### République Algérienne Démocratique et Populaire Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique Université EL-HADJ LAKHDAR – BATNA -



# MÉMOIRE

Présenté à

### LA FACULTE DES SCIENCES - DEPARTEMENT DE PHYSIQUE Laboratoire de Physique Energétique Appliquée

Pour obtenir le diplôme de

### **MAGISTERE EN PHYSIQUE**

**Option : Physique Energétique** 

Par

Charef-Khodja Nabila

## <u>Thème</u>

Etude Numéríque Des Ecoulements Dans Les

## Mícrocanaux

Soutenue Devant Le Jury :

Pr.S.BOUGOUL	Jniversité de Batna
--------------	---------------------

- Pr.A.SOUDANI Université de Batna
- Pr.R.BESSAIH Université de Constantine
- Dr.B.ADOUANE
   Université de Batna

Président Rapporteur Examinateur Examinateur

# Dédicace

Je dédie cet humble travail à mon fils Mohamed Yahia.

Nabila

## Remerciements

Je commencerai par remercier chaleureusement mon encadreur, le Professeur Azeddine SOUDANI, pour ses conseils, ses encouragements et pour les nombreuses discussions scientifiques qui m'ont aidé tout au long de ce travail.

Mes remerciements s'adressent aussi à Mr. Abderrezak HAMAMI pour avoir suivi ce mémoire. J'exprime alors ma plus grande gratitude pour son aide.

Toute ma gratitude va également au Professeur Saâdi BOUGOUL, qui a accepté de présider le jury. Je tiens à remercier aussi les membres du jury, le Professeur R. BESSAIH et le Docteur B. ADOUANE, d'avoir accepté d'examiner le présent mémoire.

Je voudrais également remercier Mr. Zoubir BELKACEMI, pour ses remarques et ses conseils qui ont été particulièrement fructueux.

Je tiens à remercier mes proches. Un grand merci à toute ma famille pour m'avoir entouré de leurs affections.

Table des matières

# Table des matières

Introduction	générale	1
		_

### Chapitre I : Etude bibliographique

1.1. Etat de l'art	6
1.1.1. Hydrodynamique	6
1.1.2. Transfert thermique par convection forcée	14

## Chapítre II : Rappels théoríques

2.1. Hydrodynamique	16
2.1.1. Hydrodynamique en régime laminaire	16
2.1.2. Hydrodynamique en régime turbulent	19
2.1.3. Longueurs d'établissements hydrauliques	19
2.2. Transfert thermique par convection forcée	20
2.3. Couches limites	22
2.4. Traitement près de la paroi	24
2.4.1. Ecoulement turbulent près de la paroi	24
2.4.1.1. Région interne	24
2.4.1.2. Région externe	25
2.4.2. Échange de chaleur près de la paroi	27
Conclusion	29

## Chapítre III : Modélisation numérique

3.1. Présentation du code de calcul FLUENT	
3.1.1. Résolution numérique par la méthode des volumes finis	
3.1.2. Procédure sous Fluent	
3.1.2.1. Schémas de discrétisation	
3.1.2.2. Choix de la formulation du solveur	

3.1.2.3. Méthodes d'interpolation pour la pression	34
3.1.2.4. Couplage pression-vitesse	35
3.1.2.5. Facteurs de relaxation	
3.2. Résolution numérique	
3.2.1. Hydrodynamique	
3.2.1.1. Géométrie	
3.2.1.2. Simulations préliminaires	37
3.2.1.3. Paramètres de simulation	
3.2.1.4. Effet du maillage	41
3.2.1.5. Etudes de sensibilité	
3.2.2. Transfert thermique	45
3.2.2.1. Domaine de calcul	45
3.2.2.2. Paramètres de simulation	46
Conclusion	

## Chapítre VI : Résultats et discussion

4.1.	Hydrodynamique	.49
	4.1.1. Longueur d'établissement	.49
	4.1.2. Champs des vitesses	.50
	4.1.3. Profils des vitesses	.52
	4.1.4. Coefficient de frottement	.54
	4.1.5. Nombre de Poiseuille	.55
4.2.	Transfert thermique	.62
	4.2.1. Nombre de Nusselt local	.63
	4.2.2. Nombre de Nusselt moyen	.67
	4.2.3. Coefficient d'échange thermique	.67
	4.2.4. Régime turbulent	.68
Con	clusion	.69

Conclusion générale......70 Bibliographie ......72 Liste des figures

# Liste des figures

Figure (a): Quelques exemples de microstructures [6]	
Figure (b): Micro-Échangeur de chaleur construit par canaux rectan	gulaires usinés
en métal [2]	4
Figure 1.1. Condensé de travaux sur l'hydrodynamique [23]	6
Figure 1.2. Coefficient de frottement dans les microtubes [50]	8
Figure 1.3. Comparaison théorie-expérimental du coefficient de frott	tement en fonction du
nombre de Reynolds [21]	
Figure 1.4. f Re mesuré en fonction du nombre de Reynolds pour de	es microtubes
circulaires d'acier inoxydable [15]	11
Figure 1.5. Comparaison entre la théorie et l'expérimental dans des	tubes circulaires [3]11
Figure 1.6. Effet de la Double Couche Electrique [36]	
Figure 2.1. Ecoulement dans un canal à section rectangulaire	16
Figure 2.2. Profils des vitesses dans une canalisation [32]	
Figure 2.3. Profils des vitesses pour les couches limites laminaire et t	turbulente dans un
écoulement sur une plaque plane [18]	
Figure 2.4. Couche limite thermique sur une plaque plane [22]	23
Figure 2.5. Profils des vitesses dans la couche limite [14]	
Figure 2.6. Profils de température moyenne. D'après White [46]	
Figure 3.1. Les trois types de maillages	
Figure 3.2. Domaine du calcul	
Figure 3.3. Champ de la vitesse à la sortie du microcanal	
Figure 3.4. Convergence des résidus à Re=669	41
Figure 3.5. Présentation de différents maillages d'une partie du cana	l de 500 μm41
Figure 3.6. Variation de la vitesse axiale selon plusieurs maillages	
(Canal de 500 µm de hauteur)	
Figure 3.7. Variation du Coefficient de frottement selon plusieurs ma	aillages
(Canal de 500 µm de hauteur)	
Figure 3.8. Résultats obtenus par les différents modèles de turbulenc	e:
Cas du canal de 500 µm de hauteur	
Figure 3.9. Résultats obtenus par les différents modèles de turbulence	e:
Cas du canal de 200 µm de hauteur	44
Figure 3.10. Domaine du calcul	46
Figure 3.11. Positions des thermocouples	

Figure 3.12. Convergence des résidus à Re=368	48
Figure 4.1. Variation de la vitesse axiale le long du canal de 500 $\mu$ m de hauteur	49
Figure 4.2. Variation de la vitesse axiale le long du canal de 200 µm de hauteur	50
Figure 4.3. Champ de la vitesse (Re=100, hauteur du canal 500 µm)	50
Figure 4.4. Champ de la vitesse à l'entrée du microcanal	51
Figure 4.5. Champ de la vitesse dans le microcanal	51
Figure 4.6. Champ de la vitesse à la sortie du microcanal	51
Figure 4.7. Profils des vitesses du canal de 500 μm de hauteur	52
Figure 4.8. Profils des vitesses du canal de 200 µm de hauteur	53
Figure 4.9. Variation du coefficient de frottement le long du canal de 500 $\mu$ m	54
Figure 4.10. Variation du coefficient de frottement le long du canal de 200 $\mu$ m	54
<b>Figure 4.11.</b> Evolution du nombre de Poiseuille $P_0$ en fonction de Re	57
<b>Figure 4.12</b> . Evolution du nombre de Poiseuille $P_0$ en fonction de longueur	
hydrodynamique $L^+$	61
Figure 4.13. Champ de la température statique pour une hauteur du canal de	
1 mm et Re=337	62
Figure 4.14. Variations du nombre de Nusselt le long du canal pour une hauteur	
de 1 mm	63
Figure 4.15. Variations du nombre de Nusselt le long du canal pour une hauteur	
de 500 μm	64
Figure 4.16. Variations du nombre de Nusselt le long du canal pour une hauteur	
de 400 µm	64
Figure 4.17. Variations du nombre de Nusselt le long du canal pour une hauteur	
de 300 µm	65
Figure 4.18. Variations du nombre de Nusselt le long du canal pour une hauteur	
de 200 µm	65
Figure 4.19. Variations du nombre de Nusselt le long du canal pour une hauteur	
de 100 μm	66
Figure 4.20. Evolution du nombre de Nusselt normalisé en fonction de la hauteur	
du microcanal	67
Figure 4.21. Effet de la hauteur du canal sur le coefficient d'échange thermique	68
<b>Figure 4.22.</b> Evolution du nombre de Nusselt pour $T_{paroi} = T_i$ (i=1, 2)	68
<b>Figure 4.23.</b> Evolution du nombre de Nusselt pour $T_{paroi} = T_i$ (i=3,4)	69

Liste des tableaux

# Liste des tableaux

Tableau 1.1. Tableau récapitulatif des résultats expérimentaux concernant les	
écoulements liquides en micro-conduites rugueuses	12
Tableau 3.1. Quelques résultats de la simulation	
Tableau 3.2. Propriétés physiques de l'eau	40
<b>Tableau 3.3</b> . Influence de l'intensité de la turbulence sur la solution	45
Tableau 3.4. Propriétés de l'eau et du laiton	47
Tableau 4.1. Nombre de Reynolds critique de transition à la turbulence	61

Nomenclature

# Nomenclature

### Paramètres sans dimension

Symboles	Dénominations	
$f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho u_{moy}^2}$	Coefficient de frottement	
$\operatorname{Re} = \frac{D_h U}{v}$	Nombre de Reynolds	
$P_0 = f \operatorname{Re}$	Nombre de Poiseuille	
f' = 4f	Coefficient de frottement de Darcy	
$Nu = \frac{h^{therm} D_h}{\lambda}$	Nombre de Nusselt	
$\Pr = \frac{\nu}{\alpha}$	Nombre de Prandtl	
Re <sub>c</sub>	Nombre de Reynolds critique	
$L^+ = \frac{1}{D_h} \frac{L}{\text{Re}}$	Longueur adimensionnelle hydraulique	
$x^* = \frac{x}{D_h \operatorname{Re}} \frac{1}{\operatorname{Pr}}$	Abscisse adimensionnelle thermique	
	Lettres latines	
Symboles	Dénominations	Unités
b	Largeur d'un canal	m
$D_h = 4A/P_m$	Diamètre hydraulique	m
Н	Hauteur d'un canal	m
h	Demi hauteur d'un canal	m

h <sup>therm</sup>	Coefficient d'échange thermique	W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>
L	Longueur d'une conduite	m
$L_{\scriptscriptstyle E}$	Longueur d'établissement	m
Р	Pression	Pa
$\Delta P$	Différence de pression	Pa
$P_m$	Périmètre mouillé d'une conduite	m
$Q_{\nu}$	Débit volumique	m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup>
u	Composante axiale de la vitesse	m.s <sup>-1</sup>
u <sub>r</sub>	Vitesse de frottement	m.s <sup>-1</sup>
u <sub>moy</sub>	Vitesse moyenne de l'écoulement	m.s <sup>-1</sup>
u <sub>max</sub>	Vitesse maximale de l'écoulement	m.s <sup>-1</sup>
Т	Température	K
	Lettres grecques	
Symboles	Dénominations	Unités
α	Diffusivité de la chaleur	$m^2.s^{-1}$
$\varphi$	Densité de flux de chaleur	W.m <sup>-2</sup>
Φ	Flux de chaleur	W
λ	Conductivité thermique d'un matériau	W.m.K <sup>-1</sup>
μ	Viscosité dynamique	Pa.s
ν	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
ρ	Masse volumique	kg.m <sup>-3</sup>

 $au_p$  Contrainte pariétale Pa

Introduction générale

### Introduction générale

#### Miniaturisation

Depuis les années 1980, il y a eu un progrès considérable dans le développement des systèmes miniaturisés, dits *"microsystèmes"* (ou MEMS, acronyme de *MicroElectro-Mechanical Systems*). Ces systèmes, qui mesurent à peine quelques dizaines de micromètres, sont réalisés à partir des technologies de fabrication issues de la microélectronique.

Cette miniaturisation se heurte à un obstacle : quand on réduit les dimensions des conduites, les conditions aux limites usuelles, les modèles et les corrélations des lois hydrodynamiques semblent ne pas s'appliquer toujours.

Nominalement, la microfluidique est un domaine de recherche en pleine expansion depuis une dizaine d'années, dont la vitalité est nourrie par la diversité de ses applications. Sa définition historique, de physicien, est l'étude des écoulements fluides dans des canaux, capillaires ou milieux poreux, dont la dimension la plus faible est de l'ordre de quelques microns. Cette définition n'est aujourd'hui plus suffisante pour couvrir l'ensemble des activités de recherches désignées par le terme *"microfluidique*", qui comprend entre autres l'étude de phénomènes physiques, la chimie analytique ou encore la biologie moléculaire.

