



Université de Batna 2 Mustapha Benboulaïd
Faculté de Technologie – Département de Mécanique



THÈSE EN CO-TUTELLE

Présentée pour l'obtention du diplôme de :

Doctorat en Sciences de l'Université de Batna 2 Mustapha Benboulaïd

Discipline : GÉNIE MÉCANIQUE

Spécialité : ÉNERGÉTIQUE

Et

Doctorat en Sciences de l'Université de Reims Champagne-Ardenne

Discipline : PHYSIQUE

Spécialité : ÉNERGÉTIQUE

Thème :

Simulation numérique de la convection turbulente : Géométries régulières et complexes

Présentée et soutenue publiquement par :

Nabil BESSANANE

Le 9 décembre 2018

Devant le jury composé de :

M. Hocine BENMOUSSA	Prof.	Université de Batna 2	Président
M. Mourad REBAY	Prof.	Université de Reims	Rapporteur
M. Mohamed SI-AMEUR	Prof.	Université de Batna 2	Rapporteur
M. Saïd ABOUDI	Prof.	Université de Belfort	Examineur
M. Mahfoudh KADJA	Prof.	Université de Constantine 1	Examineur
M. Nadim EL-WAKIL	MC-HDR	Université de Reims	Examineur
M. Ghazali MEBARKI	MCA	Université de Batna 2	Invité

2018

Dédicaces

Ce travail est dédié à la mémoire de ma collègue et sœur **Mlle Fatima Bentarzi** récemment décédée, grand symbole de force et de patience.

que Dieu l'entoure de miséricorde
et qu'elle repose en paix dans le vaste paradis



Avant-propos

Cette thèse a été réalisée en cotutelle entre l'université de Batna II, Algérie (Laboratoire LESEI) et l'université de Reims Champagne-Ardenne, France (l'équipe Thermomécanique du Laboratoire GRESPI).

Al Hamdou lillah, qui m'a donné la force de réaliser beaucoup de choses au-delà de mes capacités normales et qui m'a aidé à surmonter les moments et périodes très difficiles, notamment l'année 2017 !

Tout d'abord, mes vifs remerciements à M. Mourad REBAY, Professeur de l'université de Reims, d'avoir accepté de m'accueillir au laboratoire GRESPI et de m'avoir dirigé durant la période de ma bourse et travaux de thèse, je tiens à lui exprimer toute ma gratitude pour son soutien constant, sa disponibilité, ses précieux conseils et son aide inestimable. Je suis particulièrement sensible à la confiance qu'il m'a témoignée durant ces quatre années de thèse et à l'importance des moyens qu'il m'a mis à disposition pour mener à bien ce travail.

Je voudrais bien évidemment remercier très sincèrement M. Mohamed SI-AMEUR, Professeur de l'université de Batna II, pour m'avoir encadré et dirigé avec patience, me répétant toujours que c'est un thème de recherche complexe et très compliqué. Je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude pour les connaissances pointues qu'il m'a transmis, son aide précieuse et sa méthodologie m'ont permis de comprendre plusieurs phénomènes.

Je remercie également M. Hocine BENMOUSSA d'avoir accepté de présider mon jury.

Je tiens aussi à remercier M. Mahfoud KADJA et M. Saïd ABOUDDI, pour m'avoir fait l'honneur d'examiner mes travaux de thèse et d'en être les rapporteurs.

Mes vifs remerciements s'adressent également à M. Nadim EL-WAKIL, qui me fait l'honneur de participer à ce jury. Les différents échanges que j'ai eu avec lui m'ont été précieux.

L'accueil chaleureux que j'ai reçu au laboratoire GRESPI dirigé par le professeur POLIDORY m'a été très fructueux.

Je pense aux Professeurs Jacques PADET et Mohamed LACHI.

Je tiens également à remercier mon ami Ghazali MEBARKI, pour son soutien tout au long de cette thèse. Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à M. Mahieddine NAOUN.

Je remercie sincèrement Dr. Anis HAMZA et Synchrotron SOLEIL, pour leurs résultats expérimentaux aussi bien que les géométries des dissipateurs. Sans ces données, la validation de mes résultats serait affectée.

Je voudrais également remercier les responsables du centre de calcul Champagne-Ardenne (calculateur Romeo) et le staff administratif de l'école Doctorale.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance au Ministère Algérien de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique de m'avoir attribué une bourse PNE.

Tous mes remerciements à l'ensemble des collègues du laboratoire GRESPI à Reims, et du département de mécanique à Batna, pour leur amitié, pour leur sympathie, leur bonne humeur et leur aide.

Enfin, le soutien et encouragements de mes parents, de ma famille et de ma femme Adalet, ont été très importants pour la réussite de cette thèse. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma profonde affection.

Un grand merci à tous !
Nabil



Simulation numérique de la convection turbulente : Géométries régulières et complexes.

Résumé

L'analyse des recherches sur les écoulements dans les micro-canaux et autour de micro-picots a montré une très forte dispersion des résultats. Ce travail présente une étude paramétrique de l'influence de la forme des micro-canaux et picots, ainsi que leurs dimensions, sur le coefficient de transfert de chaleur et sur les pertes de charge. L'enjeu de cette thèse est donc primordial, aussi bien pour les applications (refroidissement des absorbeurs de lumière ou en l'électronique) que pour la compréhension des mécanismes fondamentaux de la convection. La démarche est basée sur la modélisation numérique des transferts par convection turbulente en régime stationnaire avec des conditions de flux de chaleur imposé à la base d'un dissipateur à micro-canaux ou micro-picots. Différentes épaisseurs du passage fluide ont été testées, allant de 0.15 à 1.6 mm. Une étude comparative a été menée en considérant plusieurs modèles de turbulence et maillages. La précision du modèle "Realizable $k-\epsilon$ ", associée à un traitement proche-paroi amélioré, a été appréciée. La confrontation avec les résultats des expériences de A. Hamza [49-50] et M. Liu [22] nous ont permis de valider la procédure numérique et de proposer des corrélations, locales et moyennes. Une forme améliorée des picots (hexagonale allongée) a été proposée afin d'optimiser les performances énergétiques du dissipateur : elle a permis de diminuer les pertes de charge d'un facteur quatre pour les hauts débits, tout en maintenant un coefficient d'échange proche de celui des picots (losange). Une analyse de la présentation du coefficient d'échange et du coefficient de frottement, en adoptant des définitions rigoureuses des paramètres de l'étude, a été également apportée. En effet, il existe une grande disparité dans la littérature dans la définition de la vitesse de référence du fluide (débitante, maximale (localement), maximale (dans la section de passage la plus réduite), et la température de référence du fluide (constante ou en considérant sa variation locale).

Mots clés : Turbulence – dissipateur de chaleur – mini-canaux – phase liquide – CFD.

Numerical simulation of turbulent convection: Regular and complex geometries

Abstract

The turbulent convection in regular and complex geometries is important in many industrial applications including the use of the mini/micro heat exchangers or heat sinks. The objective of this work is to conduct a parametric study of the turbulent convective heat transfer in mini-channels /micro-pin fins heat sinks, by the use of the numerical simulation based on the solving of the Averaged Navier-Stokes equations with the statistical models. Various thicknesses of the fluid passage were tested, going from 0.15 to 1.6 mm. A comparative study was led by considering several models of turbulence and meshings. The precision of the model Realizable $k-\epsilon$ was appreciated especially when it is associated with a near-wall turbulence closure. The confrontation with the experimental results of Hamza [49-50] And Mr. Liu [22] allowed the validation of the numerical procedure. Different correlations, for local and averaged heat transfer coefficient and friction factor are also given as well for the global evolutions along the flow as for the back and front faces of the diamond shaped pin fin. An improved shape of the pin (elongated hexagonal) has been proposed as a quite good alternative for decreasing the pressure drop involved by the pins.

Key words: Turbulence – heat-sink – mini-channels – liquid phase – CFD.

TABLE DES MATIERES

Table des matières

Nomenclature	vi
Introduction générale	1
Chapitre I : Etat de l'Art	
1.1. Introduction	7
1.2. Ecoulement dans les mini/micro-canaux	7
1.3. Problématique.....	9
1.4. Analyse bibliographique.....	10
1.5. Evaluation du coefficient d'échange par convection.....	26
1.5.1 Faisceaux de tubes	27
1.5.2 Mini-picots	28
1.6. Conclusion.....	29
Chapitre II : Modélisation numérique	
2.1. Introduction	32
2.2. Position du problème.....	32
2.3. Equations gouvernantes	36
2.4. Simulation numérique	36
2.5. Condition aux limites	37
2.5.1. Intensité de la turbulence "I"	38
2.5.2. Paramètres du problème.....	38
2.6. Maillage.....	39
2.7. Modélisation de la turbulence	39
2.7.1. Loi de frottement.....	40
2.7.2. Hypothèse de Boussinesq	40
2.8. Choix du modèle de turbulence	41
2.8.1. Récapitulatif de la comparaison des modèles de turbulence	41
2.8.2. Le traitement de paroi dans les modèles de turbulence	42
2.9. Paramètres de l'étude.....	44
2.9.1. Définition du Nombre de Reynolds	44
2.9.2. Définition de la vitesse de référence	45
2.9.2.1. Définition du diamètre hydraulique	47
2.9.2.2 Calcul de Re et Dh.....	48
2.9.3. Pertes de charge et coefficient de frottement	51
2.9.4. Nombre de Nusselt.....	51
2.9.5. Coefficient d'échange de chaleur par convection.....	52
2.9.5.1. Température de référence du fluide ($T_{réf}$)	52
2.9.5.2. Calcul du coefficient d'échange local (h_{local})	52
2.9.6. Illustration des méthodes de calcul de $T_{réf}$ et h_{local}	56
2.9.7. Calcul du coefficient d'échange moyen " h_{moy} "	58
2.10. Conclusion	58
Chapitre III : Validation du modèle numérique	
3.1. Introduction	60
3.2. Expérimentation de A. Hamza	60
3.3. Description de l'expérience de M. Liu	61
3.4. Tests des modèles de turbulence	64
3.4.1. Débit modéré ($\dot{m} = 0.3 \text{ kg/mn}$)	65
a) Champs de pression : Configuration "2D120"	65

b) Contours de vitesse : Configuration "2D035"	66
3.4.2. Débit élevé ($\dot{m} = 3 \text{ kg/mn}$)	67
a) Perte de charge :	67
b) Contours de vitesse : Configuration "2D035"	67
3.4.3. Débit faible ($\dot{m} = 0.1 \text{ kg/mn}$)	68
a) Contours de température et vecteurs vitesse : Configuration "2D120"	68
a) Cas d'un passage fluide large : ($e = 1.2 \text{ mm}$)	69
b) Cas d'un passage fluide très étroit : ($e = 0.15 \text{ mm}$)	70
3.4.4. Comparaison des profils du coefficient d'échange	70
3.5. Tests de maillage	71
a) Cas d'un passage fluide élargi : ($e = 1.2 \text{ mm}$)	72
b) Cas d'un passage fluide très étroit : ($e = 0.15 \text{ mm}$)	73
c) Cas d'un passage fluide élargi : ($e = 1.2 \text{ mm}$)	75
3.6. Choix de la température de référence pour l'évaluation de h	77
3.6.1. Coefficient h moyenné sur 11 points des facettes "front et back"	77
3.6.2. Détermination de h local en utilisant $T_{\text{ref}} = T_f(x)$	79
3.7. Validation Expérimentale	83
3.8. Choix de la définition du nombre de Reynolds pour l'évolution du coefficient de frottement	86
3.8.1. Coefficient de frottement	87
3.9. Conclusion	89

Chapitre IV : Résultats et Optimisations

4.1. Introduction	91
4.2. Etude des configurations micro-canaux et à picots	91
4.2.1. Pertes de charge	91
4.2.2. Coefficient de frottement	92
4.2.3. Coefficient d'échange	93
4.3. Nouveau design des picots	93
4.3.1. La nouvelle configuration (à picots améliorés)	94
4.3.2. Maillage de la nouvelle géométrie à picots améliorés	94
4.4. Comparaison des trois configurations MCR, MCP, MCPm :	95
4.4.1. Champ dynamique	95
a) Cas d'un passage fluide large	95
b) Cas d'un passage fluide étroit	100
4.4.2. Champs thermiques	102
a) Micro-canaux rectangulaire "MCR" : ($e = 0.35 \text{ mm}$ et $q = 75 \text{ W/cm}^2$)	102
b) Micro-canaux à picots "MCP" ($e = 0.35 \text{ mm}$)	105
4.4.3. Optimisation de la géométrie à picots et proposition d'un nouveau design	108
a) Configuration MCP ($e = 1.6 \text{ mm}$)	108
b) Configuration MCPm ($e = 1.6 \text{ mm}$)	108
4.4.4. Coefficient d'échange	109
4.5. Discussion de l'évaluation de h par les différent méthodes	111
4.5.1. Cas de passage fluide élargi ($e = 1.6 \text{ mm}$)	111
a) Configuration MCR	111
b) Configuration MCP	113
c) Configuration MCPm	114
4.5.2. Cas de passage fluide très étroit ($e = 0.35 \text{ mm}$)	116
a) Configuration à mini-canaux rectangulaires MCR ($e = 0.35 \text{ mm}$)	116
b) Configuration à picots MCP ($e = 0.35 \text{ mm}$) :	117
4.5.3. Profil de h_{moy} pour MCR	118
4.6. Corrélations	119

4.6.1. Rappel des schémas des configurations étudiées	119
a) Mini-canaux Rectangulaire (MCR)	119
b) Mini-Picots (MCP)	120
c) Mini-canaux Rectangulaire (MCR)	121
d) Configuration à Picots (MCP)	121
e) Configuration à Picots (MCPm) :	123
4.6.2. Evaluation du coefficient d'échange avec ($T_{ref} = T_{ave}$)	123
a) Coefficient d'échange local (3e méthode)	123
b) Coefficient d'échange local moyenné autour d'un picot (4ème méthode).....	124
• Comparaison des profils du coefficient d'échange autour des picots avec $e=1.6\text{mm}$:	126
• Comparaison des coefficients d'échanges locaux autour des picots avec $e=0.35\text{mm}$:	127
4.7. Conclusion.....	128
Conclusion générale	130
Références bibliographique	134
Annexes.....	139

NOMENCLATURE

Nomenclature

C	dimension du picot	mm
C_p	chaleur spécifique	$J/kg K$
D_h	diamètre hydraulique (m)	m
e	dimension du passage fluide	mm
f	coefficient de friction	
H	hauteur du picot/canal	mm
h	coefficient du transfert convectif	W/m^2K
L	longueur du dissipateur	mm
\dot{m}	débit massique	kg/mn
N	nombre de picots	
Nu	nombre de Nusselt	
P	pression absolu	Pa
q	densité de flux de chaleur	W/m^2
Re	nombre de Reynolds	
T	température	K
t	fluctuation de température	K
U	vitesse	m/s
u	fluctuation de vitesse	m/s
W	largeur du dissipateur	mm
x,y,z	coordonnées spatiales	mm
ΔP	pertes de charge du dissipateur	Pa

Symboles Greek

ρ	Masse volumique	kg/m^3
μ	viscosité dynamique	$kg/m.s$
ν	viscosité cinématique	m^2/s
λ	conductivité thermique	$W/m K$

Indices

<i>Ave</i>	average (moyen)
<i>bulk</i>	quantité moyenne sur tout le voçlume
<i>c</i>	canal
<i>f</i>	fluide
<i>i, j</i>	indices de
<i>in</i>	inlet (entrée)
<i>moy</i>	moyen (ne)
<i>out</i>	outlet (sortie)
<i>p</i>	picot
<i>ref</i>	référence
<i>w</i>	wall (paroi)

Abbreviations

<i>PFHS</i>	Pin-Fin Heat Sink
<i>RMC</i>	Rectangular Mini-Channel
<i>MCR</i>	Mini-Canaux Rectangulaires
<i>MCP</i>	Mini-Canaux à Picots
<i>MCP_m</i>	Mini-Canaux à Picots modifiés

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Cette thèse est réalisée en cotutelle internationale entre l'université de Batna en Algérie (LESEI) et l'université de Reims Champagne-Ardenne (GRESPI). Elle s'inscrit dans la continuité des travaux de recherche entrepris par l'équipe Thermomécanique du GRESPI ⁽¹⁾ sur la convection thermique dans les micro-canaux (thèse de A. HAMZA (2013), en partenariat avec la société Synchrotron SOLEIL ⁽²⁾ à Gif sur Yvette).

Ces travaux s'intègrent dans le cadre de la mise au point d'une technique d'évaluation du coefficient d'échange de chaleur à l'interface solide-fluide pour des géométries régulières et complexes afin de quantifier l'intensification du transfert de chaleur dans les dissipateurs à mini/micro canaux et picots utilisés pour le refroidissement des absorbeurs de faisceau dans l'accélérateur de particules Synchrotron SOLEIL. Ce travail représente une étude paramétrique de l'influence de la forme des canaux et picots, ainsi que leurs dimensions, sur le coefficient de transfert de chaleur et sur les pertes de charge qui en découlent.

A l'instar des composants électroniques, le refroidissement par micro-canaux est utilisé dans les accélérateurs de particules. D'une façon générale, les accélérateurs produisent des faisceaux de particules chargées (protons, électrons, ions...). A SOLEIL, les particules produites sont les électrons qui circulent dans un anneau sous vide. Lorsqu'un électron est accéléré à faible vitesse il émet un rayonnement électromagnétique dans toutes les directions. En revanche, à forte vitesse il produit un rayonnement unidirectionnel sur des longueurs d'ondes pouvant aller de l'infrarouge jusqu'au rayons X durs.

Le principe de fonctionnement est présenté sur le site de SOLEIL [62] : le faisceau d'électrons émis par un canon à électrons(1), est d'abord accéléré dans un accélérateur linéaire de 16 m de long : le linac (2). Les électrons atteignent la vitesse de la lumière et un premier niveau d'énergie : 100 MeV. Après cette première accélération, le faisceau d'électrons est dirigé vers un deuxième accélérateur circulaire appelé booster(3) qui porte leur énergie à la valeur de fonctionnement de SOLEIL soit 2,75 GeV. A ce niveau d'énergie, les électrons sont injectés dans l'anneau de stockage(4) de 354 mètres de circonférence (soit 113 mètres de diamètre) et tournent pendant plusieurs heures. Dans l'anneau de stockage, des dispositifs magnétiques : les dipôles (aimants de courbure(5), les onduleurs ou wiggler(6) (succession d'aimants alternés) dévient la trajectoire des électrons ou les font osciller. Ces derniers perdent de l'énergie sous forme de lumière : « le rayonnement synchrotron ». Ce rayonnement est dirigé, sélectionné et conditionné

¹Groupe de Recherche En Sciences Pour l'Ingénieur

²Source Optimisée de Lumière d'Énergie Intermédiaire du LURE

par des absorbeurs et les systèmes optiques vers les stations expérimentales au bout des lignes de lumière (7) où la densité de flux pourrait atteindre jusqu'à $500\text{W}/\text{mm}^2$.

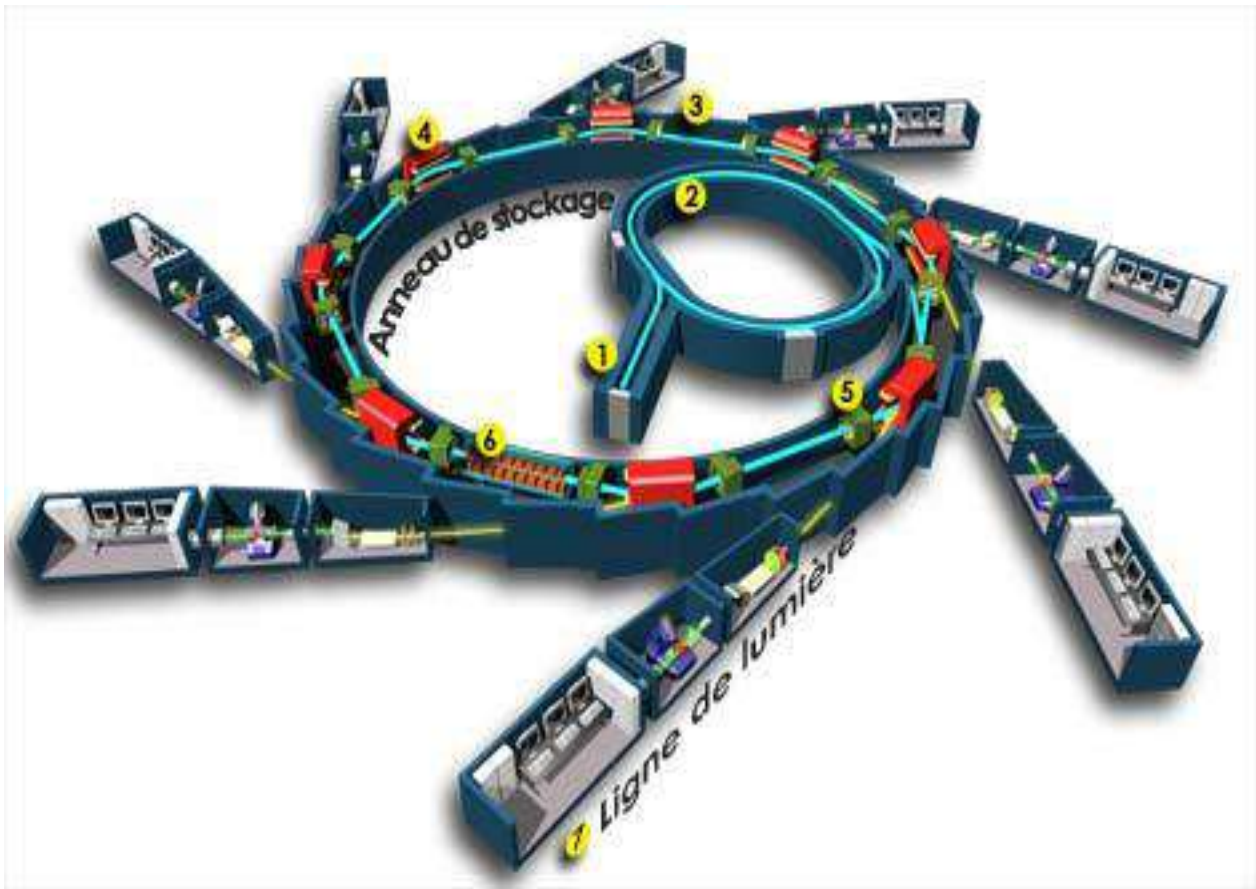


Figure I. 1. Accélérateur de particule synchrotron SOLEIL [62]

La partie non utilisée du faisceau de lumière est d'une forte densité de puissance et doit être dissipée dans un faible encombrement. Ces contraintes sont analogues à celles rencontrées dans le refroidissement des composants électroniques, où les dissipateurs avec simples ailettes ou picots peuvent offrir de hautes performances même en écoulement monophasique.

En effet, les dissipateurs à base de mini et micro-canaux offrent des performances avérées grâce à une forte augmentation de la surface d'échange et du coefficient de transfert de chaleur par rapport à des géométries classiques.

Il est toutefois difficile de quantifier les performances de tels dissipateurs : la comparaison des données expérimentales et les corrélations disponibles dans la littérature montrent une très forte dispersion des résultats. Cette dispersion a été expliquée par des imperfections des protocoles expérimentaux (parfois mal adaptés) ou/et de mauvaises hypothèses de départ ou encore des phénomènes physiques encore mal maîtrisés.

Le travail de cette thèse consiste à réaliser des simulations numériques par la méthode des volumes finis (logiciel de CFD) afin d'appréhender le transfert de chaleur et l'hydrodynamique de l'écoulement dans les dissipateurs. L'enjeu de cette thèse est donc primordial, aussi bien pour les applications que pour la compréhension des mécanismes fondamentaux de la convection dans les échangeurs et dissipateurs à micro-canaux. Cette démarche est basée sur la modélisation numérique des transferts par convection turbulente en régime stationnaire (2D et 3D) avec des conditions de température imposée ou flux de chaleur généré sur la paroi solide.

Une analyse bibliographique a été menée pour présenter un état de l'art des recherches expérimentales et de modélisations numériques sur les dissipateurs de chaleur à mini/mirco canaux et picots de formes et dimensions diverses. Nous avons abordé la simulation numérique à travers plusieurs tests afin d'implémenter les différentes configurations des géométries étudiées. Pour mieux représenter les structures d'écoulement, différents modèles de turbulence ont été confrontés afin d'affiner le champ dynamique de l'écoulement. En effet, les structures tourbillonnaires générées par la présence des picots dans l'écoulement sont fortement dépendantes des formes et des dimensions de ces derniers.

Aussi et compte tenu de l'importance du transfert de chaleur conjugué dans les dissipateurs à petite échelle, une analyse exhaustive de l'effet des dimensions du passage fluide est menée sur les pertes de charge et le coefficient d'échange thermique.

Vu la complexité de la géométrie et les difficultés rencontrées, particulièrement pour déterminer le coefficient d'échange local, différentes approches du calcul de la température de référence du fluide (T_f) ont été conçues.

Les résultats numériques obtenus seront confrontés aux mesures expérimentales. L'exploitation et la validation des résultats numériques ont suscité un raffinement des modèles (de turbulence, maillage, traitement paroi...) selon les géométries étudiées.

Nous consacrerons le premier chapitre de cette thèse à une analyse des travaux de recherche importants dans la littérature relative aux problèmes d'écoulements convectifs dans les mini et/ou micro canaux. La détermination du coefficient d'échange par différentes approches de température de référence du fluide ainsi que le problème des pertes de charge seront également abordés dans cette étude bibliographique. Nous discuterons de la disparité des résultats expérimentaux recensés dans le domaine des mini-canaux ainsi que des phénomènes qui interviennent aux micro-échelles. Nous en dégagerons les éléments essentiels de la validation des calculs de simulation numérique confrontés aux données expérimentales.

Le deuxième chapitre sera dédié à la description du domaine d'étude, suivi d'un rappel des équations gouvernantes avec les conditions aux limites du problème. Pour la modélisation numérique, une description des différents modèles de turbulence est présentée et leur formulation mathématique est bien étayée. Pareillement, le traitement de parois est d'un grand intérêt, son adaptation dans nos calculs de simulation sera présentée, vu que sur les bords de picots l'écoulement est considéré complexe, même à des nombres de Reynolds assez faibles et avec des degrés de turbulence variable. Finissant ce chapitre par les méthodes de définitions et du choix des différents paramètres et coefficients (Re , f , Nu , h , ...) utilisés dans cette étude.

Le troisième chapitre concerne la validation des modèles numériques, la description du banc d'essai du laboratoire de synchrotron SOLEIL (A.HAMZA) [2] ainsi que l'expérience de M.LIU [3]. Ce chapitre présente une validation de la simulation numérique à travers le choix du modèle de turbulence, l'influence du maillage et des cas tests de l'espacement (large et étroit) du passage de fluide. Les techniques d'évaluation de coefficient d'échange h , mette en œuvre les difficultés relatives au choix de la température de référence du fluide de refroidissement, sont également présentées dans ce chapitre.

Dans le quatrième chapitre, une optimisation de la géométrie est présentée à travers la nouvelle configuration du dissipateur à picots modifiés (induisant moins de pertes de charge). Une étude comparative détaillée des champs dynamique et thermique des trois géométries de dissipateurs à (micro-canaux rectangulaires, à picots et à picots modifiés) sera présentée. Dans ce contexte, nous analyserons leurs performances et les comparerons les uns avec les autres. Nous y présenterons une variété de méthodes liées au calcul du coefficient d'échange h , dont une nouvelle, qui permet de donner une meilleure approche pour prédire l'évolution de h . Nous présenterons ensuite les résultats obtenus sur certains cas tests des trois géométries, et les corrélations qui en découlent pour chacune des configurations étudiées.

Ce rapport de thèse sera clôturé par la conclusion et la présentation des perspectives de cette étude.

Chapitre I
Etat de l'Art

Chapitre I

Etat de l'Art

1.1. Introduction

Durant les dernières décennies, l'étude du transfert de chaleur couplé dans le domaine de dissipateurs de chaleur à petits échelles est devenue d'une grande importance, vu l'intérêt que portent plusieurs domaines de l'engineering à l'utilisation des échangeurs compacts dans des espaces encombrés pour le refroidissement de leurs systèmes. La forte sollicitation enregistrée sur l'application de cette catégorie de dissipateur. Notamment, les types d'échangeurs à mini/micro-canaux et à picots dont leur nombre et forme sont toujours en croissance. De ce fait et avec leur développement rapide, il y a diverses et nombreuses études qui ont été réalisées jusqu'à nos jours. Les résultats de ces travaux de recherche restent non concluants malgré l'accord qu'on peut trouver de temps à autre entre un nombre limité d'auteurs spécialisés.

1.2. Ecoulement dans les mini/micro-canaux

Durant les deux dernières décennies, plusieurs études numériques et expérimentales ont été menées sur les dissipateurs à mini/micro canaux, notamment pour la conception de systèmes énergétiques de faibles dimensions et de masse. Dans le cas du refroidissement des composants électroniques par exemple, où les températures ne doivent pas dépasser des températures seuils, l'évacuation de grandes quantités de chaleur dans des espaces de dimensions très réduites est devenue l'un des plus importants challenges à révéler pour l'industrie de l'électronique. L'une des solutions les plus prometteuses étant l'extraction de la chaleur au moyen d'écoulement d'un fluide caloporteur en écoulement mono ou diphasique dans des échangeurs de dimensions réduites ou des dissipateurs de chaleur à mini/micro-canaux (figure 1.1). C'est pourquoi le développement des échangeurs et dissipateurs de chaleur compacts a connu un très grand essor ces dernières années, mettant ainsi en œuvre des moyens très efficaces pour l'échange thermique.

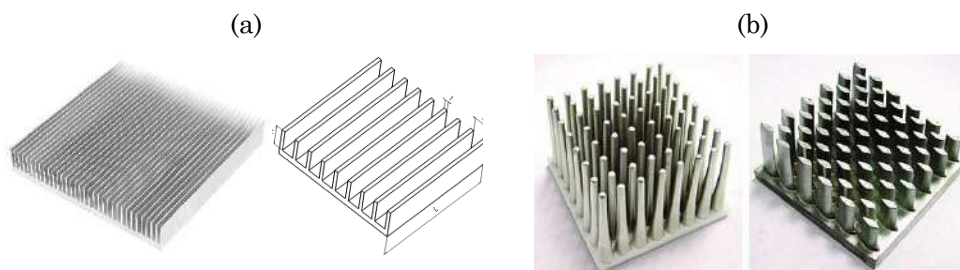


Figure 1.1. Dissipateur à mini-canaux rectangulaires (a) et à picots (b)

Le souci majeur étant toujours comment optimiser ces échangeurs thermiques à petites échelles, afin de permettre une extraction maximale de la chaleur dans des encombrements minimums. C'est dans le cadre d'une étude PhD en 1981 et à travers une publication intitulée "High Performance Heat Sinking for VLSI" que Tuckerman et Pease (1981) [1] ont initié un travail novateur sur le sujet de transfert de chaleur dans les micro-canaux (dissipateurs à petites échelles), destinées au refroidissement des circuits intégrés. Ce qui a motivé plusieurs chercheurs de se concentrer sur le domaine des mini/micro-canaux, et qui s'est avéré comme un outil d'extraction de la chaleur à haute performance.

Avant d'entamer une telle étude, il est important d'introduire une définition pour délimiter la terminologie de « mini/micro-canaux ». La portée des termes « mini et micro » est un sujet de débat entre les chercheurs spécialisés dans le domaine. Mehendale et al. (2000) [2], ont utilisé une classification basée sur les techniques de fabrication requises pour obtenir différentes gammes de D_h (diamètre hydraulique) les plus petites du canal. Kandlikar et Grande, (2003) [3, 4] ont adopté une autre classification, basée sur l'effet de raréfaction des gaz dans différentes gammes de D_h , les plus petites du canal.

Une classification simplifiée a été proposée par Obot (2002) [4] et a été basée sur le diamètre hydraulique du canal, plutôt que sur la dimension la plus petite, il considère les canaux ayant $D_h < 1\text{mm}$ comme des micro-canaux. Cette méthode a été également adoptée par d'autres chercheurs comme Bahrami et Javanovich, (2006) [5].

Généralement, les mini-canaux sont des canaux dont le diamètre hydraulique (D_h) est compris entre $200\mu\text{m}$ et 3mm (Tableau 1), et est considéré comme étant la plus appropriée pour les fins de cette thèse.

TABLEAU 1. Classification de Kandlikar et Grande [3]

Canal conventionnel	$D_h > 3\text{mm}$
Mini-canal	$200\mu\text{m} < D_h < 3\text{mm}$
Micro-canal	$10\mu\text{m} < D_h < 200\mu\text{m}$
Nano-canal	$D_h < 0.1\mu\text{m}$

Les micro-canaux sont de l'ordre de quelques microns et sont usinés lorsque le matériau du dissipateur est à base de verre, de silicium ou de polymères. L'intérêt d'utilisation des micro-canaux est leur capacité d'offrir un rapport plus élevé (surface/volume). Ce qui permettra d'optimiser la surface d'échange à l'interface liquide/solide dans un encombrement compact. Aussi, on distingue d'autres familles de mini/micro canaux, celles avec ailettes ou à broches (appelés picots), présentes sous différentes formes de section (carré, triangulaire, circulaire, elliptique, losange, plate ...etc.). L'intérêt toujours, en plus du gain de surface d'échange, est de générer la turbulence autour des picots (obstacles) pour améliorer la qualité de l'échange thermique.

1.3. Problématique

Dans le cas des écoulements anisothermes dans les mini/micro-canaux, il y a plusieurs effets physiques importants qui doivent être pris en compte et qui sont souvent négligeables dans les géométries conventionnelles, tels que la dissipation visqueuse, la zone du développement simultané des couches limites thermique et dynamique, le glissement de vitesse et le saut de température à la paroi, etc... Ceci est lié au fait que le rapport surface/volume est nettement (plus) important dans ces micros systèmes. En particulier, à cause du confinement, le frottement du fluide génère davantage de pertes de charges et induit un dégagement de chaleur de nature à modifier le champ thermique. Le couplage de l'échange de chaleur entre les zones solide et fluide est d'une nécessité primordiale dans les cas des géométries à faibles dimensions.

L'importance de l'étude du transfert de chaleur couplé (ou conjugué) permet de mieux décrire les processus qui impliquent des variations de températures au sein du solide et fluide à la fois, du fait que leur interaction thermique qui ne peut pas être négligée.

Malgré l'amélioration spectaculaire des techniques de micro-fabrication et la réduction conséquente des problèmes de rugosité de surface, cet effet demeure important dans la qualification des échanges à l'interface solide-fluide. Aussi les écarts entre les comportements des fluides à travers les micro-canaux par rapport à leurs grandeurs caractéristiques (D_h) sont très importants, surtout pour la transition laminaire-turbulent. Par exemple, Wang et Peng, (1994) [6] des auteurs ont montré que la transition laminaire-turbulent commence autour d'un nombre de Reynolds compris entre 300 et 800, alors que Nguyen and al. (1996) [7] parlent d'une région étendue de 1000 à 1500. Cependant, les auteurs tels que (Peng et Peterson 1995) [8], Jiang and al.(2001) [9]) ont observé que la plage laminaire est située à des nombres de Reynolds inférieurs à 400 et ont révélé que la transition du laminaire au turbulent apparait plutôt avant $Re = 600$. A Contrario, les résultats expérimentaux de Li and al. (2003) [10] ont montré un bon accord avec la théorie conventionnelle pour les micro-canaux lisses ayant un diamètre hydraulique compris entre 79,9 et 166,3 μm ; la transition du régime laminaire au régime turbulent se produit à des nombres de Reynolds dans la plage 2000–2300; ce fait a souligné que la théorie conventionnelle pour l'écoulement laminaire incompressible est encore valable pour des micro-canaux de diamètre hydraulique supérieur à 80 μm .

Plusieurs raisons ont été proposées pour justifier ces différences. Quoi qu'il en soit, la compréhension de l'hydrodynamique de l'écoulement du fluide de refroidissement et du mécanisme de transfert de chaleur dans ces micro-canaux doit être considérée, pour l'instant, comme question scientifique ouverte.

Dans le cadre du travail de thèse d'Anis Hamza, un montage expérimental a été installé dans le laboratoire de recherche et développement de Synchrotron SOLEIL (Paris). Le banc d'essais est capable d'effectuer des tests à l'air libre mais aussi sous un vide thermique de divers dissipateurs mini-canaux. Ces derniers sont de différentes

géométries (canaux rectangulaires, picots...). Leurs performances ont été évaluées à l'aide des corrélations disponibles dans la littérature et des résultats expérimentaux obtenus sur ce dernier. Afin de valider la modélisation numérique, les résultats de la présente thèse seront en partie confrontés aux résultats expérimentaux obtenus avec le montage expérimental précédemment cité.

Une nouvelle géométrie de picots sera proposée afin d'améliorer les performances du dissipateur. Pour ce faire, plusieurs séries de calculs de simulation ont été développées dans le cadre de l'optimisation des dissipateurs de mini-canaux et à picots. Cette modélisation aura la souplesse nécessaire pour s'adapter à différentes conditions d'utilisation (débits du fluide, flux à évacuer, température) et à différentes géométries (espace de passage de fluide).

1.4. Analyse bibliographique

Dans la littérature, de nombreuses études de recherche ont été faites sur des dissipateurs de chaleur compacts, mais les résultats sont souvent divergents, vis-à-vis des apports de la miniaturisation sur le taux de transfert de la chaleur. D'après ce qui a été enregistré dans de nombreuses recherches, tout dépend des conditions expérimentales et/ou des modèles utilisés.

Zukauskas (1972) [11]

a présenté une étude de l'influence des propriétés physiques du fluide sur le transfert thermique dans un conduit de dimensions conventionnelles. Il a conclu que le transfert de chaleur dans un canal simple ainsi qu'avec plusieurs picots dépend principalement de la vitesse de l'écoulement, des propriétés physiques du fluide, de la densité du flux de chaleur et de l'orientation et l'arrangement des picots. La relation adimensionnelle qui relie ces paramètres est de la forme :

$$Nu = f(Re, Pr, \frac{\mu_f}{\mu_w}, \frac{\lambda_f}{\lambda_w}, \frac{Cp_f}{Cp_w}, \frac{\rho_f}{\rho_w}, \frac{S_1}{D}, \frac{S_2}{D}) \quad (1.1)$$

Pour généraliser à des données expérimentales, l'équation de puissance suivante basée sur la relation fonctionnelle précédente, est fréquemment utilisée pour les liquides :

$$Nu = c Re^m Pr^n \quad (1.2)$$

Pour les gaz d'atomicité égale, pour lesquels les nombres de Prandtl sont égaux et constants, l'équation précédente devient :

$$Nu = c Re^m \quad (1.3)$$

Qu et Mudawar (2001) [12] ne constatent aucune différence pour les minicanaux avec la théorie classique, que ce soit au niveau du régime d'écoulement ou de l'échange de chaleur. Ils précisent qu'ils ne constatent aucune transition précoce laminaire/turbulent.

Kosar et Peles (2006) [13]

Dans une étude expérimentale d'un écoulement convectif de réfrigérant (R-123) à travers un banc de micro ailettes sous forme de broches (picots circulaires), ils ont montré que les deux corrélations de Zukauskas [11] obtenues pour des échelles conventionnelles, sont meilleures pour les données expérimentales du R-123 que celle de l'eau à $10 < Re < 1000$. De plus, elles sont toujours valables pour le transfert thermique dans les microsystèmes MEMS (Micro Electro Mechanical Systems).

Aussi ils ont prédit qu'avec l'augmentation de Reynolds, l'effet d'extrémité (bord) de parois diminue, par conséquent, les corrélations existantes de picots longs ($H/d_f > 8$) fournissent une bonne prédiction pour les données expérimentales. Par contre, à très faibles Reynolds ($Re < 100$), les corrélations d'échelle conventionnelle sous-estiment considérablement les taux de transfert. Ils ont développé une nouvelle corrélation qui prédit mieux les résultats expérimentaux pour R-123 et l'eau avec des erreurs respectives de 9% et 16,1%.

Kosar et Peles ont noté que les corrélations de Zukauskas ne prédisent pas de manière adéquate les résultats expérimentaux, en particulier à faible nombre de Reynolds, ils ont apporté une modification, en utilisant un ajustement pour avoir une meilleure approche de la courbe, et prédire les résultats tout en préservant la relation fonctionnelle fréquemment utilisée pour le nombre de Nusselt, qui est donné par l'équation ci-dessous :

$$Nu = C Re^m Pr^n \left(\frac{Pr}{Pr_s} \right)^{1/4} \quad (1.4)$$

La corrélation du nombre de Nusselt de Kosar et Peles est présentée ci-dessous avec celles de Zukauskas :

$$\overline{Nu} = 0.0423 Re^{0.99} Pr^{0.21} \left(\frac{Pr}{Pr_s} \right)^{1/4} \quad \text{Kosar et Peles (fluides : R-123 et l'eau)}$$

$$\overline{Nu} = 0.9 Re^{0.4} Pr^{0.36} \left(\frac{Pr}{Pr_s} \right)^{1/4} \quad 0.5 < Pr < 500; 10 < Re < 100 \quad \text{Zukauskas (tous fluides)}$$

$$\overline{Nu} = 0.683 Re^{0.466} Pr^{0.36} \left(\frac{Pr}{Pr_s} \right)^{1/4} \quad 0.5 < Pr < 500; 100 < Re < 1000 \quad \text{Zukauskas (tous fluides)}$$

Kosar et Peles (2006) [14]

Dans un article ultérieur, Kosar et Peles [14] ont testé l'écoulement de l'eau à $Re > 112$ dans un micro-canal ayant un rapport hauteur sur diamètre de 2.43. Ils ont constaté que pour $Re < 50$ et des picots longs les corrélations surestiment considérablement le coefficient de transfert de chaleur, tandis que pour des nombres de Reynolds plus grands la prédiction était nettement mieux. D'où, l'effet des extrémités des parois est désigné comme la principale cause de cette anomalie.

Les facteurs de friction ont également été obtenus pour des dissipateurs de chaleur micro-canaux à picots. D'une façon similaire au coefficient de transfert de chaleur, des écarts de données sont enregistrés à faibles nombres de Reynolds pour de longs picots à faible ratio de hauteur par rapport au diamètre [15, 16].

Tzer-Ming Jeng (2006) [17]

a présenté un dispositif expérimental à travers lequel il a étudié la performance thermique des picots en forme de diamant (avec une diagonale $d=13.58\text{mm}$) alignés dans un canal rectangulaire de dimensions $L \times W \times H=300 \times 81.5 \times 76.5 \text{ mm}^3$. Trois cas de rapport espacement/diagonale de picots ont été étudiés ($S_T/d=1.060, 1.414, 1.979$ et $S_L=S_T$).

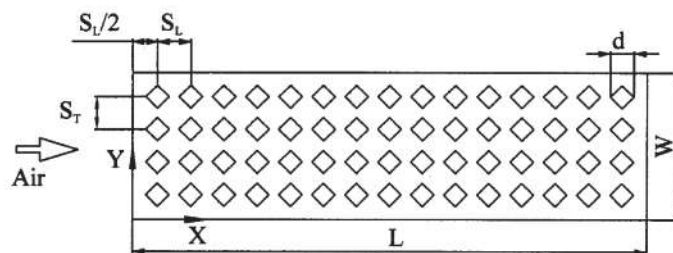


Figure 1. 2. Schéma de la géométrie de T.M. Jeng (2006) [17]

L'étude dynamique porte sur l'influence de l'espace de passage de fluide sur les pertes de charges. Les résultats indiquent que le coefficient de friction (f_d) augmente à mesure que l'espacement transversal (X_T) diminue, car dans ce cas la vitesse entre les picots adjacents augmente. De plus, il diminue lorsque le pas longitudinal relatif (X_L) se raccourci, car dans ce cas l'écoulement (cisailé) du fluide est concentré dans les espaces inter picots, ce qui réduit l'agitation turbulente en amont des picots, et par conséquent la chute de pression diminue. Il n'a pas donné de corrélations, en outre, d'après lui la corrélation entre f_d et Re_d fournie par Sparrow et Grannis [18] révèle la validité des essais effectués par son travail.

Pei-Xue Jiang and al. (2007) [19]

ont fait une étude comparative expérimentale numérique (2D), sur les caractéristiques du transfert thermique et les pertes de charges dans des dissipateurs

à mini-picots de différentes formes (losange, carré et canaux rectangulaires), avec une structure d'arrangement aligné et une autre en quinconce. Deux dimensions de picots sont utilisées 0.7mm et 0.8mm de côtés avec deux cas de passage fluide (0.2mm–0.4mm). Le nombre de Reynolds varie entre 200–2000, l'écoulement est considéré turbulent, le modèle utilisé lors des simulations numériques est RNG k- ϵ . Pour simplifier l'étude du problème, ils ont appliqué une condition de symétrie sur le domaine de calcul. Ils ont trouvé que le coefficient de frottement est plus élevé pour les picots en forme de losange, arrangés en quinconce, et ont un transfert convectif plus intense que les autres, notamment pour le large passage de fluide ($e=0.4mm$). La configuration à losange était meilleure par rapport aux autres formes (à picots carrés et des canaux rectangulaires), surtout avec des nombres de Reynolds plus élevés. Ce qui a favorisé le renforcement de l'échange thermique avec l'augmentation du débit d'écoulement, avec une amélioration du coefficient d'échange de 9–21 fois pour la géométrie à picots carrés et de 10–24 fois pour la forme losange par rapport à celle des canaux rectangulaires, avec les deux cas d'espacement (0.2mm–0.4mm).

Fangjun Hong and al. (2009) [20]

À travers une analyse numérique tridimensionnelle (3D), ils ont fait une optimisation de l'espace du passage fluide entre les rangées des ailettes (picots plats) dans un dissipateur de chaleur à micro-canaux. Ils ont constaté qu'il y a une valeur optimale du rapport d'aspect (allongement et espacement de picot), pour minimiser les pertes de charges, tout en gardant un meilleur échange qui dépend de la température du fluide à l'entrée et du flux imposé à la base du dissipateur. Les résultats de cette étude sont utiles pour la conception et l'optimisation des dissipateurs type micro-canaux à picots plats, rencontré dans le domaine de la microélectronique.

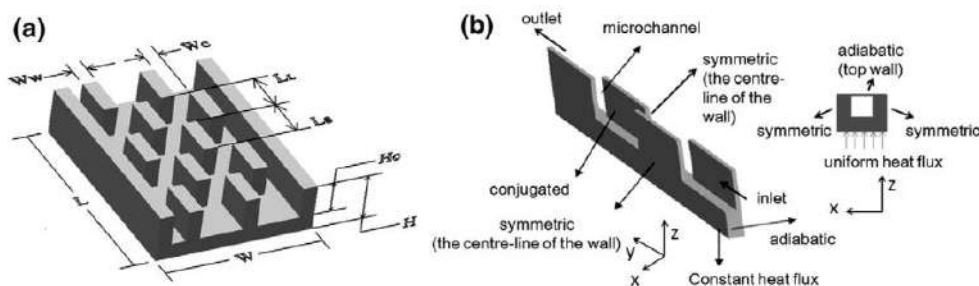


Figure 1.3. Géométrie étudiée par F. Hong [20]

H. Hegab and al. (2010) [21]

Dans une première partie d'un travail de recherche expérimental et numérique (3D), ils ont présenté une étude paramétrique sur la performance combinée thermique et hydrodynamique des dissipateurs monophasiques de type micro-canaux à picots alignés, avec des sections de forme carrée et circulaire. Ils ont étudié l'effet de la longueur du pas (pitch) longitudinal et transversal, dans une plage d'espacement du

passage du fluide comprise entre $(0.15\mu\text{m}$ et $0.65\mu\text{m})$. Le régime d'écoulement est considéré laminaire à faibles nombres de Reynolds compris entre 50–500.

Minghou Liu and al. (2011) [22]

ont présenté une étude expérimentale du transfert de chaleur d'un écoulement dans deux cas de micro dissipateurs de chaleur à picots en forme losange, avec deux dimensions de picots (559 et $445\mu\text{m}$), avec un espacement de passage fluide respectivement de $(0.241$ et $0.355\mu\text{m})$. Le fluide de refroidissement est l'eau pure, l'écoulement est considéré monophasique à faible nombre de Reynolds qui varie de 60 à 800.

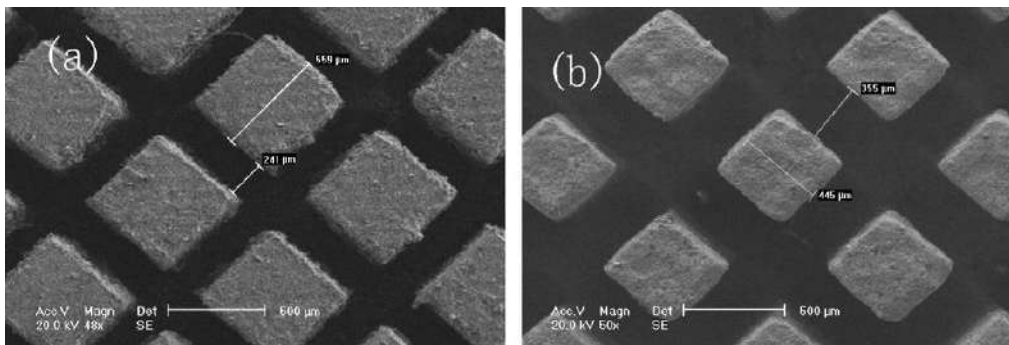


Figure 1.4. Photos SEM (Scanning Electron Microscopy) des picots [22]

(a) $559 \times 559 \mu\text{m}^2$ (type1) – (b) $445 \times 445 \mu\text{m}^2$ (type 2).

D'après les auteurs et comme on peut l'observer sur les deux images de la figure 1.4, il est difficile d'usiner des picots uniformes. Dans la réalité, il est très difficile d'avoir un diamètre hydraulique unique sur toute une géométrie d'un micro-canal. Cela provient de plusieurs contraintes (difficultés d'usinage, incertitude de dimensions identiques, état de surface...etc.), qui vont engendrer des irrégularités de dimensions du même ordre de grandeur d'échelle que le diamètre hydraulique (Dh). Par contre, ces contraintes ne sont pas posées lors de la simulation numérique et le diamètre hydraulique est considéré toujours constant sur tout le domaine et avec une parfaite homogénéité de la forme des picots.

Le calcul du nombre de Reynolds est basé sur la vitesse moyenne (Eq.1.6) et le diamètre hydraulique du canal D_c et est donné par :

$$\text{Re}_c = \frac{\rho U_{\text{moy}} D_c}{\mu_f} \quad \text{et} \quad D_c = \frac{2HW_c / \sin 45}{H + W_c / \sin 45} \quad (1.5)$$

La vitesse moyenne est calculée par la formule suivante :

$$U_{\text{moy}} = \frac{Q_f}{A_{\text{min}}} \quad \text{avec} \quad A_{\text{min}} = WH \frac{W_c / \sin 45}{2S_T} \quad (1.6)$$

où: W et H sont respectivement la largeur et la hauteur du dissipateur.

L'une des principales conclusions de cette étude est l'apparition de la transition pour un nombre de Reynolds égale à 300.

Pour prédire les caractéristiques de frottement de l'écoulement dans les deux cas de micro dissipateurs, deux corrélations du coefficient de friction ont été proposées (Eq. 1.7 et 1.8),

$$f = 43.322 \text{Re}_c^{-0.9116} \xi^{0.9362} \quad (0 < \text{Re}_c < 300) \quad (1.7)$$

$$f = 1.6361 \text{Re}_c^{0.01076} \xi^{-0.94496} \quad (300 < \text{Re}_c < 550) \quad (1.8)$$

Ce sont des fonctions de puissances basées sur le nombre de Reynolds (Re_c) et le rapport ξ :

$$\xi = \frac{2S_T}{W_c / \sin 45}$$

- Le nombre de Nusselt augmente avec Re_c pour les deux cas, et deux nouvelles corrélations ont été proposées pour le calcul de Nusselt moyen Nu_{ave} :

$$Nu_{ave} = 0.143 \text{Re}_c^{0.615} \text{Pr}_{f,ave}^{1/3} \quad (0 < \text{Re}_c < 800) \quad (1.9)$$

$$Nu_{ave} = 0.1245 \text{Re}_c^{0.6106} \text{Pr}_{f,ave}^{0.36} (\text{Pr}_{f,ave} / \text{Pr}_{w,ave})^{1/4} \quad (0 < \text{Re}_c < 800) \quad (1.10)$$

Les données expérimentales ont montré que, dans les deux cas, la dissipation de chaleur pourrait atteindre une densité de flux $283 \text{W}/\text{cm}^2$ à un débit de $57.225 \text{l}/\text{h}$ et une température de parois de 73.4C .

Seth A. Lawson and al. (2011) [23]

Dans le but d'améliorer la performance thermique des dissipateurs de chaleur utilisés pour le refroidissement des turbines à gaz, ils ont étudié expérimentalement le transfert de chaleur dans plusieurs géométries, avec différentes matrices à faible rapport d'aspect de picots circulaires. Ils ont pu voir l'effet d'espacement entre les picots sur l'échange de chaleur et les chutes de pression à travers différents arrangements de picots, le fluide de refroidissement était l'air et l'écoulement est considéré turbulent avec un nombre de Reynolds entre (5000 - 30000).

Leurs résultats ont montré que l'espacement dans la direction transversale a un effet plus important que celui de la direction longitudinale sur la chute de pression. Tandis que, l'espacement longitudinal a un effet plus grand que l'espacement transversal sur la qualité du transfert de chaleur dans la géométrie.

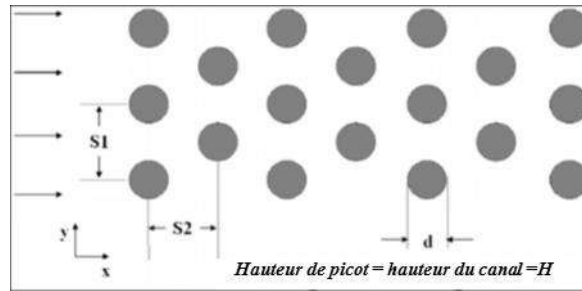


Figure 1. 5. Schéma de la configuration de S.A. Lawson [23]

Carlos A. and al. (2012) [24]

ont mené une étude numérique en régime stationnaire, sur un dissipateur de chaleur à picots avec quatre formes différentes (circulaire, carrée, elliptique et plate), à travers les quelles la répartition de température et la chute de pression ont été analysées. Leurs résultats ont montré que la forme des picots joue un rôle important sur les pertes de charge et que la dissipation de chaleur est principalement influencée par le rapport de la surface d'échange sur le volume du fluide. Leur meilleure performance a été obtenue lorsqu'ils ont utilisé des picots de forme plate, de façon que l'allongement du picot produise une bonne dissipation de chaleur avec une perte de charge raisonnable.

Hamid Reza Seyf and al. (2012) [25]

ont présenté une analyse de modélisation numérique (3D) par le code Fluent, sur les effets de nano-fluide sur l'amélioration du transfert thermique par convection dans un dissipateur de type micro-canaux à picots de section circulaire. L'écoulement est considéré stationnaire en régime laminaire à faible nombre de Reynolds (25-100). Afin de réduire le nombre de mailles, ils ont pris en compte la symétrie dans le domaine de calcul avec un maillage non-uniforme. Le schéma numérique utilisé est de second ordre (QUICK) avec l'algorithme SIMPLE pour le couplage vitesse-pression.

À travers leurs résultats, ils ont montré que l'utilisation des nano-fluides améliore la qualité du transfert thermique, mais plus on augmente la fraction des nanoparticules, plus la sédimentation des particules solides est favorisée, dans ce cas la perte de charge augmente et par conséquent l'échange thermique reste sans amélioration.

Pour valider légalement leurs résultats numériques, des profils de Nu et ΔP ont été comparés avec des valeurs expérimentales de Kosar et Peles [14]. Les écarts max entre l'expérimentale et le numérique étaient respectivement de 8,05% et 13,16% pour ΔP et Nu . En tenant compte de la déviation de conception des picots ainsi que l'incertitude expérimentale, la concordance des résultats peut être jugée satisfaisante. Par conséquent, l'outil numérique peut prédire correctement les caractéristiques fondamentales dynamique et thermique à l'intérieur du MPFH, vu la parfaite régularité des canaux ($D_h = C^{st}$) de l'entrée à la sortie.

Ahmed Jassim Shkarah and al. (2013) [26]

Ont présenté une étude numérique 3D de l'échange de chaleur dans un dissipateur monophasique de type micro-canaux, en utilisant le graphène, l'aluminium et le silicium comme matériaux de base. La géométrie du domaine d'étude est composée de micro-canaux rectangulaires, l'eau pure à propriétés physiques constantes, s'écoule en régime laminaire. Trois cas de flux ont été imposés ($181, 277, 790 \text{ W/cm}^2$) pour les trois matériaux, avec une variation des débits. Ils ont comparé les profils de température le long de la géométrie à différents débits, en faisant changer le flux pour chaque matériau. Ils ont déduit que la température diminue avec la hausse de débits, quel que soit le flux de chaleur imposé.

Ils ont étudié l'évolution de la résistance thermique (R_{th}) des matériaux en fonction du débit et ils ont constaté qu'elle varie en sens inverse. En outre, ils ont constaté que la résistance thermique du graphène est la plus faible, d'où ils déduisent qu'il est le meilleur à utiliser comme support.

Omid Abouali and al. (2013) [27]

à travers une modélisation numérique tridimensionnelle (3D), ils ont étudié les performances thermiques d'un micro-dissipateur monophasique à picots de section circulaire. Les picots sont alignés en position oblique et en quinconce, le régime d'écoulement est considéré laminaire avec un nombre de Reynolds compris entre 200-1000, la température imposée à la base solide est égale à 358 K.

Cette étude examine l'effet de distribution des picots sur la performance thermique et hydrodynamique des dissipateurs à micro-canaux simple MCHS (Micro Channels Heat Sinks) (Kandlikar et Grande) [28] et ceux à picots PFHS (Pin-Fins Heat Sinks), Kosar et Peles [14].

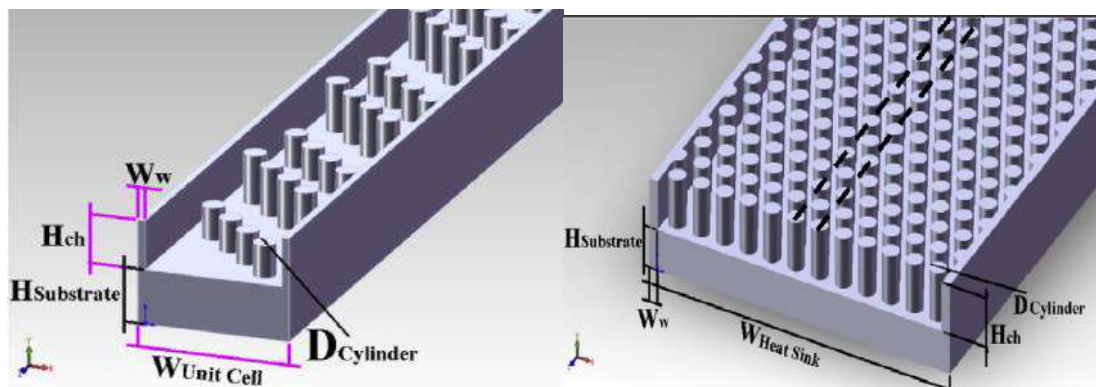


Figure 1. 6. MCHS : Kandlikar et Grande [28]et PFHS: Kosar et Peles [14]

Les effets de la hauteur et de la forme des picots cylindriques sur le rendement thermique et hydrodynamique des dissipateurs ont été évalués. Une étude comparative a été effectuée pour les mêmes puissances de pompage (débits) afin d'inclure la chute de pression.

Les résultats obtenus ont montré ce qui suit :

- La meilleure performance thermique est obtenue dans le cas de grande hauteur des picots, et les résultats de MCHS sont légèrement meilleurs que ceux de PFHS pour le même débit.
- Parmi les différentes configurations, la disposition des picots en oblique, avait permis l'évacuation de la chaleur la plus élevée pour une puissance donnée.

Une conclusion importante de ce travail est que pour une puissance de pompage donnée surtout pour les grandes valeurs, les micros PFHS et MCHS à picots n'apportent aucune amélioration par rapport à MCHS simple optimal (ayant une largeur minimale de canal). L'explication de l'amélioration du transfert de chaleur signalée dans les œuvres antérieures pour PFHS est que les comparaisons ont été faites soit avec de simples MCHS soit avec une grande largeur de canal ou bien de différentes puissances de pompage.

En résumé, l'augmentation de perte de charge, due à la présence des picots dans les dissipateurs, submerge leur effet sur l'amélioration du transfert de chaleur, et conduit à une évacuation de chaleur plus faible pour une puissance de pompage moindre par rapport au MCHS simple optimale.

Guodong Xia and al. (2013) [29]

ont effectué une investigation numérique (3D) sur l'amélioration thermique d'un dissipateur à micro-canaux avec des cavités et nervures sur les parois internes des canaux.

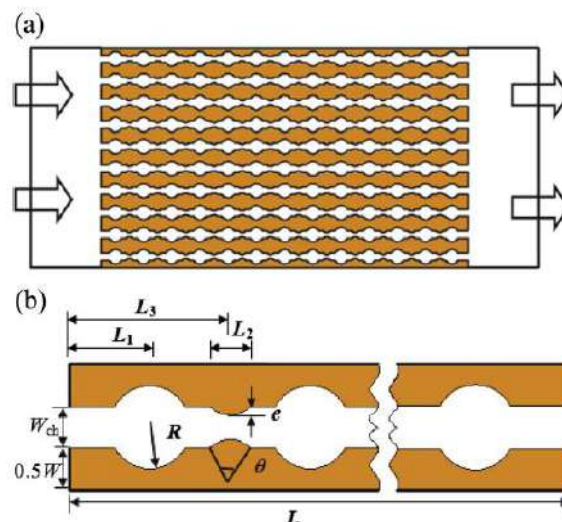


Figure 1. 7. Configuration étudiée par G. Xia [29]

Des simulations ont été faites pour différents rapports de distance de nervure/diamètre hydraulique (e/D_h), l'écoulement est considéré laminaire avec un nombre de Re qui varie entre (150 à 900), des corrélations de Nu et f ont été proposées.

Issam Mudawar and al. (2002) [30] ont montré que lorsque $D_h > 100\mu\text{m}$ et $Re < 1700$, l'écoulement et le transfert thermique suivent les équations conventionnelles de Naviers-Stocks.

Le traçage du nombre de Nusselt local dans la direction de l'écoulement, montre une courbe décroissante en ondulée, avec des pics inférieurs (cavités) et des pics supérieurs (nervures). Leurs résultats ont été comparés avec ceux d'un canal rectangulaire de même dimensions, cette méthode était adoptée par différents auteurs [31, 32, 33] à travers les calculs de Nu_{ave} , le coefficient $f_{app,ave}$ en fonction de Re et l'écart de température ΔT (entrée – sortie).

Mushtaq Ismael Hasan (2014) [34]

a présenté une investigation numérique (3D) sur les caractéristiques hydrodynamiques et thermiques d'un écoulement de nano-fluide dans un dissipateur de type micro-canaux à picot. Il a utilisé trois formes de picots à section carré, cercle et triangle, arrangés en quinconce, l'écoulement est considéré laminaire avec un nombre de Reynolds qui varie entre 100 – 1000. Leurs résultats indiquent que, le nano-fluide donne un meilleur refroidissement que le fluide pur à cause de sa grande capacité de dissipation de chaleur ; mais conduit également à une importante hausse des pertes de charge pour les grands débits et cela pour toutes les formes de picots étudiés.

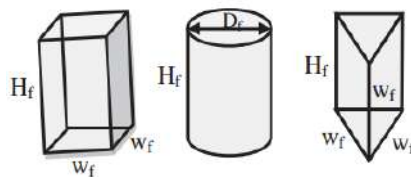


Figure 1. 8. Forme de picots étudiés par I.H. Mushtaq [34]

Deqing Mei and al. (2014) [35]

ont présenté une étude expérimentale et numérique d'un dissipateur de type micro-canaux à picots circulaires alignés, l'étude a visé l'effet du jeu d'espace ($0 - 1000\mu\text{m}$) entre les surfaces supérieures des picots (sommets) et le couvercle du dissipateur considéré ($W \times L = 18 \times 90 \text{mm}^2$) ; pour examiner son impact sur la chute de pression et la qualité du transfert de chaleur. L'écoulement est à faible nombre de Reynolds ($20 - 350$), le fluide de refroidissement est l'eau pure (deminéralisé) à propriétés constantes. Ils ont constaté que le fait d'introduire un vide au-dessus des picots, va affecter significativement les performances thermiques et hydrodynamiques du dissipateur mini-canal à picots. Une position optimale était déterminée, avec l'obtention des nouvelles corrélations pour le nombre de Nu et le coefficient de frottement f à bas nombres de Reynolds, qui ont été comparées avec six autres résultats dans la littérature, respectivement pour le nombre de $Nusselt$ [13, 15, 37, 38, 39, 40] et le coefficient des pertes de charge [17, 38, 41, 42, 43, 44].

Vu l'écart constaté entre ces corrélations, il est évident qu'elles ne peuvent pas décrire les performances thermique et dynamique d'une façon exacte. Cela est due à des paramètres géométriques, forme de picot, l'espacement au-dessus et les conditions de fonctionnement (fluide, Re , T_{in} ...etc.).

Ils ont noté aussi que la hausse du nombre de Reynolds développe des perturbations derrière chaque picot (instabilité de Karman), produisant un régime turbulent même à bas nombre de Reynolds. La question qui se pose, de quel régime s'agit-il ? (Laminaire ou turbulent). Les performances thermique et dynamique des dissipateurs micro-canaux à picots varient constamment à faibles nombres de Reynolds. Les corrélations pour le régime laminaire et turbulent sont différentes à l'instar des dissipateurs classiques (à grandes échelles). Aussi, des corrélations initialement conçues pour une configuration classique, en régime laminaire, ne sont plus valables pour les micro-dissipateurs.

Les données expérimentales des trois cas présentés du rapport hauteurs canal/picots ($h_c/h_f = 1.2, 1.5, 2 \text{ mm}$), étaient en bon accord avec les résultats de simulations numériques.

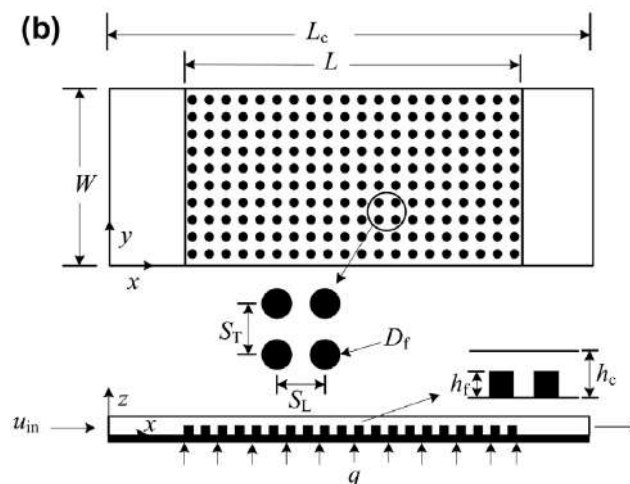


Figure 1.9. Schémas de la géométrie de Deqing Mei and al. [35]

Jaideep Pandit and al. (2014) [36]

ont fait une étude numérique et expérimentale sur les effets du rapport hauteur de picot/canalisation (h/H) et la forme des picots (cercle, triangle, hexagonale et losange) sur les performances de transfert de chaleur pour un écoulement dans des canaux rectangulaires.

Le calcul du nombre de Reynolds est basé sur le diamètre hydraulique du canal sans prise en compte des picots, d'où les valeurs de Re sont prises entre (5000-20000).

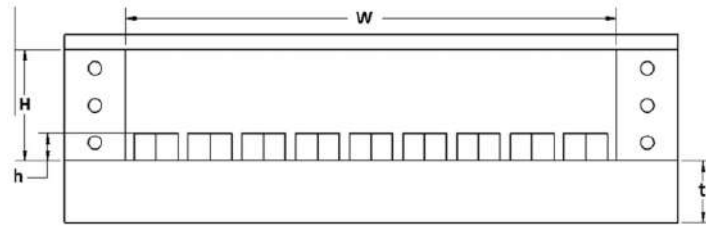


Figure 1.10. Vue de face de la section d'essai [36]

Leur étude se concentre sur une idée simple et efficace pour améliorer le transfert de chaleur, en faisant varier la hauteur du canal (H) tout en gardant fixe la hauteur des picots (h).

Ils ont montré que l'allure ondulée est bien repérée dans les profils de Nu local (50% de h/H), l'intensité des pics augmente à partir de $Re = 5000$, et les picots de forme losange fournissent une meilleure amélioration du transfert thermique.

Leur travail a démontré que les paramètres hauteur de picots, forme, configuration et hauteur du canal sont des paramètres importants à considérer lors de l'optimisation et de la conception des dissipateurs de chaleur.

Abas Abdoli and al. (2015) [37]

Dans une étude numérique, ils ont effectué une analyse thermo-fluide des configurations à picots de micro-dissipateur pour des flux de chaleur élevé concentré en un point. Les effets de forme des picots sur le refroidissement et les performances hydro-thermique sont été évalués. Toutes les configurations utilisées ont les mêmes dimensions, l'arrangement est en quinconce et avec différentes formes de section de picots (circulaire, gouttelette (droplet), lentille convexe symétrique). Un flux uniforme ($200 W/cm^2$) a été appliqué sur le spot chaud et un autre de $100 W/cm^2$ sur le reste des parties du dispositif.

Dans toute cette étude, la vitesse moyenne à l'entrée et le débit massique du liquide de refroidissement (eau pure) ont été maintenus inchangés pour l'ensemble des cas.

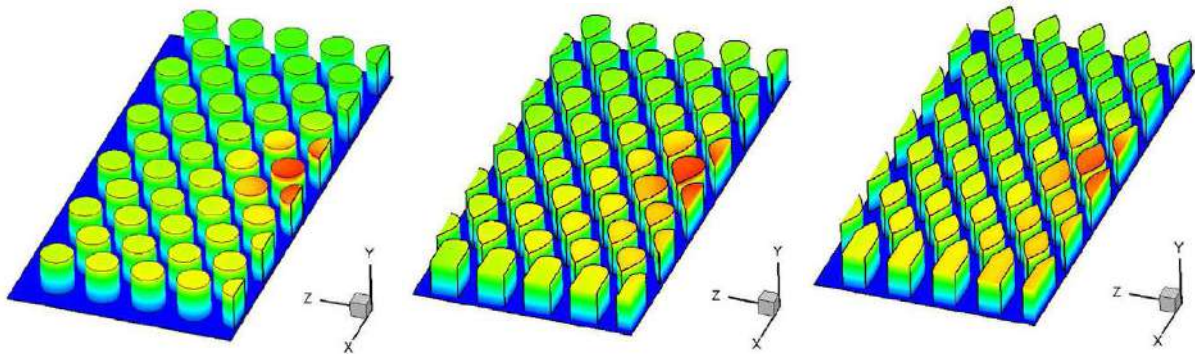


Figure 1.11. Distribution de la température statique dans les trois cas de forme de picots : (a) circulaire (b) gouttelette (c) lentille Abdoli [46]

Ils ont tiré les conclusions suivantes :

- Les picots en forme de gouttelette et lentille convexe symétrique ont montré une réduction significative en termes de puissance de pompage et de pression maximale requise.
- L'inconvénient majeur de la forme circulaire classique des picots est la séparation d'écoulement qui conduit à abaisser le transfert de chaleur par convection et nécessite ainsi une puissance de pompage plus élevée.
- La forme gouttelette a été meilleure en réduisant la séparation d'écoulement, la puissance de pompage a diminué de 30.4% et le coefficient d'échange par convection a augmentée de 3.2% par rapport à la forme circulaire.
- Cependant, ils ont montré que la forme gouttelette modifiée nécessitait une puissance de pompage plus faible, malgré l'augmentation des surfaces de contact avec le fluide. Ceci explique que l'effet de séparation du flux était significatif et avait une grande influence sur la puissance de pompage utile.
- Afin d'optimiser la configuration précédente, une nouvelle forme de lentille convexe symétrique a été proposée. Elle a nécessité une puissance de pompage nettement inférieure par rapport aux autres cas ; à noter une réduction de 47.3% dans le cas de la section circulaire, 24.2% pour gouttelette et 39.5% pour gouttelette modifiée.
- La température max enregistrée au spot chaud est inférieure de 5.6°C que le cas circulaire, 3.5°C de moins pour le cas gouttelette est 0.6°C en plus pour le cas gouttelette modifiée. Cela indique que la conception convexe symétrique était la meilleure forme pour les picots, et avec des zones de stagnation (recirculation) de taille minimale.

