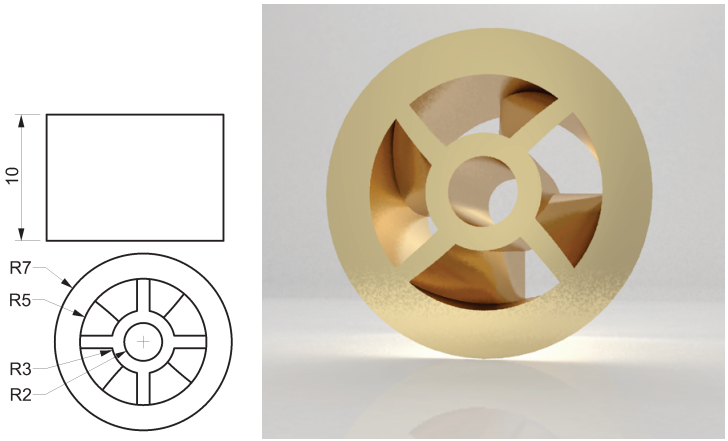


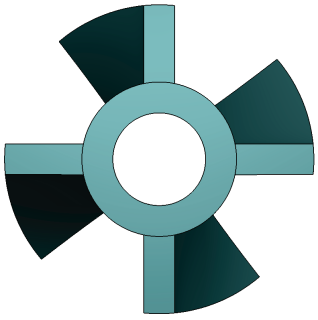
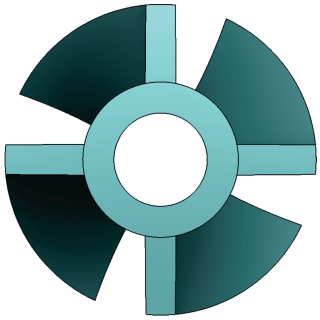
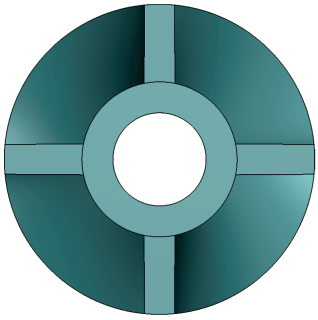
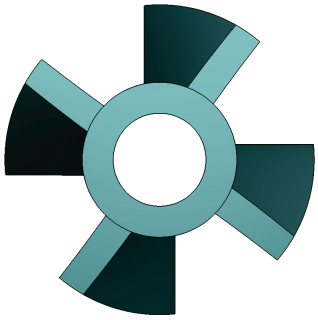
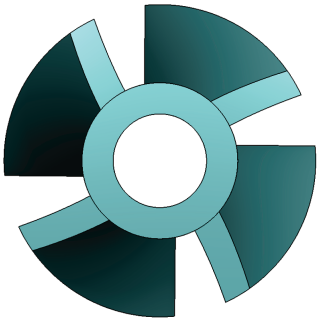
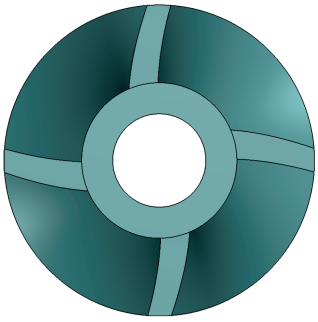
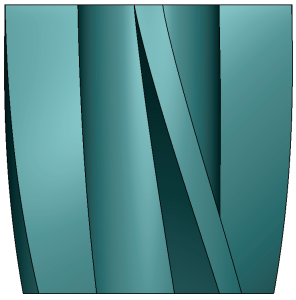
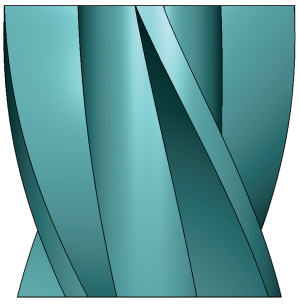
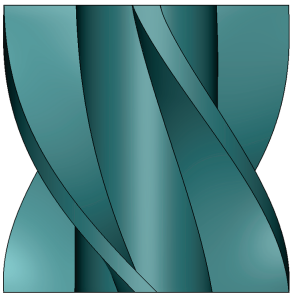
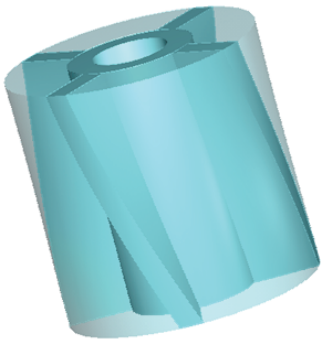
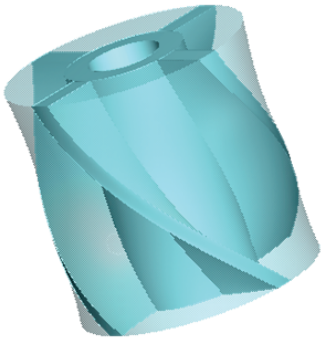
FIGURE 2.4 – Buse mixte

2.1.4 Buses mixtes

La table 2.2 rassemble les trois modèles de dispositif de mise en rotation qui seront utilisés tout le long de cette étude. Plusieurs autres modèles ont été testés en revanche dans la perspective d'obéir à toutes les contraintes numériques et celles de conceptions on est arrivé finalement à ces modèles en

changeant les deux paramètres : inclinaison des pales et courbure radiale.

TABLE 2.2 – Dispositifs de mise en rotation

Vue de dessus		
		
Vue de dessous		
		
Vue latérale		
		
Vue en perspective		
		
θ=20°, ϕ=35°	θ=30°, ϕ=60°	θ=45°, ϕ=90°

2.2 Dynamique des buses mixtes

Afin de mieux comprendre les détails de l'écoulement en présence des dispositifs de mise en rotation et leur implication sur les jets en impact, une étude dynamique a donc été effectuée pour les trois formes de buses mixtes, l'objectif étant de mieux appréhender les structures d'écoulement dans la buse mixte en premier puis dans le jet libre en impact avant d'envisager les effets thermiques qui seront traités dans le chapitre suivant. Pour l'analyse des résultats, deux façons de procéder ont été envisagées : quantification de la rotation au moyen du nombre de swirl et identification des caractéristiques de l'écoulement rotatif à travers les distributions en iso contours.

Le modèle utilisé dans le cadre des simulations numériques reprend la géométrie d'un jet unique simple présentée dans la section 1.6 avec l'implantation d'un dispositif de mise en rotation. La figure 2.5 illustre le domaine de calcul pour un type de dispositif de mise en rotation. Différentes règles interviennent dans la conception de domaine d'étude, la plupart ont été décrites dans le chapitre1.

Les maillages sont eux aussi générés à partir d'un mailleur. Ils sont constitués de cellules tetraédriques principalement, et de cellules prismatiques et pyramidales. La table 2.3 rassemble les différents types de cellules utilisées et le nombre total pour toute la géométrie et la figure 2.6 illustre le maillage type pour le dispositif de mise en rotation.

Le modèle de turbulence utilisé est le $k-\epsilon$ réalisable. Ce modèle nécessite un $y^+ \prec 70$ dans les cellules pariétales afin de modéliser correctement la turbulence en proche paroi

TABLE 2.3 – Détails du maillage

Modèle	Nombre de cellules			
	Tetraèdres	Pyramides	Prismes	Total
θ=20°	849 106	3678	249 402	**1 102 186**
θ=30°	853 318	4102	257 328	**1 114 748**
θ=45°	855 615	4086	256 678	**1 116 379**

Les conditions aux limites appliquées aux modèles sont les mêmes que celles utilisées au chapitre1 pour la configuration 3D. Elles sont résumées dans la table 2.4. L'entrée du caisson est traitée par une condition de vitesse, tandis qu'une condition de pression est appliquée aux sorties situées dans la partie latérale proche de l'impact. Dans cette première partie, on s'intéresse en priorité à l'aspect dynamique de l'écoulement. Pour cette raison, une condition isotherme est imposée sur la plaque d'impact.

Les temps de calcul, exprimés en heure sont rassemblés dans la table 2.5 pour les trois configurations d'étude.

On définit dans la table 2.6 les nombres de Reynolds pour chaque inclinaison de pale et pour trois vitesses à l'entrée du caisson. Le nombre de Reynolds est basé sur la vitesse maximale sur l'axe en sortie du jet, notée V_{mj}. Pour la même vitesse à l'entrée du caisson, l'écoulement est perturbé par la présence du dispositif de mise en rotation et par conséquent les nombres de Reynolds associés à chaque configuration sont légèrement différents.

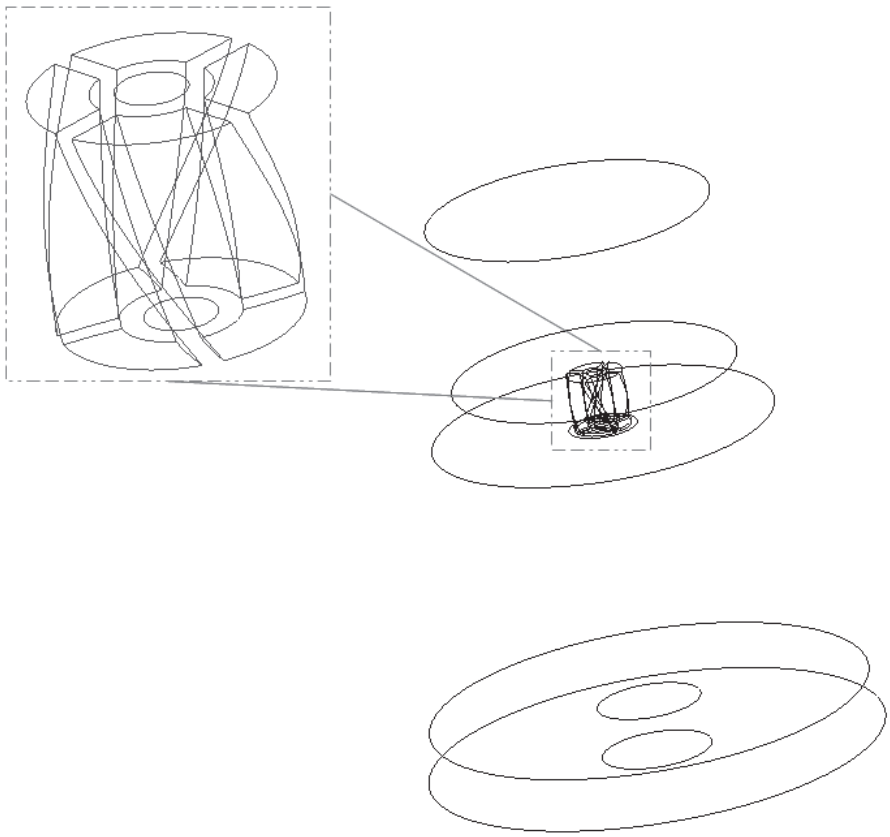


FIGURE 2.5 – Vue du domaine de calcul

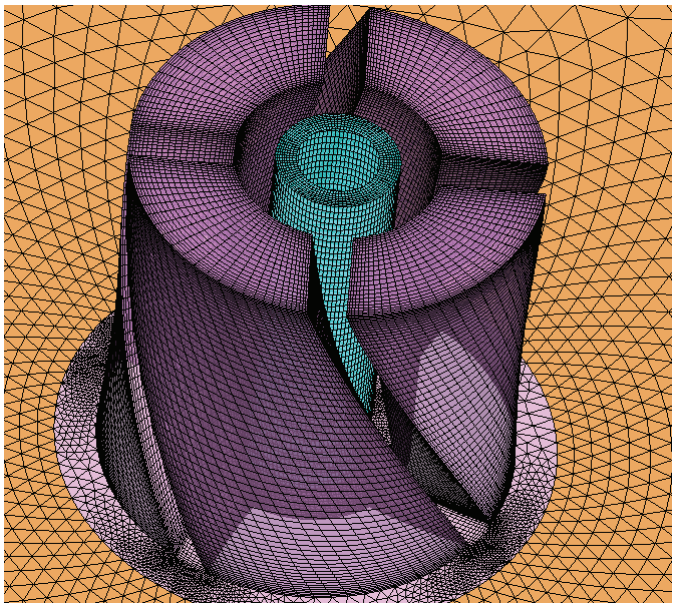


FIGURE 2.6 – Maillage du dispositif de mise en rotation

TABLE 2.4 – Conditions aux limites

Surface	Condition	Valeur
Entrée du domaine	Vitesse	1 m/s,2 m/s et 3 m/s
Paroi du dispositif de mise en rotation	Paroi	
Paroi de la boite de confinement	Symétrie	
Plaque d'impact	Paroi Isotherme	300 K
Sortie du domaine	Pression constante	10^5 Pa

TABLE 2.5 – Temps de calcul

Modèle	Temps de calcul
θ=20°	22 h
θ=30°	26 h
θ=45°	31 h

TABLE 2.6 – Nombre de Reynolds

θ=20°		θ=30°		θ=45°	
V_{mj} (m/s)	Re	V_{mj} (m/s)	Re	V_{mj} (m/s)	Re
109,638	6,98E+04	117,136	7,46E+04	127,928	8,15E+04
159,392	1,02E+05	171,339	1,09E+05	190,694	1,21E+05
237,517	1,51E+05	257,303	1,64E+05	317,283	2,02E+05

Dans la phase de post traitement, le calcul du nombre de swirl est important. Définir la section sur laquelle le nombre de swirl sera calculé est nécessaire afin de pallier au problème de la vitesse ascendant dans le calcul des intégrales. Pour cette raison, une attention particulière a été portée à la section du jet afin de la définir correctement.

La présentation de la frontière d'un jet dans une coupe perpendiculaire à son axe sur une planche de vitesse ou sur une visualisation par injection de fumée, ne peut pas donner une définition de la section du jet qui la situe de manière univoque. En effet, la diffusion dans le milieu environnant, d'autant plus importante que la turbulence est développée, atténue les différences et génère rapidement une transition plus ou moins continue de l'écoulement en provenance du jet vers le fluide adjacent.

La position de cette frontière, pour autant qu'elle ne soit pas trop proche de l'axe, importe peu dans le cas d'un jet simple, dont l'intensité s'amenuise radialement vers un milieu au repos dont la contribution

s'annule dans les bilans de quantité de mouvement. Il n'en va pas de même pour des jets multiples, comme le montre la Figure 2.7, qui présente les vecteurs vitesse et les iso-valeurs de la vitesse verticale dans une coupe transversale de deux jets. Dans ce cas, il est nécessaire de circonscrire les sections des jets à leur domaine d'influence propre, à l'exclusion de la zone d'interférence entre jets voisins et des zones d'influence de ces derniers.

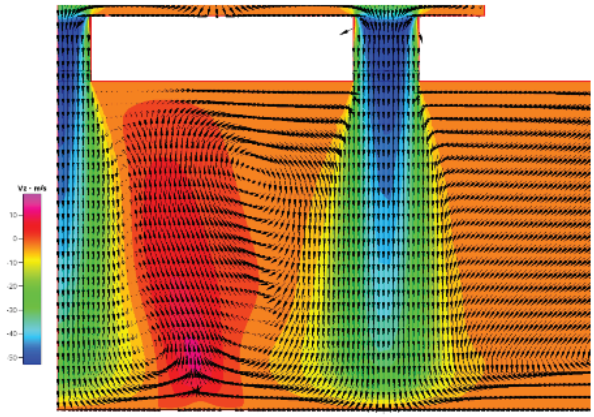


FIGURE 2.7 – Champ de vitesse de jets multiples

La question se pose alors de définir un critère permettant d'identifier cette section sans équivoque. Après avoir mis à l'épreuve plusieurs formulations de complexité variable, une définition relativement simple a été retenue, qui s'est révélée robuste et efficace : la section d'un jet dans un plan perpendiculaire à son axe est constituée par la zone continue autour de son axe dans laquelle la vitesse axiale est supérieure à 2% de la vitesse axiale maximale au voisinage de l'axe dans le plan considéré. La Figure 2.8 illustre la région identifiée à l'aide de ce critère pour l'exemple de la Figure 2.7.

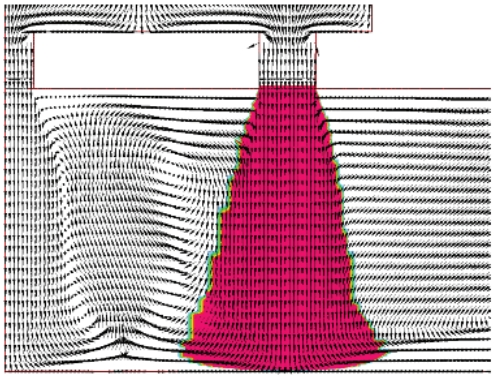


FIGURE 2.8 – Identification de la zone de jet

2.2.1 Dynamique de l'écoulement dans la buse mixte

Effet du nombre de Reynolds

L'effet du nombre de Reynolds est évalué par rapport au nombre de swirl. La figure 2.9 illustre l'évolution du nombre de swirl sur plusieurs sections des trois buses mixtes depuis l'entrée jusqu'à la sortie pour chaque dispositif de mise en rotation et pour trois nombres de Reynolds, avec une même valeur du paramètre α, fixée à 0,2.

Pour θ=20°, la figure 2.9(a) montre que les profils du nombre de swirl se superposent. Le nombre de swirl est donc indépendant du nombre de Reynolds.

En revanche, les profils du nombre de swirl pour θ=30° et θ=45°, font apparaitre quelques différences notables. Le nombre de swirl dépend donc du nombre de Reynolds et cette dépendance augmente d'autant plus que le nombre de Reynolds augmente.

On constate également que l'écart entre les profils du nombre de swirl, identifié pour θ=30° et θ=45° est situé à l'intérieur de la buse mixte. Par contre, à la sortie le même nombre de swirl est trouvé pour tous les nombres de Reynolds.

Ce résultat nous laisse présumer que cette dépendance au nombre de Reynolds n'est pas en elle même gênante, car le nombre de swirl qui qualifie l'écoulement à la sortie de la buse mixte est indépendant du nombre de Reynolds.

Effet de l'inclinaison

La Figure 2.10 présente les profils du nombre de swirl pour les différentes inclinaisons avec différents nombres de Reynolds. La première constatation à l'issue de la comparaison des différentes planches présentées sur les figures 2.10(a), 2.10(b) et 2.10(c) est que les allures sont similaires. On peut tirer trois remarques principales de ces figures :

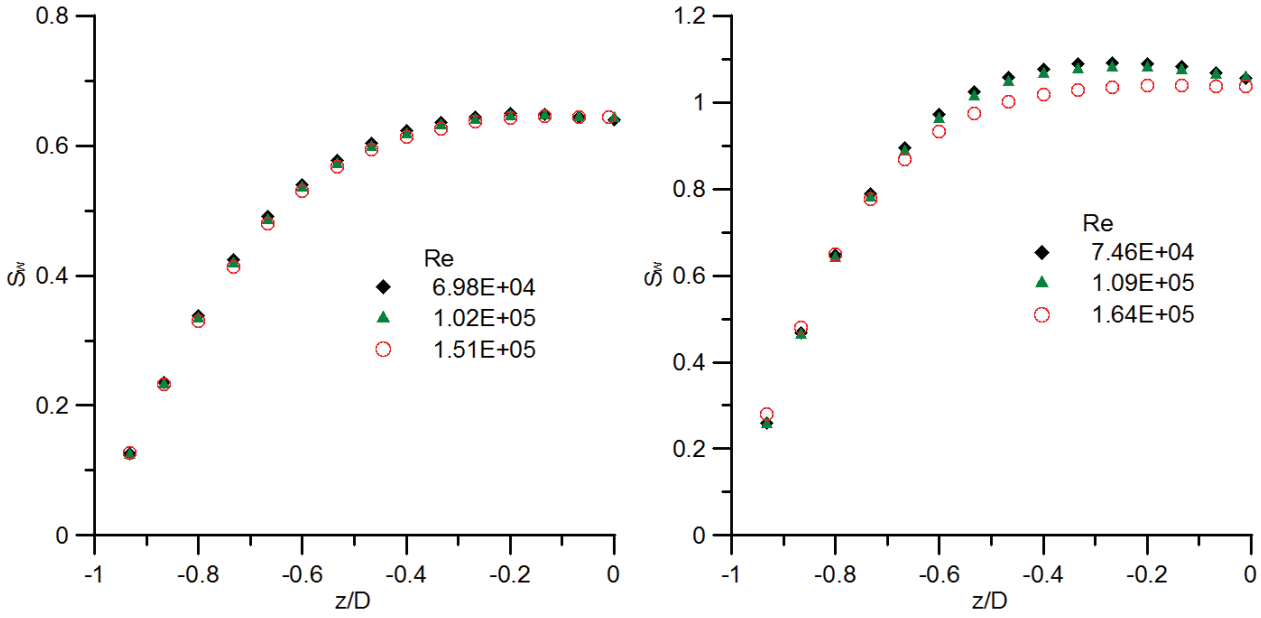
- Conformément à ce que l'on attend, les évolutions du nombre de swirl montrent que le taux de rotation généré pour θ = 45° est plus important que celui pour θ = 30° qui de sa part produit un mouvement de rotation plus intense que celui pour θ = 20°.
- D'autre part, les profils du nombre de swirl pour θ = 20° et θ = 45° illustrent une évolution monotone avec une rotation croissante de l'amont vers l'aval de la buse mixte.
- Par contre, pour θ = 30°, les trois figures montrent un comportement différent avec une évolution du nombre de swirl qui atteint un maximum avant la sortie de la buse mixte.

Ce comportement différent pour θ = 30° est mis en évidence par la figure 2.11 qui présente l'évolution du nombre de swirl normalisé par sa valeur maximale. Les deux premières figures 2.11(a) et 2.11(b) montrent qu'à la sortie, le rapport Sw/Swmax est inférieur à 1 pour θ = 30° et il est égale à 1 pour θ = 20° et θ = 45°.

Cette caractéristique pour θ = 30° n'est pas clairement visible sur la figure 2.11(c). Etant présentés pour les nombres de Reynolds les plus élevés, le fait que les profils du nombre de swirl ne montrent pas le comportement différent pour θ = 30° sur cette figure nous laisse présumé que ceci est dû en partie à l'effet du nombre de Reynolds sur le nombre de swirl.

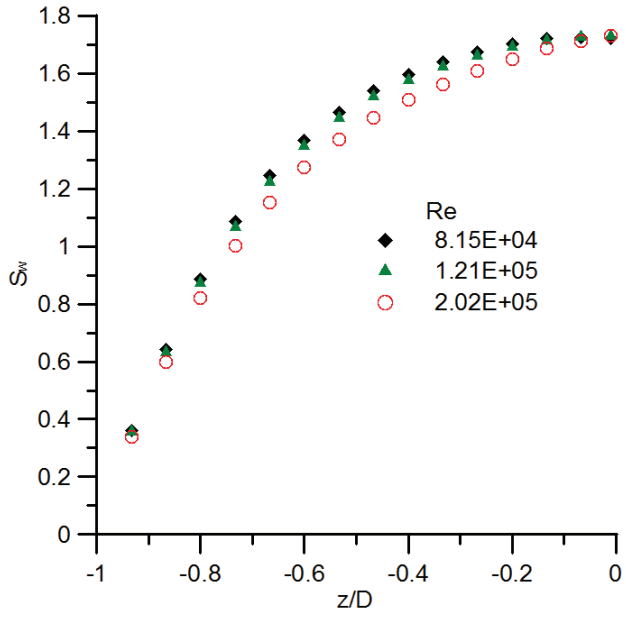
Écoulement dans la buse mixte

Avant de présenter les résultats relatifs à l'écoulement dans la buse mixte, il convient tout d'abord de fixer des conventions d'appellation pour le dispositif de mise en rotation : intrados, extrados, enveloppe interne et enveloppe externe.



(a) θ=20°

(b) θ=30°



(c) θ=45°

FIGURE 2.9 – Effet du nombre de Reynolds

Le schéma de la figure 2.12 montre que l'intrados correspond à la face orientée vers le centre de la courbure de la pale et l'extrados à la face opposée. L'enveloppe désigne les frontières dans le sens radial : interne du côté de l'anneau central et externe vers l'extérieur.

La figure 2.13 donne une représentation schématique de l'écoulement observé dans la buse mixte

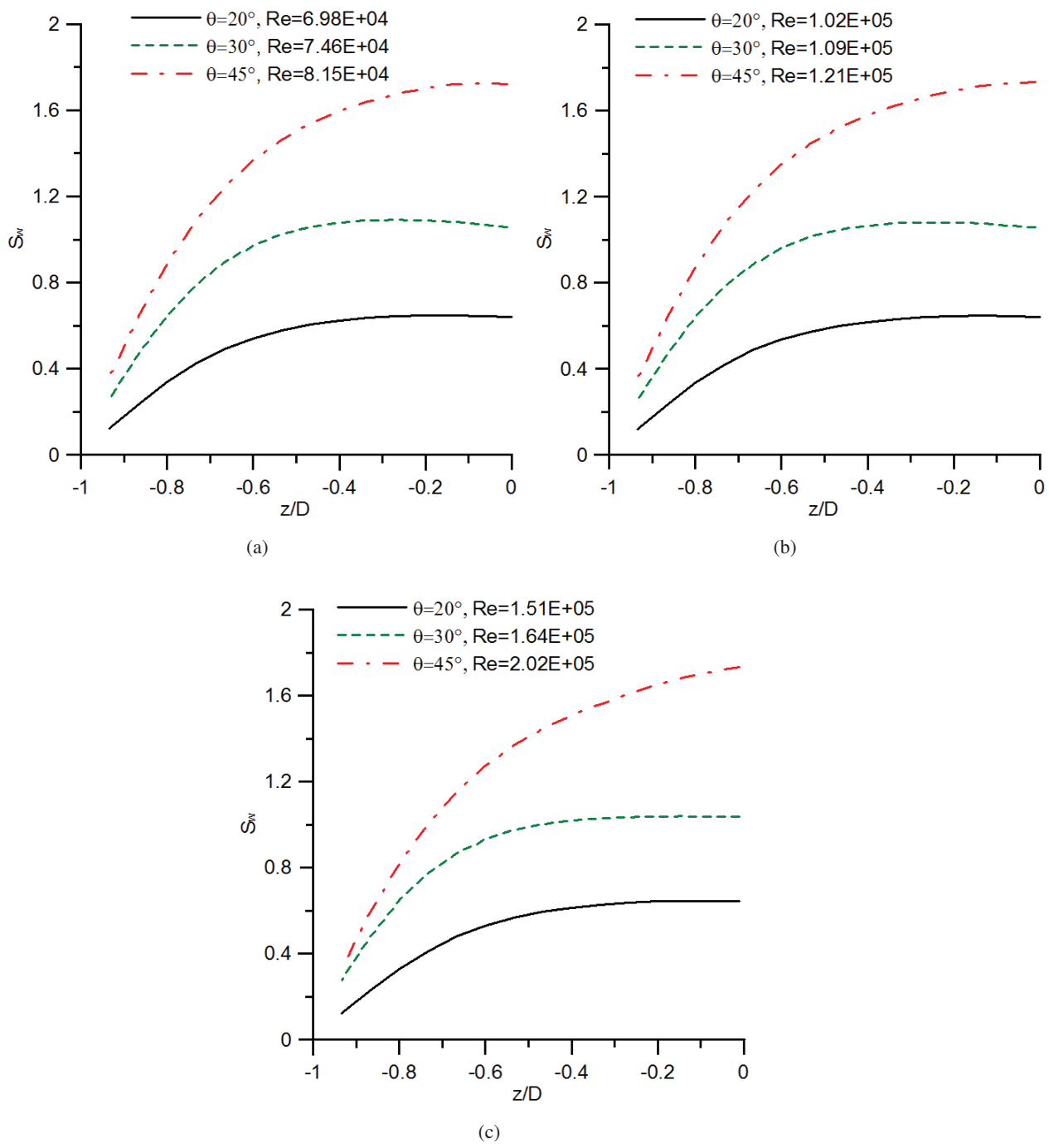


FIGURE 2.10 – Profil de nombre de swirl dans la buse mixte

pour θ=30° et θ=45°.

Les lignes de courant mettent en avant deux structures remarquables :

– le développement d'un écoulement privilégié de type tourbillon en cornet de faible intensité côté intrados. Son origine vient de l'effet vena contracta associé à la vitesse circonférencielle du mou-

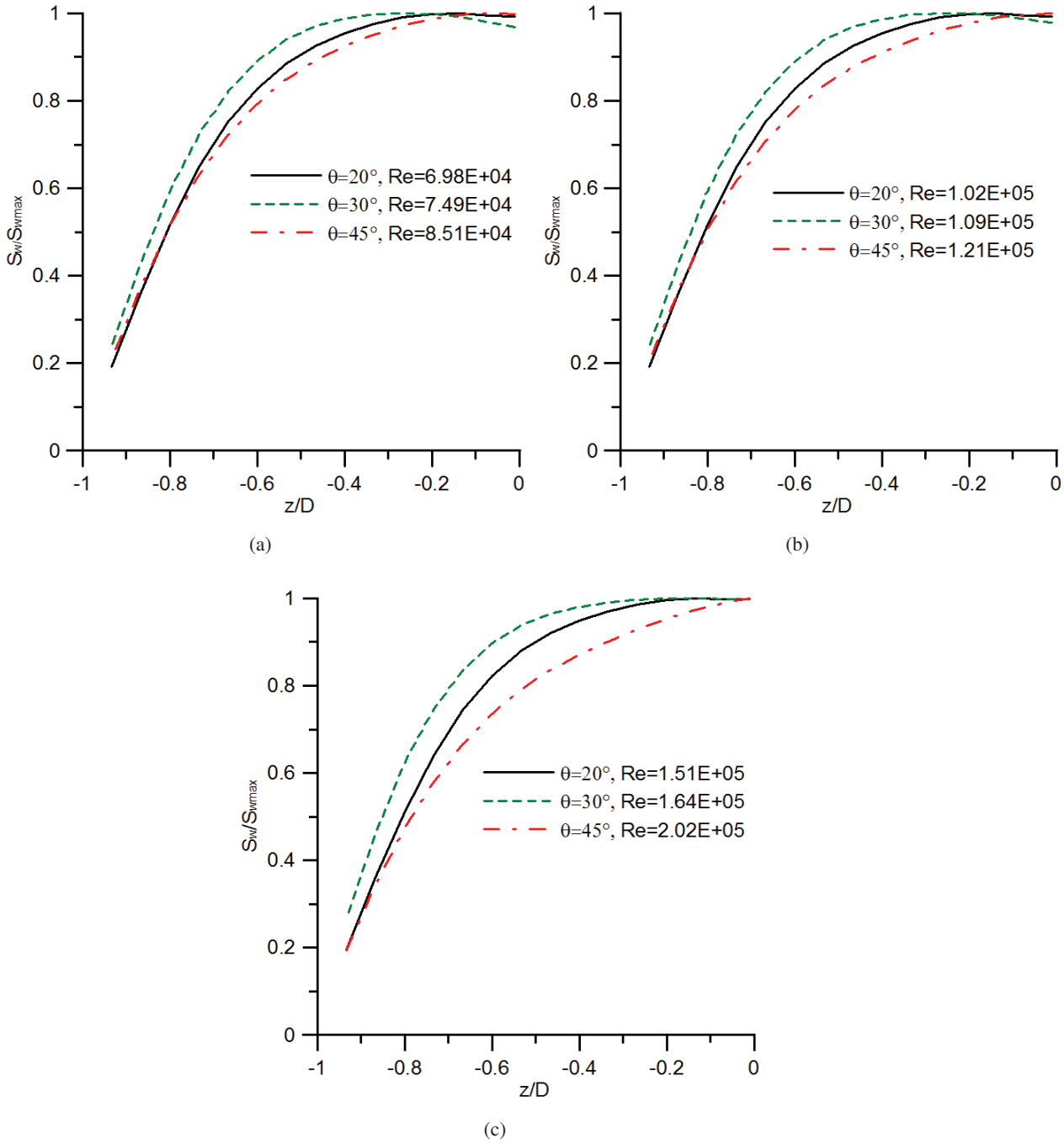


FIGURE 2.11 – Profil de nombre de swirl normalisé dans la buse mixte

vement global généré par le dispositif de mise en rotation. Cette structure se matérialise sur la surface de l'enveloppe externe et l'enroulement devient relativement intense côté extrados grâce en une partie à sa vitesse circonférentielle mais également à la vitesse circonférentielle propre au dispositif de mise en rotation. Arrivant à la pale voisine, il est convecté avec le reste de l'écoulement à l'aval de la buse mixte.

– la deuxième structure constitue le reste de l'écoulement associé à la partie débitante et qui subit une déviation imposée par le dispositif de mise en rotation jusqu'à l'aval de la buse mixte.

La comparaison des deux figures 2.13(a) et 2.13(b) montre que la structure tourbillonnaire en cornet est plus marquée pour θ=30° que pour θ=45°.

Les lignes de courant montrent également que la déviation de l'écoulement débitant est plus marquée pour θ=30°. Ceci est en partie à cause du tourbillon qui est plus intense pour θ=30° et qui est lui même influencé par l'écoulement à proximité.

Cet aspect est moins marqué pour θ=45°. Le tourbillon étant de faibles dimensions et peu énergétique, il n'influe cependant pas significativement sur l'écoulement à proximité.

Partant du constat que l'écoulement est fortement tridimensionnel, les lignes de courant n'autorisent pas une quantification précise de l'écoulement. Il est alors difficile de présenter tous les détails de l'écoulement dans son ensemble. Afin de pallier cet inconvénient, une représentation par iso valeurs est utilisée en complémentaire.

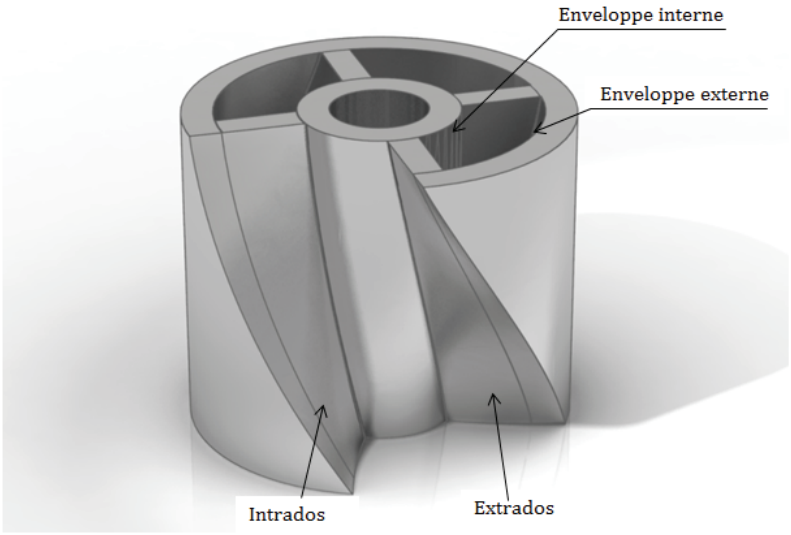
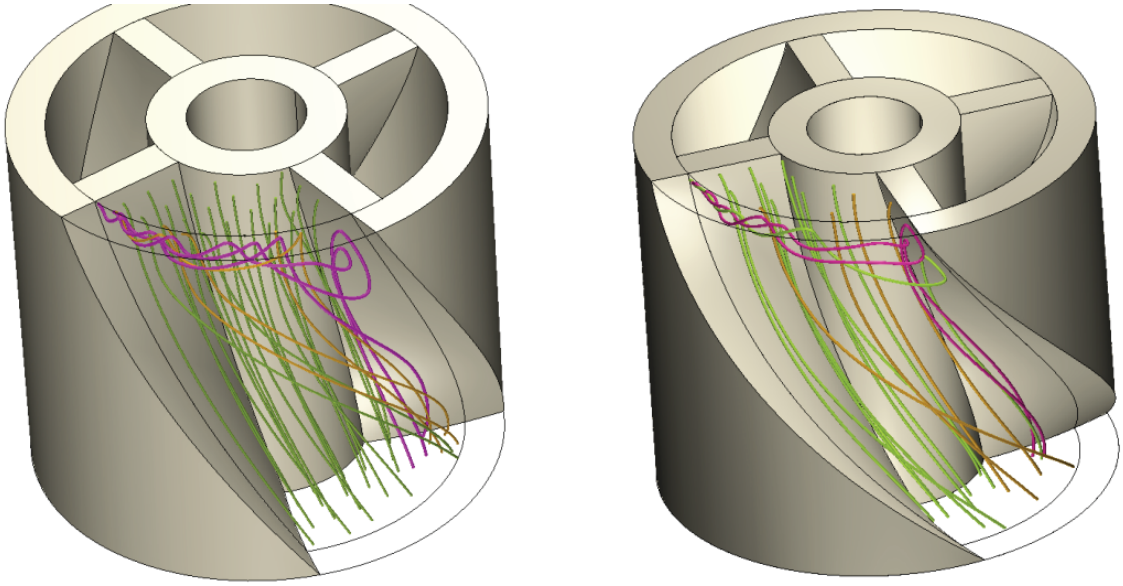


FIGURE 2.12 – Schéma explicatif des conventions d'appelation pour les pales



(a) θ=30˚ (b) θ=45˚

FIGURE 2.13 – Les lignes de courant

Iso-valeurs de la vitesse axiale

Afin d'avoir une vision détaillée des structures de l'écoulement, sa morphologie est présentée tout d'abord à travers la vitesse axiale qui permet particulièrement d'identifier au mieux les caractéristiques de la vitesse débitante.

Afin d'extraire le maximum d'informations, il est judicieux d'analyser l'écoulement séparément dans le tube central puis dans le dispositif de mise en rotation. On pourra ainsi étudier deux types de jet un qui correspond à un jet simple et l'autre à un jet rotatif.

Les figures 2.15 à 2.17 montrent que l'écoulement dans le tube central correspond à celui d'une buse simple avec la présence du cône potentiel qui occupe un espace important en amont de la buse mixte comme illustré sur les figures 2.15(a), 2.16(a) et 2.17(a). Vers l'aval de la buse mixte, sur les figures 2.15(b), 2.16(b) et 2.17(b) et 2.15(c), 2.16(c) et 2.17(c), le cône potentiel se rétrécit sous l'effet du frottement de paroi.

Une zone de séparation en bulle est également identifiée en amont du tube central, son origine vient de l'effet de vena contracta. Cette zone n'est pas identifiée sur les deux sections au milieu et en aval de la buse mixte et l'effet se réduit au frottement de paroi.

En amont de la buse mixte, les figures 2.15(a), 2.16(a) et 2.17(a) montrent que le coeur de l'écoulement qui correspond à la vitesse débitante la plus importante est situé côté extrados puis à fur et à mesure que l'écoulement se dirige vers l'aval de la buse mixte, la vitesse débitante est décalée vers l'intrados. Cette zone correspond au coeur de l'écoulement.

Dans un écoulement équivalent à une rotation en bloc la vitesse débitante sera conservée sur une zone importante de l'amont vers l'aval. En revanche, ce n'est pas le cas pour cet écoulement généré par les dispositifs de mise en rotation.

La première réflexion à ce niveau est de faire référence à la figure 2.14. Une vue de dessus montre que le coeur de l'écoulement côté extrados en amont suit une trajectoire rectiligne verticale pour se retrouver du côté de l'intrados en aval où il traverse l'espace entre les pales qu'on appelle le jour. Cette réflexion est sujette à caution et doit être confirmée par la suite.

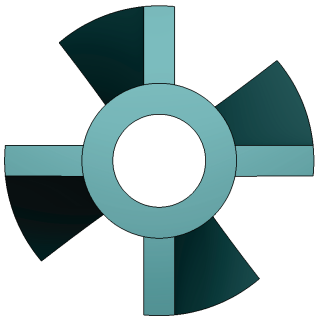


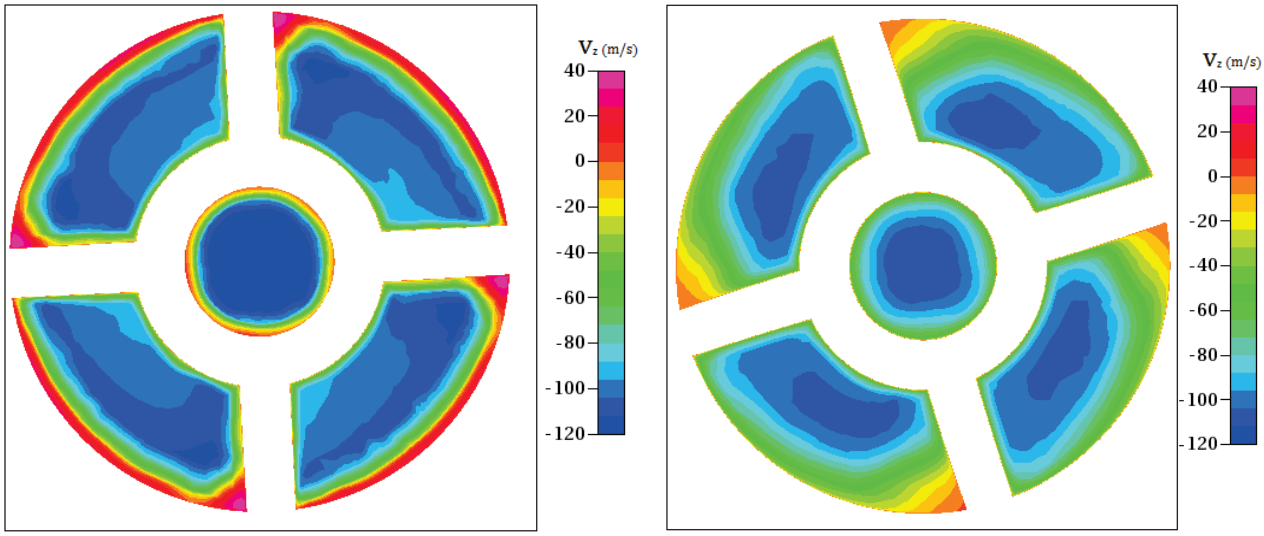
FIGURE 2.14 – Vue de dessus pour θ=20°

Les sections à l'entrée présentées sur les figures 2.15(a), 2.16(a) et 2.17(a) montrent la zone de séparation qui se développe sur l'enveloppe externe et côté extrados. Cette zone est caractérisée par une vitesse ascendante marquée par les vitesses positives.

Aussi semblable que puissent paraître, le phénomène mis en jeu dans le dispositif de mise en rotation et dans le tube central est différent. Ici il correspond plutôt à la structure tourbillonnaire identifiée précédemment par les lignes de courant.