Le développement des microsystèmes utilisant, transportant des fluides ou soumis à des écoulements s'est accéléré au cours des dix dernières années. De nouvelles applications viennent régulièrement enrichir un domaine déjà riche, notamment dans les secteurs :

- aéronautique (mesure de turbulence, contrôle actif d'écoulement),
- agro-alimentaire (détection de gaz, détection d'odeurs),
- automobile (contrôle d'injection dans les moteurs),
- biotechnologique (analyses ADN, diagnostic, contrôle de qualité, mélange),
- électronique (refroidissement de composants),
- informatique (impression par jet d'encre),
- médical (injection de produits actifs, analyses chimiques, mélange),
- nucléaire (détection de gaz dangereux, de fuites),
- spatial (micropompage pour boucles fluides de refroidissement, micropropulsion),...

#### Microsystèmes à fluides

Les microsystèmes fluidiques sont des microdispositifs utilisant ou véhiculant des fluides liquides, gazeux, mono ou polyphasiques.

#### Avantages de la miniaturisation

Dans les micro-systèmes, la miniaturisation fait apparaître de nouveaux mécanismes. En effet, le changement d'échelle occasionné par le passage du monde macroscopique au monde microscopique a pour conséquence que les effets de surface et des échanges aux parois deviennent prépondérants par rapport aux effets de volume, multiplié par un million par rapport à l'échelle macroscopique. En effet, pour un dispositif à l'échelle humaine, ce rapport surface /volume est de l'ordre de 1m<sup>-1</sup>, alors que pour un microsystème de dimensions caractéristiques de 1 µm, ce rapport atteint 10<sup>-6</sup>m<sup>-1</sup>. Cette forte augmentation affecte sensiblement le flux de masse, de quantité de mouvement et d'énergie à travers les surfaces et notamment les interfaces fluide/fluide et fluide/paroi.

#### Que sont les microcanaux?

Le concept des microcanaux n'est pas nouveau puisqu'il a été introduit vers 1980 par les chercheurs Tuckerman et Pease [41]. Pour démontrer le potentiel de refroidissement de ces structures, ils ont fabriqué un échangeur de 1 x 1cm<sup>2</sup> en silicium, composé de canaux et d'ailettes de 0.05mm de largeur pour une hauteur de 0.3mm, soit 50 canaux en tout. En utilisant de l'eau comme fluide caloporteur, cet échangeur était capable de dissiper 790W/cm<sup>2</sup> en ayant un écart maximal de température de 71°C au niveau du composant chauffant par rapport à la température de l'eau. Compte tenu du faible débit employé de 500mL/min, la perte de charge de l'échangeur à ce débit valait 2.14 bar. La résistance thermique de cet échangeur est donc de 0.089 °C/W.

Les échangeurs à microcanaux/microstructures constituent donc une méthode innovante pour le transfert de grosses puissances thermiques issues de petites surfaces vers un fluide caloporteur. L'échangeur est couramment fabriqué dans un matériau à haute conductivité thermique comme l'aluminium, le cuivre ou le silicium. Ces canaux sont réalisés par micro-usinage et autres techniques complexes de microfabrication tel que l'ablation laser, le plasma, l'épitaxie, la gravure chimique, l'érosion, le dépôt de vapeur, etc... Ils ont des dimensions de passage qui varient de 1mm à 0.001mm

#### Introduction générale

dans lesquels circulera un fluide chargé d'évacuer la puissance absorbée vers un radiateur ou un condenseur. Ces échangeurs combinent à la fois une énorme surface d'échange par rapport à leurs dimensions générales (rapport surface/volume important), un très grand coefficient d'échange convectif, un faible encombrement, une faible masse et enfin un faible besoin en débit (de quelques mL/min à 1L/min en général). Toutes ses caractéristiques attrayantes les rendent tout à fait adaptés pour être intégrés facilement et pour refroidir efficacement les processeurs, les lasers, les gros électro-aimants, etc.

Voici ci-dessous, quelques exemples de photos des microstructures, prises au microscope électronique, pour montrer la diversité qui existe. Cela illustre assez bien la difficulté d'étudier et de concevoir de si petits systèmes ( $1\mu m = 0.001mm$ ) :



Figure (a) : Quelques exemples de microstructures [6].

L'intérêt principal de nouveaux échangeurs est donc de disposer d'une très grande surface mouillée juste au dessus de la zone de chauffage. Par exemple, le dispositif dans la figure (b) est un microéchangeur de chaleur à courants croisés.



Figure (b): Micro-Échangeur de chaleur construit par canaux rectangulaires usinés en métal [2].

Un autre atout, est le fait que ces échangeurs pourront travailler aussi bien en écoulement monophasique (1 seule phase), c'est à dire soit 100% liquide soit 100% gazeux, qu'en diphasique (2 phases), c'est à dire liquide + vapeur en même temps.

#### Classification du canal basée sur le diamètre hydraulique

Les différentes microstructures sont classées par ordre de grandeur du diamètre  $D_h$  des canaux, Kandlikar [17] a proposé la classification suivante :

Canaux conventionnels	$D_h > 3 \mathrm{mm}$			
Minicanaux	$200\mu\mathrm{m} \le D_h \le 3\mathrm{mm}$			
Microcanaux	$10\mu\mathrm{m} \le D_h \le 200\mu\mathrm{m}$			

Les microcanaux peuvent être fabriqués à partir du verre, de polymères, ou de silicium.

Le but de notre travail est de simuler l'écoulement et le transfert thermique de l'eau à travers un microcanal rectangulaire dont le diamètre hydraulique variera de 100  $\mu$ m à 1 mm. Le nombre de Reynolds est compris entre 50 et 10000. La simulation est effectuée à l'aide du code de calcul "Fluent" qui est basé sur la Méthode des Volumes Finis. Enfin, nous confronterons les résultats numériques obtenus à ceux expérimentaux obtenus par Gao et al. [11].

Ce mémoire est organisé de la manière suivante.

Le premier chapitre présente une analyse de l'état de l'art sur l'hydrodynamique et le transfert thermique par convection forcée dans les microcanaux.

Le deuxième chapitre aborde quelques rappels théoriques sur les écoulements et les transferts thermiques par convection forcée en régime laminaire et turbulent dans les canaux rectangulaires.

Dans le troisième chapitre, Modélisation et traitement sous "Fluent". On traitera les différentes étapes pour modéliser le problème, depuis la création de la géométrie sous "Gambit" en passant par le paramétrage de "Fluent" jusqu'à la résolution.

L'exploitation des résultats est donnée pour synthétiser l'ensemble des résultats numériquement obtenus et ce à travers le quatrième chapitre.

Une conclusion qui résume l'essentiel des résultats est enfin donnée.

Chapitre 1 -----Etude bibliographique

### Etude bibliographique

Depuis plusieurs années, les écoulements et des transferts thermiques dans les microconduites sont bien présents dans la littérature scientifique. Nous présenterons les résultats bibliographiques sur les frottements et les transferts thermiques par convection forcée, qui nous permettront de mieux cerner la problématique exposée en introduction générale.

#### 1.1. Etat de l'art

L'utilisation de refroidisseurs à microcanaux pour les composants électroniques a été proposée en premier lieu par Tuckerman et Pease [41]. Ils ont analysé le régime laminaire établi dans des canaux de section rectangulaire réalisés en silicium. Après les recherches de Tuckerman et Pease [41], beaucoup de recherches ont étudié l'écoulement et le transfert thermique dans des microcanaux comme, indiquée ci-dessous :

#### 1.1.1. Hydrodynamique

Il existe beaucoup d'articles sur les études expérimentales et numériques de microécoulements qui ont été conduites pour caractériser les pertes de pression des écoulements de l'eau dans des microconduites lisses.



Figure 1.1. Condensé de travaux sur l'hydrodynamique [23].

Il apparaît clairement sur la figure (1.1), qu'en ce qui concerne les écoulements microfluidiques (Re<100), les résultats obtenus sont pour le moins divergents avec les théories classiques, mais aussi contradictoires entre eux. A la lumière de cette figure, on peut classer les travaux présentés dans la littérature en trois catégories à partir d'une analyse du nombre de Poiseuille normalisé  $Po^*$ , défini comme le rapport du nombre de Poiseuille expérimental sur le nombre de Poiseuille théorique :

$$Po^* = Po_{\exp}/Po_{\text{théo}} \tag{1.1}$$

- 1.  $Po^* < 1$ , sous-estimé par rapport à la théorie
- 2.  $Po^*>1$ , surestimé par rapport à la théorie
- 3.  $Po^*=1$ , en accord avec la théorie.

Les trois cas sont présents dans la littérature :

-  $\underline{Po}^* < 1$ : Pfahler et al. [26] ont trouvé des nombres de Poiseuille normalisés inférieurs à 1 pour des canaux de dimensions microscopiques (de section rectangulaire 53µm de largeur, 135µm de profondeur). Wilding et al. [47] ont également trouvé des nombres de Poiseuille normalisés inférieurs à 1.

-  $\underline{Po}^* \ge 1$ : Papautsky et al. [23] ont décrit le comportement liquide dans les microcanaux rectangulaires en utilisant un modèle numérique basé sur la théorie des fluides micropolaires qui augmente les lois classiques de la mécanique des milieux continus. Le modèle numérique prévoit les données expérimentales 47% mieux que la théorie classique de Navier-Stokes.

L'effet du potentiel de la double couche électrique présente sur les parois isolantes serait d'augmenter la viscosité apparente du fluide, dans des conditions très précises tant sur le diamètre hydraulique que sur la nature ionique du fluide, conditions peu courantes usuellement. Ce point est considéré par le travail de Ren et al. [30] qui ont effectué un important travail expérimental essayant de montrer l'influence de la nature du liquide, de sa composition chimique ainsi que celle de la taille du canal dans les phénomènes électrocinétiques. Dans leurs expériences, le fluide utilisé était de l'eau dé-ionisée et des solutions aqueuses de KCL de différentes molarités ( $10^{-4}$  et  $10^{-2}$  mol.l<sup>-1</sup>).

Des mesures soigneusement conçues de l'écoulement ont été conduites dans trois microcanaux de silicium avec une taille de 14.1  $\mu$ m, 28.2  $\mu$ m, et 40.5  $\mu$ m, respectivement, et avec les canaux dont la largeur est de 5 mm et la longueur de 30 mm. Leurs résultats indiquent

que pour le canal le plus grand, la loi de Poiseuille est vérifiée quelle que soit la concentration ionique du fluide utilisé. Pour les canaux de 28,2  $\mu$ m et de 14,1  $\mu$ m, un effet *électro-visqueux*<sup>1</sup> apparaît pour la solution à 10<sup>-4</sup> mol.l<sup>-1</sup> ainsi que pour l'eau dé-ionisée. Pour le cas le plus critique, c'est-à-dire pour le canal le plus mince parcouru par l'eau pure, le nombre de Poiseuille normalisé atteint 1,20.

-  $\underline{Po}^*=1$ : Flockhart et al. [8] ont étudié les caractéristiques de l'écoulement dans des microcanaux de section trapézoïdale. Ils ont trouvé une bonne corrélation entre la théorie et l'expérience pour des microcanaux de diamètre hydraulique compris entre 50 µm et 120 µm, dans le cas des écoulements de l'eau distillée. Différentes longueurs, *L* de microcanaux ont été testées afin de mettre en évidence les effets d'entrée. Ceux-ci deviennent non négligeables lorsque le rapport  $L/D_h$  est inférieur à 100.

Divers fluides comprenant l'air, l'eau, et le réfrigérant liquide R-13 ont été employés par Yang et al. [50] pour étudier les caractéristiques de frottement dans les microtubes lisses avec  $D_h = 173 - 4010 \,\mu\text{m}$  dans les deux cas d'écoulements laminaire et turbulent. Les coefficients de frottement lors des essais étaient conformes à l'équation conventionnelle de Poiseuille pour le régime laminaire. Les coefficients de frottement observés étaient en accord avec ceux des corrélations turbulentes conventionnelles obtenues par Blasius [1913] et Filonenko [1954] (figure 1.2).



Figure 1.2. Coefficient de frottement dans les microtubes [50].

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> L'effet électro-visqueux en microstructure résulterait de l'interaction entre un écoulement liquide en conduite et la DCE aux parois.

Wu et Cheng [48] ont étudié expérimentalement les caractéristiques d'écoulement de l'eau dé-ionisée dans un microcanal de silicium avec des sections transversales triangulaires et trapézoïdales. Les surfaces de canaux étaient lisses. Le nombre de Reynolds s'est étendu de 1500 à 2000, et le diamètre hydraulique de 25.9  $\mu$ m à 291.0  $\mu$ m. Leurs résultats expérimentaux ont confirmé que les équations de Navier- Stokes sont encore valides pour l'écoulement laminaire de l'eau dé-ionisée dans le microcanal lisse.

L'étude des écoulements liquides dans des microconduites rugueuses présente quant à elle un fort intérêt. Ce sujet recouvre, en effet, de nombreuses situations pratiques. En outre, la rugosité est potentiellement intéressante pour les applications industrielles visant à intensifier les échanges de chaleur. Il est donc important de comprendre l'effet de la rugosité sur un microécoulement et de caractériser son influence sur les pertes de charge et sur la transition à la turbulence.

