



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE FRERES MENTOURI CONSTANTINE 1
FACULTE DES SCIENCES DE LA TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

N° d'ordre : 29/DS/2021
N° de série : 03/GM/2021

THESE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES

Option : Energétique

Effet de l'ondulation de la surface sur le transfert de chaleur par jet impactant

PAR

M^{lle} DERDOURI Amina

Soutenue le 22 / 03 / 2021

Devant le jury:

Président :	M. S. BENISSAAD	Prof. Université Frères Mentouri - Constantine 1
Rapporteur :	M. Z. NEMOUCHI	Prof. Université Frères Mentouri - Constantine 1
Examineurs :	M. E. H. MEZAACHE	Prof. Université 20 août 1955 Skikda
	M. A. BOULAHIA	MCA. Université Larbi Ben M'hidi Oum El Bouaghi
	M. O. KHOLAI	Prof. Université Frères Mentouri - Constantine 1

Dédicace

Je dédie ce travail à mon Cher Papa qui a été toujours mon exemple dans mon parcours scientifique.

A ma Chère Maman, la lumière de ma vie et qui grâce elle je suis à ce niveau là.

A ma grande mère « Mama Rbiha »

A mon cher frère Med el Amine

A mes chères sœurs « Esmâ et Aya »

A toute ma famille

A tous mes amis et proches

Amina

Remerciements

Je remercie **Dieu** de m'avoir donné la force et le courage pour accomplir ce travail et d'avoir guidé mes pas vers la science.

Que le Professeur Monsieur NEMOUCHI Zoubir trouve ma profonde reconnaissance et gratitude d'avoir proposé et accepté de diriger ce travail de Doctorat. Je tiens également à le remercier vivement de ses conseils, de son soutien, de sa patience et ses encouragements pour mener ce travail à bien.

Mes vifs remerciements s'adressent à Monsieur BENISSAAD Smail, Professeur à l'Université Frères Mentouri - Constantine 1, d'avoir accepté la présidence du jury

Mes remerciements s'adressent également aux membres de jury pour l'honneur qu'ils m'ont fait d'accepter de participer au jury:

Monsieur MEZAACHE El Hacene, Professeur à l'Université 20 août 1955 Skikda,
Monsieur BOULAHIA Allaoua, Professeur à l'Université Larbi Ben M'hidi Oum El Bouaghi,
Monsieur KHOLAI Omar, Professeur à l'Université Frères Mentouri - Constantine 1.

Je remercie vivement Mme Adra NEMOUCHI, M. Mahfoud KADJA, Mme Karima BENKARA-MOSTEFA et M. Chouaib HAMMANA pour leur aide et leurs encouragements.

Je remercie toutes les personnes qui de près ou de loin m'ont aidé par leur présence et leurs soutiens dans ce travail.

J'adresse, également, mes remerciements à mes enseignants du Département de Génie Mécanique.

A tous Merci.....

Résumé

Le présent travail est une simulation numérique par le code ANSYS Fluent d'un jet impactant une paroi présentant des ondulations de forme carrée. Dans la première partie de cette thèse, une étude paramétrique sur la dynamique de l'écoulement et le transfert de chaleur par un jet impactant turbulent axisymétrique est menée utilisant le modèle de turbulence SST $k-\omega$. Différents paramètres sont variés : la taille de cavité C , la partie creuse des ondulations, varie de 0 à 1.5 (mm) ($C = 0$ représente la paroi lisse), la distance buse-paroi H/D , varie de 1 à 4 et le nombre de Reynolds Re , varie de 5000 à 30000. Les champs de vitesse, de l'énergie cinétique turbulente et de la température dans les différentes zones du domaine et en particulier à l'intérieur des cavités sont présentés et discutés. Les résultats montrent que l'augmentation de la taille de la cavité entraîne une augmentation du frottement et du transfert de chaleur. La comparaison entre la paroi lisse et la paroi ondulée montre que cette dernière améliore le nombre de Nusselt moyen de 80%, 82% et 85%, pour les tailles de la cavité 0.5, 1 et 1.5 (mm) respectivement. Concernant l'effet de la distance buse-paroi la meilleure performance de transfert de chaleur est obtenue en utilisant la petite distance $H/D = 1$. Pour ce qui est de l'effet du nombre de Reynolds, la valeur la plus élevée du nombre de Nusselt est obtenue pour la valeur de $Re = 30000$. Dans la deuxième partie du travail, l'écoulement tridimensionnel non permanent isotherme d'un jet, plan en moyenne, semi-confiné, impactant une paroi présentant des ondulations carrées, est simulé en utilisant l'approche LES. Les champs statistiques de vitesse, de pression et de l'énergie cinétique et aussi le champ filtré de pression sont examinés. La configuration considérée est telle que la distance buse-paroi $H/L = 2$, la taille de cavité $C = 5$ (mm) et le nombre de Reynolds $Re = 5000$.

Mots clés : jet impactant axisymétrique, plan, surface ondulée, cavité carrée, transfert de chaleur, nombre de Nusselt, modèle de turbulence SST $k-\omega$, approche LES.

Abstract

The present work is a numerical simulation by the ANSYS Fluent code of a jet impinging on a surface fitted with square-shaped grooves. In the first part of this thesis, a parametric study on the flow dynamics and the heat transfer in an axisymmetric turbulent impinging jet is carried out using the SST $k-\omega$ turbulence model. Different parameters are varied: the groove size C , ranging from 0 to 1.5 (mm) (where $C = 0$ represents the smooth surface), the nozzle-to-wall distance H/D ranging from 1 to 4, and the Reynolds number Re ranging from 5000 to 30000. The velocity, kinetic energy and temperature fields in the different regions of the domain and in particular inside the grooves are presented and discussed. The results show that an increase in the cavity size leads to an increase in friction and heat transfer. The comparison between the smooth wall and the corrugated walls shows that the latter improve the average Nusselt number by 80%, 82% and 85%, for the groove sizes 0.5, 1 and 1.5 mm respectively. Concerning the effect of the nozzle-to-target-surface distance the best heat transfer performance is obtained by using the small distance $H/D = 1$. As for the effect of the Reynolds number, the highest value of the Nusselt number obtained corresponds to the value of $Re = 30000$. In the second part of the work, the unsteady turbulent isothermal flow of a plane-in-the-mean semi-confined jet impinging on a surface fitted with square grooves is simulated using the LES approach. The configuration considered is such that the nozzle-to-wall distance $H/L = 2$, the cavity size $C = 5$ (mm) and the Reynolds number $Re = 5000$.

Keywords: axisymmetric impinging jet, slot-jet, grooved surface, square grooves, heat transfer, Nusselt number, SST $k-\omega$ turbulence model, LES approach.

ملخص

هذا العمل المقدم هو محاكاة عددية باستخدام برنامج الحاسوب ANSYS Fluent لنفاثات مصطدم بجدار يحتوي على تجويفات ذات شكل مربع . في الجزء الأول من هذه الاطروحة، دراسة وسيطية على السلوك الديناميكي و الحراري لنفاث مصطدم مضطرب ذو تناظر محوري منجز بواسطة نموذج الاضطراب $SST k-\omega$. لقد تم تغيير عدة عوامل من بينها: ضلع التجويف C و الذي يتغير من 0 الي 1.5 مم ($C=0$ تمثل السطح الأملس). المسافة بين النفاث و جدار الاصطدام H/D متغيرة من 1 الي 4 و عدد رينولدز Re متغير من 5000 الي 30000 حقول السرعة، الطاقة الحركية المضطربة ودرجة الحرارة في مختلف مناطق المجال و خاصة بداخل التجاويف قدمت و نوقشت . النتائج تظهر أن الزيادة في طول ضلع التجويف تؤدي إلى زيادة في الاحتكاك و النقل الحراري. المقارنة بين السطح الأملس و السطح ذي تجاويف تظهر أن هذا الأخير حسن في عدد نوسلت المتوسط ب: 80%، 82% و 85% الموافقة لاطوال التجويف 0.5، 1 و 1.5 مم على التوالي. فيما يخص تأثير المسافة بين النفاث و السطح أحسن فعالية لنقل الحرارة ووجدت عند استخدام المسافة الصغيرة $H/D = 1$. فيما يخص تأثير عدد رينولدز فأعلى قيمة للعدد نوسلت المتحصل عليها توافق $Re = 30000$. في الجزء الثاني لهذا العمل، السريان الثلاثي الأبعاد غير الدائم المتساوي الحرارة لنفاث مستو في المتوسط، نصف محصور، يصدم جدار متموج يحتوي على تجويفات مربعة محاكى بواسطة مقاربة LES . الحقول الإحصائية للسرعة، الضغط و الطاقة الحركية المضطربة و أيضا الحقل اللحظي للضغط تم التطرق إليها. مجال الدراسة المعتبر هو بحيث المسافة بين الفوهة و جدار الاصطدام $H/L = 2$ و طول ضلع التجويف (مم) $C = 5$ و عدد رينولدز $Re = 30000$.

الكلمات المفتاحية: نفاث مصطدم ذو تناظر محوري ، مستو، سطح متموج، تجويف مربع، الانتقال الحراري، عدد نوسلت، نموذج الاضطراب $SST k-\omega$ ، مقاربة LES .

Table de matières

Remerciements	i
Résumé.....	ii
Abstract.....	iii
Table des matières	v
Nomenclature	vii
Liste des figures	x
Liste des tableaux	xiii
Chapitre 1 Introduction et recherche bibliographique	1
1.1 Introduction	1
1.2 Structure d'un jet impactant	3
1.2.1 Région du jet libre.....	3
1.2.2 Région d'impact.....	3
1.2.3 Région du jet pariétal	4
1.3 Travaux précédents.....	4
1.4 Objectif du travail.....	16
1.5 Organisation de la thèse.....	16
Chapitre 2 Equations mathématiques et méthode de résolution	17
2.1 Introduction	17
2.2 Equations instantanées.....	17
2.3 Equations moyennées	17
2.3.1 Modèle SST $k-\omega$ (Shear Stress Transport).....	19
2.3.2 Approche de simulation des grandes échelles LES (<i>Large Eddy Simulation</i>).....	20
2.4 Quelques détails sur la méthode numérique de résolution	22
Chapitre 3 Géométries et maillages	24
3.1 Introduction	24
3.2 Jet rond axisymétrique.....	24
3.2.1 Géométrie et types de frontières	24
3.2.2 Conditions aux limites	25
3.2.3 Effet du maillage.....	26
3.3 Jet plan impactant une surface ondulée – étude 3D.....	29
3.3.1 Géométrie et types de frontières	29
3.3.2 Conditions aux limites	30
3.3.3 Création des frontières périodiques.....	30

3.3.4 Estimation du temps requis pour le calcul des paramètres statistiques.....	31
3.3.5 Effet du maillage.....	34
Chapitre 4 Discussion des résultats	36
4.1 Introduction	36
4.2 Etude paramétrique du jet impactant axisymétrique	36
4.2.1 Validation.....	36
4.2.2 Effet de la taille des cavités C	38
4.2.3 Effet de la distance buse-paroi (H/D)	54
4.2.4 Effet du nombre de Reynolds (Re).....	62
4.3 Etude dynamique d'un jet plan sur paroi ondulée par la LES	68
4.3.1 Champ statistique du module de vitesse	68
4.3.2 Champ statistique de pression.....	69
4.3.3 Champ statistique de l'énergie cinétique turbulente	70
4.3.4 Evolution dans le temps du champ filtré de pression.....	71
Conclusions et perspectives	74
Références	77

Nomenclature

C	Longueur de cavité	(m)
C_s	Constante de Smagorinsky dans le modèle LES	(-)
C_μ	Constante liée à la viscosité turbulente	(-)
D	Diamètre de jet	(m)
D_H	Diamètre hydraulique	(m)
d_p	Distance à la paroi	(m)
G	Terme de production de l'énergie cinétique turbulente	(kg/ms ³)
H	Distance buse-paroi	(m)
I	Intensité de turbulence	(%)
k	Energie cinétique turbulente	(m ² /s ²)
l	Longueur de mélange	(m)
L	Largeur de la fente du jet	(m)
L_s	Longueur de mélange dans le modèle LES	(m)
L_{x1}	Longueur de la paroi de confinement	(m)
L_{x2}	Longueur de la surface d'entraînement libre supérieure	(m)
\hat{P}	Pression instantanée	(Pa)
P	Pression moyenne	(Pa)
\tilde{P}	Pression filtrée	(Pa)
p	Fluctuation de pression	(Pa)
R	Rayon de la plaque d'impact	(m)
S_{ij}	Tenseur du taux de déformation	(1/s)
\hat{T}	Température instantanée	(K)
T	Température moyenne	(K)
\tilde{T}	Température filtrée	(K)
t_s	Temps de séjour	(s)
\hat{U}_i	Composante de vitesse instantanée suivant x_i	(m/s)
U_i	Composante de vitesse moyenne suivant x_i	(m/s)
\tilde{U}_i	Composante de vitesse filtrée suivant x_i	(m/s)
u_i	Fluctuation de vitesse suivant x_i	(m/s)
V_x	Composante de vitesse moyenne suivant x	(m/s)

V_y	Composante de vitesse moyenne suivant y	(m/s)
x, r	Coordonnées du système cylindrique	(m)
x, y, z	Coordonnées du système cartésien	(m)
X'	Distance à partir de la paroi	(m)
Y^+	Distance adimensionnelle suivant la normale à la paroi	(-)

Lettres grecques:

δ_{ij}	Delta de Kronecker	(-)
$\delta/2$	Distance entre le point de stagnation et la première cavité	(m)
θ	Fluctuation de température	(K)
Δ	La taille de filtre dans le modèle LES	(m)
η	Rapport entre le Nu moyen de la paroi ondulée et le Nu moyen de la paroi lisse	(-)
κ	Constante de Von Karman	(-)
μ	Viscosité dynamique	(kg/m.s)
μ_t	Viscosité dynamique turbulente	(kg/m.s)
ν	Viscosité cinématique	(m ² /s)
ξ	Incrément de l'espace utilisé par la fonction filtre dans le modèle LES	(m)
ρ	Masse volumique	(kg/m ³)
τ_{ij}	Tenseur des contraintes de Reynolds sous maille	(Pa)
ω	Taux de dissipation spécifique	(1/s)

Indice inférieur :

i, j	Indices utilisés dans la notation tensorielle
jet	Relatif au jet
in	Entrée
max	Maximum
moy	Moyenne
w	Paroi

Grandeur adimensionnelle :

C_f	Coefficient de frottement
-------	---------------------------

Nu	Nombre de Nusselt
Re	Nombre de Reynolds
Pr	Nombre de Prandtl

Abréviations :

CFD	Computational Fluid Dynamics
DNS	Direct Numerical Simulation
LES	Large Eddy Simulation
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
SST $k-\omega$	Shear Stress Transport- $k-\omega$
LDA	Laser Doppler Anemometry
PIV	Particule Image Velocimetry

Liste des figures

1.1 : Principe de refroidissement du bord d'attaque par jet impactant.....	1
1.2 : Refroidissement d'une chambre de combustion par jet impactant.....	2
1.3 : Antigivrage des turboréacteurs par un jet impactant.....	2
1.4 : Dégivrage au sol par jet impactant.....	3
1.5 : Structure des jets impactants.....	4
1.6 : Jet impactant une paroi avec nervures triangulaires.....	8
1.7 : Jet impactant des parois ondulées.....	10
1.8 : Jet impactant des surfaces non-uniformes.....	11
1.9: Jet d'eau impactant une paroi avec différentes nervures rectangulaire et triangulaire.....	12
1.10 : Jet impactant une paroi avec des micro-cubes.....	14
3.1: Géométrie et frontières du domaine du jet rond axisymétrique.....	25
3.2 : Maillage utilisé.....	27
3.3 : Maillage dans les cavités.....	27
3.4 : Profil radial du nombre de Nusselt local sur la paroi d'impact : effet du maillage	28
3.5 : Profil radial de Y^+ sur la surface d'impact.....	28
3.6 : Géométrie et types de frontières du domaine.....	30
3.7 : Etapes de création des zones périodiques.....	31
3.8 : Profils de vitesse et d'énergie turbulente -Maillage 1.....	32
3.9 : Profils de vitesse et d'énergie turbulente-Maillage 2.....	33
3.10 : Profils de vitesse et d'énergie turbulente -Maillage 3.....	33
3.11 : Profils de vitesse et d'énergie turbulente -Maillage 4.....	34
3.12 : Maillage utilisé.....	34
3.13 : Zoom à l'intérieur de la cavité.....	35
3.14 : Profils de vitesse et d'énergie turbulente - effet du maillage.....	35
4.1 : Comparaison de valeurs numériques (présent travail) et expérimentales du nombre de Nusselt moyen pour des plaques d'impact de différents rayons R/D	37
4.2 : Comparaison de la distribution du nombre de Nusselt local du présent travail, et celles d'autres travaux expérimentaux et numériques.....	37
4.3 : Contours du module de vitesse normalisée V/V_{jet} : effet de C	38
4.4 : Zoom des contours du module de vitesse normalisée V/V_{jet} : effet de C	39

4.5 : Profils radiaux de la vitesse axiale normalisée par la vitesse du jet V_x/V_{jet}	40
4.6 : Profils axiaux de la vitesse radiale normalisée par la vitesse du jet V_r/V_{jet}	41
4.7 : Profils radiaux de la vitesse axiale normalisée par la vitesse du jet V_x/V_{jet} , à l'intérieur de la cavité.....	41
4.8 : Profils axiaux de la vitesse radiale normalisée par la vitesse du jet V_r/V_{jet} . à l'intérieur de la cavité.	41
4.9: Contours de l'énergie cinétique turbulente normalisée k/V_{jet}^2 : effet de C	42
4.10: Zoom des contours de l'énergie cinétique turbulente normalisée k/V_{jet}^2 : effet de C ...	43
4.11: Profils radiaux de l'énergie cinétique turbulente normalisée k/V_{jet}^2	44
4.12: Profils axiaux de l'énergie cinétique turbulente normalisée k/V_{jet}^2	45
4.13: Profils radiaux de l'énergie cinétique turbulente normalisée k/V_{jet}^2 . à l'intérieur de la cavité.....	45
4.14: Profils axiaux de l'énergie cinétique turbulente normalisée k/V_{jet}^2 à l'intérieur de la cavité.....	46
4.15: Contours de température $(T - T_w)/(T_{jet} - T_w)$: effet de C	47
4.16: Zoom des contours de température $(T - T_w)/(T_{jet} - T_w)$: effet de C	47
4.17: Profils radiaux de la température normalisée $(T - T_w)/(T_{jet} - T_w)$	48
4.18: Profils axiaux de la température normalisée.....	49
4.19: Profils axiaux de la température normalisée à l'intérieur de la cavité.....	49
4.20: Profils radiaux de la température normalisée à l'intérieur de la cavité.....	49
4.21: Profils du nombre de Nusselt local: effet de C	51
4.22: Superposition de vecteurs de vitesse et de contours de température ; profils de Nu , C_f et du gradient de vitesse perpendiculaire à la paroi, à l'intérieur de la cavité.....	53
4.23: Nombre de Nusselt moyen et pourcentage de son augmentation par rapport à celui de la plaque plane: effet de C	54
4.24: Contours du module de vitesse normalisé V/V_{jet} : effet de H/D	56
4.25: Zoom des contours du module de vitesse normalisé V/V_{jet} : effet de H/D	56
4.26: Contours de l'énergie cinétique turbulente normalisée k/V_{jet}^2 : effet de H/D	58
4.27: Zoom des contours de l'énergie cinétique turbulente normalisée k/V_{jet}^2 : effet de H/D . ..	58
4.28: Contours de température $(T - T_w)/(T_{jet} - T_w)$: effet de H/D	60
4.29: Zoom des contours de température $(T - T_w)/(T_{jet} - T_w)$: effet de H/D	60
4.30: Profils du nombre de Nusselt local: effet de H/D	62

4.31: Contours du module de vitesse normalisé V/V_{jet} : effet de Re	63
4.32: Zoom des contours du module de vitesse normalisé V/V_{jet} : effet de Re	64
4.33: Contours de l'énergie cinétique turbulente normalisée k/V_{jet}^2 : effet de Re	65
4.34: Zoom des contours de l'énergie cinétique turbulente normalisée k/V_{jet}^2 : effet de Re	65
4.35: Contours de température normalisée $(T - T_w)/(T_{jet} - T_w)$: effet de Re	66
4.36: Zoom des contours de température normalisée $(T - T_w)/(T_{jet} - T_w)$: effet de Re	66
4.37: Profils du nombre de Nusselt local: effet de Re	67
4.38: Contours du module de vitesse moyenne en différents plans $z = constante$	69
4.39: Contours de pression moyenne en différents plans $z = constante$	70
4.40: Contours de l'énergie cinétique turbulente moyenne en différents plans $z = constante$	71
4.41: Evolution dans le temps des contours de pression filtrée.....	73

Liste des tableaux

1.1: Types de configurations et conditions de l'écoulement de travaux précédents.....	15
3.1 : Nusselt moyen et distance adimensionnelle à la paroi Y_{max}^+ : effet du maillage	27
4.1: Nombre de Nusselt moyenné sur des portions circulaires de différents rayons r de la surface ondulée.....	54
4.2: Nombre de Nusselt moyen: effet de H/D	62
4.3: Nombre de Nusselt moyen: effet de Re	68

Chapitre 1 Introduction et recherche bibliographique

1.1 Introduction

La configuration des jets impactants est une solution industrielle qui permet d'optimiser l'utilisation de l'énergie et assurer un meilleur échange de chaleur et/ou de masse entre un fluide et une paroi.

Les jets impactants sont employés dans plusieurs secteurs industriels comme processus de séchage, de refroidissement et de réchauffement. Comme exemples, on peut citer :

- La découpe et le refroidissement de nappe de verre en fusion, le refroidissement et séchage de papier, le séchage du textile, le refroidissement de denrées alimentaires et le refroidissement des composants électroniques.
- Le refroidissement localisé des bords d'attaque des aubes de turbine à gaz, Figure. 1.1.
- Le refroidissement des chambres de combustion, Figure. 1.2.
- Le chauffage des ailes d'avion et un système antigivrage dans les turboréacteurs, Figures.1.3 et 1.4.

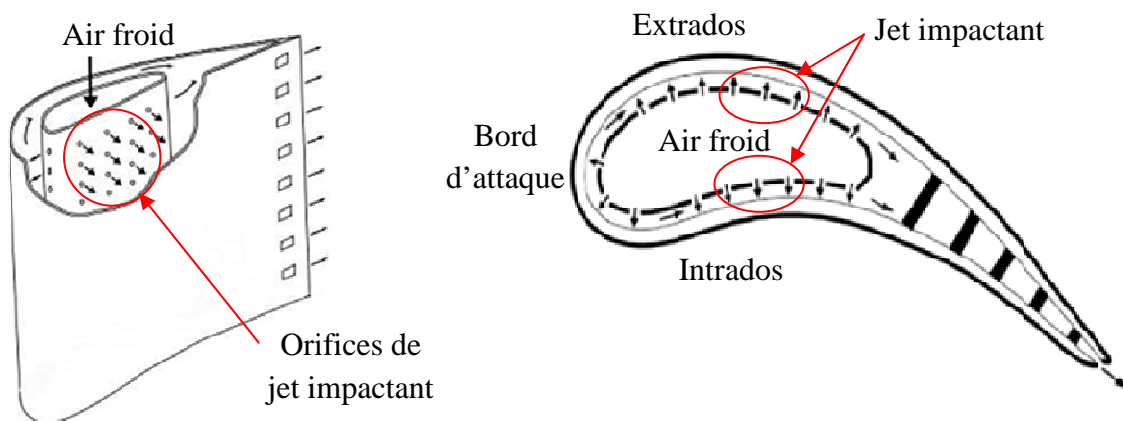


Figure 1.1 : Principe de refroidissement du bord d'attaque par jet impactant,

Thibault et al. [1](2009).

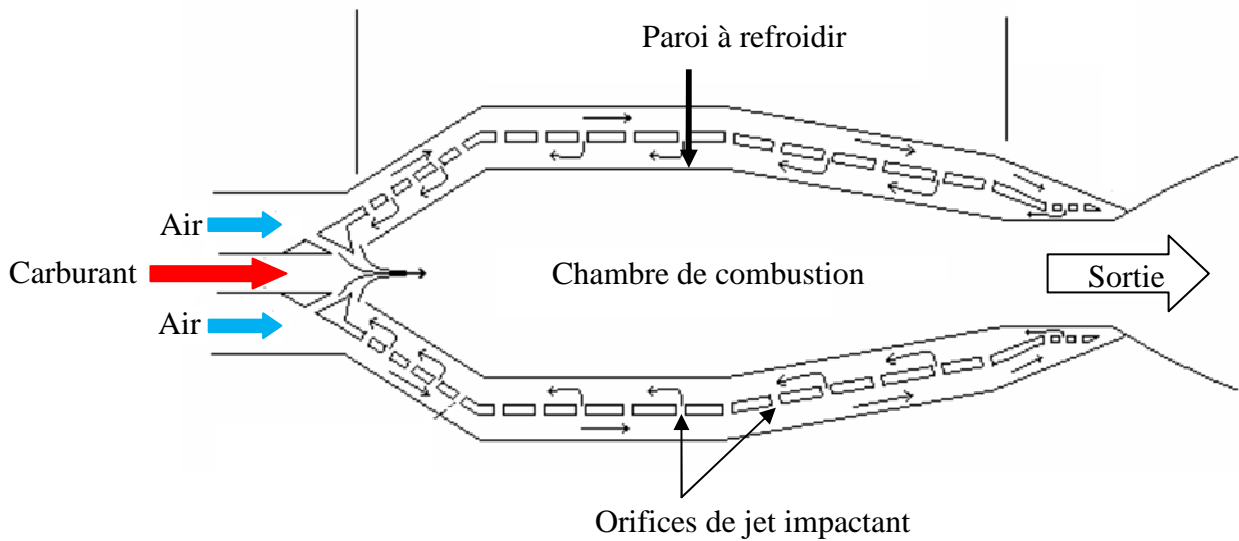


Figure 1.2 : Refroidissement de chambre de combustion par jet impactant, **Gao [2]** (2003).

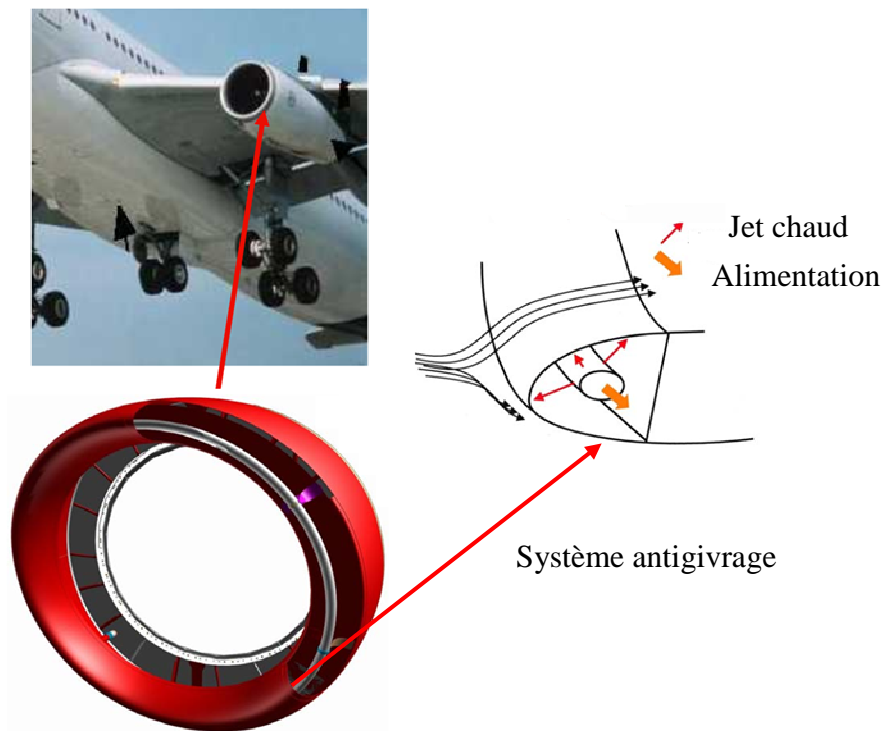


Figure 1.3 : Antigivrage des turboréacteurs par un jet impactant, **Reulet et al. [3]** (2006).



Dégivrage par un jet chaud impactant

Figure 1.4 : Dégivrage au sol par jet impactant [4].

1.2 Structure d'un jet impactant

La structure des jets impactant une plaque peut être décomposée en trois régions essentielles, Figure.1.5.

1.2.1 Région du jet libre

Dans cette région loin de la paroi d'impact, le fluide s'écoule librement avec aucun effet de la paroi d'impact si la distance buse-paroi est suffisamment longue. Cette zone peut être décomposée en trois régions :

- Une zone noyau ou cœur potentiel, pour les jets circulaires cône potentiel.
- Une zone de développement appelée aussi zone de transition turbulente.
- Une zone d'écoulement établi qui ne peut apparaître que lorsque la distance d'impact est suffisamment grande.

1.2.2 Région d'impact

Cette zone se caractérise par le point de stagnation de fluide avec une forte pression, une décélération suivant la normale à la paroi et une déviation du fluide suivant la direction parallèle à la paroi d'impact.

1.2.3 Région du jet pariétal

C'est la zone de l'écoulement se développant sur la surface d'impact en aval de la région de stagnation. Elle se caractérise par une forte vitesse radiale et un écoulement dominé par l'effet de la paroi. Dans notre cas cette région est divisée en deux parties, une couche externe et une autre à l'intérieur de la cavité.

Dans le cas du jet impactant confiné, il existe une autre zone qui s'appelle la région de recirculation dans laquelle l'écoulement est entraîné par le confinement et le jet pariétal.

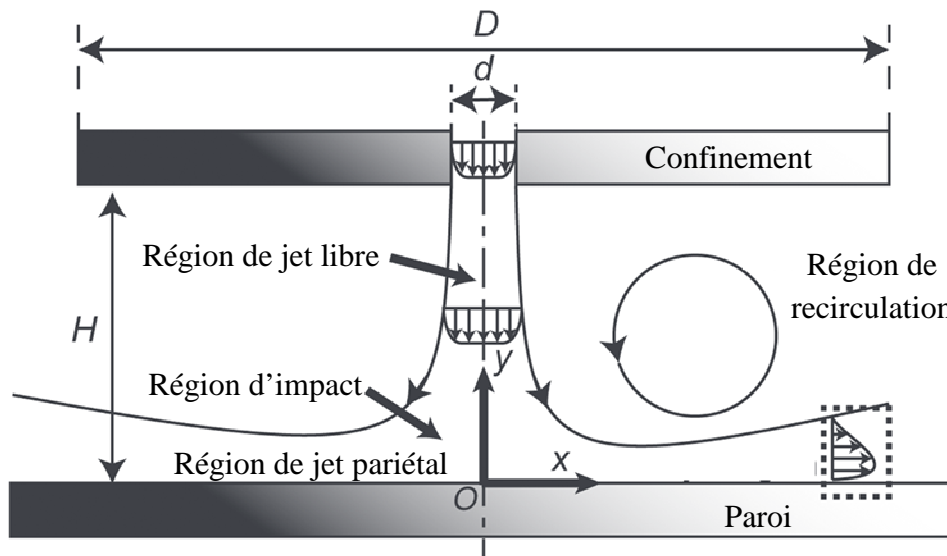


Figure 1.5 : Structure des jets impactants, **Guo et al. [5]** (2017).

1.3 Travaux précédents

Le transfert de chaleur entre un jet impactant et une surface solide est influencé par plusieurs paramètres tels que : le nombre de Reynolds (Re), le nombre de Prandtl (Pr), la distance buse-paroi (H/D), le type de jet (rond, plan, incliné, tourbillonnaire, oscillant), le confinement et le type de paroi (comme par exemple paroi plane, convexe, concave, munie de générateurs de vortex ou ondulée). L'ondulation de la paroi a fait l'objet de plusieurs travaux de recherche qui ciblent à augmenter les performances et à améliorer le transfert de chaleur.

Dans cette section des travaux précédents numériques et expérimentaux sur les jets impactants en général et les jets impactant une paroi ondulée en particulier sont passés en revue.

Des recherches bibliographiques intéressantes ont été rapportées sur des travaux expérimentaux et numériques concernant différentes géométries et dispositions de jets

impactants. **Jambunathan et al. [6]** ont présenté une synthèse des travaux expérimentaux d'un jet circulaire turbulent impactant une plaque plane. Ils ont cité plusieurs travaux sur les effets de forme du jet, la distance buse-paroi, l'intensité de turbulence, le confinement, le jet pariétal et le nombre de Reynolds sur le transfert de chaleur. **Viskanta [7]** a passé en revue des études caractérisant des jets turbulents uniques ou multiples d'air isotherme ou de flammes impactant une surface. Plusieurs types de configurations ont été présentés tels que : un seul jet rond ou plan, une rangée de jets ronds ou plans, un jet rond sur une surface inclinée et des jets impactant des surfaces planes ou courbes. L'effet de l'écoulement transversal sur le transfert de chaleur a été inclus. Une attention particulière a été accordée aux phénomènes physiques plutôt qu'aux comparaisons de relations empiriques ou entre théorie et mesures expérimentales.

Baughn et Shimizu [8] ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur d'un jet rond impactant une plaque plane en imposant un flux constant à la paroi. La meilleure distribution du Nombre de Nusselt fut obtenue pour la distance buse-paroi $H/D = 2$ avec un maximum au point de stagnation et un deuxième pic à la position radiale $r/D = 1.8$. Au point de stagnation le meilleur transfert de chaleur fut obtenu pour $H/D = 6$. Cette même géométrie avec sensiblement les mêmes conditions d'écoulement a été utilisée plus tard par **Cooper et al. [9]** pour étudier expérimentalement les champs dynamiques d'un jet axisymétrique impactant une plaque plane par l'anémomètre à fil chaud. Ils ont examiné les effets de la distance buse-paroi le nombre de Reynolds et le diamètre du jet sur la vitesse moyenne et les contraintes de Reynolds. Les résultats du comportement dynamique de **Cooper et al. [9]** et du transfert de chaleur de **Baughn et Shimizu [8]** ont été regroupés et publiés dans la base de donnée **ERCOFTAC [10]**. **Craft et al. [11]** ont simulé numériquement la configuration traitée dans les deux travaux cités ci-dessus dans le but d'évaluer la performance de différents modèles de turbulence, le modèle $k-\varepsilon$ et trois versions du modèle des contraintes de Reynolds. Les résultats ont montré que le modèle $k-\varepsilon$ et le modèle RSM standard ne donnent pas de bons résultats : ces deux modèles prévoient des niveaux de turbulence trop élevés dans la région de stagnation. Cela entraîne un flux de chaleur à la paroi surestimé. Cependant, les versions modifiées du modèle RSM donnent des résultats en meilleur accord avec les résultats expérimentaux.

Ashforth-Frost et Jambunathan [12] ont réalisé une étude expérimentale et numérique d'un jet plan semi-confiné impactant une surface plane avec un nombre de Reynolds fixe $Re = 20000$ et une distance buse-paroi égale à 2. Des champs de vitesse moyenne et de

turbulence ont été obtenus par l'Anémométrie Laser Doppler et des mesures du transfert de chaleur ont été effectuées à l'aide de la thermographie par cristaux liquides. Une surestimation d'environ 300% du nombre de Nusselt au point de stagnation est obtenue en utilisant le modèle $k-\varepsilon$ standard. Ceci est attribué aux valeurs exagérées de l'intensité de turbulence prédite par ce modèle dans cette zone. En aval, dans le jet pariétal, le transfert de chaleur est mieux prédit, avec une erreur d'environ 20%.

