

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene

Faculté de Génie Mécanique et Génie des Procédés



MEMOIRE

présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

En : GENIE MECANIQUE

Spécialité : Procédés Energétiques

Par : AMROUNE Abdelhafid

Thème

Analyse numérique de la convection forcée dans les matériaux cellulaires

Soutenue publiquement, le 21 Février 2016 devant le jury composé de :

M ^r Y. Ould Amer	Professeur à l'USTHB	Président
M ^r B. Madani	Professeur à l'USTHB	Directeur de mémoire
M ^r M. Ait Saada	Professeur à l'USTHB	Examineur
M ^r D.E. Ameziani	Maitre de conférences/A à l'USTHB	Examineur

Remerciements

Je tiens d'abord à exprimer ma reconnaissance et mes sincères remerciements à mon encadreur **MADANI BRAHIM** professeur à l'USTHB pour l'intérêt qu'il a accordé à ce travail , les rectifications qu'il y a portées et ses bonnes orientations

Je remercie profondément **OULD AMER Y** professeur à l'USTHB qui m'a fait l'honneur de présider le jury.

Mes vifs remerciements aux membres de jury qui m'ont fait l'honneur d'examiner le contenu de ce mémoire : AIT **SAADA MABROUK** professeur à l'U.STH.B et **AMEZIANI DJAMEL-EDDINE** maître de conférences à l'USTHB.

Je remercie beaucoup **ZEGHMATI BELKACEM** professeur à l'université de Perpignan pour son aide et sa disponibilité à répondre à mes questions.

Dédicaces

A mes parents

A ma grand-mère

A toute la famille

هذه الدراسة العددية تبرز الحمل القسري المستقر لحركة سائل صفائحي ثلاثي الابعاد حول وحدة خلوية تم وضعها وسط قناة متوازية الاسطح لحل معادلات نافير- ستوكس و الطاقة استعمل برنامج فلوينت اجريت مقارنة النتائج المتحصل عليها بالاستناد الى احدى مراجع المذكرة .
عرضنا في هذا العمل حقول السرعة ،الضغط والحرارة اضافة الى تأثير العددين اللابعيين نوسيلت ورينولدز لدراسة تركيبية التدفق و التبادل الحملي

كلمات مفتاحية: صفائحي ،وحدة خلوية ،حمل قسري

Résumé

Ce travail présente l'étude d'un écoulement tridimensionnel laminaire en convection forcée autour d'une maille cellulaire placée au milieu d'un canal parallélépipédique. Les équations de Navier-Stokes et de l'énergie sont résolues en utilisant le code de calcul FLUENT. Notre simulation numérique a été validée en comparaison aux résultats obtenus par d'autres auteurs. Le champs des vitesses, la pression , la température , l'effet du nombre de Reynolds et le nombre de Nusselt sont obtenus pour examiner la structure de l'écoulement et les échanges convectifs .

Mots clés ; simulation numérique, maille cellulaire, convection forcée

Abstract

this work presents a numerical study of three tridimensional laminar forced convection flow over cell foam placed at the center of a rectangular channel. The Navier-Stokes and energy equations are solved using FLUENT. Our numerical simulation has been validated by comparison with results of other authors. Velocity fields, pressure, temperature, effect of Reynolds number as well as Nusselt numbers have been obtained to examine to examine the structure of the flow and the convective exchanges

Key words : numerical simulation , cell foam forced convection

Table des matières

Table des matières.....	4
Tables des figures.....	6
Nomenclature.....	9
Introduction.....	11
Chapitre 1 : Recherche bibliographique.....	12
1.1. Introduction.....	12
1.2. Revue bibliographique.....	13
1.3. Conclusion	22
Chapitre 2 : Formulation mathématique du problème.....	23
2. 1. Représentation du modèle du matériau cellulaire.....	23
2. 2. Hypothèses simplificatrices.....	24
2. 3. Equations gouvernantes.....	24
2.4 Conditions initiales et aux limites.....	25
2.5 Conclusion.....	28
Chapitre 3 Résolution numérique sous Fluent.....	29
3.1. Introduction.....	29
3.2. Construction de la géométrie.....	29
3. 3. Maillage	30
3. 4. Conditions aux limites.....	32
3. 5. Exportation du maillage.....	32
3. 6 Lecture du maillage.....	33
3. 7. Vérification du maillage.....	33
3. 8. Lissage de maillage.....	34

3. 9. Vérification de l'échelle.....	34
3. 10. Choix du solveur	35
3. 11. Choix du modèle d'écoulement et d'énergie.....	35
3. 12. Définition des caractéristiques du fluide	36
3. 13. Définition des conditions de fonctionnement.....	37
3. 14 Contrôle de la solution.....	41
3. 15 Visualisation de la convergence.....	42
3. 16 Initialisation de la solution.....	43
3. 17 Lancement du calcul.....	43
3. 18 Convergence du processus itératif.....	44
3.19 Conclusion.....	44
Chapitre 4. Résultats et interprétations.....	45
4. 1 Introduction.....	45
4. 2 Etude de la sensibilité du maillage.....	45
4. 3 Comparaison de résultats.....	45
4. 4 Structure tridimensionnelle du champ des vitesses.....	47
4. 5 Effet du nombre de Reynolds sur la structure de l'écoulement.....	56
4.6 Champs de la pression.....	60
4. 7 Effet du nombre de Reynolds sur la température.....	61
4. 8 Effet de la densité du flux thermique	64
4. 9 Conclusion	69
Chapitre 5 Conclusion générale.....	70

Références bibliographiques

Table des figures

Figure 1.1 . Matériaux cellulaires : (a) nid d'abeille, (b) mousse tridimensionnelle	12
Figure 1.2 (a) schéma d'une mousse à très large distribution de la taille des cellules (b) micrographie d'une mousse en polymère	13
Figure 1.3 Evolution du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds pour des mousses d'aluminium, à différentes perméabilités.....	14
Figure 1.4 Tracé de Nu_H en fonction du nombre de Reynolds.....	15
Figure 1.5 Effet de $\frac{K_f}{K_s}$ sur le nombre de Nusselt global pour $\varepsilon = 0.9$	16
Figure 1.6 Variation des pertes de pression en fonction de la porosité	17
Figure 1.7 pertes de pression en fonction de la vitesse Darcienne	18
Figure 1.8 Evolution du nombre de Nusselt en fonction de la vitesse	19
Figure 2.1. Modèle physique	24
Figure.3.1 Construction de la géométrie par Gambit	29
Figure 3.2 Dimensions du canal	30
Figure 3.3 Maillage du canal	31
Figure 3.4 Maillage de la maille cellulaire.....	31
Figure 3. 5. Définition des conditions aux limites du système physique	32
Figure 3.6 Exportation du maillage	32
Figure 3.7. Lecture du maillage	33
Figure 3.8 Vérification du maillage	33
Figure 3.9. Lissage du maillage	34
Figure 3.10. Vérification des dimensions et des unités.....	34
Figure 3.11. Choix du solveur	35

Figure 3.12. Le modèle d'écoulement.....	35
Figure 3.13 Modèle thermique.....	36
Figure 3.14. Définition des caractéristiques du fluide.....	36
Figure 3.15 .Pression de référence	37
Figure 3.16 Interprétation de l'UDF.de la vitesse d'entrée	39
Figure 3.17 Attribution de l'UDF.c à la vitesse	39
Figure 3.18 Condition à la sortie	40
Figure 3.19. Echange thermique des parois du canal.....	40
Figure 3.20 Densité de flux thermique sur les faces de la maille cellulaire	41
Figure 3.21 Choix de la solution.....	42
Figure 3.22 Visualisation de la convergence	42
Figure 3.23. Initialisation de la solution.....	43
Figure 3.24. Choix du nombre d'itérations	43
Figure 3. 25 Convergence des résidus.....	44
Figure 4.1 Sensibilité au maillage.....	46
Figures 4.2 Comparaison des vitesses longitudinales	47
Figure 4.3 Vitesse longitudinale U , dans le plan $y = 0$	48
Figure 4.4 Vitesse longitudinale U , dans le plan $y = + 0.005$	48
Figure 4.5 Vitesse longitudinale U , dans le plan $y = + 0.010$	49
Figure 4.6 Vitesse horizontale W , dans le plan $y = 0$	49
Figure 4.7 Vitesse horizontale W , dans le plan $y = + 0.005$	50
Figure 4.8 Vitesse horizontale W , dans le plan $y = + 0.010$	50
Figure 4.9 Vitesse longitudinale U dans le plan $z = 0$	51

Figure 4.10 Vitesse longitudinale U dans le plan $z = + 0.005$	51
Figure 4.11. Vitesse longitudinale U dans le plan $z = + 0.010$	52
Figure 4.12. Vitesse verticale V dans le plan $z = 0$	52
Figure 4.13. Vitesse verticale V dans le plan $z = + 0.005$	53
Figure 4.14 Vitesse verticale V dans le plan $z = + 0.010$	53
Figure 4.15 Vitesse verticale V dans le plan $x= 0$	54
Figure 4.16 Vitesse verticale V dans le plan $x= +0.005$	54
Figure 4.17 Vitesse verticale V dans le plan $x= +0.010$	54
Figure 4.18 Vitesse horizontale W dans le plan $x= 0$	55
Figure 4.19 Vitesse horizontale W dans le plan $x= +0.005$	55
Figure 4.20 Vitesse horizontale W dans le plan $x= +0.010$	56
Figures 4.21 Lignes de courant de la vitesse résultante dans le plan XZ pour Re=2, Re=7 et Re=15	58
Figures 4.22 Lignes de courant de la vitesse résultante dans le plan XY pour Re=2, Re=7 et Re=15	59
Figures 4.23 Lignes de courant de la vitesse résultante dans le plan YZ pour Re=2,Re=7 et Re=15	60
Figure 4.24 a- Distribution de la pression statique dans le plan XZ pour $y = 0$	60
Figure 4.24-b Distribution de la pression statique dans le plan XY pour $z = 0$	61
Figures 4.24 –c Distribution de la pression statique dans le plan YZ pour $x = 0$	61
Figures 4.25 Profils des températures pour Re= 2 , Re = 7 et Re= 15	63
Figures 4.26 Profils du nombre de Nusselt pour Re= 2 , Re = 7 et Re= 15	64
Figures 4.27 Profils des températures aux positions x pour des densités de flux thermiques.....	66
Figures 4.28 Profils des températures aux positions y pour des densités de flux thermiques.....	67
Figures 4.29 Profils de températures aux positions z pour des densités de flux thermiques.....	68
Figures4.30 Profils du nombre de Nusselt aux positions pour des densités de flux thermiques.....	67

Nomenclature

d_f	Diamètre du fibre
d_p	Diamètre du pore
Da	Nombre de Darcy
e	Longueur de l'arête de la maille cellulaire
f	Coefficient de frottement
F	Accélération de la pesanteur
h	Coefficient de convection thermique
H	Hauteur
k	Conductivité thermique
K	Perméabilité
l	largeur du canal
L	Longueur
\dot{m}	Débit massique
M	Facteur de compression
Nu	Nombre de Nusselt
Pr	Nombre de Prandtl
q	Densité de flux thermique
Re	Nombre de Reynolds
T	Température
u	Composante longitudinale de la vitesse
v	Composante verticale de la vitesse
V	Vitesse résultante
w	Composante horizontale de la vitesse
W	Puissance

x Coordonnée longitudinale

y Coordonnée longitudinale

z Coordonnée verticale

Symboles grecs

ρ Masse volumique

ε Porosité

ν viscosité cinématique

μ_f viscosité dynamique

Δp Chute de pression

Indices

f Fluide

p Pore

s Solide

Γ Interface

INTRODUCTION

Les matériaux cellulaires sont des structures solides dont la porosité excède 70 %.. Ils présentent des propriétés physiques, mécaniques, thermiques et acoustiques très intéressantes qui leur confèrent un très vaste domaine d'applications industrielles : automobile, réacteurs catalytiques, composants électroniques , piles combustibles...

Dans le présent mémoire, nous nous proposons d'analyser numériquement l'écoulement tridimensionnel laminaire en convection forcée autour d'une maille cellulaire de forme cubique dont les arêtes sont constituées de fibres d'aluminium.

La résolution numérique est effectuée à l'aide du code FLUENT version 6.3 qui utilise la méthode des volumes finis.

Les résultats se rapportent aux champs des composants de la vitesse, la pression, la température, l'effet du nombre de Reynolds sur la structure de l'écoulement. Les échanges convectifs qui s'effectuent entre les fibres de la maille cellulaire et le fluide sont illustrées moyennant l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du Nombre de Reynolds. L'effet de la densité du flux thermique imposée sur les faces externes de la maille est également abordé.

Le présent travail est réparti en quatre chapitres ;

Le premier est consacré à la recherche bibliographique des travaux théoriques, numériques et expérimentaux ayant trait à l'étude de la convection forcée de l'écoulement laminaire à travers les matériaux cellulaires.

Le deuxième chapitre présente le modèle physique du problème, .Les hypothèses simplificatrices et les conditions aux limites sont également mentionnées pour la résolution des équations de conservation hydrodynamiques et d'énergie du problème.

Le troisième chapitre est consacré à la résolution numérique des équations gouvernantes. La géométrie et le maillage de la configuration du système physique sont réalisés par le préprocesseur GAMBIT. Les différentes étapes de simulation du problème physique effectuées à l'aide du code FLUENT sont exposées dans cette partie.

Le dernier chapitre s'intéresse à la présentation et à l'interprétation des différents résultats obtenus. Enfin, une conclusion générale qui récapitule les principaux résultats obtenus dans cette étude

Chapitre 1

RECHERCHE BIBLIOGRAPHIQUE

1. 1. INTRODUCTION

Les matériaux cellulaires sont des solides dont la porosité excède 70 %. Leur structure est un assemblage de cellules vides, chacune étant entourée d'arrêtes ou de parois solides. Les matériaux qui les constituent sont très variés. Ils sont classifiés en trois familles : polymères, céramiques et métalliques.

Les caractéristiques structurales d'un matériau cellulaire sont la topologie de ces cellules, leur taille et leur forme.

- La topologie : où on distingue les nids d'abeille et les mousses tridimensionnelles qui à leur tour se différencient par le caractère ouvert ou fermé des cellules, ou partiellement ouvertes, ou partiellement fermées.. (figure .1.1).

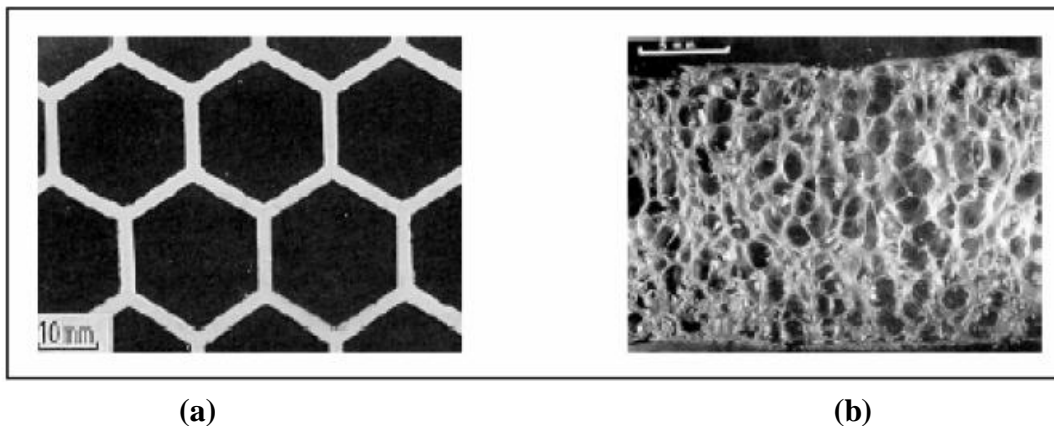


Figure 1.1. Matériaux cellulaires : (a) nid d'abeille, (b) mousse tridimensionnelle

- Taille des cellules : elle est variable d'un solide à un autre et varie au sein du même du solide. On peut trouver des cellules cent fois plus grandes que celle des petites. Cette dispersion n'implique pas l'anisotropie (figure 1.2).

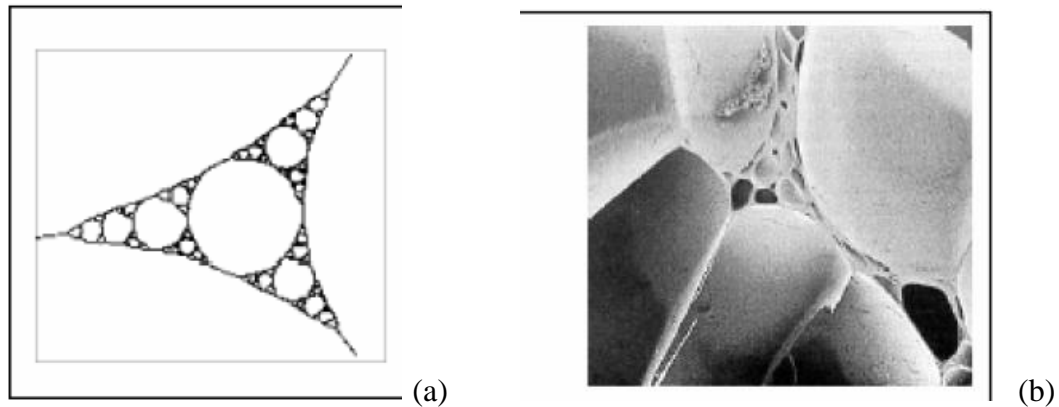


Figure 1.2 (a) schéma d'une mousse à très large distribution de la taille des cellules (b) micrographie d'une mousse en polymère

- **Forme des cellules :** Elle a une grande influence sur le comportement que leur taille. Lorsque la forme n'a pas une direction privilégiée, les propriétés ne sont pas isotropes. En revanche, si les cellules sont allongées ou aplaties, une anisotropie est induite au niveau macroscopique.

L'importance des matériaux cellulaires résulte surtout de leur faible densité mais aussi d'autres propriétés physiques intéressantes. En effet, les faibles densités permettent de fabriquer des structures légères à composantes rigides. Ils permettent également une isolation thermique et économique grâce à leur faible conductivité thermique. Ces matériaux ont l'aptitude de transfert de chaleur lorsqu'ils ont une structure à porosité ouverte .

De nombreux travaux ont été publiés et ont apportés certaines réponses quant à la nature des relations entre la morphologie des matériaux cellulaires et leur comportement. De grands efforts ont été portés à la caractérisation expérimentale et à la modélisation des comportements thermique et hydrodynamique des écoulements dans ces matériaux afin de savoir l'apport qu'ils pourraient apporter dans le monde technologique et industriel .

1. 2. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

Dans cette section , nous procédons à citer des travaux relatifs au thème de notre mémoire qui consiste en l'étude de la convection forcée dans les matériaux cellulaires.

S.Y.Kim et al [1] ont mené une investigation expérimentale sur la convection forcée dans des mousses métalliques d'aluminium remplissant un canal dont la face supérieure est soumise asymétriquement à une densité de flux thermique constant. Ils ont expérimenté trois mousses

D'aluminium, ayant des perméabilités différentes à une porosité constante ($\epsilon=0.92$). Les résultats expérimentaux montrent que le facteur de friction f donné par l'équation (1.1), est beaucoup plus élevé dans la mousse présentant la plus faible perméabilité, alors que le profil du nombre de Nusselt Nu marque une croissance, en fonction du nombre de Reynolds. Cette augmentation est encore plus importante aux faibles valeurs de la perméabilité (figure 1.3).

$$f = \left(\frac{\Delta p}{L} \right) \frac{H}{\rho U^2} \quad (1.1)$$

Où

H et L désignent respectivement la hauteur et la longueur de la mousse d'aluminium (m)

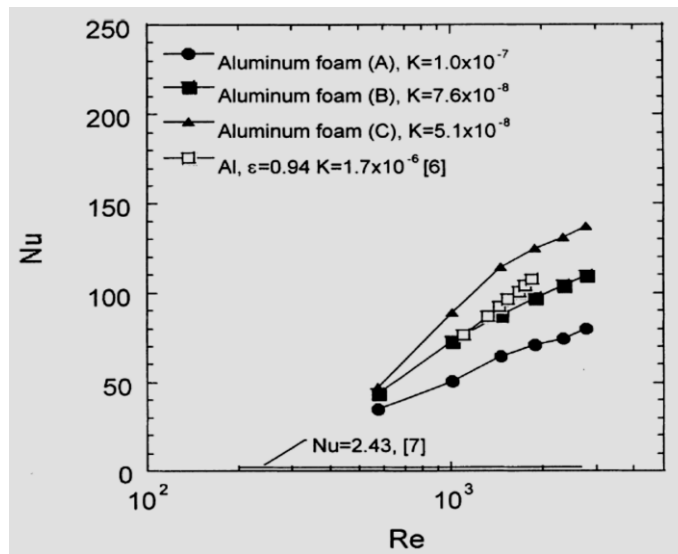


Figure 1.3 Evolution du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds pour des mousses d'aluminium, à différentes perméabilités

S.Mancin et al [2] ont étudié la convection forcée d'air à travers une mousse de cuivre. Les tests expérimentaux réalisés sur des échantillons de ce métal consistaient à varier la porosité, la densité poreuse, le débit massique de l'air et la densité de flux imposée. Les résultats obtenus leur permettent d'interpoler la fonction représentative du coefficient de transfert global HHC voir Eq. (1.2)

$$HHC = A \cdot \dot{m}_{air}^B \quad (1.2)$$

Où \dot{m} est le débit massique de l'air. A et B sont des coefficients rapportés dans le tableau (1.1).

$Cu-PPI-\rho_R$	$Cu-5-6.7$	$Cu-10-6.7$	$Cu-10-9.5$	$Cu-20-6.7$	$Cu-40-6.6$
Coefficient A	7511	6052	10,559	6903	6132
Coefficient B	0,42	0,38	0,44	0,41	0,42

Tableau 1.1 Valeurs des coefficients A et B pour différents échantillons de cuivre

Le coefficient de transfert global croît de pair avec le débit massique de l'air. D'autre part, les auteurs concluent que le gradient de pression chute de pression augmente lorsque la densité poreuse croît.

T.Wen et al [3] ont fait une étude numérique et expérimentale sur la convection forcée dans les matériaux cellulaires alvéolaires. Des échantillons de cuivre et d'acier inoxydable sont testés. Les résultats montrent que la chute de pression dépend principalement des deux propriétés géométriques à savoir la surface spécifique et la forme des cellules. Le taux de transfert de chaleur ne dépend pas uniquement des propriétés géométriques (porosité, surface spécifique et ratio), mais aussi des conductivités thermiques pariétales des matériaux, comme l'illustre la figure suivante

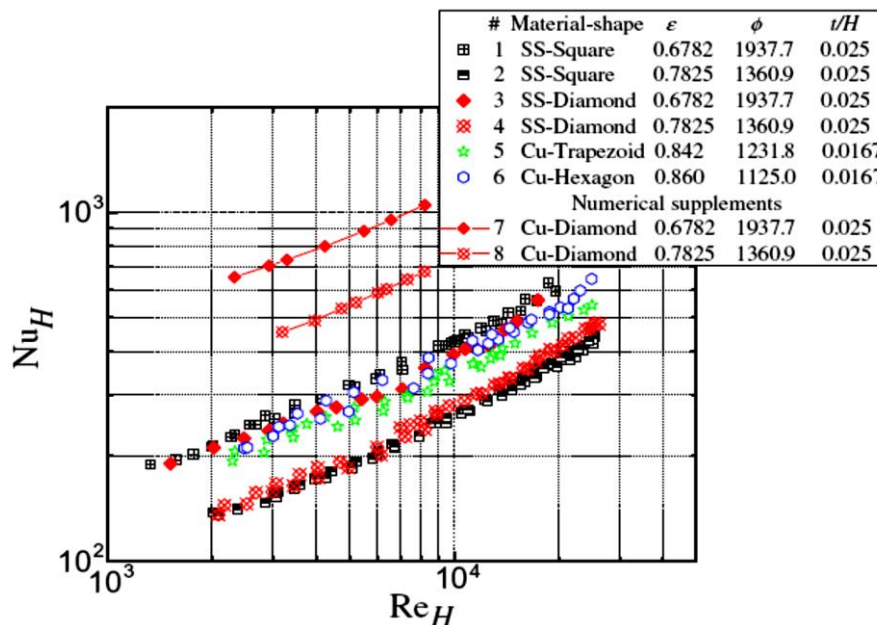


Figure 1.4 Tracé de Nu_H en fonction du nombre de Reynolds Re_H

W. Lu et al [4] ont fait une étude analytique se rapportant sur la convection forcée dans un conduit rempli d'une mousse métallique présentant une structure cellulaire ouverte à haute porosité (> 0.85). Les résultats montrent que le nombre de Nusselt global correspondant à la mousse croît lorsque la porosité relative ou la densité poreuse augmentent. Cette croissance devient intense lorsque la conductivité thermique du solide est beaucoup plus élevée que celle du fluide Fig. (1.5).