Mala et Li [21] ont réalisé une étude sur des microtubes rugueux dont le diamètre est compris entre 50 µm et 254 µm, en utilisant de l'eau dé-ionisée. Deux matériaux ont été utilisés : l'acier inoxydable (SS)<sup>1</sup> et le verre (FS)<sup>2</sup>. Comme l'indique la figure (1.3), dans la gamme étudiée Re  $\in$  [0;2000]. Les deux types de tubes utilisés ont été caractérisés par une hauteur moyenne de rugosité k égale à 0.75 µm, donnant une rugosité relative moyenne  $k/D_h$  dans la gamme 0.007 à 0.035. Mala et Li ont utilisé une méthode pour éliminer les effets des pertes dans la mesure de la chute de pression. Pour chaque diamètre, leurs expériences ont été exécutées avec un tube court et un autre long, ils pouvaient calculer la chute de pression sans ces pertes. Avec le tube le plus court de longueur  $L_1$ , une chute de pression  $\Delta p_1$  est mesurée. De même  $L_2$  et  $\Delta p_2$  sont déterminés pour le tube le plus long. Pour les deux microtubes  $\Delta p = \Delta p_2 - \Delta p_1$  et  $\Delta L = L_2 - L_1$  donnant la chute de pression  $\Delta p$ , le long de la longueur  $\Delta L$  du tube.

Le coefficient de frottement déduit des mesures est toujours supérieur au coefficient théorique de Hagen-Poiseuille<sup>3</sup>. Cet écart s'accroît avec une augmentation du nombre de Reynolds ou une diminution du diamètre du capillaire. L'augmentation de la valeur de f par rapport à la théorie *"macroscopique"* est attribuée à une transition prématurée du régime laminaire au régime turbulent, ou à l'influence de la rugosité de surface.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>(SS): Stainless Steel.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>(FS): Fused Silica.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> En éécoulement laminaire entièrement développé, la loi de Hagen-Poiseuille donne le coefficient de frottement suivant: f = 16/Re.



Figure 1.3. Comparaison théorie-expérimental du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds [21].

Des mesures ont également été faites dans des microtubes. Li et al. [20] ont examiné les caractéristiques de frottement de l'eau dé-ionisée entrant dans les microtubes en verre, de silicium et d'acier inoxydable avec des diamètres s'étendant de 79.9 à 205.3  $\mu$ m. Ils ont montré que pour les microtubes lisses en verre et de silicium, le coefficient de frottement est conforme à la valeur conventionnelle trouvée dans les microtubes. Tandis que le coefficient de frottement dans des microtubes rugueux d'acier inoxydable avec la rugosité relative de 3-4% était plus élevé que la théorie conventionnelle de Poisseuille par 15-37%.

Judy et al. [15] ont également fait des mesures dans des microtubes rugueux en Inox avec des diamètres compris entre 75  $\mu$ m et 125  $\mu$ m. Les nombres de Reynolds explorés sont compris entre 58-2431. Les nombres de Poiseuille mesurés dans ces tubes étaient constants en fonction de Re.

La figure (1.4) montre l'excellent accord entre la théorie de l'écoulement laminaire et les résultats expérimentaux obtenus par Judy et al. [15]. Un accord semblable est montré dans la

figure (1.5) par Bucci et al. [3] dans des tubes circulaires d'acier inoxydable d'un diamètre de  $172 \mu m$ , de 290  $\mu m$  et de 520  $\mu m$ .



**Figure 1.4.** *f* Re mesuré en fonction du nombre de Reynolds pour des microtubes circulaires d'acier inoxydable [15].

f Re : Nombre de Poiseuille, coefficient sans dimension défini comme le produit d'un coefficient de frottement f et du nombre de Reynolds Re.



Figure 1.5. Comparaison entre la théorie et l'expérimental dans des tubes circulaires [3].

f' dans cette figure représente le coefficient de frottement de Darcy, qui est quatre fois le coefficient de frottement.

Qu et al. [28] ont étudié les caractéristiques de l'écoulement de l'eau dans des microcanaux de section trapézoïdale rugueux en silicium, dans une gamme de diamètres hydrauliques allant de 51µm à 169µm et la rugosité relative  $\varepsilon_r$  (hauteur d'une rugosité *k* divisée par le diamètre du tube  $D_h$ ) s'étend de 3.4% à 5.7%. Les nombres de Reynolds considérés dans cette étude sont compris entre 0 et 1500. Ils ont indiqué que le coefficient de frottement d'écoulement était 8-38% plus élevé que ceux donnés par la théorie conventionnelle.

Pfund et al. [27] ont mesuré la chute de pression dans un écoulement de l'eau dé-ionisée à travers des canaux rectangulaires rugueux de 257 µm de hauteur. Ils ont trouvé un nombre de Poiseuille normalisé de 1,26 pour une rugosité relative moyenne de 1,5%.

Auteurs/ Année	Microcanaux	Fluide	$H \operatorname{ou} D_h$ en $\mu m$	Re	<i>k</i> en μm	Po*	$Po^*?$
Mala et Li [1999]	Tubes Inox et Silice	Eau déionisée	50-254	0-2000	+/- 1,75	1,07-1,15	Non
Li et al. [2003]	Tubes Inox	Eau déionisée	128-180	400-2500	+/- 2,5	1,15-1,37	Oui/Non
Judy et al. [2002]	Tubes Inox	Eau déminéralisée	75-125	58-2431	?	~1	Oui
Qu et al. [2000]	Canal trapézoïdal	Eau déionisée	51-169	0-1500	0,8-2	1,08-1,30	Non
Pfund et al. [2000]	Canal rectangulaire	Eau déionisée	<i>H</i> = 257	600-2400	+/- 2	1,26	Non

Les résultats cités ci-dessus sont synthétisés dans le tableau (1.1). Il est à noter que peu d'auteurs donnent des informations complète et précises sur la géométrie des rugosités.

 Tableau 1.1. Tableau récapitulatif des résultats expérimentaux concernant les écoulements liquides en micro-conduites rugueuses.

Sharp et Adrian [34] ont étudié expérimentalement la transition de l'écoulement laminaire au turbulent dans les microtubes lisses en verre de 50  $\mu$ m à 247  $\mu$ m de diamètres avec des liquides de différentes polarités (eau dé-ionisée, solution de glycérol et 1-propanol). Cette étude situe la transition en microtubes à des Reynolds voisins de 2300 quels que soient le diamètre des tubes et la polarité du fluide utilisé.

#### Double couche électrique. Effet déstabilisant

Le contact d'un liquide avec une paroi donne naissance dans la plupart des cas à une *double couche électrique* (DCE) dont les effets sont négligeables à une l'échelle macroscopique, mais ces effets ne le sont plus à une échelle microscopique. Cette DCE résulte du déséquilibre de la distribution des anions et des cations dans l'écoulement. Les charges électrostatiques à la surface attirent les ions de signe opposé et établissent un champ électrique (figure 1.6). Dans la couche compacte, les ions sont adsorbés vers la paroi, associée à une couche diffuse dans laquelle les ions sont mobiles [36].





Figure 1.6. Effet de la Double Couche Electrique [36].

Plusieurs auteurs ont constaté expérimentalement une baisse significative de la valeur du nombre de Reynolds de transition lorsqu'on diminue fortement le diamètre hydraulique des conduites. Pour Mala et al. [21] le nombre de Reynolds à la transition se situait entre 500 et 1500. Pour Peng et al. [24] il est situé entre 200 et 300.

Tardu [37, 38], Tardu et al. [39] montrent que la DCE peut introduire un effet déstabilisant dû à la présence d'un point d'inflexion dans le profil de vitesse à proximité immédiate de la paroi. Par une analyse de stabilité linéaire Tardu [38], Tardu et al. [39], avancent que sous l'effet de la DCE, le nombre de Reynolds critique est diminué d'un facteur 2 entre un écoulement en présence de la DCE et un écoulement macroscopique.

#### 1.1.2. Transfert thermique par convection forcée

Les lois régissant les transferts thermiques par convection forcée dans les microécoulements internes ont fait l'objet de recherches intenses ces dernières années. Les résultats de ces recherches ont été rassemblés et comparés par Sobhan et Garimella [35] qui ont précisé la dispersion des résultats édités depuis 1984. Ils ont également énuméré beaucoup de sources d'erreurs possibles en interprétant les données expérimentales (effets d'entrée, effets de rugosité, irrégularité des dimensions de canal, conditions aux limites de l'écoulement et thermiques, incertitudes et erreurs dans l'instrumentation). Plusieurs études expérimentales ont trouvés des anomalies entre le transfert thermique dans les microcanaux et celui dans des canaux de taille conventionnelle. Deux tendances différentes peuvent être distinguées dans leurs résultats :

- 1. variation du nombre de Nusselt avec le nombre de Reynolds ; et
- 2. réduction du nombre de Nusselt avec la taille de microcanal.

On peut observer ces deux tendances dans les résultats de Peng et al. [25], Celata et al. [5], Wu et Ping Cheng [49] et Reynaud et al. [31]. Au contraire, Qu et al. [29].

Pour comprendre ces deux tendances, il faut premièrement souligner la difficulté de l'expérimentation aux petites échelles. Ceci est particulièrement vrai pour la détermination du coefficient d'échange de chaleur car, pour des raisons évidentes d'encombrement, la mesure directe du flux de chaleur et de la température de la paroi est irréalisable dans une microconduite. En conséquence, la détermination directe du nombre de Nusselt à partir des valeurs mesurées est impossible et l'interprétation des résultats délicate.

Qu et al. [29] ont étudié expérimentalement les caractéristiques de transfert thermiques par convection forcée. La section d'essai comprenait un réseau de 5 microcanaux de section trapézoïdaux, gravés sur un substrat en silicium et un réchauffeur de film qui a été attaché sur les fondations (silicium) du microcanal. L'étanchéité est assurée par une couverture en Pyrex qui sert également à l'isolation thermique. Les diamètres hydrauliques sont compris entre 62 mm et 169 mm, la longueur est de 30 mm. Le fluide est de l'eau dé-ionisée. Ils ont négligé les effets d'entrée (hydrauliquement et thermiquement). La hauteur des rugosités du silicium est évaluée à 0,8 µm pour les plus petits canaux et 2 µm pour les plus grands. La température de paroi est estimée à partir de mesures externes. Les valeurs mesurées ont été comparées aux résultats numériques. Ils ont constaté que les nombres mesurés de Nusselt sont beaucoup inférieurs à ceux des solutions numériques. Les nombres inférieurs mesurés de Nusselt peuvent être dus aux effets de la rugosité extérieure des parois des microcanaux, selon les auteurs.

Lelea et al. [19] ont étudié expérimentalement et numériquement le transfert de chaleur de l'eau distillée, dans des microtubes d'acier inoxydable avec des diamètres de 100  $\mu$ m, de 300  $\mu$ m et de 500  $\mu$ m. Les nombres de Reynolds sont compris entre 50 et 800. Leur analyse expérimentale et numérique a également prouvé que les théories conventionnelles sont applicables dans les conditions de leurs expériences. Cette même conclusion se retrouve dans l'étude de Tiselj et al. [40] qui ont étudié l'effet de la conduction axiale sur le transfert thermique dans des microcanaux triangulaires en silicium.

Celata et al. [5] ont réalisé une étude expérimentale du coefficient de frottement dans un tube capillaire avec un diamètre interne de 130  $\mu$ m en employant le réfrigérant R114 comme fluide d'essai. La rugosité extérieure relative du tube était de 2.65%. Les expériences ont indiqué que le nombre de Poiseuille dans l'écoulement laminaire était en bon accord avec la théorie conventionnelle. Le nombre de Reynolds critique s'est étendu de 1880 à 2480. Les auteurs ont observé que la rugosité relative élevée a joué un rôle important sur la transition. Les nombres expérimentaux de Nusselt varient fortement en fonction du nombre de Reynolds.

Kandlikar et al. [16] ont étudié le transfert thermique et la chute de pression dans l'écoulement laminaire dans des tubes circulaires lisses et rugueux avec des diamètres de 1.067mm et de 0.62 mm. L'effet des changements de la rugosité relative sur la chute de pression était minimal, mais le transfert thermique dans la région d'entrée a montré une dépendance distincte à l'égard de la rugosité. Ils ont montré que le nombre de Nusselt augmente avec l'augmentation de la rugosité relative de 0.161% à 0.355%.

Chapitre 2 -----Rappels théoriques

### Rappels théoriques

Ce chapitre est donné comme un petit rappel sur les notions fondamentales concernant les équations macroscopiques de la mécanique des fluides et le transfert thermique par convection forcée dans un canal à section rectangulaire.

#### 2.1. Hydrodynamique

#### 2.1.1. Hydrodynamique en régime laminaire

Considérons un écoulement visqueux d'un fluide Newtonien, incompressible à viscosité constante. Dans ces conditions, l'équation de Navier-Stokes, d'une part, l'équation de la conservation de masse et de quantité de mouvement, d'autre part, sont entièrement découplées dans un canal à section rectangulaire figure (2.1).