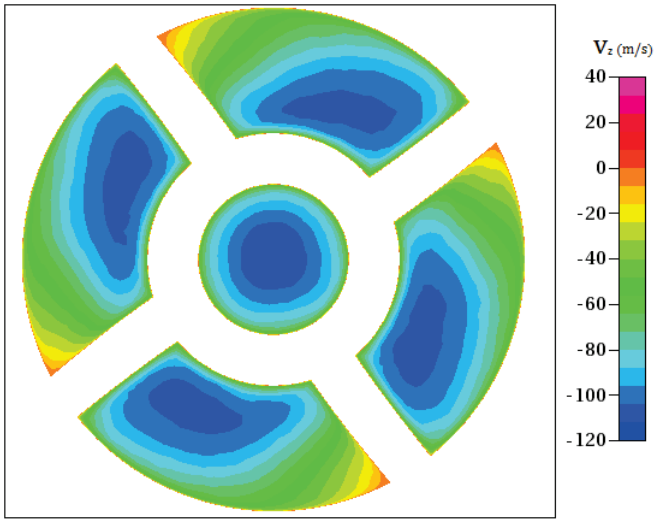
Dès lors que ce tourbillon est convecté vers l'aval, il n'est pas identifié sur les figures 2.15(b), 2.16(b) et 2.17(b) et 2.15(c), 2.16(c) et 2.17(c). En revanche, son effet est présent à travers les zones à faible vitesse axiale et dont l'écoulement perturbe sans doute l'écoulement principal dans chaque compartiment.

Les iso valeurs de la vitesse axiale ont mis en évidence le comportement analogue des trois dispositifs de mise en rotation de point de vue des structures de l'écoulement en amont tout comme en aval de la buse mixte. En effet, la présence du tourbillon a été identifiée pour les trois formes en amont ainsi que le déplacement de la vitesse débitante vers l'intrados à l'aval.



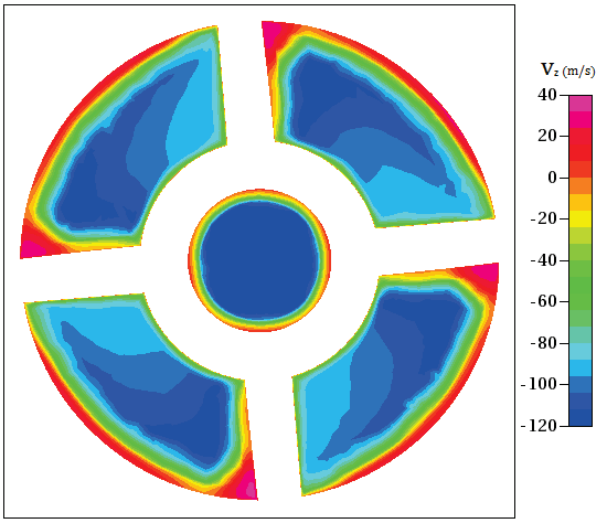
(a) z/D=-0,9

(b) z/D=-0,5

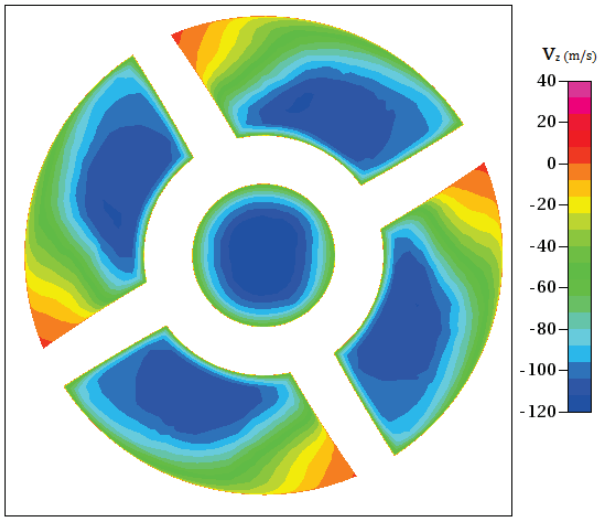


(c) z/D=-0,05

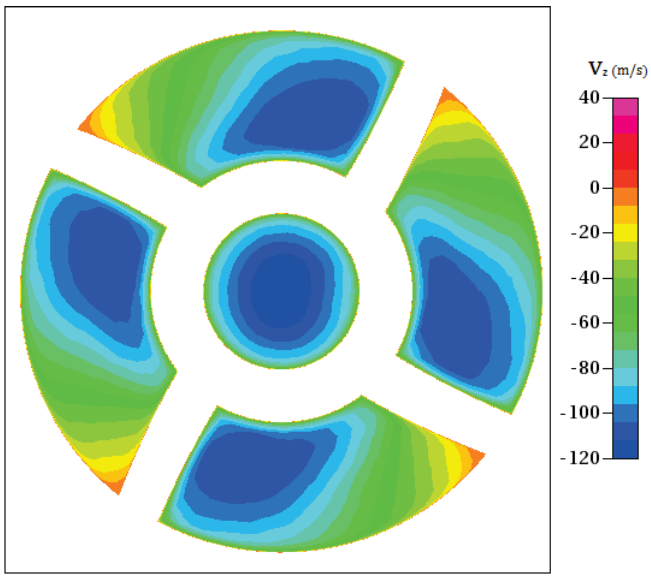
FIGURE 2.15 – Iso-valeurs de la vitesse axiale pour θ=20°, Re = 69 800



(a) z/D=-0,9

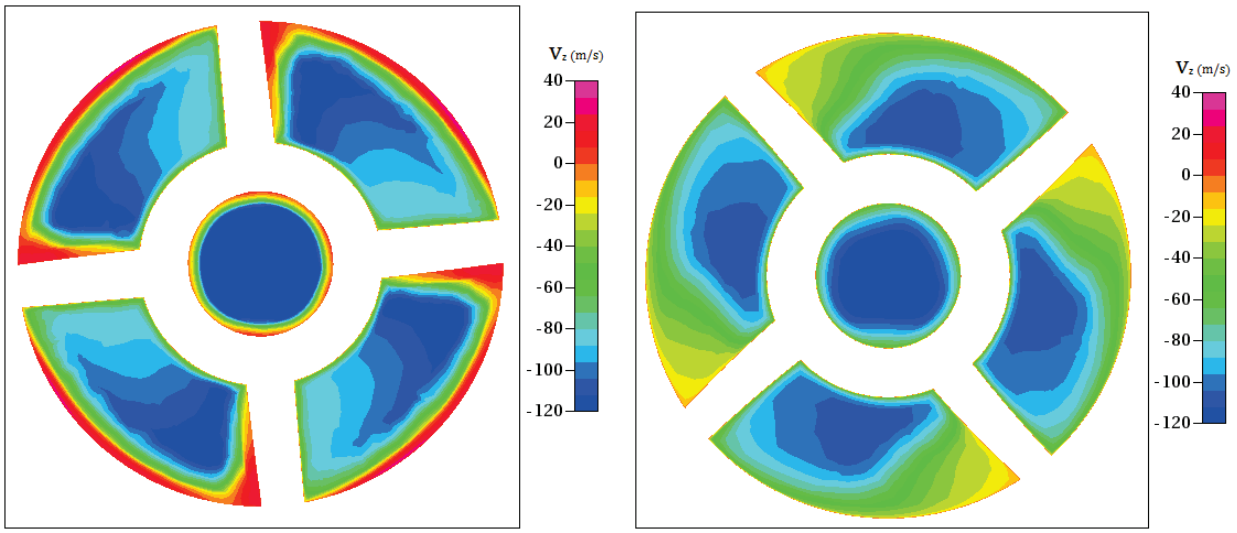


(b) z/D=-0,5

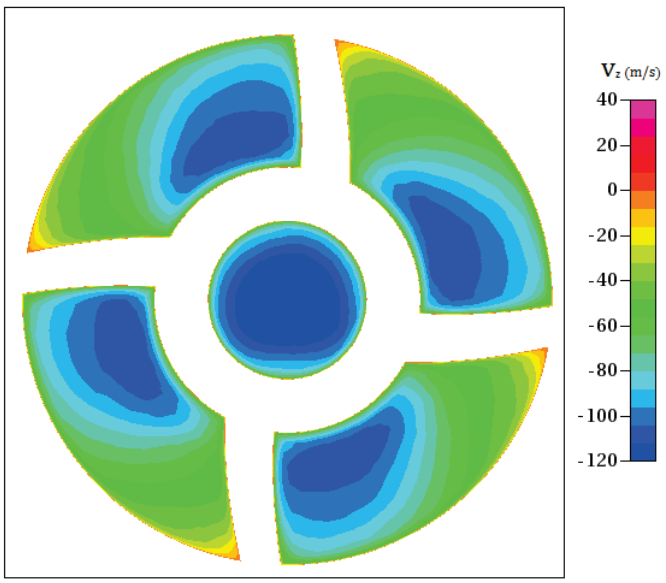


(c) z/D=-0,05

FIGURE 2.16 – Iso-valeurs de la vitesse axiale pour θ=30°, Re = 74 600



(a) z/D=-0,9 (b) z/D=-0,5



(c) z/D=-0,05

FIGURE 2.17 – Iso-valeurs de la vitesse axiale pour θ=45°, Re = 81 500

Iso-valeurs de la vitesse circonférentielle

Les iso valeurs de la vitesse circonférentielle sont présentés sur les figures 2.18 à 2.20. Pour une meilleure présentation, des échelles différentes ont été choisies.

Dans le tube central, les figures 2.18 à 2.20 montrent que la vitesse circonférentielle est nulle ce qui permet d'avoir une vitesse en axial pur pour garder un jet droit au centre et développer la rotation vers l'extérieur. Ceci constitue en partie le but recherché derrière la conception des dispositifs de mise en rotation.

En amont de la buse mixte, les figures 2.18(a), 2.19(a) et 2.20(a) mettent en évidence l'existence du tourbillon localisé côté extrados. Cette zone est caractérisée par une faible vitesse circonférentielle. Côté intrados et enveloppe externe la vitesse circonférentielle s'associe au mouvement de rotation du tourbillon et la composante circonférentielle résultante est importante dans ces zones là où la vitesse débitante est faible.

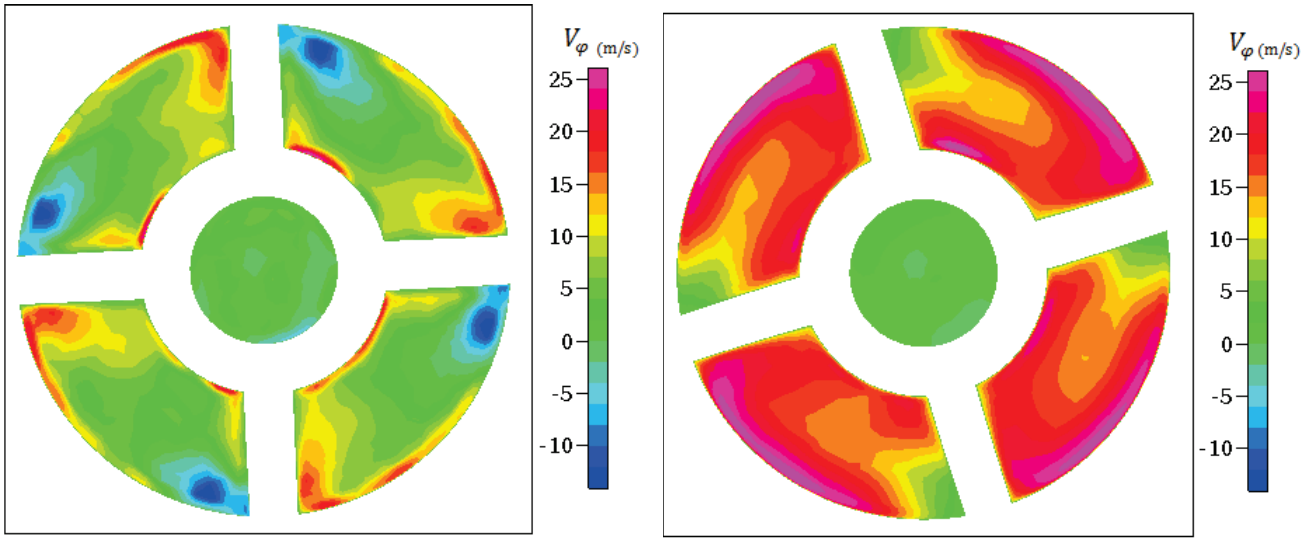
Vers l'aval de la buse mixte, les figures 2.18(b), 2.19(b) et 2.20(b) ainsi que 2.18(c), 2.19(c) et 2.20(c) montrent que la vitesse circonférentielle est plus élevée côté intrados et enveloppe externe et elle diminue vers l'extrados avec l'existence d'un creux sous l'effet de tourbillon. Dans ces zones, la vitesse débitante est également importante. Par conséquent, la réflexion de dire que la vitesse maximale débitante correspond à un jet qui suit une trajectoire rectiligne jusqu'à la sortie est à rejeter car en effet, côté intrados la vitesse est importante en axial et fortement déviée aussi par la vitesse circonférentielle.

Les iso valeurs de la vitesse circonférentielle sur les figures 2.18 à 2.20 montrent aussi que le mouvement de rotation généré est différent d'un mouvement équivalent en bloc.

En effet, pour une rotation en bloc, la vitesse circonférentielle s'écrit sous la forme : $V_\phi = \omega r$

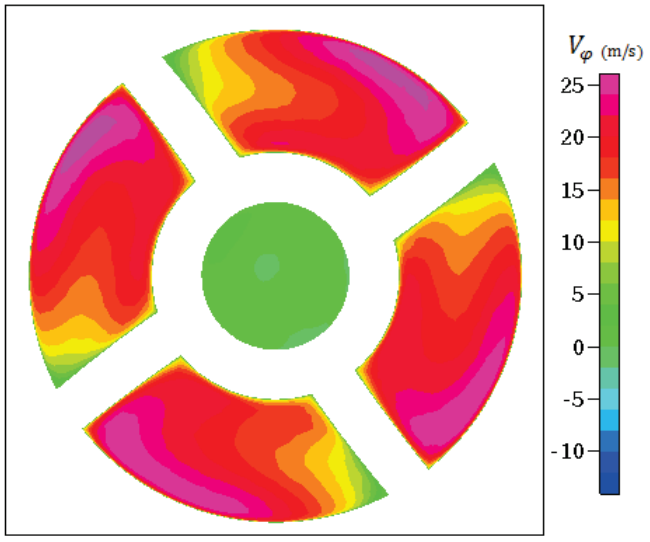
Dans ce cas, les iso valeurs de la vitesse circonférentielle est de la forme d'arcs de cercle depuis l'enveloppe côté anneau central vers l'enveloppe côté externe. Ceci n'est pas le cas pour la vitesse circonférentielle associée au mouvement de rotation généré par les dispositifs de mise en rotation.

Une comparaison entre les trois dispositifs de mise en rotation montre que le dispositif de mise en rotation avec θ=45° génère une vitesse circonférentielle plus importante comparée aux deux dispositifs θ=20° et θ=30°.



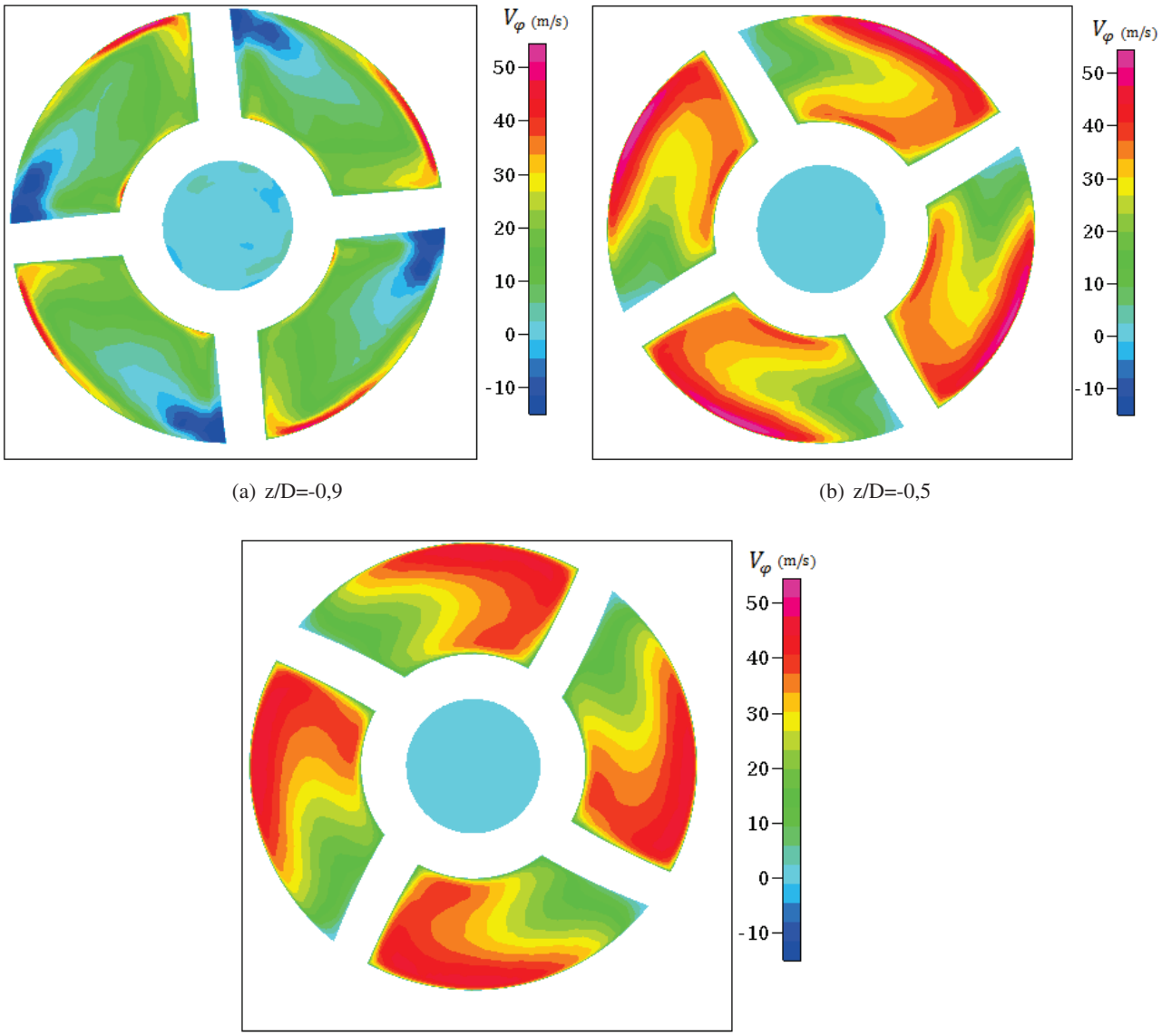
(a) z/D=-0,9

(b) z/D=-0,5



(c) z/D=-0,05

FIGURE 2.18 – Iso-valeurs de la vitesse circonférentielle pour θ=20°, Re = 69 800

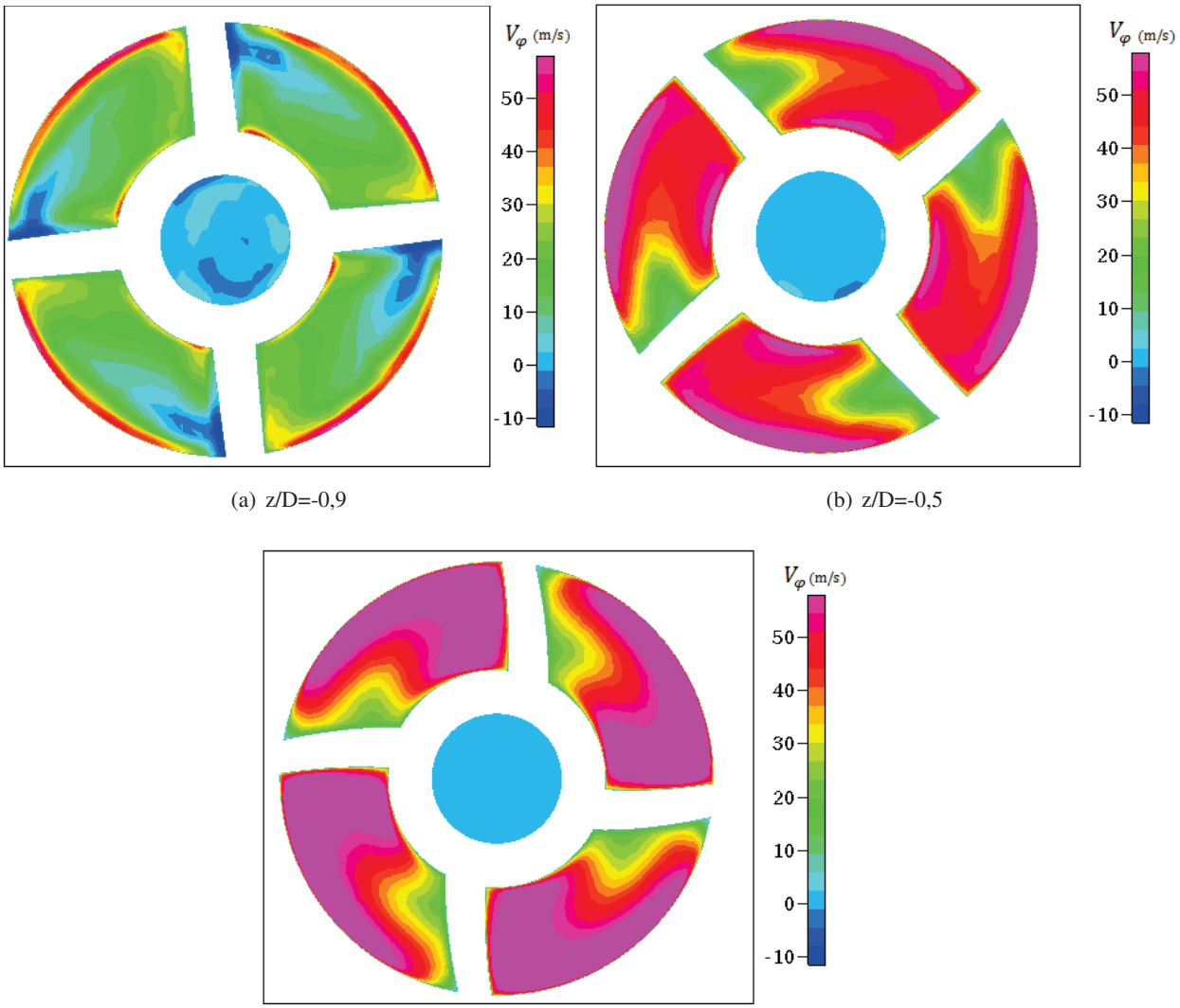


(a) z/D=-0,9

(b) z/D=-0,5

(c) z/D=-0,05

FIGURE 2.19 – Iso-valeurs de la vitesse circonférentielle pour θ=30°, Re = 74 600



(a) z/D=-0,9

(b) z/D=-0,5

(c) z/D=-0,05

FIGURE 2.20 – Iso-valeurs de la vitesse circonférentielle pour θ=45°, Re = 81 500

Iso-valeurs de la pression totale

La pression totale présente l'énergie contenue dans l'écoulement. Elle associe les deux composantes de la vitesse circonférentielle et axiale. Les figures 2.21 à 2.23 illustrent les distributions de la pression totale pour les trois dispositifs de mise en rotation.

On identifie en amont sur les figures 2.21(a), 2.21(a) et 2.23(a), le cône potentiel de l'écoulement dans le tube central où la pression totale est importante. Ces figures présentent aussi des pertes de pression sur la paroi interne du tube central. Ces pertes sont la conséquence de la séparation en bulle causée par l'effet de vena contracta. Les pertes de pression existent également en allant vers l'aval sur les figures 2.21(b), 2.22(b) et 2.23(b) ainsi que 2.21(c), 2.22(c) et 2.23(c). Loin de l'entrée les pertes de pression correspondent à l'énergie dissipée par frottement.

Pour le dispositif de mise en rotation, les figures en amont (z/D=-0,9) mettent également en évidence l'existence du tourbillon marqué par des pertes de pression considérables côté enveloppe externe et extrados.

Les pertes de pression côté enveloppe externe s'atténuent avec l'angle d'inclinaison. En effet, côté intrados là où le tourbillon prend naissance, pour θ=20° la vitesse circonférentielle n'est pas assez forte pour assurer la convection rapide du tourbillon. Il se développe ainsi lentement le long de l'enveloppe externe ce qui entraine plus de perte d'énergie à ce niveau. Le tourbillon se développe par la suite plus rapidement pour θ=30° et pour θ=45° là où les pertes sont réduites grâce à la forte composante circonférentielle qui assure sa convection rapide vers l'extrados.

De plus en plus vers l'aval, les figures 2.21(b), 2.22(b) et 2.23(b) ainsi que 2.21(c), 2.22(c) et 2.23(c) montrent que le coeur de l'écoulement est caractérisé par une énergie totale importante et qu'il existe des zones influencées par le tourbillon localisée côté extrados avec des pertes de pression.

Comme on peut le constater à la vue de ces différentes présentations, les résultats sont cohérents entre les trois dispositifs de mise en rotation et confirment alors ce que l'on avait déjà montré à savoir tout d'abord le cône potentiel pour le tube central et d'autre part le cœur de l'écoulement dans chaque compartiment de dispositif de mise en rotation ainsi que le structure tourbillonnaire en cornet côté extrados.

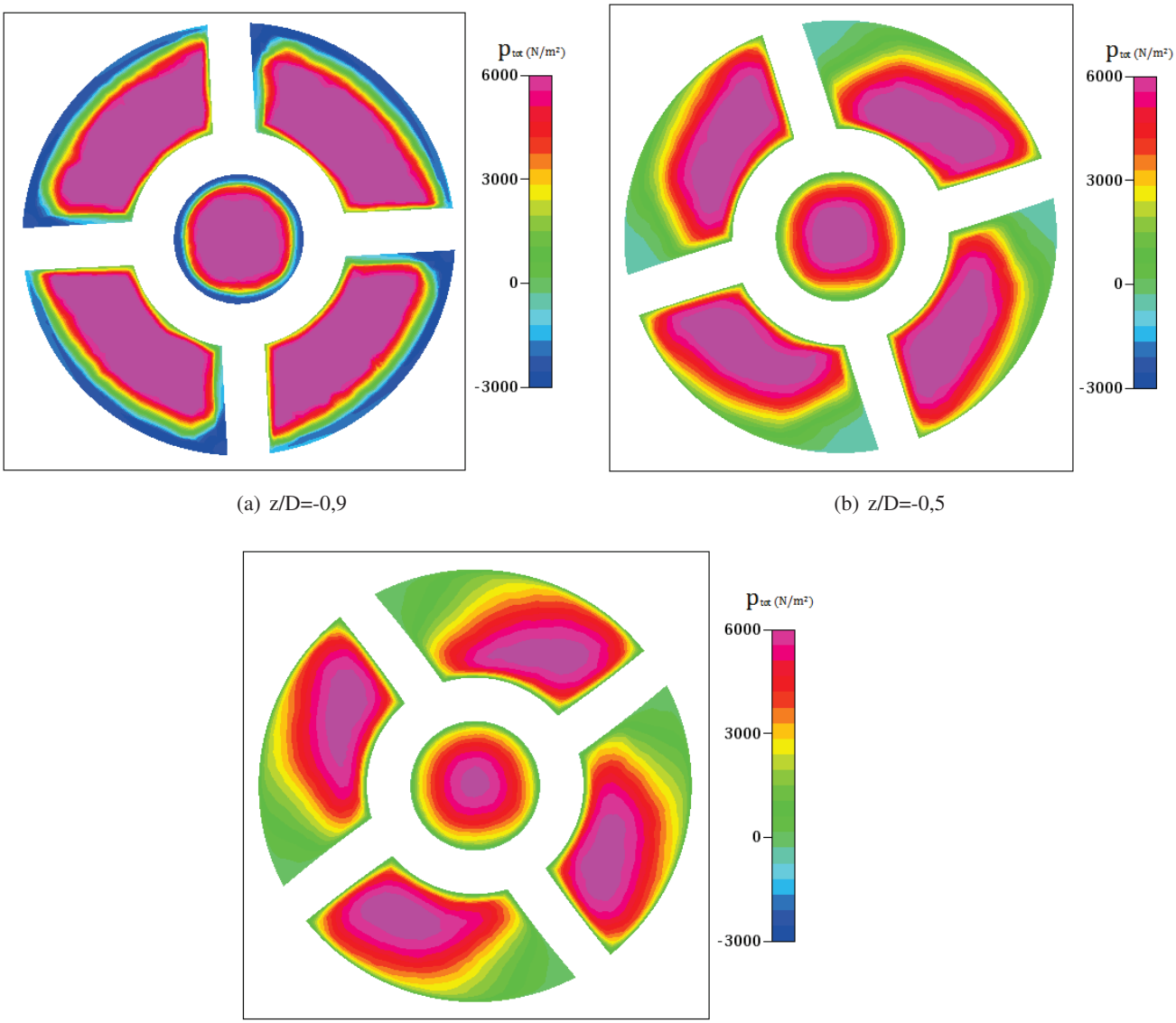
Iso-valeurs de Sw_r

Dans l'objectif de situer la rotation générée par les dispositifs de mise en rotation par rapport à la rotation équivalente en bloc, on s'appuie sur le nombre adimensionnel introduit dans la section 2.1.2 et les iso valeurs correspondantes à ce nombre sont présentées dans les figures 2.24 à 2.26.

Ces figures présentent des distributions similaires entre les trois dispositifs de mise en rotation et elles mettent en avant le caractère non homogène de la rotation générée par ces dispositifs par rapport à une rotation en bloc. Les iso valeurs montrent des zones qui correspondent à des valeurs inférieures et supérieures à 1 qui est l'interface où la rotation est équivalente à une rotation en bloc.

En amont de la buse mixte, les figures 2.24(a), 2.25(a) et 2.26(a) montrent que le cœur de l'écoulement côté intrados est caractérisé par une rotation plus importante que la rotation en bloc. Le taux de rotation diminue par la suite vers l'extrados et il devient nettement inférieur à la rotation en bloc. Cette zone met en avant l'existence de la structure tourbillonnaire.

Vers l'aval, les figures 2.24(b), 2.25(b) et 2.26(b) ainsi que 2.24(c), 2.25(c) et 2.26(c) rapportent des distributions cohérentes : Une rotation plus importante qu'une rotation en bloc est localisée dans le cœur de l'écoulement caractérisé par une forte vitesse débitante et circonférentielle et une rotation moins importante que la rotation en bloc côté extrados zone de pertes d'énergie et à faibles vitesses débitante et circonférentielle.