Miao Qian and al. (2016) [38]

ont présenté à travers une étude expérimentale, une investigation sur des picots à rainures dans un canal rectangulaire et leur effet sur l'augmentation du transfert de chaleur et le facteur de frottement en utilisant la méthode de Taguchi. Deux formes de picots ont été employées, circulaire et triangulaire à saignées, le fluide considéré est l'air en écoulement avec un nombre de Reynolds dans la plage 3188 – 15146. Les picots rainurés sont placés sur la plaque chauffée en aligné et en quinconce, suivant la direction perpendiculaire au sens de l'écoulement.

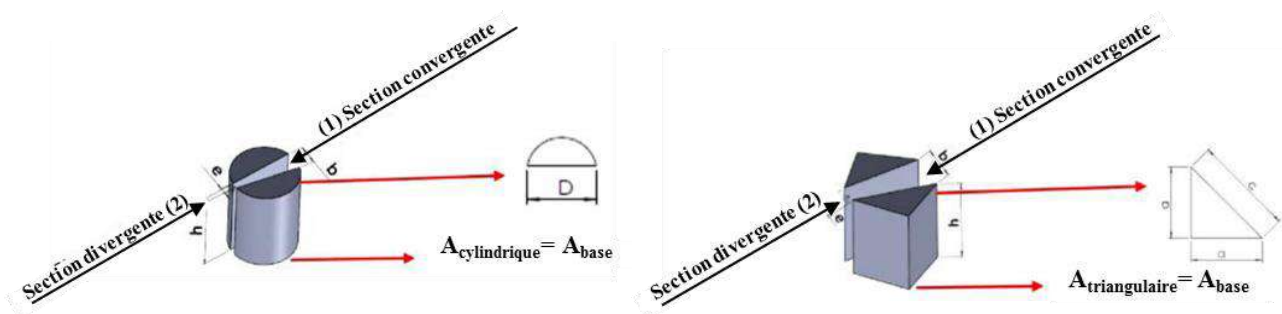


Figure 1. 12. Rainures de picots demi-cylindrique et triangulaire [38]

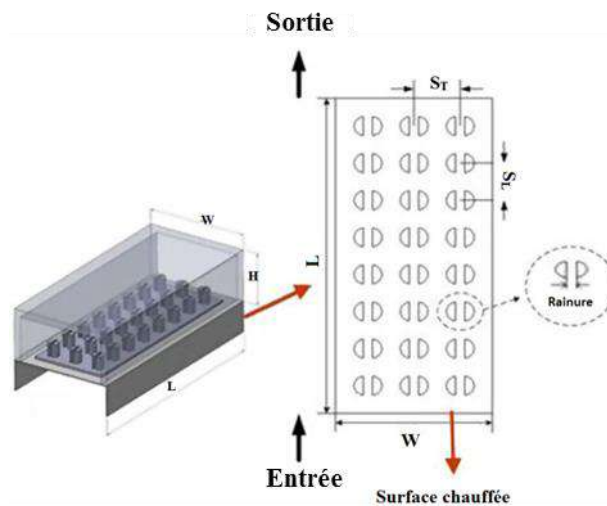


Figure 1.13. Schéma de la partie expérimentale [38]

Une technique d'imagerie par thermique infrarouge a été utilisée. Ils ont observé que la hausse du nombre de Reynolds affecte considérablement le nombre de Nusselt pour les deux formes de picots, le taux maximum du transfert de chaleur été enregistré pour une valeur de $Re=15146$ et un rapport de divergence de rainure ($b/e = 3.446$), dans l'arrangement aligné et quinconce.

Pour la validation, une analyse expérimentale du transfert de chaleur par convection forcée et du coefficient de frottement dans un canal rectangulaire à picots a été menée. Le nombre de Nusselt moyen et le coefficient du frottement qu'ils ont obtenu, sont comparés aux corrélations de la littérature pour un canal lisse, Dittus-Boelter : $Nu=0.023Re^{0.8}Pr^{0.4}$ et Blasius : $f=0.31Re^{-0.25}$ [39].

Leur travail a montré que la forme géométrique des picots est un facteur dominant qui affecte de 47.54% le coefficient de frottement et de 57.79% le nombre de Nusselt, Le niveau optimal de f et Nu a été détecté respectivement pour la forme demi-circulaire et triangulaire.

Pour toutes les variantes des deux géométries, ils ont constaté que le nombre de Nu a augmenté lorsque Re accroît. De même, ils ont constaté que Nusselt augmenté également avec l'accroissement du taux de divergence b/e , qui conduit à faire mélanger le fluide et générer plus de vortex.

L'arrangement aligné a donné un nombre de Nusselt plus élevé que l'arrangement en quinconce et un meilleur facteur de performance thermique : (η) de 2.27 et 2.81, respectivement pour le cas de picots circulaire et triangulaire.

Dawei Yang and al. (2017) [40]

ont présenté une étude numérique et expérimentale (par mesures thermo-physiques IR) sur l'analyse des performances d'un dissipateur à micro-canaux avec différentes formes de picots. C'est une comparaison entre cinq configurations de dissipateurs micro-canaux à picots arrangés en quinconce et avec des sections de forme (triangulaire,

carrée, pentagonale, hexagonale et circulaire). Un flux de chaleur uniforme est imposé sur la face supérieure et le fluide de refroidissement est l'eau pure (dionisée).

La forme de picots change considérablement les caractéristiques thermo-fluides du dissipateur de chaleur à micro-canaux, induisant une plus basse résistance thermique avec le cas hexagonale et une faible baisse de pression avec le cas circulaire.

Les échantillons sont fabriqués au moyen d'une technique de micro usinage pour des besoins industriels. C'est une technologie alternative pour fabrication de microcomposants, par le procédé l'UVLIGA⁽¹⁾ ou (Ultra-Violet Lithographie Galvanoformung Abformung).

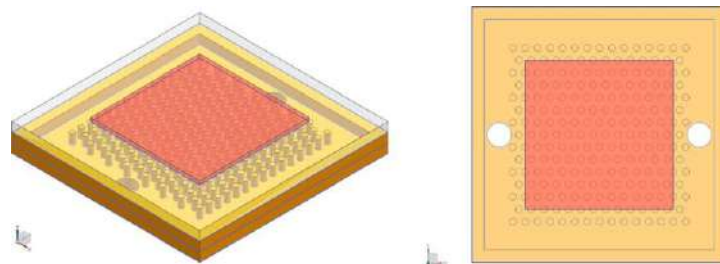


Figure 1.14. Schéma représentatif du dissipateur type micro-canaux à picots [40]

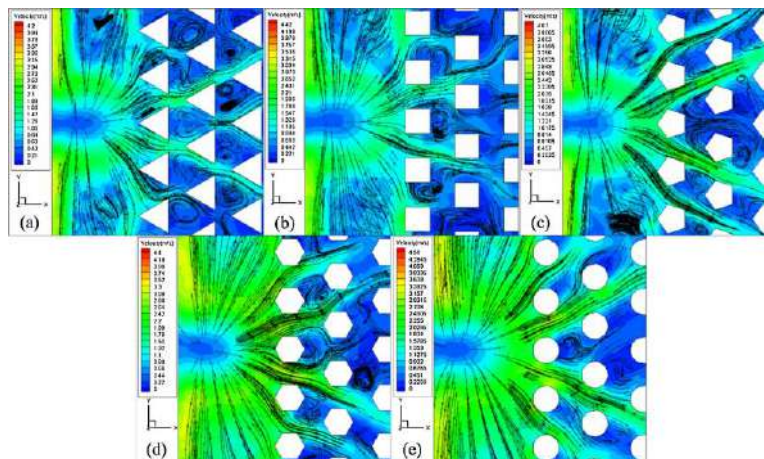


Figure 1.15. Formes de picots étudiés par Dawei Yang and al. [40]

Leurs résultats ont montré un bon accord entre la simulation numérique et le travail expérimental. Il a été prouvé que la forme des picots joue un rôle important pour maintenir un certain équilibre entre la chute de pression et l'augmentation du taux d'échange de chaleur.

L'ensemble des designs révèle que la section des picots a évolué du triangulaire au circulaire avec les effets correspondants aux dissipateurs et leur capacité d'extraction de chaleur. Les résultats des essais et de simulation ont marqué une même tendance de variation de T_{max} et les principales conclusions à retirer sont :

¹UV LIGA : Lithographie, Galvanoplastie et Moulage via Rayon UltraViolet.

- la forme triangulaire présente la plus grande chute de pression et T_{max} enregistrés à cause du passage fluide très étroit entre les picots adjacents avec leurs coints arrière, ce qui affecte le transfert thermique entre les picots et le liquide de refroidissement (écoulement étouffé).

- l'écoulement autour des picots de forme circulaire montre un effet minimal des zones de recirculation (stagnation), en raison de leur répartition qui ne donne pas de variation brusque, ce qui produit un écoulement établi et uniforme avec des pertes de charge relativement petite par rapport aux autres formes.

- les picots de forme d'hexagone et de cercle sont les deux seuls cas qui ont une structure guidée d'écoulement avec moins de zones de recirculations.

Pour l'hexagonale, il y a un angle dans côté arrière pour guider le fluide vers l'espace arrière avec les effets de perturbations qui sont rarement dans le cas circulaire. Ce phénomène reflète l'apport bénéfique de la forme hexagonale dans l'amélioration du transfert thermique (plus d'efficacité), à travers une simple comparaison de la température T_{max} minimale.

Yonghui Xie and al. (2017) [41]

A travers une étude expérimentale et numérique, ils ont présenté une investigation sur les performances thermique et dynamique du capuchon à l'extrémité d'une aube de turbine, en utilisant une structure combinée de fossettes / saillie et de picots ayant une section de forme circulaire.

Le domaine d'étude est un canal en forme U, qui représente le passage du fluide de refroidissement à l'intérieur d'une aube de turbine. Les fossettes/saillies ou les picots sont gravés sur le couvercle formant la base du virage 180° du canal « U ». Le diamètre hydraulique et le nombre de Reynolds ne sont pas clairement définis dans ce papier.

Ils ont trouvé que les picots améliorent le transfert de chaleur avec une légère hausse des pertes de charge, le cas d'arrangement combiné dense (picots–fossettes) est le meilleur par rapport trois autres configurations de couvercle (combiné espacé, fossettes denses et fossettes espacées). Les structures denses ont montré un bon accord entre les résultats des essais expérimentaux et de simulations numériques.

La variation de la profondeur des fossettes ne présente pas d'amélioration apparente contrairement aux picots, qui peut ramener un effet bénéfique pour le transfert de chaleur mais avec une augmentation conséquente du frottement.

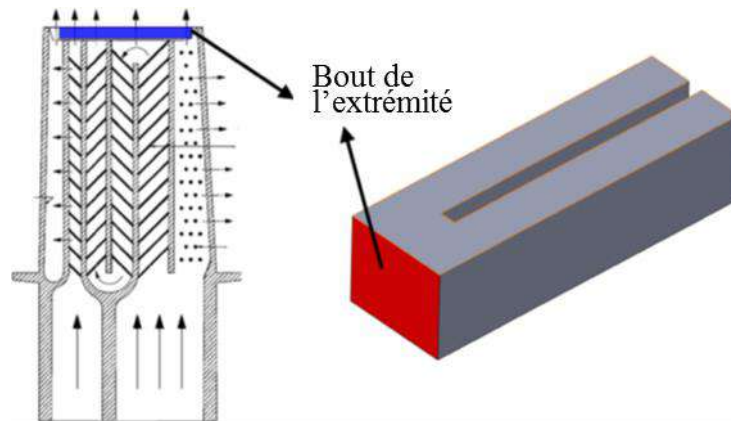


Figure 1.16. Schéma de la structure de refroidissement à l'intérieur de l'aube d'une turbine

Miao Qian and al. (2017) [42]

Ont étudié les performances du transfert thermique d'écoulement de fluide à faible nombre de Reynolds dans un micro-dissipateur à picots non-uniforme pour des besoins de production d'hydrogène. Les caractéristiques de l'écoulement et l'échange de chaleur ont été investigués par simulation numérique, à travers trois différentes configurations (deux, quatre et huit séries de diamètre de picots). Leurs résultats ont montré que le nombre de Nusselt est plus grand lorsque le changement de diamètre des picots est moindre, ce qui implique que la configuration avec deux séries de diamètre possède la meilleure performance thermique.

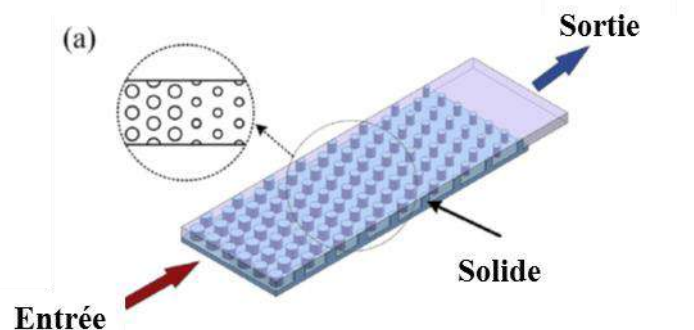


Figure 1.17. Schéma du dissipateur à picots non-uniforme – cas (a)

Dans la définition des paramètres de calculs, le nombre de Nusselt moyen est calculé avec le coefficient d'échange moyen et le diamètre des picots D_f est considéré comme étant le diamètre hydraulique. Le calcul du h_{ave} est basé sur la densité du flux transféré, la température de parois et la température de référence moyenne du fluide (T_{bulk}) qui est calculée par rapport au volume moyen. La vitesse maximale ($u_{max}=Q/A_{min}$) est utilisée dans les expressions des paramètres hydrodynamiques.

D'après leurs résultats, l'aménagement non uniforme des picots peut améliorer considérablement les performances d'écoulement et du transfert de chaleur dans le micro-dissipateur à picots, ce qui correspond bien aux résultats théoriques et fournira un guide théorique pour l'optimisation des micro-dissipateurs à picots dans le domaine de production d'hydrogène par l'application de piles à combustible (PEMFC).

1.5. Evaluation du coefficient d'échange par convection

En effet, la présence des picots joue le rôle de chicanes ou d'obstacles qui génèrent une turbulence de l'écoulement. Le régime turbulent homogénéise la température de l'écoulement moyen, par contre, il favorise un fort gradient thermique près des parois. Dans un canal ou un tube, c'est comme pour le cas de surface plane, on a recours à des corrélations empiriques. Celles-ci sont nombreuses, on citera deux. Parmi les plus anciennes, la corrélation de Dittus-Boelter (1930) pour un tube lisse :

$$Nu_D = 0.0243 Re_D^{4/5} Pr^{0.3} \quad (1.11)$$

L'exposant du Pr peut prendre la valeur 0.4 lors du réchauffement ($T_p > T_f$), donné par Colburn (1933). Cette corrélation est valable uniquement pour des différences de température raisonnablement faibles selon lesquelles les propriétés peuvent être évaluées à une température moyenne constante, avec une incertitude sur le résultat de l'ordre de 25% dans la plage : ($0.7 \leq Pr \leq 160$; $10000 \leq Re_D$ et $10 \leq x/D$). Lorsque la différence de température est large et peut causer des changements sérieux, Sieder et Tate (1936) ont apporté une correction à cette corrélation et proposent :

$$Nu_D = 0.023 Re_D^{4/5} Pr^{1/3} \left(\frac{\mu_b}{\mu_w} \right)^{0.14} \quad (1.12)$$

Durant les années 1950 et 1960, des nouvelles formulations ont été introduites. Petukhov (1970) a proposé une corrélation où toutes les propriétés sont évaluées à T_{bulk} . Gnielinski a montré que la portée de validité pourrait être étendue au nombre de Reynolds de transition, après avoir fait un petit ajustement à cette corrélation, donnée par :

$$Nu_D = \frac{(f/8)(Re_D - 1000) Pr}{1 + 12.7 \sqrt{f/8} (Pr^{2/3} - 1)} \quad (1.13)$$

Cette corrélation fait intervenir le coefficient de perte de charge f , qui dépend de la rugosité et du nombre de Reynolds selon la fameuse équation de Colebrook. Nous précisons ici, que le domaine de validité de la corrélation de Gnielinski est plus large ($2300 \leq Re_D \leq 5 \cdot 10^6$). Son incertitude est de l'ordre de 6% pour ($0.5 \leq Pr \leq 200$) et de 10 % pour ($0.5 \leq Pr \leq 200$), et plus précise que les précédentes. En outre, elle permet de tenir compte de l'effet de la rugosité des surfaces solides, au travers du coefficient de perte de charge f . Cet effet, qui est négligeable en régime laminaire, pour des cas d'une géométrie conventionnelle, est très significatif pour celles de petites échelles (mini/micro-canaux) même à des nombres de Reynolds moins élevés ($Re < 2300$). Le diamètre considéré est le diamètre hydraulique de la section de passage du fluide, lorsqu'il s'agit de section non circulaire. Ces corrélations sont valables pour une condition aux limites de type densité de flux ou température uniforme appliquée à la paroi solide.

1.5.1 Faisceaux de tubes

Dans le cas d'échange de chaleur par écoulement à travers des faisceaux de tubes, l'écoulement enveloppe les tubes dans la plupart des échangeurs, et est généralement perpendiculaire aux faisceaux. Il y a deux façons avec lesquelles les tubes sont rangés : dans l'une, ils sont alignés et dans l'autre, ils sont en quinconce (en alternance de rangées).

Pour ces configurations, les données du transfert de chaleur peuvent être corrélées bien raisonnablement avec les relations de loi type puissance de la forme :

$$\overline{Nu}_D = C Re_D^n Pr^{1/3} \quad (1.14)$$

Zukauskas (1972) [11] a corrélé les données sur un intervalle plus large de Pr , Re_D , S_T/D et S_L/D , avec une expression de la forme :

$$\overline{Nu}_D = Pr^{0.36} (Pr/Pr_w)^n fn(Re_D^n) \quad \text{avec : } n = \begin{cases} 0 & \text{pour les gaz} \\ 1/4 & \text{pour les liquides} \end{cases} \quad (1.15)$$

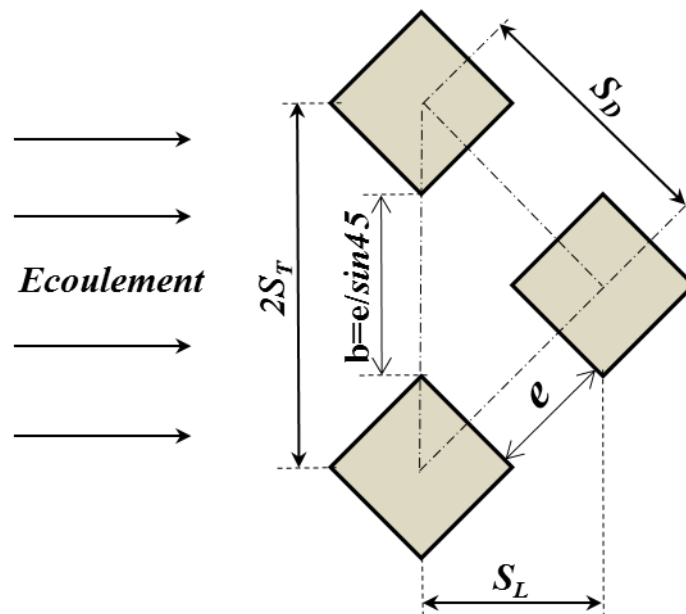


Figure 1. 18. Dimensions de l'espacement interstitiel des picots

Les propriétés du fluide sont évaluées à la température «*bulk*» locale du fluide, à l'exception de Pr_w , qui est évaluée à la température uniforme de la paroi du tube T_w . La fonction $fn(Re_D)$ prend la forme suivante pour les différentes circonstances d'écoulement et configurations des tubes.

$$100 \leq Re_D \leq 1000 \Rightarrow fn(Re_D) = m Re_D^{0.5} \quad (m=0.52 \text{ alignés et } m=0.71 \text{ quinconce}) \quad (1.16)$$

$$\begin{aligned}
10^3 \leq Re_D \leq 2 \times 10^5 &\Rightarrow fn(Re_D) = 0.27 Re_D^{0.63} && (\text{alignés } S_T/S_L \geq 0.7) \\
&\Rightarrow fn(Re_D) = 0.35 \left(\frac{S_T}{S_L} \right)^{0.2} Re_D^{0.6} && (\text{quinconce } S_T/S_L \leq 2) \\
&\Rightarrow fn(Re_D) = 0.40 Re_D^{0.6} && (\text{quinconce } S_T/S_L > 2)
\end{aligned}$$

1.5.2 Mini-picots

Dans la théorie classique du transfert de chaleur, le nombre de Nusselt est fonction des nombres de Reynolds et de Prandtl lorsque la forme du dispositif expérimental est fixée. D'une façon générale, est donné par :

$$Nu_{ave} = c Re^m Pr_{f,ave}^n \text{ et } Nu_{ave} = c Re^m Pr_{f,ave}^n (Pr_{f,ave}/Pr_{w,ave})^k \quad (1.17)$$

Tel que, $Pr_{f,ave}$ et $Pr_{w,ave}$ sont les nombres de Prandtl du fluide respectivement à la température moyenne du fluide $T_{f,m}$ et la température moyenne de la paroi solide T_w . Il y a beaucoup de corrélations pour les dissipateurs de chaleur à picots conventionnels, mais peu de corrélations basées sur les données acquises des essais expérimentaux sur les microstructures à picots. Quet Siu-Ho [43, 44], ont développé une corrélation pour les micros picots, valable pour des nombres de Reynolds compris entre (45.9 – 179.6), avec l'eau pure comme fluide de refroidissement et un rapport d'aspect 3.35 (rapport Hauteur de picot / largeur de picot). Avec une incertitude de 41.4%, les exposants de la corrélation sont respectivement ($m=0.99$, $n=0.21$ et $k=0.25$) et la constante $c=0.0432$.

$$Nu_{ave} = 0.0432 Re^{0.99} Pr_{f,ave}^{0.21} (Pr_{f,ave}/Pr_{w,ave})^{0.25} \text{ avec } 45 < Re < 180 \quad (1.18)$$

M. Liu [22] et al. ont proposé deux nouvelles corrélations pour calculer le nombre de Nusselt moyen et le coefficient de frottement f . L'écoulement de l'eau pure est considéré à faible nombre de Reynolds (0 – 800), avec un rapport d'aspect compris entre 6 et 8. Les corrélations sont données comme suit :

$$\begin{aligned}
Nu_{ave} &= 0.143 Re^{0.653} Pr_{f,ave}^{1/3} \\
Nu_{ave} &= 0.1245 Re^{0.6106} Pr_{f,ave}^{0.36} (Pr_{f,ave}/Pr_{w,ave})^{0.25} \text{ avec } 1 < Re < 800
\end{aligned} \quad (1.19)$$

Dans le travail de M. Liu, le fluide de travail est l'eau pure. D'après lui le nombre de Prandtl n'est pas suffisamment large pour qu'il soit nécessaire de changer les exposant n et k des équations (1.18) et (1.19). Comme il a été susmentionné, ces deux exposants, ont une valeur de 1/3 dans les corrélations de Short [45, 46], alors qu'ils sont égaux à 0.36 et 0.25 dans celle de Zukauskas et de même pour celles de Quet Siu-Huo. Semblablement, M.Liu a supposé $n=1/3$ pour la première, cependant n et k dans la 2nd sont respectivement 0.36 et 0.25, avec une incertitude respectivement égales à 11.0% et 11.2%, qui est acceptable pour les expériences.

1.6. Conclusion

Dans la littérature scientifique, le domaine de l'ingénierie des microstructures est riche en études sur la dynamique de l'écoulement et le transfert de chaleur conjugué, puisqu'il est d'une grande importance pour la conception des équipements, notamment les dissipateurs à picots de type mini/micro-canaux. La conduction dans les picots et la convection dans le fluide qui l'entoure doivent être analysées simultanément. Dans les dissipateurs de chaleur à petites échelles, la conduction thermique axiale dans les zones solides est importante et ne peut pas être négligée, car l'épaisseur des parois est du même ordre de grandeur par rapport au diamètre hydraulique du canal. En effet, le flux de chaleur par conduction devient plus significatif relativement à celui par convection (Jilani and al. [47] et G.Mebarki [48]).

Cependant, les résultats sont souvent divergents et dépendent des conditions expérimentales et/ou des modèles utilisés pour étudier le comportement du champ dynamique et thermique dans les mini/micro-canaux. Les avis des chercheurs, quand à l'amélioration ou non du rapport coefficient d'échange sur pertes de charge demeurent controversés. Aussi, les limites de validité des lois et corrélations (dynamique ou thermique) n'étant pas clairement établies. Les distinctions portent sur trois points : définition du diamètre hydraulique, la température de référence du fluide (T_{ref}) et la plage de transition du régime d'écoulement.

Le présent travail de thèse est consacré à la modélisation numérique de l'hydrodynamique d'écoulement et du transfert de chaleur conjugué dans le domaine des dissipateurs à mini-canaux. Les résultats devraient permettre, entre autres, d'optimiser les prototypes conçues pour répondre aux besoins de refroidissement des composants utilisés pour le conditionnement du faisceau de lumière de l'accélérateur de particule Synchrotron SOLEIL. Le but de cette étude est double, d'une part essayer de trouver une nouvelle approche pour déterminer le coefficient d'échange (h) aux interfaces solides-fluides dans des géométries régulières et complexes, et d'une autre part, améliorer les performances du transfert thermique de la géométrie à picots, à travers l'optimisation d'une nouvelle géométrie à picots modifiés (MCPm).

Nous nous proposons de mener une étude paramétrique du champ dynamique et thermique du dissipateur à picots, et de chercher une géométrie améliorée, dans le but de trouver un compromis entre la diminution des pertes de charges et l'augmentation du taux de transfert thermique, à travers une étude pointue du paramètre d'échange de chaleur (coefficient d'échange local et moyen). Tenant compte de la complexité de la géométrie et de la variation de T_{ref} le long des canaux, nous allons essayer de mener un travail détaillé sur ce sujet.

Chapitre II

Modélisation numérique

Chapitre II

Modélisation numérique

2.1. Introduction

Dans ce deuxième chapitre, la problématique du travail de thèse est présentée avec la formulation du problème, l'essentiel des équations gouvernantes, la modélisation numérique, les conditions aux limites et le maillage. Aussi une description détaillée de la modélisation de la turbulence est présentée avec les différentes méthodes de traitement proche paroi. Enfin, les définitions des paramètres spécifiques de l'étude utilisée dans ce travail seront présentées.

2.2. Position du problème

Les études précédemment décrites ont montré que l'on peut développer des dissipateurs et échangeurs de chaleur compacts de hautes performances thermiques, mais qui induisent des pertes de charge conséquentes.

De nombreuses études, traitant les écoulements et les processus fondamentaux de transfert de chaleur dans des géométries simples, ont souligné des écarts plus au moins importants entre les grandeurs sans dimensions fondamentales obtenues par l'analyse à la micro-échelle :

Le coefficient de frottement f : $0.5 < f_{mic} / f_{mac} < 3$

Le nombre de Nusselt Nu : $0.2 < Nu_{mic} / Nu_{mac} < 16$

Le Nombre de Reynolds critique Re_c : $0.13 < Re_{c,mic} / Re_{c,mac} < 1$

Ces déviations peuvent être expliquées par le fait que dans les études menées à la macro-échelle, plusieurs effets étaient généralement négligés comme l'effet de l'entrée (zone d'établissement thermique et hydrodynamique de l'écoulement), la dissipation visqueuse, la conduction axiale, la raréfaction (gaz)...qui sont appelés les effets d'échelles.

Nous tentons à travers cette thèse d'appréhender l'évolution des coefficients d'échange de chaleur et de frottement dans les dissipateurs à mini/micro canaux ou picots. Nous menons une étude du transfert conjugué à travers des simulations numériques par la méthode des volumes finis, en tenant compte des différents effets qui caractérisent les écoulements dans ce type de géométries complexes.

Le problème étudié consiste en un dissipateur type avec un diamètre hydraulique du passage fluide compris entre $0.270mm$ et $1.6mm$, regroupant des ailettes rectilignes ou des picots arrangés en quinconce avec une section de forme de losange avec température ou flux imposé à leur base. Pour le refroidissement, un écoulement d'eau pure est appliqué à l'entrée, avec une gamme de débits allant de 0.01 à $3kg/mn$ et une

température à l'entrée de 303K. Les propriétés thermo physiques de l'eau sont considérées variables avec la température (loi polynomiale).

Les dimensions du canal principal des différents dissipateurs sont maintenues identiques quelques soient la forme et les dimensions des micro-canaux ou picots : Longueur $L=118mm$, Largeur $W=16mm$ et hauteur $H=1.6mm$. L'écoulement est dans le sens de la longueur L . Dans le cas des micro-canaux, 5 largeurs du passage de fluide ont été testées : $e=1.6 - 1.2 - 0.7 - 0.35$ et $0.15mm$.

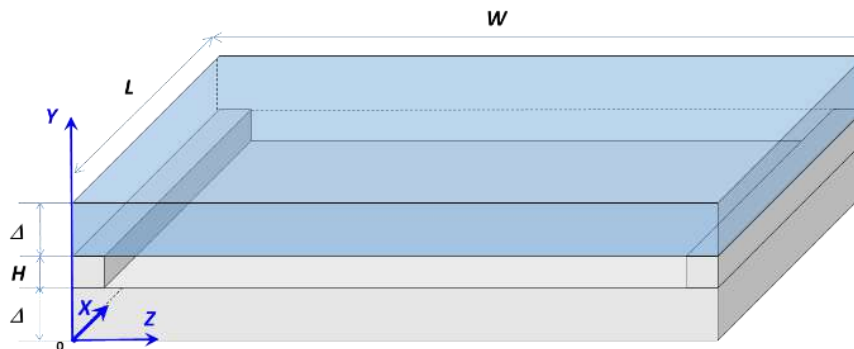


Figure 2.1 – Configuration canal vide

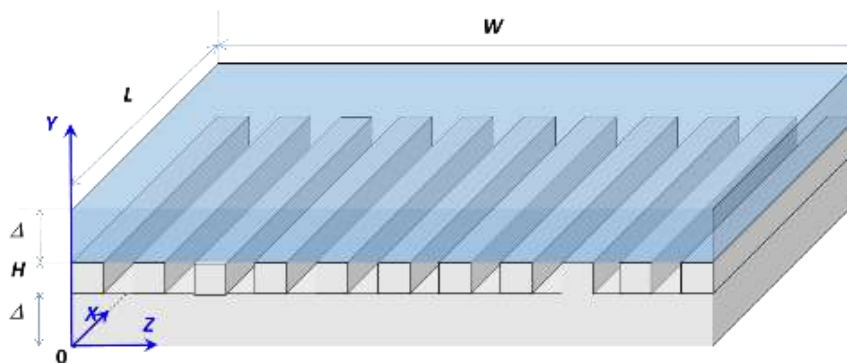


Figure 2.2 – Configuration canal à ailettes (mini-canaux rectangulaires)

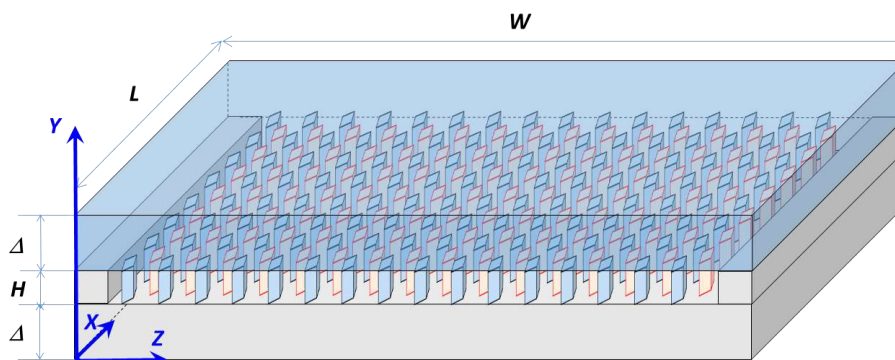


Figure 2.3 – Configuration canal à picots

Donc, le domaine de calcul est constitué d'un dissipateur à mini-canaux rectangulaires ou à picots (figures 2.2 et 2.3), avec des espaces de passage fluide (e) variants de $0.15mm$ à $1.6mm$. Ces mini-canaux et picots sont implantés dans le volume du canal vide ($W \times L \times H = 16 \times 118 \times 1.6mm^3$). La base et le couvercle du dissipateur ont une épaisseur $\Delta = 3mm$.

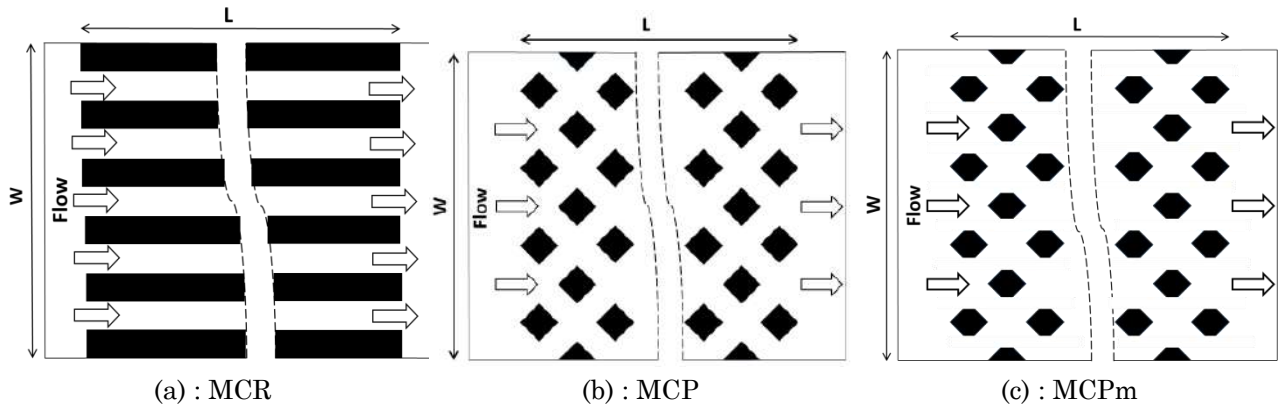


Figure 2.4 – Schémas représentatifs des géométries étudiées

- (a) mini-canaux rectangulaires (Rectangular Mini-Channel) MCR
- (b) à picots (Pin-Fin Heat Sink) MCP
- (c) à picots modifiés (modified Pin-Fin Heat Sink) MCPm

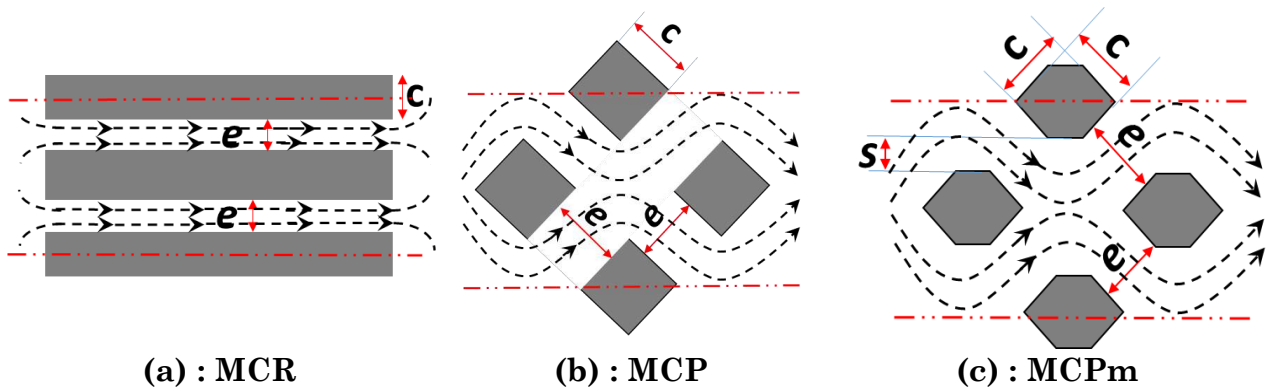


Figure 2.5 – Dimensions des ailettes et picots

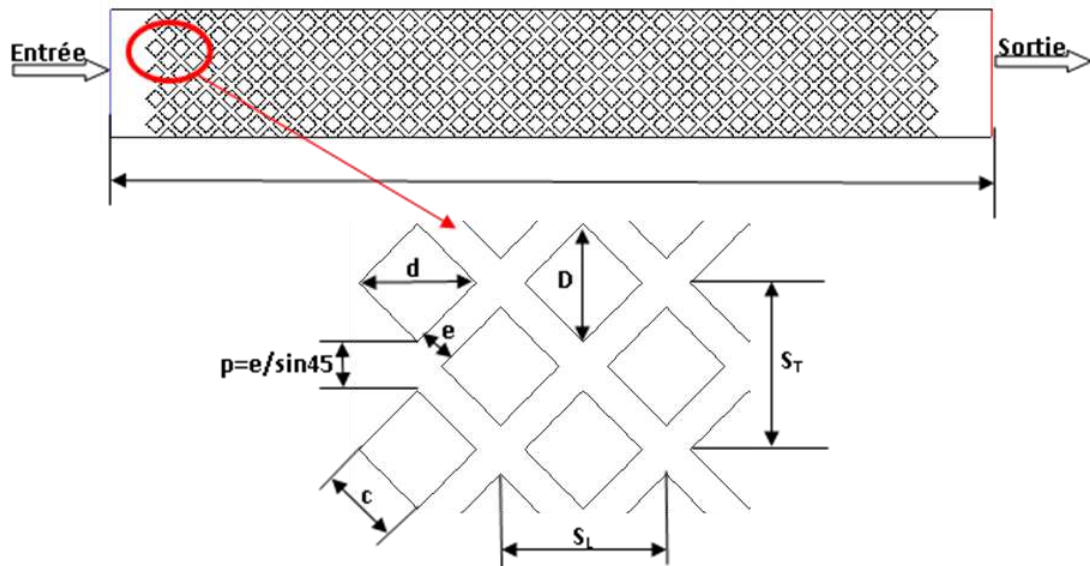


Figure 2.6 – Dimensions caractéristiques du domaine d'étude

Tableau 2.1 – Dimensions des mini-canaux rectangulaires

Notation	Passage fluide e (mm)	Largeur ailette c (mm)	Nbr canaux
(A) 2D374	0.35	0.7	15
(B) 2D310	0.7	0.7	11
(C) 2D225	1.2	0.7	9

Tableau 2.2 – Dimensions des picots

Notation	Passage fluide e (mm)	Côté picot c (mm)	Diagonale picot D (mm)	Pitch $S_L = S_T$ (mm)	Section picot s (mm ²)	Nbr picots largeur	Nbr picots longueur	Nbr Total picots
(D) 2D374	0.35	1.7	2.4	2.811	2.89	11	34	374
(E) 2D310	0.7	1.7	2.4	3.223	2.89	10	31	310
(F) 2D225	1.2	1.7	2.4	3.810	2.89	9	25	225

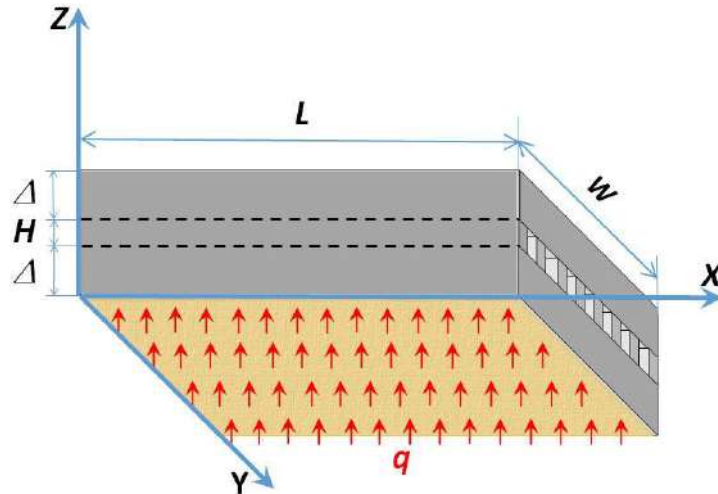


Figure 2.7 – Présentation du flux à la base

Ces dimensions sont choisies afin de pouvoir assurer une validation expérimentale à l'aide des résultats obtenus dans les expériences de A. Hamza sur au moins une largeur du passage fluide (ici $e=0.35\text{mm}$: (A) pour les micros canaux rectangulaires et (D) pour les picots). Les dissipateurs de chaleur, de forme extérieure parallélépipédique, sont fabriqués en cuivre. Ils regroupent, une partie inférieure où sont gravés les canaux ou les picots (figure 2.8), et une partie supérieure servant de couvercle. La surface inférieure reçoit un flux de chaleur équivalent à la puissance apportée par le faisceau de lumière du synchrotron, soit q allant jusqu'à 500kW/m^2 (figure 2.7).

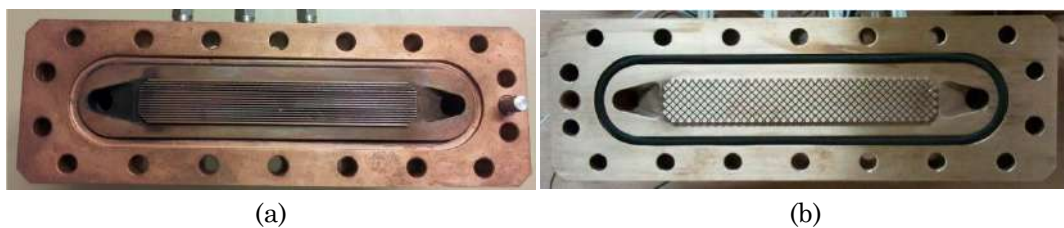


Figure 2.8 – Dissipateur à mini-canaux rectangulaires (a) et dissipateur à picots (b) [49,50]

2.3. Equations gouvernantes

Il est connu que le comportement de tout écoulement vérifiant l'hypothèse des milieux continus, quelle que soit la nature du fluide (incompressible ou non) et son régime d'écoulement (turbulent ou laminaire), peut être gouverné par les équations de Navier-Stokes moyennées, qui expriment la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, dans les zones fluides. Auxquelles viennent s'ajouter

l'équation de Fourier pour les zones solides, vu que nous sommes confrontés à un problème de transfert de chaleur conjugué (solide-fluide),

La simulation numérique d'un écoulement avec transfert de chaleur conjugué repose sur la discrétisation complète du système.

Pour un fluide incompressible, visqueux, pour lequel les forces volumiques de la pesanteur sont négligeables devant les effets inertiels, les équations gouvernantes en régime permanent s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} &= 0 \\
 \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} &= -\frac{\partial P}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u'_i u'_j}) \\
 u_j \frac{\partial(\rho T)}{\partial x_j} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial T_i}{\partial x_j} - \rho \overline{T' u'_j} \right) \quad \text{zone fluide, ou : } \overline{T' u'_j} = v_t \frac{\partial T_i}{\partial x_j} \\
 \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T_i}{\partial x_j} \right) &= 0 \quad \text{zone solide}
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

2.4. Simulation numérique

La simulation numérique est un outil indispensable dans le développement et l'étude des systèmes industriels. Pour cela, nous avons utilisé Ansys-Fluent qui est l'un des codes de calcul les plus performants dans le domaine de la CFD (Computational Fluid Dynamics). Pour le couplage vitesse-pression, nous avons opté pour l'algorithme SIMPLE (Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations). Après une étude comparative des différents modèles de turbulence existants, le modèle *k-ε Realizable* a été choisi comme étant le plus adéquat pour modéliser l'écoulement turbulent dans les mini-canaux rectangulaires et entre les picots. Le traitement de l'écoulement proche paroi est réalisé en considérant une condition au limite appropriée «Enhanced Near_wall_treatment», dont la formulation est décrite en annexe B. Elle permet de respecter correctement la physique dans cette région. A titre succinct, la discrétisation de la pression est accomplie par un schéma standard. Aussi, un schéma (Up-wind) du second ordre décentré est appliqué aux équations de quantité de mouvement et de l'énergie.

Les simulations numériques de l'écoulement ont nécessité l'utilisation d'une station de calcul ; DELL Intel Xeon ES-1603 v3 CPU 4 cœurs 2.8 GHz. En effet, vu la complexité du maillage et le nombre de nœuds important à la fois en 2D et 3D, les calculs sont gourmands en termes de capacité mémoire et en temps d'exécution. En outre, la considération de la symétrie du domaine de calcul a permis une exécution effective du calcul sur ladite station. Omettre cette symétrie en 3D, entrainera impérativement l'utilisation de supercalculateur. Dans ce contexte, il est utile de mentionner que le supercalculateur ROMEO¹ de l'université de Reims Champagne-Ardenne, a été utilisé avec succès pour la concrétisation de certains calculs. Cependant, ces calculs ont été très gourmands en temps de calcul (parfois plusieurs jours).

¹ROMEO : supercalculateur : ordinateur "260 processeurs, 4 Tira-Octet de mémoire vive et 260 processeurs graphiques", installé depuis 2013, sert à faire la modélisation 3D en temps réel.

2.5. Condition aux limites

Les conditions aux limites spécifient l'écoulement et les variables thermiques aux frontières du modèle physique. Par conséquent, ce sont des composantes critiques pour le paramétrage des simulations numériques par Fluent et il serait très important de les spécifier correctement.

Les conditions aux limites du problème sont résumées dans le tableau 2.3, pour un écoulement incompressible :

Tableau 2.3 – Conditions aux limites

Région	Type de C.L.	Observations
Entrée	Velocity-Inlet, D_h , I=intensité turbulente et $T_f=303K$ avec pression (Operating conditions)	Vitesse et Re calculés à partir du débit pour chaque cas de simulation
Sortie	Outflow	Tout gradient est nul
Parois	Wall	Parois externes adiabatiques
Zone solide	Température picots ou ailettes ($T_w=360K$) ou Densité de Flux à la base ($100kW/m^2$)	Valeur constante

- 1- A l'entrée du dissipateur (les propriétés du fluide entrant) : sa vitesse, sa température et sa pression sont données,
- 2- A la sortie du dissipateur : tous les gradients sont considérés nuls,
- 3- Sur la surface inférieure du dissipateur (à la base) : une température ou une densité de flux thermique est imposée,
- 4- L'échange de chaleur avec l'environnement (le milieu) extérieur est nul,
- 5- Aux interfaces solide-fluide : condition de couplage appliquée, le solveur résout les transferts de chaleur directement à partir de la solution de la cellule adjacente, ainsi, à l'interface, le calcul du flux est donné par :

$$\lambda_w \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{interface} = \lambda_f \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{interface} \quad (2.2)$$

$$T_w = T_f$$

où n représente la coordonnée normale à la surface,

2.5.1. Intensité de la turbulence "I"

Pour le paramétrage de la turbulence, une méthode basée sur le diamètre hydraulique à l'entrée D_h a été choisie, Elle définit l'intensité turbulente en fonction du Re_{D_h} mais aussi sous forme de pourcentage des fluctuations de la vitesse par rapport à la vitesse moyenne selon l'expression (1) :

$$I = \frac{\sqrt{u'^2}}{u} = 0.16 \operatorname{Re}_{Dh}^{-1/8} \quad (2.3)$$

Elle est définie comme étant le rapport entre la vitesse fluctuante et la vitesse moyenne :

$$I = \frac{u'}{u} \quad (2.4)$$

$$\text{avec : } \operatorname{Re} = \frac{uD_h}{\nu} \quad (2.5)$$

Physiquement, l'intensité turbulente représente en pourcentage le taux de quantité fluctuante par rapport aux grandeurs moyennes de l'écoulement. Elle est souvent désignée par le niveau de turbulence définie par l'équation (2.3), où u' est la racine carrée des fluctuations de vitesse donnée par l'expression (2.4) et u est la vitesse moyenne,

$$u' = \sqrt{\frac{1}{3}(u_x'^2 + u_y'^2 + u_z'^2)} = \sqrt{\frac{2}{3}k} \quad (2.6)$$

avec : k l'énergie turbulente.

Cette définition est utilisée dans les cas de forte turbulence, par exemple pour les hauts débits à l'intérieur des géométries complexes comme les échangeurs de chaleur. Typiquement, l'intensité de la turbulence est comprise entre 5% et 20%, Elle est considérée comme le cas d'un écoulement turbulent complètement développé [69].

2.5.2. Paramètres du problème

La géométrie étudiée est de dimension $L \times W \times H = 118 \times 16 \times 1.6 \text{ mm}^3$

Matériau : Cuivre

Fluide : Eau déionisée

Température d'eau à l'entrée $T_{in} = 303 \text{ K}$

Pression à la sortie $P_{out} = 3 \text{ bar}$

Température imposée à la base solide : $T_w = 360 \text{ K}$, ou

Densité de flux à la base solide : $q_w = 75 \text{ kW/m}^2$; 100 kW/m^2 ou 500 kW/m^2

* Propriétés physiques de l'eau changent selon des fonctions polynomiales (IAPWS IF (1997), the International Association for Properties of Water and Steam Industrial Formulation) :

$$C_p = 28070 - 281.7T + 1.25T^2 - 2.48 \times 10^{-3}T^3 + 1.857 \times 10^{-6}T^4$$

$$\rho = 765.33 + 1.8142T - 0.0035T^2$$

$$k = -0.5752 + 6.397 \times 10^{-3}T - 8.151 \times 10^{-6}T^2$$

$$\mu = 9.67 \times 10^{-2} - 8.207 \times 10^{-4}T + 2.344 \times 10^{-6}T^2 - 2.244 \times 10^{-9}T^3$$

Ces corrélations sont valables pour le domaine de températures : $0 \leq T \leq 95^\circ\text{C}$.

2.6. Maillage

Les géométries des dissipateurs de chaleur et leurs maillages ont été élaborés en utilisant le logiciel GAMBIT qui a permis de concevoir les modèles des domaines de calcul et de les exporter dans le code Ansys-Fluent. La conception du maillage des deux dissipateurs de chaleur a nécessité un travail minutieux, vue la complexité de la géométrie 3D et les différentes difficultés rencontrés lors de sa réalisation. Surtout pour le dissipateur à picots avec la détermination des zones fluides et solides et la détection des interfaces entre ces zones.

Des informations sur le maillage des configurations complètes (2D) sont présentées dans le tableau (2.4). Pour le problème 3D, le même maillage 2D est projeté en profondeur et le nombre de nœuds sera multiplié par 16 (hauteur du canal 1,6 mm ce qui donne une hauteur de cellule de 0,1mm). Le nombre de nœuds peut atteindre des valeurs comprises entre 900 000 et 7.3 millions, Ceci a nécessité un temps de calcul énorme. Le passage à la simulation tridimensionnelle du problème exige la prise en compte de la symétrie du problème et l'utilisation du supercalculateur ROMEO de l'Université de Reims Champagne-Ardenne. Notamment avec le besoin de plus de raffinement du maillage aux interfaces fluide-solide.

Tableau 2.4 – Exemple de Maillages adoptés après différents tests de maillage

Géométries	Type maillage	Nbr de rangé	passage fluide	Longueur (mm)	Largeur (mm)	Nbr Nœuds	Nbr faces	Nbr cellules
Picot_118 (2D_dyn.)	Tri-quad	62	0.7	100	27.159	56 319	132 486	76 142
Picot_118 (2D_dyn.)	Tri-quad	62	1.2	118	27.159	166 292	410 871	244 518
Picot_118 (3D_dyn+therm)	Tert-quad	62	1.2	118	27.159	459 318	1 555 296	489 036

2.7. Modélisation de la turbulence

Hinze (1975) propose la définition suivante de la turbulence : « le mouvement turbulent d'un fluide représente une condition irrégulière de l'écoulement, dans lequel les diverses grandeurs présentent des variations aléatoires et imprévisibles dans l'espace et dans le temps, de telle sorte que des valeurs moyennes statistiquement distinctes puissent être évaluées ». On distingue deux types de turbulence selon la manière dont celle-ci est créée (Graf, 2000):

- une turbulence de paroi, générée par les forces de frottement à la paroi (écoulement dans une conduite ou autour d'un corps solide); et
- une turbulence libre, générée par les gradients de vitesse propre à l'écoulement ; des couches de vitesses différentes se superposant (écoulement d'un jet ou encore le sillage à l'arrière d'un obstacle).

Considérant un écoulement turbulent selon les composantes moyennes et fluctuantes des vitesses, on distingue un lien mécanique et énergétique du mouvement d'agitation vers le mouvement moyen et une interaction à l'origine de la génération de contraintes.

2.7.1. Loi de frottement

Pour un écoulement turbulent établi dans un canal conventionnel à section rectangulaire, il n'y a pas de solution analytique établie et on a recours à des corrélations empiriques. A l'aide des résultats expérimentaux, Blasius a montré que le coefficient de frottement en écoulement établi est correctement représenté en fonction du nombre de Reynolds par la relation : $C_f = 0.079/Re^{0.25}$, dont plusieurs développements ont été élaborés par la suite.

Pour le cas d'un écoulement incompressible dans des mini/micro-canaux, ce coefficient est calculé selon des corrélations classées par type et dimension de géométrie, dans des intervalles de Re bien définis.

2.7.2. Hypothèse de Boussinesq

En 1877, Joseph Boussinesq est le premier à avoir proposé un modèle de turbulence et aussi la notion de viscosité turbulente. En 1945, Ludwig Prandtl introduisit le concept de longueur de mélange, permettant de relier la viscosité turbulente aux gradients de vitesse moyenne, qui s'exprime, dans le cas simplifié d'un écoulement dit de couche mince, par :

$$\nu_t = l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \quad (2.7)$$

où: le terme de dérivée partielle présente le cisaillement moyen, c'est-à-dire la dérivée (dans la direction normale à l'écoulement) de la vitesse moyenne ; l_m est la longueur de mélange. Par exemple, pour un écoulement le long d'une paroi (couche limite), la longueur de mélange et la viscosité turbulente varient avec la distance à la paroi. De nombreux modèles, beaucoup plus complexes, ont été proposés depuis. Ils représentent la base de la Mécanique des Fluides Numérique MFN, ou CFD pour (Computational Fluid Dynamics) largement utilisée aujourd'hui en ingénierie.

Après qu'il fût établi expérimentalement que les contraintes turbulentes augmentaient avec l'augmentation du taux de déformation moyen des éléments du fluide, il proposa une approche reliant les éléments du tenseur des contraintes de Reynolds et les taux de déformation présentés par les gradients de vitesses moyennes, qui a été développée par la suite :

$$\tau_{ij} = \left(-\rho \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (2.8)$$

L'approche de Boussinesq est utilisée dans tous les modèles de turbulence, tels que Spalart-Allmaras, les modèles $k-\varepsilon$ et $k-\omega$. Son avantage était de réduire le coût du temps de simulation lié au calcul de la viscosité turbulente μ_t . Pour les modèles $k-\varepsilon$ et $k-\omega$ cette dernière est calculée en fonction de l'énergie cinétique turbulente k et du taux de dissipation de turbulence ω . L'inconvénient de cette approche est que μ_t est présentée comme quantité scalaire isotopique, ce qui n'est pas forcément toujours vrai.

2.8. Choix du modèle de turbulence

Les différents débits massiques testés ainsi que la présence de picots dans l'écoulement principal, sont susceptible de générer des écoulements turbulents., la modélisation de la turbulence consiste à représenter soit l'influence de cette dernière sur l'écoulement moyen par une approche statistique de type RANS (Reynolds Average Navier-Stocks System), soit l'influence des échelles non-résolues sur les échelles résolues par une approche filtrée de type LES (Large Eddy Simulation), ou «Simulation des Grandes Echelles». Nous nous limitons ici aux modèles RANS : car nous souhaitons obtenir une bonne approximation des valeurs moyennes dans des écoulements en régimes stationnaires. Les principaux modèles de type RANS disponibles sont les deux familles de $k-\epsilon$ et $k-\omega$. Dans notre étude, nous nous limiterons aux modèles qui rendent compte de l'approche de traitement de paroi. Nous avons par conséquent écarté les modèles $k-\omega$ standard, SST et Spalart-Allmaras, qui s'appliquent dans les couches limites si la résolution du maillage est suffisante (pour les échelles conventionnelles).

Nous avons testé les différents modèles de turbulence précédemment décrits en annexe A pour différents débits massiques afin d'en choisir le modèle qui rend le mieux compte des turbulences générées. Dans un souci de gain du temps de calcul, nous avons dans un premier temps mené une étude du problème dynamique uniquement.

2.8.1. Récapitulatif de la comparaison des modèles de turbulence

Tableau 2.5 – Comparaison des modèles de turbulence "cas e = 1.2 mm et $\dot{m} = 0.01$ kg/mn

Modèles	Nbr itération	T_s (K)	U_{max} (m/s)	hx_{max}	hx_{min}	Observations
lam	735	357.8	0.02	2850	40	<i>Très bon accord entre tous les modèles, Convergence du modèle laminaire Régime à très faible Re</i>
<i>skϵ</i>	1552	359.2	0.02	2800	20	
<i>RNG</i>	1630	359.3	0.02	2800	20	
Réalisable k-ϵ	1484	359.1	0.02	2800	20	
<i>skw</i>	735	357.8	0.02	2800	40	
<i>sst</i>	735	357.8	0.02	2800	40	

avec: $\dot{m}=0.01$ kg/mn , $U_{in}=0.006$ m/s, $U_c=0.01$ m/s, $Re_c =13$, $Dh_c=1.371$ mm avec la configuration F:10858 nœuds.

Tableau 2.6 – Comparaison des modèles de turbulence "cas e = 1.2 mm et $\dot{m} = 0.1$ kg/mn"

Modèles	Nbr itération	ΔP (mbar)	T_s (K)	U_{max} (m/s)	hx_{max}	hx_{min}	Observations
<i>lam</i>	>>20000	4	342.2	0.41	10100	1400	<i>Pas de convergence pour modèle laminaire Bon accord entre modèles k-e (std, RNG et réalisable), à un nombre Re=132</i>
<i>sk-ϵ</i>	2617	3	348.3	0.24	10400	1000	
<i>RNG k-ϵ</i>	30107	3	347.3	0.24	10400	1100	
Réalisable k-ϵ	2626	3	348.4	0.24	10400	1000	
<i>sk-w</i>	>14000	4	344.4	0.41	10900	900	
<i>sst</i>	1955	5	346.1	0.4	11100	1200	

avec: $\dot{m}=0.1$ kg/mn , $U_{in}=0.06$ m/s, $U_c=0.096$ m/s, $Re_c =132$, $Dh_c=1.371$ mm avec la configuration F:10858 nœuds.

Tableau 2.7 – Comparaison des modèles de turbulence "cas e = 1.2 mm et $\dot{m} = 0.9$ kg/mn"

Modèles	Nbr itération	ΔP (mbar)	T_s (K)	U_{max} (m/s)	hx_{max}	hx_{min}	Observations
<i>lam</i>	>30000	390	315.8	5.05	17600	12900	<i>Pas de convergence pour modèle laminaire, Régime turbulent à Re=1185<2000</i>
<i>sk-ϵ</i>	2106	225	319.6	2.07	27700	16300	
<i>RNG k-ϵ</i>	2150	238	320.1	2.24	28600	16000	
Réalisable k-ϵ	2146	242	320.1	2.19	29000	14600	
<i>sk-w</i>	1374	355	321.7	3.59	31600	12700	
<i>sst k-w</i>	4728	359	322.0	3.54	31700	11800	

avec: $\dot{m} = 0.9$ kg/mn, $U_{in} = 0.539$ m/s, $U_c = 0.868$ m/s, $Re_c = 1185$, $Dh_c = 1.371$ mm avec la configuration F:10858 nœuds.

Tableau 2.8 – Comparaison des modèles de turbulence”cas $e=0.15$ mm et $\dot{m}=0.9$ kg/mn”

Modèles	Nbr itération	ΔP (mbar)	T_s (K)	U_{max} (m/s)	hx_{max}	hx_{min}	Observations
<i>lam</i>	> 18619	4.775	343.6	12.2	75000	13000	Pas de convergence pour <i>lam</i> , Régime turbulent à $Re=1312<2000$
<i>skϵ</i>	8803	5.212	350.6	9.27	7400	6800	
<i>RNGk-ϵ</i>	10465	5.573	349.5	8.97	71500	7500	
Réalisable k-ϵ	9571	5.571	349.9	8.97	86100	8600	
<i>skw</i>	118100	5.141	354.7	11.6	70700	8400	
<i>sst</i>	111000	5.175	348.6	10.8	72000	7500	

avec: $\dot{m} = 0.9$ kg/mn, $Re_c = 1312$, $U_{in} = 0.539$ m/s, $Dh_c = 0.274$ mm avec la configuration F:10858 nœuds.

NB : Les résultats des tests des modèles de turbulence seront discutés dans le chapitre suivant.

2.8.2. Le traitement de paroi dans les modèles de turbulence

Pour la famille des modèles $k-\epsilon$ et le modèle RSM, nous avons alors le choix du traitement des parois, sans qu'il ne soit nécessaire de raffiner le maillage, dans la région proche parois, car dans ce cas le passage du fluide est très étroit et on a affaire à un écoulement dans des géométries à petites échelles.

Cela est le cas des dissipateurs à mini/micro canaux. Dans ce type de configuration, les dimensions sont trop petites, et parfois le diamètre hydraulique, de l'ordre de centaines de micromètres, est de même grandeur d'échelles de couches limites (dynamique/thermique).

Rappelons néanmoins les notions principales sur les couches limites, en particulier turbulentes :

- Pour un fluide parfait, la condition limite à appliquer sur une surface rigide est une condition de glissement, et il n'y a pas de frottement.

- Mais aucun fluide n'est parfait : un fluide réel possède une viscosité. Donc l'adhérence est la condition limite à la paroi, ce qui est à l'origine de frottements.

La partie du fluide qui est infiniment proche d'une paroi (film de fluide) a donc pour vitesse la vitesse de la paroi. Loin de la paroi, la vitesse de l'écoulement « externe » peut être différente. Il doit donc y avoir une jonction entre la paroi et l'écoulement externe. Cette zone de liaison est appelée couche limite. Il s'agit (grossièrement) de la zone dans laquelle la vitesse de l'écoulement est comprise entre 0% et 99% de la vitesse externe (à l'infini sur la normale à la paroi, voir aussi (Figure 2.7).

La couche limite conditionne directement la résistance de frottement du solide en contact avec le fluide. C'est une zone où les effets visqueux dominent. De manière générale, plus le nombre de Reynolds est élevé, moins le fluide est visqueux relativement aux effets d'inertie, et plus la couche limite est fine relativement aux échelles du problème. Il s'agit donc d'une zone de forts gradients, à mailler finement dans le cas des échelles conventionnelles.

Selon le cas de régime d'écoulement laminaire ou turbulent, on peut distinguer deux situations :

- La couche limite laminaire : Dans ce cas il est nécessaire d'avoir un modèle sans loi de paroi (ex : $k-\omega$ ou Spalart-Allmaras). Mais, il faut avoir au moins 10 cellules dans la

région proche paroi pour que la couche limite soit suffisamment résolue, dont on peut estimer a priori l'épaisseur par $\delta/L \approx Re^{-1/2}$ avec : L ; longueur caractéristique et Re nombre de Reynolds basé sur cette longueur.

– La couche limite turbulente : Pour ce cas il y a deux approches, dans la première, toute la couche limite est résolue et son effet sera remplacé par des lois empiriques ou «lois de paroi» (wall functions, en Anglais). Dans la seconde, elle est résolue jusqu'à la région très proche de la paroi (1^{ère} cellule), et le maillage doit être impérativement adapté.

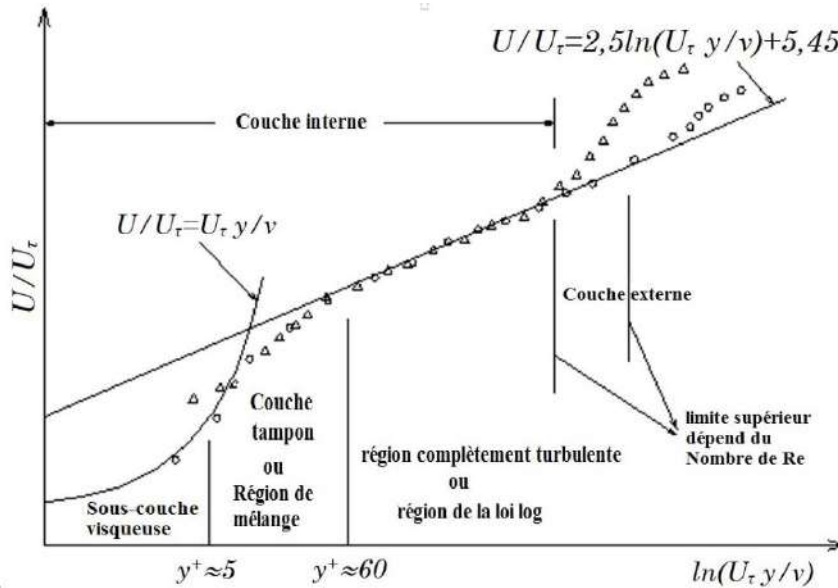


Figure 2.9 – Différentes parties de la couche limite [51]

Rappelons la structure d'une couche limite turbulente, illustrée en (Profil de vitesse dans une couche limite turbulente sur plaque plane). A la limite d'un nombre de Reynolds infini, on peut montrer que la contrainte totale de cisaillement dans le fluide est constante dans la zone proche de la paroi ou "Constant Stress Layer". Cela est plutôt bien vérifié dans la réalité.

De manière succincte, afin d'avoir un critère « universel », on introduit des variables adimensionnées en « unités de paroi » : u^+ pour la vitesse normale et y^+ pour la distance à la paroi.

$$u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$$

Tout d'abord on construit une échelle de vitesse avec τ_w la contrainte de cisaillement pariétal et ρ la masse volumique : $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$

La distance adimensionnée est $y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu}$, avec $\nu = \mu / \rho$ la viscosité cinématique du fluide.

La couche de contrainte constante "Constant Stress Layer" est divisée en trois régions:

– La zone proche paroi : est dominée par la viscosité, où $u^+ = y^+$. Il s'agit d'un résultat exact sans coefficients à ajuster. Cette loi est vérifiée pour $y^+ \leq 3$ (ou 7 selon les auteurs),

– La zone tampon : (buffer layer), où la contrainte est partagée entre contrainte visqueuse et tenseur de Reynolds ; le profil de vitesse dans cette zone n'a pas de forme de fonction analytique.

– La zone inertielle : s'étend de $30 \leq y^+ \leq 300$, où la contrainte turbulente (tenseur de Reynolds) est dominante à 99%. Dans ce cas, le profil de vitesse est d'une forme de fonction analytique : $u^+ = a \times \ln(y^+) + b$; a et b deux constantes obtenues expérimentalement. Ces constantes ne sont pas universelles, elles dépendent d'une part du nombre de Reynolds et d'autre part du gradient de vitesse longitudinal externe à la couche limite, font l'objet de débats ouverts à ce jour. (CFD-Online, 2012) [52].

Dans le cas de la CFD, il est donc important de choisir puis de contrôler la taille de la première maille de couche limite, c'est-à-dire la grandeur de y^+ . Pour l'évaluer on doit connaître la contrainte de frottement pariétal τ_w . A cette fin on peut utiliser des expressions empiriques (par exemple la loi de Colebrook) ou des tables (Moody Chart) pour le calcul du coefficient de frottement pariétal :

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho U^2} \quad (2.9)$$

2.9. Paramètres de l'étude

Dans cette section, nous présentons les définitions des différents paramètres de l'étude.

2.9.1. Définition du Nombre de Reynolds

Sa première apparition en 1883 (par Osborne Reynolds) était pour caractériser la transition du régime d'écoulement entre le laminaire et le turbulent. Le nombre adimensionnel de Reynolds est largement employé dans les corrélations des données expérimentales du coefficient de frottement, de la chute de pression, et du transfert de chaleur et de masse des écoulements convectifs. C'est la base de la plupart des modélisations physiques. Il représente le rapport des forces associées aux moments (ρu^2) et des forces liées aux contraintes visqueuses ($\rho \nu / L$), qui correspond respectivement aux forces de pression dynamique ($\rho u^2 / 2$) et forces visqueuses ($\mu \rho / D_h$). La pression dynamique, directement proportionnelle à l'énergie cinétique, représente les forces d'inertie. Plus elle est élevée et plus le fluide aura tendance à être turbulent. Inversement, la force de viscosité limite la propagation des perturbations et donc la génération de tourbillons.

Re est une référence pour déterminer le régime d'écoulement d'un fluide et la valeur, dite critique, limite entre le régime laminaire et turbulent. Cette limite de passage du régime d'écoulement diffère selon le fluide étudié et la géométrie dans/autour laquelle il s'écoule. Par exemple, le nombre de Reynolds critique Re_c est pris égal à 2000 pour les cas de conduites cylindriques et 2300 pour des écoulements entre deux plaques planes. Tandis que pour les écoulements dans les mini/micro-canaux ou à travers des faisceaux de picots à petites échelles, il a été montré par plusieurs chercheurs que la valeur critique est inférieure, elle est proche de 1000, voire 400 ou même 200.

Quoi qu'il en soit, l'expression générale du nombre de Reynolds (critère de similitude relatif aux forces de viscosité) est bien entendu indépendante des conditions de l'écoulement, et l'on a toujours la forme très connue $Re = \frac{U^o L^o}{\nu}$. Mais il y a aussi, les définitions dites «vitesse de référence U^o » et «longueur de référence L^o » ne sont pas toujours les mêmes et doivent donc être bien précisées.

Pour prendre cela en considération, le calcul du nombre de Reynolds, défini dans notre étude, sera basé sur la façon avec laquelle la vitesse de référence de l'écoulement sera déterminée ainsi que le diamètre hydraulique du canal considéré.

Dans la littérature, Re est généralement basé sur la vitesse maximale de l'écoulement du fluide ou sur sa vitesse moyenne. De même, le diamètre hydraulique est défini par rapport à la section transversale minimale, normale à la direction d'écoulement principale, ou bien la section des canaux du passage de fluide entre les picots (section de bifurcations).

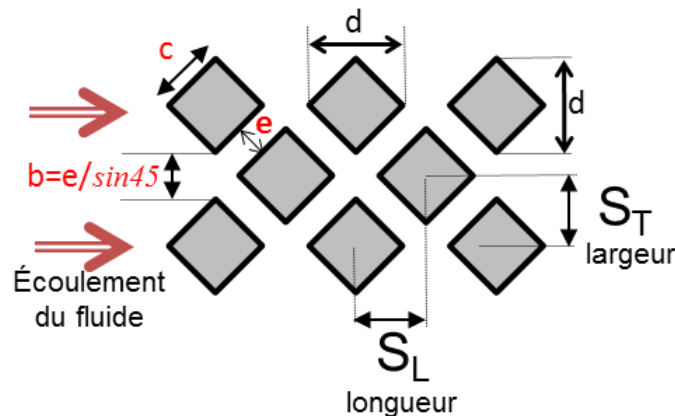


Figure 2.10 – Schéma des dimensions caractéristiques du dissipateur à picots

2.9.2. Définition de la vitesse de référence

Souvent pour les géométries conventionnelles (tube ou conduite), la vitesse maximale correspond à la vitesse au centre de la conduite et vaut entre 1.5 et 2 fois la vitesse moyenne de l'écoulement (ou la vitesse débitante). Cependant, dans les cas d'écoulement à travers les interstices d'un faisceau de tubes arrangés en aligné ou en quinconce (ou de picots comme dans notre cas), la vitesse maximale U_{max} ne correspond pas à une vitesse maximale locale, mais à une vitesse débitante dans la section minimale du passage fluide. En d'autres termes, l'expression de U_{max} est dispersive dans les travaux issus de la littérature et qui ne sont pas unanimes sur sa définition.

Cependant, comme son nom l'indique (vitesse maximale), physiquement elle est liée à la valeur maximale, qui peut encore être calculée à partir de la vitesse moyenne toujours par rapport à une section minimale transversale au sens d'écoulement.

La question qui se pose, pour quelle raison utilise-t-on U_{max} ? Nous constatons tout simplement que l'écoulement du fluide va être étranglé entre les picots par le fait du rétrécissement de section de passage (phénomène de tuyère). Cela induit une augmentation rapide des valeurs, et par conséquent le champ de la pression dynamique

($0.5 \times \rho u^2$). Donc, l'apport en énergie cinétique (par le terme de l'énergie dynamique) peut corrélérer la perte de charge globale dans le dissipateur à la vitesse maximale du fluide.

