

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ FRÈRES MENTOURI - CONSTANTINE 1  
FACULTÉ DES SCIENCES DE LA TECHNOLOGIE  
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE

N° d'ordre :.....  
Série :.....

## THÈSE

Présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat en Sciences  
En GÉNIE MÉCANIQUE  
OPTION : Énergétique

ÉTUDE DE L'AMPLIFICATION DE L'INSTABILITÉ  
HYDRODYNAMIQUE ET DE LA RÉSONANCE THERMIQUE  
LORS DU REFROIDISSEMENT DES BLOCS CHAUFFÉS

Présentée par :

**BOUTTOUT Abdelouahab**

SOUTENUE LE 15 Juin 2015

**Devant le Jury :**

<b>Président :</b>	BOUCHOUCHA Ali	Prof.	Université Frères Mentouri - Constantine 1
<b>Rapporteur :</b>	BENISSAAD Smail	Prof.	Université Frères Mentouri - Constantine 1
<b>Examineurs :</b>	TALBI Kamel	Prof.	Université Frères Mentouri - Constantine 1
	BOUGRIOU Cherif	Prof.	Université Hadj Lakhdar - Batna
	BALISTROU Mourad	M.C.A.	Université Mohamed Bouguerra - Boumerdes

*Dédicaces*

*Je dédie ce travail à*

*Mes chers parents*

*Ma femme*

*Ma famille*

*Mes frères et sœurs : Farid, Laidi, Samir, Hamza, Dalila, Salima et*

*Naima*

*Mounia et Amira*

*Mes amis.....*

## REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier vivement **M. BENISSAAD Smail**, Professeur au département de mécanique, d'avoir suivi et dirigé mes travaux de recherche et de m'avoir accompagné durant ce travail. Son regard critique et son soutien ont été particulièrement appréciés.

J'exprime toute ma gratitude à **M. BOUCHOUCHA Ali** professeur à l'université de Constantine 1 pour avoir accepté de présider ce jury.

Mes remerciements s'adressent également à **M. TALBI Kamel**, professeur à l'université de Constantine 1 pour avoir accepté d'être membre de ce jury.

J'adresse mes profonds remerciements à **M. BOUGRIOU Cherif** professeur à l'université de Batna pour avoir accepté de faire partir de ce jury.

Mes remerciements s'adressent également à **M. BALISTROU Mourad** Maitre de conférences à l'université de Boumerdes pour avoir accepté de faire partir de ce jury.

Je ne pourrais finir sans remercier les équipes de recherche de DPBE, DM et DTSSO du Centre National d'Étude et de Recherche Intégrée du Bâtiment CNERIB avec lesquelles j'ai eu la chance de travailler dans le domaine de la thermique et l'acoustique du bâtiment dans une ambiance réellement motivante et toujours sympathique.

## RÉSUMÉ

Cette thèse présente une simulation numérique de la convection forcée dans un canal horizontal muni des blocs chauffés identiques avec un écoulement uniforme et pulsé à l'entrée du canal. Nous avons examiné deux applications : canal horizontal contenant des blocs chauffés sans et avec des déflecteurs. Ces configurations simulent les applications du refroidissement des composants électroniques générant la chaleur par effet Joule durant le passage du courant électrique. L'objectif principal de la thèse est l'amplification des instabilités pour produire le phénomène de résonance thermique afin d'améliorer le transfert de chaleurs convectif des blocs chauffés dans les boîtiers et les cartes électroniques. L'écoulement du fluide est gouverné par les équations de Navier–Stokes et le champ thermique par l'équation d'énergie. La méthode des volumes finis a été utilisée pour discrétiser ces équations et l'algorithme SIMPLER pour les résoudre.

La première partie de la thèse a été focalisée sur le transfert de chaleur dans un canal muni de neuf blocs chauffés identiques montés sur la paroi inférieure. La pulsation de l'air a été introduite à l'entrée du canal. Les fréquences naturelles de l'écoulement ont été obtenues pour différents nombres de Reynolds. Les bandes de résonance thermique qui assurent un meilleur transfert de chaleur des blocs chauffés ont été obtenues. L'analyse de l'écoulement avec pulsation et son effet sur le gain du transfert de chaleur de chaque bloc a été discutée en détail. Les résultats ont montré que le coefficient d'amélioration du transfert de chaleur atteint des valeurs de 25 jusqu'à 55 % par rapport à l'écoulement uniforme sans pulsation. Nos résultats coïncident parfaitement avec les mesures disponibles dans la littérature.

La deuxième partie de cette thèse a été consacrée à l'étude de l'effet de la pulsation de l'air à l'entrée du canal contenant des blocs chauffés avec différents types de déflecteurs (rectangulaires et triangulaires). Les résultats ont montré que l'intégration des déflecteurs améliore significativement le transfert de chaleur des blocs chauffés jusqu'à 34 % dans le cas où l'écoulement est uniforme. L'exploitation des instabilités naturelles demande : la création d'un système avec séparation d'écoulement à travers les déflecteurs et les blocs contigus; la détermination d'une fréquence de résonance et ensuite l'excitation avec une modulation appropriée. Cette partie a montré que la combinaison des deux techniques de refroidissement passives et actives assure une amélioration du transfert thermique des composants électroniques dans le canal.

**Mots clés : convection forcée, résonance thermique, composants électronique.**



## ABSTRACT

### STUDY OF THE HYDRODYNAMIC AMPLIFICATION AND THERMAL RESONANCE DURING COOLING OF HEATED BLOCS

This thesis presents a numerical simulation of the forced convection in a horizontal channel contained identical heated blocks with uniform and pulsation flow in the entrance of the channel. We examined two applications: horizontal channel contains heated blocks with and without deflectors. These configurations simulate the cooling applications of the electronic components generating heat by the Joule effect during the electrical current flow.

The principal objective of the thesis is the amplification of instabilities to produce the thermal resonance phenomenon in order to improve the convective heat transfer of the heated blocks mounted in the package and printed circuit board. The flow field is governed by the Navier–Stokes equations in the fluid region, and the thermal field by the energy equation. The finite volume method and the SIMPLER algorithm have been used to solve these equations.

The first part of the thesis has been focused on the heat transfer in the channel contained nine identical heated blocks mounted on the bottom wall. The air pulsation is introduced in the channel inlet. The natural frequencies of the flow are obtained for various Reynolds numbers. The bands of thermal resonance which ensure a better heat transfer of the heated blocks are obtained. The analysis of the flow with pulsation and its effect on the heat transfer gain of each block are discussed in detail. The results show that the enhanced heat transfer coefficient achieve 25 to 55% compared with uniform flow without pulsation. Good agreement between numerical simulations and experimental results available from the literature is obtained.

The second part of this thesis is focused to study the effect of the air pulsation in the entrance of the channel contains heated blocks with various kinds of deflectors (rectangular and triangular shapes). The results show that the integration of the deflectors improves the heat transfer of the heated blocks significantly, up to 34% in the uniform flow case. The exploiting natural instabilities require: the creation of the system with flow separation through the deflectors and the tandem blocks, the determination of the resonance frequency and then the excitation with appropriate modulation. This part showed that the combination of the passive and active techniques of the cooling ensures an enhancement of heat transfer of the electronic components in the channel.

**Keys words: forced convection, thermal resonance, electronic components**

# Sommaire

<i>Dédicaces</i> .....	i
<b>REMERCIEMENTS</b> .....	<b>ii</b>
<b>RÉSUMÉ</b> .....	<b>iii</b>
لمخلص.....	iv
<b>ABSTRACT</b> .....	<b>v</b>
<b>NOMENCLATURE</b> .....	<b>ix</b>
<b>INTRODUCTION GÉNÉRALE</b> .....	<b>1</b>
<b>CHAPITRE I : INTRODUCTION ET REVUE BIBLIOGRAPHIE</b> .....	<b>4</b>
1.1 Généralités.....	4
1.2 Revue Bibliographique.....	6
1.2.1 Partie I : refroidissement par convection sans déflecteurs .....	7
1.2.2 Partie II : refroidissement par convection avec déflecteurs et agitateurs .....	17
1.3 Conclusion.....	26
<b>CHAPITRE II : CONFIGURATIONS ET MODÉLISATION</b> .....	<b>28</b>
2.1 Introduction .....	28
2.2 Configurations géométriques .....	28
<b>2.2.1 Application I : canal horizontal contenant des blocs chauffés</b> .....	<b>28</b>
2.2.1.1 Modélisation .....	30
2.2.1.2 Équations dimensionnelles.....	30
2.2.1.3 Équations adimensionnelles.....	31
<b>2.2.2 Application II : canal horizontal contenant des blocs chauffés avec des déflecteurs de refroidissement</b> .....	<b>33</b>
2.2.2.1 Types des déflecteurs .....	34
2.2.2.2 Équations adimensionnelles.....	35
<b>CHAPITRE III : MÉTHODE NUMÉRIQUE</b> .....	<b>37</b>
3.1 Introduction .....	37
3.2 Maillage.....	38
3.3 Intégration d'une équation générale de transport.....	40

3.3.1	Équation générale de transport .....	40
3.3.2	Les schémas numériques .....	42
3.3.3	Fonction $A( P )$ pour différents schémas numériques .....	43
3.4	Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement suivant X .....	44
3.5	Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement suivant Y .....	45
3.6	Discrétisation de l'équation de l'énergie .....	46
3.7	Algorithme de Thomas .....	47
3.8	Algorithme SIMPLER (Patankar, 1980) .....	48
3.9	Organigramme du code de calcul .....	49
3.10	Conclusion .....	50
<b>CHAPITRE IV : RÉSULTATS ET DISCUSSIONS .....</b>		<b>52</b>
4.1	Introduction .....	52
4.2	APPLICATION I : ÉCOULEMENT DE LA CONVECTION FORCÉE DANS UN CANAL CONTENANT NEUF BLOCS CHAUFFÉS .....	54
4.2.1	Paramètres géométriques et physiques .....	55
4.2.1.1	Effet du maillage .....	55
4.2.1.2	Validation du code de calcul .....	56
4.2.1.2.1	Validation quantitatif du code de calcul .....	56
4.2.1.2.2	Conclusion de la validation quantitative .....	59
4.2.1.2.3	Validation qualitatif des résultats .....	60
4.2.1.2.4	Conclusion de la validation qualitative .....	60
4.2.2	Régime stationnaire non pulsé .....	60
4.2.2.1	Effet du nombre de Reynolds .....	60
4.2.2.2	Nombre de Nusselt local .....	63
4.2.2.3	Champ d'écoulement et champs de température .....	65
4.2.2.4	Effet du nombre de Reynolds .....	68
4.2.2.5	Évolution temporelle et spectre d'énergie .....	70
4.2.3	Régime instationnaire non pulsé .....	73
4.2.4	Régime instationnaire pulsé ( $\alpha=20\%$ ) .....	79
4.2.4.1	Coefficient d'amélioration du transfert de chaleur .....	79
4.2.4.2	Variation du nombre de Nusselt .....	80
4.2.4.3	Corrélations du coefficient d'amélioration du transfert de chaleur .....	95
4.2.4.4	Calcul des températures dimensionnelles des blocs chauffés .....	97



4.2.5	Conclusion de la première application .....	98
4.3	APPLICATION II : ÉTUDE DE LA RÉSONANCE THERMIQUE DANS UN CANAL CONTENANT DES BLOCS CHAUFFÉS AVEC DES DÉFLECTEURS DE REFROIDISSEMENT .....	100
4.3.1	Introduction .....	100
4.3.2	Les déflecteurs de refroidissement dans les systèmes électroniques.....	100
4.3.3	Cas d'un écoulement uniforme non pulsé ( $A=0$ ) : régime stationnaire.....	102
4.3.3.1	Topologie de l'écoulement .....	102
4.3.3.2	Évolution temporelle.....	106
4.3.3.3	Comparaison des taux de transfert de chaleur .....	110
4.3.4	Cas d'un écoulement uniforme non pulsé ( $A=0$ ) : régime oscillatoire.....	112
4.3.5	Cas d'un écoulement pulsé ( $A=0.2$ ) .....	118
4.3.6	Conclusion de la deuxième application .....	124
	<b>CONCLUSION GÉNÉRALE .....</b>	<b>126</b>
	<b>RÉFÉRENCES .....</b>	<b>130</b>

## NOMENCLATURE

- $A$  : Amplitude d'oscillation
- $A_s$  : Surface exposé du bloc chauffé
- $b$  : Espace entre les blocs, m
- $E$  : Coefficient d'amélioration du transfert de chaleur =  $\overline{Nu}_{EP} / \overline{Nu}_{NP}$
- $f$  : Fréquence dimensionnelle, Hz
- $g$  : Accélération de la pesanteur,  $m.s^{-2}$
- $h_c$  : Coefficient de transfert de chaleur convective,  $W.m^{-2}.K^{-1}$
- $I$  : Courant électrique, A
- $k$  : Conductivité thermique,  $W.m^{-1}.K^{-1}$
- $L, H$  : Longueur et hauteur du canal, m
- $l, h$  : Longueur et hauteur des composants, m
- $n$  : Nombre de bloc
- $P$  : Pression adimensionnelle
- $p$  : Pression dimensionnelle, Pa
- $q$  : Flux de chaleur surfacique,  $W/m^2$
- $R_{totale}$  : Résistance totale des blocs chauffés,  $\Omega$
- $St_R$  : Fréquence de résonance adimensionnelle
- $S$  : Source de chaleur (bloc)
- $T$  : Température, K
- $T_b$  : Température moyenne du mélange du fluide dans le canal, K
- $T_s$  : Température du bloc chauffé
- $t$  : Temps dimensionnel, s
- $U, V$  : Composantes de la vitesse adimensionnelles
- $u, v$  : Composantes de la vitesse dimensionnelles,  $m.s^{-1}$

- $U_0$  : Vitesse à l'entrée du canal,  $m.s^{-1}$
- $V$  : Tension électrique, V
- $X, Y$  : Coordonnées cartésiennes adimensionnelles.
- $x, y$  : Coordonnées cartésiennes dimensionnelles, m
- $\Delta X$  : Dimension d'un volume de contrôle selon X
- $\Delta Y$  : Dimension d'un volume de contrôle selon Y

### **Symboles grecs**

- $\alpha$  : Diffusivité thermique de l'air,  $m^2.s^{-1}$
- $\beta$  : Coefficient d'expansion thermique,  $K^{-1}$
- $\varepsilon$  : Émissivité
- $\Gamma$  : Coefficient de diffusion
- $\tau$  : Temps adimensionnel
- $\psi$  : Fonction de courant adimensionnelle
- $\nu$  : Viscosité cinématique,  $m^2.s^{-1}$
- $\theta$  : Température adimensionnelle
- $\rho_0$  : Masse volumique,  $Kg.m^{-3}$
- $\sigma$  : Constante de Stefan–Boltzmann =  $5.67 \times 10^{-8} W.m^{-2}.K^4$

### **Nombres adimensionnels**

- $\overline{Nu}$  : Nombre de Nusselt moyen (éq. 4.10)
- $Pr$  : Nombre de Prandtl =  $\nu/\alpha$
- $Re$  : Nombre de Reynolds =  $U_0H/\nu$
- $St$  : Nombre de Strouhal =  $fH/U_0$

### **Indices et exposants**

- $a$  : Air

EP : Écoulement pulsé

NP : Écoulement non pulsé.

$S$  : Source de chaleur

\* : Valeur adimensionnelle

## INTRODUCTION GÉNÉRALE

Le phénomène de transfert de chaleur est d'un intérêt considérable dans le domaine d'ingénierie. Cet intérêt se traduit par de nombreuses applications, le refroidissement des composants électroniques, les échangeurs de chaleur, les réacteurs nucléaires ainsi que la technologie de la croissance cristalline. Il intervient aussi dans le domaine du bâtiment, à travers les parois des briques creuses et les fenêtres simple et doubles vitrages.

Il existe trois types de transfert de chaleur convectif, à savoir la convection naturelle, la convection forcée et la convection mixte.

La majorité des composants électroniques sont de faibles puissances et produisent une quantité négligeable de chaleur durant le fonctionnement. Cependant certains appareils tels que les transformateurs de puissance, les CPU et les diodes de puissance produisent une certaine quantité de chaleur et des mesures peuvent être nécessaires pour en tenir compte afin de prolonger leur durée de vie et accroître leur fiabilité.

La rentabilité des composants électroniques dépend de leur température de fonctionnement, leurs durabilités peuvent être prolongées significativement si ces composants fonctionnent à une température inférieure à 85°C. Les travaux de recherche dans la littérature montrent que la rentabilité d'une puce de silicone diminue de 10% pour chaque élévation de température de 2°C, ainsi que l'enquête faite par U.S Air force, indique que la température est responsable de la défaillance de plus 50% des composants électroniques.

Afin d'améliorer les performances des systèmes électroniques et d'augmenter le transfert de chaleur des modernes composants électroniques, plusieurs techniques dites passives et actives ont été proposées. L'une de ces dernières est inspirée de l'instabilité hydrodynamique de l'écoulement qui peut apparaître soit naturellement sous forme des oscillations ou initiée par une pulsation forcée du fluide à l'entrée d'un canal contenant des blocs chauffés, ou par une modulation temporelle appropriée des conditions aux limites. Le composant électronique peut générer lui même de la chaleur d'une manière instationnaire et alors l'écoulement résultant est transitoire.

L'objectif de cette thèse consiste à étudier numériquement l'écoulement de la convection forcée dans un canal horizontal contenant des blocs chauffés (sources de chaleurs). Vu que le sujet a été largement examiné dans le cas d'écoulement stationnaire, nous focalisons notre étude sur l'écoulement pulsé dans le canal et l'exploitation de l'apparition d'oscillations naturelles pour améliorer le transfert de chaleur des blocs chauffés. Pour cela

deux applications ont été adoptées : i) la première est celle de la convection forcée dans un canal horizontal contenant des blocs chauffés montés sur la paroi inférieure, ii) la deuxième est un canal contenant des blocs solides chauffés équipés par des déflecteurs de refroidissement.

La première partie de nos résultats s'intéresse à l'amplification de l'instabilité de la convection forcée dans un canal contenant des sources de chaleur montées sur la paroi inférieure et d'analyser le phénomène de résonance thermique (thermal resonance) en fonction du nombre de Reynolds. La deuxième partie concerne la résonance thermique dans un canal horizontal contenant des blocs chauffés avec des déflecteurs afin de déduire les fréquences de résonances de détachement des vortex et leur relation avec les fréquences de pulsation.

Nous déterminerons les largeurs des bandes de résonance thermique où il existe une amélioration du transfert de chaleur et donc un meilleur refroidissement des composants électroniques en fonction des paramètres de l'écoulement et les caractéristiques géométriques et physiques des blocs chauffés.

Le présent manuscrit s'organise autour de quatre chapitres et une conclusion.

Le premier chapitre est consacré à une recherche bibliographique concernant le refroidissement des blocs chauffants dans différentes configurations qui ressemblent à celles des systèmes électroniques (canal, cavité, plaque horizontale, etc.) ainsi que les différentes méthodes de refroidissement adoptées.

Le deuxième chapitre présente le domaine physique d'étude et la description de la méthode numérique utilisée. Cette partie est suivie d'un rappel des équations qui régissent l'écoulement incompressible en régime laminaire dans le cas de la convection naturelle, forcée et mixte. Enfin une analyse du choix du maillage, des conditions aux limites et des critères de convergence est détaillée pour un tel domaine.

Le troisième chapitre concerne la discrétisation des équations gouvernantes et la méthode numérique utilisée pour les résoudre qui est la méthode des volumes finis. L'algorithme SIMPLER est utilisé pour le couplage vitesse-pression. Le système d'équations algébriques résultant est résolu par la méthode TDMA. L'analyse des conditions aux limites et des critères de convergence est détaillée pour le domaine étudié.

Le quatrième chapitre inclut une analyse du choix du maillage utilisé. La validation du code de calcul avec les travaux publiés sur une large gamme de paramètres est réalisée, par une comparaison avec les résultats disponibles dans la littérature. Ensuite, ce chapitre est

consacré à la présentation et à la discussion des résultats obtenus dans cette étude numérique sur l'influence des conditions aux limites imposées sur l'amplification de l'instabilité et la résonance thermique en fonction des paramètres géométriques des différentes configurations ainsi que les paramètres de l'écoulement. Pour cela, deux configurations ont été proposées : canal horizontal contenant des blocs chauffés avec et sans des déflecteurs.

## **CHAPITRE I : INTRODUCTION ET REVUE BIBLIOGRAPHIE**

### **1.1 Généralités**

L'analyse de dissipation thermique en électronique connaît un grand intérêt depuis quelques années en raison même de la densité croissante des composants sur des substrats, dont les dimensions connaissent une progression inverse.

Les problèmes de dissipation thermique revêtent une grande importance dans l'emboîtement (packaging) des circuits intégrés. Ne pas les considérer et ne pas les maîtriser revient à fabriquer des modules n'offrant pas toutes les garanties de fonctionnement et de fiabilité. Une mauvaise ou insuffisante évacuation de chaleur a des effets néfastes sur le bon fonctionnement du circuit et de sa durée de vie.

Les effets thermiques peuvent se manifester de manières différentes, par une dérive en température des composants, entraînant des variations importantes des performances électriques, ou par une rupture de soudure reliant le composant au substrat en raison des variations dimensionnelles différentes pour chacun d'eux, engendrant soit une défaillance partielle, soit une défaillance totale.

La chaleur reçue ou générée par le composant se propage selon différentes façons : conduction, convection et radiation. La chaleur dégagée par les composants atteint le boîtier par l'intermédiaire du substrat. Ce transfert de chaleur se fait presque entièrement par conduction. Il se fait par convection et rayonnement du boîtier à l'air ambiant (Bouttout, 2006). Il importe, par conséquent, au concepteur du système électronique de bien cerner les modes de transfert thermique et de prévoir, après étude, le moyen d'évacuer ces calories.

Il existe plusieurs techniques de refroidissement des composants électroniques :

- **Convection naturelle** : Les composants électroniques sont refroidis par circulation d'air libre. Cette technique est appliquée sur les systèmes, dont la chaleur dégagée est faible.
- **Convection forcée** : Ces applications exigent de l'air forcé générée au niveau de système par un ventilateur pour augmenter le transfert de chaleur. Il existe deux types de ventilateur : i) ventilateurs axiaux qui fonctionnent avec un flux d'air parallèle à l'axe du ventilateur. Le résultat de cette configuration est généralement de faibles pressions avec des débits élevés et ii) ventilateurs radiaux, contrairement au ventilateur axial, le ventilateur radial déplace l'air de sorte que l'écoulement d'air est perpendiculaire à l'axe de la soufflante. Ces ventilateurs produisent des pressions élevées et de faibles



débits. Donc chaque type de ventilateur est adapté à une application appropriée de refroidissement des composants électroniques.

- **Fluides avec changement de phase** : Ces applications sont connues dans les canaux de transmission de la chaleur d'un cycle fermé pour permettre un échange rapide de la chaleur par évaporation et condensation. Les canaux de transmission de la chaleur sont intégrés (technologie des micros canaux).
- **Liquide de refroidissement** : Cette technique comprend des plaques froides canalisées où le fluide de refroidissement circule (nano fluides:  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{CuO}$ , ...). Généralement, cette technique est réservée pour les applications à haute densité de flux, où la convection forcée et les fluides avec changement de phase sont incapables de dissiper la puissance de chaleur demandée.

Récemment, la technique de refroidissement des processeurs s'effectue par un écoulement d'un liquide spécifique (water cooling system). Le refroidissement par air reste toujours une technique largement utilisé pour les composants électroniques qui dissipent une quantité de chaleur moyenne.

En général, les fabricants des composants électroniques ou les organisations internationales (comme IEEE, ANSI et IEC) publient les gammes de la température des appareils électriques qui peuvent être comparées avec les valeurs mesurées de la température de fonctionnement (Lizak et al., 2008). Toute augmentation de la température au dessus de la température de consigne est supposée comme indication d'un défaut probable des composants (Bagavathiappan et al., 2013).

Pour la plupart des composants qui s'échauffent sous l'effet de la puissance dissipée, la chaleur est éliminée dans l'air ambiant par convection. Au besoin, un flux d'air forcé améliore leur refroidissement, ceci est effectué par un ventilateur en mode convection forcée. Il est possible de trouver des fluides de refroidissement à l'état liquide (nano fluides). Les échanges thermiques par radiation interviennent très peu. Ce type de transfert de chaleur est souvent négligé par rapport aux deux autres modes (conduction et convection).

L'apparition de l'instabilité dans l'écoulement joue un rôle important dans plusieurs applications industrielles, car elle contribue dans l'amélioration du transfert de chaleur dans les systèmes de refroidissement et assure une meilleure efficacité.

L'objectif de la création de l'instabilité supercritique est d'assurer une grande échelle de mélange avec une faible puissance de pompage du fluide pour le même nombre de Reynolds.

D'après Patera et al. (1986), il existe deux méthodes d'amélioration du transfert de chaleur :

- Méthode qui s'intéresse aux changements moléculaire ou microscopiques des propriétés thermo physiques du fluides (des additifs, application du champ électrostatique);
- Le mélange du fluide qui est défini par l'échange perpendiculaire de la chaleur à travers la surface d'échange.

L'application des nano fluides dans le refroidissement des composants électroniques a été étudiée récemment par plusieurs auteurs. Donc deux techniques sont présentes ; passive : ajout des nano particules dans le fluide de base et active : excitation pulsée de l'écoulement.

La deuxième application concerne le mélange produit par l'instabilité hydrodynamique, qui est l'objet de notre thèse. L'apparition de l'instabilité hydrodynamique joue un rôle important dans plusieurs applications industrielles, car elle contribue dans l'amélioration du transfert de chaleur dans les systèmes de miniaturisation électroniques.

L'objectif visé dans les systèmes électroniques par la création de l'instabilité supercritique est d'assurer une grande échelle de mélange et une faible puissance de pompage du fluide par rapport au régime turbulent pour le même nombre de Nusselt (Amon et Mickik, 1986).

## 1.2 Revue Bibliographique

Plusieurs travaux de recherches ont été menés sur le refroidissement des sources de chaleurs sous forme de blocs qui simulent des composants électroniques, en convection forcée, mixte ou naturelle. Les composants électroniques sont supposés être des blocs solides qui génèrent une quantité de chaleur définie par le constructeur. Ils sont implémentés sur des canaux horizontaux (ballettes de RAM) où des enceintes fermées (boîtes d'alimentation du courant alternatif vers le courant continue, AC-DC). Les composants électroniques ont plusieurs formes : rectangulaires (les circuits intégrés, les résistances en céramique, les transistors), cylindrique (les capacités, les inductions, les transistors et les résistances bobinées) (Lin et al., 2013).

La majorité de ces travaux s'intéressent aux problèmes de refroidissement dans le régime laminaire permanent. Les paramètres géométriques et les paramètres d'écoulements tels que le nombre de Reynolds ou le rapport d'aspect sont les plus étudiés dans la littérature. Il y'a peu des recherches qui considèrent l'exploitation des instabilités de l'écoulement de

transfert de chaleur dans le régime transitoire pour certain paramètres critiques afin d'augmenter le transfert de chaleur dans le système. Récemment, des travaux de recherche sont publiés dans le but d'améliorer le transfert de chaleurs dans des configurations qui contient des sources de chaleur. Ces travaux s'intéressent à l'intégration des techniques passives et actives simultanément (cas des nano fluides et un écoulement pulsé).

Nous exposons les travaux de recherche par ordre chronologique avec des explications détaillées des dispositifs de mesures pour les études expérimentaux. Dans la première partie de la recherche bibliographique nous avons examiné les travaux de recherche qui considèrent le refroidissement par convection dans les canaux et les enceintes sans déflecteurs. La deuxième partie expose les travaux qui intègrent les déflecteurs et les agitateurs dans le système de refroidissement. Nous avons illuminé l'aspect oscillatoire de l'écoulement et l'apparition des instabilités ainsi que le phénomène de résonance thermique dans les travaux de recherche des deux parties.

### **1.2.1 Partie I : refroidissement par convection sans déflecteurs**

Patera et Mikic (1986) ont introduit le concept de l'accroissement du transfert de chaleur basé sur l'excitation des instabilités de la couche de cisaillement présente dans les écoulements internes séparés (canal rainuré). L'exploitation des instabilités naturelles demande : la création d'un système avec séparation d'écoulement, la détermination d'une fréquence de résonance et l'excitation du système avec une modulation appropriée. Les mouvements résultants à grande échelle conduisent à un mélange latéral et à un accroissement du transfert thermique. La méthode est applicable en écoulement laminaire ou turbulent. Ils ont présenté des résultats expérimentaux et numériques pour un écoulement frontal autour d'un cylindre. Dans le cas du canal rainuré, ils ont observé un accroissement du transfert thermique par triplement lorsque l'écoulement est modulé à la fréquence naturelle du système.

Nishumura et al. (1987) ont étudié l'écoulement oscillant et le transfert de chaleur d'un fluide dans des canaux entre deux plaques ondulées sinusoïdalement. Les expériences ont été conduites dans les conditions suivantes:  $5 \cdot 10^2 < Re < 10^4$  et  $2.1 \times 10^{-2} < St < 8.6 \times 10^{-2}$ . Le tourbillon de circulation est formé pendant la phase d'accélération et il est éjecté loin de la paroi après le renversement de l'écoulement. Le transfert de masse dépend fortement du nombre de Reynolds  $Re$  et du nombre de Strouhal  $St$  (fréquence adimensionnelle). Le canal ondulé provoque un accroissement important du transfert de chaleur en comparaison avec les

canaux droits. Cette amélioration est due à l'éjection des tourbillons en dehors des rainures du canal.

Davalath et Bayazitoglu (1987) ont étudié le transfert de chaleur conjugué développé par l'écoulement entre deux plaques parallèles. La plaque inférieure contient des sources de chaleur (Fig. 1.1). Les caractéristiques du transfert de chaleur de la zone de recirculation près des blocs (sources de chaleur) sont examinées. Aussi, l'espace optimal entre les sources de chaleur pour une quantité de flux et une température maximale fixée a été déterminé.

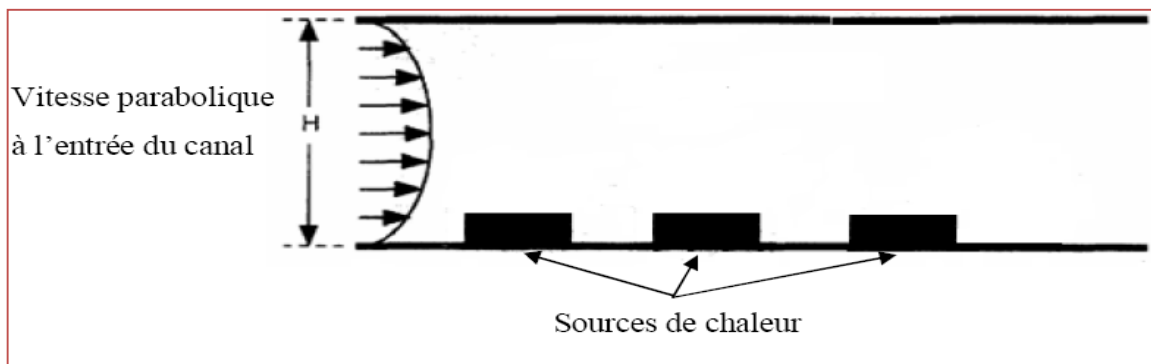


Figure 1.1 : Géométrie considérée par Davalath et Bayazitoglu (1987)

Afrid et al. (1989) ont étudié numériquement le refroidissement à air par convection naturelle laminaire des composants électroniques (sources de chaleur) uniformément chauffés, montés sur une paroi verticale isolée. Pour le cas d'une seule source de chaleur, l'évolution de la température varie linéairement avec le flux de chaleur généré par le bloc. Pour le cas de plusieurs sources, une réduction de la température a été obtenue en fonction des dimensions des sources de chaleur et l'espace entre eux.

Kim et al. (1992) ont fait une analyse des caractéristiques de l'écoulement et du transfert thermique de la convection mixte dans un canal contenant des blocs chauffés attachés sur la paroi du canal. Les équations de Navier-Stokes avec l'hypothèse de Boussinesq ont été résolues numériquement. Ils ont considérés l'épaisseur de la paroi et ont décrit le caractère conjugué du transfert thermique dans un module. Ils ont imposé la condition aux limites périodique de la température sur les deux plaques successives. L'écoulement et le champ thermique pour des nombres de Reynolds allant de 100 jusqu'à 1500, des nombres de Grashof de 0 à  $10^6$ , pour un canal horizontal et un canal vertical ont été examinés. Les auteurs ont examinés le nombre de Nusselt local le long des surfaces des blocs, les distributions de la température et la densité du flux sur la surface de base de la

plaque. De plus, ils ont étudié l'évolution de la température maximale des blocs en fonction des nombres de Reynolds.

L'étude de Chen et Kun-Chieh (1998) examine expérimentalement l'écoulement de la convection forcée autour de deux blocs chauffés montés sur la paroi inférieure d'un canal. Les expériences, comportant le transfert de masse, ont été effectuées par l'intermédiaire de la technique de sublimation de naphthalène (NST). En vertu de l'analogie entre le transfert de chaleur et de masse, les résultats peuvent alors être convertis pour déterminer le transfert thermique. Dans ces expériences, les espacements de blocs ont été placés à 2, 4, 6, 8, 12, 16, et 22 et les nombres de Reynolds ont été fixés à 1300 et à  $10^4$ , ce qui correspond aux régimes laminaire et turbulent, respectivement. Les auteurs ont effectué une comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques et l'effet de l'espacement du bloc sur le transfert de chaleur a été discuté.

Rahman et al. (1999) ont mené une étude numérique en 3D sur le transfert de chaleur par convection mixte dans 4 modules chauffés implantés sur la surface d'une carte électronique. Les modules sont exposés à deux types d'écoulement : un écoulement de convection forcée dans la direction horizontale et un écoulement de convection naturelle dans la direction verticale. Les auteurs ont montré que la variation du nombre de Nusselt est fortement liée au nombre de Richardson. Pour  $Ri$  inférieur à 2,5, ils ont constaté que les particules fluides se déplacent primordialement dans la direction de l'écoulement forcé (horizontal). Le mouvement vertical lié aux forces de flottabilité est limité aux zones stagnantes entre les modules 1, 2 ainsi que 3 et 4, où  $Ri = Gr / (Re^2)$ , avec  $Gr$  : nombre de Grashof.

Nishimura et al. (2000) ont étudié expérimentalement l'amélioration du transfert de chaleur d'un écoulement pulsé dans des canaux rainurés pour différentes longueurs (Fig. 1.2). Les nombres de Nusselt local et totale sont mesurés par une méthode électrochimique. L'amélioration du transfert remarqué est plus grande que celui d'un écoulement turbulent. Il existe une amélioration pour des nombres de Strouhal intermédiaires en fonction de la longueur du canal et le nombre de Reynolds. Dans certaines conditions il est clairement noté que le pic du coefficient transfert de chaleur n'est pas expliqué par la résonance hydrodynamique proposée par Patera et al (1986).

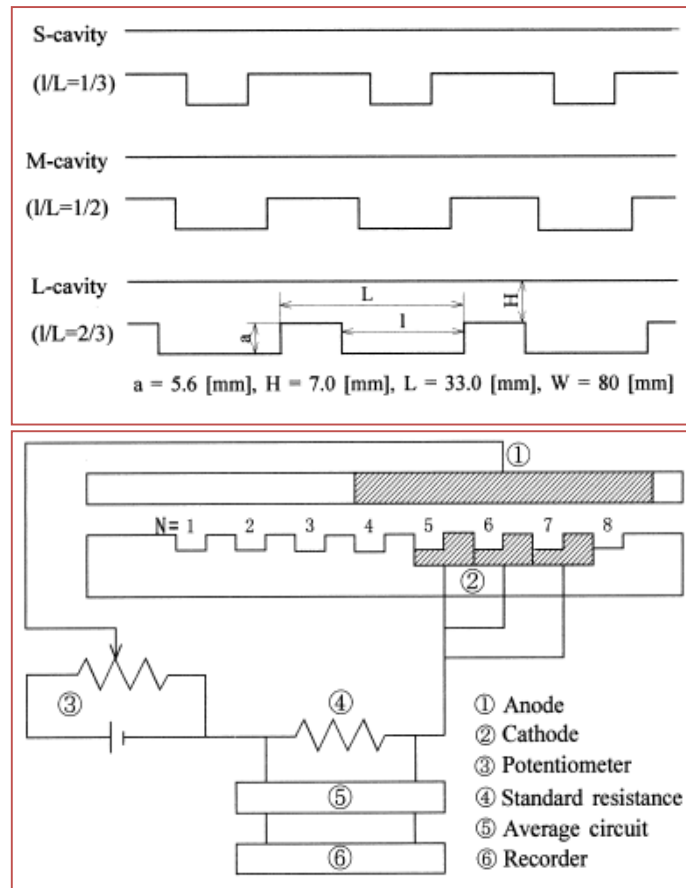


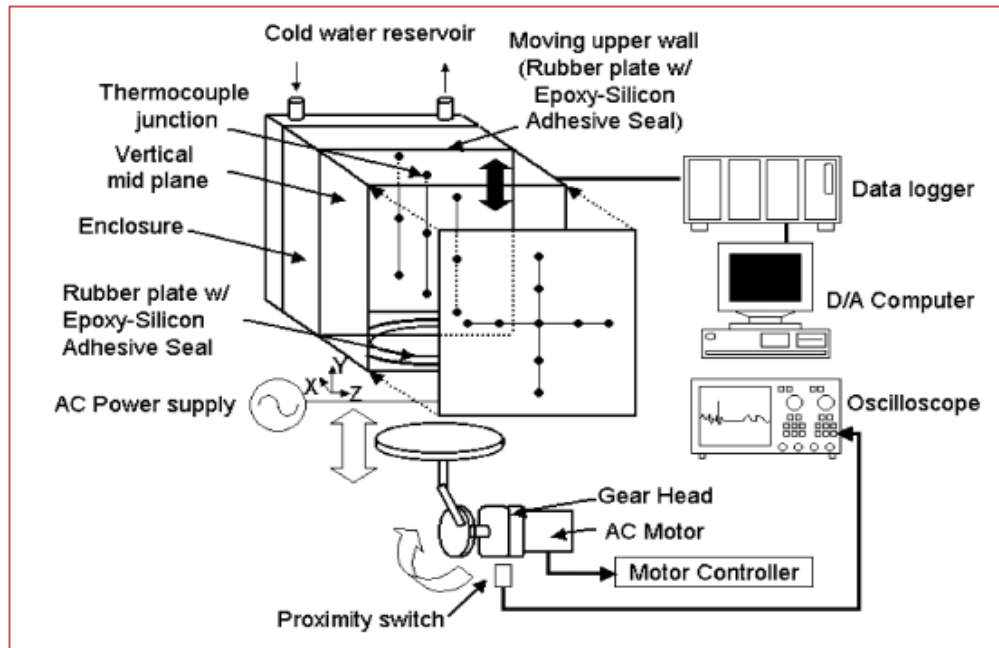
Figure 1.2 : Dispositif expérimental (Nishimura et al., (2000))

Song et al. (2001) ont étudié numériquement le comportement thermique de l'écoulement de l'air dans une enceinte rectangulaire de rapport d'aspect  $L/H=4$ , chauffée en bas à une température qui varie sinusoïdalement avec le temps ( $T=T_{h0}+\varepsilon\Delta T.\sin(2\pi ft)$ ), où  $T_{h0}$  est la température moyenne,  $\varepsilon$  est l'amplitude d'oscillation,  $\Delta T$  est la différence de température et  $f$  est la fréquence d'oscillation. L'objectif de ce travail était de connaître l'influence de cette condition sur le seuil de l'instabilité thermique et sur les performances du transfert de chaleur de la convection oscillatoire cellulaire près des conditions critiques. Pour examiner l'effet de l'échauffement dans plusieurs conditions, l'inclinaison de l'enceinte a été considérée. Les résultats montrent que la modulation de la paroi inférieure avec une haute amplitude et/ou avec une basse fréquence mène à une stabilité relative. En conclusion, cette étude présente plus de détails concernant la structure de l'écoulement et également l'amélioration du coefficient de transfert local, qui sont des paramètres utiles pour la compréhension du mécanisme de modulation.

Tang et al. (2001) ont simulé numériquement le phénomène de résonance oscillatoire de l'écoulement d'un gaz dans une conduite à paroi isotherme ou adiabatique. Les équations de Navier Stokes bidimensionnelles sont résolues par la méthode des volumes finis. Le mouvement oscillatoire du gaz a été généré par un piston ajusté à l'extrémité de la conduite, cependant l'onde se réfléchit de l'autre côté. Les résultats montrent que cette méthode numérique capture une onde de choc qui se propage dans la conduite par une fréquence de résonance et coïncide parfaitement avec les études expérimentales et théoriques. De plus, un changement important de la vitesse axiale au voisinage des deux extrémités de la conduite a été observé.

Kim et al. (2002) ont étudié expérimentalement le phénomène de résonance de la convection naturelle dans une enceinte chauffée différentiellement et avec une paroi inférieure oscillante (Fig. 1.3). Les résultats expérimentaux de ce travail montrent que l'amplitude de la fluctuation de la température atteint un pic maximal pour une fréquence particulière de la paroi oscillante ce qui démontre le développement de la résonance. La fréquence de cette résonance augmente avec le nombre de Rayleigh et il reste inchangé avec l'augmentation de l'amplitude d'oscillation. La valeur de la fréquence de résonance mesurée dans ce travail coïncide parfaitement avec la valeur obtenue par la simulation numérique.

Greiner et al. (2002a) ont étudié l'écoulement de transfert de chaleur dans un canal rainuré par intermittence. Les équations de Navier Stokes avec l'équation de l'énergie ont été résolues par la méthode spectrale pour un nombre de Reynolds qui varie entre 600 et 800. Le canal est composé de sept rainures contiguës suivi par une section plane. Les conditions aux limites périodiques à l'entrée et à la sortie ont été employées. L'écoulement décomposé instationnaire a été observé dans le canal rainuré et dans la section plate. La variation de la composante de vitesse axiale a été comparée avec le transfert de chaleur local, la couche de cisaillement et le gradient de pression. Les résultats de ce travail montrent que le canal rainuré par intermittence offre un meilleur coefficient de transfert de chaleur pour une puissance de pompage donnée que le canal rainuré complètement.



### Légende

Thermocouple junction : Jonction de thermocouple  
 Vertical mid plane : plan vertical médium  
 Enclosure : enceinte  
 Rubber plate : plaque de caoutchouc  
 Epoxy silicon : silicone  
 Adhesive seal : étanchéité adhésive  
 AC power supply : alimentation à courant alternatif

Cold water reservoir : réservoir de l'eau froide  
 Proximity switch : capteur de proximité  
 Moving upper wall : paroi supérieure mobile  
 Gearhead : Pignon  
 AC motor : moteur à courant alternatif  
 Motor controller : contrôleur du moteur  
 Data logger : enregistreur de données.  
 D/C computer : ordinateur  
 Oscilloscope : oscilloscope.

Figure 1.3 : Étude expérimentale de Ki Kim et al. (2002)

Greiner et al. (2002b) ont étudié numériquement l'effet de la modulation de l'écoulement sur l'augmentation du transfert de chaleur à faible nombre de Reynolds dans un canal rainuré par la méthode spectrale. Les simulations ont été effectuées avec deux nombres de Reynolds  $Re=133$  et  $Re=267$  et 20% et 40% de l'écoulement oscillatoire. La puissance de pompage nette nécessaire pour la modulation de l'écoulement a été minimisée lorsque la fréquence de pulsation tend vers la fréquence naturelle prédite. Cependant, le niveau du mélange et le transfert de chaleur augmente. Cette étude montre que la pulsation de l'écoulement dans un canal rainuré nécessite une puissance de pompage deux fois plus faible que celle d'une plaque plane pour le même coefficient de transfert de chaleur. Les auteurs ont conclu que la résonance hydrodynamique est une méthode efficace pour l'augmentation du transfert de chaleur dans les écoulements à faible nombre de Reynolds.



Greiner et al. (2002c) ont effectué des simulations par la méthode des éléments spectrales de l'écoulement tridimensionnel et l'augmentation du transfert convectif dans un passage plat en aval d'un canal muni des cannelures transversales symétriques pour un nombre de Reynold  $405 < Re < 764$ . Les résultats obtenus montrent que l'écoulement instable qui se développe dans la région cannelée persiste dans plusieurs cannelures dans le passage plat. Il résulte une augmentation du transfert de chaleur local par rapport au régime stationnaire dans la partie plate du canal. De plus, le gain de transfert de chaleur pour une puissance de pompage donnée dans les trois premières cannelures du passage était plus grand que les niveaux observés dans un passage cannelé entièrement développé.

Bae et Hyun (2004) ont étudié numériquement la convection naturelle instationnaire lors du refroidissement à air de trois composants chauffés montés sur une paroi d'une enceinte rectangulaire verticale. Les conditions aux limites thermiques dans le bloc inférieur sont commandées par un mode d'interruption et d'allumage (On-Off). Dans le premier et le deuxième cas, le bloc est soudainement éteint (de l'état On à l'état Off) puis allumé (de l'état Off à l'état On), respectivement. Dans le troisième cas, le mode (On-Off) est répété périodiquement avec le temps par un signal carré. Les résultats développés sur une gamme du nombre de Rayleigh de  $10^5$ - $10^7$ , montrent l'influence des conditions aux limites thermiques du bloc inférieur sur les températures des autres sources. Pour les faibles nombres de Rayleigh, les séries de températures moyennes des sources sont peut affectées par le changement périodique. Pour les grands nombres de Rayleigh, la température des sources augmente jusqu'à un pic lorsque la période adimensionnelle des conditions aux limites prend une valeur intermédiaire.

Bae et al. (2004) ont étudié l'amélioration du transfert de chaleur de la convection mixte dans un canal contenant trois blocs chauffés poreux attachés sur la paroi inférieure (Fig. 1.4). Le flux de chaleur du premier bloc varie sinusoïdalement avec le temps, cependant il est considéré constant pour les autres blocs. Le modèle de Brinkman-Forchheimer avec les deux équations de l'énergie a été utilisé pour modéliser l'écoulement et le champ de température dans la région poreuse. Une amélioration du transfert de chaleur a été marquée pour les blocs avalés lorsque le phénomène de résonance se développe. La fréquence de résonance tend vers la fréquence caractéristique du système. Cette dernière peut être estimée par l'inverse du temps écoulé par le fluide entre deux blocs adjacents. L'effet de la porosité des blocs et leurs dimensions a été investigué. L'amélioration du transfert convectif de la chaleur justifie l'utilisation de la technique de modulation du bloc amont.

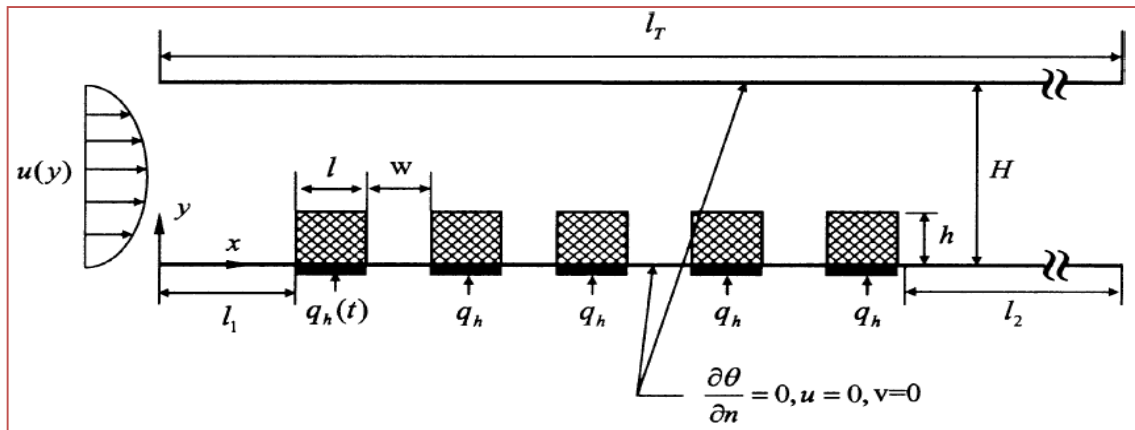


Figure 1.4 : Géométrie du problème étudié par Bae et al. (2004) et les types des conditions aux limites dans le bloc 1 à droite.

Dogan et al. (2005) ont étudié expérimentalement la convection mixte dans un canal contenant des sources de chaleur en bas et en haut. Ils ont montré que la force de buoyancy (flottabilité), le début de l'instabilité et l'amélioration du transfert de chaleur sont directement liés aux nombres de Grashof et de Reynolds.

Dans une autre étude, Dogan et al. (2006) ont conduit une série d'expériences sur les transferts thermiques générés par convection mixte dans un canal horizontal dont les deux parois sont munies de blocs chauffants. Les paramètres expérimentaux étudiés sont le rapport de forme du canal et les nombres de Reynolds et Grashof. Les distributions de la température et les nombres de Nusselt ont été déterminés expérimentalement. Ils ont constaté que la température moyenne à la surface des blocs augmente avec le nombre Grashof et que, pour des valeurs élevées de ce paramètre qui permettent la domination de la convection naturelle ( $Gr/Re^2$ ), la température des blocs situés en haut peut avoir des valeurs beaucoup plus élevées. Cette étude conduit également à conclure que, sous certaines conditions, les blocs situés en haut sont plus affectés par l'écoulement de la convection forcée.

L'effet de la pulsation du fluide sur le transfert de chaleur de convection à travers un canal horizontale contient des obstacles a été étudié expérimentalement par Moon et al. (2005) (Fig. 1.5). L'espacement  $l$  entre les blocs a été changé de  $l/L = 0,3$  à  $0,6$  où  $L$  est la longueur du bloc. Les expériences sont effectuées pour une gamme de fréquences de  $10 \text{ Hz} < FF < 100 \text{ Hz}$  et de amplitude de  $0,2 < A < 0,3$ . La pulsation de l'air a été imposée par un amplificateur qui génère une onde acoustique à l'entrée du canal. L'effet du nombre de Reynolds, le nombre de Strouhal, l'espacement entre les blocs sur le transfert de chaleur a été examiné en détails. Les résultats expérimentaux montrent que le flux transporté sur les blocs

est considérablement influencé par la fréquence, l'amplitude de pulsation, l'espace entre les blocs et le nombre de Reynolds. La fréquence thermique de résonance qui montre un transfert thermique maximum coïncide avec l'inverse de la période de déplacement de l'air à travers deux blocs contigus.