Ashforth-Frost et al. [13] ont utilisé l'anémométrie à fil chaud pour étudier expérimentalement les caractéristiques de la vitesse et de la turbulence d'un jet plan semi confiné impactant une surface plane avec un nombre de Reynolds fixe $Re = 20000$ et une distance buse-paroi qui varie de 4 à 9.2, avec transfert de chaleur. La comparaison entre les configurations de jet semi-confiné et non confiné montre que le cône potentiel est plus long pour la configuration du jet semi-confiné. Les résultats montrent aussi que la vitesse et la turbulence sont liées directement au transfert de chaleur et des niveaux bas de turbulence sont observés dans la région de stagnation.

Des expériences ont été menées par **Gau et Lee [14]** pour étudier le refroidissement par jet d'air impactant une paroi munie de nervures triangulaires, Figure 1.6. Les nervures sont espacées de façon que les cavités entre elles soient de forme trapézoïdale. Quatre paramètres adimensionnels ont été variés : le nombre de Reynolds de 2500 à 11000, la distance buse-paroi normalisée par la largeur de la fente de 2 à 16, la largeur de la fente normalisée par la hauteur des nervures de 1.17 à 6.67 et deux valeurs du rapport pas-entre-nervures / hauteur-des-nervures 2 et 4. Une visualisation de l'écoulement et des mesures du transfert de chaleur le long de la surface d'impact nervurée ont été effectuées. Des zones de recirculation ont été observées à l'intérieur des cavités dans la région de stagnation qui peuvent réduire le transfert de chaleur. En général, les nervures triangulaires donnent un meilleur transfert de chaleur par rapport aux nervures carrées avec des cavités rectangulaires. La meilleure performance a été obtenue avec le pas entre nervures le plus grand. La raison est que l'écoulement passant du régime laminaire au régime turbulent pénètre plus facilement à l'intérieur des cavités espacées.

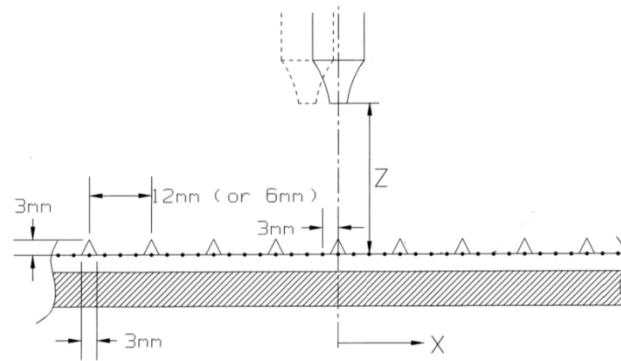


Figure 1.6 : Jet impactant une paroi avec nervures triangulaires, **Gau et Lee [14]**.

Hsieh et al. [15] ont conduit une étude expérimentale sur le transfert de chaleur par un jet impactant sur la paroi nervurée supérieure d'un canal à section carrée en rotation. L'axe de rotation est parallèle à, mais ne coïncide pas avec l'axe du jet. Les effets de la position de l'axe du jet (entre deux nervures ou aligné avec une nervure), la forme des nervures (rectangulaire et semi-circulaire), la vitesse de rotation et le nombre de Reynolds ont été examinés. Ils ont trouvé que les performances de transfert de chaleur dans le cas avec rotation étaient plus faibles que celles sans rotation. Il y a une augmentation de transfert de chaleur de 20 à 30% en cas de présence des rugosités. Les nervures carrées amélioraient plus le transfert de chaleur que les nervures semi-circulaires.

Une étude expérimentale a été réalisée par **Sagot et al. [16]** sur le transfert de chaleur d'un jet axisymétrique impactant une plaque plane circulaire. Ils ont varié plusieurs paramètres : le nombre de Reynolds Re de 10000 à 30000, le rayon de la plaque normalisé par le diamètre du jet R/D de 3 à 10 et la distance buse-paroi normalisée H/D de 2 à 6. Les résultats expérimentaux ont été comparés avec les résultats numériques obtenus avec le modèle de turbulence $SST k-\omega$ et d'autres résultats de la littérature. Ils ont montré qu'il y avait un bon accord entre la distribution du nombre de Nusselt local prédite par le modèle $SST k-\omega$ et celles des travaux de la littérature pour le nombre de Reynolds $Re = 23000$ et la distance $H/D = 2$.

Ils ont proposé une corrélation applicable dans les intervalles $10000 \leq Re \leq 30000$, $3 \leq R/D \leq 10$ et $2 \leq H/D \leq 6$, présentée comme suit :

$$\overline{Nu}_T = 0.0603 Re_j^{0.8} \left[1 - 0.168 \left(\frac{R}{D} \right) + 0.008 \left(\frac{R}{D} \right)^2 \right] \times \left(\frac{H}{D} \right)^{-0.037} \left(\frac{\mu_j}{\mu_w} \right) \quad (2-1)$$

Bilen et al. [17] ont rapporté une étude expérimentale sur le transfert de chaleur et le frottement dans un écoulement turbulent à travers un canal ondulé. Ils ont testé trois formes

de corrugations (rectangulaire, trapézoïdale et circulaire) et varié le nombre de Reynolds de 10000 à 38000. Ils ont conclu que l'augmentation du nombre de Reynolds entraînait une augmentation du taux de transfert de chaleur pour tous les types de parois étudiées et le coefficient de frottement était indépendant de l'augmentation du nombre de Reynolds. La meilleure augmentation du transfert de chaleur par rapport à la paroi lisse était de 63%, obtenue avec la corrugation de type circulaire. Les formes trapézoïdale et rectangulaire ont donné une amélioration de 58% et de 47% respectivement.

Sagot et al. [18] ont réalisé une étude expérimentale d'un jet axisymétrique impactant une paroi ondulée, utilisant deux types de corrugations carrée et triangulaire, Figure 1.7. Ils ont considéré différents nombres de Reynolds et différents rayons de la plaque normalisés par le diamètre du jet (R/D). L'intensification du transfert de chaleur la plus efficace a été trouvée pour des valeurs inférieures à $R/D = 7$. L'ondulation de type carré s'est avérée plus efficace que celle triangulaire. Une augmentation du nombre de Nusselt moyen de 81% a pu être enregistrée avec la corrugation carrée, pour $R/D = 2$.

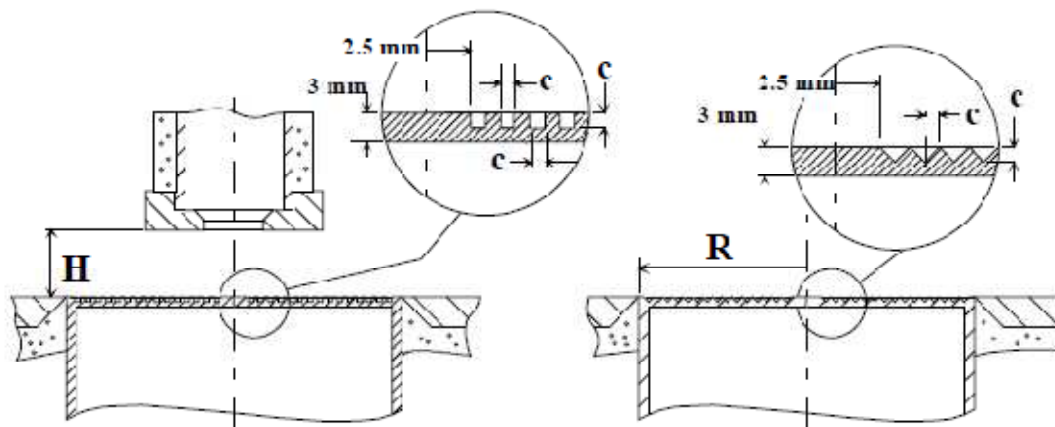


Figure 1.7 : Jet impactant des parois ondulées, **Sagot et al. [18]**.

Des données expérimentales détaillées dans la région de stagnation ont été produites par **Tummers et al. [19]** d'un jet rond turbulent impactant une plaque plane. Ils ont considéré un nombre de Reynolds égal à 23000 et une distance buse-paroi égale à 2 fois le diamètre. L'Anémométrie Laser Doppler a été utilisée pour mesurer les champs de vitesse moyenne et des contraintes de Reynolds. Des données haute résolution sur la composante de vitesse radiale ont pu être obtenues très près de la paroi, à une distance d'environ 40 (μm). Ces mesures ont permis une estimation de la distribution de la contrainte de cisaillement pariétal. Elles ont permis de capter un phénomène instantané d'inversion de l'écoulement à $y/D > 1.3$ dans une couche d'épaisseur d'environ 0.2 (mm) au dessus de la plaque d'impact. Le système

PIV a été utilisé alors pour confirmer que ces zones de retour de fluide étaient liées à la formation de petits tourbillons secondaires.

Ortega- Casanora et Granados-Ortiz [20] ont simulé numériquement le transfert de chaleur dans des jets axisymétriques turbulents avec et sans tourbillonnement impactant des plaques munies de bosses, de creux ou de bosses-et-creux-alternés (*bumps, dimples, bumps&dimples* tels qu'exprimés par ces auteurs), Figure 1.8. Les effets de l'intensité du tourbillonnement, du nombre de Reynolds et de la distance buse-paroi ont été examinés. Ils ont montré qu'il y avait une augmentation du transfert de chaleur avec les parois non uniformes par rapport à la paroi plane. D'après les auteurs, si on était intéressé par une amélioration du transfert de chaleur au point de stagnation la paroi avec des creux pouvait échanger plus de chaleur que la plaque plane alors que les parois avec bosses et avec bosses-et-creux-alternés échangeaient moins. Si on était intéressé par une amélioration sur la plaque entière, la paroi avec des bosses serait recommandée parce que le transfert de chaleur global était plus élevé par rapport à la plaque plane.

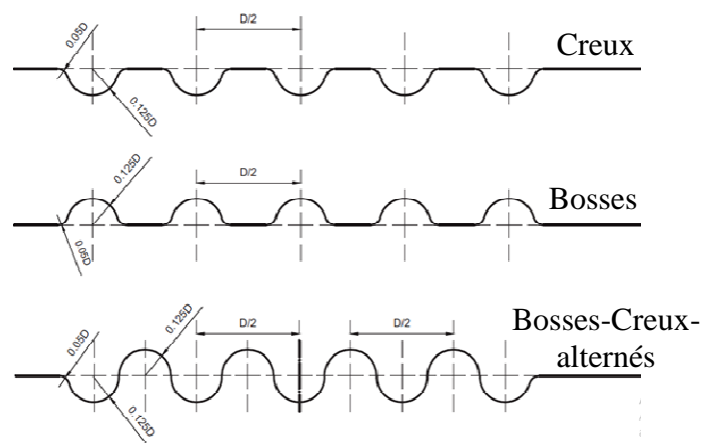


Figure 1.8 : Jet impactant des surfaces non-uniformes **Ortega- Casanora et Granados-Ortiz [20]**.

Kannan et Senthilkumar [21] ont étudié numériquement un jet impactant une surface plane et une surface modifiée avec des corrugations de forme carrée ou rectangulaire, avec un flux de chaleur constant imposé à la paroi pour analyser l'effet de la géométrie sur le Nusselt moyen et le Nusselt local. Les effets de turbulence ont été pris en compte en utilisant le modèle SST $k-\omega$. Ce dernier s'est avéré plus performant dans le calcul du jet rond impactant une plaque plane, comparé aux modèles $k-\epsilon$ standard et RNG. Les résultats ont montré que les corrugations ont un effet défavorable sur le transfert de chaleur. Les auteurs ont expliqué cette dégradation par les zones de recirculation du fluide à l'intérieur des cavités.

Derdouri et al. [22] ont étudié numériquement le chauffage par jet impactant d'une surface circulaire comportant des ondulations carrées. Ils ont examiné l'influence de la distance buse-paroi (H/D) et le rayon de la plaque normalisé par le diamètre du jet (R/D) sur le transfert thermique. La valeur du nombre de Nusselt moyen la plus élevée a été observée pour $R/D = 4$ et $H/D = 2$.

Dobbertean et Rahman [23] ont employé le code commercial FIDAP basé sur la méthode des éléments finis pour étudier numériquement l'effet de la géométrie de la surface sur le transfert de chaleur d'un jet liquide entouré d'air impactant une paroi nervurée. Un domaine d'étude numérique conjugué a été considéré : jet-d'eau/paroi-d'impact. Deux types de nervures ont été utilisés, rectangulaire et triangulaire, Figure 1.9. Des valeurs du nombre de Reynolds entre 500 et 1000 et différentes profondeurs de cavité ont été testées pour les deux parois. Différents matériaux de la plaque ont été étudiés pour la paroi dotée de nervures rectangulaires. Ils ont conclu que l'augmentation du nombre de Reynolds du jet entraînait une augmentation du nombre de Nusselt moyen de 15.7% avec les corrugations rectangulaires et 18% avec celles triangulaires. L'augmentation de la profondeur des nervures conduisait à une augmentation du nombre de Nusselt inférieure à 3% avec la forme rectangulaire et jusqu'à 7.5% avec celle triangulaire.

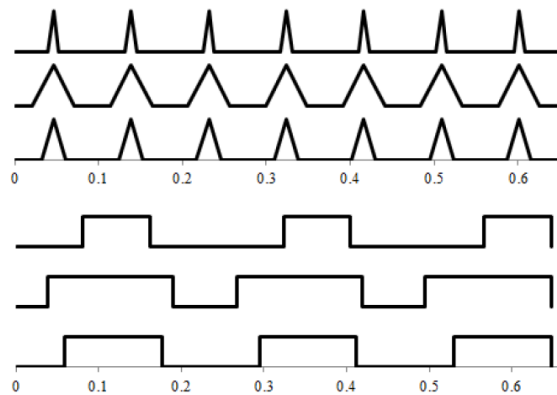


Figure 1.9 : Jet d'eau impactant une paroi avec différentes nervures rectangulaire et triangulaire, **Dobbertean et Rahman [23]**.

Une analyse de l'état de l'art a été présentée par **Shukla et Dewan [24]** concernant le transfert de chaleur par jet impactant. Ils ont cités plusieurs travaux expérimentaux ou combinant l'expérimental et le numérique incluant des détails sur les méthodes de mesures ou de simulation pour étudier les jets impactants. Ils ont conclu qu'il y avait plusieurs paramètres qui influençaient le transfert de chaleur tels que : le confinement, la distance buse-paroi, la forme de la buse et le nombre de Reynolds. Aussi très peu de travaux expérimentaux et numériques sur le transfert de chaleur d'un jet impactant une plaque munie de nervures et des

plaques mobiles ont été rapportés. Il a été trouvé que la plupart des modèles de turbulence basés sur l'approche RANS n'était pas capable de capter les phénomènes complexes caractérisant les jets impactants avec précision ; que la LES performait dans des limites jugées raisonnables ; que la DNS pouvait être appliquée à des géométries simples et pour des nombres de Reynolds faibles. Récemment, des auteurs ont recommandé des approches hybrides telles que PANS ou DES, jugées un bon compromis entre précision et coût de calcul ont été recommandées.

Wienand et al. [25] ont étudié numériquement un jet turbulent impactant une plaque plane avec un nombre de Reynolds fixe $Re = 23000$ et une distance buse-paroi H/D variant de 2 jusqu'à 14. Ils ont employé les modèles de turbulence SST $k-\omega$ et Kato-Launder modifié. Cette étude avait pour objectif d'analyser les caractéristiques de la dynamique de l'écoulement et du transfert de chaleur. Les résultats de cette étude ont été comparés avec ceux extraits de la base de données ERCOFTAC. Dans une deuxième partie du travail, les auteurs ont étudié l'influence du maillage près de la paroi d'impact en particulier le paramètre Y^+ (distance adimensionnelle suivant la normale à la paroi) sur la solution pour une distance buse-paroi $H/D = 6$. A l'aide de la modification Kato-Launder, les fluctuations turbulentes ont diminué dans la région de stagnation du jet par rapport au modèle SST $k-\omega$ standard, mais ont augmenté légèrement dans la région du jet pariétal. Par conséquent, la modification Kato-Launder a réduit le transfert de chaleur dans la région de stagnation, pour les distances buse-paroi inférieures à $H/D = 6$.

Le transfert de chaleur par jet impactant une paroi présentant des ondulations de forme carrée a été simulé numériquement à l'aide du code FLUENT par **Derdouri et al. [26]**. Le but a été d'examiner l'effet du nombre de Reynolds variant de 15000 à 30000 sur la distribution du nombre de Nusselt et de comparer la performance des deux modèles de turbulence ($k-\varepsilon$ standard et SST $k-\omega$). Les résultats ont montré que le modèle SST $k-\omega$ était meilleur que le modèle $k-\varepsilon$ standard, ce dernier surestimant la production de l'énergie cinétique turbulente dans la zone de stagnation.

Lo et liu [27] ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur par un ensemble de jets disposés en lignes et colonnes impactant une paroi comportant partiellement ou totalement des rainures de forme rectangulaire. Les rainures sont disposées transversalement ou parallèlement à l'écoulement soit sur une moitié (amont ou aval) de la surface d'impact, soit sur la surface entière. Trois orientations ont été expérimentées du fluide sortant : la sortie est

du même côté que l'entrée ; la sortie est du côté opposé ; le fluide est divisé en deux courants, un sortant du même côté que l'entrée et l'autre du côté opposé. Il a été observé que l'échange de chaleur était amélioré près des arrêtes des corrugations et se dégradait à l'intérieur des rainures. Comparée à une surface entièrement corruguée, la surface à moitié corruguée était plus efficace pour échanger de la chaleur. Une amélioration de 50% de transfert de chaleur a été enregistrée dans le cas des rainures longitudinales. L'orientation de la sortie de l'écoulement a eu un effet important. Le transfert de chaleur s'est avéré plus élevé quand le fluide est divisé en deux courants pour sortir des deux côtés en même temps.

Shukla et Dewan [28] ont évalué la performance de plusieurs modèles de turbulence basés sur l'approche RANS dans le calcul de jets impactant des parois avec des nervures carrées et des cavités rectangulaires entre les nervures. Aucun des modèles n'a pu prévoir le transfert de chaleur de façon précise. Les effets du nombre de Reynolds, la distance buse-paroi, la largeur de la fente et le pas des nervures ont été examinés. Comparé au modèle SST $k-\omega$, le modèle $k-\varepsilon$ a mieux prédit le transfert de chaleur dans le cas du jet impactant une plaque nervurée pour les plus grandes distances buse-paroi. L'augmentation du pas des nervures a entraîné une augmentation du nombre de Nusselt local dans la région de stagnation et une diminution plus loin en aval.

Des expériences ont été effectuées par **Attalla et al. [29]** pour étudier le transfert de chaleur par jet impactant une surface rendue rugueuse par des micro-cubes, Figure 1.10. Différents paramètres ont été variés : le rapport surface-rugueuse/surface-lisse (A_r/A_s) égal à 1 (paroi lisse), 1.64, 2.28 et 2.92, le nombre de Reynolds variant de 3150 à 10150 et la distance buse-paroi normalisée par le diamètre variant de 1 à 9. Ils ont conclu qu'il y avait une différence entre les distributions du nombre de Nusselt local obtenues pour la paroi lisse et la paroi rugueuse. Dans le cas de la paroi lisse il y avait deux pics. Par contre, pour la paroi rugueuse le premier pic n'apparaissait pas clairement et le second pic était remarquable à une distance radiale normalisée par le diamètre égale à peu près à 0.75. Au point de stagnation le nombre de Nusselt diminuait avec l'augmentation de rapport (A_r/A_s). Ils ont noté aussi que dans le cas de $A_r/A_s = 2.92$ il y avait une augmentation de 20% du transfert de chaleur par rapport à la surface lisse pour un nombre de Reynolds $Re = 5150$ et une distance buse-paroi $H/D = 1$. Comparée à la paroi lisse, la paroi rugueuse a amélioré le nombre de Nusselt moyen de 12%, 20% et 30% avec le rapport A_r/A_s égal à 1.64, 2.82 et 2.92 respectivement.

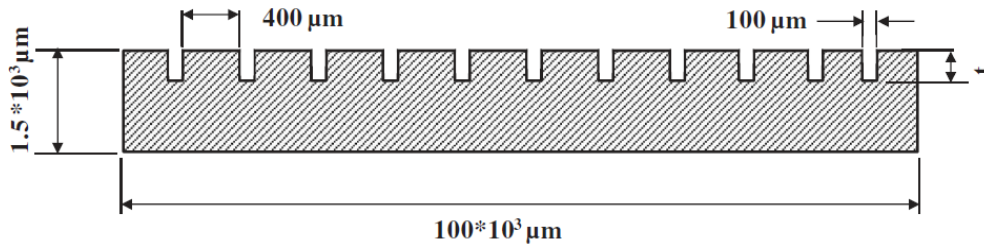


Figure 1.10 : Jet impactant une paroi avec des micro-cubes **Attalla et al. [29]**.

Des expériences ont été réalisées par **Amjadian et al. [30]** sur le refroidissement d'un disque circulaire en aluminium par un jet d'un nano-fluide (Cu_2O -eau). Ils ont varié le nombre de Reynolds de 7330 à 11082 et la concentration du nano-fluide de 0.03% à 0.07%. Le nano-fluide Cu_2O a amélioré l'efficacité du système de refroidissement par jet impactant. A une concentration de nanoparticules de 0.07% et un nombre de Reynolds $Re = 7330$, le nano-fluide a augmenté le transfert de chaleur convectif de 45% par rapport à l'eau pure, fluide de base.

Le tableau 1.1 résume quelques données géométriques et conditions de l'écoulement de travaux précédents. La présente recherche bibliographique a été limitée, portant essentiellement sur des jets impactants utilisant l'air. Bien sur, de nombreuses recherches ont été menées sur les jets impactants utilisant d'autres fluides tels que l'eau ou des nanofluides. Comme exemple, une étude est citée ici sur un jet impactant d'un nano-fluide Cu_2O - Eau.

Tableau 1.1: Types de configurations et conditions de l'écoulement de travaux précédents.

Référence / Date	Expérimental/ Numérique	Type de jet	Distance buse-paroi H/D	Nombre de Reynolds Re	Fluide	Surface d'échange	Modèle de turbulence
Cooper et al. (1993)	Expérimental Anémomètre à fil chaud	Rond	2 à 14	23000 et 70000	Air	Plane	/
Craft et al. (1993)	Numérique	Rond	2 et 6	23000 et 70000	Air	Plane	$k-\varepsilon$ et 3 modèles RSM
Ashforth-Frost et al. (1997)	Expérimental Anémomètre à fil chaud	Plan	4 à 9.2	20000	Air	Plane	/
Gau et Lee (2000)	Expérimental	Plan	2 à 16	2500 à 11000	Air	Nervures triangulaires	/
Hsieh et al. (2004)	Expérimental	Plan	5	5000 à 9000	Air	Nervures carrées et semi-circulaires	/
Sagot et al. (2008)	Expérimental et Numérique	Rond	2 à 6	10000 à 30000	Air	Plane	SST $k-\omega$
Sagot et al. (2010)	Expérimental	Rond	2 à 6	10000 à 30000	Air	Corrugations rectangulaires et triangulaires	/
Tummers et al. (2011)	Expérimental LDA et PIV	Rond	2	23000	Air	Plane	/

Ortega- Casanora et Granados-Ortiz (2014)	Numérique	Rond	5 à 30	7000 à 18000	Air	Creux, bosses et bosses-et-creux	SST $k-\omega$
Kannan et Senthilkumar (2015)	Numérique	Rond	2	23000	Air	Corrugations carrées	SST $k-\omega$
Derdouri et al. (2016)	Numérique	Rond	2 à 10	23000	Air	Corrugations carrées	SST $k-\omega$
Dobbertean et Rahman (2016)	Numérique	Plan	/	500 à 1000	Eau	Nervures rectangulaires et triangulaires	/
Wienand et al. (2017)	Numérique	Rond	2 à 14	23000	Air	Plane	SST $k-\omega$ et Kato-Lauder modifié
Derdouri et al. (2018)	Numérique	Rond	2	15000 à 23000	Air	Corrugations carrées	SST $k-\omega$ et $k-\varepsilon$
Lo et liu (2018)	Expérimental	Rond	3	2500 à 7700	Air	Paroi semi-lisse/semi-rugueuse	/
Shukla et Dewan (2018)	Numérique	Plan	4 à 12	5500 à 20000	Air	Nervures carrées	$k-\varepsilon$, RNG $k-\varepsilon$, Realizable $k-\varepsilon$, $k-\omega$ et SST $k-\omega$
Attalla et al. (2019)	Expérimental	Rond	1 à 9	3150 à 10150	Air	Micro-cubes	/
Amjadian et al (2020)	Expérimental	Rond	/	7330 à 11082	Nano-fluide Cu_2O - Eau	Plane	/

1.4 Objectif du travail

L'objectif de la présente étude numérique, utilisant le code commercial ANSYS Fluent, est divisé en deux parties. Dans la première partie une simulation numérique est réalisée d'un jet axisymétrique turbulent impactant une plaque plane circulaire avec des ondulations de type carré. En se basant sur l'approche RANS et le modèle de turbulence SST $k-\omega$, les effets de la taille de la cavité C , la distance buse-paroi H/D et l'effet du nombre de Reynolds Re sur l'écoulement et le transfert de chaleur sont explorés.

Dans la deuxième partie une simulation numérique est réalisée, à l'aide de l'approche LES, d'un jet d'air plan, turbulent, isotherme, semi-confiné impactant une paroi ondulée avec des ondulations carrées. Les champs statistiques et/ou filtrés de paramètres caractérisant le comportement dynamique de l'écoulement sont analysés. En particulier, l'évolution tridimensionnelle et instationnaire des contours de pression filtrée a permis d'élucider comment se développe les structures cohérentes dans le temps, le long de la surface d'impact.

1.5 Organisation de la thèse

Le reste de la thèse est composé de trois chapitres :

Le second chapitre expose la formulation mathématique incluant un bref résumé du modèle de turbulence SST $k-\omega$ et l'approche LES utilisés. Aussi quelques détails sont donnés sur la méthode de résolution numérique des équations qui régissent l'écoulement en question.

Le troisième chapitre est consacré à la définition des géométries et les conditions prescrites aux différentes frontières qui les entourent. Les résultats de calculs préliminaires ont permis d'analyser l'effet du maillage sur la solution numérique d'une part et d'établir une stratégie de calcul efficace avec l'approche LES d'autre part.

Le quatrième chapitre discute les résultats obtenus. Il est divisé en deux parties. La première partie commence par une validation du code de calcul. Les résultats d'un jet axisymétrique stationnaire impactant une plaque plane ondulée avec des ondulations carrées, obtenus avec le modèle de turbulence SST $k-\omega$ sont comparés avec ceux d'une étude expérimentale. Elle est suivie d'une étude paramétrique montrant les effets de la taille des cavités C , la distance buse-paroi H/D et le nombre de Reynolds. La deuxième partie concerne les résultats statistiques et/ou filtrés du champ dynamique d'un jet plan impactant une paroi ondulée obtenus avec l'approche LES.

La thèse se termine par une conclusion générale et quelque perspectives.

Chapitre 2 Equations mathématiques et méthode de résolution

2.1 Introduction

Dans ce chapitre la formulation mathématique traduisant la phénoménologie de l'écoulement du jet turbulent impactant est exposée. Le modèle SST $k-\omega$ et l'approche LES utilisés pour tenir compte des effets de la turbulence sont aussi brièvement décrits. Enfin, quelques détails importants relatifs à la méthode numérique de résolution sont présentés.

2.2 Equations instantanées

Les équations instantanées régissant les comportements dynamique et thermique d'un écoulement turbulent d'un fluide incompressible et newtonien sont présentées ci-dessous.

- Equation de continuité :

$$\frac{\partial \hat{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2-1)$$

- Equations de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \hat{U}_i}{\partial t} + \hat{U}_j \frac{\partial \hat{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{P}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \hat{U}_i}{\partial x_j} \right) \quad (2-2)$$

- Equation de l'énergie :

$$\frac{\partial \hat{T}}{\partial t} + \frac{\partial(\hat{U}_j \hat{T})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu}{\sigma} \frac{\partial \hat{T}}{\partial x_j} \right) \quad (2-3)$$

où le nombre de Prandtl laminaire σ est le rapport entre la viscosité cinématique laminaire ν (aptitude à diffuser la quantité de mouvement par interaction moléculaire) et la diffusité thermique α (aptitude à diffuser la chaleur par interaction moléculaire).

2.3 Equations moyennées

A ce jour, le coût de la résolution numérique de ces équations instantanées pour simuler des écoulements turbulents est très élevé : le nombre de nœuds du maillage requis augmente

rapidement avec le nombre de Reynolds. Dans l'approche statistique RANS (*Reynolds Averaged Navier Stokes*), la valeur instantanée des variables dépendantes (composantes de vitesse, pression, température) est décomposée en une valeur moyenne (moyenne temporelle dans ce cas car l'écoulement est permanent en moyenne) et une valeur fluctuante.

$$\hat{U}_i(x, t) = U_i(x) + u_i(x, t) \quad (2-4)$$

$$\hat{P}(x, t) = P(x) + p(x, t) \quad (2-5)$$

$$\hat{T}(x, t) = T(x) + \theta(x, t) \quad (2-6)$$

En introduisant la décomposition de Reynolds sur le système d'équations (2-1), (2-2) et (2-3), on obtient ce qui suit.

– Equation de continuité moyenne :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2-7)$$

– Equations de quantité de mouvement moyenne :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) \quad (2-8)$$

– Equation de l'énergie moyenne :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial (U_j T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu}{\sigma} \frac{\partial T}{\partial x_j} - \overline{u_j \theta} \right) \quad (2-9)$$

Dans le système (2-7), (2-8) et (2-9) apparaissent des termes inconnus qui sont les contraintes de Reynolds $\overline{u_i u_j}$ et les flux turbulents de chaleur $\overline{u_j \theta}$. Ces termes posent un problème de fermeture des équations. Le modèle de turbulence SST $k-\omega$ assure la fermeture des équations. Ce modèle se base sur le concept de Boussinesq qui permet d'exprimer les contraintes de Reynolds comme suit :

$$-\rho \overline{u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2-10)$$

Par analogie :

$$-\overline{\rho u_j \theta} = \rho \alpha_t \frac{\partial T}{\partial x_j} \text{ avec } \rho \alpha_t = \frac{\mu_t}{Pr_t} \text{ et } Pr_t = 0.85 \quad (2-11)$$

Il est à noter que le problème de fermeture du système d'équations est résolu si on arrive à déterminer μ_t et k qui apparaissent dans l'équation (2-10).

2.3.1 Modèle SST k - ω (Shear Stress Transport)

Le modèle de turbulence SST k - ω a été proposé par **Menter [31]**. C'est un modèle à deux équations de transport : la première pour l'énergie cinétique turbulente k et la deuxième pour le taux de dissipation spécifique ω . Ce modèle est hybride. Il combine les avantages du modèle k - ω standard de **Wilcox [32]** près de la paroi et du modèle k - ε standard de **Lauder et Spalding [33]** loin de la paroi. Ces deux modèles sont pondérés en utilisant une fonction de la distance à la paroi. Cette dernière permet le passage progressif de l'adoption du modèle k - ω standard près de la paroi à l'adoption du modèle k - ε standard loin de la paroi. Les équations de transport k et ω s'écrivent comme suit.

– Equation de l'énergie cinétique turbulente k :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k U_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k \quad (2-12)$$

– Equation de dissipation de l'énergie ω :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \omega U_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + D_\omega \quad (2-13)$$

G_k : Taux de production de l'énergie cinétique turbulente k .

G_ω : Taux de production du taux de dissipation spécifique ω .

Γ_k, Γ_ω : Coefficients de diffusion effective de k et ω .

Y_k, Y_ω : Taux de dissipation de k et ω .

D_ω : Terme de diffusion croisée provenant de la transformation de la formulation k - ε en une formulation k - ω .

Les valeurs de k et ω ainsi obtenues sont utilisées pour déterminer la viscosité turbulente μ_t , voir documentation **ANSYS-Fluent [39]**.

2.3.2 Approche de simulation des grandes échelles LES (*Large Eddy Simulation*)

Parmi les méthodes de simulation numérique, l'approche DNS (*Direct Numerical Simulation*) résout les équations de Navier-Stokes directement. Cette approche donne des résultats précis mais son inconvénient est qu'elle nécessite un maillage très raffiné (quelques dizaines de millions de nœuds), un temps d'exécution très long et donc un outil informatique très puissant et coûteux. D'autre part, l'approche RANS (*Reynolds Averaged Navier Stokes*), résout le champ moyen de l'écoulement en modélisant l'effet des fluctuations turbulentes. Un avantage de cette approche est sa rapidité de calcul (temps d'exécution très court) puisqu'elle ne nécessite pas un maillage très raffiné. Son inconvénient est le manque de précision. Dans la deuxième partie de notre travail nous avons choisi une approche intermédiaire entre les deux approches précédentes, la simulation des grandes échelles, LES en anglais '*Large Eddy Simulation*', appelée aussi macro-simulation. Elle nécessite un nombre de nœuds réduit comparée à la DNS et une meilleure précision de calcul par rapport à la méthode RANS.

Le principe de cette méthode est de séparer entre les grandes échelles et les petites échelles des tourbillons. Les grandes échelles, qui emmagasinent la plus grande partie de l'énergie cinétique turbulente, sont filtrées et résolues directement. Par contre, les effets des petites échelles, qui sont beaucoup moins influentes sur l'écoulement, sont modélisés. L'approche LES se base sur le fait que les petites structures sont responsables de la dissipation de l'énergie et les grandes échelles sont responsables du transport de la quantité de mouvement et de l'énergie **Chahed [34]**.

Les équations employées dans l'approche LES sont obtenues en filtrant les équations de Navier-Stokes dépendantes du temps et de l'espace en utilisant un filtre qui sépare les deux échelles. Une variable est décomposée en une valeur filtrée et une fluctuation

$$\Phi(x, t) = \tilde{\Phi}(x, t) + \Phi'(x, t) \quad (2-14)$$

Où $\tilde{\Phi}(x, t)$ est la grandeur filtrée simulée directement et $\Phi'(x, t)$ est la partie fluctuante dont l'effet est modélisé.

Le filtrage en espace se fait par l'intermédiaire d'une fonction de filtrage G.

Une variable $\tilde{\Phi}(x, t)$ filtrée est définie par:

$$\tilde{\Phi}(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\xi, t) G(x - \xi) d^3 \xi \quad (2-15)$$

Où le filtre doit satisfaire la condition de normalisation

$$\int_{-\infty}^{+\infty} G(\xi) d^3 \xi = 1 \quad (2-16)$$

Dans le code ANSYS-Fluent 14.5, le filtrage est fait implicitement par rapport au maillage lui même. En fait, le filtre est égal à une longueur équivalente à la taille de la maille ou le volume fini ou la cellule entourant le noeud dans le maillage. En appliquant ce filtre sur les équations instantanées (2-1) et (2-2). On obtient les équations de Navier-Stokes filtrées:

– Equation de continuité filtrée :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \tilde{U}_i) = 0 \quad (2-17)$$

– Equation de quantité de mouvement filtrée :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \tilde{U}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \tilde{U}_i \tilde{U}_j) = -\frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (3-18)$$

τ_{ij} est le tenseur de contraintes de Reynolds sous-maille.

$$\tau_{ij} = \rho \overline{U_i U_j} - \rho \tilde{U}_i \tilde{U}_j \quad (3-19)$$

Il représente le flux de la quantité de mouvement induit par les petites structures turbulentes dont la taille est inférieure à celle du filtre.