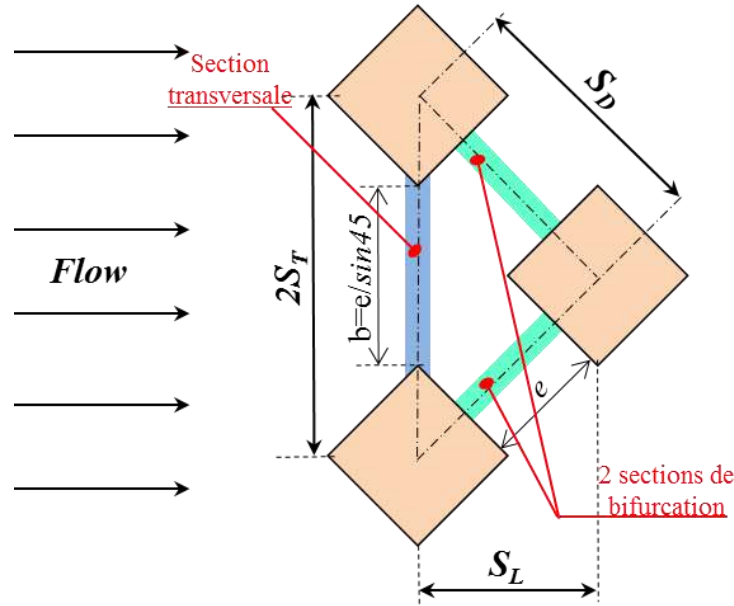


Figure 2.11 – Diagramme libre de picots en quinconce

Dans notre étude, nous l'avons estimé par la formulation suivante [53] :

$$\begin{aligned}
 U_{\max} &= U_{\text{moy}} \left(\frac{2S_T}{b} \right) \quad \text{si } S_D < S_T + \frac{D_f}{2} \\
 U_{\max} &= U_{\text{moy}} \left(2 \frac{2S_T}{S_D} \right) \quad \text{si } S_D > S_T + \frac{D_f}{2}
 \end{aligned}
 \tag{2.10}$$

avec : D_f est le diamètre hydraulique de la section de base de picot.

Il existe également d'autres formes de calcul de la vitesse de référence, évoquées par différents auteurs [54, 55, 56] :

$$\begin{aligned}
 U_{\max} &= U_{\text{moy}} \left(\frac{2S_T}{2S_T - D_c} \right); \text{ si } S_D \geq \left(S_T + \frac{D_c}{2} \right) \\
 U_{\max} &= U_{\text{moy}} \left(\frac{2S_T}{2(S_D - D_c)} \right); \text{ si } S_D < \left(S_T + \frac{D_c}{2} \right)
 \end{aligned}
 \tag{2.11}$$

avec : D_c le diamètre hydraulique de la section de picots.

Une autre forme d'estimation est basée sur les rapports "picth/diamètre" du pas transversal ($a = S_T/D_f$) et pas longitudinal ($b = S_L/D_f$) sur le diamètre hydraulique de l'aire de section de base des picots. Elle est donnée par les relations suivantes [57, 58] :

$$\begin{aligned}
 U_{\max} &= U_{\text{moy}} \left(\frac{a-1}{a} \right); \text{ si } a < 2b^2 - 1/2 \quad (*) \\
 U_{\max} &= U_{\text{moy}} \left(\frac{\sqrt{4b^2 + a^2 - 2}}{a} \right); \text{ si } a > 2b^2 - 1/2 \quad (**).
 \end{aligned}
 \tag{2.12}$$

U_{max} est la vitesse de référence la plus largement utilisée pour les écoulements à travers des faisceaux de tubes compactés et arrangés en quinconce, notamment pour les cas d'échangeurs à picots, c'est la vitesse interstitielle qui se produit dans la section transversale minimale.

D'autres auteurs, par exemple, Kays et London (1984), déterminent Re sur la base du diamètre hydraulique. L'unité «Engineering Sciences Data Unit» ESDU (1984), base le calcul de Re sur la moyenne de vitesse moyenne superficielle U_{mean} , c'est la vitesse moyenne qui se produirait si le faisceau des tubes était enlevé. Cette approche est utile lors de la simulation d'un écoulement dans les échangeurs de chaleur à grande échelle. Il a été aisément montré que l'équation (2.12*) est valable pour tous arrangement en ligne et en quinconce espacés, lorsque ($a < 2b^2 - 1/2$).

Tandis que pour un faisceau compact arrangé en quinconce, où $a > 2b^2 - 1/2$, la section transversale minimale se trouve sur la diagonale 45° (c'est la section de bifurcation dans la figure 2.11) et donc la vitesse est donnée par la formule (2.12**).

2.9.2.1. Définition du diamètre hydraulique

Dans notre étude, les dissipateurs à picots sont considérés de type mini-canaux. Conventionnellement, sont définis comme des canaux dont le diamètre hydraulique est représenté par le diamètre de la section minimale du passage de fluide (canal) entre les picots (voir figure 2.11). Le choix du diamètre hydraulique D_h influe directement sur le calcul du nombre de Reynolds Re .

Pour ce fait, on présente deux cas pour déterminer le nombre de Reynolds :

- a) **1^{er} cas** : (U_{max} = vitesse dans le passage "e"). On considère comme section de référence, celle des mini-canaux du passage du fluide entre l'ensemble des facettes latérales des picots (figures 2.3 à 2.5), basée sur la distance du canal (e), par laquelle le diamètre hydraulique sera défini. Le nombre de Reynolds est ainsi donné par :

$$Re_{max} = \frac{U_{max} D_h}{\nu} \text{ avec } D_h = \frac{2eH}{e + H} \quad (2.13)$$

$$\text{et : } U_{max} = \frac{q_c}{A_c} = \frac{Q}{N_c A_c}$$

$$\text{tel que : } q_c = \frac{Q}{N_c} ; A_c = eH ; N_c = \frac{W}{S_T}$$

où : N_c est le nombre de mini-canaux sur une colonne et W est la largeur totale du dissipateur (figures 2.3 à 2.5).

- b) **2nd cas** : on considère comme section de référence du diamètre hydraulique, la section transversale liée à la distance minimale (b) du passage fluide situé entre les coins latéraux de deux picots adjacents (voir figure 2.11). Re sera défini tout en introduisant la vitesse moyenne débitante ($U_{moy} = U$ entrée du canal (entre deux

ailettes ou 2 picots), c'est la méthode utilisée par M.Liu [22], donnée sous la forme suivante :

$$\text{Re}_{\text{moy}} = \frac{U_{\text{moy}} D_h}{\nu} \text{ avec } D_h = \frac{2bH}{b+H} \quad (2.14)$$

$$\text{et : } U_{\text{moy}} = U_{\text{debitante}} = \frac{q_f}{A_{\text{min}}} = \frac{Q}{N_f \cdot A_{\text{min}}}$$

$$\text{tel que : } q_f = \frac{Q}{N_f} ; A_{\text{min}} = bH = \sqrt{2}eH \text{ et } N_f = \frac{W}{2S_T}$$

où : N_f est le nombre de picots sur une colonne.

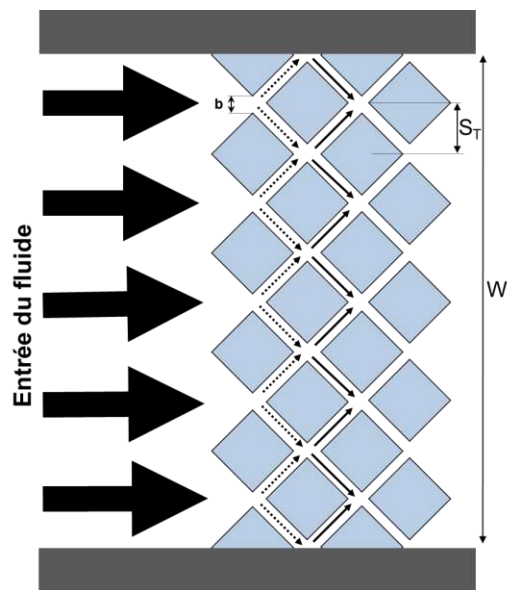


Figure 2.12 – Schéma des mini-canaux considérés

2.9.2.2. Calcul de Re et D_h

➤ Approche de M.Liu [22] :

$$M.Liu : U_{moy} = U_{debitante} = \frac{Q_v}{A_{min}} = \frac{Q_v}{b.H.N_f} = \frac{Q_v}{b.H.\frac{W}{2S_T}} = \frac{2S_T Q_v}{\sqrt{2}.e.H.W}$$

$$\Rightarrow U_{moy} = \frac{2S_T Q_v}{\sqrt{2}W.H.e} = Q_v \frac{(c+e)}{W.H.e} ;$$

$$et D_{h,MLiu} = \frac{2b.H}{b+H} = \frac{2\sqrt{2}e.H}{\sqrt{2}e+H}$$

Alors le nombre de Reynolds sera :

$$Re_{moy,MLiu} = \frac{U_{moy} D_h}{\nu} = \frac{Q_v (c+e)}{W.H.e} \times \frac{2\sqrt{2}e.H}{\sqrt{2}e+H} \times \frac{1}{\nu} = \frac{2\sqrt{2}Q_v (c+e)}{W(H+\sqrt{2}e)\nu}$$

$$\Rightarrow Re_{moy,MLiu} = \left(\frac{4Q_v S_T}{W(H+\sqrt{2}e)\nu} \right)$$

➤ Notre approche :

$$U_{moy} = \bar{U}_{canal} = \frac{Q_v}{N_c.A_c} = \frac{Q_v}{\frac{W}{S_T}.H.e}$$

$$\Rightarrow U_{moy} = \frac{Q_v S_T}{W.H.e} = \frac{\sqrt{2}(c+e)Q_v}{2W.H.e}$$

$$et D_{h,NB} = \frac{2He}{H+e}$$

Alors le nombre de Reynolds sera :

$$Re_{max,NB} = \frac{U_{max} D_h}{\nu} = \frac{coeff \times U_{moy} D_h}{\nu} = \frac{coeff}{\nu} \frac{Q_v S_T}{W.H.e} \frac{2He}{H+e}$$

$$\Rightarrow Re_{max,NB} = \frac{2coeff \times Q_v S_T}{W(H+e)\nu}$$

où : "coeff", un coefficient qui prend différentes valeurs selon les cas (a, b, c et d).

➤ Comparaison des rapports des nombres de Reynolds selon différentes approches :

a) Le cas d'approche de conduite conventionnelle (canal) : $U_{max} = 2 \times U_{moy}$

$$et Re_{max} = \frac{U_{max} D_h}{\nu} = \frac{2U_{moy} D_h}{\nu} \Rightarrow Re_{max} = 2 \times Re_{moy}$$

Dans ce cas le rapport des nombres de Reynolds soit :

$$\frac{Re_{moy,ML}}{Re_{max,NB}} = \left(\frac{4Q_v S_T}{W(H+\sqrt{2}e)\nu} \right) \frac{W(H+e)\nu}{4Q_v S_T} = \frac{H+e}{H+\sqrt{2}e}$$

$$\Rightarrow Re_{max,NB} = \left(\frac{H+\sqrt{2}e}{H+e} \right) Re_{moy,ML}$$

b) Le cas d'approche de faisceau de tubes : $U_{\max} = U_{\text{moy}} \left(\frac{c+b}{b} \right)$ si : $2e > b$ ($0.7 > 0.5$)

$$\text{et } \text{Re}_{\max} = \frac{U_{\max} D_h}{\nu} = \left(\frac{c+b}{b} \right) \frac{U_{\text{moy}} D_h}{\nu}$$

$$\Rightarrow \text{Re}_{\max, \text{NB}} = \left(\frac{c+b}{b} \right) \left[\frac{Q\nu S_T}{WHe} \frac{2He}{(H+e)\nu} \right] = \left(\frac{c+b}{b} \right) \frac{2Q\nu S_T}{W(H+e)\nu}$$

Dans ce cas le rapport des nombres de Reynolds est :

$$\text{Re}_{\text{moy,ML}} / \text{Re}_{\max, \text{NB}, f} = \left(\frac{4Q\nu S_T}{W(H+\sqrt{2e})\nu} \right) / \left(4,4 \frac{2Q\nu S_T}{W(H+e)\nu} \right) = \frac{2(H+e)}{4,4(H+\sqrt{2e})}$$

$$\Rightarrow \text{Re}_{\max, \text{NB}, f} = 4,4 \left(\frac{H+\sqrt{2e}}{H+e} \right) \text{Re}_{\text{moy,ML}} \Rightarrow \text{Re}_{\max, \text{NB}, f} \approx 4,7 \times \text{Re}_{\text{moy,ML}}$$

c) Approche pour dissipateur compact à picots : $U_{\max} = U_{\text{moy}} \left(\frac{2S_T}{b} \right)$ si : $S_D < S_T + \frac{D_f}{2}$

$$\text{et } \text{Re}_{\max} = \frac{U_{\max} D_h}{\nu} = \frac{U_{\max}}{\nu} \times \frac{2e.H}{e+H} = \frac{U_{\text{moy}}}{\nu} \left(\frac{2S_T}{b} \right) \times \frac{2e.H}{e+H}$$

$$\Rightarrow \text{Re}_{\max, \text{NB}} = \frac{U_{\text{moy}}}{\nu} \left(\frac{4S_T.e.H}{b(e+H)} \right) = \frac{1}{\nu} \frac{Q\nu S_T}{W.H.e} \left(\frac{4S_T.e.H}{\sqrt{2e}(e+H)} \right)$$

$$\Rightarrow \text{Re}_{\max, \text{NB}} = \frac{4}{\sqrt{2}\nu} \left(\frac{Q\nu S_T^2}{e(e+H)W} \right)$$

Dans ce cas le rapport des nombres de Reynolds est :

$$\text{Re}_{\text{moy,ML}} / \text{Re}_{\max, \text{NB}} = \left(\frac{4Q\nu S_T}{W(H+\sqrt{2e})\nu} \right) / \left(\frac{4}{\sqrt{2}\nu} \left(\frac{Q\nu S_T^2}{e(H+e)W} \right) \right) = \frac{\sqrt{2}e(H+e)}{(H+\sqrt{2e})S_T}$$

$$\Rightarrow \text{Re}_{\max, \text{NB}} = \left(\frac{(H+\sqrt{2e})S_T}{\sqrt{2}e(H+e)} \right) \text{Re}_{\text{moy,ML}} \Rightarrow \text{Re}_{\max, \text{NB}} = \left(\frac{(H+\sqrt{2e})(c+e)}{2e(H+e)} \right) \text{Re}_{\text{moy,ML}}$$

$$A.N. \Rightarrow \text{Re}_{\max, \text{NB}} = \frac{(1.6+1.41 \times 0.35)(1.7+0.35)}{0.7(1.6+0.35)} \text{Re}_{\text{moy,ML}} \Rightarrow \text{Re}_{\max, \text{NB}} \approx 3.15 \times \text{Re}_{\text{moy,ML}}$$

d) Approche pour dissipateur à picots espacés : $U_{\max} = U_{\text{moy}} \left(4 \frac{S_T}{S_D} \right)$ si : $S_D > S_T + \frac{D_f}{2}$

$$\text{et } \text{Re}_{\max} = \frac{U_{\max} D_h}{\nu} = \frac{U_{\text{moy}}}{\nu} \left(\frac{4S_T}{S_D} \right) \times \frac{2e.H}{e+H}$$

$$\Rightarrow \text{Re}_{\max, \text{NB}} = \frac{U_{\text{moy}}}{\nu} \left(\frac{4S_T}{S_D} \right) \frac{2e.H}{(e+H)} = \frac{1}{\nu} \frac{Q\nu S_T}{W.H.e} \left(\frac{8S_T.e.H}{S_D(e+H)} \right) = \frac{8}{\nu} \left(\frac{Q\nu S_T^2}{W(e+H)S_D} \right)$$

Dans ce cas le rapport des nombres de Reynolds est :

$$\begin{aligned} \frac{\text{Re}_{\text{moy,ML}}}{\text{Re}_{\text{max,NB}}} &= \left(\frac{4Q_v S_T}{W(H + \sqrt{2}e)v} \right) \bigg/ \frac{8}{v} \left(\frac{Q_v S_T^2}{W(e + H)S_D} \right) = \frac{(H + e)S_D}{2(H + \sqrt{2}e)S_T} \\ \Rightarrow \text{Re}_{\text{max,NB}} &= \left(\frac{2(H + \sqrt{2}e)S_T}{(H + e)S_D} \right) \text{Re}_{\text{moy,ML}} \Rightarrow \text{Re}_{\text{max,NB}} = \left(\frac{\sqrt{2}H + 2e}{H + e} \right) \text{Re}_{\text{moy,ML}} \\ \text{A.N.} \Rightarrow \text{Re}_{\text{max,NB}} &= \frac{\sqrt{2} \times 1.6 + 2 \times 0.35}{1.6 + 0.35} \text{Re}_{\text{moy,ML}} \Rightarrow \text{Re}_{\text{max,NB}} \approx 1.53 \times \text{Re}_{\text{moy,ML}} \end{aligned}$$

avec : D_f le diamètre hydraulique de la section de base des picots.

* l'indice "ML" : M. Liu ; l'indice "NB" : notre approche.

2.9.3. Pertes de charge et coefficient de frottement

Les pertes de charge du dissipateur sont déterminées par la différence de pression entre l'entrée et la sortie, donnée par :

$$\Delta P = P_e - P_s$$

La relation entre les pertes de charge et le coefficient de frottement est donnée par :

$$\Delta P = \frac{1}{2} N_f \rho U_{\text{max}}^2 f$$

$$\text{D'ou : } \Rightarrow f = \frac{2\Delta P}{N_f (\rho U_{\text{max}}^2)}$$

où : ΔP est la chute de pression à travers le dissipateur, N_f est le nombre d'ailettes ou de picots dans une colonne du dissipateur, et U_{max} la vitesse maximale de référence considérée.

M.Liu [22] considère, sur la base d'études expérimentales que la transition laminaire turbulente se fait à $Re = 300$. Il a établi les corrélations suivantes pour f :

$$\begin{aligned} f_1 &= 43,322 \text{Re}^{-0.9116} \cdot \xi^{0.9362} \quad \text{pour } 0 < \text{Re} < 300 \\ f_2 &= 1,6361 \text{Re}^{-0.01076} \cdot \xi^{-0.94496} \quad \text{pour } 300 < \text{Re} < 550 \end{aligned} \quad (2.15)$$

2.9.4. Nombre de Nusselt

Ce nombre adimensionnel est le rapport entre l'échange de chaleur par convection et l'échange par conduction pour une couche de fluide en contact avec une surface solide (interface). Comme la conductivité des fluides évolue très peu avec la température, nous pouvons conclure que plus Nu est grand, meilleur est l'échange convectif. A l'instar du coefficient d'échange convectif, le nombre Nu se présente sous deux formes, Nu_{moy} pour sa valeur moyenne et Nu_x pour sa valeur locale.

$$Nu_{moy} = \frac{h_{moy} D_h}{\lambda_f} = \frac{1}{L} \int_0^L Nu_x dx \text{ et } Nu_x = \frac{h_x D_h}{\lambda_f}$$

$$\text{avec : } h = \frac{q_w}{T_w - T_{réf}}$$

Le problème qui se pose ici, est le choix de la température de référence pour le fluide ($T_{réf}$). Dans les géométries à dimensions conventionnelles, la température de référence est la température moyenne (arithmétique ou logarithmique) dans tout le volume du fluide. Cependant, dans les structures à petites dimensions, la température du fluide peut subir de grandes variations localement et induire des variations significatives des valeurs locales du coefficient d'échange h . [60]

2.9.5. Coefficient d'échange de chaleur par convection

2.9.5.1. Température de référence du fluide ($T_{réf}$)

Pour les écoulements dans les espaces réduits, et notamment dans les interstices entre les picots, l'évaluation du coefficient d'échange présente une difficulté majeure en raison de la complexité du choix de la température référence $T_{réf}$.

Dans la littérature, la température référence $T_{réf}$ peut être définie de plusieurs manières :

- T_{in} : Température du fluide à l'entrée.
- $(T_{in} + T_{out})/2$: moyenne arithmétique des températures du fluide à l'entrée et la sortie.
- T_{bulk} : Température moyenne dans le volume global du fluide.
- $T_{f,ave}$: Température moyenne du fluide sur le plan de symétrie entre deux ailettes ou les facettes opposées de deux picots. (Figures 2.17 – 2.19)
- $T_{f,moy}$: Température moyenne des plans de symétrie autour de chaque picot(i). (Figure 2.20)

Nous précisons ici que, $T_{f,ave}$ et $T_{f,moy}$ sont des valeurs locales, elles varient le long de l'écoulement. Nous présentons plus loin une comparaison des calculs de coefficient d'échange avec ces différentes températures de référence $T_{réf}$.

2.9.5.2. Calcul du coefficient d'échange local (h_{local})

Le coefficient d'échange de chaleur local par convection est calculé par la relation suivante :

$$h(x) = \frac{q_w(x)}{T_w(x) - T_f(x)}$$

où : q_w , T_w et T_f varient suivant l'abscisse (x), et sont déterminées par les calculs de simulation à différents débits et représentent respectivement les quantités locales de densité du flux de chaleur à la paroi, la température de la paroi et la température du fluide.

Pour calculer les valeurs locales de h autour des picots, des lignes (référées) ont été considérées afin de localiser onze points (échantillons) sur l'interface solide-fluide $T_w(x)$, (figure 2.13).

En ce qui concerne $T_f(x)$, une ligne en zigzague permet son évolution pour chaque picot, (figure 2.14).

En effet, en plus de sa variation le long de l'écoulement, la température varie grandement d'un point à un autre au sein même de la section de passage du fluide, et d'une section à une autre surtout entre les "faces d'attaque" (front face) et faces "de fuites" (back face).

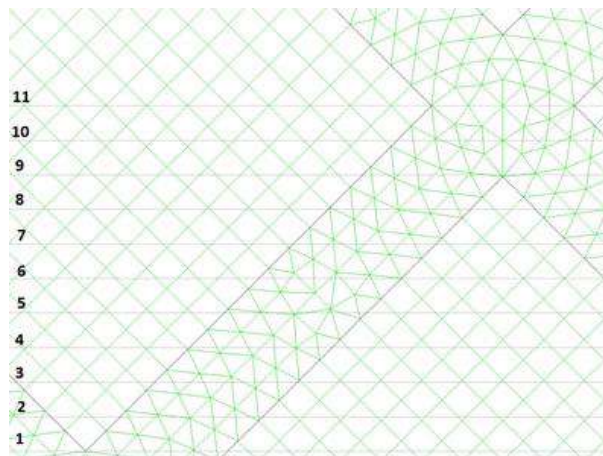


Figure 2.13 – Emplacement des 11 lignes horizontales

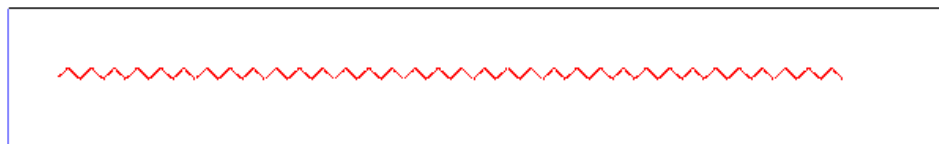


Figure 2.14 – Emplacement de la ligne référence autour des picots (en zigzague)

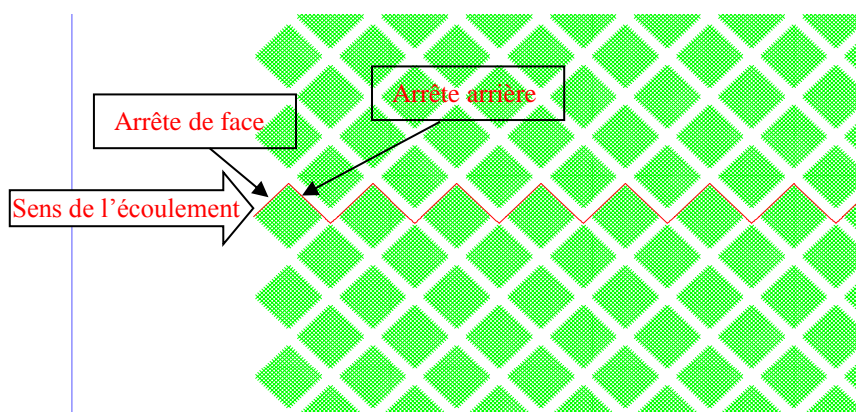


Figure 2.15 – Les arrêtes face et arrière des picots (front & back)

a) Température référence constante

Les valeurs de $h(x)$ sont référées aux lignes tracées au milieu des quatre faces du canal rectangulaire (haut, bas et latérales), comme présenté sur la figure ci-dessous :

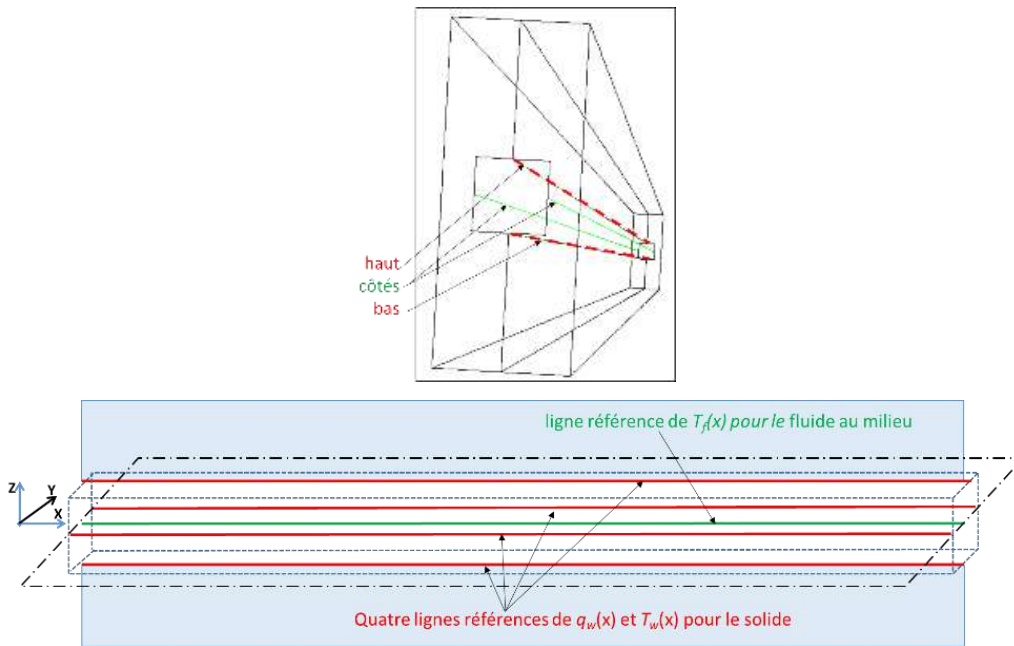


Figure 2.16 – Schémas des lignes références pour évaluer $h(x)$

Pour les picots, les valeurs de $h(x)$ sont référées aux lignes longitudinales qui interceptent les facettes (front et back), dans leurs centres de gravités et les milieux des côtés haut et bas, (voir figures 2.16)

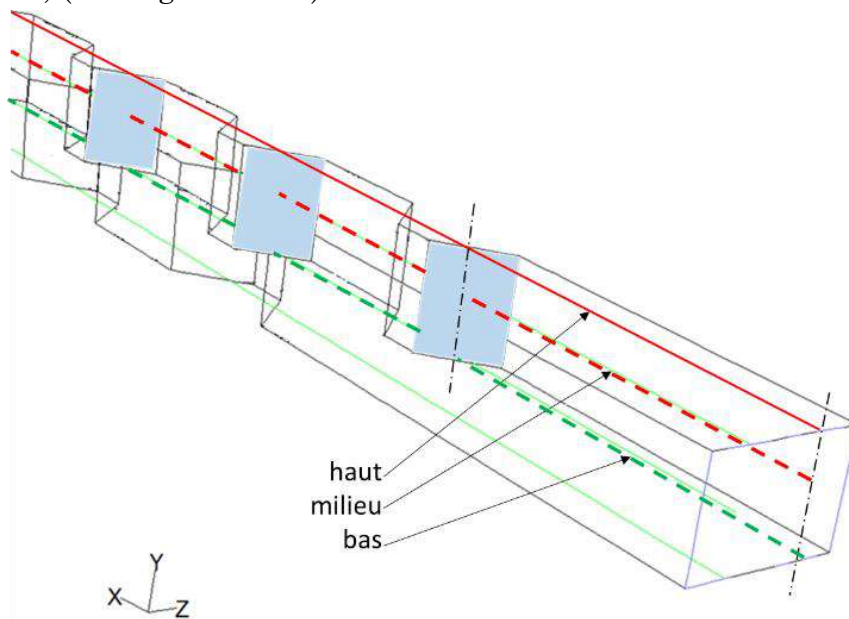


Figure 2.17 – Schémas des lignes références pour la configuration à picots

1^{ère} Méthode de calcul de h

Le coefficient d'échange local est calculé par :

$$h(x) = \frac{q_w(x)}{T_w(x) - T_{in}} \tag{2.16}$$

avec : T_{in} , Température référence égale à celle de l'entrée (c'est une constante).

q_w et T_w : respectivement la densité de flux et température de parois à x (variables avec x).

2^{ème} Méthode de calcul de h

Les valeurs de $h(x)$ sont référées aux lignes longitudinales comme dans la première méthode, sauf que T_{ref} est égale à la température «bulk» du volume total du fluide dans le canal, et est donnée par :

$$h(x) = \frac{q_w(x)}{T_w(x) - T_{bulk}} \tag{2.17}$$

3^{ème} Méthode de calcul de h

Dans ce cas aussi, la température de référence T_{ref} est une constante, et est égale à la moyenne arithmétique des deux températures d'entrée et de sortie $T_{in-out}=(T_{in}+T_{out})/2$. Le coefficient $h(x)$ est donnée par :

$$h(x) = \frac{q_w(x)}{T_w(x) - T_{in-out}} \tag{2.18}$$

b) Température référence variable

Les valeurs de température de référence du fluide $T_{ref}(x)$ sont fonctions de x , elles sont définies par rapport aux facettes du milieu du canal (passage fluide), comme présenté sur la figure ci-dessous :

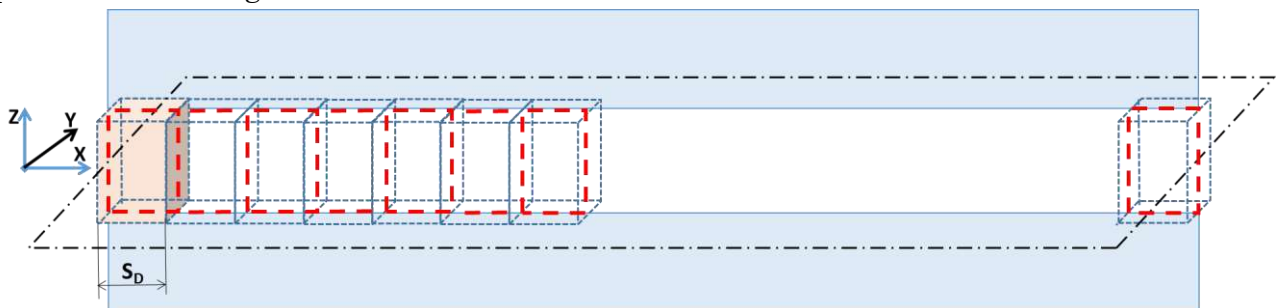


Figure 2.18 – Lignes de références du $h(x)_{moy}$ et volumes élémentaires pour le canal rectangulaire

Pour la configuration des picots, ces valeurs sont calculées séparément pour avoir des valeurs du côté amont et d'autres pour le côté aval de chaque picot, notés respectivement par front et back.

$$\bar{h}(x)_{front} = \frac{\bar{q}_w(x)}{T_w(x) - \bar{T}_f(x)} \Big|_{front} \quad \text{et} \quad \bar{h}(x)_{back} = \frac{\bar{q}_w(x)}{T_w(x) - \bar{T}_f(x)} \Big|_{back} \tag{2.19}$$

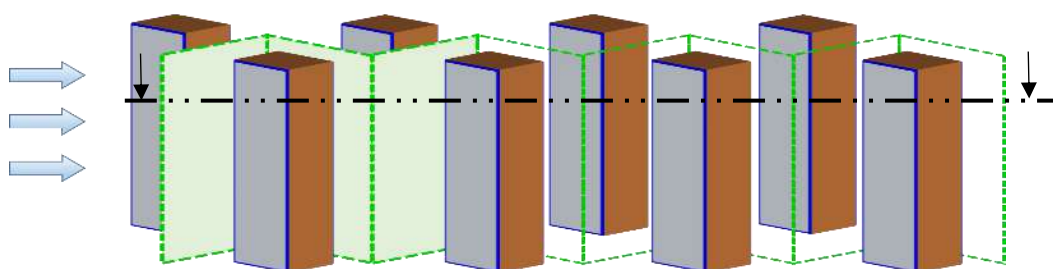


Figure 2.19 – Facettes de référence de $h(x)_{moy}$ pour les picots

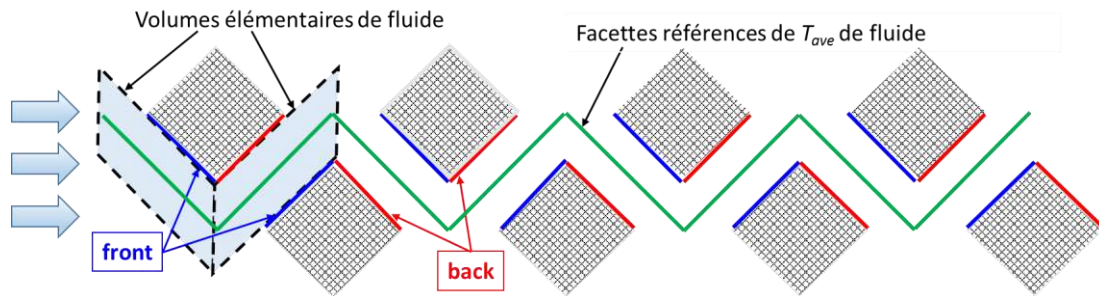


Figure 2.20 – Vue de coupe : Volumes élémentaires et facettes de référence des picots

4^{ème} Méthode de calcul de h

Cette fois, les valeurs de $h(x)$ sont définies par une série de segments (en 2-D) ou une série de facettes (en 3-D) des volumes élémentaires, telle que chacune d'elle corresponde à une valeur moyenne sur une face de picot (front ou back) :

$$\bar{h}(x) = \frac{\bar{q}_w(x)}{\bar{T}_w(x) - \bar{T}_f(x)} \tag{2.20}$$

$\bar{q}_w(x)$ et $\bar{T}_w(x)$: sont respectivement les valeurs moyennes de densité de flux et de température à la paroi pour chaque facette de picot à la position x .

$\bar{T}_f(x)$: est la température moyenne du fluide de la facette du plan de symétrie à la position x liée à chaque volume élémentaire.

5^{ème} Méthode de calcul du h

Dans cette dernière méthode, les valeurs de h local sont référées aux 4 facettes autour de chaque picot (i), dans la direction longitudinale, telle que chacune d'elle corresponde à une valeur périphérie du picot (i).

$$h(i) = \frac{\bar{q}_w(i)}{\bar{T}_w(i) - \bar{T}_f(i)} \tag{2.21}$$

où $\bar{q}_w(i)$, $\bar{T}_w(i)$ et $\bar{T}_f(i)$ sont les quantités moyennes autour d'un picot (i).

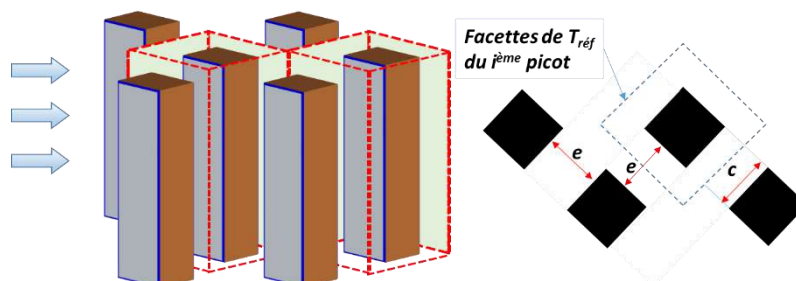


Figure 2.21 – Facettes de référence autour de chaque picot

2.9.6. Illustration des méthodes de calcul de T_{ref} et h local

Les figures 2.22 et 2.23 illustrent respectivement l'évolution longitudinale de la température de référence et du coefficient d'échange associé pour les quatre premières

méthodes d'évolution de T_{ref} . La 5^{ème} méthode donne des résultats peu différents la 4^{ème}. Elle ne présente d'intérêt que pour les picots de bord, où le chauffage est fortement asymétrique à cause des effets du bord. Elle ne sera pas illustrée dans les exemples traités.

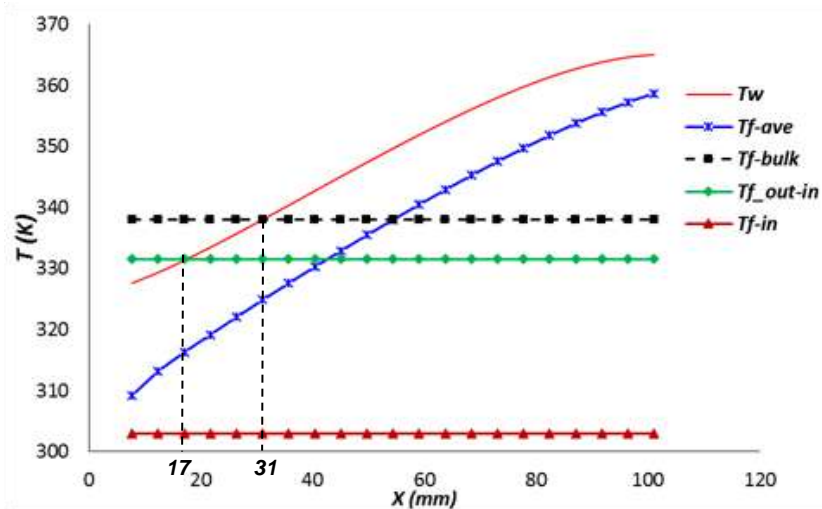


Figure 2.22 – Comparaison des différentes températures référence de fluide pour MCP ($e=1.6mm$ et $\dot{m} = 0.04 kg/mn$)

Il parait évident que l'approche du coefficient d'échange local est non-satisfaisante lorsqu'on utilise T_{out-in} et T_{bulk} : une discontinuité du profil est observée aux positions $x=17$ et $x = 31$, qui correspondent respectivement à $T_w - T_{out-in} = 0$ et $T_w - T_{bulk} = 0$. Le coefficient d'échange local tend vers des valeurs très petites à la sortie du dissipateur pour les trois cas à températures constantes (T_{out-in} , T_{bulk} et T_{in}). Comme il est connu en littérature, le profil du coefficient d'échange commence par de grandes valeurs puis décroît vers des valeurs asymptotiques, qui correspondent à un régime bien établi. [60]

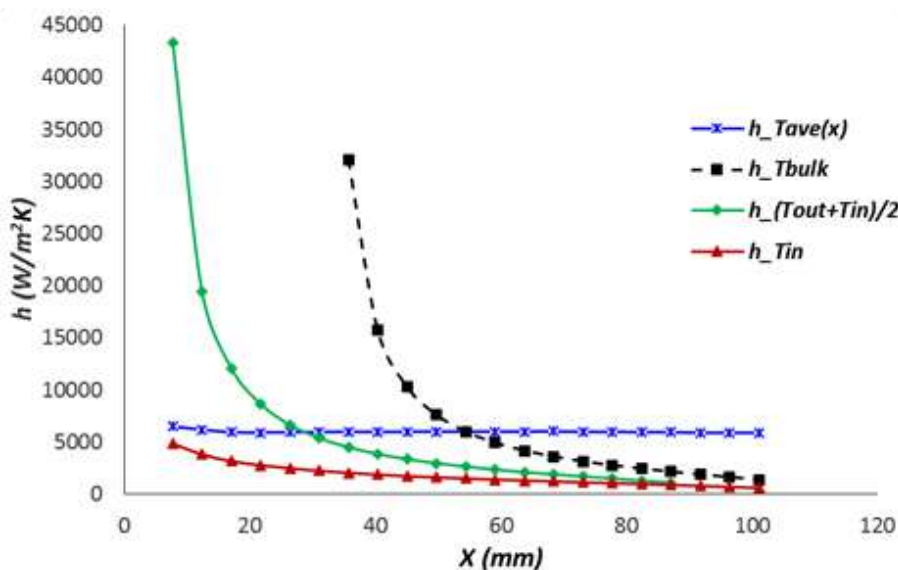


Figure 2.23 – Comparaison des coefficients d'échange locaux ($e = 1.6mm$, $q=100 kW/m^2$ et $\dot{m}=0.04 kg/mn$)

2.9.7. Calcul du coefficient d'échange moyen " h_{moy} "

$$h_{moy} = \sum h(x) / N_x \quad (2.22)$$

h_{moy} : la moyenne arithmétique de l'ensemble des valeurs locales $h(x)$, si le maillage est régulier, (ou par la méthode du trapèze pour le maillage irrégulier).

2.10. Conclusion

Dans ce chapitre, la problématique de la thèse est mise en exergue en se positionnant par rapport aux travaux de la littérature. La formulation mathématique a été soigneusement établie avec une attention particulière de la phénoménologie du problème traité. La mise en œuvre de la simulation numérique est consolidée par un choix judicieux de la méthode de résolution, des conditions aux limites adéquates et du maillage du domaine de calcul. Il est à noter que la comparaison de plusieurs modèles de turbulence, exhaustivement décrits en annexes, a permis de cibler les modèles les plus adaptés avec les conditions de l'écoulement et qui seront testés dans le chapitre suivant. Une étude fine des méthodes de traitement proche paroi a été menée pour sélectionner un modèle qui rend compte de l'échelle des géométries étudiées. La finalité est de pouvoir estimer de manière rigoureuse le coefficient d'échange de chaleur, local et moyen, dans la géométrie étudiée. Il est à mentionner que la température de référence du fluide varie tout au long du domaine, ce qui engendre un post traitement relativement conséquent des champs thermiques pour son évaluation de manière fine. Différentes méthodes d'évaluation du coefficient d'échange local ont été présentées. Elles seront comparées dans le chapitre suivant.

Chapitre III

Validation du modèle numérique

Chapitre III

Validation du modèle numérique

3.1. Introduction

Ce 3^{ème} chapitre présente une description des expériences de A.Hamza et M.Liu qui nous servent comme références de comparaison pour la validation de la modélisation numérique. Les résultats comparés pour les différents modèles de turbulence sont abordés, il y a aussi l'étude d'influence du maillage, qui permettra de tester le plus convenable pour le type des géométries étudiées. La validation de nos simulations est faite par la confrontation des résultats issus de l'expérimentation numérique avec ceux des mesures expérimentales de Hamza [49,50] et Liu [22].

3.2. Expérimentation de A. Hamza

Cette partie concerne la description des moyens expérimentaux utilisés par A. Hamza [49,50]. Deux dissipateurs de chaleur prototypes ont été conçus pour le refroidissement des optiques utilisées sur les lignes de lumières de SOLEIL. Ils ont été testés dans une chambre à vide montée dans le labo d'expérimentation fluide du synchrotron soleil. Le premier est un dissipateur à mini-canaux rectangulaires PPF (Parallel Plate Fin) et le second à picots DPF (Diamond Pin Fin), figure 3.1. L'idée était de déterminer les performances dynamiques et thermiques des deux prototypes à travers une étude paramétrique afin de maîtriser et optimiser le refroidissement des optiques. Les dissipateurs de chaleur, de forme extérieure parallélépipédique, sont fabriqués en cuivre. Ils regroupent deux parties, une partie inférieure où sont gravés les canaux ou les picots et une supérieure servant de couvercle. La face inférieure reçoit un flux de chaleur équivalant à la puissance apportée par le faisceau de lumière (figure 3.2). Pour le refroidissement du dissipateur, dix mini-canaux de section rectangulaire $0.35 \times 1.6 \text{ mm}^2$, et de 100 mm de longueur ont été gravés dans la base du dissipateur (figure 3.1).

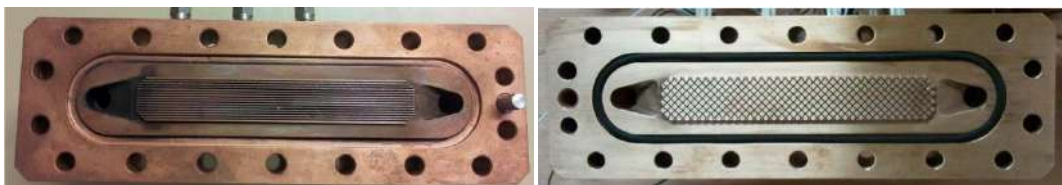


Figure 3.1 – Dissipateur à mini-canaux rectangulaires (à gauche) et dissipateur à picots (à droite) [49]

La puissance est diffusée par l'intermédiaire de 4 cartouches chauffantes placées dans des logements de la partie gravée et répartis sur la longueur du dissipateur. La température est mesurée à l'aide de thermocouples isolés et insérés à l'intérieur des parties solides. Ils sont placés au-dessus de chaque logement de cartouche.

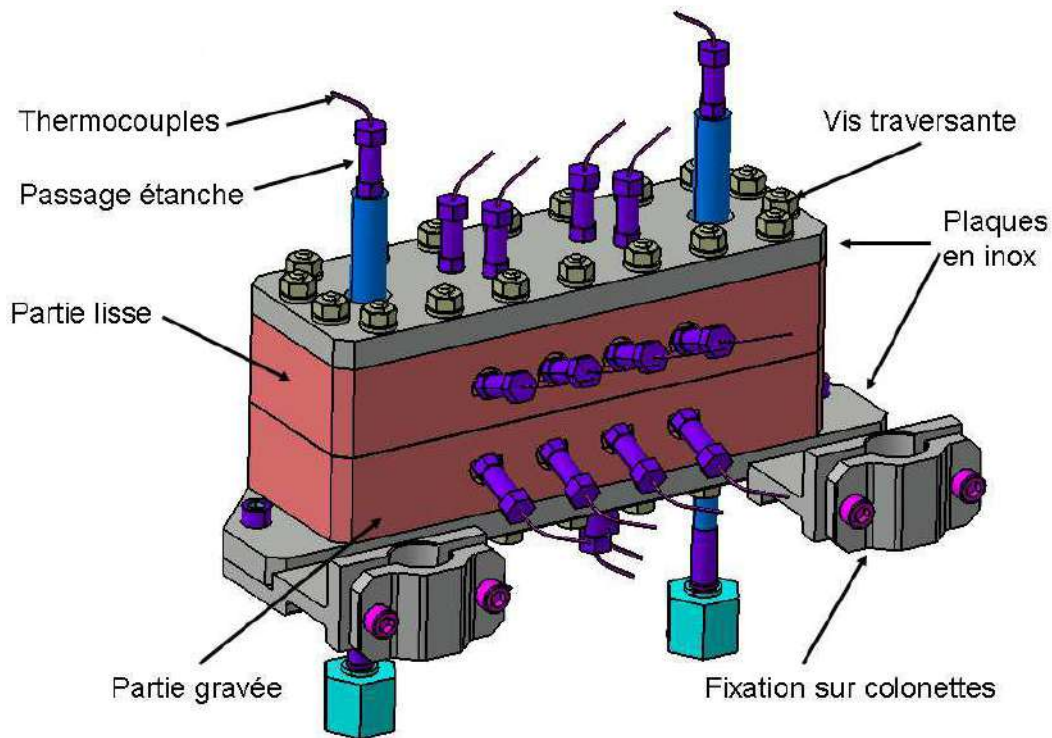


Figure 3.2 – Assemblage des deux parties (Les deux parties assemblées d'après thèse) A. HAMZA [49]

La mesure de l'écoulement, notamment le débit et la pression, se font respectivement par l'intermédiaire de débitmètres et de capteurs de pression.

- **Débitmètres** : un pour des débits supérieurs à 6 kg/mn ($0.5\text{--}25\text{kg/mn}$ précision 3%) et un 2^{ème} pour les inférieurs à 6 kg/mn ($0.8\text{--}5\text{kg/mn}$).
- **Capteur de pression** (relative) :
 - a) Capteur mesure de 0 à 16 bars avec une précision de 0.5%.
 - b) Capteur mesure de 0 à 3.5 bars avec une précision de 0.25% et supporte une surpression de 10 bars.
 - c) Capteurs différentiels de 0 à 170 mbar et une précision de 0.5%.
- **Thermocouples** :

Des thermocouples adhésifs (type T) sont utilisés pour mesurer la température des dissipateurs, avec une très bonne sensibilité et précision entre 0 – 400°C.

❖ **Chaîne de contrôle et d'acquisition :**

Les appareils de mesure et de contrôle de puissance sont reliés à un automate (type S7-300 Siemens). Un système modulaire, qui pilote tous les appareils de mesure (cartes thermocouples et capteurs) et de contrôle (gradateur de puissance).

3.3. Description de l'expérience de M. Liu

Cette section concerne la description des expériences réalisées par M. Liu [22]. La figure (3.3) représente un schéma de l'installation expérimentale de M. Liu, qui consiste

en un système de refroidissement, une unité de chauffage et de contrôle, une unité d'acquisition et de traitement de données.

Dans le système de refroidissement, un réservoir à basse température est utilisé pour maintenir la température d'entrée à une valeur fixée durant l'expérimentation. L'eau déionisée est véhiculée dans l'échangeur à basse température à travers un adoucisseur et un filtre de 50 μm . Puis elle subit une déviation dans une jonction en deux parties, par le biais d'une vanne à trois directions.

Le simulateur de source de chaleur est fabriqué à partir d'un bloc de cuivre pure et est chauffé par huit cartouches d'une puissance de 300 W, qui ont été insérées à la base du bloc de cuivre (figure 3.4).

Les cartouches chauffantes sont contrôlées par un ajusteur de puissance. La partie supérieure du dissipateur du bloc de cuivre forme un cube $20 \times 20 \times 20 \text{ mm}$, la base de la partie inférieure en cuivre est de 80 mm de diamètre et 110 mm de hauteur. Toutes les surfaces sont bien isolées (par Aspen Aerogels, $\lambda = 0.012 \text{ W/mK}$) mis à part la face supérieure, à travers laquelle le transfert s'effectue en 1-D.

Le flux de chaleur est appliqué en quantités constantes et contrôlées par un dispositif à puissance réglable. La collecte de données avec l'unité de traitement, les dispositifs de mesures, le système d'acquisition/contrôle, sont liés à un PC pour enregistrer les données mesurées (température, pression, vitesse, ...) du dissipateur à micro-canaux.

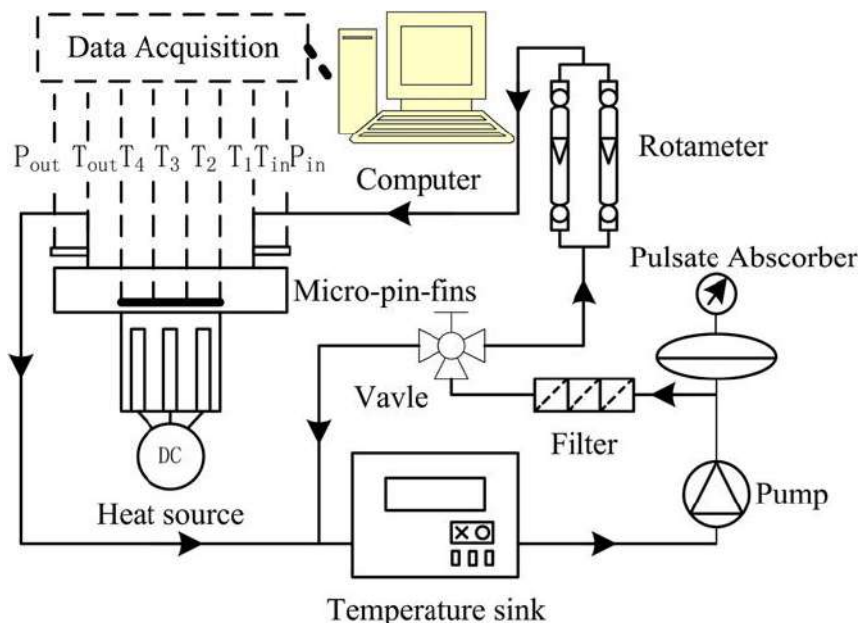


Figure 3.3 – Schéma du banc expérimental [22]

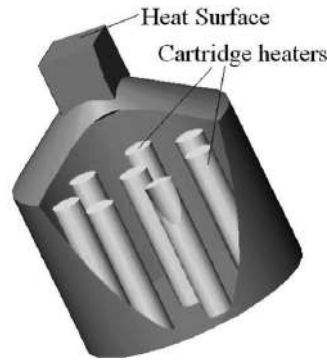


Figure 3.4 – Simulateur de la source de chaleur [22]

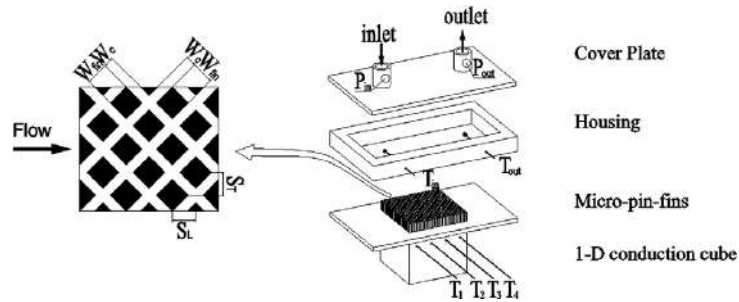


Figure 3.5 – La structure des picots du micro-dissipateur DPF [22]

Le micro dissipateur à picots (schématisé sur la figure 3.5), est constitué d'un couvercle plat, un compartiment, une matrice de picots et un cube à conduction unidirectionnel, (surface supérieure de 2 cm²). Deux types de micro-dissipateur avec 625 picots losange en quinconce, de 3 mm de hauteur, sont gravés sur une plaque en cuivre. La vue supérieure de la matrice des picots est présentée sur la figure 3.6. Le tableau 3.1 regroupe les dimensions des picots qui sont mesurées par microscopie électronique à balayage SEM (Scanning Electron Microscopy). La figure 3.6 montre les images SEM des deux micro-dissipateurs.

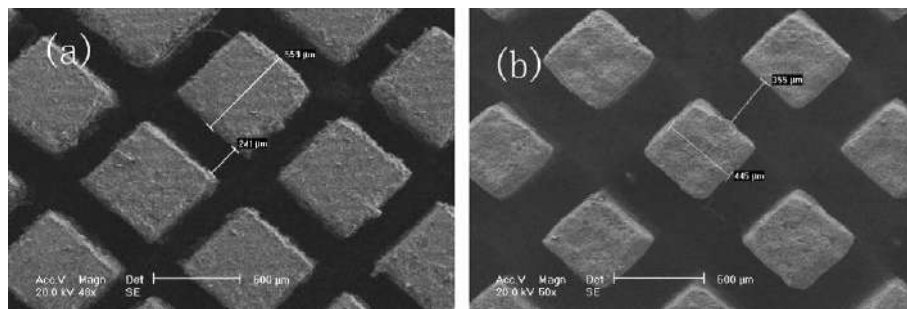


Figure 3.6 – Images SEM des deux matrices de picots M. Liu [22]
 (a) Section 559 × 559 μm² (type 1) et (b) section 445 × 445 μm² (type 2).

Tableau 3.1. Dimensions du micro-dissipateur à picots (mm) de M. Liu [22]

No	Longueur (L)	Largeur (W)	Hauteur (H)	Largeur canal (W _c)	Largeur picot (W _{fin})	S _T = S _L
Type 1	20	20	3	0.241	0.559	0.5657
Type 2	20	20	3	0.355	0.445	0.5657

3.4. Tests des modèles de turbulence

Dans cette première partie, une série de tests a été faite sur deux configurations, dont une similaire à celle étudiée expérimentalement par A.Hamza [49,50]. Différents modèles de turbulence ont été comparés ($Sk-\varepsilon$, $RNGk-\varepsilon$, $Rk-\varepsilon$, $SSTk-w$, RSM et LES) pour des débits allant de 0.3 à 3 kg/mn , et 2 sections de passage fluide (mini et micro-canaux). La largeur du passage fluide est 1.2mm pour la configuration notée par "2D120" et 0.35mm pour celle notée "2D035".

Le régime d'écoulement est considéré stationnaire pour l'ensemble des modèles de turbulence, à l'exception du modèle LES qui est de nature instationnaire.

Il a noté qu'une comparaison des modèles de turbulence a été faite pour choisir celui qui est le plus approprié à la modélisation numérique de ce type de géométrie.

- Configurations testées pour un passage : ($e = 1.2\text{ mm}$ et 0.15 mm).
- Faible nombre de Reynolds ($Re < 1500$).

Par la suite, le modèle de turbulence utilisé dans les simulations est le modèle "realisable $k-\varepsilon$ " avec un traitement avancé au niveau de parois (Enhanced Wall treatment).

Schéma numérique : SIMPLE pour le couplage pression-vitesse, schéma 2ndOrdre Upwind pour le reste des variables.

Stratégie de calcul : lancer les premiers calculs avec le modèle standard $k-\varepsilon$ et avec realisable $k-\varepsilon$ (standard Wall treatment) jusqu'à convergence, puis relancer le calcul avec (Enhanced Wall treatment) afin d'éviter tout problème de convergence lié aux grandeurs de l'équation d'énergie.

3.4.1. Débit modéré ($\dot{m} = 0.3 \text{ kg/mn}$)

a) Champs de pression : Configuration "2D120"

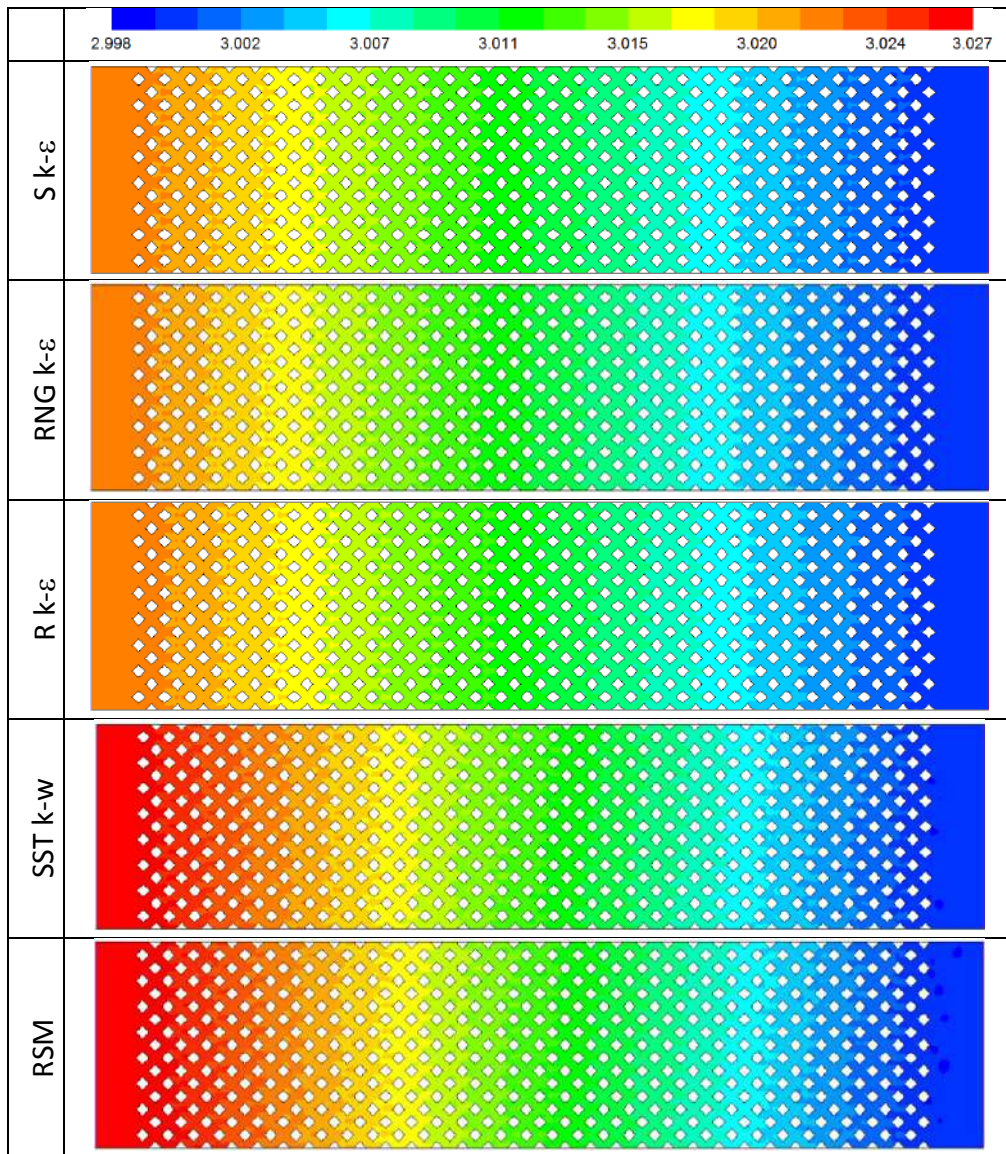


Figure 3.7 – Contours de pression absolue (bars) – comparaison des modèles

Tableau 3.2. Comparaison des modèles de turbulence pour la config. 2D120 avec $\dot{m}=0.3 \text{ kg/mn}$

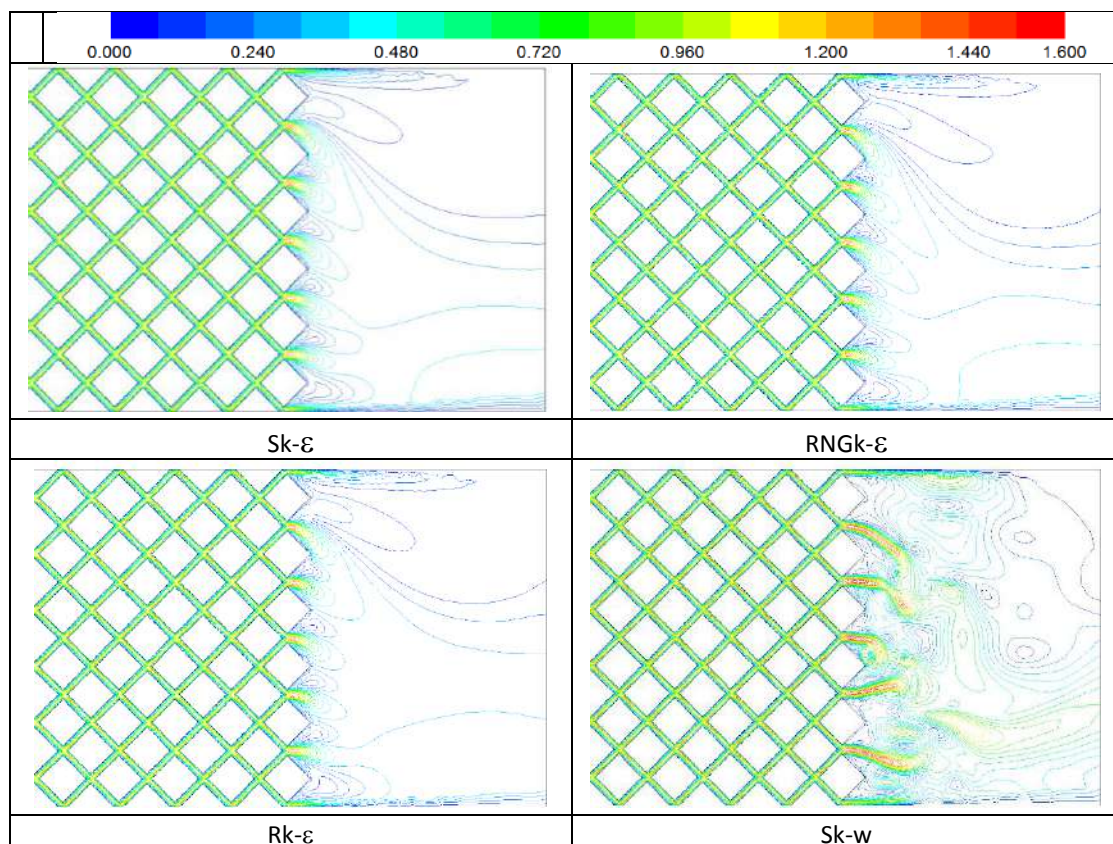
Modèle	$\Delta P \text{ (mbar)}$	$U_{max} \text{ (m/s)}$	$T_s \text{ (K)}$
S $k-\varepsilon$	22	0.397	353.2
RNG $k-\varepsilon$	22	0.396	353.3
R $k-\varepsilon$	22	0.396	353.2
S $k-w$	21	0.340	353.2
SS $k-w$	26	0.610	352.3
RSM	20	0.354	353.1

Tableau 3.3. Comparaison des modèles de turbulence pour la config. 2D035 avec $\dot{m}=0.3 \text{ kg/mn}$

Modèle de turbulence	Nbr. Iter.	ΔP Mbar	U_{max} m/s	T_s K
S $k-\varepsilon$	3178	419	1.46	355.5
RNG	2950	433	1.55	355.9
R $k-\varepsilon$	3220	433	1.55	355.8
S kw	21608	431	1.59	358.5
SST kw	6296	431	1.53	358.5
RSM	3402	431	1.49	356.3
LES SG wall	$t=3s$	447	1.58	358.5

- Nous remarquons que pour la configuration avec un passage fluide petit ($e=0.35mm$), les pertes de charge ont augmenté d'une manière significative par rapport au cas $e=1.2mm$; presque 20 fois pour les modèles RANS, et 16 – 17 fois pour SST k-w et LES, en comparaison avec la configuration 2D120 ($e = 1.2 \text{ mm}$).
- L'écart de température à la sortie entre les différents modèles est de 3 K. Ceci montre l'influence du modèle de turbulence sur les résultats de la simulation numérique, notamment pour les écoulements dans des espaces réduits ($e = 0.35mm$).

b) Contours de vitesse : Configuration "2D035"



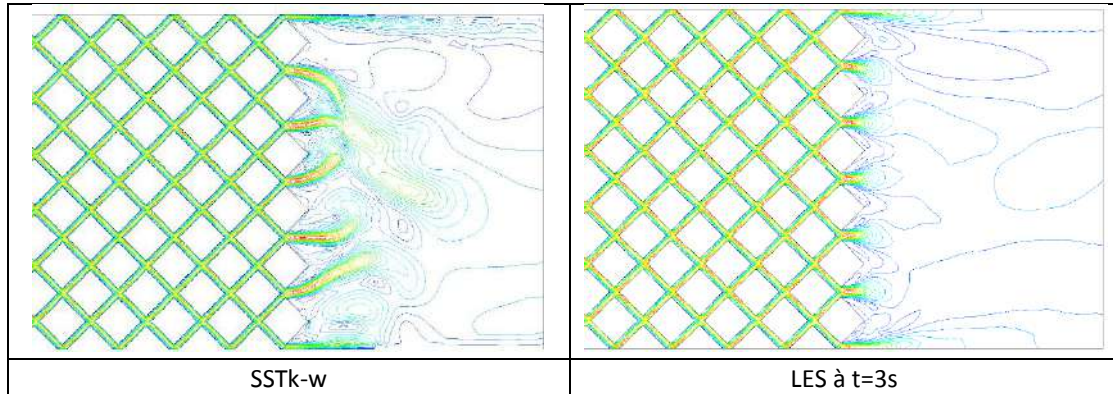


Figure 3.8 – Contours de vitesse - comparaison des modèles de turbulence

3.4.2. Débit élevé ($\dot{m} = 3 \text{ kg/mn}$)

a) Perte de charge :

Tableau 3.4. Comparaison des modèles de turbulence pour la config. 2D035 avec 3 kg/mn

Modèle turbulence	Nbr. Iter.	ΔP bar	U_{max} m/s
S k- ϵ	151	37.252	14.87
RNG k- ϵ	238	38.931	15.31
Rk- ϵ	280	38.394	15.35
SST kw	558	48.099	16.55

b) Contours de vitesse : Configuration "2D035"

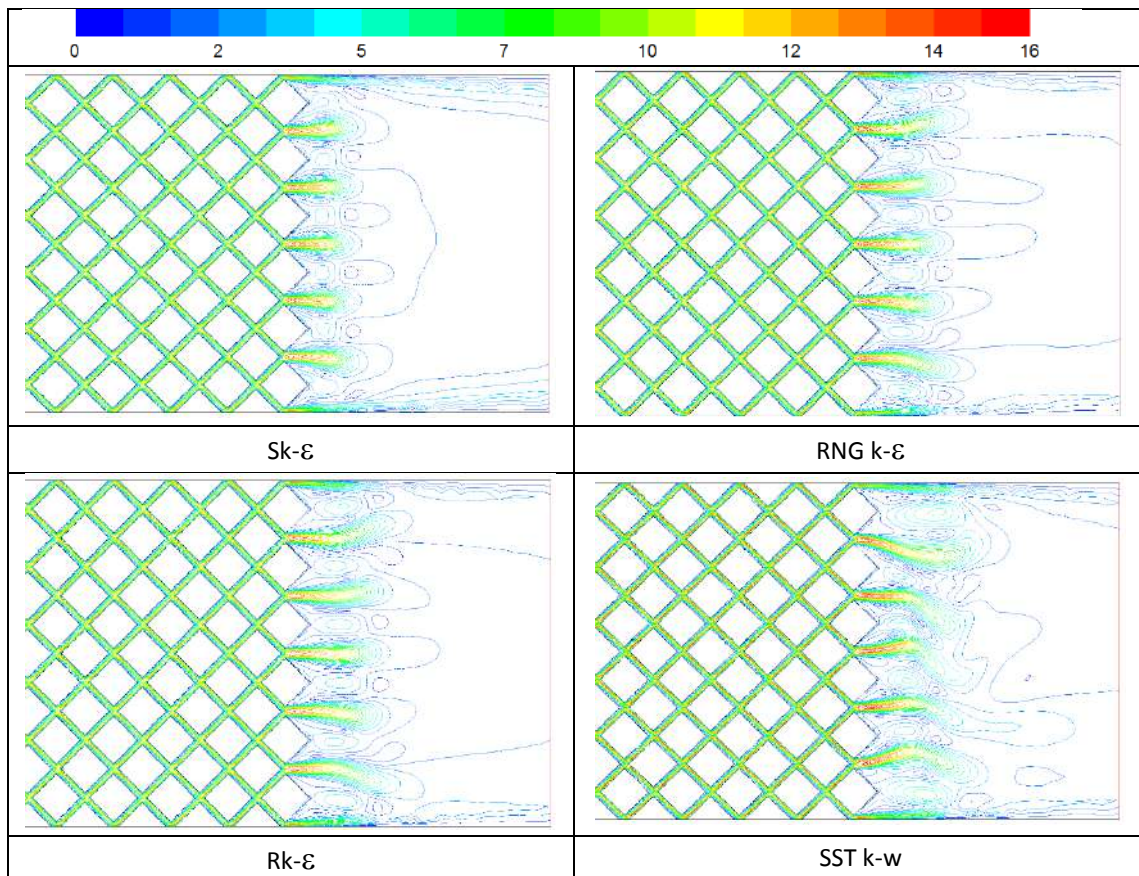


Figure 3.9 – Contours de vitesse (m/s) – comparaison des modèles de turbulence

3.4.3. Débit faible ($\dot{m} = 0.1 \text{ kg/mn}$)

a) Contours de température et vecteurs vitesse : Configuration "2D120"

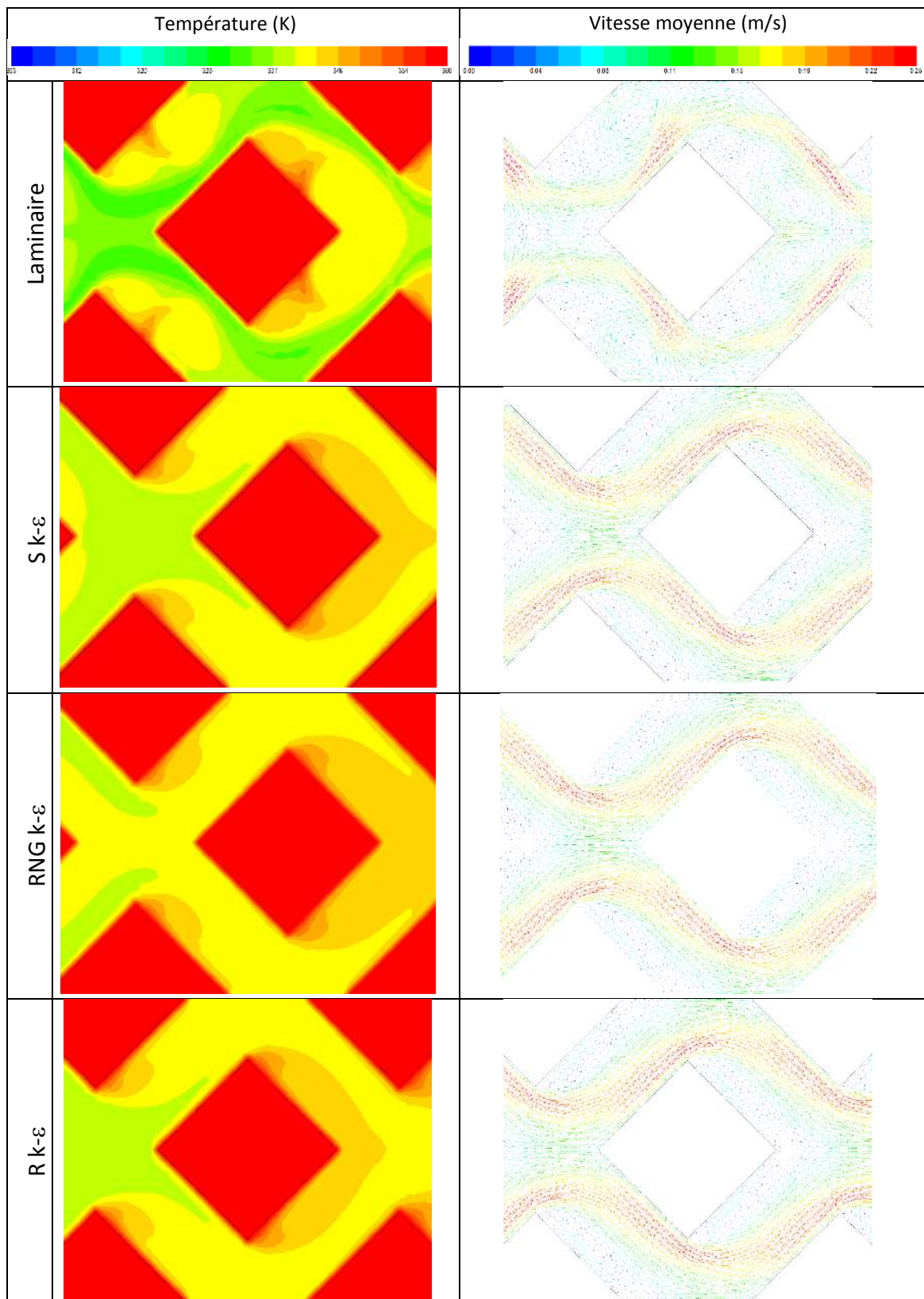


Figure 3.10 – Comparaison des contours de température et vecteur vitesse ($\dot{m}=0.1 \text{ kg/mn}$)

La figure 3.10 présente une comparaison des contours de température et de vitesse avec différents modèles de turbulence, pour le cas d'un passage fluide ($e=1.2mm$), avec : $\dot{m} = 0.1 \text{ kg/mn}$, $Re_c = 132$, $Dh_c = 1.797 \text{ mm}$, et un maillage F:10858 nœuds. Le modèle "Realisable $k-\varepsilon$ " donne une meilleure représentation du champ dynamique (zones de recirculations et accélérations du fluide). De même que pour le champ thermique, les zones chaudes (à températures élevées), se localisent dans les recirculations, tandis que les régions accélérées présentent les zones fluides les plus froides. Cela est expliqué par le fait que le fluide est étranglé lors de son passage entre la zone de recirculation et la paroi du picot opposé, ce qui entraîne la forte accélération du fluide.

a) Cas d'un passage fluide large : ($e = 1.2 \text{ mm}$)

Tableau 3.5. Comparaison des modèles avec très faible Re ($\dot{m} = 0.01 \text{ kg/mn}$ et $e=1.2 \text{ mm}$)

Modèle	Nbr. itération	ΔP mbar	T_s K	U_{max} m/s
lam	735	< 0.1	357.8	0.02
S k- ε	1552	< 0.1	359.2	0.02
RNG k- ε	1630	< 0.1	359.3	0.02
R k- ε	1484	< 0.1	359.1	0.02
S k-w	735	< 0.1	357.8	0.02
SST k-w	735	< 0.1	357.8	0.02

avec : $\dot{m} = 0.01 \text{ kg/mn}$, $U_{in} = 0.006 \text{ m/s}$, $U_c = 0.01 \text{ m/s}$, $Re_c = 13$, $Dh_c = 1.371 \text{ mm}$ avec F:10858 nœuds.