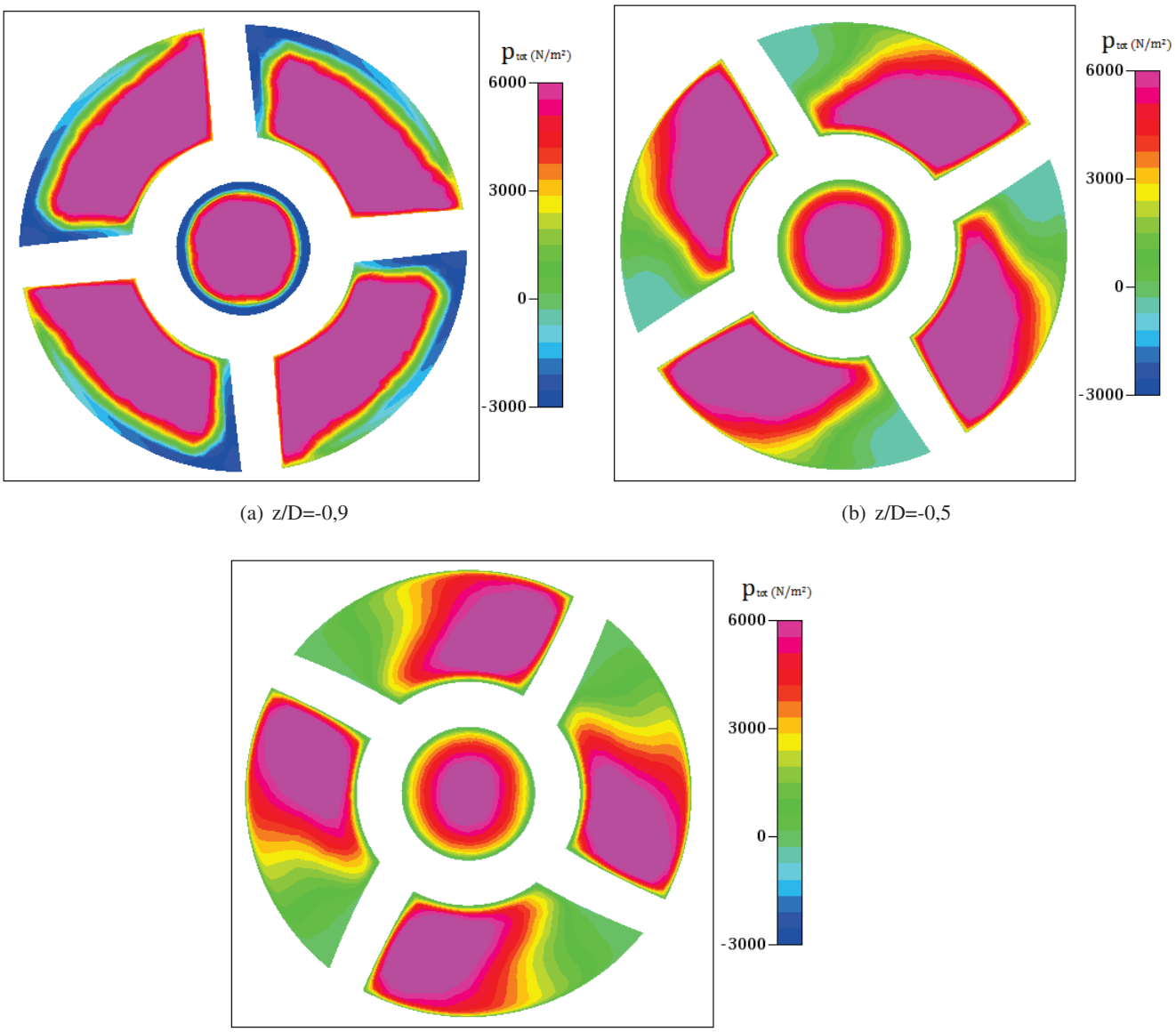


(a) z/D=-0,9

(b) z/D=-0,5

(c) z/D=-0,05

FIGURE 2.21 – Iso-valeurs de la pression totale pour θ=20°, Re = 69 800

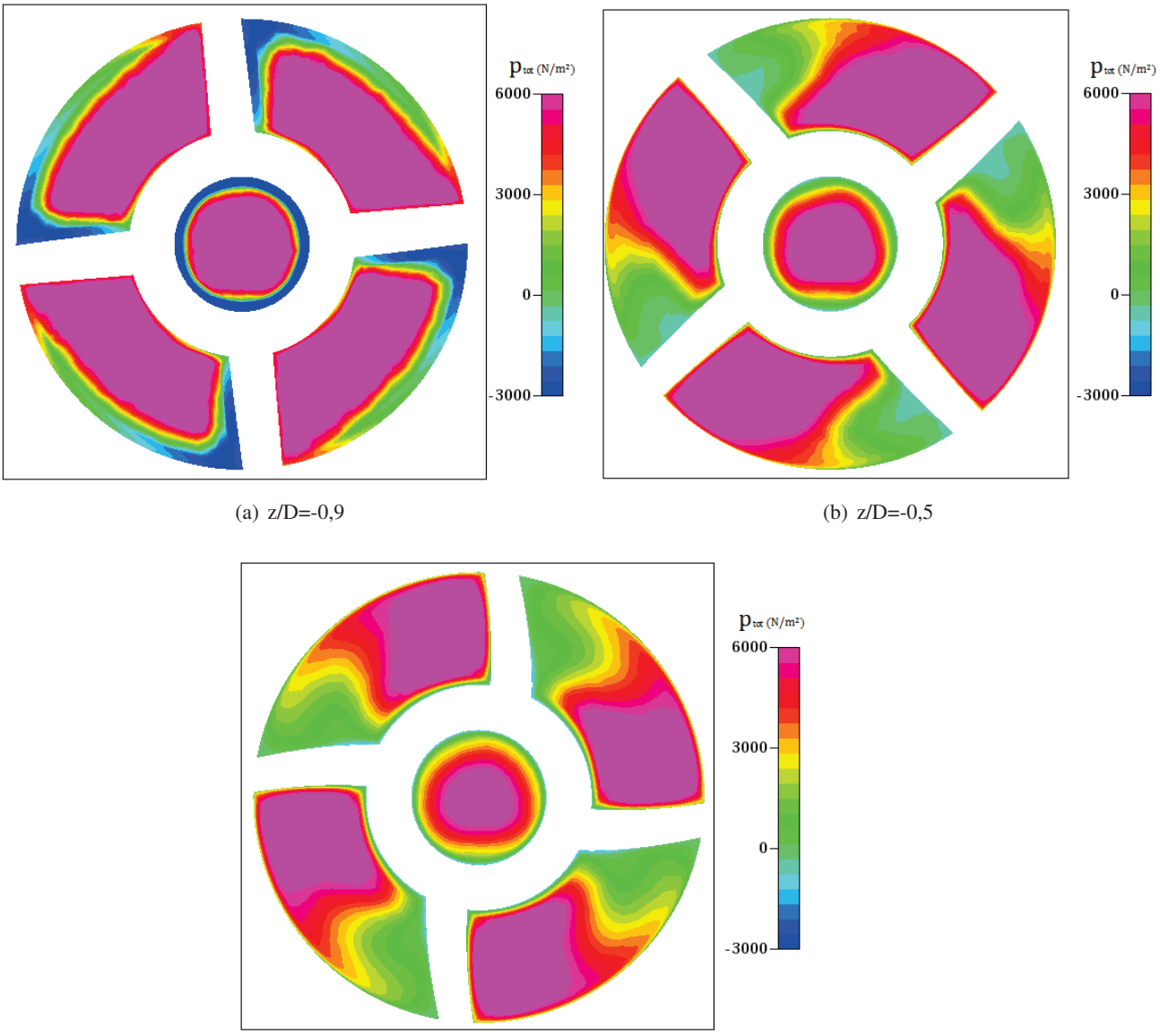


(a) z/D=-0,9

(b) z/D=-0,5

(c) z/D=-0,05

FIGURE 2.22 – Iso-valeurs de la pression totale pour θ=30°, Re = 74 600

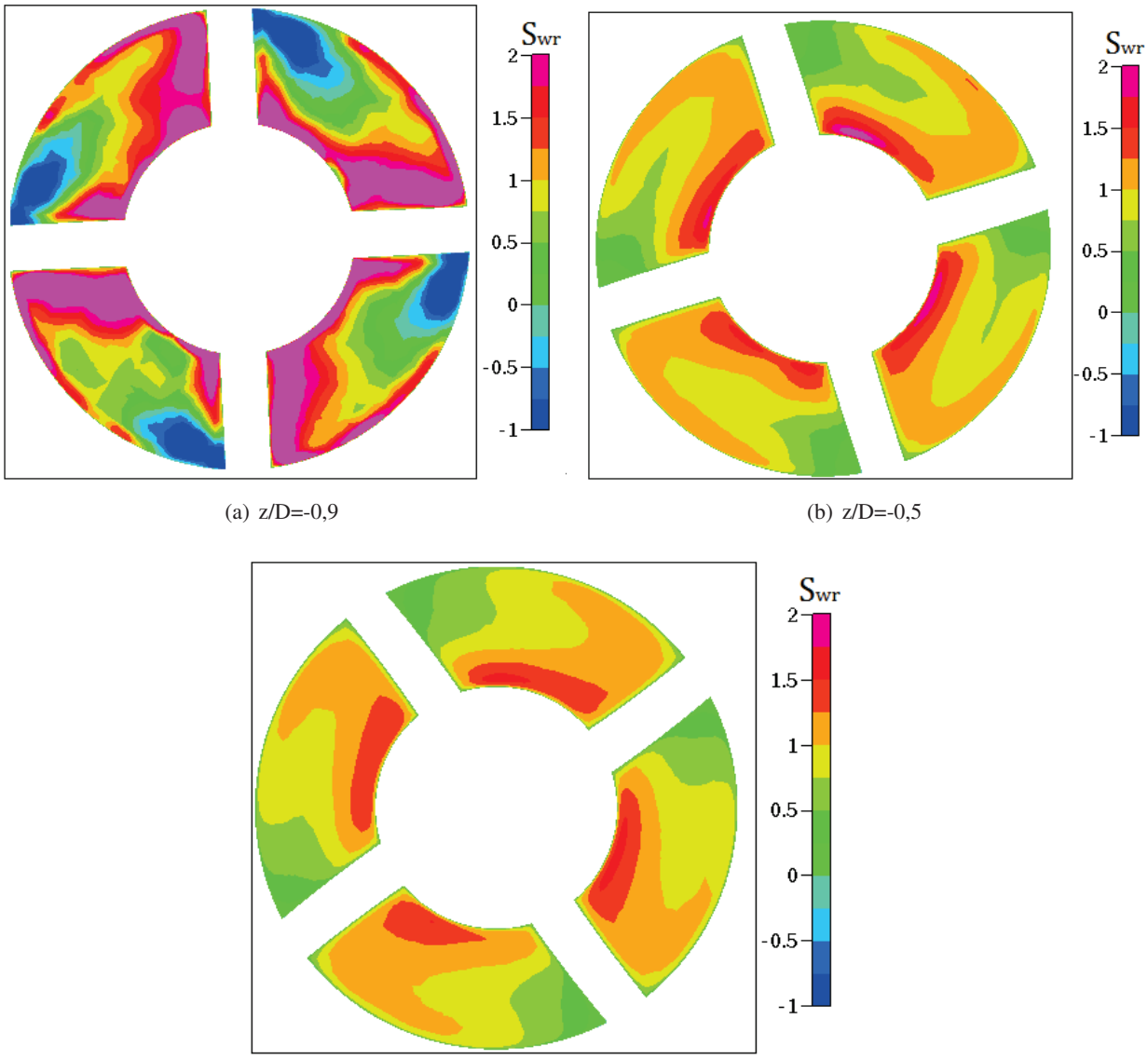


(a) z/D=-0,9

(b) z/D=-0,5

(c) z/D=-0,05

FIGURE 2.23 – Iso-valeurs de la pression totale pour θ=45°, Re = 81 500

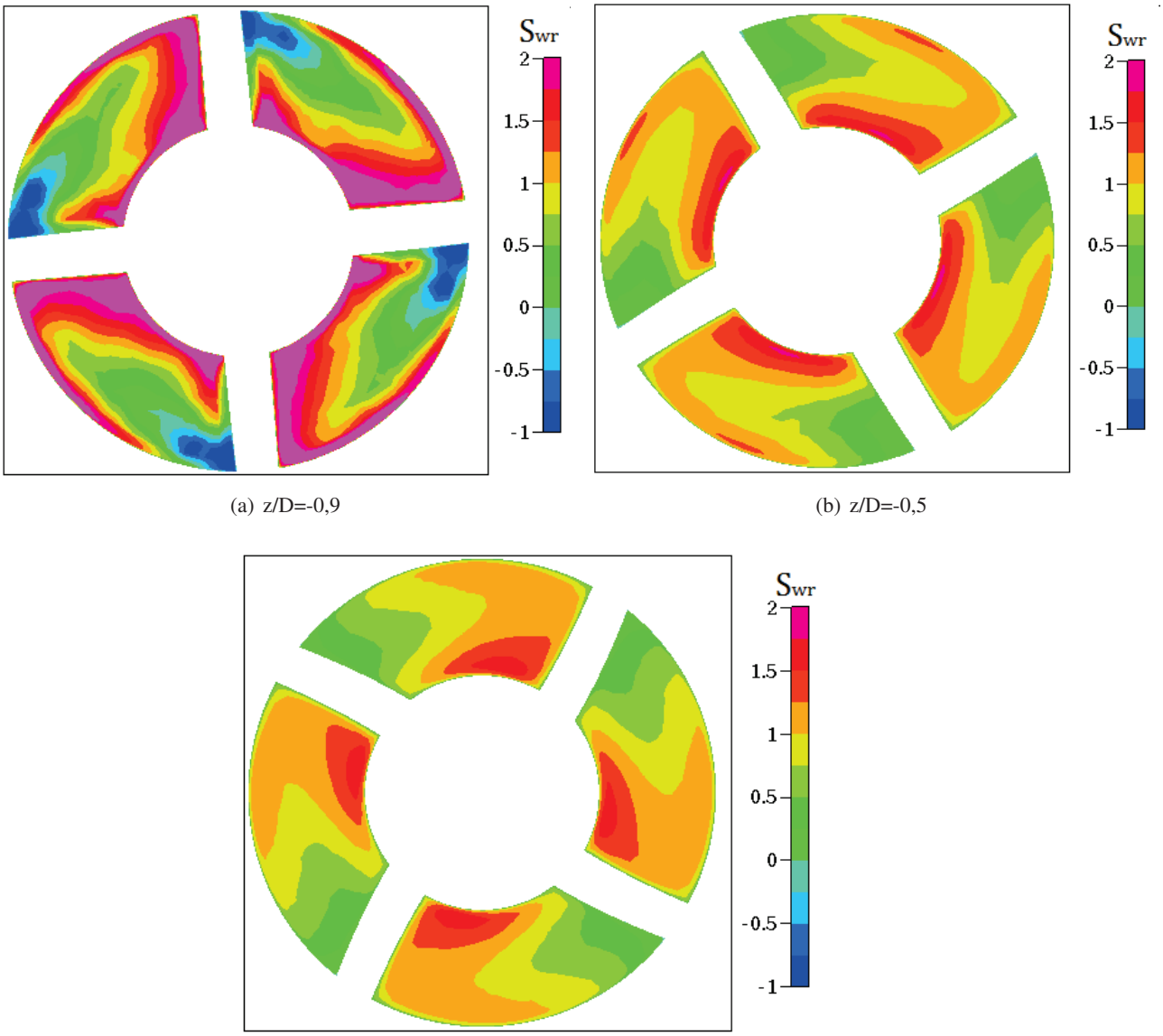


(a) z/D=-0,9

(b) z/D=-0,5

(c) z/D=-0,05

FIGURE 2.24 – Iso-valeurs de Sw_r pour θ=20°, Re = 69 800

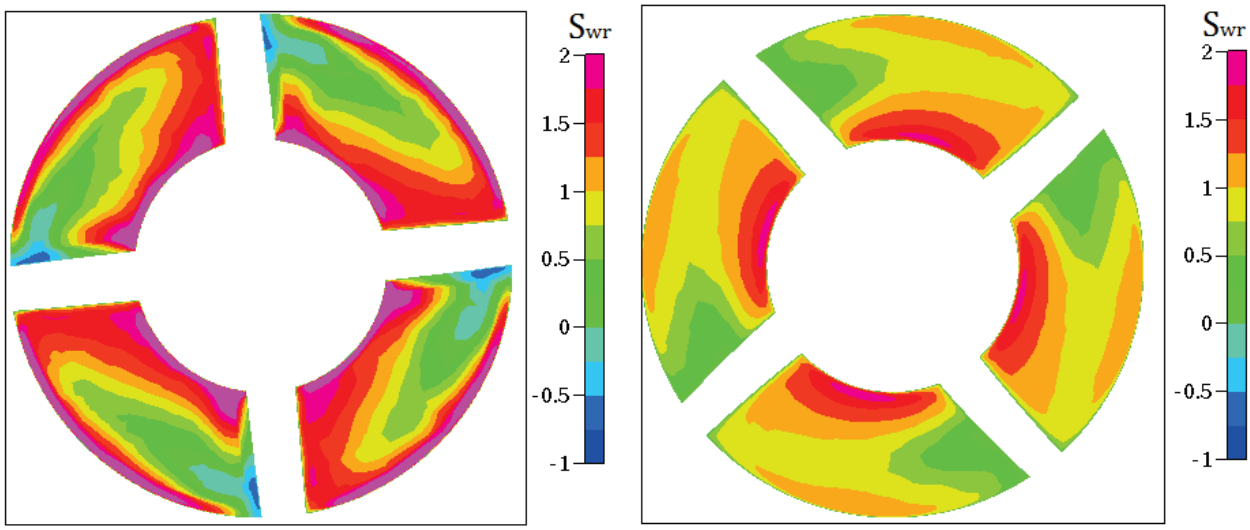


(a) z/D=-0,9

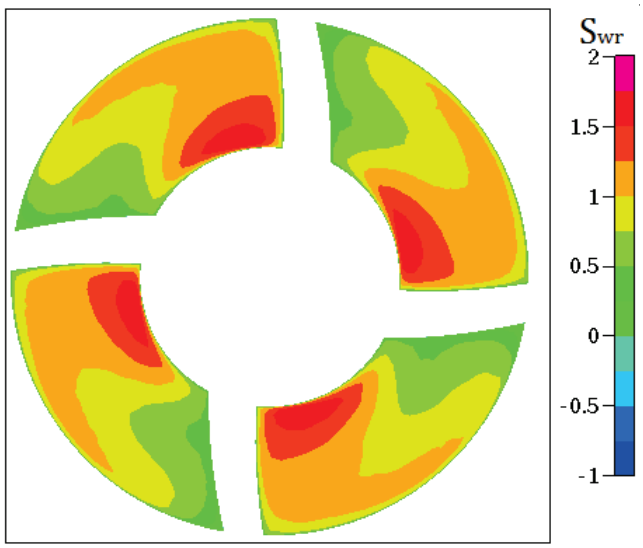
(b) z/D=-0,5

(c) z/D=-0,05

FIGURE 2.25 – Iso-valeurs de Sw_r pour θ=30°, Re = 74 600



(a) z/D=-0,9 (b) z/D=-0,5



(c) z/D=-0,05

FIGURE 2.26 – Iso-valeurs de Sw_r pour θ=45°, Re = 81 500

2.2.2 Écoulement dans le jet

Effet du nombre de Reynolds

L'effet du nombre de Reynolds sur le nombre de swirl a été aussi évalué dans le jet. La figure 2.27 illustre l'évolution axiale du nombre de swirl pour les trois dispositifs de mise en rotation.

Pour θ=20°, la figure 2.27(a) montre que le nombre de swirl est indépendant du nombre de Reynolds.

En revanche, pour θ=30° et θ=45° les figures 2.27(b) et 2.27(c) montrent que la dépendance au nombre de Reynolds trouvée dans la buse mixte s'amenuise à la sortie du jet. Une différence subsiste toutefois mais elle est relativement faible. À partir d'une distance z/D=2, cet écart s'annule progressivement et les profils se rejoignent à l'impact.

En l'occurrence les différences restent minimes. On déduit par conséquence que pour le jet rotatif libre, l'effet du nombre de Reynolds n'est pas considérable et pour la suite de cette étude le nombre de Reynolds est fixé pour chaque dispositif de mise en rotation.

Effet de l'inclinaison α

Un autre paramètre a été évalué dans cette section : Il s'agit de l'inclinaison radiale α. L'effet de ce paramètre sur le nombre de swirl est illustré sur la figure 2.28.

Les figures 2.28(a), 2.28(b) et 2.28(c) montrent que l'évolution du nombre de swirl dépend de l'inclinaison α. Cette dépendance augmente d'autant plus que l'inclinaison radiale α augmente.

Sur la section z/D=0, les figures 2.28(a), 2.28(b) et 2.28(c) montrent que l'écart entre les nombres de swirl diminue avec l'angle d'inclinaison.

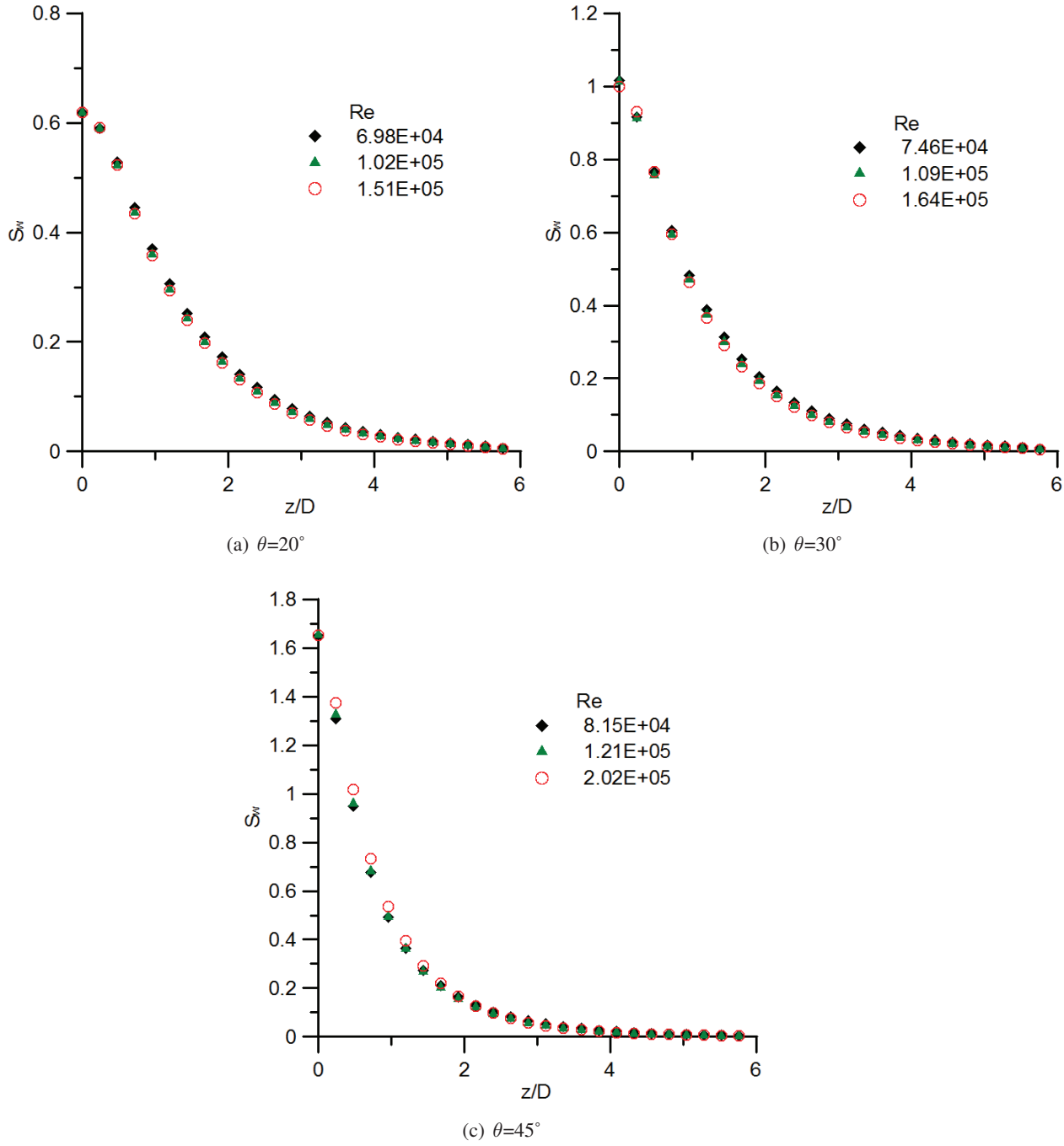
Pour chaque dispositif de mise en rotation, la dépendance à l'inclinaison radiale est locale. L'écart est concentré à la sortie du jet puis il s'estompe dès que l'on s'écarte de la sortie du jet pour s'annuler proche de la paroi où tous les profils du nombre de swirl se rejoignent.

Effet de l'inclinaison θ

Afin d'évaluer l'effet de l'angle d'inclinaison des pales, on présente l'écoulement à l'interface de sortie du jet, au moyen des vecteurs vitesse projetés sur la figure 2.29. Cette figure met en évidence les structures particulières du jet à la sortie de la buse mixte. Des structures tourbillonnaires sont localisées sous les pales pour les trois dispositifs de mise en rotation. Les zones de recirculation évoluent en position et en dimension pour chaque dispositif de mise en rotation mais elles conservent l'aspect général. Compte tenu des analyses faites précédemment et qui ont mis en avant le développement du tourbillon en amont de la buse mixte, on peut déduire que ces tourbillons localisés à la sortie du jet s'apparentent à ce tourbillon en cornet.

Les vecteurs vitesse montrent également l'écoulement circonférentiel dans le sens de rotation global généré par les dispositifs de mise en rotation avec l'entrainement de l'écoulement voisin radial.

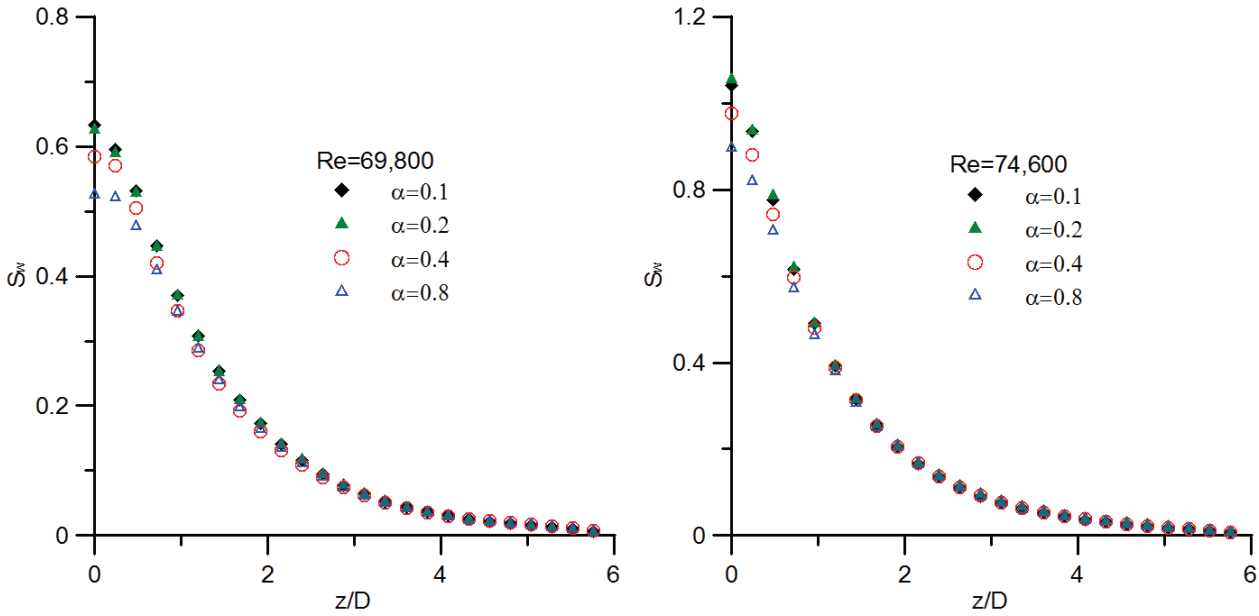
Dans le tube central, la vitesse est en grande partie axiale pour les trois dispositifs de mise en rotation ce qui confirme que la zone au centre n'est pas affectée par le mouvement de rotation.



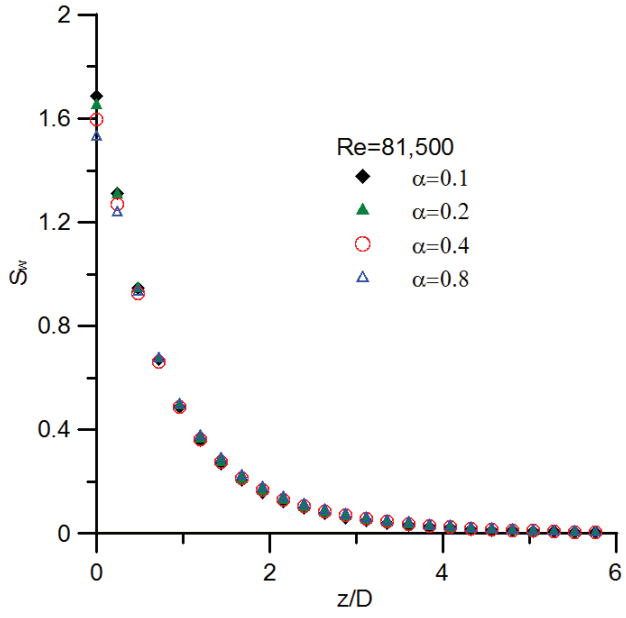
(a) θ=20˚ (b) θ=30˚

(c) θ=45˚

FIGURE 2.27 – Effet du nombre de Reynolds pour le jet libre et impactant

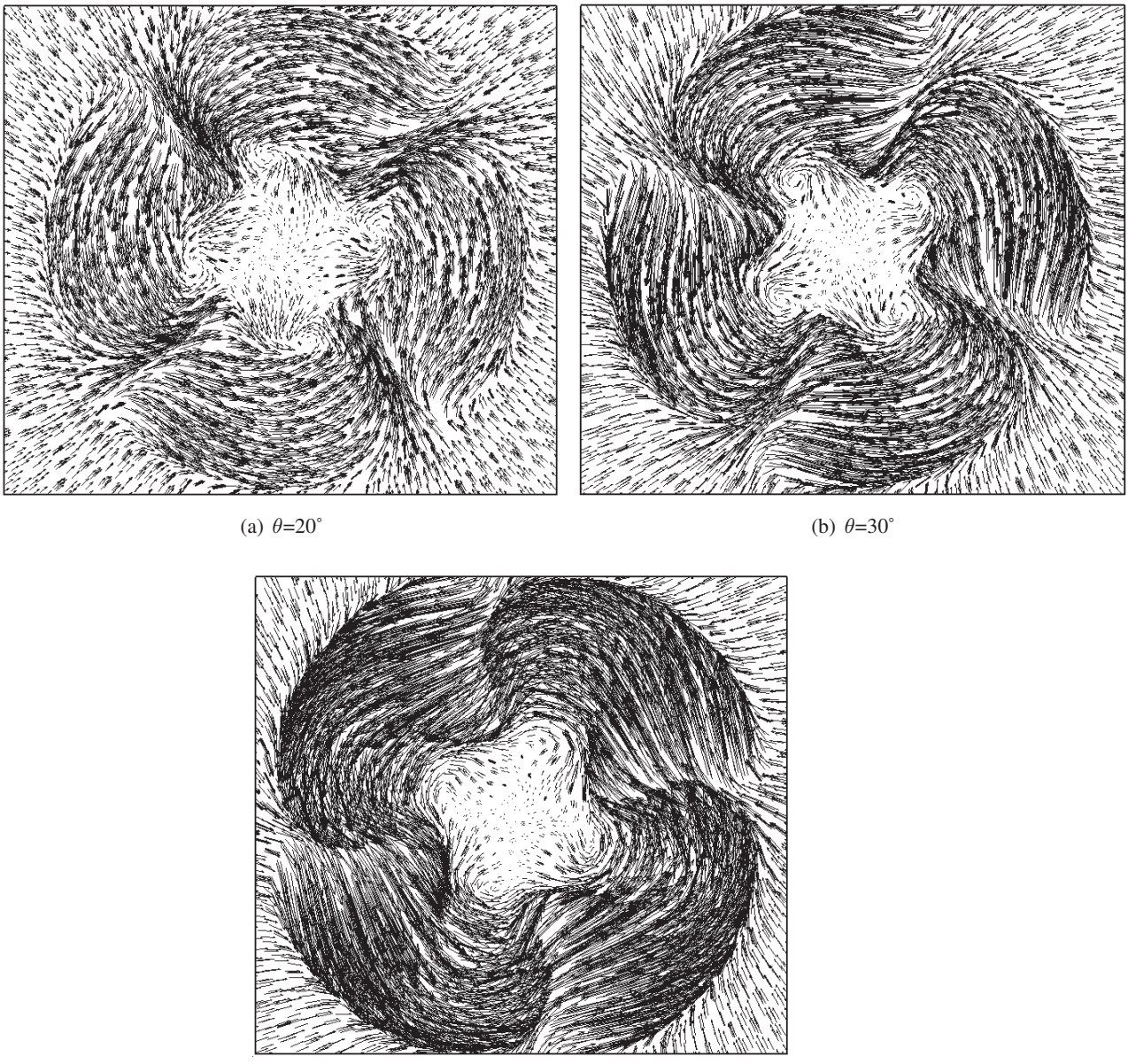


(a) θ=20˚ (b) θ=30˚



(c) θ=45˚

FIGURE 2.28 – Effet de α



(a) θ=20˚ (b) θ=30˚

(c) θ=45˚

FIGURE 2.29 – Les vecteurs vitesse à la sortie de la buse mixte

Dans la même perspective, la figure 2.30 met en évidence l'effet de l'inclinaison des pales sur le nombre de swirl.

La première constatation à la vue d'une comparaison des différentes planches présentées dans les figures 2.30(a), 2.30(b) et 2.30(c) est que les allures sont analogues et les évolutions sont monotones. Le nombre de swirl diminue depuis la sortie du jet jusqu'à l'impact.

À z/D=0, le nombre de swirl augmente avec l'inclinaison θ. Pour cette partie du jet en dehors de la buse mixte c'est le dispositif de mise en rotation avec θ=45˚ qui présente un comportement différent. La décroissance sur une distance z/D=1 est plus rapide que pour θ=20˚ et θ=30˚ et peut être considérée comme linéaire. Le profil du nombre de swirl pour θ=45˚ coupe par la suite les deux profils du nombre de swirl pour θ=20˚ et θ=30˚ et les trois profils se rejoignent finalement à partir d'une distance z/D=4.

Le taux de rotation généré par les trois dispositifs de mise en rotation est important dans la zone de sortie du jet ce qui peut influencer la dynamique du jet rotatif avec l'écoulement environnant . En revanche, proche de l'impact l'effet de rotation est très réduit.

Les figures 2.31(a), 2.31(b) et 2.31(c) montrent que le nombre de swirl maximal est situé à z/D=0 pour les trois dispositifs de mise en rotation.

Ces figures mettent en évidence en particulier le comportement du dispositif de mise en rotation avec θ=45˚. Pour une valeur fixe du nombre de swirl maximal, la diminution rapide du nombre de swirl pour ce dispositif de mise en rotation situe le profil du nombre de swirl en dessous de celui pour θ=30˚ qui lui aussi est situé en dessous de θ=20˚.

En conclusion, si on considére que le rapport Sw/Swmax présente le taux de réduction du nombre de swirl, les figures 2.31(a), 2.31(b) et 2.31(c) sont plus représentatives pour l'effet de l'inclinaison des pales.

Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la qualification des jets rotatifs uniques. L'exploitation des résultats dans les buses mixtes a montré l'indépendance du nombre de swirl au nombre de Reynolds sauf pour les fortes inclinaisons et les grands nombres de Reynolds. L'inclinaison des pales a aussi un effet sur le nombre de swirl. Malgré l'évolution monotone, un comportement différent est constaté pour le dispositif à θ=30˚.

La dynamique de l'écoulement a été présentée en premier au moyen des lignes de courant. Les résultats ont montré le développement d'une structure tourbillonnaire à l'entrée de la buse mixte. Ce tourbillon est une conséquence de l'association de l'effet de vena contracta avec la rotation. Il s'amplifie de l'intrados vers l'extrados et finalement il est entrainé vers l'aval de la buse mixte. Ces aspects ont été démontrés également par les iso contours de la vitesse axiale, la vitesse circonférentielle et la pression totale. À l'entrée de la buse mixte, cette structure tourbillonnaire a été identifiée à travers les vitesses ascendantes, un écoulement dans le sens opposé au mouvement global de rotation généré par les pales et aussi par les pertes considérables.

L'effet de ce tourbillon est ressenti jusqu'à l'aval de la buse mixte où il occupe une zone importante à faible vitesse et à pertes considérables. Les résultats décrivant l'aspect dynamique de l'écoulement des jets rotatifs ont aussi montré la présence du cœur du jet marquée par une zone non influencée

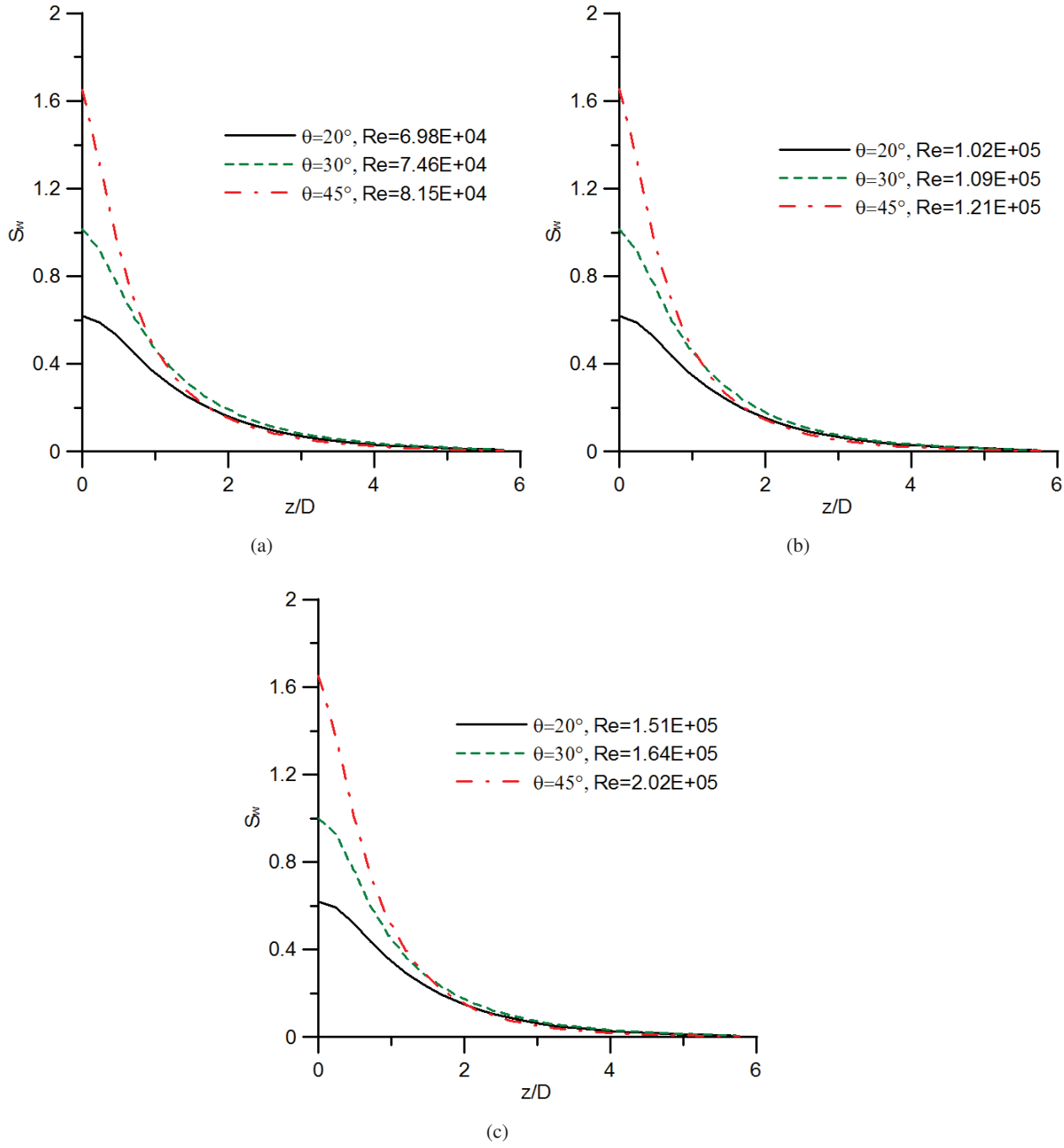


FIGURE 2.30 – Profils du nombre de swirl pour le jet libre en impact

par le tourbillon, à vitesse descendante élevée et aux pertes réduites. Le cœur du jet a été affecté par l'écoulement du tourbillon progressivement de l'amont vers l'aval. En effet, il s'est retrouvé poussé vers l'intrados à la sortie de la buse mixte.

L'analyse dynamique par la suite a été consacrée au jet dans sa partie libre jusqu'à l'impact. La dépendance du nombre de swirl au nombre de Reynolds pour les fortes inclinaisons et les grands

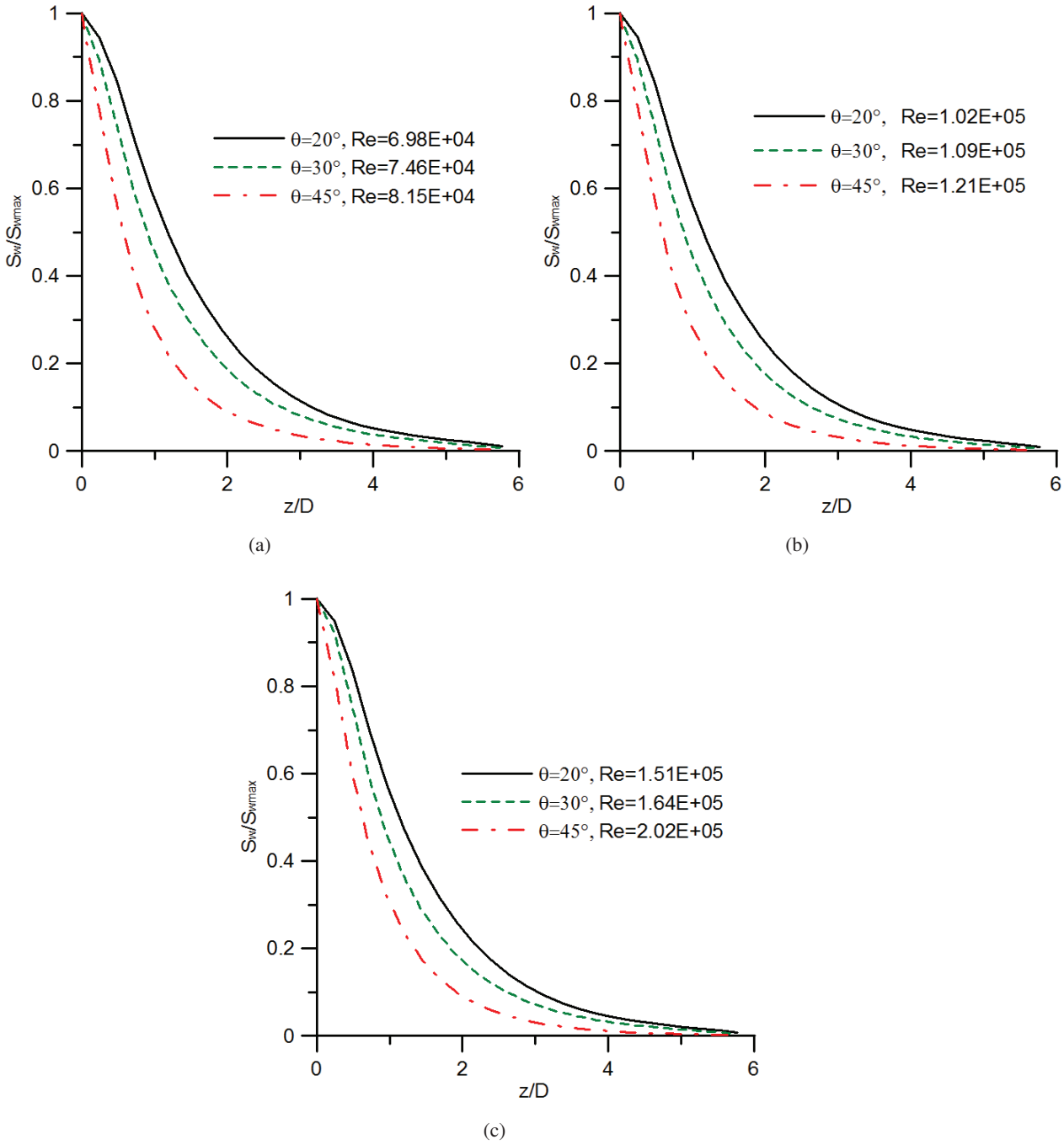


FIGURE 2.31 – Profils du nombre de swirl normalisé pour le jet libre en impact

nombres de Reynolds est réduite. En ce qui concerne l'effet de la courbure radiale α, le nombre de swirl est indépendant de ce paramètre sauf pour les grandes valeurs. Les résultats ont montré aussi que la rotation se diffuse plus rapidement pour les fortes inclinaisons et le taux de rotation diminue progressivement vers l'impact. Les profils normalisés du nombre de swirl ont mieux décrit la diffusion rapide de la rotation pour le dispositif de mise en rotation à θ=45°.

Chapitre 3

Combinaison de jets

3.1 Introduction

Après l'étude détaillée de la génération de jets rotatifs qui a fait l'objet du chapitre précédent, il est donc nécessaire de passer à l'étude de cas représentatifs de jets multiples par la combinaison de jets simples et jets rotatifs. Il est important de bien saisir la structure de l'écoulement sous différentes configurations. Une étude dynamique est réalisée à cette fin. Elle est divisée en trois parties, un cas de buses simples sera traité dans la première section, la combinaison d'un seul jet rotatif avec quatre buses simples fera l'objet du seconde section et enfin une association de quatre jets rotatifs avec neuf buses simples terminera cette partie.

Les comportements caractéristiques de l'écoulement vont être mis en évidence pour chaque configuration. Le second volet de ce chapitre a pour object l'intégration du comportement thermique des jets combinés. Pour cela, les résultats du transfert de chaleur vont être présentés pour les mêmes configurations (unique et combiné) afin d'établir le couplage dynamique/thermique.

Les paramètres communs à toutes les simulations sont le diamètre D=10 mm, l'espacement s=50 mm et la distance de soufflage H=40 mm. Dans la partie dynamique le modèle de turbulence utilisé est le k-ϵ réalisable et pour l'étude thermique, les paramètres géométriques (diamètre, espacement et distance d'impact) sont conservés. En revanche, le modèle de turbulence utilisé est le SST k-ω qui prend en compte les effets dus à la turbulence et les transferts pariétaux dans la zone d'impact comme il a été évoqué au premier chapitre.

3.2 Etude dynamique de jets simples

L'étude de l'implantation des jets rotatifs avec des jets simples implique en effet la superposition de plusieurs différents écoulements et rend difficile l'analyse des phénomènes et l'effet des jets rotatifs. Pour cette raison, il convient tout d'abord d'étudier un cas de jets multiples simples pour aller plus loin dans la compréhension des structures de l'écoulement.

La Figure 3.1 illustre la disposition entrelacée de buses simples. Comparée avec la configuration de jet unique, le domaine de calcul est plus large d'une part pour extraire le maximum d'informations dans

l'ensemble du domaine et d'autre part pour éloigner les frontières de sortie du domaine afin d'éviter au maximum un problème du retour de l'écoulement qui peut être gênant pour les calculs.

Les conditions aux limites sont reprises du modèle jet unique avec la présence d'un caisson qui englobe toutes les entrées (buses simples et buse mixte). Une condition de vitesse de 5 m/s est appliquée à ce niveau et le nombre de Reynolds est égal Re = 73 900 . À la différence du domaine jet unique, les sorties sont situées sur toute la partie latérale avec une condition de pression constante de 10^5 Pa. La plaque d'impact est maintenue à une condition isotherme.

Le domaine est décomposé en blocs afin de faciliter le maillage qui est composé d'un mélange de plusieurs types de cellules résumés dans la table 3.1. Avec ce nombre de cellules, un calcul sur un seul processeur prendra un temps énorme. Pour pallier ce problème, une solution est fréquemment utilisée pour diminuer le temps de simulation qui consiste alors à diviser le calcul en plusieurs processus élémentaires, et donc à multiplier les processeurs utilisés. La charge est ainsi répartie sur chaque machine, en fonction de ses ressources ; ce qui permet de diviser à la fois les temps de calcul et les besoins en mémoire. Ce type de calcul, dit parallèle, permet aux conditions aux limites d'être échangées en permanence entre les différents nœuds de calcul. Le calculateur est composé de 24 serveurs de calcul pourvus chacun de :

- deux processeurs Intel hexa-coeurs à 3,06 GHz,
- de 96 Go de mémoire rapides ECC DDR3 1333 MHz,
- d'un espace disque local SATA WCE 500 Go de vitesse 7200 tours/min,
- d'un port Infiniband 4x QDR.

Le temps de calcul réel, représente le temps écoulé entre la date de début de calcul et la date de fin. C'est le temps d'occupation effectif des processeurs, diminuant quand le nombre de processeurs utilisés augmente. Dans ce cas de calcul, le temps réel est de 12 h. Par contre, le temps de calcul pour 1CPU, représente le temps qui serait écoulé si le calcul avait été effectué sur un seul processeur et ce temps est égale à 96 h dans le cas présent.

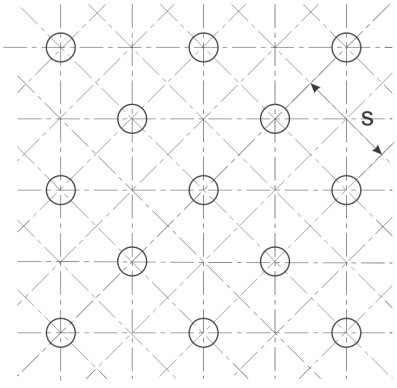


FIGURE 3.1 – Configuration de buses simples

La caractérisation topologique de l'écoulement implique la détermination de ses points singuliers et de leur connectivité. Pour cela, on se reporte en premier à la figure 3.2 qui présente l'iso surface de la norme de la vitesse $\|\overrightarrow{V}\|$=10 et colorée par la vitesse axiale. Ce choix de vitesse axiale permet de

TABLE 3.1 – Détails du maillage pour des jets simples

Type de cellules		Temps de calcul	
		Réel	1 CPU
tétraédriques	1 372 700		
prismatiques	3 267 344		
héxaédriques	288 000		
Totale de cellules	**4 928 044**	12 h	96 h

localiser les zones de vitesse ascendante et descendante qui caractérisent l'effet fontaine et l'écoulement axial des jets. Cette figure illustre clairement les caractéristiques particulières des jets multiples : Une première vue de dessus associée à une présentation plane d'une cellule élémentaire en entrelacement à la figure 3.2(a) montre les quatre points de séparations formant un carré. Ces quatre zones correspondent à un écoulement ascendant qui forme l'effet fontaine. Compte tenu des symétries, cette structure est reproductible pour une succession de cellules élémentaires.

La vue en perspective ainsi que celle du côté présentées sur les figures 3.2(b) et 3.2(c) mettent en avant les zones des jets où l'écoulement est descendant marqué par la couleur bleu ainsi que les zones où l'écoulement est ascendant mais qui a tendance à s'échapper plutôt dans la direction radiale que axiale.

Les iso contours de la vitesse axiale ont été par la suite présentés sur la Figure 3.3 sur quatre sections de la sortie des jets jusqu'à une distance proche de la paroi d'impact.

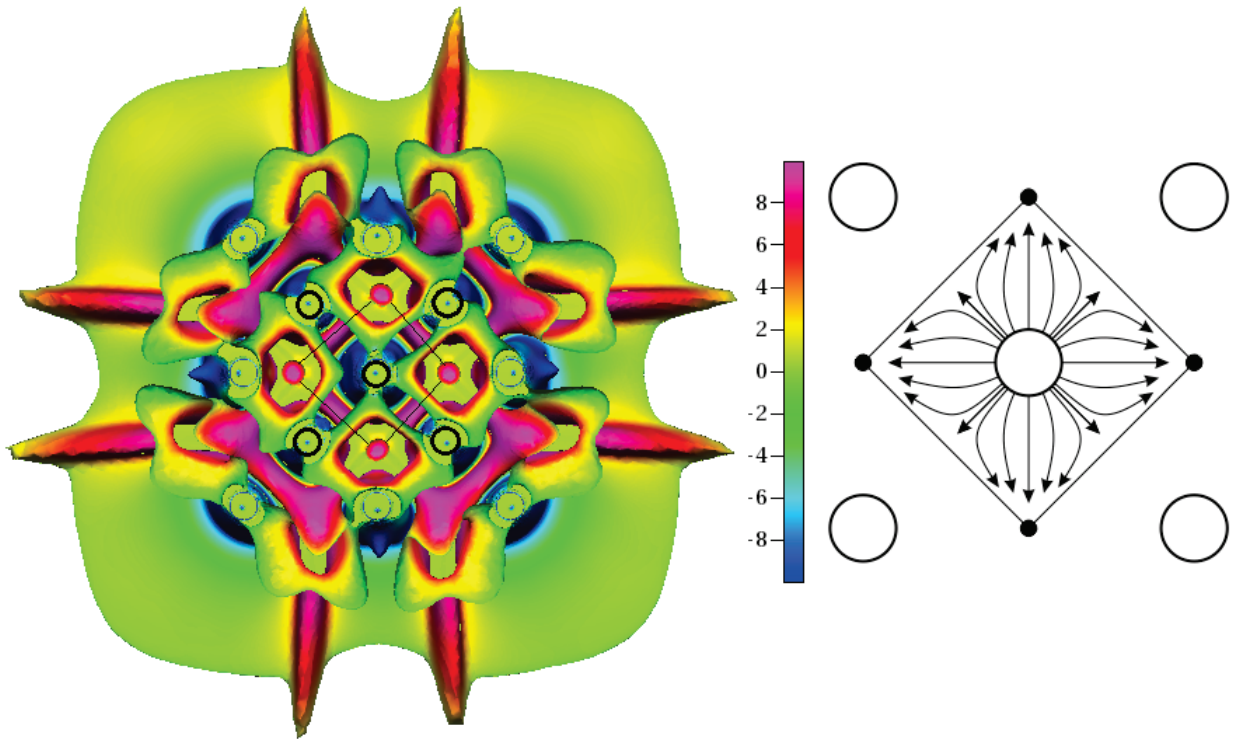
L'écoulement à la sortie des buses est présenté sur la figure 3.3(a). Les jets sont encore isolés chacun dans sa propre cellule avec la présence du cône potentiel du jet identifié par une vitesse descendante élevée marquée par les zones bleues. Cette structure rappelle l'écoulement d'un jet libre dans un fluide au repos. Les jets sont identiques et indépendants les uns des autres.

La structure circulaire est modifiée sur la figure suivante à z/D=1,5 et la vitesse au centre de chaque jet diminue suite au cisaillement qui se produit sur l'enveloppe des jets et les échanges de quantité de mouvement avec les jets voisins. On remarque que le jet au centre est confiné et que les interactions ont tendance à se développer plus favorablement dans la diagonale.

