

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE M'HAMED BOUGARA - BOUMERDES

FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR

DEPARTEMENT ENERGETIQUE



POSTGRADUATION ENERGETIQUE MECANIQUE ET MATERIAUX

Option Energétique

MEMOIRE DE MAGISTER

Présenté par : **SEGHIRI ABDELHAK**

Intitulé du Sujet :

**EVALUATION DES FLUX DE CHALEUR ET D'ESPECES
ENTRE LES ZONES DE RECIRCULATION
ET L'ECOULEMENT GENERAL**

Devant le jury d'examen composé de :

Président	A. OUIBRAHIM	Pr.	UMBB
Rapporteur	M. BOUSSAID	M.C.	UMBB
Examineur	A. GHENAIET	M.C.	EMP
Examineur	M. HEDIBEL	M.C.	UMBB
Examineur	B. BRACHEMI	C.C.	UMBB

Soutenu le : 17/03/2007

Dédicace

A

La mémoire de Kirati Tayeb

à

Mes parents et toute ma famille

Ma femme et mon fils

Tous mes amis et proches

Remerciements

Je tiens à remercier, tout particulièrement, le directeur de thèse monsieur M. BOUSSAID, Maître de Conférence à l'Université de Boumerdès, pour le soutien permanent, les précieux aides et conseils.

J'adresse mes vifs remerciements au Professeur A. OUIBRAHIM notre responsable de post-graduation, d'avoir accepté de présider le jury de soutenance. Je remercie chaleureusement Messieurs A. GHENAIET, M. HEDIBEL et B. BRACHEMI d'avoir pris le soin d'examiner ce travail et me faire l'honneur de participer au jury.

Je ne peux oublier les enseignants qui ont assuré notre formation de post-graduation avec tant de dévouement. J'exprime ma reconnaissance et ma sympathie à toutes les personnes qui m'ont aidé de près ou de loin pour la réalisation de ce travail, en particulier mes collègues d'étude, l'équipe du LEMM et sans oublier Monsieur HADJ AMEUR pour leur assistance et soutien.

Mes remerciements vont aussi tout particulièrement à l'ensemble du personnel du centre de recherche et développement des forces navales, leur contribution a été essentielle dans la réalisation de ce travail.

Enfin mes meilleures pensées et toute ma reconnaissance à tous ceux que je n'ai pas cité et qui se reconnaîtront. Que Dieu guide nos pas dans la voie du savoir, de la vérité et de la justice.

SOMMAIRE

LISTE DES FIGURES

LISTE DES TABLEAUX

LISTE DES ABREVIATIONS ET SYMBOLES

Introduction générale

CHAPITRE 1 Etude bibliographique	1
CHAPITRE 2 Etude théorique	7
1. Introduction	7
2. Stabilisation des flammes	8
3. Modélisation de la turbulence	9
3.1. Caractéristique d'un écoulement turbulent	9
3.2. La décomposition de Reynolds	11
3.3. Modélisation du flux de la diffusion turbulente	12
3.4. Concept de la viscosité turbulente	12
3.5. Le modèle k- ϵ	12
CHAPITRE 3 Modèle et validation	15
1. Le code FLUENT	15
2. Validation par le modèle k-ϵ	15
2.1. Ecoulement autour d'un obstacle triangulaire	16
2.1.1. Simulation avec condition de glissement	16
2.1.2. Simulation avec condition d'adhérence	20
2.1.3. Discussion des résultats	22
2.2. Ecoulement autour d'un obstacle carré	23
2.2.1. Discussion des résultats	24
2.3. Ecoulement dans un canal à élargissement brusque	25
2.3.1. Ecoulement en régime $Re=5 \times 10^3$	25
2.3.2. Ecoulement en régime $Re=5 \times 10^4$	29
2.3.3. Discussion des résultats	29
3. Récapitulation	31
CHAPITRE 4 Détermination des paramètres dynamiques	32
1. Domaine de calcul	32
2. Analyse dimensionnelle	32
3. Champ de vitesse	34
4. Champ de pression	37
5. Energie cinétique de turbulence	39

CHAPITRE 5 Résultats de l'étude dynamique	41
1. Introduction	41
2. Influence du nombre de Reynolds	41
2.1. Grandeurs dimensionnelles caractéristiques	41
2.2. Grandeurs caractéristiques de vitesse	41
2.3. Grandeurs caractéristiques de pression	42
2.4. Grandeurs caractéristiques de turbulence	42
2.5. Analyse	46
3. Influence du confinement	49
3.1. Grandeurs dimensionnelles caractéristiques	49
3.2. Grandeurs caractéristiques de vitesse	49
3.3. Grandeurs caractéristiques de pression	51
3.4. Grandeurs caractéristiques de turbulence	51
3.5. Analyse	55
4. Influence de la forme de l'obstacle	59
4.1. Conditions en amont de la zone de recirculation	60
4.2. Champ de vitesse	63
4.3. Grandeurs dimensionnelles caractéristiques	67
4.4. Grandeurs caractéristiques de vitesse	68
4.5. Grandeurs caractéristiques de pression	69
4.6. Grandeurs caractéristiques de turbulence	70
4.7. Analyse	72
CHAPITRE 6 Etude Thermique	77
1. Description	77
2. Grandeurs caractéristiques du champ de température	78
3. Grandeurs caractéristiques du flux de chaleur	79
4. Influence du Reynolds	83
4.1. Température	83
4.2. Gradient de température	83
4.3. Flux de température	83
5. Influence du confinement	87
5.1. Température	87
5.2. Gradient de Température	89
5.3. Flux de température	89
6. Influence de la forme d'obstacle	91
6.1. Température	91
6.2. Gradient de Température	91
6.3. Flux de chaleur	93
7. Discussion	96
Conclusion	101
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	

LISTE DES SYMBOLES

Lettres grecques

α	Rapport entre la section chauffée de l'obstacle et la dimension d
β	Facteur de blocage
Δ	Symbole désignant la différence et l'écart entre des résultats
$\Delta\theta/\theta\%$	Ecart relatif en pourcent entre les résultats de la température adimensionnelle
$\Delta d\theta/d\theta\%$	Ecart relatif en pourcent entre les résultats du gradient de température adimensionnelle
$\Delta g/g\%$	Ecart relatif en pourcent entre les résultats de la grandeur g
ε	Taux de dissipation de la turbulence
ε_0	Taux de dissipation de la turbulente à l'entrée du canal
ϕ	Quantité scalaire transportée
ϕ'	Partie fluctuante de la quantité ϕ
$\overline{\phi}$	Partie moyenne de la quantité ϕ selon Reynolds
$\tilde{\phi}$	Partie moyenne de la quantité ϕ selon Favre
ϕ_0	Flux d'énergie interne par convection à la section d'entrée
ϕ_p	Flux de chaleur à la paroi avale de l'obstacle
Γ	Coefficient de diffusion moléculaire
Γ_t	Le coefficient de diffusion turbulent
λ	La conductivité thermique du fluide
μ	Viscosité dynamique du fluide
μ_t	Viscosité dynamique turbulente
ν	Viscosité cinématique du fluide
θ	Température adimensionnelle
$\theta_{i,max}$	Température adimensionnelle maximale selon la droite I_r
$\theta_{i,min}$	Température adimensionnelle minimale selon la droite I_r
$\theta_{i,moy}$	Température adimensionnelle moyenne selon la droite I_r
$\theta_{s,max}$	Température adimensionnelle maximale selon la section de sortie $x=10d$
$\theta_{s,min}$	Température adimensionnelle minimale selon la section de sortie $x=10d$
$\theta_{s,moy}$	Température adimensionnelle moyenne selon la section de sortie $x=10d$
$\theta_{t,max}$	Température adimensionnelle maximale à l'intérieure des tourbillons de la zone de recirculation
$\theta_{t,min}$	Température adimensionnelle minimale à l'intérieure des tourbillons de la zone de recirculation
$\theta_{t,moy}$	Température adimensionnelle moyenne à l'intérieure des tourbillons de la zone de recirculation
ρ	Masse volumique de l'air
$-\rho\overline{\phi'u'_i}$	Flux de diffusion turbulente spécifique à la quantité ϕ
$-\rho\overline{u'_j u'_i}$	Tension de Reynolds
σ	Nombre de Prandtl ou Schmidt caractérisant le mode de transport
σ_ε	Nombre de Prandtl ou Schmidt de turbulence relatif à ε
σ_ε	Nombre de Prandtl ou Schmidt pour l'énergie cinétique de turbulence
σ_k	Nombre de Prandtl ou Schmidt de turbulence relatif à k
σ_t	Nombre Prandtl ou Schmidt caractérisant la diffusion turbulente

Majuscules

$C_{1\varepsilon}$	Constante de fermeture du modèle $k-\varepsilon$
$C_{2\varepsilon}$	Constante de fermeture du modèle $k-\varepsilon$
C_μ	Constante intervenant dans la relation de la viscosité turbulente
Cp_1	Valeur minimale du coefficient de pression selon la droite h_r

C_{p_2}	Valeur minimale du coefficient de pression selon l'axe des x
C_{p_3}	Valeur minimale du coefficient de pression selon la droite l_r
C_{p_4}	Valeur minimale du coefficient de pression dans le domaine de calcul
D	Diamètre du canal circulaire d'entrée
H	Hauteur de l'obstacle
L	Largeur de l'obstacle
L_t	Longueur de la partie chauffée de l'obstacle
Nu_p	Nombre de Nusselt à la paroi aval de l'obstacle
O_r	Centre du tourbillon de la zone de recirculation
O_x	Abscisse du point O_r centre du tourbillon
O_y	Ordonnée du point O_r centre du tourbillon
Pr	Nombre du Prandtl
Re	Nombre de Reynolds
S	Section verticale de passage entre l'obstacle et la paroi du canal
\bar{S}	Terme source dans l'équation de conservation
S_0	Section d'entrée du canal
S_r	Section de sortie du canal
T	Température du fluide en Kelvin
T_0	Température du fluide à l'entrée
T_p	Température de la paroi chauffée
T_r	Température de référence du fluide
U	Composante horizontale de la vitesse dans le cas du système axisymétrique c'est la composante axiale
U_0	Vitesse axiale à l'entrée du canal
U_1	Vitesse minimale selon la droite h_r
U_2	Vitesse minimale selon l'axe des x
U_{max}	Vitesse maximale selon une section
U_{min}	Vitesse minimale selon une section
$U_{min,exp}$	Vitesse minimale selon une section obtenue expérimentalement
$U_{min,glis}$	Vitesse minimale obtenue avec la condition de glissement sur les parois de l'obstacle
$U_{min,mod}$	Vitesse minimale déduite avec le modèle $k-\epsilon$ à constantes modifiées
$U_{min,nglis}$	Vitesse minimale obtenue avec la condition de non glissement sur les parois de l'obstacle
$U_{r=0}$	Vitesse axiale au centre du canal
$U_{x=cst}$	Vitesse U selon une section verticale
$U_{y=0}$	Vitesse U selon l'axe du canal
\vec{V}	Vecteur vitesse
V	Composante verticale de la vitesse dans le cas du système axisymétrique c'est la composante radiale
V_0	Vitesse vertical à l'entrée du canal
V_1	Vitesse minimale dans le canal
V_2	Vitesse maximale dans la zone de recirculation
V_p	Valeur de la vitesse verticale aux parois de l'obstacle

Minuscules

d	Dimension de référence de l'obstacle
ds	Vecteur d'élément de surface
$d\theta$	Module du vecteur du gradient de température adimensionnelle
$d\theta_h$	Maximum du gradient adimensionnelle selon la droite h_r
$d\theta_l$	Maximum du gradient adimensionnelle selon la droite l_r
$d\theta_m$	Maximum du gradient adimensionnelle dans le domaine de calcul
e	Energie interne spécifique du fluide
g	Grandeur caractéristique physique étudiée
h	Hauteur du canal
h_r	Hauteur de la zone de recirculation et la droite définit par l'ordonnée $y=h_r$

I_u	Intensité de turbulence axiale
I_v	Intensité de turbulence radiale
k	Energie cinétique de turbulence par unité de volume
k_0	Energie cinétique turbulente à l'entrée
k_1	Energie cinétique turbulente maximale selon la droite I_r
k_2	Energie cinétique de turbulence minimale dans les tourbillons de la zone de recirculation
k_3	Energie cinétique de turbulence moyenne dans les tourbillons de la zone de recirculation
k_4	Energie cinétique de turbulence maximale à la sortie du canal $x/d=10$
k_5	Energie cinétique de turbulence maximale dans le domaine de calcul
l_r	Longueur de la zone de recirculation et la droite définit par l'abscisse $x=l_r$
$l_{r,calc}$	Longueur de la zone de recirculation calculée avec le modèle $k-\epsilon$ à constantes standard
$l_{r,exp}$	Longueur de la zone de recirculation déduite expérimentalement
$l_{r,glis}$	Longueur de la zone de recirculation avec la condition de glissement sur les parois de l'obstacle
$l_{r,LES}$	Longueur de la zone de recirculation calculée avec le modèle LES
$l_{r,mod}$	Longueur de la zone de recirculation calculée avec le modèle $k-\epsilon$ à constantes modifiées
$l_{r,nglis}$	Longueur de la zone de recirculation calculée avec la condition d'adhérence
p_0	Pression d'entrée au canal
r	Coordonné radiale dans le système axisymétrique
v'	partie fluctuante de la vitesse
x	Axe des abscisses
x_5	Abscisse du point de maximum de turbulence dans le domaine de calcul
y	Axe des ordonnées
y_5	Ordonnée du point de maximum de turbulence dans le domaine de calcul
z	Coordonné axiale dans le système axisymétrique

Abréviations

CAR1	Obstacle carré
CAR2	Obstacle carré avec évidement intérieur
CAR3	Obstacle rectangulaire creux
CP	Obstacle disque à bord incliné
CPWS	Obstacle disque à bord incliné avec arbre
CRC	Obstacle de forme circulaire
CRC1	Obstacle demi cercle plein
CRC2	Obstacle demi cercle creux
LDSM	Modèle LES de sous maille lagrangienne dynamique
LDV	Mesure expérimentale avec la vélocimétrie doppler laser (Laser Doppler Velocimetry)
LES	Modèle de simulation de la turbulence à grande échelle (Large Eddy Simulation)
LOS	Obstacle losange
NDS	Simulation numérique directe
PLQ	Obstacle de forme plaque
PLQ1	Obstacle plaque à bord plat
PLQ2	Obstacle plaque à bord incliné
REC	Obstacles de forme rectangulaire
TRI	Obstacles de forme triangulaire
TRI1	Obstacle triangle équilatéral plein
TRI2	Obstacle triangle isocèle plein
TRI3	Obstacle triangle équilatéral creux
TRI4	Obstacle triangle isocèle creux

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1	Illustration de la stabilisation des flammes par recirculation	8
Figure 3.1	Vitesse moyenne centrale $U_{y=0}$	17
Figure 3.2	Vitesse moyenne aux niveaux des sections $U_{x=cst}$	17
Figure 3.3	Contour de la vitesse moyenne U	19
Figure 3.4	Contour de la vorticité instantanée	19
Figure 3.5	Vitesse moyenne centrale $U_{y=0}$	21
Figure 3.6	Vitesse moyenne aux niveaux des sections $U_{x=cst}$	21
Figure 3.7	Contour de la vitesse moyenne U	21
Figure 3.8	Vitesse moyenne centrale $U_{y=0}$	24
Figure 3.9	Vitesse moyenne aux niveaux des sections $U_{x=cst}$	24
Figure 3.10	Configuration du domaine de calcul	27
Figure 3.11	Vitesse axiale U pour $Re=10^3$	27
Figure 3.12	Intensité de turbulence axiale I_u pour $Re=10^3$	27
Figure 3.13	Vitesse radiale V pour $Re=10^3$	28
Figure 3.14	Intensité de turbulence radiale I_v pour $Re=10^3$	28
Figure 3.15	Vitesse axiale U pour $Re=10^4$	28
Figure 3.16	Intensité de turbulence axiale I_u pour $Re=10^4$	28
Figure 4.1	Domaine de calcul	32
Figure 4.2	Ligne de courant	33
Figure 4.3	Champs de vitesse \bar{V} près de l'obstacle	33
Figure 4.4	Présentation de la longueur et la hauteur l_r et h_{r33} de la zone de recirculation	33
Figure 4.5	Contour de la vitesse U	35
Figure 4.6	Contour de la vitesse V	35
Figure 4.7	Courbe de la vitesse U selon l'axe des x et la droite h_r	35
Figure 4.8	Contour de la vitesse V	35
Figure 4.9	Evolution de la vitesse V à diverses sections	35
Figure 4.10	Coefficient de pression C_p	38
Figure 4.11	Détail du champ de pression dans la zone aval	38
Figure 4.12	Evolution du coefficient de pression selon les diverses sections verticales	38
Figure 4.13	Courbe du coefficient de pression selon les sections horizontales	38
Figure 4.14	Champ d'énergie cinétique de turbulence	40
Figure 4.15	Evolution de l'énergie cinétique turbulente	40
Figure 4.16	Valeurs de l'énergie cinétique à k_2 et k_3	40
Figure 5.1	Variation des grandeurs dimensionnelles en fonction du Reynolds	42
Figure 5.2	Rapport de forme h_r/l_r en fonction du Reynolds	42
Figure 5.3	Variation des vitesses minimales U_1 et U_2 en fonction du Reynolds	43
Figure 5.4	Variation des vitesses V_1 et V_2 en fonction du Reynolds	43
Figure 5.5	Variation des coefficients de pression en fonction du Reynolds	43
Figure 5.6	Variation de l'énergie cinétique turbulente k en fonction du Reynolds	44
Figure 5.7	Variation des grandeurs caractéristiques (k_5 , x_5 , y_5) en fonction du Reynolds	44
Figure 5.8	Effet du Reynolds sur les grandeurs dimensionnelles caractéristiques	48
Figure 5.9	Effet du Reynolds sur les grandeurs caractéristiques de vitesse	48
Figure 5.10	Effet du Reynolds sur les grandeurs caractéristiques de pression	48
Figure 5.11	Effet du Reynolds sur les grandeurs caractéristiques de turbulence	48

Figure 5.12	Variation des grandeurs dimensionnelles en fonction du confinement	50
Figure 5.13	Rapport de forme h_r/l_r en fonction du confinement	50
Figure 5.14	Variation des vitesses minimales U_1 et U_2 en fonction du confinement	50
Figure 5.15	Variation des vitesses V_1 et V_2 en fonction du confinement	51
Figure 5.16	Variation des coefficients de pression en fonction du confinement	52
Figure 5.17	Variation de l'énergie cinétique turbulente k en fonction du confinement	52
Figure 5.18	Variation des grandeurs caractéristiques (k_5 , x_5 , y_5) en fonction du confinement	52
Figure 5.19	Effet du confinement sur les grandeurs dimensionnelles caractéristiques	56
Figure 5.20	Effet du confinement sur les grandeurs caractéristiques de vitesse	56
Figure 5.21	Effet du confinement sur les grandeurs caractéristiques de pression	57
Figure 5.22	Effet du confinement sur les grandeurs caractéristiques de turbulence	57
Figure 5.23	Section d'étude S pour les divers obstacles	60
Figure 5.24	Profil de vitesse U/U_0 et V/U_0	61
Figure 5.25	Profil du coefficient de pression C_p à travers la section S	61
Figure 5.26	Profil de l'énergie cinétique turbulente k/U_0^2	61
Figure 5.27	Champs de vitesse obtenue par l'obstacle carré CAR1	64
Figure 5.28	Champs de vitesse obtenue par l'obstacle rectangulaire CAR2	64
Figure 5.29	Champs de vitesse obtenue par l'obstacle rectangulaire CAR3	64
Figure 5.30	Champs de vitesse obtenue par le losange LOS	64
Figure 5.31	Champs de vitesse obtenue par l'obstacle triangulaire TRI1	65
Figure 5.32	Champs de vitesse obtenue par l'obstacle triangulaire TRI2	65
Figure 5.33	Champs de vitesse obtenue par l'obstacle triangulaire TRI3	65
Figure 5.34	Champs de vitesse obtenue par l'obstacle triangulaire TRI4	65
Figure 5.35	Champs de vitesse obtenue par l'obstacle circulaire CRC1	66
Figure 5.36	Champs de vitesse obtenue par l'obstacle circulaire CRC2	66
Figure 5.37	Champs de vitesse obtenue par la plaque PLQ1	66
Figure 5.38	Champs de vitesse obtenue par la plaque PLQ2	66
Figure 5.39	Variation des grandeurs dimensionnelles avec la forme de l'obstacle	67
Figure 5.40	Rapport de forme h_r/l_r	67
Figure 5.41	Variation des vitesses minimales U_1 et U_2	69
Figure 5.42	Variation des vitesses V_1 et V_2	69
Figure 5.43	Variation du coefficient de pression C_p	71
Figure 5.44	Variation des grandeurs caractéristiques de turbulence	71
Figure 6.1	Conditions thermiques	77
Figure 6.2	Isotherme du champ de température	78
Figure 6.3	Evolution de la température à diverses section ($\alpha=0.6$)	79
Figure 6.4	Champ du gradient de température $d\theta$	80
Figure 6.5	Propagation de la chaleur dans l'écoulement	82
Figure 6.6	Gradient de température à des sections horizontales	82
Figure 6.7	Gradient de température à des sections verticales	82
Figure 6.8	Variation de la température avec le Reynolds	84
Figure 6.9	Variation du gradient de température avec le Reynolds	85
Figure 6.10	Evolution du flux de chaleur avec le Reynolds	85
Figure 6.11	Variation de la température avec le confinement	87
Figure 6.12	Variation du gradient de température avec le confinement	88
Figure 6.13	Variation du flux de chaleur avec le confinement	88
Figure 6.14	Variation de la température en fonction de la forme d'obstacle	92
Figure 6.15	Variation du gradient de température en fonction de la forme d'obstacle	93
Figure 6.16	Variation du flux de chaleur en fonction de la forme d'obstacle	93
Figure 6.17	Effet du Reynolds sur les grandeurs caractéristiques thermiques	98
Figure 6.18	Effet du confinement sur les grandeurs caractéristiques thermiques	98

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 5.1	Variation des grandeurs dimensionnelles caractéristiques en fonction du Reynolds	45
Tableau 5.2	Variation des grandeurs caractéristiques de la vitesse en fonction du Reynolds	45
Tableau 5.3	Variation des coefficients de pression en fonction du Reynolds	45
Tableau 5.4	Variation des grandeurs caractéristiques de la turbulence en fonction du Reynolds	46
Tableau 5.5	Variation des grandeurs dimensionnelles caractéristiques en fonction du confinement	53
Tableau 5.6	Variation des grandeurs caractéristiques de la vitesse en fonction du confinement	53
Tableau 5.7	Variation des coefficients de pression en fonction du confinement	54
Tableau 5.8	Variation des grandeurs caractéristiques de la turbulence en fonction du confinement	54
Tableau 5.9	Obstacles étudiés	59
Tableau 5.10	Variation des grandeurs dimensionnelles caractéristiques en fonction de la forme de l'obstacle	75
Tableau 5.11	Variation des grandeurs caractéristiques de la vitesse en fonction de la forme de l'obstacle	75
Tableau 5.12	Variation des grandeurs caractéristiques de pression en fonction de la forme de l'obstacle	75
Tableau 5.13	Variation des grandeurs caractéristiques de turbulence en fonction de la forme de l'obstacle	75
Tableau 6.1	Variation de la température avec le Reynolds	85
Tableau 6.2	Variation du gradient de température avec le Reynolds	86
Tableau 6.3	Variation du flux de chaleur avec le Reynolds	86
Tableau 6.4	Variation de la température avec le confinement	89
Tableau 6.5	Variation du gradient de température avec le confinement	90
Tableau 6.6	Variation du flux de chaleur avec le confinement	90
Tableau 6.7	Variation de la température en fonction de la forme d'obstacle	94
Tableau 6.8	Variation du gradient de température et le flux de chaleur en fonction de la forme d'obstacle	95

LISTE DES SYMBOLES

Lettres grecques

α	Rapport entre la section chauffée de l'obstacle et la dimension d
β	Facteur de blocage
Δ	Symbole désignant la différence et l'écart entre des résultats
$\Delta\theta/\theta\%$	Ecart relatif en pourcent entre les résultats de la température adimensionnelle
$\Delta d\theta/d\theta\%$	Ecart relatif en pourcent entre les résultats du gradient de température adimensionnelle
$\Delta g/g\%$	Ecart relatif en pourcent entre les résultats de la grandeur g
ε	Taux de dissipation de la turbulence
ε_0	Taux de dissipation de la turbulente à l'entrée du canal
ϕ	Quantité scalaire transportée
ϕ'	Partie fluctuante de la quantité ϕ
$\overline{\phi}$	Partie moyenne de la quantité ϕ selon Reynolds
$\tilde{\phi}$	Partie moyenne de la quantité ϕ selon Favre
ϕ_0	Flux d'énergie interne par convection à la section d'entrée
ϕ_p	Flux de chaleur à la paroi avale de l'obstacle
Γ	Coefficient de diffusion moléculaire
Γ_t	Le coefficient de diffusion turbulent
λ	La conductivité thermique du fluide
μ	Viscosité dynamique du fluide
μ_t	Viscosité dynamique turbulente
ν	Viscosité cinématique du fluide
θ	Température adimensionnelle
$\theta_{i,max}$	Température adimensionnelle maximale selon la droite I_r
$\theta_{i,min}$	Température adimensionnelle minimale selon la droite I_r
$\theta_{i,moy}$	Température adimensionnelle moyenne selon la droite I_r
$\theta_{s,max}$	Température adimensionnelle maximale selon la section de sortie $x=10d$
$\theta_{s,min}$	Température adimensionnelle minimale selon la section de sortie $x=10d$
$\theta_{s,moy}$	Température adimensionnelle moyenne selon la section de sortie $x=10d$
$\theta_{t,max}$	Température adimensionnelle maximale à l'intérieure des tourbillons de la zone de recirculation
$\theta_{t,min}$	Température adimensionnelle minimale à l'intérieure des tourbillons de la zone de recirculation
$\theta_{t,moy}$	Température adimensionnelle moyenne à l'intérieure des tourbillons de la zone de recirculation
ρ	Masse volumique de l'air
$-\rho\overline{\phi'u'_i}$	Flux de diffusion turbulente spécifique à la quantité ϕ
$-\rho\overline{u'_j u'_i}$	Tension de Reynolds
σ	Nombre de Prandtl ou Schmidt caractérisant le mode de transport
σ_ε	Nombre de Prandtl ou Schmidt de turbulence relatif à ε
σ_ε	Nombre de Prandtl ou Schmidt pour l'énergie cinétique de turbulence
σ_k	Nombre de Prandtl ou Schmidt de turbulence relatif à k
σ_t	Nombre Prandtl ou Schmidt caractérisant la diffusion turbulente

Majuscules

$C_{1\varepsilon}$	Constante de fermeture du modèle $k-\varepsilon$
$C_{2\varepsilon}$	Constante de fermeture du modèle $k-\varepsilon$
C_μ	Constante intervenant dans la relation de la viscosité turbulente
Cp_1	Valeur minimale du coefficient de pression selon la droite h_r

C_{p_2}	Valeur minimale du coefficient de pression selon l'axe des x
C_{p_3}	Valeur minimale du coefficient de pression selon la droite l_r
C_{p_4}	Valeur minimale du coefficient de pression dans le domaine de calcul
D	Diamètre du canal circulaire d'entrée
H	Hauteur de l'obstacle
L	Largeur de l'obstacle
L_t	Longueur de la partie chauffée de l'obstacle
Nu_p	Nombre de Nusselt à la paroi aval de l'obstacle
O_r	Centre du tourbillon de la zone de recirculation
O_x	Abscisse du point O_r centre du tourbillon
O_y	Ordonnée du point O_r centre du tourbillon
Pr	Nombre du Prandtl
Re	Nombre de Reynolds
S	Section verticale de passage entre l'obstacle et la paroi du canal
\bar{S}	Terme source dans l'équation de conservation
S_0	Section d'entrée du canal
S_r	Section de sortie du canal
T	Température du fluide en Kelvin
T_0	Température du fluide à l'entrée
T_p	Température de la paroi chauffée
T_r	Température de référence du fluide
U	Composante horizontale de la vitesse dans le cas du système axisymétrique c'est la composante axiale
U_0	Vitesse axiale à l'entrée du canal
U_1	Vitesse minimale selon la droite h_r
U_2	Vitesse minimale selon l'axe des x
U_{max}	Vitesse maximale selon une section
U_{min}	Vitesse minimale selon une section
$U_{min,exp}$	Vitesse minimale selon une section obtenue expérimentalement
$U_{min,glis}$	Vitesse minimale obtenue avec la condition de glissement sur les parois de l'obstacle
$U_{min,mod}$	Vitesse minimale déduite avec le modèle $k-\epsilon$ à constantes modifiées
$U_{min,nglis}$	Vitesse minimale obtenue avec la condition de non glissement sur les parois de l'obstacle
$U_{r=0}$	Vitesse axiale au centre du canal
$U_{x=cst}$	Vitesse U selon une section verticale
$U_{y=0}$	Vitesse U selon l'axe du canal
\vec{V}	Vecteur vitesse
V	Composante verticale de la vitesse dans le cas du système axisymétrique c'est la composante radiale
V_0	Vitesse vertical à l'entrée du canal
V_1	Vitesse minimale dans le canal
V_2	Vitesse maximale dans la zone de recirculation
V_p	Valeur de la vitesse verticale aux parois de l'obstacle

Minuscules

d	Dimension de référence de l'obstacle
ds	Vecteur d'élément de surface
$d\theta$	Module du vecteur du gradient de température adimensionnelle
$d\theta_h$	Maximum du gradient adimensionnelle selon la droite h_r
$d\theta_l$	Maximum du gradient adimensionnelle selon la droite l_r
$d\theta_m$	Maximum du gradient adimensionnelle dans le domaine de calcul
e	Energie interne spécifique du fluide
g	Grandeur caractéristique physique étudiée
h	Hauteur du canal
h_r	Hauteur de la zone de recirculation et la droite définit par l'ordonnée $y=h_r$

I_u	Intensité de turbulence axiale
I_v	Intensité de turbulence radiale
k	Energie cinétique de turbulence par unité de volume
k_0	Energie cinétique turbulente à l'entrée
k_1	Energie cinétique turbulente maximale selon la droite I_r
k_2	Energie cinétique de turbulence minimale dans les tourbillons de la zone de recirculation
k_3	Energie cinétique de turbulence moyenne dans les tourbillons de la zone de recirculation
k_4	Energie cinétique de turbulence maximale à la sortie du canal $x/d=10$
k_5	Energie cinétique de turbulence maximale dans le domaine de calcul
l_r	Longueur de la zone de recirculation et la droite définit par l'abscisse $x=l_r$
$l_{r,calc}$	Longueur de la zone de recirculation calculée avec le modèle $k-\epsilon$ à constantes standard
$l_{r,exp}$	Longueur de la zone de recirculation déduite expérimentalement
$l_{r,glis}$	Longueur de la zone de recirculation avec la condition de glissement sur les parois de l'obstacle
$l_{r,LES}$	Longueur de la zone de recirculation calculée avec le modèle LES
$l_{r,mod}$	Longueur de la zone de recirculation calculée avec le modèle $k-\epsilon$ à constantes modifiées
$l_{r,nglis}$	Longueur de la zone de recirculation calculée avec la condition d'adhérence
p_0	Pression d'entrée au canal
r	Coordonné radiale dans le système axisymétrique
v'	partie fluctuante de la vitesse
x	Axe des abscisses
x_5	Abscisse du point de maximum de turbulence dans le domaine de calcul
y	Axe des ordonnées
y_5	Ordonnée du point de maximum de turbulence dans le domaine de calcul
z	Coordonné axiale dans le système axisymétrique

Abréviations

CAR1	Obstacle carré
CAR2	Obstacle carré avec évidement intérieur
CAR3	Obstacle rectangulaire creux
CP	Obstacle disque à bord incliné
CPWS	Obstacle disque à bord incliné avec arbre
CRC	Obstacle de forme circulaire
CRC1	Obstacle demi cercle plein
CRC2	Obstacle demi cercle creux
LDSM	Modèle LES de sous maille lagrangienne dynamique
LDV	Mesure expérimentale avec la vélocimétrie doppler laser (Laser Doppler Velocimetry)
LES	Modèle de simulation de la turbulence à grande échelle (Large Eddy Simulation)
LOS	Obstacle losange
NDS	Simulation numérique directe
PLQ	Obstacle de forme plaque
PLQ1	Obstacle plaque à bord plat
PLQ2	Obstacle plaque à bord incliné
REC	Obstacles de forme rectangulaire
TRI	Obstacles de forme triangulaire
TRI1	Obstacle triangle équilatéral plein
TRI2	Obstacle triangle isocèle plein
TRI3	Obstacle triangle équilatéral creux
TRI4	Obstacle triangle isocèle creux

INTRODUCTION

Dans la plupart des systèmes où se fait la combustion, comme par exemple dans les chambres de combustion, les réacteurs, les chaudières..., l'écoulement est turbulent. La turbulence augmente la vitesse de combustion. A cause des nouvelles exigences environnementales, il s'avère aussi nécessaire de réduire les émissions des polluants tels que les oxydes d'azote et de carbone principalement. Le type d'écoulement et la géométrie des chambres de combustion jouent un rôle important dans les processus de combustion de même que les transferts de chaleur et de masse. Il résulte de cela, que l'étude de la combustion est complexe et qu'il est intéressant de découpler les différents phénomènes qui la régissent dans la mesure du possible. On peut décomposer au moins en deux parties le processus : Une partie chimique et une partie aérodynamique (ou dynamique) et thermodynamique.

L'entretien de la flamme se fait selon différentes techniques comme l'introduction d'obstacles dans l'écoulement, la mise en rotation des mélanges, les élargissements brusques des chambres de combustion...

L'aspect concernant les écoulements, introduit la conception des obstacles et des chambres de combustion afin d'obtenir des zones de recirculation capables d'entretenir les flammes. La modélisation numérique joue alors un rôle prépondérant avant la réalisation de maquettes. Elle permet ensuite de vérifier et de prédire la nature des écoulements. C'est dans l'étude des écoulements derrière des obstacles dits aussi accroches flammes que s'inscrit le présent travail. Nous caractérisons les zones de recirculation pour différents types d'obstacles, types d'écoulements et confinements du canal. La comparaison des résultats obtenus nous permettra de déduire un certain nombre de grandeurs caractéristiques utiles aux applications ultérieures en combustion. Ces grandeurs caractéristiques se rapportent à la taille des zones de recirculation, des champs de vitesses, des champs de pression et des énergies cinétiques de turbulence.

L'étude du transfert de chaleur entre la zone de recirculation et l'écoulement est effectuée pour les mêmes motivations. L'étude est réalisée avec l'introduction d'un obstacle chauffé à l'intérieur du canal. Comme l'étude dynamique, on spécifie des grandeurs thermiques caractéristiques qui nous serviront à quantifier et à apprécier le transfert de chaleur.

Le mémoire s'articule autour de six chapitres :

Dans le premier chapitre, on expose quelques uns des principaux travaux réalisés dans le domaine.

Le deuxième chapitre, présente un bref exposé sur le domaine de la combustion et la stabilisation des flammes. L'intérêt est de montrer l'importance des zones de recirculation et les moyens techniques qu'on met en œuvre pour les réaliser.

Le troisième chapitre est consacré à l'utilisation du code FLUENT. On justifie le choix du modèle $k-\epsilon$. Une comparaison est, par conséquent, réalisée avec des données expérimentales et numériques que l'on retrouve à travers la bibliographie.

Le quatrième et le cinquième chapitres sont consacrés à la détermination des grandeurs dynamiques caractéristiques, afin d'étudier les écoulements autour de plusieurs obstacles confinés dans une canalisation.

Le sixième chapitre est consacré à la détermination des grandeurs thermiques caractéristiques, et l'analyser des échanges thermiques entre la zone de recirculation et l'écoulement extérieur.

CHAPITRE 1

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

L'écoulement à travers les obstacles intéresse depuis longtemps les chercheurs en énergétique, non seulement pour des raisons fondamentales mais aussi pour les nombreuses applications qu'elles entraînent. Les turbomachines, les turboréacteurs, turbines à gaz, la conversion d'énergie, la conception des structures et l'émission des bruits.

L'étude bibliographique permet de constater que de nombreuses études expérimentales ont été menées sur le sujet. Les travaux dédiés à l'écoulement autour d'un obstacle circulaire sont les plus nombreux et la structure de leurs sillages proches sont topologiquement similaire. Par contre la cause de la séparation sur la surface de l'obstacle est complètement différente. Pour l'obstacle circulaire, la séparation est due au gradient de pression adverse, qui est le paramètre responsable du mouvement d'avancement et de recul du point de séparation.

En ce qui concerne l'obstacle rectangulaire, la localisation des points de séparation est fixée aux arêtes de l'obstacle. Cette séparation est causée par le changement brusque de la géométrie. Le phénomène est exploité dans les applications pratiques en transfert de chaleur et de masse et spécialement en configuration confinée. Par exemple l'analyse de l'écoulement autour d'un accroche flamme est très importante pour l'amélioration de la conception des brûleurs et des chambres de combustion [1, 2, 3].

Ces dernières années, l'écoulement autour d'obstacles rectangulaires a été étudié expérimentalement, on cite pour cela les études de Lyn et Rodi [4] et Lyn et al. [5]. Dans le domaine de la simulation, les chercheurs accordent beaucoup d'intérêt aux nouveaux modèles de turbulence comme le modèle **LES** (Large Eddy Simulation), selon les travaux récents de Rodi et al. [6] et Voke [7]. Cette nouvelle tendance est due aux mauvais résultats obtenus par les modèles statistiques de turbulence, qui est intimement lié à divers facteurs tels que la séparation des écoulements, la courbure des lignes de courant, la transition du régime d'écoulement laminaire en régime turbulent, la recirculation, l'émission de tourbillons (vortex shedding) ainsi que l'existence intrinsèque des structures d'écoulement tridimensionnelles [8, 9, 10].

Sohankar et al. [11] présentent une étude numérique par le model LES en utilisant un modèle de sous maille à une équation, pour un écoulement bidimensionnel autour d'un obstacle carré. Une simulation est réalisée pour deux cas le premier **185×105×25** point de grille et le deuxième plus raffiné **265×161×25** point de grille pour une valeur du Reynolds (basée sur la dimension de l'obstacle) de **Re=22 10³**. Les résultats de la simulation ont une vitesse moyenne au centre de l'écoulement surestime par rapport aux résultats expérimentaux des références [4, 5], et cela pour les deux cas cités ci-dessus. La simulation de la zone de recirculation montre que la longueur l_r est plus grande dans le 2^{ème} cas. Globalement les résultats à la ligne centrale de l'écoulement (centerline) montrent une bonne correspondance avec les résultats expérimentaux. Les valeurs moyennes des tensions de Reynolds normales et tangentielles ($\overline{u'u'}$, $\overline{v'v'}$, $\overline{u'v'}$) pour la ligne centrale, s'accordent avec les résultats expérimentaux. Ce n'est pas le cas de la composante tangentielle qui doit être en réalité nulle à cause de la symétrie. Il en est de même pour les composantes moyennes du tenseur de Reynolds, pour des valeurs prises aux sections se situant à deux fois la dimension de l'obstacle [11].

L'écoulement autour d'un obstacle carré, pour un Reynolds (basé sur le coté du carré) de **Re=21,4x10³** avec une intensité de turbulence de **1%**, est simulé par Are et al. [12] en utilisant le modèle du potentiel turbulent. Les auteurs comparent leurs résultats avec ceux expérimentaux de Lyn et al. [13] et Durao et al. [14]. Des différences importantes ont été trouvées en aval de la région à partir de l'abscisse $\frac{x}{d} > 4$. Cependant, les résultats du modèle reproduisent la structure complexe de l'écoulement. La comparaison de la vitesse moyenne aux sections transversales et longitudinales, pour diverses positions, montre une bonne correspondance avec les résultats expérimentaux.

Pour l'obstacle carré, Bearman & Obasaju [15] trouvent que la traînée de pression et la portance sont indépendantes, lorsque les nombres de Reynolds sont importants (**Re>2x10⁴**). Les expériences menées par Okajima [16], Igarashi [17] et Norberg [18] montrent que la fréquence d'émission des tourbillons, représentée par le nombre de Strouhal, donnent **St=0.129±0.005** pour un intervalle de **4×10³ ≤ Re ≤ 40×10³**, selon un facteur de blocage **β≤5%** et une intensité de turbulence inférieure à **5%**. Pour des nombres de Reynolds voisin de **Re=22×10³**, le nombre de Strouhal est de **St=0.132±0.001**.

Are et al.[12] proposent une simulation d'un obstacle triangulaire en régime turbulent ($Re=4.5 \times 10^3$) avec la méthode du potentiel turbulent. Les auteurs remarquent que dans ce cas les points de séparation de l'écoulement sont connus, ce qui introduit une simplification dans la simulation. Une comparaison est effectuée avec les résultats expérimentaux données dans par Sjunnesson et al [19], Johnsson et al [20]. L'écoulement est instationnaire avec formation d'une allée tourbillonnaire. Ce qui semble être bien reproduit par la simulation. De même la simulation permet une bonne prédiction de la longueur de la zone de recirculation. Cependant le modèle surestime la position de la vitesse minimale. Les profils de la vitesse moyenne, à différentes positions en amont l'obstacle, sont très bien estimés par le modèle. Un déficit de la vitesse au centre est dû, selon les auteurs, à un maillage insuffisant. Les auteurs montrent que la zone de recirculation trouvée par la solution stationnaire est plus large que celle trouvée dans le cas instationnaire.

En deuxième lieu, l'aspect thermique dans cette catégorie d'écoulement est étudié abondamment dans le domaine de la convection, vu les diverses applications comme les échangeurs de chaleur. Il existe dans la littérature de nombreuses références concernant l'étude de la convection forcée, appliquée à un obstacle surtout pour un cylindre, référence [21] : L'un des premiers à entreprendre ce genre d'études fut Giedt (1949). Il réalisa une investigation expérimentale du nombre de Nusselt local pour des nombres de Reynolds allant de 7.08×10^4 à 2.19×10^5 . Eckert et Soehngen (1952) mesurèrent le nombre de Nusselt local autour d'un cylindre pour des nombres de Reynolds compris entre **23** et **597**. Ils trouvent un champ thermique asymétrique à l'arrière du cylindre. Ils attribuent ce phénomène à la convection naturelle.

Van der Hegge Zijnen (1956) donne des corrélations à partir de différents résultats expérimentaux. Collins et Williams (1959) mènent des expérimentations sur des fils chauffés pour des nombres de Reynolds allant de **0.01** à **140**. Leurs résultats soulignent bien le fait, excepté pour les très petits nombres de Reynolds, qu'il existe des contradictions substantielles entre les résultats obtenus expérimentalement et les résultats obtenus à partir du modèle théorique qu'ils utilisent pour les petits nombres de Reynolds. Le modèle qu'ils utilisent est basé sur la linéarisation de l'équation de l'énergie et de la fonction de courant à la manière d'Oseen.

Perkins et Leppert (1962) étudient expérimentalement un cylindre chauffé et placé dans un écoulement d'un mélange constitué d'eau et d'éthylène glycol, pour des nombres de Reynolds compris entre **40** et **105** et des nombres de Prandtl allant de **1** à **30**.

Dennis et al. (1968), ont étudié théoriquement la convection forcée laminaire pour un écoulement stationnaire et incompressible, autour d'un cylindre circulaire pour des nombres de Reynolds allant de **0.01** à **40**. Ils donnent une corrélation concernant le nombre de Nusselt locaux et moyens.

Harlow et Fromm (1964), présentent une étude numérique du transfert de chaleur autour d'un cylindre rectangulaire placé dans une veine avec l'écoulement d'un fluide incompressible. Les résultats obtenus sont qualitativement corrects pour simuler l'effet de blocage.

Jain et Goel (1976) ont obtenu des solutions numériques de la convection forcée laminaire pour un écoulement instationnaire autour d'un cylindre circulaire, par la résolution des équations instationnaires de Navier-Stokes et l'équation de l'énergie pour des nombres de Reynolds compris entre **100** et **200**.

Apelt et Ledwich (1979) proposent des solutions numériques pour un cylindre circulaire chauffé, placé dans un écoulement instationnaire, pour des nombres de Reynolds pour lesquels la décomposition des tourbillons primaires ne se produit théoriquement pas (**Re \leq 40**).

Papell (1981) présente des résultats représentant le nombre de Nusselt local au bord d'attaque d'un cylindre pour des nombres de Reynolds allant de **5 \times 10⁴** à **2.15 \times 10⁵**. Il a montré que les nombres de Nusselt moyens sont plus élevés lorsqu'on impose un flux de chaleur à travers la paroi plutôt qu'une température uniforme.

Van Fossen et al. (1984) Ariml et al. (1984) et Pais-Singh (1987) a mesuré expérimentalement nombre de Nusselt local autour d'un cylindre de forme irrégulière, représentant une simplification du phénomène de création de la glace sur un cylindre en mouvement. Ces travaux ont été menés pour des nombres de Reynolds allant de **5 \times 10⁴** à **1.8 \times 10⁵** pour le premier, **6 \times 10⁴** à **1.4 \times 10⁵** pour le deuxième et **10⁵** à **1.5 \times 10⁵** pour le troisième.

Ahmad et Gureshl (1992, 1993) présentent une analyse du transfert de chaleur mixte (convection naturelle et forcée) pour un cylindre circulaire dissipant un flux de chaleur uniforme dans un écoulement d'air en résolvant les équations bidimensionnelles et stationnaires de Navier-Stokes et de l'énergie. Les nombres de Reynolds pour lesquels ces travaux ont été réalisés sont compris entre **1** et **60**.

Rashid (1996) propose une analyse numérique de la convection forcée autour d'un cylindre circulaire placé dans un écoulement stationnaire pour des nombres de Reynolds allant de **100** à **550**. Il résout les équations bidimensionnelles et stationnaires de Navier-Stokes et de l'énergie. Il présente aussi une comparaison des résultats qu'il a obtenu avec ceux d'autres auteurs. Il fait aussi une synthèse de tous les travaux déjà publiés concernant l'étude de l'écoulement et du transfert de chaleur autour d'un cylindre circulaire jusqu'en 1993 [21].

En conclusion l'étude de la convection forcée autour d'un obstacle s'est penchée principalement sur la valorisation de l'échange de chaleur entre l'obstacle et l'écoulement extérieur. La configuration des écoulements n'est étudiée que pour donner des explications sur les quantités de chaleur échangées avec l'obstacle. L'étude du transfert de chaleur dans l'écoulement telle qu'échange de chaleur entre la zone de recirculation et l'écoulement extérieur n'est pas traitée. Ce n'est que dans le domaine de la combustion que l'étude des mécanismes de transfert de chaleur et de masse dans les structures d'écoulement (zone de recirculation et tourbillon) revêt une importance particulière à cause des conséquences directes sur la combustion et la stabilisation des flammes.