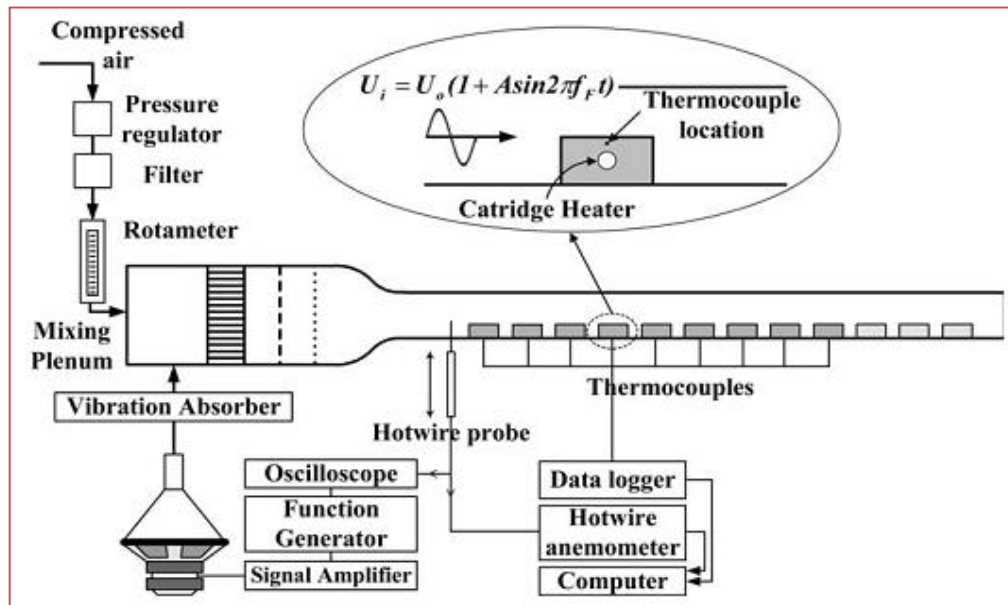


Figure 1.5 : Installation expérimentale de Moon et al. (2005).

Icoz et Jaluria (2005) ont fait une simulation numérique de la convection naturelle dans un canal rectangulaire ouvert et contenant des sources de chaleur identiques. L'intérêt particulier de cette étude est la simulation exacte des conditions aux limites proches de la réalité dans un tel canal. Les effets de la température des sources, des dimensions du canal, de l'emplacement des sources ainsi que le début de l'instabilité ont été étudiés. Les résultats indiquent que les dimensions du canal et la présence des ouvertures à des effets considérables sur l'écoulement du fluide. Cependant, leurs effets sur le transfert de chaleur sont relativement petits, et l'augmentation de la hauteur du canal, conduit à l'apparition d'un écoulement instationnaire et par conséquent à une diminution du nombre de Grashof critique.

Ghasemi (2005) a examiné numériquement la convection mixte dans une cavité rectangulaire contenant une source de chaleur intégrée dans la paroi dont la dissipation de la chaleur a un caractère pulsatoire. Il a simulé une situation pratique dans laquelle la chaleur générée est la conséquence d'un voltage périodique imposé. Lorsque le nombre de Rayleigh augmente, le taux de transfert de chaleur augmente aussi. Le nombre de Nusselt et l'amplitude des fluctuations de la température maximale dépendent de la fréquence de pulsation.

Korichi et Oufer (2007) ont effectué une étude numérique dans un canal rectangulaire avec des blocs chauffés montés alternativement sur les deux parois supérieures et inférieures (Fig. 1.6). L'écoulement de l'air est assumé laminaire, bidimensionnel et instationnaire avec les caractéristiques thermophysiques constantes pour trois valeurs de nombre de Reynolds ( $Re=50, 500$  et  $1000$ ). La géométrie périodique et la contraction-expansion de la section transversale induit la bifurcation de l'écoulement instable vers l'écoulement instationnaire. Dans l'état instationnaire, un écoulement auto-oscillatoire périodique se produit. Ils ont obtenues également qu'une onde transversale produite par le vortex contribue principalement à l'amélioration du transfert thermique.

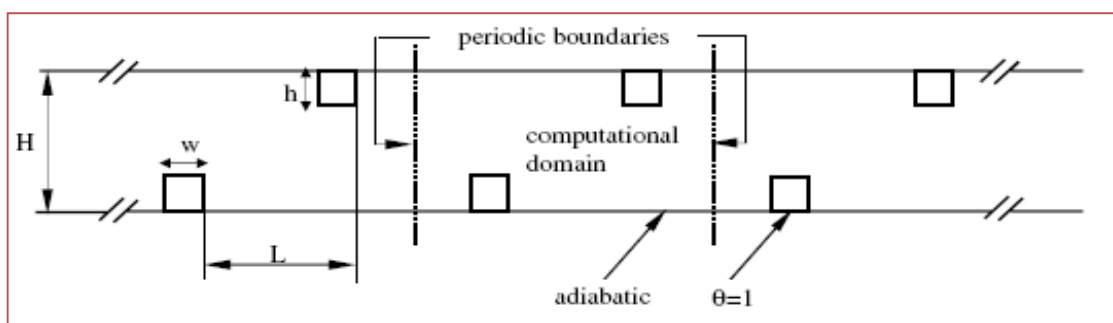


Figure 1.6 : Configuration étudié par Korichi et Oufer (2007).

Ji et al. (2008) ont étudié expérimentalement l'augmentation du transfert de chaleur d'un écoulement pulsé dans un canal avec un bloc carré localisé à l'entrée. L'amplitude de pulsation a été fixé à  $A=0,05$ . L'effet du nombre de Reynolds ( $Re=350$  et  $540$ ), la fréquence de pulsation de  $0$  Hz à  $60$  Hz et la hauteur du bloc sur le transfert convectif de la chaleur on été examiné. Les nombres de Strouhal des tourbillons détachés mesurés dans cette étude pour un écoulement non pulsé sont en bon accord avec les nombres obtenus par des travaux antérieurs. Ce travail expérimentale montre l'apparition claire du phénomène appelé en anglais « lock-on ». Lorsque la fréquence de pulsation tend vers à la fréquence du régime de résonance (Lock-on), le taux de transfert de chaleur représenté par le nombre de Nusselt atteint une valeur maximale.

Jafari et al. (2013) ont présenté une étude sur l'effet de la pulsation du fluide dans un canal ondulé par la méthode de la grille de Boltzmann (LBM). La fréquence de pulsation (nombre de Strouhal) et l'amplitude d'oscillation sont étudiées sur une large gamme ( $0,05 \leq St \leq 1$  et  $0 \leq A \leq 0,25$ ). L'étude a été menée pour différents nombres de Reynolds ( $50, 100$  et  $150$ ) quand le nombre de Prandtl est égal à  $3,103$ . Des variations temporelles des lignes de

courant, des isothermes, de la chute de pression et du nombre relatifs de Nusselt sont présentées pour les paramètres sans dimensions appropriés. Les valeurs moyennes du nombre de Nusselt et la chute de pression le long d'un cycle de pulsation sont calculées et présentées sous forme de corrélations du nombre de Strouhal. Les résultats montrent l'effet de la pulsation du fluide sur l'amélioration du transfert thermique qui dépend fortement des paramètres de pulsation de la vitesse. Ils ont obtenu un pic du transfert de chaleur dans le canal ondulé en fonction du nombre de Strouhal. Le gain du transfert thermique est insignifiant pour des fréquences plus élevées.

### **1.2.2 Partie II : refroidissement par convection avec déflecteurs et agitateurs**

Ils existent beaucoup de travaux qui examinent l'effet des déflecteurs de différente forme sur l'écoulement et le transfert de chaleur. Les résultats ont montré un gain considérable dans le nombre de Nusselt dans certain cas. Les agitateurs sont des pièces intégrés dans le système qui vibrent et soufflent l'air pour assurer le refroidissement, les cas les plus rencontrés sont les lames et les ventilateurs piézoélectriques qui consomment une très faible énergie électrique.

Léal et al. (2013) ont fait une synthèse des travaux qui utilisent des ventilateurs piézoélectriques pour l'augmentation du transfert de chaleur dans différents configurations.

Selon General Electric, les ventilateurs de refroidissement pourraient prochainement disparaître de nos ordinateurs au profit de solutions plus économiques, performantes et surtout totalement silencieuses. En effet, elle vient de présenter son prototype de système de refroidissement piézoélectrique, nommé DCJ. Un dispositif qui permettrait de refroidir n'importe quelle puce (processeur, chipset, ram, carte graphique) de façon efficace, en consommant peu d'énergie, et sans aucun bruit, le tout dans un environnement ultra réduit.

Destiné principalement aux tablettes, lap-tops et autres dispositifs informatiques de taille réduite, le DCJ utilise la vibration de deux membranes pour déplacer de l'air frais sur une surface chaude et réaliser le refroidissement des puces et des composants électroniques.

Les deux membranes sont soumises à des tensions électriques de façon alternative, permettant à chacune de se dilater ou de se rétracter, créant un appel d'air et une propulsion canalisée sur les côtés. Avec des contractions de l'ordre d'une centaine par seconde, le système propose une véritable solution de refroidissement à la fois performante, mais également très plate, et peu encombrante. Avec des dimensions jusqu'à 50% inférieures à des ventilateurs classiques proposant un refroidissement égal, la consommation électrique est également

réduite de moitié, de quoi envisager une optimisation considérable des dispositifs portables qui embarqueront le procédé. Selon GE, le DCJ est applicable dans le refroidissement localisé, et devrait être utilisé de façon indépendante pour le processeur, le GPU et la RAM.

Les assembleurs ayant déjà été fournis de quelques modèles pour test, il est sans doute raisonnable d'envisager voir le système s'installer dans les prochaines tablettes, Smartphones et lap tops dans les années à venir.

Sparrow et al. (1986) ont étudié expérimentalement le transfert thermique et les pertes de charge d'un écoulement sur des arrangements de modules rectangulaires chauffés, montés sur une paroi plane. Les expériences portent sur des lignes complètes, des lignes où ils manquent des modules et des lignes où sont implantées des barrières. Les résultats obtenus montrent que pour les rangées complètes sans barrières, les coefficients de transfert thermique sont indépendants de la profondeur à partir de la cinquième rangée. Quand il manque un module, les coefficients de transfert thermique dans les modules voisins sont augmentés. L'implantation des barrières entraîne un accroissement du transfert de chaleur et des pertes de pression.

Wu et Perng (1998) ont étudié l'effet de l'insertion d'une plaque inclinée comme générateur de tourbillons en amont d'un canal contenant cinq blocs chauffés. Les auteurs montrent que la modification de la topologie de l'écoulement, par la présence de la plaque inclinée, favorise l'accroissement du taux de transfert de chaleur des composants électroniques. Des tourbillons alternés émanant de l'extrémité de la plaque se propagent vers les obstacles provoquant ainsi la formation d'un écoulement ondulatoire. La technique permet un accroissement du transfert atteignant 39.5 % pour un angle d'inclinaison de 60 % et un nombre de Richardson de 20.

Fu et al. (2002) ont simulé numériquement l'influence des blocs chauffés sur l'écoulement du transfert de chaleur d'un cylindre oscillatoire placé à l'entrée d'un canal (Fig. 1.7). La formulation des éléments finis a été appliquée pour résoudre les équations gouvernantes. L'effet du nombre de Reynolds, l'amplitude et les fréquences d'oscillations sur les caractéristiques du transfert de chaleur des blocs chauffés a été examiné. Les résultats obtenus montrent que pour des fréquences d'oscillations du cylindre, le transfert de chaleur dans les blocs chauffés s'améliore.

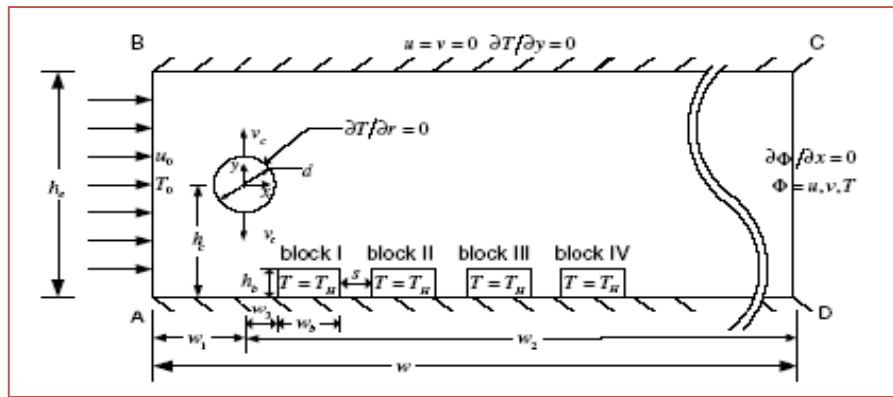


Figure 1.7: Géométrie considérée par Fu et al. (2002)

Wang et Jularia (2002) ont effectué une étude dont l'objectif est de montrer l'apparition de la résonance oscillatoire d'un écoulement dans un canal et l'effet sur le transfert de chaleur. Pour cela la convection instationnaire mixte dans un canal horizontal avec deux blocs attachés sur la paroi inférieure a été étudiée numériquement. Les résultats obtenus montrent que pour des nombres de Reynolds modérés l'écoulement se sépare sur le coin du premier bloc puis se rattache sur la surface supérieure du deuxième bloc. Pour un nombre de Grashof fixe et lorsque le nombre de Reynolds dépasse une valeur critique les vortex se détachent sur le deuxième bloc puis se déplacent sur la paroi inférieure et se décomposent légèrement, cependant deux cellules se maintiennent entre les blocs. La fréquence de détachement des vortex dépend du nombre de Richardson. Le nombre de Reynolds critique devient plus petit lorsqu'une perturbation est introduite par un bloc promoteur rectangulaire ou carré. La fréquence et l'amplitude de perturbation ont été changées par l'ajustement du bloc promoteur. Une amélioration du transfert de chaleur entre l'écoulement principal et les cellules de recirculation est obtenue lorsque le promoteur (déflecteur) a été employé.

Herman et al. (2002) ont monté un déflecteur courbé au dessus de la face arrière de chaque bloc chauffé pour améliorer le transfert thermique dans le canal. Les résultats de cette étude ont montré que, la transition à l'écoulement oscillatoire est obtenue à faible nombre de Reynolds comparativement à un canal avec rainures seul pour laquelle le nombre de Reynolds critique est égal à 450. L'installation de déflecteur courbé permet de d'éliminer la zone de recirculation dans les rainures. Ce qui entraîne un accroissement du transfert thermique qui peut atteindre jusqu'à 3.5 fois celui obtenu pour un canal sans déflecteur. Cet accroissement est obtenu principalement sur la face arrière du bloc et sur la face frontale. Cet augmentation du transfert de chaleur est accompagné par une augmentations des pertes de charges à travers le canal.

Zhao et al. (2003) ont établi des simulations numériques d'un boîtier de réseau de communication à large bande partitionné en deux modules empilés. Une plaque de circuit imprimé (PCB) est à l'intérieur de chaque module où un paquet de 16 blocs TBGA est monté en surface sur le circuit imprimé. Un échangeur à ailettes est placé sur chaque TBGA. Deux ventilateurs sont montés à la sortie de l'écoulement pour aspirer l'air ambiant dans le système. Les auteurs ont montré que le rayonnement a provoqué une augmentation du transfert de chaleur total d'environ 13% à travers les ailettes de l'échangeur et une augmentation de la puissance de dissipation totale pour les TBGA. Les simulations numériques appliquées en présence de déflecteurs, ont montré que la vitesse de l'écoulement près de la surface du module électronique (PCB) diminue à mesure qu'on s'approche du déflecteur. L'écoulement d'air est dirigé vers les ailettes de l'échangeur, ce qui provoque une diminution de la température maximale de 107 °C (modèle sans déflecteurs) à environ 99 °C (modèle avec déflecteurs).

L'amélioration de l'efficacité de refroidissement par convection naturelle dans un canal vertical contenant deux blocs chauffés et une plaque oscillante combinée avec des écoulements croisés à travers une ouverture aménagée au bord a été l'objet de l'étude réalisée par Florio et Harnoy (2007a). Cette configuration est présentée sur la figure 1.8. Les auteurs ont montré que l'utilisation combinée de la plaque oscillante et de l'ouverture peut conduire à une amélioration considérable du refroidissement local des sources de chaleur par comparaison à la convection naturelle pure et ce, pour des positions adéquates de la plaque et de l'ouverture. Quantitativement, une amélioration de l'ordre de 70% a été enregistrée en termes de coefficient de transfert de chaleur local par rapport au cas d'une configuration munie d'ouverture mais sans plaque oscillante (Mouhtadi, 2012).

Stewart et Stiver (2004) ont présenté une comparaison entre une conception numérique et un prototype physique, comportant des déviateurs d'écoulement placés entre trois ventilateurs. L'ensemble est disposé à l'intérieur d'un serveur réseau composé de plusieurs modules. Cette étude a permis d'illustrer un processus pour l'optimisation de la conception des solutions générales de refroidissement en électronique. Les auteurs ont simulé la configuration étudiée afin de trouver une méthode efficace qui peut s'appliquer à différents niveaux de la conception du serveur. La technique permet l'évaluation rapide des variantes de conception nécessaires pour être compétitives sur le marché actuel.



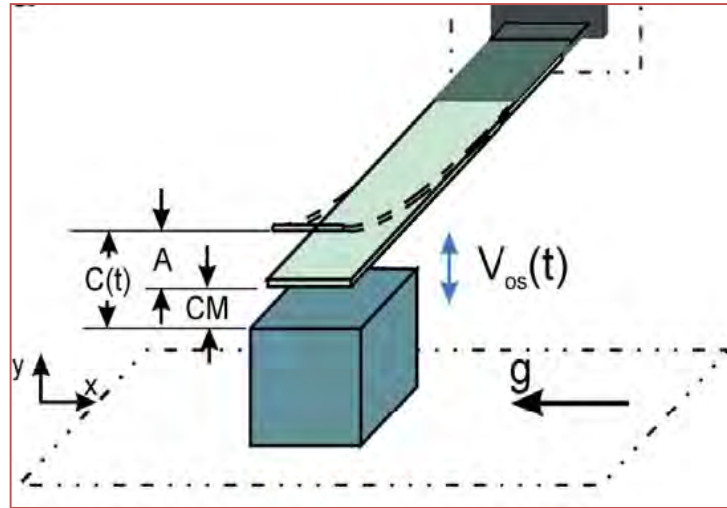


Figure 1.8 : configuration étudié par Florio et Harnoy (2007a).

Kevin et Gomes (2007) ont étudié l'écoulement de l'air autour d'un perturbateur de vortex et des sources de chaleur. Le comportement périodique ou chaotique dans le sillage derrière le promoteur a un effet significatif sur l'augmentation du taux de transfert thermique. En analysant les différentes tailles et formes des perturbateurs, les auteurs ont déterminé la meilleure taille pour laquelle la fréquence apparaît. La taille optimale du perturbateur qui assure un taux de transfert de chaleur significatif et sa distance entre les blocs a été obtenue.

Arfaoui et al. (2008) ont étudié numériquement le refroidissement à air des composants sur une plaque plane placée à l'entrée d'un écoulement laminaire d'air de vitesse uniforme. Sur cette plaque il est monté un bloc en céramique à l'intérieur duquel est incrusté un élément chauffant, simulant ainsi un circuit intégré parallélépipédique sur une carte électronique (Fig. 1.9). Des déflecteurs ont été implantés sur la plaque, en amont du bloc, pour guider le flux d'air de refroidissement vers le bloc. Les résultats mettent en évidence l'influence de l'angle d'inclinaison et de la hauteur sur l'amélioration de l'échange convectif à l'interface céramique-air.

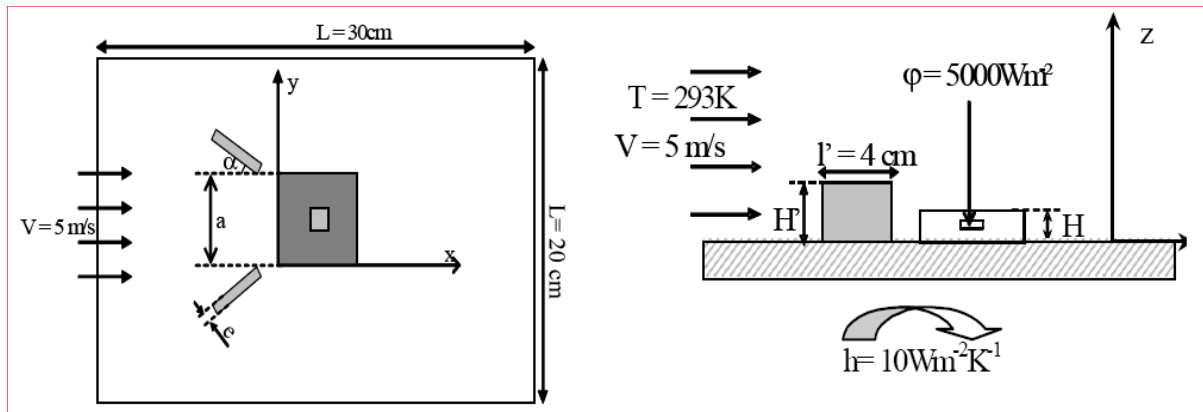


Figure 1.9 : Configuration étudiée par Arfaoui et al. (2008).

Arfaoui et al. (2009) ont proposé d'implanter des perturbateurs d'écoulement qui guident le flux d'air circulant vers des zones plus critiques dans un système de refroidissement des composants électroniques. Ils ont mené une étude numérique et expérimentale afin d'analyser l'influence de certains paramètres liés aux déflecteurs (l'angle d'inclinaison, la hauteur, la longueur, la distance entre les déflecteurs, ...) sur l'augmentation du transfert de chaleur et l'amélioration du refroidissement. Afin de déterminer les cartographies thermiques des surfaces du bloc chauffé et de la plaque, les auteurs ont utilisé la thermographie infrarouge. Pour la visualisation de l'écoulement, ils ont utilisé une technique d'illumination de l'écoulement par plan Laser. Les résultats ont montré que l'angle d'inclinaison  $\alpha = 30^\circ$  est un angle optimale, cet angle donne un coefficient de transfert thermique considérable et permet d'homogénéiser le champ de température sur la surface du composant électronique.

Korichi et al. (2009) ont étudié le transfert thermique conjugué dans un canal muni d'obstacles montés périodiquement sur les deux parois d'un canal avec une plaque oblique comme générateur de vortex installée en arrière des obstacles sur la paroi supérieure (Fig. 1.10). Un intérêt particulier a été réservé à l'analyse de l'évolution d'écoulement et d'amélioration du transfert thermique dans cette configuration avec un faible nombre de Reynolds. Différents paramètres ont été étudiés : Longueur de la plaque générateur de vortex, l'angle d'inclinaison et le nombre de Reynolds afin d'étudier leur influence sur les caractéristiques de l'écoulement dans l'état stationnaire ainsi que dans le régime oscillatoire auto entretenue.

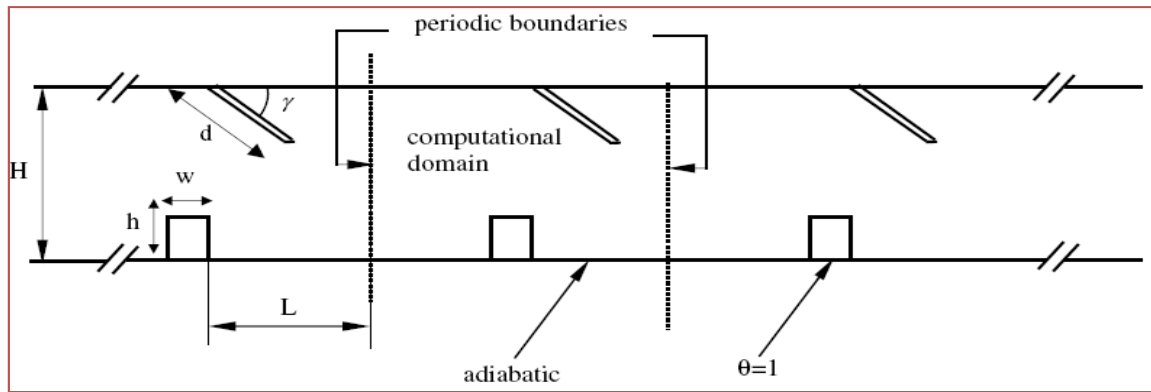


Figure 1.10 : Configuration étudiée par Korichi et al. (2009).

Rebay et al (2011) ont présenté une étude expérimentale sur l'influence d'un déflecteur transversal d'écoulement sur le refroidissement d'un bloc chauffé monté sur une plaque plane. Le déflecteur est incliné d'un angle  $\alpha$  pour guider la circulation d'air sur la surface du bloc. Le composant électronique dissipe une faible quantité de chaleur. Les mesures sont effectuées par anémomètre à fil chaud et caméra infrarouge. Les résultats obtenus donnent les détails sur les champs hydrodynamiques et les champs thermiques à travers le bloc chauffé pour différents angles d'inclinaison. Les auteurs ont montré que la déviation de l'écoulement par le déflecteur conduit à une augmentation du transfert de chaleur d'une manière significative et évite la surchauffe du composant et que l'angle d'inclinaison  $\alpha = 30^\circ$  est un angle optimale.

Chatterjee et al. (2015) ont étudié la dynamique des vortex autour de deux rangées de blocs carrés placés verticalement d'une manière décalés dans un champ d'écoulement non borné et pour un faible nombre de Reynolds ( $Re=100$ ). L'espace entre les blocs a été varié sur plusieurs valeurs de  $S/d=1, 2, 3$  et  $5$ ; avec  $S$  et  $d$  sont l'espace transversal et la hauteur du bloc respectivement), cependant la longueur longitudinale entre les deux rangées a été considérée fixe. Les résultats obtenus montrent l'apparition du régime de nature chaotique pour les faibles valeurs de l'espace transversales  $S/d$ . La transition vers le chaos a été précédée par un régime quasi périodique.

Lorenzini-Gutierrez et al. (2015) ont étudié le transfert de chaleur dans un canal contenant des blocs chauffés munis des déflecteurs incurvés en concave (Fig. 1.11). Le rôle des déflecteurs est de distribuer une partie de l'écoulement entre les blocs pour augmenter la vitesse du fluide stagné. L'effet des rayons des déflecteurs, leur position et la hauteur du canal sur l'écoulement et sur le transfert de chaleur ont été étudiés, afin de définir une configuration qui assure un nombre de Nusselt élevé et une perte de charge minimale.

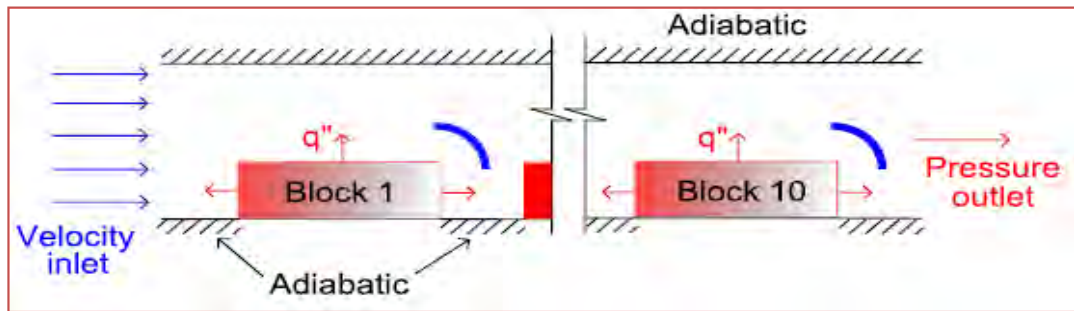


Figure 1.11 : Configuration examinée par Lorenzini-Gutierrez et al. (2015).

Les résultats numériques sont validés avec des mesures expérimentales (Fig. 1.12). Les auteurs ont proposée trois configurations qui assurent un optimale. Les résultats obtenus ont montré que l'intégration des déflecteurs permet un gain de transfert de chaleur de l'ordre de 31% et une chute de pression de 74 %.

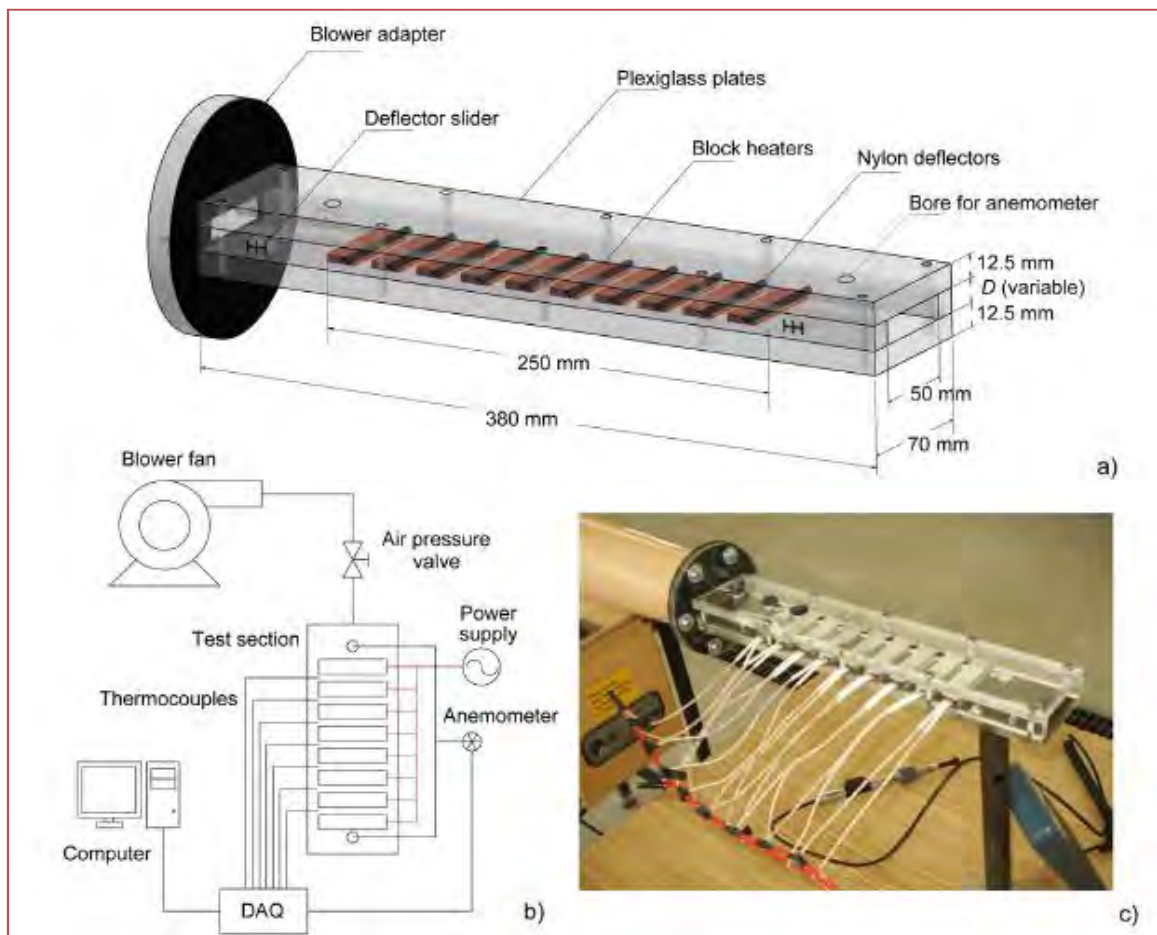


Figure 1.12 : Installation expérimentale examinée par Lorenzini-Gutierrez et al. (2015).

Xie et al. (2015) ont étudié numériquement l'écoulement en 3D du transfert de chaleur turbulent dans un canal contenant des blocs et des déflecteurs de différentes formes (Fig. 1.13). L'objectif de ce travail est de définir le type de déflecteur et la position d'emplacement qui assure un meilleur transfert de chaleur des blocs placés dans la paroi inférieure du canal. Les résultats obtenus montrent que les cas A1 et A2 offrent une très bonne performance thermique.

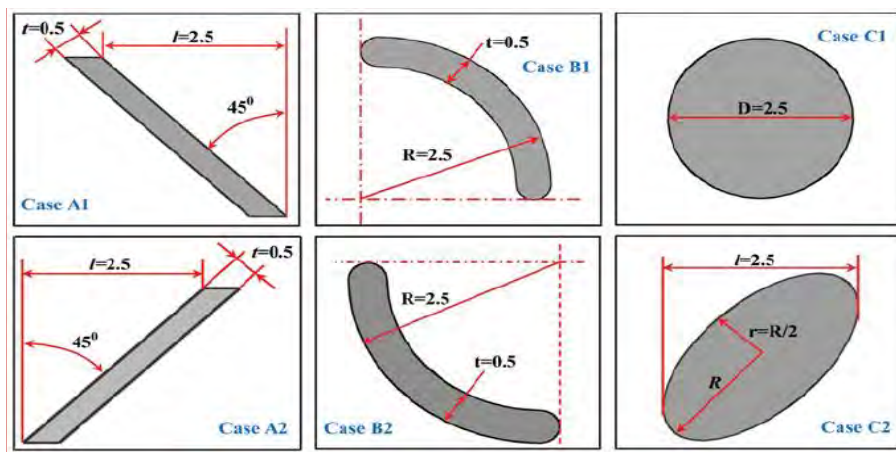
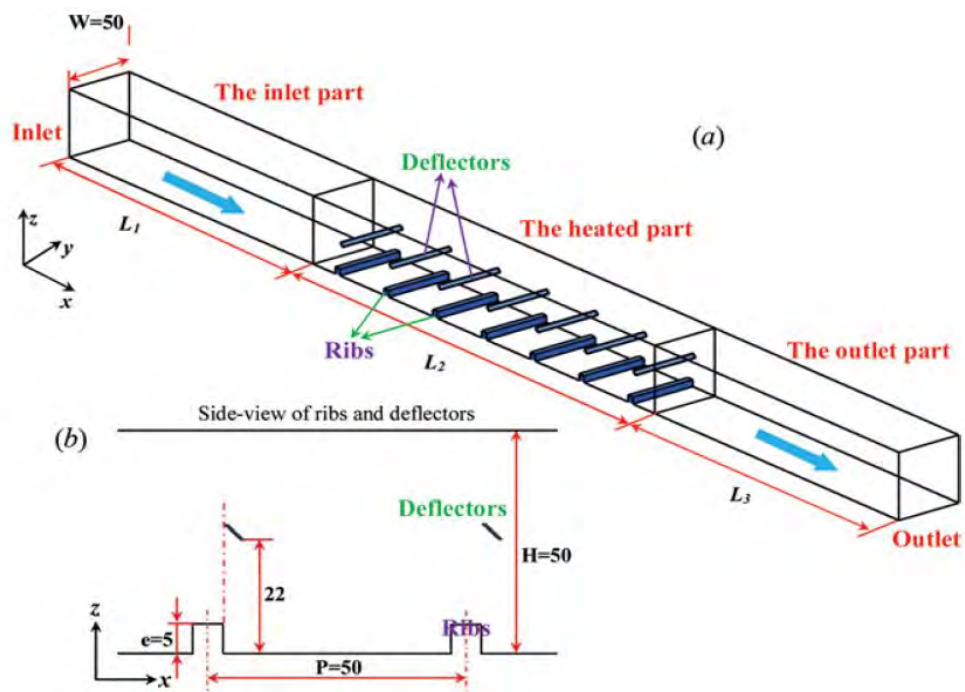


Figure 1.13 : Configuration étudiée par Xie et al. (2015).

### 1.3 Conclusion

Nous avons examiné, en détail, les travaux de recherche dans le domaine de refroidissement des surfaces et des blocs chauffés dans différentes configurations. La synthèse de cette revue bibliographique peut être regroupée comme suivant :

- Les paramètres qui influent le taux de transfert de chaleur sont largement étudiés : nombre de Reynolds, les conditions aux limites et la géométrie du système.
- À certaine valeur, appelée valeur du nombre de Reynolds critique, l'écoulement a montré qu'il subit une bifurcation,  $Re > Re_{cr}$ . Cette bifurcation est caractérisée par un dégagement d'énergie par le système.
- Les techniques passives d'amélioration du transfert de chaleur sont basées sur les modifications des géomètres et d'emplacement des promoteurs de refroidissement dans le système.
- Les techniques actives d'amélioration du transfert de chaleur sont : i) condition pulsé par une pompe spécifique, ii) vibration mécanique des parois, iii) injection d'une onde acoustique perpendiculairement à l'écoulement axial, iv) utilisation des matériaux piézoélectrique pour exciter des agitateurs de refroidissement.
- Le phénomène de résonance thermique apparait dans des conditions instationnaires de l'écoulement et dans des géométries d'architecture spécifiques (rainures, surfaces à une rugosité interne considérable, écoulement de séparation).
- Les installations expérimentales utilisées pour générer des conditions aux limites instationnaires et les sondes de mesures ainsi que les chaines d'acquisition, (i.e chaine de thermocouples, anémomètres à fil chaud, camera infrarouge) sont largement documenté dans cette partie de thèse.
- Les simulations numériques est un outil important pour aboutir à des résultats lorsque les mesures expérimentaux sont couteuses, les meilleurs exemples sont : le spectre et le signale des champs de vitesse et de température, les largeurs des bande de fréquence, les fréquences de détachement des vortex et les pics de coefficient d'amélioration du transfert chaleur dans le système.
- Le domaine de la convection forcée, mixte et naturelle dans les configurations de refroidissement reste un domaine de recherche active, vue le nombre important des travaux publiés récemment.
- Parmi les solutions de refroidissement des blocs chauffés qui ont été examinées dans cette recherche bibliographique, nous avons cité l'utilisation des déviateurs de

l'écoulement. En effet, l'une des solutions pour augmenter l'efficacité d'un système de refroidissement à air, en particulier quand il n'y a pas assez de place pour installer un radiateur à ailettes ou un ventilateur sur le composant, consiste à implanter des déflecteurs qui jouent le rôle de guides de l'écoulement d'air dans les boîtiers contenant les composants. Les déflecteurs permettent de dévier le flux d'air circulant dans le boîtier vers les zones les plus critiques sur les cartes. Les solutions évoquées sont aussi préconisées lorsqu'il s'agit de refroidir des convertisseurs de courant ou de tension.

- Les agitateurs sont des pièces intégrés dans le système, ils fonctionnent en mouvement vibratoire afin de créer une instabilité dans l'écoulement et améliorer le transfert de chaleur des composants électroniques (résonance thermique). Les ventilateurs piézoélectriques sont des applications récentes qui offrent une instabilité et augmentent le transfert chaleur.
- Il existe des membranes piézoélectriques montées dos à dos pour former un soufflet. Sous l'impulsion d'un courant électrique alternatif ces deux membranes gonflent puis compressent le soufflet générant ainsi un courant d'air pulsé pour refroidir les éléments électroniques.

## **CHAPITRE II : CONFIGURATIONS ET MODÉLISATION**

### **2.1 Introduction**

Dans ce chapitre, nous présentons les configurations considérées dans cette étude ainsi que les équations gouvernantes et les conditions initiales et aux limites du phénomène physique étudié. Pour cela, deux configurations principales ont été examinées dans cette thèse : écoulement pulsé de l'air par convection forcée dans des canaux munis des sources de chaleur équipé par des déflecteurs de refroidissement. Nous étudions deux cas d'écoulement à l'entrée du canal : i) vitesse uniforme et ii) vitesse pulsé selon une loi sinus. Ces configurations représentent des applications de refroidissement des composants électroniques (cartes électroniques, RAM et CPU). Il est noté que l'application des écoulements pulsés est rencontrée dans les ventilateurs des processeurs, dont ces ventilateurs fonctionnent d'une manière instantanée. Une consultation du système BIOS d'un PC montre que la vitesse de rotation angulaire varie d'une manière instationnaire en fonction des applications chargées sur le PC et le traitement des données par le processeur. Donc, la commande du ventilateur est en fonction de la température de réchauffement de fonctionnement du processeur. Généralement, cette température est comprise dans une gamme de sécurité bien définie par le constructeur de la machine.

### **2.2 Configurations géométriques**

Nous exposons dans cette section les configurations étudiées dans le cadre de cette thèse. Nous avons présenté deux applications : i) canal contenant des blocs chauffés montés parallèlement au sens de l'écoulement sur la paroi inférieure du canal et ii) canal contenant des blocs solides et des déflecteurs de refroidissement de plusieurs formes. Donc, nous appliquons la combinaison des deux techniques de refroidissement : une technique passive et une technique active.

#### **2.2.1 Application I : canal horizontal contenant des blocs chauffés**

En premier lieu nous examinons le transfert de chaleur et la topologie de l'écoulement dans un canal plan horizontal contenant neuf sources de chaleur montées sur la paroi inférieure dans le cas où le régime est permanent avec une vitesse uniforme à l'entrée.



En deuxième partie nous étudions la convection forcée instationnaire et analysons le phénomène de résonance thermique (Thermal Resonance) lorsque l'écoulement à l'entrée est pulsé.

Nous déterminerons les largeurs des bandes de résonance thermique où il existe une amélioration du transfert de chaleur et donc un meilleur refroidissement des blocs chauffés (composants électroniques) en fonction des paramètres de l'écoulement et les caractéristiques géométriques et physiques des blocs chauffés.

Nous considérons l'écoulement de l'air dans un canal horizontal ayant un rapport d'aspect  $L/H = 40$  contenant neuf blocs identiques équidistants et chauffés uniformément. Cette configuration est schématisée sur la figure 2.1 (carte électronique, Printed Circuit Board, PCB). Les dimensions des blocs sont présentées comme dans le travail expérimental de Moon et al. (2005) telles que :  $h/H=0.50$ ,  $l/h=2.00$ ,  $b/h=2.00$ . Les deux parois supérieure et inférieure du canal sont supposées adiabatiques. La distance entre l'entrée du canal et le premier bloc S1 est ( $L_{in}$ ), alors que ( $L_{out}$ ) est la distance entre le neuvième bloc solide chauffé et la sortie du canal. Les blocs (S1, S2, S2, S3, S4, S5, S6, S7, S8, S9) sont maintenus à une température constante  $T_s$ . La température de l'air à l'entrée est considérée comme température ambiante  $T_a$ . Comme il a été exposé dans la recherche bibliographique, les systèmes de refroidissement des cartes électroniques sont modélisés à un canal ou un package contenant des blocs chauffés avec flux d'écoulement contrôlé.

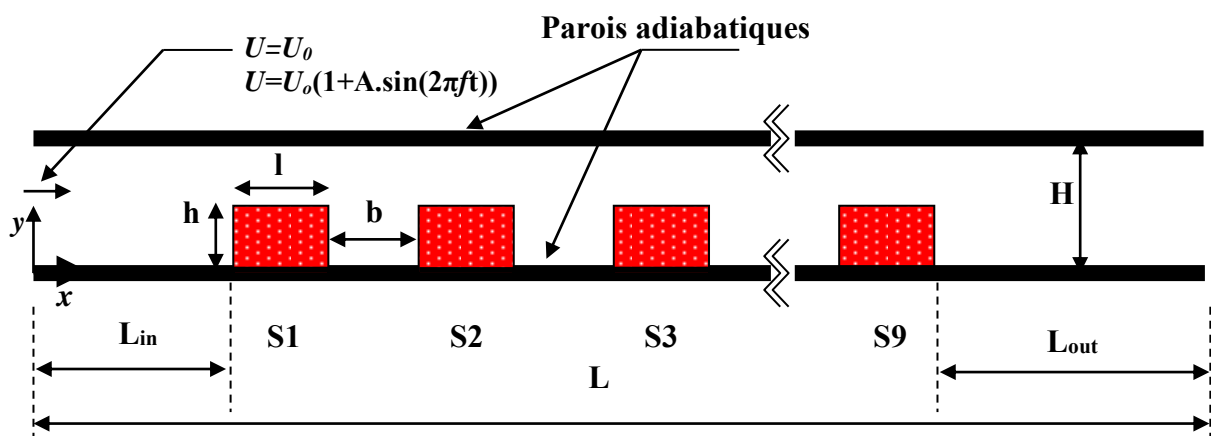


Figure 2.1 : Représentation schématique de la section de la configuration bidimensionnelle étudiée (2D). Seuls les 1<sup>er</sup>, 2<sup>ème</sup>, 3<sup>ème</sup> et 9<sup>ème</sup> bloc sont présentés. (Modélisation d'une carte électronique, Printed Circuit Board, PCB).

### 2.2.1.1 Modélisation

L'écoulement de transfert de chaleur dans le canal muni des blocs chauffés est régi par les équations de quantité de mouvement et l'équation de l'énergie en 2D.

Le fluide de refroidissement est considéré comme étant de l'air ( $Pr=0.71$ ). Il entre dans le canal soit uniformément par une vitesse constante  $U_0$  soit pulsé par une fonction sinusoïdale. Dans les installations expérimentales (Moon et al., 2005 et Ji et al., 2008) l'air pulsé est la résultante d'une onde acoustique générée par un générateur de fonction et un haut parleur placé perpendiculairement à l'écoulement axial. Un compresseur commandé par un convertisseur de fréquence fournit aussi un écoulement pulsé. Une pompe à un débit contrôlé peut fournir un écoulement de fluide oscillatoire dans un canal rainuré (Patera et al., 1986).

### 2.2.1.2 Équations dimensionnelles

Le transfert de chaleur dans les configurations des écoulements de fluide visqueux Newtonien (l'air est le fluide de refroidissement dans notre cas), en contact avec des parois solides et des blocs chauffés doivent satisfaire les trois équations de masse, de quantité de mouvement et de l'énergie. Ces équations font l'objet de plusieurs références de base (livres, articles) qui examinent ce phénomène physique. Pour la faible vitesse du fluide (régime laminaire), l'air est considéré comme incompressible. L'effet de la poussée d'Archimède due au gradient de la masse volumique par rapport aux effets inertiels est négligeable (Korichi, 2006). Les propriétés physiques du fluide et des blocs sont supposées constantes. Nous Rappelons ici que la gamme du nombre de Reynolds  $Re=[200\div 2000]$  assure un régime d'écoulement laminaire dans les systèmes de refroidissement électroniques, ce qui conduit à une gamme de vitesse de  $[0.3\div 5.0]$  m/s (Young, 1998).

Les équations bilans en régime transitoire sont définies comme suit :

- Équation de continuité (conservation de la masse):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \cdot \vec{v}^*) = 0 \quad (2.1)$$

- Conservation de quantité de mouvement:

$$\rho \frac{d\vec{v}^*}{dt} = -\vec{\nabla} p^* + \rho \vec{\nabla} u + \mu \Delta \vec{v}^* \quad (2.2)$$

- Équation de conservation de l'énergie :

$$\frac{d(\rho C_p T)}{dt} = \vec{\nabla}(k \vec{\nabla} T) - p^* (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}^*) + \Phi \quad (2.3)$$

Avec :  $v^*$ ,  $T$ ,  $p^*$  et  $\Phi$  : le vecteur vitesse ( $u$  et  $v$ ), la température, la pression et la dissipation, respectivement.

$\rho$ ,  $k$ ,  $C_p$ ,  $\mu$  : la masse volumique, la conductivité thermique, la chaleur spécifique à pression constante et la viscosité dynamique du fluide, respectivement.

Donc, ces équations sont écrites sous les formes dimensionnelles développées comme suit :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uu) + \frac{\partial}{\partial y}(uv) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left( v \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( v \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right\} \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uv) + \frac{\partial}{\partial y}(vv) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left( v \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( v \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right\}$$

(2.6)

$$\rho_0 C_p \left[ \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uT) + \frac{\partial}{\partial y}(vT) \right] = \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left( k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( k \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right\} \quad (2.7)$$

### 2.2.1.3 Équations adimensionnelles

La forme adimensionnelle des équations est utilisée afin de trouver des solutions générales aux problèmes physiques indépendamment des systèmes d'unités. Elle permet aussi la simplification de la résolution des systèmes d'équations et la réduction des paramètres physiques. Au lieu de parler des coordonnées  $x$ ,  $y$  d'une particule à l'instant  $t$ , de composante  $u$ ,  $v$  d'une vitesse et de pression  $p$ , etc., on introduit les variables adimensionnelles suivantes :

- Les longueurs adimensionnelles :  $X=x/H$ ,  $Y=y/H$
- Les vitesses adimensionnelles :  $U=u/U_0$ ,  $V=v/U_0$ .
- Le temps adimensionnel :  $\tau=tU_0/H$
- La température adimensionnelle :  $\theta=(T-T_a)/(T_s-T_a)$
- La pression adimensionnelle :  $P=(p-p_0)/\rho v^2$
- La conductivité adimensionnelle :  $K^*=k/ka$
- La viscosité adimensionnelle :  $v^*=v/v_a$ .

L'emploi des variables adimensionnelles permet de s'approcher de la réalité des phénomènes physiques. On obtient alors les équations adimensionnelles suivantes :

$$\text{➤ A } \tau = 0, \text{ on a } U=V=\theta=P=0 \quad (2.8)$$

➤ Pour  $\tau > 0$ , on a les équations gouvernantes de la convection forcée.

• **Équation de continuité**

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (2.9)$$

• **Équation de quantité de mouvement suivant l'axe X**

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial X}(UU) + \frac{\partial}{\partial Y}(UV) = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial X} \left( \nu^* \frac{\partial U}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left( \nu^* \frac{\partial V}{\partial Y} \right) \right\} \quad (2.10)$$

• **Équation de quantité de mouvement suivant l'axe Y**

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial X}(UV) + \frac{\partial}{\partial Y}(VV) = -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial X} \left( \nu^* \frac{\partial V}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left( \nu^* \frac{\partial V}{\partial Y} \right) \right\} \quad (2.11)$$

• **Équation de l'énergie**

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial X}(U\theta) + \frac{\partial}{\partial Y}(V\theta) = \frac{1}{\text{Re.Pr}} \left\{ \frac{\partial}{\partial X} \left( K^* \frac{\partial \theta}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left( K^* \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right) \right\} \quad (2.12)$$

Où :

$$\nu^* = \begin{cases} 1 & \longrightarrow \text{l'air} \\ \infty & \longrightarrow \text{dans les blocs} \end{cases} \quad K^* = \begin{cases} 1 & \longrightarrow \text{l'air} \\ \infty & \longrightarrow \text{dans les blocs} \end{cases} \quad (2.13)$$

• **Nombres adimensionnels**

- Nombre de Prandtl :  $\text{Pr} = \frac{\nu_{\text{air}}}{\alpha_{\text{air}}} \quad (2.14)$

- Nombre de Reynolds :  $\text{Re} = \frac{U_0 H}{\nu_{\text{air}}} \quad (2.15)$

Les composants électroniques sont supposés être des sources de chaleur donc ils sont considérés isothermes, c'est-à-dire  $\theta_s=1$  (température adimensionnelle des blocs solides chauffés). Les conditions aux limites adimensionnelles sont :

$$\text{à } X = 0, \quad 0 \leq Y \leq 1, \quad U = 1 \quad \text{ou} \quad U = 1 + A \sin(2\pi St \tau),$$

$$V = 0, \quad \theta = 0$$

$$\text{à } X = 40, \quad 0 \leq Y \leq 1, \quad \frac{\partial U}{\partial X} = \frac{\partial V}{\partial X} = \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad (2.16)$$

$$\text{à } Y = 0, \quad 0 \leq X \leq 40, \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0$$

$$\text{à } Y = 1, \quad 0 \leq X \leq 40, \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0$$

Dans le cas où l'écoulement est uniforme, la vitesse d'entrée est supposée constante  $U=U_0/ U_0$ , donc  $U=1$ . Avec  $St=fH/u_0$  est le nombre de Strouhal, c'est un nombre qui représente la fréquence adimensionnelle. Il est calculé soit de la fréquence naturelle du système (lorsque l'écoulement devient oscillatoire, pour le nombre de Reynolds  $Re$  supérieur à une valeur critique  $Re>Re_{cr}$ ), ou il est calculé à partir de la fréquence de pulsation du fluide à l'entrée du canal.