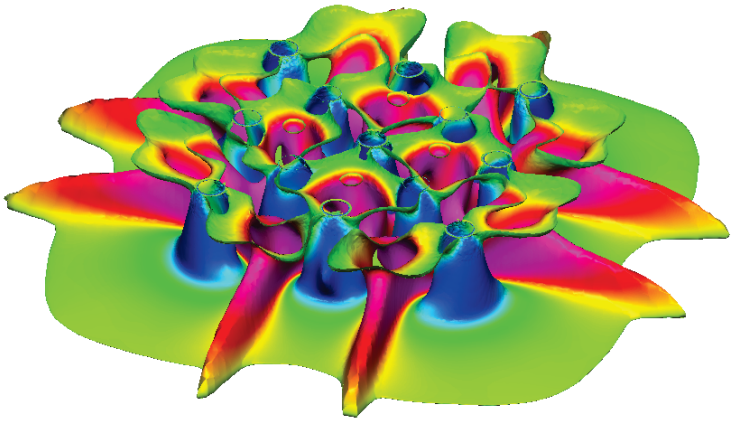
Dans cette figure, des zones de séparations sont également présentes à travers les vitesses positives colorées en rouge et qui correspondent à un écoulement ascendant. Ces zones s'apparentent à ce qu'on a déjà trouvé sur l'iso surface de la figure 3.2(a). On peut également faire la différence entre celles au centre formant un carré et celles à l'extérieur. Aussi semblables que puissent paraître, ces zones sont associées à des écoulements différents. Les zones au centre constituent un écoulement axial dans le sens inverse à l'écoulement du jet : c'est l'effet fontaine qui se produit suite aux interactions pariétales. Tandis que les zones extérieures correspondent à un écoulement ascendant mais en grande partie radial.

Proche de l'impact, les figures 3.3(c) et 3.3(d) montrent que le cône potentiel est également réduit et que les zones de séparations sont plus importantes. C'est dans ces régions que l'effet fontaine est intense.

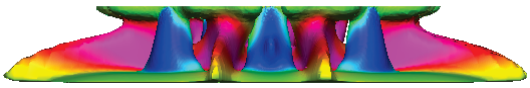
Ces figures montrent aussi que le jet central est de plus en plus confiné et sa structure circulaire ressemble à un jet unique tandis que, les jets externes sont aspirés vers la sortie car l'écoulement à cette



(a) Vue de dessus



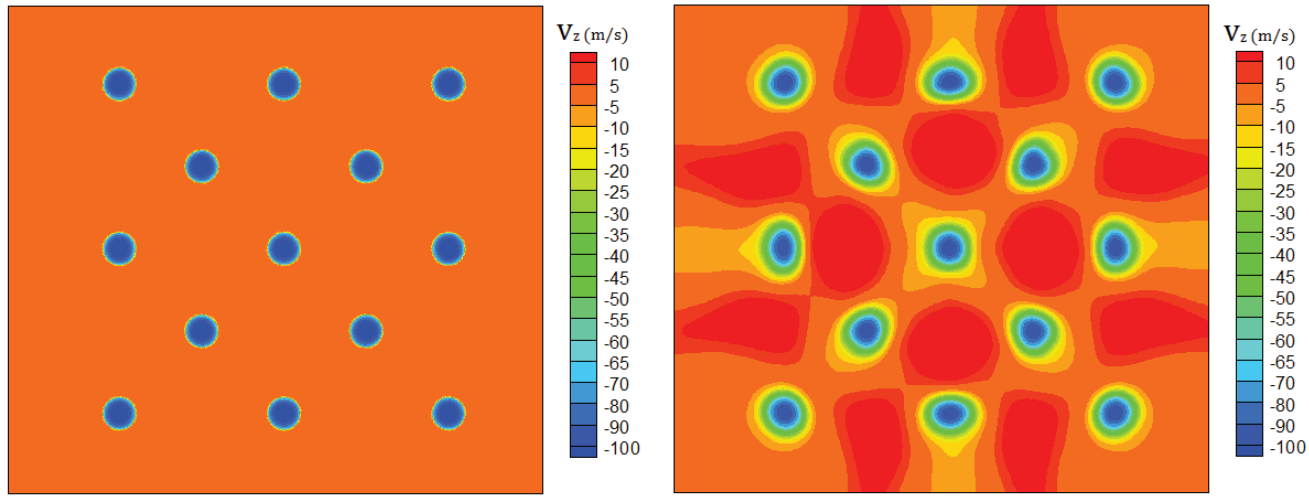
(b) Vue en perspective



(c) Vue de côté

FIGURE 3.2 – Identification des zones de séparation

distance est en grande partie radial.



(a) z/D=0,015 (b) z/D=1,5

(c) z/D=3 (d) z/D=3,5

FIGURE 3.3 – Iso-valeurs de la vitesse axiale pour de jets simples

3.3 Etude de jets multiples

3.3.1 Implatation d'un seul jet rotatif

Comme on a pu le voir dans la section précédente, la structure de l'écoulement pour une cellule élémentaire peut être reproductible dans l'ensemble du réseau. La question qui se pose à ce niveau, dans le cas de jets combinés (simples/rotatifs) sera t-il la même chose ? Pour cette raison, une étude dynamique pour une cellule élémentaire avec implantation d'un jet rotatif au centre est introduite en premier dans cette section.

La configuration d'étude est présentée sur la figure 3.4. La géométrie est également décomposée en bloc pour faciliter le maillage. Les types de cellules utilisées ainsi que les temps de calcul réel et pour 1 CPU sont rassemblées dans la table 3.2. Les conditions aux limites sont reprises du modèle précédent.

Le calcul en parallèle est lancé sur quatre processeurs dont les caractéristiques sont introduites au début de ce chapitre.

TABLE 3.2 – Détails du maillage et temps de calcul

Modèle	Nombre de cellules				Temps de calcul	
	Tetraèdres	Prismes	Hexaérdres	Total	Réel	Pour 1 CPU
θ=20°	965 959	1 942 448	438 272	**3 346 679**	28 h	112 h
θ=30°	957 989	1 941 904	438 272	**3 338 165**	37 h	148 h
θ=45°	948 329	1 924 464	438 272	**3 311 065**	37h	148 h

La table 3.3 rassemble les nombres de Reynolds associés à chaque dispositif de mise en rotation. Comme dans le cas d'un jet rotatif unique, le nombre de Reynolds se base sur la vitesse maximale sur l'axe du jet rotatif, notée Vmj.

TABLE 3.3 – Nombre de Reynolds

θ=20°		θ=30°		θ=45°	
V_{mj} (m/s)	Re	V_{mj} (m/s)	Re	V_{mj} (m/s)	Re
153,78	9,79E+04	153,78	9,79E+04	174,59	1,11E+05

3.3.2 Étude dynamique

Dans la mesure où les structures particulières de l'écoulement sont identifiables, ce résultat reste exploitable. Afin d'extraire plus d'information, on présente dans la figure 3.5 les iso surfaces de la norme de la vitesse $\|\overrightarrow{V}\|$=10 colorée par la vitesse axiale pour les trois dispositifs de mise en rotation.

La première constatation pour les figures 3.5(a), 3.5(b) et 3.5(c) montre des structures analogues. L'écoulement descendant est associé aux jets simples et le jet rotatif au centre et l'écoulement ascendant correspond aux zones de détachement de l'écoulement et la formation de la fontaine suite aux interactions pariétales. Cependant, une comparaison entre les trois figures fait apparaitre quelques différences, tout particulièrement en ce qui concerne le dispositif de mise en rotation à θ=45°. Les zones de séparation marquées par des bosses sont plus aplaties et la vitesse du jet rotatif est nettement réduite.

Ce dernier point est en grande partie l'origine de cette différence. En effet, la force de l'interaction entre les jets dépend de l'énergie cinétique des écoulements pariétaux et les effets sont plus forts lorsque la vitesse des écoulements est grande. En revanche, l'écoulement pour le dispositif de mise en rotation avec θ=45° perd rapidement une grande partie de son intensité ; ce qui rend sa contribution aux interactions pariétales limitée.

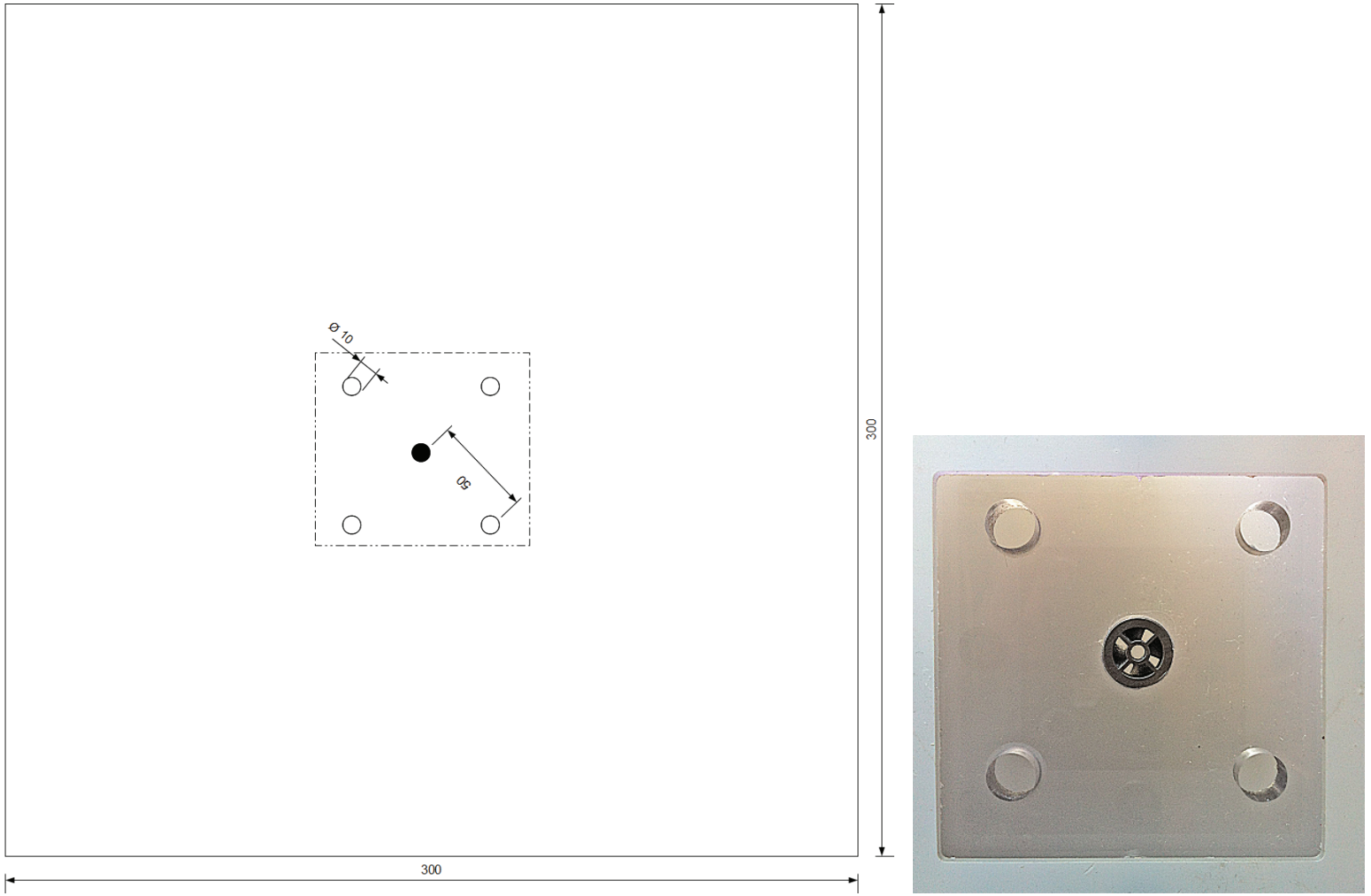
Les figures 3.6 à 3.8 présentent les contours de la vitesse axiale sur des sections z/D de la sortie des jets jusqu'à une distance proche de l'impact. La section en amont est présentée sur les figures 3.6(a), 3.7(a) et 3.8(a). La première constatation à l'issue de la comparaison des différentes figures présentées montre un comportement similaire. Le cœur de l'écoulement dans les dispositifs de mise en rotation ainsi que le cône potentiel dans le tube central et dans les buses simples sont clairement identifiables. Ces figures permettent également de localiser les zones de séparation sous les pales qui sont légèrement différentes pour θ=45°. Ces zones ont été identifiées précédemment sous forme de structures tourbillonnaires dans la figure 2.29. On peut déduire qu'à la sortie, les jets se comportent individuellement chacun dans sa propre cellule. Les jets simples sont indépendants et leur structure ressemble à celle d'un jet unique. L'effet du jet rotatif n'intervient pas à ce niveau.

Comme illustré sur les figures 3.6(b), 3.7(b) et 3.8(b), loin de la section en amont, les jets rotatifs perdent rapidement leur intensité par rapport aux jets simples sous l'effet de la diffusion radiale favorisée par le mouvement rotatif et la vitesse débitante dans le dispositif de mise en rotation, est fortement réduite. Le cône potentiel pour les jets simples se rétrécit également sous l'effet du cisaillement.

Il est aussi important de constater la présence des quatre zones de séparation comme celles identifiées dans la figure 3.2(a). Ce résultat confirme en partie la structure de l'écoulement d'une cellule élémentaire.

En comparant les trois figures entre elles, on constate que les zones de séparation qui correspondent à l'effet fontaine sont d'autant moins marquées que l'angle d'inclinaison θ augmente. La vitesse débitante elle aussi diminue avec θ. En revanche, il apparait que la structure des jets simples n'est pas très affectée par la présence des dispositifs de mise en rotation.

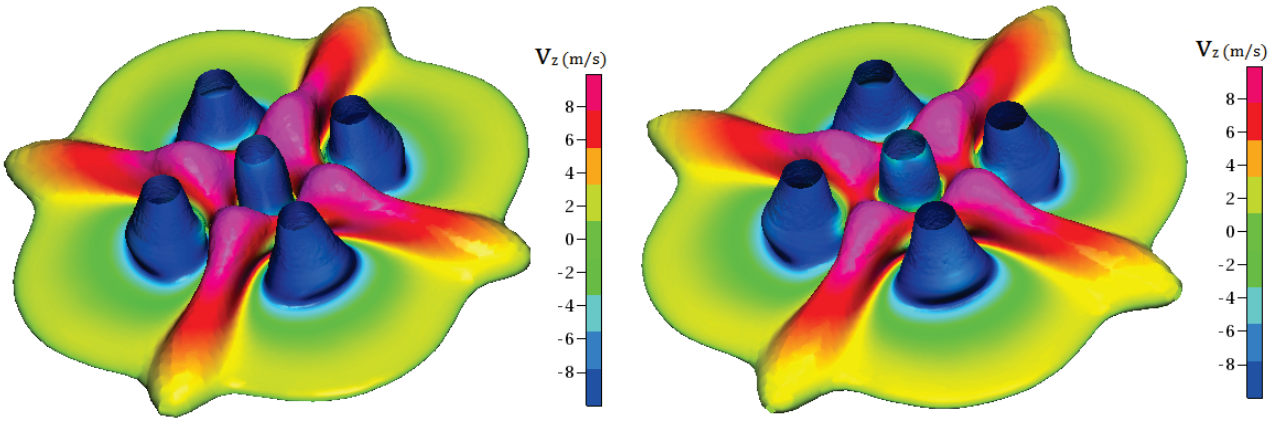
Ces constatations sont également mises en évidence vers l'aval en z/D=3 et z/D=3,5 à travers les figures 3.6(c), 3.7(c) et 3.8(c) ainsi que dans 3.6(d), 3.7(d) et 3.8(d) : la structure des jets simples est conservée et la vitesse débitante du jet rotatif est nettement réduite particulièrement pour θ=45°.



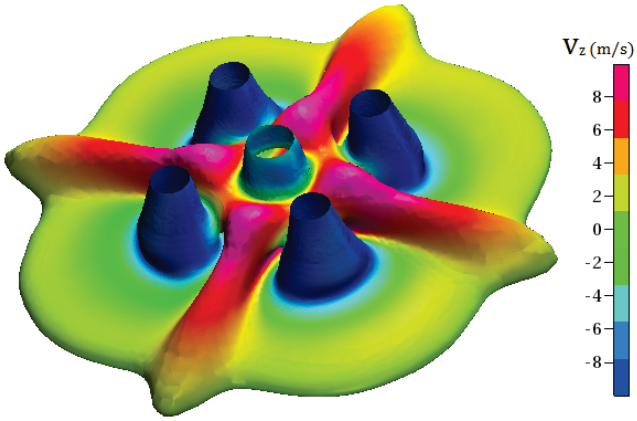
(a) Schéma avec cotations

(b) Détails du domaine d'étude

FIGURE 3.4 – Configuration multi-jets : quatre jets simples avec un jet rotatif

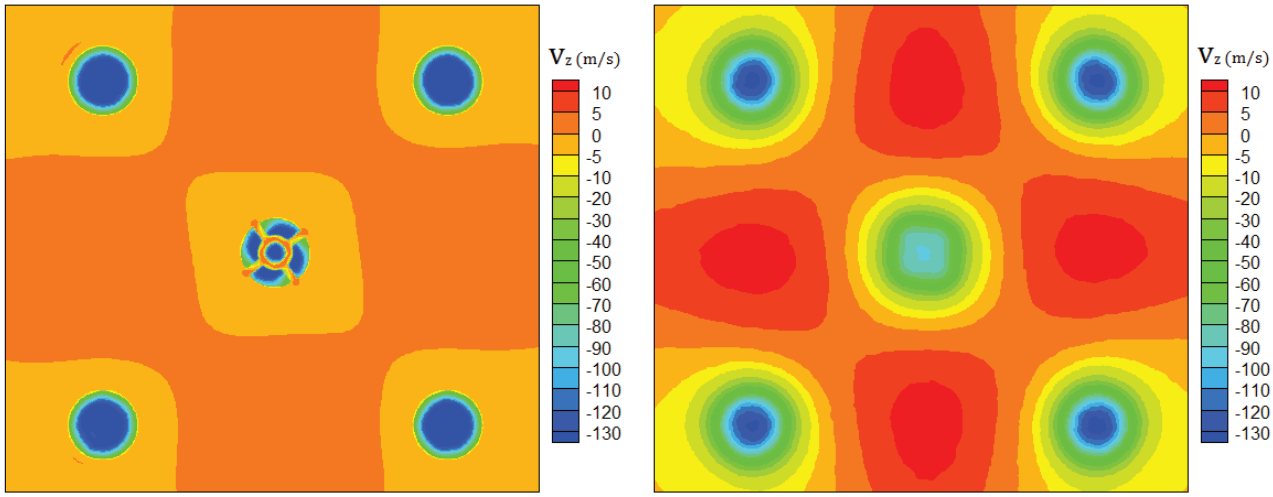


(a) θ=20˚ (b) θ=30˚



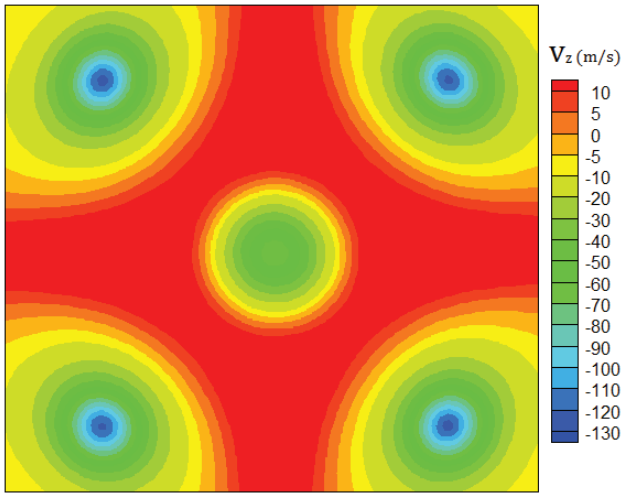
(c) θ=45˚

FIGURE 3.5 – Iso surface de la norme de la vitesse colorée par la vitesse axiale

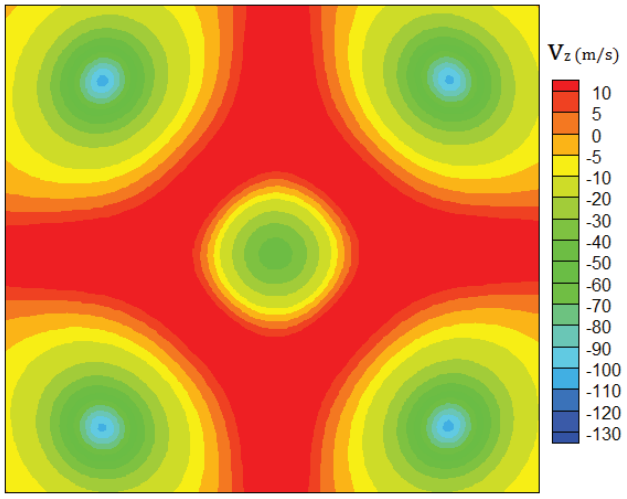


(a) z/D=0,015

(b) z/D=1,5

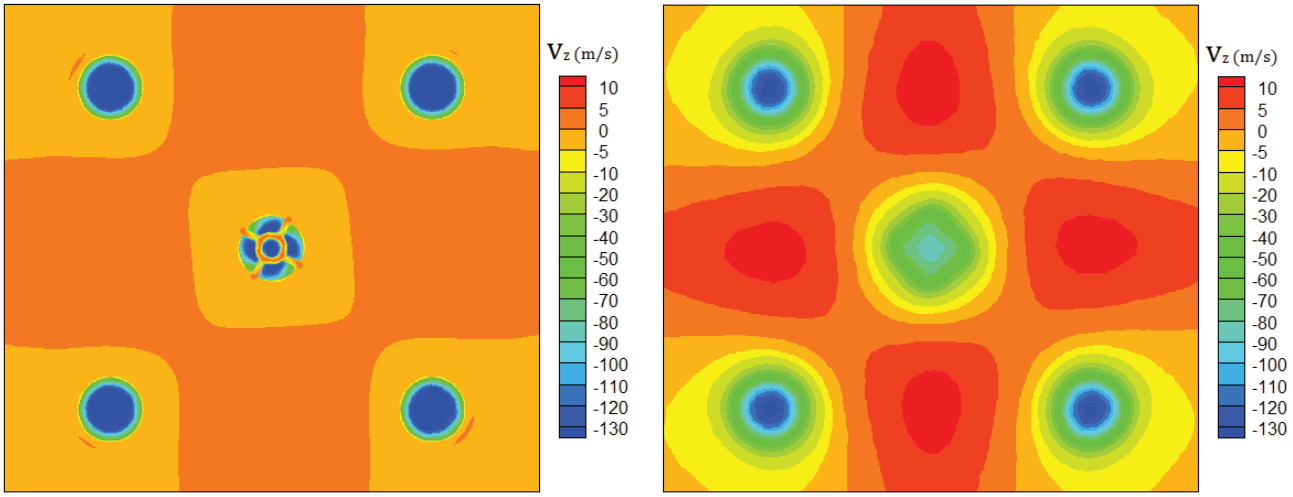


(c) z/D=3



(d) z/D=3,5

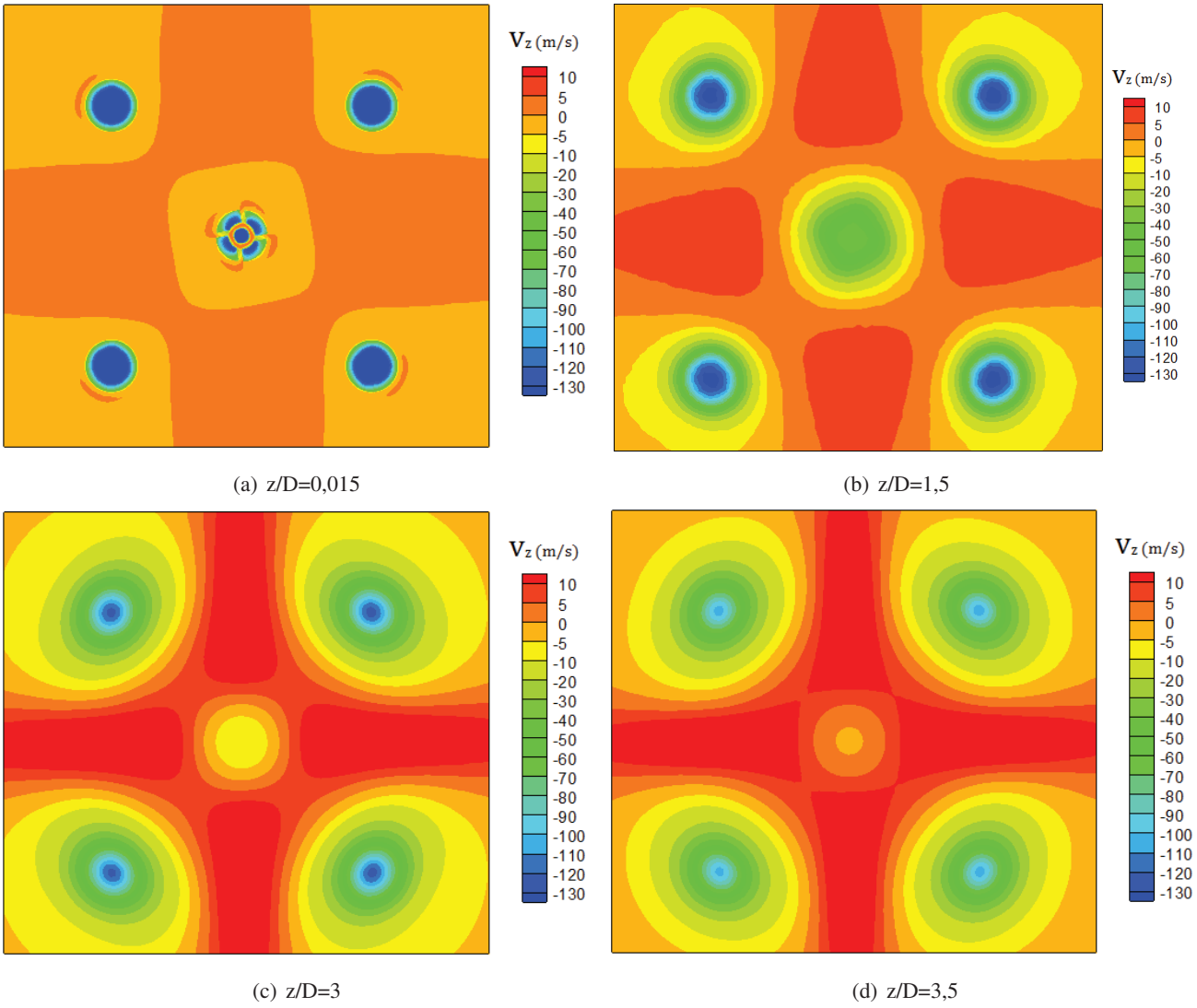
FIGURE 3.6 – Iso-valeurs de la vitesse axiale pour θ=20°



(a) z/D=0,015 (b) z/D=1,5

(c) z/D=3 (d) z/D=3,5

FIGURE 3.7 – Iso-valeurs de la vitesse axiale pour θ=30°



(a) z/D=0,015 (b) z/D=1,5

(c) z/D=3 (d) z/D=3,5

FIGURE 3.8 – Iso-valeurs de la vitesse axiale pour θ=45°

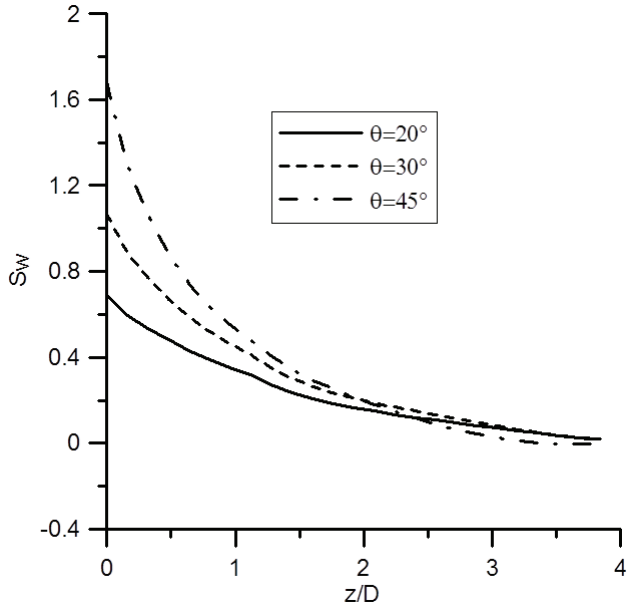


FIGURE 3.9 – Comparaison entre les trois configurations pour la cellule élémentaire

3.3.3 Quantification de la rotation

Après avoir détaillé les structures de l'écoulement en présence d'un jet rotatif, dans cette partie on s'intéresse à la quantification de la rotation dans la zone du jet définie précédemment.

La figure 3.9 présente l'évolution du nombre de swirl calculé sur plusieurs sections de l'amont (sortie du jet) vers l'aval (plaque d'impact). Les profils obtenus sont analogues à ceux du jet rotatif unique. On dégage ainsi les similarités suivantes :

Une évolution monotone avec une décroissance du nombre de swirl de l'amont vers l'aval pour les trois dispositifs de mise en rotation.

A l'interface de sortie du jet, le nombre de swirl est d'autant plus important que l'angle d'inclinaison augmente.

Progressivement, le nombre de swirl diminue et cette décroissance est plus rapide pour θ=45°. A z/D=2, le taux de rotation pour ce dernier dispositif de mise en rotation devient moins important que θ=20° et θ=30°.

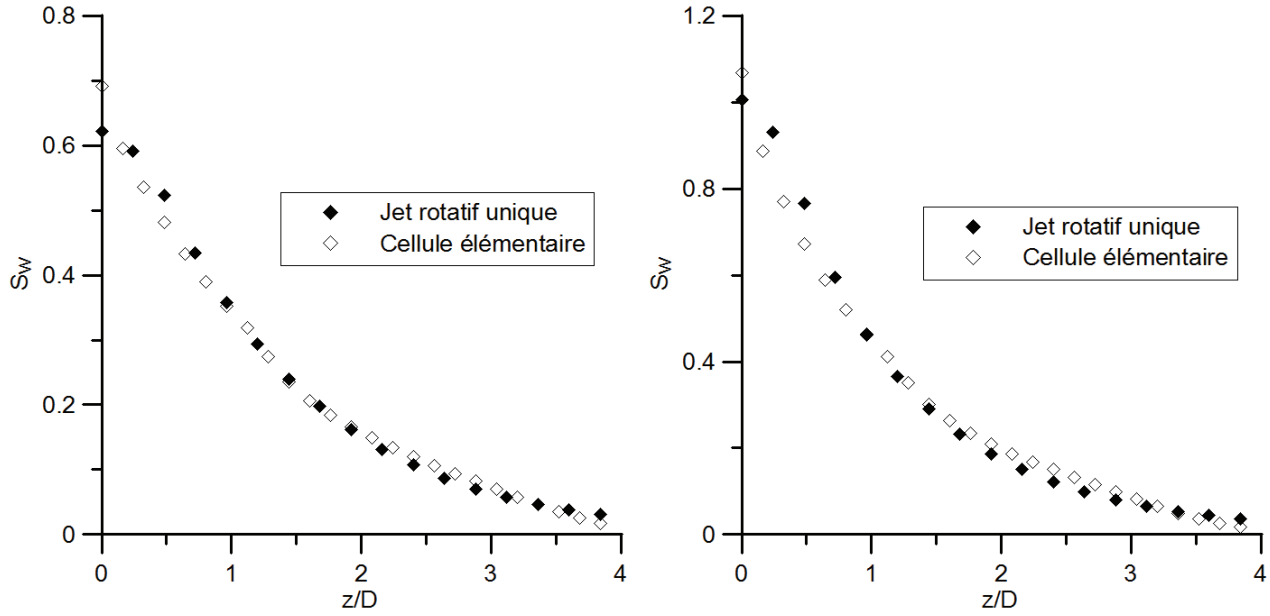
En revanche, l'évolution du nombre de swirl pour θ=30° est supérieure à celle de θ=20° et ce jusqu'à une distance z/D=3 où les deux profils se rejoignent avec un taux très réduit de rotation.

Aussi semblables que puissent paraître, du point de vue allure générale, une première constatation à l'issue de la comparaison avec un jet rotatif unique présentée sur la figure 3.10 montre quelques différences.

À l'interface de la sortie, l'évolution du nombre de swirl montre une bonne concordance pour le dispositif avec θ = 45° puis un écart qui augmente lorsque l'angle d'inclinaison des pales diminue. Cet écart situé à cet endroit où l'écoulement est encore spécifique au dispositif de mise en rotation nous

laisse présumer que la présence des buses affecte l'écoulement du jet rotatif dans le dispositif de mise en rotation même avant la sortie.

Cette différence diminue progressivement vers l'aval indiquant que l'implantation du jet rotatif avec les jets simples ne modifie que très légèrement sa contribution en termes de taux de rotation et ce qui montre encore que si l'intensité de rotation est relativement conservée pour les trois dispositifs de mise en rotation uniques ou combinés alors les interactions avec les buses autour est limitée et par conséquent comme on a vu précédemment, la structure des jets simples n'est pas réellement affectée par la présence des jets rotatifs.



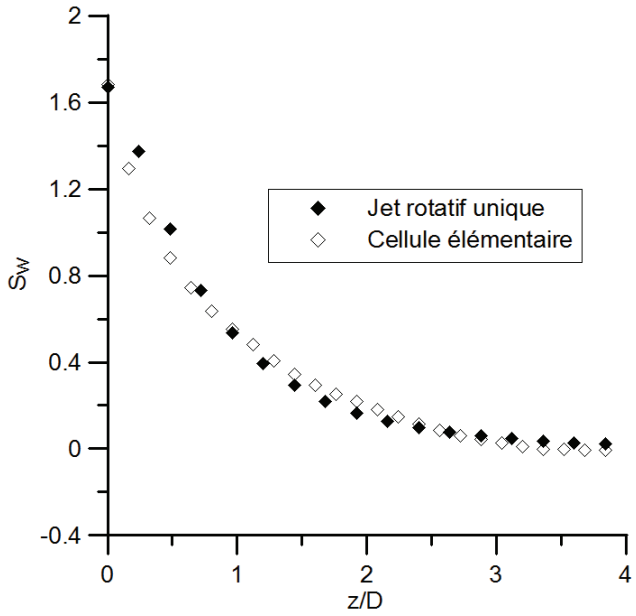
(a) θ=20° (b) θ=30°

3.3.4 Implantation de quatre jets rotatifs

Cette partie traite une configuration constituée d'une succession de cellules élémentaires. On a ainsi repris la configuration de départ présentée sur la figure 3.1 avec l'implantation de quatre dispositifs de mise en rotation dans les buses simples. Le domaine dans son ensemble est présenté sur la figure 3.11(a) et le détail de l'implantation des jets rotatifs est illustré sur la figure 3.11(b). Les dispositifs de mise en rotation numérotés de 1 à 4 tournent dans le sens contraire deux à deux. Le maillage final sur lequel s'effectuent les simulations numériques doit être suffisamment raffiné pour représenter correctement les détails de l'écoulement.

Toute la difficulté consiste alors à implémenter à chaque fois de nouveaux éléments et à refaire le maillage dans sa totalité. Pour pallier cette difficulté, il était nécessaire de décomposer la géométrie en plusieurs blocs pour faciliter la tache de remplacement des dispositifs de mise en rotation sans avoir à refaire toute la configuration.

Les détails du maillage sont résumés dans la table 3.4. Le nombre total des cellules présente trois fois



(c) θ=45°

FIGURE 3.10 – Comparaison avec un jet rotatif unique

celui d'une cellule élémentaire comme indiqué sur la table 3.5. Pour cette raison, il n'était pas possible de faire le calcul sur quatre processeurs comme pour la cellule élémentaire.

Huit processeurs ont été utilisés dans ce cas et le temps de calcul réel et pour 1 CPU est présenté également dans la table 3.4. On remarque clairement la contribution énorme des ressources informatiques pour ces études qui nécessitent des calculateurs puissants, vue le nombre énorme de cellules constituant le maillage.

Les conditions aux limites ainsi que le modèle de turbulence sont conservés afin d'avoir des résultats comparables avec les cas précédents.

TABLE 3.4 – Détails du maillage et temps de calcul

Modèle	Nombre de cellules				Temps de calcul	
	Tetraèdres	Prismes	Hexaérdres	Total	Réel	Pour 1 CPU
θ=20°	2 794 783	4 882 864	1 529 088	**9 206 735**	35 h	280 h
θ=30°	3 018 770	4 499 676	1 529 088	**9 047 534**	53 h	424 h
θ=45°	3 029 896	4 502 524	1 529 088	**9 061 508**	46 h	368 h

Les nombres de Reynolds caractéristiques de l'écoulement pour les trois dispositifs de mise en rotation sont rassemblés dans la table 3.6.

TABLE 3.5 – Comparaison de nombre de cellule pour les deux domaines utilisés

Modèle	Nombre de cellules totales		
	θ=20°	θ=30°	θ=45°
4 buses	3 346 679	3 338 165	3 311 065
9 buses	9 206 735	9 047 534	9 061 508

TABLE 3.6 – Nombre de Reynolds

θ=20°		θ=30°		θ=45°	
V_{mj} (m/s)	Re	V_{mj} (m/s)	Re	V_{mj} (m/s)	Re
143,46	9,14E+04	143,46	9,14E+04	168,16	1,07E+05

3.3.5 Étude dynamique

Le choix de l'implantation des dispositifs de mise en rotation tournants dans le sens anti horaire deux à deux ajoute une difficulté supplémentaire. Cette étape a nécessité la conception de trois formes avec les mêmes angles d'inclinaison de celles utilisées dans l'étude précédente mais avec des pales orientées dans le sens inverse. La figure 3.12 illustrent le champ de vecteurs projetés représentatifs de l'écoulement en sortie de deux dispositifs de mise en rotation à sens inverse.

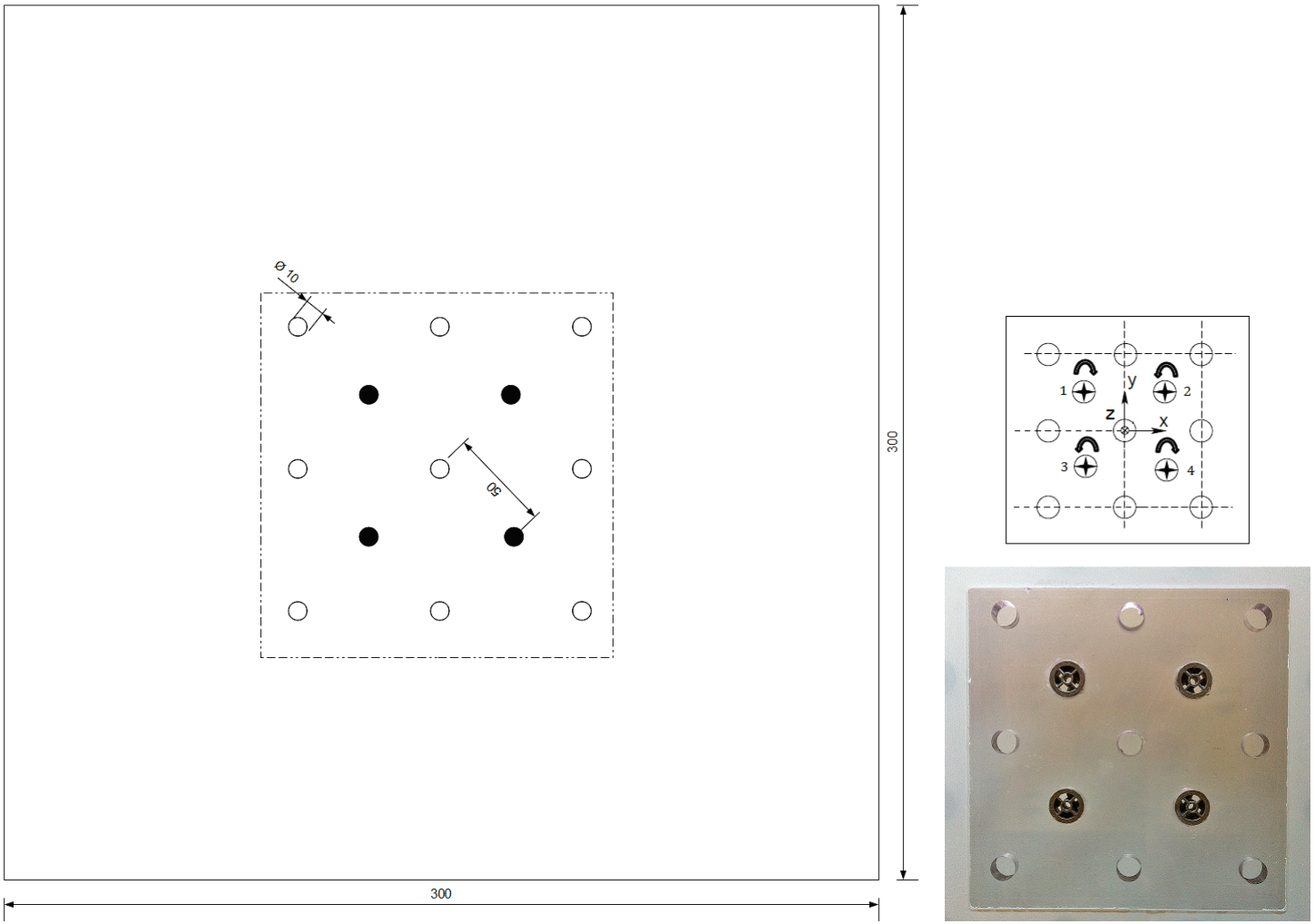
Les composantes circonférentielles sur les deux figures 3.12(a) et 3.12(b) montrent le sens de rotation. La caractérisation topologique du champ de vecteurs montre également les zones d'entrainement de l'écoulement initialement au repos ce qui permet le passage progressif du radial au circonférenciel. La ressemblance entre les deux modèles est encore plus marquée au centre où l'écoulement qui correspond au tube central est pratiquement en totalité axial.

De nature tridimensionnelle, l'écoulement devient difficile à visualiser pour que des conclusions significatives puissent être tirées de l'étude des structures d'écoulement. Pour pallier cette difficulté et être en mesure de mettre en évidence les structures partculières de l'écoulement, on présente sur la figure 3.13 l'écoulement à travers les iso surfaces de la norme de la vitesse $\|\overrightarrow{V}\|$=10 colorées par la vitesse axiale.