Par suite, l'évolution récente de la technologie de la conversion d'énergie a élargi l'attention pour le développement des systèmes d'énergies alternatives plus adaptés aux normes environnementales. Ainsi les chambres de combustion des turbines à gaz sont un exemple pour de telles alternatives. En conséquence, on a tendance à utiliser dans la chambre de combustion, une flamme de combustion de prémélange diluée (Dilute premixed flame combustion) afin de réduire l'émission des oxydes d'azote (**NO_x**) dans les gaz des turbines et aussi pour la diminution de la température de la flamme. Dès lors, la stabilisation des flammes de prémélange par un accroche flamme est devenue un objectif important, puisque la flamme de basse température peut facilement s'éteindre dans le processus du mélange turbulent (turbulent mixing) et la réaction de combustion. Cette dernière, qui est le facteur clé de conception pour les chambres de combustion à gaz, est elle même soumise au mélange turbulent. D'où la nécessité de prédire de manière précise, le champ d'écoulement turbulent pour prétendre concevoir une chambre de combustion efficace.

La littérature spécialisée sur le sujet révèle que des travaux expérimentaux et numériques ont été mis en œuvre pour comprendre le phénomène de mélange (mixing) d'écoulement à l'intérieur des chambres de combustion. Amano et al. [22] ont simulé une flamme de prémélange turbulente autour d'un obstacle (bluff body) en employant le modèle **k-ε** et le modèle des flammellettes. Les auteurs font une prévision correcte de la température de la flamme de prémélange et montrent que leur modèle donne de meilleurs résultats que celui à flammelletes classique ou modèle de type Arrhenius. Cependant, les résultats dans la zone de recirculation derrière l'accroche flamme sont moins bons que les résultats expérimentaux.

Sato et al. [23] et Ogata et al. [24] ont mesuré les caractéristiques de l'écoulement dans une configuration de diffuseur d'échappement (dump diffuser) bidimensionnel. L'effet de la symétrie et l'asymétrie de la distribution de la vitesse d'entrée sur le mélange (mixing) de l'écoulement sont analysés expérimentalement.

Récemment, Akselvoll et Moin [25] ont traité avec le modèle **LES** (large-eddy simulation) le déchargement d'un jet turbulent confiné coannulaire dans un élargissement ou expansion brusque. En utilisant le modèle de sous-maille lagrangienne dynamique **LDSM**. Le taux de mélange de comburant et de carburant (fuel and oxidizer) est comparé avec les résultats expérimentaux de Johnson and Bennet [26]. Ils ont simulé les phénomènes régissant le soufflage faible (lean blow-out) , qui sont en rapport étroit avec la stabilité de la combustion dans les flammes diffusives. Le **LES** est censée être efficace et mieux adaptée dans la prédiction du comportement turbulent du processus de combustion dont la grande contribution, de l'échange d'énergie des structures dans le transfert de quantité de mouvement est calculée exactement et en même temps. L'effet des petites échelles de turbulence est pris en compte.

Pour améliorer le mélange turbulent et pour fournir une stabilité à la flamme, l'accroche flamme est attaché à l'intérieur de la chambre de combustion. L'étude est focalisée sur le détail de l'écoulement avec différentes géométries de l'accroche flamme.

Ko et al. [27], présentent le comportement turbulent d'un accroche flamme dans une chambre à élargissement brusque, l'examen effectué avec le modèle **LES** et des mesures de laboratoire par la **LDV** (Laser-Doppler-velocimetry) pour une comparaison et cela pour diverses géométries d'accroches flammes (disque, disque coupé et disque coupé avec arbre) en régime d'écoulement élevé. Deux cas sont examinés, pour le nombre du Reynolds de 5×10^3 et 5×10^4 (calculé par la dimension d'entrer de la chambre). Les résultats trouvés montrent que le pic de la vitesse moyenne selon la ligne centrale s'affaiblie selon le type d'accroche flamme et cette position est intimement liée à la dimension de la zone de recirculation. La représentation de l'intensité de la vorticité révèle deux structures tourbillonnaires annulaires dont la structure intérieure est plus intense que celle d'extérieur.

Ainsi l'étude de la configuration des écoulements autour d'obstacles joue un rôle important dans le domaine de la combustion comme le montre la littérature que l'on vient de citer. Elle intervient aussi dans le design des brûleurs et des chambres de combustion et dans la prédiction des performances.

CHAPITRE 2

ETUDE THEORIQUE

1 Introduction

La combustion est un phénomène répandu dans la nature et l'industrie, l'étude de ses mécanismes suscite un grand intérêt pour le développement technologique, d'une part la lutte contre les incendies et les explosions, d'autre part. La flamme proprement dite est la manifestation lumineuse de la combustion. La combustion intervient par trois aspects couplés :

- **Aspect chimique**

Plusieurs réactions chimiques simultanées régissent le processus appelé combustion. Il existe plusieurs types de réaction de combustion, dépendant essentiellement des produits réactifs mis en jeu.

- **Aspect thermique**

Le processus de combustion engendre une élévation de température par des réactions exothermiques. Cela conduit à des transferts de chaleur entre la flamme et le milieu selon plusieurs modes (conduction, rayonnement, convection). Ces transferts de chaleur peuvent jouer un rôle annexe au déroulement des réactions chimiques de combustion mais indispensables pour la propagation des flammes.

- **Aspect transfert de masse**

Il s'opère soit par convection des gaz composants la flamme ou par diffusion moléculaire ou turbulente de certaine espèce par rapport au milieu. Le mouvement donc est dû soit à un écoulement alimentant la flamme ou par convection naturelle, soit par la différence de composition dans le milieu.

Tous ces phénomènes élémentaires interagissent conjointement mais à des endroits différents selon une structure bien définie. D'où la distinction entre deux types de flammes :

- **Flamme de diffusion**

C'est le cas d'une flamme de bougie. L'écoulement du carburant et du comburant sont séparés. La combustion se fait à l'interface. Elle ne s'effectue que lorsque les réactifs se mélangent par diffusion.

- **Flamme de prémélange**

C'est le cas du bec Bunsen. Le carburant et le comburant sont mélangés avant la combustion. Une réaction plus rapide se fait. Il faut noter que dans ce cas la turbulence augmente la vitesse d'inflammation, d'où l'intérêt d'augmenter le taux de turbulence.

2 Stabilisation des flammes

Sachant qu'une flamme doit être allumée par une source extérieure de chaleur ou par un moyen d'allumage (étincelle ou autres), la flamme doit s'auto entretenir et rester sans source extérieure d'énergie.

La plupart des études de combustion cherchent à trouver des conditions de stabilité des flammes. Il s'avère que les facteurs déterminants sont la température amont et la richesse de la composition carburant comburant. Un accroissement de ces deux variables renforce la stabilité de la flamme.

De plus, l'augmentation de la richesse du mélange carburant et comburant contribue à une intensification de la combustion et à une stabilité accrue.

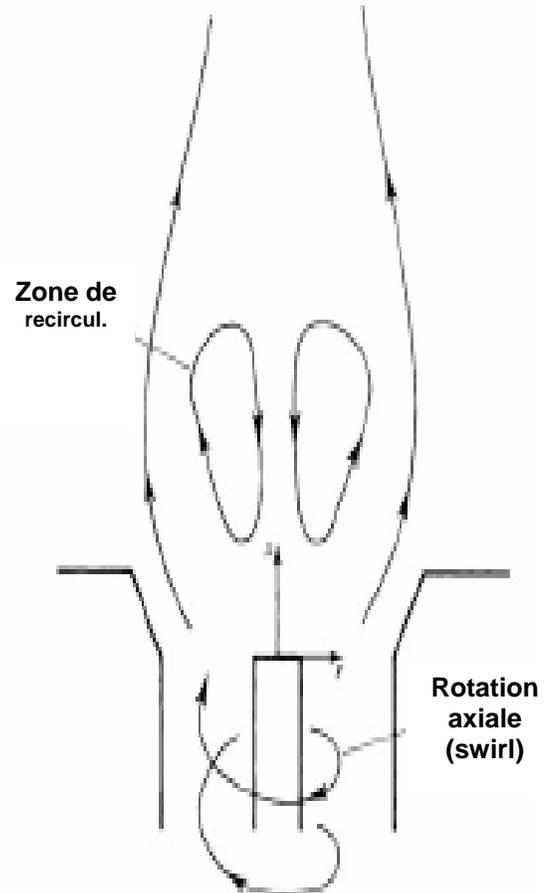
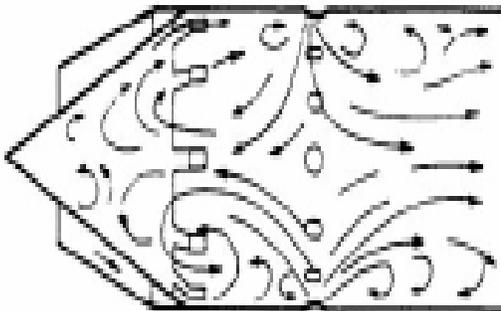
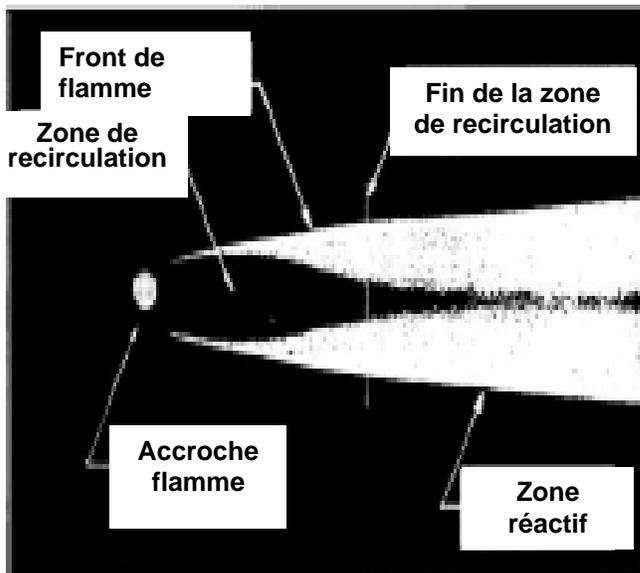


Figure 2.1 Illustration de la stabilisation de flamme par recirculation

Dans la plupart des systèmes à combustion, l'écoulement est turbulent ce qui renforce l'intensité de la combustion. Les vitesses élevées tendent à souffler les flammes. Pour des raisons de protection d'environnement, les normes imposent des réductions drastique du **CO** et du **NO_x** ; réduction qu'on ne peut obtenir que par la diminution de la richesse et donc par la diminution de température.

La vitesse élevée et la diminution de la température entraînent des problèmes d'instabilité de la flamme. On utilise le plus souvent la recirculation pour stabiliser la combustion.

La recirculation est obtenue par plusieurs techniques (voire figure 2.1) :

- **Recirculation engendrée par un obstacle**

Méthode accomplie par l'introduction d'un obstacle dans l'écoulement du mélange de combustible comburant appelé communément accroche flamme. L'obstacle produit une zone de dépression en aval qui induit une recirculation de l'écoulement. Le carburant alimente en continuité le foyer de recirculation ce qui maintien la combustion.

- **Rotation axiale d'écoulement**

C'est une méthode très utilisée, elle consiste à donner pour l'écoulement une rotation axiale induite par une forme géométrique (swirler), la force centrifuge résultante projette l'écoulement à l'extérieur en mouvement spiral. En même temps une zone de dépression est produite en aspirant de nouveau l'écoulement vers le centre.

- **Expansion brusque**

Cette méthode est basée sur l'effet d'un élargissement brusque de section qui provoque la séparation d'écoulement, ce qui crée une zone de stagnation et de recirculation.

3 Modélisation de la turbulence

3.1 Caractéristique d'un écoulement turbulent

La turbulence est une propriété de l'écoulement et non du fluide lui-même. Il n'existe pas de définition de la turbulence en milieu fluide ni d'ailleurs de théorie générale de la turbulence. La turbulence est caractérisée par un certain nombre de propriétés observables que nous précisons dans ce qui suit :

- **Signal irrégulier dans l'espace et le temps**

Les grandeurs physiques telles que la vitesse et la pression varient de façon aléatoire. Il faut remarquer que les fluctuations organisées ou périodiques ne font pas parties de l'agitation turbulente, comme c'est le cas des écoulements pulsés dans lesquels on devra retrancher la composante périodique pour obtenir le signal turbulent proprement dit.

- ***Écoulement rotationnel***

Le mouvement turbulent présente des fluctuations du rotationnel de vitesse. Intrinsèquement, la turbulence ne génère pas de rotationnel. La turbulence a un effet sur le rotationnel par le renforcement de sa production dans les zones pariétales.

- ***Diffusivité élevée***

Un champ turbulent diffuse fortement toute quantité transportable comme la température, la quantité de mouvement. En réalité, la diffusion turbulente est due aux termes de convection au niveau des fluctuations. La trajectoire d'une particule fluide marquée par un colorant se déforme alors, se ramifie et s'effiloche progressivement.

- ***Phénomène tridimensionnel***

Les mouvements turbulents fluctuants sont toujours tridimensionnels et instationnaires. Les approches bidimensionnelles de la turbulence sont faites pour simplifier les résolutions numériques.

- ***Caractère imprévisible des trajectoires***

Ce comportement imprévisible du détail des trajectoires sur des temps suffisamment longs correspond à une perte de mémoire des conditions initiales, c'est le phénomène d'imprédictibilité. Il explique, par exemple, les difficultés des prévisions météorologiques à long temps.

- ***Coexistence de tourbillons de tailles diverses***

Il existe toute une cascade de tourbillons de plus en plus fins.

- ***Dissipation***

La turbulence est fortement dissipative du fait de la présence de forts gradients de la vitesse instantanée. Les taux de déformation instantanés deviennent en effet très importants et la dégradation de l'énergie cinétique turbulente en chaleur est alors très forte.

Les équations de Navier Stokes peuvent être résolues par simulation numérique directe **NDS**. Cette manière qui commence à être de plus en plus utilisée reste cependant limitée aux cas très simples à cause des grandes ressources en moyens de calcul exigées. Au lieu de la **NDS**, un nombre important de modèles sont mis en œuvre pour des cas différents et ont pour objectifs de résoudre les équations moyennes de l'écoulement comme nous allons l'expliquer dans ce qui suit.

3.2 La décomposition de Reynolds

Dans la décomposition de Reynolds, les variables sont décomposées en une composante moyenne et une composante fluctuante.

Pour toute grandeur scalaire :

$$\Phi = \bar{\Phi} + \Phi'$$

Où Φ : dénote une quantité scalaire transportée (composante d'une vitesse, pression, énergie ...) avec $\bar{\Phi} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \Phi^{(k)}$, la valeur moyenne pour une collection d'échantillon d'expérience et prise aussi comme la moyenne temporelle dans le cas stationnaire.

Par substitution dans les équations de conservation de la grandeur Φ , on obtient la forme générale suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{\Phi}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \bar{\Phi} u_i) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial x_i} - \overline{\rho \Phi' u_i} \right) + \bar{S}$$

\bar{S} : Terme source

Γ : Coefficient de diffusion moléculaire tel que $\Gamma = \frac{\mu}{\sigma}$, σ représente un nombre adimensionnel caractérisant le mode de transport, soit le nombre de Prandtl pour le cas du transfert de chaleur et le nombre de Schmidt pour le transfert de masse.

Le nouveau terme $-\overline{\rho \Phi' u_i}$ représente le flux de diffusion turbulente qui doit être modélisé pour la fermeture du système d'équations.

Les équations Navier Stokes moyennées s'écrivent :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}_j) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \bar{u}_j \bar{u}_i) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{\rho u'_j u'_i} \right]$$

Ces nouvelles équations sont appelées équations de Reynolds dans lesquelles apparaît un nouveau terme $-\overline{\rho u'_j u'_i}$ qui représente l'effet de la turbulence ou flux de diffusion turbulente de la quantité de mouvement, qu'on appelle tension de Reynolds.

Les équations du bilan écrites précédemment concernent des écoulements incompressibles. Pour les écoulements compressibles, on utilise la décomposition de Favre qu'on résume comme suit :

$$\rho \Phi = \bar{\rho}(\tilde{\Phi} + \Phi') \quad \text{où} \quad \tilde{\Phi} = \frac{1}{\bar{\rho}} \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^N \frac{\rho^{(k)} \Phi^{(k)}}{N}$$

3.3 Modélisation du flux de la diffusion turbulente

Le système d'équations obtenu dans le bilan présente plus d'inconnues que d'équations, alors il apparaît nécessaire d'introduire des équations supplémentaires, dites de fermeture. Des lois phénoménologiques obtenues par analogie à la diffusion moléculaire ont été les premières à être proposées pour représenter la « diffusion turbulente ». En 1877, Boussinesq a exprimé les contraintes de Reynolds (flux de diffusion turbulente de la quantité de mouvement) par analogie à la loi de Newton pour les contraintes visqueuses. L'approximation s'écrit dans le cas incompressible, comme suit :

$$-\overline{\rho u'_j u'_i} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad \text{et} \quad k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$$

De la même manière, le flux de diffusion turbulente correspondant à la grandeur Φ est défini par l'expression :

$$-\overline{\rho \Phi u'_i} = \Gamma_t \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial x_i} \quad \text{et} \quad \Gamma_t = \frac{\mu_t}{\sigma_t}$$

Γ_t : est le coefficient de diffusion turbulente

σ_t : représente par analogie avec la diffusion moléculaire, le nombre adimensionnel caractérisant la diffusion turbulente soit le nombre de Prandtl turbulent pour le transfert de chaleur et le nombre de Schmidt turbulent pour le transfert de masse ou selon le cas appelé le nombre de Prandtl ou Schmidt turbulent propre à la grandeur Φ . La valeur de ce nombre est souvent supposée égale à une constante de l'ordre de l'unité dans l'écoulement, mais en réalité sa valeur dépend beaucoup de la géométrie.

3.4 Concept de la viscosité turbulente

En s'inspirant de l'expression microscopique de la viscosité dynamique moléculaire, on introduit par analogie à celle ci la quantité : $\mu_t = C_\mu \rho u l$ dans laquelle la vitesse u et la longueur l sont des caractéristiques de l'agitation turbulente et C_μ désigne une constante. Beaucoup de modèles de turbulence se basent sur le concept de viscosité turbulente. La définition de u et l différencie les modèles. Le modèle de la longueur de mélange de Prandtl (1925) est parmi les premiers modèles de turbulence qui ont été proposés. Il se base pour décrire la longueur l , sur l'analogie du libre parcours moyen entre les particules.

3.5 Le modèle k-ε

La fermeture du système après modélisation des flux de la diffusion turbulente consiste à adjoindre d'autres équations différentielles qui tiennent compte de l'effet de transport et de l'historique de la turbulence. Le nombre d'équations dites de fermeture renseigne sur le raffinement du modèle.

De plus les équations ajoutées pour la fermeture du modèle introduisent des termes de diffusion, dissipation et source d'ordre supérieure, inconnues qui nécessitent la modélisation ou la schématisation par les variables du premier ordre du système.

Enfin, Il existe des modèles de fermeture du second ordre qui retiennent comme inconnues premières, outre les valeurs moyennes, les tension de Reynolds (moment d'ordre deux) qui font l'objet d'équation à résoudre. Présentant plus de complexité mais en contre partie une meilleure prise en compte des écoulements à tension de Reynolds fortement anisotrope.

Le modèle **k-ε** a été initialement proposé en 1972 par W.P. Jones et B.E. Launder comme modèle de fermeture de premier ordre à deux équations type statistique. Il est devenu le modèle le plus utilisé et conduit à des résultats qui sans être toujours quantitativement correct, restent le plus souvent qualitativement représentatifs. Dans ce

modèle l'échelle de vitesse est exprimée par \sqrt{k} et l'échelle de longueur par $\frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon}$. La viscosité turbulente est décrite par conséquent par l'expression suivante :

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \text{ et } \varepsilon = \nu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right) \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right), \quad \mu = \rho \nu$$

Pour la fermeture du système, le modèle **k-ε** introduit les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente **k** et du taux ε de dissipation de cette énergie, voir [28][29], ces équations sont décrites par :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k \bar{u}_i) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu \frac{\partial k}{\partial x_i} - \overline{(\rho + \rho k) u'_i} \right] - \left(\rho \overline{u'_j u'_i} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} + \rho \varepsilon \right) \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon \bar{u}_i) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} - \rho \varepsilon \overline{u'_i} \right) - \left[-2 \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x_j} \frac{\partial u'_k}{\partial x_j} \right) \right. \\ &\quad - 2 \mu \left(\overline{u'_i \frac{\partial u'_k}{\partial x_j}} \cdot \frac{\partial^2 \bar{u}_k}{\partial x_i \partial x_j} + \overline{\frac{\partial u'_k}{\partial x_i} \frac{\partial u'_k}{\partial x_j}} \cdot \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_k}{\partial x_j}} \cdot \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_i} \right) \\ &\quad \left. - 2 \mu \left(\overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_k}{\partial x_j} \frac{\partial u'_k}{\partial x_i}} \right) - 2 \frac{\mu^2}{\rho} \left(\overline{\frac{\partial^2 u'_k}{\partial x_i \partial x_j} \frac{\partial^2 u'_k}{\partial x_i \partial x_j}} \right) \right] \end{aligned}$$

Nous remarquons que dans ces équations des termes moyennés d'ordre 2 et 3 apparaissent, nous avons besoin de réduire ces ordres à l'ordre 1. Pour l'équation de l'énergie cinétique de la turbulence k ,

- Le terme de diffusion moléculaire est négligé.

- Le terme de diffusion par agitation turbulente s'écrit : $-\overline{(\rho + \rho k)u'_i} = \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i}$

σ_k : nombre de Prandtl ou Schmidt de turbulence relatif à k

- Le terme de production est : $P_k = -\rho \overline{u'_j u'_i} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}$

Dans l'équation du taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence ε , le second membre est remplacé de manière empirique par trois termes, un terme de diffusion, un terme source et un terme puit, en tenant compte des points suivants :

- Le terme de diffusion moléculaire est négligé
- Le terme de diffusion par agitation turbulente est schématisé comme suit :

$$-\overline{\rho \varepsilon u'_i} = \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}$$

σ_ε : nombre de Prandtl ou Schmidt de turbulence relatif à ε

- Le terme source de l'équation de dissipation est schématisé :

$$\text{Source}(\varepsilon) = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k \quad \text{et} \quad C_{\varepsilon 2} : \text{une constante de fermeture}$$

- Le terme puit de l'équation de dissipation est schématisé par:

$$\text{Puits}(\varepsilon) = -C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad \text{et} \quad C_{\varepsilon 1} : \text{une constante de fermeture}$$

La forme finale des équations de fermeture du modèle k - ε est :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k \bar{u}_i) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) - (P_k + \rho \varepsilon) \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \varepsilon \bar{u}_i) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \end{aligned}$$

On note que la forme standard du modèle k - ε a été perfectionné dans le temps par des modèles k - ε non linéaires ainsi que les modèles k - ε **RNG** (Re Normalisation Groupe). Certains modèles introduisent une troisième équation de transport pour un invariant d'anisotropie pour sensibiliser le modèle à l'anisotropie.

CHAPITRE 3

MODELE ET VALIDATION

1 Le code FLUENT

Le code est élaboré pour modéliser des écoulements avec ou sans transfert de chaleur, de masse, rayonnement ou réactions chimiques, pour des géométries pouvant être complexes. La discrétisation des équations est faite par la méthode des volumes finis et utilise des maillages non structurés du type éléments finis y compris pour trois dimensions. Les modèles de turbulence proposés par la version disponible du code (version 6.0) sont :

- Le modèle Spalart-Allmaras à une seule équation de fermeture concernant la viscosité turbulente ;
- Le modèle $k-\varepsilon$ à deux équations de fermeture pour l'énergie cinétique de turbulence et le taux dissipation turbulent ;
- Le modèle $k-\Omega$ à deux équations de fermeture pour l'énergie cinétique de turbulence et la vorticité turbulente ;
- Le modèle des tensions de Reynolds du deuxième ordre. Les équations de fermeture concernent les différentes composantes du tenseur de Reynolds.

En se basant sur l'étude bibliographique, on a choisi le modèle $k-\varepsilon$ pour la simulation étant donné qu'il est le modèle le plus utilisé pour de très nombreux types d'écoulement y compris les écoulements avec combustion (voir étude bibliographique).

2 Validation par le modèle $k-\varepsilon$

Nous proposons dans cette partie de mettre en œuvre le modèle $k-\varepsilon$ sur différents cas rencontrés à travers l'étude bibliographique [12,27], pour justifier l'utilisation de celui-ci. Une comparaison est effectuée avec les résultats expérimentaux et les résultats obtenus par des modèles concurrents comme le modèle du potentiel turbulent et le modèle **LES**.

Dans une première étape, on a fait la simulation d'un écoulement confiné dans un canal, avec un obstacle triangulaire, pour un régime d'écoulement caractérisé par un nombre de Reynolds $Re=45 \times 10^3$ puis la simulation pour un obstacle carré avec un $Re=21.4 \times 10^3$. Les résultats obtenus sont comparés avec les résultats expérimentaux, (voir [19]) ainsi que les résultats du modèle du potentiel turbulent instationnaire, (voir [12]). La vitesse au centre du canal en aval de l'obstacle ainsi qu'à diverses sections derrière l'obstacle est calculée.

Dans une deuxième étape, des simulations par le modèle $k-\varepsilon$ ont été réalisées afin de pouvoir les confronter avec les résultats expérimentaux et numériques proposés par Ko et Sung [27]. La partie numérique est traitée dans cet article par le modèle **LES**. La géométrie utilisée concerne l'écoulement dans une chambre de combustion

représentée par un canal cylindrique avec élargissement. Un obstacle est présent dans le canal appelé accroche flamme pour sa fonction de stabilisation de la flamme. Deux cas sont traités, un obstacle sous forme de disque coupé avec un arbre (cutting plane with shaft **CPWS**) et pour un régime de $Re=5 \times 10^3$ et le cas d'un accroche flamme sous forme d'un disque coupé (cutting plane **CP**) en régime $Re=50 \times 10^3$. Les résultats de la simulation effectuée grâce au modèle **k-ε** stationnaire et axisymétrique sont confrontés avec les résultats expérimentaux des références [27 et 30] ainsi qu'avec ceux du modèle **LES** de la référence [27]. Les différentes grandeurs dynamiques de l'écoulement (vitesse, intensité de turbulence axiale et radiale) sont présentées sur des sections avales de l'accroche flamme.

2.1 Ecoulement autour d'un obstacle triangulaire

L'écoulement autour d'obstacles triangulaires pour des valeurs de Reynolds élevées présente des formes complexes et instationnaires caractérisées par des allées tourbillonnaires du type Von Karman. Les conditions aux limites en aval du canal adoptées sont similaires à ceux de la simulation de Johansson et al. [20], Are et al. [12] :

- $U_0=17.0 \text{ m/s}$ et $V_0=0$ La vitesse est supposée constante sur toute la section d'entrée
- $k_0=(0.05U_0)^2$ Energie cinétique de turbulence
- $\epsilon_0=0.16(k_0)^{3/2}/0.4h$ Taux de dissipation turbulent, h hauteur du canal
- $Re=U_0 \cdot d/\nu=45 \times 10^3$ Le nombre de Reynolds pour cette simulation basé sur la hauteur du triangle **d**
- $\beta=d/h=1/3$ soit **34%** Facteur de blocage ou de confinement
- $U_p=V_p=0$ Condition d'adhérence pour les parois de l'obstacle

Les parois du canal sont considérées avec la condition de glissement $V_p=0$ conformément à la simulation de Are et al. [12], ensuite le cas avec condition d'adhérence est calculé afin d'apprécier l'influence de cette condition sur les résultats.

2.1.1 Simulation avec condition de glissement

1) Profil de la vitesse centrale $U_{y=0}$

La figure 3.1, illustre le profil de la vitesse selon la direction des abscisses **U** derrière l'obstacle sur la ligne médiane. Les courbes représentées sur la figure 3.1 correspondent aux résultats expérimentaux de Sjunnesson et al. [19] pour la courbe en trait continu, le modèle du potentiel turbulent instationnaire produit la courbe en trait discontinu voir référence [12], le modèle **k-ε** stationnaire avec les constants

standards et enfin le modèle $k-\varepsilon$ stationnaire avec constantes modifiées. On a reproduit la simulation par le modèle $k-\varepsilon$ avec les constantes standards :

$$C_{1\varepsilon}=1.44, \quad C_{2\varepsilon}=1.92, \quad C_{\mu}=0.09, \quad \sigma_k=1.0, \quad \sigma_{\varepsilon}=1.3$$

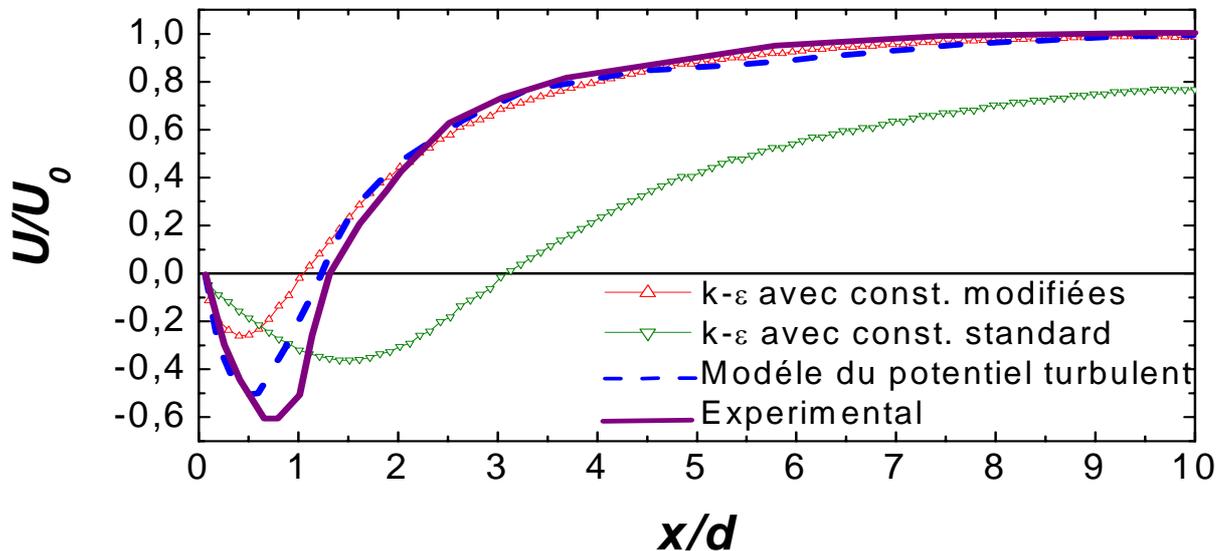


Figure 3.1 Vitesse moyenne centrale $U_{y=0}$

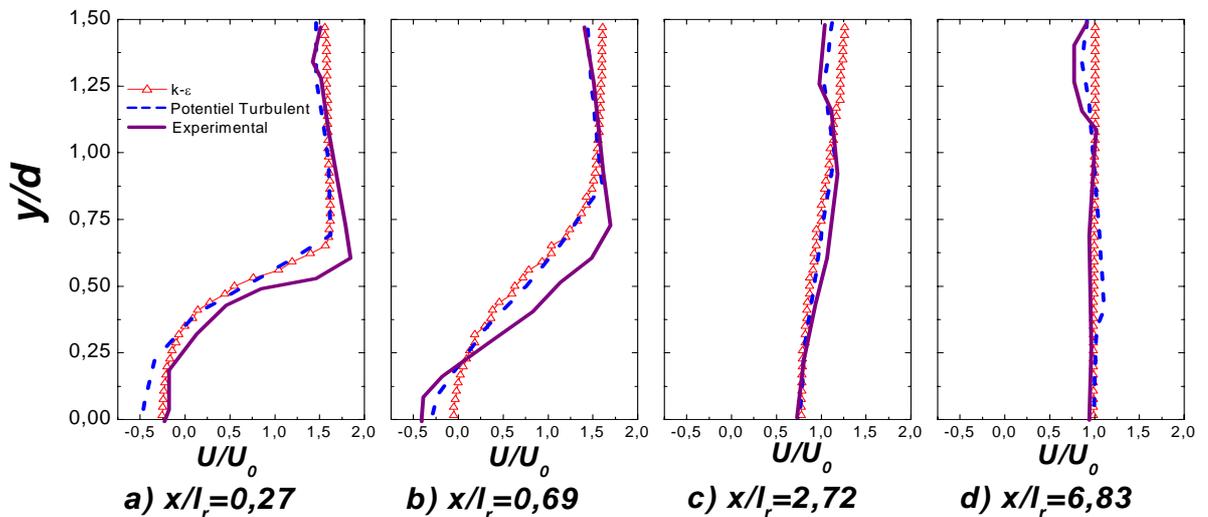


Figure 3.2 Vitesse moyenne aux niveaux des sections $U_{x=cst}$

Il est à remarquer que le modèle $k-\varepsilon$ décrit une courbe qui ne s'ajuste pas avec celle obtenue expérimentalement. La longueur de la zone de recirculation est surestimée. La vitesse minimale U_{min} est inférieure à celle obtenue par l'expérimentale mais proche de la valeur donnée par le modèle du potentiel turbulent. Par contre, la localisation de ce minimum n'est pas en accord avec l'expérience. Tout juste derrière l'obstacle, dans la zone de recirculation, les vitesses s'égalisent sauf pour le modèle standard pour lequel il faut aller chercher bien loin l'égalisation. Le modèle $k-\varepsilon$ standard donne une valeur sous estimée par rapport aux

expériences et au modèle du potentiel turbulent. La modification des constantes empiriques permet de trouver un profil de vitesses proche des résultats obtenus par l'expérience. Les constantes modifiées trouvées suite à de nombreux essais sont :

$$C_{1\varepsilon}=1.2, \quad C_{2\varepsilon}=2.2, \quad C_{\mu}=0.12, \quad \sigma_k=1.0, \quad \sigma_{\varepsilon}=1.3$$

La nouvelle longueur de la zone de recirculation se trouve être plus petite de 22% des longueurs obtenues expérimentalement et par le modèle du potentiel turbulent soit $l_{r,mod} \approx 0.784 l_{r,exp}$. La vitesse minimale U_{min} est très inférieure à la valeur expérimentale $U_{min,mod} \approx 0.415 U_{min,exp}$, soit une erreur relative de 58.5%. Pour la zone de rétablissement on obtient une bonne correspondance entre les résultats calculés et expérimentaux.

Les résultats calculés avec les nouvelles constantes confirment les limites du modèle dans la zone de recirculation déjà soulevée dans l'étude bibliographique.

2) Profil de vitesse aux sections $U_{x=cst}$

La figure 3.2 représente la vitesse selon les abscisses U à diverses sections derrière l'obstacle **a) $x/l_{r,exp}=0.27$, b) $x/l_{r,exp}=0.69$, c) $x/l_{r,exp}=2.72$, d) $x/l_{r,exp}=6.83$.**

A la section **a)**, les profils de vitesses obtenus par les modèles $k-\varepsilon$ et potentiel turbulent correspondent à l'évolution de la courbe expérimentale. Un décalage apparaît aux environs de $y/d \approx 1/2$. Au-delà, le profil devient constant. Les modèles numériques coïncident entre eux partout et présentent des différences pour $0.24 < y/d \approx 1/2 < 0.9$.

Pour la section **b)**, les courbes obtenues numériquement coïncident très bien de $y/d \approx 0.24$ jusqu'à $y/d \approx 1.2$, au-delà le modèle du potentiel turbulent se rapproche plutôt de la courbe expérimentale alors que le modèle $k-\varepsilon$ s'en éloigne. Les valeurs obtenues sont légèrement inférieures aux résultats expérimentaux. Le module de la vitesse $U_{y=0}$ est sous-estimé par rapport aux valeurs expérimentales et au modèle du potentiel turbulent.

Aux sections **c** et **d** qui sont en aval de la zone de recirculation, nos résultats sont concordants avec les résultats expérimentaux et les résultats du modèle du potentiel turbulent. Il apparaît des différences entre nos résultats et le modèle du potentiel turbulent et l'expérience à partir du centre jusqu'à la paroi.

C'est dans la zone de recirculation que des différences apparaissent entre le modèle $k-\varepsilon$ d'une part et le modèle du potentiel turbulent et l'expérience d'autre part.

3) Contour de la vitesse U

La figure 3.3 présente le contour de la vitesse U trouvée par :

- a)** La moyenne temporelle de la solution instationnaire du modèle du potentiel turbulent ;
- b)** La solution stationnaire par le modèle du potentiel turbulent ;
- c)** La solution stationnaire par le modèle $k-\varepsilon$ avec les constantes modifiées.

Les trois illustrations du champs de vitesse, voir figure 3.3, décrivent l'écoulement autour d'un obstacle triangulaire. Le fluide s'accélère en se rapprochant de l'obstacle. Il y a création d'une zone de recirculation derrière l'obstacle en raison de

la dépression causée par l'absence d'écoulement. Après la zone de recirculation, l'écoulement se rétablit et devient progressivement uniforme. La comparaison entre les trois contours fait apparaître la taille de la zone de recirculation. On constate qu'elle est plus petite dans le cas **c)** donné par l'utilisation du modèle **k-ε** standard avec les constantes modifiées. La taille de la zone de recirculation dans le modèle du potentiel turbulent stationnaire **b)** est plus importante que celle donnée par le même modèle en instationnaire **a)**. C'est ce dernier qui est le plus proche des résultats de l'expérience.

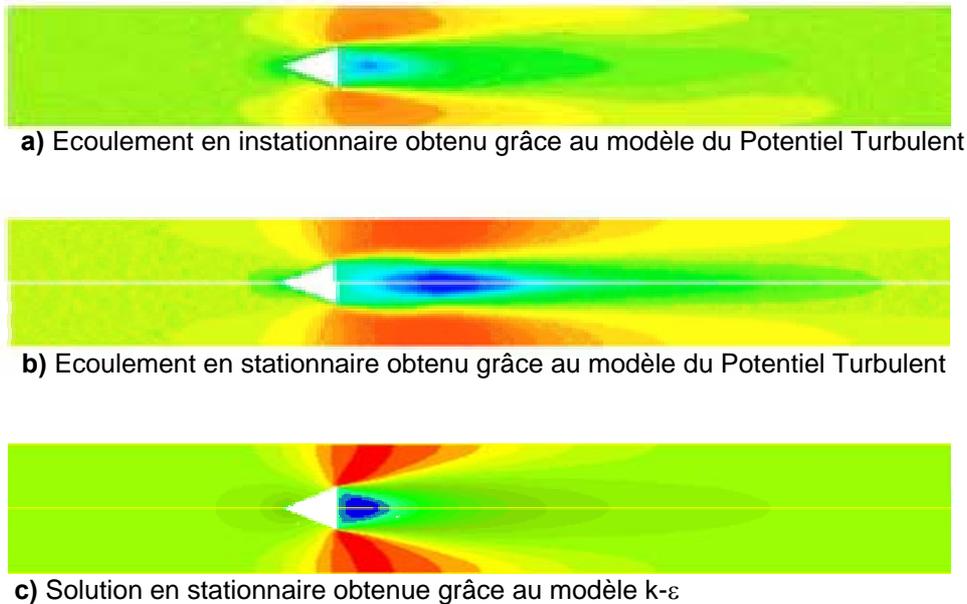


Figure 3.3 Contour de la vitesse moyenne **U**

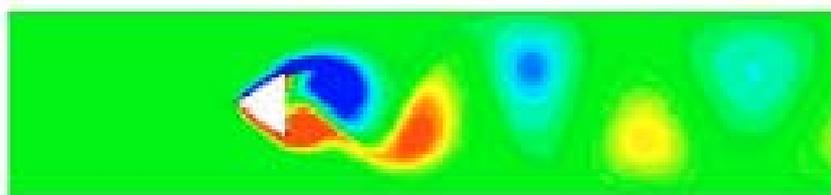


Figure3.4 Contour de la vorticité instantanée

On remarque qu'on a trouvé pour le modèle **k-ε** stationnaire avec les constantes standards, une largeur importante comme celle figurée pour le modèle du potentiel turbulent stationnaire, corrigée par ajustement des constantes du modèle. On constate aussi pour les profils de vitesse au niveau de l'obstacle et en aval, la vitesse croît du centre du canal jusqu'à la paroi pour le cas stationnaire **b)** et **c)** alors que pour le cas instationnaire **a)**, la vitesse croît puis décroît progressivement près de la paroi. Ce qui explique la défaillance des résultats près des parois trouvées dans les résultats du modèle **k-ε** stationnaire aux diverses sections de la figure 3.2. On peut interpréter ces défaillances à l'allée tourbillonnaire qui augmente le montant de la quantité de mouvement entre la paroi et le centre du canal à cause

des tourbillons émis derrière l'obstacle illustrés par la figure 3.4 qui présente le contour de la vorticité instantanée obtenue par le modèle du potentiel turbulent.

2.1.2 Simulation avec condition d'adhérence

Le calcul précédent se base sur les conditions de la simulation [12] qui suppose la paroi du canal avec glissement $\mathbf{U} \neq \mathbf{0}$ et $\mathbf{V} = \mathbf{0}$. Pour plus de réalité, on a reproduit l'expérience numérique avec condition de paroi sans glissement $\mathbf{U} = \mathbf{0}$ et $\mathbf{V} = \mathbf{0}$.

4) profil de la vitesse centrale $U_{y=0}$

La figure 3.5 montre le profil de vitesse \mathbf{U} avec les deux conditions (avec et sans glissement). Ils se coïncident derrière l'obstacle jusqu'à l'abscisse $x/d \approx 0.5$ correspondant à la position de la valeur minimale U_{\min} de la courbe et à la demi longueur de la zone de recirculation $l_r/2$. Ensuite, les courbes s'écartent légèrement et après l'abscisse $x/d \approx 0.3$ l'écart diminue considérablement de nouveaux. La longueur de la zone de recirculation et la vitesse minimale sont légèrement important dans le cas de paroi avec glissement ($l_{r,nglis} > l_{r,glis}$, $U_{\min,nglis} > U_{\min,glis}$). Ce qui traduit une zone de recirculation un peut grande pour le cas de non glissement. Hors zone de recirculation l'écart s'atténue avec le rétablissement de l'écoulement.

5) profil de la vitesse aux sections $U_{x=cst}$

La figure 3.6 présente l'influence des conditions de paroi sur les profils de la vitesse \mathbf{U}   différentes sections (**a**) $x/l_{r,exp} = 0.27$, **b**) $x/l_{r,exp} = 0.69$, **c**) $x/l_{r,exp} = 2.72$, **d**) $x/l_{r,exp} = 6.83$)

  la section **a**) et **b**), les profils coïncident pour des ordonnées $y/d < 0.5$. Où la vitesse croit rapidement. Puis les courbes changent d'allure et commencent à décroître légèrement. Dans cette partie, la vitesse de l'écoulement sans glissement est légèrement supérieure. Près de la paroi la situation s'inverse.

Les section **c**) et **d**) présentent le profil de vitesse hors zone de recirculation. Il y a augmentation progressive de la vitesse, en allant du centre aux parois du canal. Près de la paroi on constate la diminution naturelle de la vitesse sans condition de glissement à partir de l'ordonné $y/d > 1.375$. Dans cette partie la vitesse avec glissement est supérieure. Ce déficit est comblé dans la partie restante. Où la vitesse sans glissement devient légèrement supérieure. Au centre du canal les profils coïncident pour $y/d < 0.75$ sur la section **c**) et $y/d < 0.5$ sur la section **d**).

L'erreur relative maximale entre la vitesse avec condition de glissement et d'adhérence sur les sections prisent est environ **5%** (hors couche limite de la paroi canal).

6) contour de la vitesse \mathbf{U}

La figure 3.7 présente le contour de la vitesse \mathbf{U} de la solution avec condition de glissement et sans glissement.

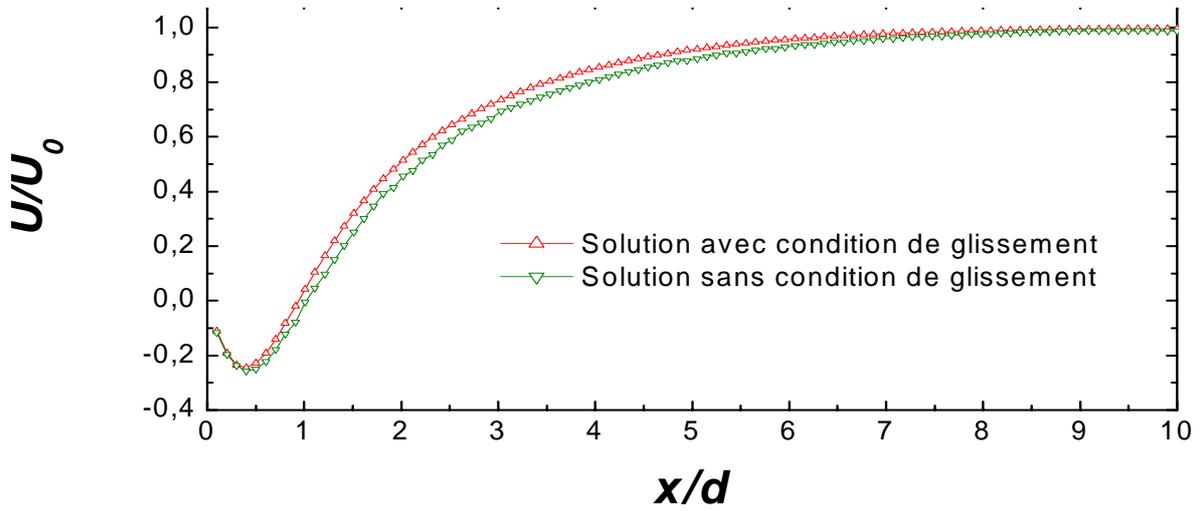


Figure 3.5 Vitesse moyenne centrale $U_{y=0}$

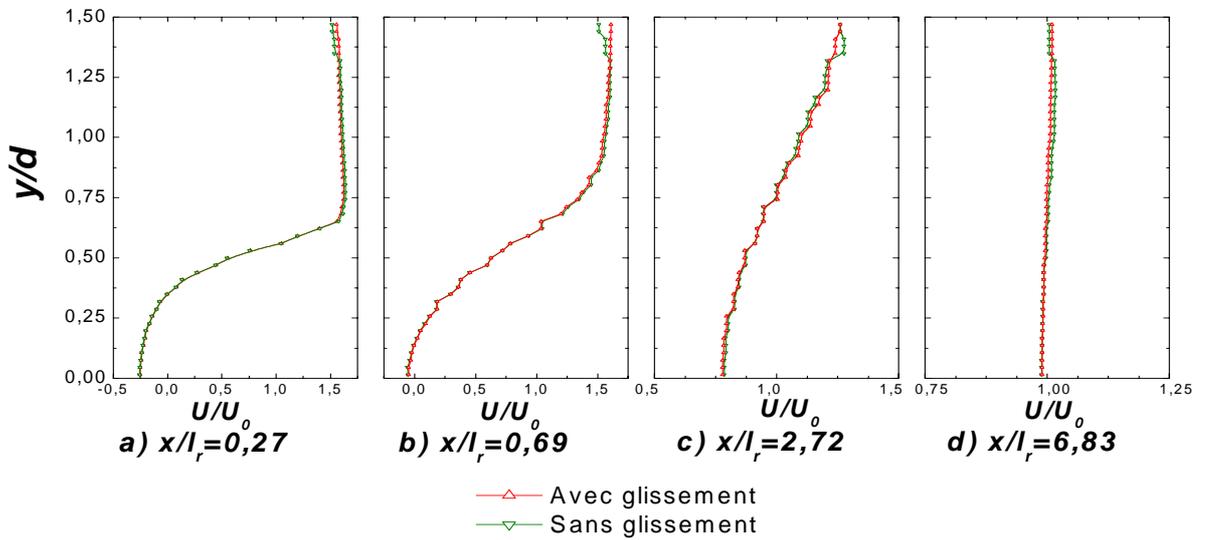


Figure 3.6 Vitesse moyenne aux niveaux des sections $U_{x=cst}$

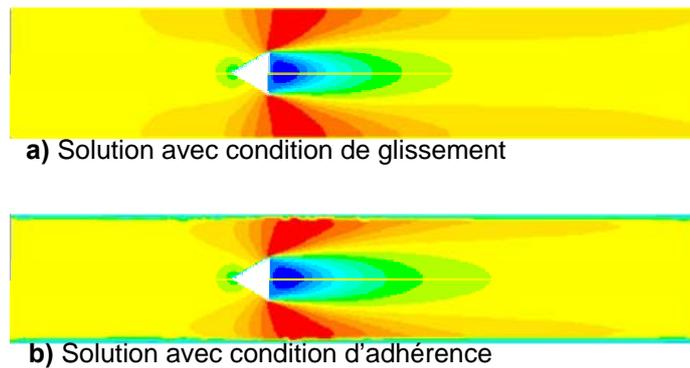


Figure 3.7 Contour de la vitesse moyenne U

La comparaison confirme l'importance de la zone de recirculation pour le cas d'écoulement sans condition de glissement aux parois canal. Il y a une légère supériorité dans ce cas de la vitesse dans le sillage de l'obstacle et entre la paroi et le sillage. En amont de l'obstacle, l'écoulement s'accélère plus rapidement dans les

zones latérales du canal en cas de l'écoulement avec condition de glissement. En aval de l'obstacle, il y a décélération plus lente avec condition de glissement, entre la paroi et le sillage de l'obstacle. Mais une vitesse plus importante entre la zone de recirculation et l'écoulement extérieur dans le cas de la condition sans glissement. Cela justifie la légère supériorité de la zone de recirculation pour ce cas.