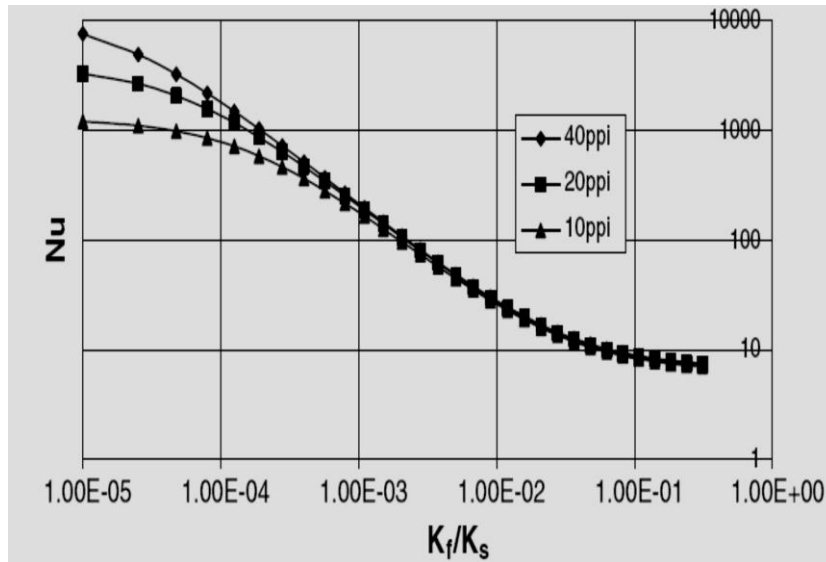


Figure 1.5 Effet de $\frac{K_f}{K_s}$ sur le nombre de Nusselt global pour $\varepsilon = 0.9$

En revanche l'effet de conductivité thermique se réduit d'une façon remarquable aux faibles valeurs de Reynolds. Ils établissent une relation analytique de la chute de pression en fonction de la perméabilité Eq. (1.3).

$$\frac{dp}{dz} = \frac{\mu_f u_m}{K} P \quad (1.3)$$

Où

- μ_f et u_m désignent respectivement la viscosité dynamique et la vitesse moyenne du fluide
- P est la pression adimensionnelle. Elle est donnée par la relation suivante :

$$P = \frac{1}{8} f \cdot Da \cdot Re \quad (1.4)$$

Sachant que la perméabilité dépend de la taille des pores et de la densité poreuse)

$$\frac{K}{d_p^2} = 0.00073(1 - \varepsilon)^{-0.224} \left(\frac{d_f}{d_p} \right)^{-1.11} \quad (1.5)$$

(d_f et d_p désignent successivement les diamètre du fibre de la mousse et le diamètre du pore). Il s'ensuit que les pertes de pression croient exponentiellement avec la densité des pores. Elles augmentent également lorsque la porosité diminue Figure (1. 6).

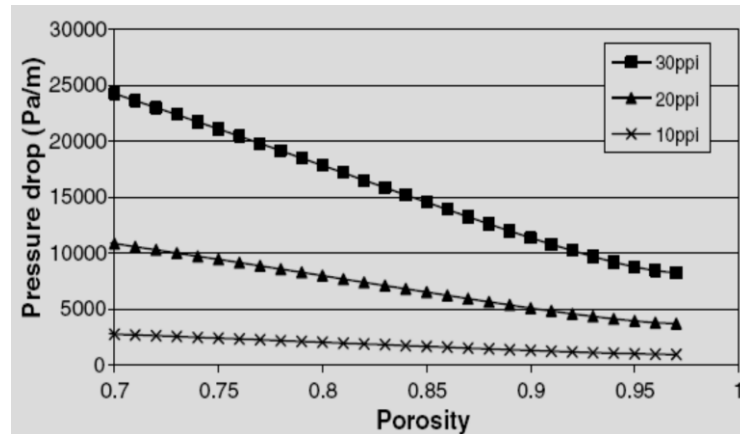


Figure 1.6 Variation des pertes de pression en fonction de la porosité

$$(R = 0.01m , \nu = 5m.s^{-1})$$

On conclut que la porosité et la densité poreuse favorise les performances thermiques mais au dépend d'importantes pertes de pression .

I.Kurtbas et al [5] ont analysé expérimentalement le transfert thermique de l'écoulement d'air traversant un canal de forme rectangulaire, qui est soumise à un flux de chaleur constant d'en haut et d'en bas, est rempli d'une mousse métallique d'aluminium. Les faces supérieure et inférieure sont soumises à un flux de chaleur constant. Les résultats sont les suivants :

- Le nombre de Nusselt moyen croit d'une manière proportionnelle avec le grade (PPI).
- Le nombre de Nusselt augmente brusquement à la valeur critique de Reynolds, puis décroît d'une façon lente.
- Re_{cr} (Le nombre de Reynolds critique) peut être modifié selon la densité des pores et le rapport d'aspect. L'augmentation du rapport d'aspect augmente Re_{cr} . alors que la croissance de la densité des pores le diminue.
- Le rapport d'aspect est proportionnel au nombre de Nusselt

N.Dukhan et al [6] ont examiné l'étude de la convection forcée dans un bloc massique cellulaire de forme rectangulaire. La surface supérieure ($L \times W$) est soumise à un flux de chaleur constant. L'air refroidissant de ce bloc est de faible conductivité thermique. Les résultats analytiques validés par l'expérimentation, montrent que le profil de température croît d'une façon exponentielle à mesure que la longueur L (celle de la section chauffée) diminue.

N.Dukhan et al [7] se limitent à l'étude de transfert de chaleur par convection forcée en 1D pour les mousses métalliques à cellules ouvertes considérés comme des ailettes. On associe la conduction dans les ligaments et la convection au fluide refroidissant dans les pores. Le profil de la température le long de la mousse diminue exponentiellement avec la distance à partir de la base chauffée.

L'analytique est vérifié par l'expérimentation sur une mince mousse d'aluminium de 10 PPI utilisée pour différentes valeurs de Reynolds dans l'air.

La majeure partie du transfert de chaleur s'effectue dans la région avoisinant la base chauffée.

K.Boumsma et al [8] ont examiné, par le biais d'une approche expérimentale, les performances hydrauliques et thermiques en convection forcée des dissipateurs de chaleur équipés de mousses métalliques de différentes porosités (92 à 95 %) et de différents niveaux de compression (2 à 8 fois). L'eau dégazée et déminéralisée est utilisée comme agent refroidissant le système d'expérimentation. Le rapport entre la hauteur de la mousse avant et après la compression est exprimé par le facteur de compression M donné par la relation suivante :

$$M = \frac{1 - \varepsilon_{\text{compressée}}}{1 - \varepsilon_{\text{initiale}}} \quad (1.6)$$

La porosité résultante de la mousse est bien différente à celle de la porosité initiale. La mousse 95-04, par exemple, se rapporte à une mousse de porosité initiale 95% et à un degré de compression de 4. La figure (1.7) montre que les mousses les plus poreuses, excepté la mousse 92-02, présentent les pertes de charge les plus faibles. En revanche, l'augmentation du facteur de compression engendre une augmentation des pertes de charge.

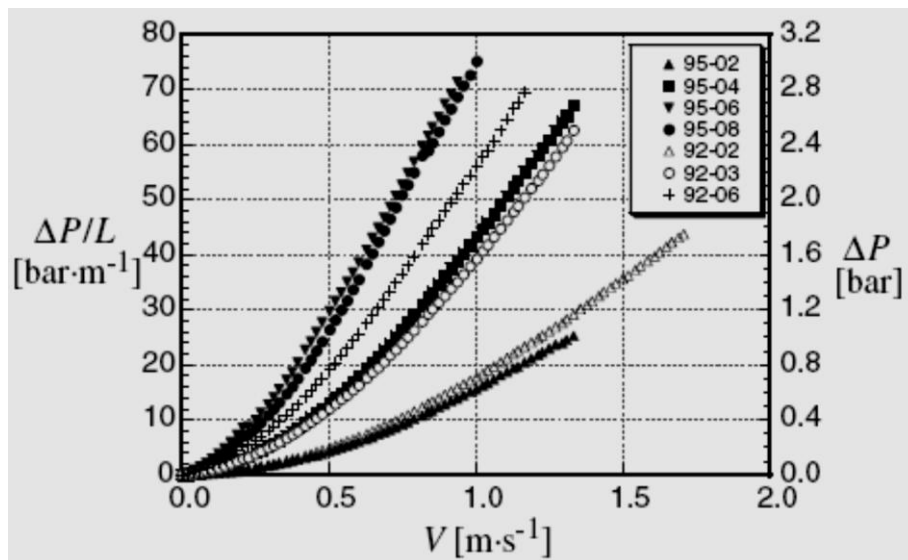


Figure 1.7 pertes de pression en fonction de la vitesse Darcienne

Les auteurs remarquent que les mousses brasées favorisent plus de résistance à l'écoulement par rapport aux mousses non-brasées. Cela s'explique par le fait que les cellules à la surface des mousses subissent une déformation voire même une déformation sous l'effet du brasage. La porosité et le facteur de compression ont beaucoup d'influence sur le nombre de Nusselt. A titre d'exemple la mousse 95-04, à plus grande porosité et à un facteur de compression moyen, jouit de performances thermiques importantes. figure (1.8)

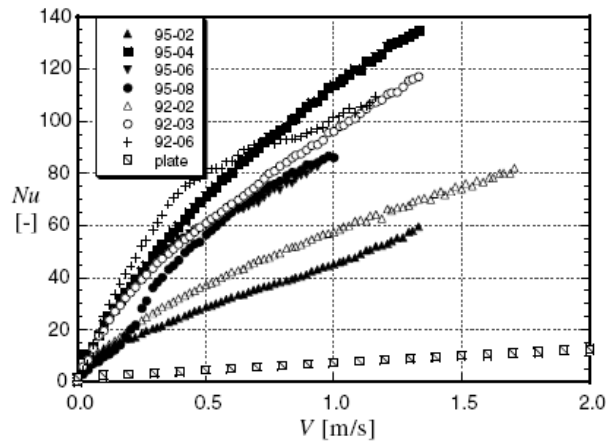


Figure 1.8 Evolution du nombre de Nusselt en fonction de la vitesse

Bhattacharya et al [9] procèdent à une étude analytique et expérimentale pour déterminer la conductivité thermique, la perméabilité K et le coefficient inertiel f pour des mousses métalliques présentant différentes porosités et différentes dimensions de pore. La matrice solide est constituée de mousses d'aluminium et de carbone vitreux réticulé (RVC). L'air et l'eau forment la phase fluide. Pour le calcul de la conductivité thermique effective, ils développent un modèle représentant un réseau 2D de cellules hexagonales dont les arrêtes sont faits de filaments de fibre. La jonction du métal à l'intersection des arrêtes est prise comme lobes massique de forme circulaire.

Les auteurs proposent une corrélation empirique permettant de calculer la conductivité thermique effective

$$k_e = A \left(\varepsilon k_f + (1 - \varepsilon) k_s \right) + \frac{1 - A}{\left(\frac{\varepsilon}{k_f} + \frac{1 - \varepsilon}{k_f} \right)} \quad (1.7)$$

A est une constante de la corrélation, k_f et k_s étant respectivement les conductivités thermiques du fluide et du solide. La disposition en parallèle ou en série y sont incluses.

La conductivité thermique effective dépend fortement de la porosité, du rapport du diamètre des fibres et de l'intersection.

HUNT et al [10] font une étude expérimentale sur la convection forcée dans les milieux fibreux à haute porosité constituées de matériaux de différentes perméabilités, porosités et conductivités thermiques. L'écoulement du fluide étant non Darcien. Les résultats obtenus montrent que la diffusion accroît le transfert de chaleur à partir d'une surface.

La diffusion est un phénomène non Darcien qui décrit le mélange intra-pore qui apparaît lorsque le fluide se déplace entre les particules solides. Le transport dispersif augmente avec le flux d'écoulement et la perméabilité, et aux grands nombre de Reynolds, il dépasse l'effet de la conduction dans le solide fibreux.

Qu et al [11] ont mené une étude analytique sur la convection forcée dans une conduite annulaire remplie partiellement d'un matériau cellulaire. La surface externe est adiabatique, tandis que la face interne appliquée à la structure cellulaire est soumise à une densité thermique constante. L'écoulement dans la région cellulaire est régi par les équations de Darcy-Brinkman, alors que les équations de transfert de chaleur sont établies à l'aide du modèle de déséquilibre thermique. Les résultats montrent que l'écoulement à l'intérieur du conduit devient hétérogène du fait du changement brusque de la perméabilité à l'interface région cellulaire-fluide

Le facteur de frottement, caractérisant la résistance à l'écoulement, décroît lorsqu'on augmente la porosité. Par ailleurs, il croît avec la porosité où l'on fait rétrécir l'épaisseur adimensionnelle de la matière cellulaire.

Le coefficient d'hétérogénéité de l'écoulement donné par le rapport du débit massique de la région cellulaire et du débit massique est sensible à la densité des pores et non à la porosité. Ils ont constaté que la porosité critique correspond à la valeur maximale du nombre de Nusselt.

Pradeep et al [12] rapportent dans un travail expérimental l'influence de la porosité, de la conductivité thermique et de l'épaisseur de la matière cellulaire sur les échanges thermiques et les pertes de pression qui se font à l'intérieur d'un conduit vertical. La vitesse d'entrée varie de 0.4 à 3m/s. Ils ont fait varier également les valeurs de la porosité et de l'épaisseur des structures cellulaires l'aluminium et le cuivre. Les résultats montrent que l'épaisseur de la structure cellulaire

contribue d'une façon notable à la croissance du transfert de chaleur. Le coefficient de ce dernier augmente quand on élève la valeur de la vitesse d'entrée de l'écoulement. Les auteurs proposent une corrélation permettant de trouver le nombre de Nusselt en fonction du rapport d'aspect (L/H) et du nombre de Reynolds :

$$Nu = 0.213 Re^{0.67} \left(\frac{L}{H} \right)^{-0.37} \quad (1.8)$$

La chute de pression est insensible à l'épaisseur. Pour la gamme de vitesses, la haute conductivité thermique du cuivre n'a pas d'influence sur le transfert de chaleur, comparativement à celle de l'aluminium.

Xu et al [13] proposent une solution analytique pour la résolution du problème de la convection forcée dans un tube rempli partiellement d'une mousse cellulaire. Les parois de ce dernier sont exposées uniformément à une densité de flux de chaleur constant. Ils ont adopté le modèle de Brinkman pour décrire l'écoulement en régime laminaire et le modèle LTNE (Local Thermal Non-Equilibrium) pour la description de l'équation d'énergie. Les résultats majeurs se résument comme suit :

- Le facteur de frottement f donné par l'Eq. (1.9) diminue lorsque la porosité augmente et la valeur optimale de cette dernière peut maximiser la valeur du nombre de Nusselt (Nu)

$$f = -\frac{8P}{Da \cdot Re} \quad (1.9)$$

Où P désigne les pertes de pression sous forme adimensionnelle.

Da et Re sont les nombres de Darcy et de Reynolds

- Aux petites valeurs de grade (PPI), le nombre de Nusselt décroît brusquement. Cette décroissance tend graduellement vers une limite constante.
- Le nombre de Nusselt croît avec le nombre de Reynolds (Re).
- Les transferts de chaleur s'intensifient davantage lorsque R_i (rapport du rayon interfacial et du rayon tube) est inférieur à la valeur 0.35. Le nombre de Nusselt est beaucoup plus élevé à celui correspondant aux transferts de chaleur en l'absence de matériaux cellulaires.

-
- Le paramètre $\frac{j}{f^{\frac{1}{3}}}$, qui permet d'évaluer les performances thermique et hydraulique de la mousse métallique, est d'autant meilleur pour les valeurs de $R_i < 0.2$. Il est exprimé à l'aide de la relation suivante :

$$\frac{j}{f^{\frac{1}{3}}} = \frac{Nu}{\text{Re}(\text{Pr} \cdot f)^{\frac{1}{3}}} \quad (1.10)$$

Où

j désigne le coefficient de Colburn

1. 3. CONCLUSION

En résumé, le transfert de chaleur par convection forcée dans les matériaux cellulaires dépend de plusieurs groupes de paramètres :

- Les propriétés du matériau à savoir : densité des pores, la perméabilité, la conductivité thermique, diamètres des ligaments.
- Le fluide caloporteur (la densité, la vitesse, la viscosité, la capacité thermique)
- Les dimensions géométriques telles que la longueur, la largeur, l'épaisseur.
- Les conditions d'opération comme la température du fluide à l'entrée, la température du matériau.

Notre travail vise à explorer les transferts thermiques en convection forcée qui se manifestent lors de l'écoulement laminaire à l'intérieur des matériaux cellulaires dans l'objectif de contribuer à la conception et à la performance des échangeurs de chaleur et de masse compacts.

Chapitre 2

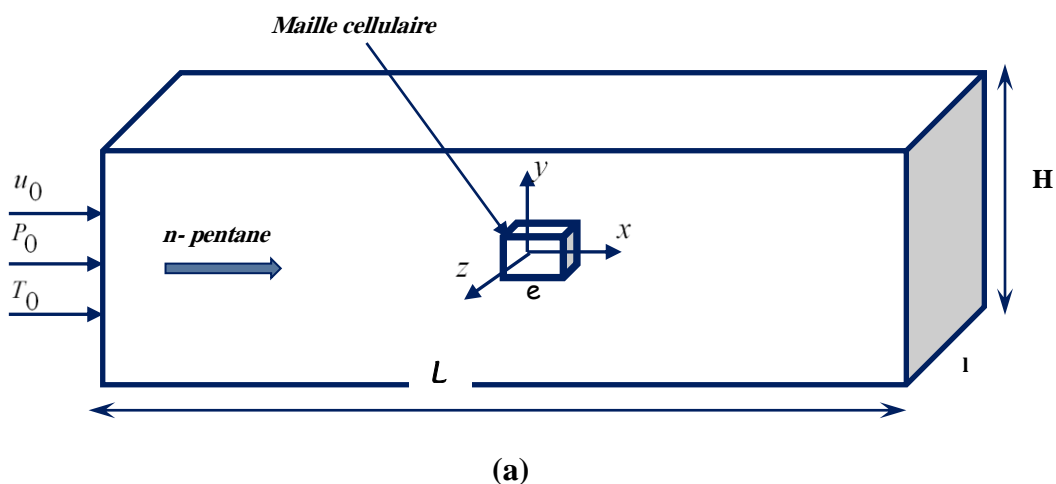
FORMULATION MATHÉMATIQUE DU PROBLÈME

2.1 Présentation du modèle du matériau cellulaire.

La modélisation physique du problème requiert d'abord la connaissance de la morphologie de la cellule unitaire représentative (CUR) de la structure cellulaire.

Dans la présente étude, nous avons opté pour la représentation cubique de Gibson et Ashby [14] qui considère que les matériaux cellulaires sont structurés selon une représentation cubique. La maille est constituée de fibres, de formes parallélépipédiques, dont l'ensemble offre la configuration géométrique d'un cube.

Notre étude s'intéresse à l'étude de l'écoulement laminaire tridimensionnel, en convection forcée, autour d'une maille cellulaire idéalisée placée au milieu d'un canal parallélépipédique (Figure 2.1.). Le fluide utilisé est le n-pentane. Celui-ci est le fluide de travail utilisé dans le banc d'essai des écoulements dans les mousses métalliques monté au niveau du laboratoire de la faculté de génie mécanique et de génie des procédés.



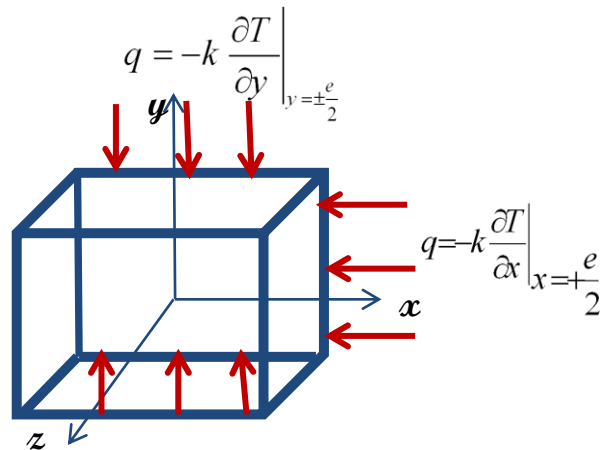


Figure 2.1. Modèle physique (a) Vue d'ensemble du système physique (b) Maille cellulaire

2. 2 Hypothèses simplificatrices

Pour modéliser les phénomènes physiques mis en jeu dans le problème étudié, nous avons adopté les hypothèses simplificatrices suivantes :

- Le fluide est newtonien et incompressible.
- Les propriétés physiques du fluide sont constantes.
- L'écoulement engendré est laminaire en régime stationnaire.
- L'écoulement est tridimensionnel.
- Les forces volumiques sont négligeables.

2. 3. Equations gouvernantes

2. 3. 1 Equation de continuité

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.1)$$

2.3.2 Equations de quantité de mouvement

- La modélisation de l'écoulement du fluide à l'intérieur du canal plan repose sur l'approche de la géométrie idéale de la structure poreuse.
- L'approximation idéalisée de la matière cellulaire permet d'utiliser des équations de Navier-Stokes traduisant la deuxième loi de Newton sur la variation de la quantité de mouvement.