2.3.2.1 Modélisation sous maille

Par analogie avec le concept de Boussinesq utilisé dans l'approche RANS, la modélisation de la contribution des structures turbulentes sous-maille donne, **Sagaut [35]** :

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\mu_t S_{ij} \quad (2-20)$$

S_{ij} est le tenseur de taux de déformation de l'échelle résolue:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2-21)$$

Le modèle des échelles sous-maille de référence est celui de Smagorinski-Lilly (**Smagorinsky [36] et Lilly [37]**). Ce modèle propose que la viscosité turbulente soit

proportionnelle à une distance caractéristique et une vitesse caractéristique des petites structures turbulentes:

$$\mu_t = \rho (\text{distance caractéristique})(\text{vitesse caractéristique}) \quad (2-22)$$

$$\mu_t = \rho (L_s)(L_s \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}) \quad (2-23)$$

L_s est la longueur de mélange représentant les tourbillons sous mailles. En général, elle est fonction de la taille moyenne du filtre et d'une constante empirique.

$$L_s = \min(\kappa d_p, C_s \sqrt[3]{\Delta}) \quad (2-24)$$

κ est la constante de Von Karman, d_p est la distance par rapport à la paroi la plus proche et Δ est le volume de la maille.

- Quand le modèle statique de Smagorinsky-Lilly est utilisé, C_s est une constante égale à 0.1.
- Quand le modèle dynamique de Smagorinsky-Lilly (**Germano et al. [38] et Lilly [37]**) est utilisé, C_s est fonction de l'espace et du temps. Son calcul est basé sur l'information contenue dans les grands tourbillons.

Dans notre étude nous avons choisi le modèle dynamique de Smagorinsky-Lilly.

2.4 Quelques détails sur les méthodes numériques de résolution

Le code commercial de CFD ANSYS-Fluent résout numériquement le système d'équations régissant en utilisant la méthode des volumes finis. Le schéma Décentré Amont de Second Ordre (Second Order Upwind) est utilisé pour la discrétisation des termes convectifs dans les équations de transport et l'algorithme SIMPLE est adopté pour le traitement du couplage vitesse-pression. La solution du système est considérée convergée quand les résidus de toutes les équations sont inférieurs à 10^{-5} pour les simulations SST $k-\omega$.

Concernant l'approche LES nous avons choisi l'activation du calcul statistique après un calcul initial d'une durée de deux fois le temps de résidence. Ce temps qui est le rapport d'une distance caractéristique du domaine d'étude sur la vitesse de référence à l'entrée, donne une idée sur l'ordre de grandeur du temps de passage d'une particule fluide depuis l'entrée jusqu'à la sortie du domaine. Le nombre maximal d'itérations spatiales par incrément de temps est égal à 30. Ce nombre est atteint seulement durant les premières itérations dans le temps et

après, la solution converge avant d'atteindre cette limite. Le pas de temps est égal à 0.0001(s). Cet incrément est à peu près 1/2000 le temps de résidence.

Chapitre 3 Géométries et maillages

3.1 Introduction

Les deux configurations de jet impactant une surface ondulée ayant fait l'objet de la présente étude sont décrites dans ce chapitre : la première consiste en une géométrie axisymétrique d'un jet rond impactant une plaque plane circulaire avec des ondulations de type carré. La deuxième consiste en une géométrie en 3D d'un jet plan issu d'une fente et impactant une plaque plane munie de corrugations de type carré. Dans chacun des cas considérés, les conditions prescrites au niveau des frontières sont expliquées. Des résultats de calculs préliminaires sont aussi présentés concernant :

- l'effet du maillage généré sur la solution numérique.
- l'estimation du temps requis, dans le cas particulier du calcul par la LES, pour obtenir les champs moyens stables de paramètres caractéristiques de l'écoulement.

3.2 Jet rond axisymétrique

3.2.1 Géométrie et types de frontières

La figure 3.1 présente la configuration et les frontières du domaine d'étude d'un jet rond axisymétrique impactant. Cette configuration a été étudiée expérimentalement par **Sagot et al. [18]** Le diamètre du jet D varie de 2.4 jusqu'à 12 (mm), la distance buse-paroi H/D (normalisée par le diamètre) varie de 1 jusqu'à 6, le rayon de la plaque d'impact $R = 24$ (mm), la distance entre le point de stagnation et la première cavité $\delta/2 = 2.5$ (mm) et la longueur de la cavité C varie de 0 jusqu'à 1.5 (mm). Les limites du domaine numérique sont un axe de symétrie à gauche, une paroi ondulée imperméable en bas, une frontière d'entraînement libre à droite. En haut, la limite est divisée en deux zones : tout à fait à gauche c'est l'entrée du jet ; à droite, c'est une frontière d'entraînement libre.

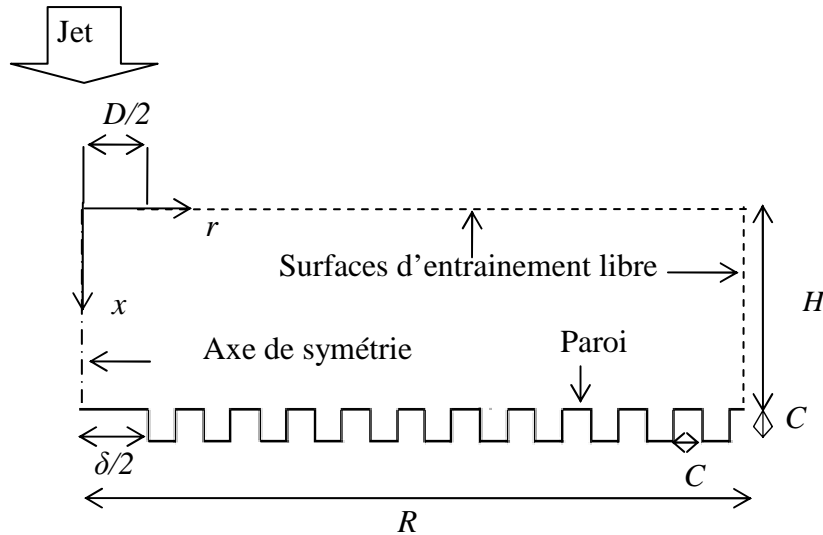


Figure 3.1: Géométrie et frontières du domaine du jet rond axisymétrique.

3.2.2 Conditions aux limites

Dans cette partie, les conditions aux limites imposées au niveau des différentes frontières du domaine d'étude sont présentées.

3.2.2.1 Entrée

Les profils de vitesse, de température, de l'énergie cinétique turbulente k et du taux de dissipation spécifique ω caractérisant le jet entrant sont supposés uniformes.

- La valeur de vitesse axiale est exprimée en fonction du nombre de Reynolds :

$$V_{in} = \frac{\mu Re}{\rho D}$$

- La composante de vitesse radiale est nulle $V_r = 0$
- La température du jet est $T_{jet} = 323$ (K)
- L'intensité de turbulence $I = 0.5\%$ et le diamètre hydraulique D_H est égal au diamètre du jet. Ces deux paramètres permettent au code Fluent de déduire les valeurs de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation spécifique à partir des expressions suivantes :

$$k = \frac{3}{2} (V_{in} I)^2$$

$$\omega = \frac{k^{1/2}}{C_\mu^{1/4} l}$$

C_μ est une constante empirique du modèle de turbulence égale à 0.09 et l est une longueur de mélange égale à $0.07 D_H$.

3.2.2.2 Axe de symétrie

- La composante de vitesse radiale est nulle $V_r = 0$
- Les gradients des autres variables dépendantes sont nuls $\frac{\partial V_x}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \omega}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = 0$

3.2.2.3 Paroi

- Les deux composantes de vitesse sont nulles $V_r = V_x = 0$
- Le gradient local de l'énergie cinétique turbulente suivant la normale à la paroi ondulée est nul
 - Au niveau des parties de la surface parallèles à r : $\frac{\partial k}{\partial x} = 0$
 - Au niveau des parties de la surface parallèles à x : $\frac{\partial k}{\partial r} = 0$
- Le taux de dissipation spécifique à la paroi [39] : $\omega = \frac{\rho(u^*)^2}{\mu} \omega^+$

Où $\omega^+ = \frac{6}{\beta_i(y^+)^2}$ si le volume fini près de la paroi est dans la sous couche laminaire

$\omega^+ = \frac{1}{\sqrt{\beta_\infty^*}} \frac{du_{turb}^+}{dy^+}$ si le centre du volume fini près de la paroi est dans la zone logarithmique.

ω^+ dépend de paramètres clairement définies dans la référence [39]

- La température imposée à la paroi est constante $T_w = 277$ (K)

3.2.2.4 Surfaces d'entraînement libre

- Dans les frontières d'entraînement libre de fluide la pression est donnée. Elle est égale à la pression atmosphérique. Dans le cas où le fluide s'écoule de l'extérieur vers l'intérieur du domaine (backflow), la composante de vitesse localement perpendiculaire à la surface est obtenue en appliquant l'équation de continuité locale à chaque volume fini adjacent à cette frontière.
- Aussi, dans le cas où le fluide est aspiré vers l'intérieur du domaine, la température $T = 298$ (K)

3.2.3 Effet du maillage

L'effet du maillage sur la solution numérique a été étudié pour s'assurer que les résultats obtenus soient indépendants du maillage final adopté. L'objectif a été de trouver un nombre de nœuds suffisamment élevé pour donner une précision de calcul satisfaisante mais pas excessivement élevé pour réduire le temps d'exécution à un minimum. Le maillage est

composé de cellules rectangulaires. Il est raffiné dans les régions où les gradients des variables dépendantes sont relativement importants, c'est-à-dire à la périphérie du jet et près des parois, voir Figures 3.2 et 3.3.

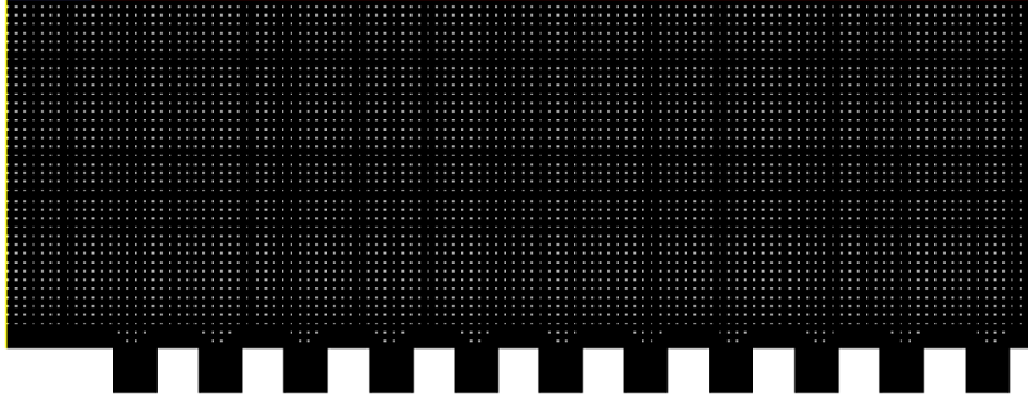


Figure 3.2 : Maillage utilisé.

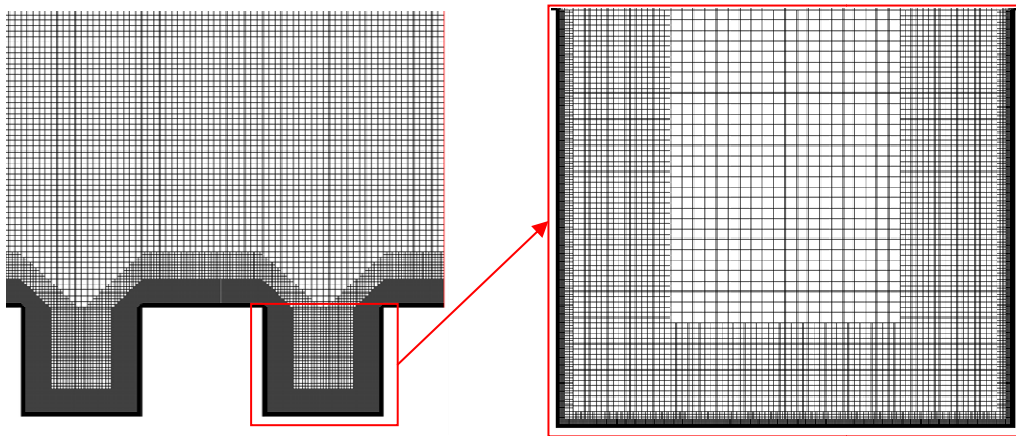


Figure 3.3 : Maillage dans les cavités.

Des maillages utilisant différents nombres de nœuds M1 (160271), M2 (416692) et M3 (710699) ont été testés. La figure 3.4 illustre la variation suivant la direction radiale du nombre de Nusselt local sur la paroi d'impact, depuis le point de stagnation jusqu'à la troisième cavité. Le tableau 3.1 présente le nombre de Nusselt moyen, la valeur maximale de la distance adimensionnelle à la paroi Y^+ et l'erreur relative entre le maillage considéré et le maillage M3. Les solutions obtenues avec les deux maillages M2 et M3 sont presque identiques, avec une erreur négligeable égale à 0.06%. Pour cela le maillage M2 a été employé dans le reste des calculs de cette première configuration.

Tableau 3.1 : Nombre de Nusselt moyen et distance adimensionnelle à la paroi Y_{max}^+ : effet du maillage.

Maillage (nombre de nœuds)	Nu_{moy}	Y_{max}^+	Erreur relative entre maillage et M3 (%)
M1 (160271)	49.59	4.25	0.54
M2 (416692)	49.29	1.2	0.06
M3 (710699)	49.32	0.9	/

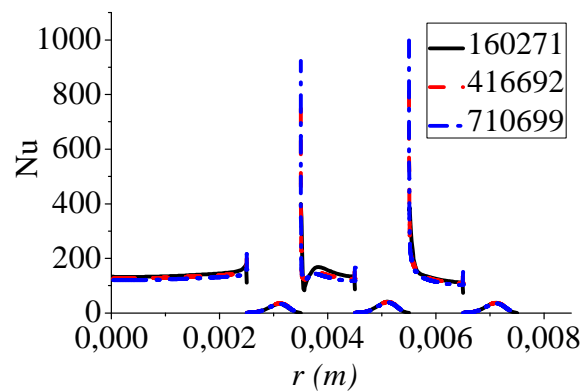


Figure 3.4 : Profil radial du nombre de Nusselt local sur la paroi d'impact : effet du maillage.

Dans cette partie de l'étude, le modèle de turbulence SST $k-\omega$ a été utilisé. Ce dernier, nécessite que la valeur de Y^+ soit inférieure à 1. La figure 3.5 illustre le profil de Y^+ sur une partie de la paroi d'impact (du point de stagnation jusqu'à la troisième cavité) obtenu avec le maillage choisi (M2). On peut constater que la valeur de Y^+ est inférieure à 1 sur toute la surface d'impact sauf dans le coin supérieur de la première cavité où il atteint un pic de 1.2.

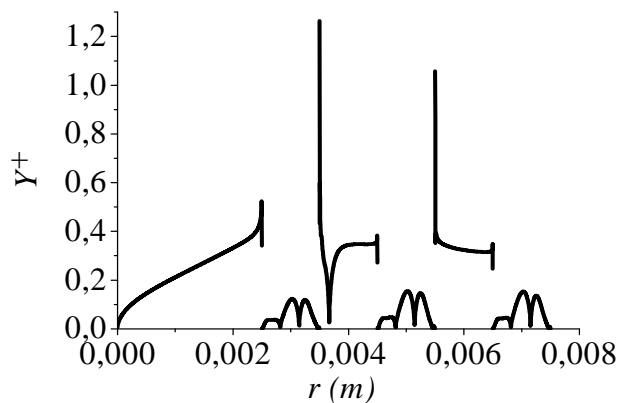
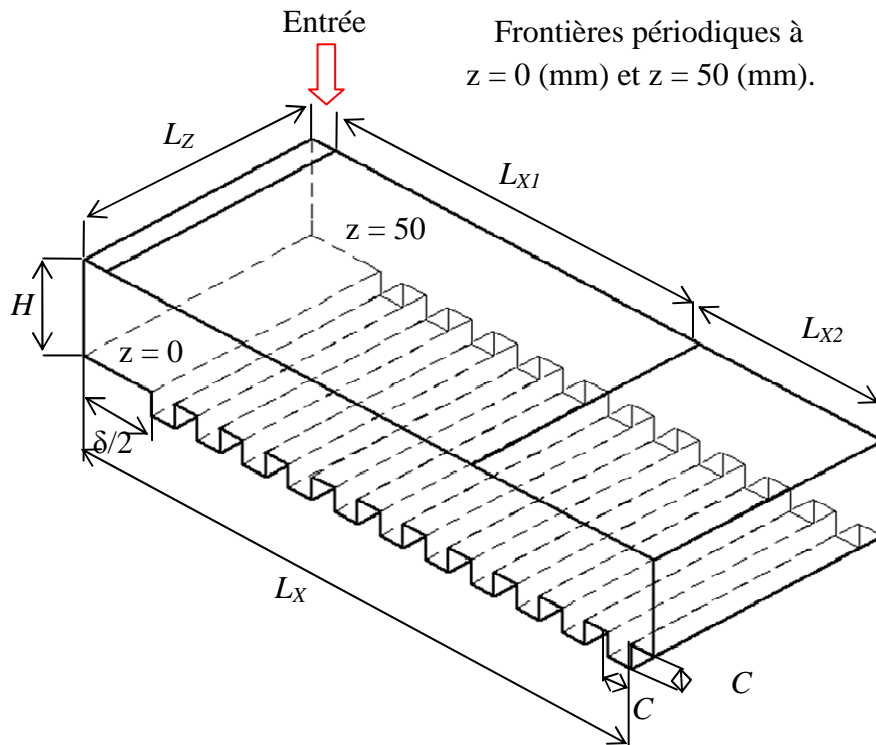


Figure 3.5 : Profil radial de Y^+ sur la surface d'impact.

3.3 Jet plan impactant une surface ondulée – étude 3D

3.3.1 Géométrie et types de frontières

La configuration et les types de frontières du domaine d'étude du jet plan impactant une plaque ondulée sont présentés dans la figure 3.6. Le jet plan sort d'une buse en forme de fente rectangulaire de largeur $L = 10$ (mm). La plaque d'impact a une forme globale carrée de côté 250 (mm). Une partie de la frontière supérieure est une paroi de confinement de longueur $L_{x1} = 80$ (mm) et une autre partie est une surface d'entraînement libre de longueur $L_{x2} = 40$ (mm). La distance entre le point de stagnation et la première cavité est $\delta/2 = 15$ (mm). Les cavités ont une forme carrée de côté $C = 5$ (mm). La distance buse-paroi est $H = 20$ (mm). La profondeur du domaine est $L_z = 50$ (mm).



a) Vue en 3D.

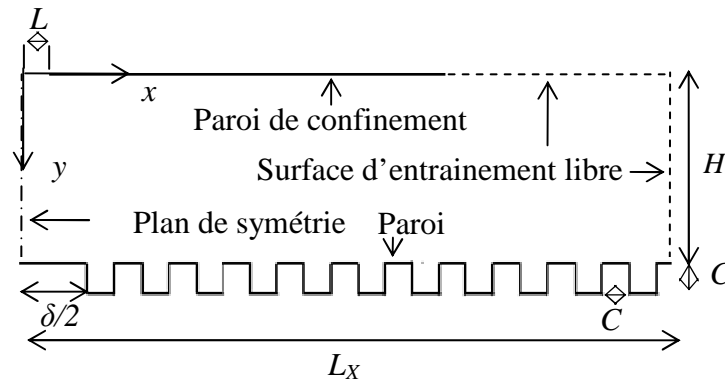
b) Vue d'un plan xy .

Figure 3.6 : Géométrie et types de frontières du domaine.

3.3.2 Conditions aux limites

A l'entrée du domaine, le jet traverse la fente avec une vitesse constante $V_{in} = 7.30$ (m/s), ce qui correspond à un nombre de Reynolds $Re = 5000$. L'option « *no perturbation* » a été choisie dans ce cas, ce qui signifie qu'il n'y a pas de fluctuations turbulentes artificielles de vitesse superposées à la valeur uniforme prescrite.

Des conditions de non glissement sont imposées sur toutes les parois (paroi d'impact, paroi de confinement). Concernant les surfaces d'entraînement libre, une pression donnée atmosphérique a été imposée sur la frontière libre en haut (pression *in*, sans perturbation), et la frontière à droite (pression *out*, sans perturbation).

Nous avons appliqué les conditions de périodicité entre les deux surfaces à $z = 0$ (mm) et $z = 50$ (mm). Cela garantit la continuité des variables dépendantes, et de leur gradient suivant la normale, aux deux surfaces périodiques.

3.3.3 Création des frontières périodiques

Pour créer les surfaces ou zones périodiques, les étapes ci-dessous ont été suivies :

- Placer le curseur dans l'interface graphique et appuyer sur Entrée.
- Choisir dans les menus les sous-répertoires appropriés pour arriver à *makeperiodic*, Figure 3.7 : *grid/modify-zone/makeperiodic*.
- Spécifier les deux zones : entrer le nom ou l'identification des deux zones et leur ordre. Par exemple dans le cas présenté dans Figure 4.7 nous avons choisi comme zone périodique *p4z0* (periodic zone à $z = 0$ (mm)) et l'ombre ou l'image de la zone périodique *p4z50* (shadow zone à $z = 50$ (mm)).

- Définir le vecteur de déplacement qui associe à chaque point de la zone périodique son image dans l'ombre de la zone périodique. Dans ce cas le vecteur a pour composantes $x = 0$, $y = 0$ et $z = 0.05$ (m).

```

>
adapt/                file/                report/
define/              mesh/                solve/
display/            parallel/           surface/
exit                 plot/              views/

> grid/modify-zone/makeperiodic
Periodic zone [()] p4z0
Shadow zone [()] p4z50
Rotational periodic? (if no, translational) [yes] no
Create periodic zones? [yes]
Auto detect translation vector? [yes]

all 1711 faces matched for zones 208 and 243.

computed translation deltas: 0.000000 -0.000000 0.050000
zone 243 deleted

created periodic zones.
> |

```

Figure 3.7 : Etapes de création des zones périodiques.

3.3.4 Estimation du temps requis pour le calcul des paramètres statistiques

La simulation de l'écoulement en question en utilisant l'approche LES est composée de deux étapes : la première concerne la phase transitoire de l'écoulement durant laquelle l'influence des conditions aux limites avance progressivement à partir des frontières vers l'intérieur du domaine (évidemment, le calcul des champs moyens de l'écoulement ne peut pas être fait durant cette phase) ; la deuxième concerne l'écoulement permanent en moyenne. Cette dernière phase est caractérisée par un écoulement qui s'est stabilisé dans le temps mais les variables instantanées ou plutôt filtrées continuent de dépendre du temps. C'est durant cette deuxième étape qu'il faut activer le calcul des variables statistiques. Pour obtenir des résultats fiables des paramètres statistiques la période de temps de l'écoulement simulé par le code de calcul doit être suffisamment longue pour que les champs moyens se stabilisent. Cette période est généralement égale à environ quelques temps de séjour t_s (t_s est défini dans ce travail comme le rapport de la distance typique parcourue par une particule entre l'entrée et la sortie du domaine sur la vitesse à l'entrée).

Des profils de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente k ont été enregistrés à différents instants et comparés, dans les régions du jet libre et du jet pariétal pour chaque

maillage testé. Quatre maillages avec différents nombres de nœuds ont été utilisés : M1 (3897144), M2 (5871000), M3 (7549000) et M4 (10014000). Les figures 3.8, 3.9, 3.10 et 3.11 comparent les profils de la vitesse et l'énergie cinétique turbulente dans la région du jet libre et du jet pariétal à différents instants t . Les résultats obtenus donnent une idée sur la période de temps requise pour que la solution se stabilise: $t = 1.1$ (s) qui correspond à $5.5*t_s$ pour le maillage M1; $t = 1.3$ (s) qui correspond à $6.5*t_s$ pour le maillage M2 ; $t = 1.2$ (s) qui correspond à $6*t_s$ pour le maillage M3 et $t = 1.2$ (s) qui correspond à $6*t_s$ pour le maillage M4.

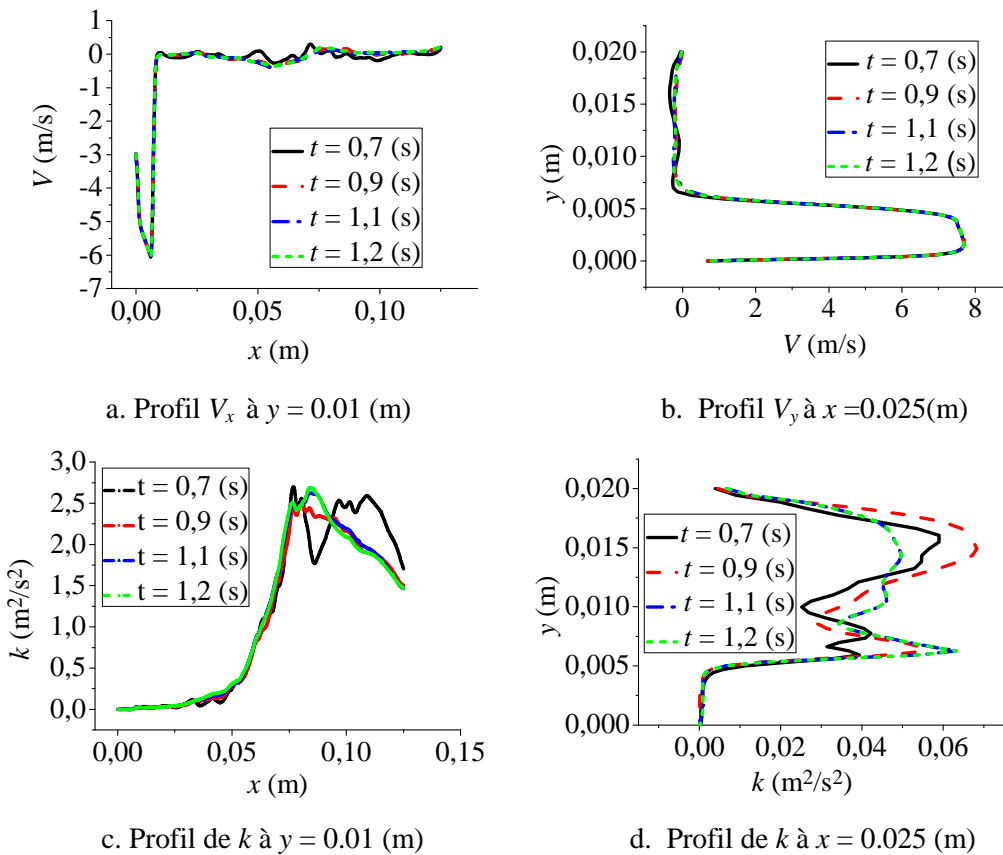
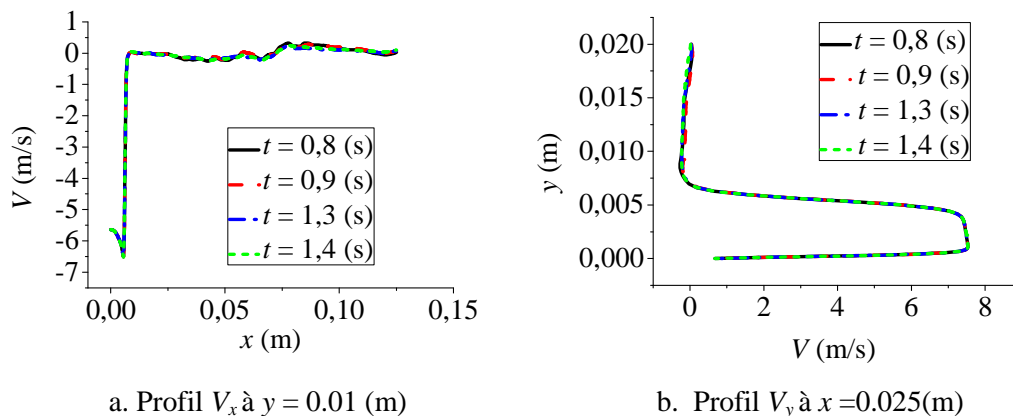


Figure 3.8 : Profils de vitesse et d'énergie turbulente-Maillage 1.



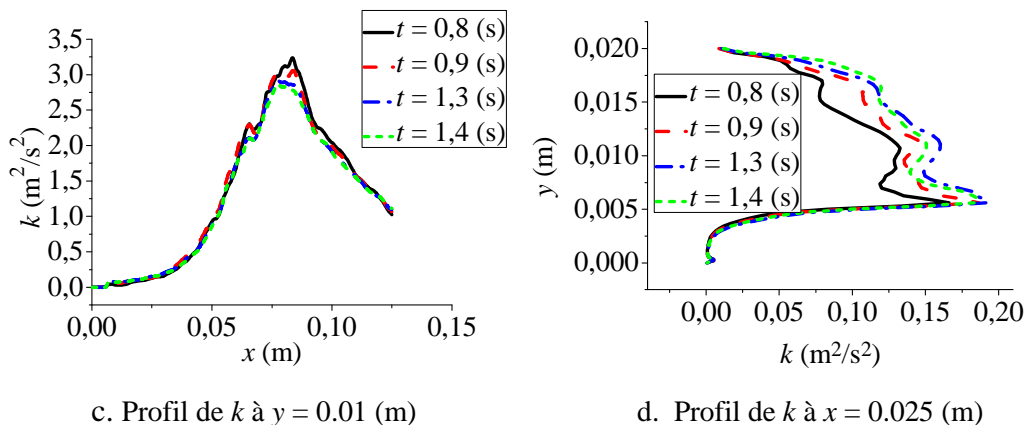


Figure 3.9 : Profils de vitesse et d'énergie turbulente-Maillage 2

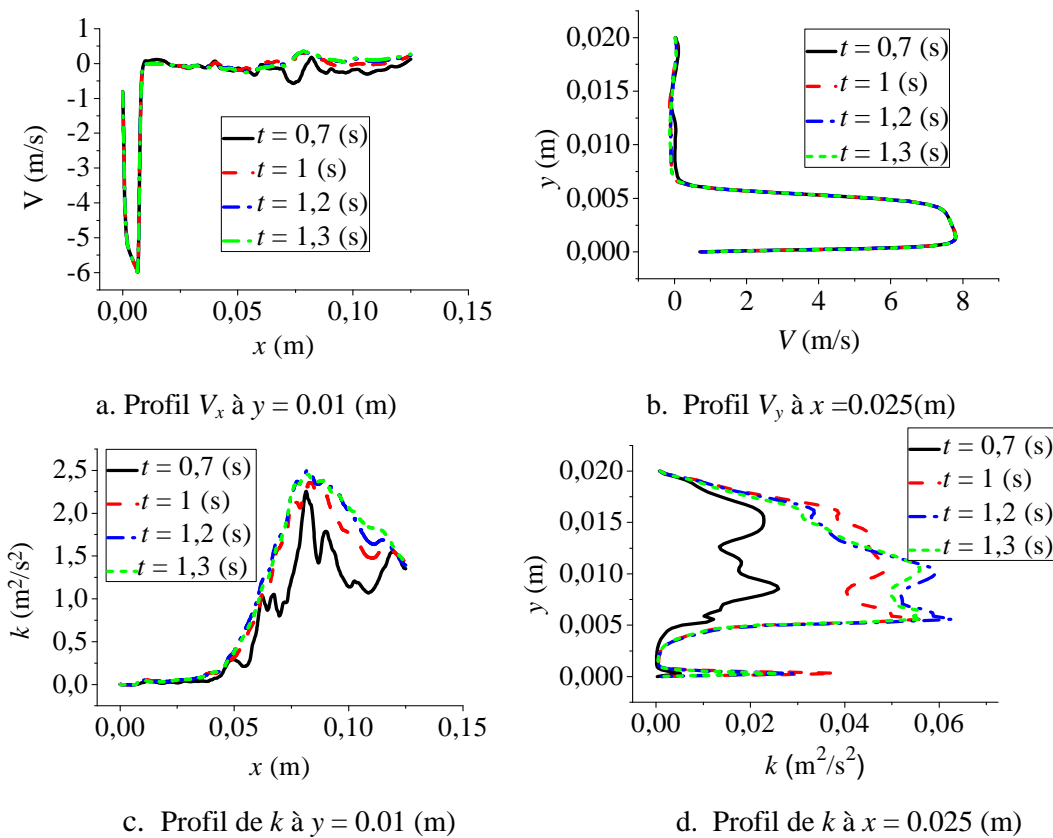


Figure 3.10 : Profils de vitesse et d'énergie turbulente -Maillage 3

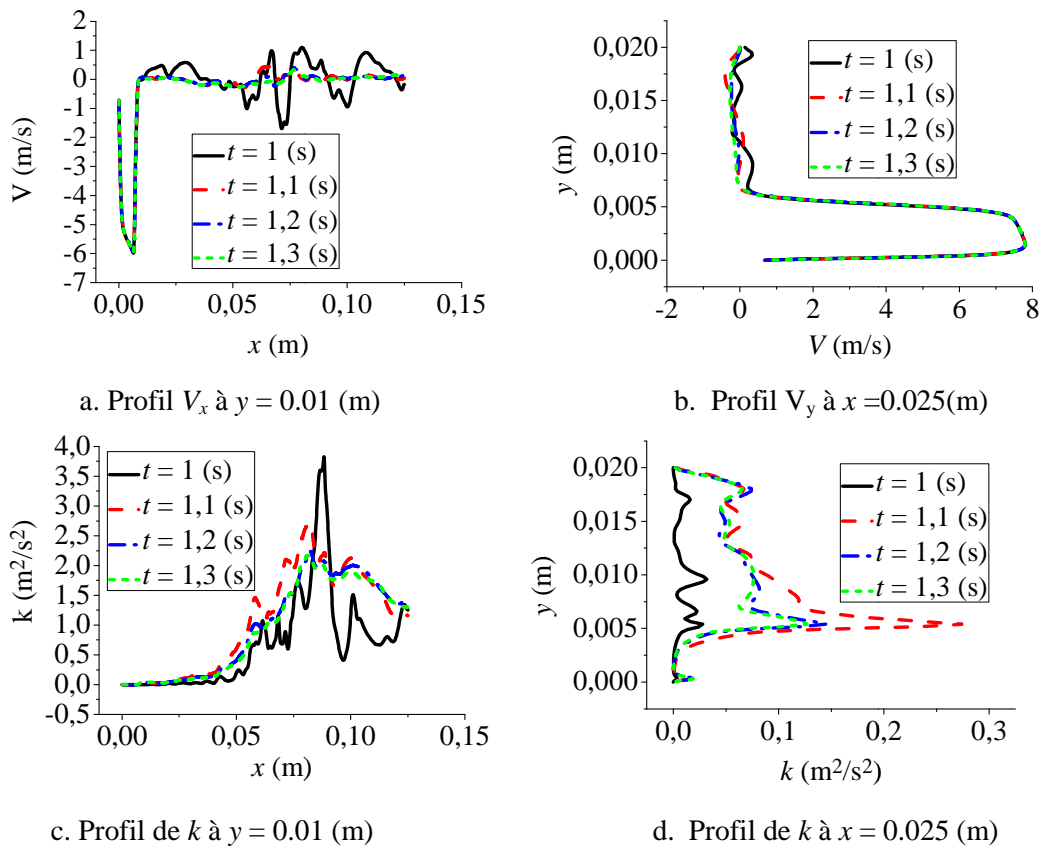


Figure 3.11 : Profils de vitesse et d'énergie turbulente -Maillage 4.

3.3.5 Effet du maillage

Le maillage adapté à cette configuration a été généré par le logiciel ICEM. Nous avons utilisé un maillage non uniforme, raffiné près des parois, dans les zones à fort cisaillement et à l'intérieur des cavités avec des cellules hexaédriques, voir figures 3.12 et 3.13. Le nombre de nœuds a été optimisé en tenant compte de la précision et le coût des calculs.