2.1.3 Discussion des résultats

L'étude de l'écoulement confiné autour d'un obstacle triangulaire en régime de $Re=45 \times 10^3$ avec un facteur de blocage de $\beta=34\%$ a permis de soulever les constatations suivantes :

-La comparaison entre les profils de vitesses centrales du modèle $k-\epsilon$ avec constantes standards et modifiées, démontrent que le changement des constantes n'influe pas sur l'allure de la courbe mais seulement sur l'importance de la zone de recirculation et a valeur de la vitesse. La modification effectuée a permis l'augmentation de la longueur de la zone de recirculation l_r et la vitesse minimale U_{min} et la diminution de la vitesse de rétablissement U_{max} .

-La différence entre la solution stationnaire et instationnaire est étudiée par la comparaison entre la solution stationnaire du modèle $k-\epsilon$ et du modèle du potentiel turbulent avec la solution instationnaire du modèle du potentiel turbulent. On constate que la vitesse moyenne U de la solution entre la paroi et la zone de sillage est plus accentuée que la solution stationnaire des deux modèles $k-\epsilon$ et du potentiel turbulent. Probablement, cette différence est induite par la dynamique de l'écoulement due à l'allée tourbillonnaire. En outre, pour le même modèle du potentiel turbulent, la zone de recirculation est plus importante pour le cas stationnaire en comparaison avec le cas instationnaire. Le modèle $k-\epsilon$ stationnaire avec constante standard, donne une zone de recirculation importante comme celle du cas du modèle du potentiel turbulent stationnaire, qu'on a ajusté à l'expérience en modifiant les constantes du modèle.

-On a traité le cas de paroi avec glissement pour voir l'influence de la couche limite induite. Le déficit de la vitesse à la paroi et dans le sillage est récupéré dans la zone latérale entre le sillage et la paroi, traduisant la conservation de masse et du débit dans le canal. La différence enregistrée est de l'ordre de **5%**. Où la vitesse est plus importante entre le sillage et la paroi pour la solution obtenue sans condition de glissement à la paroi du canal. Cela engendre une zone de recirculation légèrement supérieure par rapport à la solution avec condition de glissement.

-Les résultats de la simulation par le modèle $k-\epsilon$ stationnaire décrivent bien la structure de l'écoulement autour d'un triangle. Les résultats présentent des valeurs consistantes avec l'expérimental sauf dans la zone de recirculation où les valeurs sont sous estimées.

2.2 Écoulement autour d'un obstacle carré

L'écoulement confinée autour d'un obstacle carré pour un Reynolds de $Re=21,4 \times 10^3$ (basé sur la longueur du coté de l'obstacle d) est simulé avec le modèle $k-\varepsilon$ stationnaire en reprenant les conditions de la simulation par le modèle du potentiel turbulent instationnaire présentée par Are et al [12].

La vitesse à l'entrée est constante sans composante horizontal ($\mathbf{V}=0$) avec une intensité de turbulence d'environ 1%. Le facteur de blocage est de $\beta=10\%$. Les conditions de paroi sont prises comme celles du cas précédant : la paroi de l'obstacle est sans glissement alors que la paroi du canal est avec glissement.

Le calcul est effectué avec les constantes modifiées du modèle $k-\varepsilon$, testées avec l'obstacle triangulaire :

$$C_{1\varepsilon}=1.2, \quad C_{2\varepsilon}=2.2, \quad C_{\mu}=0.12, \quad \sigma_k=1.0, \quad \sigma_{\varepsilon}=1.3$$

La comparaison est faite à l'aide du profil de la vitesse \mathbf{U} en aval de l'obstacle à la ligne médiane et pour diverses sections.

7) profil de la vitesse centrale $U_{y=0}$

La figure 3.8 présente en plus des résultats du modèle $k-\varepsilon$, les résultats du modèle du potentielle turbulent instationnaire[14] et les résultats expérimentale de Lyn et al[13], Darao et al[14].

Les quatre courbes ont la même tendance mais ne s'ajustent pas. La longueur de la zone de recirculation et la vitesse minimal de notre simulation sont plus petites des autres résultats ($l_{r,mod} \approx 0.497 l_{r,exp}$ et $U_{min,mod} \approx 0.296 U_{min,exp}$). Après la zone de recirculation, l'accroissement de la vitesse obtenue par le modèle $k-\varepsilon$ est moins important mais reste supérieur aux autres résultats. Cela reste vérifié jusqu'à l'abscisse $x/d \approx 3.2$. Dès l'abscisse $x/d \approx 3.5$, notre courbe se localise entre les profiles de vitesse expérimentaux et du modèle du potentiel turbulent, avec une erreur de 15.43% au maximum.

8) profil de la vitesse aux sections $U_{x=cst}$

La figure 3.9 illustre l'écart constaté dans les courbes précédentes entre les résultats du modèle $k-\varepsilon$ stationnaire, les résultats expérimentaux de Lyn et al[13], et les résultat du modèle du potentiel turbulent, sur divers section (**a**) $x/d=1$, **b**) $x/d=3$, **c**) $x/d=6$).

A la section **a**) localisée à l'intérieure de la zone de recirculation, la vitesse obtenue par le modèle $k-\varepsilon$ est supérieure des autres courbes. Dès l'ordonnée $y/d \approx 1$, la vitesse devient inférieure aux résultats de l'expérience et du potentiel turbulent, et près de la paroi les courbes coïncident.

A la section **b**) localisée en aval de la zone de recirculation, on constate une différence entre les courbes dans la zone où $y/d \leq 3$. Au centre, la simulation donne des valeurs inférieures aux résultats expérimentaux et du modèle du potentiel turbulent. Et juste après l'ordonnée $y/d \approx 1$, elle devient supérieure. Les courbes coïncident à partir de $y/d \geq 3$.

A la section **c)**, les résultats expérimentaux et ceux obtenus par le modèle du potentiel turbulent enregistrent une forte différence au centre. Nos résultats restent relativement très proches de l'expérience.

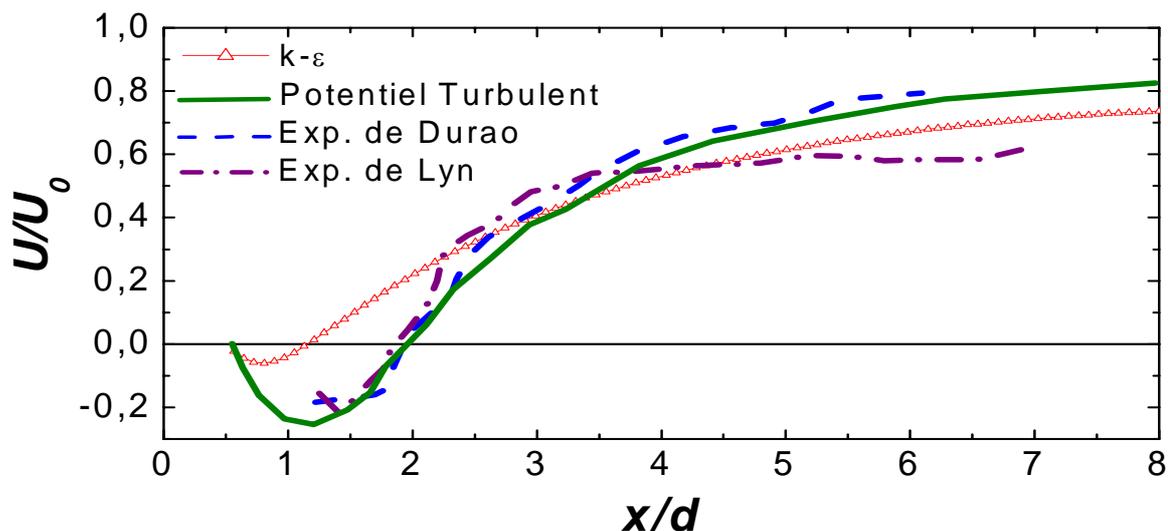


Figure 3.8 Vitesse moyenne centrale $U_{y=0}$

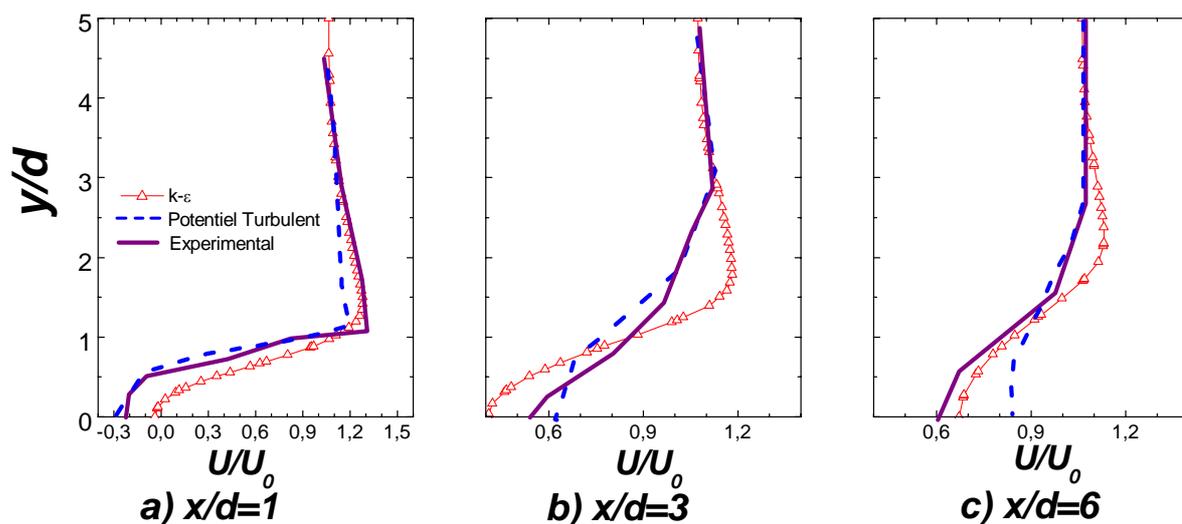


Figure 3.9 Vitesse moyenne aux niveaux des sections $U_{x=cst}$

2.2.1 discussion des résultats

Les résultats obtenus par le modèle **k-ε** avec les constantes modifiées sont en concordance avec les résultats de l'expérience et du modèle du potentiel turbulent instationnaire. La différence relevée réside principalement dans la zone de recirculation où on enregistre des vitesses sous estimées. En aval de la zone de recirculation, l'écart entre la vitesse du modèle **k-ε** et la vitesse expérimentale est faible (voir figure 3.9.c). La vitesse de rétablissement de l'écoulement est incluse entre les valeurs expérimentale de Lyn et al[13], Duraao et al[14].

2.3 Ecoulement dans un canal à élargissement brusque

2.3.1 Ecoulement en régime $Re=5 \times 10^3$

La simulation est réalisée par le modèle $k-\epsilon$ stationnaire avec constantes standards pour un Reynolds élevé de $Re=5 \times 10^3$ (basé sur le diamètre du canal circulaire d'entrée $D=2d$ où d étendu de l'obstacle). Le système de coordonnées utilisé est axisymétrique, dont l'axe est le centre du canal (voir figure 3.10).

Les conditions aux limites sont les suivantes :

- k_0 et ϵ_0 à l'entrée du canal calculées avec la formule utilisée par Johnsson et al.[20] ;
- $U_p=0$ et $V_p=0$ aux parois de la chambre et de l'accroche flamme, la condition d'adhérence est imposée.
- L'accroche flamme est en forme de disque coupé avec arbre (cutting plane with shaft **CPWS**)

La comparaison est effectuée avec les résultats expérimentaux [27] (réalisés par la **LDV**, vélocimétrie doppler laser) et les résultats obtenus par le modèle **LES** par la méthode de Smarogensky et **LDSM** (modélisation avec sous maille lagrangienne dynamique). Les résultats sont rassemblés à diverses sections en aval de l'obstacle ($z/d=6$, $z/d=7$, $z/d=8$, $z/d=9$, $z/d=10$, $z/d=12$)

9) vitesse axiale U

Les profils de vitesse axiale à diverses sections est illustré dans figure 3.11. L'allure des courbes montre la bonne correspondance entre les résultats du modèle $k-\epsilon$ et l'expérimentale.

On constate que la longueur approximative de la zone de recirculation calculée est meilleure du modèle **LES** en comparaison avec l'expérimental ($l_{r,exp}/d \approx 6.5$, $l_{r,calc} \approx 6.7$ et $l_{r,LES}/d \geq 7$). La vitesse au centre $U_{r=0}$ obtenue après la section $z/d > 6$ est inférieure à la vitesse expérimentale, soit une erreur d'environ **30%**. Cela implique que la vitesse de rétablissement U_{max} du modèle $k-\epsilon$ est sous estimée. Par contre, Le modèle **LES** donne la même vitesse de rétablissement à partir de la section $z/d \geq 8$.

Les courbes expérimentales montrent un pic de vitesse qui s'atténue dès la section $z/d=10$. Le pique localisé à $r/d=8$ à la section $z/d=6$, 7 et $r/d=7$ à la section $z/d=8$, est bien reproduit par notre simulation. Il traduit la nature de l'écoulement en jet entre l'accroche flamme et le canal élargie.

Après l'abscisse $r/d=1$, les valeurs de la simulation s'accordent bien avec ceux de l'expérimental mieux que les résultats calculés par le modèle **LES** (Smarogynsky et **LDSM**). Un écart important est enregistré au niveau de l'abscisse $r/d \approx 1.2$ entre Le modèle **LES** et l'expérimental.

10) intensité de turbulence axiale I_u

La distribution de l'intensité de turbulence axiale I_u est un autre paramètre présenté dans la figure 3.12. Il est déduit de la tension de Reynolds normale $I_u = \sqrt{\overline{u'u'}}/U_0$. Les

profils montrent une meilleure concordance du modèle **k-ε** avec l'expérimentation, meilleure que celle du modèle **LES**.

Il y a deux pics d'intensité de turbulence reproduits par les données numériques et expérimentales. Le pic proche de l'axe du canal est supérieur au deuxième. Ces pics signalent la présence d'une couche de cisaillement entre la zone de recirculation derrière l'obstacle et l'écoulement extérieur et celle engendrée par la zone entre la zone de stagnation du canal et l'écoulement extérieur. Les deux pics s'étalent, à partir de la section **z/d=8** et à partir **z/d=9** pour l'expérimental alors que pour le modèle **LES**, elle se fait lentement à partir de la section **z/d=10**.

La valeur du pic interne (proche de l'axe) calculée par le modèle **k-ε** correspond parfaitement au résultat expérimental. Dans le cas du modèle **LES**, la valeur calculée est inférieure à la section **z/d=6** et supérieure dans les autres sections.

Les résultats montrent que le pic extérieur persiste plus que le pic intérieur et s'étale lentement. Il s'atténue moins rapidement dans nos résultats.

A la paroi **r/d ≥ 1.5**, la vitesse diminue faiblement et les résultats de la simulation épousent les résultats expérimentaux. Par contre, ceux calculés par le modèle **LES** (Smarogynsky et **LDSM**) sont très inférieures.

11) vitesse radiale V

Les courbes de la vitesse radiale **V** présentées dans la figure 3.13, montrent une bonne concordance entre les résultats du modèle **k-ε** et l'expérimental. Alors que les résultats du modèle **LES** enregistrent une différence importante surtout dans la zone de recirculation.

On constate une concavité légère localisée au milieu du canal **r/d ≈ 0.5** qui disparaît dès la section **z/d=8**. Selon Ko et Sung [27], elle a un rapport avec la zone de recirculation et l'émission des tourbillon derrière l'obstacle. L'extension de cette concavité est à environ **1d**. A la paroi, Les courbes présentent un léger redressement et décroissance.

12) intensité de turbulence radiale I_v

Le profil de l'intensité de la turbulence radiale illustré à la figure 3.14, montre la bonne concordance entre les résultats du modèle **k-ε** avec l'expérimental. Par contre le modèle **LES** enregistre une différence importante surtout dans la zone de recirculation.

Il y a présence de deux concavités reproduites par nos calculs. La concavité intérieure (proche de la paroi) est la plus étendue avec une expansion de **0.7d** à **0.8d**. Elle indique le fort mélange turbulent (turbulent mixing) à l'intérieur de la zone de recirculation et entre cette zone et l'écoulement extérieur. Dès la section **z/d=8**, hors de la zone de recirculation, il reste seulement la concavité externe avec une intensité de turbulence faible voisine de **0.2** qui s'étale progressivement avec diffusion.

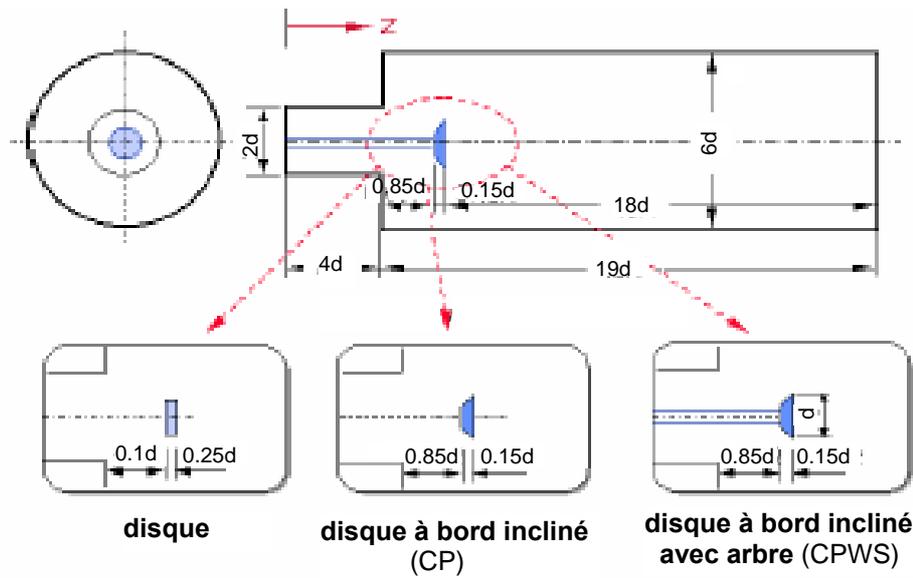


Figure 3.10 Configuration du domaine de calcul

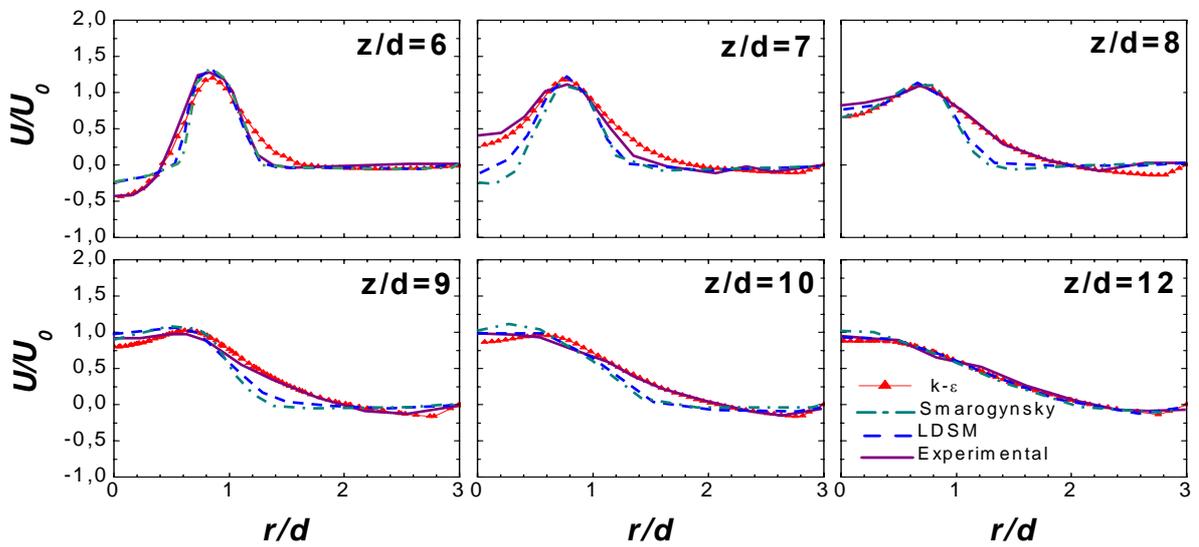


Figure 3.11 Vitesse axiale U pour $Re=5 \times 10^3$

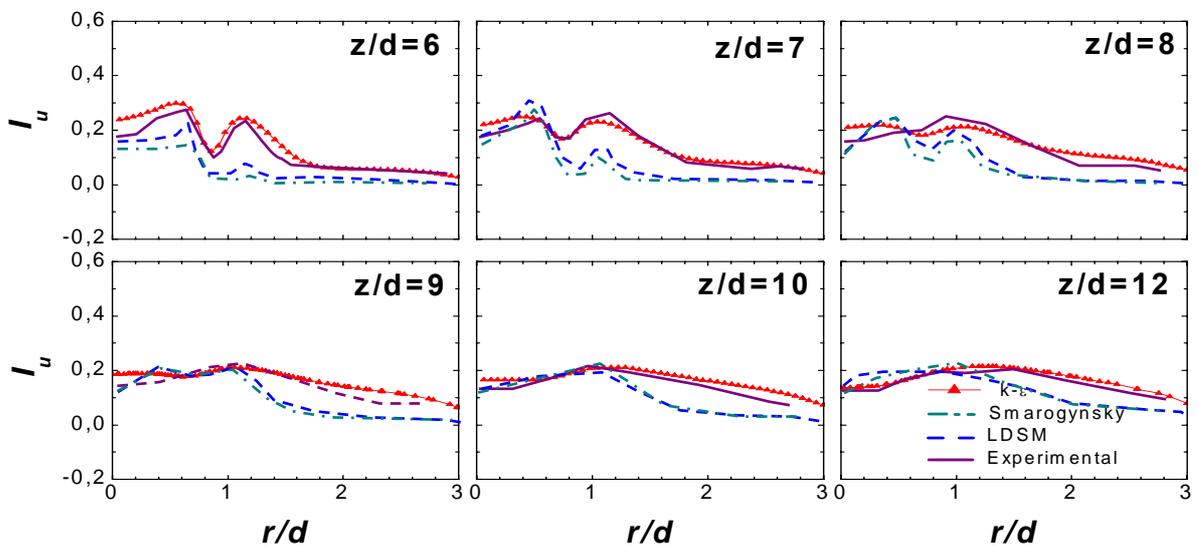


Figure 3.12 Intensité de turbulence axiale I_u pour $Re=5 \times 10^3$

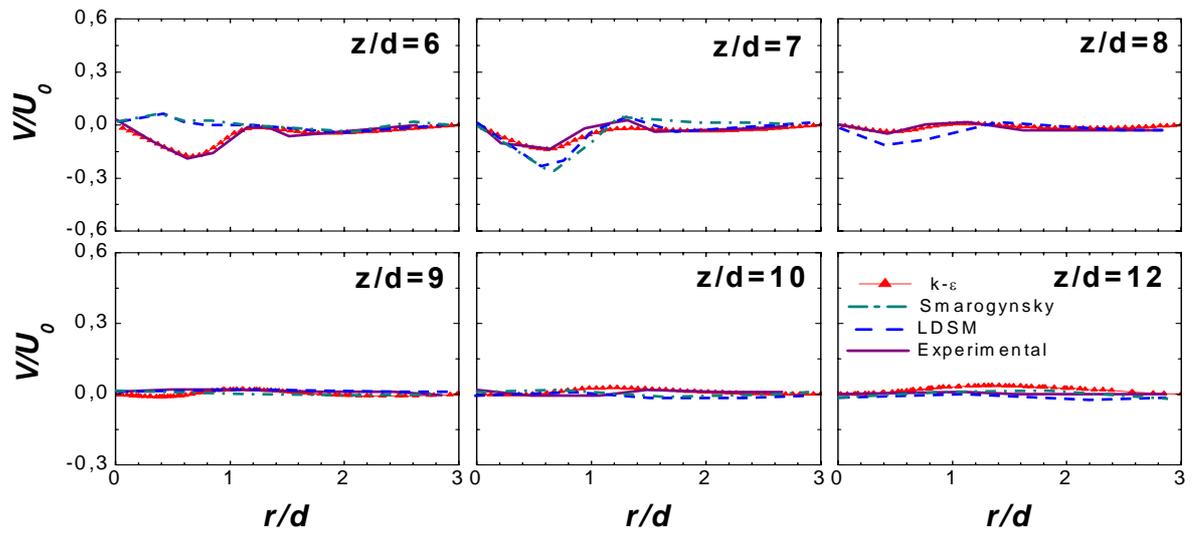


Figure 3.13 Vitesse radiale V pour $Re=5 \times 10^3$

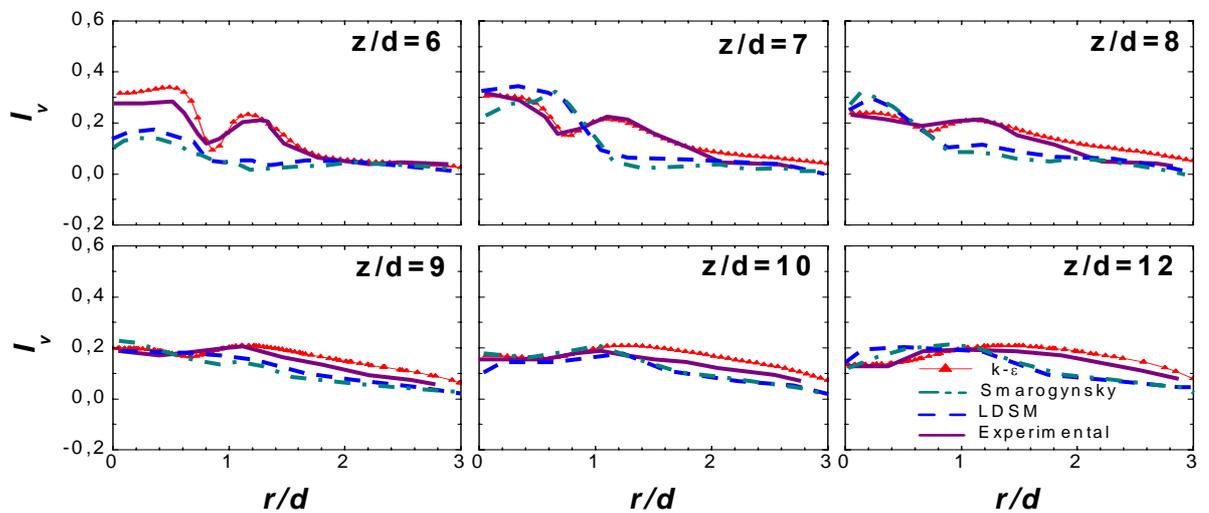


Figure 3.14 Intensité de turbulence radiale I_v pour $Re=5 \times 10^3$

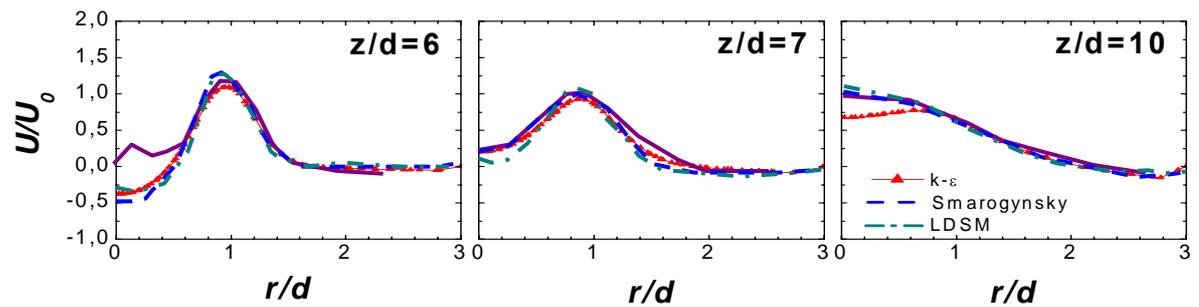


Figure 3.15 Vitesse axiale U pour $Re=5 \times 10^4$

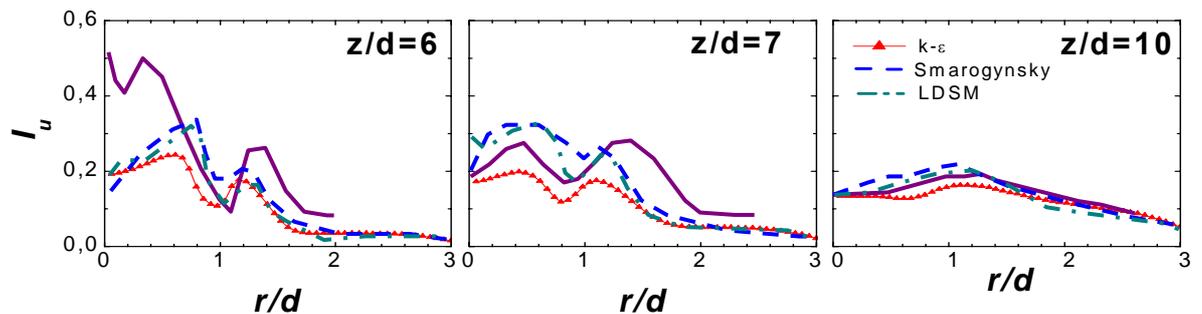


Figure 3.16 Intensité de turbulence axiale I_u pour $Re=5 \times 10^4$

2.3.2 Ecoulement en régime $Re=5 \times 10^4$

Les mêmes conditions sont adoptées pour la deuxième simulation. Le Reynolds est augmenté à la valeur de $Re = 5 \times 10^4$ (basé sur le diamètre du canal circulaire d'entrée D). L'accroche flamme utilisé est en forme de disque coupé (cutting plane **CP** voir figure 3.10). Les résultats du modèle $k-\varepsilon$ sont comparés avec ceux du modèle **LES** (Smarogensky et **LDSM**) et de l'expérimental de Kobayashi et al[30].

13) vitesse axiale U

La figure 3.15 présente le profil de la vitesse axiale U à différentes sections. Les courbes montrent la bonne correspondance entre les résultats du modèle $k-\varepsilon$ et les résultats expérimentaux.

A la section $z/d=6$, la vitesse expérimentale au centre $r/d=0$ est supérieure à la valeur du modèle $k-\varepsilon$ et **LES**. Dans cette section les courbes des deux modèles coïncident.

Il y a présence d'un pic localisé à $r/d=0.9$ qui s'atténue dès la section $z/d=10$. La concavité des courbes se situe au centre $r/d=0$, qui marque la disparition du pique et l'établissement de l'écoulement après la zone de recirculation.

14) intensité de turbulence axiale I_u

Le profil de l'intensité de turbulence axiale illustré dans la figure 3.16, présente deux concavités dont celle de l'intérieur et plus élargie que celle de l'extérieur. Les résultats du modèle $k-\varepsilon$ sont en bonne concordance avec l'expérimental. L'allure des concavités est reproduite par notre simulation. Ils s'étalent progressivement après la zone de recirculation. Leur intensité est sous estimée par nos calculs, soit une erreur inférieure à 50% relevée pour le pique interne à la section $z/d=6$. Le modèle **LES**, donne des résultats surestimés à la section $z/d=7$. A la section $z/d=10$ l'écart entre les courbes diminue. Les profils ont un écart faible et le profil calculé par le modèle $k-\varepsilon$ s'ajuste bien aux résultats de l'expérimentation. En comparaison avec le modèle **LES**, les résultats du modèle $k-\varepsilon$ reproduisent mieux les variations des valeurs expérimentales.

2.3.3 Discussion des résultats

Dans la présente étude, l'écoulement autour d'obstacle dans un canal élargi est examiné par le modèle $k-\varepsilon$ stationnaire avec constante standard afin d'effectuer une comparaison expérimentale et numérique.

Ainsi pour le régime $Re=5 \times 10^3$, on constate une parfaite concordance entre les résultats du modèle $k-\varepsilon$ et ceux de l'expérimentation réalisés par **LDV**. Ils sont parfois meilleurs en comparaison avec les résultats obtenus par le modèle **LES** instationnaire réalisé par deux méthodes (Smarogensky et **LDSM**) surtout au niveau de la zone de recirculation.

Le profil de la vitesse axiale \mathbf{U} du modèle $\mathbf{k}\text{-}\varepsilon$ reproduit le pic de la courbe expérimentale qui traduit l'existence d'une structure de jet annulaire (appelée coannulaire dans l'article de Ko et Sung[27]). Le jet est produit par la forme de la chambre (configuration brusquement élargie du canal et la présence de l'obstacle).

La courbe de la vitesse radiale \mathbf{V} du modèle $\mathbf{k}\text{-}\varepsilon$ enregistre une concavité de vitesse négative identique à celle des résultats expérimentaux. Elle traduit la tendance de l'écoulement à rejoindre l'axe de la chambre où se trouve une faible pression.

La turbulence est analysée avec les valeurs de l'intensité de turbulence axiale et radiale \mathbf{I}_u et \mathbf{I}_v . Les profils de l'intensité de turbulence trouvés par le modèle $\mathbf{k}\text{-}\varepsilon$ s'accordent avec les résultats expérimentaux mieux qu'aux résultats du modèle **LES**. On constate deux concavités soit pour l'intensité de turbulence axiale ou radiale. La concavité de l'intérieur montre le degré d'agitation turbulente dans la zone de recirculation et à la frontière de cette zone avec le jet annulaire. Celle de l'extérieur nous informe qu'il y a aussi un taux d'agitation turbulent important entre le jet et la zone de stagnation du canal (zone de recirculation engendrée par élargissement de la chambre).

En régime $\mathbf{Re}=5\mathbf{x}10^4$, les résultats expérimentaux obtenus par Kobayashi et al [30] pour la vitesse axiale \mathbf{U} et l'intensité de turbulence axiale \mathbf{I}_u dévoilent des piques et des allures analogues à ceux du régime $\mathbf{Re}=5\mathbf{x}10^3$. Mais on constate deux différences : Premièrement, dans le profil expérimental de la vitesse axiale à la section $\mathbf{z/d}=6$, il y a présence d'un autre pic non reproduit par le modèle $\mathbf{k}\text{-}\varepsilon$ et même par le modèle **LES**. Deuxièmement, Le profil expérimental de l'intensité de turbulence axiale montre des concavités semblables à ceux du régime précédent $\mathbf{Re}=5\mathbf{x}10^3$ mais avec une allure différente et une valeur importante surtout dans la zone de recirculation (voir figure 3.16 la section $\mathbf{z/d}=6$). Les résultats du modèle $\mathbf{k}\text{-}\varepsilon$ reproduit les deux concavités mais avec un écart enregistré. Ce déficit est aussi relevé pour le modèle **LES**.

Les constatations antérieures démontrent la robustesse du modèle $\mathbf{k}\text{-}\varepsilon$ stationnaire à représenter les paramètres moyens de l'écoulement turbulent instationnaire même dans la zone de recirculation. Les défauts remarqués dans cette zone en augmentant le nombre de Reynolds sont aussi relevés pour le modèle **LES** instationnaire.

3 Récapitulation

Dans l'étude précédente, on a testé le modèle de **k-ε** stationnaire de **FLUENT** sur une configuration canal avec un obstacle triangulaire en régime **Re=45x10³** et un obstacle carré en régime **Re=21,4x10³**. Les résultats obtenus pour la vitesse axiale à la ligne médiane du canal **U_{y=0}** et à divers sections **U_{x=cst}** sont bons, pour les calculs réalisés en changeant les constantes standards avec les constantes modifiées. On a analysé l'influence des conditions de la paroi du canal, qui engendre une légère augmentation sur la dimension de la zone de recirculation et la vitesse d'écoulement entre la paroi et le sillage. De plus, on constate que le modèle du potentiel turbulent stationnaire fournit une zone de recirculation importante par rapport à celle du modèle instationnaire, le cas analogue est trouvé avec le modèle **k-ε** stationnaire avec constantes standards qu'on a modifié pour pallier cet écart.

Dans le test réalisé pour la chambre à élargissement brusque, représentant une chambre à combustion, les calculs sont effectués pour l'obstacle **CPWS** en régime **Re=5x10³** et l'obstacle **CP** en régime **Re=5x10⁴**. La simulation est effectuée afin de voir si le modèle **k-ε** permet la description des paramètres de turbulence surtout dans la zone de recirculation en comparaison avec l'expérimentation. Cette fois les calculs sont obtenus par le modèle **k-ε** avec les constantes standards seulement. Les résultats trouvés pour la vitesse ou l'intensité de turbulence s'accordent très bien même dans la zone de recirculation et traduisent la structure de l'écoulement

En comparaison avec le modèle du potentiel turbulent instationnaire et le modèle **LES** instationnaire, le modèle **k-ε** se trouve fiable à l'étude de la structure d'écoulement et même pour la zone de recirculation à condition de ne pas travailler à des régimes très élevés. On remarque aussi que les courbes obtenues pour la vitesse et l'intensité de turbulence par le modèle **k-ε** ont des allures identiques aux courbes obtenues par les autres modèles (le modèle du potentiel turbulent et le modèle **LES**) pour les différents cas étudiés.

En conclusion, même si le modèle **k-ε** ne donne pas des résultats quantitatifs exacts pour l'écoulement, néanmoins les valeurs enregistrées pour les différents paramètres gardent des tendances et des allures similaires aux résultats expérimentaux. Ce qui nous permet d'interpréter et d'analyser les principaux mécanismes et phénomènes existants dans un écoulement avec zones de recirculation. Ce qui nous a conduit à adopter le modèle **k-ε** pour les analyses ultérieures.

CHAPITRE 4

DETERMINATION DES GRANDEURS CARACTERISTIQUES DYNAMIQUES

1 Domaine de calcul

Le domaine de calcul est illustré par la figure 4.1 . L'obstacle est caractérisé par sa dimension d comme indiqué sur la figure. Il est disposé au centre d'un canal de hauteur h . L'obstacle se trouve à une distance de $6d$ de l'entrée et de $10d$ de la sortie.

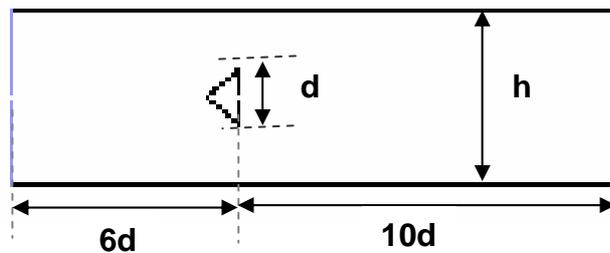


Figure 4.1 Domaine de calcul

Dans la simulation, la dimension de l'obstacle est spécifiée chaque fois qu'on change la géométrie de celui ci. On utilise les paramètres de l'écoulement et de l'obstacle définis comme suit :

- Le facteur de blocage $\beta=d/h$ rapport de la dimension de l'obstacle sur la hauteur du canal, détermine le confinement de l'écoulement
- Le nombre de Reynolds $Re=U_0d/\mu$ basé sur d la dimension de l'obstacle, U_0 est la vitesse à l'entrée du canal.

2 Analyse dimensionnelle

Dans ce qui suit nous recherchons les grandeurs dimensionnelles qui permettent de caractériser la zone de recirculation générée suite à un écoulement autour d'un obstacle. Nous avons par conséquent choisi de traiter le cas d'un obstacle triangulaire qui permet pour tous types d'écoulement, d'obtenir une zone avale de recirculation. De même des résultats sont disponibles dans la bibliographie pour

étayer notre démarche. Le profil triangulaire est confiné dans une canalisation avec un facteur de blocage $\beta=d/h = 1/3$ et un régime caractérisé par un $Re=10^3$.

La figure 4.2 présente les lignes de courant et la figure 4.3 le champs de vitesse \vec{V} près de l'obstacle.



Figure 4.2 Lignes de courant

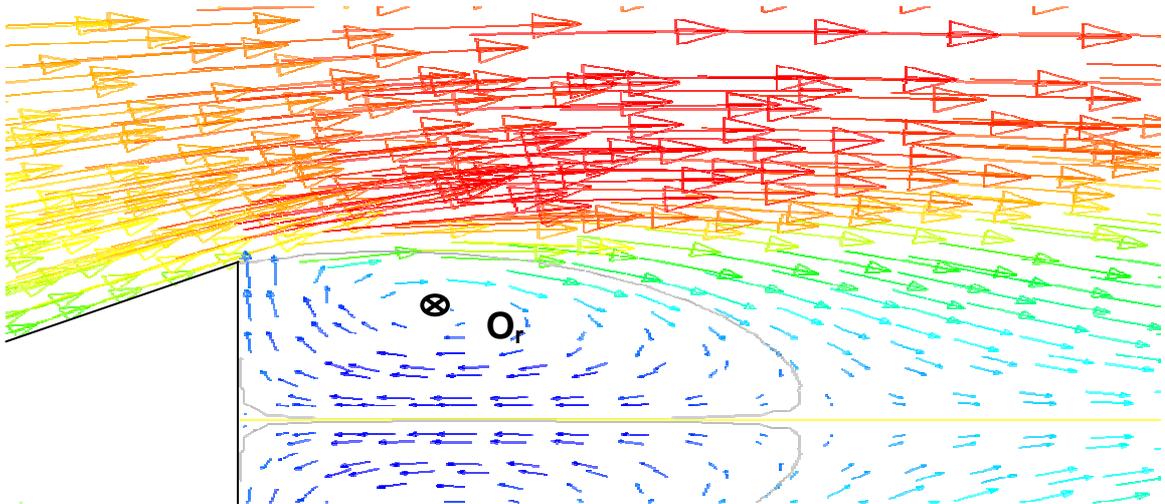


Figure 4.3 Champs de vitesse \vec{V} près de l'obstacle
Avec le point O_r centre du tourbillon

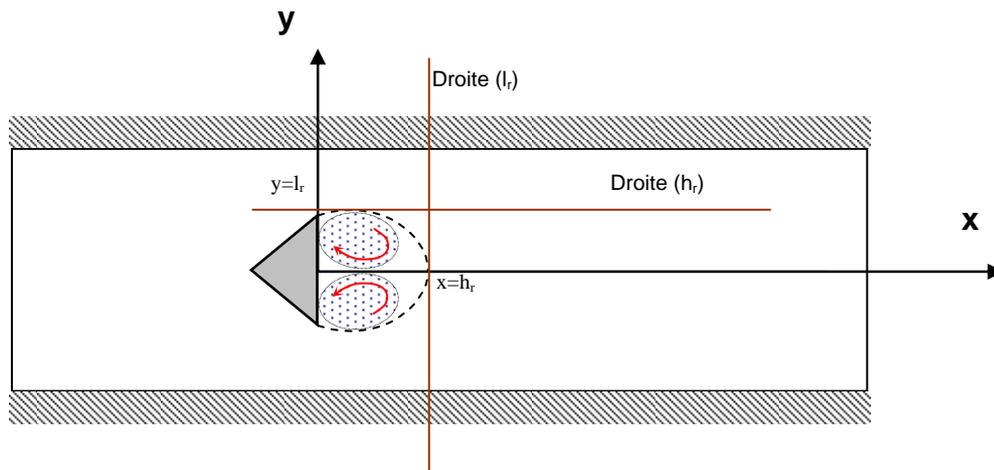


Figure 4.4 Présentation de la longueur et la hauteur l_r et h_r de la zone de recirculation

Les lignes de courant (Voir figure 4.2) montrent la structure de l'écoulement. Ils illustrent clairement la présence de la zone de recirculation derrière l'obstacle. Celle-

ci est constituée par deux tourbillons contrarotatifs. Les lignes de courant de l'écoulement principal se resserrent près de l'obstacle. On constate la même chose dans la zone de recirculation. Cela démontre l'accélération dans la zone de rétrécissement.

La figure 4.3 du champ de vitesse présente le détail de l'écoulement de la zone de recirculation, dans laquelle on distingue la couche de cisaillement existante entre l'écoulement extérieur et le tourbillon. On voit aussi la frontière du tourbillon ainsi que son centre O_r de rotation.

Dans l'étude, nous avons choisi des grandeurs dimensionnelles caractérisant l'étendue des tourbillons de la zone de recirculation et leurs centres, décrits ci-dessous, voir figure 4.3 et 4.5 :

- l_r longueur de la zone de recirculation et la droite l_r définit par l'abscisse $x=l_r$
- h_r hauteur de la zone de recirculation depuis l'axe des x et La droite h_r définit par l'ordonné $y=h_r$
- O_x abscisse du point O_r centre du tourbillon
- O_y ordonné du point O_r centre du tourbillon

3 Champ de vitesse

Le champ de vitesse U présenté par les contours de la figure 4.5, illustre le changement de la vitesse dans la canalisation et notamment autour de l'obstacle. Nous observons une diminution de la vitesse à l'amont de l'obstacle et une accélération sur ses côtés. Ensuite, il apparaît une décélération en aval de l'obstacle. Dans la zone de recirculation, la vitesse devient négative, l'écoulement s'inverse par conséquent.

Le champ de vitesse V est présenté par les contours de la figure 4.6, qui montre la déviation de l'écoulement au voisinage de l'obstacle. La vitesse est plus importante en amont de l'obstacle et sur ses cotés. Derrière l'obstacle, la vitesse la plus importante est au niveau de la zone de recirculation. Dans cette zone, l'écoulement va vers les extrémités, puis descend au centre, traduisant la recirculation de l'écoulement.