Figure 2.1. Ecoulement dans un canal à section rectangulaire.

Le champ de vitesse considéré a, donc, la forme suivante :

$$u(y) = -\frac{dp}{dx}\frac{h^2}{2\mu} \left[1 - \left(\frac{y}{h}\right)^2\right]$$
(2.1)

Cette solution est connue par le nom de '*Solution de Poiseuille*' pour un écoulement pleinement développé à travers la section transversale du canal rectangulaire.

Dans ce cas, la vitesse varie de façon parabolique en fonction de y, où la vitesse maximale pour y = 0 est donnée par :

$$u_{\rm max} = -\frac{1}{2\mu} \frac{dp}{dx} h^2 \tag{2.2}$$

La vitesse moyenne est facilement déterminée à partir de :

$$u_{moy} = \frac{1}{2h} \int_{-h}^{+h} u(y) dy$$
 (2.3)

On obtient :

$$u_{moy} = -\frac{1}{3\mu} \frac{dp}{dx} h^2 = \frac{2}{3} u_{max}$$
(2.4)

Dans la solution précédente, le gradient de pression  $-dp/dx = (p_1 - p_2)/L$  est supposé donné a priori et sa valeur détermine complètement le profil de vitesse et le débit volumique par unité de section du conduit :

$$Q_{v} / A = u_{moy} = \frac{1}{3\mu} \frac{(p_{1} - p_{2})}{L} h^{2}$$
(2.5)

avec

A = 2h.b (Surface de la section du canal)

La chute de pression entre deux points,  $x_1$  et  $x_2$ , est :

$$\Delta P = u_{moy} \frac{3\mu}{h^2} \Delta \mathbf{x} \tag{2.6}$$

Le coefficient de frottement est calculé à partir de la chute de pression  $\Delta p$ . Le théorème de quantité de mouvement dans la direction longitudinale donne  $A\Delta P = \tau_p P_m L$ 

où  $\tau_p$  et  $P_m$  sont respectivement, la contrainte pariétale et le périmètre de la section (périmètre de mouillé).

L'expression généralisée de la contrainte pariétale s'écrit :

$$\tau_p = \frac{\Delta p.D_h}{4.L} \tag{2.7}$$

avec  $D_h$  diamètre hydraulique, qui est le plus souvent utilisé lorsque la géométrie n'est pas parfaitement circulaire, qui est une fonction de la surface d'écoulement et du périmètre considéré et qui est défini comme suit pour un canal de section rectangulaire :

$$D_h = \frac{2.h.b}{2h+b} \tag{2.8}$$

où h représente la demi hauteur du canal.

Le coefficient de frottement est déterminé par la relation suivante :

$$f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho u_{moy}^2}$$
(2.9)

où  $\rho$  et  $u_{moy}$  sont respectivement, les valeurs de la masse volumique et de la vitesse moyenne de l'écoulement.

Pour un écoulement en régime laminaire pleinement développé dans un canal de taille conventionnelle, l'équation (2.9) s'écrit WHITE [44] :

$$f = \frac{24}{\text{Re}}$$
, ce qui conduit à :  $P_0 = f \text{Re} = 24$  (2.10)

où Re représente le nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique de la conduite  $D_h$  et sur la vitesse débitante dans une section U.

$$\operatorname{Re} = \frac{D_h U}{v} \tag{2.11}$$

#### 2.1.2. Hydrodynamique en régime turbulent

Un écoulement turbulent est un écoulement dans lequel le fluide suit un chemin ou une trajectoire perturbée et dans laquelle il y a des vitesses et des pressions de perturbation. Le mouvement d'un écoulement turbulent est exprimé en fonction de deux vitesses, une vitesse moyenne et une vitesse de fluctuation.

#### 2.1.2.1. Facteur de frottement et chute de pression

Pour un régime turbulent hydrauliquement lisse, il n'y a pas de solution analytique établie et on a recours à des corrélations empiriques. La perte de pression  $\Delta p$  pour une longueur *L* du canal est déterminée d'après la relation classique :

$$\Delta p = 2\rho u^2 f \frac{L}{D_h} \tag{2.12}$$

Le coefficient de frottement f, pour une conduite classique, peut être calculé par la relation suivante :

$$f = \frac{0.079}{\text{Re}^{1/4}}$$
, ce qui conduit à :  $P_0 = 0.079 \,\text{Re}^{3/4}$  (2.13)

Cette formule est presque identique à celle proposées par Blasuis [45].

#### 2.1.3. Longueurs d'établissements hydrauliques

La figure (2.2) schématise l'évolution du profil de vitesse d'un fluide dans un canal. Deux régions distinctes apparaissent : la première où le profil de vitesse n'est pas établi et les effets visqueux sont très importants près de la paroi et nuls au centre. Dans cette zone, la couche dans laquelle se développent les gradients de vitesse, dite couche limite, qui commence au début du canal augmente en fonction de la longueur (x). Cette longueur s'appelle « *Longueur d'établissement hydraulique* ». Dans la deuxième zone, le profil de vitesse est établi et les effets visqueux dus aux gradients de vitesse, se font sentir dans toute la section. En régime laminaire, la forme du profil de vitesse est parabolique tandis que si le
régime turbulent le profil des vitesses est plus pointu prés de la paroi et plus aplati vers le centre de la canalisation.

Pour le régime laminaire, White [45] propose la relation suivant :

$$L_E = 50D_h \tag{2.14}$$

Pour le régime turbulent, l'extension de la zone d'établissement étant d'environ  $10D_h[1]$ 



Figure 2.2. Profils des vitesses dans une canalisation [32].

#### 2.2. Transfert thermique par convection forcée

On parle de convection lorsqu'il y a mouvement de matière, la chaleur est alors "convoyée" d'un point à un autre par un élément de masse. La convection s'applique donc aux fluides ou aux interfaces solide-fluide.

Le mouvement du fluide peut être un mouvement spontané: les parties du fluide les plus chaudes sont moins denses et, donc, elles ont tendance à monter. Il s'ensuit des mouvements de convection dans le fluide appelé convection libre ou naturelle. Par contre, si le fluide est animé d'un mouvement forcé (poussé mécaniquement contre le solide), **c'est la convection forcée**.

En dépit de la complexité du phénomène de convection, le flux de chaleur  $\varphi_{conv}$  transmis au travers d'une surface *S* par convection est souvent observé comme étant proportionnel à la différence de température  $\Delta T = (T_w - T_f)$  entre la température de la surface du solide  $T_w$  et la température du fluide  $T_f$  suffisamment éloignée de la surface solide. Ceci permet d'écrire, *(loi de Newton)* :

$$\frac{\Phi_{conv}}{S} = \varphi_{conv} = h^{therm} (T_w - T_f) \qquad [W]$$
(2.15)

où  $h^{therm}$  est le *coefficient d'échange convectif,* sachant que les unités de  $h^{therm}$  sont données en [W/m<sup>2</sup> K]. Ce coefficient, qui est défini comme le taux de transfert de chaleur entre la surface solide et le fluide par unité de surface et de température, n'est pas une propriété du fluide, c'est un paramètre déterminé expérimentalement et sa valeur dépend de tous les paramètres variables qui influencent la convection tels que la géométrie, le régime d'écoulement (laminaire ou turbulent), la vitesse du fluide, ainsi que des propriétés physiques du fluide telles que la densité  $\rho$ , la viscosité  $\mu$ , la viscosité cinématique  $v = \mu/\rho$ , la chaleur spécifique  $C_p$ , la conductibilité thermique  $\kappa_f$ , et la diffusivité thermique  $\alpha = \kappa_f/\rho C_p$  [43, 51].

Généralement, on détermine le coefficient d'échange en fonction du nombre de Nusselt :

$$Nu = \frac{h^{therm}D_h}{\lambda} \tag{2.16}$$

où  $\lambda$  est la conductivité du fluide.

#### Corrélations de transfert thermique en écoulement laminaire

Pour des écoulements laminaires entre deux plaques parallèles, Huetz et Petit [13] proposent les relations suivantes :

- plaques isothermes : Nu = 7.541
- flux de chaleur constant : Nu = 8.235

#### Corrélations de transfert thermique en écoulement turbulent

Le cas d'un écoulement turbulent établi entre deux plans nécessite le recours à des corrélations empiriques.

Le coefficient de transfert thermique par convection forcée est généralement estimé en utilisant l'analogie de Reynolds entre le transfert de chaleur et de quantité de mouvement. Celle-ci se traduit par une relation entre le coefficient de frottement et le nombre de Nusselt et s'écrit classiquement sous la forme suivante, Holman [12] :

$$Nu = \frac{1}{2} f \operatorname{Re} \operatorname{Pr}^{\frac{1}{3}}$$
 (2.17)

En utilisant l'expression (2.13) du coefficient de frottement, l'équation (2.18) devient :

$$Nu = 0.0395 \,\mathrm{Re}^{\frac{3}{4}} \,\mathrm{Pr}^{\frac{1}{3}} \tag{2.18}$$

#### **2.3.** Couches limites

Lorsqu'un fluide s'écoule le long d'une surface, indépendamment de la nature de l'écoulement --laminaire ou turbulent -- les molécules à proximité de la surface sont ralenties à cause des forces de viscosité. Les molécules du fluide adjacentes à la surface y adhèrent et ont une vitesse nulle par rapport à la paroi. Les autres molécules du fluide s'efforçant de glisser sur les premières sont ralenties, phénomène qui donne naissance aux forces de cisaillement. Dans un écoulement laminaire, l'interaction, appelée cisaillement visqueux, s'effectue entre les molécules à une échelle microscopique. Dans l'écoulement turbulent, une interaction entre les masses du fluide à une échelle macroscopique, appelée cisaillement turbulent, se superpose au cisaillement visqueux. Les effets des forces visqueuses qui prennent naissance à la paroi s'étendent dans la masse du fluide, mais à une faible distance de la paroi la vitesse des particules fluides atteint celle de l'écoulement libre non perturbé. La région dans laquelle sont localisées les variations notables de la vitesse est appelée couche limite hydrodynamique. L'épaisseur de cette couche est définie comme étant la distance comptée à partir de la paroi où la vitesse locale atteint 99 % de la vitesse u. du fluide loin de la paroi. Le profil des vitesses à l'intérieur de la couche limite dépend de la nature de l'écoulement. Comme le fluide poursuit son écoulement le long de la plaque, les

forces de cisaillement ralentissent de plus en plus son mouvement et l'épaisseur de la couche limite augmente. La Figure (2.3) montre l'accroissement de la couche limite et les profils des vitesses en différents points de la plaque.



Figure 2.3. Profils des vitesses pour les couches limites laminaire et turbulente dans un écoulement sur une plaque plane [18].

Cette couche limite est d'une importance essentielle dans les transferts thermiques entre le fluide et la paroi : il existe également une zone mince prés de la paroi où les variations de température sont rapides : c'est la **couche limite thermique** figure (2.4).



Figure 2.4. Couche limite thermique sur une plaque plane [22].

## 2.4. Traitement prés de la paroi

Nous allons ici établir simplement la forme du profil de vitesse et de température dans un écoulement turbulent.

#### 2.4.1. Ecoulement turbulent prés de la paroi

#### 2.4.1.1. Région interne (ou de parois)

Cette zone comprend trois parties selon le degré d'influence de la viscosité :

#### Sous-couche linéaire (quelque fois nommée sous-couche laminaire)

Très près de la paroi, les effets de viscosité sont prépondérants devant les termes turbulents.

Les conditions aux limites imposent à la paroi des vitesses et des fluctuations relatives nulles,  $\overline{u}_i(y=0) = u'_i(y=0) = 0$ . À la paroi, la viscosité domine et le frottement total s'écrit :

$$\tau_{tot}(y=0) = \tau_p = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0}$$

où  $\tau_p$  est la contrainte de cisaillement pariétale. On peut écrire la vitesse moyenne  $\overline{u}$  directement en fonction de y (loi linéaire)

$$\overline{u}(y) = y \frac{\tau_p}{\mu}$$

Par analyse dimensionnelle, on peut définir la vitesse de frottement à partir du frottement pariétal :

$$u_{\tau} = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \tag{2.19}$$

On introduit généralement la notation suivante :

$$u^+ = \frac{\overline{u}}{u_\tau}$$
 et  $y^+ = y \frac{u_\tau}{v}$ 

La loi linéaire s'écrit simplement :

$$u^+ = y^+$$
 (2.20)

Le profil de vitesse est linéaire dans cette zone, dite *Sous-couche linéaire*. Cette zone s'étend pour  $0 < y^+ < 5$ , [42].

#### Sous-couche visqueuse (ou zone tampon)

Il s'agit d'une zone intermédiaire dans laquelle les effets visqueux sont importants mais diminuent lorsque y augmente.

#### ✤ Zone logarithmique

Dans cette zone, la vitesse de l'écoulement suit une loi logarithmique, d'où le nom de *couche logarithmique* qui est donnée par :

$$u^{+} = \frac{1}{k} \ln y^{+} + B \tag{2.21}$$

Expérimentalement les valeurs sont :  $B \approx 5,5$  et k = 0,40 [42] Cette loi logarithmique est valable pour  $y^+ > 30$  [42].