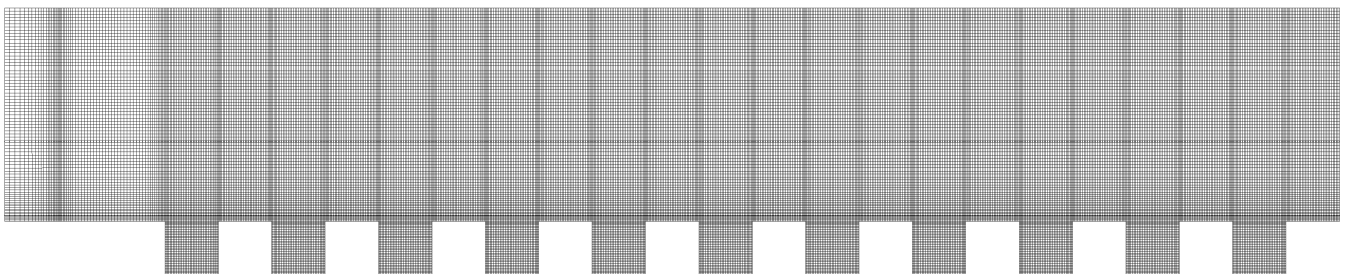


Figure 3.12 : maillage utilisé.

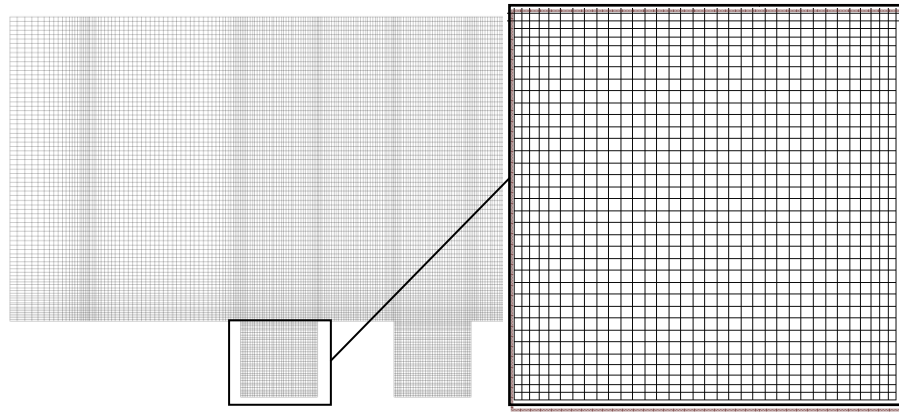


Figure 3.13 : zoom à l'intérieur de la cavité.

Les figures 3.14 comparent les profils de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente dans la région du jet libre et du jet pariétal obtenus avec les différents maillages testés. On peut dire que les maillages M3 et M4 donnent des profils de vitesse similaires. Cependant, l'accord entre les profils de l'énergie cinétique turbulente obtenus avec ces deux maillages est moins satisfaisant, particulièrement dans la région du jet pariétal. Le maillage M3 a été jugé le choix optimal entre précision et coût de calcul, avec les moyens informatiques disponibles au niveau du laboratoire, pour explorer les phénomènes caractérisant l'écoulement.

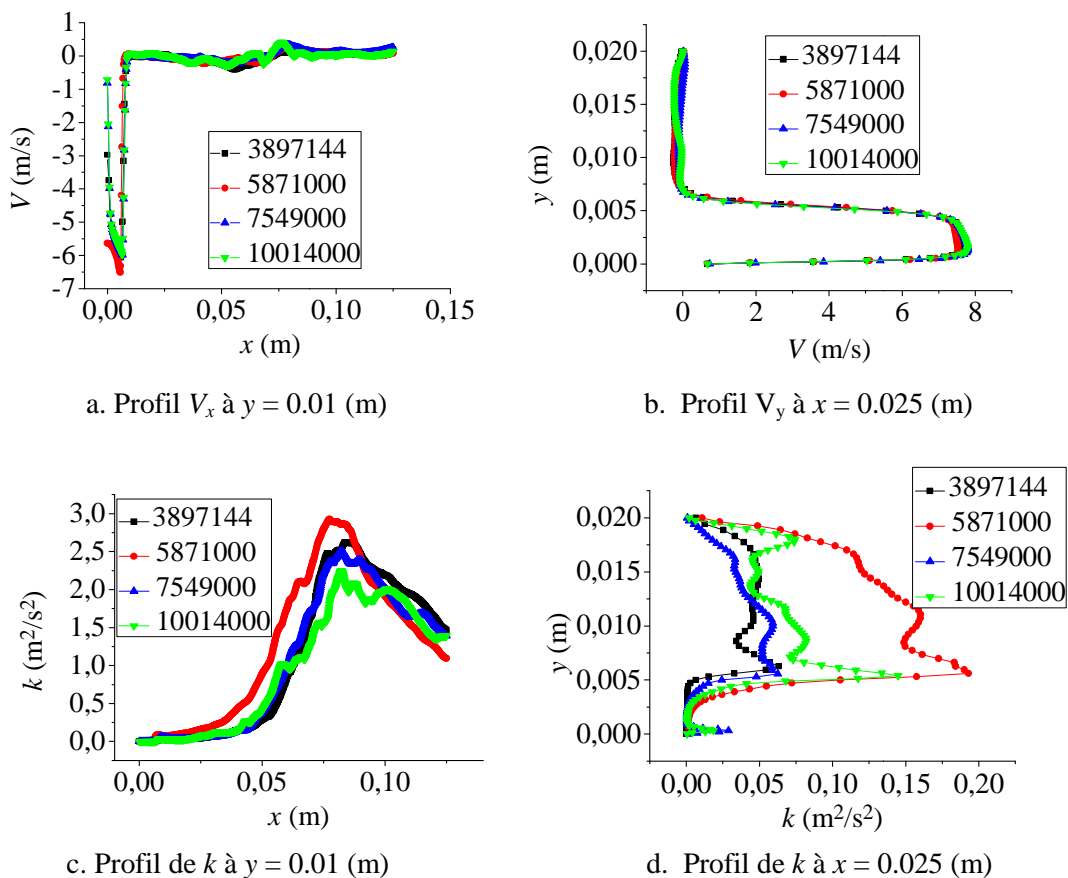


Figure 3.14 : Profils de vitesse et d'énergie turbulente - effet du maillage.

Chapitre 4 Discussion des résultats

4.1 Introduction

Dans ce chapitre les résultats sont divisés en deux parties. La première partie est une étude numérique de champs dynamique et thermique, d'un jet d'air rond turbulent axisymétrique et stationnaire en moyenne, impactant une paroi plane présentant des ondulations de type carré par le modèle de turbulence SST $k-\omega$. La deuxième partie est une étude numérique par l'approche LES d'un jet d'air plan semi-confiné instationnaire impactant une paroi munie d'ondulations carrées.

4.2 Etude paramétrique du jet impactant axisymétrique

Cette partie des résultats concerne la simulation d'un jet axisymétrique impactant une paroi ondulée avec des ondulations carrées utilisant le modèle SST $k-\omega$ basé sur l'approche RANS. Les effets de la taille de cavité C , la distance buse-paroi H/D et le nombre de Reynolds Re sur les champs dynamique et thermique sont examinés. La taille de cavité C varie de 0 jusqu'à 1.5 (mm), la distance buse-paroi H/D varie de 0.5 jusqu'à 4, le nombre de Reynolds Re varie de 5000 jusqu'à 30000 et le rapport R/D (rayon-de-la-plaque-d'impact / diamètre-du-jet) varie de 3 jusqu'à 10.

4.2.1 Validation

La figure 4.1 compare les valeurs calculées du nombre de Nusselt moyen pour différentes valeurs de R/D (rayon de la plaque d'impact / diamètre du jet) avec les données expérimentales de **Sagot et al. [18]**. Il a été remarqué qu'il y a une sous-estimation appréciable du nombre adimensionnel en question pour les valeurs de $R/D = 3$ et 4, une légère surestimation pour la valeur $R/D = 10$ et un accord plutôt satisfaisant pour les valeurs de $R/D = 6$ et 8. Tous les résultats présentés ci-dessous concernent des jets impactant des parois ondulées de rayon $R/D = 6$.

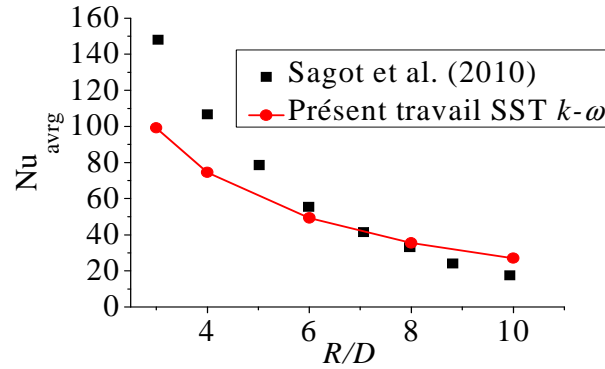


Figure 4.1 : Comparaison de valeurs numériques (présent travail) et expérimentales du nombre de Nusselt moyen pour des plaques d'impact de différents rayons R/D .

La figure 4.2 compare les profils du nombre de Nusselt local du présent travail avec ceux expérimentaux de **Baughn et al. [40]** et **Lee et al. [41]** et aussi avec ceux numériques de **Sagot et al. [16] 2008** et **Wienand et al. [25]** obtenus avec le modèle de turbulence SST $k-\omega$, d'un jet axisymétrique impactant une plaque plane circulaire avec un nombre de Reynolds $Re = 23000$ et une distance $H/D = 2$. Nous avons remarqué qu'il y a un accord avec les travaux numériques dans la région de stagnation et un désaccord avec les données expérimentales dans la région du jet pariétal (loin de l'impact). Cela peut être dû à la condition de température constante imposée à la paroi qui n'est probablement pas tout à fait compatible avec la condition réelle de l'expérience.

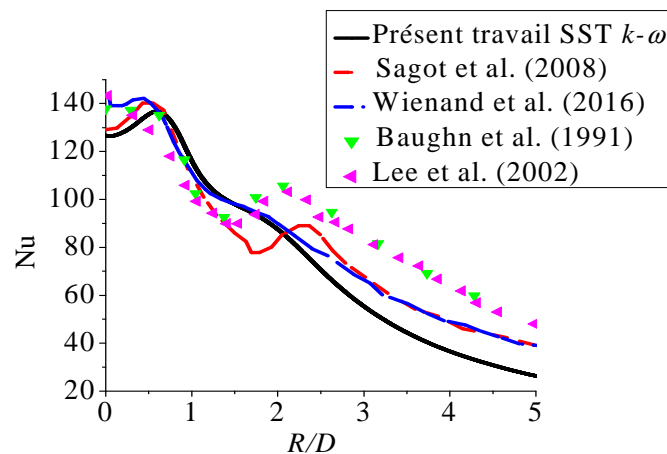


Figure 4.2 : Comparaison de la distribution du nombre de Nusselt local du présent travail, et celles d'autres travaux expérimentaux et numériques.

4.2.2 Effet de la taille des cavités C

Cette partie concerne l'effet de la longueur C (la taille) des cavités carrées dans la paroi ondulée sur le comportement dynamique et thermique de l'écoulement. Trois longueurs $C = 0.5, 1$ et 1.5 (mm) ont été considérées avec un nombre de Reynolds $Re = 23000$, un rayon de la plaque $R/D = 6$ et une distance buse/paroi $H/D = 2$.

Les contours du module de la vitesse normalisée par la vitesse du jet à l'entrée sont illustrés sur la Figure 4.3 pour les trois longueurs de cavité. Le champ de la vitesse au niveau du jet libre et du jet pariétal n'est pas influencé par la variation de la taille de la cavité. Par contre, l'augmentation de la taille de la cavité entraîne une légère augmentation de la vitesse à l'intérieur de celle-ci et à peine l'intensité de recirculation du fluide. Dans le zoom des contours, voir Figure 3.4, pour le cas $C = 1.5$ (mm), la vitesse atteint une valeur maximale dans le coin en haut à droite de la première cavité. Juste en aval de ce coin, une petite zone de recirculation est observée sur la paroi plane et qui influe sur le nombre de Nusselt local, comme nous le verrons plus tard.

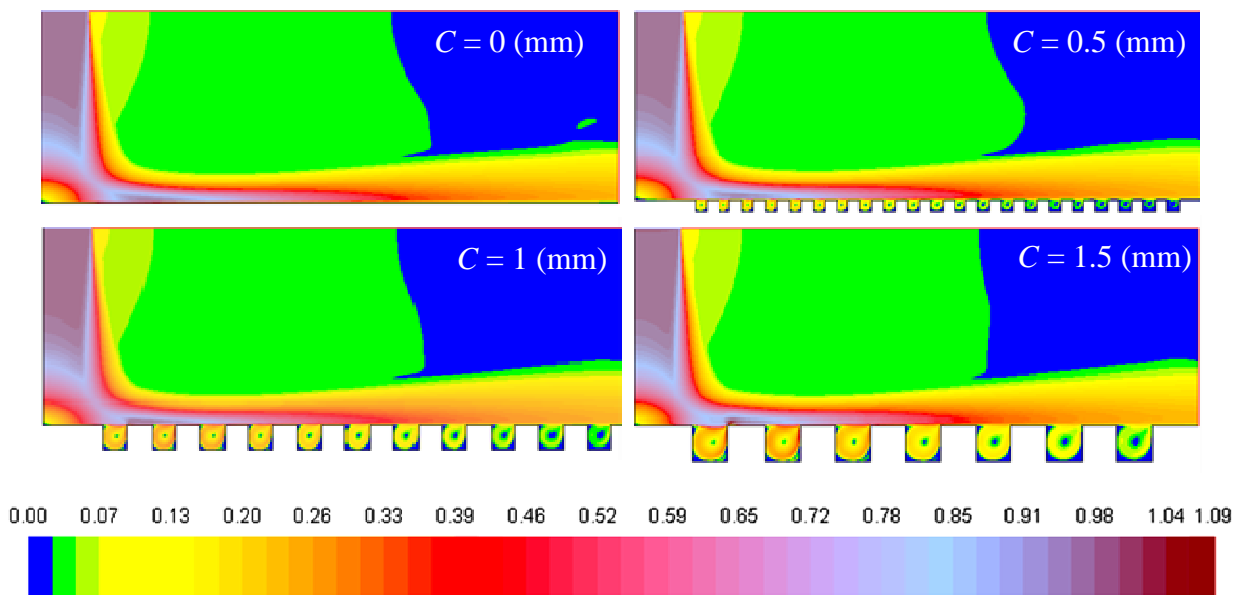


Figure 4.3 : Contours du module de vitesse normalisée V/V_{jet} : effet de C .

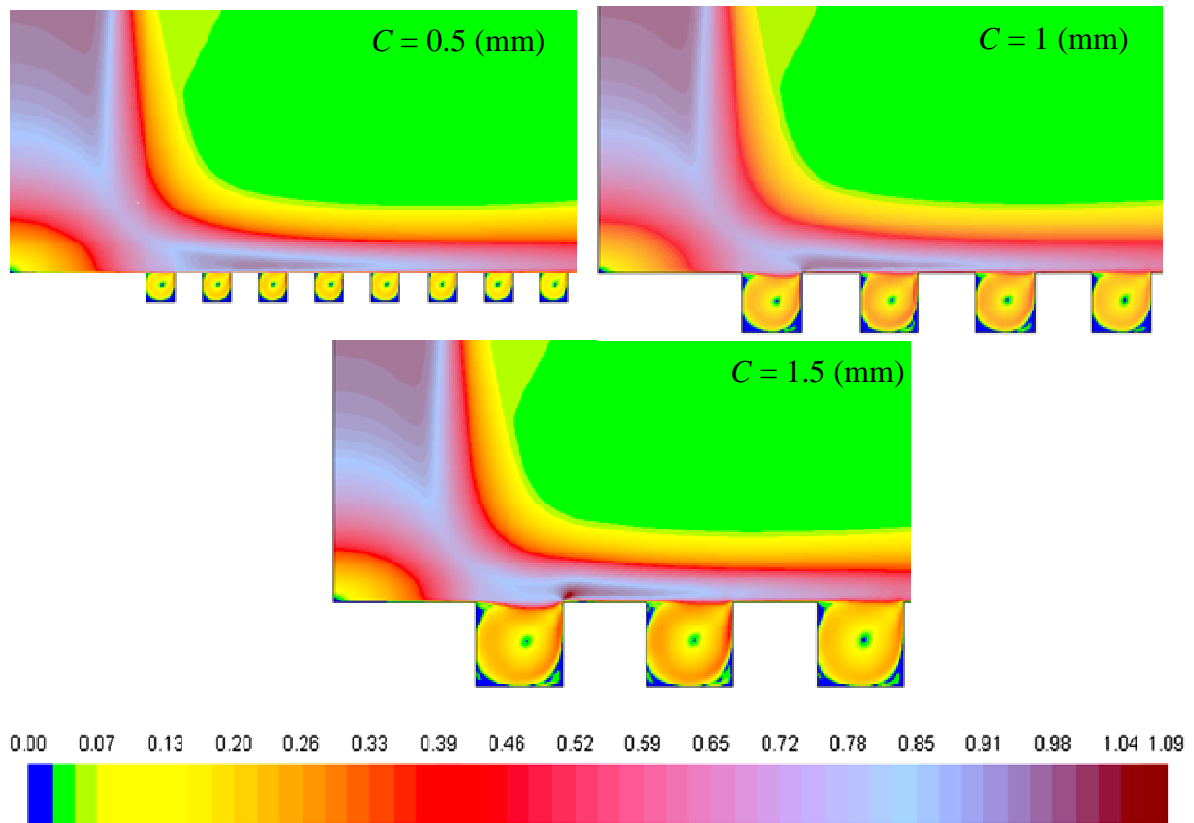


Figure 4.4 : Zoom des contours du module de vitesse normalisée V/V_{jet} : effet de C .

Pour mettre en évidence l'effet de la taille des cavités sur le champ de vitesse des profils sont tracés dans les régions du jet libre, du jet pariétal et à l'intérieur de la cavité. Les figures 4.5 (et 4.6) illustrent les profils radiaux (et axiaux) de la composante de vitesse axiale (et radiale). Dans les profils axiaux, X' est la distance axiale à partir du point d'impact. La figure 4.5 montre qu'il n'y a pas de différence entre les profils radiaux de la vitesse axiale pour les distances $x = 4$ et 6 (mm). Elle est à peine visible à $x = 7$ (mm). A la position $x = 7.5$ (mm) et dans le cas où $C = 1.5$ (mm), il existe une différence remarquable aux coins supérieurs de la première cavité par rapport à celui de $C = 0.5$ (mm) et la plaque lisse. Les profils axiaux de la vitesse radiale confirment que la taille de la corrugation n'influe pas sur le comportement du champ de vitesse, sauf au voisinage de la première cavité. Pour mieux comprendre le comportement du fluide à l'intérieur de la cavité et l'influence de la taille de la cavité sur le champ de vitesse, des profils des composantes de vitesse axiale et radiale sont tracés le long des lignes radiale et axiale passant par le centre de la cavité, figures 3.7 et 3.8. Les cavités choisies pour illustrer et analyser les résultats sont la première et une deuxième au dessus de laquelle la vitesse dans cette zone est la plus élevée. On peut remarquer aussi que l'augmentation de la taille de la cavité entraîne des pics légèrement plus élevés des composantes de vitesse dans la zone de recirculation. En changeant la valeur de C de 0.5

(mm) à 1.0 (mm) puis à 1.5 (mm) on obtient une augmentation du pic en pourcentage de vitesse de 26% et 34% respectivement. Ce comportement du champ de vitesse peut avoir une influence importante sur le transfert de chaleur global sur les parois ondulées. On peut noter également que les profils de vitesse sont presque linéaires dans le noyau du tourbillon rappelant la rotation d'un cylindre rigide.

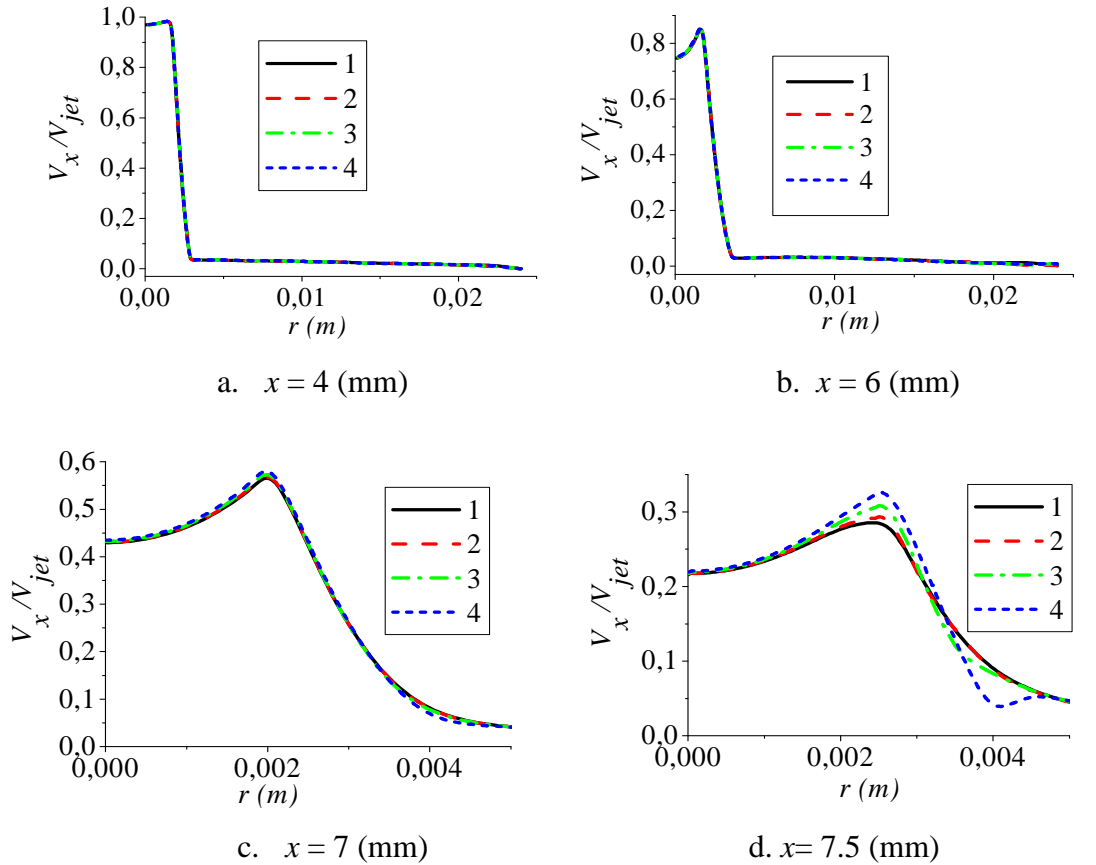
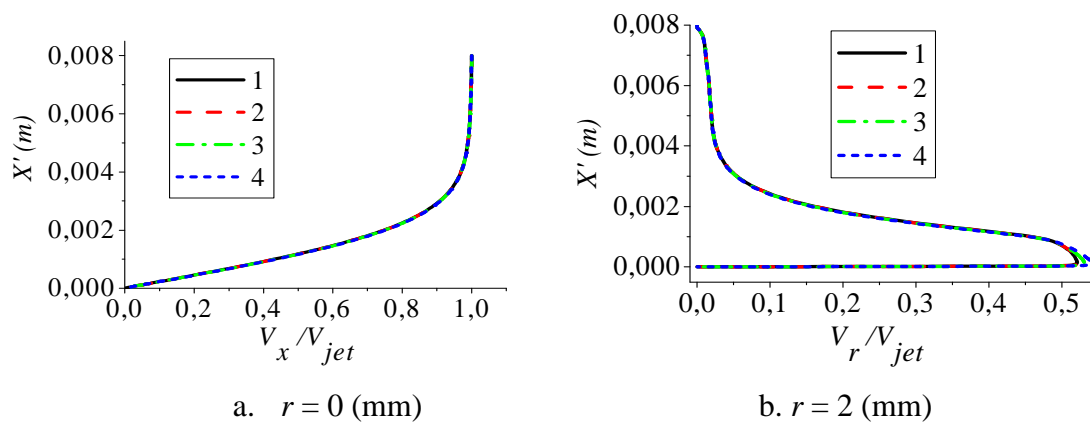


Figure 4.5 : Profils radiaux de la vitesse axiale normalisée par la vitesse du jet V_x/V_{jet} .

1 - $C = 0$ (mm), 2 - $C = 0.5$ (mm), 3 - $C = 1$ (mm), 4 - $C = 1.5$ (mm).



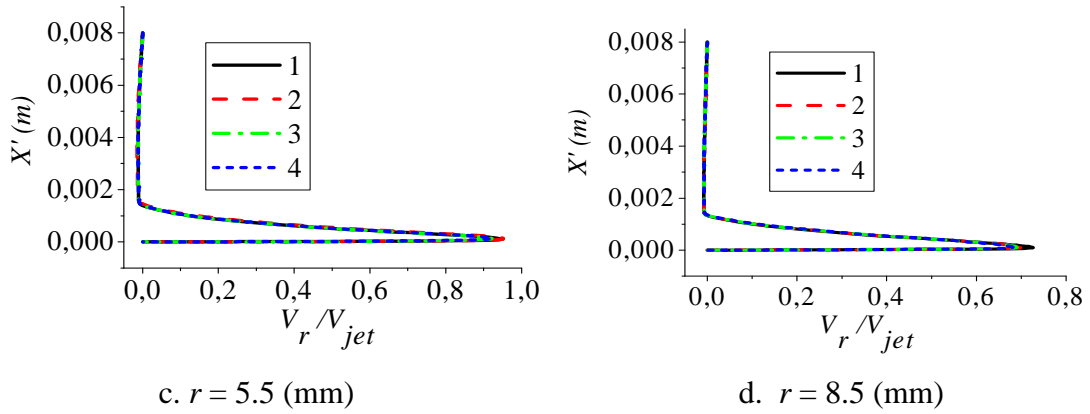


Figure 4.6 : Profils axiaux de la vitesse radiale normalisée par la vitesse de jet V_r/V_{jet} .
 1 - $C = 0$ (mm), 2 - $C = 0.5$ (mm), 3 - $C = 1$ (mm), 4 - $C = 1.5$ (mm).

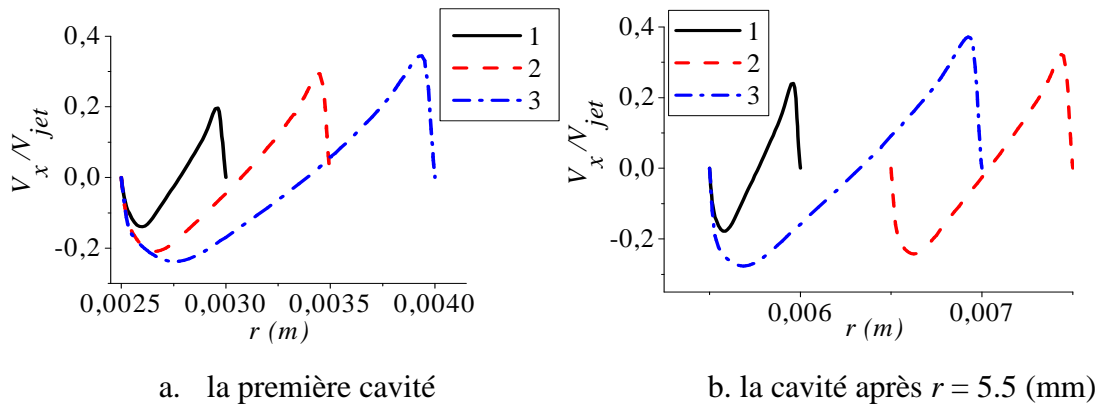


Figure 4.7 : Profils radiaux de la vitesse axiale normalisée par la vitesse de jet V_x/V_{jet} , à l'intérieur de la cavité. 1 - $C = 0.5$ (mm), 2 - $C = 1$ (mm), 3 - $C = 1.5$ (mm).

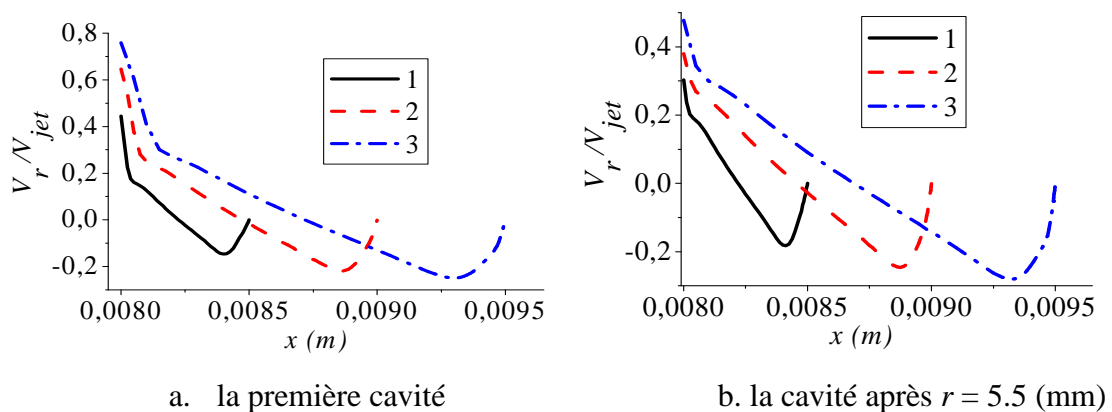


Figure 4.8 : Les profils axiaux de la vitesse radiale normalisée par la vitesse de jet V_r/V_{jet} , à l'intérieur de la cavité. 1 - $C = 0.5$ (mm), 2 - $C = 1$ (mm), 3 - $C = 1.5$ (mm).

La figure 3.9 présente les contours de l'énergie cinétique turbulente, normalisée par la vitesse de jet au carrée, pour les différentes tailles de la cavité. Le champ scalaire dans le jet libre et la couche externe du jet pariétal ne subit pas une grande influence par rapport à la modification de la taille de cavité. Comme attendu, l'énergie cinétique turbulente la plus intense est observée dans les régions à fort cisaillement (périphérie du jet libre et couche externe du jet pariétal). Il est intéressant de noter qu'à l'intérieur de la cavité, la recirculation de fluide est caractérisée par un niveau relativement faible de turbulence. La figure 4.10 montre une vue rapprochée à l'intérieur de la cavité qui permet de mieux apprécier la faible sensibilité du champ de l'énergie turbulente aux variations de C . Il est clairement observé que si on augmente la taille de la cavité l'intensité de l'énergie cinétique turbulente augmente légèrement.

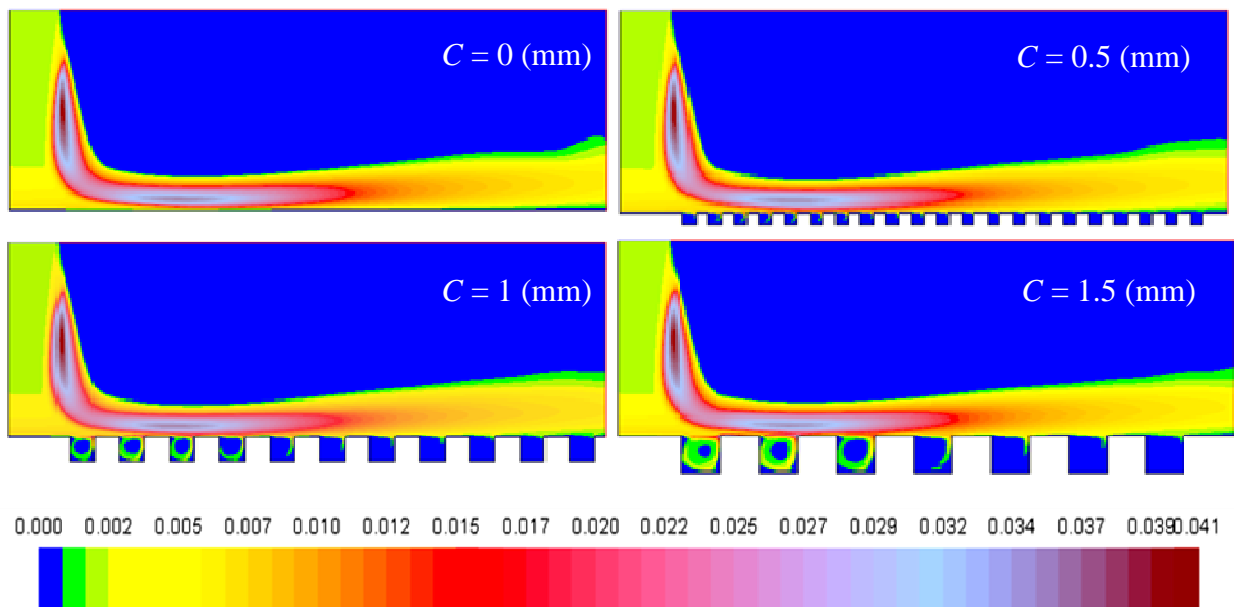


Figure 4.9: Contours de l'énergie cinétique turbulente normalisée k/V_{jet}^2 : effet de C .

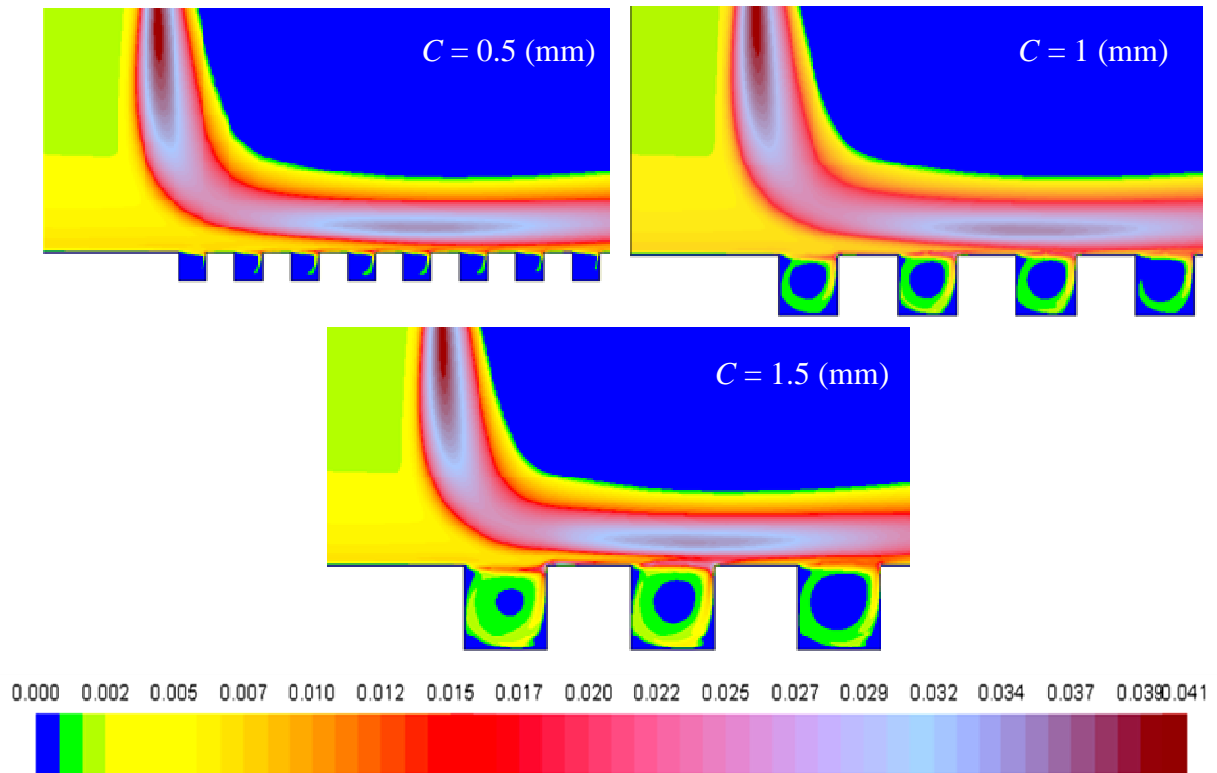


Figure 4.10: Zoom des contours de l'énergie cinétique turbulente normalisée k/V_{jet}^2 : effet de C .