### **2.2.2 Application II : canal horizontal contenant des blocs chauffés avec des déflecteurs de refroidissement**

Dans cette section on entreprend la deuxième configuration examinée dans cette thèse, c'est l'étude de la convection forcée à vitesse uniforme et pulsée dans un canal horizontal contenant des blocs chauffés équipés par des déflecteurs de refroidissement.

La technique des déflecteurs placés dans les systèmes électroniques est adaptée pour augmenter l'efficacité de refroidissement à air, en particulier quand il n'y a pas assez de place pour installer un radiateur à ailettes (Heat sink) ou un ventilateur sur le composant. Les déflecteurs jouent le rôle de dirigeants de l'écoulement d'air dans les boîtiers contenant les composants. Ces solutions sont aussi préconisées lorsqu'il s'agit de refroidir des convertisseurs de courant ou de tension. Ces derniers peuvent générer des champs magnétiques qui perturbent le fonctionnement des pompes ou des ventilateurs s'ils étaient placés à proximité des composants (Arfaoui, 2008). Comme nous l'avons présenté dans la bibliographie, l'intégration des déflecteurs dans les systèmes de refroidissement électroniques a fait l'objet de plusieurs travaux de recherche récents (Lorenzini-Gutierrez et al., 2015, Xie et al., 2015, Luviano-Ortiz et al., 2008, Malekzadeh et al., 2012, Wang et al., 2002, Chatterjee et al., 2014).

La figure 2.2 illustre un canal horizontal muni de neuf blocs chauffés, équipé par des déflecteurs placés dans l'axe horizontal. Nous avons gardé les mêmes dimensions comme la première configuration (Fig. 2.1).

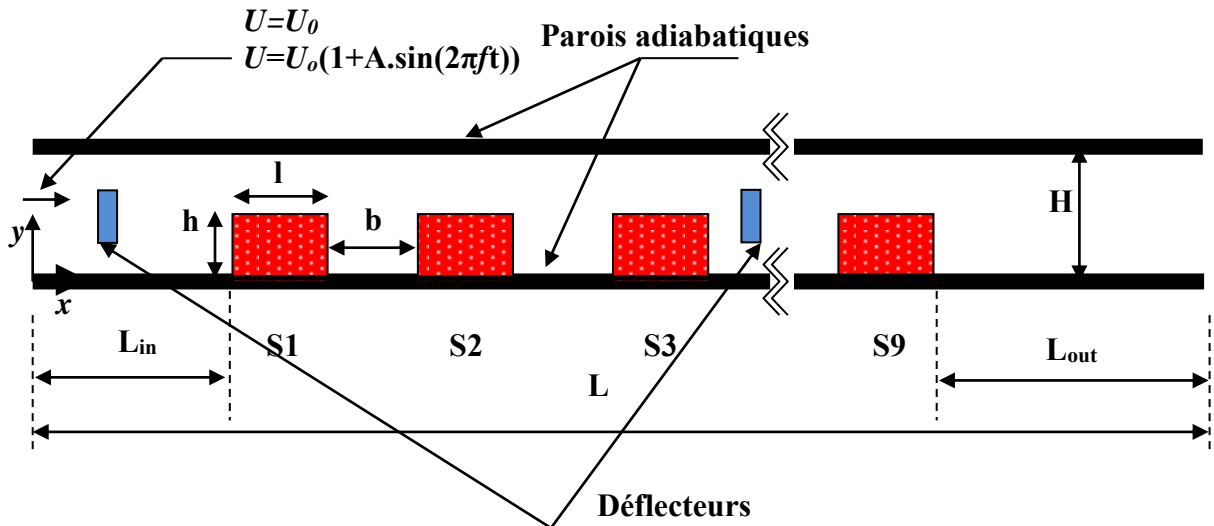


Figure 2.2 : Représentation schématique de la section de la configuration d'un canal contenant des blocs solides chauffés et des déflecteurs rectangulaires et triangulaires.

### 2.2.2.1 Types des déflecteurs

Les trois types de déflecteurs examinés dans cette partie sont :

- Déflecteur rectangulaire ;
- Déflecteur triangulaire orienté vers le haut ;
- Déflecteur triangulaire orienté vers le bas.

Les dimensions de ces déflecteurs sont représentées sur la figure 2.3.

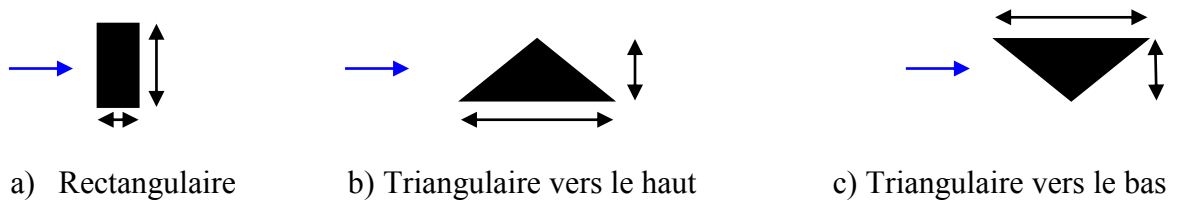


Figure 2.3 : Différentes formes de déflecteurs placés dans le sens horizontale de l'écoulement.

Les trois déflecteurs ont les mêmes surfaces et sont placés dans les mêmes emplacements du canal. Pour chaque cas, nous plaçons trois déflecteurs de mêmes types dans le canal muni des blocs chauffés, donc :

- Le premier déflecteur est placé avant le premier bloc S1 ;
- le deuxième déflecteur est placé entre le troisième et le quatrième bloc (S3 et S4);

- le troisième déflecteur est placé entre le sixième et le septième bloc (S6 et S7).

Généralement, les déflecteurs ont des dimensions de l'ordre des composants électroniques jusqu'à des déflecteurs qui ont des dimensions de l'ordre des packages, à titre d'exemple le déflecteur dans le travail de Zhao et al. (2003) a une forme rectangulaire de dimension de 152 mm x 78 mm x 30 mm. Les déflecteurs examinés dans le travail de Luviano-Ortiz et al. (2008) sont de type curvilignes concaves de dimension qui varie de 3 mm jusqu'à 5 mm. Dans le travail expérimental d'Herman et al. (2002), les auteurs ont intégré des déflecteurs curvilignes un quart d'un cercle de dimensions : longueur de 6.75 mm et un rayon de 5 mm. Les dix blocs chauffés ont une longueur  $l = 32$  mm et une hauteur de 9 mm, le canal est d'une hauteur de  $H = 25$  mm.

Si on se réfère aux dimensions de Moon et al. (2005) du canal horizontal qui contient des blocs, les déflecteurs utilisés dans notre étude ont les dimensions suivant :

- les déflecteurs triangulaires ont de 6.66 mm de hauteur et de 2.28 mm de largeur.
- les déflecteurs rectangulaires ont une hauteur de 3.33 mm et de 4.57 mm de largeur.

### 2.2.2.2 Équations adimensionnelles

Les équations adimensionnelles qui régissent la convection forcée instationnaire de cette configuration sont les mêmes équations utilisées dans la première application. Sauf les zones où ils existent les déflecteurs, ils sont des parties solides donc,

$$v^* = \begin{cases} 1 \longrightarrow \text{l'air} \\ \infty \longrightarrow \text{dans les déflecteurs} \end{cases} \quad K^* = \begin{cases} 1 \longrightarrow \text{l'air} \\ \infty \longrightarrow \text{dans les déflecteurs} \end{cases} \quad (2.23)$$

Ces conditions permettent de considérer une déviation de l'écoulement froide vers les zones chaudes.

Les conditions aux limites adimensionnelles sont :

$$\begin{aligned} \text{à } X = 0, \quad 0 \leq Y \leq 1, \quad U = 1 \quad \text{ou} \quad U = 1 + A \sin(2\pi St \tau), \\ V = 0, \quad \theta = 0 \end{aligned}$$

$$\text{à } X = 40, \quad 0 \leq Y \leq 1, \quad \frac{\partial U}{\partial X} = \frac{\partial V}{\partial X} = \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad (2.24)$$

$$\text{à } Y = 0, \quad 0 \leq X \leq 40, \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0$$

$$\text{à } Y = 1, \quad 0 \leq X \leq 40, \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0$$

## 2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les configurations considérées et les formulations mathématiques de la convection forcée instationnaire dans le canal munis des blocs chauffés et des déflecteurs de refroidissement. Les conditions initiales et aux limites du phénomène physique étudié sont détaillées. Nous avons présenté deux cas d'écoulement à l'entrée du canal : i) vitesse uniforme et ii) vitesse pulsé selon une fonction sinusoïdale. Nous avons montré que ces modèles mathématiques sont largement utilisés par des chercheurs dans la littérature, notamment dans les ouvrages de base traitant le phénomène du transfert de chaleur et la mécanique des fluides.



## CHAPITRE III : MÉTHODE NUMÉRIQUE

### 3.1 Introduction

Nous exposons dans ce chapitre les équations qui régissent les phénomènes la convection forcé dans le canal muni des blocs chauffés ainsi que la méthode numérique adapté.

Il existe à l'heure actuelle trois grands types de discrétisations des équations aux dérivées partielles (E.D.P) : les différences finies, les volumes finis et les éléments finis.

- **Les différences finies** : C'est la méthode la plus ancienne, introduite par Euler au XVIII<sup>e</sup> siècle. C'est une des plus simples et efficaces pour développer des schémas d'ordres élevés sur des maillages réguliers. Ses principaux inconvénients sont, d'une part, de ne pas respecter en générale les équations intégrales de conservation et, d'autre part, de ne pas pouvoir prendre en compte facilement des géométries complexes.
- **Les volumes finis** : Dans cette méthode, on intègre des équations de conservation que l'on applique sur chaque volume de contrôle élémentaire. A partir des variables connues aux centres des volumes, on évalue les flux aux surfaces des volumes par interpolation. La grille est a priori quelconque, permettant ainsi de traiter des écoulements à géométrie complexe. Cette méthode donne de très bon résultat, car elle garantie la conservation des bilans massique et thermique sur tout le domaine étudié.
- **Les éléments finis** : La technique des éléments finis est similaire à celle des volumes finis pour la discrétisation : maillage non structuré, avec pour volume de contrôles élémentaires des tétraèdres ou hexaèdres en 3-D. Sur chaque des volumes, on introduit une fonction de pondération, généralement, un polynôme de degré plus élevé, avant d'intégrer les équations de conservation. La solution s'obtient alors par minimisation du résidu. Parmi les avantages de cette approche, retenons l'étude des géométries très compliquées, et le formalisme permettant de développer un certain nombre de résultats mathématiques. Les matrices à traiter sont, en général, sans propriétés particulières, contrairement aux matrices obtenues avec des grilles régulières.

Dans notre étude nous choisissons la méthode des volumes finis pour discrétiser les équations de transport exposées dans le deuxième chapitre. Il est noté que la méthode des volumes finis a été largement décrite par plusieurs auteurs : Patankar (1980) ; Afrid et al. (1992) ; Bessaih et al. (1996) et Bouttout et al. (2006).

### 3.2 Maillage

Les équations différentielles ponctuelles qui gouvernent le phénomène sont écrites dans chaque point du domaine physique. Pour les projeter sur ce domaine nous construisons une grille divisée en un certain nombre de volumes finis, et en chaque volume, on considère des points situés en son milieu. Les faces d'un volume de contrôle typique sont localisées dans les points  $e$ ,  $w$ ,  $n$ ,  $s$  (Fig. 3.1). Notons  $P$  le centre du volume de contrôle considéré et  $E$ ,  $W$ ,  $N$ ,  $S$  sont les centres des volumes de contrôles adjacents situés respectivement à l'Est, l'Ouest, le Nord et le Sud de celui contenant  $P$ . Les quantités scalaires (pression et température) sont stockées aux centres des volumes finis (Fig. 3.2). Par contre, les quantités vectorielles (composantes  $u$  et  $v$ ) sont stockées respectivement aux faces Est et Nord. Pour éviter certains problèmes numériques, les équations de quantité de mouvement sont résolues dans des volumes finis décalés vers la droite pour l'impulsion suivant  $X$  et vers le haut pour l'impulsion suivant  $Y$  (Fig. 3.3).

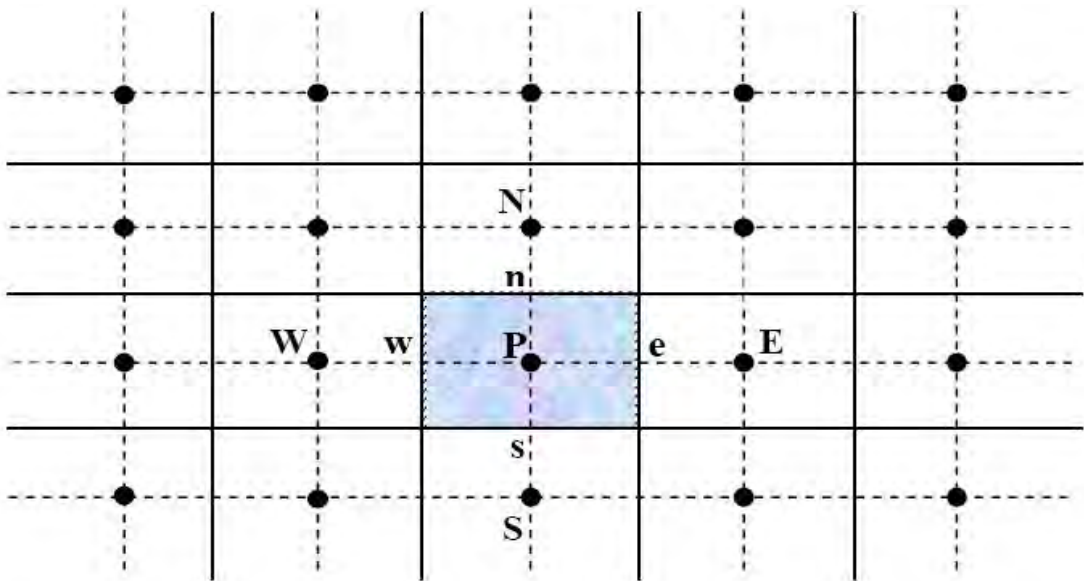


Figure 3.1: Volume de contrôle bidimensionnel.

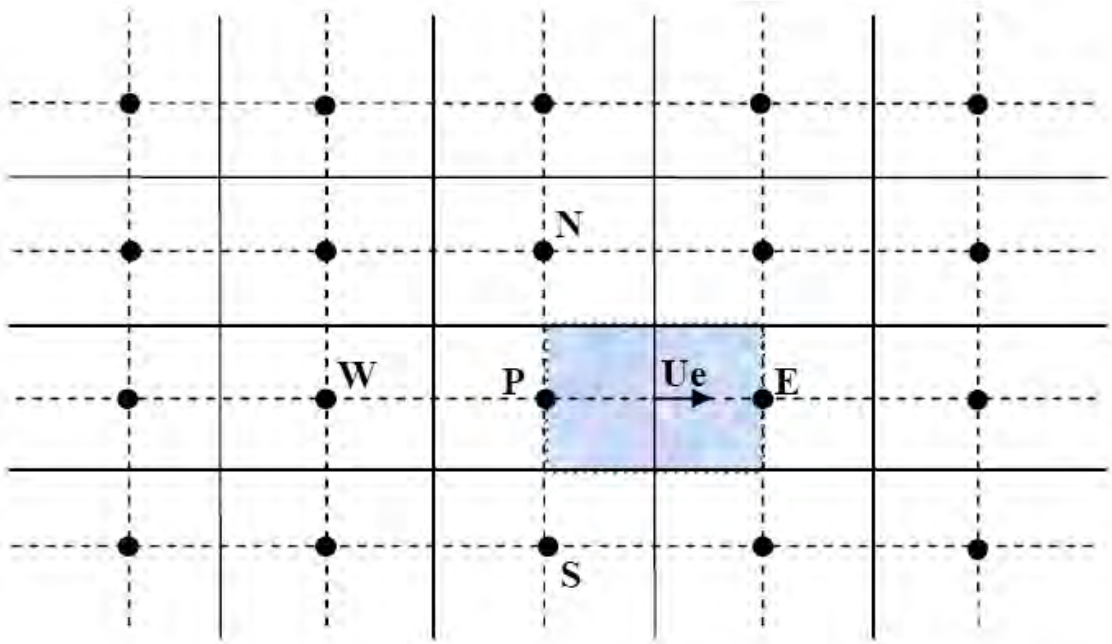


Figure 3.2: Volume de contrôle décalé vers la droite.

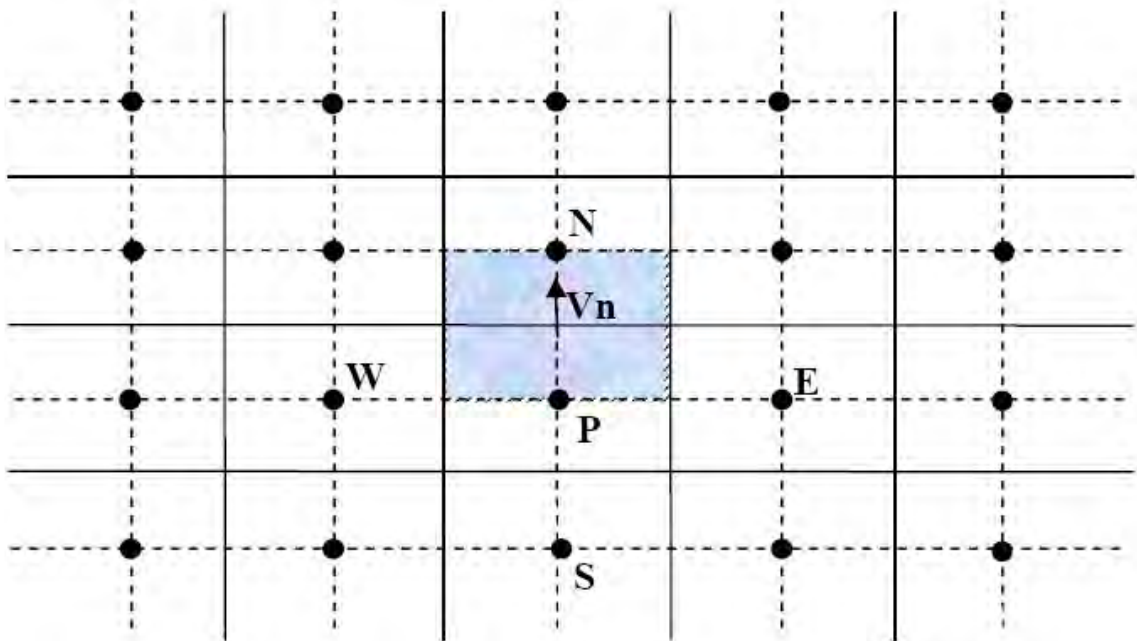


Figure 14 : Volume de contrôle décalé vers le haut.

### 3.3 Intégration d'une équation générale de transport

#### 3.3.1 Équation générale de transport

Considérons l'équation de transport de la variable  $\phi$  :

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial X_j} (U_j \phi) = \frac{\partial}{\partial X_j} \left( \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X_j} \right) + S_\phi \quad (3.1)$$

(j : indice de somme ; j=1, 2 dans le cas bidimensionnel)

$\frac{\partial \phi}{\partial \tau}$  : le terme transitoire.

$\frac{\partial}{\partial X_j} (U_j \phi)$  : le transport par convection de  $\phi$  .

$\frac{\partial}{\partial X_j} \left( \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X_j} \right)$  : le transport par diffusion de  $\phi$  .

$S_\phi$  : le terme source.

Pour notre problème nous donnons la définition de  $\phi$ ,  $\Gamma$  et  $S_\phi$  dans le tableau suivant :

Tableau 3.1 : Définition de  $\phi$ ,  $\Gamma$  et  $S_\phi$  des équations gouvernantes.

Équation	$\phi$	$\Gamma$	$S_\phi$
Continuité	1	0	0
Quantité de mouvement suivant X	U	$\frac{1}{\text{Re}} \nu^*$	$-\frac{\partial P}{\partial X}$
Quantité de mouvement suivant Y	V	$\frac{1}{\text{Re}} \nu^*$	$-\frac{\partial P}{\partial Y}$
Énergie	$\theta$	$\frac{1}{\text{Re} \cdot \text{Pr}} K^*$	0

#### 3.3.2 Intégration sur un volume de contrôle typique

Pour obtenir l'équation de discrétisation de la variable dépendante  $\phi$  dans un domaine cartésien bidimensionnel, on intègre l'équation générale de transport sur un volume de contrôle (Fig. 2.1) :

$$\int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_s^e \int_w^e \frac{\partial \phi}{\partial \tau} dXdYd\tau + \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_s^e \int_w^e \frac{\partial J_x}{\partial X} dXdYd\tau + \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_s^e \int_w^e \frac{\partial J_y}{\partial Y} dXdYd\tau = \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_s^e \int_w^e S_\phi dXdYd\tau \quad (3.2)$$

Avec :

$$J_x = U\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial X}$$

(3.3)

$$J_y = V\phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial Y} \quad (3.4)$$

Le résultat de l'intégration de l'équation (3.2) et la division par  $\Delta\tau$  donne :

$$\frac{\phi_p^{n+1} - \phi_p^n}{\Delta\tau} \Delta X \Delta Y + J_e^{n+1} - J_w^{n+1} + J_n^{n+1} - J_s^{n+1} = \overline{S_\phi} \Delta X \Delta Y \quad (3.5)$$

Où :  $n$  et  $n+1$  correspondant les incréments du temps  $\tau$  et  $\tau + \Delta\tau$ .

$$J_e = U_e \phi_e \Delta Y - \Gamma \left. \frac{\partial \phi}{\partial X} \right|_e \Delta Y \quad (3.6)$$

$$J_w = U_w \phi_w \Delta Y - \Gamma \left. \frac{\partial \phi}{\partial X} \right|_w \Delta Y \quad (3.7)$$

$$J_n = V_n \phi_n \Delta X - \Gamma \left. \frac{\partial \phi}{\partial Y} \right|_n \Delta X \quad (3.8)$$

$$J_s = V_s \phi_s \Delta X - \Gamma \left. \frac{\partial \phi}{\partial Y} \right|_s \Delta X$$

(3.9)

Les quantités  $J_e, J_w, J_n$  et  $J_s$  sont les flux aux interfaces (e, w, n, s). Le terme  $S_\phi$  est supposé être constant dans le volume de contrôle.  $\overline{S_\phi}$  est évalué au centre du volume de contrôle (Fig. 2.2).

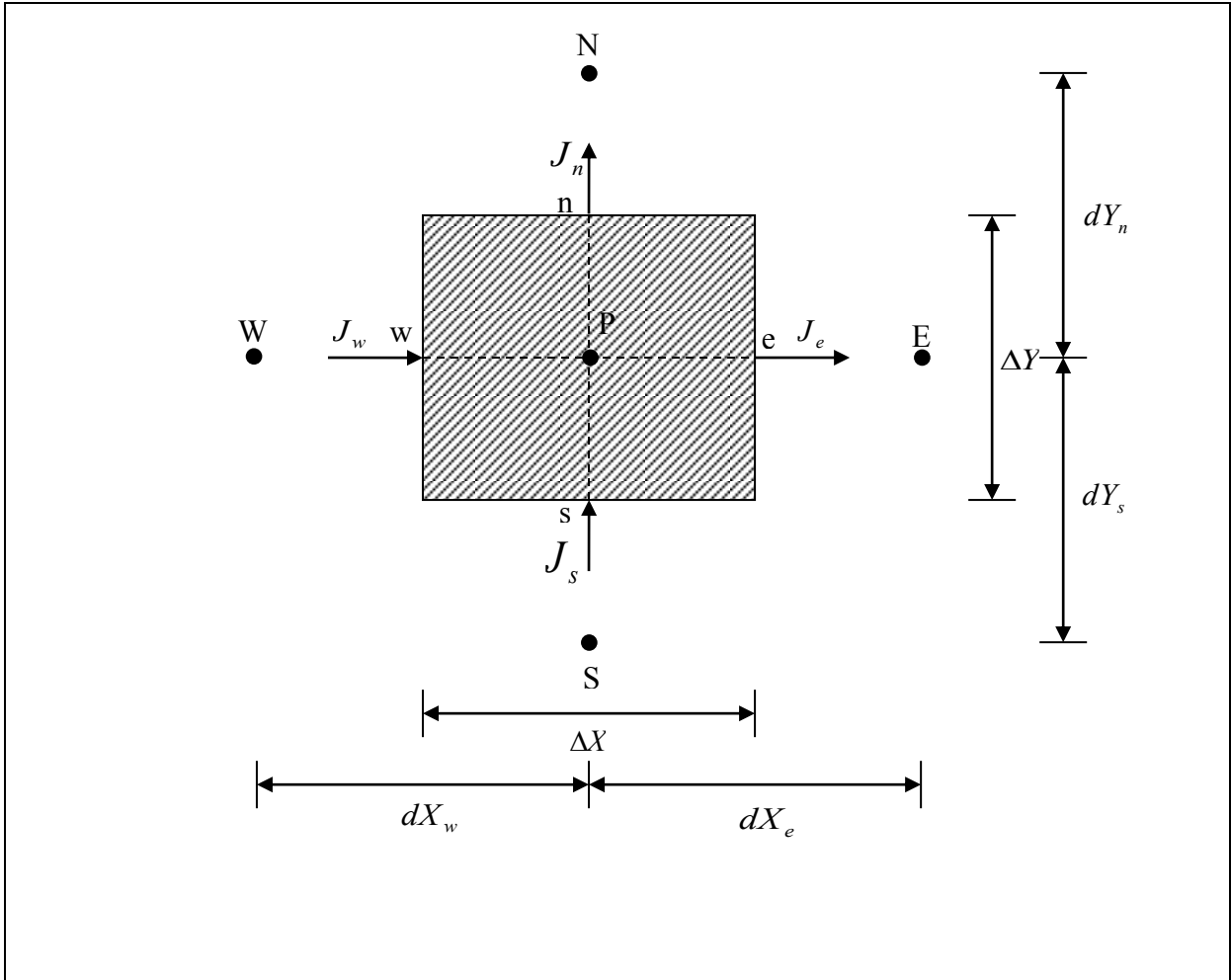


Figure 3.4 : Volume de contrôle typique.

### 3.3.2 Les schémas numériques

Nous allons présenter une forme générale de l'équation algébrique discrétisée où le flux total de convection et diffusion est calculé par une fonction  $A(|P|)$  (tableau 3.2), on peut écrire l'équation (3.5) sous forme compacte comme :

$$A_P \phi_P^{n+1} = A_E \phi_E^{n+1} + A_W \phi_W^{n+1} + A_N \phi_N^{n+1} + A_S \phi_S^{n+1} + b \quad (3.10)$$

Avec :

$$A_E = D_e A(|P_e|) + \max(-F_e, 0) \quad (3.11)$$

$$A_W = D_w A(|P_w|) + \max(F_w, 0) \quad (3.12)$$

$$A_N = D_n A(|P_n|) + \max(-F_n, 0) \quad (3.13)$$

$$A_S = D_s A(|P_s|) + \max(F_s, 0) \quad (3.14)$$

$$b = (\bar{S}_\phi + \frac{\phi^n}{\Delta\tau})\Delta X\Delta Y \quad (3.15)$$

$$A_p = A_E + A_W + A_N + A_S + (F_e - F_w + F_n - F_s) + \frac{\Delta X\Delta Y}{\Delta\tau} \quad (3.16)$$

$$F_e = U_e\Delta Y \quad (3.17)$$

$$F_w = U_w\Delta Y \quad (3.18)$$

$$F_n = V_n\Delta X \quad (3.19)$$

$$F_s = V_s\Delta X \quad (3.20)$$

$$D_e = \frac{\Gamma_e}{dX_e}\Delta Y \quad (3.21)$$

$$D_w = \frac{\Gamma_w}{dX_w}\Delta Y \quad (3.22)$$

$$D_n = \frac{\Gamma_n}{dY_n}\Delta X \quad (3.23)$$

$$D_s = \frac{\Gamma_s}{dY_s}\Delta X \quad (3.24)$$

$$P_e = \frac{F_e}{D_e}, P_w = \frac{F_w}{D_w}, P_n = \frac{F_n}{D_n} \text{ et } P_s = \frac{F_s}{D_s}. \quad (3.25)$$

Où :  $(F_e, F_w, F_n, F_s)$ ,  $(D_e, D_w, D_n, D_s)$  et  $(P_e, P_w, P_n, P_s)$  sont respectivement, les flux convectifs et diffusifs, et les nombres de Peclet aux interfaces e, w, n et s.

### 3.3.3 Fonction $A(|P|)$ pour différents schémas numériques

Le tableau ci-dessous donne les expressions de la fonction  $A(|P|)$  pour différents schémas numériques.

Tableau 3.2 : Fonction  $A(|P|)$  pour différents schémas numériques (Patankar et al., 1980).

Schéma	Formule de la fonction $A( P )$
Différences centrées	$1-0.5 P $
Upwind	1
Hybrid	$\text{Max}[0, 1-0.5 P ]$
Power Law	$\text{Max}[0, (1-0.1 P )^5]$
Exponentiel	$ P  / [\exp( P )-1]$

Dans le présent travail nous utilisons le schéma des différences centrées. La stabilité numérique de ce schéma exige que tous les nombres de Peclet doivent être inférieur à 2 en valeurs absolus :  $|P_{e,w,n,s}| < 2$  (Afrid et Zebib, 1989). Ce schéma est mieux placé pour capter les instabilités physiques contrairement au schéma power-law (Wang et al. 2002, Afrid et Zebib, 1989).

### 3.4 Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement suivant X

Tous les termes de l'équation de la quantité de mouvement suivant  $x$  sont multipliés par  $dx.dy$  et double intégrés entre les limites du volume fini décalé vers la droite. Les résultats des intégrales sont réarrangés sous la forme standard d'une équation de discrétisation algébrique :

$$A_P(i, j)U^{n+1}(i, j) = A_E(i, j)U^{n+1}(i+1, j) + A_W(i, j)U^{n+1}(i-1, j) + A_N(i, j)U^{n+1}(i, j+1) + A_S(i, j)U^{n+1}(i, j-1) + b(i, j) \quad (3.26)$$

Avec :

$$A_E(i, j) = D_e A(|P_e|) + \max(-F_e, 0) \quad (3.27)$$

$$A_W(i, j) = D_w A(|P_w|) + \max(F_w, 0) \quad (3.28)$$

$$A_N(i, j) = D_n A(|P_n|) + \max(-F_n, 0) \quad (3.29)$$

$$A_S(i, j) = D_s A(|P_s|) + \max(F_s, 0) \quad (3.30)$$

$$b(i, j) = [P(i, j) - P(i+1, j)]\Delta Y(j) + \frac{U^n(i, j)}{\Delta \tau} dX(i)\Delta Y(j) \quad (3.31)$$

$$A_P = A_E(i, j) + A_W(i, j) + A_N(i, j) + A_S(i, j) + \frac{dX(i)\Delta Y(j)}{\Delta \tau} \quad (3.32)$$



Les termes convectifs :

$$F_e = \frac{1}{2}[U(i+1, j) + U(i, j)]\Delta Y(j) \quad (3.33)$$

$$F_w = \frac{1}{2}[U(i-1, j) + U(i, j)]\Delta Y(j) \quad (3.34)$$

$$F_n = \frac{1}{2}[V(i, j) + V(i+1, j)]dX(i) \quad (3.35)$$

$$F_s = \frac{1}{2}[V(i, j-1) + U(i+1, j-1)]dX(i) \quad (3.36)$$

Les termes diffusifs (Afrid, 1989, Bessaih, 1994, Bouttout, 2006) :

$$D_e = \frac{1}{\text{Re}} \frac{\nu(i, j)\Delta Y(j)}{\Delta X(i+1)} \quad (3.37)$$

$$D_w = \frac{1}{\text{Re}} \frac{\nu(i, j)\Delta Y(j)}{\Delta X(i)} \quad (3.38)$$

$$D_n = \frac{1}{\text{Re}} \frac{\Delta X(i+1)}{\frac{\Delta Y(j)}{\nu(i+1, j)} + \frac{\Delta Y(j+1)}{\nu(i+1, j+1)}} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\Delta X(i)}{\frac{\Delta Y(j)}{\nu(i, j)} + \frac{\Delta Y(j+1)}{\nu(i, j+1)}} \quad (3.39)$$

$$D_s = \frac{1}{\text{Re}} \frac{\Delta X(i+1)}{\frac{\Delta Y(j)}{\nu(i+1, j)} + \frac{\Delta Y(j+1)}{\nu(i+1, j+1)}} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\Delta X(i)}{\frac{\Delta Y(j)}{\nu(i, j)} + \frac{\Delta Y(j+1)}{\nu(i, j+1)}} \quad (3.40)$$

### 3.5 Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement suivant Y

Tous les termes de l'équation de la quantité de mouvement suivant  $y$  sont multipliés par  $dx.dy$  et double intégrés entre les limites du volume fini décalé vers la droite. Les résultats des intégrales sont réarrangés sous la forme standard d'une équation de discrétisation algébrique :

$$\begin{aligned} A_p(i, j)V^{n+1}(i, j) = & A_E(i, j)V^{n+1}(i+1, j) + A_W(i, j)V^{n+1}(i-1, j) + A_N(i, j)V^{n+1}(i, j+1) \\ & + A_S(i, j)V^{n+1}(i, j-1) + b(i, j) \end{aligned} \quad (3.41)$$

Avec :

$$A_E(i, j) = D_e A(|P_e|) + \max(-F_e, 0) \quad (3.42)$$

$$A_W(i, j) = D_w A(|P_w|) + \max(F_w, 0) \quad (3.43)$$

$$A_N(i, j) = D_n A(|P_n|) + \max(-F_n, 0) \quad (3.44)$$

$$A_S(i, j) = D_s A(|P_s|) + \max(F_s, 0) \quad (3.45)$$

$$b(i, j) = [P(i, j) - P(i, j+1)]\Delta X(i) + \frac{V^n(i, j)}{\Delta \tau} \Delta X(i) dY(j) \quad (3.46)$$

$$A_P(i, j) = A_E(i, j) + A_W(i, j) + A_N(i, j) + A_S(i, j) + \frac{\Delta X(i) dY(j)}{\Delta \tau} \quad (3.47)$$

Les termes convectifs :

$$F_e = \frac{1}{2} [U(i, j) + U(i, j+1)] dY(j) \quad (3.48)$$

$$F_w = \frac{1}{2} [U(i-1, j) + U(i-1, j+1)] dY(j) \quad (3.49)$$

$$F_n = \frac{1}{2} [V(i, j+1) + V(i, j)] \Delta X(i) \quad (3.50)$$

$$F_s = \frac{1}{2} [V(i, j-1) + V(i, j)] \Delta X(i) \quad (3.51)$$

Les termes diffusifs:

$$D_e = \frac{1}{\text{Re}} \frac{\Delta Y(j+1)}{\frac{\Delta X(i)}{v^*(i, j+1)} + \frac{\Delta X(i+1)}{v^*(i+1, j+1)}} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\Delta Y(j)}{\frac{\Delta X(i)}{v^*(i, j)} + \frac{\Delta X(i+1)}{v^*(i+1, j)}} \quad (3.52)$$

$$D_w = \frac{1}{\text{Re}} \frac{\Delta Y(j+1)}{\frac{\Delta X(i-1)}{v^*(i-1, j+1)} + \frac{\Delta X(i)}{v^*(i, j+1)}} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\Delta Y(j)}{\frac{\Delta X(i-1)}{v^*(i-1, j)} + \frac{\Delta X(i)}{v^*(i, j)}} \quad (3.53)$$

$$D_n = \frac{1}{\text{Re}} \frac{v^*(i, j+1) \Delta X(i)}{\Delta Y(i+1)} \quad (3.54)$$

$$D_s = \frac{1}{\text{Re}} \frac{v^*(i, j) \Delta X(i)}{\Delta Y(i)} \quad (3.55)$$

### 3.6 Discrétisation de l'équation de l'énergie

L'intégration de l'équation de l'énergie adimensionnelle (2.5) sur un volume de contrôle typique (Fig.15) donne l'équation algébrique :

$$A_P(i, j) \theta^{n+1}(i, j) = A_E(i, j) \theta^{n+1}(i+1, j) + A_W(i, j) \theta^{n+1}(i-1, j) + A_N(i, j) \theta^{n+1}(i, j+1) \\ + A_S(i, j) \theta^{n+1}(i, j-1) \quad (3.56)$$

Avec :

$$A_E(i, j) = D_e A(|P_e|) + \max(-F_e, 0) \quad (3.57)$$

$$A_W(i, j) = D_w A(|P_w|) + \max(F_w, 0) \quad (3.58)$$

$$A_N(i, j) = D_n A(|P_n|) + \max(-F_n, 0) \quad (3.59)$$

$$A_s(i, j) = D_s A(|P_s|) + \max(F_s, 0) \quad (3.60)$$

$$b(i, j) = \frac{\theta^n(i, j)}{\Delta \tau} \Delta X(i) \Delta Y(j) \quad (3.61)$$

$$A_p(i, j) = A_E(i, j) + A_W(i, j) + A_N(i, j) + A_S(i, j) + \frac{\Delta X(i) dY(j)}{\Delta \tau} \quad (3.62)$$

Les termes convectifs :

$$F_e = U(i, j) \Delta Y(j) \quad (3.63)$$

$$F_w = U(i-1, j) \Delta Y(j) \quad (3.64)$$

$$F_n = V(i, j) \Delta X(i) \quad (3.65)$$

$$F_s = V(i, j-1) \Delta X(i) \quad (3.66)$$

Les termes diffusifs:

$$D_e = \frac{1}{\text{Re.Pr}} \frac{2\Delta Y(j)}{\frac{\Delta X(i)}{K^*(i, j)} + \frac{\Delta X(i+1)}{K^*(i+1, j)}} \quad (3.67)$$

$$D_w = \frac{1}{\text{Re.Pr}} \frac{2\Delta Y(j)}{\frac{\Delta X(i-1)}{K^*(i-1, j)} + \frac{\Delta X(i)}{K^*(i, j)}} \quad (3.68)$$

$$D_n = \frac{1}{\text{Re.Pr}} \frac{2\Delta X(i)}{\frac{\Delta Y(j)}{K^*(i, j)} + \frac{\Delta Y(j+1)}{K^*(i, j+1)}} \quad (3.69)$$

$$D_s = \frac{1}{\text{Re.Pr}} \frac{2\Delta X(i)}{\frac{\Delta Y(j-1)}{K^*(i, j-1)} + \frac{\Delta Y(j)}{K^*(i, j)}} \quad (3.70)$$

### 3.7 Algorithme de Thomas

L'algorithme de Thomas, dit aussi TDMA (Tridiagonal Matrix Algorithm), est un algorithme de résolution d'un système d'équation tridiagonal. L'avantage de l'algorithme de Thomas est que l'information des conditions aux limites, se propage immédiatement vers l'intérieur du domaine physique (Korichi, 2006).

L'équation général discrétisé d'une grandeur physique  $\phi$  s'écrit :

$$A_p(i, j) \Phi^{n+1}(i, j) = A_E(i, j) \Phi^{n+1}(i+1, j) + A_W(i, j) \Phi^{n+1}(i-1, j) + A_N(i, j) \Phi^{n+1}(i, j+1) + A_S(i, j) \Phi^{n+1}(i, j-1) + b(i, j) \quad (3.71)$$

Cette équation peut être écrite sous la forme tridiagonale de la manière suivante :

$$A_{i,j} \Phi_{i,j} = B_{i,j} \Phi_{i,j} + C_{i,j} \Phi_{i,j} + D_{i,j} \quad (3.72)$$

Avec:

$$A_{i,j}=A_p(i,j); B_{i,j}=A_N(i,j); C_{i,j}=A_S(i,j); D_{i,j}=A_E(i,j)\Phi^{n+1}(i+1,j)+A_W(i,j)\Phi^{n+1}(i-1,j)+b(i,j) \quad (3.73)$$

On considère deux coefficients  $P_{i,j}$  et  $Q_{i,j}$  tels que :

$$\Phi_{i,j}=P_{i,j}\Phi_{i,j+1}+Q_{i,j} \quad (3.74)$$

Introduisons ces coefficients dans l'équation (3.73), on obtient :

$$\Phi_{i,j} = \left( \frac{B_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j}P_{i,j-1}} \right) \Phi_{i,j+1} + \left( \frac{C_{i,j}Q_{i,j-1} + D_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j}P_{i,j-1}} \right) \quad (3.75)$$

Donc, les coefficients  $P_{i,j}$  et  $Q_{i,j}$  sont définis :

$$P_{i,j} = \left( \frac{B_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j}P_{i,j-1}} \right) \quad (3.76)$$

$$Q_{i,j} = \left( \frac{C_{i,j}Q_{i,j-1} + D_{i,j}}{A_{i,j} - C_{i,j}P_{i,j-1}} \right) \quad (3.77)$$

Les étapes de calcul de l'algorithme de thomas est le suivant :

- 1- Calcul des coefficients  $P_{i,1}$  et  $Q_{i,1}$  par la condition imposée sur la frontière  $j=1$ .
- 2- Calcul de  $P_{i,j}$  et  $Q_{i,j}$  par les équations (3.76) et (3.77) de  $j=2$ ,  $j=1-1$ .
- 3- Calcul de  $\Phi_{i,m}$  par la condition imposée sur la frontière d'indice  $j=jl$ .
- 4- Calcul de  $\Phi_{i,j}$  par la relation de  $j=jl-1$  à  $j=1$  par la relation (3.75).

### 3.8 Algorithme SIMPLER (Patankar, 1980)

Les différentes séquences de l'algorithme SIMPLER sont :

1. Estimer un champ de vitesse.
2. Calculer les coefficients des équations de quantité de mouvement et calculer les pseudo-vitesses  $\hat{U}$  et  $\hat{V}$ .

$$\hat{U} = \frac{\left[ \sum_{nb=E,W,N,S} (A_{nb}(i,j)U_{nb}(i,j) + b^u(i,j)) \right]}{A_p(i,j)}, \quad \hat{V} = \frac{\left[ \sum_{nb=E,W,N,S} (A_{nb}(i,j)V_{nb}(i,j) + b^v(i,j)) \right]}{A_p(i,j)} \quad (3.78)$$

$b^u(i,j)$  : contient les termes sources de l'équation discrétisée de quantité de mouvement suivant X, sauf le terme de pression.

$b^v(i,j)$  : contient les termes sources de l'équation discrétisée de quantité de mouvement suivant Y, sauf le terme de pression.

3. Calculer les coefficients de l'équation de pression discrétisée et résoudre cette équation pour obtenir le champ de pression P.

$$\begin{aligned}
 A_p(i, j)P(i, j) &= A_E(i, j)P(i+1, j) + A_W(i, j)P(i-1, j) + A_N(i, j)P(i, j+1) + \\
 &A_S(i, j)P(i, j-1) + b(i, j)
 \end{aligned} \tag{3.79}$$

4. Considérer le champ de pression obtenu comme une estimation  $P^*$  et résoudre les équations de quantités de mouvement discrétisées pour obtenir  $U^*$  et  $V^*$ .

$$\begin{aligned}
 A_p(i, j)U^*(i, j) &= A_E(i, j)U^*(i+1, j) + A_W(i, j)U^*(i-1, j) + A_N(i, j)U^*(i, j+1) + \\
 &A_S(i, j)U^*(i, j-1) + (P^*(i, j) - P^*(i+1, j))\Delta Y(j) + b^u(i, j)
 \end{aligned} \tag{3.80}$$

et

$$\begin{aligned}
 A_p(i, j)V^*(i, j) &= A_E(i, j)V^*(i+1, j) + A_W(i, j)V^*(i-1, j) + A_N(i, j)V^*(i, j+1) + \\
 &(P^*(i, j) - P^*(i, j+1))\Delta X(i) + b^v(i, j)
 \end{aligned} \tag{3.81}$$

5. Calculer le terme  $b$  de l'équation de correction de pression et résoudre cette équation pour obtenir  $P'$ .

$$\begin{aligned}
 A_p(i, j)P'(i, j) &= A_E(i, j)P'(i+1, j) + A_W(i, j)P'(i-1, j) + A_N(i, j)P'(i, j+1) + \\
 &A_S(i, j)P'(i, j-1) + b(i, j)
 \end{aligned} \tag{3.82}$$

6. Corriger le champ de vitesse en utilisant les équations de correction de vitesses

$$U(i, j) = U^*(i, j) + P_u(i, j)(P'(i, j) - P'(i+1, j)) \tag{3.83}$$

$$V(i, j) = V^*(i, j) + P_v(i, j)(P'(i, j) - P'(i, j+1)) \tag{3.84}$$

7. Résoudre l'équation algébrique discrétisée d'énergie (3.57) pour obtenir la température  $\theta$ .

8. Considérer le champ de vitesses comme une nouvelle estimation des vitesses et retourner à l'étape (2) jusqu'à la vérification de la convergence :

$$|\theta^{n+1} - \theta^n| \leq 10^{-4} \tag{3.85}$$

$$|U^{n+1} - U^n| \leq 10^{-4} \tag{3.86}$$

$$|V^{n+1} - V^n| \leq 10^{-4} \tag{3.87}$$

9. Impression des résultats.

### 3.9 Organigramme du code de calcul

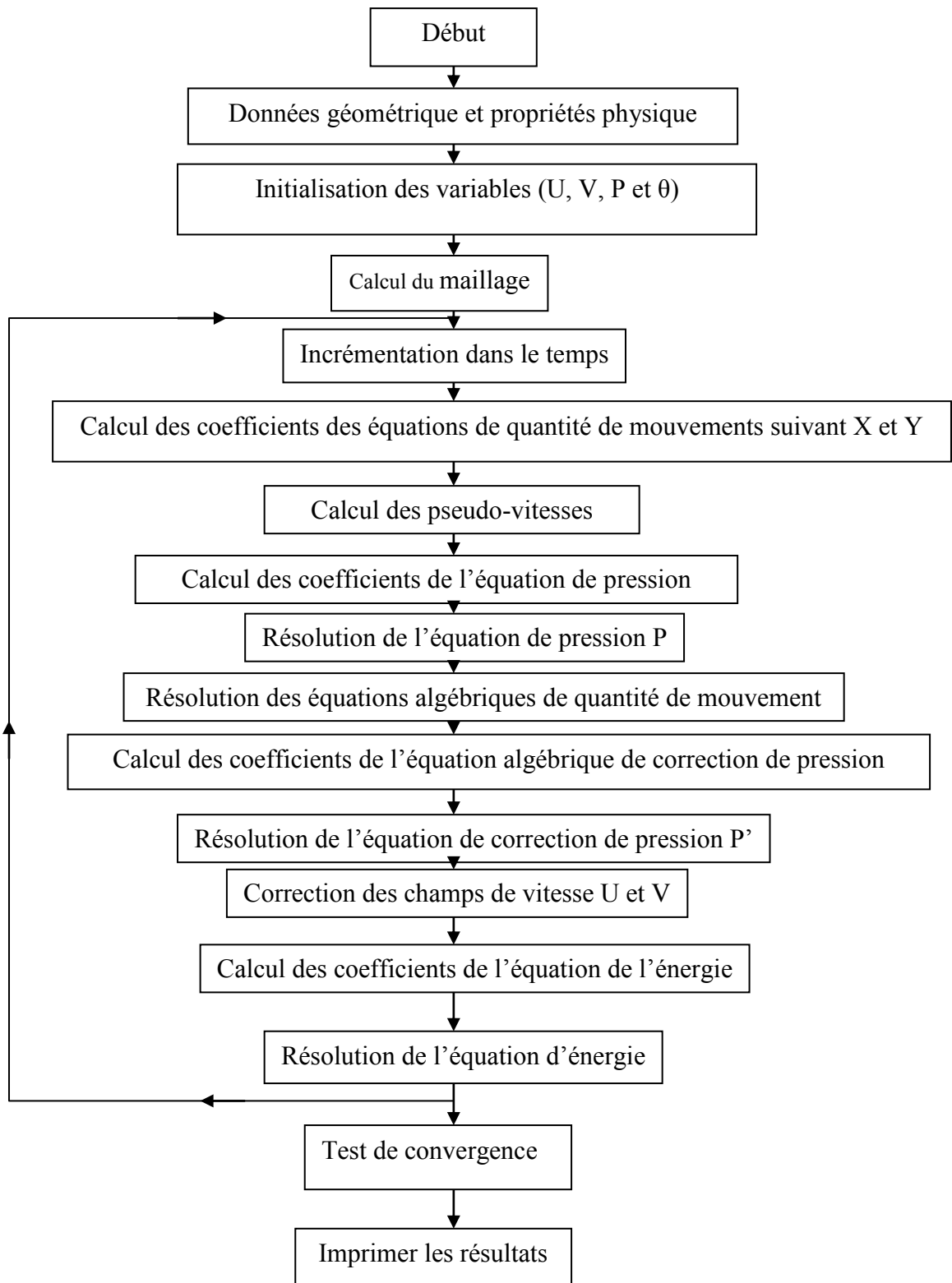


Figure 3.5 : Organigramme du code de calcul basé sur l'algorithme SIMPLER.

### 3.10 Conclusion

Ce chapitre décrit la méthode numérique utilisé dans cette thèse pour simuler numériquement la convection instationnaire dans le canal muni des blocs chauffés et des déflecteurs. Nous avons présenté les formes intégrales des équations gouvernantes et les schémas de discrétisations des termes convectifs. Les équations algébriques après discrétisations ont été obtenues. Le couplage vitesse pression a été résolu en utilisant l'algorithme SIMPLER. Les calculs ont été effectués par un micro-ordinateur personnel, Pentium Core 2 de fréquence 3 GH et de mémoire vive égale à 2 Go.

