

N° d'ordre : 57/2012-M/PH

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENNE

FACULTÉ DE PHYSIQUE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de **MAGISTER**

En : **PHYSIQUE**

Spécialité : **Energétique et Mécanique des Fluides**

Par : **Mr YASSAAD Billal**

Sujet :

**ENTROPIE D'UN ECOULEMENT LAMINAIRE
DANS UN MILIEU POREUX**

Soutenu publiquement le 04/07/2012, devant un jury composé de :

Mr T.BENABID	Professeur à l'USTHB	Président
Mr F. SOUIDI	Professeur à l'USTHB	Directeur de mémoire
Mr E.K SI-AHMED	Professeur à l'USTHB	Examineur
Mr A.BENZAOU	Professeur à l'USTHB	Examineur
Mme F. AROUS	Maître de Conférences B, à l'USTHB	Invitée

DEDICACES

A

Mes parents,

Mes sœurs et mes frères,

Ma fiancée,

Tous mes proches,

Tous mes amis,

*Tous ceux qui m'ont aidé et
encouragé.*

Remerciements :

Ce travail de recherche a été réalisé au laboratoire de mécanique des fluides théorique et appliquée de la faculté de physique –USTHB.

Sous la direction de Monsieur Ferhat SOUIDI

Je voudrais tout d'abord exprimer ma profonde reconnaissance à mon directeur de thèse le professeur Ferhat SOUIDI, qui a dirigé mon travail; Ses conseils et ses commentaires précieux m'ont permis de surmonter mes difficultés et de progresser dans mes études.

Je remercie vivement Monsieur T.BENABID, Professeur, à l'université de l'USTHB, pour l'honneur qu'il me fait en présidant le jury de la thèse.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur E.K.SI AHMD Professeurs à l'USTHB, pour avoir bien voulu accepter de juger ce travail.

Je tiens à remercier Madame F. AROUS, Maître de Conférences à l'USTHB, qui a eu l'amabilité d'accepter de faire partie du jury, qu'elle trouve ici l'expression de mes sincères reconnaissances.

Mes remerciements vont également à Monsieur A.BENZAOUI, Professeur à l'U.S.T.H.B, pour sa participation au jury d'examen.

Enfin Je remercie tous mes amis, les membres du laboratoire de mécanique des fluides. Et tous ceux qui ont apporté leur contribution à la réalisation de ce travail.

SOMMAIRE

Sommaire

Introduction générale.....	1
Chapitre I: Généralités et revue bibliographique	
I-1-Rappels sur les milieux poreux	3
I-1-1-Introduction.	3
I-1-2-Classification des milieux poreux	6
I-1-3-Notion de volume élémentaire représentatif (V.E.R).....	6
I-1-4-Paramètres caractérisant le milieu poreux.....	7
I-1-4-1-La porosité	7
I-1-4-2-Perméabilité.....	9
I-4-Loi de Darcy généralisée	10
I-5-Aspect thermodynamique.....	13
I-5-1-Généralités.....	13
I-5-2-Thermodynamique irréversible.....	15
I-5-3-Taux de génération d'entropie.....	17
I-5-4-Nombre de Bejan.....	20
I-5-5-Exergie.....	21
I-6-Revue bibliographique.....	22
I-7-Conclusion.....	25
Chapitre 2 : Formulation mathématique	
II-1-Introduction.....	26
II-2-Modèle physique.....	26
II-3-Formulation mathématique.....	27
II-3-1-Hypothèses simplificatrices.....	27
II-3-2- Equations de conservation.....	27
✓ Approche à deux domaines.....	27
✓ Approche à un seul domaine	27
II-3-4-Conditions aux limites.....	30
II-3-5- Formulation adimensionnelles.....	30
II-3-5 Conditions aux limites adimensionnelles.....	31
II-4-Le nombre de Nusselt.....	31
II-4- Conclusion.....	32

Chapitre 3 : Validation numérique

III-1-Validation Numérique.....	33
III-1-1-Introduction.....	33
III-1-2-Modélisation et mise en œuvre du problème sous FLUENT.....	33
III-2-2-Sensibilité du code au maillage.....	35
III-3-3-Validation.....	36

Chapitre 4 : Résultats et discussions

IV-1Introduction.....	40
IV-2- Influence du nombre de Reynolds.....	40
IV-2-1- Structure d'écoulement.....	40
✓ Les lignes de courant.....	40
✓ Contours de température	42
VI-2-2- Les Profils de vitesse et de température.....	43
✓ Les Profils de vitesse.....	43
✓ Les Profils de température.....	45
VI-2-3- La nombre du Nusselt	47
VI-2-4-Le taux volumique de génération d'entropie	48
VI-2-5-nombre de Bejan.....	50
VI-2-6-L'exergie du système.....	50
VI-2-7Efficacité.....	54
VI-3- Influence de flux chaleur.....	55
VI-3-1-La nombre du Nusselt	55
VI-3-2-Le taux volumique de génération d'entropie	56
VI-3-3-Nombre de Bejan.....	58
VI-3-4-Exergie.....	58
VI-4- Influence du nombre de Darcy.....	61
VI-4-1- Structure d'écoulement.	61
✓ Les lignes de courant.....	61
✓ Contours de température	63
VI-4-2- Les Profils de vitesse et de température.....	64
✓ Les Profils de vitesse.....	64

✓ Les Profils de température.....	66
VI-4-3- La nombre du Nusselt	67
VI-4-4-Le taux volumique de génération d'entropie	68
VI-4-5-Nombre de Bejan.....	70
VI-4-6-Exergie.....	70
VI-4-7-Efficacité	73
Conclusion	74
Références bibliographiques.....	75

NOMENCLATURE

NOMENCLATURE :

Notation latine

Be : nombre Bejan

Da : Nombre de Darcy

F : Énergie libre de Helmholtz [**KJ Kg⁻¹**]

G : Énergie libre de Gibbs [**KJ Kg⁻¹**]

h : La hauteur du canal dimensionnelle [**m**]

H : La hauteur du canal adimensionnelle

I : L'irréversibilité du système [**KJ Kg⁻¹**]

he : Enthalpie totale du système [**KJ Kg⁻¹**]

k : Conductivité thermique [**w m⁻¹K⁻¹**]

K : Perméabilité du milieu poreux [**m²**]

l : Longueur du canal dimensionnelle [**m**]

L : Longueur du canal adimensionnelle

Nu : Nombre de Nusselt

P : Pression

Pr : Nombre de Prandtl

q : Le flux de chaleur [**w m⁻²**]

Re : Nombre de Reynolds

S_{totale} : Entropie totale du système [**KJ K⁻¹Kg⁻¹**]

S_{échange} : Entropie du système [**KJ K⁻¹Kg⁻¹**]

S_{gén} : Taux de génération volumique d'entropie adimensionnelle

$s_{\text{gén}}$: Taux de génération volumique d'entropie volumique dimensionnelle

S_{θ} : Taux de génération d'entropie volumique adimensionnelle dû à la Diffusion thermique

s_{θ} : Taux de génération d'entropie volumique dimensionnelle dû à la Diffusion thermique

S_{ψ} : Taux de génération d'entropie volumique adimensionnelle dû à la dissipation visqueuse

s_{ψ} : Taux de génération d'entropie dimensionnelle dû à la dissipation visqueuse

T : Température dimensionnelle [$^{\circ}\mathbf{K}$]

T_0 : La Température ambiante [$^{\circ}\mathbf{K}$]

U : vitesse adimensionnelle suivant X

u : vitesse dimensionnelle suivant x [$\mathbf{m\ s^{-1}}$]

V : vitesse adimensionnelle suivant Y

v : vitesse dimensionnelle suivant y [$\mathbf{m\ s^{-1}}$]

W_{max} : Travail utile maximum [$\mathbf{KJ\ Kg^{-1}}$]

W_{utile} : Travail utile [$\mathbf{KJ\ Kg^{-1}}$]

Notation Grecque

ρ : Masse volumique de fluide [$\mathbf{Kg\ m^{-3}}$]

μ : Viscosité dynamique [$\mathbf{Kg\ m^{-1}\ s^{-1}}$]

μ_{eff} : Viscosité équivalente dans le modèle de Brinkman, [$\mathbf{Kg\ m^{-1}\ s^{-1}}$]

ν : Viscosité cinématique, [$\mathbf{m^2\ s^{-1}}$]

ε : Porosité

θ : Température adimensionnelle

Λ : L'exergie du système [$\mathbf{KJ\ Kg^{-1}}$]

η : Efficacité

INTRODUCTION

GENERALE

Introduction générale :

Pendant longtemps, les méthodes d'optimisation des systèmes thermiques ont été largement basées sur des critères énergétiques. Cependant, l'intérêt s'est orienté, peu à peu, vers l'analyse exégétique ou entropique, qui paraît souvent mieux adaptée à ce qu'on appelle 'économie d'énergie'. En particulier, les analyses basées sur la génération d'entropie ont été mises en avant par la thermodynamique des processus irréversibles [Glansdorf, Prigogine, 1971]. Cette théorie a été relayée, grâce aux travaux de Bejan [1994], par une approche plus simple et plus pragmatique, qui a donné un nouvel essor à des optimisations basées sur la limitation de la génération d'entropie.

La Minimisation de la génération d'entropie dans un système thermodynamique conduit à une utilisation optimale de l'exergie, qui est détruite partiellement ou totalement par les irréversibilités, comme une conséquence de la seconde loi de la thermodynamique. La génération d'entropie est liée aux phénomènes de diffusion tels que la diffusion de chaleur, d'impulsion et de matière.

Nous nous proposons dans ce travail d'étudier la génération d'entropie dans le cas d'une convection forcée à travers une matrice poreuse le long d'un canal rectangulaire horizontal. Les parois du canal sont soumises à différents flux de chaleur. On traitera dans cette étude les écoulements laminaires bidimensionnels et incompressibles, et on étudiera les effets des groupes adimensionnels sur les caractéristiques dynamique, thermique, et thermodynamique.

Ce mémoire comporte quatre chapitres. Le premier est consacré à une synthèse bibliographique sur la génération d'entropie dans les milieux poreux. Le second porte sur la définition du système physique, sur les hypothèses simplificatrices, les conditions aux limites, et la formulation mathématique du problème, l'analyse adimensionnelle des équations phénoménologiques gouvernantes suivra. On termine par la présentation du code de calcul et de la méthode numérique utilisée.

Le troisième chapitre est réservé à la validation du schéma numérique utilisé. Les résultats sont présentés et analysés dans le quatrième chapitre.

Nous terminons notre travail par une conclusion générale dans laquelle nous résumons les principaux résultats obtenus et nous avancerons quelques perspectives.

CHAPITRE I:
GENERALITES ET
REVUE
BIBLIOGRAPHIQUE

I- Généralités et revue bibliographique

I-1- Rappels sur les milieux poreux

I-1-1-Introduction

On appelle un milieu poreux toutes matrices solides comportant des vides ou cavités, à travers lesquelles un fluide peut s'écouler. Ces espaces vides qui peuvent être connectés, sont appelés pores. On rencontre plusieurs matériaux poreux dans la nature ou l'industrie. Il peut s'agir d'empilement de billes, de panneaux de fibre de verre, de béton, de roche, de gisement de pétrole, de sable,.... etc.

Un milieu poreux est caractérisé principalement par, deux propriétés macroscopiques liées entre elles et qui sont la porosité et la perméabilité. Du fait que la disposition et la taille de ces pores soient irrégulières, la variation des paramètres régissant cet écoulement, sera elle aussi irrégulière. En pratique, ces paramètres sont mesurés à l'échelle macroscopique (moyenné). La technique utilisée est la méthode spatiale, définie comme étant une moyenne appropriée sur un volume élémentaire représentatif (V.E.R.) suffisamment large, figure (I.1).

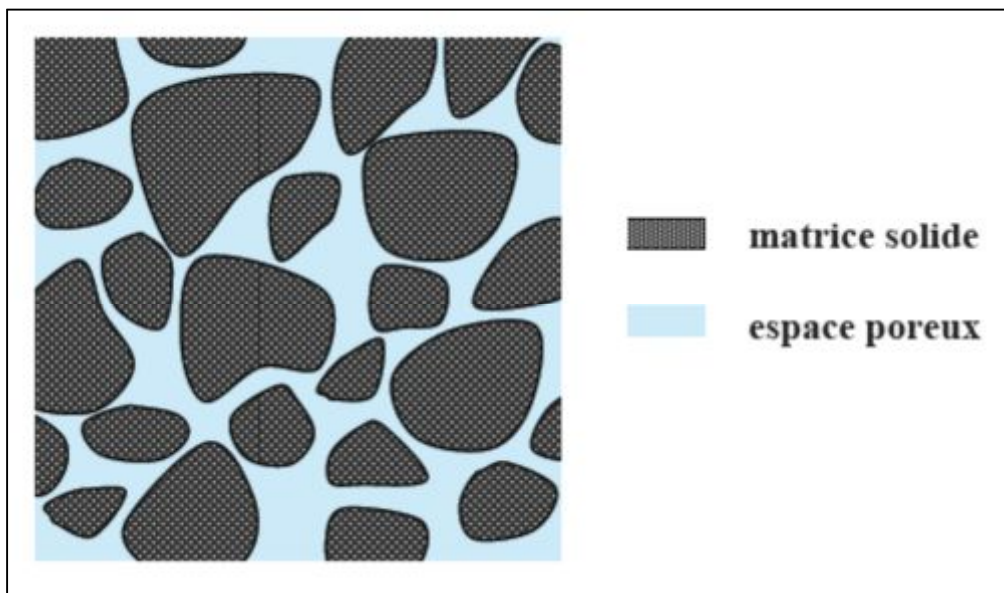


Figure (1.1) : Milieu poreux.

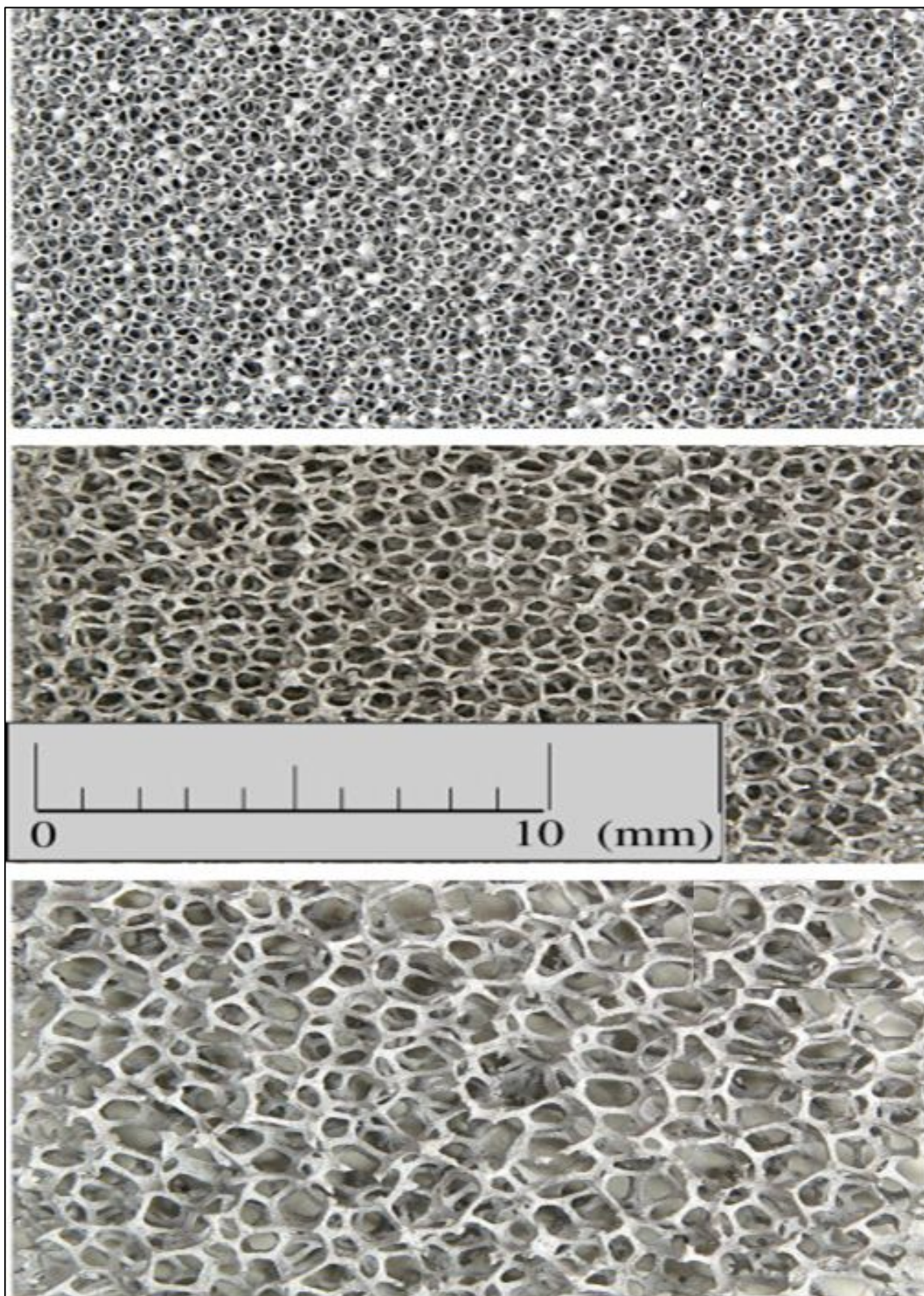


Figure (1.2) : la mousse d'aluminium pour un nombre de Darcy différent

$$Da = 6.1 \times 10^{-4} , 9.8 \times 10^{-4} \text{ et } 1.1 \times 10^{-3}$$

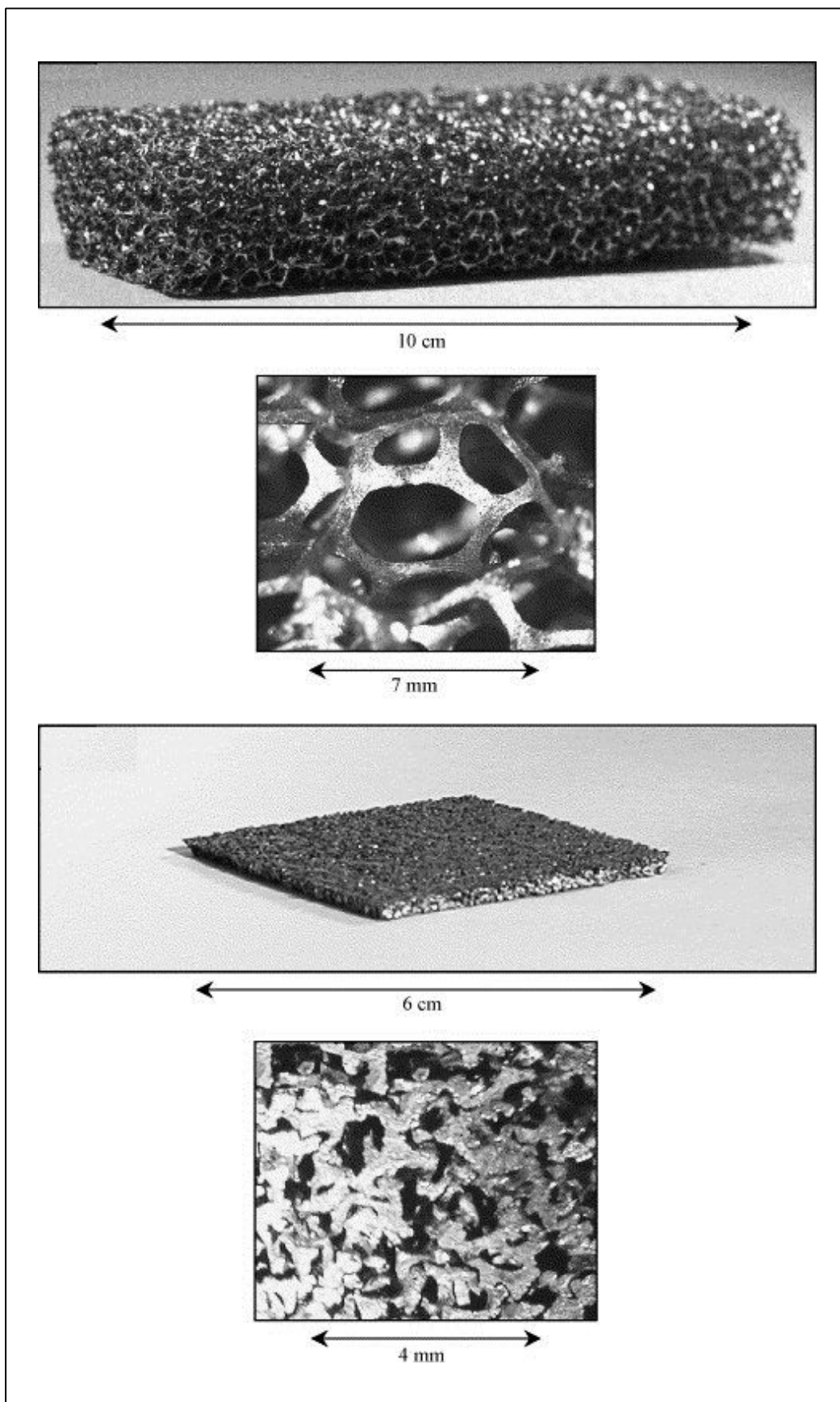


Figure (1.3) : quelques exemples sur les Milieu poreux.

I-1-2-Classification des milieux poreux

La phase solide d'un milieu poreux, souvent appelée matrice ou squelette, peut se présenter sous deux formes : consolidée ou non consolidée.

I-1-2-1- Milieu poreux non consolidé

La phase solide est constituée de grains ou de fibres non soudés entre eux (graviers, Sables, billes de verre...). Les billes de verre sont très couramment utilisées pour réaliser les appareils destinés à étudier les lois qui régissent les écoulements et les phénomènes de transfert. Avec les fibres, soit à des fibres minérales (amiante, laine de verre), soit à des fibres organiques (coton, laine,...).

I-1-2-2- Milieu poreux consolidé :

Dans ce genre de milieu poreux, la matière solide est compacte et ne peut se diviser en grains ou fibres. Dans le domaine minéral, on trouve les roches calcaires qui présentent des séries de fissures reliées entre elles. Il y a aussi, les grés qui sont des roches constituées par des grains de sables soudés entre eux par ciment et des argiles. On a également la céramique et les poudres frittées.

I-1-3- Notion de volume élémentaire représentatif (V.E.R) :

Lorsqu'on étudie les écoulements en milieu poreux, deux échelles s'imposent pour la description des phénomènes:

- ✓ L'échelle des pores, ou microscopique, à l'intérieur de laquelle les grandeurs locales peuvent être largement variées. En général cette échelle est associée au diamètre moyen des pores, d .
- ✓ L'échelle du milieu poreux, ou macroscopique, caractéristique de variations significatives de ces mêmes grandeurs, définies en moyenne, sur un certain volume. Cette échelle macroscopique est associée à une dimension géométrique du milieu, L
- ✓ Les grandeurs macroscopiques, caractérisant le milieu poreux, sont donc des moyennes des grandeurs microscopiques correspondantes. Ces moyennes sont grandes devant celles des variations à l'échelle macroscopique. Si l désigne la dimension caractéristique du V.E.R, elle doit satisfaire la double inégalité suivante : $d < l < L$.

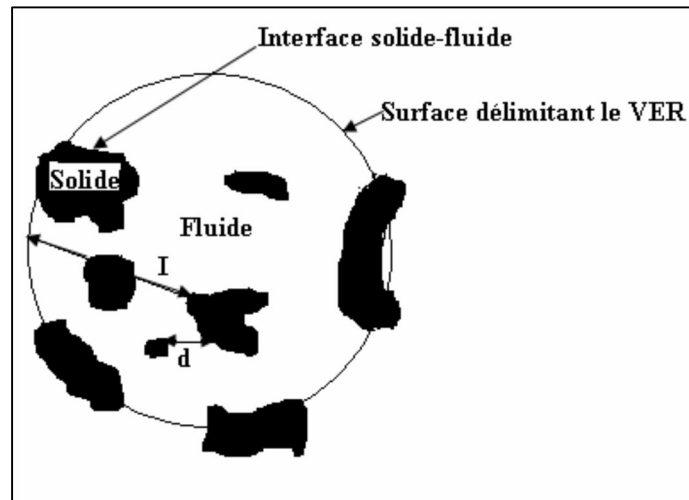


Figure (I.4): Volume élémentaire représentatif

d : Diamètre de pore.

I : Longueur caractéristique du V.E.R.

L : Longueur du domaine.

I-1-4- Paramètres caractérisant le milieu poreux :

Les paramètres caractérisant le milieu poreux sont des moyennes sur le V.E.R. Cependant, dans ce qui suit nous présentons une définition macroscopique de ces paramètres qui apparaissent dans ces différents modèles empiriques

I-1-4-1- La porosité :

Le paramètre principal décrivant un milieu poreux est la porosité ε . Elle est définie par le rapport du volume vide occupé par les pores sur le volume total soit :

$$\varepsilon = \frac{V_p}{V_0} = \frac{\text{volume des pores}}{\text{volume total}}$$

Elle varie donc entre 0 (solide plein) et 1 (volume complètement vide). Ce paramètre de porosité est complémentaire de la *fraction volumique de solide* φ :

$$\varepsilon + \varphi = 1$$

Des mesures expérimentales faites par Kaviany donnent dans le tableau(1.1) ci-dessous quelques valeurs de la porosité pour différents matériaux.

Matériaux	Porosité
Matériau mousses	0.98
Fibre de verre	0.88 - 0.93
Fil a tissé	0.68 - 0.76
Grains de silice	0.65
Poudre d'ardoise noire	0.37-0.66
Cuir	0.56 - 0.59
Catalyseur	0.45
Granule de pierres	0.44 - 0.45
Terre	0.43 - 0.54
Sable	0.37 - 0.50
Poudre de silice	0.37 - 0.49
Sphère bien empilée	0.36 - 0.43
Filtre de cigarettes	0.17-0.49
Briques	0.12 - 0.34
Poudre de cuivre	0.09 - 0,34
Pierre A chaud. Dolomite	0.04 - 0,10
Houille	0.02 - 0.07

Tableau (1.1) : Porosité de quelques matériaux

I-1-4-2-Perméabilité

La perméabilité traduit la facilité avec laquelle le fluide s'écoule dans le milieu poreux sous l'effet d'un gradient de pression. La perméabilité notée K dépend uniquement de la porosité et de la géométrie de la matrice solide. La relation de Kozeny – Carmen (1937), donne une estimation de la perméabilité K pour un milieu poreux non consolidé constitué d'éléments identiques de géométrie simple :

$$K = \frac{d^2 \varepsilon^3}{36 C_0 (1 - \varepsilon)^2}$$

Où d désigne une dimension caractéristique des éléments constituant la matrice poreuse et C_0 une constante dépendant de la forme des grains ($3.6 < C_0 < 5$). Ergun, établit une expression semblable à l'équation de Kozeny –Carmen en considérant l'écoulement unidirectionnel d'un fluide incompressible au sein d'une colonne poreuse constituée de particules sphériques, de diamètre d et soumise à un gradient de pression :

$$K = \frac{d^2 \varepsilon^2}{150 (1 - \varepsilon)^2}$$

Ce qui correspond à une valeur de C_0 de la loi de Kozeny – Carmen de 4.16.

Le tableau (1.2) représente la perméabilité de quelques matériaux poreux définis d'après Sheidegger.