Les profils radiaux (et axiaux) de l'énergie cinétique turbulente sont illustrés aux figures 4.11 et 4.12 pour les différentes positions axiales (et radiales). Comme pour les champs de vitesse, la taille de la cavité n'influe pas sur les profils radiaux de l'énergie turbulente pour les distances $x = 4$ (mm) et $x = 6$ (mm). Une légère influence est observée pour les distances $x = 7$ (mm) et $x = 7.5$ (mm). Concernant les profils axiaux, à la distance $r = 5.5$ (mm) un pic de l'énergie turbulente k est enregistré pour le cas de $C = 1$ (mm). Ceci correspond au coin supérieur à droite de la deuxième cavité caractérisé par un gradient de vitesse élevé. Pour le cas de $C = 1.5$ (mm) à $r = 5.5$ (mm), le fluide passe au-dessus du coin supérieur à gauche de la deuxième cavité où des gradients de vitesse modérés prévalent et par conséquent, un petit pic dans le profil de l'énergie k est observé. Dans les autres régions du domaine, le champ de l'énergie cinétique turbulent n'est pas sensible aux variations de la taille de la cavité.

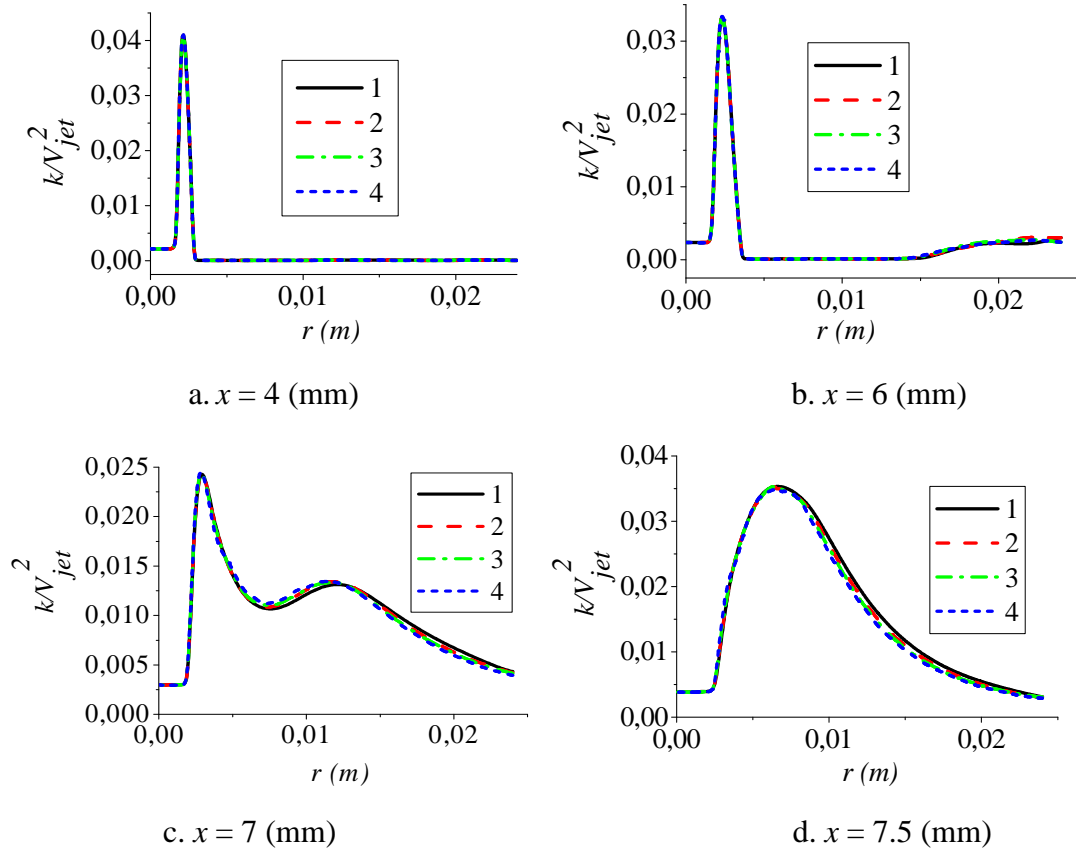
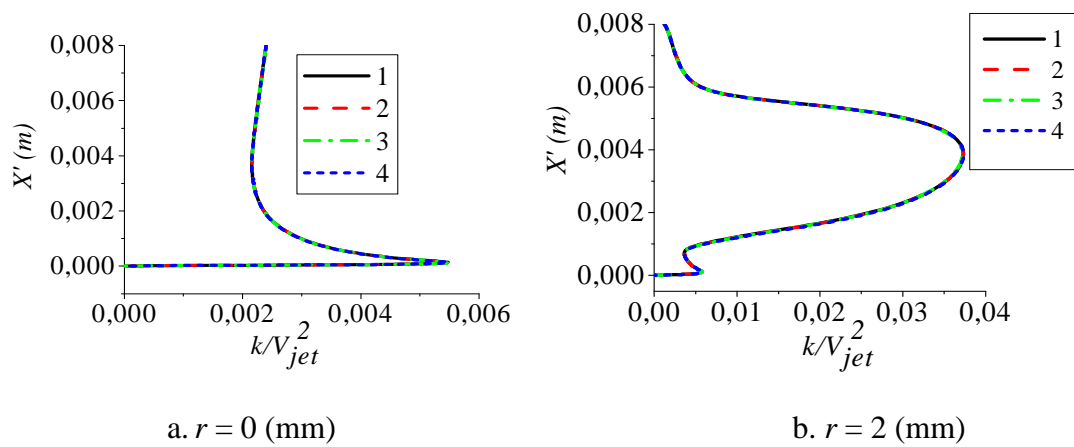


Figure 4.11: Les profils radiaux de l'énergie cinétique turbulente normalisée k/V_{jet}^2 .
 1 - $C = 0$ (mm), 2 - $C = 0.5$ (mm), 3 - $C = 1$ (mm), 4 - $C = 1.5$ (mm).



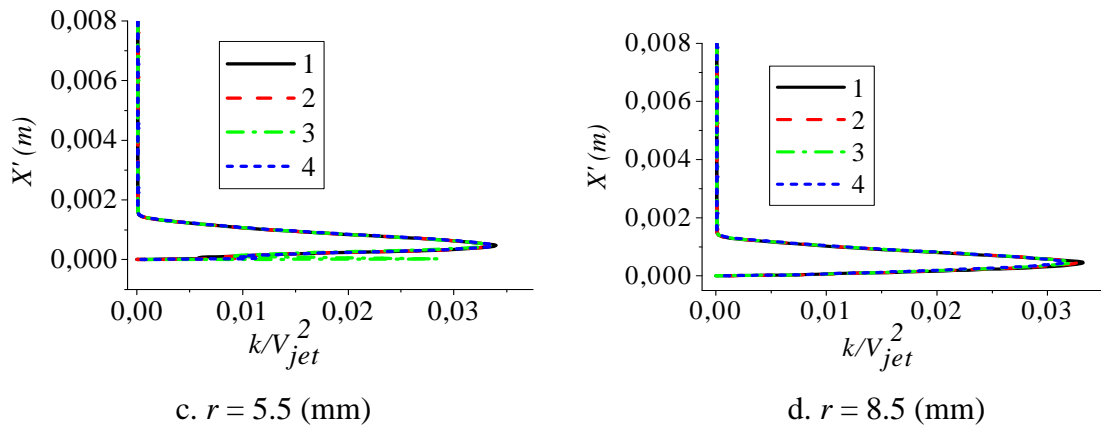


Figure 4.12: Les profils axiaux de l'énergie cinétique turbulente normalisée k/V_{jet}^2 .
 1 - $C = 0$ (mm), 2 - $C = 0.5$ (mm), 3 - $C = 1$ (mm), 4 - $C = 1.5$ (mm).

Les figures 4.13 et 4.14 illustrent les profils de l'énergie cinétique turbulente le long des lignes axiales et radiale passant par le centre de certaines cavités. Elles mettent en évidence le niveau de sensibilité de ce paramètre de turbulence aux variations de la taille de la cavité. Encore une fois, en augmentant la valeur de C de 0.5 (mm) à 1.0 (mm) puis à 1.5 (mm) le pic de l'intensité de turbulente dans la cavité juste en dessous de la région de grande vitesse du jet pariétal augmente jusqu'à 60% et 75% respectivement. C'est intéressant de noter que la région de rotation du fluide comme un solide rigide est caractérisée par une distribution homogène de l'énergie cinétique turbulente.

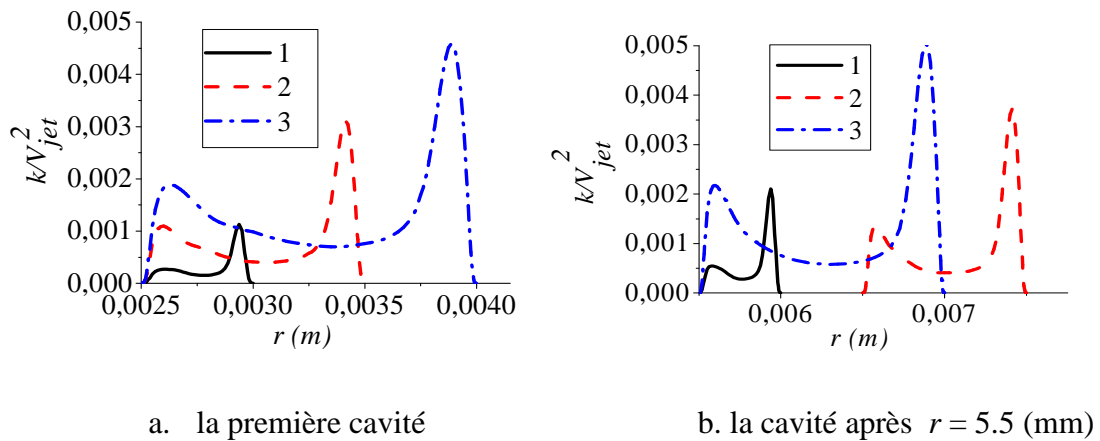


Figure 4.13: Les profils radiaux de l'énergie cinétique turbulente normalisée k/V_{jet}^2 à l'intérieur de la cavité. 1 - $C = 0.5$ (mm), 2 - $C = 1$ (mm), 3 - $C = 1.5$ (mm).

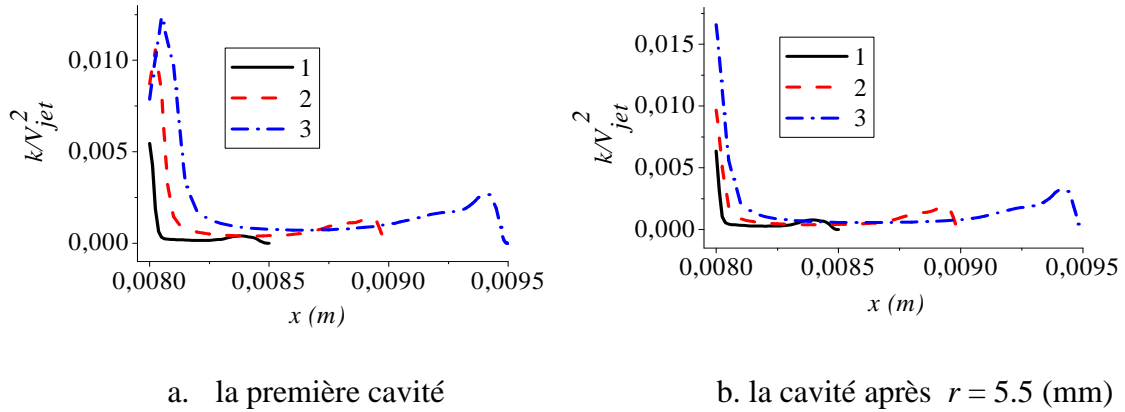


Figure 4.14: Les profils axiaux de l'énergie cinétique turbulente normalisée kV_{jet}^2 à l'intérieur de la cavité. 1 - $C = 0.5$ (mm), 2 - $C = 1$ (mm), 3 - $C = 1.5$ (mm).

La figure 4.15 montre les contours normalisés de la température obtenus avec les différentes tailles de la cavité. Le champ de température dans le jet libre et le jet pariétal n'est pas influencé par le changement de la taille de la cavité. Le fluide garde la même température du jet à l'intérieur du noyau potentiel jusqu'à une distance radiale égale à environ $1.1 D$ à $1.2 D$ le long de la paroi d'impact, à partir du point de stagnation. En aval de cette position, qui correspond approximativement à la fin du noyau potentiel, la température commence à diminuer, indiquant la fusion de la couche limite de la paroi ondulée avec la couche de cisaillement externe du jet pariétal. Pour mieux examiner le comportement thermique près de la paroi, la figure 4.16 montre un zoom des contours à l'intérieur de quelques cavités adjacentes, les plus proches de la zone de stagnation. En général, la température augmente sensiblement à l'intérieur des zones de recirculation dans les cavités quand la taille de ces dernières augmente. Là aussi, la distribution est incontestablement homogène au cœur du vortex primaire. Des valeurs relativement basses de température sont observées aux deux coins inférieurs et le coin supérieur gauche dans les cavités. Là, des tourbillons secondaires prédominent, où le fluide a eu le temps de s'adapter à la température froide du coin adjacent.

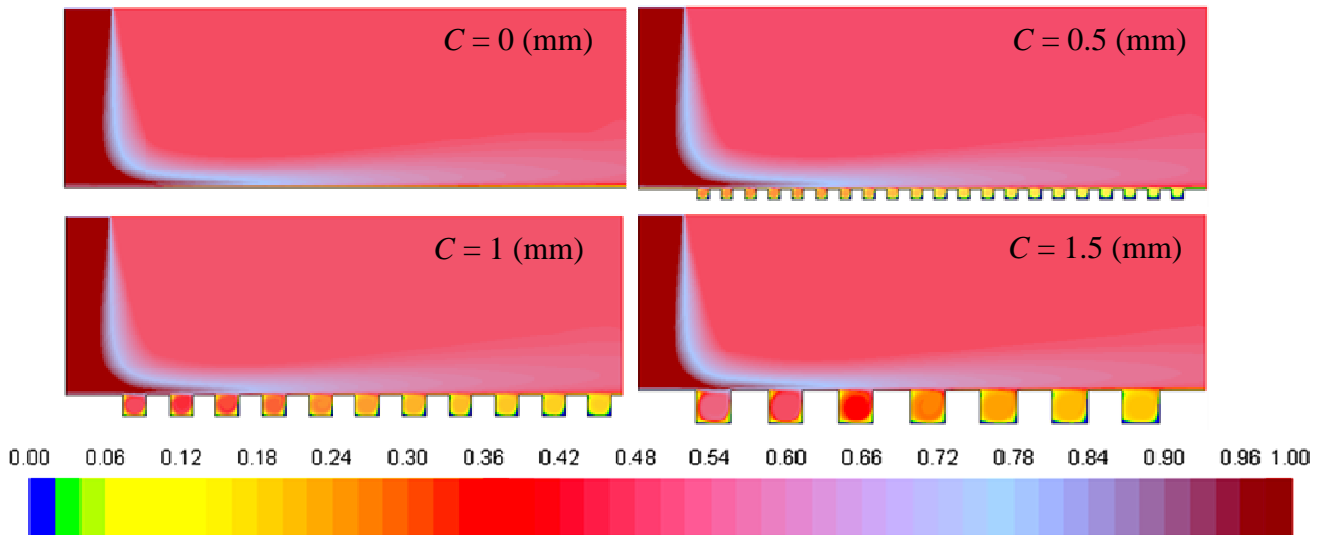


Figure 4.15: Contours de température $(T - T_w) / (T_{jet} - T_w)$: effet de C .

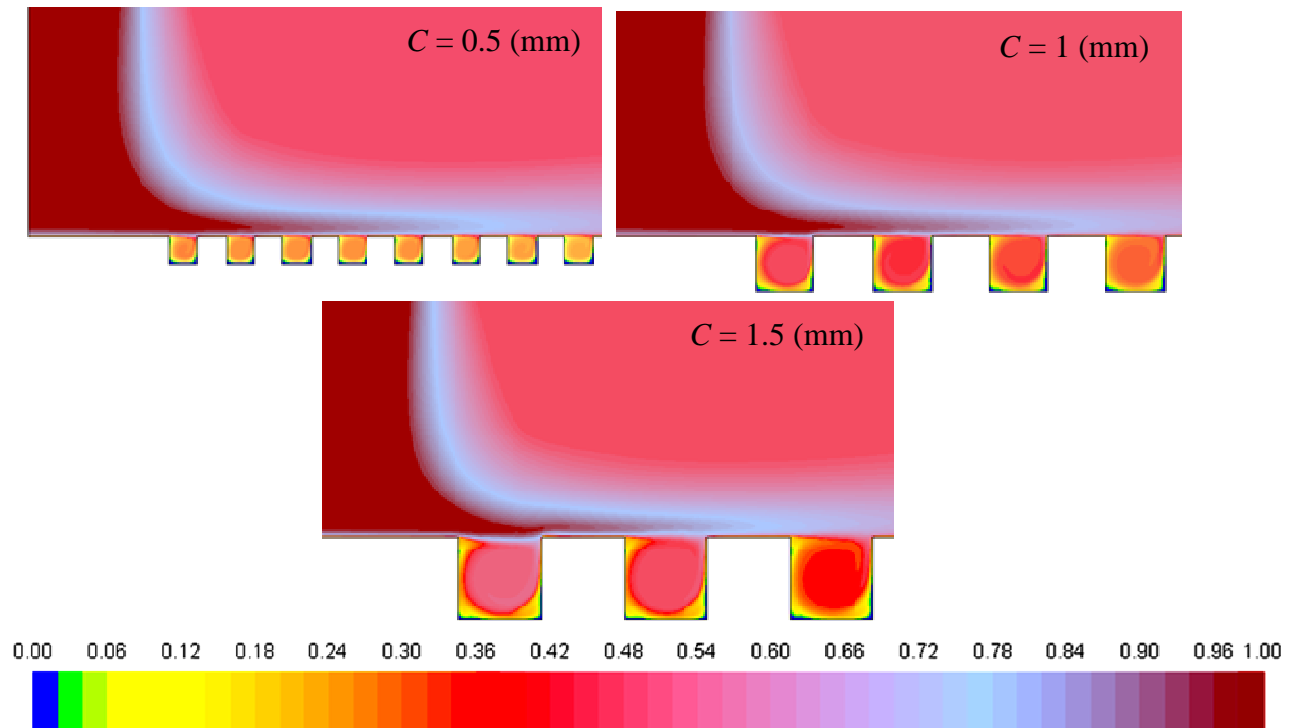


Figure 4.16: Zoom des contours de température $(T - T_w) / (T_{jet} - T_w)$: effet de C .

Les profils radiaux et axiaux de la température sont présentés dans les figures 4.17 et 4.18 aux différentes positions axiales et radiales définies précédemment pour la vitesse et l'énergie cinétique turbulente. Pratiquement aucun effet n'est enregistré sur le champ de température, même dans la région du jet pariétal au-dessus de la première cavité, contrairement à ce qui a été noté concernant le champ dynamique. Pour mieux comprendre le comportement du champ thermique et l'influence du paramètre C , les profils de la température radial et axial à

l'intérieur de la cavité, traversant son centre, sont présentés dans les figures 4.19 et 4.20. Lorsque la taille de la cavité augmente de $C = 0.5$ (mm) à 1.0 (mm) puis à 1.5 (mm), la valeur de la température, prédominant de façon homogène au centre de la zone de recirculation, augmente au plus de 30% et 40% respectivement.

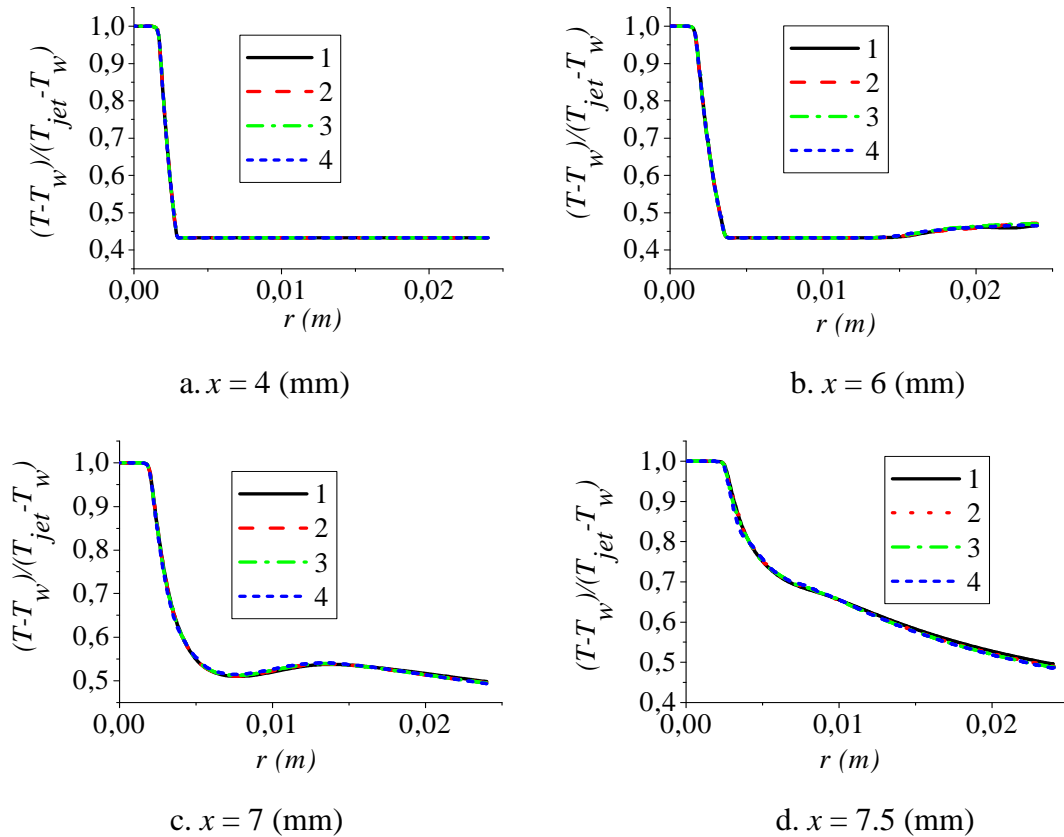
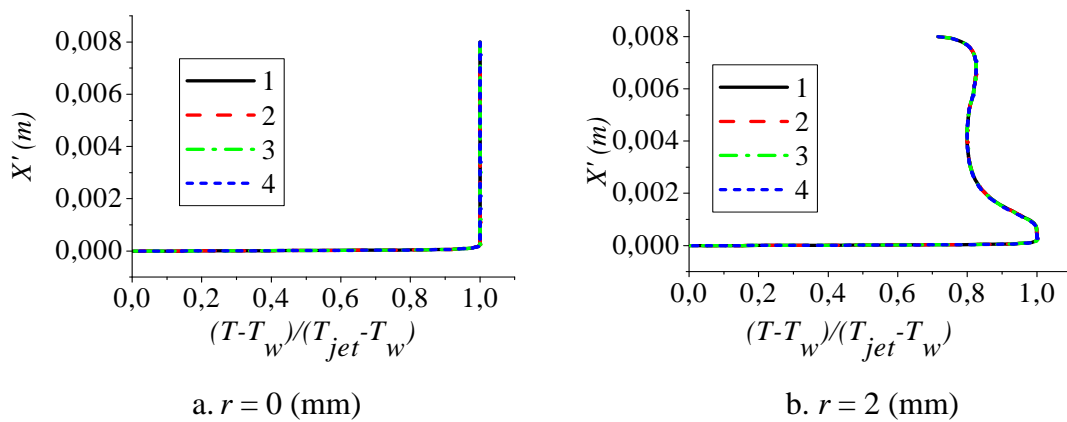


Figure 4.17: Les profils radiaux de la température normalisée $(T-T_w)/(T_{jet}-T_w)$.

1 - $C = 0$ (mm), 2 - $C = 0.5$ (mm), 3 - $C = 1$ (mm), 4 - $C = 1.5$ (mm).



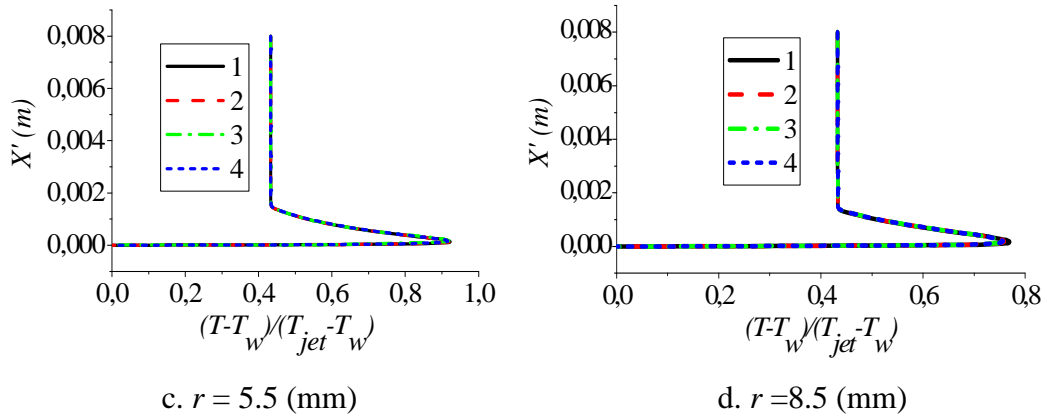


Figure 4.18: Les profils axiaux de la température normalisée.

1 - $C = 0$ (mm), 2 - $C = 0.5$ (mm), 3 - $C = 1$ (mm), 4 - $C = 1.5$ (mm).

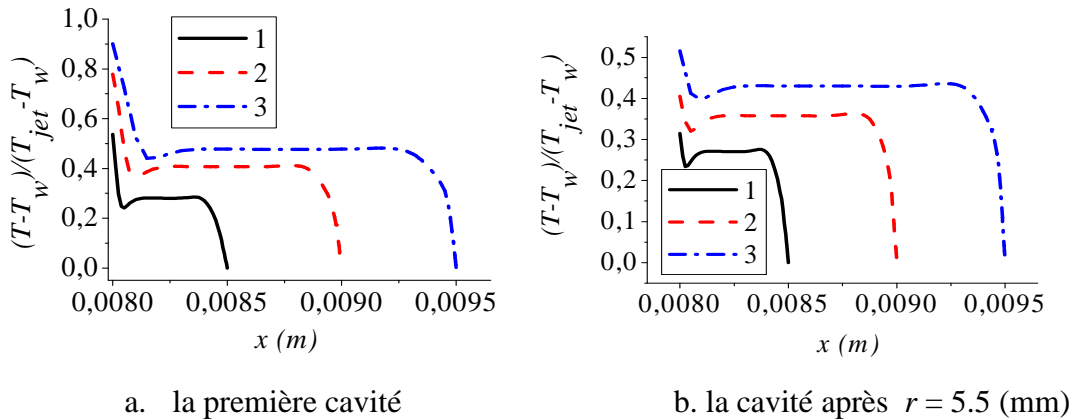


Figure 4.19: Les profils axiaux de la température normalisée à l'intérieur de la cavité.

1 - $C = 0.5$ (mm), 2 - $C = 1$ (mm), 3 - $C = 1.5$ (mm).

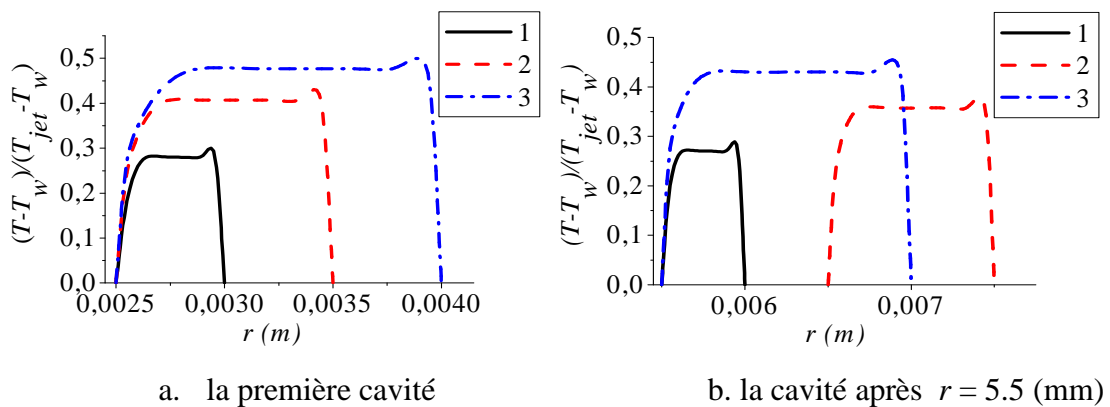
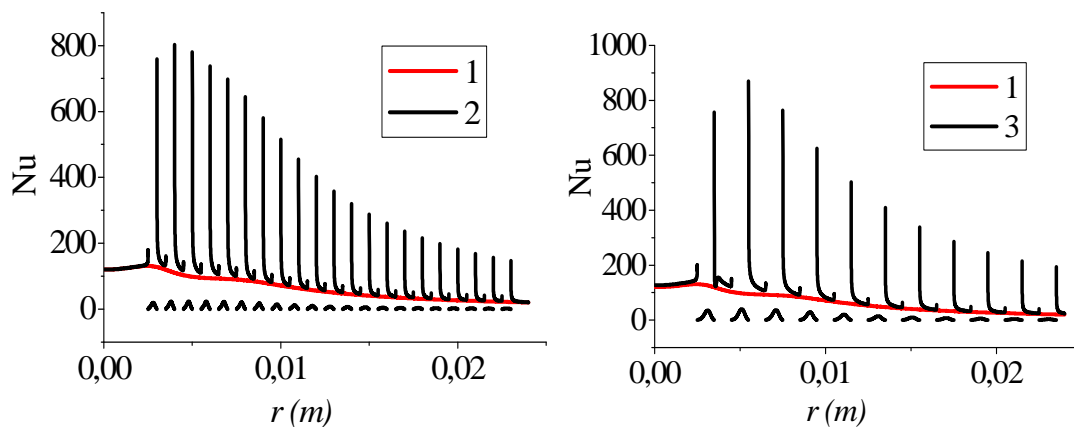


Figure 4.20: Les profils radiaux de la température normalisée à l'intérieur de la cavité.

1 - $C = 0.5$ (mm), 2 - $C = 1$ (mm), 3 - $C = 1.5$ (mm).

La figure 4.21 montre les profils du nombre de Nusselt en fonction de la position radiale le long de la paroi ondulée. La distribution du nombre de Nusselt le long de la paroi latérale de

la cavité (parallèle à l'axe de jet) a été omise. Pour les trois cas considérés, $C = 0.5$ (mm), 1.0 (mm) et 1.5 (mm), le profil du nombre de Nusselt pour la paroi lisse est également présenté pour la comparaison. La superposition des courbes des parois ondulées et la paroi lisse met clairement en évidence deux zones, une zone avec un transfert de chaleur amélioré (parties supérieures de la surface d'impact séparant les cavités) et une zone à faible transfert de chaleur (à l'intérieur des cavités). Dans la région de stagnation il n'y a pas un effet important, le nombre de Nusselt subit une légère augmentation à partir d'une valeur minimale locale au niveau de l'axe du jet jusqu'à la première cavité. Des pics locaux sont obtenus au coin supérieur droit de chaque cavité, expliqués par le gradient de température élevé qui résulte de courants de fluides chauds émanant du jet frappant la paroi froide dans ces régions. La valeur la plus élevée est enregistrée au coin en aval de la première cavité pour $C = 0.5$ (mm) et $C = 1.5$ (mm) et de la deuxième cavité pour $C = 1$ (mm). La courbe décroît très rapidement après le pic. Un creux est visible clairement pour le cas $C = 1.5$ (mm) et, à un degré moindre, pour $C = 1$ (mm). Ce creux indique une dégradation de transfert de chaleur associée à la zone de recirculation aplatie détectée juste après la première cavité mentionnée plus haut. Sur la paroi basse de la cavité, les valeurs du nombre de Nusselt sont beaucoup plus petites que celle de la plaque lisse. Au fur à mesure que l'on s'éloigne radialement de l'axe, les valeurs maximales du nombre de Nusselt observées dans les zones basses dans les cavités ou dans les zones hautes entre les cavités décroissent graduellement. Si on augmente le paramètre C la valeur du nombre de Nusselt à l'intérieur de la cavité augmente aussi légèrement.



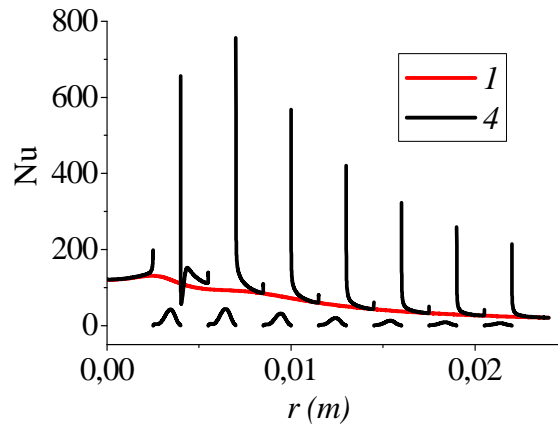
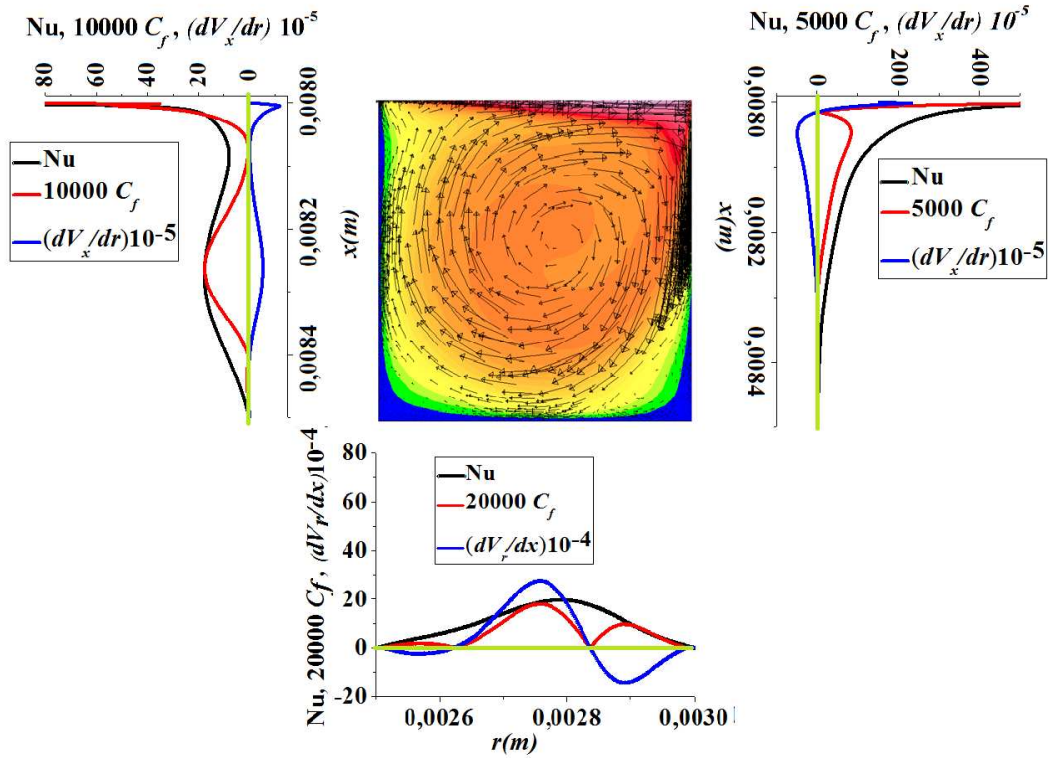


Figure 4.21: Profils du nombre de Nusselt local: effet de C .