#### 2.4.1.2. Région externe

Cette région est spécifique à chaque écoulement. Pour décrire le profile de vitesse, la variable  $\frac{y}{\delta}$  est la plus adéquate. La relation (2.21) montre que la différence des vitesses  $(\overline{u}_1 - \overline{u}_2)$  entre deux points de cotés respectifs  $y_1$  et  $y_2$  ne dépend pas directement de la viscosité :

$$\frac{\overline{u_1} - \overline{u_2}}{u_2} = \frac{1}{k} \log \frac{y_1}{y_2}$$
(2.22)

Cette relation peut être alors représenté par une expression de la forme :

$$\frac{U - \overline{u}}{u_{\tau}} = f\left(\frac{y}{\delta}\right) \tag{2.23}$$

Cette relation exprime la loi de vitesse déficitaire :  $U - \overline{u}$  représente le défaut de vitesse par rapport à la vitesse extérieure.

La supposition d'une loi universelle de distribution des vitesses tel que (2.23) implique que, pour une même valeur de  $\frac{y}{\delta}$ , les contribution de l'écoulement moyen et de la turbulence dans le bilan énergétique restent dans les mêmes proportions quelque soit la valeur de l'abscisse x ; autrement dit, ce qui se passe dans les sections précédentes. Cela ne saurait être vrai aux faibles nombres de Reynolds, mais il semble qu'aux nombres de Reynolds élevés une telle supposition soit acceptable.

Dans cette représentation, la portion de courbe définie par la relation (2.24) s'écrit :

$$\frac{U - \overline{u}}{u_{\tau}} = -\frac{1}{k} \log\left(\frac{y}{\delta}\right) + cte$$
(2.24)

U: est la vitesse au centre de la conduite.

 $\delta$  : est l'épaisseur de la couche limite.



Figure 2.5. Profils des vitesses dans la couche limite [14].

## 2.4.2. Échange de chaleur prés de la paroi

## **\*** Sous-couche visqueuse

Dans la zone sous-couche visqueuse  $(y^+ \in [0.10])$ , [22], le profil de température s'écrit :

$$T^+ = \Pr y^+ \tag{2.25}$$

avec

$$T^{+} = \frac{\rho C_{p} u_{\tau} (T_{p} - T)}{\varphi_{0}}$$
(2.26)

où  $u_{\tau}$  est la vitesse de frottement,  $T_p$  et  $\varphi_0$  sont respectivement la température et le flux à la paroi.  $\overline{T}$  désigne la température de mélange de l'écoulement. or, dans cette région :  $u^+ = y^+$ d'où

$$T^{+} = \Pr u^{+} \tag{2.27}$$

Dans cette zone, la diffusivité moléculaire domine et le profil de température moyenne est linéaire. *On note que la pente en variables*  $T^+$ ,  $y^+$ *est égale au nombre de Prandtl moléculaire.* 

#### ✤ Zone logarithmique

Dans la zone logarithmique on trouve :

$$T^{+} = \frac{1}{k} \ln y^{+} + A_{t} (\Pr)$$
(2.28)

Avec

$$A_t = 12.8 \,\mathrm{Pr}^{0.68} - 7.3$$

La température sur la figure (2.6), dépend du nombre de Prandtl. On voit donc que l'allure générale des profils de T et de u sont très semblables, que ce soit dans la zone visqueuse ou dans la zone logarithmique.



Figure 2.6. Profils de température moyenne. D'après White [46].

## Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les lois macroscopiques de la mécanique des fluides et de transfert thermique. La question qui vient alors naturellement à l'esprit est de savoir si ses lois maintes fois vérifiées aux grandes échelles (à partir du mm) sont toujours satisfaisantes pour décrire les écoulements aux échelles qui nous concernent, c'est-à-dire la dizaine de micron.

# Chapitre 3

# Modélisation numérique

# Modélisation numérique

Ce chapitre est dédié à la modélisation de l'écoulement et du transfert thermique dans les microcanaux rectangulaires. Les équations de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie sont résolues par la méthode des volumes finis, en utilisant le code de calcul FLUENT 6.2.16. Le poste de travail utilisé pour ces simulations est un PC doté d'un microprocesseur Pentium 4HT avec une fréquence d'horloge de 2 GHz dual-core et de 2 Go de mémoire vive.

## 3.1. Présentation du code de calcul FLUENT

La réalisation des simulations numériques s'effectue en deux étapes:

Dans un premier temps, il faut créer la géométrie puis créer un maillage et définir certaines conditions aux limites. Ces opérations s'effectuent à l'aide d'un mailleur. Dans le cadre de cette étude, le mailleur utilisé est **Gambit**.

Le maillage est l'une des étapes importantes de la modélisation numérique. En effet, du type de maillage et de son affinement dépendront la précision des résultats et le temps de calcul.

Sous Gambit, on peut utiliser plusieurs types de maillages :

- maillage structuré
- maillage non structuré
- maillage hybride

Un maillage structuré est généralement composé de mailles quadrilatérales en deux dimensions (2D ou maillage surfacique) et hexaédriques en trois dimensions (3D ou maillage volumique), tandis qu'un maillage non-structuré va être composé de mailles quadrilatérales ou triangulaires en 2D et hexaédriques ou tétraédriques en 3D.

Dans un maillage hybride, les mailles proches des parois sont des quadrilatères en 2D et des hexaèdres en 3D et les mailles du reste du domaine sont des triangles en 2D et des tétraèdres en 3D. Près de la paroi, il est nécessaire d'avoir des mailles de très petites tailles pour bien modéliser les écoulements à cet endroit, cette particularité est d'autant plus importante en régime turbulent, on l'appelle "l'inflation". En 3D, les mailles qui font les liaisons entre les hexaèdres et les tétraèdres sont des prismes ou des pyramides. La Figure (3.1) représente ces trois types de maillage.



Maillage structuré

Maillage non structuré

Maillage hybride

Figure 3.1. Les trois types de maillages.

Ensuite, il faut importer le maillage sous **Fluent**, qui va permettre la résolution de l'écoulement dans la géométrie spécifiée.

Le code de calcul Fluent est un ensemble de programmes (pré-processeur, processeur, postprocesseur).

Fluent peut modéliser les phénomènes suivants :

- Écoulement dans des géométries 2D ou 3D en utilisant des maillages adaptatifs non structurés
- Écoulement incompressible ou compressible
- Analyse stationnaire ou instationnaire
- Écoulement non-visqueux, laminaire ou turbulent

- Écoulement Newtonien ou non-Newtonien
- Transferts de chaleur par convection, naturelle ou forcée
- Transfert de chaleur couplé conduction/convection
- Transfert de chaleur par rayonnement
- Repères de référence inertiels (stationnaire) ou non-inertiels (en rotation)
- Multiples repères de référence en mouvement, incluant des interfaces glissantes et des plans de mélange
- Mélange et réaction d'espèces chimiques, incluant des modèles de combustion et des réactions de surface
- Sources volumiques arbitraires de chaleur, masse, quantité de mouvement, turbulence, et espèces chimiques
- Calculs de trajectoires Lagrangiennes pour une phase dispersée de particules/gouttes/bulles, incluant le couplage avec la phase continue
- Écoulement à travers les matériaux poreux
- Modèles pour turbine 1D/échangeur de chaleur
- Écoulements diphasiques, incluant la cavitation
- Écoulements à surface libre avec surfaces complexes

### 3.1.1. Résolution numérique par la méthode des volumes finis

Les trois méthodes numériques les plus utilisées dans les codes de calculs sont les volumes finis, les différences finies et les éléments finis.

La méthode des différences finies consiste à discrétiser les équations continues aux noeuds d'un maillage prédéfini en calculant chaque dérivée partielle à l'aide de séries de Taylor tronquées. On obtient des équations non-linéaires reliant la valeur des inconnues en un noeud aux valeurs de ces mêmes inconnues aux noeuds voisins.

La technique des éléments finis discrétise l'espace à l'aide d'éléments géométriques simples (triangles, rectangles en 2D et tétraèdres, hexaèdres en 3D). Elle convient pour modéliser des géométries très complexes. Ensuite, la forme des équations est remplacée par la forme faible dans laquelle les

inconnues sont calculées, par exemple, avec une combinaison linéaire de fonctions de base dont le support est un des éléments.

La méthode des volumes finis consiste à discrétiser le domaine de l'écoulement en une multitude de volumes de contrôle (cellules) puis d'effectuer des bilans (de masse, d'énergie, de quantité de mouvement,...) sur ces petits volumes. Pour cette raison, la formulation fait apparaître des intégrations de volume. L'avantage de cette méthode est que tout ce qui sort d'un volume, rentre dans un autre, cette méthode est donc conservative et aussi cette méthode permet de simuler des écoulements dans des géométries complexes, à partir de différents types de maillages plus ou moins fins.

### 3.1.2. Procédure sous Fluent

#### 3.1.2.1. Schémas de discrétisation

Pour discrétiser le domaine étudié, le logiciel utilise la méthode des volumes finis. Cette méthode consiste à subdiviser le domaine étudié en un nombre fini de volumes élémentaires. Ceci est réalisé durant l'étape de maillage du système. Ensuite, les équations sont discrétisées sur ces volumes de contrôle. Le système d'équations obtenu est alors résolu. Les valeurs des variables sont considérées homogènes dans chaque volume de contrôle. Des interpolations sont réalisées pour déterminer les flux aux interfaces à partir de la valeur des variables dans les volumes élémentaires (milieu homogène). FLUENT propose de nombreux schémas d'interpolation :

#### First-Order Upwind Scheme

Facile à converger mais seulement au premier ordre.

#### Power Law Scheme

Plus précis que le premier ordre quand Re< 5 (Bas Reynolds).

#### Second-Order Upwind Scheme

Pour plus de précision, essentiel avec le maillage tri/tet ou quand l'écoulement n'est pas aligné avec le maillage.

#### Quadratic Upwind Interpolation (QUICK)

A appliquer avec les maillages quad/hex et hybrides (pas aux tri), utile pour les écoulements rotationnels et tourbillonnaires (swirling), précis à l'ordre 3 sur un maillage régulier.

#### 3.1.2.2. Choix de la formulation du solveur

FLUENT fournit trois différentes formulations du solveur :

Coupled-implicit (implicite couplé)

Coupled-explicit (explicite couplé)

Segregated-Implicite (implicite isolé)

 Les Coupled solvers sont recommandés si une forte inter-dépendance existe entre la densité, l'énergie, les moments, et/ou les espèces.

e.g., écoulement compressible à haute vitesse ou les écoulements réactifs.

- En général, le solveur **Coupled-Implicit** est recommandé par rapport au solveur coupledexplicit.
  - ✓ Temps nécessaire : Le solveur implicite est 2 fois plus rapide (en gros).
  - Mémoire nécessaire : Le solveur implicite nécessite deux fois plus de mémoire que les solveurs coupled-explicit ou segregated-implicit.
- Le solveur Coupled-Explicit doit être utilisé uniquement pour les écoulements instationnaires quand le temps caractéristique du problème est du même ordre que les phénomènes acoustiques.

e.g., suivi d'onde de choc

- ♦ Le solveur **Segregated** (implicit) est préférable dans tous les autres cas.
  - ✓ Nécessite moins de mémoire que le solveur coupled-implicit
  - ✓ L'approche Segregated offre de la flexibilité dans le traitement de la solution.

#### 3.1.2.3. Méthodes d'interpolation pour la pression

Des options supplémentaires sont disponibles pour calculer la pression aux faces en utilisant le solveur **''segregated**''.

Schémas d'interpolation pour les pressions aux faces :

#### > Standard

Schéma par défaut; précision réduite pour les écoulements avec de forts gradients de pression normaux à la surface près des frontières.

#### > Linear

A utiliser quand les autres options ont des difficultés de convergence ou des comportements non-physique.

### > Second-Order

À utiliser pour les écoulements compressibles; ne pas utiliser dans les matériaux poreux, discontinuités, turbines.

#### Body Force Weighted

A utiliser quand les forces de gravité sont importantes, e.g., convection naturelle à nombre de Rayleigh élevé.

#### > PRESTO!

À utiliser avec les écoulements tourbillonnaires, les milieux poreux ou les domaines fortement courbés.

#### 3.1.2.4. Couplage pression-vitesse

Le couplage pression-vitesse se réfère à la manière dont la conservation de la masse est prise en compte quand on utilise le « segregated solver ». Trois méthodes sont possibles:

#### > SIMPLE

Schéma par défaut, robuste

## > SIMPLEC

Convergence plus rapide pour les problèmes simples (par exemple des écoulements laminaires sans modèles physiques).

#### > PISO

Utile pour les écoulements instationnaires ou pour les schémas contentant des cellules très obliques "highly skewed".

#### 3.1.2.5. Facteurs de relaxation

Afin de contrôler et réduire le changement produit durant chaque itération d'une variable de l'écoulement,  $\phi$  "Fluent" permet d'agir sur les facteurs de relaxation assignés à un nombre de variables comme suit:

$$\begin{cases} \phi = \phi_{old} + \alpha \Delta \phi \\ \Delta \phi = \phi_{comp} - \phi_{old} \end{cases}$$
(3.1)

où :  $\phi_{old}$  : Ancienne valeur de  $\phi$ 

 $\Delta \phi$ : Changement dans la valeur de  $\phi$ 

 $\phi_{comp}$ : Valeur de  $\phi$  calculée

 $\alpha$  : Facteur de relaxation.