Matrice	Perméabilité [m^2]
Briques	$4.8. 10^{-15} - 2.2. 10^{-13}$
Pierre à chaud. Dolomite	$2.0. 10^{-15} - 4.5. 10^{-14}$
Cuir	$9.5. 10^{-14} - 1.2. 10^{-13}$
Poudre d'ardoise noire	$4.9. 10^{-14} - 1.2. 10^{-13}$
Terre	$2.9. 10^{-13} - 1.4. 10^{-11}$
Fibres de verre	$2.4. 10^{-11} - 5.1. 10^{-11}$
Sable	$2.0. 10^{-11} - 1.8. 10^{-10}$
Cheveux artificiels	$8.3. 10^{-10} - 1.2. 10^{-9}$
Plaque de liège	$3.3. 10^{-10} - 1.5. 10^{-9}$
Fils à tisser	$3.8. 10^{-9} - 1. 10^{-8}$
Cigarette	$1.1. 10^{-9}$

Tableau (1.2) : Perméabilité de quelques matériaux

I-4- Loi de Darcy généralisée

La dynamique des fluides homogènes dans, les milieux poreux est décrite par la loi de Darcy établie en 1856 suivant des fondements expérimentaux. Cette loi, établie à partir des écoulements unidirectionnels sur des colonnes de sable, a mis en évidence la proportionnalité entre le gradient de pression appliqué et le débit d'eau traversant la colonne de sable. Depuis, les sciences hydrogéologiques sont basées sur cette loi de Darcy, même pour les écoulements multidirectionnels. Cette loi s'écrit :

$$\vec{\nabla}P = -\frac{\mu}{K}\vec{V}$$

Où \vec{V} est la vitesse de filtration, μ est la viscosité dynamique du fluide, K est la perméabilité du milieu poreux et $\vec{\nabla}P$ le gradient de pression appliqué. Mais la loi de Darcy, encore largement utilisée, s'est avérée insuffisante. Parmi ses insuffisances le fait qu'elle ne peut pas traduire l'influence de la nature du fluide sur l'écoulement notamment près des parois. Cette équation ne tient pas compte non plus d'éventuels effets inertiels.

➤ **Formulation de Brinkman :**

Afin de tenir compte des effets visqueux, Brinkman(1947) a étendu la loi de Darcy en introduisant un terme équivalent au terme de diffusion visqueuse dans la loi de Stokes

$$\vec{\nabla}P = -\frac{\mu}{K}\vec{V} + \mu_{eff}\vec{\nabla}^2V$$

Cette loi empirique est connue sous le nom de la formulation de Darcy- Brinkman. Le premier terme de droite de cette équation est le terme de Darcy et le deuxième et appelé le terme de Brinkman.

Brinkman justifie cette loi empirique par le fait que pour les faibles valeurs de la perméabilité K , cette équation dégénère en loi de Darcy et lorsque la perméabilité tend vers l'infini, on retrouve l'équation de Stokes. La difficulté dans l'utilisation de ce modèle réside dans l'évaluation de la viscosité équivalente μ_{eff} .

➤ **Formulation de Forchheimer :**

Dans le cas d'un écoulement de faible vitesse, l'équation de Darcy suffit pour décrire l'écoulement. En revanche, avec l'augmentation de la vitesse, l'effet inertiel non linéaire devient important et l'équation de Darcy devient insuffisante pour décrire l'écoulement. Ward [42] propose dans ce cas de remplacer l'équation de Darcy par l'équation :

$$\vec{\nabla}P = -\frac{\mu}{K}\vec{V} + bK^{-1/2}\rho_f|\vec{V}|\vec{V}$$

Le premier terme du second membre est le terme de Darcy et le second terme est connu sous le nom de terme de Forchheimer ; b étant une constante adimensionnelle. L'étude de Ward a montré que pour des vitesses relativement faibles, le terme de Darcy est prédominant, l'équation de Darcy constitue alors une bonne approximation de l'équation de Darcy-Forchheimer. En revanche, pour des

vitesses d'écoulement assez élevées, le terme de Forchheimer devient prépondérant.

Le rapport de ces deux termes représente à une constante près le nombre de Reynolds à l'échelle du pore

$$Re_p = \frac{VK^{1/2}}{\nu}$$

➤ **Terme convectif**

Wooding a proposé une autre forme de terme convectif par analogie avec les équations de Navier-Stokes.

$$\frac{\rho}{\varepsilon^2} (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} = -\vec{\nabla}P - \frac{\mu}{K} \vec{V}$$

Le terme du premier membre de l'équation ci-dessus est le terme de convection qui tient compte des effets inertiels quand les vitesses sont importantes.

Les travaux théoriques et numériques, de Vafai et Tien [45] et ceux de Lauriat et Prasad [46] montrent que le terme de convection ne tient pas compte des déviations des sources par rapport au terme de Darcy. Ils optent alors pour le terme de Forchheimer pour tenir compte des effets inertiels. Il a été aussi montré que la simple équation de Darcy était insuffisante pour décrire un écoulement en milieu poreux, en particulier l'influence de la viscosité du fluide dans la zone pariétale.

I-5- Aspect thermodynamique

I-5-1-Généralités

Le premier principe de la thermodynamique stipule que, pendant tout cycle que décrit un système, l'intégrale de contour fermé de la chaleur est égale à l'intégrale de contour fermé du travail. Ce premier principe n'impose aucune restriction quant au sens dans lequel se transmet la chaleur ou s'effectue le travail. Cependant l'expérience de tous les jours nous enseigne que cette énergie ne peut évoluer que dans la direction des gradients de température négatifs et jamais dans le sens inverse. Ce premier principe ne peut pas prévoir si une transformation est réalisable ou pas d'où la nécessité d'un deuxième principe dont l'objectif serait de caractériser le sens de l'évolution d'une transformation. Un principe qui interdit justement à la chaleur d'évoluer dans la direction des gradients positifs de température. Les scientifiques comme Carnot, Clausius, Gibbs et beaucoup d'autres, se sont penchés sur cette question et ont donné chacun, un énoncé particulier à ce que nous connaissons aujourd'hui comme : le second principe de la thermodynamique, ce second principe indique que les évolutions se font dans un sens mais pas dans le sens opposé.

➤ **Clausius (1850)**, le premier donna au second principe un aspect plus pratique. Selon lui : *« au cours d'un cycle, il est impossible à un système de transformer toute la chaleur qu'il reçoit d'une source chaude en travail mécanique, une partie est nécessairement cédée à une source froide ».*

➤ **Carnot** à son tour utilisa cet énoncé du second principe pour imaginer un cycle opérant entre 2 sources, une source chaude à la température T_c et une source froide à T_f au cours duquel toutes les transformations sont réversibles. Le rendement d'un tel cycle réversible est : $\eta = 1 - \frac{T_f}{T_c}$

Ce résultat pourrait nous sembler manquer de rigueur physique, vu que les transformations sont réversibles, leur rendement devrait être égal à 1. Un énoncé de Carnot plus rigoureux du second principe serait le suivant : *« Au cours d'un cycle parfait de Carnot un système transforme une certaine quantité de chaleur prise à la source chaude en travail, le reste est dégradé uniquement par les transformations irréversibles qu'il subit ».*

Cette chaleur perdue à cause des irréversibilités est quantifiée par une fonction d'état qui est l'entropie S c'est-à-dire que l'entropie générée par les transformations irréversibles nous donne une mesure de l'énergie « dégradée ».

$$Q = Q \frac{T_c - T_f}{T_c} + Q \frac{T_f}{T_c} = Q \left(1 - \frac{T_f}{T_c}\right) + Q \frac{T_f}{T_c} = \eta Q + Q \frac{T_f}{T_c}$$

Avec $Q \frac{T_f}{T_c}$ la quantité de chaleur dégradée. Quant à ηQ , il représente le travail utilisable.

Conformément au second principe de la thermodynamique, une transformation idéale est celle qui délivre un maximum de travail. Ce travail maximum ne peut être obtenu que si l'on impose au système une série de contraintes à son comportement. Par exemple, si on impose au système de n'être en contact qu'avec une source de chaleur à température fixe, T . le travail maximum que l'on peut obtenir est donné par la variation de l'énergie libre de Helmholtz F :

$$\Delta W = -\Delta F \quad \text{et} \quad F = U - TS$$

Avec U : énergie interne du système.

Si le système est en contact avec une source de chaleur et de pression à la température T et la pression P , alors c'est la variation de l'énergie libre de Gibbs qui mesure le travail maximum :

$$\Delta W = -\Delta G \quad \text{et} \quad G = U + PV - TS$$

Si la transformation entre l'état initial et l'état final est adiabatique, le travail maximum est obtenu par la variation de l'enthalpie :

$$\Delta W = -\Delta H \quad \text{et} \quad H = U + PV .$$

Dans ce dernier cas, il a souvent été signalé que l'état final de la transformation idéale est différent de celui de la transformation réelle.

Aucune de ces transformations idéales n'a de portée générale. Chacune se réfère à une situation propre et n'a donc qu'une portée limitée.

Une première tentative de généralisation fut entreprise par Gibbs(1874). Il introduit la fonction $\phi = U + P_0V - T_0S$, T_0 et P_0 étant la température et la pression de l'environnement avec lequel le système est en contact. Il montre que le travail maximum que l'on peut obtenir d'un système en contact avec l'atmosphère quand il passe d'un état à un autre état est donné par :

$$W_{max} = -\Delta\phi = -(\phi - \phi_{min}) \quad (I. 1)$$

Avec ϕ_{min} = valeur minimum de pour tous les états possibles.

A son tour Keenan(1951) introduit la notion d'irréversibilité. L'irréversibilité est le travail maximum que l'on peut obtenir d'un système au cours d'une transformation entre deux états duquel nous avons extrait le travail maximum exploitable (utile) :

$$I = W_{max} - W_{utile} \tag{I.2}$$

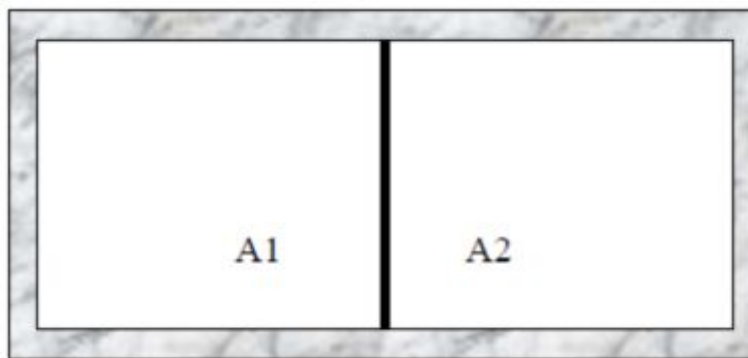
Gouy et Stodola montrent qu'elle est égale à l'augmentation de l'entropie ΔS de tout le système impliqué, que multiplie la température de l'environnement :

$$I = T_0 \cdot \Delta S \tag{I.3}$$

Ainsi l'entropie est cette propriété dont la variation est une mesure de l'irréversibilité d'une transformation ou de la quantité d'exergie qui n'est plus disponible : Energie dégradée.

I.5.2 Thermodynamique irréversible

On considère un système isolé A constitué de deux sous systèmes A1 et A2.



Figure(1.5) : système isolé

On considère une variable extensive X , dont la valeur dans A_1 est x_1 , et dans A_2 est x_2 :

$$x_1 + x_2 = X = constante \Rightarrow$$

Si x_1 et x_2 ne sont soumises à aucune contrainte, elles évoluent jusqu'à ce que la quantité

$$f_x = \left(\frac{\partial S}{\partial x_1} \right)_X = \left(\frac{\partial (S_1 + S_2)}{\partial x_1} \right)_X$$

S'annule. Le système est alors en équilibre. Si cette quantité :

$$f_x = \left(\frac{\partial(S_1 + S_2)}{\partial x_1} \right)_x = \left(\frac{\partial S_1}{\partial x_1} - \frac{\partial S_2}{\partial x_2} \right)_x = F_1 - F_2$$

n'est pas nulle, une transformation irréversible conduit le système vers l'équilibre. Ainsi, la quantité $f_x = F_1 - F_2$ agit comme une force généralisée qui entraîne le système vers son état d'équilibre. Ces deux forces sont appelées affinité. A titre d'exemple : considérons X comme l'énergie interne U , alors $f_x = \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}$ si $dV = 0$, T étant la température.

Si $f_x = 0, T_1 = T_2$ il n'y a pas de flux de chaleur entre les deux sous-systèmes. Nous avons un état d'équilibre.. Si X représente le volume, alors $\left(\frac{\partial S}{\partial x_1} \right) = -\frac{p}{T}$ et l'affinité s'écrit $\frac{p_1}{T_1} - \frac{p_2}{T_2}$

La réponse du système à cette force (affinité) représente le taux d'évolution de la variable extensive X . Le flux de X est défini par $J_x = \frac{dX}{dt}$. Il y a nécessairement une relation entre les flux et les affinités. Si les seconds s'annulent, les premiers aussi.

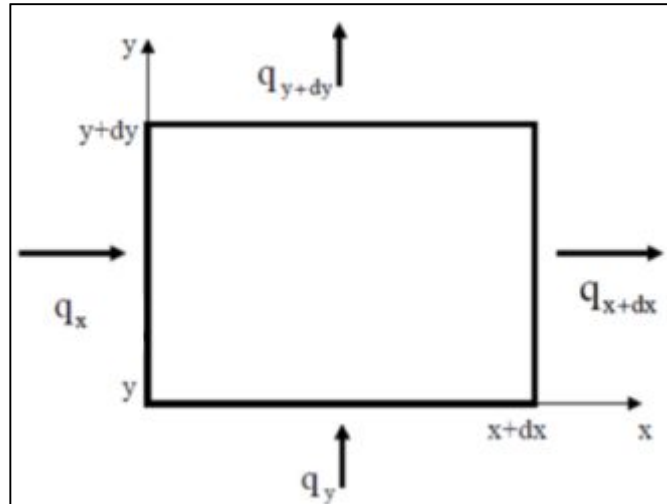
Considérons un système dont l'entropie ne dépend que des grandeurs extensives. $S = S(X_1, X_2, X_3, \dots)$

$\dot{S} = \frac{dS}{dt} = \sum_k \frac{\partial S}{\partial x_k} \frac{dx_k}{dt} = \sum_k J_k f_k$ ainsi le taux de production d'entropie est donné par la somme des produits de chaque flux par l'affinité qui lui est associée. Pour les milieux continus, la différence est remplacée par un gradient. L'équation précédente se réduit à :

$$\dot{S} = \sum_k \vec{\nabla} F_k \cdot j_k. \tag{I.4}$$

I-5-3-Taux de génération d'entropie

La production d'entropie dans un champ d'écoulement est due à la nature irréversible du transfert de chaleur et de la dissipation visqueuse. Nous considérons un élément de volume :



Figure(I.6) : volume de contrôle

A partir de ce volume de contrôle, le taux de génération d'entropie par unité de volume peut être estimé en écrivant la seconde loi de la thermodynamique pour un système ouvert (Bejan 1996) telle que :

$$\begin{aligned}
 Sdx dy = & \left[\frac{q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} dx}{T + \frac{\partial T}{\partial x} dx} dy + \frac{q_y + \frac{\partial q_y}{\partial y} dy}{T + \frac{\partial T}{\partial y} dy} dx - \frac{q_x}{T} dy - \frac{q_y}{T} dx \right] \\
 & + \left[\left(s + \frac{ds}{dx} dx \right) \left(v_x + \frac{dv_x}{dx} dx \right) \left(\rho + \frac{d\rho}{dx} dx \right) dy \right. \\
 & + \left. \left(s + \frac{ds}{dy} dy \right) \left(v_y + \frac{dv_y}{dy} dy \right) \left(\rho + \frac{d\rho}{dy} dy \right) dx \right] \\
 & - \left[sv_x \rho dy - sv_y \rho dx + \frac{\partial(\rho s)}{\partial t} dx dy \right] \} \tag{I.5}
 \end{aligned}$$

Le premier terme est l'entropie associée au transfert de chaleur, le second représente l'entropie qui traverse le système, le dernier représente le taux d'entropie accumulé dans le volume de contrôle $dx dy$. En divisant tous les termes par $dx dy$, le taux de génération d'entropie devient :

$$\begin{aligned}
 S = & \frac{1}{T} \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} \right) - \frac{1}{T^2} \left(q_x \frac{\partial T}{\partial x} + q_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \rho \left(\frac{\partial s}{\partial t} + v_x \frac{\partial s}{\partial x} + v_y \frac{\partial s}{\partial y} \right) \\
 & + s \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + v_y \frac{\partial \rho}{\partial y} \right) \\
 & + \rho \left(\frac{dV_x}{dx} + \frac{dV_y}{dy} \right) \left. \right\} \quad (I.6)
 \end{aligned}$$

En se basant sur la conservation de masse :

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad (I.7)$$

Ou $\frac{D}{Dt}$ est la dérivée matérielle donnée par :

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + V_x \frac{\partial}{\partial x} + V_y \frac{\partial}{\partial y} \quad (I.8)$$

Le taux d'entropie devient :

$$S = \frac{1}{T} \vec{\nabla} \cdot \vec{q} - \frac{1}{T^2} \vec{q} \cdot \vec{\nabla} T + \rho \frac{Ds}{Dt} \quad (I.9)$$

La 1^{ère} loi de la thermodynamique pour un milieu convectif s'écrit sous la forme (Bejan 1995) :

$$\rho \frac{Du}{Dt} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{q} - p(\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) + \mu \Phi \quad (I.10)$$

Dans cette expression, le taux d'échange de l'énergie interne par unité de volume est égal au transfert de chaleur par conduction, auquel s'ajoute le transfert dû au travail de compression, et le travail associé à la dissipation visqueuse.

En écrivons la relation suivante :

$$du = Tds - pd\left(\frac{1}{\rho}\right) \Rightarrow \rho ds = \frac{\rho}{T} du - \frac{P}{T\rho} d\rho$$

En passant par la dérivée matérielle et en remplaçant dans l'équation (I.9) on trouve :

$$S = \frac{1}{T^2} \cdot \nabla T + \frac{\mu}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 \quad (I.11)$$

Avec la loi de fourier : $q = -k\nabla T$, l'expression de S devient :

$$S = \frac{k}{T^2} \cdot (\nabla T)^2 + \frac{\mu}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 \right] \quad (I.12)$$

Il est composé de deux termes :

Le premier terme mesure la dégradation de l'énergie thermique quand la chaleur diffuse des régions à hautes températures vers les régions à basses températures. C'est la production d'entropie thermique. Le second terme donne l'exergie mécanique « détruite », quand l'énergie cinétique est transformée en chaleur par dissipation visqueuse. C'est la production d'entropie dynamique.

Pour les milieux poreux, cette loi s'écrit :

$$S = -\frac{k}{T^2} q \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial y}\right)^2 + \frac{\mu}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 + \frac{\mu}{KT} (u^2 + v^2) \quad (I.13)$$

Le nouveau terme à droite de l'équation (I.13) représente la dissipation visqueuse (irréversibilité) pour les milieux poreux. Il est important pour le modèle d'écoulement de Darcy.

I-5-4-Nombre de Bejan

Dans ses travaux, Bejan [18] a introduit un rapport entre la génération d'entropie de conduction et l'entropie totale, afin de mesurer l'importance relative entre les deux termes du taux de production d'entropie.

C'est le nombre de Bejan noté Be :

$$Be = \frac{\frac{k}{T^2} \cdot (\nabla T)^2}{\frac{k}{T^2} \cdot (\nabla T)^2 + \frac{\mu}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2} + \frac{\mu}{KT} (u^2 + v^2)} \quad (I.14)$$

Sous forme adimensionnelle, le nombre de Bejan s'écrit :

$$Be = \frac{\frac{1}{(\theta + \theta_0)^2} \left[\left(\frac{\partial \theta}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \right)^2 \right]}{\frac{1}{(\theta + \theta_0)^2} \left[\left(\frac{\partial \theta}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \right)^2 \right] + E_k Pr \frac{1}{(\theta + \theta_0)} \left\{ \left[\left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right)^2 \right\} + \frac{1}{Da} (U^2 + V^2)}} \quad (I.15)$$

- ✓ Si $Be \rightarrow 1$, le taux de génération d'entropie est dû uniquement à la diffusion thermique .
- ✓ Si $Be \rightarrow 0$, le taux de génération d'entropie est dû essentiellement à la dissipation visqueuse.

I-5-5 Exergie

L'exergie d'un système est le travail maximum fourni par un système lors d'une transformation vers un état d'équilibre avec son environnement (T_0, P_0). C'est aussi le travail minimum qu'il reçoit lors d'une transformation qui le mène d'un état d'équilibre avec son environnement vers un état quelconque. Ceci est schématisé dans la Figure (I.6) pour un système fermé.

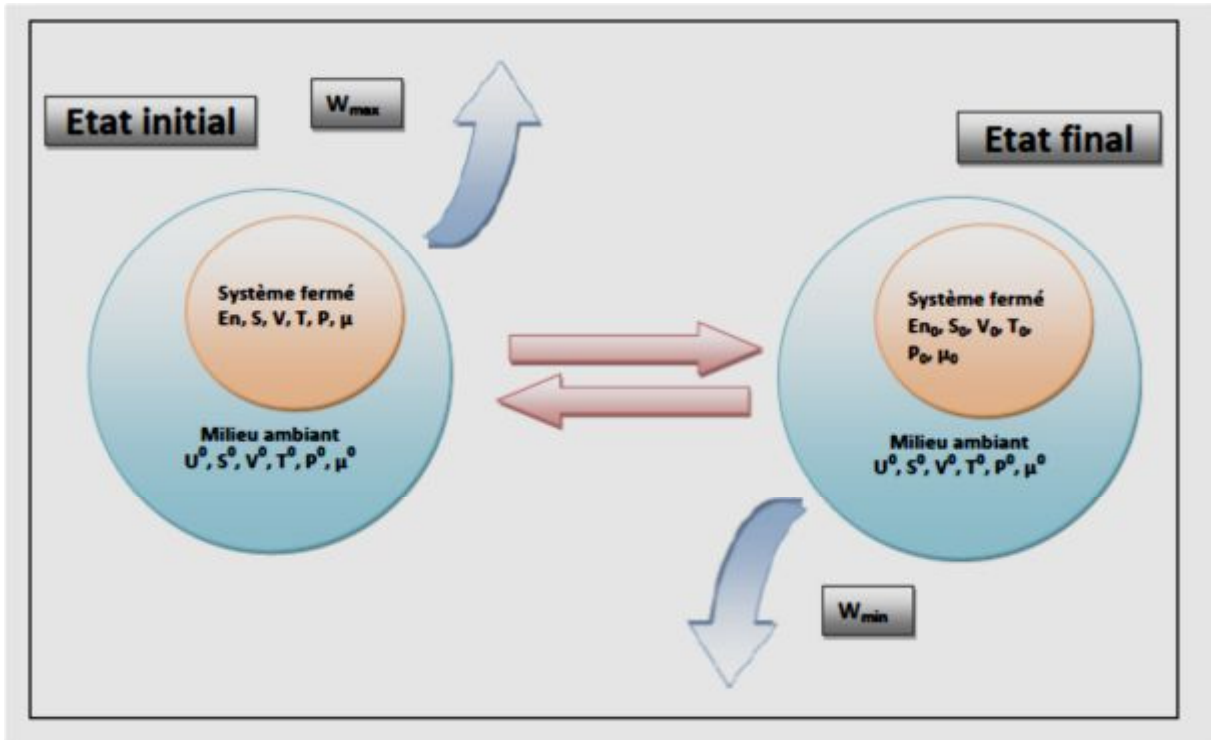


Figure (I.6): Schématisation de l'évolution d'un système

Considérant que le travail ne peut être maximum que lors d'opérations réversibles, c'est-à dire sans création d'entropie, et que l'équilibre avec le milieu ambiant exige que les variables intensives du système et du milieu ambiant soient égales, l'exergie d'un système ouvert pour une évolution d'un état 1 à un état 2 est donnée par l'expression :

$$\Delta\Lambda = (h_2 - h_1) - T_0(S_2 - S_1) \tag{I.16}$$

Avec h : enthalpie totale.

I-6- Revue bibliographique :

Dans cette section, nous présentons une revue bibliographique sur la génération d'entropie dans les milieux poreux :

A.C. Baytas (1999) [1] a étudié la génération d'entropie dans le cas de la convection naturelle à écoulement laminaire dans une cavité inclinée contenant une matrice poreuse. Les deux parois opposées sont maintenues à des températures constantes de valeurs différentes, les deux autres sont isothermes. La résolution des équations différentielles a été faite par une étude numérique, en utilisant le modèle de Darcy et l'approximation de Boussinesq. Les résultats montrent que le calcul des cartes locales de production d'entropie est réalisable et peut fournir des informations utiles pour le choix d'un angle d'inclinaison approprié.

S.H.Tasmin et Syeda Humaira Tasnim ,Mahmud Shohel et Mohammad Arif Hasan Mamun (2002) [2] ont étudié la génération d'entropie dans le cas d'une convection mixte à l'intérieur d'un canal vertical poreux dont les parois verticales sont supposées isothermes ,en présence d'un champ magnétique. Le taux de génération d'entropie adimensionnelle (N_s) et la distribution de l'irréversibilité Φ , sont évalués et représentés graphiquement en fonction du nombre de Hartmann (M) et de l'inverse du nombre de Darcy (Da) . Ils ont montré que (N_s) croît avec l'augmentation de Φ (la fonction de dissipation). Cette grandeur varie peu avec l'inverse du nombre de Darcy (Da) ; le taux moyen de la génération d'entropie ($N_{s_{moy}}$) varie linéairement avec Φ . On note que S_θ est entièrement dominante et le profil de la génération d'entropie totale est uniforme quel que soit Φ .

Shohel Mahmud , Roydon Andrew Fraser(2002) [3] ont étudié analytiquement le transfert de chaleur en présence de la convection et d'un champ magnétique ainsi que la génération d'entropie à travers un canal vertical rempli par une matrice poreuse. Une attention particulière est accordée aux caractéristiques de génération d'entropie et de sa dépendance des différents nombres adimensionnels(le nombre de Hartmann Ha , le numéro de plank Pl , nombre de Richardson Ri).

Shohel Mahmud et Roydon Andrew Fraser (2003) [4] ont étudié la nature du transfert de chaleur et la génération d'entropie pour la convection naturelle dans une enceinte à deux dimensions de section circulaire, remplie par un milieu poreux. Le modèle de Darcy est utilisé pour modéliser le milieu poreux et l'approximation de Boussinesq pour simplifier les équations différentielles du mouvement. Le problème est résolu par une méthode de volumes finis pour un nombre de Prandtl égal à 1.

Shohel Mahmud , Roydon Andrew Fraser (2004)[5] ont étudié la convection forcée et la génération d'entropie dans un canal poreux ,avec des parois différentiellement chauffées. L'écoulement, dans la matrice poreuse, est décrit par le modèle de Darcy-Brinkman. Les résultats obtenus par les calculs numériques montrent que pour de grands nombre de Darcy, le taux de génération d'entropie est minimal.

O.D. Makinde et E. Osalusi (2005) [6] ont étudié la production d'entropie d'un écoulement laminaire à travers un canal rempli par une matrice poreuse. La paroi supérieure du canal est adiabatique et la paroi inférieure est partiellement chauffée. Le modèle étudié est le modèle de Darcy-Brinkman. Les résultats montrent que l'irréversibilité du transfert de chaleur est plus dominante que le terme de la dissipation visqueuse, aussi pour $(0 < \phi < 1)$, la dissipation visqueuse n'a aucun effet sur le taux de génération d'entropie à l'axe du canal.

Kamel Hooman et Arash Ejlali (2005) [7] ont étudié la production d'entropie pour la convection forcée dans un milieu poreux entre deux plaques parallèles, dont l'une est soumise à un flux de chaleur uniforme et l'autre isotherme. Ils ont montré que la dissipation visqueuse a une influence sur le taux de production d'entropie.