## CHAPITRE IV : RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

### 4.1 Introduction

Nos résultats de simulation numériques sont présentés en deux parties :

- La première partie concerne la convection forcée dans un canal horizontale muni des blocs chauffés (Fig. 2.1). La vitesse de l'écoulement à l'entrée du canal est constante en premier cas, puis une fonction sinusoïdale dans le deuxième cas. L'excitation de l'écoulement est utilisée dans plusieurs applications industrielles, afin d'améliorer le transfert de chaleur.
- La deuxième partie est consacrée à la convection dans un canal horizontale muni des sources de chaleur avec des déflecteurs (Fig. 2.2). Dans les récentes applications de refroidissement des composants électroniques, l'instabilité de l'écoulement convectif est assurée par des perturbateurs ou des agitateurs de nature piézoélectriques.

Les résultats numériques obtenus sont présentés par des contours de fonction de courant, des isothermes, des contours de suivi de particules, des profils de vitesses et de température dans différents points du canal, ainsi que des spectres des composantes des vitesses  $U$  et  $V$  et aussi du nombre de Nusselt moyen et du gain de transfert de chaleur de chaque bloc chauffé.

Tous les résultats sont présentés en valeurs adimensionnelles.

- **Lignes de courant**

Les lignes de courant sont tracées à l'aide de la fonction de courant définie par :

$$U = \frac{\partial \psi}{\partial Y} \quad (4.1)$$

Physiquement, la différence entre deux lignes de courant représente le débit du fluide écoulé à travers la distance séparant ces deux lignes :

$$\int_1^2 \partial \Psi = \int_1^2 U dY \quad (4.2)$$

Après intégration, on a :

$$\Psi_2 - \Psi_1 = \int_1^2 U dY = U \Delta Y \quad (4.3)$$

- **Lignes des isothermes**

Par définition, une isotherme est une ligne qui passe par tous les points ayant les mêmes températures. Les isothermes sont obtenues après la résolution de l'équation de l'énergie dans tout le domaine du canal.



- **Vecteur vitesses**

Un vecteur vitesse est la résultante des deux composantes de la vitesse ( $U$  et  $V$ ) dans les deux sens  $X$  et  $Y$ , dont le module est défini comme suit:

$$\|V_m\| = \sqrt{\|\vec{U}\|^2 + \|\vec{V}\|^2} \quad (4.4)$$

- **Lignes de suivis des particules**

Les suivis de particules sont des lignes de courant combinées avec des vecteurs vitesses. Ce sont des lignes où les particules fluides se déplacent. Généralement on utilise la représentation par le suivi des particules pour voir les vortex qui se composent dans le sillage des déflecteurs de refroidissement.

- **La vorticité**

La vorticité est associée aux vecteurs de vitesse local ( $U$ ,  $V$ ), elle est définie par la formule suivante :

$$\omega = \overrightarrow{Rot. \vec{V}} \quad (4.5)$$

Dans le code de calcul on s'intéresse au calcul local de la vorticité dans chaque point du domaine physique par la formule suivante :

$$\omega = \frac{dV}{dX} - \frac{dU}{dY} \quad (4.6)$$

- **Nombre de Nusselt**

Le nombre de Nusselt est un nombre adimensionnel, il aide à analyser les transferts thermiques par convection aux frontières car il est inversement proportionnel à l'épaisseur de la couche limite thermique. Le nombre de Nusselt est défini comme le rapport entre le flux de chaleur convectif et le flux de chaleur diffusif. Ce nombre caractérise le taux de transfert de chaleur au niveau des interfaces (fluide –solide) de chaque face du bloc solide chauffé dans le canal. Nous avons examiné trois nombre de Nusselt : i) le nombre de Nusselt local, ii) le nombre de Nusselt moyen et iii) le nombre de Nusselt moyen temporel.

- **Nombre de Nusselt local**

D'après Korichi et al. (2007), le nombre de Nusselt local est défini comme le gradient de la température adimensionnel sur la normal de la surface du bloc:

$$Nu_{local} = \frac{d\theta}{dn} \Big|_{Surface\ du\ bloc} \quad (4.7)$$

L'échange de chaleur dans la direction  $X$  est donné par :

$$Nu_x = \frac{d\theta}{dX} \quad (4.8)$$

L'échange de chaleur dans la direction  $Y$  est donné par :

$$Nu_y = \frac{d\theta}{dY} \quad (4.9)$$

- **Nombre de Nusselt moyen**

Nous avons calculé le nombre de Nusselt local le long des faces de chaque bloc solide (faces frontales, faces supérieurs et faces arrières). Donc, le nombre de Nusselt moyen est défini par :

$$Nu = \int_A^B Nu_x dy + \int_B^C Nu_y dx + \int_C^D Nu_x dy \quad (4.10)$$

o **Nombre de Nusselt moyen temporel**

D'après Korichi et al. (2007) et Chattopadhyay et al. (2006), le nombre de Nusselt moyen temporel est défini comme suit :

$$Nu = \frac{1}{\tau_p} \int_0^{\tau_p} Nu d\tau \quad (4.11)$$

Cette valeur a été calculée lorsque l'écoulement devient instationnaire ou pulsé en utilisant la fonction « Mean » des logiciels de graphisme « Matlab » ou « Origin ».

## 4.2 APPLICATION I : ÉCOULEMENT DE LA CONVECTION FORCÉE DANS UN CANAL CONTENANT NEUF BLOCS CHAUFFÉS

Nous nous intéressons dans ce chapitre aux présentations et discussions des résultats obtenus en simulant numériquement l'écoulement de la convection forcée dans un canal horizontal muni des blocs chauffés, dont l'importance dans les applications industrielles a été présentée au premier chapitre. Les parois horizontales supérieure et inférieure du canal sont supposées adiabatiques et l'air forcé venant de l'extérieur est animé d'une vitesse adimensionnelle égale à  $U_0$  ou pulsée par une fonction sinusoïdale.

L'objectif de cette partie consiste à examiner le régime d'écoulement laminaire permanent dans le canal muni des blocs solides chauffés et aussi l'obtention de la topologie du régime critique transitoire pour déterminer l'influence de la pulsation du fluide sur le transfert de chaleur de chaque bloc solide. Nous déterminons la largeur de la bande de résonance thermique qui couvre un gain considérable en transfert de chaleur. En d'autres

termes, trouver les conditions adéquates pour assurer un bon refroidissement des blocs chauffés.

Le modèle de la convection forcée a été utilisé par plusieurs auteurs (Ghaddar et al., 1986 ; Fuarakawa et Yang, 2003 ; Kim, 1998 et Young et al., 1998). Ce modèle montre une fiabilité pour calculer le taux de transfert de chaleur dans le régime stationnaire dans le canal muni des blocs. De plus, il a donné de bons résultats dans le cas de régime instationnaire pulsé. Il est capable de quantifier les gains de transfert de chaleur.

#### 4.2.1 Paramètres géométriques et physiques

Les paramètres géométriques de la configuration considérée (fig. 2.1) sont donnés comme suit :  $L/H=40$ ,  $b=1$ ,  $H/h=2$  avec  $H=2$  cm (Moon et al., 2005).

##### 4.2.1.1 Effet du maillage

Le choix du maillage est une étape importante de la simulation numérique. Plusieurs maillages uniformes ont été utilisés. Le nombre de Nusselt le long des blocs est présenté pour les quatre maillages :  $702 \times 32$ ,  $1002 \times 42$ ,  $2002 \times 52$  et  $3002 \times 62$  (Fig. 4.1). Il est très clair que le nombre de Nusselt moyen est faiblement sensible par rapport aux choix de ces tailles de maillage, sachant que le régime d'écoulement est stationnaire ( $Re=200$ ). Dans le cas où le régime d'écoulement est instationnaire, les résultats ont montrés que la taille de maillage influent significativement sur le nombre de Reynolds critique et les débuts des oscillations (Bouttout, 2006).

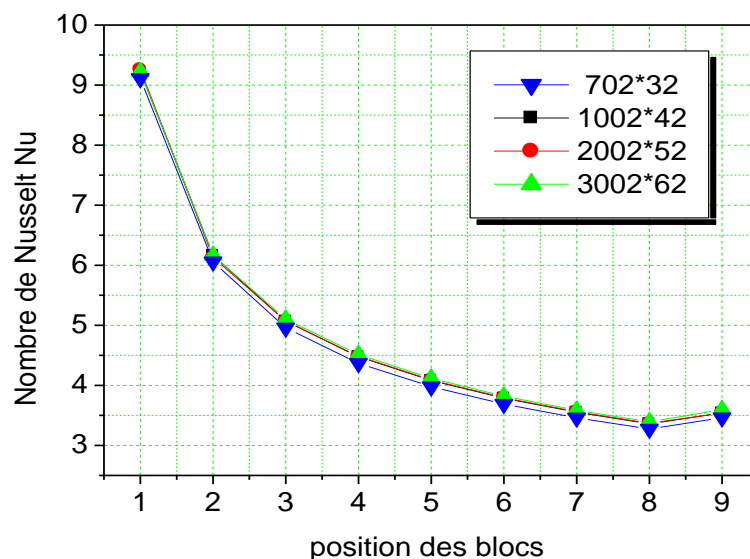


Figure 4.1 : Nombre de Nusselt moyen pour différentes tailles de maillage  $Re=200$ .

Dans cette étude deux maillages ont été utilisés : le premier maillage de taille  $2002 \times 52$ . Ce maillage est utilisé pour validation dans le cas d'écoulement instationnaire. Les valeurs des coefficients d'amélioration du transfert de chaleur, les fréquences de pulsation et les fréquences dominante de l'écoulement sont sensibles au choix du maillage. Le deuxième maillage est  $702 \times 32$ . Il est utilisé pour quantifier le nombre de Nusselt moyen pour les faibles nombres de Reynolds.

#### **4.2.1.2 Validation du code de calcul**

Le code de calcul basé sur la méthode des volumes finis, mis au point par Afrid et al. (1989) et Afrid et Zebib (1989), est conçu pour résoudre les équations de la convection naturelle laminaire permanente bidimensionnelle dans une cavité verticale rectangulaire contenant des sources de chaleur sous forme des segments sur la paroi. Nous avons implémenté la convection forcée instationnaire dans un canal horizontale muni des blocs solides chauffées dans la première partie et l'intégration des déflecteurs de refroidissement dans la deuxième partie. Il semble que le code de calcul est fiable puisqu'il permet de reproduire des résultats qualitativement et quantitativement acceptables par rapport aux résultats disponibles dans la littérature.

##### **4.2.1.2.1 Validation quantitatif du code de calcul**

Afin d'élaborer une comparaison constructive et objective des résultats obtenus par nos simulations numériques avec des travaux expérimentaux disponibles dans la littérature et de donner des interprétations aux phénomènes observés, il est utile de valider au préalable le code de calcul.

Une première comparaison concernant le transfert de chaleur le long d'un canal muni des blocs chauffés a été effectué.

La configuration expérimentale de Moon et al. (2005) est constituée d'un canal en plexiglas qui contient des résistances chauffées montées en série (fig. 4.2).

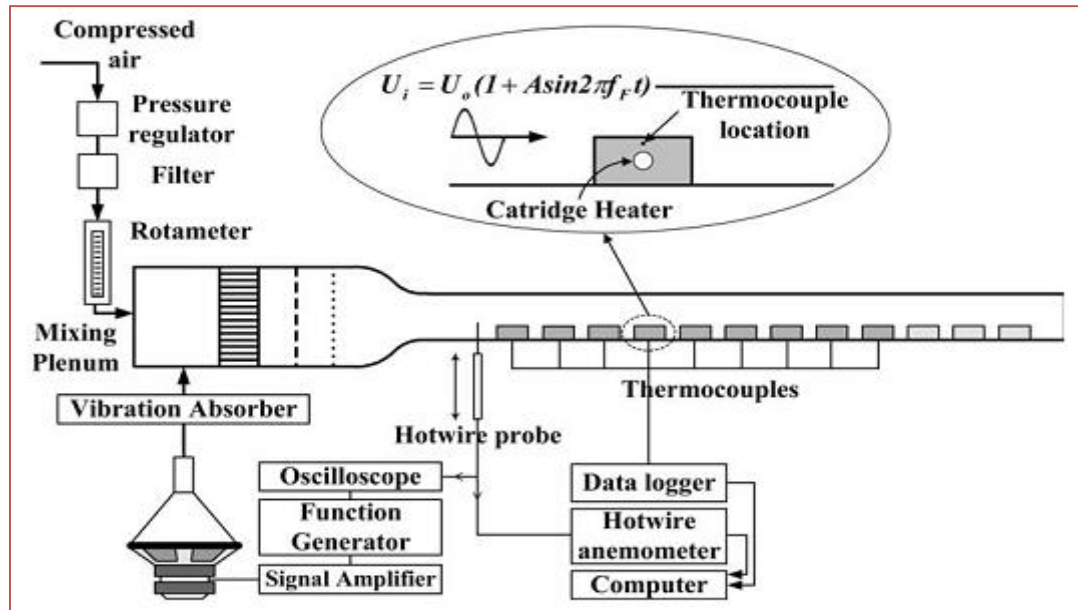


Figure 4.2 : Installation expérimentale de Moon et al. (2005)

Dans ce travail, le nombre de Nusselt local est déduit à partir des mesures par des thermocouples de type T (Omega) implémentées sur les blocs.

Le nombre de Nusselt moyen est basé sur deux approches : le nombre de Nusselt basé sur la différence de température d'entrée du fluide et le nombre de Nusselt basé sur la température de mélange (Bulk temperature).

La figure 4.3 représente l'évolution du nombre de Nusselt moyen le long des blocs solides pour un écoulement uniforme non pulsé  $A=0$  et un nombre de Reynolds  $Re=700$ . Il est clair que le transfert de chaleur diminue graduellement et atteint une limite asymptotique, ce qui signifie que le régime d'écoulement se développe périodiquement le long des blocs solides puis aboutit à un régime établi à partir du cinquième bloc en aval du canal. À noter que le taux de réduction du nombre de Nusselt moyen entre le premier bloc et le neuvième est de l'ordre de 50%. Ce qui signifie que la chaleur générée par les blocs amont a été transportée vers les blocs aval du canal.

La figure 4.3 montre qu'il existe un bon accord avec notre courbe et la courbe obtenue par Moon et al. (2005) pour la configuration C2. À l'exception d'un écart entre les valeurs numériques et expérimentales, cela est expliqué par la négligence d'une quantité de chaleur dissipée à travers la paroi inférieure (elle est estimée de 13.6% du flux généré par le bloc chauffé). Dans le code, la paroi inférieure est supposée adiabatique, donc le gradient de température est nul. De plus, le nombre de Nusselt moyen a été calculé par la formule de

Simpson en intégrant le nombre de Nusselt local sur les surfaces frontales, supérieures et arrières des blocs. À noter, que notre calcul numérique montre que le régime d'écoulement pour le nombre de Reynolds est instationnaire et il est caractérisé par une fréquence dominante de 1.25, cette remarque sera détaillée dans les sections suivantes. Donc le nombre de Nusselt moyen temporelle a été calculé par la moyenne de la valeur temporelle sur un intervalle de temps largement suffisant. Le logiciel Origin a été utilisé pour déterminer le nombre de Nusselt moyen temporel.

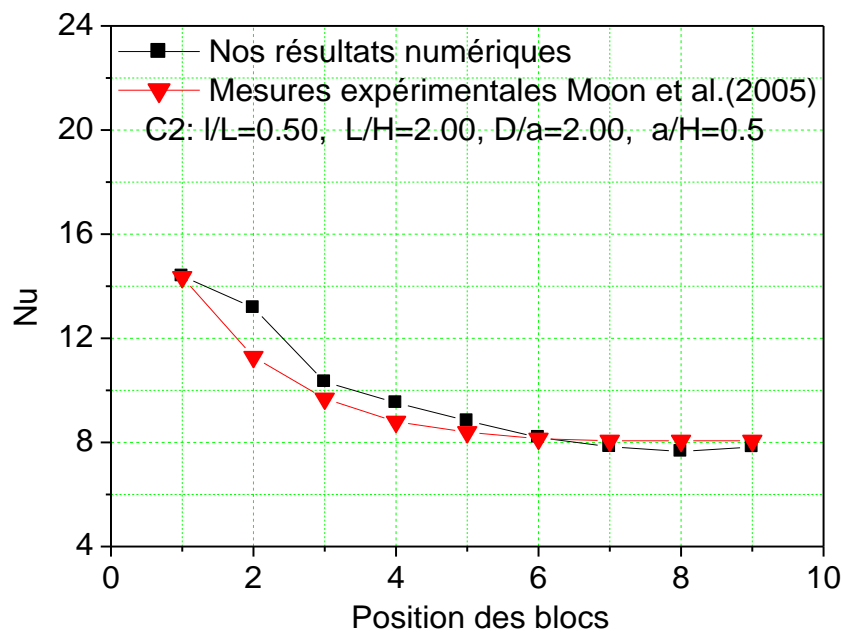


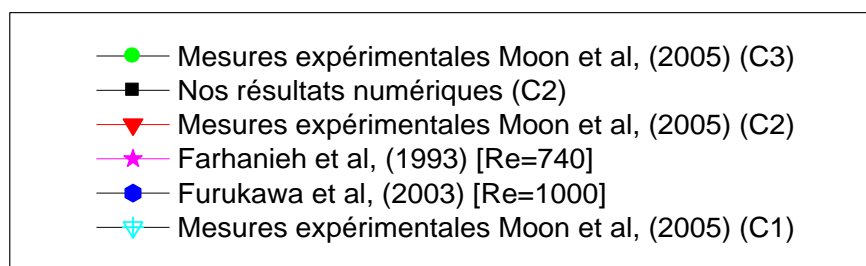
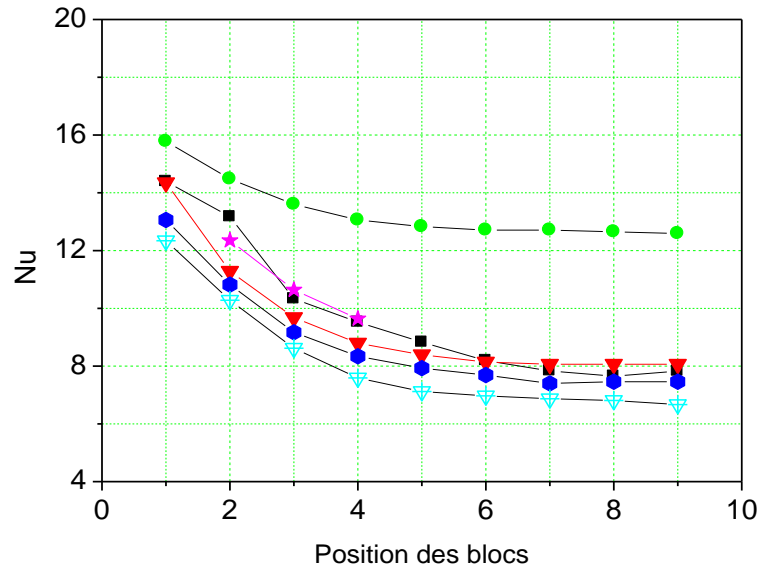
Figure 4.3 : Distribution du nombre de Nusselt le long des blocs pour la configuration C2.  
 $A=0.0$ ,  $Re=700$ .

La figure 4.4 montre la comparaison du nombre de Nusselt moyen avec d'autres travaux disponibles dans littérature, tels que :

- le travail expérimental de Farhanieh et al. (1993) ;
- le travail numérique de Furakawa et al (2003) ;
- le travail expérimental de Moon et al. (2005).

Il est noté que Moon et al. (2005) a effectué un travail expérimental sur plusieurs configurations de différentes dimensions similaires des configurations de Greiner et al. (1991).

Il est remarqué que les valeurs obtenues par nos simulations numériques sont acceptables par rapport aux résultats des auteurs suscités, avec quelques différences entre les géométries examinés et l'intervalle du nombre de Reynolds (vitesse de refroidissement).



### Légende

- C1 signifie la configuration d'un canal horizontal contenant neuf blocs chauffés avec les dimensions suivant :  $l/L = 0.33$ ,  $L/H = 1.50$ ,  $D/a = 2.00$ ,  $a/H = 0.5$  ; avec  $Re = 700$ .
- C2 signifie la configuration d'un canal horizontal contenant neuf blocs chauffés avec les dimensions suivant :  $l/L = 0.50$ ,  $L/H = 2.00$ ,  $D/a = 2.00$ ,  $a/H = 0.5$  ; avec  $Re = 700$ .
- C3 signifie la configuration d'un canal horizontal contenant neuf blocs chauffés avec les dimensions suivant :  $l/L = 0.66$ ,  $L/H = 3.00$ ,  $D/a = 2.00$ ,  $a/H = 0.5$  ; avec  $Re = 700$ .

Figure 16 : Distribution du nombre de Nusselt le long des blocs.  $A=0.0$ ,  $Re=700$ .

Comparaison qualitative et quantitative de nos résultats avec la littérature.

#### 4.2.1.2.2 Conclusion de la validation quantitative

Nous pouvons conclure de cette validation que le transfert de chaleur calculé par cette approche (moyenne statistique du signal du nombre de Nusselt moyen du bloc) donne des résultats acceptables d'un point de vue quantitatif.

#### 4.2.1.2.3 Validation qualitatif des résultats

Une deuxième comparaison du code numérique d'un point de vue qualitatif a été réalisée. En effet, la topologie de l'écoulement entre les rainures a été visualisée par la méthode de précipitation électrolytique de Nishimura et al. (2002) (Fig. 4.5). La remarque la plus pertinente c'est que le programme numérique peut capter les vortex secondaires qui se développent entre les blocs, cela démontre la fiabilité du schéma numérique spatiale de la méthode des volumes finis. Ces vortex deviennent plus significatifs lorsque le nombre de Reynolds augmente, ils seront envisagés en détail dans les prochaines sections de cette thèse.

On peut conclure que le modèle numérique reproduit qualitativement la structure de l'écoulement obtenue expérimentalement.

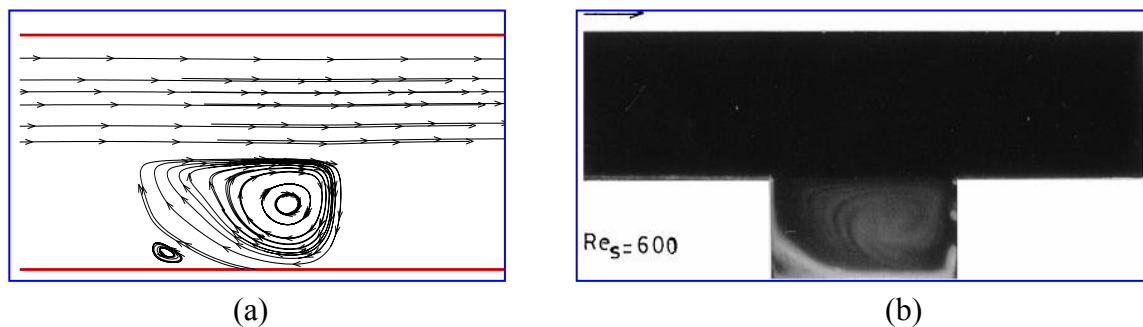


Figure 4.5 : Validations qualitatives des résultats de Nishimura et al. (2000).

#### 4.2.1.2.4 Conclusion de la validation qualitative

Nous pouvons conclure de la validation qualitative que le code de calcul donne des résultats qualitatifs acceptables concernant la topologie de l'écoulement, notamment les vortex secondaires qui se développent et se décomposent dans l'écoulement instationnaire. L'écoulement secondaire développé entre les obstacles joue un rôle significatif dans l'amélioration de refroidissement des blocs. Ce résultat sera examiné en détail dans la partie de la topologie de l'écoulement du transfert de chaleur dans le canal.

### 4.2.2 Régime stationnaire non pulsé

#### 4.2.2.1 Effet du nombre de Reynolds

Dans cette section nous présentons les résultats de la simulation numérique obtenus dans le cas du régime stationnaire avec une vitesse constante à l'entrée du canal muni de neuf composants électroniques.



En premier lieu, le nombre de Reynolds a été varié dans l'intervalle  $Int1=[50-450]$ , pour examiner le type de régime dans le canal. Dans cet intervalle, nous avons trouvé un autre intervalle  $Int2= [50-400]$  où le régime est stationnaire. Au delà du nombre de Reynolds  $Re=450$ , le régime devient instationnaire. Les figures 4.6, 4.7 et 4.8 montrent l'évolution temporelle des composantes de la vitesse horizontale et verticale et la température pour  $Re=100, 200, 300$  dans un point de références Pt (18.85, 0.2).

Les composantes de la vitesse horizontale et verticale et la température  $U, V$  et  $\theta$  montrent une variation vers une limite asymptotique après un temps adimensionnelle  $\tau \approx 20$  pour  $Re=100$ , et après un temps  $\tau \approx 2.5$  pour  $Re=200$  et  $Re=300$ . Le temps de convergence de la solution est similaire à celui temps obtenu par Korichi et al. (2007) pour  $Re= 50$ . A noter ici que les conditions initiales ont une influence sur la convergence vers la limite asymptotique. La solution du nombre de Reynolds  $Re=200$  et obtenue en utilisant la solution de  $Re=100$  (Wang et al., 2002).

Dans le travail de Korichi et al. (2007), les auteurs ont effectué des simulations numérique dans un canal contenant des blocs chauffés montés sur les deux parois, le nombre de Reynolds  $Re=50$  montre un régime stationnaire et instationnaire pour l'intervalle  $Re=[500-1000]$ . Les auteurs n'ont pas défini le nombre de Reynolds critique de cette configuration.

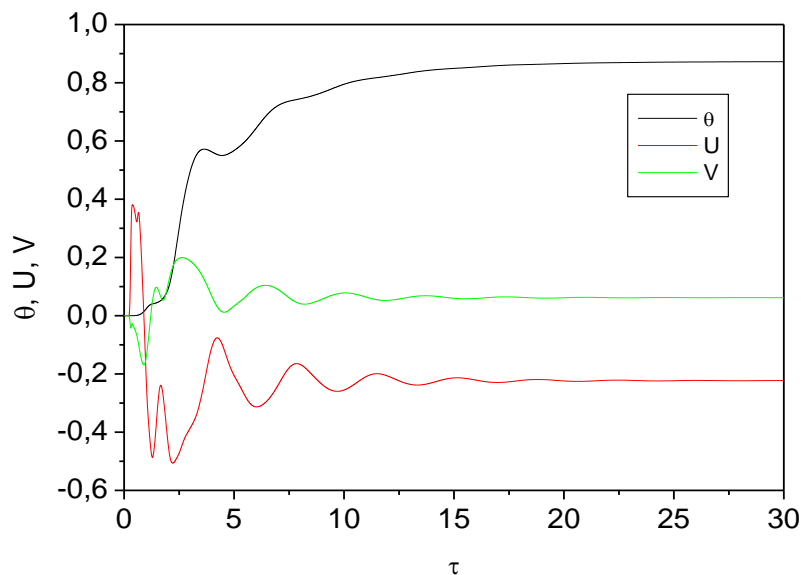


Figure 4.6 : Évolution temporelle de  $U, V$  et  $\theta$ , pour  $Re=100$ . Vitesse d'entrée constante  $U=1$ .

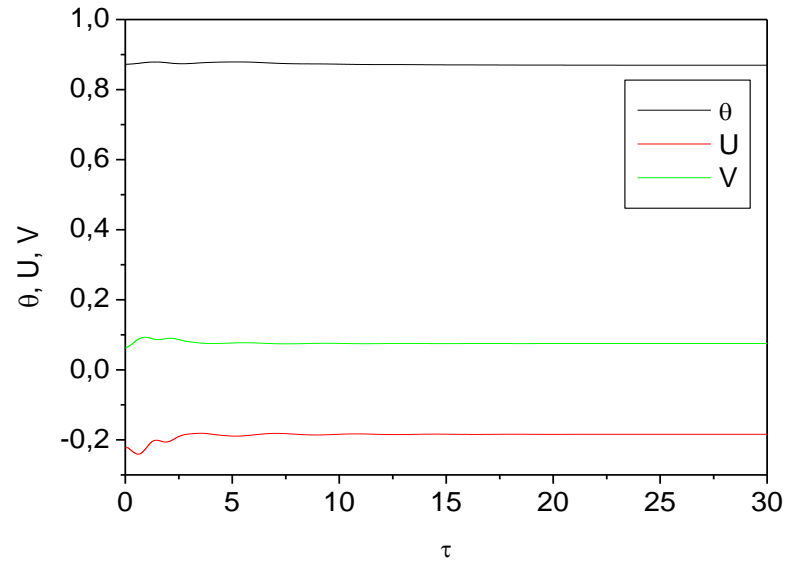


Figure 4.7 : Évolution temporelle de  $U$ ,  $V$  et  $\theta$ , pour  $Re=200$ . Vitesse d'entrée constante  $U=1$ .

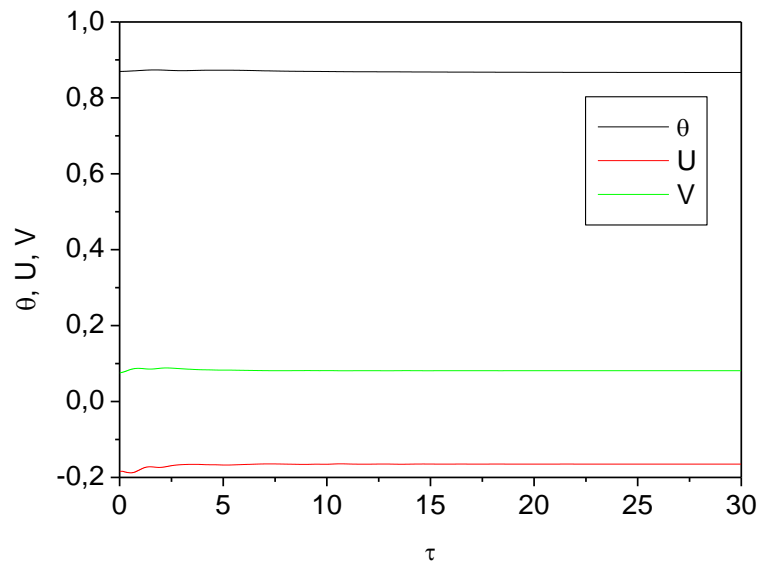


Figure 4.8 : Évolution temporelle de  $U$ ,  $V$  et  $\theta$ , pour  $Re=300$ . Vitesse d'entrée constante  $U=1$ .

#### 4.2.2.2 Nombre de Nusselt local

Le nombre de Nusselt local représente le gradient de température à travers le normal à la surface du bloc dans les deux directions, X et Y. Cette définition a été appliquée par plusieurs auteurs (Timothy et al., 1998 ; Wedhi, 2004 et Korichi et al., 2007). Les figures 4.9, 4.10 et 4.11 illustrent l'évolution du nombre de Nusselt local des blocs chauffés (S1, S2, S3, S4, S5, S6) le long de ses surfaces périphériques : frontales, supérieures et arrière pour les nombres de Reynolds  $Re=100$  et  $Re=200$  (cas d'écoulement stationnaire).

Toutes les courbes montrent que la valeur maximale a été obtenue sur l'angle du coin avant b, les mêmes remarques ont été approuvées par Aliaga et al. (1994), Timothy et al. (1998), Wang et al. (2002), Yongmann et al. (2004) et Wedhi (2004). Alors que la valeur minimale se produit au coin arrière d. On peut remarquer aussi que le nombre de Nusselt local du premier bloc S1 est le plus significatif que les nombres de Nusselt des autres blocs S2-S9. Notons que la distance périphérique  $S_d$  est calculée du coin du fond gauche de chaque bloc, comme indiqué sur le schéma dans la figure 4.10.

La face exposée à l'écoulement de l'air présente une augmentation du transfert de chaleur important par rapport aux faces arrière [CD], car le flux d'air entrant favorise l'extraction de la chaleur des blocs. Par contre, les vortex qui se produisent entre les blocs peuvent réchauffer ses faces significativement. Dans la littérature, les résultats montrent que la valeur maximale du nombre de Nusselt local pour chaque bloc se produit au coin avant, tandis que la valeur minimale se produit à la cannelure entre deux blocs.

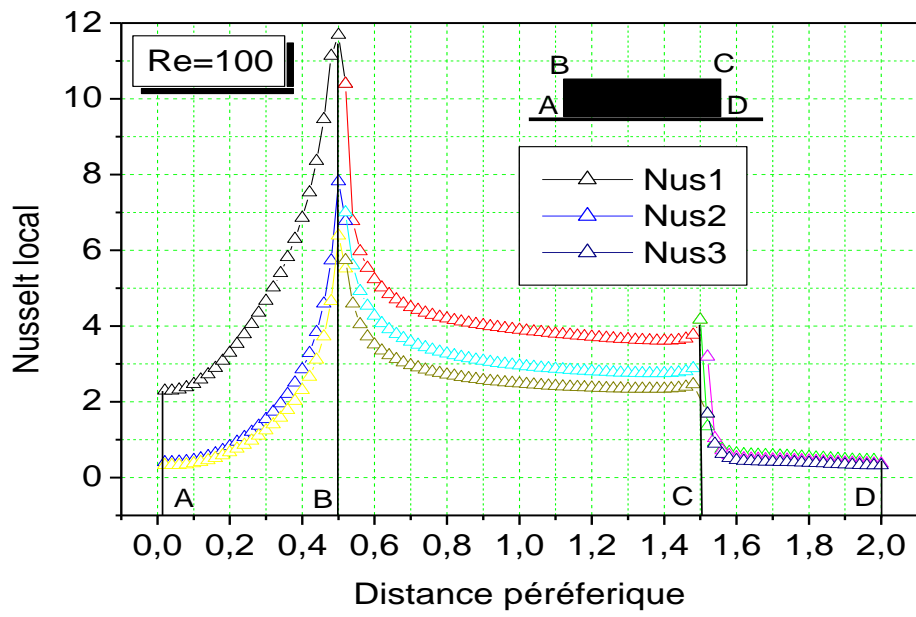


Figure 4.9 : Nombre de Nusselt le long de la distance périphérique S1, S2 et S3 pour  $Re=100$ .

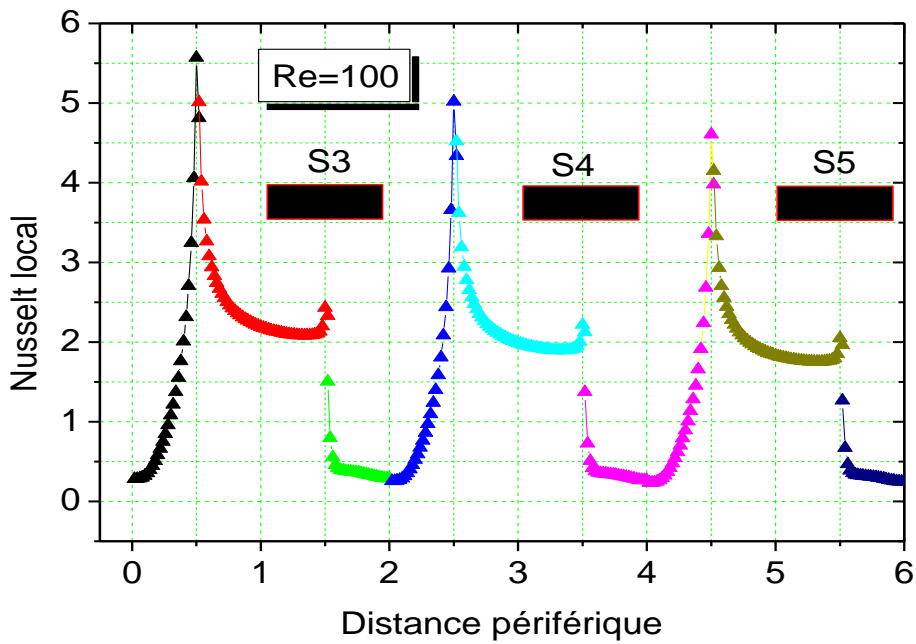


Figure 4.10 : Nombre de Nusselt le long de la distance périphérique S3, S4 et S5 pour  $Re=100$ .

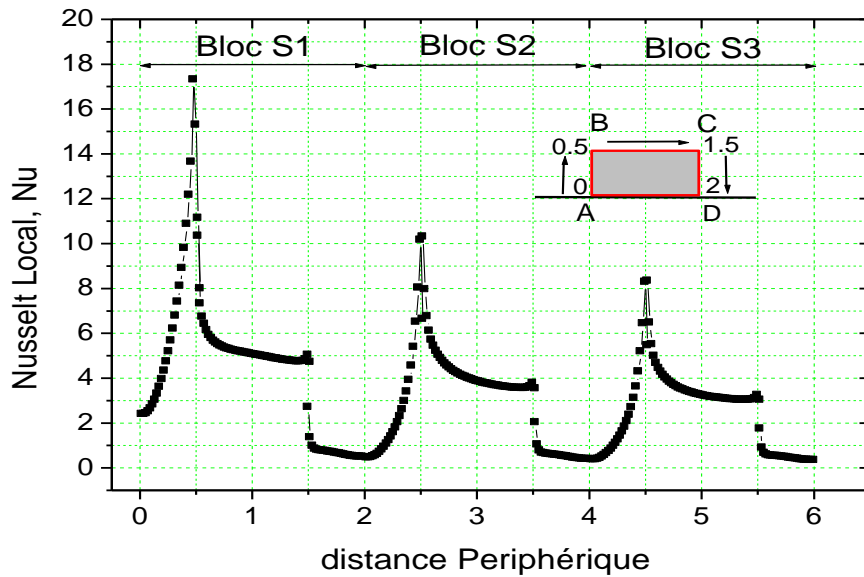


Figure 4.11: Nombre de Nusselt le long de la distance périphérique S1, S2 et S3 pour  $Re=200$ .

#### 4.2.2.3 Champ d'écoulement et champs de température

Il est noté que pour ce genre de configuration (canal contenant des blocs chauffés), la gamme du nombre de Reynolds  $Re=[200\div 2000]$  assure un régime d'écoulement laminaire dans les systèmes de refroidissement électroniques, ce qui conduit à une gamme de vitesse de  $[0.3\div 5]$  m/s (Young, 1998).

Sur les figures 4.12 et 4.13 nous représentons les lignes de courant et les isothermes pour  $Re=100$ ,  $Re=200$  et  $Re=300$ .

Il est à remarquer que plus le nombre de Reynolds augmente, plus le régime d'écoulement devient intensif. À noter que les lignes de courants sont obtenues par l'équation suivant:

$$\Psi = \int_{Y_1}^{Y_2} U dY \quad (4.12)$$

Les lignes de courant sont parallèles à l'écoulement principal ; à l'intérieur des blocs nous remarquons la création des vortex qui communiquent la chaleur avec le courant principal de l'écoulement sur une longueur  $b$ , le fluide est séparé par une couche de cisaillement pour créer des tourbillons qui tournent dans le sens horaire.

Le développement des tourbillons qui tournent dans le sens horaire est observé dans pour tous les nombre de Reynolds ( $Re=100$ ,  $Re=200$  et  $Re=300$ ). Sachant que le régime d'écoulement dans le canal dans cette gamme est stationnaire.

La longueur de réattachement du vortex en aval du dernier bloc (neuvième bloc) dépend significativement du nombre de Reynolds  $Re$ , il augmente proportionnellement avec  $Re$ . Le même résultat a été obtenu par Kim et al. (1998). D'après le travail de Korichi et al. (2007), la longueur de réattachement est de l'ordre de 3.05 fois de la hauteur du bloc pour  $Re=50$ .

En consultant la figure 4.13 donnant les contours des isothermes pour différents nombres de Reynolds, on remarque que pour  $Re=100$ , les isothermes occupent une partie importante du canal et présentent une stratification de la température autour des blocs chauffées, ainsi qu'une distorsion des lignes des isothermes entre les blocs. Cette extension des isothermes se réduit un peu pour  $Re=100$  ; toutefois elle se réduit davantage tout en augmentant le nombre de Reynolds, où ces isothermes tendent à devenir horizontales, avec une légère diminution de la couche limite thermique au voisinage du premier bloc S1.

Les isothermes sont regroupées près des blocs chauffées ce qui signifie un fort gradient de température dans cette zone et une couche limite thermique mince. Les zones entre les blocs sont caractérisées par le mode convectif ce qui est expliqué par les distorsions des isothermes. La géométrie du canal contribue à l'interruption de la couche limite thermique et augmente l'échange thermique dans cette zone. L'écoulement a été divisé en deux parties : écoulement principal axial et écoulement cellulaire entre les blocs. L'interaction entre les deux parties d'écoulement (axial et les vortex entre les blocs) est moins faible dans le cas stationnaire (Patera et al., 1986). La longueur d'échange entre les deux écoulements est égale à la distance entre les deux blocs.

L'écoulement établi est atteint à partir du cinquième bloc chauffé; plus le nombre de Reynolds augmente plus les variations axiales des variables tends vers zéro.

D'après Incropera et al. (1996) et Furukawa et al. (2003), dans les écoulements laminaires, la longueur hydrodynamique d'entrée peut être rapprochée par la forme suivante :

$$L_{re} \approx 0.05 Re_{Dh} Dh \quad (4.13)$$

Avec :  $Re_{Dh}$  est le nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique  $Dh$ .

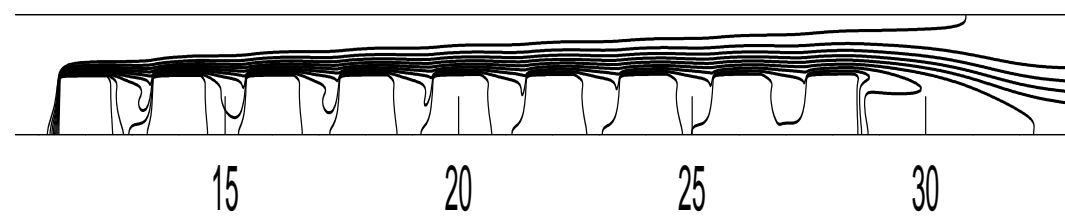
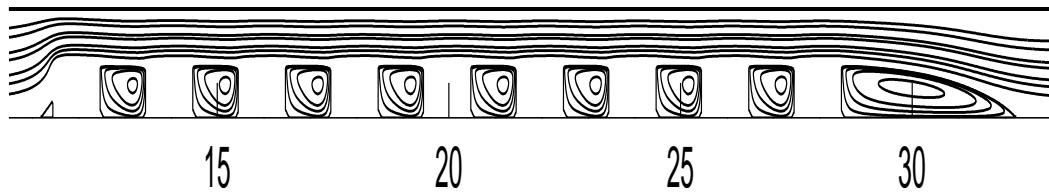


Figure 4.13 : Isothermes dans le canal pour  $Re=100$ ,  $Re=200$  et  $Re=300$ , respectivement.

#### 4.2.2.4 Effet du nombre de Reynolds

La figure 4.14 montre l'effet du nombre de Reynolds sur le transfert de chaleur des blocs chauffés. Nous avons effectué la simulation numérique pour différents nombre de Reynolds :  $Re = 100$ ,  $Re=200$ ,  $Re=300$ ,  $Re = 400$  et  $Re=500$ . Comme il a été décrit, dans la partie de la validation, nous constatons que les courbes suivent une même allure, le nombre de Nusselt diminue graduellement avec la variation des positions des blocs dans le canal. Le rapport de transfert de chaleur augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Pour  $Re=100$ , la différence du nombre de Nusselt est de 10 % entre le premier bloc S1 et le neuvième S9. Dans le travail expérimental de Moon et al. (2005), le nombre de Nusselt a été calculé à partir des mesures effectuées par un anémomètre à file chaude de la température du mélange et les températures des blocs chauffés. Les valeurs du nombre de Nusselt moyen sont comparées avec les mesures de Farhanieh et al. (1993) et les valeurs numériques de Fuarakawa et Yang (2003). On peut conclure que le nombre de Nusselt basé sur la température de mélange obtenu par nos calculs est en bon accord avec les valeurs de Farhanieh et al. (1993), Fuarakawa et Yang (2003) et Moon et al. (2005). Les valeurs moyennes du nombre de Nusselt  $Re=400$  et  $Re=500$  sont plus proches pour les blocs (S4, S5, S6, S7). Dans cet intervalle, l'écoulement dans le canal devient instationnaire.

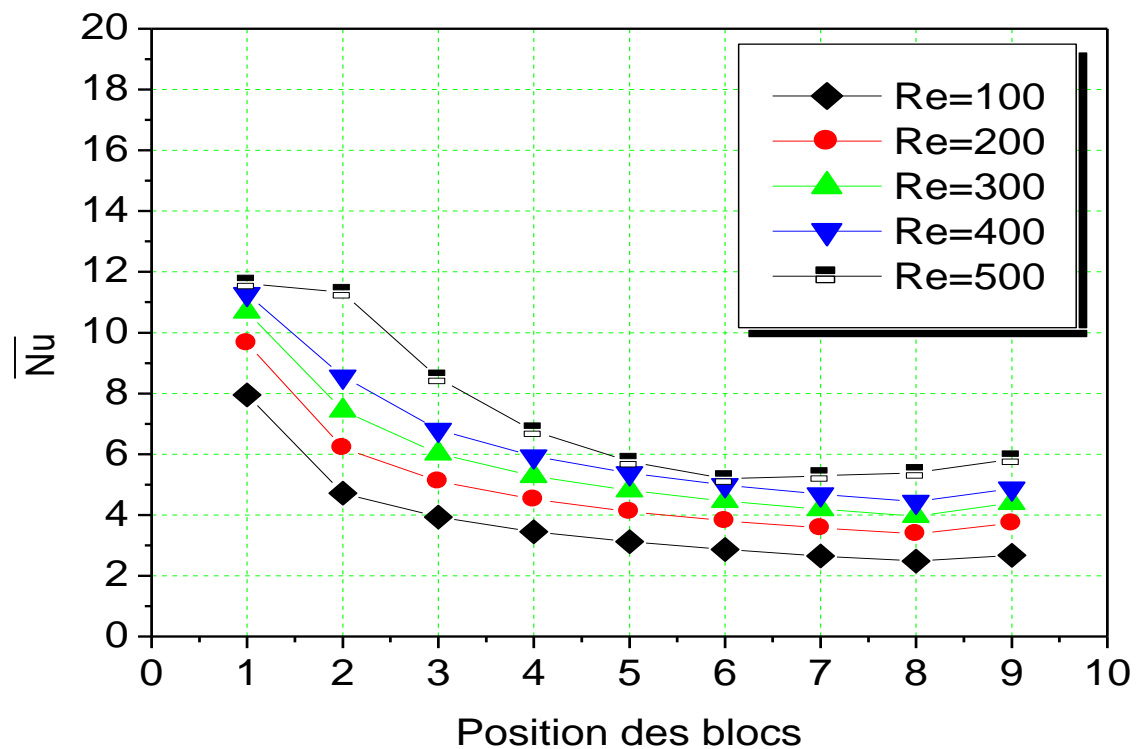


Figure 4.14 : Effet du nombre de Reynolds sur le nombre de Nusselt local pour  $Re=100$ ,  $Re=200$ ,  $Re=300$ ,  $Re=400$  et  $Re=500$ .



La figure 4.15 montre l'évolution du nombre de Nusselt moyen pour plusieurs nombres de Reynolds  $Re=[100\div 500]$  des trois blocs chauffés S1, S2 et S3. Dans cet intervalle, les nombres de Nusselt obtenus peuvent être corrélés par des équations non linéaires. Ces corrélations sont données comme suit:

$$Nu_1=1.433Re^{0.352} \quad (4.14)$$

$$Nu_2=0.272Re^{0.588} \quad (4.15)$$

$$Nu_3=0.220Re^{0.59} \quad (4.16)$$

Ces corrélations sont similaires de la forme proposée par plusieurs auteurs, Sparrow et al. (1983), Wirtz and Dykshoorn (1984), Torikoshi et al. (1988), Arvizu et al. (1982) et Jubran et al. (1996). Ces auteurs ont obtenu des corrélations de la forme  $Nu=a \times Re^b$ , tels que  $a$  et  $b$  sont des constants liées à la géométrie des blocs chauffés. Il est noté que les blocs solides chauffés de forme rectangulaires ont un effet positif sur le transfert de chaleur par rapport aux blocs carrés (Jubran et al., 1996). Il est possible d'avoir des corrélations sous forme de droite linéaire dans un court intervalle du nombre de Reynolds. Nous avons procédé à la même méthode pour définir les corrélations non linéaires des blocs chauffés S4, S5, S6, S7, S8 et S9.

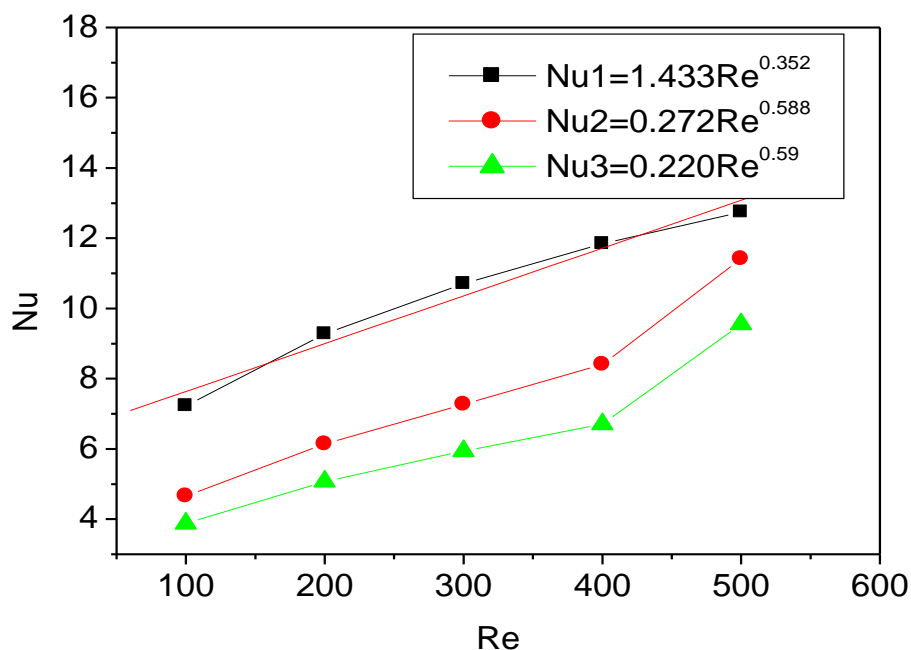


Figure 4.15 : Effet du nombre de Reynolds sur le nombre de Nusselt moyen dans l'intervalle de nombre de Reynolds  $Re=[100\div 500]$ .

#### 4.2.2.5 Évolution temporelle et spectre d'énergie

Les figures 4.16, 4.17 et 4.18 illustrent l'évolution temporelle du nombre de Nusselt pour  $Re=200$ . Les nombres de Nusselt  $Nu_1$ ,  $Nu_2$ ,  $Nu_3$ ,  $Nu_4$ ,  $Nu_5$  et  $Nu_6$ ,  $Nu_7$ ,  $Nu_8$  et  $Nu_9$  des blocs chauffés évoluent d'une manière stationnaire permanente. Généralement, le régime stationnaire est le régime où les grandeurs physiques telles que la vitesse, la pression et la température ne changent pas avec le temps.