## 3.2. Résolution numérique

#### 3.2.1. Hydrodynamique

Un des buts de ce travail est de simuler l'évolution du coefficient de frottement pour des écoulements de l'eau dans des microcanaux.

#### 3.2.1.1. Géométrie

Dans un premier temps, il faut créer la géométrie de l'objet de l'étude. Comme le montre la figure (3.2), nous avons un microcanal (Longueur L=82 mm, largeur b=25 mm) entre deux réservoirs, un en amont et un en aval. La hauteur du canal peut ainsi être ajustée entre 100 µm et 1 mm. Les dimensions retenues pour cette simulation sont celles définies par Gao et al. [11] et sont présentées sur la figure (3.2):



Figure 3.2. Domaine du calcul.

Trois types de conditions aux limites caractérisent le problème étudié: Vitesse d'entrée (velocityinlet), pression de sortie (pressure-outlet), les autres frontières du domaine sont définies comme étant des parois solides, où les conditions de vitesse sont nulles.

#### 3.2.1.2. Simulations préliminaires

Le tableau (3.1) ci-dessous compare les nombres de poiseuille obtenus par le code aux volumes finis FLUENT 2D et la loi classique du régime laminaire entièrement développé ( $P_0 = 24$ ) et la loi de Blasius en régime turbulent.

Hauteur (mm)	Re	$P_0(sim)$	$P_0(th\acute{e}o)$
Régime laminaire			
0.5	350	10,509205	24
1	1491	10,3728	24
Régime turbulent			
0.5	4420	36,4587678	42,82464715
1	5500	41,474675	50,45440726

#### Tableau 3.1. Quelques résultats de la simulation

Nous avons vu que les résultats sont tous dispersés et contradictoires. Nous avons dû chercher les raisons de cette divergence des résultats, dans la documentation spécialisée pendant

plusieurs semaines sans résultat. Mais, en voulant contrôler les flux à travers le domaine (tel que le débit massique), nous nous sommes aperçu qu'ils ne correspondaient pas aux conditions aux limites imposées (vitesse constante à l'entrée). Or, le débit massique ne dépend que de la vitesse de l'écoulement (imposée) et la section de passage du fluide. Mais, puisqu'on travaille en bidimensionnel, à priori, "Fluent" ne connaît pas la profondeur du canal (ni si celui-ci est à section circulaire), alors, comment déduira –il la surface de la section de passage ?

En fait, pour le traitement des données de la simulation, "Fluent" se base sur des valeurs de référence entrées par l'utilisateur dans un panneau dédié à cet effet. Parmi ces valeurs, on retrouve, pour les cas 2D, la profondeur de référence pour tout le domaine traité. Cependant, notre géométrie à une profondeur de 25 mm. Pour ces raisons, on pense que c'est la source des erreurs que nous avons en post traitement des données.



Recirculation de l'écoulement

Figure 3.3. Champ de la vitesse à la sortie du microcanal.

L'autre raison, possible, est la *recirculation de l'écoulement* dans le réservoir aval, figure (3.3). Nous avons traité ce problème par le changement du diamètre de la sortie.

#### 3.2.1.3. Paramètres de simulation

Nous présentons ici l'ensemble des paramètres de simulation nécessaires à l'exécution et au contrôle du calcul numérique.

#### Conditions aux limites

Après avoir exposé le mode de traitement des conditions aux limites dans le code FLUENT, nous présentons quelles sont les conditions aux limites qui ont été choisies pour modéliser notre problème.

- On définit une vitesse d'entrée de l'écoulement.
- Le fluide de travail utilisé est de l'eau déminéralisée, avec une conductivité électrique à 20 °C de 300 μS.cm<sup>-1</sup>.
- Le caractère visqueux du fluide interdit tout glissement du fluide sur les parois.
- En sortie, les liquides sortent à la pression atmosphérique.

#### Equations gouvernant l'écoulement: Hypothèses de l'écoulement

Le modèle général qui permet de décrire le mouvement d'un fluide s'obtient par l'application des bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie effectués sur le fluide, simplifiées par les hypothèses suivantes :

- écoulement permanent
- écoulement incompressible
- écoulement laminaire

Ces équations se réduisent pour le fluide à :

Équation de la continuité

$$\nabla \vec{V} = 0 \tag{3.2}$$

Équation de quantité de mouvement

$$\rho_{fluide} \left( V.\nabla . \vec{V} \right) = -\nabla P + \mu_{fluide} \nabla^2 \vec{V}$$
(3.3)

#### Propriétés du fluide

Le fluide utilisé pour les simulations est un liquide Newtonien, incompressible (eau). Toutes les simulations étant isothermes. Nous définissons simplement les propriétés du fluide qui sont données dans le tableau (3.2).

fluide	Masse Volumique (kg.m <sup>-3</sup> )	Chaleur Spécifique (j.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	Viscosité (kg.s <sup>-1</sup> .m <sup>-1</sup> )
Eau	998,2	4182	0,00103

Tableau 3.2. Propriétés physiques de l'eau.

#### Schémas de discrétisation

Nous choisissons de travailler exclusivement avec des schémas de discrétisation du deuxième ordre. L'algorithme de calcul est de type SIMPLE.

#### Critère de convergence

Les simulations sont considérées convergées pour des résidus de  $10^{-6}$ . Ce critère est vérifié après 830 itérations pour une grille de 40×328 nœuds et pour une hauteur du canal *H*=500 µm, figure (3.4).



Figure 3.4. Convergence des résidus à Re=669.

#### 3.2.1.4. Effet du maillage

Pour des maillages ayant un nombre différent de cellules, nous surveillons des caractéristiques de l'écoulement, comme la vitesse axiale et le coefficient de frottement, jusqu'à ce qu'il n'y a aucun changement dans la solution. A ce moment là, on peut conclure que la solution est indépendante du maillage, figures (3.6-3.7).



Figure 3.5. Présentation de différents maillages d'une partie du canal de 500  $\mu$ m.



Figure 3.6. Variation de la vitesse axiale selon plusieurs maillages (Canal de 500 µm de hauteur).



Figure 3.7. Variation du Coefficient de frottement selon plusieurs maillages (Canal de 500 µm de hauteur).

#### 3.2.1.5. Etudes de sensibilité

#### 3.2.1.5.1. Choix du modèle de turbulence

L'analyse de sensibilité pour les différents modèles de la turbulence permet de valider par approche théorique la réalité physique des résultats obtenus numériquement.

Le code Fluent propose sept modèles de turbulence :

- Modèle Spalart-Allmaras
- Le modèle  $\kappa \varepsilon$  Standard
- Modèle  $K \mathcal{E}$  RNG
- Modèle  $\kappa \varepsilon$  Realizable
- Modèle  $\kappa \omega$  Standard
- Modèle  $\kappa \omega$  SST
- ♦ Modèle RSM

Dans la mise en oeuvre des simulations, nous appliquons ces modèles sur deux microcanaux dont la hauteur est de 200  $\mu$ m et 500  $\mu$ m. Ces simulations s'inscrivent dans le cadre des simulations préliminaires pour optimiser le modèle global.



Figure 3.8. Résultats obtenus par les différents modèles de turbulence: Cas du canal de 500 µm de hauteur.



Figure 3.9. Résultats obtenus par les différents modèles de turbulence: Cas du canal de 200 µm de hauteur.

D'après ces figures, les résultats numériques et expérimentaux qui portent sur la représentation de *Po* en fonction de Re suivent la même allure que la courbe théorique pour les deux canaux.

Les résultats des modèles  $\kappa - \varepsilon$  et le modèle RSM sont éloignés par rapport aux valeurs théoriques et alors que les modèles  $\kappa - \omega$  se montrent plus convenables que les modèles  $\kappa - \varepsilon$ . Le modèle Spalart-Allmaras fourni les meilleures précisions pour les deux canaux.

D'après cette analyse, nous adopterons le modèle de turbulence **Spalart-Allmaras** pour les simulations à venir.

#### 3.2.1.5.2. Influence de l'intensité de la turbulence

Les tableaux qui suivront, représentent la sensibilité de la solution calculée par rapport à l'intensité de la turbulence. On n'observe aucune influence de l'intensité et alors nous avons opté pour la simulation avec I=5%.

Canal de 500 µm de hauteur			
Re	f (sim) : Coefficient de frottement simulé		
	I=1%	I=5%	I=10%
4300	0.00962518	0,00962518	0,00962518
6200	0.00896418	0,00896418	0,00896418

Canal de 200 µm de hauteur			
Re	f (sim) : Coefficient de frottement simulé		
	I=1%	I=5%	I=10%
3800	0,0099098	0,0099098	0,0099098
5500	0,0091899	0,0091899	0,00918979

Tableau 3.3. Influence de l'intensité de la turbulence sur la solution.

## **3.2.2.** Transfert thermique

#### 3.2.2.1. Domaine de calcul

La figure (3.10) présente la géométrie du modèle thermique qui est similaire à celle présentée sur la figure (3.2). La section d'essai est formée par deux blocs. Chaque bloc est composé d'une résistance thermique de longueur ( $l_h$ =62 mm), qui reste plus petite que la longueur du canal (L=82 mm). Les résistances thermiques sont situées à une distance de 4 mm de la paroi du canal. Les résistances thermiques sont placées légèrement en amont du canal (4 mm). Les blocs sont équipés de quatre thermocouples qui ont été placés tout les 1.5 cm (position du premier thermocouple à x = 0.6 cm). Ces thermocouples sont localisé à 1 mm de la surface du microcanal, figure (3.11).





Figure 3.11. Positions des thermocouples.

## 3.2.2.2. Paramètres de simulation

## Équations

En supposant l'écoulement laminaire et stationnaire. Les équations de base forment le système suivant :

Équation de la continuité

$$\nabla . \vec{V} = 0 \tag{3.4}$$

Équation de quantité de mouvement

$$\rho_{fluide} \left( V.\nabla . \vec{V} \right) = -\nabla P + \mu_{fluide} \nabla^2 \vec{V}$$
(3.5)

Une simplification supplémentaire consiste à négliger la dissipation visqueuse ; ainsi l'équation de la chaleur pour la phase liquide est donnée comme suit :

$$\rho_{fluide} C_p \left( \vec{V} \cdot \nabla \cdot T \right) = \lambda_{fluide} \nabla^2 T \tag{3.6}$$

Alors que pour le solide cette équation est donnée par :

$$\nabla^2 T = 0 \tag{3.7}$$

Par ailleurs, les conditions thermiques sont les suivantes :

- Source d'énergie constante sur le côté des résistances thermiques (180 W), et la surface d'échange du canal est 2bl<sub>h</sub>(b la largeur, l<sub>h</sub> la longueur de la résistance thermique).
- Température d'entrée supposée T<sub>entrée</sub>= 298 K.
- Vitesse initiale de l'écoulement donnée.

#### Propriétés du fluide et du solide

Les propriétés du fluide et du solide correspondent à l'eau et au laiton respectivement sont données dans le tableau (3.4).

Propriétés physiques	fluide	solide
Masse Volumique kg.m <sup>-3</sup>	998.2	8400
Chaleur spécifique J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	4182	376
Conductivité thermique W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	0.6	111
Viscosité Pa.s	0.00103	

Tableau 3.4. Propriétés de l'eau et du laiton.

#### Schémas de discrétisation

L'algorithme de calcul est de type SIMPLE et nous avons choisi une discrétisation du  $2^{\circ}$  ordre.

#### Critère de convergence

Dans notre cas, le résidu doit atteindre une valeur de  $10^{-6}$ , figure (3.12). Le nombre d'itérations dépend du nombre total des mailles de la géométrie et des paramètres inclus dans le modèle.



Figure 3.12. Convergence des résidus à Re=368.

## Conclusion

Dans cette étude, nous avons mené une simulation basée sur les données expérimentales de Gao et al. [11], en utilisant le code de calcul Fluent. Afin de vérifier la précision du maillage, des tests de convergence, et même le traitement des données de la simulation ont été effectuées, le code Fluent nous a permis une visualisation directe des zones de recirculation de l'écoulement.

# Chapitre 4

# Résultats et discussion

# Résultats et discussion

L'outil numérique est aussi intéressant pour l'analyse et la compréhension des phénomènes locaux. Les résultats obtenus au cours des différentes simulations sont présentés dans ce chapitre. Ils seront ensuite comparés avec les résultats théoriques et expérimentaux.

# 4.1. Hydrodynamique

## 4.1.1. Longueur d'établissement

#### 4.1.1.1. Cas du canal 500 μm

Tout ce qui va suivre n'est valable qu'en régime établi, c'est à dire lorsque le profil de vitesse ne dépend plus de la distance depuis l'entrée de la conduite. La figure (4.1) montre schématiquement la vitesse axiale du fluide qui entre dans le canal de 500  $\mu$ m de hauteur. On voit bien que la vitesse axiale se stabilise à une distance supérieure à 50 mm par rapport à l'entrée, ce qui est prévu par la corrélation  $L_E = 50D_h$ , M. White [45] pour le régime laminaire.