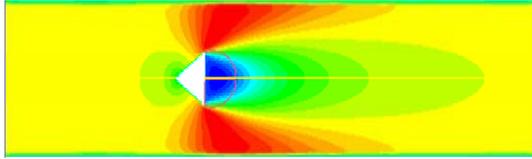


Figure 4.5 Contour de la vitesse U

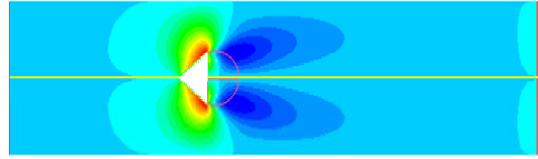


Figure 4.6 Contour de la vitesse V

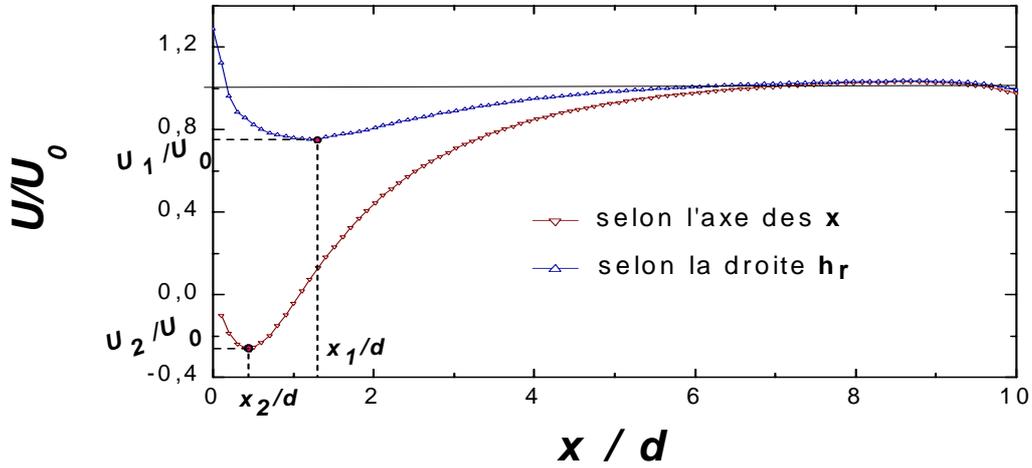


Figure 4.7 Courbe de la vitesse U selon l'axe des x et la droite h_r
Représentation des points extrêmes U_1 et U_2

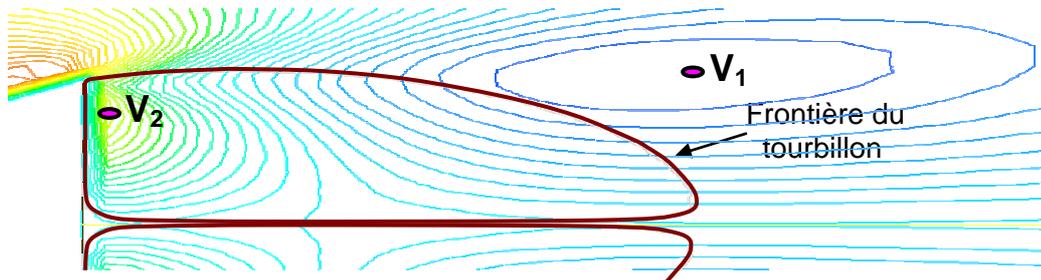


Figure 4.8 Contour de la vitesse V
Présentation des points de la vitesse V_1 et V_2

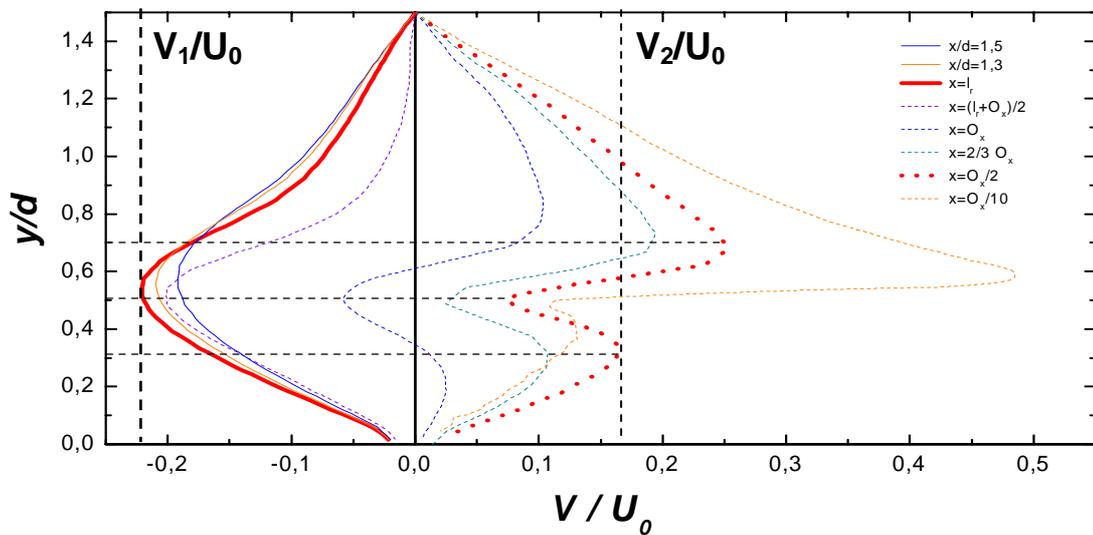


Figure 4.9 Evolution de la vitesse V à diverses sections

Sur la figure 4.7, nous avons représenté l'évolution de la vitesse horizontale selon l'axe des x puis selon la droite h_r . Nous définissons sur ces courbes les points U_1 et U_2 qui caractérisent par rapport à U_0 les points de vitesses les plus faibles. Nous remarquons que suivant ces droites, la vitesse passe par une zone de décélération. La vitesse chute vers les points U_1 et U_2 respectivement pour ensuite loin de l'obstacle revenir à la valeur qu'elle avait à l'entrée du canal. Dans l'axe des x , la vitesse est d'abord négative avant de remonter vers la valeur U_0 .

La figure 4.8 représente les contours de la vitesse V au voisinage immédiat de l'obstacle. On constate la déviation de l'écoulement extérieur près des tourbillons de la zone de recirculation illustrée par les contours bleus. La vitesse la plus importante de cette déviation est représentée par le point V_1 de la figure. Dans le tourbillon de la zone de recirculation existe un mouvement ascendant au voisinage de l'obstacle illustré par les contours jaunes et verts. Un mouvement descendant au niveau de la zone du tourbillon est illustré par les contours bleus. C'est là où se situe le point V_2 de la vitesse maximale de l'écoulement ascendant. Il est localisé près des coins de l'obstacle.

Nous avons représenté sur la figure 4.9 l'évolution de la composante verticale de la vitesse par rapport à U_0 sur plusieurs sections. Il apparaît deux types de courbes.

Les courbes en lignes continues montrent une diminution de V présentant un minimum à environ $\frac{y}{d} \approx 0.5$. La vitesse remonte jusqu'à s'annuler au centre de la canalisation. Ces courbes montrent comment progresse l'écoulement de la zone extérieure vers le centre du canal. La zone où se situe le cisaillement de l'écoulement le plus important est représentée par la concavité de la courbe.

Les courbes en discontinu, qui sont situées surtout dans la zone de recirculation, montrent plusieurs changements dans l'allure. En partant de l'axe du canal, les vitesses verticales sont nulles. Elles remontent jusqu'à un premier pic, redescendent dans la zone centrale du noyau recirculant, remontent encore pour diminuer et s'annuler à la fin de la zone de recirculation. Pour $x=O_x$, le premier pic se situe à $\frac{y}{d} \approx 0.3$, le deuxième pic à $\frac{y}{d} \approx 0.5$ et le troisième à $\frac{y}{d} \approx 0.7$ voir figure 4.9.

Nous concluons cette partie en disant que les grandeurs caractéristiques les plus pertinentes pour l'étude de l'écoulement de recirculation sont U_1 , U_2 , V_1 et V_2 .

4 Champ de pression

Pour représenter la pression, nous choisissons le coefficient de pression adimensionnelle C_p étant donné que la pression n'intervient dans les équations de conservation que par son gradient.

$$C_p = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2} \rho U_0^2}$$

p_0 pression d'entrée au canal

U_0 vitesse d'entrée au canal

La figure 4.10 illustre le champ de pression engendré par l'obstacle triangulaire. On note la surpression par les contours en rouge en amont de l'obstacle suite à la décélération de l'écoulement. La diminution de la pression sur les cotés de l'obstacle. Dans la zone de recirculation, les contours bleus dévoilent une dépression causée par l'inversion de l'écoulement. La dépression est moins importante hors de la zone de recirculation. Elle est illustrée par des contours verts.

Le champ de pression dans la zone de recirculation est détaillé grâce à la figure 4.11. Nous remarquons plusieurs zones de faible pression, sur la droite I_r , juste à l'endroit où il y a inversion du mouvement c'est le point C_{p3} . Sur l'axe x et la droite h_r à la frontière de la zone de recirculation, ce sont respectivement les points C_{p2} et C_{p1} . Enfin le point de la dépression la plus faible C_{p4} qui se situe juste derrière l'obstacle à la partie la plus haute.

Nous représentons ensuite sur la figure 4.12 pour diverses sections derrière l'obstacle, l'évolution du coefficient de pression selon l'axe des y . On constate quantitativement ce qui est illustré qualitativement sur la figure 4.11. L'allure générale en est une diminution du C_p , qui augmente à mesure qu'on s'éloigne de la zone de recirculation. Une évolution moins violente du C_p dénote d'un retour aux conditions de circulation normale.

Les figures 4.13 représentent le C_p en fonction de $\frac{x}{d}$. Elles montrent selon l'ordonnée de la section située derrière l'obstacle, une évolution du même type des courbes précédentes, c'est-à-dire une diminution plus ou moins importante du C_p en fonction de x , puis un accroissement de celui-ci à mesure que l'on s'éloigne de la zone de recirculation.

Nous utiliserons par la suite le C_p comme grandeur d'analyse de la zone qui nous intéresse en particulier les C_{p1} , C_{p2} , C_{p3} et C_{p4}

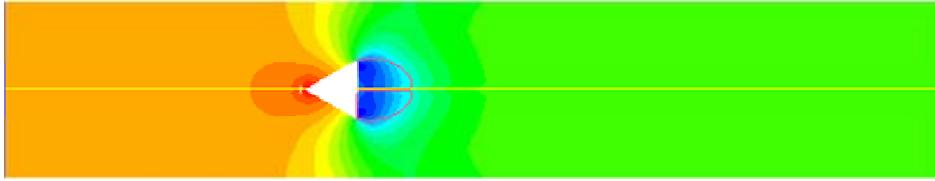


Figure 4.10 Coefficient de pression C_p

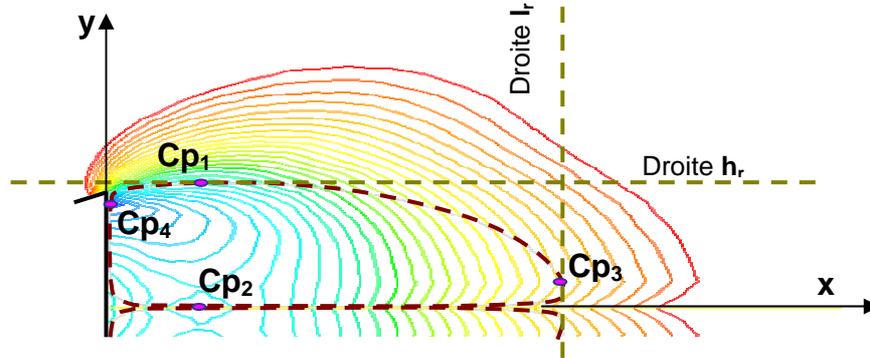


Figure 4.11 Détail du champ de pression dans la zone aval (C_{p1} , C_{p2} , C_{p3} , C_{p4})

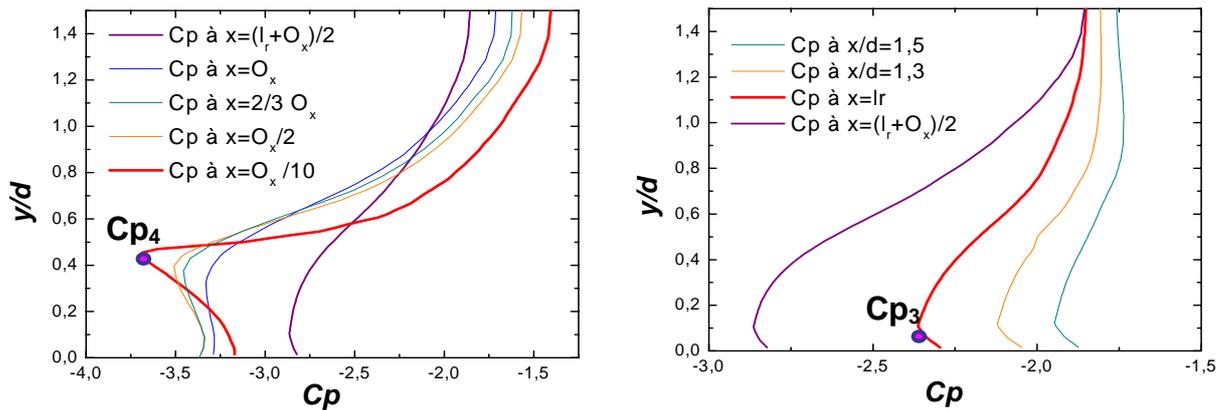


Figure 4.12 Evolution du coefficient de pression selon les diverses sections verticales

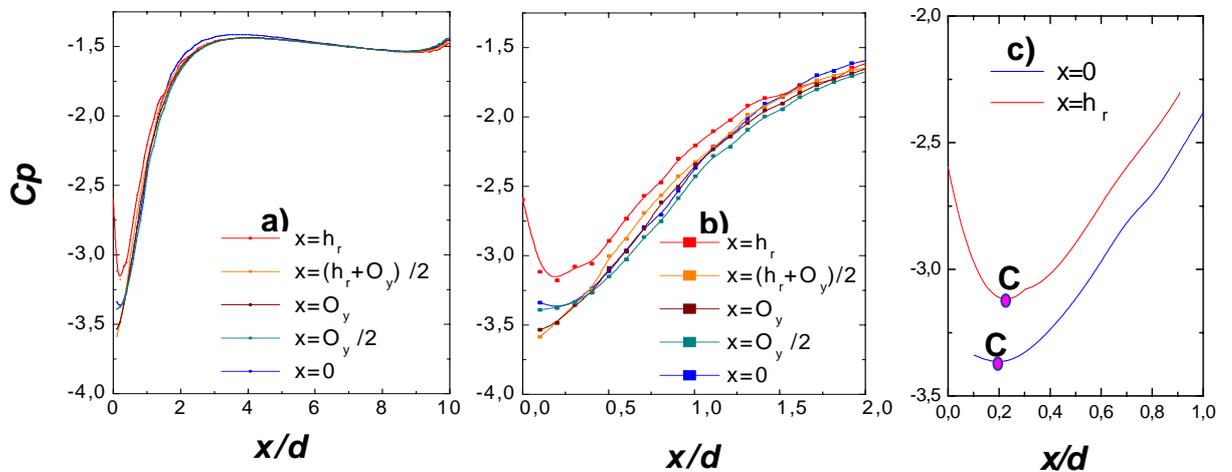


Figure 4.13 Courbe du coefficient de pression selon les sections horizontales
 a) Courbe en aval de l'obstacle b) Courbe dans la zone de recirculation ($x/d < 2$)
 c) Courbe selon l'axe des x et la droite h_r

5 Energie cinétique de turbulence

Nous nous intéressons à l'évolution de l'énergie cinétique de turbulence dans la zone qui nous préoccupe. Sur la figure 4.14, nous représentons les isocontours de cette quantité. Nous constatons que le plus grand taux de turbulence se situe au niveau des zones de grand cisaillement. La zone de plus grande turbulence a été localisée par le point (x_5, y_5) .

La figure 4.15 présente l'évolution de l'énergie cinétique aux différentes sections selon l'axe des y derrière l'obstacle. Les courbes en discontinu présentent un pic localisé dans la zone de cisaillement entre l'écoulement principal et la zone de recirculation soit $0 < \frac{y}{d} < 0.6$. Le maximum de turbulence augmente à mesure qu'on s'approche de la frontière. Pour les valeurs importantes de x , le pic disparaît et l'évolution de l'énergie cinétique est progressive. Les courbes s'uniformisent vers la sortie du canal. Un minimum de l'énergie cinétique de turbulence peut être situé aux environs de $\frac{y}{d} \approx 1.3$ pour l'ensemble des sections suivi d'une augmentation brutale jusqu'au maximum. On relève les valeurs maximales de l'énergie cinétique de turbulence k_1 pour la section $x=l_r$ et k_4 à la section de sortie du canal $x/d=10$.

La figure 4.16 montre les contours de l'énergie de turbulence minimale k_2 et moyenne k_3 calculés dans les tourbillons de la zone de recirculation. Les contours sont en trait discontinu à l'extérieur de cette zone. Ces deux valeurs donnent une idée sur la valeur de la turbulence.

On constate que le contour de l'énergie cinétique k_2 est très proche de l'obstacle dans la zone de recirculation qu'à l'extérieur. Le contour de l'énergie cinétique moyenne k_3 est localisé au milieu de la zone de recirculation. Cela renseigne sur la distribution de l'énergie cinétique dans la zone, et indique d'une autre façon l'importance de l'énergie cinétique à l'intérieur.

Suite aux résultats représentés sur les figures 4.14, 4.15 et 4.16 nous proposons de rechercher systématiquement les énergies cinétiques de turbulence k_1 , k_2 , k_3 , k_4 et k_5 ainsi que le point (X_5, y_5) .

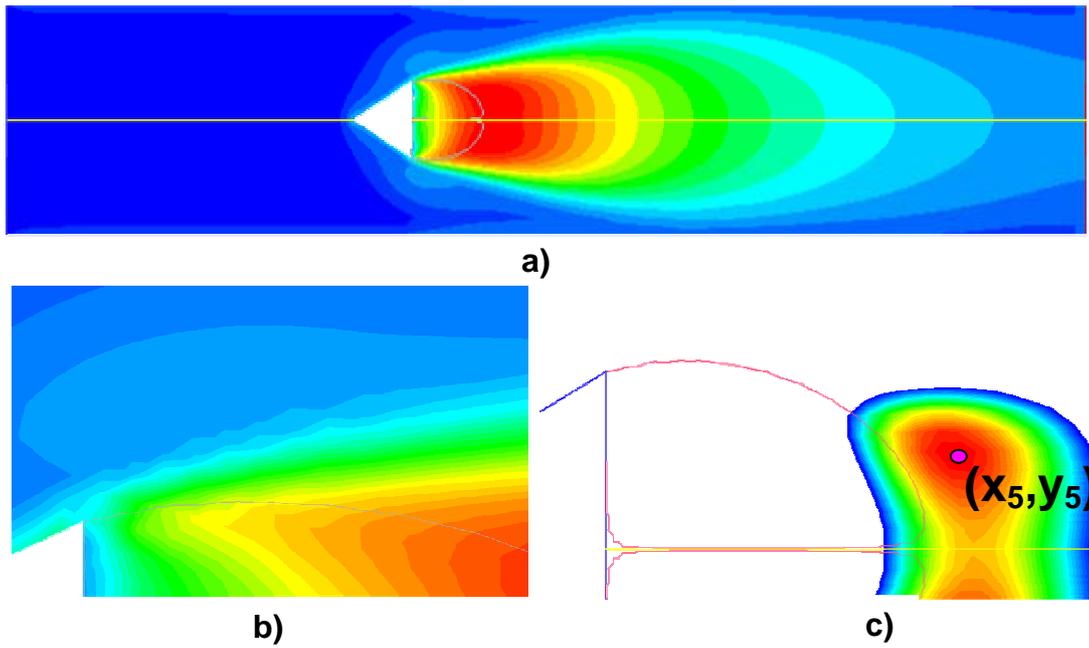


Figure 4.14 Energie cinétique de turbulence k

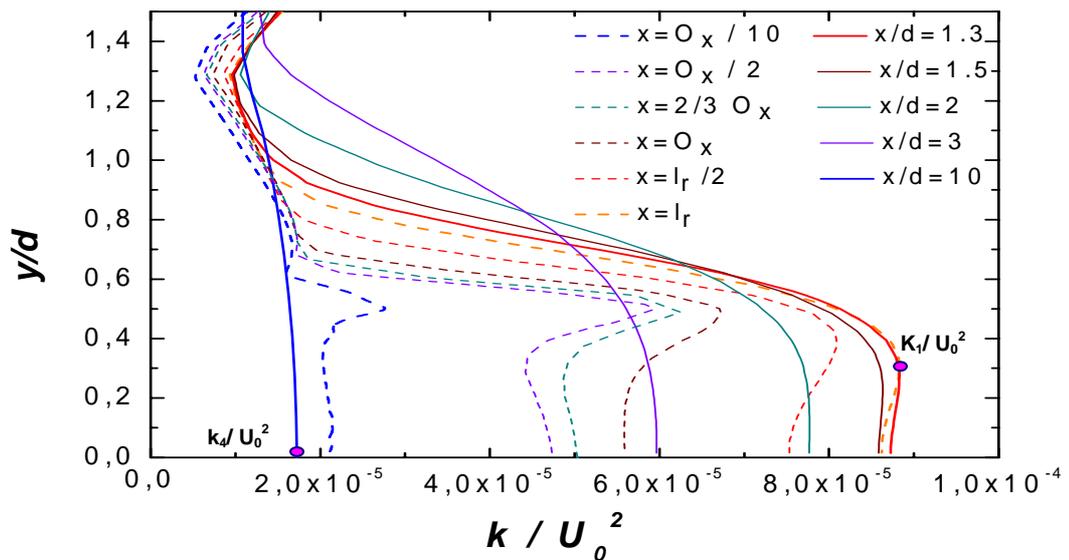


Figure 4.15 Evolution de l'énergie cinétique turbulente k

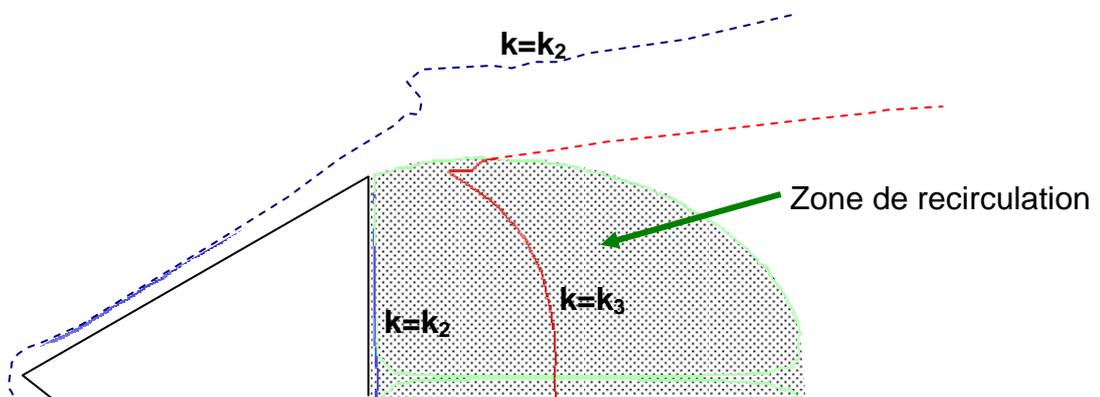


Figure 4.16 Valeurs de l'énergie cinétique à k_2 et k_3

CHAPITRE 5

RESULTATS DE

L'ETUDE DYNAMIQUE

1 Introduction

On simulera l'écoulement autour de plusieurs obstacles de géométries différentes à l'aide du code FLUENT et on discutera les résultats obtenus au fur et à mesure. L'objectif est d'étudier l'écoulement à la lumière des grandeurs caractéristiques définies au chapitre précédent, on s'attachera à rechercher l'influence de la forme de l'obstacle et du confinement de l'obstacle dans la canalisation. On distinguera par conséquent :

- Les effets du nombre de Reynolds sur l'écoulement ;
- Les effets de la variation du facteur de blocage (confinement) sur l'écoulement ;
- L'influence de la géométrie de l'obstacle sur l'écoulement.

2 Influence du nombre de Reynolds

L'influence du nombre de Reynolds sur l'écoulement extérieur et la zone de recirculation est traité pour une configuration confinée avec un obstacle triangulaire et un facteur de blocage $\beta=1/3$. La gamme des valeurs du Reynolds explorée varie de 10^3 à 10^5 . Ce qui comprend une partie du régime laminaire et une partie du régime turbulent.

2.1 Grandeurs dimensionnelles caractéristiques

L'allure présentée sur les courbes de la figure 5.1 et 5.2 est presque la même. Il y a une variation relativement importante pour la valeur de $Re < 10^4$, puis le rétablissement se fait avec une valeur constante. Il y a diminution de toutes les grandeurs caractéristiques adimensionnées sauf pour O_y/I_r et h_r/I_r . Voir tableau 5.1.

2.2 Evolution de la vitesse

Les figures 5.3 et 5.4 illustrent l'évolution des différentes composantes de la vitesse aux positions caractéristiques U_1 , U_2 , V_1 et V_2 . Les courbes présentent presque la

même allure, voir tableau 5.2. On a utilisé une échelle logarithmique pour l'axe des x afin de mieux distinguer les variations pour des valeurs de $Re < 10^4$.

2.3 Evolution de la pression

Les profils des coefficients de pression dans les zones caractéristiques sont illustrés sur la figure 5.5 et montrent une évolution quasi identique. On remarque une diminution importante de la pression jusqu'à une valeur de $Re = 10^4$, il y a ensuite rétablissement vers une valeur presque constante, voir tableau 5.3.

2.4 Evolution de la turbulence

La figure 5.6 illustre la variation de l'énergie cinétique de turbulence aux positions caractéristiques k_1, k_2, k_3, k_4 . On constate que les courbes ont une même allure. Un changement important dans l'intervalle des valeurs de $Re < 10^4$ se produit. Aux valeurs de Reynolds $Re > 10^4$, les courbes se rétablissent (voir tableau 5.4). Les courbes représentant la variation des grandeurs caractéristiques k_5, x_5 et y_5 croissent de la même manière, voir figure 5.6 et tableau 5.4.

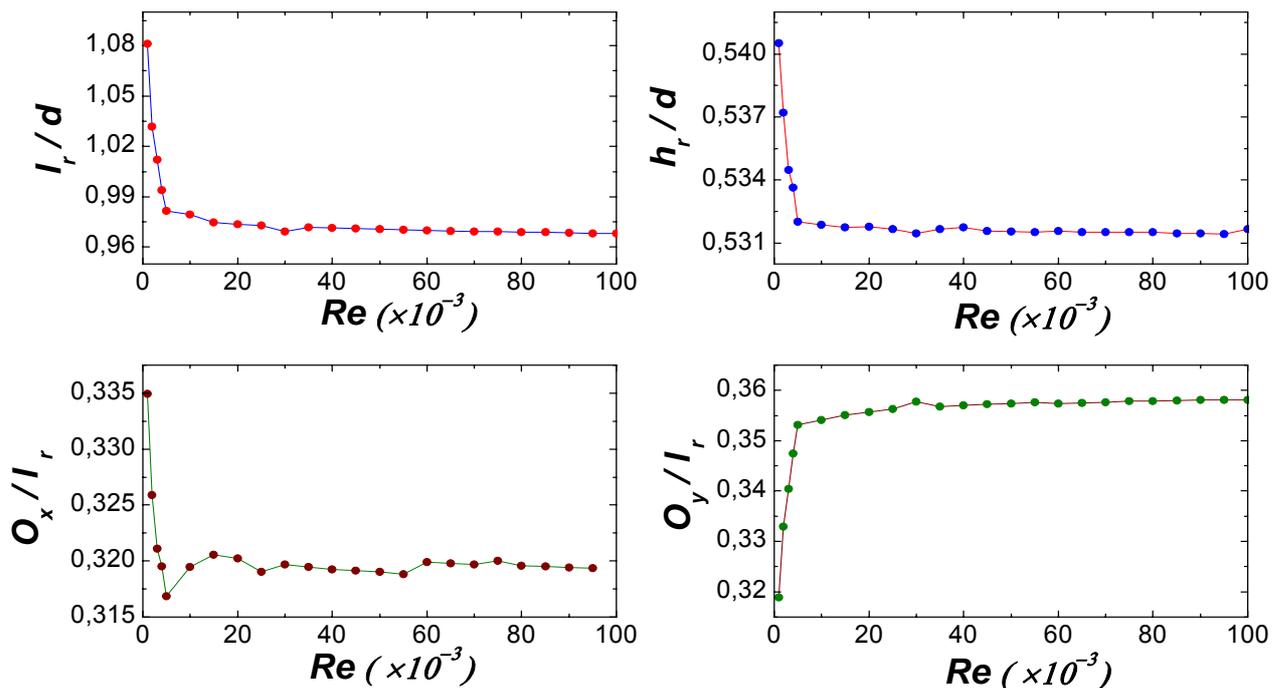


Figure 5.1 Variation des grandeurs dimensionnelles en fonction du Reynolds

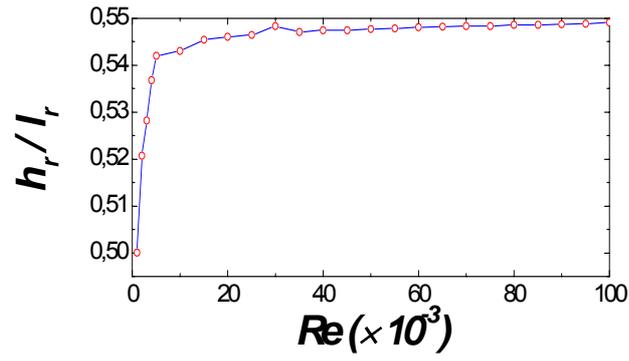


Figure 5.2 Rapport de forme h_r/l_r en fonction du Reynolds

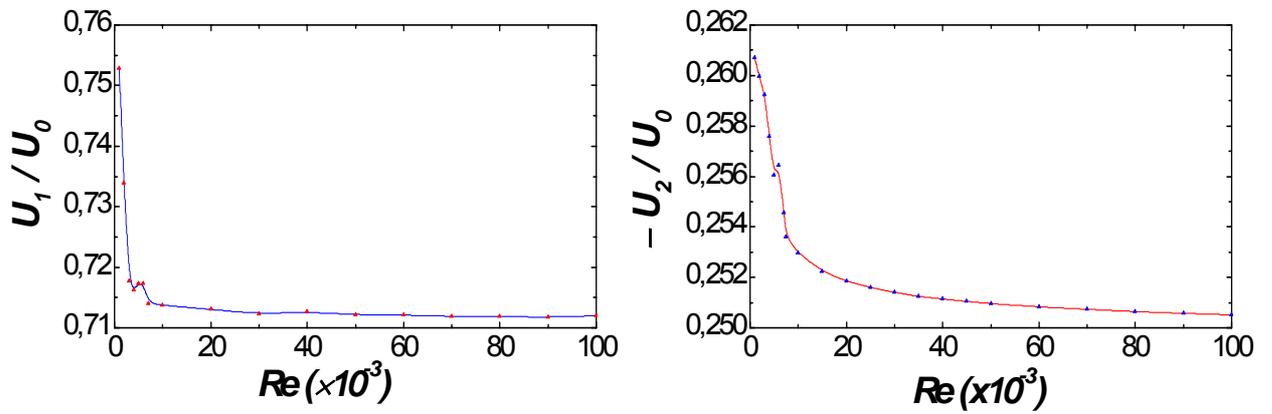


Figure 5.3 Variation des vitesses minimales U_1 et U_2

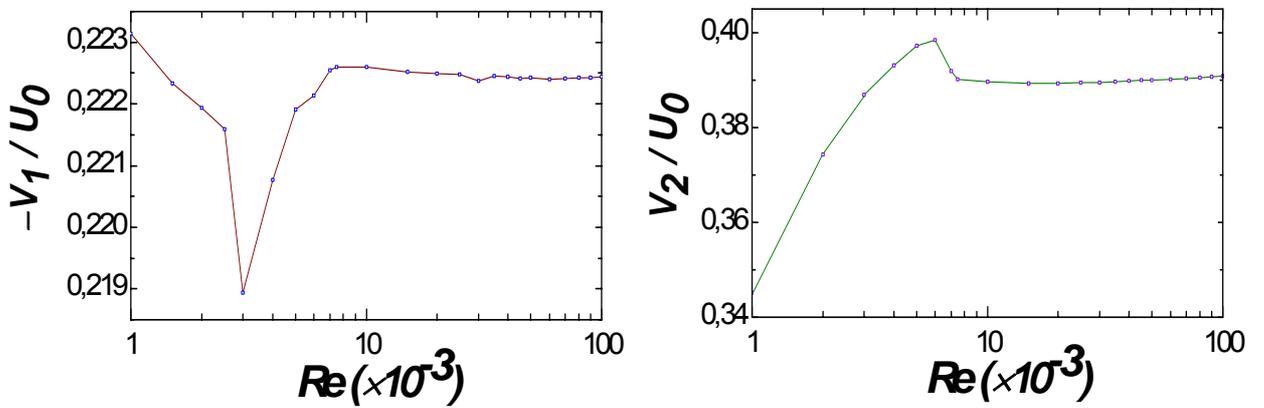


Figure 5.4 Variation des vitesses V_1 et V_2

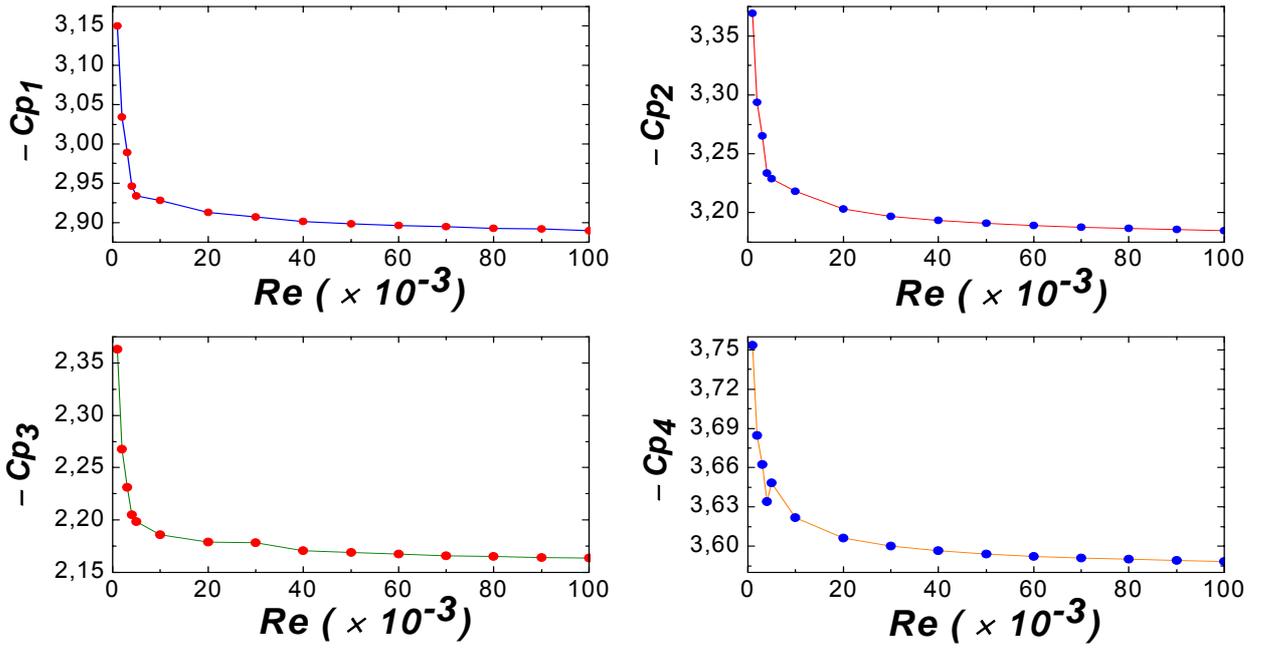


Figure 5.5 Variation des coefficients de pression Cp_1 , Cp_2 , Cp_3 , Cp_4

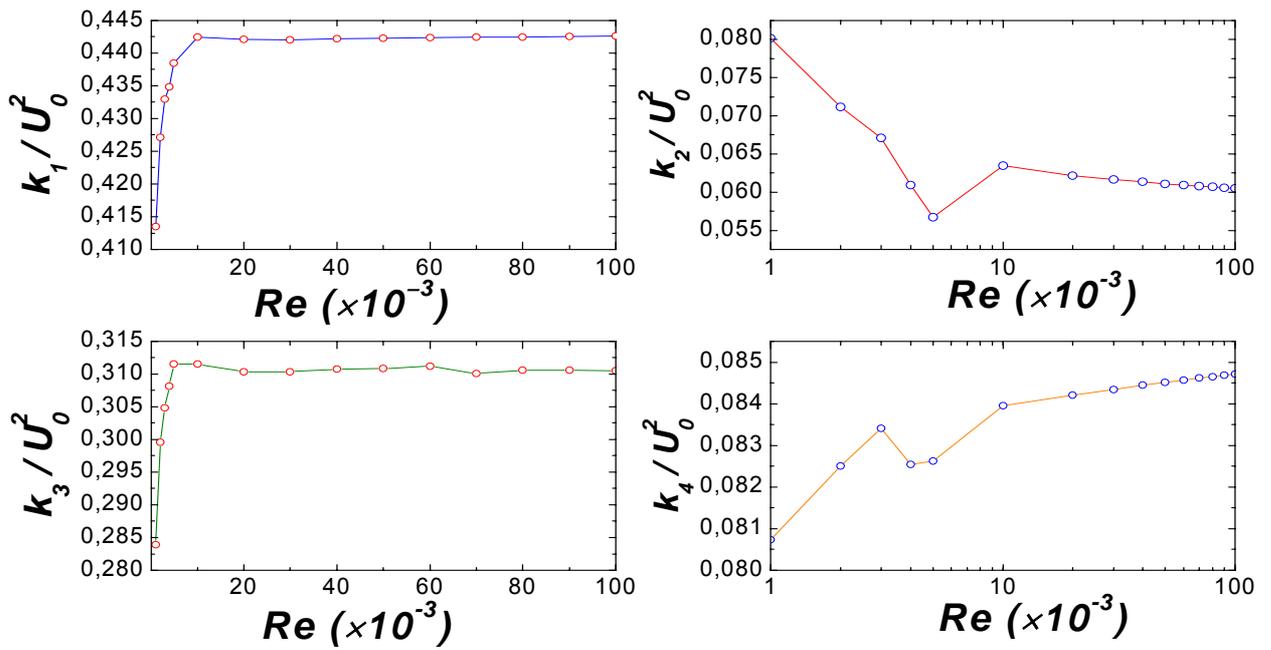


Figure 5.6 Variation de l'énergie cinétique turbulente k

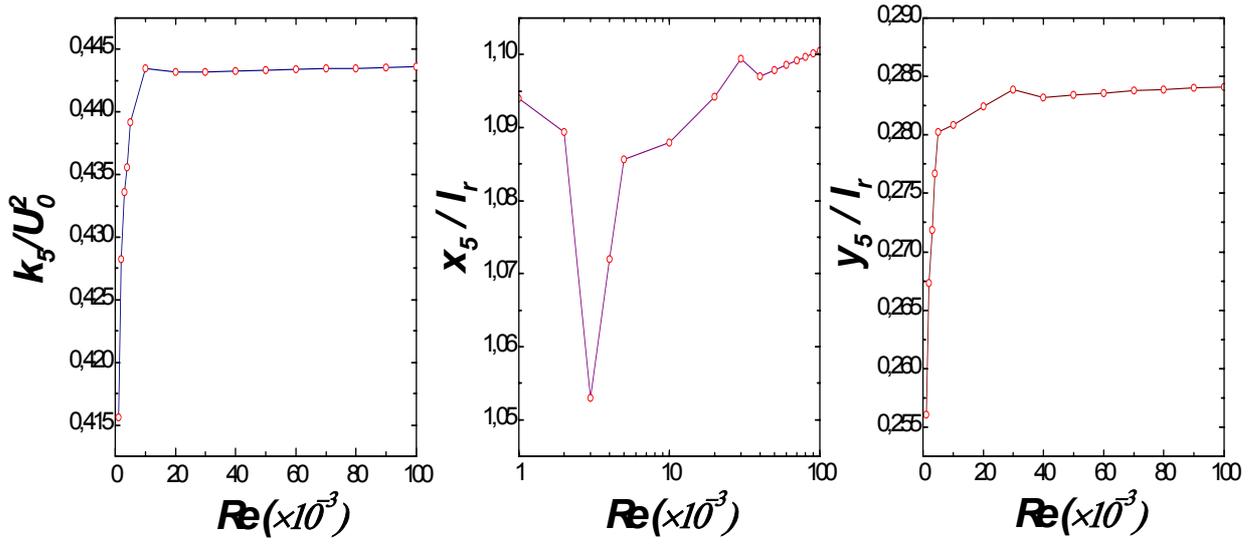


Figure 5.7 Variation des grandeurs caractéristiques (k_5, x_5, y_5)

Tableau 5.1 Variation des grandeurs dimensionnelles caractéristiques

Grandeur g	Variation de g		Ecart relatif $\Delta g/g\%$	
	Re<10 ⁴	Re>10 ⁴	global	Re>10 ⁴
I _r /d	▼ 0.98≤g≤1.08	■ ≈0.97	11.3%	0.5%
h _r /d	▼ 0.532≤g≤0.541	■ ≈0.532		
O _x /I _r	▼ 0.317≤g≤0.335	■ ≈0.318	5.6%	0.6%
O _y /I _r	▲ 0.320≤g≤0.355	■ ≈0.358	11%	1.25%
h _r /I _r	▲ 0.50≤g≤0.545	■ ≈0.54	9%	1%

■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution

Tableau 5.2 Variation des grandeurs caractéristiques de la vitesse

Grandeur g	Variation de g		Ecart relatif $\Delta g/g\%$	
	Re<10 ⁴	Re>10 ⁴	global	Re>10 ⁴
U ₁ /U ₀	▼ 0.715≤g≤0.775	■ ≈0.712	8.4%	0.4%
-U ₂ /U ₀	▼ 0.251≤g≤0.261	■ ≈0.251	4%	0.6%
-V ₁ /U ₀	minimum à Re=3x10 ³ 0.219≤g≤0.223	■ ≈0.2225	1.8%	0.12%
V ₂ /U ₀	▲ 0.345≤g≤0.4	■ ≈0.39	14%	0.73%

■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution

Tableau 5.3 Variation des coefficients de pression

Grandeur g	Variation de g		Ecart relatif $\Delta g/g\%$	
	Re<10 ⁴	Re>10 ⁴	global	Re>10 ⁴
-Cp ₁	▼ 2.93≤g≤3.15	■ ≈2.9	8.6%	0.5%
-Cp ₂	▼ 3.23≤g≤3.37	■ ≈3.18	6%	0.9%
-Cp ₃	▼ 2.18≤g≤2.36	■ ≈2.17	8.75%	1.15%
-Cp ₄	▼ 3.62≤g≤3.75	■ ≈3.59	4.45%	0.6%

■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution

Tableau 5.4 Variation des grandeurs caractéristiques de la turbulence

Grandeur g	Variation de g		Ecart relatif $\Delta g/g\%$	
	Re <10 ⁴	Re >10 ⁴	global	Re >10 ⁴
k₁/U₀²	▲ 0.413≤g≤0.442	■ ≈0.442	7%	0.3%
k₂/U₀²	▼ 0.057≤g≤0.08	■ ≈0.06	40%	8.7%
k₃/U₀²	▲ 0.283≤g≤0.312	■ ≈0.311	9.9%	0.35%
k₄/U₀²	▲ 0.08≤g≤0.084	■ ≈0.0845	14%	6.25%
k₅/U₀²	▲ 0.415≤g≤0.443	■ ≈0.443	6.7%	0.3%
X₅/l_r	minimum à Re=3x10 ³ 1.055≤g≤1.095	■ ≈1.1	4.3%	1.2%
y₅/l_r	▲ 0.255≤g≤0.282	■ ≈0.283	11%	2.4%

■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution

2.5 Analyse

L'influence du nombre de Reynolds sur les propriétés dimensionnelles de la zone de recirculation reste faible pour la hauteur de la zone de recirculation et l'abscisse du centre du tourbillon h_r et O_x . On note un écart entre les résultats, inférieur à **6%** alors qu'il est supérieur à **8%** pour la longueur de la zone de recirculation l_r , le rapport de forme h_r/l_r et l'abscisse du centre du tourbillon O_x .

La variation des grandeurs caractéristiques pour des Reynolds **Re**>10⁴ est moins importante en comparaison avec les valeurs obtenues aux **Re**<10⁴. L'écart dans cet intervalle est inférieur à **1.5%** et ne dépasse pas **11%** de l'écart global.

On note, relativement avec l'augmentation du nombre de Reynolds, la réduction de la zone de recirculation (diminution de l_r/d et h_r/d). L'accroissement du rapport de forme h_r/l_r traduit la tendance à l'extension transversale de la zone de recirculation.

Le centre du tourbillon de la zone de recirculation O_r se rapproche de la paroi de l'obstacle et de la frontière extérieure du tourbillon avec l'augmentation du Reynolds (accroissement de O_x/l_r et diminution de O_y/l_r), voir figure 5.8.

L'influence du nombre de Reynolds sur les Vitesses caractéristiques de la zone de recirculation est quasiment faible pour les vitesses réduites U_2/U_0 et V_1/U_0 . Un écart, entre les résultats, inférieur à **5%** alors qu'il est supérieur à **8%** pour U_1/U_0 , V_2/U_0 . La variation des vitesses caractéristiques pour des Reynolds **Re**>10⁴ reste faible en comparaison avec les valeurs prises aux **Re**<10⁴. L'écart dans cet intervalle (**Re**>10⁴) est inférieur à **0.8%** et ne dépasse pas **15%** de l'écart global, voir tableau 5.2.

On note la diminution des vitesses U_1/U_0 et U_2/U_0 à la périphérie haute et basse du tourbillon lorsque le Reynolds augmente. La vitesse réduite maximale V_2/U_0 localisée près de la paroi augmente, mais la vitesse V_1/U_0 qui illustre la déviation de l'écoulement enregistre un pic pour les valeurs de Reynolds $Re < 10^4$ avec un écart global relativement négligeable. (Voir illustration de la figure 5.9)

L'influence du nombre de Reynolds sur les coefficients de pression caractéristiques de la zone de recirculation Cp_1 , Cp_2 , Cp_3 et Cp_4 est plus appréciable dans ce cas que pour les grandeurs caractéristiques précédentes. On enregistre un écart entre les résultats supérieurs à 4%. Leurs variations pour des $Re > 10^4$ est aussi faible comparé à ceux obtenus pour des valeurs de $Re < 10^4$. L'écart dans cet intervalle $Re > 10^4$ est inférieur à 1.5% et ne dépasse pas 15% de l'écart global. On remarque que la valeur absolue des coefficients de pression étudiée diminue avec l'augmentation du Reynolds. Cela traduit la diminution de la pression adimensionnelle existante dans la zone de recirculation avec l'augmentation du nombre du Reynolds, voir l'illustration de la figure 5.10.

L'effet du nombre de Reynolds sur les grandeurs caractéristiques choisies pour la turbulence est plus important, et on constate un écart entre les résultats supérieur à 3.5%.