Iman Zahmatkesh(2007) [8] a analysé l'importance des conditions aux limites thermiques des parois chauffées ou refroidies dans le transfert de chaleur et des caractéristiques de production d'entropie dans une enceinte poreuse, chauffée par le bas. L'examen des résultats indique que les conditions aux limites thermiques ont des influences sur le taux de génération d'entropie.

K. Hooman, A. Ejlali (2007) [9] ont étudié la génération d'entropie pour la convection forcée dans un tube circulaire rempli par un milieu poreux et dont la température de paroi est uniforme. Les expressions sont données pour le profil de température, le nombre de Nusselt, le nombre de Bejan et le taux de production entropie dans la région asymptotique. Des résultats numériques sont trouvés en bon accord avec leurs homologues théoriques.

K. Hooman, H. Gurgenci, et A. A. Merrikh(2007) [10] ont étudié analytiquement la génération d'entropie de la convection forcée à l'intérieur d'un canal poreux saturé, de section rectangulaire. Le modèle utilisé est celui de Darcy-Brinkman. Trois différents types de conditions aux limites thermiques sont examinés. Les expressions sont présentées pour le nombre de Nusselt, le nombre de Bejan, et le taux de production d'entropie en fonction des paramètres du système. En conclusion,

d'autres possibilités sont envisageables pour évaluer le transfert thermique et minimiser le taux de génération d'entropie.

K. Hooman , F. Hooman, et S.R. Mohebpour.(2008).[11] ont fait l'analyse de la génération d'entropie pour la convection forcée dans un milieu poreux limité par deux plaques parallèles isothermes. Ce phénomène est étudié analytiquement sur la base du modèle de Darcy où les effets de dissipation visqueuse ont été pris en compte. Une étude paramétrique a montré que la diminution du paramètre de groupe et le nombre de Péclet augmente la production d'entropie.

Yasin-Varol ,Hakan .F, Oztop, et Ioan Pop .(2008) [12] se sont intéressés à la génération d'entropie due à la convection naturelle dans une enceinte triangulaire inclinée , remplie d'un milieu poreux ,et dont les parois sont chauffées. La technique des différences finies a été adoptée pour résoudre les équations régissant ce problème de convection naturelle, le taux de production d'entropie dû au transfert de chaleur (S_θ) et l'irréversibilité dynamique (S_ψ). Les calculs ont été effectués pour différents nombres de Rayleigh Ra et plusieurs angles d'inclinaison φ . Ils ont constaté que l'angle d'inclinaison et le nombre de Rayleigh ont un effet important sur le transfert de chaleur et sur la production d'entropie.

Dileep Singh Chauhan, Vikas Kumar(2009) [13] ont étudié la convection forcée dans un canal circulaire rempli d'un milieu poreux avec un flux de chaleur à la paroi uniforme. Ils ont utilisé le modèle de Darcy-Forchheimer pour étudier la génération d'entropie dû au transfert de chaleur et la dissipation visqueuse. Les expressions pour la vitesse et la distribution de température ont été obtenus en termes d'un développement asymptotique pour des grands nombres de Darcy. Les effets de glissement et d'autres paramètres sont examinés sur le comportement du taux de génération d'entropie. Il est à noter que le terme de la génération d'entropie atteint des valeurs élevées dans la région proche de la paroi du canal.

Irfan Kurtbas,, Nevin Celik , Ibrahim Dinçer (2009) [14] ont étudié l'exergie pour une convection forcée dans un canal rectangulaire horizontal rempli par un milieu poreux. Les parois sont soumises à des flux de chaleur uniformes. La chute de pression et les caractéristiques du transfert de chaleur sont représentées par deux importantes valeurs paramétriques, le nombre de Nusselt (Nu) et le facteur de frottement(f), en fonction du nombre de Reynolds (Re) et le flux de chaleur (q). Le

nombre de Reynolds (Re) varie entre 600 à 33 000, tandis que le nombre de Grashof (Gr) varie entre $10^5 - 10^7$ en fonction du flux de chaleur q . Il se trouve que les résultats sont en bon accord avec ceux de la littérature.

Ram Satish Kaluri et Tanmay Basak (2011) [15] ont étudié la production d'entropie dans une cavité poreuse carrée avec des sources de chaleur, au cours d'une convection naturelle laminaire. Quatre configurations différentes de cavités chauffées sont considérées pour une étude basée sur l'emplacement des sources de chaleur sur les parois des cavités. Les équations régissant le problème sont résolues par la méthode des éléments finis de Galerkin. Des simulations sont effectuées dans la gamme du nombre de Darcy ($Da = 10^{-6} - 10^{-3}$) et le nombre de Rayleigh, ($Ra = 10^3 - 10^6$) pour différents fluides (nombre de Prandtl, $Pr = 0.015, 0.7, 10$ et 1000). Une analyse détaillée de l'effet de Da sur la production d'entropie dû au transfert de chaleur (S_θ) et à la dissipation visqueuse (S_ψ), en fonction de leur distribution locale dans différents cas, a été menée. Ils ont trouvé que les valeurs maximales de S_θ sont produites à proximité de la jonction chaud-froid alors que les valeurs maximales de S_ψ se retrouvent à divers endroits sur les parois de la cavité et ceci en fonction de la circulation des cellules.

Le taux de production totale d'entropie (S) augmente avec Da et le nombre de Bejan (Be) est inférieur à 0,5 ; ceci indique la dominance de l'irréversibilité dynamique à grand Da dans tous les cas et pour les différents fluides.

I-7-Conclusion

L'étude bibliographique que nous avons présenté montre que l'ensemble des travaux tant numériques qu'expérimentaux, réalisés sur la génération d'entropie dans les milieux poreux, sont basés généralement sur la minimisation de la génération d'entropie.

L'ensemble de la littérature examinée indique que la production d'entropie est contrôlée par les paramètres adimensionnels tels que les nombres de Rayleigh, Reynolds, Prandtl, ainsi que le nombre de Darcy.

Pour cela, nous proposons dans ce travail, une simulation numérique bidimensionnelle de la convection forcée, dans un canal rectangulaire. Nos résultats sont comparés avec les travaux de Irfan Kurtbas, et al [14].

CHAPITRE II
FORMULATION
MATHEMATIQUE

II-1- Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les équations générales dans le cas de la génération d'entropie dans un canal rempli d'une matrice poreuse en tenant compte d'hypothèses simplificatrices physiques et mathématiques.

Après cela les équations sont adimensionnées ainsi que les conditions aux limites, pour obtenir une description généralisée et faire apparaître les nombres adimensionnels de référence.

II-2- Modèle physique

On se propose d'étudier le comportement dynamique, thermique et thermodynamique d'un écoulement de poiseuille plan laminaire, bidimensionnel et stationnaire. Le canal est de hauteur H et de longueur L comportant un milieu poreux isotrope. Les parois du canal sont le siège d'un flux de chaleur uniforme, le modèle physique est présenté dans la figure (2.1)

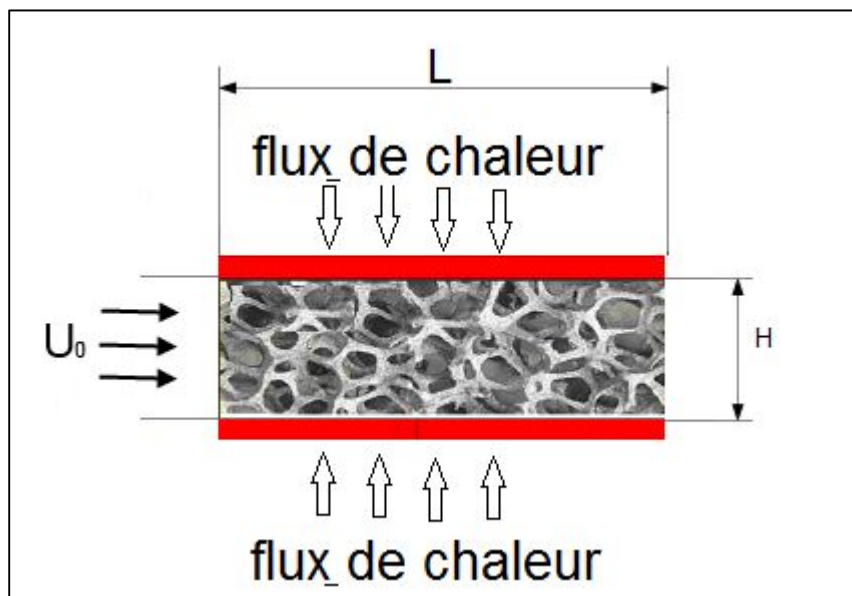


Figure (2.1): Géométrie du problème.

II-3- Formulation mathématique

II-3-1- Hypothèses simplificatrices

Les hypothèses simplificatrices sont :

- ✓ Le fluide est newtonien et incompressible.
- ✓ L'écoulement est laminaire et bidimensionnel.
- ✓ La matrice poreuse est isotrope et homogène.
- ✓ L'équilibre thermique local est valide, à savoir : la température de la phase liquide est égale à la température de la phase solide partout dans la région poreuse
- ✓ Le terme de Forchheimer qui modélise l'inertie est négligé.

II-3-2- Equations de conservation

La présente configuration pose le problème de la formulation des équations de conservation permettant de décrire les écoulements et les transferts dans les milieux poreux, ainsi que la formulation des conditions aux limites. Deux approches sont généralement utilisées :

a- Approche à deux domaines

La région fluide est gérée par les équations de Navier-stokes tandis que la partie poreuse est gérée par l'équation de Darcy. L'une des difficultés principales de ce modèle réside dans la détermination de l'interface qui n'est pas généralement plane. De même, l'estimation du coefficient de glissement reste sujet à de nombreuses critiques.

b- Approche à un seul domaine :

Dans cette approche, le système d'équations régissant l'écoulement et les transferts est le même dans les deux milieux fluide et poreux ; les conditions de raccordement à l'interface sont vérifiées de manière implicite.

Le passage du domaine fluide au milieu poreux se fait par une variation de la perméabilité et de la porosité, P . Le Breton et al [44]. Aux faibles valeurs de la perméabilité, l'équation du mouvement se réduit au modèle de Darcy corrigé éventuellement par les termes de Brinkman et Forchheimer. A l'inverse dans la partie fluide, la perméabilité tend vers l'infini et le terme de Darcy devient négligeable devant le terme de diffusion visqueuse et le terme d'advection. On retrouve les équations de Navier- Stokes ($\varepsilon = 1$ et $\mu_{eff} = \mu_f$) classiques.

Dans notre travail, nous adopterons l'approche à un seul domaine ; les équations de Navier Stokes incluant les termes de Darcy et Brinkman. Tenant Compte des hypothèses émises précédemment, les équations classiques de conservation sont donc les suivantes :

➤ **conservation de la masse**

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (II.1)$$

➤ **conservation de quantité de mouvement**

$$\rho \frac{1}{\varepsilon^2} (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) V = -\vec{\nabla} p - \frac{\mu}{K} \vec{V} + \rho \cdot \vec{g} + \mu_e \nabla^2 \vec{V} \quad (II.2)$$

➤ **conservation d'énergie**

$$(\rho C_p) \vec{V} \cdot \vec{\nabla} T = \vec{\nabla} \cdot (k_e \vec{\nabla} T) \quad (II.3)$$

➤ **Taux de génération d'entropie**

$$s_{gén} = \frac{k}{T^2} \cdot (\nabla T)^2 + \frac{\mu}{T} \left[\left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right] + \frac{\mu}{KT} (u^2 + v^2) \quad (II.4)$$

➤ **Irréversibilité**

$$I = T_0 \cdot \Delta S = T_0 (s + s_{gén}) \quad (II.5)$$

➤ **Exergie**

$$\Lambda = h - T_0 s \quad (II.6)$$

Après la projection des équations dans le système de coordonnées cartésiennes (x, y) on obtient :

➤ **conservation de la masse**

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (II.7)$$

➤ **conservation de la quantité de mouvement**

✓ **suivant x:**

$$\rho \frac{1}{\varepsilon^2} \left[u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right] = - \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\mu}{K} u + \mu_e \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] \quad (II.8)$$

✓ **suivant y:**

$$\rho \frac{1}{\varepsilon^2} \left[u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right] = - \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\mu}{K} v + \mu_e \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] \quad (II.9)$$

➤ **conservation d'énergie**

$$\rho C_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = k_e \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (II.10)$$

➤ **Taux de génération d'entropie**

$$s_{gen} = \frac{k}{T^2} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 + \frac{\mu}{T} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \frac{\mu}{KT} (u^2 + v^2) \quad (II.11)$$

II-3-4 Conditions aux limites

entrée du canal

$$u = u_0, v = 0, T = T_0$$

- ✓ **paroi supérieure du canal**

$$-k \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=h} = q, \quad u = 0, \quad v = 0$$

- ✓ **paroi inférieure du canal**

$$-k \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = q, \quad u = 0, \quad v = 0$$

II-3-5- Formulation adimensionnelles

- **grandeurs de référence**

Pour mettre le système d'équations sous la forme adimensionnelle, nous choisissons comme longueur de référence la longueur du canal, la pression dynamique et le terme $\frac{qh}{k}$ comme une température de référence :

$$\begin{cases} X = x/l \\ Y = y/l \end{cases} \quad \begin{cases} U = u/u_0 \\ V = v/u_0 \end{cases} \quad P = p/\rho u_0^2$$

$$\theta = \frac{T - T_0}{\frac{qh}{k}}$$

Les équations s'écrivent sous leur forme adimensionnelle comme suit :

- **conservation de quantité de mouvement**

- ✓ **suivant x:**

$$\frac{1}{\varepsilon^2} \left(U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right] - \frac{1}{ReDa} U \tag{II.12}$$

✓ suivant y :

$$\frac{1}{\varepsilon^2} \left(U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right] - \frac{1}{Re Da} V \quad (II.13)$$

➤ conservation d'énergie

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{1}{Re Pr} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (II.14)$$

➤ Taux de génération d'entropie

$$S_{g\acute{e}n} = \frac{1}{(\theta + \theta_0)^2} \left[\left(\frac{\partial \theta}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \right)^2 \right] + E_k Pr \frac{1}{(\theta + \theta_0)} \left\{ \left[\left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right)^2 \right\} + \frac{1}{Da} (U^2 + V^2) \quad (II.15)$$

II-3-6 Conditions aux limites adimensionnelles

✓ entrée du canal

$$U = 1, v = 0, \theta = 0$$

✓ paroi supérieure du canal

$$-\frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=H} = \frac{L}{H}, \quad U = 0, \quad V = 0$$

✓ paroi inférieure du canal

$$-\frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=0} = \frac{L}{H}, \quad U = 0, \quad V = 0$$

II-4-Le nombre de Nusselt

Sur la paroi chauffée le nombre de Nusselt Nu est défini par :

$$Nu = \frac{h_c h}{k} = \frac{qh}{k\Delta T} = \frac{1}{\theta_p - \theta_0} \quad (II.16)$$

Le nombre de Nusselt est le rapport entre la résistance thermique de conduction à la résistance thermique de convection ; il mesure l'inverse de la température de paroi adimensionnelle.

II-5- Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la description du système physique, la modélisation et la mise en équations du problème avec les conditions aux limites et initiales associées. Notre étude est essentiellement gouvernée par des paramètres adimensionnels qui sont :

Le nombre de Prandtl (**Pr**) ; $Pr = \frac{\mu C_p}{k}$ qui caractérise le fluide lui-même.

Le nombre de Darcy (**Da**) ; $Da = \frac{K}{h^2}$ qui caractérise la perméabilité du fluide.

Le Nombre d'Eckert (**Ek**) ; $Ek = \frac{U^2}{C_p \Delta T}$ qui caractérise le rapport entre l'énergie cinétique et l'énergie interne

Le nombre de Bejan est un rapport entre la génération d'entropie thermique et l'entropie totale, afin de mesurer l'importance relative entre les deux termes du taux de production d'entropie ce nombre est noté (**Be**) : $Be = \frac{S_\theta}{S_\theta + S_\psi}$

Avec :

$$S_\theta = \frac{1}{(\theta + \theta_0)^2} \left[\left(\frac{\partial \theta}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \right)^2 \right]$$

$$S_\psi = Ek Pr \frac{1}{(\theta + \theta_0)} \left\{ \left[\left(\frac{\partial U}{\partial X} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial Y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{\partial V}{\partial X} \right)^2 \right\} + \frac{1}{Da} (U^2 + V^2)$$

La porosité ϵ est définie comme le rapport du volume vide occupé par les pores, sur le volume total.

Nous allons dans la suite analyser l'influence de chacun de ces groupes sur les propriétés thermiques du système (profil de température, nombre de Nusselt) et sur la dégradation de l'énergie. On s'intéressera en particulier à la détermination de la combinaison optimum qui entraîne un taux de génération d'entropie minimum.

CHAPITRE III

VALIDATION

NUMERIQUE

III-1-Validation Numérique

III-1-1- Introduction

Le code numérique est testé afin de vérifier la fiabilité méthode numérique utilisée.

Dans un premier temps, nous comparons les résultats avec quelques cas traités numériquement dans les travaux de **Irfan Kurtbaç et al [14]** .

III-1-2-Modélisation et mise en œuvre du problème sous FLUENT

Dans la présente étude, le calcul est mené à l'aide du code **CFD** (Computation Fluid Dynamics) « **FLUENT 6.3.26**» qui utilise la méthode des volumes finis, avec un maillage conçu avec le logiciel « **GAMBIT 2.3.16** ».

Généralement, les principales étapes à suivre pour résoudre un problème en mécanique des fluides (thermique ou dynamique) par les logiciels GAMBIT et FLUENT sont données sur la Figure (III. 1)

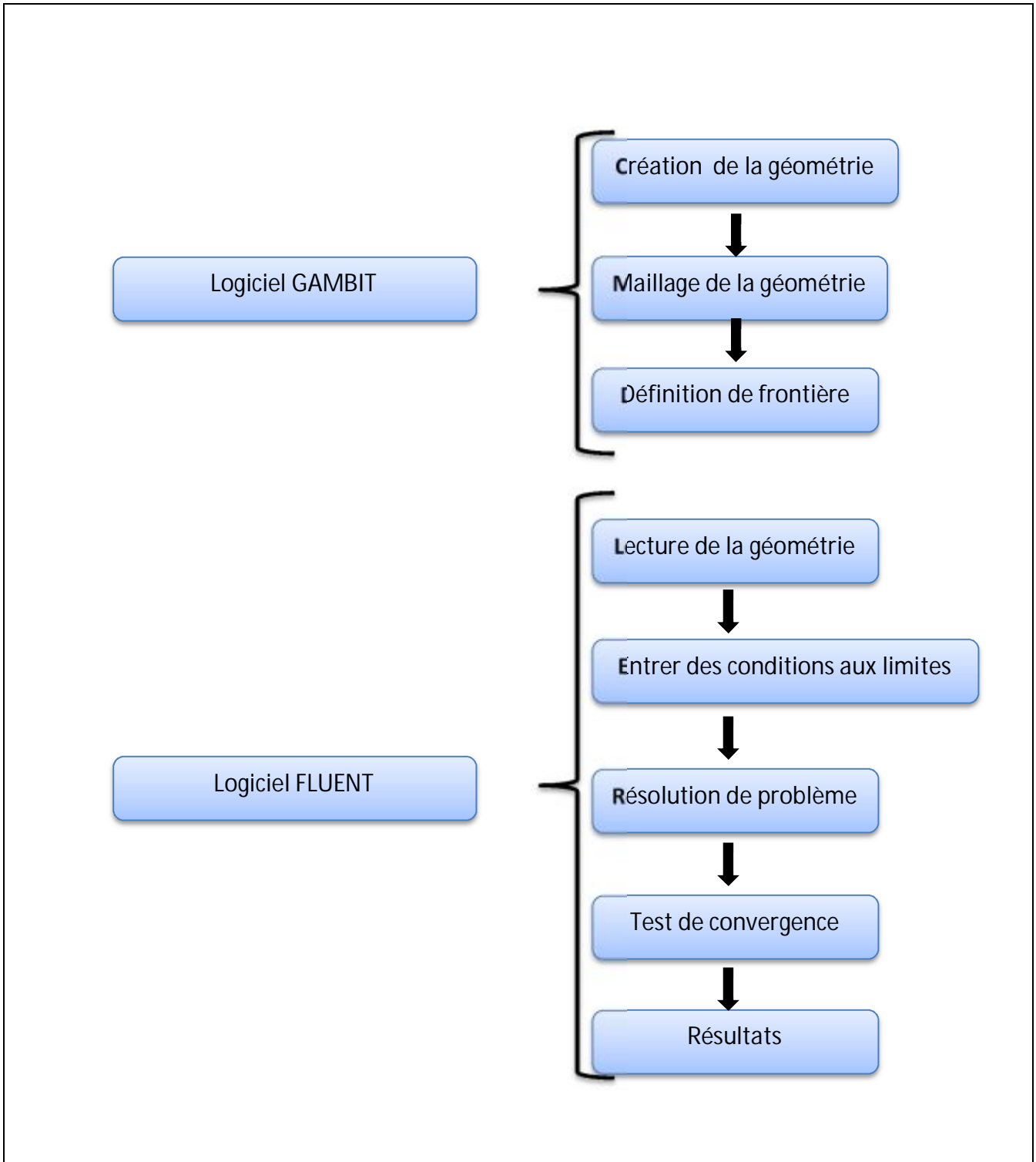


Figure III. 1. Schéma des principales étapes du calcul avec les logiciels GAMBIT et FLUENT.

III-2- Sensibilité du code au maillage

Pour assurer des résultats numériques fiables, on commence par examiner l'effet du maillage sur la solution numérique, et pour déduire la qualité de l'approximation de la solution,

Cas thermique

Les tests sont effectués pour l'air, $Pr = 0.7$, pour une configuration purement fluide, et pour une configuration poreuse avec un nombre de Darcy $Da = 10^{-4}$. Les graphes ci-dessous donnent la variation du profil de température à $X = 0.8$, en fonction de Y , pour différentes étapes de raffinement du maillage.

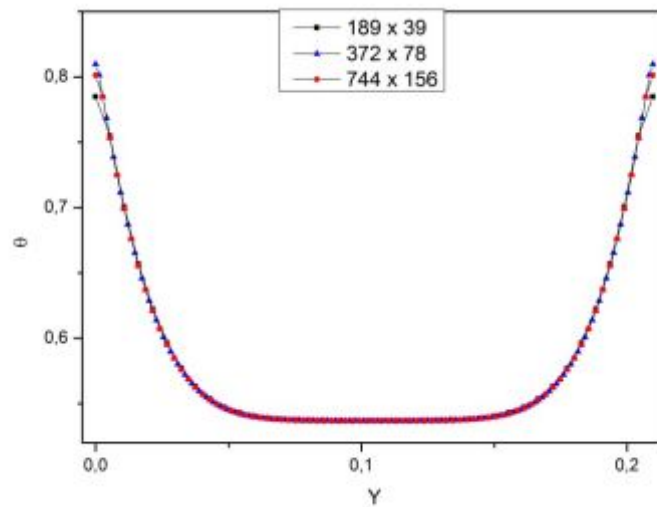


Figure (3-2) profil transversal de la température à $X = 0.8$ Pour $Da = 10^{-4}$

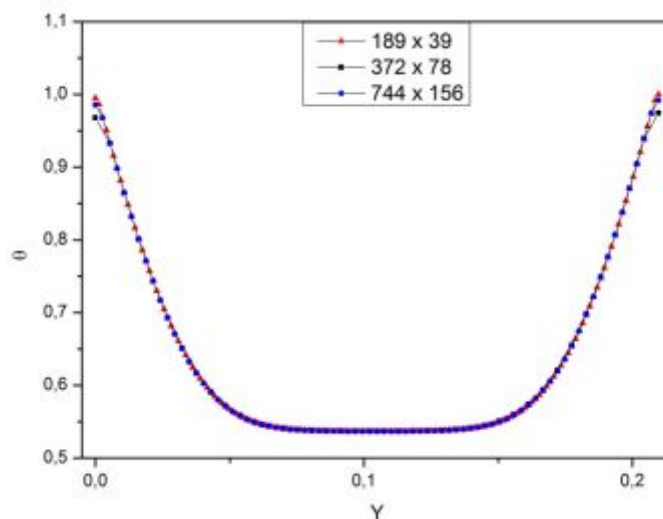


Figure (3-3) profil transversal de la température à $X = 0.8$ Pour $Da = 10^0$

Cas dynamique

Les tests sont effectués pour l'air $Pr = 0.7$, sur la structure de l'écoulement dans une configuration purement fluide. Le graphe (3-3) ci-dessous donne le profil de vitesse à $X = 0.8$ en fonction de Y pour différents maillages.

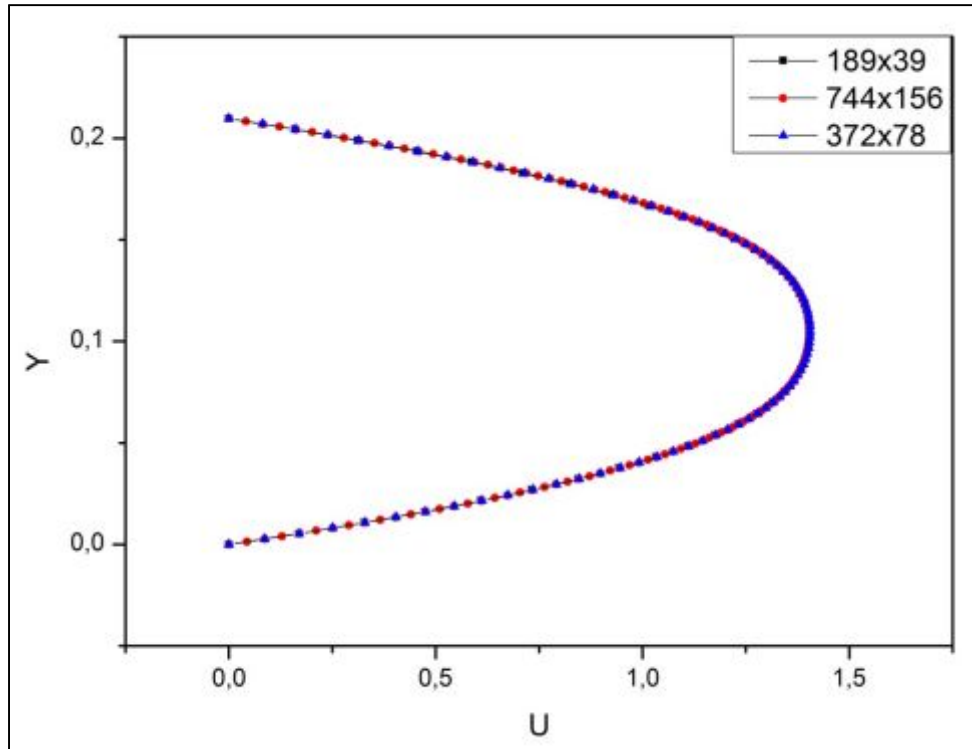


Figure (3-4) profil de vitesse transversale à $X = 0.8$ en fonction de Y

Nous constatons que les résultats obtenus sont indépendants du maillage dans la gamme considérée, nous avons retenu le maillage 189×39 .

III-3-Validation

III-3-1 Présentation du problème

Irfan Kurtbaç et al [14] ont effectué une étude expérimentale de la convection mixte dans un canal rectangulaire horizontal rempli d'une mousse métallique pour différentes densités de pores (10, 20 et 30 PPP pore par pouce). Les parois sont soumises à différents flux de chaleur uniformes. La chute de pression et les caractéristiques du transfert de chaleur sont présentées à travers deux importants paramètres, à savoir le nombre de Nusselt (Nu_H) et le coefficient de frottement C_f . L'étude est faite en fonction de la variation du nombre de Reynolds (Re) pour différentes valeurs du flux de chaleur.