Figure 4.1. Variation de la vitesse axiale le long du canal de 500 µm de hauteur.

#### 4.1.2. Cas du canal 200 μm



On voit aussi que les mêmes remarques s'appliquent au canal de 200 µm de hauteur, figure (4.2).

Figure 4.2. Variation de la vitesse axiale le long du canal de 200 µm de hauteur.

#### 4.1.2. Champs des vitesses

Les figures (4.3 à 4.6) présentent un exemple de distribution des champs de vitesses exprimées en ms<sup>-1</sup> pour les deux réservoirs et le canal. On observe pour le réservoir d'entrée une vitesse faible puisque la section du réservoir est très grande et l'écoulement est bien établi dans le canal. On voit aussi que l'écoulement dans le réservoir aval est un exemple de jet et une zone de recirculation de l'écoulement est bien visible.



**Figure 4.3.** Champ de la vitesse (Re=100, hauteur du canal 500 µm).







Figure 4.5. Champ de la vitesse dans le microcanal.



Figure 4.6. Champ de la vitesse à la sortie du microcanal.

## 4.1.3. Profils des vitesses

#### 4.1.3.1. Cas du canal 500 μm

La courbe présentée sur les figures (4.7.a, 4.8.a) dans le cas du régime laminaire conduit à une observation très importante sur le profil de vitesse dans le canal. En effet, il apparaît clairement que le profil de vitesse prend une forme parabolique.

Le régime est turbulent dans le cas des figures (4.7.b, 4.8.b) et la forme du profil de vitesse est aplatie.



(a) Régime laminaire



(b) Régime turbulent

Figure 4.7. Profils des vitesses du canal de 500 µm de hauteur.

## 4.1.3.2. Cas du canal 200 μm







(b) Régime turbulent

Figure 4.8. Profils des vitesses du canal de 200  $\mu$ m de hauteur.
# 4.1.4. Coefficient de frottement

#### 4.1.4.1. Cas du canal 500 μm

On observe sur les figures (4.9, 4.10), qu'il n'y a aucune variation du coefficient de frottement le long du canal.







### 4.1.4.2. Cas du canal 200 μm

(a) Régime laminaire



Figure 4.10. Variation du coefficient de frottement le long du canal de 200 µm.

### 4.1.5. Nombre de Poiseuille

Les courbes (a) à (f) de la figure (4.11) représentent la variation des Nombres de Poiseuille (Po = f Re) théoriques, expérimentaux et simulés en fonction du nombre de Reynolds avec une série de tailles du canal s'étendant de 0.1 mm à 1 mm. La gamme de Reynolds s'étend de 50 à 10000. On remarque, que les résultats des simulations se superposent plus ou moins parfaitement sur les valeurs théoriques.



(b) canal de 500 µm de hauteur







(d) canal de 300 µm de hauteur



(e) canal de 200 µm de hauteur





**Figure 4.11.** Evolution du nombre de Poiseuille  $P_0$  en fonction de Re.

La Figure (4.11) montre une vue d'ensemble des résultats de ce mémoire. Sur ces graphe (a, b, c, d, e, f) les résultats des simulations et les résultats expérimentaux convergent vers les courbes théoriques des régimes laminaire et turbulent.

Une observation importante est que les résultats expérimentaux prouvent clairement que la valeur théorique ( $P_0 = 24$ ) est atteinte quelle que soit la taille du canal pour des Re < 1000.

 $P_0$  est tracé en fonction de la longueur adimensionnelle  $(L^+ = \frac{1}{D_h} \frac{L}{\text{Re}})$  et comparé à la loi

de Shah et London [33] éq. (4.1) pour le régime laminaire :

$$P_{0} = \frac{3.44}{\sqrt{L^{+}}} + \frac{24 + \frac{0.674}{4L^{+}} - \frac{3.44}{\sqrt{L^{+}}}}{1 + \frac{0.000029}{L^{+2}}}$$
(4.1)



(a) canal de 1mm de hauteur



(b) canal de 700 µm de hauteur



(c) canal de 500 µm de hauteur



(d) canal de 400 µm de hauteur



(e) canal de 300 µm de hauteur



(f) canal de 200 µm de hauteur

Figure 4.12. Evolution du nombre de Poiseuille  $P_0$  en fonction de la longueur hydrodynamique  $L^+$ .

Les résultats de la figure (4.12) prouvent que le nombre de Poiseuille tend à une valeur constante pour des valeurs suffisamment élevées de  $L^+$ .

Pour les valeurs plus élevées de Re c'est-à-dire lorsque le paramètre  $L^+$  diminue, l'évolution du nombre de Poiseuille est alors bien représentée par la loi de Blasius.

Un examen attentif de ces courbes permet de localiser le nombre de Reynolds critique de transition à la turbulence, comme indiqué sur le tableau suivant.

Hauteur (mm)	Re <sub>c</sub>	
	Re <sub>cexp</sub>	Re <sub>csim</sub>
1	2500	2368
0.7	2500	2508
0.5	3200	3216
0.4	3800	3857
0.3	4000	3373
0.2	3300	2830

**Tableau 4.1.** Nombre de Reynolds critique de transition à la turbulence.

La plupart des valeurs trouvées pour  $Re_c$  dans le tableau (4.1) sont proches de la valeur admise de 4000 pour la transition dans des canaux à parois planes, Carlson et al. [4]. On observe les plus petites valeurs de  $Re_c$  pour les plus grands canaux.

# 4.2. Transfert thermique

Cette étude numérique, qui est liée à la théorie conventionnelle des phénomènes de transport, a été conduite en supposant (i) le couplage entre la convection dans le microcanal et la conduction longitudinale dans les parois est faible, (ii) le flux de chaleur est uniformément distribué ce qui permet d'estimer le coefficient de transfert de chaleur à l'interface solide/fluide et (iii) l'équation 4.2 peut être utilisée comme référence pour vérifier les données calculées.

On observe sur la figure (4.13) que les parois du canal n'ont pas été chauffées dans la dernière partie de la section d'essai et la température de la paroi a diminué dans la direction amontaval. Cette diminution de  $T_{paroi}$  est due au refroidissement convectif de la paroi par l'écoulement.



Figure 4.13. Champ de la température statique pour une hauteur du canal de 1 mm et Re=337.

### 4.2.1. Nombre de Nusselt local

Nous avons collecté une série de données permettant de déterminer l'évolution numérique du nombre de Nusselt dans des microcanaux à parois lisse de hauteur comprise entre de 100  $\mu$ m à 1mm. En particulier, la température de paroi a été considérée comme égale à la valeur fournie par le thermocouple  $T_i$  (i=1, 2, 3, 4). Les calculs ont été menés avec une puissance de chauffage fixe de 180W et un débit variable permettant d'ajuster le nombre de Reynolds de l'écoulement entre 50 et 3000 et ce en accord avec les conditions expérimentales de Gao et al. [11].

Les résultats sont comparés à la loi de référence valable en régime laminaire «Entrée uniforme (Pr =4) », tracée à partir de la corrélation de Shah et London [33] éq. (4. 2).

$$Nu = \frac{\varphi D_h}{(T_w - T_f)\lambda} = [(0.587(x^*)^{-\frac{1}{2}})^3 + 8.235^3]^{1/3}$$
(4.2)

où  $x^* = \frac{x}{D_h \operatorname{Re}} \frac{1}{\operatorname{Pr}}$  représente l'abscisse adimensionnelle thermique.



4.2.1.1. Cas du canal 1mm

Figure 4.14. Variations du nombre de Nusselt le long du canal pour une hauteur de 1 mm.

#### 4.2.1.2. Cas du canal 500 μm



Figure 4.15. Variations du nombre de Nusselt le long du canal pour une hauteur de 500 µm.



#### 4.2.1.3. Cas du canal 400 μm

Figure 4.16. Variations du nombre de Nusselt le long du canal pour une hauteur de 400 µm.

#### 4.2.1.4. Cas du canal 300 µm



Figure 4.17. Variations du nombre de Nusselt le long du canal pour une hauteur de 300 µm.



### 4.2.1.5. Cas du canal 200 μm

Figure 4.18. Variations du nombre de Nusselt le long du canal pour une hauteur de 200 µm.

#### 4.2.1.6. Cas du canal 100 μm



Figure 4.19. Variations du nombre de Nusselt le long du canal pour une hauteur de 100 µm.

Le nombre de Nusselt numérique a été calculé à partir de l'équation (2.16) pour des nombres de Reynolds compris entre 50 et 3000. Ces résultats sont présentés sur les figures (4.14 à 4.19) et comparés à la loi (4.2). Rappelons que cette loi considère que les profils de vitesse et de température sont homogènes à l'entrée du canal et que la densité de flux de chaleur échangée est constante à la paroi.

Les figures (4.14 à 4.19) montrent une forte diminution du  $Nu(x^*)$  par rapport à la courbe théorique pour les x\* élevés, quel que soient le thermocouple. Ces résultats seraient dus aux faibles débits utilisés dans ces conditions, donc de faibles taux de transfert de chaleur dans l'écoulement qui seraient mal déterminés dans ces conditions.

On Remarque une nette diminution du Nu pour les canaux de 200  $\mu$ m et 100  $\mu$ m, par rapport aux résultats expérimentaux et simulées. Ce qui laisse penser que la hauteur du canal a une influence sur le nombre de Nusselt.

#### 4.2.2. Nombre de Nusselt moyen

Nous avons calculé en  $x^* = 0.02$ , cette distance adimensionnelle correspond au le régime pleinement développé pour la solution théorique, la valeur moyenne du nombre de Nusselt à partir des grandeurs déduites des thermocouples  $T_1, T_2, T_3$  qui est donnée par :

$$Nu_{mov} = \frac{1}{3}(Nu_x(T_1) + Nu_x(T_2) + Nu_x(T_3))$$
(4.3)

L'évolution de  $Nu_{moy}/Nu_{th}$  en fonction de la hauteur du canal est présentée sur la figure (4.20) et comparée aux résultats expérimentaux de Qu et al. [29]. Les résultats indiquent clairement la dépendance du transfert de chaleur aux dimensions du canal. En clair, le *Nu* diminue avec la diminution de la hauteur du canal.



Figure 4.20. Evolution du nombre de Nusselt normalisé en fonction de la hauteur du microcanal.

# 4.2.3. Coefficient d'échange thermique

La figure (4.21), montre l'influence de la hauteur du canal sur le coefficient d'échange thermique moyen. Cette grandeur a été définie en fonction des résultats déduits des thermocouples  $T_1$ ,  $T_2$  et  $T_3$  seulement. Contrairement aux résultats précédents,  $h^{therm}$  augmente fortement quand la taille du canal diminue. Ceci pourrait être lié aux forts gradients de températures qui sont dus aux très petites dimensions des canaux.



Figure 4.21. Effet de la hauteur du canal sur le coefficient d'échange thermique.

# 4.2.4. Régime turbulent

Nous avons procédé à un essai de simulation pour le cas du régime turbulent avec le canal de 500 µm. Les données ont été comparées à la corrélation de Dittus et de Boelter [7] :



a)  $T_{paroi} = T_1$  b)  $T_{paroi} = T_2$ 

**Figure 4.22.** Evolution du nombre de Nusselt pour  $T_{paroi} = T_i$  (i=1, 2).



**Figure 4.23.** Evolution du nombre de Nusselt pour  $T_{paroi} = T_i$  (i=3,4).

Les résultats des figures (4.22, 4.23) montrent qu'il y a un bon accord avec la corrélation de Dittus et de Boelter [7].

# Conclusion

L'étude de la dynamique de l'écoulement ainsi que le transfert thermique des écoulements liquides dans des canaux rectangulaires de dimensions décamicrométrique a montré une bonne concordance entre les nombres de Poiseuille calculés et les nombres de Poiseuille théoriques. Les hypothèses macroscopiques de la mécanique des fluides sont toujours valables pour décrire ce type d'écoulement, ce qui est conforté par les valeurs "normales" des nombres de Reynolds de transition.

Les résultats obtenus prouvent que les valeurs de Nusselt sont en bon accord avec les lois théoriques. Le coefficient de transfert thermique est plus affecté que le facteur de frottement par la réduction de la taille du canal.

Conclusion générale

# Conclusion générale

L'objectif de ce mémoire était de cerner précisément les limites d'applicabilité des lois et corrélations classiques de l'hydrodynamique et des transferts thermiques par convection forcée, aux liquides en simple phase dans des conduites de très faible diamètre hydraulique à l'aide du code de calcul Fluent.

L'étape d'apprentissage du code de calcul nous avait pris un temps considérable vu la multitude des réglages disponibles sous le logiciel (géométrie, maillage, conditions aux limites et valeurs de référence de "Fluent"), ainsi que la base théorique elle-même des différents paramètres à ajuster.

Les résultats obtenus montrent que l'évolution numérique du coefficient de frottement, pour des écoulements laminaires et turbulents de l'eau dans des microcanaux lisses, est bien prévue par les lois classiquement utilisées aux échelles conventionnelles.