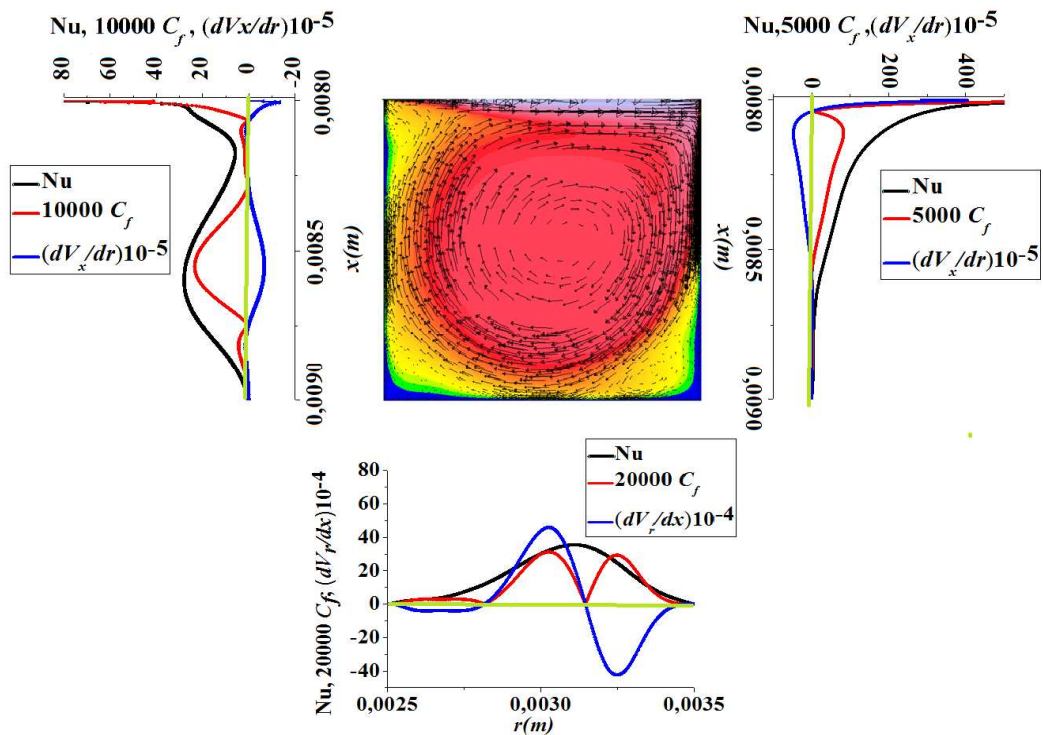
1 - $C = 0$ (mm), 2 - $C = 0.5$ (mm), 3 - $C = 1$ (mm), 4 - $C = 1.5$ (mm).

La figure 4.22 illustre les profils du coefficient de frottement, du gradient de vitesse localement perpendiculaire à la paroi et du nombre de Nusselt le long des parois axiales (gauche et droite) et radiale (basse) à l'intérieur de la première cavité pour les différentes tailles considérées de la cavité. Une superposition de contours de température et de vecteurs de vitesse est également illustrée à l'intérieur de cette cavité. Etant donné que les flux pariétaux de quantité de mouvement et de chaleur dépendent directement des gradients normaux à la paroi de la vitesse et de la température, les champs des vecteurs de vitesses et des températures sont utiles pour comprendre le comportement de l'écoulement. Dans tous les cas considérés, les pics du coefficient de frottement et du nombre de Nusselt sont enregistrés au coin en haut à droite de la cavité, et précisément, au voisinage du point de stagnation où le courant de fluide frappe la surface solide. Toutes les valeurs de C_f sont positives. Par conséquent, des distributions du gradient suivant la normale à la paroi de la vitesse ont aussi été présentées pour distinguer les régions pariétales de cisaillement positif de celles de cisaillement négatif. Aucune analogie n'est observée entre les échanges de quantité de mouvement et de chaleur aux points de rattachement ou de séparation. En fait, en ces points, puisque le gradient de vitesse s'annule (change de signe), le coefficient de frottement est égal à zéro. Ce n'est pas le cas pour le nombre de Nusselt. Par exemple au niveau de la paroi du fond de la cavité, deux pics importants de C_f au milieu et à droite et un troisième moins important à gauche sont observés. Ils correspondent à deux tourbillons relativement intenses au milieu et à droite et un troisième de faible intensité à gauche. D'autre part, le nombre de Nusselt présente une seule valeur crête. Le transfert de chaleur est fortement dégradé dans les coins supérieur et inférieur à gauche et dans la partie inférieure de la paroi droite, où le fluide

circule lentement. La figure 4.22 confirme les résultats discutés plus haut : l'augmentation de la taille de la cavité entraîne une légère augmentation du frottement et du transfert de chaleur.



a. $C = 0.5$ (mm)



b. $C = 1$ (mm)

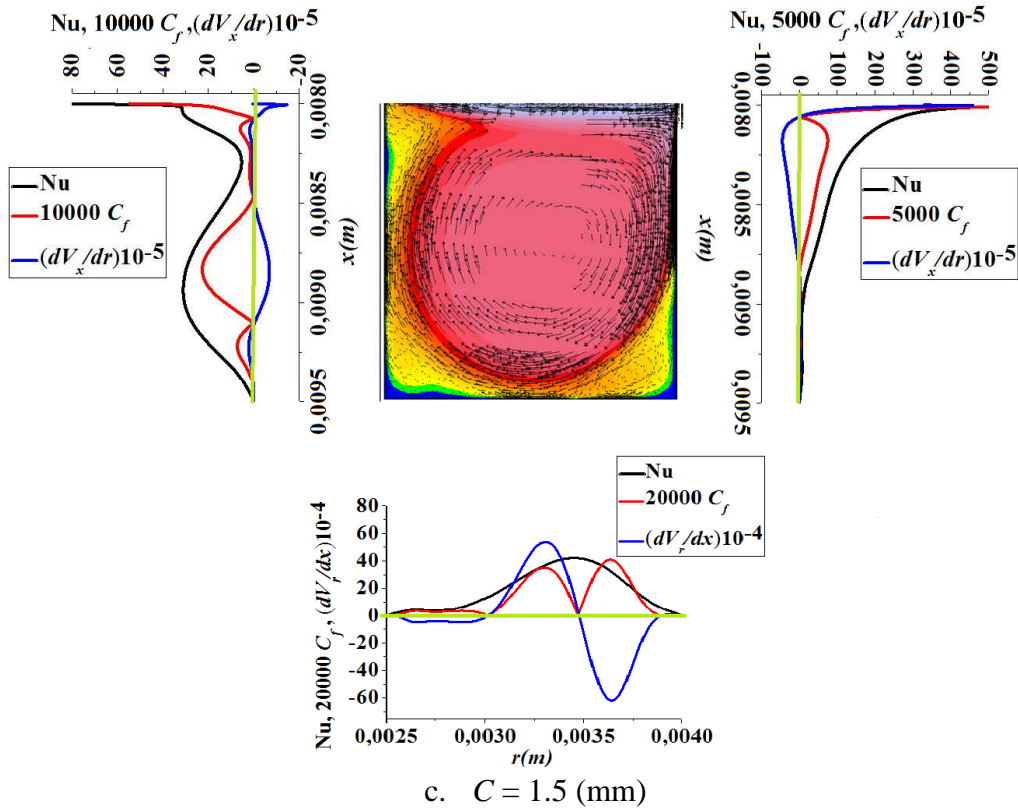


Figure 4.22: Superposition de vecteurs de vitesse et de contours de température ; profils de Nu, C_f et du gradient de vitesse perpendiculaire à la paroi, à l'intérieur de la cavité.

La figure 4.23 présente dans un diagramme à barre le nombre de Nusselt moyen et le pourcentage de l'augmentation du transfert de chaleur de la paroi ondulée par rapport au cas de la paroi lisse. Il y a une amélioration du transfert de chaleur quand la paroi ondulée est utilisée par rapport à la paroi lisse. Concernant l'effet de la taille de la cavité, la meilleure performance est obtenue pour le cas $C = 1.5$ (mm). Ce résultat est attendu, car dans ce cas, à l'intérieur des cavités au-dessus desquelles la vitesse du jet est très importante, on constate que les zones de recirculation sont caractérisées par des valeurs de vitesse, d'énergie cinétique turbulente et de température relativement élevées.

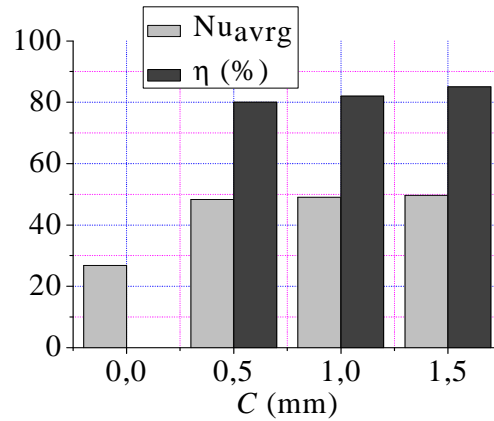


Figure 4.23: Nombre de Nusselt moyen et pourcentage de son augmentation par rapport à celui de la plaque plane: effet of C .

Le tableau 4.1 compare les valeurs des nombres de Nusselt moyennés sur trois portions circulaires de différents rayons de la surface totale d'impact ondulée. Elles sont obtenues à partir de flux de chaleur pariétaux intégrés du point de stagnation à trois positions radiales différentes $r = 8.5$ (mm), 14.5 (mm) et 20.5 (mm) et ce pour les différentes tailles de la cavité. On peut donc constater que le nombre de Nusselt le plus élevé est celui moyenné sur la plus petite portion de la surface corruguée de rayon $r = 8.5$ (mm). En augmentant le rayon de surface partielle, le nombre de Nusselt moyen diminue rapidement.

Tableau 4.1: Nombre de Nusselt moyenné sur des portions circulaires de différents rayons r de la surface ondulée.

	$C = 0.5$ (mm)	$C = 1$ (mm)	$C = 1.5$ (mm)
$r = 8.5$ (mm)	113.96	116.16	117.68
$r = 14.5$ (mm)	81.30	82.77	83.33
$r = 20.5$ (mm)	57.54	58.70	59.13

4.2.3 Effet de la distance buse-paroi (H/D)

Dans cette partie, l'effet de la distance buse-paroi sur le comportement dynamique et thermique d'un jet impactant sur une paroi ondulée est exploré. Quatre distances buse-paroi sont utilisées, $H/D = 1, 2, 4$ et 6 , avec des valeurs fixes de la taille de la cavité $C = 1$ (mm), du nombre de Reynolds $Re = 23000$ et du rayon de la surface d'impact $R/D = 6$.

La figure 4.24 présente les contours de la vitesse normalisée par la vitesse du jet obtenus pour les différentes distances buse-paroi. Il est clair que le champ de la vitesse est influencé par ce paramètre.

Au niveau du jet libre, le fluide s'écoule librement pour les distances buse-paroi $H/D = 4$ et 6 , comme s'il n'y avait pas une paroi d'impact sur la partie amont : la première moitié de la distance dans le cas $H/D = 4$ et les premiers deux tiers de la distance dans le cas $H/D = 6$. Par contre, pour les autres distances $H/D = 1$ et 2 , on remarque qu'il y a une influence de la paroi sur le comportement du jet libre. Le fluide subit rapidement une décélération et une déviation de part et d'autre de l'axe de symétrie.

Dans le jet pariétal, pour les deux cas $H/D = 1$ et 2 , le module de vitesse atteint des valeurs maximales dans la zone allant du coin à droite de la première cavité jusqu'à la fin de la troisième cavité pour $H/D = 1$ et jusqu'au coin à gauche de la troisième cavité pour $H/D = 2$. Des valeurs dépassant de 5% la vitesse de référence du jet sortant de la buse sont enregistrées. La conséquence pour les petites distances buse-paroi, est que les zones de recirculation à l'intérieur des premières cavités de la surface ondulée sont caractérisées par des vitesses relativement importantes, voir la figure 4.25 (zoom des contours). Dans les cavités les plus rapprochées du point de stagnation, le vortex primaire induit des petits vortex secondaires contrarotatifs au niveau des coins inférieurs. Le vortex primaire le plus intense est celui qui se trouve non pas dans la première cavité mais dans la deuxième. La raison est que juste au-dessus de la deuxième cavité le jet pariétal atteint sa vitesse maximale. Une augmentation de la distance H/D aux valeurs 4 et 6 , entraîne un affaiblissement de la vitesse du jet à l'impact et par conséquent les zones de recirculation dans les cavités sont moins intenses. Elles n'arrivent pas à induire des tourbillons secondaires dans les coins pour $H/D = 6$. Dans tous les cas considérés, en avançant plus loin en aval, le courant du fluide au-dessus de la surface corruguée décélère induisant des vortex de plus en plus faibles à l'intérieur des cavités.

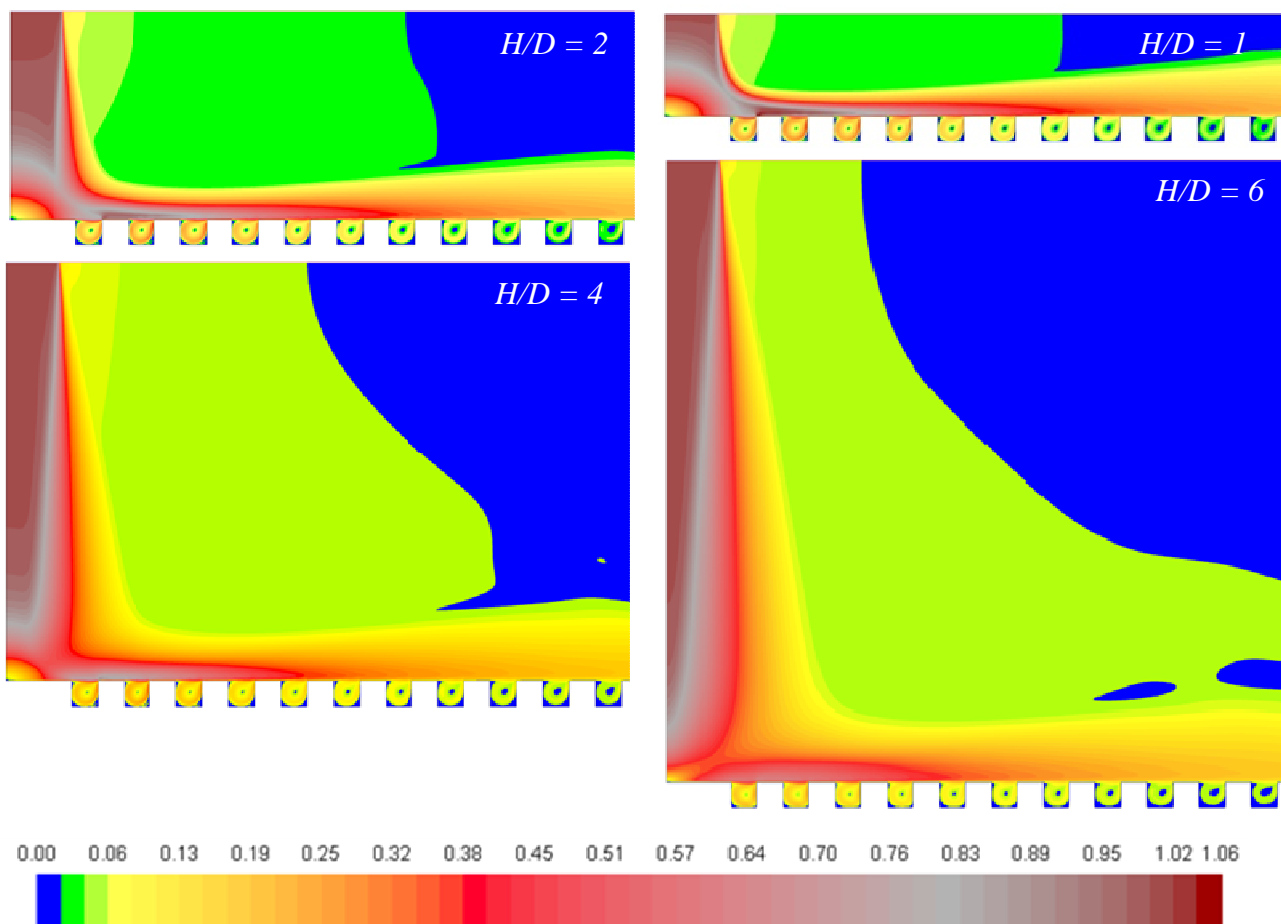


Figure 4.24: Contours du module de vitesse normalisé V/V_{jet} : effet de H/D .

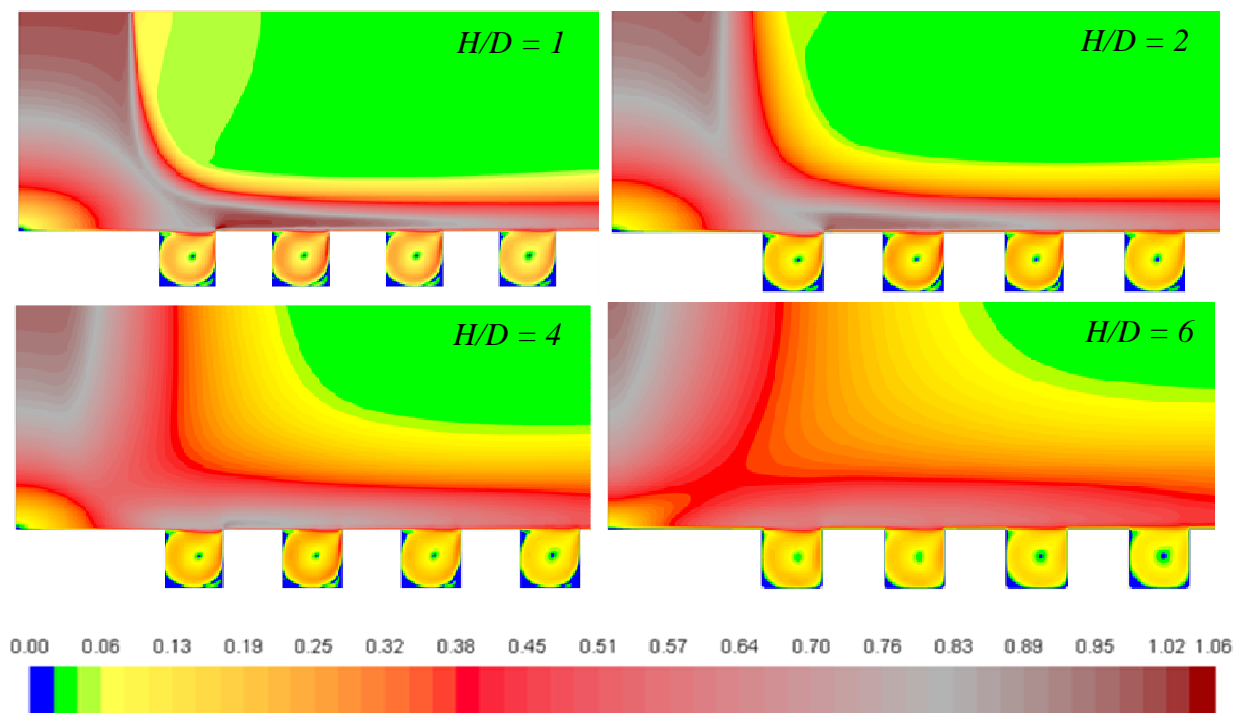


Figure 4.25: Zoom des contours du module de vitesse normalisé V/V_{jet} : effet de H/D .

Les contours de l'énergie cinétique turbulente normalisée par la vitesse du jet au carré pour les différentes distances buse-paroi sont illustrés sur la figure 4.26. Comme cela a été noté précédemment pour le champ de la vitesse l'influence de H/D sur l'énergie cinétique turbulente est aussi évidente. L'énergie turbulente la plus intense est observée dans les régions de fort cisaillement c'est-à-dire dans la zone de mélange à la périphérie du jet libre et dans le jet pariétal juste en aval du point d'impact. Dans le cas $H/D = 1$, la couche cisailée turbulente mince entourant le jet libre n'a pas le temps de se développer. Elle est déviée par l'écoulement potentiel dominant dans la région centrale du jet. C'est entre la troisième et la quatrième cavité en aval du point de stagnation que l'écoulement potentiel disparaît et la couche turbulente externe se mélange avec la couche limite dans le jet pariétal, figure 4.27. Les zones de recirculation à l'intérieur des premières cavités ont une faible énergie cinétique turbulente. Leur centre est pratiquement non turbulent. Quand on augmente la distance buse-paroi, c'est un cœur potentiel plus mince qui impacte la surface cible et qui disparaît de plus en plus rapidement dans le jet pariétal. La turbulence dans la couche de mélange épaissie atteint la plaque ondulée de plus en plus vite. Dans le cas $H/D = 6$ le cône potentiel a presque disparu au point de stagnation. Le résultat est que l'écoulement devient rapidement turbulent avant même d'atteindre la première cavité. Cela est consistant avec le fait que la turbulence enregistrée dans la première cavité pour $H/D = 6$ est la plus intense, comparée à toutes les autres cavités et les autres distances H/D . En avançant vers l'aval, la turbulence décroît assez rapidement pour toutes les distances considérées, en particulier dans les cavités.

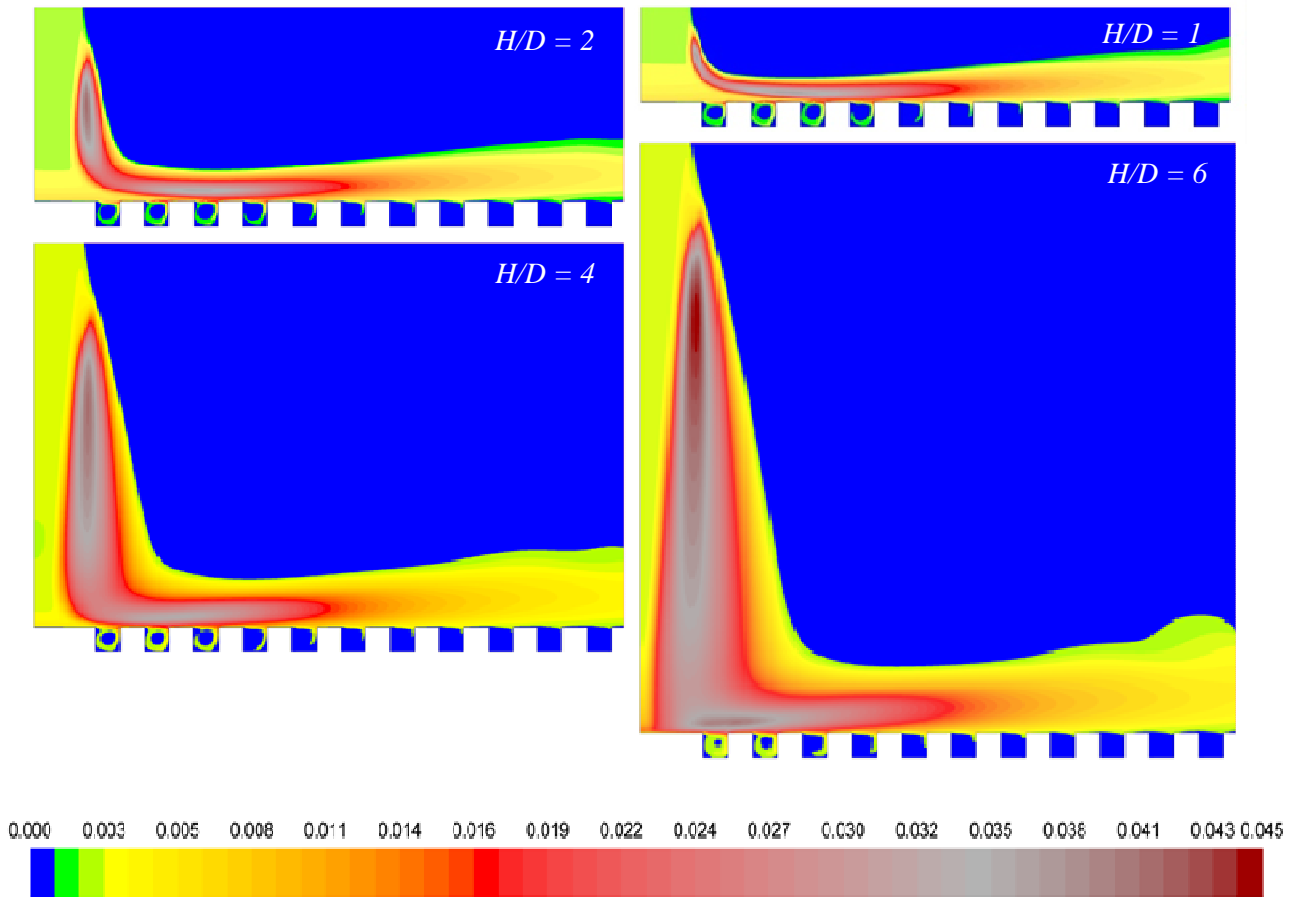


Figure 4.26: Contours de l'énergie cinétique turbulente normalisée k/V_{jet}^2 : effet de H/D .

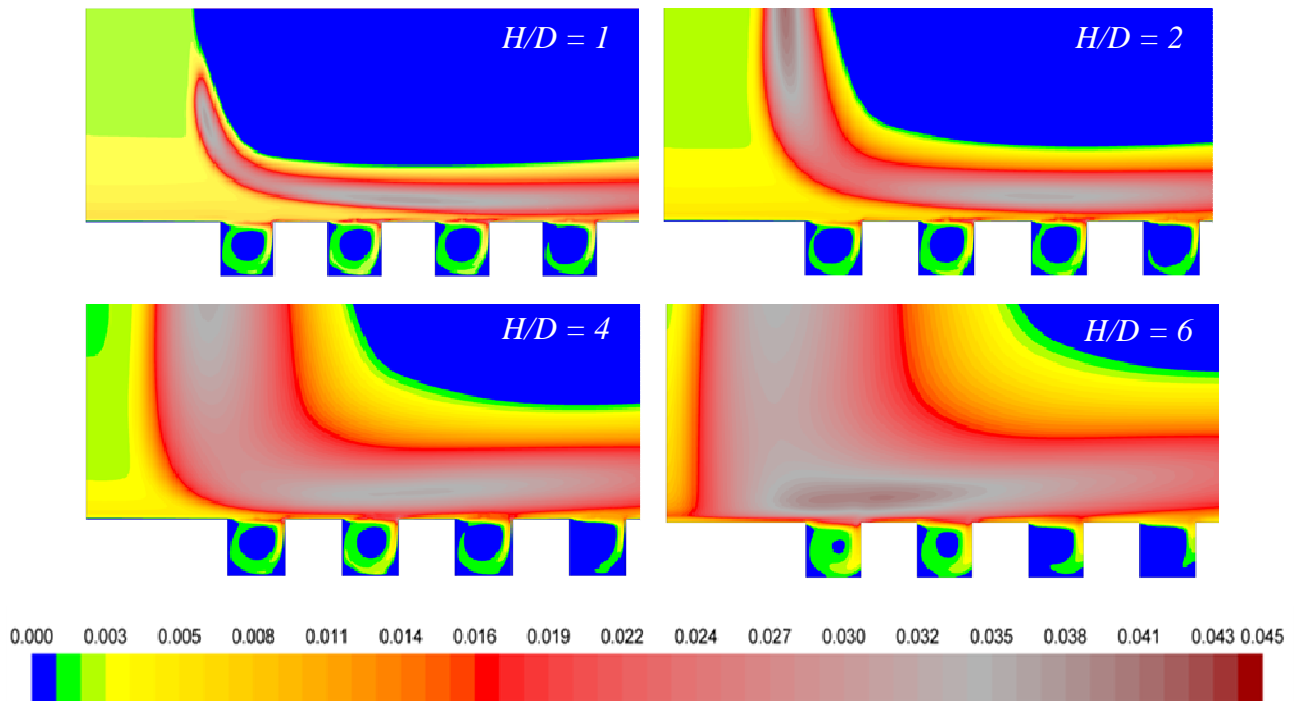


Figure 4.27: Zoom des contours de l'énergie cinétique turbulente normalise k/V_{jet}^2 : effet de H/D .

La figure 4.28 montre les champs de température normalisée pour les différentes distances buse-paroi. Les contours de température appréciablement influencés par le changement du paramètre en question dans les différentes régions du jet impactant. Au niveau du jet libre, pour une petite distance H/D ($= 1$ et 2), le comportement de la couche mince de mélange thermique à la périphérie est analogue à celui de la zone de mélange dynamique discutée plus haut. En effet, le cône potentiel thermique au centre du jet, caractérisé par une température constante égale à la température du jet entrant, dévie rapidement la zone de mélange thermique pour la diriger vers le jet pariétal. Pour $H/D = 1$, le fluide préserve une température égale à la valeur initiale jusqu'à la fin de la troisième cavité, alors que pour $H/D = 2$ jusqu'au centre de la troisième cavité et pour $H/D = 4$ jusqu'au début de la deuxième cavité. Par contre, dans le cas de la distance $H/D = 6$, le cœur potentiel thermique disparaît quand le jet libre atteint la zone de stagnation. On peut voir clairement que dans les cavités, figure 4.29, le fluide est relativement chaud à l'intérieur des zones de recirculation et froid au niveau des coins inférieurs pour les quatre distances considérées. Pour le cas $H/D = 6$ une comparaison des températures à l'intérieur des cavités indique que le fluide le plus chaud se trouve dans la première cavité. Cela s'explique par la turbulence intense dans la zone de stagnation qui augmente le transfert de chaleur du jet pariétal vers la cavité. La température dans les cavités suivantes diminue rapidement puisque la vitesse du jet pariétal et l'énergie turbulente décroissent rapidement en s'éloignant de la région d'impact. Pour les distances $H/D = 1$ et 2 , le fluide est remarquablement chaud à l'intérieur des trois premières cavités. La chaleur acquise dans la première cavité est probablement due à la grande vitesse du fluide dans le jet pariétal au-dessus de la cavité. Le transfert de chaleur par la turbulence contribue de façon importante dans l'augmentation de la température à l'intérieur des deux cavités suivantes. Dans toutes les configurations, en avançant plus loin en aval, la température à l'intérieur des cavités diminue de façon monotone.

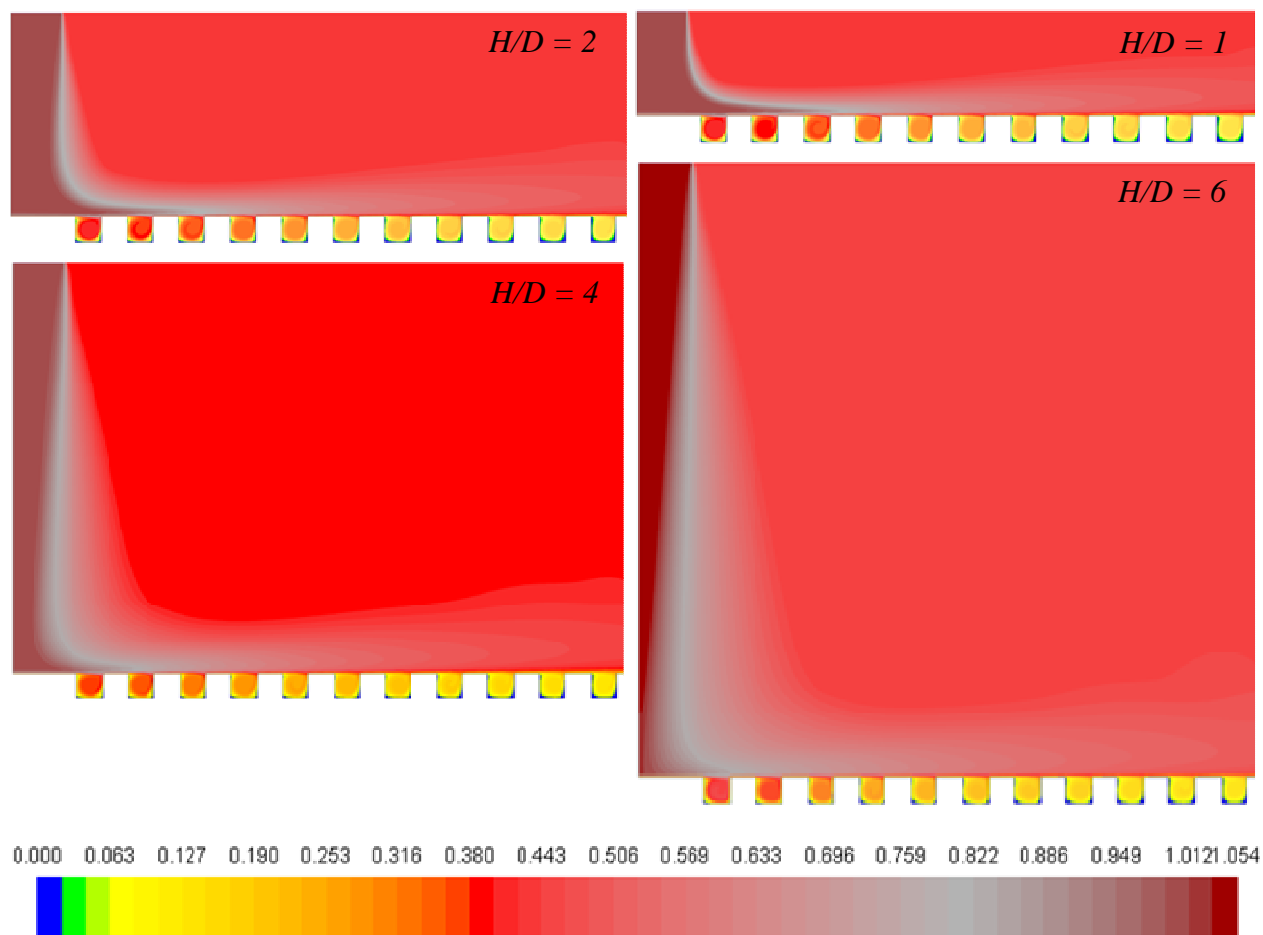


Figure 4.28: Contours de température $(T - T_w) / (T_{jet} - T_w)$: effet de H/D .