Dans le cas de l'écoulement à très faible nombre de Reynolds ($Re = 13$) et un passage fluide (canal) large ($e = 1.2 \text{ mm}$), nous constatons un bon accord entre tous les modèles. A noter que, la vitesse maximale dans les canaux est le double par rapport à la vitesse débitante ($U_{max} = 2U_c$). Les pertes de charge sont très minimales à très faibles débits (< 0.1 mbar) pour tous les modèles.

Tableau 3.6. Comparaison des modèles avec faible Re (0.1 kg/mn)

Modèle	Nbr. Itér.	ΔP mbar	T_s K	U_{max} m/s
lam	>30000	4	342.2	0.41
S k- ε	2617	3	348.3	0.24
RNG k- ε	30107	3	347.3	0.24
R k- ε	2626	3	348.4	0.24
S k-w	>24000	4	344.4	0.41
SST k-w	1955	5	346.1	0.4

avec : $\dot{m} = 0.1 \text{ kg/mn}$, $U_{in} = 0.06 \text{ m/s}$, $U_c = 0.096 \text{ m/s}$, $Re_c = 132$, $Dh_c = 1.371 \text{ mm}$, avec F : 10858 nœuds.

Pour le cas de l'écoulement à faible Re (132) et un passage fluide large ($e = 1.2 \text{ mm}$), la convergence des modèles laminaire et S k-w n'a pas été possible.

Un bon accord est enregistré entre les autres modèles. Les pertes de charge sont toujours relativement petites (< 5 mbar) pour tous les modèles.

Tableau 3.7. Comparaison des modèles avec débit élevé ($\dot{m} = 0,9 \text{ kg/mn}$)

Modèle	Nbr Itér.	ΔP mbar	T_s K	U_{max} m/s
lam	>40000	390	315.8	5.05
S k- ε	2106	225	319.6	2.07
RNG k- ε	2150	238	320.1	2.24
R k- ε	2146	242	320.1	2.19
S k-w	1374	355	321.7	3.59
SST k-w	4728	359	322.0	3.54

avec : $\dot{m} = 0.9 \text{ kg/mn}$, $U_{in} = 0.539 \text{ m/s}$, $U_c = 0.868 \text{ m/s}$, $Re_c = 1185$, $Dh_c = 1.371 \text{ mm}$, avec F:10858 nœuds.

Dans le cas de l'écoulement avec $Re = 1185$ et un passage fluide large ($e = 1.2 \text{ mm}$), seul le modèle laminaire qui n'a pas convergé. Un bon accord entre les modèles de type $k-\varepsilon$ a été obtenu. Cependant, une surestimation de U_{max} et ΔP pour les modèles $k-w$ par rapport aux modèles de la famille $k-\varepsilon$.

Les pertes de charge sont de l'ordre 230 pour les modèles $k-\varepsilon$, mais de l'ordre 360 pour les modèles $k-w$.

b) Cas d'un passage fluide très étroit : ($e = 0.15 \text{ mm}$)

Tableau 3.8. Comparaison des modèles avec très faible débit ($\dot{m} = 0.01 \text{ kg/mn}$)

Modèle	Nbr. itération	ΔP mbar	T_s K	U_{max} m/s
lam	725	4	357.8	0.09
S $k-\varepsilon$	2220	2	353.4	0.09
RNG $k-\varepsilon$	2251	4	351.9	0.09
R $k-\varepsilon$	1218	4	357.9	0.09
	724	4	357.8	0.09
SST $k-w$	724	4	357.8	0.09

avec : $\dot{m} = 0.01 \text{ kg/mn}$, $U_{in} = 0.006 \text{ m/s}$, $U_c = 0.053 \text{ m/s}$, $Re_c = 15$, $Dh_c = 0.274 \text{ mm}$, avec F:10858 nœuds.

Tableau 3.9. Comparaison des modèles avec faible débit ($\dot{m} = 0.1 \text{ kg/mn}$)

Modèles	Nbr. Itér.	ΔP mbar	T_s K	U_{max} m/s
lam	1747	140	352.8	0.96
S $k-\varepsilon$	5609	140	355.1	0.97
RNG $k-\varepsilon$	7002	140	353.7	0.97
R $k-\varepsilon$	4702	140	355.6	0.97
S $k-w$	3318	141	354.1	0.98
SST $k-w$	7002	140	354.4	0.98

avec : $\dot{m} = 0.1 \text{ kg/mn}$, $U_{in} = 0.06 \text{ m/s}$, $U_c = 0.534 \text{ m/s}$, $Re_c = 146$, $Dh_c = 0.274 \text{ mm}$ avec F:10858 nœuds.

Tableau 3.10. Comparaison des modèles avec débit élevé ($\dot{m} = 0.9 \text{ kg/mn}$)

Modèle	Nbr. itération	ΔP bar	T_s K	U_{max} m/s
lam	>286190	4.775	343.6	12.2
S $k-\varepsilon$	8803	5.212	350.6	9.7
RNG $k-\varepsilon$	10465	5.573	349.5	8.97
R $k-\varepsilon$	9571	5.571	349.9	8.97
S $k-w$	118100	5.141	354.7	11.6
SST $k-w$	111000	5.175	348.6	10.8

avec : $\dot{m} = 09 \text{ kg/mn}$, $U_{in} = 0.539 \text{ m/s}$, $U_c = 4.808 \text{ m/s}$, $Re_c = 1312$, $Dh_c = 0.274 \text{ mm}$, avec F:10858 nœuds.

3.4.4. Comparaison des profils du coefficient d'échange

Dans cette partie, les modèles de turbulence utilisés dans les calculs de simulation numérique ont été comparés, à travers des confrontations de profils du coefficient d'échange de tous ces modèles.

Les profils h_{local} sont comparés pour un cas de passage fluide large ($e = 1.2 \text{ mm}$) et un faible nombre de Reynolds, dont les données sont présentées sur le tableau 3.6 ($Re =$

132, $\dot{m} = 0.1 \text{ kg/mn}$). Nous rappelons ici que le nombre de Reynolds est basé sur la vitesse maximale du canal (parcours du fluide), $Re = U_{max} \times D_h / \nu$.

Dans les figures 3.11 et 3.12, le profil du modèle *RNG k-ε* apparaît légèrement différent des deux modèles *Sk-ε* et *Rk-ε* qui coïncident quasiment. Le modèle laminaire est très loin avec les deux autres modèles *k-w*, qui présentent des oscillations instables (convergence de solution non atteinte).

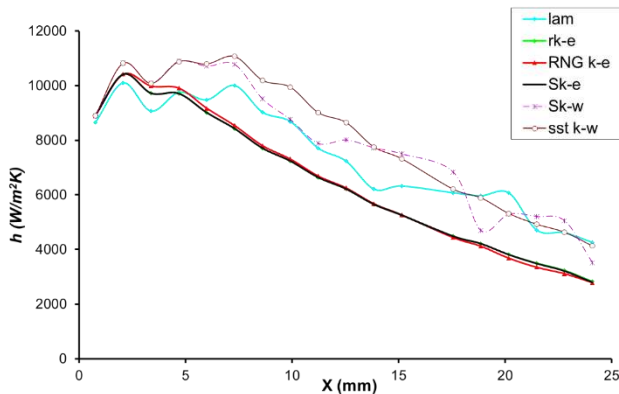


Figure 3.11 – Profils h_{local} "front" ($\dot{m}=0.1\text{kg/mn}$)

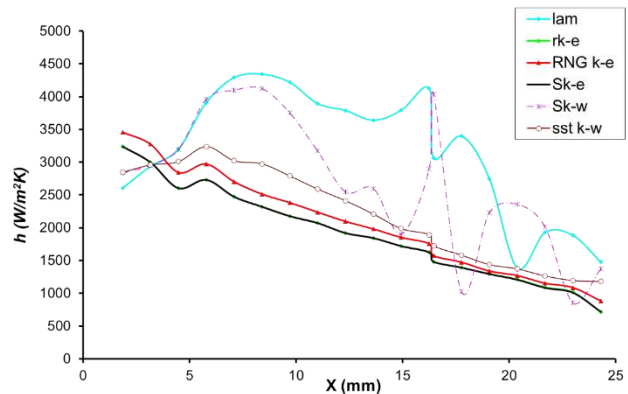


Figure 3.12 – Profils h_{local} "back" ($\dot{m}=0.1\text{kg/mn}$)

Les modèles *S k-w* et *SST- k-w* sont à écarter car ils présentent une sous-estimation des pertes de charge et donnent une mauvaise prédiction des évaluations du coefficient d'échange, à cause des perturbations générées par les picots (turbulence de l'écoulement tout autour). Le modèle laminaire reste valable uniquement pour les cas des très faibles débits dans des espaces relativement larges ($e=1.6\text{mm}$). La compétition restent entre les fameux trois types de *k-ε* (Std, RNG et Réalisable). Le dernier, présente une meilleure prédiction du champ dynamique de l'écoulement avec un temps de calcul relativement inférieur, soit en régime transitoire ou complètement turbulent. La confrontation avec des données expérimentales montrera (plus loin dans le manuscrit) que ce modèle donne toujours des résultats stables quelle que soit l'épaisseur du passage fluide.

3.5. Tests de maillage

L'étude du maillage est faite sur deux configurations à picots faisant deux espacements de passage fluide différents ($e = 0.15 \text{ mm}$ et $e = 1.2 \text{ mm}$), en appliquant deux débits différents faible et élevé (0.01 et 0.9 kg/mn).

Nous avons utilisé un traitement de parois amélioré (détaillé dans le chapitre de modélisation). Ce qui ne nécessite pas un maillage fin au voisinage des parois, car le modèle prend en charge le traitement (proche paroi) de cette zone d'une façon automatique. Tout en respectant la condition $2 < y^+ < 5$ pour les cellules adjacentes à la zone solide (en contact avec les parois).

Une étude paramétrique est réalisée sur plusieurs maillages en comparant les profils du coefficient d'échange par convection h_{local} et de la température du fluide T_f le long du canal.

Il est à noter dans cette section, que le test de maillage a été réalisé sur un seul canal ou picot (problème symétrique). Ainsi le modèle "Realisable $k-\varepsilon$ " a été utilisé dans cette étude, car il présente une meilleure prédiction du champs dynamique et estimation des pertes de charge.

a) Cas d'un passage fluide large : ($e = 1.2 \text{ mm}$)

Les paramètres des 8 maillages testés sont présentés dans le tableau 3.11. Dans le cas du passage fluide élargi ($e = 1.2 \text{ mm}$) et avec faible débit (0.1 kg/mn), les profils F et E sont proches et donne une erreur relative moyenne inférieure à 4%. Cela est confirmé sur les figures 3.13 et 3.14 qui représentent respectivement les profils du coefficient d'échange et les profils de température pour les différents maillages.

Tableau 3.11. Paramètres du maillage pour ($e = 1.2 \text{ mm}$)

Config.	A	B	C	D	E	F	G	H
Nbr. de Nœuds	1950	2563	3935	5841	8173	10858	20169	35604
Nbr. d'itérations de calcul	406	922	1192	1531	1798	2284	2323	5935
Taille minimale de cellule (mm)	0.3	0.25	0.18	0.15	0.12	0.1	0.07	0.05

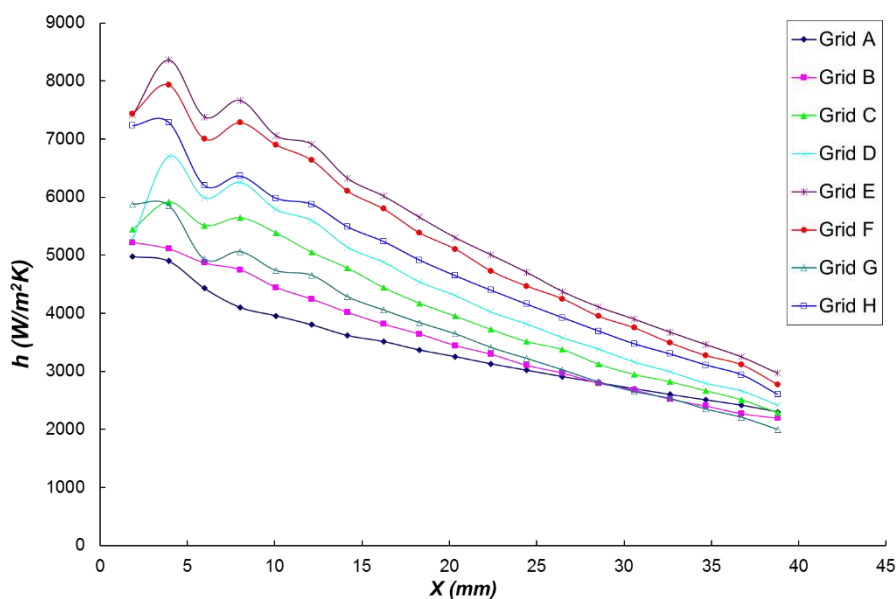


Figure 3.13 – Comparaison des profils h_{local} « Front » ($e = 1.2 \text{ mm}$ et 0.1 kg/mn)

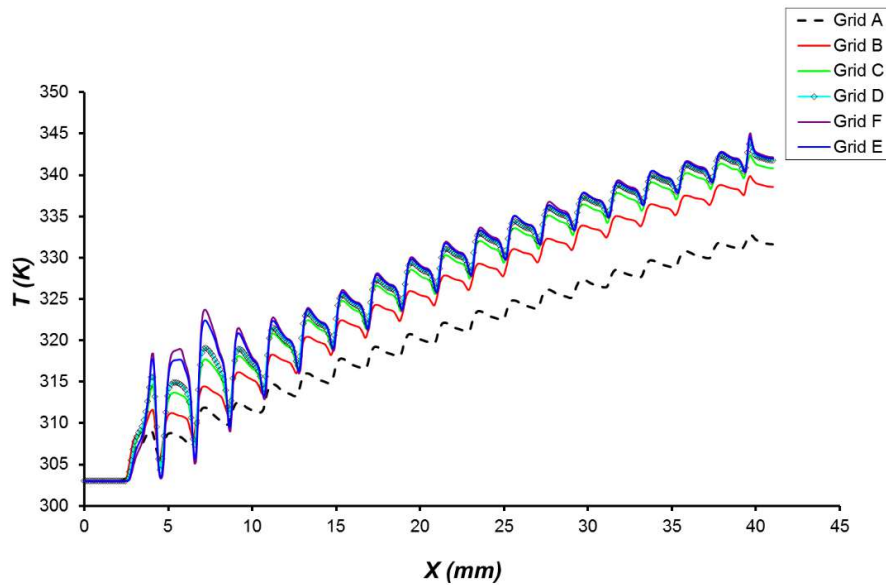


Figure 3.14 – Température statique de la ligne du milieu du canal ($e = 1.2 \text{ mm}$ et 0.01 kg/mn)

b) Cas d'un passage fluide très étroit : ($e = 0.15 \text{ mm}$)

Dans le cas du passage fluide plus petit ($e = 0.15 \text{ mm}$), et à très faible débit (0.01 kg/mn), les valeurs h des profils des maillages D et E sont très proches avec une erreur relative moyenne inférieure à 3%, (figure 3.15).

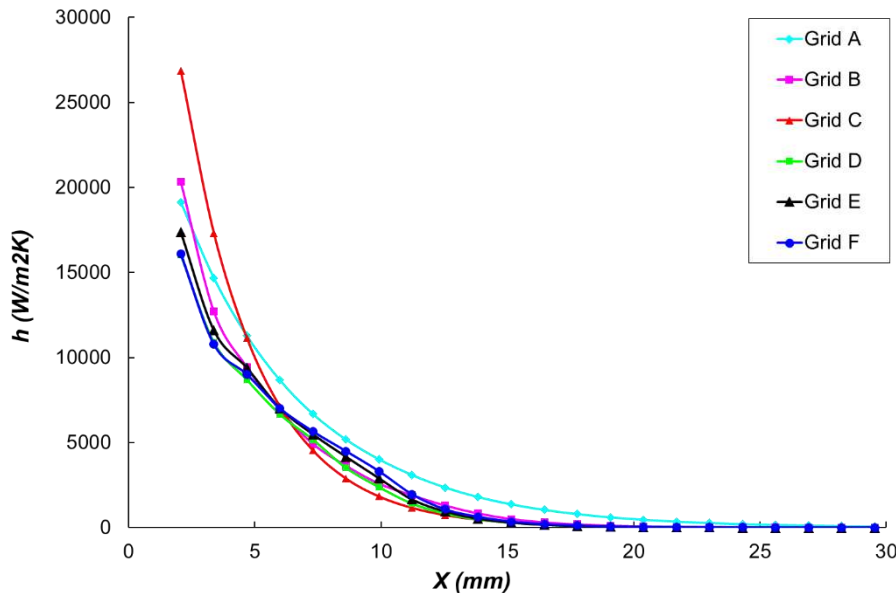


Figure 3.15 – Comparaison des profils h_{local} « Front » ($e = 0.15 \text{ mm}$ et 0.01 kg/mn)

L'application du traitement proche paroi amélioré a permis d'avoir de bons résultats sans avoir besoin de trop raffiner le maillage, ce qui représente un gain en place mémoire et en temps de calcul.

Cela est bien visible sur la figure (3.16) des contours de température et (3.17) des vecteurs de vitesse. La zone de recirculation est nettement visible à partir d'un maillage E.

Les deux figures 3.16 et 3.17 présentent les champs de vecteurs vitesse de la configuration à passage très étroit ($e=0.15$), avec deux débits ($0.01kg/mn$ et $0.9kg/mn$). On distingue bien la zone de recirculation de l'écoulement, qui se forme derrière les cimes de chaque picot sur toute la longueur du canal. Nous pouvons aussi distinguer que cette région se rétrécit pour les faibles débits et s'élargie lorsque le débit augmente.

Tableau 3.12. Paramètres de maillage pour ($e = 0.15\text{ mm}$)

Config.	A	B	C	D	E	F
Nbr. de Nœuds	5653	9331	18998	27841	35893	52555
Nbr. d'itération de calcul	408	927	1600	2711	2715	4392
Taille minimale des cellules	0.1	0.05	0.0375	0.03	0.025	0.02

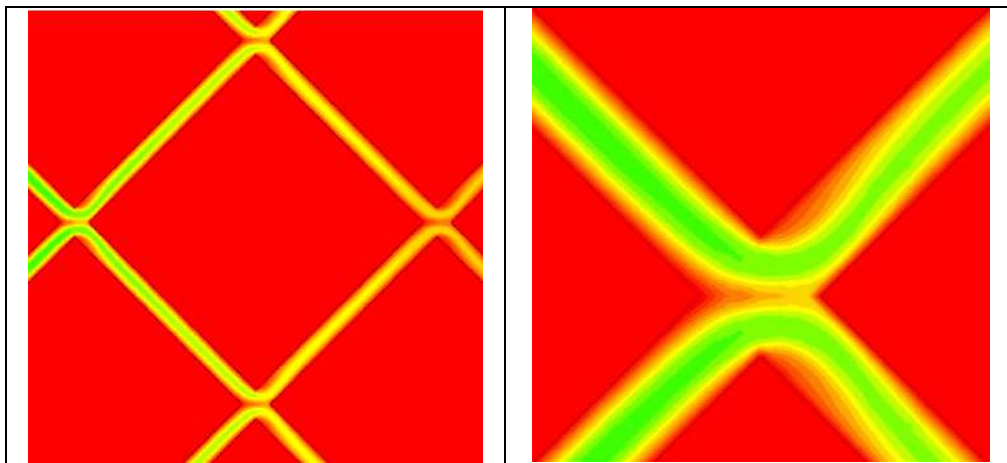


Figure 3.16 – Contours de température statique "maillage E" ($e = 0.15\text{ mm}$)

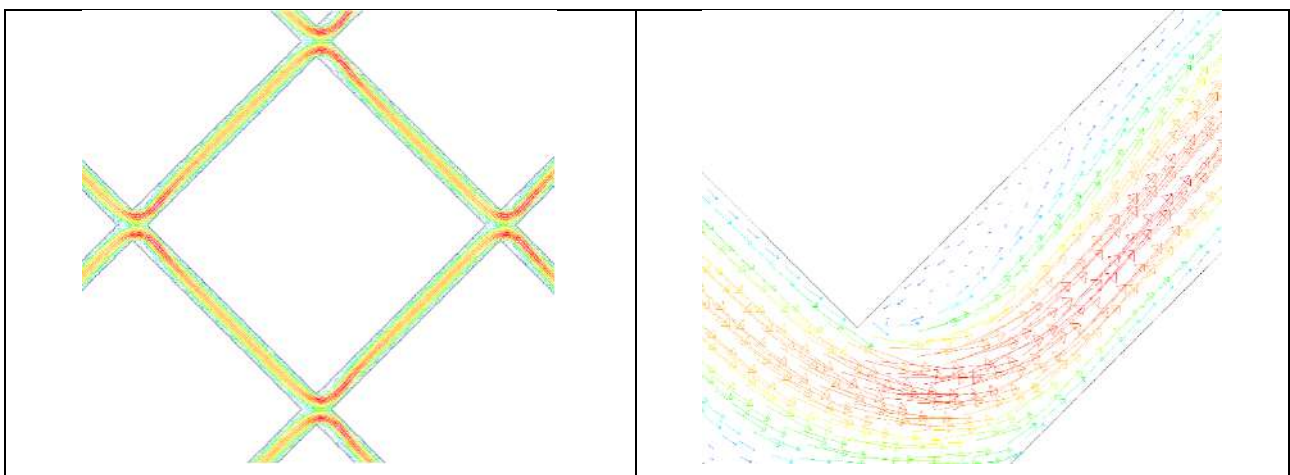


Figure 3.17 – Vecteurs de vitesse colorés par la vitesse moyenne "maillage E" (0.9 kg/mn)

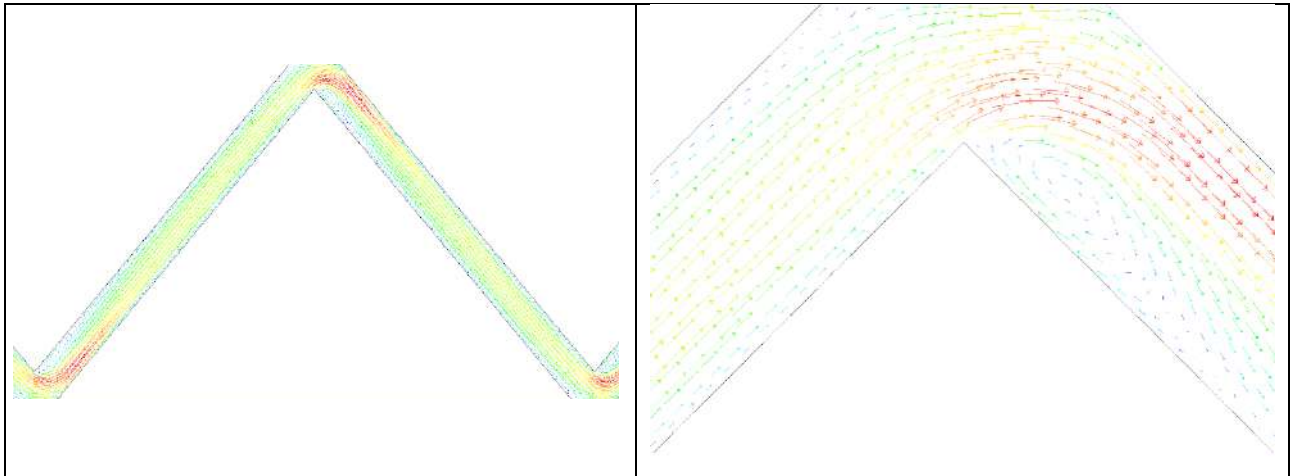


Figure 3.18 – Vecteurs de vitesse colorés par la vitesse moyenne "maillage E" (0.01 kg/mn)

c) Cas d'un passage fluide élargi : ($e = 1.2 \text{ mm}$)

Le fait de continuer à affiner le maillage au-delà de la configuration " F " va engendrer des erreurs de calcul dues à l'effet de troncature ce qui aura un impact sur l'exactitude et la qualité des résultats obtenus. Ceci peut donner des résultats sans sens physique, comme présenté ci-dessous sur la figure (3.19) avec les deux cas de maillages tests F et H. Les zones de recirculation sont bien claires dans le cas "test F" alors qu'elles deviennent estompées dans le "test H", bien que ce dernier ait un maillage beaucoup plus fin que le premier. Donc le fait de continuer à affiner le maillage dans ce type de géométrie a une limite, sinon on risque d'avoir une divergence ou une expansion des erreurs.

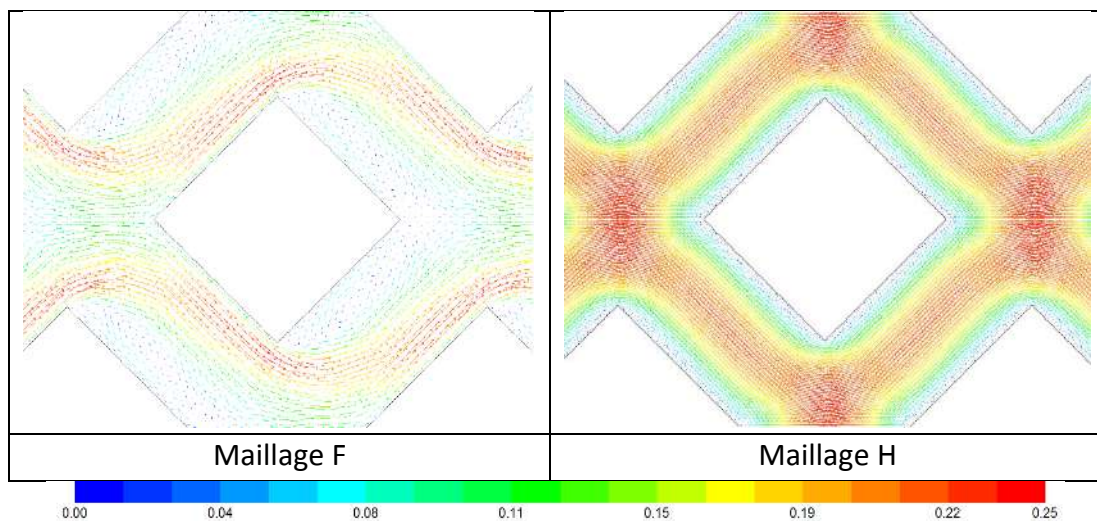


Figure 3.19 – Champs des vecteurs de vitesse m/s ($e = 1.2 \text{ mm}$ et 0.01 kg/mn)

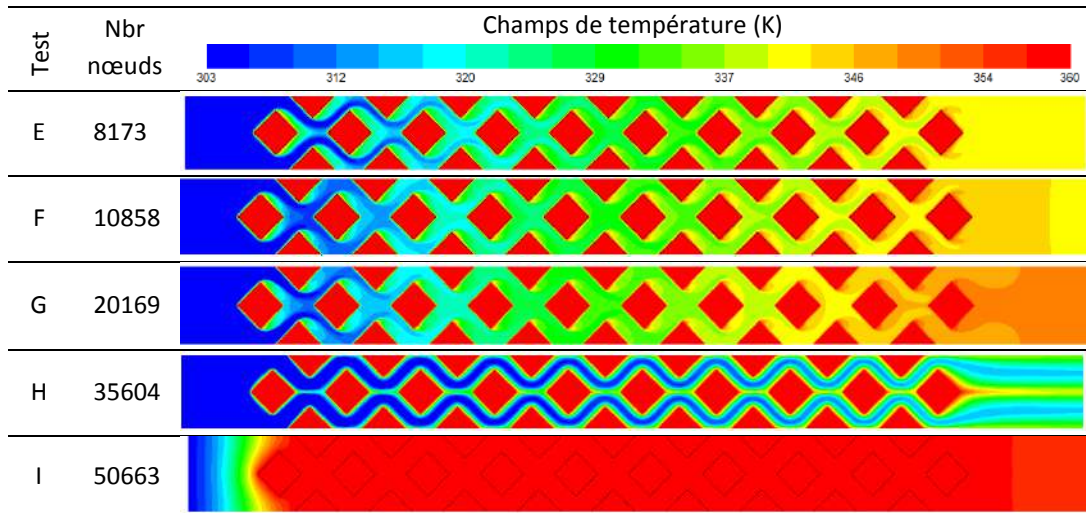


Figure 3.20 – Champs de température pour différents tests de maillage

La figure 3.20 montre l’effet du raffinement du maillage sur la répartition du champ de température statique de fluide pour le cas de passage fluide ($e=1.2mm$). On observe bien qu’au-delà du maillage "G", la répartition de T_f devient sans sens physique à cause de l’amplification des erreurs de calcul.

Nous avons donc, opté pour le maillage "E" pour les cas ($e = 0.15 mm$ et $0.35 mm$) et le maillage "F" pour les fortes valeurs de e ($e = 1.2 mm$).

La figure 3.21 montre des exemples de maillage sur la géométrie entière une fois le maillage (Grid E) choisi pour la faible largeur de passage fluide (Grid F) pour la grande largeur du passage fluide, respectivement $e = 1.2 mm$ et $e = 0.35 mm$.

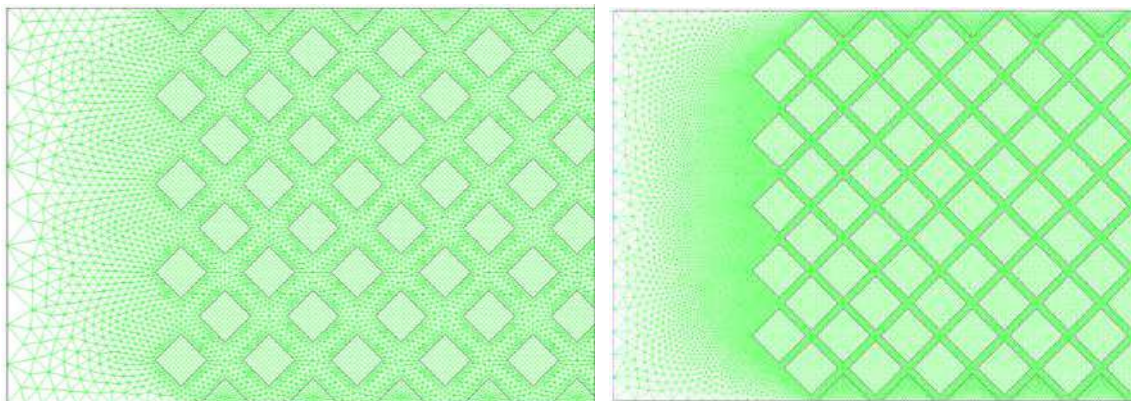


Figure 3.21 – Maillages de la configuration MCP : $e = 1.2 mm$ et $e = 0.35 mm$

Le tableau suivant présente quelques exemples de maillage utilisé pour résoudre le problème sur de la géométrie entière.

Tableau 3.13. Exemple de Maillages adoptés après différents tests

Géométries	Type maillage	Nbr. de rangés	Passage e (mm)	Longueur (mm)	Largeur (mm)	Nbr. Nœuds	Nbr. faces	Nbr. cellules
(A) 2D035	Tri-quad	34	0.35	118	27.152	217 839	488 952	271 048
(B) Picot_118 (2D_dyn.)	Tri-quad	62	0.7	100	27.159	56 319	132 486	76 142
(C) Picot_118 (2D_Dyn.)	Tri-quad	62	1.2	118	27.159	166 292	410 871	244 518
(D) Picot_118 (3D_dyn+therm)	Tert-quad	62	1.2	118	27.159	459 318	1 555 296	489 036

3.6. Choix de la température de référence pour l'évaluation de h

3.6.1. Coefficient h moyenné sur 11 points des facettes "front et back"

Le coefficient d'échange local $h(x)$ est évalué sur chaque facette front et back, sur chacune de ces facettes, la température $T_w(x)$ est la moyenne des 11 points des lignes 1 à 11 et la température référence de fluide est $T_{ref}=T_{bulk}$.

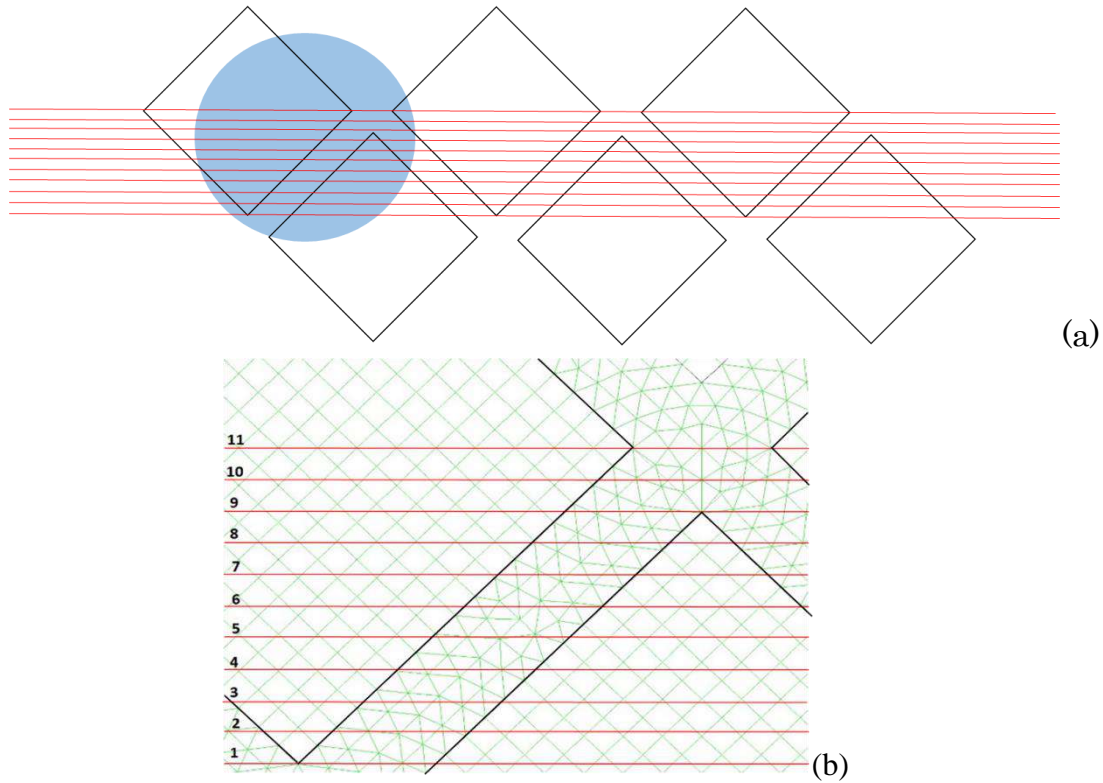


Figure 3.22 – Lignes de références pour calculer h

La figure 3.23 présente les profils du coefficient h local pour les faces avant et arrière (front & back) des picots pour différents points sur les lignes qui découpent la rangée de picots qui se trouve au milieu de la géométrie (figure 3.29.a).

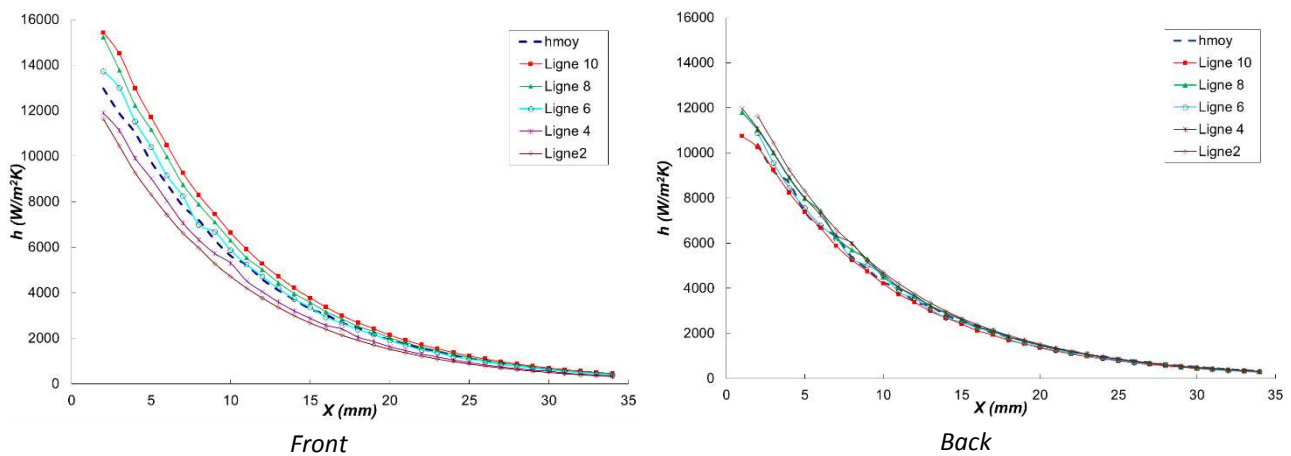


Figure 3.23 – Profils de h pour les lignes (2, 4, 6, 8 et 10) avec ($e=0.35\text{ mm}$ et $\dot{m}=0.3\text{ kg/mn}$)

La figure 3.24 présente l'allure du profil de coefficient d'échange pour un cas de mini picots avec un passage fluide $e = 0.35\text{mm}$ et un débit $\dot{m}=0.3\text{kg/mn}$. Les valeurs de h sont déterminées par rapport à la ligne référence "10" ; les pics maximums correspondent

aux valeurs de facettes frontales (front faces) des picots et les pics minimums correspondent aux valeurs des facettes arrière (back faces). En regroupant ces valeurs, nous obtenons un profil de h sous forme de courbe en "zigzague" (figure 3.24). Cette représentation fine du coefficient d'échange prend en considération toutes les variations locales du coefficient d'échange autour du picot. A notre connaissance, elle n'a pas été présentée dans la littérature auparavant, car elle demande un temps de traitement extrêmement long, du fait du traçage de h point par point.

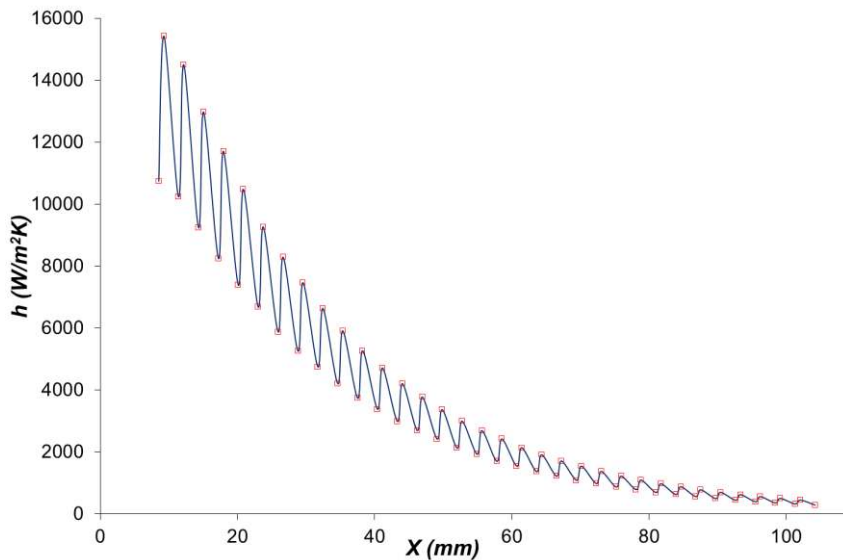


Figure 3.24 – Profil de h pour la ligne N°10 ($e = 0.35 \text{ mm}$ et $\dot{m} = 0.3 \text{ kg/mn}$)

La figure 3.25 présente une comparaison entre le h_{moy} des 11 profils h avec les côtés (front et back) pour les lignes de 1 à 11. Les deux courbes ont une même tendance avec une allure exponentielle négative.

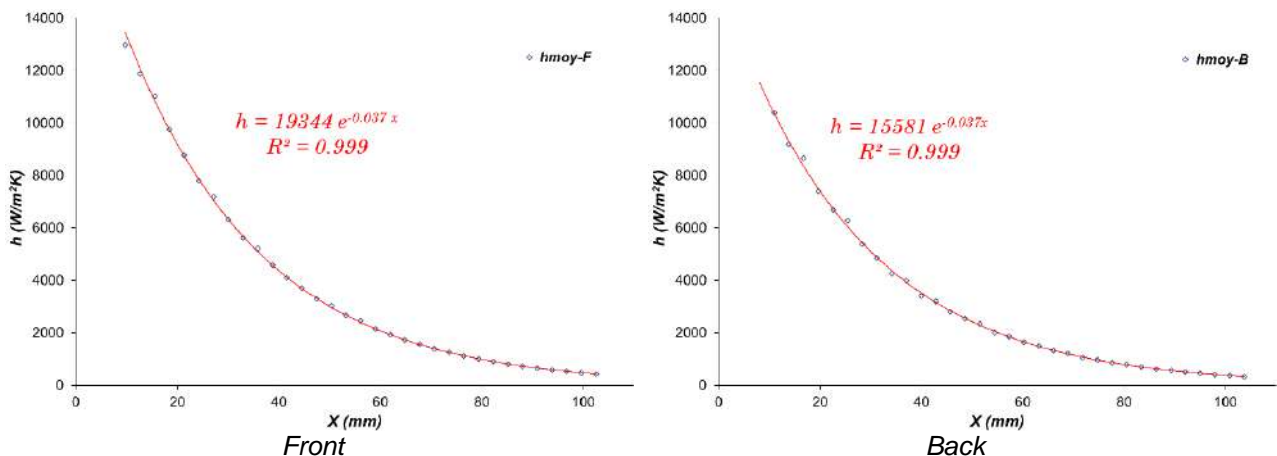


Figure 3.25 – Profils de h moyenné arithmétiquement sur les 11 points coté front et coté back ($e = 0.35 \text{ mm}$ et $\dot{m} = 0.3 \text{ kg/mn}$)

La figure 3.26 présente le profil de h local à très faible débit ($\dot{m} = 0.01 \text{ kg/mn}$) avec différentes largeurs du passage fluide ($e = 0.35 - 0.7$ et 1.2 mm), où chaque point correspond à la valeur moyenne de h sur chaque facette avant "front" et arrière "back"

de chaque picot et cette valeur est attribuée au centre de la facette. Elle est basée sur la température référence T_{bulk} du volume global du fluide.

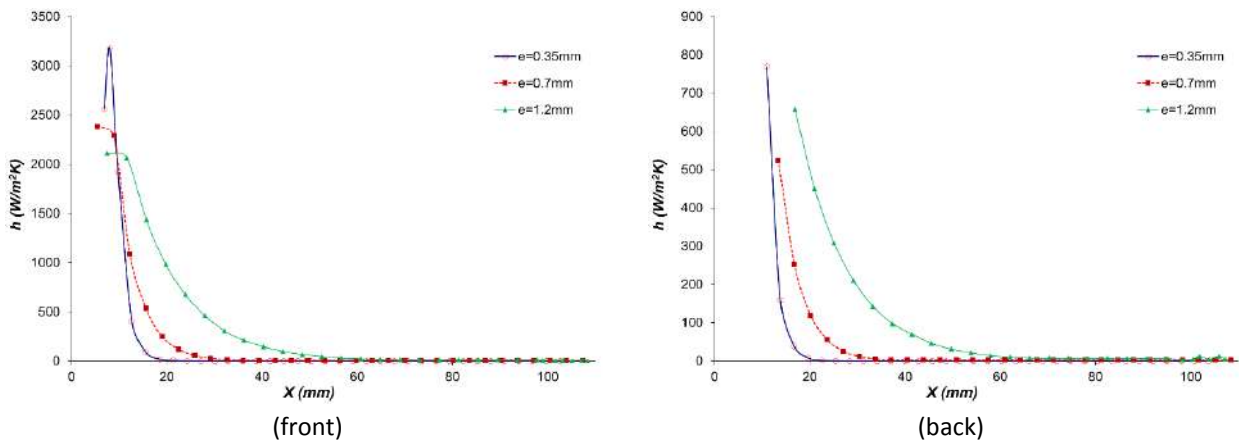


Figure 3.26 – Profils de h à très faible débit $\dot{m} = 0.01 \text{ kg/mn}$

La figure 3.27 représente les mêmes profils pour un débit modéré ($\dot{m} = 0.45 \text{ kg/mn}$) pour les mêmes passages fluide ($e = 0.35 - 0.7$ et 1.2 mm).

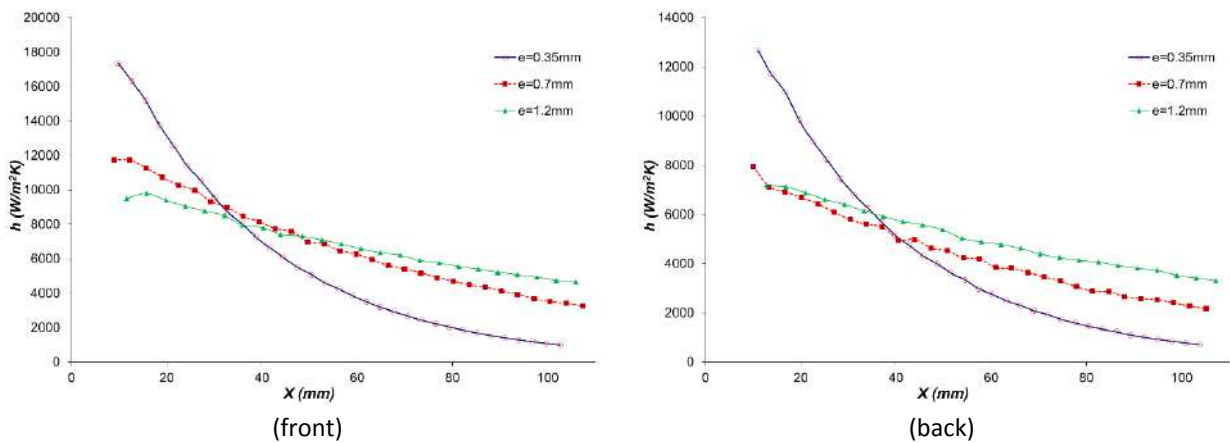


Figure 3.27 – Profils de h à $\dot{m} = 0.45 \text{ kg/mn}$

3.6.2. Détermination de h local en utilisant $T_{ref} = T_f(x)$

Pour avoir plus de précision pour l'évolution de h local, une ligne de référence de température fluide est présentée par l'ensemble des segments (fictifs) au milieu du passage du fluide entre les picots dans la direction longitudinale (voir figure 3.28), une température moyenne $T_f(x)$ est liée à chaque segment x , où x est l'abscisse de son centre de gravité.

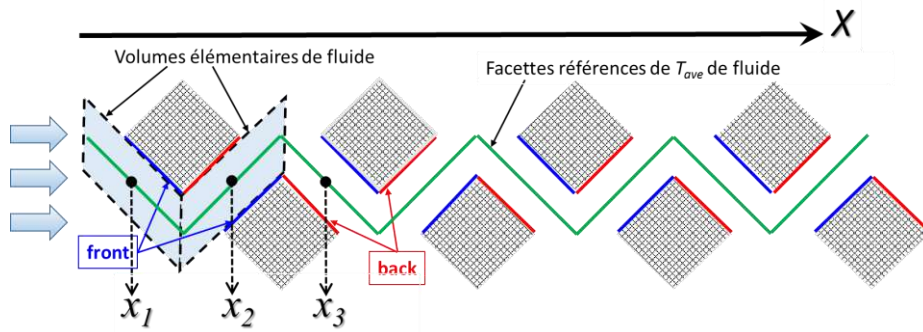


Figure 3.28 – Schéma représentatif des facettes de références pour le cas MCP

avec : $T_{ref}(x) = \frac{1}{N_x} \sum T_f(x)$, et N_x est le nombre de nœuds par segment.

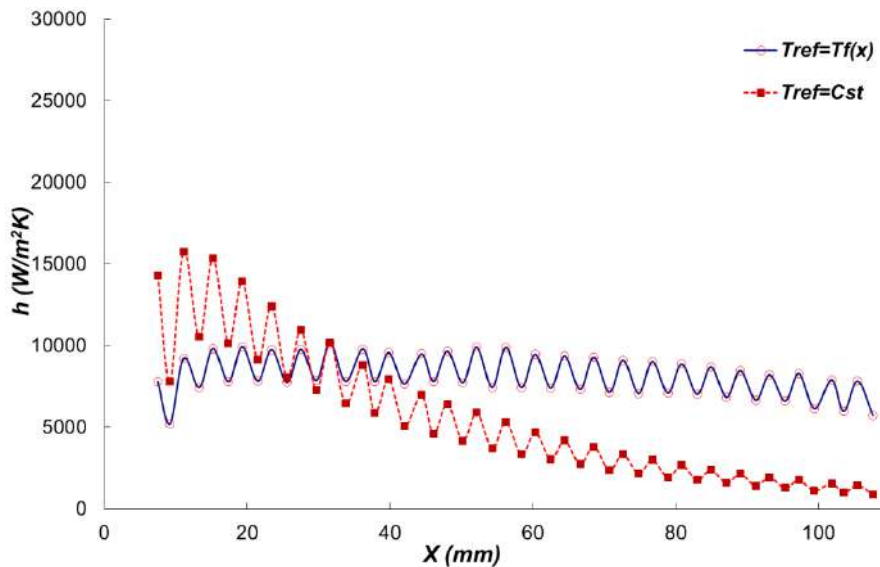
C'est la 4^{ème} méthode présentée au chapitre II pour déterminer le coefficient h (nouvelle approche). Nous rappelons que h moyen du segment à l'abscisse (x), obtenu par un traitement post simulation, est donné par l'expression :

$$\bar{h}(x) = \frac{q_w(x)}{T_w - T_{ref}(x)} \tag{3.1}$$

Cependant, le h donné par le code Fluent, la température de référence du fluide est prise constante, elle est égale à T_{bulk} de tout le volume fluide entre l'entrée et la sortie du domaine, qui est donné par :

$$h(x) = \frac{q_w(x)}{T_w - T_{bulk}} \tag{3.2}$$

Une comparaison entre les profils h calculés et ceux obtenus directement par le code Fluent, pour deux configurations avec des passages fluide ($e = 0.25$ mm et 1.2 mm) et deux valeurs de débits est présenté sur les figures de 3.29 à 3.32. A noter ici que, le coefficient h donné par le code Fluent ne présente pas les bonnes valeurs physiques.



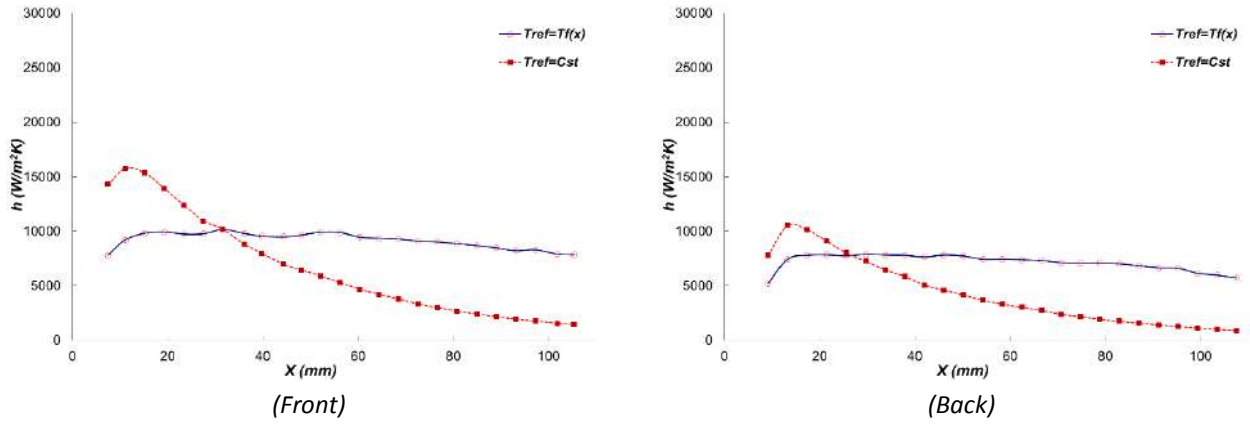


Figure 3.29 – Profils h avec $e = 1.2 \text{ mm}$ et $\dot{m} = 0.1 \text{ kg/mn}$

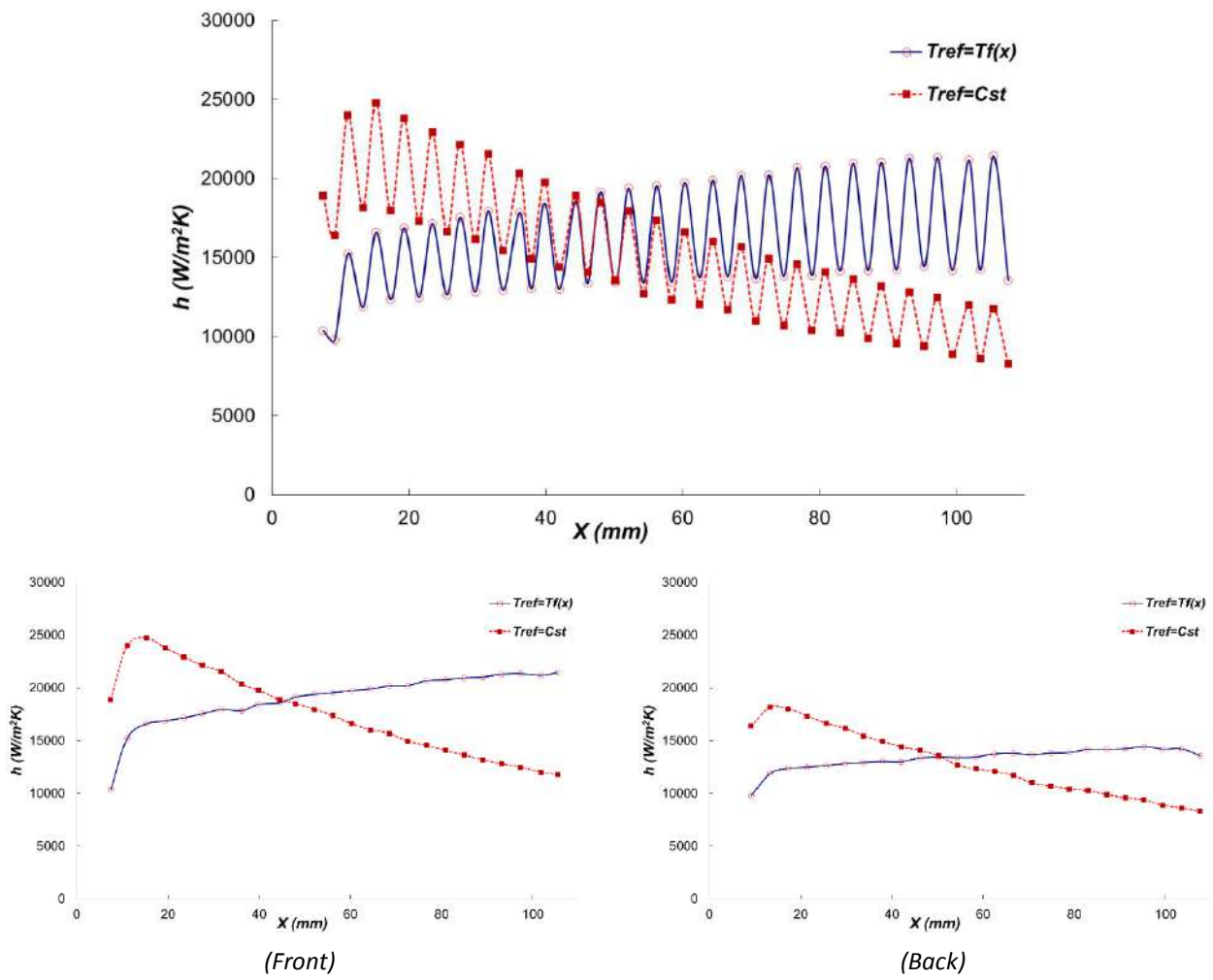


Figure 3.30 – Profils h avec $e = 1.2 \text{ mm}$ et $\dot{m} = 0.45 \text{ kg/mn}$

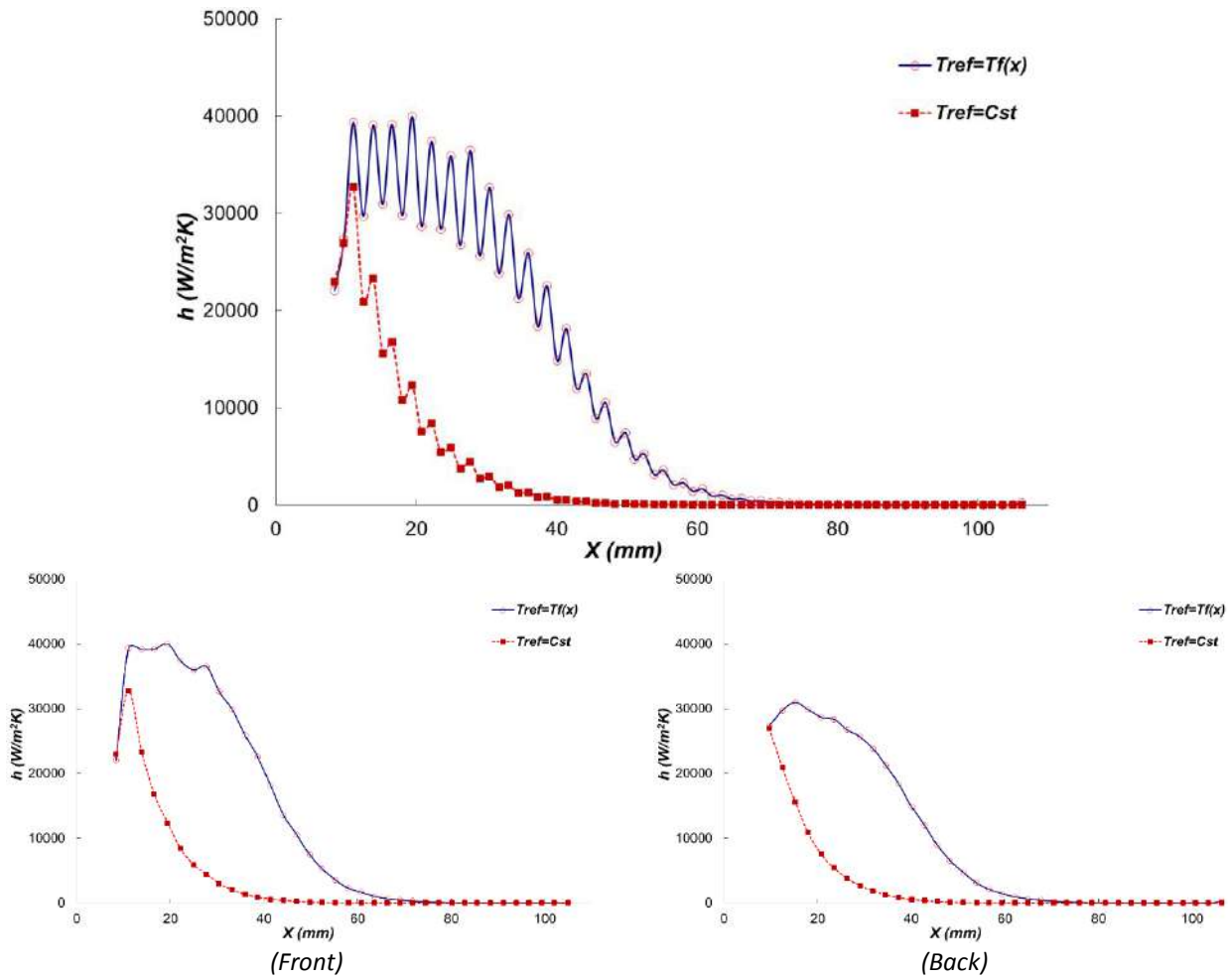
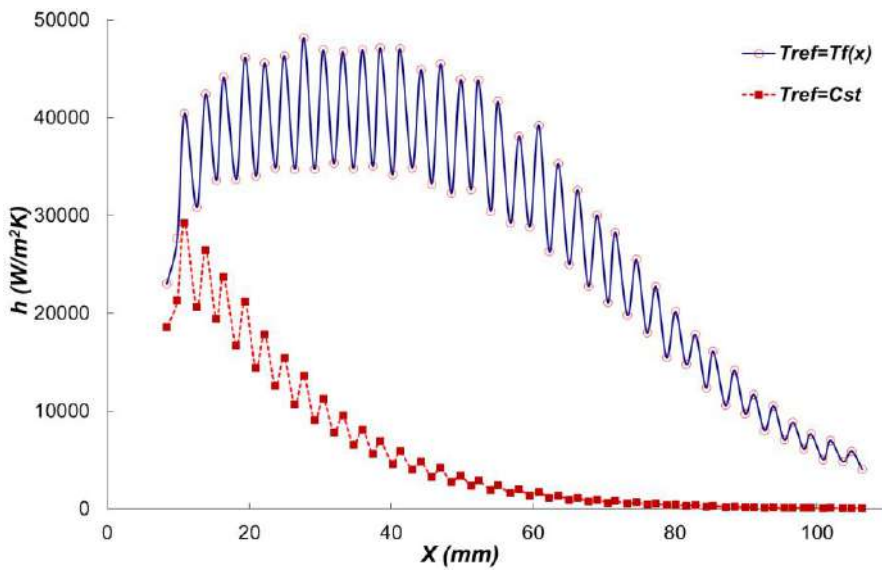


Figure 3.31 – Profils h avec $e = 0.25$ mm et $\dot{m} = 0.1$ kg/mn



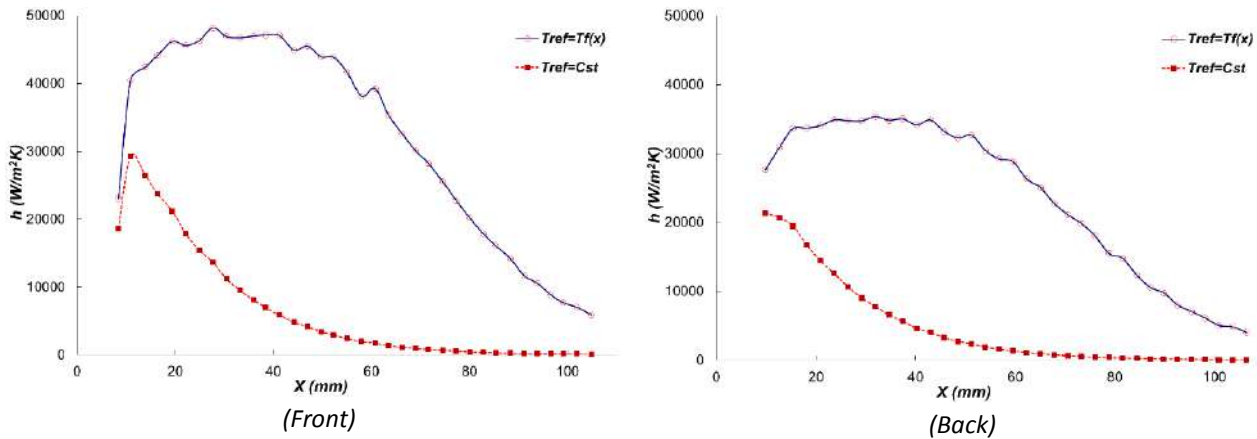


Figure 3.32 – Profils h avec $e = 0.25$ mm et $\dot{m} = 0.45$ kg/mn

Dans notre calcul "post-traitement" des résultats de la simulation numérique, la ligne du milieu du canal (passage fluide) a été utilisée pour déterminer les valeurs moyennes de température du fluide, qui servent à la fois comme température de référence du fluide, qui est liée au segment d'interface (solide-fluide) à la position d'abscisse (x) de son centre.

Les figures (3.29 – 3.32) montrent que le profil calculé de $h(x)$ est entretenu, avec la diminution du flux et la baisse de l'écart de température, qui devient plus petit avec la variation de x ($\Delta T = T_w - T_{ref}(x)$). Cependant, la dissipation d'énergie entraîne une diminution accrue du taux de refroidissement, et le maintien de température des picots constante a pour conséquence l'entretien d'une valeur quasi constante du coefficient h , cela est bien visible dans le cas d'un passage large. Pour le cas d'un passage étroit, h est entretenu presque à la moitié du domaine puis baisse graduellement vers une valeur minimale quasi-constante jusqu'à la sortie.

Pour les profils obtenus directement du code Fluent, le coefficient h diminue rapidement juste après l'entrée du domaine et maintient une valeur minimale quasi-constante jusqu'à la sortie. Il suit parfaitement l'allure du profil de densité de flux, car l'écart ($\Delta T = Cste$) est constant, donc il y a une proportionnalité directe entre $h(x) \sim q_w(x)$.

3.7. Validation Expérimentale

La description des manipulations de A.Hamza [49,50] et M.Liu [22] est présentée en détails au début de ce chapitre. Les résultats de la simulation numérique sont confrontés à leurs données expérimentales afin de valider la procédure numérique.

Dans la partie dynamique, une comparaison des profils des pertes de charge est faite, où les résultats numériques présentent une bonne concordance avec les résultats expérimentaux, comme le montrent les figures 3.33 et 3.34, respectivement pour les deux configurations de dissipateur à mini-canaux rectangulaires et à picots de A. Hamza.

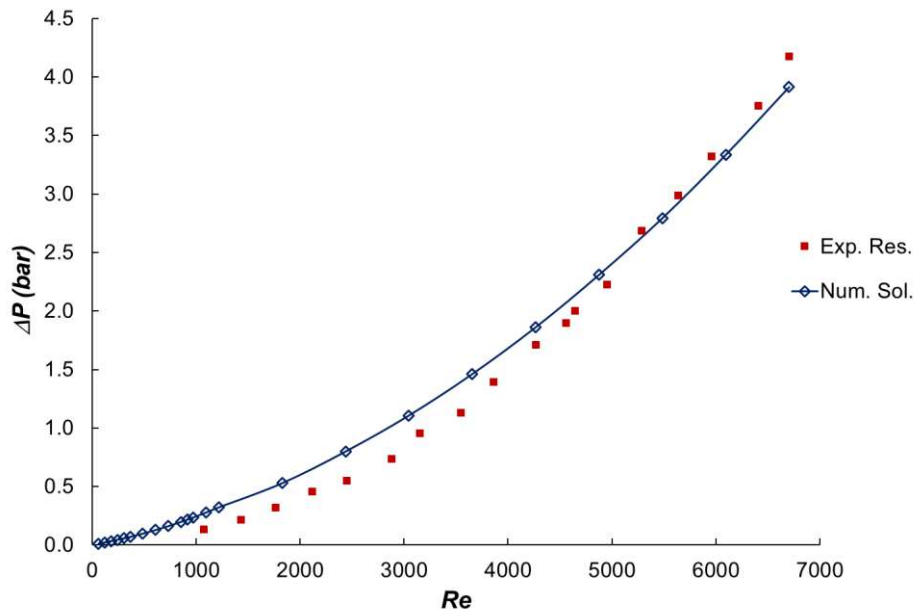


Figure 3.33 – Validation pour dissipateur à mini-canaux rectangulaires ($e = 0.35 \text{ mm}$)

La figure 3.33 présente l'évolution des pertes de charge en fonction du nombre de Reynolds, c'est une validation des résultats numériques par les résultats expérimentaux de M. Liu. [22]

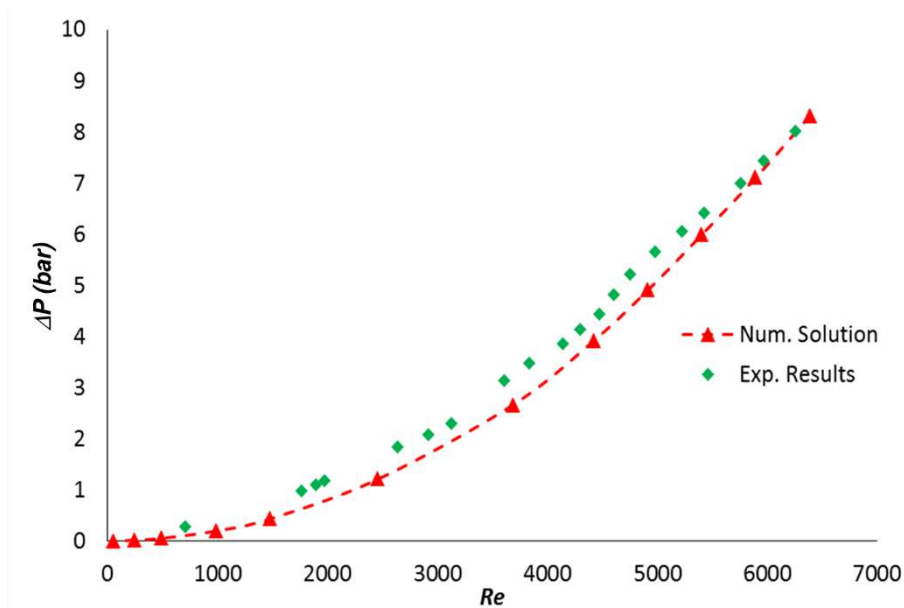


Figure 3.34 – Validation pour le dissipateur à mini-picots ($e = 0.35 \text{ mm}$)

Une autre comparaison est faite par confrontation des données expérimentales de M. Liu, présentée sur la figure 3.35 pour deux types de dissipateur à picots, avec un passage fluide étroit ($241 \mu\text{m}$ et $355 \mu\text{m}$) et un diamètre hydraulique respectivement 0.446 mm et 0.635 mm ($D_h < 1 \text{ mm}$), où l'écoulement est considéré à de faibles nombres de Reynolds ($Re < 1000$). [60]

Une région de transition du régime d'écoulement (laminaire-turbulent) est détectée au voisinage des valeurs 200 à 300 du nombre de Reynolds (figure 3.35).