Comme nous avons vu pour le champ d'écoulement, toutes les courbes des vitesses tendent vers des limites asymptotiques. Il est noté que nos calculs ont été obtenus par un pas de temps de  $\Delta\tau=10^{-3}$ . Ce pas de temps permet d'obtenir les structures complexes de l'écoulement (Koraichi et al., 2009). Pour la gamme du nombre de Reynolds  $Re=[50\div 300]$ , ce régime est plus stable et ne présente aucune fréquence naturelle (Fig. 4.19). D'après Patera et al. (1986), après la création de la séparation d'écoulement interne il est nécessaire de déterminer la fréquence de résonance pour l'exciter avec une modulation appropriée.

La gamme de fréquences d'excitation est de  $[0\div 60]$  Hz, ce qui correspond à un nombre de Strouhal  $St=[0\div 2]$ , avec une hauteur du canal de 0.02 mm et une vitesse de l'air à l'entrée de l'ordre de 0.556 m/s (Young et al., 1998 ; Moon et al., 2005 et Tae et al., 2008). Pour le nombre de Reynolds  $Re=300$ , il est clair que l'écoulement présente des fluctuations de faible amplitude, avec l'absence des fréquences dominantes dans l'écoulement, cela est obtenu par l'application de la transformée de Fourier FFT sur le signal de la composante de vitesse vertical  $V$  (Fig. 4.19). Par contre il est enregistré l'apparition d'une fréquence de 0.448 pour  $Re=450$  (Fig. 4.20). Ce changement de topologie est expliqué par l'apparition du régime transitoire dans le canal.

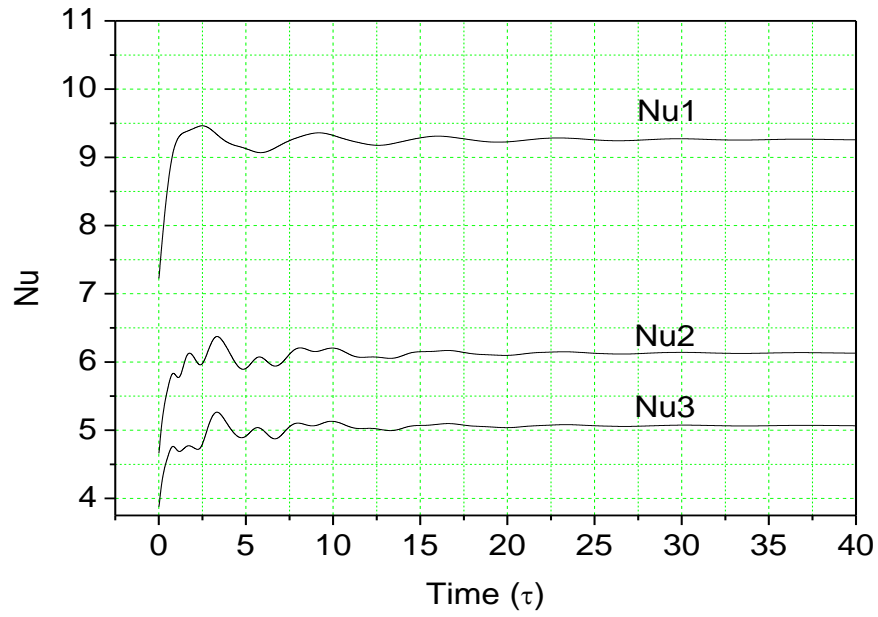


Figure 4.16 : Évolution temporelle du nombre de Nusselt des blocs S1, S2, S3 pour  $Re=200$

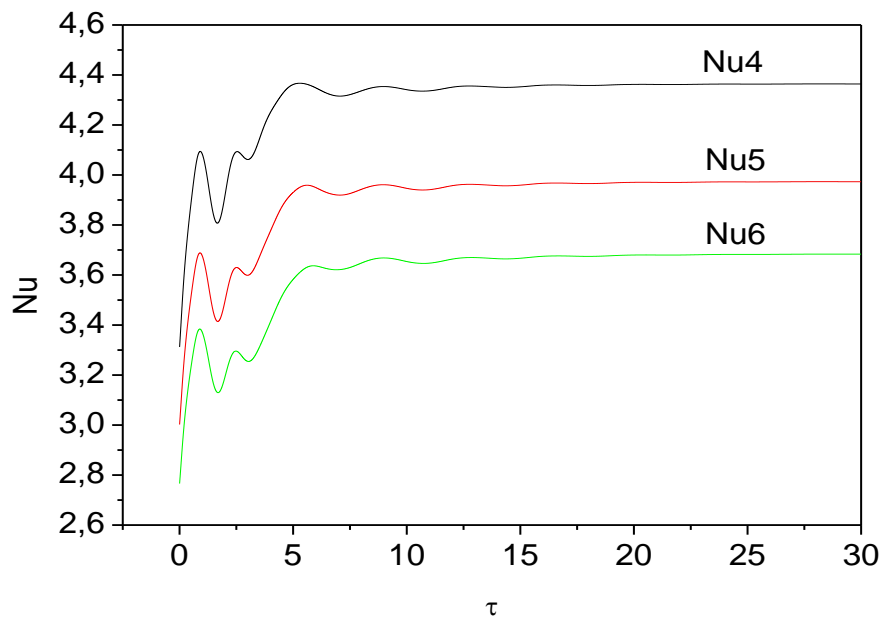


Figure 4.17 : Évolution temporelle du nombre de Nusselt des blocs S4, S5, S6 pour  $Re=200$ .

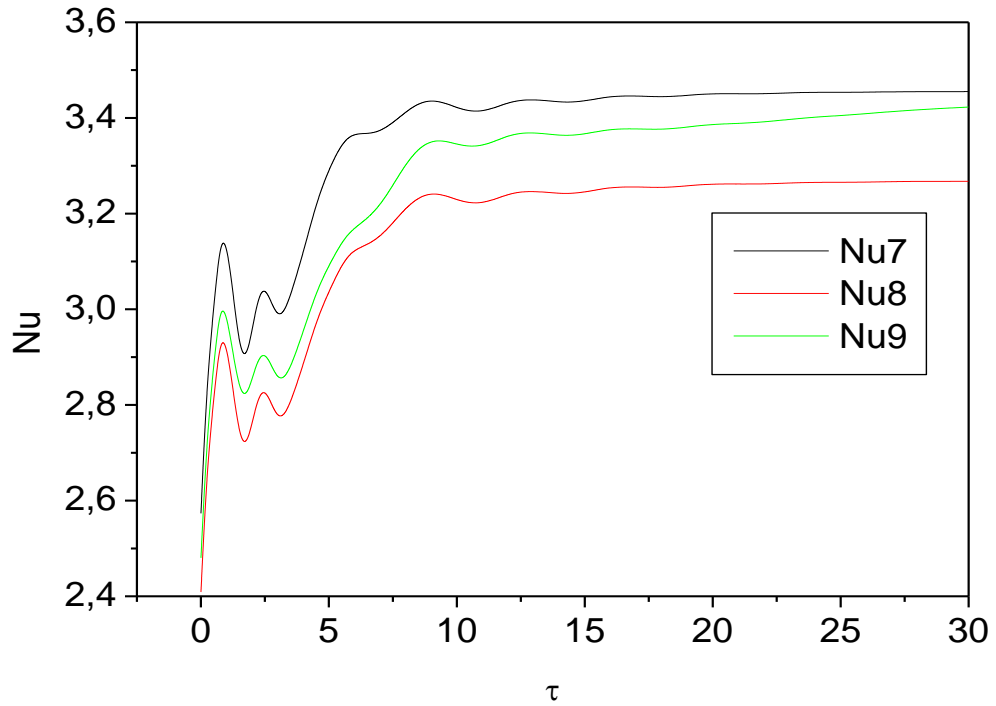


Figure 4.18 : Évolution temporelle du nombre de Nusselt des blocs S7, S8, S9 pour  $Re=200$ .

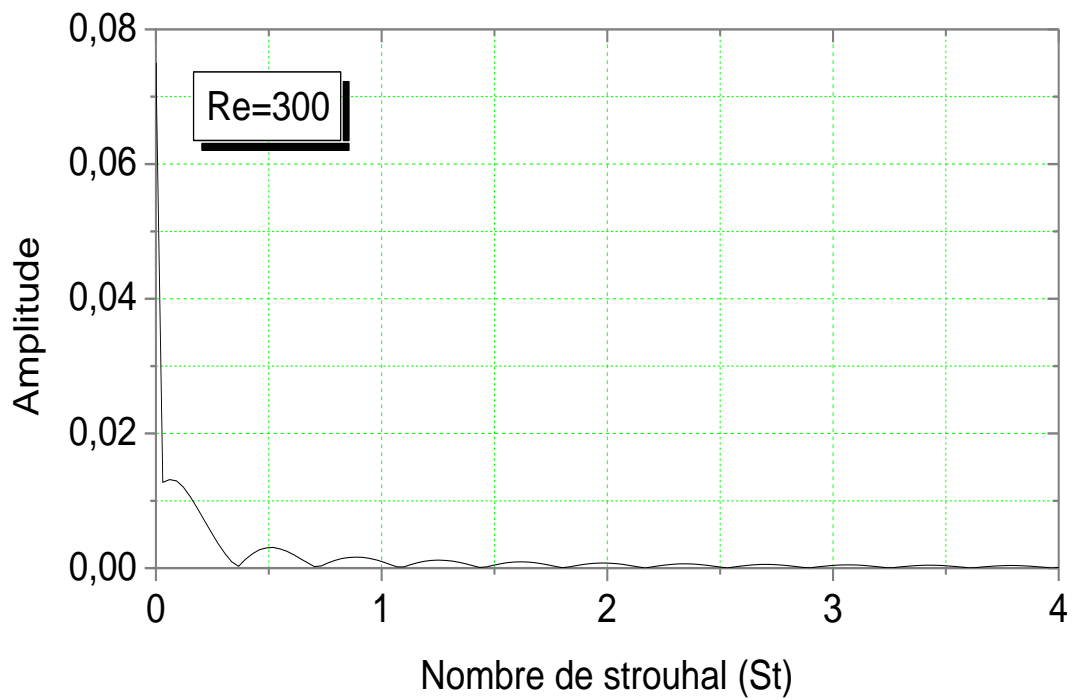


Figure 4.19 : Spectre d'énergie de la composante de la vitesse  $V$  pour  $Re=300$ .

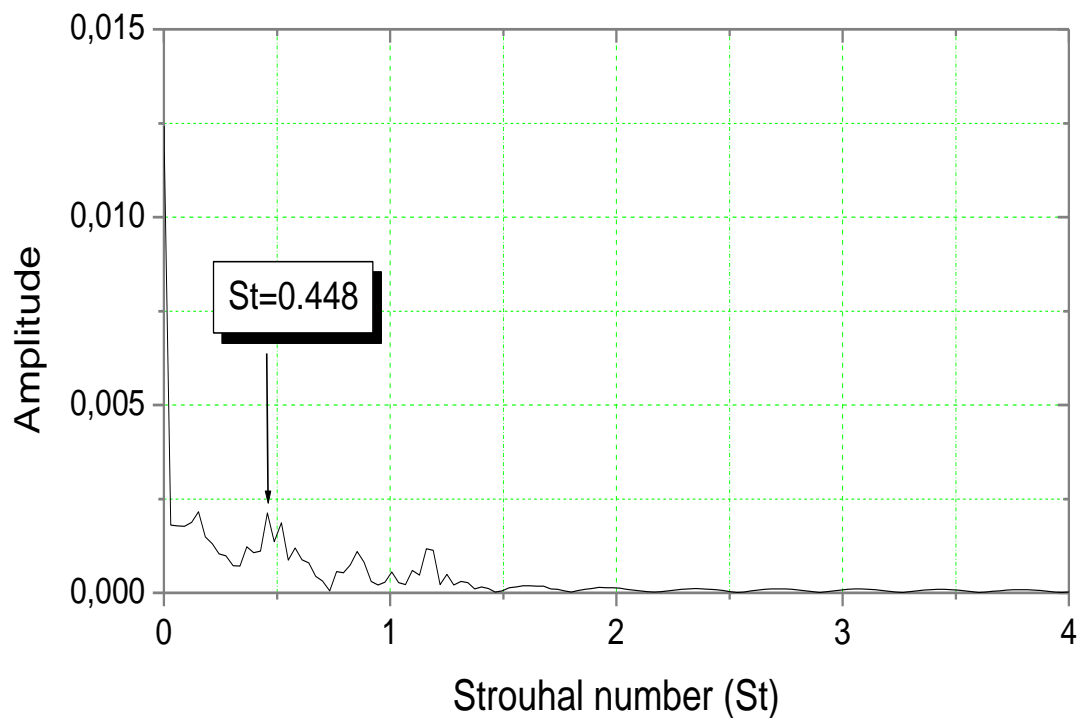


Figure 4.20 : Spectre d'énergie de la composante de la vitesse  $V$  pour  $Re=450$ .

### 4.2.3 Régime instationnaire non pulsé

À certain nombre de Reynolds, appelé nombre de Reynolds critiques  $Re_{cr}$ , le régime devient instationnaire. Les résultats disponibles dans la littérature montrent que pour cette configuration  $Re_{cr}=450$  (Moon et al., 2005) pour la distance entre les blocs adimensionnel  $b/L=0.5$  (configuration C2). Dans notre étude le nombre de Reynolds critique a été détecté dans l'intervalle  $[400\div 500]$ . Nos résultats coïncident parfaitement avec le travail expérimental de (Moon et al., 2005). Dans certains cas l'écoulement est chaotique et dépend des nombres des blocs chauffés dans le canal. En effet, nos simulations numériques ont montré que lorsque nous diminuons le nombre des blocs dans le canal, nous obtenons le régime oscillatoire qui est dominé par une seule fréquence (Kim et al., 1998). Pour la configuration munie des neuf blocs chauffés, les dimensions des composants influent significativement sur la valeur du nombre de Reynolds critique  $Re_{cr}$  (Nishimura et al., 2000).

Les mêmes remarques et résultats ont été obtenus par Greiner et al. (1991).

Les Figures 4.21, 4.22, 4.23 et 4.24 montrent les spectres de l'énergie de la composante verticale de la vitesse  $V$  dans le centre du canal pour les nombre de Reynolds  $Re=700$ ,

$Re=800$ ,  $Re=1000$  et  $Re=1200$ . Nous avons appliqué la transformée de Fourier en utilisant le module d'analyse mathématique (FFT) intégré dans le logiciel Origin 6.0. Il est clair que pour chaque valeur du nombre de Reynolds, il y'avait une apparition d'une fréquence dominante dans l'écoulement qui a une amplitude importante. L'interaction entre les vortex entre les blocs qui se composent d'une part et se décomposent d'autre part conduit à l'apparition d'autres fréquences secondaires qui ont une faible amplitude (voir par l'exemple la figure 4.6). L'apparition des fréquences combinées secondaires dans l'écoulement est principalement responsable à la transition non linéaire brusque vers l'écoulement chaotique. Cette remarque semble exactement celle obtenue par Chatterjee et al. (2009), dans ce travail, la convection forcée instationnaire dans un canal muni de cinq blocs placés verticalement à l'entrée a été étudié numériquement.

Ils ont montré que l'intensité de l'écoulement chaotique augmente avec la diminution de la distance de séparation des blocs. Nos résultats montrent que l'écoulement chaotique apparaît dans le canal qui contient des blocs très proches. Par contre dans d'autres cas de simulations numériques, nous avons obtenu un écoulement oscillatoire. C'est le cas par exemple d'un canal muni de deux blocs. Nous avons remarqué l'apparition de l'écoulement stationnaire oscillatoire pour  $Re=500$ . Cette configuration ressemble à celle examinée par Wang et al. (2002) qui ont adopté le modèle de vorticité.

Dans certains cas, la fréquence prédominante adimensionnelle (le plus grand pic) est considérée comme celle jouant le rôle principale dans l'oscillation de l'écoulement et donc l'échange de l'énergie cinétique et thermique, mais puisqu'on est en face d'un phénomène de bifurcation vers la transition, pour la figure 4.21, la multitude des fréquences d'oscillations dans l'écoulement signifie qu'il contient plusieurs vortex qui se produisent dans le canal.

D'après Korichi et al. (2007), l'amélioration du transfert de chaleur est significative, il est de l'ordre de 123.1% et 48.5%, lorsque le nombre de Reynolds augmente entre 50, 500 et 500, 1000 respectivement. Dans ce travail les blocs sont montés sur les deux parois. Une comparaison avec les résultats de la littérature, les auteurs ont montré un gain de transfert thermique de 141% par rapport aux configurations où les blocs chauffés sont montés sur une seule paroi. Nos simulations numériques montrent une augmentation du nombre de Nusselt de plus de 60 % pour le premier bloc S1 lorsque le nombre de Reynolds varie de 100 jusqu'à 500.

Le spectre de la composante de vitesse  $V$  montre que l'écoulement est instable pour le nombre de Reynolds  $Re=700$ . En plus, il est dominé par une fréquence principale caractérisée par le nombre de Strouhal de l'ordre de  $St=1.25$ .

La fréquence obtenue expérimentalement par Moon et al. (2005) est égale à 34 Hz. Dans notre simulations numérique, cette fréquence a été calculée à partir de la formule suivante :

$$f=St.U_0/H \quad (4.17)$$

Pour  $Re=700$  : la viscosité cinématique de l'air  $\nu_{\text{air}} = 15.89 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  (Béjan, 1993) ;  $U_0=0.556 \text{ m/s}$ , (vitesse moyenne à l'entrée du canal),  $H=0.02 \text{ m}$  (hauteur du canal), d'après Moon et al. (2005).

Alors,  $f=1.25 \times 0.556/0.02=34.75 \text{ Hz}$ .

Les fréquences des harmoniques subordonnées  $St_1$ ,  $St_2$ ,  $St_3$  représentent l'aspect non linéaire du régime et l'interaction entre les vortex qui se composent durant l'écoulement et le transfert de chaleur (Fig. 4.21). Il est à noter, que ces fréquences n'ont pas été captées par Moon et al. (2005).

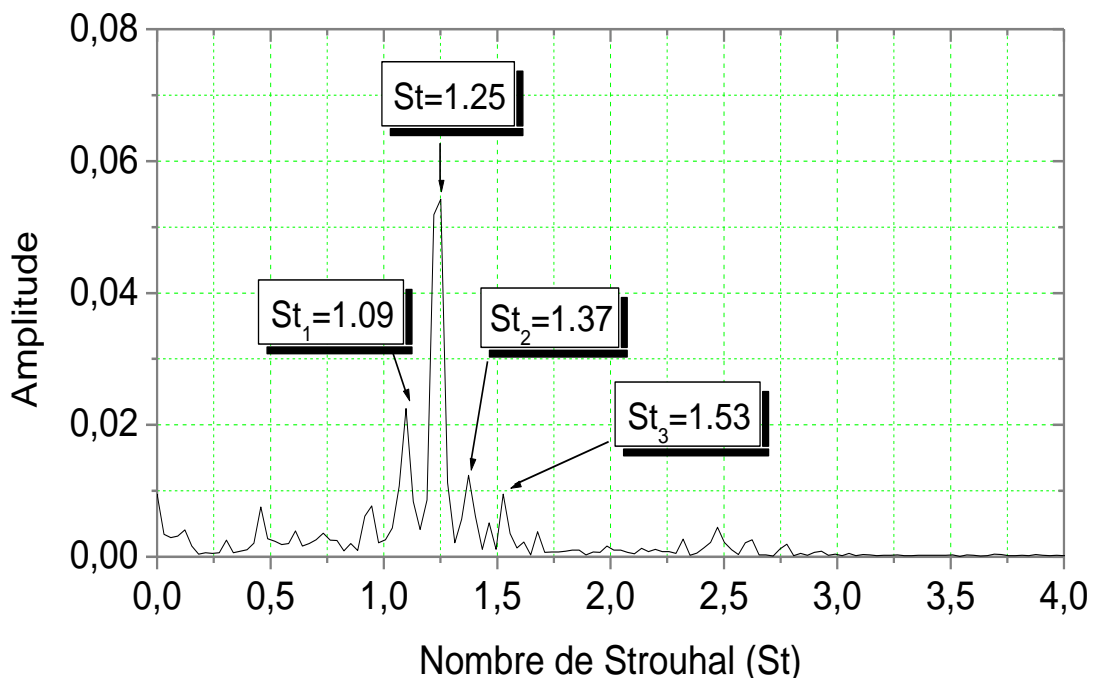


Figure 4.21 : Spectre de la composante de vitesse verticale  $V$  au sein du canal pour  $Re=700$ ,  $A=0.0$  (non pulsation). Fréquences secondaires des vortex :  $St_1=1.09$ ,  $St_2=1.37$ ,  $St_3=1.53$ .

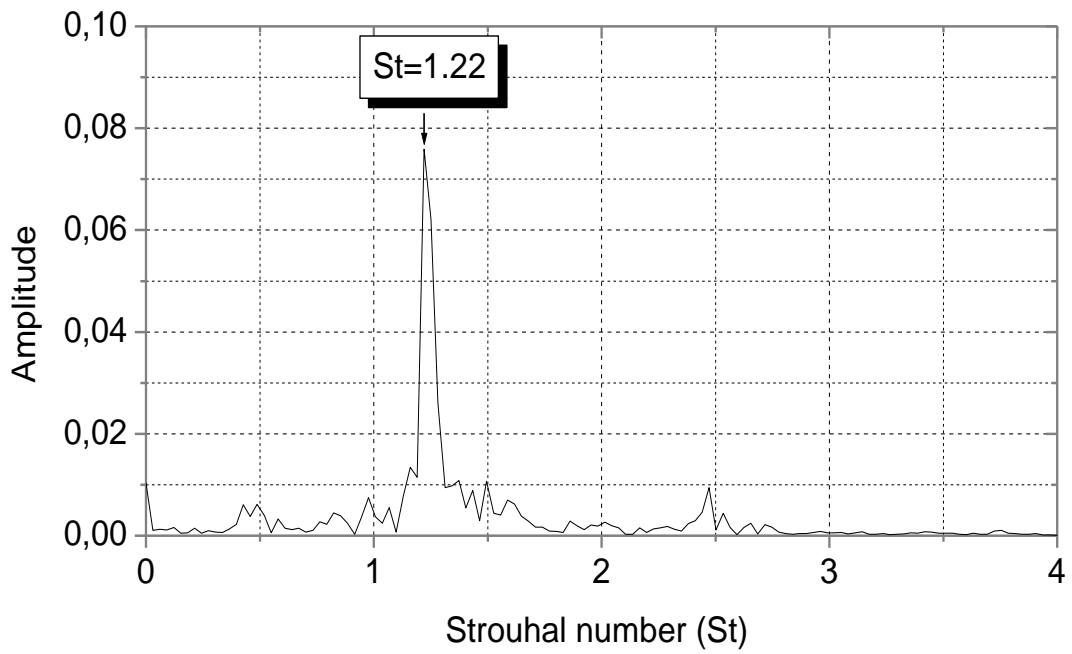


Figure 4.22 : Spectre d'énergie spectrale pour  $Re=800$ .

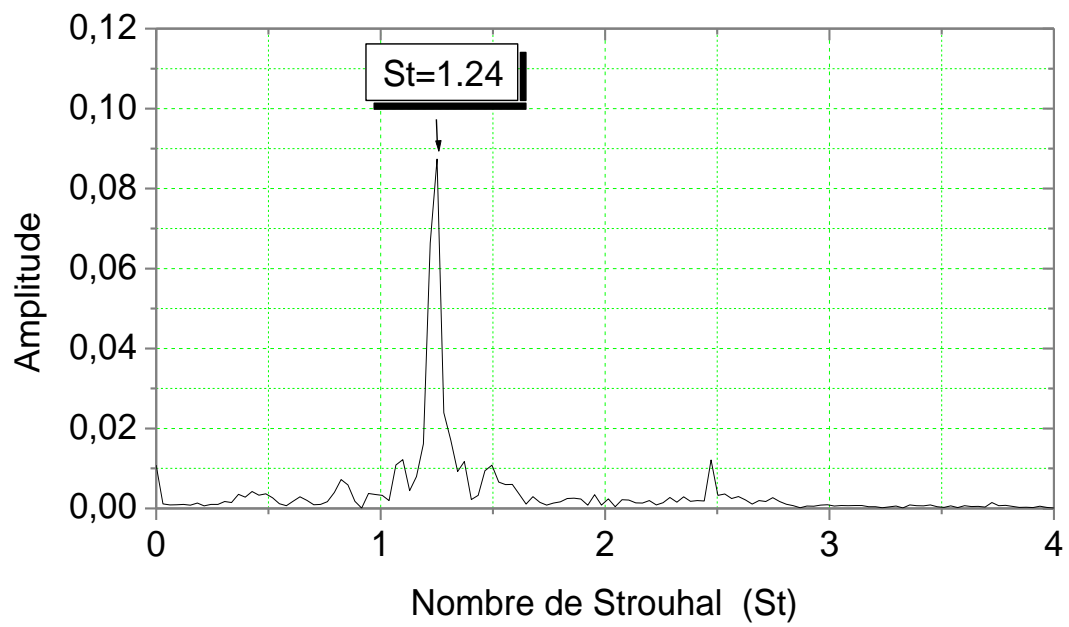


Figure 4.23 : Spectre d'énergie spectrale pour  $Re=1000$ .



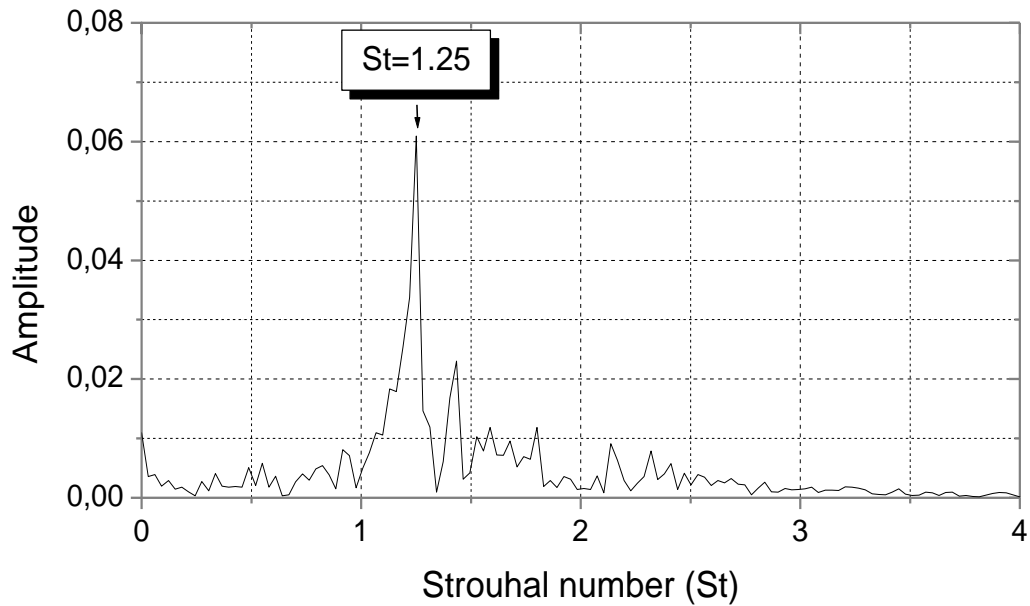


Figure 4.24 : Spectre d'énergie spectrale pour  $Re=1200$ .

En consultant la figure 4.25, nous remarquons que la fréquence augmente avec le nombre de Reynolds et devient insignifiant au dessous de  $Re=600$ . Une valeur critique pour  $Re=400$  a été remarquée, la courbe subit un point d'inflexion, ce point est connu par le point de bifurcation vers la transition, comme il a été expliqué dans la section précédente.

Dans certain cas, lorsque le nombre de Reynolds dépasse une valeur critique, c'est-à-dire  $Re > Re_{cr}$  l'écoulement dans le canal devient oscillatoire auto entretenue (self sustained oscillation) avec une fréquence dominante qui dépend de la géométrie, tels que les dimensions des blocs et l'espace entre eux. Cette fréquence est moins influencée par l'augmentation du nombre de Reynolds, au dessus de la valeur critique  $Re_{cr}$ . Nos résultats sont en bon accord avec ce qui a été reporté dans la littérature (Wang et al., 2002 ; Ji et al., 2008).

Dans les travaux de Ji et al. (2008) où les auteurs ont examiné l'écoulement dans un canal muni d'un bloc carré, le nombre de Strouhal a été calculé à partir de la fréquence naturelle du vortex. Les résultats obtenus montrent qu'il y a une faible variation entre le nombre de Strouhal mesuré et le nombre de Strouhal calculé, en fonction de l'intensité de l'écoulement principal, du rapport d'aspect (Davis et al., 1984) et de la forme du bloc (carré ou cylindrique).

L'allure de la courbe pour  $Re > 300$  est une fonction proportionnelle à la racine carrée du nombre de Reynolds  $Re$ , donc,  $St = f(Re^{1/2})$ . Il est possible de déterminer une corrélation de la forme sigmoïde :

$$U = \frac{A1 - A2}{1 + e^{(Re-x_0)/dx}} + A2 \quad (4.18)$$

Les constantes de la corrélation sont données comme suit :

$R^2 = 0.99855$  (coefficient de corrélation)

$A1 = 0.11507$  (fréquence pour les faibles nombres de Reynolds)

$A2 = 1.24429$  (fréquence dominante dans le régime instable)

$x_0 = 408.83441$  (valeur critique du nombre de Reynolds)

$dx = dRe = 43.51897$  (incrément du nombre de Reynolds)

Sur le point d'inflexion,  $x_0 = 408.83441$ , le début de l'oscillation individu-soutenue était également responsable de l'augmentation du transfert thermique pour les blocs.

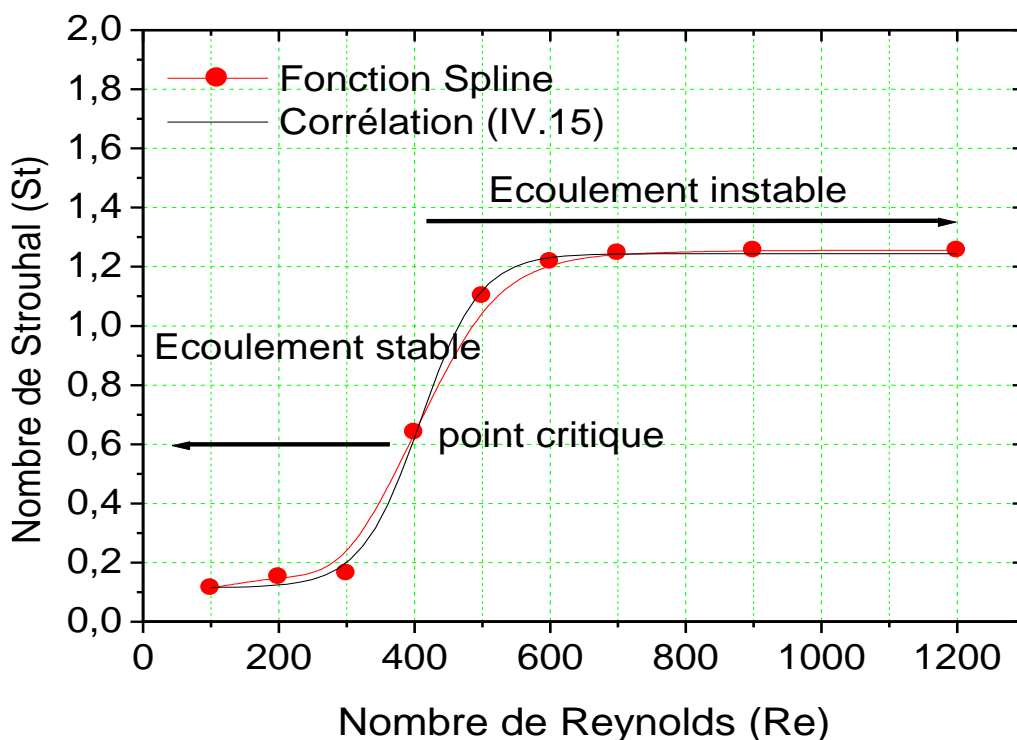


Figure 4.25 : Diagramme de stabilité.

#### 4.2.4 Régime instationnaire pulsé ( $\dot{a}=20\%$ )

Dans cette section nous examinons, la pulsation du fluide à l'entrée du canal avec une amplitude de 20% de la vitesse moyenne de refroidissement. L'écoulement pulsé a été modélisée par une formule sinus.

Expérimentalement, la pulsation de l'écoulement à l'entrée du canal est introduite par la projection perpendiculaire d'une onde acoustique générée par un haut parleur lié à un générateur de fonction et un amplificateur (Moon et al., 2005 ; Ji et al., 2008). Dans ces travaux, les auteurs ont montré que cette technique produit un écoulement pulsé par une variation adéquate de la fréquence dans le générateur de fonction. Le générateur de fonction utilisé par Ji et al. (2008) est de type HP-33120A et un amplificateur du signal de type Inkel AX7030G. Ces équipements délivrent des ondes acoustiques appropriées pour un écoulement pulsé.

##### 4.2.4.1 Coefficient d'amélioration du transfert de chaleur

Lorsque le fluide est pulsé dans le canal, le régime d'écoulement devient forcément instationnaire et les grandeurs physiques se comportent dans un régime oscillatoire. Pour bien quantifier le taux de transfert de chaleur de chaque composant électronique dans le canal nous introduisons le coefficient E qui représente le rapport entre le nombre de Nusselt moyen en écoulement pulsé ( $U=U_o(1+A.\sin(2\pi ft))$ , avec  $A=0.20$ ) et le nombre de Nusselt sans pulsation (vitesse uniforme,  $U=1$ ,  $A=0.0$ ), donc :

$$E = \frac{\overline{Nu}_{EP}}{\overline{Nu}_{NP}} \quad (4.19)$$

Avec,

$\overline{Nu}_{EP}$  : Nombre de Nusselt de chaque bloc dans le cas d'écoulement pulsé.

$\overline{Nu}_{NP}$  : Nombre de Nusselt de chaque bloc dans le cas d'écoulement non pulsé.

On définit aussi  $E_{max}$  qui est le coefficient du transfert de chaleur maximale sur la gamme de fréquences de pulsation.

Il est possible de définir le coefficient d'amélioration du transfert de chaleur globale dans le canal comme suit :

$$E_G = \frac{\sum_{i=1}^n \overline{Nu}_{EP}}{\sum_{i=1}^n \overline{Nu}_{NP}} \quad (4.20)$$

Avec n : nombre total des blocs dans le canal, dans notre cas,  $n=9$ .

#### 4.2.4.2 Variation du nombre de Nusselt

Les figures 4.26 et 4.27 montrent la variation temporelle des nombre de Nusselt des blocs S1-S9 sur un intervalle de temps largement étendue. Nous avons présenté dans ces figures les variations avec une pulsation de 20 % de la vitesse moyenne, pour  $Re=500$  et  $Re=600$  et les fréquences de pulsation  $St=0.8$  et  $St=1.4$  respectivement. Il est clair que les variations des nombres de Nusselt de chaque bloc évoluent d'une manière oscillatoire pleinement développée ou apériodique après un temps adimensionnel  $\tau > 10$ , ce qui montre que la condition aux limites à l'entrée de l'écoulement pulsé provoque un champ oscillatoire. Les nombres de Nusselt des blocs ont différentes amplitudes d'oscillations, pour  $St=0.8$ , nous remarquons que l'amplitude des composants électroniques S1, S2, S3, S4 sont grandes par rapport S5, S6, S7, S8, S9. Pour la fréquence  $St=1.4$ , les amplitudes des fréquences en aval sont plus importantes par rapport aux blocs qui se situent en amont du canal. Donc nous pouvons constater que l'intensité du transfert de chaleur des composantes électroniques est contrôlable à partir des fréquences de pulsation du fluide dans le canal.

Expérimentalement, il est possible de contrôler le taux de transfert de chaleur par l'utilisation des générateurs de fonction qui disposent de multitudes fréquences. Donc, l'injection des ondes acoustiques avec des fréquences bien définies, permet de contrôler les écoulements avec transfert de chaleur (le cas d'un système de refroidissement des composants électroniques).

Nos simulations numériques ont été réalisées sur une bande de fréquence adimensionnelle comprise dans l'intervalle  $[0.0 \div 2.66]$ , avec un incrément  $\Delta St=0.2$ , ce qui correspond la gamme de fréquence dimensionnelle  $[0.0 \div 66.5]$  Hz. Cette bande est incluse dans celle du Moon et al. (2005) ( $[10 \div 100]$  Hz). Nous avons montré que cette bande de fréquence est suffisante pour simuler les pics de transfert de chaleur des blocs chauffés, appelé par Patera et al (1986) résonance thermique.

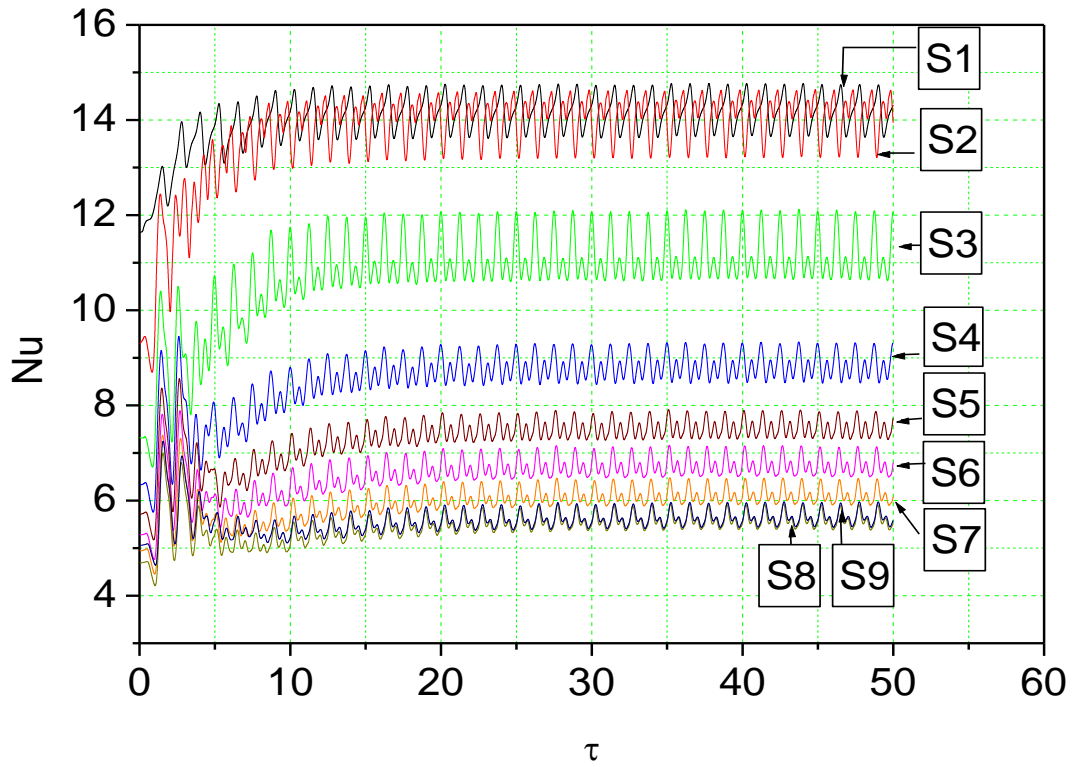


Figure 4.26 : Variation temporelle du nombre de Nusselt pour les neuf blocs pour  $Re=500$ ,  $St=0.8$  et  $A=0.20$ .

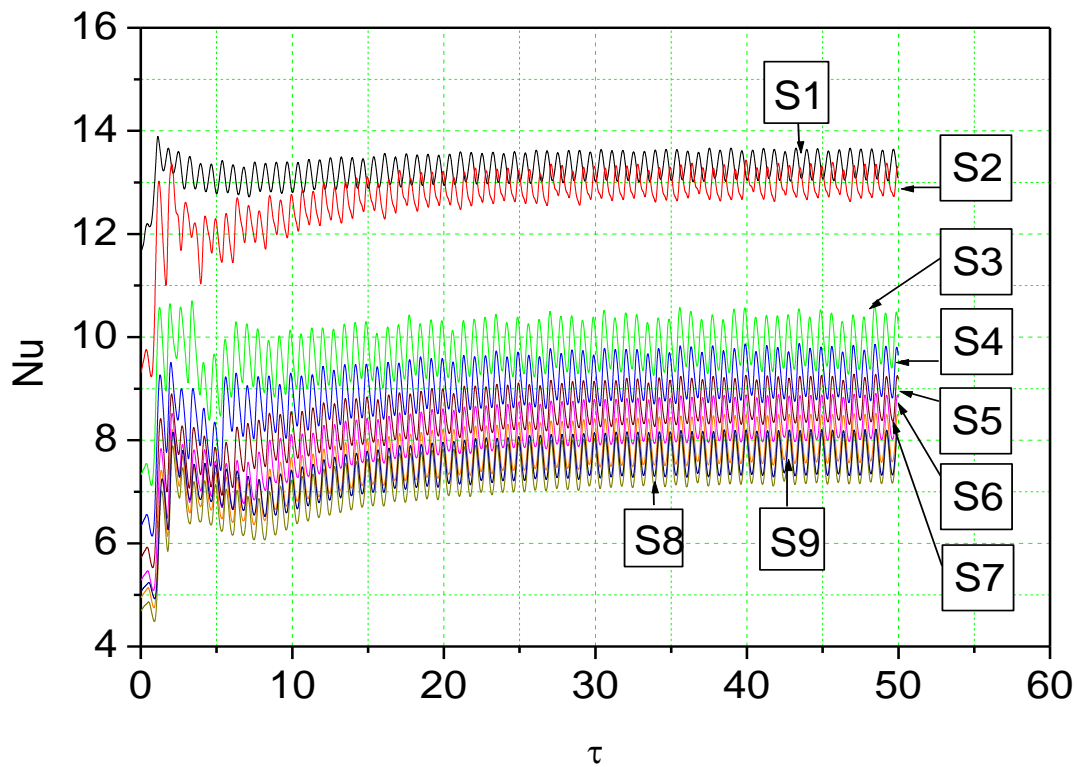


Figure 4.27 : Variation temporelle du nombre de Nusselt pour les neuf blocs pour  $Re=600$ ,  $St=1.4$  et  $A=0.20$ .

D'après plusieurs auteurs, Patera et al. (1986), Nishumura et al. (2000) et Moon et al. (2005), les paramètres qui caractérisent l'écoulement pulsé sont :

- le nombre de Reynolds moyen :  $R_{em}=U_0H/\nu$  (4.21)

- l'amplitude de la vitesse pulsée :  $A=U_p/U_0$  (4.22)

- le nombre de Strouhal :  $St=fH/U_0$  (4.23)

Où  $U_0$  est la vitesse initiale à l'entrée du canal,  $H$  est la hauteur. La vitesse moyenne à l'entrée a été mesurée par anémomètre à file chaud (Ji et al. 2008).

L'amplitude  $A$  représente le rapport entre la vitesse de pulsation  $U_p$  et la vitesse  $U_0$  de régime sans pulsation.

Les figures 4.28 et 4.29 montrent l'effet du nombre de Strouhal de pulsation sur le transfert de chaleur de chaque bloc chauffé dans le canal pour  $Re=500$ ,  $Re=600$  et une amplitude  $A=0.20$ . Il est clair que le taux de transfert de chaleur de chaque bloc chauffé atteint des pics à certain nombre de Strouhal.

Donc, il y'a une amélioration du transfert de chaleur de tous les blocs par rapport à l'écoulement non pulsé. En effet, pour  $Re=500$  et  $Re=600$ , le nombre de Nusselt moyen du premier bloc S1 atteint le maximum pour deux fréquences ( $St=0.8$  et  $St=1.6$ ). Pour les autres blocs qui se situent dans le centre (S2, S3, S4, S5, S6), il est atteint pour la fréquence  $St=1.0$ .

Pour les blocs S7, S8, S9, le maximum est atteint pour les fréquences  $St=1.4$ . Lorsque le nombre de Strouhal de pulsation dépasse la valeur  $St=2.0$ , nous avons constaté que le nombre de Nusselt tend vers une limite stationnaire et atteint la valeur du taux de transfert de chaleur de l'écoulement non pulsé. Nous pouvons conclure que la bande de fréquences  $[0\div 2.66]$  est suffisante pour simuler les pics du taux de transfert de chaleur dans le canal et il est possible de déterminer une bande optimale plus courte.

Dans notre étude, pour  $Re=500$ , la bande  $[1\div 1.2]$  est pratiquement suffisante pour atteindre l'objectif de refroidissement efficace de tous les composants électroniques. Pour  $Re=600$ , cette bande devient plus large ( $[1\div 1.6]$ ) pour couvrir le maximum du transfert de chaleur des blocs chauffés.

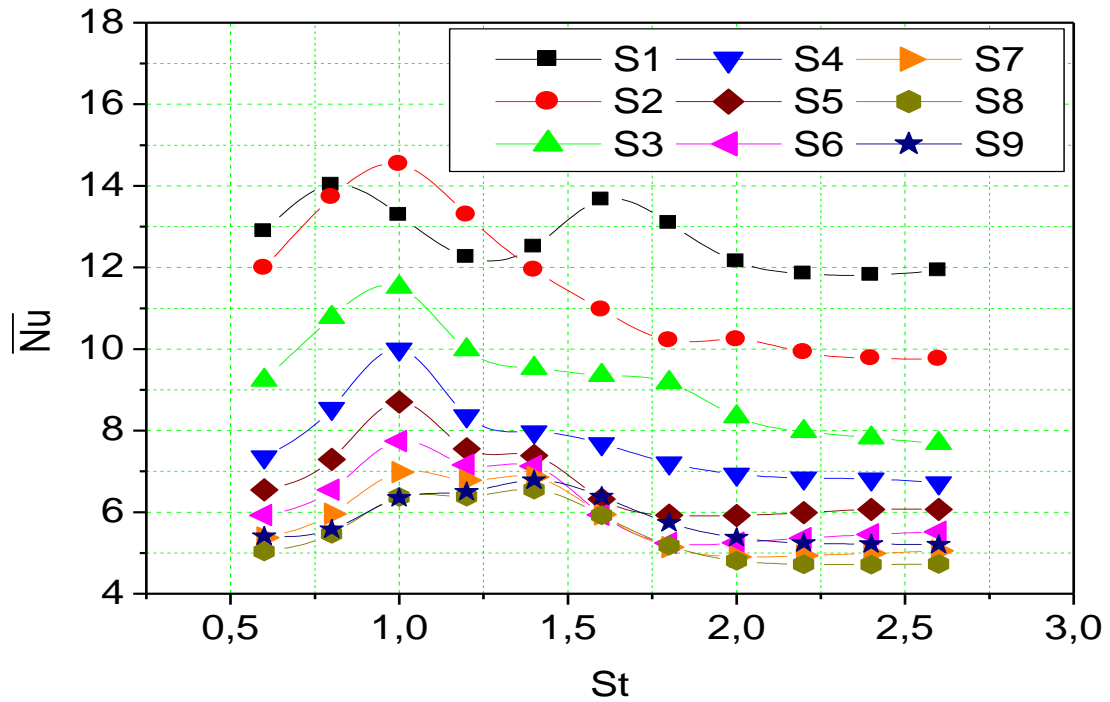


Figure 4.28 : Variation du nombre de Nusselt pour les neuf blocs S1, S2, S3, S4, S5, S6, S7, S8 et S9 avec le nombre de Strouhal pour  $Re=500$ ,  $A=0.20$ .

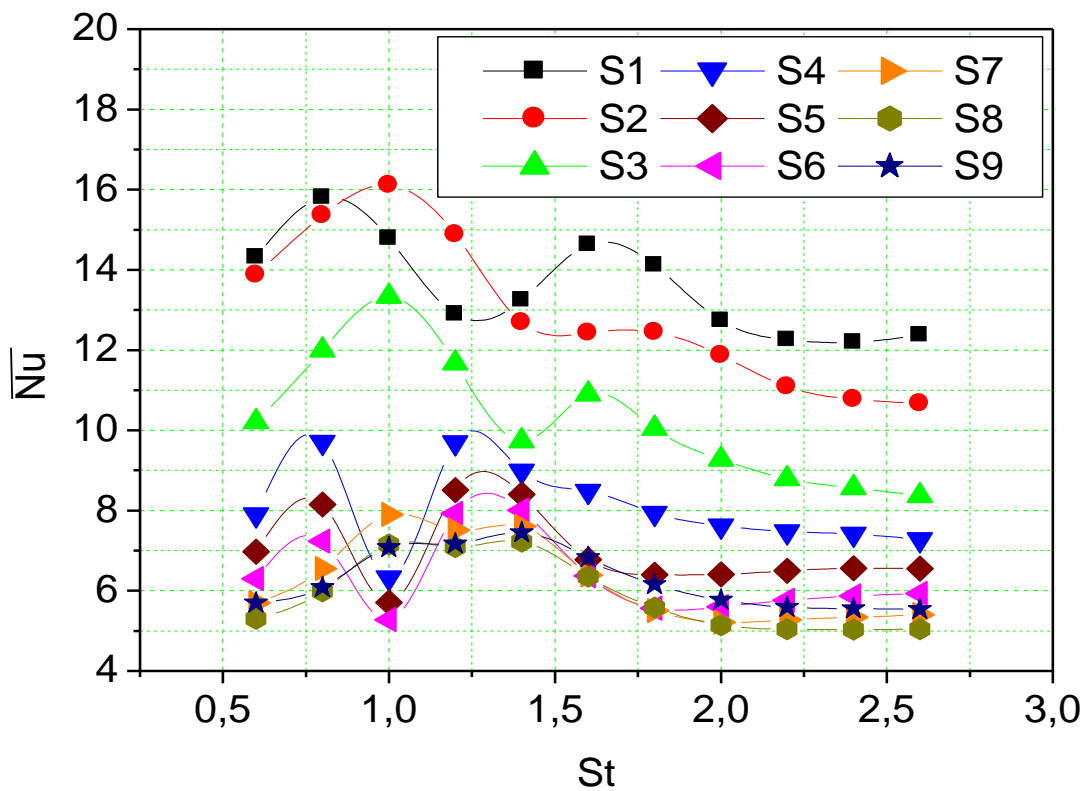


Figure 4.29 : Variation du nombre de Nusselt pour les neuf blocs S1, S2, S3, S4, S5, S6, S7, S8 et S9 avec le nombre de Strouhal pour  $Re=600$ ,  $A=0.20$ .

Les figures 4.30 et 4.31 illustrent le gain de transfert de chaleur, en terme du facteur d'amélioration du transfert de chaleur maximale  $E_{max}$  des neufs blocs chauffés pour  $Re=500$ ,  $600$ ,  $A=0.20$ . La valeur  $E_{max}$  représente le gain de transfert de chaleur maximale de chaque bloc dans la bande de pulsation des fréquences  $[0 \div 2.66]$ .