La première constatation à l'issue de la comparaison des différentes planches présentées sur les figures 3.13(a), 3.13(b) et 3.13(c) est que le comportement général est semblable et les structures particulières de l'écoulement sont retrouvées pour les trois configurations : Trois zones sont plus particulièrement dignes d'intérêt sur ces figures :

- Tout d'abord, la structure cellulaire qui met en avant les zones de séparation, que l'on peut localiser entre les jets. Ces zones sont associées à l'effet fontaine.
- Ensuite, les zones d'attachement qui s'apparentent à l'écoulement descendant des jets. Il est en revanche nettement visible à la vue de diverses présentations, que la vitesse axiale pour les jets rotatifs diminue d'autant plus que l'angle d'inclinaison augmente.
- Finalement, cette ressemblance est aussi marquée au niveau de l'écoulement extérieur, qui même

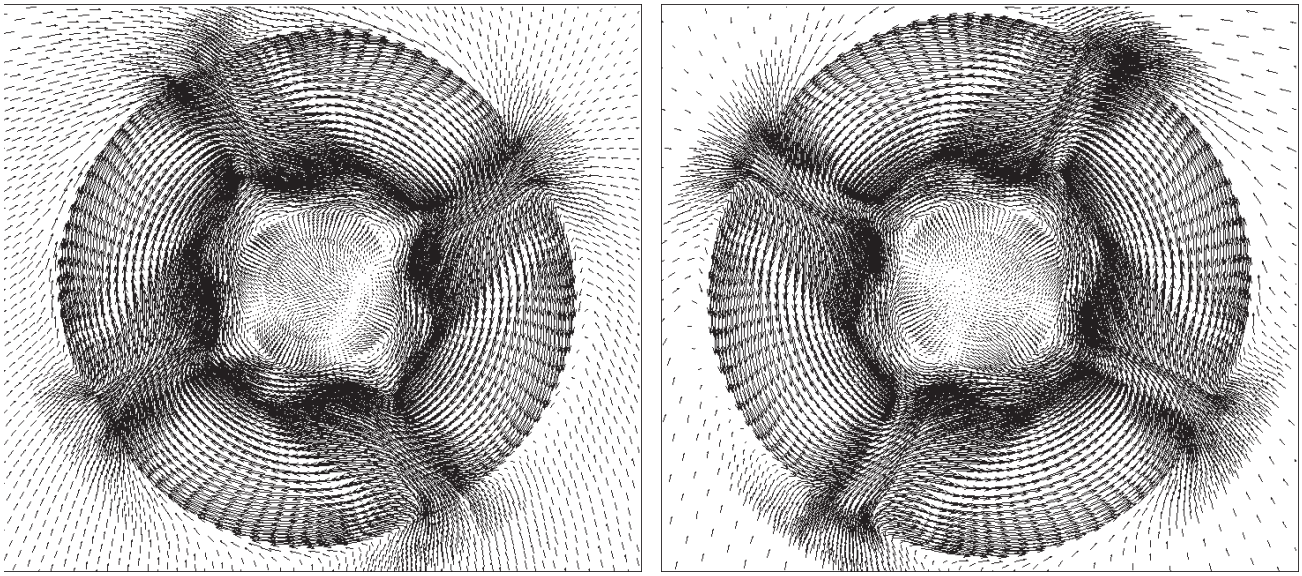
s'il est en grande partie radial, il présente des zones d'écoulement ascendant.



(a) Schéma avec cotations

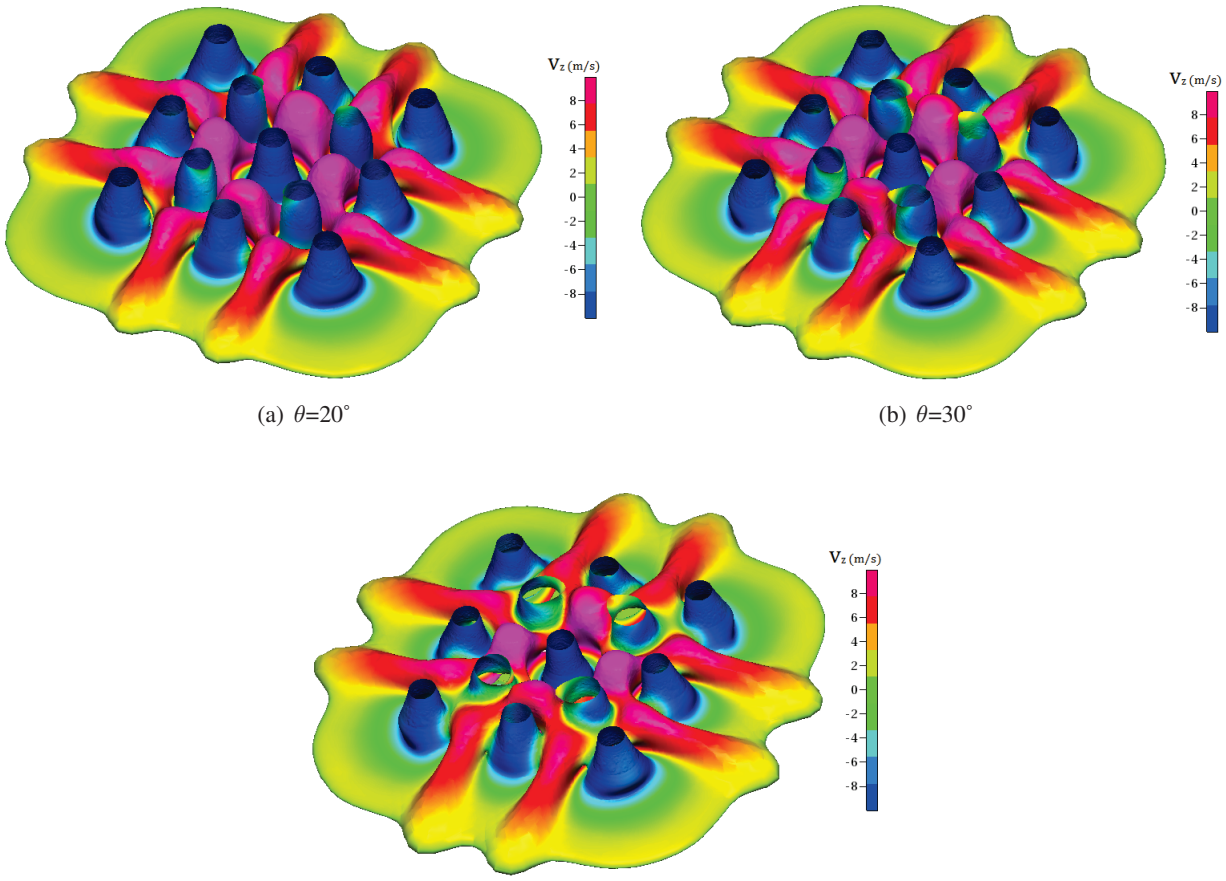
(b) Détails du domaine d'étude

FIGURE 3.11 – Configuration multi-jets : neuf jets simples avec quatre jets rotatifs



(a) gauche (1) (b) droite (2)

FIGURE 3.12 – Vecteurs vitesse de l'écoulement de rotation



(a) θ=20° (b) θ=30°

(c) θ=45°

FIGURE 3.13 – Iso surface de la norme de la vitesse colorée par la vitesse axiale

Les iso-valeurs de la vitesse axiale sont présentées par la suite dans les figures 3.14 à 3.16. Les figures notées (a), (b), (c) et (d) sont relatives à quatre sections allant de la sortie des jets (zone amont) jusqu'à une distance proche de la paroi d'impact (zone aval).

À la vue d'une première comparaison entre les différentes planches en amont, un comportement similaire apparait sur les figures 3.14(a), 3.15(a) et 3.16(a). Les jets simples sont caractérisés par le cône potentiel occupant une zone importante. La vitesse axiale permet également d'identifier la vitesse débitante et le coeur de l'écoulement ainsi que les zones de séparation sous les pales pour les jets rotatifs. À cette distance, chacun des jets est confiné dans sa propre cellule et les structures des jets simples comme rotatifs ressemblent à des jets uniques.

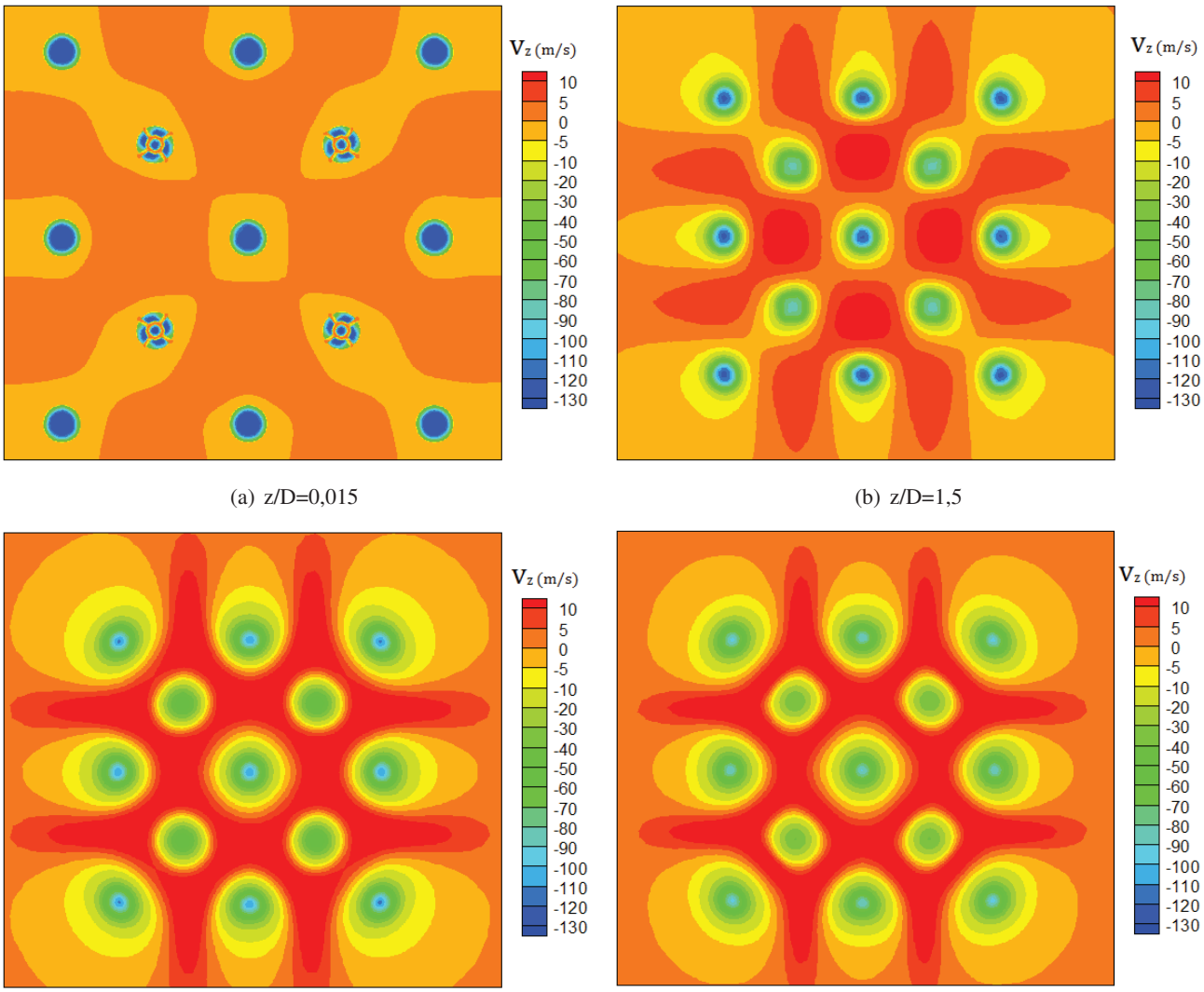
Les figures suivantes, 3.14(b), 3.15(b) et 3.16(b) présentent par contre quelques différences notables par rapport à celles en amont. Cette section située un peu loin de l'entrée montre que tout comme la cellule élémentaire, l'écoulement a tendance à se développer favorablement vers les diagonales. La structure des jets simples et rotatifs a changé avec une réduction du cœur de l'écoulement et les cônes potentiels sous l'effet du cisaillement qui se développe sur l'enveloppe de chaque jet et les échanges de quantité de mouvement avec les jets voisins. À cette distance z/D=1,5, les points de séparation formant une structure carré apparaissent. On rappelle que cette structure a été également mise en évidence pour la configuration de jets simples.

Maintenant, en comparant les trois figures 3.14(b), 3.15(b) et 3.16(b) entre elles, on remarque que malgré l'utilisation de différents dispositifs de mise en rotation, les structures cellulaires n'ont pas été modifiées pour les jets externes. Ce résultat confirme la conclusion trouvée avec l'implantation d'un seul jet rotatif à savoir que le mouvement rotatif n'affecte visiblement pas la structure des jets simples. Cette comparaison a permis également de tirer d'autres conclusions : les zones de séparation sont moins marquées pour θ=45° et la vitesse débitante est très réduite pour ce dispositif de mise en rotation.

Ces constatations sont par la suite confirmées vers l'aval. Les figures 3.14(c), 3.15(c) et 3.16(c) et 3.14(d), 3.15(d) et 3.16(d) montrent que le jet au centre est caractérisé par une structure circulaire ressemblante à celle d'un jet unique et que lorsque l'angle d'inclinaison des pales augmente les jets rotatifs perdent énormément leur intensité particulièrement pour θ=45°. L'effet fontaine localisé à z/D=3,5 apparait également réduit pour θ=45° par rapport à θ=20° et θ=30°.

Les remarques précédentes amènent à la conclusion que la disparition précoce du jet rotatif n'affecte en aucun cas la structure des jets externes qui gardent tout de même une forme similaire indépendamment de l'angle d'inclinaison.

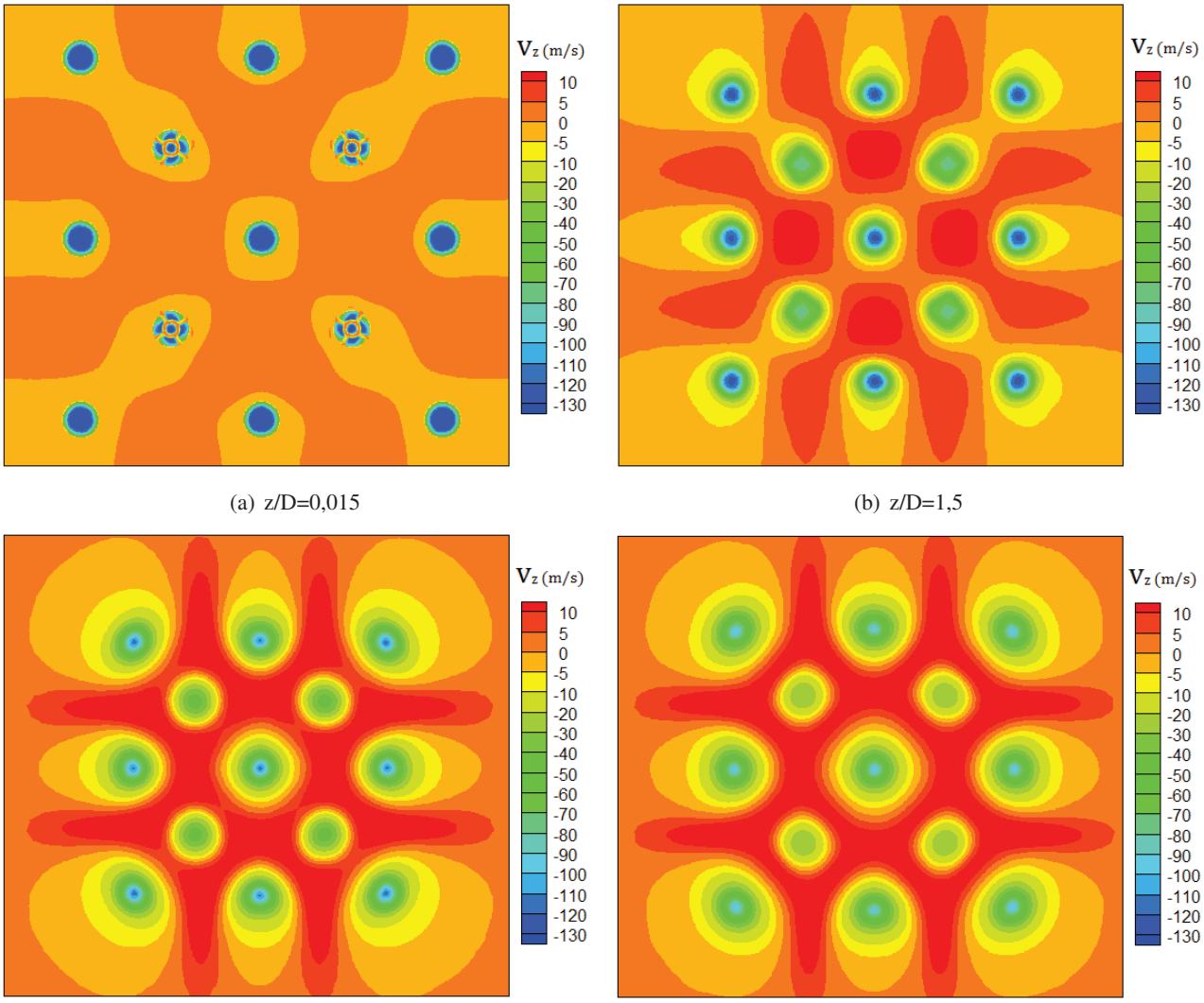
L'étude dynamique avec implantation de quatre jets rotatifs entreprise ici a également prouvé la faisabilité d'un calcul numérique réaliste en ce qui concerne les structures cellulaires d'écoulement qui ont été retrouvées pour les trois dispositifs de mise en rotation. Cette étude a mis en avant aussi l'effet réduit de la présence des jets rotatifs avec les jets simples.



(a) z/D=0,015 (b) z/D=1,5

(c) z/D=3 (d) z/D=3,5

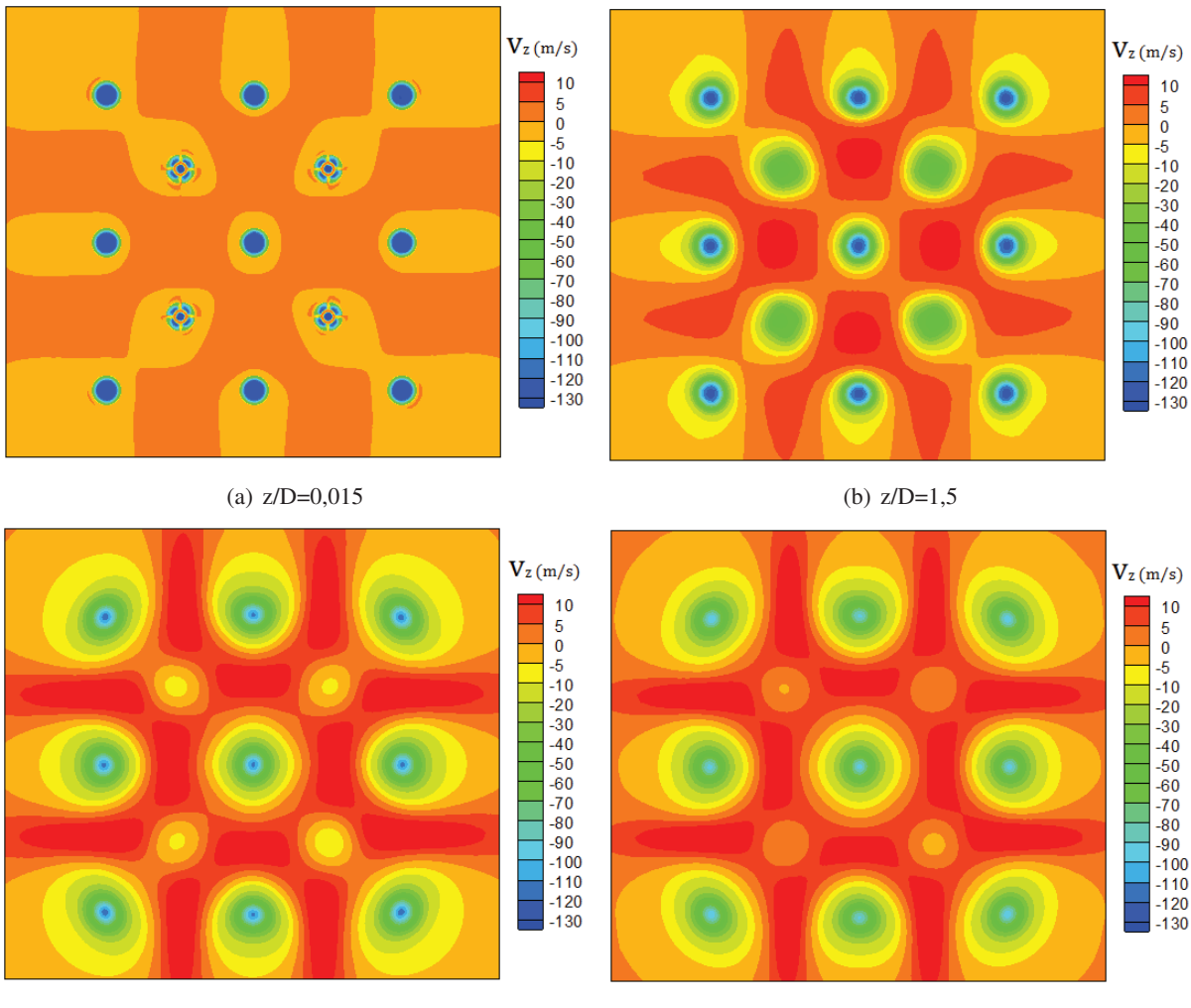
FIGURE 3.14 – Iso-valeurs de la vitesse axiale pour θ=20°



(a) z/D=0,015 (b) z/D=1,5

(c) z/D=3 (d) z/D=3,5

FIGURE 3.15 – Iso-valeurs de la vitesse axiale pour θ=30°



(a) z/D=0,015 (b) z/D=1,5

(c) z/D=3 (d) z/D=3,5

FIGURE 3.16 – Iso-valeurs de la vitesse axiale pour θ=45°

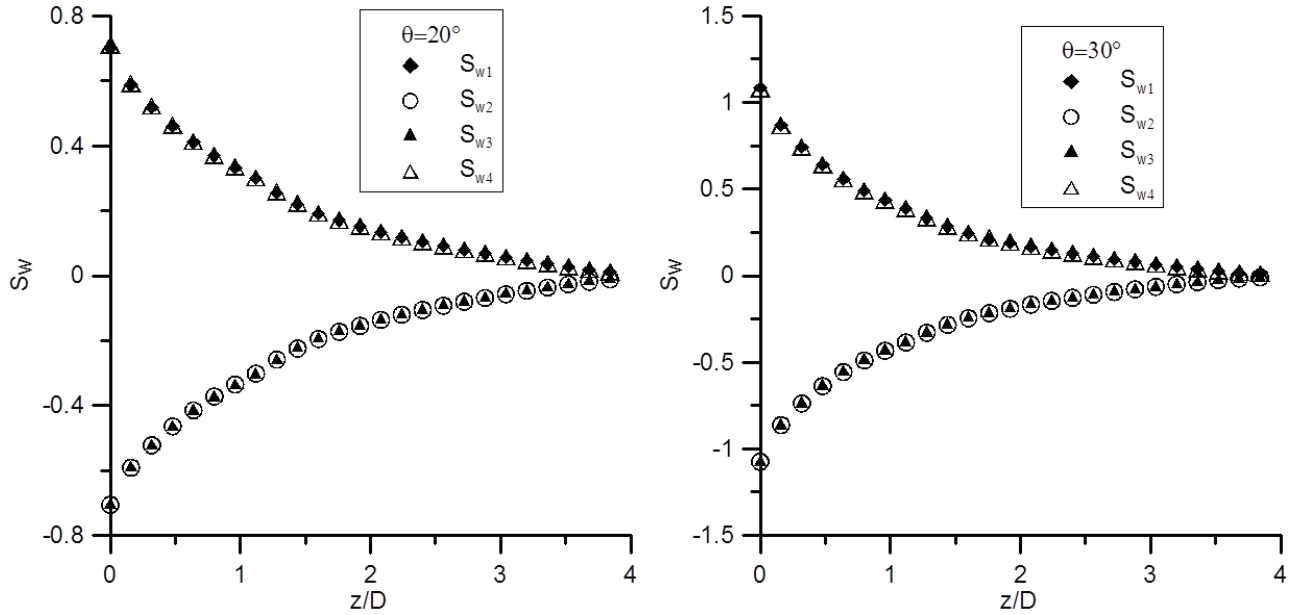
3.3.6 Quantification de la rotation

L'évolution axiale du nombre de swirl est présentée sur les figures 3.17(a), 3.17(b) et 3.17(c). La notation du nombre de swirl se base sur la numérotation présentée sur la figure 3.11(b). On rappelle que les formes (1) et (4) tournent dans le sens positif ou horaire et les formes (2) et (3) tournent dans le sens inverse ou antihoraire. La première constatation à l'issue de la comparaison des différentes planches montre que les profils du nombre de swirl sont similaires avec une évolution décroissante dans la partie supérieure et une évolution croissante dans le sens négatif pour la partie inférieure. En revanche, le taux de rotation généré augmente avec l'angle d'inclinaison.

Pour chaque inclinaison, les profils de nombre de swirl sont superposés dans la partie supérieure et dans la partie inférieure. Ce résultat met en évidence le comportement analogue des dispositifs de mise en rotation tournant dans le même sens. Ces dispositifs produisent le même taux de rotation à cause de leur géométrie identique indépendamment du sens de rotation.

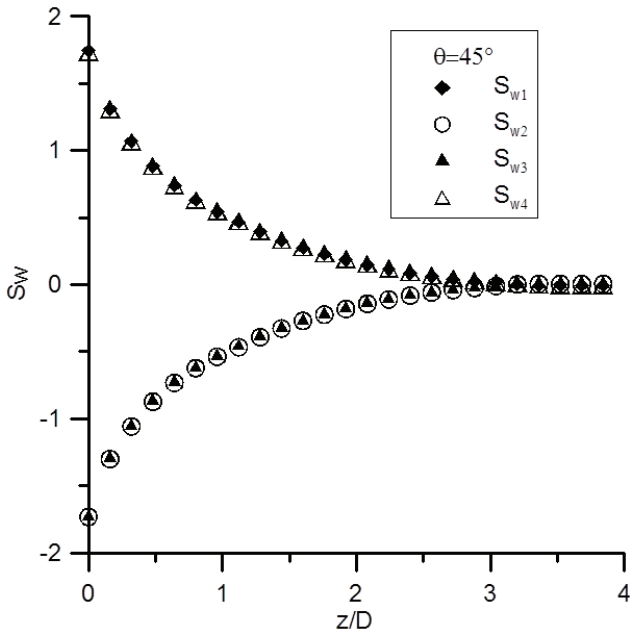
Ce dernier résultat est confirmé par la figure 3.18 qui présente l'évolution du nombre de swirl calculé pour les trois dispositifs de mise en rotation pour chaque position de (1) à (4). La comparaison entre les figures 3.18(a), 3.18(b), 3.18(c) et 3.18(d) montre des allures similaires. Les nombres de swirl négatifs sont associés aux positions (2) et (3) pour les dispositifs tournants dans le sens anti horaire.

Pour les positions (1) et (4), les allures trouvées sont analogues à celles pour une cellule élémentaire.



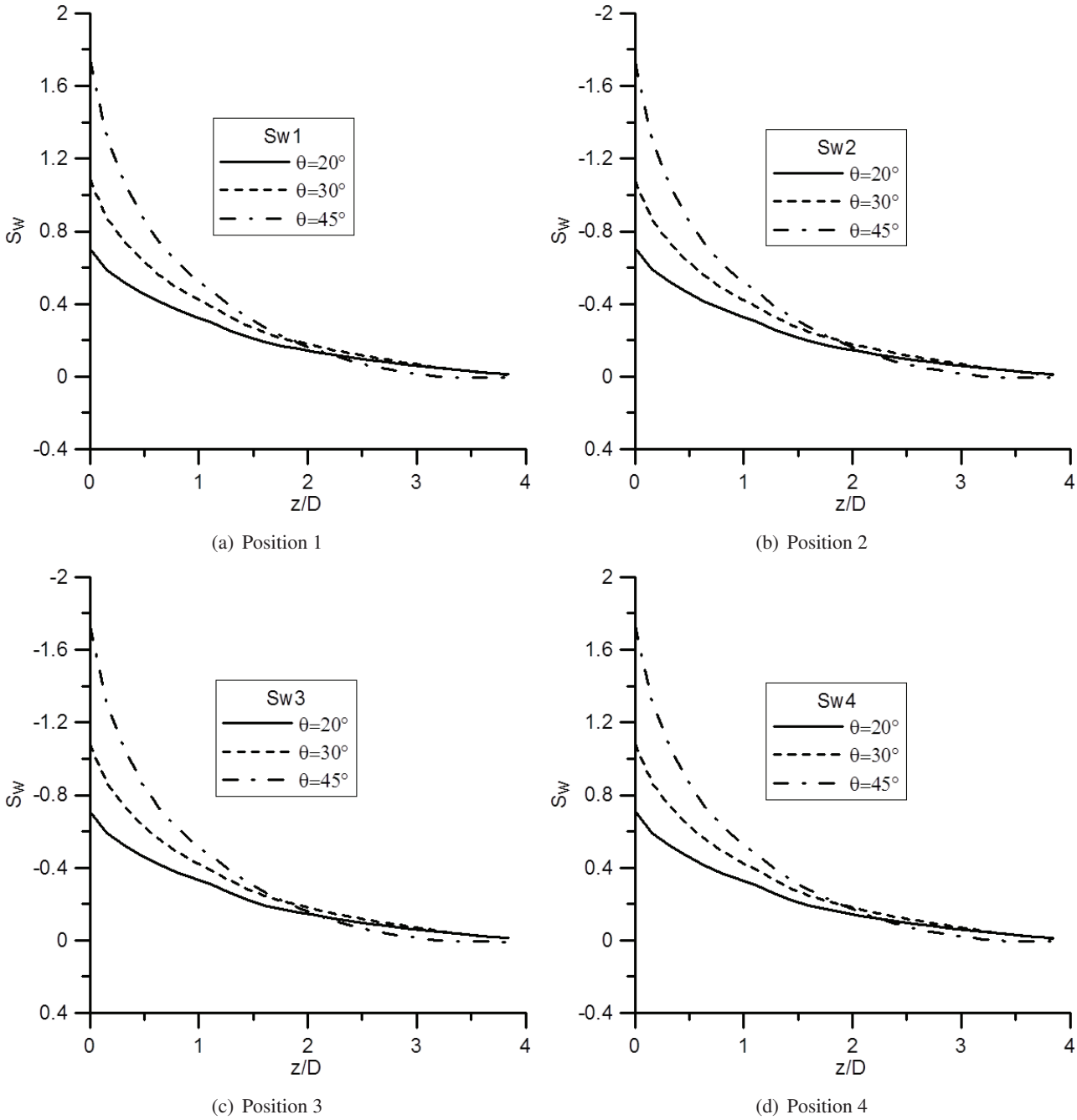
(a) θ=20°

(b) θ=30°



(c) θ=45°

FIGURE 3.17 – Évolution du nombre de swirl dans chaque configuration pour les 4 positions du dispositif de mise en rotation



(a) Position 1

(b) Position 2

(c) Position 3

(d) Position 4

FIGURE 3.18 – Comparaison entre les trois configurations pour chaque dispositif de mise en rotation

Une comparaison avec l'implantation d'un seul jet rotatif et le cas d'un jet rotatif unique est illustrée sur la figure 3.19. Les profils du nombre de swirl coïncident dans le cas de l'implantation d'un seul jet rotatif et dans le cas de quatre jets rotatifs. Ceci montre que chaque cellule élémentaire formée de quatre jets simples et un jet rotatif se comporte indépendamment des autres dans un domaine formé d'une succession de cellules élémentaires.

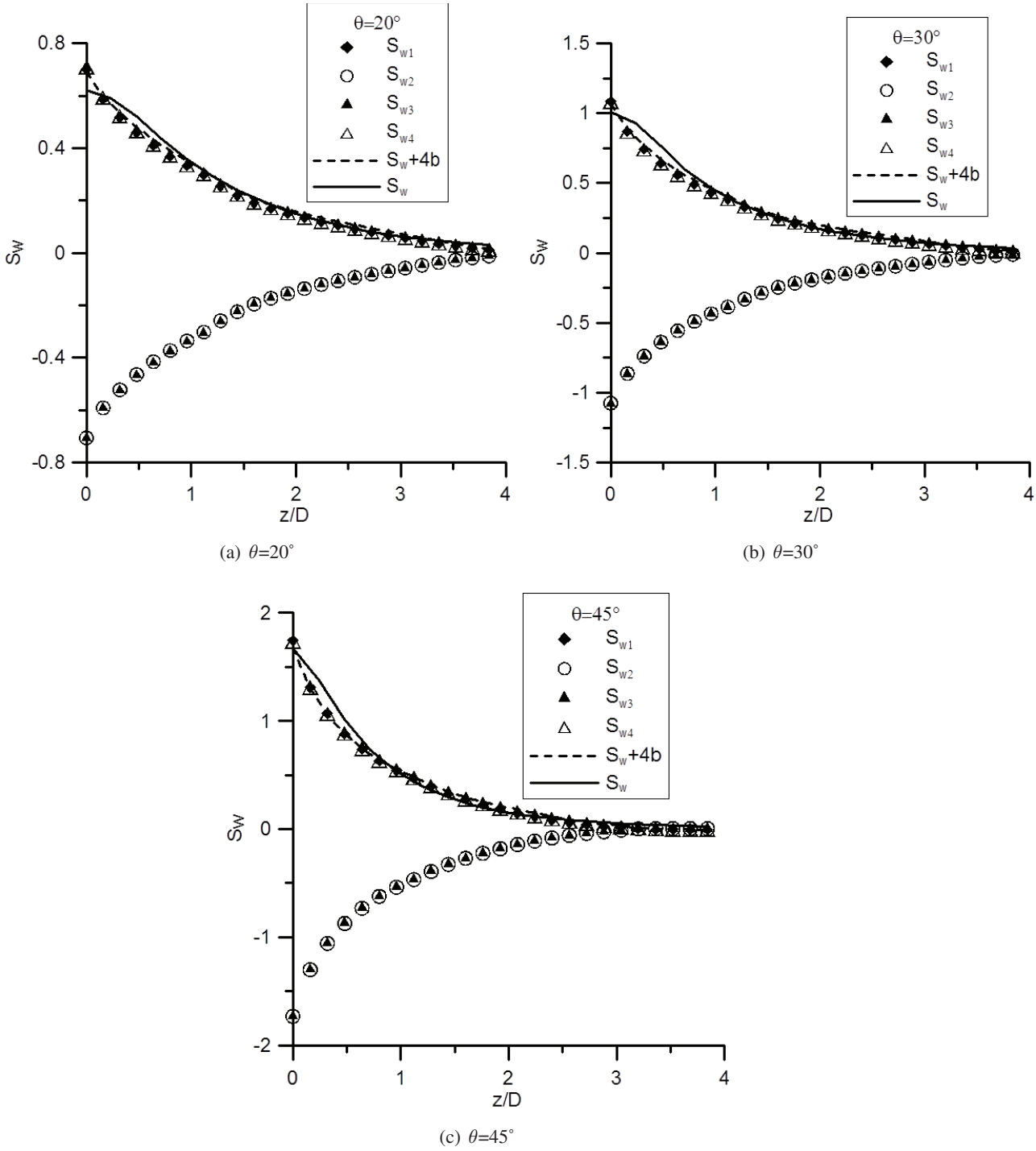
Les légères différences en comparant le jet rotatif unique aux deux autres études, sont dues à la présence des buses qui influencent l'écoulement dans les dispositifs de mise en rotation. Cet écart s'annule à partir d'une distance z/D=1.

3.3.7 Bilan de l'étude dynamique

L'étude dynamique a mis en évidence la présence de l'effet fontaine qui a été identifié clairement par l'écoulement axial ascendant sur les iso surfaces de la norme de la vitesse. Cette étude a aussi montré que l'implantation d'un seul jet rotatif quel que soit l'angle d'inclinaison de ses pales n'affecte pas le comportement des jets simples autour.

Une similitude est également retrouvée dans le cas de l'implantation de quatre jets rotatifs dans un domaine formé de neuf jets simples. Les points de séparation et la structure en carré sont identifiables sur les iso surfaces. Dans cette configuration aussi, les structures cellulaires ne sont pas modifiées par la présence des jets rotatifs.

Une concordance est trouvée pour l'évolution du nombre de swirl dans le cas de l'implantation d'un ou plusieurs jets rotatifs. En revanche, une comparaison avec le cas d'un jet unique étudié dans le chapitre précédent montre un écart situé à l'interface de sortie du jet et qui diminue progressivement dans la direction axiale. Cette différence est due au fait que l'écoulement dans le dispositif de mise en rotation a été influencé par la présence des jets simples.



(a) θ=20˚ (b) θ=30˚

(c) θ=45˚

FIGURE 3.19 – Comparaison entre les résultats d'un jet unique tournant et une combinaison de jets simples/tournants

3.4 Transfert de chaleur pariétaux

Comme on l'a vu dans les sections précédentes, l'étude dynamique a permis d'identifier les structures de l'écoulement des jets combinés. Il est alors intéressant de déterminer dans quelle mesure ces structures influencent les échanges convectifs.

Complémentaires des études réalisées précédemment, cette étude fait cette fois intervenir le coefficient d'échange h afin de faciliter l'exploitation des résultats thermiques.

Comme annoncé dans l'introduction de ce chapitre, pour les calculs chauds le modèle de turbulence SST k-ω est utilisé ce qui nécessite un maillage très raffiné près de la paroi d'impact sur laquelle une condition isotherme est appliquée avec une température T = 948 K.

3.4.1 Étude thermique pour un jet unique

Avant toute chose, une première exploration des échanges pariétaux pour un jet unique a été effectuée. Celle-ci s'appuie sur une présentation par iso valeurs.

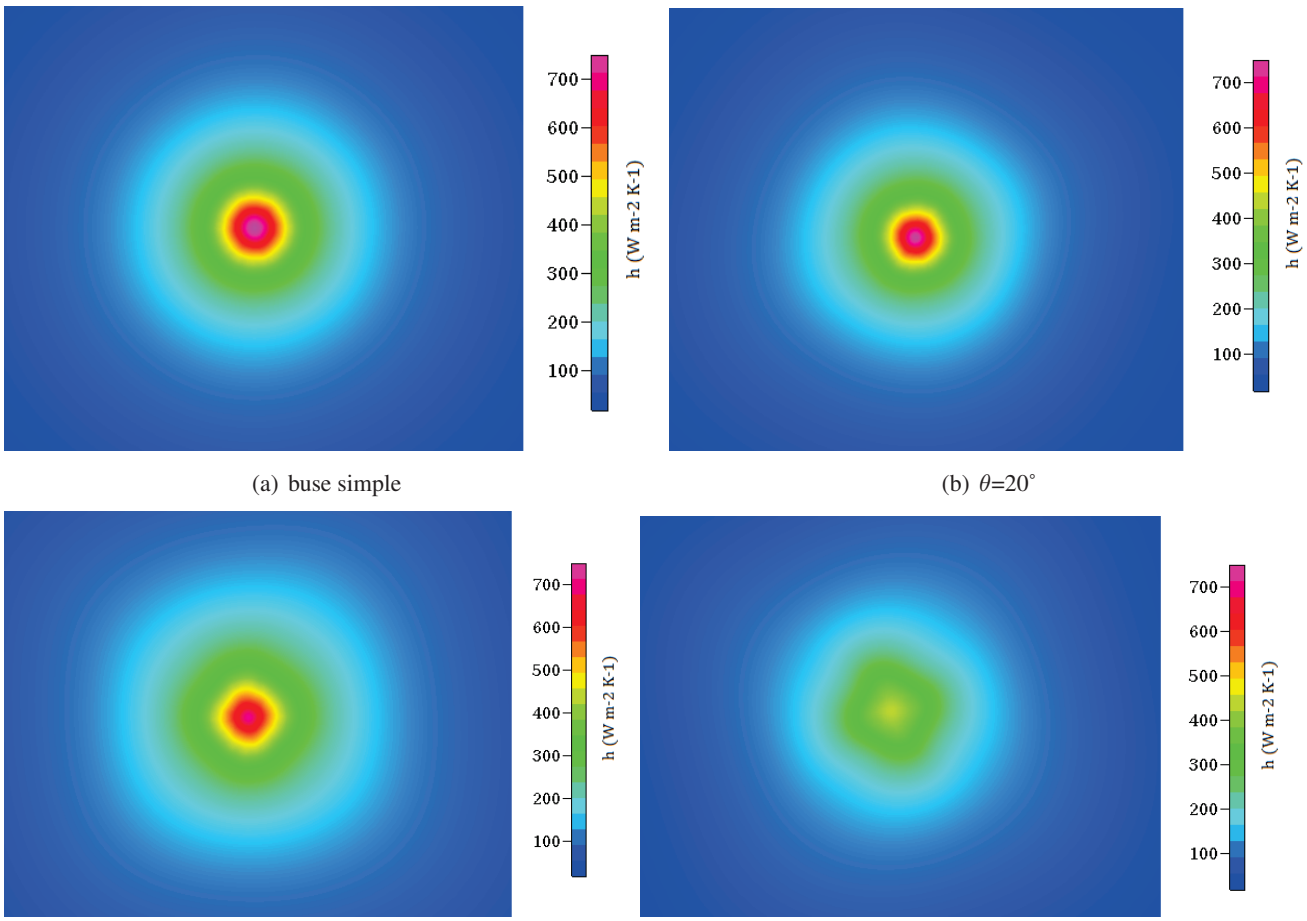
Pour cette étude thermique, la géométrie du jet unique ainsi que les conditions aux limites sont conservées avec un maillage très raffiné près de la plaque d'impact et la distance d'impact est égale à H=60 mm.

La figure 3.20 présente le coefficient de transfert de chaleur h pour un jet simple et pour un jet rotatif pour les trois dispositifs de mise en rotation. La première constatation à l'issue de la comparaison des différentes planches présentées est que la structure axisymétrique est conservée sur les figures 3.20(a), 3.20(b), 3.20(c) et 3.20(d) avec un maximum de transfert de chaleur dans la zone d'impact. Néanmoins, le transfert de chaleur est plus important pour un jet simple à l'impact et il diminue d'autant plus que l'angle d'inclinaison augmente.

Ce comportement s'apparente à ce que l'on a observé dans l'étude dynamique qui a montré que la vitesse axiale diminue rapidement pour les jets rotatifs plus particulièrement pour θ=45° ; ce qui influence nécessairement le transfert de chaleur à l'impact.

Pour une bonne présentation et compte tenu de l'axisymétrie de l'écoulement sur la plaque d'impact, on présente sur la figure 3.21 l'évolution du coefficient de transfert de chaleur sur une ligne en diagonale. Dans la région d'impact, les profils font en particulier apparaître que le coefficient de transfert de chaleur est maximal au point d'impact et il diminue par la suite d'une façon monotone. Ces évolutions rappellent celles de Baughn *et al.* [6], présentées dans la partie introductive pour une distance d'impact H/D=6.

Cette figure met en évidence que le transfert de chaleur est plus important pour un jet simple et qu'il diminue avec l'angle d'inclinaison des pales. En revanche, le transfert de chaleur dans la région pariétale est plus uniforme pour les jets rotatifs. Qualitativement, les résultats obtenus pour les jets rotatifs sont comparables à ceux observés dans la littérature pour les études de Lee *et al.* [44], Bakirci et Bilen [5] et Kinsella *et al.* [38].