Le calcul du nombre de Reynolds est défini selon les méthodes utilisées par les auteurs. C. à d. selon la façon avec laquelle la vitesse de référence et le diamètre hydraulique sont considérés.

Pour la configuration à mini-canaux rectangulaires, le calcul de Re est basé sur la vitesse débitante moyenne et le diamètre hydraulique d'un canal rectangulaire. Tandis que pour la configuration à picots, le nombre de Reynolds est basé sur la vitesse maximale (des approches proposées ci-dessus) et le diamètre hydraulique de l'aire de section transversale minimale ou de passage de fluide entre les picots. [60]

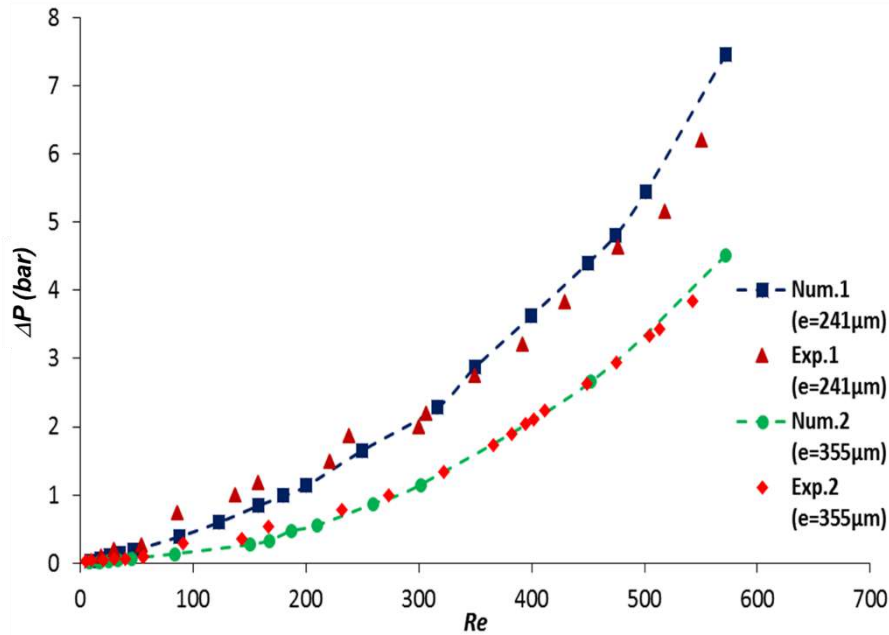


Figure 3.35 – Validation des résultats numériques avec les résultats de M. Liu [22] à faibles Reynolds ($\dot{m} < 0,8 \text{ kg/mn}$) Reynolds est calculé par la méthode de la vitesse max et D_h du plus petit passage fluide (Equation 2.50)

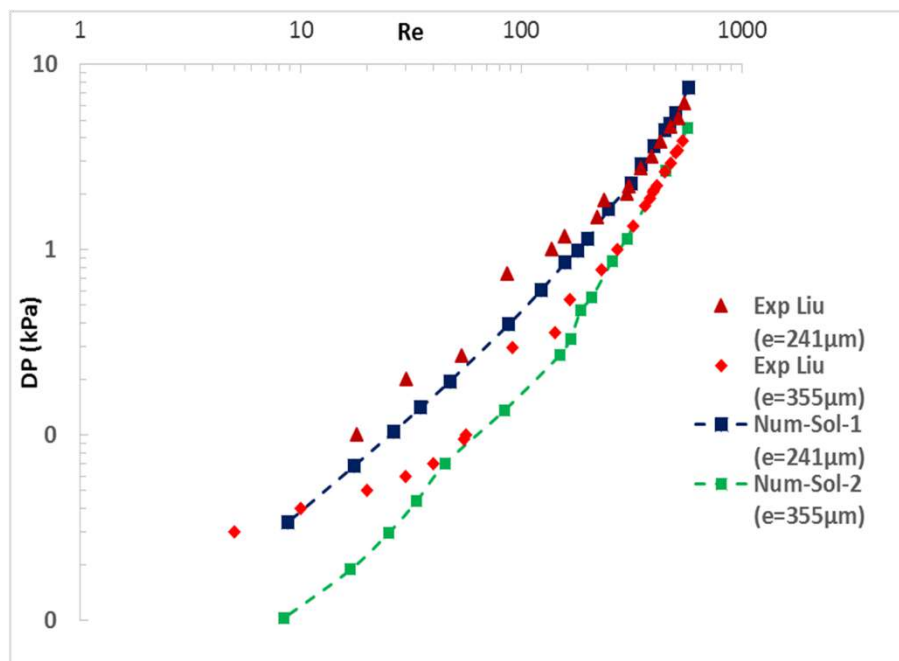


Figure 3.36 – Echelle Log : comparaison des résultats Simulation et Expérimentaux de M. Liu [22]

Les résultats de ces comparaisons montrent des écarts simulation numérique-expérience inférieurs à 10%. Ce qui constitue un écart acceptable compte tenu des incertitudes de mesure et complexité de la géométrie.

3.8. Choix de la définition du nombre de Reynolds pour l'évolution du coefficient de frottement

La figure 3.37 montre une comparaison de quatre courbes du profil de ΔP en fonction de Re , qui représentent quatre définitions différentes du nombre de Reynolds. Cette différence consiste en deux définitions pour la vitesse et deux pour le diamètre hydraulique (D_h). Elles sont basées sur choix de la vitesse de référence et de la section de référence.

On constate que la méthode ($U_{max} - D_{h_e}$) basée sur le plus petit passage fluide (e) et U_{max} , présente une meilleure concordance avec les résultats expérimentaux de M. Liu. Les deux autres méthodes basées sur la vitesse moyenne sous-estiment la valeur Re ; tandis que, la quatrième utilisant U_{max} du le passage fluide transversal (b) surestime la valeur du nombre de Reynolds. En fait, le premier cas suscité a produit la meilleure présentation du profil des pertes de charge en fonction de Re .

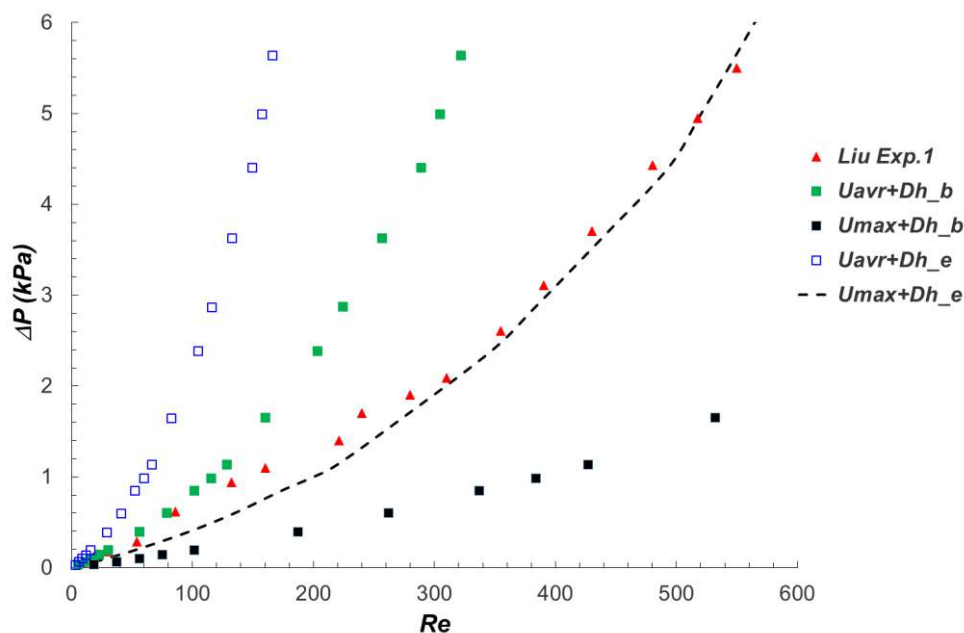


Figure 3.37 – Pertes de charge en fonction du nombre de Reynolds (*Type1, e = 0,241 mm*)

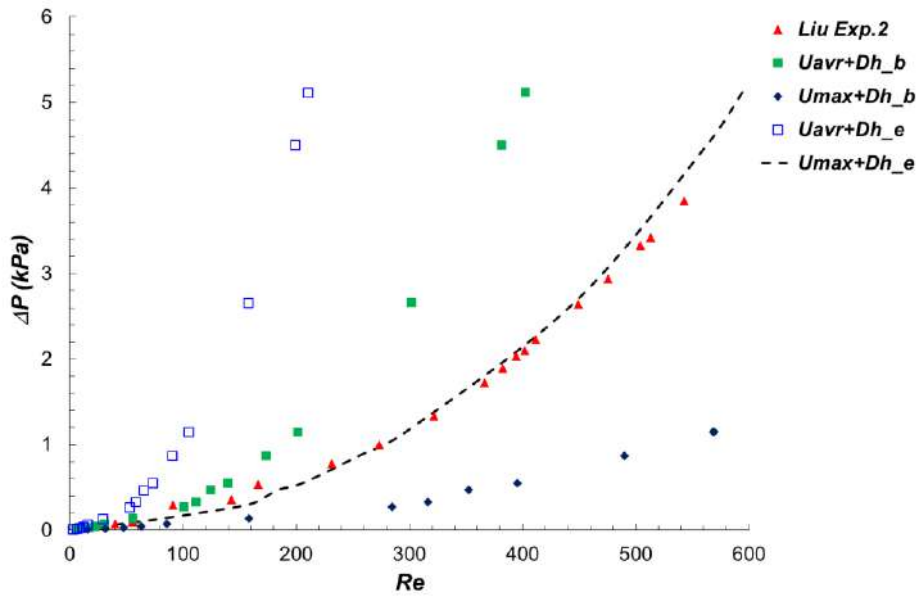


Figure 3.38 – Pertes de charge en fonction de Re (Type2, $e = 0,355\text{ mm}$)

La même chose pour la figure 3.40, qui présente la comparaison des courbes du profil ΔP en fonction de Re_e , en utilisant les quatre définitions différentes du nombre de Reynolds. On observe bien que la définition ($U_{max}-D_{h,e}$) du nombre Re_e basée sur le passage fluide (e) et la vitesse U_{max} est toujours meilleure.

3.8.1. Coefficient de frottement

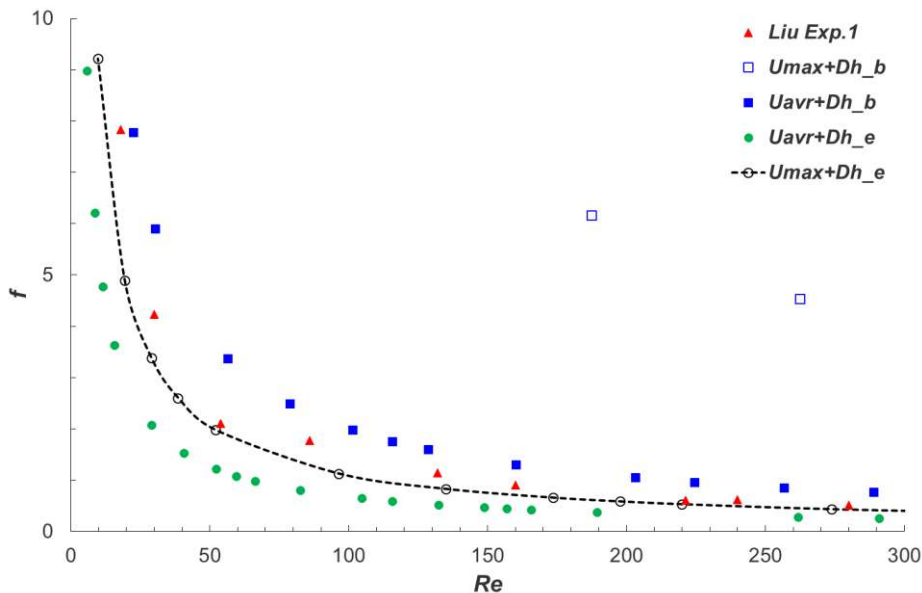


Figure 3.39 – Coefficient de frottement en fonction de Re par corrélation de M. Liu (Type1, $e=0,241\text{ mm}$)

Dans la figure 3.39, l'allure du profil de f du cas $U_{max}-D_{h,e}$ montre une bonne concordance avec le profil des résultats de la première expérience de M. Liu. On constate bien que l'établissement du coefficient de frottement commence autour de $Re=200\sim 300$, ce qui correspond à la transition du régime laminaire vers le régime turbulent.

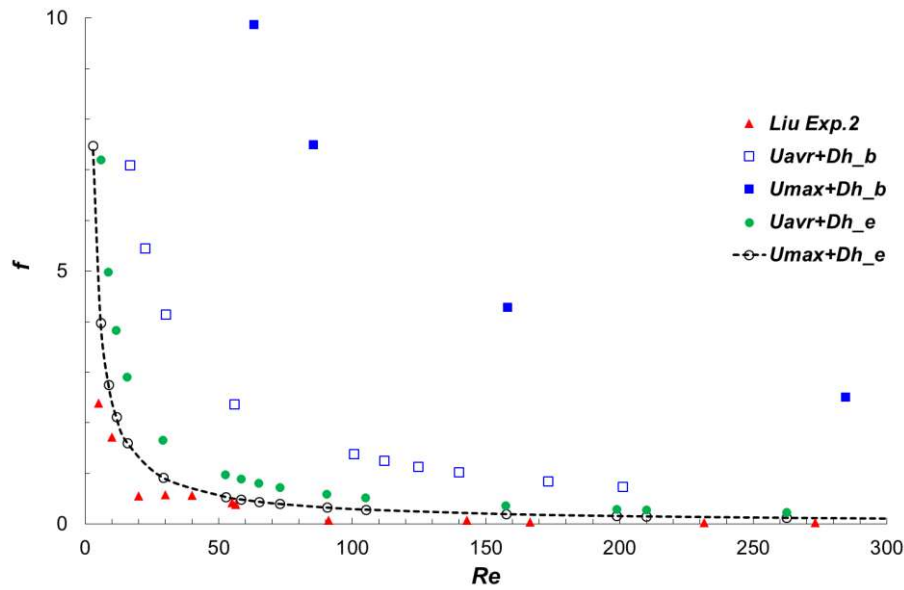


Figure 3.40 – Coefficient de frottement en fonction de Re par corrélation de M.Liu (*Type2*, $e = 0,355 \text{ mm}$)

La figure 3.40, présente le coefficient f dans une plage de faibles nombres de Reynolds, le profil de l’approche ($U_{max}-Dh_e$) est en meilleure concordance avec les résultats de la seconde expérience de M. Liu. [22]

Remarque : le coefficient de frottement est calculé par les équations suivantes :

$$f = \frac{2\Delta P}{N_c \rho U_{max}^2}$$

$$f = 43.322 Re_c^{-0.9116} \xi^{0.9362} \quad (0 < Re_c < 300) \text{ Corrélation pour faible nombre de } Re \text{ (1) de M.}$$

$$\text{Liu avec : } \xi = \frac{(c + e)}{e}$$

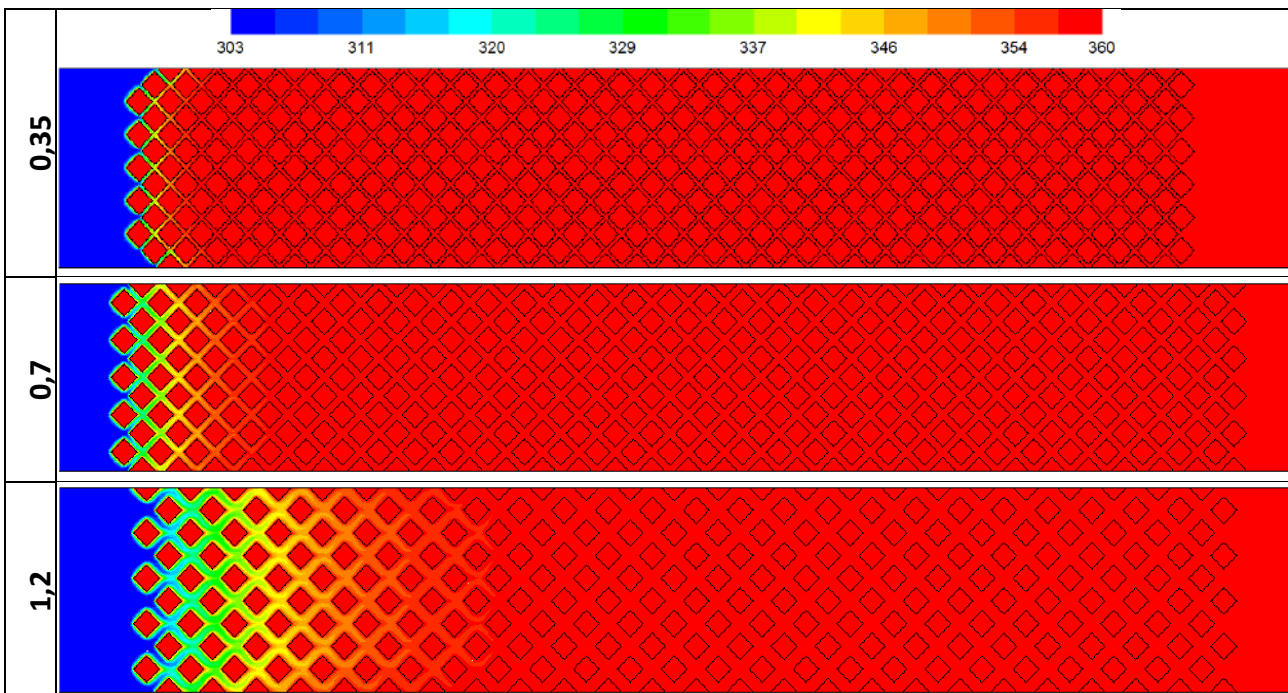


Figure 3.41 – Contours de Température statique à faible débit $\dot{m} = 0.01 \text{ kg/mn}$

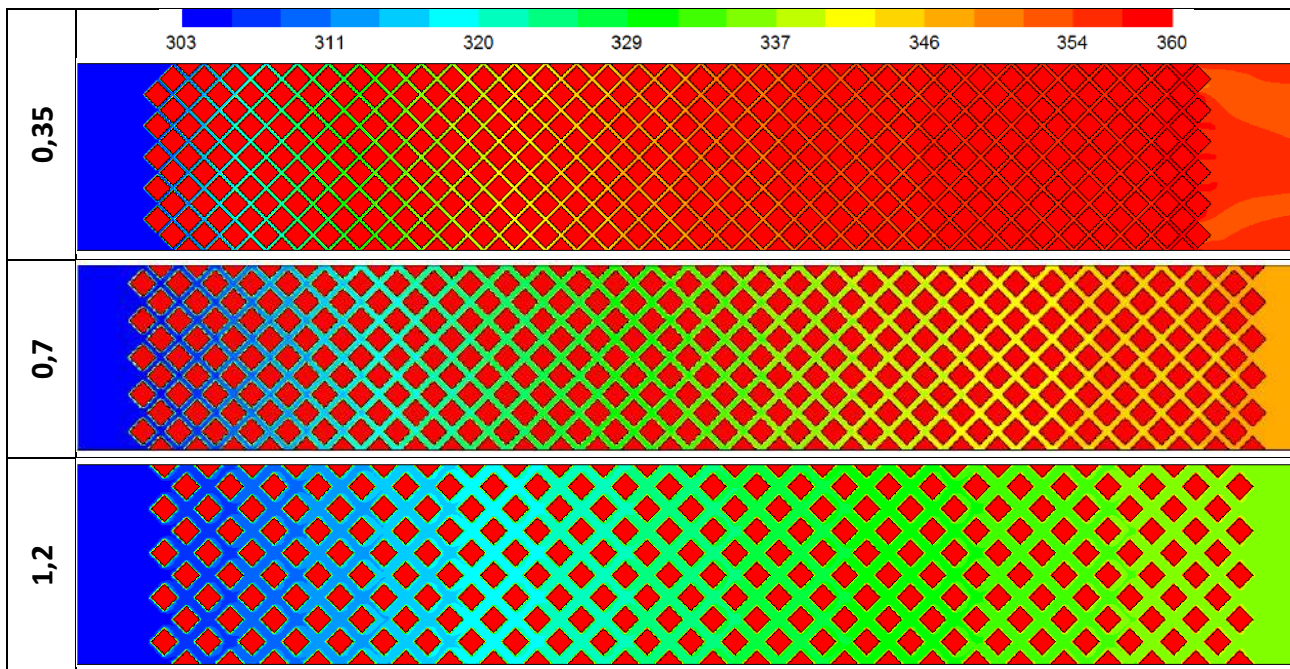


Figure 3.42 – Contours de Température statique à $\dot{m} = 0.45 \text{ kg/mn}$

3.9. Conclusion

Une étude comparative a été menée en considérant plusieurs modèles de turbulence, pour choisir le modèle le plus approprié aux configurations ciblées.

Dans ce contexte, nous nous sommes appuyés sur différents tests de simulations numériques en considérant différents passages de fluide dans les dissipateurs étudiés.

Les résultats des tests ont montré que les modèles $k-\omega$ et SST $k-\omega$ induisent une déviation importante par rapport aux autres modèles $k-\varepsilon$. L'anomalie est bien due au rapprochement des parois, puisqu'il s'agit d'un écoulement dans des mini/micro-canaux. En d'autres termes, c'est l'influence du passage de fluide très étroit (effets d'écoulement proche de la paroi) qui impose une autre tendance.

Ce résultat important que nous avons obtenu est consolidé par différents facteurs permettant de juger de la supériorité de la famille des modèles $k-\varepsilon$ dans les mini/micro-canaux. Ainsi, le choix et la sélection du modèle de turbulence le plus approprié permet la poursuite et l'approfondissement d'une manière exhaustive l'étude numérique.

La force de frappe du modèle "*Realizable k-ε*" a été appréciée dans nos tests, et réside principalement dans sa capacité à traiter convenablement les zones proche paroi dans ce type de géométrie, par l'implémentation d'un traitement près-parois amélioré, pour éviter un raffinement excessif du maillage.

En effet, le test du maillage a montré que le fait de continuer à trop raffiner induit des résultats erronés, à cause de l'amplification des erreurs de troncatures (divergence de la solution numérique).

Nous concluons que le modèle "*Realizable k-ε*" combiné avec le traitement "*Enhanced Near_wall_treatment*" est le meilleur pour prédire les caractéristiques thermo-fluides dans ce type de dissipateurs.

Chapitre IV

Résultats et Amélioration

Chapitre IV

Résultats et Amélioration

4.1. Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats de la simulation numérique obtenus par l'étude de l'écoulement avec transfert de chaleur dans les trois configurations de dissipateurs à mini-canaux rectangulaires (MCR), à picots (MCP) et à picots améliorés (MCPm). Différentes densités de flux sont appliquées à la base et différentes dimensions de passage ont été examinées pour les trois cas de configurations étudiées. Des comparaisons seront exposées pour une analyse des résultats obtenus et pour des fins d'amélioration de la géométrie du dissipateur à picots.

4.2. Etude des configurations micro-canaux et à picots

Comme il a été noté dans le troisième chapitre, il existe une différence qualitative et quantitative des champs thermo-fluides associés aux deux configurations micro-canaux et à picots. Pour les écoulements à travers des picots, il sera évident d'obtenir une perte de charge significative compte tenue des déviations continues de l'écoulement. Toutefois, les picots répondent à un besoin crucial en promouvant le transfert thermique au sein du dissipateur de chaleur, par la création d'un mélangeage de fluide froid et chaud et la création de la turbulence locale qui "casse" la couche limite créée autour des picots. Cette performance est constatée à travers l'augmentation du coefficient de transfert convectif de chaleur. Cependant, il est important d'estimer le taux d'énergie de pression perdue par l'écoulement dans les dissipateurs à picots. C'est pourquoi, une étude exhaustive a été menée pour tester la faisabilité d'une telle modification de la forme du picot, qui devrait limiter les zones de recirculation an aval des picots, et par conséquent, faire baisser les pertes de charge

4.2.1. Pertes de charge

Avant d'examiner d'une manière exhaustive les champs thermo fluides, il est utile d'examiner les pertes de charge. En effet, la figure 4.1 montre clairement que les pertes de charge sont plus importantes dans la configuration à picots par rapport au canal simple. Une augmentation d'un facteur de 3 est constatée pour un nombre de Reynolds de l'ordre de 5500. Il est donc évident que même si les picots favorisent le transfert thermique, comme le montre le chapitre précédent, ils présentent un inconvénient majeur (qui tout de même prévisible); il s'agit évidemment de l'augmentation des pertes de charge. Pour remédier à ce problème, un nouveau design des picots est proposé ci-dessous.

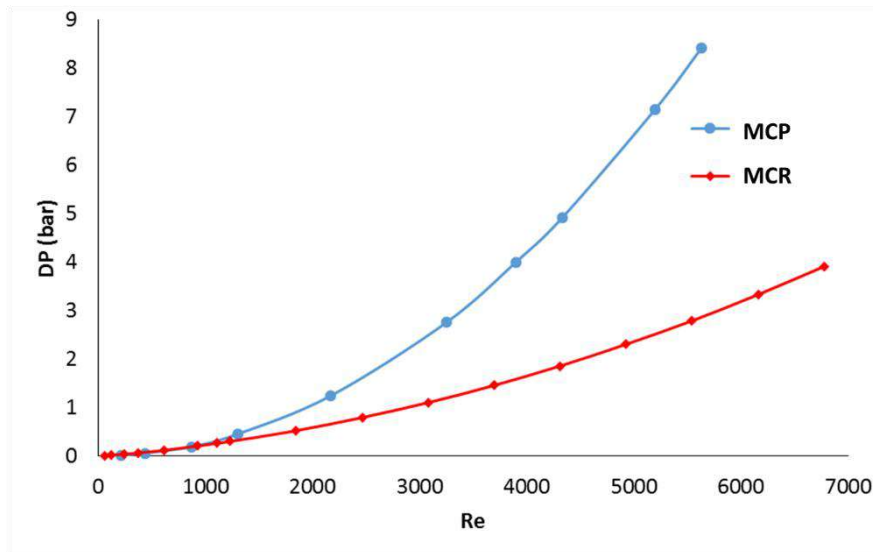


Figure 4. 1 – Variation des pertes de charges en fonction de Re pour les deux cas ($e=0.35mm$)

4.2.2. Coefficient de frottement

Selon certains auteurs, tels que M.Liu [22] et Chang J.Y. et al. [61], le coefficient de frottement est déterminé suivant le type de configuration :

- Pour un dissipateur à mini-canaux rectangulaire : $f = \frac{2\Delta P D_h}{\rho U_{max}^2 L}$; L : longueur du canal et D_h : diamètre hydraulique.
- Pour un dissipateur à picots : $f = \frac{2\Delta P}{\rho U_{max}^2 N}$; N : nombre de rangées de picots dans la direction longitudinale.

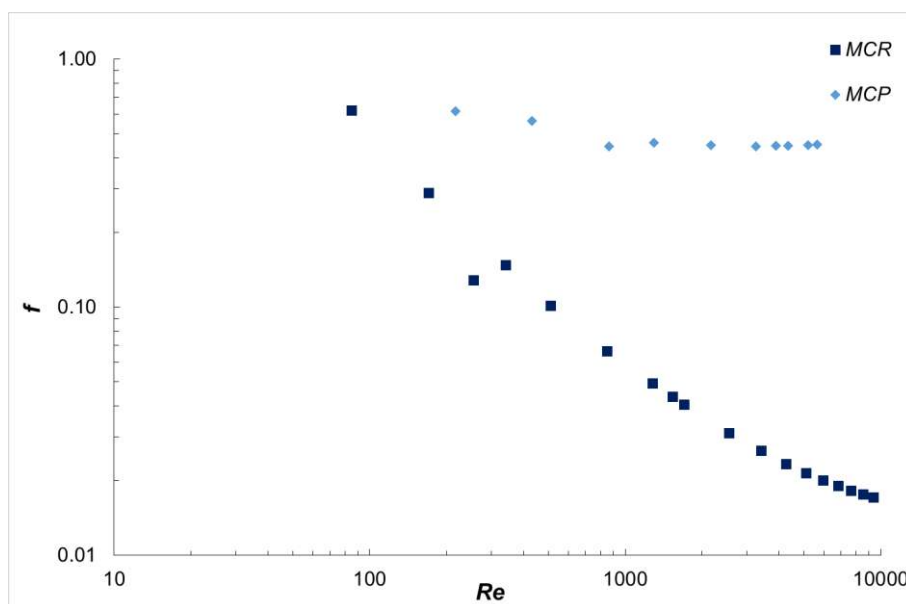


Figure 4. 2 – Coefficient de frottement ($e = 0.35 mm$)

La figure 4.2 représente les profils du coefficient de frottement des deux cas de configurations (MCR et MCP) avec un espacement de passage fluide étroit $e = 0.35mm$.

Le coefficient de frottement dans le dissipateur à picots prend des valeurs très élevées et reste constant autour de 0.45 aux grand Reynolds, par contre celui du canal rectangulaire commence élevé, puis diminue rapidement avec l'accélération de l'écoulement (grand nombre de Reynolds).

4.2.3. Coefficient d'échange

La figure 4.3 montre clairement l'augmentation du coefficient d'échange de la configuration à picots par rapport au canal simple tout au long du dissipateur : en effet, la courbe moyenne pour les picots donne une augmentation qui peut atteindre le triple à l'entrée du dissipateur et le double à la sortie du dissipateur.

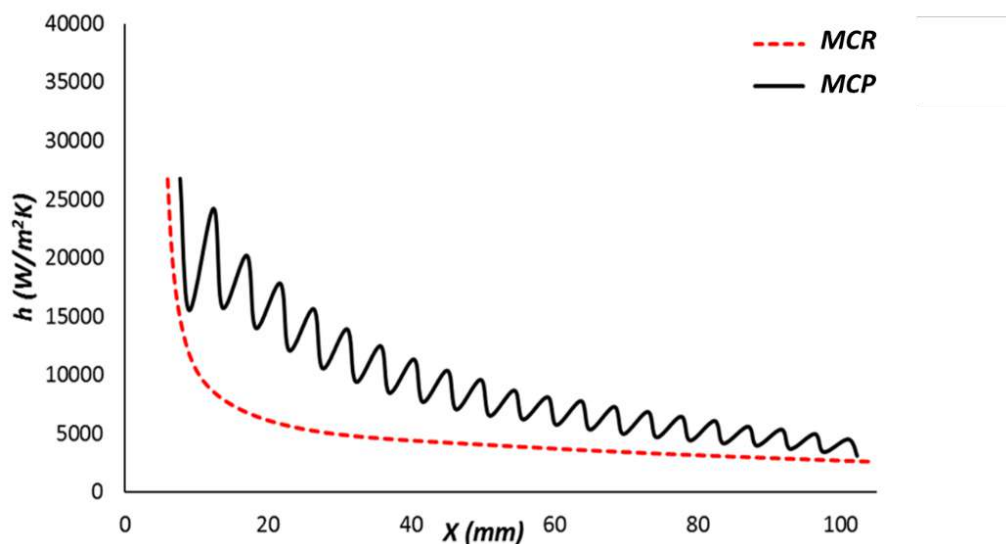


Figure 4. 3 – Profils du coefficient d'échange pour les deux cas MCR et MCP avec ($e = 1.6 \text{ mm}$)

4.3. Nouveau design des picots

Cette partie est dédiée à la présentation de la nouvelle configuration (à picots modifiés), avec une section de base hexagonale. Elle repose sur l'idée d'effectuer un usinage sous forme de saignée de 1mm, entre les rangées de picots (losange) dans la direction longitudinale. Cette modification a certainement un impact direct sur l'hydrodynamique de l'écoulement, ce qui est souhaitable pour avoir un compromis acceptable entre une diminution de la perte de charge, tout en augmentant le flux thermique transféré. Cependant, la qualité d'échange de chaleur serait évidemment légèrement inférieure à celle de la configuration à picots. Aussi, cette différence peut être compensée ou rattrapée par une augmentation de débit (qui fait augmenter les pertes de charge). En d'autres termes, nous aspirons avec ce design à un bon compromis entre la chute de pression et l'amélioration du transfert thermique.

4.3.1. La nouvelle configuration (à picots améliorés)

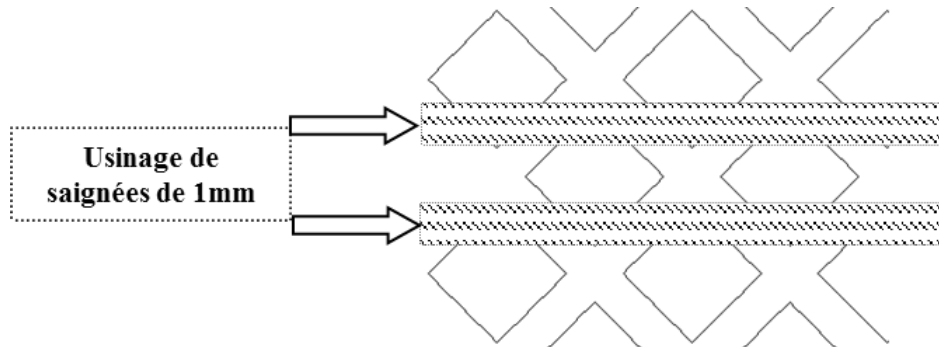


Figure 4. 4 – Nouveau design proposé : usinage d'une signée sur les rangés à picots

La figure 4.4 montre le tracé de l'usinage proposé pour la réalisation de la nouvelle configuration. Il s'agit de saignées dans le sens de l'écoulement d'une largeur de 1mm. Les pointes transversales des picots seront éliminées et la section de base des picots donne une forme quasi-hexagonale. La finalité en éliminant les cimes transversales est de diminuer les zones de recirculation en aval des picots, ce qui influe directement sur l'hydrodynamique de l'écoulement, notamment en termes de chute de pression.

4.3.2. Maillage de la nouvelle géométrie à picots améliorés

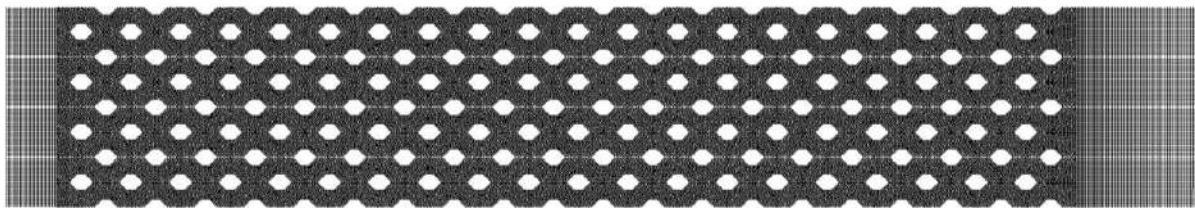


Figure 4. 5 – Aperçu de la nouvelle configuration ($L \times W = 118 \times 16 \text{ mm}^2$)

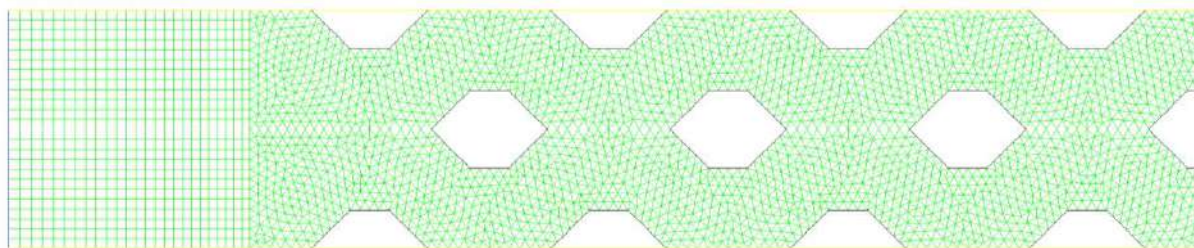


Figure 4. 6 – Maillage de la nouvelle géométrie ($e = 1.6 \text{ mm}$, $s = 1 \text{ mm}$)

La figure 4.5 montre un aperçu global de la géométrie améliorée avec le nouveau design des picots. Un maillage régulier et mixte a été généré sur tout le domaine, de type tétra-hyrique autour des picots et quadrilatérale dans le répartiteur et collecteur du fluide, respectivement à l'entrée et à la sortie du dissipateur.

4.4. Comparaison des trois configurations MCR, MCP, MCPm :

4.4.1. Champ dynamique

a) Cas d'un passage fluide large

Les calculs de simulations numériques basés sur le modèle "Realisable $k-\varepsilon$ ", avec un traitement proche parois amélioré "Enhanced-Wall-Treatment", sont effectués pour différentes valeurs de débit. On présente ci-dessous les résultats pour un cas de débit $\dot{m}=2.0 \text{ kg/mn}$ et température du fluide à l'entrée $T_{\text{fluide-in}} = 303 \text{ K}$.

Pour une plage de faibles nombres de Reynolds Re , la comparaison des pertes de charge en fonction de Re a dévoilé un écart important entre les deux formes de picots comme le montre la figure ci-après pour $e = 1.6 \text{ mm}$.

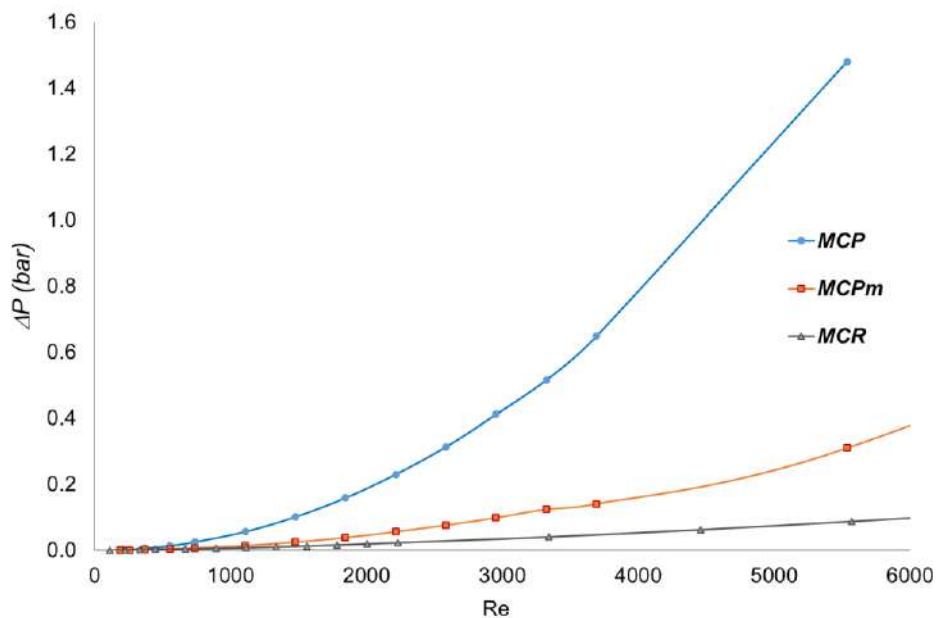


Figure 4. 7 – Comparaison des Pertes de charge ($e=1.6\text{mm}$)

Dans la figure 4.7, les pertes de charges des trois configurations sont comparées, un écart important est constaté entre la configuration à picots (MCP) et à picots modifié (MCPm). A titre indicatif, à $Re=3000$, nous remarquons une perte de charge pour MCPm qui est trois fois inférieure que celle pour MCP. Tandis que, le coefficient d'échange moyen autour des picots (qui sera présenté plus tard) atteint des grandeurs semblables à partir de $Re=1000$, avec une atténuation de 50% des pertes de charge pour les picots de forme hexagonale (modifiés).

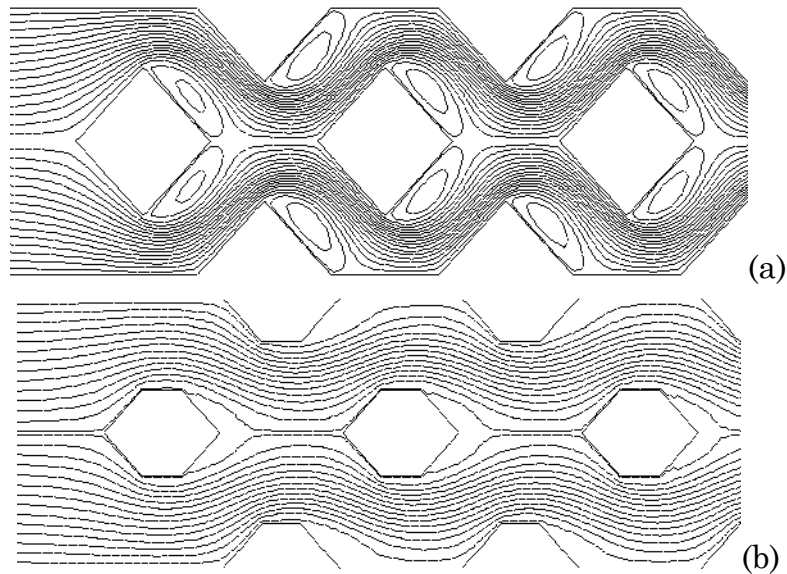


Figure 4. 8 – Lignes de courant pour les deux cas : (a) picots (b) picots modifiés

On présente dans la figure 4.8 les lignes de courant pour un débit $\dot{m}=2.0 \text{ kg}/mn$. Là aussi l'amélioration de la forme a permis le repli de la zone de recirculation en aval des picots modifiés. Lorsque la distance "e" du passage fluide est suffisamment large, la diminution des pertes de charge devient évidente. Aussi avec l'élimination des arrêtes transversales des picots, un gain relatif à une réduction de la chute de pression a été obtenu. En d'autres termes, une chute de pression quatre fois moins grande que celle de la configuration à picots a été constatée. Cela peut être expliqué par le rétrécissement de la largeur des picots, qui fait réduire la plage des zones de recirculation, comme le montre la figure 4.9.

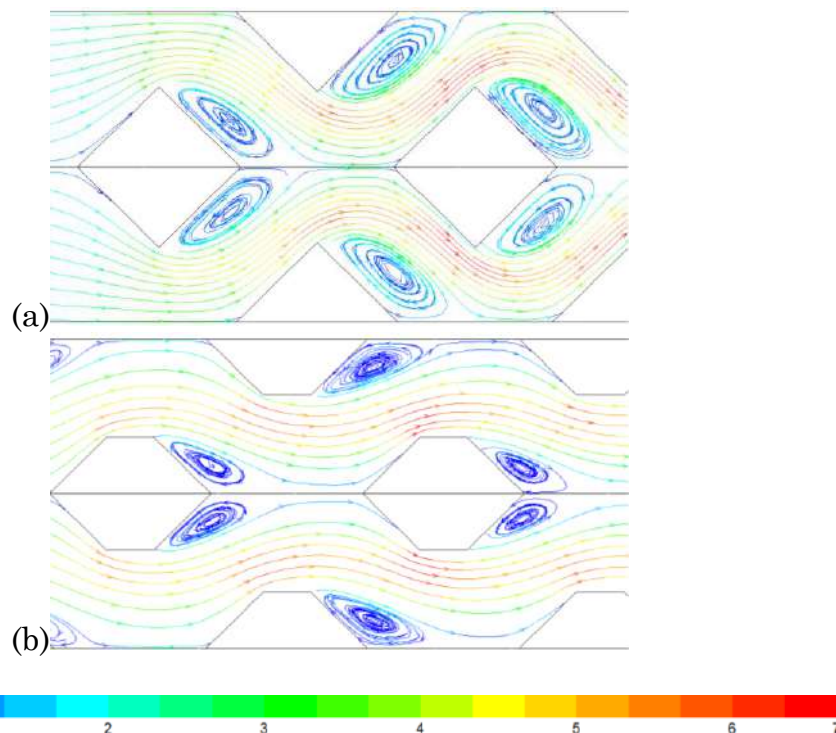


Figure 4. 9 – Lignes de courant colorées par vitesses moyennes ($e = 1.6 \text{ mm}$ et $\dot{m} = 3 \text{ kg}/mn$) : (a) $\Delta P = 5.26 \text{ bar}$ et (b) $\Delta P = 1.1 \text{ bar}$

Les lignes de courant colorées par la vitesse moyenne sont présentées dans la figure 4.9. On remarque que les zones de recirculation dans le cas de picots modifiés sont bien rétrécies, ce qui induit une baisse de la perte de charge de $\Delta P = 5.26$ à $\Delta P = 1.1$ Bar.

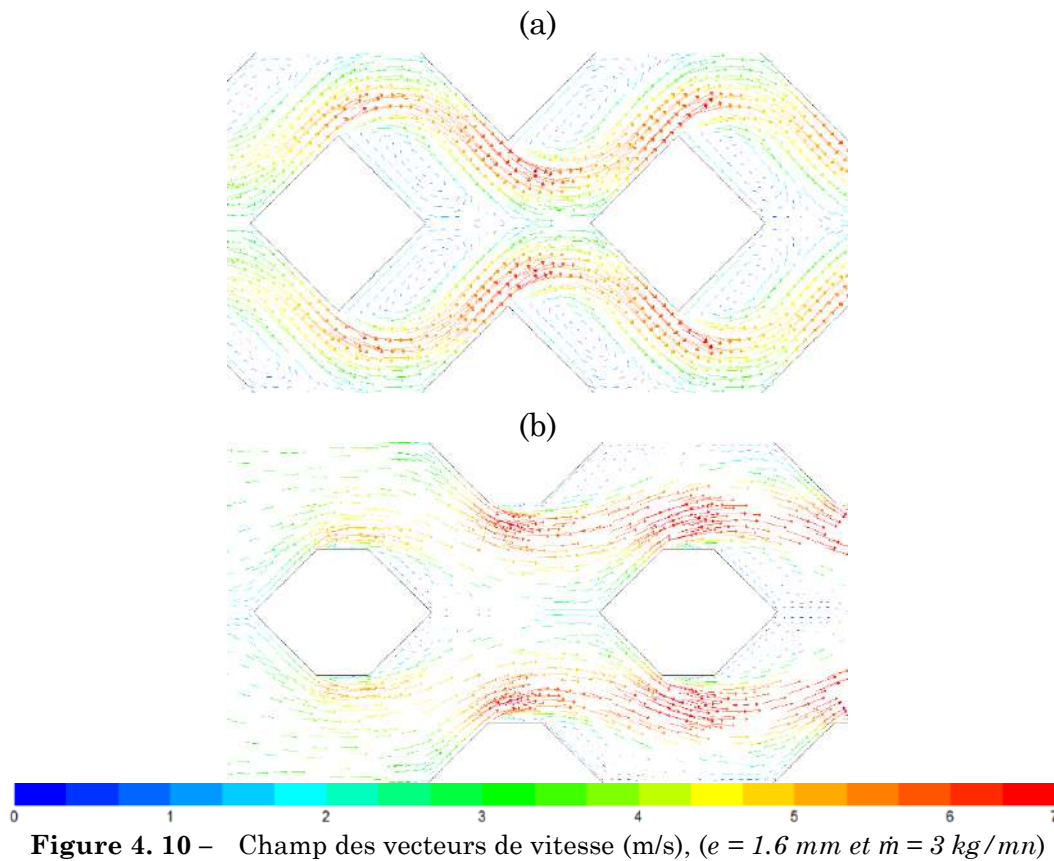


Figure 4.10 – Champ des vecteurs de vitesse (m/s), ($e = 1.6$ mm et $\dot{m} = 3$ kg/mn)

Nous remarquons d'après la figure 4.10, représentant le champ des vecteurs de vitesse, que les zones de recirculation engendrées par les picots, constituent une entrave au passage du fluide. Il devient donc indispensable, pour véhiculer le fluide, d'augmenter la puissance de pompage pour compenser les chutes de pression. Par contre, ce phénomène diminue dans le cas de la configuration de picots modifiés (MCPm) car l'aire des zones de recirculation diminue éminemment.

Cela où est bien notable dans la visualisation du champ des vitesses moyennes (figure 4.11), les plages des grandes vitesses sont plus importantes dans le cas de MCP que dans le cas MCPm.

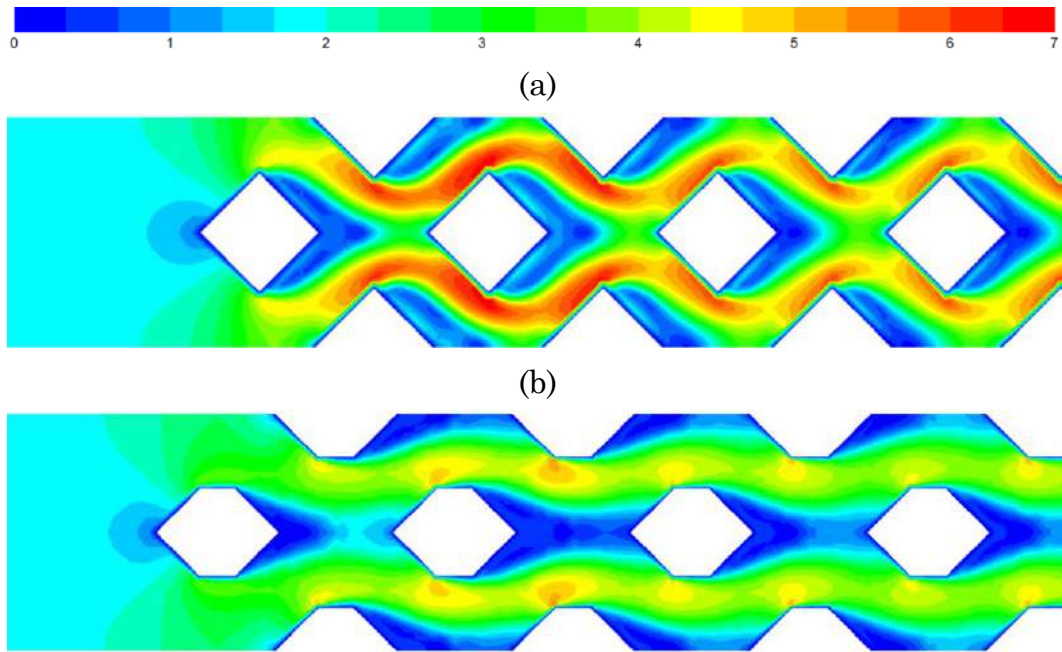


Figure 4.11 – Champ de vitesses moyennes (m/s) ($e = 1.6\text{ mm}$ et $\dot{m} = 3\text{ kg/mn}$)

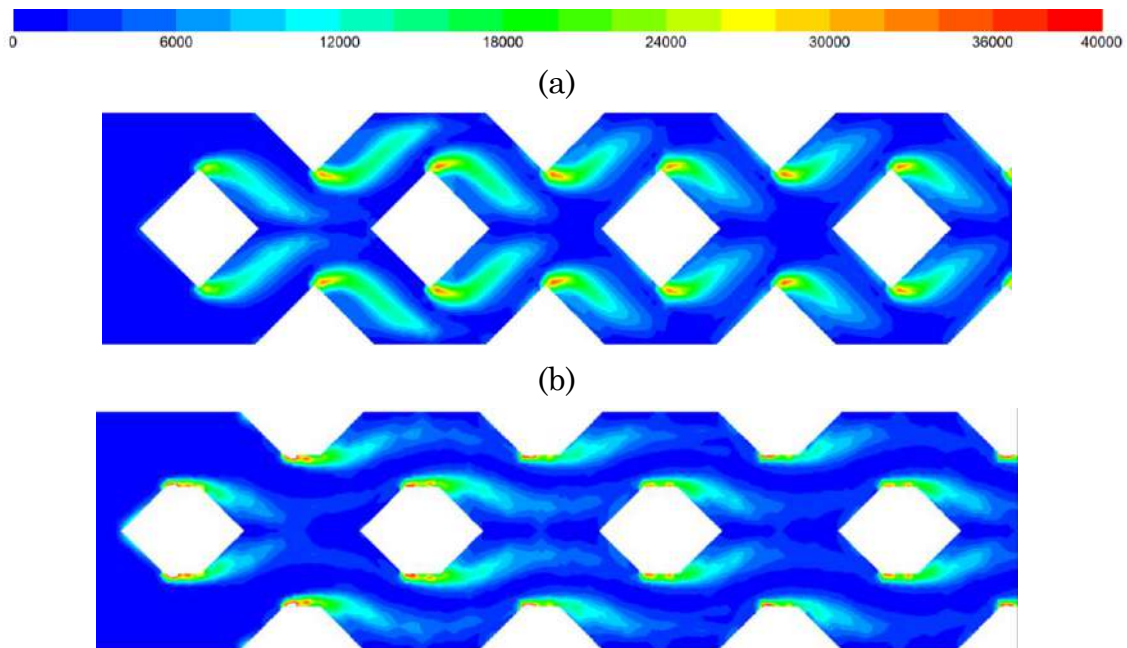


Figure 4.12 – Champ de vorticité (1/s) ($e = 1.6\text{ mm}$ et $\dot{m} = 3\text{ kg/mn}$)

La figure 4.12 présente le champ de vorticité des deux configurations à picots. Pour la forme picot modifié, les zones fortement cisillées (sillage) sont allongées en aval de chaque picot jusqu'au picot suivant. Ce qui favorise un bon brassage des couches du fluide, et améliore la qualité d'échange thermique. Permettant ainsi de compenser (mais pas en totalité), ce qui a été perdu, en termes de temps de résidence du fluide par rapport à la configuration MCP.

• Profils de pression

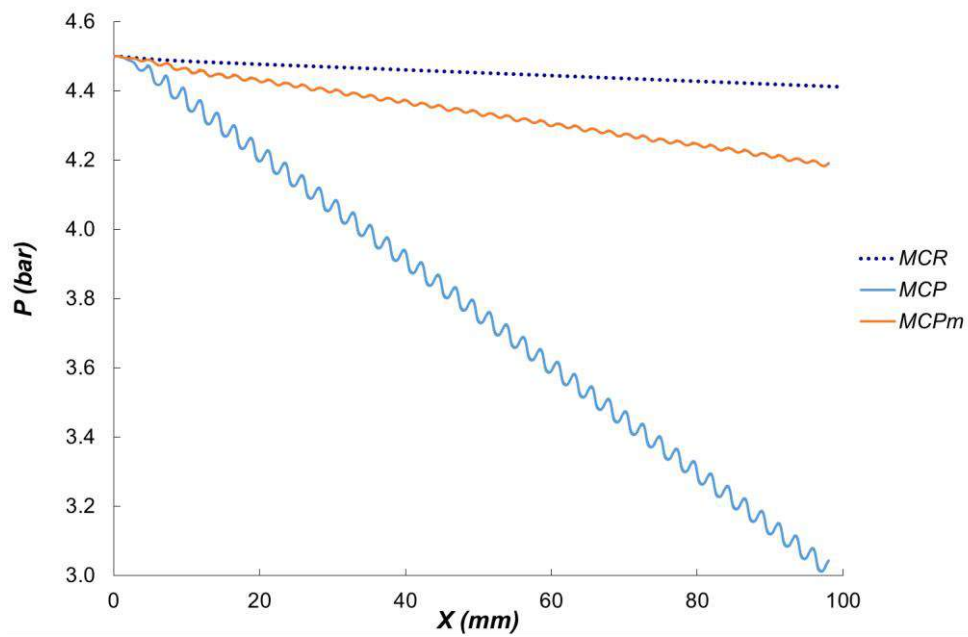


Figure 4. 13 – Comparaison des profils de pression le long du canal à $Re = 5500$ ($e = 1.6\text{ mm}$)

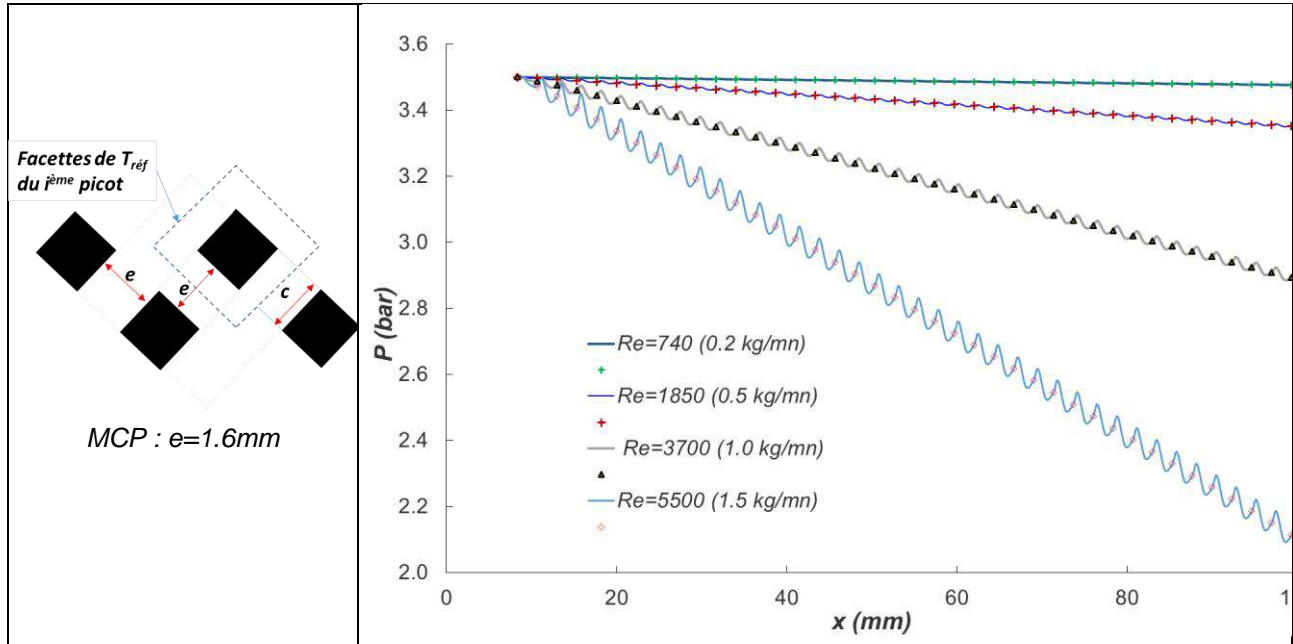


Figure 4. 14 – Comparaison des profils de pression pour MCP ($e = 1.6\text{ mm}$)

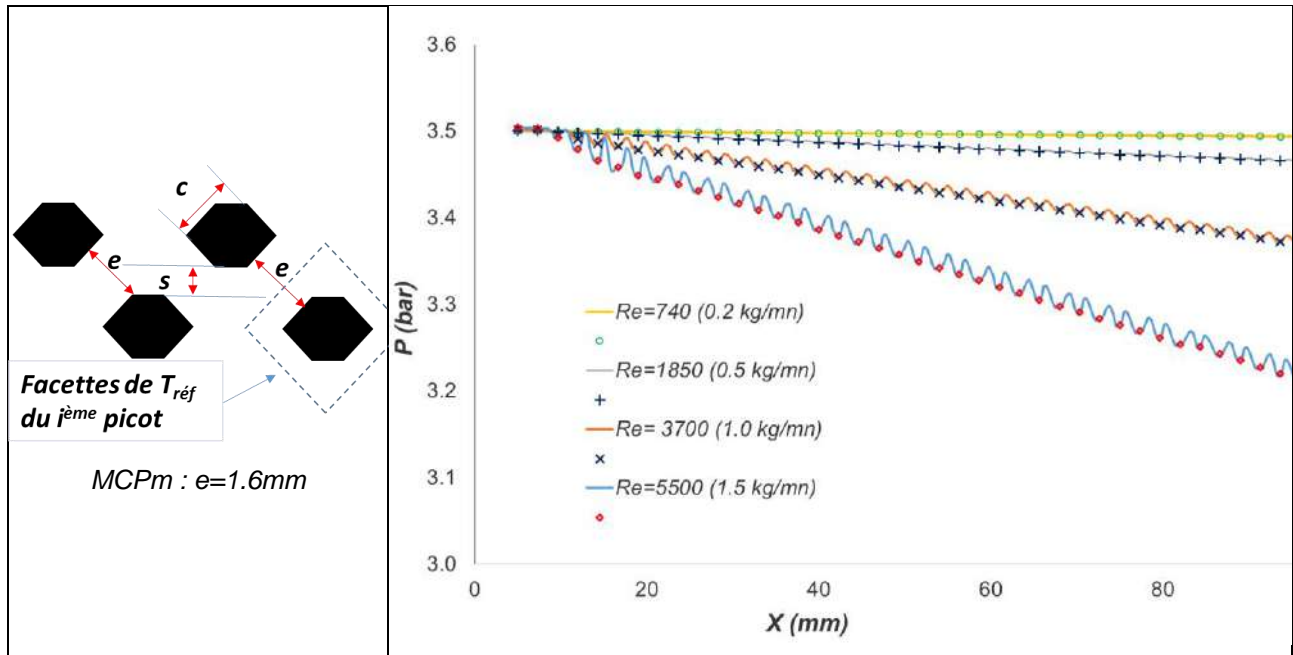


Figure 4.15 – Comparaison des profils de pression pour MCPm ($e = 1.6 \text{ mm}$)

- La diminution de la pression se produit dans les régions étroites lors du passage du fluide entre les picots (figures 4.14 et 4.15).
- L'augmentation de la pression se produit dans les élargissements, espaces situés entre quatre picots. Cet élargissement entraîne une augmentation de pression, ce qui réduit considérablement les pertes de charge du cas MCPm par rapport à MCP. En fait, cela est dû à l'augmentation de l'aire de la zone inter picots du cas modifié, par rapport au cas original (figures 4.14).

b) Cas d'un passage fluide étroit

Les maillages des deux formes de picots (losange et quasi-hexagonale) pour un passage fluide de 0.35mm d'épaisseur sont donnés dans la figure 4.16.

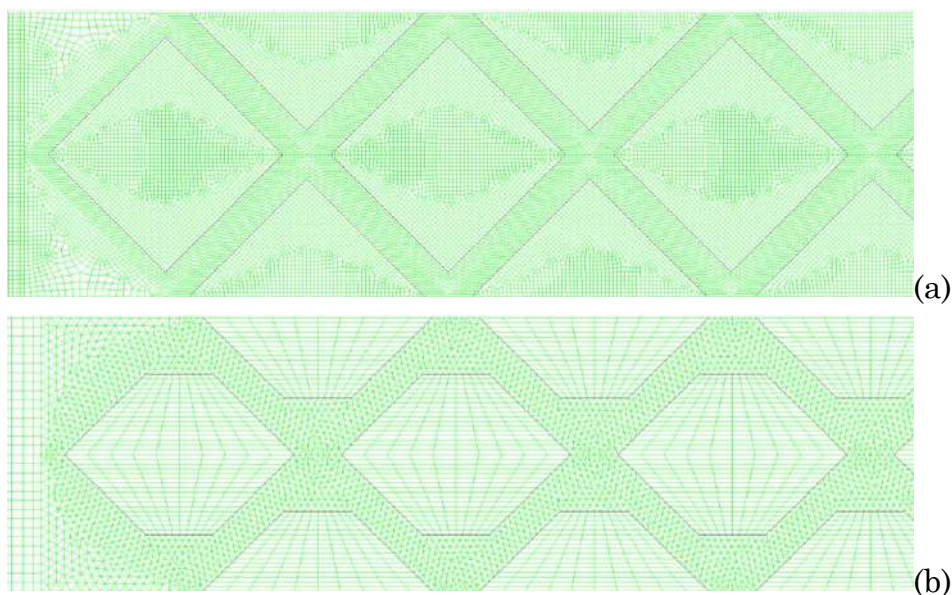


Figure 4.16 – Maillages des configurations à picots ($e = 0.35 \text{ mm}$)

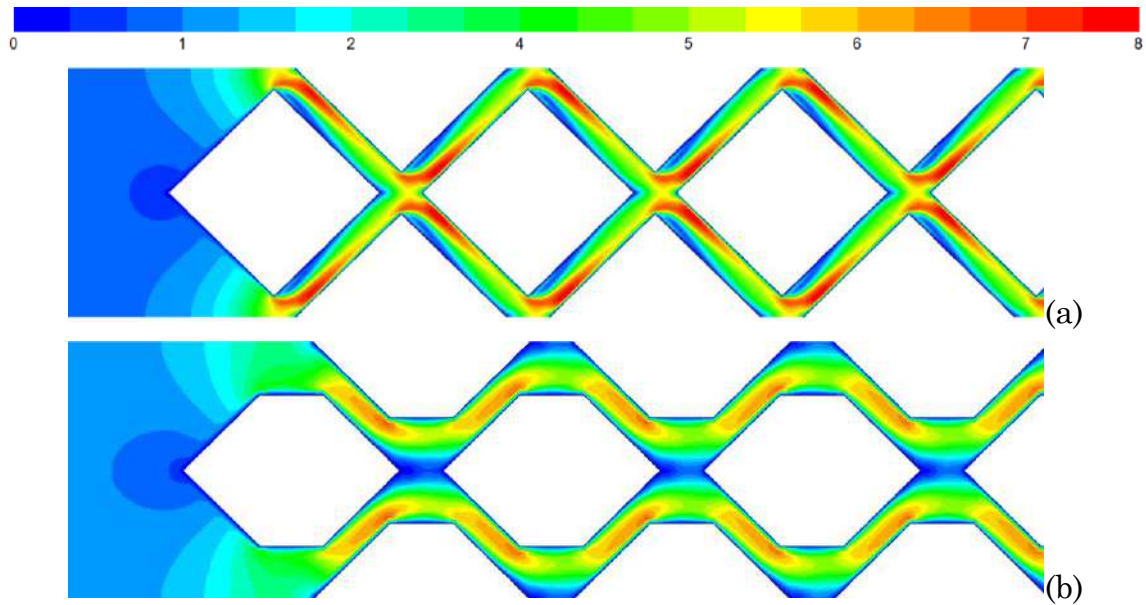


Figure 4.17 – Comparaison des contours de vitesses moyennes ($e = 0.35\text{ mm}$ et $\dot{m} = 1\text{ kg/mn}$)

La figure 4.17 présente les contours des vitesses moyennes pour le débit $\dot{m}=1\text{ kg/mn}$. On remarque que la vitesse maximale atteinte est moins élevée dans le cas MCPm en comparaison avec le MCP.

Ceci va générer des valeurs de pression dynamique différentes pour un même débit appliqué. Ce résultat relatif aux picots modifiés (MCPm), permet de diminuer les pertes de charges, et par conséquent, d'économiser la puissance de pompage. Ce gain est clairement élucidé sur les figures 4.18 et 4.19, à travers une comparaison des profils de pression en fonction du nombre de Reynolds. Nous pouvons constater l'écart obtenu entre les deux formes de picots.

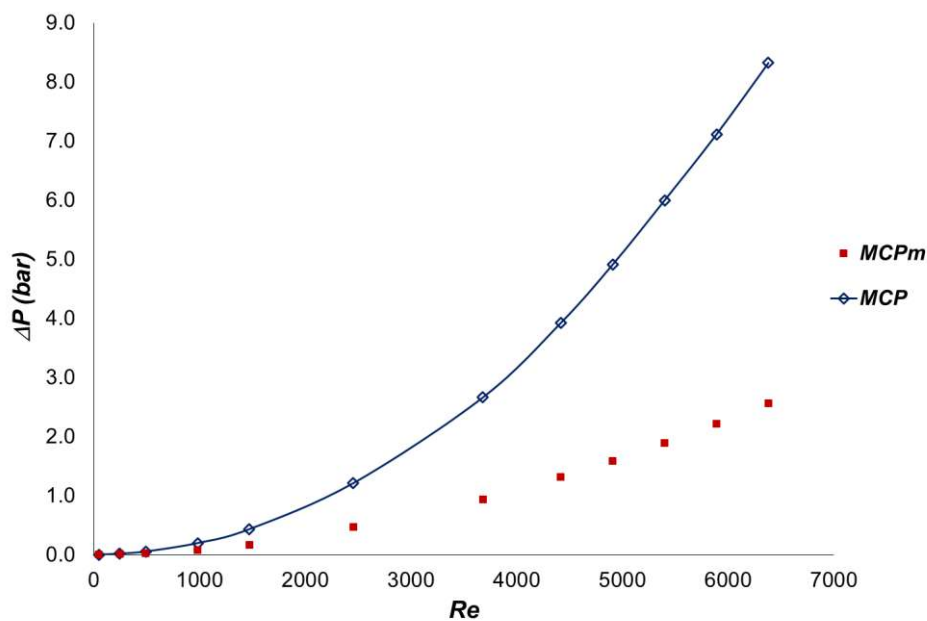


Figure 4.18 – Pertes de charge à forts Re ($e = 0.35\text{ mm}$)

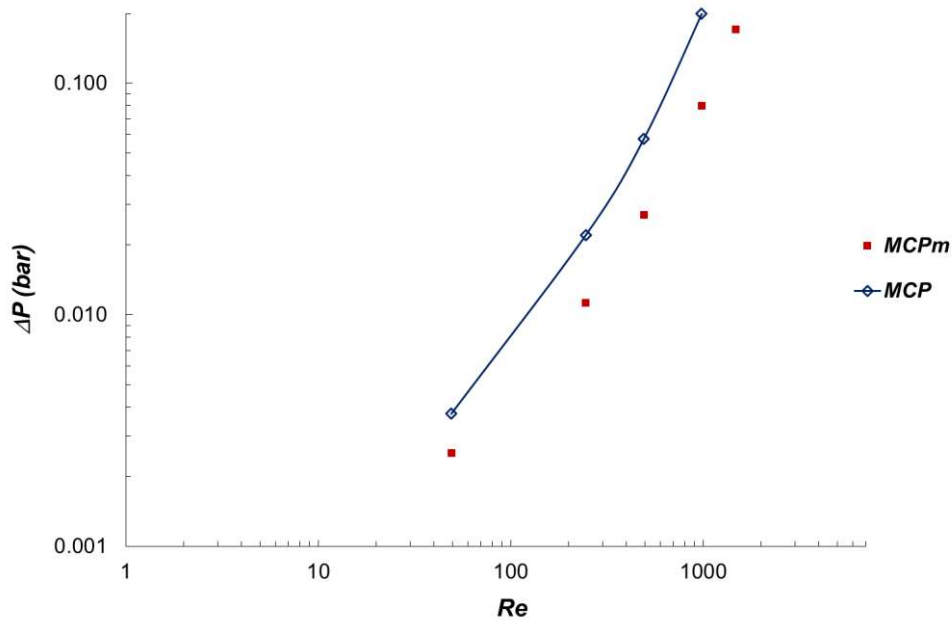


Figure 4. 19 – Echelle LOG : Pertes de charge à faibles Re ($e = 0.35\text{ mm}$)

En ordre de grandeur, les pertes de charge peuvent être cinq fois supérieures pour la configuration originale MCP que celle modifiée MCPm pour les Re élevés (exp. : $Re=5500$) et 2 fois pour des Re faibles (exp: $Re = 50$).

4.4.2. Champs thermiques

a) Micro-canaux rectangulaire "MCR" : ($e = 0.35\text{ mm}$ et $q = 75\text{ W/cm}^2$)

La configuration MCR a les mêmes dimensions que celles du prototype expérimental de A.Hamza [49,50] ($L \times W \times H = 100 \times 16 \times 1.6\text{ mm}^3$). La hauteur de la base est égale à celle du couvercle (3mm). Un flux de chaleur constant de 75 W/cm^2 est appliqué à la base. L'espacement du passage fluide (canal) est $e = 0.35\text{ mm}$, l'épaisseur des parois solides entre les canaux est de 0.7 mm et le nombre de canaux est égal à 15.