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \overline{\text{grad}} p + \nu \Delta \vec{V} + \vec{F} \quad (2.2)$$

En tenant compte de la stationnarité du régime d'écoulement, la projection de l'équation sur les axes donne:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (2.3)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (2.4)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (2.5)$$

2.4. Conditions initiales et aux limites

2.4.1 Conditions aux limites temporelles :

Nous considérons que l'écoulement laminaire engendré est en régime permanent. Cela se traduit par les relations suivantes :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial w}{\partial t} = 0 \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (2.7)$$

2.4.2. Condition aux limites hydrodynamiques :

- A l'entrée du canal : $(x = -\frac{L}{2})$

$$u = u_0 \quad (2.8)$$

$$v = w = 0 \quad (2.9)$$

$$p = p_0 = p_{at} \quad (2.10)$$

$$T = T_0 = T_{amb} \quad (2.11)$$

- Conditions sur les parois du canal :

- La paroi supérieure :

$$y = \frac{H}{2} \rightarrow u = v = w = 0 \text{ (Adhérence à la paroi)} \quad (2.12)$$

- La paroi inférieure :

$$y = -\frac{H}{2} \rightarrow u = v = w = 0 \text{ (Adhérence à la paroi)} \quad (2.13)$$

- Conditions sur les arêtes de la cellule (obstacles):

$$u = 0 \quad (\text{Adhérence à l'arête dans le sens des } x) \quad (2.14)$$

$$v = w = 0 \quad (\text{Les arêtes constituent des points d'arrêt à l'écoulement}) \quad (2.15)$$

- Conditions à la sortie du canal : ($x = \frac{L}{2}$)

$$\left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{x=\frac{L}{2}} = 0 \quad (2.16)$$

$$\left. \frac{\partial v}{\partial x} \right|_{x=\frac{L}{2}} = 0 \quad (2.17)$$

$$\left. \frac{\partial w}{\partial x} \right|_{x=\frac{L}{2}} = 0 \quad (2.18)$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=\frac{L}{2}} = 0 \quad (2.19)$$

2.4. 3. Conditions aux limites thermiques

- A l'entrée du canal :

$$T = T_0 = T_{amb} \quad (2.20)$$

- Conditions sur les parois du canal:

- La paroi supérieure :

$$q = -k \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=+\frac{H}{2}} = 0 \quad (\text{Paroi adiabatique}) \quad (2.21)$$

- La paroi inférieure :

$$q = -k \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=-\frac{H}{2}} = 0 \quad (\text{Paroi adiabatique}) \quad (2.22)$$

- Parois latérales du canal :

$$q = -k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=\pm\frac{l}{2}} = 0 \quad (\text{Parois adiabatiques}) \quad (2.23)$$

- Conditions sur les parois de la maille cellulaire

- La paroi transversale de la maille :

$$q = -k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=+\frac{e}{2}} \quad (2.24)$$

- La paroi supérieure de la maille :

$$q = -k \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=+\frac{e}{2}} \quad (2.25)$$

- La paroi inférieure de la maille

$$q = -k \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=-\frac{e}{2}} \quad (2.26)$$

Dans ces relations la conductivité thermique du fibre est une constante non nulle ($k \neq 0$)

A la sortie du canal : _____ $\left(x = \frac{L}{2}\right)$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\frac{L}{2}} = 0 \quad (2.27)$$

Aux interfaces fibres- fluide :

La continuité de la température et celle des échanges de transferts conductif et convectif nous permettent d'écrire les relations suivantes :

$$T_{s,\Gamma} = T_{f,\Gamma} \quad (2.28)$$

$$q_{cond.} = q_{conv.} \quad (2.29)$$

$$-k \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{\Gamma} = h(T_{\Gamma} - T_0) \quad (2.30)$$

T_0 désigne la température du fluide, prise comme constante, à l'entrée du canal

2.5 Conclusion

Au début de ce chapitre, nous avons présenté la configuration géométrique et physique du problème. Les équations de Navier-Stokes et de l'énergie accompagnées des hypothèses simplificatrices et les conditions initiale et aux limites ont été écrites en seconde étape. Cela permet d'entamer la procédure numérique de résolution dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

RESOLUTION NUMERIQUE SOUS FLUENT

3.1 Introduction

Un problème aux dérivées partielles continu est fondé essentiellement sur les méthodes d'analyse numérique du fait de la non-linéarité des systèmes d'équations et le fort couplage entre les termes de gravité et de convection. Trois grandes méthodes pour formuler un problème continu sous forme discrète, la méthode des différences finies, des éléments finis et des volumes finis. La méthode utilisée par le code "FLUENT" est celle des volumes finis qui se caractérise par son avantage à satisfaire la conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans tous les volumes finis ainsi que dans tout le domaine de calcul. Elle permet également la linéarisation des termes non linéaires comme le terme source à titre d'exemple. La méthode consiste à diviser le domaine de calcul en plusieurs volumes, où chaque volume entoure un nœud.

3.2. Construction de la géométrie

Le système physique est constitué d'un canal de forme parallélépipédique. Nous y plaçons au centre une maille cubique d'arêtes solides représentant l'unité morphologique de la structure des matériaux cellulaires. A l'intérieur du canal circule en convection forcée, un fluide incompressible (n-pentane liquide) en régime laminaire. La maille cellulaire, dans cette situation, constitue un obstacle contraignant l'écoulement (Figure .3.1).

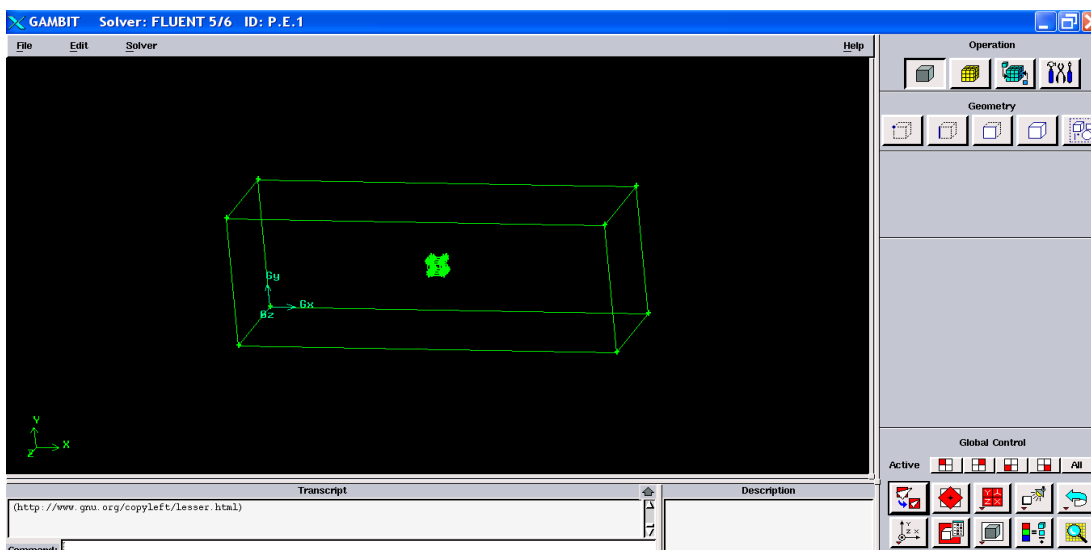


Figure.3.1 Construction de la géométrie par Gambit

- **Dimensions du canal :**

L=300mm

H= 112 mm

l= 92 mm

Les dimensions sont choisies en se référant à la géométrie des différents modèles physiques étudiés dans un contexte similaire à le nôtre

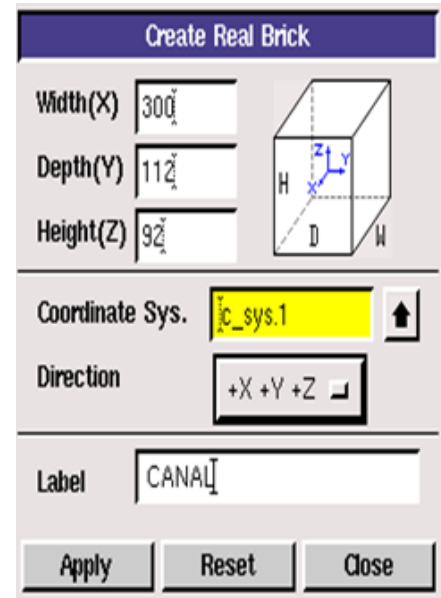


Figure 3.2 Dimensions du canal

- **Dimensions de la maille cellulaire**

Longueur moyenne de chacune des arêtes = 10mm

$$\text{Volume} = (10 \times 10 \times 10) \text{mm}^3$$

3. 3. Maillage

3. 3. 1 Maillage du canal : (Figure 3.3)

Nous avons adopté un maillage suivant :

- Type d'élément : **Tet/Hybrid**
- Type du mailleur : **TGrid**
- Taille du maillage du canal : **2**
- Taille du maillage de la maille cellulaire : **1**
- Nombre de cellules hexaédriques : **2258571**
- Nombre de nœuds : **397063**

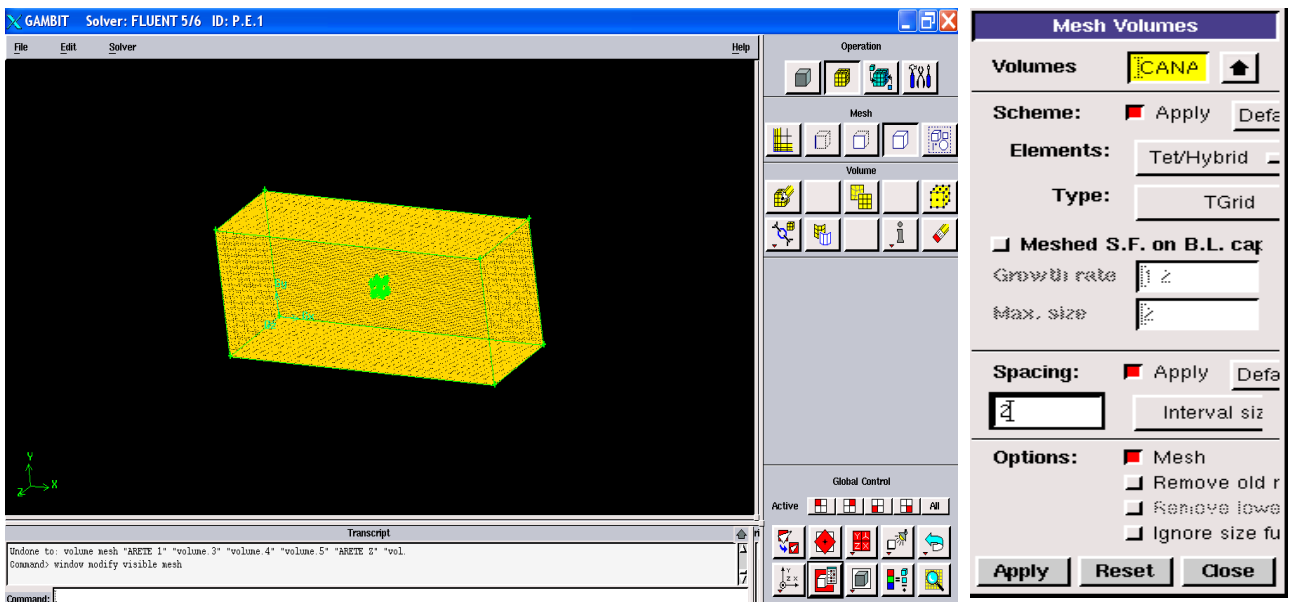


Figure 3.3 Maillage du canal

3. 3. 2. Maillage de la maille cellulaire : (figure 3.4)

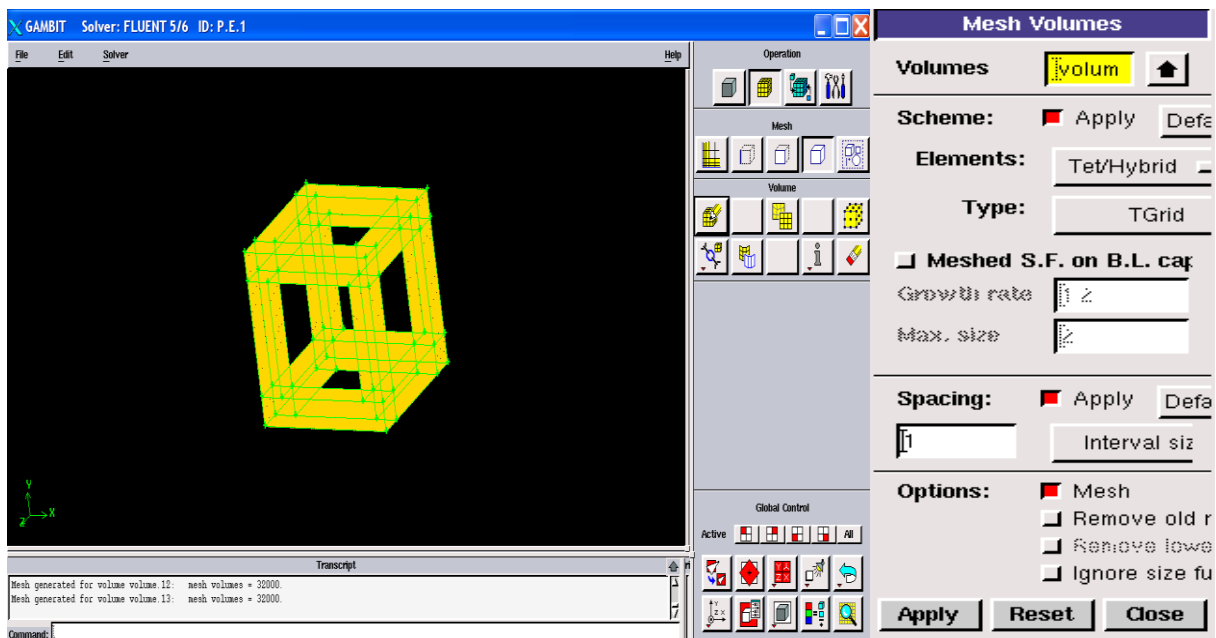


Figure 3.4 Maillage de la maille cellulaire

3. 4. Conditions aux limites_(Figure .3.5)

- A l'entrée : **velocity inlet**
- A la sortie : **pressure outlet**
- Parois du canal : **parois 1, 2,5 et 6**
- Parois de la maille cellulaire : **faces 17, 18, et 21**

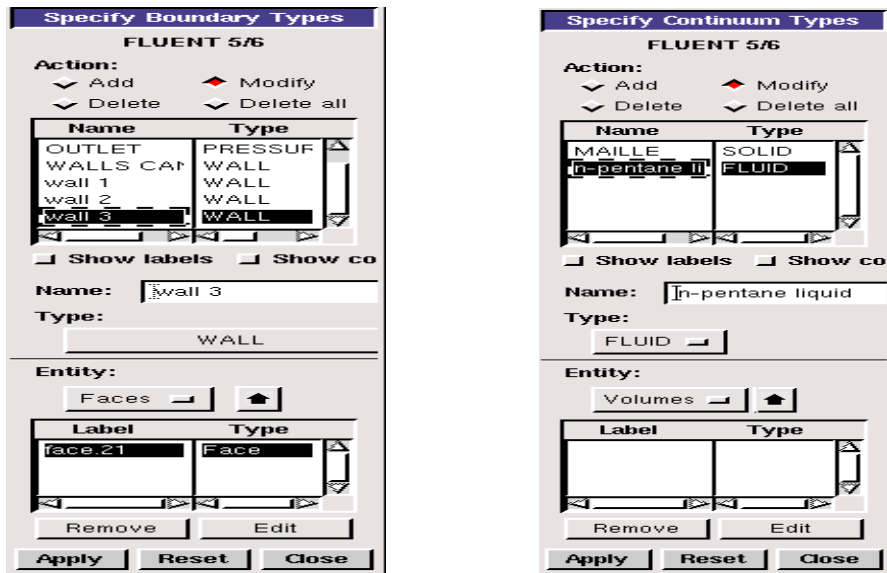


Figure 3. 5. Définition des conditions aux limites du système physique

3. 5. Exportation du maillage

Finalement, le maillage est exporté dans un fichier qu'on pourra lire dans Fluent.

File → Export → Mesh

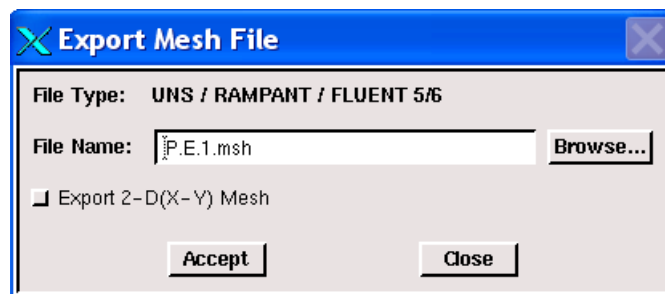


Figure 3.6Exportation du maillage

3. 6 Lecture du maillage

File → Read → Case

Cette commande permet de lire le fichier de maillage (*.msh) généré dans gambit.

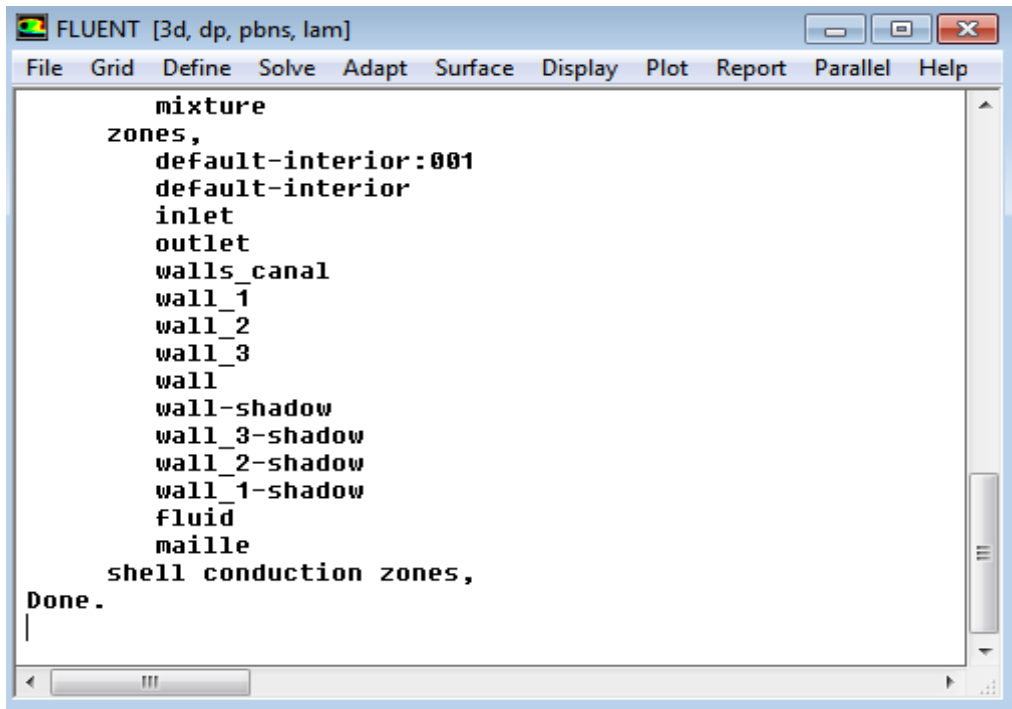


Figure 3.7. Lecture du maillage

3. 7. Vérification du maillage

Grid → Check

Cette opération permet de vérifier si le maillage ne contient pas d'erreurs ou de volumes négatifs.

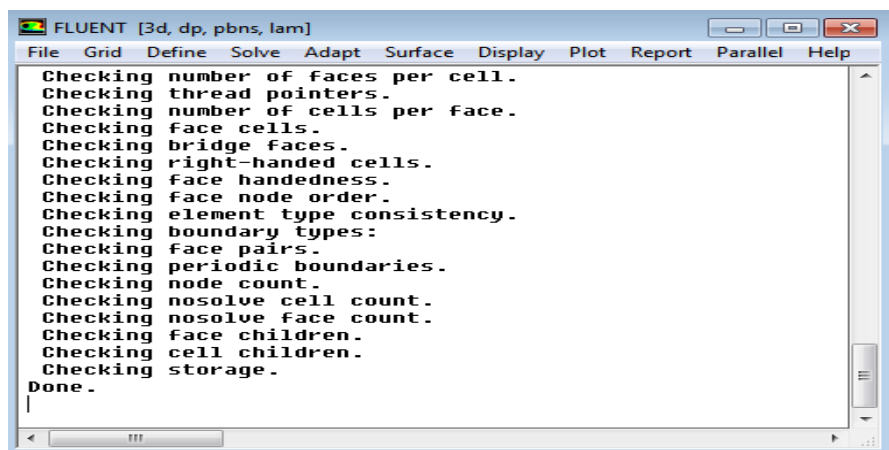


Figure 3.8 Vérification du maillage

3. 8. Lissage de maillage

Grid → Smooth → Swap

Nous lissons le maillage. L'opération est répétée jusqu'à ce que Fluent affiche zéro face 'Swapped'. Cela nous rassure de la bonne qualité du maillage.

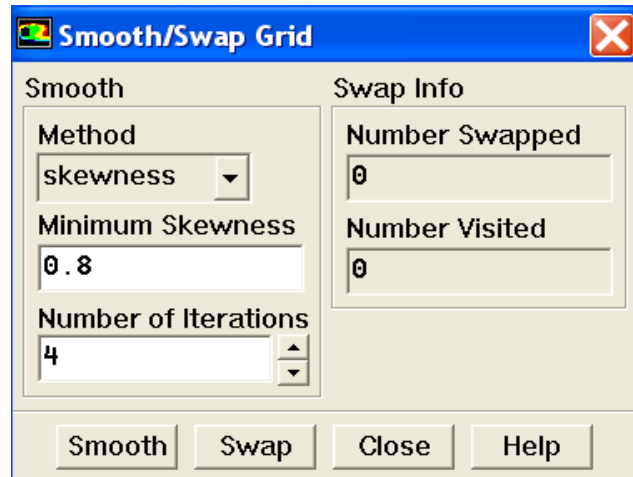


Figure 3.9. Lissage du maillage

3. 9. Vérification de l'échelle

Grid → Scale

Il est indispensable que les dimensions et les unités affichées par Fluent correspondent parfaitement à celles du problème physique étudié.

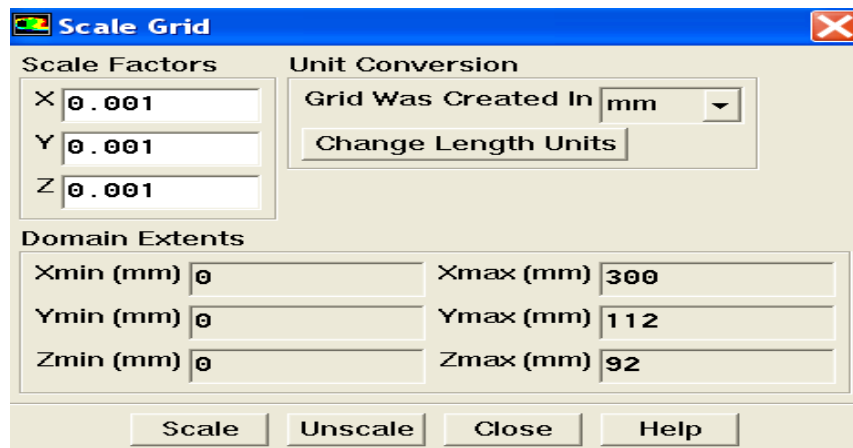


Figure 3.10. Vérification des dimensions et des unités

3. 10. Choix du solveur

Define → Model / → Solver

Plusieurs possibilités sont offertes par Fluent. Nous optons pour le solveur **Pressure Based** qui permet de résoudre séparément les équations de la continuité, de la quantité de mouvement et de l'énergie.

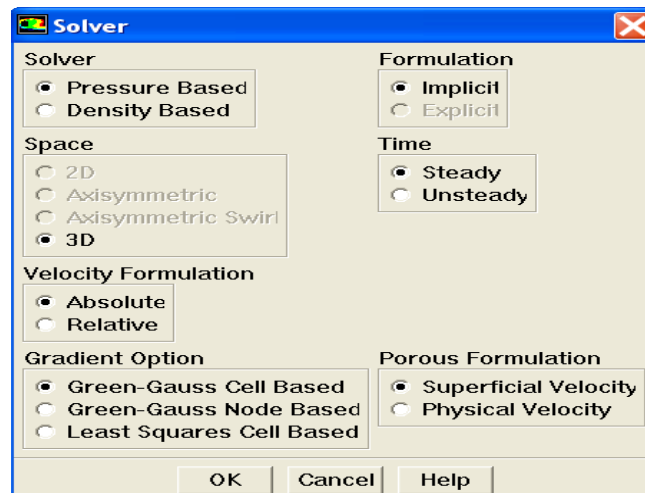


Figure 3.11. Choix du solveur

3. 11. Modèle d'écoulement et d'énergie

- **Modèle d'écoulement**

Define → Models → Viscous

Pour notre problème, il s'agit d'un écoulement visqueux d'un fluide incompressible en régime laminaire.

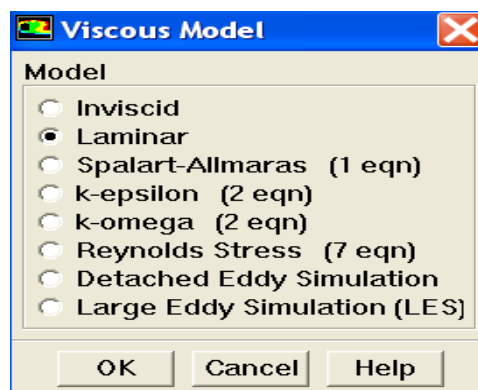


Figure 3.12. Le modèle d'écoulement

- **Modèle d'énergie**

Define → **Models** → **Energy**

Des densités de flux thermique imposées sur les faces de la maille cellulaire au milieu du canal principal.

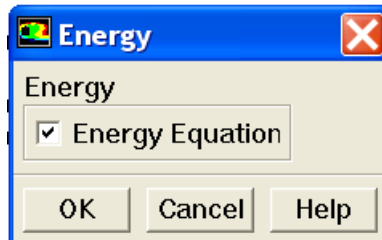


Figure 3.13 **Modèle thermique**

3. 12. Définition des caractéristiques du fluide

Define → **Materials**

Le type de fluide utilisé dans notre simulation est le **n-pentane liquide**. Nous y intégrons ses propriétés physique et thermique dans le Fluent.