(a) buse simple (b) θ=20°

(c) θ=30° (d) θ=45°

FIGURE 3.20 – Coefficient du transfert de chaleur pour un jet unique

3.4.2 Étude thermique pour la cellule élémentaire

La combinaison des jets génèrent des écoulements de structure complexe où alternent zones de décollement et d'attachement. Pour aller plus loin dans la compréhension de l'effet de ces structures avec la présence du mouvement rotatif sur les échanges pariétaux, il s'avère tout comme pour l'étude dynamique, nécessaire de décomposer le problème. Une étude thermique pour la cellule élémentaire est introduite en premier lieu pour cette fin.

La figure 3.22 présente les iso valeurs du coefficient de transfert de chaleur pour des jets simples sur la figure 3.22(a) et pour la cellule élémentaire avec l'implantation d'un jet rotatif sur les figures 3.22(b), 3.22(c) et 3.22(d).

La première constatation à l'issue de la comparaison des différentes planches présentées, est que les structures pour les jets simples ainsi que les zones entre les jets sont analogues. Ceci montre que la présence des jets rotatifs n'affecte pas visiblement les transferts de chaleur pour les jets simples.

En revanche, la distribution du coefficient d'échange pour le jet central n'est pas la même. En effet, le transfert de chaleur est plus important pour le jet simple et comme on a pu le voir pour le jet unique,

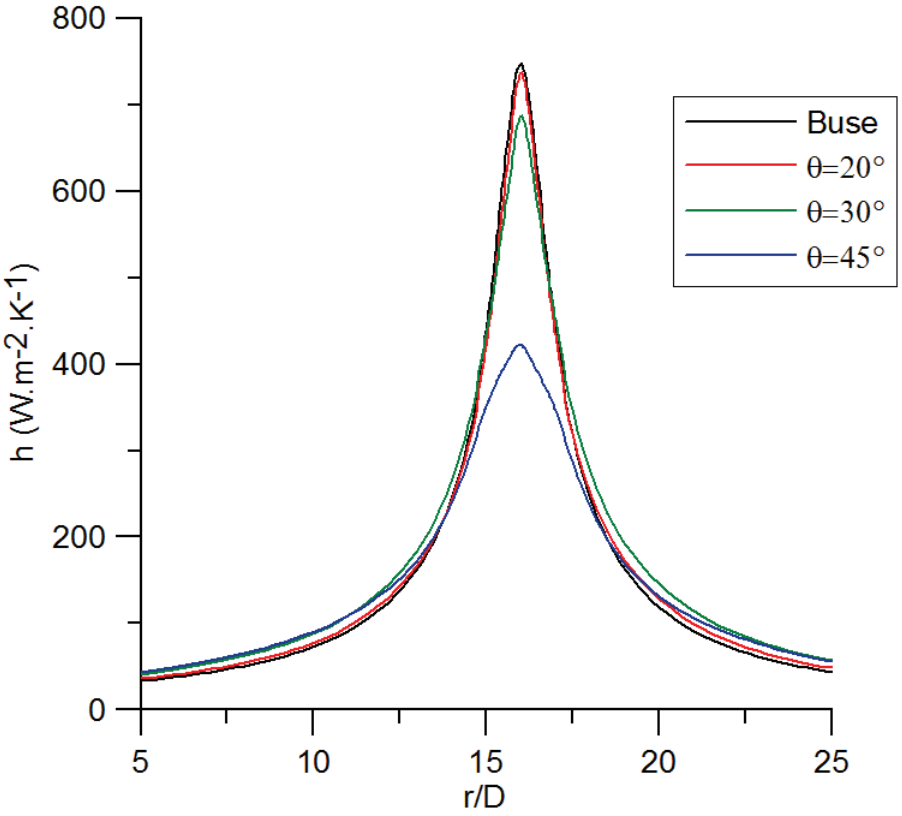


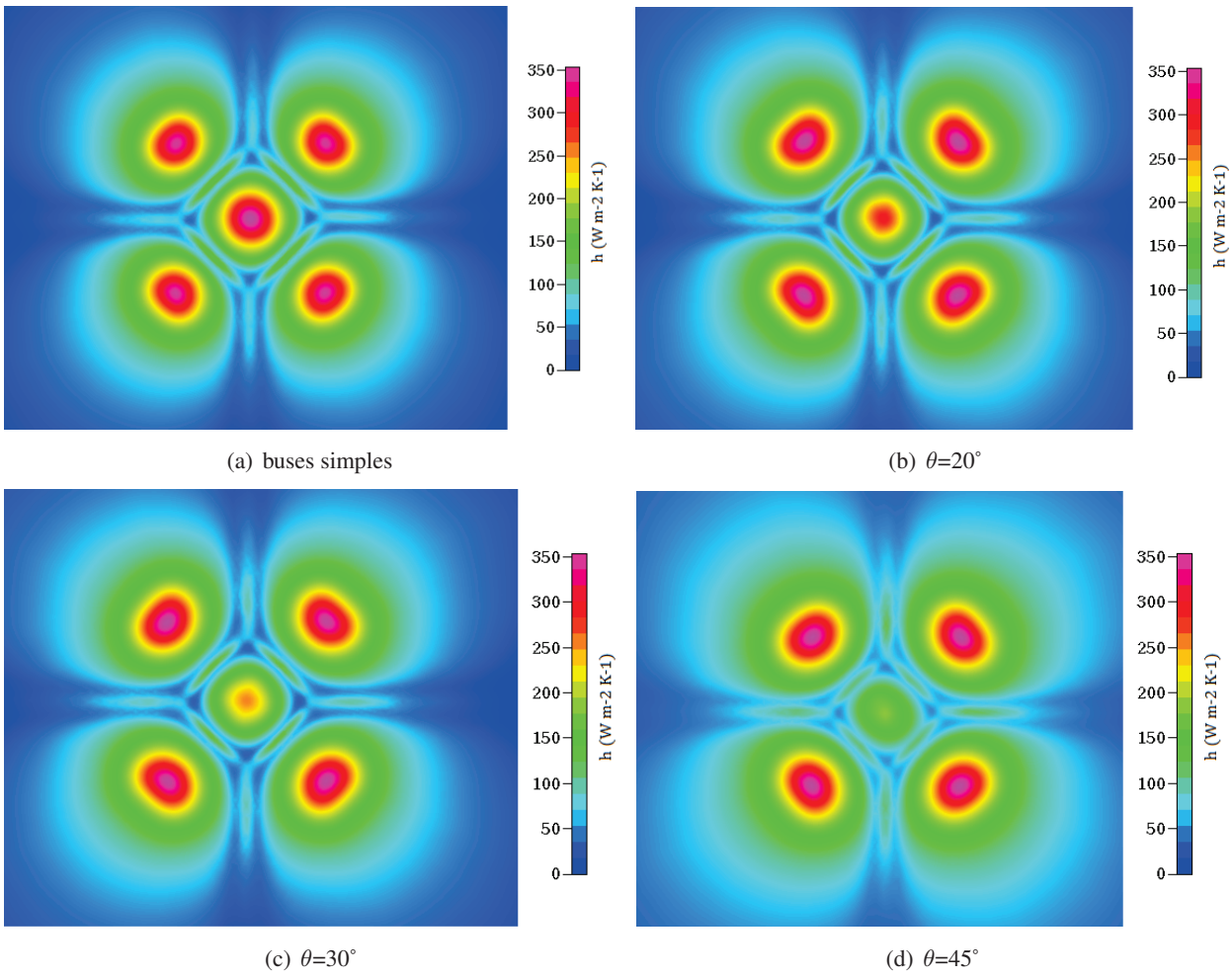
FIGURE 3.21 – Évolution du coefficient du transfert de chaleur pour une buse simple et pour les jets tournants

le coefficient d'échange diminue d'autant plus que l'angle d'inclinaison augmente.

En considérant de nouveau l'axisymétrie de l'écoulement, l'évolution du coefficient du transfert de chaleur est présenté sur la figure 3.23 sur une ligne traversant trois buses dans la diagonale. Le zoom présenté sur la figure 3.23(b) montre que dans la région d'impact le transfert est plus important pour un jet simple et il diminue pour les jets rotatifs avec l'angle d'inclinaison. Des pics existent également entre les jets et ceci se reproduit pour toutes les configurations. Ces pics ont été beaucoup discutés dans la littérature entre ceux qui confirment leur existence [27] et ceux qui ne mettent pas en évidence l'existence de ces pics [23]. Des interprétations sont néanmoins envisageables, et il nous semble délicat de privilégier l'une d'entre elles à l'heure actuelle. D'autres données et d'autres outils d'analyse seraient nécessaires pour éclaircir les liens entre l'effet fontaine et la formation des pics secondaires entre les jets.

Les jets externes sont par contre légèrement influencés par la présence des jets rotatifs à la place du jet simple au centre. Le transfert de chaleur est plus élevé dans le cas avec implantation du jet rotatif et il est plus important dans le cas de faible inclinaison.

Les remarques précédentes pourraient amener à la conclusion que conformément à ce que l'on attendait le transfert de chaleur est très réduit pour les jets rotatifs et en plus la génération de la rotation ne modifie que légèrement la dynamique, et donc la thermique des jets simples.



(a) buses simples (b) θ=20°

(c) θ=30° (d) θ=45°

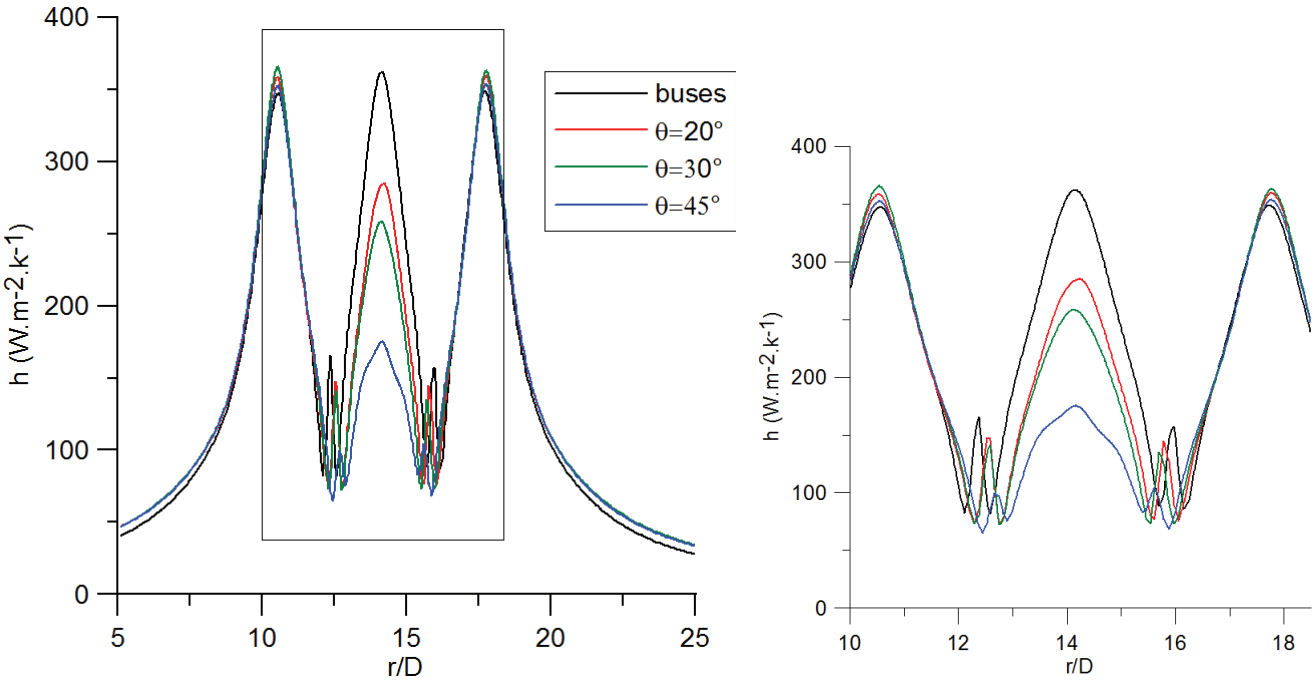
FIGURE 3.22 – Distribution du coefficient du transfert de chaleur

3.4.3 Étude thermique pour l'implantation de quatre jets rotatifs

Complémentaires des deux études faites précédemment, cette dernière étude est consacrée à la configuration avec implantation de quatre jets rotatifs. La figure 3.24 illustre les iso valeurs du coefficient du transfert de chaleur. Le cas d'un assemblage des jets simples est présenté sur la figure 3.24(a) et dans les figures suivantes 3.24(b), 3.24(c) et 3.24(d) le coefficient de transfert de chaleur est présenté dans le cas de l'implantation des jets rotatifs au lieu des jets simples au centre.

À la vue d'une première comparaison on peut identifier une bonne correspondance des résultats au niveau des jets simples. Cette ressemblance est encore marquée pour les traces dans les zones d'interaction des jets particulièrement pour θ=20° et θ=30°.

Ces figures montrent également que l'implantation des jets rotatifs détériore notablement les transferts de chaleur pariétaux plus particulièrement pour θ=45°. Ceci est une conséquence directe de la diminution précoce de l'intensité des jets rotatifs comme on a pu le voir dans l'étude dynamique. Cet inconvénient est plutôt au profit du jet central qui se développe librement sans être trop influencé par les jets rotatifs. Cet aspect est plus visible pour θ=45° où la structure pour le jet central ressemble à



(a) h sur toute la distance radiale

(b) zoom

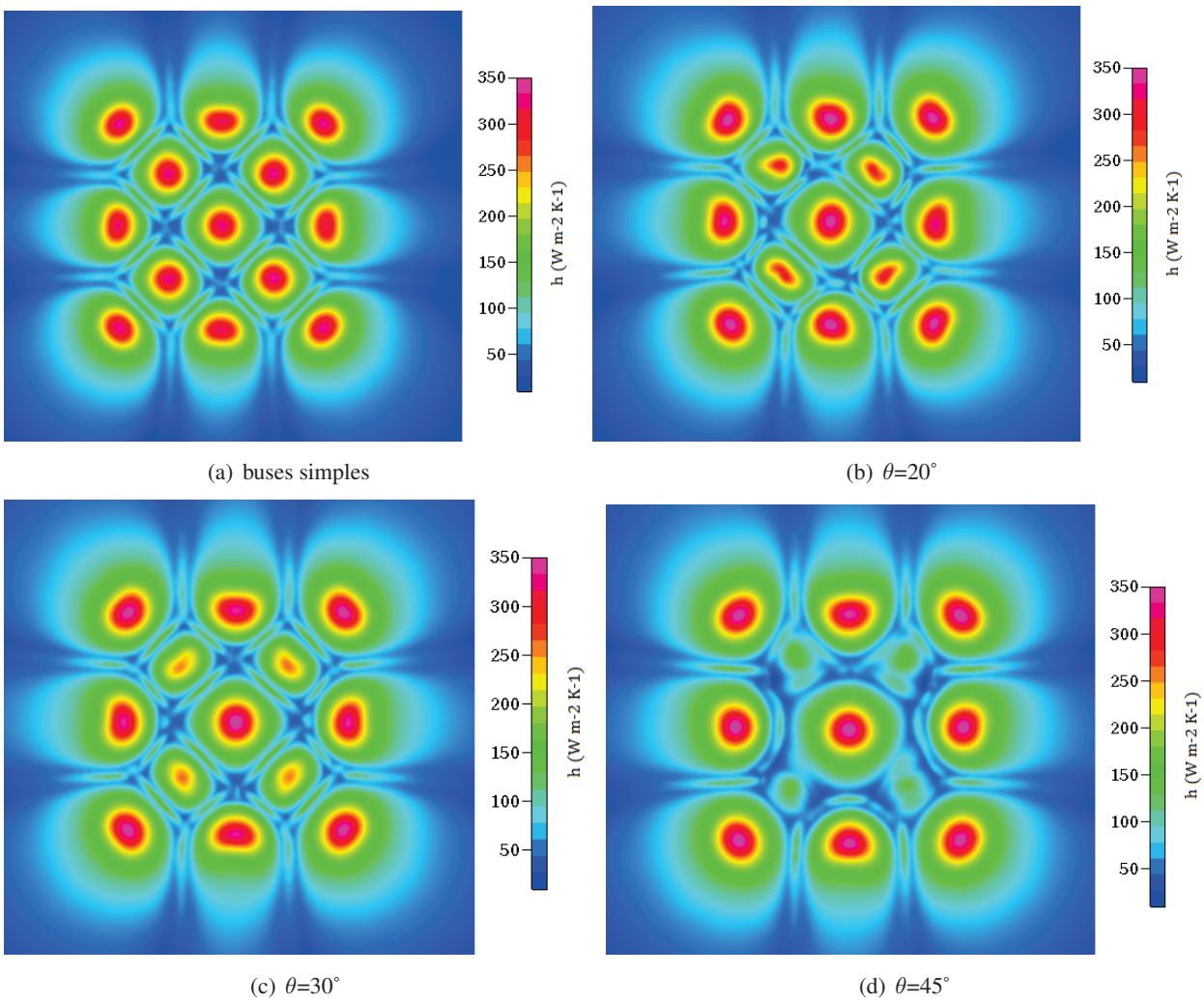
FIGURE 3.23 – Évolution du coefficient du transfert de chaleur pour des buses simples et dans le cas des buses combinées

celle d'un jet unique.

Pour une bonne représentation des effets identifiés sur les iso valeurs, on présente dans la figure 3.25 l'évolution du coefficient du transfert de chaleur équivalente aux différentes configurations. Ces évolutions rendent compte en premier lieu du transfert de chaleur notablement réduit pour les jets rotatifs. Le coefficient de transfert de chaleur passe de 330 W/m^{-2} K^{-1} pour le jet simple à [100-130] W/m^{-2} K^{-1} pour θ=45°.

Pour les jets simples, aussi semblable que puissent paraître sur les iso valeurs, l'évolution du coefficient d'échange montre que le transfert de chaleur est plus important dans le cas de l'utilisation des jets rotatifs et il augmente légèrement avec l'angle d'inclinaison. On retrouve ainsi l'explication citée plus haut à savoir que la faible intensité des jets rotatifs vers l'impact favorise la libération en partie des jets simples autour ce qui leur permet de garder un supplément de leur intensité vers l'impact. Par conséquent, le transfert de chaleur associé à ces jets est plus important que dans le cas d'un assemblage de jets simples uniquement.

Sur la figure 3.26, on a accolé les résultats numériques pour des jets simples sur la moitié gauche, aux résultats de la visualisation des contraintes de cisaillements par enduit gras sur une installation industrielle sur la partie droite. Les deux figures notées (a) et (b) montrent que la simulation numérique remplit son rôle. En effet, on retrouve les mêmes caractéristiques avec une bonne correspondance des résultats. La structure cellulaire est commune aux deux figures.



(a) buses simples (b) θ=20°

(c) θ=30° (d) θ=45°

FIGURE 3.24 – Coefficient du transfert de chaleur dans le cas des buses simples et dans le cas des buses combinées

Conclusion

Ce chapitre a été consacré à l'étude de l'implantation des jets rotatifs. Il a été divisé en deux parties, une étude dynamique et une étude thermique. Dans un premier temps, une première étude des jets multiples simples a identifié les structures principales de l'écoulement (écoulement débitant et formation de la fontaine).

Par la suite, l'étude dynamique d'une cellule élémentaire entrelacée et formée de quatre jets simples et un jet rotatif a montré que pour les faibles inclinaisons, tout comme les fortes inclinaisons des pales, les jets simples entourant le jet rotatif ne sont pas affectés. Chaque jet se développe dans sa propre cellule isolée. La structure cellulaire est aussi retrouvée dans le cas de l'implantation de quatre jets rotatifs et les points de séparation ont été également identifiées à travers les iso surfaces.

La quantification de la rotation a montré que l'évolution du nombre de swirl pour le jet rotatif dans la cellule élémentaire est analogue à celles présentées pour chacun des quatre jets rotatifs implantés

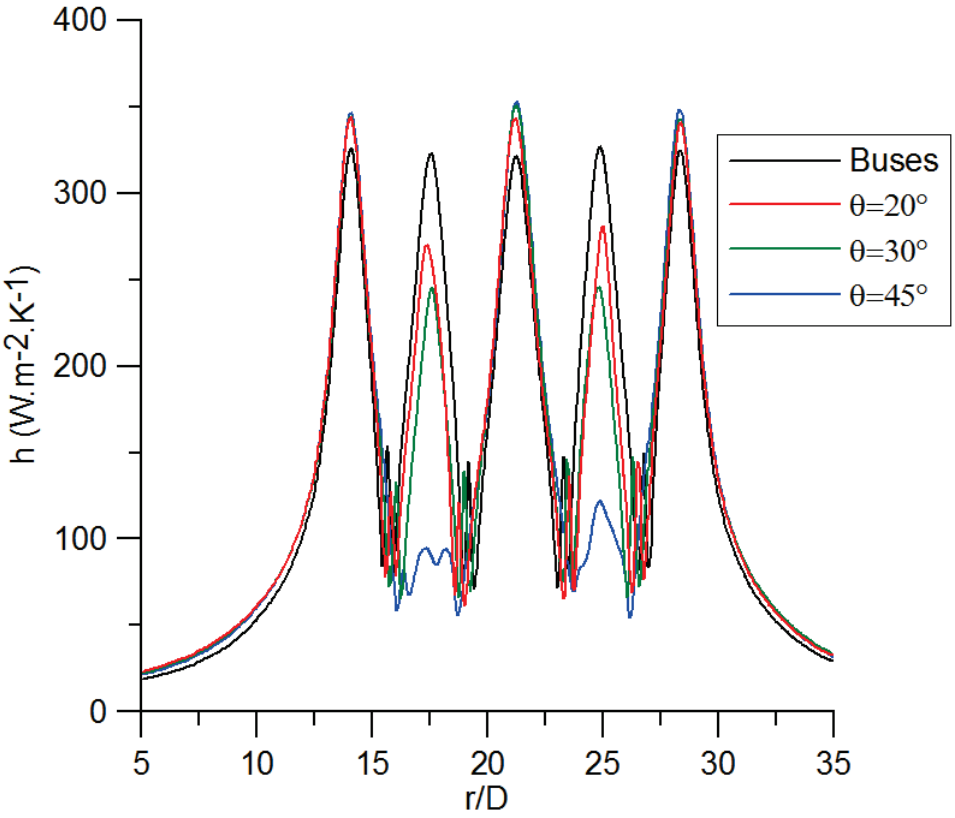
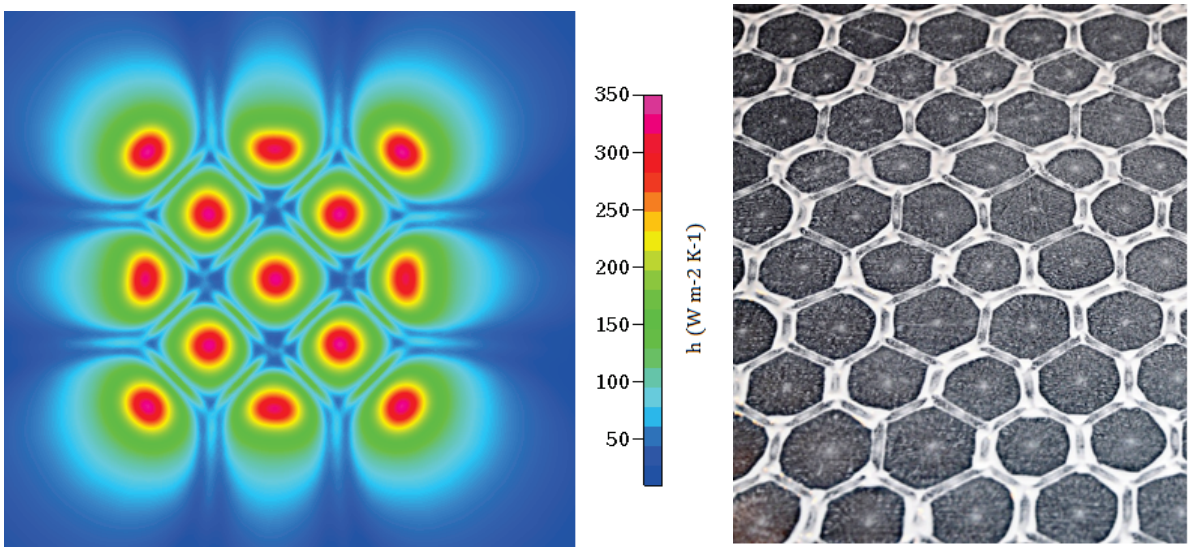


FIGURE 3.25 – Évolution du coefficient du transfert de chaleur pour des buses simples et dans le cas des buses combinées



(a) Simulation numérique

(b) Visualisation sur une installation industrielle de trempe

FIGURE 3.26 – Transfert de chaleur calculé et visualisé sur une installation de trempe thermique

avec les neuf jets simples et ceci indépendamment de leur sens de rotation et de leur emplacement. En revanche, une comparaison avec le cas du jet rotatif unique montre un écart pour les nombres de swirl calculés, particulièrement à l'interface de sortie des jets. Ceci a été attribué à la présence des buses qui ont affecté l'écoulement dans les dispositifs de mise en rotation. Cet écart diminue avec l'angle d'inclinaison.

L'étude thermique de ce chapitre a montré que pour un jet unique, le mouvement rotatif réduit remarquablement le transfert de chaleur à l'impact. L'implantation d'un ou plusieurs jets rotatifs augmente par contre légèrement le transfert de chaleur des jets simples externes. L'évolution des coefficients de transfert de chaleur a mis en évidence la présence des pics locaux entre les jets.

Chapitre 4

Processus expérimental

Pour aller plus loin dans la compréhension des phénomènes locaux, il convient en dernier ressort de se tourner vers les moyens expérimentaux pour extraire plus d'informations sur les structures de l'écoulement dans le jet libre. Afin de mettre en évidence de telles structures, l'enduit gras a été utilisé comme technique de visualisation sur une plaque d'impact. D'autre part, l'écoulement dans le jet libre obtenu par les simulations numériques a été présenté sur une section équivalente à la distance d'impact au moyen des vecteurs vitesse projetés.

Bien qu'ils facilitent la compréhension de la structure de l'écoulement à travers les lignes de frottement, les visualisations ne représentent pas réellement l'écoulement du jet libre. Dés lors, qu'une plaque d'impact est utilisée, la structure obtenue correspondra à un jet en impact et non pas à un jet libre. Les différentes configurations étudiées dans la partie dynamique sont réalisées sur le banc expérimental et les photographies ont été prises avec un appareil photographique numérique puis elles ont été traitées par un logiciel de traitement d'image pour améliorer la qualité optique.

4.1 Présentation du banc d'essai

Le banc expérimental a été réalisé spécialement pour cette étude. Une photographie du dispositif expérimental est présentée dans la figure 4.2. L'alimentation en air de l'écoulement principal est réalisée par la soufflerie du laboratoire. Cette soufflerie peut atteindre des vitesses d'écoulement de 60 m/s.

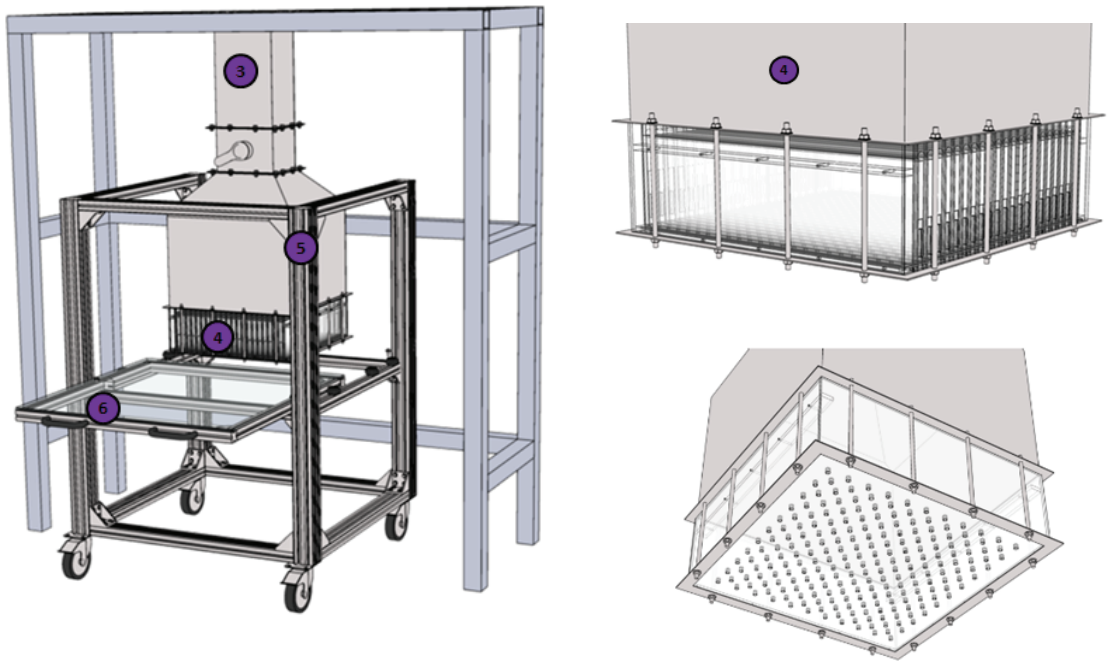
Le montage est alimenté en air par l'intermédiaire du ventilateur EU 4 MD centrifuge, d'une puissance de 5,54 kW, d'une vitesse de rotation de 3000 tr.min^{-1}, assurant un débit maximum de 5400 m^3/h et une pression statique maximale de 2772,5 Pa. Ce ventilateur alimente un caisson métallique, qui est maintenu grâce à un support métallique comme on peut le constater sur la figure 4.1(a).

Le système de buses

Ce système présenté dans la figure 4.1(b) est attaché directement au caisson et il est constitué de parois transparentes en plexiglas de dimension 610x200 afin de faciliter la visualisation de l'écoulement.

Ce système de buses est formé par une plaque carré d'épaisseur 10 mm perforée de 21 rangées décalées de 19 trous de diamètre D=10 mm et de hauteur h=10 mm. L'espacement entre les trous en configuration entrelacée est de 50 mm. L'échantillon d'essais dans cette étude est une plaque en

plexiglas de dimensions (300 m x 300 m) fixée horizontalement sur un plateau coulissant pour avoir accès à la plaque après les essais.



(a) Banc expérimental (b) Système de buses

FIGURE 4.1 – Schéma descriptif du banc expérimental : (3) caisson, (4) système de buse, (5) support métallique, (6) plaque d'impact

Méthode de visualisation

Dans cette étude on a utilisé une méthode de visualisation par enduit gras. Elle peut être jumelée à l'injection de fumée dans un faisceau plan de lumière laser pour la visualisation de l'écoulement.

L'enduit appliqué au rouleau de peinture sur la plaque d'impact avant soufflage est composé de divers ingrédients dont les propriétés, en particulier la viscosité, lui permettent de s'écouler suivant les lignes de courant, ou encore de s'accumuler dans les zones de décollement.

Toute la difficulté réside dans le choix de proportions adéquates, afin d'obtenir un enduit ni trop liquide, ni trop visqueux pour être sensible aux changements de direction d'écoulement. La composition de l'enduit varie particulièrement en fonction de la vitesse de soufflage et de l'état de surface de la plaque. Dans nos essais, la plaque utilisée est lisse et c'est la vitesse de soufflage qui change.

La cartographie des lignes de courant permet alors de repérer les points singuliers et les lignes singulières, et d'identifier les différentes structures associées comme :

– les zones foncées qui correspondent aux zones à fort cisaillement et où l'écoulement est attaché,
– les zones où le traceur a conservé son état initial, sont typiquement des zones où le cisaillement est faible,

– les zones d'accumulation sont blanches, elles correspondent aux zones où le cisaillement n'est pas suffisant pour que l'enduit sera entrainé avec l'écoulement.



FIGURE 4.2 – Montage expérimental :(1) système électrique, (2) ventillateur, (3) caisson, (4) système de buses, (5) support,(6) palque d'impact

4.2 Visualisation de l'écoulement pour un jet rotatif unique

Avant toute chose, une première exploration de l'écoulement pour un jet rotatif unique a été effectuée. Celle-ci s'appuie sur les visualisations pariétales de l'écoulement pour différentes distances d'impact. La figure 4.3 rassemble la première série d'images. Les photos ont été prises avec une focale de l'appareil photo f = 85 mm et après une durée de soufflage de 15 minutes.

La première constatation à l'issue de la comparaison des différentes images montre quelques différences considérables en fonction de la distance d'impact, mais également en fonction de l'angle d'inclinaison de dispositif de mise en rotation.

Pour analyser l'effet de la distance d'impact, on considère les faibles distances d'impact de H/D=2 à H/D=4 et à partir de H/D=5, la distance d'impact sera qualifiée d'importante.

Pour θ=20°, la série de trois premières images présentées sur la figure 4.3 montre la structure de la trace du jet en croix. L'enduit dans cette zone a été entrainé avec l'écoulement par le fort cisaillement. Par ailleurs, ces images mettent en évidence la présence des quatre zones claires où l'enduit a gardé sa couleur et donc il n'a pas été entrainé. Ces zones sont plus visibles à H/D=2. A ce niveau, l'idée qui revient est celle rencontrée dans les études de Lee *et al.* [44], Wen et Jang [70] et Bakirci et Bilen [5] ; à savoir que l'écoulement issus des dispositifs de mise en rotation est divisé en quatre courants séparés s'enroulant autour de l'axe principal et qui à faibles distances d'impact arrivent séparément à la plaque d'impact. Par conséquent, le point d'impact est décalé du centre et au lieu d'avoir un seul impact, il existe quatre.

Ces aspects sont aussi clairement identifiés pour θ=45° à H/D=2 et H/D=3. En revanche, pour H/D=4, la trace du jet sur la plaque est très faible et ne permet pas de bien identifier les structures.

Pour θ=30°, la structure est légérement différente : la trace en croix ainsi que les quatre zones n'apparaissent pas en clair pour ce dispositif de mise en rotation et à H/D=4, la structure du jet est plutôt ronde se rapprochant ainsi du cas d'un jet simple.

Maintenant pour les grandes distances d'impact H/D=5 et H/D=6, l'écoulement pariétal pour θ=20° et θ=30° montre un changement de régime. La trace de quatre jets distincts est remplacée par une zone d'arrêt à l'impact. Cette zone est plus marquée pour θ=30°. Le sillage des pales n'est plus identifié à cette distance et la structure du jet est axisymétrique rappelant celle d'un jet simple. Le dispositif à θ=45° constitue quant à lui un cas particulier. En effet, à partie de H/D=5, l'enduit n'a pas pu être entrainé par l'écoulement du jet rotatif à très faible vitesse axiale comme on a pu le voir dans l'étude dynamique.

Sur les figures 4.4 à 4.6, on a accolé les résultats de la simulation numérique sur une section du jet libre sur la moitié gauche, aux visualisations pariétales à la même distance en présence d'une plaque d'impact sur la partie droite .

Pour θ=20°, la figure 4.4(a) présente les vecteurs vitesses projetés sur une section z/D=2. Cette figure fait en particulier apparaître des zones où l'écoulement est circonférentiel avec une faible intensité. Compte tenue de l'analyse précédente de l'écoulement sous les pales, ces strcutures s'apparentent à l'écoulement du tourbillon trouvé à l'entrée de la buse mixte et identifié également sur la section de sortie des jets. Par ailleurs, on identifie la trace du tube central où l'écoulement est purement axial.

L'écoulement circonférentiel se traduit en revanche, naturellement dans chaque compartiment avec l'entrainement de l'écoulement voisin, initialement radial il passe progressivement en circonférentiel.

L'écoulement pariétal visualisé par enduit gras est présenté à droite sur la figure 4.4(b). Bien qu'il n'apporte que des résultats qualitatifs, cette figure met en évidence la structure générale en croix du jet. La plaque est fortement lavée par le fort cisaillement à l'impact et l'enduit est entraîné avec l'écoulement. Comme on l'a évoquée précédemment, à H/D=2, cette visualisation fait apparaître l'aspect de division de jet en quatre courants distincts. Ceci se traduit à travers les quatre zones d'arrêt suivies de l'impact de chaque courant et les points d'impact dans ce cas sont décalés du centre.

Pour θ=30° et θ=45°, les figures 4.5(a) et 4.6(a) montrent que l'écoulement est en grande partie radial et circonférentiel, la trace du tube central n'est pas visible indiquant que l'écoulement du tube central est rapidement influencé par le mouvement de rotation à la sortie.

L'écoulement pariétal présenté sur les figures 4.5(b) et 4.6(b) met en évidence d'autres types de structures. Pour θ=30° on identifie une trace plutôt ronde du jet. Les traces des quatre courants sont faibles. En revanche, pour θ=45° la structure en croix ainsi que les quatre zones d'arrêt sont clairement visibles.

En conclusion, les structures identifiées sur les deux figures sont toutefois différentes car l'emplacement d'une plaque d'impact change fortement les structures de l'écoulement. Le but recherché finalement n'est plus une comparaison entre le numérique et l'expérimental, mais plutôt de mettre en évidence la structure de l'écoulement sur une section du jet libre.

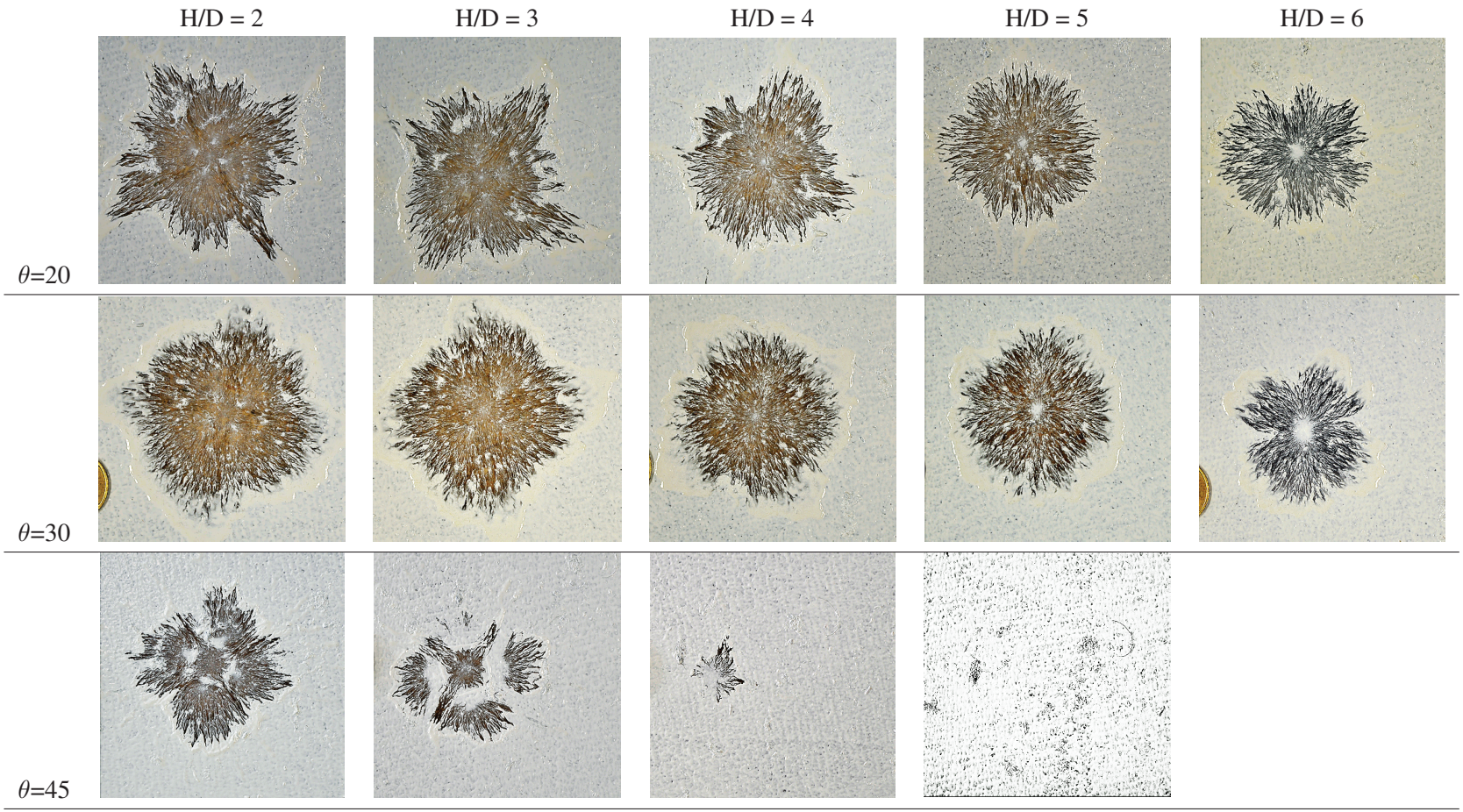
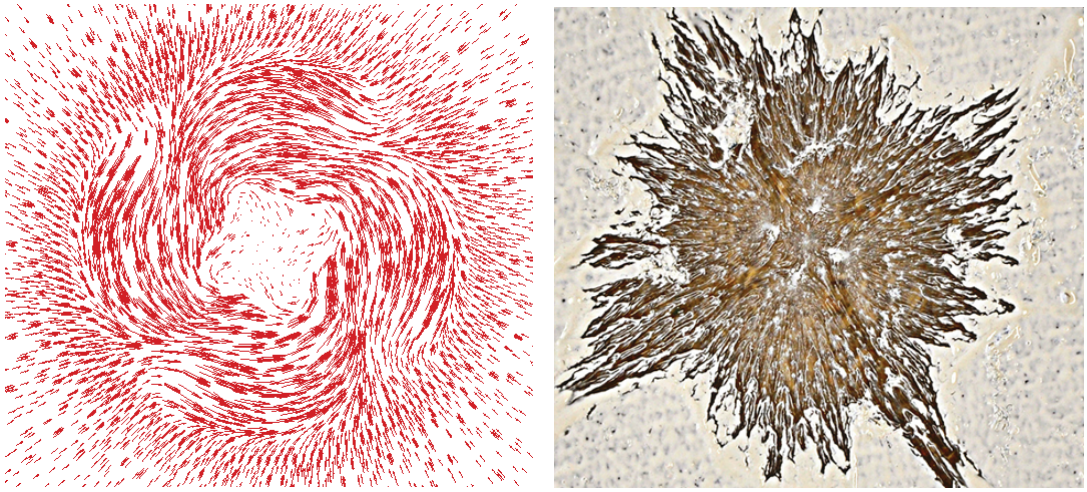
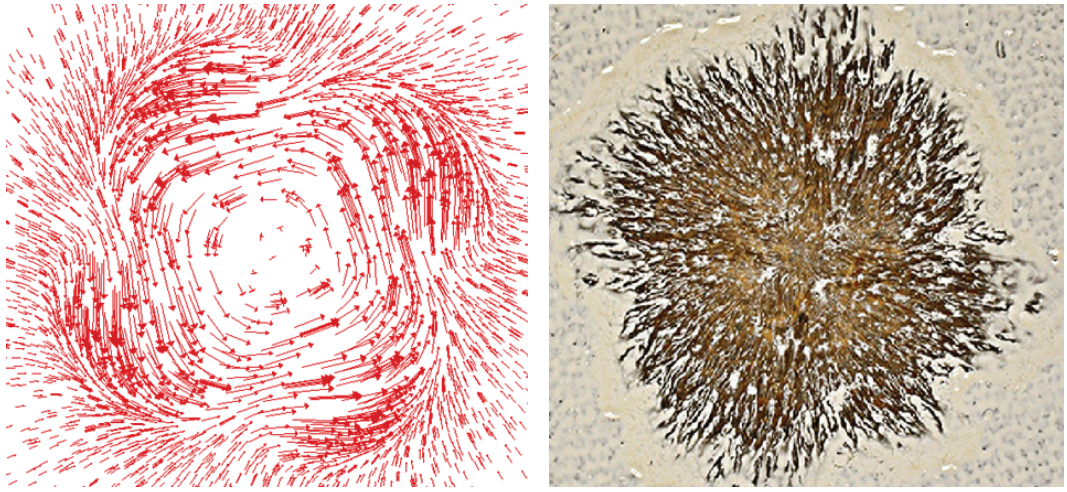


FIGURE 4.3 – Visualisation de l'écoulement pariètal des jets rotatifs pour différentes distances d'impact



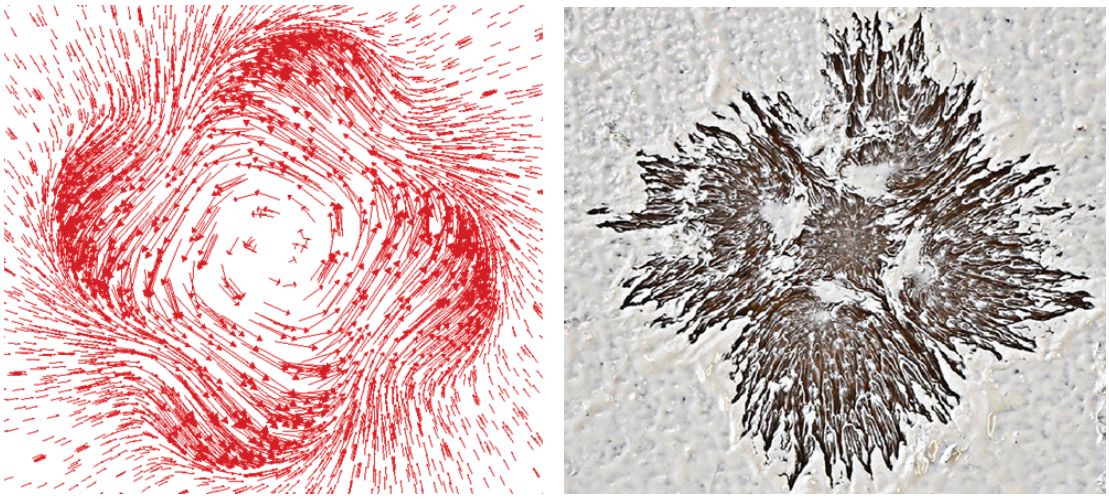
(a) Simulation (b) Visualisation

FIGURE 4.4 – Écoulement à z/D=H/D=2, θ=20°



(a) Simulation (b) Visualisation

FIGURE 4.5 – Écoulement à z/D=H/D=2, θ=30°



(a) Simulation (b) Visualisation

FIGURE 4.6 – Écoulement à z/D=H/D=2, θ=45°

4.3 Visualisation de l'écoulement pour une cellule élémentaire

Les figures 4.7 à 4.9 présentent la visualisation de l'écoulement pariétal pour les trois dispositifs de mise en rotation sur deux distances d'impact H/D=2,5 et H/D=4.