Les calculs ainsi traités et obtenus avec des parois lisses montrent clairement que la transition à la turbulence se déclenche à des nombres de Reynolds critiques en bon accord avec ceux classiquement rencontrés aux échelles conventionnelles.

Le deuxième volet de ce mémoire a été consacré à la détermination du nombre de Nusselt dans le but de caractériser les transferts thermiques forcés, aux petites échelles de la microfluidique. Les résultats obtenus montrent que le nombre de Nusselt est en bon accord avec les valeurs théorique, sauf pour les canaux de moins de 200 µm de hauteur où il a été noté une forte diminution des valeurs de Nu. Les causes avancées pour justifier ces écarts sont classiquement la rugosité de la paroi, les effets électrocinétiques ou encore l'air piégé dans les aspérités des parois. Comme rien n'est encore prouvé, notre doute se penche plutôt sur les erreurs de mesures, surtout celle de la température à l'interface solide/fluide. Le coefficient de

transfert thermique est plus affecté que le coefficient de frottement par la réduction de la taille du canal. Il a été noté une augmentation de l'ordre de 10-40% pour ce coefficient.

En finalité, nous pouvons dire que l'interprétation physique de ces écarts est très difficile en l'absence de larges données expérimentales, ainsi que la caractérisation fine de l'état des surface, ou encore l'utilisation de plusieurs type de fluide dans la même loupe d'essais ainsi que des techniques de visualisation avancées. Ensuite viendra une étude approfondie en simulation pour confirmer tout ça. A l'issue de ce travail, de nombreuses perspectives apparaissent. Nous espérons poursuivre l'étude entamée sur les effets de la rugosité, il nous semble intéressant de mener une étude sur les effets de couplage conduction/convection, et une étude numérique en 3D.

Bibliographie

- [1] Bejan, A., Kraus, A.D. Heat transfer handbook, John Wiley & Sons, INC, 2003.
- [2] Brandner, J., Fitchner, M., Schygulla, U., and Schubert, K. Improving the Efficiency of Micro Heat Exchangers and Reactors, in Proc. 4th International Conference Microreaction Technology, AIChE, March 5th – 9th Atlanta, GA, pp. 244-249, 2000.
- [3] Bucci, A., Celata, G. P., Cumo, M., Serra, E., and Zummo, G. Water single-phase fluid flow and heat transfer in capillary tubes, Paper No. ICMM2004-2406, Second International Conference on Microchannels and Minichannels, Rochester, NY USA, June 17–19, 221–228 International Conference on Microchannels and Minichannels. Paper # 1037, ASME, 319-326, 2004.
- [4] Carlson, D.R., Widnall, S.E., Peeters, M.F. A flow-visualization study of transition in plane Poiseuille flow, J. Fluid Mech, 121, 487-505, 1982.
- [5] Celata, G. P., Cuzo, M., Guglielmi, M. et Zummo, G. Experimental investigation of hydraulic and single-phase heat transfer in 0.130 mm capillary tube, Microscale Thermophysical Engineering, 6, 85-97, 2002.
- [6] David Derosiaux. Les waterblocks à microstructures, <u>http://www.presence-pc.com</u>, 2004.
- [7] Dittus, F. W., and Boelter, L. M. K. Heat transfer in automobile radiators of the tubular type, University of California, Berkeley, Publications on Engineering, Vol. 2, No. 13, pp. 443-461, 1930.
- [8] Flockhart, S. M., et Dhariwal, R. S. Experimental and numerical investigation into the flow characteristics of channels etched in <100> silicon, J. Fluids Eng, 120, 291-295, 1998.
- [9] Fluent 6.1. User's Guide, Fluent inc., February 2003.
- [10] Gambit Modeling Guide, Fluent Inc., May 2000.
- [11] Gao, P., Le Person S., et Favre-Marinet, M. Scale effects on Hydrodynamics and Heat Transfer in two dimensional mini and microchannels, Int. J. of Thermal Science, 41, 1017-1027, 2002.
- [12] Holman J.P., Heat Transfer, 8ème édition, McGraw-Hill, p. 263, relation 5.114a, 1997.
- [13] Huetz, J., Petit, J.P. Notations de transfert thermique par convection, Techniques de l'ingénieur, Vol. A1 540, p. 1-47, août 1990.
- [14] Jean- Philippe, B. Turbulence, 2<sup>ième</sup> année de l'ENSIB (2001/2002).
- [15] Judy J., Maynes D., Webb B.W. Characterization of frictional pressure drop for liquid flows through microchannels, Int. J. Heat Mass Transfer, 45, 3477-3489, 2002.
- [16] Kandlikar, S. G., Joshi, S., and Tian, S. Effect of surface roughness on heat transfer and fluid flow characteristics at low Reynolds numbers in small diameter tubes, Heat Trans. Eng., 24(3), 4-16, 2003.
- [17] Kandlikar, S.G. Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels, Experimental Thermal and Fluid Science, 26, 389-407, 2002.

- [18] Lallemand, A. Écoulement des fluides, Techniques de l'Ingénieur.
- [19] Lelea, D., Nishio, S., et Takano, K. The experimental research on microtube heat transfer and fluid flow of distilled water, Int. J. Heat and Mass Transfer, 47, 2817-2830, 2004.
- [20] Li, Z. X., Du, D.X. et Guo, Z.Y. Experimental study on flow characteristics of liquid in circular microtubes, Microscale Thermophysical Engineering, 7, 253-265, 2003.
- [21] Mala, G. M., et Li, D. Flow characteristics of water in microtubes, Int. J. Heat and Fluid Flow, 20, 142-148, 1999.
- [22] Marty, Ph. Transferts thermiques convectifs 3<sup>eme</sup> année. IUP GSIG, 2001.
- [23] Papautsky, I., Brazzle, J., Ameel, T., Frazier, A. B. Laminar fluid behaviour in microchannels using micropolar fluid theory, Sensors and Actuators, 73, 101-108, 1999.
- [24] Peng, X. F. & Peterson, G. P. Convective heat transfert and flow friction for water flow in microchannel structures, International Journal of Heat and Mass Transfert, 39, 2599-2608, 1996.
- [25] Peng, X.F. Peterson, G.P., et Wang, B.X. Heat transfer characteristics of water flowing through microchannels, Experimental Heat Transfer, 7, 265-283, 1994.
- [26] Pfahler, J., Harley, J., Bau, H., Zemel , J. Liquid transport in micron and submicron channels, Sensors Actuators A21–A23 431–434, 1990.
- [27] Pfund, D., Rector, D., and Shekarriz A., Popescu A. and Welty J. Pressure drop measurements in a microchannel, AIChE Journal, 46, 1496-1507, 2000.
- [28] Qu, W., Mohiuddin Mala, Gh., et Li, D. Pressure driven water flows in trapezoidal silicon microchannels, Int. J. of Heat and Mass Transfer, 43, 353-364, 2000.
- [29] Qu, W., Mala, Gh M., and Li, D. Heat transfer for water flow in trapezoidal silicon microchannels, International Journal of Heat and Mass Transfer, 43, 3925-3936, 2000.
- [30] Ren, L., Qu, W., et Li, D. Interfacial electrokinetic effects on liquid flow in microchannels, Int. J. of Heat and Mass Transfer, 44, 3125-3134, 2001.
- [31] Reynaud, S., Debray, F., Franc, J-P., Maitre, T. Hydrodynamics and heat transfer in twodimensional minichannels, Int. J. Heat Mass Transfer, 48, 3197-3211, 2005.
- [32] Rios-Rojas, C. Etude des propriétés de transferts thermiques des coulis de glace stabilisée, Thèse de Doctorat, I.N.S.A. Lyon, 2005.
- [33] Shah, R.K., London, A.L. Laminar Flow Forced Convection in Ducts, Advanced Heat Transfer, Academic Press, New York, 1978.
- [34] Sharp, K.V., Adrian, R.J. Transition from laminar to turbulent flow in liquid filled microtubes, Experiments in Fluids, 36, 741-747, 2004.
- [35] Sobhan, C.B., Garimella, S.V. A comparative analysis of studies on heat transfer and fluid flow in microchannels, Microscale Therm. Eng, 5, 293-311, 2001.

- [36] Tardu, S. The electric double layer effect on the microchannel flow stability and heat transfer, Superlattices and Microstructures, 35, 513-529, 2004.
- [37] Tardu, S. Effets des forces électrostatiques en microfluidique : double couche électrique à l'interface, In Microfluidique - Microécoulements liquides et gazeux : phénomènes physiques et applications. Paris : SHF, 319-325, 2002.
- [38] Tardu, S. Spatio-temporal evolution of a spot under the EDL effect, Proceeding of the Second International Conference on Microchannels and Minichannels. Rochester: ASME. 849-856, 2004.
- [39] Tardu, S., Colin, S., & Camon, H. Effets interfaciaux sur la stabilité linéaire des écoulements dans les microcanaux, Actes sur CDROM du 16ième Congrès Français de Mécanique. Nice, p 12, 1-6, 2003.
- [40] Tiselj, I., Hetsroni, G., Mavko, B., Mosyak, A., Pogrebnyak, E. et Segal, Z. Effect of axial conduction on the heat transfer in micro-channels, Int. J. Heat Mass Transfer, 47, 2551-2565, 2004.
- [41] Tuckerman, D.B et Pease, R.F.High-Performance heat sinking for VLSI, IEEE Electron Dev. Lett., EDL-2 (5), 126-129, 1981.
- [42] Van Karman, T. The analogy between fluid friction and heat transfer, Trans. ASME, Vol. 61, pp. 705, 1939.
- [43] Weil, L. Éléments des échanges thermiques, Gauthier-Villars, Paris, 1965.
- [44] White, F. M. Viscous Fluid Flow, Second Edition, Mc Graw Hill, Inc, New-York, 1991.
- [45] White, F. M. Viscous Fluid Flow, Fourth Edition, Mc Graw Hill, 2001.
- [46] White, F. M. Viscous Fluid Flow, Mc Graw Hill, 1974.
- [47] Wilding, P., Pfahler, J., Bau, H. H., Zemel, J. N et Kricka, L. J. Manipulation and flow of biological fluids in straight channels micromachined in silicon, Clin Chem, 40, 43-47, 1994.
- [48] Wu, H.Y., Cheng, P. Friction factors in smooth trapezoidal silicon microchannels with different aspect ratios, Int. J. Heat Mass Transfer, 46, 2519-2525, 2003.
- [49] Wu, H.Y., Cheng, P. An experimental study of convective heat transfer in silicon microchannels with different surface conditions, Int. J. Heat Mass Transfer, 46, 2547-2556, 2003.
- [50] Yang, C. Y., Wu, J. C., Chien, H. T., and Lu S. R. Friction characteristics of water, R-134a and air in small tubes, Microscale Thermophysical Engineering. Vol.7, pp.335-348, 2003.
- [51] Yunus Çengel, A. Heat transfert. A practical approach, McGraw-Hill, Inc, 1998.

ملخص - إن تطوير الأنظمة المصغرة قد تقدم بشكل ملحوظ على مدى السنوات الخمسة عشرة الماضية. هذه الأنظمة، ذات الأبعاد الميكرومترية ، قد استنبطت من صناعة الإلكترونيات الدقيقة.

الهدف من هذا البحث هو دراسة بطريقة رقمية، الهيدرودينامية ونقل الحرارة عن طريق الحمل القسري للماء الجاري في القنوات الصغيرة حيث ارتفاعها يتغير من 100 ميكرومتر إلى 1 ميليمتر، العدد رينولدز حيث يتراوح بين 50 و 10000. الدراسة أجريت باستعمال برنامج FLUENT الذي يستند على طريقة الأحجام المنتهية. النتائج المتحصل عليها متوافقة مع النتائج التجريبية المتوفرة.

**Abstract -** The development of miniaturized systems, called « **microsystems** », has evolved tremendously over the last 15 years. These systems, which measure hardly a few tens of micrometers, are created using new manufacturing techniques from the microelectronic industry.

The main goal of this work is to numerically study the hydrodynamics and forced convection heat transfer for water flowing through a rectangular microchannel from 0.1 mm to 1 mm in height. The Reynolds numbers were between 50 and 10000. The simulation was carried out using the Fluent CFD which is based on the Finite Volume Method. The obtained numerical results, were in good agreements with experimental results obtained by P.Gao.

**Résumé** - Le développement de systèmes miniaturisés, dits « **microsystèmes** » a progressé considérablement depuis les quinze dernières années. Ces systèmes, qui mesurent à peine quelques dizaines de micromètres, sont réalisés à partir des technologies de fabrication issues de la microélectronique.

L'objectif de présent travail est d'étudier numériquement le comportement hydrodynamique et des transferts thermiques par convection forcée de l'eau circulant dans un microcanal rectangulaire de hauteur varie de 100 µm à 1 mm. Le nombre de Reynolds est compris entre 50 et 10000. La simulation a été effectuée à l'aide du code de calcul "Fluent" qui est basé sur la Méthode des Volumes Finis. Les résultats des simulations obtenus sont en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus par P.Gao.