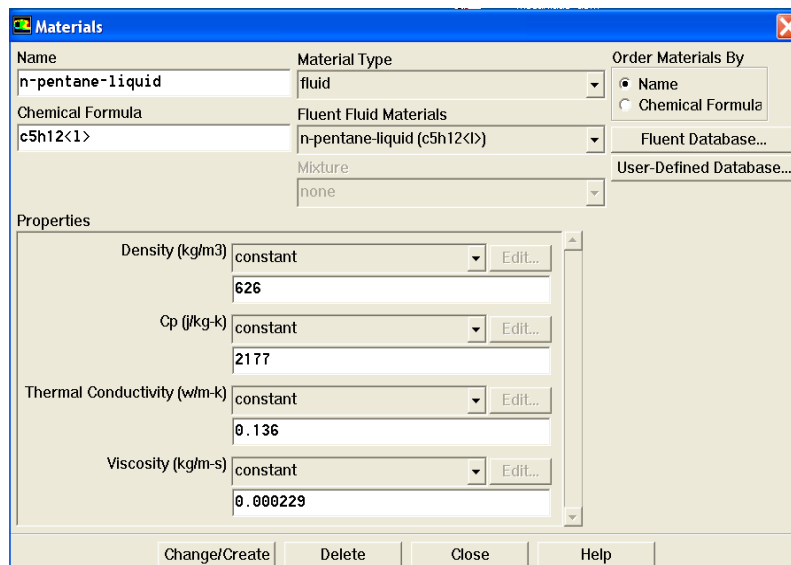


Figure 3.14. **Définition des caractéristiques du fluide**

3. 13. Définition des conditions de fonctionnement

Define → Operating Conditions

Avant de définir les conditions aux limites, il est nécessaire de choisir une valeur de référence pour la pression << **Operating pressure** >>. Elle correspond à la pression atmosphérique

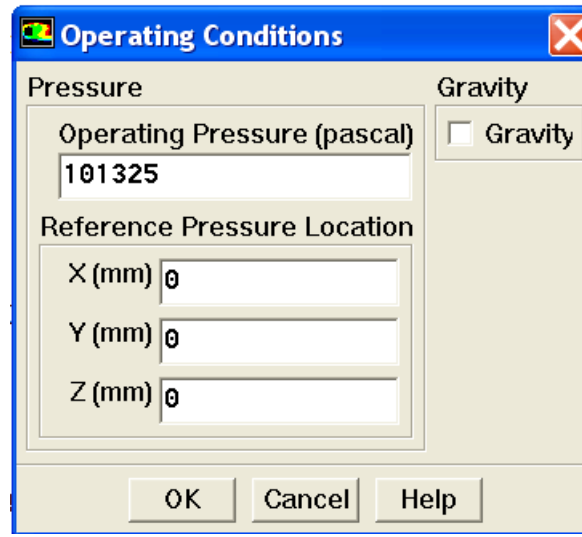


Figure 3.15 .Pression de référence

Define → Boundary Conditions

- La première condition aux limites concerne la vitesse d'entrée <<**inlet velocity**>>. Le profil en est parabolique. Dans ce contexte, nous devons créer un UDF (User Defined Function) contenant un code qui sera interprétée par Fluent pour appliquer cette équation à l'entrée du canal parallélépipédique . Il est écrit dans un logiciel de traitement de texte à savoir le Wordpad :

```

/*****

UDF for parabolic velocity profile at inlet boundary
*****/

#include"udf.h"

DEFINE_PROFILE(inlet_x_velocity, thread, position) /* inlet x velocity = name of the x
velocity */

{

real x[ND_ND]; /* this will hold the position vector */

real y;

face_t f; /* f = all the cell faces on the boundary*/

begin_f_loop(f,thread) /* thread = given boundary zone, defined automatically when
the UDF is hooked to inlet boundary, the macro begin_f_loop is applied to all the cell
faces*/

{

F_CENTROID(x, f, thread); /* the coordinates of the face centroid accessed by
F_CENTROID */

y= x[1];

F_PROFILE(f, thread, position) =.6118*(.003136-y*y); /* return velocity is assigned
through F_PROFILE */

}

end_f_loop(f, thread)

}

```

- **Interprétation de l'UDF.C de la vitesse d'entrée**

Define → User Defined → Function → Interpreted

Choisissons l' udf.c inlet velocity . Celui-ci est interprété par Fluent comme une macro (Figure 13.1)

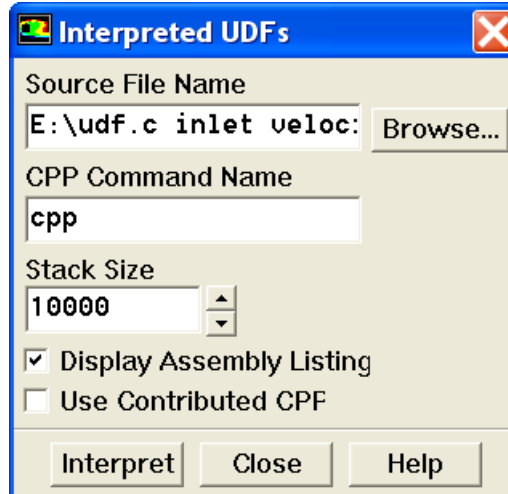


Figure 3.16 **Interprétation de l'UDF.de la vitesse d'entrée**

Nous attribuons cette fonction interprétée à la vitesse d'entrée. (Figure 3.17)

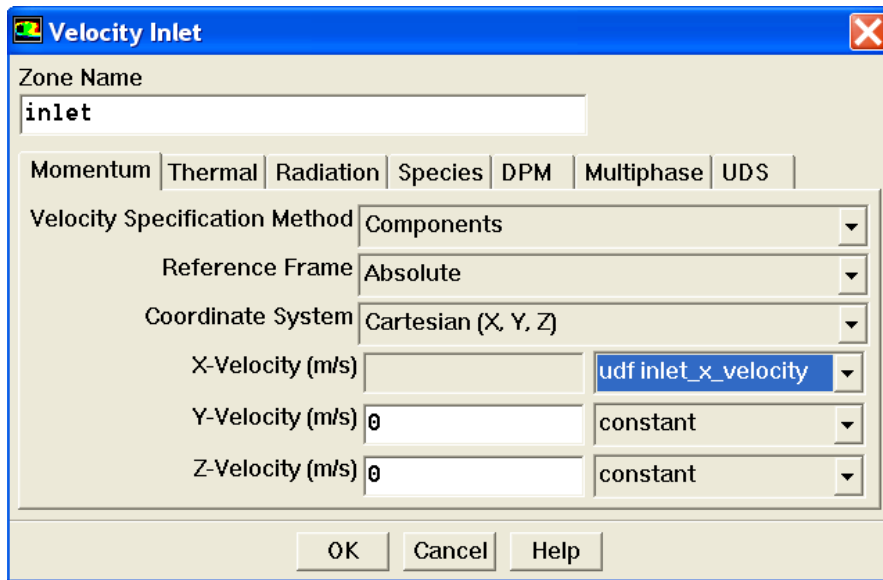


Figure 3.17 **Attribution de l'UDF.c à la vitesse**

- La deuxième condition << pressure _ outlet >>. se rapporte à la sortie du canal. On maintient les valeurs prises par défaut (figure 13.18)

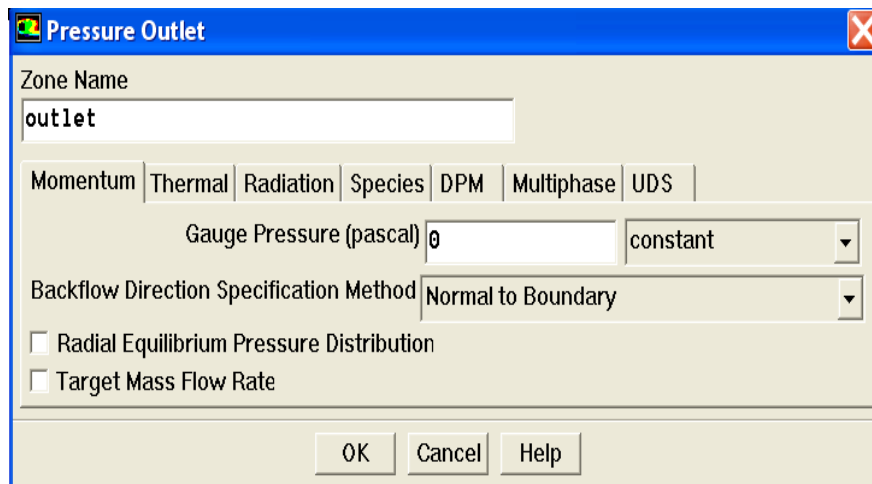


Figure 3.18 Condition à la sortie

- La troisième condition concerne les parois du canal principal << walls_canal >>. les parois du canal sont adiabatiques. (Figure 13.4). L'épaisseur de chacune d'elles est de 4 mm

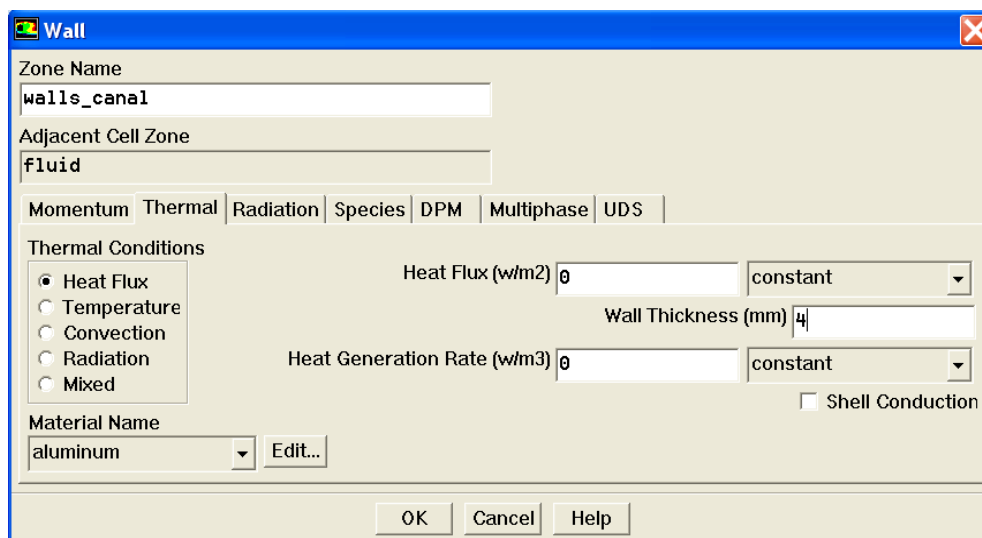


Figure 3.19. Echange thermique des parois du canal

- La quatrième condition concerne les parois de la maille <<walls_maille_cellulaire >>. Une densité de flux thermique de $400 \frac{W}{m^2}$ est imposée sur chacune des faces 17,18 et 21 de la maille cellulaire. Géométriquement, ces dernières sont représentées dans la figure 2.1.b. L'affichage de ces valeurs est donné par le Fluent dans la figure 3.20. Notons que l'épaisseur de chacune des arêtes de la maille est de 2 mm.

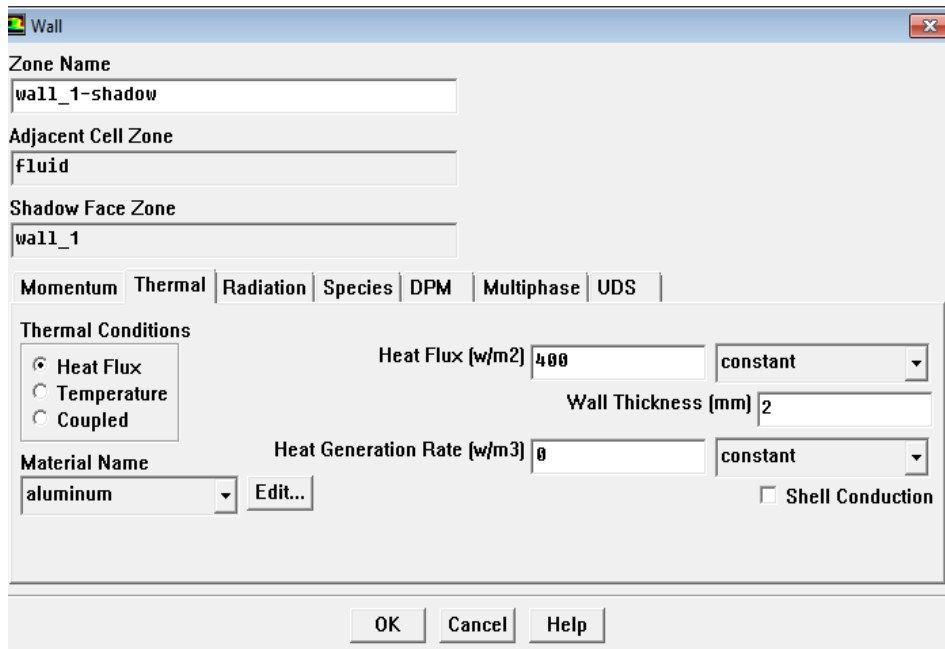


Figure 3.20 Densité de flux thermique sur les faces de la maille cellulaire

3. 14 Contrôle de la solution

Solve → Controls → Solution

Dans cette étape, nous identifions les schémas de discrétisation pour les équations de quantité de mouvement, de l'énergie et de l'interpolation de la pression ainsi que le couplage pression – vitesse (figure 3.21).

- **Schéma de discrétisation** : Nous adoptons le schéma <<Second Order Upwind>>. En effet, il procure une précision des résultats et reflète la réalité physique mieux que le schéma du premier ordre.
- **Interpolation de la pression** : le schéma **Standard** est acceptable dans la majorité des cas de discrétisation.
- **Couplage pression-vitesse** : caractérisé par sa robustesse, le schéma **SIMPLE** (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) le plus approprié pour résoudre le lien ou couplage entre la pression et la vitesse. C'est un processus itératif qui sert à rectifier progressivement les champs de pression et de vitesse depuis les valeurs initiales jusqu'à ce que l'on obtienne la convergence de ces derniers.

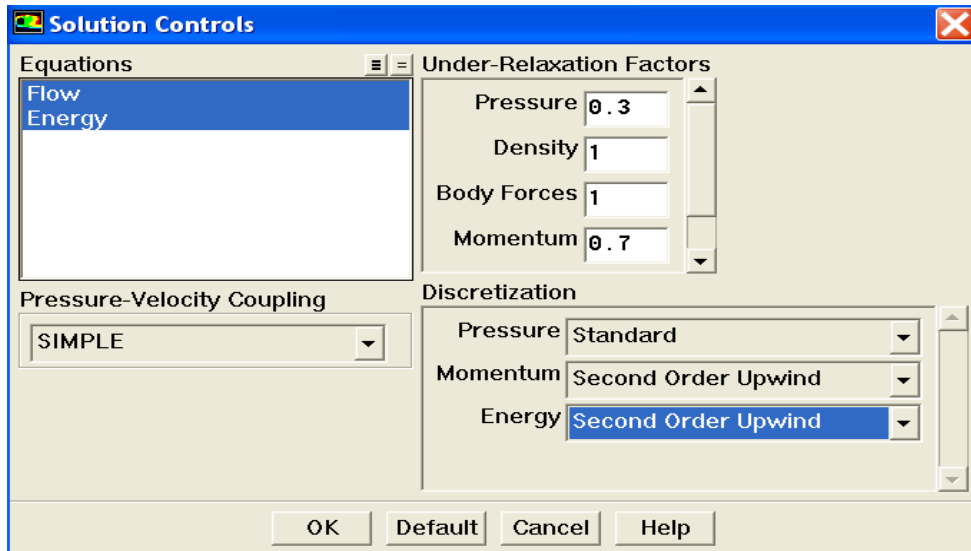


Figure 3.21 Choix de la solution

3. 15 Visualisation de la convergence

Solve → Monitor → Residual

Le résiduel doit être précis pour obtenir de bon résultats. La précision donnée à notre calcul est de l'ordre de 10^{-3} pour les équation de continuité et du mouvement et de 10^{-6} pour l'équation de l'énergie. Cela permet de satisfaire les critères de convergence dictés par le code Fluent.

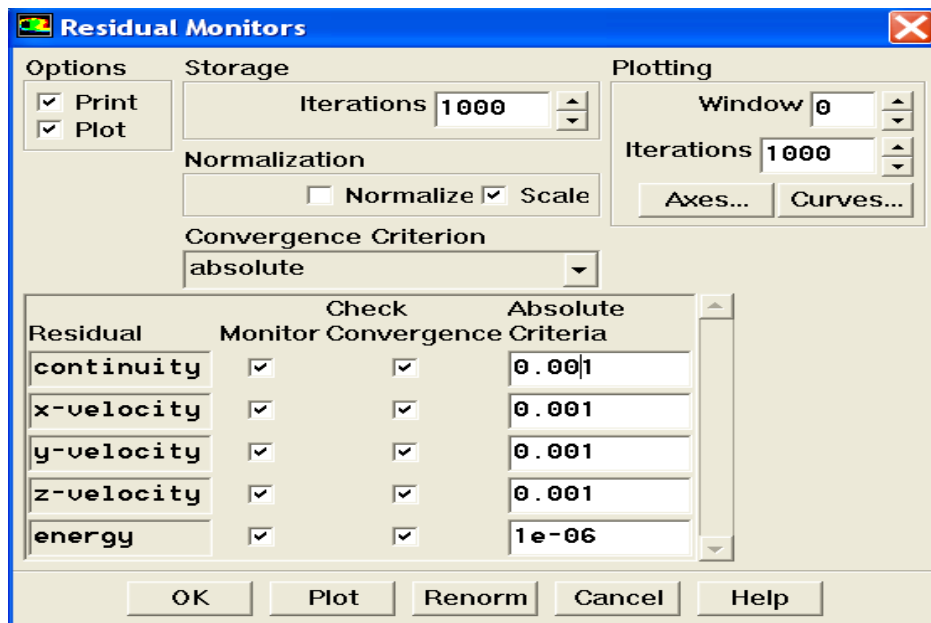


Figure 3.22 Visualisation de la convergence

3. 16 Initialisation de la solution

Solve → Itérate

La solution est initialisée par rapport au profil parabolique de la vitesse à l'entrée de la conduite principale (Figure 3.23).

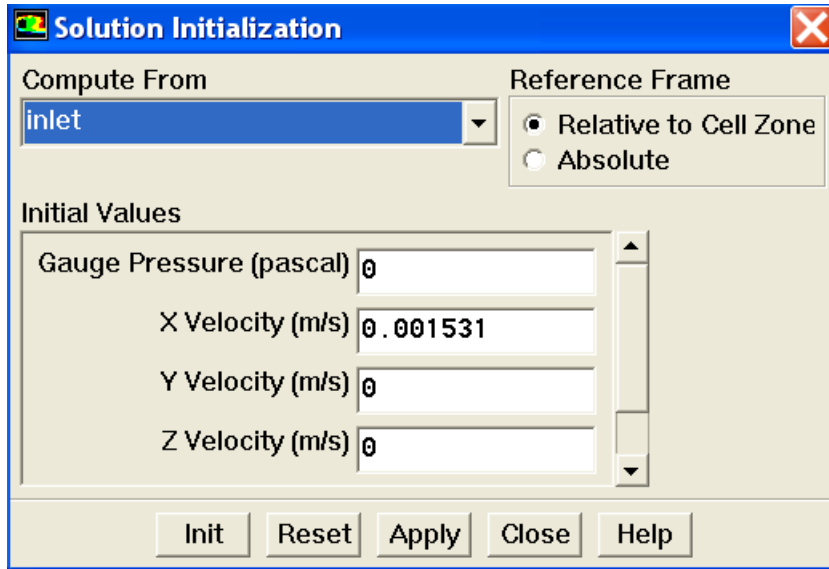


Figure 3.23. Initialisation de la solution

A ce moment, il est indispensable de sauvegarder le fichier en format *.cas

File → Write → Case

3. 17 Lancement du calcul

Pour lancer le calcul, nous fixons le nombre d'itérations à **441**. (Figure 3.24)

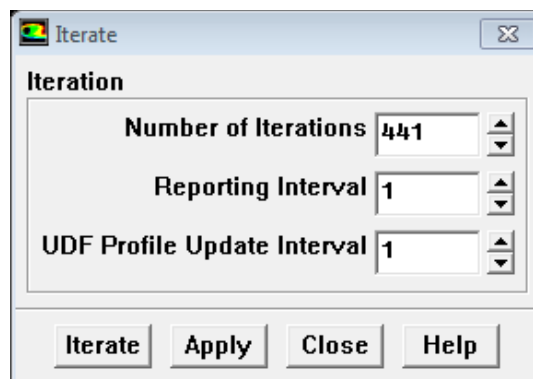


Figure 3.24. Choix du nombre d'itérations

3.18 Convergence du processus itératif

La simulation est considérée convergente lorsque les résidus de la continuité, des composantes de la vitesse atteignent 10^{-3} . Le résidu de l'énergie doit atteindre 10^{-6} . Le graphique de l'allure de la convergence montre clairement que la convergence de la solution est atteinte à l'itération **441**

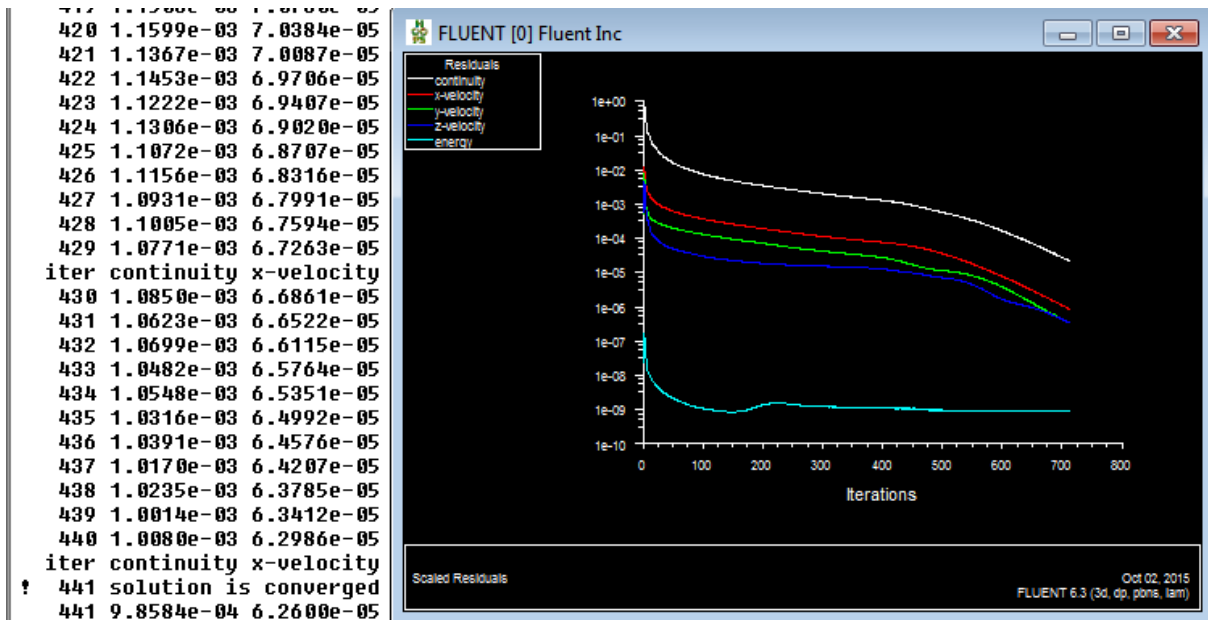


Figure 3.25 Convergence des résidus

3.19 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la résolution numérique des équations. Le préprocesseur GAMBIT nous a permis de réaliser la géométrie, le maillage et les conditions aux limites du problème. Ensuite, nous avons exposé la procédure de résolution sous FLUENT.

Le chapitre suivant sera consacré à l'interprétation des résultats qui focalisent les aspects hydrodynamiques et thermiques de ce problème.

Chapitre 4

RESULTATS ET INTERPRETATIONS

4. 1 Introduction

Les résultats obtenus à l'aide du code de calcul **FLUENT 6.3** traitent de l'aspect hydrodynamique de l'écoulement dans le contexte physique du problème. Egalement les échanges thermiques, notamment la température, sont autant de facteurs qui sont introduits afin de relever l'aspect thermique de notre problème.