Pour θ=20° à H/D=2,5, trois zones sont plus particulièrement dignes d'intérêt sur cette partie. Tout d'abord, la trace du dispositif de mise en rotation met en évidence la structure en croix et aussi la trace des quatre courants séparés correspondants à l'écoulement du côté de chaque pale.

Ensuite, les points de séparation qui sont marqués par l'accumulation de l'enduit gras aux quatre extrémités du jet rotatif. Par identification avec l'étude dynamique, dans cette zone l'écoulement est détaché de la paroi formant l'effet fontaine et dû au faible cisaillement, l'enduit gras s'accumule mais il n'est pas entrainé avec l'écoulement éjecté.

Enfin, les zones d'arrêt, que l'on peut localiser au niveau des jets simples. De point de vue thermique, ces zones d'arrêt qui entourent le point d'impact sont caractérisées par de faibles taux de transfert de chaleur ; ce qui explique parfois l'existence des pics secondaires. Il existe également des zones où la plaque n'est pas lavée par l'écoulement et l'enduit gras a conservé sa couleur. Ces zones sont caractérisées par un faible cisaillement.

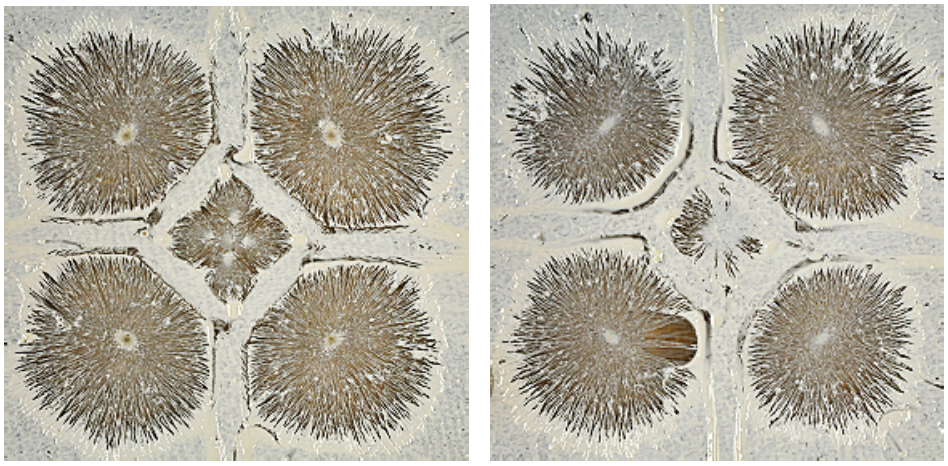
Lorsque la distance d'impact augmente, la trace du jet rotatif est réduite et il devient difficile d'identifier les points de séparation. Les zones d'accumulation sont plutôt localisées sur les frontières des jets. Néanmoins, il est difficile d'affirmer qu'il s'agit des mêmes zones identifiées précédemment sur les extrémités du jet rotatif. En revanche, la structure des jets simples n'est pas modifiée avec l'existence des points d'arrêt qui sont moins marqués pour la distance d'impact H/D=4.

Pour θ=30°, la figure 4.8 fait apparaitre de bonne correspondance avec θ=20° pour H/D=2,5 hormis pour le jet rotatif. En effet, la trace du dispositif de mise en rotation est circulaire avec les traces des quatre jets distincts qui sont nettement visibles par rapport à la visualisation du jet rotatif unique. Lorsque la distance d'impact augmente, la visualisation pariétale ne permet pas d'identifier les structures précédentes. En effet, la trace du jet rotatif est très faible. Par ailleurs, la trace des jets simples est clairement identifiable.

Enfin pour θ=45° et pour une faible distance d'impact la structure du jet rotatif n'est pas visible car la trace est très faible et elle disparait complètement pour H/D=4. Les jets simples se rapprochent plus librement et le dispositif de mise en rotation ne constitue plus un obstacle.

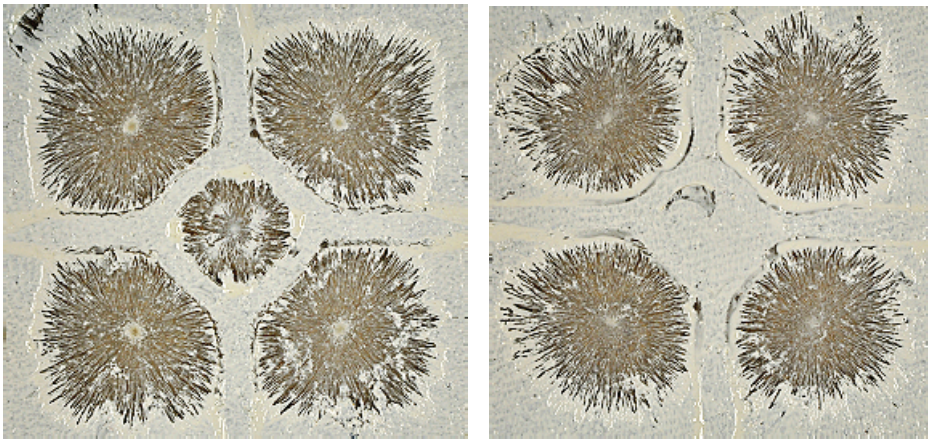
Les simulations numériques pour la cellule élémentaire ont été réalisées pour une distance d'impact H/D=4. Les figures 4.10(a) et 4.10(b) présentent à gauche les vecteurs vitesse projetés sur toute la section z/D=3,99 et à droite, un zoom sur le jet rotatif à θ=20° et les zones d'interaction avec les jets voisins. Les résultats de la simulation numérique mettent en évidence une trace marquée du jet rotatif à z/D=3,99 proche de l'impact. Dans les régions de rencontre des jets, les vecteurs vitesse montrent qu'il existe deux possibilités pour l'écoulement résultant :

- Soit il est dirigé dans le sens radial,
- Soit il est axial. Cet écoulement est éjecté sous l'effet fontaine comme le montre la figure 4.10(b) qui fait apparaitre quatre zones où les vecteurs vitesse projetés mettent en évidence les quatre zones précédemment identifiées sur les isosurfaces et les iso valeurs de la vitesse axiale.



(a) H/D = 2,5 (b) H/D = 4

FIGURE 4.7 – Écoulement pour θ=20°

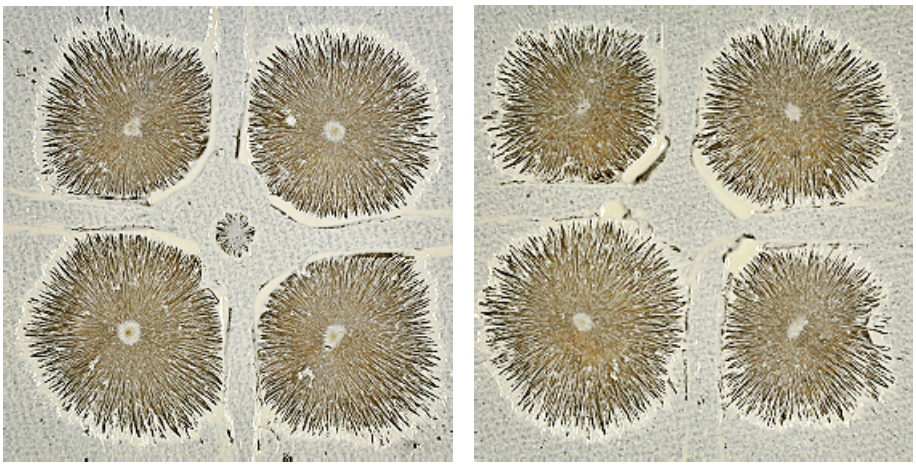


(a) H/D = 2,5 (b) H/D = 4

FIGURE 4.8 – Écoulement pour θ=30°

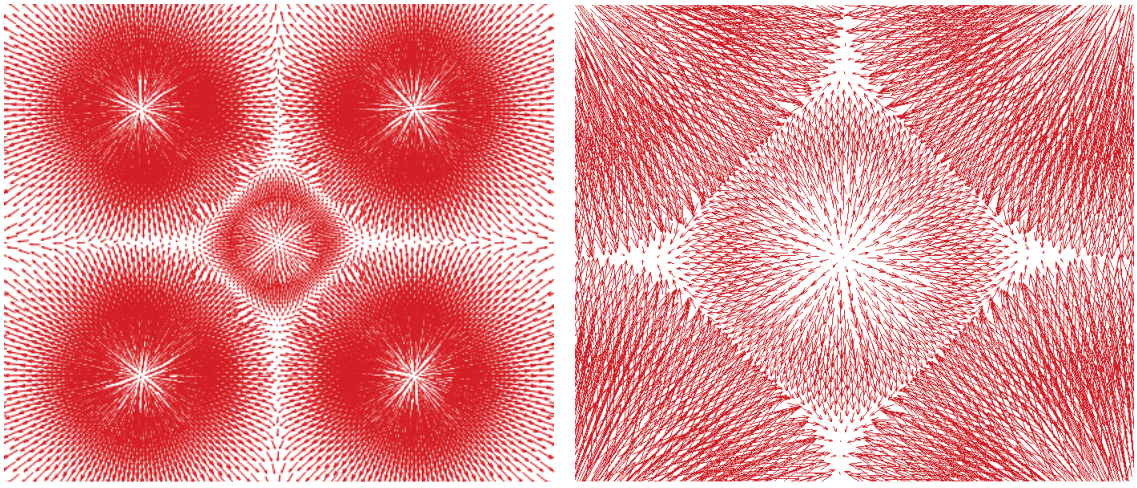
Ces aspects sont également identifiables sur les figures 4.11(a) et 4.11(b). En revanche, pour θ=45°, le comportement est différent. La trace du jet rotatif est très faible et ce dernier ne contribue pas aux interactions. L'écoulement des jets simples dans ce cas n'est pas contraint pas la présence du jet rotatif.

Bien que les visualisations de l'écoulement pariétal présentées sur les figures 4.10(c), 4.11(c) et 4.12(c) font apparaître des strucures analogues des jets simples, elles ont mis en avant l'effet de l'inclinaison qui se traduit par la disparition progressive de la trace du jet rotatif à mesure que l'angle d'inclinaison augmente. Ce résultat confirme les caractéristiques de l'écoulement montrées numériquement proche de la paroi d'impact.

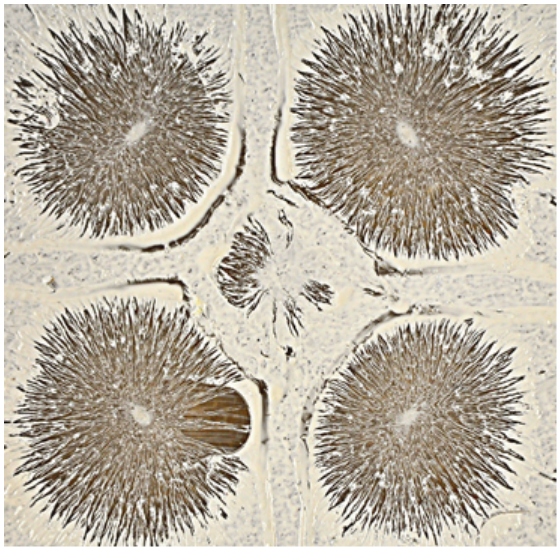


(a) H/D = 2,5 (b) H/D = 4

FIGURE 4.9 – Écoulement pour θ=45°

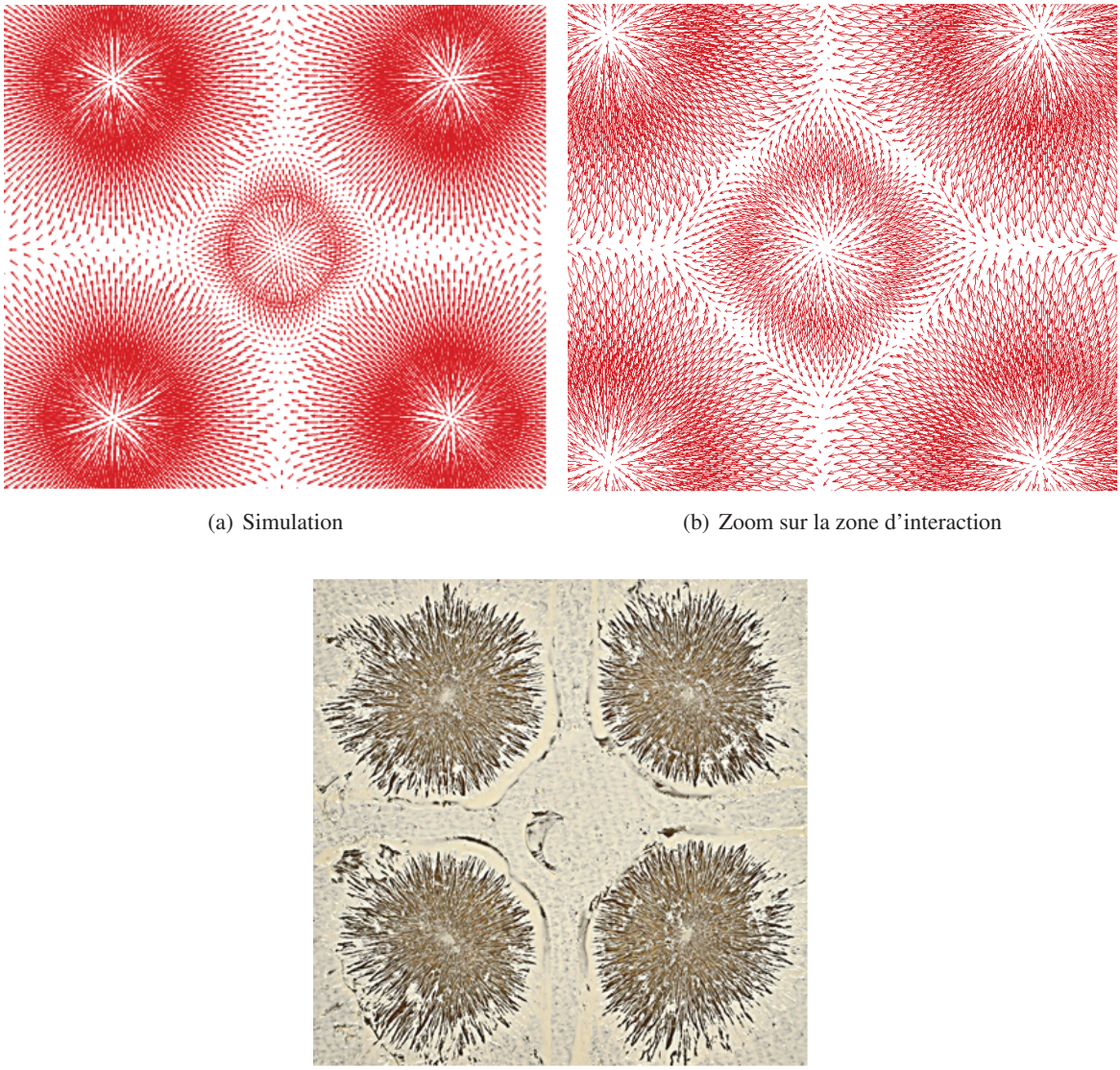


(a) Simulation (b) Zoom sur la zone d'interaction



(c) Visualisation

FIGURE 4.10 – Visualisation de l'écoulement pour z/D=3,99 et H/D=4, θ=20°

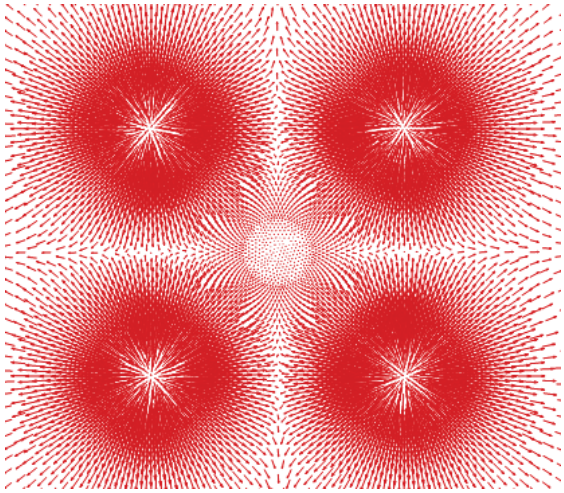


(a) Simulation

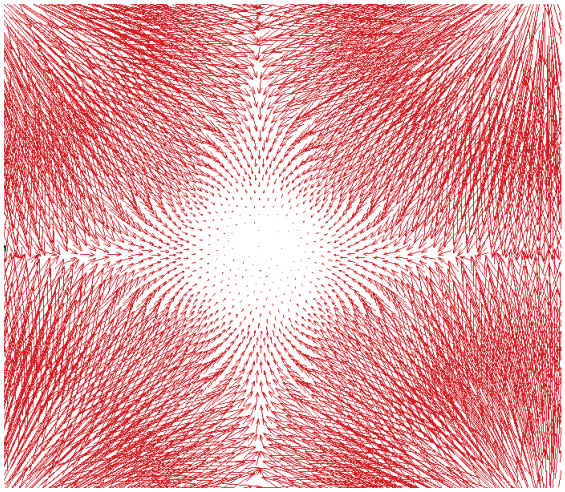
(b) Zoom sur la zone d'interaction

(c) Visualisation

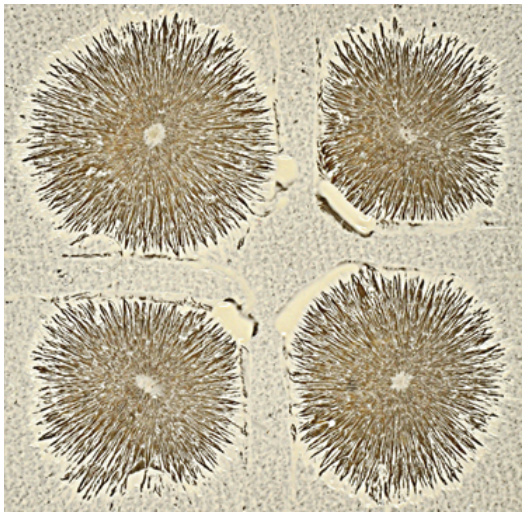
FIGURE 4.11 – Visualisation de l'écoulement pour z/D=3,99 et H/D=4, θ=30°



(a) Simulation



(b) Zoom sur la zone d'interaction



(c) Visualisation

FIGURE 4.12 – Visualisation de l'écoulement pour z/D=3,99 et H/D=4, θ=45°

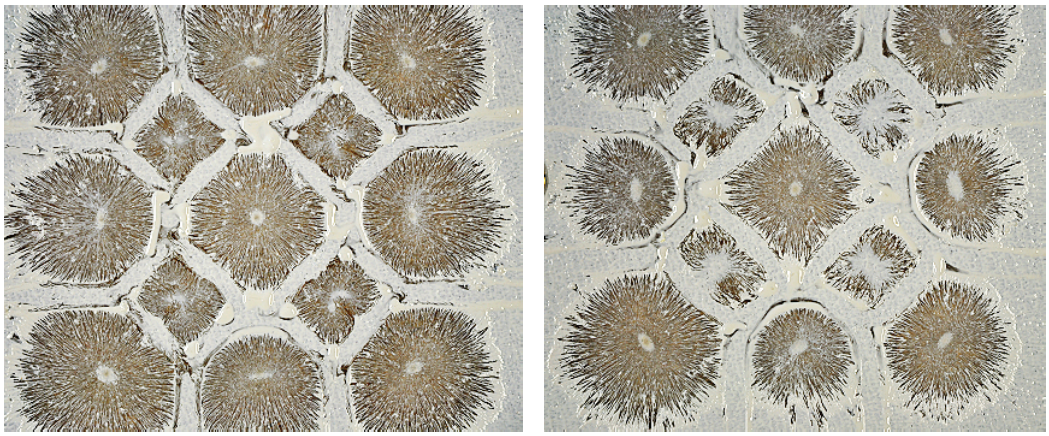
4.4 Visualisation de l'écoulement pour l'implantation de quatre jets rotatifs

Des visualisations ont été aussi réalisées pour le cas d'étude avec implatation de quatre jets rotatifs en entrelacement avec neuf jets simples. Les figures 4.13 à 4.15 présentent l'écoulement pariétal par enduit gras pour les trois dispositifs de mise en rotation et sur deux distances d'impact H/D=2,5 et H/D=4.

L'ensemble de ces figures montrent un comportement général semblable à celui présenté par les visualisations pariétales de la cellule élémentaire. Les structures identifiées précédemment se traduisent naturellement pour une faible distance d'impact sur les figures 4.13(a), 4.14(a) et 4.15(a). En effet, la structure cellulaire fait apparaître les points de séparation marqués par les zones d'accumulation d'enduit gras sur les extrémités des jets rotatifs. Ces zones sont moins marquées pour θ=45° car la trace du jet est très faible. Les jets externes quant à eux ont gardé leurs structures et ils n'ont pas été affectés par la présence des jets rotatifs.

Ces figures mettent également en avant la forme en croix du jet rotatif avec θ=20° et la structure ronde pour θ=30°. En revanche, le point commun entre ces deux dispositifs est la présence des zones d'arrêt qui ont été associées aux quatre courants distincts de chaque jet rotatif. Pour θ=45°, la première constatation à l'issu d'une comparaison avec les deux autres visualisations est que la trace des jets rotatifs est très faibles mais la structure des jets simples n'est visiblement pas modifiée.

En augmentant la distance d'impact, seule la figure 4.13(b), met en évidence la présence de toutes les structures de l'écoulement. Pour θ=30° et θ=45°, les structures de l'écoulement pariétal sont analogues et ressemblent à la structure en absence de jets rotatifs.

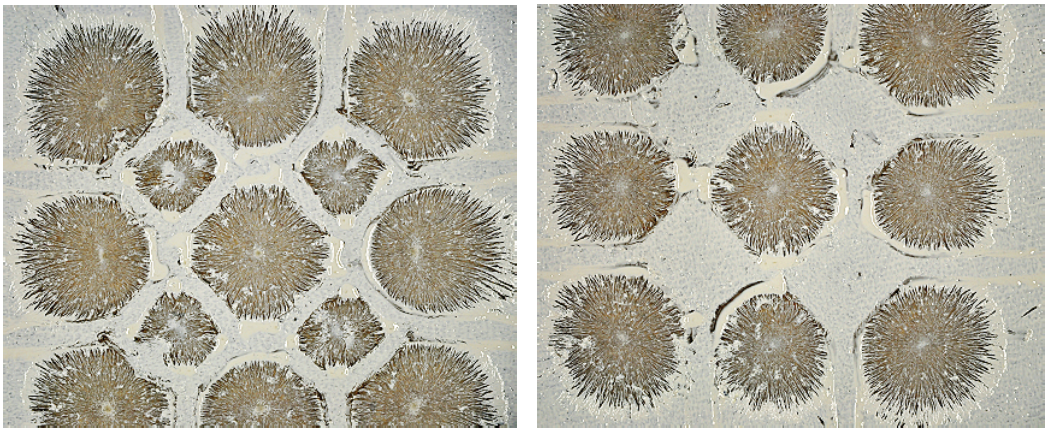


(a) H/D = 2,5 (b) H/D = 4

FIGURE 4.13 – Écoulement pour θ=20°

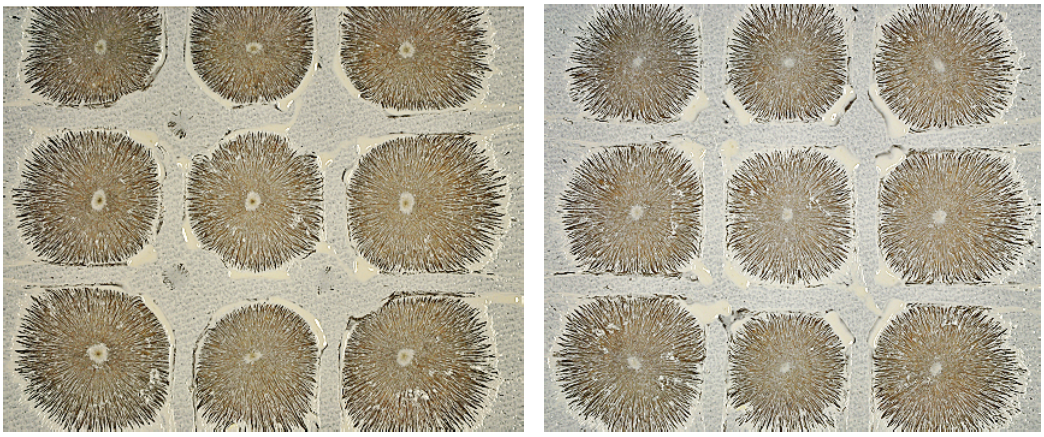
Les figures 4.16(b), 4.17(b) et 4.18(b) présentent les vecteurs vitesse projetés sur une section z/D=3,99 du jet libre pour les trois dispositifs de mise en rotation.

Pour θ=20°, le zoom effectué sur la zone d'interaction montre une partie de l'écoulement axiale



(a) H/D = 2,5 (b) H/D = 4

FIGURE 4.14 – Écoulement pour θ=30°



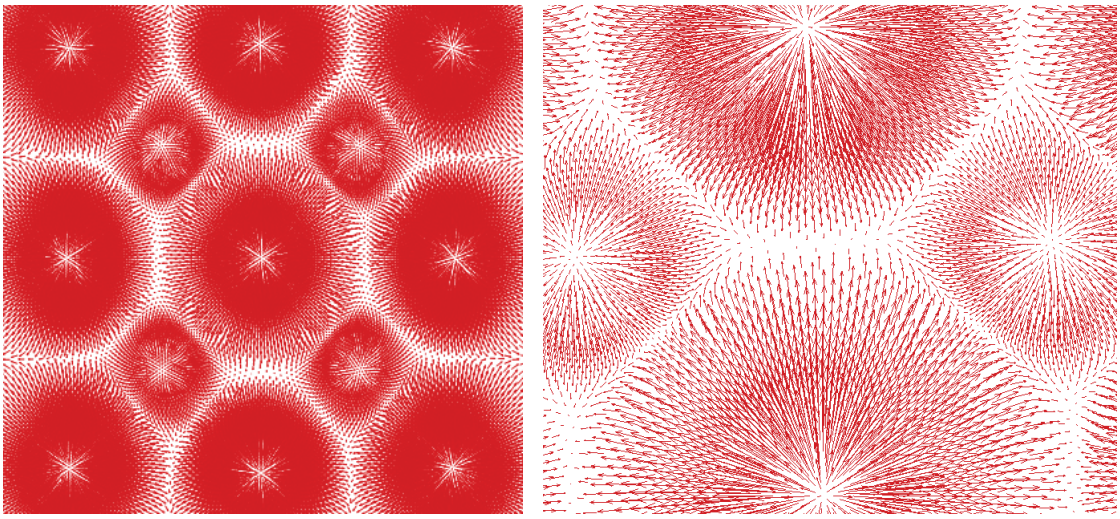
(a) H/D = 2,5 (b) H/D = 4

FIGURE 4.15 – Écoulement pour θ=45°

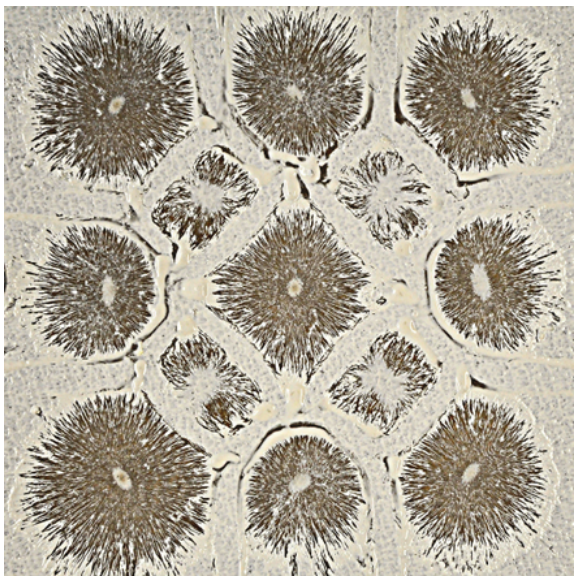
marquée par des points par la projection des vecteurs vitesse. Cet écoulement éjecté correspond à l'effet fontaine qu'on peut également l'identifier par les zones d'accumulation d'enduit gras sur la visualisation pariétale de la figure 4.16(c).

Cet aspect est également visible sur les résultats de la simulation numérique pour θ=30° sur les figures 4.17(a) et 4.17(b). En revanche, pour θ=45° l'aspect est différent, car le jet à très faible vitesse ne constitue plus un obstacle. Les jets simples interagissent entre eux uniquement.

Comme il a été évoqué plus haut, pour H/D=4, les visualisations pariétales pour θ=30° et θ=45° ne permettent pas d'extraire plus d'imformations sur les structures locales.

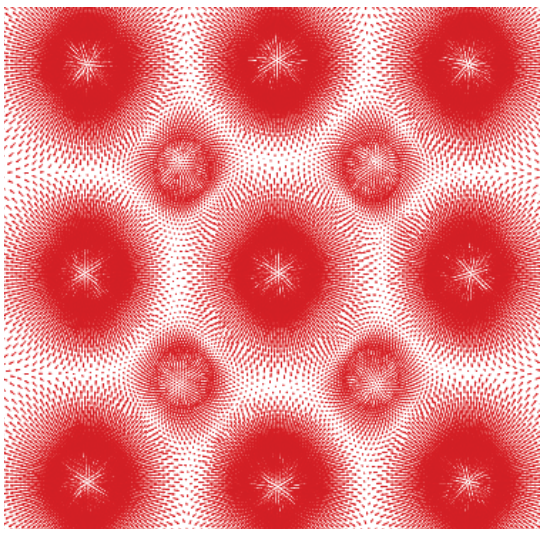


(a) Simulation (b) Zoom sur la zone d'interaction

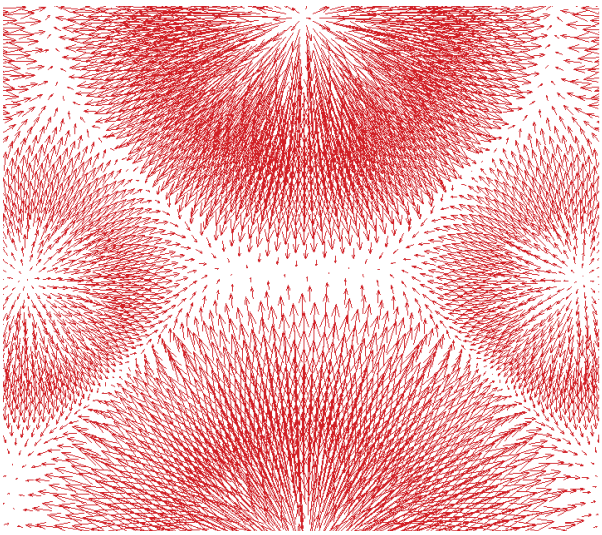


(c) Visualisation

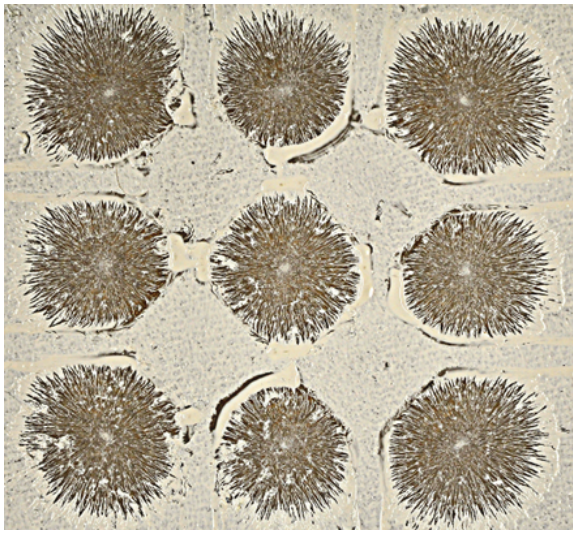
FIGURE 4.16 – Visualisation de l'écoulement pour z/D=3,99 et H/D=4, θ=20°



(a) Simulation

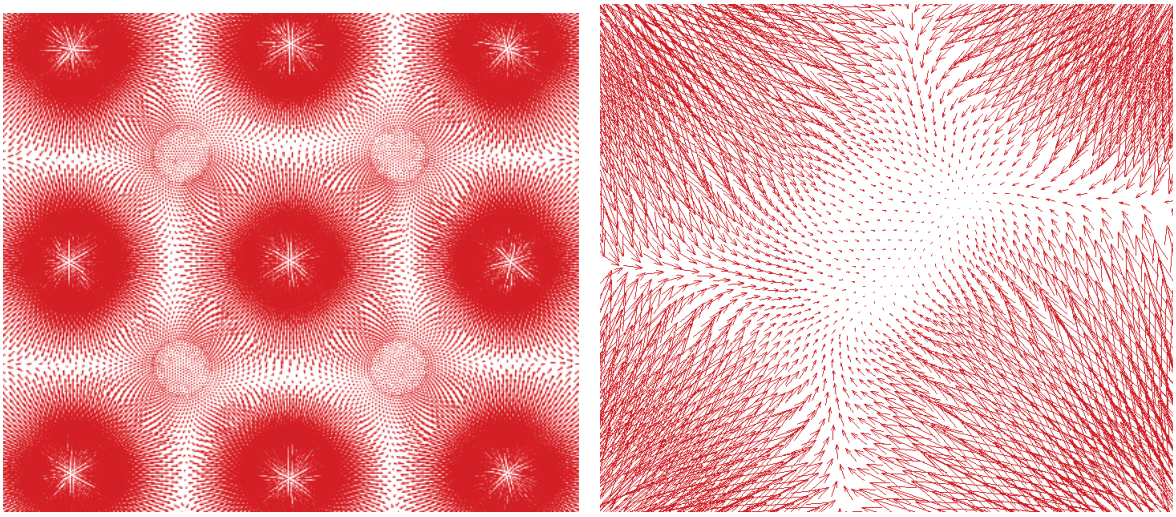


(b) Zoom sur la zone d'interaction

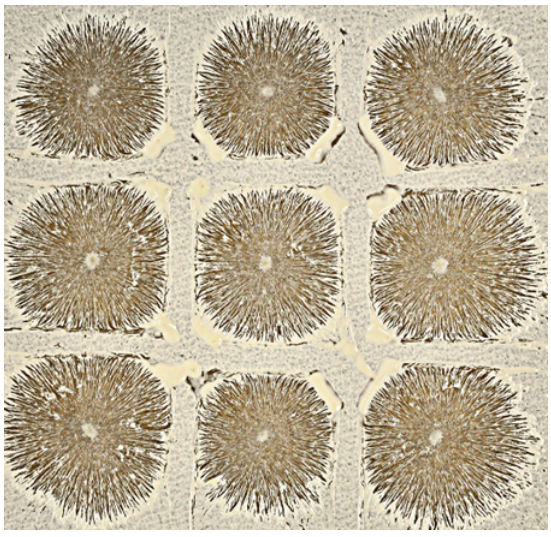


(c) Visualisation

FIGURE 4.17 – Visualisation de l'écoulement pour z/D=3,99 et H/D=4, θ=30°



(a) Simulation (b) Zoom sur la zone d'interaction



(c) Visualisation

FIGURE 4.18 – Visualisation de l'écoulement pour z/D=3,99 et H/D=4, θ=45°

Conclusion

Ce dernier chapitre s'est basé essentiellement sur des visualisations pariétales de l'écoulement d'un jet rotatif unique en premier puis des jets combinés. L'outil utilisé pour cette fin est l'enduit gras appliqué sur une plaque d'impact.

Les résultats des simulations numériques ont été également présentés à travers les vecteurs vitesse projetés sur une section du jet libre.

Pour le jet unique, les visualisations pariétales ont montré l'effet de la distance d'impact. En effet, pour les faibles distances d'impact (H/D$\prec$5), le jet est divisé en quatre courants distincts. Cet aspect a été évoqué à plusieurs reprises par quelques auteurs. A partir d'une distance d'impact H/D=5, on a remarqué un changement de régime marqué par une zone d'arrêt au centre et une structure semblable à celle d'un jet simple. Ceci, en revanche n'est pas le cas pour θ=45° où la trace du jet est très faible et n'identifie aucune structure.

Les résultats numériques montrent par contre la structure de l'écoulement sur une section du jet libre. Les vecteurs vitesse mettent en avant le mouvement circonférentiel et l'entrainement de l'écoulement voisin. Pour θ=20°, l'écoulement est encore axial au centre, par contre pour θ=30° et θ=45° le passage à un mouvement de rotation est rapide.

En suivant la même démarche, des visualisations pariétales ont été également réalisées pour la cellule élémentaire et le domaine avec implantation de quatre jets rotatifs. A l'issue des remarques précédentes, on a pu tirer les conclusions suivantes :

A faible distance d'impact, les structures locales de l'écoulement sont facilement identifiables particulièrement pour θ=20° et θ=30° où les jets rotatifs sont encore présents à l'impact et permettent de localiser les points de séparation marqués par l'accumulation de l'enduit gras. Des zones d'arrêt dans les jets simples ont été également mises en avant à travers les différentes visualisations et finalement la structure du jet rotatif divisé en quatre courants séparés a été nettement visible pour θ=20° et θ=30°. En revanche, pour θ=45° la visualisation pariétale ne resprésente pas les zones de décollement de l'écoulement à cause de la trace très faible du jet rotatif mais on identifie toutefois la structure des jets simples avec les zones d'arrêt à l'impact.

Les aspects décrits à faible distance d'impact sont difficilement identifiables pour une distance d'impact H/D=4. En effet, les traces des jets sont très faibles et la structure globale ressemble à celle de jets simples en ligne.

Les simulations numériques quant à elles, identifient d'une part le sens de l'écoulement dans les zones d'interaction et localisent en particulier les points singuliers où l'écoulement est axial ascendant et correspond à l'effet fontaine.

Conclusion générale

Les travaux présentés dans ce mémoire constituent une étude numérique de l'impact d'une batterie de jets sur une plaque plane. L'objectif principal du travail était d'améliorer le processus de refroidissement de la trempe du verre plat à travers l'homogénéisation du transfert de chaleur. Partant d'une batterie de jets simples, notre étude a visé la recherche des configurations novatrices dont les transferts de chaleur à la surface du verre soient plus homogènes. L'approche choisie consiste à implanter des jets rotatifs dans les réseaux, de manière à accentuer le mélange des jets impactant et, partant, l'homogénéité des transferts pariétaux.

Pour mener à bien cette étude, il a fallu mener un travail bibliographique approfondi pour définir les caractéristiques aérodynamiques et thermiques de l'impact d'un jet d'air sur une plaque plane. Dans cette partie, on a détaillé les principaux résultats obtenus pour un jet simple, rotatif et encore pour les jets multiples. Si pour le jet simple le comportement a été confirmé par toutes les études, aussi bien expérimentales que numériques, pour le jet rotatif les conclusions très diverses et parfois contradictoires qui ressortent des différentes études, en particulier pour ce qui concerne les transferts de chaleur, confirment le manque d'efficacité des jets rotatifs en impact. Les batteries de jets, restent moins bien connues. La plupart des études utilisent un nombre limité de jets du fait de la complexité de l'écoulement et la multitude des paramètres qui interviennent. Dans un deuxième temps, nous avons détaillé le modèle physique et numérique. Cette étape a nécessité une validation du modèle de turbulence pour la suite de l'étude. Différents modèles de turbulence ont été testés et comparés avec le cas de référence et des études expérimentales.