La variation des énergies cinétiques de turbulence caractéristiques pour des Reynolds $Re > 10^4$ reste faible en comparaison avec les valeurs aux $Re < 10^4$, sauf pour les grandeurs k_2 , k_5 en x_5 , y_5 où l'écart varie de 6% à 9% ce qui représente 20 à 40% de l'écart global. Dans les autres cas l'écart ne dépasse pas 5% de l'écart global. La valeur de l'énergie cinétique turbulente réduite k_1/U_0^2 augmente, avec l'augmentation du Reynolds et représente l'accroissement de la turbulence à la frontière aval du tourbillon. La turbulence croît aussi dans la zone de recirculation avec l'augmentation du Reynolds. On remarque cela en calculant l'énergie cinétique turbulente moyenne k_3/U_0^2 . La valeur minimale de l'énergie cinétique de turbulence k_2/U_0^2 , enregistrée près de la paroi de l'obstacle, diminue relativement avec le nombre de Reynolds. On constate aussi que l'énergie cinétique de turbulence en aval de l'obstacle k_4/U_0^2 augmente. L'énergie cinétique de turbulence maximale k_5/U_0^2 , relevée près de la zone de recirculation s'accroît. Le point de turbulence maximale de coordonnées x_5, y_5 tend à s'écarter de l'axe du canal et de la paroi de l'obstacle à des Reynolds $Re \geq 3 \times 10^3$. Par contre pour des Reynolds $Re \leq 3 \times 10^3$ le point x_5, y_5 se rapproche de la paroi de l'obstacle, voir figure 5.11.

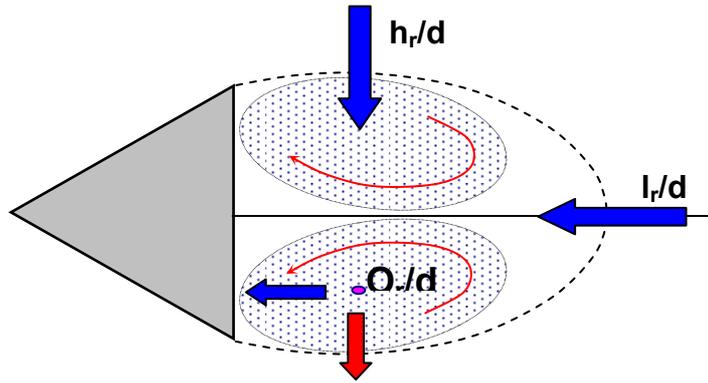


Figure 5.8 Effet du Reynolds sur les grandeurs dimensionnelles caractéristiques

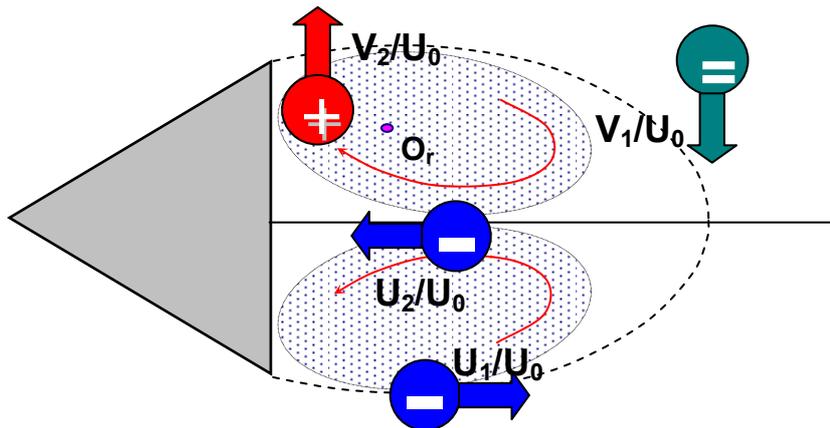


Figure 5.9 Effet du Reynolds sur les vitesses caractéristiques

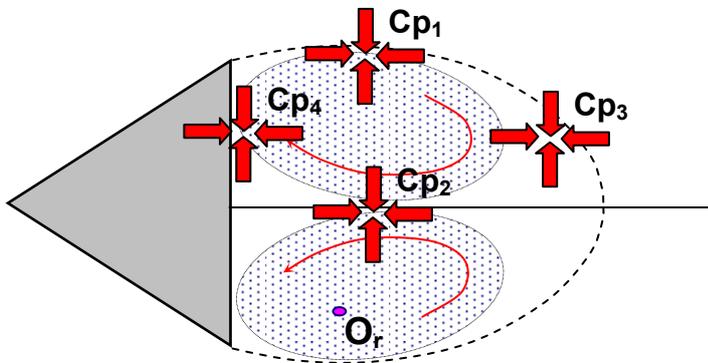


Figure 5.10 Effet du Reynolds sur les coefficients de pression caractéristiques

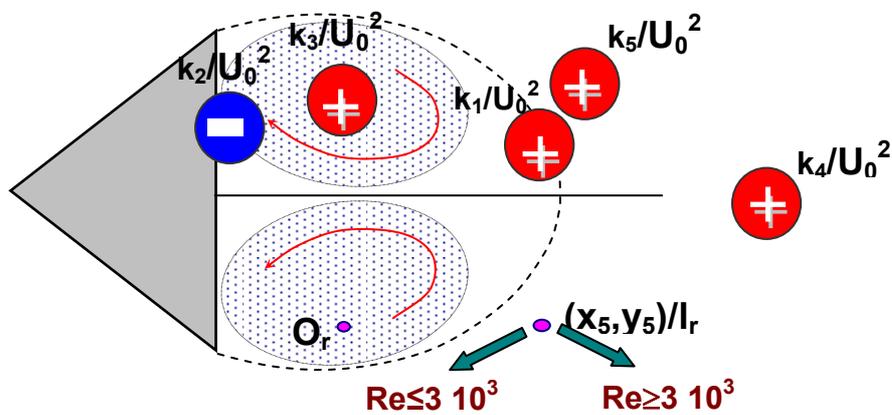


Figure 5.11 Effet du Reynolds sur les énergies de turbulence caractéristiques

En résumé, Les résultats trouvés montrent que la variation des grandeurs adimensionnelles choisies pour caractériser l'écoulement et la zone de recirculation deviennent presque indépendants de la variation du Reynolds à partir de la valeur $Re > 10^4$. Les travaux de Sohankar et al. [11] confirment l'indépendance des grandeurs globales de l'écoulement aux valeurs de Reynolds élevées dans le cas d'obstacle carré. Ils citent pour cela des expériences tirées des articles [15], [16], [17] et [18], où les grandeurs caractéristiques telles que le coefficient de traînée et de portance, nombre de Strouhal deviennent indépendantes à partir de la valeur de $Re \approx 2 \cdot 10^4$. Ce qui consolide les résultats qu'on a trouvé.

En conclusion, l'accroissement du Reynolds, engendre :

- La diminution de la zone de recirculation ainsi que le rapprochement du centre du tourbillon de la paroi de l'obstacle.
- L'augmentation de la vitesse réduite près de la paroi de l'obstacle, et la diminution de cette dernière à la périphérie en haut et en bas du tourbillon.
- L'augmentation du coefficient de pression dans la zone de recirculation.
- L'augmentation de la valeur de l'énergie cinétique réduite dans la zone de recirculation.

3 Influence du confinement

Les effets de la variation du facteur de blocage sur l'écoulement et la zone de recirculation sont analysés. Pour la valeur de Reynolds $Re = 5 \times 10^4$ dans le cas du triangle, les valeurs du facteur de blocage explorées sont de $\beta = 0.1\%$ à 99% .

3.1 Grandeurs dimensionnelles caractéristiques

Les figures 5.12 et 5.13 représentent l'évolution des grandeurs dimensionnelles caractéristiques en fonction de β . Les courbes des dimensions caractéristiques l_r/d , O_y/l_r et le rapport de forme h_r/l_r sont similaires et caractérisées par un pic à $\beta \approx 60\%$. Il s'ensuit une décroissance de la hauteur de la zone de recirculation h_r avec l'augmentation du confinement. La valeur de O_x/l_r est fluctuante, voir tableau de variation 5.5.

3.2 Evolution des vitesses caractéristiques

Les figures 5.14 et 5.15 montrent la variation des vitesses réduites U_1/U_0 , U_2/U_0 , V_1/U_0 et V_2/U_0 en fonction de β . Les courbes ont la même allure croissante avec l'augmentation du facteur de blocage sauf pour la vitesse U_1/U_0 . Pour cette dernière grandeur, il y a une augmentation progressive aux faibles valeurs de confinement $\beta < 55\%$. Aux fortes valeurs du facteur de blocage, il y a une diminution accentuée à partir de $\beta > 80\%$.

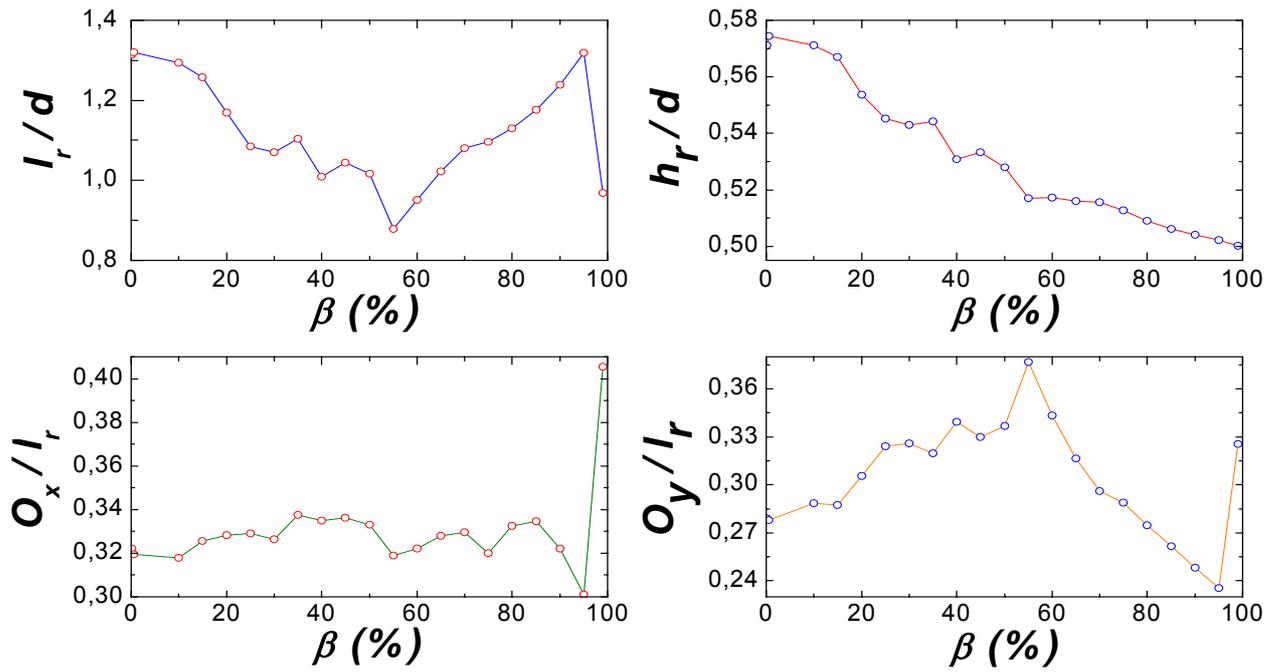


Figure 5.12 Variation des grandeurs dimensionnelles en fonction du confinement

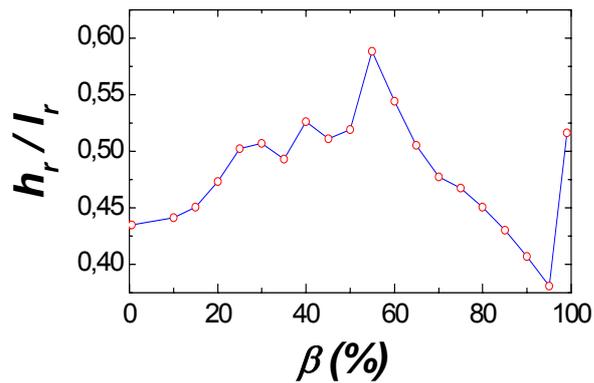


Figure 5.13 Rapport de forme h_r/I_r en fonction du confinement

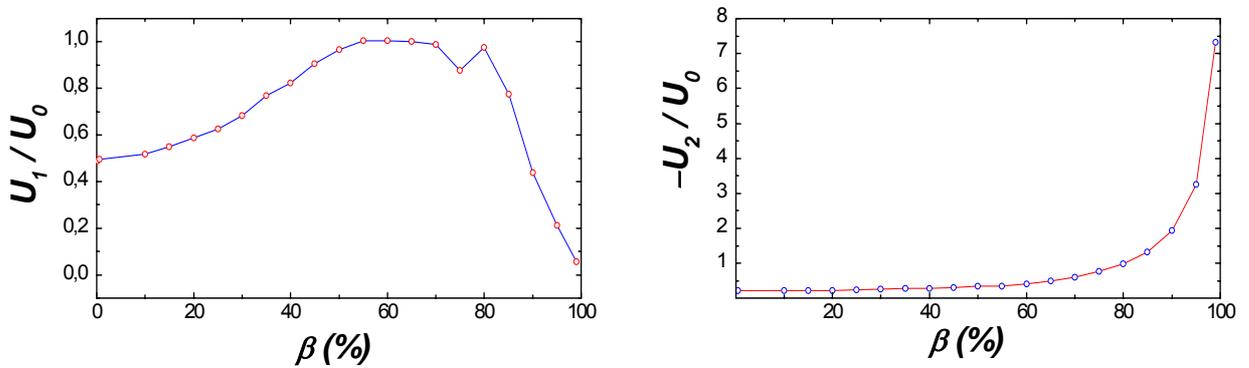


Figure 5.14 Variation des vitesses minimales U_1 et U_2

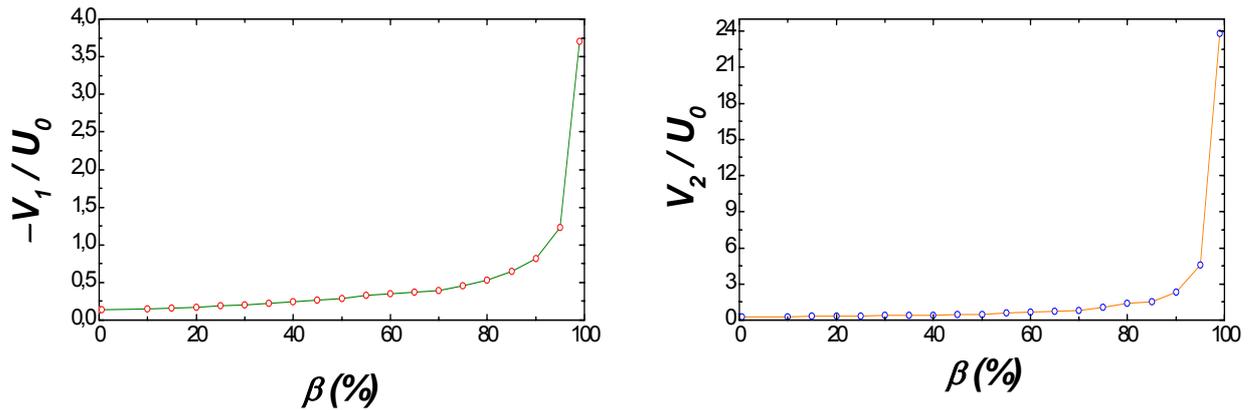


Figure 5.15 Variation des vitesses V_1 et V_2

3.3 Evolution des coefficients de pressions caractéristiques

Les courbes des valeurs absolues des coefficients de pression Cp_1 , Cp_2 , Cp_3 et Cp_4 illustrées sur la figure 5.16, montrent une allure croissante. Une augmentation plus importante se fait à partir de $\beta > 60\%$.

3.4 Evolution des énergies cinétiques de turbulence caractéristiques

La figure 5.17 illustre la variation des énergies cinétiques de turbulence caractéristiques k_1 , k_2 , k_3 et k_4 . On constate que les courbes des variables k_1 , k_2 , k_3 sont croissantes avec un accroissement plus important pour les valeurs du facteur de blocage $\beta > 60\%$. La grandeur caractéristique k_4 passe par un maximum puis décroît.

La courbe de la variable k_5 du maximum de turbulence, voir figure 5.18 est croissante. Pour des facteurs de blocage inférieurs à $\beta < 60\%$, il y a un faible accroissement qui est inférieur à 1%. A des valeurs supérieures, l'accroissement est plus important. L'abscisse du maximum de turbulence réduite en x_5/l_r est représentée par la courbe de la figure 5.18 qui montre un accroissement pour $\beta < 40\%$ de 16.6%. Pour des valeurs supérieures, il y a une forte diminution. L'écart global enregistré est de 98.6%. En ce qui concerne l'ordonnée du maximum de turbulence réduite y_5/l_r , il y a fluctuation des résultats. Pour $\beta < 50\%$ les résultats sont compris entre 0.24 et 0.32. Et dans l'intervalle $50\% < \beta \leq 95\%$, ils sont compris entre 0.37 et 0.41. Aux fortes valeurs du facteur de blocage $\beta > 95\%$, la valeur supérieure atteinte est $y_5/l_r \approx 0.52$.

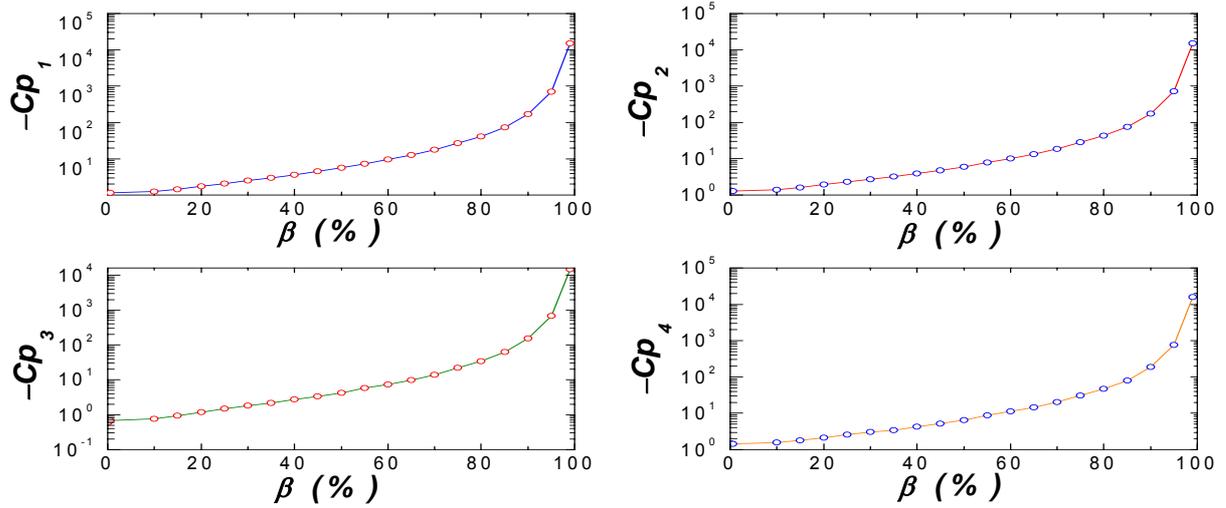


Figure 5.16 Variation des coefficients de pression Cp_1 , Cp_2 , Cp_3 , Cp_4

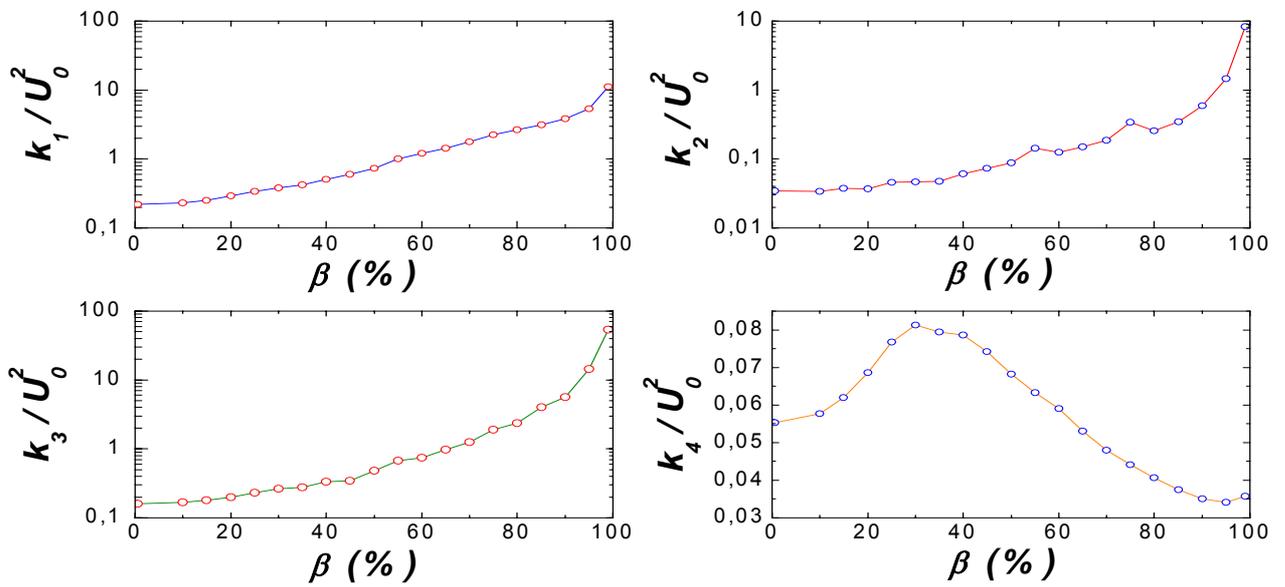


Figure 5.17 Variation de l'énergie cinétique turbulente k

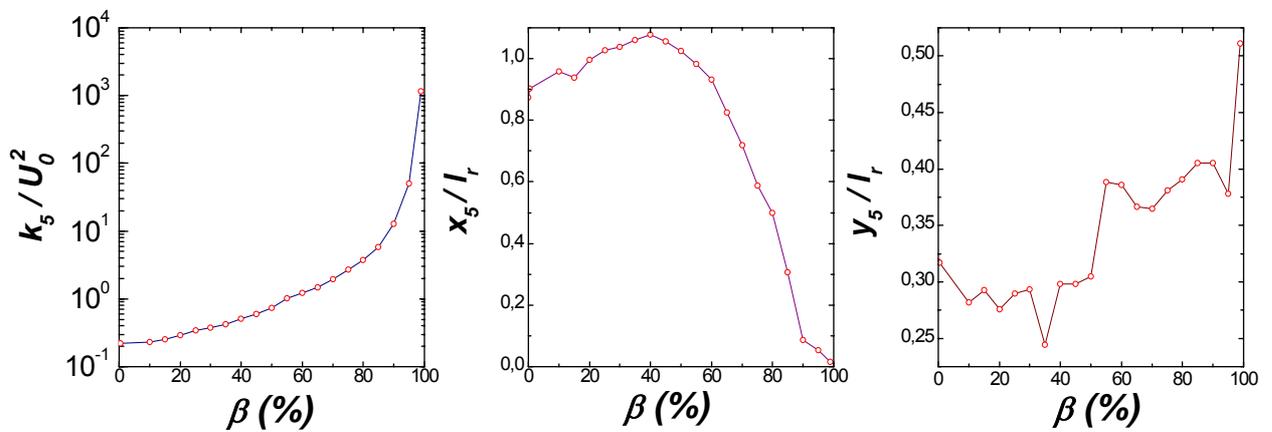


Figure 5.18 Variation de l'énergie cinétique turbulente maximale (k_5) et sa position (x_5 , y_5)

Tableau 5.5 Variation des Grandeurs dimensionnelles caractéristiques

Grandeur g	Variation de g			Ecart relatif $\Delta g/g\%$			
	$\beta < 60\%$	$\beta > 60\%$	$\beta > 90\%$	global	$\beta < 60\%$	$\beta > 60\%$	$\beta > 90\%$
l_r/d	▼ $0.88 \leq g \leq 1.32$	▲ $0.9 \leq g \leq 1.32$	▼ $0.97 \leq g \leq 1.32$	50%	50%	50%	39.7%
h_r/d	▼ $0.517 \leq g \leq 0.575$	▼ $0.505 \leq g \leq 0.517$	▼ $0.50 \leq g \leq 0.505$	15%	11.6%	2.4%	1%
O_x/l_r	■ ≈ 0.33	■ ≈ 0.32	▲ $0.30 \leq g \leq 0.45$	50%	6%	12.6%	50%
O_y/l_r	▲ $0.28 \leq g \leq 0.38$	▼ $0.235 \leq g \leq 0.38$	▲ $0.235 \leq g \leq 0.338$	61.7%	42.5%	61.7%	43.8%
h_r/l_r	▲ $0.43 \leq g \leq 0.59$	▼ $0.4 \leq g \leq 0.59$	▲ $0.38 \leq g \leq 0.53$	55.2%	42.1%	55.2%	39.4%

■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution

Tableau 5.6 Variation des Grandeurs caractéristiques de la vitesse

Grandeur g	Variation de g		Ecart relatif $\Delta g/g\%$	
			partiel	global
U_1/U_0	$\beta < 55\%$	▲ $0.495 \leq g \leq 1.01$	51%	94,5%
	$55\% \leq \beta \leq 80\%$	■ ≈ 1	12.6%	
	$\beta > 80\%$	▼ $0.055 \leq g \leq 0.977$	91%	
$-U_2/U_0$	$\beta < 60\%$	$\beta > 60\%$	$\beta < 60$	97%
	▲ $0.215 \leq g \leq 0.41$	▲ $0.41 \leq g \leq 7.31$	2.6%	
$-V_1/U_0$	▲ $0.138 \leq g \leq 0.348$	▲ $0.348 \leq g \leq 3.7$	5.6%	96.3%
V_2/U_0	▲ $0.285 \leq g \leq 0.65$	▲ $0.65 \leq g \leq 23.8$	1.5%	98.8%

■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution

Tableau 5.7 Variation des coefficients de pression

Grandeur g	Variation de g		Ecart relatif $\Delta g/g\%$	
	$\beta < 60\%$	$\beta > 60\%$	global	$\beta < 60\%$
-Cp ₁	▲ 1.15 ≤ g ≤ 9.5	▲ 9.5 ≤ g ≤ 14.9 × 10 ³	99.9%	<1%
-Cp ₂	▲ 1.3 ≤ g ≤ 10	▲ 10 ≤ g ≤ 14.9 × 10 ³	99.9%	<1%%
-Cp ₃	▲ 0.68 ≤ g ≤ 7.35	▲ 7.35 ≤ g ≤ 14.7 × 10 ³	99.9%	<1%%
-Cp ₄	▲ 1.45 ≤ g ≤ 11.3	▲ 11.3 ≤ g ≤ 15.6 × 10 ³	99.9%	<1%

■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution

Tableau 5.8 Variation des grandeurs caractéristiques de la turbulence

Grandeur g	Variation de g		Ecart relatif $\Delta g/g\%$	
	$\beta < 60\%$	$\beta > 60\%$	partiel	global
k ₁ /U ₀ ²	▲ 0.22 ≤ g ≤ 1.21	▲ 1.21 ≤ g ≤ 11.27	$\beta < 60\%$ 4.5%	50.22
	▲ 0.034 ≤ g ≤ 0.124	▲ 0.124 ≤ g ≤ 8.28	1%	
k ₃ /U ₀ ²	▲ 0.16 ≤ g ≤ 0.74	▲ 0.74 ≤ g ≤ 53.6	1%	99.7%
	▲ 0.055 ≤ g ≤ 0.081	▼ 0.081 ≤ g ≤ 0.0341	$\beta < 35\%$ 32%	57.9%
k ₅ /U ₀ ²	▲ 0.222 ≤ g ≤ 1.21	▲ 1.21 ≤ g ≤ 1.16 × 10 ³	$\beta < 60\%$ <1%	99.98%
	▲ 0.9 ≤ g ≤ 1.08	▼ 1.08 ≤ g ≤ 0.015	$\beta < 40\%$ 16.6%	
y ₅ /l _r	$\beta < 40\%$	■ fluctuation ≈ 0.28	14.3%	52.2%
	40% < β < 90%	■ fluctuation ≈ 0.35	8%	
	$\beta > 90\%$	▲ 0.378 ≤ g ≤ 0.511	26%	

■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution

3.5 Analyse

L'influence du confinement sur la zone de recirculation est étudiée en faisant varier le facteur de blocage β . Dans le cas des grandeurs dimensionnelles caractéristiques de la zone de recirculation, la variation de β influe considérablement sur la plupart des grandeurs caractéristiques avec une variation supérieure à **50%**. Mais pour la hauteur de la zone de recirculation, l'écart global entre les résultats est moins important soit **15%**.

L'augmentation du facteur de blocage, provoque une réduction de la zone de recirculation aux faibles et forts confinement $\beta < 60\%$ et $\beta > 90\%$. D'où une diminution de la longueur l_r et de la hauteur h_r . Pour des valeurs modérées de β , il y a extension en longueur et diminution de la hauteur. L'augmentation des valeurs du facteur de forme h_r/l_r pour des valeurs de $\beta < 60\%$ et $\beta > 90\%$, exprime l'expansion de la zone de recirculation selon la hauteur h_r par rapport à la longueur de la zone de recirculation l_r . Pour des valeurs de $\beta \approx 60\%$ à 90% , il y a plutôt expansion en longueur.

Le centre du tourbillon de la zone de recirculation O_r s'éloigne de l'axe du canal pour les faibles et fortes valeurs de confinement $\beta < 60\%$ et $\beta > 90\%$. Aux valeurs de confinement moyen $60\% < \beta < 90\%$, O_r se rapproche de l'axe du canal. Pour $\beta > 90\%$, le centre du tourbillon s'éloigne de la paroi de l'obstacle, voir figure 5.19.

L'influence du confinement sur les vitesses caractéristiques de la zone de recirculation est appréciable. On relève un écart entre les résultats supérieurs à **95%**. On remarque qu'avec l'augmentation de β , la vitesse réduite U_1/U_0 augmente pour les valeurs du confinement $\beta < 55\%$. A partir de $\beta = 55\%$, on remarque que U_1/U_0 diminue de façon importante. Pour les autres grandeurs de vitesses $-U_2/U_0$, $-V_1/U_0$, V_2/U_0 , représentant le mouvement descendant et ascendant dans la zone de recirculation, ont tendance à augmenter de plus en plus. L'accroissement est plus fort pour les valeurs importantes de β . L'écart entre les résultats est inférieur à **6%** aux valeurs de $\beta < 60\%$. La croissance de la vitesse réduite $-U_2/U_0$ exprime l'augmentation du mouvement près de l'axe des x et à l'intérieur de la zone de recirculation, voir figure 5.20.

L'influence de β sur les coefficients caractéristiques de pression Cp_1 , Cp_2 , Cp_3 et Cp_4 est sensible. L'écart global entre les résultats est supérieur à **95%**. On enregistre une diminution des valeurs absolues des coefficients de pression avec le confinement. Cet accroissement s'accroît à partir de $\beta > 60\%$, l'écart enregistré à cet intervalle est inférieur à **1%**. Cela traduit l'augmentation de la pression adimensionnelle existante dans la zone de recirculation avec le confinement, voir figure 5.21.

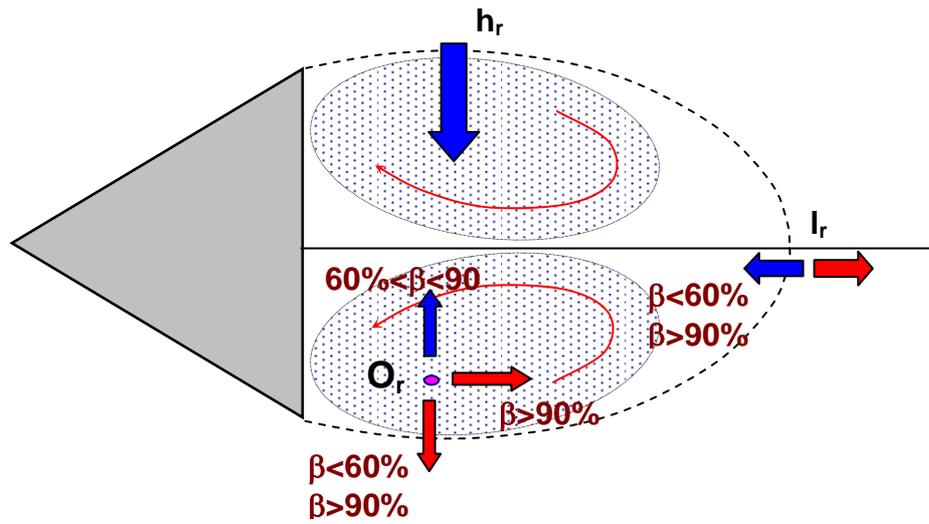


Figure 5.19 Effet du confinement sur les grandeurs dimensionnelles caractéristiques

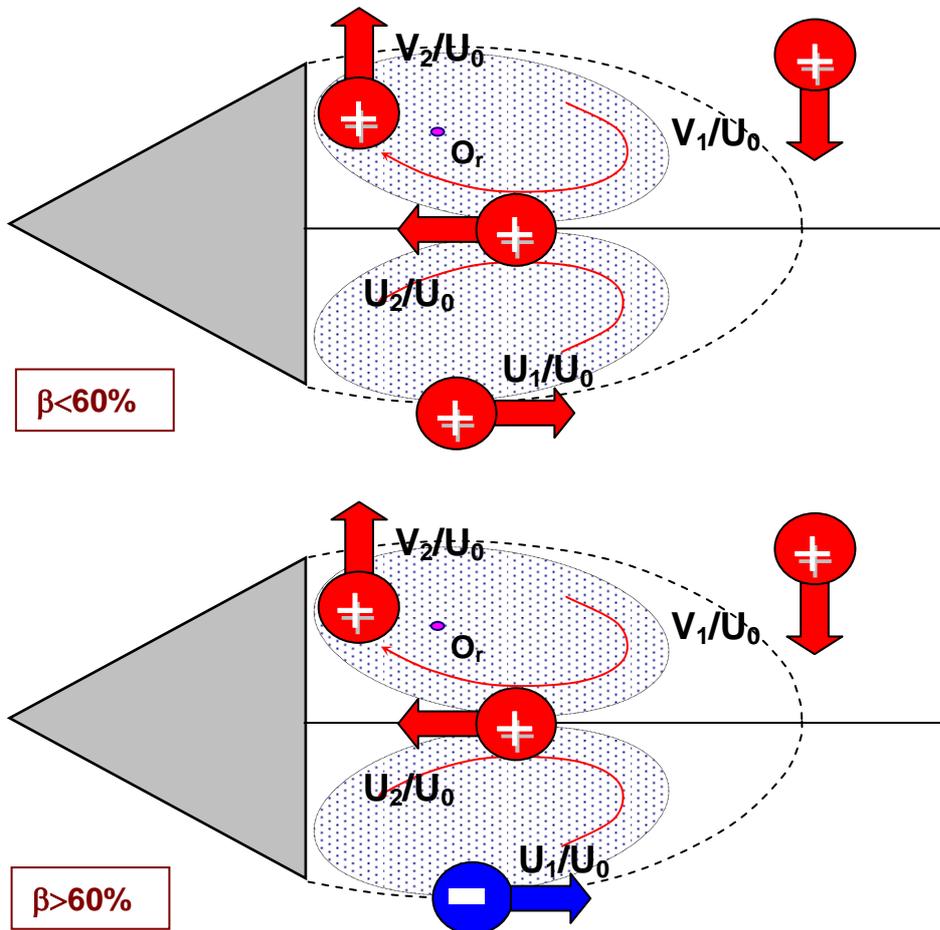


Figure 5.20 Effet du confinement sur les Vitesses caractéristiques

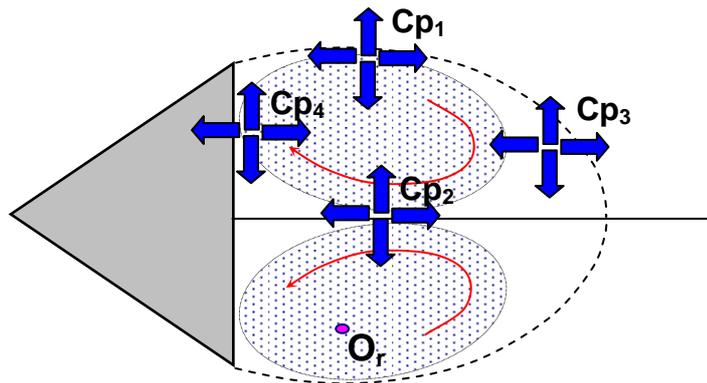


Figure 5.21 Effet du confinement sur les pressions caractéristiques

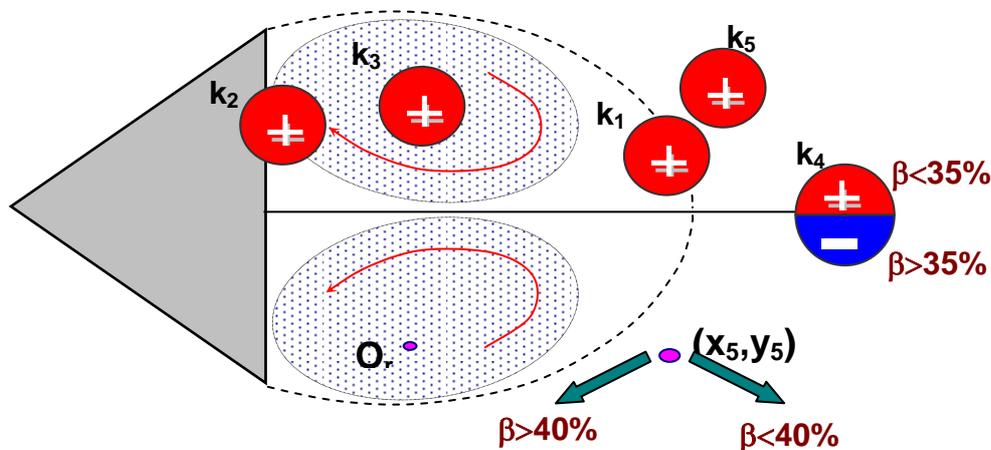


Figure 5.22 Effet du confinement sur les grandeurs caractéristiques de turbulence

L'effet du confinement sur les critères choisis pour la caractérisation de la turbulence est important, et on constate presque le même comportement pour les différentes grandeurs caractéristiques sauf pour l'énergie cinétique de turbulence adimensionnelle k_4/U_0^2 qui caractérise l'écoulement à la sortie du canal. L'écart global entre les résultats est supérieur à **50%**.

La valeur de l'énergie cinétique de turbulence réduite k_1/U_0^2 augmente avec le confinement, ce qui représente l'accroissement de la turbulence à la frontière aval du tourbillon. La valeur de la turbulence dans la zone de recirculation et au voisinage de la paroi de l'obstacle croît aussi avec l'augmentation du facteur de blocage β . On déduit cela de l'allure croissante de l'énergie cinétique turbulente moyenne et minimale réduite k_3/U_0^2 et k_2/U_0^2 . Cette augmentation devient plus accentuée pour les facteurs de blocage élevés (à partir de $\beta > 60\%$). L'énergie cinétique de la turbulence en aval de l'obstacle k_4/U_0^2 montre une autre allure. il y a augmentation aux faibles valeurs du facteur de blocage $\beta < 35\%$. Mais à partir de cette valeur, on remarque une diminution. L'énergie cinétique de turbulence maximale k_5/U_0^2 , relevée

prés de la zone de recirculation, augmente avec l'augmentation du confinement. Aux valeurs de $\beta > 60\%$, l'accroissement est accentué.

Le point de turbulence maximale (x_5, y_5) tend à s'écarter de l'axe du canal et de la paroi de l'obstacle avec le confinement. Par contre aux valeurs de $\beta > 40\%$, le point se rapproche de la paroi de l'obstacle. L'allure de l'ordonnée y_5/l_r est fluctuante, voir figure 5.22.

En résumé, Les résultats trouvés montrent que la variation des grandeurs adimensionnelles caractéristiques choisies pour caractériser l'effet du confinement sur la zone de recirculation est appréciable et traduit des mécanismes complexes.

Globalement l'accroissement du facteur de blocage, engendre :

- La diminution de la zone de recirculation au faible et forte valeurs du facteur de blocage $\beta < 60\%$ et $\beta > 90\%$. Aux valeurs modérées $60\% < \beta < 90\%$, la diminution continue mais avec une extension en longueur.

- L'augmentation de la vitesse réduite (adimensionnelle) près de la paroi de l'obstacle et à la frontière des tourbillons de la zone de recirculation avec l'écoulement extérieur. Pour des valeurs de confinement élevées $\beta > 60\%$, on constate le même comportement sauf la diminution de la vitesse réduite dans la couche de cisaillement créée par l'obstacle (déduite de la diminution de la vitesse réduite U_1/U_0).

- L'augmentation de la dépression dans la zone de recirculation déduit de la diminution des coefficients de pression.

- L'augmentation de la valeur de l'énergie cinétique turbulente réduite (adimensionnelle) dans la zone de recirculation. Alors qu'à la sortie du canal, elle est maximale aux valeurs modérées du facteur de blocage $20\% < \beta < 60\%$.

1 Influence de la forme de l'obstacle

Nous étudions dans cette section l'influence de la forme de l'obstacle sur la zone de recirculation. Le nombre de Reynolds est égal à $Re=5 \cdot 10^4$. La dimension caractéristique de l'obstacle sera toujours prise égale à d . On considère diverses formes d'obstacles : les formes rectangulaires, triangulaires, circulaires, et des plaques. Le tableau 5.9 présente les obstacles étudiés.

Tableau **Erreur ! Il n'y a pas de texte répondant à ce style dans ce document..9**
Obstacles étudiés

		Obstacle		Figure	Remarque
1	Rectangulaires (REC)	CAR1	Carré		$H=L=d$
2		CAR2	Carré creux		Forme creuse de CAR1 Forme élargie de CAR3
3		CAR3	Rectangle creux		$H=d=2L$
4		LOS	Losange		$H=L=d$
5	Triangulaires (TRI)	TRI1	Triangle équilatéral plein		Forme élargie de TRI2 $H=d$ et $l=0.866d$
6		TRI2	Triangle isocèle plein		$H=d=2L$
7		TRI3	Triangle équilatéral creux		Forme creuse de TRI1 Forme élargie de TRI4
8		TRI4	Triangle isocèle creux		Forme creuse de TRI2
9	Circulaires (CRC)	CRC1	Demi cercle plein		$H=d=2L$
10		CRC2	Demi cercle creux		Forme creuse de CRC1
11	Plaques (PLQ)	PLQ1	Plaque à bord plat		$H=d$ et $L=0.15d$
12		PLQ2	Plaque à bord incliné		$H=d$ et $L=0.15d$

H : hauteur de l'obstacle, L : largeur de l'obstacle,

d : dimension caractéristique de l'obstacle

1.1 Conditions en amont de la zone de recirculation

Dans la présente discussion, on essaye d'analyser les qualités de l'écoulement extérieur à travers une section **S** (Voir illustration de la figure 5.23 pour les divers obstacles). Cette dernière est choisie pour apprécier les conditions de l'écoulement avant le contact avec la zone de recirculation.

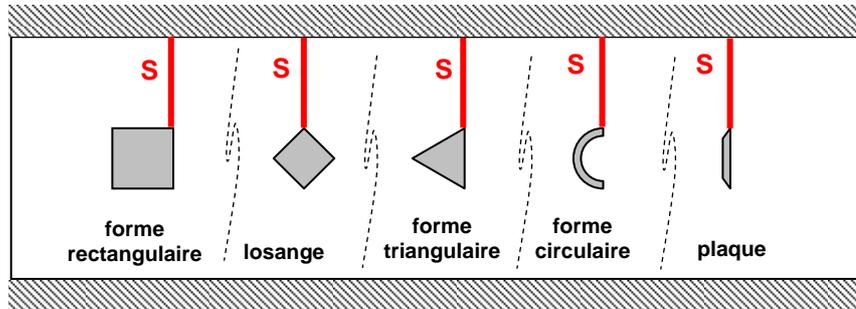


Figure 5.23 Section d'étude **S** pour les divers obstacles

1) Profil de la vitesse longitudinale

Les profils de vitesse U/U_0 à travers la section **S**, illustrés dans la figure 5.24 pour les divers obstacles, montrent des allures concaves avec un maximum relativement au milieu de la section pour la plupart des obstacles.

Le maximum de vitesse est atteint avec les obstacles rectangulaires **CAR1**, **CAR2**, et **CAR3** avec une valeurs de $U_{\max}/U_0 \approx 1.7$, puis vient l'obstacle plaque à bord plat **PLQ1**, $U_{\max}/U_0 \approx 1.6$, ensuite les obstacles restants où $U_{\max}/U_0 \approx 1.5$ avec des courbes plus aplaties. Les profils de vitesse s'étalent autour d'un maximum près de la paroi canal dans le cas des obstacles rectangulaires **CAR1**, **CAR2** et **CAR3** et les plaques. Les autres formes ont un profil plus étalé sur toute la section mais avec un maximum près du coté obstacle, ce qui favorise un gradient de vitesse coté obstacles plus important.

En choisissant des formes creuses au lieu des formes pleines équivalentes, on n'a presque aucun changement significatif. Néanmoins, on constate un léger étalement par rapport aux formes pleines, ce qui engendre des gradients de vitesse plus importants près de la paroi du canal et de l'obstacle.

Avec l'élargissement de l'obstacle, il y a diminution de l'élargissement de la courbe dans le cas des obstacles rectangulaires. Il y a aussi un décalage de la courbe vers la paroi du canal ainsi qu'une l'augmentation du gradient de vitesse près des parois du canal et de l'obstacle. Par contre, le gradient de la vitesse diminue près de la paroi du canal et augmente au coté de l'obstacle pour les formes triangulaires. Le décalage dans ce cas est légèrement vers le coté obstacle. Le gradient de la vitesse diminue près de la paroi canal et augmente au coté de l'obstacle.

Le changement de la plaque **PLQ1** à bord droit avec la plaque **PLQ2** à bord incliné, conduit à l'aplatissement de la courbe. Le gradient de vitesse diminue près de la paroi canal et augmente au coté de l'obstacle.