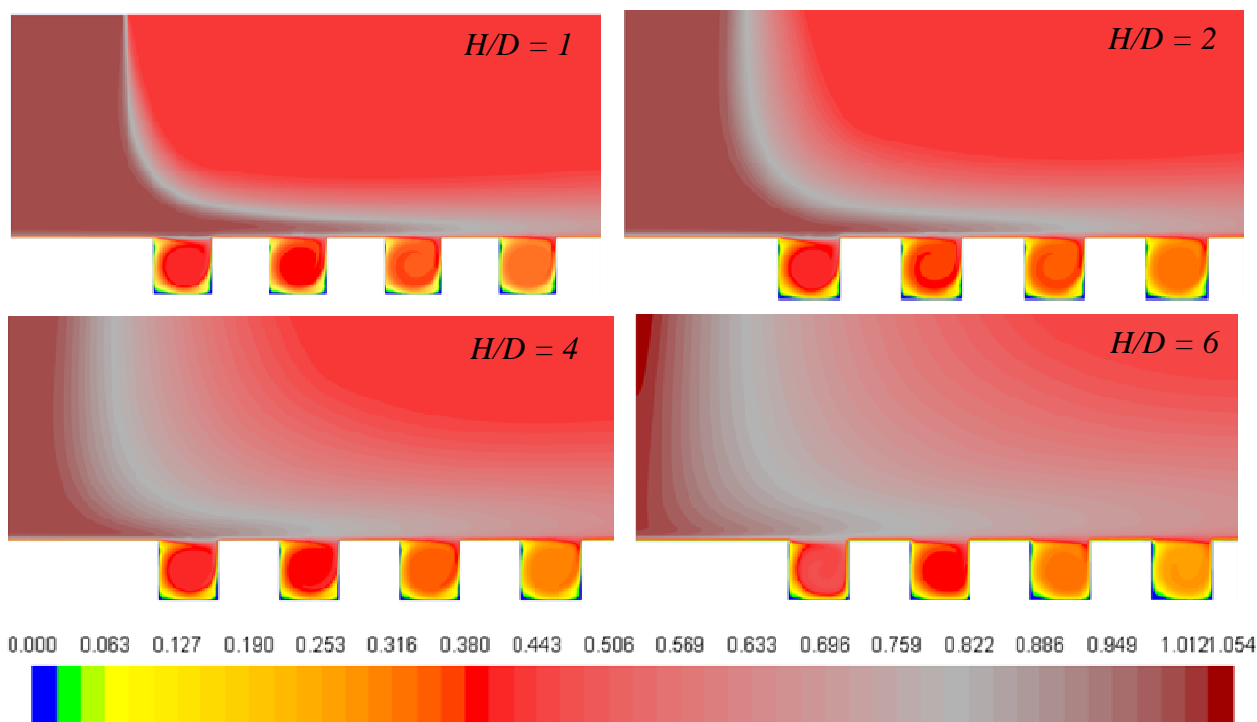
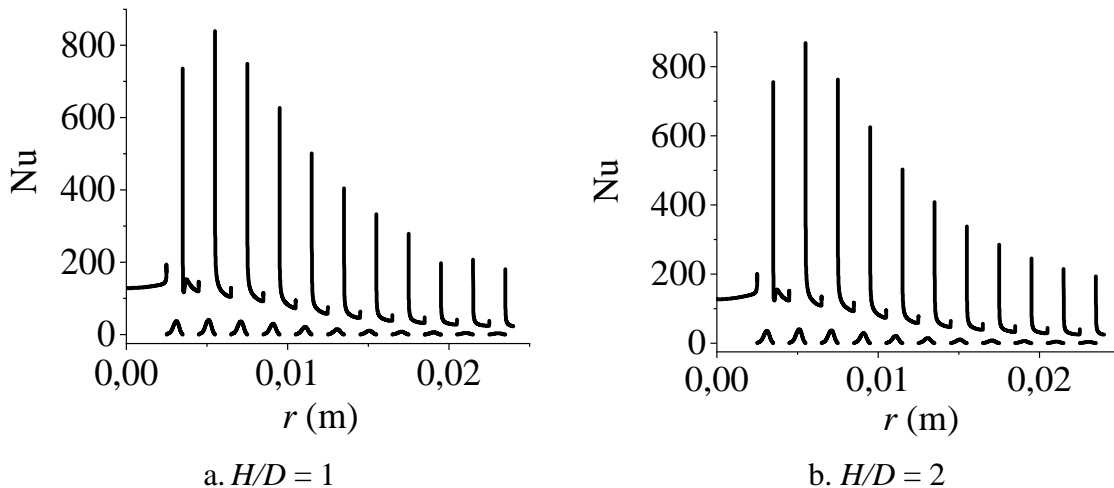
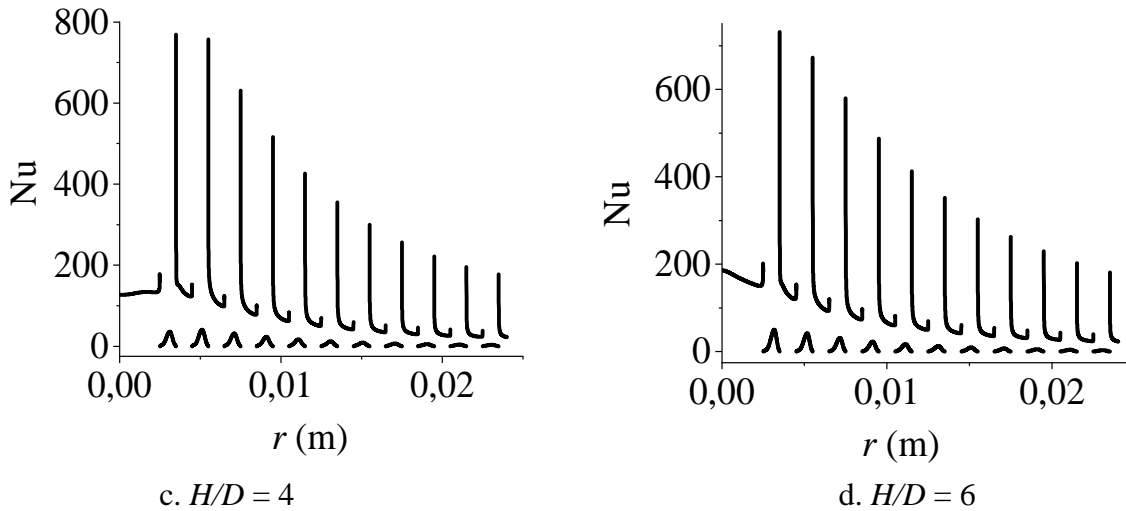


Figure 4.29: Zoom des contours de température $(T - T_w) / (T_{jet} - T_w)$: effet de H/D .

La figure 4.30 montre les profils du nombre de Nusselt local le long de la paroi ondulée pour les différentes distances buse-paroi. Ces profils représentent la variation du nombre de Nusselt le long des parois supérieures entre les cavités, et inférieures au fond (à l'intérieur) des cavités. Les distributions sur les surfaces latérales (à gauche et à droite) à l'intérieur de chaque cavité ne sont pas incluses dans cette illustration. Dans la configuration avec $H/D = 6$ on note une valeur maximale au point de stagnation et puis une légère diminution du nombre de Nusselt. Ce pic est probablement le résultat d'un transfert de chaleur amélioré par une turbulence intense dans cette zone. Des décroissances pas très importantes sont aussi observées sur chacune des surfaces supérieures du coin amont au coin aval. Pour les autres géométries, avec une distance H/D plus courte, les profils indiquent une distribution plutôt uniforme dans la région d'impact. Il est à noter que dans ces cas c'est l'écoulement non turbulent qui règne dans les environs du point d'arrêt puisque le cône potentiel au centre du jet n'a pas encore disparu. La forte accélération dans le jet pariétal a pour conséquence un pic très important au coin supérieur à droite de chaque cavité suivi d'une diminution très rapide. Le pic maximal est enregistré au coin supérieur à droite de la première cavité pour $H/D = 4$ et à droite de la deuxième cavité pour $H/D = 1$ et 2. Le flux de chaleur pariétal au fond des cavités est insensible à une variation de la distance buse-paroi. Il est dégradé dans toutes les configurations, ce qui s'explique par les faibles vitesses, la faible turbulence et donc les faibles gradients de température à la paroi.



Figure 4.30: Profils du nombre de Nusselt local: effet de H/D .

Le tableau 4.2 résume les valeurs du nombre de Nusselt moyen calculé pour les différentes distances buse-paroi. La meilleure performance de transfert de chaleur est obtenue en utilisant la petite distance $H/D = 1$. Si on augmente la distance buse-paroi, la valeur moyenne de ce paramètre sans dimension diminue. Le transfert de chaleur obtenu avec $H/D = 1$ est relativement élevé parce que le gradient de température reste élevé sur une surface d'impact plus étendue : dans la zone de stagnation ce gradient est induit par les grandes vitesses de l'écoulement potentiel non décéléré ; plus loin en aval le gradient important résulte de l'intensification de la turbulence près de la paroi.

Tableau 4.2: Nombre de Nusselt moyen: effet d' H/D .

H/D	1	2	4	6
Nu avrg	50.96	49.32	46.40	44.90

4.2.4 Effet du nombre de Reynolds (Re)

Pour étudier l'effet du nombre de Reynolds sur les champs dynamique et thermique du jet impactant la paroi ondulée, les autres paramètres sont fixés comme suit : la distance buse-paroi $H/D = 2$, la longueur des cavités $C = 1$ (mm). Quatre valeurs du nombre de Reynolds sont utilisées en faisant varier la vitesse initiale du jet à la sortie de la buse, $Re = 5000$, 10000, 23000 et 30000.

La figure 4.31 illustre les contours du module de vitesse normalisé par la vitesse initiale du jet, pour les différents nombres de Reynolds considérés. Le champ de vitesse dans la région du jet libre n'est pas vraiment influencé par la variation du nombre de Reynolds. Cependant, quand le nombre de Reynolds augmente, le taux d'épaississement du jet pariétal le long de la surface d'impact diminue légèrement. En élevant la vitesse du jet, la quantité de mouvement est diffusée plus lentement par effet de viscosité perpendiculairement à la direction longitudinale. L'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une augmentation de la vitesse à l'intérieur des cavités. En général, l'intensité de la zone de recirculation est relativement élevée à l'intérieur des premières cavités, puis s'affaiblit graduellement vers l'aval. La figure 4.32 montre un zoom des contours de la vitesse dans la région de stagnation. Dans le cas des nombres de Reynolds faibles, les vitesses augmentent pratiquement de la même manière dans les premières cavités. Par contre, pour les nombres de Reynolds élevés, la vitesse à l'intérieur de la deuxième cavité est un peu plus importante par rapport à celle enregistrée dans les cavités environnantes. A l'extérieur des cavités, la zone de grandes vitesses s'étale sur une plus grande surface pour le Reynolds le plus élevé. Des valeurs de plus en plus croissantes de Re signifient des forces d'inertie de plus en plus dominantes par rapport aux forces visqueuses. Plus précisément, le maximum de vitesse se trouve entre le coin à droite de la première cavité, allant jusqu'à la deuxième cavité pour $Re = 5000$, jusqu'au coin à gauche de la troisième cavité pour $Re = 10000$ et 23000 et jusqu'au centre de la troisième cavité pour $Re = 30000$.

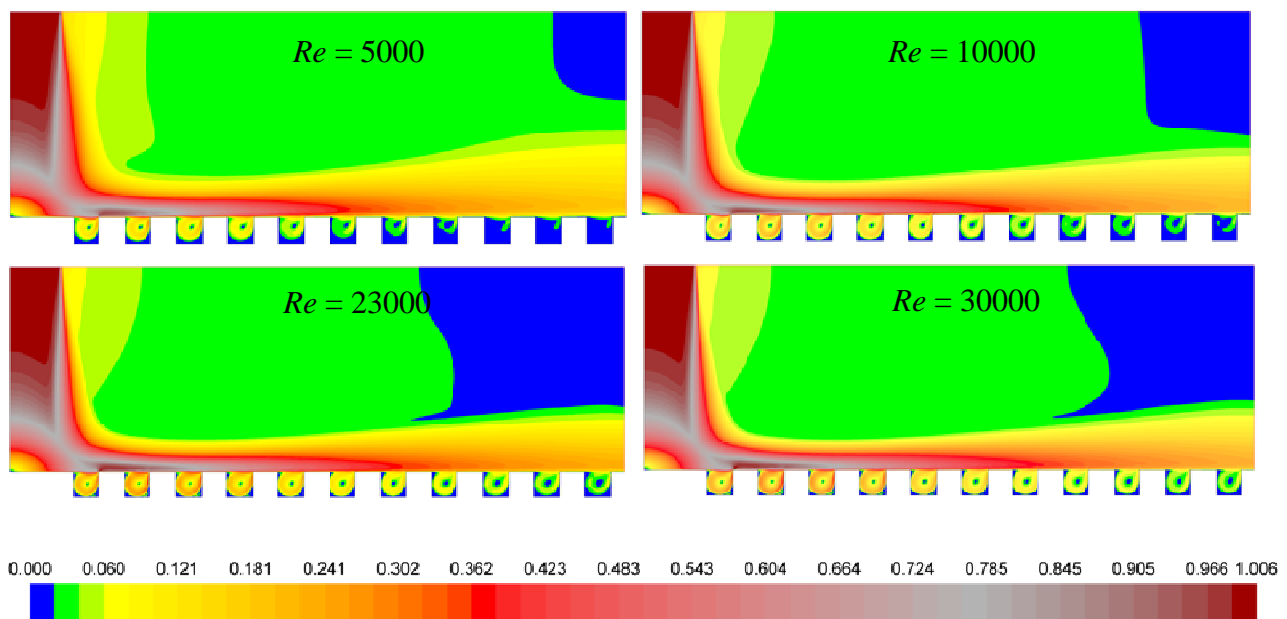


Figure 4.31: Contours du module de vitesse normalisé V/V_{jet} : effet de Re .

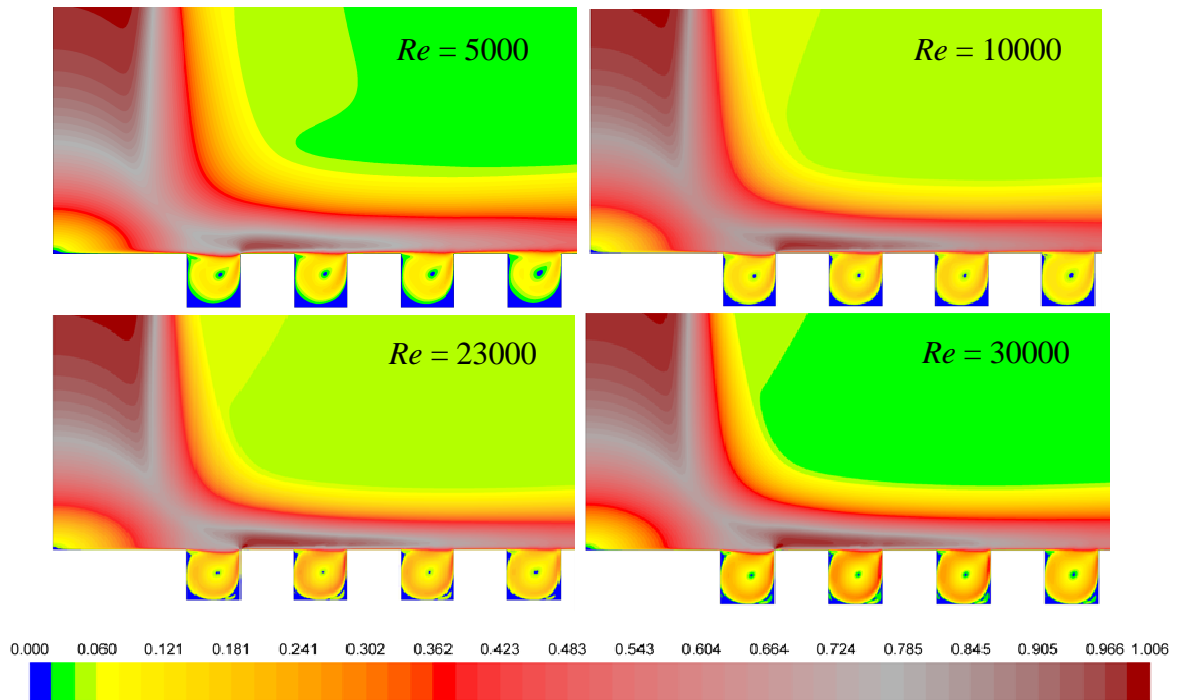


Figure 4.32: Zoom des contours du module de vitesse normalisé V/V_{jet} : effet de Re .

Les contours de l'énergie cinétique turbulente normalisée par le carré de la vitesse initiale sont présentés sur la figure 4.33, pour les différents nombres de Reynolds considérés. Il est à rappeler encore une fois que le nombre de Reynolds est varié dans ce travail en changeant la valeur de la vitesse initiale du jet. Cela veut dire que plus le Re est grand, plus les gradients de vitesse sont grands et donc plus le taux de production de l'énergie cinétique turbulente est important. Alors que l'énergie turbulente augmente avec Re , le rapport de k avec le carré de la vitesse de référence ne croît pas puisque la vitesse elle-même augmente. Comme mentionné plus haut, les zones d'écoulement les plus turbulentes sont situées dans les couches fortement cisailées. Un zoom de ces contours est présenté sur la figure 4.34. Cette dernière montre qu'il y a un effet du nombre de Reynolds à l'intérieur de cavité : accroître le nombre de Reynolds entraîne une turbulence plus intense dans les premières cavités. Toutefois, pour tous les cas considérés, en s'éloignant vers l'aval, l'écoulement perd de son énergie turbulente dissipée sous forme de chaleur par effet de viscosité.

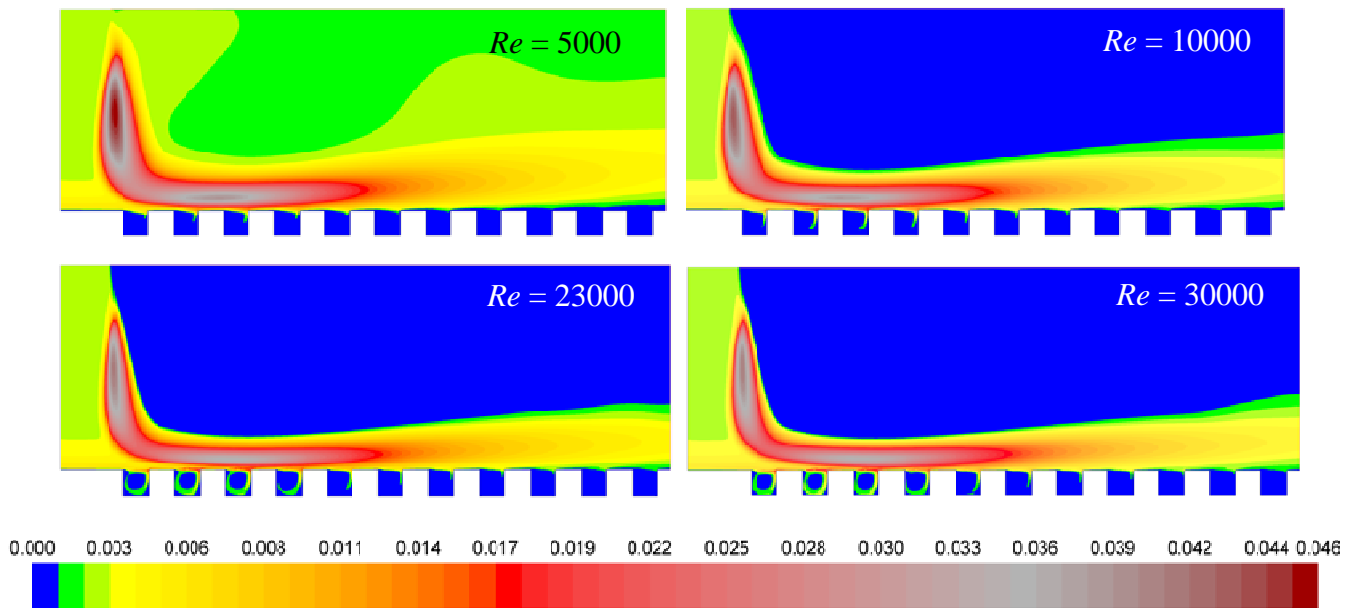


Figure 4.33: Contours de l'énergie cinétique turbulente normalisée k/V_{jet}^2 : effet de Re .

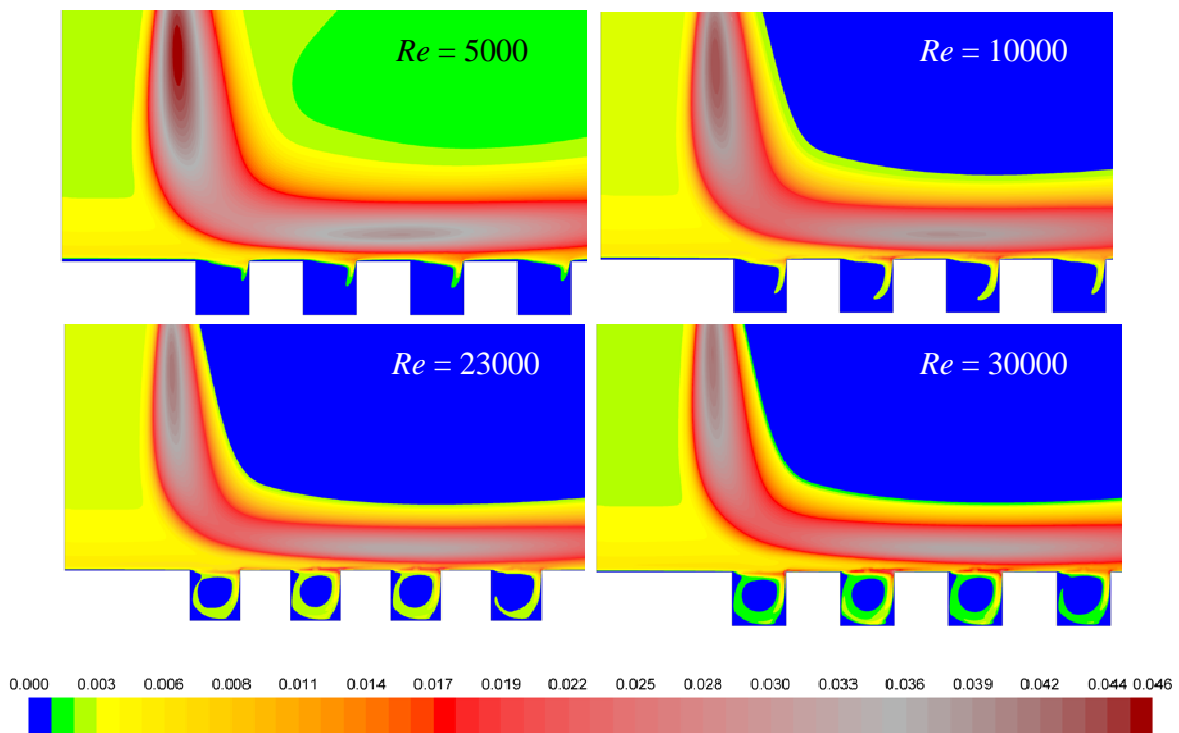


Figure 4.34: Zoom des contours de l'énergie cinétique turbulente normalisée k/V_{jet}^2 : effet de Re .

Les champs de température normalisée calculés pour les différents nombres de Reynolds sont présentés sur la figure 4.35. Globalement, le comportement thermique est analogue à celui dynamique. Dans le jet libre, les contours de température ne sont pas très sensibles aux variations du nombre de Reynolds. Dans le jet pariétal, quand le nombre de Reynolds augmente, le cœur potentiel thermique persiste sur une distance plus longue et le courant de

fluide chaud s'épaissit moins rapidement. Plus la vitesse du jet est élevée, moins la chaleur est diffusée par conduction dans la direction perpendiculaire au courant de fluide. Pour mieux voir l'effet du nombre de Reynolds près de la paroi, la figure 4.36 montre un zoom à l'intérieur de quelques cavités. il est clair que si on augmente le nombre de Reynolds la température augmente aussi dans les zones de recirculation. D'autre part, les coins ne sont pas chauffés car le fluide est presque stagnant et les parois ont eu le temps de le refroidir. Plus on s'éloigne de la région de stagnation et plus la température diminue dans les cavités, même à l'intérieur des zones de recirculation.

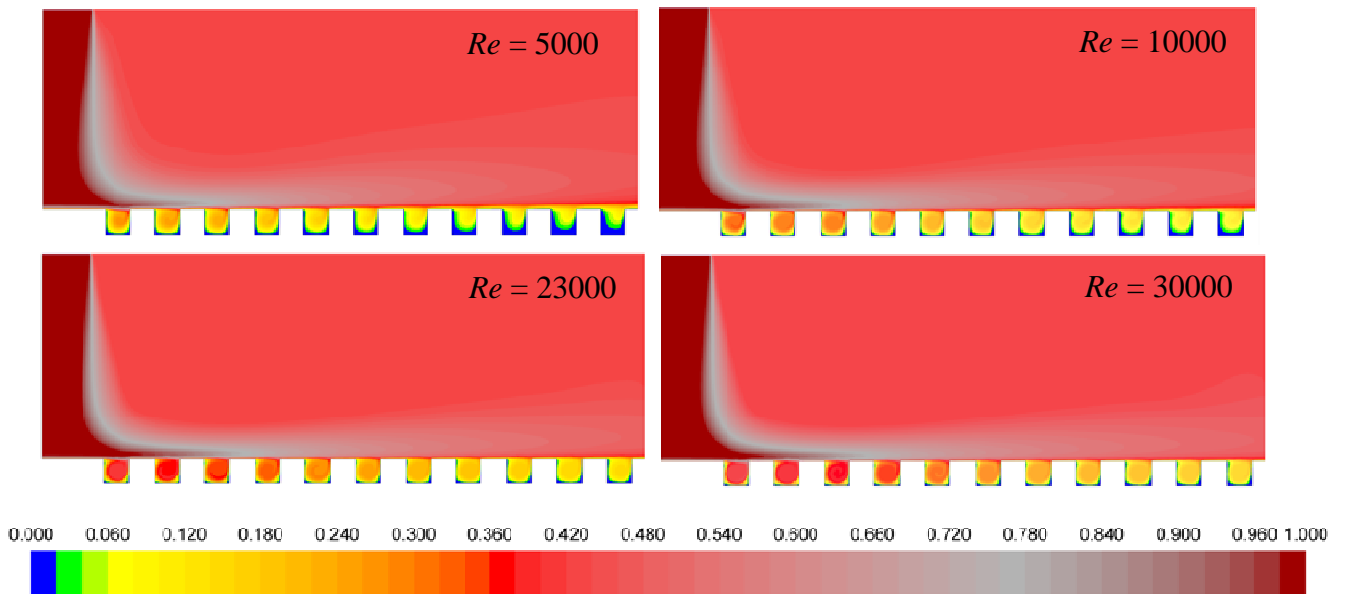


Figure 4.35: Contours de température normalisée $(T - T_w) / (T_{jet} - T_w)$: Effet de Re .

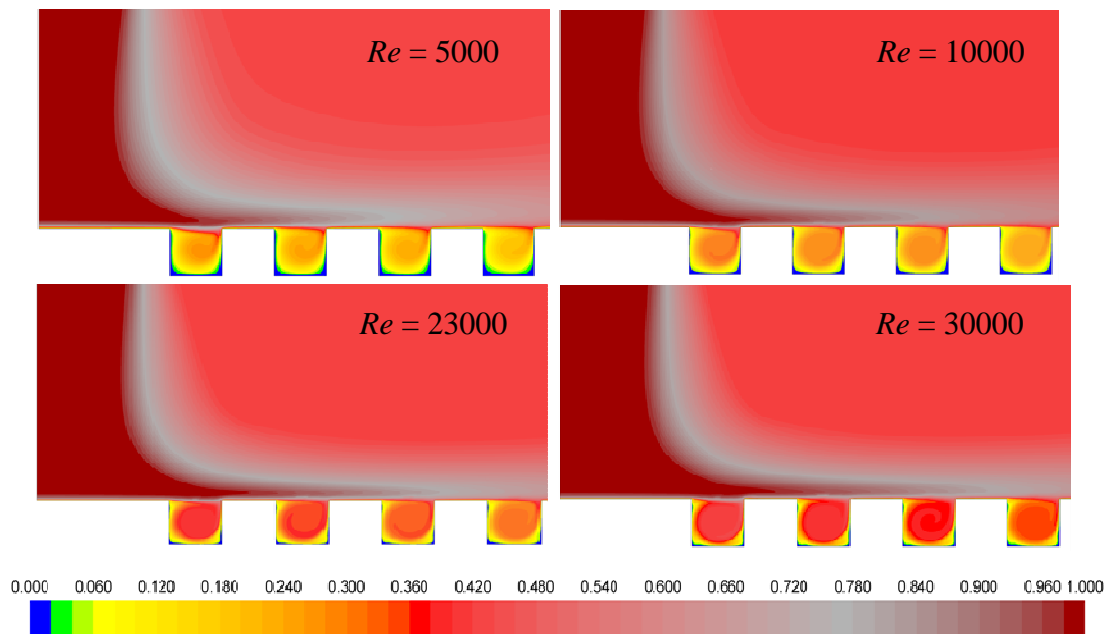


Figure 4.36: Zoom des contours de température normalisée $(T - T_w) / (T_{jet} - T_w)$: Effet de Re .

La figure 4.37 montre la variation du nombre de Nusselt local en fonction de la position radiale, le long des surfaces supérieures entre les cavités et des surfaces inférieures au fond des cavités, pour les différents nombres de Reynolds. Les profils montrent qu'il y a une relation directe entre le nombre de Reynolds et le transfert de chaleur. Si le nombre de Reynolds augmente le nombre de Nusselt augmente en conséquence. C'est l'élévation de la vitesse du jet qui résulte en une élévation du flux convectif de chaleur le long de la surface d'impact, d'où des gradients de température à la paroi plus importants.

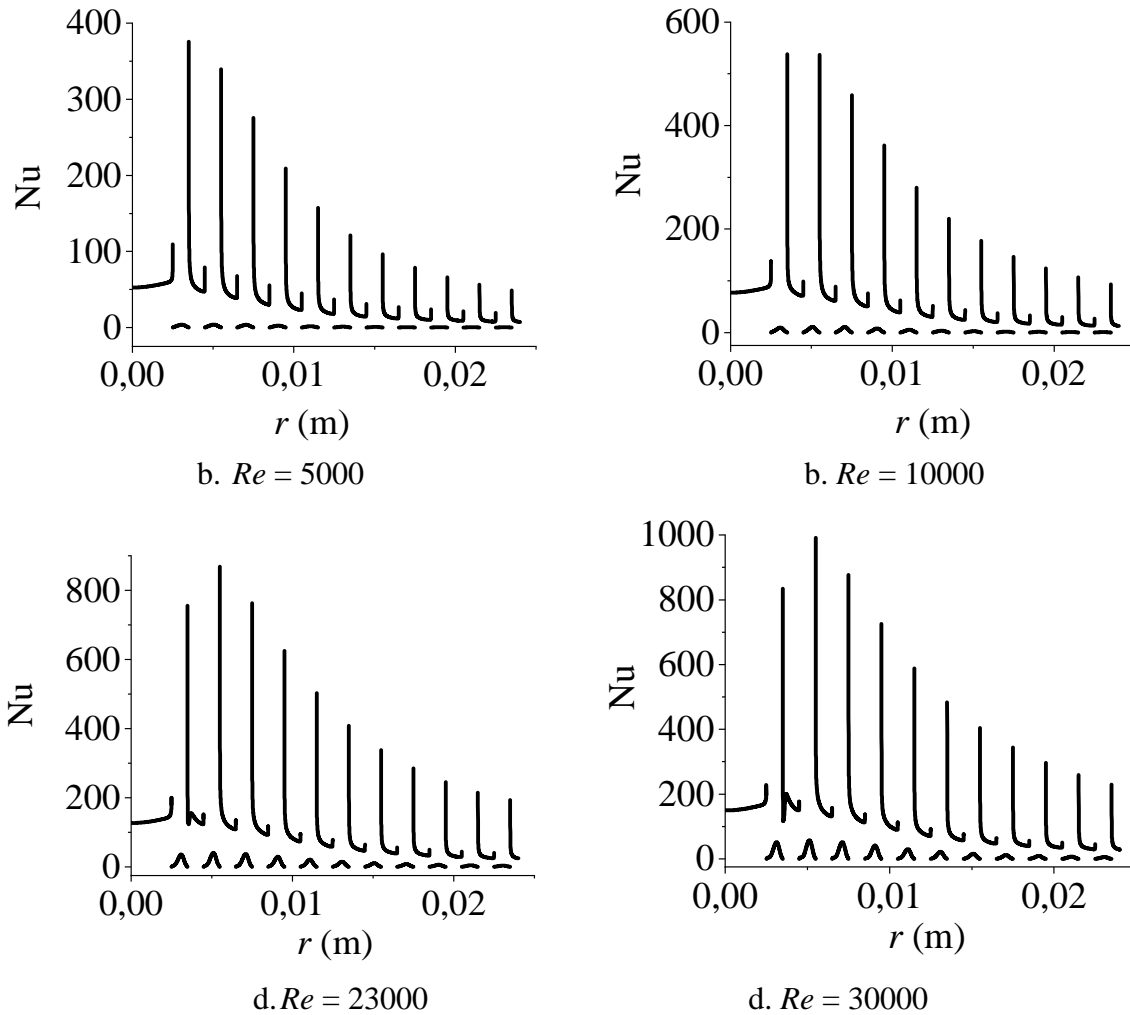


Figure 4.37: Profils du nombre de Nusselt local: effet de Re .

Le tableau 4.3 résume les valeurs du nombre de Nusselt moyen pour les différents nombres de Reynolds. On remarque que la valeur du nombre de Nusselt la plus élevée est obtenue pour la valeur maximale considérée du nombre de Reynolds $Re = 30000$. Quand le nombre de Reynolds diminue les valeurs du nombre de Nusselt diminuent aussi.

Tableau 4.3: Nombre de Nusselt moyen: effet de Re .

Re	5000	10000	23000	30000
Nu avrg	14.01	24.63	49.32	61.3

4.3 Etude dynamique d'un jet plan sur paroi ondulée par la LES

Cette section est consacrée aux résultats de la simulation de l'écoulement 3D instationnaire d'un jet plan semi-confiné impactant une paroi ondulée utilisant l'approche LES (*Large Eddy Simulation*). La forme des ondulations est carrée avec la taille des cavités $C = 5$ (mm). La distance buse-paroi est $H/L = 2$. Le nombre de Reynolds basé sur la largeur de la fente est $Re = 5000$. Dans ce qui suit, les champs statistiques de vitesse, de pression et d'énergie cinétique turbulente sont présentés et analysés. Le champ filtré de pression, évoluant dans le temps, est aussi exploré.

4.3.1 Champ statistique du module de vitesse

La figure 4.38 montre des contours du module de vitesse moyenne dans une seule moitié des trois plans $z = 10$ (mm), 25 (mm) et 40 (mm). Les distributions étant similaires dans les trois plans, l'écoulement peut être considéré pratiquement bidimensionnel en moyenne. Un phénomène intéressant mais inattendu est remarqué dans la région de stagnation. C'est une zone de recirculation tournant dans le sens horaire. En fait, c'est une paire de vortex contrarotative qui existe mais une seule cellule est visible sur un côté du plan de symétrie. Le point d'impact du jet n'est pas situé sur le plan de symétrie mais il est décalé d'environ 8 (mm) de l'axe. Cela s'explique probablement par le fait que l'écoulement est semi-confiné. Les vitesses maximales sont enregistrées dans le jet pariétal en aval de la première cavité. Une autre particularité de cet écoulement est l'aspiration de fluide de l'aval vers l'amont au-dessus du jet pariétal. Ce retour de fluide est imposé par le principe de conservation de la masse car une masse non négligeable de l'air stagnant entourant le jet dans l'espace confiné est entraînée par le jet vers la sortie. A l'intérieur des cavités, les zones de recirculation les plus intenses se trouvent essentiellement dans la deuxième moitié de la surface ondulée.