Dans certain travaux de recherche, la pulsation du fluide sur une bande de fréquence de 0 à 20 Hz dans une conduite à paroi isotherme n'a aucun effet sur le transfert de chaleur (Chattopadhyay et al. 2006) pour  $Re=200$ . Par contre, Habib et al. (2002) ont montré que la pulsation du fluide avec une gamme de fréquences de 1 jusqu'à 30 Hz et des nombres de Reynolds 780 et 2000 conduit à une augmentation du transfert de chaleur dans une zone particulière à l'entrée du tube avec un taux maximal de 30% pour  $Re=1400$  et une fréquence  $Fr=1$  Hz. Gül (2013) a montré expérimentalement que le taux de transfert de chaleur maximal de l'écoulement pulsé sur la gamme  $5 \div 100$  Hz dans une conduite et pour le nombre de Reynolds de  $10^4 \div 5 \times 10^4$ , est de l'ordre de 28%. Pour le travail expérimental de Greiner et al. (1991), le coefficient du transfert de chaleur maximale  $E_{max}$  dans un canal rainuré pour  $Re=525$  et une amplitude de 0.2, atteint jusqu'à 2.5. Dans ce travail, un flux de chaleur constant a été imposé à la paroi interne de la conduite.

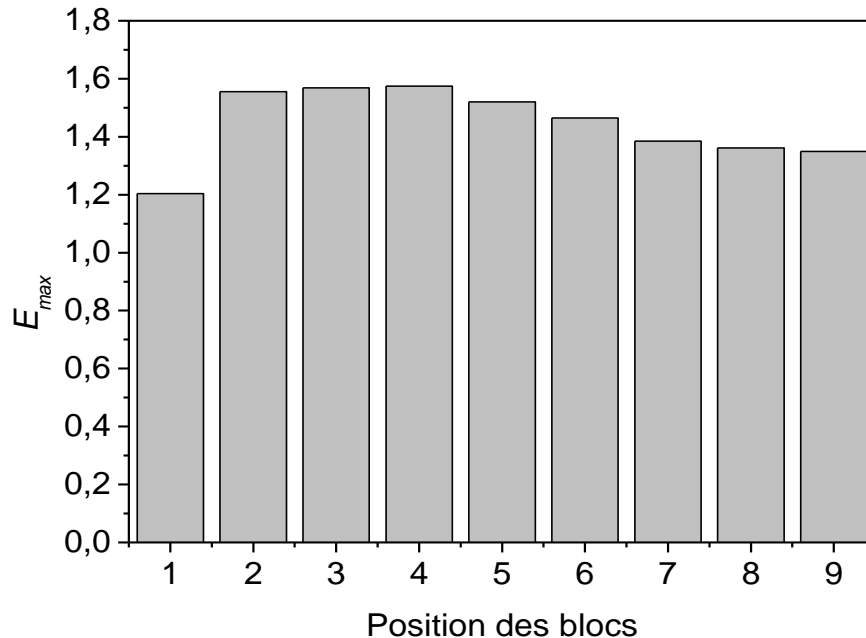


Figure 4.30 : Variation du facteur d'amélioration du transfert de chaleur  $E_{max}$ , pour les neufs blocs pour  $Re=500$ ,  $A=0.20$ .



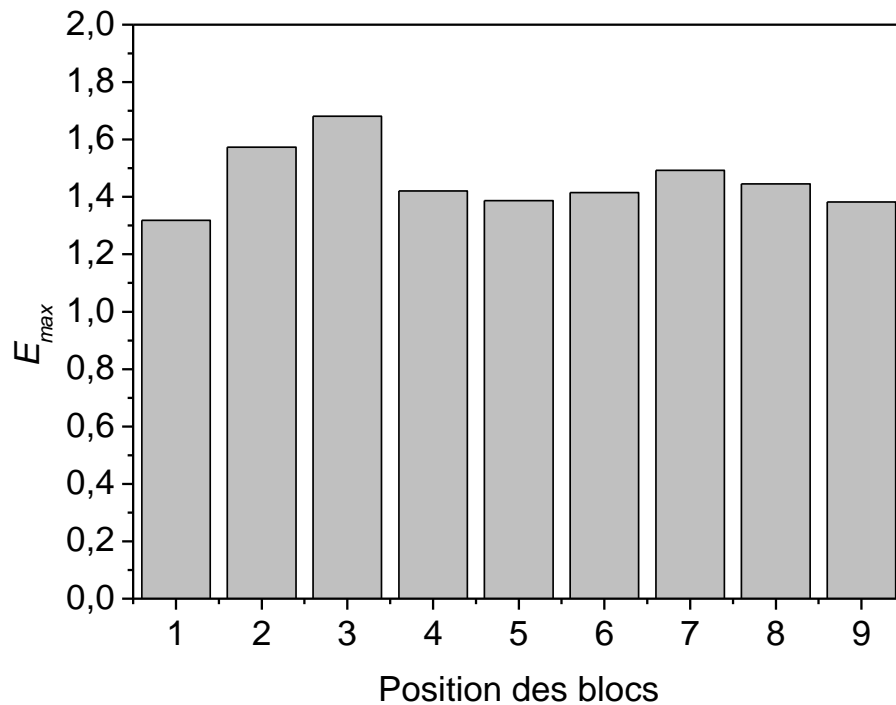


Figure 4.31 : Variation du facteur d'amélioration du transfert de chaleur  $E_{max}$ , pour les neuf blocs pour  $Re=600$ ,  $A=0.20$ .

La figure 4.32 montre la variation du largeur de la bande de résonance pour une large gamme de nombre de Reynolds et pour une amplitude de pulsation  $A=0.2$ . La bande de résonance thermique est défini comme l'intervalle de fréquences où le gain de transfert de chaleur est maximale pour tous les blocs chauffés:

$$Bw = \max(St_{i=1,9})Nu_{max} - \min(St_{i=1,9})Nu_{max} \quad (4.24)$$

Greinar et al. (1991) ont monté expérimentalement que la bande de fréquence expérimentale pour un accroissement significatif est plus large que celle estimé numériquement. Ils ont confirmé l'existence de la résonance de transfert de chaleur dans des canaux rainurés. La fréquence d'excitation pour la résonance qui assure l'augmentation du transfert de chaleur existe dans une bande large.

Il est clair que le largeur de cette bande atteint une valeur maximale pour l'intervalle de nombre de Reynolds  $Re=500 \div 700$ ; cette bande est nulle pour les faibles nombres de Reynolds  $Re < 400$  et devient constante pour les nombres de Reynolds  $Re > 800$ .

Les trois conditions de l'augmentation du transfert de chaleur par résonance thermique sont définies par : i) l'écoulement doit être naturellement oscillatoire lorsque le nombre de Reynolds dépasse une valeur critique  $Re_{cr}$ ; ii) la fréquence de perturbation ou d'excitation

dois être de l'ordre de la fréquence la moins stable de l'écoulement ; iii) l'amplitude de perturbation doit être suffisamment grande pour exciter l'écoulement.

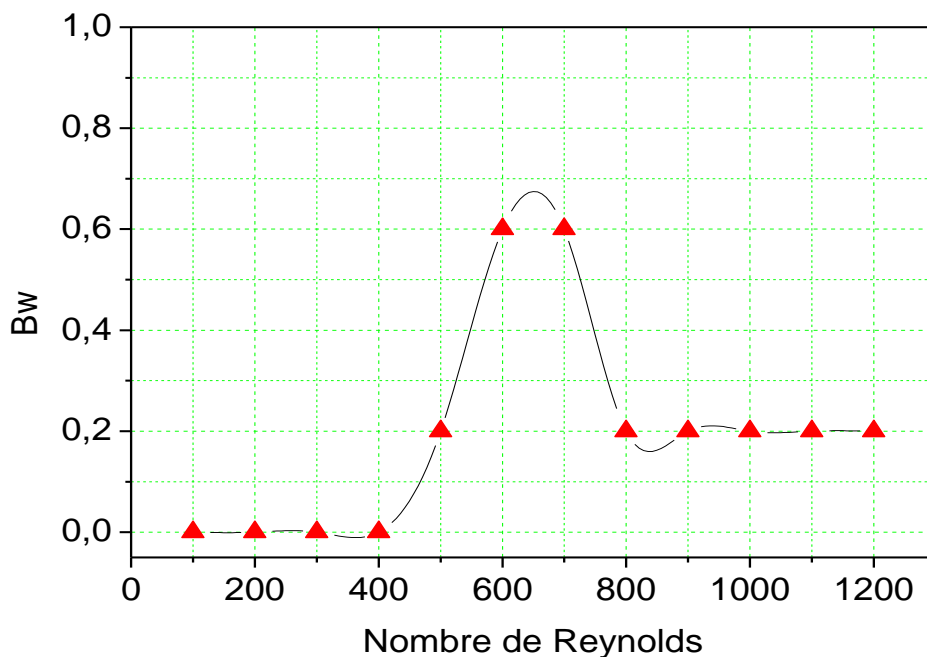


Figure 4.32 : Variation de la largeur de bande avec le nombre de Reynolds,  $A=0.20$ .

La figure 4.33 illustre la variation du facteur d'amélioration du transfert de chaleur  $E$  du premier bloc S1 pour le nombre de Reynolds  $Re=700$  et l'amplitude de pulsation et une amplitude  $A=0.2$  (20% de l'amplitude de la vitesse moyenne). Nous présentons une comparaison des résultats numériques avec les mesures de Moon et al. (2005). Pour cela, nous avons effectué une simulation numérique en tenant compte de toutes les conditions de l'expérience de Moon et al. (2005), telles que les dimensions du canal et des blocs et les conditions aux limites. Une particulière attention a été réservée à la simulation numérique de l'écoulement pour le nombre de Reynolds  $Re=700$ , car Moon et al. (2005) ont présenté un travail expérimental détaillé avec une vitesse moyenne  $U=0.556$  m/s et  $H=0.02$  m, correspond à un nombre de Reynolds  $Re=700$ .

Les fréquences adimensionnelles sont obtenues à partir de la formule (4.23). La gamme de fréquences de pulsation dans le travail de Moon et al. (2005) est de  $10 \text{ Hz} < Fr < 100 \text{ Hz}$  et une amplitude qui varie entre  $0.2 < A < 0.3$ , ce qui correspond une bande de fréquence adimensionnel,  $St [0.4 \div 4]$ .

Le coefficient  $E$  d'amélioration du transfert de chaleur du premier composant électronique en fonction de la fréquence de pulsation montre que les calculs du nombre de Nusselt coïncident parfaitement avec les mesures obtenues par Moon et al. (2005).

De plus, le graphe confirme notre approche de calcul du nombre de Nusselt dans le cas des régimes oscillatoire ou apériodique.

Pour la fréquence  $St=0.80$  (20Hz) qui n'est pas présenté ici, il a été remarqué un écart entre les résultats numériques et expérimentaux donc, le code de calcul est instable pour ce point. Il peut être expliqué par l'hypothèse d'avoir négligé les pertes par conduction à travers la plaque et par rayonnement (13 % en totale).

Ce comportement laisse à penser l'existence d'un phénomène de résonance thermique semblable à celui rapporté par Patera et al. (1986).

La fréquence de résonance où le transfert de chaleur est maximal du premier bloc S1 est de l'ordre de  $St_R=1.39$  ce qui correspond 34.75 Hz. Le coefficient d'amélioration du transfert de chaleur correspond  $E=1.39$ . Expérimentalement, Moon et al. (2005) ont mesuré la fréquence de résonance pour cette configuration  $Fr=38$  Hz et  $E=1.39$  (Fig. 4.34). Donc, la valeur de la fréquence de résonance thermique est plus proche de la valeur expérimentale. Cette fréquence reste inchangeable lorsque l'amplitude de pulsation a été variée de 0.2 à 0.3 (remarque approuvé par kim et al. (1998).

Greiner et al. (1991) ont étudié des expériences sur la résonance hydrodynamique et son effet sur le transfert thermique dans les écoulements laminaires dans des canaux avec des rainures transversales régulièrement espacées sur une paroi. La perturbation oscillatoire sur le débit à la fréquence des modes linéaires les plus instables provoque une réponse en résonance avec un mélange associé et un accroissement sensible du transfert de chaleur. Les mesures confirment les calculs antérieurs qui démontrent qu'une oscillation de 20% à la fréquence optimale provoque plus qu'un doublement du coefficient de transfert par convection. La bande de fréquence expérimentale pour un accroissement significatif est plus large que celle valeur estimé numériquement.

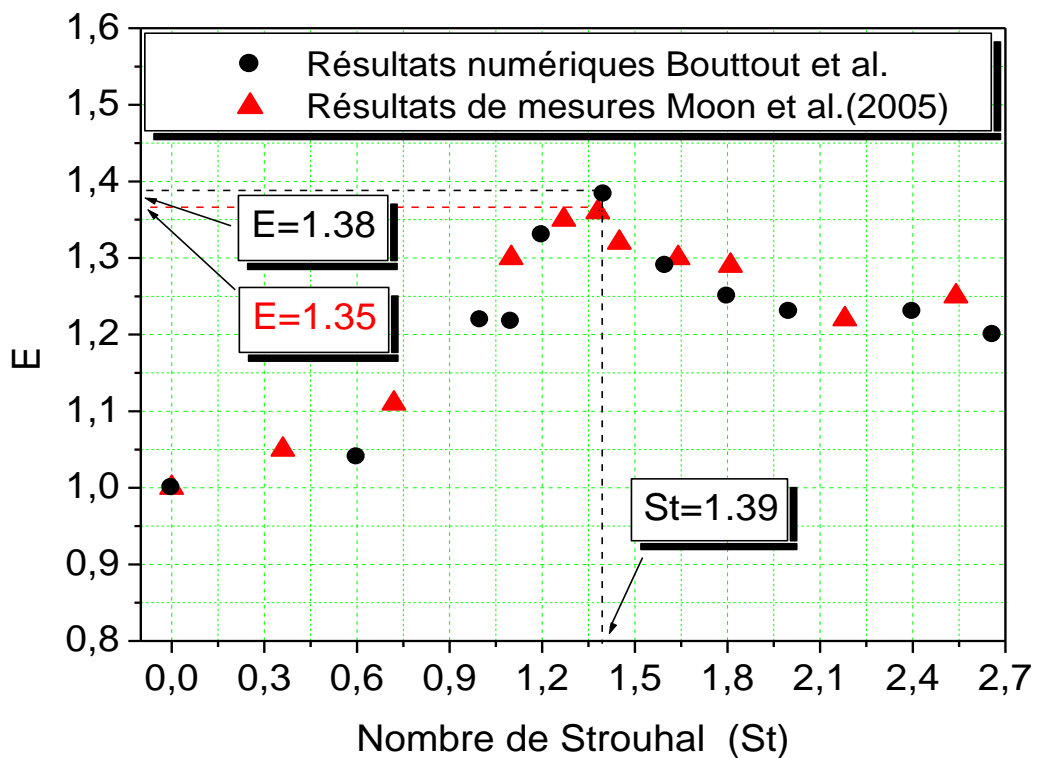


Figure 4.33 : Variation du facteur d'amélioration de transfert de chaleur  $E$  du premier bloc S1,  $Re=700$ ,  $A=0.2$  (20% de l'amplitude de la vitesse moyenne). Comparaison des résultats numérique avec les mesures de Moon et al. (2005).

Sur la figure 4.34 nous représentons la structure du champ thermique dans la partie aval du canal durant un cycle de pulsation pour un intervalle de temps adimensionnel ( $0.185 < \tau < 0.902$ ), un nombre de Reynolds,  $Re=700$  et un nombre de Strouhal  $St=1.40$ . Ce nombre correspond à la fréquence de résonance thermique où le taux de transfert de chaleur est maximum pour la majorité des blocs chauffés. Nous remarquons une distorsion séquentielle des lignes isothermes, cela est due à la pénétration du fluide froid dans les rainures se qui favorise un meilleur transfert de chaleur dans le canal.

Il est clair que les zones entre les blocs sont caractérisées par une forte convection, donc une distorsion des lignes des isothermes. Il est remarqué aussi que ces lignes prennent la forme des cercles déformés et produisent des sillages derrière les blocs en aval. La géométrie de forme rainurée du canal contribue à l'interruption de la couche limite thermique et augmente la surface d'échange ce qui a pour résultat l'amplification du transfert de chaleur. Il est à noter que seules les fréquences de pulsation qui se rapprochent de la fréquence de

résonance thermique contribuent à l'amplification du transfert de la chaleur (cas du nombre de Strouhal,  $St=1.4$ ). Le régime pulsé contribue aussi à la séparation de l'écoulement en deux parties : écoulement axial ou de mélange et écoulement cellulaire entre les blocs. Comme nous l'avons mentionné dans la partie du régime stationnaire non pulsé, l'interaction entre les deux parties d'écoulement (axial et les vortex entre les blocs) est faible dans le cas stationnaire, par contre elle est forte dans le cas de l'écoulement pulsé près de la fréquence de résonance.

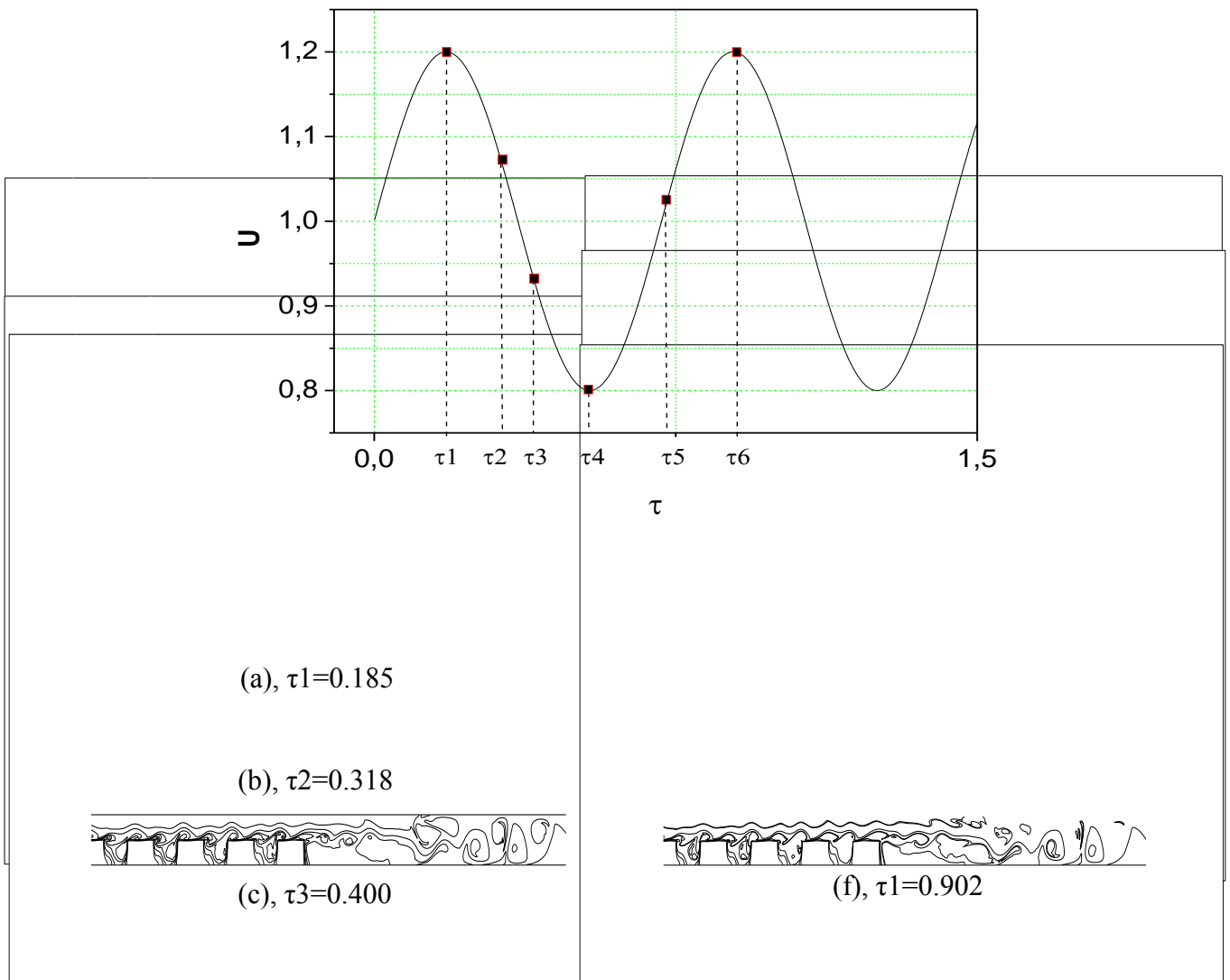


Figure 4.34 : Structure des lignes isothermes durant un cycle de pulsation.  $Re=700$ ,  $A=0.2$ ,  $St=1.40$ .

L'évolution temporelle des nombres de Nusselt moyens des blocs chauffés est illustrée sur les figures 4.35 et 4.36 pour un nombre de Reynolds  $Re=700$ . Les amplitudes d'oscillations dépendent de la position du composant électronique dans le canal, cette amplitude est très faible pour les blocs en aval (S7, S8, S9). Le régime aperiodique a été estimé pour les nombres cette gamme du nombre de Reynolds. Sachant que ce régime est dépendent de l'architecture du canal, alors que l'espacement entre les blocs ainsi que leurs nombre joue un rôle signifiant dans l'apparition de la nature de ce régime. Dans des études similaires de la littérature, le régime oscillatoire a été détecté pour un canal muni des composants électronique. Par contre il était stationnaire pour la même configuration avec un espacement plus réduit entre les blocs. À titre d'exemple, pour le nombre de Reynolds  $Re=700$ , Moon et al. (2005) ont montré que la transformé de Fourier du signal de la vitesse  $U$  derrière le septième bloc ne donne aucune fréquence pour la configuration C1 (similaire à la configuration de Greiner et al. (1991)) où :  $b/L_b = 0.33$  et  $L_b/H = 1.5$  (voir fig. 2.1). Pour la configuration C2 de dimension : [ $b/L_b = 0.50$ ,  $L_b/H = 2.0$ ] et G3 : [ $b/L_b = 0.66$ ,  $L_b/H = 3.0$ ]. L'application de la transformé de Fourier a donné la fréquence 34 Hz pour la configuration C2 et 20 Hz pour la configuration C3.

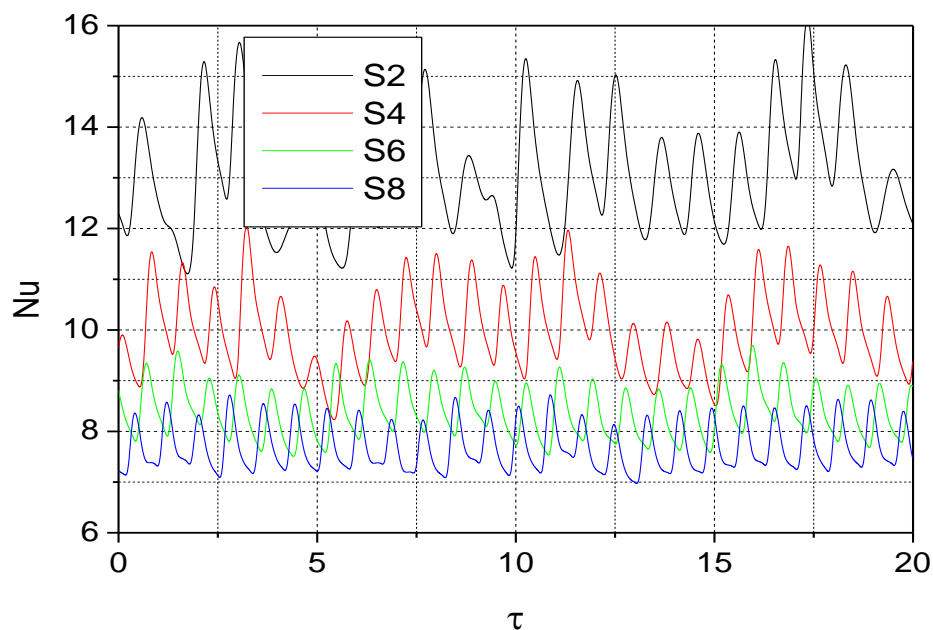


Figure 4.35 : Évolution temporelle des nombres de Nusselt des sources: S2, S4, S6, S8.  
 $Re=700$ .

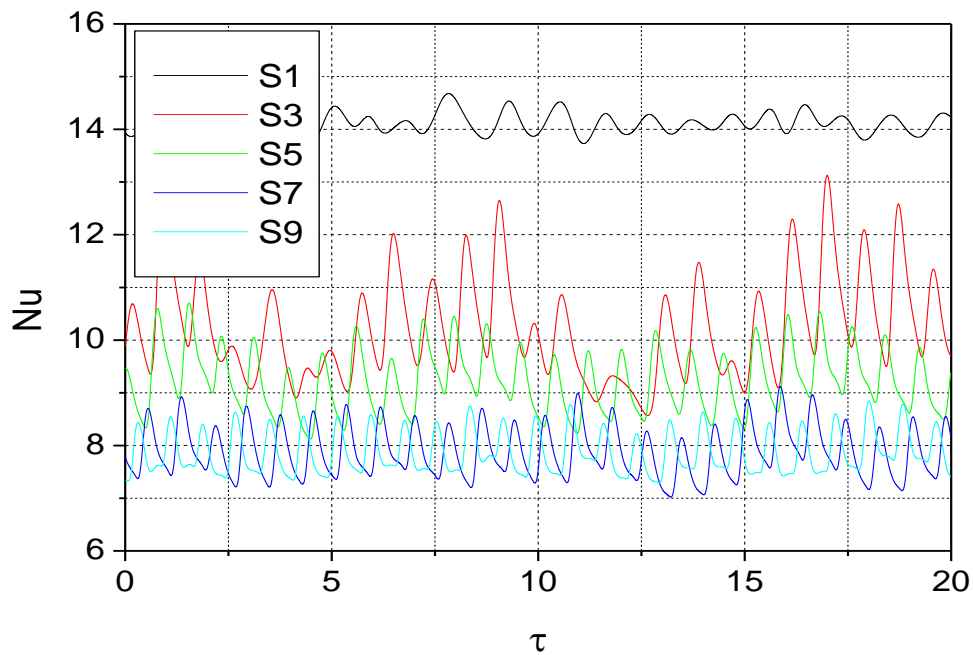


Figure 4.36 : Évolution temporelle des nombres de Nusselt des sources: S1, S3, S5, S7, S9.  
Re=700.

La pulsation de l'écoulement pour le nombre de Reynolds  $Re=700$  a été évaluée sur une large gamme de fréquence et une faible amplitude  $A=0.20$ . Nous avons exécuté des calculs numériques de ce nombre de Reynolds afin de confronter nos résultats avec le travail expérimental de Moon et al. (2005). Sur les figures 4.37 et 4.38 nous présentons l'évolution temporelle des nombres de Nusselt de chaque source de chaleur. Les courbes évoluent d'une manière apériodique autour des valeurs moyennes durant l'intervalle de temps adimensionnel  $0.00 \leq \tau \leq 20.00$ . Les amplitudes d'oscillations des blocs en aval sont faibles par rapport à celles des blocs en amont (même remarque sans pulsation). De plus, tous les courbes présentent une évolution ascendante par rapport à la solution initiale (sans pulsation), cela est très clair pour les blocs S1 et S2. Lorsque la pulsation du fluide est considérée, le transfert thermique est généralement amélioré à cause d'une forte interaction entre le fluide froid entrant et les vortex formés dans les zones de recirculation entre les blocs.

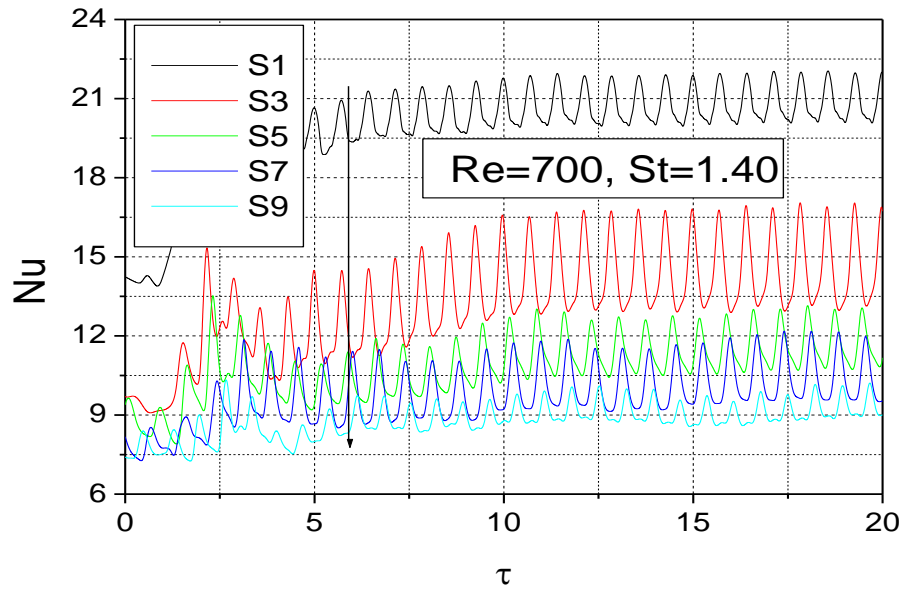


Figure 4.37 : Évolution temporelle des nombres de Nusselt des sources: S1, S3, S5, S7, S9.  
Re=700, St=1.40.

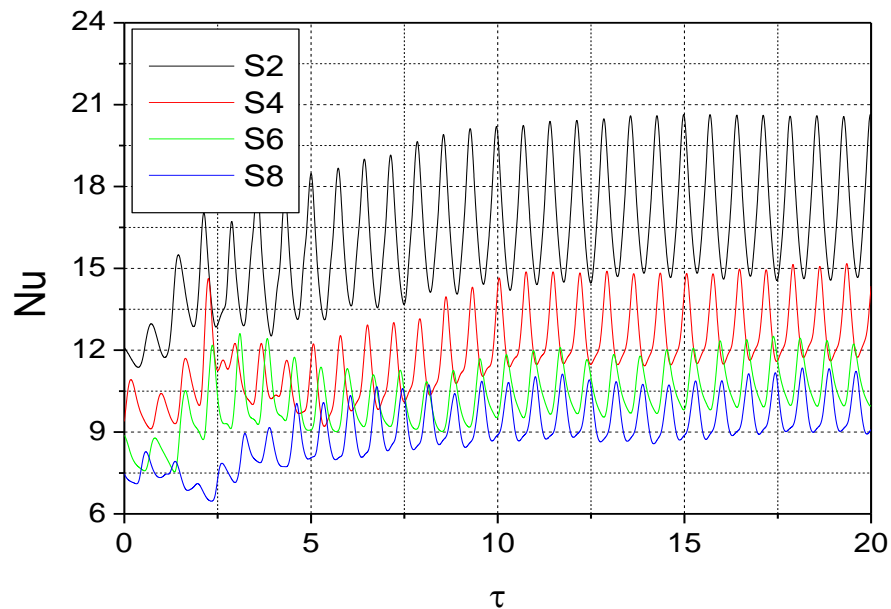


Figure 4.38 : Évolution temporelle des nombres de Nusselt des sources: S2, S4, S6, S8.  
Re=700, St=1.40.



L'effet de la fréquence de pulsation sur le transfert de chaleur pour  $Re=700$  est représenté dans les figures 4.39 et 4.40. Nous observons que le nombre de Nusselt de chaque bloc chauffé augmente avec la fréquence de pulsation  $St$  pour atteindre sa valeur maximale pour une fréquence critique  $St_R$  (fréquence de résonance thermique). Ensuite les valeurs de Nusselt diminuent et tendent vers des valeurs constantes. Elles finissent par devenir pratiquement indépendantes du nombre de Strouhal  $St$  (fréquence de pulsation) et tendent vers la limite stationnaire (écoulement à vitesse uniforme  $U_0$  à l'entrée). Les mêmes remarques ont été obtenues pour le refroidissement avec les nombres de Reynolds 500 et 600 envisagé dans la section précédente. À titre d'exemple les pics où le transfert de chaleur est maximum pour le troisième et le cinquième bloc sont obtenus pour  $St=1.00$ ,  $St_R=1.10$  respectivement. La bande de fréquence qui couvre les neuf blocs correspond à la bande de résonance thermique totale. Elle est obtenue facilement à partir de la courbe de la figure 4.40, donc cette bande qui est  $[0.87\div 1.40]$  correspond à la gamme de fréquence dimensionnelle  $[21.75\div 35]$  Hz. En dehors de cet intervalle le gain de transfert de chaleur est faible et presque constant.

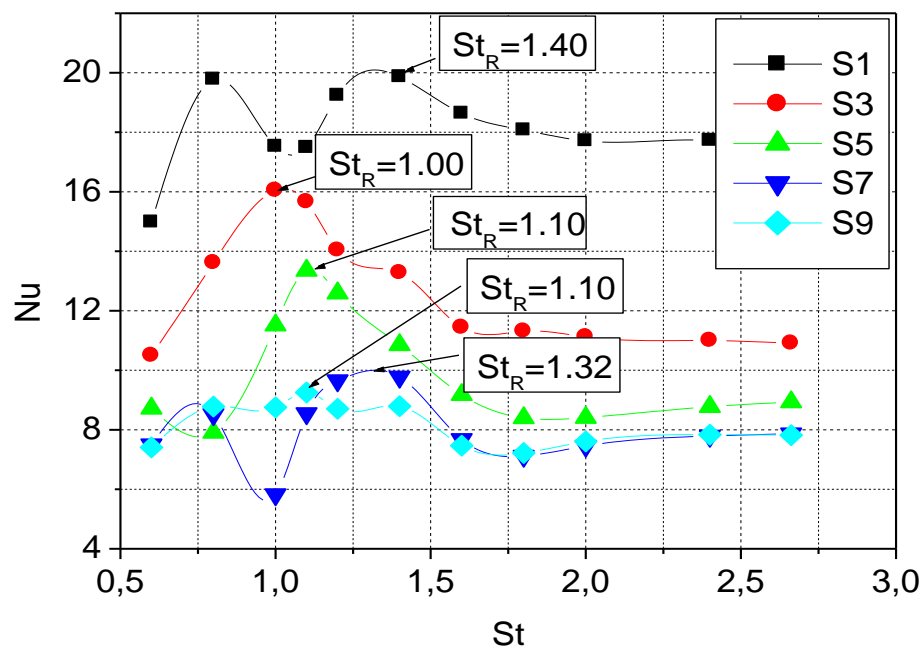


Figure 4.39 : Variation du nombre de Nusselt moyen des blocs S1, S3, S5, S7, S9 en fonction du nombre de Strouhal.  $Re=700$ ,  $A=0.20$ .

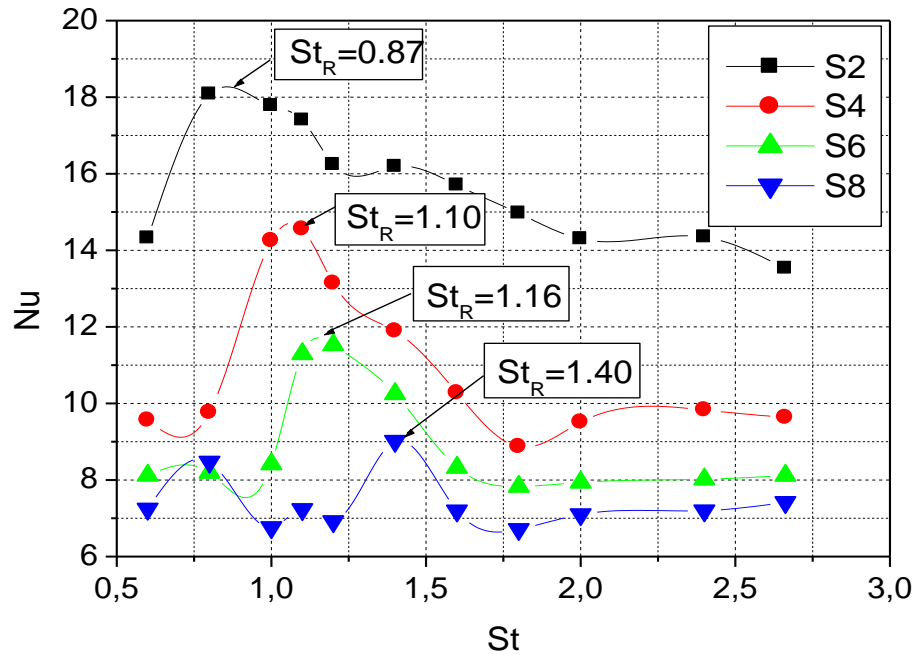


Figure 4.40 : Variation du nombre de Nusselt moyen des blocs S2, S4, S6, S8 en fonction du nombre de Strouhal.  $Re=700$ ,  $A=0.20$ .

La figure 4.41 illustre la variation du nombre de Nusselt moyen calculé pour plusieurs nombre plusieurs fréquences de pulsations le long des neufs blocs chauffés, pour un nombre de Reynolds  $Re=700$  et une amplitude  $A=0.2$ . Il est clair que le transfert chaleur de chaque bloc a été amélioré dans la bande de fréquences de  $[0.6 \div 1.4]$  où la majorité des valeurs du taux de transfert de chaleur sont supérieures aux valeurs de Nusselt sans pulsation qui correspond  $St_f=0.0$ , à l'exception de quelques blocs chauffés qui se situe en aval du canal (S7, S8 et S9). Ces blocs chauffés subissent une faible dégradation du nombre de Nusselt pour les fréquences  $St=0.6$ ,  $St=1.0$  et  $St=1.6$ . Elle est estimée comme valeur maximal de 28,14% pour le cinquième bloc (S5) et la fréquence  $St=1.00$ . Cette dégradation conduit à un faible réchauffement, lorsque la chaleur a été transportée en aval du canal. Ce résultat est similaire aux mesures obtenues par plusieurs auteurs dans le cas d'écoulement avec une vitesse uniforme et même pulsé (Moon et al., 2005).

Afin d'éviter un réchauffement des blocs en aval, il est plus commode soit de pulsé par une fréquence bien déterminé (le cas de  $St=1.4$ ) qui assure une amélioration pour tous les blocs chauffés, ou placé des déflecteurs et des agitateurs qui assurent une bonne circulation de l'air à travers les surfaces chaudes. Florio et Harnoy (2007-b) a examiné la convection naturelle pour simuler le refroidissement d'un bloc chauffé (composant électronique) par une plaque piézoélectrique. Cette méthode a montré une efficacité de refroidissement des surfaces du bloc.

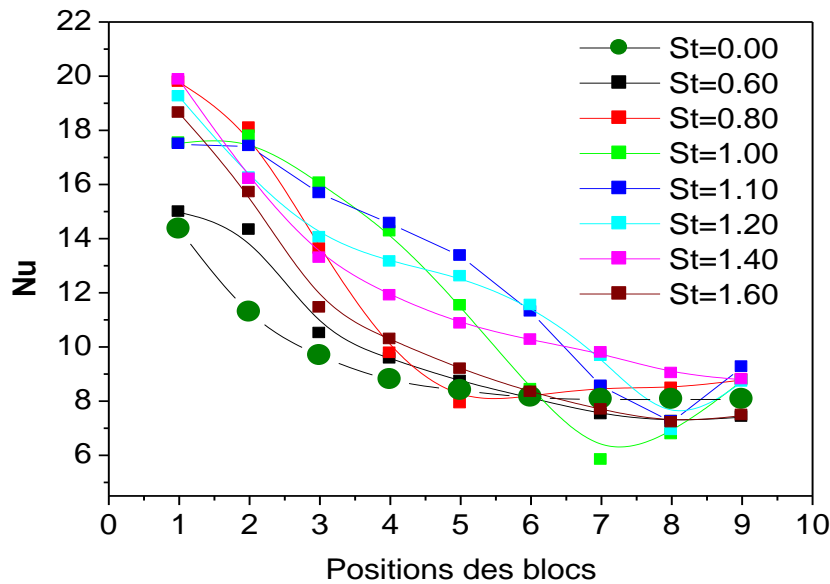


Figure 4.41 : Effet des fréquences sur l'amélioration du transfert de chaleur,  $Re=700$ ,  $A=0.2$ .

#### 4.2.4.3 Corrélations du coefficient d'amélioration du transfert de chaleur

Dans cette section nous proposons des corrélations pour quantifier le coefficient d'amélioration du transfert de chaleur  $E$  de chaque composant électronique dans le canal. Généralement, dans la littérature, il existe beaucoup de corrélations du taux de transfert de chaleur pour le régime stationnaire (Jubran et al., 1996 ; Sparrow et al., 1983 ; Wirtz et al., 1984 ; Torikoshi et al. 1988 et Arvizu et al., 1982). Ces corrélations relient le nombre de Nusselt et le nombre de Reynolds. Dans notre cas, nous définissons des formules du coefficient d'amélioration du transfert de chaleur en fonction des fréquences de pulsation  $St$ .

La figure 4.42 montre le coefficient d'amélioration du transfert de chaleur du cinquième bloc S5 pour  $Re=700$  et  $A=0.2$ . Il est possible de trouver des corrélations de type Gauss pour les deux blocs chauffés, cette corrélation permet de calculer le coefficient d'amélioration du transfert de chaleur  $E$  en fonction des fréquences de pulsation.

La corrélation du bloc solide S5 est donnée par la formule suivante :

$$E = y_0 + \frac{a}{w \sqrt{\frac{\pi}{2}}} e^{-2 \frac{(St-x_c)^2}{w^2}} \quad (4.25)$$

Avec le coefficient de corrélation :  $R^2=0.93413$ . Ce coefficient exprime la convergence des résultats obtenus par cette corrélation et les valeurs obtenues par simulation numérique. Plus  $R^2 \rightarrow 1$ , plus cette corrélation donne des valeurs de Nusselt plus proches.

Les constants de la corrélation (4.25) sont données comme suit :

$$y_0=0.96947$$

$$x_c=1.17444$$

$$w=0.34253$$

$$a=0.22563$$

La constante  $x_c$  représente la fréquence de résonance thermique du bloc S5.

La constante  $w$  représente la largeur de la bande de résonance thermique du bloc S5.

La fréquence de résonance thermique évaluée par la corrélation (4.25) est  $St=1.17444$ , ce qui correspond une fréquence dimensionnelle de 32,65Hz (elle est estimée à 38 Hz par Moon et al., 2005).

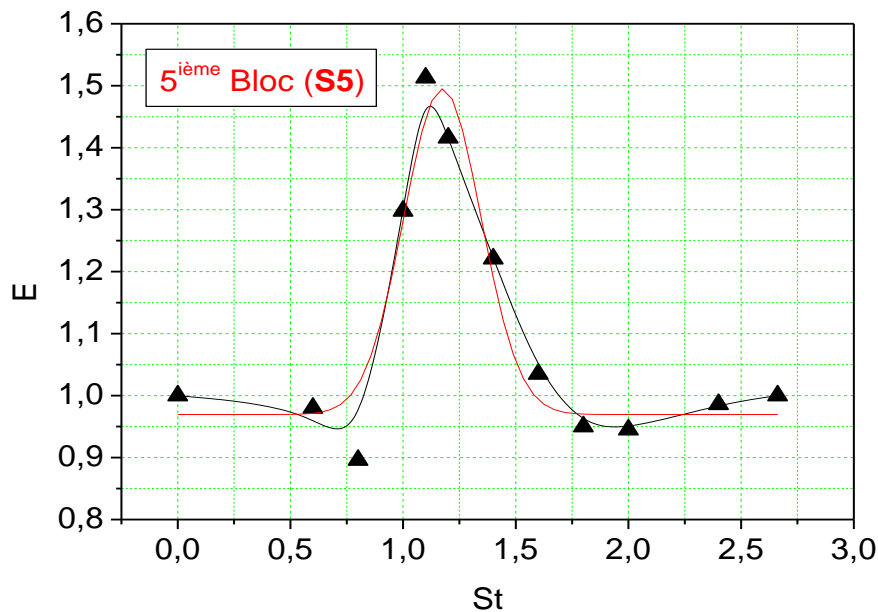


Figure 4.42 : Coefficient d'amélioration du transfert de chaleur pour le cinquième bloc chauffé (S5), pour  $Re=700$ ,  $A=0.2$ .

#### 4.2.4.4 Calcul des températures dimensionnelles des blocs chauffés

La figure 4.43 montre la variation de la température dimensionnelle des composants électroniques pour le nombre Reynolds  $Re=700$ , en confrontation avec l'évolution du nombre de Nusselt. Dans la simulation numérique nous avons considéré que les pertes par conduction à travers la plaque et le rayonnement sont négligées. Dans la pratique de refroidissement des composants électroniques, il est plus commode d'estimer le pourcentage de dissipation de chaque mode pour bien quantifier le nombre de Nusselt moyen.

Comme il a été annoncé, d'après Nishimura et al. (2000) les trois paramètres qui caractérisent l'écoulement pulsé sont (§ 4.2.4.2):

$$i) \text{ le nombre de Reynolds moyenne } Re_m = U_0 H / \nu \quad (4.21)$$

$$ii) \text{ L'amplitude de la vitesse pulsée } A = U_p / U_0 \quad (4.22)$$

$$iii) \text{ le nombre de Strouhal, } St = fH / U_0. \quad (4.23)$$

D'après Hollworth et al. (1996), les pertes par conduction ne dépassent pas 4%. Les pertes par rayonnement ne dépassent pas 10%.

- ❖ Le flux généré par chaque bloc chauffé n'est pas mentionné dans le travail de Moon et al. (2008). Sachant que dans ce travail, la quantité de chaleur dissipée à travers la paroi inférieure est de l'ordre de 13,2 % pour le nombre de Reynolds  $Re=700$ .
- ❖ On considère que le flux de chaleur généré par chaque composant électronique est  $1000 \text{ W/m}^2$  (Alahyari et al., 2011 et Lin et al., 2014)
- ❖  $H$  est la hauteur du canal, elle est pris  $H=0.020 \text{ m}$ .
- ❖  $k$  est la conductivité thermique de l'air,  $k=0.027$  (d'après Florio et Harnoy, 2007b)
- ❖  $T_a$  est considérée égale à  $20 \text{ }^\circ\text{C}$ .

$$\text{Donc : } (T - T_a) = \frac{1000 \times (0.02 / 0.027)}{\overline{Nu}} \quad (4.26)$$

$$= 740,740 / \overline{Nu} \quad (4.27)$$

À titre d'exemple dans littérature, nous avons cité la configuration d'Icoz et al. (2004), dans lequel les auteurs ont étudié la convection mixte dans un canal muni des blocs chauffés pour le nombre de Grashof de  $Gr=7.2 \times 10^5$  et le nombre de Reynolds  $Re=900$  (nombre de Richardson  $Ri=0.88$ ). La différence de température entre les sources de chaleur et la température entrant  $T_a$  est de l'ordre de  $60 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Il est à noter que la majorité des mesures dans la littérature sont effectuées sur des blocs solides chauffés par effet de Joule et supportant des températures élevées (cas des blocs en

aluminium dans les travaux Moon et al. (2005) et Ji a et al. (2008). Les diodes et les transistors montés sur les cartes électroniques supportent des températures de 80 jusqu'à 90°C. Ces valeurs dépendent de la nature des composants électroniques, donc ses matériaux de composition.

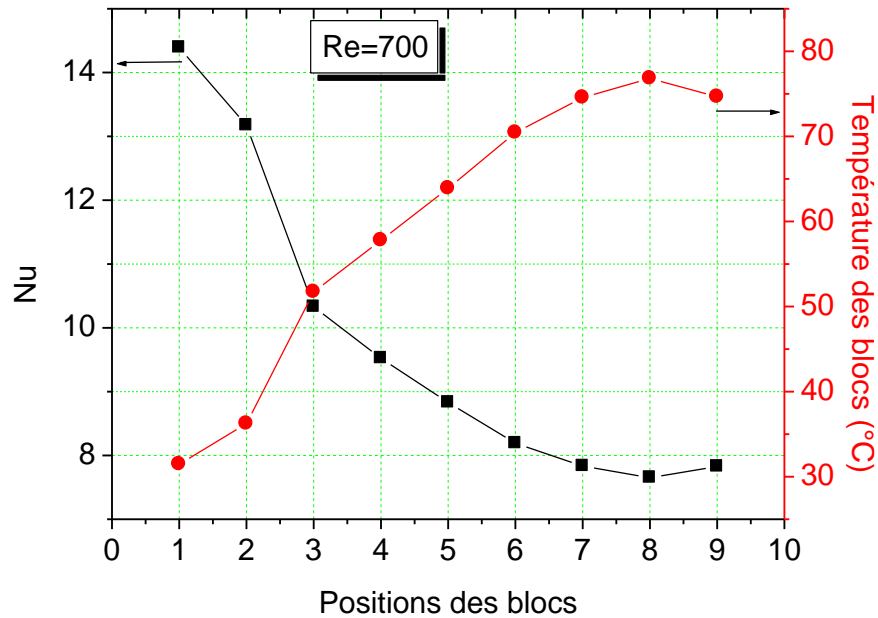


Figure 4.43 : Températures des blocs chauffés (S1, S2, S3, S4, S5, S6, S7, S8, S9),  $Re=700$ .

#### 4.2.5 Conclusion de la première application

Dans cette application, nous avons étudié numériquement l'écoulement de la convection forcée instationnaire et laminaire dans un canal muni des blocs chauffés (composants électroniques). Deux cas ont été examinés : écoulement à l'entrée du canal sans et avec pulsation du fluide. Nous pouvons regrouper les conclusions de notre contribution dans cette partie dans les points suivants :

- Le modèle de la convection forcée avec pulsation du fluide dans un canal muni des blocs chauffés a été implémenté dans un programme de calcul basé sur l'algorithme SIMPLER de la méthode des volumes finis.
- Le code de calcul a été validé pour les deux cas : écoulement à l'entrée du canal uniforme et pulsé. De même, un bon accord a été obtenu entre les résultats numériques et les mesures expérimentales de la littérature.

- Les résultats montrent que la pulsation de l'air de 20% de l'écoulement moyen avec une bande de fréquence bien définie conduit à une augmentation du transfert de chaleur d'environ 50% et par conséquent un meilleur refroidissement des composants électroniques.
- Nous avons montré l'existence du mode de résonance thermique lors du refroidissement des blocs solide chauffés, ce phénomène est caractérisé par un gain de transfert de chaleur sur intervalle de fréquences. La largeur de la bande de résonance thermique a été obtenue pour une large gamme de nombre de Reynolds.
- Nos résultats numériques sont confrontés avec des travaux disponibles dans la littérature, nous avons trouvé une concordance qualitative et quantitative.
- Les résultats de cette partie peuvent être utilisés pour optimiser la puissance de pompage de l'air et dimensionner précisément les ventilateurs de refroidissement des systèmes électroniques.
- Dans la pratique il existe des cas où les composants électroniques fonctionnent en intermittence donc la quantité de chaleur dissipé est instationnaire (fonctions : sinusoïdal, onde carrée, onde dents de scie, ...). Il est plus commode de corriger la puissance de pompage de l'air qui correspond au phénomène de résonance thermique et corrélérer à nouveau le transfert de chaleur avec les récents paramètres de l'écoulement.