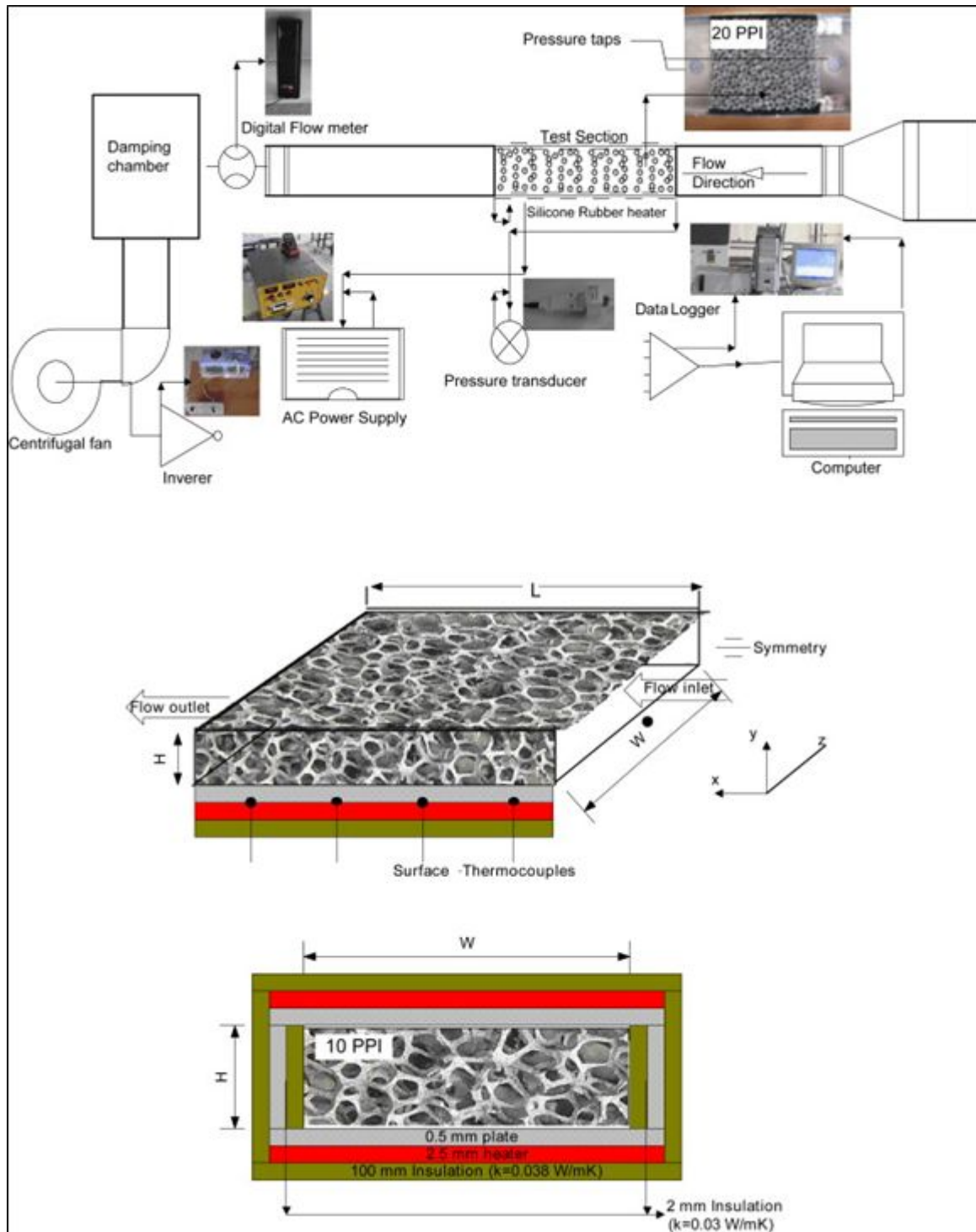


Figure (II.2) Schéma du dispositif expérimental d'Irfan Kurtbaç et al [14]

Les figures ci-dessous présentent la variation du nombre de Nusselt en fonction de nombre de Reynolds Re pour trois valeurs du flux de chaleur .Nos résultats sont en bon accord avec ceux de **Irfan Kurtbaç et al [14]** pour des grands valeurs du nombre de Reynolds .

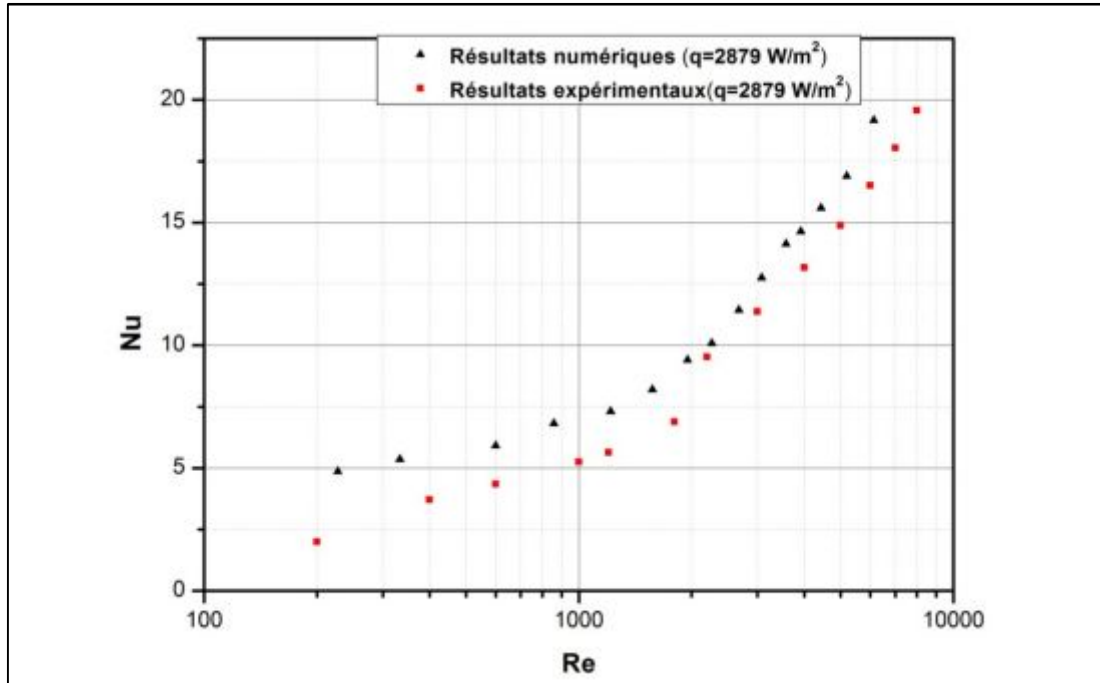


Figure (3.5) : évolution du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds pour $q = 2879 \text{ w/m}^2$

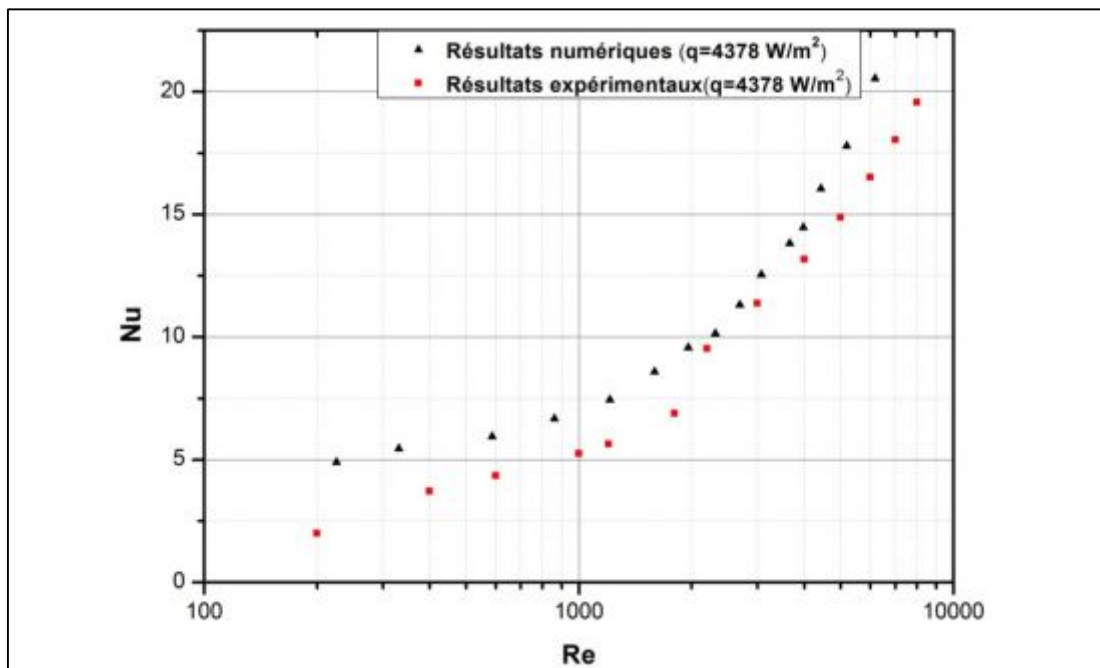


Figure (3.6) : évolution du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds pour $q = 4378 \text{ w/m}^2$

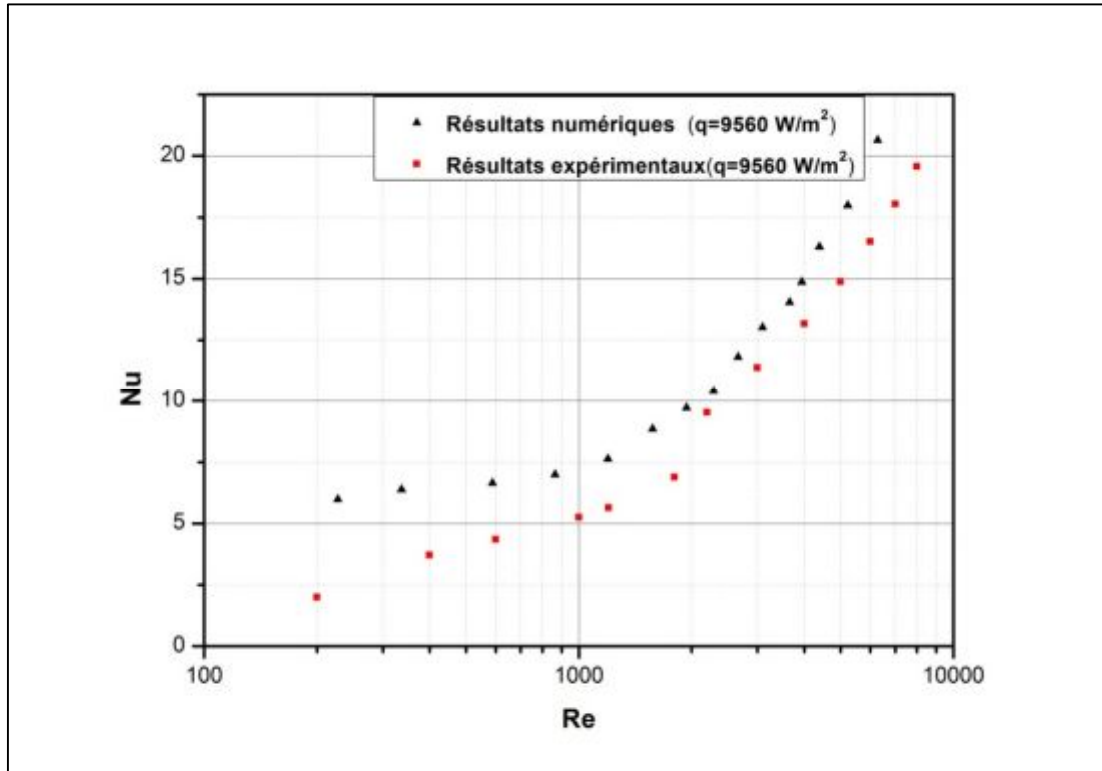


Figure (3.7) : évolution du nombre de Nusselt moyen en fonction du nombre de Reynolds pour $q = 9560 \text{ w/m}^2$

CHAPITRE IV

RESULTATS ET DISCUSSIONS

IV-1-Introduction

Après avoir validé la méthode numérique utilisée, nous avons examiné l'influence des paramètres suivants :

- Le nombre de Reynolds Re .
- Le flux de chaleur q .
- Le nombre de Darcy Da .

Les simulations numériques sont entreprises, pour un nombre de Reynolds variant de **600** à **2200** (Régime laminaire), un nombre de Darcy allant de 10^{-6} à 10^0 . Et pour un flux de chaleur de : **2879, 4378 et 9560** [W/m^2].

IV-2- Influence du nombre de Reynolds

Dans ce qui suit, nous analysons l'influence du nombre de Reynolds sur le comportement dynamique, thermique et thermodynamique de l'écoulement

à $Da = 10^{-1}$ et un flux de chaleur fixe ($q = 2879 [W/m^2]$).

IV-2-1-Structure d'écoulement

La figure (4.1) illustre l'évolution des lignes de courant et les Contours de la température pour différents Reynolds

- **Lignes de courant**

La figure (4.1) montre la structure des lignes de courant pour différents nombres de Reynolds, nous avons observé que les lignes divergent vers les parois le long du canal .Nous avons à l'entrée un profil parabolique qui s'aplatit en aval avec une couche limite plus fine.

Nous constatons aussi que l'augmentation du nombre de Reynolds n'influe pas sur l'aspect général de l'écoulement.

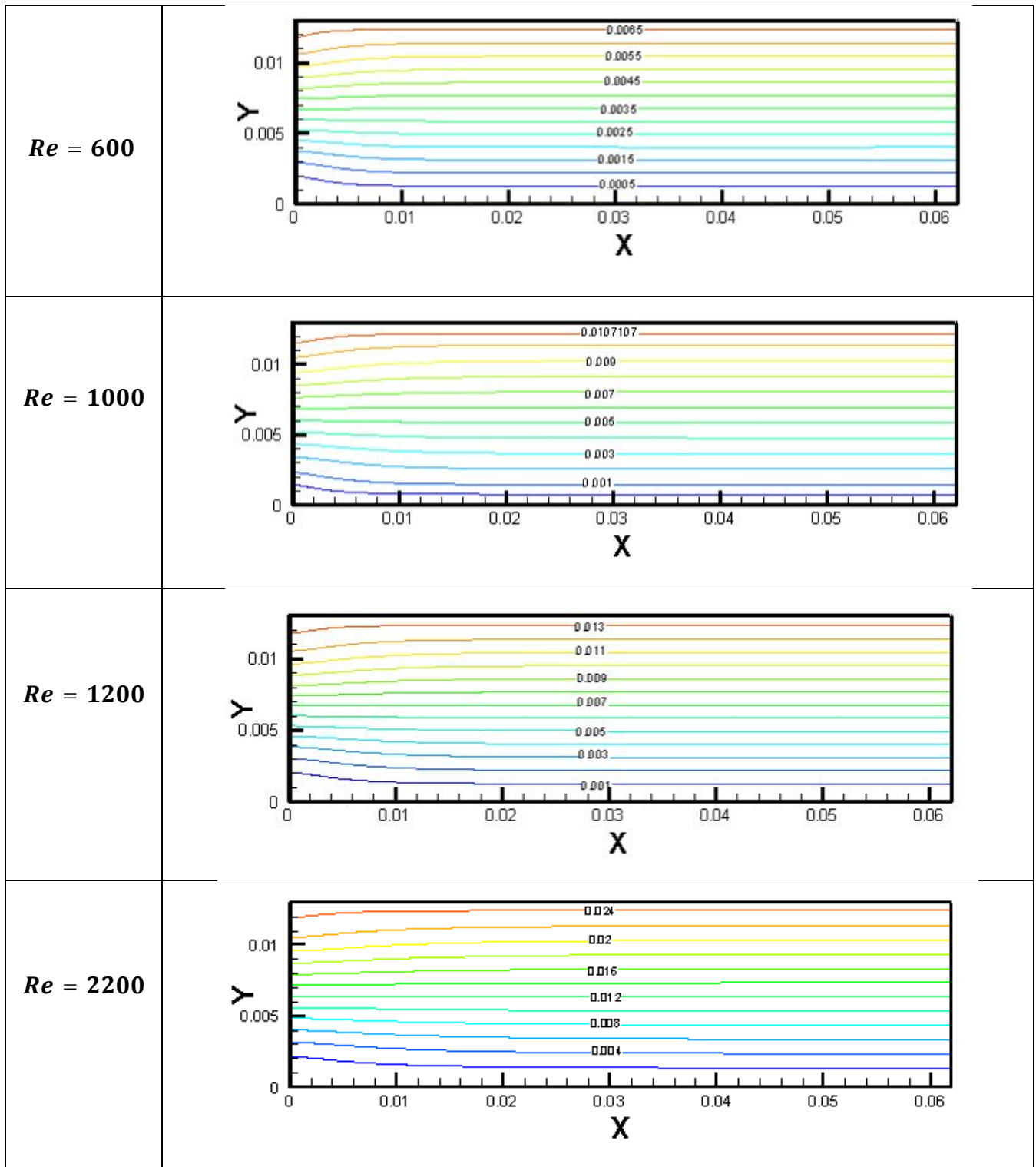


Figure (4.1) : Lignes de courant pour différentes valeurs du nombre de Reynolds

- Contours de température

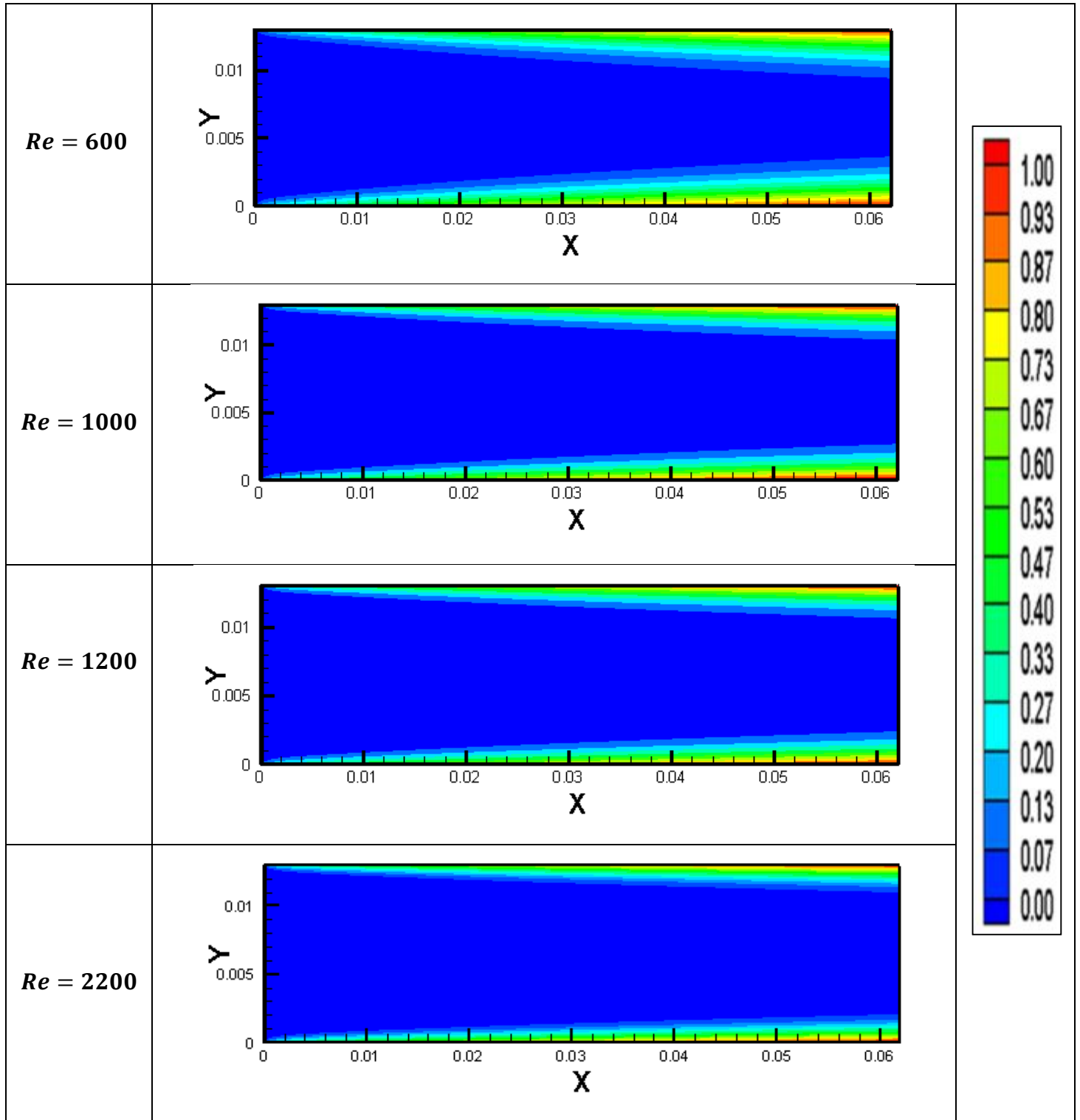


Figure (4.2) : Contours de température pour différentes valeurs du nombre de Reynolds

La figure (4.2) présente les Contours de température pour différents nombres de Reynolds, pour $Re = 600$ nous observons que la température du fluide au voisinage de la paroi augmente le long du canal, où elle devient très importante à la sortie. Nous remarquons aussi qu'au fur et à mesure qu'on augmente le nombre de Reynolds, la température du fluide s'approche de celle de la paroi, cela est dû à la diminution de l'épaisseur de la couche limite thermique.

VI-2-2- Profils de vitesse et de température

- **Profils de vitesse**

Les figures (4.3) montrent la distribution de vitesse adimensionnelle U en fonction de Y et pour plusieurs nombres de Reynolds Re à différentes positions X le long du canal.

Dans la présente étude le profil de vitesse à l'entrée de la conduite est parfaitement parabolique (écoulement de poiseuille). Nous constatons que l'effet de la matrice poreuse est d'uniformiser l'écoulement à travers la section de passage.

Nous observons aussi que l'accroissement du nombre de Reynolds augmente la longueur d'établissement d'écoulement (pour $Re = 600, X = 0.5$; $Re = 1800 X = 0.8$). Rappelons que en effet, la longueur d'établissement de l'écoulement est proportionnelle au nombre de Reynolds $L_{etab} \sim Re$,

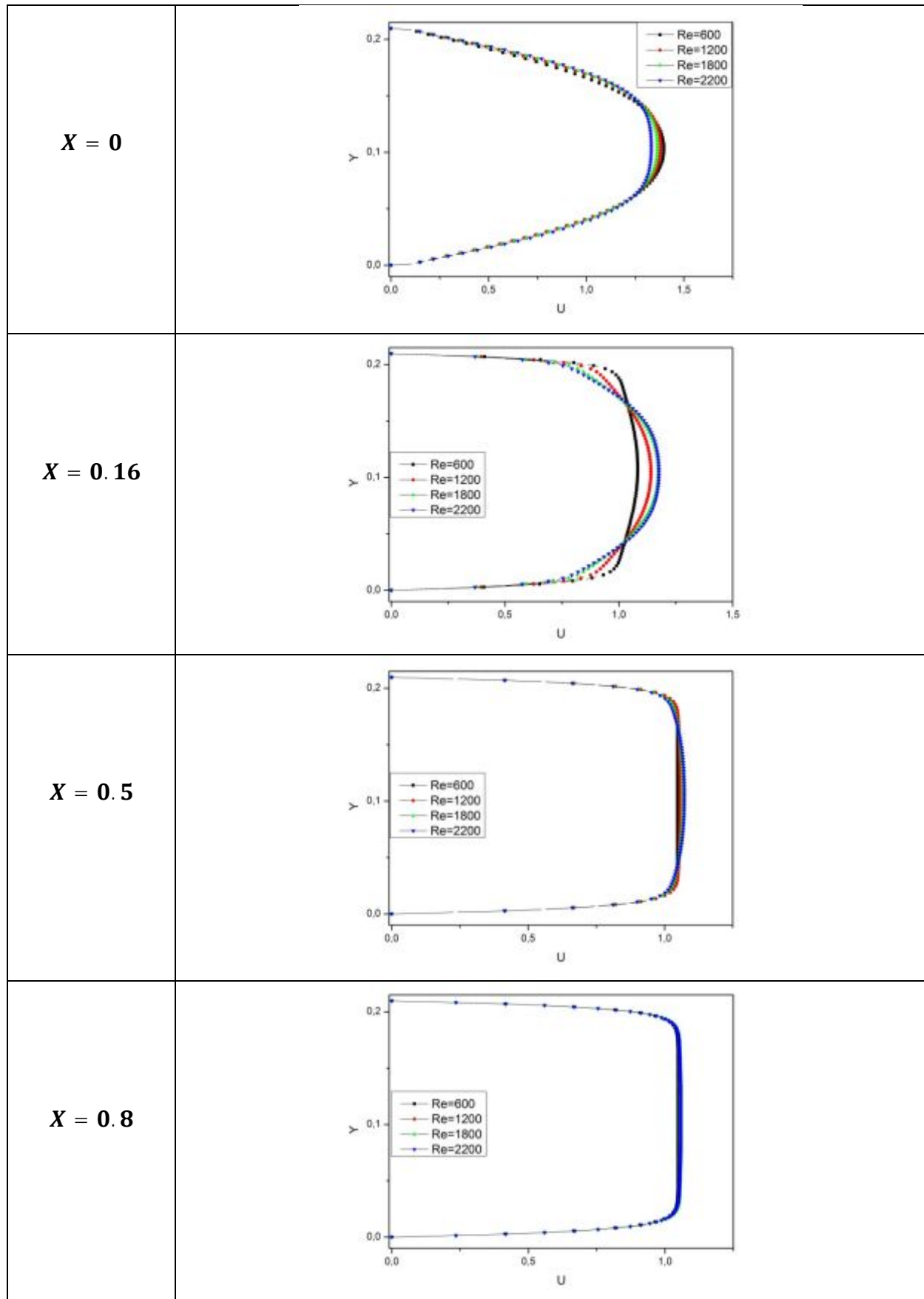


Figure (4.3) : Profils de vitesse pour différentes valeurs de nombre de Reynolds à différentes sections X

Profil de température

Sur la figure (4.4) nous avons tracé l'évolution du profil transversal de la température à différents X et pour différents nombres de Reynolds. Les figures indiquent clairement la décroissance de la couche limite thermique avec la croissance du nombre de Reynolds comme prévu par la théorie.

Le bilan thermique entre une position x et l'entrée du canal s'écrit :

$$H\rho U c_p (\bar{T}_x - T_0) = qX$$

La température moyennée sur une section droite au point X s'écrit donc :

$$\bar{T}_x = T_0 + \frac{qx}{h\rho V c_p}$$

En fonction du nombre de Reynolds :

$$\bar{T}_x = T_0 + \frac{qx^2}{\mu c_p Re}$$

Et sous forme adimensionnelle :

$$\bar{\theta}_x = \theta_0 + \frac{\bar{Q}}{RePr} X \quad (VI.1)$$

Avec $\bar{Q} = \frac{qH}{k\Delta T}$ le flux de chaleur adimensionnel.

La température moyenne est inversement proportionnelle au nombre de Reynolds et de Prandtl et linéairement croissante avec X .

Nous constatons qu'en aval le profil épouse un aspect parabolique et d'autant plus rapidement que le nombre de Reynolds est faible. En effet, loin en aval, la longueur de pénétration de la chaleur est plus importante et celle-ci atteint l'axe central du tube d'une part ; d'autre part, la longueur de pénétration est fonction croissante de L , le coefficient de convection qui lui-même croît avec la vitesse donc avec Re .

En amont, la chaleur reste confinée au voisinage de la paroi.