4. 2. Etude de la sensibilité du maillage

Dans une simulation numérique la solution doit être indépendante de la densité du maillage afin de s'assurer de la validité des résultats obtenus.

A cet effet, des maillages, dont le nombre de cellules est différent, ont été effectués pour tester l'effet du maillage sur l'évolution de la vitesse résultante prise comme exemple. (Figure 4.1).

Les représentations graphiques montrent que plus le maillage est fin, plus l'écart entre les maillages diminue. L'écart relatif est de l'ordre de 3.65 % lorsque le nombre de cellules passe de 2292536 à 1879622. Il atteint la valeur de 2.25 % quand le nombre de cellules est entre 2292538 à 1904367.

Il s'avère que les profils représentatifs de la vitesse résultante pour les différents maillages sont qualitativement bons. Cela nous permet de choisir le premier maillage où le nombre de cellules vaut 2292536.

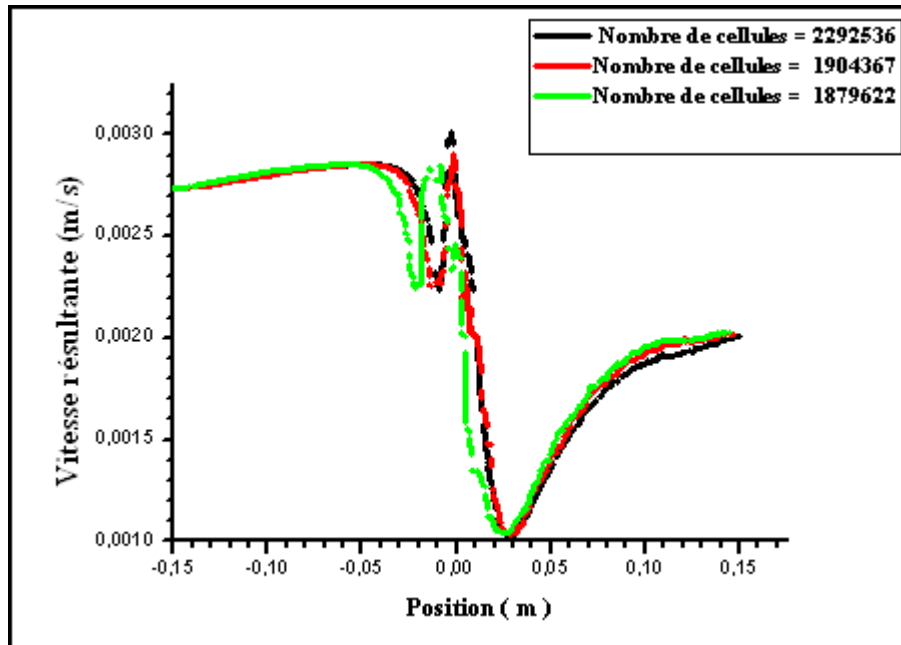


Figure 4.1 Sensibilité au maillage

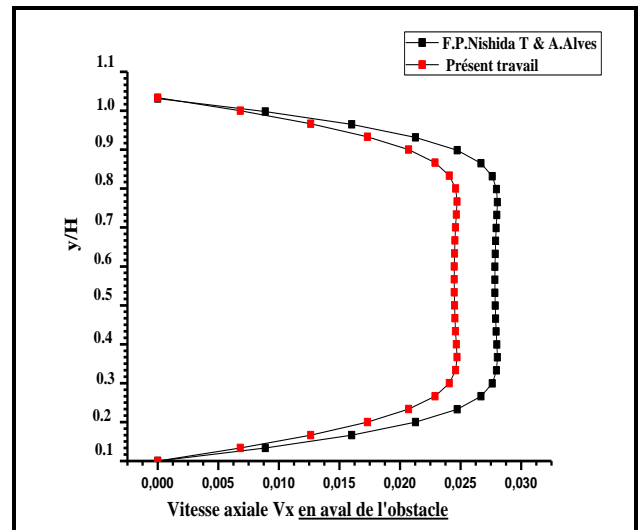
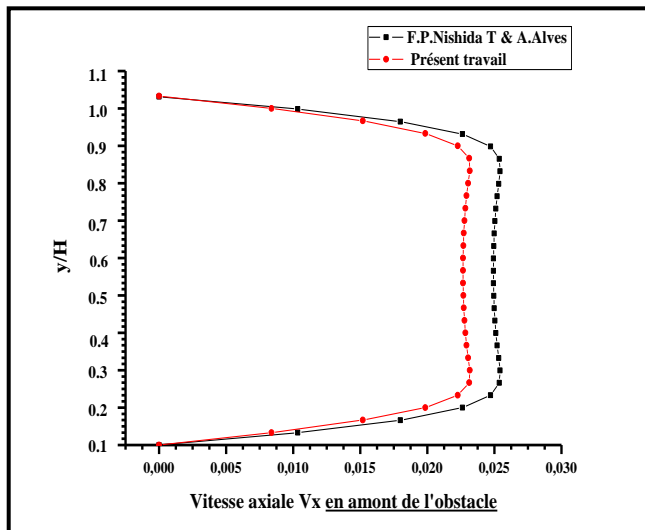
4. 3. Comparaison de résultats

Une comparaison a été faite avec le travail réalisé par F. B. Nishida et T. A. Alves [15]. Ils ont étudié numériquement la convection forcée de l'écoulement tridimensionnel d'un fluide incompressible en régime laminaire autour d'une rangée d'obstacles implantés dans un canal parallélépipédique. Les conditions dans lesquelles se présente cette étude s'avèrent proches de celles de la nôtre.

Le test de comparaison consiste à confronter les profils de la vitesse axiale en amont et en aval de l'obstacle successivement aux points $x = 43.18$ et $x = 95$ pour le nombre de Reynolds $Re = 200$.

Les figures 4.2 montrent que l'évolution de la vitesse axiale aux points indiqués est nettement similaire le long de l'écoulement. Toutefois un écart minime s'enregistre entre les profils de la vitesse. En effet :

- L'obstacle considéré par les auteurs a la forme d'un parallélépipède tandis que dans notre cas l'obstacle étant une maille cellulaire de forme cubique, ayant une porosité élevée.
- La vitesse à l'entrée du canal est prise constante. Alors que la présente étude suppose le profil de Poiseuille.



a- A l'amont de la maille pour $x = 43.18$

b- A l'aval de la maille pour $x = 95$

Figures 4.2 Comparaison des vitesses longitudinales avec celles de la référence [15]

4. 4 Structure tridimensionnelle du champ des vitesses

4. 4. 1. Vitesse longitudinale u dans le plan XZ pour $y = \text{constante}$

La figure 4.3 représente les contours de la vitesse longitudinale u dans le plan XZ pour $y = 0$.

La valeur de cette dernière est prise pour la valeur de Reynolds égale à 7.

Globalement, la configuration présente une symétrie bien visible autour de l'axe longitudinal. Au voisinage des régions pariétales, les vitesses sont considérablement affaiblies par l'effet visqueux de l'écoulement. Elles s'y disposent d'une façon parallèle et régulière. Les isovaleurs, qui se construisent en amont de la maille se conforment avec le profil de Poiseuille pris préalablement comme hypothèse, à l'entrée du canal.

Les particules fluides qui viennent heurter l'obstacle décèlent graduellement jusqu'à s'annuler aux lieux des arêtes de la maille cellulaire. Celles-ci constituent des points d'arrêt à l'écoulement. Les lignes de courant qui y aboutissent diminuent. La décroissance de la vitesse se poursuit au delà de la maille (zone bleue) étant donné que la pression statique augmente dans le sens de l'écoulement. Ce dernier est donc le siège d'un gradient de pression positif qui permet un décollement aux lignes de courant.

En aval, la couche limite quitte les parois de l'obstacle et des zones de recirculation contrarotatifs se forment derrière la maille. Suffisamment loin, la pression augmente.

Au plan $y = +0.005$ (figure 4.4), l'écoulement est contraint par la présence des quatre arêtes supérieures. Cela contribue à créer un gradient de pression plus défavorable à l'écoulement. La vitesse subit une décroissance brutale jusqu'à s'annuler au bord de l'obstacle ($x = -0.005$). La vitesse demeure sensiblement faible dans l'intervalle des lieux occupés par les arêtes. En revanche, au plan $y = +0.010$ (figure 4.5), la croissance de vitesse ne semble pas être perturbée dans la région d'aval, étant donné que le plan cité est au-dessus de la maille.

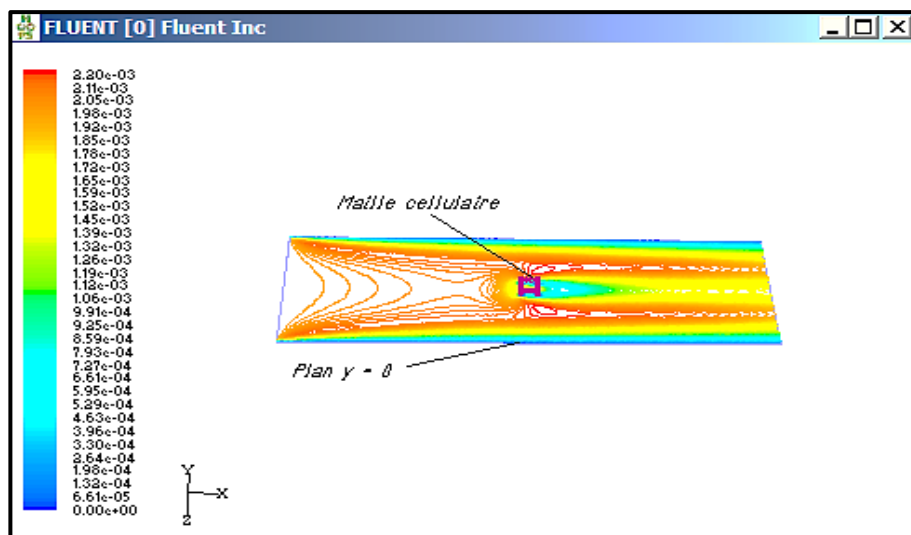


Figure 4.3 Vitesse longitudinale U , dans le plan $y = 0$

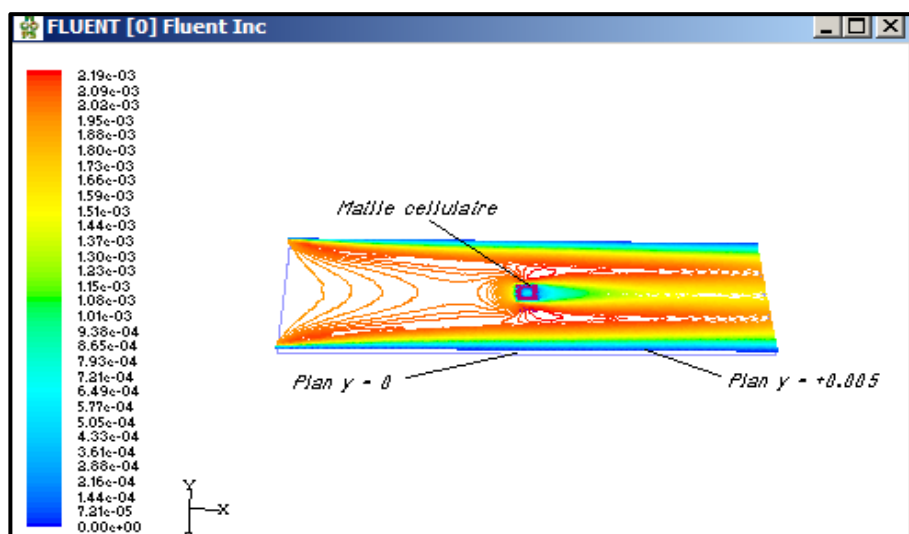


Figure 4.4 Vitesse longitudinale U , dans le plan $y = + 0.005$

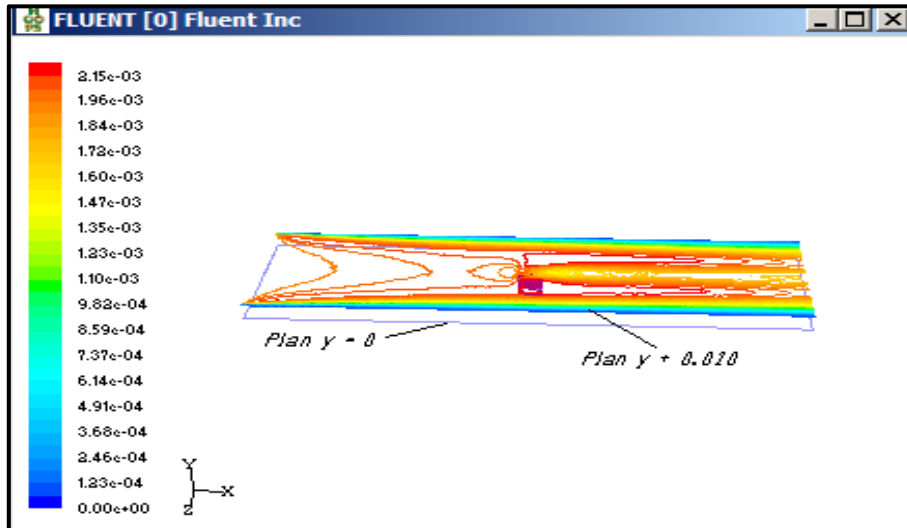


Figure 4.5 Vitesse longitudinale U , dans le plan $y = + 0.010$

4. 4. 2. La vitesse horizontale W dans le plan XZ pour $y = \text{constante}$

Les figures 4.6, 4.7, 4.8 présentent l'évolution de la vitesse horizontale W dans le plan XZ . En amont de la maille, des zones de recirculation qui se forment depuis les endroits situés dans les coins de l'entrée du canal. Elles s'étendent progressivement jusqu'à occuper la majeure partie de la région de l'amont. Les contours indiquent des valeurs négatives particulièrement dans la région qui avoisine la maille. En aval, de nouvelles zones de recirculation symétriques par rapport à l'axe se constituent. Une croissance infime est enregistrée, mais qui demeure assez faible ($4.17.10^{-5} m.s^{-1}$) comparée à celle de la vitesse longitudinale U . L'évolution de la vitesse horizontale W n'a pas d'effet sur le comportement de l'écoulement

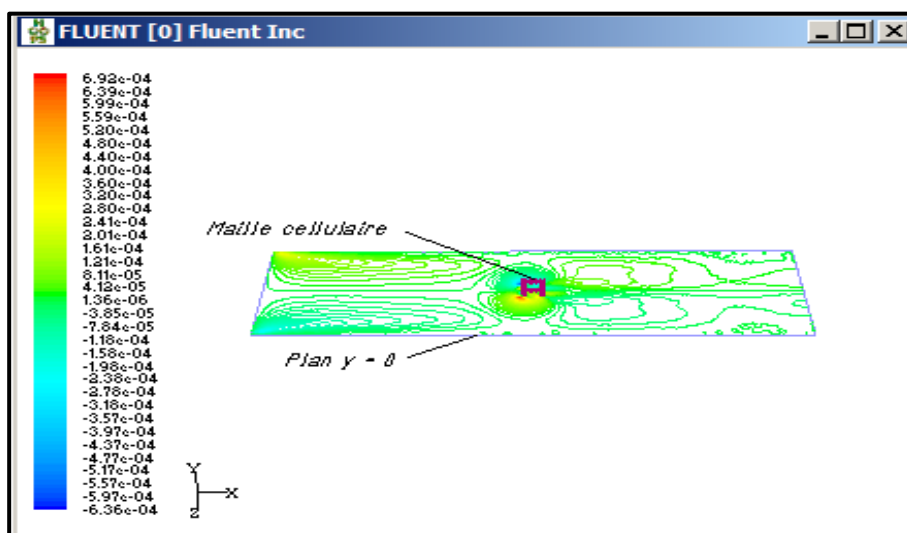


Figure 4.6 Vitesse horizontale W , dans le plan $y = 0$

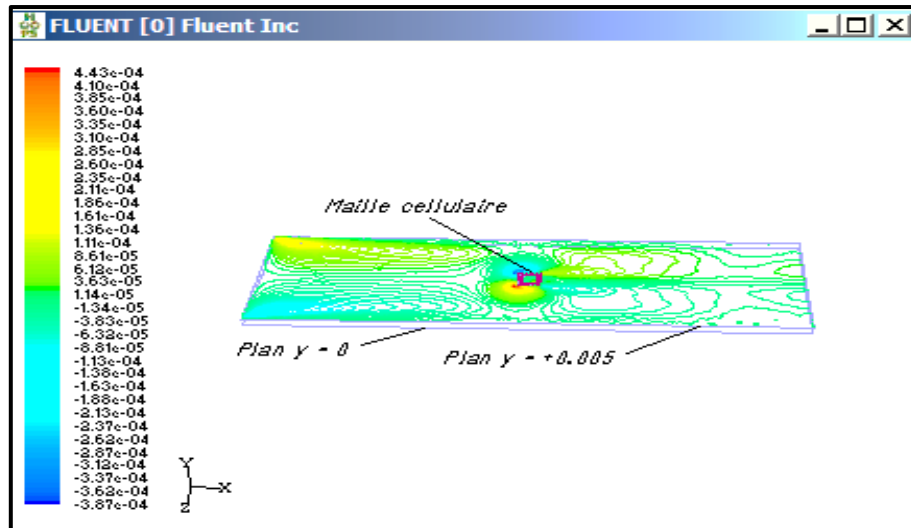


Figure 4.7 Vitesse horizontale W , dans le plan $y = + 0.005$

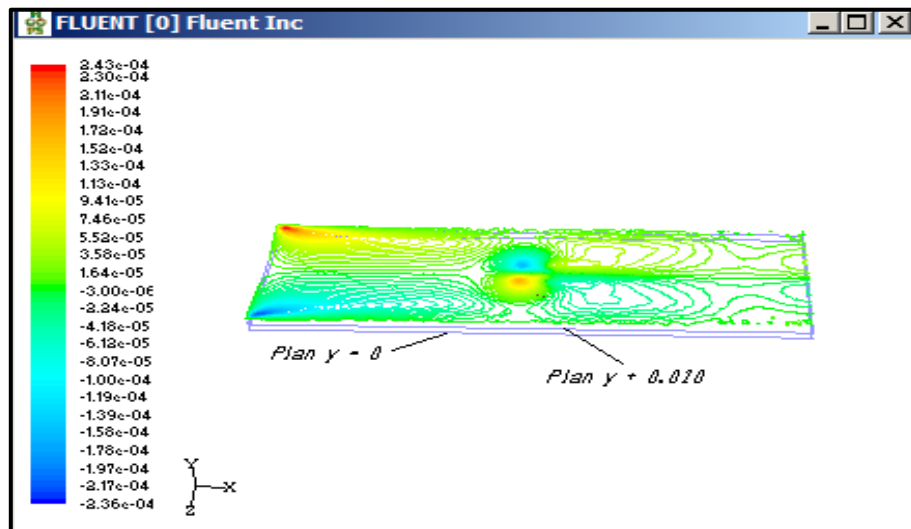


Figure 4.8 Vitesse horizontale W , dans le plan $y = + 0.010$

4. 4. 3. La vitesse longitudinale u dans le plan XY pour $z = \text{constante}$

Les figures 4.9, 4.10, 4.11 permettent de visualiser les contours de la vitesse longitudinale u pour différentes positions $z = 0$, $z=+0.005$ et $z=+0.010$.

A l'amont, les recirculations qui se constituent sont similaires. Néanmoins, l'obstacle a tendance à produire des recirculations dans le plan $z=+0.005$. Autrement dit à réduire l'intensité des contours de la vitesse. En effet, l'écoulement se trouve contraindre par la présence de quatre arêtes dans la portion d'intervalle occupée par la maille.

A l'aval, la configuration montre que les zones bleue et verte relatives aux contours du plan $z = 0.005$ sont plus réduites comparativement à celles appartenant au plan $z=0$. Cela indique qu'ils sont plus disposés à accroître mieux la vitesse.

Au plan $z = +0.010$, il paraît que l'influence de la maille est infime étant donné que la structure des lignes de courant n'a pas subi de modifications notables.

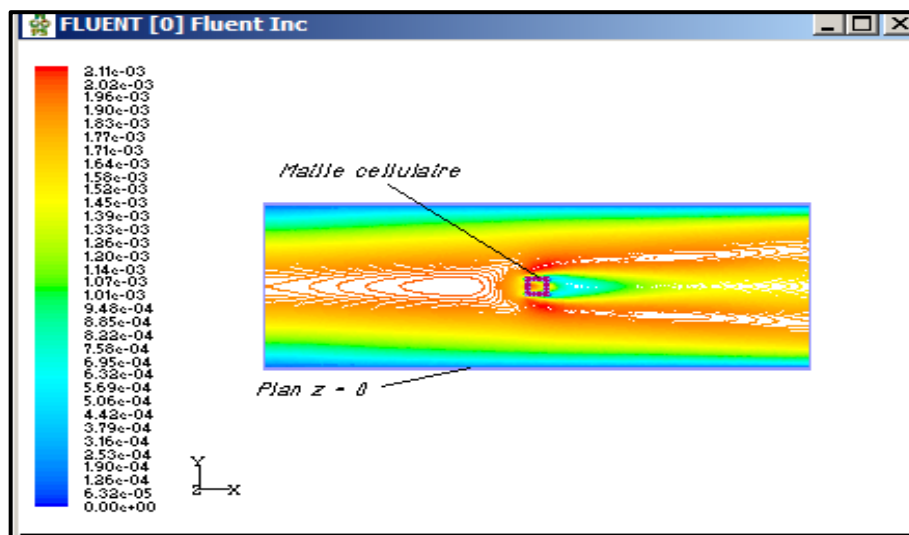


Figure 4.9 Vitesse longitudinale U dans le plan $z = 0$

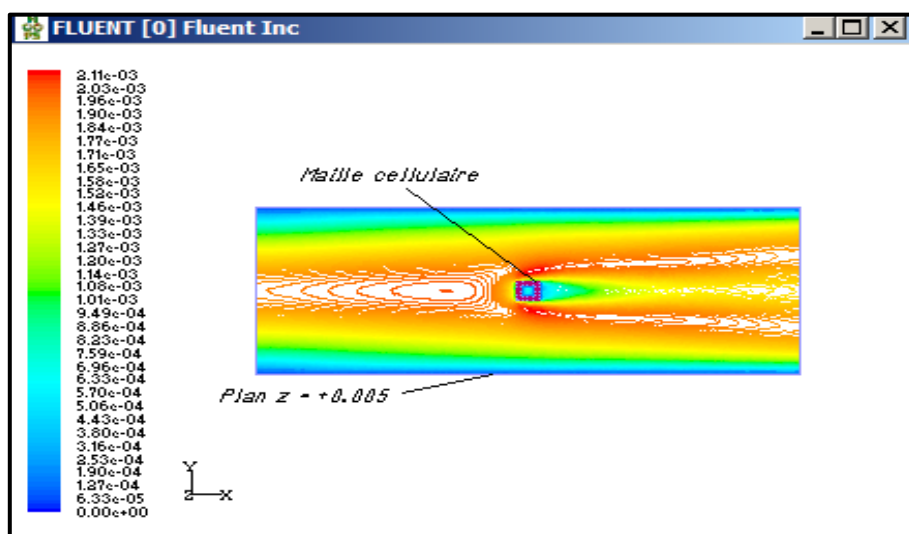


Figure 4.10 Vitesse longitudinale U dans le plan $z = + 0.005$

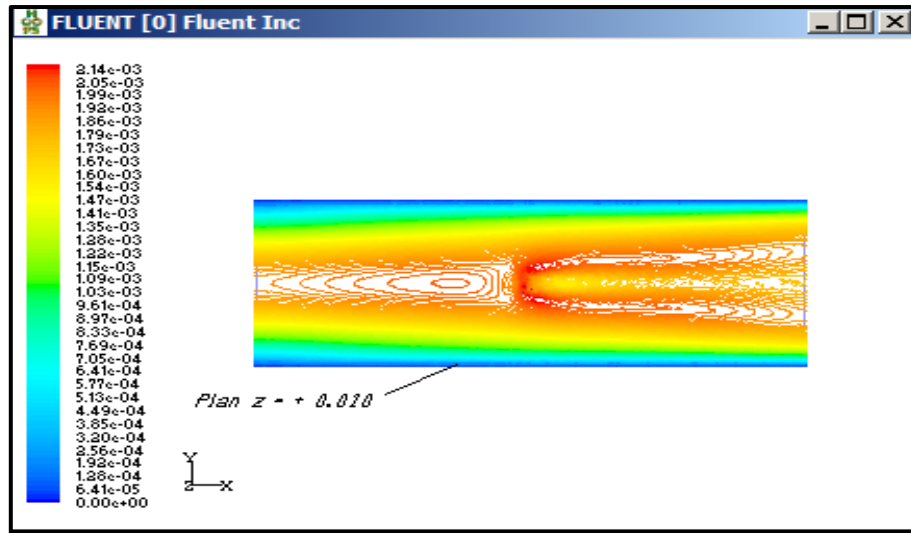


Figure 4.11. Vitesse longitudinale U dans le plan $z = + 0.010$

Tous les niveaux des contours balancent entre des valeurs négatives et d'autres positives extrêmement faibles ce qui justifie l'existence de ces recirculations.