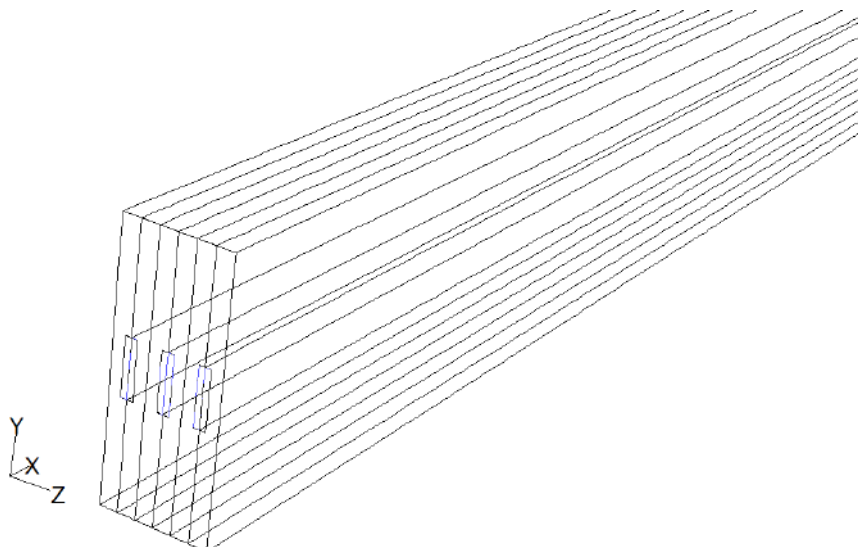


Figure 4. 20 – Configuration des mini-canaux rectangulaires (MCR)

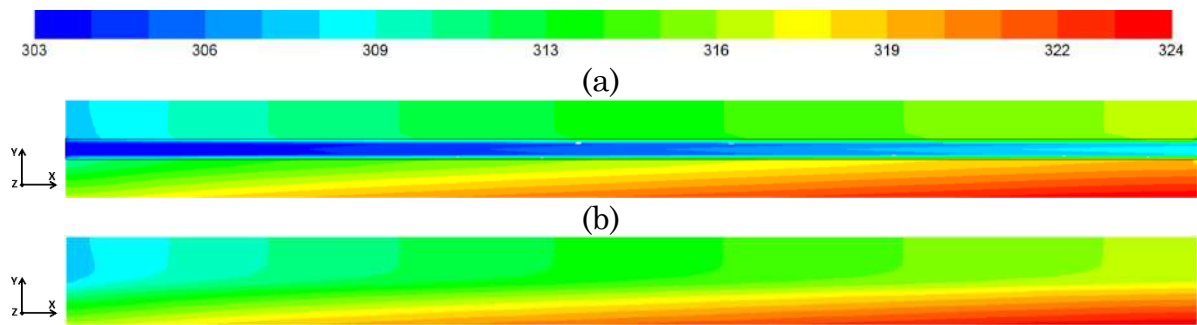


Figure 4. 21 – Contours de température : coupes longitudinales passant par (a) canal (b) ailette ($\dot{m} = 3 \text{ kg/mn}$ et $q = 75 \text{ W/cm}^2$)

L'examen de la figure 4.21(a) montre que la température du fluide change significativement dans le dernier tiers de la longueur du canal. La température du couvercle est quasi-stable à 313 K le long d'une majeure partie longitudinale. La variation de température en amont est due au flux de chaleur conductif à l'entrée. La température de la base varie d'environ 313 K (à l'entrée) à plus de 325 K à la sortie.

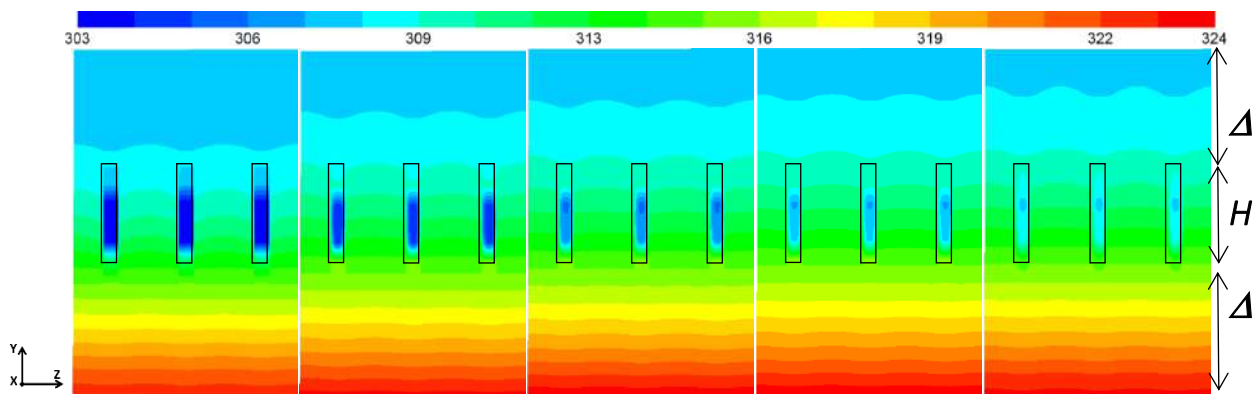


Figure 4. 22 – Contours de température : coupe transversale (à $x = 0, 10, 50, 90$ et 100 mm)

La figure 4.22 montre qu'à $x = 0$ la température dans les canaux est quasi-uniforme, une légère variation aux extrémités est palpable $303 \text{ K} - 306 \text{ K}$. Des ondulations légères (dues à l'alternance canal-ailette) dans la base sont observées pour toutes les positions x . En revanche, les ondulations sont plus importantes dans le couvercle, notamment près de la zone fluide (canaux), et les minima sont situés dans ce voisinage. Le rétrécissement progressif de la zone froide est dû à l'homogénéisation de la température de l'écoulement.

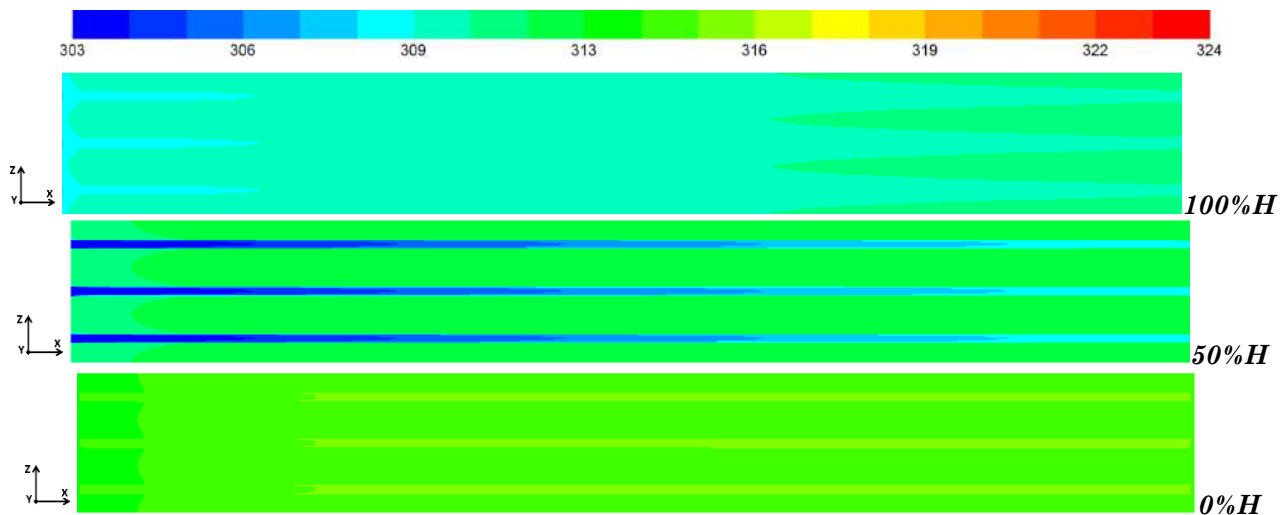


Figure 4. 23 – Contours de température : coupe longitudinale (plan xz) à différentes hauteurs dans le canal ($\dot{m}=3kg/mn$)

La figure 4.23 présente le contour de température à différentes hauteurs dans les canaux : $0\%H$ à la base des canaux, $50\%H$ à mi-hauteur et $100\%H$ affleurant le haut des canaux (interface canal-couvercle). Elle illustre la variation de la température au sein même des canaux de cause du chauffage asymétrique (uniquement la base du dissipateur est chauffée).

• **Différents débits :**

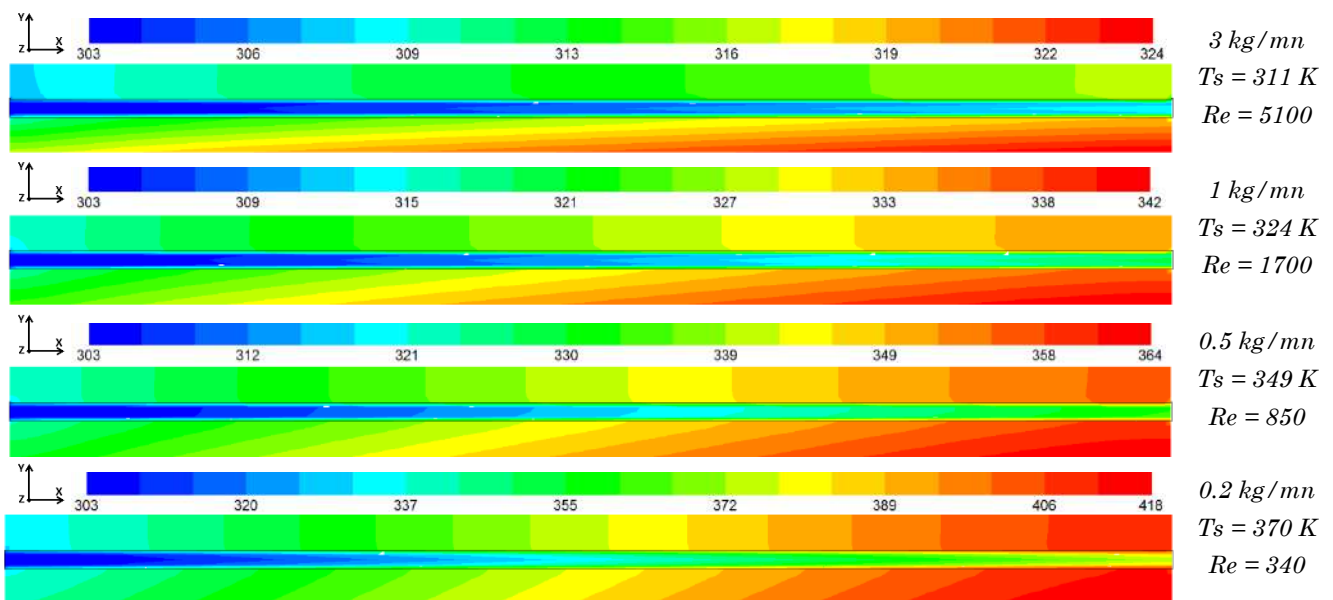


Figure 4. 24 – Contours de température : coupes longitudinales (plan xy)

La figure 4.24 met en évidence la variation de la température pour différents débits. Elle corrobore l'explication attribuée au temps de résidence dans le canal. En effet, le champ de température dans le fluide et le solide, subit une variation importante à faible nombre de Reynolds. La température de sortie atteint $370K$ pour $Re = 340$, alors qu'elle n'est que de $311K$ pour $Re=5100$. Ce résultat montre que pour avoir un bon

refroidissement dans les micro-canaux à ailettes rectangulaires, il est important d'opérer à des débits élevés. Cependant, ceci ne permet pas d'assurer une homogénéisation de la température sur la surface du couvercle ou de la base du dissipateur, objectif qui peut être crucial lorsqu'on souhaite minimiser l'écart de température entre les différents points d'une même surface comme dans le cas d'un refroidissement des optiques qui reçoivent le rayonnement synchrotron de fortes densités.

b) Micro-canaux à picots "MCP" ($e=0.35mm$)

La configuration à picots MCP a les mêmes dimensions que celles du prototype expérimental de Hamza [49,50] ($L \times W \times H = 100 \times 16 \times 1.6 \text{ mm}^3$), la base et le couvercle ont une épaisseur de $3mm$. Un de flux de chaleur constant de 350 W/cm^2 est appliqué à la base. L'espaceur du passage fluide (canal) est $e = 0.35 \text{ mm}$, la section du picot est $1.7 \times 1.7 \text{ mm}^2$.

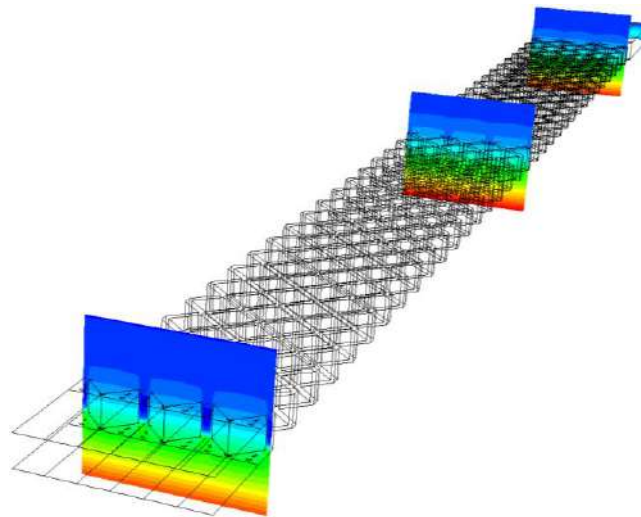


Figure 4. 25 – Configuration à picots MCP ($e=0.35mm$)

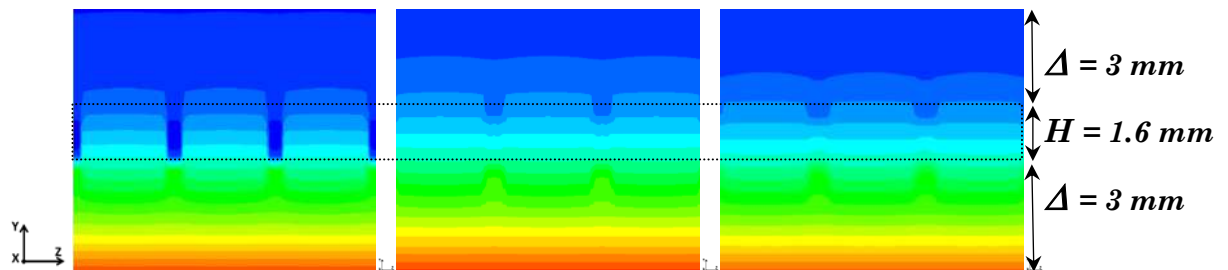


Figure 4. 26 – Contours de température : coupes transversales (1^{ère}, 17^{ème} et 34^{ème} picot)

La figure 4.26 présente les contours de température sur des coupes transversales en trois abscisses, on y voit que la configuration des picots permet de garder un excellent refroidissement tout au long du dissipateur même à très faible nombre de Reynolds ($Re=100$).

La figure 4.27 est illustrative pour montrer la variation de température dans les picots et l'espace fluide à différentes positions. Une étude paramétrique basée sur le débit est menée ci-dessous.

- **Cas de plus faible débit :** ($\dot{m} = 0.05 \text{ kg/mn}$, $Re = 100$ et $U_{in} = 0.015 \text{ m/s}$)

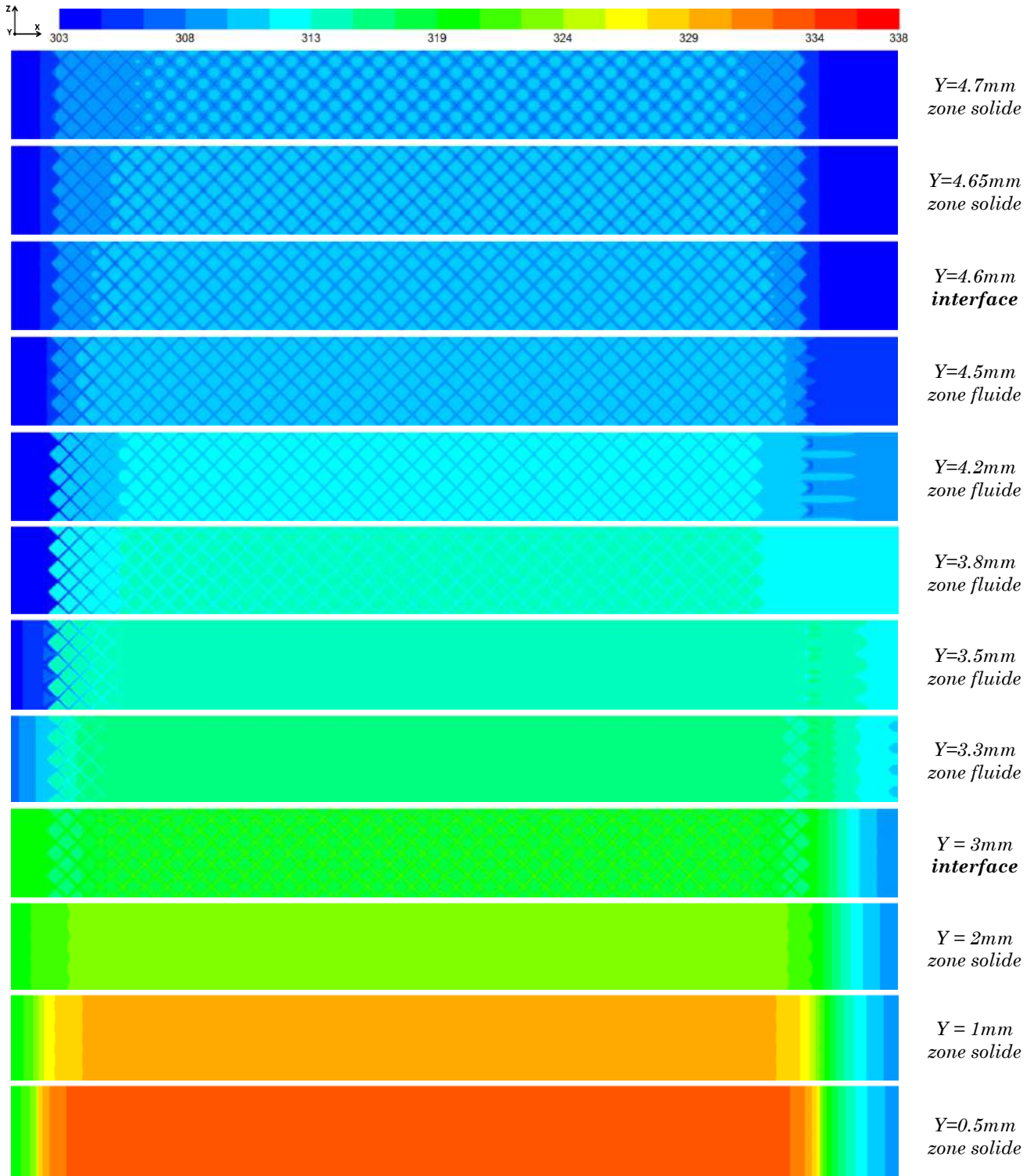


Figure 4.27 – Contours de température : coupes longitudinales (plan xz) à différentes positions y

La figure 4.27 représente les contours de température sur différentes coupes longitudinales à différentes hauteurs (y) à partir de la base de chauffage. L'examen de

cette figure pour $Y = 0.5 \text{ mm}$ (1^{er} contour à partir du bas) montre que la température est de l'ordre de 338K près de la base. En amont, la température est inférieure à celle de la partie en dessous des picots, la température varie de 320 à 329K . La différence par rapport à la partie en dessous des picots s'explique par le fait que celle-ci enveloppe simplement du fluide sans picots, à l'instar de l'aval. L'effet des picots se fait sentir au niveau des iso-valeurs du champ de température à titre d'exemple $Y=4.65\text{mm}$, $Y=4.7\text{mm}$.

• **Avec différents débits** : Re varie de 100 à 2000

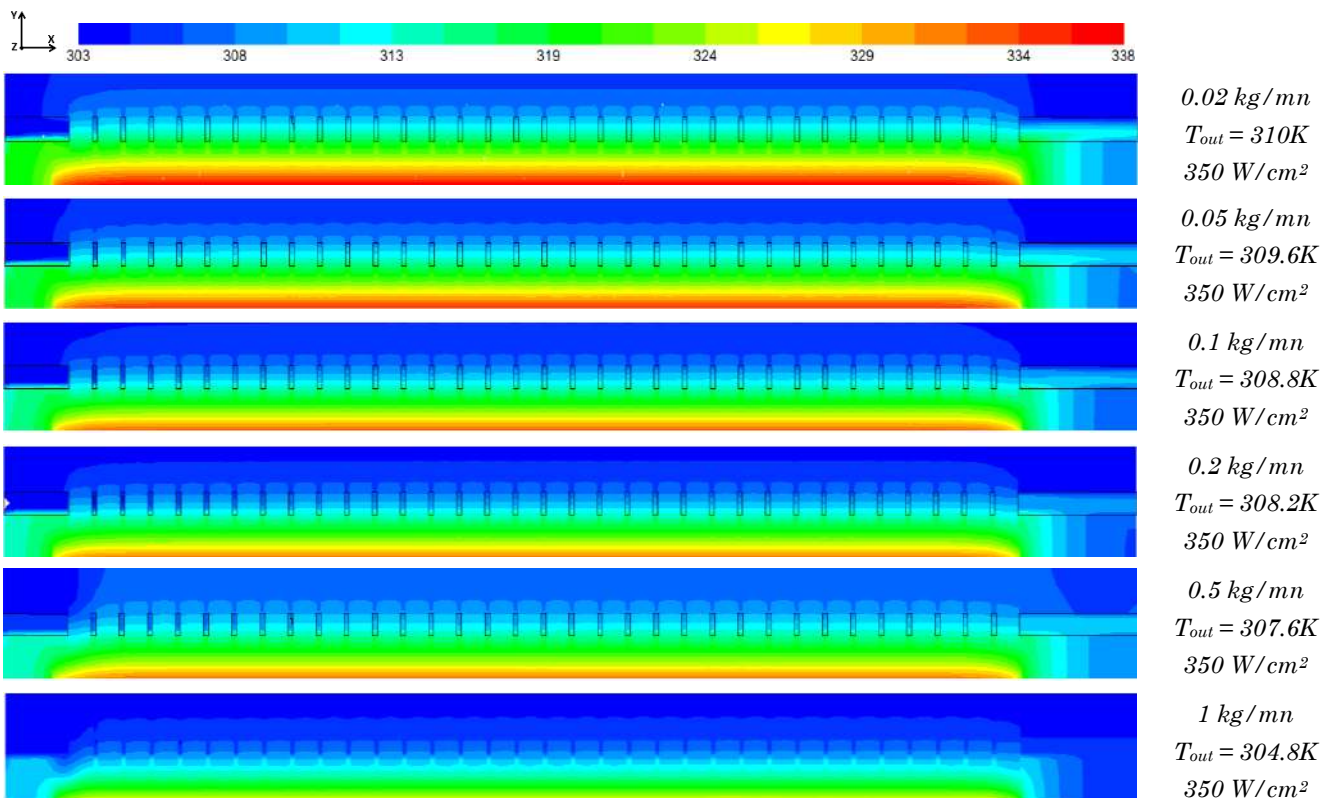


Figure 4. 28 – Contours de température : coupes longitudinales (plan xy)

La figure 4.28 montre que la présence des picots permet un meilleur refroidissement par rapport au cas canaux rectangulaires. En effet, la température de sortie du fluide est de l'ordre de 308K pour un débit de $0.2 \text{ kg}/\text{mn}$ pour la configuration à picots contre 370K dans le cas de canaux. La température est maintenue à un niveau réduit dans le solide (base et couvercle) comparativement au cas avec ailette rectangulaire. L'efficacité du refroidissement augmente au fur et à mesure que le débit augmente : pour un débit de $1 \text{ kg}/\text{mn}$ la température de sortie est à 304.8K .

Les champs thermiques pour une largeur de canal 1.6mm et une densité de flux $q=100\text{kW}/\text{m}^2$ sont présentés en annexe C. ils confirment les constatations générales pour $e=0.35\text{mm}$.

4.4.3. Optimisation de la géométrie à picots et proposition d'un nouveau design

a) Configuration MCP ($e = 1.6 \text{ mm}$)

La figure 4.29 montre les contours de température de la configuration à picots MCP, pour quatre débits différents avec une densité de flux égale à 100 kW/m^2 appliquée à la base.

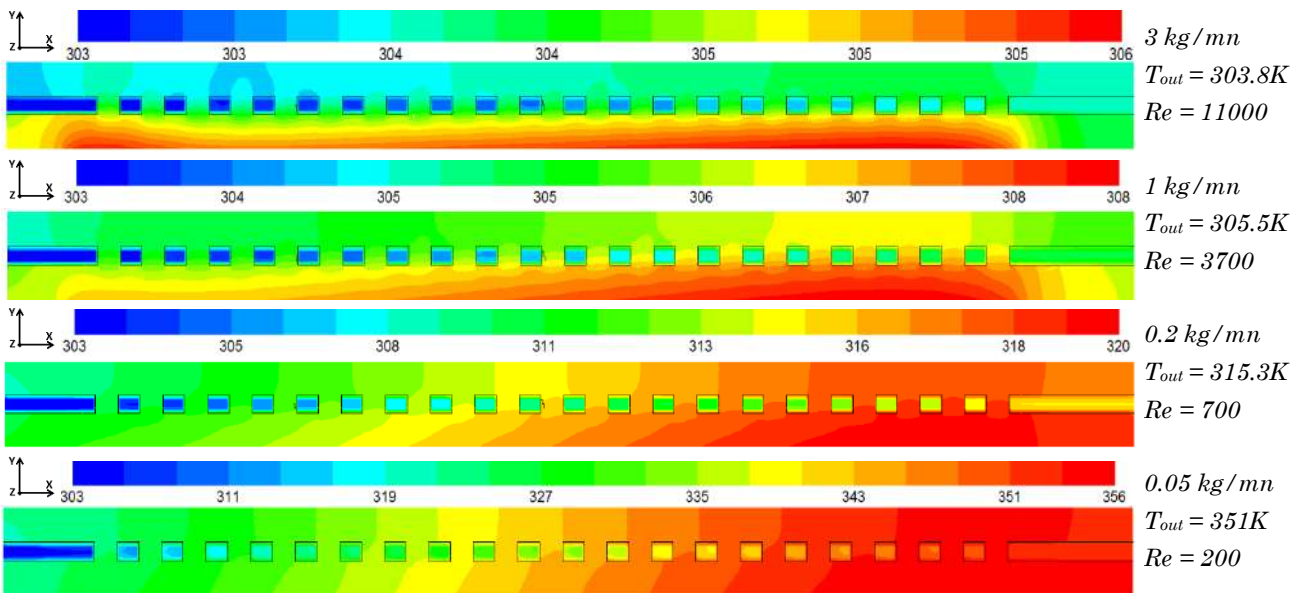


Figure 4.29 – Contours de température : coupes longitudinales (100 kW/m^2)

L'implémentation des picots dans le dissipateur de chaleur permet de réduire considérablement la température dans la base et le couvercle. En effet, la figure 4.29 permet de constater que les picots limitent la zone de haute température dans la base comparativement au cas des ailettes rectangulaires.

b) Configuration MCPm ($e = 1.6 \text{ mm}$)

La figure 4.30 montre les contours de température de la configuration à picots modifiés (MCPm), pour les mêmes débits et densité de flux. On remarque une légère différence pour la température maximale. Tandis que pour la température moyenne du fluide de refroidissement à la sortie du domaine de calcul elle a augmenté de l'ordre de quelques dixièmes de degré.

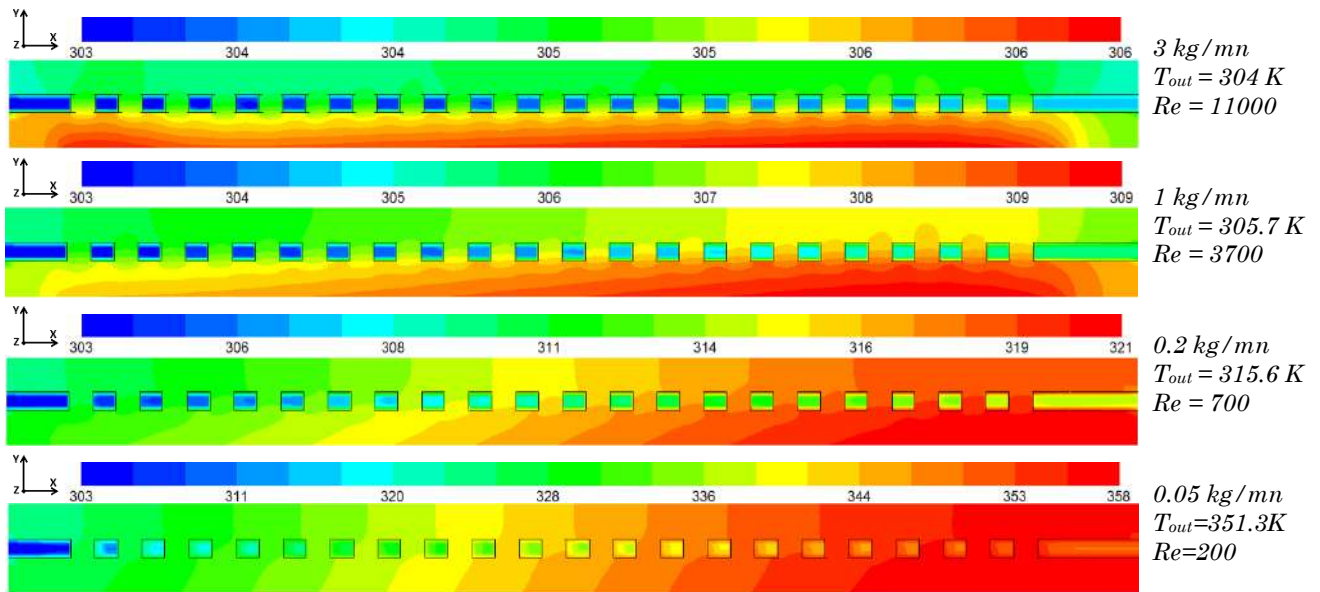


Figure 4.30 – Contours de température : coupes longitudinales (100 kW/m^2)

Donc, le fait d’améliorer le design des picots provoque une légère baisse en termes de qualité d’échange thermique, mais réduit considérablement les pertes de charge. Ce qui reste une solution intéressante pour une optimisation réalisable du dissipateur de chaleur type micro-picots.

4.4.4. Coefficient d’échange

Le profil du coefficient d’échange est présenté dans les figures 4.31 et 4.32. L’évolution de h avec l’augmentation du débit est bien vérifiée, quelle que soit la dimension du passage fluide (e).

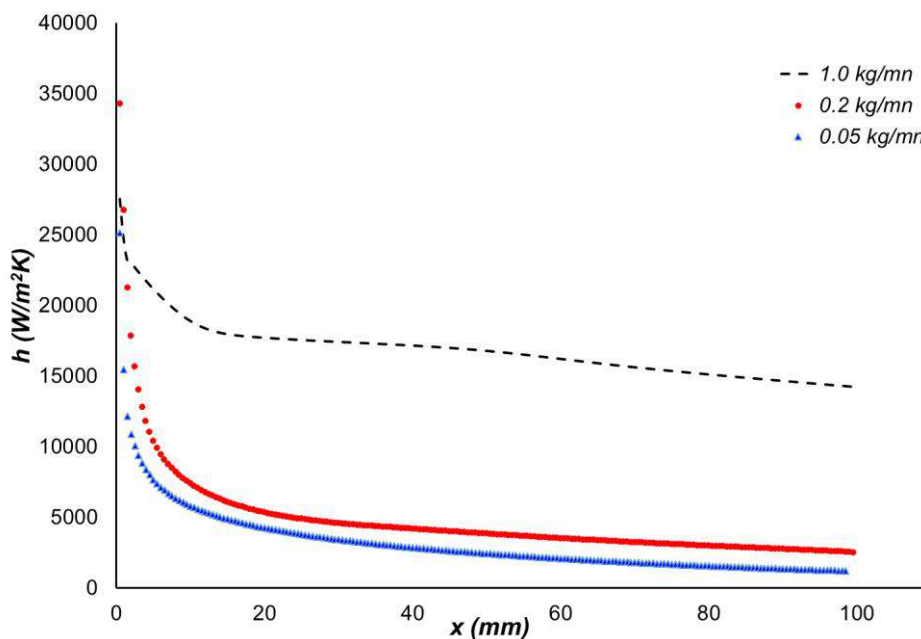


Figure 4.31 – Coefficient d’échange du cas MCR ($e = 1.6 \text{ mm}$)

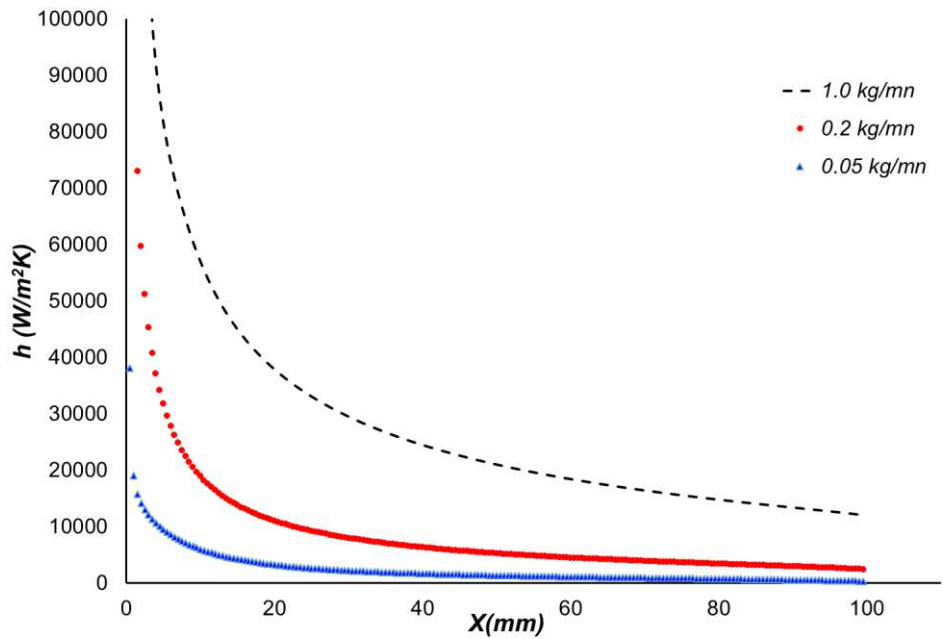


Figure 4. 32 – Coefficient d’échange du cas MCR ($e = 0.35 \text{ mm}$)

La figure 4.33 présente une comparaison entre les profils du coefficient d’échange pour les trois configurations MCR, MCP et MCPm pour $e = 1.6 \text{ mm}$ et $\dot{m} = 0.2 \text{ kg/mn}$. On note ici qu’à cause de l’espace restreint derrière les picots, l’oscillation de coefficient d’échange dans le cas de la configuration des picots est moins importante que dans le cas des picots modifiés. Cela est dû au volume d’espace entre les picots (en aval de chaque picot), ce qui offre la possibilité au liquide de refroidissement de bien se mélanger et reproduire un meilleur échange thermique pour le second cas MCPm, surtout près de l’entrée où le coefficient d’échange moyen pour MCP est plus élevé que MCPm. [60]

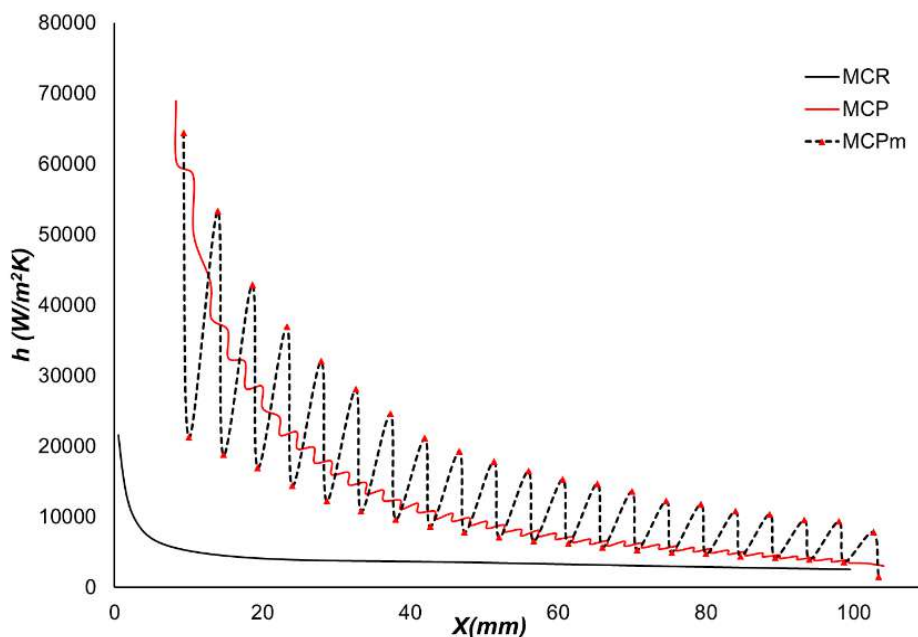


Figure 4. 33 – Profils h des trois configurations MCR, MCP et MCPm ($e = 1.6 \text{ mm}$ et $\dot{m} = 0.2 \text{ kg/mn}$)

4.5. Discussion de l'évaluation de h par les différentes méthodes

4.5.1. Cas de passage fluide élargi ($e=1.6mm$)

La détermination du coefficient d'échange est basée sur l'évaluation des températures à la paroi et la densité de flux sur les quatre faces (deux latérales, une haut et une bas) représentées sur la figure 4.34. Pour ce cas, le passage fluide considéré est égal à 1.6mm.

a) Configuration MCR

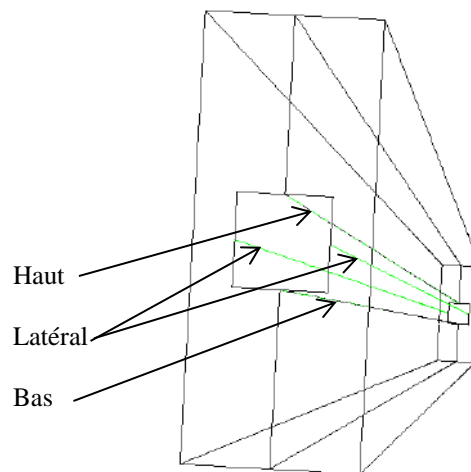


Figure 4. 34 – Schéma représentatif des 4 lignes pour tracer h du cas MCR ($e = 1.6 mm$)

Les résultats montrent qu'il n'y a pas de différence significative entre les coefficients d'échange sur les lignes latérales (gauche et droite). Par conséquent, et afin de ne pas surcharger les graphes, une seule courbe sera présentée sur les figures 4.35 – 4.36.

Ces derniers présentent les profils de h sur les trois lignes pour trois débits différents. Nous constatons que les trois courbes des lignes (latérale, haut et bas) coïncident parfaitement pour les faibles débits, et nous distinguons une légère différence dans le cas du débit plus élevé ($1 kg/mn$) de la figure 4.37.

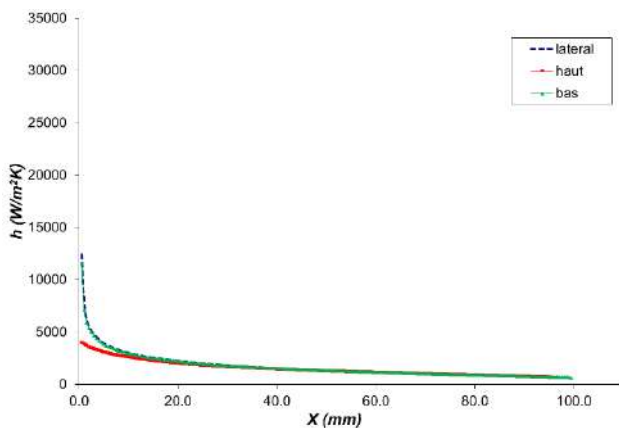


Figure 4. 35 – Profils h pour MCR
($\dot{m}=0.05kg/mn$)

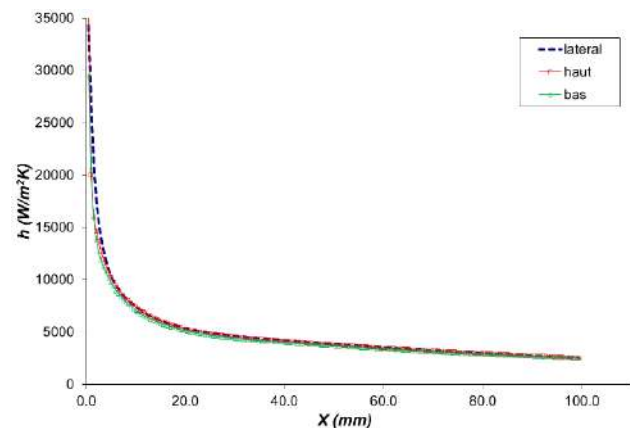


Figure 4. 36 – Profils h pour MCR
($\dot{m}=0.2kg/mn$)

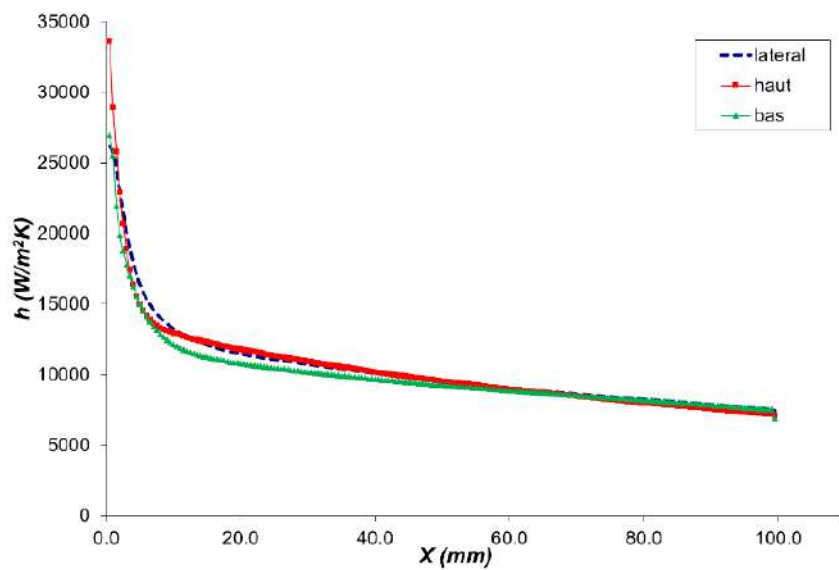


Figure 4. 37 – Profils h pour MCR ($\dot{m}=1\text{kg}/\text{mn}$)

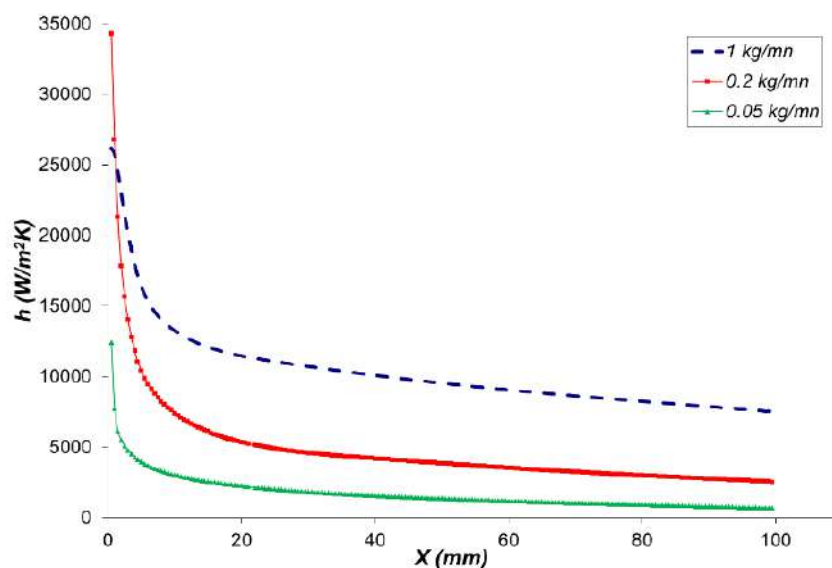


Figure 4. 38 – Profils h pour MCR des côtés "latéraux"

La figure 4.38 présente le profil du coefficient d'échange dans le cas mini-canaux rectangulaires, pour trois valeurs de débits. L'influence du débit sur la qualité d'échange est bien mise en évidence (accroissement de h avec l'augmentation du débit). Le plus important sur la figure 4.38, est l'établissement rapide de l'échange de chaleur avec le faible débit $0.05\text{kg}/\text{mn}$ ($Re=110$). Pour le débit $0.2\text{kg}/\text{mn}$ ($Re=450$), il y a une légère descente de la courbe, c.à.d. qu'il n'y a pas d'établissement du transfert. Par contre, avec le débit $1\text{kg}/\text{mn}$ ($Re=2200$), le coefficient d'échange diminue progressivement de l'entrée jusqu'à la sortie. Quoique la loi générale (diminution de la zone d'entrée avec le débit) reste vérifiée, l'effet de couplage conduction-convection retarde l'établissement du transfert.

b) Configuration MCP

La figure 4.39 montre les trois lignes considérées pour le traçage du coefficient d'échange dans le cas de la configuration à picots. La ligne latérale passe par le milieu des facettes frontale "front face" et arrière "back face" des picots. Les deux lignes du haut et du bas passent par le milieu des arrêtes supérieures et inférieures des picots, respectivement bord haut et bas de toutes les facettes "front" et "back" à la fois.

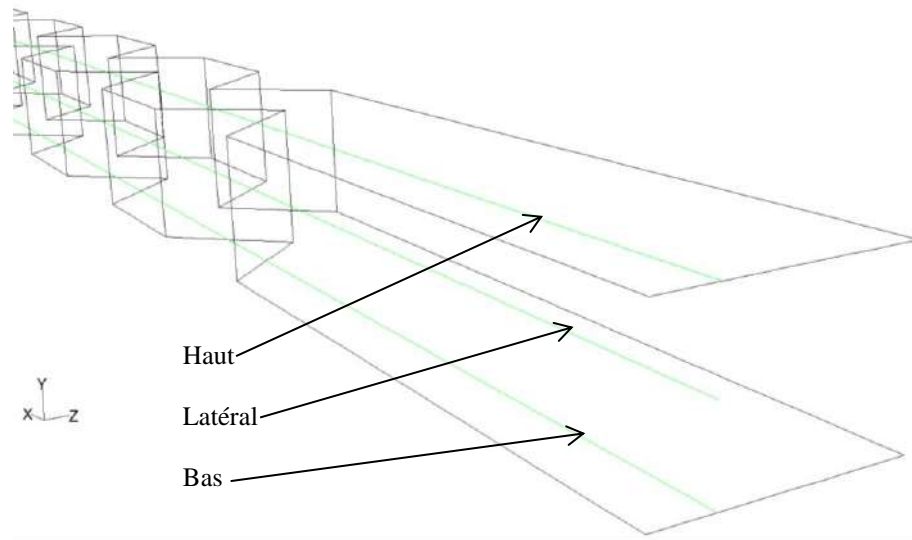


Figure 4. 39 – Schéma représentatif des trois lignes pour tracer h du cas MCP ($e = 1.6\text{ mm}$)

De la même manière que pour MCR, les figures 4.40 – 4.43 représentent les profils h_{local} pour trois débits ($0.05 ; 0.2$ et 1 kg/mn). Nous remarquons que les profils de la ligne latérale gardent toujours des valeurs supérieures de h quel que soit le débit appliqué. Tandis qu'il y a une légère différence entre les profils haut et bas : cet écart peut être négligeable pour les faibles débits et il devient plus important lorsque le débit augmente.

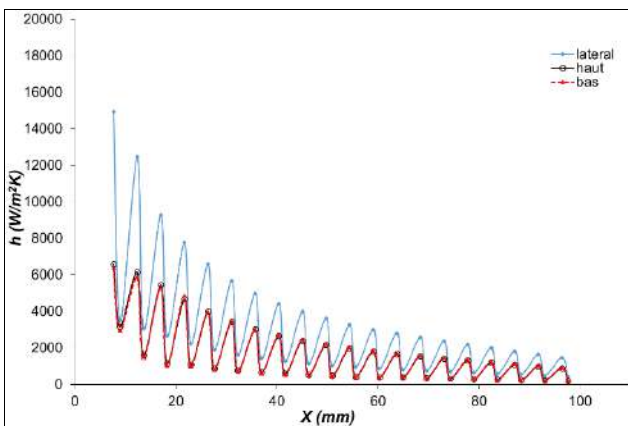


Figure 4. 40 – Profils h pour MCP ($\dot{m}=0.05\text{kg/mn}$)

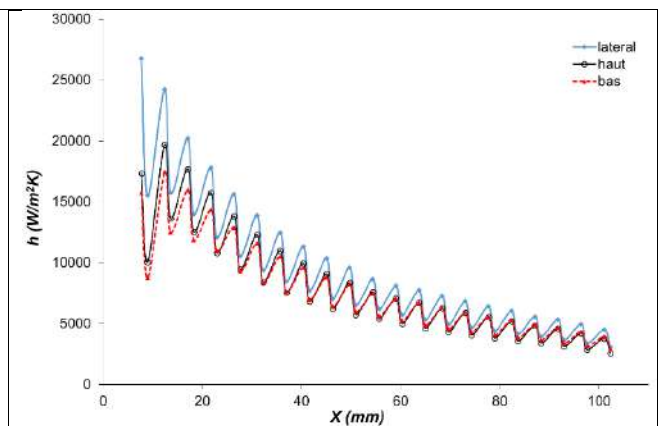


Figure 4. 41 – Profils h pour MCP ($\dot{m}=0.2\text{kg/mn}$)

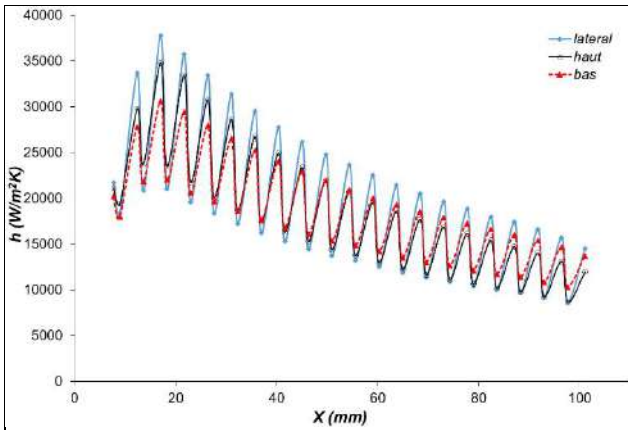


Figure 4. 42 – Profils h pour MCP ($\dot{m}=1kg/mn$)

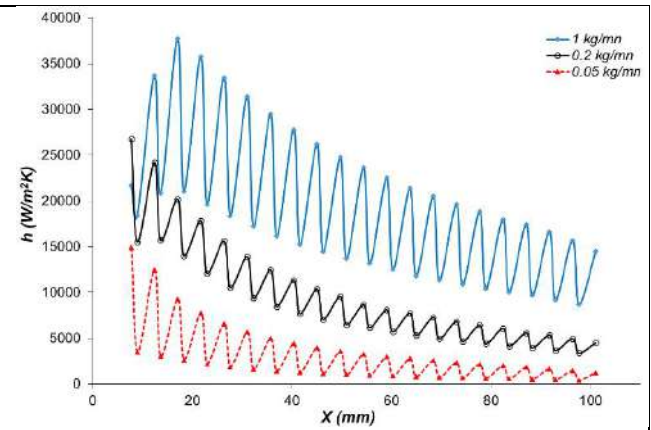


Figure 4. 43 – Profils h de MCP avec lignes latérales

La figure 4.43 illustre une comparaison des profils du coefficient d'échange pour trois débits. L'influence du débit sur la qualité d'échange est bien repérée, ce qui traduit l'accroissement de h avec l'augmentation du débit. On remarque bien le profil de h continue à descendre graduellement avec la présence d'oscillations dues aux faces amont et aval. Ces oscillations s'atténuent au fur et à mesure qu'on s'approche de la sortie. Cela est dû à la forte présence de convection turbulente, ce qui approuve l'amélioration du transfert de chaleur sur tout le domaine de la configuration à picots.

c) Configuration MCPm

La figure 4.44 montre les trois lignes considérées pour le traçage du coefficient d'échange dans le cas de la configuration à picots. La ligne latérale passe par le milieu des facettes frontale "front face" et arrière "back face" des picots. Les deux lignes du haut et du bas passent par le milieu des arrêtes supérieures et inférieures des picots, respectivement bord haut et bas de toutes les facettes "front" et "back" à la fois.

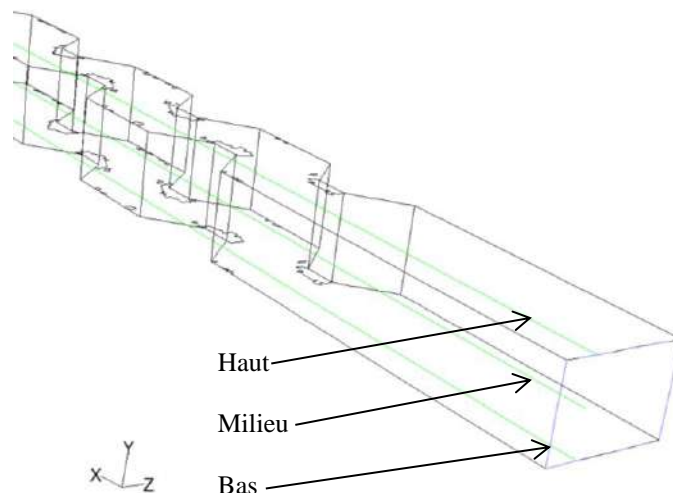


Figure 4. 44 – Schéma représentatif des lignes pour tracer le coefficient h pour MCPm

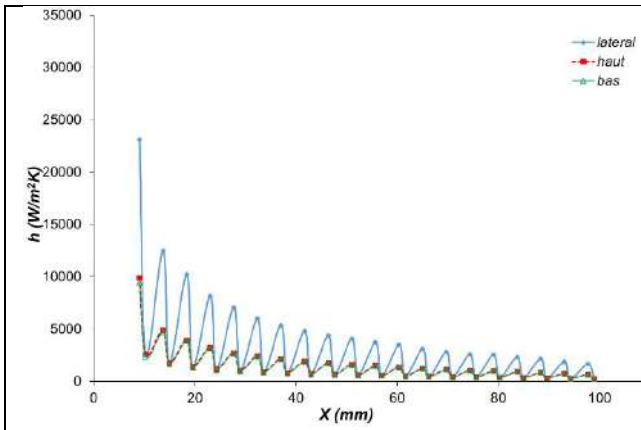


Figure 4. 45 – Profils h pour MCPm ($\dot{m}=0.05\text{kg}/\text{mn}$)

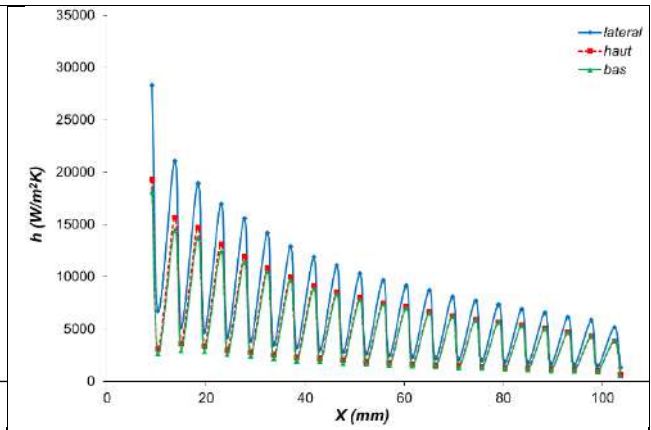


Figure 4. 46 – Profils h pour MCPm ($\dot{m}=0.2\text{kg}/\text{mn}$)

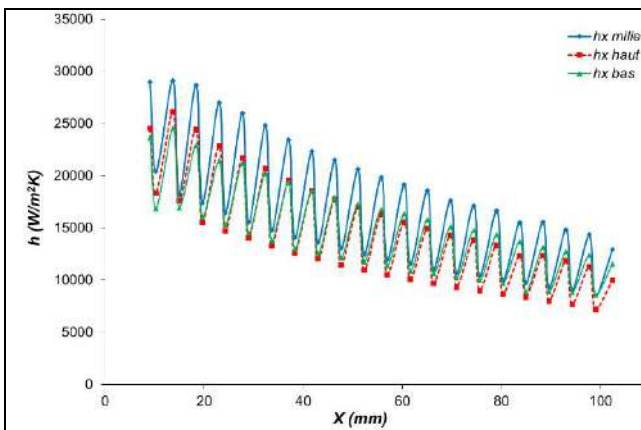


Figure 4. 47 – Profils h pour MCPm ($\dot{m}=1\text{kg}/\text{mn}$)

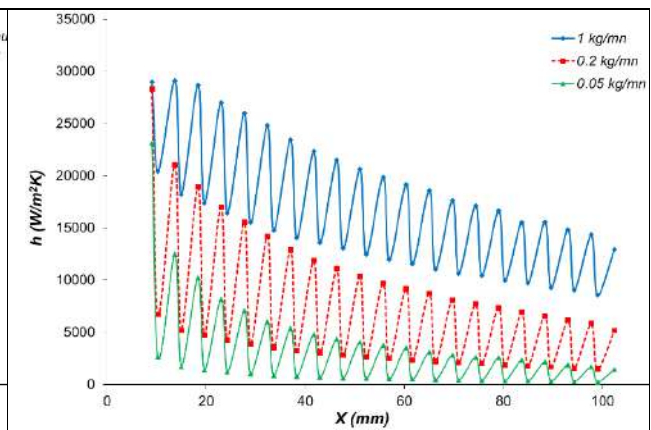


Figure 4. 48 – Profils h de MCPm avec côtés "latéraux"

Dans les figures 4.45 – 4.48 du cas de la configuration MCPm-160, les mêmes remarques que celles de la configuration MCP-160 peuvent être formulées. La face latérale garde toujours des valeurs supérieures de h_{local} , quel que soit le débit appliqué (0.05 – 0.2 – 1 kg/mn). Tandis qu'il y a une légère différence entre les deux lignes (haut et bas), qui tend à s'estomper pour les faibles débits.

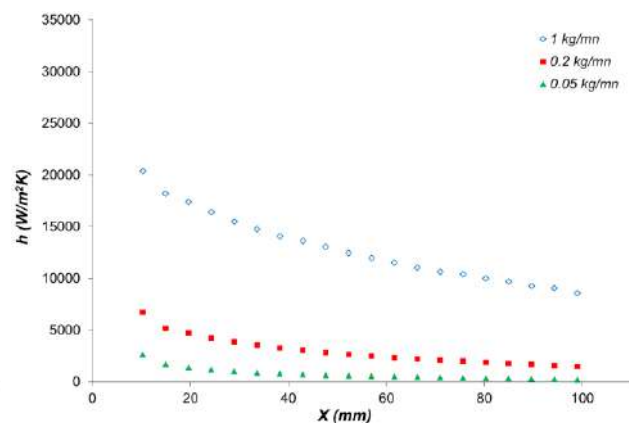
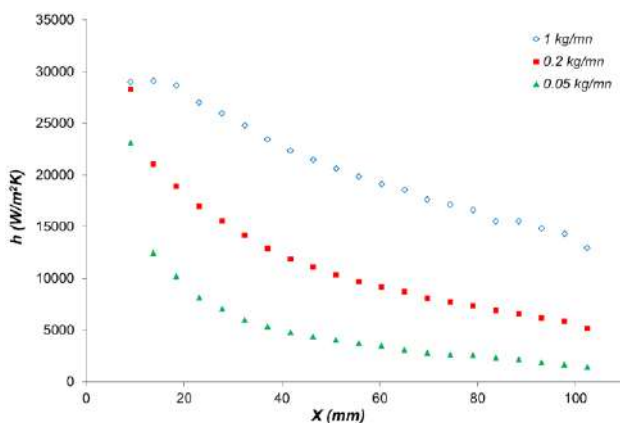


Figure 4. 49 – Profils h (Front) à gauche et (Back) à droite de MCPm pour la ligne latérale

La figure 4.49 présente une comparaison des profils h (Front) et (Back) de MCPm du pour trois débits. L'écart entre les deux cas (Front et Back) est bien repéré avec l'accroissement de h avec l'augmentation du débit.

4.5.2. Cas de passage fluide très étroit ($e=0.35mm$)

Dans ce cas, le passage fluide considéré est égal à 0.35 mm , et la détermination du coefficient d'échange est basée sur l'évaluation des températures à la paroi et densité de flux sur les quatre faces (deux latérales, haut et bas), de la même façon que dans le cas précédent.

a) Configuration à mini-canaux rectangulaires MCR ($e = 035\text{ mm}$)

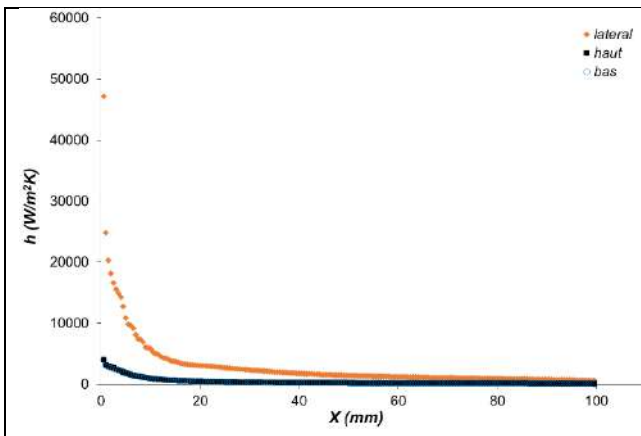


Figure 4. 50 – Profils h de MCR ($\dot{m}=0.05\text{kg}/\text{mn}$)

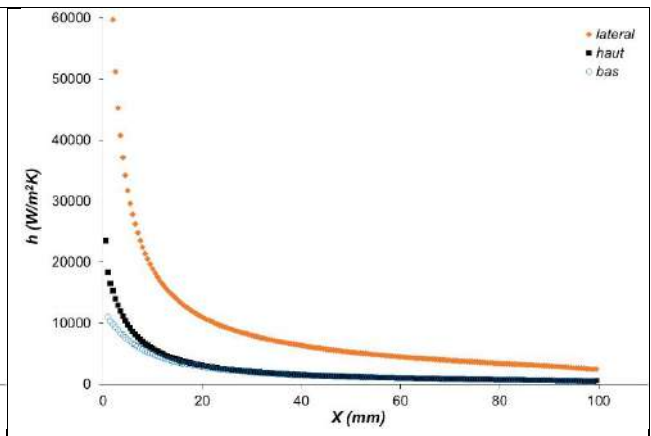


Figure 4. 51 – Profils h de MCR ($\dot{m}=0.2\text{kg}/\text{mn}$)

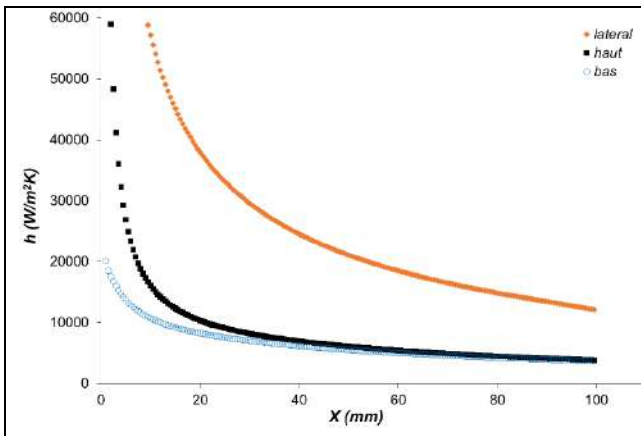


Figure 4. 52 – Profils h de MCR ($\dot{m}=1.0\text{kg}/\text{mn}$)

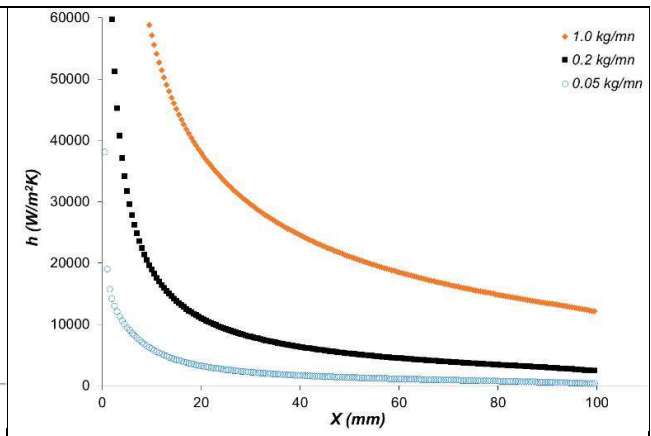


Figure 4. 53 – Profils h de MCR avec côtés "latéraux"

Dans les figures 4.50 – 4.53, nous remarquons que les valeurs de h_{local} des parois latérales (ligne-côté) sont plus importantes que celles du haut et du bas, qui restent quasiment identiques pour les débits faibles et avec un écart légèrement visible pour les débits élevés).

b) Configuration à picots MCP ($e = 035 \text{ mm}$) :

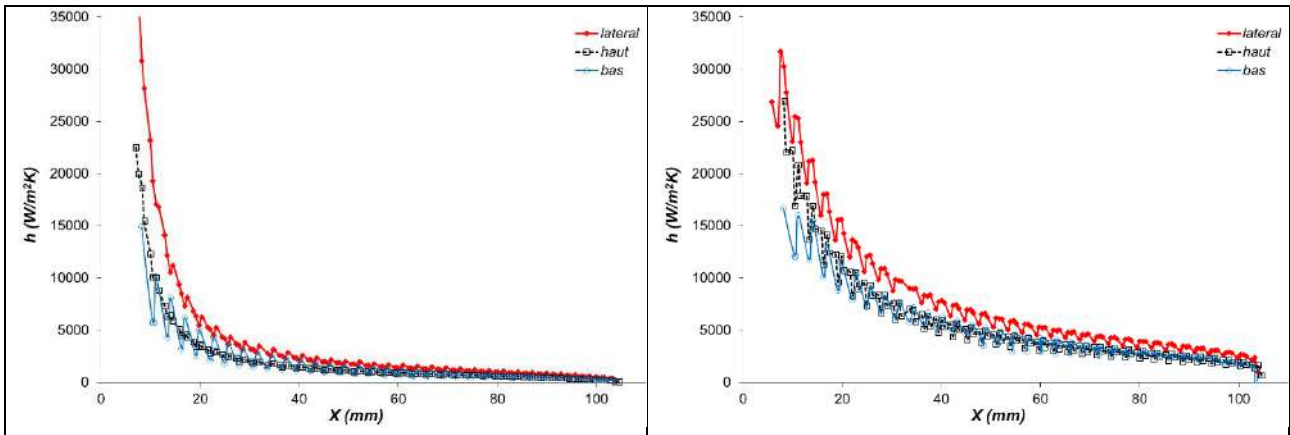


Figure 4. 54 – Profils h de MCP ($\dot{m}=0.05\text{kg}/\text{mn}$)

Figure 4. 55 – Profils h de MCP ($\dot{m}=0.2\text{kg}/\text{mn}$)

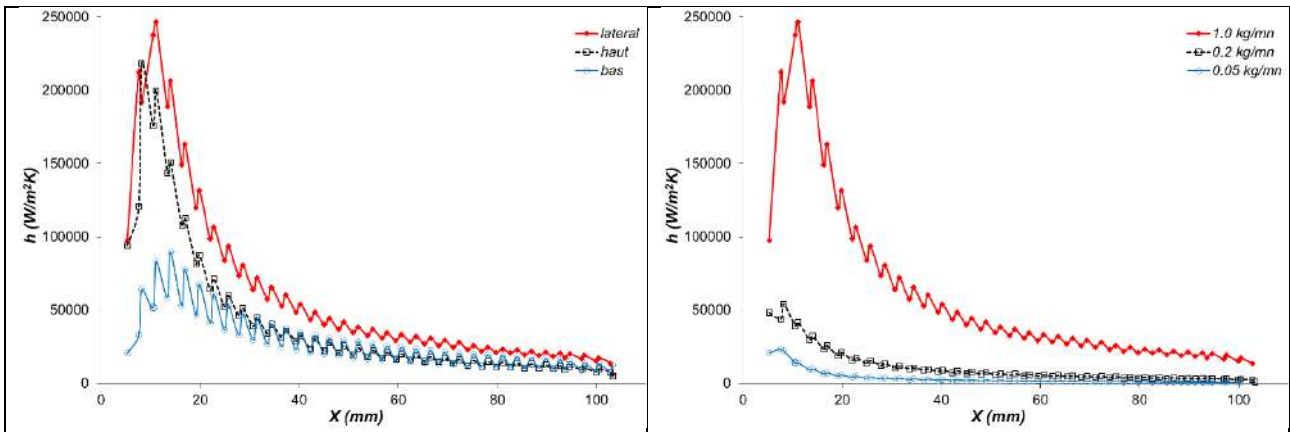


Figure 4. 56 – Profils h de MCP ($\dot{m}=1.0\text{kg}/\text{mn}$)

Figure 4. 57 – Profils h de MCP avec côtés "latéraux"

Pour les figures 4.54 – 4.57, nous remarquons que les valeurs de h_{local} de la ligne latérale sont plus importantes que celles des lignes (haut et bas), qui restent quasiment identiques pour les débits faibles et avec un écart visible pour des débits plus élevés.

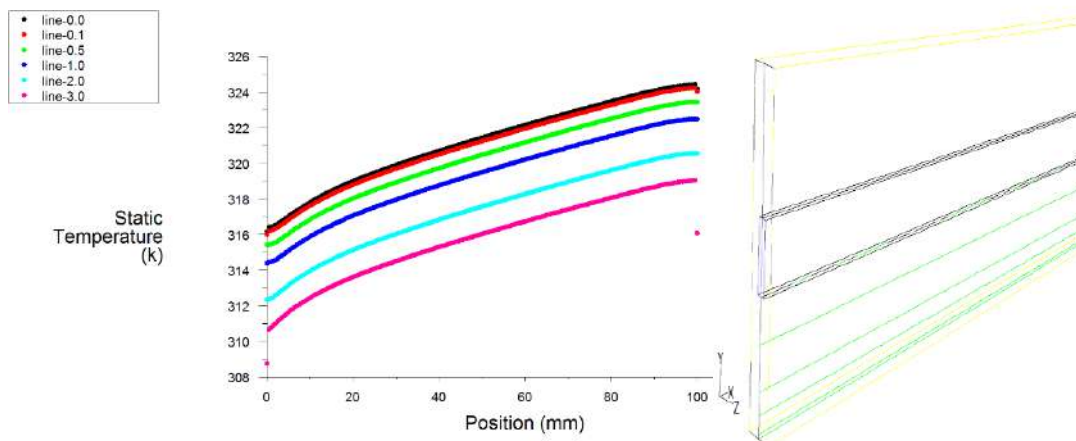


Figure 4. 58 – Evolution de température à la base solide : cas MCR ($y = 0, 0.1, 0.5, 1, 2 \text{ et } 3 \text{ mm}$)

4.5.3. Profil de h_{moy} pour MCR

Les résultats numériques du profil de h_{moy} en fonction du nombre de Reynolds ont été confrontés aux résultats expérimentaux de A.HAMZA [49,50], pour des valeurs élevées de Reynolds (figure 4.59). La simulation numérique nous a permis de présenter le coefficient d'échange thermique à faibles nombre de Reynolds, comme présenté sur la figure 4.60.

On distingue la transition qui commence autour de $Re = 200\sim 300$. Une corrélation sera déduite plus loin pour présenter la courbe théorique du profil $h_{moy}(Re)$. Par la suite, cette courbe va être subdivisée en deux parties pour affiner les corrélations pour $Re < 200$ et $Re > 200$.

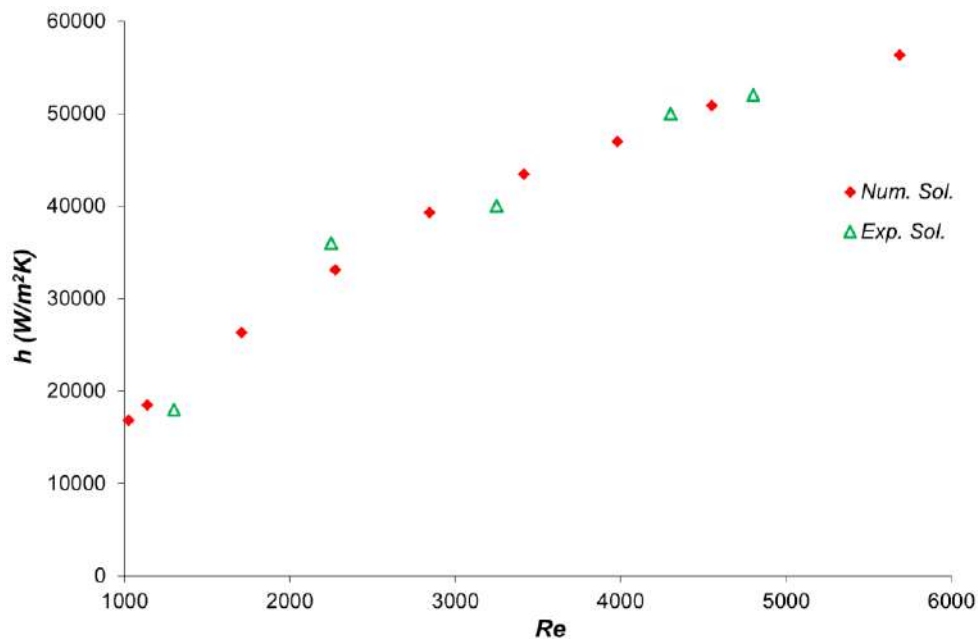


Figure 4. 59 – Profils h_{moy} de MCR à Reynolds élevés ($e = 0.35\text{ mm}$)

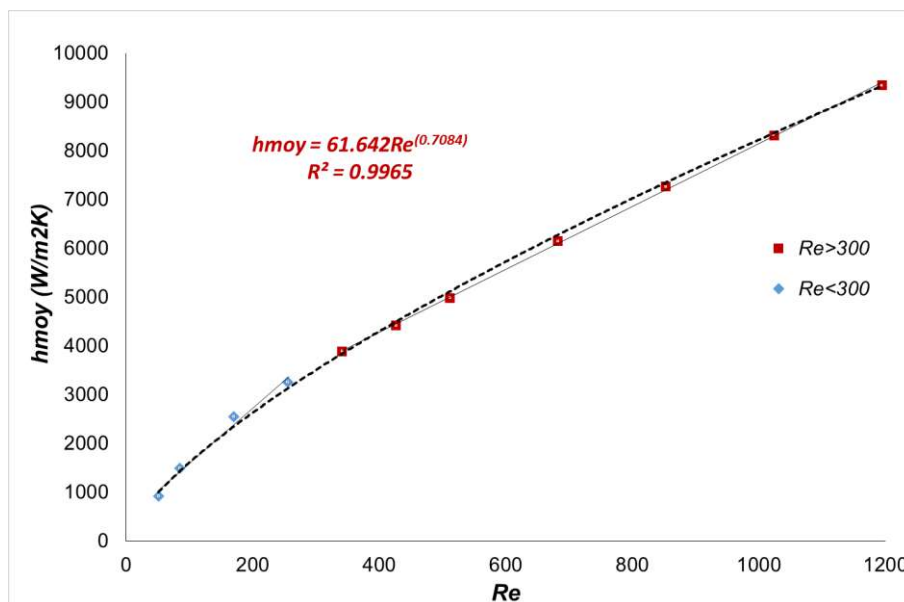


Figure 4. 60 – Profils h_{moy} de MCR à faibles Reynolds ($e = 0.35\text{ mm}$)

A noter que, la température de référence utilisée dans l'évaluation de $h(x)$ est la température moyenne variable ($T_{ref} = T_{moy}(x)$) présentée précédemment.