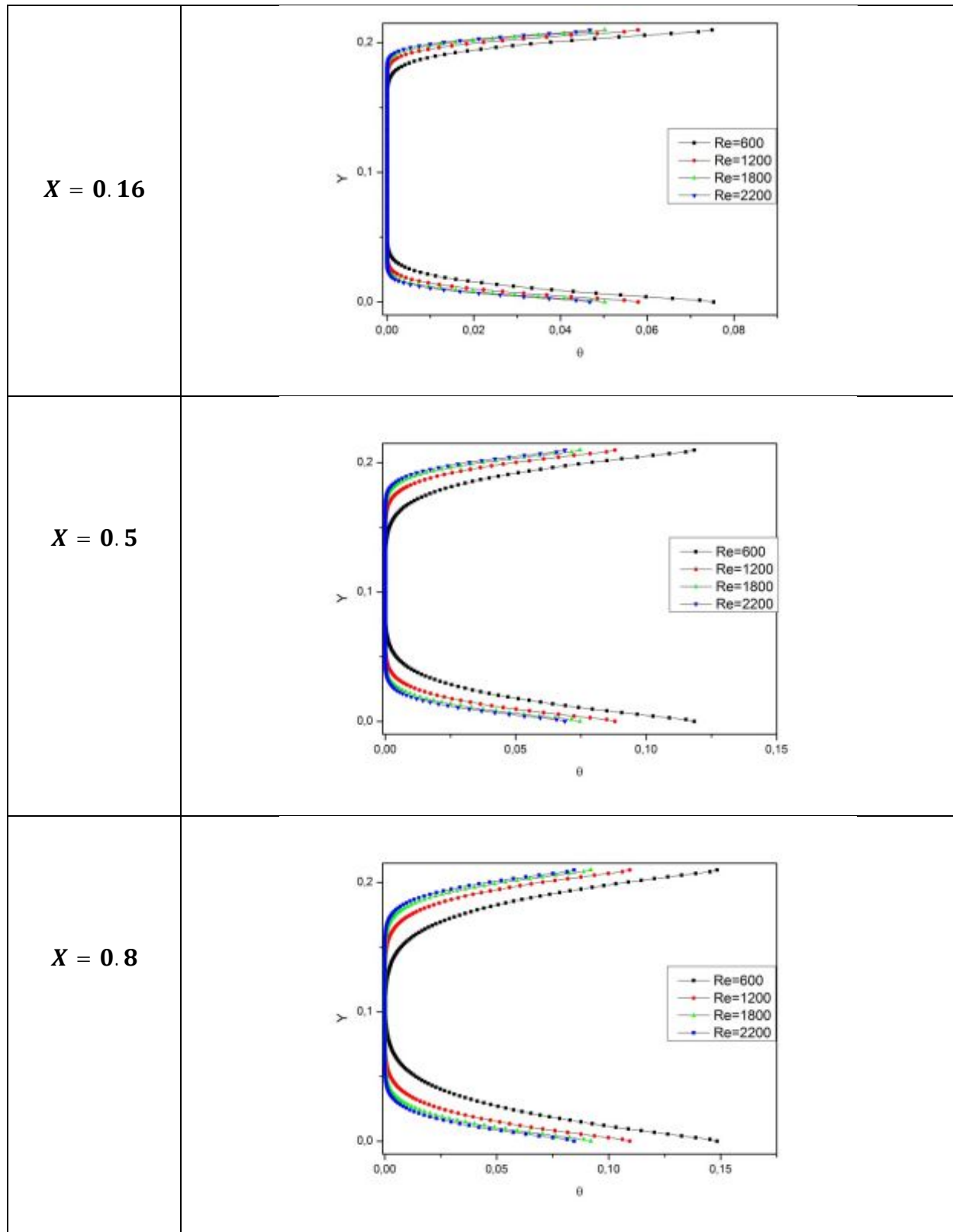


Figure (4.4) : profils de la température pour différentes valeurs du nombre de Reynolds en différentes sections

VI-2-3- Nombre du Nusselt

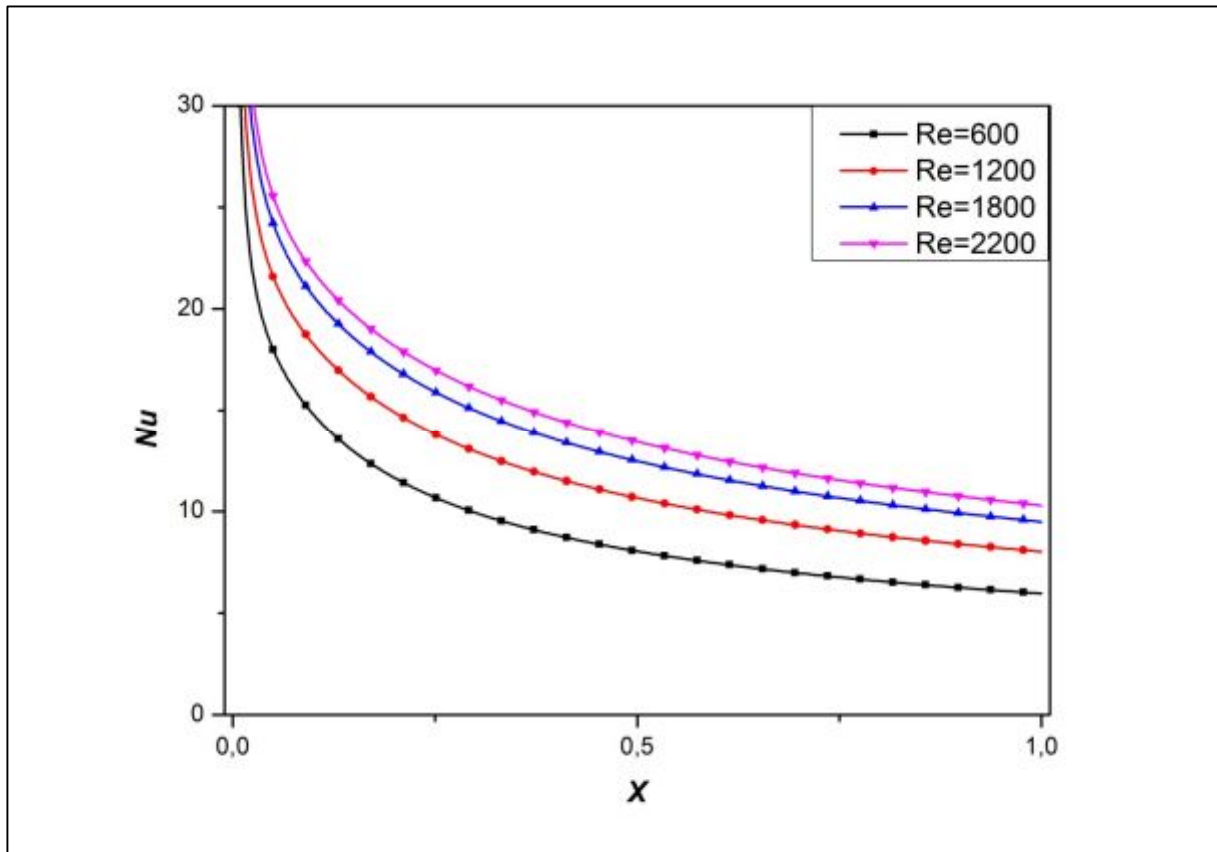


Figure (4.5) : Nombre de Nusselt en fonction de x pour différentes valeurs du nombre de Reynolds

La figure (4.5) montre la variation du nombre de Nusselt le long de la paroi chaude pour plusieurs nombres de Reynolds. Le nombre de Nusselt est une mesure de l'inverse de la température adimensionnelle de la paroi (eq II.16). En aval et le long du canal, où l'épaisseur de la couche limite thermique se développe, la température de la paroi augmente afin de maintenir le flux de chaleur uniforme ; ceci conduit à la baisse exponentielle du nombre de Nusselt.

Nous constatons que l'accroissement du nombre de Reynolds conduit à une augmentation de Nusselt, car l'augmentation du nombre de Reynolds fait diminuer l'épaisseur de la couche limite thermique, ce qui fait diminuer l'écart de la température $\Delta\theta = \theta_p - \theta_0 = \frac{1}{Nu}$, donc la température de paroi θ_p diminue.

L'analyse de cette figure montre que le nombre du Nusselt tend vers une valeur constante loin en aval. Rappelons que dans un écoulement thermiquement développé à flux constant, le nombre de Nusselt est constant $Nu = \frac{1}{\theta_p - \theta_0} = cte$ (il est voisin de 4 pour un écoulement cylindrique).

La figure (4.5) montre clairement, qu'en effet Nu tend vers une valeur constante loin en aval, et révèle que la portion de tube à l'étude est thermiquement non développée.

VI-2-4-Taux volumique de génération d'entropie

La Figure (4.6) illustre le taux de génération d'entropie dû à la dissipation visqueuse, en fonction de X .

Le taux de génération d'entropie dynamique est une fonction du gradient de vitesse d'une part et de la température d'autre part, le premier facteur est déterminant à l'entrée du canal où la couche limite dynamique prend naissance entraînant une très grande variation de la vitesse. Loin en aval, la température du fluide augmente et neutralise les effets dynamiques.

La Figure (4.6) indique aussi l'effet de la variation du nombre de Reynolds, nous observons que l'accroissement du nombre de Reynolds conduit à une augmentation du terme de dissipation S_{ψ} ; car l'augmentation du nombre de Reynolds entraîne une diminution de l'épaisseur de la couche limite donc un fort gradient de vitesse, et donc une forte dissipation visqueuse.

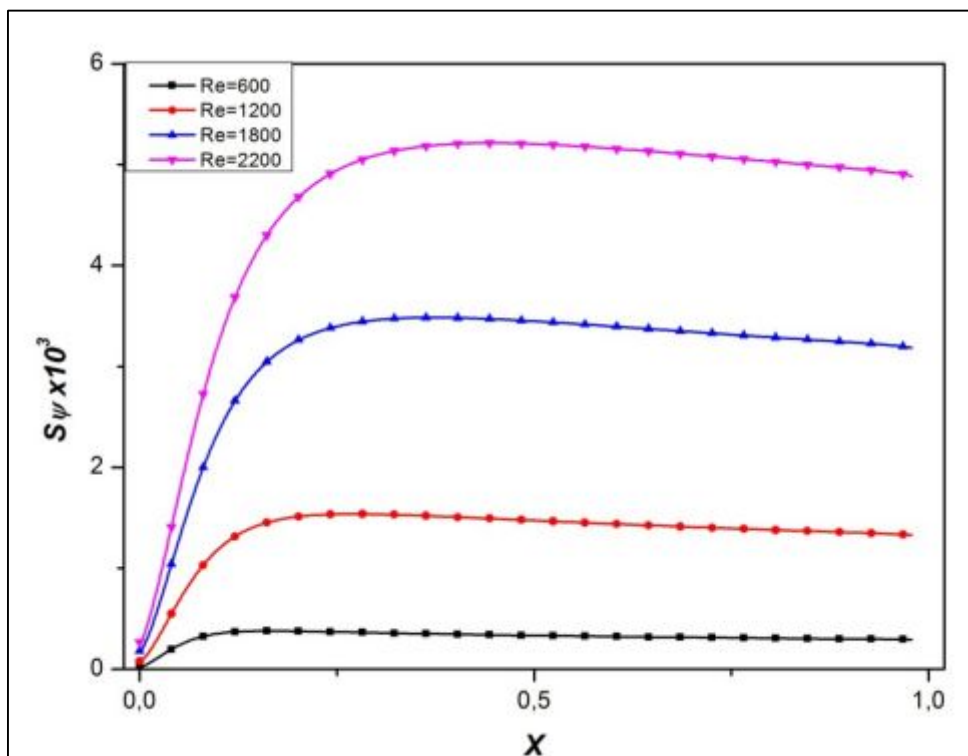


Figure (4.6) : taux volumique de génération d'entropie S_{ψ} en fonction de x pour différentes valeurs du nombre de Reynolds

La Figure (4.7) montre le taux volumique de génération d'entropie dû au transfert de chaleur en fonction de X pour différentes valeurs du nombre de Reynold.

Rappelons que le taux de génération d'entropie thermique est une fonction croissante des gradients de température et décroissante de la température

$$\left(S_{\theta} \sim \left(\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^2 \right) \text{ (eq(II.15)) .}$$

Nous remarquons que la génération d'entropie présente un maximum à l'entrée dû à une faible température du fluide, il est à noter aussi que la production d'entropie diminue le long du canal, à cause du réchauffement du fluide.

On note aussi que le taux de production d'entropie S_{θ} est une fonction croissante du nombre de Re . Comme on l'a mentionné précédemment l'augmentation du nombre de Reynolds fait augmenter l'inverse de la température de paroi (fig 4.5), et donc génère plus d'entropie thermique.

Finalement, il est important de mentionner que l'effet de l'augmentation du nombre de Reynolds favorise la production d'entropie totale et donc entraîne une destruction de l'exergie.

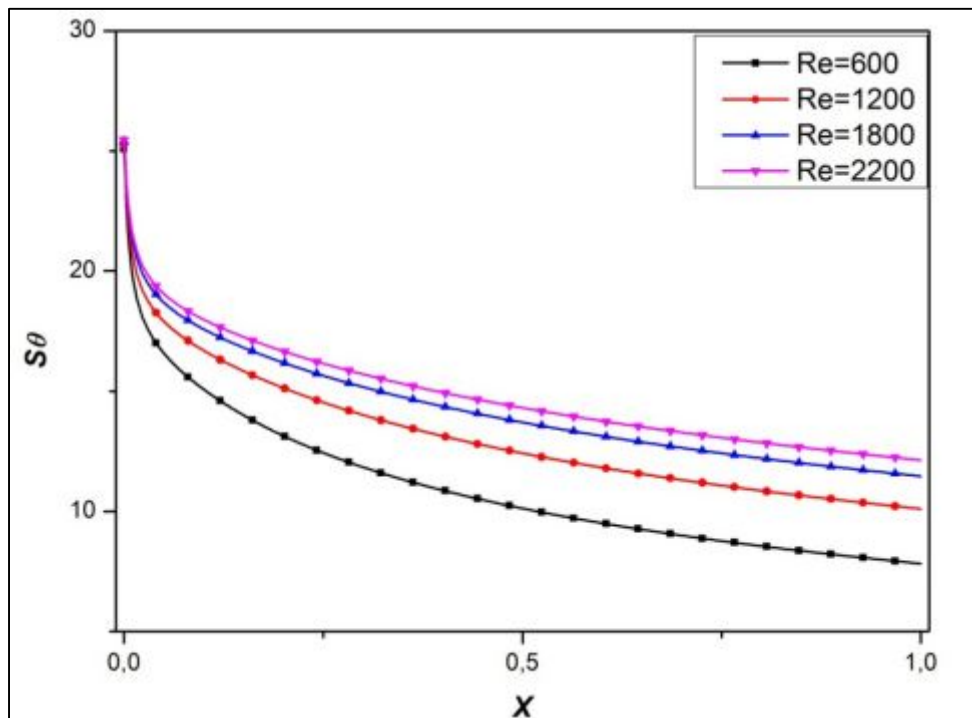


Figure (4.7) : taux volumique de génération d'entropie S_{θ} en fonction de x pour différentes valeurs du nombre de Reynold

VI-2-5-Nombre de Bejan

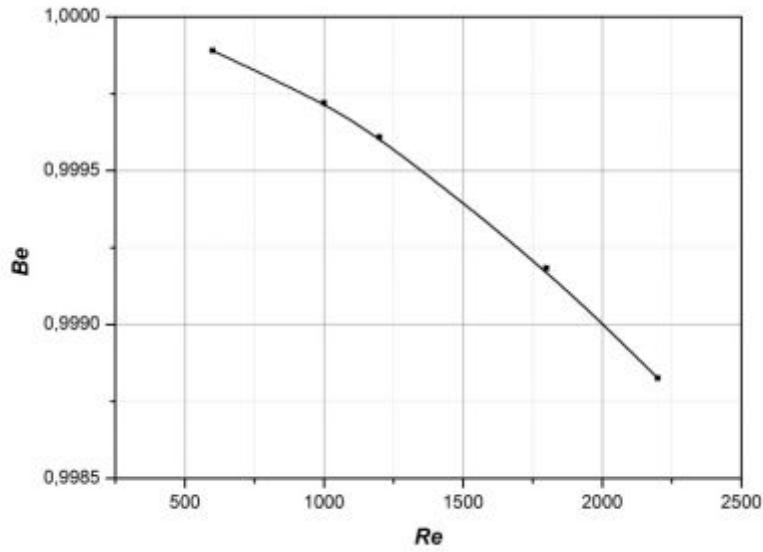


Figure (4.8) : Nombre de Bejan en fonction de nombre de Reynolds

La figure (4.8) illustre la variation du nombre de Bejan (eq(I. 15) en fonction du nombre de Reynolds. L'analyse de cette figure montre que la génération d'entropie est essentiellement due aux effets thermiques. La valeur du nombre de Bejan s'approche de 1 dans toute la gamme du nombre de Reynolds considérée.

VI-2-6-Exergie du système

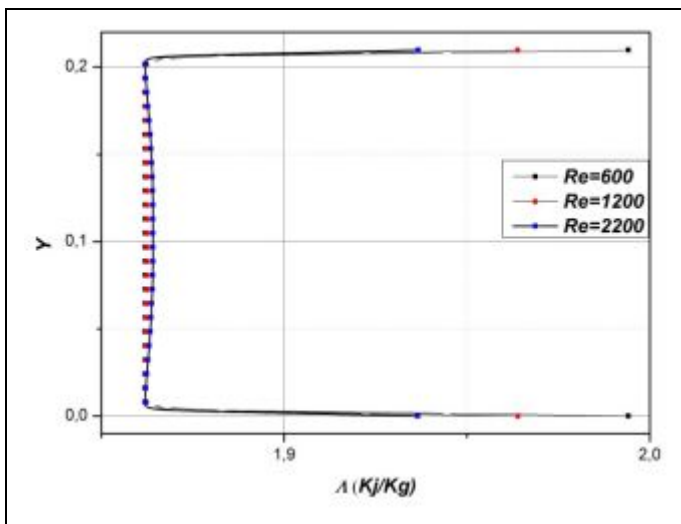


Figure (4.9) : profil de l'exergie en $X = 0$ en fonction de Y pour différents nombres de Reynolds

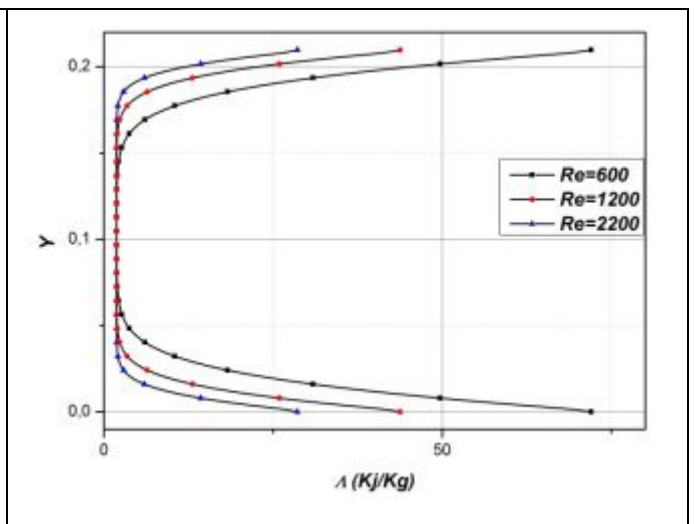


Figure (4.10) : profil de l'exergie en $X = 1$ en fonction de Y pour différents nombres de Reynolds

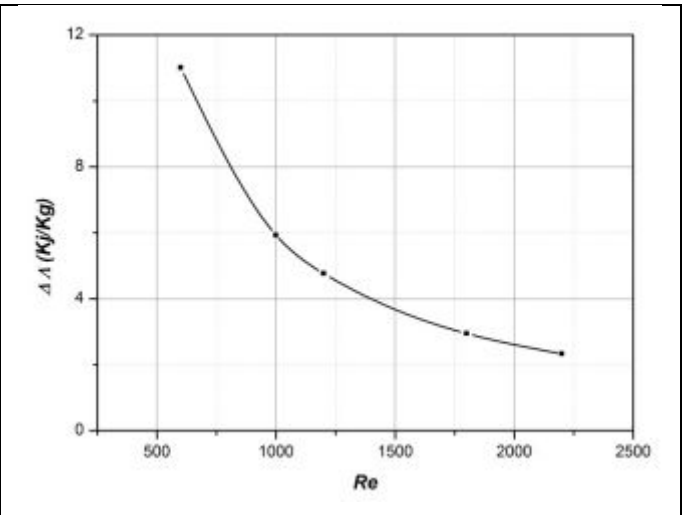
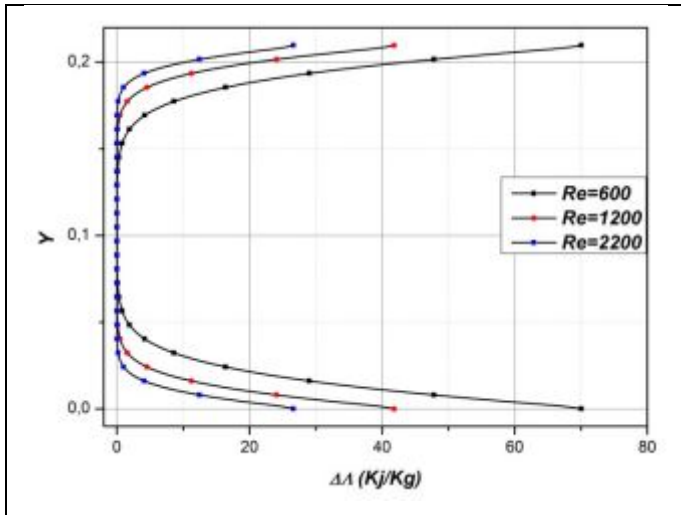


Figure (4.11) : profil de la Variation de l'exergie en fonction de Y pour différents nombres de Reynolds.

Figure (4.12) : Variation de l'exergie en fonction du nombre de Reynolds

Les Figures (4.9) et (4.10) montrent le profil de l'exergie du système sur une section droite pour différents nombres de Reynolds. Rappelons que l'exergie représente ici le travail minimum à fournir au fluide pour le mettre en mouvement (*page 21*). A l'entrée du canal nous remarquons que l'exergie est uniforme selon la section droite et indépendante du nombre de Reynolds ; en aval nous constatons que l'exergie est importante près des parois, car la température y est élevée ; au fur et à mesure que le nombre de Reynolds croît nous constatons que l'exergie diminue, ceci à cause de la chute de température (*fig(4.4)*). Celle-ci détermine l'enthalpie (*eq I. 16*) qui elle-même dépend de la température.

La figure (4.12) montre la variation de l'exergie en fonction du nombre de Reynolds, nous remarquons que l'exergie diminue quand le nombre de Reynolds augmente, Rappelons que l'expression de l'exergie pour un système ouvert s'écrit :

$$\Lambda = (h - h_0) - T_0(s - s_0)$$

Où l'indice zéro se réfère à l'environnement, sachant que :

$$h = u + Pv$$

avec u , est l'énergie interne , P est la pression et v , est le volume massique . l'exergie devient :

$$\Lambda = (u + Pv) - (u_0 + P_0v_0) - T_0(s - s_0)$$

En ajoutant et en retranchant $P_0 v$, on obtient :

$$\Lambda = (u - u_0) + P_0(v + v_0) - T_0(s - s_0) + (p - p_0)v$$

C'est l'exergie d'un système fermé à laquelle s'ajoute le terme $(p - p_0)v$ qui correspond à l'énergie de l'écoulement, c'est l'énergie nécessaire pour mettre le fluide en mouvement donc :

$$\Lambda_{\text{système ouvert}} = \Lambda_{\text{système fermé}} + \Lambda_{\text{écoulement}}$$

Le nombre de Reynolds affecte essentiellement le terme $\Lambda_{\text{écoulement}}$. Quand Re augment (à travers la vitesse U_0) la pression diminue à travers le corps potentiel de l'écoulement et donc $\Lambda_{\text{écoulement}}$ décroît en moyenne.

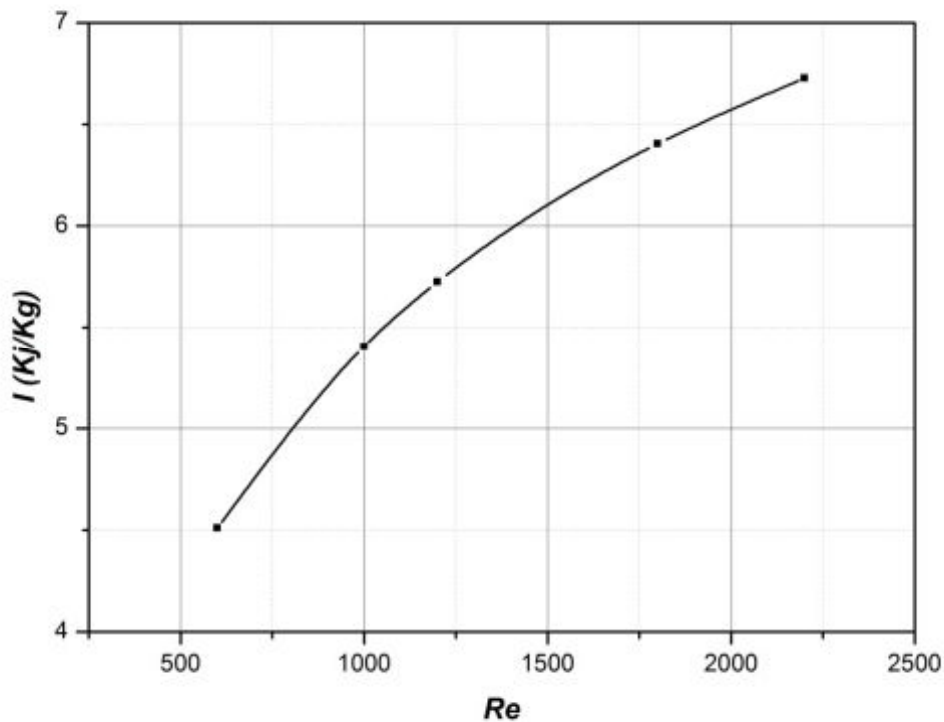


Figure (4.13) : variation de l'irréversibilité en fonction du nombre de Reynolds.

La figure (4.13) montre la variation de l'irréversibilité du système en fonction du nombre de Reynolds. Nous constatons que l'irréversibilité augmente avec Re (fi(4.6)et(4.7)). L'accroissement de ce dernier favorise la production d'entropie.

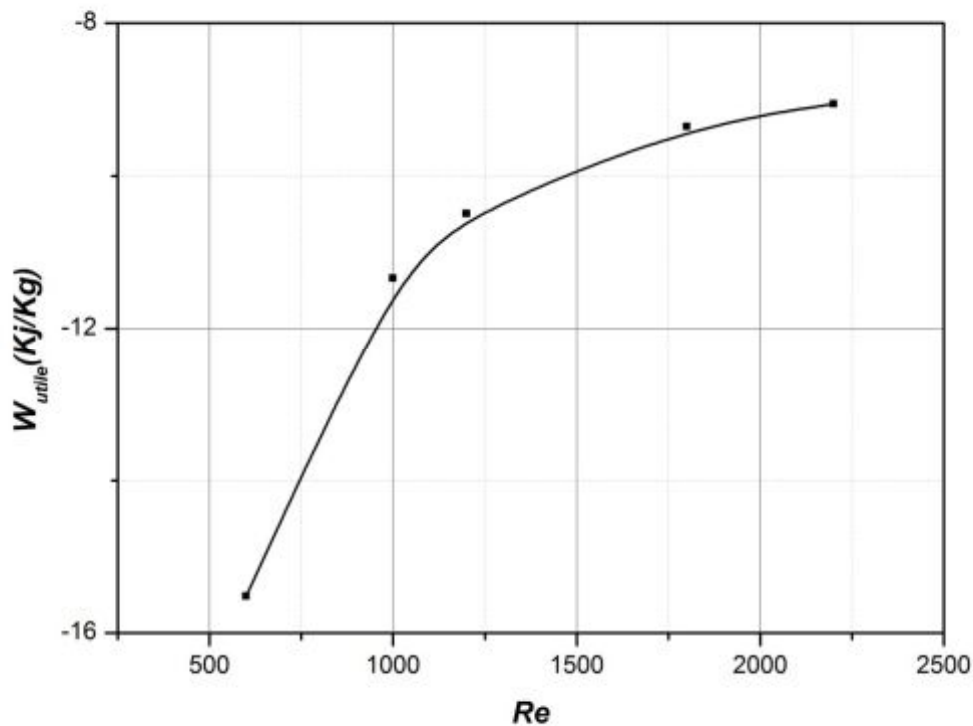


Figure (4.14) : la variation de travail utile en fonction de nombre de Reynolds.