4. 4. 4. La vitesse verticale V dans le plan XY pour $z = \text{constante}$

Les figures 4.12, 4.13, 4.14 représentent les contours de la vitesse verticale dans le plan XY . La structure tourbillonnaire caractérise essentiellement l'aspect des contours de la vitesse verticale V dans le plan $z=0$.

A l'extrémité de la zone de recirculation, à l'amont, les contours forment deux empilements dont l'intensité de celui situé en haut est plus grande que celui du bas.

A l'aval, des points de discontinuité sont observables et des tourbillons concentriques et symétriques se profilent au bout de la configuration.

Les contours correspondants aux différentes positions demeurent qualitativement semblables, à l'amont ou à l'aval de la maille du fait que les différences entre eux sont pratiquement négligeables.

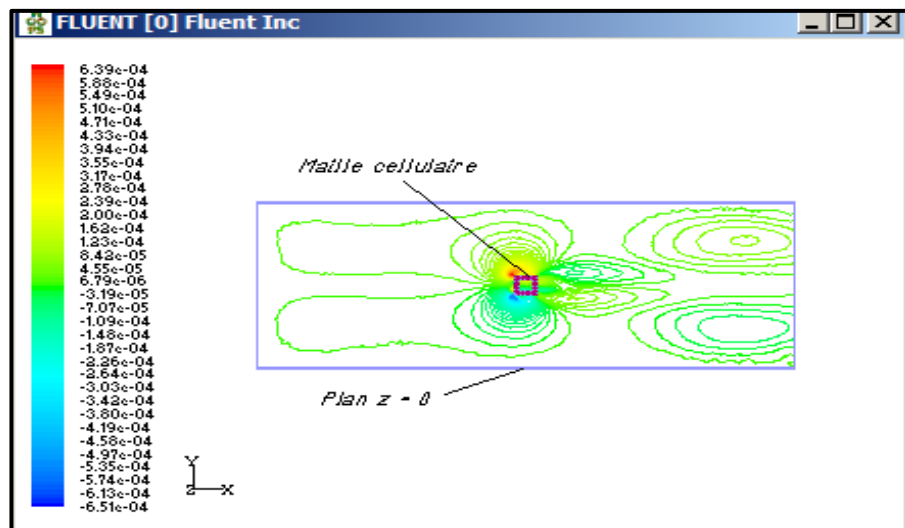


Figure 4.12. Vitesse verticale V dans le plan $z = 0$

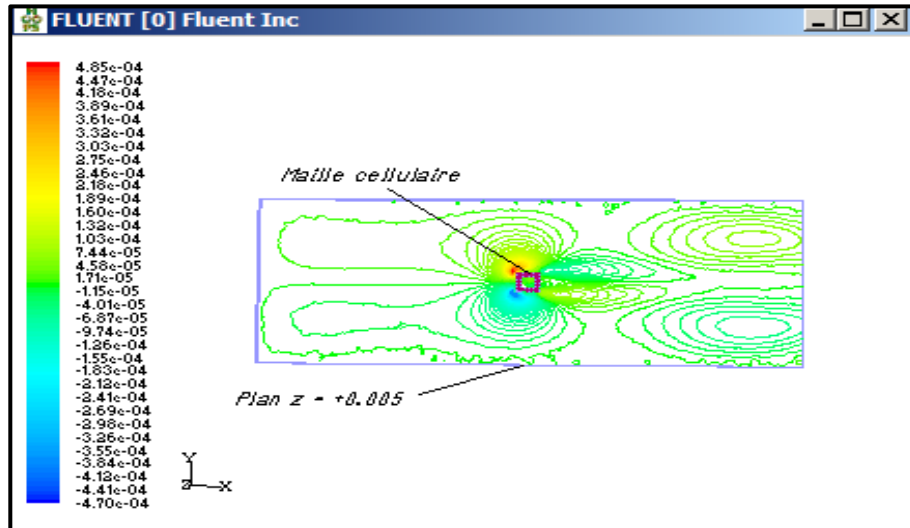


Figure 4.13. Vitesse verticale V dans le plan $z = + 0.005$

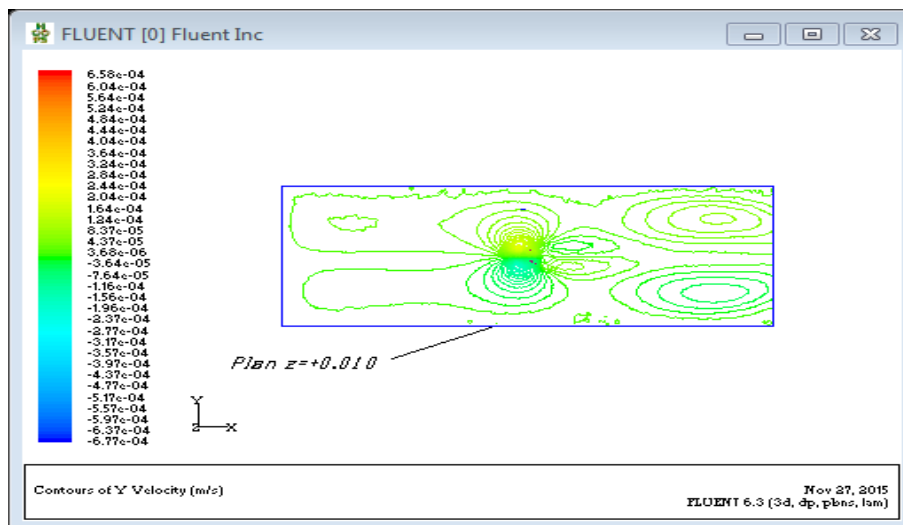


Figure 4.14 Vitesse verticale V dans le plan $z = + 0.010$

4. 4. 5. La vitesse verticale V dans le plan YZ pour $x = \text{constante}$

Dans le plan YZ , les figures 4.15, 4.16 et 4.17 représentent les profils de la vitesse verticale V pour x constantes. L'allure des contours permet de distinguer deux enroulements sur les arêtes supérieure et inférieure. Dans le demi plan inférieur, les contours sont négatives. Dans le demi plan supérieur, les contours prennent des valeurs positives qui croissent dans la région délimitant la couche limite située dans le voisinage des arêtes supérieures. En dehors de cette limite, les contours décroissent, atteignant de ce fait des valeurs très basses, ne dépassant pas l'ordre de $7.10.10^{-6} m.s^{-1}$

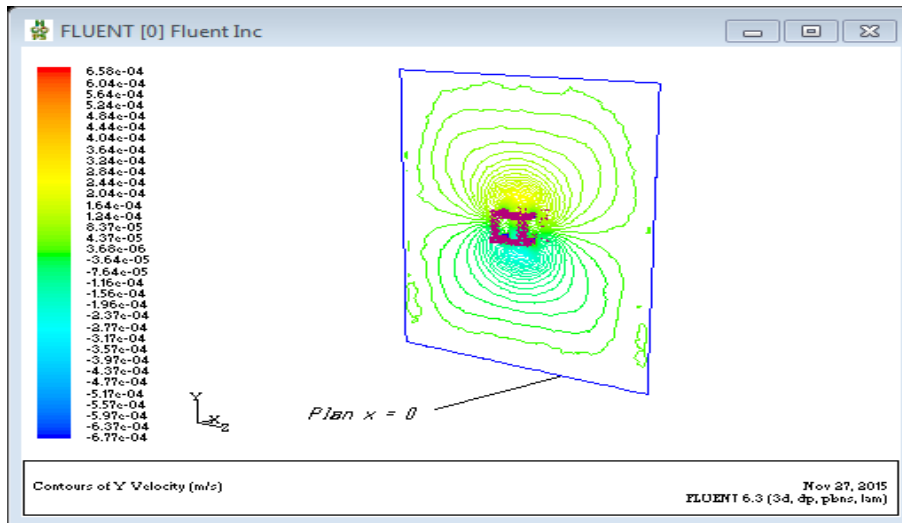


Figure 4.15 Vitesse verticale V dans le plan $x=0$

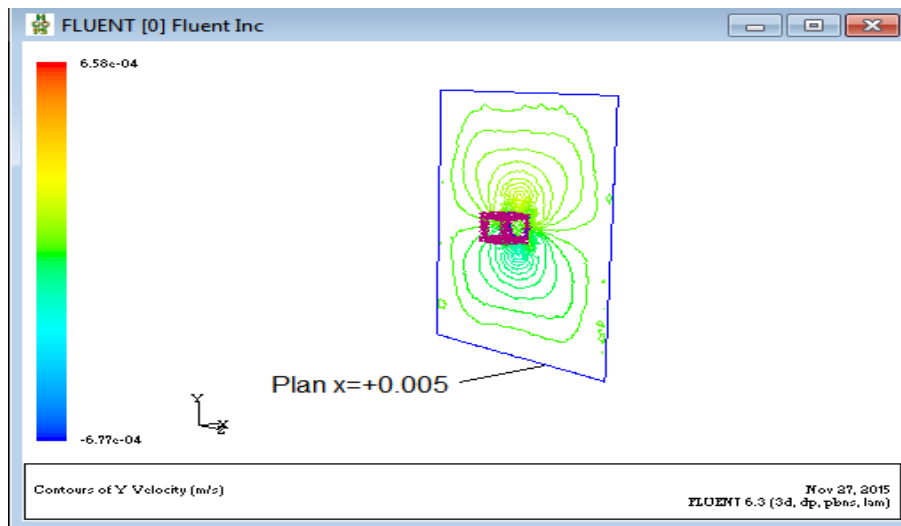


Figure 4.16 Vitesse verticale V dans le plan $x=+0.005$

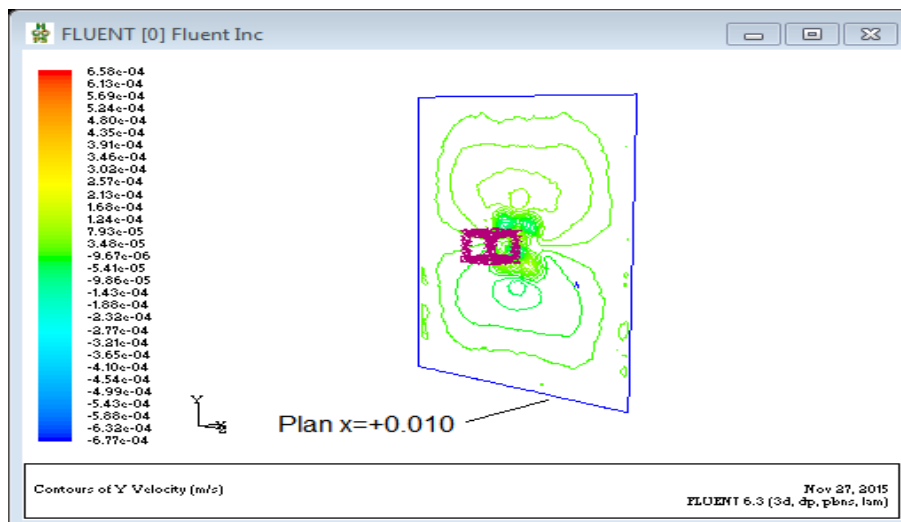


Figure 4.17 Vitesse verticale V dans le plan $x=+0.010$

4. 4. 6. La vitesse horizontale w dans le plan YZ pour $x = \text{constante}$

La représentation de la vitesse horizontale w dans le plan YZ (figures 4.18, 4.19 et 4.20) montre l'apparition de deux zones de recirculation situées de part et d'autre de la maille. Une différence spécifique entre les deux zones est visible. La première zone en bleu marquent des valeurs entièrement négatives. En dehors de ces zones, des recirculations se constituent dont la valeur est constante $6.10^{-6} m.s^{-1}$

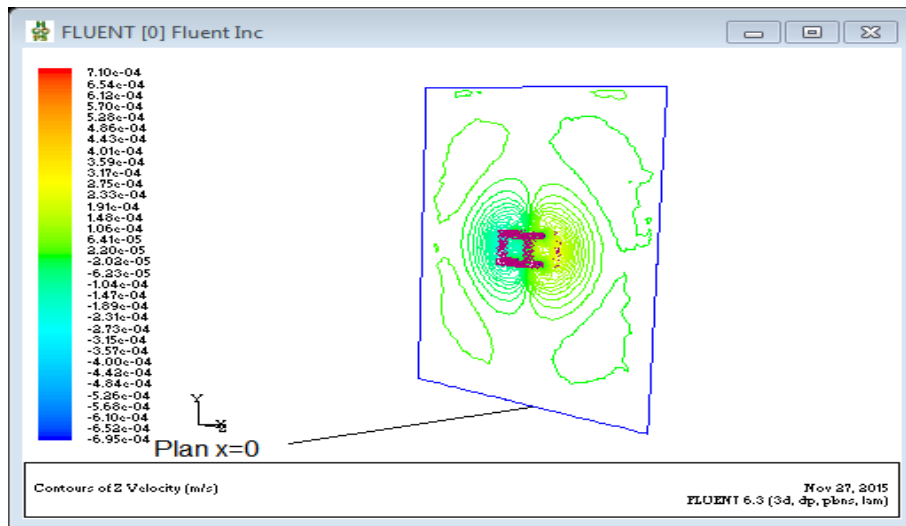


Figure 4.18 Vitesse horizontale w dans le plan $x=0$

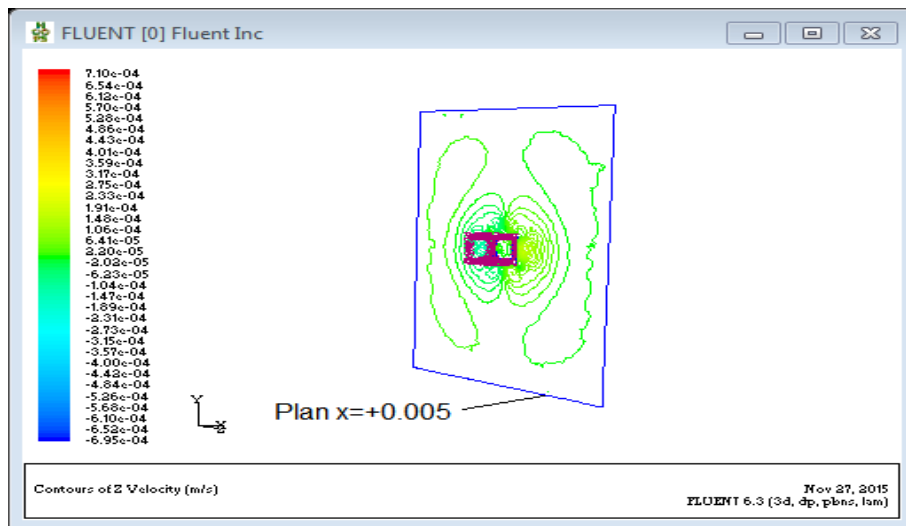


Figure 4.19 Vitesse horizontale w dans le plan $x= +0.005$

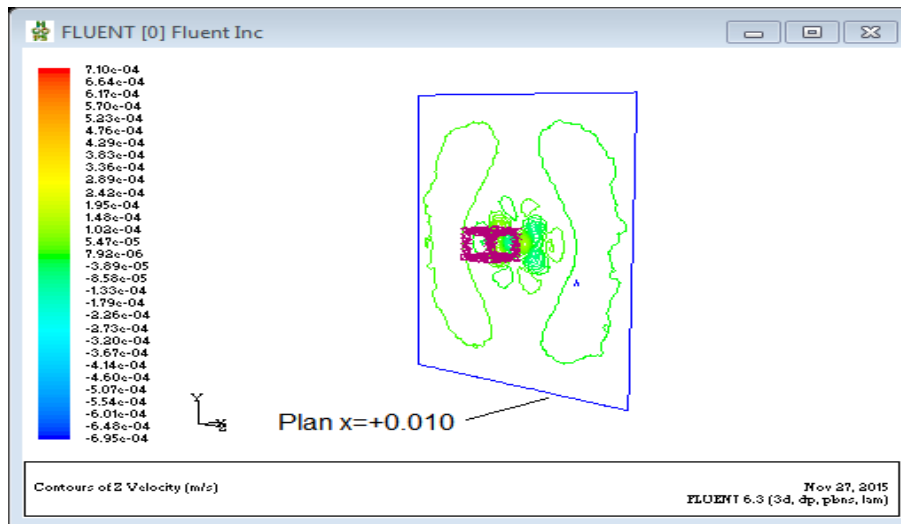


Figure 4.20 Vitesse horizontale W dans le plan $x= +0.010$

4. 5 Effet du nombre de Reynolds sur la structure de l'écoulement

Au plan XZ (figures 4.21) pour $y = 0$ l'effet des points de stagnation sur le comportement de l'écoulement est important à $Re = 2$. En effet, les lignes de courant inscrivent un retard à l'amont de la maille. Des zones de recirculation surgissent et contribuent à la formation d'une zone morte devant la maille. La répartition des contours autour de l'obstacle est plus dense. Ces derniers se desserrent davantage à mesure que l'on augmente le nombre de Reynolds et les zones de recirculation s'étendent mieux le long de l'aval

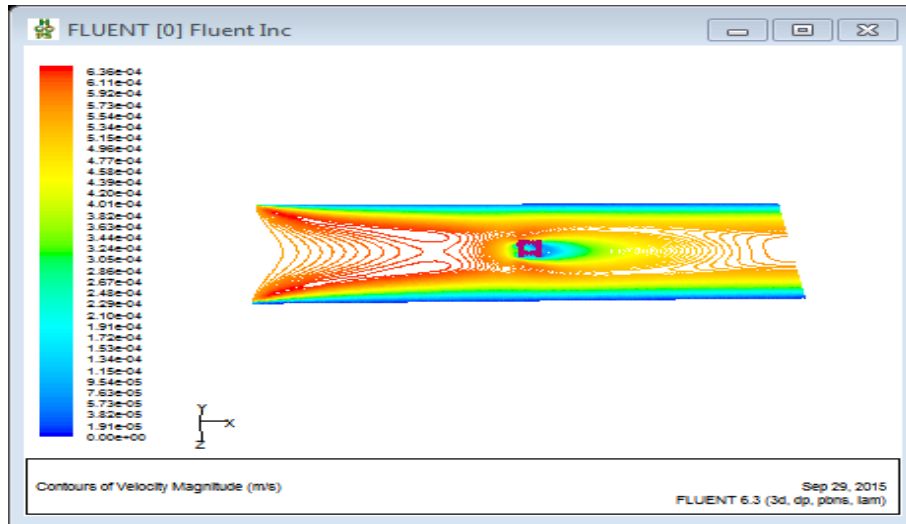
Au plan XY (figures 4.22) pour $z = 0$ il est retracée l'évolution des contours de la vitesse dans le plan XY pour les mêmes valeurs de Reynolds citées précédemment. Les points de stagnation de ces configurations matérialisées par les arêtes transversales de la maille cellulaire, décèlent les lignes de courant qui y arrivent, ce qui occasionne la formation des zones de recirculation à l'amont de l'obstacle et crée en même temps un gradient de pression défavorable aux alentours de la maille.

Les lignes de courant qui s'enroulent autour des arêtes donnent lieu à la formation d'une couche limite. Sous l'effet du gradient de pression adverse, cette dernière décolle et génère des tourbillons qui ont la forme caractéristique de fer à cheval.

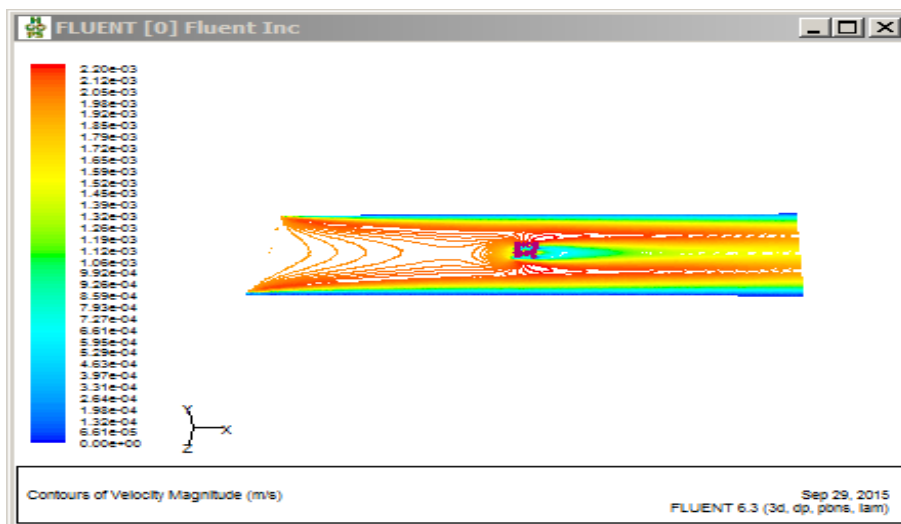
Il apparaît que la densité des recirculation, à l'amont, devient importante au fur et à mesure que l'on diminue le nombre de Reynolds . A $Re = 2$, les contours qui se rangent d'une façon presque ovalaire , à l'aval, sont plus encombrants . Cette structure se développe lorsque l'on croît la valeur de Reynolds. Les recirculations formées à l'amont ou à l'aval grossissent en longueur pour $Re = 7$ et s'étendent mieux pour $Re = 15$

Au plan **YZ** (figures 4.23) pour $x = 0$, aux parois des arêtes latérales de la maille, les particules s'immobilisent. La vitesse transverse croît graduellement jusqu'à atteindre la valeur maximale. D'où la création d'une couche limite. A l'extérieur, les contours s'y disposent d'une façon ordonnée et régulière.