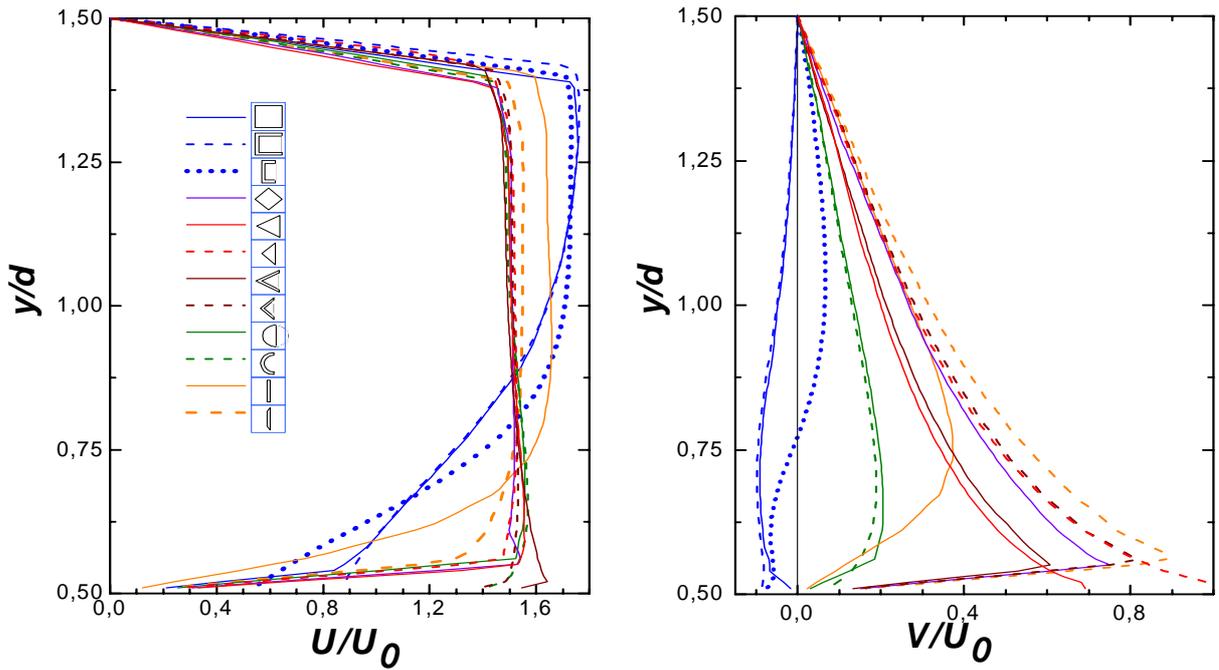


Figure 5.24 profil de vitesse U/U_0 et V/U_0

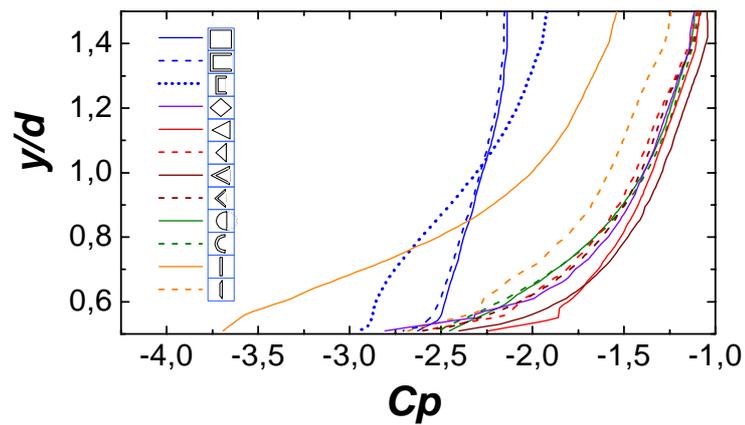


Figure 5.25 profils du coefficient de pression C_p à travers la section **S**

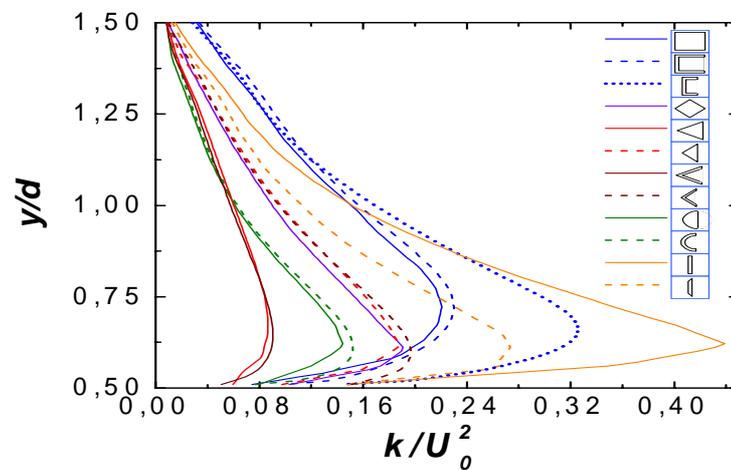


Figure 5.26 Profil de l'énergie cinétique turbulente k/U_0^2

1) Obstacles rectangulaires

Figure 5.27 : Avec l'obstacle carré **CAR1**, on constate un seul tourbillon

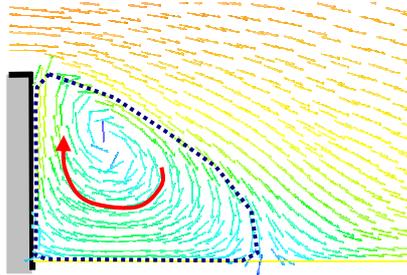


Figure 5.28 : L'utilisation d'un obstacle carré mais avec un creux (évidement intérieur) **CAR2**, donne deux tourbillons contrarotatifs, le premier généré à proximité de l'obstacle et s'étend à l'intérieur, le second moins important et localisé à l'intérieur de l'obstacle.

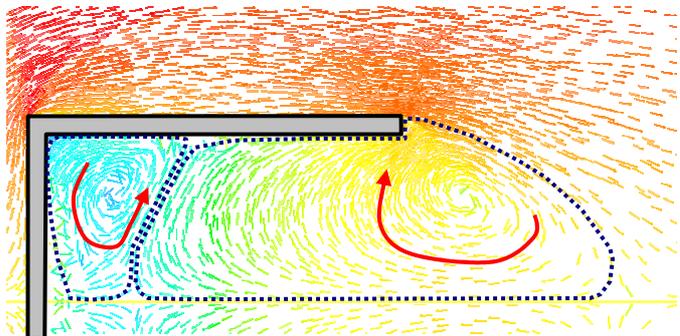


Figure 5.29 : L'obstacle rectangulaire creux **CAR3**, engendre deux tourbillons contrarotatifs dont celui de l'intérieur est très faible devant le premier.

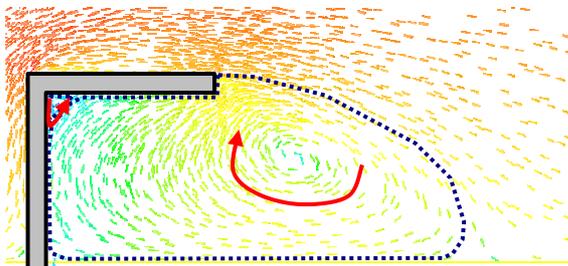
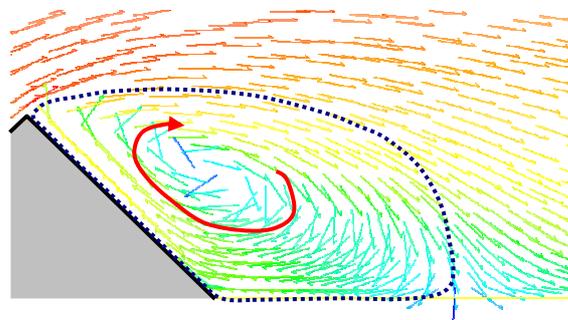


Figure 5.30 : L'obstacle en forme de losange **LOS**, engendre un tourbillon avec une expansion à l'extérieur. L'écoulement extérieur est dévié vers l'extérieur puis il rejoint l'axe du canal.



1) Obstacles rectangulaires

Figure 5.27 : Avec l'obstacle carré CAR1, on constate un seul tourbillon

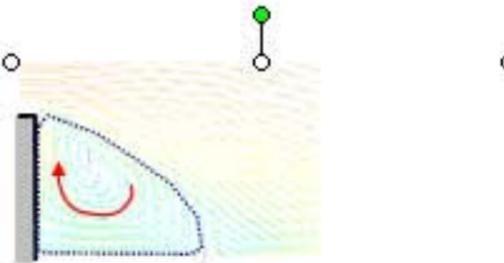


Figure 5.28 : L'utilisation d'un obstacle carré mais avec un creux (évidement intérieur) CAR2, donne deux tourbillons contrarotatifs, le premier généré à proximité de l'obstacle et s'étend à l'intérieur, le second moins important et localisé à l'intérieur de l'obstacle.

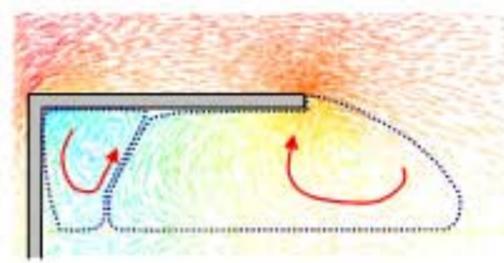


Figure 5.29 : L'obstacle rectangulaire creux CAR3, engendre deux tourbillons contrarotatifs dont celui de l'intérieur est très faible devant le premier.

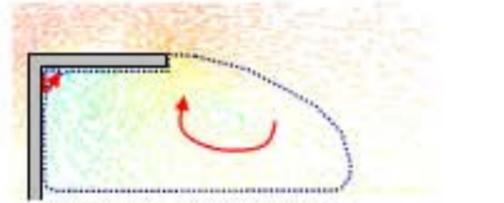
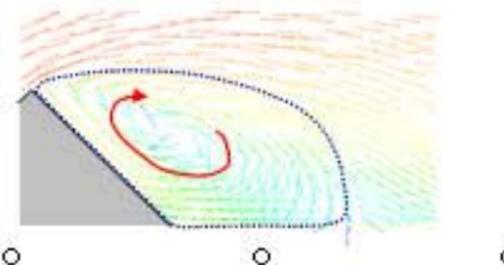


Figure 5.30 : L'obstacle en forme de losange LOS, engendre un tourbillon avec une expansion à l'extérieur. L'écoulement extérieur est dévié vers l'extérieur puis il rejoint l'axe du canal.



1) Obstacles triangulaires

Figure 5.31: Avec l'obstacle triangulaire plein TRI1, on constate un seul tourbillon étendu en hauteur et longueur. L'écoulement extérieur est dévié vers l'extérieur puis rejoint le centre du canal.

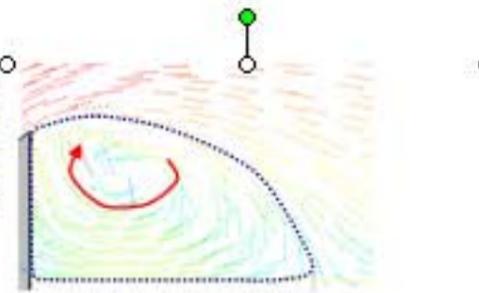


Figure 5.32: L'obstacle triangulaire plein TRI2, engendre un tourbillon avec les mêmes remarques faites pour l'obstacle TRI1.

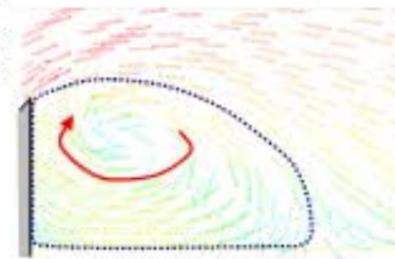


Figure 5.33: L'utilisation d'un obstacle triangulaire creux TRI3 équivalent à TRI1, il y a création de deux tourbillons contrarotatifs, le premier créé à proximité de l'obstacle et s'étend à l'intérieur, le second moins important et localisé à l'intérieur de l'obstacle. L'écoulement extérieur est peu dévié vers l'extérieur.

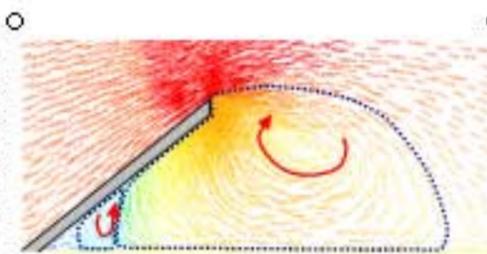
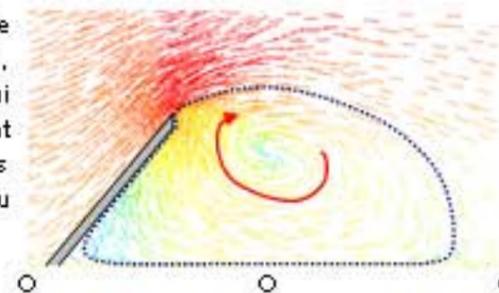


Figure 5.34: L'obstacle triangulaire creux TRI4 équivalent à TRI2, engendre un seul tourbillon qui s'étend à l'intérieur. L'écoulement extérieur est un peu dévié vers l'extérieur, puis il rejoint le centre du canal.



2) Obstacles circulaires

Figure 5.35 : Avec l'obstacle circulaire plein CRC1, on constate un seul tourbillon étendu en longueur. L'écoulement extérieur au voisinage de l'obstacle n'est pas dévié vers l'extérieur et rejoint le centre du canal.

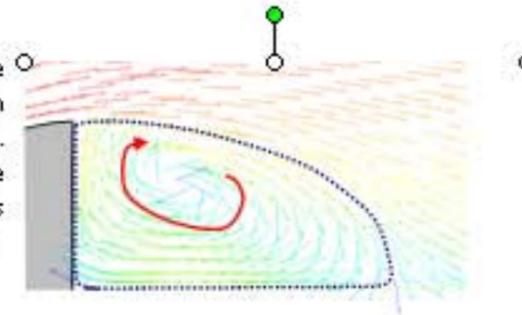
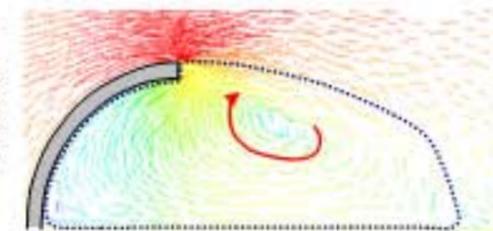


Figure 5.36 : L'obstacle circulaire creux CRC2 équivaut à CRC1, engendre aussi un seul tourbillon étendu en longueur vers l'extérieur et l'intérieur de l'obstacle. L'écoulement extérieur au voisinage de l'obstacle n'est pas dévié vers l'extérieur



3) Plaques

Figure 5.37 : L'utilisation d'un obstacle disque à bord droit PLQ1, donne un seul tourbillon étendu en longueur. L'écoulement extérieur n'est pas dévié vers l'extérieur, et rejoint le centre du canal.

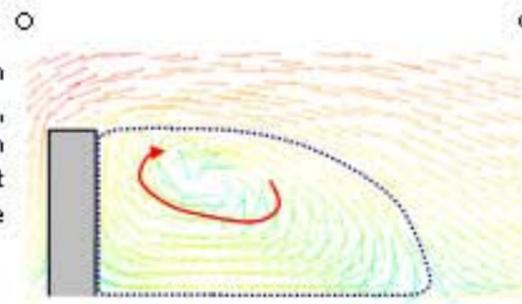
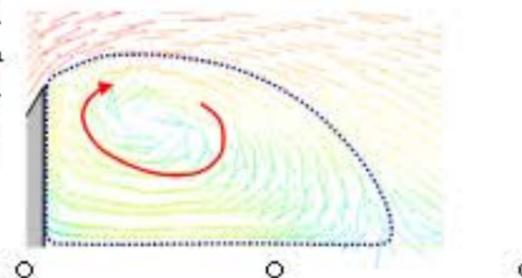


Figure 5.38 : L'obstacle disque à bord incliné PLQ2, donne un seul tourbillon étendu en hauteur et longueur. L'écoulement extérieur est dévié vers l'extérieur, puis rejoint le centre du canal.



1.1 Grandeurs dimensionnelles caractéristiques

Ultérieurement, On a vu que le changement de la forme d'obstacle introduit des modifications sur la structure de l'écoulement. Dans ce qui suit on essaye d'étudier l'effet de la forme sur les grandeurs caractéristiques de l'étude.

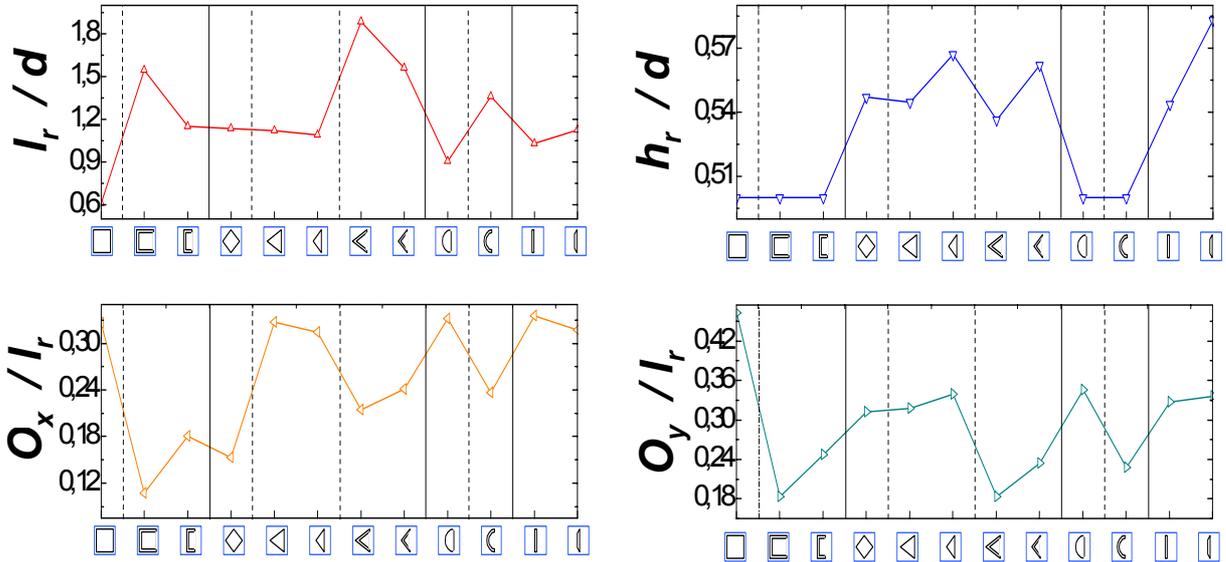


Figure 5.39 Variation des grandeurs dimensionnelles avec la forme de l'obstacle

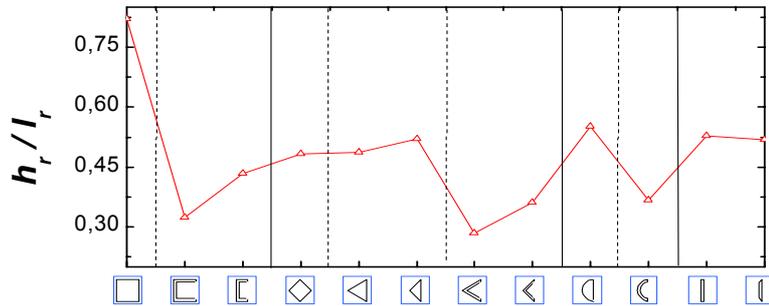


Figure 5.40 Rapport de forme h_r/l_r

La variation des grandeurs dimensionnelles caractéristiques avec la forme de l'obstacle est illustrée dans la figure 5.39. On note que la longueur de la zone de recirculation l_r est maximale $l_r/d \approx 1.88$ pour l'obstacle triangulaire creux **TRI3** et minimale $l_r/d \approx 0.6$ pour l'obstacle carré plein **CAR1** avec $l_r/d \approx 1.88$. L'écart global entre les résultats est de **68%**. La longueur de la zone de recirculation augmente de $\Delta l_r/d \geq 0.4$, en prenant des formes creuses à la place des formes pleines. Comme dans le cas des obstacles triangulaires. L'élargissement de l'obstacle cause une augmentation de $\Delta l_r/d \geq 0.3$ pour les obstacles creux mais il est de $\Delta l_r/d \leq 0.02$ pour le cas des triangles pleins.

La hauteur de la zone de recirculation h_r est maximale avec $h_r/d \approx 0.583$ pour l'obstacle plaque **PLQ2** et minimale $h_r/d \approx 0.5$ pour les obstacles carrés **CAR1,2,3** et circulaire **CRC1,2**. L'écart global entre les résultats est de **16%**. L'élargissement de l'obstacle cause une diminution de $\Delta h_r/d \geq 0.02$ pour les obstacles triangulaires. Par

contre, on remarque une augmentation de $\Delta h_r/d \approx 0.035$ dans le cas d'une permutation de la plaque **PLQ1** avec **PLQ2**.

L'abscisse du tourbillon O_x est maximale ($O_x/l_r \approx 0.325$) pour les obstacles pleins **CAR1**, **TRI1**, **CRC1** et **PLQ1** et minimale ($O_x/l_r \approx 0.11$) pour l'obstacle carré creux **CAR2**. L'écart global entre les résultats est de 66%. Il y a augmentation de $\Delta O_x/l_r \geq 0.09$, en prenant des formes pleines à la place des formes creuses. L'élargissement de l'obstacle cause une diminution de $\Delta O_x/l_r \geq 0.09$ pour les obstacles creux mais pour les formes pleines triangulaires, il y a augmentation de $\Delta O_x/l_r \approx 0.02$. Il y a une diminution de $\Delta O_x/l_r \approx 0.02$ par changement de la plaque **PLQ1** avec **PLQ2**.

L'ordonnée du tourbillon O_y est maximale ($O_y/l_r \approx 0.46$) pour l'obstacle plein **CAR1** et minimale ($O_y/l_r \approx 0.18$) pour les obstacles creux (**CAR2** et **TRI1**). L'écart global entre les résultats est de 60%. Il y a augmentation de $\Delta O_y/l_r \geq 0.15$, en prenant des formes pleines à la place des formes creuses. L'élargissement de l'obstacle cause une diminution de $\Delta O_y/l_r \geq 0.05$ pour les obstacles creux. Même dans le cas des triangles pleins il y a diminution de $\Delta O_y/l_r \geq 0.03$.

Le rapport de forme h_r/l_r est maximal ($h_r/l_r \approx 0.82$) pour l'obstacle plein **CAR1** et minimal ($h_r/l_r \approx 0.28$) pour l'obstacle triangulaire creux **TRI3**. L'écart global entre les résultats est de 65%. Il y a augmentation de $\Delta O_x/l_r \geq 0.09$, en prenant des formes pleines à la place des formes creuses. L'élargissement de l'obstacle cause une diminution de $\Delta h_r/l_r \geq 0.06$ pour les obstacles creux. Cette diminution est moins importante pour les obstacles triangulaires pleins. Pour les plaques le rapport est relativement constant.

1.2 Vitesses caractéristiques

La variation des vitesses caractéristiques avec la forme de l'obstacle est illustrée dans la figure 5.41 et la figure 5.42. La vitesse U_1 est maximale avec une valeur de $U_1/U_0 \approx 0.75$ pour les obstacles triangulaires **TRI1** et **TRI3** et minimale ($U_1/U_0 \approx 0.53$) pour la plaque **PLQ1**. L'écart global entre les résultats est de 41%. On constate que pour les formes rectangulaires et circulaires, la vitesse U_1/U_0 est nulle car la courbe de la vitesse U selon la droite h_r ne présente pas un minimum sauf au sommet de l'obstacle où la vitesse $U=0$. Cette vitesse augmente de $\Delta U_1/U_0 \approx 0.02$, avec l'élargissement des obstacles triangulaires. De la plaque **PLQ1** à **PLQ2**, il y aussi une augmentation importante de $\Delta U_1/U_0 \approx 0.2$.

La vitesse U_2 est maximale ($U_2/U_0 \approx -0.10$) pour l'obstacle carré creux **CAR2** et minimale ($U_2/U_0 \approx -0.27$) pour les obstacles **TRI2** et **PLQ2**. L'écart global entre les résultats est de 62%. On constate que pour les formes rectangulaires la vitesse U_2 est minimale. Cette vitesse diminue de $\Delta U_2/U_0 \geq 5 \cdot 10^3$, en prenant la forme creuse équivalente à la forme d'obstacle pleine sauf pour le cas de l'obstacle triangulaire **TRI1** où on constate la même valeur pour **TRI3**. Avec l'élargissement des obstacles, on constate une diminution de $\Delta U_2/U_0 \geq 5 \cdot 10^3$. Elle est plus importante dans le cas des

formes triangulaires. De la plaque **PLQ1** à **PLQ2**, il y a une augmentation importante de $\Delta U_2/U_0 \approx 0.08$.

La vitesse V_1 est maximale ($V_1/U_0 \approx -0.174$) pour l'obstacle rectangulaire creux **CAR3** et minimale ($V_1/U_0 \approx -0.223$) pour l'obstacle triangulaire plein **TRI2**. L'écart global entre les résultats est de **21%**. Cette vitesse diminue de $\Delta V_1/U_0 \approx 3 \cdot 10^{-3}$, en prenant les formes creuses équivalentes aux obstacles pleins. On note qu'il n'y a pas de changement pour l'obstacle **TRI1** et une diminution dans le cas de l'obstacle circulaire **CRC1**. L'élargissement de l'obstacle carré implique une augmentation de $\Delta V_1/U_0 \approx 0.01$ à l'opposé des obstacles triangulaires où il y a une diminution de $\Delta V_1/U_0 \approx 5 \cdot 10^{-3}$. De la plaque **PLQ1** à **PLQ2**, il y a une augmentation importante de $\Delta V_1/U_0 \approx 0.3$.

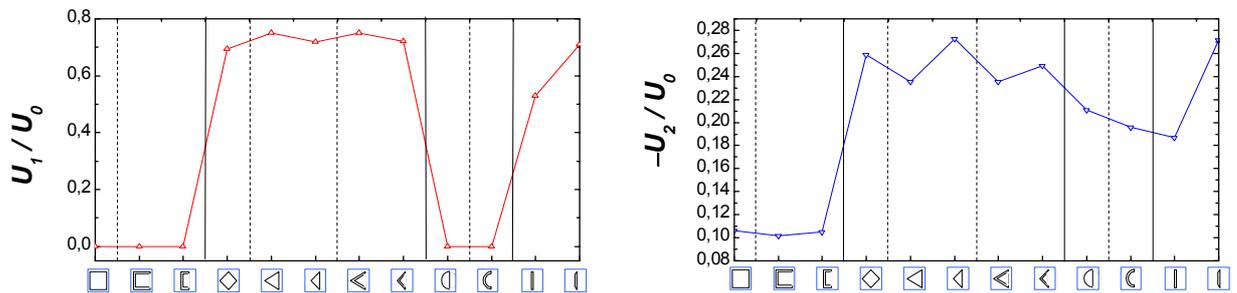


Figure 5.41 Variation des vitesses minimales U_1 et U_2

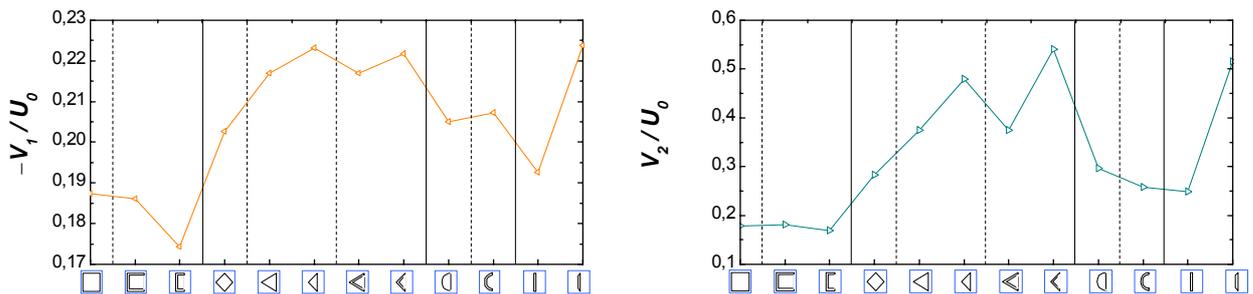


Figure 5.42 Variation des vitesses V_1 et V_2

La vitesse V_2 est maximale ($V_2/U_0 \approx 0.55$) pour l'obstacle triangulaire creux **TRI4** et minimale ($V_2/U_0 \approx 0.17$) pour les obstacles rectangulaires. L'écart global entre les résultats est de **69%**. En prenant la forme creuse équivalente à la forme d'obstacle pleine, la vitesse ne change pas pour les obstacles **CAR1** et **TRI1**. Alors que pour l'obstacle **TRI2**, il y a augmentation de $\Delta V_2/U_0 \approx 0.07$ et pour l'obstacle circulaire **CRC1**, il y a diminution de $\Delta V_2/U_0 \approx 0.04$. De la plaque **PLQ1** à **PLQ2**, il y a une augmentation importante de $\Delta V_2/U_0 \approx 0.27$.

1.3 Pressions caractéristiques

Les courbes de la figure 5.43 illustrent la variation des coefficients de pression avec le changement des obstacles. Une valeur minimale de $C_{p1} \approx -4.2$ relevée pour l'obstacle carré creux **CAR2**, et une valeur maximale de $C_{p1} \approx -2.3$ pour l'obstacle carré plein **CAR1**. On enregistre un écart global entre les résultats de **45%**. Avec le changement d'un obstacle plein par un obstacle creux équivalent, on constate une

diminution pour les obstacles rectangulaires et circulaires **CAR1**, **CRC1** de $\Delta C_{p1} \geq 0.3$. Alors que pour les obstacles triangulaires, une augmentation de $\Delta C_{p1} \approx 0.12$. L'élargissement des obstacles conduit à une diminution de $\Delta C_{p1} > 1$ pour l'obstacle carré creux **CAR3** et une augmentation de $\Delta C_{p1} > 0.5$ pour les obstacles triangulaires.

La valeur de C_{p2} est minimale pour l'obstacle **CAR2** et **PLQ2** ($C_{p2} \approx -4$). Elle est maximale pour l'obstacle **CAR1** ($C_{p2} \approx -2.3$). L'écart global entre les résultats est de **45%**. En prenant une forme creuse à la place d'une forme pleine d'obstacles, il y a augmentation pour les obstacles triangulaires et circulaires de $\Delta C_{p2} \geq 0.1$. Par contre il y a diminution pour l'obstacle rectangulaire **CAR1** de $\Delta C_{p2} \approx 1.8$. Dans le cas d'élargissement d'obstacle, on constate une augmentation pour les obstacles triangulaires de $\Delta C_{p2} > 0.6$ et une diminution pour les obstacles rectangulaires creux **CAR3** de $\Delta C_{p2} \approx 3.2$. Il y a aussi une diminution de la plaque **PLQ1** à la plaque **PLQ2**.

Le coefficient C_{p3} présente une valeur maximale de $C_{p3} \approx -1.7$ pour l'obstacle circulaire creux **CRC2** et une valeur minimale de $C_{p3} \approx -3.6$ à l'obstacle rectangulaire creux **CAR2**. L'écart global entre les résultats est de **52%**. Avec le changement d'une forme d'obstacle pleine en forme creuse, on a une augmentation de $\Delta C_{p3} > 0.1$ pour les obstacles triangulaires et circulaires. Par contre il y a diminution de $\Delta C_{p3} \approx 1.7$ pour l'obstacle rectangulaire **CAR1**. L'élargissement des obstacles cause une augmentation de $\Delta C_{p3} \geq 0.5$ pour les obstacles triangulaires et dans le cas de l'obstacle carré **CAR1**, il y a diminution de $\Delta C_{p3} \approx 1.2$.

Le coefficient C_{p4} prend la valeur maximale de $C_{p4} \approx -2.8$ dans le cas de l'obstacle circulaire **CRC1**, et la valeur minimale de $C_{p4} \approx -9.5$ pour l'obstacle rectangulaire **CAR2**. L'écart global entre les résultats est de **70%**. En prenant les formes creuses équivalentes aux formes pleines d'obstacles, il y a diminution pour l'obstacle **CAR1** de $\Delta C_{p4} \approx 4.7$ mais pour les autres obstacles les valeurs sont relativement les mêmes. Dans le cas d'élargissement, il y a augmentation de $\Delta C_{p4} \approx 0.6$ pour les obstacles triangulaires, et une diminution de $\Delta C_{p4} \approx 1.6$ pour l'obstacle rectangulaire **CAR3**.

1.4 Grandeurs caractéristiques de turbulence

La figure 5.44 illustre le cas de variation des grandeurs caractéristiques de turbulence avec la forme. La valeur de k_1 est maximale pour la plaque **PLQ2** soit $k_1/U_0^2 \approx 0.51$. Le minimum est de $k_1/u_0^2 \approx 0.27$ pour l'obstacle rectangulaire creux **CAR2**. L'écart global entre les résultats est de **47%**. Il y a diminution de l'énergie cinétique de turbulence de $\Delta k_1/U_0^2 \geq 0.01$, en changeant la forme d'obstacle pleine par une forme creuse équivalente. L'élargissement aussi provoque une diminution de $\Delta k_1/U_0^2 \geq 0.05$. Dans le cas du changement de la plaque **PLQ1** par **PLQ2**, il y a augmentation de $\Delta k_1/U_0^2 \approx 0.1$.

La valeur de k_2 maximale est de $k_2/U_0^2 \approx 0.08$ pour la plaque **PLQ2**. Et la valeur minimale est de $k_2/U_0^2 \approx 0.04$ pour l'obstacle **CAR1**. Dans le cas des obstacles creux,

on a $k_2/U_0^2 \approx 0$, pratiquement faible. L'écart global entre les résultats des obstacles non creux est de **50%**. En prenant des formes creuses, il y a diminution considérable par rapport aux formes pleines équivalentes $\Delta k_2/U_0^2 \geq 0.03$. L'élargissement provoque aussi une diminution de $\Delta k_2/U_0^2 \approx 0.01$ pour l'obstacle **TRI2**.

La valeur de k_3 est maximale pour la plaque **PLQ2** ($k_3/U_0^2 \approx 0.37$). Le minimum est de $k_3/U_0^2 \approx 0.06$ pour l'obstacle rectangulaire creux **CAR2**. L'écart global est de **83%**. En prenant des formes creuses équivalentes aux obstacles pleins, on a une diminution de $\Delta k_3/U_0^2 \geq 0.08$. L'élargissement provoque aussi une diminution de $\Delta k_3/U_0^2 > 0.03$. Dans le cas du changement de la plaque **PLQ1** par **PLQ2**, il y a augmentation de $\Delta k_3/U_0^2 \approx 0.1$.

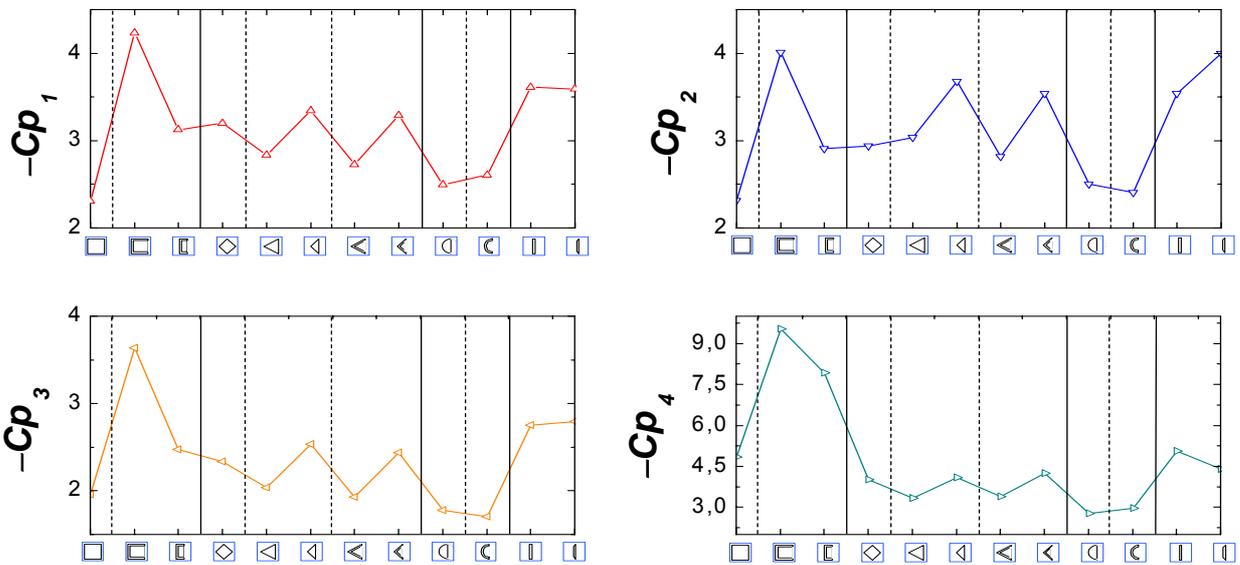


Figure 5.43 Variation du coefficient de pression C_p

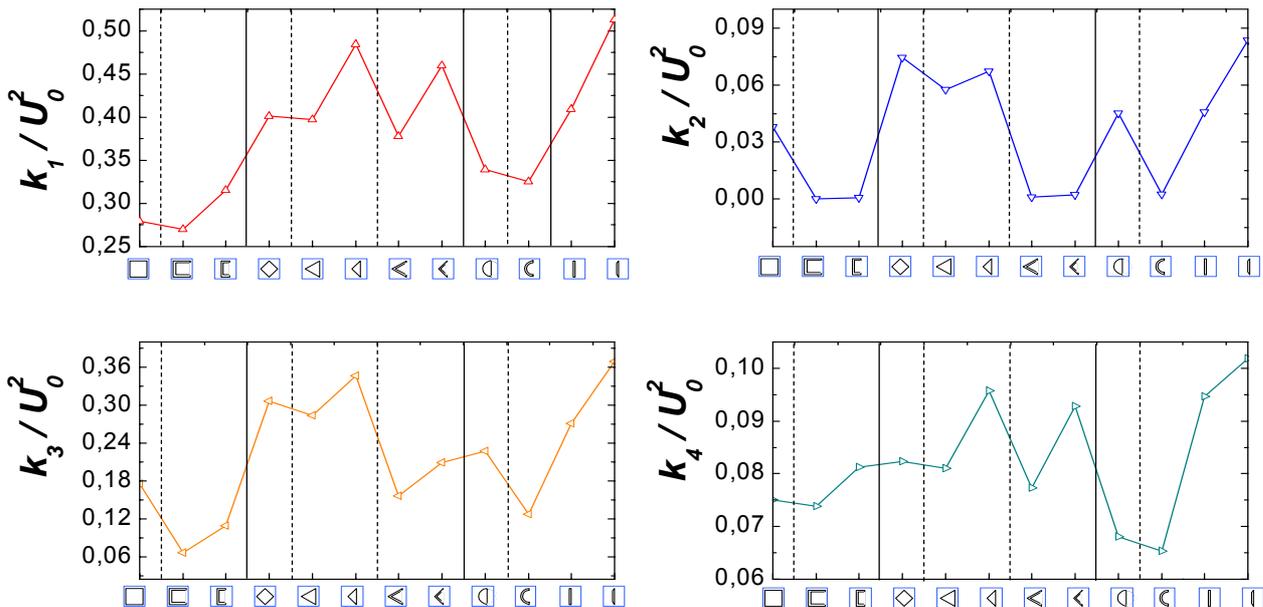


Figure 5.44 Variation des grandeurs caractéristiques de turbulence

La valeur de k_4 est maximale pour la plaque **PLQ2** avec $k_4/U_0^2 \approx 0.11$. Le minimum est de **0.065** pour l'obstacle circulaire creux **CRC2**. L'écart global entre les résultats est de **41%**. Il y a diminution de $\Delta k_4/U_0^2 \geq 10^{-3}$, en adoptant les formes creuses à la place des obstacles pleins équivalents. On constate aussi une diminution de $\Delta k_4/U_0^2 > 5 \cdot 10^{-3}$ dans le cas d'élargissement d'obstacles. Dans le cas du changement de la plaque **PLQ1** par **PLQ2**, il y a augmentation de $\Delta k_4/U_0^2 \approx 0.008$.

1.5 Analyse

L'influence de l'écoulement extérieur sur la zone de recirculation en fonction de la forme de l'obstacle, est étudiée avec des obstacles rectangulaires, triangulaires, circulaires et plaques. Les résultats montrent les effets engendrés sur la structure de l'écoulement extérieur et la zone de recirculation.

La zone de recirculation est la plus réduite avec l'obstacle carré plein **CAR1**. En changeant des obstacles à forme pleine avec des formes creuses équivalentes, il y a élargissement en longueur l_r et diminution en hauteur h_r sauf dans les cas des formes rectangulaires et circulaires où la hauteur reste constante. Avec l'élargissement des obstacles, on constate le même accroissement en longueur l_r et réduction en hauteur h_r sauf pour l'obstacle rectangulaire, la hauteur reste inchangée. Dans le cas des plaques, il y a augmentation de la zone de recirculation pour la plaque à bord incliné **PLQ2**.

On note aussi le rapprochement du centre du tourbillon O_r de la paroi de l'obstacle et l'axe du canal provoqué par le changement des obstacles à forme pleine en des formes creuses équivalentes. Avec l'élargissement des obstacles, on constate le même rapprochement sauf pour les obstacles triangulaires pleins où l'élargissement cause l'éloignement du centre de la paroi d'obstacle. (Voir tableau 5.10, les formes sont désignées par les abréviations décrites précédemment)

L'effet de la forme d'obstacle sur les vitesses caractéristiques de la zone de recirculation est appréciable. D'où on relève un écart entre les résultats supérieurs à **40%** sauf pour la grandeur V_1 , il est de **21%**.

On remarque, qu'il y a accroissement de toutes les grandeurs caractéristiques de la vitesse réduite (en valeur absolue), dans le cas du changement d'une plaque à bord plan **PLQ1** par celle à bord incliné **PLQ2**. Ce qui traduit relativement l'accentuation du mouvement à la frontière des tourbillons de la zone de recirculation.

Dans le cas d'élargissement d'obstacles triangulaires, on constate le contraire. Il y a réduction des vitesses adimensionnelles à la frontière du tourbillon sauf dans le cas de la vitesse réduite V_1/U_0 en aval de la zone de recirculation qui augmente. Dans le cas des obstacles rectangulaires il y a augmentation du mouvement ascendant descendant dans le tourbillon (représenté par les vitesses réduites V_1/U_0 et V_2/U_0) et diminution de la vitesse dans la zone de cisaillement (Représenté par la vitesse réduite U_1/U_0).

En prenant des formes creuses à la place des formes pleines, on constate globalement, la diminution du mouvement ascendant et descendant à l'intérieur de la zone de recirculation (représenté par les vitesses réduites U_2/U_0 , V_1/U_0 et V_2/U_0) alors que la vitesse reste relativement constante dans la zone de cisaillement en aval de l'obstacle (représenté par la vitesse réduite U_1/U_0). On constate que la vitesse V_1/U_0 croît pour les obstacles circulaires. (Voir tableau 5.11)

L'influence de la forme de l'obstacle sur les pressions caractéristiques de la zone de recirculation Cp_1 , Cp_2 , Cp_3 et Cp_4 est considérable. Un écart global supérieur à 40%.

On enregistre une diminution pour tous les coefficients de pression dans le cas d'élargissement ou changement d'une forme pleine en forme creuse d'un obstacle rectangulaire. Ce qui implique l'augmentation relative de la dépression.

L'élargissement des obstacles triangulaires conduit à l'augmentation des différentes pressions caractéristiques. Le changement de la forme pleine en forme creuse conduit à une augmentation des coefficients de pression sauf pour le coefficient de pression Cp_4 , où il y a diminution.

Dans le cas des plaques, il y a accroissement des coefficients de pression Cp_1 et Cp_4 près de la paroi de la plaque et la frontière de la zone de recirculation. Alors qu'il y a une diminution pour les coefficients de pression Cp_2 et Cp_3 pour l'intérieur et en aval de la zone de recirculation. (Voir tableau 5.12)

L'effet du changement de la forme d'obstacles sur la turbulence présente un comportement plus régulier par rapport aux cas précédents. On constate la diminution de l'énergie cinétique turbulente réduite dans la zone de recirculation et à la sortie du canal, avec l'élargissement de l'obstacle ou le changement d'une forme pleine en forme creuse équivalente. Mais en prenant une plaque à bord incliné au lieu d'une à bord droit, il y a accroissement de l'intensité de la turbulence. (Voir tableau 5.13)

En résumé, Les résultats trouvés montrent que le changement de forme varie de façon complexe les grandeurs adimensionnelles choisies pour caractériser l'effet de l'écoulement extérieur sur la zone de recirculation. Les constatations sont effectuées selon la différence relevée par changement d'obstacle (évidemment, élargissement, inclinaison de bord). On remarque :

- A la base des résultats obtenus à travers la section **S**, il y a accentuation du gradient de vitesse au côté de l'obstacle, avec l'élargissement des obstacles ou l'inclinaison des bords de plaque. On note aussi que les profils de vitesse débitante à l'entrée de la section **S** s'aplatissent de plus. L'écoulement est moins dévié vers la paroi du canal, en cas d'élargissement. Avec l'inclinaison des bords de plaque, au contraire il y a augmentation de la déviation de l'écoulement extérieur. L'élargissement des obstacles, conduit aussi à une augmentation de la pression près de l'obstacle et à une diminution considérable de l'intensité du pic de turbulence. Cela est valable par inclinaison des bords de plaque.

- L'apparition de tourbillon supplémentaire dans les formes creuses élargie **CAR2**, **CAR3** et **TRI3**.

- L'expansion en longueur de la zone de recirculation avec l'élargissement ou la permutation des formes pleines en formes creuses. Ainsi que le déplacement du centre du tourbillon vers le côté paroi canal. Avec inclinaison des bords des plaques, il y a augmentation de la zone de recirculation et rapprochement du centre du tourbillon de l'axe du canal.

- L'augmentation de la vitesse réduite près de l'obstacle et diminution dans l'aval de la zone de recirculation induite par la permutation des formes pleines en formes creuses, en cas d'obstacle rectangulaire et triangulaire non élargie. Pour les obstacles circulaires, on constate l'inverse. Au centre de la zone de recirculation la vitesse diminue dans tous les cas. L'élargissement d'obstacle, induit une accentuation du mouvement ascendant et descendant, pour les obstacles rectangulaires. Par contre, il y a décroissance pour les obstacles triangulaires mais avec augmentation de la vitesse dans la couche de cisaillement au frontière du tourbillon (coté paroi canal). Dans le cas de la plaque, il y a accentuation de la vitesse à la frontière du tourbillon, avec l'inclinaison des bords.

- Il y a une diminution du coefficient de pression dans la zone de recirculation, avec évidement ou élargissement des obstacles rectangulaires. L'élargissement des formes triangulaires, quant à lui engendre une augmentation. En considérant des formes creuses équivalentes à ses dernières, il y aussi augmentation de la pression réduite dans la zone de recirculation, mais avec une diminution près de la paroi obstacle. L'évidement des formes circulaires engendre la diminution de la pression dans la zone de contact de l'écoulement extérieur avec la zone de recirculation et près de la paroi obstacle, et augmentation de la pression dans la frontière aval et le centre de la zone de recirculation. L'inclinaison des bords de plaque, conduit à l'augmentation de la pression dans la zone de contact de l'écoulement extérieur avec la zone de recirculation et près de la paroi obstacle, et diminution de la pression dans la frontière aval et le centre de la zone de recirculation

- La permutation d'un obstacle plein en obstacle creux ou élargi, engendre la diminution de l'intensité de la turbulence dans la zone de recirculation et en aval de la zone de recirculation. Par contre, l'inclinaison des bords de plaque conduit à l'accentuation de la turbulence.