Les valeurs de h_{moy} sont déduites des valeurs de h_{local} , comme moyenne sur l'ensemble du domaine.

4.6. Corrélations

4.6.1. Rappel des schémas des configurations étudiées

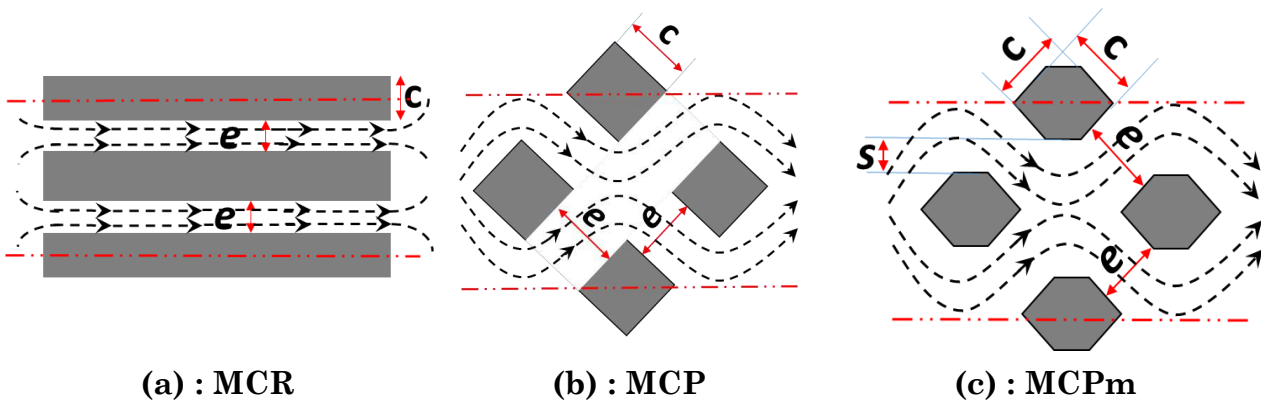


Figure 4. 61 – Schémas des géométries à comparées

Dimension	Cas1	Cas2
e (mm)	1.6	0.35
c (mm)	1.7	1.7
s (mm)	1	/

a) Mini-canaux Rectangulaire (MCR)

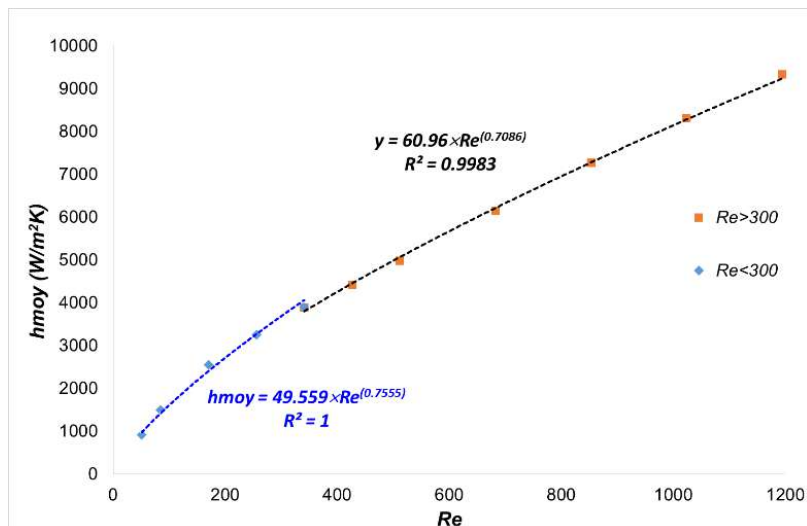


Figure 4. 62 – Corrélation pour profil h_{moy} MCR ($e=0.35\text{mm}$)

Pour le cas MCR avec $e = 0.35$ mm : Le profil de h_{moy} est tracé en utilisant la 3^e méthode, le long du canal. Les corrélations obtenues sont :

Corrélation pour $Re > 300$: $h_{moy} = 60.96 \times Re^{0.7086}$; $R^2 = 0.9983$

Corrélation pour $Re < 300$: $h_{moy} = 49.559 \times Re^{0.7555}$; $R^2 = 0.999$

b) Mini-Picots (MCP)

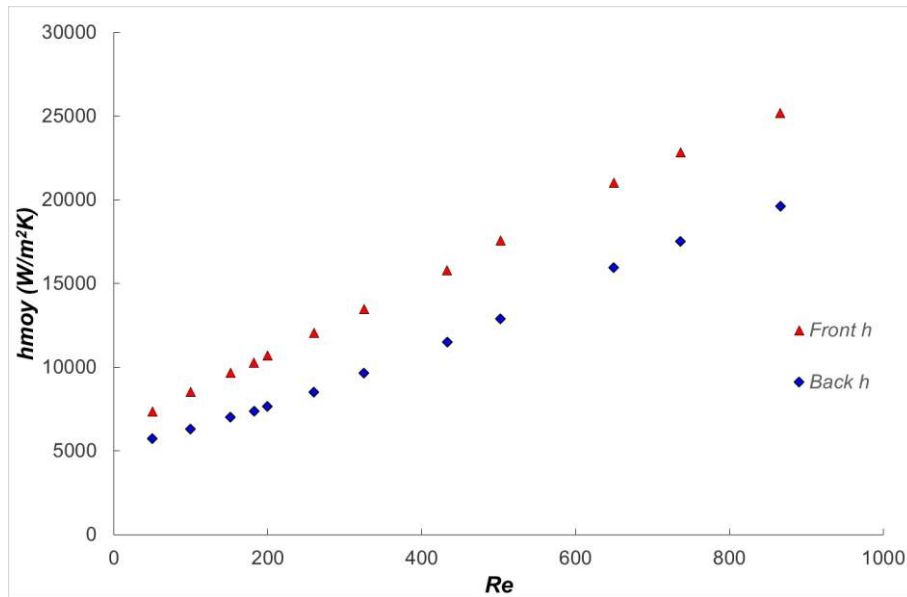


Figure 4. 63 – Profils de h moyen de MCP ($e = 0.35 \text{ mm}$)

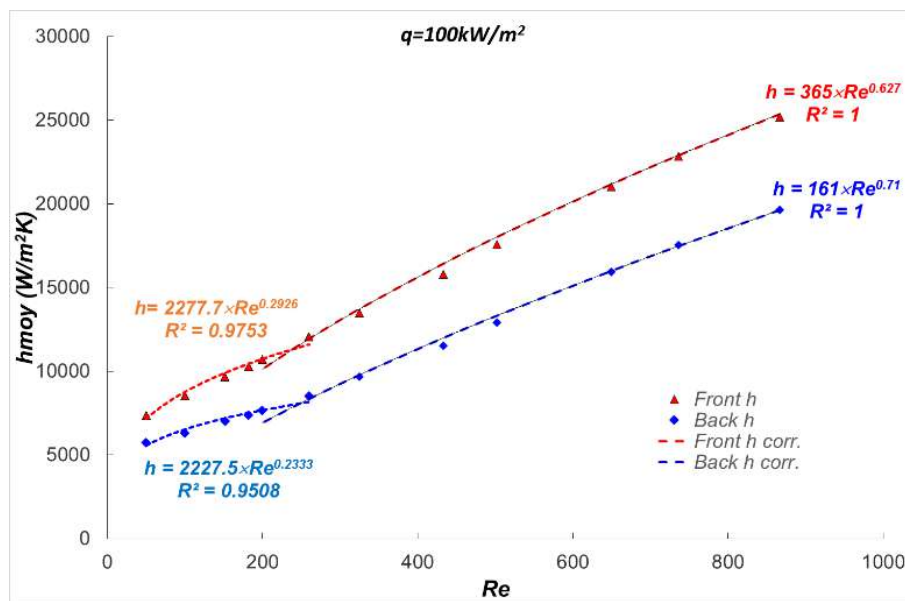


Figure 4. 64 – Corrélations du h moyen pour MCP ($e = 0.35 \text{ mm}$)

Pour le cas MCP avec $e=0.35\text{mm}$: Les profils de h_{moy} (font et back) de la figure 4.63 et 4.64 peuvent être corrélées par :

- $Re > 200$: Corrélation pour front : $h_F = 365 \times Re^{0.627}$; $R^2 = 0.996$;
- Corrélation pour back : $h_B = 161 \times Re^{0.71}$; $R^2 = 0.995$;
- $Re < 200$: Corrélation pour front : $h_F = 2277 \times Re^{0.2926}$; $R^2 = 0.975$;
- Corrélation pour back : $h_B = 2227 \times Re^{0.2333}$; $R^2 = 0.951$;

c) Mini-canaux Rectangulaire (MCR)

Pour le cas MCR avec $e = 1.6 \text{ mm}$: Les profils de h_{moy} présentés dans la figure 4.65, sont tracés en utilisant la 3^e méthode. Les corrélations obtenues sont :

Corrélation $Re > 200$: $h_{moy} = 17.252 \times Re^{0.7836}$; $R^2 = 0.999$

Corrélation $Re < 200$: $h_{moy} = 504 \times Re^{0.1433}$; $R^2 = 1$

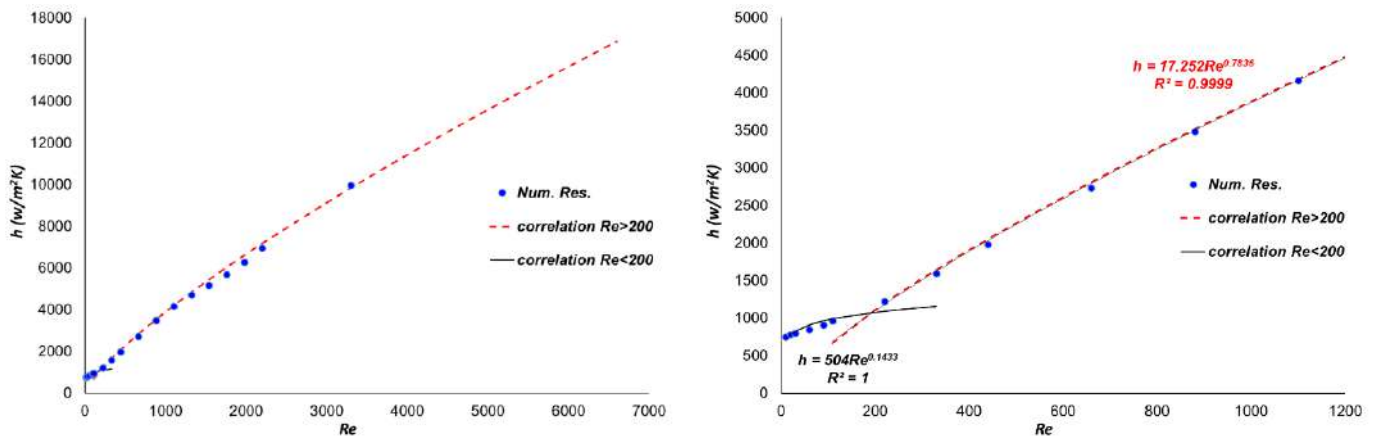


Figure 4. 65 – Profils h_{moy} pour MCR ($e = 1.6 \text{ mm}$) avec $T_{réf}$ variable

d) Configuration à Picots (MCP)

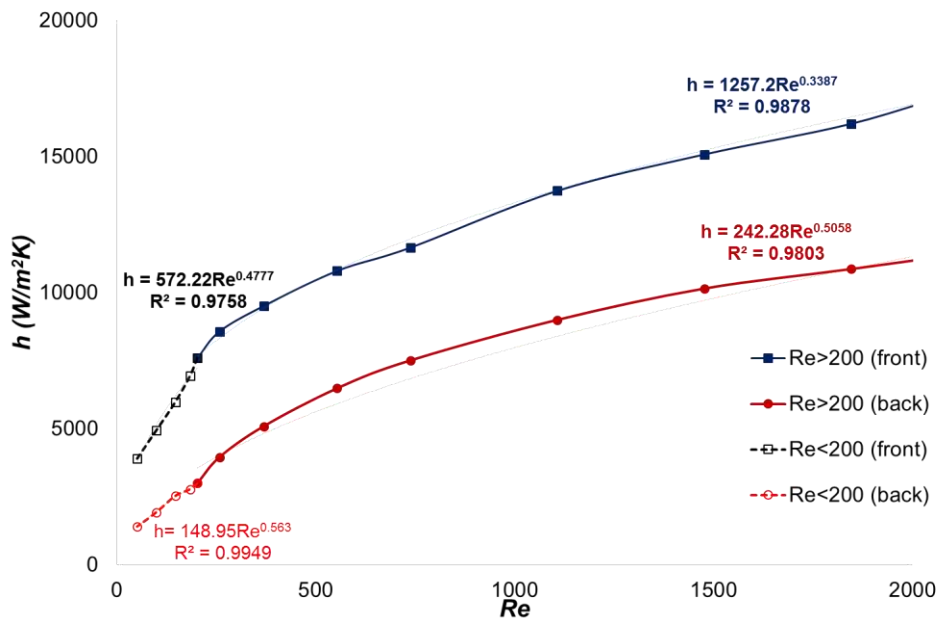


Figure 4. 66 – Profils h_{moy} (front et back) pour MCP avec $T_{réf}$ variable

Pour le cas MCP avec $e = 1.6 \text{ mm}$: Les profils de h_{moy} sont tracés en utilisant la 3^e méthode. Les corrélations obtenues sont présentées par rapport aux deux faces de picots (front et back):

$Re < 200$: Corrélation $h_{moy-Front}$: $h_F = 572 \times Re^{0.4777}$; $R^2 = 0.9758$

Corrélation $h_{moy-Back}$: $h_B = 149 \times Re^{0.563}$; $R^2 = 0.9949$

$Re > 200$: Corrélation $h_{moy-Front}$: $h_F = 1257 \times Re^{0.3388}$; $R^2 = 0.9878$

Corrélation $h_{moy-Back}$: $h_B = 242.28 \times Re^{0.5058}$; $R^2 = 0.9803$

La figure 4.67 présente la moyenne des deux profils h_{moy} (front et back), présentés séparément dans la figure précédente 4.66.

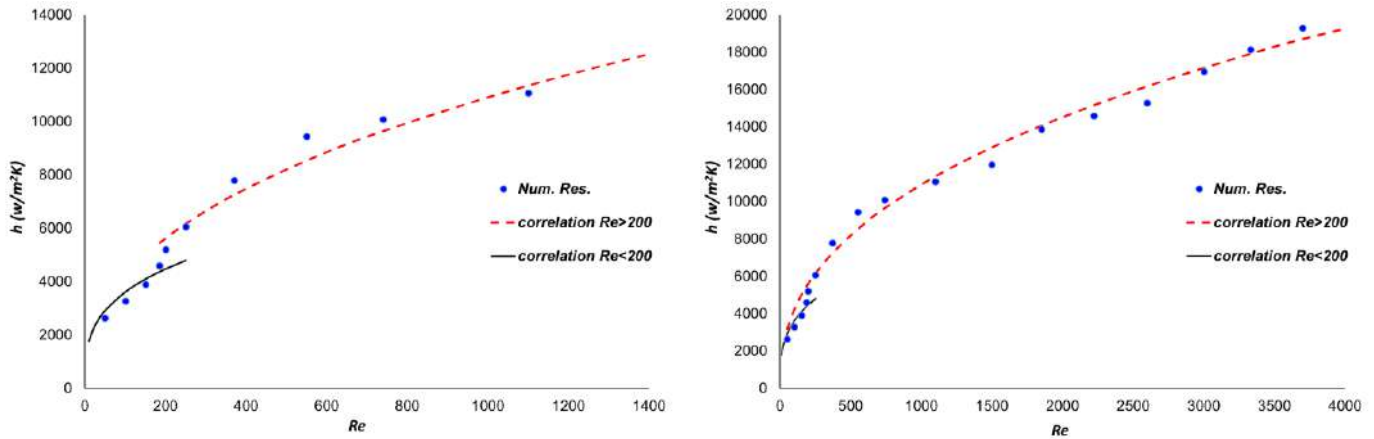


Figure 4. 67 – Profils h_{moy} pour MCP ($e = 1.6 \text{ mm}$) avec $T_{réf}$ variable

Dans toutes les figures 4.62 à 4.67, nous observons une évolution lente de h_{moy} en fonction du nombre de Reynolds jusqu'aux valeurs autour de ($Re = 200 \sim 300$). Ensuite, les profils reprennent une augmentation plus rapide sous la forme d'une fonction de puissance. La région ($Re = 200 \sim 300$) correspond à la zone de transition du régime d'écoulement (passage du régime laminaire au régime turbulent).

Cette allure est toujours conservée pour les trois configurations, elle est aussi identique pour les deux profils front et back du h_{moy} . Ces points de transition peuvent être repérés facilement par l'intersection des courbes des corrélations des deux plages du nombre de Reynolds, respectivement $Re > 200$ et $Re < 200$.

e) Configuration à Picots (MCPm) :

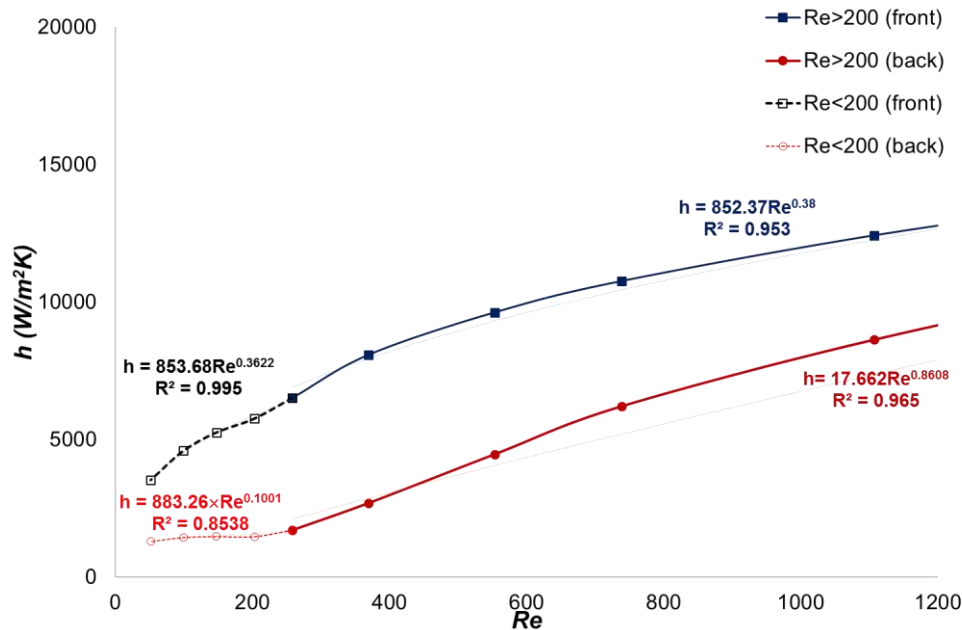


Figure 4. 68 – Profils h_{moy} pour MCPm ($e = 1.6 \text{ mm}$) avec T_{ref} variable

Pour le cas MCPm avec $e = 1.6 \text{ mm}$: Les profils de h_{moy} sont tracés en utilisant la 3^e méthode. Les corrélations obtenues sont présentées par rapport aux deux faces des picots (front et back):

$Re < 200$: Corrélation $h_{moy\text{-Front}}$: $h_F = 853.68 \times Re^{0.3622}$; $R^2 = 0.9952$

Corrélation $h_{moy\text{-Back}}$: $h_B = 883.26 \times Re^{0.1001}$; $R^2 = 0.8538$

$Re > 200$: Corrélation $h_{moy\text{-Front}}$: $h_F = 852.37 \times Re^{0.38}$; $R^2 = 0.953$

Corrélation $h_{moy\text{-Back}}$: $h_{Back} = 17.66 \times Re^{0.8608}$; $R^2 = 0.965$

Nous remarquons dans la figure 4.68, que le profil $h_{moy}(\text{back})$ augmente rapidement dans la région laminaire ($Re = 200$), puis il prend une forme puissance plus prononcée pour des valeurs de $Re > 200$.

4.6.2. Evaluation du coefficient d'échange avec ($T_{ref} = T_{ave}$)

a) Coefficient d'échange local (3^e méthode)

Dans cette section, une comparaison des profils du h local des trois configurations de mini-canaux, est présentée avec trois valeurs de débits (0.05 ; 0.2 et 1 kg/mn), respectivement ($Re=110$, 440 et 1100) pour MCR et ($Re=185$, 740 et 3700) pour MCP et MCPm.

On remarque sur la figure 4.69 que les profils du h_{local} évoluent assez rapidement depuis l'entrée et étendant vers une valeur constante. On distingue deux différences :

- Pour la configuration (MCR) et les très faibles débits de MCP et MCPm, les profils h_{local} partent avec des valeurs élevées à l'entrée, puis diminuent rapidement pour se maintenir à des valeurs constantes.
- Pour les valeurs de débit plus élevés, les deux configurations à picots (MCP et MCPm) commencent avec des valeurs faibles, puis augmentent pour atteindre des valeurs constantes.

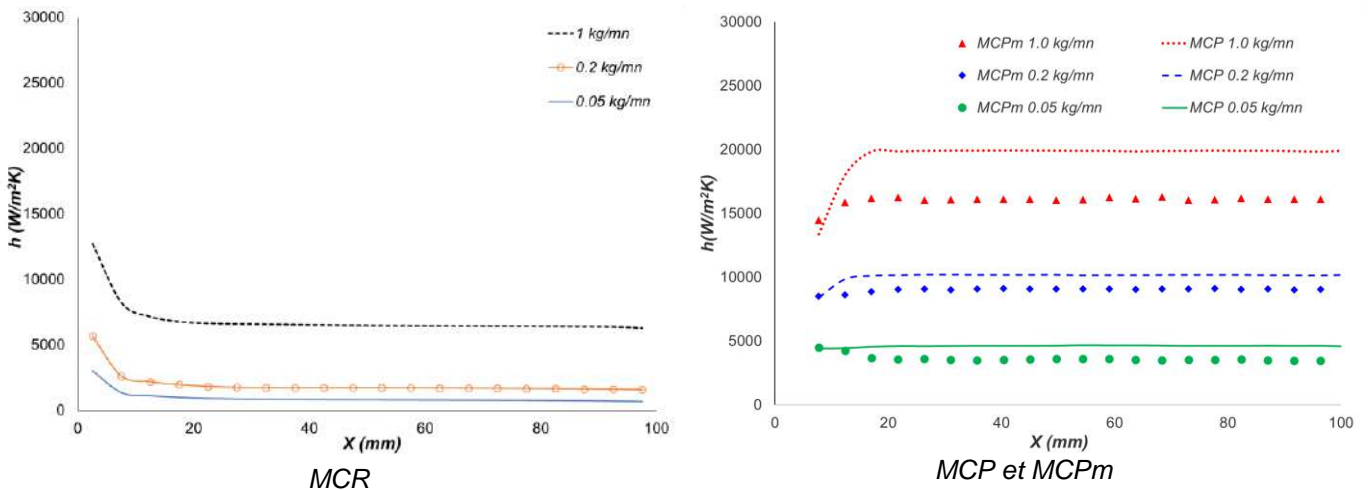


Figure 4.69 – Profils h des trois configurations ($e = 1.6 \text{ mm}$)

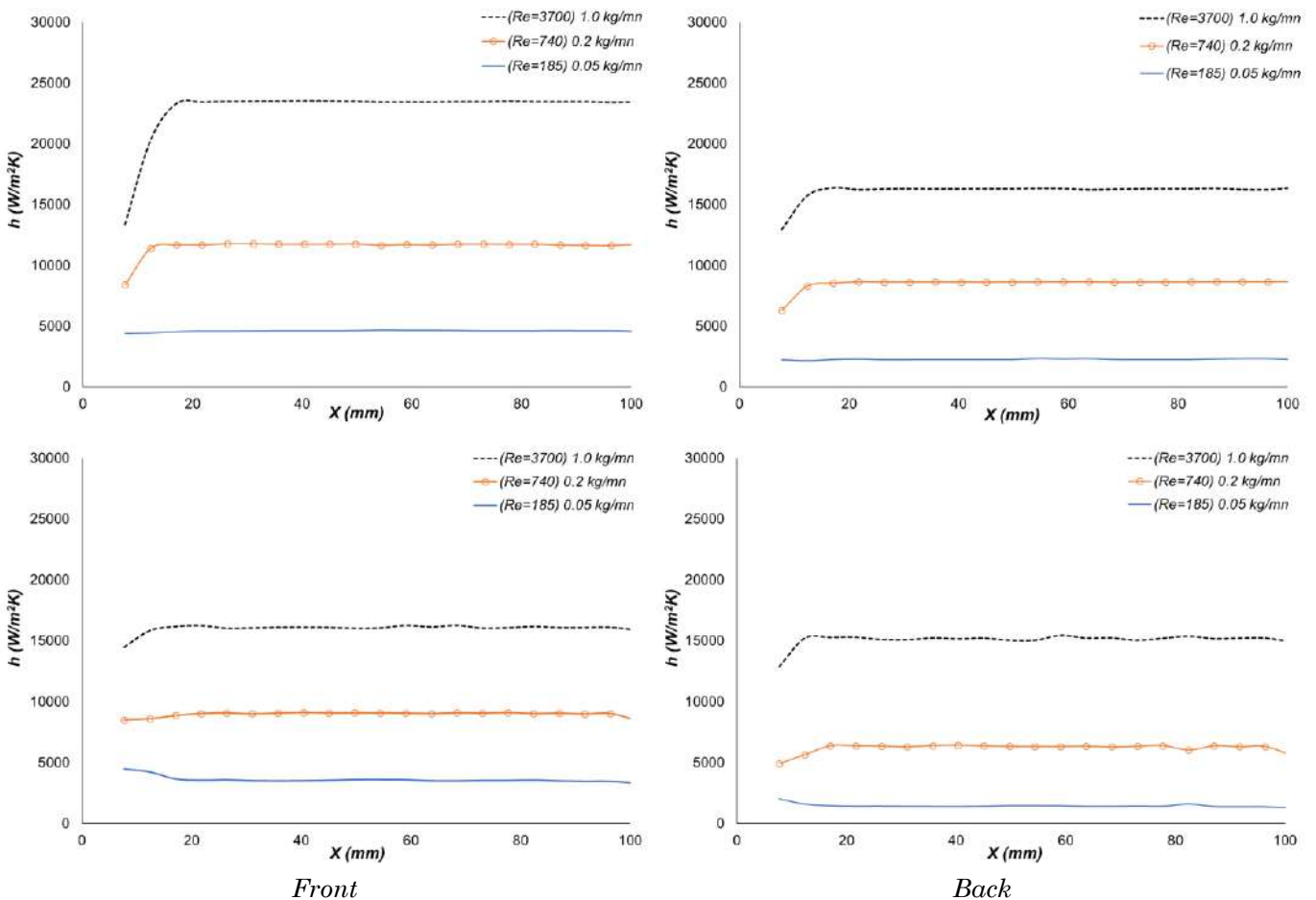


Figure 4.70 – Profils h des trois configurations MCP et MCPm ($e = 1.6 \text{ mm}$)

b) Coefficient d'échange local moyenné autour d'un picot (4^{ème} méthode)

Dans la quatrième méthode, le coefficient d'échange local est déterminé par la moyenne des h locaux sur les quatre faces latérales de chaque picot. Les profils du coefficient h_{moy} local par rapport aux picots (2, 5 et 14) situés respectivement aux distances 12.4 mm, 26.4 mm et 68.4 mm de l'entrée, sont présentés sur les figures (4.71 et 4.72).

La température de référence $T_{réf}(i)$ est la moyenne de quatre T_{bulk} des facettes du $i^{\text{ème}}$ picot (volume du fluide autour d'un picot). Ces facettes forment une enveloppe autour du picot (i).

Pour la configuration à mini-canaux rectangulaire (MCR), la $T_{réf}(i)$ est la température sur une facette équivalente qui se situe au milieu du canal, à la même abscisse x que le picot (i).

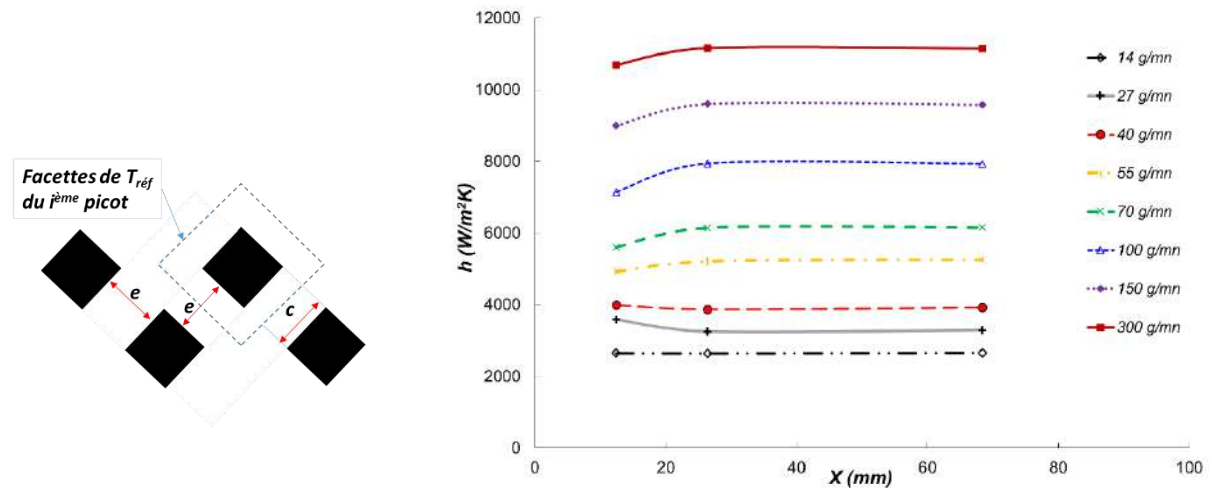


Figure 4.71 – Coefficient d'échange h à trois positions de picots ($e = 1.6$ mm)

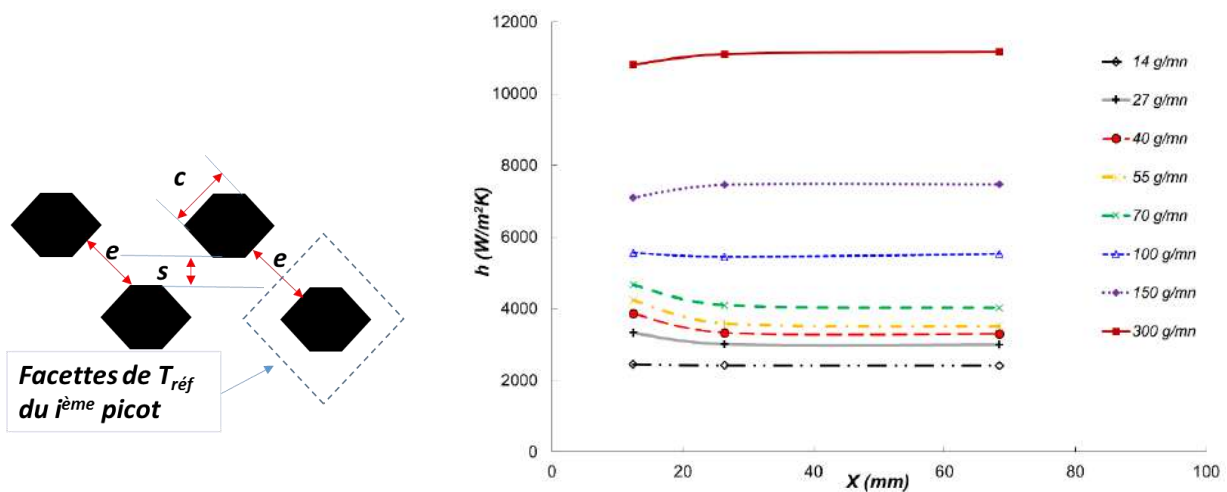


Figure 4.72 – Coefficient d'échange h autour de trois positions de picots ($e = 1.6$ mm)

- Comparaison des profils du coefficient d'échange autour des picots avec $e=1.6mm$:

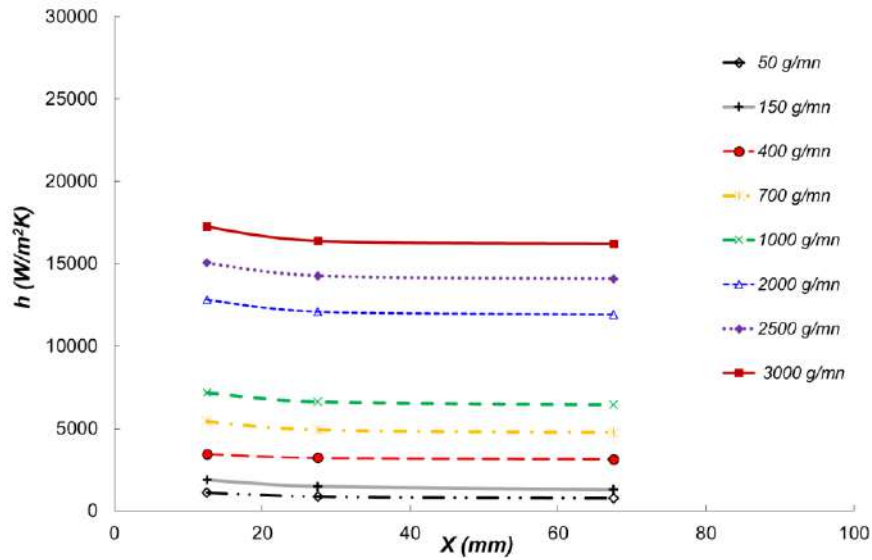


Figure 4.73 – Profils h du cas MCR avec différents débits ($e = 1.6 mm$)

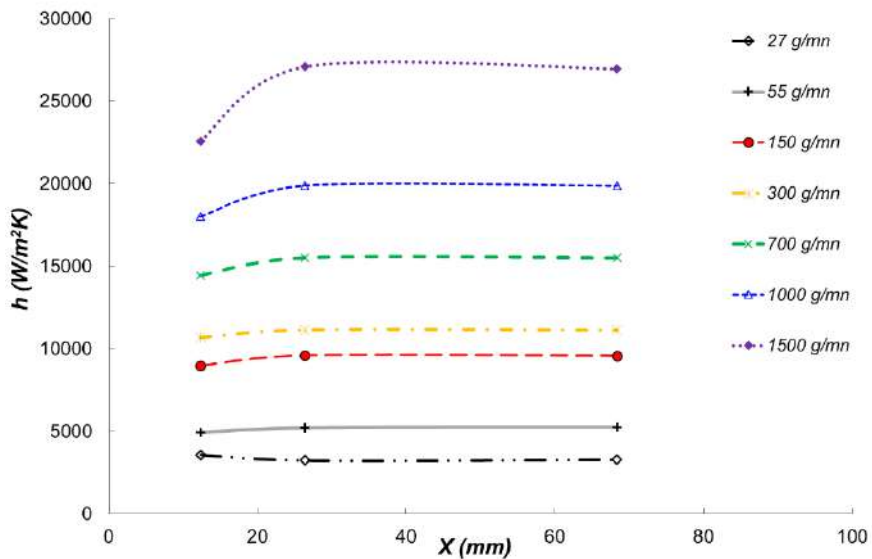


Figure 4.74 – Profils h du cas MCP avec différents débits ($e = 1.6 mm$)

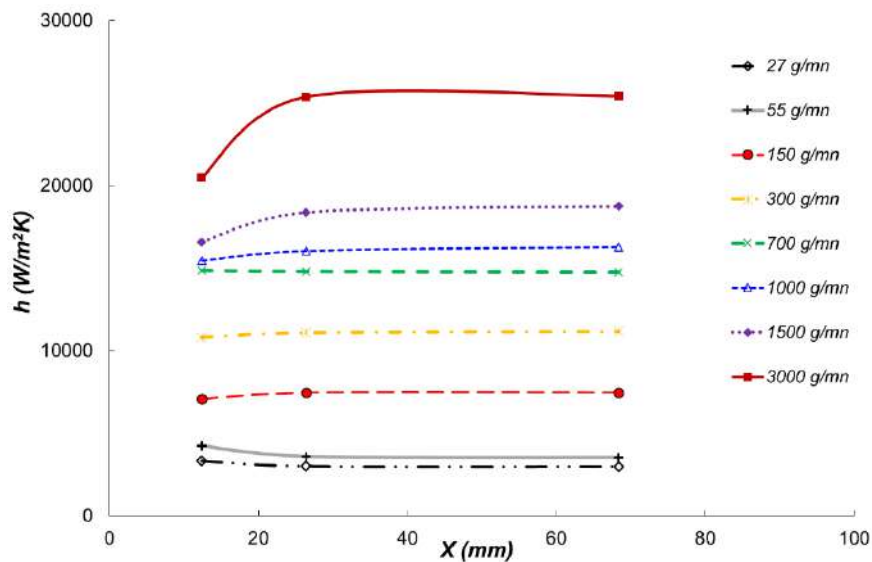


Figure 4.75 – Profils h du cas MCPm avec différents débits ($e = 1.6 mm$)

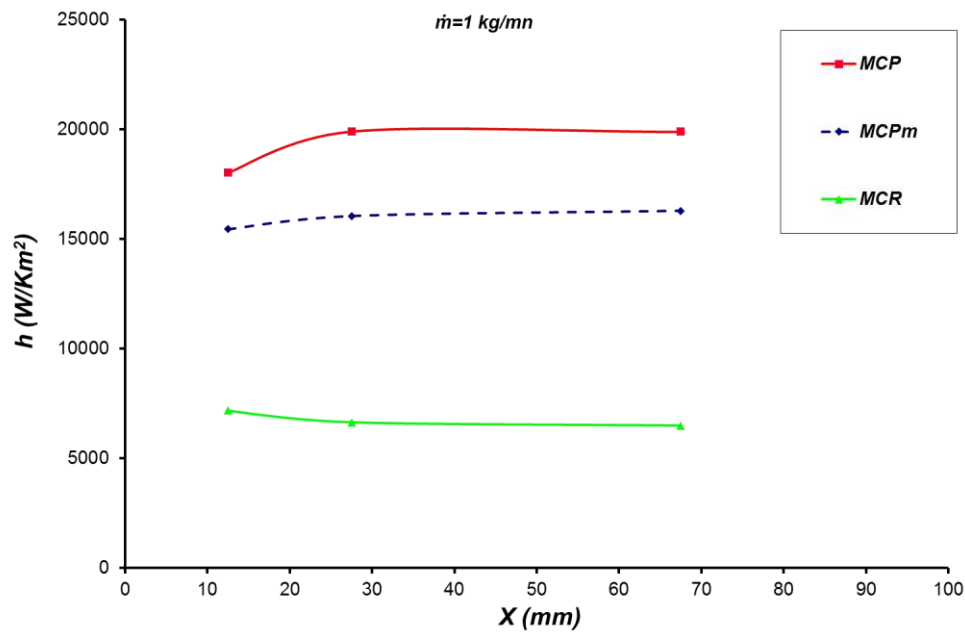


Figure 4. 76 – Coefficient d’échange local pour les trois cas MCR, MCP et MCPm ($e = 1.6 \text{ mm}$)

Dans la figure 4.76, on observe une amélioration considérable du coefficient d’échange dans le cas de picots modifiés (MCPm) par rapport à celui des mini-canaux rectangulaires (MCR). On remarque qu’à $\dot{m}=1 \text{ kg/mn}$ ($Re=3700$), le gain est de plus de 60% en moyenne par rapport au cas mini-canaux-rectangulaires. Cependant la géométrie MCPm donne des valeurs plus faibles que MCP (-20%). Par ailleurs, l’avantage de la forme des picots modifiée est la diminution des pertes de charge, qui est cinq fois inférieure à la configuration à picots (MCP), comme il est démontré sur les figures 4.14 et 4.15 qui représentent la comparaison des profils de pression.

● *Comparaison des coefficients d’échanges locaux autour des picots avec $e=0.35\text{mm}$:*

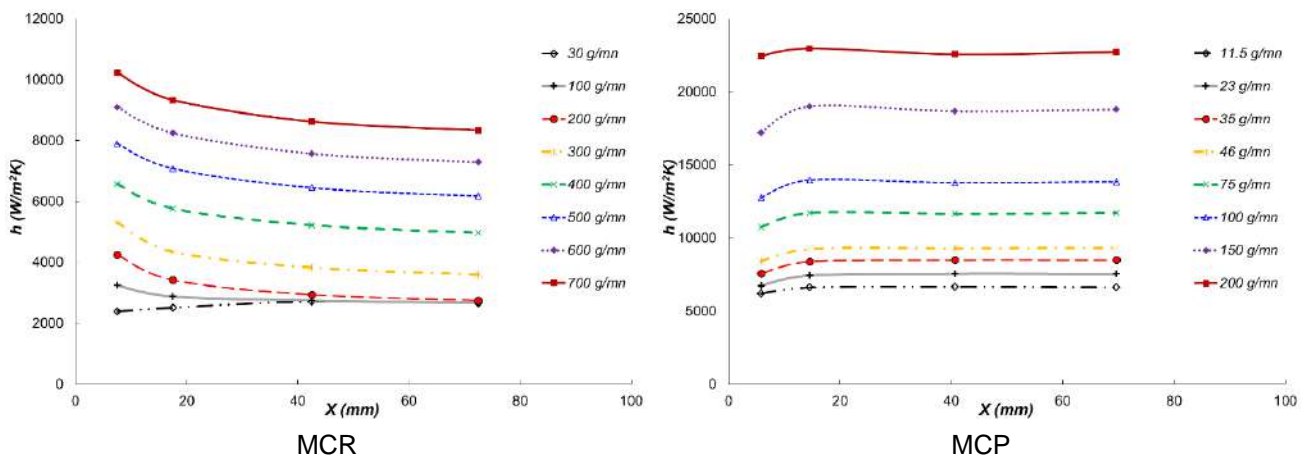


Figure 4. 77 – Profils h par rapport aux positions 2^e – 5^e – 14^e – 24^e picots ($e = 0.35 \text{ mm}$)

4.7. Conclusion

Un nouveau design a été proposé pour la configuration du dissipateur à picots, par la suggestion d'une forme de picot amélioré. Il permet de réduire considérablement les pertes de charge sans beaucoup influencer la qualité du transfert thermique.

Avec la comparaison de diverses méthodes de détermination du coefficient d'échange h , relatives à la définition de T_{ref} , une nouvelle approche basée sur la variation de température de référence du fluide a été proposée.

De nouvelles corrélations ont été développées pour le coefficient d'échange moyen h_{moy} dans le cas des configurations de dissipateurs à mini-canaux rectangulaire, à picots et à picots modifiés, mais ne concerne que le fluide de la présente étude (eau), des développements pour d'autre étude sont en cours.

Les évolutions du coefficient d'échange dans le cas de picots et picots modifiés montrent une inflexion autour de 200 (pour les picots) et 300 (pour les picots améliorés). Cela confirme la transition laminaire turbulente prématurée qui a été observée dans les mesures expérimentales de M.Liu [22] pour les picots de forme losange "Diamond Shaped".

Les corrélations $h=f(Re)$ ont été apportées aussi bien pour le coefficient d'échange sur la face amont, face arrière des picots ainsi que moyen.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Les travaux de cette thèse s'intègrent dans le cadre de la mise au point d'une technique d'évaluation du coefficient d'échange de chaleur à l'interface solide-fluide pour des géométries régulières et complexes. Ce travail représente une étude paramétrique de l'influence de la forme des canaux et picots, ainsi que leurs dimensions, sur le coefficient de transfert de chaleur et sur les pertes de charge qui en découlent. Il consiste à réaliser des simulations numériques par la méthode des volumes finis (logiciel de CFD) afin d'appréhender le transfert de chaleur et l'hydrodynamique de l'écoulement dans les dissipateurs.

L'analyse des recherches sur les écoulements dans les microcanaux et autour de micro-picots a montré une très forte dispersion des résultats, attribuée à l'effet d'échelle (généralement négligés dans les dimensions conventionnelles). Les difficultés de la métrologie dans les petites dimensions contribuent également aux causes de cette dispersion.

L'enjeu de cette thèse est donc primordial, aussi bien pour les applications, telles que le refroidissement des absorbeurs de lumière et optique des accélérateurs synchrotron ou en l'électronique de puissance, que pour la compréhension des mécanismes fondamentaux de la convection dans les échangeurs et dissipateurs à micro-canaux. Cette démarche est basée sur la modélisation numérique des transferts par convection turbulente en régime stationnaire avec des conditions de flux de chaleur imposé à la base d'un dissipateur à micro-canaux ou micro-picots. Ainsi une étude du transfert couplé conduction-convection est réalisée sur un dissipateur de 3 mm d'épaisseur pour sa base et de son couvercle et 1.6mm de hauteur du passage fluide dans les canaux à ailettes rectangulaires ou à picots. Différentes épaisseurs du passage fluide, allant de 0.15 à 1.6 mm, ont été testées, offrant ainsi des écoulements dans des mini/micro-canaux.

Une étude comparative a été menée en considérant plusieurs modèles de turbulence, pour choisir le modèle le plus approprié aux géométries étudiées. Les résultats des tests ont montré que les modèles $k-\omega$ et SST $k-\omega$ induisent une déviation importante par rapport aux autres modèles de la famille $k-\varepsilon$. L'anomalie est bien due au rapprochement des parois, puisqu'il s'agit d'un écoulement dans des mini/micro-canaux. Ainsi, le choix

et la sélection du modèle de turbulence le plus approprié permet la poursuite et l'approfondissement d'une manière exhaustive de l'étude numérique. La précision du modèle "Realizable k- ϵ " a été apprécié dans les tests, et réside principalement dans sa capacité à traité convenablement les interfaces solide-fluide, par l'implémentation d'un traitement proche-paroi amélioré pour éviter un raffinement excessif du maillage. En effet, le test du maillage a montré que le fait de continuer à trop raffiner induit des résultats erronés, à cause de l'amplification des erreurs de troncatures (divergence de la solution numérique). La confrontation avec les résultats des expériences de A. Hamza [49-50] et M. Liu [...] nous ont permis de conclure que le modèle "Realizable k- ϵ " combiné avec le traitement "Enhanced Near_wall_traitement" est suffisamment puissant pour ce type de problème.

Le problème de la comparaison des résultats issus de différentes recherches (expérimentales et/ou numériques) est souvent confronté à une hétérogénéisation des définitions des paramètres locaux adimensionnés (Re, Nu) ou les grandeurs qui les définissent. En effet, il existe une grande disparité dans la littérature dans la définition de la vitesse de référence du fluide : débitante ? maximale (localement) ?, maximale (dans la section de passage la plus réduite ? Aussi la température de référence du fluide est souvent mal définie, surtout dans les écoulements ou des variations locales importantes peuvent être observées (comme autour des picots) : température constante (moyenne arithmétique, ou pondérée dans le volume), ou une température qui varie localement (la plus faible autour d'un picot ?, moyenne dans le volume qui entoure chaque picot ?... C'est pourquoi une analyse de la présentation des résultats, du coefficient d'échange et du coefficient de frottement, en fonction des définitions rigoureuses des paramètres de l'étude ont été apportée dans cette thèse. Une analyse approfondie afin de montrer l'influence de la variation de la température de référence du fluide sur le calcul du coefficient de transfert thermique dans une telle géométrie complexe.

La procédure numérique a été validée contre des mesures expérimentales et un bon accord a été obtenu.

À partir des résultats actuels, les points suivants peuvent être pointés :

- Une allure spécifique (courbure en zigzag) du profil de coefficient de transfert de chaleur a été trouvée, liée aux variations provoquées par les facettes aval et amont des picots. En outre, l'aspect classique du coefficient de transfert thermique local est bien retrouvé dans les deux configurations (MCR et MCP).

- Les zones les plus froides du fluide sont toujours situées dans la région centrale du canal. Par conséquent, la différence de température du fluide de paroi est préservée le long du canal. Cela garantit qu'un taux de transfert de chaleur est maintenu de l'entrée à la sortie. - Les performances thermiques des dissipateurs à picots sont meilleures que celles des mini-canaux rectangulaires même à faibles débits et avec des pertes de charge très acceptables.

- On peut souligner que l'approche de la température de référence variable du fluide reproduit adéquatement le concept bien connu du T_{∞} , car c'est la température basse du fluide à la position assez éloignée des parois.

- La forme améliorée des picots (hexagonale allongée) a permis de diminuer les pertes de charge d'un facteur pouvant atteindre 4 fois, tout en maintenant un coefficient d'échange proche de celui de picot (losange) où les cimes induisent des décrochements de couche limite sur la face arrière de picots.

Ce travail peut être considéré comme une nouvelle approche pour une estimation rigoureuse du coefficient de transfert de chaleur dans de telle géométrie complexe. Il sera poursuivi pour d'autres dimensions et formes de picots afin d'optimiser ce type de dissipateur.

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie

- [1] D.B. Tuckerman, and R.F.W. Pease, «High-performance heat sinking for VLSI», *IEEE Electron Device Letters*, vol. 2 (5), p. 126-129, 1981.
- [2] S.S. Mehendale, A.M. Jacobi, R.K. Shah, «Fluid flow and heat transfer at micro- and meso-scales with application to heat exchanger design», *Applied Mechanics Reviews*, vol.53 (7), p. 175–193, 2000.
- [3] S.G. Kandlikar, W.J. Grande, «Evolution of microchannel flow passages-thermohydraulic performance and fabrication technology,» *Heat Transfer Eng.*, vol. 24, p. 3–17, 2003.
- [4] N. Obot, «Toward a better understanding of friction and heat/mass transfer in microchannels—a literature review» *Microscale Thermophys. Eng.*, vol. 6, p. 155–173, 2002.
- [5] M. Bahrami, M.M. Yovanovich, J.R. Culham, «Pressure drop of fully developed, laminar flow in rough microtubes» *J. Fluids Eng.*, vol. 128, pp. 632-637, 2006.
- [6] B.X. Wang, X.F. Peng, «Experimental investigation on liquid forced convection heat transfer through microchannels» *Internat. J. Heat Mass Transfer Suppl.*, vol. 37 (11), p. 73–82, 1994.
- [7] N.T. Nguyen, D. Bochnia, R. Kiehnscherrf, W. Dözel, «Investigation of forced convection in microfluid systems,» *Sensors Actuators A*, vol. 55 (1A), p. 49–55., 1996.
- [8] X. F. Peng and G. P. Peterson, «The effect of thermofluid and geometrical parameters on convection of liquids through rectangular microchannels» *International Journal of HEAT and MASS TRANSFER*, vol. 38 (14), p. 755-758, 1995.
- [9] P.X. Jiang, M.H. Fan, G.S. Si, and Z.P. Ren, «Thermal-hydraulic performance of small scale micro-channel and porous-media heat exchangers», *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol.44, p. 1039–1051, 2001.
- [10] Z.X. Li, D.X. Du, Z.Y. Guo, «Experimental study on flow characteristics of liquid in circular microtubes», *Microscale Thermophys. Eng.*, vol. 7, p. 253–265, 2003.
- [11] A.A. Zukauskas, «Heat transfer from tubes in cross flow» *Advances in Heat Transfer, Academic Press, New York*, vol. 8, p. 93–160, 1972.
- [12] Weilin Qu and Issam Mudawar, «Experimental and numerical study of pressure drop and heat transfer in a single-phase micro-channel heat sink», *International Journal of HEAT and MASS TRANSFER*, vol. 45, p. 2549-2565, October 2001.
- [13] Ali Kosar, Yoav Peles, «Convective flow of refrigerant (R-123) across a bank of micro pin fins» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 49, p. 3142–3155, 2006.
- [14] A. Kosar, Y. Peles, «Thermal-hydraulic performance of MEMS-based pin fin heat sink,» *J. Heat Transfer*, vol. 128(12), p. 121–131, 2006.
- [15] A. Kosar, C. Mishra, Y. Peles, «Laminar flow across a bank of low aspect ratio micro pin fins,» *J. Fluids Eng.*, vol. 127(13), p. 419–430, 2005.
- [16] B. Schneider, thesis, Hydrodynamic characteristics of cross flow over MEMS-based pillars,, Troy, NY, USA: *Rensselaer Polytechnic Institute*, 2005.
- [17] Tzer-Ming Jeng, «Thermal performance of in-line diamond-shaped pin fins in a rectangular duct» *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 33, p. 1139–1146, 2006.
- [18] E.M. Sparrow, V.B. Grannis, «Pressure drop characteristics of heat exchangers consisting of arrays of diamond-shaped pin fins», *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 34, p. 589–600, 1991.
- [19] Pei-Xue Jiang, Rui-Na Xu,, «Heat transfer and pressure drop characteristics of mini-fin structures,» *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 28, p. 1167–1177, 2007.
- [20] Fangjun Hong, Ping Cheng, «Three dimensional numerical analyses and optimization of offset strip-fin microchannel heat sinks», *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 36, p. 651–656, 2009.
- [21] T.J. John, B. Mathew, H. Hegab, «Parametric study on the combined thermal and hydraulic performance of single phase micro pin-fin heat sinks part I: Square and circle geometries» *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 49, p. 2177-2190., 2010.
- [22] Minghou Liu, Dong Liu, Sheng Xu, Yiliang Chen, «Experimental study on liquid flow and heat transfer in micro square pin fin heat sink», *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 54, p. 5602–5611, 2011.
- [23] Seth A. Lawson, Alan A. Thrift, Karen A. Thole, Atul Kohli,, «Heat transfer from multiple row arrays of low aspect ratio pin fins,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 54, p. 4099–4109, 2011.
- [24] Carlos A. Rubio-Jimenez, Satish G. Kandlikar, and Abel Hernandez-Guerrero, «Numerical Analysis of Novel Micro Pin Fin Heat Sink With Variable Fin Density» *IEEE TRANSACTIONS ON COMPONENTS, PACKAGING AND MANUFACTURING TECHNOLOGY*, vol. 2(15), MAY 2012.
- [25] Hamid Reza Seyf, Morteza Feizbakhshi, «Computational analysis of nanofluid effects on convective heat transfer enhancement of micro-pin-fin heat sinks», *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 58, p. 168-179, 2012.

- [26] Ahmed Jassim Shkarah, Mohd Yusoff Bin Sulaiman, Md Razali Bin Hj Ayoba, and Hussein Togun, «A 3D numerical study of heat transfer in a single-phase micro-channel heat sink using graphene, aluminum and silicon as substrates», *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 48, p. 108-115, 2013.
- [27] Haleh Shafeie, Omid Abouali, Khosrow Jafarpur, and Goodarz Ahmadi, «Numerical study of heat transfer performance of single-phase heat sinks with micro pin-fin structures», *Applied Thermal Engineering*, vol. 58, p. 68-76, 2013.
- [28] S.G. Kandlikar, W.J. Grande, «Evaluation of single-phase flow in microchannels for high flux chip cooling e thermo-hydraulic performance enhancement and fabrication technology», *Heat Transfer Eng.*, vol. 25 (18), p. 5-16, 2004.
- [29] Guodong Xia, Yuling Zhai, Zhenzhen Cui, «Numerical investigation of thermal enhancement in a micro heat sink with fan-shaped reentrant cavities and internal ribs» *Applied Thermal Engineering*, vol. 58, p. 52-60, 2013.
- [30] W. Qu, I. Mudawar, «Experimental and numerical study of pressure drop and heat transfer in a single-phase micro-channel heat sink», *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 43, p. 2549-2565, 2002.
- [31] C.L. Chen, C.H. Cheng, «Numerical study of the effects of lid oscillation on the periodic flow pattern and convection heat transfer in a triangular cavity», *Int. Commun. Heat Mass Transfer*, vol. 36, pp. 590-596., 2009.
- [32] L. Chai, G.D. Xia, M.Z. Zhou, and H.Y. Wang, «Numerical simulation of fluid flow and heat transfer in a microchannel heat sink with offset fan-shaped reentrant cavities in sidewall», *Int. Commun. Heat Mass Transfer*, vol. 38, p. 577-584, 2011.
- [33] L.S. Ismail, C. Ranganayakulu, R.K. Shah, «Numerical study of flow patterns of compact plate-fin heat exchangers and generation of design data for offset and wavy fins», *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 52, p. 3972-3983, 2009.
- [34] Mushtaq Ismael Hasan, «Investigation of flow and heat transfer characteristics in micro pin fin heat sink with nanofluid», *Applied Thermal Engineering*, vol. 63, p. 598-607, 2014.
- [35] Deqing Mei, Xinyang Lou, Miao Qian, Zhehe Yao, Lingwei Liang, and Zichen Chen, «Effect of tip clearance on the heat transfer and pressure drop performance in the micro-reactor with micro-pin-fin arrays at low Reynolds number», *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 70, p. 709-718, 2014.
- [36] Jaideep Pandit, Megan Thompson, Srinath V. Ekkad, and Scott T. Huxtable, «Effect of pin fin to channel height ratio and pin fin geometry on heat transfer performance for flow in rectangular channels», *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 77, p. 359-368, 2014.
- [37] Abas Abdoli, Gianni Jimenez, George S. Dulikravich, «Thermo-fluid analysis of micro pin-fin array cooling configurations for high heat fluxes with a hot spot», *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 90, p. 290-297, 2015.
- [38] M. Eren, S. Caliskan, «Effect of grooved pin-fins in a rectangular channel on heat transfer augmentation and friction factor using Taguchi method», *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 102, p. 1108-1122, 2016.
- [39] F. Incropera, P.D. Dewitt, «Introduction to Heat Transfer», third Ed., *John Wiley&Sons Inc*, 1996.
- [40] Dawei Yang, Yan Wang, Guifu Ding, Zhiyu Jin, Junhong Zhao, and Guilian Wang, «Numerical and experimental analysis of cooling performance of single-phase array microchannel heat sinks with different pin-fin configurations», *Applied Thermal Engineering*, vol. 112, p. 1547-1556, 2017.
- [41] Yonghui Xie, Dongbo Shi, Zhongyang Shen, «Experimental and numerical investigation of heat transfer and friction performance for turbine blade tip cap with combined pin-fin-dimple/protrusion structure», *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 104, pp. 1120-1134, 2017.
- [42] Miao Qian, Deqing Mei, Zoudongyi Yi, Yanbing Feng, and Zichen Chen, «Fluid flow and heat transfer performance in a micro-reactor with non-uniform micro-pin-fin arrays for hydrogen production at low Reynolds number», *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 42(11), p. 553-561, 5 January 2017.
- [43] W. Qu, A. Siu-Ho, «Liquid single-phase flow in an array of micro-pin-fins-part I: heat transfer characteristics», *J. Heat Transfer*, vol. 130, p. 122-402, 2008.
- [44] W. Qu, A. Siu-Ho, «Liquid single-phase flow in an array of micro-pin-fins-part II: pressure drop characteristics», *J. Heat Transfer*, vol. 130, p. 124-501, 2008.
- [45] B.E. Short Jr, P.E. Raad, D.C. Price, «Performance of pin fin cast aluminium coldwalls. Part 1: Friction factor correlations», *J. Thermophys. Heat Transfer*, vol. 16 (13), p. 389-396, 2002.
- [46] B.E. Short Jr, P.E. Raad, D.C. Price, «Performance of pin fin cast aluminium coldwalls. Part 2: Colburn j-factor correlations», *J. Thermophys. Heat Transfe*, vol. 16 (13), p. 397-403, 2002.
- [47] G. Jilani, S. Jayaraj, M. Adeel Ahmed, «Conjugate forced convection-conduction heat transfer analysis of a heat generating vertical cylinder», *Int. Journal of Heat Mass Transfer*, vol. 45, p. 331-341, 2002.
- [48] M. Ghazali, thesis: ETUDE DU COUPLAGE THERMIQUE CONDUCTION-CONVECTION : APPLICATION A LA DETERMINATION DU COEFFICIENT D'ECHANGE SUR DES MICROSTRUCTURES, *Univ-Batna*, Algeria, 2014.

- [49] A. Hamza, «Amélioration du transfert de chaleur à l'interface solide-fluide dans les échangeurs de SOLEIL,» Thèse, 2012.
- [50] M. REBAY, G. MEBARKI, N. ELWAKIL and A. HAMZA, «Numerical Analysis of Sub-Cooled Convective Boiling in Micro-channels, in *Microscale and Nanoscale Heat Transfer – Analysis, Design and Applications* (M. Rebay, S. Kakaç and R. M. Cotta, editors), Ed. CRC/Taylor and Francis group, FL, USA, ISBN 978-1-4987-3930-5, (2016)
- [51] M. Wolfstein, «The Velocity and Temperature Distribution of One-Dimensional Flow with Turbulence Augmentation and Pressure Gradient,» *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 12, pp. 301-318, 1969.
- [52] CFD online, «CFD ONLINE,» 28 03 2014. [En ligne]. Available: [https://www.cfd-online.com/Wiki/Dimensionless_wall_distance_\(y_plus\)](https://www.cfd-online.com/Wiki/Dimensionless_wall_distance_(y_plus)). [Accès le 2016].
- [53] E. D. Grimison, «Correlation and utilization of New Data on Flow Resistance and Heat Transfer for Cross Flow of Gases Over Tube Banks,» *Transactions of the ASME*, vol. 59, pp. 583-594, 1937.
- [54] Zhukauskas, A. and Ulinskas, R., *Heat Transfer in Tube Banks in Crossflow*, New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1988.
- [55] Bergelin, O.P., Leighton, M.D., Lafferty, W.L., and Pigford, R.L. , «Heat Transfer and Pressure Drop during Viscous and Turbulent Flow across Baffled and Unbaffled Tube Banks,» *Engineering Experiment Station Bulletin (University of Delaware)*, vol. 4, 1958.
- [56] A. Zhukauskas, «Heat Transfer from Tubes in Crossflow,» *Advances in Heat Transfer* (Academic Press), vol. 18, pp. 87-159, 1987.
- [57] Ana-Maria Bianchi, Yves Fautrelle and Jacqueline Etay, *Transferts thermiques*, PPUR, Agence universitaire de la Francophonie: 1ère Edition, pp. 186-187, 2004.
- [58] Incropera, F. P. and David P. Dewitt., *Fundamentals of Heat and Mass Transfer.*, Fifth Edition. John Wiley & Sons, Inc. Hoboken, NJ, 2002.
- [59] P. Sagaut, *Large Eddy Simulation for incompressible flows*, Springer, Second Edition., 2002.
- [60] N. Bessanane, M. Si-Ameur and M. Rebay, Numerical study of the temperature effects on heat transfer coefficient in mini-channel pin-fin heat sink, *Computational Thermal Sciences*; DOI: 10.1615/CompThermalScien_2018025322, 2019
- [61] Chang, J.Y. , Prasher, R.S., Chau, D., Myers, A., Dirner, J., Prstic, S., He, D., «Convective performance of package based single phase microchannel heat exchanger,» *ASME Summer Heat Transfer Conference, Proceedings*, Vol. 2, pp. 889-894, San Francisco, US, Jul. 2005.
- [62] SOLEIL, «Synchrotron SOLEIL,» Gif-sur-Yvette, Paris , [En ligne]. Available: <https://www.synchrotron-soleil.fr/fr/qui-sommes-nous/quest-ce-que-soleil/soleil-en-3-questions#3>. [Accès le 2014].
- [63] B.E.Spalding, and D.B.Launder, *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*, London, England: Academic Press, 1972.
- [64] D.B.Spalding, and B.E.Launder, «The Numerical Computation of Turbulent Flows,» *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 3, pp. 269-289, 1974.
- [65] D. C. Wilcox, «Formulation of the k-omega Turbulence Model Revisited,» *AIAA Journal*, vol. 46 (11), pp. 2823-2838, 2008.
- [66] P. L. Davis, A. T. Rinehimer, and M.Uddin, «A Comparison of RANS-Based Turbulence Modeling for Flow over a Wall-Mounted Square Cylinder,» *N C Motorsports and Automotive Research Center, Department of Mechanical Engineering and Engineering Science, The University of North Carolina at Charlotte, Charlotte, NC 28223, USA., 2012.*
- [67] D. C. Wilcox., *Turbulence Modeling for CFD*, California: DCW Industries, Inc., La Canada., 1998.
- [68] S.E. Kim, D. Choudhury, and B. Patel., «Computations of Complex Turbulent Flows Using the Commercial Code FLUENT,» In *Proceedings of the ICASE/LARC/AFOSR Symposium on Modeling Complex Turbulent Flows*, Hampton, Virginia, ., 1997.
- [69] Fluent, ANSYS, 2011. [En ligne]. Available: <https://www.ansys.com/products/fluids/ansys-fluent>. [Accès le 2014].
- [70] Rumsey Christopher (Responsible NASA Official), «Turbulence Modeling Resource,» NASA, [En ligne]. Available: <https://turbmodels.larc.nasa.gov/>. [Accès le 11 04 2018].
- [71] A. Chatelain, *Simulation des Grandes Echelles d'écoulements turbulents avec transferts de chaleur*, Grenoble: Thèse INP, 2004.
- [72] F. R. Menter, «Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications,» *AIAA Journal*, vol. 32 (8), pp. 1598-1605, August 1994.
- [73] Vijay K. Garg and Ali A. Ameri, «Two-Equation Turbulence Models for Prediction of Heat Transfer on a Transonic Turbine Blade,» *ASME Turbo Expo, AYT Corporation, Aerospace Parkway Brook Park, Ohio 44142*, doi:10.1115/2001-GT-0165, April 2001.
- [74] P. Sagaut, *Large Eddy Simulation for incompressible flows*, Springer, Second Edition., 2002.
- [75] Lesieur, M. and Metais, O., «Spectral large-eddy simulation of isotropic and stably stratified turbulence,» *J. Fluid Mech.*, vol. 239, p. 157–194, 1992.

- [76] Nabil BESSANANE, «Simulation Numerique de la Combustion Turbulente dans des Geométries Complexes,» Thèse de magister, Univ-Batna, Algeria, 2008.
- [77] J.H.Ferzigen, and M.Peric,, Computational methods for fluid dynamic, Berlin: 2th edition, Springer, 1999.
- [78] C. Ackermann, Développements et validation de simulation des grandes échelles d'écoulements turbulents dans un code industriel, Grenoble : Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique, 2000.
- [79] E. David, Modélisation des écoulements compressibles et hypersoniques : une approche instationnaire, Thèse de Doctorat, 1993.
- [80] Salinas, V., M., and Metais, O., «LES of the turbulent flow through a heated square duct.,» J. Fluid Mech., vol. 453, p. 201–238, 2002.
- [81] Nabil Bessanane and Mohamed Si-Ameur, «Influence of actuators position on a turbulent jet: numerical study,» Journal of Flow Visualization and Image Processing, Begell House, vol.1(2), 2011.
- [82] Nabil Bessanane, Mohamed Si-Ameur and Mourad Rebay, «Numerical Study of High-Pressurized Water Mixing in a T-junction with an Elbow,» begell house Digital Library, Vols. 1 (2), Proceedings of CONV-14: International Symposium on Convective Heat and Mass Transfer. June, 2014, Kusadasi, Turkey.
- [83] J.P.Boris, F.F.Grinstein, E.S.Oran, R.L.Kolbe,, «New insights into large-eddy simulation,» Fluid Dyn. Res., vol. 10, pp. 199-228, 1992.
- [84] D.B.Spalding, and B.E.Launder, «The Numerical Computation of Turbulent Flows,» Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, vol. 3, pp. 269-289, 1974.
- [85] T.Jongen, Simulation and Modeling of Turbulent Incompressible Flows, Lausanne, Switzerland: PhD thesis, EPF Lausanne, 1992.
- [86] K.Y.Chien, «Predictions of Channel and Boundary-Layer Flows with a Low-Reynolds-Number Turbulence Model,» AIAA Journal, vol. 20 (1), pp. 33-38, 1982.
- [87] M.Wolfstein, «The Velocity and Temperature Distribution of One-Dimensional Flow with Turbulence Augmentation and Pressure Gradient,» Int. J. Heat Mass Transfer, vol.12, p. 301-318, 1969.
- [88] H.C.Chen, and V.C.Patel., «Near-Wall Turbulence Models for Complex Flows Including Separation.,» AIAA Journal, vol. 26 (6), pp. 641-648, 1988.
- [89] F.White, and G.Christoph, «A Simple New Analysis of Compressible Turbulent Skin Friction Under Arbitrary Conditions,» Technical Report AFFDL-TR, pp. 70-133, February 1971.
- [90] B.Kader, «Temperature and Concentration Profiles in Fully Turbulent Boundary Layers.,» Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 24 (9), pp. 1541-1544, 1981.
- [91] P. Huang, P. Bradshaw, and T. Coakley, «Skin Friction and Velocity Profile Family for Compressible Turbulent Boundary Layers.,» AIAA Journal, vol. 31 (9), pp. 1600-1604, September 1993.

ANNEXES

Annexe A

Modèles de turbulence

Les modèles de turbulence conduisent à l'adoption d'équations de transport des quantités de la turbulence (k , ε , ω et ν) pour pouvoir modéliser la viscosité turbulente. De ce point de vue, nous rencontrons trois catégories dans les codes CFD les plus connus :

- Modèle à une équation de transport : Le modèle Spalart-Allmaras.
- Modèles à deux équations : Le modèle k - ε Standard, ses variantes RNG et Réalisable, ainsi que les modèles k - ω Standard et k - ω SST.
- Modèle de turbulence à 5 équations (7 en 3D): Le modèle RSM (Reynolds Stress model).

La modélisation des structures complexes à différentes échelles, a connu dans le temps plusieurs techniques et méthodes pour la résolution numérique des problèmes en thermo-fluide. Ces méthodes conduisent à un choix diversifié de modèles de turbulence. Les modèles RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) ou la moyenne de Reynolds du système d'équations de Navier-Stokes, où les différentes grandeurs d'état instantanées peuvent être décomposées en deux composantes moyenne et fluctuante. Dans le nouveau système d'équations moyennées, on voit apparaître de nouveaux termes qui traduisent la production des vitesses fluctuantes et constituent le transfert du mouvement convectif.

Ces termes sont appelés les contraintes de Reynolds ($-\rho \overline{u'_i u'_j}$). Ceux-ci posent un problème de fermeture des équations gouvernantes, dont la solution actuelle est souvent semi empirique et passe obligatoirement par la simulation numérique basée sur des méthodes telles que ; volumes finis, différence fines et éléments fins, tout en utilisant des "modèles de turbulence" adéquats.

A1.1. Modèle Spalart-Allmaras

Ce modèle est conçu précisément pour des applications aéronautiques, car il a montré une bonne résolution des problèmes de couche limite liés aux gradients de pression. Il a aussi une popularité pour les sujets de turbomachines. En plus des équations de Navier-Stokes moyennées, ce modèle résout une équation de transport d'une quantité turbulente afin de calculer μ_t . Ce scalaire n'est que la viscosité cinématique turbulente modifiée (ν_t) pour prendre en compte les effets de parois. D'où, la viscosité dynamique turbulente est calculée à partir de la relation suivante :

$$\mu_t = \rho \bar{\nu} f_\nu \tag{A.1}$$

f_ν : est une fonction d'atténuation de $\bar{\nu}$ (Damping function).

Dans sa forme originale, le modèle Spalart-Allmaras est un modèle de bas nombre de Reynolds, nécessitant la résolution correcte de la région visqueuse de la couche limite.

A1.2. Le modèle k-ε

Ce modèle de transport des contraintes de Reynolds RANS, existe en trois variantes, avec trois modèles de traitement proche paroi (Standard, Non-Equilibrium et Enhanced), qu'on va développer avec plus de détails par la suite. Tous les modèles ont une forme similaire d'équations de transport de k et ε , leur principale différence est la façon avec laquelle sont calculés la viscosité turbulente et les constantes liées à chaque modèle.

Le terme des contraintes de Reynolds est présenté par B.E. Launder and D.B. Spalding (1972 et 1974) [63, 64].