Nous exposons dans la figure (4.14) le travail utile W_{utile} en fonction du nombre de Reynolds. Le signe négatif montre que le système (le fluide) reçoit de l'énergie. Quant au module, il montre clairement qu'il faut fournir au fluide plus d'énergie que ce qu'avait prédit la variation d'exergie, ceci afin de combattre des irréversibilités.

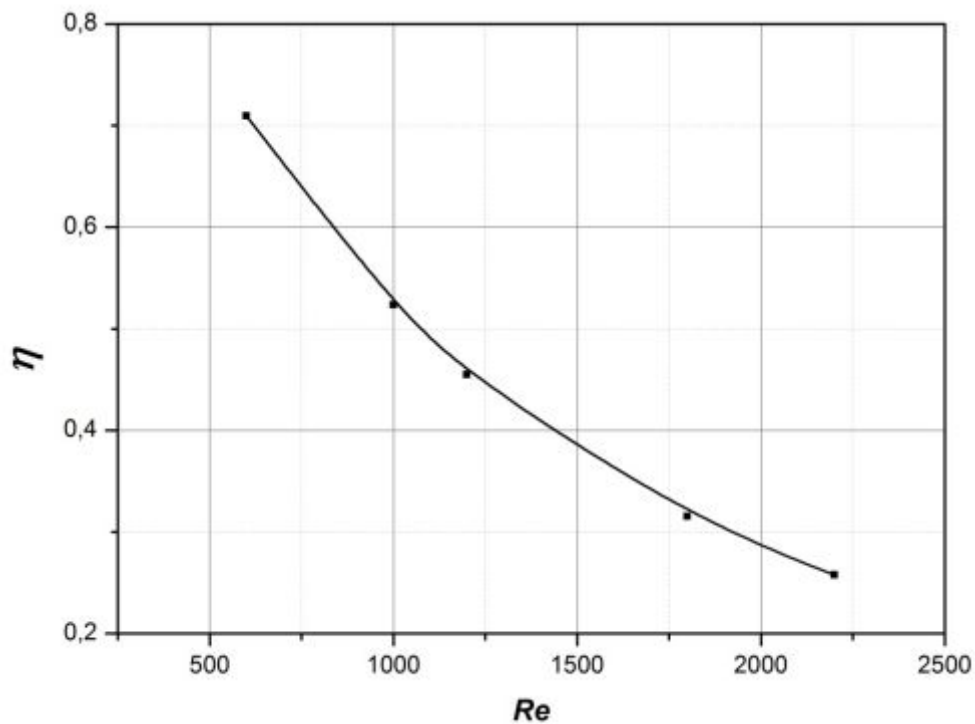
VI-2-7-Efficacité

Figure (4.15) : Efficacité en fonction de nombre Reynolds

Nous exposons dans la figure (4.15) la variation de l'efficacité η du système en fonction du nombre de Reynolds. Notons que l'efficacité est le rapport entre le travail utile minimum (l'exergie) et le travail utile, ceci dans le cas où l'exergie est positive. Dans le cas contraire, l'efficacité est donnée par la formule inverse $\eta = \frac{W_{utile}}{\Delta\Lambda}$.

Nous constatons que η est une fonction décroissante du nombre de Reynolds. Ce dernier génère de l'entropie (*figures (4.13)*), qui est une mesure de la destruction de l'exergie. Il est donc plus avantageux pour l'utilisateur de travailler à faible nombre de Reynolds ; le travail utile est plus important .

IV-3- Influence du flux de chaleur

Dans cette partie , nous analysons l'influence du flux de chaleur sur le comportement, thermique et thermodynamique de l'écoulement Pour $Re = 1000$ et $Da = 10^{-1}$.

IV-3-1-Nombre de Nusselt

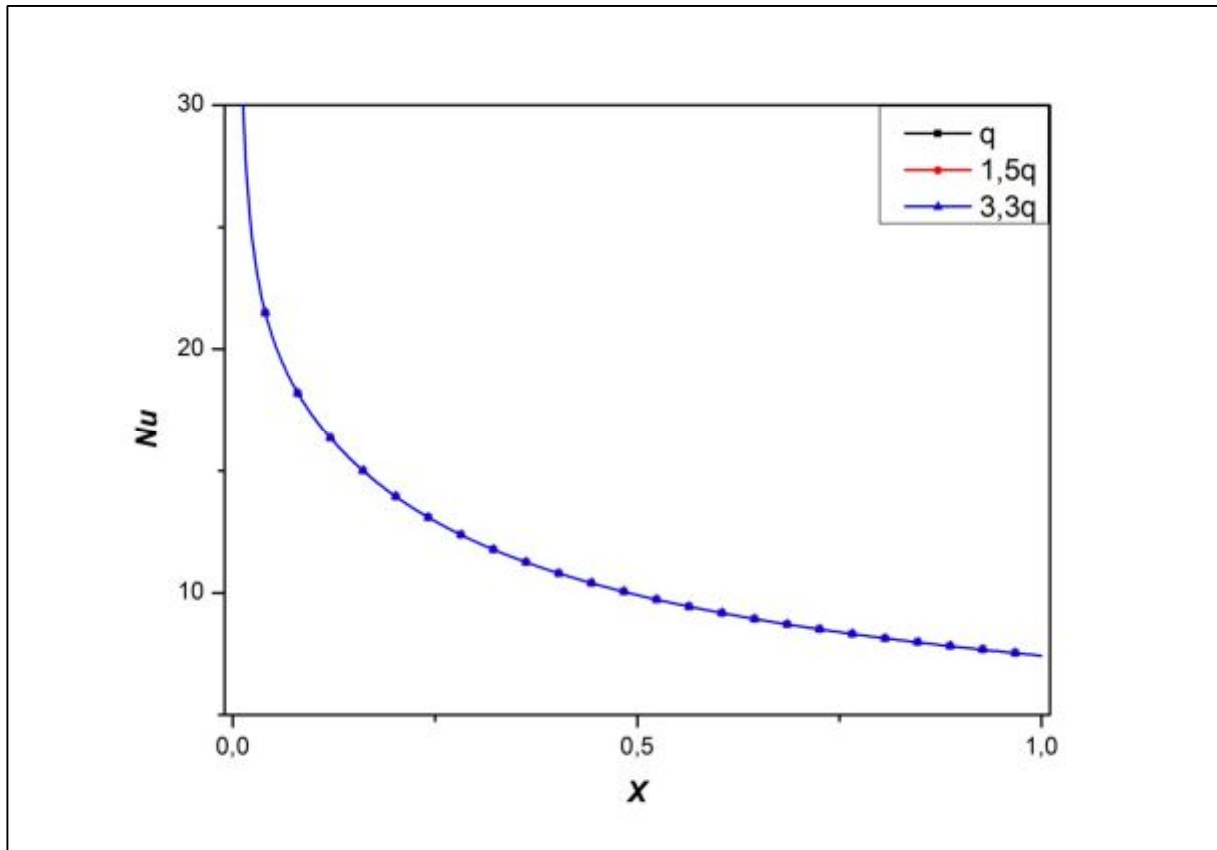


Figure (4.16) : Nombre de Nusselt en fonction de x pour différentes valeurs du flux de chaleur

La figure (4.16) illustre la variation du nombre de Nusselt à la paroi chaude en fonction de X pour plusieurs valeurs du flux de chaleur. Ce nombre présente un maximum à l'entrée du canal, où la température est faible, et il se stabilise le long de la conduite, où la température croît. Nous observons que l'augmentation du flux de chaleur n'a aucune influence sur le nombre de Nusselt, car ce dernier est une mesure de la température de paroi. Rappelons que la température de référence est proportionnelle au flux de chaleur q ; il s'en suit que la température adimensionnelle de la paroi et donc le nombre de Nusselt ne varie pas avec q .

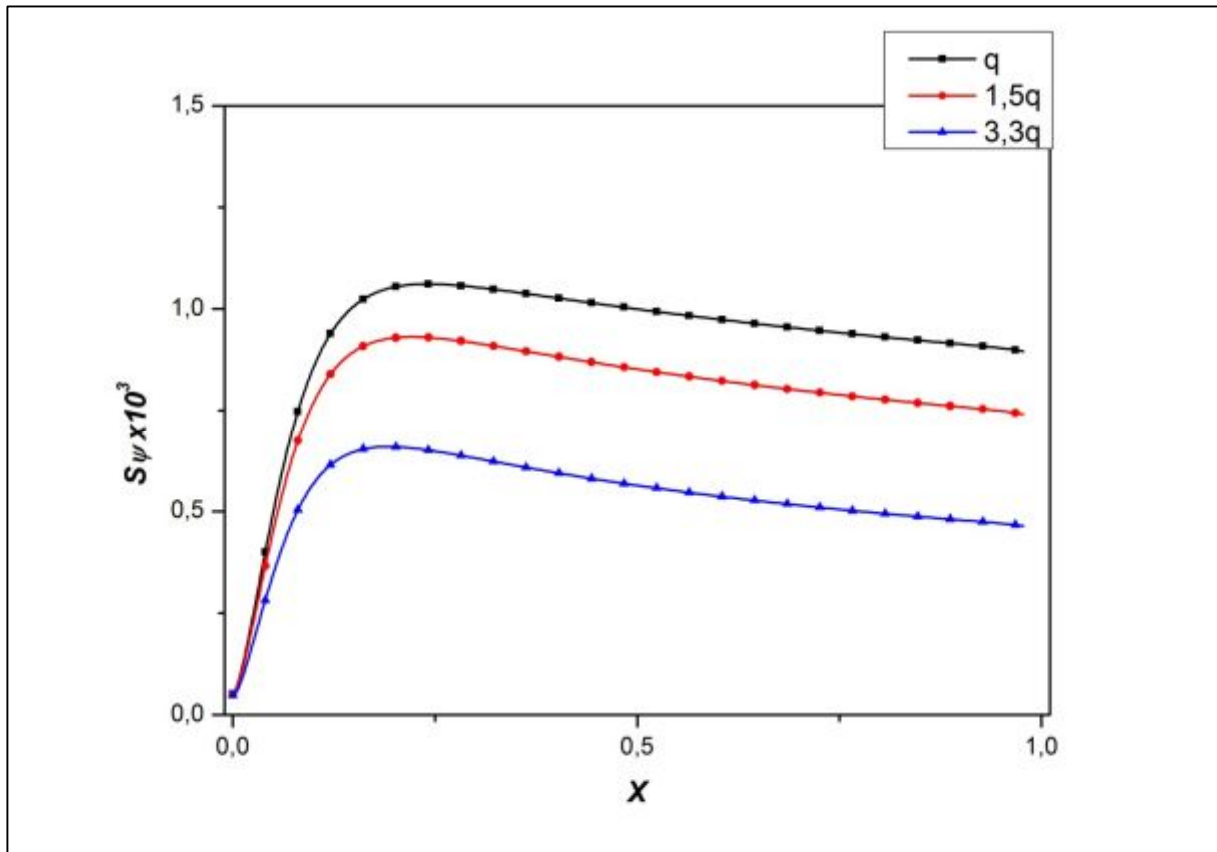
IV-3-3- Taux volumique de génération d'entropie

Figure (4.17) : taux volumique de génération d'entropie S_ψ en fonction de x pour différentes valeurs du flux de chaleur

La Figure (4.17) montre la distribution du taux de génération d'entropie S_ψ due à la dissipation visqueuse pour différentes valeurs du flux de chaleur. Nous observons que S_ψ augmente à l'entrée du canal pour diminuer ensuite en aval. Dans la première zone, l'augmentation de la génération d'entropie est due à la présence d'un milieu poreux. Ce dernier diminue l'épaisseur de la couche limite dynamique et provoque de forts gradients de vitesse. En aval, S_ψ diminue car la température du fluide augmente. Rappelons que le taux de génération d'entropie est une fonction de l'inverse de la température.

Nous observons aussi que par rapport à la variation du flux de chaleur, S_ψ diminue avec l'augmentation du flux. En écoulement forcé le champ dynamique ne dépend pas du champ thermique et donc seule la température influe sur la génération d'entropie. Cette dernière augmente avec le flux de chaleur q , ce qui entraîne une diminution de production d'entropie, à la paroi en particulier.

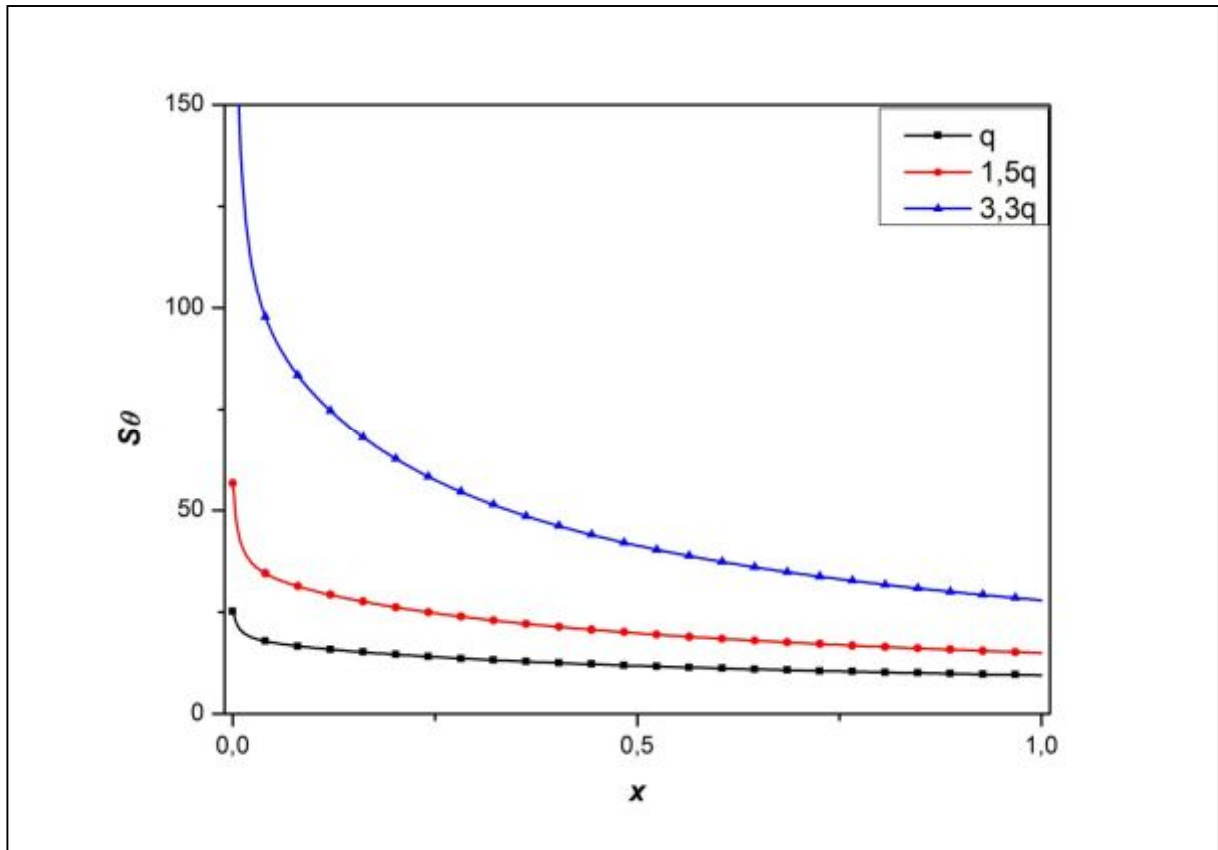


Figure (4.18) : Taux volumique de génération volumique d'entropie S_θ en fonction de x pour différentes valeurs du flux de chaleur

La Figure (4.18) illustre l'évolution du taux de génération d'entropie due au transfert de chaleur à la paroi le long du canal pour différentes valeurs du flux de chaleur.

Nous remarquons que la production d'entropie diminue le long du canal, cela est dû à la diminution du gradient de température près de la paroi car l'épaisseur de la couche limite thermique augmente d'une part et à l'augmentation de la température du fluide d'autre part.

On note que le taux de production d'entropie S_θ est une fonction croissante du flux de chaleur q , en effet l'augmentation du flux de chaleur le gradient de température augmente, et entraîne une génération d'entropie plus importante, à la paroi en particulier.

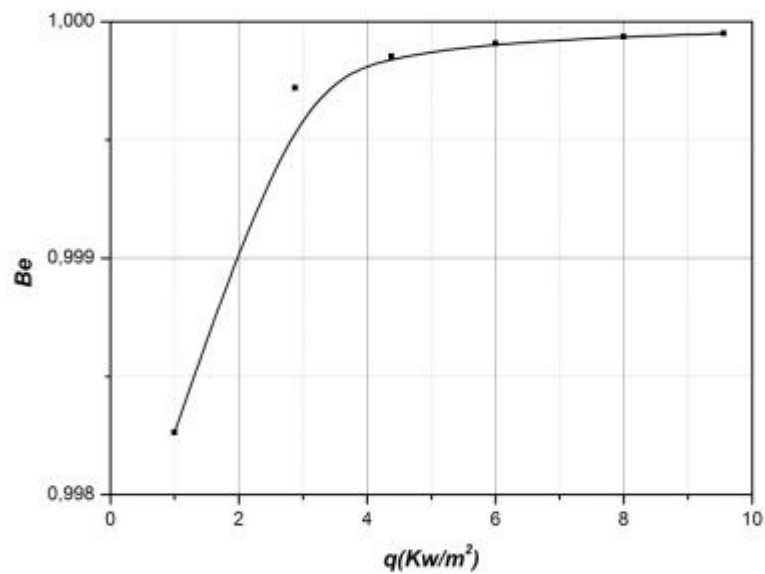
VI-3-4-Nombre de Bejan

Figure (4.19) : Nombre de Bejan en fonction de flux de chaleur

La figure (4.19) montre la variation de nombre de Bejan pour différentes valeurs du flux de chaleur, il est à noter que ce nombre, pour toutes les valeurs du flux, est voisin de 1. Le taux de génération d'entropie dû au l'irréversibilité thermique détermine le taux de production d'entropie totale.

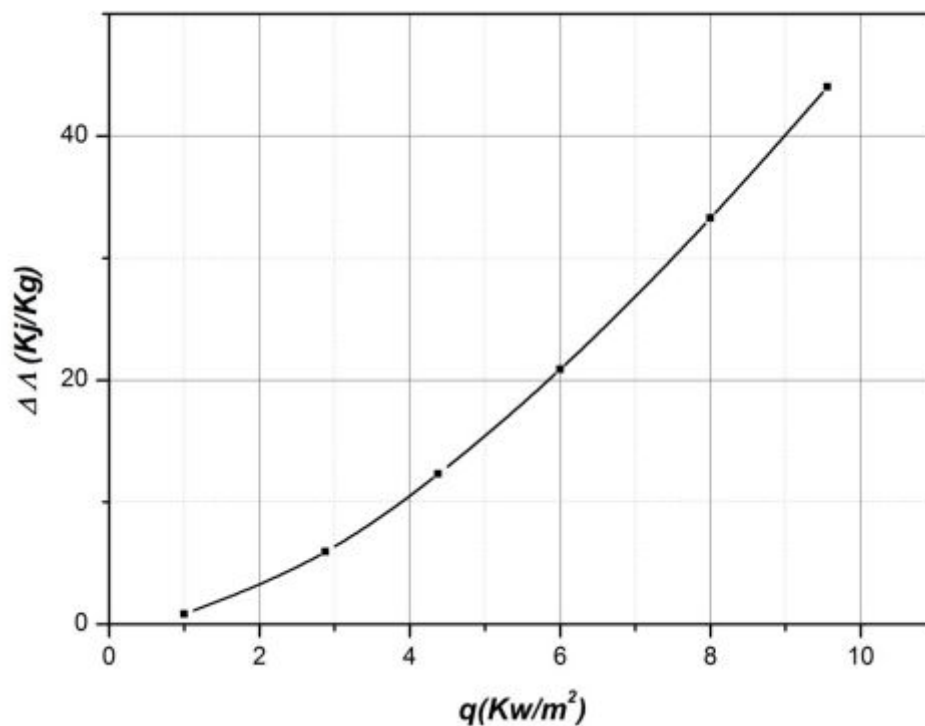
IV-3-5-Exergie

Figure (4.20) la variation de L'exergie en fonction du flux de chaleur

La figure (4.20) montre la variation de l'exergie du système en fonction du flux de chaleur. Nous observons que l'augmentation du flux de chaleur à la paroi entraîne celle de l'exergie. Cette dernière est essentiellement déterminée par la variation de l'enthalpie, celle-ci croît avec la température.

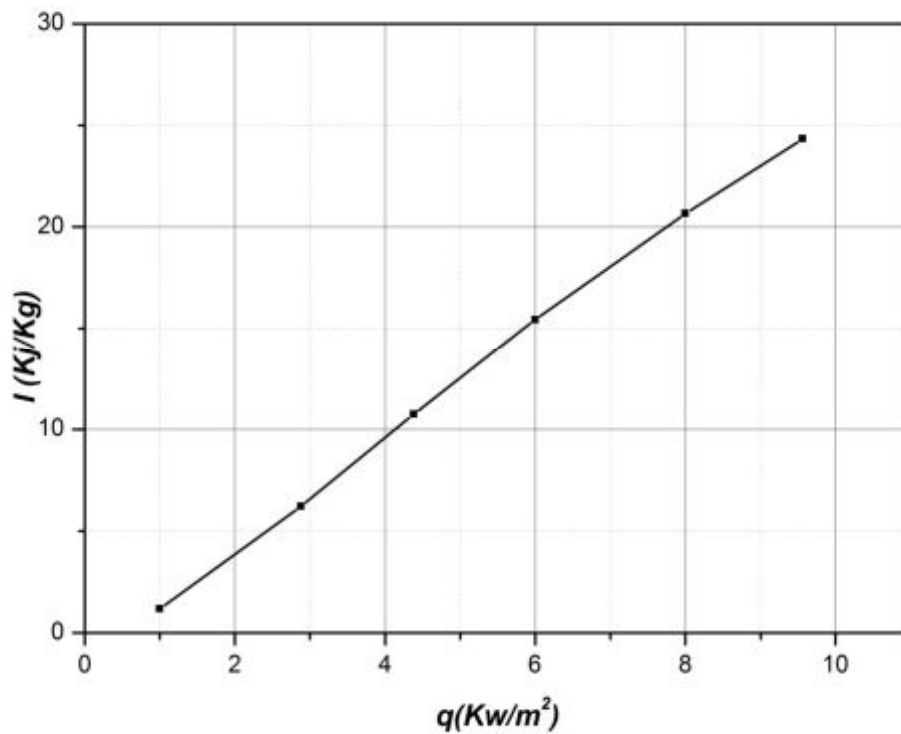


Figure (4.21) la variation de l'irréversibilité en fonction du flux de chaleur

La figure (4.21) illustre la variation de l'irréversibilité du système en fonction du flux de chaleur. Il est à noter que l'irréversibilité augmente avec q . Nous avons vu que le développement de flux diminue le taux de production d'entropie à travers la dissipation visqueuse (*fig(4.17)*) d'une part et augmente l'entropie thermique (*fig(4.18)*) d'autre part. Cette dernière est déterminante dans la génération totale d'entropie.

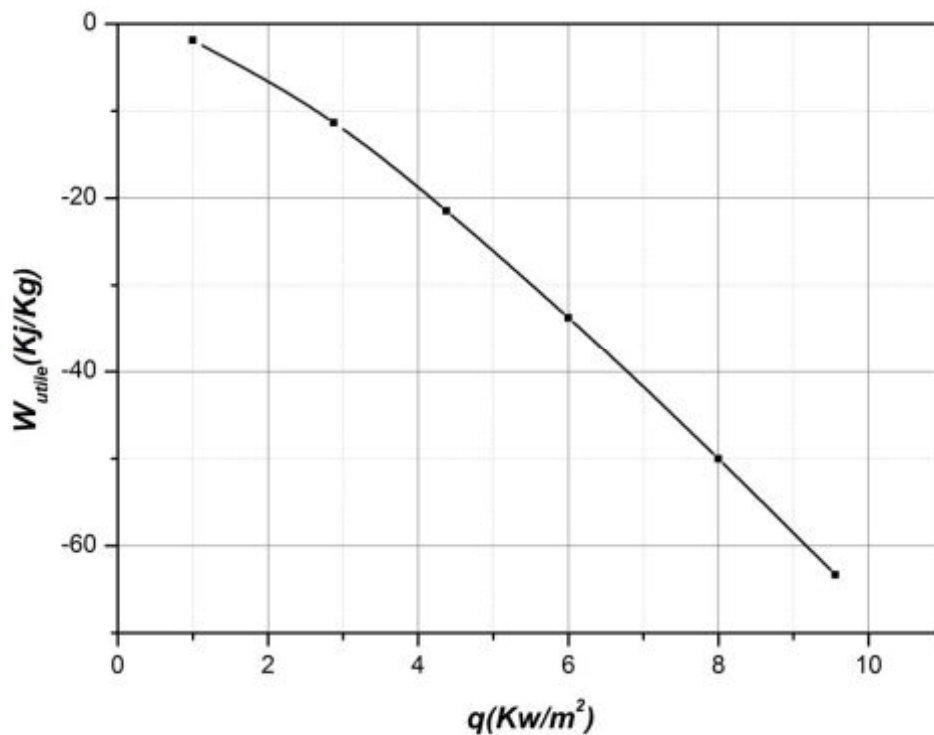


Figure (4.22) la variation de travail utile en fonction du flux de chaleur

La figure (4.22) illustre la variation du travail utile du système en fonction du flux de chaleur. Le travail utile dans notre étude est négatif car le système reçoit du travail. Il croît avec q . Ce qui signifie qu'il faut fournir au système plus d'énergie quand le flux de chaleur à la paroi est plus important. La raison se trouve dans l'irréversibilité qui est essentiellement déterminée par l'aspect thermique du problème ; une augmentation du flux de chaleur entraîne celle de l'entropie thermique et détruit une partie de l'exergie.

III-4- Influence du nombre de Darcy

Dans ce qui suit, nous analysons l'influence du nombre de Darcy pour un nombre de Reynolds fixe $Re = 1000$ et flux de chaleur constant $q = 2879 \text{ W/m}^2$.

III-4-1-Structure d'écoulement

Les figures ci-dessous illustrent l'évolution des lignes de courant et les isothermes pour différents nombre de Darcy à $Re = 1000$ et pour une valeur du flux de chaleur fixe ($q = 2879 [\text{W/m}^2]$).

- **lignes de courant**

La figure (4.23) représente les lignes de courant pour différents nombres de Darcy. Pour $Da = 1$ nous avons un écoulement dans une cavité entièrement fluide. Nous observons que les lignes sont parfaitement parallèles le long du canal.

Quand le nombre de Darcy diminue, les lignes de courant se resserrent vers les parois car la vitesse augmente dans cette région comme on l'a spécifié précédemment.