L'ensemble des résultats obtenus dans cette partie a fait l'objet d'une communication internationale et une publication internationale : Bouttout et al. (2007) ; Bouttout et al. (2014).

### **4.3 APPLICATION II : ÉTUDE DE LA RÉSONANCE THERMIQUE DANS UN CANAL CONTENANT DES BLOCS CHAUFFÉS AVEC DES DÉFLECTEURS DE REFROIDISSEMENT**

#### **4.3.1 Introduction**

Nous menons dans cette partie une étude afin d'analyser l'influence des déflecteurs sur l'augmentation du transfert de chaleur et l'amélioration du refroidissement dans le cas d'écoulement pulsé (Fig. 2.2). Nous examinons deux techniques de refroidissement : une technique passive (l'intégration des déflecteurs) et une technique active (écoulement pulsé à l'entrée du canal). L'étude d'emplacement des obstacles et des déflecteurs sur le transfert de chaleur a été largement étudiée par plusieurs auteurs dans la littérature.

La partie précédente de cette thèse a démontré que le transfert thermique local dans le canal horizontal muni des blocs chauffés périodique est faible à cause de la stagnation de l'écoulement dans la région localisée entre les blocs, notamment les faces arrières des composants électroniques.

Nos simulations numériques ont été accomplies grâce aux exécutions faites par l'extension d'un code de calcul développé par Afrid et Zebib (1989). Nous avons introduit la convection forcée dans un canal muni des blocs chauffés avec des déflecteurs dans le code de calcul.

Le fluide utilisé pour le refroidissement est l'air et son écoulement à l'intérieur du canal est contrôlé par les nombres adimensionnels suivants :

- Le nombre de Prandtl,  $Pr$
- Le nombre de Reynolds,  $Re$
- Nombre de Strouhal,  $St$

#### **4.3.2 Les déflecteurs de refroidissement dans les systèmes électroniques**

Pendant plusieurs années, une attention considérable a été consacrée par les chercheurs sur l'effet des instabilités qui apparaissent dans l'écoulement sur l'amélioration du transfert thermique dans les systèmes électroniques. La résonance du transfert thermique a été étudiée en premier lieu comme modulation actif d'écoulement à travers les circuits intégrés et les composants électroniques.

Plusieurs auteurs ont expliqué l'amélioration du transfert de la chaleur par plusieurs mécanismes : l'augmentation de l'intensité de la turbulence, le mouvement des grands tourbillons, l'entraînement plus élevé de l'écoulement et le mélange créés par des déflecteurs



qui favorise les instabilités de l'écoulement et la réduction des couches limite instantanées (Léal et al., 2013).

Malgré que les ventilateurs de refroidissement soient très utilisés pour extraire l'air de l'intérieur des boîtiers électroniques, il existe beaucoup des inconvénients, à savoir : leur nuisance sonore, les vibrations qu'ils introduisent et le manque d'espace pour les installer. Cette partie propose d'implanter des perturbateurs ou des déflecteurs d'écoulement qui guident le flux d'air circulant vers les zones les plus critiques quand il n'y a pas assez de place pour installer un radiateur à ailettes ou un ventilateur sur le composant (Arfaoui Omrani, 2008).

Les formes des déflecteurs jouent un rôle important dans la contribution du transfert thermique. Il existe plusieurs formes : déflecteurs incurvés en concave ou convexe (Lorenzini-Gutierrez et al., 2015 ; Xie et al., 2015 et Luviano-Ortiz et al., 2008), déflecteurs rectangulaire (Malekzadeh et al., 2012 et Wang et al., 2002) et les déflecteurs triangulaires (Chatterjee et al., 2014 et Oztop. et al., 2009).

Les déflecteurs mobiles aident à augmenter le mouvement du fluide dans des zones de stagnation, à titre d'exemple, les espaces entre les blocs et les coins des packages électroniques. Ils peuvent être placé directement sur les blocs pour créée une instabilité de l'écoulement, cas d'une lame piézoélectrique (Florio et Harnoy, 2007).

L'analyse de plusieurs facteurs a montré une amélioration du transfert de chaleur des systèmes électroniques d'une façon considérable.

Dans la littérature nous pouvons trouver des investigations théoriques et expérimentales qui examinent le transfert thermique et la relation de la géométrie dans des canaux horizontaux. Des tentatives ont été faites pour augmenter le transfert thermique par l'essai de différentes configurations, rugosité du plat apprête, ajoutant des ailettes et même des déflecteurs et des agitateurs qui orientent la direction de l'écoulement dans le système.

L'objectif principal est de créer une instabilité dans l'écoulement afin de réduire l'épaisseur de la couche limite thermique et pour augmenter les coefficients de convection.

Dans une autre application de refroidissement électronique, le concepteur exige que les températures des composants restent au dessous d'une valeur prescrite pour un flux de chaleur imposé induit par l'effet de Joule.

Afin d'assurer les exigences de refroidissement dans les systèmes de miniaturisation, il existe deux méthodes : la première consiste à augmenter le débit et la vitesse de l'écoulement

du fluide caloporteur jusqu'à l'obtention d'une température acceptable des composants. Cette méthode est limitée, car elle génère un niveau élevé de nuisance et nécessite une puissance de pompage considérable. La deuxième méthode est basée sur la modification de l'architecture de la configuration à refroidir pour assurer une bonne homogénéité et circulation du fluide à l'intérieur du package électronique. L'application de cette méthode conduit à l'obtention des valeurs de coefficient d'échange thermique adéquat.

### 4.3.3 Cas d'un écoulement uniforme non pulsé ( $A=0$ ) : régime stationnaire

Nous étudions, dans un premier temps, l'écoulement le long du canal muni des blocs et des déflecteurs de refroidissement avec une vitesse uniforme à l'entrée. Nous examinons les deux régimes qui apparaissent dans le canal : régime permanent et régime oscillatoire. Nous déterminerons les fréquences naturelles d'oscillation dans chaque cas.

La gamme du nombre de Reynolds choisie dans cette étude est de 100÷500 pour couvrir le régime laminaire, dans leur étude Timooty et al. (1998) ont choisie l'intervalle 200÷2000. Valencia et al. (1999) ont étudié l'écoulement sur une gamme de 100÷400. Ces intervalles de nombre de Reynolds couvre le régime d'écoulement forcé laminaire dans les systèmes de refroidissement des composants électroniques ce qui correspond une vitesse d'écoulement de l'air de 0.3 à 5 m/s (Anderson et al., 1992). Dans le travail de Moon et al. (2005), la vitesse moyenne d'écoulement à l'entrée du canal est 0.556 m/s, cette vitesse correspond à un nombre de Reynolds  $Re=700$ .

Donc, on peut conclure que ces paramètres d'écoulement assurent un écoulement laminaire dans la configuration examinée dans notre étude.

#### 4.3.3.1 Topologie de l'écoulement

Les figures 4.43 – 4.48 montrent les détails des lignes de courants et les isothermes dans le canal pour le nombre de Reynolds  $Re=200$ . Pour ce nombre de Reynolds, il a été montré que le régime est permanent pour les trois configurations (déflecteur rectangulaire et déflecteurs triangulaires). La remarque la plus pertinente c'est qu'il y a un développement des deux cellules de recirculation qui tournent en sens inverse l'une par rapport à l'autre. Ces deux cellules sont attachées autour des trois déflecteurs rectangulaires dans les sections du canal (fig. 4.46). Les cellules ont les mêmes dimensions pour le premier déflecteur, par contre la cellule en bas est plus volumineuse pour le deuxième et le troisième déflecteur rectangulaire. Il a été constaté aussi, la formation des cellules étendues sur les surfaces supérieures des blocs chauffés S5 et S8.

Pour les déflecteurs triangulaires, nous remarquons l'apparition d'une cellule de faible intensité sur la surface arrière du déflecteur. Dans le travail de Hakan et al. (2009), le déflecteur triangulaire d'un angle perpendiculaire est placé sur le premier bloc, les auteurs ont détecté deux cellules à la face arrière du triangle, les dimensions des cellules sont dépendantes de la position du déflecteur dans le canal et le nombre de Reynolds.

Lorsque le déflecteur est plus proche de la surface supérieure des blocs, il apparaît un jet du fluide accéléré qui améliore l'efficacité du refroidissement.

Les déflecteurs rectangulaires exercent une déformation sur les cellules de circulation qui se forment entre les blocs S4 et S5, et S7 et S8.

En aval du canal, il est à remarquer que la longueur de détachement dépend significativement de la présence des déflecteurs.

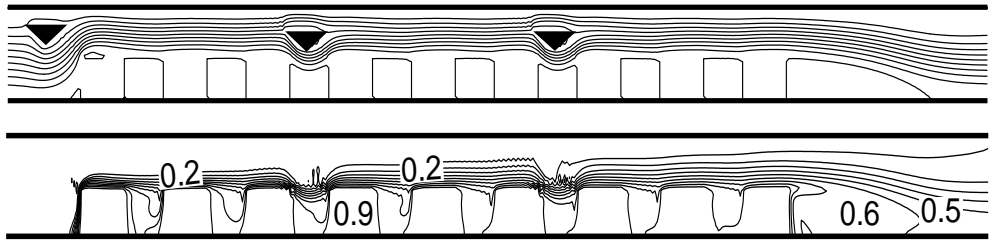
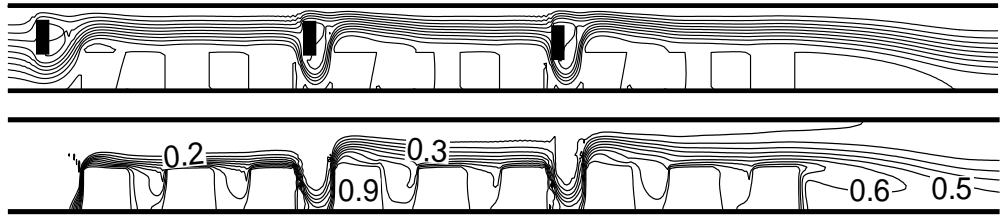
Les déflecteurs assurent une accélération du fluide en formant des jets qui assurent une bonne efficacité de refroidissement des surfaces des blocs chauffés.

En consultant les figures 4.46, 4.47 et 4.48 donnant les contours colorés des isothermes pour différents déflecteurs, on remarque que pour  $Re=200$ , les isothermes s'étendent en occupant les zones entre les blocs chauffés et une partie considérable du canal et présentent une stratification de la température près des composants.

Cette extension des isothermes se réduit un peu pour les faibles nombre de Reynolds ; plus le nombre de Reynolds augmente, ces isothermes tendent à devenir horizontales en aval du canal.

La présence des déflecteurs dans le canal conduit à augmenter l'épaisseur de la couche limite thermique qui diminue avec la réduction du nombre de Reynolds (Hakan et al., 2009).

En aval du canal, on remarque bien que les contours des isothermes deviennent de plus en plus rectilignes et bien droites, ce qui signifie qu'on peut s'attendre à un enlèvement plus important de la chaleur au niveau des blocs, et donc à un meilleur refroidissement des composants électroniques. La chaleur a été transportée en dehors du canal. La présence des déflecteurs modifient considérablement la topologie des isothermes dans le canal.



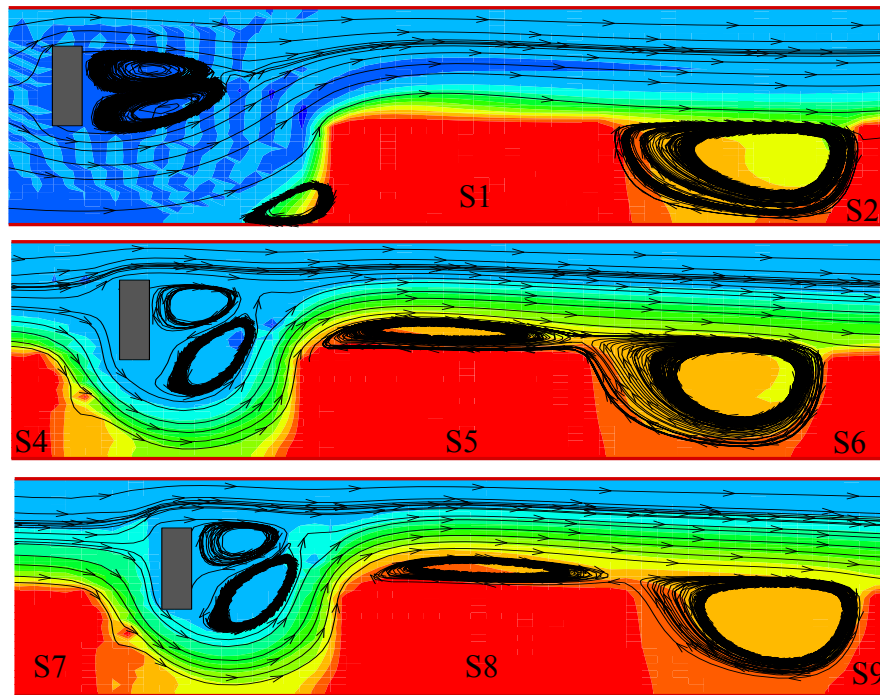


Figure 4.46 : Détail de l'écoulement dans le canal à travers le déflecteur rectangulaire :

Lignes de courant et isothermes.  $Re=200$ .

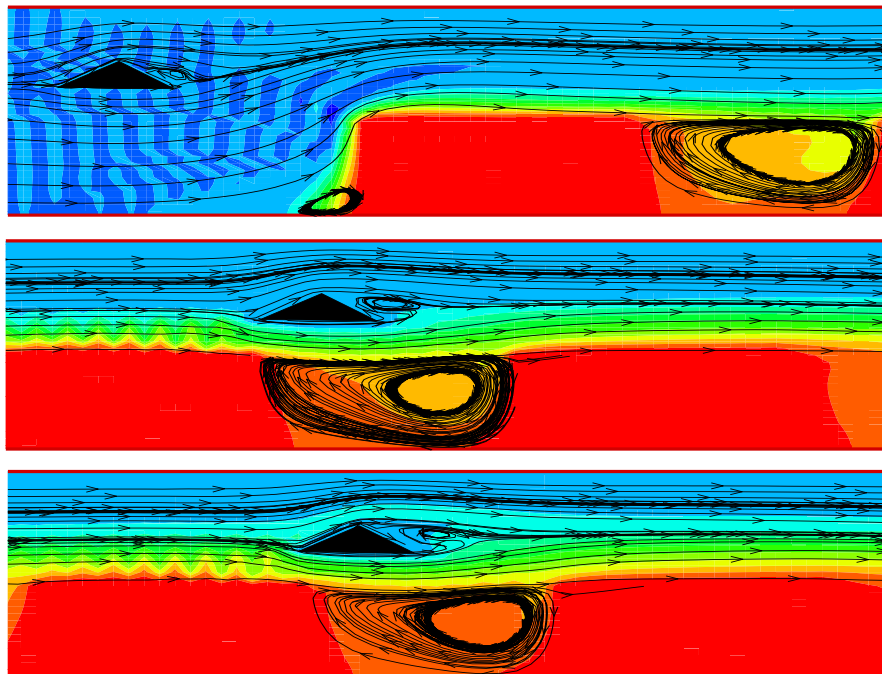


Figure 4.47 : Détail de l'écoulement dans le canal à travers le déflecteur rectangulaire :

Lignes de courant et isothermes.  $Re=200$ .

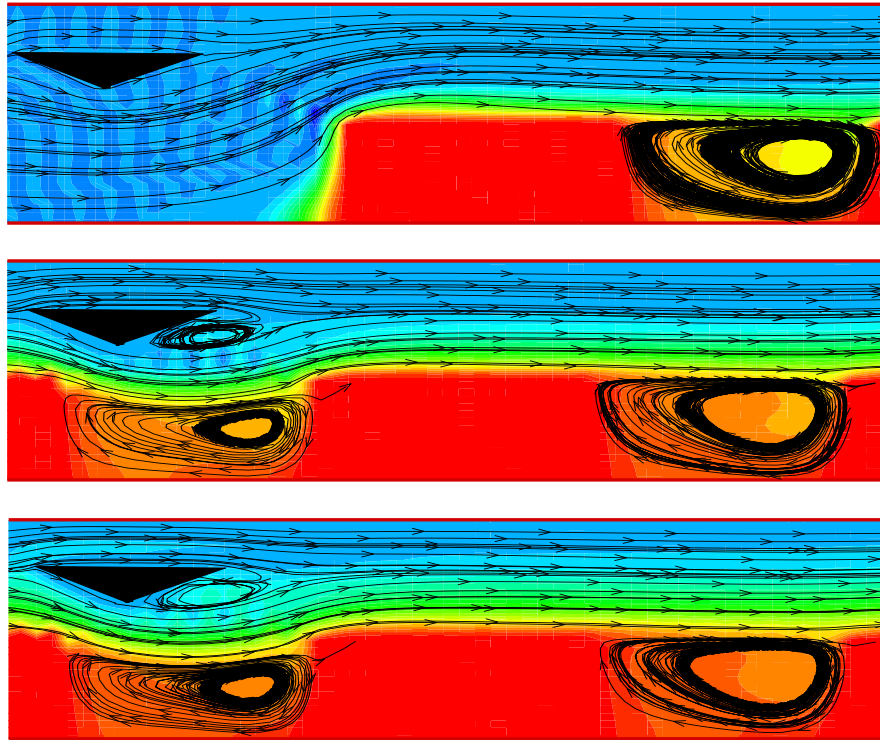


Figure 4.48 : Détail de l'écoulement dans le canal à travers le déflecteur triangulaire orienté vers le haut : Lignes de courant et isothermes,  $Re=200$ .

#### 4.3.3.2 Évolution temporelle

En consultant les figures 4.49, 4.50 et 4.51 donnant l'évolution temporelle des composante de vitesses  $U$  et  $V$  et la température adimensionnelle  $\theta$  au point de référence Pt (18.85 ; 0.2). Les nombres de Nusselt de chaque composant électronique dans le canal pour  $Re=200$  sont illustrés sur les figures 4.52, 4.53 et 4.54.

Il est clair que l'écoulement est stable pour ce nombre de Reynolds avec une atténuation des amplitudes des composantes des vitesses  $U$ ,  $V$  et la température  $\theta$ .

Korichi et al. (2009) ont reporté que pour le nombre de Reynolds  $Re=250$ , l'évolution temporelle de la composante de vitesse longitudinale  $U$  dans un point de référence Pt (0.75 ; 0.25) dans un canal avec des blocs et une plaque oblique tend vers une limite asymptotique stationnaire. Les nombres de Nusselt des blocs chauffés sont stables et tendent vers une limite stationnaire après un temps adimensionnelle qui varie selon le types de déflecteur, il varié entre  $\tau \approx 5$  et  $\tau \approx 20$ . Le régime laminaire permanent dans le canal muni des déflecteurs est

caractérisé par une gamme de nombre de Reynolds où le taux de transfert de chaleur des composants électroniques est constant pour chaque vitesse de refroidissement à l'entrée du canal. Les perturbations dynamique et thermique qui se développent par les déflecteurs ainsi que les composants électroniques seront décomposés et amorties vers une limite stationnaire (Patera et al., 1986). Koraichi et al. (2009) ont obtenu les mêmes remarques quand ils ont examiné le champ dynamique dans le canal avec des blocs et une plaque oblique.

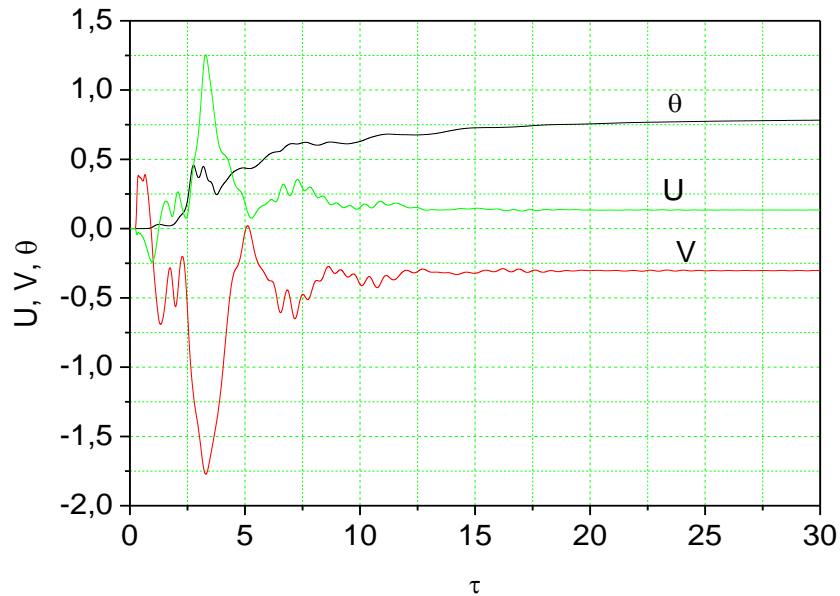


Figure 17 : Évolution temporelle  $U$ ,  $V$  et  $\theta$ , pour  $Re=200$ , pour le déflecteur rectangulaire.

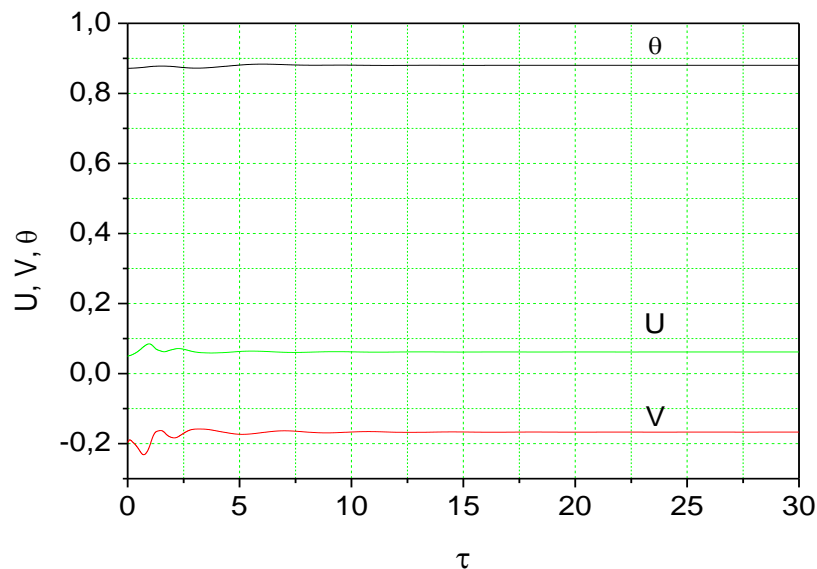


Figure 4.50 : Évolution temporelle  $U$ ,  $V$  et  $\theta$ , pour  $Re=200$ , pour le déflecteur triangulaire orienté vers le haut.

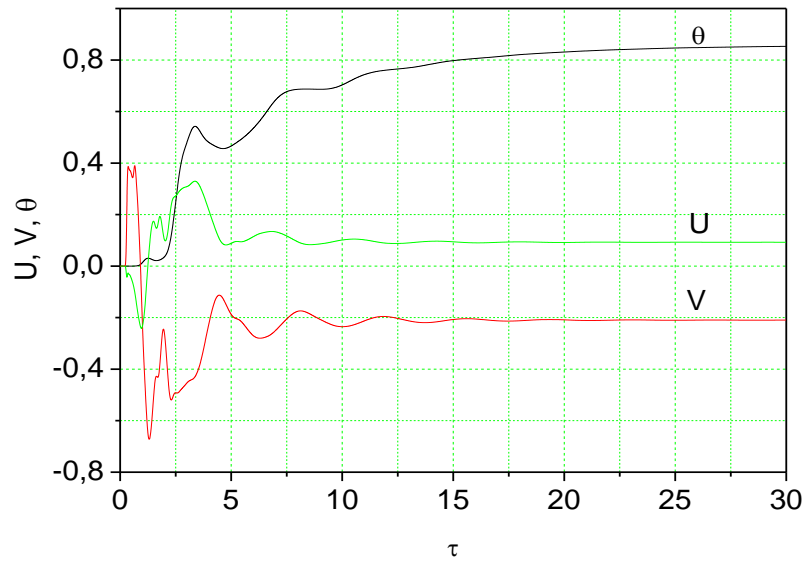


Figure 4.51 : Évolution temporelle  $U$ ,  $V$  et  $\theta$ , dans le centre du canal pour  $Re=200$ , pour le déflecteur triangulaire orienté vers le bas.

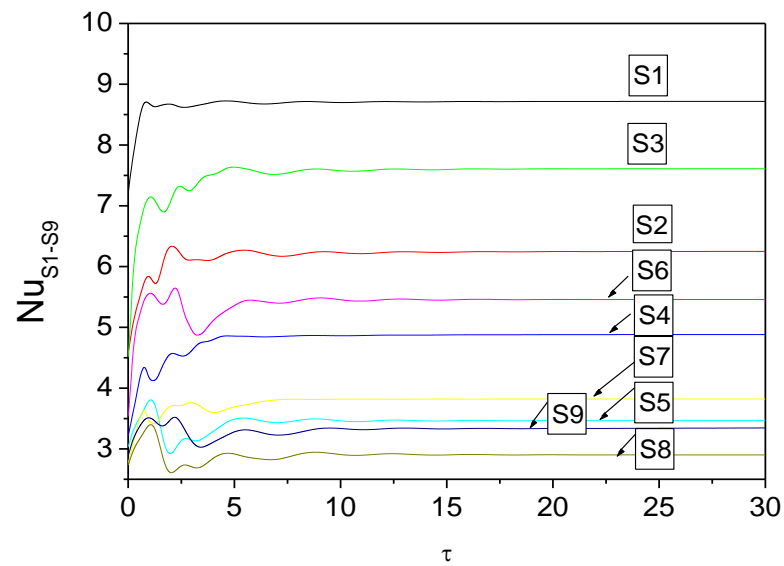


Figure 4.52 : Évolution temporelle des nombre de Nusselt moyen des blocs S1-S9 pour les déflecteurs rectangulaires,  $Re=200$ .



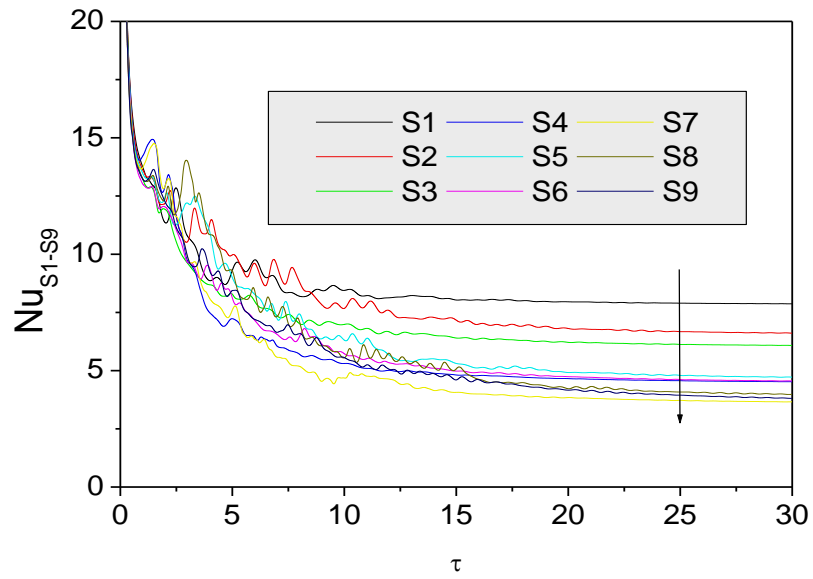


Figure 4.53 : Évolution temporelle des nombre de Nusselt moyen des blocs S1-S9 pour les déflecteurs triangulaire orientés vers le haut, Re=200.

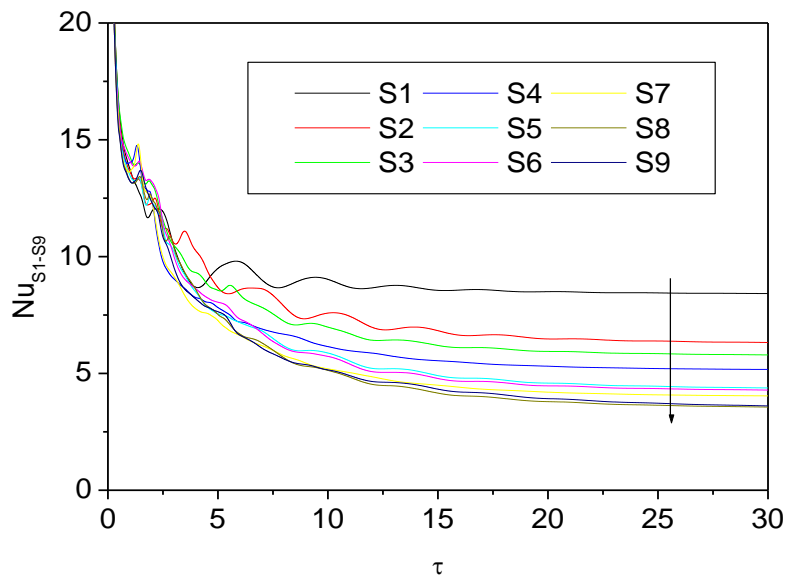


Figure 4.54 : Évolution temporelle des nombre de Nusselt moyen des blocs S1-S9 pour les déflecteurs triangulaire orientés vers le bas, Re=200.

### 4.3.3.3 Comparaison des taux de transfert de chaleur

La figure 4.55 montre une comparaison entre les quatre configurations étudiées. Il est à noter que le taux de transfert de chaleur de chaque bloc chauffé dépend fortement de l'emplacement des déflecteurs ainsi que leurs formes.

Il est clair que l'intégration des déflecteurs dans le canal améliore le transfert de chaleur des composants électroniques d'une façon significative sauf dans quelques blocs qui subissent une légère dégradation du nombre de Nusselt (cas du bloc chauffés S1 et S5). La zone de recirculation produite sur la surface supérieure du bloc solide S1 contribue au réchauffement du bloc au lieu de le refroidir.

A titre d'exemple, le gain de transfert de chaleur atteint jusqu'à 34.92% pour le troisième bloc S3 comme valeur maximale lorsque les déflecteurs triangulaires ont été utilisés, par contre le taux tend vers 3.50% comme valeur minimale du quatrième bloc S4 pour la configuration avec des déflecteurs rectangulaires.

D'après la figure 4.48 nous pouvons regrouper les remarques suivantes :

- Les déflecteurs rectangulaires améliorent le transfert de chaleur d'une valeur maximale de quatre blocs chauffés (S2, S5, S8 et S9) ;
- Les déflecteurs triangulaires orientés vers le haut améliorent le transfert de chaleur d'une valeur maximale de deux blocs chauffés (S3 et S6) ;
- Les déflecteurs triangulaires orientés vers le bas améliorent le transfert de chaleur d'une valeur maximale de deux blocs chauffés (S4 et S7).

En conclusion de cette comparaison, nous pouvons conclure que les déflecteurs rectangulaires optimisent le transfert de chaleur dans le canal et assurent un gain acceptable de tous les blocs chauffés. La compensation des dégradations légères du transfert de chaleur est assurée par la pulsation du fluide à l'entrée du canal. Dans les travaux de Perng et al. (1999) et Eibeck et al. (1990), les taux de transfert de chaleur maximal sont 39.5% et 40 % respectivement. Il y a une bonne concordance quantitative entre nos résultats et les résultats des ces auteurs.

Dans le travail de Lorenzini-Gutierrez et al. (2015), le rayon du déflecteur est un paramètre principal qui influe sur les performances de refroidissement dans le canal. De plus, la position des déflecteurs et la hauteur du canal doivent être bien choisies afin d'optimiser le transfert de chaleur des composants électroniques.

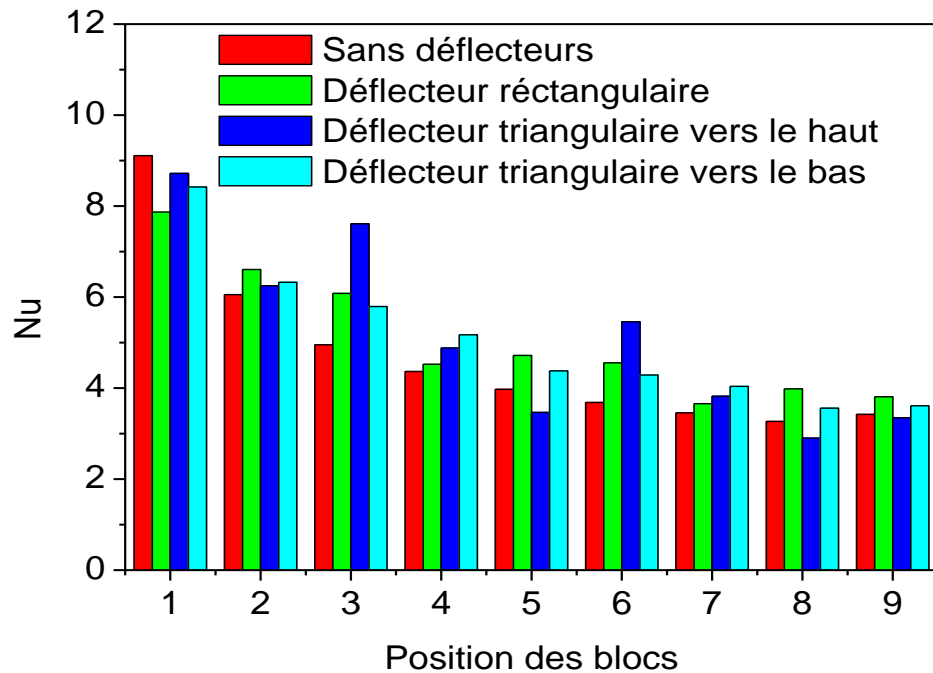


Figure 4.55 : Nombre de Nusselt moyen de chaque bloc pour les quatre configurations,  $Re=200$ .

La figure 4.56 illustre une confrontation des résultats de simulation numérique avec le travail expérimental d'Herman et al. (2002), pour deux nombre de Reynolds  $Re=530$  et  $Re=790$ . Dans ce travail les déflecteurs curvilignes sont placés au dessus des composants électroniques montés sur la paroi du canal horizontal. Nous pouvons remarquer que les nombres de Nusselt des composants en amont du canal qui contiennent des déflecteur triangulaires (notre configuration) sont relativement plus grand que ceux des nombres de Nusselt qui contiennent des vanes curvilignes (travail experimental d'Herman et al., 2002). En aval du canal, les valeurs des nombres de Nusselt sont plus proches.

Les auteurs (Herman et al., 2002) ont discuté aussi la distributions du nombre de Nusselt le long des deux plaque planes paralleles, le flux de chaleurs est imposé sur la paroi inferieure par contre la paroi superieure est supposée adiabatique. Cette approche est basée sur la consideration de la surface examinée égale la même surface exposée par les blocs chauffés dans le canal qui contient les comosants électroniQUES. De plus, ils ont confrenté le nombre de Nusselt avec une configuration de base : canal contenant des blocs chauffés sans des déflecteur. Donc, la surface de la plaque où le flux de chaleur est imposé égale à la même surafce que celle exposée dans les deux autres configurations.

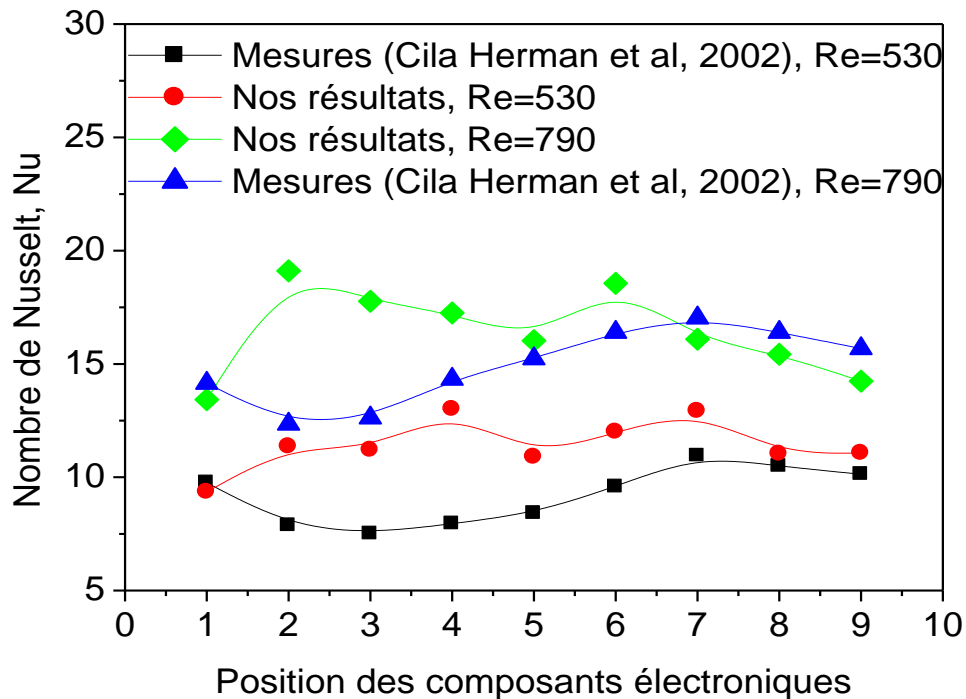


Figure 4.56 : Confrontation des nombres de Nusselt des composants électroniques dans un canal contenant des déflecteurs triangulaires orientés vers le bas. Le travail d'Herman et al. (2002) contient des déflecteurs curvilignes (Re=530 et Re=790).

#### 4.3.4 Cas d'un écoulement uniforme non pulsé ( $A=0$ ) : régime oscillatoire

##### 4.3.4.1 Début de l'instabilité de l'écoulement

Les résultats de simulation montrent que les cycles de pulsation de 100 cycles sont suffisants pour que le régime devienne oscillatoire développé.

L'écoulement dans les canaux avec des singularités comme le canal rainuré, bifurque à un régime instable à la valeur critique de Reynolds avant bifurcation aux écoulements turbulents. Cependant, les valeurs critiques de nombre de Reynolds pour le canal cannelé de base sont relativement plus grandes, comme il a été démontré par Herman et al. (2002).

L'écoulement laminaire subit une bifurcation à certain nombre de Reynolds critique qui est sensiblement inférieure à un écoulement de Poiseuille entre deux plaques parallèles. Dans la littérature, ils existent des travaux qui ont rapporté que le taux de transfert thermique augmente quand l'écoulement passe d'un régime laminaire à un régime transitoire (Fig. 4.57). Cette transition contribue à l'amélioration du mélange après la bifurcation d'écoulement, et

également cette amélioration est habituellement accompagnée d'une augmentation de la chute de pression.

Le travail de Dipankar et al. (2009) montre que la distribution et le nombre des points de maillage utilisés sont d'une grande importance dans l'apparition de l'écoulement transitoire autour des cylindres carrés. Le maillage choisi, par ces auteurs, est uniforme raffiné autour des cylindres carrés afin de capturer les structures de la couche limite visqueuse et le parcours des vortex qui se composent en dehors des cylindres. D'après nos simulations numériques nous avons remarqué que le nombre de Reynolds critique  $Re_{cr}$  de la configuration qui contient des déflecteurs est moins faible que  $Re_{cr}$  de la configuration sans déflecteurs. Cette remarque est en bon accord avec celle obtenue par Korichi et al. (2009). Dans le cas des déflecteurs rectangulaires, le nombre de Reynolds critique  $Re_{cr} = 300$ , par contre il est de l'ordre de 450 pour la configuration sans déflecteurs comme il a été mentionné dans la première partie. Il est clair que le nombre de Reynolds critique  $Re_{cr}$  dépend des dimensions des déflecteurs et leur position dans le canal. Ces auteurs ont mentionné que l'angle d'inclinaison du déflecteur influe sur la valeur de  $Re_{cr}$  et ils ont trouvé que la configuration de l'angle de  $\gamma = 60^\circ$  et de longueur  $d = 0.32$  a un nombre de Reynolds critique  $Re_{cr}$  inférieur à 250.

Pour un nombre de Reynolds  $Re > Re_{cr}$ , l'évolution temporelle des composantes des vitesses  $U$ ,  $V$  et la température  $\theta$  dans un point de références Pt (18.85, 0.2) devient périodique avec une amplitude fixe (Fig. 4.58). Cette oscillation d'écoulement est induite par l'apparition de l'onde de Tollmien-Schlichting activée par les instabilités de la couche de cisaillement de Kelvin-Helmholtz due à la compression et l'expansion périodique de l'écoulement dans le canal (Korichi et al., 2009 et Patera et al., 1986).

Le régime oscillatoire des évolutions temporelles de composantes de vitesse vertical  $V$ , enregistrés au point Pt (18.85, 0.2) indique que les instabilités oscillatoires commencent, et l'écoulement bifurque vers un régime instable (Fig. 4.58). Ce comportement oscillatoire des différents paramètres ( $U$ ,  $V$ ,  $\theta$  et  $P$ ) et le nombre de Nusselt temporel montre l'existence d'un changement continu des structures de l'écoulement dans le canal. Afin de vérifier que ces instabilités sont physiquement réelles, et non des instabilités numériques, nous procédons à une deuxième simulation avec un pas de temps divisé par 2. Lorsque les oscillations gardent le même profil, nous pouvons conclure que ces instabilités ont un aspect physique réel (Afrid et Zebib, 1990). On peut remarquer que ces amplitudes présentent des grandeurs différentes pour les différents points d'enregistrements dans le canal, cela conduit à conclure que les amplitudes des oscillations dépendent des positions dans le canal. Les amplitudes des

oscillations de la température sont très faibles par rapport aux composantes de vitesse  $U$  et  $V$  à cause d'une forte diffusion de la chaleur (Bouttout, 2006).

Valencia et al. (2009) ont montré que le nombre de Reynolds critique est de 150 dans un canal qui contient des déflecteurs rectangulaire placés horizontalement immergés dans l'écoulement. Pour cette valeur l'écoulement devient oscillatoire. Lorsque le nombre de Reynolds dépasse 200, l'écoulement est instationnaire avec l'apparition de multitude de fréquences secondaires. D'un point de vue qualitatif, nos résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par Valencia et al. (2009). Dans le travail de Korichi 2006, le détachement des oscillations auto-entretenues à travers les blocs permet d'atteindre des taux d'amélioration du transfert thermique comparables à ceux obtenus avec les écoulements turbulents sans recourir à l'activation de forces extérieures.

Il a été montré par Wang et Jaluria et al., 2002 l'existence de différents types de structure de l'écoulement dans une carte électronique: rouleaux longitudinaux, mélange de rouleaux longitudinaux et transversaux, rouleaux transversaux et écoulement chaotique. Les écoulements secondaires contribuent au mélange du fluide, ce qui permet d'améliorer le transfert de chaleurs dans la carte imprimé.

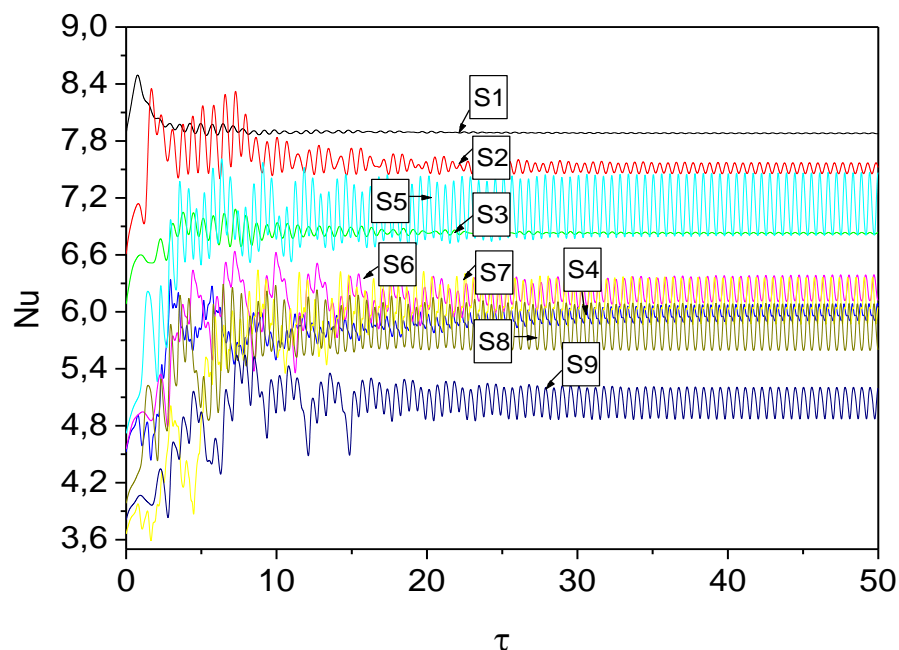


Figure 4.57 : Évolution temporelle des nombres de Nusselt pour  $Re=250$ , déflecteur rectangulaire.

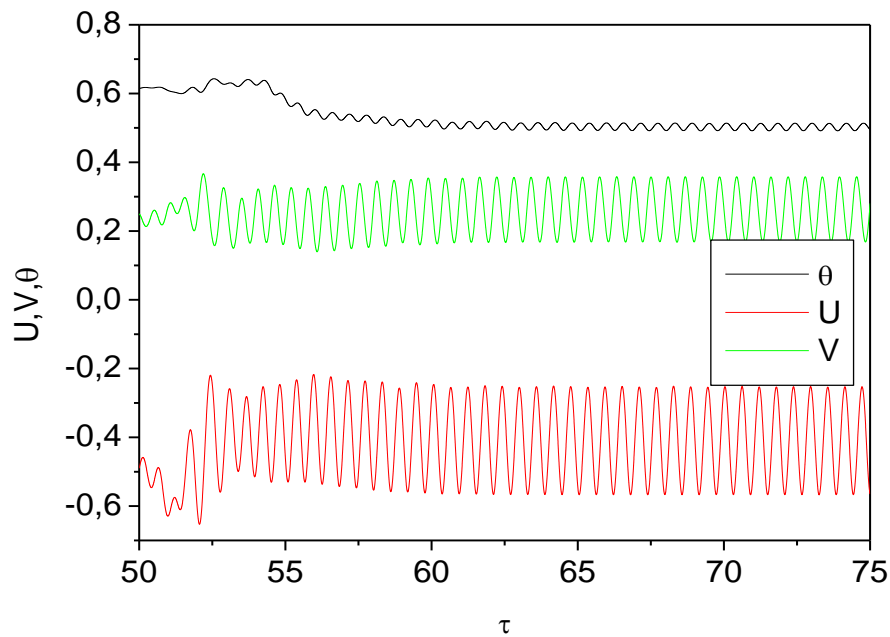


Figure 4.58 : Évolution temporelle  $U$ ,  $V$  et  $\theta$ , dans le centre du canal pour  $Re=300$ , pour le déflecteur rectangulaire

#### 4.3.4.2 Analyse des fréquences naturelles de l'écoulement

Dans cette section nous appliquons la transformée de Fourier rapide sur les composantes de vitesse  $U$  et  $V$  dans un point de référence dans le canal. Les figures 4.59, 4.60, 4.61 et 4.62 illustrent les amplitudes en fonction des nombres de Strouhal pour les trois configurations examinées.

L'insertion des déflecteurs dans le canal influe sur la valeur des fréquences de détachement (shedding frequency) ainsi que la géométrie du déflecteur lui-même telles que les dimensions et la forme. Cette remarque est en bon accord avec le travail de Wang et al. (2002) où l'effet de la hauteur du déflecteur rectangulaire sur la fréquence de détachement des vortex a été examiné. Leurs résultats ont montré que le nombre de Strouhal diminue avec l'augmentation de la hauteur du déflecteur. Nos simulations numériques de la configuration qui contient des déflecteurs rectangulaires ont illustré l'apparition de fréquence adimensionnelle dominante  $St_1=1.71$  (Figs. 4.59 et 4.60). Wang et al. (2002) ont montré par des simulations numériques dans un canal muni de deux blocs et un canal contenant un déflecteur rectangulaire que la fréquence adimensionnelle est de l'ordre de 0.5, par contre

lorsque le déflecteur a été inséré dans le canal muni des blocs chauffés, le nombre de Strouhal est compris entre 1.0 et 2.00. Les auteurs ont confirmé que dans cette configuration il n'y a pas de possibilité pour créer la résonance thermique par contre une harmonique qui a une fréquence de 1.5 donne la chance pour qu'une résonance thermique secondaire apparait dans le système électronique. Dans notre simulation numérique une large bande de fréquences adimensionnelles de  $[0 \div 5.0]$  a été obtenue.

Dans le travail de Fu et al. (2004), la fréquence de détachement des vortex et l'apparition des instabilités qui se produisent le long d'un canal avec une cylindre fixe est de 0.2 sur un intervalle du nombre de Reynolds de  $2000 \div 10000$ . Dans ce travail les dimensions du canal et le nombre des blocs (04 composants électroniques) ont une influence sur l'apparition des instabilités, en confrontation avec notre configuration qui a un nombre de Reynolds critique de l'ordre de 300 pour les déflecteurs rectangulaires et 500 pour les déflecteurs triangulaires.

Ji et al. (2008) ont fait une comparaison des nombres de Strouhal mesurés dans un canal contenant un seul bloc émergé dans l'écoulement axial sur une gamme de nombre de Reynolds de  $10^2 \div 10^4$ . La comparaison a été faite avec plusieurs travaux de la littérature.

Les mesures ont montrés que les valeurs des nombres de Strouhal de détachement des vortex derrière le bloc, sont comprises entre 0.10 et 0.15 pour un rapport de blocage de  $1/10$  et  $3/10$ . La valeur rapportée par Wang et al. (2002) est 0.5 pour un bloc rectangulaire et un nombre de Richardson  $Gr/Re^2=5$ ,  $Re=1800$ .

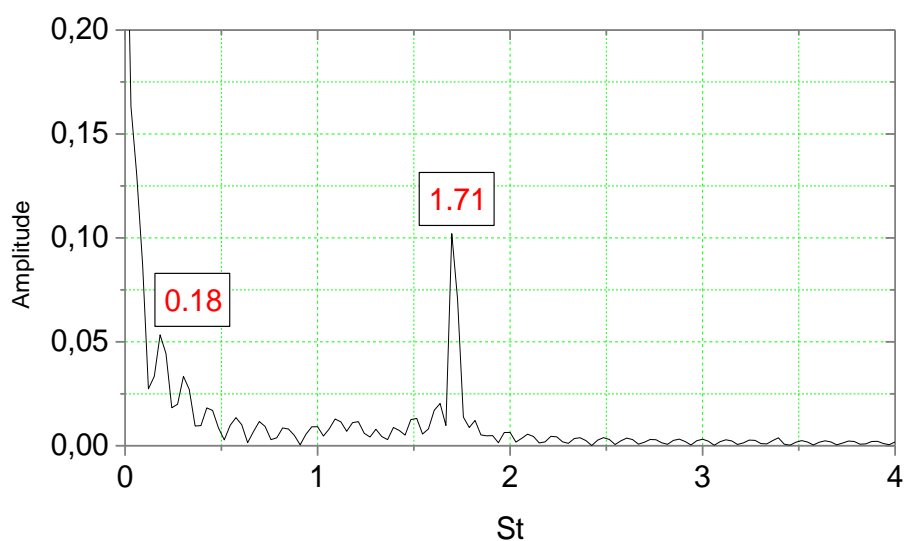


Figure 4.59 : Spectre de l'énergie de la composante de vitesse  $U$ , pour  $Re=300$ , déflecteur rectangulaire.