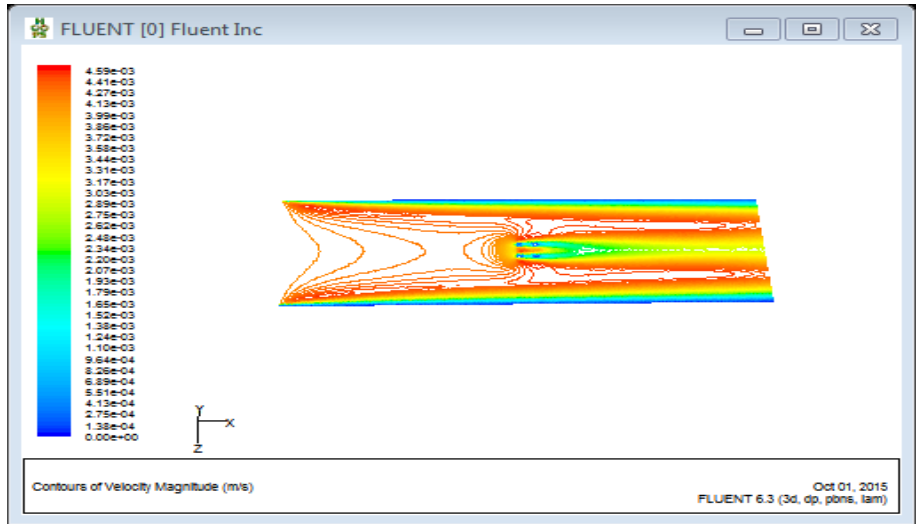
L'aspect des configurations montre qu'à proximité de la couche limite, les lignes se resserrent à mesure que l'on augmente la valeur de Reynolds au point de créer de petits tourbillons à $Re = 15$



a. $Re = 2$

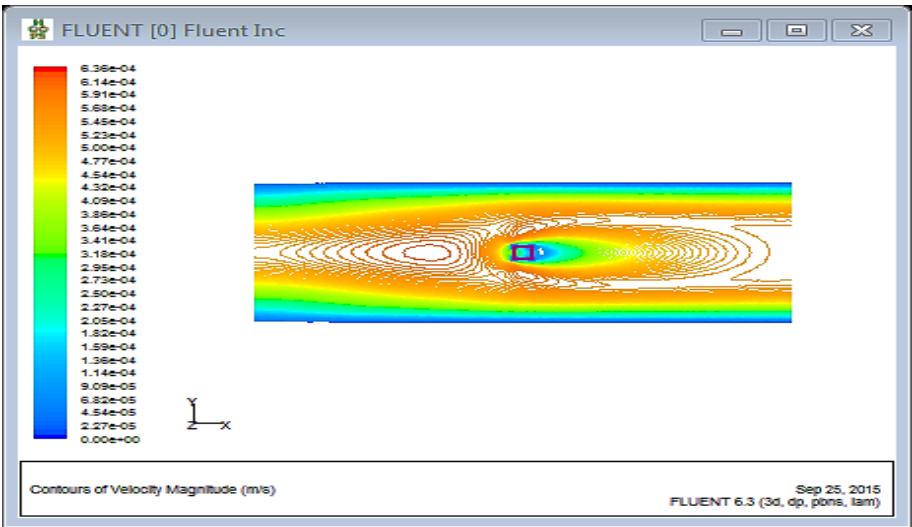


b. $Re = 7$

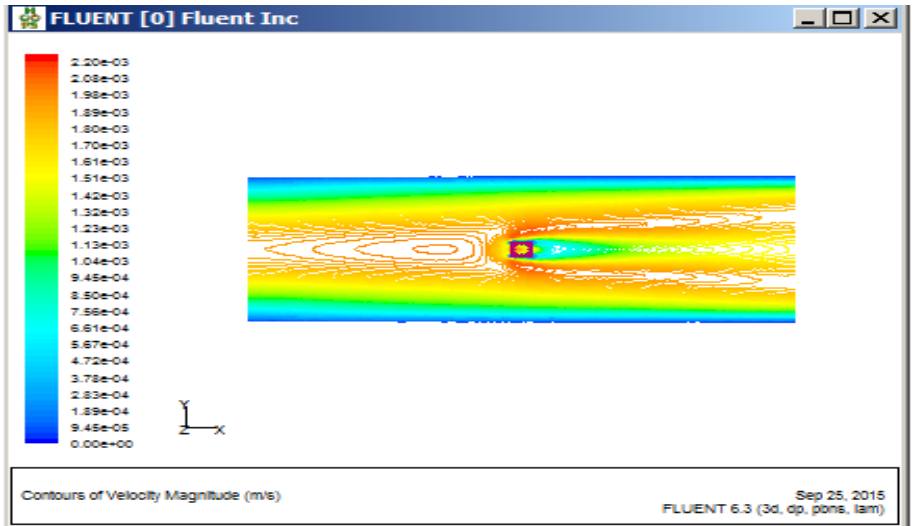


c. $Re=15$

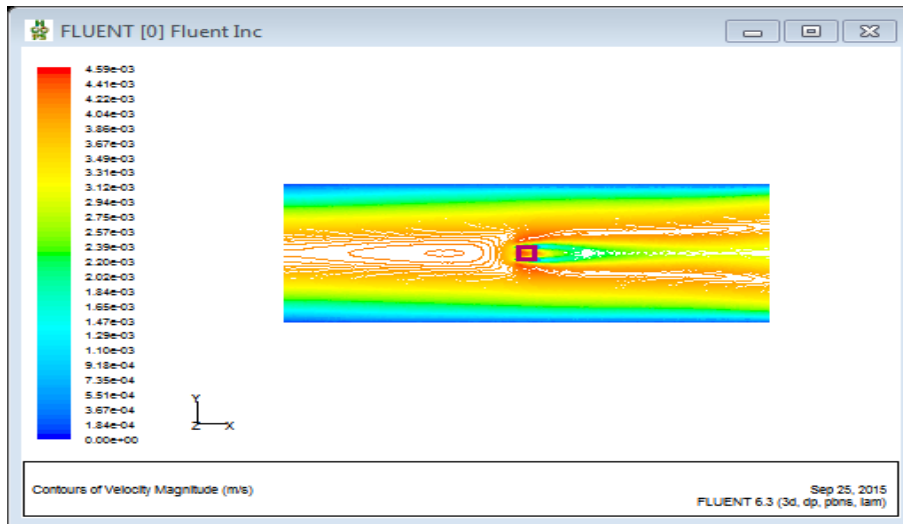
Figures 4.21 Lignes de courant de la vitesse résultante dans le plan XZ pour $Re=2$, $Re=7$ et $Re=15$



a. $Re = 2$

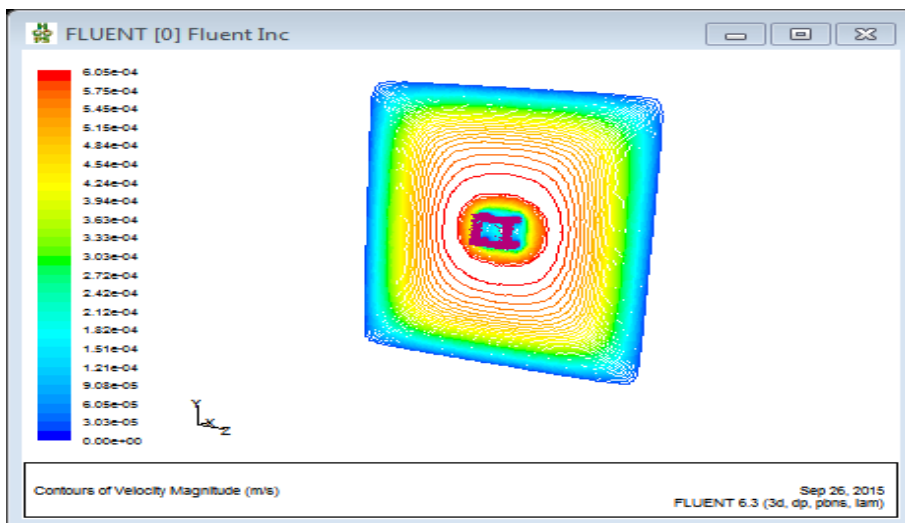


b. $Re = 7$

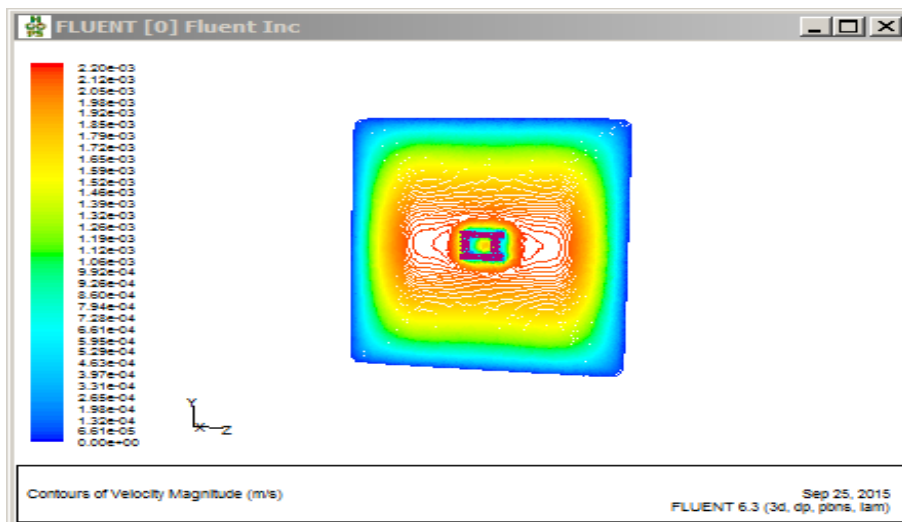


c.Re=15

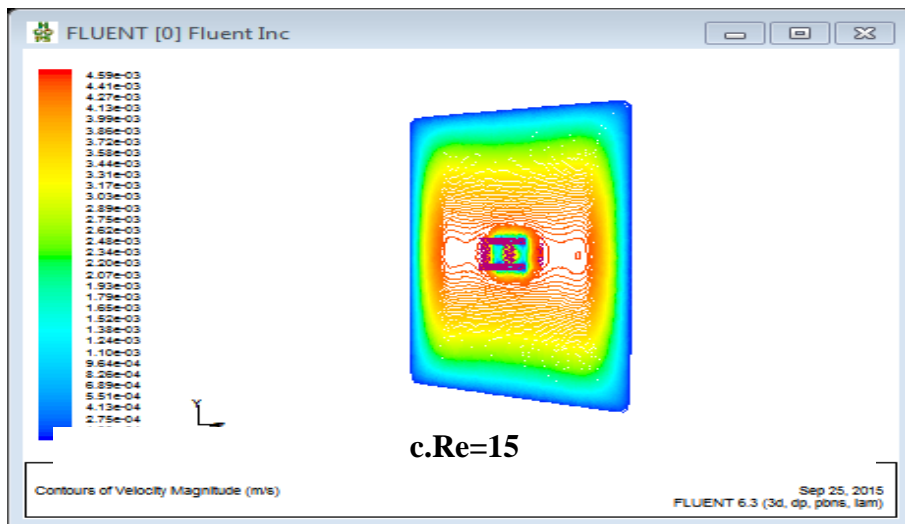
Figures 4.22 Lignes de courant de la vitesse résultante dans le plan **XY** pour $Re=2$, $Re=7$ et $Re=15$



a.Re = 2



b. Re = 7



Figures 4.23 Lignes de courant de la vitesse résultante dans le plan YZ pour Re=2, Re=7 et Re=15

4.6 Champs de la pression

Les figures 4.24 décrivent la distribution de la pression statique dans les plans XY XZ et YZ, Les contours marquent une décroissance (zone bleue) qui se prolongent jusqu'au point situé à proximité de la maille cellulaire ($x = -0.042$). En ce lieu, la pression marque une croissance subite (zone jaune) due principalement au rétrécissement de la section de passage de l'écoulement créé par la présence des arêtes de la maille. Au-delà de la maille, la pression enregistre une chute légère qui persiste jusqu'à la sortie du canal.

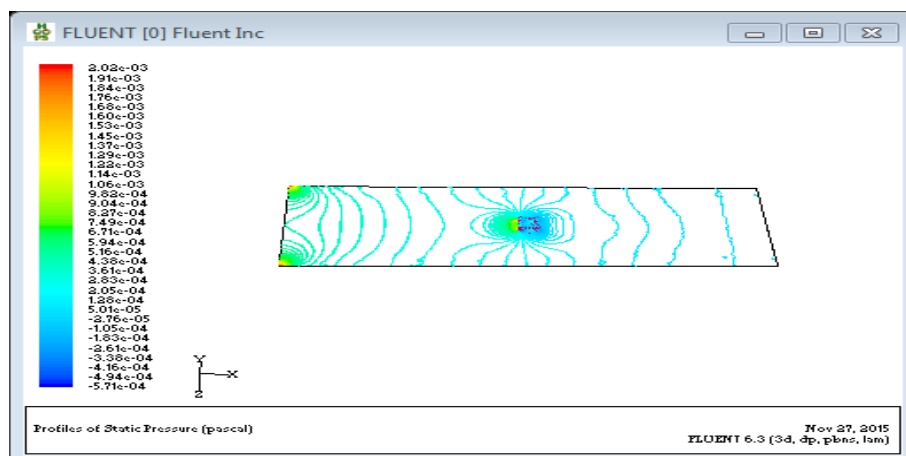


Figure 4.24 a- Distribution de la pression statique dans le plan XZ pour $y = 0$

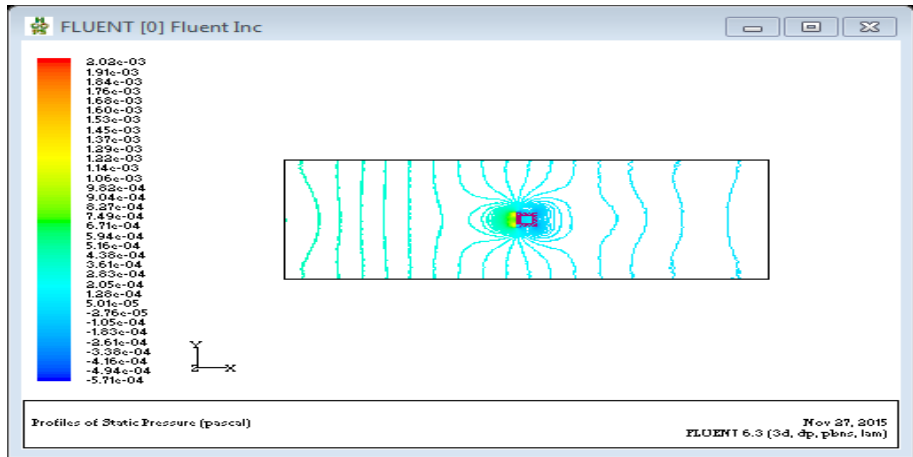
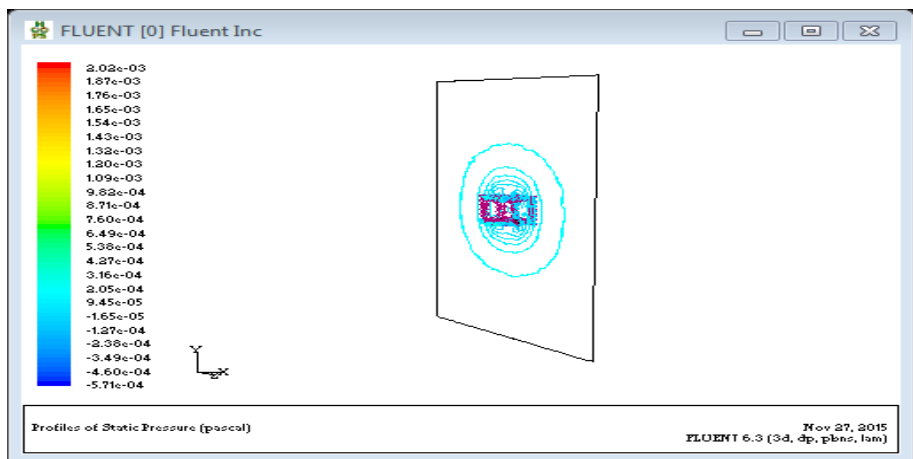


Figure 4.24-b Distribution de la pression statique dans le plan XY pour $z = 0$



Figures 4.24 –c Distribution de la pression statique dans le plan YZ pour $x = 0$

4. 7. Effet du nombre de Reynolds sur la température

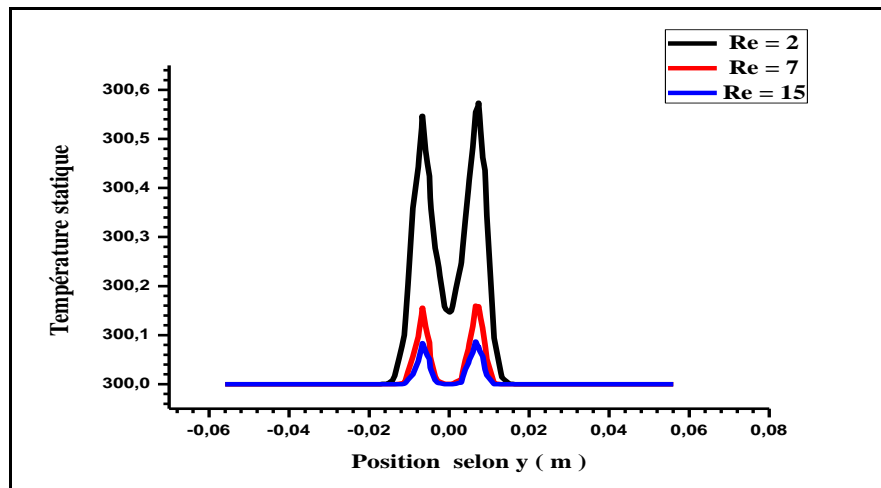
Les figures 4.25 retracent les profils de la température pour différents Reynolds ($Re = 2$, $Re = 7$ et $Re = 15$).

Graphiquement, l'aspect de l'évolution de la température de chacune des positions $x = 0$, $y = 0$ ou $z = 0$ se ressemble pour les différents nombres de Reynolds. Cependant, il demeure que la température augmente au fur et à mesure que le nombre de Reynolds diminue. Les températures, comme le montrent les différentes courbes, croissent selon l'ordre décroissant de Reynolds. En effet, la diminution de ce dernier signifie réduction de la vitesse qui a pour effet affaiblir les échanges convectifs entre la maille cellulaire et le fluide. D'où la croissance de la température dans les fibres de cette dernière.

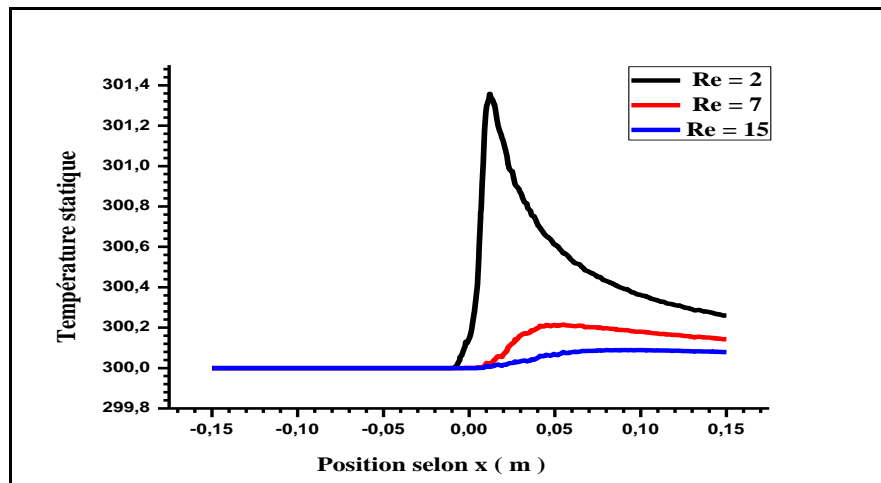
Les densités de flux thermiques imposés aux trois faces ($q_1 = q_2 = q_3 = 400 \frac{W}{m^2}$) sont nettement ressenties depuis le point de coordonnées $x = y = z = -0.00714$. Les valeurs du nombre de Nusselt (figures 4.26)(Nu) relatives aux valeurs $Re = 2$, $Re = 7$ et $Re = 15$ sont successivement 6.69, 7.45, et 9.90.

Aux interfaces fluide-arêtes, le nombre de Nusselt atteint son maximum ($Nu = 218.416$). Cela signifie que les échanges convectifs sont plus intenses en ces endroits. Elles se réduisent à mesure que l'on s'en éloigne.

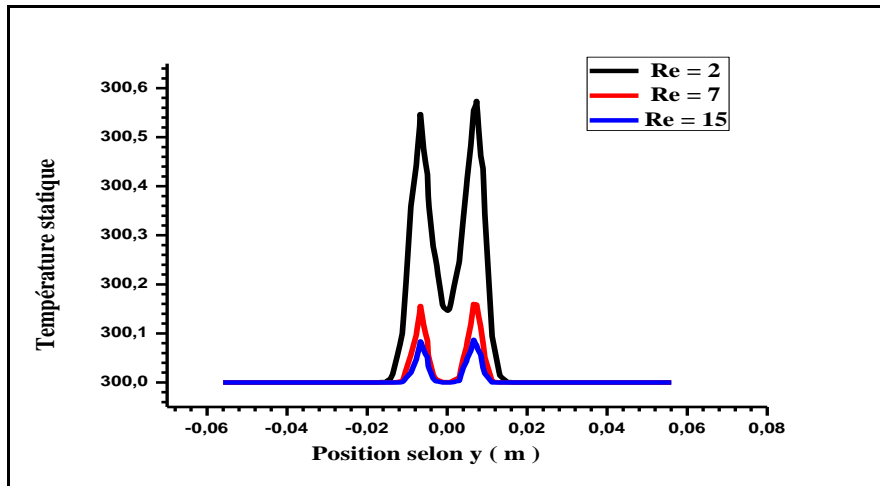
L'augmentation du nombre de Reynolds entraine également une croissance du nombre de Nusselt. Cela contribue à accroître les échanges thermiques maille – fluide



$x = 0$

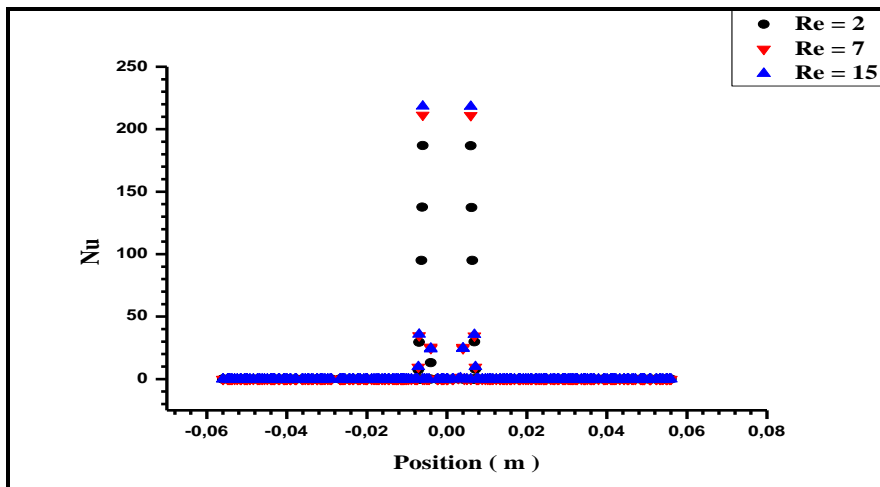


$y = 0$

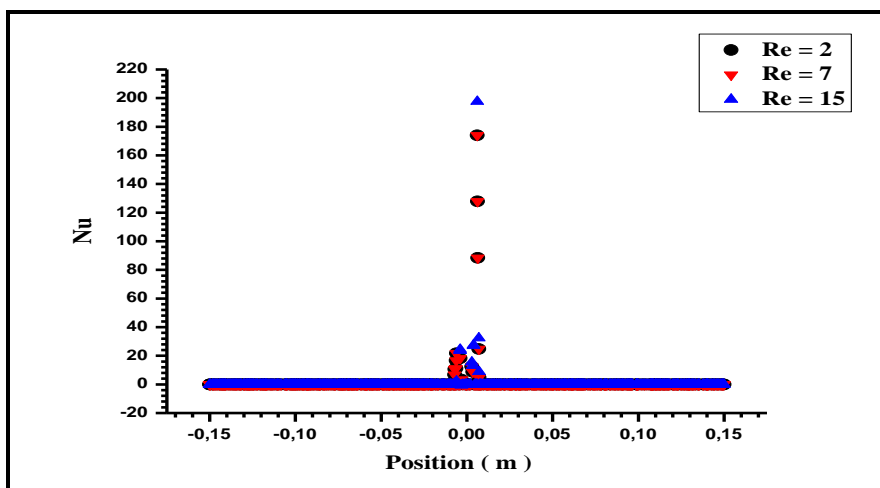


$z = 0$

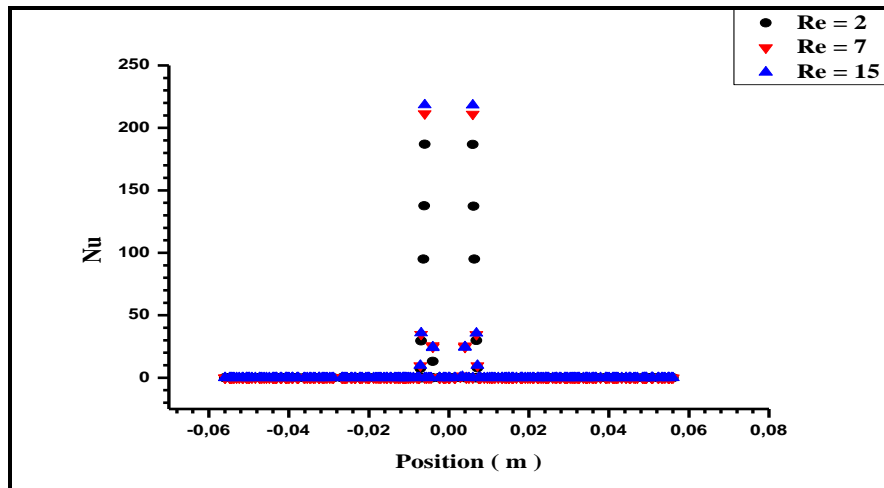
Figures 4.25 Profils des températures pour $Re = 2$, $Re = 7$ et $Re = 15$



$x = +0.005$



$y = +0.005$



$$z = +0.005$$

Figures 4.26 Profils du nombre de Nusselt pour $Re = 2$, $Re = 7$ et $Re = 15$

4. 8 Effet de la densité de flux thermique

La topographie des températures (figures 4.27, 4.28 4.29) aux différentes positions illustre que la température augmente avec la densité du flux thermique imposée aux faces de la maille cellulaire.