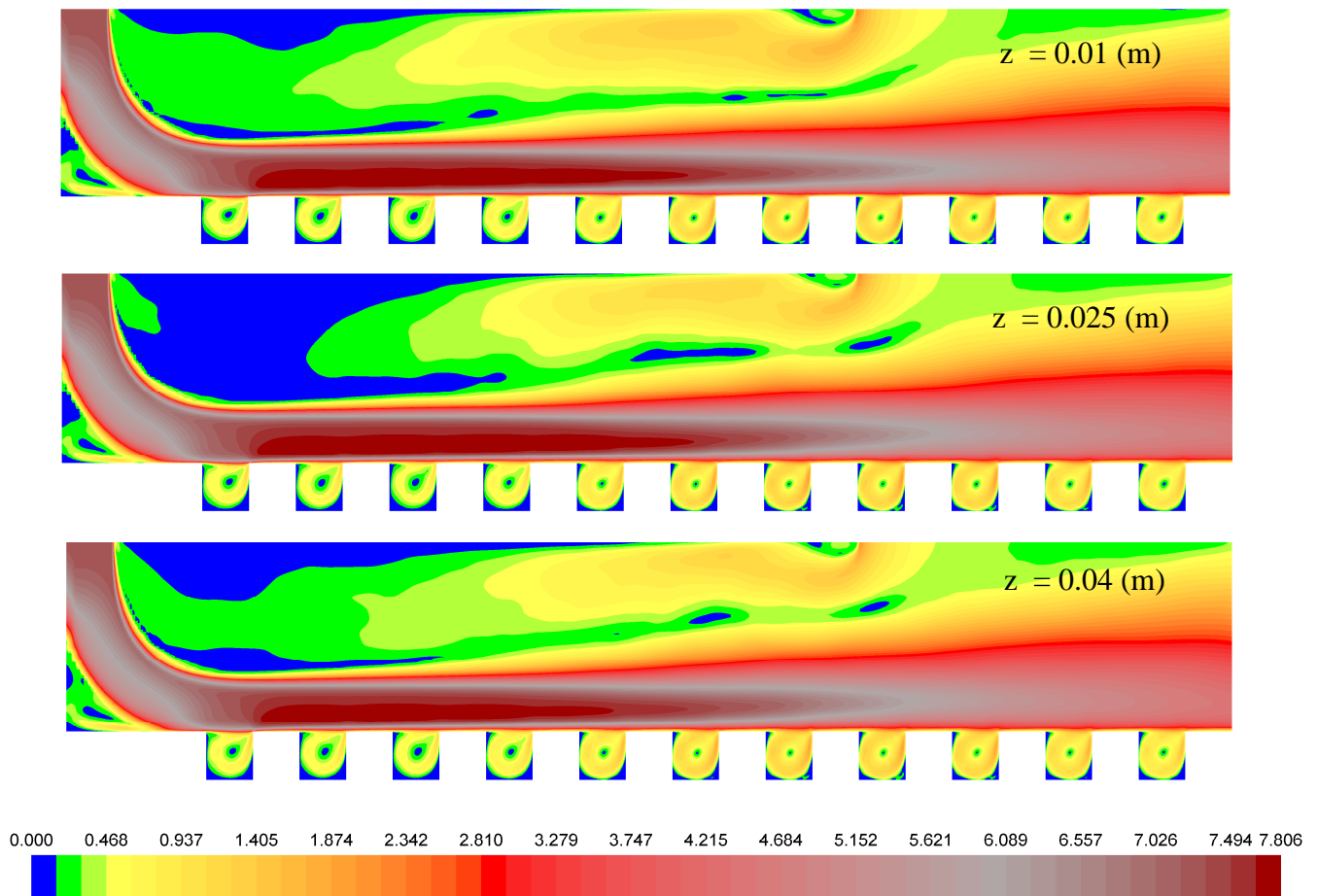


Figure 4.38: Contours du module de vitesse moyenne en différents plans $z = \text{constante}$.

4.3.2 Champ statistique de pression

La figure 4.39 exhibe les contours de pression moyenne du côté droit seulement des trois plans $z = 10$ (mm), 25 (mm) et 40 (mm). La comparaison des variations de pression dans les trois plans montre une homogénéité acceptable de l'écoulement suivant la direction z . En consistence avec le champ de vitesse, le point de pression maximale se situe à environ 8 (mm) du plan de symétrie. Ça correspond au point de rattachement de la ligne de courant moyenne (séparant la zone de recirculation et le jet) sur la surface d'impact. Des pressions négatives sont notées dans la région semi-confinée entourant le jet libre. C'est justement ce qui cause une aspiration du fluide de l'aval vers l'amont au-dessus du jet pariétal. An aval de la paroi supérieure de confinement la pression tend vers la pression atmosphérique telle qu'imposée à la frontière de sortie. A l'intérieur des cavités de la surface ondulée, le centre des vortex primaires est caractérisé par une dépression. La pression minimale est enregistrée au cœur de la sixième cavité, là où la recirculation de fluide est la plus intense. Des pics secondaires de

pression sont observés au coin supérieur droit des cavités causés par un impact du fluide provenant du jet pariétal sur ces pointes de la surface ondulée. .

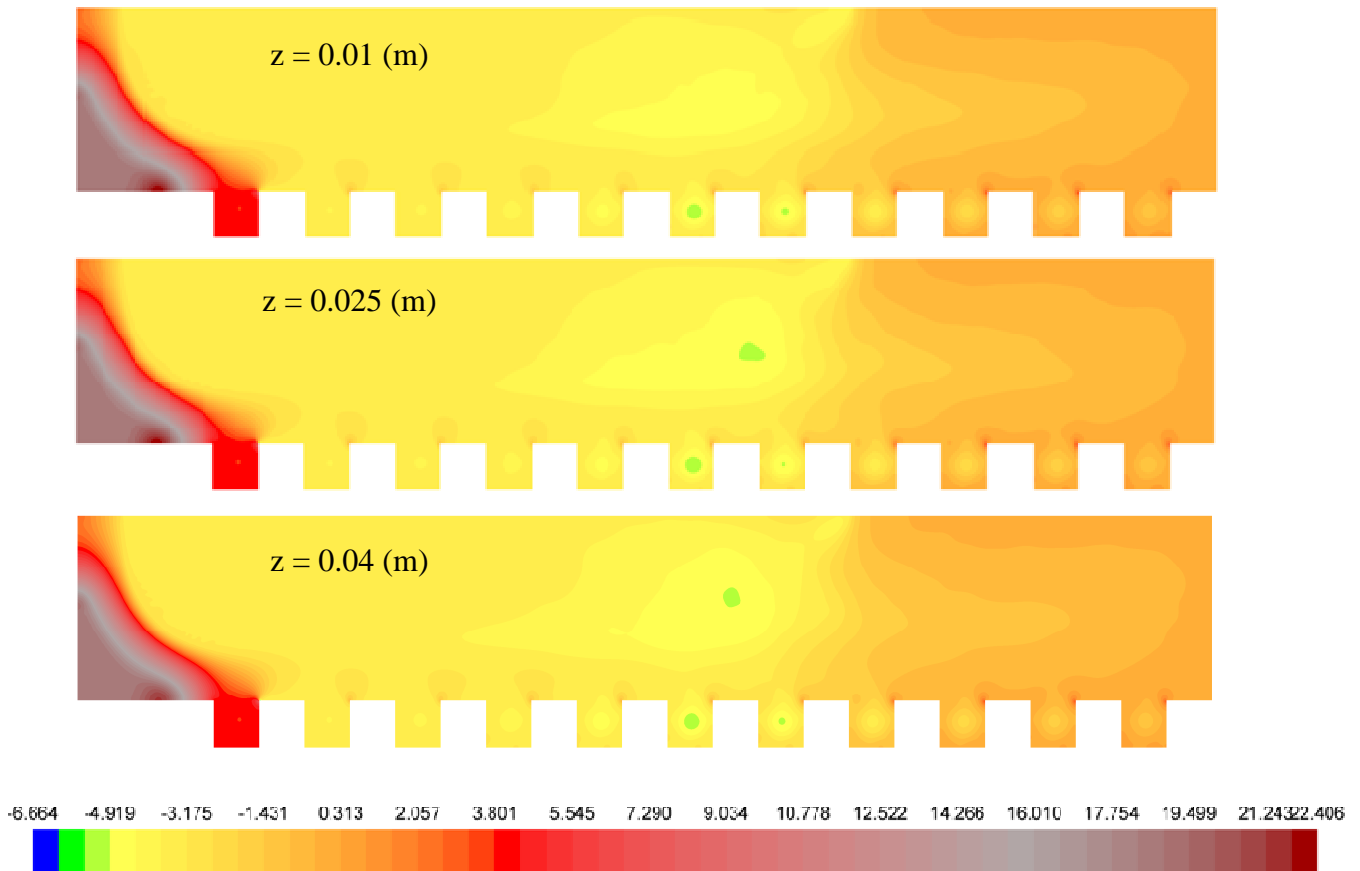


Figure 4.39: Contours de pression moyenne en différents plans $z = \text{constante}$.

4.3.3 Champ statistique de l'énergie cinétique turbulente

La figure 4.40 illustre les contours de l'énergie cinétique turbulente moyenne sur une moitié de chacun des trois plans définis ci-dessus. La bidimensionnalité est, encore une fois, plus ou moins vérifiée vu la ressemblance entre les distributions dans les différents plans. Les valeurs de l'énergie cinétique turbulente dans la région du jet libre et la région d'impact sont très faibles par rapport à celles prévalant au niveau de la sortie du confinement, dans la couche externe du jet pariétal. L'intensité de turbulence générée à la périphérie du jet libre est largement dépassée par celle produite dans la zone de très grand cisaillement à la sortie du passage confiné. Là, de très grands gradients de vitesse existent dans une couche de fluide, fortement cisailée, comprise entre le jet pariétal se dirigeant rapidement vers la sortie et la couche de fluide aspirée de l'aval vers l'amont longeant la paroi supérieure de confinement. Une turbulence intense se développe aussi dans la couche limite (partie interne du jet pariétal) le long de la surface ondulée. Les zones turbulentes dans les parties interne et externe du jet

pariétal fusionnent au niveau de la huitième cavité, c'est-à-dire à la sortie du passage confiné. A l'intérieur des cavités, l'intensité de turbulence est relativement élevée dans les cellules tourbillonnantes dans les cavités de la partie avale de la surface ondulée.

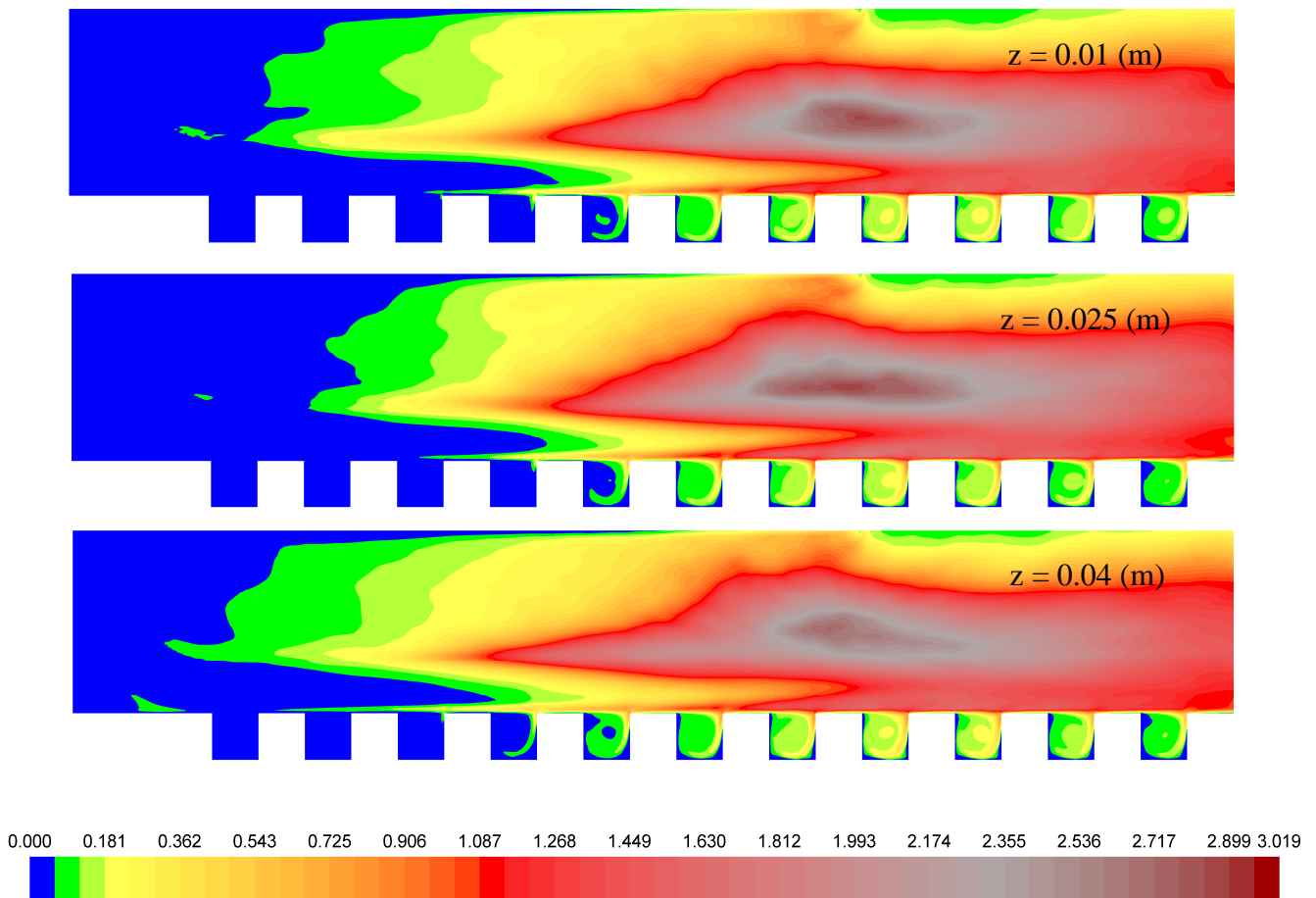


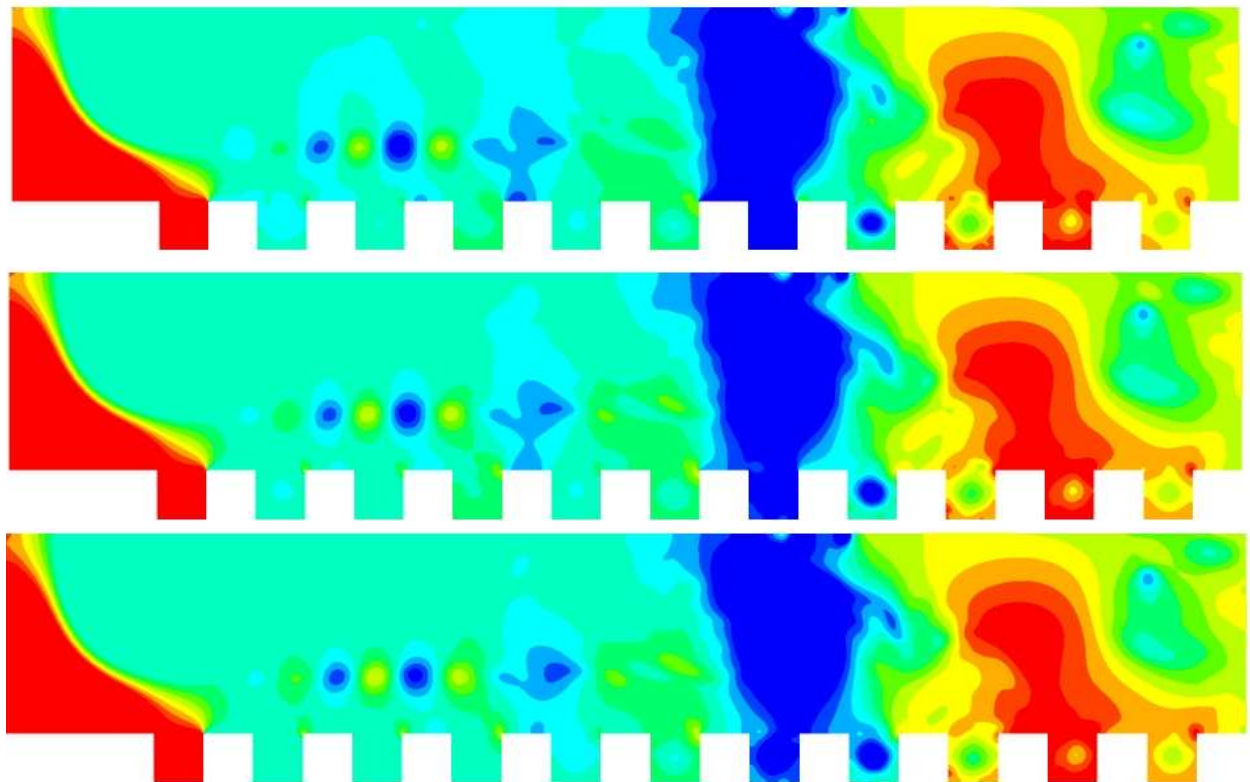
Figure 4.40: Contours de l'énergie cinétique turbulente moyenne en différents plans $z =$ constante.

4.3.4 Evolution dans le temps du champ filtré de pression

Dans la figure 4.41 une série d'instantanés (snapshots) illustrant l'évolution dans le temps des contours de pression filtrée est exposée. L'intervalle de temps entre deux images consécutives est de un huitième la période de passage de deux vortex consécutifs à travers la même position : position de la dépression au centre du vortex (tache bleue) au-dessus du côté droit de la troisième cavité. Dans la région de stagnation, la pression est élevée et pratiquement indépendante du temps. Des valeurs négatives stables sont notées dans le fluide entourant le jet libre. C'est en fait la dépression qui aspire le fluide de la sortie vers l'amont longeant la paroi supérieure de confinement. Une série de petites zones de dépressions évoluent, de façon régulière l'une après l'autre, vers l'aval dans la couche externe du jet

pariétal. Ces taches bleues reflètent l'existence de vortex qui sont le résultat de l'instabilité de l'écoulement dans la couche de cisaillement à la périphérie du jet libre. Cette instabilité induit l'enroulement de couches de fluide un peu plus loin, dans la couche externe du jet pariétal, d'où la naissance des structures tourbillonnaires organisées. Avant d'atteindre la sortie, ces structures commencent à perdre de leur cohérence. Les grandes zones de dépression à la sortie du passage confiné pourraient être la zone centrale de deux vortex qui ont fusionné. En général, dans la région entre deux zones de dépression représentant des centres de vortex, des zones de pression relativement élevée sont enregistrées. Cela pourrait être dû à l'impact entre des courants de fluides entraînés à la périphérie de deux vortex consécutifs. Enfin à l'intérieur des cavités, surtout dans la partie aval de la surface d'impact, il est clair que les dépressions notées au centre des zones de recirculation dépendent du temps. Elles sont fortement influencées par le passage des structures de vortex qui passent au-dessus de la paroi ondulée.

Il est clair que le comportement dynamique instationnaire calculé par l'approche LES a une forte influence sur le comportement thermique instationnaire qui sera exploré dans un travail futur.



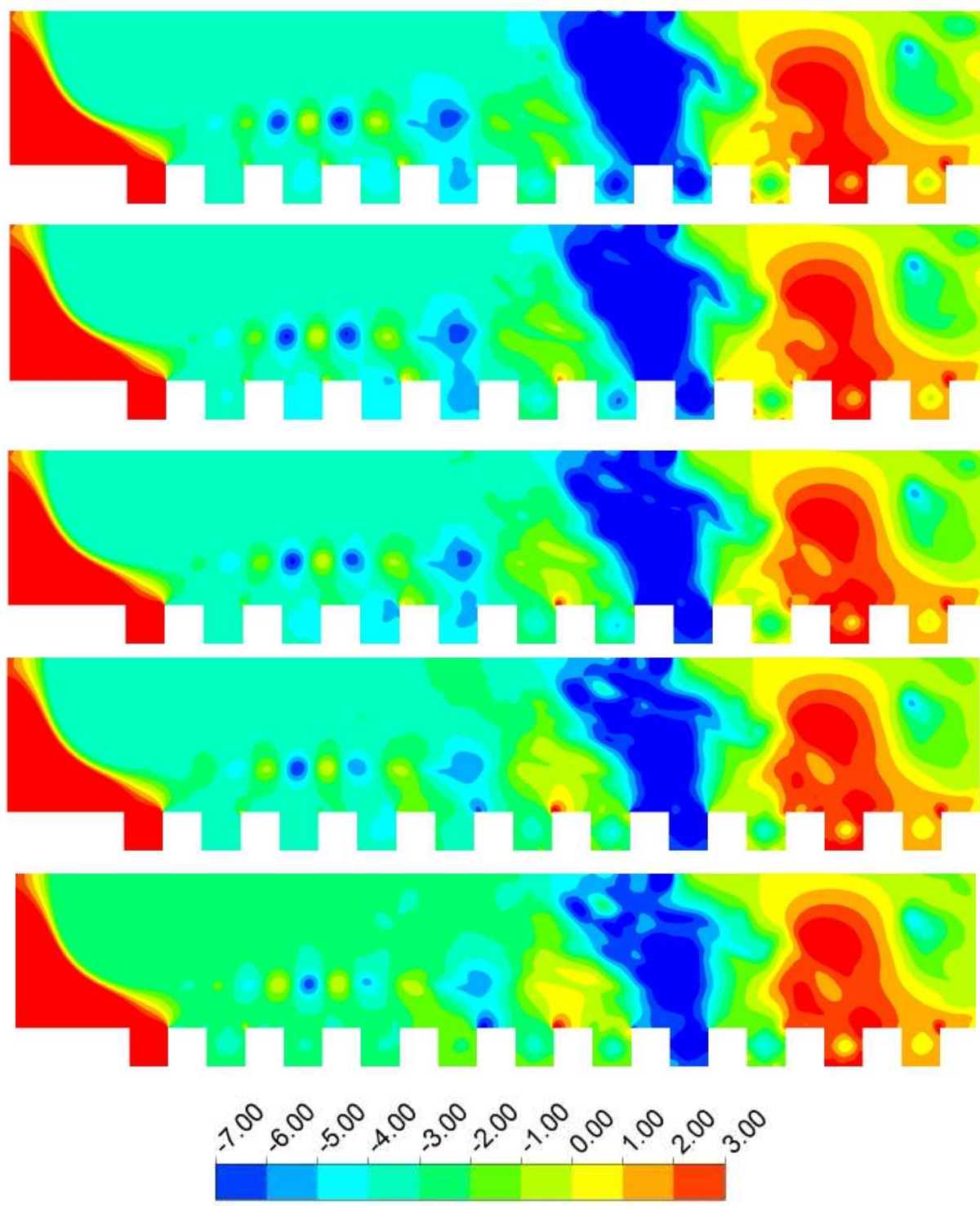


Figure 4.41: Evolution dans le temps des contours de pression filtrée.

Conclusions et perspectives

Des simulations numériques de jets impactant une paroi ondulée ont été effectuées par le code commercial ANSYS 14.5. Notre étude se décompose en deux parties. Dans la première partie, une étude par le modèle SST $k-\omega$ d'un jet axisymétrique impactant une paroi ondulée avec des ondulations carrées, dans laquelle nous avons exploré les impacts de la taille de cavité C , la distance buse-paroi H/D et le nombre de Reynolds Re sur les champs dynamique et thermique. Par la suite, dans une deuxième partie, nous avons simulé par l'approche LES un jet semi-confiné impactant paroi ondulée. Dans ce cas d'écoulement tridimensionnel instationnaire, nous avons examiné les champs statistique et filtré de paramètres caractéristiques du comportement dynamique.

Les conclusions de cette étude sont résumées comme suit :

La première partie :

- Le champ de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente au niveau du jet libre et de la couche externe du jet pariétal n'est pas influencé par la variation de la taille de la cavité.
- Les profils de vitesse sont presque linéaires dans le noyau du tourbillon à l'intérieur des cavités rappelant la rotation d'un cylindre rigide.
- L'augmentation de la taille de la cavité entraîne une légère augmentation de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente à l'intérieur de la cavité.
- La région centrale du vortex primaire dans les cavités se comportant comme un solide rigide est caractérisée par une distribution homogène de l'énergie cinétique turbulente.
- Les profils du nombre de Nusselt montrent une zone avec un transfert de chaleur amélioré (parties supérieures de la surface d'impact séparant les cavités) et une zone à faible transfert de chaleur (à l'intérieur des cavités).
- Dans la région de stagnation il n'y a pas un effet important de la taille de la cavité.
- Des pics locaux du nombre de Nusselt sont obtenus au coin supérieur droit de chaque cavité.
- Un creux du profil du nombre de Nusselt indique une dégradation du transfert de la chaleur associée à la zone de recirculation aplatie détectée juste après la première cavité dans le cas $C = 1.5$ (mm) et, à un degré moindre, pour $C = 1$ (mm).
- L'augmentation de la taille de la cavité entraîne une légère augmentation du frottement et du transfert de chaleur à l'intérieur de la cavité.

- Globalement, il y a une amélioration du transfert de chaleur quand la paroi ondulée est utilisée par rapport à la paroi lisse. Les ondulations améliorent le nombre de Nusselt moyen de 80%, 82% et 85%, pour les tailles de la cavité $C = 0.5, 1$ et 1.5 mm respectivement.
- Pour les distances buse-paroi $H/D = 1$ et 2 le fluide subit rapidement une décélération et une déviation.
- Au point de stagnation la valeur maximale du nombre de Nusselt est observée pour la distance $H/D = 6$.
- Le pic maximal du nombre de Nusselt est enregistré au coin supérieur à droite de la première cavité pour $H/D = 4$ et à droite de la deuxième cavité pour $H/D = 1$ et 2 .
- Globalement la meilleure performance de transfert de chaleur est obtenue en utilisant la petite distance $H/D = 1$. Si on augmente la distance buse-paroi, la valeur moyenne nombre de Nusselt diminue.
- Le champ de vitesse dans la région du jet libre n'est pas vraiment influencé par la variation du nombre de Reynolds.
- L'énergie turbulente augmente avec Re .
- L'augmentation de nombre de Reynolds entraîne une turbulence plus intense dans les premières cavités.
- A l'intérieur de la cavité si on augmente le nombre de Reynolds la température augmente aussi dans les zones de recirculation.
- Globalement la valeur du nombre de Nusselt la plus élevée est obtenue pour la valeur nombre de Reynolds $Re = 30000$. Quand le nombre de Reynolds diminue les valeurs du nombre de Nusselt diminuent aussi.

La deuxième partie :

- l'écoulement peut être considéré pratiquement bidimensionnel en moyenne.
- une zone de recirculation tournant dans le sens horaire est observée juste à droite du point de stagnation, probablement induite par le semi-confinement.
- Le point d'impact du jet est décalé d'environ 8 (mm) du plan de symétrie.
- Les vitesses maximales sont enregistrées dans le jet pariétal en aval de la première cavité.
- A l'intérieur des cavités, les zones de recirculation les plus intenses se trouvent essentiellement dans la deuxième moitié de la surface ondulée.

- Une forte production de turbulence est notée près de la sortie du domaine causée par le cisaillement entre le jet pariétal se dirigeant vers la sortie et le fluide aspiré vers l'amont le long de la paroi supérieure.
- Concernent le champ filtré de pression, dans la région de stagnation, la pression est élevée et pratiquement indépendante du temps.
- Une dépression est enregistrée autour du jet libre qui aspire le fluide de la sortie du domaine vers l'amont longeant la paroi supérieure de confinement
- A l'intérieur des cavités, les dépressions notées au centre des zones de recirculation dépendent du temps. Elles sont fortement influencées par le passage des structures de vortex qui passent au-dessus de la paroi ondulée.

Nous terminons cette thèse par des perspectives sur des travaux à réaliser dans le futur :

- Etude détaillée de l'influence de quelques paramètres tels que le nombre de Reynolds et la distance buse-paroi à l'intérieur des cavités dans la surface d'impact ondulée axisymétrique.
- Etude expérimentale d'un jet plan impactant une paroi ondulée par le dispositif PIV.
- Etude comparative d'un jet plan turbulent impactant sur une paroi ondulée par PIV et LES.
- Etude comparative pour évaluer la performance des approches RANS, U-RANS et LES appliquées au calcul d'un jet impactant une paroi ondulée.
- Etude de l'effet d'autres formes d'ondulations sur le transfert de chaleur.
- Etude du transfert de chaleur par jet d'un nano-fluide impactant une plaque.

Références

1. D. Thibault, F. Matthieu, L. Gildas et E. Dorignac, Experimental study of heat transfer from impinging jet with upstream and downstream cross-flow, Int. Symp. on Heat Transfer in Gas Turbine Systems, 9-14 August 2009, Antalya, Turkey.
2. L. Gao, Effect of jet hole arrays arrangement on impingement heat transfer, Thèse de Master, Department of Mechanical Engineering, 2003, Louisiana State University, USA.
3. P. Reulet, R. Phibel et P. Grenard, Comparaison calculs/expériences sur le refroidissement par impact de jets subsoniques, Journée SFT, 9 mars, 2006, Paris 16, France.
4. <https://substance.etsmtl.ca/technique-du-jet-impactant-pour-le-degivrage-au-sol>.
5. T.Guo, M. Rau, P. Vlachos et S V. Garimella, Axisymmetric wall jet development in confined jet impingement, Phys. Fluids, 2017, Vol. 29, P.1-12.
6. K. Jambunathan, E. Lai, M.A. Moss, et B.L. Button, A review of heat transfer data for single circular jet impingement, Int. J. Heat Fluid Flow, 1992, Vol. 13,P. 106-115.
7. R. Viskanta, Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets. Exp Therm Fluid Sci, 1993, Vol. 6, P. 111-134
8. J.W. Baughn et S. Shimizu, Heat transfer measurement from a surface with uniform heat flux and an impinging jet, ASME. J. of Heat Transfer, 1989, Vol. 111, P. 1096-1098.
9. D. Cooper, D. Jackson, B. Launder et G. Liao, Impinging jet studies for turbulence model assessment. Part I: Flow-field experiments, Int. J. Heat Mass Transf, 1993, Vol. 36, No. 10, P. 2675-2684.
10. ERCOFTAC open database, <http://www.ercoftac.mech.surrey.ac.uk>.
11. T. J. Craft, L. J. W. Graham et B. E. Launder, Impinging jet studies for turbulence model assessment. Part II: An examination of the performance of four turbulence models, Int. J. Heat Mass Transf., 1993, Vol. 36, No. 10, P. 2685-2697.
12. S. Ashfort-Frost et K. Jambunathan, Numerical prediction of semi-confined jet impingement and comparison with experimental data, Int. J. Numer Meth Fluids, 1996, Vol. 23, No. 03, P. 295-306.

13. S. Ashfort-Frost, K. Jambunathan, et C. F. Whitney, Velocity and turbulence characteristics of a semi-confined orthogonally impinging slot jet, *Exp Therm Fluid Sci*, 1997, Vol. 14, P. 60-67.
14. C. Gau et I. C. Lee, Flow and impingement cooling heat transfer along triangular rib-roughened walls, *Int. J. Heat Mass Transf*, 2000, Vol. 43, No. 24, P. 4405-4418.
15. S. S. Hsieh, H. H. Tasi. et S. C. Chan, Local heat transfer in rotating square-rib-roughened and smooth channels with jet impingement, *Int. J. Heat Mass Transf*, 2004, Vol. 47, No. 12-13, P. 2769-2784.
16. B. Sagot, G. Antonini, A. Christegen et F. Buron, Jet impinging heat transfer on a flat plate at a constant wall temperature, *Int. J. Therm. Sci.*, 2008, Vol. 47, No. 12, P. 1610-1619.
17. K. Bilen, M. Cetin, H. Gul et T. Balta, The investing of groove geometry effect on heat transfer for internally grooved tubes, *Appl. Therm. Eng*, 2009, Vol. 29, P. 753-761.
18. B. Sagot, G. Antonini, et F. Buron, Enhancement of jet-to-wall heat transfer using axisymmetric grooved impinging plates, *Int. J. Therm. Sci*, 2010, Vol. 49, No. 6, P. 1026-1030.
19. M. J. Tummers, J. Jacobse et G. J. Voorbrood, Turbulent flow in the near field of a round impinging jet, *Int. J. Heat Mass Transf*, 2011, Vol. 54, No. 23-24, P.4939-4948.
20. J. Ortega-Casanova et F. J. Granados-Ortiz, Numerical simulation of the heat transfer from a heated plate with surface variations to an impinging jet, *Int. J. Heat Mass Transf*, 2014, Vol. 76, P. 128-143.
21. B. T. Kannan et S. Senthilkumar, Steady state jet impingement heat transfer from axisymmetric plates with and without grooves, *procedia engineering*, 2015, Vol. 127, P. 25-32.
22. A. Derdouri, Z. Nemouchi and A. Benhacine, Numerical simulation of a turbulent round jet impinging on an axisymmetric corrugated surface with heat transfer, 6th International Symposium on Aircraft Materials ACMA, May 11-13 2016, Agadir-Morocco.
23. M. M. Dobbertean et M. M. Rahman, Numerical analysis of steady state heat transfer for jet impingement on patterned surfaces, *Appl. Therm. Eng*, 2016, Vol. 103, P. 481-490.
24. K. Shukla et A. Dewan, Flow and thermal characteristics of jet impingement: comprehensive review, *int. j. of heat and technology*, 2017, Vol. 3, No.1, P. 153-166.

25. J. Wienand, A. Riedelsheimer et B. Weigand, Numerical study of a turbulent impinging jet for different jet-to-plate distances using two-equation turbulence models, *Eur. J. Mech. B. Fluids*, 2017, Vol. 61, P. 1-9.
26. A. Derdouri, Z. Nemouchi, A. Benhacine, Etude de l'effet du nombre de Reynolds sur le chauffage d'une surface ondulée par jet impactant, la 4^{ème} Conférence Internationale sur l'énergie, Matériaux, l'Énergétique Appliquée et la Pollution, Avril 29-30, 2018, Constantine-Algérie.
27. Y. H. Lo, Y. H. Liu, Heat transfer of impinging jet arrays onto half-smooth, half-rough target surfaces, *Appl. Therm. Eng.*, 2018, Vol. 128, P. 79-91.
28. k. Shukla et A. Dewan, Heat transfer and flow characteristics of turbulent slot jet impingement on plane and ribbed surfaces, *Thermophysics and Aeromechanics*, 2018, Vol. 25, No. 5, P. 717-734.
29. M. Attalla, Ahmed A. Abdel Samee et Naser N. Salem, Experimental investigation of heat transfer of impinging jet on a roughened plate by a micro cubic shape, *Exp Heat Transf*, 2019, P. 1-16.
30. M. Amjadian, H. Safarzadeha, M. Bahiraeb, S. Nazaria et B. Jaberia, Heat transfer characteristics of impinging jet on a hot surface with constant heat flux using Cu₂O–water nanofluid: An experimental study, *int. Commun in Heat and Mass Transf*, 2020, Vol. 112, P. 1-10.
31. F. R. Menter, Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, *AIAA Journal*, 1994, Vol. 32, P. 1598-1605.
32. D. C. Wilcox, Formulation of the k-omega turbulence model revisited. *AIAA Journal*, 2008, Vol. 46, No. 11, P. 2823-2838.
33. B. E. Launder et D. B. Spalding, The numerical computation of turbulent flows, *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.*, 1974, Vol. 3, No. 2, P. 269-289.
34. J. Chahed, Simulation des grandes échelles de la turbulence. Thèse de doctorat, Université de science des technologies et médecine de Tunis, 1999, l'école nationale d'ingénieur de Tunis.
35. P. Sagaut, Large-eddy simulation for incompressible flows (3rd ed.), 2005. Springer, New York.
36. J. Smagorinsky, General circulation experiments with the primitive equations: I. the basic experiment, *Mon. Weath. Rev.*, 1963, Vol. 91, P. 99-164.
37. D.K. Lilly, A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure model. *Phys Fluids*, 1992, Vol. 4, P. 633–635.

38. M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, W.H. et Cabot, A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model, *Phys. Fluids A*, 1991, Vol. 3, No. 7, P. 1760-1765.
39. FluentInc, ANSYS Fluent User's Guide, 2012, Canonsburg.
40. J. W. Baughn, A. E. Hechanova et X. Yan, An experimental study of entrainment effect on the heat transfer from a flat surface to a heated circular impinging jet, *J. Heat Transf*, 1991, Vol. 113, No. 4, P. 1023–1025.
41. D. H. Lee, S. Y. Won, Y. T. Kim et Y. S. Chung, Turbulent heat transfer from a flat surface to a swirling round impinging jet, *Int. J. Heat Mass Transf*, 2002, Vol. 45, P. 223–227.