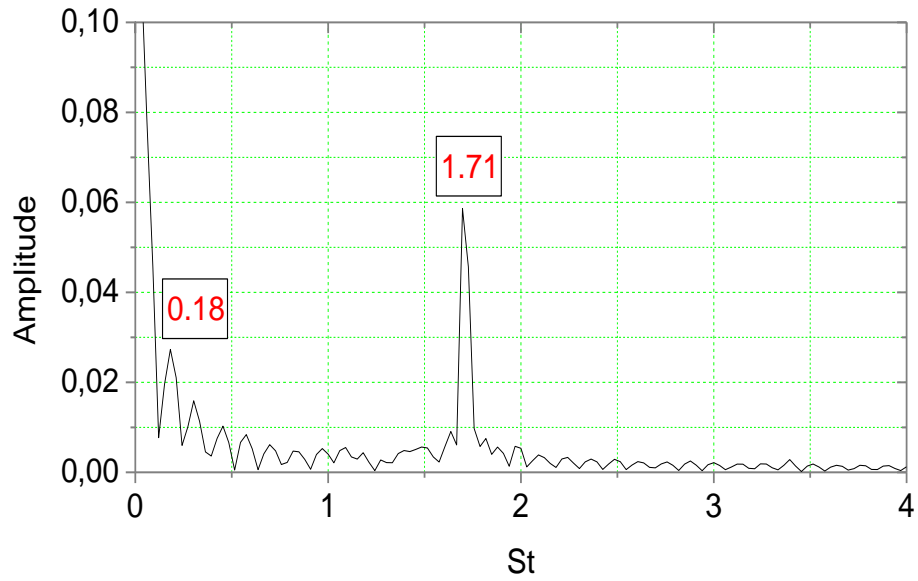


Figure 4.60 : Spectre de l'énergie de la composante de vitesse  $V$ , pour  $Re=300$ , déflecteur rectangulaire.

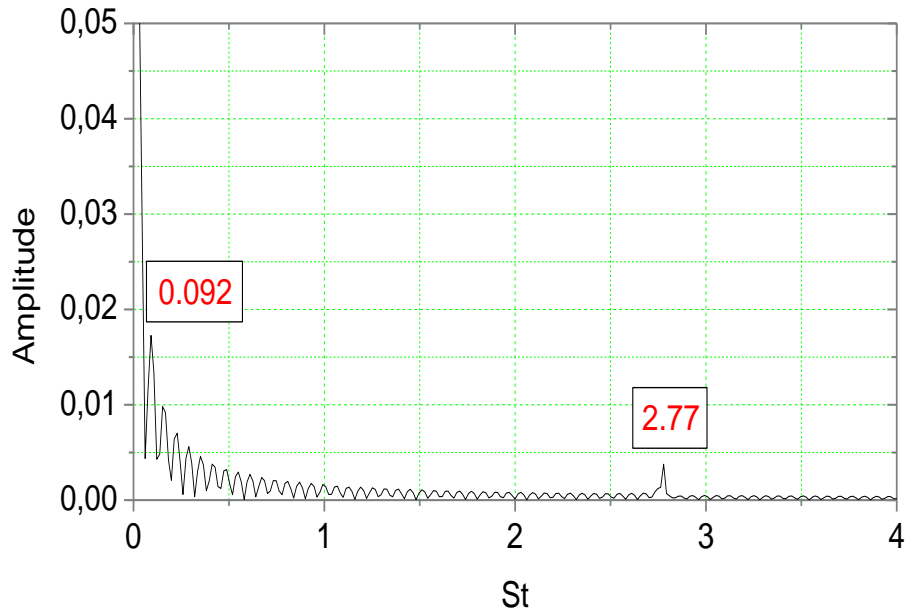


Figure 4.61 : Spectre de l'énergie de la composante de vitesse  $U$ , pour  $Re=500$ , déflecteur triangulaire orienté vers le haut.

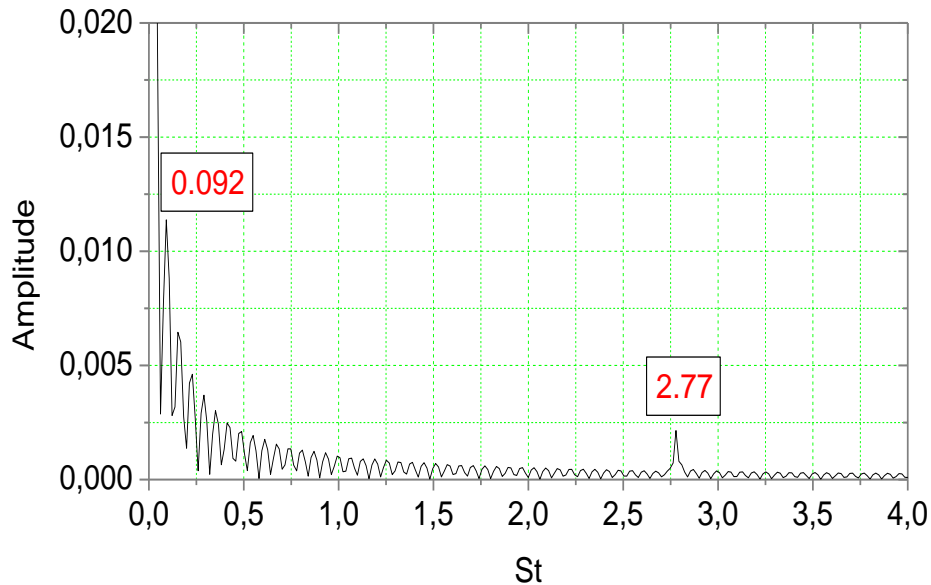


Figure 4.62 : Spectre de l'énergie de la composante de vitesse  $V$ , pour  $Re=500$ , déflecteur triangulaire orienté vers le haut.

#### 4.3.5 Cas d'un écoulement pulsé ( $A=0.2$ )

Dans cette partie nous introduisons la composante de la pulsation à l'entrée du canal, l'objectif principal est d'examiner l'instabilité supercritique qui résulte d'un mélange à grand échelle du fluide à travers les déflecteurs et les blocs chauffés. Comme il a été déjà mentionné, l'originalité de cette technique est similaire à celle du travail d'Amon et al. (1986). Donc, le but c'est de favoriser le transfert thermique dans le canal qui est équipé par des déflecteurs et avec une faible puissance de pompage du fluide que le régime turbulent pour le même nombre de Nusselt.

Lorsque l'écoulement devient oscillatoire, le nombre de Nusselt moyen est calculé à partir de la moyenne statistique sur un intervalle de temps largement suffisant :

$$\overline{Nu} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} Nu_i d\tau \approx \frac{\sum_{i=1}^N Nu_i}{N} \quad (4.28)$$

L'écart-type est une mesure de la dispersion des valeurs autour de leur moyenne arithmétique.

L'écart-type se rapproche de l'écart moyen et donne une bonne indication sur la dispersion des valeurs de Nusselt à la moyenne. Elle est égale à la racine carrée de la variance.

$$Sd = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (Nu_i - \overline{Nu})^2} \quad (4.29)$$

La fonction « mean » du Matlab permet de calculer la valeur moyenne du nombre de Nusselt sur un intervalle du temps largement suffisant. L'écart type est calculé par l'instruction Sd.

Le logiciel de graphisme Origin permet de calculer aussi ces quantités.

Les figures 4.63, 4.64 et 4.65 montrent les coefficients d'amélioration du transfert thermique, E en fonction du nombre de Strouhal (fréquence adimensionnelle de pulsation) pour Re=300 et une amplitude de pulsation A=0.20 pour les trois configurations. Il est clair que les courbes subissent des pics pour des valeurs de nombre de Strouhal dans une gamme de fréquences.

La pulsation du fluide a montré son efficacité pour l'augmentation du transfert thermique par la perturbation de la couche limite hydrodynamique et thermique à travers les instabilités dans l'écoulement (Léal et al., 2013).

La figure 4.63 illustre le coefficient d'amélioration du transfert de chaleur de chaque composant électronique dans le canal qui contient des déflecteurs rectangulaires. Comme il a été discuté dans la première partie de cette thèse, nous avons obtenu des pics pour le taux de transfert maximal pour les trois les premiers blocs S1, S2 et S3.

Pour assurer une bande de résonance thermique optimale, le gain de transfert de chaleur total de chaque composant dans un cycle complète d'oscillation a été calculé pour chaque composant. La bande des fréquences correspond au maximum du transfert de chaleur est de 0.6÷1.60. La bande de fréquence de résonance dimensionnelle où le transfert de chaleur est maximal est 7.14÷19.04 Hz. Sachant que la vitesse 0.238 m/s correspond au nombre de Reynold Re=300, ce qui est compris de l'intervalle de [0.3÷5.0] m/s, d'après Anderson et al. (1992). Dans les figures 4.63, 4.64 et 4.65, les graphes présentent deux intervalles de fréquences où les coefficients d'améliorations du transfert thermique sont maximaux ( $E \rightarrow E_{max}$ ). Pour la configuration des déflecteurs triangulaires orientés vers le haut, les composants électroniques en amont du canal (S1, S2 et S3) ont des coefficients maximaux dans l'intervalle [0.6÷2.0], lorsque  $St > 2.0$ , les trois graphes sont atténués et tendent vers des

limites stationnaires. Dans les deux bandes  $[0.6 \div 2.0]$  et  $[2.4 \div 3.4]$ , les blocs S4, S5, S6, S7, S8 et S9 ont aussi des valeurs des coefficients maximaux. Ce qui correspond aux bandes dimensionnelles  $[7.14 \div 23.8]$  Hz et  $[28.56 \div 40.46]$  Hz, respectivement.

Durant la période de pulsation dans les trois configurations examinées, la zone de recirculation située dans les zones inter-obstacles change de taille avec l'oscillation de l'écoulement.

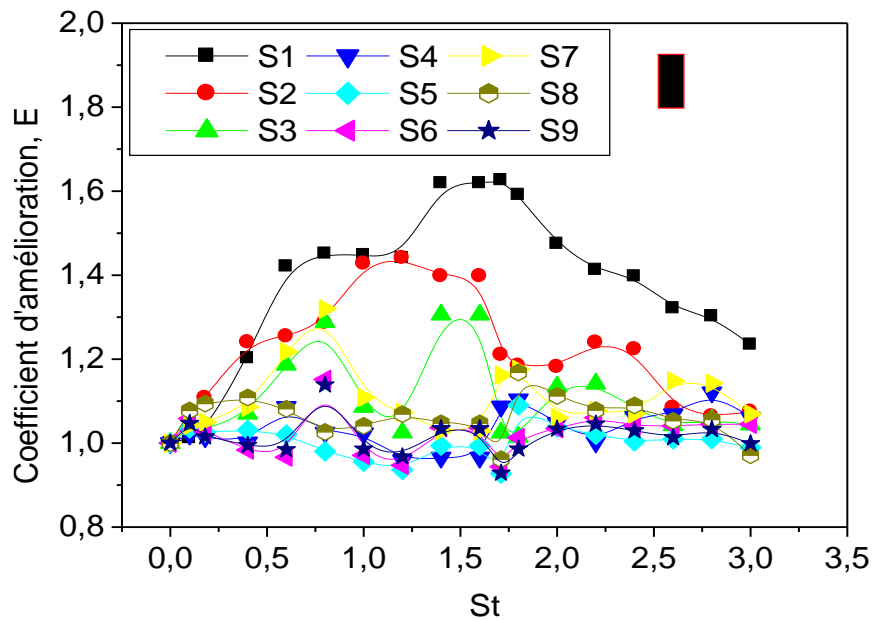


Figure 4.63 : Variation des coefficients d'amélioration du transfert de chaleur  $E$  pour les composants électroniques,  $Re= 300$ ,  $A=0.2$  (configuration avec déflecteurs rectangulaires).

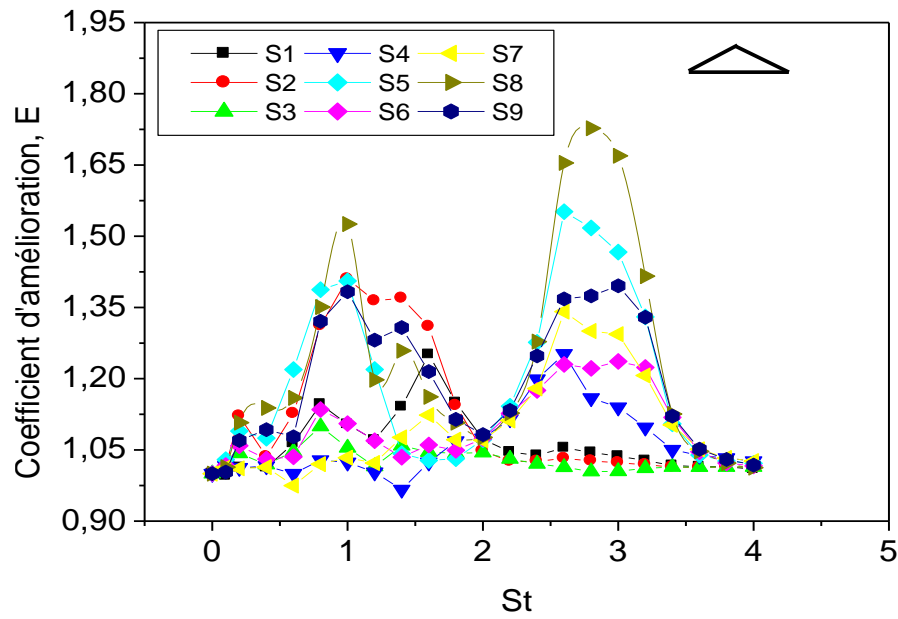


Figure 4.64 : Variation des coefficients d'amélioration du transfert de chaleur  $E$  pour les composants électroniques,  $Re= 300$ ,  $A=0.2$  (configuration avec déflecteurs triangulaires orientés vers le haut).

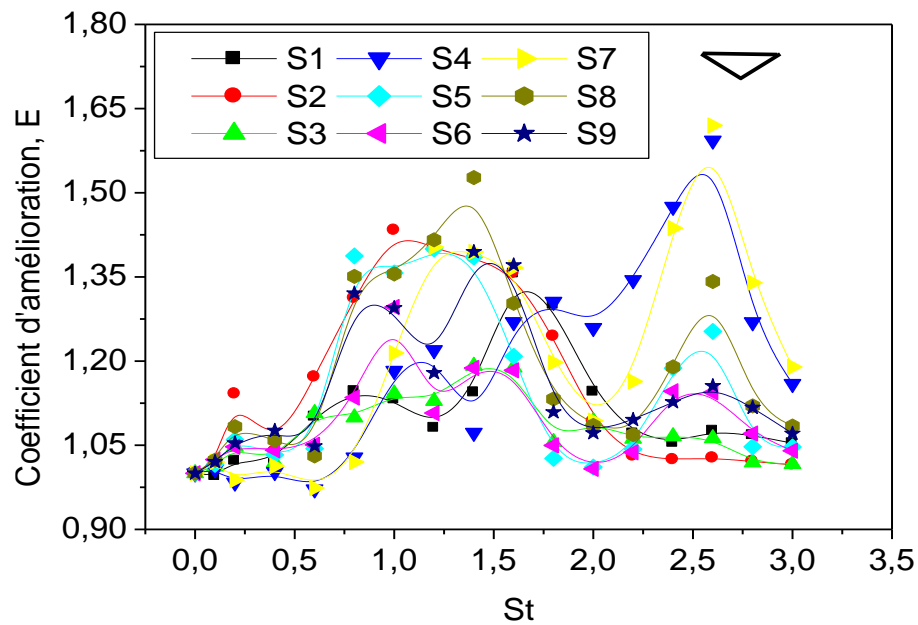


Figure 4.65 : Variation des coefficients d'amélioration du transfert de chaleur  $E$  pour les composants électroniques,  $Re= 300$ ,  $A=0.2$  (configuration avec déflecteurs triangulaires orientés vers le bas).

Les figures 4.66, 4.67 et 4.68 montrent le coefficient d'amélioration maximal,  $E_{max}$  pour le nombre de Reynolds  $Re=300$  dans le canal avec neuf blocs chauffés et des déflecteurs rectangulaires. Il est clair que le premier composant S1 montre une valeur maximale du coefficient d'amélioration du transfert thermique avec une valeur qui dépasse 1.6,  $E_{max} \approx 1.6$ . Le quatrième composant S4 a une valeur minimale qui rapproche de 1,  $E_{max} \approx 1$ . Chaque composant dans le canal subit une valeur maximale du coefficient d'amélioration du transfert thermique pour une fréquence bien déterminé.

L'oscillation périodique dans le canal provoquée par la superposition de la pulsation du fluide à l'entrée du canal ainsi que la propagation des ondes de vortex à travers les blocs et les déflecteurs contribue d'une manière efficace à l'amélioration du transfert de chaleur autour des composants électroniques. Cette amélioration est due à la perturbation de la couche limite le long des faces des blocs.

Dans le travail de Fu et al. (2004), le gain du transfert de chaleur atteint des valeurs de 60 %÷120%, lorsque le cylindre oscille avec une amplitude de 0.1, 0.2 et 0.4 pour un nombre de Reynolds  $Re=250$ .

En comparaison avec un cylindre stationnaire, les nombres de Nusselt moyens le long de chaque surface des blocs chauffés sont améliorés significativement.

Il est à noter que durant chaque cycle de pulsation, l'onde du courant d'air pulsé traverse le canal et améliore le nombre de Nusselt local de chaque composant électroniques. Les valeurs maximales des nombres de Nusselt local le long des surfaces périphériques des blocs sont synchronisées avec le mouvement des vortex sur les faces exposées des composants. Ces vortex s'agrandissent sur les coins supérieurs des blocs. Ils augmentent aussi la vitesse de l'air sur les surfaces supérieures des blocs, ce qui contribue considérablement dans le refroidissement.

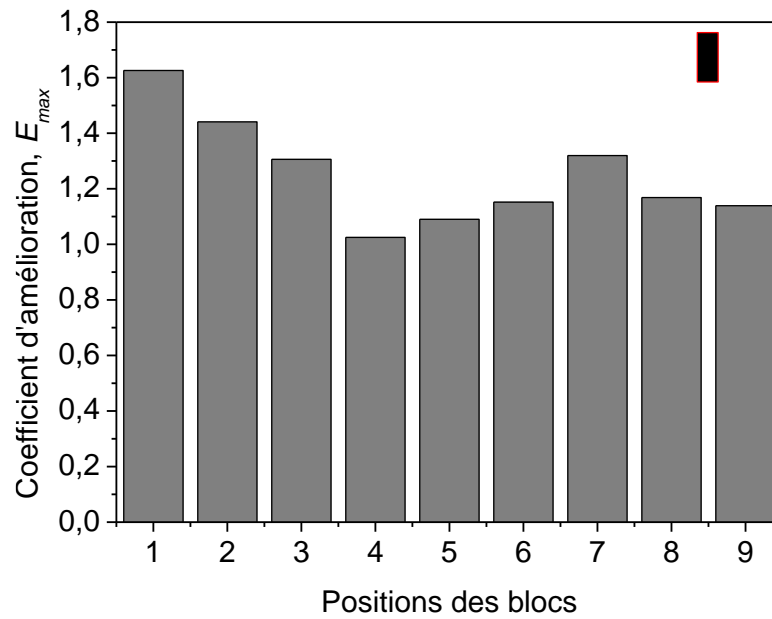


Figure 4.66 : Coefficient d'amélioration du transfert de chaleur de chaque composant électronique.  $Re=300$ , canal muni des blocs chauffés et des déflecteurs rectangulaires. Pulsation du fluide avec une amplitude  $A=0.2$ .

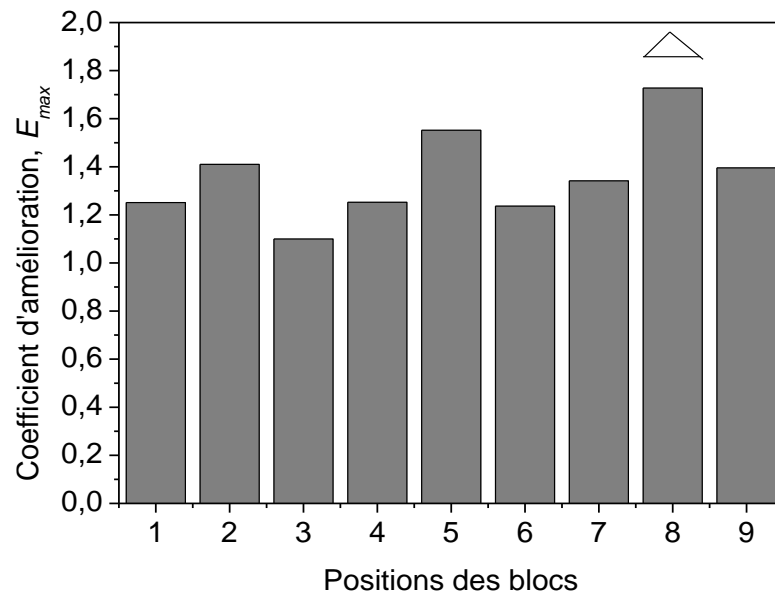


Figure 4.67 : Coefficient d'amélioration du transfert de chaleur de chaque composant électronique.  $Re=300$ , canal muni des blocs chauffés et des déflecteurs triangulaire orientés vers le haut. Pulsation du fluide avec une amplitude  $A=0.2$ .

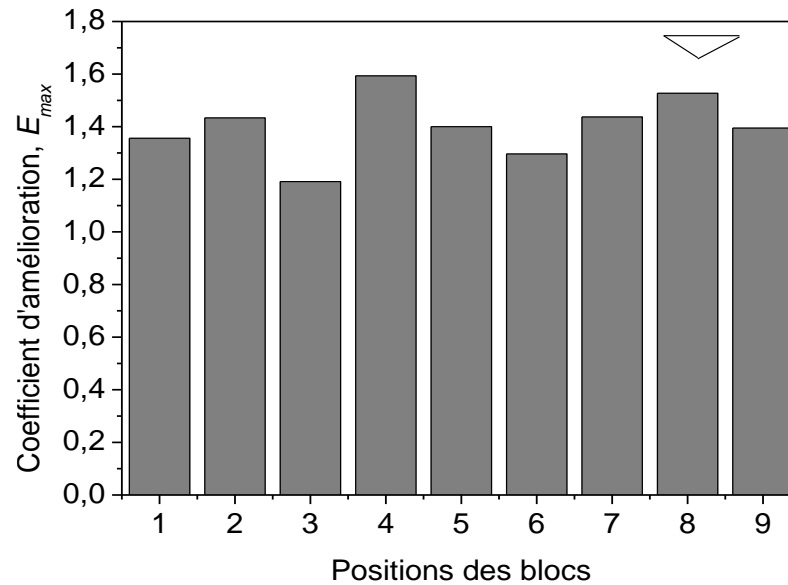


Figure 4.68 : Coefficient d'amélioration du transfert de chaleur de chaque composant électronique.  $Re=300$ , canal muni des blocs chauffés et des déflecteurs triangulaire orientés vers le haut. Pulsation du fluide avec une amplitude  $A=0.2$ .

#### 4.3.6 Conclusion de la deuxième application

Dans cette application, nous avons examiné numériquement l'écoulement de la convection forcée avec pulsation à l'entrée d'un canal muni des composants électroniques et des déflecteurs de différentes formes (rectangulaires et triangulaires).

Les conclusions de cette contribution sont regroupées dans les points suivants :

- L'insertion des déflecteurs dans le canal conduit à une amélioration du transfert de chaleur des composants électronique, cette augmentation atteint jusqu'à 34 % pour l'écoulement uniforme sans pulsation.
- La topologie de l'écoulement montre le développement des vortex derrière les déflecteurs et dans les zones entre les blocs. Cette interaction entre les vortex favorise l'échange du transfert de chaleur dans le canal.
- Le nombre de Reynolds critique de l'écoulement transitoire a été déterminé pour chaque cas, il a été annoncé que l'insertion des déflecteurs et leur géométrie influe significativement la valeur du nombre de Reynolds critique.



- Les résultats numériques de cette partie ont été confrontés avec des travaux expérimentaux disponibles dans la littérature, nous avons trouvé une bonne concordance qualitative et quantitative.
- La transformée de Fourier rapide a été appliquée sur le signal des vitesses U et V pour déterminer les fréquences naturelle d'oscillation de l'écoulement.
- La pulsation de l'air de 20% de l'écoulement moyenne avec une bande de fréquence près des fréquences d'oscillation de l'écoulement permet de contrôler le taux de transfert de chaleur des composants électroniques dans le canal.
- Le mode de résonance thermique apparaît sur des bandes de fréquences de pulsation et montre un meilleur refroidissement des blocs chauffés, ce mode est apparaît sur un seul pic pour le déflecteur rectangulaires et sur deux pics pour les déflecteurs triangulaire.
- Les résultats de cette partie peuvent être utilisés pour dimensionner les déflecteurs et les agitateurs de refroidissements ainsi que les ventilateurs piézoélectriques des systèmes électroniques.

## **CONCLUSION GÉNÉRALE**

Le travail envisagé dans cette thèse, a porté sur l'étude numérique de la convection forcée instationnaire dans un canal munis de blocs chauffés sans et avec des déflecteurs de refroidissement. Ces configurations représentent le phénomène de refroidissement des composants dans les systèmes électroniques.

Une recherche bibliographique poussée a été entreprise sur l'écoulement du transfert de chaleur dans les différentes configurations des systèmes électroniques. Les canaux et les boîtiers équipés par des composants électroniques sont les configurations les plus rencontrées.

Les travaux présentés dans cette bibliographie sont regroupés sur deux parties : transfert de chaleur convectif à travers des blocs chauffés sans et avec déflecteurs et les agitateurs. Nous avons détaillé les performances oscillatoires auto-entretenues des systèmes de refroidissement par convection.

Les travaux de recherche sur les déflecteurs et les agitateurs sont aussi examinés d'une façon détaillée. Ces techniques sont basées sur l'excitation de l'instabilité de l'écoulement afin d'améliorer le transfert de chaleur des composants électroniques. Dans cette partie nous avons montré que les recherches récentes avancées ont été orientées vers l'utilisation des systèmes de miniaturisation (ventilateurs et membranes piézoélectriques).

Dans cette bibliographie nous avons montré que la création de l'instabilité dans l'écoulement pour les systèmes de refroidissement des composants électronique s'effectue soit par la création naturelle intérieure ou par une excitation extérieure. Nous pouvons citer les techniques suivants : i) la création des rainures sur une surface d'un écoulement interne, ii) l'injection d'une onde acoustique amplifiée dans un écoulement axial avec un spectre d'énergie et des fréquences contrôlées, iii) l'insertion des ventilateurs piézoélectriques qui consomment une très faible énergie.

Une formulation mathématique de la convection forcée dans le canal muni des blocs et des déflecteurs a été présentée. Les équations gouvernantes sont l'équation de continuité, les équations de quantité de mouvement et l'équation de l'énergie. Ces équations sont écrites sous formes adimensionnelles pour généraliser la solution.

Les paramètres adimensionnels tels que : le nombre de Reynolds, le nombre de Prandtl et le nombre de Strouhal sont utilisés comme paramètres de contrôle de l'écoulement dans les configurations examinées.

La méthode numérique utilisée dans cette thèse est basé sur la méthode des volumes finis qui est largement utilisée dans la littérature. Le traitement du couplage-vitesse pression, dans les équations de la quantité de mouvement a été effectué avec l'algorithme SIMPLER.

La convection forcée instationnaire bidimensionnelle dans un canal muni des blocs chauffés ainsi que des déflecteurs de différentes formes a été introduite dans le code de calcul. lequel a été validé avec les travaux expérimentaux disponibles dans la littérature. Nous avons obtenue une bonne concordance quantitative et qualitative de nos résultats pour les deux applications étudiées.

Les résultats de la première partie, qui concerne l'écoulement de transfert de chaleur dans le canal avec neuf composants électroniques, ont montré que l'augmentation du nombre de Reynolds à travers le canal augmente le taux de transfert de chaleur des blocs chauffés. Pour certain nombre de Reynolds, appelé nombre de Reynolds critique,  $Re_{cr}$ , l'écoulement devient oscillatoire auto-entretenu avec une fréquence naturelle dominante. Les valeurs du nombre de Reynolds critique et la fréquence naturel dominante sont en bon accord avec les mesures expérimentales.

La pulsation du fluide a été modélisée par une fonction sinusoïdale de la composante horizontale de vitesse à l'entrée. Ce modèle illustre un paramètre de contrôle, appelé nombre de Strouhal  $St$ , qui représente la fréquence adimensionnelles référée à la fréquence de pulsation dimensionnelle, la hauteur du canal et la vitesse moyenne à l'entrée. L'amplitude de pulsation a été fixée de 20% par rapport à l'écoulement moyen.

Nous avons défini un paramètre d'évaluation du transfert de chaleur de chaque composant électronique, noté  $E$ , qui représente le rapport entre le nombre de Nusselt pour l'écoulement pulsé et le nombre de Nusselt pour le cas sans pulsation.

Les résultats de la pulsation de l'écoulement ont montré que le coefficient d'amélioration du transfert thermique  $E$  atteint des valeurs maximales pour chaque bloc chauffé sur une gamme de fréquences de pulsation. Les largeurs des bandes de fréquences qui assurent un meilleur transfert thermique, pour tous les composants électroniques dans le canal, ont été définies sur un large intervalle du nombre de Reynolds. Cette bande est très large près des valeurs du nombre de Reynolds  $500 \div 700$  puis elle atteint une valeur courte et constante lorsque le nombre de Reynolds  $Re > 1000$ . Lorsque la fréquence de pulsation tend vers la fréquence d'oscillatoire auto-entretenu de l'écoulement, il apparait le phénomène de résonance thermique dans le canal.

Les corrélations du coefficient du transfert thermique avec les fréquences de pulsation sont déduites sous forme de l'équation Gauss. Dans cette équation il apparait des valeurs de contrôle, tels que la largeur de la bande de Strouhal et les pics de transfert thermique.

La température dimensionnelle de chaque composant électronique a été calculée pour un nombre de Reynolds de 700. Cette valeur correspond à une vitesse 0,556 m/s selon les dimensions du canal. Les valeurs ont montré que l'écart entre la température des blocs et la température ambiante est inférieure à 60 °C, ce qui est en bon concordance avec la littérature et les gammes prescrites par les conducteurs des composants électroniques.

Dans la deuxième application de cette thèse, nous avons examiné un canal muni de neuf blocs chauffés et des déflecteurs de différentes formes : déflecteur rectangulaires et triangulaires. La technique des déflecteurs assure la bonne distribution de l'air froid dans les zones critiques. Pour l'écoulement permanent, les résultats ont montré que le nombre de Nusselt qui représente le taux de transfert thermique a été amélioré lorsque les déflecteurs ont été installés au dessus des composants électroniques. Cette augmentation atteint jusqu'à 34 % pour certains blocs.

Il a été montré que l'addition des déflecteurs provoque la transition vers l'écoulement transitoire à un nombre de Reynolds plus faible par rapport à la configuration de base sans déflecteurs. Cette remarque est en bonne concordance avec les résultats des travaux de recherche de la littérature.

La disposition successive des composants électroniques et des déflecteurs provoque la bifurcation au régime transitoire et entraîne la création de l'onde de Tollmien-Schlichting. Ces ondes interrompent continuellement l'amplification de la couche limite et favorisent l'échange du transfert de chaleur entre le courant principal et les vortex qui se développent dans les zones entre les blocs chauffés.

L'apparition de la transition dans le canal favorise aussi la distorsion des lignes des isothermes et permet ainsi une augmentation du nombre de Nusselt local entre le fluide et la surface périphérique des composants électroniques.

Nous avons appliqué la transformée de Fourier rapide (FFT), pour déduire les fréquences naturelles de l'écoulement oscillatoires auto-entretenu dans le canal. Le détachement des vortex derrière les déflecteurs ainsi que l'interaction entre les vortex qui se développent entre les blocs favorise l'apparition des fréquences naturelles dans l'écoulement.

La transition vers l'écoulement transitoire dépend significativement de la géométrie du déflecteur. Ce constat est en bonne concorde avec les travaux disponibles dans la littérature.

Nous avons aussi montré que le régime transitoire du déflecteur rectangulaire apparaît pour un nombre de Reynolds plus faible que pour les déflecteurs triangulaires.

Nous avons examiné la pulsation du fluide dans les trois configurations citées précédemment pour un nombre de Reynolds  $Re=300$ , correspond à une vitesse de l'air à l'entrée du canal de 0,238 m/s. Les fréquences de pulsation sont variées de 0 jusqu'à 4.0, ce qui correspond à des fréquences dimensionnelles  $0 \div 47.6$  Hz.

Le coefficient d'amélioration du transfert thermique,  $E$  a été présenté pour les trois configurations. Nous avons obtenu l'amélioration significative du taux de transfert de chaleur de chaque composant électronique dans le canal. Pour la configuration avec déflecteur rectangulaire, les coefficients atteignent des valeurs maximales sur un seul pic. Par contre, ils atteignent les valeurs maximales sur deux pics pour les déflecteurs triangulaires. Les coefficients maximums d'amélioration du transfert de chaleur de chaque composant électronique ont été définis pour chaque fréquence de pulsation dans le canal.

Suite aux résultats obtenus dans cette thèse, nous pouvons envisager les perspectives suivantes :

- La modélisation et simulation numérique des ondes acoustiques dans les écoulements à travers les systèmes de refroidissement des composants électroniques. L'objectif de ce travail sera d'examiner l'effet des ondes acoustiques sur l'apparition de la résonance thermique dans l'écoulement et le transfert de chaleur.
- L'étude expérimentale de la résonance thermique dans un canal muni de composants électroniques. Le but de ce travail sera la réalisation pratique d'un système de refroidissement équipé par des lames piézoélectriques et la création de l'instabilité et la résonance thermique dans le système.

**RÉFÉRENCES**

- Afrid M., and Zebib A., (1989): Natural convection air cooling of heated components mounted on vertical wall. *Numerical Heat transfer, Part A* (15) 243-259.
- Afrid M., Zebib A., (1990): Oscillatory three dimensional convection in rectangular cavities and enclosures. *Physics of Fluids*, (2). N° 8, 1318-1327.
- Alahyari Beig S., Mirzakhali E., Kowsari F., (2011): Investigation of optimal position of a vortex generator in a blocked channel for heat transfer enhancement of electronic chips. *International Journal of Heat and Mass Transfer* (54) 4317–4324.
- Aliaga D A., Lamb J P., Klein D E., (1994): Convection heat transfer distributions over plates with square ribs from infrared thermography measurements. *International Journal of Heat and Mass Transfer* (37), N° 3, 363-314.
- Amon C H., Mikic B B., (1990): Numerical prediction of convection heat transfer in self-sustained oscillatory flows. *Journal of Thermophysics Heat Transfer* (4) 239.
- Anderson A M., Moffat R J., (1992): The adiabatic heat transfer coefficient and the superposition Kernel function. Part 1: Data for arrays of flatpacs for different flow conditions, *Trans. ASME J. Electron. Pack* (114) 14-21.
- Arfaoui A., Rebay M., Ben Maad R., Padet J., (2008) : Simulation numérique du refroidissement d'un composant électronique par déflexion d'un écoulement d'air. *Congrès Français de thermique SFT*, 3-6 Juin 2008, Toulouse, France.
- Ahlem A., (2009). Etude de la convection aux petites échelles : application au refroidissement des composants électroniques. Thèse de doctorat en Mécanique et Énergétique. Université de Reims-Champagne Ardenne et l'Université de Tunis El Manar.
- Arvizu D E., Moffat R J., May (1982): The use of superposition in calculating cooling requirements for circuit board mounted components. In *Proceedings of the 32<sup>nd</sup> Electronic Components Conference*, IEEE, EIA and CHMI.
- Bae J H., Hyun J M., (2004): Time dependent buoyant convection in enclosure with discret heat source. *International Journal of Thermal Sciences*, (43) 3-11.

- Bae J H., Hyun J M., Kim J W., (2004): Mixed convection in a channel with porous multi blocks under imposed thermal modulation. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, (46), Issue 9, 891- 908.
- Bagavathiappan S., Lahiri B B., Saravanan T., John Philip., Jayakumar T., (2013): Infrared thermography for condition monitoring – A review. *Infrared Physics & Technology* (60) 35–55.
- Béjan A., (1993): *Heat Transfer*, Wiley and Sons, New York.
- Bessaih R., (1994) : Effet thermique d'un craque mécanique dans un microprocesseur, Thèse de Magister, Institut de Génie Mécanique, Université Mentouri-Constantine.
- Bouttout A., (2006) : Etude de l'instabilité hydrodynamique et thermique lors du refroidissement à air des sources de chaleur, Mémoire de Magister, département de Génie Mécanique, Université Mentouri de Constantine.
- Bouttout A., Benissaad S., Bessaih R., (2014) : Numerical Study of Forced Convection in a Horizontal Channel with Heated Blocks Due to Oscillation of Incoming Flow. *Numerical Heat Transfer, Part A* (65) 584–600.
- Bouttout A., Benissaad S, Berrahil F. (2007): Caractéristiques thermiques de la convection forcée avec pulsation dans un canal horizontal contenant des blocs chauffants. Colloque international de l'énergie renouvelable CER, 3-4 Mai 2007, Oujda-Maroc.
- Chen Y M., Wang K C., (1998): Experimental study on the forced convective flow in a channel with heated blocks in tandem. *Experimental Thermal and Fluid Science* (16) 286-298.
- Cila Herman., Eric Kang., (2002): Heat transfer enhancement in a grooved channel with curved vanes, *International Journal of Heat and Mass Transfer* (45) 3741.
- Daniel Lorenzini-Gutierrez., Abel Hernandez-Guerrero., J Luis Luviano-Ortiz., J Carmen Leon-Conejo., (2015): Numerical and experimental analysis of heat transfer enhancement in a grooved channel with curved flow deflectors; *Applied Thermal Engineering* (75) 800-808.
- Davalathand J., Bayazitoglu Y., (1987): Forced convection cooling across rectangular blocs. *Journal of Heat transfer.* (109) 321-328.

- Dipankar Chatterjee., Gautam Biswas., (2015): Dynamic behavior of flow around rows of square cylinders kept in staggered arrangement. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. (136) 1-11.
- Dogan A., Sivrioglu M., Baskaya S., (2005): Experimental investigation of mixed convection heat transfer in a rectangular channel with discrete heat sources at the top and at the bottom, *International Communications in Heat and Mass Transfer* (32) 1244-1252.
- Dogan A., Sivrioglu M., Baskaya S., (2006): Investigation of mixed convection heat transfer in a horizontal channel with discrete heat sources at the top and at the bottom. *International Journal of Heat Mass Transfer*, (49) 2652–2662.
- Driss M., (2012) : Étude numérique de la convection naturelle thermique engendrée par des blocs générant de la chaleur dans un canal horizontal et dans une géométrie cubique. Thèse de doctorat en thermique et mécanique des fluides, Faculté des Sciences Semlalia, Marrakech, Maroc et l'Université de Cergy-Pontoise, France.
- Farhanieh B., Herman C., Sunden B., (1993): Numerical and experimental analysis of laminar fluid flow and forced convection heat transfer in a grooved duct, *International Journal of Heat Mass Transfer* (36) 1609-1617.
- Florio L A., Harnoy A., (2007-a): Use of a vibrating plate to enhance natural convection cooling of a discrete heat source in a vertical channel. *Applied Thermal Engineering* (27) 2276-2293.
- Florio L A., Harnoy A., (2007-b): Combination technique for improving natural convection cooling in electronics. *International Journal of thermal science*, (46) 76–92.
- Furukawa T., Yang W., (2003): Thermal-fluid flow in parallel boards with heat generating blocks, *International Journal of Heat Mass Transfer* (46) 5005-5015.
- Garimella S V., Eibeck P A., (1990): Heat transfer characteristics of an array of protruding elements in single phase forced convection, *International Journal of Heat Mass Transfer* (33) 2659.
- Gongnan Xie., Shaofei Zheng., Bengt Sunden., (2015): Heat Transfer and Flow Characteristics in Rib-/Deflector-Roughened Cooling Channels with Various Configuration Parameters *Numerical Heat Transfer, Part A* (67) 140–169.
- Greiner M., (1991): An experimental investigation of resonant heat transfer enhancement in grooved channel, *International Journal of Heat Mass Transfer* (34) 1383-1391.



- Greiner M., Fischer P F., Tufo H M., (2002): Two-Dimensional Simulations of Enhanced Heat Transfer in an Intermittently Grooved Channel. *Journal of Heat Transfer* (124).
- Greiner M., Fischer P F., Tufo H M., (2002), Numerical Simulations of Resonant Heat Transfer Augmentation at Low Reynolds Numbers. *Journal of Heat Transfer*, (124).
- Greiner M., Fischer P F., Tufo H. M., Wirtz R A., (2002): Three-Dimensional Simulations of Enhanced Heat Transfer in a Flat Passage Downstream From a Grooved Channel. *Journal of Heat Transfer*, (124).
- GÜL H., (2013): Experimental investigation of heat transfer in oscillating circular pipes: High frequencies and amplitudes. *Academic Journals*. Vol. 8(13) 524-531.
- Habib A.M., Attya A.I., Eid A Z., Aly., (2002): Convective heat transfer characteristics of laminar pulsating pipe air flow, *Heat Mass Transfer* (38) 221-232.
- Hakan F Oztop., Yasin Varol., Dogan E Alnak., (2009) : Control of heat transfer and fluid flow using a triangular bar in heated blocks located in a channel. *International Communications in Heat and Mass Transfer* (36) 878-885.
- Himadri Chattopadhyay., Franz Durst., Subhashis Ray., (2006): Analysis of heat transfer in simultaneously developing pulsating laminar flow in a pipe with constant wall temperature *International Communications in Heat and Mass Transfer* (33) 475-481.
- Hollworth B R., Durbin M., (1992): Impingement cooling electronics, *ASME Trans. Engng Heat Transfer* (114) 607-613.
- Hua-Zhong Tang., Ping Cheng., Kun Xu., (2001): Numerical simulations of resonant oscillations in a tube. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, (40), 37- 54.
- Icoz T., Jaluria Y., (2005): Numerical simulation of boundary conditions and the onset of instability in natural convection due to protruding thermal sources in an open rectangular channel, *Numerical Heat Transfer, Part A*, (48) 831-847.
- Incropera F., Dewitt D., (1996), *Introduction to Heat Transfer*, third ed., John Wiley & Sons, New York , 389.
- Jafari M., Farhadi M., Sedighi K., (2013): Pulsating flow effects on convection heat transfer in a corrugated channel: A LBM approach. *International Communications in Heat and Mass Transfer* (45) 146-154.

- 
- Jubran B A., Swiety S A, Hamdan M A., (1996): Convective heat transfer and pressure drop characteristics of various array configurations to simulate the cooling of electronic modules *International Journal of Heat and Mass Transfer*. (39), No. 16, 3519-3529.
  - Kevin D GOMES., (2007): Experimental investigation of air cooling systems for electronic equipment systems by using vortex promoters. Thèse de master en science. Rutgers, the state university of new Jersey.
  - Kim S Y., Sung H J, Hun J M., (1992): Mixed convection from multiple layered boards with cross stream wise periodic boundary conditions, *International Journal of Heat and Mass Transfer* (35) 2941-2952.
  - Korichi A., (2006): Étude du transfert de chaleur lors d'un écoulement autour d'obstacles. Thèse de doctorat. USTHB.
  - Korichi A., Oufer A., (2007): Heat transfer enhancement in oscillatory flow in channel with periodically upper and lower walls mounted obstacles. *International Journal of Heat and Fluid Flow* (28) 1003-1012.
  - Korichi A., Oufer A., Polidori G., (2009): Heat transfer enhancement in self-sustained oscillatory flow in a grooved channel with oblique plates. *International Journal of Heat and Mass Transfer* (52) 1138-1148.
  - Léal L., Miscevic M., Lavieille P., Amokrane M., Pigache F., Topin F., Nogarède B., Tadrict L., (2013): An overview of heat transfer enhancement methods and new perspectives: Focus on active methods using electroactive materials. *International Journal of Heat and Mass Transfer* (61) 505-524.
  - Lin C N., (2013): Enhanced heat transfer performance of cylindrical surface by piezoelectric fan under forced convection conditions. *International Journal of Heat and Mass Transfer* (60) 296–308.
  - Lin C N., Leu J S., (2014): Study of thermal and flow characteristics of a heated cylinder under dual piezoelectric fans actuation. *International Journal of Heat and Mass Transfer* (78) 1008–1022.
  - Lizak F., Kolcun M., (2008): Improving reliability and decreasing losses of electrical system with infrared thermography, *Acta Electrotechnica et Informatica* (8) 60-63.

- Luviano Ortiz L., Hernandez-Guerrero A., Rubio-Arana C., Romero-Mendez R., (2008) : Heat transfer enhancement in a horizontal channel by the addition of curved deflectors; *International Journal of Heat and Mass Transfer* (51) 3972-3984.
- Malekzadeh S., Sohankar A., (2012): Reduction of fluid forces and heat transfer on a square cylinder in a laminar flow regime using a control plate, *International Journal of Heat and Fluid Flow* (34) 15-27.
- Martínez Suástegui L., Treviño C., (2008): Transient laminar opposing mixed convection in a differentially and asymmetrically heated vertical channel of finite length *International Journal of Heat and Mass Transfer* (51) 5991-6005.
- Moon J W., Kim S Y., Cho H H., (2005): Frequency-Dependent Heat Transfer Enhancement from Rectangular Heated Block Array in a Pulsating Channel Flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, (48) 4904-4913.
- Muhammad M Rahman., Jagannath Raghavan., (1999): Transient response of protruding electronic modules exposed to horizontal cross flow, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, (20) 48-59.
- Okajima A., (1982): Strouhal Numbers of Rectangular Cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*. (123) 379-398.
- Patankar S V (1980): *Numerical heat transfer and fluid flow*, Hemisphere. Washington, DC.
- Patera A T., Mikic B B., (1986): Exploiting hydrodynamic instabilities. Resonant heat transfer enhancement. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. (29) N° 8, 1127-1138.
- Qinghua Wang., Jularia Y., (July 2002): Unsteady mixed convection in a horizontal channel with protruding heated blocks and a rectangular vortex promoter. *Physics of Fluids*, (14), N°7, 2113-2127.
- Rebay M., Arfaoui A., Padet J and Ben Maad R (2011): Experimental study of the effects of a transversal air-flow deflector in electronics air-cooling. *Journal of Thermal Science* (20) N°1, 76-81
- Song C Y., Tzeng P Y, Hsieh C D., (2001): Numerical study of bottom wall temperature modulation effects thermal instability and oscillatory cellular convection in a rectangular enclosure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, (44) 3855-3868.

- Sparrow E M., Nirthammer J E., Chakobi A., (1982): Heat transfer and pressure drop characteristics of array of rectangular modules encountered in electronic equipment. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, (25), N° 7, 961-973.
- Sparrow E M., Vemuri S B., Kadle D S., (1983): Enhanced and local heat transfer, pressure drop and flow visualization for arrays of block-like electronic components, *J. Heat Mass Transfer* (26) 689-699.
- Stewart T., Stiver D W., (2004): Thermal Optimization of Electronic Systems Using Design of Experiments Based on Numerical Inputs, Twentieth annual IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium, San José US, N°20, 135-142.
- Sumner D., Wong S S T., Price S J., Paidoussis MP., (1999) : Fluid behavior of side-by-side circular cylinders unsteady cross-flow. *Journal of Fluids Structure* (13), 309-338.
- Sung Ki Kim., Seo Young Kim., Young Don Choi., (2002): Resonance of natural convection in a side heated enclosure with a mechanically oscillating wall. *International Journal of Heat and Mass Transfer* (45) 3155–3162.
- Tae Ho Ji., Seo Young Kim., Jae Min Hyun., (2008): Experiments on heat transfer enhancement from a heated square cylinder in a pulsating channel flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* (51) 1130-1138.
- Tatsuo Nishimura., Atsushi Tarumoto., Yuji Kawamura., (1987). Flow and mass transfer characteristics in wavy channels for oscillatory flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. (30) N°5, 1007-1015.
- Tatsuo Nishimura., Naoki Oka., Yoshimichi Yoshinaka., Koji Kunitsugu., (2000): Influence of imposed oscillatory frequency on mass transfer enhancement of grooved channels for pulsatile flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* (43) 2365-2374.
- Timothy J Young., Kambiz Vafai., (1998): Convective flow and heat transfer in a channel containing multiple heated obstacles, *International Journal of Heat and Mass Transfer* (41) 3279-3298.
- Torikoshi K., Kawazoe M., Kurihara T., (1988): Convective heat transfer characteristics of arrays of rectangular blocks affixed to one wall of a channel. *ASME Natural and Mixed Convection in Electronic Equipment Cooling*, (Edited by R. A. Wirtz), HTD Vol.

100, The Winter Annual Meeting of American Society of Mechanical Engineering, Chicago.

- Unal Akdag., (2010): Numerical investigation of pulsating flow around a discrete heater in a channel. *International Communications in Heat and Mass Transfer* (37), 881-889.
- Valencia A., (1999): Heat transfer enhancement due to self sustained oscillating transverse vortices in channels with periodically mounted rectangular bars, *International Journal of Heat and Mass Transfer* (42) 2053-2062.
- Williamson C H K., (1985): Evolution of a single wake behind a pair of bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics* (159) 1-18.
- Wirtzand RA., Dykshoom P., (1984): Heat transfer from array of flat packs in a channel flow, *Proceedings of Fourth Annual International Electronics Packaging Society*, Baltimore, 318-326.
- Wu H W., Perng S W., (1999): Effect of oblique plate in heat transfer enhancement of mixed convection over heated blocks in horizontal channel, *International Journal of Heat and Mass Transfer* (42) 1217.
- Yemenici O., Firatoglu Z A., Umur H., (2012): An experimental investigation of flow and heat transfer characteristics over blocked surfaces in laminar and turbulent flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer* (55) 3641-3649.