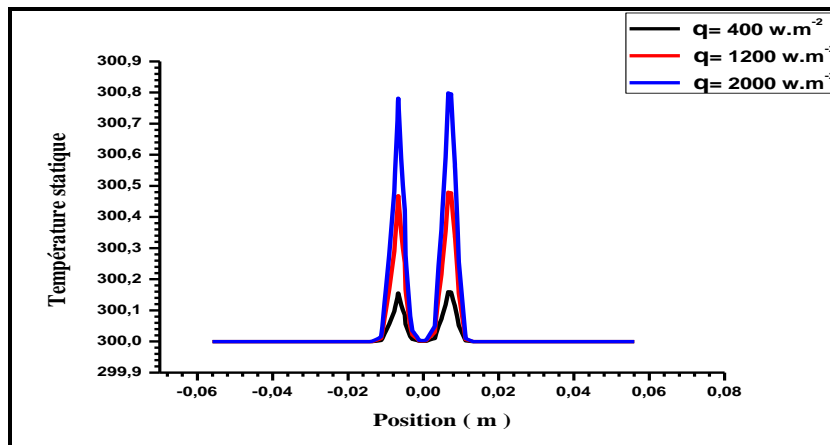
Les écarts enregistrés entre les graphes représentatifs de la température correspondant aux densités de flux thermiques ($q_1 = 400w.m^{-2}$, $q_2 = 1200w.m^{-2}$ $q_3 = 2000w.m^{-2}$) et relatives aux positions $x = y = z = 0$ sont successivement $0.13K$, $0.431K$ et $0.319K$. Elles se réduisent beaucoup plus aux stations $y = z = +0.010$ ($\Delta T \leq 0.439$). Lieux où la propagation des quantités d'énergie s'atténue. A la position $x = +0.010$, les écarts atteignent l'ordre de $1.245K$.

Les différences de températures se prononcent davantage aux positions $x = y = z = +0.005$. Les valeurs successives enregistrées y sont $\Delta T \leq 4.162K$, $\Delta T \leq 5.829K$ et $\Delta T \leq 6.676K$.

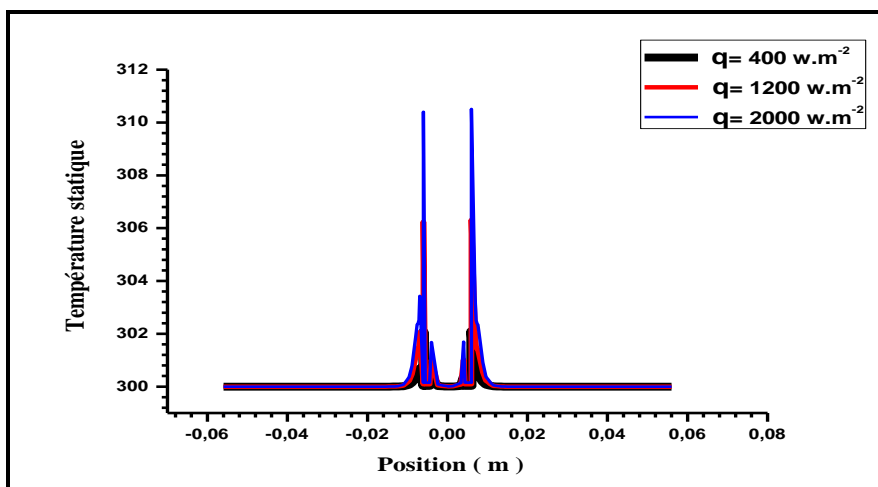
Les échanges convectifs (figures 4.30) deviennent intenses lorsque l'on augmente la densité du flux thermique imposée. Aux points de contact avec l'écoulement, elles atteignent des valeurs maximales :

	$x = +0.005$	$y = +0.005$	$z = +0.005$
	Nu	Nu	Nu
$q_1 = 400 \text{ w.m}^{-2}$	211.438	194.298	199.454
$q_2 = 1200 \text{ w.m}^{-2}$	489.09	406.656	429.312
$q_3 = 2000 \text{ w.m}^{-2}$	665.674	520.801	557.997

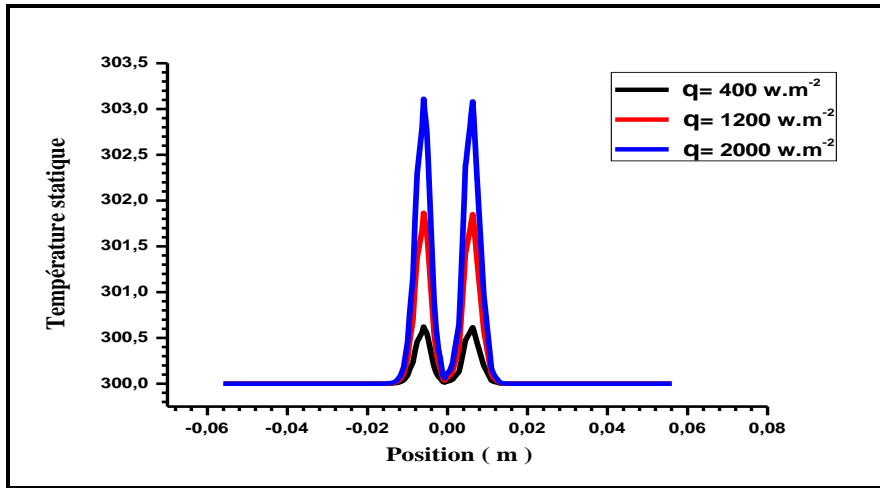
La décroissance du nombre de Nusselt est sensible à mesure que l'on s'éloigne de la maille cellulaire. Il s'annule aux lieux situés dans le voisinage immédiat de l'axe de l'obstacle.



a- $x = 0$

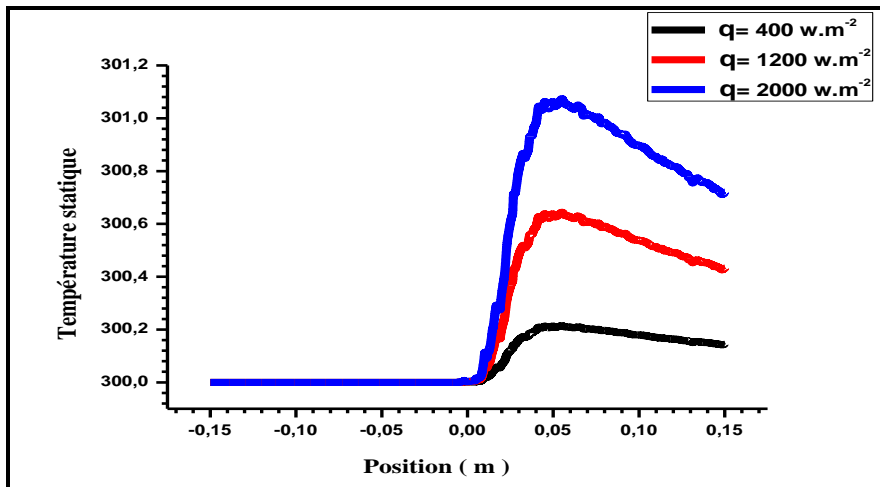


b- $x = +0.005$

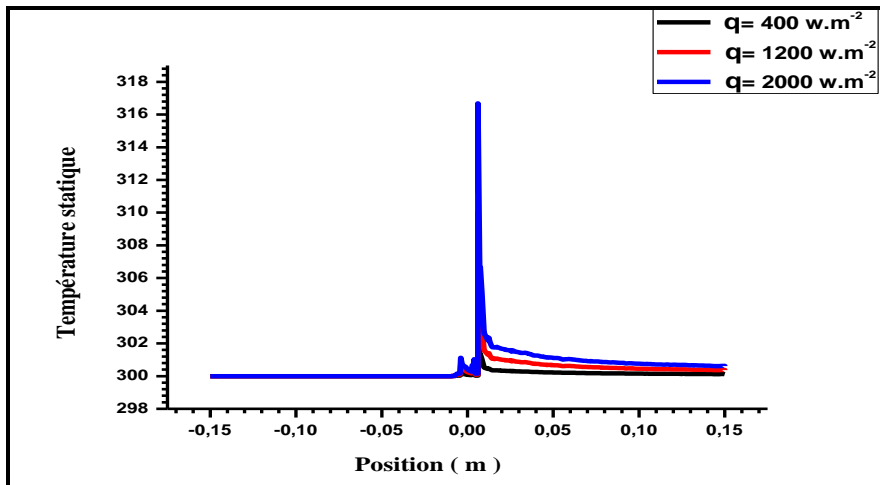


c- $x = +0.010$

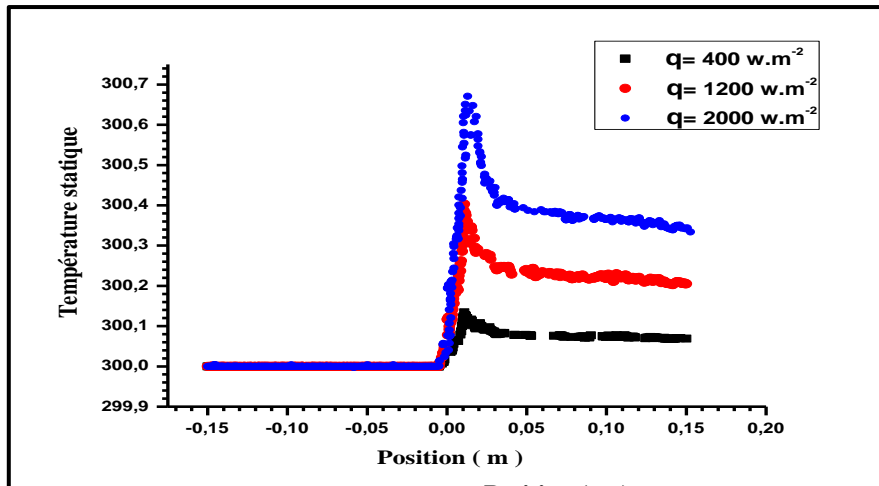
Figures 4.27 Profils des températures aux positions x pour différentes densités de flux thermiques



$y = 0$

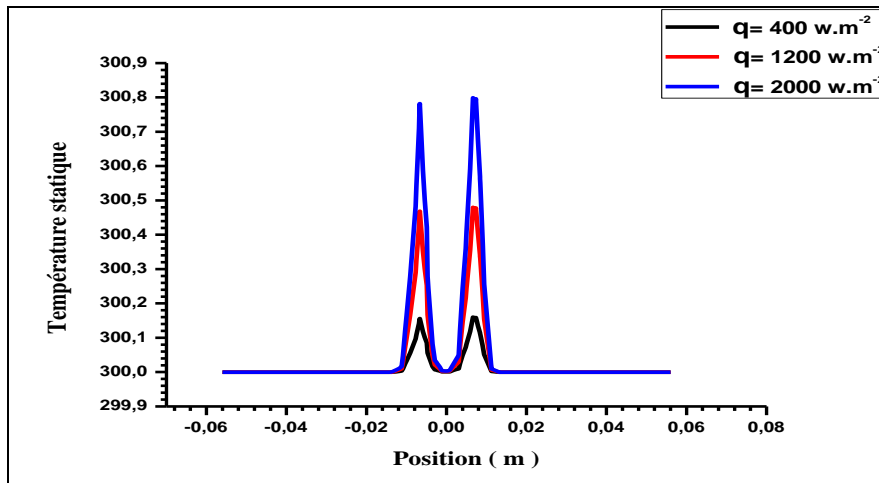


b- $y = +0.005$

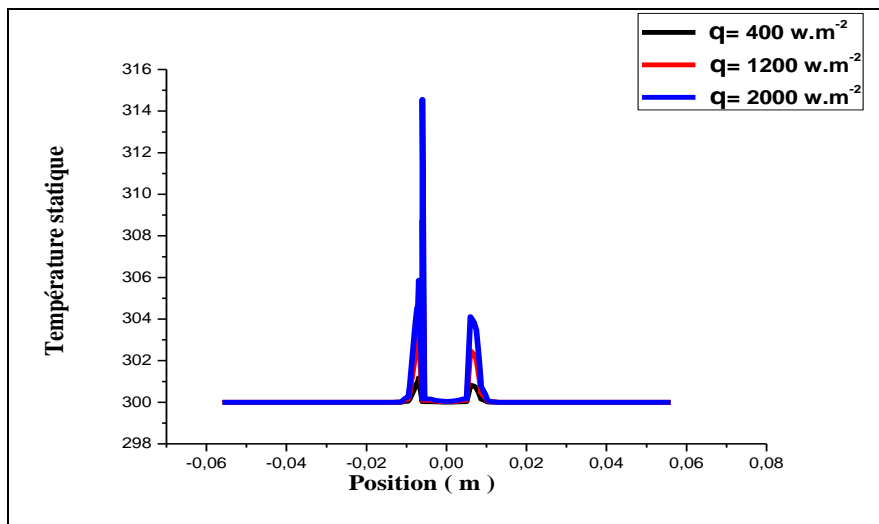


c- $y = +0.010$

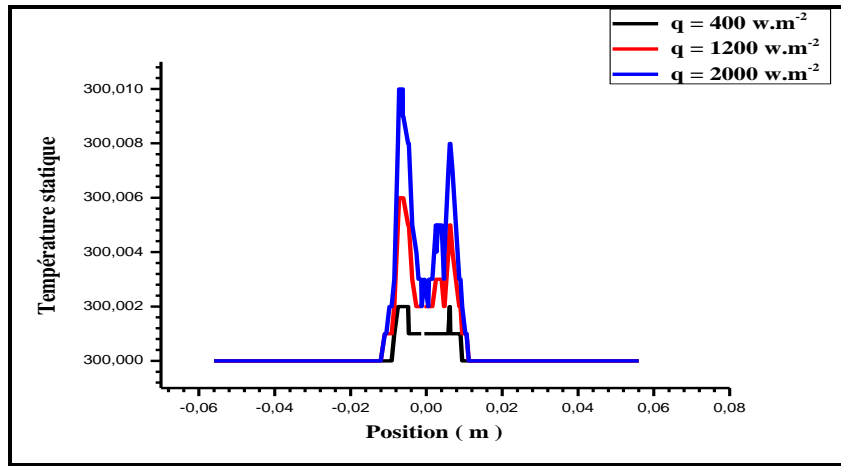
Figures 4.28 Profils des températures aux positions y pour différentes densités de flux thermiques



a- $z = 0$

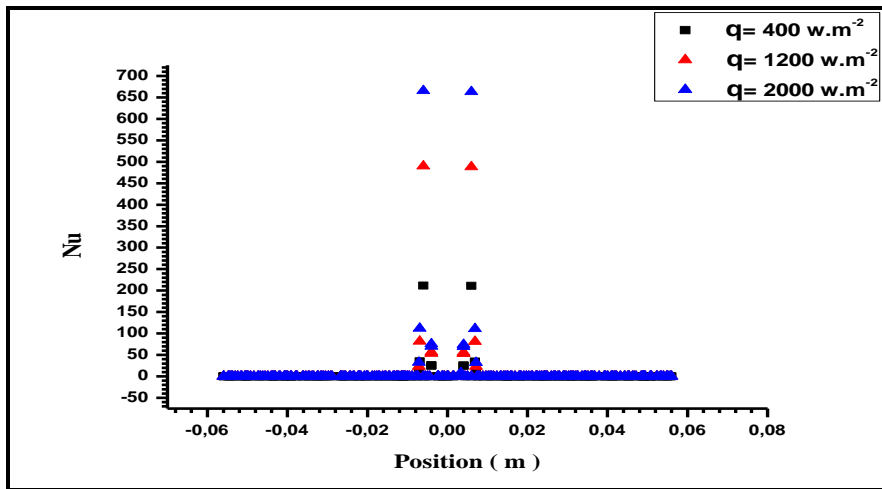


b- $z = +0.005$

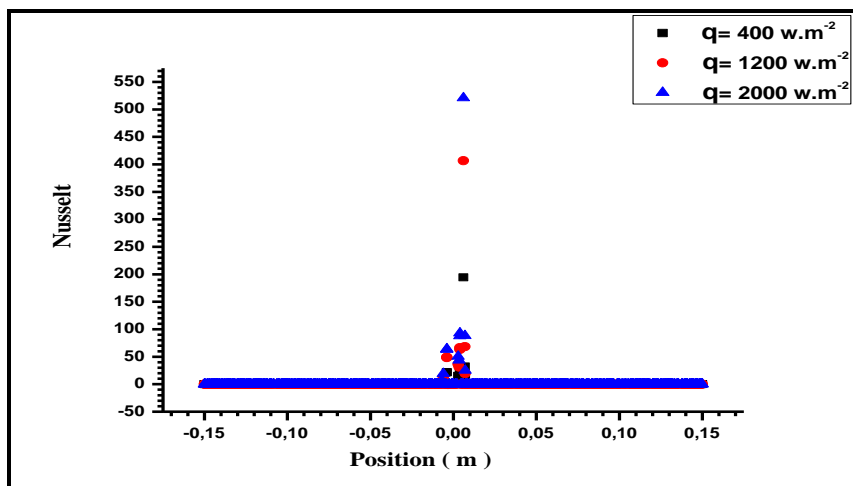


$z = + 0.010$

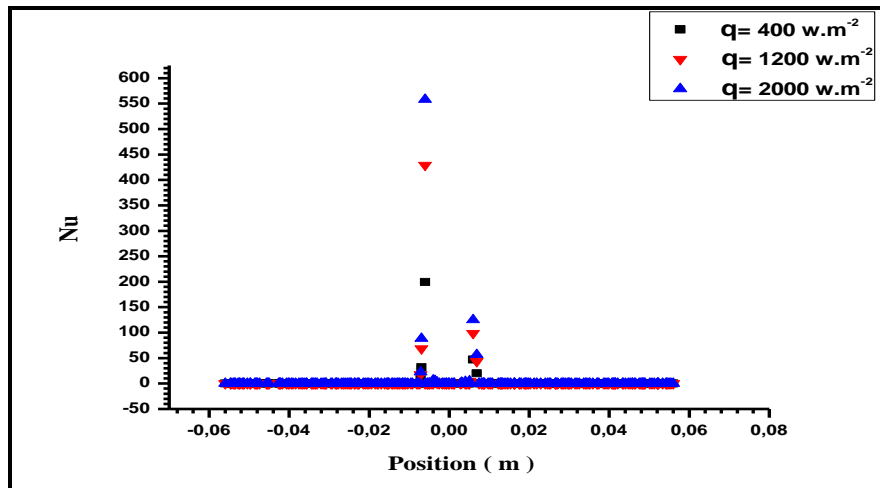
Figures 4.29 Profils de températures aux positions z pour différentes densités de flux thermiques



a- **$x = 0.005$**



b-- **$y = +0.005$**



c- $z = + 0.005$

Figures 4.30 Profils du nombre de Nusselt aux positions a- $x=+0.005$, b- $y=+0.005$, c- $z=+0.005$ pour différentes densités de flux thermiques

4.9 Conclusion

Dans ce chapitre, Nous avons fait une comparaison entre les profils de la vitesse axiale de la présente étude et ceux de la référence, à l'amont et à l'aval de l'obstacle. La sensibilité du maillage est également examinée . L'aspect hydrodynamique est envisagé en étudiant la structure de l'écoulement en l'occurrence les contours de la vitesse et de la pression. De même, l'influence du nombre de Reynolds sur l'écoulement. L'évolution de la température, le nombre de Nusselt , les effets du nombre de Reynolds et de la densité de flux thermique ont permis de focaliser l'aspect thermique du problème.

5. CONCLUSION GENERALE

Le présent travail s'intéresse à l'étude de l'écoulement laminaire tridimensionnelle en convection forcée autour d'une maille cellulaire ayant la structure cubique de Gibson et Ashby.

Le code " Fluent ", basé sur un schéma de discrétisation en volumes finis, est adopté pour simuler numériquement le problème physique étudié. Les résultats montrent que la présence de la maille cellulaire modifie la structure de l'écoulement. Cela se traduit par un blocage des particules fluides au niveau des arêtes et la création d'un gradient de pression adverse qui permet un décollement aux lignes de courant. Les zones de recirculation, qui apparaissent, se prononcent mieux dans les contours des vitesses verticale et horizontale. Les échanges convectifs (maille cellulaire-fluide) augmentent au fur et à mesure que le nombre de Reynolds croît. Elles croient également et s'étendent mieux lorsque l'on augmente les densités de flux thermique imposées aux faces de la maille cellulaire.

REFERNCES BILIOGRAPHIQUES

- [1] S.Y.Kim, B.H.Kang , J.H.Kim, Forced convection from aluminum foam materials in an asymmetricaly heated channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 44 (2001) 1451-1454
- [2] S.M.Mancin,C.Zilio, A.Diani, L.Rosseto, Experimental heat transfer and pressure drop through cooper foams . *Experimental Thermal and Fluid Science* 36 (2012) 224-232
- [3] T.Wen, J.Tian,T.J.Lu, D.T.Queheillaht,H.N.G Wadley , Forced Convection in Metallic Honeycomb Structures , *International Journal of Heat and Mass Transfer* 49 (2006) 3313-3324
- [4] W. Lu , C.Y. Zhao, S.A._Tassou Thermal analysis on metal-foam filled heat exchangers. Part I: Metal-foam filled pipes, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 49 (2006) 2751–2761
- [5] Irfan Kurtbas a,, Nevin Celik b Experimental investigation of forced and mixed convection heat transfer in a foam-filled horizontal rectangular channel , *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52 (2009) 1313–1325
- [6] Nihad Dukhan , Kuan-Chih Chen , Heat transfer measurements in metal foam subjected to constant heat flux , *Experimental Thermal and Fluid Science* 32 (2007) 624–631\$
- [7] DUKHAN, N., QUINONES, P.D, CRUZ-RUIZ, E, VELEZ-REVES, M, SCOTT, E.P. *One-dimensional heat transfer analysis in open-cell 10-ppi metal foam* *Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 48,(2005) p. 5112-5120.
- [8] K. Boomsma a, D. PoulikakosF. ZwickMetal foams as compact high performance heat exchangers*Mechanics of Materials* 35 (2003) 1161–1176
- [9] A. Bhattacharya, V.V. Calmidi 1, R.L. Mahajan ,Thermophysical properties of high porosity metal foams , *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45 (2002) 1017- 1031
- [10] M. L. HUNT , C. L. TIEN , Effects of thermal dispersion on forced convection in fibrous media , *International Journal of Heat and Mass Transfer* , Vol 31 No 2 pp. 301-309, 1988
- [11] Z.G. Qu ↑, H.J. Xu 1, W.Q. Tao 2 , Fully developed forced convective heat transfer in

an annulus partially filled with metallic foams: An analytical solution , International Journal of Heat and Mass Transfer 55 (2012) 7508–7519

[12] Pradeep. M. Kamath, C. Balaji , S.P. Venkateshan Fully developed forced convective heat transfer in an annulus partially filled International Journal of Heat and Mass Transfer 55 (2012) 7508–7519

[13] H.J. Xu, Z.G. Qu, W.Q. Tao Analytical solution of forced convective heat transfer in tubes partially filled International Journal of Heat and Mass Transfer 54 (2011) 3846–3855

[14] G.PAMPOLINI. Les propriétés mécaniques des mousses polymériques à cellules ouvertes : expériences, modèle théorique et simulations numériques . Thèse de Doctorat . Université de Provence 2010

[15] F. B.Nishida & T. A Alves . Laminar Flow of a Dielectric Fluid around an Array of 3D Protruding Heaters International Journal of Engineering and Innovative Technology (IJEIT) Volume 3, Issue 6, December 2013