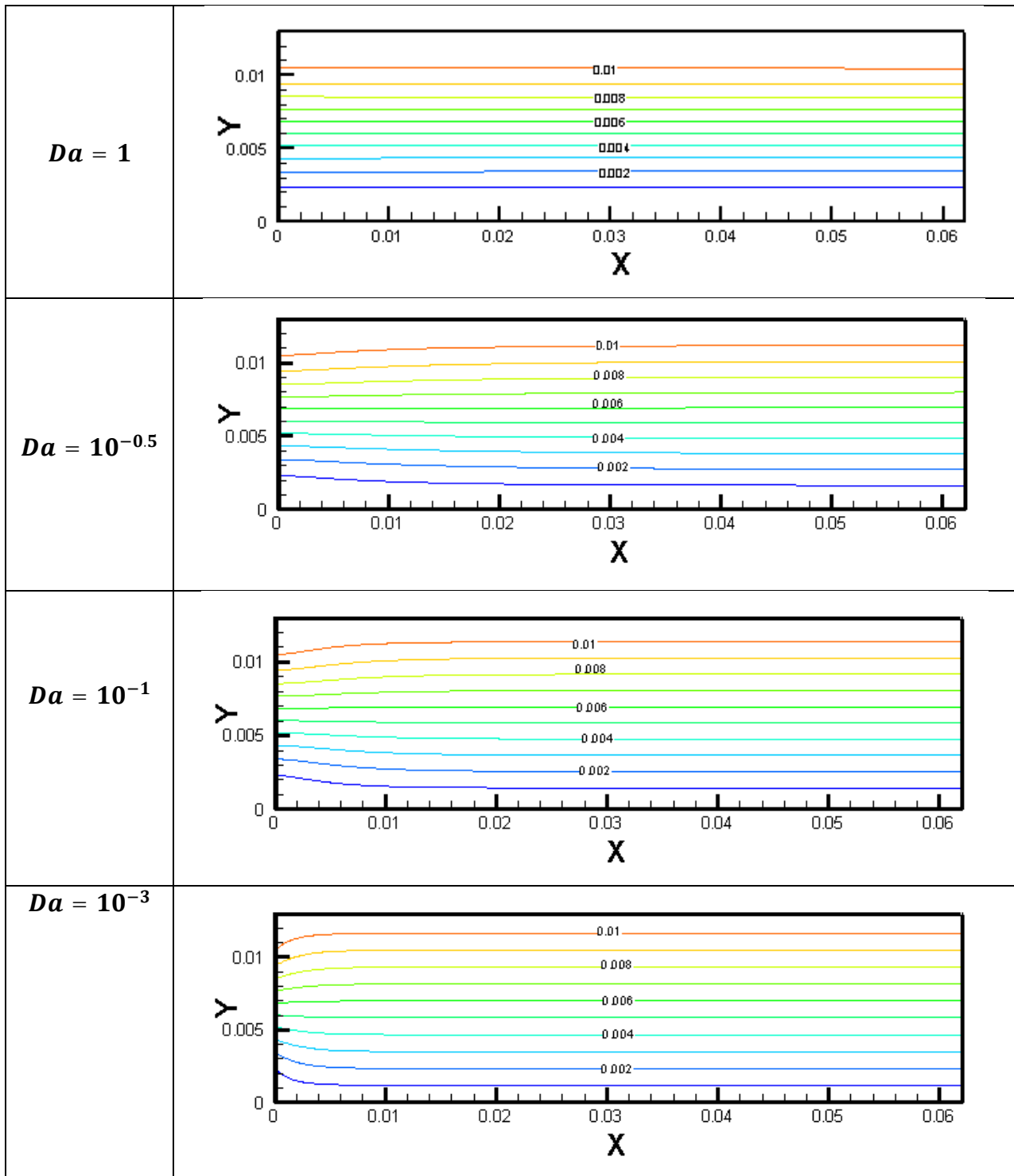


Figure (4.23) : lignes de courant pour différentes valeurs de nombre de Darcy

Contours de température

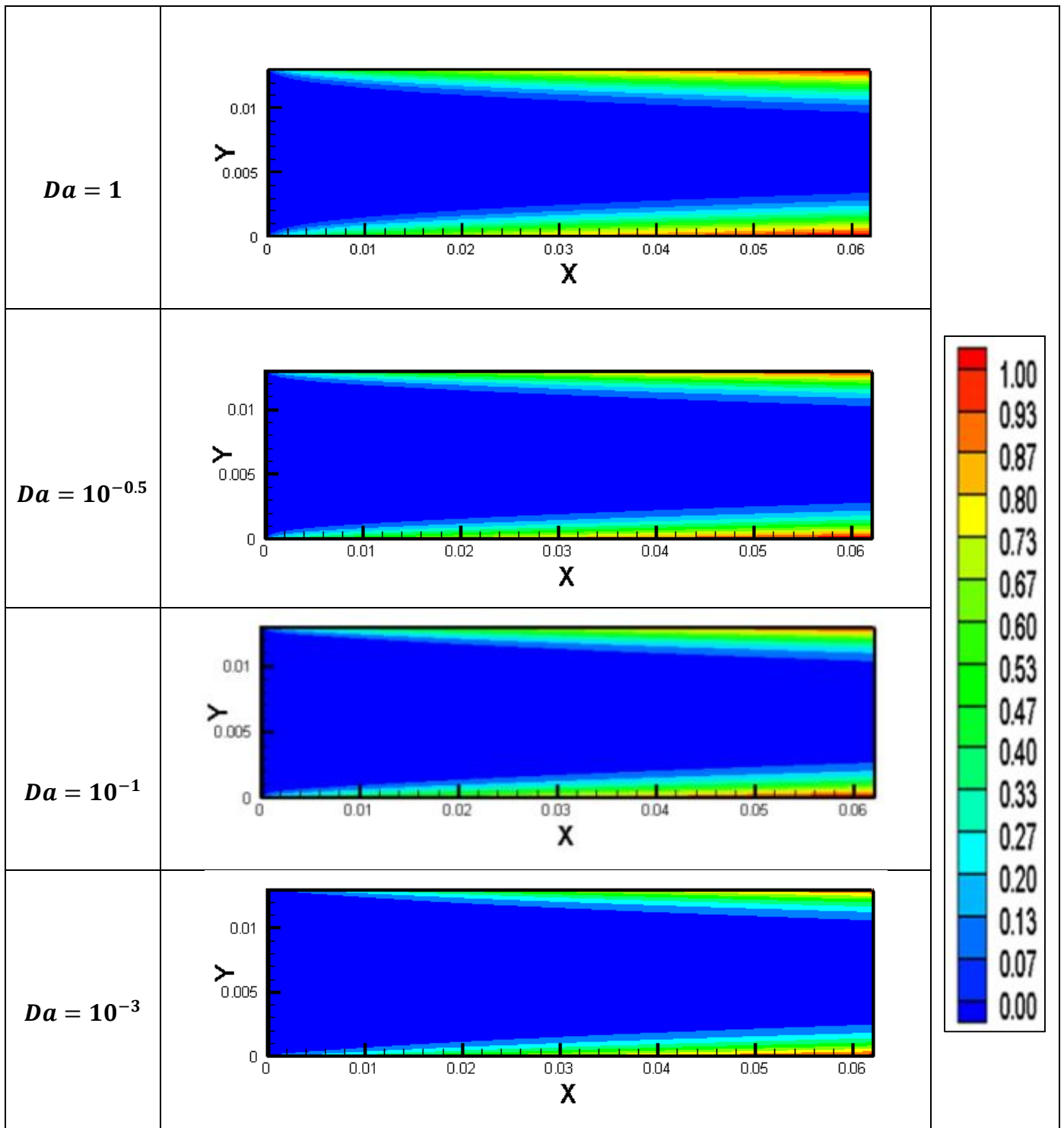


Figure (4.24) : Contours de température pour différents nombre de Darcy

La figure (4.24) montre les Contours de température pour différentes valeurs du nombre de Darcy. Pour $Da = 1$ (configuration purement fluide) nous constatons que la température de fluide augmente le long du canal. Elle devient importante à la sortie.

Pour une configuration poreuse nous observons que l'épaisseur de la couche limite thermique diminue quand le nombre de Darcy devient faible. Cette diminution est due à la présence de la perméabilité du milieu.

Nous remarquons aussi qu'au fur et à mesure que le nombre de Darcy diminue, la température de fluide devient faible, cela revient à la diminution de l'épaisseur de la couche limite thermique.

III-4-2-Profiles des vitesses et de température

- **Profil de vitesse**

Les figures (4.25) illustrent la distribution des vitesses adimensionnelles U , en fonction de Y et pour différentes valeurs de nombre de Darcy Da .

Le profil de vitesse dans le cas où $Da = 1$ (configurations purement fluide) est parfaitement parabolique (écoulement de poiseuille) le long du canal. Lorsque la perméabilité du milieu diminue le profil de vitesse s'aplatit et l'épaisseur de la couche limite diminue.

On peut voir que les milieux poreux homogénéisent le profil de vitesse par rapport à la hauteur du canal, la couche limite devient plus mince lorsque la perméabilité du milieu poreux devient plus faible.

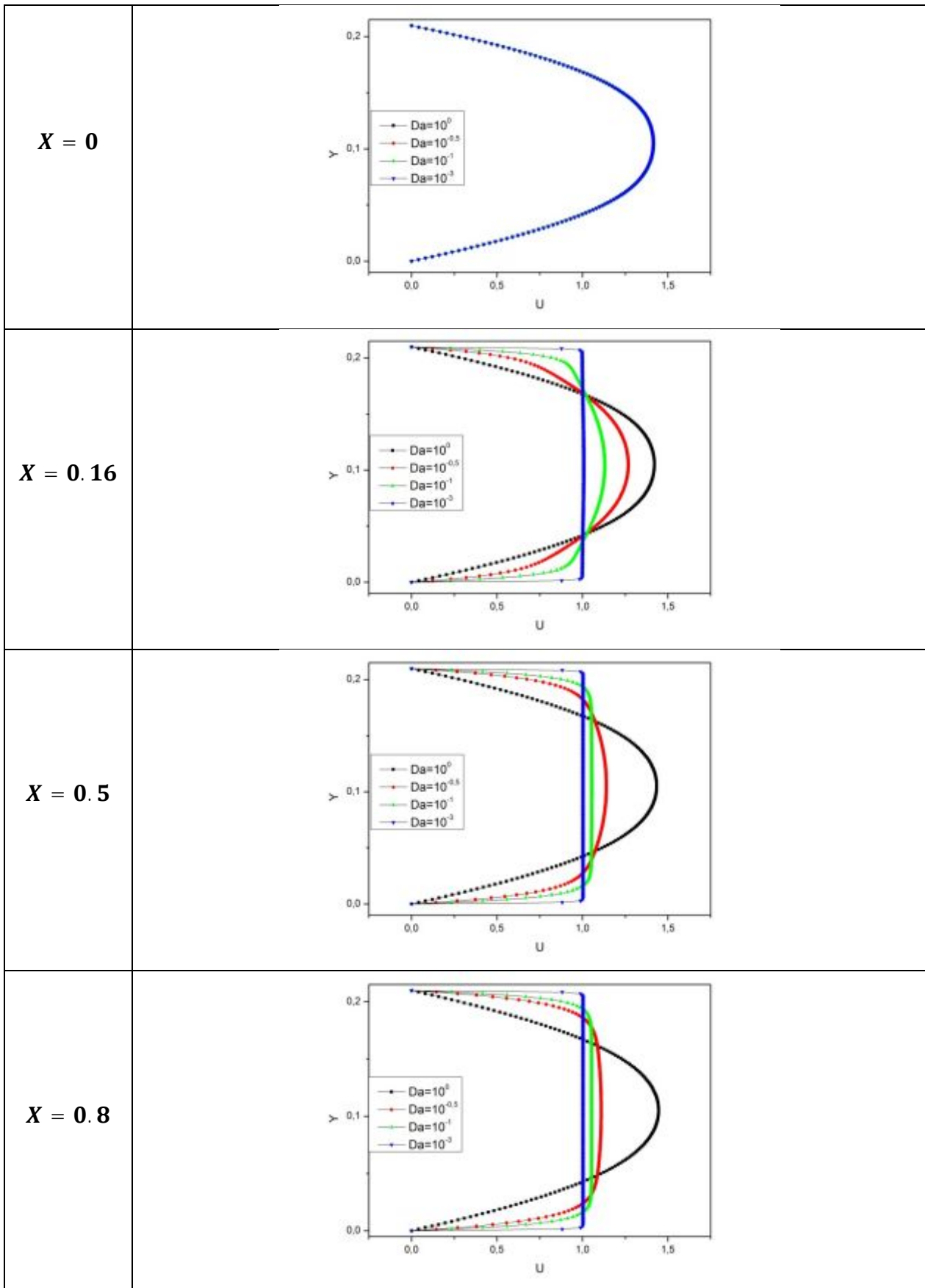


Figure (4.25) : profils de vitesse pour différents nombres du Darcy en différentes sections

• Profil de température

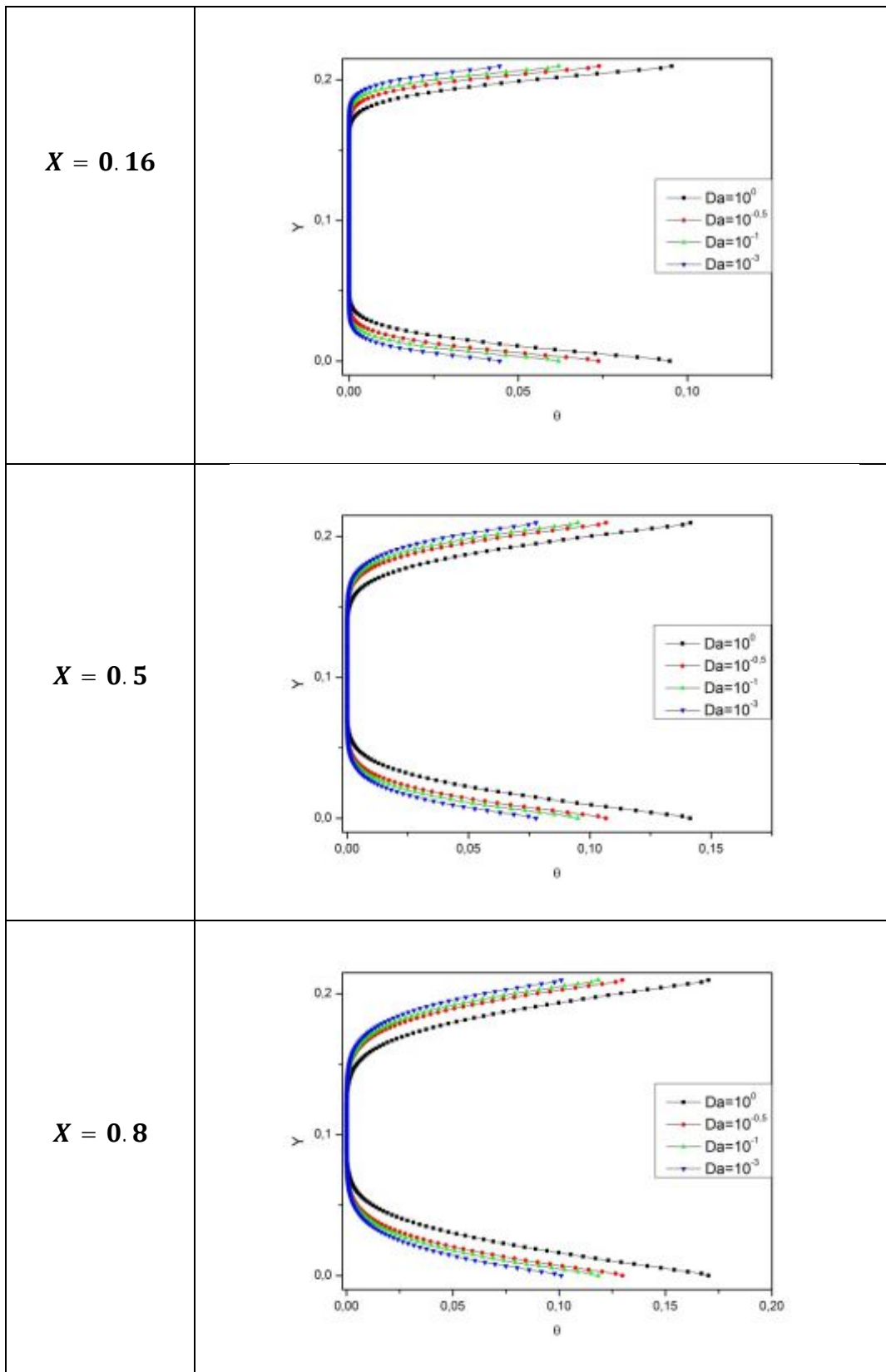


Figure (4.26): profils de température pour différentes valeurs du nombre de Darcy à différentes côtes X

La figure (4.26) illustre l'évolution du profil de température en fonction de Y sur plusieurs sections verticales et pour différentes valeurs du nombre de Darcy, nous constatons l'effet de la présence du milieu poreux sur les profils de la température, la variation de la température du fluide et localisée près des parois chaudes, et elle est nulle au milieu du canal.

Pour $Da = 10^0$ (milieu fluide) la température adimensionnelle du fluide est maximale sur les parois chauffées ; elle diminue rapidement jusqu'à atteindre zéro au centre. Le profil de température le long de la paroi devient parabolique en aval. Pour des valeurs faibles du nombre de Darcy nous observons que la zone de la variation de température s'approche des parois chaude, elle est nulle ailleurs.

III-4-3- nombre de Nusselt

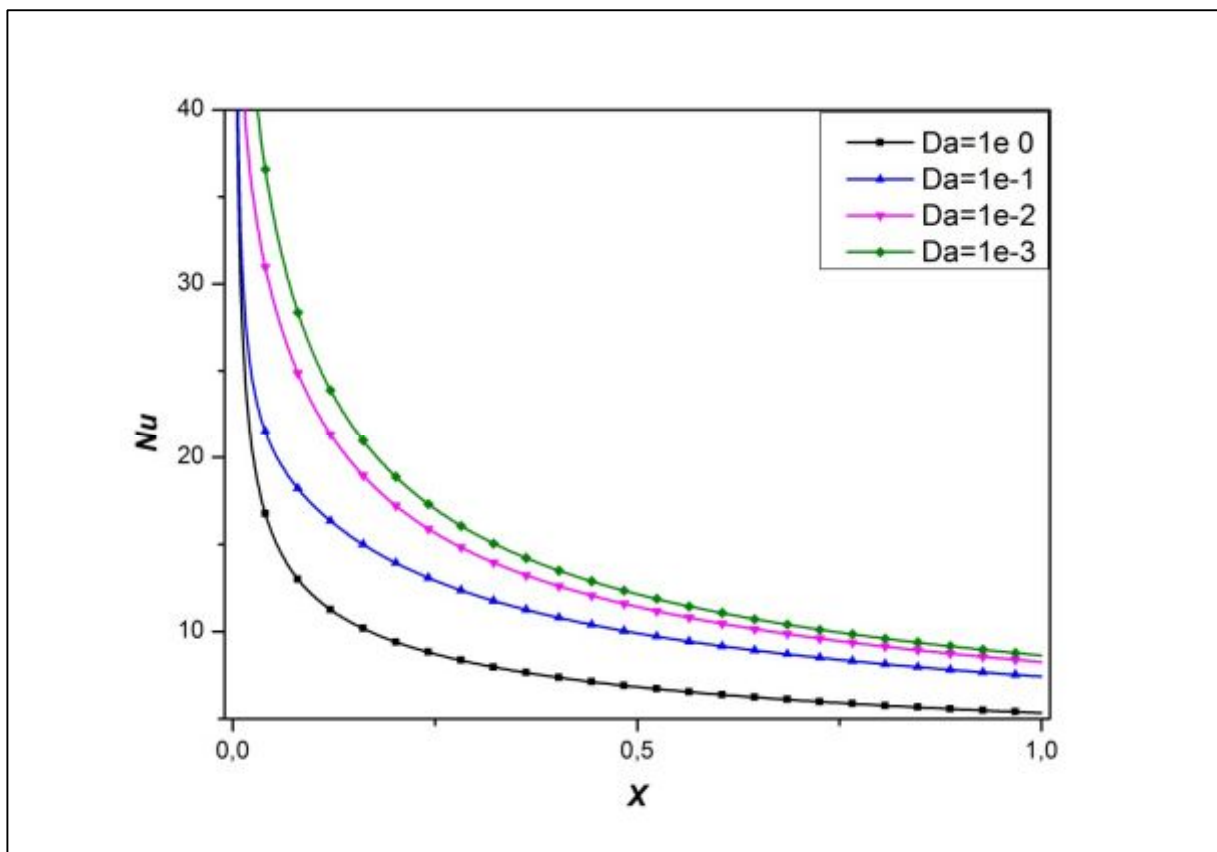


Figure (4.27) : Nombre de Nusselt en fonction de x pour différentes valeurs du nombre de Darcy

Nous représentons sur la figure (4.27) l'effet du nombre de Darcy sur la distribution locale du nombre de Nusselt sur la paroi chaude.

Le nombre de Nusselt présente un maximum à l'entrée du canal où la température est faible et il diminue en aval où la température croît.

Le gradient de température à la paroi est fixe (q est fixé), la variation de la température est affectée par le nombre de Darcy. Quand ce dernier diminue, l'épaisseur de la couche limite thermique décroît ainsi que l'écart de température ($\Delta\theta = \theta_p - \theta_0$).

III-4-4- Taux volumique de génération d'entropie

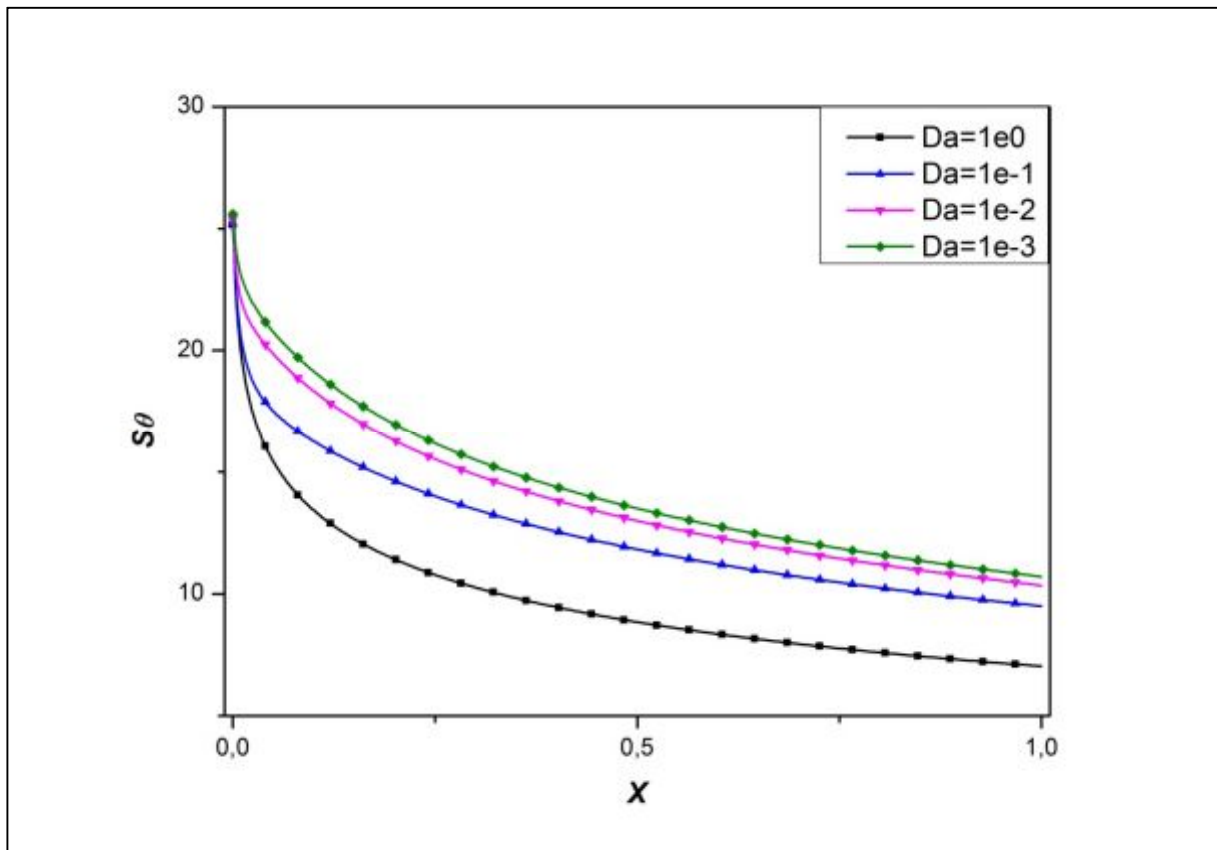


Figure (4.28) : taux volumique de génération volumique d'entropie S_θ en fonction de x pour différentes valeurs du nombre de Darcy

La Figure (4.28) illustre l'évolution du taux de génération d'entropie dû au transfert de chaleur à la paroi chaude le long du canal pour différentes valeurs du nombre de Darcy.

Pour un nombre de Darcy fixe nous apercevons que la production d'entropie diminue le long du canal ; elle est due à l'augmentation de la température du fluide. On note aussi que pour des faibles nombres de Darcy le taux de génération d'entropie S_θ augmente. Comme on l'a mentionné précédemment (*page 66*) le décroissement du nombre de Darcy fait diminuer l'inverse de la température de la paroi, donc S_θ décroît.

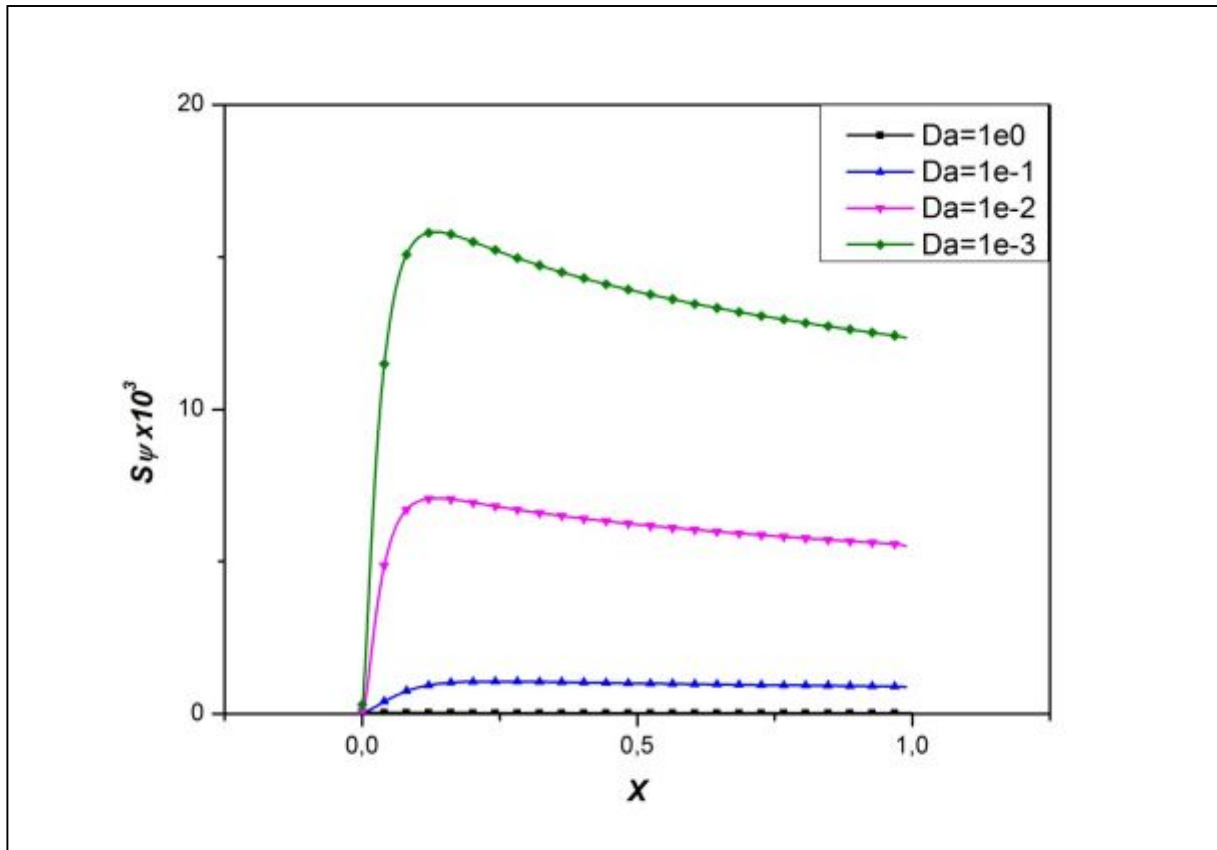


Figure (4.29): taux volumique de génération d'entropie S_ψ en fonction de x pour différentes valeurs du nombre de Darcy

La Figure (4.29) montre la variation du taux de génération d'entropie S_ψ due à la dissipation visqueuse le long du canal à la paroi, pour différentes valeurs de nombre de Darcy.