Nos travaux par la suite se sont décomposés en trois parties allant d'une configuration de base d'un jet rotatif unique à une configuration plus complexe avec l'intégration des jets rotatifs dans un réseau de refroidissement.

La première partie qui a été détaillée dans le deuxième chapitre s'est concentrée sur la conception des jets rotatifs et l'étude dynamique de l'écoulement tournant. On a caractérisé théoriquement le mouvement de rotation dans les jets tournants ; ce qui nous a permis de définir le nombre de swirl propre à notre étude. La méthode de conception des dispositifs de mise en rotation a été exposée par la suite. L'intégration de ce dispositif de mise en rotation nous a permis d'exploiter les premiers résultats de l'écoulement d'un jet tournant. L'écoulement détaillé dans les buses mixtes a montré l'indépendance du nombre de swirl au nombre de Reynolds sauf pour les fortes inclinaisons des pales et les grands nombres de Reynolds. On a également soulevé un comportement différent pour le dispositif à θ=30°. L'analyse de l'écoulement à travers les lignes de courant a mis en évidence le développement d'une structure tourbillonnaire à l'entrée de la buse mixte. Ce tourbillon est une conséquence de l'association

de l'effet de vena contracta avec le mouvement de rotation et il a été identifiée à travers les vitesses ascendantes, un écoulement dans le sens opposé au mouvement global de rotation généré par les pales et aussi par les pertes considérables de pression totale. L'effet de ce tourbillon est ressenti jusqu'à l'aval de la buse mixte où les pertes engendrées par sa présence sont importantes. Les résultats décrivant l'aspect dynamique de l'écoulement des jets rotatifs ont aussi montré la présence du cœur du jet marqué par une zone à vitesse descendante élevée et aux pertes réduites. L'analyse dynamique par la suite a été consacrée au jet dans sa partie libre jusqu'à l'impact. La dépendance du nombre de swirl au nombre de Reynolds pour les fortes inclinaisons et les grands nombres de Reynolds est réduite. En ce qui concerne l'effet de la courbure radiale qu'on a noté α, le nombre de swirl est indépendant de ce paramètre sauf pour les grandes valeurs. Les résultats ont montré aussi que la rotation se diffuse plus rapidement pour les fortes inclinaisons et le taux de rotation diminue progressivement vers l'impact. Cet aspect on l'a évoqué au premier chapitre et il a été confirmé par de nombreuses études.

La deuxième partie a fait l'objet du troisième chapitre qui a été consacrée à l'étude de l'implantation des jets rotatifs dans un réseau de refroidissement. Elle a été divisée en deux parties, une étude dynamique et une étude thermique.

Dans un premier temps, une première étude des jets multiples simples a identifié les structures principales de l'écoulement (Effet fontaine). Pour l'implantation des jets rotatifs, on a commencé tout d'abord par l'étude d'une cellule élémentaire composée de quatre jets simples et un jet rotatif. Les résultats montrent que chaque jet se développe dans sa propre cellule isolée et la présence du jet rotatif au centre n'affecte que peu les jets simples autour. La structure cellulaire est aussi retrouvée dans le cas de l'implantation de quatre jets rotatifs et les points de séparation formant l'effet fontaine ont été également identifiées à travers les iso surfaces.

La quantification de la rotation a montré que l'évolution du nombre de swirl est indépendante de la position et aussi du sens de rotation du dispositif de mise en rotation. En revanche, une comparaison avec le cas du jet rotatif unique montre un écart pour les nombres de swirl calculés particulièrement à l'interface de sortie des jets. Ceci a été attribué à la présence des buses qui ont affecté l'écoulement dans les dispositifs de mise en rotation et cet écart diminue avec l'angle d'inclinaison.

L'étude thermique de ce chapitre a montré que pour le jet rotatif, le transfert de chaleur est réduit à l'impact du fait de la diffusion rapide de la rotation et l'échange de quantité de mouvement avec les jets voisins ; ce qui favorise le mélange au détriment des transferts de chaleur. L'implantation d'un ou plusieurs jets rotatifs augmente par contre légèrement le transfert de chaleur des jets simples externes. L'évolution des coefficients de transfert de chaleur a mis en évidence la présence des pics locaux entre les jets. La présence de ces pics a été souvent discutée dans la littérature entre ceux qui confirment et les autres qui montrent l'absence de ces pics secondaires.

La dernière partie a été consacrée à la réalisation du banc expérimental dédié aux réseaux de jets, sur lequel des visualisations par enduit gras ont été réalisées pour des jets rotatifs uniques ou intégrés dans le réseau de refroidissement.

En suivant la même démarche que les chapitres précédents, les visualisations par enduit gras ont été réalisées pour un jet rotatif unique en premier. L'aspect du jet divisé en quatre courants distincts a été trouvé pour les faibles distances d'impact. A partir d'une distance d'impact H/D = 5, les quatres

courants sont remplacés par une structure semblable à celle d'un jet simple avec la présence d'une zone d'arrêt au centre. Pour les fortes inclinaisons des pales, la trace du jet est très faible et il devient difficile de distinguer la structure du jet à l'impact.

Les résultats numériques, bien qu'ils ne permettent pas une réelle comparaison avec les visualisations, mettent en avant le mouvement circonférentiel et l'entrainement de l'écoulement voisin.

Les visualisations pariétales ont été par la suite réalisées pour la cellule élémentaire et le domaine avec implantation de quatre jets rotatifs. À l'issu de ces différentes études, on a pu tirer les conclusions suivantes :

Pour les faibles distances d'impact et les faibles inclinaisons, les jets rotatifs sont encore présents à l'impact et leurs structures permettent de mettre en évidence les points de séparation marqués par l'accumulation de l'enduit gras ainsi que la structure du jet rotatif divisé en quatre courants séparés. Pour les fortes inclinaisons, la trace des jets rotatifs est très faible et ne permet pas de distinguer ce genre de structures. En revanche, on identifie toutefois la structure des jets simples avec les zones d'arrêt à l'impact.

Pour une distance d'impact H/D = 4, la structure globale de l'écoulement à l'impact ressemble à celle de jets simples alignés du fait de la disparition précoce des jets rotatifs.

Les simulations numériques quant à elles, identifient à travers les vecteurs vitesses projetés le sens de l'écoulement mais aussi les points singuliers où l'écoulement est axial ascendant et correspond à l'effet fontaine.

Ces résultats nous donnent des idées pour envisager des prolongements de cette étude :

– L'espacement entre les jets a une forte influence sur la structure de l'écoulement et les transferts de chaleur comme on a pu le constater dans l'étude de San et Lai [65]. Malheureusement, dans notre étude, ce paramètre a été fixé. L'effet de l'espacement produit vraisemblablement une modification importante sur le mélange et donc sur l'efficacité du refroidissement. Pour cela, une étude sur la disposition des jets et leur espacement associée à une étude thermique seraient intéressantes afin d'observer l'effet sur les échanges de chaleur entre les jets et la paroi.

– Il serait aussi intéressant de développer l'aspect expérimental de cette étude par exemple par le chauffage de la plaque d'impact par des résistances et d'utiliser d'autres moyens de visualisation comme la PIV (Particle image velocimetry) pour mieux détailler l'écoulement des jets impactants.

Bibliographie

[1] K ABRANTES, Juliana et A AZEVEDO, Luis Fernando : Fluid flow characteristics of a swirl jet impinging on a flat plate. *13th.Int.Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics Lisbon,Portugal*, 2006.

[2] J. ADJOVI et E. FOUCAULT : Stabilité des jets annulaires tournants. *Congrés Francophone de techniques Laser CFTL Toulouse 19-22*, 2006.

[3] S.O. AKANSU : Heat transfer and pressure drops for porous-ring turbulators in a circular pipe. *Applied Energy*, 83:280–298, 2006.

[4] O. AL-AQAL : *Heat transfer distributions on the walls of a narrow channel with jet impingement and cross flow*. Thèse de doctorat, University of Pittsburgh, 1999.

[5] K. BAKIRCI et K. BILEN : Visualization of heat transfer for impinging swirl flow. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32:182–191, 2007.

[6] J.W. BAUGHN, A. HECHANOVA et X YAN : An experimental study of entrainment effects on the heat transfer from a flat surface to a heated circular impinging jet. *Journal of Heat Transfer*, 113:1023–1025, 1991.

[7] J.W. BAUGHN et S. SHIMIZU : Heat transfer measurements from a surface with uniform heat flux and an impinging jet. *ASME Journal of Heat Transfer, Series C*, 111:1096–1098, 1989.

[8] F. BEAUBERT et S. VIAZZO : Large eddy simmulation of a plane turbulent impinging jet at moderate Reynolds numbers. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24:512–519, 2003.

[9] Janos BEER et Norman CHIGIER : *Combustion Aerodynamics*. Applied Science Publishers, London, 1972.

[10] GY. CAO, M. RUPONEN, R. PAAVILAINEN et J. KURNITSKI : Modeling and simulation of the near-wall velocity of a turbulent ceiling attached plane jet after its impingement with the corner. *Building and Environment*, 46:489–500, 2011.

[11] C. CARCASCI : An experimental investigation on air impinging jets using visualization methods. *International Journal of Thermal Sciences*, 38:808–818, 1999.

[12] T.L. CHAN, C.W. LEUNG, K. JAMBUNATHAN, S. ASHFORTH-FROST, Y. ZHOU et M.H. LIU : Heat transfer characteristics of a slot jet impinging on a semi-circular convex surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45:993–1006, 2002.

[13] P. CHASSAING : Turbulence en mécanique des fluides : Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur. *CEPADUES-Editions*, 2000.

[14] H.J. CHEN, B. MOSHFEGH et M. CEHLIN : Numerical investigation of the flow behavior of an isothermal impinging jet in a room. *Building and Environment*, 49:154–166, 2012.

[15] D.W. COLUCCI et 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.

[16] R. DING, J. REVSTEDT et L. FUCHS : Lif study of mixing in circular impinging jets - effects of boundary conditions. *Proceedings of PSFVIP-4, June 3-5, Chamonix (France)*, 2003.

[17] M. FEARWEATHER et GK. HARGRAVE : Experimental investigation of an axisymmetric, impinging turbulent jet - part1 velocity field. *Experiments In Fluids*, 33:464–471, 2002.

[18] R. GARDON et J. C. AKFIRAT : The role of turbulence in determining the heat-transfer characteristics of impinjing jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 8:1261–1272, 1965.

[19] R. GARDON et J.C. AKFIRAT : Heat transfer characteristics of impinging two dimensional air jets. *Int.J.Heat Mass Transfer*, pages 101–108, 1966.

[20] R. GARDON et J. CARBONPUE : *Heat transfer between a flat plate and jets of air impinging on it*, volume 2 de *International Development in Heat Transfer*, pages 454–460. ASME, New-York, 1962.

[21] S.V. GARIMELLA et P.A. EIBECK : Heat transfer characteristics of an array of protruding elements in single phase forced convection. *Int.J.Heat.Mass.Transfer*, 33:2659–2669, 1990.

[22] James GAUNTNER, John LIVINGOOD et Peter HRYCAK : Survey of litterature on flow characteristics of a single turbulent jet impinging on a flat plate. Technical Note TN D-5652, NASA, Lewis Research Center, Cleveland (OH), February 1970.

[23] L.F.G. GEERS, M.J. TUMMERS, T.J. BUENINCK et K. HANJALIC : Heat transfer correlation for hexagonal and il-line-arrays of impinging jets. *Int.J.Heat.Mass.Transfer*, 51:5389–5399, 2008.

[24] F. GIRALT, C. CHIA et O. TRASS : Characterization of the impingement region in an axisymmetric turbulent jet. *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*, 16:21–28, 1977.

[25] R. J. GOLDSTEIN, A. I. BEHBAHANI et K. HEPPELMANN : Streamwise distribution of the recovery factor and the local heat transfer coefficient to an impinging circular jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 29:1227–1235, 1986.

[26] R. J. GOLDSTEIN et W. SEOL : Heat transfer to a row of impinging circular air jets including the effect of entrainment. *Int.J.Heat.Mass.Transfer*, 34:2133–2147, 1991.

[27] R. J. GOLDSTEIN et J. TIMMERS : Visualization of heat transfer from arrays of impinging jets. *Int.J.Heat Mass Transfer*, 25:1857–1868, 1982.

[28] F. GUILLARD, R. FRITZON, J. REVSTEDT et M. ALDEN : Mixing in a confined turbulent impinging jet using planar laser-induced fluorescence. *Experiments in Fluids*, 25:143–150, 1998.

[29] J O HINZE : *Turbulence*. Mc Graw-Hill, New-York, 2nd édition, 1975.

[30] C. HOOGENDOORN : The effect of turbulence on heat transfer at a stagnation point. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 20:1333–1338, 1977.

[31] L. HUANG et M.S. EL-GENK : Heat transfer and flow visualization experiments of swirling,multichannel, and conventional impinging jets. *Int.J.Heat.Mass.Transfer*, 41:583–600, 1997.

[32] A.M. HUBER et R. VISKANTA : Convecttive heat transfer to a confined impinging array of air jets with spent air exits. *ASME Journal of Heat Transfer*, 116:570–576, 1994.

[33] A. IANIRO, G. GARDONE et G.M. CARLOMAGNO : Ir wall het transfer in swirling impinging jets. *10th.International Conference on Quantitative Infrared Thermography, Québec(Canada)*, 2010.

[34] J. JAMBUNATHAN, E. LAI, M. MOSS et B. BUTTON : A review of heat transfer data for single circular jet impingement. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 13:106–115, 1992.

[35] W P JONES et Brian E LAUNDER : The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 5:301–314, 1972.

[36] K.A. JULIANA et A.A. LUIS FERNANDO : Fluid flow characteristics of a swirl jet impinging on a flat plate. 2006.

[37] A. KHALIL, A.E. ZOHIR et A.M. FARID : Heat transfer characteristics and friction of turbulent swirling flow through abrupt expansion. *American Journal of Scientific and Industrial Research*, 2010.

[38] C. KINSELLA, B. DONNELLY, T.S. O'DONOVAN et D.B. MURRY : Heat transfer enhancement from a horizontal surface by impinging swirl jets. *5th European Thermal-Sciences Conference,The Netherlands*, 2008.

[39] S. KUBACKI et E. DICK : Convective heat transfer predictions in an axisymmetric jet impinging onto a flat plate using an improved k-omega model. *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 234:2327–2335, 2010.

[40] B. LAUNDER et R. SPALDING : The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanical Engineering*, 3:269–289, 1974.

[41] D. H. LEE, R. GRIEF, S. J. LEE et J. H. LEE : Heat transfer from a plate to a fully developed axisymmetric impinging jet. *ASME Journal of Heat Transfer*, 117:772–776, 1995.

[42] D.H. LEE, Y.S. CHUNG et D.S. KIM : Turbulent flow and heat transfer measurement on a curved surface with a fully developed round impinging jet. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 18:160–169, 1997.

[43] D.H. LEE, Y.S. CHUNG et S.Y. WON : The effect of concave surface curvature on heat transfer from a fully developed round impinging jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42:2489–2497, 1999.

[44] D.L. LEE, S.Y. WON, Y.T. KIM et Y.S. CHUNG : Turbulent heat transfer from a flat surface to a swirling round impinging jet. *Int.J.Heat.Mass.Transfer*, 45:223–227, 2002.

[45] Jungho LEE et Sang-Joon LEE : The effect of nozzle configuration on stagnation region heat transfer enhancement of axisymmetric jet impingement. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43:3497–3509, 2000.

[46] H. LIANG et T. MAXWORTHY : An experimental investigation of swirling jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 525:115–159, 2005.

[47] D. LYTLE et B.W. WEBB : Air jet impingement heat transfer at low nozzle-plate spacing. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 37:1687–1697, 1994.

[48] H. MARTIN : *Heat and Mass Transfer between Impinging Gas Jets and Solid Surfaces*, volume 13 de *Advances in Heat Transfer*, pages 1–60. Academic Press, New-York, 1977.

[49] S. MAUREL, C. REY, C. SOLLIEC et M. PAVAGEAU : Caractéristiques cinématiques et structurelles d'un jet d'air plan turbulent frappant une plaque plane placée à distance variable. *Mécanique et Industrie*, 5:317–329, 2004.

[50] S. MAUREL et C. SOLLIEC : A turbulent plane jet impinging nearby and far from a flat plate. *Experiments in Fluids*, 31:687–696, 2001.

[51] C.S. MCDANIEL et B.W. WEBB : Slot jet impingment heat transfer from circular cylinders. *Journal of Heat and Mass Transfer*, 43:1975–1985, 2000.

[52] F.R. MENTER : Zonal two equation k-omega turbulence models for aerodynamic flows. *AIAA Journal*, pages 93–2906, 1993.

[53] F.R. MENTER : Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32:1598–1605, 1994.

[54] B. MERCI et E. DICK : Heat transfer predictions with a cubic k–e model for axisymmetric turbulent jets impinging onto a flat plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46: 469–480, 2003.

[55] François MONNOYER et Dominique LOCHEGNIES : Heat transfer and flow characteristics of the cooling system of an industrial glass tempering unit. *Applied Thermal Engineering*, 28(17-18):2167–2177, 2008.

[56] Chayut NUNTADUSIT, Makatar WAEHAHYEE, Asi BUNYAJITRADULYA et Toshihiko SHAKOUCHI : Heat transfer enhancement for a swirling jet impingement. *In 14th International Symposium on Flow Vizualisation*, EXCO Daegu, Korea, June 21-24 2010.

[57] T. O'DONOVAN et D. B. MURRAY : Jet impingement heat transfer – Part I : Mean and root-mean-square heat transfer and velocity distributions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50:3291–3301, 2007.

[58] E.E.M. OLSSON, L.M. AHRNÉ et A.C. TRAGARDH : Heat transfer from a slot air jet impinging on a circular cylinder. *Journal of Food Engineering*, 63:393–401, 2004.

[59] V. C. PATEL, W. RODI et G. SCHEUERER : Turbulence models for near-wall and low reynolds number flows : A review. *AIAA Journal*, 23:1308–1319, 1985.

[60] C POPIEL et L BOGUSLAWSKI : Mass or heat transfer in impinging single, round jets emitted by a bell-shaped nozzle and sharp-ended orifice. *In 8th International Heat Transfer Conference*, volume 3, pages 1187–1192, 1986.

[61] C.O. POPIEL et O. TRASS : Visualisation of a free and impinging round jet. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 4:253–264, 1991.

[62] D.H. RHEE, P.H. YOON et H.H. CHO : Local heat/mass transfer and flow characteristics of array impinging jets with effusion holes ejecting spent air. *Int.J.Heat.Mass.transfer*, 46:1049–1061, 2003.

[63] B. SAGOT, G. ANTONINI, A. CHRISTGEN et F. BURON : Jet impingement heat transfer on a flat plate at a constant wall temperature. *International Journal of Thermal Sciences*, 47:1610–1619, 2008.

[64] J. SAKAKIBARA, K HISHIDA et W. R. C. PHILIPS : On the vortical structure of plane impinging jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 434:273–300, 2001.

[65] J. SAN et M. LAI : Optimum jet-to-jet spacing of heat transfer for staggered arrays of impinging air jets. *Int.J.Heat.Mass.transfer*, 44:3997–4007, 2001.

[66] R. SCHIESTEL : Les écoulements turbulents, modélisation et simulation. *Hermès Science publications*, 1998.

[67] H J SHEEN, W J CHEN, S Y JENG et T L HUANG : Correlation of swirl number for a radial-type swirl generator. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 12:444–451, 1996.

[68] D B SPALDING : A single formula for the law of the wall. *ASME Journal of Applied Mechanics*, 28(3):455–458, 1961.

[69] A. STAMOU et Katsiris. I : Verification of a cfd model for indoor airflow and heat transfer. *Building and Environment*, 41:1171–1181, 2006.

[70] M.Y. WEN et K.J. JANG : An impingement cooling on a flat surface by using circular jet with longitudinal swirling strips. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46(24):4657–4667, 2003.

[71] D.C. WILCOX : Turbulence modeling for cfd. *2nd edition, DCW Industries*, 1998.

[72] V. YAKHOT, S.A. ORSZAG, S. THANGAM, T.B. GATSKI et C.G. SPEZIALE : Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique. *Physics of Fluids A*, 4:1510–1520, 1992.

[73] X. YAN : *A preheated-wall transient method using liquid crystals for the measurement of heat transfer on external surfaces and inducts*. Thèse de doctorat, University of California, Davis, 1993.

[74] H.Q. YANG, T.J. LU et K. ICHIMIYA : Flow structure,wall pressure and heat transfer characteristics of impinging annular jet with/without swirling. *nternational Journal of Heat and Mass Transfer*, 53:4092–4100, 2010.

Annexe A

Caractère composite de la couche limite turbulente

Les premières tentatives de modélisation de la turbulence remontent aux années 1930, avec les travaux de Ludwig Prandtl et Theodore von Kármán s'appuyant sur des mesures dans des couches limites pariétales sur des plaques planes et dans des conduites.

Ces mesures ont révélé qu'il n'existe pas de similitude des profils de vitesse normalisés linéairement, comme le montre la figure A.1. Pour établir ce qui deviendrait la loi de paroi, von Kármán a subdivisé

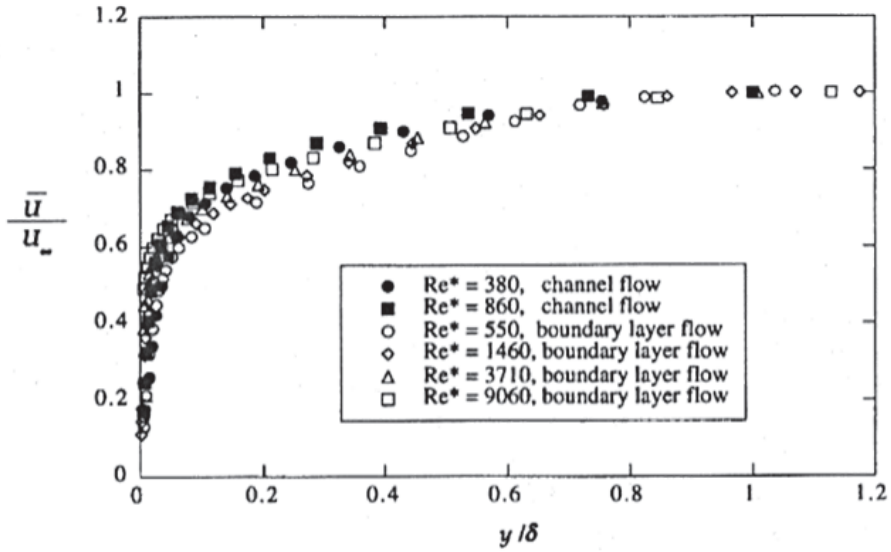


FIGURE A.1 – Profils de couches limites turbulentes sur plaque plane et en conduite [68]

la couche limite turbulente en trois régions distinctes : la sous-couche visqueuse, au voisinage immédiat de la paroi, où la turbulence ne peut se développer, la couche logarithmique, où les tensions visqueuses sont négligeables devant les tensions de Reynolds, et une zone de raccord. Il convient d'ajouter une couche extérieure, ou couche de sillage, qui ne sera pas abordée ici car aucune règle de similitude ne s'y applique.

Dans ce qui suit, on admet que les gradients de pression sont négligeables et que l'écoulement moyen est parallèle à la paroi. Il se réduit donc à la seule composante de vitesse u, qui ne varie qu'avec la distance à la paroi y.

A.1 Sous-couche visqueuse

La paternité de la sous-couche visqueuse revient à Prandtl qui émit l'hypothèse que la présence de la paroi et la vitesse très faible à son voisinage immédiat devaient empêcher la turbulence de s'y développer.

Considérant que la tension de cisaillement dépend des caractéristiques locales de l'écoulement :

$$\tau = f_0\left(y, \frac{du}{dy}, \rho, \mu, \tau_p\right) \tag{A.1}$$

où τ_p est la composante pariétale de la tension visqueuse, l'application du théorème de Vaschy-Buckingham transforme cette relation en une expression combinant deux groupes adimensionnels :

$$\frac{\tau}{\tau_p} = \phi_0\left(\frac{\sqrt{\tau_p \rho}\, y}{\mu}, \frac{\mu}{\tau_p}\frac{du}{dy}\right) \tag{A.2}$$

Il est d'usage de définir la vitesse de frottement u_τ :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \tag{A.3}$$

et les variables adimensionnelles de paroi y^+ et u^+ :

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu}, \quad u^+ = \frac{u}{u_\tau}$$

pour obtenir une formulation plus élégante :

$$\frac{\tau}{\tau_p} = \phi_0\left(y^+, \frac{du^+}{dy^+}\right) \tag{A.4}$$

De plus, on vérifie aisément que :

$$\frac{du^+}{dy^+} = \frac{\tau_l}{\tau_p} \tag{A.5}$$

où τ_l désigne la tension visqueuse.

Dans la sous-couche visqueuse, la tension visqueuse n'est autre que la tension totale puisque la turbulence n'y joue pas de rôle. Les équations (A.4) et (A.5) se réduisent donc à :

$$\phi_0\left(\frac{du^+}{dy^+}\right) = \frac{du^+}{dy^+} \tag{A.6}$$

Enfin, pour qu'une similitude universelle existe dans la sous-couche visqueuse, il faut que la fonction ϕ_0 soit constante. Or, à la paroi, $\tau_l = \tau_p$, et l'équation (A.5) devient :

$$\frac{du^+}{dy^+} = 1 \tag{A.7}$$

La sous-couche visqueuse satisfait donc l'équation linéaire :

$$u^+ = y^+ \tag{A.8}$$

A.2 Couche logarithmique

Dans cette zone éloignée de la paroi, où la tension de Reynolds τ_t est pleinement développée, la viscosité moléculaire ne joue qu'un rôle marginal.

L'équation de Navier-Stokes (1.30) dans la direction longitudinale se réduit à :

$$0 = \frac{d}{dy}\left(\tau_t + \mu\frac{du}{dy}\right) \tag{A.9}$$

que l'on intègre depuis la paroi jusqu'à un point quelconque de la couche logarithmique, où, rappelons-le, la tension visqueuse est considérée comme négligeable, pour obtenir :

$$\tau_t = \tau_p \tag{A.10}$$

En d'autres mots, la tension de Reynolds est constante et égale à la tension visqueuse pariétale.

Considérant en outre que la viscosité moléculaire n'a pas d'effet sur l'écoulement dans cette zone, on écrit :

$$\tau = f_0\left(y, \frac{du}{dy}, \rho, \tau_p\right) \tag{A.11}$$

Comme pour la sous-couche visqueuse, le théorème de Vaschy-Buckingham transforme cette relation en une expression admensionnelle qui détermine les dépendances. Cependant, à la différence de l'équation (A.6), la disparition de la viscosité ne laisse plus place qu'à un seul groupe adimensionnel dans le membre de droite :

$$\frac{\tau}{\tau_p} = \phi_1\left(\frac{y}{u_\tau}\frac{du}{dy}\right) \tag{A.12}$$

soit encore

$$\frac{\tau}{\tau_p} = \phi_1\left(y^+\frac{du^+}{dy^+}\right) \tag{A.13}$$

Comme le terme de gauche de cette équation est égal à l'unité, l'hypothèse de similitude impose que l'argument de la fonction ϕ_1 ait une valeur constante. C'est l'hypothèse de von Kármán, qu'il a formulée comme :

$$\frac{du^+}{dy^+} = \frac{1}{\kappa\, y^+} \tag{A.14}$$

avec κ, la constante qui porte son nom. Par intégration, cette dernière relation devient la loi logarithmique :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa}\,\ln y^+ + C \tag{A.15}$$

Une formulation en logarithme décimal est une alternative très usitée à la loi en logarithme népérien, car elle se prête à une représentation dans un diagramme logarithmique :

$$u^+ = A\,\log y^+ + C \tag{A.16}$$

où $A = \dfrac{\ln 10}{\kappa}$, bien entendu.

A.3 Validation du modèle

Le modèle de couche limite turbulente de Prandtl et von Kármán a été confronté aux données expérimentales et sa validité a toujours été confirmée. von Kármán a fixé la valeur de ses constantes à partir de résultats expérimentaux :

$$\kappa = 0.41 \qquad \text{et} \qquad C = 5.5$$

Le développement de nouvelles techniques de mesure a permis de collecter des détails de l'écoulement auxquels ses auteurs n'ont pas eu accès, sans que le modèle soit jamais mis en défaut. À la fin des années 1980, le recours à la simulation directe de la turbulence a encore confirmé point par point la justesse de leur analyse.

La représentation classique de la couche limite turbulente en coordonnées de paroi est présentée à la figure A.2. On constate tout d'abord que les profils se superposent bien pour $y^+ < 200$, correspondant à la limite de la zone logarithmique. On identifie la zone logarithmique par une pente constante, qu'on

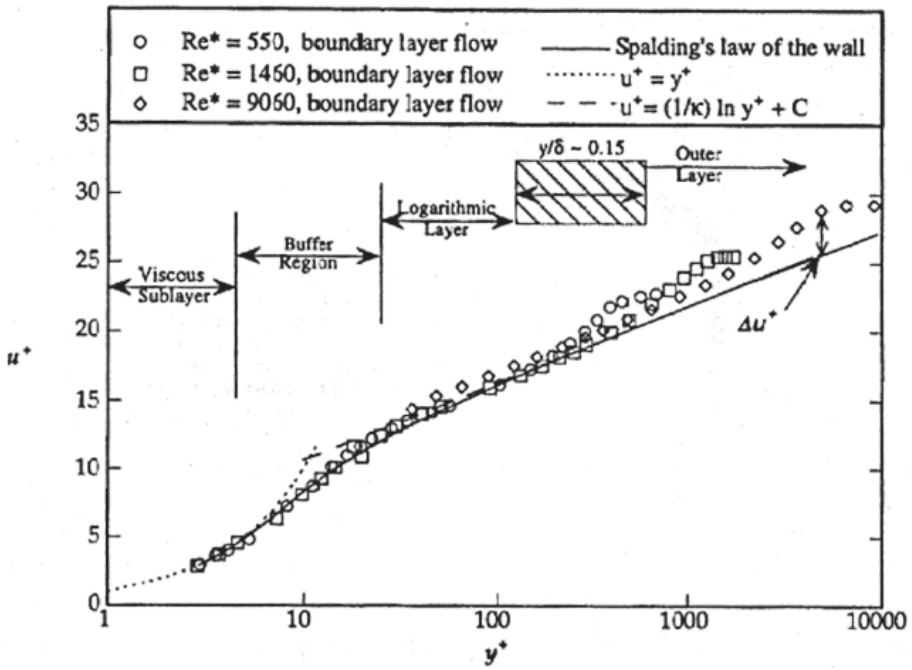


FIGURE A.2 – Profils en coordonnées pariétales [68]

retrouve dans l'intervalle $50 \leq y^+ \leq 200$, tandis que la sous couche visqueuse s'étend de la paroi à $y^+ = 5$.

À titre d'exemple, l'épaisseur de la couche limite turbulente à 1 m du bord d'attaque d'une plaque plane se déplaçant à 100 km/h est de 2 cm, pour une épaisseur de sous-couche visqueuse de 0,07 mm et une zone logarithmique située entre 0,4 mm et 2 mm.

A.4 Loi de couche limite et viscossité turbulente

La notion de viscosité turbulente s'inscrit bien dans la description de la zone logarithmique de la couche limite turbulente .

En effet, on tire l'expression de la tension de Reynolds dans la zone logarithmique de ce qui précède :

$$\tau_t = \rho\, u_\tau^2 \tag{A.17}$$

L'hypothèse de Boussinesq (1.41) se réduit pour sa part à :

$$\tau_t = \mu_t \frac{du}{dy} \tag{A.18}$$

On déduit aisément des deux équations précédentes, combinées à l'équation (A.15) :

$$\mu_t = \mu\, \kappa\, y^+ \tag{A.19}$$

qui montre que la viscosité turbulente varie linéairement avec la distance à la paroi et prend des valeurs plus de cent fois supérieures à la viscosité moléculaire dans la zone logarithmique.

Annexe B

Les modèles de turbulences

B.1 Le modèle k-ϵ standard

Le modèle k-ϵ se base sur la résolution de deux équations de transport de l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation. Cette formulation a été proposée par Launder et Spalding [40].

La viscosité turbulente est exprimée comme suit :

$$\nu_t = \frac{C_\mu k^2}{\epsilon}$$

Les équations de transport pour k et ϵ sont :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j k) = \rho P - \rho\epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \tag{B.1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \epsilon) = C_{\epsilon 1}\frac{\rho P\epsilon}{k} - C_{\epsilon 2}\frac{\rho\epsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}\right)\frac{\partial \epsilon}{\partial x_j}\right] \tag{B.2}$$

Avec le terme de production défini comme :

$$P = \nu_t\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}k\frac{\partial u_m}{\partial x_m}\right)$$

Les constantes présentes dans ce modèles sont :

$$C_\mu = 0.09$$
$$C_{\epsilon 1} = 1.44$$
$$C_{\epsilon 2} = 1.92$$
$$\sigma_k = 1.0$$
$$\sigma_\epsilon = 1.3$$

B.2 Le modèle k-ϵ RNG

Une variation du modèle k-ϵ a été développé par Yakhot et Orszag [72] en utilisant une nouvelle approche nommée groupe de renormalisation (RNG) dans laquelle les plus petites échelles de mouvement sont systématiquement supprimés.

Le modèle est formulé de telle sorte que les équations pour k et ϵ ont la même forme que le modèle k-ϵ standard. Les coefficients du modèle, toutefois,les valeurs des constantes sont différentes :

$$C_\mu = 0.085$$
$$C_{\epsilon 2} = 1.68$$
$$\sigma_k = \sigma_\epsilon = 0.7179$$

Le coefficient $C_{\epsilon 1}$ devient une fonction de η, le rapport des échelles de temps pour la turbulence et du taux moyen de contrainte.

$$C_{\epsilon 1} = 1.42 - \frac{\eta(1 - \frac{\eta}{\eta_0})}{1 + \beta\eta^3}$$
$$\eta = \frac{Sk}{\epsilon}$$
$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ji}}$$

Avec $\eta_0 = 4.38$ et $\beta = 0.015$

B.3 Le modèle RKE

Ce modèle de turbulence considéré comme une variante du modèle statistique k-ϵ, et on l'appelle RKE (Realizable k-ϵ Model)

Théorie du modèle RKE

Le modèle RKE dérive du modèle k-ϵ de la manière suivante :

1.Remplacement de l'équation de transport pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, dans le modèle k-ϵ standard avec une équation de transport semblable qui calcule le taux de dissipation en fonction du comportement dynamique de la fluctuation de la vorticité pour des nombres de Reynolds élevés.

2.Replacement de l'équation de la viscosité turbulente du modèle k-ϵ standard avec une équation de viscosité turbulente qui assure la satisfaction des contraintes de réalisabilité (pour les composantes normales et les composantes turbulentes de cisaillement).

L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente, k, dans le modèle RKE reste inchangée par rapport à celle dans le modèle k-ϵ , ainsi qu'un grand nombre des caractéristiques de modélisation et

paramètres principaux. L'équations de taux de dissipation pour le modèle RKE est modifiée à partir du modèle standard k-ϵ sous la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\epsilon)+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\epsilon\mu_j)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}\right)\frac{\partial\epsilon}{\partial x_j}\right]+\rho C_1 S_\epsilon-\rho C_2\frac{\epsilon^2}{k+\sqrt{\nu\epsilon}}+C_{1\epsilon}\frac{\epsilon}{k}C_{3\epsilon}G_b+S_\epsilon \quad \text{(B.3)}$$

Avec

$$C_1=max\left[0.43,\frac{\eta}{\eta+5}\right],\qquad \eta=S\frac{k}{\epsilon}\,,\qquad S=\sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$$

où G_b désigne la génération d'énergie cinétique de turbulence dû à la flottabilité (ce terme est effectivement négligé dans cette version ACE + pour la compatibilité et de la consistance avec les autres modèles de turbulence mises en oeuvre dans ACE +), et où C_2 et C_1 sont des constantes,σ_ϵ est le nombre de Prandtl turbulent pour ϵ , et S_ϵ est un terme source définie par l'utilisateur. Les valeurs spécifiques auxquelles ces paramètres ont été fixés dans le solveur sont comme suit :

$$C_{1\epsilon}=1.44,\qquad C_2=1.9\,,\qquad \sigma_k=1.0,\qquad \sigma_\epsilon=1.2$$

La condition de Réalisibilité dans le modèle RKE

Le terme «réalisable» signifie que le modèle satisfait certaines contraintes mathématiques sur les composantes de Reynolds et des contraintes de cisaillement, en veillant à la cohérence avec les exigences physiques d'un écoulement turbulent. Ni le modèle standard k-ϵ ni le modèle k-ϵ RNG est réalisable. Afin de mieux comprendre la réalisabilité, une combinaison a été réalisée entre la relation de **Boussinesq** et la définition de la viscosité turbulente pour obtenir l'expression suivante pour la contrainte normale de Reynolds dans un écoulement moyen incompressible :

$$\bar{u^2}=\frac{2}{3}k-2\nu_t\frac{\partial U}{\partial z}$$
$$\nu_t\equiv\frac{\mu_t}{\rho}$$

En utilisant cette relation, on obtient le résultat que la contrainte normale, u^2, qui, par définition doit être une quantité positive, devient négative, c'est-la "non-réalisabilité"

Modélisation de la viscosité turbulente dans le modèle RKE

Comme dans les autres modèles k-ϵ, la viscosité turbulente dans le modèle RKE est calculée à partir de la relation :

$$\mu_t=\rho C_\mu\frac{k^2}{\epsilon}$$

où tous les termes sont tels que définis ci-dessus. la différence entre le modèle RKE, le k-ϵ standard et le modèle k-ϵ RNG est, comme mentionné ci-dessus, que le C_μ n'est plus constante : dans le modèle RKE, il devient une variable, calculée à partir de la relation :

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\epsilon}}$$

Avec,

$$U^* \equiv \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij}\tilde{\Omega}_{ij}}$$

et

$$\tilde{\Omega}_{ij} = \Omega ij - 2\epsilon ijkw_k$$

$$\Omega ij = \tilde{\Omega}_{ij} - 2\epsilon ijkw_k$$

avec $\tilde{\Omega}_{ij}$ le tenseur du taux de rotation et ω_k est la vitesse angulaire. Les constantes A_0 et A_S sont données par :

$$A_0 = 4.04, \qquad A_s = \sqrt{6}cos\phi$$

Avec

$$\phi = \frac{1}{3}cos^{-1}(\sqrt{6}W),\ W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{S^3},\ \tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}},\ S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right)$$

Il peut être vu que C_μ est une fonction de la vitesse de rotation, la vitesse angulaire du système rotatif, et les variables de turbulence k et la quantité ϵ.

B.4 Le modèle k-ω

Le modèle de turbulence k-ω est un modèle à deux équations qui résout le transport de ω, le taux de dissipation spécifique de l'énergie cinétique turbulente, au lieu de ϵ. Le modèle k-ω est basé sur l'approche de Wilcox [71].

La viscosité turbulente dans ce modèle est la suivante :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k}{\omega}$$

Avec :

$$\omega = \frac{\epsilon}{k}$$

Les équations de k et ω deviennent :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j k) = \rho P - \rho\omega k + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \tag{B.4}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \omega) = C_{\omega 1}\frac{\rho P\omega}{k} - C_{\omega 2}\rho\omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}\right)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] \tag{B.5}$$

Les constantes présentées sont les suivantes :

$$C_\mu = 0.09$$
$$C_{\omega 1} = 0.555$$
$$C_{\omega 2} = 0.833$$
$$\sigma_k = 2.0$$
$$\sigma_\omega = 2.0$$

B.5 Le modèle k-ω SST

Menter [52, 53] a transformé le modèle standard k-ϵ dans une forme k-ω, et a développé une fonction F1 qui est égal à un dans la région intérieure et va progressivement vers zéro près du bord de la couche limite. Dans la région intérieure le modèle k-ω original est résolu, et dans la région extérieure un passage progressif vers le modèle k-ϵ standard est effectuée.

Les équations du modèle sont les suivantes :

$$\rho\frac{\partial k}{\partial t} + \rho u_j\frac{\partial k}{\partial x_j} = P - \beta\rho k\omega + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \tag{B.6}$$

$$\rho\frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho u_j\frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\gamma\rho}{\mu_\tau}P - F_4\beta k\omega + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_\tau}{\sigma_\omega}\right)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] + 2\rho\frac{1-F_1}{\sigma_{\omega 2}\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \tag{B.7}$$

où F_4 est la fonction de rotation et de sensibilisation de courbure.

Les constantes du modèle sont évaluées ainsi :

$$\begin{bmatrix}\sigma_k\\ \sigma_\omega\\ \beta\end{bmatrix} = F_1\begin{bmatrix}\sigma_k\\ \sigma_\omega\\ \beta\end{bmatrix}_1 + (1-F_1)\begin{bmatrix}\sigma_k\\ \sigma_\omega\\ \beta\end{bmatrix}_2$$

$$\begin{bmatrix}\sigma_k\\ \sigma_\omega\\ \beta\end{bmatrix}_1 = \begin{bmatrix}2.0\\ 2.0\\ 0.075\end{bmatrix} \quad \begin{bmatrix}\sigma_k\\ \sigma_\omega\\ \beta\end{bmatrix}_2 = \begin{bmatrix}1.0\\ 1.168\\ 0.0828\end{bmatrix}$$

k=0.41, β=0.09 et γ peut être calculer à partir de :

$\gamma = \frac{\beta}{\beta_0} - \frac{k^2}{\sigma\sqrt{\beta_0}}$

Le terme F_1 est donnée par :

$F_1 = tanh(\Gamma^4)$

et

$$\Gamma = min\left(max\left(\frac{\sqrt{k}}{\beta_0\omega d}; \frac{500\nu}{\omega d^2}\right); \frac{4rhok}{\sigma_{\omega 2} CD_{k\omega} d^2}\right)$$

$$CD_{k\omega} = max\left(\frac{2rho}{\sigma_{\omega 2}\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j}; CD_{k\omega min}\right)$$

$$\mu_\tau = \frac{a_1 \rho k}{max\left(a_1\omega, |\Omega_{ij}| F_2 F_3\right)}$$

Avec :

$$a_1 = 0.31$$

$|\Omega_{ij}| = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$ est un scalaire qui mesure le tenseur de vorticité défini par :

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$$

L'objet de fonction F_2 est de prévenir l'activation de la limitation SST dans les écoulements de cisaillement libres. Elle est donnée par :

$$F_2 = tanh\left(\Gamma_2^2\right)$$

$$\Gamma_2 = max\left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta_0\omega d}, \frac{500\nu}{\omega d^2}\right)$$

$$F_3 = 1 - tanh\left[\left(\frac{150\nu}{\omega d^2}\right)^4\right]$$