Tableau 5.10 variation des grandeurs dimensionnelles caractéristiques

Grandeur	I_r	h_r	O_x	O_y
Evidement intérieur d'obstacles	▲	■ REC, CRC	▼	▼
		▼ TRI		
Elargissement d'obstacles	▲	■ REC	▲ TRI plein	▼
		▼ TRI	▼ REC, TRI creux	
Inclinaison des bords de plaque	▲	▲	▼	▲

■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution

Tableau 5.11 variation des grandeurs caractéristiques de la vitesse

Grandeur	U_1/U_0	$-U_2/U_0$	$-V_1/U_0$	V_2/U_0
Evidement intérieur d'obstacles	■	■ TRI-E	■ TRI-E	■ TRI-E
		▼ REC, TRI-NE, CRC	▲ CRC	▲ REC, TRI-NE
			▼ REC, TRI-NE	▼ CRC
Elargissement d'obstacles	■ REC	▼	▲ REC	▲ REC
	▲ TRI		▼ TRI	▼ TRI
Inclinaison des bords de plaque	▲	▲	▲	▲

■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution
 TRI-E : forme triangulaire élargie, TRI-NE : forme triangulaire non élargie

Tableau 5.12 Variation des pressions caractéristiques

Grandeur	C_{p1}	C_{p2}	C_{p3}	C_{p4}
Evidement intérieur d'obstacles	▲ TRI	▲ TRI, CRC	▲ TRI, CRC	▼
	▼ REC, CRC	▼ REC	▼ REC	
Elargissement d'obstacles	▲ TRI	▲ TRI	▲ TRI	▲ TRI
	▼ REC	▼ REC	▼ REC	▼ REC
Inclinaison des bords de plaque	▲	▼	▼	▲

■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution

Tableau 5.13 Variation des grandeurs caractéristiques de turbulence

Grandeur	k_1/U_0^2	K_2/U_0^2	K_3/U_0^2	K_4/U_0^2
Evidement intérieur d'obstacles	▼	▼	▼	▼
Elargissement d'obstacles	▼	▼	▼	▼
Inclinaison des bords de plaque	▲	▲	▲	▲

■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution

CHAPITRE 6

Etude Thermique

1 Description

Dans les chapitres précédents, on a étudié l'évolution de différentes grandeurs dynamiques caractéristiques (dimension de la zone de recirculation, vitesse, pression, turbulence) avec la variation de la valeur du Reynolds, le confinement du canal et la forme de l'obstacle. Dans cette partie, on va étudier l'échange thermique entre la zone de recirculation et l'écoulement extérieur à l'aide du champ de température et du flux de chaleur existant entre ses zones.

Le domaine de calcul est le même que celui adopté dans l'étude dynamique. Les conditions aux limites dynamiques sont prises comme celles des simulations précédentes. Les conditions thermiques de la simulation sont (Voir figure 6.1) :

- A l'entrée du canal le fluide est supposé à une température basse $T_0=300K$;
- Le flux de chaleur aux parois du canal est nul $\phi=0$;
- Le flux de chaleur aux parois amont de l'obstacle est nul $\phi=0$;
- Une partie de la paroi aval de l'obstacle est prise avec une température haute de $T_p=2000K$.

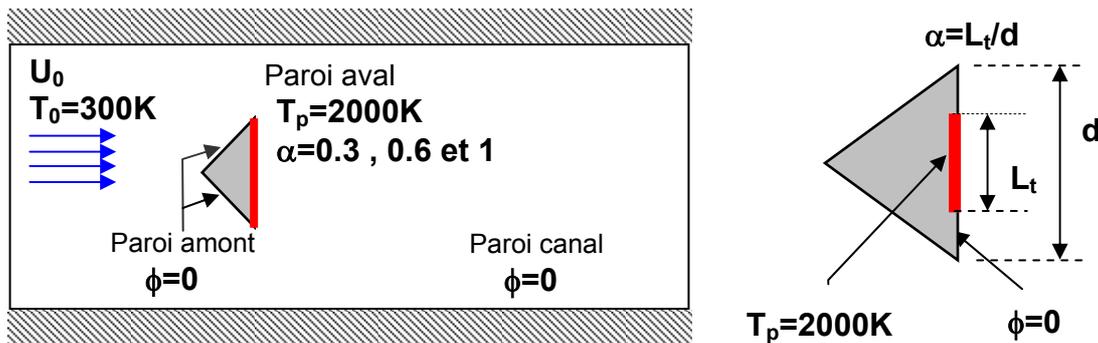


Figure 6.1 Conditions thermiques

On définit le paramètre adimensionnel $\alpha=L_t/d$ comme étant le rapport entre la longueur de la partie chauffée à la température T_p , du côté aval de l'obstacle, sur la dimension d de l'obstacle. Le reste de l'obstacle est pris avec condition de flux nul à la paroi. Dans notre simulation, on va effectuer les calculs pour trois cas d'échauffement : $\alpha=0.3$, 0.6 et 1 .

2 Grandeurs caractéristiques du champ de température

Dans ce qui suit on présentera les résultats de la simulation d'un écoulement autour d'un obstacle triangulaire chauffé. La valeur du Reynolds et du confinement de l'obstacle sont $Re=10^3$ et $\beta=1/3$. La résolution de l'équation de l'énergie est faite pour un nombre de Prandtl $Pr=0.7$ (le fluide étudié est l'air). La simulation est réalisée pour trois cas d'échauffement de la paroi $\alpha=0.3$, 0.6 et 1 .

La figure 6.2 illustre le champ de température engendré par l'échauffement de la paroi. La zone la plus chaude est la zone de recirculation. On note que l'accroissement de la partie chauffée de l'obstacle engendre l'augmentation de la température dans le sillage.

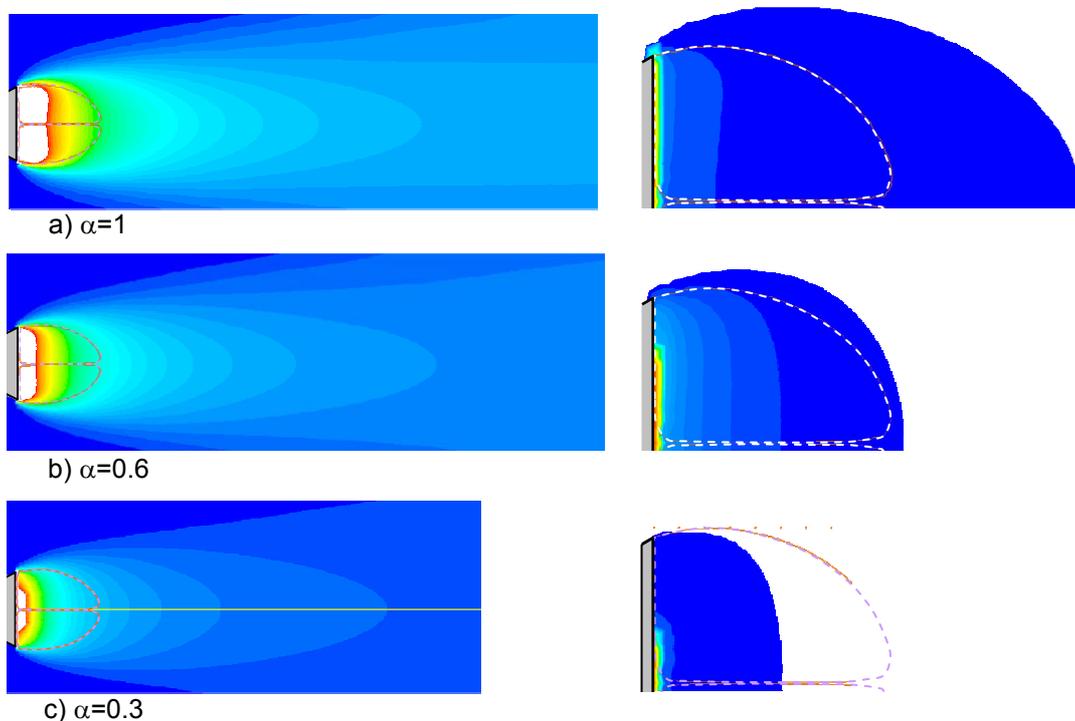


Figure 6.2 Isothermes du champ de température

Figures gauches $T \leq 350K$

Figures droites $315K \leq T \leq 2000K$

Les courbes de la figure 6.3 montre l'évolution de la température à travers diverses sections derrière l'obstacle avec la condition $\alpha=0.6$. La température est représentée par la grandeur adimensionnelle θ définie comme suite :

$$\theta = \frac{(T - T_r)}{(T_p - T_r)} \quad \text{Où } T_p=2000K \text{ et } T_r=299.83$$

$T_r=0.9994T_0$ est la température de référence, choisie plus petite que T_0 pour mieux représenter les courbes à l'échelle logarithmique.

Les courbes en lignes continues montrent que la température se rétablit rapidement après la zone de recirculation pour aboutir à la fin à un profil de température constant. Les lignes discontinues représentent la température pour des sections qui coupent la zone de recirculation. On remarque l'importance de la température dans la zone de recirculation et surtout près de la paroi chauffée.

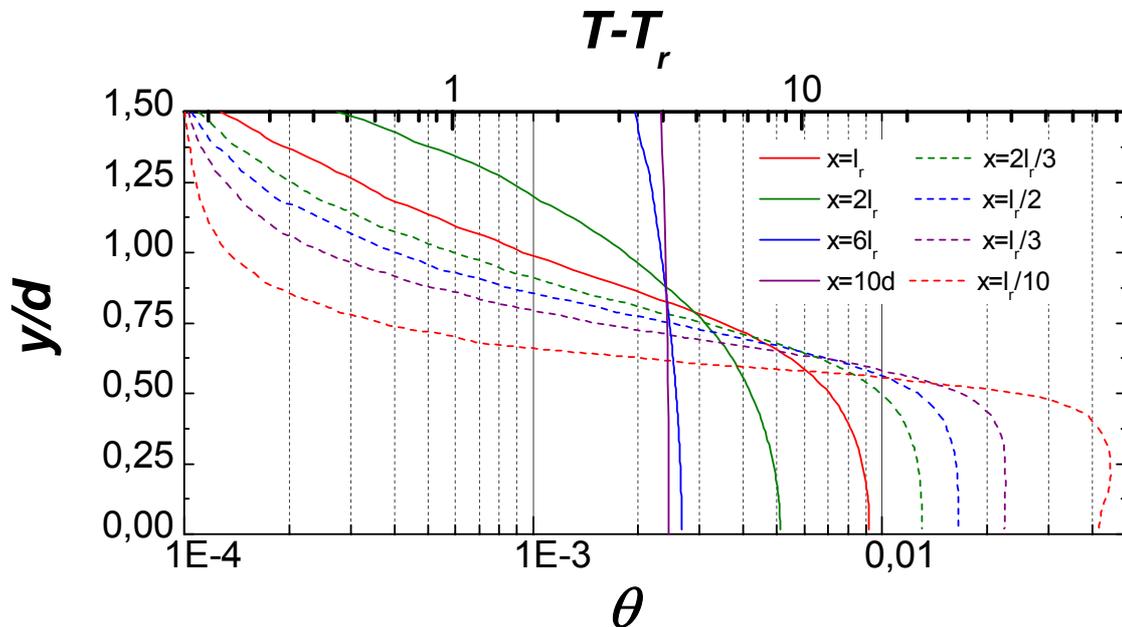


Figure 6.3 Evolution de la température à diverses section ($\alpha=0.6$)

Afin de caractériser le champ de température dans la zone de recirculation et le sillage de l'obstacle, on détermine les grandeurs caractéristiques suivantes :

- $\theta_{t,\min}$, $\theta_{t,\text{moy}}$ et $\theta_{t,\max}$ sont respectivement les températures adimensionnelles minimales , moyennes et maximales à l'intérieur des tourbillons de la zone de recirculation ;
- $\theta_{l,\min}$, $\theta_{l,\text{moy}}$ et $\theta_{l,\max}$ sont respectivement les températures adimensionnelles minimales , moyennes et maximales selon la droite l_r ;
- $\theta_{s,\min}$, $\theta_{s,\text{moy}}$ et $\theta_{s,\max}$ sont respectivement les températures adimensionnelles minimales , moyennes et maximales selon la section de sortie $x=10d$.

3 Grandeurs caractéristiques du flux de chaleur

Le flux de chaleur dégagé par la paroi de l'obstacle chauffée est échangé entre la zone de recirculation et l'écoulement extérieur. Pour analyser cet échange, on s'intéresse au champ du gradient de température. De ce fait, on prend la grandeur caractéristique adimensionnelle $d\theta$ déduite de l'expression du gradient :

$$d\theta = \frac{\|\nabla T\| \cdot d}{T_p - T_0}$$

La figure 6.4 du champ de gradient réduit $d\theta$, montre les solutions obtenues pour les différentes valeurs de α . Elle illustre la propagation de la chaleur vers l'écoulement extérieur. On remarque alors que la recirculation de l'écoulement fait en sorte que la chaleur est évacuée vers les cotés latéraux de la zone de recirculation.

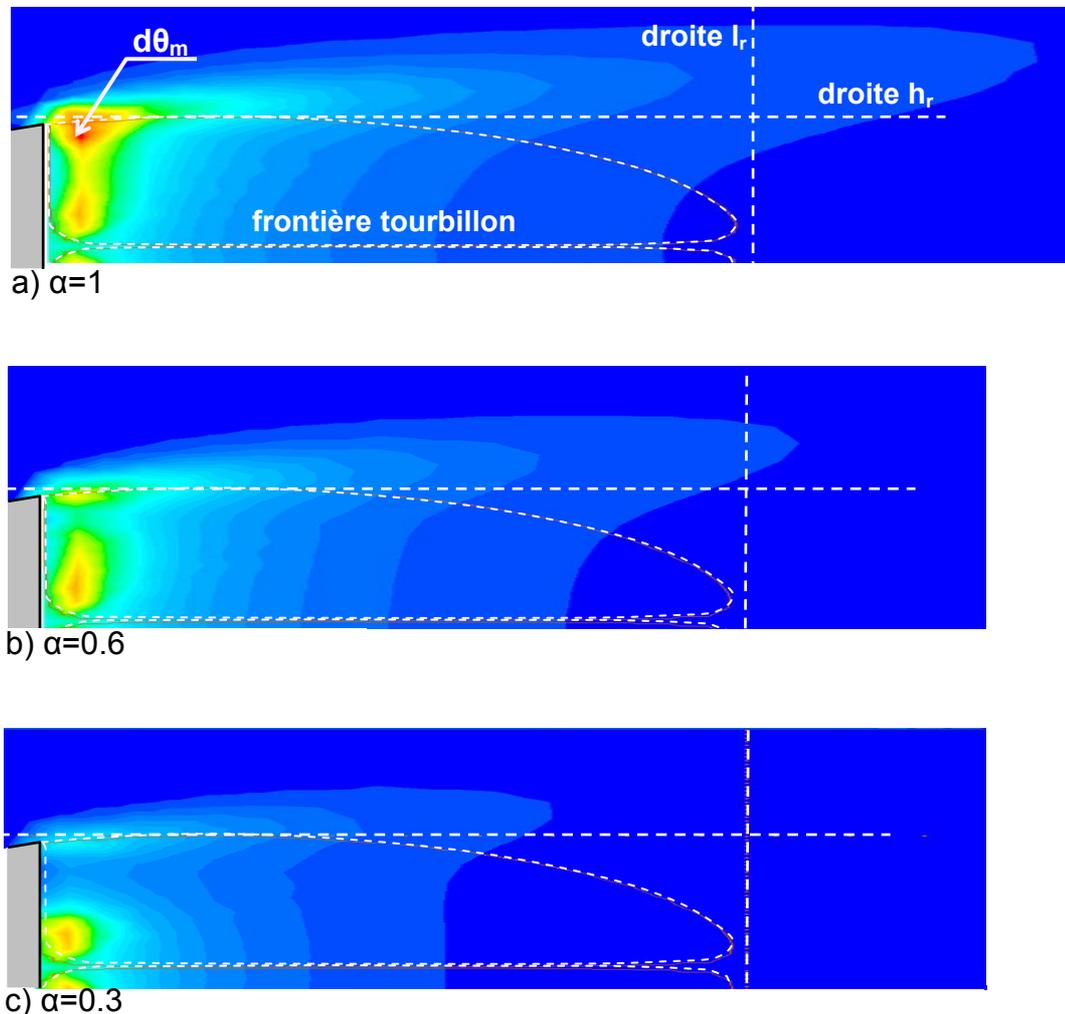


Figure 6.4 Champ du gradient de température $d\theta$

On constate deux zones de forte valeur du gradient localisées près de la paroi chauffée et la limite supérieure de la zone de recirculation. L'écoulement en amont de l'obstacle qui est froid vient en contact avec la limite de la zone de recirculation qui est chaude. Cela engendre un fort flux de chaleur puisque le gradient est fort. Après ce contact les deux couches fluides (de l'écoulement extérieur et de la zone de recirculation) s'équilibrent progressivement. La couche fluide de la zone de recirculation se refroidit et se retrouve en contact avec la paroi chaude de l'obstacle. Un flux de chaleur important s'installe entre la paroi et la zone à cause du fort gradient. Par ce mécanisme les deux zones constatées apparaissent.

Le point ayant la valeur du gradient $d\theta_m$ marque dans la figure le maximum du gradient de température obtenue entre la zone de recirculation et l'écoulement extérieur.

La figure 6.5 présente des vecteurs qui illustrent la direction de la propagation de la chaleur déduite du gradient de la température. On constate aussi que la chaleur est évacuée latéralement du sillage vers l'écoulement extérieur.

L'évolution du gradient selon des sections horizontales est illustrée dans la figure 6.6, l'écart entre les courbes devient progressivement négligeable après la zone de recirculation $x/d > 1$. Ce fait traduit le rétablissement progressif de la température en aval de la zone de recirculation.

Les courbes en lignes continues sont obtenues pour des sections qui ne coupent pas la zone de recirculation. Leur allure croît progressivement jusqu'à une valeur maximale ensuite elle diminue. Les courbes en lignes discontinues coupant la zone de recirculation présentent des valeurs importantes dans la zone de recirculation puis décroissent en aval de la zone.

La figure 6.7 présente l'évolution du gradient de température selon des sections verticales. Toutes les courbes présentent un pic qui se déplace de la frontière de la zone de recirculation vers la paroi du canal avec l'éloignement de la section de l'obstacle. La section $x=l_r/10$ la plus proche de l'obstacle contient, en plus un autre pic localisé près de l'axe du canal. La valeur du gradient diminue progressivement pour des sections de plus en plus éloignées de l'obstacle.

Dans la zone de recirculation, les courbes sont en lignes discontinues. Elles montrent que la valeur du gradient est importante par rapport à la zone extérieure. En aval de la zone de recirculation, la valeur du gradient dans le sillage est inférieure à celle obtenue dans la zone extérieure.

Dans l'étude suivante, on caractérisera l'échange entre la zone de recirculation et l'écoulement extérieur par les grandeurs caractéristiques $d\theta_h$ et $d\theta_l$ valeur maximale sur la droite h_r et l_r respectivement ainsi que $d\theta_m$. De plus, on considérera le flux de chaleur à la paroi aval de l'obstacle représenté par les grandeurs caractéristiques Nu_p et ϕ_p/ϕ_0 . Elles sont calculées avec les expressions suivantes :

• $Nu_p = \frac{\phi_p}{\lambda(T_p - T_0)}$ est le Nusselt total à la paroi ;

• ϕ_p/ϕ_0 exprimant le flux de chaleur à la paroi aval de l'obstacle rapporté au flux d'énergie par convection à l'entrée du canal

$$\phi_p = \int_p -\lambda \nabla T \cdot ds \quad \text{et} \quad \phi_0 = \int_{s_0} \rho e \bar{V} \cdot ds$$

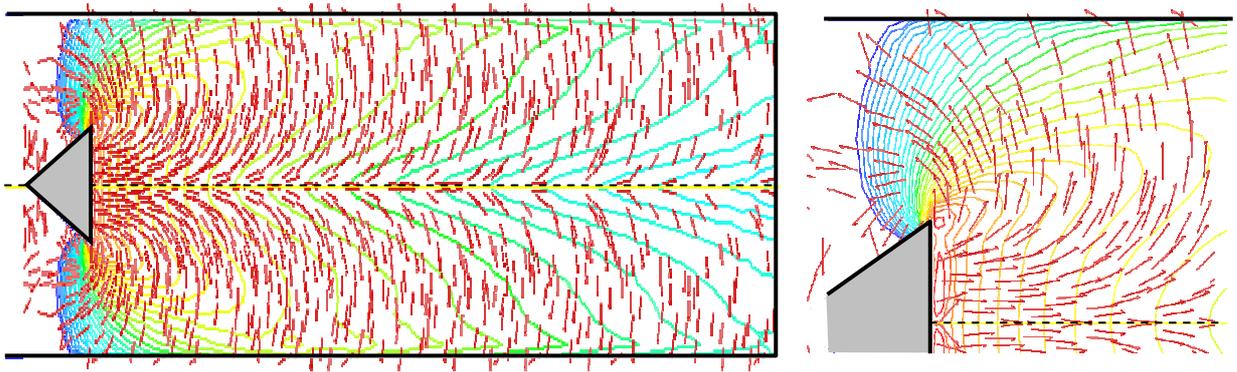


Figure 6.5 Propagation de la chaleur dans l'écoulement
Vecteur gradient et isocontour de $d\theta$

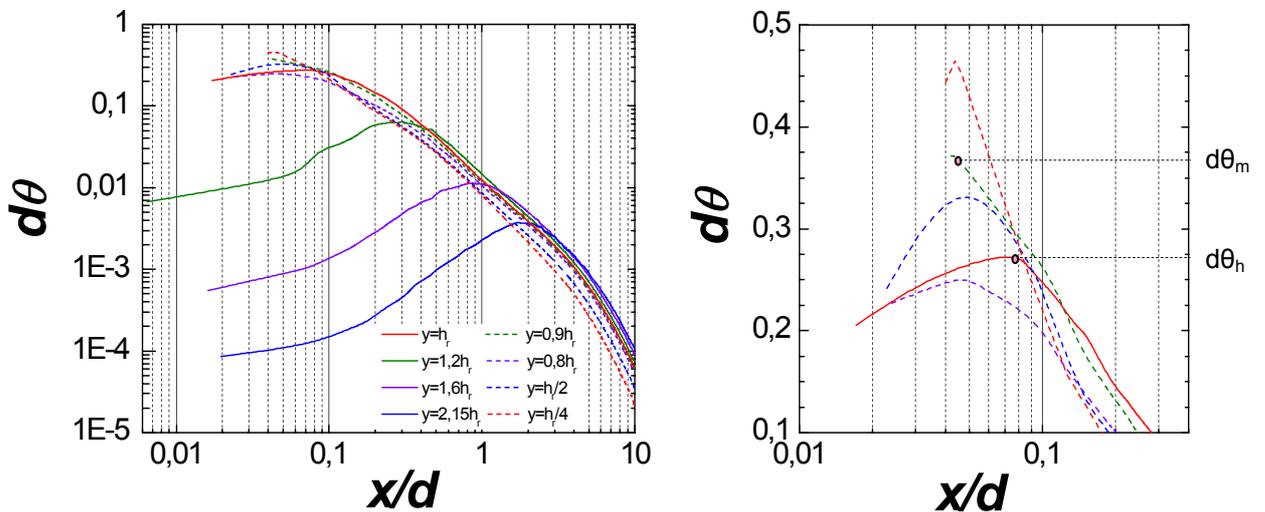


Figure 6.6 Gradient de température à des sections horizontales

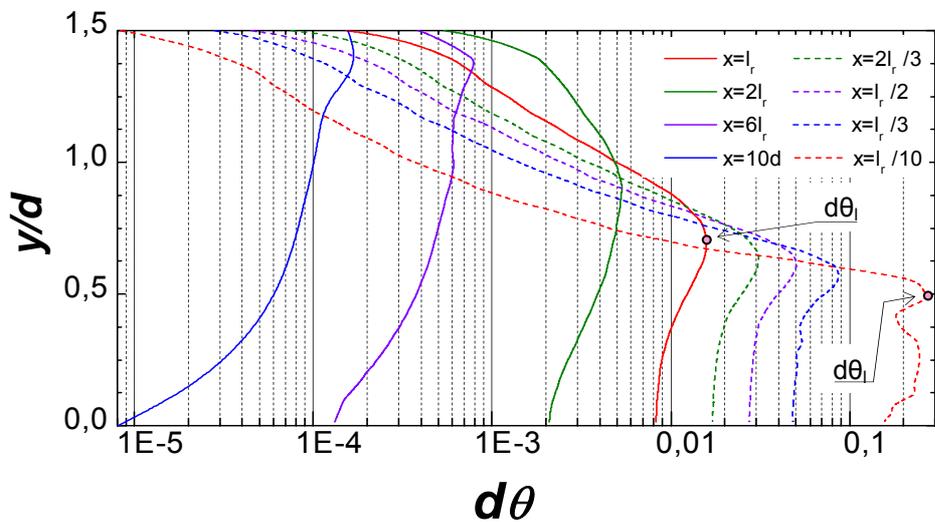


Figure 6.7 Gradient de température à des sections verticales

4 Influence du Reynolds

4.1 Température

L'effet de la variation du Reynolds sur le champ de température est illustré dans la figure 6.8. La simulation est effectuée pour $\beta=1/3$. L'évolution des valeurs maximales, moyennes et minimales des températures réduites θ_t , θ_l , θ_s sont présentées pour chaque condition thermique de la paroi aval de l'obstacle ($\alpha=1$, **0.1** et **0.3**).

L'allure est la même dans tous les cas. La température réduite décroît avec l'augmentation du Reynolds. Le taux de variation diminue considérablement à partir des valeurs de Reynolds $Re > 10^3$. On constate aussi que la valeur de la température réduite θ diminue avec la diminution du rapport α .

La température réduite dans la zone de recirculation est la plus importante. Elle décroît progressivement depuis la zone de recirculation à la section de sortie S_r .

Dans la zone de recirculation, la température réduite moyenne $\theta_{t,moy}$ reste proche de la température minimale $\theta_{t,min}$ plus que $\theta_{t,max}$. Alors que selon la droite I_r , la température réduite moyenne $\theta_{l,moy}$ reste proche de la température minimale $\theta_{t,max}$ plus que $\theta_{t,min}$. A la section de sortie s_r , la température réduite est presque constante d'où la superposition des courbes de $\theta_{s,moy}$, $\theta_{s,max}$, $\theta_{s,min}$.

4.2 Gradient de température

La figure 6.9 montre l'évolution des gradients de la température entre la zone de recirculation et l'écoulement extérieur avec l'augmentation du Reynolds. L'allure des grandeurs caractéristiques $d\theta_m$, $d\theta_h$, $d\theta_l$ est la même pour chaque valeur du rapport α . On note la décroissance du gradient de température réduit $d\theta$ avec l'augmentation du Reynolds. Cette variation est considérable pour les faibles valeurs du Reynolds $Re < 10^3$. Avec la diminution de la valeur de α , le gradient diminue aussi.

Le gradient de température est le plus important pour $d\theta_m$ puis vient la valeur maximale à la droite h_r et ensuite la valeur maximale selon la droite I_r ($d\theta_m > d\theta_h > d\theta_l$).

4.3 Flux de chaleur

Le flux de chaleur à travers la paroi de l'obstacle chauffée est représenté dans la figure 6.10, par les courbes du rapport ϕ_p/ϕ_0 et le nombre de Nusselt Nu_p .

La figure montre la décroissance du rapport ϕ_p/ϕ_0 avec l'augmentation du Reynolds. Le taux de variation diminue d'intensité pour des valeurs de Reynolds $Re > 10^3$. Le rapport diminue aussi avec la diminution de α .

La valeur du Nusselt Nu_p croît avec l'augmentation du Reynolds (voir figure 6.10). On constate que l'évolution du Nusselt est presque linéaire. Et la diminution du rapport α décroît la valeurs du Nu_p .

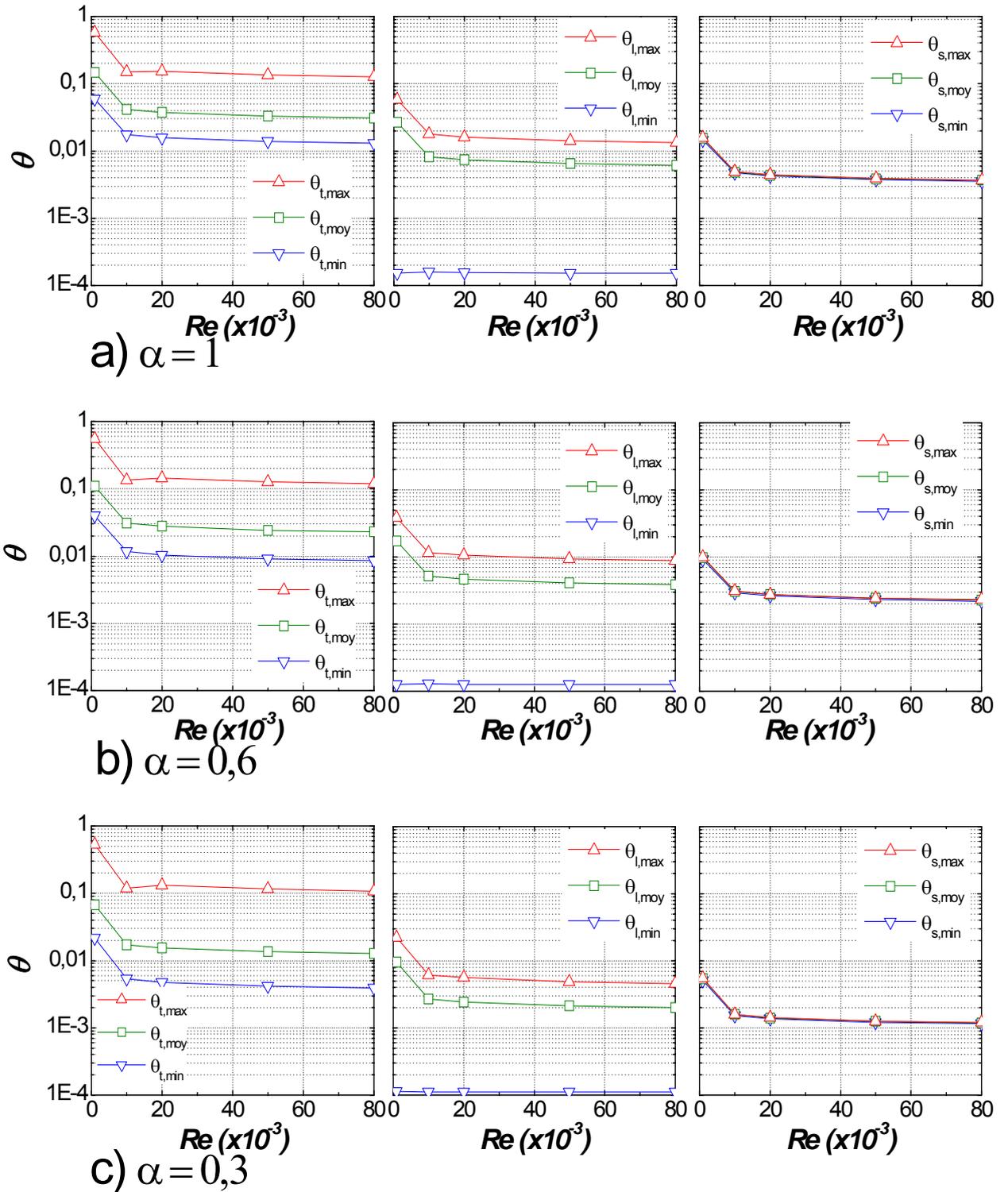


Figure 6.8 Variation de la température avec le Reynolds

Tableau 6.1 Variation de la température avec le Reynolds

α		Tourbillon	Droite I_r	Section S_r
1	Variation de θ	▼	▼	▼
	▪ $Re < 10^4$	$0.02 < \theta_t < 0.6$	$10^{-4} < \theta_t < 0.06$	$0.02 < \theta_t < 0.5$
	▪ $Re > 10^4$	$0.01 < \theta_t < 0.02$	$10^{-4} < \theta_t < 0.02$	$0.003 < \theta_t < 0.05$
	Ecart relatif $\Delta\theta/\theta\%$			
	▪ global	>60%	>40%	>80%
	▪ $Re > 10^4$	<17%	<9%	<10%
0.6	Variation de θ	▼	▼	▼
	▪ $Re < 10^4$	$0.02 < \theta_t < 0.6$	$10^{-4} < \theta_t < 0.04$	$0.003 < \theta_t < 0.01$
	▪ $Re > 10^4$	$0.009 < \theta_t < 0.015$	$10^{-4} < \theta_t < 0.015$	$0.002 < \theta_t < 0.003$
	Ecart relatif $\Delta\theta/\theta\%$			
	▪ global	>44%	>77%	>80%
	▪ $Re > 10^4$	<15%	<15%	<10%
0.3	Variation de θ	▼	▼	▼
	▪ $Re < 10^4$	$0.006 < \theta_t < 0.6$	$10^{-4} < \theta_t < 0.025$	$0.0015 < \theta_t < 0.006$
	▪ $Re > 10^4$	$0.003 < \theta_t < 0.015$	$10^{-4} < \theta_t < 0.007$	$0.001 < \theta_t < 0.0015$
	Ecart relatif $\Delta\theta/\theta\%$			
	▪ global	>78%	>80%	>83%
	▪ $Re > 10^4$	<10%	<10%	<8.5%

■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution

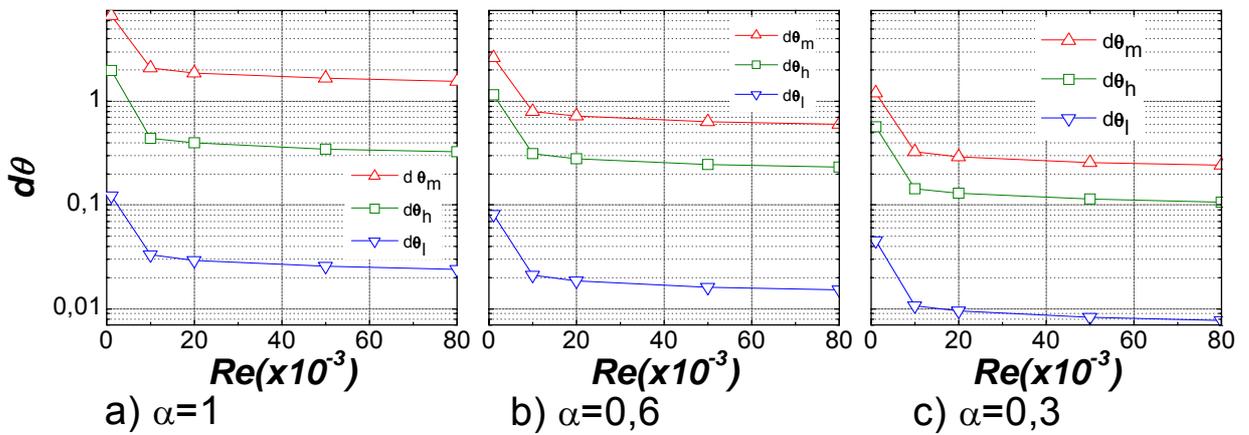


Figure 6.9 Variation du gradient de température avec le Reynolds

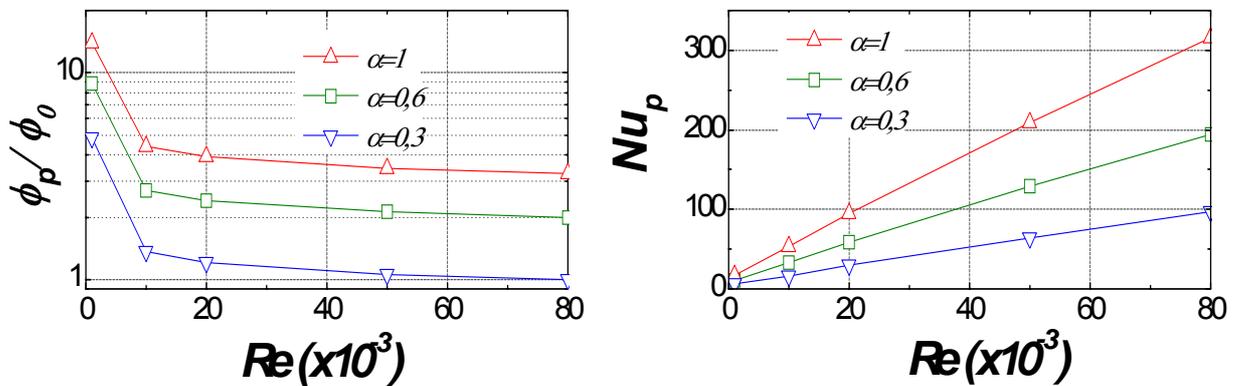


Figure 6.10 Evolution du flux de chaleur avec le Reynolds

Tableau 6.2 Variation du gradient de température avec le Reynolds

α		$d\theta_m$	$d\theta_h$	$d\theta_l$
1	Variation de $d\theta$	▼	▼	▼
	▪ $Re < 10^3$	$0.5 < d\theta_m < 2$	$0.32 < d\theta_h < 0.4$	$0.025 < d\theta_l < 0.03$
	▪ $Re > 10^3$	$2 < d\theta_m < 6$	$0.4 < d\theta_h < 2$	$0.03 < d\theta_l < 0.12$
	Ecart relatif $\Delta d\theta/d\theta\%$			
	▪ global	>91%	≈84%	>79%
	▪ $Re > 10^3$	≈25%	≈4%	≈0.5%
0.6	Variation de $d\theta$	▼	▼	▼
	▪ $Re < 10^3$	$0.6 < d\theta_m < 0.7$	$0.22 < d\theta_h < 0.28$	$0.015 < d\theta_l < 0.018$
	▪ $Re > 10^3$	$0.7 < d\theta_m < 2.8$	$0.28 < d\theta_h < 1.3$	$0.018 < d\theta_l < 0.08$
	Ecart relatif $\Delta d\theta/d\theta\%$			
	▪ global	>78%	>83%	>81%
	▪ $Re > 10^3$	<4%	<5%	<4%
0.3	Variation de $d\theta$	▼	▼	▼
	▪ $Re < 10^3$	$0.25 < d\theta_m < 0.3$	$0.11 < d\theta_h < 0.14$	$0.0075 < d\theta_l < 0.0095$
	▪ $Re > 10^3$	$0.3 < d\theta_m < 1.2$	$0.14 < d\theta_h < 0.58$	$0.0095 < d\theta_l < 0.045$
	Ecart relatif $\Delta d\theta/d\theta\%$			
	▪ global	>79%	>81%	>82%
	▪ $Re > 10^3$	≈5%	<5.5%	<4%
■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution				

Tableau 6.3 Variation du flux de chaleur avec le Reynolds

α		ϕ_p/ϕ_0	Nu_p
1	Variation de flux	▼	▲
	▪ $Re < 10^3$	$3.25 < \phi_p/\phi_0 < 4.4$	$17 < Nu_p < 53.3$
	▪ $Re > 10^3$	$4.4 < \phi_p/\phi_0 < 14$	$53.3 < Nu_p < 316$
	Ecart relatif en %		
	▪ global	≈76%	>94.5%
	▪ $Re > 10^3$	<8.25%	<83.25%
0.6	Variation de flux	▼	▲
	▪ $Re < 10^3$	$2 < \phi_p/\phi_0 < 2.7$	$10.8 < Nu_p < 33$
	▪ $Re > 10^3$	$2.7 < \phi_p/\phi_0 < 9$	$33 < Nu_p < 194$
	Ecart relatif en %		
	▪ global	>77%	>94%
	▪ $Re > 10^3$	<8%	<83.25%
0.3	Variation de flux	▼	▲
	▪ $Re < 10^3$	$1 < \phi_p/\phi_0 < 1.36$	$6 < Nu_p < 16.5$
	▪ $Re > 10^3$	$1.36 < \phi_p/\phi_0 < 5$	$16.5 < Nu_p < 97$
	Ecart relatif en %		
	▪ global	>79%	>93.5%
	▪ $Re > 10^3$	<7.5%	<83%
■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution			

5 Influence du confinement

5.1 Température

L'effet de la variation du confinement du canal sur le champ de température est illustré dans la figure 6.11, la valeur du Reynolds est $Re=5 \times 10^4$. L'évolution des valeurs maximale, moyenne et minimale des températures réduites θ_t , θ_l , θ_s est présentée pour des conditions thermiques différentes de la paroi avale de l'obstacle ($\alpha=1, 0.1$ et 0.3).

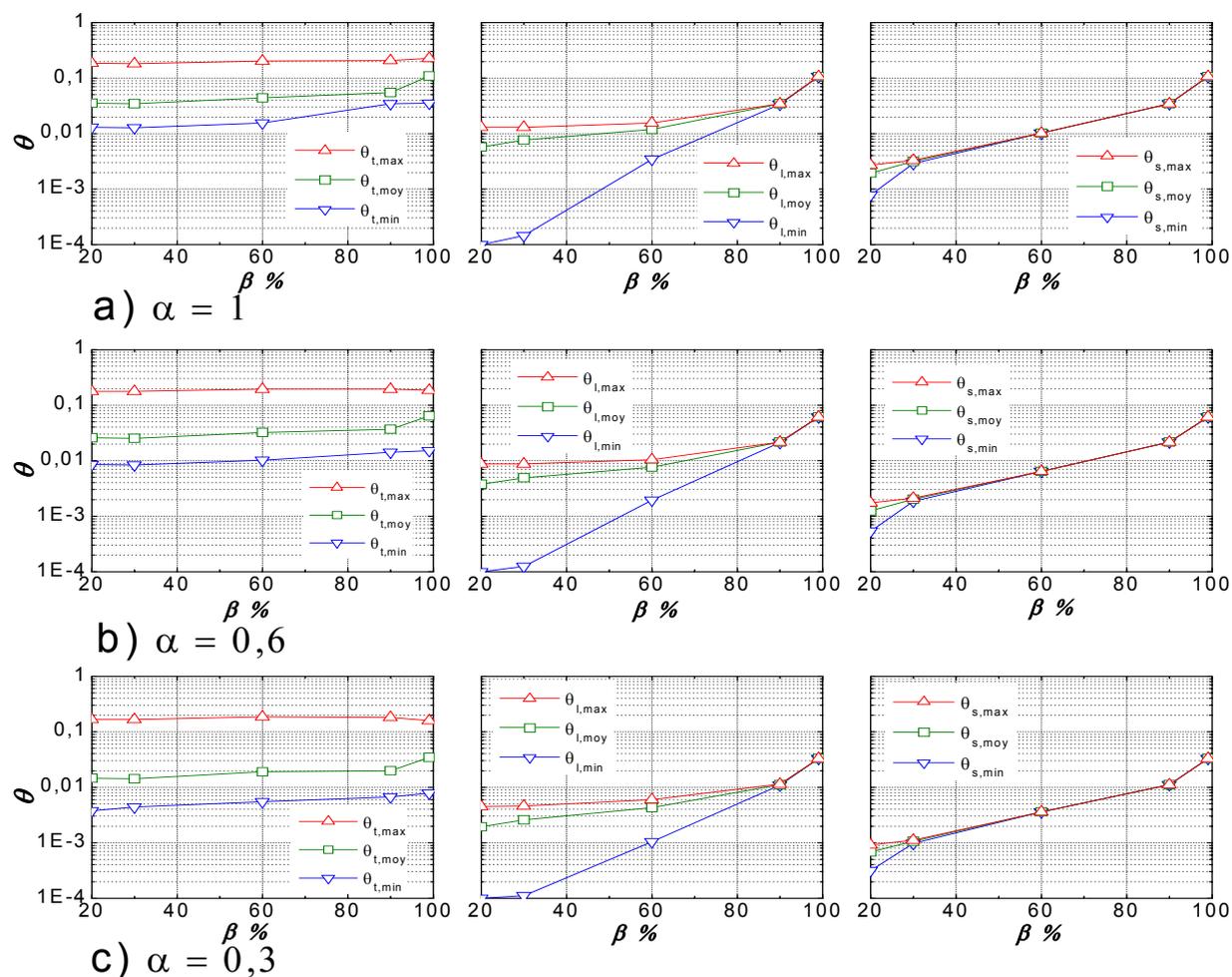


Figure 6.11 Variation de la température avec le confinement

La valeur de la température réduite croît avec l'augmentation du facteur de blocage β que se soit dans la zone de recirculation ou en aval de cette zone. L'accroissement est plus remarquable sur la droite I_r et la section de sortie S_r avec un écart global supérieur à **90%** alors que pour la zone de recirculation il est inférieur à **55%**. Le taux d'accroissement augmente considérablement à partir de $\beta > 80\%$. La diminution du

rapport α fait décroître la température θ . Cette dernière diminue progressivement de la zone de recirculation jusqu'à la section de sortie S_r .

Dans la zone de recirculation, la température réduite maximale $\theta_{t,max}$ est relativement constante pour chaque cas du rapport α . La température moyenne et minimale sont presque constantes aux valeurs de $\beta < 40\%$ et croissent aux valeurs de $\beta > 40\%$. La température réduite moyenne $\theta_{t,moy}$ reste proche de la température minimale $\theta_{t,min}$ plus que $\theta_{t,max}$ mais à partir de $\beta > 80\%$, elle devient plus proche des valeurs maximales. L'écart entre les résultats obtenus pour des facteurs de blocage $\beta < 60\%$ représente environ **40% à 60%** de l'écart global dans le cas de $\alpha = 1$ et **0.3**.

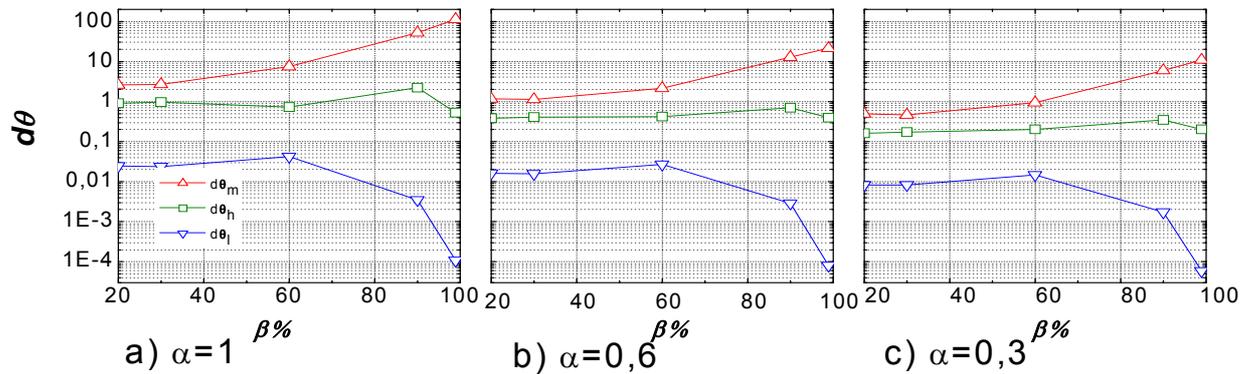


Figure 6.12 Variation du gradient de température avec le confinement

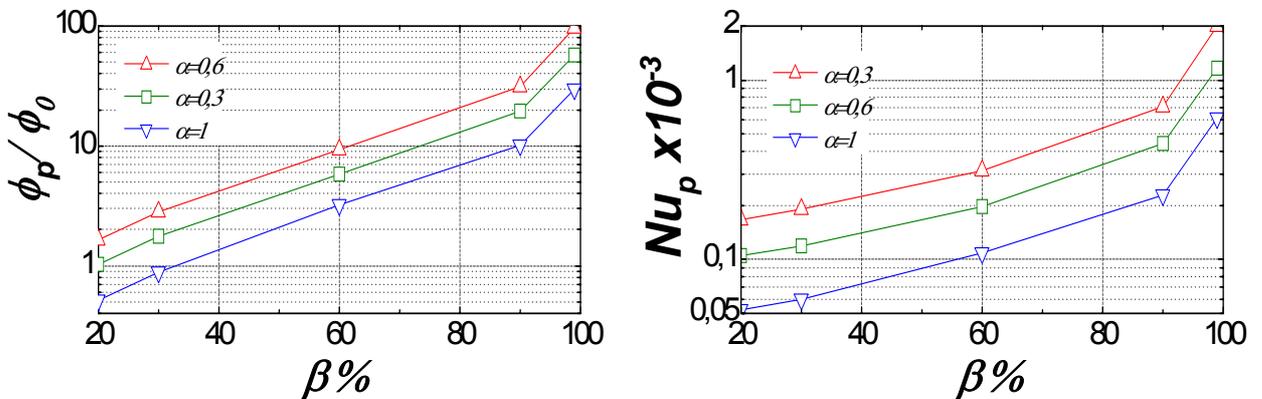


Figure 6.13 Variation du flux de chaleur avec le confinement

Selon la droite I_r , la température réduite maximale $\theta_{t,max}$ est presque constante aux valeurs de confinement $\beta < 60\%$ à chaque cas du rapport α . La température réduite moyenne $\theta_{t,moy}$ reste proche de la température minimale $\theta_{t,max}$ plus que $\theta_{t,min}$. Pour $\beta > 80\%$, la température devient presque constante, ceci est traduit par la superposition des courbes de $\theta_{t,max}$, $\theta_{t,moy}$ et $\theta_{t,min}$. A la section de sortie, il y a superposition des courbes de $\theta_{s,moy}$, $\theta_{s,max}$ et $\theta_{s,min}$. La température est presque constante à travers cette section (à chaque valeur du β). L'écart entre les résultats obtenus pour des facteurs de blocage $\beta < 60\%$ est inférieur à **10%** de l'écart global.