Il est à noter que la production d'entropie dans le milieu fluide est négligeable comparée à celle dans un milieu poreux car la perméabilité des milieux devient faible et provoque des forts gradients de vitesse aux niveaux des parois.

A $Da = 10^{-1}$ nous constatons qu'à l'entrée, le taux S_ψ atteint une valeur maximale à cause de la naissance de la couche limite dynamique où le gradient de vitesse est très important ; puis décroît vers la sortie du canal, cette diminution est due à l'augmentation de la température du fluide.

Nous observons aussi l'effet de variation du nombre de Darcy. Le terme de dissipation S_ψ augmente avec la diminution de ce nombre, car au fur et à mesure que le nombre de Darcy diminue, l'épaisseur de la couche limite dynamique baisse, ce qui provoque une irréversibilité dynamique considérable.

III-4-5-Nombre de Bejan

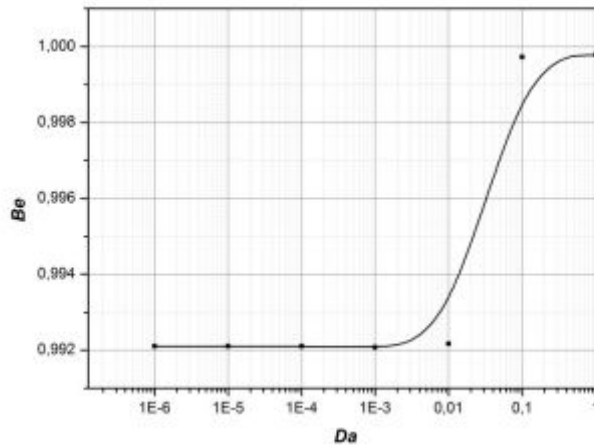


Figure (4.30) Nombre de Bejan en fonction du nombre de Darcy

Nous exposons dans La figure (4.30) le nombre de Bejan en fonction du nombre de Darcy. Nous retiendrons les mêmes remarques précédentes (page 60 et 50), à savoir le taux de génération d'entropie est essentiellement dû aux irréversibilités thermiques dans toute la gamme de Darcy étudiée. Nous devons cependant aussi noter la présence de deux paliers, à faible et fort nombre de Darcy. Ces paliers sont des valeurs très voisines, aussi devons-nous conclure que le nombre de Bejan n'est que très faiblement affecté par la nature du milieu poreux .La production d'entropie est essentiellement de nature thermique.

III-4-6-Exergie

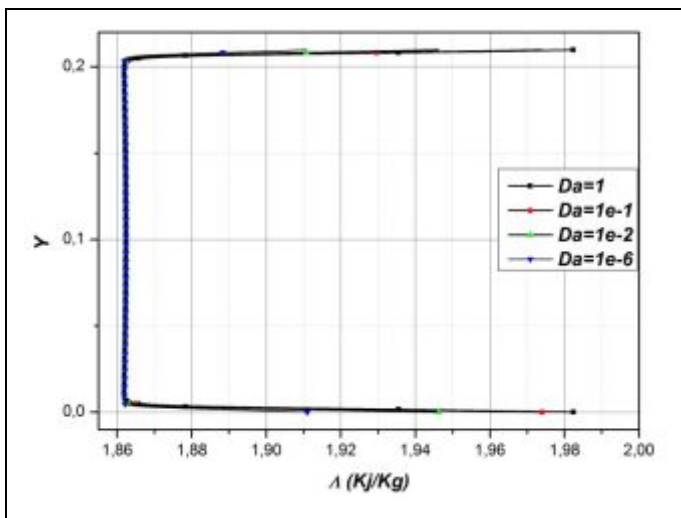


Figure (4.31) .L'exergie en $X = 0$ en fonction de Y à différent nombre de Darcy.

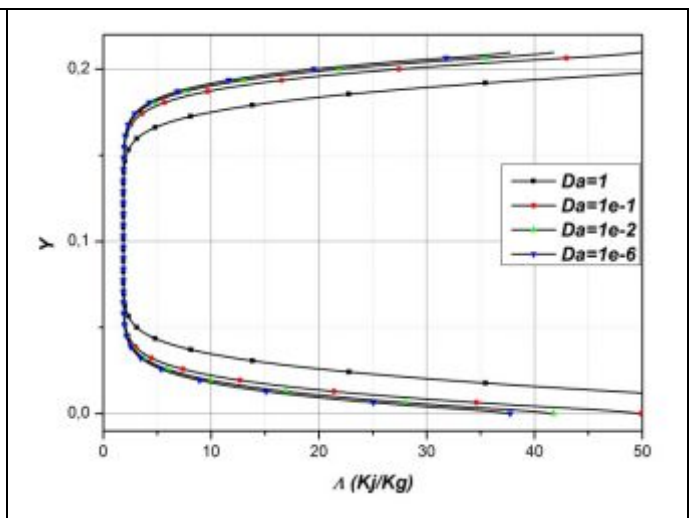


Figure (4.32) L'exergie en $X = 1$ en fonction de Y à différent nombre de Darcy.

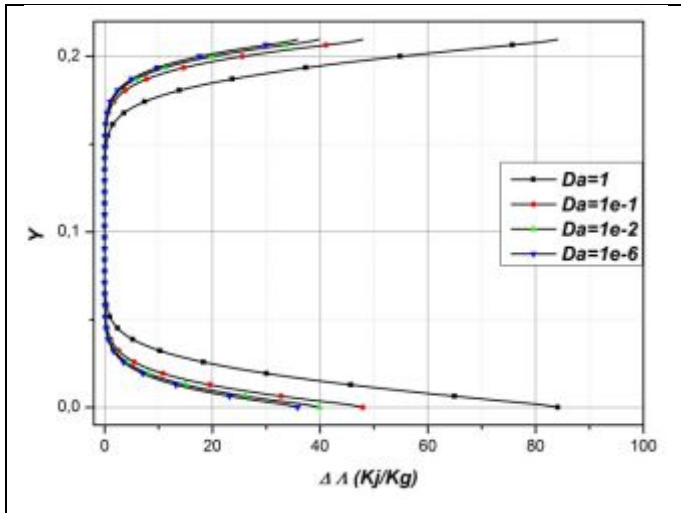


Figure (4.33) .Variation de l'exergie en fonction de Y à différent nombre de de Darcy.

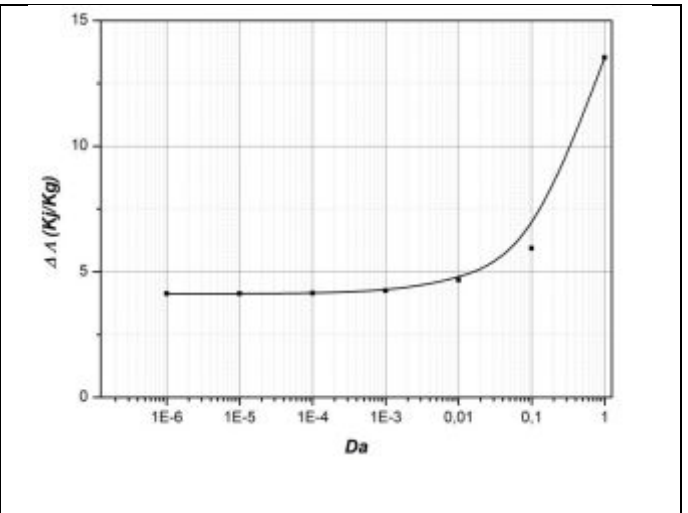


Figure (4.34) .Variation de l'exergie en fonction du nombre de Darcy.

A l'entrée du canal figure (4.31) le nombre de Darcy a très peu d'influence sur la génération d'exergie ; en aval, la température du fluide croit ainsi que son enthalpie : cela se traduit par une augmentation sensible de l'exergie (figures (4.34)et(4.35))en particulier au voisinage des parois .

La figure (4.34) révèle que l'exergie croît avec Da . Cela signifie que le mouvement de fluide requiert plus d'énergie qu'un solide. L'explication peut être trouvée dans le terme $v(p - p_0)$ de l'équation (I.16), comme nous l'avons déjà mentionné ;il constitue l'énergie a fournir à la particule fluide pour vaincre le champ de pression.

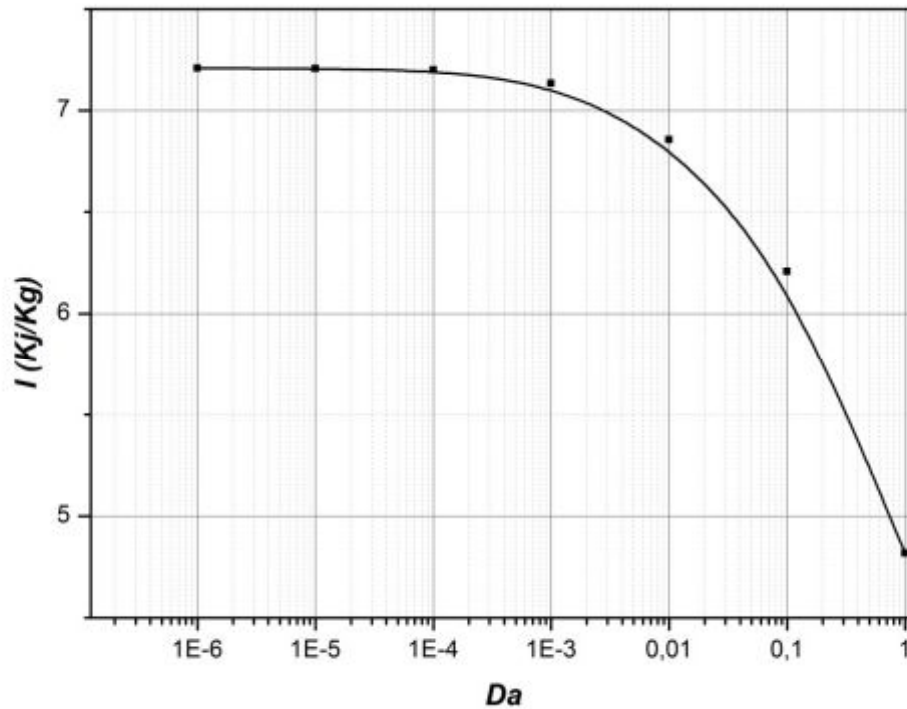


Figure (4.35) : La variation de l'irréversibilité en fonction du nombre de Darcy

La figure (4.35) représente l'irréversibilité du système en fonction du nombre de Darcy. Il est à noter que l'irréversibilité est une fonction décroissante de Re . Comme nous avons déjà vu précédemment la diminution du nombre de Darcy a pour effet d'augmenter la génération d'entropie donc l'irréversibilité (page 69 et 70).

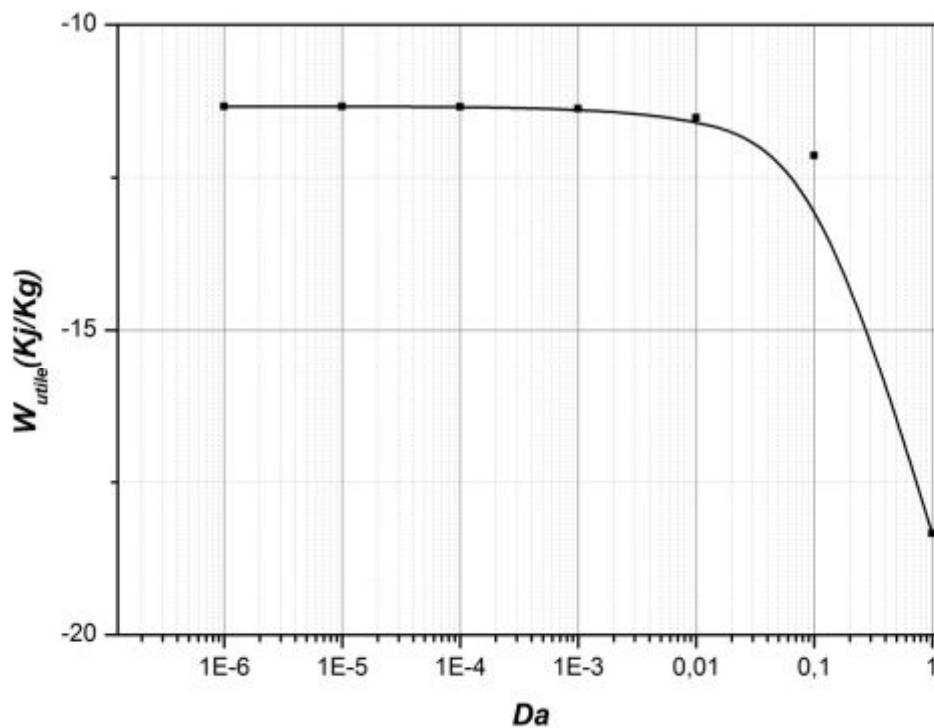


Figure (4.36) : La variation travail utile en fonction du nombre de Darcy

la figure (4.36) donne le travail utile à fournir au fluide en fonction du nombre de Darcy. Nous constatons d'une part que ce travail est bien supérieur à l'exergie et ce à cause de la destruction de cette dernière par les irréversibilités ; d'autre part ,le travail utile croit avec Da car ces même irréversibilité diminuent (*figure 4.36*).

III-4-7-Efficacité

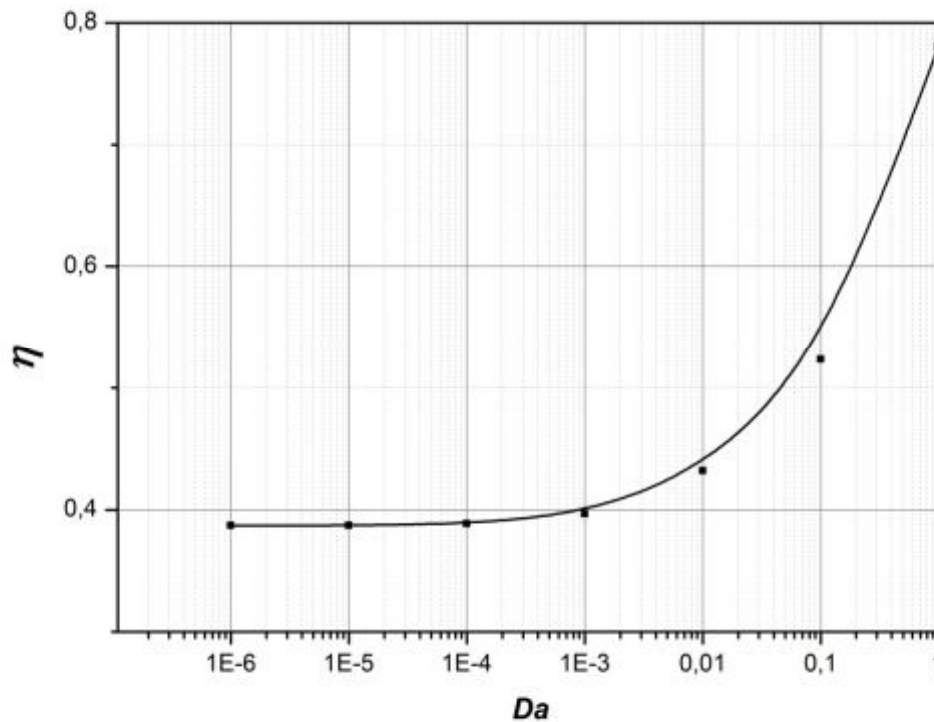


Figure (4.37) Efficacité en fonction du nombre de Darcy

Nous présentons dans la figure (4.37) la variation de l'efficacité η pour différentes valeurs du nombre de darcy. Nous avons vu précédemment (*figures (4.28)et(4.29)*) que la diminution du nombre de darcy fait augmenter le taux de génération d'entropie et influe donc négativement sur l'efficacité du système.

CONCLUSION

Conclusion

Dans ce travail, nous nous sommes penchés sur les deux premières lois de la thermodynamique afin d'étudier l'écoulement laminaire d'un fluide newtonien à travers une matrice poreuse de forme rectangulaire.

Les équations de conservations ont été traitées par le code **CFD** (Computation Fluid Dynamics) « **FLUENT 6.3.26** » qui utilise la discrétisation par les volumes finis.

Nous résumons ci-dessous les principaux résultats auxquels nous avons abouti.

Dans un premier temps nous avons étudié l'influence de la variation du nombre de Reynolds, Nous avons trouvé les résultats suivant :

- ✓ L'augmentation du nombre de Reynolds favorise la production d'entropie dynamique, ainsi que le taux de génération d'entropie thermique.
- ✓ L'augmentation de ce paramètre diminue l'exergie et augmente l'irréversibilité du système.
- ✓ Le développement de ce paramètre diminue l'efficacité du système.

La deuxième partie a été consacrée à l'effet du flux de chaleur, et nous avons trouvé que L'augmentation de flux de chaleur q :

- ✓ privilégie la génération d'entropie thermique mais défavorise l'irréversibilité dynamique.
- ✓ augmente l'exergie et l'irréversibilité.

Dans la troisième partie nous avons étudié l'influence de la perméabilité de la matrice poreuse à travers le nombre de Darcy et ses influences, Les résultats peuvent être résumés comme suit :

- ✓ Le milieu poreux uniformise le profil de vitesse sur la section droite du canal.
- ✓ La diminution du nombre de Darcy favorise la production d'entropie et fait diminuer l'exergie.

Notre étude s'est limitée au régime d'écoulement laminaire, il est souhaitable de considérer le cas du régime turbulent.

Il serait de même intéressant qu'un travail expérimental soit entrepris afin de valider nos résultats numériques.

REFERENCES
BIBLIOGRAPHIQUES

Références bibliographiques :

- [1] A.C. BAYTASÇI, « *Entropy generation for natural convection in an inclined porous cavity* » International Journal of Heat and Mass Transfer 43 : 2089-2099 (2000).
- [2] SYEDA HUMAIRA TASNIM, MAHMUD SHOHEL, MOHAMMAD ARIF HASAN MAMUN, « *Entropy generation in a porous channel with hydromagnetic effect* » Exergy, an International Journal 2 : 300–308 (2002).
- [3] SHOHEL MAHMUD, ROYDON ANDREW FRASER, « *Mixed convection–radiation interaction in a vertical porous channel: Entropy generation* » Energy 28 : 1557–1577 (2003).
- [4] SHOHEL MAHMUD and ROYDON ANDREW FRASER, « *Free Convection and Irreversibility Analysis inside a Circular Porous Enclosure* » Entropy 5 : 358–365 (2003).
- [5] SHOHEL MAHMUD, ROYDON ANDREW FRASER, « *Flow, thermal, and entropy generation characteristics inside a porous channel with viscous dissipation* » International Journal of Thermal Sciences 44 : 21–32 (2005).
- [6] O.D. MAKINDE, E. OSALUSI, « *Entropy generation in a liquid film falling along an inclined porous heated plate* » Mechanics Research Communications 33 : 692–698 (2006).
- [7] KAMEL HOUMAN, ARASH EJLALI, « *Second law analysis of laminar flow in a channel filled with saturated porous media: a numerical solution* » Entropy 7[4] : 300–307 (2005).
- [8] IMAN ZAHMATKESH, « *On the importance of thermal boundary conditions in heat transfer and entropy generation for natural convection inside a porous enclosure* » International Journal of Thermal Sciences 47 : 339–346 (2008).
- [9] K. HOUMAN and A. EJLALI, « *Entropy generation for forced convection in a porous saturated circular tube with uniform wall Temperature* » Int. Comm. Heat Mass Transfer, 34 : 408-419 (2007).
- [10] K. HOUMAN, H. GURGENCI, A.A. MERRIKH, « *Heat transfer and entropy generation optimization of forced convection in porous-saturated ducts of*

- rectangular cross-section* » International Journal of Heat and Mass Transfer 50 :2051–2059 (2007).
- [11] K. HOOMAN, F. HOOMAN, S.R. MOHEBPOUR, « *Entropy generation for forced convection in a porous channel with isoflux or isothermal walls* » Int. J. Exergy, 5 (1) :78-96 (2008).
 - [12] YASIN VAROL, HAKAN F. OZTOP, IOAN POP, « *Entropy generation due to natural convection in non-uniformly heated porous isosceles triangular enclosures at different positions* » International Journal of Heat and Mass Transfer 52 : 1193–1205 (2009).
 - [13] DILEEP SINGH CHAUHAN, VIKAS KUMAR, « *Effects of slip conditions on forced convection and entropy generation in a circular channel occupied by a highly porous medium: Darcy extended Brinkman-Forchheimer model* » Turkish J. Eng. Env. Sci. 33 : 91 – 104 (2009).
 - [14] IRFAN KURTBAÇ, NEVIN CELIK, IBRAHIM DINÇER, « *Exergy transfer in a porous rectangular channel* » Energy 35 : 451–460(2010).
 - [15] RAM SATISHKALURI, TANMAY BASAK, « *Role of entropy generation on thermal management during natural convection in porous square cavities with distributed heat sources* » Chemical Engineering Science 66 :2124–2140 (2011).
 - [16] A. K. AL-HADHRAMI, L. ELLIOTT and D. B. INGHAM, « *A New Model for Viscous Dissipation in Porous Media Across a Range of Permeability Values* » Transport in Porous Media 53: 117–122 (2003).
 - [17] O.D. MAKINDE AND E. OSALUSI, « *Second Law Analysis of Laminar Flow In A Channel Filled With Saturated Porous Media* » Entropy 7[2] :148-160 (2005).
 - [18] A. Bejan, « *Second-law analysis in heat transfer and thermal design* », Adv. Heat Transfer 15 (1982) 1–58.
 - [19] ILYA PRIGOGINE , « *Introduction à la thermodynamique des processus irréversibles* ».
 - [20] VAN WYLEN.SONNTAG.DESROCHERS, « *thermodynamique appliquée* » .
 - [21] R.YOUNSI, « *Simulation numérique du transfert de chaleur et de masse en milieux fluides et poreux* ». Thèse de doctorat, USTHB (2002) .

- [22]M.NACER-BEY, « *simulation numérique de la convection thermosolutale tridimensionnelle dans un milieu poreux* ». Thèse de magister USTHB (2007)
- [23]P.AMIOT, « *Thermodynamique* ».
- [24]ADRIAN BEJAN, ALLAN D. KRAUS, « *heat transfer handbook* » by John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey. Canada(2003).
- [25]DONALD A.NIELD, ADRIAN BEJAN, « *Convection in Porous Media* », Third Edition by Springer Science and Business Media, Inc.(2006).
- [26]KAMBIZ VAFAI, « *Handbook of POROUS MEDIA* », Second Edition by taylor and francis group(2005).
- [27]MASSOUD KAVIANY « *Principles of Heat Transfer in Porous Media* » (Mechanical Engineering Series) [Hardcover]
- [28]D. B. INGHAM, I. POP « *transport phenomena in porous media II* » by PERGAMON An imprint of Eisevler Science(2002)
- [29]D. B. INGHAM . I. POP « *transport phenomena in porous media III* » by Elsevier Ltd.(2005)
- [30] K. HOOMAN, A.EJLALI, F.HOUMAN, « *Entropy generation analysis of thermally developing forced convection in fluid-saturated porous medium* » Applied Mathematics and Mechanics English Edition 29(2):229–237(2008).
- [31]ADRIAN BEJAN, « *Method of entropy generation minimization,or modeling and optimization based oncombi*
ned heat transfer and thermodynamics » Rev Ge'n Therm 35 : 637-646(1996).
- [32] M. BIDI, M.R.H. NOBARI, M. SAFFAR AVVAL , « *A numerical evaluation of combustion in porous media by EGM (EntropyGeneration Minimization)* » Energy 35 : 3483-3500 (2010).
- [33] JEAN-FRANÇOIS DAÏAN, «*EQUILIBRE ET TRANSFERTS EN MILIEUX POREUX* » (2010).
- [34] MAXIME NICOLAS « *ECOULEMENTS DANS LES MILIEUX POREUX* » Groupe Ecoulements de Particules IUSTI (2003).
- [35] R. BENNACER, A. TOBBAL ET H. BEJI « *Convection naturelle Thermosolutale dans une Cavité Poreuse Anisotrope:Formulation de Darcy-Brinkman* » Rev. Energ. Ren. Vol. 5 :1-21(2002).

- [36]D. A. NIELD, S. L. M. JUNQUEIRA AND J. L. LAGE, « *Forced convection in a fluid-saturated porous-medium channel with isothermal or isoflux boundaries* » J. Fluid Mech., vol. 322 : 201-214 (1996).
- [37]DJEDJIG SOUHILA, « *Impact d'un jet d'air sur une surface Circulaire chauffée* » Thèse de magister USTHB (2011)
- [38] ADRIAN BEJAN, « *Entropy Generation Minimization: The Method of Thermodynamic Optimization of Finite-Size Systems and Finite-Time Processes (Mechanical and Aerospace Engineering Series)* » [Hardcover] (1996)
- [39] IRFAN KURTBAÇ, NEVIN CELIK, « *Experimental investigation of forced and mixed convection heat transfer in a foam-filled horizontal rectangular channel* » International Journal of Heat and Mass Transfer 52 :1313–1325 (2009)
- [40]F. SOUIDI, K. AYACHI AND N. BENYAHIA, « *Entropy Generation Rate for a Peristaltic Pump* » Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics . Vol. 34, No. 2 : 171–194 (2009).
- [41]J. L. Lage, « *Effect of the convective inertia term on Bénard convection in a porous medium* ». Num. Heat Transfer, Vol. 22, pp. 469-485 (1992).
- [42] J. C. Ward, « *Turbulent flow in porous media* ». J. Hyd. Div. ASCE, Vol. 90, pp. 1-12 (1964).]
- [43]JORSE PH H. KEENAN, « *Availability and irreversibility in thermodynamics* » Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Mass., U.S.A.(1951).
- [44] P. Le Breton J. P. Caltagirone et E. Arquis, « *Natural convection in a square cavity with thin porous layers on its vertical walls* ». Journal of Heat Transfer, vol. 113, 892-898 (1991).
- [45]K. Vafai et C. L. Tien, « *Boundary and inertia effects on flow and heat transfer in porous media* ». International Journal of Heat and Mass Transfer 24, 195-203 (1981).
- [46]G. Lauriat et V. Prasad, « *Natural convection in vertical porous cavity: Numerical study for Brinkman – extended Darcy formulation* ». ASME J. Heat Transfer, Vol. 109, pp. 688-696(1987).