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

En posant : $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$, le tenseur de déformation et les contraintes de

Reynolds s'écrivent sous la forme :

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} - \frac{2}{3} \mu_t \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad (\text{A.3})$$

Et la viscosité turbulente est donnée par : $\mu_t = \rho \nu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} = \rho C_\mu \sqrt{k} L$ et $\varepsilon \approx \frac{k^{3/2}}{L}$

avec : C_μ une constante égale à 0.09.

k et ε sont respectivement l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation, donnés

$$\text{par : } k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} = \frac{1}{2} \left(\sum_{i=1}^3 \overline{u_i^2} \right) \text{ et } \varepsilon = \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$$

Les caractéristiques communes entre ces modèles, en plus de la production turbulente, sont la flottabilité, les effets de compressibilité, et la modélisation des transferts de chaleur et de masse.

A1.3. Modèle k-ε Standard

C'est un modèle RANS semi-empirique, basé sur les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation, il est valable pour des écoulements complètement turbulents avec effets négligeables de la viscosité turbulente.

Pour le cas standard, les équations de transport sont comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho k u_j) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \varepsilon u_j) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{\varepsilon 3} G_b) - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

$$\text{avec : } G_k = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \mu_t S^2, \quad G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \frac{\partial T}{\partial x_i}, \quad \beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p,$$

$$\text{et : } \tau_{ij} = \mu_t \left(2S_{ij} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right),$$

Dans ces équations :

G_k représente la production de l'énergie cinétique turbulente due aux gradients de vitesse moyenne.

G_b est la production de l'énergie cinétique turbulente due à la flottabilité et le gradient de T.

Y_M représente la contribution des fluctuations de dilatation en turbulence compressible par rapport au taux de dissipation globale.

$C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ et $C_{3\varepsilon}$ sont des constantes,

σ_k et σ_ε sont respectivement les nombres de Prandtl turbulent pour k et ε .

S_k et S_ε sont des termes sources définis par l'utilisateur, comme données de calculs.

L'adaptation des constantes standards du modèle donné par Launder et Spalding (1974) rend le système d'équation opérationnel. Elles sont réunies dans le tableau A1.1:

Tableau A.1 – Constantes du modèle k- ε [64]

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

La viscosité turbulente est calculée en fonction de k et ε par : $\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$

N.B.: à noter, qu'il ne faut pas confondre la constante $C_{\varepsilon 3}$ de l'équation 2.12 avec celles utilisées dans les implémentations des modèles de turbulence k- ε . Sa mise en œuvre est différente, elle est censée être utilisée uniquement avec le terme G_b et ses valeurs possibles dépendent des références de la littérature [65].

A1.4. Modèle k- ε RNG "Re-Normalised Group"

Dans sa forme, il est similaire au k- ε Standard, sauf que les coefficients sont différemment spécifiés par Choudhury, (1993) :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_k \mu_{\text{eff}} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon + S_\varepsilon \quad (\text{A.5})$$

Le modèle k- ε RNG a été obtenu en utilisant une technique statistique appelée "ReNormalization Group". Il présente les améliorations suivantes :

• Dispose d'un terme additionnel dans l'équation de ε , qui améliore la précision pour les écoulements avec des contraintes à variations rapides (changements de directions brusque), ce terme est donné par :

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta / \eta_0) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k} \text{ et } \eta \equiv S_k / \varepsilon$$

• Inclut l'effet du tourbillon (swirl) dans la turbulence afin d'accroître la précision pour les écoulements tourbillonnaires.

• Introduit un dispositif pour prendre en compte les effets de bas nombres de Reynolds, ce que ne permet pas le modèle Standard. Avec ce modèle, la viscosité turbulente est calculée à l'aide de l'une des équations suivantes :

$$\text{Faibles nombres de Reynolds : } d \left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \right) = 1.72 \frac{\hat{v}}{\sqrt{\hat{v}^3 - 1 + C_v}} d\hat{v} \quad (\text{A.6})$$

$$\text{et } \hat{v} = \frac{\mu_{eff}}{\mu} \text{ avec : } \mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (\text{A.7})$$

$$\text{Nombres de Reynolds élevés : } \mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

μ_{eff} : est la viscosité effective.

Tableau A.2 – Constantes du modèle k- ε RNG [66]

C_μ	C_v	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	η_0	β	$\alpha_k = \alpha_\varepsilon$
0,0845	100	1,42	1,68	4,38	0,012	1,393

où, α_k et α_ε sont les inverses des nombres de Prandtl effectifs.

N.B. : Pour les nombres de Reynolds élevés la viscosité turbulente est calculée par la même formule du modèle standard [67].

A1.5. Modèle k- ε Réalisable

C'est le dernier modèle de la famille k- ε , proposé par Shih et al, (1995) dans l'intention d'améliorer les déficits du modèle standard k- ε en apportant les deux importantes modifications suivantes :

1) Formulation de la viscosité turbulente en impliquant une variable C_μ initialement proposée par Reynolds.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \text{ et } C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}} \text{ tel que : } U^* = \sqrt{S_{ij} S_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij} \tilde{\Omega}_{ij}}$$

$$\text{avec : } \tilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk} \omega_k, \Omega_{ij} = \overline{\Omega_{ij}} - \varepsilon_{ijk} \omega_k \text{ et } S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$$

Où : S_{ij} tenseur du taux moyen de déformation, Ω_{ij} tenseur du taux moyen de rotation, ω_k est la vitesse angulaire, A_0 et A_s sont des constantes.

2) Modèle d'équations du taux de dissipation ε basé sur la formule dynamique du carré de la vorticité fluctuante.

$$\overline{u^2} = \frac{2}{3}k - 2\nu_t \frac{\partial u}{\partial x} \quad (\text{A.8})$$

Le terme "*Realizable*" ou réalisable signifie que le modèle satisfait certaines contraintes mathématiques sur les contraintes de Reynolds, présente plus de logique avec la physique des écoulements turbulents. Ainsi, ce modèle prédit avec plus de précision le taux de propagation des jets. Il procure aussi des performances supérieures dans les écoulements complexes impliquant les tourbillons, les zones de recirculation, la séparation des couches limites sous forts gradients de pression adverses.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + \rho C_1 S_\varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

$$\text{avec : } C_1 = \max \left[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right] \text{ et } \eta = S_{ij} \frac{k}{\varepsilon}$$

Tableau A.3 – Constantes du modèle *k-ε Realizable* [68]

$C_{1\varepsilon}$	C_2	σ_k	σ_ε
1,44	1,9	1,0	1,2

Les deux derniers modèles de turbulence, (*k-ε RNG* et *k-ε Realizable*), donnent de meilleurs résultats par comparaison avec modèle Standard. Mais la prise en compte des écoulements impliquant une forte anisotropie des contraintes turbulentes reste le point faible de la famille *k-ε* toute entière.

A noter que l'équation de *k* est la même que celle dans les modèles standard et RNG, sauf que les constantes des modèles qui changent. Cependant, la forme de l'équation de *ε* est tout à fait différente dans les trois modèles (standard, RNG et Réalisable). L'une des caractéristiques remarquables est que le terme de production dans l'équation de *ε* ne comporte pas la production de *k* ; c'est à dire, il ne contient pas le même terme *Gk* comme les deux autres modèles. Nous pensons que la forme actuelle représente mieux le transfert d'énergie. Une autre caractéristique intéressante est que le terme de la destruction (dissipation) *Y_M* (l'avant-dernier terme sur le côté droit de l'équation de *k*) n'a pas de singularité ; c'est à dire, son dénominateur ne disparaît jamais, même si *k* disparaît ou devient inférieur à zéro. Cette fonction le distingue des autres modèles traditionnelles *k-ε*, qui ont une singularité due à *k* dans le dénominateur.

$$Y_M = \rho \varepsilon 2M_t^2 \text{ avec } M_t = \frac{\sqrt{k}}{a} \text{ et } a \equiv \sqrt{\gamma RT}$$

Pour des nombres de Mach élevés la compressibilité affecte la turbulence à travers ce qu'on appelle « dilatation-dissipation ». Pour voir ces effets le terme *Y_M* a été introduit dans l'équation de *k* par Sarkar et Hussaini, (1993).

Ce modèle a été largement validé pour une large gamme d'écoulement, y compris la rotation des écoulements cisailés homogènes, écoulements des jets libres et des couches de mélanges, écoulements de canal et couche limite, et écoulements séparés. Pour tous ces cas, la performance du modèle Réalisable $k-\varepsilon$ été prouvée. Ce qui est particulièrement remarquable dans ce modèle, est le fait qu'il résout parfaitement les anomalies du jet rond ; à savoir qu'il prédit le taux d'étalement des jets axisymétriques, de même que les jets plans, (ANSYS Fluent) [69].

Le modèle " $k-\varepsilon$ Réalisable" montre une capacité supérieure pour prédire l'écoulement moyen des structures complexes mesurées par des données expérimentales (par exemple l'écoulement de fluide derrière un obstacle), contrairement aux modèles $k-\omega$ et $k-\varepsilon$ V2F qui ne le sont pas [66].

A1.6. Modèle $k-\omega$ Standard

Ce modèle qui est similaire au modèle $k-\varepsilon$ est défini par D.C.Wilcox [65, 67], avec deux équations de transport, une équation adaptée pour k et une équation du taux de dissipation spécifique ω qui s'apparente au rapport de ε par k . Après plusieurs années d'amélioration, il offre à présent un avantage pour la prédiction des écoulements cisailés libres. Il tient aussi compte des effets des faibles nombres de Reynolds, de la compressibilité, et des jets des différentes configurations (plan, radial...etc.). Pour ces raisons, il convient particulièrement aux écoulements internes.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \omega u_j) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

$$\text{avec : } G_k = \rho \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad G_\omega = \frac{\gamma \omega}{k} \left(\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right), \quad Y_k = \beta^* \rho \omega k, \quad Y_\omega = \beta \rho \omega^2$$

$$\text{et : } \tau_{ij} = \mu_t \left(2S_{ij} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad \gamma = \frac{\beta}{\beta^*} - \frac{\sigma_\omega k^2}{\sqrt{\beta^*}}$$

D'après le site des ressources de modélisation de turbulence de NASA [70].

Dans ces équations G_k représente la production de l'énergie cinétique turbulente due aux gradients de la vitesse moyenne et G_ω la production de ω . Y_k et Y_ω représentent la dissipation de k . Γ_k et Γ_ω sont les diffusivités effectives respectivement pour k et ω données par : $\Gamma_k = \mu + \sigma_k \mu_t$ et $\Gamma_\omega = \mu + \sigma_\omega \mu_t$

La viscosité turbulente est calculée en combinant k et ω et donnée par l'expression suivante : $\mu_t = \frac{\rho k}{\omega}$ et $\omega = \frac{\varepsilon}{k}$

Les constantes du modèle sont mentionnées dans le tableau ci-dessous :

Tableau A.4 – Constantes du modèle k - ω Standard [71]

β^*	β	γ	σ_k	σ_ω
0,09	3/40	5/9	0,5	0,5

A1.7. Modèle k - ω SST "Shear Stress Transport"

Le modèle de SST a été développé en premier par Menter (1994) [72]. Il regroupe les deux modèles standards (k - ω) et le (k - ε), avec le modèle initial k - ω de Wilcox (1998) [67], activé près de la paroi et le modèle de k - ε activé en dehors de la région des sillages et des cisaillements.

Une fonction de combinaison qui multiplie à la fois le modèle k - ω Standard et le modèle k - ε . Cette fonction commutera entre les valeurs "zéro" ou "un" suivant que l'on soit dans la région proche de la paroi, pour activer le modèle k - ω Standard ou dans la région loin de la paroi, pour activer le modèle k - ε .

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k u_j) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \omega u_j) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + \left[2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \right] \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + S_\omega \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Les termes Γ , G et Y gardent leurs formulations inchangées respectivement pour les deux équations de k et ω , comme dans le cas du modèle k - ω standard.

La définition de la viscosité turbulente est modifiée pour prendre ω en compte dans le transport des contraintes de cisaillement turbulentes. Elle est donnée sous une forme simplifiée :

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[\frac{1}{\alpha^*}, f(\Omega, k, \omega, y) \right]} \quad (\text{A.12})$$

avec : α^* est un coefficient qui apporte une correction à la viscosité turbulente, plus de détails sont donnés dans la documentation du code Fluent (2006).

$f(\Omega, k, \omega, y)$, est une fonction dépendant du taux de rotation (Ω), de k , de ω et de la distance normale à la paroi (y). Les améliorations apportées à ce modèle le rendent plus fiable pour une classe d'écoulements plus étendue, (écoulements à gradients de pression adverses, ondes de choc transoniques ...etc.), par rapport aux modèles de la famille k - ε et le modèle k - ω Standard. Pour plus de détails, les formulations des équations sont données dans Vijay et Ameri (2001). [73]

Tableau A.5 – Constantes du modèle k - ω SST [73]

α_1	σ_{k1}	σ_{k2}	$\sigma_{\omega 1}$	$\sigma_{\omega 2}$	β_1	β_2	β^*
0,31	0,85	1,0	0,5	0,856	0,075	0,0828	0,09

A1.8. Modèle RSM "Reynolds Stress Model"

Du point de vue physique, c'est le modèle le plus complet parce qu'il prend en compte le transport et l'anisotropie de la turbulence. Cet avantage est considéré comme étant le point fort du modèle RSM pour la résolution des écoulements complexes. Ce modèle ferme les équations de Navier-Stokes basées sur les contraintes moyennes de Reynolds en résolvant les équations de transport pour ces contraintes, avec une équation pour le taux de dissipation. Cela signifie que cinq équations de transport supplémentaires sont nécessaires dans le cas d'écoulement 2D et sept équations de transport supplémentaires doivent être résolues en 3D.

Le modèle RSM est considéré comme étant le plus logique dans le cadre de l'approche des moyennes de Reynolds, parce qu'il fournit des quantités de flux en résolvant les équations de transport complètes, qui peuvent être dérivées des équations de Navier Stokes (Xia et al, 1998).

Le modèle des contraintes de Reynolds (RSM) est un modèle de fermeture du second ordre, d'où il requiert plus de temps CPU. D'autre part, les équations de quantité de mouvements et de transport de la turbulence sont étroitement liées. En effet, dans certains cas (couches limites courbées, écoulements tourbillonnaires, écoulements en rotation), l'approximation basée sur l'hypothèse de Boussinesq pour représenter les contraintes de Reynolds n'est plus applicable (Pierre Louis Viollet et al, 1999).

A1.9. Modèle LES "Large Eddy Simulation"

L'idée maîtresse de ces simulations est d'identifier, par résolution directe, les caractéristiques de grande taille de l'écoulement en ne modélisant que des mouvements de petite taille. "La situation ressemble à celle d'un expérimentateur qui disposerait d'un fil chaud en chaque point." Roland Schliestel

Cette idée souligne une caractéristique très importante des méthodes LES : la résolution spatiale dépend de la taille des mailles (la taille du fil chaud numérique). Contrairement aux modèles en un point, la variation de la taille des mailles aura, tout le temps, une influence sur les résultats, même avec une discrétisation et une résolution numérique idéale. La taille de la maille correspond à un filtrage spatial dont il faut définir les caractéristiques.

Pour simuler les phénomènes de taille inférieure à celle de la maille, il faut utiliser un modèle de sous-maille. Le plus couramment utilisé est celui de Smagorinsky, qui repose sur une hypothèse de longueur de mélange : une viscosité turbulente est introduite.

Par rapport aux modèles en un point, les grandeurs s'écrivent comme la somme de termes : une grandeur filtrée et une grandeur fluctuante. Il est à noter que le choix du filtre (comme en traitement du signal) influence les résultats.

Les méthodes LES nécessitent l'emploi de méthodes numériques très précises, sans viscosité numérique et sans dissipation. Le choix s'oriente alors vers des méthodes spectrales ou de différences finies à base de schémas centrés (le schéma d'Adams-Bashford est le plus couramment utilisé).

a) Approche de simulations aux grandes échelles "LES"

La simulation des grandes échelles (LES) est une approche intermédiaire entre la DNS et la modélisation RANS. En LES, les grandes structures de l'écoulement contenant et transportant l'énergie sont résolues exactement, alors que l'effet des petites structures de la turbulence est modélisé. Les petites structures présentent un comportement plus universel, et sont donc moins dépendantes des conditions aux limites que les grandes structures. Leur modélisation va donc requérir moins d'ajustements que les modèles RANS. Le principe de la « LES » est bien résumé sur le spectre de l'énergie cinétique de la turbulence (figure 2.5). Le nombre d'onde de coupure k_{sgs} délimite la partie simulée de la partie modélisée.

La « LES » fournit une solution tri-dimensionnelle, dépendante du temps des équations de Navier-Stokes. Elle est donc similaire à la DNS sur ces points. On peut cependant simuler des écoulements à des nombres de Reynolds beaucoup plus élevés qu'en DNS et étudier des écoulements réels, tout en disposant d'une description relativement détaillée des phénomènes physiques.

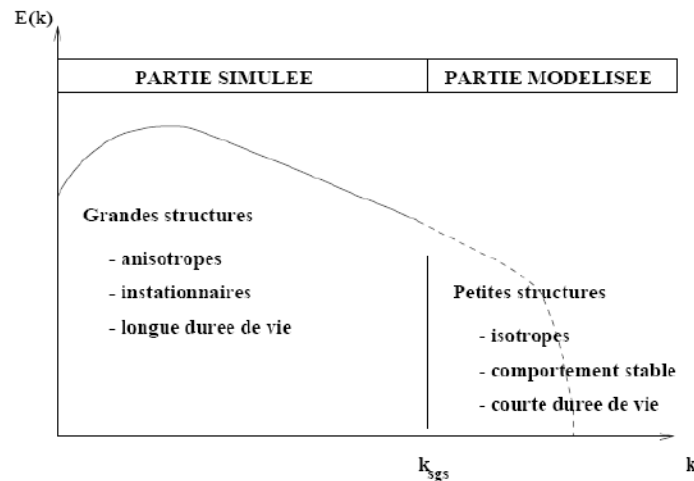


Figure A.1 – Schéma du principe de LES [74]

Nous proposons dans ce travail d'utiliser l'approche LES pour calculer des écoulements turbulents incompressibles dans des géométries complexes. Dans un premier temps, un écoulement non contrôlé et un écoulement contrôlé par des actionneurs sont étudiés individuellement sans aborder le problème de combustion dans sa globalité.

La « LES » calcule de manière explicite les grosses structures de l'écoulement tandis que les structures plus petites sont modélisées (Sagaut [74]). Ainsi, le caractère instationnaire est pris en compte, ce qui constitue un atout majeur vis-à-vis des modélisations RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulations) qui ne traitent que l'écoulement moyen et aux simulations DNS où toutes les échelles de la turbulence sont résolues. C'est à l'aide d'une opération de filtrage que les grandes échelles seront distinguées des plus petites. Elle sera utile pour comprendre les instationnarités de l'écoulement ainsi que le bon accord qu'elle présente d'après les résultats de ces calculs et les mesures expérimentales.

b) Filtrage des équations de Navier Stocks

Le formalisme de la méthode LES reposant sur un filtrage passe-bas des équations de bilan, on introduit un filtre d'une largeur (Δ). La plus petite longueur d'onde qui puisse alors être reproduite entièrement correspond au nombre d'onde: $k_c = \pi/\Delta$.

Ce filtre doit vérifier les propriétés suivantes : linéarité et commutation avec les opérateurs de dérivation temporelle et spatiale. Cette dernière propriété n'est généralement pas vérifiée mais il est souvent admis que les erreurs commises sont négligeables [75].

La largeur du filtre Δ est issu de la discrétisation des équations sur une grille de calcul est généralement donnée dans le cas d'un maillage cartésien orthogonal par :

$$\Delta = \sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z} \quad (\text{A.13})$$

où : Δx , Δy et Δz étant les pas de maillage suivant les trois directions de l'espace (dans le cas de repère cartésien).

En appliquant un filtrage passe-bas aux équations de bilan et avec les hypothèses précédentes, on obtient le système d'équations filtrées de Navier Stocks, à résoudre dans une approche LES :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu \bar{S}_{ij} + \bar{\tau}_{ij}) \quad (\text{A.15})$$

S_{ij} correspond au tenseur des taux de déformations résolus donnée par :

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{A.16})$$

Le nouveau terme $\bar{\tau}_{ij}$ issu du filtrage représentent respectivement le tenseur des contraintes sous-maille (ou tenseur de Reynolds), et est défini par :

$$\bar{\tau}_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \overline{u_i u_j} \quad (\text{A.17})$$

Ce tenseur correspond à de nouvelles inconnues dont on cherche à modéliser les effets qu'ils ont sur les grandeurs filtrées. La résolution du système d'équations défini par les équations (2.14) et (2.15) permet de résoudre le problème posé au niveau des échelles résolues, et doit reposer sur une modélisation des termes sous-maille ci-dessus afin de constituer un système d'équations fermé [76].

c) Modélisation sous-maille

La modélisation sous-maille de la turbulence en "LES" repose sur l'hypothèse d'universalité des mouvements à petite échelle. Cette hypothèse est généralement vérifiée loin des parois et de possibles interfaces (bulles, surface libre...), Sagaut [74].

d) *Le modèle de Smagorinsky*

Le premier modèle de sous-maille a été proposé par Smagorinsky pour un fluide incompressible. Il consiste à écrire une relation linéaire entre la partie anisotropique du tenseur des contraintes de sous-maille τ_{ij} et le tenseur du taux de déformation des échelles résolues. (Ferzigen, 1999) [77].

Le modèle de Smagorinsky est basé sur une hypothèse de longueur de mélange dans laquelle on considère que la viscosité sous-maille est proportionnelle à une échelle de longueur (ici associée au filtrage des équations, à savoir la taille caractéristique du maillage) notée Δ , et une échelle de vitesse déterminée par le produit $\Delta \|\bar{S}\|$ où $\|\bar{S}\|$ est la norme du tenseur des taux de déformation résolus défini par :

$$\|\bar{S}\| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}} \quad (\text{A.18})$$

Finalement, l'écriture du modèle de Smagorinsky se fait de la façon suivante :

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 \|\bar{S}_{ij}\| \quad (\text{A.19})$$

La constante C_s , est déterminée d'après l'hypothèse d'équilibre local entre production et dissipation de l'énergie cinétique turbulente. En considérant une turbulence homogène isotrope, le spectre d'énergie cinétique turbulente est un spectre de Kolmogorov. Ce modèle de spectre $E(k)$ est défini par trois hypothèses (Châtelain, [71]):

- L'énergie turbulent k est principalement portée par les grands tourbillons qui ne répondent pas directement aux effets de la viscosité ' ν '.
- La viscosité moléculaire n'influe que sur les plus petites structures responsables de la majeure partie de la dissipation.

Ce spectre d'énergie cinétique turbulente peut s'écrire sous la forme : $E(k) \propto k^a \varepsilon^b$, et des considérations dimensionnelles permettent d'avoir la forme du spectre conduisant à la loi de Kolmogorov en $k^{-5/3}$ (Kolmogorov, 1941) :

$$E(k) = C_k \varepsilon^{\frac{2}{3}} k^{-5/3} \quad (\text{A.20})$$

où : $C_k=1,4$ est la constante de Kolmogorov.

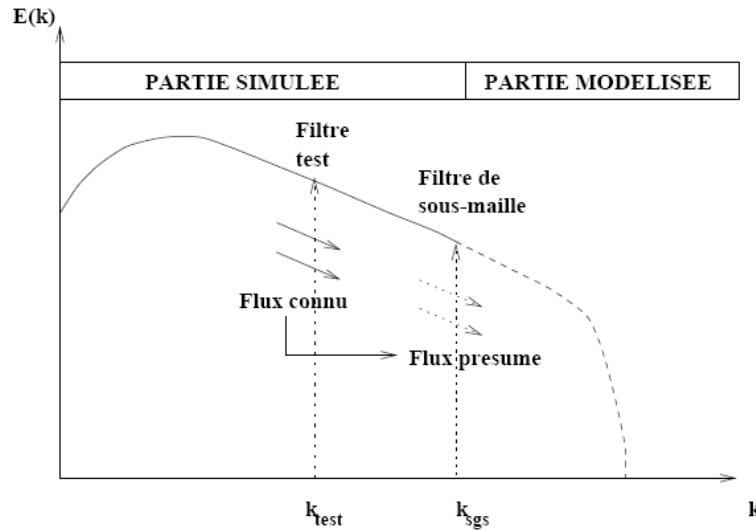


Figure A.2 – Schéma du principe de l'approche dynamique en LES [75]

En supposant que la coupure se place dans la zone inertielle du spectre, la valeur théorique de la constante du modèle de Smagorinsky peut être calculée dans le cadre d'une turbulence suivant un spectre de Kolmogorov, ayant alors pour valeur $C_s = 0,18$. Bien qu'une valeur théorique puisse être donnée pour cette constante, dans la pratique, cette valeur est modifiée afin d'obtenir de meilleurs résultats: Deardoff préconise par exemple la valeur de $C_s = 0,1$ pour des écoulements cisailés libres, écoulements de canal, marche descendante [75].

Le modèle de Smagorinsky possède deux défauts :

- d'une part, en ne faisant intervenir que la partie symétrique du tenseur des taux de déformations résolus, \bar{S}_{ij} , on ne tient compte que des taux de déformation sans tenir compte des taux de vorticités $\bar{\Omega}_{ij}$, eux aussi responsables d'étirements tourbillonnaires et donc de dissipation turbulente.
- d'autre part, ce modèle est d'ordre $o(1)$ à la paroi (i.e. il tend vers une valeur non nulle lorsque l'on s'approche de la paroi) à cause de l'emploi du tenseur \bar{S}_{ij} qui est lui-même d'ordre $o(1)$ vers la paroi.

Pour pallier à ce défaut, on utilise pour ce genre de modèle des fonctions d'amortissement permettant de ramener à zéro la valeur de ν_t à la paroi [75].

Un exemple de fonction d'amortissement est la fonction de Van Driest qui se met sous la forme :

$$1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right) \text{ avec } : A^+ = 25 \quad (\text{A.21})$$

y^+ : étant la distance à la paroi exprimée en unités de longueur de parois ($y^+ = yu\tau/\nu$). L'inconvénient de ce genre de fonction d'amortissement est qu'elle nécessite de connaître la distance à la paroi en tout point du domaine de calcul, ce qui est difficile à définir dans certaines configurations ou en maillage non structuré.

L'estimation de la longueur de coupure associée au maillage Δ est relativement complexe à déterminer dans le cas de maillages non uniformes, non homogènes ou non

structurés. De nombreux auteurs ont proposé des calculs de Δ en tenant compte par exemple des facteurs d'aplatissement. On se limitera dans notre cas à un calcul simple de Δ qui sera donnée par la formule (2.21).

e) Le modèle WALE

Nicoud et al. ont proposé le modèle WALE [75] (*Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity*), c'est une adaptation locale de l'échelle de viscosité près des parois, afin de modéliser la viscosité sous-maille sous la forme :

$$\nu_t = (C_\omega \Delta)^2 \frac{\overline{OP_1}}{\overline{OP_2 + \varepsilon}} \quad (\text{A.22})$$

Où :

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 10^{-6} \\ \overline{OP_1} &= (s_{ij}^d s_{ij}^d)^{3/2} \\ \overline{OP_2} &= \frac{1}{2} (\overline{S_{ij}} \overline{S_{ij}})^{5/2} + (s_{ij}^d s_{ij}^d)^{5/4} \\ s_{ij}^d &= \frac{1}{2} (\overline{g_{ij}^2} + \overline{g_{ji}^2}) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \overline{g_{kk}^2} \\ \overline{g_{ij}} &= \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \end{aligned}$$

La constante du modèle ($C_\omega=0,5$) a été déterminée à partir des résultats de décroissance de turbulence homogène isotrope.

Le choix des exposants intervenant dans les deux opérateurs est lié au fait que l'on souhaite faire tendre le modèle vers zéro à la paroi avec une bonne décroissance en $o(y^3)$ (voir Nicoud pour plus de détails), ainsi qu'afin d'obtenir une bonne dimension pour ν_t .

Ce modèle sous-maille a donc les propriétés suivantes :

- tend vers zéro près de la paroi,
- reproduit correctement la transition laminaire-turbulent (il s'annule lorsque la topologie de l'écoulement est bidimensionnelle),
- ne nécessite pas d'information quant à la position et l'orientation d'une paroi, ce qui est particulièrement intéressant dans le cas de maillages non structurés.

f) Le modèle de la fonction de structure

Les différents modèles à base de fonction de structure s'appuient tous sur une transposition dans l'espace physique du concept de viscosité turbulente spectrale (voir Lesieur et Metais [75]).

Celle-ci peut s'écrire:

$$\nu_t(\vec{x}, \Delta) = \frac{2}{3} C_k^{-3/2} \left[\frac{E_x(k_c)}{k_c} \right]^{1/2} \quad (\text{A.23})$$

$E_x(k_c)$ désigne le spectre d'énergie cinétique local avec $k_c = \pi/\Delta$. L'estimation de $E_x(k_c)$ se fait par l'intermédiaire de la fonction de structure d'ordre deux du champ de vitesse filtré, celle-ci étant évaluée à l'échelle Δ et est donnée par :

$$\overline{F_2}(\vec{x}, \Delta, t) = \left\langle \left\| \vec{u}(\vec{x}, t) - \vec{u}(\vec{x} + \vec{r}, t) \right\|^2 \right\rangle_{\|\vec{r}\|=\Delta} \quad (\text{A.24})$$

Pour un spectre d'énergie qui suit la loi de Kolmogorov, le modèle de la fonction de structure s'écrit :

$$v_i(\vec{x}, t) = C_{fs} \Delta \sqrt{\overline{F_2}(\vec{x}, \Delta, t)} \quad (\text{A.25})$$

où : $C_{fs} = 0,105 C_k^{-3/2}$

Pratiquement, $\overline{F_2}$ est typique de la différence de vitesse entre deux points d'un tourbillon distants de $\|\vec{r}\|$ et est déterminée par une moyenne locale du carré des différences des vitesses entre \vec{x} et ses six points voisins (voir Ackermann [78]) :

Avec : $\overline{F_2}^{(i)} = \left\| \vec{u}(\vec{x}) - \vec{u}(\vec{x} + \Delta x_i \vec{e}_i) \right\|^2 + \left\| \vec{u}(\vec{x}) - \vec{u}(\vec{x} - \Delta x_i \vec{e}_i) \right\|^2$ et où \vec{e}_i le vecteur unitaire de x_i .

Le terme $\left(\frac{\Delta}{\Delta x_i} \right)^{2/3}$ constitue une adaptation de fonction de structure pour des maillages non uniformes. L'exposant (2/3) est donné par considération énergétique concernant la loi de Kolmogorov, permettant d'affirmer que la fonction de structure d'ordre deux de la vitesse est proportionnelle à $(\epsilon_r)^{2/3}$ [75].

Le développement de la version sélective du modèle de fonction de structure par David [79], a été justifié par le comportement trop dissipatif du modèle de base dans des situations quasi-bidimensionnelles ou en transition.

Cette forme sélective consiste à faire agir la viscosité sous-maille uniquement dans les régions où l'écoulement est fortement tridimensionnel. Le critère adopté pour capter l'aspect tridimensionnel est basé sur l'angle α entre la vorticité locale r solv e $\vec{\omega}(\vec{x}, t)$ et la vorticité moyenne $\left\langle \vec{\omega}(\vec{x}, t) \right\rangle$ au voisinage du point \vec{x} :

$$\begin{aligned} \left\langle \vec{\omega}(\vec{x}, t) \right\rangle = \frac{1}{6} & \left[\vec{\omega}(\vec{x} + \Delta \vec{x}_1, t) + \vec{\omega}(\vec{x} - \Delta \vec{x}_1, t) \right. \\ & + \vec{\omega}(\vec{x} + \Delta \vec{x}_2, t) + \vec{\omega}(\vec{x} - \Delta \vec{x}_2, t) \\ & \left. + \vec{\omega}(\vec{x} + \Delta \vec{x}_3, t) + \vec{\omega}(\vec{x} - \Delta \vec{x}_3, t) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

Une grande valeur de α signifie que la direction de la vorticité varie beaucoup d'un point à l'autre, ce que l'on interprète comme un indicateur de turbulence à petite échelle. Dans le cas inverse, une petite valeur de α montre une tendance à l'alignement de la vorticité sur un certain voisinage, ce qui est le cas en régime laminaire ou au début de

la transition, avant que l'écoulement n'ait développé de structures tridimensionnelles. L'expression de v_t pour la fonction de structure sélective est alors donnée par :

$$v_t(\vec{x}, t) = C_{fss}(\vec{x}, t) \Delta \sqrt{F_2(\vec{x}, \Delta x, t)} \quad (\text{A.27})$$

$$\text{avec : } \Phi_{\alpha_0}(\vec{x}, t) = \begin{cases} 1 & \text{si } \alpha \geq \alpha_0 \\ 0 & \text{si non} \end{cases}$$

Les valeurs $C_{fss} = 0,104$ et $\alpha_0 = 20^\circ$ ont été déterminées par David [79]: α_0 correspond à l'angle le plus probable déterminé à partir des simulations de turbulence homogène isotrope. Le modèle de la fonction de structure sélective a montré de bons résultats pour des écoulements de couche limite obtenus par Ackermann [78], qui a aussi proposé une version modifiée de ce modèle, ainsi pour d'autres nombreuses applications (LES des canaux chauffants par SALINAS Vasquez et al. [80]).

De nombreuses autres possibilités de modélisation sont possibles à l'heure actuelle. On recense les modèles dynamiques de Germano permettant une détermination dynamique de la constante suivant l'écoulement en tenant compte de la topologie de l'écoulement par des approches Lagrangienne ou Eulérienne. Entre autres, de nouveaux modèles sous-maille ont été développés afin de tenir compte de l'effet de flottabilité sur la turbulence à l'échelle sous-maille et aussi de considérer le phénomène du transfert d'énergie des petites échelles vers les plus grandes [78].

g) Schémas numériques pour LES

Il est à noter que l'utilisation des maillages grossiers et fortement anisotropes (i.e. de type « industriel ») ne permet pas de vérifier a priori l'hypothèse affirmant que la coupure s'effectue dans une zone inertielle. La plupart du temps, les modèles développés pour la simulation LES sont calés sur des configurations de turbulence homogène isotrope ou en considérant que la coupure du filtre associé au maillage s'opère dans la zone inertielle du spectre d'énergie cinétique turbulente [81,82] En fait, plus une discrétisation est grossière, plus la part de la modélisation sera importante pour le champ sous-maille et on ne peut plus dans certains cas considérer que la coupure s'opère dans la zone inertielle compromettant a priori la validité du modèle. Les défauts et dérives observés à haut nombre de Reynolds reflètent sans doute les limitations des modélisations sous-maille actuelles, souvent basées sur des validations à faible Reynolds (sauf en turbulence homogène isotrope) et sur des maillages fins [75].

Une autre approche de la simulation d'écoulements turbulents en LES appelée MILES (pour Monotone Integrated LES) est aussi fréquemment mise en œuvre. Cette approche est basée sur une hypothèse des effets diffusifs de la turbulence sous-maille, introduite par (Boris et al. [83]), est essentiellement motivée par le fait que la dissipation induite par les schémas numériques décentrés est de même nature que celle induite par les modélisations sous-mailles généralement utilisées. La méthode MILES est surtout utilisée pour des géométries complexes et/ou nécessitant des méthodes numériques robustes, en faisant un outil particulièrement intéressant dans le cadre

d'applications industrielles. On discerne quelques techniques captivantes dans ce cadre et qui varient suivant les auteurs :

- utilisation de schémas de convection purement décentrés (MUSCL, TVD, QUICK..) de manière à dissiper de l'énergie de façon numérique.
- utilisation de méthodes d'éléments finis comportant un caractère stabilisateur (ou diffusif) par construction (voir notamment Sagaut [74] pp.144 pour une revue des différentes méthodes et auteurs).

Les détails des différents schémas numériques sont accessibles dans la partie démarche numérique des modèles sous-maillages pour la méthode LES (voir user guide du code Fluent 6.3).

Annexe B

Méthodes du traitement proche paroi

L'écoulement turbulent est affecté significativement par la présence des parois. La vitesse moyenne est affectée par la condition d'adhérence à la paroi qui doit être satisfaite. La turbulence est affectée par la présence des parois d'une façon non triviale. A proximité des parois, l'amortissement de la viscosité réduit la fluctuation de la vitesse tangentielle alors que l'énergie cinétique réduit les fluctuations normales. Loin de la paroi, la turbulence augmente rapidement par la production de l'énergie cinétique due à de forte variation de la vitesse moyenne.

La modélisation de la région proche paroi impacte significativement la précision de la solution numérique surtout que la paroi est la source de la vorticité et de la turbulence. Après tout, c'est tout près de la paroi que les différentes variables surtout les vitesses et les autres valeurs scalaires qu'elles vont varier d'une façon importante. D'où la nécessité d'avoir une modélisation précise de l'écoulement au voisinage de la paroi pour pouvoir prédire l'écoulement turbulent dans des écoulements limités par des parois (milieux confinés).

Le modèles $k-\varepsilon$, RSM et LES sont essentiellement valables dans l'écoulement turbulent loin de la paroi. Des adaptations doivent être faites pour pouvoir appliquer ces modèles tout près de la paroi. Dans cette optique le modèle $k-\varepsilon$ de Spalart-Allmaras a été développé pour l'appliquer dans la couche limite pourvu que le maillage soit suffisamment fin.

Plusieurs expériences ont montré que la zone proche de la paroi peut être divisée en trois couches. La première qui est à côté de la paroi est appelé la sous couche visqueuse où l'écoulement est laminaire et la viscosité joue un rôle dominant dans l'écoulement et le transfert de chaleur. La troisième couche est appelée la couche turbulente développée où la turbulence joue le rôle dominant. Finalement, il y a une couche intermédiaire où la viscosité et la turbulence joue un rôle équivalent.

Traditionnellement, il y a deux approches pour modéliser la zone proche paroi. Dans la première approche, la viscosité n'est pas considérée comme un paramètre dans les deux premières couches affectées par elles, des formules semi-empiriques appelées fonction de paroi « Wall_function » ont été utilisées pour relier les valeurs de la paroi à celles de la couche turbulente développée. Dans la deuxième approche, le modèle turbulent est modifié pour permettre la résolution dans les régions affectées par la viscosité avec un maillage complet qui va jusqu'à la paroi. Cette approche est appelée la modélisation proche paroi.

Pour les écoulements à haut nombre de Reynolds, l'approche fonction de paroi économise substantiellement les ressources de calcul car il n'y a pas besoin de faire la modélisation dans les régions affectées par la viscosité où les variables changent d'une façon importante. Ce qui fait que cette approche est économique, robuste et

raisonnablement précise dans le traitement de la zone proche paroi dans les simulations des écoulements dans les applications industrielles. Par contre cette approche n'est plus adaptée dans le cas des écoulements à faible nombre de Reynolds et les hypothèses faites dans les fonctions de paroi cessent d'être valables. Dans ce cas il faut modéliser l'écoulement dans les zones influencées par la viscosité.

A2.1. Les fonctions de paroi

Les fonctions de paroi sont des collections de formules et des fonctions semi-empiriques qui vont lier les variables de résolution dans les cellules proches de la paroi à celles de la paroi. Elles comportent des lois de paroi pour la vitesse moyenne et la température ou autres scalaires et des formules pour les quantités de la turbulence proche de la paroi. Il y a trois approches pour les fonctions de paroi :

- Les fonctions de paroi standards.
- Les fonctions de paroi non-équilibrées.
- Les fonctions de paroi avancées.

A2.2. Les fonctions de paroi standards

Elles sont basées sur les propositions de Launder et Spalding [83] et elles sont largement utilisées dans les écoulements industriels. Ces lois fonctionnent d'une façon satisfaisante dans un éventail assez large de problèmes des écoulements limités par des parois. Elles commencent à être moins précises dans les situations qui s'écartent des conditions idéales admises lors de leur développement. Parmi celles-ci, on peut citer les cas des contraintes de cisaillement constantes et les hypothèses d'équilibre local qui sont les plus restrictifs à l'universalité de ces lois.

A2.3. Les fonctions de paroi non-équilibrée

Elle étend la possibilité de l'application de la loi de paroi standard en prenant en compte les effets de gradient de pression ainsi que le fort déséquilibre qui peut se produire dans le cas de faible nombre de Reynolds ou de fort gradient de pression du fort non-équilibre [84]. Les points clés de ces fonctions sur lesquels se basent ces fonctions sont :

- La loi logarithmique de Launder and Spalding [83] pour la vitesse moyenne (sensible aux effets de gradient de pression).
- Le concept de base des deux couches est adopté pour calculer la production d'énergie cinétique turbulente ($G_{k,\varepsilon}$) dans les cellules voisines de la paroi.

La loi de paroi pour la température moyenne ou la fraction massique des espèces reste la même que dans la fonction de paroi standard.

La production de l'énergie cinétique turbulente dans les cellules proches de la paroi est sensible à la proportion de la sous-couche visqueuse et la couche turbulente qui varie largement d'une cellule à une autre dans un écoulement non équilibré. Cette méthode abandonne la supposition de l'équilibre local (production-dissipation) adoptée

dans les fonctions de paroi standards dans le calcul de la production de l'énergie cinétique turbulente dans les cellules proches de la paroi.

La fonction de paroi non-équilibrée (Non-equilibrium Wall Function) utilise le concept des deux couches pour calculer le gain de l'énergie cinétique turbulente dans les cellules voisines à la paroi, ce qui est nécessaire pour résoudre l'équation de k dans les cellules proches de la paroi. Il est supposé que les cellules proches de la paroi sont composées d'une sous-couche visqueuse et une couche entièrement turbulente. Le profil des hypothèses des quantités turbulentes est donné par :

$$\tau_t = \begin{cases} 0, & y < y_v \\ \tau_w, & y > y_v \end{cases} \quad k = \begin{cases} \left(\frac{y}{y_v}\right)^2 k_p, & y < y_v \\ k_{p_v}, & y > y_v \end{cases} \quad \varepsilon = \begin{cases} \frac{2\nu k}{y^2}, & y < y_v \\ \frac{k^{3/2}}{C_l y}, & y > y_v \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

avec : $C_l = k C_\mu^{-3/4}$ et y_v l'épaisseur de la sous-couche visqueuse, définie par : $y_v = \frac{\mu y_v^*}{\rho C_\mu^{1/3} k_p^{1/2}}$

et $y_v^* = 11.225$

En raison de la capacité de prendre en compte, d'une part, les effets de gradients de pression, et d'autre part, le déséquilibre dans la production de l'énergie cinétique turbulente, l'utilisation de la fonction de paroi non-équilibrée est recommandée pour les cas d'écoulements complexes impliquant la séparation, le rattachement les jets impactant les parois où l'écoulement moyen et la turbulence sont soumis à des forts gradients de pression qui changent rapidement. Dans ce type d'écoulement, des améliorations peuvent être obtenues, en particulier la prédiction de la contrainte de cisaillement à la paroi (coefficient de friction de paroi) et le transfert de chaleur conjugué (nombre de Nusselt ou Stanton) [84].

A2.4. Limitation de l'approche loi (ou fonction) de paroi

Les lois de parois standards donnent des prédictions raisonnablement précises pour la plupart des cas d'écoulements à proximité des parois, à haut nombre de Reynolds. Les lois de paroi non-équilibrée étendent davantage l'applicabilité de l'approche de fonction de paroi en considérant les effets du gradient de pression et le vigoureux non-équilibre, (déjà évoqué).

Cependant, l'approche de la loi des parois devient moins fiable lorsque les conditions d'écoulement sont trop éloignées des conditions idéales à l'origine de la fonction de paroi, des exemples sont les suivants :

- Cas faible nombre de Reynolds ou effets proches parois (i.e, écoulement à travers de petits espaces ou fortement visqueux, écoulement à faible débit),
- Transpiration massive à travers la paroi (soufflage/aspiration),
- Gradients de pression élevés entraînant la séparation de couche limite,
- Importantes forces volumiques (i.e, écoulement à proximité de disque rotatif, écoulement de flottabilité),

- Haute tridimensionnalité dans la région proche paroi (i.e, écoulement spirale de Ekman, couches limites 3D fortement asymétriques),

Si l'un des points suscités est un critère dominant de l'écoulement à modéliser, et si on le considère comme critère important pour capter ces fonctionnalités et réussir la simulation, il est préférable d'employer une approche de paroi combinée avec une résolution de maillage adéquat dans la région proche paroi. Pour de telles situations, le code CFD utilisé donne une solution concevable, c'est le traitement de paroi amélioré. Cette approche peut être utilisée avec le modèle RSM et les modèles de la famille $k-\varepsilon$.

A2.5. Les modèles proche-paroi avancés

Le traitement avancé de la fonction de paroi est une méthode de modélisation proche-paroi qui combine un modèle bicouches avec des fonctions de paroi avancées. Si le maillage proche de la paroi est assez fin avec un y^+ de l'ordre de un ($y^+ \approx 1$) pour être en mesure de résoudre la sous-couche laminaire, le traitement amélioré de paroi sera identique au modèle traditionnel de la zone à deux couches.

Cependant, la restriction que le maillage proche paroi doit être suffisamment fin partout, pourrait engendrer un temps de calculs trop grand. L'idéal, donc, est d'avoir une formulation proche paroi qui peut être utilisée pour un maillage grossier (souvent appelé maillage de fonction de paroi), aussi bien que pour un maillage fin (maillage pour faible nombre de Reynolds). De plus, des erreurs excessives ne doivent pas être engendrées par un maillage intermédiaire trop fins pour que les cellules près de paroi n'aient pas leurs centres situés dans la région entièrement turbulente, ni trop grossier pour résoudre correctement la sous-couche visqueuse.

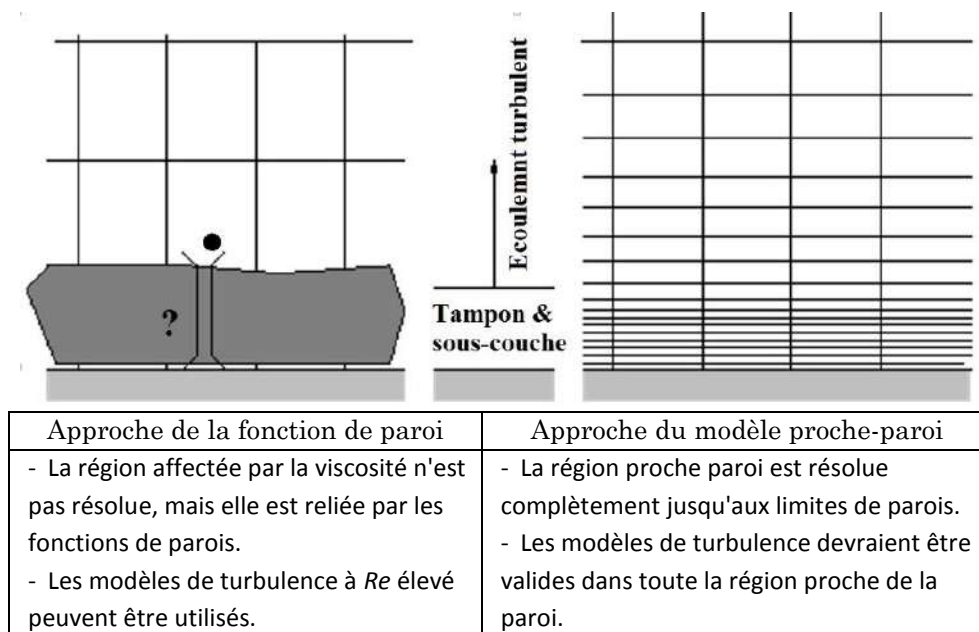


Figure B.1 – Prétexte du traitement près paroi [84]

Pour atteindre l'objectif d'avoir une approche de modélisation proche-paroi ayant une précision de l'approche standard à deux couches pour un maillage fin près des parois, et en même temps, ne va pas réduire considérablement la précision du maillage de la

fonction de paroi, ANSYS-FLUENT peut combiner le modèle à deux couches avec la fonction de paroi améliorée, comme décrit dans le paragraphe ci-après.

A2.6. Modèle à deux couches pour le traitement de paroi

Dans le modèle proche paroi, la viscosité affectant la région proche paroi est complètement résolue le long de la sous-couche visqueuse. L'approche à deux couches est une partie intégrante du traitement de paroi améliorée et est utilisé pour spécifier ε et la viscosité turbulente dans les cellules près-paroi. Dans cette approche, l'ensemble du domaine est divisé en une région affectée par la viscosité et une autre entièrement turbulente, la délimitation des deux régions est déterminée par une distance à la paroi basée sur le nombre de Reynolds turbulent Re_y , défini comme suit :

$$Re_y = \frac{\rho y \sqrt{k}}{\mu} \quad (\text{B.2})$$

où l'indice y est la distance normale entre le centre de la cellule et la paroi la plus proche.

$$y \equiv \min_{r_w \in \Gamma_w} \left\| \vec{r} - \vec{r}_w \right\| \quad (\text{B.3})$$

où r est le vecteur position d'un point du domaine, et r_w est le vecteur position sur la limite de paroi.

Γ_w est l'union de toutes les limites des paroi impliqués, Cette interprétation permet à y d'être définie uniquement dans des domaines d'écoulement de forme complexe impliquant multiples parois, En outre, y est définie d'une manière indépendante de la topologie du maillage utilisé, et peut être définie encore sur des maillages non structurés,

Dans la région entièrement turbulente ($Re_y > Re_y^*$; $Re_y^* = 200$), les modèles k- ε et le modèle RSM sont utilisés,

Pour la région proche paroi affectée par la viscosité ($Re_y < Re_y^*$), le modèle d'une équation de Wolfstein [86] est utilisé, Dans ce modèle la vitesse et l'équation de k sont les même que le modèle k- ε et RSM par contre la viscosité turbulente, est calculée à partir de :

$$\mu_{t,2layer} = \rho C_{\mu} l_{\mu} \sqrt{k} \quad (\text{B.4})$$

où la longueur d'échelle est calculée par : $l_{\mu} = y c_1 (1 - e^{-Re_y/A_{\mu}})$

La formulation à deux couches de la viscosité turbulente décrite ci-dessus est utilisée comme une partie du traitement de paroi améliorée, dans laquelle la définition à deux couches est combinée avec la définition de μ_t pour haut nombre Reynolds dans la région externe, tel que proposé par Jongen [84] :

$$\mu_{t,enh} = \lambda_{\varepsilon} \mu_t + (1 - \lambda_{\varepsilon}) \mu_{t,2layer} \quad (\text{B.5})$$

où μ_t est la définition des nombres de Reynolds élevés pour les modèles k- ε et RSM, la fonction combinée λ_ε , est définie de telle sorte qu'elle soit égal à l'unité loin des parois et zéro très proche des parois, elle est donnée par :

$$\lambda_\varepsilon = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh \left(\frac{\text{Re}_y - \text{Re}_y^*}{A} \right) \right] \quad (\text{B.6})$$

La constante A détermine la largeur de la fonction de combinaison, en définissant une largeur de λ_ε de telle sorte qu'elle soit de 1% de l'étendue maximale de sa valeur pour un ΔRe_y donné, le résultat est :

$$A = \frac{|\Delta \text{Re}_y|}{\tanh(0.98)}$$

Typiquement, ΔRe_y serait assigné à une valeur qui est comprise entre 5% et 20% de Re_y^* , Le but principal de la fonction de mélange est d'empêcher que la convergence de la solution ne soit entravée lorsque la solution de k - ε dans la couche extérieure ne correspond pas à la formulation de deux couches, Le champ est donné par :

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{l_\varepsilon} \quad (\text{B.7})$$

Les échelles de longueur qui apparaissent dans l'équation précédente sont encore calculées à partir de Chen et Patel [87] :

Si l'ensemble du domaine d'écoulement est à l'intérieur de la région de viscosité affectée ($\text{Re}_y < 200$), ε n'est pas obtenu en résolvant l'équation de transport ; il est obtenu à partir de l'équation algébrique précédente. FLUENT utilise une procédure pour la spécification de ε qui est similaire à celle du mélange de μ_t afin d'assurer une transition en douceur entre ε algébriquement spécifié dans la région intérieure et ε obtenu par la résolution d'équation de transport dans la région extérieure.

Les formules des constantes d'échelle de longueur des équations précédentes sont prises selon [88] :

Tableau B.1 – Constantes d'échelle de longueur [88]

c_1	A_μ	A_ε
$c_1 = k C_\mu^{-3/4}$	70	$2c_1$

A2.7. Fonctions de paroi améliorées "Enhanced Wall Functions"

Pour avoir une méthode qui peut avoir une application étendue dans toute la région proche paroi (i.e. sous-couche laminaire, zone tampon et zone extérieure entièrement turbulente), il est nécessaire d'appliquer la loi de paroi comme étant la loi de paroi unique pour l'ensemble de la région de paroi. Le code de calcul Fluent, parvient à réaliser cela en combinant les lois de paroi linéaire (laminaire) et logarithmiques (turbulent), en utilisant une fonction proposée par B.Kader [89] :

$$u^+ = e^{\Gamma} u_{lam}^+ + e^{\frac{1}{\Gamma}} u_{turb}^+ \quad (B.8)$$

où la fonction combinée est donnée par :

$$\Gamma = -\frac{a(y^+)^4}{1+by^+}$$

$$c = \exp\left(\frac{E}{E''} - 1.0\right)$$

$$a = 0.01c$$

$$b = \frac{5}{c}, E = 9.793, E'' = E / f_r$$

où f_r est la fonction de rugosité.

Le modèle de traitement amélioré de paroi est un modèle de paroi (ou fonction de paroi) mixte (hybride), il combine des modèles séparés dans l'approche à deux couches par l'utilisation d'une fonction d'amortissement de sorte que la transition entre les deux soit plus souple.

Par exemple les modèles de paroi pour vitesse et moment ; dans l'approche des deux couches :

Si : $y^+ < 10$ la loi linéaire de paroi est utilisée : $u^+ = y^+$

Si : $y^+ > 10$ pour la cellule adjacente à la paroi, dans ce cas la loi logarithmique de paroi est utilisée : $u^+ = \frac{1}{k} \ln(y^+) + C^+$

Et dans l'approche de traitement améliorée de paroi, il n'y a aucun teste à vérifier pour voir si y^+ est supérieur/inférieur à une certaine valeur. Alors, la valeur de u^+ est calculée à partir d'un seul modèle de paroi simplifié, donné par :

$$u^+ = e^{\Gamma} u_{lam}^+ + e^{\frac{1}{\Gamma}} u_{turb}^+ \quad (B.9)$$

où Γ est la fonction combinée qui nous a permis d'obtenir facilement les deux différents modèles couplés, qui est donnée par :

$$\Gamma = \frac{0.01(y^+)^4}{1+5y^+}$$

N.B : Il faut tenir compte qu'il y a une approche additionnelle de deux couches pour les équations de k et ε . Le modèle d'équation de ω n'utilise pas l'approche de deux couches. Un couplage additionnel est effectué pour les quantités de turbulence (k, ε), qui présente les différences les plus significatives.

De même, l'équation générale de la dérivée $\frac{du^+}{dy^+}$ est donnée par :

$$\frac{du^+}{dy^+} = e^{\Gamma} \frac{du_{lam}^+}{dy^+} + e^{\frac{1}{\Gamma}} \frac{du_{turb}^+}{dy^+} \quad (B.10)$$

Cette approche facilite la modification de la loi pleinement turbulente et de l'étendre pour prendre en compte d'autres effets tels que les gradients de pression ou les propriétés variables. Cette formule garantit également le comportement asymptotique correcte pour les petites et les grandes valeurs de y^+ et donne une représentation raisonnable des profils de vitesse dans les cas où les valeurs de y^+ tombent dans la région tampon ($3 < y^+ < 10$).

Les fonctions de paroi améliorées sont développées en combinant facilement une loi de paroi turbulente améliorée avec la loi de paroi laminaire. La loi de paroi turbulente améliorée pour les écoulements compressibles avec transfert de chaleur et gradients de pression a été obtenue en combinant les approches de White et Cristoph [88] et Huang and al. [90] :

$$\frac{du_{urb}^+}{dy^+} = \frac{1}{ky^+} \left[S'(1 - \beta u^+ - \gamma (u^+)^2) \right]^{1/2} \quad (\text{B.11})$$

où :

$$S' = \begin{cases} 1 + \alpha y^+ & \text{for } y^+ < y_s^+ \\ 1 + \alpha y_s^+ & \text{for } y^+ \geq y_s^+ \end{cases}$$

et

$$\alpha \equiv \frac{v_w}{\tau_w u^*} \frac{dp}{dx} = \frac{\mu}{\rho^2 (u^*)^3} \frac{dp}{dx}$$

$$\beta \equiv \frac{\sigma_t q_w u^*}{c_p \tau_w T_w} = \frac{\sigma_t q_w}{\rho c_p u^* T_w}$$

$$\gamma \equiv \frac{\sigma_t (u^*)^2}{2c_p T_w}$$

y_s^+ représente l'endroit où la pente de la loi log restera fixe. Par défaut, $y_s^+ = 60$. Dans l'équation précédente, le coefficient α représente les influences de gradients de pression, tandis que les coefficients β et γ représentent les effets thermiques. C'est une équation différentielle ordinaire qui nécessite une solution analytique appropriée. Si ces coefficients sont tous égaux à 0, une solution analytique conduirait à la loi de paroi logarithmique turbulente classique.

La loi de paroi laminaire est déterminée à partir de l'expression suivante :

$$\frac{du_{lam}^+}{dy^+} = 1 + \alpha y^+ \quad (\text{B.12})$$

Il faut noter que l'expression ci-dessus ne comprend que les effets des gradients de pression à travers le coefficient α , tandis que les effets de propriétés variables en raison du transfert de chaleur et de compressibilité sont négligés dans la loi de paroi laminaire. Ces effets sont négligés parce qu'ils sont considérés comme étant d'une importance mineure lorsqu'ils se produisent près de la paroi, l'intégration de l'équation précédente donnera :

$$u_{lam}^+ = y^+ \left(1 + \frac{\alpha}{2} y^+ \right) \quad (B.13)$$

Les fonctions de paroi thermiques améliorées suivent la même approche développée pour le profil de u^+ . La formulation thermique de paroi uniforme regroupe les profils laminaire et logarithmique conformément à la méthode de Kader [89].

$$T^+ = e^{\Gamma} T_{lam}^+ + e^{\frac{1}{\Gamma}} T_{turb}^+ \quad (B.14)$$

avec : $\Gamma = -\frac{0.01(\text{Pr } y^+)^4}{1+5\text{Pr}^3 y^+}$ où Pr est le nombre de Prandtl moléculaire, à l'exception de la définition précédente de T^+ , les fonctions thermiques améliorées de paroi suivent la même logique décrite précédemment pour les fonctions thermiques standard de paroi. La condition aux limites pour l'énergie cinétique de turbulence est la même que pour les fonctions de paroi standard, Cependant, la production d'énergie cinétique de turbulence G_K est calculée en utilisant les gradients de vitesse qui sont compatibles avec la loi de paroi améliorée, en assurant une formulation qui est valable dans toute la région proche-paroi.

A2.8. Traitement proche paroi

Comme nous l'avons déjà souligné, bien que le nombre de Reynolds ne soit pas élevé ($Re < 2000$), l'écoulement n'est pas du tout laminaire, car les ailettes et picots provoquent des tourbillons même à faibles vitesses. Nous allons donc utiliser un modèle de turbulence. Contrairement au cas laminaire, les solutions sont plus dépendantes du maillage et une attention particulière doit être portée sur la vérification a posteriori de la finesse du maillage près des parois afin de s'assurer que toutes les échelles soient prises en compte.

Le code FLUENT propose trois méthodes pour traiter la turbulence près des parois : les fonctions standard de parois (Standard Wall-Function), les fonctions non-équilibre de parois (Non-equilibrium wall-function) et un traitement amélioré des lois de parois (Enhanced treatment).

Dans chacun de ces cas, une vérification a posteriori doit être faite afin de vérifier le maillage.

Cela se fait en regardant les valeurs que prend y^+ :

- Pour les Standard ou Non-equilibrium wall-function, il faut que chaque centre de cellules soit situé dans la région log c'est-à-dire $30 < y^+ < 300$. Il est préférable de s'approcher de la limite inférieure : $y^+ \approx 30$.
- Dans tous les cas, il faut éviter un maillage trop fin car les lois de parois ne sont plus valides dans la sous-couche visqueuse. Il est également préférable d'éviter la couche "tampon" (buffer layer) c'est-à-dire $y^+ = 5 \sim 30$.
- Lorsqu'on utilise un traitement amélioré des parois (Enhanced wall treatment) avec l'intention de résoudre la sous-couche laminaire, il est important d'avoir y^+ de l'ordre de $y^+ = 1$. Cependant une valeur plus grande est acceptable tant qu'elle reste dans la sous-couche visqueuse ($y^+ < 4$ ou 5).

Annexe C

Résultats de mini-canaux rectangulaires

Mini-canaux rectangulaire (MCR) : $e = 1.6 \text{ mm}$ et $q = 100 \text{ kW/m}^2$

Dans cette partie, l'ensemble de la géométrie est constitué des mini-canaux, de la base et du couvercle, qui ont faits l'objet du domaine 3-D pour faire les simulations numériques de trois variantes de configurations des mini-canaux (rectangulaires, à picots, et à picots modifiés) avec :

- Dimension du passage fluide (canal) : $e = 1,6 \text{ mm}$
- Débits entrants : varie de 0.05 à 3 kg/mn
- Densité de flux homogène imposé à la base : 500 kW/m^2 et 100 kW/m^2

La figure 4.30 montre une coupe longitudinale verticale choisie pour représenter la comparaison des contours de température pour les trois cas de configurations.

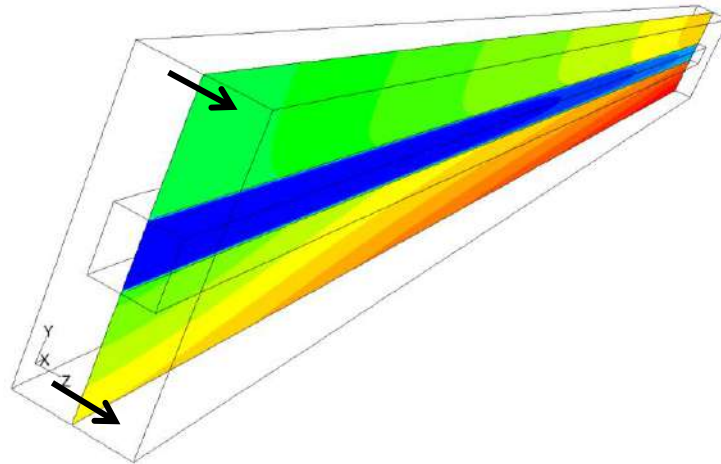


Figure C. 1 – Contours de température statique : coupe longitudinale (plan xy) avec 100 kW/m^2

La figure 4.32 montre les contours de température de la configuration à mini-canaux rectangulaire (MCR), pour trois débits différents avec une densité de flux égale à 500 kW/m^2 appliquée à la base.

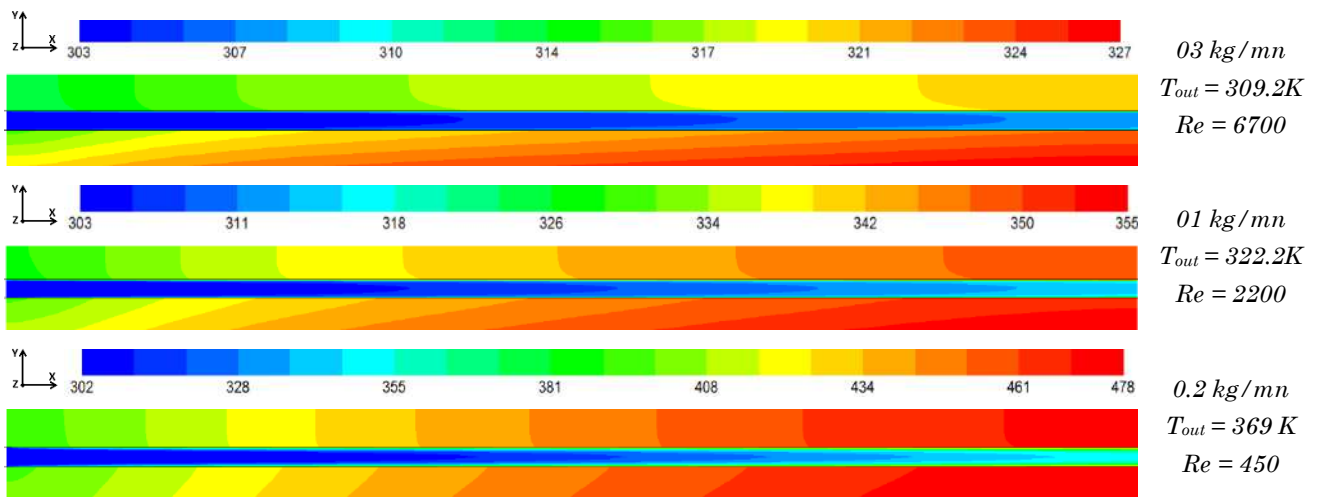


Figure C. 2 – Contours de température : coupes longitudinales (plan xy) avec 500 kW/m^2

La figure 4.33 montre les contours de température de la configuration à mini-canaux rectangulaire (MCR), pour cinq débits différents avec une densité de flux égale à 100kW/m^2 appliquée à la base. Nous constatons qu'un débit de 3 kg/mn permet de maintenir un niveau de refroidissement acceptable dans la base et notamment dans le couvercle bien que la valeur de densité de flux est importante comme dans cas présentés sur 4.23 et 4.30. En d'autres termes, augmenter la densité de flux au-delà de la valeur de référence 75 W/cm^2 nécessite des débits plus élevés ; supérieurs à 1 kg/mn pour éviter des températures importantes au niveau du couvercle.

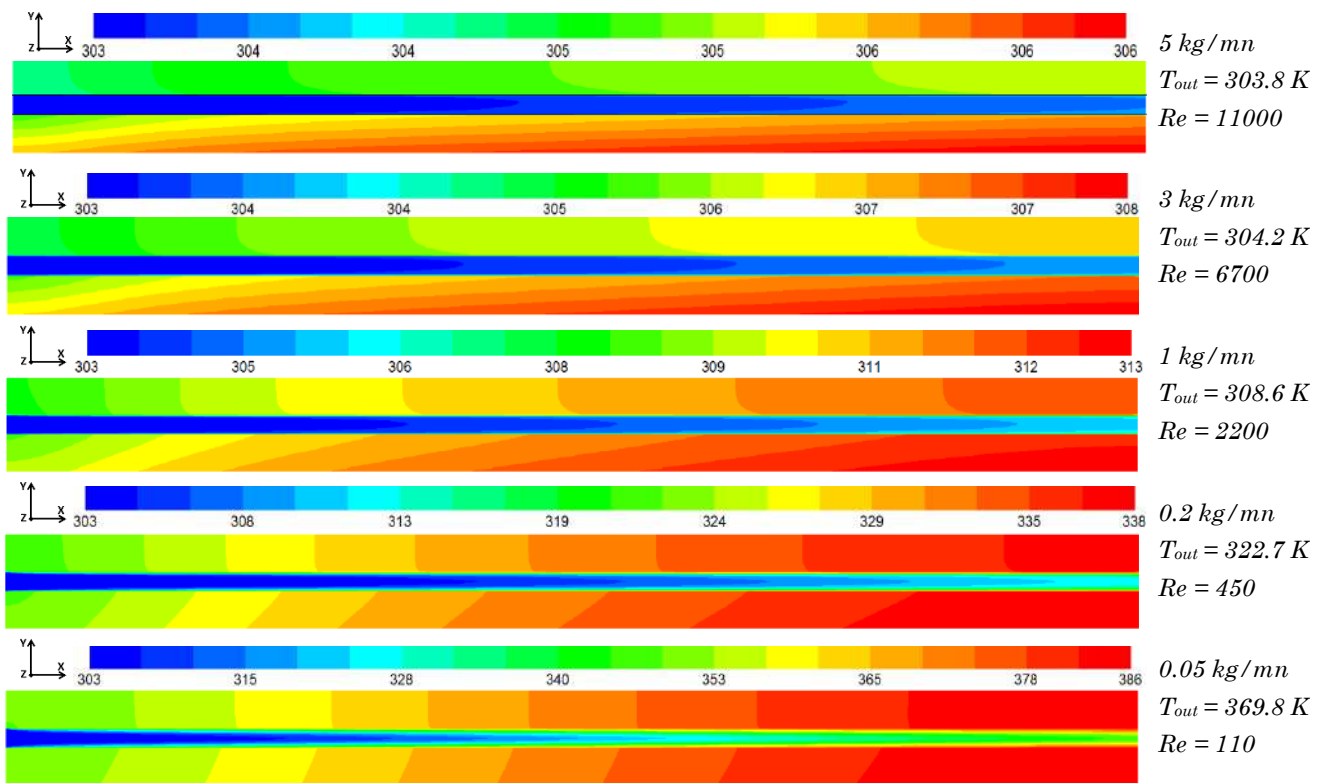


Figure C. 3 – Contours de température : coupes longitudinales (plan xy) avec 100 kW/m^2

La comparaison des deux figures 4.32 et 4.33 permet d'apprécier l'effet paramétrique de la densité de chaleur sur la répartition du champ de température. Qualitativement la même topologie est observée pour tous les cas à même débit et densités de flux différentes. Cependant, les valeurs des températures sont évidemment différentes.

Simulation numérique de la convection turbulente :

Géométries régulières et complexes.

L'analyse des recherches sur les écoulements dans les micro-canaux et autour de micro-picots a montré une très forte dispersion des résultats. Ce travail présente une étude paramétrique de l'influence de la forme des micro-canaux et picots, ainsi que leurs dimensions, sur le coefficient de transfert de chaleur et sur les pertes de charge. L'enjeu de cette thèse est donc primordial, aussi bien pour les applications (refroidissement des absorbeurs de lumière ou en l'électronique) que pour la compréhension des mécanismes fondamentaux de la convection. La démarche est basée sur la modélisation numérique des transferts par convection turbulente en régime stationnaire avec des conditions de flux de chaleur imposé à la base d'un dissipateur à micro-canaux ou micro-picots. Différentes épaisseurs du passage fluide ont été testées, allant de 0.15 à 1.6 mm. Une étude comparative a été menée en considérant plusieurs modèles de turbulence et maillages. La précision du modèle "Realizable k- ϵ ", associée à un traitement proche-paroi amélioré, a été appréciée. La confrontation avec les résultats des expériences de A. Hamza [49-50] et M. Liu [22] nous ont permis de valider la procédure numérique et de proposer des corrélations, locales et moyennes. Une forme améliorée des picots (hexagonale allongée) a été proposée afin d'optimiser les performances énergétiques du dissipateur : elle a permis de diminuer les pertes de charge d'un facteur quatre pour les hauts débits, tout en maintenant un coefficient d'échange proche de celui des picots (losange). Une analyse de la présentation du coefficient d'échange et du coefficient de frottement, en adoptant des définitions rigoureuses des paramètres de l'étude, a été également apportée. En effet, il existe une grande disparité dans la littérature dans la définition de la vitesse de référence du fluide (débitante, maximale (localement), maximale (dans la section de passage la plus réduite), et la température de référence du fluide (constante ou en considérant sa variation locale).

Mots clés : Turbulence – dissipateur de chaleur – mini-canaux – phase liquide – CFD.

Numerical simulation of turbulent convection:

Regular and complex geometries

The turbulent convection in regular and complex geometries is important in many industrial applications including the use of the mini/micro heat exchangers or heat sinks. The objective of this work is to conduct a parametric study of the turbulent convective heat transfer in mini-channels /micro-pin fins heat sinks, by the use of the numerical simulation based on the solving of the Averaged Navier-Stokes equations with the statistical models. Various thicknesses of the fluid passage were tested, going from 0.15 to 1.6 mm. A comparative study was led by considering several models of turbulence and meshings. The precision of the model Realizable k-e was appreciated especially when it is associated with a near-wall turbulence closure. The confrontation with the experimental results of Hamza [49-50] And Mr. Liu [22] allowed the validation of the numerical procedure. Different correlations, for local and averaged heat transfer coefficient and friction factor are also given as well for the global evolutions along the flow as for the back and front faces of the diamond shaped pin fin. An improved shape of the pin (elongated hexagonal) has been proposed as a quite good alternative for decreasing the pressure drop involved by the pins.

Key words: Turbulence – heat-sink – mini-channels – liquid phase – CFD.

Discipline : MÉCANIQUE

Spécialité : Energétique

Université de Batna 2 Mustapha Benboulaïd

Laboratoire LESEI

1, Rue Chahid Boukhlouf Med El-Hadi, 05001 – Batna

Université de Reims Champagne-Ardenne

Laboratoire GRESPI - EA 4694

UFR Sciences, Bât. 6, BP 1039, 51687 Reims