5.2 Gradient de Température

La figure 6.12 montre l'évolution des gradients de température entre la zone de recirculation et l'écoulement extérieur par augmentation du facteur de blocage β . On note que la baisse de α fait diminuer la valeur du gradient.

La grandeur caractéristique $d\theta_m$ augmente avec l'accroissement du confinement. Le taux d'accroissement s'accroît pour des valeurs de $\beta > 60\%$.

Sur la droite h_r , le gradient $d\theta_h$ reste presque constant pour des valeurs du facteur de blocage $\beta < 60\%$. Dans le cas des valeurs supérieures, il y a accroissement puis diminution après les valeurs de $\beta > 80\%$.

Sur la droite l_r , le gradient $d\theta_l$ augmente pour des valeurs de $\beta < 60\%$. Aux valeurs supérieures, il y a diminution.

5.3 Flux de chaleur

Le flux de chaleur à travers la paroi chauffée de l'obstacle est représenté dans la figure 6.13, par les courbes du rapport ϕ_p/ϕ_0 et du nombre de Nusselt Nu_p . Les deux grandeurs caractéristiques croissent avec l'augmentation du facteur de blocage. La diminution du rapport α baisse leurs valeurs. Aux fortes valeurs du facteur de blocage $\beta > 60\%$, l'accroissement des grandeurs caractéristiques du flux est accentué.

Tableau 6.4 Variation de la température avec le confinement

α		Tourbillon	Droite l_r	Section S_r
1	Variation de θ	▲	▲	▲
	▪ $\beta < 60\%$	$0.012 < \theta_t < 0.2$	$10^{-4} < \theta_l < 0.015$	$7 \times 10^{-4} < \theta_s < 10^{-2}$
	▪ $60\% < \beta < 90\%$	$0.015 < \theta_t < 0.2$	$0.003 < \theta_l < 0.03$	$10^{-2} < \theta_s < 0.03$
	▪ $\beta > 80\%$	$0.035 < \theta_t < 0.25$	$0.03 < \theta_l < 0.12$	$0.03 < \theta_s < 0.12$
	Ecart relatif $\Delta\theta/\theta\%$			
	▪ global	>50%	>95%	>97%
	▪ $\beta < 60\%$	<33%	<5.5%	<9.5%
0.6	Variation de θ	▲	▲	▲
	▪ $\beta < 60\%$	$0.0085 < \theta_t < 0.2$	$10^{-4} < \theta_l < 0.01$	$0.0004 < \theta_s < 0.007$
	▪ $60\% < \beta < 90\%$	$0.01 < \theta_t < 0.2$	$0.002 < \theta_l < 0.02$	$0.006 < \theta_s < 0.02$
	▪ $\beta > 80\%$	$0.012 < \theta_t < 0.2$	$0.02 < \theta_l < 0.07$	$0.02 < \theta_s < 0.07$
	Ecart relatif $\Delta\theta/\theta\%$			
	▪ global	>46%	>86%	>97%
	▪ $\beta < 60\%$	<11%	<6.5%	<9.5%
0.3	Variation de θ	▲	▲	▲
	▪ $\beta < 60\%$	$0.0035 < \theta_t < 0.2$	$10^{-4} < \theta_l < 0.006$	$3 \times 10^{-4} < \theta_s < 0.004$
	▪ $60\% < \beta < 90\%$	$0.0045 < \theta_t < 0.2$	$0.001 < \theta_l < 0.01$	$0.004 < \theta_s < 0.01$
	▪ $\beta > 80\%$	$0.006 < \theta_t < 0.2$	$0.01 < \theta_l < 0.035$	$0.01 < \theta_s < 0.035$
	Ecart relatif $\Delta\theta/\theta\%$			
	▪ global	>50%	>86%	>97%
	▪ $\beta < 60\%$	<20%	<7.5%	<10%

■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution

Tableau 6.5 Variation du gradient de température avec le confinement

α		$d\theta_m$	$d\theta_h$	$d\theta_l$
1	Variation de $d\theta$	▲		
	▪ $\beta < 60\%$	$2.5 < d\theta_m < 7.5$	■ $0.9 < d\theta_h < 0.75$	▲ $0.026 < d\theta_l < 0.045$
	▪ $60\% < \beta < 90\%$	$7.5 < d\theta_m < 50$	▲ $0.75 < d\theta_h < 2.2$	▼ $0.003 < d\theta_l < 0.045$
	▪ $\beta > 80\%$	$50 < d\theta_m < 100$	▼ $0.55 < d\theta_h < 2.2$	▼ $10^{-4} < d\theta_l < 0.003$
	Ecart relatif $\Delta d\theta/d\theta\%$			
	▪ global	>97%	≈75%	>99%
▪ $\beta < 60\%$	≈5%	<7%	<42.5%	
0.6	Variation de $d\theta$	▲		
	▪ $\beta < 60\%$	$1.1 < d\theta_m < 2.2$	■ $0.4 < d\theta_h < 0.41$	▲ $8 \times 10^{-5} < d\theta_l < 0.003$
	▪ $60\% < \beta < 90\%$	$2.2 < d\theta_m < 12$	▲ $0.41 < d\theta_h < 0.7$	▼ $0.003 < d\theta_l < 0.03$
	▪ $\beta > 80\%$	$12 < d\theta_m < 20$	▼ $0.4 < d\theta_h < 0.7$	▼ $0.018 < d\theta_l < 0.03$
	Ecart relatif $\Delta d\theta/d\theta\%$			
	▪ global	>94%	>42%	>99%
▪ $\beta < 60\%$	≈5.5%	<1.5%	≈40%	
0.3	Variation de $d\theta$	▲		
	▪ $\beta < 60\%$	$0.4 < d\theta_m < 0.9$	■ $0.16 < d\theta_h < 0.2$	▲ $6 \times 10^{-5} < d\theta_l < 0.002$
	▪ $60\% < \beta < 90\%$	$0.9 < d\theta_m < 6$	▲ $0.2 < d\theta_h < 0.35$	▼ $0.002 < d\theta_l < 0.015$
	▪ $\beta > 80\%$	$6 < d\theta_m < 10$	▼ $0.2 < d\theta_h < 0.35$	▼ $0.008 < d\theta_l < 0.015$
	Ecart relatif $\Delta d\theta/d\theta\%$			
	▪ global	≈96%	>42%	>99%
▪ $\beta < 60\%$	≈5%	<11.5%	≈46%	

■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution

Tableau 6.6 Variation du flux de chaleur avec le confinement

α		ϕ_p/ϕ_0	Nu_p
1	Variation de flux	▲	▲
	▪ $\beta < 60\%$	$1.6 < \phi_p/\phi_0 < 9.3$	$0.15 < Nu_p < 0.35$
	▪ $60\% < \beta < 90\%$	$9.3 < \phi_p/\phi_0 < 31.5$	$0.35 < Nu_p < 0.71$
	▪ $\beta > 80\%$	$31.5 < \phi_p/\phi_0 < 97.5$	$0.71 < Nu_p < 2$
	Ecart relatif en %		
▪ global	>98%	>91.5%	
▪ $\beta < 60\%$	<8%	<8%	
0.6	Variation de flux	▲	▲
	▪ $\beta < 60\%$	$1 < \phi_p/\phi_0 < 5.8$	$0.1 < Nu_p < 0.2$
	▪ $60\% < \beta < 90\%$	$5.8 < \phi_p/\phi_0 < 19.6$	$0.2 < Nu_p < 0.45$
	▪ $\beta > 80\%$	$19.6 < \phi_p/\phi_0 < 57$	$0.45 < Nu_p < 1.5$
	Ecart relatif en %		
▪ global	>98%	>91%	
▪ $\beta < 60\%$	<8.5%	<8%	
0.3	Variation de flux	▲	▲
	▪ $\beta < 60\%$	$0.5 < \phi_p/\phi_0 < 3.2$	$0.05 < Nu_p < 0.1$
	▪ $60\% < \beta < 90\%$	$3.2 < \phi_p/\phi_0 < 10.2$	$0.1 < Nu_p < 0.23$
	▪ $\beta > 80\%$	$10.2 < \phi_p/\phi_0 < 30$	$0.23 < Nu_p < 0.65$
	Ecart relatif en %		
▪ global	>98%	>91.5%	
▪ $\beta < 60\%$	<9%	<9.5%	

■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution

6 Influence de la forme d'obstacle

6.1 Température

La simulation est réalisée pour $Re=5 \times 10^4$ et $\beta=1/3$. La figure 6.14 illustre l'évolution de la température selon la forme de l'obstacle utilisé. Dans les tourbillons de la zone de recirculation et avec la condition de $\alpha=1$, la température maximale $\theta_{t,max}$ est accentuée pour les obstacles rectangulaires et triangulaires creux et réduit avec les obstacles **CAR1** et **LOS**. La température moyenne $\theta_{t,moy}$ est importante pour les obstacles rectangulaires creux et réduit avec les obstacles triangulaires pleins et les plaques.

Dans le cas de la simulation avec $\alpha=0.6$, les obstacles triangulaires creux donnent des valeurs maximales de la grandeur $\theta_{t,max}$. L'obstacle **CAR1** et **LOS** par contre fournissent des valeurs minimales. Les mêmes remarques sont relevées avec la condition thermique $\alpha=0.3$. La température moyenne $\theta_{t,moy}$ est importante avec les obstacles rectangulaires creux dans le cas de $\alpha=0.6$. Avec $\alpha=0.3$, les valeurs sont importantes pour la plupart des obstacles rectangulaires. Les résultats minimaux sont obtenus avec les obstacles triangulaires et plaques si $\alpha=0.6$ ou avec les obstacles triangulaires creux si $\alpha=0.3$.

La température réduite θ_t est importante pour les formes pleines et diminue pour les obstacles creux. La valeur maximale est obtenue pour le carré **CAR1** et la valeur minimale pour le triangle creux **TRI3**. La température à la section de sortie θ_s est accentuée pour les plaques et les obstacles pleins, elle diminue pour les formes creuses.

L'évidement intérieur de l'obstacle provoque l'augmentation de la température dans la zone de recirculation θ_t pour les obstacles rectangulaires. Selon la droite I_r et la section S_r , on enregistre une diminution. L'élargissement de l'obstacle provoque l'augmentation de la température θ_t dans la plupart des cas des obstacles creux et globalement la diminution de la température θ_i , θ_s . L'inclinaison des bords des plaques conduit généralement à la diminution de la température θ_t et l'accroissement de θ_i , θ_s (Voir tableau 6.7).

6.2 Gradient de Température

La figure 6.15 illustre l'effet de la forme d'obstacle sur le gradient de la température entre la zone de recirculation et l'écoulement extérieur. On remarque qu'il décroît avec la diminution du rapport α .

La grandeur caractéristique $d\theta_m$ est importante pour les obstacles triangulaires et circulaires creux par contre les formes rectangulaires pleines et plaques ont des

valeurs minimales. La grandeur caractéristique $d\theta_h$ est importante pour les obstacles triangulaires pleins et circulaires. Les formes rectangulaires creuses donnent des résultats minimaux. La grandeur caractéristique $d\theta_l$ est importante pour le carré et le demi cercle **CAR1** et **CRC1**. Les valeurs minimales sont obtenues avec les formes triangulaires creuses.

L'évidement de l'obstacle ou l'inclinaison des bords des plaques provoque l'augmentation du gradient $d\theta_m$ et la diminution de celui ci à travers la droite l_r et h_r . L'élargissement de l'obstacle augmente $d\theta_m$ dans le cas des obstacles rectangulaires creux et triangulaires pleins et le diminue dans le cas des obstacles triangulaires creux. Les grandeurs caractéristiques $d\theta_h$, $d\theta_l$ augmentent pour les obstacles pleins et diminuent pour les formes creuses.

L'inclinaison des bords d'obstacle provoque l'augmentation de $d\theta_m$ sauf dans le cas de $\alpha=1$, il y a diminution, les grandeurs caractéristiques $d\theta_h$, $d\theta_l$ diminuent avec cette inclinaison (Voir tableau 6.8).

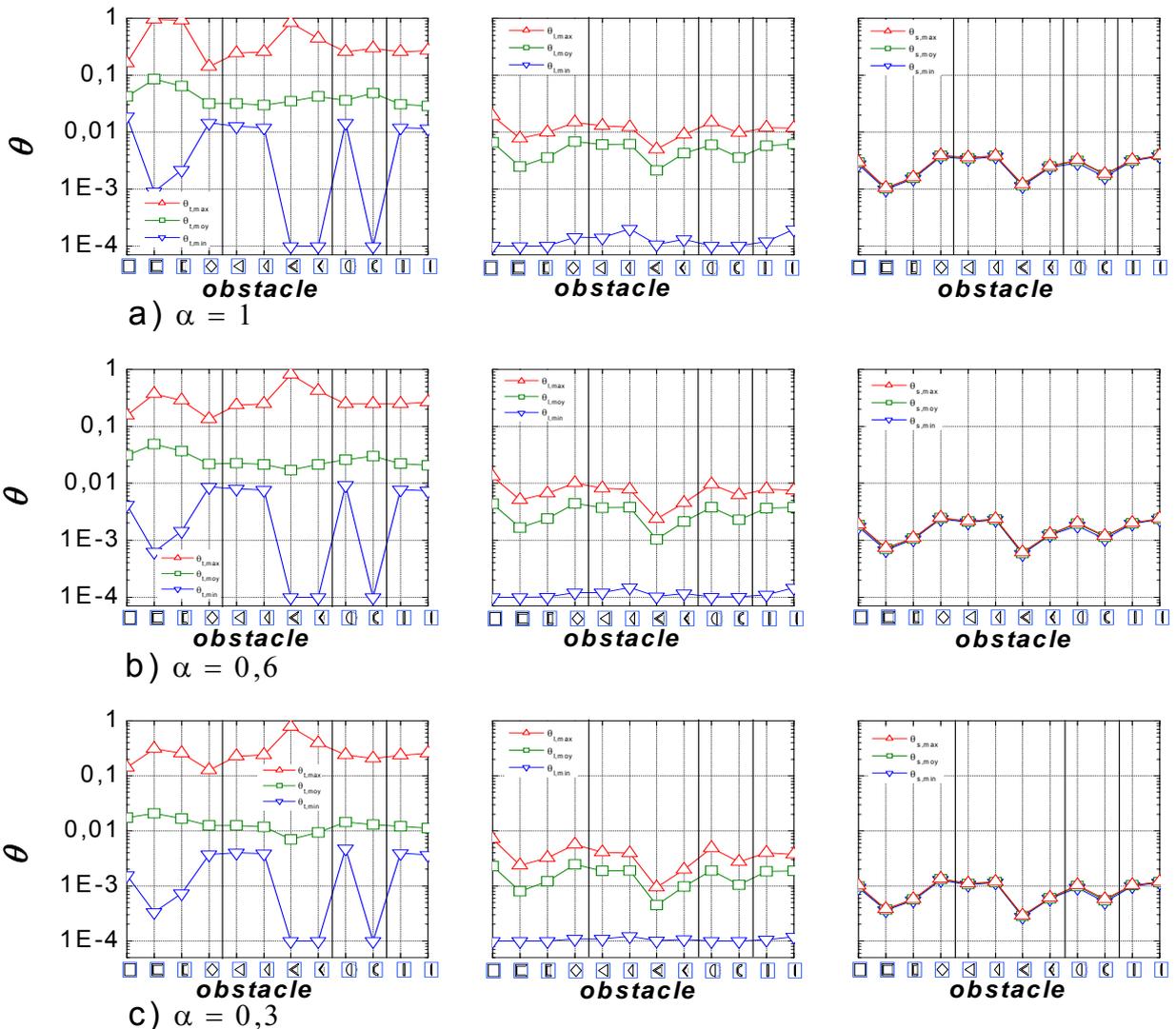


Figure 6.14 Variation de la température en fonction de la forme d'obstacle

6.3 Flux de chaleur

L'effet du changement de la forme d'obstacle sur le flux de chaleur est illustré dans la figure 6.16. On constate d'après les valeurs des grandeurs caractéristiques ϕ_p/ϕ_0 et Nu_p que Le flux à travers la paroi est important pour les obstacles de forme pleine et plaque alors que les valeurs les plus minimales sont celles des obstacles creux. La valeur du flux décroît avec la diminution du rapport α .

L'élargissement ou l'évidement intérieur de l'obstacle engendre la diminution du flux de chaleur à travers la paroi, et l'inclinaison des bords conduit à l'augmentation du flux de chaleur (Voir tableau 6.8).

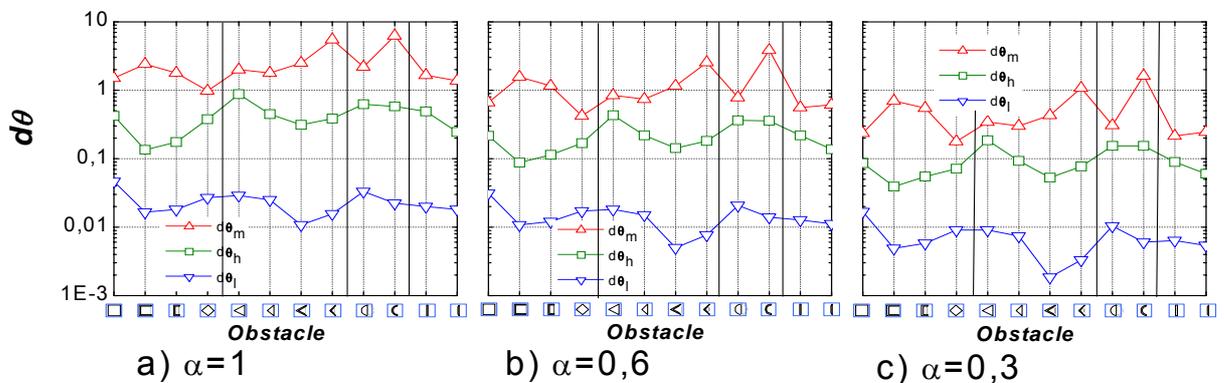


Figure 6.15 Variation du gradient de température en fonction de la forme d'obstacle

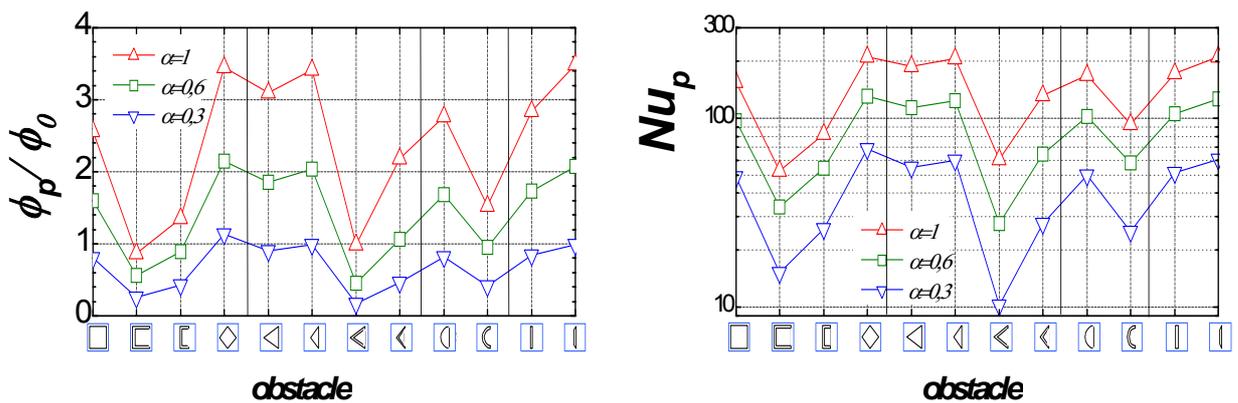


Figure 6.16 variation du flux de chaleur en fonction de la forme d'obstacle

Tableau 6.7 Variation de la température en fonction de la forme d'obstacle

α		Tourbillon			Droite I_r			Section S_r
		$\theta_{t,min}$	$\theta_{t,moy}$	$\theta_{t,max}$	$\theta_{l,min}$	$\theta_{l,moy}$	$\theta_{l,max}$	
1	Variation de forme							
	▪ Evidement intérieur d'obstacles	▲	▲	▼	▼ TRI ■ CAR, CRC	▼	▼	▼
	▪ Elargissement d'obstacles	▼ CAR ■ TRI	▲ creux ▼ plein	▲ creux ▼ plein	▼ creux ■ plein	▼ TRI ■ CAR	▲ plein ▼ creux	▼
	▪ Inclinaison des bords de plaque	▲	▼	▼	▲	▲	▼	▲
	Extremum							
	▪ Max	CAR2	CAR2	CAR1	CAR1	LOS	TRI2	LOS
	▪ Min	LOS	TRI2	TRI4	TRI3	TRI3	CAR2	CAR2
0.6	Variation de forme							
	▪ Evidement intérieur d'obstacles	▼	▲ CAR, CRC ▼ TRI	▲ CAR, TRI ■ CRC	▼ TRI, ■ CAR, CRC	▼	▼	▼
	▪ Elargissement d'obstacles	▼ CAR ■ TRI	▲ CAR TRI-P ▼ TRI-C	▲ creux ■ plein	▼ TRI ■ CAR	▼	▲ plein ▼ creux	▼
	▪ Inclinaison des bords de plaque	▼	▼	▲	▲	▲	▼	▲
	Extremum							
	▪ Max	CRC	CAR2	TRI3	TRI2	LOS	CAR1	LOS
	▪ Min	TRI4	TRI3	LOS	CAR2	TRI3	TRI3	TRI3
0.3	Variation de forme							
	▪ Evidement intérieur d'obstacles	▼	▲ CAR ▼ TRI, CRC	▲ CAR, TRI ▼ CRC	▼ TRI, ■ CAR, CRC	▼	▼	▼
	▪ Elargissement d'obstacles	▼ CAR ■ TRI	▲ CAR TRI-P ▼ TRI-C	▲ creux ▼ plein	▼ TRI ■ CAR	▼ creux ■ plein	▼ creux ■ plein	▼
	▪ Inclinaison des bords de plaque	▼	▼	▲	▲	▲	▼	▲
	Extremum							
	▪ Max	CRC	CAR2	TRI3	TRI2	LOS	CAR1	LOS
	▪ Min	TRI4	TRI3	LOS	CAR2	TRI3	TRI3	TRI3

■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution
 TRI-C : triangle creux, TRI-P : triangle plein, creux : obstacle avec évidement intérieur, plein : obstacle sans évidement.

Tableau 6.8 Variation du gradient de température et le flux de chaleur en fonction de la forme d'obstacle

α		$d\theta_m$	$d\theta_h$	$d\theta_l$	ϕ_p/ϕ_0	Nu_p
1	Variation De Forme					
	▪ Evidement intérieur d'obstacles	▲	▼	▼	▼	▼
	▪ Elargissement d'obstacles	▲ CAR , TRI-P ▼ TRI-C	▲ plein ▼ creux	▼	▼	▼
	▪ Inclinaison des bords de plaque	▼	▼	▲	▲	▲
	Extremum	CRC2 LOS	TRI1 CAR2	PLQ2 CAR2	PLQ2 CAR2	PLQ2 CAR2
0.6	Variation De Forme					
	▪ Evidement intérieur d'obstacles	▲	▼	▼	▼	▼
	▪ Elargissement d'obstacles	▲ CAR , TRI-P ▼ TRI-C	▲ plein ▼ creux	▼	▼	▼
	▪ Inclinaison des bords de plaque	▲	▼	▲	▲	▲
	Extremum	CRC2 LOS	TRI1 CAR2	LOS TRI3	LOS TRI3	LOS TRI3
0.3	Variation De Forme					
	▪ Evidement intérieur d'obstacles	▲	▼ CAR, TRI ■ CRC	▼	▼	▼
	▪ Elargissement d'obstacles	▲ CA , TRI-P ▼ TRI-C	▲ plein ▼ creux	▼	▼	▼
	▪ Inclinaison des bords de plaque	▲	▼	▲	▲	▲
	Extremum	CRC2 LOS	TRI1 CAR2	LOS TRI3	LOS TRI3	LOS TRI3

■ : changement faible ou nul, ▲ : augmentation, ▼ : diminution
 TRI-C : triangle creux, TRI-P : triangle plein, creux : obstacle avec évidement intérieur, plein : obstacle sans évidement.

7 Discussion

Dans les simulations précédentes, on a présenté l'influence du Reynolds et le confinement du canal ainsi que la forme de l'obstacle sur les grandeurs thermiques caractéristiques choisies dans l'étude. On constate que ces grandeurs ont la même allure décroissante sauf le Nusselt qui croît presque linéairement. Le taux de variation de ces dernières diminue considérablement à partir de $Re > 10^3$.

On déduit des résultats obtenus pour le gradient de température ($d\theta_m$, $d\theta_h$ et $d\theta_l$) que le flux de chaleur à la paroi est évacué principalement à travers la frontière latérale de la zone de recirculation avec l'écoulement extérieur, surtout près de l'obstacle. Le rapport ϕ_p/ϕ_0 diminue alors que le flux à la paroi augmente (ϕ_p et Nu_p croissant). Ce fait traduit la diminution de la chaleur évacuée par rapport au taux énergétique ϕ_0 fourni à l'entrée.

La simulation montre que l'accroissement du Reynolds induit l'augmentation du flux de chaleur de la paroi et la diminution du gradient de température entre la zone de recirculation et l'écoulement extérieur. On peut l'expliquer par l'effet engendré de l'augmentation de l'énergie cinétique et le débit de l'écoulement sur la structure de la zone de recirculation comme suit :

- On a une diminution de la zone de recirculation causée par l'augmentation de la dépression à l'intérieure de la zone de recirculation ($P - P_0 = \frac{1}{2} \rho U_0^2 \times C_p$ pour $Re > 10^3$, U_0 croît et C_p reste presque constant). Cela implique que le parcours du fluide à l'intérieur de la zone de recirculation diminue. On a donc plus de recirculation ;
- De plus, on sait d'après l'étude dynamique qu'il y a rapprochement du centre du tourbillon O_r de la paroi obstacle et la frontière de la zone de recirculation entraînant l'augmentation de la vitesse du fluide près de la paroi et la diminution à la frontière de la zone (V_2 croissant et U_1 décroissant). Il y a donc accentuation de la convection près de l'obstacle et à la frontière de la zone ;
- Il y a accroissement de la turbulence donc augmentation du flux de chaleur par augmentation de la diffusion turbulente.

En résumé, l'augmentation du Reynolds engendre :

- La diminution de la température dans la zone de recirculation et le sillage de l'obstacle ;
- La diminution du gradient de température entre la zone de recirculation et l'écoulement extérieur ;
- La diminution de la grandeur caractéristique du flux de chaleur à la paroi avale de l'obstacle ϕ_p/ϕ_0 et l'augmentation du nombre de Nusselt Nu_p .

L'effet du confinement sur les grandeurs thermiques caractéristiques est étudié pour diverses valeurs du facteur de blocage. On note que le taux d'accroissement de la température est faible pour des valeurs du facteur de blocage $\beta < 60\%$.

Aux valeurs élevées du facteur de blocage $\beta > 60\%$, le gradient de température à la frontière avale $d\theta_l$ diminue avec le confinement ainsi que le gradient selon la droite h_r . A l'opposé, le gradient $d\theta_m$ croît. Cela traduit l'accentuation de la chaleur évacuée à travers la zone de fort gradient proche de la paroi et la diminution du flux selon les autres frontières de la zone de recirculation. En conséquence, la zone de fort gradient s'intensifie avec la restriction de son extension.

Les grandeurs caractéristiques du flux de chaleur à la paroi de l'obstacle ϕ_p/ϕ_0 et Nu_p ont la même allure croissante. Cette augmentation du flux peut s'expliquer par :

- L'augmentation de l'énergie cinétique du fluide par confinement induit l'augmentation du transfert de la chaleur par convection ;
- De l'étude dynamique, on sait qu'il y a augmentation de la vitesse du fluide près de la paroi et la diminution à la frontière latérale de la zone de recirculation pour les fortes valeurs du facteur de blocage $\beta > 50\%$ (V_2 croissant et U_1 décroissant). De ce fait il y a aussi accentuation de la convection ;
- L'augmentation de la turbulence accentue la diffusion de la chaleur par agitation.

En résumé, l'augmentation du confinement provoque :

- L'augmentation de la température dans la zone de recirculation et le sillage de l'obstacle ;
- L'augmentation du gradient de la température à la frontière latérale de la zone de recirculation ($d\theta_m$ croissant) et la diminution selon la frontière avale de la zone (frontière avec la droite h_r et l_r) ;
- L'augmentation du flux de chaleur à la paroi.

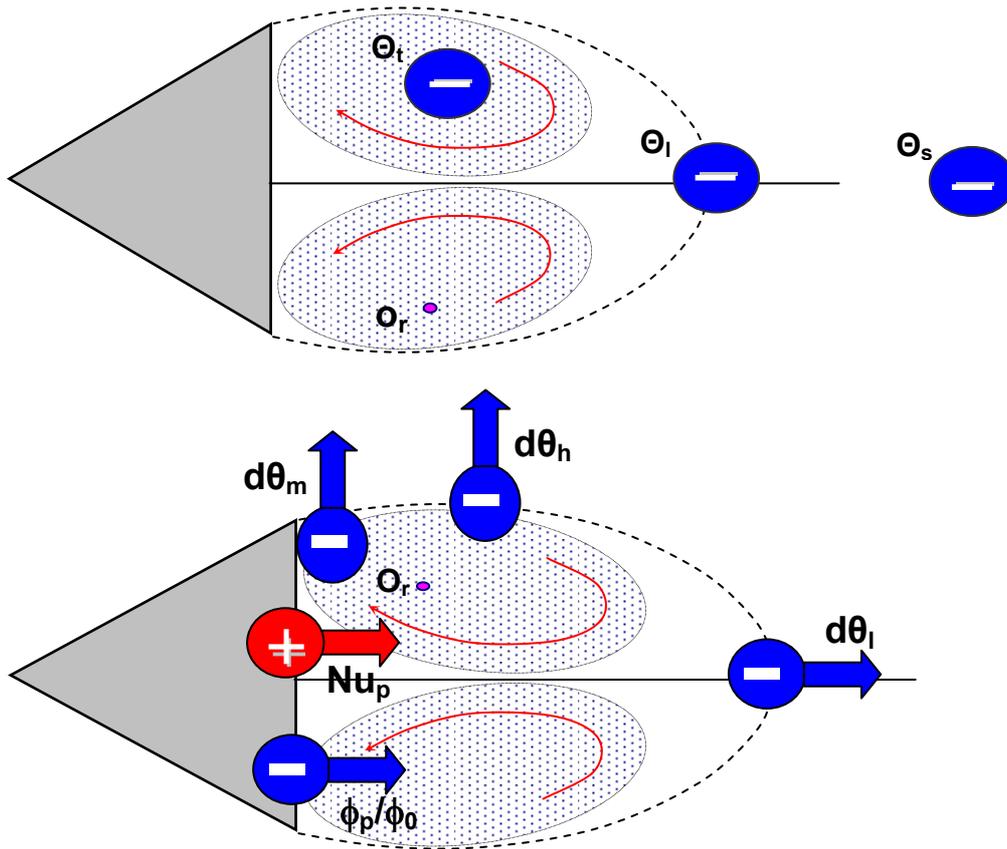


Figure 6.17 effet du Reynolds sur les grandeurs thermiques caractéristiques

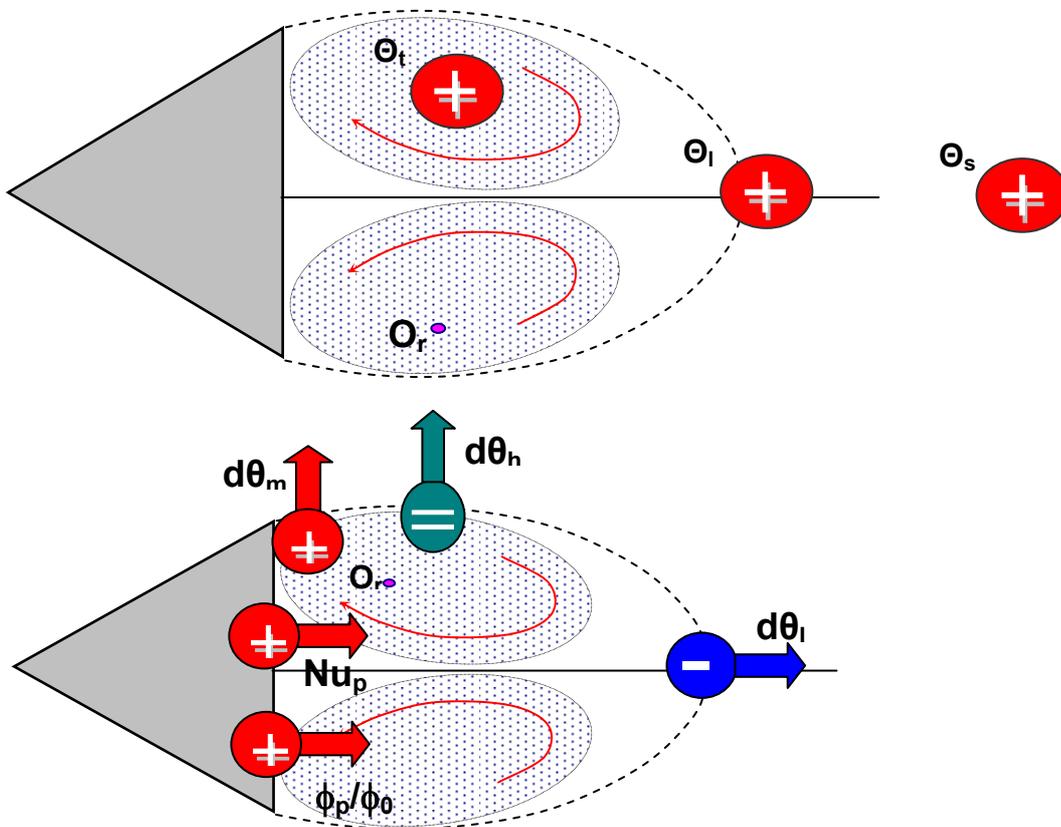


Figure 6.18 effet du confinement sur les grandeurs thermiques caractéristiques

L'analyse de l'effet de la forme d'obstacle sur les grandeurs thermiques caractéristiques nous a permis de faire les constatations suivantes :

Dans les tourbillons de la zone de recirculation, la température maximale $\theta_{t,max}$ est accentuée pour les obstacles triangulaires creux et réduit avec les obstacles **CAR1** et **LOS**. La température moyenne $\theta_{t,moy}$ est importante pour les obstacles rectangulaires creux et réduit avec les obstacles triangulaires.

La température réduite θ_l et θ_s est importante pour les formes pleines et diminue pour les obstacles creux. L'évidement intérieur de l'obstacle provoque l'augmentation de la température dans la zone de recirculation θ_t pour les obstacles rectangulaires. Selon la droite l_r et h_r , on enregistre une diminution. L'élargissement de l'obstacle provoque l'augmentation de la température θ_t dans la plupart des cas des obstacles creux et globalement la diminution de la température θ_h , θ_l . L'inclinaison des bords des plaques conduit généralement à la diminution de la température θ_t , θ_h et θ_l . Les remarques précédentes nous informent sur la tendance de l'accroissement de la température à l'intérieur de la zone de recirculation avec la diminution de celle-ci dans le sillage de l'obstacle.

La grandeur caractéristique $d\theta_m$ est importante pour les obstacles triangulaires et circulaires creux, par contre les formes rectangulaires pleines et plaques ont des valeurs minimales. L'évidement de l'obstacle ou l'inclinaison des bords de plaque provoque l'augmentation du gradient $d\theta_m$ et la diminution de celui ci à travers la droite l_r et h_r . L'élargissement de l'obstacle augmente $d\theta_m$ dans le cas des obstacles rectangulaires creux et triangulaires pleins et le diminue dans le cas des obstacles triangulaires creux. Les grandeurs caractéristiques $d\theta_h$, $d\theta_l$ augmentent pour les obstacles pleins et diminuent pour les formes creuses. Les constatations précédentes nous renseignent que l'augmentation du gradient $d\theta_m$ s'accompagne d'une diminution du gradient selon la droite l_r et h_r . Cela conduit à la même remarque faite dans l'étude de la variation du Reynolds et du confinement : La diminution du gradient dans la frontière avale de la zone de recirculation s'accompagne de l'augmentation du gradient dans la zone de fort gradient avec restriction de l'extension de cette zone.

L'allure des deux grandeurs caractéristiques du flux à la paroi ϕ_p/ϕ_0 et Nu_p présente les mêmes tendances. Où les formes triangulaires pleines et plaques maximisent le flux alors que les triangles creux le minimisent. L'élargissement ou l'évidement intérieur de l'obstacle engendre la diminution du flux de chaleur, et l'inclinaison des bords augmente le flux de chaleur.

La comparaison de l'évolution des grandeurs caractéristiques dynamiques et thermiques, nous révèle quelques relations. On note :

- Les grandeurs thermiques (θ_m , θ_l , θ_s , $d\theta_m$, ϕ_p/ϕ_0) sont proportionnelles aux grandeurs dynamiques (U_2/U_0 , Cp_1 , Cp_2 , Cp_3 , Cp_4).
- Le gradient de température $d\theta_h$ selon la droite h_r est proportionnel à l'abscisse du centre du tourbillon O_x/I_r ;
- Le gradient de température $d\theta_l$ selon la droite l_r est proportionnel à la vitesse U_1/U_0 représentant la vitesse au milieu de la zone de recirculation ;
- La variation du gradient de température $|\Delta d\theta_l|$ est proportionnelle à la variation des grandeurs dimensionnelles ($|\Delta l_r/d|$, $|\Delta O_y/I_r|$) ;
- La variation des grandeurs thermiques ($|\Delta\theta_m|$, $|\Delta\theta_l|$, $|\Delta\theta_s|$, $|\Delta d\theta_m|$, $|\Delta\phi_p/\phi_0|$) est proportionnelle à la variation des grandeurs dynamiques ($|\Delta h_r/d|$, $|\Delta V_2/U_0|$, $|\Delta k_1/U_0^2|$, $|\Delta k_2/U_0^2|$, $|\Delta k_3/U_0^2|$, $|\Delta k_4/U_0^2|$).

CONCLUSION

Dans la présente étude on a choisi le modèle **k-ε** stationnaire disponible dans le code de FLUENT pour effectuer la simulation numérique. Plusieurs critiques sur le modèle sont relevées dans la littérature. Ce qui nous a amené à effectuer une comparaison avec des données expérimentales et des données numériques issues d'autres modèles perfectionnés comme le modèle du **Potentiel Turbulent** et le modèle **LES**. Les configurations testées sont des canaux avec ou sans élargissement brusque, qui contiennent des obstacles. Ce qui est typiquement rencontré pour un brûleur, chambre de combustion. Les résultats du modèle **k-ε** obtenus sont en concordance avec les résultats expérimentaux. Ils sont parfois meilleurs que les résultats obtenus par le modèle **LES**, y compris au niveau de la zone de recirculation.

Afin d'éclaircir et quantifier la relation existante entre la zone de recirculation et l'écoulement extérieur, on a sélectionné des grandeurs dynamiques caractérisant la vitesse, la pression, l'énergie cinétique de turbulence de l'écoulement et les dimensions de la zone de recirculation. Des grandeurs thermiques sont aussi spécifiées dans l'étude concernant la température et le gradient thermique ainsi que le flux à la paroi avale de l'obstacle. La démarche poursuivie consiste à apprécier les modifications de ces dernières dues à : la variation du Reynolds de **Re=10³ à 10⁵**, la variation du confinement du canal de **β=0.1% à 99%**, et le changement de la forme de l'obstacle.

La variation des grandeurs caractéristiques en variant le nombre de Reynolds présente la même allure sauf pour le Nusselt au niveau de la paroi qui est croissant. La variation devient faible pour des valeurs de Reynolds élevées. Cette remarque est confirmée dans plusieurs expériences, voir Sohankar et al.[11]. Les résultats obtenus montrent que l'augmentation du Reynolds engendre :

- La diminution de la zone de recirculation.
- L'augmentation de la vitesse adimensionnelle près de la paroi de l'obstacle et la diminution de cette dernière à la périphérie et au centre de la zone de recirculation ;
- L'augmentation du coefficient de pression dans la zone de recirculation ;
- L'augmentation de l'énergie cinétique adimensionnelle dans la zone de recirculation.
- La diminution de la température dans la zone de recirculation et le sillage de l'obstacle ;
- La diminution du gradient de la température entre la zone de recirculation et l'écoulement extérieur. Il y a aussi augmentation du flux de chaleur à la paroi avale de l'obstacle.

L'effet du confinement sur la plupart des grandeurs caractéristiques de l'étude est accentué pour les valeurs élevées du facteur de blocage. L'accroissement du facteur de blocage conduit à :

- La diminution de la zone de recirculation aux faibles et forts confinements du canal ;
- L'augmentation de la vitesse réduite près de la paroi de l'obstacle et au centre de la zone de recirculation.
- L'augmentation du coefficient de pression dans la zone de recirculation.
- L'augmentation du montant de l'énergie cinétique turbulente adimensionnelle dans la zone de recirculation.
- L'augmentation de la température dans la zone de recirculation et le sillage de l'obstacle ;
- L'augmentation du gradient de la température entre la zone de recirculation et l'écoulement extérieur près de la paroi de l'obstacle et la diminution de celui ci à la frontière avale de la zone de recirculation. Il y a augmentation du flux de chaleur à la paroi.

Le changement de la forme de l'obstacle, effectué soit par élargissement de l'obstacle, évidemment intérieur de celui-ci ou inclinaison des bords dans le cas des plaques, engendre :

- L'expansion en longueur de la zone de recirculation. Il y a augmentation de la zone de recirculation avec l'inclinaison des bords des plaques.
- La diminution de la vitesse réduite au centre de la zone de recirculation. L'élargissement de l'obstacle augmente le mouvement ascendant et descendant dans la zone d'étude ;
- La diminution de l'intensité de turbulence. Par contre, L'inclinaison des bords de plaque augmente la turbulence dans la zone de recirculation et à la sortie du canal.
- L'augmentation de la température dans la zone de recirculation pour la plupart des cas ;
- L'augmentation du gradient de température près de la paroi par évidement des obstacles ou inclinaison des bords des plaques. L'élargissement diminue le gradient dans le cas des obstacles triangulaires creux ;
- La diminution du flux de chaleur au niveau de la paroi et l'inclinaison des bords des plaques conduit à l'augmentation de ce flux.

L'étude montre qu'il existe une dépendance entre d'une part les paramètres de l'étude et les transferts de chaleur et d'une autre part, entre ces paramètres et l'écoulement dynamique. Il existe de même des relations directes entre les transferts de chaleur et l'écoulement. On constate la proportionnalité existante entre la température dans la zone de recirculation, le gradient de température avec la vitesse et la dépression à l'intérieur de la zone de recirculation.

L'étude précédente a permis de discerner la complexité de l'échange énergétique thermique et dynamique existant entre l'écoulement extérieur et la zone de recirculation. Il apparaît de façon quantitative les avantages de la zone de recirculation dans la stabilisation de la flamme : Soit la recirculation et le freinage de l'écoulement aux alentours de la zone, l'élévation du taux de turbulence, l'augmentation de la température et le gradient thermique, ce qui favorise l'accrochage de la flamme et le bon mélange du carburant-comburant.

En perspective, les résultats constituent une bonne base pour aborder des écoulements compressibles avec transfert de chaleur et de masse. La continuité du travail consiste à prédire les qualités de l'écoulement réactif, seulement avec la caractérisation de la dynamique et la structure de l'écoulement. Afin d'atteindre ce but on envisage de traiter l'écoulement avec combustion. La finalité de la démarche est d'identifier des relations bénéfiques à la pratique comme la conception des chambres de combustion plus performantes et d'aller au delà des appréciations qualitatives.

ملخص

بغرض دراسة العلاقة الموجودة بين منطقة الدوران و الجريان في الموائع تم اختيار مقادير ديناميكية و حرارية. المحاكاة الرقمية تجرى بواسطة النموذج K-ε حيث أحدثت منطقة دوران على مستوى قناة بواسطة عائق يدعى أيضا مثبت النار.

يتم تحليل التبادل الطاقوي بين منطقة الدوران و الجريان بتغيير عدد الرينولدز, حصر القناة و شكل العائق. النتائج المتحصل عليها تظهر إرتباط المقادير المختارة كأبعاد منطقة الدوران و التدرج الحراري بين منطقة الدوران و الجريان,

تخص تطبيقات الدراسة تثبيت النار. تعد النتائج مشجعة و تتيح تعميم الدراسة على حالات أكثر تعقيدا كالسوائل المضغوطة ذات احتراق.

المفردات: منطقة الدوران, الجريان المحصور, الجريان عبر عائق, مثبت النار

Abstract

In order to clarify and to quantify the existing relation between the zone of recirculation and the external flow, dynamics and thermals quantities characterizing the flow are selected. Simulation is carried out by the K-ε model. The recirculation zone is produced in a channel by mean of an obstacle known as a flame holder.

The energy exchanges between the recirculation zone and the flow are analysed by varying the Reynolds number, the channel confinement and the obstacle shape. The obtained results allow making obviously the relations between a various characteristics quantities of the flow, as the recirculation zone size, the intensity of the temperature gradient between the recirculation and the general flow.

The applications of this study are related to the flames stabilizations. The results are encouraging and make possible to study the compressible flow even with combustion.

Keywords: recirculation, confined flow, flow past cylinder, flame holder.

Résumé

Afin d'éclaircir et quantifier la relation existante entre la zone de recirculation et l'écoulement général, on a sélectionné des grandeurs dynamiques et thermiques caractérisant l'écoulement. La simulation numérique est réalisée par le modèle k-ε. La zone de recirculation est produite dans un canal par un obstacle dit accroche flamme.

L'analyse des échanges énergétiques entre la zone de recirculation et l'écoulement est effectuée en faisant varier le nombre de Reynolds, le confinement du canal et la forme de l'obstacle. Les résultats obtenus permettent de mettre en évidence des relations entre les différentes grandeurs caractéristiques de l'écoulement, comme la taille de la zone de recirculation, l'intensité du gradient de température entre la recirculation et l'écoulement général.

Les applications de l'étude concernent la stabilisation des flammes. Les résultats sont encourageants et permettent d'envisager l'étude d'écoulement compressible voire le couplage avec la combustion.

Mots clés :

Recirculation, écoulement confiné, écoulement autour des obstacles, accroche flamme.